



جسيشيران ابهواز

EB

۲۶ تا ۱۴ بهمن ماه ۱۴۰۰، دانشگاه شهید چمران اهواز 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) & 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) February 1 to 3, Shahid Chamran University of Ahvaz

کنفرانس به صورت مجازی بر گزار می شود

وبگاه کنفرانس: www.icop.ir وبگاه کمیته اجرایی کنفرانس: www.icop2022.sen.ac.ir ایمیل کمیته اجرایی کنفرانس: icop2022@scu.ac.ir تلفن دبیر خانه اجرایی کنفرانس: ۹۱۶۲۹۹۲۹۶۲

ISC







پیشگفتار

در جهان امروز رشد فناوری های مرتبط با علوم و فنون نوری شامل فناوری های اپتیک، الکترواپتیک، لیزر و فوتونیک با روند سریع و پرشتابی در جریان است. علوم و فنون متنوع و کاربردهای چشمگیر این فناوری ها باعث شده تا کشورهای پیشرفته صنعتی برای حفظ موقعیت اقتصادی و تسلط علمی و تخصصی جهانی خویش، علاوه بر سرمایه گذاری های وسیع، برنامهریزیهای کلان ملی در حوزه اپتیک و فوتونیک داشته باشند. نتیجه این توجهات آناست که تقریبا ۸۰ درصد تحقیقات امروز دنیا به طور مستقیم و یا غیرمستقیم مرتبط با این حوزه صورت می پذیرد. از طرفی با رشد روز افزون این علوم و فناوریها و کاربردهای وسیع آنها، حوزههای مختلف و متعددی از جمله صنعت، پزشکی و نظامی به عنوان بهره برداران اصلی و متقاضیان دستاوردهای پژوهشی قرار گرفتهاند.

اپتیک و فوتونیک و شاخههای آن از جمله ساخت و کاربرد لیزر، طیفسنجی، حسگرهای نوری، سلولهای خورشیدی، نانو ساختارها و افزارههای نوری در ایران نیز نه تنها مورد استقبال وسیع پژوهشگران دانشگاهی در زمینههای متعدد و متفاوت واقع شده بلکه مورد توجه اکثر صنایع از مخابرات و انرژی تا کشاورزی، پزشکی و نظامی قرار گرفته است. لهذا دستاوردهای بسیار زیادی چه در پژوهشهای بنیادی و چه در پژوهش های کاربردی در کشور در این زمینه حاصل شده است. در این راستا انجمن اپتیک و فوتونیک ایران به همراه انجمن مهندسی و فناوری فوتونیک ایران هر ساله با برگزاری کنفرانسهای مختلف سعی در رشد و اعتلای این دانش و فناوری به کمک هم اندیشی و هم افزایی پژوهشگران و دانشمندان کشور دارد. برگزاری بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران قدمی هر چند کوچک در جهت انجام این مهم میباشد.

همایش فوق در روزهای ۱۲ تا ۱۴ بهمن ماه ۱۴۰۰، به میزبانی مجازی دانشگاه شهید چمران اهواز و با حمایت انجمن اپتیک و فوتونیک ایران برگزار گردید. در راستای برپایی همایش، گروههای مختلفی اعم از دانشجویان، همکاران و اساتید محترم در قالب کمیته علمی، کمیته اجرایی، و انجمن اپتیک و فوتونیک به صورت شبانه روزی در طی مدت حدود سهماه ماه از شروع کار، به فعالیت مشغول شدند تا بتوانند در بستر مجازی اسکای روم و ادوبی کانکت، امکان برگزاری همایش را فراهم سازند.

بطور خلاصه، از میان بیش از ۳۰۸ مقاله دریافتی از سراسر کشور، ۲۵۰ مقاله نهایتا توسط کمیته علمی برای ارائه شفاهی در روزهای همایش انتخاب شد و ۶ سخنرانی عمومی از دانشمندان سراسر دنیا در این کنفرانس برگزار گردید. ارائه شفاهی مقالات در دو نوبت صبح و بعد از ظهر روزهای همایش و در قالب ۸ نشست، بطور همزمان در ۶ تالار مجازی برگزار شد. تعداد بازدید کنندگان هر تالار بصورت میانگین ۳۰ الی ۳۵ نفر برآورد شده است که با توجه به برگزاری همزمان تالارها و سوابق کنفرانسهای قبلی، . گواهی بر استقبال پژوهشگران از این کنفرانس میباشد. لازم به یادآوریاست که برگزاری نشستهای ارائه مقالات در بستر ادوبی صورت پذیرفته است.

سخنرانی های عمومی نیز، که از اساتید و دانشمندان مطرح حوزه اپتیک و فوتونیک از سراسر دنیا انتخاب و دعوت شدند، در بستر اسکای روم برگزار گردیدند. این سخنرانیها مورد استقبال بسیار خوب پژوهشگران با میانگین شرکت ۱۲۰ در هر سخنرانی قرار گرفتند.

لذا با توجه به ارائه مقالات بسیار ارزشمند در این کنفرانس، بر آن شدیم که دفترچه مقالات کنفرانس را تهیه کرده و در اختیار علاقمندان قرار دهیم تا راه برای ایجاد ایده های نو و بدیع هموار شود. این دفترچه به همت کمیته اجرایی کنفرانس، به صورت موضوعی، در قالب ۱۹ فصل دسته بندی شده است که هر فصل، مقالات ارائه شده در آن حوزه را در بر می گیرد. تمامی کمیته های برگزاری همایش از جمله کمیته اجرایی، تمام همت خود را به کار بستند تا به بهترین شکل ممکن، ثانیه به ثانیه ی این روزها را شکل دهند و آنها را در دفتر تاریخ خود به ثبت برسانند.

در پایان بایستی اذعان نماییم که برگزاری باشکوه بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران موهبتی بود که در این دوران سخت درگیری جهان با بیماری کرونا، نصیب گروه فیزیک دانشگاه شهید چمران گردید و هرچند این برگزاری، بصورت مجازی ممکن بود از لطف آن بکاهد اما عشق و علاقه ای که از ورای مانیتورها احساس می شد و نظرات محبت آمیز و تشکر مستمر شرکت کنندگان به نظر میرسد تا اندازه ای کاستیها را جبران نموده باشد.

بنابراین امیدواریم با انتشار این مقالهنامه بتوانیم رضایت خاطر تمامی علاقمندان به علم و شرکت کنندگان محترم را فراهم نماییم.

امید است که پرچم علم و دانش کشور عزیزمان، همواره برافراشته باشد.

کمیته اجرایی بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران بهمن ۱۴۰۰

فهرست مطالب

1	فصل۱: اپتیک پراشی وتمام نگاری
۲	اندازه گیری توزیع ضریب شکست کانال های میکرونی تهیه شده به روش پشت نگاری لیزری
۶	شبیه سازی تحول پراش میدان دور در اثر انتشار باریکه پرتوان لیزر از درون نانوسیال
۱۰	طراحی جفت کننده ورودی عبوری و بازتابی در نمایشگر موجبر هولوگرافیک
۱۴	طراحي و ساخت توري پراش چنگالي شکل و توليد گرداب نوري حامل تکانه زاويه اي
۱۸	محاسبه پهنای باند زاویه ای و طیفی توری های حجمی به عنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر
۲۲	بررسی انتشار گردنورهای چندقطبی در بستر موج تخت
ایی نور۲۶	ارزیابی بازدهی مرتبه پراش پرتوهای لاگرگاوس به دست آمده از توری های چنگالی فاز و دامنه توسط مدولاتور فضا
۳۰	اندازه گیری ضخامت تیغه شیشه ای با استفاده از تمام نگاری دیجیتالی محوری
۳۴	تولید چند کانونی عرضی از یک پرتوی لیزر با استفاده از آرا یه ای از عدسی های فرنل
۳۸	پراش نور از یک نوار(شکاف) فازی بلند
۴۲	اعمال ابیراهی آستیکماتیسم در اندازه گیری بار توپولوژیکی گردابه های نوری
¥\$	مشخصه یابی تصویربردار استوکس رنگی
۵.	فصل۲: اپتیک جو و سنجش از راه دور
۵۱	اثر ضریب تهویه بر انتشار آلایندههای جوی شهر تهران
۵۶	استفاده از یادگیری ماشین برای تشخیص ستاره های دوگانه در جو آشفته
۵۹	بررسی تاثیر غبار در شمال غرب ایران بر دما و زور تابشی جو با استفاده از داده های شیدسنج خوشیدی
۶۳	بررسی خصوصیات اپتیکی هواویزها در منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو
۶۷	طراحی و ساخت مدار کنترل تناسبی-انتگرال گیر-مشتق گیر جهت استفاده در سامانه های اپتیک تطبیقی
۷۱	بررسی یک رویداد غباری مشاهده شده در منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از لیدار قطبشی زمین پایه
۷۵	شبیه سازی و بررسی تجربی کانال انتشار لیزر در مه در سیستم لیدار خودرو و بهینه سازی عملکرد سامانه لیداری
٧٩	پاسخ TEC یون سپهر ی به طوفان های مغناطیسی و تابش هانی های کیهانی کهکشانی در یک چرخهٔ خورشیدی

۸۳	اندازه گیری قطر هیدرودینامیکی نانو ذرات طلا به روش های پراکندگی نوردینامیک و شبیه سازی سرعت سیال
۸۷	محاسبه ضریب میرایی پخشی آب دریا با استفاده از روش مونت کارلو به منظور استفاده در طراحی سیستمهای لیداری
۹۱	فصل3: اپتیک غیر خطی.
٩٢	بررسی ضریب شکست غیرخطی روغن های گیاهی گردو، رزماری و ذرت با استفاده از تکنیک جاروب محوری
٩۶	سالیتون های کاواک گسسته در آرایه یک بعدی در محیط غیرخطی کر با نقص های سطحی و محلی
١٠٠	شبیه سازی عددی لیزرهای چند مدی با تشدیدگر پایدار با روش پرونی
۱۰۴	مطالعه رفتار اپتیکی غیرخطی روغن های خوراکی هسته انار و زیتون در رژیم حرارتی
١٠٨	افزایش گسترهٔ کوک پذیری تقویت کننده پارامتری تراهرتز مبتنی بر فرآیند غیرخطی ترکیب چهار موج در TOPAS
۱۱۲	نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری خمیده غیرخطی
۱۱۶	تاثیر اندازه دانه بر پاسخ حسگرگاز تحریک شده با تابش فرابنفش مبتنی بر نانوذرات اکسید روی
١٢٠	بررسی خواص اپتیکی غیرخطی اکسیدگرافن با استفاده از روش مدولاسیون خودفازی فضایی
۱۲۴	اثر قطبش تپ لیزر فرودی در تولید هماهنگ های مرتبه بالا از مولکول کلرین
۱۲۹	بررسی تأثیر زمان واکنش گرمابی بر پاسخ اپتیکی غیرخطی دی سولفید وانادیوم
۱۳۲	مطالعه تجربی وابستگی رفتار نوری غیرخطی نقاط کوانتومی کادمیوم تلوراید آلاییده به منگنز به شرایط سنتز آنها
189	فصل4: اپتیک کوانتومی
۱۳۷	انتشار نور کوان تومی در دو موجبر خمیده دارای تقارن پاریته –زمان
141	بررسی اثر ناخالصی سیلیکون بر خواص اپتیکی تک لایه ی $\mathcal{SC}_2(OH)_2$ در چارچوب نظریه ی تابعی چگالی
۱۴۵	درهم تنیدگی پایدار مکانیکی ماکروسکوپی در دو سیستم اپتومکانیکی اتلاف گر دور از هم
۱۴۹	درهم تنیدگی مگنون با فونون و کیوبیت ابررسانا در یک کاواک اپتیکی در حضور محیط کر
۱۵۳	ساختارهای نوسانی و آشوبناک در کاواک های تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی
۱۵۷	کنترل خواص غیرکلاسیکی در یک سامانه ی اپتیک غیرخطی کِر دو مدی با استفاده از رهیافت حالت های همدوس غیرخطی
١۶١	لیزر دو ترازی از زاویه ای دیگر
۱۶۵	اثر ميدان مغناطيسي بر تحول فضايي گرمايش پاندرمتيو الكترون

VII

194	بررسی و مقایسه روش های محاسباتی واپیچی فاز در سیستم های نویزی بازسازی فاز
۱۷۳	سردسازی تا حالت پایه کوانتومی در سیستم اپتومکانیک با استفاده از تداخل و تقارن پاریتی- زمان
۱۷۷	طراحی تشدیدگر میکروموج ابررسانا فابری-پرو برای محصور سازی مولکول ها
۱۸۱	اثر برهمکنش دوقطبی- دوقطبی بر دینامیک درهمتنیدگی در یک سامانه سه اتمی
۱۸۵	انسداد فوتونی در سامانه ی اپتو مکانیکی مرکب در حضور دو کیوبیت
۱۸۹	بررسی اثرات محیطی ساختار دو لایه ای غیرهرمیتی بر همدوسی مرتبه دوم حالت کوانتومی عددی عبوری از آن
۱۹۳	بررسی درجه همدوسی مرتبه دوم کوانتومی و تایید تجربی تولید تک فوتون جارزننده
۱۹۷	کنترل همدوس دینامیک اطلاعات فیشرکوانتومی اتم دو ترازی در یک موجبر کریستال فوتونی
۲۰۱	به کارگرفتن حالت های غیرگاوسی تک مده به منظور بهبود درهم تنیدگی حالت های اتمی در مدل تاویس-کامینگز
۲۰۵	آنتروپی تسالین در فضای کوانتومی برای حالت نوسانگر اختلالی
۲۰۹	ویژگی غیرکلاسیکی نوسانگر هماهنگ در نمایش هوسیمی و خصلت پتانسیل
۲۱۳	انتقال جمعیت با روش گذار بی دررو تکه ای در اندرکنش لیزر اشعه ایکس با سیستم های هسته ای سه ترازی
۲۱۷	دینامیک درهم تنیدگی برهم کنش دو کیوتریت با یک میدان کوانتیده دومد: بدون تقریب موج چرخان
۲۲۱	سطح مقطع جذب دوفوتونی در تصویربرداری کوانتومی
۲۲۵	تداخل سنجى كوانتومى تک فوتون
778 779	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا
۲۲۵ ۲۲۹ ۲۳۳	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان
۲۲۵ ۲۲۹ ۲۳۳ ۲۳۷	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس
TTA TT9 TTT TTV TF1	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم فرکانس
TTA TT9 TTT TTY TF1 TFA	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم فرکانس
TTA TT9 TTTY TTY TF1 TFA TF9	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم فرکانس نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در آرایه موجبر نردبانی دارای الگوی ضریب شکست فیبوناتچی
TTA TTT9 TTTY TTTY TF1 TFA TF9 TAT	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم فرکانس نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در آرایه موجبر نردبانی دارای الگوی ضریب شکست فیبوناتچی کنترل همدوس سرعت گروه از طریق تونلزنی در مولکول نقطه کوانتومی
TTA TTA TTTA TTTA TTA TAT TAY	تداخل سنجی کوانتومی تک فوتون انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان کنترل درهمتنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم فرکانس نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در آرایه موجبر نردبانی دارای الگوی ضریب شکست فیبوناتچی. کنترل همدوس سرعت گروه از طریق تونلزنی در مولکول نقطه کوانتومی تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز با استفاده از موجبر پله ای مبتنی بر سیلیکون

VIII

تقویت همدو س تابش تراهرتز تولید شده از یک سوسازی نور ی پالسهای فوق کوتا ه در نانولوله های کربنی۲۶۵
بررسی دینامیک درهمتنیدگی بین دو اتم دوترازی در مجاورت در ساختارهای و دو لایه ایرادی تقارن پاریته و وارونی زمان۲۶۹
درهمتنیدگی جفت فوتون در رادار های چلانیده دو مدی کوانتومی
فصل ۵: اپتیک هندسی و طراحی اپتیکی
ارزیابی رفتار اپتیکی نانوساختار آلومینیم
بررسی ایجاد ساختارهای سه بعدی در مواد شفاف اپتیکی با استفاده از لیزرهای پیکو ثانیه
تولید نمایه خطی پرتو لیزر دیود با استفاده از عدسی پاول: شبیه سازی و نتایج آزمایشگاهی
طراحی و ساخت موجبر صفحه ای پلیمری با از استفاده زیرلایهPET PET
طراحی شیئی سامانه یورتروسکوپ
مطالعهٔ خواص اپتیکی BifFeo ₃ در حالت مکعبی
طراحي اپتيكي دوربين دما بالا
طراحی پرتوگستر زوم6x - 2x برای طول موج ۱۰۶۴ نانومتر
بررسی تداخل گردابه های نوری بااستفاده از تداخل سنج ماخ زندر
طراحی تلسکوپ چند طیفی فشرده متشکل از تلسکوپ کاسگرین و یک توری پراش بیضوی مقعر
طراحي طيف سنج كم هزينه با از استفاده تلفن هوشمند
فصل 6: افزاره های نوری نیمرسانا
آشکارسازهای نوری نانوساختاری خود مولد با بکارگیری نانوژنراتورهای تربوالکتریکی
۳۲۷ $MoO_3/AU/V_2$ بررسی تأثیر لایه V_2O_5 روی ویژگی های اپتیکی سلول خورشیدی نیمه شفاف پروسکایتی بر پایه الکترود
ساخت و مشخصه یابی آشکار ساز نوری هترو جانکشن پروسکایت- <i>TiO</i> ₂ به روش پرینت با قالب شکاف باریک۳۳۱
طراحی و شبیه سازی توری موجبر آرایه ای ۲۳۳۲ کاناله ۵۰ <i>GH</i> مخابراتی
اثر ضخامت فیلم پروسکایت MaPbI ₃ بر میزان فوتولومینسانس
ساخت آشکار ساز نوری مقاومتی برپایه الکترودهای شانه ای مبتنی بر ماده کادیوم سولفید
مطالعه ی خواص نوری ساختار هیبریدی آلی-معدنی CH3NH3CLPbI2 به منظور بکارگیری در آشکارسازهای نوری۳۴۷

۳۵۱	اثر دمای بازپخت بر لایه ی پروسکایت <i>MaPbI</i> ₃
۳۵۵	بررسی خواص اپتوالکترونیکی ساختار نامتجانس نیمرسانای پروسکایتی MaSnI ₃ /CsPbI ₃
۳۵۹	رشد کریستال دوبعدی مولیبدن دی سلناید به روش رسوب بخار شیمیایی برای کاربرد در آشکارسازهای نوری
۳۶۳	فصل 7: افزاره های پلاسمونی و افزاره های فرا ماده
۳۶۴	استفاده از ماده دوبعدی مکسین برای بهبود عملکرد زیست حسگر بدون برچسب تشدید پلاسمون سطحی
۳۶۸	افزایش بازده فوتوکاتالیست در محیط میزبان متیلن بلو با بهره گیری از سیستم ترکیبی نانوذره-نقطه کوانتومی
۳۷۲	بررسی پدیده شفافیت القایی مگنتوپلاسمونیکی در ساختارهای چند لای مگنتو ⊣پتیکی
۳۷۶	بررسی تاثیر ساختار ناهمگون واندروالانسی فسفرن آبی – دی کالکوژنید فلزلت واسطه بر افزایش حساسیت زیست
۳۸۰	بررسی جفتشدگی مد پلاسمونی در دو نانونوار طلا
۳۸۴	تحلیل عددی نانوحسگر پلاسمونی چهار بانده نقره-دی اکسید سیلیکون در محدوده طول موج مادون قرمز نزدیک
۳۸۸	تنظیم مدهای پلاسمونی نانوحفره های گرافنی بایاس شده به صورت گسسته: کاربرد در انبرکهای نوری
۳۹۲	حسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر مدولاسیون فازی با استفاده از روش تصویربرداری تداخلی
۳۹۶	حسگر مبتنی بر جاذب کامل پلاسمونی با کمترین وابستگی طیفی به قطبش و زاویه پرتو تابش
۴۰۰	سوئیچ های الکترواپتیک کوپلر هم راستا با موجبرهای هبریردی پلاسمونی بر مبنای باریم تیتانیات
۴۰۴	محاسبه گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر سلول واحد فراماده برای استفاده در شنل نامرئی ساز
۴۰۸	افزایش حساسیت در حسگرهای فراماده مبتنی بر ضریب شکست در ناحیه فروسرخ
۴۱۲	طراحی و شبیه سازی حسگر گلوگز مبتنی بر رزونانس پلاسمون های سطحی با فیبر نوری
F19	فصل ۸: افزاره های نوری آلی و پلیمری
۴۱۷	اندازه گیری ضریب شکست و ضخامت لایه نازک MgF_2 بر روی بستر BK 7 به روش بیضی سنجی نول
471	بررسی پراکنش ذرات خارجی برروی لیزرهای میکروحلقه
420	بررسی رفتار الکترواپتیکی بلورمایع نماتیک آلائیده به مواد کایرال
479	بررسی تاثیر نانومیله های نقره بر طول موج گسیلOLED
۴۳۲	بررسی هندسه ساختارهای خودبه خودی پس از اندرکنش با تپ های فوق کوتاه
۴۳۷	ساخت و اندازه گیری تلفات یک نمونه موجبر پلیمری

Х

ايجاد پلي كربنات فوق آبگريز به كمك ليزر اگزايمر
بررسی عوامل موثر بر فوتولومینسانس پروسکایت MAPbI3 در فرایند ساخت
فصل 9: افزاره های نوری گرافنی، مگنتوفوتونیک
ساخت آشکارساز خودمولد نور فرابنفش بر پایه گرافن اکساید به کمک نانومولد تریبوالکتریک
آشکارساز نوری گرافنی مادون قرمز نزدیک مبتنی بر نانوآنتن های پلاسمونیکی با جذب و پاسخ دهی بالا
بررسی جذب قطبش های دایروی نور در ساختارهای حاوی گرافن
چرخش فارادی ساختار Graphen/Sio2/TaO ₅ با اعمال میدان مغناطیسی خارجی و نور پمپ لیزری
فصل ۱۰: اندازه گیری بر پایه نور وانبرک نوری
اثرات حرارتی تپ لیزر میلیثانیه روی کامپوزیت اپوکسی-کربن
معرفي روش جديدي براي تشخيص آستانه تخريب ليزرى
برر سی الگوریتم های انتقال فاز تحت تاثیر منابع خطا
بررسی اثر مد TEM(1,0)+TEM(0,1) بر کیفیت باریکه الکترونی در شتاب لیزری آن در خلا
تشخیص سلامت ال ای دی به کمک میکروسکوپ ساخته شده فوتولومینسنس
بررسی توزیع فضایی شدت نور با به کارگیری پخش کننده نوری در چیدمان رنگ سنجی میکروسکوپی
فصل۱۱: بلور فوتونی و افزاره های بلور فوتونی
بررسی نظری حسگر فیبر بلور فوتونی روباز مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی
طراحی و شبیه سازی یک فیلتر نوری بر پایه بلورهای فوتونی دو- و سه-ماده ای با ساختار تخت و مثلثی
ارزیابی برخی از عوامل موثر بر فیلترهای تنظیم پذیر بلور مایع/ بلور فوتونی
تأثیر تغییر ضخامت نانولایه ی $Ge_2Sb_2Te_5$ بر رفتار جذب در چندلایه های فوتونی نامتقارن یک بعد ی
ویژگی های مدهای نقص در یک بلور فوتونی با یک لایه نقص کایرال ساختاری
تنظیم پذیری طول موج مدهای نقص با تغییر ضخامت نقص در بلور فوتونی نقص دار بر پایه ی MoS ₂
زیست حسگر مبتنی بر بلور فوتونی شامل لایه هایی از جنس نیم رسانا و تیغه های دو شکستی با تغییر ضخامت تدریجی
تنظیم پذیری طول موج مد نقص در بلور فوتونی نقص دار بر پایه تک لایه ی MoS ₂

۵۲۴	بررسی اثر ضخامت نقص روی خواص غیر عادی یک سامانه دارای تقارن پاریته-وارونی زمان
۵۲۸	جفتگر بلور فوتونی دو بعدی متشکل از عدسی مدرج بلورفوتونی و موجبر
۵۳۲	فصل12: بيوفوتونيک
۵۳۳	بررسی خواص اپتیکی فولویک اسید
۵۳۷	اثر لیزر در کاهش آلودگی پسماندهای پزشکی پرتوزا
۵۴۱	بررسی و مدل سازی تأثیر دما ناشی از تابش نور بر روی بافت مغزی و پاسخ سلولهای عصبی در کنترل اپتوژنتیکی
۵۴۵	تحلیل عملکرد زیست حسگر تام نوری بر پایه بازتابنده براگ
۵۴۹	تصویربرداری پخش نوری از تومورهای عمیق سرطان سینه
۵۵۳	ردیابی اپتیکی مکان تومور در بافت سالم به کمک شبیه سازی
۵۵۷	ساخت بلورهای فوتونی اوپال معکوس اکسید روی با استفاده از میکروکره های PMMA
۵۶۳	طراحی و ساخت سیستم ثبت الکتروفیزیولوژی مبتنی بر اپتو الکترود آرایه ای برای کاربردهای اپتوژنتیک برونتنی
۵۶۷	کنترل بازتاب امواج تراهرتز قطبیده خطی از یک بافت چندلایه زیستی
۵۷۰	مقایسه اتلاف راه پراکندگی امواج تراهرتز در بافت بدن انسان در شرایط هوا-محصور و بافت-محصور
۵۷۴	بررسی تشخیص باکتری E.coli با استفاده از ترکیب کریستا ل مایع با نانوکامپوزیت های اکسید آهن -گرافن
۵۷۸	ارزیابی عمق و موقعیت جاذب بر اساس نور بازتابیدهٔ پخشی
۵۸۲	استفاده از پردازش تصویر در تصاویرOCT برای محاسبه ی دقیق تراکم مویرگی در اطراف ناحیه لکه ی زرد
۵۸۶	بررسی تغییرات بازتاب و قطبش نور در نمونه پوست حیوانی با استفاده از روش شفاف سازی نوری
۵۹۰	فصل١٣: پلاسما
۵۹۱	بررسی تغییرات پارامترهای فیزیکی آب فعال شده با پلاسما با استفاده از شبیه سازی تخلیه الکتریکی در مایعات
۵۹۵	بررسی مشخصه های نوری پروسکایت هالیدی سنتز شده با پلاسمای تخلیه تابان
۵۹۹	مطالعه اثر دمش ناهمدوس بر گسیل القایی پلاسمای القاییده لیزری مس
۶۰۳	مطالعه اثرات کوانتومی بربازده خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال
۶۰۷	جایگزیدگی اندرسون در یک ساختار چندلایهای نامنظم پلاسمایی دارای الگوی چگالی الکترونی سینوسی

گسیل نوری برای مطالعه خواص پلاسما و مقایسه با مقادیر پروب دوگانه لانگمویر ساخته شده	طيف سنجى
بدانمغناطیسی خود القایی در شتابدهی الکترون در مکانیزم IFEL IFEL فی خود القایی در شتابدهی	بررسی اثر می
ش لیزری و پلاسمای الکترون -یون-پوزیترون مغناطیده	بررسی گرمای
خت آنتن پلاسمایی با قابلیت تغییر فرکانس پلاسمایی	طراحی و سا
مغناطیسی بر گرادیان شتاب الکترون درون موجبر پر از پلاسما با استفاده از پالس موج الکترومغناطیس تویست۶۲۷	تاثیر میدان ه
ش درونی بررشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده عرضی-طولی در پلاسمای چگال- برخوردی۶۳۱	مطالعه اثر تن
های جریان بر ویژگی های امواج آکوستیک در محیط های جامد کوانتومی	تاثیر حامل ،
سمونی	فصل ۱۴: پلا،
، شکست فروسرخ نزدیک مبتنی بر توری دوپله ای تمام-فلزی	حسگر ضریب
نی طول موج چهار کاناله، شامل موجبر و کاواک هلالی شکل	فيلتر پلاسمو
ی خواص اپتیکی جفت نانوذره فلزی در تقریب دوقطبی	بررسى تحليل
حسگر تشديدگر ميكرو حلقويِ تركيبيِ مد پلاسمونى- فوتونى	بررسی یک -
ی جفت شدگی پلاریتون− پلاسمون سطحی و اکسیتون بر حسب غلظت نیمرسانای اکسیتونی۶۵۷	تنظيم پذيري
گر با حساسیت زیاد با استفاد از تشدید پلاسمون سطحی در ساختار فلز/دی الکتریک/فلز H شکل۶۶۱	طراحی حس
ول های خورشیدی	فصل15: سل
باند خطی تراکم نقص الکترون و حفره در لایه جاذب سلول خورشیدی پروسکایت با لایه جاذب	اثرات شكاف
یت های دوبعدی/سه بعدی ترکیبی مناسب شده برای کاربرد سلول خورشیدی با رهیافت مهندسی افزودنی ۶۷۰	لايه پروسكا
ش ضد بازتاب نور ناهمدوس با احتساب افت وخیز ضخامت لایه لایه کمی از تاب نور ناهمدوس با احتساب افت وخیز ضخامت ا	مطالعه پوش
، تخلیه الکتریکی تابان بر بهبود جریان اتصال کوتاه در سلول های خورشیدی حساس شده با رنگینه	اثر پلاسمای
آیند سولفوریزاسیون بر لایه نازک CFT لایه نشانی شده به روش لایه نشانی لیزر پالسی PLD	اثر دمای فرا
نییر ضخامت لایه ی فعال بر مشخصه های عملکردی سلول های خورشیدی آلی P3HT:PCBM	بررسی اثر ت
مخامت و چگالی نقص در لایه جاذب بر عملکرد سلول خورشیدی مبتنی بر پروسکایت	بررسی اثر ض
عملکرد سلول خورشیدی پلیمری پیوند سه تایی نیمه شفاف با گیرنده غیرِ فولرنی : اثر ضخامت	بهينه سازى

XIII

۶٩٨	سنتز نانوکامپوزیت GO-Au و کاربرد آن در سلول خورشیدی رنگدانه ای
۷۰۲	طراحی، مشخصه یابی و بهینه سازی ضخامت لایه پروسکایت یک سلول خورشیدی تاندم پروسکایت/سیلیکونی
۷۰۶	تاثیر تحدید کوانتمی بر آستانه MEG در نانوخوشه های (K=P, As, Sb
۷۱۰	مقایسه تاثیر بایندر مورد استفاده در خمیر کربن دمای پایین، بر خواص فوتوولتاییک سلول خورشیدی پروسکایتی کربنی
۷۱۴	افزایش بازده در سلولهای خورشیدی پروسکایتی با اضافهکردن لیتیوم فلوراید به لایه انتقال دهنده الکترون
۷۱۸	ساخت سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه با استفاده از نانوکامپوزیت Tio ₂ /Zno به منظور افزایش بازده
۷۲۲	بررسی اثر فنیل تری متیل آمونیوم یدید بر مشخصه های فوتوولتایی سلول های خورشیدی پروسکایتی
۷۲۶	اثر چگالی نقص بر عملکرد سلول خورشیدی غیرآلی CsPbI3 مطالعه شبیه سازی
٧٣٠	افزایش پایداری سلول های خورشیدی پروسکایتی به روش کپسول سازی با پلیمر پلی متیل متاکریلات
۷۳۴	بررسی تاثیر عیب های حجمی و سطح مشترکی بر عملکرد سلول خورشیدی سیلیکونی لایه نازک
۷۳۸	سنتز نانوذرات Tio ₂ با روش سل-ژل برای ساخت سلول های خورشیدی حساس شده با رنگدانه طبیعی میوه جمبو
۷۴۲	تاثیر زمان اعمال ضد حلال در روش تکمرحلهای بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی
749	فصل ۱۶: طیف نگاری
VF9 VFV	فصل ۱۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری
VF9 VFV VA1	فصل ۱۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون
Υ۴۶ ν۴ν ν۵ι	فصل 1۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی
Υ۴Υ ΥΔ1 ΥΔΔ ΥΔ٩	فصل 1۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی
 ν ν	فصل ۱۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM
VFY VFY VΔ1	فصل ۱۶: طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نور گرمایی و ضریب پخش گرمایی. مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM
 VFY VA1 VA4 VA4 VFX VFX VY1 	فصل ۱۶ طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسپکتروسکوپی فروشکست
VFY VFY Va1 VFT VFT	فصل ۱۶ طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نور گرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسپکتروسکوپی فروشکست بررسی طیف سنجی رامان و بازتاب در نواحی مرئی و مادون قرمز رنگدانه های
VFY VFY Va1 VFX VY1 VY2	فصل ۱۶ طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نور گرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسپکتروسکوپی فروشکست بررسی طیف سنجی رامان و بازتاب در نواحی مرئی و مادون قرمز رنگدانه های پیش بینی و پایش محتوای آب برگ در گیاه خیار با استفاده از طیف سنجی مرئی-مادون قرمز نزدیک
VFY VFY VA1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1	فصل ۱۶ طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسپکتروسکویی فروشکست پیش بینی و پایش محتوای آب برگ در گیاه خیار با استفاده از طیف سنجی مرئی-مادون قرمز نزدیک تعیین غلظت آموکسی سیلین باقیمانده در شیر به روش طیف سنجی اینته رامان فیبری
VFY VFY VA1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1 VY1	فعل ۱۶ طیف نگاری بررسی تجربی تغییرات فشار هوا با تزریق گازهای آرگون و نیتروژن در بیناب نگاری فروشکست القائی لیزری تخمین نسبت رنگ دانه های کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیک های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسپکتروسکوپی فروشکست پیش بینی و پایش محتوای آب برگ در نواحی مرئی و مادون قرمز رنگدانه های تعیین غلظت آموکسی سیلین باقیمانده در شیر به روش طیف سنجی مرئی-مادون قرمز نزدیک تقویت طیف رامان سیکلوهگزان به روش طیف سنجی رامان تقویت یافته رامان فیبری بررسی تأثیر جنس تیپ و لایه نشانی آن بر تقویت میدان الکتریکی در طیفسنجی رامان تقویت شده با تیپ

٧٩١	تعیین گاف انرژی و خواص نوری شیشه های $MoO_3 - Teo_2 - V_2O_5$
٧٩۵	تاثیر اسیدآمینه فنیل آلانین بر رفتار اپتیکی خطی وغیرخطی متیل قرمز
٧٩٩	گسیل نانوجت فوتونی توسط میکروکره های دی الکتریک
٨٠٣	مطالعه اثر نور فرابنفش در اکسید شدن گرافن با استفاده از طیف سنجی رامان
λ•Υ	تفکیک پذیری زیر داپلری بخار فلز روبیدیوم با استفاده از طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی لیزری
٨١١	استفاده از طیف سنجی رامان جابه جایی فضایی معکوس به منظور شناسایی مواد دارویی پوشش دار
A10	فصل۱۷: فیبرنوری، موجبرهای نوری واپتیک مدارهای مجتمع
۸۱۶	بررسی حسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر طلا و اکسید تیتانیوم دریک فیبر بلور فوتونی دی-شکل
٨٢٠	حسگر گاز سولفید هیدروژن مبتنی بر فیبر بلور فوتونی
٨٢۴	حسگر گاز سولفید هیدروژن مبتنی بر فیبر بلور فوتونی
۸۲۸	شبیه سازی سالیتون روشن در فیبرهای نوری
ال نوری۸۳۲	مدلسازی شبکههای Backhaul/Front haul نسل پنجم مخابرات سلولی مبتنی بر فناوری دسترسی غیرفع
۸۳۶	اثر فاز بر انتشار سالیتون روشن در فیبرهای کم مد
٨۴٠	شبیه سازی و تحلیل حسگری توزیع شدهی تخلیه جزئی در روغن ترانسفورمر قدرت
٨۴۴	مهندسی مشخصات طیفی میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی با استفاده از گریتینگ براگ
٨۴٨	بررسی تجربی اثر جنس پلیمری بر حسگر تارنوری فشار گاز مبتنی بر فابری-پرو
٨۵٢	افزایش پهنای باند در CROW تقویت کننده رامان
۸۵۶	مطالعه محاسباتی موج صوتی الکتروتنگشی تولید شده در عبور پالس لیزری TEM ₀₁ از داخل فیبر نوری
٨۶٠	شبیه سازی و ساخت تزویجگر سمتی به روش لیتوگرافی نگاشت مستقیم لیزری
٨۶۴	استخراج فاز انواع فریزهای تداخلی تقریباً موازی و فریزهای بسته و تک فریز با استفاده از تبدیل موجک پیوستا
٨۶٨	اندازه گیری پروفایل ضریب شکست فیبر نوری شده نازک حسگر گاز هیدروژن
AYY	فصل۱8: لیزرهای حالت جامد و گازی
٨٧٣	طراحی تشدیدگر Cavity-Dumping لیزر دیسک نازک پرتوان

٨٧٧	طراحی و ساخت سیستم خودکانونی به روش آستیگماتیسم جهت استفاده در لیتوگرافی لیزری
۸۸۱	لیزر دیسک نازک Q-Switched پرتوان
۸۸۵	خروج باریکه ی حلقوی –شکل در تشدیدگر -V شکل برپایه لیزر مخروطی
٨٨٩	طراحی و ساخت آینه ی بازتاب متغیر برای لیزرهای حالت جامد پالسی
٨٩٣	طراحی و ساخت منبع تغذیه فلاش لامپ با عملکرد پالس مربعی برای لیزرهای حالت جامد
٨٩٧	طراحی و ساخت هماهنگ های سوم و چهارم لیزر Nd:YAG تپی
٩٠١	مطالعه تجربی رفتار نمایه مدی برای لیزرهای حالت جامد با دمش دیود نور گسیل و سامانه دمش نوری بهبود یافته
٩٠۵	مطالعه مقایس های پیش یونش های آرایه ای از الکترودهای سوزنی و پلاسمای سطحی برد مدار چاپی در لیزر TEACO ₂
۹۱۰	تعميم مدل ارتعاشى- چرخشى ۶ دمايي براي شبيه سازي خروجي ليزر CO2 پالسي فوق اتمسفري
۹۱۴	طراحي و شبيه سازي ليزر پالسي Nd:YAG بر پايه ساختار نوسانگر-تقويت كننده
۹۱۸	مقایسه تولید هماهنگ دوم داخل و خارج مشددی در لیزر نئودمیوم یاگ تپی نانوثانیه با نرخ تکرار از مرتبه کیلوهرتز
٩٢٢	طراحی و ساخت نمونه عملیاتی دستگاه اندازهگیری پارامترهای تلاطم جوی براساس احراف سنجی ماره ای
۹۲۷	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی
977 977	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی
۹۲۷ ۹۳۲. ۹۳۳	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختار ها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره
۹۲۷ ۹۳۲ ۹۳۳ ۹۳۷	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختارها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتوکاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی
۹۲۷ ۹۳۲ ۹۳۲ ۹۳۷	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختارها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتوکاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانوحسگر زیستی نوری
۹۲۷ ۹۳۲. ۹۳۲ ۹۳۷ ۹۴۱	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختارها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتوکاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانوحسگر زیستی نوری رشد وبررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs.
977 977 977 977 979 979	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل ۲۹: نانو ساختار ها ونانو ذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتو کاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانو حسگر زیستی نوری رشد وبررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs
977 9777 9777 977 979 979 979 979	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل ۱۹: نانوساختارها ونانو در ات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتو کاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانو حسگر زیستی نوری رشد وبررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs بررسی اثر تابش گاما بر خواص نورتابی و ساختاری نقاط کوانتومی
977 977 977 977 979 979 979 987 987	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل 14: نانوساختارها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتو کاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانوحسگر زیستی نوری رشد وبررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs. بررسی اثر تابش گاما بر خواص نورتابی و ساختاری نقاط کوانتومی بررسی خواص اپتیک خطی و غیر خطی نانوذرات اکسید مس تولید شده با روش کندوسوز لیزری
977 977 977 977 979 979 987 987 987	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختار ها ونانوذرات نوری مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتوکاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانوحسگر زیستی نوری رشد وبررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs. بررسی اثر تابش گاما بر خواص نورتابی و ساختاری نقاط کوانتومی بررسی خواص اپتیک خطی و غیر خطی نانوذرات اکسید مس تولید شده با روش کندوسوز لیزری شبیه سازی اثر حرکت سوقی یون بر شکل نانوذرات اکسید مس تولید شده با روش کندوسوز لیزری
977 977 977 977 979 979 987 987 989 989	لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه سازی عددی فصل۱۹: نانوساختار ها ونانو فرات نوری مشخصه یابی دو لایه ی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژ گی فوتو کاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلاینده های محیطی تأثیر اندازه ی ذرات و دوره ی تناوب در نانو حسگر زیستی نوری

XVI

۹۷۳	تولید فیلم نانوذرات نقره به روش لایه نشانی لیزر پالسی در هوای آزاد بدون جت گازی
٩٧٧	اثر شدت باریکه لیزر بر خواص اپتیک غیرخطی لایه نازک اکسید ایندیوم-قلع
٩٨١	افزایش جذب نوری با آرایهای از نانوذرات بر بستر دیالکتریک-فلز در ناحیه مادون قرمز
٩٨۵	بررسی اثر تابش لیزر پالسی و پیوسته بر روی تغییرات دمای نانوذرات اکسیدگرافن
٩٨٩	بررسی اثر تابش های یونیزان پرتوهای گاما بر ویژگی های نورتابی نقاط کوانتومی هسته/پوسته CdTe/ZnSe
۹۹۳	تاثیر گلیسین بر خواص اپتیکی نانوذرات کلوییدی اکسید ایندیوم
٩٩٧	تهیه و مشخصه یابی اپتیکی نمونه کلوئیدی ترکیب Y ₆ (NO ₃) ₃ O(OH) ₈₀ 16H ₂ O آلائیده شده توسط یون نئودمیوم
۱۰۰۱	شناسایی اثر اشتار ک در نانو کامپوزیتPVA@TiO ₂
۱۰۰۵	معرفی دو پارامتر هندسی نوآورانه جهت مدلسازی زبری سطح توسط نتایج آزمون میکروسکوپ نیروی اتمی
۱۰۰۹	نانو ساختار حسگری فسفر سیاه برای تشخیص بدون برچسب ویروس های آنفلوانزا
۱۰۱۳	سنتز و مشخصه یابی نانوذرات لیتیم نایوبیت به روش سل-ژل
۱۰۱۷	بهبود ضریب کیفیت و کاهش پهنای نوار طیف در دیود نورگسیل آلی توسط آیینه های براگ
۱۰۲۲	مطالعه ابتدا به ساکن ویژگی های اپتیکی نانو مکسین ایتریوم کاربید (Y2C)
۱۰۲۶	مطالعه خواص الکترونی و اپتیکی لایه گرافن ناخالص شده با اتم بور
۱۰۳۰	ساخت دو مرحله ای شیشه های کلوئیدی متشکل از میکروکرات PMMA
۱۰۳۴	مطالعه خواص ساختاری، الکترونی و اپتیکی نمونه بالک و تک لایه MoS2
۱۰۳۸	اثر تابش لیزر اگزایمر بر ساختاردهی لایه نازک طلا-نقره
۱۰۴۲	جاذب پهن باند مبتنی بر فراماده حاوی تک لایه دی سولفید مولیبدن به کمک پلاسمون سطحی
۱۰۴۶	بررسی تأثیر حضور و عدم حضور سورفکتانت اسید اولییک در ساختار و مورفولوژی نانوذرات سنتز شده اکسید نیکل
۱۰۵۱	ساخت نانوساختارهای نقره به هدف بررسی اثر آنها بر طیف رامان ارتقا یافته سطحی دلتامترین
۱۰۵۵	مطالعه عددي حساسيت يک نانو ساختار پلاسموني فلز-عايق به ضريب شکست ماده پوشش دهنده
۱۰۵۹	افزایش خاصیت فوتولومینسانس در نانو کامپوزیت پلی انیلین-طلا
۱۰۶۳	بررسی تشکیل ساختارهای میکرو بمپ و میکروجت روی سطح فیلم نازک فلزی تحت تابش پالس های لیزری فمتوثانیه

XVII





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.



۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰

اندازهگیری توزیع ضریب شکست کانالهای میکرونی تهیه شده به روش پشتنگاری لیزری

فاطمه عزیزپور^۱، محمدرضا رشیدیان وزیری^{۲*}، محمدرضا جعفرفرد^۱، هدیه پازکیان^۲، محسن منتظرالقائم^۲

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران mrjafarfard@iust.ac.ir ^۲ پژوهشکدهی فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، تهران، ایران mrashidian@aeoi.org.ir

چکیده – در این کار به گزارش ساخت و مشخصهیابی میکروکانالهای ساخته شده به روش پشتنگاری لیزری پرداخته شده است. با تغییر شاریدگی و تعداد پالسهای لیزری تعدادی نمونه متفاوت تهیه شده ا ست. نتایج پروفایل سنجی دکتاک بیانگر افزایش عمق کانالها با افزایش شاریدگی و تعداد پالسهای برخوردی لیزر نئودیوم-یاگ مورد ا ستفاده ا ست. توزیع ضریب شکست در امتداد عرض کانالها نیز به روش میکرو سکوپی تمامنگاری دیجیتال اندازهگیری شده ا ست. نتایج بیانگر کاهش ضریب شکست در امتداد کانالها نسبت به نواحی مجاور است که از این خاصیت می توان برای ساخت موجبرهای نوری استفاده کرد. کلید واژه: ابزارهای میکروشاره، برهمکنش لیزر و ماده، پشتنگاری لیزری، تمامنگاری دیجیتال

Measuring the refractive index distribution of micro-channels prepared by laser back-writing Method

Fatemeh Azizpour¹, Mohammad Reza Rashidian Vaziri^{2*}, Mohammad Reza Jafarfard ¹, Hedieh Pazokian², Mohsen Montazerolghaem²

¹ Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran, mrjafarfard@iust.ac.ir ² Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology research Institute, Tehran, Iran, mrashidian@aeoi.org.ir

Abstract- In this work, fabrication of micro-channels by laser back-writing method and their characterization are reported. By changing the laser fluence and the number of incident pulses a number of samples have been prepared. The dektak profilometry results indicate the increase of the depth of channels by increasing the number and the fluence of the Nd;Yag laser pulses. The refractive index distribution along the width of the channels have also been measured by digital holographic microscopy. The results indicate the refractive index decrease in channels compared with their surrounding regions, which can be fruitfully used for fabrication of optical waveguides.

Keywords: Laser-matter interaction, microfluidic devices, laser back-writing, digital Holography.





۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

روشهای مختلفی برای ساخت موجبرهای نوری وجود دارد که بسته به نوع مادهی بستر و کاربرد درنظر گرفته شده، مورد استفاده قرار می گیرند. از جمله این روش ها می توان به روش های لیتو گرافی، کاشت یون، روش نگارش لیزری و روش پشتنگاری لیزری اشاره داشت. در روش پشتنگاری لیزری یک سطح فلزی و یک زیرلایه شفاف بکار گرفته می شود. باریکه خروجی یک لیزر پالسی بر روی سطح زیرلایه شفافی که سطح فلزی در زیر آن قرار گرفته است تابانده می شود. پالس های لیزری از زیرلایه شفاف عبور کرده و بدون تغییر و جذب در زیرلایه به سمت فلز هدایت می شوند. با کنده شدن یونهای فلزی و ایجاد پلاسما (فرآیند کندوسوز لیزری)، این پلاسما به سمت زیرلایه به زیرلایه، ضریب شکست آن تغییر می کند [۱ و ۲].

در این مقاله به توصیف روش ساخت میکروکانالها به روش پشتنگاری لیزری، مشخصهیابی ساختاری آنها و اندازه گیری توزیع ضریب شکست در امتداد کانالها به روش تمامنگاری دیجیتال پرداخته شده است.

روشها

شکل ۱ طرح چیدمان مورد استفاده برای ساخت ریزکانالها را نشان می دهد. لیزر نئودیوم-یاگ (۱۰۶۴ نانومتر، بیشینه انرژی ۵۰ میلیژول و طول پالس ۲۰ نانوثانیه) مورد استفاده قرار گرفته است. باریکه خروجی لیزر ابتدا توسط دو عدسی همگرای با فواصل کانونی ۶ و ۲۰ سانتیمتر گسترده شده و پس از بازتاب از سطح یک آینه به سمت عدسی استوانهای با فاصله کانونی ۱۰ سانتیمتر هدایت شده است. باریکه





شکل ۱: طرح چیدمان مورداستفاده برای ساخت میکروکانالها.

برای مشخصهیابی ساختاری میکروکانالها از پروفایل سنج سطحی دکتاک مدل DektakXT ساخت شرکت بروکر استفاده شده است. توزیع ضریب شکست در امتداد عرض کانالهای ساخته شده به روش میکروسکوپی تمامنگاری دیجیتال اندازه گیری شده است (شکل ۲). در این چیدمان، باریکه لیزر هلیوم-نئون ۱۰ میلیوات با قطبش خطی پس از بازتاب از سطح آینه، از تیغه نیم موج اول عبور میکند. با دوران تیغه نیم موج میتوان باریکه نور خروجی را با جهت قطبش دلخواه بدست آورد. نور در ادامه مسیر خور در چیدمان از باریکه شکن مکعبی قطبش گر عبور خواهد کرد. باریکه شکن قطبش گر عبور خواهد کرد. دلخواه را در دو راستای عمود برهم تجزیه میکند. باریکه مرجع پس از بازتاب از سطح آینه دوم از صافی فضایی عبور کرده و سپس توسط عدسی محدب موازیسازی می شود تا

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2d} \frac{\Delta \varphi}{\pi} \tag{1}$$

که در آن Δn تغییرات ضریب شکست محیط، λ طول موج لیزر، d ضخامتی از نمونه که باریکه شیئی از آن عبور میکند و Δφاختلاف فاز بین دو باریکه است.

نتايج

در این کار از فلز استیل تجاری و بستر شیشهای از جنس لام میکروسکوپ برای ساخت میکروکانالها استفاده شده است. شکل ۳ نتایج آزمون طیفسنجی فلورسانس پرتو ایکس فلز استیل مورد استفاده را نشان میدهد. عناصر آهن، کروم و نیکل به ترتیب بیشترین فراوانی را در ساختار نمونه استیل مورد استفاده دارند.



مین ۲۰ از مین ورای ماعر موجود در سوله اسین. برای ساخت نمونه ها شاریدگی لیزر نئودیوم – یاگ (شکل ۱) از ۲۰/۵۳ تا ۱۵/۶۰ با گامهای ۲۰/۱ ژول بر سانتی مترمربعی تغییر داده شده است. برای هر کدام از این مقادیر شاریدگی نیز تعداد پالسهای برخوردی روی سطح لامهای شیشهای برابر با ۶۰، ۹۰ و ۲۱۲ تغییر داده شده است. بنابراین ۱۲ نمونه متفاوت برای ۴ مقدار شاریدگی و ۳ مقدار تعداد پالس تهیه شده است. نتایج اندازه گیری عمق میکروکانالهای ساخته شده با استفاده از روش دکتاک در شکل ۴ ارائه شدهاند. همانطور که در بخش الف) شکل مشخص است، با افزایش شاریدگی در یک تعداد پالس برخوردی ثابت، عمق میکروکانالهای ساخته شده ابتدا افزایش یافته و پس از میکروکانالهای ساخته شده ابتدا افزایش یافته و پس از کندوسوز یونهای فلزی از سطح استیل، این یونهای پرانرژی باعث کندوپاش اتمهای شیشه و خروج آنها از بازتابنده باریکهشکن مکعبی منعکس شده و به سطح حساس به نور دوربین دیجیتال میرسد. باریکه دوم، باریکه شیئی، نیز پس از بازتاب از سطح آینه سوم از نمونه عبور میکند. پس از خروج از باریکهشکن قطبش گر، جهت قطبش باریکه شیئی عمود بر جهت قطبش باریکه شیئی خواهد بود. دو باریکه با جهتهای قطبش عمود بر هم هیچگاه با یکدیگر تداخل نخواهند کرد. تیغه نیم موج دوم در مسیر باریکه شیئی به گونهای تنظیم شده است که جهت قطبش آن را ۹۰ درجه چرخانده و هم جهت با جهت قطبش باریکه مرجع کند. جهت بزرگنمایی تصویر کانال میکرومتری از یک عدسی شیئی ×۲۰ پس از نمونه استفاده شده است. باریکه نوری بزرگنمایی شده پس از عبور از باریکهشکن



شکل ۲ : طرح چیدمان تمامنگاری میکروسکوپی.

دوربین CCD مورد استفاده مدل DMK 23G445 ساخت کشور آلمان با تعداد ۹۶۰×۱۲۸۰ پیکسل و ابعاد پیکسلی برابر با ۳/۷۵×۳/۷۵ میکرومتر مربع بوده است. تمام نگاشت-های دیجیتال در رایانه به روش عددی با استفاده از تبدیل فرنل بازسازی شدهاند. جملات پراش مرتبه صفر و تصویر مزدوج به ترتیب با استفاده از صافی میانگین و پردازش تصویر در فضای فوریه حذف شدهاند. فاز جبهه موج شیئی استخراج شده و واپیچیده شده است. بزرگی ضریب شکست با استفاده از رابطه زیر استخراج شده است.

ساختار اتمی خود می شوند. عمق کانال های شکل گرفته را رقابت بین یون های نفوذ کرده و متوقف شده در شیشه و اتمهای کندوپاش شده از آن تعیین می کند [۳و۴].



شکل ۴: اندازه گیری عمق کانالهای ساخته شده با استفاده از روش دکتاک. در بخش الف) نمودارها برای تعداد پالسهای مختلف و در بخش ب) نمودارها برای شاریدگیهای مختلف لیزری رسم شدهاند.

با افزایش انرژی یونهای فلزی با افزایش شاریدگی لیزر، نرخ کندوپاش اتمهای شیشه زیاد شده و عمق کانالها افزایش مییابد. اما باید درنظر داشت که با افزایش شاریدگی لیزر، حجم خود یونهای فلزی کندوسوز شده و نفوذی به داخل شیشه نیز افزایش مییابد. مطابق با شکل ۴ الف، در مقادیر شاریدگی بالا حجم یونهای فلزی نفوذ کرده در داخل شیشه نسبت به حجم اتمهای شیشه کندوپاش شده بیش تر است. شکل ۴ ب نیز نشاندهنده افزایش عمق کانالها با افزایش تعداد پالسهای برخوردی است. بعلت افزایش حجم ایزری برخوردی به سطح استیل، این نتیجه منطقی به نظر میرسد. در شکل ۵ بخشی از نتایج مربوط به اندازه گیری توزیع ضریب شکست در امتداد میکروکانالها نشان داده

شده است. نتایج بیانگر کاهش ضریب شکست با نفوذ یونهای فلزی در ساختار شیشه و شکل گیری کانال ها است. همانطور که در شکل ۵ مشخص است، در ناحیه کانال ضریب شکست با نواحی اطراف کانال متفاوت است. از این خاصیت میتوان برای ساخت کانالهای موجبری استفاده کرد.



شکل ۵: توزیع ضریب شکست اندازه گیری شده در عرض کانالها به روش میکروسکوپی تمامنگاری دیجیتال برای الف) و ب) شاریدگی ۰/۵۳ و تعداد ۱۲۰ و ۶۰ پالس و ج) و د) شاریدگی ۰/۵۶ و تعداد ۱۲۰ و ۶۰ پالس.

نتيجهگيرى

در این کار میکروکانالهایی در سطح شیشه با استفاده از روش پشتنگاری لیزری ساخته شده است. نتایج نشاندهنده افزایش عمق کانالها با افزایش شاریدگی لیزر و تعداد پالسهای برخوردی آن هستند. نتایج اندازه گیری توزیع ضریب شکست نشاندهنده کمتر بودن مقدار آن در داخل کانال نسبت به نواحی اطراف دارد که از این خاصیت میتوان در کاربردهای موجبری نوری استفاده کرد.

مرجعها

- [1] Abbasi, S. et al. JOSA B 38.5 (2021): 1684-1688.
- [2] Kurnoothala, R. et al. *Optical Materials* 111 (2021): 110518.
- [3] Rashidian Vaziri, MR et al. Journal of Applied *Physics* 110.4 (2011): 043304.
- [4] Rashidian Vaziri, MR et al. *Journal of Physics D: Applied Physics* 43.42 (2010): 425205.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰- ۱۲ بهمن ۱۴۰۰



شبیهسازی تحول پراش میدان دور در اثر انتشار باریکه پرتوان لیزر از درون نانوسیال

علی علیزاده سنگلی؛ یاسر رجبی دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

چکیده – اخیرا مشاهده شده که برخی سیالات وقتی در معرض پرتو شدید لیزر قرار میگیرند، باعث ایجاد اختلاف فاز در پرتو شده و سپس منجر به ایجاد طرح پراش دایروی میشوند. در این مقاله با استفاده از شبیهسازی عددی تحول پراش پرتو لیزر در اثر عبور از یک نانوسیال بررسی میشود. همچنین با استفاده از نتایج تئوری و با شبیهسازی نرم افزاری، طرحهای پراش ناشی از انتشار پرتو لیزر پرتوان از درون نانوسیال غیرخطی به دست میآید. با استفاده از طرحهای پراش، میتوان ضریب شکست غیرخطی نانوسیال را به دست آورد.

کلید واژه- نانوسیال، اپتیک غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، اثر خود کانونی، اثر خود واکانونی.

Simulation of far-field diffraction evolution due to the propagation of high-power laser beam from the nanofluid

Alizadeh Sangli, Ali; Rajabi, Yasser School of Physics, Damghan University, Damghan 36716-41167, Iran.

Abstract- Recently, it has been observed that some fluids, when exposed to an intense laser beam, cause a phase difference in the beam and then lead to a circular diffraction pattern. In this paper, the evolution of laser beam diffraction due to the propagation of a nanofluid using numerical simulation is investigated. Also, using theoretical results and software simulations, diffraction patterns due to the propagation of high-power laser beam from nonlinear nanofluid are obtained. Then, Using diffraction schemes, the nonlinear refractive index of nanofluid can be obtained.

Keywords: Nanofluid, Nonlinear optic, Nonlinear refractive index, Self-focusing, Self-defocusing

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

روشهای مختلفی برای تعیین خواص نوری نانوسیالها وجود دارد. این خواص نوری شامل جذب، انتقال، پراش و... است. کارهای تجربی، تئوری و شبیهسازیهای عددی برای تعیین خواص اپتیکی و تحول آنها در نانو سیالات انجام شده است. تأثیر غلظت، اندازه و شکل نانوذرات و همچنین طول موج و شدت باریکه نور بر خواص نوری نانو سیالات مطالعه شده است. نتایج تحلیلها و آنالیزهای عددی تاثیر جذب و عبور را بهخوبی بر روی نانو سیالات نشان میدهد[۱]. در سالهای اخیر بررسی تأثیر باریکه نوری همدوس پرشدت بر رفتار نانوسیالها مورد علاقه محققین بوده است. تحقیقات نشان میدهد که نانوسیال در شدتهای بالای پرتو لیزر، رفتار غیرخطی از خود نشان میدهد[۲،۳]. نانوسیالات با رفتار اپتیک غیرخطی دارای کاربردهای گستردهای در زمینه ارتباطات نوری، ارتقاء ادوات اپتیکی، ساخت و طراحی لیزرها هستند [۴–۶]. پدیدههای اپتیک غیرخطی به خواص ذاتی مواد و پرتو لیزر فرودی وابسته هستند و هر چه این خواص بهینهتر باشند، خواص اپتیک غیرخطی مانند ضریب شکست غیرخطی، بزرگتر میشود.

در این مقاله به بررسی بر همکنش پرتو لیزر فرودی و نانوسیال غیرخطی پرداخته شده است. همچنین در این مقاله باتوجهبه طرح پراش ایجاد شده، تحول محیط نانوسیال غیرخطی و نحوه تشکیل پدیده خود کانونی و یا خود واکانونی نانوسیال مطالعه میشود. همچنین یک روش ساده برای اندازه گیری دقیق مقدار ضریب شکست غیرخطی معرفی خواهد شد.

خود کانونی و خود واکانونی

اگر محیط قابلیت پاسخ غیرخطی به پرتو پرتوان لیزر داشته باشد، ضریب شکست n آن بر حسب مقدار شدتی که

با آن مواجه میشود، تغییر خواهد کرد. این وابستگی را بهصورت زیر تعریف میکنیم:

 $n \approx n_0 + \frac{\chi^{(3)} |E|^2}{2n_0^2} \equiv n_0 + \frac{n_2}{2} |E|^2 \tag{1}$

که در آن n_0 ضریب شکست خطی محیط، $(^{(3)})$ پذیرفتاری مرتبه سوم و n_2 ضریب شکست غیرخطی محیط است. همانطور که از رابطه (۱) مشخص است، ضریب شکست محیط به توان دوم بزرگی میدان یا همان شدت I وابسته است. اگر مقدار ضریب شکست غیرخطی محیط مثبت باشد ($n_2 > 0$) محیط مانند یک عدسی همگرا کننده عمل خواهد کرد و اگر ($n_2 < 0$) باشد، محیط غیرخطی مانند عدسی واگرا کننده پرتو عمل میکند.

توزیع شدت پرتو لیزر پس از خروج از لیزر به صورت یک تابع گاوسی است. این بدان معناست که ناحیه های مرکزی پهنای لیزر، از شدت بیشتری نسبت به ناحیه اطراف برخوردار هستند. این توزیع شدت گاوسی باعث یک تغییر فاز $\Phi \Delta$ در پرتو ورودی به نانوسیال می شود. این تغییر فاز در مرکز توزیع شدت گاوسی لیزر از اطراف مقدار بیشتری داشته که باعث می شود نانوسیال همانند یک عدسی همگرا کننده یا واگرا کننده عمل کند.



شکل ۱ : تابع توزیع گاوسی پرتو لیزر و نحوه عبور صفحات موج از داخل شاره غیرخطی با ضریب شکست غیرخطی مثبت.

تعیین خود هم گرایی و خود واگرایی با استفاده از شکل پراش پر تو گاوسی هنگامی که پرتو گاوسی از یک نانوسیال غیرخطی عبور می کند، یک الگوی توزیع شدت به شکل حلقههای

متحدالمرکز بر روی پردهای که در فاصله دور از محیط مورد بررسی قرار گرفته، شکل میگیرد. تفاوت اصلی بین این الگوها، توزیع شدت آنهاست. ناحیه مرکزی برخی از الگوها تیره و برخی دیگر از الگوها روشن است[۷].

نقطه تاریک یا روشن مرکزی، به طور عمده به علامت حاصل از تغییر فاز $\Phi \Delta$ و شعاع انحنای جبهه موج بستگی دارد. تغییر فاز ایجاد شده در پرتو خروجی از محیط مورد بررسی، ناشی از ضریب شکست و تغییر در علامت شعاع انحنای پیشانی موج پرتو لیزر است. هنگامی که علامت تغییر فاز منفی باشد، یک نقطه تاریک مرکزی احاطه شده توسط حلقههای ضخیم پراش بر روی پرده ظاهر میشود. درحالی که وقتی علامت $\Phi \Delta$ مثبت باشد، الگویی با نقطه روشن مرکزی همراه با حلقههای پراش نازک بر روی پرده ظاهر میشود.

تعیین مقدار ضریب شکست غیرخطی با استفاده از شکل پراش پر تو گاوسی

بررسی حلقههای پراش ایجاد شده توسط نانوسیالها این امکان را میدهد تا با برخی خواص آن آشنا شویم. با استفاده از بررسی الگوی پراش پرتو لیزر خروجی از نانوسیال غیرخطی، بهراحتی میتوان ضریب شکست غیرخطی را به دست آورد. [۶ و ۷].



شکل ۲ : نمای کلی چیدمان بررسی حلقههای پراش توسط نانوسیال

همان طور که گفته شد، شدت پرتو باعث ایجاد تغییر فاز در پرتو فرودی به نانوسیال غیر خطی می شود. به ازای هر

حلقه پراشی که بر روی پرده ایجاد میشود، تغییر فاز بهاندازه ۲π در نانوسیال افزایش مییابد. پس به ازای Ν حلقه ایجاد شده میتوان نوشت:

$$\phi = 2\pi N \tag{(1)}$$

برای نمونهای با ضخامت L ، اندازه مسیری که پرتو لیزر Δn .درون نانوسیال طی می کند از رابطه $\Delta = L \Delta n$ می آید. Δn عدر ضریب شکست بوده و باتوجهبه معادله (۱) آن را تغییر در ضریب شکست بوده و باتوجهبه معادله (۱) آن را بهصورت $\Delta n = n_2$ در نظر می گیرند. تغییر فاز را می توان بهصورت $\Delta n = n_2$ در نظر می گیرند. تغییر فاز را می توان بهصورت $\Delta n = h$ نوشت که در این معادله k عدد موج بوده و به طول موج k وابسته است. با توجه به معادلههای اخیر می توان نوشت:

$$n_2 = \frac{N\lambda}{LI} \tag{(7)}$$

این بدان معناست که با تغییر در شدت ورودی پرتو لیزر و شمارش تعداد حلقههای ایجاد شده، ضریب شکست غیرخطی نانوسیال به دست میآید.

شبیهسازی تحول پر تو میدان دور توسط نانوسیال

TEM₀₀ برای انجام شبیه سازی یک پرتو با توزیع شدت TEM₀₀ را در نظر می گیریم که از درون یک محیط غیرخطی (مانند نانوسیال غیرخطی) عبور می کند. اگر L ضخامت نمونه در راستای Z باشد و w شعاع پهنای باریکه لیزر باشد، دامنه میدان ورودی پرتو لیزر به محیط را می توان به صورت تابع مختلط زیر، نوشت:

$$E(r, z_0) = E(0, z_0) \exp\left(-\frac{r^2}{w_p^2}\right) \exp\left(-\frac{ik_0 n_0 r^2}{2R}\right) \qquad (\clubsuit)$$

در این معادله r مربوط به مختصات قطبی، _Z0 مختصات محل قرارگیری نمونه در راستای Z، k0 عدد موج در خلاء، n0 ضریب شکست هوا در اطراف نمونه، w0 شعاع پهنای پرتو لیزر در هنگام ورود به نمونه و R شعاع انحنای میدان در بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> موقعیت r است. با استفاده از تقریب فرانهوفر و فرنسل کیرشهف میتوان توزیع شدت میدان دور که از خلاً در حال گذر است را بهصورت زیر، نوشت [۸ و ۹]:

$$I = I_0 \left| \int_0^\infty J_0(k_0 \theta r) exp \left[-\frac{r^2}{w_p^2} - i\phi(r) \right] r dr \right|^2$$

$$(\diamond)$$

 $J_0(x) = I_0 = 4\pi^2 |E(0,z_0) \exp(-\alpha L/2) / i\lambda D|^2$ و $I_0 = 4\pi^2 |E(0,z_0) \exp(-\alpha L/2) / i\lambda D|^2$ در معادله (۵)، جمله مرتبه صفر معادلات بسل میباشد. فاصله محل قرارگیری پرده تا نانوشاره است که با زاویه فاصله محل قرارگیری پرده تا نانوشاره است که با زاویه پراش θ و مختصه شعاعی ρ به صورت $\theta = D$ وابسته است.



شکل ۳ : شبیهسازی تحول میدان دور به ازای مقدار بیشینه تغییر فاز Δφ₀(z₀)=8π .



شکل ۴ : شبیهسازی تحول میدان دور به ازای مقدار بیشینه تغییر فاز $\Delta \phi_0(z_0) = -8\pi$ فاز $R = 1.33 \ {
m m}$

نتيجهگيرى

MATLAB در این مقاله با استفاده از نرم افزار MATLAB پارامترهای موثر در پراش باریکه پرتوان لیزر از درون یک نانوسیال بررسی شد. این شبیهسازی برای پرتو واگرا با شعاع انحنای 0<R انجام شد. نتایج شبیهسازی شده به خوبی نشان میدهند برای نانوسیال با خاصیت خودکانونی، نشان میدهند برای نانوسیال با خاصیت خودکانونی، نشان میدهند برای مانوسیال با خاصیت خودکانونی، نشان میدهند برای مانوسیال با خاصیت خودکانونی، نشان میدهند برای مانوسیال با خاصیت خود واکانونی، (0,0)مثبت است (شکل ۳). همچنین با استفاده از این روش و رابطه (۳) میتوان ضریب شکست غیرخطی نانوسیال به دست آمد.

مرجعها

- H. M. F. Rabbi, A. Z. Sahin, B. S. Yilbas, and A. Al-Sharafi, (2021). "Methods for the Determination of Nanofluid Optical Properties: A Review," *Int. J. Thermophys.*, Vol. 42, No. 1, p. 9.
- [2] S. Dadkhah, Y. Rajabi, and E. N. Zare, (2021). "Thermal Lensing Effect in Laser Nanofluids Based on Poly (aniline-co-ortho phenylenediamine)@ TiO Interaction," *J. Electron. Mater.*, Vol. 50, No. 8, pp. 4896–4907.
- [3] A. N. Gheymasi, Y. Rajabi, and E. N. Zare, (2020). "Nonlinear optical properties of poly(aniline-copyrrole)@ ZnO-based nanofluid," Opt. Mater. (Amst)., Vol. 102.
- [4] E. Garmire, (2013). "Nonlinear optics in daily life," *Opt. Express*, Vol. 21, No. 25, p. 30532.
- [5] P. Knüppel, S. Ravets, M. Kroner, S. Fält, W. Wegscheider, and A. Imamoglu, (2019). "Nonlinear optics in the fractional quantum Hall regime," *Nature*, Vol. 572, No. 7767, pp. 91–94.
- [6] D. E. Chang, V. Vuletić, and M. D. Lukin, (2014).
 "Quantum nonlinear optics photon by photon," *Nat. Photonics*, Vol. 8, No. 9, pp. 685–694.
- [7] F. W. Dabby, T. K. Gustafson, J. R. Whinnery, Y. Kohanzadeh, and P. L. Kelley, (1970). "Thermally self-induced phase modulation of laser beams," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 16, No. 9, pp. 362–365.
- [8] S. Brugioni and R. Meucci, (2002). "Self-phase modulation in a nematic liquid crystal film induced by a low-power CO2 laser," *Opt. Commun.*, Vol. 206, No. 4–6, pp. 445–451.
- [9] S. H. Ali, (2016). "Journal of College of Education for pure sciences (JCEPS) Journal of College of Education for pure sciences (JCEPS)," Vol. 6, No. 1, pp. 69–81.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی جفت کننده ورودی عبوری و بازتابی در نمایشگر موجبر هولوگرافیک مصطفی جرگ^۱، مسعود کاوش تهرانی^۱، سید سجاد موسوی فرد^۲ ^۱مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر ۲دانشکده انرژی گروه فیزیک مهندسی، دانشگاه صنعتی کرمانشاه

¹Mostafajorag2018@gmail.com, ¹m_kavosh@mut-es.ac.ir, ²s.moosavifard@gmail.com

چکیده – موجبرها به دلیل ضخامت و وزن کم در زمینه نمایشگرهای نزدیک چشم محبوبیت زیادی پیداکردهاند. بااینحال پرتوهای سرگردان ایجادشده در موجبر، کیفیت و بازده پراش تصویر را تا حد زیادی کاهش میدهند. در این مقاله با استفاده از دو مدل طراحیشده برای جفت کنندههای ورودی هولوگرافیک بازتابی و عبوری با روش المان محدود در نرمافزار کامسول، پارامترهای بهینه برای جفت کنندههای ورودی در جهت افزایش بازده پراش را به دست آورده و پرتوهای سرگردان را در آنها به حداقل میرسانیم. در طراحی انجام شده جفت کنندههای بازتابی به پراش ۱۰۰ درصد رسیده و پرتوهای سرگردان به طور کامل حذف شدهاند، درحالی که در جفت کنندههای عبوری بازده پراش در بهترین حالت به ۵۹ درصد رسیده و پرتوهای سرگردان به طور کامل حذف

کلید واژه- بازده پراش، پرتوهای سرگردان، جفت کننده ، موجبر

Design reflection and transmission input couplers in holographic waveguide display

Mostafa jorag¹, Masoud kavosh Tehrani¹, Sayed Sajjad Mousavi Fard²

¹ Faculty of Applied Science, Malek ashtar University of Technology,

²Faculty of Energy, Engineering Physic Group, Kermanshah University of Technology

¹Mostafajorag2018@gmail.com, ¹m_kavosh@mut-es.ac.ir, ²s.moosavifard@gmail.com

Abstract- Waveguides have become very popular in the field of near-eye displays due to their thickness and light weight. However, the stray lights generated in the waveguide greatly reduce the quality and diffraction efficiency of the image. In this paper, using two models designed for reflection and transmission holographic input couplers with finite element method in Comsol software, the optimal parameters for input couplers to increase the diffraction efficiency and minimize the stray lights in them are obtained. Reflective coupler reached 100% diffraction efficiency and the stray lights were completely eliminated, while in the transmission couplers the diffraction efficiency reached 95% at best and the stray lights were not completely eliminated.

Keywords: coupler, diffraction efficiency, holographic waveguide, stray lights

(٢)

مقدمه

یک سامانه موجبر تصویر، دستگاهی نمایشی است که در جلوی چشم انسان قرار می گیرد تا تصاویر مجازی را روی مناظر محیط نشان دهد. در مقایسه با نمایشگرهای سنتی وزن این سامانه میتواند بهطور قابل توجهی کاهش یابد. بهطورکلی سامانه موجبر تصویر شامل یک میکرونمایشگر، جفت کنندههای ورودی و خروجی و موجبر است. در شکل ۱ طرحی از یک سامانه یموجبر تصویر نشان داده شده است [۱].



شکل ۱: نمایی از یک سامانهی موجبر تصویر[۱]

اگرچه سامانههای موجبر تصویر نسبت به دیگر سامانهها مزیتهای بیشتری دارند، اما دارای چند مشکل هستند که باید در جهت رفع آنها اقدام شود. یکی از بزرگترین مشکلات آنها وجود پرتوهای سرگردان در موجبر است.

اگر بازده پراش، که در جفت کنندههای تصویر موجبر به عنوان نسبت توان پرتو خروجی به توان پرتو ورودی تعریف می شود، به اندازه کافی زیاد نباشد، کاربری نهایی سیستم با اخلال مواجه می شود؛ یکی از مهم ترین مواردی که باعث کاهش بازده پراش در سامانه های موجبر تصویر می شود وجود پر توهای سر گردان در موج **بر** است.

در این مقاله با استفاده از دو مدل طراحی شده برای جفت کننده های ورودی هولو گرافیک بازتابی و عبوری با

روش المان محدود در نرمافزار کامسول، پارامترهای بهینه برای جفتکنندههای ورودی در جهت افزایش بازده پراش را به دست آورده و پرتوهای سرگردان را در آنها را به حداقل رساندهایم.

روش شبيەسازى

برای تمام توریهای حجمی، ضریب شکست *n*در ناحیه مدولهشده توری در مختصات دکارتی بهصورت زیر به دست میآید:

 $n = n_0 + \Delta n \cos \left[K \left(x \sin \xi + y \cos \xi \right) \right]$ (1)

 Δn فریب شکست مواد هولوگرافی، n_0 مدولاسیون ضریب شکست، \mathcal{F} زاویه کج شدگی برای بردار موج توری است که با رابطه موج توری و K بردار موج توری است که با رابطه $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ است. در یک طول موج خاص، Λ از رابطه براگ بهدست میآید که به صورت زیر است:

$$\lambda = 2n_0 \Lambda \cos \xi$$

که در آن Λ طول موج نور فرودی است [۲]. مدل هندسی شبیه سازی شده از جفت کننده ورودی توری بازتابی در نرمافزار کامسول در شکل ۲ نشان داده شده است. برای حل معادلات ماکسول نیار به شرایط مرزی مناسب است تا کمترین اختلاف با شرایط واقعی به دست آید. یکی از این شرایط مناسب برای امواج الکترومغناطیس، استفاده از شرط مرزی لایه کاملاً جاذب (PML) است که توسط برنگر اولین بار ارائه شده است (۳]. در این طراحی تمام مرزها به جز محل ورود پرتو فرودی با استفاده از شرط مرزی لایه کاملاً جاذب فرودی با استفاده از شرط مرزی لایه کاملاً جاذب پوشانده شده است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۲: مدل هندسی شبیهسازیشده از جفتکننده ورودی توری بازتابی در نرمافزار کامسول

خط فرضی AB که در شکل ۲ رسم شده است، عمود بر میدان بازتاب شده است، با انتگرالگیری از آن در نرمافزار کامسول می توان مقدار عددی بازده پراش را به دست آورد. باید سعی شود همه میدان ورودی بازتاب شده و پر تو عبوری نداشته باشیم تا کیفیت خوبی در خروجی دریافت شود. در جدول ۱ مشخصات اولیه جفت کننده ورودی توری بازتابی آورده شده است.

جدول ۱: مشخصات اولیه جفت کننده ورودی توری حجمی بازتابی

$lpha_i$	ξ (°)	Λ (nm)	d (µm)	λ (nm)	<i>n</i> ₀	Δn
•	٣٠	۲۰۸	٢	۵۵۰	1/82	/• \

که در آن ${}_{i} \alpha_{i}$ زاویه فرودی پرتو نور است. امروزه برای ساخت توریهای حجمی از موادی با مدولاسیون ضریب شکست ۸/۰۸ استفاده میکنند[۴]. در یک ضخامت دلخواه b با یک طول موج فرودی Λ ، ضریب شکست توری n_{0} و زاویه کج شدگی ${}_{c}$ مشخص، میتوان مقدار Λ را از رابطه ۲ محاسبه نمود. به دلیل ساده تر شدن شبیه سازی، زاویه فرود پرتو نور ${}_{i} \alpha_{i}$ صفر درجه در نظر گرفته ایم. در شکل ۳ طراحی انجام شده با مشخصات جدول ۱ نشان داده شده است.



شکل ۳: جفت کننده ورودی بازتابی با ضخامت ۲ میکرومتر

چون نرمافزار کامسول در این حالت توانایی بهینه سازی را ندارد، جهت افزایش بازدهی و کاهش پرتوهای سرگردان ضخامت جفتکننده را بهصورت دستی تغییر میدهیم. بهترین نتیجه برای *d* برابر ۱۰ میکرومتر به دست میآید. نتیجه نهایی در شکل ۴ آورده شده است.



شکل ۴: جفتکننده ورودی بازتابی با ضخامت ۱۰ میکرومتر

در این حالت پرتوهای سرگردان بهطور کامل حذف شدهاند و بازده پراش تقریباً ۱۰۰ درصد است.



شکل ۵: مدل هندسی شبیهسازیشده از جفتکننده ورودی توری عبوری در نرمافزار کامسول

مدل هندسی شبیهسازی شده از جفت کننده ورودی توری عبوری در نرمافزار کامسول در شکل ۵ نشان داده شده است.

باید سعی شود همه میدان ورودی عبور کرده و پرتو سرگردان نداشته باشیم تا کیفیت خوبی در خروجی دریافت شود. در جدول ۲ مشخصات اولیه جفتکننده ورودی توری عبوری مشخصشده است.

جدول ۲: مشخصات اولیه جفت کننده ورودی توری حجمی عبوری

$lpha_i$	ξ (°)	Λ (nm)	d (µm)	λ (nm)	n ₀	Δn		
•	۶.	381	١.	۵۵۰	١/۵٢	/•٨		
د. شکاع طراحي انجامشده با مشخصات حدول ۲ نشار								

دادهشده است.







مطابق قبل جهت افزایش بازدهی و کاهش پرتوهای سرگردان ضخامت جفتکننده را بهصورت دستی تغییر

میدهیم. مطلوب ترین حالت برای جفت کننده ورودی توری عبوری برای *d* برابر ۲ میکرومتر بهدست می آید. نتیجه نهایی در شکل ۷ آورده شده است. بازده پراش در این حالت به ۹۵ درصد رسیده است.

نتيجه گيرى

در این مقاله با استفاده از دو مدل طراحی شده برای جفت کننده های ورودی هولو گرافیک بازتابی و عبوری با روش المان محدود در نرمافزار کامسول، پارامترهای بهینه برای جفت کننده های ورودی در جهت افزایش بازده پراش را به دست آورده و پرتوهای سر گردان را در آن ها را به حداقل رساندیم.

جفتکنندههای ورودی توری حجمی بازتابی به بازده پراش ۱۰۰ درصد رسیدند و پرتوهای سرگردان در آنها بهطور کامل حدف شد. درحالیکه جفتکنندههای ورودی توری حجمی عبوری در بهترین حالت به بازده پراش ۹۵ درصد رسید و پرتوهای سرگردان در آن بهطور کامل حذف نشدند.

منابع

[1] Hua Li, Xin Zhang, Guangwei Shi, Hemeng Qu, Yanxiong Wu, Jianping Zhang, *Review and analysis of avionic helmet-mounted displays*, SPIE Optical Engineering Volume 52 Issue 11 (2013) 1-14

[2] B. C. Kress, *Optical waveguide combiners for AR headsets: featuresand limitations*, SPIE, Digital Optical Technologies Munich, Germany (16 JULY 2019) 110620j1-110620j26

[3] J. P. Berenger, *A perfectly Matched Layer for The Absorption of Electromagnetic Waves*, J. Comput. Phys. 114(2) (1994) 185-200

[4] Z. Shen, Y. Zhang, A. Liu, Y. Weng, X. Li, Volume holographic waveguide display with large field of view using a Au-NPs dispersed acrylate-based photopolymer, Optical Materials Express, Volume 10 Issue 2 (2020), 312-322



طراحی و ساخت توری پراش چنگالیشکل و تولید گرداب نوری حامل تکانه زاویهای

ابوالفضل حسینی^۱، محمدرضا رشیدیان وزیری^۲*، ابراهیم غلامی حاتم^۱، فاطمه عزیزپور^۳، رضا آزموده سرودی^۴

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ایران ^۲ پژوهشکدهی فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، علوم و فنون هستهای، تهران، ایران mrashidian@aeoi.org.ir ^۳دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران ^۴ مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، هشتگرد، ایران

چکیده – در این کار به گزارش طراحی، ساخت و مشخ صهیابی توریهای پراش چنگالی شکل با فا صله خطوط میکرومتری پرداخته شده است. روشی ساده برای ساخت توریها ارائه شده و با برر سی پارامترهای ساخت، روش بهینه سازی شده است. چیدمان نوری مورد استفاده برای تولید گرداب نوری از توریهای چنگالی شکل و نتایج تولید گرداب نوری ارائه شده است. نتایج بیانگر آن است که با روش ارائه شده در این کار، فا صله خط بهینه برابر با ۱۷۵ میکرومتر بوده و با توری حاصل از آن میتوان گرداب نوری با کیفیت مناسب را تولید کرد.

کلید واژه- توری اپتیکی، گرداب نوری، میکروساختار.

Design and preparation of fork-shaped diffraction grating and generation of optical vortex carrying orbital angular momentum

Abolfazl Hosseini¹, Mohammad Reza Rashidian Vaziri^{2*}, Ebrahim Gholami Hatam^{1,} Fatemeh Azizpour³, Reza Azmoodeh Sorodi

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University, Malayer, Iran ² Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology research Institute, Tehran, Iran mrashidian@aeoi.org.ir

³ Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran ⁴ Iranian National Center for Laser Science and Technology, Hashtgerd, Iran

Abstract- In this work, the report of design, preparation and characterization of fork-shaped diffraction gratings with micrometric line spacing is presented. A simple preparation method is proposed and by investigating the preparation parameters, the method is optimized. The used optical setup for generation of optical vortex from the fork-shaped gratings and the obtained results are also presented. The results show that using the proposed method, optimal line spacing is about 175 mm and the obtained grating can produce a good quality optical vortex.

Keywords: Optical grating, Optical vortex, Microstructure.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

تكانه زاویهای قطبشی (اسپینی)، تنها نوع تكانه زاویهای نیست که یک موج الکترومغناطیسی می تواند با خود حمل كند. فوتون همانند باقى ذرات مىتواند حامل تكانه زاويهاى مداری نیز باشد. گردابهای نوری ویژگیهای خاصی دارند که در سالهای گذشته کاربرد آنها را در زمینههای نوری گوناگون به همراه داشته است. به عنوان مثال، گردابهای نوری به عنوان انبرکهای نوری برای دستکاری اجسام کوچک استفاده می شوند . یکی از کاربردهای مهم گرداب-های نوری ویژگی ذاتی موجبری آنها است. تاریکی مرکز گرداب و حلقه نور اطراف آن همچون یک موجبر با هسته دارای ضریب شکست بزرگ و غلافی با ضریب شکست کوچکتر است. این ویژگی برای کلیدزنی نوری [۱] و یا در نجوم برای هالهنگاری [۲] به کار گرفته می شود. چندین روش برای قرار دادن گردابهای نوری در یک پرتو پس زمينه مانند پرتو گاوسی ليزری وجود دارد. اين روشها شامل استفاده از مدولاتورهای فضایی نور، صفحات فاز چرخشی، آینه تغییر شکلپذیر و تمامنگاری رایانهای [۳] هستند. در این کار به گزارش ساخت توریهای پراش چنگالی شکل به روش تمامنگاری رایانهای پرداخته شده است. توریهای مختلف پراش با تغییر فاصله بین خطوط آماده شده و گرداب نوری تولید شده توسط آنها مورد بررسی قرار گرفته است.

طراحی توریها به روش تمامنگاری رایانهای تمامنگارهای رایانهای با محاسبه و رسم توزیع شدت نقشهای تداخلی حاصل از برهمنهش یک موج تخت زاویهدار شده و امواج گرداب نوری بدست آمده است. مطابق با نظریه

تمامنگاری، در صورت ساخت این تمامنگار، اگر باریکه موج تخت اولیه به تمامنگار ساخته شده برخورد کند، امواج گرداب نوری بازسازی شده و از تمامنگار خارج خواهند شد. موج تخت را میتوان به شکل $E_1 = e^{-i(k_x x + k_z z)}$ و موج گرداب نوری را میتوان به شکل ساده $E_2(r, \theta, z) = E_0 e^{i\theta} e^{-ik_z z}$ و موج گرداب نوری را میتوان به شکل ساده $E_2(r, \theta, z) = E_0 e^{i\theta} e^{-ik_z z}$ و موج گرداب نوری را میتوان به شکل ساده تعده ای نوری را میتوان به شکل ساده تعده بر فضایی گرداب نوری و بیان کرد؛ که در آن ا بیانگر بار فضایی گرداب نوری و بیان کرد؛ که در آن ا بیانگر بار فضایی گرداب نوری و بیان کرد؛ که در آن ا بیانگر بار فضایی تعده ای بیان کرد؛ که در آن ا بیانگر بار فضایی تعده ای بیان کرد؛ که در آن ا بیانگر بار فضایی تعده موجهای تخت استوانهای است. با استفاده از روابط مربوط به موجهای تخت استوانهای است. با استفاده از روابط مربوط به موجهای تخت استوانهای است. با استفاده از روابط مربوط به موجهای تخت $H = \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}r\cos\theta - l\theta\right)$ (1)

که در آن ^۸ فاصله بین خطوط طرح تداخلی (دوره تناوب فضایی طرح) شکل گرفته است. رابطه (۱) نشاندهنده یک تمامنگار دامنهای است. برای تبدیل تمامنگار دامنهای (۱) به تمامنگار فازی، کافی است عبارت ریاضی مربوط تمامنگار در آرگومان تابع نمایی مورد استفاده قرار گیرد:

$$T = e^{-iH} = e^{i\cos\left(l\theta - \frac{2\pi}{\Lambda}r\cos\theta\right)}$$
(7)

این رابطه برای تبدیل تمامنگار دامنه ای به فازی و ساخت تمامنگارهای رایانه ای در این کار مورد استفاده قرار گرفته است. بار یا مرتبه مد لاگر – گاؤسی تولیدی توسط تمامنگار با استفاده از مقدار عدد صحیح *ا* تعیین می شود. دوره تناوب فاصله بین خطوط توری نیز با استفاده از مقدار Λ مشخص می شود. شکل ۱ طرح توری های پراش چنگالی شکل با بارهای فضایی برابر با ۱ و ۲ را نشان می دهد که با محاسبه و ترسیم رابطه (۳) در محیط متلب بدست آمده است. همانطور که در شکل مشخص است، تعداد شاخههای چنگال برابر است با مقدار بار فضایی. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: تصاویر دیجیتال سطح خاکستری (الف و ب) توریهای پراش بدست آمده به روش تمامنگاری رایانهای برای بارهای فضایی برابر با یک و دو . تصاویر دیجیتالی ارائه کننده تصاویر توریها در شکلهای ۱-الف و ب از نوع سطح خاکستری با مقادیر پیکسلی بین • تا ۲۵۶ هستند. برای انتقال این تصاویر دیجیتال به سطح محیطهای مادی و ساخت فیزیکی توریها، باید این تصاویر به تصاویر دودویی با مقادیر پیکسلی برابر با صفر یا یک تبدیل شوند. برای اینکار باید حد آستانه ای صفر و مقادیر به شکلی که مقادیر کمتر از این حد آستانه با صفر و مقادیر بیش تر از آن با یک جایگزین شوند. اگر (x, y) نشاندهنده ماتریس تصویر سطح خاکستری و g(x, y) نشاندهنده

$$g(x,y) = \begin{cases} 1 \text{ if } f(x,y) \ge T \\ 0 \text{ if } f(x,y) < T \end{cases}$$
(7)

که در آن *T* حد آستانه است. با استفاده از این رابطه ریاضی برای تک تک پیکسلهای تصویر، میتوان آن را از سطح خاکستری به سطح دودویی تبدیل کرد. در این کار با آزمون و خطا حد آستانه برابر با ۶/۰ به عنوان حد مطلوبی که عرض خطوط سیاه و سفید یکسانی را تولید می کند مورد استفاده قرار گرفته است. در ادامه این تصاویر با پرینتر سابلمیشن با تفکیک بالا بر روی طلقهای شفاف مناسب چاپ شدهاند. پرینترهای سابلمیشن به شکلی گسترده در صنعت چاپ مورد استفاده قرار گرفته و نسبت به پرینترهای معمول قدرت تفکیک به مراتب بالاتری دارند.

نتايج

تصاویر میکروسکوپ نوری تهیه شده از تعدادی از توریها در شکل ۲ نشان داده شده است. فاصله بین خطوط این توریها از ۱۵۰ میکرومتر تا ۲۵۰ میکرومتر با گامهای ۲۵

میکرومتری در طراحیها متغیر در نظر گرفته شده است. برای بررسی انطباق فاصله خطوط بدست آمده در فاز ساخت توریها با فاصله خطوط در نظر گرفته شده اولیه در طراحیها، فاصله خطوط تجربی با استفاده از تصاویر میکروسکوپ نوری استخراج شده است.



شکل ۲: تصاویر میکروسکوپ نوری توریهای چنگالی با بار فضایی برابر با ۱ و فاصله خط برابر با الف) ۲۵۰، ب) ۲۲۵، ج) ۲۰۰ و د) ۱۷۵ میکرومتر. الف)



شکل ۳: تفاوت فاصله خطوط در نظر گرفته شده در فاز طراحی و فاصله خطوط بدست آمده پس از ساخت توریهای چنگالی شکل.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> در شکل ۳ اختلاف بین فاصله خطوط در نظر گرفته شده در طراحیها و فاصله خطوط بدست آمده پس از ساخت تورىها نشان داده شده است. عدم هماهنگى بين نرم-افزارهای چاپگر و نرم افزار دربردارنده فایلهای گرافیکی، دلیل اصلی شکل گیری اختلاف بین فاصله خطوط طراحی و تجربی است. فاصله خطوط کمتر توری، بدلیل جدایی زاویهای بیشتر مراتب پراش بعد از برخورد تابش باریکه ليزرى، مطلوب است. بنابراين بايد كمترين فاصله خطى كه قدرت تفکیک مناسبی هم در مرحله ساخت داشته باشد برای آزمایشهای اپتیکی انتخاب شود. با در نظر داشتن این شرط، برای آزمایشهای ایتیکی توری با فاصله خط ۱۷۵ میکرومتر انتخاب شده است. با استفاده از چیدمان تجربی نشان داده شده در شکل ۴، به بررسی گردابهای نوری شکل گرفته پس از پراش نور از آنها پرداخته شده است. در این چیدمان از یک لیزر هلیوم-نئون (مدل Melles Griot 3225H-PC، ۱۰ میلیوات، ۶۳۲/۸ نانومتر) با خروجی قطبیده خطی استفاده شده است. به منظور اجتناب از رخداد اثرات گرمایی در محل توری، از یک قطبشگر جهت تنظیم توان فرودی استفاده شده است. نور توسط یک آینه تخت به سمت توری، که در محفظه نگهدارنده قرار داده شده است، هدایت می شود. نور پراشیده از توری توسط یک عدسی با فاصله کانونی ۷ سانتیمتر در محل دوربین CCD تصویر شده است. تصاویر ثبت شده توسط دوربین دیجیتال به شکل برخط به رایانه منتقل شده است.



شکل ۴: چیدمان تجربی مورد استفاده برای تولید گردابهای نوری.

شکل ۵ طرح پراش شکل گرفته پس از برخورد باریکه لیزر به توری با فاصله خط ۱۷۵ میکرومتری و گرداب نوری مرتبه اول جدا شده از آن توسط روزنه قابل تنظیم را نشان میدهد. دایره پر شدت مرکزی در شکل ۵-الف، حاصل از پراش مرتبه صفر و با همان توزیع شدت نور مربوط به باریکه پراش مرتبه صفر و با همان توزیع شدت نور مربوط به باریکه توخالی (مدهای دوناتی یا مدهای لاگر-گاؤسی مرتبه اول) نشاندهنده گردابهای نوری تولید شده هستند. بارفضایی یکی از این مدها برابر با ۱- و دیگری برابر با ۱ است.



شکل ۵: الف) طرح پراش از توری چنگالی شکل با فاصله خطوط برابر با ۱۷۵ میکرومتر. ب) گرداب نوری جدا شده از طرح پراش توسط یک روزنه تنظیم-پذیر.

نتيجهگيرى

در این کار روشی ساده و قابل تکرار برای ساخت توریهای پراش چنگالی شکل ارائه شده است. نتایج بیانگر آن است که با روش بکار گرفته شده در این مقاله، بهترین توریهای برای تولید گرداب نوری با فاصله خط ۱۷۵ میکرومتر قابل حصول هستند. روش بکار گرفته شده در این مقاله را میتوان برای ساخت انواع توریهای میکرومتری با فاصله خط بالا، نظیر توریهای رانکی نیز بکار گرفت.

مرجعها

- G. Molina-Terriza, L. Torner, E. M. Wright, J. J. Garcı'a-Ripoll, and V. M. Pe'rezGarcı'a, Opt. Lett. 26 (2001) 1601–1603.
- [2] D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, and A. Labeyrie, I. Principle, Pub. Astron. Soc. Pacific 112 (2000) 1479- 1486.
- [3] L. Yongxu, et al. *JOSA A* 36.4 (2019): 471-477.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



محاسبه پهنای باند زاویهای و طیفی توریهای حجمی بهعنوان جفتکننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر مصطفی جرگ، مسعود کاوش تهرانی^۱، سید سجاد موسوی فرد^۲ ^۱مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر ^۲دانشکده انرژی گروه فیزیک مهندسی، دانشگاه صنعتی کرمانشاه

¹mostafajorag2018@gmail.com, ¹m_kavosh@mut-es.ac.ir, ²s.moosavifard@gmail.com

چکیده – پهنای باند زاویهای و طیفی توریهای حجمی که بهعنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر از آنها استفاده میشود، بر روی میدان دید و یکنواختی رنگی تصویر نهایی دریافت شده تأثیرگذارند. در این مقاله با استفاده از نظریه موجهای جفت شده، پهنای باند زاویهای و طیفی توریهای حجمی عبوری و بازتابی بهعنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر با استفاده از نرمافزار متلب در طول موج ناحیه مرئی رسم شده است. نتیجه نشان میدهد که پهنای باند زاویهای توری حجمی بازتابی بیشتر از توری حجمی عبوری است و در نتیجه میدان دید آن محدودتر است. هم چنین پهنای باند طیفی توری حجمی بازتابی عبوری کمتر و در نتیجه دارای یکنواختی رنگی بهتری است.

کلید واژه - توری حجمی، جفت کننده، موجبر، میدان دید

Calculation of angular and spectral bandwidth of volume grating as input coupler in image waveguide display

Mostafa jorag¹, Masoud kavosh Tehrani¹, Sayed Sajjad Mousavi Fard²

¹Faculty of Applied Science ,Malek ashtar University of Technology,

² Faculty of Energy, Engineering Physic Group, Kermanshah University of Technology

¹Mostafajorag2018@gmail.com, ¹m_kavosh@mut-es.ac.ir, ²s.moosavifard@gmail.com

Abstract- The angular and spectral bandwidth of the volume grating, which is used as the input coupling in the image waveguide display, is affected on the field of view and color uniformity of the received final image. In this paper, using the coupled wave theory, the angular and spectral bandwidth of the transmission and reflection volume grating as input coupler in image waveguide display are plotted using the MATLAB software along the wavelength of the visible region. The result shows that the angular bandwidth of the reflection grating is more than the transmission one and therefore its field of view is more limited. Also, the spectral bandwidth of reflection grating is less than transmission one and as a result has better color uniformity.

Keywords: coupler, field of view, volume grating, waveguide

مقدمه

یک سامانه موجبر تصویر دستگاهی نمایشی است که در جلوی چشم انسان قرار می گیرد تا تصاویر مجازی را روی مناظر محیط نشان دهد. در مقایسه با نمایشگرهای سنتی وزن این سامانه می تواند به طور قابل توجهی کاهش یابد. به طور کلی سامانه موجبر تصویر شامل یک میکرونمایشگر، بفت کننده های ورودی و خروجی و موجبر است. در شکل مان چگونگی عملکرد سامانه های موجبر تصویر نشان داده شده است [۱].



شکل ۱: تصویر پایه موجبر تصویر [۱]

عنصر جفت کننده ویژگی اصلی یک ترکیب موجبری است. ویژگیهای اپتیکی ساختار جفت کننده ورودی مشخص کننده پهنای باند طیفی و زاویه ای است که میتواند بر روی کل سامانه اثرگذار باشد؛ بنابراین عنصر جفت کننده میتواند بر یکنواختی رنگ نسبت به میدان دید و جعبه چشم تأثیر داشته باشد. چندین فناوری برای ساخت جفت کننده ها وجود دارد که در صنعت به عنوان جفت کننده های ورودی و خروجی به کار میروند [۲]. پر کاربردترین این جفت کننده ها توریه ای حجمی هستند که مزایایی نظیر شفافیت بالا، وزن کم، اندازه کوچک و قیمت ارزان دارند [۱].

توریهای حجمی توسط مدولاسیون ضریب شکست در حجمی از مواد حساس به نور تولید میشوند که توری براگ حجمی هم نامیده میشود. بسته به زاویه پراش، جهت توری در صفحه و مدولاسیون دورهای توری، میتوان انواع مختلفی از توریهای براگ حجمی را طراحی کرد [۳]. همچنین توریهای حجمی را میتوان به دو صورت عبوری و بازتابی طراحی نمود که در شکل ۲ نشان دادهشده است [۴].



شکل ۲: توریهای براگ حجمی الف) توری عبوری ب) توری بازتابی [۴]

مدل غالب ریاضی برای توصیف توریهای حجمی توسط کوگلینک در سال ۱۹۶۹ فرمول بندی شد [۳]. از این فرمول بندی ریاضی برای مدل سازی پهنای باند زاویهای و طیفی توریهای حجمی استفاده می شود.

بردار موج توری
$$\overline{K}$$
 بهصورت زیر تعریف میشود:

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{1}$$

که ۸ دوره تناوب توری است. برای توریهای عبوری و بازتابی شرایط براگ به صورت زیر تعریف می شود:
$$\lambda = 2n\Lambda\cos\xi \tag{(1)}$$

که n در آن ضریب شکست توری و ξ زاویه کجشدگی برای بردار موج توری و λ طول موج نور فرودی است. بر اساس نظریه کوگلینک بازده پراش برای توریهای حجمی عبوری و بازتابی از روابط زیر بهدست میآید [۵]:

$$\eta_{R} = \left(1 + \frac{1 - \left(\frac{\zeta}{v_{s}}\right)^{2}}{\sinh\left(\sqrt{v_{s}^{2} - \zeta^{2}}\right)^{2}}\right)^{-1} \tag{(7)}$$

$$\eta_T = \sin^2 \left(\sqrt{v_s^2 - \zeta^2} \right) \left(1 + \frac{\zeta^2}{v_s^2} \right)^{-1}$$
(*)

در اینجا η_R, η_T بهترتیب بازده پراش توری حجمی بازتابی و عبوری هستند. v_s بهعنوان استحکام توری و ζ بهعنوان واکوکی تعریف میشوند که از روابط زیر بهدست می آیند.

$$v_s = \frac{\pi \Delta n d}{\lambda \sqrt{c_R c_S}} \tag{(a)}$$

$$\zeta = \left(\frac{Kd}{2c_s}\right) \left(\left|\cos\left(\xi - \alpha_i\right)\right| - \frac{K\lambda}{4\pi n}\right) \tag{9}$$

$$c_{R} = \cos(\alpha_{i}) \tag{Y}$$

$$c_{s} = \cos(\alpha_{i}) - \left(\frac{\lambda}{n\Lambda}\right) \cos(\xi) \tag{A}$$

d در این رابطهها Δn مدولاسیون ضریب شکست، dضخامت توری حجمی، c_s و c_s عوامل انحراف و $lpha_i$ زاویه فرودی نور بر روی توری هستند [۵].

در این مقاله با استفاده از نظریه موجهای جفت شده، پهنای باند طیفی و زاویهای توریهای حجمی عبوری و بازتابی بهعنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر

تصویر با استفاده از نرمافزار متلب پس از بهینهسازی جفت کننده ورودی توری حجمی بازتابی و عبوری در نرمافزار کامسول در طول موج ناحیه مرئی رسم شده است.

شبيەسازى

در جدول ۱ و جدول ۲ به ترتیب مشخصات جفت کننده ورودی توری حجمی بازتابی و عبوری مشخص شده است. لازم به ذکر است که این مشخصات پس از بهینه سازی برای حداکثر بازدهی به دست و آورده شده است. بازده بهینه شده برای توری حجمی بازتابی و عبوری به ترتیب به ۲۰۰۰ و ۹۵٪ رسیده است.

جدول ۱: مشخصات جفت کننده ورودی توری حجمی بازتابی

α_{i}	ξ	Λ	d	λ	n_0	Δn	
(°)	(°)	(nm)	(µm)	(nm)			
*	۶.	۲۰۸	١.	۵۵۰	١/۵٢	/• A	
جدول ۲: مشخصات جفت کننده ورودی توری حجمی عبوری							

ξ d λ Λ Δn α_i n_0 (nm) (°) (μm) (nm) (°) ۳۰ 381 ۵۵۰ ٠ ۲ 1/07 /•٨ شكل

شکل الف-۳ و ب-۳ بهترتیب پهنای باند طیفی جفتکننده ورودی توری حجمی بازتابی و عبوری را نشان میدهد. زاویه فرود در آن صفر درجه در نظر گرفتهشده است.



با توجه به شکل ۳ مشخص است که پهنای باند طیفی توری حجمی عبوری از توری حجمی بازتابی بیشتر است. در نتیجه اگر از توری حجمی بازتابی بهعنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر استفاده شود یکنواختی رنگی بهتری داریم.

با توجه به شکل ۴ مشخص است که پهنای باند زاویهای توری حجمی عبوری از توری حجمی بازتابی کمتر است. در نتیجه اگر از توری حجمی عبوری بهعنوان جفت کننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر استفاده شود میدان دید گستردهتری داریم.

منابع

[1] Hua Li, Xin Zhang, Guangwei Shi, Hemeng Qu, Yanxiong Wu, Jianping Zhang, *Review and analysis of avionic helmet-mounted displays*, SPIE Optical Engineering Volume 52 Issue 11 (2013) 1-14

[2] B. C. Kress, *Optical waveguide combiners for AR headsets: features and limitations*, SPIE, Digital Optical Technologies Munich, Germany (16 JULY 2019) 1-26

[3] H. Kogelnik, *Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings*, Nokia Bell Labs, The Bell System Technical Journal, Volume 48 Issue 9 (1969) 2909-2947

[4] M.W. McCall, Axial electromagnetic wave propagation in inhomogeneous dielectrics, Mathematical and Computer Modelling, Volume 34 Issue 12-13 (2001), 1483-1497

[5] B. C. Kress, *Field Guide to Digital Micro-Optics*, 1st edition, SPIE, 2014



شکل ۳: پهنای باند طیفی جفت کننده ورودی الف) بازتابی ب) عبوری در شکل الف-۴ و ب-۴ به ترتیب پهنای باند زاویه ای جفت کننده ورودی توری حجمی بازتابی و عبوری را نشان می دهد. زاویه فرود در این حالت ۳۰ درجه در نظر گرفته شده است.



شکل ۴: پهنای باند زاویه جفت کننده ورودی الف) بازتابی ب) عبوری

نتيجهگيرى

در این مقاله با استفاده از نظریه موجهای جفتشده، پهنای باند طیفی و زاویهای توریهای حجمی عبوری و بازتابی بهعنوان جفتکننده ورودی در نمایشگر موجبر تصویر با استفاده از نرمافزار متلب در طول موج ناحیه مرئی رسم شد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی انتشار گردنورهای چندقطبی در بستر موج تخت

اعظم غلامی'، سیفاله رسولی'۲۰، علی محمد خزایی'

azamgholami@iasbs.ac.ir, Rasouli@iasbs.ac.ir, am.khazaiy@iasbs.ac.ir

^۱ دانشکدهی فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایهی زنجان، زنجان ۲ مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایهی زنجان، زنجان

چکیده – باریکهی نوری که جبههی موج آن دارای تکینگی فاز و به صورت مارپیچگون باشد را باریکهی گردابی میگویند که کاربردهای بسیاری در زمینههای مختلف در اپتیک پیدا کردهاند. در مطالعهی پیشرو، یک باریکهی نور تخت از میان یک تحریرگر فضایی نور شامل یک تکینگی فاز با بار توپولوژیکی برابر با 1¹ واقع شده در مرکز مربع و چهار تکینگی فاز با بارهای توپولوژیکی برابر با 2¹ واقع شده روی رئوس مربع، عبور داده می شود. مقادیر متفاوتی برای بارهای توپولوژیکی او 2¹ در نظر گرفته می شود. نتایج شبیه سازی و تجربی نشان می دهد در صورتی که بار توپولوژیکی تکینگی فاز مرکزی برابر با مجموع بارهای توپولوژیکی تکینگیهای فاز واقع شده روی رئوس مربع با شد، دو حالت را می توان در نظر گرفت. اگر علامت بار مرکزی با علامت بارهای رئوس مربع یک سان فاز واقع شده روی رئوس مربع با شد، دو حالت را می توان در نظر گرفت. اگر علامت بار مرکزی با علامت بارهای رئوس مربع یک سان با شد، آن گاه بار توپولوژیکی کل برابر با مجموع کل بارهای توپولوژیکی تکینگیهای فاز ا ست و در نتیجه شعاع باریکهی گردابی در اثر انتشار افزایش می یابد. چنانچه علامت بار مرکزی با علامت بارهای رئوس مربع مخالف یکدیگر باشد، بار توپولوژیکی کل برابر با صفر خواهد بود و در نتیجه در اثر انتشار یک باریکهی نور تخت خواهیم داشت.

کلید واژه- باریکهی گردابی، بار توپولوژیکی، تکینگی فاز.

optical vortices under a plane Investigating propagation of multiple wave bed

Azam Gholami¹, Saifollah Rasouli^{1,2}, Ali Mohammad Khazaei¹

¹Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran ²Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

Abstract- A light beam whose wave front has a phase singularity and is helical is called a vortex beam. Optical vortices have found many applications in optics. In this work, we consider propagation of a plane wave through a spatial light modulator consisting of one a phase singularity with a topological charge equal to l_1 located at the center of a square and four phase singularities all having similar topological charges equal to l_2 located at the corners of the square. Different values are considered for the topological charges l_1 and l_2 . Experimental and simulation results show that, if signs of the topological charges at the corners and center of the square are the same, the radius of the central singularity increases and it convolves the other singularities. If their signs are opposite, the total topological charge equals to zero and at the far-filed, we have a plane wave.

Keywords: Vortex beam, Topological charge, Phase singularity.

مقدمه

باریکهی گردابی، باریکهی نوری است که فاز آن به صورت سمتی تغییر می کند. روی محور اپتیکی، جایی که شدت صفر و فاز تعریف نشده است؛ باریکهی گردابی دارای یک تکینگی فاز (ناپیوستگی در نمایهی فاز جبههی موج) است. تولید این باریکهها برای اولینبار در سال ۱۹۹۲ توسط آلن و همکاران انجام گرفت[1]. در این مقاله، تولید باریکهی گردابی با استفاده از تحریرگر فضایی نور به صورت شبیهسازی و تجربی بررسی می شود. همچنین نشان خواهیم داد بار توپولوژیکی کل باریکهی گردابی تولید شده بستگی به تعداد تکینگیهای فاز دارد.

مبانی نظری و معادلات ریاضی

رابطهی ریاضی میدان یک گردنور در دستگاه مختصات دکارتی به شکل زیر در نظر گرفته می شود:

$$E(x,y) = (x \pm iy)^l.$$
 (1)

± بیانگر علامت بار توپولوژیکی است. زمانی مثبت است که فاز با دوران به صورت راستگرد افزایش یابد[۲]. میدان موج تخت حامل گردنورهای چندقطبی با استفاده از انتگرال پراش فرنل به دست میآید [۳]:

$$E(x, y, z) = \frac{i}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 E_0(x_0, y_0)$$
(Y)
$$e^{-i(\frac{k}{2z})[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}.$$

 $E_0(x_0, y_0)$ را می توان به صورت حاصل ضرب موج تخت در موقعیت گردنورها در نظر گرفت که با توجه به رابطهی (۱) به صورت زیر در انتگرال پراش فرنل جاگذاری می شود:

$$E(x, y, z) = \frac{i}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 [(x_0 \pm y_0)^{l_1} \times (r)]$$

((x_0 - d) \pm (y_0 - d))^{l_2} \times ((x_0 - d) \pm (y_0 + d))^{l_2}]
((x_0 + d) \pm (y_0 - d))^{l_2} \times ((x_0 + d) \pm (y_0 + d))^{l_2}].

در رابطهی بالا مقدار بارهای توپولوژیکی به ترتیب برابر با ($l_1 = +4. l_2 = +1$) و ($l_1 = +4. l_2 = +1$) خواهد بود و نصف طول ضلع مربع است. با توجه به نتایج شبیهسازی و تجربی انتظار میرود میدان موج تخت حامل گردنورهای چندقطبی به ترتیب برای حالت اول و دوم متناسب با عبارتهای زیر باشد

$$E(x, y, z) \approx (x \pm iy)^8$$
, $E(x, y, z) \approx cte$. (f)

شبیهسازی و کارهای تجربی

شبیهسازی عددی انتشار باریکه در فضای آزاد با استفاده از تبدیل فوریه سریع FFT در نرمافزار MATLAB انجام شدهاست. در این روش میدان باریکهی ورودی به تحریر گر شدهاست. در این روش میدان باریکهی ورودی به تحریر گر به صورت موجی با جبههی موج تخت و طول موج 532*nn* 532*nn* و توزیع شدت گاوسی به کار بردهشد. با ضرب فاز این موج و توزیع شدت گاوسی به کار بردهشد. با ضرب فاز این موج در عبارت زیر موج عبوری از تحریر گر شکل می گیرد $T = \exp((il_1 \varphi_0) + il_2(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4), (\Delta)))$ $T = \exp((il_1 \varphi_0) + il_2(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4), (\Delta))$ که در آن $_1$ بار توپولوژیکی واقع شده روی مرکز و $_2$ بار توپولوژیکی واقع شده روی راسهای مربع است. موقعیت تکینگیهای فاز نیز مطابق با رابطهی زیر است

$$\begin{split} \varphi_{0} &= atan2(y,x), \\ \varphi_{1} &= atan2(y-d,x-d), \\ \varphi_{2} &= atan2(y+d,x-d), \\ \varphi_{3} &= atan2(y+d,x+d), \\ \varphi_{4} &= atan2(y+d,x+d), \\ \varphi_{4} &= atan2(y+d,x+d), \\ D &= atan2(y+d,x+d), \\ D &= b = \frac{dx}{4}, \\ D &= \frac{dx}{2} = b = c \\ D &= c$$

z = 10m, z = 450cm در فاصلههای z = 450cm این آزمایش و 20m z = z در شکل (۲) آمدهاست. در چیدمان این آزمایش از یک لیزر هلیوم-نئون با طول موج 532.8nm و بیشینه توان خروجی 1.5mw، یک پالایه یفضایی برای از بین بردن نوسانات تصادفی در نمایه ی شدت باریکه ی نور لیزر، یک نوسانات تصادفی در نمایه ی شدت باریکه ی نور لیزر، یک عدسی موازی ساز و یک تحریر گر فضایی نور استفاده شد. در این مقاله، به منظور تولید باریکههای گردابی از یک صفحه ی LCD به ابعاد 0.7inch یا تعداد آرایههای × 1024 مردیم. الگوی توری چنگالی با گام کلی = ۸ 768 بهره بردیم. الگوی توری چنگالی با گام کلی = 0.1mm فازی به شکل زیر روی موج ورودی سوار می کند:

$$T = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\pi \frac{x}{\Lambda} + l_1 \varphi_0 + l_2 (\varphi_1 + \varphi_2 + (Y) + \varphi_3 + \varphi_4))).$$

سمتی زوایای سمتی زوایای سمتی زوایای سمتی زوایای سمتی است و مطابق با رابطهی (۶) در نظر گرفته می شود. باریکهی نور لیزر هلیوم-نئون پس از پالایش فضایی و پهن شدن، وارد این قطعه می شود. به خاطر ساختار تناوبی تحریر گر بلور مایع به کاررفته، باریکهی ورودی به آن در سه جهت پراش می می یابد که در اینجا از مرتبهی غیر صفر پراش از هر سه بعد می ایعنی مرتبهی (1-.1-.1) استفاده شده است. شبیه سازی عددی توری چنگالی با استفاده از برنامهی MATLAB انجام گرفته می شود. اربطهی (۷) در نظر گرفته می می براش از هر سه بعد می ایعنی مرتبه وری چنگالی مطابق با رابطهی (۷) در نظر گرفته می از یا می برای ایم می برای مطابق با رابطهی (۱) در نظر گرفته می شود. الگوی توری چنگالی به ترتیب برای در نظر گرفته می شود. الگوی توری چنگالی به ترتیب برای در نظر گرفته می شود. الگوی توری چنگالی به ترتیب برای ابرهای توپولوژیکی برابر با (1+= 2+.4 ای + .4 ای + .



شکل ۱: توری چنگالی که فاصلهی تکینگیهای فاز در آن برابر با $l_1 = +4. l_2 = -1$ است. (آ) $d = \frac{dx}{2}$

پس از برخورد باریکهی نور لیزر به الگوی توری چنگالی ایجادشده بر روی تحریر گر فضایی نور، نمایهی شدت بر روی پردهی مشاهده ظاهر می شود و با استفاده از یک دوربین تصویربرداری ثبت و ذخیره می گردد. نتایج تجربی برای الگوی توزیع شدت در فاصلههای z = 10m ،z = 450cm و (۳) آمدهاست. از تصاویر (۲) و z = 20mمی توان نتیجه گرفت نتایج شبیه سازی و تجربی با یکدیگر مطابقت دارند و بیانگر آن است که چنانچه مجموع اندازهی بارهای توپولوژیکی تکینگیهای فاز روی رئوس مربع برابر با اندازهی بار توپولوژیکی تکینگی فاز مرکزی باشد، دو حالت وجود دارد؛ اگر علامت بارهای توپولوژیکی روی رئوس و مرکز مربع یکسان باشد بار توپولوژیکی کل برابر با مجموع کل بارهای تشکیلدهنده است $(l_T = +8)$ ، در نتیجه شعاع باریکهی گردابی افزایش مییابد، (شکل (۴٫۲) و شکل (۴,۳–۱)). اما اگر علامت آنها مخالف یکدیگر باشد، بار توپولوژیکی کل برابر با صفر خواهد بود ($l_T = 0$)، در نتیجه در پراش میدان دور و زمانی که فاصلهی تکینگیهای فاز از همدیگر کاهش می یابد، یک باریکهی نور تخت خواهیم داشت، (شکل (۸٫۲-۵) و (۸٫۳-۵)). هرچه فاصلهی تکینگیهای فاز واقعشده روی رئوس مربع از یکدیگر بیشتر باشد، (برای مثال شکل (۲.آ-۱) و (۳.آ-۱)) این تکینگیها به راحتی از یکدیگر قابل تشخیص هستند. هر چه فاصلههای آنها از یکدیگر کمتر باشد، (برای مثال شکل (۲.ج-۴) و (۳.ج-۴)) تکینگیها در یکدیگر ادغام می شوند و دیگر قابل تشخیص از یکدیگر نخواهند بود.

نتيجهگيرى

در این کار، تولید و انتشار باریکههای چندگانه گردابی با استفاده از تحریرگر فضایی نور به صورت شبیهسازی و تجربی بررسی شد. نتایج شبیهسازی و تجربی نمایانگر آن است که بار توپولوژیکی به تعداد و علامت تکینگیهای فاز وابسته و یکی از مشخصههای نسبتا پایدار گردنورها است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰





شکل ۲: نتایج شبیه سازی، نمایه شدت برای تکینگی های فاز برابر با بارهای توپولوژیکی: تصویر سمت راست (۴-۱): 1+ = $l_1 = l_1 = l_1$ و تصویر سمت چپ(۸-۸): 1- = +4. $l_2 = -1$ ، بازهی نوار رنگ از ۰ تا ۲ و ابعاد پنجره نیز (۵۳۸×۵) در نظر گرفته شدهاست.



شکل ۳: نتایج تجربی، نمایه شدت برای تکینگیهای فاز برابر با بارهای توپولوژیکی: تصویر سمت راست (۴–۱): $1 + l_2 = +4$ و تصویر سمت چپ(-۵ $(\Lambda = 1) + l_2 = -1$) و تصویر سمت چپ(-۵ $(\Lambda = 1) + l_2 = -1$): (

singularities. *Light: Science* & *Applications*, **8(1)**:90, October 2019.

[2] Soskin, Marat. Gorshkov, Vyacheslav. Vasnetsov, Mikhail. Malos, John and Heckenberg, Norman. Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices. *Phys. Rev. A*, **56**:4064– 4075, Nov 1997.

[3] Haus, Hermann. Waves and fields in optoelectronics: PrenticeHall series in solid state physical electronics. 35(8):339–339, aug 1984.

قدردانی

از صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور در خصوص حمایت از طرح پسادکتری شماره ۹۹۰۰۲۴۰۸ تشکر بعمل میآید.

مرجعها

[1] Shen, Yijie. Wang, Xuejiao. Xie, Zhenwei. Min,
Changjun. Fu, Xing. Liu,
Qiang. Gong, Mali and Yuan, Xiaocong. Optical vortices
30 years on: OAM
manipulation from topological charge to multiple



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



ارزیابی بازدهی مرتبه پراش پرتوهایلاگرگاوس بهدست آمده از توری های چنگالی فاز و دامنه توسط مدولاتور فضایی نور (SLM)

شکیبا مساوات شهرضا، سید ایوب موسوی، حسین ثقفیفر پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان shakibamosavat@gmail.com, ayoobm63@gmail.com, saghafifar1@yahoo.com

چکیده – در این مقاله، تولید پرتوهای لاگرگاوس با استفاده از تمامنگاشت تولید شدهی رایانهای (CGH) بر روی مدولاتور فضایی نور (SLM) مورد بررسی قرار می گیرد. ابتدا فر آیند شبیه سازی تولید پرتوهای لاگرگاوس از طریق پراش از توری چنگالی دامنه و فاز در دو نوع طراحی باینری و جلوهدار (به شکل دندانه ارهای) صورت گرفته و مقایسه گردید. نتایج به دست آمده برای توریهای فازی به و فاز در دو نوع طراحی باینری و جلوه دار (به شکل دندانه ارهای) صورت گرفته و مقایسه گردید. نتایج به دست آمده برای توریهای فازی به و فاز در به و بازی نوری به شکل دندانه ارهای) صورت گرفته و مقایسه گردید. نتایج به دست آمده برای توریهای فازی به و به و بازی به شکل دندانه ارهای) صورت گرفته و مقایسه گردید. نتایج به دست آمده برای توریهای فازی به و به و بازی دار (به شکل دندانه ارهای) مورت گرفته و مقایسه گردید. نتایج به دست آمده برای توریهای سازگاری به و به به به می داری داری به به به به می و ثبت نتایج آزمایشگاهی سازگاری به و به به به به می دود. با برپایی چیدمان تجربی و ثبت نتایج آزمایشگاهی سازگاری خوبی با نتایج شبیه سازی به دست آمد. به منظور آشکار سازی بار توپولوژیکی پرتو لاگرگاوس تولید شده از چیدمان تداخل سنج مازدر استفاده شد.

کلید واژه-پرتو لاگرگاوس، تمامنگاری رایانهای، توری باینری و جلوهدار، مدولاتور فضایی نوری

Evaluation of diffraction orders efficiency of Laguerre-Gaussian beam generated by the phase and amplitude fork grating applied on spatial light modulator (SLM)

Shakiba Mosavat Shahreza, Seyed Ayoob Moosavi, Hossein Saghafifar Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-e Ashtar University of Technology, Isfahan shakibamosavat@gmail.com, ayoobm63@gmail.com, saghafifar1@yahoo.com

Abstract- In this paper, Laguerre-Gaussian beams are produced by computer generated hologram (CGH) on spatial light modulator (SLM). At first, Laguerre-Gaussian beam generation process is simulated by diffraction of laser light from phase and amplitude fork gratings in two types: blazed (sawtooth groove profile) and binary gratings and the result are compared. The higher efficiency is obtained for the blazed phase grating in the first order. Recorded data from the experiment shows a good agreement with simulation results. In order to evaluate the topological charge of the generated Laguerre-Gaussian beam, the Mach-Zehnder interferometer setup is used.

Keywords: Binary and Blazed Grating, Computer Generated Hologram, Laguerre-Gaussian Beam, Spatial Light Modulator

مقدمه

گردابهای نوری حامل تکانه یزاویه ای مداری، نوع جدیدی از پرتوهای ساختاریافته هستند که در طول دهههای گذشته به دلیل کاربرد های مهم آنها مورد توجه قرار گرفته اند. از جمله کاربرد ها میتوان به بالابردن ظرفیت ارتباطات نوری فضای آزاد و ارتباطات کوانتومی [۱]، انبر کهای نوری [۲]، فضای آزاد و ارتباطات کوانتومی [۱]، انبر کهای نوری [۲]، در نجوم برای هاله نگاری [۳] و غیره اشاره کرد. یکی دیگر از مهمترین ویژگی های مورد توجه در بحث گرداب های نوری، توانایی بازسازی این پرتوها در انتشار پرتو در جو آشفته است که دارای اعوجاج کمتری است [۴].

 $\exp(il\phi)$ پرتوهای لاگر گاوس دارای فاز گردابی به صورت $\exp(il\phi)$ هستند که در آنها هر فوتون حامل تکانهی زاویهای مداری $\ell \hbar$ بوده و ℓ بیانگر مد پرتو است که به آن بار توپولوژیکی نیز گفته می شود؛ ϕ زاویه سمتی و \hbar تقسیم تابت پلانک بر 2π است [۵].

همواره تولید چنین پرتوهایی با توجه به در دسترس نبودن چشمه نوری که قابلیت تولید آنها را داشته باشد، یک چالش بوده است. یک ایده کاربردی و امکان پذیر برای ثبت و تولید پرتوی دلخواه، استفاده از روش تمام نگاری است. در این روش، پرتوی حامل گرداب نوری با موج تخت تداخل کرده و الگوی چنگالی شکل را ایجاد میکنند. این تمام نگاشت به عنوان تمام نگاشت تولید شده ی رایانه ای می مود. این الگوی CGH را می توان بر روی مدولا تور فضایی نور (SLM) ایجاد کرد. حال با پراش نور از آن می توان گرداب نوری که توسط رایانه ایجاد شده است را به صورت واقعی در مراتب مختلف پراش مشاهده کرد.

به طور کلی، تمامنگاری به دو قسمت فازی و دامنه تقسیم میشود که برای هر دو قسمت، الگوی چنگالی یکسان است. در تمامنگاری دامنه قسمتی از نور عبور کرده و بخشی از آن توسط قسمت کدر عبور داده نمیشود و نور خروجی مدوله شده به دامنه به گونهای پراکنده میشود که پرتو یک

جبهه فاز معین را که توسط الگوی فرانژها تعریف میشود به دست میآورد. در مقابل، در تمامنگاری فازی، مانعی برای نور وجود ندارد و تنها تاخیر راه نوری از نظر فضایی به جبههموج اعمال میشود. یک کمیت مفید برای توصیف تمامنگاری، بازدهی آن است که نسبت کسری توان واقع در مرتبه موردنظر پراش به توان ورودی ((P_0)) است و بازده مرتبهی مام را بهصورت $\frac{P_n}{P_0} = r_n$ نمایش داده میشود. واضح است که یک تمامنگار دامنه به طور متوسط حدود نیمی از توان فرودی را بهدلیل عدم عبور در فرانژهای کدر از دست میدهد؛ بنابراین، بازدهی کمتری نسبت به تمامنگار فازی خواهد داشت.

یکی از روش های تولید گردابهای نوری، چاپ الگوی چنگالی تمامنگار دامنه بر روی فیلمهای لیتوگرافی با توان جداسازی بالا است. از دیگر روشهای موجود میتوان به استفاده از MLX اشاره کرد. MLSها در واقع صفحات نمایشگر بر مبنای بلور مایع هستند و این امکان را ایجاد میکند که بتوان با تغییر توری چنگالی، گردابهای نوری با بار توپولوژیکی متفاوتی در حداقل زمان ممکن ساخت. عملکرد MLX به اینگونه است که در هر پیکسل به صورت با بار توپولوژیکی متفاوتی در حداقل زمان ممکن ساخت. مجزا چرخش قطبش نور اعمال کند و میتوان با قرار دادن مجزا چرخش قطبش نور اعمال کند و میتوان با قرار دادن ایجاد کرد. ازطرفی چرخش دو قطبیهای کریستال مایع، ایجاد کرد. ازطرفی چرخش دو قطبیهای کریستال مایع، سیک تاخیر فاز به صورت محلی میتواند ایجاد کند که آرینهی مناسبی برای تولید توری هازی است. بنابراین، استفاده از MLX نسبت به توری های چاپی یا حکاکی شده برتری دارد [۶].

از آنجایی که الگوی شکل توری، نقش مهمی در بازده یآن تمامنگار ایفا می کند دو حالت متفاوت باینری و جلوهدار را در نظر گرفته و مقایسه خواهیم کرد. با استفاده از یک SLM دارای توان جداسازی بالا و بررسی عملکرد آن در مدولاسیون دامنه و فاز [۷]، در این مقاله به بررسی بازده ی مراتب پراش تولید شده توسط SLM در ایجاد پرتوهای

لاگرگاوس و آشکارسازی از طریق تداخلسنجی خواهیم پرداخت.

مبانى نظرى وشبيه سازى

انتگرال پراش فرانهوفر که در واقع تبدیل فوریهی تابع انتقال $t(x_1, y_1)$ است در معادلهی (۱) نشان داده شده است. تابع انتقال یک توری باینری از همپیچش یک تابع مستطیلی (rect) جهت ایجاد حالتهای · و ۱ باینری در یک تابع شانهای (comb) جهت تکرار حالت باینری است که در یک پوش خارجی مستطیلی (rect) برای مشخص کردن محدودهی توری ضرب می شود، به دست می آید؛ در حالی که یک توری جلوهدار (blazed grating)، از هم پیچش یک تابع شیب (ramp) نشان دهندهی اختلاف فاز در یک دورهی توری جلوهدار و یک تابع شانهای (comb) جهت تکرار تابع شیب است و ضرب در یک پوش مستطیلی (rect) جهت ایجاد محدوده توری بهدست میآید. پروفایل توری مربوطه در شکل ۱ نمایش داده شده است. با این حال برای ایجاد الگوی چنگالی میتوان یک موج تخت مرجع را با یک موج پرتو گردابی تداخل داد که در نهایت به معادله (۲) که الگوی چنگالی یک توری باینری است منجر می شود [۸] و معادله نهایی یک توری جلوهدار در معادله (۳) نشان داده شده است.

 $F\{t(x_1, y_1)\} = \iint_{-\infty}^{+\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[-i2\pi(x_1\xi + y_1\zeta)\right] dx_1 dy_1$ (1)

$$g_1(\alpha) = \frac{1}{2} \left(1 + sign(\cos(\alpha)) \right) \tag{7}$$

$$g_2(\alpha) = \frac{1}{2\pi} Mod(\alpha, 2\pi) \tag{(7)}$$

که $\alpha = k_x x - l \varphi$ و تابع $Mod(\alpha, 2\pi)$ ، باقی مانده $\alpha = k_x x - l \varphi$ تقسیم α بر $\pi 2$ و sign ، تابع علامت است. توری تمامنگار باینری و جلوهدار حاصل از معادلات فوق را به ازای بار توپولوژیکی 1= β در شکل ۲ نشان داده شده است.

برای تمامنگار فاز، از تابع انتقال در معادله (۴) استفاده میشود که g نوع توری از بین دو توری ذکر شده و a عمق مدولاسیون توری تمامنگار میباشد.

 $t(x_1, y_1) = e^{iag}$ (۴) حاصل پراش یک باریکه گاوسی از الگوی چنگالی باینری و جلوهدار برای بارهای توپولوژیکی در هر مرتبه از پراش برای حالتهای دامنه و فاز، در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل۱: مقطع عرضی توری. شکل سمت راست پروفایل باینری و شکل سمت چپ پروفایل جلوهدار (دندانهارهای شکل) است.



شکل۲: الگوی توری چنگالی به منظور تولید پرتو گردابی با بار توپولوژیکی 1=£. شکل سمت راست تمامنگاری باینری و شکل چپ تمامنگاری جلوهدار را نشان میدهد.



شکل۳: مراتب پراش حاصل از: الف)تمامنگاری باینری فازی، ب)تمامنگاری باینری دامنه، پ)تمامنگاری جلوهدار فازی و ت)تمامنگاری جلوهدار دامنه

چیدمان تجربی

چیدمان آزمایشگاهی در شکل ۴ نشان داده شده که در آن نور لیزر به الگوی CGH بر روی SLM تابیده میشود و بازده هرمرتبه از پراش از توریهای دامنه توسط فتودیود اندازه گیری شده است؛ همانطور که الگوی تجربی پراشی حاصل از توری تمامنگار دامنه در شکل ۵ نشان میدهد، در نوع جلوهدار، تمام مراتب پراش ظاهر می گردد درحالی که در نوع باینری، مرتبه صفر و مراتب فرد مشاهده میشود، لذا انتظار میرود در نوع باینری چگالی توان در مراتب فرد پراش نسبت به نوع جلوهدار که انرژی آن در تمام مراتب پراش توزیع شده، بیشتر باشد و با شبیهسازیهای صورت متمرکز کردن کل انرژی در یک مرتبه ی پراش، تمامنگار فاز نوع جلوهدار ایده آل ترین توری به حساب می آید که بازده ۰۱۰۰٪ تولید می کند. در صورت استفاده از تمامنگار دامنه به صورت تجربی، نوع باینری بازده ٪۹ ایجاد می کند، در حالی که نوع جلوهدار، بازده ٪۳ تولید می نماید؛ بنابراین تمامنگار دامنه نوع جلوهدار به دلیل حضور تمام مراتب پراش نسبت مده برای نوع جلوهدار و نوع باینری، به دلیل جذب نور، آمده برای نوع جلوهدار و نوع باینری، به دلیل جذب نور، بازدهی، باید به این نکته توجه شود که پاسخ توزیع انرژی در مراتب مختلف پراش به انتخاب تابع انتقال برای توری بستگی دارد؛ لذا حل مساله به صورت بهینه سازی معکوس می تواند به ترین تابع انتقال را بر حسب نیاز به دست آورد.

مرجعها

- Nicolas, A., Veissier, L., Giner, L., Giacobino, E., Maxein, D., & Laurat, J. (2014). A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits. Nature Photonics, 8(3), 234-238.
- [2] Coullet, P., Gil, L., & Rocca, F. (1989). Optical vortices. *Optics Communications*, 73(5), 403-408.
- [3] Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. (2000). The four-quadrant phase-mask coronagraph. I. Principle. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, *112*(777), 1479.
- [4] Gbur, G., & Tyson, R. K. (2008). Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation. JOSA A, 25(1), 225-230.
- [5] Khare, K., Lochab, P., & Senthilkumaran, P. (2020). Orbital Angular Momentum States of Light. *coordinates*, 1, 3.
- [6] Karimi, E. (2009). Generation and manipulation of laser beams carrying orbital angular momentum for classical and quantum information applications. Universita degli Studi di Napoli Federico II, 1-8.
- [7] Moosavi, S. A., Mohammadian, N., & Saghafifar, H. (2015). Design and construction of a transmitive reflective Liquid Crystal SLM and investigation of phase and amplitude modulation.
- [8] Harvey, J. E., & Pfisterer, R. N. (2019). Understanding diffraction grating behavior: including conical diffraction and Rayleigh. anomalies from transmission gratings. Optical Engineering, 58(8), 087105.

گرفته سازگاری دارد. به منظور صحت سنجی عملکرد توری ها در تداخلسنج ماخزندر، پرتو لاگرگاوس با موج تخت تداخل کرده و الگوی چنگالی به وجود می آید. بار توپولوژیکی لاگرگاوس با آنچه از توری چنگالی حاصل از تداخلسنجی به دست می آید، مشابه است که در شکل ۶، مشاهده می گردد.



شکل۴: شماتیک اندازهگیری بازده توسط فتودیود



شکل ۵: الگوی پراشی حاصل از توری تمامنگار دامنه: شکل بالا جلوهدار و شکل پایین باینری



شکل ۶: چیدمان تداخل سنج ماخزندر و در سمت چپ، الگوی چنگالی بهدست آمده از تداخلسنج ماخزندرنشان دهندهی بار توپولوژیکی 1=€.

در جدول ۱، بازده نظری شبیه سازی عددی و همچنین نتایج تجربی برای تمامنگار دامنه و فاز را برای دونوع توری، نشان داده شده است. از آنجایی که SLM استفادهشده در این آزمایش قادر به ایجاد اختلاف فاز موردنیاز نبوده، نمی توان از آن به عنوان تمامنگار فاز استفاده نمود.

جدول ۱: بازده تمامنگار دامنه و فاز برای مرتبه اول پراش

بازده تمامنگار فاز	منگار دامنه	بازده تما	
شبيەسازى	شبيەسازى	تجربى	نوع توری
۱۰۰٪	۳.۵٪	٣%	جلوهدار
۴۰٪	١٠٪.	٩'/.	باينرى
	~		

نتيجهگيرى

با توجه به نتایج، بازده تمام نگار دامنه برای هر دو توری باینری و جلوهدار ، نسبت به تمامنگار فاز کمتر است. بهقصد



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



اندازه گیری ضخامت تیغه شیشهای با استفاده از تمامنگاری دیجیتالی محوری

مجید پناهی و احمد درودی

گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

*majidpanahi@znu.ac.ir

چکیده – تمامنگاری روشی برای ثبت و بازسـازی همزمان دامنه و فاز جبههموج اسـت و برای تعیین دقیق و کار آمد نمایه جبهه موج بسیار مناسب است. تمامنگاری دیجیتالی محوری به دلیل چیدمان ساده ابزاری ارزشمند برای اندازهگیریهای مختلف است. در این مقاله با استفاده از تمامنگاری دیجیتالی ضخامت یک تیغه شیشهای شفاف اندازهگیری شده است. در این بررسی نشان میدهیم که از ابیراهی ناکانونی که قرارگیری یک تیغه شـیشـهای در مسـیر جبههموج ایجاد میکند، میتوان جهت اندازهگیری ضـخامت تیغه شیشهای با دقت بالا بهره برد. همچنین انحراف ضخامت توسط ضریب شکست اندازهگیری شده است.

کلید واژه- تمامنگاری محوری، تمامنگاشت، تیغه شیشهای، جبههموج، ضخامت.

Thickness Measurement of the Glass Plate by In-Line Digital Holography

Majid Panahi and Ahmad Darudi

Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan.

Emails: majidpanahi@znu.ac.ir

Abstract- Holography is a method to record and reconstruct the amplitude and the phase of a wavefront concurrently and is ideally suited for accurate and efficient determination of the wavefront profile. In-line digital holography is a valuable tool for various measurements due to its simple configuration. In this paper, the thickness of a glass plate is measured using the in-line digital holography. We show that defocus aberration, created by the placement of a glass plate in the path of the wavefront, can be used to measure the thickness of the glass plate with high accuracy. Also, the thickness deviation is measured by the refractive index.

Keywords: Hologram, In-line digital holography, Glass Plate, Thickness, Wavefront.

مقدمه

تیغههای شیشهای شفاف به دلیل استفاده فراوان در بخش-های مختلف به صورت انبوه تولید می شوند. با افزایش تقاضا و به منظور کاهش هزینهها، تقاضا برای اندازه گیری دقیق خواص آنها مانند ضخامت، ضریب شکست و صافی نیز افزایش می یابد. روشهای زیادی برای اندازه گیری ضخامت مطلق یک تیغه شفاف توسعه داده شده است. یکی از این رویکردها، استفاده از تداخلسنجهای نور سفید است. در این روش به دلیل افزایش طول همبستگی دو پرتو تداخلی، وضوح اندازه گیری کاهش می یابد. تداخل سنجی تنظیم طول موج (تداخلسنج برشی جانبی) و ترکیب تداخل سنجی با میکروسکوپ کانفوکال یکی دیگر از روشهای اندازه گیری ضریب شکست یک تیغه شیشهای است [۱]. تمامنگاری دیجیتالی اگرچه یک روش مبتنی بر تداخل-سنجی است، اما به دلیل چیدمان سادهتر و همچنین دقت اندازه گیری یک روش ارزشمند برای اندازه گیری ضخامت و ضریب شکست یک تیغه شیشهای است.

تمامنگاری دیجیتالی

بازسازی فاز و همچنین شدت موج نوری با استفاده از تمام-نگاری در روشهای اندازهشناسی و پردازش نوری مورد استفاده قرار می گیرد. دنیس گابور برای اولین بار ایده استفاده از تمامنگاری را در سال ۱۹۴۸ ارائه کرد که به عنوان تمامنگاری کلاسیک شناخته می شود. در این روش، موج شیئی که موج پراکنده شده از جسم است با یک موج پس زمینه همدوس که موج مرجع نامیده می شود تداخل کرده و طرح تداخلی آن در یک فیلم حساس به نور ثبت می شود و پس از ظهور فیلم با روشن کردن تمامنگاشت ثبت شده موج شیئی بازسازی می شود [۲]. تمامنگاری دیجیتالی

به عنوان نسل جدید روش تمامنگاری، به معنای ثبت تمام-نگاشتهای نوری به صورت دیجیتال با استفاده از یک CCD و بازسازی عددی آنها است [۳].

به طور کلی تمامنگاشتهای دیجیتال را میتوان با پیکربندیهای خارج محور و محوری ثبت کرد. در تمام-نگاری دیجیتالی محوری، تداخل بین نور پراش شده از جسم و نور منبع (موج مرجع) توسط CCD ثبت می شود و تمام-نگاشت را تشکیل می دهد [۳و۴]. تمامنگاری دیجیتالی محوری روشی دقیق برای به دست آوردن موقعیت مکانی اجسام است.

در فرایندهای شبیهسازی و بازسازی تمامنگاشتهای دیجیتال از تبدیلات فوریه سریع (FFT) استفاده می شود. تمامنگاشت دیجیتالی ثبت شده با امواج تخت، با انتشار مجدد به صفحه جسم بر اساس فرمول پراش فرنل-کیرشهوف بازسازی می شود [۵]:

$$U(x,y) = \frac{i}{\lambda} \iint H_0(X,Y) \frac{\exp(-ik\left|\vec{r} - \vec{R}\right|)}{\left|\vec{r} - \vec{R}\right|} \, dXdY \quad (1)$$

که در آن (X,Y) مختصات صفحه شیئی، (X,Y) مختصات صفحه آشکار ساز، $H_0(X,Y)$ تابع عبور تمامنگاشت و سفحه آشکار ساز، $\left|\vec{r} - \vec{R}\right| = \sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2 + z^2}$ است که z فاصله تا صفحه مشاهده است.

چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

چیدمان مورد استفاده برای ثبت تمامنگاشتها به صورت شماتیک در شکل ۱ نشان داده شده است. منبع نور یک لیزر هلیوم نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر است. تمام-نگاشتها با استفاده از یک دوربین CCD با وضوح ۲۵۹۲ × ۳۸۸۸ پیکسل و اندازه پیکسل ۵/۷ میکرومتر ثبت میشوند. با قرار دادن یک جسم (سیم نازک) در مسیر نور موازی، موج پراش شده توسط سیم و موج پراش نشده بر روی

دوربین تداخل کرده و یک تمامنگاشت دیجیتال ایجاد می-شود. به منظور کاهش اثر نوفهها در موج مرجع، دو تمام-نگاشت یکی در حضور جسم و دیگری بدون آن ثبت می شود و سپس از تفاوت آنها برای بازسازی تمامنگاشت استفاده می شود. شکل ۲ تمامنگاشت دیجیتالی تصحیح شده را نشان می دهد.



شکل ۱: چیدمان آزمایش برای ثبت تمامنگاشت دیجیتال.



شکل ۲: تمامنگاشت دیجیتالی اصلاح شده.

به منظور اندازه گیری ضخامت تیغه شیشهای، مطابق با شکل ۳ یک تیغه شیشهای با ضریب شکست مشخص بین منبع نقطهای و عدسی موازی کننده قرار می گیرد و یک تمامنگاشت ثبت می شود.



شکل ۳: چیدمان آزمایش برای ثبت تمامنگاشت دیجیتال در حضور نمونه

تمامنگاشتهای ثبتشده با و بدون صفحه شیشهای در چندین موقعیت z بازسازی میشوند. تصویر بازسازی شده با واضحترین نمایه شدت جسم به عنوان بهترین تصویر از جسم استفاده می شود. در شکل ۴ و ۵ به ترتیب تمامنگاشت بازسازی شده در بهترین موقعیت z و نمایه تصویر بازسازی شده نشان داده شده است.

موقعیت جسم نسبت به صفحه تصویر (تمامنگاشت ثبت شده)، در حضور تیغه شیشهای و در غیاب تیغه شیشهای متفاوت خواهد بود و این به دلیل جابجایی طولی چشمه مجازی خواهد بود.



سکل ۵: نمایه نصویر بارساری سده.

طبق قانون اسنل، جابجایی طولی چشمه مجازی (Δ*Σ*) که با قرار گرفتن تیغه شیشهای در مسیر پرتو ایجاد میشود عبارت است از:

$$\Delta z = d\left(1 - \frac{1}{n}\right) \tag{(Y)}$$

که در آن d ضخامت تیغه شیشهای و n ضریب شکست آن است. هنگامی که یک تیغه شیشهای در مسیر یک پرتو واگرا قرار می گیرد، یک ابیراهی ناکانونی ایجاد می شود [۶]، و مقدار آن به صورت زیر خواهد بود:

$$\Delta w = \frac{\Delta z(D^2)}{2f^2} \tag{(7)}$$

نتيجهگيرى

در این مقاله روش تمامنگاری دیجیتالی محوری برای اندازه-گیری ضخامت یک تیغه شیشهای استفاده شد. با توجه به نتایج حاصل از اندازه گیری، نتایج تجربی ضخامت یک تیغه شیشهای با استفاده از روش پیشنهادی با آنچه اعلام شده است، مطابقت دارد. در اندازه گیری به روش تمامنگاری محوری دقت اندازه گیری ضخامت ۲۰۰۲ میلیمتر به دست آمده است. با توجه به تطابق نتایج میتوان این روش را روشی مفید برای اندازه گیری ضخامت یک تیغه شیشهای دانست. قابل ذکر است با استفاده از این روش میتوان یک توزیع اندازه گیری ضخامت از کل یک تیغه شفاف را بررسی کرد.

مرجعها

- [1] Y. Kim, Hibino, K. Sugita, M. Mitsuishi, "Optical thickness measurement of mask blank glass plate by the excess fraction method using a wavelength-tuning interferometer", *Optics and Lasers in Engineering*, 51(10), pp. 1173-1178, 2013.
- [2] D. Gabor, "Apparatus for producing images of small objects by photographic means", *Patent*, 1947.
- [3] U. Schnars, and W. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction", *Applied optics*, 33(2), pp. 179-181, 1994.
- [4] Xu, Wenbo, M. H. Jericho, I. A. Meinertzhagen, and H. J. Kreuzer, "Digital in-line holography for biological applications", *Proceedings of the National Academy of Sciences*, no. 20, 2001.
- [5] Latychevskaia, T. and H.-W. Fink, "Practical algorithms for simulation and reconstruction of digital in-line holograms", *Applied optics*, 54(9), pp. 2424-2434, 2015.
- [6] J. C. Wyant, and K. Creath, "Basic wavefront aberration theory for optical metrology", *Applied optics and optical engineering*, no. 11, part 2, 1992.

که در آن D قطر تمامنگاشت و f فاصله کانونی عدسی موازیساز است.

چناچه بیان شد با حضور تیغه شیشهای در مسیر پرتو، موقعیت جسم نسبت به صفحه تمامنگاشت پس از بازسازی تمامنگاشت متفاوت خواهد بود. این تفاوت در واقع به دلیل ابیراهی ناکانونی است که با حضور تیغه شیشهای در مسیر پرتوی واگرا ایجاد میشود. مقدار ابیراهی ناکانونی را میتوان از تغییر موقعیت جسم ناشی از قرار گیری تیغه شیشهای به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\Delta w = \frac{D^2}{2} \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2} \right) \tag{(f)}$$

که در آن z_1 موقعیت بازسازی شده جسم نسبت به صفحه تمامنگاشت بدون حضور تیغه شیشهای و z_2 موقعیت بازسازی شده جسم در حضور تیغه شیشهای است.

بنابراین، تغییر طولی Δz با استفاده از معادله (۳) و (۴) به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\Delta z = f^2 \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2}\right)$$
 (Δ)

موقعیت جسم نسبت به صفحه تمامنگاشت، در حضور تیغه شیشهای m نسبت به صفحه تمامنگاشت، در حضور تیغه شیشهای $z_1 = 1038.3 \pm 0.1 \, mm$ $z_2 = 1042.5 \pm 0.1 \, mm$ z_2 و $m = 350 \, mm$ در رابطه (۵)، تغییر طول $z_2 = 0.475 \pm 0.002 \, mm$ میآید.

ضریب شکست تیغه شیشهای مورد استفاده در این آزمایش توسط شرکت سازنده $n=1.505\pm0.002$ بیان شده است. با قرار دادن Δz و n در رابطه (۲)، ضخامت تیغه شیشهای $n=1.416\pm0.002$ mm



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



تولید چند کانونی عرضی از یک پرتوی لیزر با استفاده از آرایهای از عدسیهای فرنل

صفورا ایزدی ^۱، سعید قوامی صبوری ^۲

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، s.izadi@sci.ui.ac.ir

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، تفهان، sci.ui.ac.ir

چکیده – در برخی از کاربردها لازم است که آرایهای از نقاط کانونی در صفحهی عمود برجهت انتشار پرتوی لیزر ایجاد شود. در این مقاله آرایهای از عدسـیهای فرنل بهمنظور ایجاد نقاط کانونی عرضـی طراحی و با اســتفاده از یک مدولاتور فضـایی نور دامنهای در مسیر پرتوی لیزر قرار گرفت. پرتوی بازتاب شده از قطعهی پراشی، به تعداد عدسیهای فرنل طراحیشده نقاط کانونی عرضی ایجاد کرد. همچنین طرح پراش ناشی از آرایهی عدسیهای فرنل شبیهسازی شد که نتایج آن دارای تطابق خوبی با نتایج حاصل از چیدمان تجربی است.

کلیدواژه- عدسی فرنل، قطعهی پراشی، مدولاتور فضایی نور، نقاط کانونی عرضی

Production of transverse multi-focus from a laser beam using an array of Fresnel lenses

Safoura Ezadi¹, Saeed Ghavami Sabouri²

¹ Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, s.izadi@sci.ui.ac.ir
 ² Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, <u>ghavami@sci.ui.ac.ir</u>

Abstract- In some applications, it is necessary to create an array of focal points on a plane perpendicular to the laser beam. In this paper, an array of Fresnel lenses is designed to create transverse focal points and is placed in the path of a laser beam using a spatial light modulator. The reflected beam from the diffraction optical element, created transverse focal points equal to the number of Fresnel lenses designed. Also, the diffraction pattern from the array of Fresnel lenses is simulated, the results of which are in good agreement with the results of the experimental arrangement.

Keywords: Diffractive optical element, Fresnel lens, Spatial light modulator, Transvers focal points

مقدمه

عدسی فرنل یکی از قطعات اپتیکی پراشی است که بر اساس پراش نور عمل می کند. عدسی فرنل در بسیاری از کاربردها جایگزینی برای قطعات شکستی است و برای اولین بار توسط آگوستن ژان فرنل بجای عدسی معمولی شکستی مطرح شد[۱]. برای ساخت عدسی فرنل از دو روش فعال و غيرفعال استفادهشده است. درروش غيرفعال طرح عدسي فرنل را روی یک بستره چاپ میکنند و با روش لیتوگرافی و فرایند سونش عدسی فرنل ساخته می شود و با تابش پرتو به أن طرح پراش حاصل از أن ايجاد مي شود [٢]. اشكال اين روش ثابت بودن ویژگی قطعه نظیر فاصله کانونی و تعداد حلقه هاست. برای رفع این مشکل از روش فعال استفاده مىكنند. درروش فعال از يك مدولاتور فضايي نور باقابليت تغییر با برنامهی کامپیوتری استفاده می شود [۳]. مزیت این روش امكان تغيير ويژگى عدسى نظير فاصله كانونى است. عدسی فرنل شامل حلقههایی هممرکز و بهصورت یک درمیان مات و شفاف است و در نقطه ی کانونی تداخل سازنده از امواج یراشیده از مناطق مختلف ایجاد می کند. در بسیاری از کاربردها لازم هست تا پرتوی لیزر در چند نقطه کانونی شود. سامانههای اپتیکی با چند فاصله کانونی دارای کاربردهای بسیاری نظیر پزشکی، پرینتر ۳ بعدی و ماشین کاری لیزری هستند [۴]. گرچه ساخت یک سامانهی اپتیکی شکستی با چند کانون کار سختی است ولی به دلیل ويژگى منحصربەفرد قطعات پراشى امكان توليد چند كانون بەراحتى امكان پذير است[۵]. كانون هاى يك قطعهى پراشى چند کانونی ممکن است روی محوری یکسان یعنی طولی باشند[۶] و یا به صورت همزمان در چند جای مختلف و بهصورت عرضى باشند. براى ايجاد چندين فاصله كانونى عرضی، از مجموعهای از عدسیهای فرنل منفرد استفاده می شود. این عدسی ها سبک هستند و ساخت آسان تری نسبت به عدسی شکستی دارند و آرایهای از این عدسیها بسیار سبکتر از آرایهای از عدسیهای شکستی است. برای اولین بار در سال ۱۹۹۱ از آرایهای از عدسیهای فرنل برای کانونی شدن پرتوی فرودی در چند نقطهی عرضی

استفاده شده است [۷]. در این مقاله قصد داریم با استفاده از نرمافزار متلب سامانهی اپتیکی چند کانونی عرضی را طراحی و سپس با استفاده از یک مدولاتور فضایی نور، سامانهی اپتیکی چند کانونی عرضی را در آزمایشگاه تولید کنیم.

مبانی نظری

عدسی فرنل شامل n حلقهی بهصورت یکدرمیان مات و شفاف است و مانند یک عدسی عمل میکند. مساحت بین هر دو حلقه را یک منطقه میگویند. شکل ۱ شمایی از عدسی فرنل را نشان میدهد.



شکل ۱: شمایی از عدسی فرنل[۸]

با توجه به شــکل ۱ پرتوی نور رســیده از هر منطقه به نقطهی مشـاهده با منطقه کناری π رادیان اختلاففاز و بهعبارتیدیگر نصف طول موج اختلاف راه دارد. با صرفنظر از انحنای جبههی موج و در نظر گرفتن شـعاع ۲ برای هر حلقه در عدسی فرنل دوبعدی، شعاع هر حلقه برابر است با:

(۱) $r_n = \sqrt{n \lambda f}$ (۱) که در آن Λ طول موج نور و f فاصله ی کانونی است. با در نظر گرفتن شدت مناطق مختلف و منظور کردن اختلاففاز π بین دو منطقه ی متوالی دامنه ی میدان دریافتی و با مجذور آن شدت در نقطه ی مشاهده به دست میآید.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شبیهسازی قطعهی پراشی

طراحی مهم ترین مرحله در ساخت قطعه ی پراشی است. با استفاده از نرمافزار متلب، ابتدا عدسی فرنل طراحی شده و سپس با تکرار این عدسی در دو بعد و سرانجام با حل عددی انتگرال پراش فرنل، چند کانون عرضی ایجاد شده است. در این طراحی ها تفکیک ۶۰۰×۶۰۰ در نظر گرفته شده است و دلیل انتخاب این است که مدولا تور فضایی نور قابل استفاده، دارای همین تفکیک است. طول موج در نظر گرفته شده در این طراحی ۶۳۲/۸ نانومتر و فاصله کانونی عدسی ها ۲۰ سانتی متر است.





شکل ۲: (الف) شبیهسازی آرایهای ۲× ۲ از عدسی فرنل بافاصله کانونی ۲۰ سانتیمتر و (ب) شبیهسازی نقاط کانونی عرضی ناشی از آرایهی ۲×۲ از عدسی فرنل

در شکل ۲ آرایهای ۲×۲ از عدسی فرنل طراحیشده است. در این آرایه هر یک از عدسیها عملکرد خود را دارد و نور را در فاصله کانونی عدسی کانونی می کند. در شکل (ب) هم طرح پراش در فاصله کانونی عدسی با استفاده از حل عدی انتگرال پراش فرنل شبیهسازیشده است. در این شکل ۴ نقطهی کانونی عرضی مشاهده میشود.

چیدمان آزمایشگاهی

پس از طراحی آرایهی عدسی فرنل و شبیه سازی طرح پراش فرنل ناشی از آن، آرایهی عدسی طراحی شده بر روی یک مدولاتور فضایی نور پیاده سازی و طرح پراش آن ثبت شده است. در این چیدمان مدولاتور مورداستفاده از نوع دامنه ای است. این مدولاتور مبنی بر سیستم میکرو آینه ی دیجیتال کار می کند.

برای برپایی این چیدمان لیزر هلیوم نئون با طول موج ۸/۶۳۲۸ نانومتر استفادهشده است. طرح آرایهی عدسیها بر روی یک سیستم میکرو آینهی دیجیتال پیادهسازی شده است. برای ایجاد نقاط کانونی عرضی، نور لیزر باید به طرح موردنظر بتابد. پس از مجموعهای از آینهها برای هدایت پرتو استفادهشده است. ازآنجاکه قطر پرتوی لیزر کم هست سطح میکرو آینهها کاملاً با نور لیزر پوشانده نمیشود. برای باز کردن پرتو دو عدسی منفی با فواصل کانونی ۵۰ میلی متر و

پس از بازتاب پرتوی نور از سطح مدولاتور طرح پراش ناشی از طرح روی آن، توسط سیستم تصویربرداری دیجیتال DMK ثبتشده است. این سیستم بانام تجاری MK 23U274 دارای تفکیک ۲۲۰۰×۱۶۰۰ است و اندازهی هر پیکسل آن ۴/۴µm ۴/۴ است. برای جلوگیری از اشباع شدن دوربین مورداستفاده، از فیلتر کاهندهی شدت استفاده کردیم. در شکل ۳ نمایی از چیدمان آزمایشگاهی برپاشده نشان دادهشده است.



شکل ۵: تصاویر ثبتشده توسط دوربین از نقاط کانونی عرضی ایجادشده توسط آرایهای ۲×۲ و ۳×۳ از عدسیهای فرنل

نتيجهگيرى

در این مقاله سیستم چندکانونی عرضی شبیهسازی شده و در آزمایشگاه با استفاده از مدولاتور فضایی نور مبتنی بر سیستم میکرو آینههای دیجیتال تولید شد. در چیدمان آزمایشگاهی آرایههایی ۲×۲ و ۳×۳ از نقاط کانونی عرضی تولید شد.

مرجعها

- Mo, J., et al., Design and fabrication of a doublesided aspherical Fresnel lens on a curved substrate. Optics Express, 2021. 29(26): p. 43353-43370.
- Hasan, S.A.U., et al., *Imaging performance of an ultra-precision machining-based Fresnel lens in ophthalmic devices*. Optics Express, 2021. 29(20): p. 32068-32080.
- [3] Remulla, K.I.T. and N. Hermosa, Spatial light modulator phase calibration based on spatial mode projection. Applied optics, 2019. 58(21): p. 5624-5630.
- [4] Golub, M., et al., Computer generated diffractive multi-focal lens. Journal of modern optics, 1992. 39(6): p. 1245-1251.
- [5] Khonina, S.N., et al., Local foci of a parabolic binary diffraction lens. Applied optics, 2015.
 54(18): p. 5680-5685.
- [6] Jakšić, Z., Micro and Nanophotonics for Semiconductor Infrared Detectors. Springer: Switzerland, 2014. 1: p. 1-42.
- [7] Obata, K., et al., Multi-focus two-photon polymerization technique based on individually controlled phase modulation. Optics express, 2010. 18(16): p. 17193-17200.
- [8] Vijayakumar, A. and S. Bhattacharya. Design and Fabrication of Diffractive Optical Elements with MATLAB, ch. 1. in SPIE, Bellingham WA, USA. 2017.



شکل ۳: چیدمان آزمایشگاهی برای ثبت نقاط کانونی عرضی

در شکل ۴ طرح پراش ناشی از آرایهای ۲×۲ از عدسیهای فرنل نشان دادهشده است. طرح پراش این آرایه به دلیل محدودیت ابعاد سیستم تصویربرداری، کاملاً درون کادر دوربین CCD قرار نمی گیرد؛ بنابراین در این طرح فقط یکی از کانونها قابل مشاهده است.



شکل ۴: نقاط کانونی عرضی ایجادشده توسط آرایهای ۲×۲ از عدسیهای فرنل

برای رفع این مشکل و نمایش نقاط کانونی عرضی طرح شدت آرایههایی ۲×۲ و ۳×۳ از عدسیهای فرنل روی صفحهی مشاهده بهصورت کیفی با استفاده از دوربین تصویربرداری شده است و در شکل ۵ نمایش داده شده است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



پراش نور از یک نوار (شکاف) فازی بلند

فاطمه ابراهیمی، سنا بهمن پور و علی محمودی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم

fatemehebrahimi24473@gmail.com, bahmanpoursana@gmail.com, a.mahmoudi@qom.ac.ir

چکیده – مسئلهی پراش نور همدوس از یک روزنهی مستطیلی ایجاد شده در یک صفحهی کدر، در کتابهای اپتیک دورهی کارشناسی فیزیک به خوبی در قالب نظریهی پراش اسکالر فرمولبندی میشود و مدتهاست در آزمایشگاههای اپتیک، پراش از روزنههای مختلف به آزمون گذاشته میشود و در زمینههای آموزشی و پژوهشی مانند اندازهگیریهای مختلف (مثلا اندازهی ذرات کوچک) استفاده میشود. در سالهای اخیر پژوهشگران ایرانی، گزینههای جدیدی را برای ایجاد و کاربرد پدیدهی پراش در اندازهگیریهای دقیق معرفی کردهاند که عبارت است از پراش از پلهی ایجاد شده بر روی یک سطح بازتابنده و پراش از لبهی اجسام شفاف. در این مقاله پدیدهی پراش نور همدوس از یک شکاف فازی مستطیلی را بررسی می کنیم و توزیع شدت نور پراشیده را محاسبه و نتایج محاسباتی و تجربی را ارائه میدهیم. نشان میدهیم که در این حالت، نمی توان از فرمولهای رایج برای سنجش پهنای شکاف استفاده نمود. بررسی این گونه پراش می تواند در اندازه گیری ابعاد اجسام شفاف (به طور مثال تارهای شیمهای یا ارگانیسمهای شفاف در زیر میکروسکوپ) به کار بیاید.

کلید واژه- اندازه گیری نوری، پراش نور، جسم فازی، نظریه پراش اسکالر

Light Diffraction from a long Phase Strip (slit)

Fatemeh Ebrahimi , Sana Bahmanpour and Ali Mahmoudi

Physics Department, Faculty of Sciences, University of Qom

fatemehebrahimi24473@gmail.com, bahmanpoursana@gmail.com, a.mahmoudi@qom.ac.ir

Abstract- The problem of coherent light diffraction from a rectangular aperture in an opaque screen is well formulated in the undergraduate physics textbooks using scalar diffraction theory, and the results of these calculations have long been tested in optics labs and are used for educational and research purposes such as various measurements (for example, the size of a particles). In recent years, Iranian researchers have introduced new options for creating and applying the diffraction phenomenon in accurate measurements, which is the light diffraction from steps created on a reflective surface and diffraction from the edges of transparent objects. In this paper, we study the phenomenon of coherent light diffraction from a rectangular phase strip (slit), calculate the scattered light intensity distribution, and present computational and experimental results. We show that in this case, the usual formulas for measuring the width of the slit cannot be used. Examination of this type of diffraction can be used to measure the dimensions of transparent objects (for example, glass fibers or transparent organisms and particles under a microscope).

Keywords: Light Diffraction, Optical Measurement, Phase Object, Scalar Diffraction

برتوی لیزر برتوی لیزر برتوی لیزر برتوی لیزر برتوی لیزر مناهده شکل ۱: پراش نور لیزر از یک نوار فازی.

همچنین توزیع دامنهی نور فرودی در صفحهی یکنواخت و برابر با $U_i(x, y, z = 0) = U_0$ باشد. اثر ورقهی شیشهای بر نور عبوری را می توان با تابع عبور دامنهی زیر نشان داد:

$$t(\xi,\eta) = \begin{cases} e^{j\varphi} & |y| < \frac{b}{2} \\ 1 & |y| \ge \frac{b}{2} \end{cases}$$
(1)

در معادله بالا *φ* اختلاف فاز بین پرتوهای نور گذرنده از نوار فازی نسبت به پرتوهای گذرنده از دیگر نقاط ورقه است. آنگاه توزیع دامنهی نور در صفحهای درست پس از ورقهی شفاف چنین خواهد بود:

$$U_{t}(x, y, 0) = t(x, y) \ U_{i} = U_{0}$$
 (7)

توزیع دامنهی نور در صفحهی مشاهده بر اساس فرمول پراش فرنل-کیرشهف چنین به دست می آید:

$$U(\xi,\eta) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-b/2}^{+b/2} e^{\frac{jk}{2z}((\xi-x)^2 + (\eta-y)^2)} dx dy$$
(7)

z در رابطهی بالا $U_0 U_0 = \frac{e^{jkz}}{j \lambda z}$ مطول موج نور، k عدد موج، z در رابطهی بالا U_0 نوار فازی تا صفحهی مشاهده و محورهای ξ و η موازی محورهای x و y در صفحهی مشاهده هستند. با تغییر متغیر مناسب و انتگرال گیری، توزیع دامنه در صفحهی مشاهده به صورت زیر به دست می آید:

مقدمه

پراش نور یکی از پدیدههای ناشی از ویژگی موجی نور میباشد. از حدود دویست سال پیش پدیده ی پراش به صورت مفصل مورد بررسیهای نظری و آزمایشگاهی قرار گرفته است. اثرات این پدیده در حوزههای مختلف علمی از شناسایی و اندازه گیری ساختار مولكولها و بلورها گرفته تا اندازه گیری ابعاد اجسام کوچک و نجوم گسترده است. در بیشتر مواقع هنگام گفتوگو دربارهی پراش، پراش نور از اجسام جاذب یا لبهی اجسام جاذب نور مورد نظر است و به امکان پراش نور از اجسام شفاف اشارهای نمی شود. در سال های اخیر شماری از پژوه شگران به پدیده ی پراش نور از اجسام فازی در حالتهای بازتابی و عبوری پرداختهاند و کاربردهای جالب و گستردهای نظیر اندازه گیری دقیق ضریب شکست مواد جامد و مایع [۱]، اندازه گیری دقیق فاصلهی کانونی عدسیها [۲]، اندازه گیری سرعت خوردگی مواد شفاف [۳]، تعیین پهنای طیفی چشمههای نور [۴]، تصویربرداری سه بعدی از اجسام میکروسکویی [۵] و اندازه گیری غلظت محلولها [۶] برای این نوع پراش گزارش شده است. در این مقاله به بررسی پراش نور همدوس از یک نوار یا شکاف فازی می پردازیم. منظور از شکاف فازی یک شکاف مستطیلی بلند ایجاد شده در یک مادهی شفاف مانند شیشه است، همچنین نوار فازی را می توان به صورت یک برآمدگی یا فرورفتگی مستطیلی بر روی یک قطعه شیشه مسطح ایجاد کرد. بررسی این مسئله امکان اندازه گیری ابعاد اجسام شفاف را از روی الگوی پراش نور از آنها فراهم میسازد.

پراش نور همدوس از یک نوار یا شکاف فازی

در شکل ۱ هندسهی پراش نور لیزر از یک نوار فازی به تصویر کشیده شده است. نور لیزر به صورت یک موج تخت، یکنواخت، همدوس و تکفام بر صفحهای که نوار فازی به عرض d و ارتفاع h در آن ایجاد شده میتابد و طرح پراش بر روی صفحهی مشاهده تشکیل میشود. این نوار فازی را میتوان با انجام خوردگی به وسیلهی اسید مناسب روی شیشه ایجاد کرد. فرض می کنیم ضریب شکست شیشه برابر n باشد. برای یک شکاف مستطیلی (با پهنای b) ایجاد شده در یک پردهی کدر، توزیع شدت در صفحهی مشاهده با رابطه زیر داده میشود:

$$I(\eta) = I_0 \left(\frac{\sin(\frac{kby}{2z})}{(\frac{kby}{2z})}\right)^2 \tag{(8)}$$

در این حالت اگر پهنای فریز مرکزی (Δy_c) را بگیریم، این پهنا با افزایش z به صورت زیر تغییر می کند:

$$\Delta y_c = \frac{2\lambda z}{c} \tag{Y}$$

بنابراین برای هر شکاف با پهنای b شیب افزایش پهنای فریز

مرکزی با افزایش
$$z$$
 برابر $rac{2\lambda}{b}$ است.

در مورد پراش نور از شکاف یا نوار فازی، با بررسی طرح پراش در فاصلههای مختلف *Z*، نکتهی مشابهی را میتوان نتیجه گرفت و آن عدم تغییر شکل کلی طرح پراش و گستردهتر شدن آن با افزایش *z* است. در اینجا باید ملاکی برای گستردگی طرح پراش با افزایش فاصله انتخاب کرد. در اینجا ما فاصلهی بین دو اکسترمم (کمینههای اول) مرکزی مرتبه اول را به عنوان یک محک از گستردگی طرح پراش با افزایش *z* در نظر می گیریم. برای یک شکاف فازی با پهنا و اختلاف فاز مشخص، این مشخصهها را با آنچه در آزمایشگاه مشاهده می گردد مقایسه خواهیم کرد.

بررسی تغییر شکل طرح پراش از شکاف فازی با افزایش فاصلهی Z

در این بخش، آزمایشهای انجام شده بر روی پراش نور از یک شکاف (نوار) فازی به عرض ۱۲۳ میکرومتر را گزارش میکنیم که با استفاده از روش خوردگی با اسید HF بر روی یک ورقهی شیشهی نازک به ضخامت ۱ میلیمتر ایجاد شده است. با توجه به معلوم بودن ضریب شکست این شیشه در طول موج ۶۳۳ نانومتر، ارتفاع نوار h را به گونهای تنظیم نمودیم که اختلاف فاز φ تا حد امکان به مقدار π نزدیک باشد. شکل ۳ طرح پراش

$$U(\xi,\eta) = \frac{e^{jkz}}{2j} U_0(1+j) [1+j+(e^{j\varphi}-1) \ c(\beta_1) + (e^{j\varphi}-1) \ c(\beta_2) + j(e^{j\varphi}-1) \ s(\beta_1) + j(e^{j\varphi}-1) \ s(\beta_2)]$$
(*)

در رابطهی بالا (p = kh(n-1) اختلاف فاز بین نور عبوری از نوار فازی و نور عبوری از بخشهای دیگر ورقه، نوار فازی و نور عبوری از بخشهای دیگر ورقه، $\beta_1 = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} (\frac{b}{2} + \eta)$ و $\beta_2 = \beta_2 = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} (\frac{b}{2} + \eta)$ های فرنل هستند که با روابط زیر تعریف می شوند:

$$c(\beta) = \int_{0}^{\beta} \cos(\frac{\pi}{2}\beta^{2}) d\beta$$

$$s(\beta) = \int_{0}^{\beta} \sin(\frac{\pi}{2}\beta^{2}) d\beta$$
 (Δ)

 $I(\xi,\eta) = UU^*$ توزیع شدت در صفحهی مشاهده را به صورت محاسبه کرد. این محاسبه ا برای شکاف فازی با ابعاد مشابه هم معتبر هستند.

در شکل زیر برای پراش نور لیزر هلیم نئون از یک نوار فازی با $\varphi = \pi$ توزیع شدت در صفحهی مشاهده در $\varphi = \pi$ توزیع شدت در صفحهی مشاهده در $z = 30 \ cm$





از شکل بالا دیده میشود که طرح پراش متقارن است و شباهتی نیز به طرح پراش از شکاف ایجاد شده در یک صفحهی کدر ندارد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

ثبت شده در فاصلهی $z = 30 \, cm$ را نشان میدهد که با یک دوربین Skyris 618M Celestron ثبت شده است.

به خوبی دیده میشود که طرح پراش ثبت شده بسیار شبیه به طرح پراش محاسبه شده ی شکل ۲ می باشد.



شکل۳- طرج پراش ثبت شده در آزمایشگاه برای نوار فازی با b=123 micrometre و اختلاف فاز حدود π در فاصله 30cm.

در یک مجموعه آزمایش، پراش یک پرتوی نور لیزر هلیم-نئون از نوار فازی بالا را بررسی و طرح پراش از این نوار فازی را برای فاصله های مختلف ثبت نمودیم.

فاصلهی z از ۱۵ سانتیمتر تا ۸۴ سانتیمتر تغییر داده شد. این ۸۴ طرح پراش توسط یک برنامهی متلب بررسی و نیمرخ شدت در راستای عمود بر نوار فازی استخراج گردید و سپس برای هر z، فاصله بین دو کمینه مرکزی اندازهگیری و ثبت شد. مقادیر اندازهگیری شده به همراه مقادیر محاسبه شده در شکل ۴ به صورت نموداری برحسب z رسم شدهاند.



در شکل ۴ تطابق خوبی بین نتایج محاسبات با دادههای تجربی دیده می شود. همچنین مشاهده می کنیم که طرح پراش با افزایش فاصله ی z به صورت خطی زیاد می شود. با برازش یک خط راست بر نتایج تجربی شیب خط برابر mm/m ۰/۶۷ به دست

می آید و این به معنای آن است که در فاصله ی یک متری، پهنای طرح پراش تقریبا mm ۲۰/۲ برابر خواهد شد در حالی که برای شکاف دامنه ای معادل، مطابق رابطه (۲) پهنای طرح پراش در فاصله ی۱ متری برابر mm ۲۰/۲ خواهد بود. این اختلاف فاحش میان پهنای طرح پراش شکاف های فازی و دامنه ای با عرض مساوی به خوبی بیان می دارد که برای اندازه گیری ابعاد اجسام شفاف به هیچ وجه نمی توان از فرمول های به دست آمده برای اجسام دامنه ای (جاذب) در تقریب فرانهوفر استفاده کرد.

نتيجهگيرى

در این مقاله پراش نور همدوس از یک نوار (شکاف) فازی بررسی شده است. معادله توزیع دامنهی میدان الکتریکی پراشیده در صفحهی مشاهده را به دست آوردهایم. یک نوار فازی با پهنای ۱۲۳ میکرومتر ساخته و پراش نور لیزر هلیم-نئون از آن را به صورت آزمایشگاهی بررسی و با نتایج نظری مقایسه کردهایم. مقایسهی چگونگی گسترده شدن طرح پراش با افزایش فاصله برای شکاف فازی با یک روزنه مستطیلی با عرض مشابه نشان میدهد که نرخ گسترش طرح پراش در حالت نوار فازی بسیار کمتر از حالت شکاف دامنهای است و در اندازه گیری ابعاد اجسام شفاف به هیچ وجه نمی توان از فرمولهای به دست آمده برای اجسام جاذب در تقریب فرانهوفر استفاده کرد.

مرجعها

- M. T. Tavassoly, A. Saber, "Optical refractometry based on Fresnel diffraction from a phase wedge", Opt. Lett., Vol. 35, No. 21, pp. 3679-3681, 2010.
- [2] M. Dashtdar, S. M. A. Hosseini-Saber, "Focal length measurement based on Fresnel diffraction from a phase plate", App. Opt., Vol. 55, No. 26, pp. 7434-7437, 2016.
- [3] S. Ebrahimi, M. Dashtdar, "Lens-free digital holographic microscopy for cell imaging and tracking by Fresnel diffraction from a phase discontinuity", Opt. Lett., Vol. 46, No. 15, pp. 3516-3519, 2021.
- [4] A. Jabbari, K. Hassani, M. T. Tavassoly, "Determination of the spectral line profile using a phase gradient step and stationary Fourier transform spectroscopy", App. Opt., Vol. 58, No.19, pp. 5353-5359, 2019.
- [5] M. J. Siavashani, I, Naghedi, V. Abbasian, E. A. Akhlaghi, M. A. Charsooghi, M. T. Tavassoly, A. R. Moradi, "3D imaging using scanning diffractometry", Sci. Rep., Vol. 11, No. 1, pp. 1-10, 2021.
- [6] A. Mahmoudi, "Application of Fresnel diffraction from phase steps to measurement of etching rate of transparent materials", App. Opt., Vol. 54, No. 26, pp. 7993-799, 2015.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



اعمال ابیراهی آستیکماتیسم در اندازه گیری بار توپولوژیکی گردابه های نوری تولید شده توسط تیغه فرنل مربعی مارپیچی

آرش ثباتیان ، بهناز جاویدی ریشکانی

ارومیه، دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده – در این مقاله نشان داده می شود که با استفاده از تیغه فرنل مربعی مارپیچی می توان بار توپولوژیکی گردابه تولید شده را به سادگی اندازه گیری کرد. برای اینکار قطعه پراشی مورد نظر مولد را نسبت به پرتو فرودی کج می کنیم. کج کردن باعث از بین رفتن تقارن استوانه ای سیستم می شود و این عدم تقارن به علت وجود آستیکماتیسم تحمیلی در سیستم نوری است. این کار باعث می شود که در کانون تعدادی خطوط تداخلی تشهکیل شود. نشان داده می شود که تعداد خطوط با بار توپولوژیکی رابطه مستقیم دارد. در آخر نشان داده شده که نتایج آزمایشگاهی در توافق خوبی با پیش بینی های شبیه سازی شده هستند.

كليد واژه: پراش، عدسي پراشي، گردابه هاي نوري، بار توپولوژيكي.

Topological charge measurement of an optical vortex for a spiral square fresnel

Arash Sabatyan , Behnaz Javidi Rishakani

Physics department, Faculty of science, Urmia University, Urmia, Iran

Abstract-In this article, it is shown that one can simply measure the topological charge of the optical vortex generated by means of a spiral square zone plate. To this end, the element is tilted with respect to the incident beam. The tilt causes the cylindrical symmetry of the system removed which is because of imposing an astigmatism on the system. As a result, interference fringes are formed at the focal plane. It is demonstrated that the number of the fringes is directly related to the strength of the charge. Finally, it is shown that the corresponding experimental results are in good agreement with the simulated predictions.

Keywords: Diffraction - Diffractive lens - Optical vortex - Topological charge

توپولوژیکی برای 14 \pm 10، \pm 6, \pm 2، \pm 9 برابر است با 2 \pm و بار توپولوژیکی برای \pm 7, \pm 2, \pm *P* 10, \pm 15 برابر است با 1 \mp با دوران عنصر پراشی در کانون تعدادی خطوط تداخلی تشکیل می شود که این خطوط تداخلی با بار توپولوژیکی رابطه مستقیم دارد. حتی می توان علامت بار توپولوژیکی را با توجه به ساعتگرد یا پادساعتگرد بودن خطوط تداخلی تعیین کرد.

معادلات رياضي

تیغه منطقه ای فرنل مربعی مارپیچی یک عدسی پراشی است که در مقایسه با تیغه فرنل عادی به جای نواحی مربعی، از نواحی مارپیچی تشکیل یافته است بنابراین تابع عبور تیغه فرنل مربعی مارپیچی به صورت زیر می باشد:

 $t(x',y') = Bin \left\{ e^{-i \left[\frac{z}{\lambda f} Max(\alpha x'^2, \beta y'^2) + iP\varphi \right]}
ight\}$ که در این معادله (x',y') مختصات دکارتی در صفحه که در این معادله کانونی (x',y') عدد موج ، λ طول موج ، f فاصله کانونی تیغه فرنل است .

$$Bin \begin{cases} 1 & Imag(x) > 0 \\ 0 & Imag(x) < 0 \end{cases}$$



تیغه منطقه ای فرنل مربعی با بار توپولوژیکی 3=P=0.P=1.P=2 ال از این تیغه برای تولید میدان های گردابی نوری که حامل بارهای توپولوژیکی متفاوتی باشند استفاده می شود، برای محاسبه میدان پراش یافته از تیغه فرنل مارپیچی می توان از انتگرال فرنل کیر شهف استفاده کرد.

مقدمه

باریکه های نوری با تکینگی فازی و جابجایی پیچشی فاز درجبهه ی موجشان به عنوان پرتو های گردابی شناخته می شوند[1] فاز یک پرتو گردابی حول محور اپتیکی می چرخد که این چرخش باعث می شود جبهه ی موج نور در حین انتشار به حالت مارپیچی تاب بخورد. تعداد تاب خوردگی هایی که نور در طول فاصله انتشار به اندازه یک طول موج تجربه می کند بار توپولوژیکی نامیده می شود. می تواند مثبت و یا منفی باشد که علامت آن تعیین کننده جهت پیچش ساعتگرد یا پادساعتگرد است [2].

گردابه های نوری حرکت زاویه ای مداری را با فاز مارپیچ $\exp(\mathrm{i}P\phi)$ حمل می کند، که P بار توپولوژیکی و ϕ زاویه سمتی استP, می تواند عدد صحیح و کسری را به خود بگیرد[3].

اندازه حرکت زاویه ای نور برای توصیف چرخش دینامیکی موج الکترومغناطیسی استفاده می شود، که اگر جهت قطبش نور حول محور نور بچرخد اندازه حرکت زاویه ای اسپینی SAM، و اگر شکل جبهه موج حول محور بچرخد اندازه حرکت زاویه ای مداری OAM نامیده می شود[4]

گردابه های نوری در بسیاری از زمینه های علوم و فناوری از جمله در به دام انداختن نور [5]، اطلاعات کوانتومی [6]، میکروسکوپ های نوری [7]، میکروسکوپ اشعه ایکس [8]و تداخل سنجی [9] کاربرد دارد.

روش های مختلفی برای اندازه گیری بار توپولوژیکی وجود دارد از جمله روش های تداخلی[10]، پراش از روزنه مثلث[11]، تبدیل فوریه[12]،تبدیل مدی[13] ، روزنه انتشار گردابه های نوری تحت تغییر فاز درجه دوم که می تواند علامت بار توپولوژیکی را نیز تعیین کند[14].

دراین مقاله ما برای تیغه فرنل مربعی مارپیچی در نظر دراین مقاله ما برای تیغه فرنل مربعی مارپیچی در نظر گرفتیم که فاز این تیغه ها قبلا بررسی شده و نشان داده شده که حداکثر بار توپولوژیکی برای این تیغه ها برابر 2 شده که حداکثر بار توپولوژیکی برای این تیغه ما برابر 2 است [15] و می دانیم بار توپولوژیکی برای $\pm 0 = 9$ است $12 \pm 8 \pm 12$ برابر است با 0 و بار توپولوژیکی برای $\pm 13 \pm 9 \pm 13 \pm 12$ بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

$$\begin{aligned} u(x.y;z) \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint t(x'.y') e^{\frac{ik}{2f}[(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy' \end{aligned}$$
 که در آنz فاصله از تیغه فرنل است .

داده های شبیه سازی و تجربی

برای انجام شبیه سازی نمونه ها را با فاصله کانونی $R=5 \, \mathrm{mm}$ و شعاع $R=5 \, \mathrm{mm}$ با طول موج کاری $\Lambda = 632.8 \, \mathrm{nm}$ با رای کاری $\lambda = 632.8 \, \mathrm{mm}$ و همچنین برای بررسی نتایج شبیه سازی، نمونه های طراحی شده با استفاده از فرایند لیتو گرافی چاپ و در آزمایشگاه تحت چیدمانی که به صورت شکل (1) نمایش داده شده و توسط نور لیزر هلیوم نئون(nm 832.8 m) بعد از فیلترینگ فضایی و موازی سازی به طور عمود مورد تابش قرار داده شده است. سپس توزیع شدت آنها را در صفحه کانونی شده است. می شود.





رديف1: توزيع شدت شبيه سازی شده با بار توپولوژيکی P=0,4,8,12 رديف2: توزيع شدت ثبت شده با بار توپولوژيکی P=0,4,8,12



ردیف3: توزیع شدت شبیه سازی شده با بار توپولوژیکی P=1,5,9,13 ردیف4: توزیع شدت ثبت شده با بار توپولوژیکیP=1,5,9,13





P=2,6,10,14 رديف5: توزيع شدت شبيه سازی شده با بار توپولوژيکی P=2,6,10,14 رديف6: توزيع شدت ثبت شده با بار توپولوژيکی P=3,7,11,15 رديف7: توزيع شدت شبيه سازی شده با بار توپولوژيکی P=3,7,11,15 رديف8: توزيع شدت ثبت شده با بار توپولوژيکی P=3,7,11,15



رديف9: توزيع شدت شبيه سازی شده با بار توپولوژيکی 7-,14 P=-4,-5,-14

[10]. S. Fürhapter, A. Jesacher, S. Bernet, M. Ritsch-Marte," Spiral interferometry", Opt. Lett. 30 (2005) 1953–1955.

[11]. L. de Araujo, M. Anderson, "Measuring vortex charge with a triangular aperture." Opt. Lett. 36 (2011) 787.

[12]. S. Prabhakar, A. Kumar, J. Banerji, R.P. Singh, "Revealing the order of a vortex through its intensity record."Opt. Lett. 36 (2011) 4398-4400.

[13]. J Zhou, Jie, W Zhang, and L Chen. "Experimental detection of high-order or fractional orbital angular momentum of light based on a robust mode converter." Applied Phys Lett.108 (2016) 111108.

[14]. P. Vaity, R.P. Singh, "Topological charge dependent propagation of optical vortices under quadratic phase transformation." Opt. Lett. 37 (2012) 1301.

[15]. Gao, N., Xie, C., Li, C., Jin, C. and Liu, M., "Square optical vortices generated by binary spiral zone plates". Appl.Phys.Lett, *98*(2011.), 151106. رديف10: توزيع شدت ثبت شده با بار توپولوژيكى 7-,4,-5,-14

نتيجەگىرى

در نتیجه ما یک روش ساده ، کار آمد ، دقیق و قابل انعطاف را برای اندازه گیری اندازه و علامت بار توپولوژیکی گردابه های نوری برای تیغه فرنل مربعی پیشنهاد دادیم. در این روش با دوران قطعه پراشی مولد گردابه در کانون فریزهای تداخلی خطی تولید می شود که تعداد آنها اندازه بار توپولوژیکی و جهت آنها علامت بار را به دست می دهند. که در ادامه آزمایشات متناظر با شبیه سازی نتایج بدست آمده راستی آزمایی شدند.

مرجعها

[1]. J E Curtis and D G Grier, "Structure of optical vortices." Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 133901.

[2]. آ ثباتیان،ز بهجت،" ایجاد آرایه هایی دلخواه از پرتو های گردابه کامل".مجله پزوهش فیزیک ایران4،19(1398)793.

[3]. L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, J.P. Woerdman, Orbital angularmomentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes, Phys Rev. A 45 (1992) 8185..

[4]. P Qiu, , Y Kong, Z Hu, Z Jiang, X He, C Liu, T Liu, and S Wang. "Simultaneous Light Spin and Orbital Angular Momentum Detection Using Orthogonal Nanoslit Pairs in Semi-Ring Array." Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications (2020) 100814.

[5]. A.T. O'Neil, I. MacVicar, L. Allen, M.J. Padgett, Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam, Phys. Rev. lett. 88 (2002) 053601.

[6]. A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger, "Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication", Phys. Rev. lett. 89 (2002) 240401.

[7]. F. Tamburini, G. Anzolin, G. Umbriaco, A. Bianchini, C. Barbieri," Overcoming the Rayleigh criterion limit with optical vortices", Phys. Rev. lett. 97 (2006) 163903.

[8]. A. Sakdinawat, Y. Liu," Soft-x-ray microscopy using spiral zone plates", Opt. Lett. 32 (2007) 2635–2637.

[9]. S. Fürhapter, A. Jesacher, S. Bernet, M. Ritsch-Marte," Spiral interferometry", Opt. Lett 30 (2005) 1953–1955.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مشخصه یابی تصویربردار استوکس رنگی

سیفاله رسولی ، پیمان سلطانی و پوریا امیری

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان

rasouli@iasbs.ac.ir

چکیده – در این مقاله مشخصه یابی دوربین استوکس رنگی ساخته شده، ارایه میشود و اندازهگیری پارامترهای استوکس مربوط به نمونههای مختلف در تصویر این دوربین پرداخته شده است. این دوربین با استفاده از پارامترهای استوکس قادر به تشخیص قطبش نور در تصویر است. چیدمان مخصوص برای ساخت این دوربین ارایه شده و در ادامه به بررسی و مشخصه یابی دوربین تصویربرداری استوکس رنگی پرداخته شده است. با استفاده از این دوربین، زاویه قطبش نور در نمونههای مختلف در تصویر اندازهگیری می

كليد واژه- استوكس، تصويربرداري، قطبش سنجي.

Characterization of a color stokes imager

Saifollah Rasouli, Peyman Soltani, and Pouria Amiri

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran, rasouli@iasbs.ac.ir

Abstract-In this work, the characterization of the built-in color Stokes camera is presented and the measurement of the Stokes parameters related to different samples in the image of the camera is discussed. The camera is able to detect the polarization of light in the image using Stokes parameters. The special layout is provided for the construction of the camera, and in the following, the color Stokes imaging camera is examined and characterized. Using the camera, the angle of polarization of light in different samples in the image is measured.

Keywords: Imaging, polarimetry, Stokes.

مقدمه

رفتاری که مواد مختلف در مقابل پرتوهای نور از خود نشان میدهند به عنوان خواص نوری مواد شناخته می شود. شدت، طول موج و قطبش از ویژگیهای مهم نور هستند. بررسی میزان شدت نور بازتابی یا عبوری از مواد در طول موجهای مختلف در یک زاویه تابش خاص بستگی به ضریب شکست آن ماده دارد. وابستگی به ضریب شکست یعنی وابستگی به جنس مواد و این همان ویژگی مهم است که از این طریق میتوان با استفاده ازقطبش نور، ویژگی مواد مختلف را مورد بررسی قرار داد.

پارامترهای استوکس مجموعهای از چهار کمیت از جنس شدت هستند که حالت قطبش نور را بطور کامل توصیف میکنند که به عنوان یک جایگزین مناسب برای توصیف تابش قطبیده جزئی نور بر حسب شدت آن است که با روابط (۱) بیان می شوند [۱].

$$S_{0} = E_{p}E_{p}^{*} + E_{s}E_{s}^{*}$$

$$S_{1} = E_{p}E_{p}^{*} - E_{s}E_{s}^{*}$$

$$S_{2} = E_{p}E_{s}^{*} + E_{s}E_{p}^{*}$$
(1)

در این رابطه \mathbf{S}_i مولفههای بردار استوکس و \mathbf{E}_p و \mathbf{E}_s میدان در جهت محورهای S و P است.

دوربین استوکس از یک سیستم تصویرساز به همرا قطبشگر های خطی تشکیل شده است و به منظور ثبت اطلاعات قطبشی نور بازتابی از اجسام استفاده می شود و کاربردهای فراوانی در زمینهی فناوری سنجش از راه دور، تصویربرداری پزشکی و ... دارد.

یک رابطهی خطی بین پارامترهای استوکس و توزیع شدت تصاویر ثبت شده از اجسام مختلف در زوایای قطبش ۰، ۴۵، ۹۰ و ۱۳۵ درجه وجود دارد که اگر تصاویر قطبشی دقیقا

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.5 & 0.5 & 0.5 & 0.5 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{0^\circ} \\ I_{45^\circ} \\ I_{90^\circ} \\ I_{135^\circ} \end{bmatrix}$$
(7)

در دوربین استوکس رنگی(RGB)، نور ورودی از یک قطبشگر می گذرد، از آنجا که نور بازتاب شده ازنمونه های مختلف در محیط با ویژگی های نوری متفاوت دارای درجه قطبیدگی و جهت قطبش متفاوتی می باشند، با چرخاندن محور قطبشگر در زوایای بالا میتوان توزیع هرکدام از پارامترهای استوکس را در هریک از باندهای طیفی RGB مشخص کرد.

در این مقاله به ارایه یک نمونه دوربین تصویربردار استوکس رنگی پرداخته شده است. در این طرح دوربین از چیدمان شکل ۱ استفاده شده است که اطلاعات قطبشی و رنگی از نمونه بهطور همزمان ثبت می شود. با توجه به روابط داده



شکل ۱: چیدمان و تصویر دوربین استوکس ساخته شده.

شده و مشخصههای مورد نیاز برای تصویربرداری استوکس نمونه دوربین تصویربرداری که در شکل ۱ مشاهده میکنید ساخته و بررسی شد.

در این چیدمان از یک دوربین رنگی" CMOS 1/3 و قدرت تفکیک ۱٫۲مگاپیکسل و سیستم روتاری برای چرخاندن قطبشگر با سیستم سروو موتور استفاده شده است.

مشخصه یابی دوربین استوکس رنگی

کالیبراسیون دوربین شامل تعیین ماتریس برهمکنشی است که تصاویر به دست آمده را به پارامترهای استوکس پیوند می دهد. دقت کالیبراسیون را می توان با اندازه گیری درجه قطبش خطی (DOLP) یک قطبش چرخان تخمین زد[۳].

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}$$
(7)

درجه قطبش خطی برای نور با قطبش یکنواخت، ثابت است، برای این منظور با قرار دادن یک قطبشگر خطی جلوی دریچه دوربین استوکس و چرخاندن این قطبشگر از زاویه صفر تا ۱۵۰ درجه نمودار تغییرات DOLP این دوربین را برای درجه های مختلف قطبشگر در باندهای طول موجی RGB بهدست می آوریم، شکل ۲.



شکل ۲: نمودار تغییرات DOLP دوربین استوکس در زوایای قطبش مختلف نور در باندهای طول موجی RGB.

برای بررسی درستی عملکرد این چیدمان، از چهار تصویر نمونه استفاده شده است که در شکل ۳ مشاهده میکنید.



شکل ۳ تصویری که برای بررسی درستی کار دوربین گرفته شده، به همراه نتیجه خروجی دوربین. در شکل سیاه و سفید بالا یک تیغه قطبشگر بر روی یک پایه نود درجه، در چهار زاویه مختلف قرار گرفته است و در شکل رنگی پایین، با توجه به رنگ تیغهها می توان محور قطبش را مشخص کرد.

در هر تصویر مورد استفاده در این شکل یک قطبشگر وجود دارد که در یکی از چهار زاویه صفر، چهل و پنج، نود و صد درجه قرار دارد. سپس با استفاده از دوربین استوکس مورد مطالعه جهت قطبش هریک از صفحات قطبشی در زوایای مختلف اندازه گیری شده است.

در شکل ۴ تصاویری از قطبش یک جسم مکعبی، پایه اپتیکی نود درجه و عینک آفتابی آمده است و همانطور که نشان داده شده است جهت قطبش ها توسط دوربین استوکس اندازه گیری شده است.

همانطور که در شکل ۴ ملاحظه میفرمایید قطبش عینک آفتابی در زاویهی صفر درجه برای حذف نورهای انکعاسی از سطوح قرار دارد و همچنین تغییرات قطبش نور روی وجههای مختلف یک جسم مکعبی را نشان میدهد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

سپاسگزاری

Peyman soltani was supported by a grant from Basic Sciences Research Fund (No. BSRF-phys-399-03)

مرجعها

- [1] Collett Edward, *Polarized Light*, M. Dekker, (1993).
- [2] G. G. Stokes, On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 9, p.399, 1851.
- [3] M. Vede, S. Breugnota, N. Lechocinskia, Full Stokes polarization camera, SPIE Optical Engineering + Applications, San Diego, Vol. 8160-33, (2011).

نتيجهگيرى

در این مقاله ابتدا به بررسی و مشخصه یابی دوربین تصویربرداری استوکس رنگی پرداخته شد و با استفاده از آن قطبش نور در اشیاء مختلف بررسی شد. نتایج حاصل نشان داد که این دوربین برای تحلیل و بررسی قطبش نور در اشیاء و باریکههای نوری مختلف به خوبی عمل میکند.

نتایج بدست آمده از دوربین تصویربرداری استوکس رنگی با نمونههای مشابه خارجی از نظر کیفیت برابری کرده و به راحتی میتواند زاویههای قطبش نور را مشخص کند. همچنین با استفاده از این روش میتوان میزان خمش سطح را هم مشخص کرد. همچنین نشان داده شده است که مشخصات تصویربردار قطبشی برای هر سه باند طول موجی RGB یکسان عمل میکند.



شکل ۴: دو نمونه از دیگر نتایج برای عکسبرداری از اجسام با دوربین استوکس. به ترتیب از بالا به پایین، عینک آفتابی و تبدیل نود درجه اپتیکی. در این شکل زاویه قطبش بازتاب شده از این سطوح مشخص است.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



اثر ضریب تهویه بر انتشار آلایندههای جوی شهر تهران

فریضه بیات و حسین پناهی فر

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار استاد یوسف ثبوتی، پلاک ۴۴۴، زنجان، ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱، ایران.

<u>h.panahifar@iasbs.ac.ir</u> و <u>h.panahifar@iasbs.ac.ir</u>

چکیده – در این پژوهش به تعیین عوامل طبیعی در دورههای آلودگی جوی و میزان انتشار آلایندههای شهر تهران طی یک دوره آلودگی پرداخته شده است. ضریب تهویه به عنوان عامل طبیعی موثر در انتشار آلایندهها، ابتدای بازه آلودگی ۲۵ دسامبر ۲۰۲۰ الی ۵ ژانویه ۲۰۲۱ میلادی در شهر تهران به بیش از مقدار آستانه شرایط تهویه جوی رسیده است. از این رو با ایجاد این موقعیت، آلایندههای شهر تهران در جهت باد جابهجا شده و شهرهای استان قم و سمنان را نیز تحت تاثیر قرار دادهاند. با بررسی دادههای لیدار فضایی CALIOP در یک روز از این دوره آلودگی مشخص شد که سهم آلایندههای جوی در بعضی ارتفاعات به بیش از ۶۰٪ کل هواویزها میرسد.

كليد واژه- آلاينده جوى، أمى، تهران، ضريب تهويه، كاليپسو.

Ventilation coefficient effect on air pollutant emission of Tehran city

Farizeh Bayat, and Hossein Panahifar

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, No. 444 Prof. Sobouti Blvd., Zanjan 4513766731, Iran.

bayat.farize@gmail.com, and h.panahifar@jasbs.ac.ir

Abstract- Natural factors in air pollution periods and amount of pollutant emission in Tehran during a specific pollution period have been investigated in this study. Ventilation coefficient as a natural factor affecting the emission of pollutants has reached more than the threshold of air ventilation conditions at the beginning of the pollution period from December 25, 2020, to January 5, 2021 in Tehran city. Therefore, suitable ventilation conditions caused the pollutants in Tehran city have move along the wind direction and also affected the cities of Qom and Semnan provinces. Referring to the CALIOP space-lidar recordings in one day of this pollution period, it was found that the air pollutants share in some altitudes reaches more than 60% of all aerosols.

Keywords: Air pollutant, OMI, Tehran, Ventilation coefficient, CALIPSO.

52

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

وقوع آلودگی جوی شهری در تهران پدیدهای شناخته شده است. مطالعات فراوانی پیرامون علت، نوع و روند تغییرات ذرات آلاینده موجود در جو، و همچنین اثرات مستقیم و غیر مستقیم آلودگی جوی شهری در تهران صورت گرفته است [۱ و ۲]. اما همچنان پاسخی جهت تعیین سهم فعالیتهای انسانی و عوامل طبیعی برای دورههای آلودگی بوی شهری در تهران و میزان تاثیر آلودگی جوی این شهر بر مناطق اطراف در دسترس نیست. هدف این پژوهش، یافتن پاسخی برای این موارد است. در این مقاله چگونگی تاثیر آلودگی جوی شهر تهران بر نواحی اطراف در دوره آلودگی ۲۵ دسامبر ۲۰۲۰ الی ۵ ژانویه ۲۰۲۱ میلادی بررسی شده است.

ابتدا در این پژوهش، ارتباط مقدار آلایندهها و عوامل طبیعی شهر تهران طی بازه ژانویه ۲۰۱۵ الی اوت ۲۰۲۱ میلادی بررسی شده است. سپس با مطالعه عوامل هواشناسی و میزان انتشار آلایندهها با استفاده از مدل و دادههای ماهوارهای، پارامترهای اپتیکی مربوط به ذرات معلق جوی در یک بازه خاص از آلودگی شهر تهران محاسبه شده است. در ادامه پس از معرفی دادهها و نحوه محاسبات، به بیان نتایج به دست آمده و بحث در مورد آنها پرداخته خواهد شد.

ضريب تهويه

ضریب تهویه (VC) از حاصل ضرب ارتفاع لایه مرزی و میانگین سرعت باد در نزدیکی سطح زمین محاسبه می شود. این پارامتر به عنوان یک عامل طبیعی، نقش مهمی در رقیق سازی و حذف آلاینده های جوی دارد. در صورتی که ضریب تهویه به بیش از $\frac{m^2}{s}$ و برای تهویه هوا افزایش می ایز از $\frac{m}{s}$ فراتر رود، پتانسیل جو برای تهویه هوا افزایش می اید و در نتیجه آلاینده ها جابه جا می شوند [۳].

مجموعه دادهها و روش انجام محاسبات

در این مطالعه از اندازه گیریهای سنجنده OMI و TROPOMI برای پایش غلظت گاز آلاینده دی اکسید نیتروژن استفاده شده است [۴]. اطلاعات مربوط به توزیع هواویزها در ستون قائم جو از اندازه گیریهای ماهواره مواویزها در ستون قائم جو از اندازه گیریهای ماهواره روش CALIPSO استخراج شده است [۵]. همچنین با اعمال روش CALIPSO بر اندازه گیریهای لیدار فضابرد روش CALIOP بر اندازه گیریهای لیدار فضابرد ویژ گیهای نوری و فیزیکی آنها محاسبه شده است [۱ و ۶]. اطلاعات مربوط به باد و ارتفاع لایه مرزی از خروجی مدل تجزیه مجدد ECMWF ERA5 استخراج شده است مدل تجزیه مجدد ECMWF ERA5 استخراج شده است مدل تو گازهای ثبت شده توسط شرکت کنترل کیفیت هوای تهران نیز استفاده شده است.

نتايج

میانگین ماهانه NO₂ استخراجی از سنجنده OMI و VC بیشینه در شکل ۱، به خوبی چرخه تکرار سالانه را در شهر تهران نشان میدهند.



شکل۱: نمودار ماهانه NO₂ استخراجی سنجنده OMI و ضریب تهویه بیشینه شهر تهران طی بازه ژانویه ۲۰۱۵ الی اوت ۲۰۲۱ میلادی.

ضریب همبستگی دادههای ماهانه NO₂، و ضریب تهویه (۰/۷۸-) نشان میدهد که در زمان افزایش میزان گاز آلاینده NO₂، ضریب تهویه به عنوان عامل طبیعی کاهش

مییابد. در صورتی که طی بازههای زمانی رویدادهای آلودگی، شرایط جوی برای تهویه فراهم شود، جو آن منطقه جهت رقیقسازی خود، آلایندهها را جابهجا می کند. ابتدای یکی از این پدیدههای نادر در شهر تهران طی روزهای آلوده کم دسامبر ۲۰۲۰ الی ۵ ژانویه ۲۰۲۱ چنین شرایطی به وجود آمده است. مطابق با شکل ۲، مقدار میانگین 2.9M و NO2 طی این دوره آلودگی $\frac{\mu gr}{m^3}$ ۶۸/۸۶ و ۶۵/۵۵ pp است که در روز ۳۱ دسامبر به بیشینه مقدار خود یعنی $\frac{\mu gr}{m^3}$ ۱۵۸ و ۱۶۶ pp می میند. همان گونه که در این شکل مشخص است، ضریب تهویه شهر تهران در روز ۲۵ دسامبر ساعت ۲۰UTC به بیش از $\frac{m^2}{s}$



شکل ۲: نمودار ساعتی آلایندههای a) PM25 و b) دNO دریافتی از شرکت کنترل کیفیت هوای شهر تهران طی بازه ۲۴ دسامبر ۲۰۲۰ الی ۶ ژانویه ۲۰۲۱ میلادی.

با بررسی نمایه باد قائم در زمان آلودگی، مشاهده می شود که دقیقا طی روز ۲۵ دسامبر و به خصوص ساعت ۱۰UTC در ارتفاع حدود ۲ تا ۳/۵ کیلومتر، باد افزایش می یابد و یک جریان هوایی از ارتفاعهای بالاتر به سمت زمین حرکت می کند (شکل ۳). نمایه باد سطحی ساعت ۱۰ UTC در شکل ۴ نیز نشان می دهد که در شهر تهران سرعت باد به بیش از $\frac{m}{s}$ رسیده، بنابراین شرایط جوی برای تهویه

مناسب است. از این رو، مقدار زیادی از آلایندهها در جهت وزش باد جا به جا میشوند.



شکل ۳: نمایه باد قائم استخراج شده از مدل ECMWF طی بازه ۲۴ دسامبر ۲۰۲۰ الی ۶ ژانویه ۲۰۲۱ میلادی به صورت ساعتی. خطچینهای مشکی ساعت UTC در هر روز را نشان میدهند.



شکل ۴: نمایه باد سطحی استخراج شده از مدل ECMWF با حد تفکیک ۰/۲۵ درجه در ساعت ۱۰ UTC روز ۲۵ دسامبر ۲۰۲۰ میلادی.

شکل ۵: a) توزیع فضایی NO₂ استخراجی سنجنده OMI در روز ۳۰ دسامبر ۲۰۲۰ و گذر CALIPSO، d) اختلاف توزیع فضایی NO₂ نسبت به میانگین NO₂ در مدت مشابه ۵ سال قبل (۲۰۱۵–۲۰۱۹).

در این روز مقدار NO₂ نسبت به مدت مشابه ۵ سال قبل ۳۷ درصد افزایش یافته و به دلیل شرایط جوی ایجاد شده

تحت تاثیر قرار دادهاند. ویژگیهای نوری و فیزیکی این آلایندهها با استفاده از دادههای ماهواره CALIPSO نشان میدهند که سهم آلایندهها در بعضی ارتفاعات به بیش از ۶۰ درصد کل هواویزهای موجود میرسد.

سپاسگزاری

نویسندگان بر خود لازم میدانند، از مرکز تحقیقاتی ECMWF ،NASA و همچنین شرکت کنترل کیفیت آلودگی شهر تهران تشکر و قدردانی کنند.

مرجعها

- [1] H. Panahifar, R. Moradhaseli, and H. R. Khalesifard, "Monitoring atmospheric particulate matters using vertically resolved measurements of a polarization lidar, in-situ recordings and satellite data over Tehran, Iran", Sci. Rep., Vol. 10, No. 1, pp. 1-15, 2020.
- [2] N. Najafpour, H. Afshin, and B. Firoozabadi, "The 20–22 february 2016 mineral dust event in Tehran, Iran: Numerical modeling, remote sensing, and in situ measurements", J. Geophys. Res. Atmos., Vol. 123, No. 10, pp. 5038-5058, 2018.
- [3] L. Chan, Q. H. Deng, W. W. Liu, B. L. Huang, and L. Z. Shi, "Characteristics of ventilation coefficient and its impact on urban air pollution", J. Central South University, Vol. 19, No. 3, pp. 615-622, 2012.
- [4] J. P. Veefkind, I. Aben, K. McMullan, H. Forster, J. De Vries, G. Otter, J. Claas, H. J. Eskes, J. F. De Haan, Q. Kleipool, and M. Van Weele, "TROPOMI on the ESA Sentinel-5 Precursor: A GMES mission for global observations of the atmospheric composition for climate, air quality and ozone layer applications", Remote Sens. Environ., Vol. 120, No. 3, pp. 70-83, 2012.
- [5] W. H. Hunt, D. M. Winker, M. A. Vaughan, K. A. Powell, P. L. Lucker, and C. Weimer, "CALIPSO lidar description and performance assessment", J. Atmos. Ocean. Technol., Vol. 26, No. 7, pp. 1214-1228, 2009.
- [6] R. E. Mamouri, and A. Ansman, "Fine and coarse dust separation with polarization lidar", Atmos. Meas. Tech., Vol. 7, No. 11, pp. 3717-3735, 2014.
- [7] H. Hersbach, "The ERA5 Atmospheric Reanalysis", AGU., Vol. 2016, pp. NG33D-01, 2016.

برای تهویه، آلایندههای شهر تهران تا مناطق جنوب، جنوب شرق و شرق استان تهران نیز کشیده شدهاند.

دادههای لیدار CALIOP در روز ۳۰ دسامبر ۲۰۲۰ میلادی، نشان میدهند که ۳ لایه متعدد هواویزی در ارتفاعهای ۰/۹۳ تا ۱/۸۹، ۱/۸۹ تا ۲/۲۵ و ۲/۳۱ تا ۲/۶۷ کیلومتر وجود دارند.



شکل ۶: نمایه قائم a) ضریب پسپراکنش b ، ۵۳۲nm) ضریب واقطبش و c) درصد آلودگی در گذر عبوری CALIPSO روز ۳۰ دسامبر ۲۰۲۰ بر فراز استان تهران.

ضریب پس پراکندگی این لایه ها به طور میانگین (۱۰۰۰ س۳۰) ۴/۴ ، ۹/۹ و ۷/۹ و میانگین ضریب واقطبش آن ها به ترتیب ۱۹/۱۰، ۱۹/۶ و ۱۰/۱ است. با اعمال روش POLIPHON [۱ و ۶]، سهم هواویزهای مربوط به آلودگی در هر کدام از لایه ها ۶۱/۳۲، ۱۱/۲۶ و ۴۹/۱۶ درصد می باشد.

بحث در نتایج

با بررسی ضریب تهویه به عنوان یکی از عوامل مهم طبیعی طی دورههای آلودگی جوی شهری، میتوان به تاثیر آن در پخش و پراکندگی آلایندهها پی برد. در این پژوهش، پس از بررسی ضریب تهویه شهر تهران طی دوره آلودگی ۲۵ دسامبر ۲۰۲۰ الی ۵ ژانویه ۲۰۲۱ میلادی به چگونگی تاثیر آلودگی جوی این شهر بر نواحی اطراف طی این دوره پرداخته شد. بررسیها نشان میدهند که افزایش مقدار ضریب تهویه منجر به حرکت آلایندههای شهر تهران به سمت مناطق جنوبی، جنوب شرقی و شرق استان تهران شده است، به طوری که شهرهای استان قم و سمنان را



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱



استفاده از یادگیری ماشین برای تشخیص ستارههای دوگانه در جو آشفته جعفر بختیار شوهانی^۱، مرتضی حاجی محمودزاده^۲، حمیدرضا فلاح^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، j.bakhtiar@sci.ui.ac.ir ^۲عضو هیئت علمی دانشکده فیزیک دانشگاه اصفهان، M.Hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir hfallah@sci.ui.ac.ir

چکیده – در این مقاله به بررسـی تاثیر یادگیری ماشـین در شـناسایی و تشخیص ستارههای دوگانه میپردازیم. ابتدا تعداد زیادی تصـویر شامل یک و دو ستاره به تعداد تقریبا برابر تولید میشود. سپس ابیراهیهایی به صورت تصادفی برای ۱۰۰ جملهی اول بسط زرنیک تولید میشود و به تصاویر اعمال میشود. همچنین یک تلسکوپ با دهانه مشخص شبیهسازی شده است. دو نوع طرح شدت، یکی در کانون و دیگری در خارج از کانون به دسـت میآید. سـپس یک شبکهی عصبی کانولوشنی پیکربندی و طراحی میشود که ورودیهای آن، تصاویر شبیهسازیشدهی طرحهای شدت به دست آمده ناشی از آشفتگی جو است. پس از یادگیری این شبکه، قادر خواهیم بود که با دقت بسـیار بالایی سـتارههای دوگانه را حتی در شـرایط تلاطم جوی بسیار شدید و بدون استفاده از سامانههای اپتیک تطبیقی شناسایی کنیم. دقت این نوع تشخیص بیش از ۸۸٪ بوده است.

کلید واژه- ابیراهی، تلاطم جو، ستارههای دوگانه، شبکهی عصبی کانولوشنی، یادگیری ماشین

Usage of machine learning to recognize the double star systems in turbulent atmosphere

Jafar Bakhtiar Shohani¹, Morteza Hajimahmoodzadeh², Hamidreza Fallah²

¹Department of Physics, University of Isfahan, Iran, j.bakhtiar@sci.ui.ac.ir ²Faculty of Physics Department, University of Isfahan, M.Hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir hfallah@sci.ui.ac.ir

Abstract- In this paper we investigate usage of machine learning in detection and recognition of double stars. To do this, numerous images including one star and double stars are simulated. Then, 100 terms of Zernike expansion with random coefficients are considered as aberrations to impose on the aforementioned images. Also, a telescope with certain aperture is simulated. In this work, two kinds of intensity are used, one is in-focus and the other is out-of-focus of the telescope. After these simulations, a convolutional neural network is configured and designed which its input are simulated intensity patterns. After learning the network, we could recognize double stars at severe turbulence without using adaptive optics with a very high level of accuracy which was more than 98%.

Keywords: Aberration, Turbulent atmosphere, Double stars, Convolutional Neural Network, Machine learning
مقدمه

جو زمین به دلیل تلاطمی که دارد باعث افت کیفیت تصاویر گرفتهشده از روی زمین میشود. مدلهای مختلفی مانند کولموگروف، تاتارسکی و فون کارمن برای بیان تلاطم جو و فرمول بندی آن نیز ارائه شده است[۱]. تلاطم جو به دلیل تغییرات تصادفی دما ایجاد میشود. در نتیجه از نظر اپتیکی، باعث ایجاد تغییرات تصادفی در ضریب شکست هوا میشود. معادله اصلی انتشار نور در محیطهای متلاطم نیز از معادله موج به شکل زیر پیروی می کند[۲].

 $(\nabla^2 + k^2 n^2(r))U(r) = 0$ (1)

n که در این رابطه، r مختصه ی شعاعی، k عدد موج و n ضریب شکست است که خود تابعی از r است. U نیز میدان الکتریکی یا مغناطیسی نور است. از نظر اپتیکی، این تلاطم باعث سوار شدن ابیراهی هایی بر جبهه موج عبوری از جو می شود. یکی از راه هایی که با استفاده از آن می توان جبهه موج را تصحیح کرد و در نتیجه، تصاویر بهتری دریافت کرد اپتیک تطبیقی با استفاده از حسگرهای جبهه موج است که معروف ترین نوع آن، حسگر جبهه موج شک مارتمن است. این روش محدودیت های خود را دارد و در سالهای است. این روش محدودیت های خود را دارد و در سالهای اخیر است. این روش محدودیت موای خود را دارد و در سالهای مورد توجه بوده ایت این روش محدودیت مای خود را دارد و در سالهای مورد توجه بوده است.

ما در این مقاله، روشی بر اساس یادگیری ماشین معرفی کردهایم که بدون نیاز به شناسایی جبههموج مختل شده و بدون استفاده از روش های مبتنی بر اپتیک تطبیقی به صورت مستقیم قادر به تشخیص ستاره های دو گانه باشیم. در سال های اخیر استفاده از هوش مصنوعی و یادگیری ماشین در علوم و حوزه های مختلف و نیز در زمینه های مرتبط با فیزیک نور وسعت زیادی پیدا کرده است [۴]. از نظر گسسته و یا پیوسته بودن خروجی، شبکه های عصبی معمولا در دو دستهی کلی جای می گیرند: دسته بندی (classification) و رگرسیون (regression). برای مثال،

استفاده از رگرسیون و پیش بینی پارامترها در اپتیک تطبیقی در مقالهای توسط Vorontsov و همکاران انجام شده است[۵]. اما در مقاله یحاضر، استفاده از یک شبکه ی عصبی مصنوعی کانولوشنی برای دسته بندی (تشخیص نوع عصبی مصنوعی کانولوشنی برای دسته بندی (برسی شده سیستم ستاره ای با وجود آشفتگی شدید جو) بررسی شده است. شبکه های عصبی کانولوشنی دارای یک پیکر بندی کلی به شکل زیر هستند،



در این پیکربندی لایههای محتلفی میتواند وجود داشته pooling باشد. اما دو لایهی اصلی، لایههای کانولوشن و pooling هستند. هدف این دو لایه، استخراج ویژگیها و کاهش اندازه تصاویر است. دلیل نامگذاری این نوع شبکهی عصبی به شبکهی کانولوشنی (Convolutional Neural Network) شبکهی کانولوشنی (Convolutional Neural Network) این است که استخراج ویژگیها توسط فرایند کانولوشن (T)

در این رابطه، f تصویر و g فیلتری است که در راستای افقی و عمودی بر روی تصویر حرکت میکند.

شبيەسازىھا

در این مقاله به بررسی تشخیص ستارههای دوگانه با استفاده از یادگیری ماشین پرداختهایم. ستارههای دوگانه یک مجموعه دو ستارهای هستند که از زاویه دید زمین در فاصله بسیار کمی نسبت به یکدیگر قرار دارند. در شرایطی که تلاطم جو شدید باشد، در تصویر ثبتشده قادر به تشخیص دقیق تک ستارهای یا دو ستارهای بودن آن بدون استفاده از اپتیک تطبیقی نیستیم. اما بدون بهره گیری از اپتیک تطبیقی و تنها با استفاده از طرح شدت تصاویر گرفتهشده

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

از ستارهها و استفاده از یادگیری ماشین نیز می توان با دقت بسیار بالایی این تشخیص را انجام داد. ورودیها در اینجا تصاویر شبیه سازی شده ی ستارگان است. یک ستاره و یک سیستم دوستاره ای نزدیک به هم را در حالت ایده آل (بدون آشفتگی) در شکل زیر مشاهده می کنیم،



شکل ۲: شبیهسازی تک ستاره و ستاره دوگانه. اما عبور نور از جو زمین باعث خرابی تصویر می شود و تفکیک تک ستارهای یا دو ستارهای را برای ما دشوار می کند. شکل زیر نمونهای از تصاویر شبیه سازی شده در حالت تلاطم شدید جوی است،



شکل ۳: (الف) توزیع شدت نور عبوری از جو، (الف) ناشی از یک ستاره در کانون تلسکوپ، (ب) ناشی از دو ستاره در کانون تلسکوپ. در شکل بالا تصویر (الف) مربوط به یک ستاره و تصویر (ب) مربوط به دو ستاره است. اما تلاطم شدید جو باعث شده است که در حالت عادی قادر به تشخیص آن نباشیم. برای شبیهسازی این طرحهای شدت باید ابیراهیهایی ایجاد شود. بنابراین، ابتدا تعداد زیادی جبههموج آشفته شبیهسازی می شود که برای این کار از بسط زرنیک استفاده می کنیم[۲]،

$$W(x, y) = \sum_{j} c_{j} Z_{j}(x, y) \tag{(7)}$$

در این رابطه، c ضرایب زرنیک و Z جملات بسط زرنیک هستند. نمونهای از شبیهسازی یک جبههموج آشفته در صفحه کانونی تلسکوپ شبیهسازی شده را در شکل زیر مشاهده می کنیم،



شکل ۴: نمونهی شبیه سازی جبههموج آشفته با استفاده از بسط زرنیک اما برای اینکه فرایند یادگیری به خوبی انجام شود نیاز است که دو نوع تصویر داشته باشیم. برای این کار با اضافه کردن جملهی چهارم بسط زرنیک به ابیراهی موجود اندکی واکانونی به جبههموج اضافه میکنیم. این کار در عمل، مشابه با جابجایی صفحه تصویر نسبت به کانون است. در نتیجه اگر طرح شدت در صفحه کانونی برای جبههموج شکل (۴) تصاویر شکل (۳) باشد آنگاه طرح شدت در صفحه واکانونی به شکل زیر در می آید:



شکل ۵: نمونهای از یک توزیع شدت مربوط به جبهه شکل (۴) در صفحه خارج از کانون

بنابراین دو نوع تصویر برای هر مجموعه ابیراهی که متشکل از ۱۰۰ جملهی اول بسط زرنیک (بدون در نظر گرفتن جملهی پیستون) است خواهیم داشت.

در مرحلهی بعد، باید به تعداد بسیار زیادی این شدتها تولید شوند. خروجیهای شبکهی عصبی نیز برچسب ورودیها (تعداد ستاره) است. بنابراین، شبکهای عصبی طراحی کردهایم که ورودی آن طرح شدت نور عبوری از جو متلاطم و خروجی آن تعداد ستارههای مربوط به هر طرح شدت است. شکل زیر این شبکه را نشان میدهد.



شكل ۶: يک شبکهي عصبي كانولوشني

به دو ستاره هستند و شبکهی آموزش دیدهشده نیز این تشخیص را به درستی انجام داده است و برچسب ۲ را برای این دو تصویر به عنوان خروجی داده است. این تشخیص برای حدود ۹۸٪ از دادههای تست که ۶۰۰ تصویر دوتایی (شدت در کانون و خارج از کانون) بود به درستی توسط شبکهی عصبی آموزش دیدهشده انجام شد.

نتيجهگيرى

در این مقاله به بررسی استفاده از شبکههای عصبی برای تشخیص و کلاسبندی تعداد ستارهها در جو آشفته پرداختیم. تولید ستارههای تکی و دوگانه، شبیهسازی جبههموج آشفته، شبیهسازی طرح شدت در کانون و خارج از کانون انجام شد. سپس یک شبکهی عصبی کانولوشنی طراحی شد و فرایند یادگیری آن به خوبی انجام شد. تمام شبیهسازیهای انجامشده در این مقاله به زبان برنامه نویسی mبیهسازیهای انجامشده در این مقاله به زبان برنامه نویسی python دیدهشده دقت بیش از ۹۸٪ برای این مساله داشت.

مرجعها

- R. E. Good, R. R. Beland, E. A. Murphy, J. H. Brown, E. M. Dewan, *Atmospheric Models Of Optical Turbulence*, Proc. SPIE 0928 (1988).
- [2] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light,* 7th Ed., Cambridge University Press (1999).
- [3] Q. Hu, J. Wang, J. Antonello, M. Hailstone, M. Wincott, R. Turcotte, D. Gala, M. J. Booth, A universal framework for microscope sensorless adaptive optics: Generalized aberration representations, APL Photonics 5.10 (2020).
- [4] S. Zhang, H. Zhou, L. Zhang, *Recent Machine Learning Progress in Image Analysis and Understanding*, Advances in Multimedia, vol. 2018. Article ID 1685890, 2 pages (2018).
- [5] A.M. Vorontsov, M.A. Vorontsov, G.A. Filimonov, E. Polnau, Atmospheric Turbulence Study with Deep Machine Learning of Intensity Scintillation Patterns. Applied Sciences 10(22), 8136 (2020).

هدف از این طراحی و پیاده سازی در این مقاله این است که شبکه به نحوی آموزش ببیند که پس از پایان یادگیری، اگر طرح شدت جدیدی (در صفحه کانونی و واکانونی) به آن داده شود بتواند در کمترین زمان ممکن تشخیص دهد که این طرح مربوط به یک تک ستاره است یا دو ستاره. با این کار، برای این مساله نیازی به شناسایی جبههموج و حذف ابیراهیها در اپتیک تطبیقی بدون حسگر نیز نیست و به طور مستقیم و تنها با استفاده از شدت نور در صفحات کانونی و واکانونی می توان این تشخیص را انجام داد. بنابراین برای اینگونه مسائل، استفاده از یادگیری ماشین، نزدیکترین حالت ممکن برای دستیابی به یردازش برخط (real-time) است. تعداد نمونهها (مجموعهای از تصاویر شدت شبیه سازی شده در صفحات کانونی و واکانونی) در این مساله ۳۰۰۰ تصویر بود. همچنین ۲۰ درصد از دادههای آموزش نیز به عنوان دادههای صحتسنجی (validation) در نظر گرفته شدند. دقت این شبکه پس از پایان فرایند یادگیری بیش از ۹۸٪ بوده است که نشان از قدرت این شبکه برای این نوع تشخیص در این مساله دارد.

برای آزمودن میزان دقت شبکه پس از یادگیری، از دادههای تست که در فرایند یادگیری دخالتی نداشتهاند میتوان استفاده کرد. برای مثال، در شکل زیر توزیع شدت نور در کانون و خارج از کانون و نیز جبههموج متناظر با آنها نشان داده شده است.



شکل ۷: (الف) توزیع شدت در کانون تلسکوپ، (ب) توزیع شدت در خارج از کانون تلسکوپ، (ج) جبههموج آشفتهی مربوط به توزیع شدتهای (الف) و (ب)

در ظاهر شاید با توجه به شکل (۷-الف) که شدت در کانون را نشان میدهد به این نتیجه برسیم که این توزیع شدت مربوط به یک ستاره است. اما در واقع این دو تصویر مربوط



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی تاثیر غبار در شمال غرب ایران بر دما و زور تابشی جو با استفاده از دادههای شیدسنج خورشیدی

افروز جوزدانی^۱، حمیدرضا خالصیفرد^۱، علی بیات^۲ ^۱دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان ۲ گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

afrooz.jouzdani@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir, abayat@znu.ac.ir

چکیده – ذرات گرد و غبار در جو زمین، با پراکنش و جذب تابش فرودی خورشید و بازتاب شده از سطح زمین، می توانند تعادل تابشی جو را تغییر دهند. غبار اثر مهمی بر زور تابشی جو زمین دارد. در فصل بهار و اوایل تابستان، غبار هواویز غالب شهر زنجان است. در این مطالعه با محاسبه همبستگی میان عمق اپتیکی هواویز (AOD)، دمای سینوپتیکی و زور تابشی هواویز (ARF)، به بررسی تاثیر حضور غبار، بر تغییرات دما و ARF ، طی رویدادهای غباری رخ داده در این منطقه، بین سال های ۲۰۰۷ تا ۲۰۲۱ می پردازیم. مقادیر بالای AOD و مقادیر پایین نمای آنگستروم (AE) نشان دهندهی حضور ذرات درشتدانه، مانند غبار است. روزهای غباری با شرط ۲۰۱۶ می پردازیم. مقادیر بالای AOD و مقادیر پایین نمای آنگستروم (AE) نشان دهندهی حضور ذرات درشتدانه، مانند غبار است. روزهای غباری با شرط ۲۰۱۶ می پردازیم. مقادیر بالای AOL و مقادیر پایین نمای آنگستروم (AE) نشان دهندهی حضور ذرات درشتدانه، مانند غبار است. روزهای غباری با شرط ۲۰۱۶ می پردازیم. مقادیر بالای ADL و مقادیر پایین نمای آنگستروم (AE) نشان دهندهی حضور ذرات در می می میرای غباری با شرط ۵.35 ح مصلی و دره > AD مشخص شدهاند. پارامترهای اپتیکی ذرات غبار از اندازه گیری های شیدسنج خورشیدی مدل - Simel CE می در زانه بین ۲ ۵۰ تکمیلی زنجان استخراج شده است. نتایج نشان می دهد، با ورود توده غبار به جو زنجان، طی یک تا دو روز بعد از رویداد غباری، دمای میانگین روزانه بین ۲ ۵۰ تا ۲ ۵ کاهش داشته است. دما با AOD ذرات غبار، دو روز بعد از رویداد همبستگی منفی (۲۰۵ – ۲) دارد. در حالی که زورتابشی و میانگین روزانه بین ۲ ۵ تا ۲ ۵ تا ۲ یاد. در حال ADD درات غبار، دو روز بعد از رویداد همبستگی منفی (۲۰۵ – ۳) دارد. در حالی که زورتابشی و ADD همبستگی بالایی با یکدیگر (But قالند و است.

کلید واژه- دما، زورتابشی، شیدسنج خورشیدی، غبار، هواویز

Investigating impacts of dust events in Northwest Iran on atmospheric temperature and radiative forcing using sunphotometer recordings Afrooz Jouzdani¹, Hamid R. khalesifard¹, Ali Bayat²

¹ Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan ² Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan afrooz.jouzdani@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir, abayat@znu.ac.ir

Abstract- Dust particles affect the atmospheric radiation balance by scattering and absorbing solar radiation at various wavelengths. In Zanjan, a city in northwest Iran, dust is the dominant aerosol during spring and early summer. In this study, we analyzed the impacts of dust on synoptic temperature and the radiative forcing of the atmosphere. High AOD values and low Angstrom exponent (AE) values indicate the presence of coarse particles, such as dust. Dusty days are identified by $AOD_{870nm} > 0.35$ and AE < 0.5. The Optical properties of dust particles have been evaluated using ground-based sunphotometer Cimel CE-318. By calculating the correlation between AOD, temperature, and ARF, the impacts of dust events on the temperature and radiative forcing can be determined. Results show, the temperature and AOD are negatively correlated (r = -0.21). During a typical dust event and two following days of it, we found that the mean daily temperature drops down 1°C to 3 °C. Additionally, there was a significant correlation between ARF and AOD (r = 0.83).

Keywords: Aerosol, Aerosol radiative forcing, Dust, Sunphotometer, Temperature

مقدمه

هواویزها، ذرات جامد و مایع معلق در جو هستند. غبار، یکی از انواع هواویزها است. این ذرات به صورت مستقیم و غیرمستقیم بر بودجه تابشی جو زمین اثر می گذارند و نقش مهمی در تعادل انرژی سیستم جو-زمین دارند [۱]. میزان اثر گرمایشی و سرمایشی مولفههای سازنده ی جو، بر بودجه تابشی جو زمین توسط زور تابشی مشخص می شود. اثر غبار بر دما و زور تابشی غبار، در شهر زنجان به طور دقیق مشخص نیست. در این مطالعه به بررسی تغییرات روزانه دمای سینوپتیک، زور تابشی و عمق اپتیکی هواویز در طول پدیدههای غباری رخ داده، در این منطقه با استفاده از دادههای شیدسنج خورشیدی واقع در دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان (E) 36.6830° N, 48.5087° و دادههای ایستگاه هواشناسی زنجان، پرداختیم. هم چنین همبستگی میان عمق اپتیکی غبار، زور تابشی و دما برای روزهای قبل و بعد از رویدادهای غباری محاسبه شده است.

دادهها و ابزار مطالعه

شیدسنج خورشیدی مدل Cimel CE-318-2 ساخت فرانسه، ابزاری است که شدت نور مستقیم خورشید و شدت نور پراکنده شده از جو زمین، در زوایای پراکندگی مختلف نسبت به نور مستقیم خورشید، در طول موجهای ۴۴۰، ۶۷۵، ۱۰۳۰ ۹۳۶ و ۱۰۲۰ نانومتر اندازهگیری می کند [۱]، عمق اپتیکی هواویز (AOD)، معیار کمّی، از میزان حضور هواویزها در ستون قائم جو، از سطح زمین تا بالای جو را مشخص می کند و با رابطه (۱) محاسبه می شود [۲].

 $V(\lambda) = V(\lambda)d^{r}e^{(-AOD(\lambda)_{Tot} m)}$ (۱) V ولتاژ دیجیتال در طول موج λ است. (λ) V ولتاژ در بالای جو، D متوسط فاصله زمین تا خورشید و m جرم اپتیکی هوا است. ولتاژهای ذکر شده با توجه به شدت نورهای دریافتی شیدسنج نشان داده میشوند. نمای آنگستروم

(AE)، معیاری از توزیع اندازه ذرات غبار است و از معادله آنگستروم، رابطه (۲) محاسبه می شود [۲].

 $AOD_{\lambda} = \beta \lambda^{-AE},$ (۲) λ (۳) λ (۳)

 $ARF = (F_{a\downarrow} - F_{a\uparrow}) - (F_{0\downarrow} - F_{0\uparrow}), \qquad (\text{T})$ $ARF = (F_{a\downarrow} - F_{a\uparrow}) \cdot (F_{0\downarrow} - F_{0\uparrow}), \qquad (\text{T})$ $ARF = (F_{a} + F_{a\uparrow}) \cdot (F_{1} - F_{1}) \cdot$

 $ARF_{ATM} = ARF_{TOA} - ARF_{BOA},$ (۴) در سالهای ۲۰۱۴ و ۲۰۱۵ به دلیل کالیبراسیون سیستم داده ثبت نشده است. همچنین تعدادی از دادهها به طور همزمان برای بررسی همهی پارامترها وجود نداشته و حذف شدهاند. دادههای سینوپتیکی میانگین گیری شده از ساعات شدهاند. دادههای سینوپتیکی میانگین گیری شده از ساعات سایت سازمان هواشناسی زنجان، به عنوان میانگین دمای روزانه و میزان پوشش ابر در نظر گرفته شدهاند.

محاسبه همبستگی

همبستگی متقابل، روشی برای مقایسه دو سری زمانی است. مقادیر ضریب همبستگی بین ۱- تا ۱ است. با ایجاد تاخیرهای زمانی یک روزه طبق رابطه (۵)، میزان

همبستگی وجود غبار در جو و دما در روزهای قبل و بعد از پدیدهی غباری نیز محاسبه شده است.

$$r_{m(AOD,T)} = \frac{\sum_{i=1}^{N-m} (AOD_i - \overline{AOD}) (T_{i+m} - \overline{T})}{\left\{\sum_{i=1}^{N} (AOD_i - \overline{AOD})^2 \sum_{j=1}^{N} (T_j - \overline{T})^2\right\}^{1/2}} \qquad (\Delta)$$

میان AOD و (T) دما، m تاخیر MOD و (T) دما، m تاخیر $r_{m(AOD,T)}$ یک روزه که برای روزهای بعد از پدیدهی غباری مثبت و \overline{AOD} برای روزهای قبل از پدیدهی غباری منفی است، \overline{AOD} میانگین AOD و \overline{T} میانگین دما را در این رابطه مشخص میکنند.

نتایج و بحث

در این پژوهش ابتدا پدیدههای غباری منطقه در بازهی زمانی سالهای (۲۰۰۷–۲۰۲۱) شناسایی شدهاند. در شکل ۱ تعداد پدیدههای غباری با شرط 0.35 < AOD و AOD > 0.3 بدر این بازهی زمانی نشان داده شده است [۱]. در سالهای ۲۰۰۷، ۲۰۰۸، ۲۰۱۰ و ۲۰۱۳ شهر زنجان، تعداد رویدادهای غباری بیشتری را در بهار و اوایل تابستان تجربه کرده است.



شکل۱- نمودار توزیع فراوانی پدیدههای غباری سایت شیدسنج خورشیدی زنجان، به تفکیک هر ماه در بازهی زمانی (۲۰۰۷_۲۰۲۱).

همانطور که در شکل۲ نشان داده شده است، بیشینه مقدار AOD در سال ۲۰۱۰ مربوط به روزهای ۱۱ مه، ۲۴ ژوئن و ۱۵ ژوئیه با مقادیر به ترتیب۸۱، ۱٫۲ و ۰۸/۷ است. شکل۳ نمودار تغییرات AOD، AE و دما را برای ۵ روز قبل و ۵ روز بعد از روز ۲۴ ژوئن که به عنوان روز

غباری با 1.2 = AOD و AOS = AE، در نظر گرفته شده است را نشان میدهد. در روزهای پیش از رخداد غباری، با افزایش AOD و کاهش AE، دما تقریبا روند افزایشی داشته است. اما در روز وقوع رویداد و روز پس از آن یعنی ۲۴ و ۲۵ ژوئن دما کاهش یافته و به ترتیب از ۲۷/۶° به ۲۶° و ۲۴ سانتی گراد رسیده است.



شکل۲- مقادیر میانگین روزانه AOD در طول سال ۲۰۱۰، بیشینه مقادیر AOD با رنگ قرمز مشخص شده است.



شکل۳- روند تغییرات AOA، AE و دما ، برای بازهی ۱۱ روزه (۵ روز قبل و بعد از رویداد غباری ۲۴ ژوئن با AOD = 1.2 و AOD = AE) خط چین روند کاهشی دما را مشخص میکند.

شکل ۴ روند تغییرات میانگین روزانه ی زور تابشی در سطح زمین، بالا و میان جو را که به ترتیب ARF_BOA و ARF_TOA نامگذاری شدهاند، در طول بازه ی زمانی ۵ روز قبل و ۵ روز بعد از رویداد غباری ۲۴ ژوئن نشان می دهد. مقادیر ARF در بالای جو و سطح زمین منفی است. مقادیر زور تابشی میان جو مثبت است، که نشان دهنده ی جذب تابش در میان جو است و باعث می شود، شار خورشیدی که به سطح زمین می رسد کاهش یابد. همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است، یابد. همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است، ترتیب با مقادیر ² اسک (مین و میان جو به غباری اتفاق افتاده است، همچنین روز بعد از روز غباری

نیز نسبت به سایر روزها مقادیر زور تابشی بیشتری دارد. افزایش زور تابشی غبار و کاهش دما در روز غباری و روز بعد از آن، در شرایطی که کمترین میزان پوشش ابر نیز در نظر گرفته شده است، نشان دهنده اثر خنککنندگی غبار در سطح زمین در طول این پدیدهی غباری است.



شکل ۴- مقادیر روزانه زور تابشی در سطح زمین (ARF_BOA)، بالای جو (ARF_TOA) و میان جو (ARF_ATM)، برای بازهی ۱۱ روزه (۵ روز قبل و بعد از رویداد غباری ۲۴ ژوئن با AOD = 1.2 و AOD = 0.03.

نمودار ضرایب همبستگی برای تاخیرهای زمانی یک روزه برای جفت سریهای زمانی AOD-دما، ARF-دما و ARF - AOD در شکل ۵ به ترتیب نشان داده شده است. Time lag = 0 همبستگی میان پارامترها بدون تاخیر زمانی را نشان میدهد. در شکل ۵ الف ضریب همبستگی AOD و دما در تاخیر زمانی ۱ و ۲ روز بعد از روز غباری، به ترتیب ۶۵-۰۰ و ۴۶-۰ است، به همین صورت در شکل (۵) ب ضریب همبستگی ARF و دما در تاخیر زمانی ۱ و ۲ روز بعد از روز غباری، به ترتیب ۶۶–۰۰ و ۵۲–۰۰ است، مقادیر منفی نشان مم،دهند، با افزایش مقدار AOD و ARF، دما طی یک و دو روز بعد از روز غباری کاهش پیدا کردهاست. در شکل ۵ ج ضریب همبستگی ARF-AOD دارای مقادیر مثبت است. r=0.91 نشان دهندهی همبستگی بالای AOD و ARF است. با افزایش غبار در جو زنجان، مقدار زور تابشی غبار هم در سطح زمین و هم در میان جو افزایش می یابد. مقادیر ضرایب همبستگی با تاخیر زمانی برای ۱۸ پدیدهی غباری، در طول سالهای (۲۰۰۱–۲۰۰۷) محاسبه و برای هر تاخیر زمانی میانگین گیری شده است. شکل (۶). میانگین همبستگی ۲ روز بعد از روزهای غباری ۲۱ ٫۰۰ است.

جمع بندی و نتیجهگیری

در این گزارش ابتدا پدیدههای غباری در بازهی زمانی سالهای (۲۰۰۲–۲۰۲۱) شناسایی شدند. پدیدهی غباری در تاریخ ۲۴ ژوئن ۲۰۱۰ با بیشینه مقدار AOD = 1.2 و کمینه مقدار AOD = AL به عنوان نمونه، مورد بررسی قرار گرفت. با محاسبه همبستگی میان AOD، دما و ARF طی این پدیدهی غباری و سایر پدیدهها، مشخص شد، یک تا این پدیدهی غباری و سایر پدیدهها، مشخص شد، یک تا دو روز بعد از پدیدهی غباری، دما حدود ۱ تا ۳ درجه سانتی گراد کاهش مییابد. همچنین با افزایش AOD، ARF نیز افزایش پیدا می کند.





مراجع

[1] Masoumi, A., Laleh, E. and Bayat, A., 2019. Optical and physical properties, time-period, and severity of dust activities as a function of source for the main dust sources of the Middle East. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *185*, pp.68-79, 2019.

[2] Gharibzadeh, M., Alam, K., Abedini, Y., Bidokhti, A.A. and Masoumi, A., Monthly and seasonal variations of aerosol optical properties and direct radiative forcing over Zanjan, Iran. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *164*, pp.268-275, 2017.

[3] Lin, J., Zheng, Y., Shen, X., Xing, L. and Che, H., Global Aerosol Classification Based on Aerosol Robotic Network (AERONET) and Satellite Observation. *Remote Sensing*, *13*(6), p.1114, 2021.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی خصوصیات اپتیکی هواویزها در منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو

سالار علیزاده^ر، علی بیات^۲ و حمیدرضا خالصیفرد^ر ۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان ۲- گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان <u>salizadeh@iasbs.ac.ir</u>, <u>abayat@znu.ac.ir</u>, <u>khalesi@iasbs.ac.ir</u>

چکیده – شیدسنج خورشیدی یک ابزار اپتیکی برای اندازه گیری عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و نمایه آنگستروم (AE) است. در این مقاله، اندازه گیری های انجام شده توسط شیدسنج دستی کالیتو (Calitoo) در بازه ۶ ماهه در شهر ارومیه و منطقه رشکان گزارش شده است. دوره اندازه گیری از ۱ نوامبر ۲۰۲۰ شروع و تا ۳۰ آوریل ۲۰۲۱ ادامه داشت. در این مدت، ۱۱۷ روز اندازه گیری انجام شد. میانگین AOD در ۳ طول موج ۴۶۵، ۵۹۰ و ۶۱۹ نانومتر و AE برابر با ۲۰٫۵، ۲۱٫۱۰، ۱۱٫۸ و ۲۰٫۸ بود. هواویزها بر اساس AOD و AE اندازه گیری شده دستهبندی می شوند. نتایج نشان می دهد، در ۸۵ روز از کل روزهای اندازه گیری AOD در بازه ۷٫۰ – ۰ و AC در بازه ۷٫۱ – ۷٫۰ (آلودگی شهری صنعتی) است. برای ۱۲ روز AOD از ۱۵٫۵ – ۲٫۰ و AE از ۲٫۰ – ۰ (غبار) است. برای ۲۱ روز دیگر AOD در ناحیه ۲٫۰ – ۰ (AD در ۲۰٫۰ – ۰ (غبار آلوده) است. تنها در ۲ روز AOD از ۱۹٫۵ – ۲٫۰ و AE از ۲٫۰ – ۰ (غبار) است. برای ۲۱ روز دیگر AOD در ناحیه ۲٫۰۰ – و AD در ۲٫۰ – ۰ (غبار آلوده) است. تنها در ۲ روز AD از ۱۹٫۵ – ۲٫۰۰ و AD از ۲٫۰۰ – ۰ (غبار) است. برای ۱۲ روز دیگر AOD در ناحیه ۲٫۰ – ۰ (AD و AD از می می می می می در ۲۰ روز AD از ۱۹٫۵ – ۲٫۰۰ و AD از ۲٫۰ – ۰ (غبار) است. می از داره ۲٫۰

كليد واژه- شيدسنج دستي، عمق اپتيكي هواويزها، نمايه آنگستروم.

Investigation of optical properties of aerosols in Urmia Lake area using Calitoo handheld sun-photometer

Salar Alizadeh¹, Ali Bayat², Hamid R. Khalesifard¹ 1- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS) 2- Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan <u>salizadeh@iasbs.ac.ir</u>, <u>abayat@znu.ac.ir</u>, <u>khalesi@iasbs.ac.ir</u>

Abstract- Sun-photometer is an optical tool for measuring the Aerosol Optical Depth, AOD and Ångström Exponent, AE. In this paper, measurements with Calitoo sun-photometer in Urmia city and Rashkan region, which has been done for six months, are reported. The measurement period started on November 1, 2020, and lasted until April 30, 2021. During this period, 117 days were measured. The average AOD at three wavelengths of 465, 540, and 619 nm and AE was equal to 0.25, 0.21, 0.18, and 1.08. Aerosols were classified based on AOD and AE. Results show that, in 85 days, AOD was equal to 0-0.7 also AE was equal to 0.7-1.7 (industrial urban pollution). For 12 days AOD was 0.2-1.5, and AE was 0-0.7 (dust). For another 12 days, AOD was 0-0.2 also AE was 0-0.7 (mixed dust). Only in two days, AOD was 0-0.2 also AE was 1.7-2 (clear air).

Keywords: Ångström exponent, Aerosol optical depth, Calitoo handheld Sun-photometer

مقدمه

هواویزها ذرات جامد و مایع هستند که بصورت طبیعی و یا با دخالت بشر وارد جو میشوند. به دلیل پراکنده بودن منابع تولیدکننده هواویزها، توزیع فضایی و زمانی آنها در جو زمین غیریکنواخت است [۱]. برای مطالعه و بررسی هواویزها از علم سنجش از دور استفاده میشود. شیدسنج یک ابزار اپتیکی بوده که عمق اپتیکی هواویزها را اندازه گیری می کند. عمق اپتیکی هواویزها (بدون بعد) معیاری از وجود این ذرات در جو است. با دانستن مقدار معیاری از وجود این ذرات در جو است. با دانستن مقدار آنگستروم (بدون بعد) را محاسبه کرد. این پارامتر معیاری از ابعاد ذرات معلق در جو است [۲]. در این گزارش به بررسی اندازه گیریهای انجام شده در دوره ۶ ماهه در منطقه دریاچه ارومیه می پردازیم.

مبانی نظری

پرتوهای نور در هنگام عبور از جو زمین بوسیله ذرات موجود در جو، جذب و پراکنده می شوند. در این شرایط عمق اپتیکی کل برابر خواهد بود با:

 $\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda, \text{ Rayleigh}} + \tau_{\lambda, \text{ Abs}} + \tau_{\lambda, \text{ Aerosol}} \tag{1}$

در رابطه بالا $\tau_{\lambda, \text{Rayleigh}}$ عمق اپتیکی ناشی از پراکندگی رایلی، $\tau_{\lambda, \text{Abs}}$ عمق اپتیکی برای گازهای جاذب و $\tau_{\lambda, \text{Abs}}$ عمق اپتیکی هواویزها در طول موج Λ است. طول موجهای انتخابی برای دستگاه شیدسنج خورشیدی کالیتو (Calitoo) در ناحیه جذب گازهای جاذب در درون جو قرار نمی گیرد. پس می توان از عبارت $\tau_{\lambda, \text{Abs}}$ در رابطه (۱) صرف نظر کرد [۲]. عمق اپتیکی مربوط به پراکندگی رایلی وابسته به مولکولهای بالای محل اندازه گیری است که با اندازه گیری فشار هوا می توان آن را محاسبه کرد [۳و۴]. درنهایت با اندازه گیری عمق اپتیکی کل بوسیله شیدسنج، می توان عمق اپتیکی هواویزها را محاسبه کرد.

روش کار و داده

جو منطقه دریاچه ارومیه برای اولین بار توسط یک دستگاه شیدسنج دستی کالیتو مورد بررسی قرار گرفت. شیدسنج خورشیدی دستی کالیتو یک دستگاه نورسنج است که نور خورشید را در سه طول موج در طول روز به صورت دستی اندازه گیری می کند. از این دادهها عمق اپتیکی هواویزها در هر سه طول موج و نمایه آنگستروم استخراج می شود. از ۱ نوامبر تا ۳۰ دسامبر ۲۰۲۰ اندازه گیری در کنار دریاچه ارومیه در منطقه رشکان با مختصات جغرافیایی ارومیه در منطقه رشکان با مختصات جغرافیایی تا ۳۰ آوریل ۲۰۲۱ اندازه گیری در شهر ارومیه در مختصات جغرافیایی ۲۰۲۱ اندازه گیری در شهر ارومیه در مختصات جغرافیایی ۲۰۲۱ اندازه گیری ۲۳ حکیلومتر است (شکل۱).



شکل۱: موقعیت محلهای اندازهگیری در منطقه دریاچه ارومیه.

اندازه گیری در طول روز در ساعات مشخص با فاصله زمانی معین توسط شیدسنج صورت می گرفت. فقط در مواقعی که خورشید پشت ابر قرار داشت اندازه گیری انجام نمی شد. در این مدت، در ۱۱۷ روز اندازه گیری شده و در مجموع ۲۴۰۳ داده سطح ۱ (اندازه گیری های اولیه دستگاه) ثبت گردید. در نهایت، ۵۹۱ داده سطح ۱٫۵ (استخراج شده از داده سطح

۱ که تأثیر ابر و خطای انسانی در آن کاهش یافته است) بدست آمد (جدول۱). هر داده سطح ۱٫۵ شامل اطلاعاتی درباره میزان AOD در ۳ طول موج ۴۶۵، ۴۶۰ و ۶۱۹ نانومتر و AE استخراج شده از AOD در دو طول موج ۴۶۵ و ۶۱۹ نانومتر است. جدول۱ تعداد روزهای اندازه گیری در هر ماه و تعداد داده سطح ۱ و ۱٫۵ ثبت شده در این مدت را نشان میدهد.

نتايج

شکل۲ (الف) تغییرات میانگین روزانه AOD در ۳ طول موج ۴۶۵، ۴۶۵ و ۶۱۹ نانومتر را نمایش می دهد. در شکل ۲ (ب) سری زمانی تغییرات میانگین روزانه AE در طول موج ۴۶۵–۴۱۹ نانومتر مشخص است. به وضوح مشاهده می شود تغییرات میانگین روزانه AE روند نزولی دارند. نتایج نشان میدهد، گاهی با کاهش (افزایش) AE، AOD روند افزایشی (کاهشی) داشته است. بخش عمده AOD اندازه گیری شده زیر ۰٫۵ بوده و تعداد روزهایی که در آنها AOD بالاتر از ۰٫۵ بوده، کمتر است. میانگین کل AOD در طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر و AE برابر با ۲۵، ۲۰، ۲۱، ۱۸، و ۱۰، ۲۸ است. هر چه طول موج کوتاهتر باشد ضریب پراکندگی افزایش می باید، در نتیجه همواره AOD ثبت شده برای طول موج کوتاه (۴۶۵ نانومتر) بیشتر از طول موج بلندتر (۶۱۹ نانومتر) است. در شکل۳ تغییرات پارامترهای فوق بصورت میانگین ماهانه گزارش شده است. بیشترین (کمترین) میزان AOD ثبت شده در طول موج ۴۶۵ نانومتر برای ماه نوامبر (مارس) و بیشترین (کمترین) میزان AE ثبت شده برای ماه دسامبر (آوریل) است. هرچه میزان AE بیشتر (کمتر) باشد ذرات ریزتر (درشتتر) است. چون میانگین AE برای کل بازه اندازه گیری بزر گتر از ۱ است

جدول ۱ : تعداد روزهای اندازه گیری در هر ماه به همراه تعداد داده سطح ۱ و ۱٫۵ ثبت شده با استفاده از شیدسنج دستی کالیتو.

	-				-		
	(ارومیه) ۲۰۲۱				(رشکان)۲۰۲۰		سال
مجموع	Apr	Mar	Feb	Jan	Dec	Nov	ماہ
117	24	78	74	۱۸	11	14	تعداد روز
							اندازهگیری
74.7	56.	۵۷۳	947	۳۸۷	149	111	تعداد داده
							سطح ۱
691	۱۲۸	١٣٩	180	٩٢	۳۶	۳۱	تعداد داده
							سطح ۱٫۵

(۱٬۰۸)، پس در این مدت ذرات ریز دانه بر ذرات درشت دانه (ذرات با ابعاد بزرگتر از یک میکرون) غلبه داشتند.

در شکل ۴ برای ۱۱۷ روز اندازه گیری، پراکندگی AOD در طول موج ۴۶۵ نانومتر نسبت به AE در طول موج ۶۱۹-۴۶۵ نانومتر نشان داده شده است. با دانستن AOD و AE اندازه گیری شده میتوان ذرات را دستهبندی کرد. در این شکل ذرات در ۴ گروه غبار، غبارآلوده، آلودگی شهری صنعتی و هوای پاک تفکیک شدهاند [۵ و۶]. در این مدت، بخش عمدهای از ذرات در دسته آلودگی شهری صنعتی قرار داشت. در تعدادی از روزها غبار و غبار آلوده عامل آلودگی جو ارومیه بوده و تعداد روزهای عاری از آلودگی به نسبت کمتر بود.



شکل ۲: (الف) تغییرات میانگین روزانه AOD در ۳ طول موج ۴۶۵، ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر و (ب) تغییرات میانگین روزانه AE در طول موج ۶۱۹-۴۶۵ نانومتر از ۱ نوامبر ۲۰۲۰ تا ۳۰ آوریل ۲۰۲۱.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

اساس اندازه گیریهای انجام شده تنها در ۲ روز هوای این منطقه عاری از هواویز بود. همچنین در بازه اندازه گیری سهم ذرات ریز دانه بیشتر از ذرات درشت دانه است. میانگین AE ثبت شده در ماههای نوامبر، دسامبر، ژانویه و فوریه بالاتر از ۱ است. یعنی ذرات ریزدانه در ماههای سرد سال عامل اصلی آلود گی بوده. اما با نزدیک شدن به ماههای گرمتر سهم ذرات درشت دانه افزایش مییابد که نشان میدهد ذرات غبار و غبار آلوده بیشتر در ماههای گرم این منطقه را تحت تأثیر قرار میدهند.

مرجعها

- Ramachandran, S., Kedia, S., "Aerosol optical properties over South Asia from ground-based observations and remote sensing," a review. Climate 1, pp. 84-119, 2013.
- [Y] Calitoo handheld sun-photometer, "User Manual," [Online]. Available: <u>http://www.tenumshop.com/en/home/1-</u> calitoo-aerosol-photometer.html.
- [٣] Bayat, A., Khalesifard, H.R., Masoumi, A., "Retrieval of aerosol single-scattering albedo and polarized phase function from polarized sun-photometer measurements for Zanjan's atmosphere.," Atmospheric Measurement Techniques 6, p. 2659–2669, 2013.
- [*] Bayat, A., Masoumi, A., Khalesifard, H.R., "Retrieval of atmospheric optical parameters from ground-based sun-photometer measurementsfor Zanjan, Iran," Atmospheric Measurement Techniques 4, p. 857–863, 2011.
- [b] Toledano C, Cachorro VE, Berjon A, De Frutos AM, Sorribas M, De la Morena BA, Goloub P. Aerosol optical depth and Ångström exponent climatology at El Arenosillo AERONET site (Huelva, Spain). Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography. 2007 Apr;133(624):795-807.
- [۶] Deep A, Pandey CP, Nandan H, Singh N, Yadav G, Joshi PC, Purohit KD, Bhatt SC. Aerosols optical depth and Ångström exponent over different regions in Garhwal Himalaya, India. Environmental Monitoring and Assessment. 2021 Jun;193(6):1-9.



شکل ۳: تغییرات میانگین ماهانه AOD در ۳ طول موج ۵۴۵ ۵۴۰ و ۶۱۹ نانومتر و میانگین ماهانه AE در طول موج ۶۱۹-۶۴۵ نانومتر.



اندازه گیری با استفاده از شیدسنج دستی کالیتو در منطقه دریاچه ارومیه ادامه دارد تا خصوصیات هواویزها با استفاده از این دستگاه در دراز مدت (از زمان شروع اندازه گیری) مورد پایش قرار گیرد. نتایج تکمیلی در آینده گزارش خواهد شد.

نتيجهگيرى

نتایج این پژوهش نشان میدهد، در ۸۵ روز از کل روزهای اندازه گیری آلایندههای شهری صنعتی عامل اصلی آلودگی هوا بوده. سپس غبار برای ۱۲روز و غبار آلوده برای ۱۲ روز دیگر منطقه دادهبرداری را تحت تأثیر قرار داده است. بر



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و ساخت مدار کنترل تناسبی-انتگرالگیر-مشتقگیر جهت استفاده در سامانههای اپتیک تطبیقی

سعید یزدانی کاهکشی، حسین ثقفیفر، حمیدرضا مردانیان دهکردی و سید ایوب موسوی

پژوهشکده اپتیک و لیزر – دانشگاه صنعتی مالک اشتر شاهینشهر

saeedyazdani002@gmail.com, saghafifar1@yahoo.com, dehkordih@yahoo.com, ayoobm63@gmail.com

در این مقاله برای اصلاح جبهه موج پرتو لیزر عبوری از کانال ارتباطی فضای آزاد، مدار سامانه کنترلکنندهای که با حداکثر بسامد ۱۵۰ هرتز توسط یک آینه تیپ-تیلت به اصلاح ابیراهیهای تیپ تیلت جبهه موج لیزر در انتشار در جو آشفته میپردازد طراحی و ساخته شده است. در این سامانه، خطای جبهه موج توسط حسگر کوادرانت اندازهگیری میشود و بهعنوان ورودی، به مدار مبدل آنالوگ به دیجیتال کنترلکننده وارد شـده و الگوریتم PID توسـط ریزپردازنده فرمانها لازم را پس از تبدیل به آنالوگ به راهانداز آینه ارسال میکند. کارایی سامانه کنترلی در شرایط آزمایشگاهی و فضای آزاد بررسی و با موفقیت انجام شد.

كليدواژه- آينه تيپ تيلت، اپتيك تطبيقي، كنترلكننده PID، هميوغ فازى

Design and construction of proportional-integral-derivative (PID) control circuit for using in adaptive optics system

Saeed Yazdani Kahkeshi, Hossein Saghafifar, Hamidreza Mardanian Dehkordi, Seyed Ayoob Moosavi

Optics and Laser Research center Malek Ashtar University of Technology, Shahinshahr Iran

saeedyazdani002@gmail.com, saghafifar1@yahoo.com, dehkordih@yahoo.com, ayoobm63@gmail.com

In this paper, In order to correct the laser wavefront propagated through the free space communication channel, the circuit of a control system with a maximum frequency of 150 Hz is designed and fabricated to correct the tiptilt aberrations of the laser wavefront in turbulence with a tip-tilt mirror. Measured wavefront error by a quadrant sensor enters the analog-to-digital converter circuit and the PID algorithm after converting it to analog sends the calculated commands to the mirror driver. The performance of the control system in laboratory and free space environment is successfully evaluated.

Keywords: adaptive optics, complex conjugate, PID controller, tip tilt mirror

مبانی نظری

همان طور که بیان شد یکی از دقیق ترین، پایدار ترین و رایج ترین کنترل کننده ا در صنعت کنترل کننده Proportional Integral Derivative است که به صورت حلقه بسته از طریق سه مد کنترلی است که به صورت حلقه بسته از طریق سه مد کنترلی تناسبی، انتگرال گیر و مشتق گیر با رصد پیوسته پارامتر خطا که از مقایسه باز خورد خروجی نسبت به یک مقدار مرجع به دست میآید، سیگنال کنترل اصلاحی را تولید میکند(شکل ۲). هر یک از این سه مد، واکنش متفاوتی نسبت به خطای سامانه دارد به عنوان مثال برای بهبود زمان صعود مد تناسبی، جهت کاهش بالازدگی، مد انتگرال گیر و جهت واکنش سریع به تغییرات خطا مد مشتق گیر وارد عمل می شود. طبق معادله ۱ مجموع این سه مد خروجی مدار کنترل کننده را تشکیل می دهند.[۳]

$$C_{out} = K_p e(t) + K_i \int e(t) dt + K_d \frac{de(t)}{dt}$$
(1)

 K_i که در آن K_p ضریب تناسب، e(t) تابع خطای زمانی، K_p ضریب انتگرال گیر و K_d ضریب مشتق گیر و Cout سیگنال خروجی کنترل کننده است.

در کنترل کننده PID قسمت تناسبی، خروجی کنترل کننده را متناسب با مقدار خطای ورودی، مد انتگرال گیر خروجی کنترل کننده را متناسب با انتگرال خطای ورودی و مد مشتق گیر، خروجی کنترل کننده را متناسب با آهنگ تغییرات خطای ورودی محاسبه می کند که به ترتیب در روابط ۴–۲ نشان داده شده است.[۳]

$$C_{out.p} = K_p e(t) \tag{(Y)}$$

$$C_{out.i} = K_i \int e(t) dt \tag{(7)}$$

$$C_{out.d} = K_d \frac{de(t)}{dt} \tag{(f)}$$

مقدمه

امروزه مخابرات نوری به دلیل توانایی بالقوهای که در ارسال و دریافت حجم عظیم اطلاعات دارد بسیار مورد توجه قرار گرفته است؛ در یک نگاه ساده و ایده آل نور عبوری از درون یک مسیر نوری باز در نبود آشفتگیهای جوی کاملاً تخت و یکنواخت است اما درعمل آشفتگیهای مختلف موجود در مسیر نوری بهطور کاتورهای این جبهه موج را تحت تأثیر قرار میدهد و ناراستیهای مختلفی را بر روی جبهه موج ایجاد می کنند (شکل ۱).[۱] همچنین افت و خیزهای تصادفی ضریب شکست جو باعث جابه جایی لکه لیزری در راستای محورهای مختصات بصورت تصادفی می شود. بدیهی است که جابهجایی صورت پذیرفته باعث دریافت نشدن همه یا بخشی از سیگنال ارسالی میگردد. برای اصلاح این ناراستی ها و جابه جایی های ناخواسته، سامانه های اپتیک تطبیقی وارد عمل شده و با به کاربردن همیوغ فازی، فازرا اصلاح و به شکل تخت خود نزدیک می کند اما لازمهی این اصلاح فاز وجود آینههای تغییر شکلپذیر و مدار الكترونيكي كنترل كنندهاي است كه بتواند بهطور آني به این تغییرات پاسخ دهد. مدار کنترل کننده PID، یکی از مدارهای کنترل استاندارد است که برای این منظور استفاده مى شود. در اين مقاله با به كاربردن الگوريتم مناسب و مدارهای مختلف بهینه یک سامانه کنترل کننده برای کنترل

آینههای تغییر شکل پذیر طراحی و ساخته شد.[۲]



شکل ۱: طرحواره یک سامانه نوری تطبیقی[۱]

با توجه به شرایط محیطی و تجزیهوتحلیل خروجی این کنترلکننده و با تغییر ضرایب K_i ،K_p وK_i توسط ولومهای دستی طراحی شده میتوان به سیگنال مطلوب موردنیاز آینه تیپ تیلت برای اصلاح پارامتر خطا دست یافت.



شکل ۲: طرحواره یک کنترل کننده PID

شرح مدار

اولین چالشی که در طراحی این کنترل کننده جهت استفاده در سامانه اپتیک تطبیقی با آن مواجه بودیم متناسبسازی خروجی حسگر کوادرانت با محدوده ولتاژ ورودی ریزپردازندههای متداول و تبدیل خروجی آنالوگ حسگر کوادرانت به دیجیتال و همچنین متناسبسازی ولتاژ خروجی ریزپردازنده با محدوده ولتاژ ورودی راهانداز آینه تیپ تیلت و تبدیل خروجی دیجیتال ریزپردازنده به آنالوگ برای اعمال به راهانداز آینه تیپ تیلت و پایداری لکه در یک محدوده معین بود (شکل ۳). دومین چالش عدم انعطاف پذیری و آزادی عمل سیستمهای آنالوگ در طراحی مد نظر ما بود که ما را بر آن داشت با ترکیب مدارات آنالوگ و دیجیتال و بهره گیری از پروتکل ارتباطی I2C کنترل کننده طراحی شده را به رایانه متصل و مشکل فوق را برطرف سازیم.



شکل ۳: ارتباط بین واحد کنترل و سایر اجزای سامانه نوری

در طراحی این مدار کنترل کننده با توجه به اینکه حداکثر تغییرات بسامد جو ۳۰ هرتز میباشد لذا طبق رابطه ۵ از یک پالایه پایین گذر RC مرتبه دوم استفاده کردیم تا از ورود سیگنالهای با فرکانس بیشتر از ۱۵۰هرتز که نویز هستند جلوگیری کند.

$$f_{cut} = \frac{1}{2\pi \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$$
 (Δ)

که در آن f_{cut} فرکانس قطع، R_1 و R_2 مقاومتهای الکترونیکی و C_1 و C_2 خازنهای الکترونیکی مدار فیلتر هستند.

نتيجهگيرى

در این مقاله با استفاده از برد طراحی شده توانستیم در بازه مسافتی ۱۰۰متر تا ۳ کیلومتر در شرایط آب و هوایی مختلف جبهه موج ارسالی از سمت فرستنده که دچار کجنمایی های مختلف شده بود را با به دست آوردن ضرایب زرنیک و مقایسه این ضرایب با حالت جبهه موج تخت، بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> اصلاح و سیگنال کنترلی لازم را به آینه تیپ تیلت اعمال کنیم.

کارهای تجربی

به منظور بررسی عملکرد سامانه پس از انجام تستهای آزمایشگاهی توانستیم در فاصله ۱۴۶ متری جبهه موج فرستاده شده از لیزر به قطر ۲۰ سانتی متر را که تلاطمهای موجود در نزدیکی سطح زمین باعث حرکت لکه در محل گیرنده به قطر ۱ متر شده بود را با ضرایب کنترلی K_i ، K_p K_i ، K_p (شکل ۴) به ترتیب برابر با ۲۵، ۹ و ۲۱ اصلاح و در یک محدوده به قطر ۲۵ سانتی متر ثابت کنیم که در این حالت سیگنال اصلاحی در راستای x و y به ترتیب ۷/۱۵ و



شکل ۴: نمایی از برد کنترلکننده PID

مرجعها

- [1] D. F. Buscher, *Practical optical interferometry*. No. 11. Cambridge University Press, 2015.
- [2] G. W. Allan, "Simulation and testing of wavefront reconstruction algorithms for the deformable mirror (DeMi) cubesat", PhD diss., Massachusetts Institute of Technology, 2018.
- [3] I. Azhar, W. Zhizheng and F. B. Amara, "A decentralized robust PID controller design for the shape control of a magnetic fluid deformable mirror", International Journal of Optomechatronics 2010.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی یک رویداد غباری مشاهده شده در منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از

لیدار قطبشی زمین پایه سالار علیزاده^۱، روحاله مرادحاصلی^۲، حسین پناهیفر^۱، حمیدرضا خاصیفرد^{۹۳} ۱– دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان ۲– گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، ایران، کدپستی ۸۹۱۴۵ – ۴۵۱۵۶ ۳– پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان salizadeh@iasbs.ac.ir, r.moradhaseli.iauz@gmail.com, h.panahifar@iasbs.ac.ir, <u>khalesi@iasbs.ac.ir</u>

چکیده – ISPL ایستگاه لیدار قطبشی دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، مستقر در ساحل غربی دریاچه ارومیه است. این ایستگاه به منظور مطالعه جو دریاچه ارومیه در اکتبر ۲۰۱۸ راهاندازی شد. در این مقاله به بررسی یک غبار دور برد منتقل شده به جو دریاچه ارومیه با استفاده از ISPL میپردازیم. این لایه غباری در ۲۵–۲۴ اکتبر ۲۰۲۱ در ارتفاع ۸–۴ کیلومتری توسط ایستگاه ISPL مشاهده شده است. ضریب واقطبش حجمی این لایه بیشتر از ۲۰ درصد است. در حالیکه ضریب واقطبش حجمی ذرات معلق در ارتفاعات زیر ۲ کیلومتر کمتر از ۲۰ درصد است. نتایج نشان میدهد جنس ذرات معلق منتقل شده از چشمه غباری همسایه (صحرای آفریقا) با ذرات معلق در ارتفاع بالاتر از ۴ کیلومتر است. از دار معلق منتقل شده از چشمه غباری همسایه (صحرای از ذرات معلق در ارتفاع بالاتر از ۲۰ درصد است. نتایج دریاچه ارومیه متفاوت است. در این رویداد غلظت ذرات معلق در ارتفاعات پایین بیشتر

كليد واژه- درياچه اروميه، ذرات معلق، ضريب واقطبش حجمي، ليدار قطبشي.

Investigation of a dust event observed in Urmia Lake area using ground-based polarization LiDAR

Salar Alizadeh¹, Ruhollah Moradhaseli², Hossein Panahifar¹, and Hamid R. Khalesifard^{1,3} 1- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS) 2- Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran 3- Center for Research in Climate Change and Global Warming(CRCC), IASBS salizadeh@iasbs.ac.ir, r.moradhaseli.iauz@gmail.com, h.panahifar@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir

Abstract- ISPL, the polarization LiDAR station of IASBS, is located on the west coast of Urmia Lake (UL). This station was set up in October 2018 to study the atmosphere of UL. In this article, using ISPL, we investigate the long-range dust layer transferred to the UL atmosphere. The dust layer was observed by the ISPL on October 24-25, 2021 at an altitude of 4-8 km. The volume depolarization ratio (VDR) of this layer is more than 20%. Whereas the VDR of aerosols at altitudes below 2 km is less than 20%. The results show that the type of aerosols transferred from neighboring dust sources (Saharan Africa) is different from aerosols from the UL basin. In this event, the concentration of aerosols at low altitudes is higher than aerosols at altitudes above 4 km.

Keywords: aerosols, polarization LiDAR, Urmia Lake, volume depolarization ratio.

مقدمه

دریاچه ارومیه در شمال غرب ایران، یک دریاچه اشباع شده با نمک است. در طول ۲۵ سال گذشته تراز آب این دریاچه روند نزولی داشته و از بیشترین عمق آن (۱۶متر)، ۸ متر کاهش یافته است [۱]. با توجه به میزان شوری بیش از حد آب، کاهش تراز آب باعث شده مناطق کم عمق دریاچه تبدیل به زمینهای شورزار شود [۲]. این دریاچه به عنوان یک دریاچه کم عمق در معرض نابودی قرار دارد. در حوضه آبریز دریاچه ارومیه، دریاچه در کمترین ارتفاع حوضه قرار داشته و اطراف آن توسط کوههایی به ارتفاع ۲۰۰۰–۲۰۰۰ متر احاطه شده است [۳].

لیدار یک ابزار اپتیکی برای مطالعه ذرات معلق در جو بوده و با استفاده از آن می توان موقعیت مکانی و زمانی این ذرات را با وضوح بالا بدست آورد. با استفاده از لیدار قطبشی، می توان نوع ذرات موجود در جو را تشخیص داد [۴]. نتایج حاصل از اندازه گیری های سنجنده های فضابرد (کالیوپ-مادیس) نشان می دهد، منشأ عمده توده های غباری مشاهده شده در بالا سر دریاچه ارومیه از چشمه های غباری همسایه است [۵].

از سپتامبر ۲۰۱۸، لیدار قطبشی دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان (IASBS Scanning Polarization) در ساحل غربی دریاچه ارومیه مستقر گردید. این دستگاه علاوه بر اندازه گیری در راستای عمود بر سطح زمین، میتواند جو را در راستای افق در زوایای مختلف جاروب کند [۶]. در این مقاله یک رویداد غباری دور برد منتقل شده به این منطقه و آلودگی نزدیک به سطح بررسی شده است. همچنین با استفاده از مدل هواشناسی HYSPLIT مشخص شود.

نتايج

در ادامه کارهای انجام شده در گذشته [۸-۶] در این گزارش به بررسی یک نمونه غبار دور برد منتقل شده به جو دریاچه

ارومیه و مقایسه آن با آلودگی ناشی از منطقه حوضه آبریز دریاچه ارومیه میپردازیم.

رویداد ۲۵–۲۴ اکتبر ۲۰۲۱

در شکل ۱ سری زمانی ثبت شده توسط لیدار ISPL از (UTC) ۲۰۵،۰۵:۲۰ (UTC) تا (UTC) ۲۰،۰۵:۰۰ (UTC) اکتبر ۲۰۲۱ مشاهده میشود. شکل ۱–الف سیگنال تصحیح فاصله شده کانال موازی و شکل۱–ب ضریب واقطبش رمانی فوق، جو از سطح زمین تا ارتفاع ۱۰ کیلومتری به تصویر کشیده شده و تغییرات زمانی و مکانی ذرات معلق ثبت شده است. از سطح زمین تا ارتفاع ۲ کیلومتری ثبت شده است. از سطح زمین تا ارتفاع ۲ کیلومتری نفلظت آنها در نزدیکی سطح افزایش یافته است (شکل۱– الف). غالب ضریب واقطبش حجمی ثبت شده برای این ذرات زیر ۲۰ درصد است (شکل۱–ب). بسته هوایی که در ارتفاع ۱/۱ تا ۲ کیلومتر در زمان (UTC) ۱۴:۳۰ تا (UTC) زرای ۲۰ مشاهده میشود بطور عمده دارای ضریب واقطبش ۱۵ درصد است (شکل۱–ب).



شکل ۱: سری زمانی ثبت شده توسط لیدار قطبشی زمین پایه ISPL الف) سیگنال تصحیح فاصله شده کانال موازی و ب) ضریب واقطبش حجمی از ۲۵–۲۴ اکتبر ۲۰۲۱.

در ارتفاع ۸ کیلومتری از سطح زمین یک توده از ذرات معلق مشاهده میشود که با گذشت زمان کاهش ارتفاع داشته (شکل۱–الف) و غالب ضریب واقطبش حجمی این ذرات، بالاتر از ۲۰ درصد است (شکل۱–ب). این میزان از ضریب واقطبش در درسته آلودگی شهری–صنعتی و آلودگی ناشی از ذرات نمک قرار نمی گیرد. ذرات معلق با ضریب واقطبش بالاتر از ۲۰ درصد میتوانند در دسته غبار و غبار آلوده قرار گیرند. با توجه به اینکه توده غبار چه مسافتی را طی کرده تا به محل مشاهده برسد، میزان ضریب واقطبش آن میتواند متفاوت باشد [۹]. در این نمونه توده ذرات معلق مشاهده شده در ارتفاعات بالاتر، دارای خصوصیات متفاوتتری نسبت به ذرات معلق در ارتفاعات زیر ۲ کیلومتر دارند. مشاهده شده در ارتفاع بالاتر از ۴ کیلومتر است.



سکل ۲۰ مسیر بر نسب بستهای هوایی الف) در ۲۰ ارتفاع ۲۰۰۰ . ۱۰۰۰ و ۱۵۰۰ متری از سطح زمین (UTC) ۱۶:۰۰ ۲۴ اکتبر

۲۰۲۱ ردیابی ۷۲ ساعته و ب) در ۳ ارتفاع ۶۰۰۰، ۶۵۰۰ و ۷۰۰۰ متری از سطح زمین، رأس ساعت (UTC) ۱۹:۰۰، ۲۴ اکتبر ۲۰۲۱ ردیابی ۱۴۴ ساعته از موقعیت ایستگاه ISPL.

در شکل ۲-الف بستههای هوایی در ۳ ارتفاع ۵۰۰، ۱۰۰۰ و ۱۵۰۰ متری از سطح زمین در (UTC) ۲۴،۱۶:۰۰ کتبر ۲۰۲۱ توسط سامانه HYSPLIT ردیابی شده و مسیر برگشت آنها نمایش داده شده است. منحنی رسم شده برای ارتفاع ۵۰۰ و ۱۰۰۰ متری در طول مسیر برگشت، ۲ مرتبه با سطح زمین تماس داشته است. مسیر برگشت بستههای هوایی در ارتفاعات زیر ۲ کیلومتر در طول ۷۲ ساعت نشان مىدهد، اين ذرات معلق منشأ محلى داشته و از حوضه آبريز درياچه اروميه برخاستهاند (شكل۲-الف). مسير برگشت رسم شده برای ۳ ارتفاع ۶۰۰۰، ۶۵۰۰ و ۷۰۰۰ متری از سطح زمین در (UTC)، ۲۴ اکتبر ۲۰۲۱ در طی ۱۴۴ ساعت گذشته نشان میدهد، این ذرات معلق دور برد بوده. نمودار رسم شده برای ارتفاع ۶۵۰۰ و ۷۰۰۰ متری در ۱۴۴ ساعت گذشته نشان میدهد، این ذرات معلق از چشمه غباری صحرای آفریقا برخاسته و به منطقه دریاچه ارومیه رسیدهاند. با توجه به این نمودارها می توان نتیجه گرفت، توده غباری مشاهده شده توسط لیدار ISPL در ارتفاع بالای ۴ کیلومتر منشأ محلی نداشته و از قاره آفریقا برخاسته و پس از عبور از دریای مدیترانه از سمت شمالغرب ایران به موقعیت ایستگاه ISPL رسیده است.

توده غباری که توسط لیدار ISPL در ارتفاع بالای ۴ کیلومتری مشاهده شده، توسط سنجنده EUMETSAT نیز ثبت شده است. این توده غباری جو شمال و شمالغرب ایران را تحت تأثیر قرار داده است (این نتایج در این گزارش نمایش داده نشده).

اندازه گیری با استفاده از لیدار زمین پایه در ایستگاه ISPL در کنار دریاچه ارومیه همچنان ادامه دارد. همزمان با لیدار، با یک شیدسنج دستی کالیتو (Calitoo) نیز اندازه گیری صورت می گیرد. نتایج تکمیلی در آینده گزارش خواهد شد.

- [2] Zarghami, Mahdi. "Effective watershed management; case study of Urmia Lake, Iran." Lake and Reservoir Management 27.1 (2011): 87-94.
- [3] Hosseini-Moghari, Seyed-Mohammad, et al. "Quantifying the impacts of human water use and climate variations on recent drying of Lake Urmia basin: the value of different sets of spaceborne and in situ data for calibrating a global hydrological model." Hydrology and Earth System Sciences 24.4 (2020): 1939-1956.
- [4] Weitkamp, Claus, ed. *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Vol. 102.
 Springer Science & Business, 2006.
- [5] Ghomashi, Fatemeh, and Hamid R. Khalesifard. "Investigation and characterization of atmospheric aerosols over the Urmia lake using the satellite data and synoptic recordings." Atmospheric Pollution Research 11.11 (2020): 2076-2086.
- [6] Khalesifard, Hamid R., et al. "Monitoring Atmospheric Aerosols Over the Urmia Lake by CALIPSO and a Ground Based Depolarized Lidar." EPJ Web of Conferences. Vol. 237. EDP Sciences, 2020.
- [7] Alizadeh S, Panahifar H, Moradhaseli R, Khalesifard H R. Study of Urmia Lake Atmosphere using a ground-based LiDAR. ICOP & ICPET _ INPC _ ICOFS. 2020; 26 :973-976 URL: <u>http://opsi.ir/article-1-2176-fa.html</u>

[۸] علیزاده، سالار و محمدی خالصی فرد، حمیدرضا و پناهی فر، حسین،۱۳۹۸،راه اندازی یک ایستگاه سنجش از دور در ساحل غربی دریاچه ارومیه برای مطالعه ذرات معلق جوی،ششمین کنفرانس منطقه ای تغییر اقلیم،تهران، <u>https://civilica.com/doc/1002699</u>

[9] Freudenthaler, Volker, et al. "Depolarization ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006." Tellus B: Chemical and Physical Meteorology 61.1 (2009): 165-179.

نتيجهگيرى

در این مقاله با استفاده از لیدار قطبشی زمین پایه به بررسی یک نمونه غبار دور برد منتقل شده به جو دریاچه ارومیه پرداخته شد. ضریب واقطبش حجمی غبار دور برد منتقل شده بطور غالب بیشتر از ۲۰ درصد و ضریب واقطبش ذرات آلاینده در ارتفاعات کمتر از ۲ کیلومتر عمدتا کمتر از ۲۰ درصد بود. پس نوع ذرات غبار منتقل شده با آلودگی موجود در ارتفاعات زیر ۲ کیلومتر متفاوت است. ردیابی مسیر برگشت بستههای هوایی نشان داد، منشأ ذرات آلاینده در ارتفاعات کمتر از ۲ کیلومتر محلی بوده و این ذرات از حوضه آبریز دریاچه ارومیه برخاستهاند. در حالیکه مسیر برگشت توده غباری دور برد نشان میدهد، این ذرات از صحرای آفریقا سرچشمه گرفته و پس از ۶ شبانهروز به جو دریاچه ارومیه رسیده است.

سپاسگزاری

این پروژه با حمایت ستاد توسعه فناوریهای فوتونیک، لیزر، مواد پیشرفته و ساخت، معاونت علمی و فناوری ریاست جمهوری و ستاد احیای دریاچه ارومیه با شماره طرح ۹۶۱۰۰۲۰۱ در حال انجام است.

مرجعها

[1] Saemian, P., et al. "Analyzing the Lake Urmia restoration progress using ground-based and spaceborne observations." Science of The Total Environment 739 (2020): 139857.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



شبیه سازی و بررسی تجربی کانال انتشار لیزر در مه در سیستم لیدار خودرو و بهینه سازی عملکرد سامانه لیداری

سيد ايوب موسوى، ابوالحسن مبشرى، مجتبى ارجمند

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، پژوهشکده اپتیک و لیزر

a-moosavi@mut-es.ac.ir, mobashery59@yahoo.com, arjmand.mj@gmail.com

چکیده – در این مقاله به منظور افزایش کارایی سیستم لیدار اتومبیلهای خودران، از تغییر شکل پالس دریافتی برای تشخیص موانع در حضور مه و دود استفاده شده و پاسخ محیط بصورت شبیه سازی و چیدمان تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. در چیدمان تجربی، استفاده از یک باریکه خطی شده به جای روش اسکن چرخشی، پیچیدگی سیستمهای اپتومکانیکی متداول لیدارهای خودرو را کاهش داده است. اپتیک مورد نیاز برای خطی سازی باریکه در میدان دور شبیه سازی و پس از ساخت بکار گرفته شده است. با استفاده از پالسهای کوتاه نانوثانیه ای و پردازش شکل سیگنال دریافتی، تشخیص عابرین پیاده و دیگر موانع در هنگام مه شدید میسر است.

كليد واژه- پاسخ ضربه محيط پراكننده، پاول لنز، پروفايل خطي، ليدار خودرو

Simulation and experimental study of automotive LiDAR detection in presence of fog and performance improvements of the system

Seyed Ayoob Moosavi, Abolhasan Mobashery, and Mojtaba Arjmand

Faculty of Applied Science, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran

a-moosavi@mut-es.ac.ir, mobashery59@yahoo.com, arjmand.mj@gmail.com

Abstract- In order to improve automotive LiDAR system performance in detecting obstacles, under fog and smoke environment, the shape changing of received signal is studied. The impulse response of such environment is simulated and experimentally investigated. Usage of a fan shaped beam, instead of the rotationally scanning method, has reduced conventional optomechanical complexities. The required optics for generating line shape beam in far field is simulated and experimentally applied. Discrimination between pedestrians and other rigid targets during heavy fog is possible by using short (nanosecond) pulses and pulse shape analyzing in the receiver.

Keywords: Automotive LiDAR, impulse response of scattering media, Line laser, Powell lens

مقدمه

امروزه سامانههای لیداری به کمک اتومبیلهای خودران آمده و با ارسال و دریافت پالسهای لیزری، وجود عابر یا مانع و فاصلهی آن تا اتومبیل را تخمین زده و به سیستم هدایت هوشمند و ترمزهای اضطراری کمک میکند. نیاز به یک سامانه اپتو مکانیکی برای جاروب محدوده مورد سنجش و از طرفی سیگنالهای خطا ناشی از پس پراکندگی از عوامل محیطی مانند مه غلیظ، دود و غبار و قطرات پاشیده شده از دیگر اتومبیلها در هنگام بارندگی از جمله چالشهای این سامانهها هستند[۱]. در این مقاله یک سامانه لیداری با زاویه ارسال و دریافت ^٥۶۰ درجه معرفی شده است و با استفاده از یک پالس کوتاه، چگونگی تمایز عابر یا موانع سخت را در حضور مه بررسی و در نهایت چیدمان تجربی مربوطه ارائه شده است.

تئورى

سیستمهای خطی تغییرناپذیر با زمان توسط یک تابع یکتا در حوزه زمان قابل توصیف هستند که به آن پاسخ ضربه سیگنال میگویند. بصورت کلی پاسخ ضربه بصورت (X(t)H(t) میگال میگویند میشود که در آن (Y(t) پاسخ دریافتی، (X(t) سیگنال ورودی و (H(t) پاسخ محیطی نامیده میشود. سیگنالهای پیوسته به انتگرال کانولوشن نیاز دارند که بصورت $X(t) - \tau) d\tau$ نمایش داده میشود [۲]. در یک سیستم لیداری توان دریافتی در روزنه ورودی در برخورد با یک مانع از فاصله R بصورت زیر تعریف میشود [۳].

 $P_{R}(R) = C_{A} \int_{t'=0}^{2R/c} P_{T}(t') H\left(R - \frac{ct'}{2}\right) dt' \quad (1)$ $\sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} P_{T}(t') H\left(R - \frac{ct'}{2}\right) dt' \quad (1)$ $\sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{$

توان در قله پالس و T_H نیم پهنای زمانی پالس است $[\pi]$. در حالتی که پهنای پالس، قابل مقایسه با فاصله اندازه گیری باشد نمی توان آن را بصورت یک ضربه آنی در نظر گرفت. مانع سخت به مانعی اطلاق می شود که مشخصه زمانی یعنی پهنای پالس در برخورد با آن تغییر نکند مانند اشیا کنار جاده، دیگر ماشینها و عابرین پیاده. چنین مانعی کنار جاده، دیگر ماشینها و عابرین پیاده. چنین مانعی قرار گرفته است و دارای ضریب پس پراکندگی β در میدان به قرار گرفت.

صورت $H_{obstacle} = \beta \delta(R - R_0)$ تعریف می گردد [۳]. از طرف دیگر مانع نرم به پدیده ای اطلاق می گردد که دارای یک توزیع نفوذ پذیر از ضرایب افت(α) و پراکندگی(β) در مسیر انتشار است و باعث پهن شدگی در پالس دریافتی می گردد. چنین محیطی اغلب به نام پاسخ کانال انتشار نامیده می شود. اگر پراکندگی چندگانه در نظر گرفته نشود، تابع می شود. اگر پراکندگی چندگانه در نظر گرفته نشود، تابع پاسخ آن بصورت (($\alpha(R)$) × exp پاسخ آن بصورت ((D) و توزیع آنها وابسته است و از رابطه پراکننده (Q) ، قطر (D) و توزیع آنها وابسته است و از رابطه زیر استخراج می شود [۳].

 $\alpha \text{ or } \beta = \frac{\pi}{8} \int_{D=0}^{\infty} D^2 Q_{\alpha \text{ or } \beta}(D) N(D) dD \qquad (\Upsilon)$ $\sum N(D) = \frac{\pi}{8} \int_{D=0}^{\infty} D^2 Q_{\alpha \text{ or } \beta}(D) N(D) dD \qquad (\Upsilon)$ $\sum N(D) = \frac{\pi}{8} \int_{0}^{\infty} D^2 Q_{\alpha \text{ or } \beta}(D) N(D) dD \qquad (\Upsilon)$ $\sum N(D) = \frac{\pi}{8} \int_{0}^{\infty} D^2 Q_{\alpha \text{ or } \beta}(D) \int_{0}^{\infty} e^{-b(\frac{D}{2})^{\gamma}} \qquad (\Upsilon)$

شرایط آب و هوایی	ρ[cm ⁻³]	α	γ	Rc[µM]
غبار	١٠٠	۱	۵, ۰	۰,۰۵
مه شدید	۲۰	٣	١,٠	۱۰,۰۰
مه رقيق	۲۰	٣	١,٠	٨,٠٠
اسپری شدید آب	۱۰۰	۶	۱,۰	۴,۰۰

جدول ۱: ضرایب توزیع پراکندگی[۳]

•ضرایب مرتبط با دود بسته به نوع ماده ای که از آن تولید میگردد(مانند چوب،مواد نفتی و …) بسیار متفاوت و متنوع است[۵].

شبیه سازی

در شبیه سازی زیر که در نرم افزار متلب انجام شده است کانولوشن پالس ورودی و پاسخ کانال انتشار، شامل مه و یک مانع سخت، بررسی شده است. ابتدا یک پالس رونده در جهت محور x و یک هدف سخت را که با فاصلهی معین از آن قرار گرفته بررسی می کنیم. در سیستم لیدار اتومبیل، یک پالس لیزری در فاصله کوتاه حدود ۱۰ متر با سرعت نور منتشر شده و دریافت می گردد. لذا بایستی پهنای فضایی پالس خیلی کمتر از محدودهی اندازه گیری باشد. در شبیه سازی از یک لیزر دیود با طول موج ۸۵۰ نانومتر، پروفایل زمانی به شکل ² Sin² و نیم پهنای (FWHM) ۵ استفاده شود به شرطی که از لیزرهای میکروچیپ و ملاحظات طراحی مدار الکترونیک گیرنده و فرستنده گیگا هرتزی لحاظ گردد.



در سمت چپ شکل(۱)، پالس ارسالی و پاسخ یک مانع در فاصله ۵ متری که بصورت تابع دلتا (برای نمایش مانع سخت یک پهنای جزئی درشکل درنظر گرفته شده) است و در سمت راست کانولوشن پالس ورودی و پاسخ محیط، بدون پهن شدگی، مشاهده میشود. اگر یک پالس رونده در جهت محور x به یک پاسخ نرم مانند توزیع یکنواخت مه به ازای مقادیر نوعی 0.3 = β و 0.1 = α برخورد کند، جواب حاصل بصورت یک سیگنال پهن شده همراه با یک دنباله مطابق شکل (۲) خواهد بود. در سناریوی دوم یک پالس رونده در جهت محور x و یک مانع صلب موجود در مه بررسی شده است. همانطور که انتظار می رود

پهنشدگیهای پالس تا ۳۰ نانومتر بسته به ضرایب افت و پراکندگی در سیگنال دریافتی حاصل از شبیه سازی



همچنین در حالتی که یک مانع در مه وجود دارد یک قله ثانویه در سیگنال دریافتی مشاهده می گردد. در بسیاری از سیستمهای لیداری که پردازش آنها بر حسب فقط شدت سیگنال دریافتی در فواصل مختلف باشد، در هنگام مه یا دود کاملا خاموش می گردند. اما با استفاده از یک پالس کوتاه، به شرط پردازش پالسهای دریافتی و استفاده از یک بانک اطلاعاتی از شکل پالس در سناریوهای مختلف ، سیستم لیداری قابلیت تمایز عابر یا موانع سخت را در حضور مه نیز خواهد داشت.

به منظور ایجاد پروفایل خطی، خروجی لیزر توسط نرم افزار اپتیکی زیمکس شبیه سازی شد. پس از قرار گیری لیزر در کانون یک لنز غیر کروی با فاصله کانونی موثر mm ۴، یک لنز با پروفایل سطح مخروطی [۶] در جلوی آن قرار می گیرد که در میدان دور، پروفایل لیزر به یک خط با زاویه واگرایی ۶۰ درجه و با اختلاف توان کمتر از ۲۰٪ در طول خط لیزر میرسد. در شکل (۴) چیدمان اپتیک فرستنده، نمایه لیزر و نمایه میدان دور آن مشاهده می شود. بایستی توجه داشت

که برای جبران کاهش چگالی توان برتابش در توزیع خطی بایستی از لیزرهای با توان بالاتر از لیزرهای متداول در این نوع کاربرد استفاده کرد.



شکل۴: چیدمان اپتیک خطی ساز و پروفایل لیزر قبل و بعد از اپتیک خطی ساز

چيدمان تجربي

در چیدمان آزمایشگاهی از یک لیزر دیود ۴ کاناله پالسی در طول موج ۹۰۰ نانومتر و توان قله ۵۲۰ وات استفاده شده است که درایور طراحی شده آن قابلیت تولید جریان ۱۶۰ آمپر مورد نیاز با پهنای پالس ۵ نانوثانیه را دارد. اپتیک فرستنده مطابق شبیه سازی شکل (۴) و گیرنده سامانه از یک لنز به قطر۲۵mm و فاصله کانونی ۲۰mm برای جمعآوری فوتونهای پسپراکنده تشکیل شده است. نور دریافتی روی آرایهای از آشکارسازها از نوع PIN با دو طبقه مدار تقویت سیگنال متمرکز شده و بسته به زاویهی دریافت نور، سمت قرارگیری مانع مشخص می شود.

به منظور ایجاد محیطهای مه و دود از مجموعهای از دستگاههای تولید بخار سرد و همچنین مواد دودزا استفاده شد که اطلاعات کاملی از گستره قطر ذرات و توزیع آنها در دست نیست(تقریبا در محدوده nm ۱۰۰۰–۳۰). در شکل (۵) پهن شدگی سیگنال(نمودار آبی) دریافتی از مه نسبت به سیگنال دریافتی از یک جسم صلب(نمودارهای مشکی) در خروجی گیرنده قابل مشاهده است. این منحنیها توسط اسیلوسکوپ۲۰۰مگاهرتزی دریافت و نمایش داده شده است. در نمودار سمت راست، سیگنال دریافتی، دارای دو

قله پهن شده است که قله اول مربوط به پراکندگی از مه و قله دوم مربوط به مانع سخت است.



شکل ۵: سیگنالهای دریافتی پهن شده در پراکندگی از مه. در شکل سمت راست قله اول مربوط به مه و قله دوم مانع سخت در فاصله ۶ متری است.

بحث و نتیجهگیری

استفاده از پروفایل خطی در این سیستم لیداری و دریافت در میدان دید ⁶ ۶۰، لزوم استفاده از روشهای جاروبی را در این سامانه مرتفع ساخت؛ همچنین پهنشدگی ۵ تا ۳۰ نانوثانیهای در سیگنال دریافتی را با یک مدار صافی زمانی تشخیص داده و آنرا به موانع نرم مانند پراکندگی از مه و دود نسبت دادیم. خطیسازی نمایه خاص لیزر، توسط یک مجموعه لنز غیرکروی و مخروطی انجام شد. کاهش چگالی توان لیزر به علت خطی شدن را با استفاده از لیزر دیود با توان یالاتر، ولی مقرون به صرفه، و همچنین استفاده از دو طبقه مدار تقویت سیگنال، جبران کردیم که در محدوده زیر ده متر قابلیت تشخیص موانع را داشته باشد .

مرجعها

- Y Li, J Ibanez-Guzman, "LiDAR for autonomous driving: The principles, challenges, and trends for automotive lidar and perception systems", IEEE Signal Processing Magazine, 2020.
- [2] Alan Oppenheim, *Signals and Systems*, Pearson; 2nd edition, 1996.
- [3] R. Rasshofer et al, "Influences of weather phenomena on automotive laser radar systems", BMW Group Research & Technology, Hanauer Str. 46, 2011.
- [4] CS Fox, *The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook*, SPIE Press, 1993.
- [5] Vilar, R. Lavrov "Estimation of required parameters for detection of small smoke plumes by lidar at 1.54 μm", Appl Phys B 71, 225–229, 2000.
- [6] https://laserlineoptics.com/powell_primer



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



پاسخ TEC یونسپهری به طوفانهای مغناطیسی و تابشهای کیهانی کهکشانی در یک

چرخهٔ خورشیدی بنفشه تاجی ^{*}، محمدحسین معماریان، مهبانو فلامرزی دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد <u>b.taji@stu.yazd.ac.ir</u> <u>memarian@yazd.ac.ir</u> Mahbanoofalamarzi@stu.yazd.ac.ir

چکیده – فعالیتهای خورشیدی و تابشهای کیهانی کهکشانی (GCR) باعث تغییر در رفتار یونسپهر و بهدنبال آن وردسپهر میشوند. فعالیتهای خورشیدی شامل تشعشعات خورشیدی، لکههای خورشیدی، بادهای خورشیدی و طوفانهای مغناطیسی است.

در این پژوهش به بررسی ارتباط بین شاخص طوفانهای مغناطیسی Kp و تابشهای کیهانی کهکشانی با محتوای الکترون کل یونسپهر (TEC)، که با استفاده از دادههای GPS در مقیاس جهانی برای سالهای ۲۰۱۵، ۲۰۱۶ و ۲۰۱۷ بهدست آمده، پرداخته شده است. با مقایسهٔ این پارامترها مشاهده می شود که شاخص طوفانهای مغناطیسی Kp با TEC رابطه مستقیم، درحالی که با تابشهای کیهانی کهکشانی رابطه عکس دارند. مقایسهٔ این پارامترها نشان می دهد که TEC با شاخص طوفانهای مغناطیسی Kp رابطه ای مستقیم، درحالی که با تابشهای کیهانی کهکشانی رابطه عکس دارند. مقایسهٔ کلید واژه- تابشهای کیهانی کهکشانی، شاخص طوفانهای مغناطیسی محتوان معناطیسی، محتوای کلی الکترون.

Ionospheric TEC Response to Magnetic Storms and Galactic Cosmic Rays in a Solar Cycle

Banafsheh Taji* Mohammad Hossein Memarian Mahbano Falamarzi

Faculty of Physics, Yazd University <u>b.taji@stu.yazd.ac.ir</u> <u>memarian@yazd.ac.ir</u> <u>Mahbanoofalamarzi@stu.yazd.ac.ir</u>

Abstract- Solar activity and galactic cosmic rays (GCR) change the behavior of the ionosphere and subsequently the troposphere. Solar activities include solar radiation, sunspots, solar winds, and magnetic storms. This study investigates the relationship between Kp magnetic storm index and galactic cosmic rays with total ionosphere electron content (TEC), obtained using global GPS data for 2015, 2016 and 2017. Comparing these parameters, it can be seen that the Kp magnetic storm index is directly related to TEC, while it is inversely related to galactic cosmic rays. Comparison of these parameters shows that TEC is directly related to the Kp magnetic storm index and inversely related to galactic cosmic radiation.

Keywords-Total electron content, Index of magnetic storms, Galactic cosmic rays.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲- ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

امروزه، یکی از مسائل اساسی تعیین نقش و تأثیر فعالتهای خورشیدی بر تغییرات اقلیمی میباشد. فعالیتهای خورشیدی شامل تشعشعات خورشیدی، لکههای خورشیدی، بادهای خورشیدی و طوفانهای مغناطیسی است [1]. تابشهای کیهانی، ذراتی با انرژی بالا و دارای سرعتی نزدیک به سرعت نور میباشند که اثر عمیقی روی فرایندهای جوی می گذارند. تابشهای کیهانی یکی دیگر از عوامل تأثیر گذار بر تغییرات اقلیم میباشد که بر تشکیل ابرها تأثیر گذاشته و از این طریق انرژی ورودی خورشید به زمین را کنترل می کند [۲]. امروزه تمام چالشها در راستای كاهش سهم عوامل خارجي است كه بر روى سامانهٔ اقليم و وضع هوا تأثير مي گذارند. جو فوقاني زمين تابش خورشيدي را جذب می کند، که منجر به گرم شدن و یونیزاسیون می شود و یون سپهر، حاصل از یونیزاسیون فوق فرابنفش (XUV) خورشيدى است. يونسپهر لايهٔ پلاسمايي اطراف جو زمین است که حدوداً ارتفاع ۱۰۰۰-۸۰ کیلومتری را به خود اختصاص میدهد. یونسپهر لایهای ساده و بدون تغییر نيست؛ بلكه بهطور پيوسته تحت تأثير خورشيد و طوفان های خورشیدی، میدان مغناطیسی زمین، طوفان های سطح زمین و گردش گرمسپهری قرار دارد [۳]. نمایهٔ واقعی چگالی الکترون، با خواص ویژهٔ جذب اجزای گاز جو مشخص می شود، که حاصل از قوانین مختلف فشارسنجی است و براى مؤلفههاى مختلف مولكولى بهشدت متفاوت هستند [۴]. يونسپهر نسبت به سيگنالهاى سامانهٔ موقعيتيابى جهانی، یک محیط پراکنده است یعنی امواج با بسامدهای مختلف تأخير و تقدم فازهای متفاوتی دارند. میزان این تأخير، وابسته به مقدار محتواى كلى الكترونى لاية یونسپهری TEC است که با زمان تغییر میکند. محتوای

چگالی الکترون یک مقدار توصیفی مهم برای یونسپهر است [۵]. TEC مجموعه الکترونهای موجود در استوانهای با سطح مقطع یک مترمربع است که در مسیر ماهواره تا گیرنده محاسبه میشود. TEC در تعیین تأخیر فاز امواج رادیویی اهمیت زیادی دارد و بهشدت تحت تأثیر فعالیت خورشیدی میباشد.

محتوای کلی الکترون یکی از پارامترهای یونسپهری است که زیاد مورد استفاده قرار می گیرد و مقدار آن برابر است با تعداد الکترونهایی که در یک ستون با مقطع عرضی یک متر مربع، که از زمین به سمت بالا و از میان یونسپهر عبور می کند، و از رابطهٔ زیر بهدست می آید که در آن Ne نشان دهندهٔ توزیع چگالی الکترون و واحد آن TECU است.

$$TEC = \int N_e ds \tag{1}$$

۱۰^{۱۶}e/m2 میباشد.

TEC به تنهایی قادر به توصیف کامل یونیزاسیون در یون سپهر نیست اما می توان برای کاربردهای خاص انتشار امواج رادیویی از آن استفاده کرد. کاربران تک بسامده سامانهٔ TEC تعیین موقعیت جهانی (GPS)، می توانند مشاهدات TEC را برای تصحیح سیگنال به کار گیرند، چون که TEC متناسب با تأخیر سیگنال رادیویی در یون سپهر است [۶].

روش تحقيق

در این پژوهش به مقایسهٔ طوفانهای مغناطیسی و تابش-های کیهانی کهکشانی با محتوای کلی الکترون یونسپهر، بهدلیل شرایط آرام و نبود طوفانهای مغناطیسی شدید در ماه ژانویهٔ سالهای ۲۰۱۷–۲۰۱۵ پرداخته شده است. داده های مربوط به TEC از سایت GNSS-TEC استخراج و از میانگین روزانه آن در این پژوهش استفاده شده است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> دادههای مربوط به Kp نیز بهصورت میانگین روزانه از سایت omniweb بهدست آمده است.

> شاخص صحیح سه ساعته K بهعنوان اندازهای از دامنه بی-نظمی و سرعت فعالیت مغناطیسی زمان طوفان مغناطیسی معرفی می شود. شاخص Kp به عنوان یک شاخص سیاره ای معرفی شده است و با میانگین گیری از شاخص K حاصل از ۱۳ رصدخانه تحت عرضهای شفق قطبی بهدست میآید. فعاليتهاى مغناطيسى مقياس سيارهاى بهوسيله شاخص Kp اندازه گیری می شود. مقادیر Kp بیشتر از ۴ نشان-دهندهٔ وقوع طوفان ژئومغناطیسی است که وابسته به مقدار آن، درجهٔ فعالیت طوفان نیز متفاوت خواهد بود در این یژوهش همه مقادیر kp در عدد ۱۰ ضرب شده است. تابشهای خورشیدی در یک دوره ۲۲ ساله (دو دوره ۱۱ ساله خورشیدی) در نظر گرفته شده است. در برخی از دورهها فعالیتهای خورشیدی شدیدتر، در برخی دیگر در مقایسه با سایرین این فعالیتها طولانی تر و در برخی دوره ها نیز میزان فعالیت خورشیدی و به تبع آن تعداد لکههای خورشیدی بسیار کاهشیافته است. معمولاً دورهٔ ۱۱ ساله دوم شدیدتر از دورهٔ ۱۱ ساله اول بوده و دارای تعداد لکه های بیشتری است [8].

> دادههای مربوط به تابشهای کیهانی کهکشانی، بهصورت میانگین روزانه از سایت OULU بدست آمده است.



شکل ۱: مقایسهٔ شاخص kp و TEC در ماه ژانویهٔ ۲۰۱۵



شکل ۲: مقایسهٔ شاخص kp و TEC در ماه ژانویه ۲۰۱۶



شکل ۳: مقایسهٔ شاخص kp و TEC در ماه ژانویهٔ ۲۰۱۷

بحث و نتیجهگیری

متداول ترین شاخصهایی که برای اندازه گیری فعالیتهای خورشیدی استفاده می شوند، شاخص طوفان های مغناطیسی kp هستند. نتایج مقایسهٔ شاخص طوفان های مغناطیسی با محتوای کلی الکترون در ماه ژانویهٔ سال های مغناطیسی با محتوای کلی الکترون در ماه ژانویهٔ سال های نشان داده شده است. در هر سه شکل محورهای سمت نشان داده شده است. در هر سه شکل محورهای سمت راست نشان دهنده شاخص kp و محورهای سمت چپ مربوط به شاخص TEC می با در تکل های مربوط به شاخص شده است. همچنین در شکل های قرمز و مشکی مشخص شده است. همچنین در شکل های کلی الکترون در همان زمان یعنی ماه ژانویهٔ سال های بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> ۲۰۱۵، ۲۰۱۶ و ۲۰۱۷ پرداخته شده است که محورهای سمت راست مربوط به GCR و محورهای سمت چپ مربوط به TEC میباشد و بهترتیب با رنگهای قرمز و مشکی نشان داده شدهاند.



شکل ۴: مقایسهٔ GCR و TEC در ماه ژانویهٔ ۲۰۱۵



شکل ۵: مقایسهٔ GCR و TEC در ماه ژانویهٔ ۲۰۱۶



نتایج نشان میدهد که شاخصهای خورشیدی با محتوای کلی الکترون رابطه مستقیم و با تابشهای کیهانی کهکشانی رابطه عکس دارد. شکلهای ۱، ۲ و ۳ نشاندهندهٔ ارتباطی مستقیم بین شاخص kp با محتوای کلی الکترون میباشد که دارای میانگین ضریب همبستگی ۴۶/ میباشند. و این در حالی است که مقایسهٔ نمودارهای موجود در شکلهای ۴، ۵ و ۶ رابطهای غیر مستقیم بین تابشهای کیهانی کهکشانی و TEC را با ضریب همبستگی ۱/۰۹ - نشان میدهند. در این مقاله به صورت میانگین این مقایسه انجام شده است.

مرجعها

[1] Labitzke, K., 2005. On the solar cycle–QBO relationship: a summary. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 67(1-2), pp.45-54

[2] Ahluwalia, H.S., 2017. Galactic cosmic rays, TSI, sunspots, and Earth surface air temperature. Indian Journal of Radio & Space Physics (IJRSP), 43(2), pp.141-150.

[3] Avakyan, S.V., 2013. The role of solar activity in global warming. Herald of the Russian Academy of Sciences, 83(3), pp.275-285

[4] rikan F., Erol C.B., Arikan O., "Regularized estimation of vertical total electron content from Global Positioning System data," Journal of Geophysical Research: Space Physics, 108(A12), 2003, doi: 10.1029/2002JA009605..

[5] Misra, P., Enge, P., Global Positioning System Signals, Measurements, and Performance. United States of America, 2012

[6]., Arikan F., Arikan O., Ugurlu O., Sadeghimorad A., "Online, automatic, near-real time estimation of GPS-TEC: IONOLABTEC," Space Weather, 11(5), 297-305., 2013, doi: 10.1002/swe.20054.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



اندازه گیری قطر هیدرودینامیکی نانو ذرات طلا به روشهای پراکندگی نور دینامیک و شبیهسازی سرعت سیال اطراف ذرات

احسان کوشکی، فاطمه میرزائی محمدآبادی، جواد باعدی، عادل زارع طزرقی

دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، ایران، سبزوار

ehsan.koushki@hsu.ac.ir fateme.mirzaei2473@gmail.com

چکیده – در این مقاله اطلاعاتی دربارهی پراکندگی نور دینامیکی و قطر هیدرودینامیکی ذرات ارائه شده است. همچنین به بررسی تئوری اندازه هیدرودینامیکی ذرات و مقایسه با مقادیر تجربی پرداختهایم که این کار بر روی نانو ذرات طلا انجام شده است. در ابتدا این ذرات را سنتز کرده و سپس به شبیه سازی سیال اطراف آن پرداخته و از این طریق به اندازه هیدرودینامیکی و برآورد عددی سرعت نسبی ذرات نسبت به سیال میپردازیم. نتایج حاصل از پراکندگی نور دینامیکی و روش استوکس در تطابق

كليد واژه- پراكندگي نور ديناميك، سرعت سيال، قطر هيدروديناميكي، معادله ناوير_استوكس، نانو ذرات طلا

Measurement of hydrodynamic diameter of gold nanoparticles by dynamic light scattering methods and simulation of fluid velocity around particles

Ehsan Koushki, Fatemeh Mirzaei Mohammadabadi, Javad Baedi, Adel Zare Tazarqi Hakim Sabzevari University, Faculty of basic sciences, Department of Physics, Iran, Sabzevar

> ehsan.koushki@hsu.ac.ir fateme.mirzaei2473@gmail.com

Abstract- In this paper, information about hydrodynamic diameter of particles is presented. We have also studied the theory of particle hydrodynamic size and compare it with experimental values, which has been done on gold nanoparticles. First, we synthesize these particles, and then we simulate the fluid around it, and through this, we deal with the hydrodynamic size and numerical estimation of the relative velocity of the particles relative to the fluid. Results of dynamic light scattering and Stokes method were in good agreement.

Keywords: dynamic light scattering, fluid velocity, gold nanoparticles, hydrodynamic diameter, Navir_Stokes equation.

کند و به همراه آن ماهیت دینامیکی یکسانی دارد. قطر هیدرودینامیکی، کرهای است که ضریب انتشار مشابه ذرهای مورد نظر را داراست با فرض این که یک لایه هیدراتاسیون در اطراف مولکول یا ذره قرار گرفته باشد. اندازه به دست آمده با DLS مىتواند بزرگتر از مقدار حاصل از روش میکروسکوپ الکترونی باشد. زیرا قطـر هیـدرودینامیکی در محلول های کلوئیدی آبی شامل لایه های محلول (مولکول های آب و یون ها) می شود. هم چنین ممکن است در حالت محلول، تودهی کوچکی تشکیل شوند که منجر به افزایش اندازه قطر هیدرودینامیکی در آزمایش DLS در مقایسه با اندازه نانوذرات واقعی شود [2]. ضريب انتقالي يا ضريب نفوذ (D_{τ}) وابسته به غلظت است و باید در غلظتهای مختلف اندازه گیری شود. شعاع هيدروديناميكي (R h) را ميتوان با استفاده از معادله معروف استوكس- انيشتين (Stokes- Einstein)(رابطه ۱)بدست آورد.

$$D_{\tau} = \frac{K_B T}{6\pi\eta R_h} \tag{1}$$

ثابت بولتزمن، T دمای مطلق و η ویسکوزیته حلال K_B است[2].



شکل ۱: شماتیک اندازه گیری DLS

در این مقاله شعاع هیدرودینامیکی به دو روش تجربی با استفاده از دستگاه DLS و به روش تئوری و شبیه سازی معادله ناویر_استوکس به دست آمده و با هم مقایسه میشوند. نتایج نشان میدهد روش عددی مبتنی بر محاسبه

مقدمه

روش پراکندگی نور دینامیکی یا تفرق نور پویا که اصطلاحاً DLS نامیده می شود یکی از روش های مناسب برای تعیین توزیع ابعاد ذرات است. در روش Dynamic light scattering، از روی حرکت براونی ذرات در فاز سیال می توان توزیع ابعاد ذرات در یک محلول را مشخص کرد. اندازه گیری حرکت براونی ذرات به وسیله محاسبه میزان نوسانات شدت پرتوهای نور متفرق شده توسط ذرات کوچک و بزرگ تعیین می گردد. اندازه گیری اندازه ذرات با روش DLS از روی تغییرات الگوی نقطهای که به صورت کم نور شدن و یا پر نور شدن نقاط تیره و روشن است، می تواند تغییرات شدت پرتوهای نور متفرق شده توسط ذرات را محاسبه کند که تعیین شدت تفرق پرتوهای نور، به اندازه گیری ذرات منتهی می شود . از طرفی فهم ارتباط بین اندازه گیری ذرات و پتانسیل به نوعی به اندازه گیری پتانسیل جریان سیال زتا که توسط دستگاه سنجش پتانسیل جریان زتا انجام می شود، منجر خواهد شد و به نوعى بيانگر ميزان مقاومت الكترواستاتيك بين ذرات است. DLS به عنوان طيف سنجي همبستگي فوتون نيز شناخته

می شود. این تکنیک یکی از رایج ترین روش هایی است که برای تعیین اندازه ذرات استفاده می شود. تابش یک پر تو نور تک رنگ، مانند لیزر، به محلولی با ذرات کروی در حرکت براونی باعث تغییر داپلر در هنگام بر خورد نور به ذره متحرک می شود و طول موج نور ورودی را تغییر می دهد. این تغییر به اندازه ذره مربوط می شود [1].

نتایج آزمایش DLS را می توان به عنوان ابزاری برای بررسی مدل های پراکندگی با استفاده از شعاع هیدرودینامیکی استفاده کرد. قطر به دست آمده با این روش، مربوط به کرهای با ضریب انتقالی معادل ذره مورد اندازه گیری است. پس می توان اندازه هیدرودینامیکی را شعاع کرهای از حلال اطراف جسم در نظر گرفت که تقریباً همراه ذره حرکت می

سرعت سیال کاملاً با نتایج DLS مطابقت دارد و میتواند روشی نوین در محاسبهی شعاع هیدرودینامیکی باشد.

تئورى

اضافه و پخش کردن یک فاز جامد در یک سیال نیوتنی تشکیل یک سوسپانسیون را میدهد. اگر فاز جامد از ذرات زیر میکرون تشکیل شده باشد، سوسپانسیون کلوئیدی نامیده میشود. برای این که بتوانیم حرکت یک نانو ذره را در سیال بررسی کنیم باید از معادلهی ناویر_استوکس (Navir_Stokes) بهره ببریم [3]. معادلهی سرعت در اطراف یک نانو ذره کروی شناور در یک سیال با استفاده از روش تحلیلی استوکس همراه با به کارگیری شرایط مرزی، به صورت رابطه (۲) در نظر گرفته میشود.

$$\vec{v} = v \cos \theta \left(1 - \frac{3a}{2r} + \frac{a^3}{2r^3}\right) \hat{e}_r$$

$$-v \sin \theta \left(1 - \frac{3a}{4r} - \frac{a^3}{4r^3}\right) \hat{e}_\theta$$
 (7)

که ۷ سرعت، ۵ شعاع ذره و r فاصله نقطه مورد نظر تا مرکز ذره می باشد.

سنتز و مشخصه یابی نانو ذرات طلا

برای سنتز نانو ذرات طلا به روش Turkovich ، در ابتدا ۲/۰ گرم سیترات سدیم در ۲۰ میلی لیتر آب مقطر حل شده و به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۵۰ درجه سانتی گراد هم زده شد. پس از آن ، ۶/۷۷ میلی گرم HAuCl4 در ۲۰ میلی لیتر آب مقطر حل شد و به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد روی همزن مغناطیسی گرم کننده قرار گرفت تا حجم آن به ۱۵ میلی لیتر برسد. سپس ۲ میلی لیتر از محلول سدیم سیترات به مدت ۴ ثانیه به صورت قطرهای به محلول HAuCl4 اضافه شد و به مدت ۸ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد بر روی صفحه گرم قرار گرفت.

برای مشخصهیابی نانو ذرات طلا، از پراکندگی اشعه ایکس (XRD) استفاده می کنیم که همان گونه که در شکل (۲) مشاهده می شود نمودار بیانگر تشکیل نانو ذرات از جنس طلا است. تجزیه و تحلیل پراکندگی نور دینامیک (DLS) توسط یک دستگاه Malvern Zetasizer 3000 انجام شده است و تشکیل ذرات با میانگین قطر ۱۲ نانو متر را نشان می دهد (شکل ۳). در شکل (۳) تصویری که با میکروسکوپ الکترونی عبوری(TEM) گرفته شده است نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود اندازه واقعی ذرات ۸ نانومتر گزارش شده است که یقیناً از اندازه هیدرودینامیکی کوچکتر است.



شکل ۲: پراکندگی اشعه ایکس (XRD) از نمونه خشک شده کلوئید طلا



شکل ۳: نمودار فراوانی ذرات طلای عبوری توسط اندازه گیری نور دینامیک (DLS) و شکل درونی؛ تصویر میکروسکوپ گذار الکترونی (TEM) که تشکیل ذرات با اندازه واقعی میانگین ۸ نانومتر را نشان میدهد.

شبیه سازی عددی اندازه هیدرودینامیکی و سرعت شاره

در شکل (۴) ذره طلا با قطر ۸ نانومتر را در نظر گرفته ایم و به کمک رابطه (۲) میدان سرعت حلال در محلول کلوئیدی در اطراف آن شبیه سازی شده است. این کار را برای سرعت ذره 1.25nm/s دادیم. همان طور که مشاهده می شود شکل(۴) کاملاً الگوی میدان سرعت اطراف سیال را به ما می دهد. در نقاط نزدیک سرعت کم تر و مایل به صفر و در نقاط دور، سرعت به سمت سرعت سیال میل می کند.



شکل ۴: نمایش میدان برداری اطراف نانو ذره طلای ۸ نانومتری با سرعت نسبی v = 1.25nm/s سرعت نسبت به سیال اطراف

اکنون میخواهیم بررسی کنیم که آیا از مدل میدان سرعت استوکس میتوان به شعاع هیدرودینامیکی دست یافت یا خیر. برای این کار کد برنامه نویسی را کمی تغییر دادهایم که در دستگاه مختصات متصل به مرکز ذره، سرعتهای موازی با سرعت سیال (در جهت محور xها) را روی محور عمود بر آن (در جهت محور yها) در فاصلههای مختلف بدهد. در شکل (۵)، هالهی اطراف ذره با قطر ۱۲ نانومتر از آزمایش ZDL ترسیم شده است. در لبه این هاله و در نقطه-ای مانند نقطهی p اندازه بردار سرعت به دو سوم مقدار بیشینهی نهایی خود (در دور دست) رسیده است. به عبارت دیگر دستگاه ZDL اندازه هیدرودینامیکی را در فاصلهای از ذره می گیرد که سرعت سیال به حدود ۵۶ درصد سرعت در در دور دست رسیده باشد که این نتیجه با توجه به ماهیت

نمایی بودن بردار سرعت نسبت به فاصله کاملاً منطقی



شکل ۵: میدان برداری در راستای عمود بر سرعت سیال و مقایسه فاصله تغییرات سرعت از ذره با شعاع هیدرودینامیکی

نتيجهگيرى

شعاع هیدرودینامیکی به دو روش تجربی با استفاده از دستگاه پراکندگی نور دینامیکی و به روش تئوری و شبیه سازی معادله ناویر_استوکس به دست آمد و با هم مقایسه شد که نتایج به دست آمده در تطابق خوبی با هم بودند. به عنوان یک نتیجه مهم از شبیه سازی انجام شده میتوان گفت شعاع هیدرودینامیکی ذره در واقع فاصلهای از مرکز ذره می باشد که سرعت سیال به حدود ۶۵ درصد سرعت در دوردست رسیده باشد.

مرجعها

[۱] مرتضی نظری، علی حلاج جهانی، سهیل شیرازیان، *نشریه دانشگاه مراغه*، دوره۳، شماره۳، ۱۳۹۸، ۱۸–۱۳.

[2] H. Shagholani, S.M. Ghoreishi, *International Journal of Biological Macromolecules*, 78, (2015), 130.

[3] L. Pengzhi, L. F. Liu. Philip, "Internal Wave-Maker for Navier-Stokes Equations Models", *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, (1999), 125-207.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن



محاسبه ضریب میرایی پخشی آب دریا با استفاده از روش مونتکارلو بهمنظور استفاده در طراحی سیستمهای لیداری

سید علی اصغر عسکری' و لاله رحیمی نژاد ٔ

۱-مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان (<u>aliaskari@mut-ea.ac.ir</u>)

۲-مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان (<u>lalerahimi@mut-es.ac.ir</u>)

چکیده – ارتباطات اپتیکی در زیر آب و عمقسنجی آبهای کمعمق ساحلی توسط پالسهای لیزری حـوزههـایی هسـتند کـه در سالهای اخیر توجه محققین و شرکتهای فناوری را بهخود جلب نمودهاند. پراکندگی چندگانـه در آب دریـا پدیـدهای اسـت کـه بهشدت انتشار پرتو لیزر را تحت تاثیر قرار میدهد. در این راستا ضریب میرایی پخشی یکی از پارامترهای مهم در بررسـی انتشـار پرتوهای لیزری در آب دریا میباشد. در این مقاله با استفاده از روش آماری مونت-کارلو علاوه بر بررسی پارامتری مانند قطـر لکـه لیزری در اعماق مختلف برای آبهای ساحلی و بهنسبت تمیز دریا، ضریب میرایی پرتو لیزری به صورت تابعی از میدان دید سیستم لیداری محاسبه شده و درنهایت ضریب میرایی پخشی بدست میآید.

کلید واژه- آب دریا، پراکندگی چندگانه، روش مونت کارلو، ضریب میرایی پخشی،

Calculation of seawater diffuse attenuation coefficient using Monte-Carlo method for use in design of oceanic lidar systems

Ali Asghar Askari, and Lale Rahimi

Faculty of Applied Science, Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan

Abstract- Today, underwater optical communication and shallow coastal water bathymetry using laser pulses are areas that have attracted the attention of many researchers and technology companies. Multiple scattering in seawater is a phenomenon that strongly affects laser beam propagation. In this regard, the diffuse attenuation coefficient is one of the important parameters in studying the propagation of laser beams in seawater. In this paper, using Monte Carlo statistical method, in addition to the investigation of laser beam diameter as a function of depth, beam attenuation coefficient as a function of field of view is calculated and finally, diffuse attenuation coefficient has been obtained for coastal and clean seawaters.

Keywords: Diffuse attenuation coefficient, Multiple scattering, Monte Carlo method, Seawater

مقدمه

در سالهای اخیر، مطالعه سطوح بالایی دریاها و اقیانوسها و نقشهبرداری از مناطق کمعمق ساحلی با استفاده از سیستمهای لیداری توجه طیف گستردهای از محققان و شرکتهای فناوری را بهخود معطوف داشته است. در این راستا سامانههای مختلف کشتیپایه و هواپایه با قابلیت نصب بر روی انواع هواپیماها و بالگردها طراحی، ساخته و استفاده شده است.

در طراحی سیستمهای لیداری با سکوهای مختلف و همچنین تحلیل دادههای دریافتی، داشتن اطلاعات کافی از نحوه انتشار پرتو لیزری درون آب از اهمیت زیادی برخوردار است. محیط آب یک محیط بسیار پراکننده برای پرتوهای لیزری است. پدیده پراکندگی چندگانه یک پدیده معمول در انواع آبها از آبهای لنگرگاهی تا آبهای ساحلی و بهنسبت تمیز دور از ساحل محسوب میشود. پراکندگی چندگانه موجب میشود که قطر لکه لیزری حین انتشار درون آب بهشدت افزایش یابد. این پدیده موجب کاهش شدت و محدود شدن عمق نفوذ پالس لیزری بهچند دهمتر در نواحی دور از ساحل و چندمتر در نواحی ساحلی میشود.

در بسیاری از مدلسازیهای انتشار پرتو درون آب از معادله انتقال تابش^۱استفاده می شود. با این حال یافتن جوابی مناسب برای این معادله پیچیده دیفرانسیل-انتگرال به طور معمول دشوار است.

روش مونتکارلو که یک روش مبتنی بر آمار و احتمال است، بعنوان یک روش شناخته شده و مطمئن در شبیهسازی بسیاری از پدیدههای فیزیکی مورد استفاده قرار گرفته است. در سالهای اخیر نیز شبیهسازی انتشار نور در محیطهای پراکنندهای مانند آب بهمنظور بررسی

ارتباطات نوری زیر آب و بافتهای بیولوژیکی توسط این روش آماری انجام شده است[۱–۳].

در این مقاله با استفاده از روش مونت کارلو انتشار پرتوهای لیزری درون آب دریا مورد بررسی قرار می گیرد. به کمک این شبیه سازی ها قطر لکه لیزری در اعماق مختلف آب دریا و میزان اتلاف انرژی محاسبه می شود. همچنین ضریب میرایی به صورت تابعی از میدان دید بخش گیرنده نیک سیستم لیداری نوعی کشتی پایه مورد بررسی قرار خواهد گرفت و در نهایت ضریب میرایی پخشی آب دریا که پارامتری مهم در طراحی سیستم های لیداری محسوب می شود، محاسبه خواهد شد. محاسبه ضریب میرایی پخشی و همچنین داشتن اطلاعات در مورد وابستگی میزان اتلاف به میدان دید سیستم گیرنده لیدار بخصوص در سیستم های کشتی پایه که فاصله سامانه تا سطح آب بسیار کم است، کمک شایانی در طراحی، بهینه سازی و ساخت این سامانه ها خواهد نمود.

روش مونت-کارلو در آب

بهمنظور شبیهسازی انتشار پرتو لیزری توسط روش مونت-کارلو از مفهوم بستههای فوتونی استفاده میشود. بدین معنی که تعداد بسیار زیادی بسته فوتونی درنظر می گیریم و انتشار تکتک آنها را مورد بررسی قرار میدهیم. در اینصورت مراحل شبیهسازی بهقرار زیر است:

الف-شبیهسازی لکه لیزری اولیه: برای اینمنظور با توجه به شکل لکه (در اینجا گاوسی)، قطر و زاویه واگرایی لیزر و با استفاده از اعداد تصادفی موقعیت و زاویه انتشار اولیه هریک از بستههای فوتونی را تعیین میکنیم. در این مرحله به هرکدام از بستههای فوتونی وزن ۱ اختصاص مییابد.

¹ Radiative Transfer Equation (RTE)

ب: در این مرحله لازم است که هریک از بستههای فوتونی را انتشار دهیم. طول مسیر انتشار، *ا* توسط رابطه زیر تعیین میشود:

$$l = -\frac{1}{\alpha} \ln(q) \tag{1}$$

ج-هرکدام از بستههای فوتونی پس از طی مسیری که در بخش قبل محاسبه شد، به یک مرکز پراکننده برخورد میکنند و پراکنده میشوند. محاسبه زاویه پراکندگی توسط تابع فاز پراکندگی، $(\hat{m{ heta}}, \phi)$ ، انجام میشود. تابع فاز پراکندگی در آب مستقل از زاویه سمتی، φ است، در اینصورت زاویه قطبی پراکندگی، $\hat{m{ heta}}$ ، از رابطه زیر و با استفاده از تابع توزیع تجمعی، $(\hat{m{ heta}})$ ، قابل محاسبه است:

$$P(\theta_s) = \int_0^{\theta_s} 2\pi \tilde{\beta}(\theta') \sin \theta' d\theta' = q$$
^(Y)

زوایای پراکندگی محاسبه شده نسبت به راستای بسته فوتونی قبل از پراکندگی میباشند. این دستگاه مختصات که در هر پراکندگی نیز وضعیت آن تغییر میکند به دستگاه مختصات محلی معروف است. بنابراین با یک چرخش مناسب لازم است که زوایا یا کسینوسهای هادی در دستگاه مختصاب ثابت محاسبه شوند. در دستگاه مختصات ثابت کسینوسهای هادی به صورت زیر محاسبه می شوند:

$$u' = u\cos\theta_s + \sin\theta_s(w.\cos\psi.\cos\Delta\psi_s - \sin\psi.\sin\Delta\psi_s)$$
(°)

$$v' = v \cos \theta_s + \sin \theta_s (w.\sin \psi.\cos \Delta \psi_s + \cos \psi.\sin \Delta \psi_s)$$
(*)

$$w' = w\cos\theta_s - \sin\theta_s\sin\theta \cdot \cos\Delta\psi_s \tag{(a)}$$

که (u,v,w) کسینوسهای هادی دستگاه مختصات محلی، (u,v,w) که (ψ_s اویه سمتی قبل از پراکندگی و ψ_s تغییر در زاویه ψ

د-در هر پراکندگی که برای بسته فوتونی اتفاق میافتد، وزن بسته فوتونی کاهش مییابد. روشهای مختلفی برای درنظر گرفتن کاهش وزن در روش مونت-کارلو وجود دارد که معمول ترین آنها اختصاص وزن جدید برمبنای آلبدو پراکندگی تکگانه^۲ است. در این روش وزن بسته فوتونی در این ضریب ضرب شده تا وزن جدید محاسبه گردد.

ه-پس از انتشار تمامی بستههای فوتونی، میزان اتلاف انرژی از محاسبه مجموع وزن نهایی به مجموع وزن اولیه بدست میآید.

شبیهسازیها و نتایج

پارامترهای مورد استفاده در بررسی انتشار پرتوهای لیزری در محیط آب توسط روش مونت-کارلو در جدول ۱ نشان داده شدهاند.

جدول ۱: پارامترهای شبیهسازی

H(m)	d(mm)	$\theta_d(mrad)$	α(1/m)	N
١.	٢	٣	۰/۰،۴۷/۱۶۵	۱۰۹

در جدول بالا، H، b، θ_{d} و N بهترتیب ارتفاع سامانه از سطح آب، قطر لکه خروجی لیزر، واگرایی لیزر و تعداد بستههای فوتونی هستند. ضرایب میرایی پرتو درنظر گرفته شده بهترتیب اندازه، مربوط به آبهای بهنسبت تمیز دور از ساحل و آبهای ساحلی میباشند. برای شبیهسازیها از تابع فاز هنیه-گرینشتین^۳[۴] استفاده شده است. شبیهسازیهای انجام شده نشان دهنده این است که قطر لکه در اعماق مختلف به زاویه واگرایی لیزر و همچنین قطر اولیه وابستگی چندانی ندارد. بعبارتی میزان پراکندگی در آب آنچنان زیاد است که زاویه و قطر اولیه

² Single scattering albedo

³ Henyey-Greenestein

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> چندان مهم نمیباشند. در شکل ۱، شکل شدت بهنجار شده (در راستای قطر لکه) در عمق ۲۰ متری آب ساحلی برای واگراییهای مختلف پرتو لیزر نشان داده شده است. اندازه هر پیکسل ۱/۵ سانتیمتر است. همانطور که ملاحظه میشود، پراکندگی چندگانه در آب چنان تاثیری دارد که توزیع شدت در عمق ۲۰ متری مستقل از زاویه واگرایی اولیه لیزر است.



شکل ۱: شدت بهنجارشده (قطری) در عمق ۲۰ متری بهازای ضریبهای واگرایی مختلف پرتو لیزر در آب ساحلی.

به منظور بررسی وابستگی ضریب میرایی به میدان دید سیستم گیرنده لیدار، میزان توان از لکه لیزری که توسط سیستم گیرنده لیدار تحت پوشش قرار می گیرد، در اعماق مختلف و برای میدان دیدهای متفاوت محاسبه شده است. ضریب میرایی در هر میدان دید شیب منحنی لگاریتمی توان بر حسب عمق می باشد که در شکل ۲ برای دو نوع آب دریا محاسبه شده است.



شکل ۲: تغییرات ضریب میرایی برای آبهای ساحلی (منحنی خطچین) و دور از ساحل (منحنی خطپر) با میداندید گیرنده لیدار.

همانطور که مشاهده می شود در میدان دیدهای بسیار کم ضریب میرایی مقدار زیادی دارد و در هر دو نوع آب برابر با ضریب میرایی پرتو است. با افزایش میدان دید، ضریب میرایی به مقادیر ۲/۱۲۷ و ۲/۲۴۴ برمتر بهترتیب برای آبهای دور از ساحل و ساحلی کاهش مییابد، چراکه قسمت بیشتری از پرتوهای پراکنده شده در میداندید سیستم قرار می گیرند. بنابراین برای یک سامانه کشتی پایه برخلاف سامانه هواپایه لازم است که میدان دید تلسکوپ گیرنده مقدار زیادی انتخاب شود تا درنهایت ضریب میرایی به مقدار میرایی پخشی میل نماید.

نتيجهگيرى

انتخاب میداندید مناسب با توجه به ضریب میرایی پخشی در سیستمهای لیداری با وجود پراکندگی زیاد پالسهای لیزری در آب از اهمیت زیادی برخوردار است. در این مقاله با استفاده از روش آماری مونت-کارلو انتشار پرتوهای لیزری در آب در حضور پراکندگی چندگانه مورد بررسی قرار گرفتهاست. استفاده از این روش امکان محاسبه ضریب میرایی بهصورت تابعی از میداندید و محاسبه ضریب میرایی پخشی را فراهم مینماید.

مرجعها

- [1] G. Carles, P. Zammit, A. R. Harvy, "Holistic Monte-Carlo optical modelling of biological imaging", Sci. Rep., Vol. 9, No. 1, pp. 1-11, 2019.
- [2] Y. Mao, et al., "Monte Carlo-based performance analysis for underwater continuous-variable quantum key distribution", Appl. Sci, Vol. 10, No. 17, pp. 1-12, 2020.
- [3] L. Qun, et al. "A Semianalytic Monte Carlo Simulator for Spaceborne Oceanic Lidar: Framework and Preliminary Results", *Remote Sensing*, Vol. 12, No. 17, pp. 1-16, 2020.
- [4] Z. Jianing, "On sampling of scattering phase functions", Astronomy and Computing, Vol. 29, pp. 1-8, 2019.




بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی ضریب شکست غیرخطی روغنهای گیاهی گردو، رزماری و ذرت با استفاده از تکنیک جاروب محوری

مريم افشار'، محمدعلى حداد'، الميرا مشتعلٍّ، مهرنوش عبادى ً

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد ۲ ساختمان فنی مهندسی دانشگاه آزاد اسلامی یزد، صفائیه، بلوار شهدای گمنام، یزد <u>maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, elmiramoshtael@gmail.com</u> <u>mehrnooshebadi76@gmail.com</u>

چکیده – روغنهای گیاهی به علت کاربردهای فراوان در زندگی روزمره همواره مورد توجه قرار گرفتهاند. به این دلیل ا صالت سنجی این گروه از روغنها بسیار حائز اهمیت است. امروزه بررسی مواد غذایی بر پایه رفتار اپتیکی غیرخطی آنها به عنوان روشی جدید در اصـالت ســنجی موادغذایی به حسـاب میآید. در این مقاله، رفتار اپتیکی غیرخطی روغنهای گیاهی گردو، رزماری و ذرت در رژیم گرمایی، با استفاده از روش جاروب محوری با بهره گیری از لیزر پیوسته با طول موج تابشی MT rm برای نخستین بار برر سی شده است و مقادیر ضریب شکست غیرخطی نمونههای با مرتبهای در حدودW⁻¹ دست⁴ گزارش میشوند.

کلید واژه- جاروب محوری، خواص اپتیکی غیرخطی، روغن ذرت، روغن رزماری، روغن گردو، ضریب شکست غیرخطی

Evaluation of nonlinear refractive index of walnut, rosemary and corn vegetable oils using z-scan technique

Afshar, Maryam¹; Haddad, Mohammad Ali^{1,2}; Moshtael, Elmira²; Ebadi, Mehrnoosh²

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran ² Department of Engineering, Islamic Azad University of Yazd, Yazd, Iran <u>maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, elmiramoshtael@gmail.com</u>, mehrnooshebadi76@gmail.com

Abstract- Vegetable oils have always been considered due to their wide variety of uses in daily life. As a result, the authenticity of this group of oils is important. Food authentication based on nonlinear optical characteristics is now considered as a new approach of determining food authenticity. In this study, as a first step, the nonlinear optical properties of walnut, rosemary, and corn vegetable oils are studied in the thermal regime using the Z-scan method and CW laser at 532 nm. The sample's nonlinear refractive index values are measured to be in the range of 10⁻⁸ cm²/W.

Keywords: Corn oil, Nonlinear optical properties, Nonlinear refractive index, Rosemary oil, Walnut oil, Z-Scan

مقدمه

روغن گیاهی یکی از مواد حائز اهمیت در زندگی روزمره است. روغنهای گیاهی نظیر گردو، رزماری و ذرت نیز سرشار از خواص متفاوتی از جمله امگا ۳، ویتامینها و مواد معدنی نظیر ویتامین E هستند که برای مراقبت از یوست و مو، جلوگیری از ریزش مو، بیماریهای قلبی و درمان بیماریهای پوستی بسیار مفید هستند. این روغنها در طب سنتی نیز مورد توجهاند. استفاده از روغنهای گیاهی به عنوان مواد خام تجدیدپذیر برای سنتز مونومرهای مختلف و موادپلیمری مورد بررسی قرار می گیرند[۱]. طبق پژوهشها این فرآوردهها ۹۰ درصد به صورت تقلبی یافت می شوند. به همین دلیل اصالت سنجی روغن های گیاهی یکی از شاخصههای مهم و اساسی است. اخیراً گزارشهای منتشر شده حاکی از این است که شاخصهای ایتیک غیرخطی مواد در اصالت سنجی مواد غذایی می توانند مورد توجه و بررسی قرار گیرند[۲]. خواص اپتیکی غیرخطی مواد بسیار مهم است و می توان با تجزیه و تحلیل شکست و جذب غیرخطی درصد خلوص و اصالت روغنها را تعیین کرد[۳].

روش جاروب محوری روشی ساده و در عین حال حساس برای تعیین خواص اپتیکی غیرخطی است. در این مقاله با استفاده از این روش، شاخص اپتیکی غیرخطی روغنهای گیاهی گردو، رزماری و ذرت برای نخستین بار، با اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی آنها مورد مطالعه قرار گرفتهاند.

روش تجربی

برای انجام مراحل آزمایشگاهی، سه روغن گیاهی تجاری گردو، رزماری و ذرت تهیه شدند و با روش جاروب محوری، خواص اپتیکی غیرخطی آنها مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. روش جاروب محوری روشی ساده و استاندارد است که در این روش ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی را میتوان محاسبه کرد. این روش ابتدا در سال ۱۹۸۹ توسط منصور شیخ بهایی و همکارانش ارائه شد[۵–۳].



شکل ۱: تصویر روغنهای مورد استفاده در پژوهش

از روش جاروب محوری روزنه بسته و روزنه باز بترتیب برای تعیین ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی استفاده میشود؛ چیدمان آزمایشگاهی مورد استفاده در شکل ۲ نشان داده شده است[۴،۵].



شکل ۲: آرایه اپتیکی جاروب محوری روزنه بسته و باز

در این آرایه، پرتو لیزر پس از گذر از روزنه و تابش به سطح عدسی با فاصله کانونی ۵ سانتیمتر همگرا شده، و به نمونه مورد نظر تابیده میشود. نمونه در راستای انتشار پرتو لیزر در فاصله کانونی عدسی جاروب شده و پرتو لیزر پس از عبور از نمونه به جداکننده تابیده، سپس یک بخش به آشکارساز روزنه بسته (Detector1) و بخش دیگر پس از عبور از عدسی دیگری به آشکارساز روزنه باز (Detector2) میرسد و هر دو آشکارساز میزان عبور پرتو را ثبت میکنند. با جابجایی نمونه در راستای Z شدت پرتوی لیزر در آشکارساز میکند؛ به همین جهت، شدت میدان لیزر در ماده منجر به تغییر پاسخ غیرخطی محیط مادی میشود. با ثبت دادههای تغییرات شدت برحسب جابهجایی نمونه در راستای Z تغییرات شدت برحسب جابهجایی نمونه در راستای Z





Normalized Transmittance



شکل۳: نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری برای سه روغن a) گردو b) رزماری c) ذرت در سه توان ۹۵ و ۷۵ و ۵۵ میلی وات

$$T(z) = 1 - \frac{4x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta \Phi$$
 (1)

$$\Delta \Phi = n_2 k I_0 L_{eff} \tag{(7)}$$

که در رابطه بالا T(z) تراگسیلندگی عبوری بهنجار شده، $Z_0 = k \omega_0/2$ و x = z/z 0 است که Z_0 طول پراکندگی رایلی و m_0 کمره پرتو(در این پژوهش ۳۰ میکرومتر اندازه گیری شد)، n_2 ضریب شکست غیرخطی، k بردار موج و I_0 شدت پرتو لیزر در کانون است.

طول مؤثر نمونه (L_{eff}) از رابطه زیر به دست میاید:
$$L_{e\!f\!f}=(\mathit{l}-e^{-lpha l})\ /\ lpha$$
 (۳)

که در این رابطه α ضریب جذب خطی نمونه است[π]. با کمک دادهها در قله و دره میتوان $T_v - T_p - T_p$ را محاسبه کرد. از این رو طبق روابط زیر میتوان تغییر فاز غیرخطی ناشی از شکست غیرخطی و سپس ضریب شکست غیرخطی(از رابطه ۲) را به دست آورد[π]:

$$\Delta T_{p-\nu} \approx 0.406 \ (1-S)^{0.25} \ |\Delta \Phi| \tag{(f)}$$

انتقال خطی از روزنه ($S = I - exp(-2r_a^{2}/\omega_a^{2})$ شعاع پرتو در روزنه و r_a شعاع روزنه) است[۴،۶].

شکل (۲) نمودار تراگسیلندگی بهنجار با تقسیم نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته به روزنه باز برای هر سه روغن گردو، رزماری و ذرت را نشان میدهد. دیده می شود که در هر سه نمونه با افزایش شدت فرودی، اختلاف قله و دره نیز در نمودار تراگسیلندگی بهنجار افزایش مییابد شد که ضریب شکست غیرخطی محاسبه شده، برای هر سه روغن از مرتبه ۲۰^{2/} cm²/W است و ترتیب قرارگیری قله-دره در نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری، نشان دهنده ضریب شکست غیرخطی منفی است که اثر خودواکانونی نمونه را نشان میدهد. مشاهده رفتار اپتیکی غیرخطی نمونه های روغنهای گیاهی مورد مطالعه، می تواند به عنوان شاخصی در اصالتسنجی روغنها مورد توجه قرار گیرد.

سپاسگزاری

نویسندگان از شرکت دانههای روغنی یزد برای همکاری در تهیه نمونه قدردانی مینمایند.

مرجعها

- [1] Xia, Y., & Larock, R.C. (2010). Vegetable oilbased polymeric materials: synthesis, properties, and applications. Green Chemistry, 12, 1893-1909.
- [2] Ribeiro, M. S., Turchiello, R. F., & Gómez, S. L. (2019). Employment of laser beam self-phase modulation for detecting adulterations in lightabsorbing commercial fluids. Food Analytical Methods, 12(4), 908-913.
- [3] Mousavi, Z., Ghafary, B., & Ara, M.H. (2019). Fifth- and third- order nonlinear optical responses of olive oil blended with natural turmeric dye using z-scan technique. Journal of Molecular Liquids.
- [4] E. W. Stryland and M. Sheik-bahae, "Z-Scan Measurements of Optical Nonlinearities," 2004.
- [5] M. Sheik-bahae, A. Said, and E. V. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n(2) measurements.," *Opt. Lett.*, vol. 14 17, pp. 955– 957, 1989.
- [6] M. Sheik-bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan, and E. W. Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam Special 30th Anniversary Feature," 1990.

نتايج و بحث

با تجزیه و تحلیل نمودارهای تراگسیلندگی بهنجار عبوری برای سه نمونه روغن دیده می شود که ∠*Tp* با افزایش شدت پرتو لیزر فرودی، افزایش مییابد. مقدار ضریب شکست غیرخطی محاسبه شده نمونهها در توانهای فرودی لیزری مختلف با استفاده از تابع برازش رابطه (۱) و رابطه (۴)، در جدول ۱ آورده شده است.

متفاوت	توانھای	مختلف در	روغنهای	حاصل از	جدول ۱: نتايج

	توان			
نمونه	فرودى	ΔT_{p-v}	-n 2 [*]	-n 2 [†]
	(mW)			
	٩۵	۲/۰۹۴۸	٧/٦١١	۷/۷۳۷
گردو	۷۵	1/0122	۷/۲۸۴	۶/۸۱۹
	۵۵	1/2280	٧/١٢۴	६/९८१
	٩۵	٢/٣١٧٣	٨/۴۶۴	٧/۴۵۲
رزماري	۷۵	۱/۷۵۰۹	٨/١٠١	٧/٠۶٣
	۵۵	1/1880	۷/۳۳۴	۵/۹۹۱
	٩۵	۰/۸۲۴۵	۲/۹۵۴	۲/۸۱۸
نرت ن	۷۵	•/9147	۲/۷۸۸	٢/٧٢٩
	۵۵	۰/۳۹۸۵	7/488	۲/۱۵۶
	بطه (۴)	نه برحسب را	دير بدست آمد	* (×۱۰ ^{−۸})مقا
	طه (۱)	ه برحسب راب	دیر بدست آمد	† (×۱۰ ^{-۸}) مقاد

در این مقاله سه روغن متفاوت گردو، رزماری و ذرت تهیه شد و خواص اپتیکی غیرخطی آنها با تکنیک جاروب محوری با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر مورد بررسی قرار گرفت. با رسم نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری و سپس مقایسه، تجزیه و تحلیل آنها مشاهده



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



سالیتونهای کاواک گسسته در آرایه یک بعدی در محیط غیرخطی کر با نقصهای سطحی و محلی

- آرزو رنجی علیشاه' ، کیوان محمود اقدمی ^۲و رضا خردمند'
 - گروه فوتونیک دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز
 - ۲. گروه فیزیک دانشگاه پیام نور مرکز تبریز

ranji.arezoo@gmail.com

چکیده – در این مقاله اثر نقص ضریب جفت شدگی در دو حالت نقص سطحی و نقص محلی، بر روی انتشار نور در آرایهای از کاواکهای جفت شده یک بعدی در محیط غیر خطی کر مورد بررسی قرار میگیرد. در این راستا ابتدا منحنی دوپایایی سامانه رسم شده و با استفاده از نتایج شبیهسازی، شاخههای سالیتونی فرد در حالت نقص سطحی و شاخههای سالیتونی فرد و زوج در حالت نقص محلی ضریب جفت شدگی مشاهده گردید و نمایه دامنه سالیتونهای نقص و غیر نقص نمایش داده شده است. نتایج نشان دهنده وجود سالیتونهای فرد و زوج متفاوت در محل نقص میباشد.

كليد واژه- ساليتون، ساليتون كاواك گسسته، نقص، غير خطيت كر.

Discrete cavity solitons in 1_D Array with Kerr nonlinearity with surface defect and local defect

Arezoo Ranji Alishah¹, Keivan Mahmoud Aghdami², and Reza Kheradmand¹

1. Photonic group, Faculty of Physics, Tabriz University, Tabriz.

2. Physics group, Payamenour University of Tabriz, Tabriz

Abstract- In this paper, effects of coupling coefficient surface defect and local defect in light propagation on onedimensional array of coupled optical cavities with Kerr nonlinearity are studied. First bistability curve is drawn and with stimulation results, bifurcation diagram of odd solitons in coupling coefficient surface defect and bifurcation diagram of even solitons in local defect of coupling coefficient are determined. Also solitons amplitude profiles are shown. Results show there are different odd and even solitons in defect region.

keywords: Soliton, Discrete cavity soliton, Defect, Kerr nonlinearity.

Uniform Plane Wave(HB)



شبیه سازی

بررسیهای قبلی نشان میدهد که این سامانه در حالت خروجی همگن پایا (HSS) تحت شرایط خاصی دوپایا است[5]. تغییرات شدت جوابهای HSS به ازاء میدان ورودی در شکل (۲) نشان داده شده است. همچنین جوابهای ایستای غیر همگن سالیتونی را میتوان از حل عددی معادله دیفرانسیل به روش تکرار بدست آورد. در شکل ۲ منحنی مربوط به شاخه همگن (HSS) بهمراه دو شاخه سالیتونی برای سامانه های بدون نقص رسم شده است. این جوابها نیز دارای یک الگوی S شکل دوپایا تبعیت میکنند که در آن قله شدت در روی زمینه همگن قرار خواهد داشت. برای بررسی تاثیر نقص در پارامتر جفت شدگی، سامانه را در دو

نقص سطحى

با توجه به شکل (۱۱لف) در این وضعیت، پارامتر جفت شدگی بین موجبرها در یکطرف C_L و طرف دیگر R می-باشد. پس از حل عددی معادلات مشخص شد که دو نوع مختلف سالیتون در محل نقص سطحی وجود دارد که در یکی قله سالیتونی در طرف چپ نقص که جفتشدگی در آن $_L$ (شکل ۲ d) میباشد و در نوع دوم، قله سالیتونی در طرف راست نقص با مقدار R (شکل ۲ c) واقع شده است که در شکل (۳) نیز با منحنی خط پر نشان داده شده و مقدمه

سالیتونهای نوری فضایی امواج جایگزیدهای هستند که در محيطهاى غير خطى بدون تغيير شكل منتشر مىشوند. یکی از مهمترین نوع سالیتونهای فضایی که در دهه اخیر معرفی شده و مورد توجه قرار گرفته است سالیتون کاواک گسسته نام دارد[1]. انرژی سامانه کاواک های جفت شده توسط میدان تخت تابش شده از خارج (HB) بنام یرتو نگهدارنده تامین می شود. بخاطر اثرات غیر خطی در محیط تراکم شدت بصورت جایگزیده و محلی و ایستا در زمان ظاهر می شود که سالیتون کاواک گسسته (DCS) نامیده می شوند [2]. شکل، شدت و موقعیت این قله های جایگزیده بستگی شدیدی به فاصله بین کاواکها و به پارامترهایی مانند جفت شدگی، نامیزانی کاواک دارد. با معرفی نقص در یک آرایه همگن، سالیتونها تمایل به قرارگیری در محل نقص دارند[3]. این رفتار قبلا در بصورت تجربی در آرایههای موجبرهای نوری بررسی شده بود[4] و بنا به اطلاعات نویسندگان تاکنون در کاواکهای جفت شده بررسی نشده اند. در این مقاله با در نظر گرفتن پدیده غیر خطی کر و نقص ضریب جفتشدگی در آرایهها به دو حالت نقص سطحی (شکل ۱-الف)و محلی (شکل۱-ب) با استفاده از حل عددی انواع جوابهای سالیتونی سامانه بررسی و تحليل پايدارى خواهند شد. همچنين محل تشكيل اين سالیتونها بر منحنی دوپایایی و شکل شاخههای سالیتونی برای هر دو نوع نقص سطحی و محلی رسم می شود. با توجه به شکل ۱ در نقص سطحی، ضریب جفت شدگی آرایه های سمت راست با C_R و سمت چپ با C_L نشان داده شده است. در نقص محلی، ضریب جفت شدگی کاواکهای جفت شده زمینه با c_0 و آرایه های نقص با c_d نمایش داده شده است. مقدارضريب جفت شدگی به شکل هندسی موجبرها و آرایه و بیشتر به فاصله عرضی دو موجبر با هم بستگی دارد و براحتی در عمل و در مرحله ساخت آرایه قابل تنظیم است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

برای مقایسه، نمودار شدت سالیتون در غیاب نقص در T برای مقایسه، نمودار شدت سالیتون در غیاب نقص در C = 3 و C = 5 رسم گردیده است. با توجه به شکل تاحیه وجودی سالیتون نقص نسبت به میدان ورودی E_0 از گستردگی بیشتری نسبت به سالیتونهای محیط همگن برخوردار است و در نواحی که سالیتون زمینه همگن وجود ندارد سالیتون نقص مشاهده می شود.



شکل ۲ : منحنی دامنه حالت همگن HSS با خط مشکی ناز ک بر حسب میدان ورودی. شاخه های سالیتونی سامانههای بدون نقص بر منحنی های (a) و (b). سالیتون نقص در سامانه نقص سطحی که قلههای سالیتونی واقع در طرف L_L با (b) و قله در طرف R_L با منحنی (c). نواحی پایدار با خطوط پر و نواحی ناپایدار با نقطه چین. برای مقادیر پارامتری $\Gamma = -3 \cdot \gamma = -3$.



شکل ۳: نمایه ی دامنه سالیتون سامانه همگن و سالیتون نقص سطحی مطابق با شکل (۲). منحنی های آبی و مشکی به ترتیب دامنه سالیتون سامانه همگن بدون نقص بازای 5 = 2 و 1 = 2هستند و منحنی سبز دامنه سالیتون نقص سطحی برای هستند و منحنی سبز دامنه سالیتون نقص سطحی برای هستند $C_L = 1.C_R = 5$ است ($E_0 = 1.58$).

نقص محلى

 C_0 در چنین سامانه ای پارامتر جفت شدگی کل موجبرها بوده و فقط در ناحیه میان چند موجبر با عرض w برابر با - است که به اختصار با نماد $C_0. C_d. C_0$ نشان داده می C_d شود. در شکل۴ منحنی مربوط به شاخه همگن(HSS) بهمراه دو شاخه سالیتونی برای سیستم همگن که در آنها ۱۹/۱۸۸ پارامتر جفت شدگی در کل موجبرها برابر است و همچنین در نقص محلی در دو عرض متفاوت w = 3 = w وw = 1 رسم شده است. در نقص محلی با عرض w = 1 سالیتون زوج مشاهده گردید (نمایه مشخص شده با (b) درون نمودار) در حالیکه در سامانه همگن سالیتون زوج وجود ندارد یعنی با اعمال نقص محلى ميتوان ساليتون زوج توليد كرد. همچنين در عرض بیشتر نقص محلی (w = 3) فقط سالیتون فرد مشاهده می شود (نمایه مشخص شده با (C)درون نمودار) که شدت سالیتون نقص دارای قلهای در شدتهای مابین وضعيتهاى بدون نقص مىباشد اما ناحيه وجودى ساليتون نقص نسبت به میدان ورودی E₀ از گستردگی بیشتری نسبت به سالیتونهای محیط همگن برخوردار است.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتيجهگيرى

در این مقاله اثر نقص ضریب جفتشدگی از نوع سطحی و محلی بر روی انتشار نور در آرایهای از کاواکهای جفت شده در محیط غیرخطی کر بررسی شد. همچنین محل تشکیل سالیتونهای زوج و فرد در دو حالت نقص سطحی و نقص میانی، روی منحنی دوپایایی و نمایه دامنه چند نمونه از این سالیتونهای زوج و فرد نشان داده شده است. با اعمال نقص سطحی و محلی میتوان گستردگی ناحیه وجودی سالیتونها را افزایش داد و همچنین سالیتون های زوج و فرد در نواحی ای که سالیتون همگن وجود ندارد، ایجاد کرد.

مرجعها

- [1] Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal, Optical solitons: From waveguides to Photonic Crystals (Academic Press ,San Diego ,), 540pp, 2003.
- [1] U. Peschel, O.A. Egorov, and F. Lederer, "Discrete cavity solitons," Opt. Lett. 29, 1909 (2004).
- [2] H.Trompeter, Ulf. Peschel, Th. Pertsch and F. Lederer, *"Tailoring guided modes in waveguide arrays*," Optics Express 11, 3404 (2003).
- [3] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, D. Mandelik, Y. Sillberberg, D. Modotto, M. Sorel, C. R. Stanley, and J. S. Aitchison, "*Nonlinearity and Disorder in Fiber Arrays*" Opt. Lett. 28, 834 (2003).
- [4] R. W. Boyd, *Nonlinear optics, second Edition* (Academic Press, San Diego, CA).
- [5] K. M. Aghdami, R. Kheradmand, R. Karimi, "Switching of Multiples Solitons in Arrays of Coupled Cavities" Jpn. J. Appl. Phys. 50, 5 (2011).



شکل ۴: منحنی سیاه نازک دامنه حالت همگن HSS برحسب میدان ورودی. شاخههای سالیتونی سامانه های بدون نقص با ضریب جفت شدگی 1 = 2 و C = 3 (a) و (b) . شاخه سالیتونی زوج در سامانه نقص محلی با عرض 1 = w منحنی قرمز (b) . شاخه سالیتونی فرد در نقص محلی با عرض 8 = w با منحنی سبز (c). نواحی پایدار با خطوط پر، نواحی ناپایدار با نقطهچین. برای مقادیر $1 = \gamma \cdot S = -3$.



شكل ۵: دامنه ساليتون فرد سامانه بدون نقص بازا 1 = 2 با رنگ سياه. دامنه ساليتون زوج نقص محلی با 1 = 0.5 = 0.2 = 0.2 که قله دامنه در ناحيه C_a قرار دارد با رنگ قرمز. برای مقادير $E_a = 1.5 = 1.9$. دايره قرمز توپر اندازه ضريب جفت شدگی برای آرايه های زمينه و نقص .







شبیهسازی عددی لیزرهای چند مُدی با تشدیدگر پایدار به روش پرونی سامان صدرآرا ، مهدی شایگانمنش دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

shaygan@iust.ac.ir, s_sadrara@physics.iust.ac.ir

چکیده-یکی از سریع ترین روشها برای محاسبه مدها در تشدیدگرهای پایدار و ناپایدار که با رویکرد پدیدهی پراش به آن پرداخته میشود، روش پرونی یا (Eigenvector method(EM میباشد؛ در این مقاله با استفاده از زبان برنامهنویسی پایتون و کتابخانههای مربوطه به تحقق این روش پرداخته شد. در ابتدا برای صحت سنجی در این روش با حل انتگرال پراش برای روزنههای مربعی و دایروی با عدد فرنلهای مختلف، نتایج دقیقی بدست آمد؛ پس از انجام محاسبات برای روزنههای پراش به محاسبات در حوزهی تشدیدگر صفحه-موازی پرداخته شد و انتگرال پراش برای این تشدیدگر به روش پرونی و با المانبندی آینهها برای رفت و برگشت باریکه حل شد و مدهای عرضی تشدیدگر بدست آمد. در انتها به تشدیدگر با آینههای کروی پرداخته شد و با حل معادلهی ویژه مقداری برای ماتریس انتقال تشدیدگر، مدهای پایه و مدهای مرتبهی بالاتر

کلید واژه- تشدیدگر، تجزیه مدی، روش پرونی، روش ویژهبردار

Numerical Simulation of Multimode Lasers with Stable Resonators by Prony Method

Saman Sadrara, Mahdi Shayganmanesh

Physics department, Iran University of Science and Technology

shaygan@iust.ac.ir, s_sadrara@physics.iust.ac.ir

Abstract- One of the fastest methods for calculating modes in stable and unstable resonators, which is approached with the diffraction phenomenon, is the Prony method or Eigenvector method (EM); In this article, this method was realized using Python programming language and related libraries. First, for validation in this method, accurate results were obtained by solving the diffraction integral for square and circular apertures with different Fresnel numbers. After performing the calculations for the diffraction apertures, the calculations were conducted for plane-parallel resonator and the diffraction integral for this resonator was solved by Prony method and by discretization of the mirrors for the transition of the beam and the transverse modes were obtained. Finally, the resonator modes was calculated for spherical mirrors, and by solving an eigenvalue equation, values were obtained for the resonant transfer matrix, lowest order modes, and higher order modes, and their associated profiles were plotted for each case.

Keywords: Eigenvector Method, Modal decomposition, Prony Method, Resonator

$$U_2 = \frac{iK}{4\pi} \iint_{S_1} U_1 \frac{e^{-iK\rho}}{\rho} (1 + \cos(\alpha)) ds \tag{1}$$

این معادله همانطور که پیشتر اشاره شد، اگر توزیع میدان اپتیکی در سطح مشخص S_1 در فضا، در دسترس باشد، توزیع میدان اپتیکی ناشی از سطح S_1 در هر سطح دیگری در فضا قابل محاسبه میباشد. میدان اپتیکی U_2 بر روی آینهی ۲ توسط میدان اپتیکی U_1 بر روی آینه ۱ با استفاده از معادلهی بالا، تولید میشود و بالعکس.



میدان اپتیکی بر روی آینهی ۱، (U₁(x,y، میتواند به g المان تقسیم شود و این تابع پیوسته با جداسازی میتواند به صورت یک ماتریس ستونی زیر نوشته شود:

$$U_1 = [u_1[1], u_1[2], \dots, u_1[g]]^T$$
(Y)

پس از طی مسیر از آینهی ۱ به آینهی ۲، U_1 ، میدان اپتیکی بر روی آینهی ۲ یعنی U_2 را تولید خواهد کرد. به همین روش و همانند قبل U_2 نیز میتواند به h المان تقسیم شود و به صورت یک ماتریس ستونی نوشته شود: $U_2 = [u_2[1], u_2[2], ..., u_2[h]]^T$ (۳)

بر اساس انتگرال فرنل-کیرشهف و شکل ۱، $U_{12}[n,m]$ ، $u_{12}[n,m]$ میدان اپتیکی بر روی n امین المان با مرکز $[X_m, Y_m]$ از آینه ۲ میباشد که تأثیریافته از mامین المان با مرکز $[X_n, Y_n]$ بر روی آینهی ۱ است و به صورت زیر بیان می شود: می شود:

$$U_{12}[n,m] = \frac{t\kappa}{4\pi} \iint_{S_m} E_1[m] \frac{\exp(-t\kappa\rho)}{\rho} (1 + \cos\alpha) \, dx \, dy \tag{(f)}$$

در اینجا همانطور که در شکل ۱ مشخص است، ho فاصلهی بین m اُمین المان از مبدأ بر روی آینهی ۱ و n اُمین المان

مقدمه

تشدیدگرهای اپتیکی، یکی از مهمترین قسمتهای لیزر به حساب میآیند. برای اولین بار فاکس و لی از طریق محاسبات عددی به مطالعه روی تشدیدگرها پرداختند و نمونههای مختلفی را پیشنهاد و طراحی نمودند.[۱] تشدیدگرها ابزارهای اپتیکی هستند که باعث ایجاد حرکت رفت و برگشتی موج الکترومغناطیس میشوند و عموما از یک جفت آینهی تخت یا خمیده تشکیل شدهاند. روی محور اپتیکی دستگاه لیزر قرار گرفته میشود. هندسهی آینهها و فاصلهی بین آنها، تعیین کنندهی میدان الکترومغناطیسی داخل کاواک لیزر میباشد[۲]. در این مقاله با استفاده از روش ویژهبردار(پرونی) به محاسبهی این میدانهای الکترومغناطیسی میپردازیم.

تئورى

این روش برای شبیه سازی مُدهای تشدید گرهای باز و انتشار پرتو اولین بار مورد استفاده قرار گرفت و تمام مزیت های روش فاکس – لی را شامل می شود. در این روش تئوری پراش اسکالر به کار گرفته می شود اما احتیاجی به تقریب فرنل نیست. روش پرونی برای تشدید گرهای با عدد فرنل بزرگ و کوچک و همچنین پایدار و ناپایدار مورد استفاده قرار می گیرد.

روش انجام محاسبات

۱- مرحله اصلی محاسبه ماتریس انتقال A₁ تشدید گر
 می اشد که تنها لازم است یک بار محاسبه شود و بعد از آن
 دیگر قابل تغییر نیست.

۲- ویژه مقادیر γ به راحتی از ماتریس A_1 استخراج می شوند و هر ویژه مقدار مستقیماً یک ویژه بردار U_1 را تولید می کند که معرف یک توزیع مد بر روی آینه اول تشدید گر، می کند که معرف یک توزیع مد بر روی آینه اول تشدید گر، بدون چند صد بار تکرار می باشد. اتلاف و شیفت فاز به آسانی با استفاده از γ محاسبه می شود. بنابراین بالا مرتبه ترین مدها، که در تشدید گر نوسان می کنند را می توان در یک زمان محاسبه نمی ویژه بردار می توان با محمور آنها مرتبه ترین مدها، که در تشدید گر نوسان می کنند را می توان محمور آنها مرتبه ترین مدها، که در تشدید گر نوسان می کنند را می توان محاسبه توان می کنند را می توان با در یک زمان محاسبه نمود. مدهایی که احتمال حضور آنها مرتبه ترین مدها، که در تشدید گر نوسان می کنند را می توان با در یک زمان محاسبه نمود. مدهایی که احتمال حضور آنها مرتبه توان محاسبه نمود. توان می می توانند با انتخاب γ با در تشدید گر نوسان می توان در با منای می توان در با مند با انتخاب γ با معادا محال مربوطه اu با نادیده گرفتن مشخصات برداری میدان ایتیکی در خلأ می توان آن را به طور تقریبی با معادله ی انتگرال پراش ور نورن را می توان آن را به طور تولیه مود: [۳]

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> از مقصد بر روی آینهی ۲ میباشد؛ α زاویهی بین بردار نرمال در نقطهی مبدأ بر روی آینهی ۱ و خط متصل بین نقطهی مبدأ از آینهی ۱ و نقطهی مقصد از آینهی ۲ میباشد؛ L طول تشدیدگر؛ m مساحت المان m اُم از آینهی ۱ میباشد و $E_1[m]$ تابع میدان بر روی المان m اُم است. به طور کلی میدان بر روی هر المان یکسان نیست، لذا به طور کلی میدان بر روی میشود:[۴] $E_1[m] = U_1[m](Shape(x,y))$ (۵)

> میدان در نقطهی مرکزی m اُمین المان میباشد $U_1[m]$ و تابع Shape تنها با موقعیت هندسی بیان میشود. حال با استفاده از روابط بالا میتوان به صورت زیر میدان اپتیکی را بازنویسی کرد:

$$U_{12}[n,m] = U_1[m] \frac{iK}{4\pi} \iint_{S_m} Shape(x,y) \\ \times \frac{\exp(-iK\rho)}{\rho} (1+\cos\alpha) \, dx \, dy \, (\mathcal{F})$$

حالت خلاصهی این معادله به صورت زیر نوشته می شود: $U_{12}[n,m] = A_{12}[n,m] U_1[m] \quad m,n = 1,2,\cdots,h$ (۷)

که در اینجا همانطور که از معادلهی بالا پیداست
$$A_{12}[n,m]$$
 را میتوان به صورت زیر نوشت:
 $A_{12}[n,m] = \frac{iK}{4\pi} \iint_{S_m} Shape(x,y)$

$$\times \frac{\exp(-iK\rho)}{\rho} (1 + \cos\alpha) \, dx \, dy \, (\wedge)$$

هنگامی که نوع تشدیدگر و و طریقه یچیدمان المانها (مش بندی) مشخص شد، $A_{12}[n,m]$ میتواند محاسبه شود. از آنجایی که مقادیر انتگرال یعنی ρ و (α) د تنها به موقعیت هندسی mامین و nامین المان مربوط میشود، با یک زوج m و n تنها میتوان یک $A_{12}[n,m]$ را محاسبه نمود.

له در اینجا nاًمین عنصر از U_2 میباشد، حاصل $u_2[n]$ از تمامی المانها آینهی ۱ است: a

$$\begin{bmatrix} u_{2}[1] \\ u_{2}[2] \\ \vdots \\ u_{2}[h] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{12}[1,1] & A_{12}[1,2] & \cdots & A_{12}[1,g] \\ A_{12}[2,1] & A_{12}[2,2] & \cdots & A_{12}[2,g] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{12}[h,1] & A_{12}[h,2] & \cdots & A_{12}[h,g] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{1}[1] \\ u_{1}[2] \\ \vdots \\ u_{1}[g] \end{bmatrix} \\ \implies U_{2} = A_{12}U_{1} \qquad (\gamma \cdot)$$

ماتریس انتقال از آینه ۲ ، به آینه ۲ ، A_{12} می باشد. به همین طریق که بیان شد می توان ماتریس انتقال از آینه ی ۲ به آینه ۲ ، (A_{21}) را که به معنای اثر میدان اپتیکی آینه ۲ ، بر روی آینه ۲ ، می باشد، نیز محاسبه نمود؛ بنابراین پس از یک رفت و برگشت میدان بر روی آینه ۲ به صورت زیر نوشته می شود: $U_1' = A_{21}U_2 = A_{21}A_{12}U_1 = A_1U_1$ (۱۱)

در اینجا $g \times g \times g$ ، با ابعاد $g \times g$ ، ماتریس ماتریس انتقال رفت و برگشت تشدیدگر است که تنها با مشخصات هندسی آن قابل محاسبه میباشد. بر اساس تئوری خود بازسازی تشدیدگرهای اپتیکی، ویژهبردارهای میدان در معادلهی ویژهمقداری زیر صدق میکنند: $U'_1 = \gamma U_1$ (17)

در اینجا
$$\gamma$$
 ویژه مقدار معادله، اتلاف دامنه و افت و خیز فاز
را نشان میدهد.
با معادلههای بالا به نتیجهی مهم زیر دست پیدا خواهیم
کرد:
(۱۳)

هر تک مقدار γ ، یک ویژه بردار به عنوان یک ماتریس ستونی را نشان میدهد که بیانگر توزیع یک مد پایدار بر روی آینهی تشدیدگر میباشد؛ از آنجایی که γ یک عدد موهومی است، مقدار مطلق آن، اتلاف دامنه و زاویهی فاز آن، تغییر فاز در هر رفت و برگشت این مد را نشان میدهد. بنابراین با این روش برای حل توزیع مدهای یک تشدیدگر به جای راه حلهای پیچیده و روشهای محاسبهای که نیاز به کد نویسی سنگین و زمان بر دارند، یک معادلهی ویژه مقداری را محاسبه میکند؛ لذا ماتریس انتقال A_1 شامل اطلاعات مهم برای توصیف یک تشدیدگر است.

سهم مُدها

محاسبات را برای تشدیدگر صفحه-موازی و تشدیدگر با آینههای استوانهای انجام میدهیم. باید در نظر داشت که در روش ویژهبرداری به دلیل اینکه محاسبات یک بار انجام میشود و بر خلاف روشهای دیگر میدان خود را در دل

ماتریس انتقال تشدیدگر دوباره تولید می کند و نیاز به لحاظ کردن میدان قبل در رفت و برگشت بعدی نیست.

تشدیدگر صفحه-موازی

مُدها را برای این تشدیدگر با عدد فرنل ۲ محاسبه نمودیم. برای این نوع تشدیدگر با وجود در دست داشتن تمامی ویژهمقادیر و توانایی رسم همهی مدهای نوسان کننده برای اختصار به ارائه مُد پایه بسنده کردیم.



شکل ۲: پروفایل شدت میدان برای مد TEM₀0 در تشدیدگر صفحه-موازی پس از تعداد زیادی رفت و برگشت با N ≅ 7

تشدیدگر با آینههای استوانهای

∋^{0.020 ·} $|\nu|^2 = 0.8869$ 0.015 ei ≥ 0.015 1 0.010 툴 0.010 -Ĕ 0.005 · 0.005 $|\gamma|^2 = 0.8874$ -0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 -0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 $|\gamma|^2 = 0.8858$ $|\gamma|^2 = 0.8831$ (n.o.) 0.02 2 0.01 -10.01 · -0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 -0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 $|\gamma|^2 = 0.8658$ $|\gamma|^2 = 0.8639$ 0.04 n:e 0.03 -ہ 0.03 i 0.02 -. 0.02 -<u>ة</u> 0.01 <u>ة</u> 0.01 -0.00 --0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 -0.004 -0.002 0.000 0.002 0.004 0.04 - $|\gamma|^2 = 0.8341$ $|\gamma|^2 = 0.8072$ 0.03 -(a.u) G 0.02 c 0.02 -불 0.01 -± 0.01 -0.00 -0.000 0.0 Mirror_Width (m) -0.004 -0.002 0.000 0.0 Mirror Width (ma) -0.004 -0.002 0.004 0.002 0.004

شکل ۳: پروفایل شدت همزمان ۸ مُد نوسانکننده با بیشترین سهم نوسان در تشدیدگر با آینههای استوانهای با 0.9 $\cong g_1 = g_2$ و $1 \cong N$ برای مُد پایه در تشدیدگر صفحه-موازی همانطور که در شکل ۳ پیداست توزیع شدت میدان در لبهی آینه برای عدد

فرنلهای بزرگ، کوچکتر است؛ اگرچه که این توزیع شدت در عدد فرنلهایی که به اندازهی کافی بزرگ هستند(به عنوان مثال بزرگتر از ۵۰) تقریبا یکسان میباشد. این در حالی است که موجهای با طول موج بلند دچار پراشیدگی بیشتری میشوند. در شکل ۳ مدهای ۸گانه برای تشدیدگر با آینههای کروی رسم شده است. قابل مشاهده است که با افزایش شمارهی مد و حرکت به سمت مدهای بالاتر با کاهش اندازهی ویژه مقادیر، تعداد قلهها و درهها بیشتر میشوند و سایز لکه نیز سایز لکه و افت و خیزهای متعدد در توزیع شدت هر مد متفاوت با مدهای مرتبهی پایینتر میشود.

پارامتر g_1 و g_2 برای این تشدیدگر برابر 9 در نظر گرفته شده است با کاهش این عدد دامنه در لبهها کاهش پیدا می کند و برابر و یا کمتر از مقدار آن در میانهی نمودار می شود و شکل تیز تری تولید خواهد کرد.

نتيجهگيرى

روش پرونی برای حل عددی تشدیدگرها چه در حالت پایدار و چه ناپایدار میتواند تعداد زیادی از مدها را محاسبه کند، بنابراین بسته به شرایط تشدیدگر مانند سایز آینهها، طول تشدیدگر، عدد فرنل و ... میتوان همهی مدهای عرضی نوسانی یک تشدیدگر را به صورت همزمان محاسبه و بدست آورد و کدنویسی را به روش بهینه انجام داد.

مرجعها

- A. G. Fox and T. Li, "Resonant Modes in a Maser Interferometer," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 40, no. 2, pp. 453–488, 1961.
- [2] J. T. Verdeyen, *Laser Electronics THIRD* EDITION. 1995.
- [3] J. Chao, B. Li, Y. Cheng, and Y. Wang, "Simulation of optical field in laser resonators cavity by eigenvector method," vol. 39, pp. 490– 499, 2007.
- [4] D. Wang, Y. Qin, X. Tang, and L. Xiao, "Eigenvector method for unstable resonator simulations," *Opt. Commun.*, vol. 285, no. 10– 11, pp. 2682–2687, 2012.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه رفتار اپتیکی غیرخطی روغنهای خوراکی هسته انار و زیتون در رژیم حرارتی

امیر نامق حسن' ، محمد علی حداد'٬۱، مریم افشار'، و معین گلستانی فر'

^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۷۴۱–۸۹۱۹۵ ^۲ گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بینابنگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱–۸۹۱۹۵

amir.hassan@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, m.golestanifar@stu.yazd.ac.ir

چکیده – از آنجا که روغنهای اورگانیک گیاهی به دلیل خواصی که دارند رواج زیادی بین مردم یافتهاند بررسی آنها از اهمیت ویژهای برخوردار است. همچنین اصالتسنجی این نوع از مواد به دلیل استفاده زیاد لازم است مورد توجه قرارگیرد. بررسی پارامترهای اپتیکی غیرخطی مواد امروزه به عنوان یکی از روشهای اصالتسنجی مواد غذایی مورد توجه قرارگرفته است. در این پژوهش در امکانسنجی اولیه، خواص غیرخطی روغنهای هسته انار و زیتون مورد بررسی قرارگرفته شده است. با بهرهگیری از روش جاروب محوری، ضریب شکست غیرخطی این دو نوع روغن با استفاده از لیزر پیوسته نئودیم–یاگ ۵۳۲ نانومتر در مرتبه m^2/W

كليد واژه- اپتيك غيرخطى، روش جاروب محورى، روغن زيتون، روغن هسته انار، ضريب شكست غيرخطى

Study of Nonlinear Optical Properties of Edible Pomegranate Kernel and Olive Oils in Thermal Regime

Amir Namiq Hassan¹, Mohammad Ali Haddad^{1,2}, Maryam Afshar¹, and Moien Golestanifar¹

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741 ² Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

amir.hassan@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, m.golestanifar@stu.yazd.ac.ir

Abstract- Organic vegetable oils have become very popular among the people due to their properties; their study is of special importance. Also, the authentication of this type of materials due to its high use need to be considered considerably. Nowadays, Investigation of nonlinear optical parameters of materials is considered as one of the methods of food authentication. In this research, in the initial feasibility study, the nonlinear properties of pomegranate kernel and olive oils have been investigated. Using Z-scan method, the nonlinear refractive index of these two types of edible oils was measured in the order of $10^{-8} \text{ cm}^2/W$ by using a continuous Nd: YAG laser of 532 nm.

Keywords: Nonlinear optics, Z-scan method, Olive oil, Pomegranate kernel oil, Nonlinear refractive index

مقدمه

در صنعت اپتیک، موادی که دارای خواص نوری غیرخطی هستند کاربردهای زیادی نظیر محافظت از حسگرها، سوئیچهای نوری و محدودکنندههای نوری و ... دارند[۱]. بنابراین، محققان مطالعات گستردهای در مورد خواص اپتیک غیرخطی مواد مختلف انجام دادهاند. اپتیک غیرخطی شاخهای از اپتیک است که برهمکنش غیرخطی نور و مواد (با خاصیت غیرخطی اپتیکی) را مطالعه میکند[۲]. برای اولین بار پدیدهی اپتیکی) را مطالعه میکند[۲]. برای همکارانش در سال ۱۹۶۱ میلادی به صورت تجربی به عنوان تولید هارمونیک دوم کشف شد[۳].

در سالهای اخیر فعالیتهای پژوهشی زیادی بر روی مواد با خاصیت غیرخطی انجام شده است. یکی از کاربردهای اصلی که میتواند برای بررسی اپتیک غیرخطی این نوع روغنها گیاهی بیان کرد بررسی اصالت ماده مورد آزمایش از جهت خالص بودن است[۴]. روغنهای گیاهی عموما غیرسمی و غیرقطبی هستند، در آب حل نمیشوند و در همهجا بهصورت مایع و ارزان در دسترس هستند. آنها بهطور گسترده در صابونها، محصولات پوستی، عطرها و در داروها به عنوان وسیلهای برای کاهش خطر بیماریهای قلبی و غیره استفاده میشوند[۵]. در اپتیک غیرخطی محاسبه برخی از پارامترها نظیر ضریب شکست غیرخطی حائز اهمیت است. برای اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی حائز بینین روش وجود دارد که روش جاروب محوری روشی بسیار ساده و در عین حال حساس است. شیخ بهایی و همکاران در سال ۱۹۸۹ این روش را معرفی کردند[۶].

در این پژوهش، به منظور استفاده از خواص رفتار غیرخطی مواد غذایی در اصالتسنجی آنها، برای نخستین بار رفتار اپتیکی غیرخطی روغن هسته انار و زیتون بهصورت تجربی از طریق تکنیک جاروب محوری با استفاده از نور لیزر مرئی پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر در توانهای مختلف

مطالعه شده است. نتایج نشان میدهد که روغنهای بررسی شده رفتار اپتیکی غیرخطی بسیار محسوسی ناشی از اثرات گرمایی از خود نشان میدهند.

آمادهسازی مواد

در این پژوهش، روغن هسته انار و روغن زیتون خالص شکل(۱)، از شرکت عصاره تهیه شده است. این مواد برای بررسی داخل سلول اپتیکی تمیز به قطر ۱ میلیمتر تزریق شده و سپس در آرایه اپتیکی در معرض نور لیزر قرار داده شدهاست. همچنین، غلظتی که روی آن آزمایش صورت گرفته دقیقا برابر غلظتی بوده که روغن در کارخانه تولید شدهاست و از هیج گونه مواد رقیق کنندهای استفاده نشده است.



شکل ۱: تصویر روغنهای هسته انار و زیتون

روش آزمایشگاهی

تکنیک جاروبمحوری تکنیک ساده و دقیق است که برای محاسبه ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی، که به ترتیب از چیدمان روزنه باز (open aperture) و روزنه



شکل ۲: طرح شماتیک از چیدمان آزمایشگاهی جاروب محوری



شکل ۳: نمودار تراگسیلندگی روزنه بسته نمونه هسته انار



شکل ۴: نمودار تراگسیلندگی روزنه بسته نمونه زیتون

بسته (closed aperture) استفاده می شود کاربرد دارد. آرایه اپتیکی که برای این پژوهش به کار گرفته شدهاست در شکل(۲) نشان داده شدهاست. در این آزمایش برای اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی (n_2) در روش روزنه بسته از نور لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر در سه توان ۹۵، ۷۵ و ۵۵ میلیوات و عدسی با فاصله کانونی ۵ سانتیمتر استفاده شدهاست که نور لیزر توسط عدسی متمرکز می شود و نمونه در راستای محور در مجاورت کانون توسط یک جابجاگر جابجا می شود. همزمان با جابجایی ماده تمام توان عبوری از نمونه توسط آشکارساز ثبت می شود. با توجه به رفتار اپتیک غیرخطی نمونه، نمونه بر پایه اثر گرمایی، مانند یک لنز عمل می کند که باعث تغییر شدت پرتو لیزر بر روی آشكارساز می شود. با ثبت تغییر شدت (تراگسیلندگی) و ترسیم نموداری از تغییرات شدت بهنجارشده برحسب جابجایی نمونه در راستای z می توان اندازه و علامت ضریب شکست غیرخطی نمونه را با استفاده از رابطه (۲) محاسبه کرد[۶].

$$\Delta T_{p-\nu} \simeq 0.406(1-S)^{0.25} |\Delta \phi_0| \tag{1}$$

$$n_2 = \frac{\lambda \Delta \phi_0}{2\pi I_0 L_{eff}} \tag{(7)}$$

که ΔT_{p-v} فاصله بین قله و دره در نمودار عبوری بهنجارشده است و $S = 1 - exp(-2r_a^2/w_a^2)$ انتقال خطی از شکاف، w_a شعاع پرتو در شکاف و r_a شعاع شکاف هستند. λ طول موج نور لیزر و $\Delta \phi_0$ تغییر فاز ناشی از شکست غیرخطی در نقطه کانون است.

 $P_{in} = 2P_{in}/(\pi w_0^2)$ مدت نور در نقطه کانونی و $P_{in} = 2P_{in}/(\pi w_0^2)$ ورودی لیزر و w_0 کمر پرتوی لیزر در نقطه کانون هستند. L_{eff} طول موثر نمونه است که میتوان با استفاده از رابطه $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ محاسبه کرد.که L طول نمونه و α ضریب جذب خطی نمونه است که در توانهای پایین با استفاده از رابطه $\alpha = -\frac{1}{L}ln(P/P_0)$ محاسبه میشود. محسوسی از خود نشان میدهند، که با در نظر گرفتن اندازه گیریهای انجامشده میتوان نتیجه گرفت که با افزایش شدت نور فرودی میزان ضریب شکست غیرخطی افزایش مییابد، همچنین ضریب شکست غیرخطی روغنهای هسته انار و زیتون منفی است، که اثر خود واکانونی نمونهها در آزمایش را نشان میدهد. از دیگر نتایج این تحقیق میتوان اشاره به این موضوع داشت که اصالتسنجی این مواد بر مبنای خواص اپتیک غیرخطی ممکن است مورد توجه و پژوهش قرار گیرد.

مرجعها

- [1] Tutt, L.W. and T.F. Boggess, A review of optical limiting mechanisms and devices using organics, fullerenes, semiconductors and other materials. Progress in Quantum Electronics, 1993. 17(4): p. 299-338.
- [2] Zheltikov, A., A. L'Huillier, and F. Krausz, Nonlinear Optics, in Springer Handbook of Lasers and Optics, F. Träger, Editor. 2012, Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg. p. 161-251.
- [3] Boyd, R.W., *Chapter 1 The Nonlinear Optical Susceptibility, in Nonlinear Optics (Third Edition)*, R.W. Boyd, Editor. 2008, Academic Press: Burlington. p. 1-67.
- [4] Ribeiro, M.S., R.F. Turchiello, and S.L. Gómez, Employment of Laser Beam Self-Phase Modulation for Detecting Adulterations in Light-Absorbing Commercial Fluids. Food Analytical Methods, 2019. 12(4): p. 908-913.
- [5] Hassan, Q., et al., Diffraction ring patterns and z-scan measurements of nonlinear refractive index of khoba vegetable oil. 2018.
- [6] Sheik-Bahae, M., et al., Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990. 26(4): p. 760-769.

که در آن $x = z/z_0$ است. $z_{0=}kw_0^2/2$ طولی رایلی، و $k = 2\pi/\lambda$ بردار موج هستند.

نتايج و بحث

با انجام محاسبات فوق و اندازه گیریهای تجربی، در شکل (۳) برای روغن هسته انار و شکل (۴) برای روغن زیتون و نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده برای روغنها با سه توان ۹۵ ، ۹۵ و ۵۵ میلیوات رسم شدهاست.

در جدول(۱) مقادیر محاسبه شده ΔT_{p-v} گزارش شده است که با استفاده از این مقادیر ضریب شکست غیر خطی (n_2) به صورت تئوری بر حسب رابطه (۱) و به صورت تجربی بر حسب رابطه (۱) د.

جدول ۱: تعیین مشخصات اپتیک غیرخطی نمونهها

نمونه	توان فرودی (mW)	ΔT_{p-v}	$-n_2 imes$ ۱۰ ^{-۸} (cm^2/W) (cm_{-1}^2/W) (تئورى)	$-n_2 imes$ ۱۰ ^{-۸} (cm^2/W) (تجربی)
هسته انار	٩۵	2/8490	۹/۲۵	9/780
	۷۵	1/95+9	۸/۶۲۸	۸/۴۲
	۵۵	1/8898	٨/٣٢١	۸/۲۷۲
زيتون	٩۵	8/888	18/418	۱۱/۳۹
	۷۵	۲/۷۱۳۸	17/885	٩/٩۵٣
	۵۵	1/8889	1./14	۸/۰۷۵

در این مقاله بر اساس تکنیک جاروب محوری (Z-scan)، ضریب شکست غیرخطی (n₂) برای روغنهای گیاهی هسته انار و زیتون برای نخستین بار با استفاده از نور لیزری مرئی با طول موج ۵۳۲ نانومتر در توانهای ۹۵، ۷۵ و ۵۵ میلیوات تعیین شدند. نتایج نشان میدهد که روغنهای مذکور بر پایه اثر گرمایی، رفتار اپتیکی غیرخطی بسیار



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونی ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونی ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



افزایش گسترهٔ کوک پذیری تقویت کننده پارامتری تراهرتز مبتنی بر فرآیند غیرخطی ترکیب چهار موج در TOPAS

طاهره امینی، فاضل جهانگیری

F_jahangiri@sbu.ac.ir

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – در این مقاله، تقویت کنندهٔ پارامتری تراهرتز با گسترهٔ کوکپذیری بالا و مبتنی بر فرآیند ترکیب چهار موج در TOPAS مورد بررسی قرار گرفته است. این تقویت کننده که با موج تراهرتز با توان قله ۲ وات بذردهی شده است، تحت پمپاژ اپتیکی مناسب میتواند تراهرتز تقویت شدهای تولید کند که فرکانس مرکزی آن در گسترهٔ ۴/۷ تا ۱۴/۶ تراهرتز کوکپذیر است. نتایج نشان می دهد که بازده تقویت به ازای یکبار رفت و برگشت داخل کاواک و در بهترین شرایط تطبیق فاز یعنی در ۹/۶ تراهرتز برابر ۱ است که منجر به تولید موج تراهرتز با بیشینه توان W

كليد واژه- تراهرتز، تركيب چهار موج، توپاز، غيرخطی، OPA ، OPA.

Improving the tunability range of terahertz parametric amplifier based on nonlinear four wave mixing process in TOPAS

Tahereh Amini, Fazel Jahangiri

F_jahangiri@sbu.ac.ir

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract- In this paper, a terahertz parametric amplifier with high tuning range based on the four-wave mixing process in TOPAS is investigated. Terahertz seed with peak power of 2W, under suitable optical pumping can produce amplified wave with central frequency in the range of 4.7- 14.6THz. The results show that the amplification efficiency for one round trip inside the cavity and in the best phase matching condition, at of 9.6 THz is 1.049, which leads to the generation of terahertz wave with peak power of 2.098W.

Keywords: FWM, Nonlinearity, OPA, OPO, Terahertz, THz, TOPAS.

مقدمه

در بین روشهای متفاوتی که برای تولید موج تراهرتز وجود دارد، نوسانگرها (OPO) و تقویت کنندههای (OPA) پارامتری به عنوان یک فناوری مناسب و با قابلیت انعطاف بسیار بالا برای تولید امواج کوکپذیر با باند وسيع و يرتوان تراهرتز مورد توجه قرار گرفته اند [۱]. اصلی ترین بخش در طراحی تقویت کنندههای یارامتری، در نظر گرفتن مواد اپتیک غیرخطی مرتبهٔ دوم و سوم با شرايط مورد نياز است. مواد غير خطى مرتبة دوم مىبايست از بین موادی انتخاب شود که تقارن مرکزی نداشته باشند. از سوی دیگر، این مواد عمدتا دارای جذب بالایی در ناحیهٔ طیفی تراهرتز هستند. این در حالی است که انتخاب ماده در دسته مواد دارای غیرخطی مرتبهٔ سوم با چنین محدودیتهایی روبرو نیست. همچنین، به دلیل انعطافپذیری بیشتر روابط تطابق فاز (PhM) در مواد غيرخطى مرتبة سوم، انتخاب طول موجهاى ورودى مورد نیاز برای تولید تراهرتز بهینه، آسانتر است. استفاده از نوسانگرهای پارامتری مبتنی بر ترکیب چهار موج^۳ (FWM) برای تولید موج تراهرتز اولین بار در سال ۲۰۰۶ و با استفاده از یک فیبر نوری به عنوان محیط بهره معرفی شد [7]. همچنین در سال ۲۰۱۲ استفاده از فیبر بلور فوتونی در نوسانگرهای پارامتری برای تولید موج تراهرتز پشنهاد شد [۳]. در سال ۲۰۲۰، نوسانگر پارامتری تراهرتز در ماده غیرخطی سیلیکون نیترید مورد مطالعه قرار گرفته است [۴]. همچنین، نشان داده شده است که استفاده از یک محیط بهره هیبریدی متشکل از توپاز و یک لایهٔ گرافن اکساید که به صورت چند پمپی تحریک میشود،

^VOptical Parametric Oscillator ^VOptical Parametric Amplifier ^VFour Wave Mixing

می تواند برای تقویت پارامتری باز تولیدی موج تراهر تز مورد استفاده قرار گیرد [۵].

در این مقاله، یک تقویت کننده پارامتری تراهرتز بر مبنای ترکیب چهارموج مورد بررسی قرار گرفته است. توپاز که دارای خواص اپتیکی مناسبی در ناحیهٔ تراهرتز است [۶]، به عنوان مادهٔ غیرخطی مرتبهٔ سوم مورد استفاده قرار گرفته است. به همین منظور، ضریب کر (n2) این ماده در ناحیهٔ فرکانسی پمپ و تراهرتز به ترتیب برابر با ^{۲۰} × ۲ × ۲ ناحیهٔ فرکانسی پمپ و تراهرتز به ترتیب برابر با تا ۲۰۰ × ۲ این، شرایط N⁻¹، بازه کوکپذیری فرکانس تراهرتز این، شرایط مناسب کاواک برای داشتن بهترین شرایط تشدید، بررسی و خروجی تراهرتز بهینه به دست آمده است.

شماتیکی از هندسه برهمکنش در شکل (۱) نشان داده شده است. یک پالس لیزری فوق کوتاه پر شدت به عنوان پمپ در فرکانس w_p به درون کاواک هدایت میشود. یک موج تراهرتز ضعیف به عنوان بذر در فرکانس w_t همزمان با پمپ وارد کاواک میشود. انرژی پمپ به طور همزمان به سیگنال با فرکانس w_s و موج تراهرتز تقویت شده، بر مبنای اصول ترکیب چهار موج تبدیل میشود.



شکل ۱: شماتیک کلی از کاواک فابری پرو در فرآیند پارامتری

بخش ۱: تطبيق فاز و بهره

تطبیق فاری در فرآیند ترکیب چهار موج، مبتنی بر اصول NLO مرتبهٔ سوم، به صورت زیر نوشته می شود: $\Delta k = \Delta k_{NL} + \Delta k_L = {}^{\gamma} P(\gamma_{sp} + \gamma_{tp} - \gamma_p)$ $+ \beta_s + \beta_{THZ} - {}^{\gamma}\beta_p$ (۱) -۱/۵۴ تغییر دهیم، میتوانیم موج تراهرتز با گسترهٔ فرکانسی۲Hz – ۴/۷ را با این چیدمان تقویت کرد.



شكل ٢: تغييرات بهرهٔ فرآيند بر حسب طول پمپ.

بخش دوم: طراحی چیدمان

مطابق با شکل(۱)، یک لیزر فمتوثانیه و یک پالس تراهرتز به ترتیب با طول موجهای ۱۵۶۰ nm و سب ۳۱/۲ در ورودی کاواک داریم. انتهای سمت راست کاواک را با نقره یا طلا یا آلومینیوم به گونهای لایه نشانی میکنیم که خروج پمپ از روزنهای در ابعاد طول موج پمپ صورت گیرد تا از بازتاب مجدد پمپ تضعیف شده به درون کاواک و به هم خوردن PhM جلوگیری کند و تنها موج تراهرتز را بازتاب دهد. برای بهینه کردن خروجی تراهرتز با توجه به شکل(۴)، در بازتابش ۱٪ بیشینه انرژی درون کاواک را داریم اما توان خروجی بزرگتر در بازتابش کمتر رخ می-دهد. از اینرو، انتهای سمت چپ کاواک با لایهٔ نازکی از Ti یا NiCr لایه نشانی می شود. طول کاواک،مسیر پالس-های ورودی و لایه نشانی هابه گونهای انتخاب شدهاند که در شرایط آزمایشگاهی قابل حصول باشند.



شکل ۳: تغییرات انرژی THz درون کاواک و توان THz خروجی از کاواک بر حسب بازتابش آینههای کاواک

PhM که $\Delta k_{NL} = r P(\gamma_{sp} + \gamma_{tp} - \gamma_p)$ که است و (I , j= s, p , t) γ_{ij} است و مدولاسیون فازی و γ_i مدولاسیون فازی متقاطع و P پیک $\Delta k_L =$ (۱) توانی لیزر پمپ است. بخش خطی رابطهٔ (۱ ω_i است که β_i عدد موج در فرکانس $\beta_s + \beta_t - r\beta_p$ است. به دلیل تبهگن بودن OPO ، فرکانس امواج تراهرتز و سیگنال دارای فاصلهٔ یکسانی با فرکانس پمپ هستند به $\Delta k_L = \beta_{r p} \Omega_{sp}^r + r \sum_{m=r}^{\infty} \frac{\beta_{r \square D}}{(r m)!} \Omega_{sp}^{r m}$ پس، $eta_{\mathrm{T}\,p}$ و $\Omega_{sp}=\omega_s-\omega_p=\omega_p-\omega_t$ گونهای که پاشندگی سرعت گروه و eta_{mp} پاشندگیهای مراتب زوج بالاتر در فرکانس پمپ هستند. برای رسیدن به Δk صفر، باید ویژگیهای پرتو و پیک توانی در جملهٔ Δk_{NL} را بررسی کنیم. در $ar{A}_{eff}$, $\gamma(\omega)=rac{\omega n_{
m v}(\omega)}{car{A}_{eff}}$, Δk_{NL} و مقطع موثر مدی است که در یک موج گوسی برابر با ست که _i ۳. j است که πw. j است. برای داشتن بهترین PhM، طولموج پمپ و تراهرتز و سیگنال به ترتیب ۱۵۶۰ nm و ۳۱/۲ μm و ۸۰۰ انتخاب شدهاند. $\Delta k_L = \cdot/\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot / \mu m$ و $\Omega_{sp} = \cdot \cdot \cdot \cdot / \rho$ THz پس، $\Omega_{sp} = \cdot \rho$ [۵] ، می شود. اگر کمر پرتو پمپ را به اندازهٔ طول موج آن $\gamma_{sp} + \gamma_{tp} - \gamma_p = - \cdot / \Upsilon$ ۹۰۸۷ ۱/Wm متمرکز کنیم، می شود. برای ایجاد بهترین PhM پیک توانی لیزر W ۱۴۹۵۵ انتخاب شده است. بنابراین،//um انتخاب $L_c = \frac{\gamma \pi}{\Lambda k} = \gamma \Lambda \gamma \cdot \mu m$ که معادل طول همدوسی $\Delta k = \Delta k$ است. برای آنکه در یک رفت و برگشت کامل همدوسی حفظ شود طول محیط برهم کنش ۲۴۰۰ µm انتخاب شده است. بهرهٔ تقویت به صورت زیر تعریف می شود:

 $G = \frac{P_t(L)}{P_t(\cdot)} = 1 + \left[\frac{\gamma P}{g}\sinh(gl)\right]^{\mathsf{T}}$

که $\left[{}^{7} \left[\gamma \left({\gamma P} \right)^{7} - \left({\Delta k \over r} \right)^{7} \right] \right] = g$ است. مطابق با شکل(۳) بیشینه بهره در طول موج μm ۱/۵۶ دیده می شود که ۱/۵۸ μm است. اگر طول موج پمپ را در گسترهٔ Δk گسترهٔ ۲Hz ۱۴/۶ - ۴/۷ تقویت کرد. شکل ۶، قلهٔ توان خروجی موج تراهرتز را در بازهٔ کوکپذیری نشان میدهد.

نتيجهگيرى

OPO، مبتنی بر FWM در کاواک حاوی توپاز، برای تقویت موج تراهرتز با گسترهٔ کوکپذیری بالا ارائه شده است. شرایط بهینه بررسی شده است و حاصل این بررسیها تقویت موج تراهرتز در گسترهٔ ۲Hz /۱۴/۶ – ۲/۷ است. در یک رفت و برگشت درون کاواک، بیشینه توان است. در یک رفت و برگشت درون کاواک، بیشینه توان موج تراهرتز مربوط به فرکانس THz /۹۶ با قلهٔ توانی W موج تراهرتز مربوط به فرکانس ۲Hz است. بازده کلی و تقویت به ترتیب ۲/۰۱۴٪ و ۱/۰۴۹ است.

مرجعها

- [1] Y.Takidaa, K.Nawata, and H.Minamide, "Injection-seeded backward terahertz-wave parametric oscillator," *APL Photonics*, vol. 5, 2020.
- [2] K. Suizu, Y. Suzuki, Y. Sasaki, H. Ito, and Y. Avetisyan, "Surface-emitted terahertz-wave generation by ridged periodically poled lithium niobate and enhancement by mixing of two terahertz waves," *Opt. Lett*, vol. 31, no. 7, p. 957–969, 7...9.
- [3] S. Li, H.Liu, N.Huang, Q.ibing Sun, and X. Li, "High efficiency terahertz-wave photonic crystal fiber," *APPLIED OPTICS*, vol. 51, no. 22, pp. ΔΔΥ٩-ΔΔΛϜ, Υ· ۱Υ.
- [4] T. Amini, F. Jahangiri, "Optimized design for a terahertz parametric oscillator based on degenerate four- wave mixing in silicon nitride," *JOSA B*, vol. τν, ΔΔ. ۹, ΔΔ. τντδ-τντ1, τ·τ·.
- [5] T.Amini and F.Jahangiri, "Regenerative terahertz wave parametric amplifier based on four-wave mixing in asynchronously pumped graphene oxide integrated TOPAS," *Optics Express*, vol. 29, no. τ1, ΠΠ. ٣٣. Δ٣-٣٣. ۶۶, ۲. τ1.
- [6] F. D'Angelo, Z. Mics, M. Bonn, and D. Turchinovich, "Ultra-broadband THz time-domain spectroscopy of common polymers using THz air photonics," *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, p. 12475– 1YFAΔ, Y·1F.

بخش سوم : نتایج و بحث

برای توصیف OPO از معادلات موج کوپلشده تحت تخمین سیگنال کوچک و تقریب دامنهٔ کندتغییر در مرجع [۵] استفاده شده است. تحول زمانی امواج طی فرآیند FWM، با بذر ورودی تراهرتز W ۲ بررسی میشود. مطابق با شکل ۵، طی فرآیند موج تراهرتز در حضور پمپ شروع به رشد می کند تا به یک حالت پایدار برسد. در فرکانس به رشد می ۲/۰۲۸ است.



شکل ۴ دینامیک تحول امواج در فرآیند FWM در OPO.

در این فرآیند، سیگنال بسیار ضعیفی نیز تولید می شود. بازده کلی تبدیل پمپ به THz تقویت شده با توجه به رابطهٔ $\frac{P_{THz}^{out}}{p_{immp}^{in}}$ قلهٔ توان رابطهٔ رودی پمپ است. در این چیدمان، بازده کلی ۲۰۱۴.۰٪ و ورودی پمپ است. در این چیدمان، بازده کلی ۲۰۱۴.۰٪ و بازده تقویت THz $\eta_T = \frac{P_{THz}^{out}}{P_{iTHz}^{in}}$ THz بازده تقویت THz بازده تقویت $\eta_T = \frac{P_{THz}^{out}}{P_{iTHz}^{in}}$



شکل ۵: قلهٔ توانی THz خروجی در یک رفت و برگشت

با تغییر طول موج پمپ در گسترهٔ μm ۱٬۵۴–۱٬۵۴ و ثابت نگه داشتن قلهٔ توانی آن میتوانیم بذر ورودی را در



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری خمیده غیرخطی

پریسا جهانشاهی، مجتبی گلشنی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

Parisjahanshahi3@gmail.com , Golshani@uk.ac.ir

چکیده- در این مقاله به بررسی نقطهی شکست تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری خمیده باحضور اثر غیر خطی کر پرداخته شده است. بدین-منظور انتشار نور در سیستم در حالتهای مختلف وجود و عدم وجود افت/ بهره، و همچنین حضور و عدم حضور اثر غیرخطی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج عددی بدست آمده نشان میدهد که اثر غیرخطی کر باعث پدیدهی خودکانونی در موجبرها گردیده و ازاینرو با کاهش ضریب جفتشدگی موثر بین موجبرها باعث کاهش نقطه شکست تقارن پاریته-زمان میشود.

کلید واژه - تقارن پاریته- زمان، اثرغیرخطی کر، موجبرهای نوری خمیده، نقطه ی شکست تقارن پاریته-زمان

PT-Symmetry Breaking Point in Two Curved Nonlinear Optical Waveguides

Parisa Jahanshahi, Mojtaba Golshani

Faculty of physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

Parisjahanshahi3@gmail.com , Golshani@uk.ac.ir

Abstract-In this paper, the parity-time symmetry (PT-symmetry) breaking point of two curved optical waveguides in the presence of nonlinear Kerr effect is investigated. For this purpose, light propagation for different cases of presence and absence of loss/gain, as well as the presence and absence of nonlinear effect has been investigated. The numerical results show that the nonlinear effect causes the self-focusing effect, and therefore by reducing the effective coupling coefficient between the waveguides, reduces the PT-symmetry breaking point.

Keyword- Parity-time symmetry, nonlinear Kerr effect, Curved optical waveguides, PT-symmetry breaking point



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

هرمیتی بودن هامیلتونی یک شرط ریاضی کافی برای وجود ویژهمقادیر حقیقی در سیستم بسته و بقای انرژی در آن میباشد. یکی از مهمترین نقاط عطف در فیزیک، معرفی سیستمهای غیرهرمیتی اند که اولینبار توسط بندر و بوتچر در سال ۱۹۹۸ بیان گردید. سیستمهای دارای هامیلتونی غیرهرمیتی در شرایط خاص میتوانند دارای ویژه مقادیر حقیقی باشند و پایستگی احتمال یافتن ذره در مکان را تایید کنند، و آن شرط وجود "تقارن پاریته-زمان"می باشد [۱،۲].

چندسال بعد از معرفی هامیلتونیهای دارای تقارن پاریته-زمان، این مفهوم وارد سیستمهای نوری گردید و این سیستمها امروزه یک بستر بسیار مناسب برای مشاهدات تجربی مربوط به تقارن پاریته-زمان میباشند[۱]. در سیستم های نوری برای ایجاد تقارن پاریته-زمان باید ضریب شکست به گونهای طراحی شود که قسمت حقیقی آن تابعی زوج نسبت به مختصات، و قسمت موهومی آن تابعی فرد نسبت به مختصات باشد [۳].

در این مقاله قصد داریم تقارن پاریته-زمان را در دو موجبر نوری خمیده غیرخطی بررسی کنیم. آرایه موجبرهای نوری به علت تشابه رفتاری نوعی نمایش خاص از سیستم-های گسسته اند که می توان از طریق نظریه جفت شدگی مدها توزیع انرژی در آنها را مورد بررسی قرار داد. اولین ارتباط بین سیستمهای گسسته و اپتیک غیرخطی در سال ۱۹۸۲، هنگامی که تئوری جفت کننده غیرخطی همدوس بررسی شد، مطرح گردید.

مفهوم تقارن پاریته-زمان در موجبرهای نوری، در سال-های اخیر مورد بررسی قرار گرفته است، اما در این مقاله هدف این است که این مفهوم را در حضور اثرات غیر خطی بررسی نمائیم.

محاسبه مستقیم ویژه مقادیر و بررسی حقیقی یا موهومی بودن آنها (برای تعیین نقطه شکست تقارن پاریته-زمان) علیالاخصوص برای سیستمهای غیرخطی از لحاظ عددی پیچیده است، ازاینرو، در این مقاله از معیار معرفی شده در مرجع [۴] برای محاسبه نقطه ی شکست تقارن پاریته-زمان استفاده می شود.

تئورى مسئله

سیستمی متشکل از دو موجبر نوری با فاصله ی متناوب را در نظر میگیریم که در آنها اثر غیر خطی کر حضور داشته باشد (شکل۱). یکی از موجبرها دارای بهره و دیگری افت میباشد. با در نظر گرفتن نظریه جفتشدگی مدها، معادلهی حاکم بر تحول دامنه میدان الکتریکی برای دو موجبر به صورت زیر می باشند[۵]:

$$-i \frac{dE1(z)}{dz} = C(z) E2(z) + \beta 1(z) E1(z) + \gamma E1(z) |E1(z)|^2$$
(1)

$$-i \frac{dE2(z)}{dz} = C(z) E1(z) + \beta 2(z) E2(z) + \gamma E2(z) |E2(z)|^2$$

(۲)

که C(z) ضریب جفتشدگی بین دو موجبر، $\beta_n(z)$ ثابت liتشار موجبرها و γ ضریب غیرخطی کر است.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: دو موجبر نوری خمیده دارای تقارن پاریته-زمان به دلیل خمیده بودن موجبرها، رابطه ثابت انتشار به صورت زیر میباشد[۴]: $\beta_n(z) = (-1)^n \frac{n_s d_0 d_1}{(2\lambda)} \Lambda^2 \cos(\Lambda z) + i g(-1)^n$ (۳)

 $\lambda \cdot \Lambda = \frac{2\pi}{a}$ مریب شکست زمینه، n_s فراین رابطه n_s فریب شکست زمینه، d_1 دامنه dول موج، d_1 فاصله متوسط بین موجبرها، d_1 دامنه انحنای موجبرها، و a دوره تناوب انحنای موجبرهای می-باشد. علاوه براین، با توجه به تغییر تناوبی فاصله بین موجبرها، ضریب جفت شدگی بین موجبرها از رابطه

$$c(z) = c_0 + c_1 \cos(\Lambda z) \qquad (*)$$

بدست میآید، که در آن c₀ و c₁ به ترتیب ضریب جفت-شدگی مربوط به فاصله d₀ و d₁ – d₀ بین موجبرها می-باشد.

با حل معادلات (۱) و (۲) برای شرط ورود نور به موجبر شماره یک، یعنی $\delta_{n,1} = \delta_{n,2}$ میتوان شدت نور در هر یک از موجبرها را بدست آورد. برای محاسبه نقطه شکست تقارن در این سیستم میتوان از معیار I_r معرفی شده در مرجع[۵]استفاده کرد،

$$I_{r} = \exp\{-10(\left|\frac{I_{AV2} - I_{AV1}}{I_{AV2} + I_{AV1}}\right|)^{10}\}$$
 (δ)

که در آن I_{AV1} و I_{AV2} به ترتیب میانگین شدت کل در نیمه اول و دوم طول انتشار است.

a(mm)	λ (nm)	d ₁ (nm)	d ₀ (µm)	n _S
2.064	800	400	13.6	2

جدول ۱- پارامترهای عددی مورد استفاده در مقاله

بحث و نتایج عددی

برای بررسی نحوه تغییر نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در حضور اثرات غیرخطی، ابتدا سیستم خطی (ho=
ho) را مورد بررسی قرار می دهیم. شکل ۲ و شکل ۳ به ترتیب نحوه تحول انرژی را برای دو مقدار افت/ بهره 2.0 = g و نقان می دهند (در کل این مقاله واحد g و γ به صورت ¹⁻mm می باشد که از نوشتن آن در متن خودداری شده است). در شکل ۲ تقارن پاریته-زمان در سیستم شکسته نشده است و الگوی شدت به صورت نوسانی می باشد. اما در شکل ۳، شدت در هر دو موجبر به سورت نمایی رشد می کند. در این حالت، تقارن پاریته-زمان شکسته شده است. بنابراین، نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در حالت خطی عددی بین 2.0 تا 2.50 می-

در ادامه الگوی انتشار برای حالت غیرخطی $0.5 = \gamma$ در مقدار افت و بهره 0.2 = g در شکل γ رسم گردید. رشد نمایی شدت نشان میدهد، که در این شرایط تقارن پاریته-زمان شکسته شده است. بنابراین، در حالت غیرخطی، نقطه شکست تقارن پاریته-زمان کمتر از 0.2 میباشد. بنابراین، حضور اثر غیرخطی کر باعث کاهش نقطه شکست تقارن پاریته-زمان شده است. دلیل این امر میتواند اثر خودکانونی باشد که به طور موثر باعث کاهش میزان جفتشدگی بین موجبرها میگردد. علاوهبراین، میزان جفتشدگی بین موجبرها میگردد. علاوهبراین، مقایسه شکل γ با شکل γ نشان میدهد که در حالت غیرخطی، به دلیل پدیده خودکانونی، شدت نور در یکی از بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل۵: معیار I_r برحسب میزان افت/بهره در حضور و عدم حضور جمله غیرخطی کر

نتايج

در این مقاله به بررسی نحوه تحول انرژی دردو موجبر نوری خمیده دارای تقارن پاریته-زمان در حضور اثر غیرخطی پرداخته شد. نتایج عددی بدست آمده نشان میدهد که اولا، با افزایش ضریب غیرخطی، نقطه شکست تقارن پاریته – زمان در مقادیر کمتر افت و بهره رخ می-دهد. علاوهبراین، در فاز شکست تقارن پاریته-زمان، در رژیم غیرخطی، شدت فقط در یکی از موجبرها که دارای بهره می باشد بصورت نمایی زیاد می شود، در حالی که، در رژیم خطی، افزایش انرژی در هر دو موجبر بصورت نمایی می باشد.

مرجع

[1] M.A. Miri and A. Alu, "Exceptional points in optics and photonics", Science 363, 6422 (2019).

 [Y] REI-Ganainy, K.G. Makris, M. Khajavikhan,
 , "Non-Hermitian physics and PT symmetry", Nature Physics 14(1), 11-9 (2018).

[v] Ş. K. Özdemir, S. Rotter, F. Nori, and L. Yang, "Parity-time symmetry and exceptional points in photonics", nature material", Nature Materials, 18(8), 783–798 (2019).

[۴] فاطمه رهرو," تاثیر میزان انحنا بر نقطه شکست تقارن پاریته -زمان در دو موجبر نوری خمیده ", پایان نامه کارشناسی ارشد, دانشکده فیزیک, دانشگاه شهید باهنر کرمان (۱۳۹۹).

[۵] مجتبی گلشنی، "جایگزیدگی عرضی در آرایه ای از موجبرهای نوری", پایان نامه دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، (۱۳۹۳).



شکل ۲: الگوی انتشار انرژی بدون حضور جمله ی غیرخطی در حالت عدم شکست تقارن پاریته-زمان (g = 0.2)



شکل ۳ : الگوی انتشار انرژی بدون حضور جمله ی غیرخطی در حالت شکست تقارن پاریته-زمان (g = 0.25)



شکل۴: الگوی انتشار انرژی در حضور جمله ی غیرخطی در حالت شکست تقارن پاریته – زمان

به منظور تعیین نقطه دقیق شکست تقارن پاریته-زمان، در شکل ۵، معیار I_r برحسب میزان افت/بهره برای دو حالت خطی و غیرخطی رسم شده است. با توجه به این شکل و با درنظر گرفتن معیار $I_r = 0.5$ ، نقطه شکست تقارن پاریته-زمان برای دو حالت خطی و غیرخطی به ترتیب $g_c = 0.2341$ و $g_c = 0.1071$ میباشد. این نتیجه تایید میکند که با اثر غیرخطی باعث کاهش نقطه شکست تقارن پاریته-زمان شده است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تاثیر اندازه دانه بر پاسخ حسگرگاز تحریک شده با تابش فرابنفش مبتنی بر نانوذرات اکسید روی

فاطمه باقری^۱، حمید هراتی زاده^۲ و سحر افضلی^۳

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، سمنان

f.bagheri.8@gmail.com¹, hamid.haratizadeh@gmail.com², saharafzali.1372@gmail.com³

چکیده – در این پژوهش نانو ذرات اکسید روی با اندازه دانههای مختلف به روش گرمابی و با هدف بررسی تاثیر اندازه دانه بر پارامترهای حسگری سنتز شد. انرژی فعالسازی حسگرهای مبتنی بر این نانو ذرات با استفاده از تابش فرابنفش (UV) با طول موج ۳۹۰ ۳۹۰ صورت گرفته است. مطالعات مربوط به حسگرهای ساخته شده در حضور گاز اتانول در دمای پایین (C° ۸۰) و تحت تابش انجام شده است. نتایج حاکی از آن است که با کاهش اندازه دانه نانو ذرات، پاسخ حسگر نسبت به گاز اتانول تحت تابش بهبود می یابد. پاسخ بهینه می تواند ناشی از آن باشد که با کاهش اندازه دانه نانو ذرات، پاسخ حسگر نسبت به گاز اتانول تحت تابش بهبود می یابد. پاسخ بهینه می تواند ناشی از آن باشد که اندازه دانه نانو ذرات به کار گرفته شده در ساخت حسگر فعال شده با نور قابل مقایسه با طول دبای بوده است. بهترین حساسیت و کمترین زمان پاسخ برای حسگری با اندازه دانه کوچک تر در ابعاد تقریبا ۳۸ (کمتر از دو برابر طول دبای) حاصل شد.

کلید واژه- حسگر گاز مقاومتی، تابش UV، تحریک نوری، اتانول، اکسید روی

The influence of particle size on the response of the UV-activated sensor based on nanoparticles of ZnO Fatemeh Bagheri¹, Hamid Haratizadeh² and Sahar Afzali³

Department Faculty of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Semnan, Iran

Abstract- In this work, nanoparticles of ZnO with different grain sizes were synthesized by the hydrothermal method to investigate the influence of the grain size on gas-sensing performance. Sensors based on these nanoparticles were activated by UV radiation with a wavelength of 390 nm at the intensity of 0.55 mW/cm². Sensors have been exposed to ethanol gas at low temperatures (80 °C) under UV light. The results indicate that the sensitivity is improved by reducing the grain size of the nanoparticles. It could be because the particle size of the materials synthesized was comparable to the Debye length.

Keywords: resistive gas sensor, UV irradiation, light-activated, ethanol, ZnO

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

۱– مقدمه

از گذشته های بسیار دور تا کنون، شناسایی گازها هم برای مصارف صنعتی و هم برای مصارف خانگی با اهداف و کاربردهای متنوع یکی از مسایل حایز اهمیت برای پژوهش-گران بوده است. در همین راستا، پژوهشهای گستردهای برای رفع مشکلات و ارتقاء حسگرهای گازی صورت گرفته است تا این حسگرها متناسب با زندگی هوشمند امروزی قابلیت به کارگیری در محیطهای واقعی را داشته باشند. از سویی دیگر باید پارامترهای یک حسگر ایده آل مانند زمان پاسخ و بازیابی سریع، حساسیت بالا، گزینش گری، پایداری نیز باید در توسعه فناوری حسگرهای گازی مد نظر قرار گیرد. بنابراین یافتن راه حلی که بتواند موانع پیش رو را از میان بردارد، منجر به تحولی در حوزه ساخت حسگرهای گازی خواهد شد [۱،۲].

در این پژوهش حسگرهای مبتنی بر مواد نانوساختار ZnO با اندازه دانههای مختلف به روش گرمابی سنتز و تحت تابش فرا بنفش نسبت به گاز اتانول با هدف بررسی تاثیر اندازه دانه مورد بررسی قرار گرفتند.

۲- سنتز مواد و ساخت قطعه حسگری

در این پژوهش چون هدف بررسی تاثیر اندازه دانه بر پارامترهای حسگری بوده است، اکسید روی به روش گرمابی (هیدروترمال) با مواد اولیه یکسان اما در شرایط متفاوتی سنتز شد تا نانو ذرات اکسید روی با اندازه دانههای مختلف بدست آید. ابتدا به محلول M ۰٫۱ روی استات دو آبه بدست آید. ابتدا به محلول M ۰٫۱ روی استات دو آبه بدست آید. ابتدا به محلول M ۰٫۱ روی استات دو آبه (CTAB) یا غلظت M ۸٫۱اضافه شد. برای تنظیم PH (CTAB) با غلظت M ۸٫۱اضافه شد. برای تنظیم IO (DF=10) با غلظت گرمابی تحت دما و زمان مشخص سازی محلول، عملیات گرمابی پودر حاصل، در انجام شد. بعد از اتمام عملیات گرمابی، پودر حاصل، در دمای $^{\circ}$ ۲۰۰ به مدت ۱٫۵ ساعت در هوای آزاد کلسینه

گردید. شرایط سنتز به همراه کد نمونه در جدول (۱) آمده است.

شدہ	سنتز	نمونههای	و کد	سنتز	: شرايط	جدول ۱
	-	- /	-			

D (nm)	СТАВ	(s) زمان	دما (^o C)	کد نمونه
۱۸,۱	۰,۸ M	١٠	۱۸۰	Z1
71,4	_	۶	۱۸۰	Z2
۳۱	۰,۸ M	۲.	٩٠	Z3
۳۳,۷	۰,۸ M	١.	۲۲۰	Z4

بعد از سنتز ماده فعال، ساخت قطعه حسگری انجام شد. برای این منظور، ابتدا الکترودهای شانهای شکل از جنس طلا به روش کندوپاش بر روی زیرلایههای شیشهای لایه-نشانی شد. برای لایهنشانی نانو پودرهای سنتز شده ZnO روش لایهنشانی قطرهای به کار گرفته شد و مطالعه پارامترهای حسگری با سیستم مشخصهیابی پارامترهای حسگرهای گازی (.GSCS-400 NanoSAT CO) انجام شد.

۳- مشخصه یابی مواد

طیف XRD نمونهها با هدف شناسایی ساختار بلوری آنها در شکل (۱) آمده است. این طیفها نشان میدهد که ساختار ورتزایت ششگوشه ZnO بدون هیچگونه ناخالصی تشکیل شده است، زیرا جز پیکهای مربوط به ZnO در طیف XRD پیکهای دیگری مشاهده نشد. همچنین اندازه بلور کها که بر اساس فرمول دبای-شرر محاسبه شد در جدول (۱) آمده است.

تصاویر FE-SEM نمونههای سنتز شده در شکل (۲) نشان میدهد که در تمامی سنتزها ساختار ذرات تشکیل شده تقریبا کروی و در ابعاد کمتر از ۱۰۰ نانو متر است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: طیف XRD نمونههای سنتز شده



شكل ٢: تصاوير SEM نمونهها (الف) Z1 (ب) Z2 (ج) Z3 (د)

۴- مطالعهی پارامترهای حسگرهای ساخته شده

برای مطالعه تاثیر اندازه دانه بر ویژگیهای حسگری، اندازه-گیریها تحت تابش با شدت ۵۳ MW/cm² ۵۵,۰ و طول موج ۳۶۵ nm ۲۶۵ در دمای ۲^o ۸۰ در حضور گاز اتانول صورت گرفت. برای محاسبه پاسخ حسگر تغییرات مقاومت حسگر تحت تابش UV و در حضور گاز با استفاده از فرمول (۱) محاسبه شد [۳].

Response (%)=
$$\frac{R_a - R_g}{R_g}$$
 (1)

نمودار تغییرات پاسخ مربوط به هر یک از حسگرها نسبت به اتانول با غلظت ۸۰۰ ppm در شکل (۳–الف) و نیز میزان پاسخ آنها در غلظتهای مختلف در شکل (۳–ب) نشان داده شده است. به وضوح مشاهده می شود که میزان تغییرات

پاسخ حسگرها با یکدیگر متفاوت است و پاسخ بهینه مربوط به حسگر Z1 است که کوچک ترین مقدار اندازه دانه را دارد. در شکل (۴)، پاسخ حسگر بر حسب تغییرات اندازه دانه رسم شده است. این نمودار حاکی از آن است که با کوچک شدن اندازه دانه در ابعاد نانومتر علاوه بر بهبود پاسخ حسگر، زمان پاسخ نیز کاهش یافته است. از آنجایی که واکنشهای مربوط به حسگرهای گازی به طور عمده در سطح ماده اندازه دانه، می تواند بر پاسخ حسگرهای گازی تاثیر بسزایی داشته باشد.

وقتی حسگر نیم رسانای اکسید فلزی در حضور هوا قرار می-گیرد، اکسیژن محیط بر روی سطح، جذب شیمیایی می-شود. اکسیژن جذب شده الکترونها را از نوار رسانش به دام انداخته و ناحیه تهی بر روی دانهها تشکیل میشود و در نتيجه منجر به خمش نوار انرژی می شود. عرض ناحيه تهی ايجاد شده به طول دباي وابسته است كه مشخصه ماده نيم-رسانای اکسید فلزی است. بنابراین، ایجاد دو لایه تهی بین دانهها منجر به تشکیل سد پتانسیل شاتکی (qV_s) در مرزدانههایی میشود که با یکدیگر در تماس هستند. بر اساس رابطه بین اندازه دانه (D) و عرض ناحیه تهی سه حالت مختلف را می توان در نظر گرفت. در برخی مقالات عرض ناحیه تهی و طول دبای (L_D) را معادل در نظر می-گیرند. اگر D >> 2L_D، رسانش با سد شاتکی در مرزدانهها محدود می شود که در این حالت حساسیت حسگر وابسته به اندازه دانه نخواهد بود. اگر D=2L باشد، رسانش تحت تاثیر ناحیه تماس دانهها است و با سطح مقطع این ناحیه (گردن بین دانهها) محدود می شود. اگر $D \leq 2L_D$ باشد، رسانش تحت تاثیر تمام دانهها قرار می گیرد. زیرا در این شرایط نوارهای انرژی تقریبا در کل ساختار به صورت تخت خواهد بود و هیچ سد انرژی قابل توجهی برای انتقال بار درون بلورک وجود نخواهد داشت. در این حالت تعداد کمی

از بارهای ناشی از واکنشهای سطحی باعث ایجاد تغییر زیادی در رسانایی کل ساختار میشود. بنابراین حساسیت حسگر نسبت به دو حالت دیگر به طرز چشم گیری افزایش می یابد [۱،۴،۵].



شکل ۴: پاسخ حسگر و زمان پاسخ بر حسب اندازه دانه

با توجه به توضیحاتی که در خصوص تاثیر اندازه دانه اشاره شد و بر اساس گزارشهای مختلف که طول دبای برای ZnO تقریبا ۳۰ ۳۰–۵ تخمین زده شده است [۵]، بنابراین بهینه شدن پاسخ حسگر با کوچک تر شدن اندازه دانه حسگر Z1 شدن پاسخ حسگر با کوچک تر شدن اندازه دانه حسگر (۱۸ nm) قابل توجیه است. علاوهبر آن میدانیم که مواد نانوساختار به دلیل نسبت سطح به حجم بالا امکان بیشتری را برای برهمکنش ماده حسگری با گاز هدف فراهم می کنند.

۵- نتیجهگیری

حسگرهای گاز مقاومتی مبتنی بر نانو ذرات ZnO با اندازه دانههای مختلف، تحت تابش UV نسبت به گاز اتانول مورد بررسی قرار گرفتند. بررسیهای صورت گرفته نشان داد که کاهش اندازه دانه در ابعاد نانو متر (قابل مقایسه با طول دبای) منجر به بهبود پاسخ حسگر و کوتاه شدن زمان پاسخ خواهد شد. همچنین فعالسازی سطح حسگر به صورت اپتیکی نیز منجر به کنترل دقیق تر و سریعتر حسگر گازی خواهد شد. بنابراین با در نظر گرفتن ویژگیهایی مانند هزینه پایین، روش ساخت ساده، مصرف انرژی پایین، حساسیت مناسب و زمان پاسخ کوتاه و کنترل پذیری بیشتر، این حسگر نانوساختار میتواند گزینه مناسبی برای به کارگیری در محیطهای واقعی باشد.

سپاسگزاری

نویسندگان مقاله از حمایت مالی وزارت علوم، تحقیقات و فناوری و پارک فناوری اطلاعات و ارتباطات از این مقاله در قالب کد اعتباری ۰۰۰۰۲۷–۰۲۹–۱۶ قدردانی می-نمایند.

مرجعها

[1] A. Dey, *Semiconductor metal oxide gas sensors:A review*, Materials Science & Engineering B 229 (2018) 206–217.

[2] U.Yaqoob, M.I.Younis, Chemical Gas Sensors: Recent Developments, Challenges, and the Potential of Machine Learning—A Review, Sensors (2021), 21, 2877.

[3] F. Xu, H. Ho, *Light-Activated Metal Oxide Gas Sensors: A Review*, Micromachines (2017).

[4] S. Sharma, M. Madou, *Review article: A new approach to gas sensing with nanotechnology*, Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 370 (2012) 2448–2473.

[5] A. Mirzaei, J.H. Lee, S.M. Majhi, M. Weber, M. Bechelany, H.W. Kim, S.S. Kim, *Resistive* gas sensors based on metal-oxide nanowires, J. Appl. Phys. 126 (2019).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی خواص اپتیکی غیرخطی اکسیدگرافن با استفاده از روش مدولاسیون خودفازی فضایی(SSPM)

محمد جواد مرادی، محمدعلی حداد*، معین گلستانیفر، فاطمه استواری، محمود برهانی

دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۷۴۱–۸۹۱۹۵

<u>m.moradi74@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, m.golestanifar@stu.yazd.ac.com,</u> <u>ostovari@yazd.ac.ir, mborhani@yazd.ac.ir</u>

چکیده – با کشف نانوساختارهای گرافن، مطالعه بر روی این گروه از مواد افزایش یافت. در این مقاله، ما به بررسی خاصیت اپتیکی غیرخطی اکسیدگرافن میپردازیم. در این پژوهش، ضریب شکست غیرخطی و همچنین پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم اکسیدگرافن رقیق شده در محلول NMP، با استفاده از روش مدولاسیون خودفاز فضایی در چهار غلظت متفاوت از نمونه اندازهگیری شده است. آزمایشها با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر انجام شده است. با توجه به دادههای تجربی به دست آمده، ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم به ترتیب از مرتبه ۲^{-۷} و e.s.u ^{۱۰} اندازهگیری شدند.

كليد واژه- اپتيك غيرخطى، پذيرفتارى الكتريكى مرتبه سوم، ضريب شكست غيرخطى، اكسيدگرافن، مدولاسيون خودفاز فضايى.

Studying the optical nonlinear features of Graphene Oxide (GO) using Spatial Self-Phase Modulation (SSPM)

Mohammad Javad Moradi, Mohammad Ali Haddad*, Moein Golestanifar, Fatemeh Ostovari, Mahmoud Borhani

Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

<u>m.moradi74@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, m.golestanifar@stu.yazd.ac.com,</u> <u>ostovari@yazd.ac.ir. mborhani@yazd.ac.ir</u>

Abstract: The discovery of graphene nanostructures attracted a great attention in this class of materials. In this paper, we investigate the nonlinear optical properties of graphene oxide. We applied spatial self-phase modulation to estimate the nonlinear refractive index of n_2 and third-order electrical susceptibility of $\chi^{(3)}$ for graphene oxide dispersed in NMP solution at four different concentrations. A 532 nm continuous-wave Nd:YAG laser was used in the experiment. According to obtained experimental data, the n_2 and $\chi^{(3)}$ values measured in the range of 10^{-7} cm²/W and 10^{-11} e.s.u.

Keywords: Nonlinear Optic, Third Order of Electrical Susceptibility, Nonlinear Refractive Index, Graphene Oxide, Spatial Self Phase Modulation (SSPM).

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

از سال ۲۰۰۶ تا کنون، خواص متعددی از گرافن ناب (Pristine Graphen) آشکار شدهاست. خواص گرافن شامل تحرك بالاى بارهاى الكتريكي به همراه جذب نور مرئي حداكثر تا ٣/٢ ٪، هدايت حرارتي عالى، استحكام بالا می باشد [۳–۱]. استوبینسکی و همکارانش توانستند ساختار شیمیایی اکسید گرافن چند لایهای را با روشهای پراش اشعه ايكس (XRD)، ميكروسكوپ الكتروني عبوري (TEM) و طيف سنجى الكترونى بررسى كنند. طيفسنجى فوتوالکترون پرتو ایکس(XPS) و طیفسنجی از دست دادن انرژی الکترون بازتابی (REELS) نیز از روشهایی است که آنان برای بررسی خواص مواد فوق استفاده کردند [۴]. بیناب نگاری رامان بخشی جدایی ناپذیر از تحقیقات گرافن است. برای تعیین تعداد و جهت لایهها، کیفیت و انواع لبهها و اثرات اغتشاشها مانند میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، کرنش، دوپینگ، اختلال و گروههای عملکردی از روش طيف سنجى رامان استفاده مى شود [۵]. همچنين، همانطور که در ادامه بررسی خواهیم کرد، خواهیم دید که گرافن خواص نوری غیرخطی چشمگیری را از خود نشان میدهد. برای مثال در لیزرهای فوق سریع به عنوان جاذب های اشباع پذیر به کار برده می شود [۶]. برای بررسی خواص اپتیکی غیرخطی مواد از جمله گرافن از روشهای مختلفی استفاده شدهاست [٧-٩]. در این مقاله رفتار اپتیکی غیر خطی اکسید گرافن با استفاده از روش مدولاسیون خودفازی فضایی SSPM مورد مطالعه قرار گرفته شد و ضرایب شکست غیرخطی (n₂) و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی³χ نمونههای حاوی اکسیدگرافن اندازهگیری شد.

روش آزمایشگاهی و تهیه نمونه

در این پژوهش محلول اکسیدگرافن کاهیده شده در حلال

نرمال متیل پیرولیدون (NMP) به عنوان نمونههای آزمایشگاهی انتخاب و مورد بررسی قرار گرفتند. در شکل(۱)، ۴ نمونه محلول آماده شده اکسیدگرافن در NMP را نشان میدهد. برای انجام آزمایش، از لیزر پیوسته :Nd را نشان میدهد. برای انجام آزمایش، از لیزر پیوسته :Nd یویسته :SSPM نانومتر با توان حداکثر ۲۰۱ میلیوات و مشاهده پدیده SSPM در آزمایشگاه استفاده شد. شکل (۲) چیدمان نوعی SSPM را نشان میدهد.



شكل١: تصوير نمونه ها

در این آرایه، پرتو لیزر توسط یک عدسی همگرا به شعاع کانونی ۱۰ سانتیمتر برای بررسی نمونه و تمرکز پرتو لیزر روی نمونهها استفاده شد. با توجه به واگرایی پرتو لیزر، اندازهی قطر کمره پرتو لیزر در کانون حدود ۳۰۰ میکرومتر



شکل۲: چیدمان آزمایشگاهی تکنیک SSPM

تخمین زده شده است. پس از عبور پرتو کانونی شده لیزر با محلول نمونه حاوی اکسیدگرافن، طرحهای پراش به صورت حلقههای متحدالمرکز بر روی صفحه دور دیده شد که این طرحها و تعداد حلقهها به شدت نور فرودی وابسته خواهد بود. با توجه به غیریکنواخت بودن شدت گاوسی لیزر در راستای عرضی، بخش غیرخطی ضریب شکست نمونه شدتهای گوناگون لیزری را تجربه میکند که منجر به تغییر فاز در نقاط مختلف جبهه موج فرودی میشود. از

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

برهمنهی نقاط گوناگون، طرحهای تداخلی پراش به وجود خواهد آمد که به صورت نواحی تاریک و روشن دیده میشوند. تغییر فاز ایجاد شده در جبهه موج طبق رابطه زیر محاسبه می شود [۸]:

$$\Delta \varphi(r) = \frac{2\pi n_0}{\lambda} \int_0^{L_{eff}} \Delta n(r, z) dz \tag{1}$$

در این رابطه Δn تغییرات ضریب شکست در راستای عرضی است. در واقع، چنانچه تغییرات جبهه موج بر اثر تغییرات ضریب شکست، کمتر از π باشد، آنگاه رویداد خود-کانونی و خود-واکانونی پرتو غالب خواهد بود. از سوی دیگر اگر تغییرات فاز جبهه موج بیشتر از π باشد، محیط منجر به رویداد مدولاسیون خود-فازی فضایی (SSPM) و مشاهده نمایه حلقههای متحدالمرکز پرتو برهمکنش در میدان دور خواهد شد. زمانی که شدت پرتو از کم به زیاد افزایش پیدا می کند تعداد خطی انجام می شود که با شیب خط این تغییرات می توان ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی ماده را محاسبه کرد. ضریب شکست غیرخطی ماده را می توان از رابطه زیر محاسبه کرد [۸]:

$$n_2 = \frac{\lambda}{2 n_0 L_{eff}} \frac{N}{I} \tag{(7)}$$

که در اینجا λ طول موج لیزر، n_0 ضریب شکست خطی حلال N اینجا λ طول موج لیزر، n_0 ضریب شکست نور فرودی به ماده مورد بررسی است. در این معادله L_{eff} طول موثر ماده اپتیکی در زمان برهمکنش نور لیزر با ماده است که از فرمول زیر محاسبه می گردد:

$$L_{eff} = \int_{L_1}^{L_2} (1 + \frac{z^2}{{z_0}^2})^{-1} dz \tag{(7)}$$

z فاصله ماده تا روزنه و Zo طول ریلی است. پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی نمونه با استفاده از کمیت n₂ماده و به صورت زیر محاسبه می شود [۸].

$$\chi^{(3)} = \frac{c\lambda n_0}{2.4 \times 10^4 \pi^2 L_{eff}} \frac{dN}{dI}$$
(*)
= $\frac{n_0^2 c}{12\pi^2 \times 10^3} n_2$
So χ mean variable χ and χ mean variable χ

برای اندازه گیری توان پرتوها فرودی از توانسنج شرکت ThorLab و ثبت طرحهای پراش حلقوی از دوربین دیجیتالی Canon استفاده شد.

نتايج و بحث

شکل (۳) و شکل (۴) به ترتیب گستره تغییر شدت توان متمرکز شده در نمونه اکسیدگرافن در حلال NMP را بر حسب تعداد حلقههای تشکیل شده، و نیز الگوی های مشاهده شده حلقههای متمرکز را در چهار غلظت نشان میدهند. همانگونه که دیده میشود با افزایش شدت پرتو از کم به زیاد، تعداد حلقهها نیز افزایش مییابد. نکتهای که حائز اهمیت است، آن است که این تغییرات بصورت خطی رخ میدهد و با افزایش غلظت شیب خط افزایش مییابد. میتوان مشاهده کرد که با افزایش غلظت، توان آستانهای که با استفاده از آن اولین حلقه پراش MSSP را مشاهده میکنیم نیز کاهش پیدا میکند. عدم تقارن مشاهده شده حلقهها، ناشی از تغییرات حرارتی نمونه قسمت بالایی و



شکل۳: تغییرات تعداد حلقه ها بر حسب تغییر شدت توان برخوردی به محلول اکسیدگرافن کاهیده شده در غلظتهای مختلف

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شد. می توان از این روش برای اندازه گیری سایر محیطهای غیر خطی استفاده کرد.

مرجعها

[1] Partoens, B., & Peeters, F. M. (2006). From graphene to graphite: Electronic structure around the K point. *Physical Review B*, *74*(7), 075404.

[2] Nair, R. R., Blake, P., Grigorenko, A. N., Novoselov, K. S., Booth, T. J., Stauber, T., & Geim, A. K. (2008). Fine structure constant defines visual transparency of graphene. *Science*, *320*(5881), 1308-1308.

[3] Bolotin, K. I., Sikes, K. J., Jiang, Z., Klima, M., Fudenberg, G., Hone, J., & Stormer, H. L. (2008). Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. *Solid state communications*, *146*(9-10), 351-355.

[4] Stobinski, L., Lesiak, B., Malolepszy, A., Mazurkiewicz, M., Mierzwa, B., Zemek, J., & Bieloshapka, I. (2014). Graphene oxide and reduced graphene oxide studied by the XRD, TEM and electron spectroscopy methods. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 195, 145-154.

[5] Ferrari, A. C., & Basko, D. M. (2013). Raman spectroscopy as a versatile tool for studying the properties of graphene. *Nature nanotechnology*, *8*(4), 235-246.

[6] Bao, Q., Zhang, H., Wang, Y., Ni, Z., Yan, Y., Shen, Z. X., & Tang, D. Y. (2009). Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers. *Advanced Functional Materials*, *19*(19), 3077-3083.

[7] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., Wei, T. H., Hagan, D. J., & Van Stryland, E. W. (1990). Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE journal of quantum electronics*, 26(4), 760-769.

[8] Shan, Y., Tang, J., Wu, L., Lu, S., Dai, X., & Xiang, Y. (2019). Spatial self-phase modulation and all-optical switching of graphene oxide dispersions. *Journal of Alloys and Compounds*, 771, 900-904.

[9] Wang, G., Zhang, S., Umran, F. A., Cheng, X., Dong, N., Coghlan, D., & Wang, J. (2014). Tunable effective nonlinear refractive index of graphene dispersions during the distortion of



شکل ۴: طرح پراش SSPM در محلول(µg/cc) 200 از اکسید گرافن در NMP

پایینی منطقه کانونی شده پرتو است. در جدول ۱ مقادیر ضریب شکست غیرخطی n_2 و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی ماده χ^3 محاسبه شده برای نمونههای مختلف با غلظتهای گوناگون گزارش شده است. در این مقاله نشان داده شده است که با افزایش تراکم اکسید گرافنکاهیده در حلال، رفتار اپتیکی غیر خطی ماده تغییر میابد.

			سوم غیرخطی مادہ	
(ug/cc)	<i>n</i> ₂	X	$\chi^{(3)}$	
(4.8,00)	× 10 ⁻⁷	× 10 ⁻¹¹	×10 ⁻³	
	(cm^2/W)	(e.s.u)	(m^2/V^2)	
50	30.4 ± 3.30	16.7 ± 1.81	11.9 ± 1.29	
100	56.9±3.35	31.2 ± 1.84	22.3 ± 1.31	
200	65.2±1.94	35.7 ± 1.06	25.5 ± 0.76	
300	77.2 ± 1.53	42.3 ± 8.38	30.2 ± 0.60	

جدول ۱: مقادیر ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه

نتيجهگيرى

در این پژوهش با استفاده از روش مدولاسیون خودفاز فضایی رفتار اپتیکی غیرخطی غلظتهای متفاوت اکسید گرافن در حلال NMP بررسی شد. با استفاده از این روش ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم به ترتیب از مرتبه ۲۰²/w س^{1۰-۱۱} e.s.u اندازه گیری



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



اثر قطبش تپ لیزر فرودی در تولید هماهنگهای مرتبه بالا از مولکول کلرین

احمدرضا مدهنی'، الناز ایرانی'، امین صادقی فراز'، محمد منفرد'

^۱دانشکده علوم پایه گروه اتمی-مولکولی دانشگاه تربیت مدرس، خیابان جلال آل احمد، تهران ^۲انستیتو نظریه ماده چگال و اپتیک، دانشگاه فردریچ-شیلر ینا، ینا، آلمان. Madhani840@gmail.com

چکیده – در این پژوهش اثر قطبش میدان الکتریکی لیزر فمتوثانیه در برهم کنشبا مولکول کلرین برای تولید هماهنگ های مرتبه بالا و تپ آتوثانیه خروجی بررسی شده است. در این بررسی قطبش های خطی و بیضوی برای لیزر فمتوثانیه مفروض شده اند و محاسبات به کمک نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان و در فضای حقیقی سه بعدی انجام شده است. نتایج حاکی از افت شدت هماهنگ ها و کاهش شدت تپهای آتوثانیه خروجی به ازای افزایش پارامتر قطبش چذیری لیزر فمتوثانیه است. تحلیل شدت هماهنگ او کاهش شدت تپهای آتوثانیه خروجی به ازای افزایش پارامتر قطبش مقدار قطبش چذیری لیزر فمتوثانیه است. محدت مواهنگ ۲۴ ام (بعنوان هماهنگی در محدوده فرکانس قطع) نشان می دهد با افزایش مقدار قطبش پذیری لیزر فمتوثانیه از مقدار صفر به ۲/۰ (۰/۴)، شدت این هماهنگ حدود یک (دو) مرتبه بزرگی کاهش می یابد. همچنین نتایج این پژوهش نشان می دهد که تغییر قطبش پالس فرودی از حللت خطی به حللت بیضوی، منجر به کاهش شدت تپ آتوثانیه خروجی و افزایش پهنای آن ها می مود.

کلید واژه- پالس آتوثانیه، تولید هماهنگهای مرتبه بالا، مولکول کلرین، نظریه تابعی چگالی وابسته زمانی

Effect of laser pulse polarization on high harmonic generation from chlorine molecule

Ahmad Reza Madhani¹, Elnaz Irani¹, Amin Sadeghi Faraz¹ and Mohammad Monfared²

¹ Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran.

²Institute of Condensed Matter Theory and Optics, Friedrich-Schiller-University Jena, Max-Wien-Platz 1, Jena D-07743, Germany. Madhani840@gmail.com

Abstract- In this study, the effect of femtosecond laser polarization on the high harmonic generation and generated attosecond pulse from the chlorine molecule has been studied. linear and elliptical polarizations have been assumed for the femtosecond laser and calculations have been performed using time-dependent density functional theory in the three-dimensional real space. The results show a decrease in the intensity of the harmonics and the attosecond pulses when the ellipticity of the femtosecond laser is increased. Analyzing the intensity of the 24th harmonic order demonstrates that by increasing the ellipticity of the femtosecond laser from zero to 0.2 (0.4), the intensity of this harmonic decreases by about one (two) order of magnitude. The results of this research also show that changing the polarization of the driving pulse from linear to elliptical, reduces the intensity of the output attosecond pulse and increases their width.

Keywords: Attosecond pulse, High harmonic generation, Chlorine molecule, Time dependent density functional theory

مقدمه

مقیاس زمانی رویداد دینامیک الکترون در اتمها ، مولکولها و مواد چگال در مرتبه آتوثانیه است. تولید تپهای نوری آتوثانیه برای مشاهده و کنترل حرکت الکترون و ردیابی دینامیک آن در حال حاضر از پیشروترین پدیدهها در ایتیک فوق سریع است. یکی از روشهای تولید تپهای آتوثانیه، تولید هماهنگهای مرتبه بالا است که توسط نظریه نیمه کلاسیکی سه گام که اولین بار در سال ۱۹۹۳ توسط کر کوم ارائه شد، درک می شود [۱]. طبق این نظریه، زمانی که اتم يا مولكول با ميدان قوى ليزر برهمكنش مىكند الكترون به روش تونلزنی از قید هسته خارج می شود و سپس در میدان ليزر شتاب مي گيرد. با تغيير علامت ميدان ليزر، الكترون در جهت مخالف به سمت یون مادر شتاب می گیرد. این الکترون می تواند با یون مادر باز ترکیب شده و انرژی جنبشی خود را به علاوه انرژی یونش در غالب یک فوتون گسیل میکند. فوتونی که با بیشترین انرژی طی این فرآیند گسیل میشود، فوتون با انرژی قطع نیز نامیده میشود که مقدار آن برابر با I_p انرژی $1.3I_p + 3.17U_p$ انرژی يونش سيستم اتمى يا مولكولى و U_p انرژى پاندرماتيو ليزر است[۲-۱]. لذا پارامترهای لیزر فرودی نقش مهمی در فرآیند تولید هماهنگهای مرتبه بالا با شدت بیشتر و فرکانس قطع بالاتری دارد که منجر به تولید تپ پرشدت آتوثانیه با یهنای زمانی بسیار کوتاه خواهد شد.

بدین منظور در این پژوهش اثر قطبش تپ لیزر فرودی به عنوان پارامتر موثر بر تولید تپ نوری آتوثانیه حاصل از فرآیند تولید هماهنگهای مرتبه بالا از مولکول کلرین مورد بررسی قرار می گیرد.

روش محاسباتی

در این پژوهش، برهم کنش میدان پر شدت لیزری با مولکول کلرین، به کمک معادله کوهن-شم در نظریه تابعی چگالی

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi_{i}(r,t) = \left[-\frac{\nabla^{2}}{2} + v_{ks}\left[n\right](r,t)\right]\psi_{i}(r,t) \quad (1)$$

در این رابطه، $v_{KS}[n](\mathbf{r},t)$ و $n(\mathbf{r},t)$ به ترتیب پتانسیل کوهن-شم وابسته به زمان و چگالی الکترونی وابسته به زمان میباشند و با روابط زیر نمایش داده میشوند[۳]:

$$v_{ks}[n](r,t) = v_{H}[n](r,t) + v_{xc}[n](r,t) + v_{ext}(r,t) + v_{ne}(r)$$
(Y)

$$n(r,t) = \sum_{i=1}^{N} \psi_{i}^{*}(r,t) \,\psi_{i}(r,t)$$
(٣)

پتانسیل کوهن-شم وابسته به زمان شامل پتانسیل هارتری، پتانسیل تبادلی-همبستگی، پتانسیل خارجی و پتانسیل برهم کنشی الکترون و هسته میباشد که به دلیل ثابت بودن موقعیت هسته مستقل از زمان می باشد. در این پژوهش، از تقریب چگالی موضعی(LDA) برای پتانسیل تبادلی-همبستگی استفاده شده است.

به کمک نرمافزار محاسباتی اختاپوس(Octopus)، معادله کوهن-شم بر پایه نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان حل و شتاب دوقطبی سیستم بر حسب زمان به صورت زیر محاسبه می شود [۴]:

$$\ddot{\mathbf{d}}(t) = \left\langle \psi(r,t) \,|\, \ddot{\mathbf{r}} \,|\, \psi(r,t) \right\rangle \tag{f}$$

در ادامه، به کمک رابطه زیر طیف هماهنگها به دست میآید[۵]:

$$H(\omega) = \left| \frac{1}{T_{tot}} \int_{0}^{T_{tot}} \ddot{\mathbf{d}}(t) \exp(-i\,\omega t) dt \right|^{2} \qquad (\Delta)$$

T_{tot} زمان کل تپ تحریک کننده سیستم اتمی-مولکولی است.

سپس از برهم نهی تعدادی از هماهنگهای تولید شده، تپ آتوثانیه با شدت زیر تولید میشود[۵]:

$$I(t) = \left| \sum_{q} \mathbf{a}_{\mathbf{q}} e^{iq \omega_0 t} \right|^2 \tag{9}$$

که در آن \mathbf{a}_q دامنه هماهنگ در فضای فرکانس و q مرتبه هماهنگ میباشند.

در این پژوهش، برهمکنش دو تپ قطبیده خطی و بیضوی با مولکول کلرین مورد تمرکز است که میدان مربوط به تپ قطبیده بیضوی طبق رابطه زیر توصیف میشود:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{L}}(t) = E_{xo} \sin^2 \left(\frac{\pi t}{T_{tot}} \right)$$

$$\times \left[\hat{i} \cos(\omega_0 t) + \hat{j} \varepsilon \sin(\omega_0 t) \right]$$
(Y)

 E_{xo} دامنه میدان در راستای محور x_i \hat{i} و \hat{f} بردارهای E_{xo} یکه در جهت x و y و $z_{xo} = \varepsilon E_{xo}$ دامنه میدان در راستای محور y میباشند. پارامتر z نیز میزان بیضوی بودن میدان را کنترل میکند.

نتايج

شکل ۱ مولفههای میدان الکتریکی قطبیده خطی و بیضوی با پارامتر قطبش پذیری ۱۵/۰ و ۰/۳۵ در برهم کنش با مولکول کلرین برای تولید هماهنگهای مرتبه بالا را نشان میدهد که شدت میدان^۴ W/cm² ، طول موج ۸۰۰ nm و تعداد ۵ چرخه اپتیکی درنظر گرفته شده است.



شکل ۱: مولفههای میدان الکتریکی تپ لیزر فرودی با طول موج ۸۰۰ nm و شدت W/cm^2 که نمودار آبی رنگ مربوط به میدان با قطبش خطی ($\epsilon = 0$) و نمودار قرمز و مشکی به ترتیب مربوط به مولفه y میدان با قطبش بیضوی $\epsilon = 0.15 = \epsilon = 0.35$ میباشد. مولفه x میدان در تمامی حالتها یکسان میباشد.

فضای شبیه سازی به شکل یک مکعب مستطیل با ابعاد ۲۵×۳۵×۹۰ در یکای واحد اتمی در نظر گرفته شده است. گام زمانی و فضایی محاسبات به ترتیب ۱/۰ و ۲۵/۰ واحد اتمی است و مولکول کلرین در راستای محور x و دقیقا در مرکز جعبه قرار دارد. با استفاده از معادله (۵)، طیف مرکز جعبه قرار دارد. با استفاده از معادله (۵)، طیف کلرین با میدان دارد با قطبش خطی و بیضوی با پارامتر قطبش پذیری ۱۵/۰ و ۲۵/۰ حاصل شده است که در شکل ۲ نشان داده می شود.



شکل ۲: طیف هماهنگهای مرتبهی بالای حاصل از برهمکنش تپهای لیزری قطبیده خطی و بیضوی با مولکول کلرین.

به کمک رابطه فرکانس قطع و انرژی یونش اوربیتال Homo-2 مولکول کلرین (۱۶/۳e۷)، فرکانس قطع برابر با هماهنگ مرتبه ۲۶ام محاسبه شده است که با فرکانس قطع مربوط به طیف بدست آمده برای تپ قطبیده خطی و بیضوی با پارامتر قطبش پذیری ۲/۱۵ در شکل ۲ همخوانی دارد. از شکل ۲ مشاهده میشود که با تغییر قطبش تپ لیزر فرودی، شدت هماهنگها تغییر محسوسی میکند و فرکانس قطع نیز برای تپ قطبیده بیضوی با پارامتر قطبش پذیری ۲/۳۵ دو هماهنگ کاهش مییابد. دلیل کاهش شدت هماهنگها این است که با افزایش پارامتر قطبش پذیری میزان بازترکیب بدلیل افزایش انحنای مسیر الکترونها پس از یونش کاهش مییابد. در نتیجه با کاهش

کاهش مییابد. جهت روشن شدن بیشتر وابستگی طیف هماهنگهای مرتبه بالا به قطبش تپ لیزر فرودی، تغییرات شدت یک هماهنگ خاص با فرکانس نزدیک فرکانس قطع نسبت به افزایش پارامتر قطبش پذیری در شکل ۳ نمایش داده شده است.



شکل ۳ : تغییرات شدت هماهنگ مرتبه ۲۴ ام نسبت به افزایش پارامتر قطبش پذیری.

با استفاده از معادله (۶)، تپهای آتوثانیه خروجی از طریق برهم نهی هماهنگهای مرتبه ۱۱۸م تا ۱۲۶م حاصل می شوند که نمودار شدت آنها نسبت به زمان در شکل ۴ نمایش داده شده است:



شکل ۴ : تپهای آتوثانیه حاصل از برهمنهی هماهنگهای مرتبه ۱۱۸م تا ۱۲۶م در برهمکنش مولکول کلرین با پالسهای قطبیده خطی و بیضوی.

همان گونه که از شکل ۴ مشخص است، تغییرات شدت هماهنگهای منتج برای نور قطبیده خطی و بیضوی تاثیر

بسیاری روی شدت تپ آتوثانیه خروجی گذاشته است به صورتی که شدت تپ آتوثانیه حاصل از نور قطبیده خطی تقریبا پنج برابر شدت تپ آتوثانیه حاصل از نور قطبیده بیضوی با پارامتر قطبش پذیری ۲۹۵ است. پهنای زمانی تپ منتج از قطبش خطی ۲۹۷ آتوثانیه میباشد و برای قطبشهای بیضوی این پهنا به حدود ۴۰۰ آتوثانیه میرسد.

نتيجهگيرى

در این مقاله تغییرات طیف هماهنگهای تولید شده و تپهای آتوثانیه حاصل از برهمکنش تپ لیزر فمتوثانیه با میدان قطبیده خطی و بیضوی با مولکول کلرین مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که با افزایش پارامتر قطبش پذیری، شدت هماهنگهای حاصل کاهش مییابد و این کاهش شدت تاثیر محسوسی در شدت تپهای آتوثانیه خروجی دارد. علت این پدیده کاهش نرخ بازتر کیب الکترون به دلیل اضافه شدن مولفه عرضی میدان الکتریکی در حالت قطبیده بیضوی است.

مرجعها

- [1] Lépine, F., Sansone, G. and Vrakking, M.J., 2013. Molecular applications of attosecond laser pulses. *Chemical Physics Letters*, 578, pp.1-14.
- [2] Chen, G., Su, N. Generating isolated attosecond pulse by a dual optical gating scheme. Eur. Phys. J. D 74, 202 (2020).
- [3] M.Monfared, E. Irani, R. Sadighi-Bonabi, "Controlling the multi-electron dynamics in the high harmonic spectrum from N2O molecule using TDDFT", The Journal of Chemical Physics, 148(23), 234303 (2018).
- [4] M.A.L. Marques, Alberto Castro, George F. Bertsch, and Angel Rubio, octopus: a firstprinciples tool for excited electron-ion dynamics, Comput. Phys. Commun. 151 60-78 (2003)
- [۵] محمد منفرد، الناز ایرانی، رسول صدیقی، محمدکاظم مروجفرشی (1399)، بررسی اثر برهمکنشهای تبادلی و همبستگی در طیف هماهنگهای مراتب بالا، 94، 1-10 .




بررسی تأثیر زمان واکنش گرمابی بر پاسخ اپتیکی غیرخطی دی سولفید وانادیوم مرضیه پریشانی^۱، مرضیه ندافان^۲، رسول ملک فر^{۱*}

^۱تهران، بزرگراه جلال آل احمد، پل نصر، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده علوم پایه، بخش فیزیک

^۲تهران، لویزان، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، دانشکده علوم پایه، بخش فیزیک

malekfar@modares.ac.ir

چکیده – در این پژوهش ساختارهای گل شکل دی سولفید وانادیوم به روش گرمابی و با تغییر زمان سنتز تهیه کردیم. مشخصه یابی میکروسکوپی این ساختارها با استفاده از مشخصه یابی پراش اشعه ایکس، طیف سنجی انتقال فوریه مادون قرمز و تصاویر میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی بررسی گردید. بررسی مشخصه های اپتیکی غیرخطی نمونه ها به روش جاروب Z انجام شد و نشان داد که ابعاد صفحه ای تأثیر چشمگیری بر پاسخ های اپتیکی غیر خطی دارد و ویژگی های بالقوه این ساختار را در کاربردهای اپتیکی و فوتونیکی نشان می دهد.

کلید واژه- جاروب Z، خودکانونی، دی سولفید وانادیوم، گرمابی

Investigation of the effect of hydrothermal reaction time on the nonlinear optical properties of vanadium disulfide

Marziyeh Parishani¹, Marzieh Nadafan², Rasoul Malekfar^{1*}

¹Tehran, Jalal Al-Ahmad Highway, Nasr Bridge, Tarbiat Modares University, Faculty of Basic Sciences, Department of Physics

² Tehran, Lavizan, Teacher Training Shahid Rajaee University, Faculty of Basic Sciences, Department of Physics

malekfar@modares.ac.ir

Abstract- In this study, we prepared vanadium disulfide flower-like structures by hydrothermal method by changing the synthesis time. Microscopic characterization of these structures was investigated using X-ray diffraction characterization, Fourier transmission infrared spectroscopy and field emission electron microscopy images. The nonlinear optical characteristics of the samples were investigated by the Z-scan method and showed that the lateral sheet dimensions have a significant effect on nonlinear optical responses and show the potential properties of this structure in optical and photonic applications.

Keywords: Vanadium disulfide, Hydrothermal, Z-scan, Self-focusing.

مقدمه

کشف گرافن در سال ۲۰۰۴ نقطه آغازی برای تحقیق و مطالعه مواد دوبعدی بود. خواص منحصر به فردی که از محدودیت سیستم کربنی در دوبعد ناشی می شود دارای پتانسیلی برای ایجاد تغییرات اساسی و نوآوری در صنعت است. مواد دوبعدی دسته بندی وسیعی را شامل می شود که می توان به موارد زیر اشاره کرد: کلکوژنایدهای فلزات واسطه (TMD)، بورون نیترید شش وجهی (hBN) [۱].

دو فاز ساختاری رایج برای دی کلکوژن های فلزات واسطه با منشورهای سه گوش (۲H) یا هندسه هشت وجهی اتم های فلزی (۱T) می باشند و ساختار دیگری که کمتر دیده می شود رومبوهدرال یا دارای وجوه لوزی (۳R) می باشد. این فازها مربوط به نوع قرارگیری سه صفحه اتمی یعنی کلکوژن-فلز-کلکوژن (X-M-X) می باشد که لایه های منفرد این مواد را تشکیل می دهند و عددی که در کنار آنها قرار گرفته است تعداد ساندویچ های X-M-X را در هر سلول واحد در جهت محور بلوری c نشان می دهد [۳,۳]. در این پژوهش ساختارهای گل شکل دی سولفید وانادیوم به روش گرمابی تهیه شدند و مشخصه یابی میکروسکوپی آن به روش های متداول بررسی شد. به روش جاروب Z مشخصه یابی خواص اپتیکی غیرخطی آن انجام شد.

روش تهيه

برای انجام این سنتز، در ابتدا مقدار مناسبی از پودر سفیدرنگ آمونیوم مونووانادات را در محلولی شامل آب دیونیزه و محلول آمونیا حل می کنیم. پس از به دست آوردن یک محلول شفاف، مقداری پودر تیواستامید به تدریج اضافه می کنیم. پس از حل کامل مواد اولیه، محلول یکنواخت سیاه رنگی حاصل می شود. این محلول را به ظرف تفلون اتوکلاو استیل منتقل می کنیم و به طور کامل و محکم می بندیم. ظرف اتوکلاو را به منظور حرارت دهی به

کوره منتقل می کنیم. برنامه حرارت دهی در کوره به صورتی می باشد در دمای ۵^۵ ۱۸۰ به مدت ۲۴ ساعت باقی بماند. پس از آن سرد شدن تا دمای اتاق به تدریج انجام می شود. برای بررسی تأثیر زمان انجام واکنش بر پاسخ ها و پارامترهای مورد نظر، این سنتز را برای زمان ۱۲ ساعت تکرار کردیم. در مرحله بعد برای جداسازی رسوب به دست آمده و شستشو را انجام می دهیم. به منظور خشک کردن و به دست آوردن پودر نهایی ماده مورد نظر، رسوب به دست آمده را در آون خلاً در دمای ۵^۰ ۸۰ قرار می دهیم.

مشخصه یابی ها و تحلیل



شکل ۱: الگوی پراش اشعه ایکس نمونه ها

در شکل ۱ الگوی پراش اشعه ایکس نمونه های سنتز شده در زمان های واکنشی مختلف آورده شده است. پیک های اصلی نمونه مطابق با کارت مرجع الگوی پراش اشعه ایکس به شماره ۱۶۴۰–۸۹ می باشد و در زاویه های ۲۵ برابر با ۱۵/۴۱، ۲۵/۲۱، ۴۵/۱۵، ۴۵/۱۵ و ۵۷/۲ که به ترتیب متناسب با صفحات بلوری (۲۰۱۱)، (۲۱۱)، (۲۱۰)، (۲۰۰۱) متناسب با صفحات بلوری (۲۰۱۱)، (۲۱۱)، (۲۱۰)، (۲۰۰۱) و (۱۱۰) می باشد قرار گرفته است. با مقایسه الگوی پراش اشعه ایکس نمونه های تهیه شده در زمان های واکنش اشعه ایکس نمونه های تهیه شده در زمان های واکنش متفاوت مکان پیک ها جابه جایی کوچکی به سمت زوایای مناوت مکان پیک ها جابه جایی کوچکی به سمت زوایای مناوت مکان پیک ها جابه جایی کوچکی به سمت زوایای مناوت مکان پیک ها جابه جایی کوچکی مان های واکنش مناوت مکان پیک ها جابه مای ساختار و همچنین دمای ۲[°] بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۲: طیف انتقال فوریه مادون قرمز نمونه ها

به منظور بررسی ارتعاشات پیوندهای مولکولی موجود در ساختار دی سولفید وانادیوم طیف سنجی انتقال فوریه مادون قرمز (FTIR) تمامی نمونه ها در محدوده عدد موجی -۴۰۰۰cm⁻¹ انجام شد.

مدهای ارتعاشی نمونه دی سولفید وانادیوم در محدوده مدهای ارتعاشی نمونه دی سولفید وانادیوم در محدوده $^{-1}$ در $^{-1}$ می ارتند مرابط از ۵۴۰، ۵۴۰ و ۹۶۰ (cm⁻¹) می باشد که به ترتیب مربوط به ارتعاشات پیوندی پیوند وانادیوم سولفید (S-V-S)، پیوند دوگانه سولفورها ($^{-2}S^{=-S}$) و پیوند دوگانه وانادیوم سولفید ها دوگانه سولفورها (V=S) می باشد. آنچه که در مقایسه میان این طیف ها مشهود است با افزایش زمان واکنش جا به جایی مدها به مکان مدها به ارتعاشی به دلیل تغییر اندازه ساختار و مکان مدهای ارتعاشی به دلیل تغییر اندازه ساختار و مکان مدهای در ساختار گ



شکل ۳: تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی نمونه سنتز شده در ۱۲ساعت



شکل ۴: تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی نمونه سنتز شده در ۲۴ ساعت

به منظور بررسی مورفولوژی و ساختار سطحی نمونه ها آزمون تصویربرداری الکترونی روبشی گسیل میدانی را انجام دادیم. در شکل ۳و شکل ۴ تصاویر مربوط به نمونه های مختلف قرار داده شده است. همانطور که مشاهده می شود با افزایش زمان سنتز و کامل تر شدن ساختار صفحات، تمامی صفحات از یکدیگر جدا می شوند و ساختارهای صفحه ای تقریبا موازی را تشکیل می دهند. در این زمان سنتز ۱۲ ساعتی صفحات با ضخامت میانگین تقریبا ۲۰/۲۶ نانومتر شروع به تشکیل می شوند و می توان بیان کرد که این مقدار زمان سنتز، آغاز تشکیل صفحات دی سولفید وانادیوم می باشد. با افزایش زمان سنتز، صفحات کامل تر می شوند و ضخامت میانگین ۳۸ نانومتر رسیده اند و کاملا گسترده شده اند.

آزمون روبش Z باز و بسته

با استفاده از روش جاروب Z روزنه باز و بسته می توان به ترتیب به ضریب جذب غیرخطی β و ضریب شکست غیر خطی n₂ دست پیدا کرد و جزئیات آن را تحلیل و بررسی نمود. در این پژوهش با استفاده از آرایه روبش Z که دارای لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر (هماهنگ دوم) می باشد، آزمون روبش Z نمونه های مختلف در توان های مختلف لیزری را انجام دادیم که نتایج آن در شکل ۵ و شکل ۶ نمایش داده شده است.

نتيجهگيرى

در این تحقیق ساختارهای گل شکل دی سولفید وانادیوم را به روش گرمابی در زمان های واکنشی مختلف تهیه کردیم. در بررسی مشخصه یابی های ساختاری و میکروسکوپی مشاهده کردیم که با افزایش زمان واکنش صفحات ساختار کامل تر و منظم تر تشکیل می شوند. همچنین بررسی خواص اپتیکی غیرخطی با آزمون روبش Z انجام شد که نشان داد اثرات دو فوتونی و خودکانونی اثرات غالب پدیده های اپتیکی غیرخطی می باشند و ضرایب جذب و شکست غیرخطی با منظم شدن صفحات و تکامل ساختار بیشتر خواهند شد. این نمونه دارای ویژگی های جدید برای کاربردهای اپتیکی و فوتونیکی می باشد.

مرجعها

- [1] F. Withers, O. Del Pozo-Zamudio, A. Mishchenko, A.P. Rooney, A. Gholinia, K. Watanabe, T. Taniguchi, S.J. Haigh, A.K. Geim, A.I. Tartakovskii, "Light-emitting diodes by bandstructure engineering in van der Waals heterostructures", Nat. Mater., Vol. 14, pp. 301– 306, 2015.
- [2] X. Huang, Z. Zeng, H. Zhang, "Metal dichalcogenide nanosheets: preparation, properties and applications", Chem. Soc. Rev., Vol. 42, pp. 1934–1946, 2013.
- [3] C. Tan, H. Zhang, "Two-dimensional transition metal dichalcogenide nanosheet-based composites", Chem. Soc. Rev., Vol. 44, pp. 2713–2731, 2015.
- [4] R. Wei, X. Tian, Z. Hu, H. Zhang, T. Qiao, X. He, Q. Chen, Z. Chen, and J. Qiu, "Vertically standing layered MoS₂ nanosheets on TiO₂ nanofibers for enhanced nonlinear optical property", Opt. Express., Vol. 24, pp. 25337–25344, 2016.
- [5] R. Wei, H. Zhang, X. He, Z. Hu, X. Tian, Q. Xiao, Z. Chen, and J. Qiu, "Versatile preparation of ultrathin MoS₂ nanosheets with reverse saturable absorption response", Opt. Mater. Express., Vol. 5, pp. 1807–1814, 2015.

در نمونه های تهیه شده در دمای $O^{\circ} \ 1 \ 1$ با توجه به انتخاب زمان های مختلف سنتز مشاهده می کنیم که نمونه تهیه شده در مدت زمان واکنشی ۲۴ ساعت پاسخ قابل توجهی را نشان می دهد که به دلیل منظم شدن ابعاد صفحات و اندازه آن ها و نوع قرارگیری جداگانه صفحات نسبت به یکدیگر می باشد. بیشترین مقدار β برای نمونه های ۱۲ و یکدیگر می باشد. بیشترین مقدار β برای نمونه های ۱۲ و ۲۴ ساعتی به ترتیب (m/MW) ^۲-۱۰۲×۵۰/۱۰ و و اثر دوفوتونی را نشان دادند. این اثر را می توان با انتقال الکترونی حالت پنج ترازی تفسیر کرد. همچنین بیشترین مقدار 2^{n} برای هر دو نمونه به ترتیب ^۴-۱۰۸×۵۰/۱۸ و مقدار 2^{n} برای هر دو نمونه به ترتیب ^۴-۱۰۸×۱۰/۵ و مقدار یا با دنقان می باشد و اثر خودکانونی را مشاهده مقدار تا با آن ها می باشد و اثر خودکانونی ما مشاهده مقایسه با آن ها می باشد[3،6].



شکل ۵: آزمون روزنه باز (راست) و روزنه بسته (چپ) نمونه تهیه شده در ۱۲ ساعت.



شکل ۶: آزمون روزنه باز (راست) و روزنه بسته (چپ) نمونه تهیه شده در ۲۴ ساعت.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه تجربی وابستگی رفتار نوری غیرخطی نقاط کوانتومی کادمیوم تلوراید آلاییده به منگنز به شرایط سنتز آنها مریم افشار^۱، محمدعلی حداد^{۲۹٬}، حکیمه زارع^۱، شیما قرقانی^۱ ^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد ^۲ گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بینابنگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار

دانشگاه، یزد

maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, hzare@yazd.ac.ir, shima.gharghani94@gmail.com

چکیده –در این تحقیق با روش آبی نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز ساخته شدهاست. ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی کادمیم تلورا ید آلاییده شــده با منگنز با دو حرارتدهی متفاوت با اســتفاده از روش جاروب محوری تعیین گردیدها ست. آزمایشها با ا ستفاده از لیزر پیو سته نئودیم یاگ با طول موج ۵۳۲ نانومتر انجام شدها ست. نتایج نشان میدهند که روش ساخت نمونههای آزمایشگاهی در مقادیر ضریب شکست غیر خطی آنها بسیار موثر است.

كليد واژه- جاروب محورى، خواص نورى غيرخطى، ضريب شكست غيرخطى، كادميم تلورايد، نقاط كوانتومى، منگنز

Experimental study of the dependence of nonlinear optical behavior of CdTe-Mn quantum dots on their synthesis conditions

Maryam Afshar¹, Mohammad Ali Haddad^{1,2}, Hakimeh Zare¹, Shima Gharghani¹

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran ² Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran

maryamafshar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, hzare@yazd.ac.ir, shima.gharghani94@gmail.com

Abstract- In this research, the nonlinear optical responses of Mn-doped CdTe are investigated. The nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient of samples, made by an aqueous method with two different heating methods, have been measured. For this purpose, Z-scan method with a continuous Nd: YAG laser is used experiments. The results indicate that nonlinear optical response, particularly the nonlinear refractive index, depends on the CdTe-Mn quantum dots' synthesis procedure.

Keywords: CdTe, CdTe- Mn, Nonlinear optical properties, Nonlinear refractive index, Z-Scan, Quantum dots.



شکل ۱: آرایه اپتیکی جاروب محوری روزنه a) بسته و b) باز

میدان حرارتی (بویژه در ناحیه کانونی سازی لیزر) می شود. این میدان القایی، منجر به تغییرات ضریب شکست موضعی محیط جاذب خواهد شد. برای نمونه هایی با خاصیت رفتار اپتیکی غیر خطی، تغییرات ضریب شکست به شدت پر تو لیزر وابسته است. بدین منظور از روش جاروب محوری که روشی ساده و در عین حال حساس است برای مطالعه رفتار اپتیک غیر خطی نمونه های کادمیوم تلوراید آلاییده به منگنز استفاده شده است.

روش تجربی

در انجام مراحل آزمایش، پاسخ رفتار اپتیکی غیرخطی نقاط كوانتومى كادميم تلورايد آلاييده شده با منگنز ساخته شده با روش آبی مورد ناشی از اثر گرمایی پرتو لیزر، مورد مطالعه قرار گرفت. دو نمونه از نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید آلاييده با منگنز ساخته شده يكي با حرارتدهي ۴ ساعته و دیگری با حرارتدهی ۸ ساعته استفاده شدند. جزییات روش ساخت این نقاط کوانتومی در مرجع [۱] یافت می شود. در مطالعه خواص اپتیکی غیرخطی این مواد از روش جاروب محوری استفاده شدهاست[۵-۳]. استفاده از این روش، اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی، ضریب جذب غیرخطی نمونههای آزمایشگاهی را فراهم می آورد. شکل ۱ آرایه اپتیکی روش اندازه گیری را نشان میدهد. هر یک از کمیتهای ذکر شده بالا در رژیم گرمایی، با استفاده از لیزر پیوستهی Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر با تابشدهی محلول نمونه در یک سل کوارتز با ضخامت ۱ میلیمتر و کانونی سازی با عدسی به فاصله کانونی ۵۰ میلیمتر بر روی نمونه اندازهگیری شد. این اندازهگیری

مقدمه

به طور کلی نقاط کوانتومی، ساختارهای نانوکریستالی هستند که میتوانند با استفاده از روشهای فیزیکی یا شیمیایی رشد کنند. انواع نقاط کوانتومی مغناطیسی به دلیل خواص نوری و مغناطیسی خوبی که دارند، عوامل مهمی برای تصویربرداری دوگانه فلورسانس و تشدید مهمی برای تصویربرداری دوگانه فلورسانس و تشدید مهناطیسی هستند و بهدلیل داشتن اندازه کمتر از شعاع اکسایتون بوهر و تعداد الکترونهای متغیر، خواص متعددی از خود بروز میدهند[۱].

هنگامی که اندازه نقاط کوانتومی از شعاع اکسایتون بوهر کوچکتر باشد، محدودیت کوانتومی در آنها به وجود آمده و باعث تغییر خواص نوری و الکتریکی آنها میشود که این خواص در نانوذرات و حالت توده آن متفاوت است. نقاط کوانتومی بهعلت داشتن طیف نشر باریک و طیف جذب یهن، پایداری نوری نسبتا بالا و طول عمر بالای فلورسانس نسبت به ملکولهای نورتاب آلی یا پروتئینهای فلورسانس کننده برتری یافته است و این خواص، تعیین کننده کاربردهای عملی نقاط کوانتومی در زمینههای مختلف شده است[7]. صرف نظر از اندازه آنها، انواع نقاط كوانتومي نمونه خوبی از محدود کنندههای نوری با آستانه پایین هستند[1]. نقاط كوانتومي به واسطه خواص نوري و ساختار الكترونيكي منحصر به فردشان مورد توجه محققان قرار گرفته و در زمینههای بسیاری مورد استفاده قرار گرفتهاند. علاوه بر این، نوع روش ساخت نیز بر نوع کاربرد آنها تاثیرگذار است، به عبارت دیگر نقاط کوانتومی ساخته شده فاز آلی بهدلیل اینکه در آب پخش نمیشوند و به اصطلاح آبگریز هستند در زیستفناوری قابل استفاده نیستند ولی چون دارای اندازه بزرگتری بوده و قابل کنترل می باشند، کاربردهای مختلفی در حسگرهای نوری، سلولهای خورشیدی و لیزرها دارند. همانطور که گفته شد خواص نورى غيرخطى نقاط كوانتومى بسيار حائز اهميت است. در این مقاله خواص نوری غیرخطی نقاط کوانتومی كادميوم تلورايد آلاييده به منگنز در شرايط سنتز متفاوت مورد بررسی قرار گرفتهاست. اثرات گرمایی موضعی ناشی از انتشار يرتو گاوسی و جذب نور بر نمونه منجر به ایجاد یک بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> مبتنی بر تخمین میزان عبور پرتو لیزر از نمونه، با جابه جایی نمونه در راستای محور Z (محور اپتیکی) است. با ثبت تغییرات شدت پرتوی عبوری، نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری بر حسب فاصله Z برای هر دو ماده حاصل میشود. در این آرایه اپتیکی، همزمان نمودار تراگسیلندگی در آرایش روزنه باز و بسته قابل ثبت است. شایان ذکر است با رسم نمودار تراگسیلندگی روزنه بسته و باز و تحلیل آنها میتوان ضریب شکست غیرخطی (n_2) و ضریب جذب غیرخطی مواد (β) را تعیین نمود. با استفاده از روابط زیر، هر یک از مقادیر یادشده بدست میآیند[$\Delta - Y$].

 $\Delta T_{p-\nu} = 0.406(1-S)^{0.25} (2\pi/\lambda I_0 L_{eff} n_2)$ (1)

$$\beta = 2\sqrt{2} T_{min} / I_0 L_{eff}$$
(Y)

در رابطه (۱) n_2 ضریب شکست غیرخطی، λ طول موج لیزر و I_0 شدت پرتو لیزر در کانون است. طول مؤثر نمونه (L_{eff}) از رابطه زیر به دست میآید:

$$L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha \tag{(8)}$$

که در این رابطه α ضریب جذب خطی نمونه است. مقدار کمیت *S* از رابطه $(2r_a^2/\omega_a^2) = 1 - \exp(-2r_a^2/\omega_a^2)$ مقدار کمیت *S* از رابطه پرتو در روزنه و میشود. پرتو در روزنه و *r*^a شعاع روزنه) حاصل میشود. برای برازش دادههای تجربی حاصل از عبور پرتو در آرایش روزنه بسته، ضریب شکست غیرخطی با استفاده از رابطه (۵)، و دادههای تجربی حاصل از عبور پرتو در آرایش روزنه باز برای محاسبه ضریب جذب غیرخطی، با استفاده از رابطه (۶) قابل انجام است[۵،۵]:

$$T(z) = 1 - 4x \varDelta \Phi_0 / (x^2 + 9)(x^2 + 1)$$
 (Δ)

$$T(z) = 1 - T_{min}/(x^2 + 1)$$
 (9)

رابطه (۵) T(z) تراگسیلندگی عبوری بهنجار شده روزنه بسته است که در آن، x=z/z0 و $z_0=k\omega_0/2$ است که z_0 طول پراکندگی رایلی و ω_0 کمره پرتو در کانون به مقدار ۳۰ میکرومتر تخمین زده شده است. تراگسیلندگی بهنجار عبوری روزنه باز از رابطه (۶) حاصل می شود و با تخمین مقدار T_{min} از این رابطه مقدار (β) قابل محاسبه است.

نتايج و بحث

شکل۲ نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته و روزنه باز در توان ۹۵ میلیوات برای کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با چهار ساعت حرارتدهی را نشان میدهد. میتوان با روابط ۵ و ۶ نمودار برازش آنها را رسم کرد. همانگونه که دیده میشود تطابق مناسبی میان دادههای تجربی و منحنیهای برازش شده وجود دارد.



شکل ۲: نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری جاروب محوری با برازش برای توان ۹۵ میلیوات کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با ساخت ۴ ساعت و برازش هر یک با استفاده از روابط الف) (۵) و ب) (۶)

شکل ۳ و شکل ۴ به ترتیب نمودار تراگسیلندگی با آرایش



شکل۳: نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری جاروب محوری روزنه باز کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز الف) با ساخت چهار ساعت ب) با ساخت ۸ ساعت



شکل۴: نمودار تراگسیلندگی بهنجار عبوری جاروب محوری روزنه بسته کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز الف) با ساخت چهار ساعت ب) با ساخت ۸ ساعت

روزنه باز و نیز میزان تغییرات تراگسیندگی بهنجار شده، حاصل تقسیم دادههای ثبت شده شدت پرتو در آرایش روزنه بسته به آرایش روزنه باز را نشان میدهند. با استفاده از داده های ثبت شده و روابط ۱ تا ۶ هر یک از ضرایب



جدول۱: نتایج حاصل از دو گروه مواد در توانهای انتخابی

نمونه	توان فرودی(mW)	β×10 ⁻⁷ (cm/W)	$-n_{2\times} 10^{-7}$ (cm ² /W)
CdTeMn (4h)	٩۵	٣/٩٨٣٩	۰/۷۱۰۵
	۷۵	37/2823	٧/٢٨۴
	۴۵	1/814	۲/۲۰۴
CdTeMn (8h)	٩۵	37/4010	•/0147
	۷۵	T/AVTI	1/1.19
	۴۸	1/211	TIVAVA

همانگونه که دیده میشود، با افزایش توان فرودی پرتو لیزر میزان جذب غیرخطی نمونهها در هر دو نمونه افزایش مییابد. همانگونه که در نمودار تراگسیلندگی روزنه بسته بهنجار عبوری برای کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با حرارتدهی ۴ ساعت مشاهده شد، که تا توان ۷۵ میلیوات با افزایش توان فرودی اختلاف قله – دره نیز افزایش مییابد میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلاییده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده شده با منگنز با میشود. اما در کادمیم تلوراید آلایده می وان فرودی میشود. اما در کادمیم تلورایش می در این می در این میشود دامان میدهد. از رابطه زیر میتوان برای برازش دادههای محاسبه شده، استفاده کرد [۶]:

 $\Delta T_{p-v} = AI_0^4 + BI_0^3 + CI_0^2 + DI_0 + E \quad (Y)$ $\sum_{k=1}^{2} \Delta x c_k (n_2^2 + n_4) \cdot B \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4^2 \lim_{k \to \infty} D \propto n_2 n_4 \cdot A \propto n_4 \cdot A \propto n_4 \cdot n_4 \cdot$



شکل ۵: اختلاف بین قله و دره دادههای تراگسیلندگی بهنجار عبوری، جاروب محوری روزنه بسته در شدتهای مختلف همراه با برازش

با	این نتیجه	باشد.	متفاوت	مىتواند	ىاخت آن	روش س	بە
	ىي است.	ابل بررد	قيقتر ق	، بیشتر د	، نمونەھاي	ازهگیری	اند

مرجعها

- [1] Gharghani, S., Zare, H., Shahedi, Z., Fazaeli, Y., & Rahighi, R. (2021). Synthesis of Magnetic Ions-Doped QDs Synthesized Via a Facial Aqueous Solution Method for Optical/MR Dual-Modality Imaging Applications. Journal of Fluorescence, 31(3), 897-906.
- [2] Jasim, K. E. (2019). Third-Order Nonlinear Optical Properties of Quantum Dots. In Standards, Methods and Solutions of Metrology. IntechOpen.
- [3] E. W. Stryland and M. Sheik-bahae, "Z-Scan Measurements of Optical Nonlinearities," 2004.
- M. Sheik-bahae, A. Said, and E. V. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n(2) measurements.," *Opt. Lett.*, vol. 14 17, pp. 955– 957, 1989.
- [5] M. Sheik-bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan, and E. W. Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam Special 30th Anniversary Feature," 1990.
- [6] Mousavi, Z., Ghafary, B., & Ara, M. M. (2019). Fifth-and third-order nonlinear optical responses of olive oil blended with natural turmeric dye using z-scan technique. Journal of Molecular Liquids, 285, 444-450





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



انتشار نور کوانتومی در دو موجبر خمیده دارای تقارن پاریته-زمان

بهاره عبیدی ، مجتبی گلشنی ، محمدحسین زندی

دانشکده فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

b.abidi20@yahoo.com, Golshani@uk.avc.ir, mzandi@uk.ac.ir

در این مقاله، به بررسـی نقطه شـکسـت تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری دارای فاصـلهی متناوب، میپردازیم. بدینمنظور از رهیافت کوانتومی برای انتشار نور ورودی درهمتنیده اسـتفاده شـده است. نتایج عددی نشـان میدهد که در فاز تقارن پاریته-زمان، انرژی کل سیستم ثابت و انرژی بین دوموجبر به صورت نوسانی مبادله میشود. با افزودن میزان افت و بهره و در فاز شکست تقارن پاریته-زمان، که توسط معیار مبتنی بر شدت محاسبه شده است، انرژی در سیستم به صورت نمایی رشد میکند.

كليد واژه- اپتيك كوانتومي، تقارن پاريته زمان، موجبرهاي نوري خميده، نقطه شكست تقارن پاريته-زمان.

Propagation of Quantum light in two curved PT-symmetry optical waveguides

Bahare Abidi, Mojtaba Golshani, Mohammad Hossein Zandi

Department of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

b.abidi20@yahoo.com, Golshani@uk.avc.ir, mzandi@uk.ac.ir

In the paper, we investigate parity-time symmetry breaking point in two optical waveguides with alternative distance. To this end, a quantum approach is used to investigate light propagation for an entangled input state. Numerical results show that in the PT-symmetry phase total energy is constant and oscillates between two waveguides. By increasing gain/loss and in the PT-symmetry breaking phase, which is calculated by an intensity-based criterion, the total energy of the system increases exponentially.

Keywords: quantum optics, PT-symmetry, curved optical waveguides, parity-time symmetry breaking point.

نور کوانتومی در دو موجبر نوری دارای تقارن پاریته-زمان و پیدا کردن نقطه شکست آن، خواهیم پرداخت .



شکل ۱: دو موجبر نوری خمیده دارای افت و بهره

تئوري مساله

در این پژوهش، سیستم متشکل از دو موجبرنوری خمیده تک مد دارای تقارن پاریته-زمان با فاصله متناوب بررسی می شود (شکل ۱) . در رژیم کوانتومی، هامیلتونی (Â(z) که انتشار نور در سیستم دو موجبر را توصیف می کند بصورت زیر می باشد[۳]:

$$\begin{aligned} \widehat{H}(z) &= \beta_1(z) \widehat{a}_1^+ \widehat{a}_1 + \beta_2(z) \widehat{a}_2^+ \widehat{a}_2 + \\ &c(z) (\widehat{a}_1^+ \widehat{a}_2 + \widehat{a}_1 \widehat{a}_2^+) \end{aligned} \tag{1}$$

که در آن a_n و a_n^+ به ترتیب عملگر فنا و خلق در موجبر n ام می باشد. در این رابطه ، (z) $\beta_1(z)$ و (z) موجبر n ام می باشد. در این رابطه ، (z) $\beta_1(z)$ ضریب به ترتیب ثابت انتشار موجبر اول و دوم و (z) ضریب جفت شدگی نور بین دو موجبر می باشند. در این مقاله فرض می شود که انحنای موجبرها به صورت رابطه فرض می شود که انحنای موجبرها به صورت رابطه d_0 فاصله متوسط بین موجبرها ، d_1 دامنه ی انحنا موجبرها، و a دوره تناوب خمیدگی موجبرها است (شکل 1). باتوجه به انحنای موجبرها و در نتیجه تغییر فاصلهی بین آنها، ثابت انتشار و ضریب جفت شدگی در طول انتشار تغییر می کنند و برای یک سیستم دارای مقدمه

در اواخر دهه ۱۹۶۰ توجه به آرایه های موجبرهای نوری رشد چشمگیری نمود. آرایه موجبرهای نوری به دلیل توانایی کنترل دقیق پارامترها، در دسترس بودن و انعطافپذیری زیاد، یک سیستم ایدهآل برای بررسی پدیدههای فیزیکی مختلف میباشند[۱]. در سال ۱۹۹۸، بندر و بوتچر نشان دادند که طبقه وسیعی از هامیلتونیهای غیر هرمیتی در صورت جابه جایی با عملگرهای پاریته-زمان (داشتن تقارن پاریته-زمان) مى توانند ويژه مقادير حقيقى داشته باشند. با افزودن افت و بهره به یک آرایه موجبرهای نوری، می توان نحوه تحول نور در موجبرهای دارای تقارن پاریته-زمان را، به ازای ضریب جفتشدگی مختلف، مورد بررسی قرار داد. در حالت جفتشدگی قوی، بهره یک موجبر می تواند افت مربوط به موجبر دیگر را کاملا جبران کند و عملكرد سيستم در فاز تقارن پاريته زمان با ويژه مقادير حقیقی باشد. در حالت جفتشدگی ضعیف، بهره قادر به جبران افت نیست و بنابراین سیستم در فاز شکست تقارن پاریته-زمان با ویژه مقادیر مختلط عمل می کند. در بین این دو حالت متفاوت، نقطهای وجود دارد که در آن یک گذار فاز از طیف حقیقی به طیف مختلط اتفاق مىافتد. اين نقطه را نقطه شكست تقارن پاريته-زمان مینامند[۲]. آرایه موجبرهای نوری دارای تقارن پاریته-زمان قبلا مورد بررسی قرار گرفته است. اما تمام این بررسىها در محدوده الكترومغناطيس كلاسيك بوده است. بررسی تئوری موجبرهای نوری در رژیم کوانتومی، به دلیل معادلات عملگری حاکم بر سیستم، چالش برانگیز است[۳]. ما در این مقاله به بررسی تحول

$$I_2(z) = \langle \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 \rangle = \sum_{i,j} |\gamma_{i,j}(z)|^2 j \tag{Y}$$

نتايج عددى

به منظور بررسی عددی مسئله، حالت نور ورودی نور به سیستم به صورت حالت درهم تنیده زیر در نظر گرفته شده است:

 $|\psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1,0\rangle + |0,1\rangle) \tag{(A)}$

شکل (۲) نحوه تحول انرژی را در مقدار افت و بهره کوچک $^{-1}g = 0.20 \ mm^{-1}$ نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود، در این شرایط انرژی کل در سیستم ثابت است و به صورت تناوبی بین دو موجبر جابهجا می شود. در این شرایط سیستم در فاز تقارن پاریته-زمان قرار دارد. با درنظر گرفتن مقدار افت و بهره بیشتر زمان قرار دارد. با درنظر گرفتن مقدار افت و بهره بیشتر $^{-1}g = 0.29 \ mm^{-1}$ پاریته-زمان قرار می گیرد. در این شرایط، با موهومی شدن ویژه مقادیر سیستم، توازن میان افت و بهره از نمایی رشد می کند (شکل(۳) را ببینید). به منظور نمایی رشد می کند (شکل(۳) را ببینید). به منظور از الگوی انتشار نور در موجبرها استفاده کرد[۴]. بدین منظور از معیار معرفی شده در مرجع [۴]،استفاده می-کنیم:

$$I_r = exp\left(-\alpha \left| \frac{I_{avg,2} - I_{avg,1}}{I_{avg,2} + I_{avg,1}} \right|^{\beta}\right)$$
(9)

که $I_{avg,1}$ و $I_{avg,2}$ به ترتیب میانگین شدت کل در نیمه اول طول انتشار $\left(\frac{z_{max}}{2} \ge z \ge 0\right)$ و میانگین شدت کل در نیمه دوم طول انتشار $2 \ge z \ge \frac{z_{max}}{2}$) شدت کل در نیمه دوم طول انتشار $2 \ge z \ge \frac{z_{max}}{2}$) میاشند β ، α دو ثابت مثبت خیلی بزرگتر از یک میاشند [f]. در فاز تقارن پاریته-زمان ، انرژی منتشر شده سیستم نوسانی و $I_{avg,1} \approx I_{avg,2}$ ، درنتیجه معیار I_r خیلی نزدیک یک خواهد بود. در جهت مخالف، در فاز شکست تقارن پاریته-زمان، به دلیل رشد نمایی

تقارن پاریته-زمان، با گسستهسازی معادله هلمهولتر
[۴] پیرامحوری در تقریب جفتشدگی مدها بهصورت
$$\beta_n(z) = (-1)^n \frac{2\pi^2 n_s}{a^2 \lambda} d_0 d_1 \cos\left(\frac{2\pi}{a} z\right) +$$

$$i(-1)^n g \tag{(Y)}$$

$$c(z) = c_0 + 2c_1 cos\left(\frac{2\pi}{a}z\right) \tag{(7)}$$

می باشند. در این رابطه، $c_0 e_1 c_1 c_2 c_0$ به ترتیب ضریب جفتشدگی مربوط به فاصله $d_0 e_1 2d_1 = d_0$ بین موجبرها میباشند. علاوهبراین، λ طول موج، n_s ضریب شکست محیط زمینه و قسمت موهومی $g \mp$ به ترتیب نشان دهنده بهره و افت موجبر اول و دوم است. برای بررسی نحوه تحول نور در دو موجبر نوری خمیده در طول انتشار z، از تصویر شرودینگر استفاده می شود. در این حالت تابع موج مربوط به حالت نور به صورت

$$|\psi(z)\rangle = \sum_{i,j} \gamma_{i,j}(z) |i,j\rangle \tag{f}$$

می باشد، که در آن $\langle i, j \rangle$ نشان دهنده حالت عددی مربوط به i فوتون در موجبر اول و j فوتون در موجبر دوم است. با جایگذاری کت حالت (۴) و هامیلتونی (۱) در معادله شرودینگر $\langle -i\frac{d|\psi(z)}{dz} = \widehat{H}(z)|\psi(z) \rangle$, معادلات حاکم بر تحول دامنه $\gamma_{i,j}(z)$ بصورت زیر بدست می آید:

$$-i\frac{d\gamma_{i,j}(z)}{dz} = (\beta_1(z)i + \beta_2(z)j)\gamma_{i,j}(z) + c(z)[\gamma_{i-1,j+1}(z)\sqrt{i(j+1)} + \gamma_{i+1,j-1}(z)\sqrt{(i+1)j}].$$
 (Δ)

با حل دستگاه معادلات فوق برای یک حالت ورودی مشخص $\langle i, j \rangle = \sum_{i,j} \gamma_{i,j}(0) | i, j \rangle$ می توان شدت نور در هر موجبر را بر اساس روابط زیر محاسبه نمود : $I_1(z) = \langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 \rangle = \sum_{i,j} | \gamma_{i,j}(z) |^2 i$ (۶)



نتيجه گيرى

در این مقاله به بررسی نقطه شکست تقارن پاریته زمان در دو موجبر نوری خمیده تک مد، در رژیم کوانتومی پرداخته شد. با حل عددی معادلات شروردینگر حاکم بر تحول مکانی عملگرهای میدان در هر یک از موجبرها، و محاسبه الگوی شدت موجبرها، از طریق معیار I_r نقطه شکست تقارن سیستم، محاسبه گردید. نتایج عددی نشان میدهد که در مقادیر افت و بهره نتایج عددی نشان میدهد که در مقادیر افت و بهره باقی میماند، درحالی که در مقادیر بزرگتر از این مقدار بحرانی، شدت در موجبرها به صورت نمایی افزایش می– یابد.

مرجعها

- [1] D. N. Christodoulides, F. Lederer and Y. Silberberg. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices. Nature 424, 817 (2003).
- [2] Ş. K. Özdemir, S. Rotter, F. Nori and L. Yang. Parity-time symmetry and exceptional points in photonics. Nature Materials, 18, 783 (2019).
- [3] Y. N. Joglekar, C. Thompson, D. D. Scott, and G. Vemuri. Optical waveguide arrays: quantum effects and PT symmetry breaking. Eur. Phys. J. Appl. Phys. 63(3), 17 (2013).
- [۴] فاطمه رهرو، تاثیر میزان انحنا بر نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری خمیده، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان (۱۳۹۹).







بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر ناخالصی سیلیکون بر خواص اپتیکی تکلایهی ScrC(OH) در چارچوب نظریهی تابعی چگالی

ريحان نجاتى پور، مهرداد دادستانى

دانشکدهی علوم، دانشگاه لرستان، خرم آباد، لرستان، ایران nejati.r@lu.ac.ir; dadsetani.m@lu.ac.ir

در چارچوب نظریهی تابعی چگالی، خواص اپتیکی ترکیب ۲رC(OH) با و بدون ناخالصی سیلیکون مورد مطالعه قرار میگیرد. این ترکیب در حضور ناخالصی سیلیکون، از یک نیمرسانا با گاف نواری ۷e ۷۵/۰ به یک عایق توپولوژیک با گاف نواری صفر و وارونی نواری تغییر ساختار و خواص میدهد. منشأ ساختارهای طیفی در ترکیب با و بدون ناخالصی سیلیکون، بهتر تیب، انتقال الکترون از حالات p سیلیکون و p کربن به حالات d اسکاندیوم و s هیدروژن است. مقادیر ثابتهای اپتیکی در ساختار ناخالص شده نسبت به ساختار بدون ناخالصی افزایش مییابد.

کلید واژه- تکلایهی ScrC(OH)، خواص اپتیکی، ناخالصی سیلیکون، نظریهی تابعی چگالی (Mxene ،(DFTها.

The study of the effect of silicon impurity on the optical properties of Sc₂C(OH)₂ monolayer by density functional theory

Reihan Nejatipour, Mehrdad Dadsetani

Faculty of Science, Lorestan University, Khoramabad, Lorestan, Iran nejati.r@lu.ac.ir; dadsetani.m@lu.ac.ir

In the density functional theory, optical properties of $Sc_2C(OH)_2$ with and without silicon impurity are studied. In the presence of silicon impurity, the structure and properties of this compound were changed from a semiconductor with a 0.57 eV band-gap to a topological insulator with a zero band-gap and a band inversion. The origin of spectral features in this compound with and without the silicon impurity is the electron transition from the p-Si and p-C to d-Sc and s-H, respectively. The values of optical constants are increased in the doped-structure with respect to the pure structure.

Keywords: Monolayer Sc₂C(OH)₂, Optical properties, Silicon impurity, Density functional theory (DFT), MXenes.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

پس از کشف گرافین به عنوان اولین ماده دوبعدی، تلاشها جهت مطالعهی ساختارهای دوبعدی دیگر با خواصی که محدودیت های گرافین را جبران کنند گسترش یافت. این مطالعات و پیشرفتهای اخیر در نانوفناوری منجر به تولید ترکیباتی دوبعدی به نام MXenes با فرمول شیمیایی (ایتروژن) شد. پیوند $M_{n+1}X_n$ شیمیایی ضعیف بین عناصر M-A در ساختار انبوههی تركيبات، با فرمول شيميايي M_{n+1}AX_n، با استفاده از اسیدهیدروفلوئوریک گسسته شده و بلافاصله گروههای عاملی F، O و OH به سطوح Mxeneها متصل می شوند. خواص جالب الكترونى، مكانيكى، و گرمايى Mxeneها، نویدبخش کاربردهای صنعتی بسیاری برای این ساختارها شده است [۱]. ترکیب Sc_rC(OH) از جمله MXeneهای نیمرساناست که در حضور ناخالصیهای سیلیکون و ژرمانيوم يک عايق توپولوژيک است [۲]. دانش خواص الکترونی و بهویژه اپتیکی این ترکیب، لازمهی کاربردهای صنعتی و اپتوالکترونی آن است، و بنابراین، پژوهش حاضر به بررسی ویژگیهای اپتیکی آن میپردازد.

روش محاسبات

محاسبات حاضر در چارچوب نظریه ی تابعی چگالی (DFT) بر پایه ی روش امواج تخت بهبودیافته ی خطی با پتانسیل کامل (FPLAPW)، اعمال شده در کد WIEN2k است. تابعی تبادلی-همبستگی از تقریب شیب تعمیمیافته (GGA)، با تابعی پردو و همکاران [۳] محاسبه گردید. ا_{Max} یرامتر R_{MT}K_{Max} برابر با ۴، بیشینه ی عدد کوانتومی ه پارامتر مراهای انمی برابر ۱۰، و ش مرای بسط توابع موج درون کرههای اتمی برابر ۱۰، و G_{Max} برای بسط توابع موج درون کرههای اتمی برابر ۱۰، و ۲۵۸۰ بیشینه بردار در فضای وارون برای بسط پتانسیل برابر با ۱۴ تنظیم شدند. اعمال ناخالصی با جایگزینی یک اتم کربن با سیلیکون در ابریاخته ای با ابعاد ۱×۳×۳ صورت گرفت.

ابریاخته با استفاده از روش تتراهدرون و فضای k با ابعاد ۱×۵×۵ در ناحیه کاهشناپذیر صورت گرفت. برای محاسبهی طیفهای اپتیکی از تقریب فاز کاتورهای (RPA) استفاده شد.

نتايج و بحث

در شکل ۱، ساختار لایهی ScrC(OH)_۲ نشان داده شده است.



شکل ۱: نمای جانبی ساختار تکلایهی ScrC(OH)۲.

طول پیوند Sc-C در ساختار خالص، Å ۲/۲۸ است درحالیکه جایگزینی سیلیکون طول Sc-Si را به Å ۲/۴۷۶ افزایش میدهد.

 $Sc_{r}C(OH)_{r}$ تحلیل چگالی حالتها و ساختار نواری ترکیب در شکل ۲ نشان میدهد که این تکلایه یک نیمرسانا با گاف نواری ۰/۵۷ eV است. مطابق با منحنی چگالی حالات این ترکیب، سهمهای عمدهی اربیتالی در نوارهای ظرفیت، شامل الکترونهای p اتم کربن و d اتم اسکاندیوم، و در نوار رسانش، شامل الکترونهای s اتم هیدروژن است، در حالیکه حضور سیلیکون این روند را تغییر میدهد. شکل ۳، نشان میدهد که در نوار ظرفیت ساختار ناخالص شده، حالتهای p اتم سیلیکون سهم عمدهی اربیتالی را به عهده دارند و این در تطابق با گزارش محاسباتی موجود است [7]. ضمن اینکه، گاف نواری به صفر کاهش می یابد، یعنی اربیتالهای p-Si منجر به افزایش انرژی بالاترین حالات اشغال شده می گردد. بعلاوه، حالات سطحی اشغالنشده یs-H در پایین ترین نوار رسانش ساختار خالص، در دومین حالت اشغالنشدهی بالای تراز فرمی ساختار ناخالص قرار می گیرند. حالات Sc-C-Si اکنون سهم عمده ی پایین ترین حالات اشغالنشده را بعنوان نوارهای سطحی تشکیل

میدهند. بنابراین، یک جابجایی نواری در نقطهی گاما نزدیک تراز فرمی مشهود است، که این ویژگیها ساختار ناخالصشدهی ScrC(OH)r را یک عایق توپولوژیک معرفی مىكند.



شکل ۲: ساختار نواری و چگالی حالات ساختار Sc_rC(OH).



شکل ۳: ساختار نواری و چگالی حالات Sc_rC(OH)_۲ در حضور ناخالصی سيليكون.

در ادامه طیفهای اپتیکی ساختارهای با و بدون ناخالصی ScrC(OH)_۲ را مقایسه میکنیم. بدلیل تقارن ششگوشی، توابع اپتیکی این ترکیب دارای دو مؤلفهی مستقل xx و zz هستند. مطابق با شکلهای ۴ و ۵، ثابت دیالکتریک ساختار خالص در راستاهای x و z ، بهترتیب ($\epsilon_1(\omega=0)$) ۴/۶۳ و ۳/۳۶ است، و این مقادیر در ساختار ناخالص به ۷/۷۷ و ۴/۰۸ افزایش می یابد. مقایسه ی روند کلی طیفها نشان میدهد که با افزودن ناخالصی، برای مولفه x (z) یک جابجایی آبی (قرمز) رخ میدهد. بعلاوه، ناهمسانگردی در پاسخ اپتیکی ترکیب مورد مطالعه مشهود است. تحلیل ساختار نواری نشان میدهد که بیشینههای طیفی در قسمت موهومی تابع دیالکتریک ((٤٤)ه) ساختار خالص، ناشی از انتقالات ایتیکی از حالات p-C به حالات d-Sc و عمدتاً s-H است.



شکل ۴: قسمتهای حقیقی ((0)) و موهومی ((2)(0)) تابع دیالکتریک تركيب ScrC(OH)۲.

مقایسهی طیفهای اپتیکی و تحلیل ساختار نواری ترکیبات با و بدون ناخالصی نشان میدهد که در ساختار ناخالص، سهم عمده در انتقالات اپتیکی حاصل از انتقال الکترونهای p-Si و عمدتاً s-H است.



شکل ۵: مقایسهی قسمتهای حقیقی (بالا) و موهومی (پایین) تابع دیالکتریک ترکیب ScrC(OH)۲ با و بدون ناخالصی سیلیکون.

تابع اتلاف انرژی الکترونی که مطابق با معادله مرتبط $\epsilon(\omega) = -\operatorname{Im}(1/\varepsilon(\omega))$ است، در شکل ۶ نمایش داده شده است. به دلیل اینکه هر بیشینه ناشی از انتقالات بیننواری در تابع اتلاف را میتوان به بیشینهی متناظر در تابع دیالکتریک نسبت داد، بهترتیب در هر دو مؤلفهی xx و zz تابع اتلاف متعلق به ساختار خالص (ناخالص)، بیشینههای اصلی اول در انرژیهای ۲/۳۳ و ۵/۹۱ (۲/۴۵ (۶/۴۵ و ۶/۰۵ (۶/۰۵ و انتقالات بیننواری است. به ازای مقادیر کوچک تابع دىالكتريك، تابع اتلاف انرژى داراى بيشينهاى اصلى موسوم به بیشینهی پلاسمونی است، و این بیشینه متعلق به اتلاف

انرژی آن دسته از الکترونهایی است که حین عبور از ماده، سبب برانگیختگی جمعی چگالی بار میشوند. ساختارهای طیفی اصلی در مولفههای xx و zz تابع اتلاف ترکیب خالص (ناخالص) بهترتیب در انرژیهای ۸/۵۵ و ۷۷ ۱۲/۱۷ (۹/۳۷ و ۱۳/۴۲ eV)، بیشینههای پلاسمونی هستند. بنابراین دادهها، ساختارهای اصلی طیفی در ترکیب ناخالصشده، نسبت به ترکیب خالص، در انرژیهای بالاتر رخ دادهاند.



شکل ۶: مقایسهی طیفهای اتلاف انرژی (بالا) و ضرایب بازتاب (پایین) ترکیب ScrC(OH)۲ با و بدون ناخالصی سیلیکون.

شکل ۶ نشان می دهد که بیشترین بازتاب به ازای انرژیهای ۱/۳۰ و ۲۷ ۲/۳۷ به ترتیب برای مولفه های xx و zz در ساختار خالص، و ۰/۰۶ و ۱/۹۱ در ساختار ناخالص رخ داده است. بنابراین، طیف بازتاب در ساختار ناخالص شده به سمت انرژی های کمتر متمایل است.

مطابق با شکل ۲، ضرایب شکست استاتیک، (n $(\omega=0)$ ، برای مؤلفههای xx و zz در ساختار بدون ناخالصی بهترتیب ۲/۱۵ و ۲/۸۳ و در ساختار ناخالص ۲/۸۵ و ۲/۰۲ است. بنابراین، ضریب شکست استاتیک در حضور ناخالصی سیلیکون در ترکیب $Sc_rC(OH)$ افزایش می یابد.

ضریب خاموشی یک ماده نشاندهنده ی میزان جذب پرتو الکترومغناطیسی توسط آن ماده است، بطوریکه اگر موج الکترومغناطیسی به آسانی از آن ماده عبور کند، ضریب خاموشی پایین و اگر به سختی در آن نفوذ کند، ضریب خاموشی بالاست. بیشینهها در مؤلفههای xx و zz ساختار

خالص در انرژیهای ۵/۶۱ و ۴/۴۶ و در ساختار دارای ناخالصی در انرژیهای ۲/۰۲ و ۶/۲۴ قرار دارند. بنابراین، نفوذ موج الکترومغناطیسی با فرکانسهایی در مقادیر یادشده، به درون مادهی مورد بررسی به سختی رخ خواهد داد.



شکل ۷: مقایسهی طیفهای ضرایب شکست (بالا) و خاموشی (پایین) ترکیب ScrC(OH)٫۲ با و بدون ناخالصی سیلیکون.

نتيجهگيرى

با تزریق سیلیکون، اربیتالهای p اتم کربن در نوار ظرفیت، با اربیتالهای p اتم سیلیکون جایگزین شده و یک جابجایی نواری در سطح فرمی ایجاد میشود. این تغییرات ساختاری، پاسخ اپتیکی ماده را نیز دستخوش تغییر میکند. علاوه بر جابجایی انرژی طیفهای اپتیکی، برهمکنش باریکهی نوری با ترکیب مورد مطالعه، موجب انتقال الکترون از حالتهای p اتم کربن در ساختار خالص و p اتم سیلیکون در ساختار ناخالص به حالتهای d اتم اسکاندیوم و عمدتاً s اتم هیدروژن می گردد.

مراجع

[1] M. Khazaei, A. Ranjbar, M. Aria, T. Sasaki, & S. Yunoki, "Electronic properties and applications of MXenes: a theoretical review" *J. Mater. Chem.* C, Vol. 5, pp. 2488-2503, 2017.

[2] E. Balcı, Ü.Ö. Akkuş, & S. Berber, "Doped Sc₂C(OH)₂ MXene: new type s-pd band inversion topological insulator", *J. Phys: Cond. Matter*, Vol. 30, pp. 155501-155512, 2018.

[3] J.P. Perdew, K. Burke, & M. Ernzerhof, "Generalized Gradient Approximation Made Simple", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 77, pp. 3865-3868, 1996.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



درهم تنیدگی پایدار مکانیکی ماکروسکوپی در دو سیستم اپتومکانیکی اتلافگر دور از هم

میثم ستوده خیر آبادی؛ محمدکاظم توسلی؛ مهران رفیعی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir, mehran.rafeie@stu.yazd.ac.ir

چکیده: در این مقاله روشی برای تولید درهم تنیدگی پایدار بین دو مد مکانیکی ماکروسکوپی دور از هم در سامانههای اپتومکانیکی با استفاده از اندازه گیری یک حالت بِل معرفی می شود. دو زیر سامانه اپتومکانیکی یکسان و مستقل هستند؛ هر کدام شامل یک کاواک با آینه متحرک و یک اتم دوترازی است و به وسیله یک میدان پمپ خارجی کنترل می شود. با انتخاب مناسب بسامدهای اجزای سامانه، هامیلتونی موثر محاسبه می شود. با در نظر گرفتن اتلافهای اتمی، فوتونی و فونونی، تحول زمانی هر زیر سامانه و همچنین سامانه کلی بدست آمده است. با اندازه گیری یک حالت بِل مناسب از مدهای اپتیکی بر روی حالت کلی سامانه، در هم تنیدگی میان دو مد مکانیکی ماکروسکوپی ایجاد می شود. محاسبه سنجه تلاقی به ازای پارامترهای مناسب نشان می دهد که می توان به میزان درهم تنیدگی قابل توجه و پایداری دست یافت.

کلید واژه: اندازه گیری حالت بل، پایداری درهمتنیدگی، تولید درهمتنیدگی، سامانههای اپتومکانیکی اتلاف گر.

Stable macroscopic mechanical entanglement in two distant dissipative optomechanical systems

Meysam Setodeh Kheirabady; Mohammad Kazem Tavassoly and Mehran Rafeie

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir, mehran.rafeie@stu.yazd.ac.ir

Abstract: In this paper, we introduce a method for the generation of stable entanglement between two remote macroscopic mechanical modes in optomechanical systems using Bell-state measurement. Two identical optomechanical systems each driven by an external pump field and comprising a cavity with a movable mirror and a two-level atom. By appropriate choice of frequencies of system's component, effective Hamiltonian is calculated. With considering atomic, photonic and phononic dissipations, the time evolution of each subsystem and also the whole system have been achieved. By measuring suitable Bell state of optical modes on the state of the whole system, entanglement between two macroscopic mechanical modes is created. Calculating concurrence measure for appropriate parameters indicates that a significant and stable degree of entanglement can be achieved.

Keywords: Bell-state measurement, Dissipative optomechanical systems, Entanglement generation, Entanglement stability.

مقدمه

تولید درهمتنیدگی بدلیل نقش مهمی که در تکنولوژیهای کوانتومی دارد، یکی از هدفهای اساسی مطالعات تجربی و نظری است [۱]. امروزه سامانههای اپتومکانیکی بهخاطر توانایی آنها در تولید درهمتنیدگیهای دوجزئی و سهجزئی بسیار مورد توجه قرار گرفتهاند [۳،۲]. در این سامانهها از برهم کنش یک نوسانگر مکانیکی (آینه متحرک) و فشار تابشی کاواک اپتومکانیکی برای تولید درهمتنیدگی ماکروسکوپی استفاده میشود. یکی از روشهای تبادل سامانههای اپتیکی و اپتومکانیکی مورد استفاده قرار گرفته است [۴]. در این مقاله نیز با استفاده از این روش، درهمتنیدگی بین مدهای مکانیکی از دو زیرسامانه اپتومکانیکی بررسی شده است. با انتخاب مناسب مقادیر اتلافها و دیگر پارامترهای سامانه میتوان به درهمتنیدگی پایدار و قابل توجهی دست یافت.

مدل سامانه و اندازهگیری درهم تنیدگی

سامانه کلی مدل ما متشکل از دو زیرسامانه اپتومکانیکی یکسان میباشد، که هر کدام شامل یک کاواک تکمد با یک آینه متحرک است. هر کدام از کاواکهای اپتومکانیکی به وسیله یک میدان پمپ خارجی با بسامد $_q \omega$ و دامنه F_p کنترل میشوند. مدل در نظر گرفته شده در شکل ۱ نمایش داده شده است. در هر زیرسامانه، یک اتم دوترازی با بسامد گذار m و آهنگ واپاشی T، یک میدان اپتیکی تکمد با بسامد $_a \omega$ و آهنگ واپاشی T، یک میدان اپتیکی تکمد با مورت یک نوسانگر هماهنگ با بسامد m و آهنگ میرایی مورت یک نوسانگر هماهنگ با بسامد m و آهنگ میرایی γ_m درنظر گرفته شده است. هامیلتونی هر زیرسامانه به

$$\begin{split} \hat{H} &= \omega_c \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + \omega_m \hat{b}^{\dagger} \hat{b} + \frac{\omega_{at}}{2} \hat{\sigma}_z \\ &- i E_p \left(\hat{a} e^{-i \, \omega_p t} - \hat{a}^{\dagger} e^{i \, \omega_p t} \right) \\ &+ \Omega \left(\hat{a} \hat{\sigma}_+ + \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_- \right) - G \hat{a}^{\dagger} \hat{a} \left(\hat{b}^{\dagger} + \hat{b} \right), \end{split}$$

$$\end{split}$$

که در این معادله \hat{a} (\hat{a}^{\dagger}) که در این معادله \hat{a} (\hat{a}^{\dagger}) که در این معادله که (\hat{a}^{\dagger}) که در این معادله (\hat{a}^{\dagger}) (\hat{a}^{\dagger}) که در این معادله (\hat{a}^{\dagger}) ($\hat{$

نابودی (خلق) مدهای اپتیکی و مکانیکی، $\hat{\sigma}_{_{z}}, \hat{\sigma}_{_{z}}$ عملگرهای اتمی، Ω و G به ترتیب جفتشدگی اتم-میدان و فونون-میدان میباشند.



شکل ۱: مدل سامانه شامل دو کاواک اپتومکانیکی با آینه متحرک که هر کدام شامل یک اتم دوترازی است و با یک میدان خارجی کنترل میشوند. به کمک عملگر یکانی $R(t) = e^{-i\hat{H}_0 t}$ (که \hat{H}_0 هامیلتونی به کمک عملگر یکانی از $R(t) = e^{-i\hat{H}_0 t}$ (که آزاد زیرسامانه است)، هامیلتونی برهم کنش در تصویر برهمکنش مشخص می شود:

$$\hat{H}_{I} = \hat{R}(t)\hat{H}\hat{R}^{\dagger}(t) - i\hat{R}(t)\frac{\partial}{\partial t}\hat{R}^{\dagger}(t).$$
(7)

با انتخاب شرایط تشدید $\omega_p = \omega_{at}$ ، $\omega_p = \omega_a$ و به کمک روش ارائه شده در مرجع [۵] میتوان هامیلتونی موثر هر زیرسامانه را بهصورت زیر بدست آورد:

در این رابطه ضریب $\omega_m / 1$ بدلیل ثابت بودن و موثر نبودن بر دینامیک درهمتنیدگی حذف شده است. جمله اول در رابطه (۳) نشان دهنده برهمکنش سهجزئی است که نقش مهمی در ایجاد درهمتنیدگیهای دوجزئی و سهجزئی ایفا میکند. برای وارد کردن اتلاف و بررسی واقعیتر سامانه، با رویکرد پدیدهشناسی، هامیلتونی زیر را معرفی میکنیم [۷,۶]:

$$\hat{H}'_{eff} = \hat{H}_{eff} - \frac{i\Gamma}{2}\hat{\sigma}_{+}\hat{\sigma}_{-} - \frac{i\kappa}{2}\hat{a}^{\dagger}\hat{a} - \frac{i\gamma_{m}}{2}\hat{b}^{\dagger}\hat{b}.$$
 (*)

با درنظر گرفتن حالت اولیه هر زیرسامانه بهصورت زیر:

$$|\psi(0)\rangle = (\cos\theta|e\rangle + \sin\theta|g\rangle) \otimes |1_{f}, 0_{m}\rangle,$$
 (۵)
و به کمک معادله شرودینگر وابسته به زمان، کت حالت

$$\rho_{m_1,m_2}(t) = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} \Lambda_1(t) & 0 & 0 & \Lambda_2(t) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Lambda_3(t) & 0 & 0 & \Lambda_4(t) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

که
$$N = Tr\left(\left|\psi_{p}
ight
angle\langle\psi_{p}
ight|$$
 و عناصر ماتریس نیز در زیر آمده است:

$$\Lambda_{1}(t) = |D_{1}|^{2} + |D_{2}|^{2} + |D_{3}|^{2} + |D_{4}|^{2}$$

$$\Lambda_{2}(t) = D_{1}D_{5}^{*} + D_{2}D_{6}^{*} + D_{3}D_{7}^{*} + D_{4}D_{8}^{*}$$

$$\Lambda_{3}(t) = D_{5}D_{1}^{*} + D_{6}D_{2}^{*} + D_{7}D_{3}^{*} + D_{8}D_{4}^{*}$$

$$\Lambda_{4}(t) = |D_{5}|^{2} + |D_{6}|^{2} + |D_{7}|^{2} + |D_{8}|^{2}.$$
(17)

سنجه تلاقی با رابطه زیر مشخص میشود: $C(t) = Max \left(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\right), \quad (17)$ که در این رابطه $\lambda_i(i=1,\dots,4)$ ویژهمقادیر ماتریس زیر هستند، که بهترتیب کاهشی نوشته شده است: $\hat{\rho}_{m_1,m_2}\left(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y\right) \hat{\rho}_{m_1,m_2}^*\left(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y\right), \quad (14)$ که $\hat{\sigma}_y$ ماتریس پائولی میباشد. در ادامه نمودارهای تلاقی بین دو مد مکانیکی برحسب زمان بهنجار شده Ω در شکلهای ۲-۲ رسم شده است که به علت کمبود جا فقط به ذکر پارامترها در هر شکل بسنده کردیم.



وابسته به زمان هر زیرسامانه و همچنین حالت کلی سامانه
بهصورت زیر بدست میآید:

$$|\psi(t)\rangle_1 = c_1 |1_{f_1}, 0_{m_1}, e_1\rangle + c_2 |1_{f_1}, 0_{m_1}, g_1\rangle$$

 $+ c_3 |0_{f_1}, 1_{m_1}, e_1\rangle + c_4 |0_{f_1}, 1_{m_1}, g_1\rangle,$
 $|\psi(t)\rangle_2 = d_1 |1_{f_2}, 0_{m_2}, e_2\rangle + d_2 |1_{f_2}, 0_{m_2}, g_2\rangle$ (۶)
 $+ d_3 |0_{f_2}, 1_{m_2}, e_2\rangle + d_4 |0_{f_2}, 1_{m_2}, g_2\rangle,$
 $|\Psi(t)\rangle = |\psi(t)\rangle_1 \otimes |\psi(t)\rangle_2.$
 $|\Psi(t)\rangle = |\psi(t)\rangle_1 \otimes |\psi(t)\rangle_2.$
idd, میکنیم. حال برای ایجاد درهمتنیدگی مکانیکی مورد
 $|\phi_{f_1,f_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0_{f_1}, 0_{f_2}\rangle - |1_{f_1}, 1_{f_2}\rangle).$ (Y)

روش اندازه گیری حالت بِل به صورت اثر عملگر تصویر ساخته شده با حالت بِل روی حالت کلی سامانه به صورت زیر تعیین می شود:

$$\left|\phi\right\rangle_{f_{1},f_{2}}\left\langle\phi\right|\Psi(t)\right\rangle = \left|\phi\right\rangle_{f_{1},f_{2}} \otimes\left|\psi_{p}\right\rangle, \qquad (A)$$

$$\sum_{k=1}^{n} \left|\psi_{k}\right| = \left|\psi_{k}\right\rangle + \left|\psi_{k}\right\rangle$$

$$\begin{split} |\psi_{p}\rangle &= D_{1} |\mathbf{1}_{m_{1}}, \mathbf{1}_{m_{2}}, e_{1}, e_{2}\rangle + D_{2} |\mathbf{1}_{m_{1}}, \mathbf{1}_{m_{2}}, e_{1}, g_{2}\rangle \\ &+ D_{3} |\mathbf{1}_{m_{1}}, \mathbf{1}_{m_{2}}, g_{1}, e_{2}\rangle + D_{4} |\mathbf{1}_{m_{1}}, \mathbf{1}_{m_{2}}, g_{1}, g_{2}\rangle \\ &+ D_{5} |\mathbf{0}_{m_{1}}, \mathbf{0}_{m_{2}}, e_{1}, e_{2}\rangle + D_{6} |\mathbf{0}_{m_{1}}, \mathbf{0}_{m_{2}}, e_{1}, g_{2}\rangle \\ &+ D_{7} |\mathbf{0}_{m_{1}}, \mathbf{0}_{m_{2}}, g_{1}, e_{2}\rangle + D_{8} |\mathbf{0}_{m_{1}}, \mathbf{0}_{m_{2}}, g_{1}, g_{2}\rangle, \end{split}$$

$$(9)$$

$$\begin{split} D_1 &= \frac{c_3 d_3}{\sqrt{2}}, \ D_2 &= \frac{c_3 a_4}{\sqrt{2}}, \ D_3 &= \frac{c_4 a_3}{\sqrt{2}}, \ D_4 &= \frac{c_4 a_4}{\sqrt{2}}, \\ D_5 &= -\frac{c_1 d_1}{\sqrt{2}}, \ D_6 &= -\frac{c_1 d_2}{\sqrt{2}}, \ D_7 &= -\frac{c_2 d_1}{\sqrt{2}}, \ D_8 &= -\frac{c_2 d_2}{\sqrt{2}}. \\ \text{cr} \text{ Iclose mixes trians and the set of the set$$

$$\hat{\rho} = \frac{\left|\psi_{p}\right\rangle \left\langle\psi_{p}\right|}{Tr\left(\left|\psi_{p}\right\rangle \left\langle\psi_{p}\right|\right)}.$$
(1.)

با گرفتن رَد روی اتم های ۱ و ۲ و به کمک پایه های $\langle I_{m_{i}}, I_{m_{i}} \rangle$ ، $\langle I_{m_{i}}, 0_{m_{i}} \rangle = 0$ می توان ماتریس چگالی $\langle I_{m_{i}}, 0_{m_{i}} \rangle = 0$ می توان ماتریس چگالی کاهشیافته برای دو مد مکانیکی از دو زیر سامانه را به صورت زیر بدست آورد:

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

بحث و نتيجه گيري

در این بخش شرایط مناسب برای دستیابی به میزان درهمتنیدگی بالا و پایدار مورد بررسی قرار گرفته است. در $E_{v} = \Omega/2$ شکلهای ۲ و ۳ تلاقی به ترتیب به ازای دامنه پمپ و $\Omega_{p}=\Omega$ رسم شده است. با افزایش دامنه پمپ، میزان درهم تنیدگی افزایش و افت و خیزها کاهش می یابد و تقریبا بعد از گذشت ۷۰ واحد زمان بهنجار شده در شکل ۳، درهمتنیدگی یایدار $C(t) \simeq 0.75$ قابل دسترس است. در شکل ۵ مشاهده مى كنيم كه با افزايش دامنه يمي به $\Omega_{p} = 2\Omega$ و اتلاف فوتونى به $\kappa = 0.4 \Omega$ نسبت به شکل ۴، درهم تنیدگی پایدار تقریبا به میزان ۲/۲ افزایش می یابد و به مقدار بیشینه خود می رسد. برای بررسی اثر اتلاف فونونی شکلهای ۶ و ۷ رسم شده است. مشاهده مى كنيم كه افزايش اتلاف فونونى از $\gamma_m = 0.01\Omega$ به اثر مثبتی در پایدارسازی درهمتنیدگی دارد. در $\gamma_m = 0.3 \Omega$ شکل ۷ با انتخاب یک کاواک با ضریب کیفیت نسبتا بالا و میزان $C(t) \simeq 0.25$ اتلاف فونونی $\gamma_m = 0.3\Omega$ ، به درهم تنیدگی پایدار دست می یابیم. نتایج بدست آمده نشان دهنده این است که برخلاف بسیاری از موارد که اتلاف نقش مخربی دارد، اما در مدل ما اتلاف بیشتر می تواند نقش مثبتی بر میزان و یایداری درهمتنیدگی داشته باشد. بنابراین مشاهده می شود که با انتخاب مناسب پارامترهای مدل می توان به درهمتنیدگی پایدار و قابل توجهی دست یافت.

مرجعها

- R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, "Quantum entanglement", Rev. Mod. Phys., Vol. 81, pp. 865, 2009.
 P. Meystre, "A short walk through quantum optomechanics", Ann. Phys., Vol.
- 525, pp. 215, 2013.[3] Y. D. Wang, S. Chesi, A. A. Clerk, "Bipartite and tripartite output
- entanglement in three-mode optomechanical systems", Phys. Rev. A, Vol. 91, pp. 013807, 2015.
- [4] M. A. Fasihi, B. Mojaveri, "Entanglement protection in Jaynes-Cummings model", Quantum Inf. Process., Vol. 18, pp. 75, 2019.
 [5] Y. X. Zeng, J. Shen, M. S. Ding, C. Li, "Macroscopic Schrödinger cat state
- Y. X. Zeng, J. Shen, M. S. Ding, C. Li, "Macroscopic Schrödinger cat state swapping in optomechanical system", Opt. Express, Vol. 28, pp. 9587, 2020.
 C. D. Fidio, W. Vogel, "Entanglement signature in the mode structure of a
- single photon", Phys. Rev. A, Vol. 79, pp. 050303, 2009.
- [7] D. Y. Wang, C. H. Bai, S. Liu, S. Zhang, H. F. Wang, "Photon blockade in a double-cavity optomechanical system with nonreciprocal coupling", New J. Phys., Vol. 22, pp. 093006, 2020.
 [8] M. Ghasemi, M. K. Tavassoly, A. Nourmandipour, "Dissipative entanglement
- [8] M. Ghasemi, M. K. Tavassoly, A. Nourmandipour, "Dissipative entanglement swapping in the presence of detuning and Kerr medium: Bell state measurement method", Eur. Phys. J. Plus, Vol. 132, pp. 531, 2017.
- [9] Q. H. Liao, Q. Zhang, N. R. Zhou, J. Korean, "Entanglement swapping in two independent atom-cavity-optomechanical systems", Phys. Soc., Vol. 69, pp. 505, 2016.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



درهم تنیدگی مگنون با فوتون و کیوبیت ابرسانا در یک کاواک اپتیکی در حضور محیط کِر

میثم ستوده خیر آبادی؛ محمدکاظم توسلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده: در این مقاله تولید درهم تنیدگی مگنون-فوتون و مگنون-کیوبیت ابررسانا در یک کاواک اپتیکی و در حضور محیط کر بررسی شده است. با معرفی هامیلتونی و حالت اولیه سامانه، کِت حالت وابسته به زمان و همچنین کِت حالت پایای سامانه بدست آمده است. محاسبه سنجه تلاقی به ازای پارامترهای مختلف نشان میدهد که جفتشدگی قویتر بین میدان و کیوبیت ابررسانا لزوماً به حالتی با میزان درهم تنیدگی بالاتر منجر نمیشود و همچنین مرگ لحظهای و احیای درهم تنیدگی مشاهده میشود. بیشینه درهم تنیدگی حالت پایا با جفتشدگیهای میدان-مگنون و میدان-کیوبیت برابر قابل دسترس است.

كليد واژه: اثر كِر اپتيكى، درهمتنيدگى حالت پايا، مگنون.

Entanglement of magnon with photon and superconducting qubit in an optical cavity in the presence of Kerr medium

Meysam Setodeh Kheirabady and Mohammad Kazem Tavassoly

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract: In this paper, the generation of magnon-photon and magnon-superconducting qubit entanglement in an optical cavity and in the presence of Kerr medium have been investigated. By introducing the Hamiltonian and initial state of the system, time-dependent state ket, and also the steady-state ket of the system are achieved. Evaluating concurrence with different parameters shows that stronger coupling between the field and the superconducting qubit necessarily does not lead to a state with a higher amount of entanglement and also, sudden death and revival of the entanglement have been observed. With equal field-magnon and field-qubit couplings, the maximally entangled steady state is accessible.

Keywords: Magnon, Optical Kerr effect, Steady state entanglement.

مقدمه

امروزه درهمتنیدگیهای چندجزئی ماکروسکوپی به دلیل ویژگیهای منحصر به فردی که دارند، بخش مهمی از آزمایشهای اطلاعات کوانتومی و رمزنگاری کوانتومی هستند [1]. ایجاد سامانههای مقاوم در برابر اتلاف و اثرات محیطی همواره بخش مهمی از مطالعات تجربی و نظری بوده است. در این رابطه استفاده از سامانههای ماکروسکوپی یکی از گزینههای مناسب برای غلبه بر اتلاف است [۲]. به عنوان مثال ماده فرومغناطیس ساخته شده از ایتریوم، آهن و گارنت (ترکیبی از سیلیکاتها)، که مگنون خوانده می شود به واسطه رفتار مشابه اسپین آنها امروزه بسیار مورد توجه قرار گرفتهاند [۳]. از ویژگیهای منحصر به فرد مگنونها مى توان به نيمه عمر و قابليت تنظيم پذيرى بالاى آن ها اشاره کرد [۴] که هر دو ویژگی مورد نیاز فیزیک تجربی میباشد. علاوه بر این، مگنونها می توانند به صورت همدوس، اطلاعات کوانتومی را با دیگر کاندیداهای بیتهای کوانتومی مانند فوتونها و یا کیوبیتهای ابررسانا تبادل کنند [۵]. همچنین، مگنونها میتوانند اثرات غیرخطی محیط کر را نيز القا كنند [۶]. در اين مقاله درهم تنيد كي بين يك مگنون با میدان کوانتیده تکمد و یک کیوبیت ابررسانا را با در نظر گرفتن محیط کر بررسی کردهایم.

مدل سامانه و اندازهگیری درهم تنیدگی

سامانه مورد مطالعه از یک کاواک اپتیکی تکمد با بسامد ω_c تشکیل شده است که این کاواک اپتیکی شامل یک مگنون و یک کیوبیت ابررسانا میباشد. مدل درنظر گرفته شده در شکل ۱ نمایش داده شده است. هامیلتونی مگنون شده در حضور یک میدان مغناطیسی به صورت $\hat{F}_z = g \mu_B B_z \hat{S}_z$ و z = d به ترتیب مولفه z اسپین μ_B مگنتون بوهر، \hat{S}_z و z = d به ترتیب مولفه z اسپین مگنون و میدان مغناطیسی هستند. با استفاده از تبدیل هولشتاین-پریماکوف [۷] میتوان \hat{m} را با عملگرهای بوزونی \hat{m} و \hat{m} به صورت $\omega_m \hat{m}^{\dagger} \hat{m}$ بسامد



شکل ۱: کاواک اپتیکی تک مُد شامل یک مگنون و یک کیوبیت ابررسانا. هامیلتونی یک مگنون در برهم کنش با میدان کوانتیده تک مُد و با ضریب جفت شدگی g_m در تقریب موج چرخان به صورت زیر معرفی می شود (h = 1) [۷]:

$$\hat{H}_{am} = g_m \left(\hat{m}^{\dagger} \hat{a} + \hat{m} \hat{a}^{\dagger} \right). \tag{12}$$

در مورد برهم کنش کیوبیت ابررسانا (با بسامد ω_q) با میدان کوانتیده تکمد و با ضریب جفتشدگی g_q نیز رابطهای مشابه رابطه (۱) داریم که به صورت زیر است $[\Lambda]$:

$$\hat{H}_{aq} = g_q \left(\hat{q}^{\dagger} \hat{a} + \hat{q} \hat{a}^{\dagger} \right). \tag{(Y)}$$

قابلیت تنظیمپذیری و جفتشدگی قابل ملاحضه با میدانهای کوانتیده از ویژگیهای مهم مگنونها و کیوبیتهای ابررسانا میباشد که استفاده از آنها را تسهیل کرده است. در نهایت، با در نظر گرفتن اثر محیط کر با ضریب χ ، هامیلتونی کل سامانه در تقریب موج چرخان به صورت زیر معرفی میشود:

$$\begin{split} \hat{H}_{total} &= \omega_c \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + \omega_m \hat{m}^{\dagger} \hat{m} + \omega_q \hat{q}^{\dagger} \hat{q} \\ &+ \chi \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} \hat{a} + \hat{H}_{am} + \hat{H}_{aq} \,. \end{split} \tag{(7)}$$

در مدل در نظر گرفته شده، جفتشدگی مستقیم بین مگنون و کیوبیت ابررسانا در نظر گرفته نشده که از نظر تجربی کاملا امکان پذیر است [۹]. حال پایستگی عدد برانگیختگی کل را بررسی میکنیم. عملگر تعداد کل سامانه به صورت $\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{\sigma} \sum_{\hat{o}=\hat{a},\hat{m},\hat{q}} \hat{\sigma}^{\dagger}$ میباشد. به سادگی میتوان نشان داد که جابجایی \hat{N} و h_{total} صفر میشود و این به این معنی است که عدد برانگیختگی کل پایسته است و این ما را قادر میسازد تا از پایههایی استفاده کنیم که این پایستگی را دارند. مجموعه پایههای انتخابی به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$|\psi(t)\rangle = (C_1 \ C_2 \ C_3)^T, C_i = ac_{i1} + bc_{i2} + cc_{i3}, \quad i = 1, 2, 3.$$
 (9)

با استفاده از $\langle \psi(t) \rangle$ ماتریس چگالی سامانه را مینویسیم: $\hat{\rho} = |\psi(t)\rangle \langle \psi(t)|.$ (۱۰)

با ردگیری مناسب میتوان ماتریس چگالی کاهشیافته برای مگنون-فوتون ($\hat{
ho}_{fm}$) و مگنون-کیوبیت ($\hat{
ho}_{mq}$) را به صورت زیر بدست آورد:

$$\hat{\rho}_{fm} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |C_1|^2 & C_1 C_2^* & 0 \\ 0 & C_2 C_1^* & |C_2|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |C_3|^2 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\rho}_{mq} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |C_2|^2 & C_2 C_3^* & 0 \\ 0 & C_3 C_2^* & |C_3|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |C_1|^2 \end{pmatrix}.$$

$$(11)$$

حال میخواهیم میزان درهمتنیدگیهای ممکن در سامانه را بررسی کنیم. برای این کار از سنجه تلاقی استفاده میکنیم. سنجه تلاقی با رابطه زیر مشخص میشود: $C(t) = Max \left(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\right), \quad (17)$ که در این رابطه $\lambda_i (i = 1, \dots, 4)$ ویژهمقادیر ماتریس زیر هستند، که بهترتیب کاهشی نوشته شدهاند: $\hat{\rho}(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y), \hat{\sigma}^*(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y), \quad (17)$ که χ^2 ماتریس پائولی میباشد.

درهم تنیدگی دیگر در رابطه با سامانه در نظر گرفته شده، درهم تنیدگی حالت پایا میباشد که در ادامه به محاسبه آن می پردازیم. برای این منظور هامیلتونی معرفی شده در رابطه (۶) و $0 = \chi$ را در نظر می گیریم. با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان، حالت پایای سامانه به صورت زیر بدست می آید:

$$|\psi_s\rangle = \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}|n,1,0\rangle - \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}|n,0,1\rangle.$$
(14)

با بررسی رابطه (۱۴) درمییابیم که در حالت پایا، تنها بین مگنون و کیوبیت ابررسانا درهمتنیدگی وجود دارد و حالت میدان جداپذیر است. میزان درهمتنیدگی حالت پایا بین

$$\{ | cavity, magnon, qubit \rangle \} \equiv \\ \{ | n+1, 0, 0 \rangle, | n, 1, 0 \rangle, | n, 0, 1 \rangle \}.$$
 (f)

با یک تبدیل یکانی به صورت $\hat{R}(t) = e^{i\hat{H}_0}$ (که \hat{H} هامیلتونی آزاد سامانه است) و با در نظر گرفتن شرایط تشدید بین مگنون، میدان و کیوبیت ابررسانا ($\omega_c = \omega_q = \omega_m$)، هامیلتونی سامانه به صورت زیر نوشته می شود:

$$\hat{H}_{1} = \chi \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} \hat{a} + \hat{H}_{am} + \hat{H}_{aq} \,. \tag{(a)}$$

با استفاده از پایههای معرفی شده در رابطه (۴) و حذف عناصر قطری یکسان (که نهایتا یک فاز کلی ایجاد میکنند [۱۰]) به هامیلتونی زیر میرسیم:

$$\hat{H}_{2} = \begin{pmatrix} \chi & g_{m}\sqrt{n+1} & g_{q}\sqrt{n+1} \\ g_{m}\sqrt{n+1} & -\chi & 0 \\ g_{q}\sqrt{n+1} & 0 & -\chi \end{pmatrix}.$$
 (7)

با توجه به هامیلتونی اخیر، ماتریس تحول زمانی سامانه به صورت زیر بدست میآید:

$$\begin{split} \hat{U}(t) &= e^{-it\hat{H}_{2}t} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} \end{pmatrix}, \\ c_{11} &= \cos\Omega\tau - \frac{i\beta\sin\Omega\tau}{\Omega}, \\ c_{12} &= c_{21} = \frac{1}{\alpha}c_{13} = \frac{1}{\alpha}c_{31} = -\frac{i\sqrt{n+1}\sin\Omega\tau}{\Omega}, \\ c_{22} &= \frac{e^{i\beta\tau}\alpha^{2} + \cos\Omega\tau + \frac{i\beta\sin\Omega\tau}{\Omega}}{1+\alpha^{2}}, \\ c_{23} &= c_{32} = \frac{\alpha(-\cos\beta\tau + \cos\Omega\tau - i(\sin\beta\tau - \frac{\beta\sin\Omega\tau}{\Omega}))}{1+\alpha^{2}}, \\ c_{33} &= \frac{e^{i\beta\tau} + \alpha^{2}(\cos\Omega\tau + \frac{i\beta\sin\Omega\tau}{\Omega})}{1+\alpha^{2}}, \\ \Omega &= \sqrt{(n+1)(1+\alpha^{2}) + \beta^{2}}, \ \beta &= \frac{\chi}{g_{m}}, \ \alpha &= \frac{g_{q}}{g_{m}}, \ \tau = g_{m}t. \end{split}$$

که au زمان مقیاس شده می باشد. با استفاده از نمایش ماتریسی پایه های معرفی شده در (۴)، حالت اولیه بهنجار سامانه را به صورت زیر در نظر می گیریم:

$$|\psi(0)\rangle = (a \ b \ c)^T$$
, $\sum_{\ell=a,b,c} |\ell|^2 = 1.$ (A)

بنابراین کت حالت وابسته به زمان سامانه با کُنش ماتریس تحولِ زمانی روی حالت اولیه (۸) بدست میآید:

مگنون و کیوبیت نیز با سنجه تلاقی تعیین می شود. در ادامه نمودارهای تلاقی برای درهم تنید گیهای مگنون-فوتون و مگنون-کیوبیت به ازای $a = n = 1, \ b = c = 0$ و بر حسب زمان مقیاس شده $\tau = g_m t$ و هم چنین برای حالت پایا برحسب α رسم شده است.



. lpha شكل ۵: درهم تنيدگي حالت پاياي مگنون-كيوبيت برحسب lpha .

بحث و نتيجهگيری

در این بخش به تجزیه و تحلیل نتایج عددی می پردازیم. شکل ۲ میزان درهمتنیدگی بین مگنون و فوتون را به ازای سه مقدار متفاوت α (جفتشدگی نسبی مگنون-کیوبیت) نشان میدهد. مشاهده میکنیم که افزایش lpha، باعث کاهش درهمتنیدگی و همچنین تغییر دوره تناوب مرگ و احیای آن می شود. برای بررسی اثر محیط کر، شکل ۳ به ازای و سه مقدار متفاوت eta (نسبت ضریب محیط کر lpha=0.5به جفتشدگی مگنون-فوتون) رسم شده است. بهازای و در بازههایی از زمان میتوان به درهمتنیدگی پایدار eta=1رسید. شکل ۴ برای بررسی اثر محیط کر بر درهمتنیدگی رسم شدہ است. با کاهش β ، میزان درهم تنیدگی $C_{mq}(\tau)$ افزایش می یابد و همچنین نوسانات کندتر می شوند. شکل ۵ درهمتنیدگی حالت یایا برحسب lpha را نشان میدهد. مشاهده می کنیم که در این حالت بیشینه درهم تنیدگی به ازای $1 \simeq \alpha$ قابل دسترس می اشد. هم چنین در C_{ma} شکل \mathfrak{P} (به ازای 0 = 0) این حقیقت نشان داده شده است که بیشینه درهمتنیدگی $C_{ma}(\tau)$ در زمانهای خاصی به ازای $\alpha = 1$ ($g_m = g_a$) ($\alpha = 1$ ازای $\alpha = 1$ می گیریم که مرگ و احیای درهمتنیدگی در همه موارد و $C_{fm}(\tau)$ و $C_{fm}(\tau)$ قابل مشاهده است. محیط کر اثر مثبتی $C_{fm}(\tau)$ بر میزان درهم تنیدگی $C_{fm}(\tau)$ و $C_{ma}(\tau)$ ندارد (بَرخلاف مرجع [۱۱]) و همچنین جفتشدگی g_a قویتر لزوماً حالتی با میزان درهمتنیدگی بالاتر را نتیجه نمیدهد.

مرجعها

- [1] M. A. Nielsen, I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge University Press, 2th ed. 2000).
- [2] B. Julsgaard, A. Kozhekin, E. S. Polzik, Nature, Vol. 413, pp. 400, 2001.
- [3] Y. Tabuchi, S. Ishino, T. Ishikawa, R. Yamazaki, K. Usami, Y. Nakamura, Phys. Rev. Lett., Vol. 113, pp. 083603, 2014.
- [4] X. Zhang, C. L. Zou, L. Jiang, H. X. Tang, Sci. Adv. Vol. 2, pp. e1501286, 2016.
- [5] O. O. Soykal, M. E. Flatté, Phys. Rev. Lett., Vol. 104, pp. 077202, 2010.
- [6] Y. P. Wang, G. Q. Zhang, D. Zhang, T. F. Li, C. M. Hu, J. Q. You, Phys. Rev.
- Lett., Vol. 120, pp. 057202, 2018.
- [7] T. Holstein, H. Primakoff, Phys. Rev., Vol. 58, pp. 1098, 1940.
- [8] Z. L. Xiang, S. Ashhab, J. Q. You, F. Nori, Rev. Mod. Phys., Vol. 85, pp. 623, 2013.
 [9] Y. Tabuchi, S. Ishino, A. Noguchi, T. Ishikawa, R. Yamazaki, K. Usami, Y.
- [7] T. Tabuchi, S. Isimio, A. Foguchi, T. Isinkawa, K. Tahnazaki, K. Osanii, T. Nakamura, Science, Vol. 349, pp. 405, 2015.
 [10] D. W. Luo, X. F. Qian, T. Yu, Opt. Lett., Vol. 46, pp. 1073, 2021.
- [11] Z. Dan, Z. Xiao-Ping, Z. Qiang, Chinese Phys. B, Vol. 22, pp. 064206, 2013.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



ساختارهای نوسانی و آشوبناک در کاواک های تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی مریم کنف چیان و منصور اسلامی گروه فیزیک، دانشکده علوم یایه، دانشگاه گیلان

شفافیت القایی الکترومغناطیسی بعنوان یکی از پدیده های اپتیکی کوانتومی زمینه های تحقیقاتی بسیار جذابی را بوجود آورده است. این مکانیسم که باعث می شود محیط نسبت به نور فرودی شفاف شده و جذب در نزدیکی تشدید به صفر برسد، برای کاربردهای مختلفی در زمینه انتقال، پردازش و ذخیره سازی نوری اطلاعات حائز اهمیت شده است. همچنین، اخیرا نشان داده شده است که کاواک های حاوی چنین محیط هایی از دینامیک پیچیده و غیرخطی بالایی برخوردار هستند که مطالعات بیشتری را می طلبد. ما با استفاده از معادله میدان میانگین برای توصیف کاواک غیرخطی حاوی اتم های سه ترازی تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی و نظر گرفتن رژیم واکانونی، دینامیک فضایی-زمانی سیستم را شبیه سازی کرده و به مطالعه جواب های عرضی خاص آن پرداخته ایم. نشان می دهیم که طرحواره ها و سالیتون های کاواک (تاریک) تشکیل شده در این رژیم، با تغییر پارامتر کنترلی نوسان های منظم و به تدریج آشوبناک از خود نشان می دهند.

كليد واژه- آشوب، خود واكانوني، ساليتون، شفافيت القايي الكترومغناطيسي، طرحواره فضايي

Oscillating and chaotic structures in EIT cavities

Maryam Kanafchian and Mansour Eslami

Physics department, Faculty of Science, University of Guilan

Ghazal.kanafchian@gmail.com

Abstract-Spatially periodic and localized structures in the transverse plane of a medium displaying electromagnetically induced transparency in an optical cavity and under the action of two pumps are investigated. The system supports a multitude of different complex spatial structures depending on the chosen initial condition. We explore regimes of multistable patterns, filaments, stable defects, scrolling structures, nested patterns, fronts, and the spontaneous occurrence of multiple cavity solitons.

Keywords: EIT, Solitons, Patterns, Chaos, self-defocusing

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Electromagnetically induced transparency (EIT) is an example of coherent multi-level processes and has opened a promising window for realization of schemes needed for quantum information systems, coherent control of atomic populations, and mediation of interactions between optical fields. The majority of EIT studies have been carried out in gaseous media where the dominant broadening mechanism is that of a homogenous type leading to a variety of applications including slow light propagation, optical storage, precision measurements, amplification and lasing without inversion [1]. Complex spatial structures in the output of an optical cavity containing a medium close to EIT have shapes and stability with strong dependence on parameter values and initial conditions. It has been shown that sensitivity to initial conditions in the final evolution of this system is due to a generalized multistability. The multistability and the nature of the stable states are in turn affected by relatively small changes in the parameter values since different branches of experience different sequence solutions of bifurcations. For some initial conditions, a given set of expected spatially periodic solutions is attained. For other initial conditions, however, the spatiotemporal evolution moves the system in different directions in the phase space to either coexistent regions of different patterns or to stable defects surrounded by regions of different orientation of a single transverse pattern [2-4].

After the early observations of regular and stationary patterns and localized structures, the introduction of oscillatory patterns and their analysis via secondary bifurcations paved the way for understanding the possible routes for chaos and symmetry breaking mechanisms [5-7]. It has been reported in [5] that the interplay between space and time leads to a series of bifurcations showing spatial-period multiplying quasi-periodicity for hexagonal patterns. It has also been shown that spatial order is completely lost through series of instabilities which cause the system to enter a regime of optical turbulence. While their studies were based on a Kerr cavity with self-focusing nonlinearity, in another study [6] they have found strong correlation between intensity fluctuations of any arbitrary pair of wave vectors of the pattern.

Here, we focus on the dynamical behaviour of such transverse solutions under self-defocusing nonlinearity. We use EIT features in a 3-level Λ atomic system confined in a cavity and show that through proper choice of parameter values, the



Fig.1 The cavity configuration under the action of the pump P and coupling E_2 fields, along with the Λ atomic scheme with two ground states $|1\rangle$, $|2\rangle$ and a single excited level $|3\rangle$.

system exhibits bistability, Turing instability, branches of transverse solutions and Dark Cavity Solitons (DCSs). We particularly show that dark hexagonal patterns experience a bifurcation which gives them regular and then chaotic oscillations. We also show that oscillating dark cavity solitons can form in a specific region where chaotic patterns coexist with homogenous stationary solutions. These specific dynamics are studied via time traces and argand plane trajectories along with power spectrum analyses to further elucidate the chaotic transitions.

The paper is organized as follows: The model, associated equations, homogenous stationary solutions and linear stability analysis are discussed in Sec. II. Section III describes the variety of solutions obtained by numerical simulations and their dynamical features. We then draw conclusions in Sec IV.

2. The Model

The system of interest is a ring cavity filled with three-level atomic vapor (for example, Rb atoms) in a Λ configuration and under the action of two optical pumps [4]. The schematic representation of the cavity and the configuration of atomic vapor are shown in Fig.1(a). The injected field P is detuned by Δ from the resonance of the atomic transition $|3\rangle \rightarrow$ $|1\rangle$ while the coupling beam E_2 is kept at resonance with the transition $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$. The cavity mirrors resonate the field E which is detuned from the pump by θ . In the present model, the field E_2 is not resonated in the cavity, which is realistic if the atomic frequencies are well separated. The meanfield equation for a beam propagating in the medium inside the optical cavity of Fig. 1 is:

$$\partial_t E = P - (1 + i\theta)E + 2iC\rho_{13} + i\nabla^2 E \tag{1}$$

C is the cooperative parameter directly proportional to the atomic density n_a through

$$2C = \frac{n_a \mu^2 kL}{2\hbar\gamma\varepsilon_0 T} \tag{2}$$

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.



Fig. 2. (a) The imaginary (red) and real (black) parts of the complex susceptibility χ for $|E_s|^2=|E_2|^2=1$. (b) Bistability in the input and output intensities and (c) Turing instability domain responsible for pattern formation for fixed values of $\Delta = -0.2$, $\theta = -1$, 2C = 30, and $|E_2|^2 = 1$. (d) Map of (c) on the 2C–K space for fixed value of $|E_s|^2 = 1$.

where μ is the atomic transition dipole moment, k is the wave number of the field, L is the length of the cavity, γ is the atomic linewidth, ε_0 is the permittivity of free space, and T is the cavity mirror transmittivity. ρ_{13} is the off-diagonal density matrix element proportional to the field amplitude E and the complex susceptibility χ :

$$\rho_{13} = \chi E = -\frac{\Delta |E_2|^2 (|E_2|^2 + |E|^2 - i\Delta)}{(|E_2|^2 + |E|^2)^3} E$$
(3)

The real (dispersion) and imaginary (absorption) parts of Eq. (3) are shown in Fig. 2(a) in terms of material detuning where the vanishing absorption close to the medium resonance clearly evidences the EIT phenomenon.

The diffraction term is given by the Laplacian operator in two transverse dimensions and time is normalized to the photon lifetime in the cavity. Split-step programming is adopted for simulation of the system which consists in a Runge-Kutta algorithm for the time evolution and Fast Fourier Transform (FFT) for dealing with the diffraction term. We assumed a box with 64×64 grid points. In this paper, we turn our attention to parameter values leading to self-defocusing nonlinearity where negative hexagons and DCSs are expected to form. In Fig. 2(b)-(d), the bistability curve for this regime is shown along with the Turing instability domains with respect to the stationary intensity $|E_s|^2$ and 2C calculated via linear stability analysis. It is seen that the lower intensity branch of the bistability curve is affected by the Turing instability which confirms the possibility of DCS formation.



Fig. 3. 2C versus pump intensity and corresponding pattern intensities.



Fig. 4. Snapshots from simulation. (a) $H\pi$ for 2C=31.5 and $|P|^2 = 7.70$. (b) Dark cavity soliton for 2C=32.8 and $|P|^2 = 8.32$.

For the regime considered in this paper, sensitivity to initial conditions contributes in having two branches of solutions in the Turing unstable region with different properties. By choosing the initial value of the control parameter 2C less than the bifurcation point (2C=18.8) and adiabatically following the increase of 2C value, it is possible to catch a secondary bifurcation point at 2C=32.50 beyond which the stable negative hexagons start to oscillate and eventually we achieve a regime of chaotic H π . However, by arbitrarily choosing the initial value of the control parameter in the Turing interval and simulating each point individually a sequence of stable negative hexagons are obtained with no evidence of oscillations. These solutions are shown in Fig. 3. Examples of these pattern solutions and DCS are shown in Fig. 4.

3. Oscillating and Chaotic Negative Hexagons

For the case of self-defocusing nonlinearity here, adiabatic scan results in a wider range of pattern solutions compared to the solutions obtained via individual simulation of 2C values inside the Turing interval. In fact, the interval for pattern solutions in the case of adiabatic scan extends from 2C=18.8 up to 35.15 while it is just up to 31.25 for the branch obtained by individual simulations. Moreover, a secondary bifurcation point is reached for transition

of stable negative hexagons to oscillating and eventually chaotic negative hexagons. As it is depicted in Fig. 3, part of the branch that corresponds to chaotic hexagons in adiabatic scan is bistable with homogeneous solutions. The interval begins from 2C=31.25 and ends at 32.80. This implies that one can excite chaotic hexagons from homogeneous solutions by transient switching pulses of appropriate width which is possible in the parameter range of 2C=31.25-32.10.



Fig.5. Left column shows the projection of the time evolution of excited chaotic hexagons onto the 2D phase space corresponding to the phase and intensity of the central point of the patterns. Panels on the right depict the time trace of the associated intensity oscillations. For (a,b) 2*C* is 31.30, for (c,d) it is 31.50, 31.70 for (e,f) and 31.90 for (g,h).

In Fig. 5 the intensity time trace of the maximum point of the hexagonal patterns are shown for different 2C values along with their intensity-phase sub-space trajectories and power spectra in Fig. 6. Transition to chaos is evident from the break up of the limit cycle in Fig. 6(a) to Fig. 6(g) by increasing the control parameter value from 2C=31.30 to 31.90. This is consistent with the changes happening in the power spectra from Fig. 6(a) to Fig. 6(d). Transition to chaos is better understood by noting that the number of frequency components included in the oscillations starts from two



Fig. 6. Power spectrum for oscillations of excited dark hexagons in 2C = 31.30 (a), 2C = 31.50 (b), 2C = 31.70 (c) and 2C = 31.90 (d).

frequencies and increases to many components around the central peaks.

4. Conclusions

By considering self-defocusing regime in a cavity containing 3-level atoms which displays EIT, the transition from homogeneous state to stationary and oscillating dark hexagonal patterns is studied. It is shown that by increasing the value of the control parameter, the repetitive character of trajectories in the sub-space made up of intensity and phase of the central point of the hexagons breaks to a random one indicating a route for chaos. As it is depicted in Fig. 3, this route for chaos also affects the cavity solitons branch giving them oscillating dynamics. These oscillating extended and localized structures are an interesting and hybrid product of multi-level quantum coherent phenomenon (EIT) and nonlinear dynamics in a complex system and can be of interest optical processing and communication in applications.

References

- M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. 77, 633 (2005).
- [2] G.-L. Oppo, J. Mod. Opt. 57, 1408 (2010).
- [3] M. Eslami, R. Kheradmand, D. McArthur, and G.-L. Oppo, Phys. Rev. A 90, 023840 (2014).
- [4] M. Eslami, R. Kheradmand, and G.-L. Oppo, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 53, 075402 (2020).
- [5] D. Gomila and P. Colet, Phys. Rev. A 68, 011801 (2003).
- [6] D. Gomila and P. Colet, Phys. Rev. E 66, 046223 (2002).
- [7] D. Gomila, T. Ackemann, E. G. Westhoff, P. Colet, and W. Lange, Phys. Rev. E 69, 036205 (2004).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



کنترل خواص غیر کلاسیکی در یک سامانهی ایتیک غیر خطی کر دو مدی با استفاده از رهیافت حالتهای همدوس غیرخطی مژگان مومنی دمنه'، علی مهدیفر'، رسول رکنی زاده'' گروه فیزیک-دانشکده فیزیک-دانشگاه اصفهان

¹mojganmomeni@outlook.com, ²a.mahdifar@sci.ui.ac.ir, ³rokni@sci.ui.ac.ir

چکیده – یکی از فرآیندهای مربوط به اپتیک غیرخطی که سبب غیرخطیت ⁽³⁾ ۲ میگردد، وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور فرودی است. در این مقاله، این فرآیند را با استفاده از حالتهای همدوس غیرخطی توصیف میکنیم. نشان میدهیم که سامانهی اپتیک غیرخطی مزبور را میتوان با جبر یک نوسانگر دو بعدی تغییر شـکل یافته توصیف کرد. سـپس، ضـمن تعریف حالتهای همدوس غیرخطی متناظر با سامانهی اپتیک غیرخطی، خواص غیرکلاسیکی آن را بررسی میکنیم. سرانجام، نشان میدهیم با تغییر مولفههای غیرخطی سامانهی اپتیکی میتوان خواص غیرکلاسیکی در سامانه را کنترل کرد.

كليد واژه- حالت همدوس غيرخطي، جبر نوسانگر تغيير شكل يافته، سامانهي اپتيك غيرخطي.

Control of the nonclassical properties of the two-mode Kerr nonlinear optical system based on the nonlinear coherent states approach

Mojgan Momeni-Demneh¹, Ali Mahdifar² and Rasoul Roknizadeh³

Physics Group, Physics Department, University of Isfahan

¹mojganmomeni@outlook.com, ²a.mahdifar@sci.ui.ac.ir, ³rokni@sci.ui.ac.ir

Abstract- One of the nonlinear optical phenomena which arise out of a $\chi^{(3)}$ nonlinearity, is the intensity dependent of the refractive index. In this paper, we describe this phenomenon based on the nonlinear coherent states approach. We have shown that the deformed two-dimensional oscillator algebra can be used to describe this nonlinear optical system. Then, we construct the nonlinear coherent states for this nonlinear optical system and study their quantum statistical properties. Finally, we find that by changing nonlinearity of the media, it is possible to control the nonclassical properties of the system.

Keywords: Deformed oscillator algebra, Nonlinear coherent state, Nonlinear optical system.

مقدمه

مطالعه و تبیین اثرات یک محیط غیرخطی بر بروندادهای تجربی از جمله مسائلی است که از دیرباز در کانون توجه فیزیکدانان قرار گرفته است. اپتیک غیرخطی از جمله عرصههایی است که برای بررسی این اثرات غیرخطی بر نتایج تجربی به کار گرفته می شود.

از طرف دیگر، حالتهای همدوس نوسانگر هماهنگ و تعمیمهای آن دارای نقش بسیار مهمی در بسیاری از بخشهای فیزیک هستند. از میان حالتهای همدوس تعمیم یافته، حالتهای همدوس غیرخطی [۱] به دلیل دارا بودن ویژگیهای غیرکلاسیکی بیشتر مورد توجه قرار گرفتهاند [۲]. علاوه بر این، حالتهای همدوس غیرخطی توانستهاند جنبههای غیرخطی بعضی از پدیدههای کوانتومی همچون اثر اپتیکی کر [۳] را توصیف نمایند.

یکی از موضوعات جالب توجه، بررسی اثرات محیط غیرخطی بر نتایج آزمایشهای اپتیکی در چارچوب فرمولبندی حالتهای همدوس است. حالتهای همدوس که تشکیل یک مجموعه ابر کامل میدهند، چنانچه برای یک سامانه اپتیک غیر خطی تعریف شوند، دارای اثرات غیر خطی خواهند بود.

هدف ما در این مقاله توصیف سامانه اپتیک غیرخطی کِر دو مدی با استفاده از رهیافت حالتهای همدوس غیرخطی و بررسی خواص غیرکلاسیکی آن است. بدین منظور، با استفاده از جبر نوسانگر تغییر شکل یافته، و یافتن تابع تغییر شکل مربوط، حالتهای همدوس غیرخطی متناظر با این سامانهی غیرخطی را بدست میآوریم و در ادامه خواص غیرکلاسیکی آنها را بررسی خواهیم کرد.

حالتهای همدوس غیرخطی متناظر با سامانهی غیرخطی

یکی از مهم ترین فرآیندهای اپتیک غیرخطی که سبب غیرخطیت $\chi^{(3)}$ می گردد، وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور فرودی است. در این گونه مواد غیرخطی، ضریب شکست دارای یک جملهی ثابت به علاوه یک جملهی متناسب با شدت نور فرودی است. سامانهی غیرخطی مزبور

در برهمکنش با یک میدان کوانتومی دومدی با هامیلتونی کوانتومی زیر توصیف میشود که در آن تنها جملات غیرخطی کِر مربوط به خود جفت شدگی مدی در نظر گرفته شدهاند:

عیر حطی مرتبه ی سوم χ مناسب هستند ۲۱. با مقایسه ویژه مقادیر سامانه ی مزبور با ویژه مقادیر یک نوسانگر هماهنگ دو بعدی تغییر شکل یافته به شکل زیر: $\hat{H} = \hbar \omega_a \hat{A}^{\dagger} \hat{A} + \hbar \omega_b \hat{B}^{\dagger} \hat{B},$

$$\hat{A} = \hat{a}f_a(\hat{n}), \qquad \hat{B} = \hat{b}f_b(\hat{n}), \tag{7}$$

توابع تغییر شکل یافتهی متناظر با سامانهی اپتیک غیرخطی مورد نظر به صورت زیر بدست میآیند [۵]:

$$\hat{f}_{i}(\chi_{i},\hat{n}_{i}) = \sqrt{1 + \frac{\chi_{i}}{\omega_{i}}(\hat{n}_{i}-1)}, \quad i = a, b.$$
 (7)

همانگونه که مشاهده می شود این تابعها، با ضرایب غیرخطی χ_a و χ_b و χ_a ، با بسامدهای ω_a و ω_b و تعداد فوتون-های مد اول و دوم \hat{n}_a و \hat{n}_b متناسب است و می توان با کنترل این ضرایب خواص غیر کلاسیکی سامانه را کنترل کرد.

در ادامه با توصیف سامانهی مورد نظر با استفاده از مدل شوینگر تعمیم یافته [۶]، حالتهای همدوس دومدی متناظر با این سامانهی اپتیک غیرخطی را بدست می آوریم. با تعریف عملگرهای شوینگری تغییر شکل یافتهی زیر

$$\begin{split} \hat{J}_{+}^{(\kappa)} &= \hat{A}^{\dagger} \hat{B} = \hat{f}_{a}(\chi_{a}, \hat{n}_{a}) \hat{a}^{\dagger} \hat{b} \hat{f}_{b}(\chi_{b}, \hat{n}_{b}), \\ \hat{J}_{-}^{(\kappa)} &= \hat{B}^{\dagger} \hat{A} = \hat{f}_{b}(\chi_{b}, \hat{n}_{b}) \hat{b}^{\dagger} \hat{a} \hat{f}_{a}(\chi_{a}, \hat{n}_{a}), \\ \hat{J}_{0}^{(\kappa)} &= \frac{1}{2} (\hat{n}_{a} - \hat{n}_{b}), \end{split}$$
(*)

به جبر تغییر شکل یافتهی (su_k(2 زیر برای توصیف سامانه اپتیک غیرخطی می رسیم:

$$\begin{bmatrix} \hat{J}_{0}^{(\kappa)}, \hat{J}_{\pm}^{(\kappa)} \end{bmatrix} = \pm \hat{J}_{\pm}^{(\kappa)},$$

$$\begin{bmatrix} \hat{J}_{\pm}^{(\kappa)}, \hat{J}_{\pm}^{(\kappa)} \end{bmatrix} = 2\hat{J}_{0}^{(\kappa)} + O(\kappa).$$
 (Δ)

آشکار است که در حد
$$0 o \chi_a o 0$$
 و $\chi_b o \chi_b$ ، جبر

(2) $SU_{\kappa}(2)$ (2) $SU_{\kappa}(2$

$$|\mu\rangle = C^{-1} \exp(\mu \hat{J}_{+}^{(\kappa)}) |0, N\rangle$$
$$= C^{-1} \sum_{n=0}^{N} \sqrt{\binom{N}{n}} F_{a,b}(n)! \mu^{n} |n, N-n\rangle, \qquad (Y)$$

[۷] به دست آورد:

که در آن
$$F_{a,b}(n)$$
 به صورت زیر تعریف می شود:
(۸) $= \frac{f_a(\chi_a, n_a)}{f_a(\chi_a, n_a)}$

$$F_{a,b}(n) = \frac{f_a(\chi_a, n_a)}{f_b(\chi_b, n_b - 1)},$$
 (A)

و C ضریب بهنجارش است. آشکار است که حالتهای همدوس $\langle \mu |$ را میتوان به عنوان خانوادهای از حالتهای همدوس غیرخطی متناظر با سامانهی اپتیک غیرخطی به شمار آورد. به سادگی مشاهده میشود که برای $0 \leftarrow \chi_a$ و شمار آورد. به سادگی مشاهده میشود که برای $0 \leftarrow \chi_a$ و $0 \leftarrow \delta_{\chi}$ ، (غیر خطیت به سمت صفر)، تابع تغییر شکل یافته به سمت 1 میل میکند ($1 \leftarrow (n)$, (n)) و حالت همدوس غیرخطی به حالت همدوس دومدی (2) ای [۸] تبدیل میشود. شایان ذکر است که اثبات رابطه تفکیک واحد نیز به سادگی از رهیافت مورد استفاده در مرجع [۲] بدست می آید.

خواص کوانتوم اپتیکی حالتهای همدوس $|\mu angle$

در این بخش، برای بررسی خواص آمار کوانتومی، پارامتر مندل[۹] یعنی

$$Q_{i} = \frac{\left(\Delta n_{i}\right)^{2} - \left\langle \hat{n}_{i} \right\rangle}{\left\langle \hat{n}_{i} \right\rangle}, \quad i = a, b$$
(9)

را برای حالتهای همدوس غیرخطی متناظر با سامانهی اپتیک غیرخطی بررسی خواهیم کرد.





شکل ۲: پارامتر مندل مد b برحسب µ برای N=10 ، 3، اخط چین قرمز) و 6.5=K (خط توپر آبی)

-0.5

b و a در شکلهای (۱) و (۲) پارامتر مندل برای مدهای a. با N = 10 و N = 0.2, 0.3 برحسب μ رسم شده است. همانطور که نشان داده شده است مد a ابتدا دارای آمار فراپواسونی است و با افزایش μ آمار زیرپواسونی آن تقویت می شود در صورتیکه مد b ابتدا دارای آمار زیر پواسونی است و با افزایش μ آمار فراپوسونی میشود و در نهایت به آمار يواسوني مي رسد. علاوه بر اين با افزايش غير خطيت برای یک μ ثابت نیز پارامتر مندل افزایش $\kappa_b = \chi_b / \omega_b$ می یابد. در ادامه، باتوجه به رفتار پارامتر مندل در اثر افزایش دامنه حالت همدوس، μ ، (افزایش ویژگیهای غیر کلاسیکی - در مد a و کاهش ویژگیهای غیر کلاسیکی در مد b) می توانیم پارامترهای بحرانی μ_{c_a} و μ_{c_b} ای برای گذار بین ویژگیهای کلاسیکی و غیرکلاسیکی تعریف کنیم، به گونه-ای که برای مد a (b) در مقدار بحرانی $\mu_{c_{1}}(\mu_{c_{2}})$ ، آمار فراپواسونی (زیرپواسونی) حالت همدوس $\ket{\mu}$ به آمار زيرپواسونی (فراپواسونی) تبديل میشود. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

غیرخطی را برای سامانه ی مزبور به دست آوردیم. همچنین نشان داده شد که با تغییر مولفه های غیرخطی سامانه ی ایتیکی و μ می توان خواص غیر کلاسیکی در سامانه را افزایش یا کاهش داد. که این موضوع می تواند مسیر مناسبی برای توصف الگوهای برهمکنش غیرخطی در ایتیک کوانتومی را فراهم آورد. علاوه بر این با معرفی پارامترهای بحرانی $_{a}^{\mu_{c_{a}}}$ و $_{a}^{\mu_{c_{a}}}$ به عنوان نقاط گذار از خواص غیر کلاسیکی سامانه به خواص عنوان نقاط گذار از خواص غیر کلاسیکی سامانه به خواص نشان دادیم که با تغییر نسبت غیر خطیت روی $\mu_{c_{a}}$ و می توان نشان دادیم که با تغییر نسبت غیر خطیت مولفه های سامانه مانه می توان نشان دادیم که با تغییر نسبت غیر خطیت مولفه های سامانه مانه می توان نشان دادیم که با تغییر نسبت غیر خطیت مولفه های سامانه مانه می توان خواص غیر کلاسیکی هر دو مد سامانه را کنترل

نمود.

مرجعها

- W. Vogel and R. L. de Matos Filho, "Nonlinear Coherent States ", Phys. Rev. A., Vol 54, p. 4560, 1996.
- [2] A. Mahdifar, R. Roknizadeh, M.H. Naderi, "Geometric approach to nonlinear coherent states using the Higgs model for harmonic oscillator", J. Phys. A: Math.Gen., Vol. 39, pp. 7003-7014, 2006.
- [3] M.H. Naderi, M. Soltanlkotabi, R. Roknizadeh," Dynamical Properties of a Two-Level Atom in Three Variants of the Two-Photon q-Deformed Jaynes–Cummings Model", J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 73, pp. 2413-2423, 2004.
- [4] J. G. Garrison and R. Y. Chiao, *Quantum Optics*, Oxford University Press, 2008.

[۵] مومنی دمنه، مژگان؛ مهدی فر، علی و رکنی زاده، رسول، "توصیف یک سامانه غیرخطی با استفاده از رهیافت حالتهای همدوس غیرخطی"، بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، زاهدان، ۱۳۹۹.

- [6] J. Schwinger, *Quantum Theory of Angular Momentum*, eds. L. C. Biedenharn and H. van Dam Academic Press, New York, 1965.
- [7] L. M. Kuang, F. B. Wang and Y. G. Zhou, "Dynamics of a harmonic oscillator in a finitedimensional Hilbert space", Phys. Lett. A., Vol. 183, p. 1, 1993.
- [8] V. Buzek and T. Quang, "Generalized coherent state for bosonic realization of SU(2) Lie algebra", J.Opt. Soc. Amer. B., Vol. 6, p. 2447, 1989.
- [9] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.





در شکل (۳) و (۴) $_{c_b}$ و $_{c_b}$ برحسب نسبت ضرایب غیرخطی، یعنی $K_b = 0.2, 0.3$ برای مقادیر 2.0.3 فیرخطی، یعنی $L = K_b/K_a$ بینی مقادیر 2.0.3 مده با 10 – N رسم شده است. همانطور که نشان داده شده است برای مد *a* با افزایش *L* ، μ_{c_a} با بتدا افزایش و سپس کاهش می یابد درصورتیکه برای مد *d* با افزایش *L* ، ثابت، کاهش می یابد درصورتیکه برای مد *d* با افزایش *L* ، ثابت، افزایش می یابد. همچنین با افزایش *K* برای یک *L* ثابت، تغییر نسبت ضرایب غیرخطی می توان خواص غیر کلاسیکی مورد نظر را کنترل کرد. به عنوان نمونه، می توان با افزایش پارامتر *L* ، سامانه را به ازای مقادیر بزرگتری از دامنه حالت همدوس $\langle \mu |$ ، در حالتی با ویژگیهای غیر کلاسیکی مربوط به مد *B* آماده سازی نمود.

نتيجهگيرى

در این مقاله توانستیم یک سامانه غیرخطی متناسب با $\chi^{(3)}$ را با استفاده از حالتهای همدوس غیرخطی توصیف کنیم، به گونهای که تابع تغییر شکل در نظریه حالتهای همدوس



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



لیزر دو ترازی از زاویه ای دیگر

بابک پروین

مراغه، دانشگاه مراغه، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، صندوق پستی ۸۳۱۱۱–۵۵۱۸۱

چکیده- رفتار یک اتم دو ترازی به دام افتاده در یک کاوک اپتیکی تک مد در حالت پایا بررسی شده است. معادله اصلی توصیف کننده سامانه در پایه های اتم-کاواک از لحاظ عددی حل شده است. رفتارهای نیمه کلاسیکی و کوانتومی در سامانه اتم-کاواک بر اساس معادلات نوشته شده قابل استخراج می باشد. نتایج شبیه سازی های منتج شده از معادله اصلی، صحت این دو رفتار مجزا را تایید می کند.

کلید واژه-اتم دو ترازی، فوتون پاد خوشه ای، کاواک اپتیکی، لیزینگ، ماتریس چگالی.

A Two-Level Laser from Another Viewpoint

Babak Parvin

Physics Department, Faculty of Basic Sciences, University of Maragheh, P.O. Box 55181-83111

parvin@maragheh.ac.ir

Abstract- The behavior of a two-level atom trapped in a single-mode optical cavity is examined in the steady state. The describing master equation of the system is numerically solved in the atom-cavity basis. The semiclassical and quantum treatments in the atom-cavity system can be derived based on the written equations. The outcomes of the simulations resulting from the master equation confirm the accuracy of these two separate behaviors.

Keywords: density matrix, lasing, optical cavity, photon antibunching, two-level atom.

1. Introduction

In completing the topics given in [1], another method in solving the master equation is mentioned here. In the previous work [1] to solve the describing master equation of the atom-cavity system, a combination of the continued fractions and quantum optics toolbox methods was used, but here to solve the same equation, the method of solving equations in the atom-cavity basis has been utilized. Due to the lack of space, not all content can be illustrated here and [1] can be referred for a more complete detail.

2. Model

A two-level atom enclosed in a single-mode optical cavity. The 1-2 atomic transition is incoherently pumped at the rate of Γ' . The atom-cavity coupling constant is g and the 1-2 atomic transition frequency is at the resonance with the cavity one. The spontaneous emission coefficient from level 2 to 1 is equal to γ and the cavity decay rate is κ . The master equation of the atom-cavity system is:

$$\begin{split} \dot{\rho} &= \left[g \left(a \hat{A}_{21} - a^{\dagger} \hat{A}_{12} \right), \rho \right] \\ &+ \frac{\Gamma'}{2} \left(2 \hat{A}_{21} \rho \hat{A}_{12} - \hat{A}_{11} \rho - \rho \hat{A}_{11} \right) \\ &+ \frac{\gamma}{2} \left(2 \hat{A}_{12} \rho \hat{A}_{21} - \hat{A}_{22} \rho - \rho \hat{A}_{22} \right) \\ &+ \frac{\kappa}{2} \left(2 a \rho a^{\dagger} - a^{\dagger} a \rho - \rho a^{\dagger} a \right), \end{split}$$
(1)

by using the master equation, the temporal evolution of the underneath quantities can be written as:

$$\dot{A}_{11} = -g\left\langle \hat{A}_{12}a^{\dagger} \right\rangle - g\left\langle \hat{A}_{21}a \right\rangle - \Gamma' A_{11} + \gamma A_{22}, \quad (2)$$

$$\dot{A}_{12} = g \left\langle \hat{A}_{11} a \right\rangle - g \left\langle \hat{A}_{22} a \right\rangle - 0.5 \left(\Gamma' + \gamma \right) A_{12}, \quad (3)$$

$$\dot{A}_{22} = g\left\langle \hat{A}_{21}a \right\rangle + g\left\langle \hat{A}_{12}a^{\dagger} \right\rangle + \Gamma' A_{11} - \gamma A_{22}, \qquad (4)$$

$$\dot{\alpha} = -gA_{12} - 0.5\kappa\alpha,\tag{5}$$

in the semiclassical approximation in which the correlations of the atom and cavity can be ignored, the above equations take this form:

$$\dot{A}_{11} = -gA_{12}\alpha^* - gA_{21}\alpha - \Gamma'A_{11} + \gamma A_{22}, \tag{6}$$

$$\dot{A}_{12} = gA_{11}\alpha - gA_{22}\alpha - 0.5(\Gamma' + \gamma)A_{12}, \tag{7}$$

$$\dot{A}_{22} = gA_{21}\alpha + gA_{12}\alpha^* + \Gamma'A_{11} - \gamma A_{22}, \qquad (8)$$

$$\dot{\alpha} = -gA_{12} - 0.5\kappa\alpha,\tag{9}$$

by replacing $A_{21} = A_{12}$ and $\alpha^* = \alpha$ in the above equations, we will have:

$$\dot{A}_{11} = -2gA_{12}\alpha - \Gamma'A_{11} + \gamma A_{22}, \tag{10}$$

$$\dot{A}_{12} = gA_{11}\alpha - gA_{22}\alpha - 0.5(\Gamma' + \gamma)A_{12}, \qquad (11)$$

$$\dot{A}_{22} = 2gA_{12}\alpha + \Gamma'A_{11} - \gamma A_{22}, \qquad (12)$$

$$\dot{\alpha} = -gA_{12} - 0.5\kappa\alpha,\tag{13}$$

by eliminating the first level population, we have:

$$\dot{A}_{12} = g\alpha - 2gA_{22}\alpha - 0.5(\Gamma' + \gamma)A_{12}, \qquad (14)$$

$$\dot{A}_{22} = 2gA_{12}\alpha + \Gamma' - (\Gamma' + \gamma)A_{22}, \qquad (15)$$

$$\dot{\alpha} = -gA_{12} - 0.5\kappa\alpha,\tag{16}$$

after solving the above equations in the steady state, we arrive at m = 0 or:

 $m = -0.5 p^{2} + (0.5 N_{A}^{-1} - 1) p - 0.5 (N_{A}^{-1} + 1), (17)$ in the above relations, these parameters $N_{A} = \kappa \gamma / (4g^{2}), \quad N_{\gamma} = \gamma^{2} / (4g^{2}), \quad p = \Gamma' / \gamma,$ $m = n / N_{\gamma}$ and $n = |\alpha|^{2}$ are applied. The numerical value of $N_{A} = 0.05$ is applied in all diagrams in the subsequent sections.

3. Atom-Cavity Basis

To compare the semiclassical pattern with a completely quantum model, we examine the behaviour of the system at an arbitrary pumping $p = 1.5 p_1$, where p_1 is the smaller root of Eq. (17) which reveals the laser threshold. In the atom-cavity basis, the temporal evolution of the different elements of the density matrix are obtained from:

$$\dot{\rho}_{n,1;n,1} = -g\sqrt{n}\rho_{n-1,2;n,1} - g\sqrt{n}\rho_{n,1;n-1,2} - (\Gamma' + \kappa n)\rho_{n,1;n,1} + \gamma\rho_{n,2;n,2}$$
(18)
+ $\kappa (n+1)\rho_{n+1,1;n+1,1},$

$$\dot{\rho}_{n-1,2;n,1} = g\sqrt{n}\rho_{n,1;n,1} - g\sqrt{n}\rho_{n-1,2;n-1,2} -0.5(\Gamma' + \gamma + \kappa(2n-1))\rho_{n-1,2;n,1}$$
(19)

$$+\kappa \sqrt{n(n+1)} \rho_{n,2;n+1,1},$$

$$\dot{\rho}_{n,2;n,2} = g \sqrt{n+1} \rho_{n+1,1;n,2} + g \sqrt{n+1} \rho_{n,2;n+1,1}$$

$$+\Gamma' \rho_{n,1;n,1} - (\gamma + \kappa n) \rho_{n,2;n,2}$$
(20)

$$+\kappa (n+1) \rho_{n+1,2;n+1,2},$$

which form a closed and infinite set of equations. To solve these equations in the steady state, by truncating these equations in an arbitrary n such as N, those can be brought into Ax = b and finally one can obtain the unknown matrix x. When the answer of x is acceptable that its values do not change for N-1 and N+1. By specifying the matrix x, the following physical quantities can be obtained:

$$A_{22} = \left\langle \hat{A}_{22} \right\rangle, \tag{21}$$

$$m = \left\langle a^{\dagger} a \right\rangle / N_{\gamma}, \tag{22}$$

$$g^{(2)}(0) = \left\langle a^{\dagger^2} a^2 \right\rangle / \left\langle a^{\dagger} a \right\rangle^2, \qquad (23)$$

which indicates the second level population, scaled photon number and second-order coherence function at zero-time delay, respectively. In Fig. 1, the scaled photon number curves are plotted in two separate intervals. The depicted results show that for large N_{γ} 's the semiclassical behaviours prevail in the system and with decreasing N_{γ} , the deviation from the semiclassical case increases and the quantum processes are expected to appear in the system.



Fig. 1: The curves of m for different N_{γ} 's along with the semiclassical case in terms of pat two various intervals

In Fig. 2, the second-order coherence function is used to determine the behaviour of the emitted light. For the largest N_{γ} , at below threshold, the radiated

light is thermal and becomes coherent at above threshold and gets thermal again as the pump increases further. As N_{γ} decreases the light becomes bunched. For the lowest N_{γ} and in the weak driving limit, the light denotes the antibunching characteristic. Therefore, the results of this section display that for large enough N_{γ} 's, the behaviours of the semiclassical laser emerge in the system and for small enough N_{γ} 's and in the weak driving limit, the antibunched light is emitted which is a quantum light. The drawn outcomes in Figs. 1 and 2 are in complete agreement with those of [1].



Fig. 2: The graphs of $g^{(2)}(0)$ for several N_{γ} 's versus p in two different domains

4. Photon Antibunching

Here we want to see that what quantum effects appear in the system for small N_{γ} 's. In the weak driving limit $\Gamma' \ll \gamma$ which is equivalent to $p \ll 1$, Eqs. (18) to (20) can be expanded to the second order of Γ' . Using these equations, one can say that $\rho_{n,l;n,1}$ and $\rho_{n-1,2;n,1}$ are of the order of n with respect to Γ' and $\rho_{n,2;n,2}$ is of the order of n+1. By opening the given equations to the leading order:

$$\dot{\rho}_{0,1;0,1} = -\Gamma' \rho_{0,1;0,1} + \gamma \rho_{0,2;0,2} + \kappa \rho_{1,1;1,1}, \qquad (24)$$

$$\dot{\rho}_{1,1;1,1} = -g\rho_{0,2;1,1} - g\rho_{1,1;0,2} - \kappa\rho_{1,1;1,1}, \qquad (25)$$

$$\dot{\rho}_{2,1;2,1} = -g\sqrt{2}\rho_{1,2;2,1} - g\sqrt{2}\rho_{2,1;1,2} - 2\kappa\rho_{2,1;2,1}, \quad (26)$$

$$\dot{\rho}_{0,2;1,1} = g\rho_{1,1;1,1} - g\rho_{0,2;0,2} - 0.5(\gamma + \kappa)\rho_{0,2;1,1}, \quad (27)$$
$$\dot{\rho}_{1,2;2,1} = g\sqrt{2}\rho_{2,1;2,1} - g\sqrt{2}\rho_{1,2;1,2} -0.5(\gamma + 3\kappa)\rho_{1,2;2,1},$$
(28)

$$\dot{\rho}_{0,2;0,2} = g\rho_{1,1;0,2} + g\rho_{0,2;1,1} + \Gamma'\rho_{0,1;0,1} - \gamma\rho_{0,2;0,2}, \quad (29)$$

$$\dot{\rho}_{1,2;1,2} = g\sqrt{2\rho_{2,1;1,2}} + g\sqrt{2\rho_{1,2;2,1}} + \Gamma'\rho_{1,1;1,1} - (\gamma + \kappa)\rho_{1,2;1,2},$$
(30)

which from a closed set of equations. In the weak driving limit, the population of the first level to the first order of Γ' can be written as:

$$\rho_{0,1;0,1} + \rho_{1,1;1,1} = 1, \tag{31}$$

by solving these equations in the steady state:

$$\rho_{0,1;0,1} = \frac{(\gamma + \kappa)(1 + N_A)}{(\gamma + \kappa)(1 + N_A) + \Gamma'},$$
(32)

$$\rho_{1,1;1,1} = \frac{\Gamma'}{(\gamma + \kappa)(1 + N_A)} \rho_{0,1;0,1},$$
(33)

$$\rho_{0,2;0,2} = \left(1 + \frac{\kappa}{4g^2} (\gamma + \kappa)\right) \rho_{1,1;1,1},$$
(34)

$$\rho_{2,1;2,1} = \frac{\Gamma'}{\left(\gamma + 3\kappa\right) \left(1 + \frac{\kappa}{4g^2} \left(\gamma + \kappa\right)\right)} \rho_{1,1;1,1}, \qquad (35)$$

now the second level population, second-order coherence function to the leading order are derived from:

$$A_{22} \simeq \frac{\left(N_{\gamma} + N_{\gamma}N_{A} + N_{A}^{2}\right)p}{N_{\gamma} + N_{\gamma}N_{A} + N_{A} + N_{A}^{2} + N_{\gamma}p},$$
(36)

$$g^{(2)} \simeq \frac{2N_{\gamma} \left(N_{\gamma} p + N_{\gamma} + N_{A} + N_{A} N_{\gamma} + N_{A}^{2}\right)}{N_{\gamma}^{2} + N_{A} N_{\gamma}^{2} + 4N_{\gamma} N_{A}^{2} + 3N_{A} N_{\gamma} + 3N_{A}^{3}}, \quad (37)$$

which relation (37) is equal to that one written in [1]. Now the above functions can be plotted under these conditions $N_A \ll 1$ and $N_\gamma \ll N_A^2$, although to apply these conditions the two variables Taylor expansion method can be used similar to that of used in [1], but here this method is not applied since the mentioned approximations show their effects directly on the drawn curves. In Fig. 3(a), the curves of $g^{(2)}(0)$ are depicted for different N_γ 's against p. The dashed curves are plotted according to

Eq. (23) and the solid lines are drawn based on Eq. (37). With the decline of N_{γ} , the obtained results become closer and closer to those of the simulations and stronger antibunching phenomenon occurs.



In Fig. 3(b), the A_{22} curves are drawn for some N_{γ} 's versus p. The solid lines are plotted according to Eq. (36) and the dashed diagrams are depicted based on Eq. (21). By reducing N_{γ} , the achieved results become close to the simulation ones and this indicating that the applied approximations in this section are acceptable.

5. Conclusions

In this work, the different behaviours of the twolevel atom enclosed in the single-mode optical cavity are theoretically examined. The master equation describing the atom-cavity system is solved numerically in the density matrix basis. The results show that for large N_{γ} 's, the system unravels the behaviour of the semiclassical laser, and for small N_{γ} 's and in the weak driving limit, the photon antibunching quantum feature appears in the system. The brought results appropriately verify the obtained findings in [1] which applied other approaches to solve the master equation.

References

[1] B. Parvin, "Lasing and nonlasing regimes in a twolevellaser," Eur. Phys. J. Plus, Vol. 136, pp. 728 (1-13), 2021 and references therein.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



اثر ميدان مغناطيسى بر تحول فضايى گرمايش پاندرمتيو الكترون

محمدرضا جعفرى ميلانى

پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، تهران

چکیده – در این کار تحول پهنای باریکه لیزری گاوسی شدت بالا با قطبش دایروی در یک پلاسمای مغناطیده در حضور اثر غیرخطی نیروی پاندرمتیو مطالعه شده است. ابتدا با استفاده از تقریب پیرامحوری، معادله تحول اندازه لکه باریکه بدست آمد و سپس به صورت عددی حل و اثر میدان مغناطیسی بر نحوه انتشار باریکه لیزر و گرمایش الکترون برای دو قطبش دایروی راستگرد و چپگرد بررسی شد. نتایج حل عددی نشان میدهد استفاده از قطبش راستگرد باعث تقویت خودکانونی باریکه شده در حالی که قطبش چپگرد برسی تضعیف آن شده است. مشاهده شد که انرژی و گرمایش الکترونها نسبت به پارامترهای میدان مغناطیسی و قطبش کاملاً حساس است.

كليد واژه- برهمكنش ليزر-پلاسما، خودكانوني، گرمايش الكترون

Effect of magnetic field on spatial evolution of ponderomotive electron heating

M. R. J. Milani

Photonics and Quantum technologies Research School, NSTRI, Tehran

Mrj.milani@gmail.com

Abstract- In this work, evolution of circularly polarized high intensity Gaussian laser beam in a magnetized plasma is studied by considering the ponderomotive nonlinearity. First, equation governing the laser spot size was obtained using a paraxial approximation and then solved numerically and the effect of magnetic field on the laser beam propagation and electron heating was investigated for both right and left-handed polarization states. It is observed that the right-handed polarization causes an increase in the strength of the self-focusing while the lefthanded polarization causes a decrease in the strength of the self-focusing. It is seen that energy and heating of electron are quite sensitive to the magnetic field and polarization state.

Keywords: laser-plasma interaction, self-focusing, electron heating

۱– مقدمه

برهمکنش لیزر با پلاسما زمینههای گسترده تحقیقاتی و کاربردی را شامل می شود که می توان به شتابدهی ذرات باردار، لیزرهای پرتو ایکس، تولید امواج تراهرتز، گداخت هستهای، و تولید هماهنگهای بالاتر اپتیکی و ... اشاره کرد[۱]. برهمکنش ليزر پرشدت با پلاسما مىتواند منجر به اثرات غيرخطى شود كه در بین آنها فرایند خودکانونی (وابسته به پهنای فضایی) پالس لیزر از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است، زیرا تمام فرایندهای غیرخطی دیگر، تحت تأثیر تغییرات توزیع شدت لیزر در طول انتشار آن در محیط هستند. . در این کار دینامیک باریکه لیزری گاوسی در حین انتشار در پلاسمای مغناطیده مطالعه شده است. برای این کار دو قطبش دایروی راستگرد و چپگرد برای پالس لیزری که در راستای میدان مغناطیسی خارجی، جهت z منتشر می شود در نظر گرفته شده، تحول باریکه لیزری و انرژی الکترونها در نتيجه تغييرات شدت ليزر، و اثر قطبش موج و ميدان مغناطیسی خارجی با در نظر گرفتن نیروی پاندرماتیو بررسی شده است.

۲- بیان مساله و معادلات اساسی

باریکه لیزر گاوسی با شدت بالا و قطبش دایروی را در نظر می-گیریم که با فرکانس زاویهای *ش*در امتداد محور z به طور عمودی به یک پلاسمای سرد مغناطیده با چگالی الکترونی اولیه *n*_{e0} فرود میآید. جهت میدان مغناطیسی همراستای انتشار باریکه لیزر میباشد. دامنه میدان الکتریکی باریکه لیزر را می توان به صورت زیر نوشت:

 $\vec{E}_{\pm}(r,z,t) = A_{\pm}(r,z,t)(\hat{x}\pm i\hat{y})\exp[i(\omega t - k_{\pm}z)]; \quad (1)$

که در آن برای باریکه لیزر گاوسی دامنه مختلط A را به صورت $\vec{A} = \vec{A}_0(r, z) \exp[-ikS(r, z)]$ در نظر می گیریم که در آن $\vec{A} = \vec{A}_0(r, z) \exp[-ikS(r, z)]$ در نظر می گیریم که در آن $A_{00}^2 = \frac{A_{00}^2}{f(z)} \exp(\frac{-r^2}{f(z)^2 r_0^2})$ $A_{00} = \frac{A_{00}^2}{f(z)} \exp(\frac{-r^2}{f(z)^2 r_0^2})$ در خلاء، $a_{00} c$ در خلاء، $a_{00} c$ در خلاء، $a_{00} c$ در خلاء، $b_{\pm} = \sqrt{\mathcal{E}_{0\pm}(z)} \omega/c$ در ماهنه اولیه میدان الکتریکی لیزر، r_0 اندازه لکه اولیه و f پارامتر باطه دامنه اولیه میدان الکتریکی لیزر، r_0 اندازه لکه اولیه و f پارامتر علامت بالایی (پایینی) به موج قطبیده با قطبش راستگرد (چپگرد) مربوط می شود. سرعت نوسانی الکترونها در اثر انتشار

لیزر در پلاسما میتواند در مختصات قطبی از روابط زیر بدست آید[۲]:

$$\mathbf{v}_{r} = -\frac{ie}{m_{e}\omega} \frac{E_{r} - \frac{i\omega_{c}}{\omega} E_{\theta}}{1 - \frac{\omega_{c}^{2}}{\omega}}$$
(7)

$$\mathbf{v}_{\theta} = -\frac{ie}{m_{e}\omega} \frac{E_{\theta} + \frac{i\omega_{c}}{\omega}E_{r}}{1 - \omega_{c}^{2}}.$$
(7)

که در آن m, e بار و جرم الکترون، $\frac{eB_0}{m_0c^2}$ فرکانس سیکلوترونی الکترون است. نیروی پاندرمتیو پالس لیزری را می-توان از رابطه زیر بدست آورد[۳]:

$$\mathbf{F}_{p} = \frac{-m_{e}}{2} \operatorname{Re}\left(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}^{*}\right) - \frac{e}{2c} \operatorname{Re}\left(\mathbf{V}^{*} \times \mathbf{B}\right).$$
([¢])

با در نظر گرفتن معادله ماکسول برای میدان مغناطیسی و جاگذاری روابط (۲) و (۳) در (۴) مولفه شعاعی نیروی پاندرمتیو قابل محاسبه است. تغییر توزیع جمعیت الکترونی پلاسما در اثر نیروی پاندرمتیو پالس لیزری منجر به تغییر تابع دیالکتریک پلاسما میشود، که این کمیت نیز به نوبه خود در روند انتشار باریکه لیزری مؤثر است. به همین دلیل برای بررسی دینامیک انتشار پالس لیزری ابتدا بایستی چگالی الکترونی تصحیح شده را به دست آوریم. از معادله تکانه (در حالت مانا) برای الکترونها شامل ترمهای گرادیان فشار و نیروی پاندرمتیو و شرایط شبه خنثایی پلاسما، توزیع چگالی الکترونها با معادله زیر داده می-شود:

$$n_{e\pm}(r,z) = n_{e0} \exp\left(-\frac{a}{T_{e0}} |A_{\pm}|^{2}\right),$$
 (Δ)

که \mathbf{T}_{e0} و $a = \frac{e^2}{4m_e\omega^2} (1 \pm \Omega_c) \left[\frac{2 \pm \Omega_c - \Omega_c^2}{1 - \Omega_c^2} \right]$ که

الکترون، $\Omega_c = \omega_c \ / \omega$ است. تابع دیالکتریک یک پلاسمای مغناطیده یک تانسور مرتبه دو است که فرمی ساده به خود می-گیرد اگر میدان مغناطیسی در راستای انتشار لیزر باشد، (مساله حاضر) در این صورت خواهیم داشت:

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \mp i\varepsilon_{xy} = 1 - \frac{\Omega_p^2}{1 \mp \Omega_c}, \qquad (\%)$$

 $\Omega_p = \frac{\omega_{p0}}{\omega}$. می توان تابع دی الکتریک پلاسما را در تقریب $\Omega_p = \frac{\omega_{p0}}{\omega}$ پیرامحوری، حول r تا مرتبه دوم بسط (تیلور) داد:

$$\varepsilon_{\pm}(r,z) = \varepsilon_{0\pm}(z) + \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_{r\pm}(z)$$
 (Y)

که $\left| \mathcal{E}_{r}(z) = -r_{0} \partial \mathcal{E}(r,z) / \partial r^{2} \right|_{r=0}, \mathcal{E}_{0}(z) = \mathcal{E}(r,z) |_{r=0}$. با جایگذاری چگالی از معادله (۵) در (۶) تابع دی الکتریک در یک پلاسمای مغناطیده بطور کامل بدست می آید. با جایگذاری میدان (۱) در معادله موج و با احتساب تقریبهای *WKB* ((1) در معادله موج و با احتساب تقریبهای *WKB* ((1) در معادله موج و با احتساب تقریبهای مشابه آنچه که در مرجع [۴] بکار رفته، معادله (بی بعد شده) انتشار باریکه لیزری گاوسی در یک پلاسمای مغناطیده حاصل می شود:

$$\varepsilon_{0\pm} \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{\alpha^2}{\rho^4 f^3} - \frac{\alpha \varepsilon_{r\pm}}{\rho^2} f \tag{(A)}$$

متغیرهای $\rho = r_0 \omega/c$ و $\rho = r_0 \omega/c$ متغیرهای بدون بعد هستند. رابطه (۸) معادله دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر تحول اندازه لکه باریکه لیزر نسبت به فاصله انتشار گر در پلاسما است. با توجه به رابطه (۴) میتوان انرژی پاندرمتیو الکترونها (۹) میتوان انرژی پاندرمتیو لیزر) و تحول آن در راستای انتشار را به دست آورد. این انرژی لیزر) و تحول آن در راستای انتشار را به دست آورد. این انرژی T_e الیزر) و تحول آن در راستای انتشار را به دست آورد. این انرژی میبر مردی انرژی میبر میرونها در میدان عرضی کسب شده توسط الکترونها معادل افزایش دمای جنبشی آنها ماست. بنابراین انرژی بهنجار E_p برحسب شدت میدان عرضی را میتوان به صورت زیر نوشت:

$$T_{e\pm} = E_p / T_{e0} = \frac{e^2}{4m_e \omega^2 T_{e0}} \left(1 \pm \Omega_c \right) \left[\frac{2 \pm \Omega_c - \Omega_c^2}{1 - \Omega_c^2} \right] \quad (9)$$
$$\times \frac{A_{00}^2}{f(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{f(z)^2 n_0^2} \right)$$

۳- نتايج

معادله (۸) به دما، چگالی اولیه الکترون و پارامترهای فضایی f(z) انتشار بستگی دارد. به منظور یافتن تغییرات (f(z) (متناظر با تحول فضایی لیزر) برحسب تابعی از مسافت بهنجار (ξ) طی شده در محیط پلاسما، معادله (۸) با



شکل ۱) تغییرات پارامتر بی بعد پهنای فضایی (f) باریکه لیزری بر حسب طول انتشار ξ در پلاسما برای مقادیر مختلف Ω_c . الف) قطبش راستگرد ب) چپگرد

پارامترهای اولیهی لیزر و پلاسما به کار رفته عبارتند از: طول موج ليزر نئوديميوم ياگ، شدت $\lambda_L = 1064 \, nm$ اوليه $I_0 = 10^{16} W / cm^2$ ، اندازه لكه اوليه ليزر دماى ، $n_{e0}=10^{18}\,cm^{-3}$ چگالى اوليه الكترون $r_0=20\,\mu m$ اوليه الكترون $T_e = 2.5 \, keV$. در شكل (۱- الف و ب ξ تغییرات پارامتر پرتو f برحسب طول بهنجار انتشار برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی و دو قطبش دایروی راستگرد و چپگرد رسم شده است.مقدار f < 1 بیانگر خودکانونی باریکه لیزر است. با مقایسه شکل ۱ (الف و ب) مشاهده می شود که در یک شرایط اولیه یکسان تغییرات میدان مغناطیسی تاثیر متفاوتی بر رفتار انتشار باریکه لیزری با قطبش راستگرد و چپگرد در یک پلاسمای مغناطیده می گذارد. در حقیقت با افزایش میدان مغناطیسی از $\Omega_c = 0.4$ تا $\Omega_c = 0.4$ اندازه دامنه پارامتر f کاهش و به عبارتی قدرت خودکانونی باریکه برای قطبش راستگرد افزایش می یابد (شکل ۱-الف). اما در مورد قطبش چیگرد



شکل۲) تحول دمای الکترون برحسب r_0, ξ . الف) قطبش راستگرد و $\Omega_c = 0.1$. $\Omega_c = 0.4$

۴- نتیجهگیری

در این کار اثر میدان مغناطیسی و قطبش بر پدیده خودکانونی باریکهی لیزر گاوسی منتشر شونده در یک پلاسما بررسی شد. نتایج نشان میدهد در حالت قطبش دایروی راستگرد با افزایش میدان مغناطیسی خارجی مکانیزم خودکانونی تقویت میشود. در حالیکه برای قطبش چپگرد افزایش میدان مغناطیسی عملکرد پدیده خودکانونی باریکه را تضعیف میکند. مشاهده شد که تحول فضایی دمای الکترون نتیجه خودکانونی لیزر هنگام انتشار در پلاسما است.

مراجع

- B. Ha_zi, A. Ting, P. Sprangle, and R. Hubbard, "Relativistic focusing and ponderomotive channeling of intense laser beams," Physical Review E 62, 4120 (2000).
- [2] S. Hussian, R. K. Singh and P. R. Sharma, EPL, 112, (2015).
- [3] C. S. Liu and V. K. Tripathi, Interaction of electromagnetic waves with electron beams and plasmas (World Scientific, 1994).
- [4] M. R. J. Milani, S. Rezaei and M. J. Jafari, Contrib. Plasma Phys, 2019,59.

افزايش ميدان مغناطيسي خارجي موجب افزايش شعاع باریکه شده است. بنابراین تغییر قطبش باریکه ورودی و ميدان مغناطيسي ميتواند روشي براي كنترل رفتار انتشار باریکه در پلاسمای مغناطیده باشد. علت فیزیکی این پدیده را مى توان با چرخش سيكلوترنى الكترونها توضيح داد. باریکه لیزری قطبیده در حین انتشار در پلاسما نیرویی در جهت چرخش سیکلوترنی الکترونها وارد میکند. در حقيقت جهت حركت سيكلوترني الكترونها در همان جهت چرخش صفحه قطبش راستگرد است. از طرف دیگر مطابق با رابطه (۶) اگر ω_c به سمت ω میل کند (در مورد قطیش ,استگرد) موج در شرایط تشدید با حرکت سیکلوترنی الکترونها قرار می گیرد و انرژی خود را به طور ييوسته ضمن شتاب دادن الكترونها از دست مىدهد. بنابراین در حالت قطبش راستگرد میدان مغناطیسی سرعت عرضی الکترون و در نتیجه پدیدههای غیرخطی را تقویت می کند. در مقابل، حرکت سیکلوترنی الکترون با افزایش میدان مغناطیسی در مورد قطبش چپگرد کندتر شده و در نتیجه میزان خودکانونی ناشی از پدیدههای غیرخطی برهمکنش پالس لیزری با پلاسما کاهش مییابد[۳]. شکل (۲) توزيع و تحول فضايي دماي بهنجار الكترون نسبت به مسافت بهنجار انتشار ξ و r/r_0 ، در اثر پدیدهی خودکانونی، حین انتشار باریکه در پلاسما برای مقادیر مختلف Ω_c و دو قطبش را نشان میدهد. این شکل انرژی ياندرمتيو الكترونها (بر اساس حركت نوساني الكترونها تحت تأثیر میدان عرضی لیزر) را که خود با انتشار در پلاسما به دلیل اثرات غیرخطی اصلاح می شود، نمایش میدهد. دمای الکترون ها در جاهایی که باریکه به شدت خودکانونی شده بالا است.



بررسی و مقایسه روش های محاسباتی واپیچی فاز در سیستم های نویزی بازسازی فاز

محمدرضا جعفرفرد، راضيه عباسی mrjafarfard@iust.ac.ir, razieh.abbasi75@gmail.com

چکیده - بدست آوردن فاز تصویر نهایی در دیجیتال هولوگرافی و یا میکروسکوپ های فاز کمی در اکثر مواقع به دلیل شرایطی مانند درصد نویز بالا یا زیاد بودن فاز نمونه با مشکلاتی روبرو است. زمانی که اختلاف فاز نمونه و محیط از محدوده برد تابع تانژانت معکوس فراتر می رود باعث پرش هایی در تصویرفاز و یا به اصطلاح مشکل پیچش فاز می شود. راهکارهای واپیچی مختلفی برای حل این مشکل ارائه شده است که هر کدام محدودیت هایی مانند درصد نویز تصویر دارند. در این مقاله سه روش محاسباتی برای واپیچی فاز در سیستم های نویزی بازسازی فاز با استفاده از شبیه سازی در نرم افزار متلب ارائه می شود. ابتدا به معرفی سه روش محاسباتی برای رفع واپیچش فاز به نام های نویزی بازسازی فاز با استفاده از شبیه سازی قابلیت اطمینان پرداخته می شود و سپس این سه روش با شبیه سازی روی نمونه های گوسی با درصدهای نویز مختلف در نرم افزار متلب مقایسه می شوند.

کلید واژه- واپیچش فاز، دیجیتال هولوگرافی، اندازه گیری فاز

Investigation and comparison on computational methods for phase unwrapping in noisy phase retrieval systems

Mohammad Reza Jafarfard, Razieh Abbasi mrjafarfard@iust.ac.ir, razieh.abbasi75@gmail.com

Abstract – Obtaining the final phase image in digital holography or quantitative phase microscopy usually has some difficulties due to high percentage of the noise and the high amount of phase of samples. When the phase difference between sample and its medium is more than 2π , the phase image contains many jump in the points out of the range of inverse tangent that called wrapping problem in phase imaging. Numerous methods have been reported that each of them contains some limitation such as the percentage of the noises. In this paper we present three numerical method for phase unwrapping using simulation in MATLAB. Firstly, we introduce the three methods named reliability method, minimum network flow method and resistance transfer equation method and we compare these methods by simulating on a Gaussian sample with different percentage of the noises.

Keywords: phase unwrapping, digital holography, phase measurement

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

اندازه گیری فاز یک نمونه اطلاعات بسیار مهمی از ضریب شکست و ضخامت و یا ارتفاع آن به ما ارائه می دهد. در سالهای اخیر روشهای دیجیتال هولوگرافی و یا میکروسکوپ های فاز کمی به منظور اندازه گیری این پارامترها در صنعت و زیست شناسی توسعه های زیادی یافته اند. بیشتر روشهای موجود دارای مشکلاتی مانند رزولوشن ، سرعت کم و عدم ارائه اطلاعات کمی فاز می باشند. همچنین از این جهت که فاز سیگنال از رابطه تانژانت معکوس بدست میآید و برد این تابع در محدوده $[\pi+\pi-]$ می باشد، در الگوریتم بازسازی فاز مقادیر پیچش و ابهام فاز میشود. راهکارهای زیادی برای حل این مشکل پیچش و ابهام فاز میشود. راهکارهای زیادی برای حل این مشکل پیشنهاد شده است که هر کدام مزیت ها و ضعف هایی دارند. در این مقاله سه نوع روش محاسباتی واپیچش فاز جریان شبکه، معادله انتقال شدت و قابلیت اطمینان برای سیگنال های نویزی، توضیح و ارائه شده است و با استفاده از نرم افزار متلب این سه روش بر روی یک فاز گوسی شبیه سازی شده اجرا و مقایسه می شود.

واپیچش فاز

به منظور بازسازی فاز روشهای بسیار متعددی پیشنهاد شده است. به عنوان مثال یکی از چیدمانهای میکروسکوپ فاز کمی در شکل(۱) نشان داده شده است. این چیدمان مربوط به نمونه یک نمونه شفاف است، و تصویر با استفاده از نوری که از نمونه عبور می کند، ایجاد می شود. شدت نوری که به دوربین وارد می شود به صورت زیر بدست می آید:

 $I(x) = I_R I_S(x) + 2[I_R I_S(x)]^{1/2} \cos[qx + \varphi(x)] \quad (1)$

که می توان فاز را با استفاده از ساخت یک سیگنال مختلط و انتگرال تبدیل هیلبرت بازسازی کرد:



شکل(۱): مثالی چیدمان های مختلف میکروسکوپ اندازه گیری فاز

$$\begin{aligned} z(x) &= \frac{1}{2}u(x) + i\frac{p}{\pi\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u(x')}{x-x'} \end{aligned} \tag{2} \\ \text{ big in the set of } e^{-1}\{\frac{Im[z(x)]}{Re[z(x)]}\} \quad \text{ set } e^{-1}\{\frac{Im[z(x)]}{Re[z(x)]}\} \end{aligned}$$

اید[۲]. برد این کابع ار ۲ ما ۲ سال و افر کار بیستر از ۲ یا تمیر ازπ-شود، فاز نهایی آن را تشخیص نمی دهد و سبب پیچش فاز می شود. از آنجا که فاز پیچیده شده، یک عکس کاملا مبهم است، برای بدست آوردن تصویر واقعی می بایست با استفاده از روشهای واپیچی پیچش فاز را از بین برد.

الگوريتم واپيچش متداول با اضافه کردن ۲π

در این روش ابتدا مضرب های صحیح p(i) از π به فاز پیچیده اضافه می کنیم p(i) از اختلاف فاز پیکسل های مجاور به صورت اضافه کردن مضارب π به نقاط ناپیوستگی $\Delta \varphi$ بدست می آید.

$$\varphi_{unwrap}(i) = \varphi_{wrap}(i) + \tau \pi. p(i)$$
(3)
$$\Delta \varphi_{wrap}(i) = \varphi_{wrap}(i) - \varphi_{wrap}(i-1)$$
(4)

برای مقادیر فاز بیشتر از π مقدار مضرب 2π کم یا اضافه می شود تا اختلاف فاز بین دو پیکسل کم تر از π شود و بدین صورت واپیچی انجام میشود. این روش کاملا متداول است و به صورت یک تابع معروف در داخل برنامه متلب وجود دارد. اما زمانی که مقدار نویز بالا می رود این روش کارایی خود را از دست می دهد. برای مثال در شکل ۲ عدم کارایی این روش در بازسازی فاز نشان داده شده است. قسمت (a) شبیه سازی یک سیگنال گوسی و در قسمت (b) ، فاز پیچیده سیگنال که در داخل تابع نانژانت معکوس قرار گرفته است، نشان می دهد. قسمت (c) ، به این فاز گوسی مقداری نویز اضافه شده است که در شکل (b) با روش اضافه کردن مضارب 2π اطلاعات فاز بازسازی شده است. همانگونه که مشاهده میشود واپیچش در مقدار نویز بالا به درستی انجام نمی شود و نیاز به روش های دیگر برای واپیچش فاز است.



شکل(۲): واپیچش یک نمونه فاز گوسی نویزی

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

روش واپیچش با معادله انتقال شدت

در این روش واپیچش فاز با حل معادله پواسون به صورت زیر انجام میشود[2]:

$$\frac{\partial^2 \Phi\left(x_3 y\right)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi\left(x_3 y\right)}{\partial y^2} = \nabla^2 \varphi\left(x_3 y\right)$$
(5)

که در آن ϕ فاز پیچیده و ϕ فاز واپیچیده و ∇^2 عملگر لاپلاسین می باشد. با استفاده از روش پاندی با مشتق محوری شدت متمرکز شده در راستای x و y معادله بالا به صورت زیر بدست می آید:

$$\frac{\partial^2 \Phi\left(x_3 y\right)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi\left(x_3 y\right)}{\partial y^2} = -\frac{\frac{\nabla \pi}{\lambda} \frac{I(x, y, z + \Delta z) - I(x, y, z - \Delta z)}{2\Delta z}}{(6)}$$

که در آن
$$I(x, y, z)$$
 شدت طرح تداخلی ثبت شده روی دوربین است.
مارتین کرنزا با انتگرال ریلی سامرفیلد راه حل زیر را ارائه داد:
$$\frac{\partial^2 \Phi(x_{9}y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi(x_{9}y)}{\partial y^2}$$
$$= Im \left[e^{-i\varphi(x_{9}y)} \nabla^2 \left(e^{-i\varphi(x_{9}y)} \right) \right] (7)$$

با قرار دادن $rac{\delta I}{\lambda} rac{\partial I}{\partial z} = -rac{ au \pi}{\lambda} rac{\partial I}{\partial z}$ فاز واپیچش شده با روش تبدیل کسینوس گسسته به صورت زیر بدست می آید:

$$\Phi(x,y) = IDCT\left[\frac{DCT(Im[e^{-i\varphi(x,y)}, \nabla^2(e^{i\varphi(x,y)}]))}{2\left(\cos\left(\pi\frac{x}{M}\right) + \cos\left(\pi\frac{y}{N}\right) - 2\right)}$$
(8)

که در آن DCT تبدیل کسینوس گسسته و IDCT تبدیل کسینوسی معکوس می باشد. با توجه به تجزیه و تحلیل بالا ، الگوریتم زیر برای به دست آوردن نقشه فاز صحیح پیشنهاد می شود: ۱-فاز پیچیده φ از طرح تداخلی بدست می آید. ۲- معادله(۱۱) را برای اینکه اولین فاز واپیچش شده p_1 را با استفاده از فاز φ تخمین بزنیم به کار می بریم. ۳- اولین عدد صحیح k_1 را به صورت زیر محاسبه می کنیم. (9) ۴- دومین فاز واپیچش را به صورت زیر بدست می آوریم ۴- و $\varphi_2 = \varphi + 2k_1\pi$

 Φ_2 - اختلاف بین Φ_1 و Φ_2 را بدست می آوریم و آن را ζ می نامیم. -۵ - ۱- اختلاف بین Φ_1 و Φ_2 را بدست می آوریم و آن را ζ می دهیم و حاصل را -۶ می نامیم. φ_c می نامیم.

۱۰- در صورتی که $0 < (k_1 - k_2) < 0$ مراحل ۵ تا ۱۰ را دوباره $abs(k_1 - k_2) > 0$ فاز واپیچیده تکرار می کنیم تا زمانی که $K_1 = K_2$ شود. Φ_2 فاز واپیچیده خروجی است.

روش واپیچش قابلیت اطمینان

ابتدا پنجره ۳ × ۳ شامل پیکسل ای متعامد و مورب به صورت زیر در نظر می گیریم[3]. برای پیکسل (*i.j*)، اختلافات دوم (D) با معادله زیر محاسبه می شود:

$$D(i,j) = [H^{2}(i,j) + V^{2}(i,j) + D_{1}^{2}(i,j) + D_{2}^{2}(i,j)]^{\frac{1}{2}}$$
(13)

$$\sum_{k=0}^{1} C_{k}(k) + D_{2}^{2}(k) + D_{2}^{2}(k) + D_{1}^{2}(k) + D_{2}^{2}(k) +$$

$$H(i.j) = \gamma[\varphi(i-1.j) - \varphi(i.j)] - \gamma[\varphi(i.j) - \varphi(i+1.j)]$$
(14)
$$V(i.j) = \gamma[\varphi(i.j-1) - \varphi(i.j)]$$
(15)

$$-\gamma[\varphi(i.j) - \varphi(i.j + 1)] \quad (15)$$
$$D_1(i.j) = \gamma[\varphi(i-1.j-1) - \varphi(i.j)] \\ -\gamma[\varphi(i.j) - \varphi(i+1.j+1)] \quad (16)$$

$$D_2(i,j) = \gamma[\varphi(i-1,j+1) - \varphi(i,j)] - \gamma[\varphi(i,j) - \varphi(i+1,j-1)]$$
(17)

که در آن $\gamma((0))$ عملگر واپیجش برای حذف پرش های π بین دو پیکسل متوالی است. قابلیت اطمینان R یک پیکسل به این صورت تعریف می شود. پس از محاسبه مقدار R لبه های تلاقی هر $R = rac{1}{r}$ دو پیکسل مجاور چپ و راست و بالا و پایین را درنظرمی گیریم. مقدار قابلیت اطمینان هر دو پیکسل را با هم جمع کرده و روی لبه ها قرار مى دهيم.لبه هايى كه مقدار قابليت اطمينان بالاتر دارند ابتدا واپيچش می شوند.تمامی مقادیر R در یک آرایه دخیره و از صعودی به نزولی مرتب می شود.در ابتدا پیکسل ها ،متعلق به هیچ گروهی نیستند.ابتدا و g با هم واپیچش می شوند و با رنگ آمیزی یکسان در یک گروه fقرار می گیرند.سپس a و b در گروه دوم و سپس i و j در گروه سوم واپیچش می شوند. دو گروه۱ شامل a و b و e وگروه ۲شامل i و j ،گروه دوم دارای پیکسل های کم تر است .گروه ۱و یکی از پیکسل های گروه ۲ محاسبه می شود.مضرب ۲ π به پیکسل های گروه کوچکتر اضافه یا کم می شو تا واپیچش شود. پنج پیکسل به یکدیگر متصل شده و در یک گروه قرار می گیرند. الگوریتم در تمام پیکسل ها تكرار مي شود تا همه پيكسل ها واپيچش شوند.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شكل(٣)):مراحل واپيچش قابليت اطمينان[3]

روش واپیچش با جریان شبکه

این روش به نام روش کنستانتینی معروف است که در مرجع [4] به طور کامل توضیح داده شده است. این روش بر اساس این حقیقت بنا شده است که اختلاف فاز بین دو پیکسل همسایه را می توان با یک عددضربدر عدد π تخمین زد. در این روش مسئله واپیچش فاز با مسئله پیدا کردن حداقل جریان شبکه شباهت دارد که در آن با انتخاب وزن تابع مینیمم مربعات به عنوان معیار خطا، واپیچشش فاز با پیدا کردن کمترین هزینه بر جریان یک شبکه انجام میشود.

نتايج

در این تحقیق، یک تابع فاز گاوسی با ماکزیمم فاز ۲۰۳ رادیان به عنوان یک نمونه در داخل طرح تداخلی شبیه سازی شد. سپس به این تابع نویز رندوم با دامنه های مختلف اضافه شد. فاز گوسی ساخته شده در داخل طرح تداخلی با استفاده از روش هیلبرت استخراج شدکه نتیجه آن یک فاز پیچیده بود (مانند شکل ۲). سپس بر روی فاز بازسازی شده ی پیچیده، سه روش توضیح داده شده در این مقاله یعنی روش جریان شبکه ،روش معادله انتقال شدت و روش قابلیت اطمینان در محیط متلب اعمال شد و فاز واپیچیده بدست آمد. سپس دامنه نویز را برای هر روش تغییر دادیم تا محدوده کارایی هر روش و توانایی واپیچشش آن را مقایسه شود. با اضافه کردن پیوسته مقدار نویز و پیدا کردن مقدار ماکزیممی که هر روش کارایی واپیچش خود را از برای مثال در روش قابلیت اطمینان دامنه نویز تصادفی از صفر کم کم برای مثال در روش قابلیت اطمینان دامنه نویز تصادفی از صفر کم کم

نشان داد برای دامنه نویز بیشتر از ۱.۸ رادیان روش قابلیت اطمینان توانایی واپیچش درستی ندارد و برای اعداد بزرگتر این توانایی کمتر و کمتر میشود. برای هر سه روش توضیح داده شده در این مقاله این کار صورت گرفت و ماکزیمم مقدار نویزی که هر روش قابلیت واپیچش فاز داشت، بدست آمد. نتایج به دست آمده در جدول شماره ۱ نشان داده شده است. همان گونه که مشاهده می شود به ترتیب روش جریان شبکه و سپس روش انتقال شدت و پس از آن روش قابلیت اطمینان از قدرت بهتری نسبت به روش متداول واپیچی برخوردار هستند.

ماكزيمم مقدار نويز(راديان)	روش واپیچش
3/8	روش جريان شبكه
3/1	روش معادله انتقال شدت
1/8	روش قابليت اطمينان
1/1	روش متداول

جدول۱- قابلیت واپیچی هر روش بر اساس ماکزیمم مقدار نویز

نتيجه گيرى

واپیچشش فاز یکی از چالش های مهم در بازسازی فاز است. روش متداول اضافه کردن T در نقاط پرش معمولا در نویزهای با مقدار بالا کارایی خود را از دست می دهد. در این مقاله سه روش خاص بازسازی فاز در محیط متلب نوشته شد و یک تابع فاز پیچیده نویزی توسط این روشها واپیچیده شد. سپس با اضافه کردن مقدار ماکزیمم نویز محدوده کارایی این سه روش مقایسه شد. نتایج نشان داد که روش جریان شبکه و سپس روش انتقال شدت و پس از آن روش قابلیت اطمینان محدوده کارایی بیشتری در واپیچشش فاز دارند.

مرجعها

[1]: Ikeda, Takahiro, et al. "Hilbert phase microscopy for investigating fast dynamics in transparent systems." Optics letters, 1165-1167 (2005)

[2] M. Costantini, "A novel phase unwrapping method based on network programming," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 813-821 (1998)

[3] Miguel Arevallilo Herráez, David R. Burton, Michael J. Lalor, and Munther A. Gdeisat, "Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path." Appl. Opt. 7437-7444 (2002)

[4] Zhao, Zixin, et al. "Robust 2D phase unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation." Measurement Science and Technology, 015201 (2018) بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،



دانشگاه شهید چمران اهواز،



خوزستان، ايران.

۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

سردسازی تا حالت پایه کوانتمی در سیستم اپتومکانیک با استفاده از تداخل و تقارن پاریتی-زمان زهره محمودی میمند'،دکتر امید حمیدی'، دکتر علیرضا بهرامیور'

دانشگاه شهید باهنر کرمان ، دانشکده فیزیک'، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده فیزیک^۲

E-mail: zohre.mm@gmail.com

چکیده – حفره اپتومکانیکی در اتصال با یک حفره بهره در جهت سردسازی تا حالت پایه کوانتمی پیشنهاد شـده اسـت. در ایـن سیستم بهبود فر آیند سردسازی از طریق جایگزیدگی و انباشت انرژی در حفره بهره و همچنین تنظیم تداخل ویرانگر روی فر آینـد گرمسازی انجام میشود. بسامد مدها، ضریب اتلاف در مدهای نوری و مد مکانیکی، ضریب اتصال بین حفرهها و ضریب اتصال بـین مد مکانیکی و مد اپتیکی به گونهای تنظیم میشود که سیستم در نزدیکی نقطه استثنایی در پدیده تقارن پاریتی-زمان قرار بگیرد. به این شکل سردسازی تا حد پایه کوانتومی در شرایط حفره با اتلاف زیاد و ضریب اتصال اپتومکانیکی ضعیف رخ میدهد. این نتیجه بسیار ارزشمند و مهم است.

کلید واژه اپتومکانیک -اتصال فیزیک تقارن پاریتی-زمان - سردسازی کوانتومی

Bad-Cavity Optomechanical Ground-State Cooling Via quantum interference and a Parity-Time Symmetric

Zohreh Mahmoudi¹, Omid Hamidi¹, Alireza Bahrampour²

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman¹, Sharif University²

E-mail: zohre.mm@gmail.com

Abstract- We proposed a fast ground-state optomechanical cooling methodfor a bad optomechanical system. A PT system consists of a gain cavity, which is coupled to an optomechanical cavity. Also, a quarter-wave plate provides linear mixing interaction between the optomechanical cavity and the thirdmode. Our proposed system improved the cooling rate by using two methods. The energy localization in the gain cavity and the destructive quantum interference are the important e_ects that enhance the cooling rate. Our most important achievement is that the optomechanical cavity is present in both the bad-cavity limit and the weak optomechanical coupling regime. These innovations can be attained by parameter management of the system.

Keywords: optomechanic-bad-cavity-cooling-PT symmetry

مقدمه

سردسازی تا حالت یایه در سیستم های ایتومکانیک یک روش عالی در آزمایشات کوانتومی است. در سیستم های اپتومكانيكي فشار تابشي سبب برهمكنش فوتون و فونون می شود. بسامدهای معروف به استوکس و آنتی استوکس به دلیل خلق یا نابودی فونونها در سیستم اپتومکانیکی ایجاد می شود. نرخ نابودی فونونها از اختلاف دامنه استوکس و آنتی استوکس به دست میآید. این کمیت در واقع در پایه محاسبات سردسازی در سیستم اپتومکانیک است و از طریق متغیرهای بسامدی در سیستم اپتومکانیک مهندسی میشود. روشهای سردسازی متفاوتی از جمله سردسازی اتلافی و سردسازی باند جانبی تیز تاکنون در سیستمهای اپتومکانیکی بررسی شده است [۱-۴]. روش سردسازی باند جانبی تیز که در آن بسامد مکانیکی از ضریب نرخ اتلاف در حفره بسیار بزرگتر باشد عملی است. در بسامدهای مکانیکی کوچک سرد سازی به اندازه کافی اتفاق نیفتاده و نرخ سردسازی کم است. یکی از مقاله هایی که در سال های اخیر سردسازی را به شیوه ای جدید در سیستم اپتومکانیکی بررسی کرده است روشی را بر پایه سردسازی پیشنهاد داده است .در روش جدید سردسازی تا حالت پایه از تقارن پاریتی زمان در سیستم اپتومکانیکی استفاده کرده است که در آن یک حفره با حضور ماده بهره با حفره دیگری که اتلاف بالایم، دارد متصل شده اند [۱]. همچنین گروهی از پژوهشگران از روش تداخل کوانتومی ویرانگر بین دو بسامد در حفره برای حذف فرآیند گرمایشی و افزایش نرخ سردسازی استفاده کرده اند [۲]. سوالی که در اینجا مطرح می شود این است که آیا می توان شرایط اپتومکانیکی را به گونه ای فراهم کرد که همزمان دو روش سردسازی در آن به کار گرفته شود و از این طریق با شرایط ساده تر و عملی تر و نزدیک به حالت آزمایشگاه سردسازی اپتومکانیکی را انجام

داد؟ در این مقاله به این سوال پاسخ میدهیم. در بخش اول ابتدا سیستم اپتومکانیکی که بستر مناسبی برای پیاده سازی هر دو روش است را معرفی میکنیم و سپس در بخش تئوری نرخ سردسازی با توجه به کمیتهای اثرگذار در سیستم محاسبه میشود.

تئورى

همان طور که در شکل (۱) نشان داده شده است سیستم طراحی شده شامل سه مد اپتیکی است. حفره اپتومکانیکی شامل دو مد است که درون آن یک صفحه ربع موج قرار دارد. این صفحه ترکیب خطی از دو مد ایجاد می کند. حفره با ماده بهره به حفره اپتومکانیکی متصل است.



شكل ۱: سيستم شامل يک حفره بهره –اتلاف(M1-M3) است كه به حفره M3 اپتومكانيكى (M1-M4) متصل شده است. مد a_3 مربوط به حفره (-M2) به مد a_1 به مد a_1 به مد M2 (M2) به مد a_1 متصل شده و حفره پاريتى-زمان را M2 مىدهند. صفحه ربع موج QWP مد a_1 مرا به مد حفره اتلافى (-M2) و مد مكانيكى b تركيب مىكند.

هامیلتونی موثر کل سیستم $H = H_0 + H_I$ خواهد بود $H = H_0 + H_I$ مثل موثر کل سیستم H_0 هامیلتونی برهمکنش H_0 هامیلتونی برهمکنش است. در معادله (۱) ، ω_j و $a_j, j = 1, 2, 3$ به ترتیب بسامد و عملگر بوزونی حفره ها میباشند.

$$H_{0} = \sum_{j=1}^{3} (\omega_{j}a_{j}^{\dagger}a_{j}) + \omega_{m}b^{\dagger}b$$
 (۱)
عملگر خلق و فنا در مد مکانیکی b و b^{\dagger} و بسامد آن ω_{m} میباشد.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

اپتیکی و مد مکانیکی است. نرخ سردسازی با استفاده از طیف نویز کوانتومی نیروی اپتیکی به دست میآید. $F(t) = -\frac{\hbar G}{x_{zpf}} (a_1(t) + a_1^{\dagger}(t))$ (۸) $S_{FF}(\omega) = \int dt e^{i\omega t} < F(t) F(0) > _{(9)}$ نرخ سردسازی مکانیکی اختلاف بین مد آنتی استوکس

$$A_{s} = (x_{ZPF}^{2} / \hbar^{2}) S_{FF}(-\omega_{m})$$
$$A_{as} = (x_{ZPF}^{2} / \hbar^{2}) S_{FF}(-\omega_{m}) \quad () \cdot)$$

واستوكس است.

براساس روش محاسباتی در مقاله $S_{FF}(\omega)$ [1] محاسبه شده است.

$$S_{FF}(\omega) = \frac{G_1^2}{x_{zpf}^2} (k_1 |\chi(\omega)|^2 + \frac{g^2}{4} k_2 |\chi(\omega)|^2 |\chi_2(\omega)|^2 + J^2 k_3 |\chi(-\omega)|^2 |\chi_3(-\omega)|^2$$
(11)

$$\chi_{i}(\omega) = \frac{1}{(-i(\omega + \Delta_{i}) + k_{i}/2); i = 1, 2} (17)$$

$$\chi_{3}(\omega) = \frac{1}{(-i(\omega + \Delta_{3}) - k_{3}/2)} (17)$$

$$\chi_{g}(\omega) = \chi_{1}(\omega) / (1 + (g^{2}/4)\chi_{2}(\omega)\chi_{1}(\omega))) (17)$$

$$\chi_{PT}(\omega) = \chi_{g}(\omega) / (1 + J^{2}\chi_{3}(\omega)\chi_{g}(\omega))) (1\Delta)$$

ضرایب پذیرفتاری به ترتیب طبق معادله (۱۲) تا (۱۵) است. حد سرد سازی مکانیکی یعنی تعداد فونونها در حالت پایدار مطابق معادله (۱۶) محاسبه شده است.

$$n_f = \frac{\gamma_m n_{th} + A_s}{\gamma_m + \Gamma_{opt}} \tag{19}$$

در این معادله $A_{s} = A_{as} - A_{s}$ و سرد سازی زمانی رخ میدهد که $1_{s} = n_{f}$ باشد. همانطور که در شکل (۲) نشان داده شده است $(\omega) = S_{FF}(\omega)$ رسم شده ، $\gamma_{m} = 10^{-5} \cdot \omega_{m} / 2\pi = 20MHz$ است. در این شکل $g = 0.1\omega_{m}$

$$H_{1} = \sum_{j=1}^{2} G_{j} a_{j}^{\dagger} a_{j} (b + b^{\dagger}) + i \frac{g}{2} (a_{2} a_{1}^{\dagger} - a_{1} a_{2}^{\dagger}) \quad (\Upsilon)$$
$$+ J (a_{1}^{\dagger} a_{3} + a_{1} a_{3}^{\dagger})$$

هامیلتونی برهمکنش در معادله (۲) تعریف شده است.اولین جمله از معادله مربوط به فشار تابشی آینه و میدان حفره و $G_j = G_0 \alpha_j$ ضریب اتصال بین مد مکانیکی و نوری است. در این عبارت G_0 ضریب اتصال اپتومکانیکی برای یک تک فوتون و π شدت در هر فوتون است. جمله دوم مربوط به اتصال مدها از طریق صفحه ربع موج است و g ضریب اتصال بین دومد است. منفعل راتلافی) است. ضریب اتصال کوره فعال (بهره) و حفره منفعل(اتلافی) است. ضریب اتصال و منفعل نشان میدهد. فوتون را بین دو حفره فعال و منفعل نشان میدهد. تبدیل براساس بسامد را به معادله (۲) اعمال کرده و شکل جدید هامیلتونی براساس بسامدهای نوسانی جدید هامیلتونی براساس بسامدهای نوسانی

$$\begin{split} H &= \sum_{j=1}^{3} (-\Delta_{j} a_{j}^{\dagger} a_{j}) + \omega_{m} b^{\dagger} b + \sum_{j=1}^{2} G_{j} a_{j}^{\dagger} a_{j} (b + b^{\dagger}) \\ &+ i \, \frac{g}{2} (a_{1}^{\dagger} a_{2} - a_{2}^{\dagger} a_{1}) + J (a_{1}^{\dagger} a_{3} + a_{3}^{\dagger} a_{1}) \end{split}$$
(٣)

با استفاده از معادلات لانجوین و بعد از خطی سازی معادلات (۴) تا (۷) محاسبه می شود.

$$\dot{a}_{1} = (i \Delta_{1} - \frac{k_{1}}{2})a_{1} + \frac{g}{2}a_{2} - iJa_{3} - iG_{1}(b + b^{\dagger}) - \sqrt{k_{1}}a_{1in} \quad (\mathfrak{f})$$

$$\dot{a}_{2} = (i \Delta_{2} - \frac{k_{2}}{2})a_{2} - \frac{g}{2}a_{1} - iG_{2}(b + b^{\dagger}) - \sqrt{k_{2}}a_{2in} \quad (\Delta)$$

$$\dot{a}_{3} = (i\,\Delta_{3} + \frac{\kappa_{3}}{2})a_{3} - iJa_{1} - \sqrt{\kappa_{3}}a_{3in} \tag{(7)}$$

$$\dot{b} = (-i\,\omega_m - \frac{\gamma_m}{2})b - i\sum_{j=1}^2 G_j\,(a_j + a_j^{\dagger}) - \sqrt{\gamma_m}b_{in}$$
(Y)

در این معادلات a_{jin} , $j=1,2,3,b_{in}$ عملگرهای نویز هستند که مقدار میانگین آنها صفر است. همچنین ضریبهای k_j و γ_m به ترتیب ضرایب اتلافی هر مد

نتيجهگيرى

در این مقاله سیستم پیشنهادی شامل اتصال حفره اتلافی اپتومکانیکی با یک حفره بهره دار است تا از این طریق بتوان از پدیده تقارن پاریتی-زمان استفاده کرد. سردسازی از طریق جایگزیدگی و انباشت انرژی در حفره بهره و همچنین تنظیم تداخل ویرانگر روی فرآیند گرم-سازی انجام میشود. بسامد مدها، ضریب اتلاف در مدهای نوری و مد مکانیکی، ضریب اتصال بین حفرهها و ضریب اتصال بین مد مکانیکی و مد اپتیکی به گونهای تنظیم میشود که سیستم در نزدیکی نقطه استثنایی در پدیده تقارن پاریتی-زمان قرار بگیرد. کار بر روی هامیلتونی با ستفاده از معادلات لانجوین و رسم نمودار تعدادفونون ها نشان داد دسترسی به سردسازی با وجود اتلاف معمول حفره ها و اتصال ضعیف بین مد مکانیکی و نوری قابل دستیابی است.

مرجعها

- [1] Y.L. Liu and Y.X.Liu. "Energy-localizationenhanced ground-state cooling of a mechanical resonator from room temperature in optomechanics using a gain cavity." Physical Review A Vol.96, No. 6, pp. 023812, 2017.
- [2] W. J. Gu, and G. X. Li. "Quantum interference effects on ground-state optomechanical cooling." Physical Review A, Vol. 87, No. 2 pp. 025804, 2013.
- [3] H. Xu, Luyao Jiang, A. A. Clerk, and J. G. E. Harris. "Nonreciprocal control and cooling of phonon modes in an optomechanical system." Nature Vol.568, No.7750, pp.65-69, 2019.
- [4] Lai, Deng-Gao, Jin-Feng Huang, Xian-Li Yin, Bang-Pin Hou, Wenlin Li, David Vitali, Franco Nori, and Jie-Qiao Liao. "Nonreciprocal groundstate cooling of multiple mechanical resonators." Physical Review A Vol.102, No. 1, pp.011502, 2020.

$$G_1 = 0.005 \omega_{\rm m}$$
 , $G_2 = 0.0005 \omega_{\rm m}$, $k_1 = \omega_{\rm m}$, $k_2 = 0.5 \omega_{\rm m}$



شکل ۲: طیف نویز کوانتومی نیروی اپتیکی برحسب تابعی از فرکانس $\omega \, / \, \omega_m$

همچنین فرض شده است که $m_m = -\omega_m = \Delta_1 = \Delta_2 = -\omega_m$ و ممچنین فرض شده است که $\Delta_2 = \omega_m$ ار داده و کمینه تعداد فونون ها برابر است با $n_{f,min} = 0.15$ در شکل(۳) تعداد فونون ها بر حسب $\omega_m = \Delta_1 / \omega_m$ و در شرایط حفره بد یعنی $k_1 > 1.2\omega_m$



شکل ۳:در این شکل تعداد فونون ها بر حسب ^۵،^{/۵} نشان داده شده است در این شرایط سردسازی رخ میدهد.

همانطور که در شکل نشان داده شده است سردسازی رخ میدهد و این موضوع از لحاظ شرایط آزمایشگاهی بسیار ارزشمند است .علاوه بر این در رسم نتایج ضریب اتصال اپتومکانیکی ضعیف در نظر گرفته شده است که به شرایط واقعی و آزمایشگاهی نزدیک باشد .چرا که ایجاد شرایط ضریب اتصال قوی بین فونون و فوتون در حفره اپتومکانیکی بسیار مشکل است .براساس شکل (۳) به نظر میرسد ترکیب دو روش پاریتی-زمان و به نظر میرسد ترکیب دو روش پاریتی-زمان و تداخل ویرانگر برای حذف اثرات گرمایشی در سیستم پیشنهادی شکل (۱) شرایطی را فراهم میکند که بتوان در حالت حفره بد و در شرایط میکند که بتوان در حالت حفره بد و در شرایط ضعیف بودن اتصال بین فوتون و فونون در سیستم



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



طراحی تشدیدگر میکروموج ابررسانا فابری-پرو برای محصور سازی مولکول ها

فاطمه سادات تحصيلداران^{(و٢و٣*}، امير حسين فرهبد^٢، رسول ملک فر^۱ ، تاکاماسا موموسه^٣

ٔ گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

^۲ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، ۵۱۱۱۳–۱۴۳۹۹، تهران، ایران

^۳ دانشکده فیزیک و نجوم، دانشگاه بریتیش کلمبیا، ونکور، بریتیش کلمبیا، کانادا

tfmahdieh@chem.ubc.ca*

چکیده – تشـدیدگر میکروموج فابری-پرو ابر رسـانا برای به دام انداختن مولکول ها طراحی، ساخته و مشخصه یابی شد. برای این منظور با لایه نشـانی سـطوح آینه ها با ماده ابر رسـانا شدت میدان ۱/۰۶ MVm ۲۰/۰ با فاکتور کیفیت تا ۲۰۱×۱/۱ در ۲۴/۰۸۷ در دمای ۲/۴ K فراهم شد. در این گزارش تشدیدگر به کمک اندازه گیری فاکتور کیفیت در دماهای مختلف از ۲۹۸ تا ۳ کلوین معرفی می شود.

کلید واژه- ابر رسانایی، به دام اندازی میکروموج، فابری-پرو، فاکتور کیفیت.

Designing the Superconducting Fabry-Perot Cavity for Confinement Molecules

Fatemeh S. Tahsildaran^{1,2,3}, Amir Hossein Farahbod², Rasoul Malekfar¹, Takamasa Momose³.

1 Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. tfmahdieh@chem.ubc.ca*

² Research School of Plasma Physics and Nuclear Fusion, Research Institute of Nuclear Sciences and Technologies, AEOI, Tehran, Iran.

³ Department of Physics and Astronomy, The University of British Columbia, Vancouver, BC, Canada.

Abstract- A superconducting Fabry-Perot microwave cavity for a molecular trap was designed, constructed, and characterized. By coating the mirror surfaces with a superconducting material, the field strength of 1.06 MVm^{-1} obtained an unloaded quality factor of up to 1.1×10^6 at 24.087 GHz was achieved at a temperature of 2.24 K. In this report, we characterize the cavity by measuring the quality factor at a various temperature from 298 K to 3 K.

Keywords: Superconducting, Microwave trap, Fabry-Perot, Quality factor.

مقدمه

به دام اندازی میکروموج برای مهار مولکول های قطبی ابتدا توسط DeMille پیشنهاد شد [1] . میدان میکروموج حضور خالص میدان بیشینه در فضای آزاد را که در میدان الکتریکی DC غیر ممکن است، فراهم می کند. کندسازی میکروموج مزیت بیشتری نسبت به کندسازی های DC دارد چرا که به دام انداختن توسط پتانسیل سه بعدی تلفات مولکول ها در جهت عرضی را کاهش می دهد و با توجه به انحراف فرکانس شان قادر است مولکول ها را در هر دو حالت انحراف فرکانس شان قادر است مولکول ها را در هر دو حالت مولکول ها در یک حالت کوانتومی به کمک میدان میکروموج (MW) و فروسرخ (IR) مورد مطالعه قرار گرفته است [2] و[3].

تشديدگر ابر رسانا ميكروموج

تشدیدگر میکروموج فابری- پرو با دو آینه کروی از جنس مس است که لایه نشانی Pb-Sn درون آزمایشگاه، آن را به یک تشدیدگر ویژه با خاصیت ابر رسانایی فوق العاده، میدان الکتریکی قوی و با فاکتور کیفیت بالاتر از تمام مطالعاتی که تاکنون انجام شده، تبدیل کرده است. شعاع انحنای آینه ها تاکنون انجام شده، تبدیل کرده است. شعاع انحنای آینه ها R=۸۰ mm معرفی شده است. آنتن حاوی میدان میکروموج از طریق حفره کوچک درون یکی از آینه ها به تشدیدگر جفت

شده است. عمق نفوذ آنتن با چرخاندن مهره فیدترو^۳ قابل تنظیم است. چرخاندن ساعتگرد مهره جفت شدگی آنتن با



شکل ۱: تشدیدگر فابری-پرو ابر رسانا از جنس مس و لایه نشانی -Pb Sn.

تشدیدگر را تا رسیدن به نقطه بهینه افزایش می دهد. بطوریکه فاکتور کیفیت تشدیدگر و پهنای خط میکروموج به ترتیب بیشینه و کمینه می شود. بعلاوه فاکتور کیفیت تشدیدگر با دمای آینه ها مرتبط است.

سیگنال میکروموج با ژنراتور Anritsu MG3693C تولید می شود. محدوده فرکانس و اندازه گام های اسکن این محدوده بعلاوه دامنه و مدولاسیون سیگنال موردنظر را بصورت دستی از طریق صفحه هوشمند ژنراتور وارد می شوند. ارسال نمونه ای از سیگنال پیوسته میکروموج به کامپیوتر امکان پایش سیگنال قبل از ورود به تشدیدگر را فراهم می کند. پس از اطمینان از ثبات و تکرار پذیری سیگنال میکروموج، موقعیت آنتن به کمک اندازه گیری فاکتورکیفیت بهینه می شود.

[\] Low Field Seeking

^r High Field Seeking

[&]quot; Feedthrough

$$Q_L = \frac{\nu}{\Delta \nu} \tag{(1)}$$

فاکتور کیفیت تشدیدگر که از پهنای نیم بیشینه بدست می آید، فاکتور کیفیت تشدیدگر که از پهنای نیم بیشینه بدست می Q_{Loaded} ، آید، فاکتور کیفیت بدون بار،Q0 ، بصورت $Q_c^{-1} = Q_0^{-1} + Q_c^{-1} + Q_c^{-1}$ فاکتور کیفیت وابسته به جفت کننده ورودی است که Q_c فاکتور کیفیت وابسته به جفت کننده ورودی است. پارامتر جفت کننده β با نسبت $Q_c \ Q_c$ مشخص می شود. بنابراین:

$$Q_L = \frac{Q_0}{1+\beta} \tag{7}$$

پارامتر جفت کنندگی β را می توان بصورت تجربی از اندازه \mathcal{I} یری ولتاژ ضریب بازتاب \mathcal{I} ، که نسبت دامنه سیگنال بازتابی به دامنه بیشینه دامنه بازتابی است، بدست آورد، رابطه \mathcal{I} .

$$\left|\Gamma\right|^{2} = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{2} \tag{(f)}$$

در حالت جفت شدگی بحرانی کل توان به داخل تشدیدگر منتقل می شود و هیچ سیگنال بازتابی وجود ندارد. در این حالت ضریب بازتابندگی سیگنال صفر است، $\cdot = -1$ ، بنابراین $\beta = 1$ و 2/ $_0 Q_L = Q_0$ است [5].

نتايج

فاکتور کیفیت در دماهای مختلف از ۲۹۸ تا ۲ کلوین اندازه گیری شد. طیف توان تشدیدگر شکل ۳ نشان می دهد بهترین حالت بیشینه فاکتور کیفیت از پهنای نیم بیشینه سیگنال برگشتی در فرکانس نوسانی ۲۴/۰۱۲۷ ، ۱۰^۶ است. شکل۴ (الف) جابجایی قله فرکانسی مدهای بالاتر TEM_{mn9} را در دماهای مختلف نشان می دهد. فرکانس نوسانی از دمای اتاق تا ۲/۳ K تغییر می کند. پس از تغییر مدولاسیون به حالت پالسی، سیگنال مورد نظر با توان هر پالس MBW ۱۳ (معادل ۳۰۷) به تشدیدگر ارسال می شود. هر سیگنال بصورت پالسی توان هر پالس تقویت کننده توان A 2410 – MKU ، محدوده فرکانسی ۲۴۰۰۰ MHz تا ۲۴۲۵۰ را با بهره MB ۲۰ پوشش می دهد و توان ورودی ۳۵ ۲۰ را در خروجی ۳ پوشش می دهد. چرخاننده ۶۸۲ SMC مرگونه بازتاب به منبع تغذیه را مسدود می کند. میکروموج تقویت شده با آنتن به تشدیدگر تزریق می شود و پس از نوسان از طریق همین آنتن به چرخاننده تک جهته برگشته و توسط آشکارساز دیود Agilent8473 (c) مجهز به کاهنده آشکارساز دیود Midisco 52335 MDC8165-30، تجربی شکل ۱ نمای کلی از قطعات الکترونیکی را نشان می دهد.



شکل ۲: نمای کلی الکترونیک میکروموج (a) ژنراتور سیگنال میکروموج، (b) یکسوساز، (c) تقویت کننده توان، (d) چرخاننده، (e) آنتن منطبق کننده، (f) آشکارساز دیود، (g) اسیلوسکوپ، (h) کابل SME کواکسیال، (i) شمایی از نوسانگر میکروموج با نقشه میدان الکتریکی مد در توان ۱۰ وات، [4].

فاكتور كيفيت

فاکتور کیفیت مورد انتظار برای یک مد خاص به سازو کار تلفات توان درون تشدیدگر وابسته است و بطور کلی با رابطه ۱ تعریف می شود. فرکانس نوسان مد ۷، انرژی ذخیره شده در تشدیدگر W و P_{loss} اتلاف توان در تشدیدگر است. فاکتور کیفیت را می توان از پهنای نیم بیشینه ΔV سیگنال باز تابی از تشدیدگر با فرکانس ۷ بدست آورد، رابطه ۲.

$$Q = \frac{2\pi v W}{P_{loss}} \tag{1}$$

شکل ۴: الف) جابجایی فرکانس نوسانی _{Plq} TEM در دماهای مختلف. آینه ها در دمای اتاق می باشند. ب) فاکتور کیفیت مد TEM_{plq} در دماهای مختلف قرمز: قله کمترین فرکانس و آبی: قله بیشترین فرکانس است.

نتيجهگيرى

در این مقاله مشخصات تشدیدگر MW ابررسانا طراحی شده برای به دام انداختن مولکول های سرد گزارش شد. به کمک سردسازی تشدیدگر تا زیر ۲/۳ کلوین، فاکتور کیفیت مد TEM_{PI9} بالاتر از ۲۰^۶ بدست آمد. توان MW ورودی ۱۰ وات میدان با قدرت ۲۰^۳ NV۳ درون تشدیدگر تولید می شود که شرایط لازم برای به دام انداختن مولکول هایی مثل NH₃ در میدان الکتریکی AC را فراهم می کند.

مرجعها

- [1] D. DeMille, D. R. Glenn, and J. Petricka, "Microwave traps for cold polar molecules," *Eur. Phys. J. D-Atomic, Mol. Opt. Plasma Phys.*, vol. 31, no. 2, pp. 375–384, 2004.
- [2] S. Kuma and T. Momose, "Deceleration of molecules by dipole force potential: a numerical simulation," *New J. Phys.*, vol. 11, no. 5, p. 55023, 2009.
- [3] K. Enomoto and T. Momose, "Microwave Stark decelerator for polar molecules," *Phys. Rev. A*, vol. 72, no. 6, p. 61403, 2005.
- F. S. Tahsildaran F *et al.*, "A superconducting Fabry-Perot cavity for trapping cold molecules," *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, vol. 54, no. 1, p. 15101, 2021.
- [5] S. Kuhr *et al.*, "Ultrahigh finesse Fabry-Pérot superconducting resonator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 16, p. 164101, 2007.





شکل ۳: طیف توان بازتابی اندازه گیری شده از کاواک MW.

این جابجایی نتیجه انقباض حرارتی مس است. دو آینه تشدیدگر بوسیله یک صفحه مسی در تماس با یخچال خنک کننده هستند. شکل ۴ (ب) فاکتور کیفیت را در دماهای مختلف نشان می دهد. همانطور که دمای تشدیدگر از دمای اتاق تا ۵ کلوین تغییر می کند فاکتور کیفیت به تدریج افزایش می یابد. به علت ورود به فاز ابررسانایی افزایش فاکتور کیفیت در دمای زیر ۵ کلوین چشمگیر است.







اثر برهم کنش دوقطبی – دوقطبی بر دینامیک درهم تنیدگی در یک سامانه سه اتمی

شهربانو اكبرى، محمدكاظم توسلى، مهناز قاسمى

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

shakbari9574@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, m.ghasemi@stu.yazd.ac.ir

چکیده- در این مقاله، درهم تنیدگی تولید شده به واسطه برقراری برهم کنش اتم– میدان در یک کاواک تکمد را مورد بررسی قرار میدهیم. سه اتم دوترازی (مدل تاویز–کامینگز) در یک کاواک تکمد در حال برهم کنش با میدان هستند. با در نظر گرفتن برهم کنش دوقطبی– دوقطبی بین هر جفت اتم، تحول سامانه مورد مطالعه قرار می گیرد. در نهایت، درهم تنیدگی جفتهای اتمی و نیز درهم تنیدگی یک اتم با دو اتم دیگر با سنجه تلاقی محاسبه می شود. نتایج نشان می دهد که با تنظیم پارامترها می توان به بیشینه مقدار درهم تنیدگی دست یافت. هم چنین، مقادیر درهم تنیدگی ایجاد شده بعد از برهم کنش، حتی با انتخاب حالت اولیه جداپذیر برای اتمها، قابل قبول است.

کلید واژه- برهم کنش اتم- میدان، تلاقی، درهم تنیدگی، مدل تاویز- کامینگز.

The influence of dipole-dipole interaction on the entanglement dynamics in a three-atom system

Shahrbanoo Akbari, Mohammad Kazem Tavassoly, Mahnaz Ghasemi

Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper, we investigate the produced entanglement by performing atom-field interaction in a single-mode cavity. Three two-level atoms (Tavis-Cummings model) are interacting with the field in a single-mode cavity. By considering dipole-dipole interaction between each pair of atoms, evolution of the system is studied. Finally, the entanglement of atomic pairs as well as the entanglement of one atom with the other two atoms are calculated via concurrence measure. The results show that the maximum of entanglement is achieved with appropriate choices of the involved parameters. Also, the amounts of produced entanglement after the interaction are acceptable even with selecting the separable initial state for atoms.

Keywords: Atom-field interaction, Concurrence, Entanglement, Tavis-Cummings model.



مقدمه

به دلیل اهمیت درهمتنیدگی در پردازش اطلاعات کوانتومی، محاسبات کوانتومی و همچنین نقش کلیدی آن در فناوریهای کوانتومی [۱]، مطالعه و بررسی این پدیده بسیار مورد توجه است. درهمتنیدگی بین اجزاء یک سامانه می تواند با ایجاد برهم کنش بین اجزای آن برقرار شود [۲]. همچنین، این ویژگی با استفاده از شکافنده پرتو نیز قابل توليد است [٣]. در حقيقت، وجود درهم تنيد گي بين زیرسامانه های یک سامانه منجر به جدانایذیری حالتهای زیرسامانه ها از یکدیگر می شود. مدل جینز - کامینگز یکی از مدلهای معتبر برای توصیف برهم کنش اتم با میدان كوانتومى است [۴]. اين مدل قابل گسترش است و مىتوان با افزایش تعداد اتمها (مدل تاویز - کامینگز) و در نظر گرفتن برهم كنش دوقطبي- دوقطبي بين اتمها، تحولات سامانه را مورد مطالعه و بررسی قرار داد. وجود برهم کنش توصيف شده با مدل جینز-کامینگز یا تاویز-کامینگز منجر به ایجاد درهم تنیدگی می شود که می توان آن را با سنجه تلاقی مورد بررسی قرار داد [۵].

مدل سامانه و روابط پایه

سامانه مورد مطالعه متشکل از سه اتم دوترازی A، B و C و است که این سه اتم با یک میدان تکمد کوانتومی در یک کاواک در حال برهم کنش هستند. گاهی این مدل به مدل تاویز- کامینگز شناخته می شود [۶]. این برهم کنش با هامیلتونی زیر توصیف می شود:

$$\hat{H} = v\hat{a}^{\dagger}\hat{a} + \sum_{k=A,B,C} \left[\frac{\omega_{k}}{2}\hat{\sigma}_{k}^{z} + g_{k}(\hat{a}^{\dagger}\hat{\sigma}_{k}^{-} + \hat{a}\hat{\sigma}_{k}^{+})\right], \tag{1}$$

که مجموع دو جمله اول هامیلتونی (۱) به عنوان بخش غیربرهم کنشی هامیلتونی، \hat{H}_0 نام دارد که جملات اول و دوم آن به ترتیب هامیلتونیهای آزاد میدان و اتم است. جمله آخر نیز به واسطه برهم کنش اتم– میدان وارد شده است که بخش برهم کنشی هامیلتونی است (\hat{H}_1). در هامیلتونی (۱)، V و ω_k به ترتیب نشان دهنده بسامد



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰

میدان تکمد و بسامد گذار اتمی اتم k-ام است. همچنین، g_k ثابت جفتشدگی اتم- میدان بین اتم k-ام و میدان را مشخص می کند. $\hat{a}(\hat{a})$ عملگر آفرینش (نابودی) میدان و عملگرهای σ_k^+, σ_k^- و σ_k^- به ترتیب عملگرهای پایین آورنده، بالابرنده و وارونی جمعیت اتمی اتم k-ام هستند که به ترتیب به شکل زیر تعریف می شوند:

 $\hat{\sigma}_{k}^{-} = |g\rangle_{k} \langle e|, \qquad \hat{\sigma}_{k}^{+} = |e\rangle_{k} \langle g|, \qquad (\Upsilon)$ $\hat{\sigma}_{k}^{z} = |e\rangle_{k} \langle e| - |g\rangle_{k} \langle g|, \qquad (\Upsilon)$

در اینجا حالتهای $\left|e\right\rangle_{k}$ و $\left|g\right\rangle_{k}$ به ترتیب نشان دهنده تراز برانگیخته و پایه اتم kام است. حالت اولیه اتمها به صورت کلی زیر در نظر گرفته میشود:

 $\left|\phi\right\rangle_{ABC} = \left(\cos\alpha \left|egg\right\rangle + \sin\alpha \left|gee\right\rangle\right)_{ABC}.$ (7)

همچنین، حالت اولیه میدان نیز خلاء است. با اضافه کردن جملات مربوط به برهمکنش دوقطبی- دوقطبی با ثابتهای جفتشدگی k_B,k_A و k_C به هامیلتونی (۱) داریم:

$$\begin{split} \hat{H}' &= v \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + \sum_{k=A,B,C} \left[\frac{\omega_{k}}{2} \hat{\sigma}_{k}^{z} + g_{k} \left(\hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{k}^{-} + \hat{a} \hat{\sigma}_{k}^{+} \right) \right] \\ &+ k_{A} \left(\hat{\sigma}_{A}^{+} \hat{\sigma}_{B}^{-} + \hat{\sigma}_{A}^{-} \hat{\sigma}_{B}^{+} \right) + k_{B} \left(\hat{\sigma}_{B}^{+} \hat{\sigma}_{C}^{-} + \hat{\sigma}_{B}^{-} \hat{\sigma}_{C}^{+} \right) \\ &+ k_{C} \left(\hat{\sigma}_{A}^{+} \hat{\sigma}_{C}^{-} + \hat{\sigma}_{A}^{-} \hat{\sigma}_{C}^{+} \right). \end{split}$$
(f

با این هامیلتونی، دستیابی به شکل صریح بردار حالت سامانه بعد از برهمکنش امکان پذیر نشد. بنابراین، برای حل مشکل، به محاسبه هامیلتونی مؤثر با کمک هامیلتونی (۱) و مطابق رهیافت مطرح شده در مرجع [۷] می پردازیم. برای محاسبه هامیلتونی مؤثر در ابتدا باید هامیلتونی (۱) در تصویر برهم کنش به دست آید. با استفاده از لم بیکر-محاسبه هامیلتونی (۱) در تصویر برهم کنش به شکل زیر تصویر برهم کنش به دست آید. با استفاده از لم بیکر-هاسدورف، هامیلتونی (۱) در تصویر برهم کنش به شکل زیر به دست میآید: $\hat{H}_{int}^{(t)} = \sum_{k=A,B,c} g_k \hat{a} \hat{\sigma}_k^{te} e^{it(\omega_k - v)} + g_k \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_k^{e-it(\omega_k - v)}.$ (۵) مطابق با رهیافت مرجع [۷]، برای هامیلتونی به شکل زیر: $\hat{H}_{int}^{(t)} = \hat{H}_0 + \sum_{n=1}^{N} \hat{h}_n \exp(-i\omega_n t),$

هامیلتونی مؤثر متناظر از رابطه زیر قابل محاسبه است:

 $\rho_{AB}(t) = \left\langle e_{C} \left| \rho_{ABC}(t) \right| e_{C} \right\rangle + \left\langle g_{C} \left| \rho_{ABC}(t) \right| g_{C} \right\rangle, \tag{17}$

$$\rho_{AC}(t) = \langle e_B | \rho_{ABC}(t) | e_B \rangle + \langle g_B | \rho_{ABC}(t) | g_B \rangle.$$
(1°)

به منظور محاسبه درهمتنیدگی بین دو اتم دوترازی با توجه به تعریف تلاقی به صورت زیر [۵]: (۱۴) $Max \{0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\},$

که در آن λ_i (در آن λ_i (در آن λ_i (در λ_i ویژهمقادیر به ترتیب نزولی $\hat{\sigma}_y$, R ماتریس چگالی $(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y).\hat{\rho}^*.(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y)$ است (در $R = \hat{\rho}.(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y).\hat{\rho}^*.(\hat{\sigma}_y \otimes \hat{\sigma}_y)$ ماتریس چگالی اتمی ماتریس پائولی و ρ^* همیوغ مختلط ماتریس چگالی اتمی (A, B) و (A, B) و (A, C) به صورت زیر به دست میآید: $C_{AB}(t) = Max\{0, \sqrt{\lambda_1^{AB}} - \sqrt{\lambda_2^{AB}}\},$ (1۵) $C_{AC}(t) = Max\{0, \sqrt{\lambda_1^{AC}} - \sqrt{\lambda_2^{AC}}\},$

که در این رابطه ($\lambda_2^{AB}, \lambda_1^{AB}$) و ($\lambda_2^{AC}, \lambda_2^{AC}$) به ترتیب ویژهمقادیر غیرصفر ماتریسهای چگالی کاهش یافته (1) مشخص و (1) مشحص است که در روابط (۱۲) و (۱۳) مشخص شدهاند. همچنین، به کمک روابط تلاقی در (۱۵) و با استفاده از رابطه زیر [۵]:

$$C_{A(BC)}(t) = \sqrt{C_{AB}^{2}(t) + C_{AC}^{2}(t) + 2(\sqrt{\lambda_{1}^{AB} \lambda_{2}^{AB}} - \sqrt{\lambda_{1}^{AC} \lambda_{2}^{AC}})},$$
(18)

Note that the second secon

به دست آورد.

تجزيه و تحليل عددي نتايج

در شکل ۱، تاثیر شرایط اولیه (با تغییر α در رابطه (۳)) بر درهمتنیدگی جفتهای (A, B) و (A, C) مطابق رابطه (۱۵) بررسی می شود. در رابطه (۱۵)، تلاقی ($C_{AB}(t)$ برابر با $C_{AC}(t)$ است. در این شکل، تمام نمودارها با نمودار نقطه خط سبزرنگ مقایسه می شوند.



شکل ۱: نمودار تغییرات درهمتنیدگی جفتهای (A, B) و (A, C) طبق $\alpha = \pi/4$ ، $\omega = g$ رابطه (۱۵) بر حسب زمان مقیاس بندی شده gt برای $g = \pi/4$ (نقطه چین قرمز)، (نقطه خط سبز)، $\alpha = \pi/6$ (خط چین مشکی)، $\alpha = \pi/12$ (نقطه چین قرمز)، $\alpha = 0$ (خط پیوسته آبی) .

$$\hat{H}_{eff}(t) = \hat{H}_0 + \sum_{n,m=1}^N \frac{1}{\hbar \omega_{nm}} [\hat{h}_m^{\dagger}, \hat{h}_n] \exp(i(\omega_m - \omega_n)t), \qquad (\textbf{Y})$$

که در آن $\frac{1}{\omega_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega_n} + \frac{1}{\omega_m} \right)^2 \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega_m} + \frac{1}{\omega_m} \right)^2$ بیان شده در مرجع [Y]، برای محاسبه هامیلتونی مؤثر مرتبان شده در مرجع [Y]، برای محاسبه هامیلتونی مؤثر متیابی مرتبط با مقاله حاضر و با اعمال شرایط قابل دستیابی مرتبط با مقاله حاضر و با اعمال شرایط تمایل دستیابی با مدل برهم کنشی که ما در نظر گرفتیم، در شرایط تشدید

$$\begin{split} \hat{H}_{eff} &= -\frac{g^2}{\omega} [\hat{a}^{\dagger} \hat{a} (\hat{\sigma}_A^Z + \hat{\sigma}_B^Z + \hat{\sigma}_C^Z) \\ &+ \hat{\sigma}_A^+ \hat{\sigma}_A^- + \hat{\sigma}_B^+ \hat{\sigma}_B^- + \hat{\sigma}_C^+ \hat{\sigma}_C^- + \hat{\sigma}_A^+ \hat{\sigma}_B^- + \hat{\sigma}_B^+ \hat{\sigma}_A^- \\ &+ \hat{\sigma}_B^+ \hat{\sigma}_C^- + \hat{\sigma}_C^+ \hat{\sigma}_B^- + \hat{\sigma}_C^+ \hat{\sigma}_A^- + \hat{\sigma}_A^+ \hat{\sigma}_C^-]. \end{split}$$

به صورت زیر به دست می آید: $(\omega = v)$

با در نظر گرفتن حالت خلاء برای میدان اولیه، سه جمله شامل ($\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$) از هامیلتونی مؤثر (Λ) حذف می شود. با استفاده از هامیلتونی به دست آمده بعد از حذف جملات میدان و با توجه به حالت اولیه (π)، حالت در هم تنیده مربوط به سه اتم بعد از برهم کنش، به کمک معادله وابسته به زمان شرودینگر $\hat{d}_{ABC} = \hat{H}_{eff} | \phi(t) \rangle_{ABC}$

$$\phi(t) \rangle_{ABC} = \left(C_1(t) | egg \rangle + C_2(t) | gge \rangle + C_3(t) | geg \rangle$$

$$+ C_4(t) | ege \rangle + C_5(t) | eeg \rangle + C_6(t) | gee \rangle \Big)_{ABC} ,$$

$$(9)$$

که در آن ضرایب بالا پس از حل معادله شرودینگر به صورت زیر به دست میآید:

$$\begin{split} C_1(t) &= \frac{1}{3} \left[2 + \exp(\frac{3ig^2 t}{\omega}) \right] \cos \alpha, \\ C_2(t) &= C_3(t) = \frac{1}{3} \left[-1 + \exp(\frac{3ig^2 t}{\omega}) \right] \cos \alpha, \\ C_4(t) &= C_5(t) = \frac{1}{3} \exp(\frac{ig^2 t}{\omega}) \left[-1 + \exp(\frac{3ig^2 t}{\omega}) \right] \sin \alpha, \\ C_6(t) &= \frac{1}{3} \exp(\frac{ig^2 t}{\omega}) \left[2 + \exp(\frac{3ig^2 t}{\omega}) \right] \sin \alpha. \end{split}$$

حال به منظور محاسبه درهمتنیدگی با استفاده از سنجه تلاقی، ماتریس چگالی حالت (۹) به صورت زیر به دست میآید:

$$\rho_{ABC}(t) = \left| \phi(t) \right\rangle_{ABC} \left\langle \phi(t) \right|. \tag{11}$$

برای محاسبه درهمتنیدگی بین اتمهای (A, B) و (A, P) و (A, B) ماتریس چگالی کاهش یافته مربوط به جفتهای اتمی (C) بیان شده به ترتیب به صورت زیر محاسبه می شوند:

بلافاصله بعد از آن احیای درهمتنیدگی مشاهده میشود. نمودار برای دو مقدار ذکر شده بر هم منطبق است. در نمودارهای شکل ۱ و ۲ رفتار تلاقی نوسانی است.

نتيجهگيرى

در این مقاله، تاثیر برهم کنش دوقطبی - دوقطبی بر درهم تنیدگی در یک سامانه برهم کنشی اتم - میدان مورد مطالعه قرار گرفت. در ابتدا، سه اتم در حال برهم کنش با میدان تک مد کوانتومی در یک کاواک مشتر ک در حضور سرهم کنش دوقطبی - دوقطبی در نظر گرفته شد. در نهایت، سنجه تلاقی به منظور محاسبه درهم تنیدگی بین جفتهای اتمی و هم چنین درهم تنیدگی بین یک اتم با دو اتم دیگر مورد بررسی قرار گرفت. تاثیر تغییر شرایط اولیه بر تلاقیها مورد مطالعه قرار گرفت و مشاهده شد که در شرایطی، بیشینه مقدار درهم تنیدگی قابل حصول است. هم چنین، با انتخاب حالت اولیه جداپذیر برای سه اتم، بعد از ایجاد برهم کنش بین اتمها و محاسبه تلاقی، مقادیر قابل قبولی برای درهم تنیدگی به دست آمد که در بسیاری از موارد، بویژه در مورد تلاقی جفتهای اتمی، شاهد مرگ لحظهای درهم تنیدگی و سپس احیای آن بودیم.

مرجعها

[1] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters, "Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels", Phys. Rev. Lett., Vol. 70, No. 13, p. 1895, 1993.

[2] X. B. Zou, K. Pahlke, W. Mathis, "Generation of entangled states of two three-level atoms in cavity QED", Phys. Rev. A, Vol. 67, No. 4, p. 044301, 2003.

[3] C. N. Gagatsos, O. Oreshkov, N. J. Cerf, "Majorization relations and entanglement generation in a beam splitter", Phys. Rev. A, Vol. 87, No. 4, p. 042307, 2013.

[4] Ch. Gerry, Peter L. Knight, *Introductory quantum optics*, Cambridge university press, 2005.

[5] V. Coffman, J. Kundu, W. K. Wootters, "Distributed entanglement", Phys. Rev. A, Vol. 61, No. 5, p. 052306, 2000.

[6] M. Tavis, F. W. Cummings, "Exact solution for an N-molecule-radiation-field Hamiltonian", Phys. Rev., Vol. 170, No. 2, p. 379, 1968.

[7] D. F. James, J. Jerke, "Effective Hamiltonian Theory and Its Applications in Quantum Information", Can. J. Phys., Vol. 85, No. 6, pp. 625-632, 2007. در نمودار خطچین مشکی با انتخاب شرط اولیه اتمی $\alpha = \pi / 6$ در مقایسه با نمودار نقطهخط سبزرنگ مقدار درهم تنیدگی افزایش یافته است. در نمودار نقطهچین قرمز با انتخاب 2/ $\pi = \pi$ میزان درهم تنیدگی در مقایسه با دو نمودار قبلی افزایش یافته است. همچنین، نمودار پیوسته آبیرنگ مربوط به $0 = \alpha = \pi$ و 2/ $\pi = \pi$ است (نمودار برای این دو مقدار بر هم منطبق است) یعنی با توجه به رابطه این دو مقدار برای شرایطی رسم شده که حالت اولیه اتمها جداپذیر است. این نمودار، تولید درهم تنیدگی را به واسطه با مودار با می دهم کنش نشان می دهد که میزان درهم تنیدگی در مقایسه با با نمودار برای شرایطی رسم شده که حالت اولیه اتمها با مودار با مودار با می دودار، تولید درهم تنیدگی در مقایسه با دو برهم کنش نشان می دهد که میزان درهم تنیدگی در مقایسه با نمودارهای قبلی افزایش یافته است.



شکل ۲: نمودار تغییرات درهمتنیدگی بین اتم A با مجموعه (B, C) طبق (D, c) رابطه (۱۶) بر حسب زمان مقیاس بندی شده gt برای $g = \omega$. نمودار بالا: $\alpha = \pi/4$ (خط پیوسته سبز)، $\alpha = \pi/6$ (خط چین مشکی). نمودار پایین:

 $\alpha = \pi/12$ (نقطهچین قرمز)، $2/\pi = \alpha$ و $0 = \alpha$ (خط پیوسته آبی). در شکل ۲ (بالا و پایین) تاثیر حالت اولیه (۳) بر درهم تنیدگی بین اتم A با مجموعه (B, C) مطابق رابطه (۱۶) مورد بررسی قرار می گیرد. در شکل ۲ (بالا)، درهم تنیدگی در نمودار پیوسته سبزرنگ با انتخاب $\alpha = \pi/4$ مدر بازههایی از زمان به بیشترین مقدار رسیده، اما در نمودار خطچین مشکی با انتخاب $\delta/\pi = \alpha$ فروافتی اما در نمودار خطچین مشکی با انتخاب $\delta/\pi = \alpha$ فروافتی نمودار نقطهچین قرمز مشاهده می شود که با انتخاب نمودار نقطهچین قرمز مشاهده می شود که با انتخاب نمودار نقطه یا نمودار خطچین مشکی (در شکل 12/ $\pi = \alpha$ و $0 = \alpha$ (با انتخاب حالت اولیه جداپذیر برای 7) افزایش یافته است. در نمودار پیوسته آبی، با انتخاب ملاحظه ای در مقایسه با نمودار خطچین مشکی (در شکل 7) افزایش یافته است. در نمودار پیوسته آبی، با انتخاب



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



انسداد فوتونی در سامانهی اپتومکانیکی مرکب در حضور دو کیوبیت

مجتبی رستگارزاده، مرضیه حسنی ندیکی و محمّد کاظم توسّلی گروه ایتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

mrastegar@stu.ac.yazd.ir, marziyehhassani@yahoo.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله، به بررسی اثر انسداد فوتونی در یک سامانهی اپتومکانیکی مرکب شامل دو کاواک اپتیکی جفت شده با غشاء مکانیکی میپردازیم که هر کدام از کاواکها نیز شامل یک کیوبیت جفتشده با مد اپتیکی کاواک است. ابتدا از طریق یک تبدیل یکانی، بخشی از هامیلتونی متناظر با این سامانه را قطری کرده و از طریق آن، به حل معادلهی شرودینگر وابسته به زمان برای هامیلتونی کل سامانه میپردازیم. نهایتاً به منظور بررسی انسداد فوتونها، تابع همبستگی تکزمانه مرتبهی دوم (0)² g را به -دست آورده و تاثیر تونلزنی فوتونها را از طریق غشاء و هم چنین تاثیر جفتشدگی مدهای اپتیکی با هر یک از کیوبیتها را روی انسداد فوتونها در یکی از کاواکها مورد مطالعه قرار میدهیم.

كليد واژه- انسداد فوتون، تابع همبستگى تكزمانه مرتبهى دوم، سامانه اپتومكانيكى.

Photon Blockade in Hybrid Optomechanical System in The Presence of Two Qubits

Mojtaba Rastegarzadeh, Marziyeh Hassani Nadiki and Mohammad Kazem Tavassoly

Optic and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University

mrastegar@stu.ac.yazd.ir, marziyehhassani@yahoo.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract- In this paper, we consider an optomechanical system containing of two optical cavities coupled with a mechanical membrane placed between them where any of the optical mode coupled with a qubit. At first, via an unitary transformation, we digonalize part of Hamiltonian corresponding to the system and then, we solve the Schrödinger equation for the total Hamiltonian. Finally, in order to studying photon blockade, we obtain the equal-time second-order correlation function ($g^2(\theta)$) and investigate the effect of photon tunneling and coupling between optical modes with each qubit on the photon blockade within one of the cavities.

Keywords: Equal-time second-order correlation, Photon blockade, Optomechanical system.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: طرحوارهی سامانهی اپتومکانیکی مرکب مفروض

$$\begin{split} H_2 = J \left(a_{\rm L}^{\ \dagger} a_{\rm R} + a_{\rm R}^{\ \dagger} a_{\rm L} \right) + g \left[\left(a_{\rm L}^{\ \dagger} \sigma_{-}^{\ {\rm A}} + a_{\rm L} \sigma_{+}^{\ {\rm A}} \right) \\ &+ \left(a_{\rm R}^{\ \dagger} \sigma_{-}^{\ {\rm B}} + a_{\rm R} \sigma_{+}^{\ {\rm B}} \right) \right] + \mathcal{E}_p \sum_{j={\rm L},{\rm R}} \left(a_j^{\ \dagger} + a_j \right), \\ \lambda = \delta_{\rm a} = \omega_{\rm a} - \omega_{\rm a} - \omega_{\rm c} \right) \\ \lambda = \delta_{\rm a} = \omega_{\rm a} - \omega_{\rm a} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} \right) \\ \lambda = \delta_{\rm a} = \omega_{\rm a} - \omega_{\rm a} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} + \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} - \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} \\ \lambda = \omega_{\rm c} - \omega_{$$

$$U = \exp\left[\frac{G}{\omega_m} (a_{\rm L}^{\dagger} a_{\rm L} - a_{\rm R}^{\dagger} a_{\rm R}) (b^{\dagger} - b)\right],\tag{(Y)}$$

بر روی هامیلتونی H₁ آن را به صورت زیر قطری می-کنیم:

$$H_1^{D} = \Delta_c \sum_{j=L,R} a_j^{\dagger} a_j + \frac{\delta_a}{2} \sum_{\ell=A,B} \sigma_z^{\ell} + \omega_m b^{\dagger} b \qquad (\r)$$
$$-\Delta_G (a_L^{\dagger} a_L - a_R^{\dagger} a_R)^2,$$

که در آن $\Delta_G = \frac{G^2}{\omega_m}$ است. حال، معادلهی ویژهمقداری معادله $\Delta_G = \frac{G^2}{\omega_m}$ متناظر با هامیلتونی H_1^D را میتوان به صورت زیر نوشت:

مقدمه

در دههی اخیر سامانههای اپتومکانیکی یکی از جالبترین عناوین در زمینهی اپتیک کوانتومی به شمار میآیند. تا کنون این سامانهها از دو جنبهی آزمایشگاهی و نظری در آرایشها و هندسههای متعدد [۱و۲] مورد بررسی قرار گرفتهاند. در تعدادی از مقالات نظری، به منظور تولید تکفوتون در این سامانهها، به مطالعهی پدیدهی انسداد فوتونی با دمش ضعیف مدهای اپتیکی که در حالت پایه قرار دادند، پرداخته شده است[۳و۴]. از اینرو، در این پژوهش قصد داریم تا انسداد فوتونی را در یک سامانهی اپتومکانیکی مرکب را مورد بررسی قرار دهیم.

مدل فیزیکی سامانهای اپتومکانیکی مانند شکل ۱ را در نظر میگیریم. هامیلتونی توصیفکنندهی این سامانه در دستگاه چرخان^۱ به صورت زیر داده میشود:

$$H_{\text{tot}} = H_1 + H_2, \tag{1}$$

$$H_{1} = \Delta_{c} \sum_{j=L,R} a_{j}^{\dagger} a_{j} + \frac{\delta_{a}}{2} \sum_{\ell=A,B} \sigma_{z}^{\ell} + \omega_{m} b^{\dagger} b$$
$$+ G (a_{L}^{\dagger} a_{L} - a_{R}^{\dagger} a_{R})(b^{\dagger} + b),$$

¹Rotating Frame

تفکیک معادلات، برای ضرایب احتمال $C_{n_{\rm L},n_{\rm R},m,e_{\rm A},e_{\rm B}}$ به ازای mهای مختلف بینهایت دستهی سیزدهتایی معادلهی دیفرانسیل جفت شده به دست میآید. بدون از دست دادن کلیت مطلب، برای سادگی معادلات، یک دستهی سیزدهتایی از معادلات را به ازای 0 = m به دست آورده-ایم که به علت کمبود جا از بیان آنها در اینجا خودداری میکنیم. در روند حل معادلات فرض کردهایم که سامانه در حالت پایا قرار گرفته و همچنین داشته باشیم در حالت پایا قرار گرفته و همچنین داشته باشیم

بررسی انسداد فوتونی در کاواک چپ

در این مرحله از کار به منظور یافتن انسداد فوتونی در کاواک چپ، آمار فوتونها در کاواک چپ را با استفاده از تابع همبستگی تکزمانه مرتبه دوم [۵–۱]:

$$g_{\rm L}^{2}(0) = \frac{\left\langle a_{\rm L}^{\dagger} a_{\rm L}^{\dagger} a_{\rm L} a_{\rm L} \right\rangle}{\left\langle a_{\rm L}^{\dagger} a_{\rm L} \right\rangle^{2}}, \qquad (1 \cdot)$$

بررسی خواهیم کرد. $1 < (0)^2 {}_{\rm L} g_{\rm L}^2(0)$ متناظر با آمار ابرپواسونی، $1 = (0)^2 {}_{\rm L} g_{\rm L}^2(0)$ بیانگر آمار پواسونی و $1 > (0)^2 {}_{\rm L} g_{\rm L}^2(0)$ آمار زیرپواسونی فوتونهای مد اپتیکی 1 را نشان میدهد. بهعلاوه، افت سریع تابع همبستگی مرتبه دوم به سمت مقادیر کمتر از ۱، نشاندهندهی رخداد انسداد فوتونی در کاواک اپتیکی است. لازم به ذکراست که ما به دنبال بررسی دینامیک سامانه نیستیم و معادلات را ما به دنبال بررسی دینامیک سامانه نیستیم و معادلات را ما به دنبال بررسی دینامیک سامانه نیستیم و معادلات را ما نیز استفاده از $(0)^2 {}_{\rm L} g$ به جای پارامتر مندل را ترجیح میدهیم. با استفاده از بردار حالت (۸) رابطهی (۱۰) بر میدهیم. با استفاده از بردار حالت (۸) رابطهی (۱۰) بر $g_{\rm L}^2(0)=2 \left|C_{2,0,0,0}\right|^2 \left|\left\langle \left|C_{1,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0,0}\right|^2 + \left|C_{1,0,0,0,0}\right|^2$

$$H_{1}^{D} | n_{L}, n_{R}, m, e_{A}, e_{B} \rangle =$$

$$E_{n_{L}, n_{R}, m, e_{A}, e_{B}} | n_{L}, n_{R}, m, e_{A}, e_{B} \rangle,$$
(f)

که در آن،
$$E_{n_{\rm L},n_{\rm R},m,e_{\rm A},e_{\rm B}}$$
 ویژهمقادیر متناظر با H_{1}^{D} از رابطهی زیر به دست می آیند:

$$\begin{split} E_{n_{\rm L},n_{\rm R},m,e_{\rm A},e_{\rm B}} &= \Delta_{\rm c} \left(n_{\rm L} + n_{\rm R} \right) + \omega_m \, m \\ &- \frac{\delta_{\rm a}}{2} \sum_{e_{\rm A} = 0,1} \sum_{e_{\rm B} = 0,1} \left[\left(-1 \right)^{e_{\rm A}} + \left(-1 \right)^{e_{\rm B}} \right] \\ &- \Delta_G \left(n_{\rm L} - n_{\rm R} \right)^2. \end{split}$$
 (Δ)

پس می توان معادلهی ویژهمقداری متناظر با هامیلتونی ₁ را به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} H_{1} \big| n_{\mathrm{L}}, n_{\mathrm{R}}, \tilde{m}(n_{\mathrm{L}}, n_{\mathrm{R}}), e_{\mathrm{A}}, e_{\mathrm{B}} \big\rangle &= \\ E_{n_{\mathrm{L}}, n_{\mathrm{R}}, m, e_{\mathrm{A}}, e_{\mathrm{B}}} \big| n_{\mathrm{L}}, n_{\mathrm{R}}, \tilde{m}(n_{\mathrm{L}}, n_{\mathrm{R}}), e_{\mathrm{A}}, e_{\mathrm{B}} \big\rangle, \end{aligned}$$
 (7)

$$\begin{split} \left| \tilde{m}(n_{\rm L}, n_{\rm R}) \right\rangle = U^{\dagger} \left| m \right\rangle \\ = \exp[-\Delta_G \left(n_{\rm L} - n_{\rm R} \right) (b^{\dagger} - b)] \left| m \right\rangle \end{split} \tag{Y}$$

اکنون با داشتن ویژهمقادیر و ویژه حالتهای بخش اول هامیلتونی سامانه به حل معادلهی شرودینگر می پردازیم. با فرض ضعیف بودن دمش برای میدانها و داشتن حداکثر دو برانگیختگی از مجموعهی حالتهای پایهی میدانها و کیوبیتها، می توان یک بردار حالت کلی برای سامانه به شکل زیر در نظر گرفت:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_{\rm L}=0}^{2} \sum_{n_{\rm R}=0}^{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{e_{\rm A}=0,1}^{\infty} \sum_{e_{\rm B}=0,1}^{\infty} \sum_{e_{\rm B}=0,1} C_{n_{\rm L},n_{\rm R},m,e_{\rm A},e_{\rm B}} |n_{\rm L},n_{\rm R},\tilde{m}(n_{\rm L},n_{\rm R}),e_{\rm A},e_{\rm B}\rangle,$$
(A)

که در آن باید شرط $n_{\rm L} + n_{\rm R} + e_{\rm A} + e_{\rm B} \leq 2$ همواره بر برقرار باشد. اکنون معادلهی شرودینگر به صورت زیر را درنظر می گیریم:

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \left(H_{tot} - i \gamma \sum_{j=\mathrm{L},\mathrm{R}} a_j^{\dagger} a_j\right) |\Psi(t)\rangle, \qquad (9)$$

که در آن جملهی $\sum_{j=L,R} a_j^{\dagger} a_j$ ناشی از اثر اتلاف در اوتونهای دو کاواک است[۵]. با استفاده از معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷) و بردار حالت (۸)، پس از جداسازی و

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتایج عددی: بحث و نتیجه گیری $g_{\rm L}^{\ 2}(0)$ در شکلهای ۲ و ۳ در تعدادی از نقاط مقدار افت سريع به سمت مقادير زير ۱ داشته كه نشان دهنده انسداد فوتونی در کاواک چپ است. همچنین به استناد شکل ۲، افزایش جفتشدگی مدهای میدان با کیوبیتها منجر به رخداد انسداد فوتونی در نقاط بیشتری شده ولی آمار فوتونها با افزایش g به سمت آمار ابریواسونی تغییر یافته است. به علاوه در شکل ۳ نیز با افزایش تونلزنی فوتونهای دو کاواک تنها نقاط رخداد انسداد فوتونی جابجا شده و آمار فوتونها نیز در محدودهی بیشتری زیریواسونی است. نتایج به دست آمده از این پژوهش کاملاً در توافق با نتایج حاصل از مرجع [۳] است، با این تفاوت که در این پژوهش، با اضافه شدن کیوبیتهای جفت شده با مدهای اپتیکی، انسداد فوتونی در نواحی بیشتری رخ میدهد و آمار فوتونی نیز در محدوده ی بیشتری زیرپواسونی است.

مرجعها

- [1] H. Lin, X. Wang, Z. Yao, D. Zou, "Kerrnonlinearity enhanced conventional photon bloackade in a second-order nonlinear system", Opt. Express, 28 12, (2020).
- [2] D-Y Wang, C-H Bai, Y. Xing, S. Liu, S. Zhang, H-F Wang, "Enhanced photon blockade via driving a trapped λ -type atom in a hybrid optomechanical system", Phys. Rev. A, 12 043705, (2020).
- [3] M. Hassani Nadiki, M. K. Tavassoly, "Photon blockade in a system consisting of two optomechanical cavities via photon hopping", Eur. Phys. J. Plus, 136 279, (2021).
- [4] B. Sarma, A. K. Sarma, "Unconventional photon blockade in three-mode optomechanics", Phys. Rev. A, 98 013826, (2018).
- [5] J. Q. Liao, F. Nori; "Photon blockade in quadratically coupled optomechanical systems"; Phys. Rev. A, 88 023853 (2013).





شكل ٣: تابع همبستگی مرتبهی دوم $(0)_{_{u}}^{^{2}}g$ بر حسب نسبت $\frac{\Delta}{\Delta_{_{G}}}$ به ازای دو مقدار 0 = I (نمودار آبی خطچین) و J = 0.2G (نمودار قرمز توپر) و به ازای مقادیر ثابت J = 0.002G , $\omega_{_{m}} = 50G$ (نمودار قرمز و 0.001G = g ، $\mathcal{E}_{_{p}} = 0.001G$) نتایج عددی حاصل از رابطهی (۱۱) در شکل های ۲ و ۳ به ترتیب، به ازای مقادیر مختلف جفتشدگی فوتونهای کیوبیتها و مدهای اپتیکی (g) و جفتشدگی فوتونهای

دو کاواک
$$(J)$$
 برحسب نسبت $rac{\Delta}{\Delta_G}$ ترسیم شده است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۲-۱۴



بررسی اثرات محیطی ساختار دو لایهای غیرهرمیتی بر همدوسی مرتبه دوم حالت کوانتومی عددی عبوری از آن الناز پیلهور^۱، احسان عموقربان^{۲۰۳} و محمدکاظم مروجفرشی^{۱*} ^۱ هسته پژوهشی نانو پلاسمو فوتونیک، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس ^۲ دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک ^۳ دانشگاه شهرکرد، مرکز تحقیقات نانوتکنولوژی e.pilehvar@modares.ac.ir; Ehsan.amooghorban@sku.ac.ir; *Moravvej@modares.ac.ir

چکیده- در این مقاله، در چارچوب کوانتش دوم به بررسی اثرات پاشندگی و محیطی یک ساختار دولایهای غیرهرمیتی متشکل از لایههای بهره و اتلاف را بر ویژگی غیرکلاسیکی پادگروههی حالت عددی فرودی بر آن میپردازیم، بهویژه در بسامدهایی که این ساختار دارای تقارن پاریته-وارون زمان است. بدین منظور همدوسی کوانتومی مرتبه دوم حالت خروجی از این ساختار را برای وضعیتی که حالت فرودی از سمت چپ و راست ساختار به ترتیب حالت عددی و خلاء کوانتومی هستند، محاسبه میکنیم. نشان داده میشود که ویژگی پادگروههی نور فرودی به ازای ضرایب بهره و اتلاف کوچک تا حدی حفظ میشود.

كليد واژه- حالت عددى، دولايهاى متقارن پاريته-وارون زمان (PT)، همدوسى مرتبه دوم.

Investigation of Medium Effects of Bilayer non-Hermitian Structure on the Second-Order Coherence of the Transmitted Number State

Elnaz Pilehvar¹, Ehsan Amooghorban^{2,3}, and Mohammad Kazem Moravvej-Farshi¹ ¹Nano Plasmo-Photonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University ² Shahrekord University, Faculty of Science, Department of Physics ³ Shahrekord University, Nanotechnology Research Center <u>e.pilehvar@modares.ac.ir; Ehsan.amooghorban@sku.ac.ir; *Moravvej@modares.ac.ir</u>

Abstract- In this paper, we investigate the dispersion and medium effects of a bilayer non-Hermitian structure composed of gain and loss layers on an antibunching quantum property of normally incident number states using second quantization, in particular at discrete frequencies that the structure is parity-time (PT)-symmetric. For this purpose, we calculate the second-order coherence of the output state of the structure for a situation in which the incident states on the left and right sides of the structure is the quantum vacuum and number states, respectively. It will be shown that the antibunching property of the incident light can be retained to some extent for small values of loss coefficient.

Keywords: Number state, Bilayer parity-time (PT) Symmetric, Second order coherence.

مقدمه

هرمیتی بودن هامیلتونی سامانههای کوانتومی یکی از اصول موضوعه مکانیک کوانتومی است. با این وجود، در دهه ۹۰ بندر و همکاران [۱] نشان دادند، طیف انرژی هامیلتونیهای غیرهرمیتی که با عملگرهای پاریته و وارون زمانی جابهجا می شوند، می تواند حقیقی باشد. آن ها این نوع هامیلتونیهای غیرهرمیتی را هامیلتونیهای متقارن پاریته-وارون زمان (PT) نام گذاری کردند. شرط لازم برای فراهم کردن این تقارن برقراری رابطه $V({m r}) = V^*(-{m r})$ است. عملاً با توجه به این که امکان مهیاسازی چنین پتانسیلهایی در مکانیک کوانتومی وجود ندارد، بنابراین از سامانههای اپتیکی و فوتونی برای تحقق چنین پتانسیل استفاده میشود. هر سامانه اپتیکی دارای تقارن PT، از مواد تقویت کننده با $\mathcal{E}_{l}(\omega)$ گذردهیهای الکتریکی $\mathcal{E}_{g}(\omega)$ و مواد جاذب با تشکیل شده است (دایمر PT). بهطوری که، بهره و اتلاف در یک سامانهی PT همدیگر را جبران میکنند، یعنی بنابراین، با در نظر گرفتن دایمر [۱-۲] . بنابراین، با در نظر $\varepsilon_g(\omega) = \varepsilon_l^*(\omega)$ PT، برای بهره/اتلاف زیر مقدار آستانه اَبَر مُدی وجود دارد که نشان دهنده توزیع یکسان میدان بین موجبرهای بهره/اتلاف است. به این ناحیه فاز تقارن PT می گویند. اتفاق جالب زمانی می افتد که مقدار بهره /اتلاف از حد آستانه بالاتر برود (نقطهی گذار فاز) و وارد ناحیه شکست فاز PT شود. در این صورت، میدان الکتریکی فقط در موجبر بهره یا اتلاف باقي خواهد ماند [۱].

تاکنون پژوهشهای بسیاری در حوزه ی برهم کنش نورهای کلاسیکی با ساختارهای اپتیکی غیرهرمیتی دارای تقارن PT ارائه شده است [۲-۱] . با این حال، برهم کنش سامانههای متقارن PT با نورهای کوانتومی با توجه به ماهیت نوفهای کمتر و همبستگی قوی تر به ندرت مطالعه شدهاند[۷-۳]. اخیرا در چارچوب کوانتش دوم برهم کنش نورهای کوانتومی چلانده به صورت جریانی از فوتونها به جای امواج الکترومغناطیسی کلاسیکی با ساختارهای اپتیکی متقارن PT بررسی شدهاند [۷-۳]. مطابق قضیه افتوخیز-اتلاف، در این سامانهها به خاطر ماهیت اتلافی و

تقویت کنندگی به طور حتم نوفههای کوانتومی حضور دارند [۷-۳]. به همین خاطر، این نوفههای کوانتومی بر ویژگی های غیرکلاسیکی حالتهای کوانتومی عبوری ازساختارهای متقارن PT اثر می گذارد. در این مقاله قصد داریم به بررسی اثرات محیطی یک سامانه دولایهای متقارن داریم به بررسی اثرات محیطی یک سامانه دولایهای متقارن بررسی همدوسی مرتبه دوم به مطالعه ویژگی پادگروههی نور خروجی میپردازیم.

روابط پایه و الگوسازی سامانه

سامانهی دولایهای غیرهرمیتی متشکل از دو لایهی بهره و اتلاف با ضخامت کل ۲۱ را در نظر می گیریم. فرض می کنیم سامانه مزبور توسط خلاء احاطه شده باشد و نورهای کوانتومی به صورت عمود بر ساختار فرود می آیند(شکل ۱). بر اساس کوانتش کانونی میدان الکترومغناطیسی در حضور محیطهای جاذب، تقویت کننده و پاشنده، مولفه ی بسامدی مثبت میدان الکتریکی در لایه ی j ام به شکل زیر نوشته می شود [۹–۸]:

$$\hat{E}_{+}^{(j)}(z,t) = i \int_{0}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \left\{ \sqrt{\hbar \omega / 4\pi \varepsilon_{0} c\sigma} \times \left(\hat{a}_{R}^{(j)}(z,\omega) e^{i\omega t/c} + \hat{a}_{L}^{(j)}(z,\omega) e^{-i\omega t/c} \right) \right\},$$

$$(1)$$

که در آن $\sigma, \hbar, \varepsilon_0$ و σ به ترتیب بیانگرثابت گذردهی خلاء، ثابت پلانک کاهش یافته، مساحت کوانتش و سرعت نور در خلاء هستند. در اینجا، مولفهی بسامد منفی میدان به صورت $(z,t) = \hat{E}_{+}^{(j)\dagger}(z,t)$ به دست میآید. با استفاده از روابط کوانتومی ورودی-خروجی، مدهای خروجی میدان $(a_R^{(4)}(l,\omega))$ و $a_L^{(1)}(-l,\omega)$ و عملگر نوفهی فرودی $\hat{F}_{-}(z,t)$ و $\hat{a}_L^{(4)}(l,\omega)$ و عملگر نوفهی کوانتومی \hat{F} ناشی شده از فرایند جذب و تقویت در لایهها به صورت زیر نوشته میشوند[۸]:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{L}^{(1)}(-l,\omega) \\ \hat{a}_{R}^{(4)}(l,\omega) \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} \hat{a}_{R}^{(1)}(-l,\omega) \\ \hat{a}_{L}^{(4)}(l,\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{F}_{L}(\omega) \\ \hat{F}_{R}(\omega) \end{pmatrix},$$
(7)

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} r_L & l \\ t & r_R \end{pmatrix}. \tag{(7)}$$

در اینجا ${
m S}$ ماتریس پراکندگی سامانه بوده که در آن $r_{
m R}$ ، t



شکل ۱: طرحوارهای از ساختار اپتیکی غیرهرمیتی دو لایه با لایههای اتلاف *۱*۶ و بهره *۶*۶ در اینجا، پیکانها و عملگرهای روی آنها نشان دهنده مُدهای میدانهای ورودی و خروجی هستند.

راست راست r_L به ترتیب بیانگر ضرایب عبور و بازتاب از سمت راست r_L (z = l) و چپ (z = l) سامانه هستند. جزییات روابط مربوط به عملگر \hat{F} و مولفه های ماتریس پراکندگی در مرجع [Λ] به تفصیل بیان شدهاند. لازم به ذکر است که عملگرهای نابودی ورودی در رابطه (۲) در رابطه جابجایی بوزونی زیر صدق می کنند:

$$\begin{bmatrix} \hat{a}_{R}^{(1)}(\omega), \hat{a}_{R}^{(1)\dagger}(\omega') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{a}_{L}^{(4)}(\omega), \hat{a}_{L}^{(4)\dagger}(\omega') \end{bmatrix} = \\ \begin{bmatrix} \hat{a}_{L}^{(1)}(\omega), \hat{a}_{L}^{(1)\dagger}(\omega') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{a}_{R}^{(4)}(\omega), \hat{a}_{R}^{(4)\dagger}(\omega') \end{bmatrix}$$
(*)
$$= \delta(\omega - \omega').$$

مشابه این روابط برای عملگرهای خروجی نیز برقرار است. به منظور بررسی اثرات محیطی ساختار دولایهی مزبور بر مدهای تابشی ورودی، حالت کلی سامانه تابشی را به صورت $\langle F \mid J_{\langle 0 \mid R} \rangle \langle N, \xi \mid = \langle \psi \mid در نظر می گیریم، که در آن$ $<math>R_{\langle 0 \mid L} \rangle \langle 0 \mid R, \xi \rangle$ اینگر حالت عددی فرودی از سمت چپ، $J_{\langle 0 \mid L} \rangle$ حالت خلاء میدان الکترومغناطیسی در سمت راست و $\langle F \mid$ نشانگر حالت کوانتومی دو لایه است. به علاوه، ضرایب گذردهی الکتریکی لایههای بهره/اتلاف ساختار دولایهای را توسط الگوی لورنتس زیر مدل سازی می کنیم [۱۰]:

$$\varepsilon_{g(l)}(\omega) = \varepsilon_{bg(l)} - \frac{\alpha_{g(l)} \,\omega_{0g(l)} \,\gamma_{g(l)}}{\omega^2 - \omega_{0g(l)}^2 + i\omega\gamma_{g(l)}}.$$
 (d)

در اینجا، $\omega_{bg(l)} = \varepsilon_{bg(l)}$ ضریب دی الکتریک محیط زمینه، ω بسامد نور ورودی، $\omega_{0g(l)} = \omega_{0g(l)}$ پهنای خط بهره/تلف و $(\eta_{g(l)}) = \alpha_{0g(l)}$ ضریب بهره/تلف است. با اندکی محاسبات ساده می $\varepsilon_{bg} = \varepsilon_{bl} = \varepsilon_{bl}$ توان نشان داد که با انتخاب پارامترهای مادی $\varepsilon_{bg} = \varepsilon_{bl} = \varepsilon_{bl}$

، $\omega_{0g} = \omega_{0l} = 1 \text{ PHz}$ و $\omega_{0g} = \gamma_l = 0.067 \text{ PHz}$ می توان به شرط تقارن PT در بسامد $\omega_{0g} = 1 \omega_{0g}$ و به ازای $\omega_{0g} = \alpha_{0g}$ می توان به $\omega_{0g} = \alpha_{0g}$ و به ازای $\alpha_{g} = \alpha_{1}$

تجزیه و تحلیل همدوسی مرتبهی دوم

به منظور بررسی ویژگیهای غیرکلاسیکی فوتونهای خروجی از دولایه یمتقارن PT، همبستگی مرتبه دوم [۹]: $g^{2}(x,t,\tau) = \frac{\langle \hat{E}_{+}^{(4)}(z,t)\hat{E}_{-}^{(4)}(z,t+\tau)\hat{E}_{+}^{(4)}(z,t+\tau) \rangle}{\langle \hat{E}_{-}^{(4)}(z,t)\hat{E}_{-}^{(4)}(z,t+\tau)\hat{E}_{+}^{(4)}(z,t+\tau) \rangle}$. $\cdot \frac{\langle \hat{E}_{+}^{(4)}(z,t)\hat{E}_{+}^{(4)}(z,t) \rangle}{\langle \hat{E}_{-}^{(4)}(z,t+\tau)\hat{E}_{+}^{(4)}(z,t+\tau) \rangle}$. (۶) $g^{(2)}(0)$ $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\tau)$ تاخیر زمانی است. به خوبی a_{0} دانیم که اگر رابطه (τ) $g^{(2)}(0)$ $g^{(2)}(0)$ $g^{(2)}(\tau)$ δ_{0} ($g^{(2)}(\tau)$) $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\tau)$ δ_{0} ($g^{(2)}(\tau)$) $g^{(2)}(\tau)$ δ_{0} δ_{0} δ_{0} ($g^{(2)}(\tau)$) $g^{(2)}(\tau)$ δ_{0} ($g^{(2)}(\tau)$) $g^{(2)}(\tau)$ δ_{0} ($g^{(2)}(\tau)$) $g^{(2)}(\tau$

لحظهای که قلهی موج وارد آشکارساز میشود، به صورت زیر به دست میآید:

$$g^{(2)}(x,t,\tau) = \left\{ N(N-1) |J_1(t_r)|^2 |J_1(t_r+\tau)|^2 NJ_2(0) \times [|J_1(t_r)|^2 + |J_1(t_r+\tau)|^2] + 2N \times \operatorname{Re}[J_1(t_r) J_1^*(t_r+\tau) J_2(\tau)] + |J_2(\tau)|^2 + J_2^2(0) \right\} \times \left\{ [N |J_1(t_r)|^2 + J_2(0)] [N |J_1(t_r+\tau)|^2 + J_2(0)] \right\}^{-1},$$
(Y)

J2 و J1 و J2 و J1 که در آن N ،
$$t_r = t - z/c$$
 بیانگر تعداد فوتون و توابع J1 و J2
به صورت زیر تعریف می شوند:
(Aالف) $J_1(q) \equiv \sqrt{\hbar/4\pi\varepsilon_0 c\sigma} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega q} \omega^{1/2} t(\omega) \beta(\omega),$
 $J_2(q) \equiv \frac{\hbar}{4\pi\varepsilon_0 c\sigma} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega q} \omega \left\langle \hat{F}_R^{\dagger}(\omega) \hat{F}_R(\omega') \right\rangle$

سر میبرد و دمای سامانه نیز صفر کلوین است نور عبوری به ازای ۵۱ های بزرگ ویژگی همدوسی خود را از دست میدهد و دیگر پادگروهه نیست.

مرجعها

- C. M. Bender, and S. Boettcher, "Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry," Phys. Rev. Lett., vol 80, pp. 5243-5246, 1998.
- [2] F. Nazari, M. Nazari, and M. K. Moravvej-Farshi, "A 2×2 spatial optical switch based on PT–symmetry," Opt. Lett., vol 36, pp. 4368-4370, 2011.
- [3] E. Pilehvar, E. Amooghorban, and M. K. Moravvej-Farshi, "Quantum squeezed light propagation in an optical parity-time (PT)-symmetric structure," Int. J. Optics and Photonics (IJOP), vol 13, p. 181, 2020.
- [4] E. Pilehvar, E. Amooghorban, and M. K. Moravvej-Farshi, "Quantum optical analysis of squeezed state of light through dispersive non-Hermitian optical bilayers," J. Opt., vol 24, no 2, 025201:1-11, 2022.
- [5] E. Pilehvar, E. Amooghorban, and M. K. Moravvej-Farshi, "Oblique propagation of the squeezed states of s(p)-polarized light through non-Hermitian multilayered structures," Opt. Express, vol 30, no 3, 3553-3565, 2022.
- [6] E. Pilehvar, E. Amooghorban, M. K. Moravvej-Farshi, "Propagation of quantum squeezed radiation in symmetric Rydberg atomic structures," Presented at 27th Iranian Conference on Electrical Engineering (ICEE2019), April 30-May 2, 2019, Yazd, Iran.
- [7] S. Scheel, and A. Szameit, "PT-symmetric photonic quantum systems with gain and loss do not exist," Euro Phys. Lett., vol 122, 34001, 2018.
- [8] E. Amooghorban and M. Wubs, "Quantum optical effective-medium theory for layered metamaterials," <u>Arxiv:1606.07912v1</u>, 2016.
- [9] M. Artoni and R. Loudon, "Propagation of nonclassical light through an absorbing and dispersive slab," Phys. Rev. A, vol 59, p. 2279, 1999.
- [10] O. V. Shramkova, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, and G. P. Tsironis, "Dispersive non-Hermitian optical heterostructures," Photonics Res., vol 6, p. A1, 2018.

در اینجا، $\hat{F}_{R}^{\dagger}(\omega)\hat{F}_{R}(\omega')$ متغیر زمانی و مقدار $\hat{F}_{R}(\omega')$ شار نوفه است که در رابطه (۵۳) مرجع [۸] به صورت دقیق محاسبه شده است. در اینجا، به منظور سادگی محاسبات دمای سامانه برابر با صفر در نظر می گیریم. در شکل ۲ نتایج $|\alpha_{\rm g}| = \alpha_{\rm l}$ عددی نمودار $g^{(2)}$ بر حسب $\tau \omega_{\rm PT}$ و به ازای $g^{(2)}$ برابر با ۲۴، ۵۲، ۱۱۴ و ۸۹۰ و N=2 رسم شده است. در اینجا، ضریبهای جذب ۲۴ و ۱۱۴ متناظر با نقاط تشدید عبور ناهمسانگرد، ۵۲ بیانگر تبهگنی تصادفی و ۸۹۰ متناظر با نقطه گذار فاز برای این سامانه است [۴]. همانطور که مشاهده می شود، مقدار اولیهی $g^{(2)}(0)$ به ازای ۱۱۴ و ۵۲، همواره کوچکتر از واحد است. در حالی که $|\alpha_{\rm g}| = \alpha_{\rm l} = 74$ به ازای ۸۹۰ $\alpha_{\rm g} = \alpha_{\rm l} = \lambda$ مقدار $g^{(2)}(0)$ بزرگتر از واحد است و با افزایش au مقدار آن کاهش یافته و به درستی به سمت یک میل می کند. از این جهت، ویژگی غیر کلاسیکی حالت خروجی با افزایش α_1 کاهش می یابد. به عبارت دیگر، اگر چه سامانه برای ۸۹۰ $\alpha_{\rm g} = \alpha_{\rm l} <$ سر میبرد و اثرات اتلافی توسط تیغهی بهره جبران میشود ولی اثرات نوفههای کوانتومی به ازای α۱ های بزرگ غالب شده و باعث میشوند تا نور عبوری ویژگی غیرکلاسیکی یادگروهه بودنش را از دست بدهد.



شکل ۲: تابع همدوسی مرتبه دوم بر حسب $\tau \omega_{\text{PT}}$ برای نور کوانتومی عددی دو فوتونی خروجی از ساختار شکل ۱ با توزیع بسامدی گاوسی شکل به ازای ضرایب اتلاف مختلف در بسامد تقارن $m_{\text{Dg}} = 1$.

نتيجهگيرى

در این مقاله اثرات محیط یک سامانهی اپتیکی غیرهرمیتی دو لایه بر ویژگی پادگروههی نور عددی فرودی عمود بر آن بررسی شد. با محاسبهی همدوسی مرتبه دوم نشان داده شد که در شرایطی که سامانه کوانتومی در تقارن فاز PT به



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی درجه همدوسی مرتبه دوم کوانتومی و تایید تجربی تولید تک فوتون جارزننده

هدی سادات لطفی پور*' ^۲، مجید خدابنده ^۲، زهرا باقری^۲، حسن سبحانی^{۲۰۱}

^۱ پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران ۲ گروه بایوفوتونیک کوانتومی، مرکز فناوری های کوانتومی ایران، تهران ، ایران

hodalotfipoor@gmail.com

چکیده –در این مقاله درجه همدو سی مرتبه دوم در فوتون های تولیدی از فرآیند تبدیل پایین پارامتری خودبه خودی با ا ستفاده از آزمایش نشان داده شده است. ابتدا چیدمان تولید زوج فوتون سیگنال و ایدلر همبسته از کریستال غیرخطی برپاشده است، سپس برای تشخیص ماهیت منبع نوری کمیت همدوسی مرتبه دوم اندازه گیری شده است. نتایج نشان می دهد که مقدار تعدیل یافته این کمیت عددی زیر ۲/۵ است که ورود به رژیم کوانتومی و نوع منبع تک فوتون جارزننده را تایید می کند.

كليد واژه- فرآيند تبديل پايين پارامتري خودبخودي، منبع تک فوتون جارزننده، همدوسي مرتبه دوم

Investigation the Second Order Degree of Coherence and Experimental verification of Heralded Single Photon Generation

Hoda Sadat Lotfipour*^{1,2}, Majid Khodabandeh², Zahra Bagheri², Hasan Sobhani^{1,2}

hodalotfipoor@gmail.com

¹Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran.

²Quantum BioPhotonics Group, Iranian Center for Quantum Technologies (ICQTs), Tehran, Iran

Abstract- In this paper we describe the experimental second order coherence degree of photons produced in SPDC. First in the experimental set up the nonlinear BBO crystal generates the twin correlated signal and idler photons. Then for investigation of the light source nature, g^2 (0) is obtained experimentally. The results show this value is less than 0.5 which verifies the generated photons are in the heralded single photon regime.

Keywords: Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC), Second Order Degree of Coherence, Heralded single Photon Source

درجه همدوسی مرتبه دوم (زمانی) $g_{T,R}^{(2)}(au)$ توصیف می شود که تابعی از تاخیر زمانی au بین اندازه گیری های شدت است.

$$g_{T,R}^{2}(\tau) = \frac{\langle I_{T}(t+\tau)I_{R}(t)\rangle}{\langle I_{T}(t+\tau)\rangle\langle I_{R}(t)\rangle}$$
(1)

اگر منبع نور ثابت باشد، یعنی اگر آمار آن در زمان تغییر نکند، میتوان براکتها را بهعنوان میانگینهای آنسامبلی به جای میانگینهای زمانی تعبیر کرد. رابطه بالا درجه همدوسی مرتبه دوم را نشان می دهد زیرا شامل همبستگی بین شدت ها است، در حالی که درجه همدوسی مرتبه اول همبستگی بین میدان ها را توصیف می کند.

با فرض یک شکافنده پرتو 50/50 که در آن شدتهای ارسالی، بازتابی و ورودی به بصورت $I_T(t) = I_R(t) = \frac{1}{2} I_I(t)$ مرتبط هستند. از معادله (1)برای اندازه گیری همزمان شدت($\tau = 0$) خواهیم داشت:

این نتیجه با استفاده از نظریه موج کلاسیک به دست آمده است. در معادله (۲) ، حالت تساوی ۱ زمانی حاصل میشود که میدان ورودی کاملاً پایدار و بدون نوسان باشد (نزدیک ترین تحقق تجربی این میدان کلاسیک پایدار مربوط به نور لیزر همدوس است)، در حالی که برای میدان های آشفته آهمدوسی مرتبه دوم بیشتر از ۱ است.

در نظریه کوانتومی، برای محاسبه همبستگی بین میدانهای خروجی از شکافنده نور ($g_{T,R}^{(2)}(au)$) از عملگرهای کوانتوم

مقدمه

در حالی که رفتار کلاسیکی موجی نور مانند تداخل و پراش سالهاست که در آزمایشگاهها مشاهده می شود، مشاهده صریح ماهیت کوانتومی نور (فوتونها) بسیار دشوارتر است. برای مثال یدیدههای شناخته شدهای مانند اثر فوتوالکتریک و پراکندگی كامپتون وجود فوتونها را نشان ميدهند [1,2] . از منظر مكانيك کوانتومی نور دارای ماهیت موجی -ذره ای است. در این مقاله آزمایشی ارائه شده است که به صراحت ماهیت کوانتومی نور را نشان میدهد. این آزمایش تایید تجربی وجود ذراتی به نام فوتون است که با استفاده از نظریه کلاسیک نور قابل توضیح نیست. یکی از این آزمایشها توسط گرینگر و همکارانش انجام شد[3,4]. ایدہ اصلی این است که اگر یک فوتون منفرد به یک شکافنده پرتو برخورد کند، میتوان آن را فقط در درگاه عبوری یا درگاه بازتابی تشخیص داد، نه هر دو درگاه. به عبارت دیگر هیچ فوتونی به طور همزمان در درگاه عبوری و بازتابی وجود ندارد. برای این منظور، در این مقاله آزمایشی طراحی شده است که با استفاده از آن کمیتی به نام درجه همدوسی مرتبه دوم $(g^{(2)}(0))$ محاسبه می شود و طبق آن می توان ماهیت کلاسیکی یا کوانتومی بودن منبع نوری و همچنین تک فوتون بودن آن را مشخص نمود. اگر منبع نوری از نظریه کلاسیک پیروی کند، $1 \le g^2(0) \le g^2(0)$ خواهد بود. طبق تئوری مکانیک کوانتومی استفاده از چشمه نور غیرکلاسیکی این نامساوی را نقض می کند و مقدار $g^2(0)$ کمتر از یک بدست خواهد آمد. برای منابع تک فوتون ایده آل نیز رابطه $g^2(0) = g^2(0)$ برقرار است.

مفاهیم و تعاریف تئوری

در فیزیک کلاسیک، موج الکترومغناطیسی با معادلات ماکسول به طور کامل توصیف می شود. برای چنین میدانی، همبستگی بین شدت عبوری I_T و منعکس شده I_R از شکافنده پرتو با

Grangier Second order degree of coherence

"chaotic

مکانیکی استفاده میشود و معادله $g_{T,R}^{(2)}(au)$ به صورت زیر بازنویسی میشود:

$$g_{T,R}^{2}(0) = \frac{\langle : \hat{n}_{T} \hat{n}_{R} : \rangle}{\langle \hat{n}_{T} \rangle \langle \hat{n}_{R} \rangle}$$
(7)

عملگر شدت متناسب با عملگر عدد فوتون برای میدان \hat{a} عملگر فنا $\hat{a}=\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$ است. که \hat{a}^{\dagger} عملگرهای خلق و \hat{a} عملگر فنا است. با استفاده از روابط

$$g_{T,R}^{2}(0) = \frac{\langle \hat{a}_{T}^{\dagger} \hat{a}_{R}^{\dagger} \hat{a}_{R} \hat{a}_{R} \rangle}{\langle \hat{a}_{T}^{\dagger} \hat{a}_{T} \rangle \langle \hat{a}_{R}^{\dagger} \hat{a}_{R} \rangle} \tag{9}$$

$$\hat{a}_{R} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_{I} + \hat{a}_{V}), \hat{a}_{T} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_{I} - \hat{a}_{V})$$

$$g^{2}(0) = \frac{\langle \hat{n}_{I}(\hat{n}_{I}-1) \rangle}{\langle \hat{n}_{I} \rangle^{2}} \qquad (\Delta)$$

چيدمان تجربى

برای تولید زوج فوتون های همبسته از تبدیل پایین پارامتری خود به خودی[†]استفاده می شود که از طریق آن با اعمال خروجی یک دیود لیزری ۴۰۵ نانومتری به کریستال غیرخطی بتاباریم بورات (BBO) نوع ۱، جفت فوتون سیگنال و ایدلر با طول موج ۸۱۰ نانومتری تولید می گردد. جفت فوتونها در جهتهای جداگانه حرکت می کنند.

از آنجایی که دو بازوی خروجی از فرآیند SPDC دارای نوعی همبستگی کوانتومی هستند، اندازه گیری فوتون در یک بازو وجود فوتون را در بازوی دیگر تضمین می کند. این منبع را منبع تک فوتونی "جار زننده" می نامند.

یکی از روش های تشخیص منبع تک فوتون جارزننده استفاده از سه آشکارساز، و محاسبه درجه همدوسی مرتبه دوم فوتون ها در شاخه ایدلر (جارزننده) و شاخه سیگنال با کمک شکافنده پرتو میباشد. فوتون ایدلر به آشکارساز ۱ و فوتون سیگنال به یک شکافنده پرتو برخود میکند. تشخیص فوتون در آشکارساز را در شکافنده پرتو اعلام میکند. فوتون سیگنال که به شکافنده پرتو برخورد میکند یا به آشکارساز عبوری (۲) منتقل میشود پرتو برخورد میکند یا به آشکارساز عبوری (۲) منتقل میشود یا به آشکارساز (۳) بازتاب میشود. اگر اN تعداد فوتونهایی که که به آشکارساز ۱ در بازه Δ۲ میرسد، یاN تعداد فوتونهایی که بصورت همزمان به آشکارسازهای ۱ و ۲ میرسند (به طور مشابه مرا تعریف میشود)، و دیاN تعداد فوتونهایی که به صورت همزمان به سه آشکارساز میرسد، گرینگر و همکارانش نشان دادند که میدان نوری کلاسیک در شکافنده پرتو باید نابرابری دادند که میدان نوری کلاسیک در شکافنده پرتو باید نابرابری

$$g^{2}(0) = \frac{N_{123}N_{1}}{N_{12}N_{13}} \ge 1$$
 (9)

اندازه گیری $g^{(2)}(0)$ کمتر از β ۰ نشان دهنده آن است که منبع نوری در رژیم تک فوتون جارزننده قرار دارد[5]. هر چه مقدار



شکل ۱) چیدمان شماتیک آزمایشگاهی مربوط به اندازه گیری درجه همدوسی مرتبه دوم از فوتون های تولیدی از فرآیندSPDC

7 Heralded Single Photon Source

spontaneous parametric down-conversion

Abeta-barium-borate

نتيجهگيرى

در این مقاله در ابتدا تک فوتون کوانتومی جارزننده تحت تبدیل پایین پارامتری خود بخودی تولید شده است و سپس با آزمایشی که ترتیب داده شده است درجه همدوسی مرتبه دوم فوتونهای خروجی بدست آمده است. نتایج تک فوتون تولیدی با توصیف مکانیک کوانتومی که در آن میدانی در حالت تک فوتونی بر روی یک شکافنده پرتو برخورد می کند، مطابقت دارد. نتایج حاکی از آن است که کمیت $(0)^{(2)}$ تعدیل یافته دارای مقداری کوچکتر از ۵/۰ است. این آزمایش ورود به رژیم کوانتومی تک فوتون "جار زننده" را به عنوان منبع نوری تایید می نماید.

مرجعها

- [1] Mark Beck. Quantum mechanics: theory and experiment. Oxford University Press, New York, 2012.
- [2] Thorn, J. J., M. S. Neel, V. W. Donato, G. S. Bergreen, R. E. Davies, and M. Beck. "Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory." American Journal of Physics 72, no. 9 (2004): 1210-1219.
- [3] P Grangier, G Roger, and A Aspect. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences. Europhysics Letters (EPL), 1(4):173– 179, feb 1986.
- [4] Pearson, Brett J., and David P. Jackson. "A handson introduction to single photons and quantum mechanics for undergraduates." American Journal of Physics 78, no. 5 (2010): 471-484. 55
- [5] Bocquillon E, Couteau C, Razavi M, Laflamme R, Weihs G. Coherence measures for heralded singlephoton sources. Physical Review A. 2009 Mar 18;79(3):0358

این کمیت به صفر نزدیکتر باشد، به داشتن منبع تک فوتونی و رژیم کوانتومی ایده آل نزدیکتر می شویم.

یس از اندازه گیری نرخ فوتون ها توسط سه آشکارساز، تصحیحاتی در داده ها باید صورت گیرد که ناشی از انواع نوفه ها (نظیر جریان سیاه^۲ نرخ همزمانی تصادفی^۸ و زمان مرده^۹ آشکارسازها) است. شکل ۲ نمودار تغییرات تابع همدوسی مرتبه دوم $g^2(0)$ را بر حسب زمان نشان می دهد. مقدار انحراف معيار اين نتايج 0.057 بدست آمده است. نتايج نشان دهنده آن است که منبع نوری با تئوری موجی کلاسیک سازگاری ندارد. در $g^2(0)$ محاسبه شده، نرخ همزمانی تصادفی هم وجود دارد که دقت محاسبات را پایین می آورد. نرخ همزمانی تصادفی تعداد فوتون هایی است که به شکل تصادفی بدون داشتن همیستگی، همزمان به آشکارساز میرسند[2]. این نرخ با رابطه نشان داده می شود که در آن $\Delta t \; rac{N_s N_i}{T}$ ینجره همزمانی، Ns و Ni نرخ فوتون ها در شاخه سیگنال و ایدلر $g^{2}(0)$ و T زمان داده گیری است. با حذف این نرخ تصادفی از T زمان داده گیری است. ، کمیت حاصل $g^2(0)$ تبدیل یافته نامیده می شود که در این آزمایش مقدار 0.11 بدست می آید. مقدار این کمیت کمتر از ۰/۵ بدست آمده که به نوعی تاییدکننده وجود منبع تک فوتونی "جار زننده" مي باشد[4,5].



شکل ۲) نمودار (0)(g(2) اندازه گیری شده بر حسب زمان.

Accidental Coincidence

Wark Count

Dead Time



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



کنترل همدوس دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی اتم دو ترازی در یک موجبر

كريستال فوتوني

نگار نیکدل یوسفی¹، علی مرتضی پور² دانشکده علوم پایه دانشگاه گیلان، رشت، بلوار نامجو nnikdel@phd.guilan.ac.ir ²دانشکده علوم یایه دانشگاه گیلان، رشت، بلوار نامجو guilan.ac.ir

چکیده – در این مقاله یک اتم دو ترازی (کیوبیت) واقع در یک موجبر کریستال فوتونی را مورد بررسی قرار میدهیم. فرض میکنیم کیوبیت مورد نظر با یک میدان کلاسیکی جفت کننده و مدهای خلاء الکترومغناطیسی موجبر کریستال فوتونی برهمکنش میکند. با توجه به قابلیت های مهندسی ساختار موجبر درکنترل انتشار میدان به مطالعه دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی کیوبیت در این ساختار میپردازیم. نشان میدهیم که با دستکاری شدت میدان جفت کننده و طول اپتیکی موجبر میتوان دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی سامانه را کنترل نمود.

كليد واژه- اتم دوترازى ، اطلاعات فيشر كوانتومى، طول اپتيكى، موجبر كريستال فوتونى

Coherent control of the dynamics of Quantum fisher information a two-level atom in a photonic crystal waveguide

Negar Nikdel Yousefi¹, Ali Mortezapour² ^{1,2}Department of Physics, Faculty of Science, University of Guilan, Rasht, Iran ¹nnikdel@phd.guilan.ac.ir, ²mortezapour@guilan.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate a two-level atom (qubit) located in a photonic crystal waveguide. It is assumed that the qubit interacts with a classical driving coupling field and the vacuum electromagnetic modes of the photonic crystal waveguide. Due to the engineering capabilities of the waveguide in the control of the field propagation, we studied the dynamics of quantum fisher information of qubit in this structure. The results showed that with manipulation in the strength of driving coupling field and the optical length of the waveguide, the dynamics of quantum fisher information is controlled.

Keywords: Two-level atom, Quantum fisher information, Optical length, Photonic crystal waveguide

معرفی مدل پیشنهادی و حل آن

مطابق شکل 1 یک موجبر کریستال فوتونی با یک شبکه مثلثی از حفره های هوا در نظر می گیریم که در یک بستر دی الکتریک احاطه شده است. به طوریکه این موجبر در نقطه $x = x_0$ با یک اتم دوترازی (کیوبیت) جفت شده است. در واقع x_0 مسافت بین کیوبیت و انتهای موجبر می باشد.



شکل 1: مدل فیزیکی سامانه که شامل یک شبکه مثلثی از حفره های هوا در یک دی الکتریک است. موجبر در $x = x_0$ با یک اتم دوترازی (کیوبیت) جفت شده و انتهای موجبردر x = 0 واقع شده است.

فرض می کنیم اتم دوترازی (کیوبیت) مورد نظر دارای حالت برانگیخته $\langle a \rangle$ و حالت پایه $\langle b \rangle$ است که با یک میدان کلاسیکی با بسامد ω_l برهمکنش می ماید. هامیلتونی کل این سامانه تحت تقریبهای دو قطبی و موج چرخان به صورت زیر نوشته می شود (n = 1):

$$\begin{split} \hat{H} &= \frac{\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z + \sum_k \omega_k \hat{a}_k^{\dagger} \hat{a}_k + \\ &(\sum_k g_k \hat{a}_k \hat{\sigma}_+ + \Omega e^{-i\omega_L t} \hat{\sigma}_+ + H.c), \\ (1) \\ &(\sum_k g_k \hat{a}_k \hat{\sigma}_+ + \Omega e^{-i\omega_L t} \hat{\sigma}_+ + H.c), \\ &(1) \\ &(1$$

مقدمه

نظریه اطلاعات و محاسبات کوانتومی به عنوان یایه اساسی کامپیوترهای کوانتومی محسوب می شوند. به طوریکه تکنولوژی آینده کامپیوترها در حوزههای مختلفی چون بهینهسازی روند دریافت و استخراج اطلاعات، یردازش اطلاعات و امنیت شبکه را در برگرفته و با سرعت بسیار زیادی در حال پیشرفت میباشند. از این رو مبحث سنجش کوانتومی در سامانه های کوانتومی توسعه یافته از جمله موضوعاتی است که مطالعات بسیاری را در سالهای اخیر در این حوزه به خود اختصاص داده است. همان طور که می-دانیم دنیای کوانتوم دنیای احتمالات و عدم قطعیت است، بنابراین دقت در اندازه گیری اطلاعات و بهینه اطلاعات دریافتی از جنبه های قابل توجه محققان و پژوهشگران در این حوزه و حتی علوم بین رشتهای می باشد. این علم با به کارگیری سامانه ها و یدیدههای کوانتومی دقت برآورد در اندازه گیری یارامترهای فیزیکی را تا حد ممکن افزایش می-دهد. از این رو مبحث اطلاعات فیشر کوانتومی به عنوان یک مفهوم مهم در تجزیه و تحلیل موقعیت هایی که در آنها حساسیت فازی مطرح می باشد بکار می رود و نشان داده می شود که در سامانه های با ارزش QFI ² بیشتر، دقت اندازه گیری به مراتب بیشتری گزارش می شود [1]. با توجه به برهم کنش سامانه های کوانتومی با محیط و به منظور حفاظت اطلاعات فیشر کوانتومی، ما یک اتم دو ترازی (کیوبیت) را در نظر می گیریم که توسط یک ساختار موجبر کریستال فوتونی احاطه شده است. با توجه به قابلیت های مهندسی این ساختار در کنترل انتشار میدان جفت کننده، دینامیک این سامانه دو ترازی را در این ساختار بررسی می کنیم. در ادامه به معرفی و حل این سامانه در موجبر كريستال فوتونى مىيردازيم.

¹ Quantum Metrology

² Quantum fisher information

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

شدت جفت شدگی بین کیوبیت و مد
$$k$$
ام است که در آن
 Γ نرخ گسیل خودبخودی کیوبیت است.
هامیلتونین موثر این سامانه در ویژه حالت های پوشیده
 $|A\rangle = Sin\frac{\eta}{2}|b\rangle + Cos\frac{\eta}{2}|a\rangle,$
(3)
 $|B\rangle = Cos\frac{\eta}{2}|b\rangle - Sin\frac{\eta}{2}|a\rangle$
به صورت زیر نوشته میشود[3]:

$$\hat{H}_{eff} = \frac{\omega_D}{2} \hat{\chi}_z + \sum_k \omega_k \hat{a}_k^{\dagger} \hat{a}_k + \cos^2(\frac{\eta}{2}) \sum_k \{g_k \hat{a}_k \hat{\chi}_+ e^{+i\omega_L t} + H.c.\}.$$
(4)

 $\omega_D = \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega^2}$ و $\eta = Arc \tan[2\Omega/\Delta]$ که در آن $[\Delta/\Delta^2 + 4\Omega^2]$ و $\eta = Arc \tan[2\Omega/\Delta]$ بسامد گذار کیوبیت در ویژه حالتهای پوشیده است. همچنین $\langle \hat{X}_z = |A\rangle \langle A| - |B\rangle \langle B|$ ماتریس پائولی و $\hat{\chi}_z = |A\rangle \langle B|, \hat{\chi}_z = |B\rangle \langle A|$ عملگرهای بالابرنده و پایین برنده جدید هستند.

فرض میکنیم در مبدا زمان، کیوبیت مورد نظر در یک برهمنهی همدوس از حالتهای اولیه خویش و همچنین مُدهای موجبر در حالت خلا <0 باشند:

 $|\Psi(0)\rangle = (\cos(\theta/2)|A\rangle + e^{i\phi}\sin(\theta/2)|B\rangle)|0\rangle_{R}$ (5) در چنین شرایطی بردار حالت کل سامانه در لحظه دلخواه t به صورت زیر نوشته شود:

$$|\Psi(t)\rangle = \cos(\theta/2)C(t)|A\rangle|0\rangle_{R} + e^{i\phi}\sin(\theta/2)|B\rangle|0\rangle_{R} + \cos(\theta/2)\sum_{k}C_{k}(t)|B\rangle|1_{k}\rangle^{(6)}$$

حال با جایگذاری معادله بالا در معادله شرودینگر، معادله دیفرانسیل زیر را برای دامنهی احتمال (C(t) بدست می-آوریم:

$$\dot{C}(t) + \cos^4(\frac{\eta}{2}) \int_0^t F(t,t') C(t') dt' = 0,$$
(7)

$$F(t-t') = \sum_k |g_k|^2 e^{i(\omega_D - \omega_k)(t-t')}$$
تابع

همبستگی میباشد که در آن تابع چگالی طیفی بصورت $J(\omega - \omega_0) = \frac{\Gamma}{4\pi} Sin^2 [\frac{t_d}{2}(\omega - \omega_0) + \frac{\varphi_\ell}{2}]$ (8) که متناسب با $\left|g_k\right|^2$ میباشد.که در آن t_d زمان حافظه φ_ℓ ولول اپتیکی موجبر میباشد[2]. بنابراین با جایگذاری

رابطه (8) در (7) داریم:

$$\begin{split} \dot{C}(t) &= -\frac{\Gamma}{8}C(t) + \frac{\Gamma}{8}C(t-t_d)e^{i(2\Omega t_d+\varphi_t)}\Theta(t-t_d), (9)\\ \text{ So be constrained on the set of the set o$$

اکنون با در دست داشتن ماتریس چگالی کمیت اطلاعات فیشر کوانتومی قابل محاسبه است که در بخش بعدی بطور مختصر به آن میپردازیم.

اطلاعات فيشر كوانتومى

با توجه به نیاز روز افزون به محاسبات کوانتومی و کنترل سامانههای کوانتومی، توانایی دستیابی به بیشینه اطلاعات نهفته در یک حالت کوانتومی از مهمترین موضوعات روز علم فیزیک میباشد که توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است. از طرفی با توجه به این که نظریه برآورد کوانتومی به دنبال بهترین رهیافت برای تخمین یک یا چند پارامتر تصادفی میباشد، مسئله برآورد کوانتومی به دنبال این است تا با کمک قوانین کوانتومی بیشینه دقت ممکن در تخمین یک پارامتر کوانتومی را ارائه دهد. بطوریکه بر اساس نظریه کرامر-رائو، خطای ممکن در اندازه گیری یک پارامتر تصادفی همواره بزرگتر و یا مساوی عکس اطلاعات فیشر کوانتومی است. بنا بر نامساوی کرامر- رائو داریم[4]:

$$\delta Q_{est} \ge \frac{1}{\sqrt{mF_Q}} \tag{11}$$

در اینجا m تعداد دفعات فرآیند اندازه گیری است. همچنین F_Q اطلاعات فیشر کوانتومی است که به صورت $F_Q = Tr[\rho_Q L_Q^2]$ عملگر مشتق لگاریتمی متقارن می باشد که توسط رابطه مشتق لگاریتمی متقارن می باشد که توسط رابطه با بکارگیری تجزیه طیفی ماتریس چگالی بصورت با بکارگیری تجزیه طیفی ماتریس چگالی بصورت
φ_{ℓ} شدت میدان جغت کننده به ازای مقادیر مختلف φ_{ℓ} متفاوت است.ملاحظه می کنیم در وضعیت 2/ π و اعمال و تغییر بسامد رابی تاثیر چندانی بر دینامیک ϕ_{ℓ} و از این رو تخمین پارامتر ϕ ندارد. اما در مورد $\pi = \pi$ پیداست که اعمال میدان کلاسیکی و افزایش شدت آن تاثیر به سزایی در حفظ ϕ_{ℓ} و در نتیجه بهبود تخمین پارامتر ϕ در زمانهای بزرگتر دارد. در مورد 2/ $\pi = \varphi_{\ell}$ وجود میدان کلاسیکی تاثیرگذار است اما افزایش مداوم شدت آن لزوما بهترین نتیجه را دربر نخواهد داشت. همچنین در وضعیت بهترین را بدتر می کند.

نتيجهگيرى

در این تحقیق مشاهده نمودیم که با دستکاری شدت میدان کلاسیکی اعمال شده به کیوبیت قرار گرفته در موجبر کریستال فوتونی، میتوان دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی مرتبط با پارامتر فاز اولیه در بردار حالت کیوبیت را کنترل نمود. از این حیث با توجه به طول اپتیکی موجبر و تعیین یک شدت (بسامد رابی مشخص) برای میدان کلاسیکی میتوان دقت در تخمین کوانتومی این پارامتر را بهبود بخشید.

مرجعها

- [1] Jiang, Z., "Quantum Fisher information for states in exponential form." Physical Review A., Vol.89, pp.032128,(2014).
- [2] Wang, J., Wu, Y., Guo, N., Xing, Z. Y., Qin, Y., Wang, P. "Classical-driving-assisted entanglement trapping in photonic-crystal waveguides." Optics Communications., Vol. 420, pp.183-188, (2018).
- [3] Mortezapour, A., Nourmandipour, A., & Gholipour, H. "The effect of classical driving field on the spectrum of a qubit and entanglement swapping inside dissipative cavities." Quantum Information Processing., Vol.19, pp1-16, (2020).
- [4] Ren, Y.K., Wang, X.L. and Zeng, H.S., "Protection of quantum Fisher information for multiple phases in open quantum systems". Quantum Information Processing, Vol 17, pp.1-16, (2018).

تعريف کلی اطلاعـات فيشـر $\rho_Q = \sum_n \lambda_n |\psi_n\rangle \langle \psi_n |$ کوانتومی بصورت زير در نظر گرفته می شود (12)

$$F_{Q} = \sum_{n} \frac{\left(\partial_{Q} \lambda_{n}\right)^{2}}{\lambda_{n}} + 2\sum_{n \neq m} \frac{\left(\lambda_{n} - \lambda_{m}\right)^{2}}{\lambda_{n} + \lambda_{m}} \left|\left\langle\psi_{n}\right|\partial_{Q}\psi_{m}\right\rangle\right|^{2}$$

در تساوی بالا، اولین و دومین جمله شامل جمع بر روی همه مقادیر که در آن $0 \neq {}_n \mathcal{K}_0 = 0 \neq {}_n \mathcal{K}_1 + \mathcal{K}_n$ است[1,4] . با توجه به رابطه (11) دقت در تخمین پارامتر تصادفی Qرا می توان با افزایش اطلاعات فیشر کوانتومی مرتبط با آن افزایش داد.

بحث و بررسی

در این بخش به دنبال این هستیم تا دریابیم چگونه می-توانیم با تغییر شدت میدان کلاسیکی، دقت در تخمین پارامتر فاز اولیه ϕ در بردار حالت کیوبیت را افزایش دهیم.



 Ω شكل 2: تحول زمانى F_{ϕ} به ازاى شدت هاى ميدان ليزرى جفت كننده F_{ϕ} (a) $\varphi_{\ell} = \pi / 2$, (b) $\varphi_{\ell} = \pi$ (c) $\varphi_{\ell} = 3\pi / 2$, (d) $\varphi_{\ell} = 2\pi$ مقادير پارامترهاى اوليه بصورت. $\theta = \pi / 2$, $\phi = \pi / 4$, $t_d = 0.5$. نظر گرفته مىشود.

از این رو در شکل 2 تاثیر بسامد رابی میدان کلاسیکی (Ω) را بر تحول زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی پارامتر ϕ (Γ_{ϕ}) به ازای موجبرهایی با طولهای مختلف به نمایش می- F_{ϕ}) به ازای مقادیر مختلف بسامد رابی میدان کلاسیکی گذاریم.به ازای مقادیر مشاهده میشود این است که تاثیر (Ω)، انچه که بوضوح مشاهده میشود این است که تاثیر



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بهکارگرفتن حالتهای غیرگاوسی تک مده بهمنظور بهبود درهم تنیدگی حالتهای اتمی در مدل تاویس-کامینگز

راضیه موحدی، داود افشار و مجتبی جعفر پور

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

raz.movahedi@gmail.com

da_afshar@yahoo.com

mojtaba_jafarpour@yahoo.com

چکیده – با استفاده از مدل تاویس –کامینگز و به کارگرفتن میدانهای تک مدی غیرگاوسی بهبود درهم تنیدگی حالتهای اتمی را مورد بررسی قرار میدهیم. حالتهای همدوس زوج و فرد بهعنوان حالتهای میدان درنظرگرفتهمی شوند و حالت خروجی به کمک هامیلتونی تاویس –کامینگز و عملگر تحول زمانی بهدست می آید. مشاهده می شود برای دستیابی به بیشینهٔ درهم تنیدگی حالت اتمی خروجی، انتخاب حالتهای همدوس زوج و فرد برای میدان ورودی گزینهٔ مناسبتری نسبت به حالت همدوس معمول است.

کلید واژه: حالتهای غیر گاوسی، حالتهای همدوس زوج و فرد، درهم تنیدگی، مدل تاویس -کامینگز

Applying single mode non-Gaussian field states to improve the entanglement of atomic states in Tavis-Cummings model

Razieh Movahedi, Davood Afshar, and Mojtaba Jafarpour

Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz

raz.movahedi@gmail.com

da_afshar@yahoo.com

mojtaba_jafarpour@yahoo.com

Abstract - Using Tavis-Cummings model and employing single mode non-Gaussian fields, we investigate the entanglement enhancement of atomic states. Even and odd coherent states have been considered as the field states and the output state has been obtained by Tavis-Cummings Hammilton and time evolution operator. It is observed that to achieve the maximum entanglement of the output atomic state, the choice of even and odd coherent states for the field is a more appropriate option than the usual coherent state.

Key words: Tavis-Cummings model, even and odd coherent state, entanglement, non-Gauassian states

مقدمه

درهمتنیدگی یک ویژگی کوآنتومی است که دارای کاربردهای گوناگون از جمله انتقال اطلاعات کوآنتومی، ترابرد کوآنتومی و رمزنگاری کوآنتومی است. یکی از روشهای درهمتنیدهنمودن حالتهای اتمی، با استفاده از اندرکنش بین اتم و یک میدان الکترومغناطیسی است [1]. مدل جینز-کامینگز یکی از مدلهای معروف در اندرکنش اتم-میدان است که در آن اندرکنش یک اتم دوترازه با یک مد میدان کوآنتیده در کاواکی اپتیکی بررسی می شود [۲]. مدل تاویس-کامینگز مدل دیگری است که در آن N اتم با یک میدان تک مده تحت هامیلتونی تاویس-کامینگز در یک کاواک اندرکنش می کنند [۳, ۴] و حالتهای خروجی اتمی در این فرآیند می توانند در هم تنیده شوند. استفاده از حالتهای همدوس بهعنوان میدان ورودی در این مدل منجر به بیشینهٔ درهمتنیدگی حالتهای اتمی نمی شود [۵]. درمقالهٔ حاضر با استفاده از مدل تاویس-کامینگز و با تغییر میدان به حالتهای همدوس زوج و فرد، افزایش درهمتنیدگی حالتهای خروجی اتمی را مورد بررسی قرار میدهیم. بهاین منظور پیکربندی این مقاله به شرح زیر است: ابتدا مرور كوتاهى بر مدل تاويس-كامينگز مىكنيم. سپس با میدان های ورودی مختلف، میزان درهم تنیدگی حالتهای اتمی خروجی را برحسب پارامترهای مختلف بررسی کرده و بهترین حالت، بهمنظور دستیابی به بیشینهٔ درهم تنیدگی حالت خروجی، را معرفی مینماییم. در انتها نتيجه گيري ارائهمي شود.

مدل تاويس-كامينگز

مدل تاویس-کامینگز تعمیم مدل جینز-کامینگز است که در آن اندرکنش دو یا چند اتم دو ترازه با یک مد میدان در درون یک کاواک درنظر گرفته می شود. هامیلتونی

تاویس –کامینگز، شامل اندرکنش دو اتم دو ترازه با یک میدان، عبارت است از:

$$\begin{split} H_{T-C} &= \hbar \omega a^{\dagger}a + \sum_{i=A,B} \hbar (\frac{1}{2} \omega_0 \sigma_i^z + g e^{i\theta} \sigma_i^+ a + g e^{-i\theta} \sigma_i^- a^{\dagger}) \quad (1) \\ & \omega_0 \quad \lambda \in I \quad \lambda \in B \quad \lambda \in I \quad$$

تحول زمانی اتم میدان در مدل تاویس -کامینگز عملگر تحول زمانی در مدل تاویس-کامینگز عبارت است از :

 $U(t) = e^{-iH_{T-C}t/\hbar} \tag{(Y)}$

حالت اولیه اتمها را به صورت جداپذیر انتخاب می کنیم. سپس با انتخاب حالتهای مختلف میدان، میزان درهم تنیدگی حالت اتمی را بر حسب پارامترهای موجود در مسئله به دست می آوریم. حالت خروجی اتم-میدان با استفاده از رابطهٔ (۲) به صورت زیر به دست می آید:

 $\left|\Psi_{atoms-field}\left(t\right)\right\rangle = U\left|\Psi_{atoms}\left(0\right)\right\rangle \left|\Psi_{field}\left(0\right)\right\rangle$

(۳) $\langle n|(\langle 11|(n)b(\langle 10|(n)\rangle)| = \sum_{n=0}^{\infty} (a(n)|00\rangle + b(n)|01\rangle + c(n)|10\rangle d(n)|11\rangle \langle n|(\langle 10)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \langle 10\rangle + b(n)|01\rangle + b(n)|01\rangle + b(n)|01\rangle = \langle 10\rangle + b(n)|01\rangle + b(n)|01\rangle = \langle 10\rangle + b(n)|01\rangle + b(n)|01\rangle = b(n)|01\rangle + b(n)$

$$C = 2\sum_{n=0}^{\infty} |a(n) d(n) - b(n) c(n)|$$
 (f)

درصورتی که حالت میدان ورودی، حالت همدوس باشد، داریم:

$$a(n) = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} e^{-it(n\omega - \omega_0)} \cos^2 gt\sqrt{n}$$
$$b(n) = -ie^{i\theta} e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} e^{-itn\omega} \cos gt\sqrt{n} \sin gt\sqrt{n+1}$$

$$c(n) = -ie^{i\theta}e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} e^{-itn\omega} \cos gt\sqrt{n+1} \sin gt\sqrt{n+1}$$
$$d(n) = -e^{2i\theta}e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^{n+2}}{\sqrt{(n+2)!}} e^{-it(n\omega+\omega_0)} \sin gt\sqrt{n+1} \sin gt\sqrt{n+2} \qquad (\Delta)$$

حالتهای همدوس زوج و فرد از برهمنهی حالتهای همدوس ساخته میشوند و دارای خواص غیر کلاسیکی بیشتری نسبت به حالت همدوس هستند. این حالتها بهصورت زیر تعریف میشوند:

$$|\alpha\rangle_{e} = \frac{1}{\sqrt{\cosh|\alpha|^{2}}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n}}{\sqrt{(2n)!}} |2n\rangle$$
$$|\alpha\rangle_{o} = \frac{1}{\sqrt{\sinh|\alpha|^{2}}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{\sqrt{(2n+1)!}} |2n+1\rangle \qquad (8)$$

که در آن $|\alpha\rangle_{e}$ حالت همدوس زوج، $|\alpha\rangle_{o}$ حالت همدوس فرد و α پارامتر همدوسی است. درصورتی که از حالتهای رابطهٔ (۶) بهعنوان حالت میدان اندر کنش کننده با اتمها در درون کاواک استفاده شود، ضرایب رابطهٔ (۳) بهصورت زیر بهدست می آیند:

$$a(n)^{\binom{e}{o}} = N_{\binom{e}{o}} e^{-\frac{|a|^{2}}{2}} \left(1 \pm (-1)^{n}\right)$$

$$\frac{\alpha^{n}}{\sqrt{n!}} e^{-i(n\omega - \omega_{0})t} \cos^{2} gt\sqrt{n}$$

$$b(n)^{\binom{e}{o}} = -iN_{\binom{e}{o}} e^{i\theta} e^{-\frac{|a|^{2}}{2}} \left(1 \pm (-1)^{n+1}\right)$$

$$\frac{\alpha^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} e^{-in\omega t} \cos gt\sqrt{n} \sin gt\sqrt{n+1}$$

$$c(n)^{\binom{e}{o}} = -iN_{\binom{e}{o}} e^{i\theta} e^{-\frac{|a|^{2}}{2}} \left(1 \pm (-1)^{n+1}\right)$$

$$\frac{\alpha^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} e^{-in\omega t} \cos gt\sqrt{n+1} \sin gt\sqrt{n+1}$$

$$d(n)^{\binom{e}{o}} = -N_{\binom{e}{o}} e^{2i\theta} e^{-\frac{|a|^{2}}{2}} \left(1 \pm (-1)^{n+2}\right)$$

$$\frac{\alpha^{n+2}}{\sqrt{(n+2)!}} e^{-i(n\omega + \omega_{0})t} \sin gt\sqrt{n+1} \sin gt\sqrt{n+2} \qquad (\forall)$$

$$N_{\binom{e}{o}} = \frac{1}{\sqrt{2\left(1 \pm e^{-2\alpha^2}\right)}} \tag{A}$$

که در آن

است. اینک توافق حالت خروجی اتمی را برای میدانهای همدوس، همدوس زوج و همدوس فرد ورودی محاسبه و بیشینهٔ آن را بر حسب پارامترهای g، θ ، ω و ω بهینه می کنیم. لازم بهذکر است که این پارامترهای بهینه شده را با نرمافزار متمتیکا بهدست آوردهایم. به این صورت که مقادیر پارامترهای بهینه شده برای هر حالت ورودی میدان، کمترین مقدار ممکن برای داشتن بیشترین مقدار درهم تنیدگی می باشد. در شکلهای ۱ و ۲ توافق حالت خروجی اتمی را به ترتیب بر حسب پارامتر همدوسی و زمان، برای حالت ورودی میدان همدوس، همدوس زوج و



شکل ۱: درهم تنیدگی حالت خروجی اتمی بر حسب پارامتر همدوسی برای مکل ۱: درهم تنیدگی حالت خروجی اتمی بر حسب پارامتر همدوسی برای حالت ورودی همدوس زوج به ازای $\Theta = \omega_a = 0$,۶۷۷۶۷ و مدوس زوج به ازای $\theta = 1_i$ برای حالت ورودی همدوس زوج به ازای $\Theta = \omega_a = \Theta = 1_i$ و حالت ورودی همدوس فرد به ازای $0 = \omega_a = \Theta = \omega_a$ و حالت 0 = 0



شکل ۲: درهمتنیدگی حالت خروجی اتمی بر حسب زمان برای حالت . ورودی همدوس به ازای ۲۶۷۲۶۷ م $\omega_a = 1$,۶۷۷۶۷ مg = 0, $\omega = 0$, g = 0, $\eta = 0$, $\eta =$ مشاهده گردید در صورت استفاده از حالتهای غیرگاوسی میدان، یعنی حالتهای همدوس زوج و فرد، در مقایسه با حالت همدوس معمولی بیشینهٔ درهمتنیدگی بیشتری در حالتهای اتمی بهوجود میآید. همچنین درهمتنیدگی حالتهای اتمی خروجی در صورت استفاده از حالتهای همدوس زوج و فرد یکسان است. بهعلاوه درهمتنیدگی حالت خروجی اتمی تابعی متناوب بر حسب زمان است. در برخی از زمانها درهمتنیدیگی حالت همدس بیش از حالت همدوس زوج و فرد است اما در این زمانها درهمتنیدگی بهشدت وابسته به زمان است و با تغییر اندکی در طول کاواک افت وخیز درهمتنیدگی بسیار زیاد است. از این رو انتخاب حالتهای همدوس زوج و همدوس فرد بهعنوان میدان ورودی مختلف برای درهمتنیدگی است.

مرجعها

1. Li, J., et al., Semideterministic entanglement between a single photon and an atomic ensemble. Phys. Rev. Lett., Vol. 123, No. 14, p. 140504, 2019.

2. Shore, B.W. and P.L. Knight, The jaynescummings model. J. Mod. Opt., Vol.40, No. 7, p. 1195, 1993.

3. Ghoreishi, S., M. Sarbishaei, and K. Jvidan, Entanglement between two Tavis-Cummings systems with N= 2. Int. J. Theor. Math. Phys., Vol. 2,No. 6, p. 187, 2012.

4. Restrepo, J. and B.A. Rodríguez, Dynamics of entanglement and quantum discord in the Tavis–Cummings model. J. Phys. B., Vol.49, No. 12, p. 125502, 2016.

5. Dong, C.-h. and Y.-l. Zhang, Entanglement of atoms in Tavis-Cummings model. J. Shanghai University (English Edition), Vol. 10, No. 3, p. 215, , 2006.

6. Audretsch, J., Entangled systems: new directions in quantum physics,: John Wiley & Sons, 2008.

همانگونه که از شکلهای ۱ و ۲ ملاحظه می شود درهم تنیدگی حالتهای اتمی درصورتی که حالتهای میدان ورودی همدوس زوج و فرد باشند بسیار نزدیک به هم می باشند به طوری که در این شکلها روی هم افتاده اند. به علاوه از شکل ۱ مشخص است که استفاده از حالتهای میدان همدوس زوج و فرد منجر به درهم تنیدگی بیشتر میدان همدوس زوج و فرد منجر به درهم تنیدگی بیشتر حالتهای اتمی می شود. در جدول ۱ مقدار بیشینهٔ توافق حالتهای اتمی خروجی با پارامترهای بهینه سازی شده برای میدانهای ورودی همدوس، همدوس زوج و همدوس فرد در مدل تاویس –کامینگز یک کاواکه را آورده ایم. همانگونه که در شکل ۲ نیز مشاهده میشود درهم تنیدگی زوج و همدوس فرد به صورت تناوبی تغییر می کند و بیشینهٔ توافق برای حالتهای ورودی میدان همدوس زوج و فرد بیشتر از بیشینهٔ توافق حالت همدوس است.

جدول ۱: مقدار بیشینهٔ توافق حالتهای اتمی خروجی با پارامترهای بهینهسازی شده برای میدانهای ورودی در مدل تاویس-کامینگز

مقدار بيشينهٔ توافق	حالت اولية ميدان
•,٦٦٤٥٥٦	همدوس
•,٩٩٨٧۶۴	همدوس زوج
۰,۹۹۸۷۶۵	همدوس فرد

نتيجهگيرى

در این مقاله از مدل تاویس-کامینگز برای درهمتنیده نمودن حالتهای اتمی جداپذیر استفاده شد. به طور خاص دو اتم دو ترازه را با یک مد میدان تحت هامیلتونی تاویس-کامینگز قرار دادیم و درهمتنیدگی حالت خروجی اتمی را با استفاده از پارامترهای مسئله و تغییر میدانهای تک مدی ورودی بررسی کردیم.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



آنتروپی تسالیس در فضای فاز کوانتومی برای حالت نوسانگر اختلالی

پروین، صادقی

دانشکده فنی و مهندسی مرند، دانشگاه تبریز، تبریز

psadeghi@tabrizu.ac.ir

چکیده – در نظریه اطلاعات کوانتومی، آنتروپی مفهوم کلیدی بوده و کاربردهای وسیعی دارد همچنین مقدار آن میزان عدم قطعیت در حالت فیزیکی مورد بررسـی را توصـیف میکند. در این مقاله میزان اطلاعات بهدسـت آمده برای حالت نوسـانگر هماهنگ مختل شده با پتانسیل عمومی مرتبه ششم در نمایشهای ویگنر و هوسیمی بررسی میشود، بنابراین از شاخص نافزونفر آنتروپی تسالیس در فضای فاز کوانتومی بر اساس توابع توزیع ویگنر و هوسیمی استفاده شده است. در نهایت مقایسهای مابین شاخص غیر کلاسیکی و آنتروپیهای فوق صورت گرفته است و شاخص نافزنفر آنتروپی تسالیس مناسب مشخص شده است.

كليد واژه- آنتروپى تساليس، حالت مختل شده نوسانگر هماهنگ، شاخص غيركلاسيكي، تابع ويگنر، تابع هوسيمي.

The Tsalis Entropy in the Quantum Phase Space for the Perturbated Oscillator State

Parvin Sadeghi

Marand Faculty of Engineering, University of Tabriz

psadeghi@tabrizu.ac.ir

Abstract- Entropy is the most important key in quantum information theory. It measures the order of uncertainty of the physical states of interest. In this paper, the amount of information obtained for the perturbated harmonic oscillator with the generic sixth-order potential in the Wigner and Husimi representations is investigated, therefore, a nonextensive indicator of the Tsalis entropy in the quantum phase space has been utilized on the Wigner and Husimi representation. Finally, a comparison between these entropies and a nonclassical indicator has been carried out and suitable nonextensive indicator of the Tsalis entropy has been determined.

Keywords: Husimi function, Nonclassical indicator, Perturbated harmonic oscillator, Tsalis entropy, Wigner function.

مقدمه

آنتروپی بدون شک یکی از مفاهیم اساسی در فیزیک است و نه تنها در ترمودینامیک و مکانیک آماری کلاسیک مورد استفاده قرار می گیرد، در مکانیک کوانتومی نیز کاربردهای وسیعی دارد. اخیراً از توابع توزیع کوانتومی در فضای فاز، که نقش مهمی در مطالعه سیستمهای کوانتومی دارند، برای تعریف آنترویی استفاده شده است[۱]. در مکانیک کوانتومی اولین آنتروپی بر اساس ماتریس چگالی حالت مورد نظر نوشته شد. اما، اولین بار وهرل^۱ در فضای فاز كوانتومى با استفاده از تابع توزيع هوسيمى كه هميشه مثبت است آنتروپی شبیه به آنتروپی فون نیومن معرفی نمود[۲]. و سپس آنتروپی منفردی^۳ - فیکس^۴ که بر اساس تابع توزيع ويگنر تعريف گرديد [۳]. با توجه به اين که در نظريه اطلاعات كوانتومي بين ميزان اطلاعات مفيد، عدم قطعیت کوانتومی و آنتروپی ارتباط نزدیکی وجود دارد، بنابراین محققین از آنتروپی تسالیس براساس ماتریس چگالی استفاده نمودند. بعداً صادقی و همکارانش آنتروپی تسالیس را بر اساس توابع توزیع حقیقی درفضای فاز کوانتومی معرفی نمودند [۴] و در این مقاله با بررسی آنتروپی کوانتومی تسالیس با استفاده از توابع توزیع ویگنر و هوسیمی میزان اطلاعات استخراج شده از این نمایشها برای حالت نوسانگر هماهنگ با جملات اختلالی بهره گرفته شده است. در بخش بعدی، مروری بر آنتروپی تسالیس در فضای فاز کوانتومی و شاخص غیرکلاسیکی δ که رابطه مستقیم با عدم قطعیت دارد، خواهیم داشت. در بخش سوم با مثال نوسانگر هماهنگ با اختلالهای چندجملهای شاخص غیرکلاسیکی که در نمایش ویگنر تعریف میشود با آنتروپی تسالیس تعریف شده در نمایشهای ویگنر و

Wehrl \

۲ Von Neumann

Manfredi ^v

هوسیمی مقایسه می شود. آخرین بخش نیز به نتیجه گیری اختصاص خواهد داشت.

شاخص غیر کلاسیکی و آنتروپی تسالیس شاخص غیر کلاسیکی: تابع توزیع ویگنر برای هر حالتی $W(q,p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ipx} \langle q - \frac{x}{2} | \psi \rangle \langle \psi | q + \frac{x}{2} \rangle$ (۱)

نشان داده می شود. در سال ۲۰۰۴ کنفک^۵ و زیخویسکی^۶ مشخصه غیر کلاسیکی بر پایه سهم منفی تابع ویگنر

$$\delta = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq dp |W(q,p)| - 1 \tag{(7)}$$

ارائه نمودند [۵]. در ادامه، این شاخص و آنتروپی کوانتومی تسالیس مقایسه خواهند شد.

آنتروپی تسالیس در فضای فاز کوانتومی: گروه صادقی آنتروپی تسالیس را بر اساس کلیه توابع توزیع حقیقی در فضای فاز کوانتومی به صورت[۴]

$$S_{f} = \frac{1}{f-1} \left[1 - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(q,p)|^{f} dq dp\right] \tag{(7)}$$

تعریف نمود، که در آن F تابع توزیع حقیقی در فضای فاز کوانتومی مانند تابع ویگنر یا هوسیمی و f شاخص نافزونفری است و میزان اطلاعات به دست آمده از تابع توزیع حالت مورد بررسی را نشان می دهد و 1 = f یا $1 \neq f$ بیان گر آن است که اطلاعات به دست آمده از حالت مورد بررسی بر اساس تابع توزیع تعریف شده کامل یا ناکامل است. در بخش بعد از نمایش های ویگنر و هوسیمی برای حالت نوسانگر هماهنگ ساده با اختلال های چند جمله ای استفاده خواهد شد.

Feix [¢]

Kenfak ^۵

Zyczkowski ⁹

$$\begin{split} W(z) &= \frac{2}{\pi} e^{-2|z|^2} [\gamma_0^2 L_0(4|z|^2) + \gamma_2^2 L_2(4|z|^2) \\ &+ \gamma_4^2 L_4(4|z|^2) + \gamma_6^2 L_6(4|z|^2) + 4\sqrt{2}\gamma_0\gamma_2 \\ &\times \operatorname{Re}(z^2) L_0^2(4|z|^2) + \frac{16}{\sqrt{3}} \gamma_0\gamma_4 \operatorname{Re}(z^4) L_0^4(4|z|^2) \\ &+ \frac{32}{3\sqrt{5}} \gamma_0\gamma_6 \operatorname{Re}(z^6) L_0^6(4|z|^2) + \frac{4}{\sqrt{3}} \gamma_2\gamma_4 \operatorname{Re}(z^2) \end{split} \tag{\mathcal{F}} \\ &\times L_2^2(4|z|^2) + \frac{16}{3\sqrt{10}} \gamma_2\gamma_6 \operatorname{Re}(z^4) L_2^4(4|z|^2) \\ &+ \frac{8}{\sqrt{3}} \gamma_4\gamma_6 \operatorname{Re}(z^2) L_4^2(4|z|^2) \\ &+ \frac{8}{\sqrt{2}} \gamma_4\gamma_6 \operatorname{Re}(z^2) L_4^2(4|z|^2) \\ &\times L_n^{(\alpha)}(x) = z = \frac{1}{\sqrt{2}} (q+ip) \text{ ds} \end{split}$$

$$H(q,p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq' dp' W(q',p') e^{-(q'-q)^2 - (p'-p)^2}$$
(Y)

$$\begin{split} H(q,p) &= \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}(q^2+p^2)} [\gamma_0^2 \frac{1}{2} + \gamma_2^2 \frac{1}{16}(q^2+p^2)^2 \\ &+ \gamma_4^2 \frac{1}{768}(q^2+p^2)^4 + \gamma_6^2 \frac{1}{92160}(q^2+p^2)^6 \\ &- \gamma_0 \gamma_2 \frac{\sqrt{2}}{4}(q^2-p^2) + \gamma_0 \gamma_4 \frac{\sqrt{6}}{48}(q^4-p^4-6qp) \\ &+ \gamma_0 \gamma_6 \frac{\sqrt{5}}{480}(q^6-p^6-15q^2p^4+15q^4p^2) \\ &+ \gamma_2 \gamma_4 \frac{\sqrt{3}}{96}(p^2-q^2)(p^2+q^2)^2 + \gamma_6 \gamma_4 \frac{\sqrt{30}}{23040} \\ &\times (q^2-p^2)(p^2+q^2)^4 + \gamma_2 \gamma_6 \frac{\sqrt{10}}{1920}(p-q+\sqrt{2}q) \\ &\times (q-p+\sqrt{2}q)(q+p+\sqrt{2}q)(\sqrt{2}q-q-p) \\ &\times (p^2+q^2)^2 \end{split}$$

با توجه به اینکه در مرجع [۴] رابطه مستقیم شاخص غیرکلاسیکی δ_W و عدم قطعیت بررسی شده و از طرفی آنتروپی هم نمادی از میزان عدم قطعیت است بنابراین ارتباط این دو شاخص امکانپذیر است. در شکل ۱ نمودار

نوسانگرها با اختلالهای چندجملهای

حال در مورد یک سیستم فیزیکی متشکل از یک نوسانگر هماهنگ یک بعدی با اختلالهای متناسب با q⁴ و q⁶ را مطالعه میکنیم. بنابراین هامیلتونی این سیستم بهصورت

$$H = \frac{1}{2}(p^2 + \omega^2 q^2) + \varepsilon_4 q^4 + \varepsilon_6 q^6 \tag{(f)}$$

است. از آنجا که این مدل دقیقاً قابل حل نیست، خواص سیستم با استفاده از نظریه اختلال مورد بررسی قرار می گیرد. برای اینکه از حالتهای پایه این هامیلتونیها اطلاعاتی بهدست آید از مرتبه اول نظریه آشفتگی مستقل از زمان استفاده میشود [۶]. حالت به شکل ریاضی = $\langle \psi |$ زمان استفاده میشود [۶]. حالت به شکل ریاضی = $\langle \psi |$ زرمان استفاده میشود [۶]. حالت به شکل ریاضی یا $\langle \psi |$ زرمان استفاده میشود [۶]. حالت به شکل ریاضی یا $\langle 0, 2n \rangle$ نوسان گر هماهنگ را مشخص می کند و γ_{2n} نیز ضرایب بهنجار هستند که در ادامه بیان شدهاند. در ادامه بحث ابتدا شاخص غیر کلاسیکی δ و آنتروپی تسالیس در نمایشهای ویگنر و وهوسیمی را بررسی کرده و رفتار این دو شاخص مقایسه میشود. در ادامه 1 = ω درنظر می گیریم.

شاخص غیرکلاسیکی: با استفاده از نظریه اختلال مرتبه اول، حالت پایه را میتوان با برهمنهی محدود از حالتهای فوک تقریب زد، به غیر از عناصر متقارن، همه عناصر ماتریس آشفتگی بر اساس حالتهای ویژه انرژی سیستم غیرمختل شده، که در این مورد حالتهای عددی (n هستند، صفر هستند. تابع حالت برای حالت پایه اختلالی به شکل

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \varepsilon \sum_{k\neq 0} |k\rangle \frac{V_{k0}}{E_k - E_0}$$
(Δ)

است که
$$\langle n^{(0)} | V | k^{(0)} \rangle$$
 و V برابر با آشفتگی
 $\gamma_0 = \frac{1}{c}$ به صورت $V_{kn} = \langle n^{(0)} | V | k^{(0)} \rangle$
 $\gamma_0 = \frac{1}{c}$ به صورت $\varepsilon_4 q^4 + \varepsilon_6 q^6$
 $\gamma_6 = -\sqrt{5}\gamma_0\varepsilon_6$ $c = \frac{\sqrt{(96+117\varepsilon_4^2)+945\varepsilon_4\varepsilon_6+2055\frac{2}{6}}}{4\sqrt{6}}$
 $\gamma_4 = -\gamma_0\sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{15\varepsilon_6}{2} + \varepsilon_4\right)$, $\gamma_2 = -\frac{\gamma_0}{\sqrt{2}}\left(\frac{45\varepsilon_6}{4} + 3\varepsilon_4\right)$

غیرکلاسیکی به عنوان پارامتری که با عدم قطعیت رابطه مستقیم دارد با آنتروپی تسالیس به این نتیجه رسیدیم که بهترین انطباق برای شاخص نافزوفر، $1 \neq f$ حاصل می شود که نشان دهنده آن است که اطلاعات بهدست آمده برای این مثال از نمایشهای ویگنر و هوسیمی کامل نیست.



مرجعها

هوسیمی f = -1/2 با انحراف استاندارد f = -1/2 است.

- V. V. Dodonov, A. S. M. de Castro, S. S. Mizrahi, phys. Lett. A, 98, 73, 2002.
- [2] A. Wehrl, Reports on Mathematical Physics, 16, 353, 1979.
- [3] G. Manfredi and M. R. Feix, Phys. Rev. E, 62, 4665 2000.
- [4] P. Sadeghi, S. Khademi, A. H. Darooneh, Phys. Rev. A, 86, 012119, 2012.
- [5] A. Kenfak and K Zyczkowski, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 6, 396-404, 2004.
- [6] F. Albarelli, A. Ferraro, M. Paternostro and M. G. A. Paris, Phys. Rev. A, 93, 032112, 2016.
- [7] F. Pennini, A. Plastino, D. F. Factors, Phys. Lett. A, 365, 262, 2007.

شاخص غیرکلاسیکی δ در نمایش ویگنر و آنتروپی کوانتومی تسالیس با استفاده از رابطه ۳ به طور جداگانه در نمایشهای ویگنر(S_{aW}) و هوسیمی(S_{aH}) برای مقادیر مختلفی از f بر حسب پارامتر اختلالی ε_4 برای یک مقدار f ثابت ε_6 محاسبه شده است. انتخاب شاخص نافزونفری ε_6 مناسب برای هر یک از نمایشهای ویگنر و هوسیمی به انطباق نمودار شاخص غیرکلاسیکی δ در نمایش ویگنر و آنتروپی تسالیس در نمایش مورد نظر بستگی دارد. نتایج بهدست آمده از طریق محاسبات عددی است، لذا بهترین انطباق به ازای fهای مختلف از آنترویی تسالیس و شاخص غيركلاسيكي براي حالتي هست كه كمترين انحراف استاندارد مابین این دو پارامتر وجود داشته باشد. همچنین برای مقایسه آسان تر، هر دو کمیت به ۱ بهنجار شدهاند. با توجه به شکل ۱ برای هر دو مقدار $\epsilon_6 = \epsilon_1 \cdot \epsilon_6 = \epsilon_6$ در نمایش ویگنر f = 0.9 با انحراف استانداردf = 0.9و برای نمایش هوسیمیf = -1/8 با انحراف استاندارد ۰/۰۰۲۰۸۹۴۶ است. با توجه به نتایج حاصله مشخص می شود که اطلاعات حالت نوسانگر هماهنگ با جملات اختلالی در نمایشهای ویگنر و هوسیمی به طور کامل استخراج نمی شود. دلیل استخراج ناقص اطلاعات در نمایش ویگنر این است که حالت تحت بررسی حل دقیقی از هامیلتونی مورد بحث نیست و پاسخ تقریبی این هامیلتونی است و در نمایش هوسیمی هم علاوه بر دلیل یاد شده برای نمایش ویگنر در این مثال، هموار کردن تابع ویگنر میباشد که بخش دیگری از اطلاعات را از بین میبرد [Y].

نتيجه گيرى

در این مقاله به مقایسه شاخص غیرکلاسیکی δ در نمایش ویگنر و آنتروپی تسالیس تعریف شده در فضای فاز کوانتومی برای نمایشهای ویگنر و هوسیمی برای نوسانگر هماهنگ با جملات اختلالی پرداخته شده است. با انطباق شاخص



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



ویژگی غیرکلاسیکی نوسانگر هماهنگ در نمایش هوسیمی و خصلت غیرخطی پتانسیل

پروین، صادقی

دانشکده فنی و مهندسی مرند، دانشگاه تبریز، تبریز

psadeghi@tabrizu.ac.ir

چکیده – در این مقاله با بررسی سیستم نوسانی کوانتومی با حل دقیق، به نقش غیرخطی پتانسیل در ایجاد ویژگیهای غیرکلاسیکی در این سیستمها میپردازیم. رفتار غیرکلاسیکی حالت تحت بررسی با استفاده از شاخص غیرکلاسیکی *η* که بر اساس تداخل بنا نهاده شـده است در نمایش همیشه مثبت هوسیمی بررسی میشود. ما با استفاده از پارامترهای غیرکلاسیکی و غیرخطی با کمک پتانسیل عمومی درجه ششم تأیید میکنیم که ویژگی غیرخطی منبعی برای تولید خصلت غیرکلاسیکی است.

كليد واژه- پارامتر غيركلاسيكي، پتانسيل غيرخطي، تابع هوسيمي، حالت پايه نوسانگر هماهنگ.

The nonclassical property of the Harmonic Oscillator in the Husimi Representation and the Nonlinear Feature of the Potential

Parvin Sadeghi

Marand Faculty of Engineering, University of Tabriz

psadeghi@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this paper, considering the exactly solvable quantum oscillator system, we address the role played by the nonlinearity of their potential in the establishment of nonclassical features. The nonclassical behavior of the states under consideration is investigated using the nonclassical indicator η , which is based on the interference, in the always positive Husimi representation. We focus on the nonclassicality-nonlinearity relation using the generic sixth-order potential confirming the idea that nonlinearity is a resource for the generation of nonclassicality.

Keywords: Ground state of harmonic oscillator. Husimi function, Nonclassicality indicator, Nonlinear potential.

مقدمه

در قلب فناوریهای کوانتومی این واقعیت نهفته است که سیستمهای مکانیک کوانتومی، بدون هیچ نمونه کلاسیکی، ویژگیهایی را نشان میدهند که ممکن است به عنوان منابعی برای انجام کارهای خاص بهتر یا سریعتر از قلمرو كلاسيك استفاده شوند [1]. اخيراً، نشان داده شده است كه گنجاندن ویژگی غیرخطی در پتانسیل نوسانگر، احتمال جدیدی را برای ایجاد حالتهای غیر کلاسیک آشکار می کند [۲]. ارزیابی کمی دقیق از پیوند بین غیرخطی بودن و غیر کلاسیک بودن هنوز وجود ندارد. هدف از این کار بررسی دقیق این ایده است که غیرخطی بودن یک منبع کلی برای تولید غیرکلاسیک بودن در سیستمهای بوزونی حالت ترکیب شده با نوسانگرهای ناهماهنگ است. رابطه کمی رفتار غیرخطی یک سیستم نوسانی و ظهور خصلت غیر کلاسیکی اخیراً در زمینه تشدیدکنندههای نانومکانیکی، برای مدل نوسان گر دافینگ آزمایش شده است [۳]. همچنین، در طراحی آشکارساز تک فوتونی غیرمخرب که در حوزه مایکروویو بر اساس یک فراماده غیرخطی ضعیف عمل میکند، از ویژگی غیرخطی پتانسیل استفاده شده است [۴]. در این مقاله، این هدف برای پتانسیل عمومی مرتبه ششم دنبال می شود. در بخش بعد شاخص غیرکلاسیکی η که برای مشخص کردن میزان غیرکلاسیکی بودن حالت بر اساس اثرات تداخلی که به صورت نوسانات در توابع توزيع حقيقي ظاهر مي شوند را معرفي مي كنيم [۵] و همچنین شاخص غیرخطی که بر اساس معیار آنتروپی غیر گاوسی [۶] معرفی می شود. در بخش سوم ما به پتانسیل ناهماهنگ عمومی (متقارن) با استفاده از اختلالهای مرتبه چهارم و ششم هماهنگ می پردازیم و ارتباط غيركلاسيكي وخطى بودن حالتهاى مورد بررسي تحقيق مى شود. آخرين بخش نيز به نتيجه گيرى اختصاص خواهد يافت.

ویژگی غیرکلاسیکی حالت و غیرخطی پتانسیل شاخص صادقی: این شاخص که با نماد η نشان داده شده است، توسط صادقی و همکارانش معرفی شده و به صورت زیر تعریف می شود [۵]:

$$\eta = \frac{\sum_{ij} \int_{-\infty}^{\infty} [|F_{ij}(q,p)| - F_{ij}(q,p)] dq dp}{\sum_{ij} \int_{-\infty}^{\infty} [|F_{ij}(q,p)| + F_{ij}(q,p)] dq dp}$$
(1)

در رابطه فوق هر تابع توزیع حقیقی که از برهم نهی دو یا چند حالت به وجود آمده را میتوان به جملههای F_{ij} تقسیم کرد. برای مثال در نمایش هوسیمی که $F_{ij} = H_{ij}$ است و برای مثال در نمایش هوسیمی که $\psi(q,t) = \varphi_1(q,t) + \dots + \varphi_n(q,t)$

$$H_{ij}(q,p) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx dq' dp' [\varphi_i^*(q'-\frac{x}{2}) \\ \varphi_i^*(q'+\frac{x}{2}) e^{-ip'x-(q'-q)^2-(p'-p)^2}]$$
(Y)

است. یکی از مزایای این شاخص این است که بر اساس اثرات تداخل تعریف شده است. بنابراین علاوه بر اینکه در نمایشی نظیر ویگنر که دارای مقادیری منفی است کاربرد دارد بلکه برای تابع توزیع همواره مثبت هوسیمی نیز مورد استفاده قرار می گیرد. در بخش بعد، این شاخص برای نوسانگرها با اختلالهای چند جملهای در نمایش هوسیمی بررسی می شود.

شاخص غیرخطی پتانسیل: برای کمی کردن ویژگی غیرخطی پتانسیل یک بعدی، ما یک پتانسیل عمومی V(x)را در نظر می گیریم و حالت پایه هامیلتونی مربوطه را با $\langle \Phi |$ نشان میدهیم. از لحاظ کمی ویژگی غیرخطی را با استفاده از انتروپیک غیر گاوسی δ_E تعیین می کنیم، چون حالت پایه خالص است و σ ماتریس کوواریانس حالت پایه است، بنابراین شاخص غیرخطی به صورت [۷]:

$$\Delta_{NG}[V] = \delta(|\phi\rangle\langle\phi|) = h(\sqrt{\det\sigma}) \tag{(7)}$$

تعريف مي شود، كه

است که $\langle n^{(0)} | V | k^{(0)} \rangle$ و V برابر با آشفتگی $V_{kn} = \langle n^{(0)} | V | k^{(0)} \rangle$ و V برابر با آشفتگی $\varepsilon_4 q^4 + \varepsilon_6 q^6$ $\gamma_6 = \gamma_0 = \frac{1}{c}$ $c = \frac{\sqrt{(96+117\varepsilon_4^2)+945\varepsilon_4\varepsilon_6+2055\varepsilon_6^2}}{4\sqrt{6}}$ $\gamma_4 = \gamma_2 = -\frac{\gamma_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{45\varepsilon_6}{4} + 3\varepsilon_4\right)$ $-\sqrt{5}\gamma_0\varepsilon_6$ $\gamma_0 = \gamma_0 \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{15\varepsilon_6}{2} + \varepsilon_4\right)$ $\gamma_0 \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{15\varepsilon_6}{2} + \varepsilon_4\right)$ $\gamma_0 \sqrt{\frac{3}{2}} (1)$ است. همچنین با استفاده از رابطه ۲ $\gamma_0 \sqrt{\frac{3}{2}} (1)$

$$H(q, p) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}(q^2 + p^2)} [\gamma_0^2 \frac{1}{2} + \gamma_2^2 \frac{1}{16}(q^2 + p^2)^2 + \gamma_4^2 \frac{1}{768}(q^2 + p^2)^4 + \gamma_6^2 \frac{1}{92160}(q^2 + p^2)^6 - \gamma_0\gamma_2 \frac{\sqrt{2}}{4}(q^2 - p^2) + \gamma_0\gamma_4 \frac{\sqrt{6}}{48}(q^4 - p^4 - 6qp) + \gamma_0\gamma_6 \frac{\sqrt{5}}{480}(q^6 - p^6 - 15q^2p^4 + 15q^4p^2) + \gamma_2\gamma_4 \frac{\sqrt{3}}{96}(p^2 - q^2)(p^2 + q^2)^2 + \gamma_6\gamma_4 \frac{\sqrt{30}}{23040} \times (q^2 - p^2)(p^2 + q^2)^4 + \gamma_2\gamma_6 \frac{\sqrt{10}}{1920}(p - q + \sqrt{2}q)$$

$$\times (q-p+\sqrt{2}q)(q+p+\sqrt{2}q)(\sqrt{2}q-q-p)$$
$$\times (p^2+q^2)^2$$

شکل ۱ شاخص η را بر حسب پارامتر اختلال \mathfrak{F}_4 و با دو مقدار ثابت پارامتر اختلال \mathfrak{F}_6 نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود با افزایش یکی از پارامترهای اختلال \mathfrak{F}_4 یا \mathfrak{F}_6 و ثابت بودن پارامتر اختلال دومی مقدار شاخص η که بیان گر میزان غیر کلاسیکی بودن حالت مورد نظر است، افزایش می یابد.

شاخص غیرخطی: از حالت پایه آشفته در معادله ۵ میزان غیرخطی بودن پتانسیل اختلال محاسبه میشود. ماتریس کوواریانس مرتبط با $\langle \psi |$ را میتوان بدین ترتیب نوشت:

$$\sigma^{pol} = \begin{bmatrix} \frac{1+2\langle \hat{a}^2 \rangle + 2\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle - 4\langle \hat{a} \rangle^2}{2} & 0\\ 0 & \frac{1-2\langle \hat{a}^2 \rangle + 2\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle}{2} \end{bmatrix} \quad (\Lambda)$$

$$h(x) = (x + \frac{1}{2})Ln(x + \frac{1}{2}) - (x - \frac{1}{2})Ln(x - \frac{1}{2})$$
(*)

در این روش، Δ_{NG} ویژگی اندازه گیری غیر گاوسی را به ارث میبرد و تحت تبدیلات متقارن ثابت نیست [۷]. این بدان معنی است که Δ_{NG} همان غیرخطی بودن را به نوسانگرهایی که جابجا یا در فضای فاز چرخانده یا چلانده میشوند، اختصاص میدهد، که یک ویژگی معقول برای اندازه گیری غیرخطی بودن است.

نوسانگرها با اختلالهای چندجملهای

حال به اختلال عمومی دو پارامتر پرداخته می شود، بنابراین یک سیستم فیزیکی متشکل از یک نوسان گر هماهنگ یک بعدی با اختلال های متناسب با q^4 و q^6 را مطالعه می کنیم. هامیلتونی این سیستم به صورت:

$$H = \frac{1}{2}(p^2 + q^2) + \varepsilon_4 q^4 + \varepsilon_6 q^6 \tag{(a)}$$

شاخص غیرکلاسیکی: با استفاده از نظریه اختلال مرتبه اول، حالت پایه را میتوان با برهمنهی محدود از حالتهای فوک تقریب زد، تابع حالت برای حالت پایه اختلالی به شکل ریاضی:

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \varepsilon \sum_{k\neq 0} |k\rangle \frac{V_{k0}}{E_k - E_0}$$
(%)

نتيجهگيرى

در این مقاله به نقشی که غیرخطی بودن پتانسیل عمومی درجه ششم در تولید غیرکلاسیک بودن در حالت پایه آن بازی کرده پرداخته و نشان داده شده که غیرخطی بودن در تولید غیرکلاسیکی تابع توزیع هوسیمی نقشی اساسی دارد. البته با شاخص غیرکلاسیکی η با هر تابع توزیع حقیقی ازجمله هوسیمی نیز میتوان این ویژگی را به راحتی نشان داد. نتایج به دست آمده در این مقاله مبنی بر اینکه غیرخطی بودن یک پتانسیل از نظر کمی با غیرکلاسیک بودن حالت پایه آن مرتبط است با انتظارات ارائه شده در مرجع [۷] همخوانی دارد، و بنابراین، ویژگی غیرخطی پتانسیل ممکن است به عنوان منبعی برای ایجاد خصلت غیرکلاسیکی حالت مورد بررسی در نظر گرفته شود.

مرجعها

- [1] A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
- [2] K .Park, P .Marek, R .Filip, "Nonlinear potential of a quantum oscillator induced by single photons", Phys. Rev. A, 90, 1, 013804, 2014.
- [3] B. Teklu, A. Ferraro, M. Paternostro, M. G. A. Paris, "Nonlinearity and nonclassicality in a nanomechanical resonator", EPJ Quantum Technol. 2, 16, 2015.
- [4] A. L. Grimsmo, B. Royer, J. M. Kreikebaum, Y. Ye, K. OBrien, I. Siddiqi, and A. Blais, "Quantum Metamaterial for Broadband Detection of Single Microwave Photons" *Phys. Rev. Applied*, 15, 3, 034074, 2021
- [5] P. Sadeghi, S. Khademi, S. Nasiri, "Nonclassicality indicator for the real phase-space distribution functions", Phys. Rev. A, 82, 1, 012102, 2010.
- [6] M. G. Genoni and M. G. A. Paris, "Quantifying non-Gaussianity for quantum information", Phys. Rev. A. 82, 5. 052341, 2010.
- [7] F. Albarelli, A. Ferraro, M. Paternostro, M. G. A. Paris, "Nonlinearity as a resource for nonclassicality in anharmonic systems", Phys. Rev. A, 93, 3, 032112, 2016.

که \hat{a} و \hat{a} عملگرهای پایین برنده و بالابرنده هستند. بنابراین با استفاده از σ^{pol} ک محاسبه ساده نشان می دهد که پارامتر غیرخطی Δ_{NG} به پارامترهای اختلال بستگی دارد. در شکل ۲ پارامتر غیرخطی بر حسب ضریب اختلال ϵ_4 و با دو مقدار ثابت ضریب اختلال ϵ_3 نشان می دهد و مشاهده می شود که با افزایش یکی از پارامترهای اختلال شاخص Δ_{NG} که بیان گر میزان غیرخطی بودن پتانسیل مورد نظر است، افزایش می یابد. با مقایسه شکل ۱ و ۲ می توان پی برد که این دو شاخص رفتار یکسانی دارند و رفتار غیر کلاسیکی سیستم در این حالت، نشان دهنده ویژگی غیر خطی بودن پتانسیل است.







 ϵ_6 ضریب ϵ_6 با مقادیر ثابت ϵ_6 ۰/۰۱۶ و



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



انتقال جمعیت با روش گذار بیدررو تکهای در اندرکنش لیزر اشعه ایکس با سیستمهای هستهای سه ترازی

آرزو حیدرنژاد گیگلو، مقصود سعادتی نیاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل-ایران

arezu199422@gmail.com, m.saadati@uma.ac.ir

چکیده – در این مقاله روش گذار بی دررو تکهای برای انتقال جمعیت حالتهای هستهای در اندرکنش هسته سه ترازی با پالسهای لیزری اشعه ایکس به کار گرفته شده است. نشان داده شده است که با استفاده از یک زنجیره از جفت پالس تاخیری می توان جمعیت را از تراز زمینه اول به تراز زمینه دوم با حداقل اثر گسیل خود به خودی منتقل کرد. با توجه به این که فرکانس لیزرهای اشعه ایکس موجود کمتر از فرکانس گذارهای پرتو گاما می باشد، هسته ها به صورت شتابدار در نظر گرفته شده اند تا با استفاده از اثر دوپلر نسبیتی شرط تشدید برقرار شود. در نهایت تاثیر تاخیر زمانی بین جفت پالس ها در هر مرحله بر بازده انتقال جمیعت در هسته های ⁷⁹ G است. ¹⁵⁴ Gd

کلید واژه- تاخیر زمانی، روش گذار بی دررو تکهای، لیزر اشعه ایکس، هسته.

Population Transfer in the Interaction of X-ray Laser with Three-Level Nuclear Systems using Piecewise Adiabatic Passage.

Arezu Heidarnezhad-Giglu, Maghsod Saadati-Niari

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

arezu199422@gmail.com, m.saadati@uma.ac.ir

In this paper piecewise adiabatic passage is used to nuclear-state population transfer in the interaction of the three-level nuclei with X-ray laser. It is shown that using a chain of delayed pulse pairs, the population can be transferred from the first ground state to the second ground state with minimal spontaneous emission effect. Due to the fact that the frequency of existing X-ray lasers is lower than the frequency of gamma transitions, the nuclei are designed to be accelerated to achieve the resonance condition using relativistic Doppler effect. Finally, the effect of time delay between pulse pairs on population transfer efficiency is investigated for ¹⁵⁴Gd and ⁹⁷Tc. Considering the effect of spontaneous emission into the system, the master equation has been used for numerical study.

Keywords: nuclei, piecewise adiabatic passage, time delay, X-ray laser

مقدمه

کنترل همدوس دینامیک سیستمهای کوانتومی به معنای تنظیم پارامترهای مختلف لیزر در اندرکنش لیزر با سیستم كوانتومى است، به طورىكه بهصورت هدفمند، سيستم از یک حالت اولیه به یک حالت نهایی منتقل شود. از میان تکنیکهای مختلف برای انتقال حالت، تکنیکهای مرتبط با قضيه بىدررو با توجه به غير حساس بودن نسبت به تغییرات یارامترهای لیزری اهمیت خاصی دارند که روش گذار بیدررو تحریکی رامان یکی از مهمترین آنها میباشد [۱]. در تکنیکهای مرتبط با قضیه بیدررو تحول زمانی سیستم باید تدریجی باشد که نیاز به پهنای پالس لیزری و يا پالسها با شدت بالا دارند كه ممكن است از لحاظ آزمایشگاهی رسیدن به این روش دشوار باشد. یکی از روش-های پیشنهادی برای غلبه بر این مشکل روش گذار بیدررو تکهای است [۲]، که در این روش به جای یک مرحله، از چند مرحله جفت پالس لیزری تاخیری با پهنا و شدت کم استفاده می شود. با پیشرفت های اخیر در زمینه ساخت لیزرهای اشعه ایکس، انتقال جمعیت در سیستمهای هسته-ای نیز با استفاده از لیزر اشعه ایکس امکان پذیر شده است و باعث ایجاد شاخه جدیدی به نام ایتیک کوانتومی هستهای شده است [۳]. در طرحواره پیشنهادی در مرجع [۳] باریکه هستهای به صورت شتابدار در نظر گرفته شده است تا با تنظيم فاكتور نسبيتي شرط تشديد برقرار شود. اخيرا انتقال جمعیت در سیستمهای سه ترازی و چهار ترازی در اندر کنش لیزر اشعه ایکس با این سیستمها در مراجع [۴و۵] مطالعه شده است. در این مراجع انتقال جمعیت با استفاده از یک زنجیره از پالسهای همپوشان صورت گرفته است که در این روش باید هیچ تاخیر زمانی بین پالسها در هرمرحله وجود نداشته باشد که همپوشان نگه داشتن پالسها از لحاظ آزمایشگاهی چالش برانگیز است. در این مقاله، برای نخستین بار روش گذار بی در رو تکه ای برای کنترل دینامیک

اندرکنش لیزر اشعه ایکس با هستههای مختلف و همچنین بازده انتقال جمعیت با استفاده از این روش مطالعه شده است. در این روش از یک زنجیره از جفت پالسهای تاخیری برای انتقال جمعیت در سیستمهای هستهای استفاده شده و در نهایت تاثیر مقادیر تاخیر زمانی بین جفت پالسها بر بازده انتقال جمعیت بررسی شده است. هر چند این تکنیک میتواند در هستههای مختلف به کار گرفته شود ولی برای مطالعات عددی در این مقاله، دو عنصر ¹⁵⁴ و ⁹⁷ ⁷⁰ انتخاب شده است که یکی دارای طول عمر تراز تحریکی پایین و دیگری دارای طول عمر تراز تحریکی بالا است تا بتوانیم اثر گسیل خود به خودی ناشی از تراز تحریکی را در مطالعات عددی بهتر بررسی کنیم.

روش گذار بیدررو تکهای در سیستمهای هستهای

اندرکنش دو لیزر اشعه ایکس با سیستم هستهای متحرک ۸-گونه سه ترازی را در نظر میگیریم. الگوی جفت شدگی لیزرهای اشعه ایکس با سیستم هستهای سه ترازی در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱۱ الگوی جفت شدگی سیستم هسته ای سه ترازی متحرک با دو پالس لیزری اشعه ایکس. هامیلتونی اندر کنش دو لیزر اشعه ایکس با سیستم هسته-ای متحرک به صورت زیر خواهد بود: (۱)

$$\hat{H} = -\frac{h}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_F \\ 0 & 0 & \Omega_S \\ \Omega_P & \Omega_S & 0 \end{bmatrix}$$
(1)

اگر انرژی ترازها به صورت $E_i(i = 1, 2, 3)$ باشد بنابراین شرط تشدید کامل که در هامیلتونی بالا در نظر گرفته شده است به صورت زیر خواهد بود:

$$E_3 - E_1 = \gamma \left(1 + \beta \right) \hbar \omega_p \tag{(1)}$$

$$E_3 - E_2 = \gamma \left(1 + \beta \right) \hbar \omega_S \tag{(7)}$$

که $\beta = v/c$ ناکتور نسبیتی، $\beta = v/c$ نسبت سرعت هسته به سرعت نور در خلاء، $\hbar \omega_p$ انرژی فوتون پمپ و $\hbar \omega_s$ انرژی فوتون استوکس است. برای بررسی روش گذار بیدررو تکهای در هستههای سه ترازی، ابتدا شرایط تکنیک جفت پالس همپوشان [۵] را برقرار کرده و سپس تاخیر زمانی بین جفت پالسها در نظر می گیریم. الگوی آزمایشگاهی اندرکنش هسته شتابدار با چند مرحله پالس



^{پالس تاخیری.} فرکانسهای رابی پمپ و استوکس در مرحله k-ام بهصورت

$$\begin{split} \Omega_{p} &= \Omega_{0p} \sin \varphi_{k} \sqrt{\tilde{I}_{p}^{eff}} \exp \left[- \left(\frac{t - \tau_{p} - \tau'_{p}}{\tilde{T}_{p}} \right)^{2} \right] \end{split} \tag{(f)} \\ \Omega_{S} &= \Omega_{0S} \cos \varphi_{k} \sqrt{\tilde{I}_{S}^{eff}} \exp \left[- \left(\frac{t - \tau_{S}}{\tilde{T}_{S}} \right)^{2} \right] \end{aligned} \tag{(a)}$$

پارامترهای به کار گرفته شده در روابط (۴) و (۵) را بهصورت

$$\begin{split} & (\hat{r}) \\ & \chi_{0p(S)} = \frac{4\sqrt{\pi}}{\hbar} \Biggl[\frac{\gamma^2 (1+\beta)^2 (L_{1(2)3}+1) (2I_{1(2)}+1) B(\varepsilon/\mu L_{1(2)3})}{c\varepsilon_0 L_{1(2)3}} \Biggr]^{1/2} \\ & \times \frac{k_{31(2)}^{L_{1(2)3}-1}}{(2L_{1(2)3}+1)!!} \end{split}$$

$$\tilde{T}_{p(S)} = \frac{\sqrt{2T_{p(S)}}}{\gamma(1+\beta)} \tag{Y}$$

 $\tilde{I}_{p}^{eff} = \frac{I_{p}^{eff}}{\sin^{2}\varphi_{k}} \qquad (\Lambda) \qquad \qquad \tilde{I}_{S}^{eff} = \frac{I_{S}^{eff}}{\cos^{2}\varphi_{k}} \qquad (\Upsilon)$

با توجه به شرایط تکنیک پالسهای زنجیرهای باید مقادیر $\sqrt{\tilde{I}_{p(S)}^{eff}}\Omega_{0p(S)} = 2\sqrt{\pi}/\tilde{T}$ مقادیر N باشد، بنابراین مقادیر $\tilde{I}_{p(S)}^{eff} = \left(2\sqrt{\pi}/\tilde{T}\Omega_{0p(S)}\right)^2$ $\varphi_k = (2k-1)\pi/4N$ بهدست میآید همچنین اگر $\varphi_k = (2k-1)\pi/4N$ باشد racle زنجیره پالسهای تاخیری باشد $L_{1(2)3}$ مرتبه گذار خواهد بود. در روابط فوق \hbar ثابت پلانک، $L_{1(2)3}$

از ترازهای زمینه به تراز تحریکی، $I_{1(2)}$ اسپین ترازهای زمینه، C سرعت نور در خلاء، $k_{31(2)}$ عدد موج مربوط به گذارها، $(\varepsilon/\mu L_{1(2)3})$ احتمال گذار چند قطبی برای گذارها میباشند.

مطالعه عددى

برای مطالعه عددی $T_p = T_S = 10^{-13} s$ در نظر گرفته شده و با در نظر گرفتن تاخیر زمانی بین جفت پالسها بهصورت با روش , $au_{
m p}^{\prime}=0.7 {
m \widetilde{T}}\,/\,\sqrt{2}=0.7\! imes 10^{-15}\,s$ گذار بی دررو تکه ای و با استفاده از ۵ مرحله پالس تاخیری را برای هستههای ¹⁵⁴Gd و ⁹⁷Tc بررسی میکنیم. در $E_2 = 123 kev$ و $E_1 = 0$ و $E_1 = 123 kev$ و $E_1 = 0$ را در نظر می گیریم و با در نظر گرفتن انرژی $E_3 = 1241 kev$ و $\gamma = 50.1$ ، $\hbar \omega_p = 12.4 kev$ فوتون پمپ به صورت ،L₁₃ = 1 محاسبه می شود. همچنین $\hbar \omega_{\rm S} = 11.7 \, kev$ $B_{32} = 4.9 \times 10^{-2} \text{ wu}$ $B_{31} = 4.4 \times 10^{-2} \text{ wu}$ $L_{23} = 1$ ، بنابراین شدتهای $k_{32} = 5.679 \times 10^{12}$ ، $k_{31} = 6.305 \times 10^{12}$ و استوکس بهصورت موثر پالسھای پمپ $I_{S}^{eff} = 8.42 \times 10^{27} \,\text{W} / \text{m}^{2}$ g $I_{p}^{eff} = 2.86 \times 10^{25} \,\text{W} / \text{m}^{2}$ محاسبه می شوند.



شكل ٣: (a) تحول زمانی فركانس های رابی استوكس و پمپ (b) نمودار انتقال جمعیت در سیستمهای سه ترازی هسته Gd 154 با استفاده از پنج مرحله جفت پالس تاخیری. E₁ = 96.57 kev ترازهای انرژی 97 Tc همچنین در هسته 97 Tc ترازهای انرژی $\hbar \omega_p = 12.4$ kev و $E_3 = 324.90$ kev $\cdot E_2 = 657.47$ kev $\cdot c$ idd \mathcal{R} را به-در نظر گرفته و مقادیر $\gamma = 22.6$ و $\gamma = 7.36$ kev را به-L₂₃ و $u_{13} = 2$ ا $L_{13} = 2$

بنابراین $B_{32} = 6.7 \times 10^{-5} wu$, $B_{31} = 5 \times 10^2 wu$, $I_{\rm S}^{\rm eff} = 8.42 \times 10^{27} \,{\rm W} / \,{\rm m}^2$ و اهد $I_{\rm S}^{\rm eff} = 2.86 \times 10^{25} \,{\rm W} / \,{\rm m}^2$ خواهد بود. با در نظر گرفتن اثر گسیل خود به خودی از معادله میکنیم.

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho} = \frac{1}{i\hbar} \Big[\hat{H}, \hat{\rho}\Big] + \hat{\rho}_{S} \tag{(1.)}$$

که در رابطه بالا $\hat{\rho}$ ماتریس چگالی و $\hat{\rho}_s$ نشاندهنده ماتریس اثر گسیل خود به خودی است. نمودار انتقال جمعیت با استفاده از ۵ مرحله پالس تاخیری در شکلهای ۳ و ۴ برای 97 و 97 رسم شده است که جمعیت در ۸۴، 154 Gd رسم شده است.



شکل ۴: (a) تحول زمانی فرکانس های رابی استوکس و پمپ (b) نمودار انتقال جمعیت در سیستمهای سه ترازی هسته ⁹⁷Tc با استفاده از پنج مرحله جفت پالس تاخیری.

تاثیر تاخیر زمانی جفت پالسها بر انتقال جمعیت برای مطالعه تاثیر تاخیر زمانی بر بازده انتقال جمعیت در هستههای 97 و 97 Gd تاخیر زمانی بین جفت پالسها در هر مرحله را $\tilde{\eta}$ در نظر می گیریم که $1 \ge \eta \ge 0$ می-باشد و به ازای $\eta \tilde{\tau}$ در نظر می گیریم که بالس تاخیری، جمعیت نهایی را برای هر دو هسته به دست آورده و نمودارها را به صورت شکل ۵ و ۶ رسم می کنیم:



شکل ۵: جمعیت نهایی تراز $\left< 2 \right>$ در هسته $^{154}\,{
m Gd}$ نسبت به تاخیر زمانی های مختلف (Λ ۵ ه. جمعیت نهایی ترازی N=5,10,15 و به ازای $\eta ilde{T}$) و به ازای $\eta ilde{T}$



نتيجهگيرى

در این مطالعه روش گذار بیدررو تکهای برای انتقال جمعیت در سیستمهای هستهای به کار گرفته شد. بر خلاف روشهای به کار گرفته شده در مراجع [۴و۵]، در این تکنیک لازم نیست که جفت پالسها در هر مرحله از لحاظ زمانی همپوشان باشند. برای مطالعه عددی از دو عنصر ¹⁵⁴ با طول عمر تراز تحریکی پایین و ⁹⁷ T^e با طول عمر تراز تحریکی بالا استفاده شده است. مشاهده شد که با افزایش تعداد زنجیره پالسهای تاخیری در هر دو عنصر حساسیت تعداد زنجیره پالسهای تاخیری در هر دو عنصر حساسیت اینکه سیستمهای سه ترازی برای پیادهسازی این تکنیک استفاده شده است این است که در برخی موارد گذار استفاده شده است این است که در برخی موارد گذار مستقیم از حالت ۱ به حالت ۲ ممنوع می باشد همچنین در حالتی که گذار از حالت ۱ به حالت ۲ ممنوع نیست باید از تکنیکهایی استفاده کنیم که نسبت به تغییرات اندک

مرجعها:

- [1] Gaubatz, U., Rudecki, P., Schiemann, S., & Bergmann, K. *The Journal of Chemical Physics*, 92(9), 5363-5376,1990.
- [2] Shapiro, E. A., Pe'er, A., Ye, J., & Shapiro, M. *Phys. Rev* .*Lett*, 101(2), 023601,2008.
- [3] Bürvenich, T. J., Evers, J., & Keitel, C. H. *Phys. Rev. Lett* , *96*(14), 142501,2006.
- [4] Nedaee-Shakarab, B., Saadati-Niari, M., & Zolfagharpour, F. *Phys. Rev. C*, *96*(4), 044619,2017.
- [5] Nedaee-Shakarab, B., Saadati-Niari, M., & Zolfagharpour, F. *Phys. Rev. C*, *94*(5), 054601,2016



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



دینامیک درهمتنیدگی برهمکنش دو کیوتریت با یک میدان کوانتیده دومد: بدون تقریب موج چرخان

فرشيد جهانبخش، محمدكاظم توسلى

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد f.jahanbakhsh@stu.yazd.ac.ir mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده – با درنظرگرفتن سامانهای متشکل از دو کیوتریت (اتم سهترازی ۸ –شکل) در برهم کنش با یک میدان کوانتیده دومد در یک کاواک با ضریب کیفیت بالا و در حضور جملات پادچرخان، معادله شرودینگر وابسته به زمان را برای سامانهی ذکرشده حل میکنیم. پس از بهدست آوردن حالت سامانه، آنتروپی خطی را برای این سامانه (به منظور بررسی دینامیک درهم تنیدگی زیرسامانههای مختلف در حضور و غیاب تقریب موج چرخان) محاسبه میکنیم. نتایج عددی ما نشان میدهد که مرگ و سپس احیای درهم تنیدگی در بعضی موارد اتفاق میافتد. همچنین پدیدهای فروافت – احیاء نیز در این بررسیها به وضوح قابل مشاهده است، که تعداد این پدیدهها و بنابراین نوسانات درهم تنیدگی، متناسب با انتخاب مقادیر مختلف برای پارامترهای موثر در مدل مورد نظر (در غیاب تقریب موج چرخان نسبت به حضور آن) می تواند تغییر کند. علاوه بر این، درهم تنیدگی تقریباً پایدار را می توان در برخی شرایط خاص مشاهده

کلید واژه- آنتروپی خطی، تقریب موج چرخان، درهم تنیدگی کوانتومی، مدل جینز-کامینگز.

Entanglement dynamics of two qutrits interacting with a two-mode quantized field: beyond the rotating wave approximation

F. Jahanbakhsh, M. K. Tavassoly

Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University f.jahanbakhsh@stu.yazd.ac.ir mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract- Considering a system consisting of two qutrits (Λ -type three-level atoms) interacting with a two-mode quantized field in a high quality cavity and in the presence of counter rotating terms, we solve the time-dependent Schrödinger equation for the mentioned system. Then, we calculate the linear entropy (in order to investigate the entanglement dynamics of different subsystems in the presence and absence of a rotating wave approximation) for this system. Our numerical results show that death and then birth of entanglement occur in some cases. Also, the collapse-revival phenomena are clearly visible in these studies, which the number of them and thus entanglement fluctuations, can be changed according to the different chosen values for the effective parameters in the desired model (in the absence of a rotating wave approximation relative to its presence). In addition, nearly stable entanglement can be observed in some particular conditions.

Keywords: Linear entropy, Rotating wave approximation, Quantum entanglement, Jaynes-Cummings model.

محنین آورنده (بالابرنده) اتمی و همچنین $\hat{\sigma}_{ij}^{-}$) عملگر پایینآورنده (بالابرنده) اتمی و همچنین $\hat{\sigma}_{ij}(z_2)$ (v_2) v_1 (v_2) v_1 هستند. ضمنا v_2) v_1 (v_2) v_1 (v_2) $\hat{\sigma}_{ij} = \left| j \right\rangle \langle j |, n_1 = \hat{a}^{\dagger} \hat{a}, n_2 = \hat{b}^{\dagger} \hat{b}$ بسامد مربوط به مدهای میدان و \hat{f}_1, g_1 (g_2, g_2) نیز ضریب جفتشدگی اتم-میدان مربوط به ترازهای چپ (راست) ضریب جفتشدگی اتم-میدان مربوط به ترازهای چپ (راست) بیا فریب جفتشد گی اتم-میدان مربوط به ترازهای چپ (راست) پادچرخان است که در شرایط بدون تقریب موج چرخان به هامیلتونی جینز-کامینگز اضافه شده است. با الگوگرفتن از (۳,۴] می توان به هامیلتونی موثر زیر برای سامانه مورد نظر رسید:

$$\begin{split} \hat{H}_{eff} &= \hat{H}_{0} + \hat{H}_{RWA}^{(ID)} + \varepsilon_{1}g_{1} \left\{ (\hat{n}_{1} + \frac{1}{2})\hat{\sigma}_{z}^{ab} + \frac{\hat{\sigma}_{cc}}{2} - \frac{1}{2} \right\} \\ &+ \varepsilon_{2}g_{2} \left\{ (\hat{n}_{2} + \frac{1}{2})\hat{\sigma}_{z}^{ac} + \frac{\hat{\sigma}_{bb}}{2} - \frac{1}{2} \right\} \\ &+ \varepsilon_{3}g_{1}' \left\{ (\hat{n}_{1} + \frac{1}{2})\hat{\sigma}_{z}^{a'b'} + \frac{\hat{\sigma}_{cc'}}{2} - \frac{1}{2} \right\} \\ &+ \varepsilon_{4}g_{2}' \left\{ (\hat{n}_{2} + \frac{1}{2})\hat{\sigma}_{z}^{a'c'} + \frac{\hat{\sigma}_{bb'}}{2} - \frac{1}{2} \right\} \end{split}$$
(7)

$$\hat{H}_{RWA}^{(ID)} = g_1 \Big[f_1(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab}^- + \hat{\sigma}_{ab}^+ \hat{a} f_1(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \Big] \\ + g_2 \Big[f_2(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac}^- + \hat{\sigma}_{ac}^+ \hat{b} f_2(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \Big] \\ + g_1' \Big[f_3(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{a'b'}^- + \hat{\sigma}_{a'b'}^+ \hat{a} f_3(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \Big] \\ + g_2' \Big[f_4(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{a'c'}^- + \hat{\sigma}_{a'c}^+ \hat{b} f_4(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \Big]$$

$$\begin{split} \hat{H}_{0} &= \sum_{j=1}^{2} v_{j} \mathbb{N}_{j} + \frac{2\Delta_{ab} - \Delta_{ac}}{3} \hat{\sigma}_{z}^{ab} \\ &+ \frac{2\Delta_{ac} - \Delta_{ab}}{3} \hat{\sigma}_{z}^{ac} + \frac{2\Delta_{ab'} - \Delta_{ac'}}{3} \hat{\sigma}_{z}^{a'b'} \\ &+ \frac{2\Delta_{ac'} - \Delta_{ab}}{3} \hat{\sigma}_{z}^{a'c'} + \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{2} E_{i} \hat{I}_{i} \end{split}$$
(Δ)

$$\begin{split} f_1(\hat{n}_1, \hat{n}_2) &= 1 - \varepsilon_1^2 \hat{n}_1 - \frac{\varepsilon_2^2}{2} \hat{n}_2, \Delta_{ab} = E_a - E_b - v_1, \\ f_2(\hat{n}_1, \hat{n}_2) &= 1 - \varepsilon_2^2 \hat{n}_2 - \frac{\varepsilon_1^2}{2} \hat{n}_1, \Delta_{ac} = E_a - E_c - v_2, \\ f_3(\hat{n}_1, \hat{n}_2) &= 1 - \varepsilon_3^2 \hat{n}_1 - \frac{\varepsilon_4^2}{2} \hat{n}_2, \Delta_{a'b'} = E_{a'} - E_{b'} - v_1, \\ f_4(\hat{n}_1, \hat{n}_2) &= 1 - \varepsilon_4^2 \hat{n}_2 - \frac{\varepsilon_3^2}{2} \hat{n}_1, \Delta_{a'c'} = E_{a'} - E_{c'} - v_2, \end{split}$$

مقدمه: مدل جینز-کامینگز استاندارد به عنوان یکی از سادەترىن مدلھاى توصيفكنندە درھمتنيدگى (يكى از جالبترین جنبههای غیرکلاسیک مکانیک کوانتومی) [۱]، برهم کنش بین یک اتم دوترازی با یک میدان کوانتیده تکمد را توصيف مي كند [٢]. اين مدل با تقريب موج چرخان همراه است، که تنها در شرایط جفتشدگی اتم-میدان ضعیف معتبر است. در این شرایط به دلیل اضافه شدن جملات آنتی جینز-کامینگز (پادچرخان)، معادلات بسته نمی شوند و بنابراین به صورت تحليلي قابل حل نخواهند بود. با اين حال، اخيرا براي یک کیوتریت در برهم کنش با یک میدان کوانتیده تکمد و همچنین دومد بدون تقریب موج چرخان روش تحلیلی مناسبی براساس نظریه اختلال ارائه شده است [۳,۴]. در مقاله حاضر، با الگوگرفتن از این روش و تعریف یک هامیلتونی موثر وابسته به شدت برای برهم کنش دو کیوتریت با یک میدان دومد، معادله شرودینگر وابسته به زمان را حل کرده و سپس دینامیک درهمتنیدگی زیرسامانههای مربوط به سامانه مورد نظر را بررسی میکنیم.

مدل فیزیکی سامانه: به عنوان تعمیمی از کار صورت گرفته در مراجع [۳,۴]، سامانهای متشکل از دو کیوتریت با ترازهای برانگیخته $\langle a | (\langle 'a |) e - b | c \rangle$) و حالتهای پایه $\langle b \rangle, |c \rangle | (\langle b \rangle, |c' \rangle)$ به ترتیب برای کیوتریت اول (دوم) دربرهم کنش با یک میدان کوانتیده دومد را در نظر می گیریم. هامیلتونی مربوط به این سامانه بدون تقریب موج چرخان به صورت زیر تعریف می گردد:

$$\hat{H} = \hat{H}_{free} + \hat{H}_{RWA} + \hat{H}_{CRT} \tag{1}$$

$$\hat{H}_{free} = v_1 \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + v_2 \hat{b}^{\dagger} \hat{b} + \sum_j E_j \hat{\sigma}_{jj}, \ j = a, b, c, a', b', c'$$

$$\hat{H}_{RWA} = g_1 \left(\hat{a} \hat{\sigma}_{ab}^+ + \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab}^- \right) + g_2 \left(\hat{b} \hat{\sigma}_{ac}^+ + \hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac}^- \right)$$

$$+ g_1' \left(\hat{a} \hat{\sigma}_{ab'}^+ + \hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab'}^- \right) + g_2' \left(\hat{b} \hat{\sigma}_{ac'}^+ + \hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac'}^- \right)$$

$$\hat{H}_{CRT} = g_1 \left(\hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab}^+ + \hat{a} \hat{\sigma}_{ab}^- \right) + g_2 \left(\hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac}^+ + \hat{b} \hat{\sigma}_{ac'}^- \right)$$

$$+ g_1' \left(\hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab'}^+ + \hat{a} \hat{\sigma}_{ab'}^- \right) + g_2' \left(\hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac'}^+ + \hat{b} \hat{\sigma}_{ac'}^- \right)$$

$$+ g_1' \left(\hat{a}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ab'}^+ + \hat{a} \hat{\sigma}_{ab'}^- \right) + g_2' \left(\hat{b}^{\dagger} \hat{\sigma}_{ac'}^+ + \hat{b} \hat{\sigma}_{ac'}^- \right)$$

$$(Y)$$

که \hat{a} (\hat{b}) و \hat{a}^{\dagger} (\hat{b}^{\dagger}) به ترتیب عملگر بوزونی نابودی و آفرینش متناظر با هر کدام از مدهای میدان اول (دوم) است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

$$\begin{split} \mathbb{N}_{1} &= \hat{n}_{1} + \frac{\hat{\sigma}_{z}^{ab}}{3} + \frac{\hat{\sigma}_{z}^{ab'}}{3}, \quad \mathbb{N}_{2} = \hat{n}_{2} + \frac{\hat{\sigma}_{z}^{ac}}{3} + \frac{\hat{\sigma}_{z}^{ac'}}{3}, \\ \hat{I}_{1} &= \hat{\sigma}_{aa} + \hat{\sigma}_{bb} + \hat{\sigma}_{cc} , \quad E_{1} = E_{a} + E_{b} + E_{c}, \\ \hat{I}_{2} &= \hat{\sigma}_{a'a'} + \hat{\sigma}_{b'b} + \hat{\sigma}_{c'c'} , \quad E_{2} = E_{a'} + E_{b'} + E_{c'}. \\ & \text{il allow of } (1) \quad \text{il } (1), \quad \text{allow of } (2), \quad \text{allow of } (1), \quad \text{allow of }$$

 $|\psi(0)\rangle = \sin^2 \alpha |a,a',0,0\rangle + \sin \alpha \cos \alpha |b,b',0,0\rangle$ $+ \cos \alpha |c,c',0,0\rangle$ (9)

که α پارامتر همدوسی اتمی است. اکنون ما با استفاده از هامیلتونی موثر \hat{H}_{eff} در (۳)، معادله شرودینگر وابسته به زمان $\langle (t) \psi | \psi(t) \rangle = i \frac{\partial}{\partial t} | \psi(t) \rangle$ را با در نظر گرفتن زمان مقیاس شده $\frac{\partial}{\partial t} | \psi(t) \rangle = \tau$ حل خواهیم کرد. در این مسیر به مقیاس شده دیفرانسیل جفت شده می سیم که با حل آنها حالت کلی سامانه به دست می آید (به دلیل کمبود جا از آوردن آنها در اینجا معذوریم).

میزان درهم تنیدگی : ماتریس چگالی کاهشیافته مربوط به هر یک از زیرسامانههای A و B مربوط به سامانه مرکب A-B به صورت زیر به دست میآید:

$$\hat{\rho}_{A(B)}(\tau) = Tr_{B(A)}[\hat{\rho}(\tau)] \tag{Y}$$

که $|\psi(\tau)\rangle\langle\psi(\tau)|$. به منظور بررسی دینامیک درهمتنیدگی مربوط به هر یک از زیرسامانهها با دیگری، سنجه آنتروپی خطی برای سامانه مرکب A-B به صورت زیر تعریف می گردد [۵]:

$$S_{A(B)}(\tau) = 1 - Tr[\hat{\rho}^2_{A(B)}(\tau)]$$
 (A)

در اینجا با به دست آوردن ($S_{A_1}(\tau)$) $S_{A_1,A_2}(\tau)$ به بررسی درهمتنیدگی «دو کیوتریت» با «میدان دومد» («کیوتریت اول» با «کیوتریت دوم و میدان دومد») می پردازیم، که در آن اول» با «کیوتریت دوم و میدان دومد») می پردازیم، که در آن می اول» با «کیوتریت دوم و میدان دومد») می پردازیم، دوم در آن می منظور مقایسه نتایج در حضور و غیاب تقریب موج چرخان، شکل ۱ (۲) را با دو زیرشکل الف) با تقریب موج چرخان و ب)



شكل ١: آنتروپى خطى $S_{A_1A_2}(\tau)$ براى زواياى ھمدوسى α مختلف برحسب زمان مقياس شدە τ با $g_1 = 7$, $v_1 / g_1 = 5$ برحسب زمان مقياس شدە τ با $\Delta_{a'c'} / g_1 = 5$, $\Delta_{a'b'} / g_1 = 3.5$, $\Delta_{ac} / g_1 = 6$, $\Delta_{ab} / g_1 = 4$, $g_1 / g_1 = 2$, $g_2 / g_1 = 1.5$,



شكل ٢: آنتروپى خطى $S_{A_1}(\tau)$ براى زواياى ھمدوسى α مختلف برحسب $v_2 / g_1 = 2.25, v_1 / g_1 = 1.75$ براى زواياى ھمدوسى τ مغتلف برحسب $\Delta_{a'c'} / g_1 = 4.3, \Delta_{ab'} / g_1 = 3.7, \Delta_{ac} / g_1 = 3.5, \Delta_{ab} / g_1 = 4,$ $g'_2 / g_1 = 0.65, g'_1 / g_1 = 1.1, g_2 / g_1 = 0.8,$

الف) $0 = \lambda_i = \lambda_i = 0$, $\lambda_i = 0$, λ_i برای برخی از پارامترهای همدوسی اتمی شاهد هستیم. با توجه به نکات بالا میتوان دریافت که با کنترل پارامترهای مختلف موثر در میزان درهمتنیدگی میتوان به پایداری نسبی در درهمتنیدگی میتوان به پایداری نسبی یافت. یکی دیگر از نتایج بسیار مهم این مقاله این است که در شرایط اولیه با میدان خلأ برای سامانههای متشکل از دو اتم میتوان پدیدههای فروافت و راد از دو اتم میتوان پدیدههای فروافت و احیاء دست که در

مرجعها

[1] C. Weedbrook, et al., Mod. Phys., 84, 621, 2012.

[2] F. W. Cummings, *Phys. Rev.*, **140**, A1051, 1965.

[3] M. Rastegarzadeh and M. K. Tavassoly, *Phys. Scr.*, **90**, 025103, 2015.

[4] N. Asili Firouzabadi and M. K. Tavassoly, *arXiv:* 2108.06372v1, Accepted in Int. J. Opt. Photonics.
[5] R. M. Angelo, et al., *Phys. Rev. A*, 64, 043801, 2001.
[6] P. Forn-Díaz, et al., *Rev. Mod. Phys.*, 91, 025005,

کاهش یافته است. با بررسی شکل ۲ میتوان دید که در به ازای $\alpha = \pi / 2$ ، درهمتنیدگی در حضور و غیاب $\tau = 0$ تقریب موج چرخان صفر است (در صورتی که برای دو مقدار دیگر این گونه نیست). همچنین، در زمانهای بالاتر تنها به ازای $\alpha = \pi / 2$ میتوان مرگ و سپس احیای درهمتنیدگی را مشاهده کرد. از نتایج جالب دیگر، میتوان به پدیدههای فروافت-احياء اشاره كرد، كه تعداد آنها در غياب تقريب موج چرخان نسبت به حضور آن کاهش یافته است (همراه با تغییراتی در نوسانات درهمتنیدگی). اما برای زوایای مرگ درهمتنیدگی در هر دو زیرشکل $lpha=\pi/4,\,\pi/6$ اتفاق نمى افتد. علاوه بر اين، براى اين زوايا مى توان حالت شبه پایداری از درهم تنیدگی را در هر دو حالت حضور و غیاب تقریب موج چرخان همراه با نوسانات بسیار جزئی مشاهده کرد. لازم به ذکر است که نسبت جفتشدگی اتم-میدان به بسامد اتم در ساختارهای جفتشدگی اتم-میدان ضعیف به صورت $1 \gg \frac{g}{w}$ است. علاوه بر این در ساختارهای جفتشدگی اتم-میدان عمیقا قوی و فوق قوی به ترتیب به صورت $1 \lesssim rac{g}{\omega} < 1 > rac{g}{\omega} > 0.1$ میباشد [۶]. با بررسی این نسبت در نمودارهای رسمشده میتوان دید که شکل ۱ در محدوده جفتشدگی قوی و شکل ۲ در ناحیه اختلال جفتشدگی فوق قوی رسم شده است.

نتیجهگیری: در این مقاله با در نظر گرفتن برهم کنش دو کیوتریت با یک میدان کوانتیده دومد، ابتدا هامیلتونی موثر متناظر با این سامانه را در غیاب تقریب موج چرخان تعریف و سپس معادله شرودینگر وابسته به زمان متناظر را حل کردیم. در ادامه با محاسبه سنجه آنتروپی خطی مربوط به زیرسامانههای مختلف از سامانه مورد نظر، دینامیک درهم تنیدگی آنها را بررسی کردیم. نتایج عددی نشان داد که تعداد این پدیدهها در غیاب تقریب موج چرخان نسبت به حضور آن کاهش یافته است. همچنین تغییرات مربوط به نوسانات درهم تنیدگی در غیاب تقریب موج چرخان نسبت به حضور آن به خوبی قابل مشاهده است. علاوه بر این مرگ و سپس احیای درهم تنیدگی و پایداری نسبی درهم تنیدگی را

2019.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



سطح مقطع جذب دوفوتونی در تصویربرداری کوانتومی فاطمه بهمرد، علیرضا کشاورز و صائب صمیمی ۱.دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، ایران ۲. دانشکده علوم بخش فیزیک، دانشگاه شیراز، ایران

F.behmard@sutech.ac.ir, Keshavarz@sutech.ac.ir, S.Samimy@sutech.ac.ir

چکیده – از جذب دو فوتون به عنوان یکی از این شیوهها برای تصویر برداری کوانتومی استفاده می شود. محاسبه سطح مقطع جذب به عنوان یک پارامتر موثر در تصویر برداری استفاده می شود چرا که با بالا بردن سطح مقطع جذب با فوتونهای کمتری می توان عمل تصویر برداری را انجام داد. به این منظور در این تحقیق پس از بررسی هامیلتونی جذب دو فوتونی اتم دو ترازه و تحول زمانی تابع حالت با در نظر گرفتن حالت فوتونی با قطبش درهم تنیده محاسبه می گردد و به دنبال آن سطح مقطع جذب دو فوتونی از م بد ست می آید. از آنجا که از جذب دوفوتونی در تصویربرداری کوانتومی ا ستفاده می شود زمانی که سطح مقطع م فرآیند جذب دو فوتونی با احتمال بیشتری گذار انجام می دهد. در این صورت با تعداد فوتونهای کمتری تصویربرداری انجام می شود.

کلید واژه- تصویربرداری کوانتومی،جذب دوفوتونی،سطح مقطح جذب

Two photon absorbtion cross section in quantum imaging

Fatemeh Behmard, Ailreza Keshavarz, Saeb Samimy

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Iran Department of Physics Building, Shiraz University, Iran

F.behmard@sutech.ac.i, Keshavarz@sutech.ac.ir, S.Samimy@sutech.ac.ir

Two-photon capture is used as one of these methods for quantum imaging. Calculation of the absorption cross section is used as an effective parameter in imaging because by increasing the absorption cross section with less photons, the imaging operation can be performed. For this purpose, in this study after Hamiltonian study, the absorption of two photons of two-level atoms and the temporal evolution of the state function are calculated by considering the photon state with entangled polarization, followed by the cross-sectional area of the two-photon absorption of the state function. Because two-photon absorption is used in quantum imaging, the process of two-photon absorption is more likely to be transient when the cross-sectional area increases. In this case, imaging is done with fewer photons.

Keywords: Quantum imaging, Two Photon absorption, Two Photon absorption cross section.

مقدمه

تصویربرداری کوانتومی یکی از سامانههای سنجش کوانتومی است که وظیفه کشف و شناسایی اهداف پنهان و نامشخص در مقابل امواج را برعهده دارد. [۱]. تصویربرداری کوانتومی سبب بهبود وضوح تصویر یا سایر خصوصیات یک سیستم تصویربرداری استفاده میشود. این روش در بسیاری از تصویربرداریهای نور مرئی استفاده شده است. هدف تصویربرداری کوانتومی تولید تصاویر بهتر با استفاده از روشهای کوانتومی است. تصویر برداری با فوتونهای کمتر، دستیابی بهتر به وضوح مکانی و دستیابی بهتر به نسبت سیگنال به نوفه است.

اولین آزمایش تصویربرداری کوانتومی توسط پیتمن و همکاران در سال ۱۹۹۵بر پایه آزمایش کلیشکو انجام شد. بلافاصله " شبح نگاری" نامگذاری شد[۲،۳].

جذب دوفوتون به عنوان جذب غیر خطی که با جذب همزمان دو فوتون با فرکانسهای مشابه یا متفاوت به منظور تحریک یک اتم یا مولکول از حالت (معمولاً حالت پایه) به یک حالت برانگیخته همراه است. جذب دو فوتون یک فرآیند مرتبه سوم غیرخطی است، که مقطع جذب به طور معمول چندین مرتبه کوچکتر از اندازه سطح مقطع جذب فوتون است. در ابتدا توسط ماریا گوپرت مایر در رسالهی دکتری در سال ۱۹۳۱ این پدیده پیشبینی شد[۴].

در این تحقیق به محاسبهی سطح مقطع جذب دو فوتونی به منظور استفاده در تصویربرداری کوانتومی پرداخته میشود.

تصويربرداري كوانتومي

شناسایی خصوصیات کوانتومی مشخصه پرتوهای نور منجر به طرحهای جدیدی برای تصویربرداری همبسته شده است. تصویربرداری همبسته کلاسیک توسط نمایشهای تجربی

همبستگی فضایی کوانتومی ایجاد شده است. تصویربرداری کوانتومی یک زیر مجموعه جدید از اپتیک کوانتومی است که از همبستگیهای کوانتومی مانند درهمتنیدگی كوانتومى ميدان الكترومغناطيسي براي تصويربرداري از اشيا با وضوح یا سایر معیارهای تصویربرداری خارج از حد امکان در اپتیک کلاسیک بهره میبرد. نمونههایی از تصویربرداری كوانتومى، شبحنگارى كوانتومى، ليتوگرافى كوانتومى و حسگر کوانتومی است. تصویربرداری کوانتومی ممکن است روزی برای ذخیره الگوهای داده در رایانههای کوانتومی و انتقال مقادیر زیادی از اطلاعات رمز گذاری شده ایمن بسیار مفید باشد. مکانیک کوانتومی نشان داده است که نور در خود دو ویژگی دارد ۱. عدم قطعیت ذاتی که به صورت نوسانات لحظه به لحظه در خصوصیات آن آشکار می شود. ۲.کنترل این نوسانات که نوعی نوفه را نشان میدهد می تواند تشخیص اشیا کمرنگ را بهبود بخشد، تصاویر تقویت شده بهتری تولید کند[۵].

محاسبه سطح مقطع جذب دو فوتونى

با استفاده از فوتونهای درهمتنیده و پدیده غیرخطی نظیر جذب دو فوتونی سطح مقطع جذب محاسبه میشود. برای بررسی تاثیر میزان درهمتنیدگی در تصویربرداری به محاسبه رابطه همبستگی دو فوتون درهمتنیده نیاز است که مبتنی بر تبدیل پارامتری به عنوان یک اثر غیرخطی است و با محاسبه حالت کوانتومی سیستم با در نظر گرفتن تاثیر جذب دو فوتونی و تحلیل نتایج امکان پذیر است.

در برهم کنش اتم-فوتون، دو فوتون با فرکانسهای برابر و قطبش عمود برهم توسط اتم جذب میشود و اتم از حالت پایه به حالت برانگیخته گذار میدهد، هامیلتونی کل سامانه در تقریب موج چرخان بصورت زیر خواهد بود[8]:

$$H = \hbar \omega \left(a_V^{\dagger} a_V + a_H^{\dagger} a_H \right) + \frac{\alpha}{2} \sigma_z \qquad (1)$$
$$+ g \left(a_V^{\dagger} a_H^{\dagger} \sigma_- + a_V a_V \sigma_+ \right)$$

بعد از محاسبه ی
$$\alpha$$
 و β سپس ویژه حالتها به صورت زیر
نوشته می شوند:
 $|\Psi_{n_V,n_H}^{+}\rangle = \alpha_{n_V,n_H} |n_V, n_H, -\rangle + \beta_{n_V,n_H} |n_V - (1 \cdot)$
 $1, n_H - 1, +\rangle$
 $|\Psi_{n_V,n_H}^{-}\rangle = \beta_{n_V,n_H} |n_V, n_H, -\rangle - |n_V - 1, n$ (11)
 $-1, +\rangle \alpha_{n_V,n_H}$
حالت اولیه بر حسب ویژه حالتهای \langle^+ بسط داده
می شود با توجه به حالت تعامد ضرایب بسط محاسبه
می شود:

$$|\psi(0)\rangle = \sum_{n_{V}, n_{H=0}}^{\infty} C_{n_{V}n_{H}}^{+} |\psi_{n_{V}, n_{H}}^{+}\rangle +$$
(17)

$$C_{n_{V}n_{H}}^{-} | \psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle$$

$$C_{n_{V}n_{H}}^{+} = \alpha_{n_{V}n_{H}}^{-} C_{n_{V}n_{H}}^{-}$$
(17)

$$C_{n_V n_H}^{} = \beta_{n_V n_H} C_{n_V n_H} \tag{14}$$

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi(0)\rangle = \sum_{n_V, n_{H=0}}^{\infty} C_{n_V n_H}^{+} \qquad (1\Delta)$$

$$\begin{split} e^{-iHt} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{+} \rangle + C_{n_{V}n_{H}}^{-} e^{-iHt} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ = \sum_{n_{V},n_{H=0}}^{\infty} C_{n_{V}n_{H}}^{+} + e^{i\Omega_{n_{V}n_{H}}^{+}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{+} \rangle + \\ C_{n_{V}n_{H}}^{-} e^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ g + \sum_{n_{V},n_{H}}^{\infty} e^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ e^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ e^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ g^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^{-} \rangle \\ e^{-i\Omega_{n_{V}}^{-}n_{H}t} | \Psi_{n_{V},n_{H}}^$$

$$|\Psi(t)\rangle = C_{n_V n_H} [(g^2 n_V n_H / (\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})^2 + (18)]$$

$$a n_V n_V [(\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})^2 / (\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})^2]$$

که در رابطه بالا \hbar ثابت پلانک، ω فرکانس، $a_V^{\dagger}a_V$ به ترتیب عملگر ویرانگر و سازنده اند، g قدرت برهم کنش اتم و فوتون است. مفهوم جمله آخر به این صورت میباشد اتم میتواند دو فوتون تولید کند و از حالت برانگیخته به پایه گذار انجام دهد به منظور محاسبه سطح مقطع جذب دو فوتونی در ابتدا باید ویژه حالت یا ویژه توابع هامیلتونی بدست آورده شود. برای این منظور در این تحقیق به محاسبه تحلیلی ویژه حالت هامیلتونی پرداخته میشود در این راستا یک عملگر جابه جاپذیر با هامیلتونی، به صورت زیر به عنوان ثابت حرکت معرفی میشود. عملگر c به صورت زیر است.

$$C = a_V^{\dagger} a_V + a_H^{\dagger} a_H + \sigma_z \tag{(1)}$$

$$H = N_V \omega_V + N_H \omega_H + \frac{\Delta}{2} \sigma_z + g (a_V^{\dagger} a_H^{\dagger} \sigma_- + (\tilde{r}) a_V a_V \sigma_+)$$

$$\Delta = \Omega - \omega_n - \omega_H \tag{(f)}$$

$$[N_V \omega_V + N_H \omega_H, H] = 0 \tag{(a)}$$

$$H' = \frac{\Delta}{2}\sigma_z + g(a_V^{\dagger}a_H^{\dagger}\sigma_- + a_Va_V\sigma_+)$$
(9)

بدین ترتیب با تعریف
$$\hat{H}$$
 به محاسبه یویژه حالتهای آن $|n_v, n_H, -\rangle$ پرداخته می شود با در نظر گرفتن پایه های $|n_v, n_H, -\rangle$ و $|n_v, n_H, -1, n_H -1, +\rangle$ داریم: داریم:

$$\alpha_{n_V,n_H} = \frac{g\sqrt{n_V n_H}}{\sqrt{(\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})^2 + gn_V n_H}} \tag{Y}$$

$$\beta_{n_V,n_H} = \frac{(\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})}{\sqrt{(\Omega_{n_V n_H} - \frac{\Delta}{2})^2 + gn_V n_H}} \tag{A}$$

$$\mathbf{H} | \psi_{n_V, n_H} \rangle = E_{n_V, n_H} | \psi_{n_V, n_H} \rangle \tag{9}$$

نتيجهگيرى

در این تحقیق به محاسبه ویژه حالات هامیلتونی پرداخته شده است و به دنبال آن سطح مقطع جذب دوفوتونی محاسبه گردید. از آنجا که بنا به دلایل مختلف از جمله نوفه پرتو نورانی لازم ممکن است به آشکارساز نرسد میتوان با استفاده از فوتونهای درهمتنیده نور با طول موج بیشتر(قرمز) که به هدف تابیده میشود و با طول موج موج کمتر(سبز) بازتاب میشود استفاده کرد در این حالت از حد پراش میتوان فراتر رفت چرا که فرکانس نصف میشود و این منجر به وضوح تصویر بالاتر میشود. از آنجا که جذب دوفوتونی در تصویربرداری کوانتومی استفاده میشود زمانی که سطح مقطع گذار بیشتر شود فرآیند جذب دو فوتونی با احتمال بیشتری گذار انجام میدهد. در این صورت با تعداد فوتونهای کمتری تصویربرداری انجام میشود. با باراین میتوان محدودیتهای کلاسیک برای وضوح همزمان و فرکانس همزمان را از بین برد.

مرجعها

- [1] Y. Shih, "Quantum Imaging", IEEE Xplore., Vol. 1, 2007.
- [2] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, A.V Sergienko, "Optical imaging by means of twophoton quantum entanglement", ", Phys. Rev. A., Vol. 52, pp. 3429, 1995.
- [3] D. N. Klyshko, "Combine EPR and two-slit experiments: Interference of advanced waves", Physics Letters A., Vol. 132, pp. 6, 1988.
- [4] I. P. Arjona, G.J. Valc´arcel, E. Rold´an, "Two-photon absorption", Revista Mexicana de Fisica., Vol.1, No. 1, pp. 91–100, 2003.
- [5] O.S. Magaña Loaiza1, R.W. Boyd, "Quantum imaging and information", Rep. Prog. Phys., Vol. 82, 2019.
- [6] D. F. Walls, "" Quantum theory of nonlinear optical phenomena", J. Phys. A: Gen. Phys., Vol. 4, 1971.

$$p(t) = ||\psi(t)\rangle|^{2} = \frac{16C_{n_{V}n_{H}}^{2}}{(\Omega_{n_{V}n_{H}})^{2}\Omega_{n_{V}n_{H}}}$$
(17)

$$\frac{g^{2}n_{V}n_{H}(\Omega_{n_{V}n_{H}}-\frac{\Delta}{2})^{2}}{\left(g^{2}n_{V}n_{H}+\left((\Omega_{n_{V}n_{H}}-\frac{\Delta}{2}\right)^{2}\right)^{2}}sin^{2}(\frac{(\Omega_{n_{V}n_{H}},t)}{2\hbar})$$

$$= \sqrt{g^{2}n_{V}n_{H}} + \frac{\Delta^{2}}{4} , \quad \Delta = \Omega - \omega_{n} - \omega_{H}$$

$$\Omega_{n_{V}n_{H}} = \sqrt{g^{2}n_{V}n_{H}} + \frac{\Delta^{2}}{4}$$

$$quad n_{V}n_{H} = \sqrt{g^{2}n_{V}n_{H}} + \frac{\Delta^{2}}{4}$$

$$\sigma_e = \int_{-\infty}^{\infty} dt p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt C_{n_V n_H}^2 \qquad (1\lambda)$$

$$\frac{g^{2}n_{V}n_{H}(\Omega_{n_{V}n_{H}}-\frac{\Delta}{2})^{2}}{\left(g^{2}n_{V}n_{H}+\left(\left(\Omega_{n_{V}n_{H}}-\frac{\Delta}{2}\right)^{2}\right)^{2}}\sin^{2}\left(\frac{\Omega_{n_{V}n_{H}}}{2\hbar}\right)\times\frac{1}{\left(\Omega_{n_{V}n_{H}}\right)^{2}}$$

$$=16\frac{g^2n_Vn_H(\Omega_{n_Vn_H}-\frac{\Delta}{2})^2}{\left(g^2n_Vn_H+\left((\Omega_{n_Vn_H}-\frac{\Delta}{2})^2\right)^2}C_{n_Vn_H}^2\frac{\pi t}{2\hbar}\delta(\Omega_{n_Vn_H})$$

$$\lim_{t\to\infty} \frac{1}{(\Omega_{n_Vn_H})^2} \sin^2 \left(\frac{(\Omega_{n_Vn_H},t)}{2\hbar}\right) = \frac{\pi t}{2\hbar} \delta(\Omega_{n_Vn_H})$$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \sin^2(\frac{(\Omega_{n_Vn_H},t)}{2\hbar})$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2$
and $\sum_{i=1}^{2} \delta(\Omega_{n_Vn_H})^2 \delta(\Omega_{n_Vn_H$



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تداخل سنجى كوانتومى تك فوتون

زهرا باقری هدی سادات لطفی پور*^{۱،۲} مجید خدابنده ا

^۱گروه بایوفوتونیک کوانتومی، مرکز فناوری های کوانتومی ایران، تهران ، ایران

^۲ پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران

hodalotfipoor@gmail.com

چکیده –در این مطالعه، به یکی از رمز آلودترین مفاهیم مکانیک کوانتومی یعنی تداخل یک تک فوتون پرداخته میشـود. به کمک یک کریسـتال غیرخطی در چیدمانی تجربی و تحت تبدیل پایین پارامتری خودبه خودی، جفت فوتون های همبسـته تولید میشـوند که یکی از آن ها پس از عبور از یک تداخل سنج ماخ زندر به دلیل اصل تمایزناپذیری مسیرهای طی شده در بازوهای تداخلسنج، با خودش تداخل میکند. با ثبت همزمانی بین فوتون های همبسته طرح تداخلی بدست میآید.

كليد واژه- تبديل پايين پارامتري خودبه خودي، تداخل تك فوتون، تداخل سنج ماخ زندر، فوتون هاي همبسته

Single photon interferometry

Zahra Bagheri¹, Hoda Sadat Lotfipour^{*1,2}, Majid Khodabandeh¹

¹Quantum BioPhotonics Group, Iranian Center for Quantum Technologies (ICQTs), Tehran, Iran

²Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran

hodalotfipoor@gmail.com

Abstract- The interference of a single photon which is one of the most mysterious concepts of quantum mechanics is studied. Using a nonlinear crystal, a pair of photons by spontaneous parametric down conversion are produced. One of them passing through a Mach-Zander interferometer due to the principle of indistinguishability of the paths, interferes with itself. An interference pattern is obtained by recording the coincidence between the correlated photons.

Keywords: spontaneous parametric down conversion, single photon interferometry, Mach-Zehnder interferometer, correlated photons

مقدمه

تداخل یک تک فوتون با خودش، پدیده ای است که درک آن چالش برانگیز میباشد. تا پیش از ظهور مکانیک کوانتومی، در علم فیزیک بنا براین شده بود که همه چیز یا ذرهاست و یا موج. اما پس از مدتی، فیزیک کلاسیک ناگزیر شد که برای درک تابش در بعضی موارد نظیر "اثر فوتوالکتریک" به الگوی ذرهای و در دیگر موارد مثل "پراش پرتوهای ایکس"، به الگوی موجی توسل جوید. پس از آن بود که اصل دوگانگی موج-ذره برای کوانتاهای نور یعنی فوتون مطرح شد. تا پیش از کشف منبعی که بتواند تک فوتون را تولید کند، خروجی دوشکاف یک طرح تداخلی مشتمل بر نوارهای تاریک و روشن بود. انتظار میرفت با شلیک تک فوتون به سمت دو شکاف، فوتونها دیگر مانند موج رفتار نکرده، رفتار ذره ای از خود نشان داده و طرح تداخلی از بین برود. اما برخلاف انتظار در خروجی، یک طرح تداخلی ثبت شد. در سالهای اخیر محققان تداخل تک فوتون را با انجام دو نوع آزمایش دنبال کردند: تداخل از دو شکاف [۱] و تداخل از دو مسیر مختلف در تداخل سنج ماخ زندر [۲و۳]. در این مقاله با استفاده از فرآیند تبدیل پایین پارامتری در یک کریستال غیرخطی، ابتدا یک تک فوتون جارززنده تولید می شود. سپس در مسیر تک فوتون یک تداخل سنج ماخ زندر تعبیه می گردد که در نهایت منجر به تداخل تک فوتون با خودش می شود.

بحث و تحليل

مکانیک کوانتومی نشان میدهد در چیدمان تداخل سنجی ماخ زندر اگر مسیرها غیرقابل تشخیص ^۱ باشند، وضعیت فوتونی که از تداخل سنج خارج می شود، برهم نهی از حالتهایی است که از دو مسیر عبور می کند. در واقع، یک فوتون با حالت (s| وارد تداخل سنج شده و به

¹ indistinguishable

$$|s\rangle = t|l_1\rangle + r|l_2\rangle \tag{1}$$

به طوری که $\langle l_1 |$ و $\langle l_2 |$ نشاندهنده حالت فوتون در بازوهای تداخل سنج و t و r به ترتیب ضریب عبور و بازتاب میباشند.



شکل ۱ تداخلسنج ماخ زندر متشکل از دو تقسیم کننده پرتو(BS) و دو آینه(M_P ₉M).

اگر (a| و (b| حالت فوتون سیگنال در خروجیهای a و b تداخل سنج باشد، آنگاه:

$$\begin{aligned} |l_1\rangle &= e^{i\delta_1}(r|a\rangle + t|b\rangle) \\ |l_2\rangle &= e^{i\delta_2}(t|a\rangle + r|b\rangle) \end{aligned} \tag{(1)}$$

با ترکیب روابط بالا برای حالت (s| خواهیم داشت:

$$|s
angle = rt(e^{i\delta_1} + e^{i\delta_2})|a
angle + (tte^{i\delta_1}$$
 (۳)
+ $rre^{i\delta_2})|b
angle$
بنابراین طرح تداخلی ناشی از احتمال آشکارسازی یک
فوتون در حالت (*a*| برابر است با [۳]:

$$P(\delta) = |\langle a|s \rangle|^2 = 2RT(1 + \cos\delta) \tag{(f)}$$

که در رابطه بالا، $R = rr^*$ و T = tt به ترتیب احتمال بازتاب و عبور و $\delta_1 - \delta_2 = \delta$ اختلاف فاز ناشی از اختلاف راه دو بازوی تداخلسنج میباشد. شکل ۲ شماتیکی از چیدمان تولید و تداخل تک فوتون را نشان میدهد. در این چیدمان با ارضای شرط تطابق فازی کریستال BBO، جفت

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۲ شماتیک چیدمان تجربی فرآیند تولید تک فوتون به روش SPDC و تداخل تک فوتون در تداخل سنج ماخ زندر و ثبت همزمانی آنها

> فوتون همبسته سیگنال و ایدلر تولید میشوند. فوتون سیگنال به صورت مستقیم توسط آشکارساز حساس به ثبت تک فوتون ثبت شده و فوتون ایدلر وارد یک تداخلسنج ماخ زندر می گردد. در خروجیهای تداخلسنج نیز آشکارسازهای تک فوتون قرار داده می شوند. این ۳ آشکارساز به یک برد الکترونیک همزمانی وارد شده که توسط یک برنامه LabView شمارش هر ۳ آشکارساز و همزمانی آنها کنترل می شود.

نتايج تجربى

در ابتدا باید چیدمان SPDC تنظیم شود. اگر نور لیزر پمپ با طول موج ۴۰۵ نانومتر کاملا عمود به کریستال برخورد کند و جهت گیری کریستال برای ارضای شرط تطابق فازی صحیح باشد، دو فوتون با زاویه ۳ درجه نسبت به لیزر فرودی در طول موج ۸۱۰ نانومتر تولید میشوند. پس از تنظیمات اولیه، آشکارسازها را روشن، و سعی کردیم بالاترین شمارش تک فوتون را در آشکارسازها ثبت کنیم. انتظار داریم آشکارسازها شمارش فوتون یکسانی را ثبت نمایند. در این مرحله برای آن که مطمئن باشیم در رژیم تک فوتون قرار داریم علاوه بر ثبت همزمانی آشکارسازها، درجه همدوسی مرتبه دوم $(0)^2 g$ را محاسبه کردیم. فاکتور $C(0)^2 g$ نشاندهنده همبستگی بین شدتهاست که با

محاسبه آن ماهیت منبع نور (کلاسیکی یا کوانتومی بودن) و همچنین تک فوتون بودن آن مشخص می گردد. اگر $(0)^2g$ عددی بیشتر از ۱ بدست آید در رژیم کلاسیک قرار داریم. برای نور غیرکلاسیک $(0)^2g$ کمتر از ۱ بدست می آید و هر چه این عدد به سمت ۰ میل کند، به حالت ایده آل کوانتومی تک فوتون نزدیکتر می شویم. $(0)^2g$ در این آزمایش مقدار 0.027 ± 0.117 اندازه گیری شد که تایید می کند منبع استفاده شده در این آزمایش یک منبع تک فوتون اعلام شده می باشد. به این معنی که اندازه گیری یک فوتون در یک بازو وجود فوتون در بازوی دیگر را اعلام می کند [۳].

برای تنظیم تداخلسنج نیز ابتدا با یک لیزر ۳۳۵ نانومتر ماخ زندر تنظیم شده و فریزهای تداخلی را بر روی یک صفحه در خروجی تداخلسنج مشاهده میشود. پس از کمینه کردن تعداد فریزها، منبع نور سفید با پهنای طیفی بالا، جایگزین لیزر مرئی شد. قرار دادن نور سفید و تنظیم مجدد تداخل سنج ماخ زندر از آن روست که دیدن فریزهای تداخلی با نور لیزر ۳۳۵ نانومتر اختلاف دو بازو را به اندازه کافی کمینه نمی کند. برای مشاهده تداخل تک فوتون ناگزیریم اختلاف بازوها را از مرتبه طول همدوسی فرآیند SPDC کم کنیم. طول همدوسی فوتونهای همبسته به

طول موج و پهنای باند فیلتر قبل از آشکارساز بستگی دارد، که در این آزمایش ۳۲ میکرومتر اندازه گیری شد. از آنجا که طول موج فوتونهای همبسته تولید شده در محدوده مرئی قرار نمی گیرد، لازم است با نور سفید که در دسترس و در عین حال دارای طول همدوسی بسیار کم میباشد، تنظیمات مجددا تکرار شود. طول همدوسی نور سفید استفاده شده در این آزمایش ۲ میکرومتر اندازه گیری شد، بنابراین کاستن اختلاف راه بین دو بازو و مشاهده فریزهای تداخلی در این مرحله بسیار دشوار میباشد.



شکل ۳ فریزهای تداخلی با منبع نور سفید

Teksan TIDA) با دقت 1/1 نانومتری استفاده شد. (spectrometer) با دقت 1/1 نانومتری استفاده شد. فریزهای تداخلی این بار بر روی طیف پهن نور سفید نمایان میشود (شکل ۳). در مرحله آخر، مجددا لیزر پمپ 4.0نانومتر روشن شده و دو فوتون همبسته در دو بازو از 2ریستال خارج میشوند. اگر آشکارساز سیگنال را A و آشکارساز خروجی ماخ زندر را B و B بنامیم، همزمانی بین AB و یا AB رفتار کسینوسی رابطه (۴) را نشان خواهد داد. برای این منظور، جابجا گر متصل به آینه 2M را به کمک جابجاگر پیزوالکتریک Thorlabs با گام های 1/1 میکرون اسکن می کنیم. با این کار عمدا بین دو بازوی ماخ زندر اختلاف راه کنترل شده ایجاد می کنیم تا بتوانیم طرح

نمونه ای از طرح تداخل ایجاد شده در همزمانی بین دو آشکارساز A و B در شکل ۴ آمده است. داده های تجربی

دراین نمودار با نقاط آبی مشخص شدهاند که به روش least square فیت شده است. قله ها و دره های شکل ۴ نمایانگر فریزهای تاریک و روشن در خروجی تداخل سنج و موید



شکل ۴ نرخ شمارش همزمانی AB بر حسب اختلاف راه

نتيجهگيرى

در این مقاله پدیده تداخل تک فوتون به صورت تجربی بررسی شد. برای این منظور لازم بود در مسیر یکی از فوتون های همبسته تولید شده از فرآیند تبدیل پایین پارامتری خودبخودی یک تداخل سنج تعبیه گردد. با تنظیم دقیق چیدمان *SPDC* و ماخ زندر و اعمال اختلاف راه از مرتبه پیدمان *SPDC* و ماخ زندر و اعمال اختلاف راه از مرتبه ۱/۰ میکرون به کمک یک جابجاگر، ثبت نرخ همزمانی آشکارسازها، تداخل تک فوتون مشاهده می شود.

مرجعها

- [1] Dimitrova, T. L., & Weis, A. (2009). Lecture demonstrations of interference and quantum erasing with single photons. *Physica Scripta*, 2009(T135), 014003.
- [2] Dimitrova, T. L., & Weis, A. (2007, March). A double demonstration experiment for the dual nature of light. In *14th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications* (Vol. 6604, p. 660400). International Society for Optics and Photonics.
- [3] Pearson, B. J., & Jackson, D. P. (2010). A hands-on introduction to single photons and quantum mechanics for undergraduates. *American Journal of Physics*, 78(5), 471-484.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



انتشار کم اتلاف امواج تراهرتز در موجبر بلور فوتونی هسته متخلخل با پاشندگی مسطح شده و دوشکستی بسیار بالا

هانيه كاوه، فاضل جهانگيري

تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما Hanie.kaveh.h@gmail.com, F_jahangiri@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله به ارائهی ساختاری از فیبر کریستال فوتونی با هسته ی بیضوی معلق و متخلخل برای هدایت امواج تراهر تز می پردازیم که به افزایش چشمگیر مقدار دو شکستی و همچنین کاهش میزان تلفات انتشاری منجر می شود. با توجه به نتایج، مقدار دو شکستی بد ست آمده برابر با ۲۰٫۱۲ بر سانتیمتر همراه با تلفات موثر مواد ۲٫۰ و ۲٫۰ بر سانتیمتر و تلفات تحدید ^{۵–}۱۰ و سانتیمتر به ترتیب برای قطبش X و Y در فرکانس ۰٫۸ تراهرتز می با شد. همچنین پا شندگی این موجبر در بازهی ۲۱٫۳ تراهرتز مسـطح-شـده و تغییرات آن برای قطبش X و Y به ترتیب ۱٫۰±۱٫۰ و ۱٫۰±۱٫۰ اسـت. این نتایج، فیبر مورد بررسـی را به عنوان گزینهی مناسبی برای هدایت با اتلاف پایین امواج تراهرتز و استفاده در کاربرد های ملزم به حفظ قطبش مطرح می نماید.

كليد واژه- تراهرتز، تلفات تحديد، تلفات موثر مواد، دوشكستى، فيبر بلور فوتونى

Low Loss Terahertz Wave Propagation in Porous Core Photonic Crystal Fiber with flattened Dispersion and extremely high-birefringence

Hanie Kaveh, Fazel Jahangiri

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran Hanie.kaveh.h@gmail.com, F_jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, a photonic crystal fiber with a suspended elliptic core with slotted air holes is designed for the efficient propagation of Terahertz waves. The proposed configuration leads to a high birefringence, a low loss, and a flat dispersion. The simulation results show that this PCF exhibits an ultrahigh birefringence value of 0.12, a low effective material loss of 0.2 cm^{-1} and 0.08 cm^{-1} and very negligible confinement loss of 10^{-5} cm^{-1} and 10^{-3} cm^{-1} at 0.8 THz for the X-polarized and Y-polarized modes, respectively. Moreover, the suggested structure provides a very flat dispersion of $0.1\pm0.1 \text{ ps/THz/cm}$ and $0.15\pm0.15 \text{ ps/THz/cm}$ over the frequency range of 1.2 to 1.4 THz for two x and y polarized states, respectively. We believe that our proposed PCF will bring about a promising improvement in polarization-maintaining applications at THz frequencies.

Keywords: Birefringence, confinement loss (CL), effective material loss (EML), photonic crystal fiber (PCF), terahertz.

هسته متخلخل هیبریدی در موجبر فیبری بلور فوتونی به دست آمده است [۵]. در این مقاله، به معرفی ساختار جدیدی می پردازیم که علاوه بر پاشندگی مسطح-شده، دارای دوشکستی بسیار بالا و در عین حال برخودار از اتلاف پایینی است. موجبر پیشنهادی می تواند به عنوان گزینه ای مناسب در کاربرد های ملزم به حفظ قطبش نیز مورد توجه قرار گیرد. در ادامه، ابتدا به جزئیات طراحی ساختار پیشنهادی را ارائه می کنیم و سپس به شبیه سازی ویژگی های دوشکستی، تلفات و پاشندگی آن می پردازیم.

اصول طراحی و شبیه سازی

برای طراحی ساختار و شبیه سازی مدهای انتشاری از نرم افراز کامسول و روش المان محدود استفاده شده است. سطح مقطع ساختار با شعاع ۱۱۷۰ میکرومتر و هسته ای با قطر اصلی و فرعی برابر با a و b شامل پنج شکاف مستطیلی هوا با ضخامت w، در شکل ۱ مشاهده می شود.



شکل ۱: سطح مقطع موجبر پیشنهادی و نمای بزرگ شده هسته

۵ لایه یناز ک توپاس در قسمت میانی شامل لایه ای افقی به ضخامت $\Lambda_1 = \Gamma d$ و ۴ لایه به ضخامت Td $\Lambda_7 = \Lambda$ با زاویه چند درجه ای از هسته یبیضوی پشتیبانی می کنند ($\Lambda_7 \cdot = d = 0$). ۲۲ لایه یناز ک مورب به ضخامت Λ_7 به منظور شکستن تقارن ساختاری در چهار طرف هسته غلاف را تشکیل دادهاند. این مقادیر بر حسب ثابت p مقیاس بندی و برای توپاس مقدار بهینه آن ۱۳۰ میکرومتر انتخاب شده است. لایه کاملا تطبیق یافته (PML) به منظور کاهش

مقدمه

به علت جذب بالای امواج تراهرتز توسط بخار آب موجود در هوا، انتقال این امواج در فضای آزاد با محدودیت روبرو می باشد. از این رو، استفاده از ساختارهای موجبری فیبری در کاربردهایی چون طیف سنجی [۱]، تصویربرداری غیرتهاجمی [۲]، ارتباطات [۳] و حسگری [۴] مورد بررسی بسیاری از محققان قرار گرفته است. در میان انواع فیبرهای پیشنهادی، فیبرهای بلور فوتونی (PCF) با توجه به ویژگی هایی چون ساختار منعطف و اتلاف پایین، عملکرد تک مود، دوشکستی بالا و پاشندگی رنگی قابل کنترل [۱۰-۵] مورد توجه فراوان قرار دارند. همچنین استفاده از موجبرهای متخلخل، که در آنها حفره های هوا جایگزین ماده جامد داخل هسته می شود، می تواند در کاهش تلفات انتشاری موثر باشد. مكانيزم هدايت داخل اين موجبرها مبتنى بر بازتاب داخلی یا اثر باند گپ فوتونی است. ویژگی مورد نیاز فیبر در کاربردهای مبتنی بر حفظ قطبش، از جمله حسگری [۶]، ارتباطات همدوس [۷]، و تداخل سنجی [۸]، بالا بودن میزان دوشکستی است که با ایجاد اختلال در تداوم ضریب شکست یک محور نسبت به محور دیگر از طریق شکستن تقارن در ناحیهی هسته یا روکش حاصل می شود. تاکنون مادهی شفافی برای مدیریت تلفات جذبی در بازه تراهرتز مشخص نشده است. مادهی مورد استفاده در غالب مطالعات ارائه شده، مادهی توپاس با ضریب شکست ثابت ۱٬۵۳ در ۱٬۰ تا ۱٬۶ تراهرتز میباشد. در یکی از بهترین نتايج بدست آمده با استفاده از اين ماده مقدار دوشكستي برابر با ۰٫۰۹ و تلفات کل برابر با ۰٫۰۵۶ بر سانتیمتر محاسبه شده است [۹]. همچنین در ساختار پیشنهادی دیگری، مقدار دوشکستی برابر ۰٫۰۸۲ و تلفات مواد و تحدید به ترتیب برابر با ۰٫۰۵ بر سانتیمتر و ^{۵–}۱۰ بر سانتیمتر گزارش شده است [۱۰]. علاوه بر این، پاشندگی مسطح پایین برای انتشار امواج تراهرتز با کمک یک طراحی

اثر محیط خارجی با شعاع ۱۰ درصد از شعاع فیبر استفاده شده است.

بحث و بررسی

دوشکستی به عنوان تفاوت ضریب شکست موثر مدهای دوشکستی به عنوان تفاوت ضریب شکست موثر مدهای قطبشی X و Y (به ترتیب n_{eff}^{x} و n_{eff}^{y}) طبق رابطه (۱) تعریف شده و با B نشان داده می شود [۹]. وارد کردن یک دوشکستی عمدی در ساختار فیبر، برای تحقق بخشیدن به فیبری با ظرفیت حفظ حالت قطبش استفاده می شود. در شکل ۲ دوشکستی بر حسب افزایش فرکانس، در سه مقدار از قطر اصلی هسته را نشان می دهد.

$$B = \left| n_{\text{eff}}^{\text{y}} - n_{\text{eff}}^{\text{x}} \right| \tag{1}$$



شکل ۲: دوشکستی برحسب فرکانس برای قطر های اصلی متفاوت از هسته با قطر فرعی ثابت b = ۰٬۵۵ × p

با توجه به شکل ۲ در $p = m, \tau \times p$ دوشکستی بسیار بالای ۱۹٫۲ در فرکانس ۲٫۹ تا ۹٫۹ تراهرتز حاصل شده و در فرکانسهای بالاتر، دوشکستی کاهش می یابد. همچنین تغییرات دوشکستی با کاهش قطر اصلی کاهشی است. در رابطه (۲) محاسبه مقدار تلفات موثر مواد (EML) نشان داده شده است [۹] که در آن .3 و . μ به ترتیب ضریب گذردهی نسبی و تراوایی نسبی در فضای آزاد و n_{mat} و m_{mat} ضریب شکست مادهی زمینه و ضریب جذب آن می باشند. s_z نیز مولفه Z بردار پویتینگ است. در شکل ۳

می توان افزایش تلفات موثر با افزایش فرکانس در سه مقدار از قطر اصلی هسته را مشاهده کرد. این امر به دلیل افزایش اندرکنش ماده و موج در فرکانس بالاتر رخ میدهد. در قطرهای کوچکتر با کمتر شدن ماده زمینه تلفات کمتر خواهد بود. EML فیبر پیشنهادی در بازهی بررسی شده برای قطبش X از ۰٫۱ تا ۰٫۳ بر سانتیمتر و برای قطبش Y از ۰٫۰۵ تا ۰٫۱ بر سانتیمتر میباشد.

$$\alpha_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\cdot}}{\mu_{\cdot}}} \left(\frac{\int_{\text{mat}} n_{\text{mat}} \alpha_{\text{mat}} |E|^{\text{s}} dA}{\left| \int_{\text{All}} S_{z} dA \right|} \right)$$
(7)



شکل ۳: EML برحسب فرکانس برای مدهای قطبشی X و Y در قطر های اصلی متفاوت از هسته

تلفات تحدید که در بازدهی کلی فیبر تاثیرگذار است با رابطه (۳) محاسبه میشود [۱۰] که در آن f فرکانس و $Im(n_{eff})$ بخش موهومی ضریب شکست موثر میباشد.

$$L_{\rm c} = \Lambda/\hat{P}\Lambda\hat{P}\left(\frac{\Upsilon\pi f}{c}\right) \mathrm{Im}\left(n_{\rm eff}\right) \tag{(7)}$$

با توجه به شکل ۴ با افزایش فرکانس تلفات تحدید کاهش مییابد و در بازهی مورد بررسی از مرتبهی $^{+}$ ۱۰ تا $^{-10}$ تا $^{-10}$ بر سانتیمتر برای قطبش X بوده است. از آنجا که مادهی استفاده شده در این ساختار پاشندگی ناچیزی دارد، لذا فقط پاشندگی موجبر با استفاده از رابطه بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

۰٫۲ و ۰٫۰۸ بر سانتیمتر و تلفات تحدید $^{-0}$ و $^{-1}$ بر سانتیمتر به ترتیب برای قطبش X و Y را نشان میدهد. پاشندگی این موجبر در بازهی ۱٫۲ تا ۱٫۵ تراهرتز مسطح-شده و تغییرات آن برای قطبش X و Y به ترتیب ۰٫۱±۰٫۱ و ۰٫۱۵±۰٫۱۵ است.

مرجعها

- [1] J. Zhang and D. Grischkowsky, "Waveguide terahertz time-domain spectroscopy of nanometer water layers," Opt.letters 29, 1617 (2004)
- [2] F. Cunin, T. A. Schmedake, et al "Biomolecular screening with encoded porous-silicon photonic crystals," Nat. materials 1, 39 (2002).
- [3] T. Nagatsuma, G. Ducournau, et al, "Advances in terahertz communications accelerated by photonics," Nat. Photonics 10, 371 (2016).
- [4] W. Yuan, L. Khan, D. J. Webb, et al, "Humidity insensitive TOPAS polymer fiber Bragg grating sensor," Opt. Express 19, 19731 (2011).

[۵] م. حبیبی، ف. جهانگیری، "طراحی موجبر فیبری بلور فوتونی با هسته متخلخل هیبریدی و پاشندگی مسطح پایین برای انتشار امواج تراهرتز"، بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ۱۳۹۸.

- [6] H. Fu, H. Y. Tam, et al, "Pressure sensor realized with polarization-maintaining PCF-based sagnac interferometer," Appl. optics 47, 2835 (2008).
- [7] K. Wang, D. M. Mittleman, "Metal wires for terahertz wave guiding," Nature 432, 376 (2004).
- [8] D.-H. Kim and J. U. Kang, "Sagnac loop interferometer based on polarization maintaining photonic crystal fiber with reduced temperature sensitivity," Opt. Express 12, 4490 (2004).
- [9] M. S. Islam, M. Faisal, et al, "Dispersion flattened extremely high-birefringent kagome lattice elliptic core photonic crystal fiber in thz regime," Opt. Quantum Electron. 51, 35 (2019).
- [10] M. R. Hasan, M. S. Anower, et al, "Polarizationmaintaining low-loss porous-core spiral photonic crystal fiber for terahertz wave guidance," Appl. Opt. 55, 4145 (2016).

$$\beta_{\rm r} = \frac{1}{c} \left({\rm r} \frac{{\rm d} {\rm n}_{\rm eff}}{{\rm d} \omega} + \omega \frac{{\rm d}^{\rm r} {\rm n}_{\rm eff}}{{\rm d} \omega^{\rm r}} \right) \tag{(f)}$$



شکل ۴: تلفات تحدید برحسب فرکانس برای مدهای قطبشی X و Y در قطر های اصلی متفاوت از هسته

با توجه به شکل ۵ پاشندگی این موجبر برای قطبش X و Y به ترتیب در بازهی ۱ تا ۱٫۵ تراهرتز و ۱٫۲ تا ۱٫۵ تراهرتز تقریبا مسطح-شده و میزان تغییرات آن برابر با ۰٫۱۵±۰٫۱۵ ps/THz/cm



شکل ۵: پاشندگی برحسب فرکانس برای مدهای قطبشی X و Y د. فر قطر های اصلی متفاوت از هسته

نتيجهگيرى

در این مقاله به ارائه ساختاری از فیبر بلور فوتونی متخلخل، جهت انتشار امواج تراهرتز پرداختیم. نتایج محاسبات مقدار دوشکستی ۰٫۱۲ در فرکانس ۰٫۸ تراهرتز با تلفات موثر مواد



بررسی تقویت اثر غیرخطی کر در سیستم اپتومکانیکی در نقطه شکست پاریتی-زمان

سمیه شاکری ،زهره محمودی میمند' ،دکتر امید حمیدی'، دکتر علیرضا بهرامپور ً

دانشگاه شهید باهنر کرمان ، دانشکده فیزیک'، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده فیزیک[']

somayeh.shakeri@gmail.com

چکیده – سیستم پیشنهادی شامل دو مد نوری در حفره فعال و غیرفعال است که همزمان به یک مد مکانیکی متصل شده انــد. بـا استفاده خاصیت ذاتی غیرخطی در سیستم اپتومکانیکی، در حفره غیرفعال اثر غیرخطی کر ضعیف ایجاد شده و به شــکل تئـوری تقویت اثر غیرخطی در نزدیکی نقطه شکست پاریتی-زمان بررسی شده است.

كليد واژه-اثر تقارن پاريتى-زمان-اثر غيرخطى كر- سيستم اپتومكانيكى- هاميلتونى غيرهرميتى

Considering Kerr effect in Optomechanical system near the broken PT-symmetry

Somayeh shakeri, Zohreh Mahmoudi¹, Omid Hamidi¹, Alireza Bahrampour²

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman¹, Sharif University²

E-mail: somayeh.shakeri@gmail.com

Abstract- Proposed system includes two optic modes in active and passive cavities. These system are coupled to the mechanical mode simultaneously. Using the weak kerr effect in optomechanical systems, it is proved that the kerr effect is enhanced near the PT broken point.

Keywords:PT-symmetry effect- Kerr nonlinearity effect- optomechanical system, Non-Hermitian Hamiltonian

با مقالههای دیگر در این است که در آنها از ماده غیرخطی استفاده شده است اما در اینجا اثر غیرخطی، مربوط به حفره اپتومکانیکی است. سیستم توصیف شده در این مقاله شامل سه مد است. دو حفره فعال و غیرفعال که همزمان به یک مد مکانیکی متصل هستند. دراین سیستم نوسانگر غیرفعال، اثر غیرخطی ضعیفی دارد. در نزدیکی نقطه شکست پاریتی-زمان، اثر غیرخطی ضعیف بین حفرهها توزیع میشود. در نزدیکی نقطه شکست، سوپر مد نوری توزیع اثر غیرخطی و تقویت آن شده است. از این ایده میتوان برای تولید دیود فونونی استفاده کرد[۱]. در این مقاله ابتدا هامیلتونی سیستم توصیف شده است. سپس با افزایش اثر غیرخطی در سیستم پیشنهادی، از طریق محاسبات بر روی هامیلتونی اثبات میشود.

مدل فیزیکی

همان طور که در شکل نشان داده شده است، سیستم پیشنهادی شامل دو مد اپتیکی با عملگرهای نابودی b و ω_2 و یک مد مکانیکی با عملگر a_1, a_2 و بسامد ω_m است (شکل ۱).



شکل ۱: شمایی از سیستم پیشنهادی با دو مد نوری که همزمان به یک مد مکانیکی متصل شده اند.

دو مد نوری با ضریب اتصال g_1 و g_2 به مد مکانیکی متصل هستند و با ضریب اتصال ضعیف J به شکل خطی به یکدیگر متصل شدهاند. حفره فعال توسط نور لیزر با نرخ

مقدمه

اثر کر غیرخطی برای تولید حالت کلاسیکی غیرخطی ماکروسکوپیک یا وسایل منطق کوانتمی و بسیاری کاربردهای دیگر ضروری است. تاکنون روشهای بسیاری برای افزایش اثر کر پیشنهاد شده است. از جمله این روشها مى توان به استفاده از آنسامبل اتمى، اتصالات جوزفسون، شفافیت ناشی از اثر الکترومغناطیسی یا تئوری کوانتومی تقارن پاریتی-زمان اشاره کرد[۱]. در این میان برخی تجهیزات کوانتومی به طور ذاتی خاصیت غیرخطی دارند. سیستم های اپتومکانیکی، نمونه خوبی برای نشان دادن این موضوع هستند. ساده ترین سیستم اپتومکانیک، یک حفره اپتیکی است که یکی از آینهها میتواند در اثر نیروی فشار تابشی حرکت کند. اتصال اپتومکانیکی بین آینه و نیروی تابشی به طور ذاتی غیرخطی است، به این دلیل که طول حفره بستگی به شدت میدان الکتریکی دارد. دقیقا مشابه طول اپتیکی یک ماده کر که به شدت میدان وابسته است. بنابراین پدیدههای کوانتمی مثل تولید حالتهای غیر کلاسیکی از مدهای اپتیکی و مکانیکی، فوتون بلوکه شده، درهمتنیدگی بین فوتون و فونون، دوپایداری و مانند آن در سیستمهای اپتومکانیکی بررسی می شود. اثر غیرخطی کر در تحقیقات تقارن کوانتومی زمان-پاریتی مورد توجه قرار گرفته است. مدل تجربی و آزمایشگاهی تقارن پاریته-زمان به شکل دو حفره متصل شده میباشد که در آنها نرخ بهره و اتلاف معادل هستند. این موضوع به اثبات رسیده است که اگر اثر کر ضعیف به یکی از حفرهها اضافه شود، مىتواند تحت تاثير اثر پاريتى-زمان تقويت شود [۲]. نقطه شکست پاریتی – زمان، دقیقاً محلی است که بعد از آن می توان نتایج شگفت انگیز فیزیکی را مشاهده کرد. از این ایده در این مقاله استفاده شده است. بسیاری از مقالهها از برهمکنش اتم و سیستم اپتومکانیکی برای افزایش اثر غیرخطی بهره گرفتهاند [۳]. تفاوت این سیستم پیشنهادی

و بسامد ω_L پمپ می شود. در هامیلتونی یک سیستم b ، ساده اپتومکانیکی با یک مد نوری a و یک مد مکانیکی b به شکل معادله (۱) است.

 $\mathbf{H} = \Delta a^{\dagger} a + \omega_m b^{\dagger} b + g a^{\dagger} a (\mathbf{b} + b^{\dagger}) \quad (\mathsf{N})$

$$H = \sum_{i=1}^{2} \Delta_{i} a_{i}^{\dagger} a + \omega_{m} b^{\dagger} b + g_{1} a_{1}^{\dagger} a_{1} (b + b^{\dagger}) + \Delta_{g} a_{2}^{\dagger} a_{2} a_{2}^{\dagger} a_{2} + J (a_{1}^{\dagger} a_{2} + a_{2}^{\dagger} a_{1})$$
(Y)
+ $i \varepsilon (a_{1}^{\dagger} - a_{1})$

در اینجا $\Delta_1=\omega_L-\omega_1$ و $\Delta_2=\omega_2+\Delta_g$ است. در این $D_1=\omega_L-\omega_1$ مورت هامیلتونی کل $H=H_1+H_2$ است.

$$H_{I} = \sum_{i=1}^{2} \Delta_{i} a_{i}^{\dagger} a_{i} + J (a_{1}^{\dagger} a_{2} + a_{2}^{\dagger} a_{1})$$
 (7)

$$H_{2} = \omega_{m}b^{\dagger}b + g_{1}a_{1}^{\dagger}a_{1}(b+b^{\dagger}) + \Delta_{g}(a_{2}^{\dagger})^{2}(a_{2})^{2} + i\varepsilon(a_{1}^{\dagger}-a_{1})$$
(*)

ابتدا روی H_1 تغییرات مربوط به اتلاف سیستم اعمال میشود. اثرات اتلاف در دو حفره فعال و غیر فعال، γ_g و γ_l است.

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{_{1}} &= (\Delta_{1} + \mathbf{i}\gamma_{g})a_{1}^{\dagger}a_{1} + (\Delta_{2} - \mathbf{i}\gamma_{l})a_{2}^{\dagger}a_{2} \\ &+ J(a_{1}^{\dagger}a_{2} + a_{2}^{\dagger}a_{1}) \end{aligned} \tag{(b)}$$

این هامیلتونی مطابق با معادله (۶) قطری می شود.

$$H_{1} = \begin{pmatrix} a_{1}^{\dagger} & a_{2}^{\dagger} \end{pmatrix} V \begin{pmatrix} a_{1} \\ a_{2} \end{pmatrix}$$
(۶)
cc lui aslethe V equation and the (Y) luminode (S)

$$V = \begin{pmatrix} (\Delta_{1} + i\gamma_{g}) & J \\ J & (\Delta_{2} - i\gamma_{1}) \end{pmatrix}$$
(Y)

ماتریس V مطابق معادله (۸) قطری میشود.

$$V = \begin{pmatrix} (\Delta_{+} + i\gamma_{+}) & 0 \\ 0 & (\Delta_{-} - i\gamma_{-}) \end{pmatrix}$$
(A)

در اینجا تعریف میشود:

$$\begin{aligned} \Delta_{\pm} - i\gamma_{\pm} &= (\Delta_{1} + \Delta_{2}) / 2 + i(\gamma_{g} - \gamma_{l}) / 2 \pm \\ &[(\Delta_{1} - \Delta_{2})^{2} / 2 - (\gamma_{g} + \gamma_{l})^{2} / 2 + \\ &+ i(\gamma_{g} + \gamma_{l})(\Delta_{1} - \Delta_{2}) / 2 + J^{2} J^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$
(9)

در حالت تقارن پاریتی-زمان ویژه مقدارها حقیقی هستند. $\gamma_{\pm} = (\gamma_{l} - \gamma_{g}) / 2$, $\Delta = (\Delta_{1} + \Delta_{2}) / 2$, $\gamma_{\pm} = (\gamma_{l} - \gamma_{g}) / 2$, $\gamma_{\pm} = \Delta_{\pm} \Delta_{\pm} = \Delta_{\pm} \Delta_{\pm} - \Delta_{\pm} = (\gamma_{l} + \gamma_{g}) / 2$, $\gamma_{\pm} = (\gamma_{l} - \gamma_{g}) / 2$, $\gamma_{\pm} = (J^{2} - \gamma^{2})^{1/2}$, $\Omega = (J^{2} - \gamma^{2})^{1/2}$, $\Omega = (J^{2} - \gamma^{2})^{1/2}$, $\gamma_{\pm} = J$ است. قبل از نقطه شکست داریم، $J = \gamma_{\pm} - \gamma_{\pm}$, و سوپرمدها غیرتبهگن هستند. بعد از شکست، $J = \gamma_{\pm} / \lambda$ است. در ادامه سوپر مدها برای نقطه شکست $\Delta_{\pm} = \Delta$ پاریتی-زمان معرفی شده است.

$$a_1 = \alpha_{g_+}a_+ + \alpha_{g_-}a_-$$
$$a_2 = \alpha_{l_+}a_+ + \alpha_{l_-}a_-$$

با جاگذاری در هامیلتونی H_2 و صرفنظر از جملات غیرتشدیدی، در دو حالت تقارن و شکست پاریتی-زمان، هامیلتونی مطابق با معادله (۱۱) و (۱۲) به دست میآید. معادله (۱۱) در رژیم تقارن پاریتی- زمان و معادله (۱۲) در نقطه شکست آن است.
$$a_{+} \approx \frac{J}{\sqrt{J^{2} + (\gamma + i\sqrt{J^{2} - \gamma^{2}})^{2}}} a_{1}$$

$$a_{-} \approx \frac{J}{\sqrt{J^{2} + (-\gamma + i\sqrt{J^{2} - \gamma^{2}})^{2}}} a_{1}$$
(17)

$$H_{PB-localized} = \omega_m b^{\dagger} b - (g_2^2 / \omega_m) \times (J^4 \gamma^2 / (16(\gamma^2 - J^2)^2)) \times (a_1^{\dagger} a_1)^2 + ((2g_1 J^2) / (\gamma^2 - J^2)) \times a_1^{\dagger} a_1 (b^{\dagger} + b)$$
(14)

نتيجهگيرى

در این مقاله یک سیستم متشکل از دو مد نوری و یک مد مکانیکی، شامل حفره فعال و غیر فعال پیشنهاد شده است. از اثر غیرخطی ذاتی سیستم اپتومکانیکی، برای تولید اثرغیرخطی ضعیف در حفره غیرفعال استفاده شد. بررسی رفتار سیستم در نزدیکی نقطه شکست پاریتی-زمان نشان داد، اثر غیرخطی در این سیستم به شکل قابل توجهی تقویت میشود. بنابراین سیستم پیشنهادی می-تواند به عنوان یک دیود فونونی استفاده شود.

مرجعها

[1] Jing Zhang, Bo Peng, Şahin Kaya Özdemir, Yu-xi Liu, Hui Jing, Xin-you Lü, Yu-long Liu, Lan Yang, and Franco Nori, *A route to low-threshold phonon diodes*, Phys.Rev.B, Vol.92, 2015.

[2] M. A. Lemonde, N. Didier, A. A. Clerk, *Enhanced* nonlinear interactions in quantum optomechanics via mechanical amplification. Nature communications, Vol.**7**, 2016.

[3] Y. Dong, X. Zheng, D. Wang, J. Ding, *Fluctuation*enhanced Kerr nonlinearity in an atom-assisted optomechanical system with atom-cavity interactions. Optics Express, Vol.29, 2021.

$$H_{PS} = \omega_{m}b^{\dagger}b - (g_{2}^{2}/\omega_{m})(4J^{2}/(J^{2}-\gamma^{2})^{2}) \times (a_{+}^{\dagger}a_{+})(a_{-}^{\dagger}a_{-}) + (g_{1}J^{2}/(2(J^{2}-\gamma^{2}))) \times (a_{+}^{\dagger}a_{+} + a_{-}^{\dagger}a_{-})(b^{\dagger} + b) + i\varepsilon[(i\gamma + \sqrt{J^{2}-\gamma^{2}})/\sqrt{2(J^{2}-\gamma^{2})} \times (a_{+}^{\dagger}-a_{-}) + (-i\gamma + \sqrt{J^{2}-\gamma^{2}})/\sqrt{2(J^{2}-\gamma^{2})} \times (a_{-}^{\dagger}-a_{+})]$$
(11)

$$H_{PB} = \omega_{m}b^{\dagger}b - (g_{2}^{2}/\omega_{m}) \times (J^{2}\gamma^{2}/(4(\gamma^{2} - J^{2})^{2})) \times (a_{+}^{\dagger}a_{+})(a_{-}^{\dagger}a_{-}) + (2g_{1}J\gamma/(2(\gamma^{2} - J^{2}))) \times ((a_{+}^{\dagger}a_{+})(a_{-}^{\dagger}a_{-}))(b^{\dagger} + b) + (i\varepsilon[(\sqrt{(2\gamma^{2} + 2\gamma\sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})}/((1\gamma))(2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((-\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) \times ((-\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (\sqrt{(2\gamma^{2} - 2\gamma\sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})}/((2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) \times ((\gamma + \sqrt{\gamma^{2} - J^{2}})) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2})}) - (2J\sqrt{(\gamma^{2} - J^{2$$

در رژیم شکست پاریتی-زمان مد a_2 از a_1 کوچکتر است و میدان در حفره فعال جایگزیده می شود. در نقطه شکست پاریتی، سوپرمدها مطابق با معادله (۱۳) به دست میآید. در نهایت در حالت جایگزیدگی، هامیلتونی معادله (۱۴) محاسبه می شود. در جمله دوم مربوط به اثر کر در نقطه شکست، وقتی در جمله دوم مربوط به اثر کر در نقطه شکست، وقتی جمله بزرگ می شود. به این ترتیب دستیابی به اثر غیرخطی بزرگ امکان پذیر است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



کنترل درهم تنیدگی اتم-فوتون از طریق مدوله سازی فرکانس

محدثه فروزش'، على مرتضى پور^۲

دانشکده علوم پایه دانشگاه گیلان، بلوار نامجو، رشت، گیلان، mohadese.forouzesh@gmail.com

^۲دانشکده علوم پایه دانشگاه گیلان، بلوار نامجو، رشت، گیلان، mortezapour@guilan.ac.ir

چکیده: در این مطالعه، تأثیر مدولهسـازی فرکانس بر رفتار دینامیکی درهمتنیدگی اتم-فوتون در داخل یک کاواک نشــتکننده را مورد برر سی قرار میدهیم. مشخص شده است که پارامترهای مدوله سازی بهینهای وجود دارد که سبب می شود در سیستم مورد آزمایش، درهم تنیدگی اتم-فوتون برای مدت طولانی حفظ شود.

كليد واژه: درهمتنيدگي اتم-فوتون، كيوبيت، مدولهسازي فركانس

Controlling atom-photon entanglement under frequency modulation

Mohadese Forouzesh, Ali Mortzapour

Department of Physics, University of Guilan, P. O. Box 41335–1914, Rasht, Iran

mohadese.forouzesh@gmail.com, mortezapour@guilan.ac.ir

Abstract- In this study, we investigate the effect of frequency modulation on the dynamic behavior of atom-photon entanglement within a leaky cavity. It has been shown that there are optimal modulation parameters that maintain atom-photon entanglement in the test system for a long time.

Keywords: atom-photon entanglement, qubit, frequency modulation

$$\hat{H} = \frac{\omega(t)}{2}\hat{\sigma}_z + \sum_k \omega_k \hat{a}_k^{\dagger} \hat{a}_k + \sum_k \{g_k \hat{\sigma}_+ \hat{a}_k + g_k^* \hat{a}_k^{\dagger} \hat{\sigma}_-\},$$
(1)

به طوری که $\hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_y$ و $\hat{\sigma}_j$ ماگرهای نابودی و $\hat{\sigma}_x = \hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_y$ ماتریس پائولی، $\hat{\sigma}_k = \hat{\sigma}_k$ عملگرهای نابودی و خلق فوتون مربوط به مد kام کاواک، k ثابت جفتیدگی $\omega(t)$ بین کیوبیت و مد kام کاواک و اتم است. علاوه بر این، (t) $\psi(t)$ بین کیوبیت و مد kام کاواک و اتم است. علاوه بر این، (t) $\hat{\sigma}(t)$ بین کیوبیت و مد kام کاواک و اتم است. علاوه بر این، (t) $\hat{\sigma}(t)$ بین کیوبیت و مد kام کاواک و اتم است. علاوه بر این، (t) $\hat{\sigma}(t)$ و $\langle a|$ $\hat{\sigma}(t)$ فرکانس گذار وابسته به زمان بین حالت های $\langle a|$ و $\langle b|$ $\hat{\sigma}(t)$ میدهد، که به صورت $\hat{\sigma}(t) = \omega_0 + \delta \cos \Omega t$, به ترتیب دامنه و فرکانس مدولاسیون را نشان میدهند. در چارچوب مرجع چرخان که توسط تبدیل یکانی زیر تعریف شده است:

$$\hat{U} = \exp\left[-i\left\{\left[\omega_0 t + (\delta / \Omega) \sin \Omega t\right] \hat{\sigma}_z / 2 + \sum_k \omega_k \hat{a}_k^{\dagger} \hat{a}_k t\right\}\right], \quad (\Upsilon)$$

هامیلتونی تبدیل شده $\hat{H}_{eff} = \hat{U}^{\dagger}\hat{H}\hat{U} + i(\partial\hat{U}^{\dagger}/\partial t)\hat{U}$ هامیلتونی تبدیل شده $\hat{U}_{eff} = \hat{U}^{\dagger}\hat{H}\hat{U} + i(\partial\hat{U}^{\dagger}/\partial t)\hat{U}$ هامیلتونی تبدیل شده به شرح زیر بدست میآوریم:

$$\begin{split} \hat{H}_{eff} &= \sum_{k} g_{k} \hat{\sigma}_{+} \hat{a}_{k} e^{-i(\omega_{k} - \omega_{0})t} e^{i(\delta/\Omega) \sin \Omega t} + \\ &\sum_{k} g_{k}^{*} \hat{a}_{k}^{\dagger} \hat{\sigma}_{-} e^{i(\omega_{k} - \omega_{0})t} e^{-i(\delta/\Omega) \sin \Omega t} \end{split} \tag{7}$$

فرض می کنیم حالت اولیه سیستم به صورت زیر باشد: (۴)

$$|\Psi(0)\rangle = \{\cos(\theta/2)|a\rangle + \sin(\theta/2)e^{i\phi}|b\rangle\}|0\rangle.$$

بنابراین، با گذشت زمان0 < t میتوان حالت کل سیستم را بهصورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} \left|\psi(t)\right\rangle &= \cos(\theta/2)A(t)\left|a,0\right\rangle \\ &+ \sin(\theta/2)e^{i\varphi}\left|b,0\right\rangle + \sum_{k}B_{k}\left(t\right)\left|b,1_{k}\right\rangle, \end{aligned} \tag{(a)}$$

که در آن $\left|1_k\right\rangle$ حضور یک تک فوتون را در مد kام میدان کاواک توصیف میکند و $B_k(t)$ دامنه احتمال آن را مشخص مینماید. از آنجا که تحول بردار حالت با معادله مقدمه

مفهوم درهمتنیدگی کوانتومی برای اولین بار توسط انیشتین، پودولسکی و روزن در سال ۱۹۳۵ مطرح شد[۱]. درهمتنیدگی میتواند در نتیجه برهمکنش مستقیم یا غیرمستقیم بین سیستمهای مختلف ایجاد شود. درهمتنیدگی ایجاد شده با استفاده از فعل و انفعالات اتم-میدان به برهمکنش مستقیم متکی است که به طور گسترده میدان به برهمکنش مستقیم متکی است که به طور گسترده در شکلهای مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. در هر سیستم واقعی، در اثر برهمکنش اجتناب ناپذیر بین سیستم و محیط پیرامون، درهم تنیدگی به راحتی از بین می رود. در این راستا چندین راهبرد برای طولانی شدن زمان پایداری درهم تنیدگی پیشنهاد شده است. برای مدوله سازی فرکانس در یک کیوبیت اتمی می توان از یک میدان غیرتشدیدی خارجی استفاده کرد. [۲]

محاسبه ماتریس چگالی تککیوبیتی



شکل ۱: یک سیستم تک کیوبیتی با فرکانس گذار $artheta_0$ که توسط یک میدان خارجی سینوسی با دامنه δ و فرکانس Ω مدوله میشود.

شکل ۱ یک سیستم تک کیوبیتی (سیستم دو ترازی) را نشان می دهد که در دمای صفر قرار دارد. کیوبیت مورد نظر با یک میدان کلاسیکی با فرکانس (t) و مدهای الکترومغناطیسی خلأ کاواک برهم کنش می کنند. معادله هامیلتونی این مدل در تقریب دو قطبی و موج چرخان به صورت زیر توصیف می شود $(\hbar=1)$:

شرودینگر مطابقت دارد، میتوان معادله (۲) را در معادله شرودینگر جایگزین کرد که معادله دیفرانسیل-انتگرال را برای (A(t) بهدست میآورد:

$$\dot{A}(t) + \int_{0}^{t} dt' K(t,t') A(t') = 0,$$
 (8)

$$K(t,t') = \exp[i(\delta/\Omega)\{\sin\Omega t - \sin\Omega t'\}] \times \int_{0}^{\infty} J(\omega_{k}) e^{-i(\omega_{k} - \omega_{0})(t-t')} d\omega_{k},$$
(Y)

در اینجا $J(\omega_k)$ چگالی طیفی مدهای کاواک را نشان میدهد. برای یک کاواک با ساختار معمول، چگالی طیفی دارای فرم توزیع لورنتزی زیر است:

$$J(\omega_k) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma \lambda^2}{\left[(\omega_0 - \omega_k)^2 + \lambda^2\right]},\qquad (\lambda)$$

 λ پهنای توزیع کمی فوتونهای نشتشده از آینههای کاواک است. زمان همبستگی منبع توسط $\tau_r = \lambda^{-1}$ داده میشود. از طرف دیگر، پارامتر γ نشان دهنده واپاشی از حالت برانگیخته کیوبیت در حد مارکوفی است و با رابطه حالت برانگیخته کیوبیت در حد مارکوفی است و با رابطه $\tau_q \approx \gamma^{-1}$ میتوان واهلش کیوبیت τ_q مربوط میشود. با توجه به معادله (λ)، میتوان فرم تحلیلی (K(t,t) را بهدست آورد:

 $K(t,t') = \frac{\gamma \lambda}{2} e^{-\lambda(t-t')} \exp[i(\delta / \Omega) \{\sin \Omega t - \sin \Omega t'\}].$ (٩) : با حل معادله زیر می توان دامنه احتمال را به دست آورد: $\dot{A}(t) + \frac{\lambda \gamma}{2} \exp[i(\delta / \Omega) \sin \Omega t] \times$

 $\int_{0}^{t} \exp\left[-i(\delta/\Omega)\sin\Omega t'\right] e^{-\lambda(t-t')}A(t')dt' = 0.$ Here, the set of the set of

کاهش یافته کیوبیت $ho_q(t)$ را در زمان دلخواه بهدست آورد.

بحث و بررسی

در این بخش، هدف ما درک این موضوع است که چگونه مدولهسازی فرکانس می تواند بر دینامیک درهم تنیدگی ایجاد شده بین خود کیوبیت و فوتون ناشی از واپاشی تحریک کیوبیت تأثیر بگذارد. تاکنون سنجههای فراوانی برای سنجش درهمتنیدگی بین زیرسامانههای مختلف معرفی شده است. در اینجا با توجه به اینکه حالت اولیه سیستم یک حالت خالص است بهترین سنجه ممکن برای سنجش میزان درهمتنیدگی آنتروپی فننویمان میباشد. فونیکس و نایت [۳] نشان دادهاند که برای یک سیستم دو بخشی که از حالت اولیه خالص شروع می شود، آنتروپی كوانتومى كاهش يافته (آنتروپى فننويمان) مىتواند به عنوان معیاری برای تعیین درجه درهمتنیدگی بین دو زیرسیستم استفاده شود. همچنین نشان داده شده است که رابطه مستقيمي بين آنتروپي كوانتومي كاهش يافته و درهمتنیدگی وجود دارد. به طوری که هر چه آنتروپی كوانتومى كاهش يافته بيشتر باشد، درهم تنيدكي بيشتر است. از این رو برای تحقق هدف خود، ما نیز همین کار را انجام مىدهيم و از آنتروپى فننويمان كيوبيت استفاده می کنیم که به صورت زیر تعریف شده است:

$$S_q(t) = -\text{Tr}\left[\rho_q(t)\ln\rho_q(t)\right],\tag{1}$$

طبق تعریف، $0 = S_q$ حالت خالص را نشان میدهد، در مقابل $S_q = Ln2$ مربوط به حداکثر درهمتنیدگی برای یک مقابل $S_q = Ln2$ مربوط به حداکثر درهمتنیدگی برای یک سیستم در معرض محیط است. شکل ۲ رفتار دینامیکی آنتروپی کاهش یافته کیوبیت $S_q(t)$ برای مقادیر مختلف فرکانس مدوله سازی وقتی دامنه مدولا سیون برابر $\delta = 5\gamma$ باشد را نشان میدهد. در نتیجه اعمال میدان و برهم کنش بین مدهای کیوبیت و کاواک، کیوبیت و واپاشی تابشی آن

به طور آنی درهمتنیده میشوند. اتفاق جالب، بقای طولانی مدت درهمتنیدگی اتم-فوتون به ازای مقادیر $\Omega = 0.001 \varphi$ ، مدت درهمتنیدگی اتم-فوتون به ازای مقادیر $\Omega = 0.97$ و $\Omega = 0.97$ است. از سوی دیگر، نمودارها نشان میدهند که برای مقادیر زیاد فرکانس مدولاسیون $\Sigma \leq \Omega$ درهمتنیدگی بسیار ضعیف است و زمان بقای آن حتی از حالتی که مدوله سازی خاموش است، کوتاهتر است.



شکل ۳ رفتار دینامیکی آنتروپی کاهش یافته کیوبیت را به ازای مقادیر مختلف نسبت Ω/Ω نشان می دهد. همانطور که در شکل ۳ (۵) مشخص است، زمان بقای درهم تنیدگی کیوبیت-فوتون با افزایش فرکانس مدولهسازی به میزان قابل توجهی طولانی می شود. شکل ۳ (۵) نیز این رفتار را تا حدودی تایید می کند. با این حال، منحنی های شکل ۳ (۵) و (b) باعث می شود که چنین رفتاری را تعمیم ندهیم. البته لازم به ذکر است که نسبتهای دیگر Ω/δ و مقادیر بزرگتر Ω مورد بررسی قرار گرفتند اما مورد بهتری که بتوان آن را جایگزین $\Omega 2.40483 \Omega$ کرد (خط آبی شکل ۳ (۵)) یافت نشد. شایان ذکر است که در کیوبیتهای

شکلهای ۲ و ۳ وقتی
$$\chi = x$$
 باشد، آنگاه زمان واقعی برابر
با $t = 100(x)ns$ با $t = 100(x)$



نتيجهگيرى

در این مطالعه تأثیر مدوله سازی فرکانس را بر رفتار دینامیکی درهم تنیدگی اتم-فوتون در داخل یک کاواک نشت کننده مورد مطالعه قرار دادیم. مطالعه ما نشان می دهد که مدوله سازی فرکانس یک تک کیوبیت قادر به اصلاح زمان بقای درهم تنیدگی اتم-فوتون است.

مرجعها

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?," Phys. Rev. 47, 777 (1935)..
- [2] M. W. Noel, W. M. Griffith, and T. F. Gallagher, "Frequency-modulated excitation of a two-level atom," Phys. Rev. A 58, 2265 (1998).
- [3] S. J. D. Phoenix and P. L Knight, "Comment on "Collapse and revival of the state vector in the Jaynes– Cummings model: an example of state preparation by a quantum apparatus," Phys. Rev. Lett. 66, 2833 (1991).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کمفرکانس

یگانه حیدرزاده'، حسین آکو'*

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل h.akou@nit.ac.ir*****

چکیده – در این مقاله، برانگیختگی موج دنبالهی آمیخته بالا، ناشی از برهمکنش موج گاوسی غیرعادی با پلاسیای مغناطیده سرد و همگن، برر سی شده است. با به دست آوردن معادلات حاکم بر میدان دنبالهی پلاسما، وابستگی دامنهی دنباله به پارامترهای مختلف مطالعه شده است. نتایج نشان میدهد که نوسانات دنبالهی بزرگتر، هنگامی رخ میدهند که طول پالس به طور تقریبی نزدیک به $\pi \lambda_p / \pi$ است و همچنین فرکانس موج X بزرگتر از ω_p است، به عبارتی دیگر سرعت فاز کمتر از سرعت نور در خلاء ($v_p < c$) است.

كليد واژه- پلاسماي مغناطيده، توليد ميدان دنباله، موج الكترومغناطيسي، موج غيرعادي

Plasma wake wave excitation by a low-frequency extraordinary EM wave

Yeganeh Heydarzadeh¹, Hossein Akou¹

¹Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Babol Noshirvani University of Technology h.akou@nit.ac.ir*

Abstract- In this paper, the excitation of upper-hybrid wake wave with interaction of an extraordinary Gaussian wave in a cold homogeneous magnetized plasma is investigated. By obtaining the equation governing the plasma wake, the dependency of the wake amplitude on the parameters is studied. It is observed that larger wake oscillation takes place when the pulse length is approximately close to $3\lambda_p/\pi$ and the X-wave frequency is greater than ω_p , which means that the phase velocity is less than the speed of light in vacuum.

Keywords: Magnetized plasma, wake field generation, electromagnetic wave, extraordinary wave,

طولی (E_x) و عرضی (E_y) را دارد. هنگامی که ω به تشدید آمیخته بالا ($E_y = \sqrt{\omega_p^{r} + \omega_c^{r}}$) نزدیک میشود، $\omega_p = n_e^{r} / \varepsilon_m$ نزدیک میشود، $\mathbf{E}_y \perp \mathbf{k}$ و از طرفی $\mathbf{E}_x \parallel \mathbf{k}$ است. $\mathbf{E}_x \parallel \mathbf{k}$ است. فرکانس سیکلوترونی است. فرکانس پلاسما و $\omega_c = eB_s/m$ فرکانس سیکلوترونی است. پیکربندی موج X در شکل ۱، آمده است. میدان الکتریکی موج به شکل $\mathbf{E} = (E_x \hat{\mathbf{e}}_x + E_y \hat{\mathbf{e}}_y) \psi(x,t) e^{i(kx-\omega t)}$ است. که $[\mathbf{E}_x \perp \mathbf{k}_y + E_y \hat{\mathbf{e}}_y] \psi(x,t) e^{i(kx-\omega t)}$ است. که $[\mathbf{E}_y \perp \mathbf{k}_y + E_y \hat{\mathbf{e}}_y] \psi(x,t) e^{i(kx-\omega t)}$ است. و λ_p است و λ_p است و λ_p است $\psi(x,t) = \exp[-(x - v_g t)^r / \tau L_p^r]$



شکل ۱: پیکربندی هندسی موج X در پلاسمای مغناطیده

برهمکنش الکترونهای پلاسمای سرد و موج EM، با استفاده از معادلات MHD و ماکسول قابل توصیف است. این معادلات به شکل زیر هستند

$$mn_{e}\left[\frac{\partial \mathbf{u}_{e}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{e} \cdot \nabla)\mathbf{u}_{e}\right] = -en_{e}\left[-\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{u}_{e} \times (\nabla \times \mathbf{A} + \mathbf{B}_{0})\right] (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e) = \cdot \tag{(Y)}$$

 $\varepsilon_{\cdot} \nabla^{\mathsf{r}} \varphi = e(n_i - n_e) \tag{(1)}$

 \mathbf{u}_{e} و m به ترتیب، جرم و بار الکترون، و \mathbf{u}_{e} در روابط بالا، e و m به ترتیب، جرم و بار الکترون، و φ سرعت و n_{e} عریب گذردهی خلاء، φ سرعت و n_{e} چگالی الکترواستاتیک و \mathbf{A} پتانسیل برداری پالس EM پتانسیل الکترواستاتیک و $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ به میدان است که با $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A}/\partial t - \nabla \varphi$ و $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ به میدان مغناطیسی و الکتریکی مرتبط می شوند. با توجه به رابطه پاشندگی موج X (معادله φ)، این موج دارای دو ناحیه قطع پسمت چپ سمت راست $\mathbf{X} = -\mathbf{a}_{e}$ و قطع سمت چپ انتشار

مقدمه

برانگیختگی امواج دنبالهی پلاسما، یکی از فرآیندهایی میباشد که در آن از شتاب میدان دنبالهی لیزری استفاده می شود. موج لیزر در محیط پلاسمای مغناطیده، با توجه به جهت زاویهی انتشار موج و میدان الکتریکی آن با میدان مغناطیسی خارجی B میتواند امواج با مدهای مختلف برانگیخته کند. در حالتی که پالس لیزر در طول میدان مغناطیسی خارجی منتشر شود، دو موج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد (موج R و L) و اگر در عرض میدان مغناطیسی خارجی منتشر شود، با توجه به عمود یا موازی بودن میدان الکتریکی موج با جهت میدان مغناطیسی، به ترتیب، موج قطبیده بیضوی (موج غیرعادی X) و موج قطبیده خطی (موج O) برانگیخته می شود. در زمینه ی برانگیزش امواج و شتاب ذرات توسط انتشار پالس لیزر در پلاسمای مغناطیده مطالعه شده است [۳-۱]. برای مثال، سادها و همکارانش [۴] و پورهیت [۵]، برانگیزش موج آمیخته بالا توسط پرتو EM در مد عادی را بررسی کردهاند. همانطور که گفته شد، انتشار موج X در عرض میدان مغناطیسی، به طوریکه میدان الکتریکی آن نیز عمود بر .B باشد، موج غیرعادی را توصیف می کند. میدان الکتریکی این موج، مولفه ای در جهت انتشار k ($B_{.}$) و مولفه ای عمود بر B و k دارد. موج X دو ناحیه انتشار دارد که با عنوان نواحی فرکانس بالا (HF) و فرکانس پایین (LF) شناخته می شوند. در این مقاله، برانگیختگی موج دنباله پلاسما توسط موج غیرعادی X فرکانس پایین، در یک پلاسمای مغناطیده با استفاده از معادله پاشندگی موج غیرعادی و معادلات مگنتوهیدرودینانیک، بررسی شده است.

معادلات مگنتوهیدرودینامیک و پاشندگی

انتشار موج X در یک پلاسمای کم چگال تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی $\mathbf{B}_{.}=B_{.}\hat{e}_{z}$ را در نظر بگیرید. میدان الکتریکی موج X، باتوجه به فرکانس ω ، هر دو مولفهی

و
$$\omega_l < \omega < \omega_h$$
 است، که به ترتیب نواحی $\omega_l < \omega_h$ و فرکانس پایین (LF) هستند.

$$\frac{c^{\mathsf{r}}k^{\mathsf{r}}}{\omega^{\mathsf{r}}} = \frac{c^{\mathsf{r}}}{v_p^{\mathsf{r}}} = 1 - \frac{\omega_p^{\mathsf{r}}(\omega^{\mathsf{r}} - \omega_p^{\mathsf{r}})}{\omega^{\mathsf{r}}(\omega^{\mathsf{r}} - \omega_h^{\mathsf{r}})}$$
(*)

در ناحیه انتشار با فرکانس پایین –که در این مقاله مورد بحث است- سرعت فاز برای $\omega_p < \omega$ ، کمتر از سرعت نور و برای $\omega_p < \omega_p$ ، کمتر از سرعت نور او و برای $\omega_p < \omega_p$ بیشتر از سرعت نور است. فشار تابشی ناشی از پوش موج X، الکترونها را از محل خود رانده (یونها در مکان خود ثابت فرض شدهاند) و به دنبال آن، میدان الکتریکی بار فضای $\nabla \phi = w$ ظاهر می شود. که پتانسیل بار فضای مربوط به نوسانات آمیخته بالای پلاسما است. با ترکیب معادلات ۲ تا ۳ و استفاده از تغییر متغیر تورکی ترکیب معادلات ۲ تا ۳ و استفاده از تغییر متغیر تورکی تورکی بار فضای زیر برای میدان دنباله برانگیخته توسط موج غیرعادی در پلاسما به دست می آید

$$\frac{\partial^{\mathsf{r}} \phi}{\partial \zeta^{\mathsf{r}}} = \frac{\Omega_h^{\mathsf{r}}}{\beta_g^{\mathsf{r}}} \phi - \frac{\Omega_l^{\mathsf{r}}}{\mathsf{r} \beta_g^{\mathsf{r}}} \left[1 + \left(1 + \frac{\Omega_c^{\mathsf{r}}}{\Omega_l^{\mathsf{r}} (\Omega_l^{\mathsf{r}} - \Omega_n^{\mathsf{r}})}\right) \frac{(\Omega_l^{\mathsf{r}} - \Omega_n^{\mathsf{r}})^{\mathsf{r}}}{\Omega_c^{\mathsf{r}} (\Omega_l^{\mathsf{r}} - \Omega_c^{\mathsf{r}})} \right] |a|^{\mathsf{r}} \quad (\Delta)$$

$$\boldsymbol{\beta}_{g} = \hat{\boldsymbol{e}}_{x} \left[\boldsymbol{\beta}_{p} \left(1 + \frac{\boldsymbol{\Omega}_{c}^{\mathsf{Y}}}{\left(\boldsymbol{\Omega}_{l}^{\mathsf{Y}} - \boldsymbol{\Omega}_{h}^{\mathsf{Y}}\right)^{\mathsf{Y}}} \right) \right]^{-1} \qquad (\boldsymbol{\mathcal{F}})$$

 $\beta_p = \left[1 - (\Omega_l^r - 1)/(\Omega_l^r - \Omega_l^r \Omega_h^r)\right]^{-\sqrt{r}} \, g_g$ به ترتیب، سرعت گروه و سرعت فاز بدون بعد مد X است. Ω_h و Ω_l ، Ω_h ، به ترتیب، فرکانس آمیخته بالا، فرکانس موج EM و فرکانس سیکلوترونی است که با ω_p بدون بعد شده است.

نتایج عددی

با حل عددی معادلات بخش قبل به روش رانگ-کوتای مرتبه چهار –با فرض شرایط مرزی $-2\phi/\partial \zeta = \phi$ در -2ζ به بررسی رفتار میدان دنباله پرداخته شده است. چنانچه گفته شد، انتشار موج X در ناحیه $\omega_h < \omega < \omega_h$ در نظر گرفته شده است. شکل ۱، تغییرات دامنهی میدان دنباله را برحسب ک برای ۵.۱.۰٫۰۰۵ = ω/ω_p و دنباله را برحسب ک برای ۵.۱.۰٫۰۰۵ = ω_c/ω_p

نسبت به مقادیر ω_c ، در فرکانس پلاسمایی ثابت، بسیار E_w ، ω/ω_p مساس است. همچنین با افزایش ω_c ، برای هر ω/ω_p مساس است. کاهش فرکانس موج X، سبب کاهش دامنه و دورهی نوسانات دنباله پلاسما شده است.



شکل ۲: دامنه میدان دنباله در دو مقدار ۲,۳ م ω_c/ω_p =۲,۳ شکل ۲: دامنه میدان میدان ماله ω/ω_p =۱.۵,۱.۰,۰.۵

در شکل ۳، بیشینه مقادیر E_w برحسب ω_c و ω_c برای سه مقدار Ω (۱,۱ و ۱,۱) آمده است. تا وقتی $\omega_p < \omega_c$ سه مقدار Ω (Λ) Ω (μ_p) آمده است. موج X با افزایش ω در پلاسمایی با چگالی (یا ω_p) بزرگتر، دامنه میدان دنباله بزرگتری تولید می کند.



 ω_c (b) ω_p (a) برحسب E_w برخسینه مقدار شکل ۳: تغییرات بیشینه مقدار

در اینجا $N^{*} rad/s = \omega_c$ ثابت فرض شده است. در شکل ۳ (۵)، برای $\omega_p = 0.10$ ، هنگامی که فرکانس پلاسما از ω_c فراتر میرود، روند تغییرات ω_z کاهش مییابد. بیشترین ω_c فراتر میرود، روند تغییرات ω_z کاهش مییابد. بیشترین ω_c فراتر میرود، روند تغییرات ω_z کاهش مییابد. بیشترین ω_c فراتر میرود، روند تغییرات Ω ، Ω = 0. $N^* GV/cm$, $\Omega = 0.$ ($\Omega = 0.$ ($\Omega = 0.$) $\Omega = 0.$ ($\Omega = 0.$) ($\Omega = 0$





در شکل ۵، وابستگی میدان دنباله به L_p و ω/ω_p ، نشان داده شده است. محدوده انتشار موج X، ۵.۲ × Ω × ۰.۶۵ در E_w تفییرات Ω × ۵.2 میمه بالای شکل، تغییرات $L_p = 7.0 \lambda_p/\pi$ و $\pi_p = \Gamma.0 \lambda_p/\pi$ برکس است. هنگامی که $\omega_p = 0$ شود، بیشینه E_w بزرگتر میشود. ضمیمه سمت راست نیز تغییرات میدان را برحسب طول پالس لیزر، برای Ω = 0.۲۷, ۱.۳۱, ۱.۱۲ نشان میدهد. هنگامی که طول پالس به طور تقریبی به π/μ نزدیک میشود (بدون در نظر گرفتن بزرگی ω/ω_p (ω/ω_p) می تمایل به

بیشینه مقدار دارد. در این شکل $w_p =$ ۳.۹۸×۱۰^{۱۴} rad/s و $\omega_p =$ ۵.۲۷×۱۰^{۱۵} rad/s



 L_{p} و ω/ω_{p} برحسب E_{w} مقدار ω/ω_{p} و شكل ۵: بیشینه مقدار

نتيجهگيرى

هدف اصلی این مقاله، مطالعه ی برانگیختگی موج دنباله آمیخته بالا توسط برهمکنش موج گاوسی غیرعادی LF و گرسی ی استفاده از نظریه سیالی، پلاسمای مغناطیده سرد است. با استفاده از نظریه سیالی، معادله دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر پتانسیل میدان دنباله معادله دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر پتانسیل میدان دنباله فاز موج X فرکانس پایین، از سرعت نور کمتر است (یا فاز موج X فرکانس پایین، از سرعت نور کمتر است (یا مو $\omega_p \ll \omega_p$)، دامنه موج دنباله در حدود ۱۲ برابر زمانی که فاز موج X است، خواهد بود (برای $\Upsilon = \frac{\omega_p}{\omega_p}$). در نهایت، بررسی طول پوش موج X نشان میدهد، طول پالس اثر معمگیری روی دامنه دارد و قدرت میدان الکتریکی دنباله هنگامی که میشود، به بیشینه خود می سد. انتخاب مناسب پارامترهای پلاسما و موج X خود می سد. انتخاب مناسب پارامترهای پلاسما و موج X سبب تولید دامنههای بزرگتری از میدان دنباله می شود.

مرجعها

- [1] T. Tajima, J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 1979, 43, 267.
- [2] H. Akou, M. Asri, Phys. Lett. A 2016, 380, 1729.
- [3] Y. Heydarzadeh and H. Akou, EEE T Plasma Sci, 2020, 48, 3088.
- [4] M. S. Sodha, D. P. Tewari, B. L. Patheja, R. P. Sharma, J. Plasma Phys. 1979, 21, 267.
- [5] G. Purohit, P. K. Chauhan, R. P. Sharma, Phys. Plasmas 2008, 15, 052101.





نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در آرایه موجبر نردبانی دارای الگوی ضریب شکست فیبوناتچی

مهدی سیوندی پور، مجتبی گلشنی، محمدحسین زندی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

mahdi.sivandi.111@gmail.com,golshani@uk.ac.ir, mzandi@uk.ac.ir

در این مقاله به بررسی الگوی انتشار نور در یک آرایه موجبر نوری نردبانی با الگوی ضریب شکست فیبوناتچی دارای تقارن پاریته-زمان، پرداخته شده است. سپس، با استفاده از یک معیار مبتنی بر شدت نور، نقطه شکست تقارن پاریته-زمان برای مقادیر مختلف ثابت انتشار محاسبه شـده اسـت. نتایج عددی نشـان میدهد که نقطه شـکسـت در یک مقدار خاص از ثابت انتشـار دارای بیشـینه میباشد.

كليد واژه- ارايه موجبر نردباني، الكوى ضريب شكست فيبوناتچي، تقارن پاريته-زمان، نقطه شكست تقارن پاريته-زمان

Parity-time symmetry breaking point in a ladder waveguide array with Fibonacci refractive index pattern

Mahdi SivandiPour, Mojtaba Golshani, Mohammad Hossein Zandi

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

mahdi.sivandi.111@gmail.com,golshani@uk.ac.ir, mzandi@uk.ac.ir

In this paper, we investigate the propagation pattern of the light in a parity-time (PT) symmetry ladder optical waveguide array with a Fibonacci refractive index profile. Moreover, using a criterion based on the light intensity, the PT-symmetry breaking point is calculated for different values of the propagation constant. Numerical results show that the PT-symmetry breaking point has a maximum at a certain value of the propagation constant.

Keywords: Ladder waveguides array, Fibonacci refractive index pattern, Parity-time symmetry, PT-symmetry Breaking point.

در این معادله β_n ثابت انتشار موجبر n ام، C ضریب جفت شدگی افقی ، C' ضریب جفت شدگی عمودی و E_n میدان موجبر n ام است. باتوجه به اینکه هدف بررسی یک سیستم دارای تقارن پاریته-زمان است، ثابت انتشار هر موجبر از دو قسمت حقیقی و موهومی تشکیل میشود. قسمت حقیقی ردیف بالا، با توجه به الگوی فیبوناتچی رابطه (۲)، بسته به تعداد موجبرهای ..., N/2 = 2,3,5,8,13, هر ردیف، از مجموعه δ_L زیر انتخاب میشوند و میتواند دو مقدار δ_b و δ_a را داشته باشد [۴]:

$$F_{0} = \{\delta_{b}\}, F_{1} = \{\delta_{a}\}, F_{2} = F_{0}F_{1} = \{\delta_{b}, \delta_{a}\}$$

$$F_{3} = F_{1}F_{2} = \{\delta_{a}, \delta_{b}, \delta_{a}\}$$

$$F_{5} = F_{2}F_{3} = \{\delta_{b}, \delta_{a}, \delta_{a}, \delta_{b}, \delta_{a}\} , \dots (\Upsilon)$$

براى وجود تقارن پاريته-زمان لازم است كه قسمت حقيقي ثابت انتشار نسبت به مرکز تقارن هندسی آرایه متقارن باشد [۲]. بنابراین قسمت حقیقی ثابت انتشار ردیف پایین از آخر به اول مشابه ثابت انتشار رديف بالا مىباشد. علاوه-براین، قسمت موهومی میتواند بسته به بهره و افت به صورت γ - یا γ + باشد. برای وجود تقارن پاریته-زمان لازم است که قسمت موهومی ثابت انتشار نسبت به مرکز تقارن هندسی آرایه یادمتقارن باشد[۲]. در شکل ۱ شماتیکی از سیستم گفته شده برای N = 10 موجبر (الگوی فیبوناچی آورده شده است. هنگامی که γ صفر باشد، سیستم (F_5 هرمیتی بوده و ویژه مقادیر آن حقیقی می باشند. با افزودن افت و بهره به سیستم ($\gamma \neq 0$)، در مقادیر افت و بهره بزرگتر از یک مقدار بحرانی ویژه مقادیر سیستم موهومی می شود. نقطه γ_c ای که سیستم از فاز تقارن (ویژه مقادیر حقیقی) به فاز شکست تقارن (ویژه مقادیر موهومی) گذار کند به نقطه شکست معروف است.

الگوی انتشار نور برای بدست اوردن الگوی انتشار نور فرض میشود نوری با

مقدمه

تقارن یاریته-زمان یکی از مباحث جالب و یرکاربرد این روزهای علم فیزیک است و در شاخه های مختلفی کاربرد دارد[1]. سیستمهای غیرهرمیتی که غالبا ویژه مقادیر موهومی دارند، با داشتن شرط تقارن پاریته-زمان می توانند در محدودهای از یارامترها دارای طیف حقیقی باشند [۱و۲]. آرایه موجبر های نوری با توجه به قابل دسترس بودن، انعطاف پذیری، توانایی کنترل پارامترها و ... یک سیستم مناسب برای بررسی این تقارن میباشد [۳]. ازطرفی شبهبلورهای فیبوناتچی[۴و۵] بدلیل خاصیت های جالبی که دارند بسیار مورد بررسی قرار گرفتهاند. ما در این مقاله به بررسی یک ارایه موجبر نوری نردبانی که در آن ثابت های انتشار بر اساس الگوی شبه بلورهای فیبوناتچی انتخاب شدهاند، می پردازیم. با در نظر گرفتن افت و بهره سیستم ما دارای تقارن پاریته-زمان است[۲]. در این مقاله با بررسی نحوه تحول شدت نور در موجبرها، نقطه شکست تقارن پاریته-زمان از طریق حل عددی معادلات حاکم توسط نرم افزار متمتيكا محاسبه شدهاست. علاوه بر اين نحوه تغيير نقطه شكست با ثابت انتشار موجبرها مورد بررسى قرار گرفته است.

معرفي سيستم

یک آرایه موجبر نوری نردبانی را در نظر می گیریم (شکل ۱). در این سیستم دو ردیف موجبر کنار هم قرار گرفتهاند و تعداد موجبرها در هر ردیف یکی از اعداد فیبوناتچی می-باشد. در اینجا در هر ردیف ۱۴۴ موجبر انتخاب شدهاست؛ باشد. در اینجا در هر ردیف ۱۴۴ موجبر انتخاب شدهاست؛ حاکم بر این موجبرها با استفاده از تقریب جفت شدگی مدها به صورت زیر بدست می آید [۳]:

$$-i\frac{dE_n}{dZ} = \beta_n E_n + C(E_{n+2} + E_{n-2}) + C'E_{n+(-1)^{n+1}}$$
(1)

در این معادله I_{avg,2} ، I_{avg,1} به ترتیب میانگین شدت در نيمه اول طول انتشار ($z \leq rac{z_{\max}}{2}$) در نيمه اول طول انتشار ($(\frac{z_{\max}}{2} \leq z \leq z_{\max})$ شدت در نیمه دوم طول انتشار می اشند. همچنین $\alpha = \beta = 10$ دو ثابت بزرگتر از یک میباشند. در این معیار وقتی که سیستم در فاز تقارن پاریته-زمان است $I_r = 1$ میباشد و وقتی که در فاز شکست تقارن پاریته-زمان است $I_r = 0$ میباشد[۶]. یک مزیت مهم معیار I_r این است که نقطه شکست را بدون محاسبه مستقيم ويژه مقادير بدست ميدهد. البته اين معيار محدودیتی دارد و آن اینکه به طول انتشار Z_{max} وابسته است. در واقع این معیار در حالت حدی $\infty \to Z_{max}$ به طور دقيق مشخص مي كند كه آيا ويژه مقادير سيستم موهومیاند یا خیر. اما در طول متناهی Z_{max} ، نقطه شکست را به صورت نقطهای بدست میدهد که در آن قسمت موهومی ویژه مقادیر بسیار کوچکتر از Z_{max}^{-1} می-شوند. از لحاظ تجربی، با توجه به محدودیت طول موجبرها، یک معیار مناسب جهت بدست آمدن نقطه شروع رشد I_r نمایی شدت (فاز شکست تقارن پاریته-زمان) میباشد. در این مقاله این معیار برای $z_{max} = 50$ محاسبه شده است. شکل f نحوه تغییر معیار I_r بر حسب γ (میزان افت و بهره) را برای $\delta_{
m b}=2$ نشان میدهد؛ مشاهده میشود که در این حالت نقطه شکست $\gamma_{\rm c} = 0.12$ می باشد.

بررسی تغییرات نقطه شکست با تغییر ثابت انتشار در این قسمت به بررسی نحوه تغییر نقطه شکست تقارن پاریته-زمان بر حسب ثابت انتشار δ_b موجبرها میپردازیم. شکل۵ نمودار تغییرات نقطه شکست را بر حسب ثابت انتشار δ_b نشان میدهد. همان طور که مشاهده میشود با افزایش ثابت انتشار δ_b ابتدا نقطه شکست افزایش مییابد تا در نقطه $\delta_b = 0.98$ ماکزیمم میشود سپس کاهش پیدا مییابد. بنابراین، میتوان با تنظیم قسمت حقیقی ثابت



شکل ۱: شماتیک سیستم برای تعداد ۱۰ موجبر که موجبرهای دارای بهره با رنگ سبز و دارای افت با رنگ قرمز مشخص شده اند. موجبرهای نشان دادهشده با A و B بهترتیب دارای ثابت انتشار δ_a و δ_a میباشند.

دامنه واحد در موجبر شماره ۱۴۴ وارد سیستم شود. با توجه بهاینکه اختلاف ثابتهای انتشار اهمیت دارد یکی از آنها صفر $\delta_a = 0$ در نظر گرفتهشدهاست. از طرفی فاصله افقی و عمودی موجبرهای مجاور یکسان فرض شده است، بنابراین ضرایب جفت شدگی هر دو مقداری ثابت و یکسان بنابراین خرایب جفت شدگی هر دو مقداری ثابت و یکسان میباشند که با بهنجارش طول انتشار میتوان 1 = 'C = C فرض کرد.

شکل ۲ و ۳ الگوی انتشار نور را برای دو حالت فاز تقارن پاریته-زمان ($(0 = \gamma)$ و فاز شکست تقارن پاریته-زمان ($(1 - \gamma)$ در $(2 = \delta_b)$ را نشان میدهد. با توجه به شکل ۱ و ۲ مشاهده میشود وقتی سیستم در فاز تقارن پاریته-زمان قرار دارد شدت در طول انتشار ثابت میماند و در موجبرها پخش میشود اما هنگامی که سیستم در فاز شکست تقارن پاریته-زمان قرار دارد بدلیل موهومی شدن ویژه مقادیر شدت بصورت نمایی افزایش پیدا می کند.

نقطه شکست تقارن پاریته–زمان

دراین مقاله، برای محاسبه دقیق نقطه شکست، یعنی تعیین اینکه به ازای چه میزان افت و بهره سیستم در فاز شکست یا عدم شکست تقارن پاریته-زمان قرار دارد، از معیار مبتنی بر شدت معادله (۳) که در مرجع ۶ معرفی شدهاست، استفاده می شود[۶]:

$$I_{r} = \exp\left(-\alpha \left|\frac{I_{avg,2} - I_{avg,1}}{I_{avg,2} + I_{avg,1}}\right|^{\beta}\right) \tag{(7)}$$

انتشار، درمحدوده وسیعتری از مقادیر افت و بهره ویژه مقادیر حقیقی داشت.



شکل ۲: الگوی انتشار نور برای γ = 0 یعنی وقتی که سیستم در فاز تقارن پاریته-زمان است. نمودار داخل شکل نحوه تغییر شدت بر حسب Z است که نشان میدهد شدت کل در طول انتشار ثابت میماند.



شکل ۳: الگوی انتشار نور برای P = 0.14 یعنی وقتی که تقارن پاریته-زمان شکسته شده است. نمودار داخل شکل نحوه تغییر شدت بر حسب z است که نشان میدهد شدت کل در سیستم به صورت نمایی افزایش پیدا میکند.



نتيجهگيرى

در این مقاله به بررسی آرایه موجبر نوری نردبانی با الگوی ضریب شکست فیبوناتچی دارای تقارن پاریته-زمان پرداختیم. با حل عددی معادلات حاکم بر سیستم نقطه شکست تقارن پاریته-زمان را به ازای طول انتشار شکست تقارن پاریته-زمان را به ازای طول انتشار شکست با ثابت انتشار موجبرها را بررسی کردیم (شکل۵). نتایج عددی نشان میدهد که با افزایش اختلاف ثابت انتشار موجبرها نقطه شکست تقارن پاریته-زمان ابتدا افزایش یافته و بعد از رسیدن به مقدار ماکزیمم کاهش پیدا می کند.



مرجعها

[1] M.A. Miri and A. Alu, "Exceptional points in optics and photonics", Science 363, 6422 (2019)

[Y] S.K. Özdemir, Rotter S, F. Nori, L. Yang, "Parity– time symmetry and exceptional points in photonics", Nature materials 18(8), 783-98 (2019).

[r] A. Szameit and S. Nolte, "Discrete optics in femtosecond-laser-written photonic structures", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 43(16), 163001 (2010).

[*] A. Jagannathan "The Fibonacci quasicrystal: Case study of hidden dimensions and multifractality". Reviews of Modern Physics, 93(4), 045001 (2021).

[Δ] A. P. Acharya et al., "Localization, PT symmetry breaking, and topological transitions in non-Hermitian quasicrystals". Physical Review B, 105, 014202 (2022).

[۶] "تاثیر میزان انحنا بر نقطه شکست تقارن پاریته-زمان در دو موجبر نوری خمیده"، فاطمه رهرو، مجتبی گلشنی، مجید تراز، بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران ، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران (بهمن ماه ۱۳۹۸).





کنترل همدوس سرعت گروه از طریق تونلزنی در مولکول نقطه کوانتومی

خوزستان، ايران.

نسیم صمدی، زهرا عارفینیا و مصطفی صحرایی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تیریز، تیریز

n.samadi98@ms.tabrizu.ac.ir

چکیده – نانو ساختارهای نیمر سانا به خاطر دارا بودن ویژگیهای الکتریکی و نوری منح صر به فرد شان به عنوان سامانههای نوین کلیدزنی نوری در د ستگاههای مخابراتی مطرح شدهاند. در این مقاله اثر تونلزنی بر رفتار جذب و یا شندگی باریکه کاو شگر در یک نانوساختار نقطهی کوانتومی دوگانه به صورت چهار ترازی مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج بهدست آمده نشان می دهد که اعمال ولتاژ گیت بر انتشار باریکه کاوشگر در نتیجه جذب و پاشندگی و سرعت گروه آن اثر گذار است. با اعمال تونلزنی جذب و پاشندگی تغییر کرده و می توان فراسرعت را به فروسرعت نور کلیدزنی کرد.

كليد واژه- تونلزني، فراسرعت نور، فروسرعت نور، نانوساختار نقطه كوانتومي

Coherent control of group velocity via tunneling effect in quantum dot molecule

Nasim Samadi, Zahra Arefinia, and Mostafa Sahrai

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran n.samadi98@ms.tabrizu.ac.ir

Abstract- Semiconductor nanostructures have been proposed as novel optical switching systems in telecommunication systems due to their unique electrical and optical properties. In this paper, the effect of tunneling on probe field absorption and dispersion for a quantum dot molecule is investigated. The results show that applying voltage gate affects on probe beam propagation, and thus its absorption, dispersion and group velocity. By applying gate voltages, absorption and dispersion may change with the tunneling effect, and light propagation from superluminal to subluminal can be switched.

Keywords: Tunneling, Superluminal, Subluminal, Quantum dot nanostructures

دوم هستند. تراز $\langle 1 |$ به وسیله نور ضعیف کاوشگر با دامنه ی میدان $E_p = (\vec{E}p \cdot \vec{\mu}_{14})/\hbar$ به تراز $\langle 4 |$ تزویج شده است. در این رابطه، گشتاور دو قطبی اتمی متناظر با گذار $\langle 4 | \neg \langle 1 |$ میباشد. با اعمال ولتاژهای گیت، تراز $\langle 4 |$ به تراز $\langle 8 |$ و تراز $\langle 1 |$ به تراز $\langle 2 |$ نزدیک تر میشود.



شکل ۱: سطح انرژی سامانهی چهارترازی دوگانه [۶] معادلات ماتریس چگالی در مختصات دوران یافته به صورت زیر هستند [۶و۷]:

$$\begin{split} \rho_{11}^{i} &= \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{41} - \rho_{14}) + \frac{i}{2} T_1 (\rho_{21} - \rho_{12}) + \gamma_4 \rho_{22} + \gamma_1 \rho_{44} \\ \rho_{21}^{i} &= -\frac{i}{2} \Omega_p \rho_{24} + \frac{i}{2} T_1 (\rho_{11} - \rho_{22}) - \left(i\omega_{21} + \frac{1}{2} \Gamma_{21}\right) \rho_{21} \\ \rho_{22}^{i} &= \frac{i}{2} T_1 (\rho_{12} - \rho_{21}) - \gamma_4 \rho_{22} + \gamma_3 \rho_{33} \\ \rho_{31}^{i} &= -\frac{i}{2} \Omega_p \rho_{34} \left(i(\Delta_p - \omega_{43}) + \frac{1}{2} \Gamma_{31}\right) \rho_{31} + \frac{i}{2} T_2 \rho_{41} \\ &\quad -\frac{i}{2} T_1 \rho_{32} \\ \rho_{32}^{i} &= -\left(i(\Delta_p - \omega_{43} - \omega_{21}) + \frac{1}{2} \Gamma_{32}\right) \rho_{32} - \frac{i}{2} T_1 \rho_{31} \\ &\quad + \frac{i}{2} T_2 \rho_{42} \\ \rho_{33}^{i} &= \frac{i}{2} T_2 (\rho_{43} - \rho_{34}) - \gamma_3 \rho_{33} \\ \rho_{41}^{i} &= \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{11} - \rho_{44}) + \frac{i}{2} T_2 \rho_{31} - \frac{i}{2} T_1 \rho_{42} \\ &\quad - \left(i\Delta_p + \frac{1}{2} \Gamma_{41}\right) \rho_{41} \\ \rho_{42}^{i} &= -\left(i(\Delta_p - \omega_{21}) + \frac{1}{2} \Gamma_{42}\right) \rho_{42} + \frac{i}{2} \Omega_p \rho_{12} + \frac{i}{2} T_2 \rho_{32} \\ &\quad - \frac{i}{2} T_1 \rho_{41} \\ \rho_{43}^{i} &= -\left(i\omega_{43} + \frac{1}{2} \Gamma_{43}\right) \rho_{43} + \frac{i}{2} \Omega_p \rho_{13} + \frac{i}{2} T_2 (\rho_{33} - \rho_{44}) \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1 \\ \rho_{41}^{i} &= \rho_{41}^{i} \partial_{41} \partial_{41} \\ \rho_{42}^{i} &= \rho_{41}^{i} \partial_{41} \partial_{41} \\ \rho_{43}^{i} &= \rho_{41}^{i} \partial_{41} \partial_{41} \partial_{41} \\ \rho_{43}^{i} &= -\left(i\omega_{43} + \frac{1}{2} \Gamma_{43}\right) \rho_{43} + \frac{i}{2} \Omega_p \rho_{13} + \frac{i}{2} T_2 (\rho_{33} - \rho_{44}) \\ \rho_{11}^{i} &= \rho_{22}^{i} + \rho_{33}^{i} + \rho_{44}^{i} = 1 \\ \rho_{41}^{i} &= \rho_{41}^{i} \partial_{41} \partial_{41} \\ \rho_{42}^{i} &= \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} \partial_{41} \\ \rho_{42}^{i} &= \rho_{41}^{i} + \rho_{42}^{i} \partial_{41} \partial_{42}^{i} + \rho_{42}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{42}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{42}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{42}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{41}^{i} \partial_{41}^{i} + \rho_{41}^{i} \partial_{4$$

مقدمه

در سالهای اخیر، با توسعه و گسترش فناوریهای مرتبط با ادوات و مدارهای مجتمع نوری، انتقال و پردازش نور از اهمیت به سزایی برخوردار شده است. با افزایش سرعت پردازش و انتقال نوری، کاهش زمان کلیدزنی نوری در سامانههای مخابراتی مورد توجه واقع شده است [۱–۳]. نانوساختارهای نیمرسانا به خاطر دارا بودن ویژگیهای الكتريكي و نورى منحصر به فردشان به عنوان سامانههاي نوین کلیدزنی نوری مطرح شده اند [۲]. برای طراحی و ساخت سامانههای کلیدزنی نوری مبتنی بر نانوساختارهای کوانتومی، میبایست عوامل موثر بر زمان کلیدزنی نوری در این ساختارها را بررسی نمود. ویژگیهای نوری نقاط كوانتومى را مىتوان به طور قابل ملاحظهاى توسط ميدان خارجی و نحوهی تونلزنی کنترل نمود که به همین جهت، در سالهای اخیر استفاده از سامانههای مبتنی بر نقاط کوانتومی نیمرسانا، مورد توجه دانشمندان قرار گرفته است [۳]. سامانههای نقاط کوانتومی چهارترازی دوگانه به دلیل داشتن ویژگی تونلزنی بسیار سریع به منظور ساخت یک سامانههای کلیدزنی تمام نوری پیشنهاد شده اند [۴و۵]. در این مقاله، ساختاری متشکل از دو نقطهی کوانتومی نیمرسانا به صورت سامانه چهارترازی دوگانه تزویج شده، مورد بررسی قرار گرفته است و اثرات تونلزنی بر رفتار جذب و پاشندگی باریکه کاوشگر مورد مطالعه قرار گرفته است.

مدل و معادلات

ساختار شماتیک سطح انرژی سامانه نقاط کوانتومی نیمرسانای چهارترازی دوگانه مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است. در این شکل، یک نقطه کوانتومی دوگانه با تراز پایین تر باند ظرفیت (۱| و تراز بالاتر باند رسانش (4| در نقطه کوانتومی سمت چپ هستند و تراز پایین تر باند ظرفیت (2| و تراز بالایی باند رسانش (3| در نقطه کوانتومی

$$\chi = \frac{2N\mu_{41}}{\varepsilon_0 E_p} \rho_{41} \tag{(7)}$$

پذیرفتاری الکتریکی ماده را بهصورت " $\chi=\chi=\chi=\chi$ داریم که ' χ قسمت حقیقی پذیرفتاری الکتریکی متناظر با پاشندگی و " χ قسمت موهومی پذیرفتاری الکتریکی متناظر با جذب در سیستم است. سرعت گروه متناسب با شیب پاشندگی است. شاخص گروه $n_g=c/v_g$ بوده که در این رابطه c سرعت نور در خلاً و v_g سرعت گروه است [γ].

نتايج و بحث

اعمال ولتاژ گیت و ایجاد تونلزنی داخلی در سامانهی مولکول نقطهی کوانتومی، همدوسی کوانتومی در سامانه را ایجاد می کند. تونلزنی باعث تغییر جذب و پاشندگی محیط شده که در این بخش مورد بحث و بررسی قرار می گیرد. در شكل ٢ (الف) به ازاى T₁=0.5 و T₂=0.5 ملاحظه مى شود که در طیف جذبی قله مرکزی دارای یک مقدار حداکثر بوده و محیط جذب خطی قوی را تجربه میکند. مشاهده میکنیم که شیب منفی پاشندگی مربوط به انتشار فراسرعت نور با بیشینه جذب همراه است. در نمودار (ب) به ازای $T_1=1$ و $T_2=0.5$ ملاحظه می شود با افزایش ولتاژ گیت و با افزایش T₁ تونلزنی الکترون در ترازهای (1| و (2|، جذب خطی کاهش یافته و شیب پاشندگی به مثبت تبدیل می شود که مربوط به انتشار فروسرعت نور است. در عین حال منحنی پاشندگی بسیار شیب دار است که با افزایش تونلزنی الکترونی T₁ ملاحظه شد. در شکل (۳) ظهور و نایدید شدن قلهای را در نمای جذب در نزدیک مرکز مشاهده می شود. بنابراین تغییراتی در علامت شیب

پاشندگی ناشی از تغییر نرخ تونلزنی ایجاد میشود که باعث تغییر در سرعت گروه تپ کاوشگر از فروسرعت به فراسرعت می شود.



شكل ٢: نمودار تاثير تونلزنى بر جذب و پاشندگى بر حسب ناميزانى ميدان كاوشگر در حالت پايا (الف) $T_1=0.5$ و $T_1=0$ و (ب) $T_2=0.7$ و كاوشگر در حالت پايا (الف) $T_2=0.5$ و (ح) $T_2=0.5$ $T_2=0.5$ درحالت پايا كه مقادير كميتها به صورت زير مىباشند [عو٧]: $\Gamma_{32}=0.1\gamma$, $\Gamma_{31}=0.1\gamma$, $\Gamma_{41}=1.0\gamma$, $\Gamma_{42}=0.3\gamma$, $\omega_{43}=0.05\gamma$, $\omega_{21}=0.05\gamma$, $\Omega_p=0.001\gamma$, $\Delta_P=0$

این تغییر همانطور که در نشان داده شده است پیوسته با کنترل تونلزنی می توان کلیدزنی انجام داد، به گونهای که در صورت تغییر از 0.5 = T و $T_2 = 0.5 = T$ و $T_2 = 0.5$ پاشندگی از منفی به مثبت تغییر می کند و این همان کلیدزنی از فراسرعت به فروسرعت نور می باشد زمان کلیدزنی از فراسرعت نور به فروسرعت نور $\gamma 28$ و از فروسرعت نور به فراسرعت نور $\gamma 08$ است (شکل ۴). بر اساس نتایج ارائه شده می توان با اعمال ولتاژ گیت و پارامتر تونلزنی یک کلیدزنی قابل کنترل از نظر نوری برای انتشار

موج بین انتشار فراسرعت و فروسرعت را ارائه داد. روش پیشنهادی به دلیل طراحی انعطافپذیر به راحتی قابل کنترل است و میتواند برای بهینهسازی و کنترل روند کلیدزنی نوری در سامانه حالت جامد نقطهی کوانتومی استفاده شود.



شکل ۲: نمودار تاثیر تونلزنی بر سرعت گروه (الف) $T_1=0.5$ و 2.0 $= T_1$ و 2.0= (-1) و 1.= (-1) و 1.= (-1) و 1.= (-1) مقادیر کمیتها مطابق شکل ۲ است.



شکل ۴: نمودار کلیدزنی پاشندگی بر اساس تغییرات تونلزنی که مقادیر کمیتها مطابق شکل ۲ است.

نتيجهگيرى

در این مقاله، رفتار جذب و پاشندگی باریکه یکاوشگر در یک نانو ساختار نقطه کوانتومی دوگانه ی چهارترازی در حالت پایا مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می دهد که در ساختار نقاط کوانتومی نیمرسانای مورد مطالعه، اعمال ولتاژ گیت بر انتشار باریکه کاوشگر در نتیجه جذب و پاشندگی آن اثر گذار بوده و با اثر تونل زنی می توان جذب، پاشندگی و سرعت گروه را کنترل کرد. سرعت گروه از فراسرعت به فروسرعت کلیدزنی می شود. از این سامانه می توان برای ساخت کلیدزن نوری مورد استفاده قرار گیرد که کاربرد فراوانی در ارتباطات کوانتومی و محاسبات کوانتومی دارد.

مرجعها

- [1] D. J. Gauthier and R. W. Boyd, Fast Light, "Fast Light, Slow Light and Optical Precursors: What Does It All Mean?", Photonics Spectra, Vol. 41, (2007).
- [2] J. Kim, O. Benson, H. Kan, and Y. Yamamoto, "A Single-Photon Turnstile Device", Nature, Vol. 397, pp. 500, 1999.
- [3] M. Razavy, *Quantum Theory of Tunneling*, Chap. 2 and 3, World Scientific, 2014.
- [4] M. Mahmoudi and M. Sahrai, "Absorption-Free Superluminal Light Propagation in a Quantum-Dot Molecule", Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures, Vol. 41, pp. 1772, 2009.
- [5] W. W. Chow, H. C. Schneider, and M. C. Phillips, "Theory of Quantum-Coherence Phenomena in Semiconductor Quantum Dots", Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., Vol. 68, pp. 10, 2003.
- [6] S. H. Asadpour et al., "Enhancement of Kerr nonlinearity at long wavelength in a quantum dot nanostructure", Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures, Vol. 43, No. 10, pp. 1759–1762, 2011.
- [7] M. Sahrai, A. Maleki, R. Hemmati, and M. Mahmoudi, "Transient dispersion and absorption in a V-shaped atomic system," The European Physical Journal D, Vol. 56, No. 1, pp: 105-112, 2009.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز با استفاده از موجبر پلهای مبتنی بر سیلیکون

محبوبه بهرامی، حسن پاکارزاده، محسن حاتمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

Mahboubbahrami281@gmail.com

چکیده – در این مقاله، به شبیه سازی تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز در یک موجبر سیلیکونی پلهای با استفاده از معادله غیر خطی تعمیم یافته شرودینگر پرداخته می شود. ابتدا موجبر سیلیکونی با طول موج پاشندگی صفر در ناحیه تراهرتز، به کمک نرم افزارلومریکال طراحی و سپس پارامترهای خطی و غیرخطی آن نظیر افت، پارامتر غیرخطی و ضرایب پاشندگی مراتب بالاتر محاسبه می شود. در نهایت، طیف ابرپیوستار تراهرتز با کمک نرم افزار متلب به روش فوریه گام مجزا شبیه سازی می گردد و اثر پارامترهای مختلف از جمله پهنای پالس، توان قله پالس ورودی و طول موجبر مورد بررسی قرار می گیرد. بهترین نتیجه مربوط به Δλ = ۰/۱ m مندلف از جمله پهنای پالس، توان قله پالس ورودی و طول موجبر مورد بررسی قرار می گیرد. بهترین نتیجه مربوط به Δλ = ۷/۷

كليد واژه- ابرپيوستار، تراهرتز، موجبر سيليكوني.

Supercontinuum generation in terahertz region using a silicon-based rib waveguide

Mahboube Bahrami, Hassan Pakarzadeh, Mohsen Hatami

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran,

Mahboubbahrami281@gmail.com

Abstract-In this paper, supercontinuum generation in terahertz region in a silicon-based rib waveguide is simulated via solving the generalized nonlinear Schrödinger equation (GNLSE). First, a silicon waveguide with a zero-dispersion wavelength in the terahertz region is designed with the help of Lumerical software and then its linear and nonlinear parameters such as loss, nonlinear parameter and high-order dispersion are calculated. Finally, terahertz supercontinuum spectrum, with the help of MATLAB software via the split-step Fourier (SSF) method is simulated and the effects of different parameters such as input pulse power, pulse width and length of waveguide are investigated. The best result is related to T₀=0.1 ps, P₀=100 kW, L=0.1 m with Spectral width $\Delta\lambda$ =7.7 µm.

Keywords: Supercontinuum generation, Terahertz, Silicon-based waveguide.

شبیه سازی تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز در یک موجبر پلهای مبتنی بر سیلیکون می پردازیم.

مبانی نظری و نتایج شبیه سازی از الرام الم الزی (Lumerical) برای شبیه سازی از نرم افزار لومریکال (Lumerical) و ماژول مدسلوشن (Mode Solution) استفاده شده است. ماژول مدسلوشن (Mode Solution) استفاده شده است. شکل ۱ طرح کلی موجبر را نشان میدهد. موجبر طراحی شده با هدف قرار گرفتن طول موج صفر پاشندگی λ_{ZWD} در ناحیه تراهرتز، شامل یک قسمت پلهای شکل سیلیکونی با پهنای ساع ۹۶ و یک زیرلایه سیلیکونی سیلیکونی با پهنای ساع ۹۶ و یک زیرلایه سیلیکونی تا انتهای پلهی موجبر سامل از بالای آرایه الم باور فوتونی تا میباشد، به نحوی که فاصله از بالای آرایه میباور فوتونی تا میباشد، به نحوی که فاصله از بالای آرایه میباور فوتونی تا مرزت بلور فوتونی با حفرههای هوا با ثابت شبکه ۲۸ مرا انتخاب شده است. برای محاسبه دقیق مقدار پاشندگی موجبر در هر طول موج، میبایست ضریب شکست موجبر برای هر فرکانس معلوم باشد. برای تعریف ماده در نرم افزار از معادله سلمیر استفاده شده است.

 $n^{2} - 1 = \frac{10.6684293\lambda^{2}}{\lambda^{2} - 0.301516485^{2}} + \frac{0.0030434748\lambda^{2}}{\lambda^{2} - 1.13475115^{2}} + \frac{1.54133408\lambda^{2}}{\lambda^{2} - 1104^{2}}$ (1)

قبلاً موجبری مشابه با هدف λ_{ZWD} در ناحیه تراهرتز به منظور استفاده در کاربردهای تولید ابرپیوستار و... توسط پاکارزاده و همکاران طراحی و گزارش شده است[۴]. $n_2 = 4 \times 10^{-10} m^2/W$ پاکارزاده و همکاران طراحی و گزارش شده است ضریب شکست غیرخطی سیلیکون m^2/W $^{-1}$ ۰۱×۵ = n_2 [۵]، و اتلاف موجبر برای مد TM، مد مورد استفاده در این مقاله، $\lambda_{ZWD} = \pi - 10$ و $m = \pi - 10$ می باشد. مقاله، $\lambda_{ZWD} = \pi - 10$ و $m = \pi - 10$ می باشد. مقاله، ماه/ محافظ مؤثر مد که از نرم افزار لومریکال به دست سطح مقطع مؤثر مد که از نرم افزار لومریکال به دست مقادیر دررابطه m^2 ، ضریب غیرخطی موجبر به دست خواهد آمد. منحنی پاشندگی مربوط به مد موجبر در شکل ۲ نشان داده شده است. مقدمه

اخیراً تولید طیف ابرپیوستار به دلیل ایجاد یک طیف بسیار پهن باند و پیوسته از طریق انتشار پالسهای قوی لیزر در یک موجبر نوری، توجهات زیادی را جلب کرده است[۱]. در طول دههی گذشته به طور گسترده تارهای نوری ریز ساختار، که قادر به تولید طیف گستردهای از ناحیه ماوراءبنفش تا مادونقرمز هستند، برای تولید منابع ابرپیوستار به کار گرفته شدهاند. که در کاربردهای بسیاری از جمله حسگری، ارتباطات تسهیم طول موجی(WDM)، توموگرافی همدوس نوری و... مورد استفاده قرار میگیرند. اخیرا استفاده از موجبرها با طول کوتاه که منجر به بهبود همدوسی طیف خروجی ابرپیوستار میشوند[۱]، مورد توجه قرار گرفته است. در بین موجبرهای رایج برای تولید ابرپیوستار، موجبرهای سیلیکونی که برای ساخت دستگاههای فوتونیکی و الکترونیکی بر روی یک تراشه مناسب هستند و یک بستر همساز CMOS را فراهم میکنند[۲]، دارای اهمیت ویژهای هستند. بزرگ بودن پارامتر غیرخطی سیلیکون نسبت به سیلیکون نیترید و سیلیکا، که منجر به برهمکنش غیرخطی قوی در موجبر می شود. شفاف بودن سیلیکون در طول موجهای بیشتر از μm و کم بودن جذب آن در بازهی طول موجی mm ۲۰۰-۲۵، همچنین اختلاف زیاد ضریب شکست سیلیکون و هوا که منجر به محبوسسازی بهتر نور می شود [۳] سیلیکون را به مادهای مناسب برای تولید ابرپیوستار تبدیل کردہ است.

به دلیل گسترش و پیشرفت علم و فناوری تراهرتز (محدوده فرکانسی ۲۰۰۵ THz یا محدوده طول موجی ۳ mm تا μm ۳۰۰). با توجه به اینکه طبق مطالعات ما تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز تاکنون مورد مطالعه و تحقیق قرار نگرفته است، در این مقاله برای اولین بار به بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل ۱: طرح کلی موجبر پله ای سیلیکونی در ناحیه تراهرتز [۴]. $\beta_2 = -\lambda_0^2 D/2\pi c$ که در آن λ_0 مربوط به مد از رابطه $2\pi c$ میباشد و با جایگذاری λ_0 طول موج و 2 سرعت نور میباشد و با جایگذاری مقادیر D با استفاده از نمودار مربوطه شکل 1، محاسبه میگردد. پاشندگی مراتب بالاتر از رابطه میگردد. پاشندگی مراتب بالاتر از رابطه میگردد. و $\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega = \omega}$, m = 0,1,2,..جدول ۱ مقادیر ضرایب پاشندگی مرتبه بالاتر موجبر آورده شده است.

جدول ۱: ضرایب پاشندگی مرتبه بالاتر موجبر پله ای سیلیکونی .

$\beta_2 (s^2.m^{-1})$	$\beta_3 (s^3.m^{-1})$	$\beta_4(s^4.m^{-1})$
$-\Delta / V \Delta V V \times 1 \cdot^{-Y \lambda}$	\/\$TYT×1 ^{~~~}	-4\44VY×1,
$\beta_5 (s^5.m^{-1})$	$\beta_6(s^6.m^{-1})$	$\beta_7 (s^7.m^{-1})$
8/10·0×1· ⁻⁵⁴	$-\Delta / \Lambda Y \cdot 1 \times 1 \cdot^{-YY}$	4/0911×19.



شکل۲: منحنی پاشندگی موجبر پله ای سیلیکونی در ناحیه تراهرتز. فرآیند تولید ابرپیوستار برای پالسهای فوق کوتاه در موجبرها را همانند تارهای نوری با حل معادله غیرخطی تعمیم یافته شرودینگر (GNLSE) میتوان مطالعه کرد، با این تفاوت که برای موجبرها جملات مربوط به جذب دو فوتونی و جذب حامل آزاد باید در معادله لحاظ شود [۶]. از آنجاییکه انرژی فوتون تراهرتز (۴/۱ meV در ۲۲۲ ۱

بسیار کوچک است و نمیتواند حاملهای جدیدی را از طریق جذب دو فوتونی ایجاد کند، از آن چشم پوشی می شود[۳]. GNLSE برای موجبر به صورت زیر تعریف ω_0 برای موجبر به صورت زیر تعریف میشود. (۲) پوش میدان، C سرعت نور در خلاء، ω_0 میشود. (۲) پوش میدان، C سرعت نور در خلاء، ω_0 فرکانس مرکزی، C ضریب اتلاف خطی میباشند. $\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A + i\sum_{m=2}^{\infty} i^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial t^m} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) A(z,t)$ $\times \left(\int_{-\infty}^t R(t-t') |A(z,t')|^2 dt'\right)$

سمت راست معادله جمله اول اتلاف موجبر و جمله دوم پاشندگی مراتب بالاتر و جمله سوم شامل اثرات غیر خطی از جمله: مدولاسیون خودفاز، خود سرازیری و پراکندگی رامان است. تابع پاسخ رامان موجبر به صورت نی آنی $[\beta] R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t)$ الکترون و سهم رامان تأخیری است. $h_{R}(t)$ مربوط به $h_{R}(t) = \Omega_{R}^{2} \tau_{1} \exp(-t/\tau_{2}) \sin(t/\tau_{1})$ ارتعاشات ماده ا $\Omega_{\rm R}/2\pi = 15.6 \,{\rm THz} \cdot \tau_2 = 1/\Gamma_{\rm R} \cdot \tau_1 = 1/(\Omega_{\rm R}^2 - \Gamma_{\rm R}^2)^{1/2}$ و پهنای کل در نصف بیشینه طیف بهره رامان در دمای اتاق $\Gamma_{\rm R}/\pi = 105 \, {\rm GHz}$. پديده پراکندگی رامان القايی برای پالس ورودی با قطبش TM اتفاق نمی افتد [۵] پس است. در این مقاله شبیه سازی طیف ابرپیوستار با $f_R = 0$ استفاده از برنامه متلب و با روش فوریه گام مجزا انجام شده است. به منظور دستیابی به طیف ابرپیوستار هموار طول موج پمپ ورودی در رژیم پاشندگی غیرعادی موجبر . $\lambda_{pump} = m / \rho \mu m$ و در نزدیکی λ_{ZWD} انتخاب شده است λ_{ZWD} شکل ۳ نتایج شبیه سازی پارامترهای ps ۰/۱ – ۰/۱ با میدهد. با L= • /۱ m، $P_0 = 1 \cdot \cdot kW$ ، $T_0 =$ توجه به نتایج به دست آمده بیشترین پهنشدگی مربوط به T₀ = ٠/١ ps است. با تغییر توان قله پالس T₀ = ٠/١ ، نتایج مربوطه در شکل ۴ آمده است. $P_0 = 1 \cdot \cdot$



شکل ۵: طیف ابرپیوستاردرخروجی موجبر به ازای طول های مختلف و $P_0 = 1 \cdot \cdot k W \cdot T_0 = \cdot \cdot / 1 ps$

نتيجه گيري

در این مقاله، برای اولین بار تولید ابرپیوستار در ناحیه تراهرتز در یک موجبر سیلیکونی پلهای با استفاده از حل معادله غیر خطی تعمیم یافته شرودینگر به روش فوریه گام مجزا شبیه سازی شد. با توجه به نتایج به دست آمده گستردهترین و هموارترین طیف مربوط به $T_0 = -1$ m، $T_0 = 1.0$ kW

مراجع

[1] H. Ahmad, M. R. Karim and B. M. A. Rahman, "Dispersion-engineered silicon nitride waveguides for mid-infrared supercontinuum generation covering the wavelength range $0.8-6.5 \mu$ m", Laser Phys, Vol. 29, No. 2, pp 1-10, 2018.

[2] J. Wei, C. Ciret, M. Billet, F. Leo, B. Kuyken, S. P. Gorza, "Supercontinuum generation assisted by wave trapping in dispersion-managed integrated silicon waveguides", Phys. Rev. Appl, Vol. 14, No. 5, pp. 1-11, 2020.

[3] S. Li, G. Kumar, and T. E. Murpy," Terahertz nonlinear conduction and absorption saturation in silicon waveguides", Optica, Vol. 2, No. 6, pp. 553–557, 2015

[۴] پاکارزاده، حسن، بهرامی، محبوبه، حسین آبادی شهرزاد،" طراحی یک موجبر بلور فوتونی با طول موج صفر پاشندگی در ناحیه تراهرتز"، کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه صنعتی اصفهان، ایران،۱۳۶، ۱۴۰۰-۷۱۲، ۱۴۰۰.

[5] H. Pakarzadeh and F. Akbari, "Propagation of terahertz pulses in photonic crystal-based rib silicon waveguides", *Silicon*, https://doi.org/10.1007/s12633-021-pp. 01092-6, 2021.

[6] L. Yin, Q. Lin and G. P. Agrawal, "Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides", Opt. Lett., Vol. 32, No. 4, pp 391-393, 2007.

[7] Q. Lin, O. J. Painter and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications", Opt. Express, Vol. 15, No. 25, pp 16604-16644, 2007.



شکل ۳: طیف شبیه سازی شده (الف) پالس ورودی، (ب) ابرپیوستارخروجی

. L = • /۱ m، P_0 = ۱۰۰ kW به ازای پهنای پالس مختلف و



شکل ۴: طیف شبیه سازی شده (الف) پالس ورودی، (ب) ابرپیوستارخروجی به ازای توان های قله پالس مختلف و $P_0 = -1 \, \text{m.r}_0$ ا $L = -1 \, \text{m.r}_0$ با توجه شکل ۴ پالس ورودی ۲ Ps ، N · · KW ، T = -1 (ps ، Ps) = 0 - 1 m ، P = پهن شدگی قابل قبولی دارد. با تغییر L = -1 m ، P m ست.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



طراحی و شبیهسازی جاذب امواج تراهر تز مبتنی بر گرافن

علیرضا دادخواه تهرانی^{*۱}، سیدمهدی سیادتی^{۱و۲}، محدثه بغدادی^{۱و۲}، سمیه سلمانی شیک^{۱و۲} و محمدحسین مجلس آرا^{*۱و۲} ۱ آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی ۲ پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی

در این مقاله، چهار ساختار جاذب فراماده در محدوده فرکانس تراهرتز که متشکل از دو نوع الگوی گرافن تک لایه بر روی سطح دیالکتریک با ضریب شکست ۳/۵ و زیرلایه طلا میباشد، طراحی و شبیه سازی شده است. در این شبیهسازی شدت طیف جذبی با تغییر سطح فرمی گرافن افزایش یافته است. همچنین تاثیر پارامترهای هندسی ساختار جاذبها با الگوی متفاوت مورد بررسی قرار گرفته شده است. پیک جذبی ۹۹٪ درطول موج ۷۰ میکرومتر در دو نوع ساختار قابل توجه است. توزیع میدان الکتریکی در ساختارها نشان از تحریک و تقویت پلاسمونهای سطحی گرافن در این طول موج را دارند که عامل اصلی در جذب حداکثری است. جاذبهای پیشنهای قابل کاربرد حسگرها و آشکارسازهای در محدوده تراهرتز هستند.

كليد واژه: امواج تراهرتز، پلاسمون سطحي، جاذب فراماده، گرافن

Design and Simulation of Graphene-based Terahertz Waves Absorbers

Alireza Dadkhah Tehrani^{*1}, Seyed Mehdi Siadati^{1,2}, Mohadeseh Baghdadi^{1,2}, Somaieh Salmani Shik^{1,2}, Mohammad Hossin Majles Ara^{*1,2}

¹ Photonics Laboratory, Departmebt of physics, Kharazmi University, Karaj, Iran

² Applied Sciences Research Center, Kharazmi University, Karaj, Iran

* Alireza.dadkhah.t@gmail.com * majlesara@khu.ac.ir

In this paper, four metamaterial absorbent structures in terahertz frequency range are designed and simulated consisting of two types of monolayer graphene pattern on the dielectric surface with a refractive index of 3.5 and a gold substrate. In this simulation, the intensity of the absorption spectrum is increased by changing the Fermi level of graphene. Also, the influence of geometric parameters on the structure of attractions with different patterns has been investigated. The 99% absorption peak at 70 μ m is significant in two types of structures. The distribution of electric field in the structures indicates the stimulation and amplification of graphene surface plasmons at this wavelength, which is the main factor in maximum absorption. Suggested absorbents can be used in sensors and detectors in the terahertz range.

Keywords: Terahertz waves, Surface plasmon, Metamaterial absorber, Graphene



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



1. Introduction

In recent years, terahertz (THz) technology has become one of the most attractive research topics, because of its promising applications in the fields of spectroscopy, security imaging, and communications. The THz absorber is an important branch of THz technology, which can find practical applications in the above fields [1]. In the past decade, metallic metamaterials and metasurfaces have been used to develop THz absorbers. Electromagnetic metamaterials are artificially engineered materials that are designed to interact and control electromagnetic waves in novel ways. Photonic metamaterials are periodic optical nanostructures often composed of metallic elements on a dielectric or semiconducting substrate, where the period is shorter than the wavelength of light. More recently, graphene has been demonstrated as a good complementary material in realizing THz absorbers, because it can support surface plasmon polariton (SPP) in THz and far-infrared regions [2]. Graphene, as a material of single-layered carbon atoms arranged in a plane with honeycomb lattice, has excellent mechanical, chemical, and electrically tenable properties, which offer many interesting possibilities for terahertz and optical technologies [3]. The electromagnetic properties of graphene approach those of a conductor at low frequencies and those of a dielectric at optical frequencies. Between the two limits, particularly in the terahertz frequency region, graphene has sophisticated electromagnetic properties that can be tuned through varying its chemical potential [4]. For this reason, graphene has very interesting plasmonic properties that lead to many useful applications in the terahertz region. Surface Plasmon Polariton or SPPs are electromagnetic excitations that propagate at the junction of metal and insulation and propagate vertically on the damping surface. The simplest structure for SPP excitation is a uniform boundary between conductive and insulating. Graphene-based SPPs have unique properties over metal SPPs, one of the most important of which is the high concentration of SPP on the graphene surface. SPP is visible due to the metallic behaviour of graphene in the terahertz or lower frequency range. but is not achievable at optical frequencies due to

the insulating behaviour of graphene. In this paper, using graphene monolayer, a double-band tenable plasmonic ideal absorber in the terahertz frequency range is designed and simulated. Also, the effect of geometric parameters and chemical potential on the absorption spectrum of the structure is investigated and analysed [5]. Due to the geometric structure of graphene in this paper, compared to similar works [6], the construction of such an adsorbent is possible in practice using chemical vapor deposition (CVD) and surface lithography.

2. Design and analysis of structure

The designed absorber consists of a monolayer graphene, a dielectric with refractive index 3.5, and a gold reflective layer with conductivity $\sigma = 4.5 \times 10^7$ S/m (Fig. 1). The thickness of graphene is 0.3 nm, the dielectric thickness is 20 µm and the thickness of gold is 1 µm.



Fig. 1: Schematic of the terahertz absorbent structure consists of a monolayer graphene layer, a dielectric layer, and a gold reflecting layer.

We use for Graphene surface pattern of concentric square structure to achieve broadband absorption. The surface dimensions of these patterns are shown in Fig. 2. In four different modes, the pattern consisting of graphene and dielectric was investigated. In the calculation, our method mainly focuses on the material effect of the two-dimensional flat surface while ignoring that in the out-of-plane direction. At room temperature and low THz frequency ($E_f >> k_BT$, $E_f >> \hbar\omega$), the inplane conductivity of the graphene can be represented by a Drude model [7]:

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 E_f}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}}$$



Fig. 2: Dimensions of the proposed absorbent surface pattern.

The intrinsic relaxation time is expressed as $\tau = \mu E_f / ev_F^2$, where μ is the measured carrier mobility, and $v_F = 10^6$ m/s is the Fermi velocity. The adsorption of graphene monolayers in the visible or near-infrared region is extremely low. But, in the far infrared and terahertz regions, light absorption can be increased due to the intensification of surface plasmon. When the chemical potential (Fermi level) of graphene is more than half the photon energy, the intra-band transmission dominates the conduction band and the graphene behaves as a metal. One way to change the absorption frequency of the structure is to change the geometry of the structure. However, the dynamic adjustment of such structures to very small dimensions is very difficult. By controlling the chemical potential via electrostatic doping of the graphene sheet, the peak absorption can be continuously tuned from 0.0 eV to 0.5eV. Here we simulated the graphene Fermi surface in the values of 0, 0.1, 0.2 and 0.5 eV. The proposed structures and their absorption performance have been investigated with Lumerical FDTD Solutions software based on finite element method. In the simulation environment, symmetric boundary conditions are applied in the x direction and antisymmetric boundary conditions in the y direction. In the z direction, the boundary conditions of the absorption layer (PML) are completely adapted. The applied electromagnetic field was of plane wave kind with a wavelength of 25 to 110 µm, which collided perpendicular to the absorbent surface.

3. Results and discussions

In this section, four different structures for graphene absorbents are investigated. The first two structures $(G_1 \text{ and } G_2)$ are graphene-coated absorbents on which dielectric square patterns are engraved. The second two structures (D₁ and D₂) are placed on the dielectric surface of the graphene strips absorber in a square pattern. The absorption spectrum of



Fig. 3: Absorption spectra and distribution of electric fields in the absorbent structure G₁



Fig. 4: Absorption spectra and distribution of electric fields in the absorbent structure G₂

absorption peaks at wavelengths of 30, 41 and 70 μ m with $E_f = 0.5 \text{ eV}$ and $\tau = 10 \text{ ps}$. The results of changing the Fermi level of graphene can be seen on the absorption spectrum. With an increase of E_{f} , due to the increase in the density of carriers, the intensity of the absorption peak has increased. To fully determine the physical origin of the three band THz absorber, the normalized electric field distribution. Due to the size distribution of the electric field of the structure, 99% absorption occurred at a wavelength of 70 μ m in the dielectric pattern. The main reason for adsorption is

the amplification of the surface plasmon due to the presence of patterns on the absorbent surface. Then, by adding a square pattern in the center of the absorbent structure G_2 (Fig.4), we see a decrease in the absorption peak at a wavelength of 70 µm. The absorbent structure D_2 consistsof L-like graphene patterns on dielectric surfaces (Fig.5).



Fig. 5: Absorption spectra and distribution of electric fields in the absorbent structure D₁



Fig. 6: Absorption spectra and distribution of electric fields in the absorbent structure D₂

The absorption spectrum of this structure indicates low absorption at three terahertz peaks. But in the center of structure D_2 , with the addition of a square pattern made of graphene, we see a 99% absorption peak at 70 μ m (Fig.6). At the same wavelength, the distribution of the electric field in the center of the structure intensifies, which causes the maximum absorption in the terahertz absorber.

3. Conclusions

In summary, we propose four terahertz absorbent structures consisting of gold, dielectric, and monolayer graphene patterns. Numerical simulations indicate that three absorption peaks at wavelengths 30 μ m, 41 μ m, and 70 μ m can be realized. In two structures G₁ and D₂, we see 99% absorption at a wavelength of 70 micrometers in the terahertz region, which is related to the stimulation and amplification of graphene surface plasmons in the structure.

References:

- [1] Chaharmahali, Iman, Sadegh Biabanifard, Mahdi Mosleh. "Graphene-based multi-layers THz absorber: circuit model representation." *Optik* 227 (2021): 165596.
- [2] Pan, Jialiang, et al. "Recent progress in twodimensional materials for terahertz protection." *Nanoscale Advances* 3.6 (2021): 1515-1531.
- [3] Rahmanshahi, Mahdi, et al. "A tunable perfect THz metamaterial absorber with three absorption peaks based on nonstructured graphene." *Plasmonics* (2021): 1-12.
- [4] Ye, Longfang, et al. "Broadband absorber with periodically sinusoidally-patterned graphene layer in terahertz range." *Optics express* 25.10 (2017): 11223-11232.
- [5] Cui, Lin, Jingang Wang, and Mengtao Sun."Graphene Plasmon for Optoelectronics." *Reviews in Physics* (2021): 100054.
- [6] Yang, Huiping, et al. "Tunable Broadband THz Waveband Absorbers Based on Graphene for Digital Coding." *Nanomaterials* 10.9 (2020): 1844.
- [7] Jablan, Marinko, Hrvoje Buljan, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies." *Physical review B* 80.24 (2009) 5435.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی مدهای نوسانی تشدیدگر میکروموج

فاطمه سادات تحصیلداران^{۱و۲و۳}*، امیر حسین فرهبد^۲، رسول ملک فر^۱، تاکاماسا موموسه^۳

^۱ گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

^۲ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، ۵۱۱۱۳–۱۴۳۹۹، تهران

^۳ دانشکده فیزیک و نجوم، دانشگاه بریتیش کلمبیا، ونکور، بریتیش کلمبیا، کانادا

tfmahdieh@chem.ubc.ca*

چکیده – در این پژوهش مدهای نوسانی تشدیدگر میکروموج برای به دام انداختن مولکول ها شناسایی شدند. فاصله مرکز تا مرکز آینه های کروی بطور تقریبی ۳m ۶۰ در بازه تغییرات ۵ mm ± انتخاب شده ا ست تا فرکانس نو سانی ت شدیدگر نزدیک به فرکانس گذار مولکول باشد. برای به حداقل رسانیدن تلفات پراش و به دام انداختن پر قدرت مولکول NH₃ مد پایه TEM₀₀₄ انتخاب شد. نتایج نشان دادند میدان الکتریکی بدون هیچ برانگیزش عرضی نه بیشینه در طول محور تشدیدگر دارد.

كليد واژه- تشديدگر ميكروموج، طيف سنجي، مد نوساني، مولكول آمونياك.

Investigating the Resonance Modes of a Microwave Cavity

FatemehS. Tahsildaran^{1,2,3*}, Amir Hossein Farahbod ²,Rasoul Malekfar¹,Takamasa Momose ³. ¹ Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

² Research School of Plasma Physics and Nuclear Fusion, Research Institute of Nuclear Sciences and Technologies, AEOI, Tehran, Iran.

³ Department of Physics and Astronomy, The University of British Columbia, Vancouver,

Canada.

tfmahdieh@chem.ubc.ca*

Abstract- In the present project, resonance modes of the microwave cavity for trapping molecules were assigned. The distance between of the mirrors is exactly 60 mm can be varied by ± 5 mm in order to achieve the resonator mode close to the molecular transition frequency. TEM_{00q} mode is chosen to minimize the diffraction losses as it to be used for strong trapping NH₃ molecules. The electric field has nine antinodes located along the length of the cavity as there are no transverse excitation.

Keywords: Microwave Cavity, Spectrometry, Frequency Mode, Ammonia Molecule.

مقدمه

طی چند دهه اخیر درک اثر مکانیک کوانتومی چاه پتانسیل جدای از کاربردهای فراوان در زمینه تفکیک طیفی تجربه جالبی برای محققان بوده و کنترل باریکه مولکل های قطبی خنثی در فاز گازی به کمک میدان های خارجی پیشرفت چشمگیر داشته است [3-1]. مولکول های قطبی مانند مولکول آمونیاک (NH₃) با روش سردسازی همرفتی تا دمای ۲ کلوین سرد می شوند و در میدان الکتریکی خارجی تحت شرایط نزدیک به نوسان در امواج ایستاده میکروموج چندفوتونی ارتقا یافته نوسانی آشکار می شود.

مزیت اصلی مهار میکروموج آمکان استفاده از مولکول های بزرگ تر و با توجه به طول موج های بلند میکروموج، حجم بیشتر محصور سازی مولکول ها، در حد چند mm است. بعلاوه از آنجا که مولکول های بزرگتر عمدتاً حامل انرژی جنبشی بسیار بزرگتر هستند، با روش های معمول قابل کنترل نیستند و همچنین محاسبات تئوری دقیق برهمکنش با میدان های میکروموج با چالش بزرگتری روبه رو خواهد بود. در این مقاله به بررسی چگونگی شناسایی مدهای نوسانی تشدیدگر و تمرکز میدان MW برمد پایه برای به دام انداختن مولکول های قطبی با بیشترین توان خواهیم پرداخت.

تئوری حاکم بر مدهای نوسانی تشدیدگر

برای کاهش اتلاف پراش بر مد پایه عرضی تشدیدگر یعنی $TEM_{plq}:p=l=0$ متمرکز می شویم. p معرف تعداد مد طولی و متناسب با طول تشدیدگر L است. پایداری تشدیدگر فابری-پرو و برقراری شرط نوسان به ترتیب با روابط ۱ و ۲ مشخص می شود.

$$g_i = 1 + d / R_i \tag{1}$$

$$L = 2q / \lambda \tag{(Y)}$$

 $R \in b$ شعاع انحنا و فاصله بین آینه ها است. تشدیدگر مورد استفاده در این تحقیق فابری-پرو دست ساز با شعاع انحنای $R_1 = R_2 = 1$ است.

فرکانس های نوسانی مدهای TEM_{plq} در این تشدیدگر با رابطه زیر داده می شود:

$$v_{p,l,q} = \frac{c}{2d} \left[q + \frac{p+l+1}{\pi} \arccos(1 - \frac{d}{R}) \right]$$
(٣)

از طرفی توزیع میدان الکتریکی برای مد TEM_{00q} در نوسانگر باز بصورت

$$\vec{E}(\rho,\phi,z) = \begin{pmatrix} E_{\rho}(\rho,z) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(*)

است که در آن مولفه شعاعی میدان الکتریکی از رابطه (۵) پیروی میکند.

$$E_{\rho} = \frac{E_{0}}{\sqrt{1 + \frac{z^{2}}{z_{0}^{2}}}} \exp\left[\frac{k\rho^{2}}{2z_{0}(1 + \frac{z^{2}}{z_{0}^{2}})}\right] \times \qquad (\Delta)$$
$$\cos\left[kz - \arctan(\frac{z}{z_{0}}) + \frac{k\rho^{2}}{2z(1 + \frac{z_{0}^{2}}{z^{2}})}\right]$$

k بردار موج، zo طول ریلی، (x) پهنای باریکه وابسته به موقعیت در امتداد محور طولی نوسانگر، wo کمر باریکه (پهنای باریکه گاوسی در مرکز تشدیدگر) است. در رابطه ۶، (پهنای باریکه گاوسی در مرکز تشدیدگر) است. در رابطه ۶۰ (پهنای آینه تشدیدگر و b فاصله دو آینه از یکدیگر mm

$$z_{0} = \frac{1}{2}\sqrt{2Rd - d^{2}}$$

$$E_{0,\text{max}} = \sqrt{\frac{4P_{IN}Q}{\pi\varepsilon_{0}cz_{0}d}}$$

$$w(z) = w_{0}\sqrt{1 + \frac{z^{2}}{z_{0}^{2}}}$$
(F)

توزیع میدان الکتریکی $E(\rho, z)$ به موقعیت سطحی (ρ, z) مد TEM₀₀₄ در نوسانگر فابری- پرو و فاکتورهای مربوط به تشدیدگر و آینه های کروی وابسته است. حل معادله میدان الکتریکی قطبیده خطی با تقارن استوانه ای با نرم افزار متلب بصورت شکل ۱ انجام شده است. تمرکز بر مد پایه عرضی اهمیت به سزایی در کاهش اتلاف پراش تشدیدگر

فابری-پرو دارد. در اینجا توزیع میدان الکتریکی با مد TEM_{00q} معرف ۹ بیشینه دامنه بر محور طولی تشدیدگر است.



شكل ۱: توزيع ميدان الكتريكي مد TEM_{00q} تشديدگر فابري-پرو .

ساختار تجربى

آرایش تجربی مورد استفاده در شکل ۲ نشان داده شده است. سیگنال میکروموج با ترکیب یک ژنراتور Anritsu) MG3693C0 و تقویت کننده (AKU 2410 A) تا W ۲۰ تولید می شود. آنتن تطبیق دهنده از کابل کوآکسیال نیمه سخت احاطه شده با یک سامانه انتقال دهنده که می تواند عمق نفوذ آنتن را در تشدیدگر تغییر دهد احاطه شده است. آنتن از حفره درون یکی از آینه گذشته و وارد تشدیدگر می شود. ارسال نمونه ای از سیگنال پیوسته میکروموج به کامپیوتر فراهم می کند. فراهم می کند. SMC1826 بازتان توان تقویت شده صدمات جبران فراهم می کند. میکروموج به ژنراتور وارد می کند. میکروموج هرگونه بازتاب به منبع تغذیه را مسدود می کند. میکروموج تقویت شده با آنتن به تشدیدگر تزریق می شود و پس از

نوسان از طریق همین آنتن به چرخاننده تک جهته برگشته و توسط آشکارساز دیود Agilent8473، مجهز به کاهنده Midisco 52335 MDC8165-30، آشکار می شود.



شکل ۲: آرایش تجربی برای اندازه گیری بازتاب میدان میکروموج از تشدیدگر فابری-پرو، [4].

انطباق فرکانس گذار مولکول مورد نظر بر یکی از نه مد طولی محاسبه شده هدف اصلی این پژوهش است. در عمل تنها در حوزه فرکانسی ۱۱ GHz تا ۳۱ تشدید مشاهده می شود. شناسایی دقیق مدهای نوسانی مستلزم اسکن فرکانس و شدت تمامی خطوط نوسانی است و دریافت الگوی تکرارشونده درون آن ها است. بازه ۱۰GHz تا ۳۰ و گام های ۱۰GHz درون آن ها است. بازه ۱۰GHz تا ۳۰ و گام های GHz درون آن ها است. به علت سنگین شدن حجم اطلاعات بازه ی مورد نظر به ۲۰ بخش تقسیم شد و نتایج حاصل در شکل ۳ ترسیم شده است.

تطبیق فرکانس گذار وارونی تراز پایه ارتعاشی- چرخشی آمونیاک (۲۴/۰۸۵ GHz) بر مد پایه تشدیدگر است. به کمک روابط ۲ و ۷ با تنظیم فاصله دو آینه، اختلاف فرکانس خط بیشینه مرکز طیف تجربی تا حد امکان به فرکانس ۲۴/۱ GHz نزدیک شد.

$$\Delta v = \frac{c}{2L} \tag{Y}$$

۷ فرکانس نوسانی، C سرعت نور و L فاصله بین مدهای نوسانی است. در صورتیکه بیشینه میدان ارتعاشی بر یکی ازمدهای تخمینی منطبق شود قله تمامی مدهای همسایه بر مد پایه عرضی منطبق خواهد شد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



نتيجهگيرى

تشدید گر میکروموج دست ساز برای به دام انداختن مولکول های قطبی مشخصه یابی شد. به منظور اعمال بیشینه محصورسازی در محل برخورد باریکه مولکول NH₃ با میدان میکروموج در مرکز تشدید گر مدهای نوسانی تشدید گر شناسایی شدند.

مرجعها

- S. D. Hogan, C. Seiler, and F. Merkt, "Rydbergstate-enabled deceleration and trapping of cold molecules," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 12, p. 123001, 2009.
- [2] L. D. Pietanza, G. Colonna, A. De Giacomo, and M. Capitelli, "Kinetic processes for laser induced plasma diagnostic: a collisional-radiative model approach," *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.*, vol. 65, no. 8, pp. 616–626, 2010.
- [3] H. L. Bethlem, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, S. Y. T. van de Meerakker, and G. Meijer, "Deceleration and trapping of ammonia using time-varying electric fields," *Phys. Rev. A*, vol. 65, no. 5, p. 53416, 2002.
- [4] F. S. Tahsildaran F *et al.*, "A superconducting Fabry-Perot cavity for trapping cold molecules," *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, vol. 54, no. 1, p. 15101, 2021.

بالای شکل ۳ سه مد مجاور در بالای طیف کلی آورده شده است. نهایتاً میزان تاثیر تقویت کننده روی جابجایی فرکانس ها را تعیین و در فرکانس نهایی در نظر می گیریم. تکرار مدهای مجاور در اسکن های بعدی جفت شدن فرکانس مدنظر بر مد مرکزی را نشان می دهد، شکل ۴. با توجه به مدنظر بر مد مرکزی را نشان می دهد، شکل ۴. با توجه به مدنظر می شود که هردو آنها نزدیک به فرکانس گذار مولکول ۵. NH



شکل ۴: فرکانس های نوسانی تشدیدگر میکروموج پس ازتنظیم تشدیدگر.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تقویت همدوس تابش تراهرتز تولید شده از یکسوسازی نوری پالسهای فوق کوتاه در نانولوله های کربنی

محمد حسنی*، فاضل جهانگیری و مرضیه محمدی

*Mohammad.hassani.aa@gmail.com

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – نانولوله های کربنی نوع کایرال دارای خواص اپتیکی غیرخطی مرتبه دوم قابل توجهی هستند و می توانند برای تولید تابش تراهرتز از طریق فرایند یکسوسازی نوری مورد استفاده قرار گیرند. اما دستیابی به بازده بالا نیازمند فراهم شدن شرایط تقویت همدوس در طول محیط بهره و تنظیم سرعت فاز و گروه موج تراهرتز تولید شده و لیزر پمپ است که به بررسی آن میپردازیم. برای این منظور، عوامل موثر بر این پدیده شامل پاشندگی نانولولههای کربنی در بازه فرکانسی مرئی و تراهرتز، طول پالس لیزری و طول موثر نانولولههای کربنی را به دست آورده و بهینه میکنیم. همچنین طیف و پروفایل زمانی میدان تراهرتز به ازای طول های مختلف محیط بهره برگرفته از مبانی نظری مورد استفاده را بررسی می

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، تابش تراهرتز، لیزر فوق کوتاه، نانولوله های کربنی، یکسوسازی نوری

Coherent Amplification of Terahertz Radiation Generated by Optical Rectification of Ultrashort Laser Pulses in Carbon Nanotubes

Mohammad Hassani*, Fazel Jahangiri, Marzieh Mohammadi

*Mohammad.hassani.aa@gmail.com

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract- Chiral carbon nanotubes have significant second-order nonlinear optical properties and can be used to produce terahertz radiation through the optical rectification process. But achieving high efficiency requires the provision of coherent amplification conditions along the gain medium and adjustment of the phase velocity of terahertz wave produced and the group velocity of laser wave of the pump. In this article, we examine the above conditions. For this purpose, the factors affecting this phenomenon include the scattering behavior of carbon nanotubes in the visible frequency range and terahertz range, the laser pulse length used and the effective length of carbon nanotubes are obtained and optimized. We also examine the spectra and time profile of the terahertz field for different lengths of the environment using the theoretical foundations used.

Keywords: Nonlinear optics, terahertz radiation, ultra-short laser, carbon nanotubes, optical rectifier

اصول تئورى

درفرآیندیکسوسازینوری،یک پالساپتیکیبایک ماده غیر خطی مرتبه دوم ودارای عدم تقارن مرکزی بر همکنش کر ده و یک قطبش غیر خطی بافرکانس نوسان صفر (DC) القامی کند.قطبش ایجاد شده در حالت کلی و دریک محیط ناهمسانگر دبه صورت زیر بیسیی ان می شده در [۶]؛

$$P_i^{(2)}(\Omega) = \\ \epsilon_0 \sum_{jk} \sum_{(nm)} \chi^{(2)}(\Omega; \omega_n, \omega_m) E_j^*(\omega_n) E_k(\omega_m)$$

مشاهدهمیشودتانسورپذیرفتاریمرتبهدومبدلیلپاشندهبودن محیط،بهدوپارامتر ۵*m* و *mm* وابستهاست.دررابطه(۱)،نماد (nm)بهاینمعنیاست کهفقط جفت فرکانسی که جمعشان برابر با*m*/+۵*m*باشد،دراین جمع ظاهرمی شوند.بالحاظ فرکانس تولیدی صفر،رابطه(۱)به صورت زیر ساده خواهد شد:

$$P_i^{OR}(0) = 2 \epsilon_0 \sum_{jk} \left(\chi_{ijk}^2(0; -\omega, \omega) E_j^*(\omega) E_k(\omega) \right)$$

همچنین،درصورتیکهتقارنجایگشتکاملوکلینمنبرای محیطبرقرارباشد،پذیرفتارینانولولهکربنیتکدیوارهبهصورت ماتریسزیرسادهخواهد شد [۷]:

(٢)

[d]
$$^{OR}_{CNT} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\beta \end{bmatrix}$$

کهدرآن *β*ضـريبتناسـببينقطبشغيرخطىوميدانهاى
جايگزيدهايجادشدهدرمحيط،مطابقرابطه(۴) مىباشد.

(۴)

مقدمه

فرآينديكسوسازي نورى ازمتداول ترين روش هاي توليد تابش تراهر تزيالسے مبتنے بربہ کارگیری پالس های لیزری فمتو ثانیہ است.دراین وش،محیط های غیر خطی مرتبه دوم که تقارن مرکزیندارند،نظیر کریستالهای LiNbO₃[۲]ZnTe وZnS]موردتابش لیزر فمتوثلنیه قرار گرفته و در ناحیه فركانسى كهعمدتا توسط طول پالس ليزرى مور داستفاده تعيين مى شود، توليد تراهر تزمى كنندو شرايط بهينه جهت توليد تابش تراهر تزبد ســـتمى آيد [۲]و [۴].در كنار كريســتال هاى مورد اشاره،جستجوبراىيافتنمحيطهاىبهرهجايكزينباخاصيت غير خطى مرتبه دوم قابل ملاحظه نيز ادامه داشته است. در همين راستا، اخیرااستفادهازنانولولههای کربنی نوع کایرال از میان سه نوع كايرال، زيگزاگ ودسته صندلي، به دليل وجود عدم تقارن مرکزی در ساختار هندسی شان که ناشی از نوع چینش اتم های كربن استودر نتيجه داشتن خاصيت غير خطى مرتبه دوم،براى توليد تابش تراهر تزبهروش يكسوسازى نورى مور دمطالعه قرار گرفتهاست[۵].در کنار خاصیت غیر خطی قابل ملاحظه، شرط اساسى دىگر در دستيابى بەبھرەنھايى بالادرىكسوسازى نورى، برهمنهى همدوس وسازنده تراهر تز توليد شدهدر قسمتهاى مختلف محيط بهرهمي باشد. اين مساله به ميزان اختلاف سرعت فازتراهرتز توليدشده باسرعت گروه يالس ليزرى فوق كوتاهمورد استفادهبستگیدارد.بنابراین رفتار پاشندگی نانوله های کربنی در دوناحیهفرکانسییمرئیوتراهرتزوطول پالس ليزرىمورداستفاده، برميزان اختلاف سرعت ايجاد شده تاثیر گذارخواهند بود.همچنین، بایدتوجهداشت کهاین اختلاف سرعت، بسته به طول بر همکنش به کارگرفته شده، متغير خواهد بود. بادر نظر گرفتن هم اين عوامل، به بررسي شرايط بهينه تقويت همدوس تراهر تز توليد شده در نانولوله هاي كربنى كايرال وتك ديواره توسط فر آيند يكسوسازى نورى مىپردازيم. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتایج شبیه سازی

بااستفادهازروابط مور داشار هدر بخش قبل ، به مقایسه دامنه میدان تراهر تز تولید شده فواصل مختلف محیط بهر هودر نهایت بهینه – سازی تراهر تز خروجی می پر دازیم. در اینجاطول پالس بر ابر ۲۵۰ فمتو ثانیه فرض شده است که باعث می شود، فر کانس پالس تولید شده در بازه ۲۰۰۱ تراهر تز قرار گیر د. همچنین طول محیط در بازه صفر تا۵. ۰ میلیمتر در نظر گرفته میشود. با توجه به بازه انتخاب شده برای تابش تراهر تز تولید شده، طول همدوسی تابش ، بر ابر شده برای تابش تراهر تز تولید شده، طول همدوسی تابش ، بر ابر مواجه می اتولیدوانتشار تابش تراهر تز در طول نانوله کربنی بدلیل از طرفی با تولیدوانتشار تابش تراهر تز در طول نانوله کربنی بدلیل مواجه می شویم. تعریف متداول طول اشباع با در نظر گرفتن طولپ مواجه می شویم. تعریف متداول طول اشباع با در نظر گرفتن طولپ (۱۲)

$$l_w = \frac{c\tau_p}{|n_{opt} - n_{THZ}|}$$

نانولوله های کربنی به عنوان موادی غیر خطی بناهمسانگردو پاشنده در نظر گرفته می شوند [۹]. در صور تیکه محیط دارای پاشند گی پله ای (1.25 – 1.5, n_thz) در نظر گرفته شود، طول اشباع بر ابر ۲۲۸ میکرومتر خواهد بود. دامنه میدان تراهر تز تولید شده در طول های متفاوت از نانولوله کربنی با در نظر گرفتن پاشند گی پله ای محیط و به کمک روابط (۵) تا (۸) و (۱۱) و ضر ایب بدست آمده از این رابطه پس از تبدیل رابطه به فضای زمان، در شکل (۱) مقایسه کرده ایم. مشاهده می شود با افز ایش طول نانو لوله کربنی شدت میدان تولید شده افز ایشیافته و فرکانس مرکزی و پهنای فرکانسی میدان الکتریکی تر اهر تز وابسته به طول محیط بر همکنش بدلیل و جود پاشند گی پله ای محیط دچار

(6)

$$E_{opt}(z, t) = E_0 e^{-a(z)\left(t - \frac{z}{v_{gr}(\omega_0)}\right)^2} e^{-i\omega_0\left(t - \frac{z}{v_{ph}(\omega_0)}\right)}$$

:[٧] کهدرآن، (٢] است بطوریکه (٢) است بطوریکه

$$a_{R}(z) = \frac{a_{0}}{1 + 4a_{0}^{2} (\frac{d^{2}k}{d\omega^{2}} \mid_{\omega = \omega_{0}})^{2} z^{2}}$$
(Y)

$$a_{i}(z) = \frac{2a_{0}^{2}(\frac{d^{2}k}{d\omega^{2}}|_{\omega=\omega_{0}})z}{1+4a_{0}^{2}(\frac{d^{2}k}{d\omega^{2}}|_{\omega=\omega_{0}})^{2}z^{2}}$$

$$a_{0} = \frac{4\ln(2)}{\tau_{0}^{2}} \qquad (A)$$

و **ر** طول پالس اپتیکی است.در صور تیکه چگالی جریان وبار آزاد در محیط نداشته باشیم و محیط غیر مغناطیسی و به حدی ناز ک باشد که بتوان از اثر ات انتشار چشم پوشی کرد، معادله موجر ا میتوان به صورت زیر نوشت:

$$rac{\partial^2}{\partial z^2} E_{THZ}(z,t) - rac{1}{\epsilon_0 \ c^2} rac{\partial^2}{\partial t^2} D_{THZ}(z,t)$$

= $rac{1}{\epsilon_0 \ c^2} rac{\partial^2}{\partial t^2} P^{OR}_{CNT}(z,t)$
:کەمعادلرابطەزىردرفضاىفركانساست:

$$(1 \cdot)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{THZ}(z,\omega) &- \frac{\omega^2}{\in_0 c^2} D_{THZ}(z,\omega) \\ &= \frac{\omega^2}{\in_0 c^2} P_{OR}(z,\omega) \\ &\text{if constants on a structure of the struct$$

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

بحث و نتیجه گیری

طولنانولوله کربنیبه عنوان یکی از عوامل موثر تقویت همدوس تابش تراهر تزطی فرایندیکسوسازی نوری موردبرر سیقرار گرفت.میدان تابشیوشدت آن در طول های ۲۰۰ و ۴۰۰ میکرون و بازه ۵ تا ۲۰ میکرون از نانولوله کربنی بررسی شد که در ۵ میکرون دامنه میدان دارای کمترین مقدار وبه از ای طولهای ۲۲۸ میکرون وبالا تر، دربیشترین مقدار خود به اشباع رسیده و ثابت خواهد ماند.

منابع:

- [1] "Generation of 10µJ ultrashort terahertz pulses by optical rectification," doi: https://doi.org/10.1063/1.2734374.
- [2] "Optimized terahertz generation via optical rectification in ZnTe crystals," doi: https://doi.org/10.1364/JOSAB.31.000149.
- [3] "Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc-blende crystals," doi: https://doi.org/10.1063/1.111922.

[4] J. H. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, "Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling."

[5] M. Hassani and F. Jahangiri, "Tuning singlewalled aligned carbon nanotubes for optimal terahertz pulse generation through optical rectification of ultrashort laser pulses," Opt. Express, vol. 29, no. 23, p. 38359, Nov. 2021, doi: 10.1364/OE.442168.

[6] R. boyd, nonlinear optics. .

[7] M. Rérat, P. Karamanis, B. Civalleri, L. Maschio, V. Lacivita, and B. Kirtman, "Ab initio calculation of nonlinear optical properties for chiral carbon nanotubes. Second harmonic generation and dc-Pockels effect," *Theor. Chem. Acc.*, vol. 137, no. 2, pp. 1–15, Feb. 2018, doi: 10.1007/s00214-017-2187-7

[8] Y. S. Lee, Principles of terahertz science and technology. 2009.

[9] "Optical properties of graphene," [Online]. Available:

https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/129/1/012004/meta.

تغییرمیشود.همچنین مقایسهدامنه میدان اپتیکی در حال انتشار بامیدان تر اهر تز تولید شده در بازه ۵ تا ۷۰ میکرومتر در شکل (۱) آمده است.مشاهده می شود باافز ایش طول نانولوله کربنی، می دان اپتیکی بادامنه ثابت و میدان تر اهر تز تولید شده باافز ایش تدریجی دامنه تا رسیدن به طول اشباع منتشر می شوند.



شکل ۱. میدان اپتیکی و تراهرتز منتشر شده در طول های مختلف از محیط بهره

نمودار طیفی شدت میدان تر اهر تز تولید شده در طولهای مختلف نانولوله کربنی که از رابطه (۱۱) حاصل شده در شکل (۲) آمده است



شکل۲. توزیع فرکانسی میدان تراهرتز در محیط غیرخطی در طول های مختلف از نانولوله کربنی

که موید افزایش شدت تراهر تزباافزایش طول محیط انتشار ناشی ازبر هم نهی میدان های تراهر تز تولید شده حین انتشار در نانولوله کربنی می باشد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی دینامیک درهم تنیدگی بین دو اتم دوترازی در مجاورت ساختارهای دولایهای دارای تقارن پاریته و وارونی زمان پروین رحیمی^۱، احسان عموقربان ^۲ و علی مهدیفر^۱ ^۱دانشکدهی فیزیک، دانشگاه اصفهان ^۲گروه فیزیک، دانشکدهی علوم، دانشگاه شهرکرد <u>p.rahimi@sci.ui.ac.ir, ehsan.amooghorban@sku.ac.ir, a.mahdifar@sci.ui.ac.ir</u>

چکیده – در این مقاله با ۱ ستفاده از نظریهی محیطهای موثر در اپتیک کوانتومی به برر سی درهم تنیدگی دو اتم دوترازی که در نزدیکی یک ساختار دولایهای دارای تقارن پاریته و وارونی زمان(PT) ه ستند، می پردازیم. بدین منظور دو ساختار دولایهای در نظرمی گیریم که یکی از آنها از لایههای بهره و اتلاف کاملا یکسان و دیگری از لایههای غیریکسان تشکیل شدهاند. با الگوسازی ویژگیهای اتلافی، تقویت کنندگی و پاشــندگی هر لایه با الگوی لورنتس و به کار بردن پارامترهای اپتیکی موثر، تانسـور گرین الکترومغناطیسی سامانه را به دست می آوریم. سپس با محا سبهی آهنگهای واپا شی د ستهجمعی و گسیل خودبه خودی زیر سامانهی اتمی، سنجهی تلاقی را برای و ضعیتی که یکی از اتمها در حالت برانگیخته و دیگری در حالت پایه است، به دست می آوریم. مشاهده خواهیم کرد که سامانهی اتمی در بازهی زمانی بزرگتری نسبت به وضعیتی که ساختارهای متقارن PT حضور ندارند، درهم تنیده می شود.

کلید واژه: درهمتنیدگی، سامانههای متقارنPT، نظریهی محیطهای موثر.

Investigation of the dynamics of entanglement between atoms in the presence of bilayers with parity and time reversal symmetry

Parvin Rahimi¹, Ehsan Amooghorban² and Ali Mahdifar¹

¹Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan

²Faculty of Science, Department of Physics, Shahrekord University, Shahrekord

p.rahimi@sci.ui.ac.ir, ehsan.amooghorban@sku.ac.ir, a.mahdifar@sci.ui.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate the entanglement between two-level atoms in the presence of a bilayer structure with parity and time reversal symmetry using the effective medium theory in quantum optics. To do this, we consider two bilayer structures, one of them is composed of identical gain and loss layers and the other one of nonidentical layers. We model dissipation, amplification and dispersion properties of layers with Lorentz model and use effective optical parameters to calculate the electromagnetic Green tensor of the system. Then by calculating the collective damping rates and spontaneous emission rate of atomic subsystem, we obtain the concurrence for the situation that only one of the atoms is excited. It is shown that the atomic system is entangled in larger time interval rather than the systems without the PT-symmetric layers.

Keywords: Entanglement, PT-symmetric systems, Effective medium theory.

مقدمه

تا حدود ۳۰ سال پیش عقیده یفیزیکدانان بر این بود که شرط لازم و کافی برای تضمین حقیقی بودن طیف انرژی یک سامانه یفیزیکی، هرمیتی بودن هامیلتونی سامانه است. بندر و بوچر در سال ۱۹۸۹ با معرفی مفهوم تقارن PT در قالب فرمول بندی مکانیک کوانتومی نشان دادند که اگر یک هامیلتونی غیرهرمیتی، تحت وارونی فضایی ($\vec{r} \to -\vec{r}, \vec{p} \to -\vec{r}$) و وارونی زمانی فضایی ($\vec{r} \to -\vec{r}, \vec{r} \to \vec{r}, \vec{r} \to -i$) میتواند دارای ویژه مقادیر انرژی حقیقی باشد [۱]. به سامانه یا هامیلتونی ($\vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}$) سامانه یا هامیلتونی ($\vec{r}, \vec{p}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}$) سامانه یا هامیلتونی ($\vec{r}, \vec{p}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}$) سامانه یا هامیلتونی ($\vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}$) سامانه یا هامیلتونی ($\vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}, \vec{r}$) \vec{r} \vec{r} \vec{r}

با توجه به عدم وجود پتانسیلهای مختلط در طبیعت و همچنین به دلیل ماهیت مختلط تابع ضریب شکست، شاخهی اپتیک و فوتونیک زمینهی تحقق تجربی سامانههای متقارن PT را فراهم میکند. در حقیقت تحقق این سامانهها در اپتیک بر اساس شباهت بین معادلهی هلمهولتز پیرامحوری و معادلهی شرودینگر است. با توجه به این شباهت، شرط لازم برای تقارن در این سامانهها به صورت $(\vec{r})^* = (\vec{r})$ در میآید که آین گذردهی الکتریکی سامانه است.

تاکنون مطالعههای اندکی در حوزهی اپتیک کوانتومی این ساختارها شده است. اخیرا پیلهور و همکارانش نشان دادهاند که تعدادی از ویژگیهای غیرعادی کلاسیکی این سامانهها از قبیل ناپدیدسازی تک راستایی در چارچوب کوانتش دوم برقرار نیست [۲]. از این رو، در این مقاله قصد داریم به بررسی کاملا کوانتومی برهمکنش این سامانهها با کیوبیتهای کوانتومی که توسط اتمهای دوترازی الگوسازی میشوند، بپردازیم. مطالعهی دینامیک درهمتنیدگی

سامانهی اتمی مزبور یک پدیدهی صرفا کوانتومی است و کاربرد بسیاری در حوزهی اطلاعات کوانتومی خواهد داشت. انتظار داریم بازهی زمانیای که دو اتم در حضور ساختارهای PT با یکدیگر به طور موثر درهمتنیده هستند، با تغییر فاز تقارن قابل کنترل باشد.

برای رسیدن به این هدف از نظریهی محیطهای موثر در اپتیک کوانتومی استفاده می کنیم و ساختار مزبور را با یک ساختار همگن با پارامترهای اپتیکی و نوفهای موثر جایگزین می کنیم [۳]. پس با محاسبهی تانسور گرین الکترومغناطیسی برای ساختارهای تخت، آهنگهای واپاشی دستهجمعی، گسیل خودبه خودی و جابه جایی لمب را برای دو اتم دوترازی که در فاصلهی نزدیکی از ساختار دولایهای متقارن PT هستند، به دست می آوریم. در نهایت با تجزیه و تحلیل سنجهی تلاقی، دینامیک درهم تنیدگی سامانهی اتمی را بررسی می کنیم.

روابط پایه و الگوسازی سامانه

یک ساختار دولایهای متقارن PT متشکل از لایههای بهره و اتلاف با ضخامت d = 10nm درنظر می گیریم. فرض می کنیم ابعاد ساختار مزبور در صفحهی xy نامتناهی بوده و دو اتم دوترازی یکسان که یکی در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شدهاند در فاصلهی نزدیکی از دولایهای باشند (شکل ۱). گذردهی الکتریکی هر لایه را با الگوی لورنتس زیر مدل سازی می کنیم.

$$\varepsilon_{g(l)}(\omega) = \varepsilon_{bg(l)} - \frac{\alpha_{g(l)}\omega_{0g(l)}\gamma_{g(l)}}{\omega^2 - \omega_{0g(l)}^2 + i\omega\gamma_{g(l)}} .$$
(1)

در اینجا، $\mathcal{B}_{bg(l)}$ گذردهی الکتریکی زمینهی محیط بهره (اتلاف)، $\mathcal{O}_{0g(l)}$ بیانکنندهی بسامد نور فرودی و $\mathcal{O}_{0g(l)}$ ، $\mathcal{O}_{0g(l)}$ و $\alpha_{g(l)}$ به ترتیب نشان گر بسامد جذب(گسیل)، پهنای خط و ضریب بهره(اتلاف) هستند.

در ادامه دو نمونه ساختار متقارن PT که از لایههای بهره و اتلاف با پارامترهای مادی یکسان و غیریکسان تشکیل شدهاند، درنظر می گیریم: بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱:طرحواره ای از ساختار دولایهی متقارن PT متشکل از لایههای بهره و اتلاف. در اینجا اتمها یکسان و در فاصلهی یکسان از دولایهای هستند.

و $\omega_{0g} = \omega_{0l} = 1PHz$, $\varepsilon_{bg} = \varepsilon_{bl} = 2$ (الف) . $\gamma_g = \gamma_l = 0.067PHz$

$$\left| \begin{array}{c} \alpha_{g} \right| = 20.86 \qquad \varepsilon_{bg} = 2 \qquad \varepsilon_{bl} = 3.22 \qquad (\baselineskip) \\ \gamma_{g} = 0.067 PHz \quad \omega_{0l} = 1.2 PHz \quad \omega_{0g} = 1 PHz \\ \cdot \gamma_{l} = 0.14 PHz \quad \begin{subarray}{c} \alpha_{l} = 1.2 PHz \\ \cdot \gamma_{l} = 0.14 PHz \end{subarray}$$

در نمونهی نخست، با توجه به یکسان بودن پارامترهای مادی، شرط لازم برای برقراری تقارن PT در بسامد $\alpha_l < 890$ اتفاق میافتد و ساختار به ازای $\omega_{PT} = 1PHz$ در فاز دقیق تقارن است. در نمونهی دوم شرط لازم برای برقراری تقارن PT در بسامد $\omega_{PT} = 1.58PHz$ فراهم میشود و سامانه تنها به ازای $2 = \alpha_l$ در فاز دقیق تقارن است.

با توجه به این که ضخامت لایهها نسبت به طول موجهای مورد مطالعه بسیار کوچکتر است، میتوانیم برای سادهتر شدن محاسبات از نظریهی محیطهای موثر برای توصیف پارامترهای مادی ساختارهای دولایهای استفاده کنیم. بنابراین ساختارهای دولایهای بالا را با ساختار تکلایهی موثر همگن با پارامتر موثر زیر مدل سازی می کنیم:

$$\cos(\beta_{effb,\sigma}d) = \cos(\beta_a d_a) \cos(\beta_b d_b) - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_{a,\sigma}}{\beta_{b,\sigma}} + \frac{\beta_{b,\sigma}}{\beta_{a,\sigma}}\right) \sin(\beta_a d_a) \sin(\beta_b d_b),$$
^(Y)

که در آن d_{a} , d_{a} و d_{b} به ترتیب ضخامت محیطهای بهره، اتلاف و محیط موثر هستند. β_{a} , β_{b} , β_{a} نیز به ترتیب بیان گر مولفهی عمودی بردارموج فرودی در محیطهای بهره، اتلاف و محیط موثر هستند. اندیس σ در رابطهی بالا

مشخص کننده ی قطبش نور فرودی است که برای $eta_{j,s} = eta_j$ و $eta_{j,p} = eta_j / arepsilon_j$ به صورت s و $eta_{j,s} = eta_j$ و $eta_{j,s} = eta_j$ است.

با توجه به ارتباط بین آهنگهای واپاشی دستهجمعی، آهنگ گسیل خودبهخودی اتمها و جابهجایی لمب با تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه، در گام بعدی تانسور گرین سامانه را به ترتیب برای وضعیتهایی که نقطههای چشمه و میدان در مکان اتم اول و اتم دوم و یا فقط در مکان اتم اول هستند، محاسبه می کنیم. بنابراین داریم [۴]:

$$\begin{split} \vec{G}(\vec{r}_{2}, \ \vec{r}_{1}) &= \frac{i}{8\pi^{2}} \sum_{\sigma} \int d\vec{k}^{\parallel} \\ &\times \frac{k^{\parallel}}{\beta_{1}} \ e^{2i\beta_{1}(|z|-d)} e^{i\vec{k}^{\parallel}.(\vec{r}_{2}-\vec{r}_{1})} t_{13}^{\sigma} \hat{e}_{\sigma3}^{+} \hat{e}_{\sigma1}^{+} \\ \vec{G}(\vec{r}_{1}, \ \vec{r}_{1}) &= \frac{i}{8\pi^{2}} \sum_{\sigma} \int d\vec{k}^{\parallel} \\ &\times \frac{k^{\parallel}}{\beta_{1}} \ e^{2i\beta_{1}(|z|-d)} r_{13}^{\sigma} \hat{e}_{\sigma1}^{-} \hat{e}_{\sigma1}^{+}. \end{split}$$
($\mathbf{\tilde{Y}}$)

در اینجا، $\|k\| e_j (\beta_j + k^{\mathsf{T}} r_{13})$ و $r_{13}^{\sigma} = r_{13}^{\sigma}$, $(\vec{k}_j = \beta_j \hat{e}_z + k^{||} \hat{e}_{||})$ نور فنور فرودی ($\hat{e}_{||} = \beta_j \hat{e}_z + k^{||} \hat{e}_{||}$ ج برای $\pi = s$, p برای π ($\epsilon_{\sigma j} = \sigma$) بیان گر بردارهای قطبش نور TT و TM در لایه j ام هستند. از آنجا که سنجه یتلاقی مناسب ترین سنجه برای بررسی دینامیک درهم تنیدگی سامانه های آمیخته با فضای هیلبرت 2×2 است، برای بررسی میزان درهم تنیدگی بین اتمها در مامانه ای آمیخته با فضای هیلبرت وضعیتی که یکی از اتم ها در حالت برانگیخته و دیگری در $r(t) = \frac{1}{2} \sqrt{(e^{-(\Gamma+\Gamma_{12})t} - e^{-(\Gamma-\Gamma_{12})t^2} + 4e^{-2\Gamma t} \sin^2(2\Omega_{12}t))},$ (۴)

الكترومغناطيسي سامانه، به صورت زير نوشته مي شوند:
بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲- ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

$$\Gamma = \frac{2}{\hbar\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{c^2} \vec{P} \cdot \operatorname{Im} \ddot{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_1, \omega_0) \cdot \vec{P},$$

$$\Gamma_{12} = \frac{2}{\hbar\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{c^2} \vec{P} \cdot \operatorname{Im} \ddot{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_0) \cdot \vec{P}, \qquad (\Delta)$$

$$\Omega_{12} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{c^2} \vec{P} \cdot \operatorname{Re} \ddot{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega_0) \cdot \vec{P},$$

که در آن \vec{P} گشتاور دوقطبی القایی اتمها است. در اینجا فرض میکنیم که گشتاور دوقطبی اتمها در راستای محور Z است.

نتايج

در شکل ۲ وابستگی زمانی سنجهی تلاقی برای دو ساختار یکسان (Set1) و غیریکسان (Set2) مقایسه شده است. سامانهی اتمی در ساختار یکسان در بازههای زمانی بزرگتری نسبت به ساختار غیریکسان درهم تنیده است. ولی هر دو در بازههای زمانی کوچک شبیه به هم رفتار میکنند و به بیشینه درهم تنیدگی 0.6 میرسند.



شکل۲: وابستگی زمانی سنجهی تلاقی نسبت به زمان بدون بعد Γt برای نمونههای با لایههای بهره و اتلاف یکسان (نمودار قرمز) و غیریکسان (نمودار آبی). در اینجا، $2 = \frac{\sigma}{\sigma_0} = 1.58$ است.

البته این میزان درهمتنیدگی اندکی کمتر از وضعیتی است که ساختارهای متقارن PT حضور ندارند (در شکل نشان داده نشدهاند [۵])، ولی بازهی زمانی درهمتنیدگی در حضور ساختارهای متقارن PT به شدت افزایش مییابد.

در شکل ۳ نمودار چگالی سنجهی تلاقی بر حسب زمان بدون بعد Γt و ضریب اتلاف α_1 برای ساختار یکسان رسم شده است. با توجه به اینکه ساختار یکسان در بازهی شده است. با توجه به اینکه ساختار یکسان در بازهی $\alpha_l < 890$ رژیم خطی است [۳]، بنابراین در شکل ۳ تغییرات تلاقی را

برای α_{l} های گستردهتر ($\alpha_{l} < 100$) بررسی کردهایم. در اینجا مشاهده میشود که میزان درهمتنیدگی سامانه اتمی در زمان های کوچک، به ازای α_{l} های بزرگ بیشتر از α_{l} های کوچک است ولی با گذر زمان افزایش α_{l} ها تاثیری بر میزان درهم تنیدگی ندارد. در نهایت در زمان های طولانی، میزان درهم تنیدگی به سمت صفر میل می کند.



شکل۳: نمودار چگالی سنجهی تلاقی برحسب زمان بدون بعد *Γt* و ضریب اتلاف _α برای ساختار با لایههای یکسان.

مراجع

- [1] C. M. Bender, S. Boettcher and P. N. Meisinger, *Journal of Mathematical Physics*, vol. 40(5), pp. 2201-2229, 1999.
- [Y] E. Pilehvar, E. Amooghorban & M. K. Moravvej-Farshi, J. Opt., vol. 24, 2022.
- [r] E. Amooghorban, N. A. Mortensen and M. Wubs, *Physical review letters*, vol. 110(15), p. 153602, 2013.
- [*] M. S. Tomas, "Green function for multilayers: Light scattering in planar cavities," *PHYSICAL REVIEW A*, vol. 51(3), p. 2545, 1995.
- [b] R. Tanaś and Z. Ficek, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, vol. 6(3), p. S90, 2004.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



درهم تنیدگی جفت فو تون در رادارهای چلانیده دو مدی کوانتومی میلاد نوروزی(*، سید محمد حسینی۲، جمیله سیدیزدی۳*، محمد حسین قامت ٔ و میلاد کعبی^۵

miladnorozi136970@gmail.com رفسنجان، <u>sm.hosseiny@urmia.ac.ir</u> ^{*}گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه <u>h.ghamat@gmail.com</u> *دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز، شیراز <u>mk5825287@gmail.com</u> *گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه پیام نور، شیراز

چکیده-درهم تنیدگی، قلب رادار کوانتومی و کلیدی ترین بخش یک رادار چلانیده دو مدی کوانتومی (QTMS)، منبع تولید جفت فوتون درهم تنیده یعنی تقویت کننده پارامتری جوزفسون (JPA) است. با بکارگیری ابزار سنجش درهم تنیدگی در اپتیک کوانتومی، میدان تحقیق متمرکز بر بررســی رفتار درهم تنیدگی خروجی JPA با توجه به دمای محیط رادار QTMS اســت. با افزایش دما درهم تنیدگی از بین میرود اما با افزایش پارامتر چلانیدگی و حذف زاویه چلانیدگی، درهم تنیدگی در رادار QTMS حفظ می شود.

کلید واژه- جفت فوتون درهمتنیده، چلانیدگی دو مدی، درهمتنیدگی، رادار کوانتومی، همبستگی کوانتومی.

Photon Pair Entanglement in the QTMS Radar

Milad Norouzi^{1*}, Seyed Mohammad Hosseiny², Jamileh Seyedyazdi^{3*}, Mohammad Hossein Qamat⁴ and Milad Kabi⁵

^{1,3} Physics Department, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, <u>miladnorozi136970@gmail.com</u>
 ² Physics Department, Faculty of Science, Urmia University <u>sm.hosseiny@urmia.ac.ir</u>
 ⁴ School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University <u>h.ghamat@gmail.com</u>
 ⁵ Physics Department, Shiraz Payam Noor University <u>mk5825287@gmail.com</u>

Abstract- Entanglement is the heart of quantum radar and the key component of a quantum two mode squeezed (QTMS) radar, is the entangled photon pair generation source, the Josephson parametric amplifier (JPA). Using entanglement measurement tools in quantum optics, the research field focuses on investigating the entanglement behavior of JPA output with respect to QTMS radar environment temperature. The entanglement disappears by increasing temperature, but the entanglement is maintained in the QTMS radar by increasing the squeezing parameter and removing the squeezing angle.

Keywords: Entanglement, Entangled photon pair, Quantum correlation, Quantum radar, Two modes squeezed.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

اساس کار یک رادار ساده است: رادارها امواج رادیویی را به سمت اهداف ارسال میکنند و اکوی آن را اندازه گیری میکنند تا حضور یا عدم حضور اهداف را بررسی کنند [۱]. تفاوت بین رادار کلاسیک و کوانتومی در مفاهیمی همچون اصل عدم قطعیت، درهمتنیدگی، همبستگی، آمار فوتون، افت و خیزهای خلاء، چلانیدگی، اپتیک کوانتومی و... است که در رادارهای کوانتومی استفاده میشود [۹–۱]. نمونههای که در رادارهای کوانتومی توسط گروههای پژوهشی مختلف از جمله برزنجه و همکاران [۱]، بالاجی و همکاران مختلف از جمله برزنجه و همکاران [۱]، بالاجی و همکاران چلانیده دومدی کوانتومی (QTMS) است که منبع درهمتنیده آن یک تقویتکننده پارامتری جوزفسون درهمتنیده آن یک تقویتکننده پارامتری جوزفسون درهمتنیدگی، درهمتنیدگی خروجی JPA مورد بررسی قرار می گیرد.

اساس کار یک رادار QTMS

اساس کار یک رادار QTMS را می توان به اختصار بیان کرد [۹–۱]: تولید جریانی از جفت فوتونهای درهم تنیده (سیگنال–آیدلر) توسط JPA. بعد از تولید دو سیگنال همبسته، یکی از آنها بعد از تقویت ارسال می شود و آیدلر حفظ می شود. بعد از دریافت سیگنال در آنتن گیرنده، مچ فیلترینگ بین سیگنال و آیدلر اعمال می شود. با استفاده از آشکارساز، حضور یا عدم حضور اهداف قابل استنباط است. طرحواره بلوکی یک رادار QTMS در شکل ۱ طراحی شده است. فرکانسهای سیگنال و آیدلر به ترتیب برابر ۶٬۱۴ و

۷٬۵۳ گیگاهرتز است. JPA دارای ابررساناست، لذا درون یخچال رقیقساز هلیومی با دمای ۷ میلیکلوین قرار می گیرد.



شکل۱: طرحواره بلوکی یک رادار QTMS با منبع JPA.

در حقیقت JPA، سیگنال چلانیده دومدی تولید می کند. عبارت چلانیدگی در اینجا به حالتی از میدان الکترومغناطیسی اشاره دارد که با کاهش عدم قطعیت در یکی از مؤلفههای میدان نسبت به حالت همدوس، عدم قطعیت در مؤلفه دیگر افزایش مییابد [۱۰]. و یا به بیان دقیقتر، نویز کوانتومی در ترکیبات خطی برخی از کوادراتورها کاهش مییابد و در سایر ترکیبات افزایش مییابد [۳و۱].

ماتریس کوواریانس رادار QTMS

$$\mathcal{H} = i\hbar \left(g a_1^{\dagger} a_2^{\dagger} - g^{\star} a_1 a_2 \right), \qquad (1)$$

g ضریب جفتشدگی است و a و a^{\dagger} به ترتیب عملگر نابودی و خلق فوتون هستند. عملگر چلانیدگی دو مدی نیز بصورت زیر بیان می شود [۱۱ و ۱۰]:

$$C_{13} = -C_{24} = \frac{(1+n_1+n_2)\sinh(2r)\cos\phi}{2}$$

و n_i تعداد فوتون است که به صورت زیر بیان میشود:

$$n_i = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_i}{k_B T}\right) - 1} \tag{A}$$

 $arphi_i$ به طوریکه در آن \hbar ثابت پلانک، $k_{\scriptscriptstyle B}$ ثابت بولتزمن، ϕ_i فرکانس سیگنال و آیدلر $\left(i=1,2
ight)$ و T دما میباشد.

بحث و نتايج

در شکل ۲، رفتار درهم تنیدگی برحسب دما برای پرامترهای چلانیدگی مختلف ترسیم شده است. لذا بیان می شود زمانیکه پارامتر چلاندیگی صفر است، درهم تنیدگی نیز کمینه است اما با افزایش پارامتر چلانیدگی، درهم تنیدگی برای دماهای بیشتر افزایش می یابد. یعنی هرچه سیگنال و آیدلر همبسته تر باشند، درهم تنیدگی می تواند در دماهای بیشتر حفظ شود.



شکل ۳و ۵، بیان میکند که همیشه باید زاویه چلانیدگی (فاز) در رادارهای QTMS صفر درنظر گرفته شود تا درهمتنیدگی حفظ شود.

همچنین در شکل ۴ نشان داده شده با افزایش دما برای حفظ درهمتنیدگی، باید پارامتر چلانیدگی نیز افزایش

$$Cov_{sq2}^{\phi=0} = \begin{pmatrix} cosh2r & 0 & sinh2r & 0 \\ 0 & cosh2r & 0 & -sinh2r \\ sinh2r & 0 & cosh2r & 0 \\ 0 & -sinh2r & 0 & cosh2r \end{pmatrix}, \quad (\texttt{``)}$$

(۴)

 $Cov_{sq2}^{\phi\neq 0}$

$$= \begin{pmatrix} cosh2r & 0 & sinh2rcos\phi & sinh2rsin\phi \\ 0 & cosh2r & sinh2rsin\phi - sinh2rcos\phi \\ sinh2rcos\phi & sinh2rsin\phi & cosh2r & 0 \\ sinh2rsin\phi - sinh2rsin\phi & 0 & cosh2r \end{pmatrix}$$

درهم تنیدگی
مَنفیّت لگاریتمی به صورت زیر بیان می شود [۱۲]:
$$E_N = \max[0, -\log(2\eta^{-})],$$
 (۵)

که η^- ویژه مقدار بسیط ترانهاده جزئی ماتریس Cov است و توسط رابطه زیر داده می شود [۱۲]:

$$\eta^{-} = 2^{-1/2} [C_{11}^{2} + C_{33}^{2} + 2C_{13}^{2} - \sqrt{(C_{11}^{2} - C_{33}^{2})^{2} + 4C_{13}^{2}(C_{11} + C_{33})^{2}}]^{1/2}.$$
 (7)

که در آن

$$C_{11} = C_{22} = \frac{\left(1 + n_1 + n_2\right)\cosh\left(2r\right) + \left(n_1 - n_2\right)}{2} \qquad (Y)$$

$$C_{33} = C_{44} = \frac{(1+n_1+n_2)\cosh(2r) - (n_1-n_2)}{2}$$

مرجعها

- [1] D. Luong, C. W. Sandbo Chang, A. M. Vadiraj, A. Damini, C. M. Wilson, and B. Balaji, "Receiver operating characteristics for a prototype quantum two-mode squeezing radar", accepted for publication in *IEEE*, 2019.
- [2] C. W. Sandbo Chang, A. M. Vadiraj, J. Bourassa, B. Balaji, C. M. Wilson, "Quantum-enhanced noise radar", Appl. Phys. Lett., Vol. 114(11), 112601 (2018).
- [3] D. Luong, B. Balaji, C. W. Sandbo Chang, V. M. Ananthapadmanabha Rao, C. Wilson, "Microwave Quantum Radar: An Experimental Validation", 2018 International Carnahan Conference on Security Technology (ICCST), Montreal, QC: 1–5., 2018.
- [4] D. Luong, S. Rajan, B. Balaji, "Entanglement-Based Quantum Radar: From Myth to Reality", IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine , 35(4), 22-35, (2020).
- [5] D. Luong, S. Rajan, B. Balaji, "Are Quantum Radar Arrays Possible?", 2019 IEEE International Symposium on Phased Array System & Technology (PAST)
- [6] R. Gallego Torrome', N. B. Bekhti-Winkel, and P. Knott, "Introduction of quantum radar". 2019, arXiv:2006.14238.
- [7] S. Barzanjeh, S. Guha, C. Weedbrook, D. Vitali, J. H. Shapiro, S. Pirandola, "Microwave quantum illumination", Phys. Rev. Lett., 114 (8), 080503 (2015).
- [8] S. Barzanjeh, S. Pirandola, D. Vitali, J. M. Fink, "Microwave quantum illumination using a digital receiver", IEEE Radar Conference, 1-6 (2020).
- [9] M. Lanzagorta, Quantum Radar Synthesis Lectures on Quantum Computing, 139 pages (2011).
- [10] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press. p 223-224 (1997).
- [11] X. B. Wang, T. Hiroshima, A. Tomita, M. Hayashi, Quantum information with Gaussian states, Rhys. Rep., 448, 1-4 (2008).
- [12] S. Barzanjeh, E. S. Redchenko, M. Peruzzo, M. Wulf, D. P. Lewis, G. Arnold, J. M. Fink, Stationary entangled radiation from micromechanical motion, Nature, 570, 480-483 (2019).

یابد. لذا مهمترین بخش حفظ درهم تنیدگی در دماهای بالا مانند دمای اتاق، ساخت سیگنالهای بسیار همبسته است.



شکل ۳: درهم تنیدگی $E_{_n}$ بر حسب دما T با زاویه چلانیدگی ϕ . r=1 .



شکل ۴: درهم
تنیدگی $E_{_n}$ بر حسب پارامتر چلانیدگی ۴ شکل ۴: درهم
تنیدگی $\phi=0$.
دماهای T مختلف زمانی که



شکل ۵: درهم تنیدگی $E_{_n}$ بر حسب زاویه چلانیدگی ϕ با دماهای \mathcal{F} ا مختلف زمانی که r=1 .

نتيجهگيرى

در این کار با استفاده از منفیّت لگاریتمی، درهمتنیدگی خروجی JPA یک رادار QTMS بررسی شد. مشاهده شد که با افزایش دما درهمتنیدگی از بین میرود. از طرفی با حذف زاویه چلانیدگی و همچنین با افزایش پارامتر چلانیدگی میتوان درهمتنیدگی را در دماهای بالانیز حفظ





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۲



ارزيابي رفتار اپتيكي نانوساختار آلومينيم

مریم قلی زاده آرشتی'*' مهسا فخارپور ٔ

۱*-گروه فیزیک، واحد یادگار امام خمینی (ره) شهرری، دانشگاه آزاد اسلامی تهران، ایران ۲- گروه فیزیک، واحد میبد، دانشگاه آزاد اسلامی ، میبد، ایران.

چکیده – در این مقاله رفتار نانوساختار آلومینیم با مورفولوژی زیگزاگی تحت نور تابشی پلاریزه خطی با استفاده از روش ماتریس انتقال بدست آمد. برای نانوساختار با تعداد بازوی بیشتر از ۴ ، تحت نور پلاریزه ٤ و در زاویه تابشی ۶۰ ، قله های براگ دیده شدند که تعداد آن به پریود ساختار وابسته است. همچنین در طیف جذبی قطبش p، با افزایش تعداد بازو بسته به طول بازوی موثر در راستای میدان الکتریکی قله ها بسمت طول موجهای بلندتر یا کوتاهتر جابجا شدند. کلید واژه- آلومینیم، ماتریس انتقال، نانوساختار، نور پلاریزه.

Evaluation of optical behavior of aluminum nanostructure Maryam Gholizadeh Arashti^{1*}, Mahsa Fakharpour²

1*. Department of Physics, Yadegar-e-Imam Khomeini (RAH) Shahre Rey Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran. m.gholizadeh@iausr.ac.ir
2. Department of Physics, Maybod Branch, Islamic Azad University, Maybod, Iran. Mahsa.fakharpour@maybodiau.ac.ir

Abstract- In this paper, the behavior of aluminum nanostructure with zigzag morphology under linear polarized incident light were obtained by the transmission matrix method. For nanostructure by the arms more than 4, nuder s-polarized light, and incident light angle 60° , Bragg peaks were observed, that the numbers depend on the period of the structure. Also, in absorption spectra for p-polarization by increasing the number of arms, depend on the length of effective arm in the direction of the electric field, the peaks shift towards longer or shorter.

Keywords: Aluminum, transmission matrix, nanostructure, polarized light.

$$\begin{cases} \underline{s} = -\underline{u}_{x} \sin \psi + \underline{u}_{y} \cos \psi \\ \underline{p}_{\pm} = \mp (\underline{u}_{x} \cos \psi + \underline{u}_{y} \sin \psi) \cos \theta + \underline{u}_{z} \sin \theta \end{cases}$$
(7)

روج تخت (
$$t_s, t_p$$
) (r_s, r_p)، (a_s, a_p) اندازه دامنههای موج تخت
تابشی، انعکاسی و انتقالی هستند. در مختصات کاتزین:
 $\int \underline{r} = x \underline{u}_x + y \underline{u}_y + z \underline{u}_z$
 $\int \underline{k}_0 = k_0 \left(\sin \theta \cos \psi \underline{u}_x + \sin \theta \sin \psi \underline{u}_y + \cos \theta \underline{u}_z \right)$

با حل معادله ماتریس انتقال و با استفاده از پیوسته بودن در مرز برای مولفه های مماس میدان مغناطیسی و میدان الکتریکی، دامنه انتقال و انعکاس بصورت زیر بدست می آید:

$$\begin{bmatrix} t_{s} \\ t_{p} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{K}(\theta, \psi) \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \underline{M}(d, k, \psi) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{K}(\theta, \psi) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{s} \\ a_{p} \\ r_{s} \\ r_{p} \end{bmatrix}$$
(f)

تعداد بازوها N ضخامت لایه t_z $u = N t_z$ و ضخامت یک بازوی زیگزاگی t_z است. ماتریس انتقال لایه نازک ستونی با ضخامت t_z $u = t_z$ است. بنابراین، ماتریس انتقال یک نانوساختار زیگزاگی بصورت زیر تعریف میشود[Y]: $\left[\underline{M}\right]_{zigzag} = \left[\underline{M}\right]_{N} \left[\underline{M}\right]_{N-1} \cdots \left[\underline{M}\right]_{2} \left[\underline{M}\right]_{1}$ (۵) در آن $(\zeta, ..., N)$ میباشد. ζ

و χ زوایای چرخش بازوها حول محور Z و زاویه رشد ستون نسبت به صفحه XY است. با استفاده از ماتریس انتقال معادله ۵ و جایگذاری $\left[\underline{M}_{zigzag}\right]$ بجای $\left[\underline{M}_{zigzag}\right]$ بجای در معادله ۴، برای دامنههای انتقال و انعکاس داریم:

$$\begin{bmatrix} r_s \\ r_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_s \\ a_p \end{bmatrix}$$
(7)

مقدمه

در سالهای اخیر، لایههای نازک آلومینیم به دلیل خواص ساختاری، اپتیکی، الکتریکی و سادگی در ساخت کاربرد زیادی در قطعات اپتوالکترونیک پیدا کرده است[۳–۱]. روش لايهنشاني مايل OAD) oblique angle deposition (نیز روشی است که برای ساخت لایه نازک متخلخل با خواص ناهمسانگردی با اشکال هندسی مختلف مارپیچ، زیگزاگ، نانوگل و ... که کاربرد زیادی در صفحات کاهش سرعت ایتیکی، کریستالهای با گاف فوتونیک سه بعدی ، پلاریزورهای لایه نازک دوشکستی و غیره دارند، می-باشد[۵-۴]. برای تعیین خواص اپتیکی لایههای نازک ناهمسانگرد با مورفولوژی متفاوت از روشهای تئوری مختلفی از جمله ماتریس انتقال میتوان استفاده کرد که در این روش از فرمول بروگمن برای همگنسازی محیط کامپوزیت لایه ها که از دو ماده فلز و تخلخل است، استفاده می شود و خواص موثر دی الکتریک لایه به دست می آید [۶] در این تحقیق از روش ماتریس انتقال برای تعیین خواص اپتیکی لایه نازک زیگزاگی آلومینیم که تحت تابش نور تابشی پولاریزه خطی s و p بر نانوساختار با تعداد و طول بازوهای مختلف قرار گرفته است، استفاده میشود.

تئوری و محاسبات

شکل (۱)، نانوساختار را نشان میدهد که تحت تابش موجی تختی با زاویه تابش θ نسبت به محور Z و زاویه سمتی ϕ نسبت به محور X در صفحه Xy قرار دارد. فازورهای ϕ نسبت به محور ت در صفحه وxy $\overline{c}_{c}(s, s)$ $\overline{c}_{inc} = (a_s \underline{s} + a_p \underline{p}_{+})e^{ik_0 z \cos\theta} \exp(i(kx \cos\psi + ky \sin\psi))$ $z \le 0$ $\underline{E}_{inf} = (r_s \underline{s} + r_p \underline{p}_{-})e^{-ik_0 z \cos\theta} \exp(i(kx \cos\psi + ky \sin\psi))$ $z \le 0$ $\underline{E}_{ir} = (t_s \underline{s} + t_p \underline{p}_{+})e^{ik_0(z-L)\cos\theta} \exp(i(kx \cos\psi + ky \sin\psi))$ $z \ge d$ (1)

در معادله فوق برای مولفه های قطبش داریم:

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل (۲): طیف جذبی لایه نازک با طول ۳۰ و ۶۰ نانومتر ،تعداد بازوی ۲ تا ۵ و زاویه تابشی و سمتی صفر درجه

در شکل (۲) در لایه ناز ک زیگزاگی با طول بازوی mn ۳۰ سه قله ۸۳۷ ۸۳ م ۵۴۰ و ۳۲۶ مشاهده می شود و با افزایش سه قله mr ۸۳۷ ۸۳ به سمت طول موج-تعداد بازو به ۳ ، قلهها به جز mr ۳۲۶ به سمت طول موج-های قرمز انتقال یافته اندو سپس با افزایش تعداد بازو به ۴ ، انتقال به سمت طول موجهای آبی و در نهایت با افزایش بازو به ۵ ، انتقال قلهها به سمت طول موجهای قرمز را داریم. این رفتار برای نانوساختار زیگزاگی با طول ۳۰۸ نیز مشاهده می شود. با افزایش تعداد بازو از ۲ به ۳ و از ۴ به ۵ ، طول بازوی موثر که در راستای میدان الکتریکی قرار می گیرد افزایش یافته است. بنابراین، قلهها به سمت طول موجهای قرمز انتقال می یابند و با افزایش تعداد بازو از ۳ به موجهای قرمز انتقال می یابند و با افزایش تعداد بازو از ۳ به

در شکل (۳) نمودار طیف های بازتاب و عبور هم قطبش برای نانوساختار با تعداد بازوهای ۴، ۸ و ۱۶ رسم شده است. در این قسمت زاویه تابش ۶۰ درجه (نزدیک به زاویه

$$\begin{bmatrix} t_s \\ t_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_s \\ a_p \end{bmatrix}$$
(Y)

ضریب انتقالی t_{xy} و انعکاسی r_{xy} برای محاسبه انعکاس خریب انتقالی $r_{xy} = r_{xy}$ استفاده می شوند. در $R_{sp} = \left| r_{sp} \right|^2$ و انتقال $\left| t_{sp} \right|^2 = T_{sp}$ استفاده می شوند. در صورتی که یک لایه نازک تضعیف کننده امواج باشد، طبق قانون پایستگی انرژی نامعادله زیر برقرار است :

$$\begin{cases} R_{ss} + R_{ps} + T_{ss} + T_{ps} < 1 \\ R_{pp} + R_{sp} + T_{pp} + T_{sp} < 1 \end{cases}$$
(A)

جذب اپتیکی را بصورت زیر داریم:

$$A_{i} = 1 - \sum_{j=s,p} R_{ji} + T_{ji} , i = s, p$$
(9)

در نانوساختار شکل (۱)، هر ستون بشکل رشته ای از بیضیگونهای بلند درنظر گرفته میشود. در محاسبات زاویه رشد ستون ها ۳۰ درجه و کسر حجمی آلومینیم ۲/۲ انتخاب شده است.



شکل (۱): الف) نانوساختار زیگزاگی آلومینیوم ب)جهت گیری نور تابشی و مولفه های میدان الکتریکی

بحث و بررسی

در شکل (۲)، طیف جذبی برای زاویه تابشی و زاویه سمتی صفر درجه ، تعداد بازوی ۲ تا ۵ و طول ۳۰ و ۶۰ نانومتر بدست آمده است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

استفاده از روش ماتریس انتقال بدست آمد. برای نانوساختار با تعداد بازوی بیشتر از ۴ ، و نور تابشی پلاریزه S و در زاویه تابشی ۶۰ درجه قله های براگ دیده میشود که تعداد آن به پریود ساختار وابسته است. همچنین در طیف جذبی قطبش q، برای زاویه تابشی صفر درجه و طول بازوی ۳۰ نانومتر سه قله دیده شد که با افزایش تعداد بازو از ۲ به ۳ و از ۳ به ۴ و از ۴ به ۵ بجز قله ۳۲۶ نانومتری، باقی بسمت طول موجهای بلندتر، کوتاهتر و بلندتر جابجا میشوند.

مرجعها

- S.B Mansoor, and B.S Yilbas, Opt."Phonon transport in a curved aluminum thin film due to laser short plus irradiation", Laser Technol, Vol. 101, pp.107-115,2018
- [2] D Vandembroucq, A Tarrats, J.J Greffet, S Roux, F Plouraboué, "Light scattering from cold rolled aluminum surfaces", Opt. Commun., Vol. 187, No. 4-6, pp. 289-294, 2001
- [3] C.H Cheung, A.B Djuriši'c, C.Y Kwong, H.L Tam, K.W Cheah, Z.T Liu, W.K Chan, P.C Chui, J Chan, A.D Raki'c, "Reduced angular dependence of the emission from tris (8-hydroxyquinoline) aluminum based microcavity." Opt. Commun, ., Vol. 284, No. 1-3, pp287-293, 2005
- [4] D Vick, T Smy, M J Brett, "Growth behavior of evaporated porous thin films." J. Mater. Res., Vol. 17, No. 11, pp. 2904-2911, 2002
- [5] T Motohiro and Y Taga, "Thin film retardation plate by oblique deposition." Appl. Opt, Vol. 28, No. 13, pp. 2466-2482,1989
- [6] J. A Sherwin, A Lakhtakia, B Michel, "Homogenization of similarly oriented, metallic, ellipsoidal inclusions using the Bruggeman formalism." Opt. Commun. Vol. 178, No. 4-6, pp. 267-273, 2000
- [7] F Babaei, "On optical rotation and selective transmission in ambichiral sculptured thin films." J. Mod. Opt., Vol. 60, No. 16, pp.1370-1375,2013.

بروستر) درنظر گرفته شده است . دیده میشود که در نانوساختار با ۴ بازو یک قله براگ، با ۸ بازو دو قله براگ و با ۱۶ بازو سه قله براگ وجود دارد. در نتیجه قله براگ به پریود ساختار و زاویه نور تابش شده وابسته است. بنابراین پریود ساختار زیگزاگی آلومینیم ۴ بازو است و به ازای هر ۴ پریود ساختار زیگزاگی آلومینیم ۴ بازو است و به ازای هر ۴ پریود ساختار نیگزاگی ایجاد میشود. با افزایش تعداد بازو شدت قله های ایجاد شده در طیف بازتاب تغییر نمیکند و تنها تعداد قله های طیف بازتاب افزایش می یابد.





نتيجه گيرى

در این مقاله خواص اپتیکی نانوساختارهای آلومینیم با مورفولوژی زیگزاگی تحت نور تابشی پلاریزه خطی با



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسی ایجاد ساختارهای سه بعدی در مواد شفاف اپتیکی با استفاده از لیزرهای پیکوثانیه میلاد فتحی^(۱)، الهه نحوی فرد^(۱)، مریم جندقی^(۲) ، المیرا حاجی نیا^(۲) دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره)^(۱)، مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران ^(۲)

milad.fathi.003@gmail.com, nahvifard@sci.ikiu.ac.ir, maryamjandaghi@gmail.com, e.hajinia@yahoo.com

چکیده – در سالهای اخیر امکان دسترسی به لیزرهای با توان بالا و با پهنای زمانی فوق کوتاه فراهم شدهاست. از مهم ترین موضوعات مرتبط با لیزرهای فوق کوتاه، میتوان به برهمکنش آن با مواد شفاف اشاره کرد. اندرکنش تپهای لیزر پیکوثانیه با شیشه سبب تغییر در چگالی و ضریب شکست ناحیهی تابش داده شده میشود. به دلیل موضعی بودن اندرکنش، نواحی اطراف ناحیهی تمرکز بدون تغییر باقی میماند. از این ویژگی برای ساخت دستگاههای نوری، مانند موجبرها میتوان استفاده کرد. در این مقاله اندرکنش تپهای لیزر ۱۰ پیکوثانیه با شیشه (BK7) در آزمایشگاه مورد بررسی قرار گرفته و نتایج آزمایشگاهی مربوط به آن برای ساخت موجبر ارائه شدهاست.

کلید واژه – لیزرهای پیکوثانیه، مواد شفاف اپتیکی، موجبر.

Investigation of 3D structure fabrications in optical transparent materials using picoseconds lasers

Milad Fathi⁽¹⁾, Elahe Nahvifard⁽¹⁾, Maryam Jandagi⁽²⁾, Elmira Hajinia⁽²⁾

Imam Khomeini International University⁽¹⁾, National Center for Laser Science & Technology of Iran⁽²⁾

milad.fathi.003@gmail.com, nahvifard@sci.ikiu.ac.ir, maryamjandaghi@gmail.com, e.hajinia@yahoo.com

Abstract- In recent years, it has become possible to access high- power lasers with ultra-short time range. One of the most important issues related to ultra-short lasers is their interaction with transparent materials. The interaction of picoseconds laser pulses with glass changes density and refractive index of the irradiated region. Because the interaction is localized, the areas around the focus remain unchanged. This feature can be used to build optical devices such as waveguides. In this paper, the interaction of ten picoseconds laser pulses with glass (BK7) in the laboratory is investigated and the laboratory results are presented for the construction of waveguides.

Keywords: picoseconds lasers, optical transparent material, waveguide

مقدمه

در میان پدیدههای مختلفی که در اثر اندرکنش تپهای فوق كوتاه با مواد مشاهده مى شود، پديده ى تخريب القايى لیزری اهمیت بسیار بالایی دارد، زیرا این پدیده هم می-تواند مخرب و هم مفید باشد. در اندرکنش تپهای لیزر پیکوثانیه با مواد شفاف، پدیدهی اصلی که موجب تغییرات ساختاری در ناحیهی فوکوس می شود، تخریب القایی لیزر است. تخريب القايي ليزري كه به معنى ايجاد تغييرات دائمی در مواد نوری است پس از برهمکنش ماده با تپ-های لیزری و تشکیل پلاسما ایجاد می شود. از کاربردهای تخريب القايي ليزرى ميتوان به ايجاد حفره يا كانال، توليد موجبر، ایجاد ساختارهای سه بعدی در مواد شفاف اشاره کرد. یکی از مهمترین مشخصه ها در برهم کنش لیزر با ماده، پهنای زمانی پالس لیزر است[۱–۴]. زمان انتقال حرارت از حاملها به شبکه در حدود ۱۰ پیکوثانیه است درنتیجه میتوان این زمان را به عنوان مرز تفکیک پالس کوتاه از فوق کوتاه در نظر گرفت. اگر زمان پالس بیشتر از ۱۰ پیکوثانیه باشد، تمام انرژی لیزر صرف کندوسوز نمی-شود و بخشی از آن به محیط اطراف ناحیه کانونی منتقل می شود. در برهمکنش مواد دی الکتریک با پالسهای فوق كوتاه، آستانه كندوسوز با كاهش مدت زمان پالس كاهش مى يابد. دليل اين موضوع، جذب كاملا غير خطى است كه با كاهش مدت زمان، توان قله و جذب غيرخطي افزايش و

آستانه کندوسوز کاهش مییابد. در سالهای اخیر توانایی لیزرهای فوق کوتاه در میکرو ماشین کاری لیزری به منظور ساخت اجزا و تجهیزات نوری داخل شیشه به اثبات رسیده است. فرایند ساخت شامل متمرکز کردن پالسهای لیزری فوق کوتاه مادون قرمز داخل ماده شفاف جهت القای تغییرات ضریب شکست در نقطه کانونی پرتوی لیزر است تغییرات امریب شکست در نقطه کانونی پرتوی ایزر است زقطه کانونی ساختارهای سه بعدی پیچیده در داخل

زیرماده شیشهای قابل ساخت میباشد. نتیجه این اغتشاش تغییر ساختاری و تغییر در خواص نوری (ضریب شکست) محل تحت تابش و ایجاد ساختارهای میکرونی درون شیشه میباشد.

ساخت موجبر

هدف از این پروژه ایجاد موجبر در داخل زیر ماده شیشه ای از طریق تابش پالسهای فوق کوتاه میباشد. شکل ۱ چیدمان آزمایشگاهی مرتبط با ساخت موجبر در آزمایشگاه لیزرهای پالس کوتاه را نشان میدهد. منبع لیزری مورد استفاده لیزر Nd:Yag مدلاک با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و پهنای پالس ۱۰ پیکوثانیه با نرخ تکرار تا ۱ مگا هرتز و توان میانگین ۲۰ وات و نمونه شیشهای مورد نظر، شیشه بورسیلیکات BK7 با پولیش در همه سطوح می باشد. پر توی لیزر به دو آینه کاملا باز تابنده در طول موج لیزر برخورد کرده و پس از عبور از پهن کننده قطر با استفاده از میکروسکوپ شیئی ۱۶Xدر زیر سطح BK7 کانونی می شود. نمونه شیشه ای مذکور بر روی استیج خطی موتوری قرار داده شده است. جهت ایجاد موجبر محل كانون ليزر از سطح به داخل شيشه منتقل مي گردد. با جابه جایی نمونه در جهت عمود بر راستای انتشار پرتوی لیزر (روش عرضی) با سرعت ثابت و به ازای چگالی انرژی های مختلف ۱۰ آزمایش درون نمونه انجام گردید. پارامترهای آزمایشگاهی مختلفی که به منظور بررسی فرآیند ساخت موجبر تغییر داده شد در جدول شماره ۱ آورده شده است. شایان ذکر است که با تغییر فاکتور توان، انرژي خروجي از ليزر تغيير مي كند.



شکل ۱- چيدمان ساخت موجبر ليزري

جدول ۱- آزمایشات مختلف انجام شده به منظور بررسی ساخت موجبر

نرخ تکرار (KHz)	فاكتور توان	رديف		
100	500	1		
100	200	2		
100	300	3		
100	100	4		
500	100	5		
500	200	6		
500	300	7		
10	300	8		
10	200	9		
10	100	10		

در این آزمایشها انرژی لیزر و نرخ تکرار آن تغییر داده شده است تا بهترین پارامترهای لیزری جهت ایجاد موجبر کامل بدست آید. شکل های (۲ و۳) دو نمونه ساخته شده موجبر در انرژی های مختلف و در نرخ تکرار یکسان را نشان میدهد.



شکل ۳ - موجبر شماره ۲: موجبر شماره ۱: سرعت حرکت نمونه ثابت و برابر ۱۳m در ثانیه در ۱۰۰ کیلوهرتز و 20 میکروژول

به منظور بررسی کیفیت موجبرها، از چیدمان شکل ۴ استفاده شده است.



شکل ۴- چیدمان بررسی ساخت/کیفیت موجبر.

پرتو تولید شده توسط لیزر هلیوم-نئون ۶۳۲,۸ نانومتر به داخل پهن کننده پرتو، نوری تابیده میشود. پهن کننده پرتو، قطر پرتو را ۲ الی ۳ برابر افزایش میدهد. سپس پرتو نور وارد یک میکروسکوپ شی با بزرگنمایی ۱۶ برابر میشود و قطر پرتو کاهش مییابد. سپس پرتو نوری که قطرش ۱۶ برابر کاهش یافتهاست وارد میکروکانالی می-قطرش ۱۶ برابر کاهش یافتهاست وارد میکروکانالی می-شود که مطابق توضیحات داده شده در BK7 ایجاد کرده-ایم. سپس از لنز خروجی بیم پروفایلر لیزری یا صفحهای که از داخل آن شکل پرتو را مشاهده میکنیم، میتوانیم آن را ثبت کنیم.

در حالتی که موجبر به شکل کامل ایجاد نشده باشد در صورت عبور پرتوی لیزر هلیوم نئون از درون موجبر ایجاد شده در حجم شیشه ای مقداری از انرژی پرتوی لیزر از مکانهای گسسته تغییر ساختار یافته، پراکنده شده و در تصویر میدان دور شدت در مرکز کاهش یافته و شکل منظمی قابل مشاهده نمی باشد(شکل۵).



شکل۵: الگوی میدان دور به دست آمده از موجبر غیرصحیح

اما در صورت عبور پرتوی نور از داخل موجبر کامل، پرتو نور پس از عبور از موجبر همگرا می شود و لکه روشن در مرکز و حلقه های تداخلی منظم اطراف آن، قابل مشاهده-است.

تصویر بیم پروفیلر برای عبور نور از یک موجبر کامل در شکل شماره ۶ آورده شدهاست.



شکل ۶: الگوی میدان دور به شکل حاشیههای گرد بر روی صفحهی بیم پروفایلر

فاصله بین صفحه خروجی موجبر و صفحه ی که حالی که حاشیه روی آن دیده می شد و شعاع (r)، فاصله از مرکز حلقه تا جایی که حاشیه ها محو می شوند، ثبت شد.

برای محاسبه نسبت $rac{r}{D}$ برای هر موجبر، چهار خوانش برای فاصلههای مختلف موجبر نسبت به صفحه انجام گرفت

- مقدار متوسط $\frac{r}{D}$ برآورد دیافراگم عددی (NA) موجبر را ممکن می سازد:
- $NA = \sqrt{2n\Delta n} \tag{1}$
- $NA = \sin\left(\arctan\left(\frac{r}{D}\right)\right) \tag{7}$

n ضریب شکست ماده اصلی (برای BK7 برابر است با Λ مریب شکست در هستهی موجبر (۱,۵۱)؛ Δn تغییر ضریب شکست در هستهی موجبر است که می توان از طریق آزمایش ها آن را اندازه گیری کرد مقادیر NA برای موجبرهای کامل تولید شده در این پژوهش در محدودهی ۰٫۰۹ قرار دارد و تغییر ضریب

شکست در این محدوده، حدود ۰٫۰۰۳ اندازه گیری شد. این موجبرهای کامل در انرژی بین ۲۰ تا ۳۰ میکروژول و نرخ تکرار ۱۰۰ کیلو هرتز تشکیل شدهاند.

نتيجهگيرى

در این پژوهش نمونههای موجبر در مقیاس میکرومتری در حجم شیشه بوروسیلیکات BK7 با استفاده از منبع لیزری Nd:Yag مدلاک با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و پهنای پالس ۱۰ پیکوثانیه با نرخ تکرار تا ۱ مگا هرتز و توان میانگین ۲۰ وات ساخته شد. مشخص شد که انرژی لیزر باید در محدوده ۲۰ تا ۳۰ میکروژول در نرخ تکرار لیزر باید در محدوده ۲۰ تا ۳۰ میکروژول در نرخ تکرار پیوسته و بدون شکست ایجادگردد. در انرژیهای زیر ۲۰ میکروژول ما تغییر قابل ملاحظه ای در ضریب شکست مشاهده نکردیم و در انرژی های بالاتر از ۳۰ میکروژول ساختار شیشه دچار شکست و تخریب گردید.

مرجعها

- [۱] گودرزی، رضا، بررسی خواص نوری و ساختاری مواد پس از اندرکنش با پالسهای لیزری فوق کوتاه، رساله دکتری(۱۳۹۷).
- [2] W. Koeshner, Solid state laser engineering, Sixed revised & updated edition.
- [3] R. W. Boyd, Nonliear optics, second edition.
- [4] I. Alexeev, K. Cvecek, J. Genser, M. Schmidt, "Direct waveguide writing with high energy high repetition rate picoseconds laser pulses", Physics Procedia 39, 621-627, 2012.
- [5] J. W. Chan, T.R. Huser, S.H. Risbud, D.M. Krol, "Waveguide Fabrication In Fused Silica Using Tightly Focused Femtosecond Laser Pulses", Photonics West, UCRL-JC-142760,2002.
- [6] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, D. M. Krol, "Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses", OPTICS LETTERS, 26(21), 2001.
- [7] D. Homoelle, S. Wielandy, and Alexander L. Gaeta" Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses", OPTICS LETTERS, 24(18),1999.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



تولید نمایه خطی پرتو لیزر دیود با استفاده از عدسی پاول: شبیه سازی و نتایج آزمایشگاهی

ابوالحسن مبشری، سید ایوب موسوی، مجتبی ارجمند

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع علوم کاربردی

A-moosavi@mut-es.ac.ir, Mobashery59@yahoo.com, arjmand.mj@gmail.com

چکیده – در این مقاله تغییر شکل لکه لیزر دیود سامانه لیدار اتومبیل به باریکه خطی مورد بررسی قرار گرفته است. تکنیک استفاده شده برای این تغییر شکل، استفاده از عدسی غیر کروی پاول است. در این نوع عدسی دو پارامتر شعاع انحناء و ثابت مخروطی باید به صورتی انتخاب شوند که یکنواختی شدت در تمام طول خط لیزر را تضمین کند. با استفاده از دادههای توزیع شدت لیزر دیود، شهیم سازی عدسی موازی ساز و عدسی پاول در نرم افزار زیمکس انجام شده است. نتایج آزمایشگاهی به دست آمده تائید کننده صحت فرآیند طراحی و شبیه سازی است.

کلید واژه: ثابت مخروطی، شکل دهی پرتو، عدسی پاول، لیدار

Generating laser line of diode laser by means of Powell lens: simulation and experimental results

Abolhasan Mobashery, Seyed Ayoob Moosavi, Mojtaba Arjmand

Faculty of Applied Science, Malek Ashtar University of Technology, Iran

A-moosavi@mut-es.ac.ir, Mobashery59@yahoo.com, arjmand.mj@gmail.com

Abstract- In this paper, converting the spot light of LiDAR diode laser of self-driving cars (automotive) into a uniform linear beam is investigated. The technique used for this beam shaping is the use of Powell non-spherical lenses. To ensure the uniformity of intensity along the laser line, two critical parameters, the radius of curvature and conic constant, are obtained by optimization. Simulation of collimator lens and Powell lens were carried out in Zemax optical software by using the laser diode output ray data. The laboratory results confirm the accuracy of the design and simulation process. Keywords: conic constant, beam shaping, Powell lens, LiDAR

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

لیزرهایی که پالسهای نوری با توان بالا و پهنای نانوثانیه تولید میکنند، اجزای کلیدی سیستمهای آشکارسازی نور و فاصله یابی (LiDAR) برای رانندگی مستقل و تشخیص اشیا هستند [۱].

در سیستم LiDAR اتومبیلهای خودران لازم است فاصله و زاویه اشیاء اطراف خودرو به صورت دقیق و پیوسته مشخص شود تا از برخورد با انسان و اشیاء جلوگیری شود. یکی از روشهای اندازه گیری فاصله، زمان پرواز است که فاصله را با اندازه گیری زمان بازتاب نور ساطع شده از منبع نور از جسم مورد نظر محاسبه می کند. برای کاهش تعداد سیستم LiDAR و حذف سیستمهای اپتومکانیکی که وظیفه جاروب پرتو در جلوی اتومبیل را دارند بهتر است که پرتو لیزر به یک خط لیزری تبدیل شود و پرتوهای بازگشتی توسط آرایهای از آشکارسازها دریافت شود تا فاصله و موقعیت زاویهای اشیاء مشخص شود. البته به علت کاهش چگالی شدت پرتوها در این حالت، باید از لیزردیودهای با توان بالاتر استفاده شود.

پرتوهای خروجی از لیزر دیودها واگرایی زیاد و نامتقارن دارند. بنابراین برای خطی سازی آنها لازم است اپتیک مناسبی برای آنها طراحی شود. یکی از روشهای تولید الگوی خطی لیزر استفاده از عدسی استوانهای است. اگر توزیع تابش لیزر گوسی در نظر گرفته شود و از یک عدسی ایدهآل برای پهن کردن لکه لیزر استفاده شود، به دلیل توزیع غیر یکنواخت پرتو، شدت لکه لیزر در مرکز زیاد است ناشی از عدسی باعث میشود که لبههای خط بیشتر باز شود و کاهش بیشتری در شدت لبهها را شاهد باشیم. کاهش شدت در لبهی خط لیزر یک سیستم LiDAR باعث کاهش توان سیگنال ارسالی و درنتیجه کاهش احتمال آشکارسازی سیگنال دریافتی در آن جهت میشود.

اگر قرار است یکنواختی در شدت حاصل شود، لازم است پرتوهای مرکزی واگرایی بیشتری را در مقایسه با پرتوهای لبهای تحمل کنند. برای دستیابی به این ویژگی نوری، یک عنصر نوری ساده با دو سطح را در نظر می گیریم. سطح اول این عنصر نوری باید به صورتی طراحی شود که سرعت تغییر شیب پرتوها در مرکز سطح بیشتر باشد تا واگرایی پرتوها در این ناحیه با سرعت بیشتری تغییر کند و در لبهها سرعت تغيير شيب كمتر باشد. سطح دوم اين المان اپتيكي نبايد یکنواختی پرتو را تغییر دهد. در این سطح صرفاً شکست اتفاق خواهد افتاد تا واگرایی پرتوها افزایش یابد بدون اینکه تداخلی در یکنواختی توزیع پرتوها داشته باشد. المان اپتیکی که چنین ویژگی داشته باشد عدسی پاول است[۲]. در این مقاله تبدیل نمایه نامتقارن یک لیزر دیود توان بالای چهار کاناله به خط لیزری متقارن مورد توجه قرار گرفته است و شبیه سازی آن با نرم افزار ZEMAX به همراه نتایج آزمایشگاهی ارائه شده است.

توصيف رياضي عدسي پاول

عدسی پاول یک عدسی غیرکروی استوانهای است که پرتو لیزر را به توزیع خطی تبدیل میکند. این عدسی متشکل از یک سطح مخروطی با شعاع انحناء کوچک و ثابت مخروطی نسبتاً بزرگ و یک سطح تخت است. سطح مخروطی در صفحه (y,z) با معادله زیر توصیف می شود [۳]:

$$z = \frac{cy^2}{1 + (1 - (1 + Q)c^2y^2)^{1/2}}$$

که در آن c=1/R انحنا سطح و Q ثابت مخروطی است. طراحی چنین عدسی به قطر پرتو لیزر، واگرایی پرتو خروجی، ضریب شکست عدسی و جهت عدسی نسبت به پرتو ورودی بستگی دارد. در عدسی پاول مقدار حاصل ضرب Qc بین ۲۵/۲۵ تا ۵۰ است [۴].

نکته اصلی در مورد عدسی پاول، الزام کوچکتر بودن شعاع انحناء عدسی از قطر پرتو ورودی است. در این حالت خط لیزر تولید شده یکنواخت است. با کاهش بیشتر شعاع انحناء، توزیع شدت به سمت لبهها جابجا میشود و شعاع انحناء بزرگتر، توزیع شدت را به سمت مرکز خط جابجا میکند.

شبیه سازی لیزر دیود و موازی ساز آن

لیزر دیود در نظر گرفته شده برای سیستم LiDAR لیزر ۹۰۰ مواتی محصول شرکت OSRAM با طول موج ۹۰۰ nm است. این لیزر از چهار بار دیودی تشکیل شده است که توان لازم را برای سیستم LiDAR فراهم میکند. فایل الگوی پرتوهای خارج شده از لیزر توسط شرکت سازنده ارائه شده است که امکان شبیه سازی آن را در نرم افزار زیمکس فراهم میکند. الگوی پرتو خروجی از لیزر در فاصله ۱۸۱ از محل خروج پرتو به صورت شکل (۱) است که نمایه پرتو هر کدام از بارهای لیزری قابل مشاهده است.



شکل (۱) الگوی شدت پرتو لیزر در فاصله ۱/۱ mm

واگرایی پرتو خارج شده از لیزر تقریبا ۲۰×۶ درجه است. برای اینکه بتوان لنز پاول را در جلو لیزر قرار داد، خروجی لیزر باید به صورت موازی درآید. برای این منظور از یک عدسی غیر کروی که لیزر در محل کانون آن قرار دارد استفاده شده است. فاصله کانونی عدسی موازی ساز mm استفاده شده است. که سطح دوم آن یک سطح غیر کروی even aspheric است که تا پارامتر ۱۰–ام برای آن تعریف شده

است. با استفاده از این عدسی واگرایی پرتو کاهش یافته و ابعاد آن پس از عدسی موازی ساز ۳/۸ mm (V×W) است.

شبیه سازی عدسی پاول

برای شبیه سازی عدسی پاول در نرم افزار زیمکس، قطر پرتو لیزر mm ۳/۸ mm در نظر گرفته شده است. جنس عدسی از ماده BK7، زاویه مخروط نور خروجی از عدسی ۶۰ درجه و طول کلی آن mm ۹ است. برای به دست آوردن شعاع انحناء و ثابت مخروطی عدسی، یکنواختی توان لیزر در طول خط، به عنوان معیار درنظر گرفته شده است و فقط ۱۵ درصد اختلاف توان بین لبه و مرکز خط لیزر مجاز در نظر گرفته شده است. بر این اساس در وضعیتی که شعاع انحناء عدسی mm ۹/۰ و ثابت مخروطی آن ۱/۷– است، بهترین توزیع شدت به دست میآید. شکل (۲) عدسی طراحی شده را نشان میدهد.



شکل (۲) هندسه عدسی پاول برای تولید خط لیزری

پس از عدسی موازی ساز، لنز پاول ۶۰ درجه در فاصله mm ۱/۵ از عدسی موازی ساز قرار داده شده است. این عدسی به صورتی قرار گرفته است که راس آن در راستای محور y، محور سریع لیزر، قرار گیرد.



شکل (۳) ترتیب قرار گیری المانها در نرم افزار ZEMAX

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل (۳) ترتیب قرار گیری لیزر، عدسی موازی ساز و پاول لنز را نشان میدهد. بر اساس این شکل، عدسی پاول، پرتو لیزر را در راستای محور x که عمود بر صفحه است گسترش میدهد. الگوی شدت پرتو لیزر در فاصله mm ۱۵۰ از لیزر میدهد. الگوی شدت پرتو لیزر در فاصله mm این شکل، لیزر در شکل (۴) قابل مشاهده است. بر اساس این شکل، لیزر به صورت یک خط با شدت یکنواخت با زاویه گشودگی ۶۰ درجه هدف را روشن می کند.



شکل (۴) الگوی شدت لیزر پس از پاول لنز در فاصله ۱۵۰ mm

آزمون های تجربی

با توجه به شبیه سازیهای انجام شده، عدسی موازی ساز و عدسی پاول مطابق دادههای نرم افزار، خریداری و در مقابل لیزر دیود قرار داده شد و نتایج آن مورد بررسی قرار گرفت. شکل (۵) الگوی به دست آمده از لیزر دیود در آزمایشگاه قبل از عدسی موازی ساز را نشان میدهد.



شکل (۵) الگوی میدان نزدیک بزرگنمایی شده پرتو لیزر

پس از قرار گرفتن عدسی موازی ساز، لکه کوچکی از لیزر در فاصله ۵۰ mm تشکیل شده است که در شکل (۶) نشان داده شده است. با قرارگیری عدسی پاول پس از عدسی موازی ساز، نمایه خطی مورد نظر به دست آمد. شکل (۷) نمایه لیزر در فاصله ۱۵۰ mm ۱۵۰ از لیزر را نشان میدهد.



شکل (۶) نمایه پرتو لیزر در فاصله ۵۰mm از عدسی موازی ساز

اندازه گیری توان لیزر در نقاط مختلف طول خط لیزر نشان میدهد که افت شدت در لبههای خط کمتر از ۱۵٪ است.



شکل (۲) خط لیزر یکنواخت تولید شده در فاصله ۱۵۰ mm از لیزر

نتيجه گيرى

در این مقاله با استفاده از یک عدسی پاول نمایه یک لیزر دیود به یک خط لیزری تبدیل شد. در این فرآیند، یک عدسی موازی ساز با f=4.5 mm پرتو غیر یکنواخت بارهای لیزری را به یک لکه ۲/۸mm×۳/۸mm تبدیل می کند. سپس عدسی پاول با m 9.9 mm و ثابت مخروطی ۱/۷- نمایه خطی لیزر با زاویه ۶۰ درجه را تولید می کند. افت توان لیزر در لبه های خط کمتر از ۱۵٪ اندازه گیری شد.

مرجعها

- [1] Y Li, J Ibanez-Guzman,"LiDAR for autonomous driving: The principles, challenges, and trends for automotive lidar and perception systems," IEEE Signal Processing Magazine, Vol. 37, pp. 50-61, 2020.
- [2] C-Y. Wang, Q-C. Tan1, R-H. Guo, "Design and Optimization of a Linear Laser Beam, "Lasers in Eng., Vol. 27, pp. 373–381, 2014.
- [3] Radiant ZEMAX, Optical Design Program User's Manual, 2014.
- [4] I. Powel, "liner diverging lens," US patent, 4828299, 1989.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



طراحی و ساخت موجبر صفحهای پلیمری با استفاده از زیرلایه PET

سمیه زارع^۱، آمنه کارگریان^۲

^۱پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، ۱۴۳۹۵–۸۳۶، تهران– ایران،sozare@aeoi.org.ir

^۲پژوهشکده پلاسما و گداخت هستهای، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، ۱۴۳۹۵–۸۳۶، تهران-ایران،akargarian@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، طراحی، ساخت و م شخ صه یابی موجبر پلیمری حا صل از لایه ن شانی پلیمرSU-8-2050 روی زیر لایه PET گزارش می شود. معادلات موجبر با ا ستفاده از روش المان محدود حل می شوند و طیف عبوری موجبر با ا ستفاده از نرم افزار مکلئود شبیه سازی میشود. سپس موجبر در آزمایشگاه به روش پوشش دهی دورانی ساخته و طیف عبوری آن اندازه گیری میشود. نتایج اندازهگیری طیف نشـان میدهند که SU-8-2050 عبور بهتری نسـبت به زیرلایه دارد و لایه نشـانی آن بر روی زیر لایه PET بهبود میزان عبور میشود.

كليد واژه- ضريب شكست، ، پليمر، موجبر، PET

Design and Fabrication of Polymer Planar Optical Waveguides using PET substrate ¹Somaye Zare, ²Ameneh Kargarian

 ¹Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, 14395-836, Tehran, Iran, sozare@aeoi.org.ir
 ²Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, 14395-836, Tehran, Iran, akargarian@aeoi.org.ir

Abstract- In this work, design, fabrication and properties of polymer optical planar waveguide made of photoresist deposited on PET foil substrate is reported. The waveguide equations are solved by finite element method (FEM) and transmission spectra of waveguide is simulated by Macleod software. Afterward, the waveguide is fabricated by spin coating method in the laboratory and its transmission spectra is measured. The results show that the SU-

8-2050 has the higher transparency than the substrate, and SU-8-2050 deposited on PET substrate increases transmission spectra.

Keywords: refractive index, Polymer, Waveguide, PET

$$\beta$$
 ضریب انتشار در امتداد محور z است. معادله موج (۱) را
بازنویسی میکنیم،
 $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0$ (۳)

حل معادله (۳) به اندازه β وابسته است. برای انتشار موج در در موجبر باید،

$$k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2 \tag{(f)}$$

n₂ n₁ و n₃ به ترتیب ضریب شکست غلاف، هسته و زیر لایه هستند [۴]. بنابراین حل معادله موج در سه ناحیه برابر خواهد بود با

$$E_{y} = Ae^{-\gamma_{c}x} \quad x > 0$$

$$E_{y} = A \left[\cos(k_{f}x) - \frac{\gamma_{c}}{k_{f}} \sin(k_{f}x) \right]$$

$$-h < x < 0$$

$$E_{y} = A \left[\cos(k_{f}h) + \frac{\gamma_{c}}{k_{f}} \sin(k_{f}h) \right]$$

$$x < -h$$
(5)

A ، h ، γ_c و k_f به ترتیب میزان اتلاف در موجبر، خخامت هسته موجبر، دامنه میدان الکتریکی و بردار انتشار در هسته موجبر را نشان میدهند. این معادلات باید به صورت عددی حل شوند تا میدان در هر لایه مشخص شود. همچنین با حل این معادلات، حداقل ضخامت لایه برای انتشار مدها درون موجبر حاصل می شود. با حل عددی معادلات مقدار β و در نتیجه ضریب شکست موثر موجبر مشخص خواهد شد [۵]،

$$n_{eff} = \beta / k_0 \tag{9}$$

محاسبات

در ادامه موجبری گزارش می شود که در آن PET، 8-8 . و هوا به ترتیب زیرلایه، هسته و غلاف موجبر هستند. ضخامت PET و SU-8 به ترتیب ۱۲۰ میکرومتر و ۵۰ میکرومتر است. شکل۲ ضریب شکست SU-8 و PET را به مقدمه

امروزه موجبرهای اپتیکی نقش مهمی در ارتباطاعات و سیستمهای ردیابی ایفا میکنند. مواد پلیمری گزینه خوبی برای ساخت موجبرهای اپتیکی هستند، زیرا میزان عبور آنها در طول موجهای مرئی تا مادون قرمز دور زیاد است. از طرفی پایداری دمایی معقول، افت اپتیکی ناچیز و فرایند ساخت آسان و کم هزینهای دارند [۱،۲]. پلیمرهای زیادی برای ساخت موجبرها وجود دارد، از جمله 8-SU که پلیمری حساس به نور فرابنفش است. زمانی که 8-SU تحت تابش پرتو فرابنفش قرار می گیرد، پیوند بین زنجیرههای مولکولی آن، 8-SU را سفت و محکم میکند[۳]. در این مقاله، موجبری صفحهای که در آن 8-SU ماده هدایت کننده و موجبری می و می می کند و مشخصه یابی می شود.

طراحى موجبر صفحهاى

شکل۱ آرایش موجبر صفحهای شامل زیرلایه، هسته موجبر و غلاف را نشان میدهد.

غلاف	
هسته	
زيرلايه	
کل ۱. موجبر صفحهای	â

با فرض انتشار یک موج سینوسی در موجبر، معادله موج برای مولفههای میدان الکتریکی، Ey در هر لایه به صورت زیر خواهد بود،

$$\nabla^2 E_y + k_0^2 n_i^2 E_y = 0 \tag{1}$$

البه ترتیب نشان دهنده بردار انتشار و ضریب شکست n_i و k_0 لایه هستند. از حل معادله (۱)، نتیجه می شود، $E_v(x,z) = E_v(x)e^{-j\beta z}$ (۲)

صورت تابعی از طول موج نشان میدهد. همانطور که از شکل دیده میشود، ضریب شکست با افزایش طول موج کاهش مییابد.



شکل۲: ضریب شکست SU-8 (خط ممتد) و PET (خط چین) به صورت تابع از طول موج

همچنین با حل معادلات با روش المان محدود، حداقل ضخامت لازم برای داشتن موجبر تک مد برای مدهای TE و TM در دو طول موج ۶۳۳۳ نانومتر و ۸۵۰ نانومتر محاسبه و در جدول ۱ گزارش شده است. موجبر در ضخامتهای بزرگتر از این مقدار، چند مدی خواهد بود.

جدول ۱: حداقل ضخامت لایه برای انتقال یک مد در موجبر PET/SU8

	- 1	e e ,	
طول موج (نانومتر)	مد	ضخامت	
		(ميكرومتر)	
577	TE0	١/٧٣٧	
	1 MU	١/٧٣٩	
٨٥٠	TE0 TM0	١/۶٨٩	
	1 1/10	١/۶٩١	

شبیه سازی موجبر و محاسبه میزان عبور موجبر صفحهای PET/SU8 با استفاده از نرم افزار مکلئود انجام شده است. از شکل دیده می شود که درصد عبور موجبر در طول موج-های ۴۰۰ نانومتر تا ۱۲۰۰ نانومتر مقداری تقریباً ثابت و نزدیک به ۹۰٪ است.



ساخت موجبر و نتايج

در این کار از پلیمر SU-8-2050 استفاده شده است. ابتدا پلیمر به روش پوشش دهی دورانی بر روی زیر لایه PET نشانده میشود. شکل ۴ درصد عبور PET و SU-8-2050 را در تابش عمودی طیفی از طول موجها از ۳۰۰ نانومتر تا SU- نانومتر نشان میدهد. از شکل دیده میشود که -SU SU-8-2050 میزان عبور بهتری نسبت به PET دارد. بنابراین با لایه نشانی این SU-8-2050 با ضریب شکست بزرگتر و درصد عبور بهتر، موجبری تشکیل میشود که نور ناشی از بازتاب کلی در آن به دام افتاده و در امتداد موجبر انتقال می یابد.



شکل ۴: طیف عبوری SU-8 (خط ممتد) و PET (نقطه چین) به صورت تابعی از طول موج

نتيجهگيرى

در این مقاله، طراحی، ساخت و مشخصه یابی موجبر پلیمری حاصل از لایه نشانی SU-8-2050 روی زیر لایه PET گزارش شد. با استفاده از روش المان محدود، معادلات موجبر حل شدند. سپس درصد عبور نور از موجبر طراحی شده با استفاده از نرم افزار مکلئود رسم گردید. همچنین طیف عبوری موجبر ساخته شده در آزمای شگاه اندازه گیری شد. از نتایج مشاهده شد که لایه نشانی فوورزیست بر روی زیرلایه باعث بهبود میزان عبور نمونه می شود که نشان دهنده این است که پلیمر استفاده شده، گزینه خوبی برای ساخت موجبرهای پلیمری است.

مرجعها

- [1] V. Prajzler, K.Min, S.Kim, P.Nekvindova, Materials, **11**, 112 (2018).
- [2] G.Fischbeck, R.Moosburger, M. Topper, K.Petermann, Electronics Letters **32**, 212 (1996).
- [3] M. Nordström, D. A. Zauner, A. Boisen, J. Hübner, Journal Of Lightwave Technology 25, 1284 (2007).
- [4] C.Pollock, M. Lipson, Integrated Photonics. Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN: 1402076355.

[5] V. Prajzler, J. Klapuch, O. Lyutakov, I. Hüttel, Jarmila Špirková, P. Nekvindová, V. Jeřábek, Radio engineering **20**, 479 (2011).

سپس نمونه را در کوره با دمای ۹۵ درجه سانتی گراد قرار داده تا حلالها حذف شوند و چسپندگی زیرلایه و -8-SU 2050 بهبود یابد. در ادامه نمونه را تحت تابش فرابنفش قرار میدهیم و در آخر نمونه جهت پخت نهایی در کوره با دمای ۹۵ درجه سانتی گراد قرار داده می شود تا پلیمر مانند شیشه سفت شود. طیف عبوری موجبر با استفاده از اسپکترومتر در محدوده طول موجهای ۴۰۰ نانومتر تا ۱۲۰۰ نانومتر جمع آوری و در شکل ۵ نمایش داده شده است.



شکل ۵. درصد عبور موجبر PET/SU-8 در طول موجهای متفاوت اندازه-گیری شده در آزمایشگاه

همانطور که انتظار می فت، لایه نشانی پلیمر 2050-SU-8-US روی ورقه PET باعث بهبود میزان عبور نور از نمونه شده است. که میزان این بهبود در طول موج ۱۲۰۰ نانومتر حدود ۲۵٪ است. اگر با شکل ۲ مقایسه کنیم، مشاهده می شود که میزان عبور نمونه آزمایشگاهی از محاسبات تئوری کمتر است. علت تفاوت میران عبوری در محاسبات تئوری با داده-های تجربی علاوه بر خطاهای تجربی در این است که در محاسبات TET بی رنگ فرض شده است، در حالی که ورقه استفاده شده در آزمایش شیری رنگ است و میزان بازتاب آن در طول موجهای اندازه گیری شده، بیشتر از نمونه بی رنگ خواهد بود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱



طراحی شیئی سامانه یور تروسکوپ

محمد حيدري، حميدرضا فلاح، مرتضى حاجى محمودزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان

m.heidari@sci.ui.ac.ir, hfallah@sci.ui.ac.ir, m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir

چکیده – در این مقاله طراحی شـیئی سـامانه یورتروسـکوپ، که از اندام های درونی بدن تصویرگیری می کند، ارائه شده است. در ابتدای طراحی جسم در بی نهایت و میدان دید بیشینه ۱۰۰ درجه در نظر گرفته شد.پارامتر هایی نظیر جنس، ضخامت و شعاع انحنای عدسی ها و فاصله بین آن ها به عنوان متغیر و معیار اصلی برای بهینه سازی کاهش MTF در نظر گرفته شد. نتایج مراحل طراحی که با نرم افزار زیمکس انجام شده، نشان دهنده حصول کیفیت مناسب در سامانه نهایی است.

كليد واژه- ابيراهي، سامانه شيئي، عدسي، يورتروسكوپ، MTF

Design of objective part of an urethroscope system

Mohammad Heidari, Hamidreza Fallah, Morteza Hajimahmoodzadeh

Faculty of Physics, University of Isfahan

m.heidari@sci.ui.ac.ir, hfallah[at]sci.ui.ac.ir, m.hajimahmoodzadeh[at]sci.ui.ac.ir

Abstract-In this article, the design of objective part of an urethroscope system, which images the internal organs of the body, is presented. At beginning, the object was considered at infinity and maximum field of view of 1... degrees was selected. Parameters such as material, thickness and radius of curvature of the lenses and the distance between them were considered as the main variables and the value of MTF was considered as the optimizing goal. The results of the design steps performed with Zemax software show the achievement of appropriate quality in the final system.

Keywords: Aberrations, objective system, lense, urethroscope, MTF

مقدمه

اندوسكوپ' وسيلهاى است كه امكان مشاهده مناطق غيرقابلدسترس بدن را فراهم ميكند. اين وسيله درعين حال که آسیب بسیار کمی را به بدن وارد میکند، توانایی بینظیری در تصویربرداری با وضوح بالا از جراحات داخل بدن را دارد[۱]. هنگامی که زمینه اندوسکوپی گسترش یافت، متخصصان اورولوژی تمایل به مشاهده مثانه و سیستم جمع آوری فوقانی ادرار داشتند. از این رو زمینه يورتروسكوپي^۲ در پزشكي بوجود آمد. اولين عمل جراحي یورتروسکوپی توسط یانگ در سال ۱۹۱۲ انجام شد، که وی تا سال ۱۹۲۹ آن را گزارش نکرد. بزرگترین پیشرفت بعدی در یورتروسکوپی، یورتروسکوپ انعطافپذیر بود که با معرفی فناوری تارنوری^۳ امکانپذیر شد و در سال ۱۹۶۴، مارشال اولین کاربرد یورتروسکوپ انعطافیذیر را گزارش داد. اولین یورتروسکوپ که با طراحی عدسی میلهای هاپکینز^۴ انجام شد ، به طور جداگانه توسط گودمن در سال ۱۹۷۷ و لیون و همکاران در سال ۱۹۷۸ گزارش دادهشد [۲].

یورتروسکوپ شامل چهار قسمت سامانه شیئی، سامانه انتقال تصویر، سامانه روشنایی و سامانه مشاهده میباشد. سامانه شیئی، یک تصویر معکوس از جسم تشکیل میدهد. سامانه انتقال تصویر وظیفه انتقال تصویر از انتها به ابتدای یورتروسکوپ را دارد که بسته به نوع اندوسکوپ از عدسی های میلهای یا تارنوری برای انتقال تصویر استفاده میشود. سامانه مشاهده ، تصویر نهایی را به یک حسگر^۵ ارائه میدهد[۳]. همچنین نیازهای کلی سامانه روشنایی برای تصویربرداری یورتروسکوپ شامل سطح نور کافی، نور

یکنواخت، میدان دید زیاد و هزینه کم است[۴]. هدف ما در این مقاله طراحی سامانه شیئی با میدان دید وسیع و کیفیت تصویر خوب جهت استفاده در جراحیهای پزشکی میباشد.

طراحی سامانه شیئی

در سامانه شیئی از بافتهای داخل بدن تصویر برداری می شود. به منظور مشاهده بافتهای داخل بدن، بدون از دست دادن اطلاعات مفید، عدسیهای شیئی باید یک میدان دید بزرگ، به عنوان مثال ۱۰۰ درجه و عمق میدان زیادی داشتهباشند تا اجسام در فاصله بین ۳ تا ۵۰ میلی متر بدون استفاده از تنظیم کانونی، مشاهده شوند. افزایش میدان دید عدسی به منظور ایجاد زاویه بازتر در عین ثابت میدان دید عدسی به منظور ایجاد زاویه بازتر در عین ثابت میدان دارد [۵]. جهت ارائه تصویر، به فاصله کانونی کوتاهتری نیاز دارد [۵]. جهت ارائه تصویری مناسب، سامانه عدسی شیئی از دو گروه عدسی تشکیل می شود که با یک دهانهبند⁹ از هم جدا می شوند(شکل ۱).



شکل۱_ سامانه عدسی شیئی

در این سامانه، فاصله کانونی پشتی^۷ از فاصله کانونی مؤثر^۸ بیشتر است. همچنین برای داشتن میدان دید زیاد، گروه عدسی جلو توان شکست منفی و گروه عدسی پشت توان شکست مثبت دارند.[۶] برای داشتن تصویری با کیفیت خوب باید ابیراهیهای موجود در سامانه را اصلاح کرد. همچنین برای داشتن کیفیت خوب تصویر، سامانه ما بایدMTF ^۹ قابلقبولی نیز داشتهباشد. در این مقاله جسم

- $^{\scriptscriptstyle \rm Y}$ Back focal length
- [^] Effective focal length
- [•] Modulation transfer function

[`] Endoscope

^r Urethroscopy

^r Optical fiber

[†] Hopkins rod lens

^a Sensor

[°] Aperture stop





شكل٢_ طرحواره طراحي اوليه سامانه شيئي



01/12/2021 Data for 0.4861 to 0.6563 µm. Surface: Image

نمودار ۱_ نمودار MTF طراحی اولیه سامانه شیئی

در ادمه جهت بهبود کیفیت تصویر، طراحی را بهینهسازی کردیم. در این طراحی دهانه عددی و جنس شیشهها تغییری نکردهاست ولی فاصله کانونی مؤثر ۳۷۱/ میلیمتر میباشد. سایراطلاعات مورد نیاز در جدول ۱ آوردهشدهاست. عدسی دوتایی^{۱۲} را به دور از دهانهبند و درمحلی قراردادیم که ارتفاع پرتو زیاد است. این عمل باعث کاهش ابیراهی رنگی جانبی و محوری خواهدشد. جهت بهبود کیفیت تصویر، شعاع سطح اول را کاهش و تقریبا به صورت یک سطح تخت طراحی کردیم. همچنین با اعمال سطح اول به دور از دهانهبند توانستیم علاوه بر ابیراهی واپیچش، ابیراهی آستیگماتیسم را نیز به خوبی کنترل کنیم. در ادامه با تنظیم موثر فاصله سطوح، ارتفاع پرتوها را به خوبی کنترل کردیم، زیرا یکی از راههای کنترل ارتفاع پرتوها استفاده از هوای

را در بینهایت در نظر گرفتیم. همچنین عدسی شیئی با دهانه عددی ۲۰ ۱۳۷/۰ میلی متر، فاصله کانونی مؤثر ۴۴/۵/۰ میلی متر برای میدانهای ۰، ۲۵ و ۵۰ درجه با استفاده از نرمافزار زیمکس طراحی کردیم. در طراحی این عدسی معیارهایی همچون جنس شیشهی عدسیها، ضخامت، قطر، شعاع انحنا و فاصلهی بین عدسیها حائز اهمیت است. با انتخاب درست این فاکتورها، ساختاری به دست میآید که ابیراهیهای موجود در آن را به حداقل میرساند و کیفیت تصوير را ارتقاء مي بخشد. سامانه شيئي طراحي شده شامل ۱۱ سطح می باشد. به دلیل کیفیت خوب شیشههای شرکت شات آلمان، شیشههای استفادهشده در این سامانه از این شرکت میباشد. برای کاهش ابیراهی رنگی جانبی در سطح ۹ از شیشهای با عدد آبه^{۱۱} بالا استفاده کردیم. همچنین برای کاهش ابیراهی انحنای میدان در سطح ۸ از شیشه با ضريب شكست بالا استفاده كرديم.براى كاهش ابيراهى رنگی جانبی، در سطوح ۸ و ۹ از عدسیهای دوتایی بههم چسبیده استفاده کردیم. استفاده از این نوع عدسی، ابیراهی رنگی جانبی و ابیراهی رنگی محوری را بهبود مى بخشد. در طراحى اوليه براى كنترل ابيراهى واپيچش شعاع انحنای سطح اول را مثبت در نظر گرفتیم. ابیراهی واپیچش را میتوان با استفاده از یک سطح کروی به طور موثری کنترل کرد زیرا انحنای یک نقطه از یک سطح کروی مى تواند به طور مداوم تغيير كند. بنابراين، مى توان انحنا را در نقطهای از سطح کروی تغییر داد که از طریق آن پرتوی اصلی می تواند به یک نقطه مطلوب در صفحه تصویر دستیابد. در طراحی اولیه MTF قابل قبولی به دست آمد که در نمودار ۱ آن را به نمایش گذاشتیم.

¹ Numerical Aperture

11 Abb number

¹⁷Doublet

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



نمودار ۲_ نمودار MTF طراحی نهایی سامانه شیئی

نتيجهگيرى

ما در این مقاله توانستیم سامانه شیئی یورتروسکوپ را به وسیله نرم افزار زیمکس طراحی کنیم. در این طراحی دهانه عددی را ۱۳۷/۰ میلی متر درنظر گرفتیم. با تعریف ۱۱ سطح و با ایجاد تغییر در شعاع انحنا، فاصله بین سطحها و همچنین استفادهاز شیشه های مناسب در هر سطح توانستیم تصویری با کیفیت خوب وبا MTF قابل قبول ارائه دهیم.

مرجعها

- [1] D. Leiner, "Disposable rigid endoscope", U.S. Patent No. F.98F.VI., 199.
- [Y] Jay B. Basillote, David I. Lee, Louis Eichel, Ralph V. Clayman, "Ureteroscope flexible, rigid and semirigid", Urol Clin N Am. T1, pp. T1-TT, T..F.
- [٣] R. Liang, Optical design for biomedical imaging, p.
 ٣٨١, Spie Press, ٢٠١٠.
- [۴] Jay B. Basillote, David I. Lee, Louis Eichel, Ralph V. Clayman, "Ureteroscope flexible, rigid and semirigid", Urol Clin N Am. ۳۱, pp. ۲۶–۲۸, ۲۰۰۴.
- C. Yamamoto, "Objective lens for endoscope", U.S. Patent No. ۶. ΥΔΥ.Δ·۴, Υ··Υ.
- [9] R. Liang, Optical design for biomedical imaging, p. ٣٩٩, Spie Press, ٢٠١٠.

بین سطوح میباشد. پس از انجام بهینه سازی، MTF تصویر بهبود قابل توجهی داشت که در نمودار ۲ آن را نشان دادهایم. جدول ۱_دادههای مربوط به طراحی عدسی شیئی یور تروسکوپ (داده ها بر حسب میلی متر می باشند.)

شماره سطح	ضخامت	جنس	شعاع
OBJ	Infinity	_	Infinity
١	•/٢۵•	N-LASF ^w IA	-19/74
٢	۲/۲۳۱	_	/822
٣	١	SFL9	1./94
۴	•/871	_	-808/11
STO	•	_	Infinity
۶	١	LAF "	۵۲۱/۸۵
Y	•/٩١١	_	- ١/٩ ٧
٨	• / ٢	SF\$	۴
٩	• 8	SK18	١/٩٨
۱.	•/٩٧٨	_	-1/88
11	•/۴	_	Infinity
IMA	-	_	Infinity





شكل"م_ طرحواره طراحي نهايي عدسي شيئي



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعهٔ خواص اپتیکی BiFeO₃ در حالت مکعبی

حمداله صالحی^۱، الهام کردستانی^۲

^۱دانشیار، گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، salehi_h@scu.ac.ir

^۲ کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، kordestani.phys@gmail.com

چکیده - در این پژوهش خواص اپتیکی BiFeO3 با ا ستفاده از روش امواج بهبود یافتهٔ خطی با پتانسیل کامل(FP-LAPW) در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی(DFT) با ا ستفاده از کد محا سباتی Wien2k مورد برر سی قرار گرفت. خواص اپتیکی نظیر قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک، ضریب شکست و ضریب خاموشی مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان میدهد که فریت بیسموت در حالت مکعبی یک فلز میباشد. از آنجایی که ترکیب دارای خاصیت مغناطیسی میباشد، کلیهٔ محاسبات به صورت کاملاً اسپینی انجام شده است.

کلید واژه- «خواص اپتیکی، فریت بیسموت، نظریهٔ تابعی چگالی».

Study Optical Property of Cubic BiFeO3

Hamdollah Salehi¹, Elham Kordestani²

¹Associate Professor, Department of Physics, Faculty of Sciences, Shahid Chamran University of Ahvaz, Email: salehi_h@scu.ac.ir

² M. Sc in Physics, Department of Physics, Faculty of Sciences, Shahid Chamran University of Ahvaz, Email: kordestani.phys@gmail.com

Abstract- In this study, investigated the optical properties of BiFeO₃ by useing the full potential linearized augmented plan wave (FP-LAPW) in framework density functional theory(DFT) with wien2k code. The optical properties such as real and imaginary parts of dielectric function, refractive index, extinction coefficient have been calculated and studied. The results show that of cubic ferrite bismuth is a metalic. Since compound has magnetic properties, all calculations of compound is performed in full spin.

Keywords: Optical Property, Ferrite Bismuth, Density Functional Theory.

مقدمه

مواد چندفروئی پرووسکیت با فرمول شیمیایی ABO3 از قبیل موادی هستند که میتوانند بهطور همزمان دو یا چند نظم فروئیکی را داشته باشند [۱]. در این میان فریت بیسموت از قبیل مواد چند فروئی است که ساختار ایدهآل آن بهصورت پرووسکیت مکعبی با گروه فضایی Pm3m میباشد [۲]. در میان مطالعات نظری انجام شده بر روی این ترکیب، میتوان بهبررسی خواص ساختاری، الکترونی وکشسانی انبوههٔ BiFeO3 در فاز مکعبی اشاره کرد [۳،۴] و در پژوهشی دیگر ترکیب فریت بیسموت در فاز مکعبی بهعنوان یک فلز گزارش شد [۵].

روش محاسبات

محاسبات بر پایهٔ نظریهٔ تابعی چگالی و روش امواج بهبود یافتهٔ خطی با پتانسیل کامل با تقریب شیب تعمیم یافته(GGA) و به کمک کد محاسباتی Wien2k انجام شده است [۶]. در این پژوهش، مقادیر بهینهٔ Rk_{max} برابر با ۸ انرژی جداسازی حالتهای مغزه از ظرفیت برابر با ۷R۷- و آنرژی جداسازی حالتهای مغزه از ظرفیت برابر با ۷R۷- و $R_{\rm max}$ برابر با (۲۰۵ انتخاب شد. تعداد نقاط در نظر آن یک شبکهٔ $\delta \times \delta \times \delta$ ایجاد شده است. شعاع کرههای مافین-تین برای عناصر آه، Fe و O بهترتیب ۲٫۵، ۱٫۹۱ و مافین-تین برای عناصر آه، و سلول قراردادی فریت اردر واحد اتمی) میباشد و سلول قراردادی فریت بیسموت در فاز مکعبی در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱: ساختار بلوری فریت بیسموت در فاز مکعبی.

خواص اپتيكى

ثابتهای اپتیکی پاسخی از تابش امواج الکترومغناطیسی اعمال شده در چارچوب نظریهٔ پاسخ خطی میباشند که توسط روابط کرامرز-کرونیک بههم مرتبط میشوند. برای بررسی خواص اپتیکی یک بلور بایستی ثابتهای اپتیکی مختلف آن را برحسب انرژی تابشی مورد بررسی قرار داد. یکی از مهمترین کمیتهای اپتیکی، تابع دیالکتریک مختلط است. تابع دیالکتریک توسط رابطهٔ زیر تعریف میشود [۷]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \tag{1}$$

این تابع تانسوری از مرتبهٔ دوم میباشد و برای ساختارهای مکعبی چون a = b = c میباشد؛ فقط محاسبهٔ یک مؤلفه از تابع دیالکتریک ضروری و سامانه در حالت مکعبی همسانگرد میباشد و در هر سه جهت x و y و z رفتار همسانگرد میباشد و در هر سه جهت x و y و z رفتار یکسانی از خود نشان میدهد. در رابطهٔ (۱)، (ω) عسهم حقیقی تابع دیالکتریک میباشد که توسط رابطهٔ کرامرز-کرونیک بهصورت زیر تعریف میشود [۷]:

$$\mathcal{E}_{1}(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P\{\int_{0}^{\infty} \frac{\omega' \mathcal{E}_{2}(\omega')}{{\omega'}^{2} - \omega^{2}} d\omega'\}$$
(7)

P قسمت اصلی انتگرال است. (æ) کی، سهم موهومی تابع دیالکتریک نیز ناشی از گذارهای درون نواری است که توسط رابطهٔ زیر محاسبه میشود [۷]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} \sum \int \langle i \mid M \mid j \rangle^2 f_i(1 - f_i) \times \delta(E_f - E_i - \omega) d^3k$$

M عنصر ماتریسی انداره حرکت، i و f حالت اولیه و نهایی و E_i انرژی حالت اولیه میباشد. نمودار مربوط بهسهمهای حقیقی و موهومی تابع دیالکتریک در انبوههٔ فریت بیسموت در ساختار مکعبی در شکل (۲) و (۳) آورده شده

است. جذر سهم حقیقی تابع دیالکتریک در انرژی صفر منجر بهضریب شکست استاتیک میشود؛ که به کمک رابطهٔ زیر محاسبه می شود [۷]:

$$n(0) = \sqrt{\varepsilon_1(0)} \tag{(f)}$$

که برای ترکیب فریت بیسموت در فاز مکعبی برابر با ۵٬۷۱ میباشد. با توجه بهنمودار سهم حقیقی (شکل۲) مشاهده میشود که این نمودار در محدودهای از انرژی(۱۰٫۱–۶) الکترون ولت دارای مقادیر منفی است. لذا در ناحیهای که I^3 منفی است امواج منتشر نمیشوند و بلور شفافیت خود را از دست میدهد و بیشترین جذب و رسانندگی را خواهیم داشت. با توجه بهنمودار سهم موهومی (شکل۳) میتوان دریافت؛ شروع جذب از مقادیر بسیار کوچک انرژی بیانگر این است که ترکیب در این فاز گاف انرژی ندارد. سپس نمودار با شیب تندی افزایش مییابد که با توجه بهصفر بودن گاف انرژی، الکترونها بدون نیاز به گرفتن انرژی میتوانند از نوار ظرفیت وارد نوار رسانش شوند. همچنین، بهازای انرژیهای بالاتر سهم موهومی نمودار صفر میشود؛ به این



شکل ۲: سهم حقیقی تابع دیالکتریک در انبوههٔ فریت بیسموت در فاز مکعبی.



شکل ۳: سهم موهومی تابع دیالکتریک در انبوههٔ فریت بیسموت در فاز مکعبی.

ضریب شکست و ضریب خاموشی

ضریب شکست، پارامتر فیزیکی مهم دیگری است که مانند تابع دیالکتریک مختلط بوده و میتوان آن را براساس تابع دیالکتریک بهشکل رابطهٔ زیر نوشت [۷]:

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{|\varepsilon(\omega)| + \operatorname{Re}\varepsilon(\omega)}{2}} \tag{(a)}$$

ضریب خاموشی، سنجشی از میزان جذب موج الکترومغناطیسی میباشد؛ یعنی اگر موج الکترومغناطیسی بهراحتی از ماده عبور پیدا کند ضریب خاموشی کمی دارد و اگر پرتویی بهسختی در ساختاری نفود کند ماده ضریب خاموشی بزرگی دارد و توسط رابطهٔ (۶) بهدست میآید [۷]:

$$k(\omega) = \sqrt{\frac{|\varepsilon(\omega)| - \operatorname{Re}\varepsilon(\omega)}{2}} \tag{8}$$

نمودارهای مربوط بهضریب شکست و ضریب خاموشی ترکیب BiFeO₃ در فاز مکعبی در شکل (۴) آورده شده است. قلههای بیشینهای که در نمودار ضریب شکست (شکل۴ الف) مشاهده میشود؛ نشان میدهد که در این نقاط عبور موج الکترومغناطیسی به حداقل میرسد و بعد از آن ضریب شکست روند کاهشی خواهد داشت. یعنی در انرژیهای بالاتر امواج میتوانند از ماده عبور کنند. با توجه

نتيجهگيرى

خواص اپتیکی ترکیب فریت بیسموت در فاز مکعبی با استفاده از نظریهٔ تابعی چگالی(DFT)، کد محاسباتی Wien2k و تقریب GGA مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاکی از آن است؛ در نواحی که ₁ع منفی است امواج منتشر نمی شوند و بلور شفافیت خود را از دست میدهد. علاوه بر این، سهم موهومی تابع دی الکتریک نشان میدهد که این، سهم موهومی تابع دی الکتریک نشان میدهد که ترکیب BiFeO3 در فاز مکعبی فلز می باشد؛ که با نتایج ترکیب خاموشی متناظر با صفرهای حقیقی تابع دی الکتریک می باشد.

مرجعها

- [1] W. Eerenstien, N. D. Mathur and J. F. Scott, "Multiferroic and magnetoelectric materials", Nat., Vol. 442, pp. 759-765, 2006.
- [2] P. Ravindran, R. Vidya, A. Kjekshas, H. Fjellvag and O. Eriksson, "Theorical investigation of magnetoelectric behavior in BiFeO₃", Phys. Rev., Vol. 74, No. 22, pp. 1-18, 2006.
- [3] K. Koumpouras and L. Glanakis, "Ab-initio study of competing magnetic configurations in cubic BiFeO₃ alloys", Mag. Mag. Mat., Vol. 323, No. 17, pp. 2328-2333, 2011.
- [4] M. K. Yakkob, M. F. M. Tab, M. S. M. Deni, A. Chandra, L. Lu and M. Z. A. Yahya, "First Principle Study on Structural elastic and electronic properties of cubic BiFeO₃", Ceram. Inter., Vol. 39, pp. 283-286, 2013.
- [5] C. He, Z. J. Ma, B. Z. Sun, R. J. Sa, K. Wu, "The electronic, optical and ferroelectric property of BiFeO₃ during polarization reversal: A first principle study", Alloy. Com., Vol. 623, pp. 393-400, 2015.
- [6] E. K. U. Gross, W. Kohn, "Local Density-Functional Theory of Frequency-Dependent Linear Response", Phys. Rev. Lett., Vol. 55, No. 26, pp. 2850-2852, 1985.

بهطیف ضریب خاموشی (شکل ۴ ب) میتوان یافت که مقادیر بیشینه ۵٫۰ و ۷٫۳ در جهت محور x متناظر با صفرهای حقیقی تابع دیالکتریک بوده و در انرژیهای بالاتر ضریب خاموشی بهصفر میرود. بهطور کلی، با بررسی نمودارهای ضریب شکست و ضریب خاموشی میتوان مشاهده کرد که ضریب شکست رفتاری مشابه با سهم حقیقی تابع دیالکتریک و ضریب خاموشی رفتاری مانند سهم موهومی تابع دیالکتریک دارد.



شکل ۴: نمودار (الف) ضریب شکست و (ب) ضریب خاموشی ترکیب فریت بیسموت در فاز مکعبی.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰- ۱۲ بهمن ۱۴۰۰



طراحى اپتيكى دوربين دما بالا

هادی برزویی^۱، محمد کمالی مقدم^۲، مصطفی کهن^۳

^۱گروه علوم مهندسی، پردیس فناوریهای نوین، دانشگاه حکیم سبزواری، کد پستی ۹۶۱۷۹۷۶۴۸۷، <u>h.borzouei@hsu.ac.ir</u>

^۲گروه علوم مهندسی، پردیس فناوریهای نوین، دانشگاه حکیم سبزواری، کد پستی ۹۶۱۷۹۷۶۴۸۷

^۳دانشکده مهندسی، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه حکیم سبزواری، کد پستی ۹۶۱۷۹۷۶۴۸۷

چکیده – پایش داخل کوره و دیدن شعله توسط دوربین ناحیه مرئی برای اتاق کنترل اهمیت دارد. از طرفی، قطعات الکترونیکی و اپتیکی در دماهای بالا صدمه میبینند. برای دیدن داخل کوره از هندسه آندوسکوپی استفاده شده و تصویر کوره توسط تلسکوپ نیوتنی به بیرون از کوره منتقل میشود. حسگر سیسیدی و اجزای الکترونیک دربیرون از کوره قرار میگیرند. قسمتی از دوربین که شامل مجموعه قطعات اپتیکی میشود و داخل کوره قرار دارد با دمش هوای خنک با فشار ۷ اتمسفر خنک شده و دوربین تحمل دمای ۱۱۰۰ درجه سانتیگراد دارد. میدان دید قابل دید توسط این دوربین، ۱۶± درجه است و سبب میشود که دهانه ۴ متری کوره، تمام طول موثر مشعل و اصل شعله به صورت رنگی در اتاق کنترل دیده شوند. کلید واژه- آندوسکوپ، تصویربرداری از شعله، حسگر سیسیدی رنگی، دوربین دما بلا.

Optical design of high temperature camera

Hadi Borzouei¹, Mohammad Kamali moghadam², Mostafa Kohan³

 ¹Department of Engineering Sciences, Campus of New Technologies, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran. <u>h.borzouei@hsu.ac.ir</u>
 ²Department of Engineering Sciences, Campus of New Technologies, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran
 ³Department of Mechanical Engineering, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran

Abstract- Monitoring inside the furnace and seeing the flame with the visible camera is important for the control office. The electronic and optical components are damaged at high temperatures. In this work, the endoscopic geometry is used to see inside the furnace, and the image of the furnace is transmitted out of the furnace by the Newtonian telescope. The CCD sensor and electronic components are located outside the furnace. The part of the camera that is located in the furnace is cooled by blowing air with a pressure of 7 atmospheres and the high-temperature camera can withstand temperatures of 1100 degrees Celsius. The field of view visible by this camera is ± 16 degrees and could see the 4-meters opening of the furnace, the full effective length of the burner, and the original flame to be seen in color in the control office.

Keywords: color CCD, endoscope, flame imaging, high temperature camera.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

در بسیار از صنایع، فرایند کنترل و پایش، مهم و حیاتی است. این موضوع در صنایعی مانند پالایشگاهها، پتروشیمیها، ذوب فلزات، و نیروگاههای حرارتی که فرایند تولید در آنها با حرارت و در دمای بالا انجام می شود، از اهمیت ویژهای بر خوردار است که صنعت سیمان یکی از این صنایع است.

در این صنایع، مسول اتاق کنترل باید در تمام مدت از هر گونه اتفاقی که درون کوره میافتد آگاه باشد و داخل کوره را ببیند. از دست رفتن شرایط کاری، افت دما، خرابی تجهیزات مواردی هستند که ممکن است خسارتهای بالایی به بار آورند. فرایند پایش دقیق نیازمند ابزار و شرایط ویژه ای است. دوربین دمای بالا یکی از ابزارهای پایش کوره ویژه ای است. به کمک دوربین دما بالا مراحل مختلف فرایند حرارتی است. به کمک دوربین دما بالا مراحل مختلف فرایند و ماندگاری شعله اصلی در کوره مشاهده می شود. پایش دقیق و بی درنگ درون کوره، توان تولید و ایمنی مجموعه را بالا می برد [۱].

در کوره پخت سیمان، جداره محفظه کوره دمایی بین ۲۰۰ تا ۵۰۰ درجه سانتی گراد دارد و دمای داغ ترین نقطه شعله به ۱۷۰۰ درجه سانتی گراد میرسد. دوربین پایش و کنترل درون کوره باید تحمل دمای بالا را داشته باشد. ما از روش آندوسکوپ برای طراحی این دوربین استفاده کردهایم.

چیدمان اپتیکی

چیدمان قرار گیری دوربین و هندسه تصویربرداری از داخل کوره در شکل ۱ آمده است. فاصله اولین دیواره از محل دوربین (P) و عمق میدان دید (Dof: Depth of Focus)

است. پهنای دهانه کوره ۴ متر بوده و از محل نصب دوربین ۸ متر فاصله دارد. مهمترین بخش هایی از کوره که باید توسط دوربین دیده شود در فاصله ۸ تا ۲۰ متری از محل نصب دوربین قرار دارند. مشخصات هندسی مورد نیاز برای طراحی اپتیکی در جدول ۱ آمده است.



شکل ۱: هندسه قرارگیری دوربین. دوربین با نماد C، آشکارساز دوربین با نماد D، فاصله قرارگیری اولین دیواره از جسم با p و عمق میدان دید با h، dof، i نیم ارتفاع جسم، ا معرفی شده است.

جدول ۱: مشخصات هندسی مورد نیاز برای طراحی اپتیکی

کمیت	نماد	مقدار
فاصله جسم تا عدسی	Р	۸ متر
نيم ارتفاع جسم	h	۲ متر
عمق میدان دید	Dof	۱۲ متر
نيم زاويه ميدان ديد	θ_1	۱۶ درجه
اندازه حسگر سیسیدی	D	Υ,۵۶× ۵,۵۷
		میلیمتر مربع

چیدمان قطعات اپتیکی در شکل ۲ رسم شده است. در این چیدمان، از یک عدسی شیئی مرکب برای دریافت نور از جسم در جلوی دوربین استفاده شده است. عدسی دوم یک

عدسی دوتایی بوده و نور رسیده را تقریبا موازی می کند. نور موازی شده توسط عدسی دوم به عدسی سوم (عدسی تصویرساز) رسیده و تصویر جسم را روی حسگر سیسیدی نگاشت می کند.



شکل ۲: چیدمان سیستم اپتیکی. در این چیدمان، F1 فاصله کانونی عدسی شیئی، F2 فاصله کانونی عدسی میدانبند، F3 فاصله کانونی عدسی تصویرساز، d1 قطر دهانه عدسی شیئی، d2 قطر دهانه عدسی میدانبند، d3 قطر دهانه عدسی تصویرساز، d پهنای حسگر سی سی دی، L فاصله عدسی شیئی تا عدسی تصویرساز، d1 زاویه پرتو کناری رسیده به عدسی شیئی، d2 زاویه خروج نور از عدسی میدانبند است.

میانگین فاصله ۱۴ متر برای محل جسم در نظر گرفته شده که برای یک عدسی با فاصله کانونی چند ده میلیمتر، تقریبا بینهایت فرض میشود. عدسی دوم به صورت هم کانون با عدسی اول قرار گرفته و تشکیل یک موازیساز نیوتنی میدهد. موازیساز، واگرایی نور رسیده به عدسی اول را طبق رابطه زیر کاهش داده و با واگرایی کمتر به عدسی سوم (عدسی تصویرساز دوربین) میفرستد [۲].

$$\frac{\theta 1}{\theta 2} = \frac{F2}{F1} \tag{1}$$

در این رابطه، F1، F1 به ترتیب فاصله کانونی عدسی اول و فاصله کانونی عدسی دوم و 61 ، 62 نیز به ترتیب واگرایی نور رسیده به عدسی اول و واگرایی نور خارج شده از عدسی دوم هستند.

فاصله کانونی عدسی اول ۱۶ میلیمتر و فاصله کانونی عدسی دوم ۱۰۰ میلیمتر انتخاب شده است. واگرایی با نسبت فاصله کانونی دو عدسی (۶٫۲۵=۱۰۰/۱۶) کاهش مییابد. واگرایی پرتو بعد از عدسی دوم با ضریب ۶٫۲۵

کاهش یافته و به مقدار ۲٫۵ درجه میرسد. میدان دید آشکارساز از رابطه زیر محاسبه میشود:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{D}{F3} \tag{(1)}$$

که D پهنای حسگر سیسیدی و F3 فاصله کانونی عدسی تصویر ساز دوربین است. تمام پرتوهایی که در میدان دید دوربین قرار بگیرند به صفحه آشکارساز دوربین رسیده و ثبت میشوند.

اندازه حسگر سیسیدی دوربین ۵٬۵۷ ×۲٬۵۶ است و زاویه پرتو رسیده به عدسی تصویر ساز از عدسی دوم، ۲٫۵ درجه (۰,۰۴۴ رادیان) است. طبق رابطه۲، اندازه حسگر سی سی دی تعیین کننده زاویه دریافت پرتو است. با توجه به ابعاد حسگر، فاصله کانونی عدسی تصویرساز باید بین ۳۰ (برای ضلع بزرگ حسگر) و ۶۵ (ضلع کوچک حسگر) میلیمتر باشد تا تمام پرتوهای رسیده به عدسی اول به حسگر سیسیدی برسند. در این طراحی از عدسی تصویرساز با فاصله کانونی ۲۵ میلیمتر استفاده شد. با این انتخاب، در هر دو راستا، تمام پرتوها به آشکارساز میرسند. در این طراحی برای پنجره ورودی از شیشه کوارتز استفاده شده است که مقاومت مکانیکی بسیار خوبی دارد، ضریب هدایت گرمایی آن بسیار پایین است و دمای ذوب آن ۱۷۵۰ درجه سانتی گراد است. این ماده در اثر شوکهای حرارتی مقاوم بوده و ترک برنمی دارد. برای محافظت قطعات اپتیک و الكترونيك از صدمه ناشى از حرارت داخل كوره، تمام قطعات، داخل سازه استیل قرار گرفته و توسط دمش هوای سرد خنک می شوند که در شکل ۳ آمده است. در این قسمت از یک تیوپ دوجداره هم محور استفاده شده که قطعات اپتیکی داخل استوانه داخلی قرار گرفته و در بین تيوپ اول تا دوم يک لايه سال هوا دميده مىشود تا خنککاری شود.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۳: چیدمان دمش هوای خنک برای محافظ حرارتی قطعات الکترونیک و اپتیک



شکل ۴: تصویر نهایی دوربین. محل عدسیهای مختلف درون دوربین توسط بیضیها آبی و محل آشکارساز توسط مستطیل قرمز مشخص شده است.

برای اندازه گیری میدانی عملکرد دوربین از تصویر کمدهای داخل آزمایشگاه استفاده شده که در شکل ۵ دیده می شوند. کل پهنای تصویر ۶ متر و در فاصله ۱۰ متری از دوربین قرار دارد. اثر ابیراهی انحنای میدان توسط خط قرمز بالای ردیف کمدها مشخص شده است.



شکل ۵: معیاری از ابیراهی انحنای میدان توسط تصویر کمدهایی که در فاصله ۱۰ متری از دهانه دوربین قرار گرفتهاند بدست میآید. خط قرمز برای اندازهگیری انحراف تصویر از خط راست رسم شده است.

دوربین بعد از تنظیم در آزمایشگاه، در محل نهایی در کوره نصب شد. در شکل ۶ نمونهای از تصویر دریافت شده توسط این دوبین از داخل کوره پخت سیمان دیده می شود. در این

تصویر، محل مشعل، دیواره و خود شعله به وضوح مشخص است.



شکل ۶: تصویر گرفته شده از داخل کوره سیمان سبزوار توسط دوربین حرارتی دما بالا. مشعل، شعله و دیواره کوره در این عکس دیده میشوند.

نتيجەگىرى

دوربین مقاوم نسبت به دمای بالای ۱۱۰۰ درجه سانتی گراد برای پایش داخل کوره پخت سیمان ساخته شد که میدان دید ۱۶± داشته و یک تصویر رنگی با وضوح تصویر د۹۲۰×۱۰۸۰ پیکسل ایجاد می کند. این دوربین اندازه دهانه ۴ متری را در فاصله متوسط ۱۴ متری را اندکی ابیراهی انحنای میدان ثبت می کند. ابیراهی انحنای میدان که متریک را تغییر می دهد به صورت آزمایشگاهی بر آورد شده و برای این کاربرد مقدار آن قابل چشم پوشی است.

سپاسگزاری

از مدیر عامل و مسولان اجرایی شرکت سیمان لار سبزوار برای اعتماد و همکاری صمیمانه، بینهایت ممنون و سپاس گزارم.

مرجعها

2. Smith, W.J., Modern optical engineering: the design of optical systems. 2008: McGraw-Hill Education.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰



طراحی پر توگستر زوم ۲۲ – ۶۸ برای طولموج ۱۰۶۴ نانومتر

نبیالله آذر پور، مسعود کاوش تهرانی

مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

naby.azar@yahoo.com , m_kavosh@mut-es.ac.ir

چکیده – پرتوگسترها به دلیل اینکه باعث کاهش واگرایی و افزایش برد لیزرها میشوند کاربردهای فراوانی در زمینههای نظامی و صنعتی دارند. در این پژوهش یک سامانه پرتوگستر با قطر پرتو متغیر از ۲۰ تا ۶۰ میلیمتر در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر طراحی و تا حد ممکن نزدیک به حد پراش شده است. مزیت این سامانه این است که فقط با سه عدسی موجود در بازار طراحی شده است. در نتیجه هزینه های ساخت را بسیار کاهش خواهد داد.

كليدواژه- پرتوگستر، سامانه زوم، طراحي اپتيكي

Design of a Zoom beam expander from 2x – 6x for 1064 nm wavelength

Nabiollah Azarpour, Masoud Kavosh Tehrani

Faculty of applied science, Malek ashtar University of Technology

naby.azar@yahoo.com, m kavosh@mut-es.ac.ir

Abstract-beam expanders have many applications in the military and industrial fields because they reduce divergence and increase the range of lasers. In this research, a beam expander system with a variable beam diameter of 20 to 60 mm at a wavelength of 1064 nm has been designed and it is as close as possible to diffraction limit. The advantage of this system is that it is designed with only three lenses available in the market. As a

result, it will greatly reduce construction costs.

Keywords: Beam expander, Optical design, Zoom system

$$\frac{1}{m'} = -\frac{f_o}{f_e} \tag{1}$$

$$L = \left| f_{o} + f_{e} \right| \tag{(7)}$$

که در آن f_e و f_e به ترتیب فاصله کانونی عدسی شیئی و چشمی هستند. mنیز مقدار بزرگنمایی تلسکوپ و Lطول کل سامانه است. لازم به ذکر است که بزرگنمایی برای پرتوگستر (m) عکس بزرگنمایی در تلسکوپ است. با توجه به محدودیت تعداد عدسیها، حداقل به سه عدسی نیاز است که به ترتیب f_1, f_2, f_3 نامگذاری می گردند. دو فاصله هوایی بین این سه عدسی وجود دارد که فاصله عدسی اول و دوم، دوم و سوم به ترتیب d_{12}, d_{12} خواهد بود. فاصله کانونی مؤثر دو عدسی نازک جدا از هم برابر است با [۵]:

$$\frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d_1}{f_1 f_2}$$
(٣)

بنابراین فاصلهی عدسی اول و دوم و دوم و سوم از یکدیگر به ترتیب برابر خواهد بود با:

$$d_{12} = \frac{f_{1}f_{2}}{f_{3}m} + f_{1} + f_{2}$$
 (f)

$$d_{23} = \frac{f_2 f_3 m}{f_1} + f_2 + f_3$$
 (a)

با توجه به محدودیتهای طراحی و با استفاده از نرمافزار متلب و آزمونوخطا، در نهایت ۳ عدسی با فاصلههای کانونی ۳۵۰، ۶۰ و ۳۰- میلیمتر از شرکت sigmakoki با شمارههای ۶۵۹-۵۶ و ۳۰- میلیمتر از شرکت SLSQ و SLSQ-12.7-30N ف محدودیتهای طراحی را برآورده کند، انتخاب می گردد [۶]. شکلهای (۱) و (۲) بهترتیب مربوط به فاصله $_{12}$ و $_{23}$ برحسب بزرگنمایی است.

مقدمه

امروزه منابع لیزری برای کاربردهای صنعتی پردازش مواد ضروری شدهاند. این کاربردها همراه با درخواستها و نیازهای مختلفی برای توزیع تابش تحویل دادهشده توسط لیزر همراه است. برخی از کاربردها نهتنها یک توزیع تابش خاص را ترجیح میدهند، بلکه بهعلاوه میتوانند از توزیعهای متغیر با زمان نیز بهرهمند شوند [۱]. پرتوگسترها ادوات اپتیکیاند که میتوانند قطر لکه و واگرایی پرتو لیزر را تغییر دهند [۲]؛ اما پرتوگستر زوم می تواند در حالتهای مختلف، قطر و واگرایی پرتو متفاوتی را در اختیار قرار دهد [۴, ۳].

مسئله اصلی در این طراحی افزایش قطر پرتو ورودی ده میلیمتری به ۲۰ تا ۶۰ میلیمتر در طول موج ۱۰۶۴nm و بهتبع آن کاهش واگرایی تا یکششم مقدار اولیه است. محدودیتهای طراحی، حداکثر طول سامانه ۳۰۰m و استفاده از عدسیهای موجود در بازار با کمترین تعداد عدسی است. در این مقاله برای طراحی پرتوگستر زوم عدسی است. در این مقاله برای طراحی پرتوگستر زوم مهیت نقطه شروع اولیه از نرمافزار متلب و جهت بهینهسازی از نرمافزار زیمکس استفاده شده است. ابتدا مبانی نظری برای به دست آوردن نقطه شروع بیان خواهد شد و سپس با استفاده از عملگرهای مناسب اقدام به بهینهسازی طراحی می گردد.

مبانی نظری

پرتوگستر در اصل یک تلسکوپ است که بهصورت معکوس از آن استفاده میشود؛ بنابراین از روابط حاکم بر تلسکوپها برای طراحی سامانه استفاده خواهیم کرد. سامانهای که برای طراحی این پرتوگستر در نظر گرفتهایم دارای سه عدسی خواهد بود؛ رابطه حاکم بر بزرگنمایی تلسکوپها بهصورت زیر است:
بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: فاصله بین عدسی اول و دوم برحسب بزر گنمایی



شکل ۲: فاصله بین عدسی دوم و سوم برحسب بزرگنمایی

با توجه به شکلهای ۱ و ۲، دادههای اولیه فواصل میان عدسیها بر اساس هر حالت بزرگنمایی در جدول ۱ نشان داده شده است. البته منفی بودن d_{12} در بزرگنمایی Fx به علت کوچکی مشکلی ایجاد نمی کند. این فاصله را در طراحی اولیه صفر انتخاب کرده و بعداً در هنگام بهینهسازی، باید مقداری مثبت داشته باشد.

جدول ۱: دادههای اولیه بهدستآمده با روش عدسیهای نازک

m	$d_{12}(mm)$	<i>d</i> ₂₃ (mm)	L(mm)
2	19.7	60.0	79.7
3	14.6	176.7	191.3
4	9.4	235.0	244.4
5	4.3	270.0	274.3
6	-0.8	293.3	292.5
*		ان ا، گرا	

چیدمان کلی سامانه برای بزرگنمایی ۳x در شکل ۳ و دادههای اولیه در جدول ۲ نشان داده شده است. اندازه

لکه و تابع انتقال مدولاسیون برای کلیه حالتها فاصله زیادی تا حد پراش دارند. در این مقاله به دلیل محدودیت صفحات از شکلها و نمودارهای بزرگنمایی حالت ۳x استفاده گردیده است.



شکل ۳: نمای چیدمان در بزرگنمایی ۳x

جدول ۲: دادههای اولیه برای بزرگنمایی ۳x

Surf:type		radius	thickness	Glass
OBJ	STANDARD	Infinity	Infinity	
STO	STANDARD	Infinity	4.0	
2	STANDARD	Infinity	2.0	SILICA
3	STANDARD	13.8	14.94	
4	STANDARD	27.6	3.90	SILICA
5	STANDARD	Infinity	181.00	
6	STANDARD	181.65	7.5	S-BSL7
7	STANDARD	Infinity	10.0	
IMA	STANDARD	Infinity	-	

بهينەسازى

چون هدف از طراحی کاهش واگرایی پرتو خروجی و حفظ قطر پرتو در فواصل طولانی است از عملگر REAY برای کنترل قطر پرتو خروجی و از عملگر RAED برای کنترل زاویه واگرایی سامانه اپتیکی استفاده می گردد. همچنین از عملگر EFFL برای تنظیم فاصله کانونی کل سیستم که درواقع بینهایت است، نیز بهره خواهیم برد.

چون هدف این است که فاصله کانونی عدسیها تغییر نکند و شعاع عدسیها همان شعاع موجود در بازار باشد تنها فواصل میان عدسیها را در پنجره چند ساختاری بهعنوان متغیر انتخاب کرده و شروع به بهینهسازی

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

میکنیم. جدول ۳ دادههای طراحی بعد از بهینهسازی را نشان میدهد.

جدول ۳: دادههای طراحی بعد از بهینهسازی

m	$d_{12}(mm)$	<i>d</i> ₂₃ (mm)
2	19.675	75.499
3	15.637	167.271
4	11.622	219.959
5	7.596	254.406
6	3.530	278.827

شعاع RMS و شعاع Airy برای هر پنج حالت در جدول ۴ آورده شده است. برای نمونه نمودار تابع انتقال مدولاسیون برای بزرگنمایی ۳x را جهت ارزیابی و تحلیل کیفیت سامانه طراحی شده در شکل ۴ آوردهایم.

جدول ۴: شعاع RMS و شعاع Airy برای هر حالت بزرگنمایی

m	شعاع RMS (mr)	شعاع mr)Airy)
2	2.039	0.06187
3	0.181	0.04527
4	0.518	0.03574
5	0.583	0.02951
6	0.197	0.02509



شکل ۴: نمودار تابع انتقال مدولاسیون برحسب دوره بر ثانیه کمانی بعد از بهینهسازی در بزرگنمایی ۳x

برای هر پنج ساختار تابع انتقال مدولاسیون و اندازه لکه در حد قابلقبول و تا حد ممکن به مقدار حد پراش نزدیک شده است.

نتيجهگيرى

در طراحی این پرتوگستر با در نظر گرفتن محدودیتهای ساخت عدسیها، ملاحظات اولیه در ابعاد، فاصلهها، جنس و فاصله کانونی عدسیها و دیگر پارامترهای موردنیاز سامانه، اقدام به تعریف یک نقطه شروع برای طرح اولیه شده است. سپس برای بهینهسازی سامانه با انتخاب عملگرهای مناسب و قرار دادن چند پارامتر بهعنوان متغیر و ایجاد بزرگنماییهای مطلوب اقدام به بهینه کردن آن شد. باتوجه به اینکه این سامانه به حد پراش نزدیک است، شد. باتوجه به اینکه این سامانه به حد پراش نزدیک است، نشان میدهد که ابیراهیها منجمله ابیراهی کروی بخوبی نشان ماده است. نوآوری بکار رفته در این طراحی استفاده از عدسیهای موجود در بازار است، در نتیجه ساخت آن باصرفه اقتصادی بوده و در دسترس خواهد بود.

مرجعها

[1] Duerr, Fabian, and Hugo Thienpont. "Direct Design of Laser-Beam Shapers, Zoom-Beam Expanders, and Combinations Thereof." Paper presented at the Optical Design and Testing VII, 2016.

 [7] ایمان کامل جهرمی، مراد دیدهبان مهر، سید سعی موسوی، امیر نوفرستی، غلامرضا هنر آسا، طراحی لیزر Nd:YAG و شبیهسازی پرتوگستر ۱۶۸، اولین کنفرانس مهندسی فوتونیک ایران، ۱۳۸۷

- [3] Antonín Mikš and Pavel Novák, "Paraxial properties of three-element zoom systems for laser beam expanders," Opt. Express 22, 21535-21540, 2014.
- [4] Duerr F, Thienpont H. Analytic design of a zoom XY-beam expander with freeform optical surfaces. Opt Express. 23(23), 30438-47, 2015.
- [5] Smith, Warren J. *Modern Optical Engineering*. Tata McGraw-Hill Education, 2008.
- [6] <u>https://jp.optosigma.com</u>





بررسی تداخل گردابههای نوری با استفاده از تداخل سنج ماخ زندر

آرش ثباتیان¹، شراره جلالی²

1و2 به ترتیب استاد و دانشجو کارشناسی ارشد گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه

a.sabatyan@urmia.ac.ir, st_sh.jalali@urmia.ac.ir

چکیده – در این مقاله بر همنهی پرتوهای گردابی نوری مورد بررسی قرار میگیرد، اصول کار بر پایه ترکیب تیغههای منطقهای فرنل مارپیچی اســت. بر همنهی پرتوهای گردابی نوری، حاصـل از تیغههای منطقهای فرنل مارپیچی، را در کانون مورد مطالعه قرار داده و نتیجه حاصل تولید تنوع بسیار زیادی از باریکههای گردابی نوری است که دارای توزیع شدت مختلف اند که میتوانند حامل بارهای توپولوژیکی صحیح یا غیر صحیح باشند. نتایج شبیه سازی شده در آزمایشگاه مورد راستی آزمایی قرار گرفت که مشخص شد نتایج

کلید واژه- بار توپولوژیکی، برهمنهی، پرتوهای گردابی نوری، تداخل، تیغههای منطقهای فرنل مارپیچی.

Investigation of optical vortex interference using Mach Zander's interferometer

Arash Sabatyan¹, Sharareh Jalali²

The Physics Department, Faculty of Science, Urmia University

a.sabatyan@urmia.ac.ir, st_sh.jalali@urmia.ac.ir

Abstract- In this paper, The superposition of optical vortex beams will be examined. In order to produce, optical vortex beams, we used of Fresnel spiral regional plates and superposition of optical vortex beams, we used Fresnel spiral zone plates and studied the overlap of the optical vortex beams resulting from the spiral fresnel zonal plates inside the focus. The result is the production of huge variety of optical vortex beams with different intensities, that can carry integer and fractional topological charges.

Keywords: Fresnel spiral regional plates, Optical vortex beams, Superposition, Topological charge.

مقدمه

باریکههای نوری (optical vortex)، پرتوهایی هستند که میتوانند تکانه زاویههای مداری را با خود حمل کنند. این پرتوها به صورت پیچشی در فضا انتشار می یابند، از این رو اگر از این پیچش مقطعی (فرضی) بریده شود، آن گاه توزيع فازى آن سطح مقطع شبيه به يک گرداب خواهد بود، به همین دلیل این امواج یا پرتوها را با نام گردابه نوری می شناسند، بنابراین این توزیع فازی خواهد بود که به صورت گرداب است. در اصل باریکههای گردابی با تکینگی فازی و جابه جایی پیچشی فاز در جبهه موجشان به عنوان یرتو گردایی شناخته می شوند[1]. این باریکهها دارای اندازه حرکت زاویهای مداری هستند و سطح موج این باریکهها دارای فاز چرخشی با رابطهی (exp(ip**φ** است، که در آن زاویه سمتی و p بار توپولوژیکی باریکه است. پرتوهای φ گردابی به دلیل داشتن این وپژگی منحصر بفرد مورد توجه محققان قرار گرفتهاند و کاربردهای بسیار وسیعی در مخابرات کوانتومی، تله اندازی اتمها و پردازش تصویر دارند[2]. کاربردهای گسترده، باعث مطالعه باریکههای گردایی نوری و اندازهگیری بار توپولوژیکی میگردد.

داده های شبیه سازی و تجربی

تیغه منطقهای فرنل مارپیچی یک عدسی پراشی است که در مقایسه با تیغهی منطقهی دایرهای از نواحی مارپیچی تشکیل شده است. بنابراین تابع عبور تیغهی منطقهای مارپیچی (SZP) بهصورت زیر تعریف می شود[3]:

$$T_{SZP1}(r,\theta) = \sum_{n} C_{n} \left[exp \left(\frac{-ikr^{2}}{2f} + ip_{1}\theta \right) \right] (1)$$

$$T_{SZP2}(r,\theta) = \sum_{n} C_{n} \left[exp \left(\frac{-ikr^{2}}{2f} + ip_{2}\theta \right) \right] (2)$$

(3)
$$U_{i}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; \mathbf{z}) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[\mathbf{T}_{i}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta})]\mathcal{F}[\mathbf{h}(\mathbf{r}; \mathbf{z})]\},\$$
$$i = 1, 2$$

$${m {\mathcal F}}_{9}$$
 که در آن $h({f r};{f z})=\exp(rac{ikr^2}{2z})$ تابع پاسخ فضای آزاد و
تبدیل فوریه است. پس شدت حاصل را میتوان از رابطه
زیر بدست آورد:

$$\mathbf{I} = |\mathbf{U}_1 + \mathbf{U}_2| \tag{4}$$

مدل ریاضی ساده را برای برهمنهی دو پرتو گردابی با دامنههای یکسان را میتوان بهصورت زیر نوشت:

$$A_{0}e^{iL_{1}\varphi} + A_{0} e^{iL_{2}\varphi} = 2A_{0} e^{i\frac{L_{1}+L_{2}}{2}\varphi}$$
(5)

$$\times \cos(\frac{L_{1}-L_{2}}{2})\varphi$$

نتیجه کلی مدل نشان میدهد که حاصل بر همنهی، پرتو گردابی است که، بار توپولوژیکی آن، میانگین بار توپولوژیکی دو پرتو اولیه و توزیع شدت آن تابع زاویه سمتی خواهد بود[4]. مثلا، اگر بار توپولوژیکی دو باریکه گردابی از لحاظ اندازه و علامت یکسان باشند، بار پرتو گردابی حاصل، پرتو گردابی با همان بار توپولوژیکی خواهد بود در غیر اینصورت، اگر انداره بارها یکسان ولی علامت متفاوتی داشته باشند پرتو حاصل، پرتو گردابی نیست. برای بررسی بر همنهی باریکههای گردابی نوری، تعدادی

.رک .رر می .ر مهمهای . ری می کر ری کی رو . تیغه فرنل مارپیچی با مقادیرمختلفی از بارهای توپولوژیکی که شامل صفر، مثبت و منفی در نظر گرفته شد و توزیع شدت توسط رابطه (4) شبیه سازی شد. هم چنین تیغه های در نظر گرفته شده با روش فتولیتوگرافی تهیه و در آزمایشگاه تحت چیدمان تداخل سنج ماخ زندر مطابق شکل (1) مورد راستی آزمایی قرار گرفت.



درمطالعه اول دو پرتو گردابی با بار توپولوژیکی یکسان هم از نظر اندازه و هم از نظر علامت مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت و شکل (2) نتایج حاصل از این مطالعه را نشان

میدهد، که به ترتیب شکل الف _ ج پرتوهای اولیه با بار توپولوژیکی 1,1، 2,2، 3,3، که پرتو حاصل یک پرتو گردابی با بار توپولوژیکی 1، 2، 3، میباشد.



شکل2: ردیف اول (شکل الف- ج)، توزیع شدت ناشی از برهمنهی دو پرتو گردابی نوری به ترتیب حامل بار توپولوژیکی 3,3، 2,2، 1,1. ردیف دوم: توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت.

ردیف سوم: نتایج تجربی منتاظر با نمونههای در نظر گرفته شده در شبیه سازی.

مطالعات بیشتر بر روی پرتوهای گردابی نوری با بارهای توپولوژیکی متفاوت صورت گرفت. و نشان داده شد که میتوان تنوع بسیار زیادی از باریکههای نوری را تولید کرد. که شکل 3 و 4، نتایج حاصل از این مطالعات را نشان می-دهد.

در شکل 3 (الف ـ ب)، توزیع شدت ناشی از بر همنهی دو پرتو گردابی به ترتیب حامل بارهای توپولوژیکی 1,0،2،1، را نشان میدهد که پرتو حاصل یک پرتو گردابی به ترتیب با بار توپولوژیکی غیر صحیح 1/2، 2/2، میباشد.



شکل 3: ستون اول: (شکل الف-ب) توزیع شدت ناشی از برهمنهی دو پرتو گردابی نوری، به ترتیب با بارهای توپولوژیکی1,0، 1,2. ستون دوم: توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت. ستون سوم: نتایج تجربی منتاظر با نمونههای در نظر گرفته شده در شبیه سازی.

شکل 4، نمونهای دیگری از بر همنهی پرتوهای گردابی نوری را نشان میدهد، که بار توپولوژیکی پرتوها نسبت به هم علامت متفاوتی دارند در این صورت پرتوهای حاصل، به شکل پرتو گلبرگی مانند تشکیل می شود.



شکل4: ردیف اول: (شکل الف-د) توزیع شدت ناشی از برهمنهی دو پرتو گردابی نوری، به ترتیب با بارهای توپولوژیکی 2,2- ، 4-,2 ، 2,2- .4,5-ردیف دوم: توزیع فاز متناظر با این توزیع شدت. ردیف سوم: نتایج تجربی منتاظر با نمونههای در نظر گرفته شده در شبیه

ردیف سوم: نتایج تجربی منتاظر با نمونههای در نظر گرفته شده در شبیه سازی.

نتيجهگيرى

در این مقاله بر هم نهی پرتوهای گردابی نوری حامل طیف های متنوعی از بارهای توپولوژیکی در تداخل سنج ماخ زندر مورد بررسی و مطالعه قرار گرفت. طراحی این عناصر با استفاده از محاسبات انجام شده در نرم افزار متلب انجام گرفت،. نتایج حاصل نشان داد که با استفاده از برهم نهی باریکههای گردابی نوری میتوان تنوع بسیاری از پرتوهای گردابی حامل بارهای صحیح و کسری و همچنین باریکههای نوری در شکلهای مختلفی همچون باریکههای سازی و تجربی نشان میدهد که حاصل بر همنهی دو باریکه گردابی در تداخل سنج ماخ زندر، پرتو گردابی است که، بار توپولوژیکی آن، میانگین بار توپولوژیکی دو پرتو بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

> اولیه و توزیع شدت آن تابع زاویه ی سمتی خواهد بود نتایج تجربی و شبیه سازی با تقریبی خوبی با هم هماهنگ هستند.

مرجعها

[1] J.E Curtis, D.G Grier, Phys. Rev. Lett. 90. 133901. 2003.

[2] J.W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. 3rd edition. Roberts & Company. 200.

[3] A Sabatyan, & Z Behjat, The Annual Physics conference of Iran, Shiraz University. 1065. 2016.

[4] S Tao, J. Lin, & X. Peng, Fractional optical vortex beam induced particles. Opt. Express, vol. 13, pp. 7726-7731. 2005.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی تلسکوپ چند طیفی فشرده متشکل از تلسکوپ کاسگرین و یک توری پراش بیضوی مقعر

نجما معصومی'، مرضیه افخمی'، عبدالناصر ذاکری"*

^۱بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، hide.felavin@gmail.com ^۲گروه تحقیقاتی سنسورها، پژوهشکده مکانیک، شیراز، ایران،marziafkhami@gmail.com ^۳بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، zakeri@susc.ac.ir

چکیده – هدف ما در این مقاله طراحی یک تلسکوپ چند طیفی بهینه با کمترین ابیراهی و حجم ممکن و بالاترین کیفیت تصویر در منطقه طول موج مرئی و مادون قرمز نزدیک (VNIR) با میدان دید ۰–۳ درجه در محدوده طول موج ۸۸/۰– ۲/۸۲ میکرومتر است. طراحی و شبیه سازی یک تلسکوپ چند طیفی فشرده جدید با تلسکوپ کاسگرین و یک توری مقعر بیضوی عبوری در نظر گرفته شده است که دارای حجم کم و وزن کم با ساختار ساده است. این طراحی جدید بدون نیاز به عدسی صاف کننده میدان است و کیفیت تصویر خوبی نسبت به سایر طراحیهای تلسکوپ چند طیفی که تاکنون گزارش شده است دارد. برای این منظور ابتدا تلسکوپ اشمیت کاسگرین طراحی شد. توری مقعر بیضوی عبوری می تواند تعداد اجزای نوری را کاهش دهد. این تلسکوپ چند طیفی شبیه سازی شده می تواند تصاویر را دریافت کند و اطلاعات طیفی را به دست آورد. نمودار تابع انتقال مدولاسیون (MTF) برای بررسی کیفیت تصویر، نمودار نقطه ای برای نشان دادن جدایی طیفها و نمودار انحنای میدان برای بررسی ابیراهیهای سیستم گزارش شده است. نتایج نشان می دهد که وضوح طیفی با کیفیت تصویر عالی با کمترین ابیراهی ممکن حاصل شده است.

كليد واژه- تلسكوپ چند طيفي فشرده، توري مقعر بيضوي، MTF، انحناي ميدان، ابيراهي.

Design of compact multi-spectral telescope consisting of Cassegrain- telescope and a concave elliptical grating

NAJMA MASOOMI¹, MARZIEH AFKHAMI², AND ABDOLNASER ZAKERY^{3*}

1Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-24795, Iran 2Sensor Research Group, Institute of Mechanics, Shiraz, Iran 3Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-24795, Iran 1hidee.felavin@gmail.com 2marziafkhami@gmail.com *zakeri@susc.ac.ir

Abstract- Our aim in this paper is to design an optimal multispectral telescope with the lowest possible aberration and volume and the highest image quality in the near-visible and infrared wavelength region (VNIR) with a field of view of 0-3 degrees in the wavelength range of 0.48-0.82 micrometers. The new design and simulation is a compact multispectral telescope with the Cassegrain telescope and a concave elliptical grating with low volume and lightweight with a simple structure. This new design is without the need for a field-sharpening lens and has better image quality than other multispectral telescope designs reported so far. For this purpose, the Schmidt Cassegrain Telescope was first designed. The transitional elliptical concave grating can reduce the number of optical components. This simulated multispectral telescope can receive images and obtain spectral information. Modulation transfer function diagrams (MTFs) are reported to check image quality, point diagrams to show spectral separation, and field curvature diagrams to report system aberration. The results show that spectral resolution with excellent image quality is achieved with the least possible aberration.

Keywords: Compact multispectral telescope, Elliptical concave grating, MTF, Field curvature, Aberration.

مقدمه

تلسکوپ چند طیفی در برخی زمینههای تحقیقاتی مانند رصد زمین و سنجش از دور، کشاورزی و بررسی معادن اهمیت دارد [۱]. با توسعه سریع فناوری الکترونیک و ارتباطات، تلسکوپ چند طیفی فشرده مورد توجه محققان قرار گرفته است [۲] و ضرب المثل "سریع تر، کوچکتر و ارزان تر" روند فعالیتهای سنجش از دور و رصد زمین را تحت تاثیر قرار داده است.

۱. نقش توری پراش بیضوی در طراحی تلسکوپ چند طیفی:

برای طراحی یک سیستم چندطیفی، میتوانیم از توری پراش محدب یا مقعر استفاده کنیم. ساخت یک توری پراش محدب دشوار است و تعداد دستگاههای نوری به دلیل استفاده از عدسی افزایش مییابد. این امر باعث افزایش اندازه سیستم میشود، کنترل ابیراهیها دشوار میشود و کیفیت تصویر نیز کاهش مییابد. با استفاده از توریهای مقعر میتوانیم این مشکلات را حل کنیم. توری پراش مقعر با حذف عناصر نوری اضافی سیستم را فشرده می کند. همچنین با کاهش ابیراهی سیستم، بازدهی پراش افزایش یافته و باعث بهبود خواص سیستم، بازدهی پراش افزایش طراحی تلسکوپ چند طیفی در NIR پیشنهاد می کنیم، فشردهتر میشود و نمودارهای CNIR و انحنای میدان تا حد فشردهتر میشود و نمودارهای MTF و انحنای میدان تا حد

سیستم باعث افزایش بهره یراش و بهبود خواص سیستم نوری می شود. یکی از معایب توری پراش مقعر کروی، وجود آستیگماتیسم قابل توجه است که استفاده از توریهای یراش محدب به جای توریهای یراش مقعر کروی، برای اصلاح این نقیصه، به صورت تئوری (۳) پیشنهاد شده است. یکی از راههای حذف ابیراهی آستیگماتیسم، استفاده از توری پراش مقعر بیضی است. توری پراش مقعر بیضوی دارای خواص نوری بهتر، ابیراهی آستیگماتیسم و ابیراهی کروی بسیار کمتر و همچنین وضوح طیفی بهتر از توری یراش مقعر کروی، در یک طول موج مشخص، است. توری بیضوی، یک سطح بیضوی است که به صورت یک عبارت چند جملهای تعریف می شود. خطوط توری یا به یک اندازه فاصله دارند یا به صورت یک فاصله متغیر با استفاده از یک چهار جملهای تعریف شده اند. فاصله متغیر خطوط توری-های پراش از طریق پارامتر بدون بُعد lpha طبق معادله زیر تغيير مىيابد:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_0} + \alpha y \tag{()}$$

 F_0 در معادله بالا F فرکانس موثر (خط در میکرون)، F_0 فرکانس ثابت عددی است (یعنی ۲۰۱۰ خط در میکرون)، y مختصات در امتداد محور اپتیکی توری و α مربوط به تغییرات دورهای بین دو طرف مقابل توری است.

اشعههای ردیابی شده از توری خطی طبق معادله (۲) شکسته می شوند:

$$n_2 \sin\theta_2 - n_1 \sin\theta_1 = \frac{M\lambda}{d} = M\lambda T \qquad ()$$

که b فاصله موثر توری (بر حسب میکرومتر)، θ_1 زاویه شکست، θ_2 زاویه برخورد، M مرتبه پراش، λ طول موج (همیشه بر حسب میکرومتر)، $n_1 e n_2 on_2$ ضرایب شکست قبل و بعد از توری، و T فرکانس توری موثر (بر حسب تعداد خطوط در واحد میکرومتر) است. در نرمافزار OpticStudio فرکانس موثر توری پراش (T) از طریق معادله زیر محاسبه می شود:

$$\frac{1}{T} = d_{eff} = \frac{1}{T_0} + \alpha y + \beta y^2 + \Gamma y^3$$

$$+ \Delta y^4 + \epsilon y^5$$
(^Y)

در این نرمافزار، مشخصات شکل سطح یک بیضی با اصطلاحات چند جملهای کروی توسط معادلات زیر بیان می شود:

$$Z = \frac{cu^{2}}{1 + \sqrt{1 - u^{2}}} + \sum_{i=1}^{N} A_{i} E_{i} (x, y)$$
(^r)

$$u^2 = a^2 x^2 + b^2 y^2$$
 (2)

در این عبارات، x، و z مختصات سطح قطع کننده پرتو، a و c ضرایبی هستند که شکل بیضی را تعریف می کنند. در این شبیهسازی از تابع Merit برای بهینهسازی دادهها استفاده کردیم. در شبیهسازی، a، b و c تبدیل به متغیر شده و اعداد زیر حاصل شدند:

$$a = 1/\Lambda \Upsilon$$
 $b = \cdot/\Upsilon$ $c = -1/\Upsilon \Upsilon$

ما از الگوریتمهای بهینهسازی برای به دست آوردن شعاع و ضخامت مناسب و نیز مقادیر a · b · d استفاده کردیم. در جدول زیر، مشخصات اپتیکی تلسکوپ طراحی شده بیان

شده است. تلسکوپ طراحی شده به گونهای است که با این عدد کانونی، کمترین طول را داشته و کاملا فشرده است.

جدول ۱: مشخصات اپتیکی تلسکوپ چند طیفی فشرده با توری مقعر بیضوی

Parameter	Value
Working range (nm)	۴۸·-۸۲·
Field of view (degrees)	۰ ۳ و ^۰
F-number	۲/٧۶
Total length (cm)	٧/٧٢
Concave grating thickness (cm)	•/٩٩

۲. طراحی تلسکوپ چند طیفی و نمودارهای به-دست آمده:

تلسکوپ چند طیفی، با استفاده از تلسکوپ کاسگرین و توری پراش مقعر بیضوی، در محدوده طول موجهای مرئی و نزدیک به فروسرخ (VNIR) در شکل ۱ طراحی شده است.



شکل ۱: شبیهسازی تلسکوپ چند طیفی فشرده با توری مقعر



شکل۲: نمودار اندازه نقطه برای تلسکوپ چند طیفی با استفاده از توری مقعر برای میدانهای دید مختلف (a) ۰ درجه و (b) ۳ درجه

شکل ۲، تفکیک طیفی انجام شده توسط تلسکوپ طراحی شده، به ازای طول موجهای مشخص شده، نشان میدهد.



شکل۳: نمودار MTF برای تلسکوپ چند طیفی با استفاده از توری پراش مقعر برای میدان دید ۳ درجه

شکل ۳، نمودار MTF برای تلسکوپ چند طیفی طراحی شده، به ازای طول موجهای مختلف معرفی شده در شکل ۲، نشان می دهد. برای بررسی کیفیت تصویر از طریق نمودار MTF باید مقادیر MTF به دست آمده، در فرکانس نایکوئست از ۲/۰ بیشتر باشد. نمودار به دست آمده به دلیل وجود ابیراهیهای سیستم همیشه از خط حد پراش فاصله دارد اما هر چه نمودار به دست امده به خط حد پراش نزدیکتر باشد، کیفیت تصویر بهتر است. همانطور که مشاهده می شود مقادیر MTF به ازای تمام طول موجهای مشخص شده در فرکانس نایکوئیست ۵۰، از ۲/۰ بیشتر است که این نشان دهنده کیفیت تصویر خوب این تلسکوپ طراحی شده می باشد.



شکل ۴: نمودارهای انحنای میدان و اعوجاج تلسکوپ چند طیفی فشرده با توری مقعر

شکل ۴ نمودار ابیراهیهای انحنای میدان و اعوجاج در تلسکوپ چند طیفی طراحی شده را نشان میدهد. همانطور

که مشاهده میشود، میزان انحنای انها کم شده و کاهش این ابیراهیها باعث بهبود کیفیت تصویر میشود.

نتيجهگيرى

در این مقاله، طراحی یک تلسکوپ چند طیفی بهینه، با کمترین ابیراهی و حجم ممکن، و نیز بالاترین کیفیت تصویر در منطقه طول موج مرئی و مادون قرمز نزدیک (VNIR) با میدان دید ۰–۳ درجه در محدوده طول موج ۴۸/۰–۰/۸۲ میکرومتر، با یک طراحی ساده ارائه شده است. در طراحی این تلسکوپ چند طیفی از توری پراش بیضوی مقعر استفاده شده است، که به دلیل ویژگی بیضوی گونه خود، باعث کاهش ابیراهیهای سیستم و تعداد عناصر اپتیکی به کار رفته و در نهایت فشردهتر شدن سیستم شده است. با توجه به نتایج به دست آمده میتوان نتیجه گرفت که تلسکوپ طراحی شده کیفیت تصویر خوبی را ارائه می ماید. تلسکوپ مذکور قابل استفاده در برخی زمینههای تحقیقاتی مانند رصد زمین و سنجش از دور، تصویر برداری از مزارع

سپاسگزاری

این پروژه با همکاری سازمان تحقیقاتی پژوهشکده مکانیک انجام شده و مراتب سپاس از همکاری با این سازمان را داریم.

مرجعها

- [1] Kurihara J, Takahashi Y, Sakamoto Y, Kuwahara T, Yoshida K. HPT: A high spatial resolution multispectral sensor for microsatellite remote sensing. Sensors. 2018;18(2):619.
- [2] Costes V, Cassar G, Escarrat L, editors. Optical design of a compact telescope for the next generation earth observation system. International Conference on Space Optics—ICSO 2012; 2017: International Society for Optics and Photonics.
- [3] Das N, Murty M. Flat field spectrograph using convex holographic diffraction grating and concave mirror. Pramana. 1986;27(1):171-92.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



طراحی طیفسنج کم هزینه با استفاده از تلفن هوشمند

نجما معصومی'، مجتبی ابراهیمی ۲، عبدالناصر ذاکری۳*

^۱بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، hidee.felavin@gmail.com ^۲ بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، mojtaba.ebrahimi2001@gmail.com ^{۳*}بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، zakeri@susc.ac.ir

چکیده – در این مقاله مزیتهای استفاده از توری پراش دایرهای متحدالمرکز با فواصل مساوی نسبت به توری پراش خطی در روشهای مبتنی بر گوشی هو شمند برر سی شدها ست. ویژگیهای شکلدهی تصویر آنها شرح داده می شود و اثرات ابیراهیهای توریهای پراش خطی و دایرهای را برای طیف سنج های مبتنی بر گوشی هوشمند بررسی میکنیم. جمع آوری دادهها توسط دوربین گوشی هو شمند انجام می شود، بنابراین لازم است تصویری با کمترین میزان ابیراهی و بالاترین کیفیت دا شته با شیم. در توریهای پراش دایرهای ابیراهی انحنای میدان، ابیراهی اعوجاج و ابیراهی جبهه موج کاهش می ابد. بنابراین مناسب ترین سیستم برای ساخت این نوع طیف سنجها استفاده از توریهای پراش دایره ای است.

کلید واژه- طیف سنج کم هزینه، توری پراش دایرهای، زیمکس

Design of Low Cost Smartphone Spectrometer

Najma maasoomi', Mojtaba Ebrahimi', AND Abdolnaser Zakery'

1Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-24795, Iran, hidee.felavin@gmail.com 2Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-24795, Iran, mojtaba.ebrahimi2001@gmail.com 3Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71946-24795, Iran, *zakeri@susc.ac.ir

Abstract- In this paper, the advantages of using concentric circular diffraction grating with equal spaces compared to linear diffraction grating in smartphone-based methods are investigated. Their image-formation properties are described, and we examine the effects of linear and circular diffraction grating aberrations for spectrometer-based smartphones. Data collection is done by the smartphone camera, so we need to have the image with the least amount of aberration and the highest image quality. With circular diffraction gratings, the curvature of the field, the distortion aberration, and the wavefront aberration are reduced. Therefore, the most suitable system for making this type of spectrometer is the use of circular diffraction gratings.

Keywords: Low cost spectrometer, circular diffraction grating, Zemax

مقدمه

تصویربرداری با تلفنهای هوشمند به طور گستردهای در حوزه-های مختلف علمی استفاده شده است(۱). طیف سنجی یک روش بسیار موثر برای تجزیه و تحلیل داده های بیولوژیکی بر اساس گوشی های هوشمند است. در سال های اخیر، تلفن هوشمند با حسگرهای زیستی نوری پیشرفت گسترده ای در کاربرد مراقبت نقطه ای داشته است (۲). طیف سنجی نقش حیاتی در حسگرهای زیستی نوری ایفا می کند زیرا طیف یک منبع نور در یک نمونه به ما این امکان را می دهد که بسیاری از ویژگی های غیر تهاجمی آن نمونه زیستی را بدانیم.

روشهای طیف سنجی

در مقالات مختلف چندین روش کمهزینه برای طیفسنجی مبتنی بر گوشیهای هوشمند با وضوح بالا (۳/۰-۱ نانومتر) پیشنهاد شده است(۳). از CD یا DVD فشرده به عنوان یک المان پراکندگی در یک سیستم طیفسنجی مبتنی بر گوشیهای هوشمند، برای کاربردهای مختلف استفاده شدهاست. پراکندگی طیفها در یک بعد از آرایههای دوبعدی حسگرها کاربرد اولیه آرایههای حسگر گوشیهای هوشمند در تصویربرداری بود، سپس از چاپ سه بعدی برای تولید سخت افزار اپتیکی به منظور کاهش هزینه واحدهای تجاری استفاده شد. طیفسنجیهای اپتیکی مدرن امروزی (به جز چند ابزار مانند طیفسنجی توری فیبر براگ و طیفسنجی فروسرخ تبدیل فوریه) (۴) بر اساس اصل پراش فرانهوفر بنا شدهاند. اولین گزارش از یک طیفسنج تلفن هوشمند، سیستمی است که در آن یک دیافراگم شکافی بر روی توری پراش با استفاده از دو نوار موازی، که به فاصله ۱ میلیمتر از هم جدا شدهاند، تشکیل شده است. وضوح طیفی سیستم ۵-۱۰ نانومتر گزارش شد. نویسندگان این مقاله عملکرد مطلوبی را در مقایسه با طیفهای همزمان بهدست آمده از یک طیفسنج تجاری در دسترس، نشان دادند و برای اثبات عملکرد خود، جمع آوری طیف های نور منتقل شده از طريق بافت انساني، و همچنين فلورسانس از محلول رودامين G6 را گزارش دادند(۵). طیفسنجهای مبتنی بر استفاده از تورىهاى CD/DVD، حتى با وجود ويژگىهاى عملياتى و طیفی قابل مقایسه با ابزارهای تجاری، برای تجزیه و تحلیل کمی مورد استفاده قرار نگرفتهاند. اولیویرا و همکاران با استفاده از یک دی وی دی برای توری پراش و ساخت یک واحد تخته فیبر

چگالی متوسط (MDF) ارزان قیمت، کاربردهایی را در اندازه گیری نمک و یونهای +Fe2و +Na در نمونههای پزشکی و مشاهدات طیف سنجی مبتنی بر فلورسانس و جذب را نشان دادند(۵). بنابراین طیفسنجی گوشیهای هوشمند اکنون امکان ضبط و تجزیه و تحلیل طیفها را با قیمتی بیسابقه، با هزینههای ساخت نقلشده به کمتر از ۱۰ دلار، بر اساس حداقل هزینههای مواد مرتبط (بهعنوان مثال با استفاده از دیوی دیها برای توری پراش، یا ساخت محفظه دستگاه از مواد خانگی که به راحتی در دسترس هستند، مثل MDF (۶) یا با چاپ سه بعدی فراهم می کنند.

در این مقاله، خواص نوری توریهای پراش متشکل از خطوط دایرهای متحدالمرکز با فاصلهی مساوی، مورد بررسی قرار گرفته و ویژگیهای تشکیل تصویر آنها شرح داده میشود و اثرات ابیراهیهای توریهای پراش خطی و دایرهای را برای گوشی های هوشمند مبتنی بر طیف سنج بررسی میکنیم. جمع آوری داده-ها توسط دوربین گوشی هوشمند (با استفاده از آشکارساز آرایه ها توسط دوربین گوشی هوشمند (با استفاده از آشکارساز آرایه دو بعدی به جای آشکارساز آرایه خطی) انجام میشود، بنابراین لازم است تصویری با کمترین میزان ابیراهی و بالاترین کیفیت داشته باشیم. در توریهای پراش دایرهای ابیراهی انحنای میدان، ابیراهی اعوجاج و ابیراهی جبهه موج کاهش مییابد. بنابراین مناسبترین سیستم برای ساخت این نوع طیف سنجها استفاده از توریهای پراش دایره ای است.

شکل ۱ تصویر شماتیک طیفسنجی با استفاده از گوشی هوشمند را نشان میدهد. نور پس از عبور از شکاف (به پهنای ۳۰ میکرومتر) محدود شده و به توری پراش برخورد کرده و

طول موجهای مختلف از هم جدا شدهاند و پس از عبور از لنز متمرکز کننده، به آشکار ساز می رسند.





شکل ۲ نمودار نقطه ای تفاوت خطوط طیفی ناشی از حالتهای حدی توری پراش از دایره ای به خطی در میدان دید ۱ درجه را نشان میدهد. مشاهده می کنیم که با تغییر توری پراش از حالت دایره ای به خطی فاصله خطوط طیفی از هم بیشتر شده است



شکل ۲: نمودار نقطهای برای میدان دید ۱ درجه، برای (a) گریتینگ دایرهای، (b) گریتینگ نیم دایره، (c) تکه ای از گریتینگ دایره ای، (d) گریتینگ با خطوط خطی



شکل ۳. نمودار نقطه ای را برای برشهای مختلف توری دایرهای با میدان دید یکسان نشان میدهد (r فاصله برش دایره از مرکز است).

در شکل۳ تاثیر میداندیدهای مختلف توری پراش دایره ای بر روی خطوط طیفی را بررسی کردیم. نمودار نقطهای نشان می-دهد که با افزایش فاصله از مرکز توری پراش دایرهای، فاصله

خطوط طیفی از هم بیشتر شده و تفکیک طیفی بهتر انجام می-شود.



شکل۴. نمودار نقطهای را برای یک برش دایرهای ثابت، برای جند میدان دید متفاوت (۱ درجه، ۳ درجه و ۵ درجه) را نشان میدهد.

در شکل ۴ تاثیر میداندیدهای مختلف بر روی یک برش مشخصی از توری پراش دایرهای را نشان میدهد. همانطور که میبینیم، میداندیدهای مختلف تاثیر زیادی روی خطوط طیفی مختلف ندارد.



شکل۵: نمودار انحنای میدان و اعوجاج برای توری نیم دایره و توری خطی

شکل۵، نمودارهای انحنایمیدان و اعوجاج را برای توری پراش نیمدایرهای (a,b) و توری پراش با خطوط خطی (c,d) را نشان میدهد. مطابق شکل، در توری پراش نیمدایرهای ابیراهی انحنای میدان و اعوجاج کمتری نسبت به توری پراش خطی وجود دارد





شکل ۶. اختلاف راه نوری را برای توری پراش نیمدایره (حداکثر مقیاس ۲ طول موج) (a) و توری پراش با خطوط خطی (b) را نشان میدهد.

در شکل ۶، اختلاف راه نوری برای توری پراش نیمدایرهای و خطی بررسی شدهاست. با استفاده از توری پراش نیمدایرهای، ابیراهی جبههموج کمتری نسبت به توری پراش خطی خواهیم داشت که دلیلی دیگر از مزیت استفاده از توری پراش دایرهای نسبت به خطی است.

نتيجهگيرى

در این مقاله مزیتهای استفاده از توری پراش دایرهای نسبت به توری پراش خطی در روشهای مبتنی بر گوشی هوشمند بررسی شدهاست. با توجه به نمودارها و نتایج بهدست آمده، خطوط طیفی ناشی از توری پراش دایرهای از ابیراهی انحنای میدان و اعوجاج و اختلاف جبههموج نسبت به جبههموج کروی مرجع کمتری نسبت به توری پراش خطی هستند.

مراجع

1. Breslauer DN, Maamari RN, Switz NA, Lam WA, Fletcher DA. Mobile phone based clinical microscopy for global health applications. PloS one. 2009;4(7):e6320.

2. Hussain I, Bowden AK. Smartphone-based optical spectroscopic platforms for biomedical applications: a review. Biomedical Optics Express. 2021;12(4):1974-98.

3. Xu D, Huang X, Guo J, Ma X. Automatic smartphone-based microfluidic biosensor system at the point of care. Biosensors and Bioelectronics. 2018;110:78-88.

4. Qu H, Ung B, Roze M, Skorobogatiy M. All photonic bandgap fiber spectroscopic system for detection of refractive index changes in aqueous analytes. Sensors and Actuators B: Chemical. 2012;161(1):235-43.

5. de Oliveira HJS, de Almeida Jr PL, Sampaio BA, Fernandes JPA, Pessoa-Neto OD, de Lima EA, et al. A handheld smartphone-controlled spectrophotometer based on hue to wavelength conversion for molecular absorption and emission measurements. Sensors and Actuators B: Chemical. 2017;238:1084-91.

6. Yang Z, Albrow-Owen T, Cai W, Hasan T. Miniaturization of optical spectrometers. Science. 2021;371(6528).





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



آشکار سازهای نوری نانوساختاری خود مولد با بکارگیری نانوژنراتورهای تریبوالکتریکی لیلا شوشتری^۱، راحله محمدپور^۱ و اعظم ایرجی زاد^{۱۰۲} ^۱پژوهشکده علوم وفن آوری نانو، دانشگاه صنعتی شریف، تهران ۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

Mohammadpour@sharif.edu

چکیده – از آنجائیکه آشکارسازهای نوری در حوزه های مختلف تکنولوژی و پایش سلامت اهمیت دارند، دستیابی به ادواتی با هزینه های ساخت پایین و کارایی بالا مورد توجه است. با توجه به نیازمندی تجمیع آ شکار سازها، دستیابی به افزاره های خود مولد بسیار ضرورت دارد. در این راستا، یکی از مناسبترین منابع، نانوژنراتورهای تریبوالکتریکی است. در این پروژه آ شکار ساز نوری خود مولد SnS2/perovskite با نانوژنراتورهای یکپارچه کپتون/ FTO و کپتون/د ست، جفت شده و عملکرد آن مورد برر سی قرار گرفته ا پارامتر *D برای این آ شکار ساز نوری خودمولد تحت تابش نور سفید با نانوژنراتور تریبوالکتریک کپتون/OF و کپتون/د ست، به ترتیب برابر sons ۲۲ این آ شکار ساز نوری خودمولد تحت تابش نور سفید با نانوژنراتور تریبوالکتریک کپتون/OF و کپتون/د ست، به بیش از ۱۰ برابر افزایش داده است.

کلید واژه: آشکارساز نوری خودمولد، نانوژنراتور تریبوالکتریکی ، نانوساختار دوبعدی

Nanostructured Self-Powered Photodetectors by Triboelectric Nanogenerators

Leyla Shooshtari¹, Raheleh Mohammadpour¹, Azam Irajizad^{1,2}

Institute for nanoscience and nanotechnology, Sharif University of Technology, Tehran

Physics department, Sharif University of Technology, Tehran

Mohammadpour@sharif.edu

Abstract- Photodetectors, as one of the most significant types of sensors in the technology and the health detecting are essential devices. In the other hand, the self-powered detectors are necessary due to importance of the integrated devices circuits. Harvesting the mechanical body motion is one of the best choice for the using for the power generation called triboelectric nanogenerators. In this project, the SnS₂/Perovskite planar photodetector has been fabricated and then powered by the tapping the Kapton on the FTO and hand on the FTO, separately. The D* parameter is evaluated about 2 and 450 (10¹⁰ Jones) for each self-powered SnS₂/PVK devices, respectively under the white light emission.

Keywords: 2D dimensional nano structure, Self-powered Photodetector, Triboelectric nanogenerator

و دو نوع آشکارساز خود مولد برپایه تطابق امپدانس با TENG و آشکارساز فعال که بر پایه تغییرات بارهای تریبوالکتریک با تابش نور و بدون حضور آن است، میتوان داشت. در این مقاله با بکارگیری آشکارساز نوری افقی ساخته شده از ترکیب ساختار دوبعدی SnS2 و پروسکایت سه کاتیونی بصورت خود مولد در مد اول که تطابق امپدانس با TENG همپارچه است، ساخته شدهقرار گرفته امپدانس با TENG همپارچه است، ساخته شدهقرار گرفته و عملکرد آن مورد بررسی قرار گرفته است. تولید انرژی این آشکارساز خود مولد بصورت همپارچه و از ضربه زدن کپتون و سپس دست به FTO/glass بعنوان نانوژنراتور تریبوالکتریکی فراهم می شود.

مراحل ساخت/ آماده سازی

برای انجام فرآیند CVD، زیرلایههای FTO/glass الگودار شده در محفظه کوره استوانه ای و در معرض شارش گاز آرگون، به فاصله مشخصی از منبع سولفور در دمای C°۰۰ به مدت دو ساعت قرار می گیرند. در مرحله بعد برای تکمیل ساخت آشکار ساز نوری با اتصال لایه پروسکایت، این ماده به روش شیمیایی لایه نشانی شد؛ بدین منظور ابتدا محلول پروسکایت با استفاده از ترکیب مقدار مشخصی از PbI2، FAI ،PbBr₂ و MABr و FAI ،PbBr₂ ساخته شد. برای لایه نشانی از روش لایه نشانی چرخشی با بکار گیری ضدحلال کلروبنزن فرآیند تشکیل کریستال های پروسکایت انجام شد. سپس ساختار نهایی به مدت ۱ ساعت در دمای C^o ۱۰۰حرارت یافت. برای ساخت نانوژنراتور تريبوالكتريكي كه از نوع اتصال نوژنراتور موردنظر كه از اتصال جدایش-عمودی است لایه کپتون چسبیده به فویل آلومنیوم به الکترود FTO/glass فراهم می شود و نانوژنراتور دیگر از ضربه زدن دست بر روی FTO/Glass ایجاد شد. در نهایت برای جفت کردن آشکار ساز نوری SnS₂/PVK ساخته شده با نانوژنراترهای مدنظر و عملکرد بهتر آن از پل

مقدمه

آشکارسازهای نوری بعنوان افزاره هایی جهت تبدیل نور فرودی به سیگنال الکتریکی، در شاخه های مختلف مانند بيوپزشكى، كنترل كيفى صنايع غذايى، ارتباطات نورى و دیگر تحقیقات علمی بسیار مورتوجه قرار گرفته اند [۱–۳]. بسته به نوع ماده جاذب بكار رفته در این ادوات، بطور كلی مي توان دو نوع آشکارسازنور حساس به تک طول موج و باند پهن را مدنظر داشت. مواد نانوساختار با ابعاد کم از حساسیت به نور بسیار بالاتری برخوردارند و انتقال حامل بار سريعترى دارند [۴] نانوساختارهاى اكسيدهاى فلزى، گرافن، کالکوژنایدهای فلزات واسطه، CNTها، و ... از جمله نانوساختارهای پرکاربرد در ادوات اپتوالکترونیکی است. مواد دوبعدی به دو روش بالا به پایین (شامل تورق سازی مکانیکی و شیمیایی) و روش پایین به بالا (مانند روش رشد رسوب بخار شيمياييّ (CVD) ساخته مي شوند[عو٥]. همچنین با ورود ادوات الکترونیکی به زندگی انسان و گسترش کاربردهای آن در زندگی روزمره، تلاشهای بسیاری برای جایگزین کردن منابع انرژی کوچکتر و قابل حمل بجای باتری های متداول لحاظ شده است. در سال ۲۰۰۶ برای اولین بار واژه ی نانوژنراتور، جهت تامین انرژی و با استفاده از مواد پیزوالکتریک بکار گرفته شد [۷]. سپس در سال ۲۰۱۲، تریبوالکتریک نانوژنراتور (TENG)، به عنوان وسیله ای برای استحصال انرژی مکانیکی مبتنی بر اثر تريبوالكتريك و القاى الكترواستاتيك ابداع شد. نحوه عملکرد این نانوژنراتورها بر اساس بارهای تولید شده بر روی سطح و القای بار الکتریکی است[۸]. تعیین نوع بار روی هر یک از سطوح به تمایل ماده به گرفتن یا دادن الکترون بستگی دارد. از سال ۲۰۱۴، تلاشهای گسترده ای برای ساخت نانوساختارها وحسگرهای خودمولد انجام شده است

[&]quot;Chemical vapor deposition

^{*}TriboElectric Nano Generator

¹ Optical communication

² Broad-band

یکسو کننده استفاده شد. برای ارزیابی میزان پاسخ آشکارساز که معیاری از میزان جریان نوری تولید شده در واحد شدت نور فرودی است از روابط[۱] و [۲] زیر استفاده شد :

$$R = \frac{\Delta I}{P.S} \tag{1}$$

$$D^* = R \sqrt{\frac{S}{(2eI_d)}}$$
(7)

در این معادلات، ΔI تغییرات جریان تاریکی و روشنایی، P توان نور فرودی، S مساحت فعال آشکارساز e، واحد بار الکتریکی و I_d میزان جریان تاریکی است.

بحث و بررسی

شکل ۱- الف، طرحوارهای از آشکارساز نوری SnS₂/PVK و نحوه تابش نور به آن را نشان می دهد. در شکل داخلی، ساختار اتمی دو لایه SnS₂ و PVK در مجاورت یکدیگر مشخص شده است. آنالیز FESEM از ساختار SnS₂/PVK که در شکل ۱-ب آمده است، نفوذ کامل پروسکایت در داخل ساختار SnS₂ را نشان می دهد. تغییرات نیمه لگاریتمی V-I، این افزاره تحت طول موج های مرئی با شدت یکسان 2mW/cm² در شکل ۱-ج آمده است.



شکل ۱: الف) طرحواره ای از آشکارساز نوری SnS₂/PVK، شکل داخلی نمایشی از قرار گیری لایه های اتمی SnS₂ و پروسکایت روی همدیگر است ب) تصویر SEM از لایه پروسکایت بر روی SnS² است ،ج) تغییرات نیمه لگاریتمی جریان-ولتاژ نیمه لگاریتمی و د) نمودار تغییرات رمان اوج و فرودیآشکارساز نوری ساخته شده SnS₂/PVK

مشخص است که مقاومت ساختار در روشنایی برابر ۲MΩ و برای حالت تاریکی برابر ۴۵ MΩ است. زمان اوج و فرود این آشکار ساز (که معادل اختلاف بین ۹۰٪ بیشینه مقدار سیگنال دریافتی در فراز و فرود است)، به ترتیب برابر µs ۲۰/۷ و ۳۱/۶ µs است (شکل ۱-د). نانوژنراتورهای بکار رفته در این بررسی که از اتصال/جدایش عمودی کپتون به FTO/glass و همچنین از ضربه زدن دست به FTO/glass فراهم می شود. طرحواره ای آشکارساز نوری همپارچه تلفیق شده با نانوژنراتور برپایه کپتون/FTO و دست/ FTO به ترتیب در شکل ۲-الف و ۲-ب نشان داده شده است. شكل ۲-ج و د به ترتيب تغييرات ولتاژ خروجي نانوژنراتورهای کپتون/ FTO و کپتون/ دست را با تغییرات مقاومت خارجی موجود در مدار را نشان میدهد که به ترتیب بیشینه حدود ۷ ۲۴۰ و ولتاژ ۷ ۱/۵ را فراهم کرده است. تغییرات جریان و انرژی تولید شده برای μ W/cm² و ۴۶ μ A کپتون، به ترتیب برابر حدود/FTO ۳۶۰ است و این مقادیر برای دست/FTO به ترتیب برابر با $\Lambda \mu W/cm^2$ و $\Lambda / \Gamma \mu A$ است.



شکل ۲: طرحوارهای از آشکارساز خود مولد یکپارچه با سیستم تریبوالکتریک بر پایه ضربه زدن الف) کپتون و ب) دست بر روی FTO. نحوه تغییرات ولتاژ بر حسب مقاومت خارجی در مدار ج) کپتون/ FTO و د) دست/ FTO

با بکارگیری مقاومت خارجی حدود ۵۰MΩ و اضافه شدن مقاومت افزاره چه در حالت تاریکی و چه با تابش نور، محدوده مقاومت نهایی، در محدوده شیب نمودار تغییرات سیستم می توان انرژی های هدر رفت را برای ارزیابی سیگنال ها خیلی ضعیف تخصیص داد که خود باعث طراحی مناسبی از مدار های الکترونیکی برای استفاده از این نوع آشکارساز های نوری در کاربرهای پایش سلامت، مانند بررسی اندازه گیری ضربان قلب و بررسی میزان اکسیژن خون بدون بکارگیری باتری های متداول می شود.

نتيجه گيرى

با توجه به توسعه تکنولوژی و ادوات الکترونیکی نیاز به سیستم های بدون بکارگیری باتری مانند آشکارسازهای نوری خودمولد جهت استفاده در پایش سلامت ضرورت دارد. در این پروژه آشکارساز نوری با ساختار لایه دوبعدی SnS₂ و پروسکایت سه کاتیونه ساخته و با انرژی ناشی از نانوژنراتور تریبوالکتریکی کپتون/FTO و کپتون/دست تامین شد.. بررسی ها نشانی می دهد با نانوژنراتور ناشی از دست/FTO ، پارامتر *D این سیستم بیشتر از ۱۰ برابر نسبت به حالت ضربه کپتون به FTO بهبود یافته است.

مرجعها

- [1] K.J. Baeg, M. Binda, D. Natali, M. Caironi, Y.Y. Noh, Advanced materials, 25 (2013) 4267-4295
- [2] Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. Ferrari, M. Vitiello, M. Polini, Nature nanotechnology, 9 (2014) 780-793.
- [3] Z.-X. Zhang, L.-H. Zeng, X.-W. Tong ,Y. Gao, C. Xie, Y.H. Tsang, L.-B. Luo, Y.-C. Wu, The journal of physical chemistry letters, 9 (2018) 1185-1194.
- [4] D.B. Velusamy, M.A. Haque, M.R. Parida, F. Zhang, T. Wu, O.F. Mohammed, H.N. Alshareef, Advanced Functional Materials, 27 (2017) 1605554.
- [5] J. Yao, G. Yang, Nanoscale, 12 (2020) 454-476.
- [6] H. Qiao, Z. Huang, X. Ren, S. Liu, Y. Zhang, X. Qi,
 H. Zhang, Advanced Optical Materials, 8 (2020) 1900765.
- [7] Z.L. Wang, J. Song, Science, 312 (2006) 242-24.
- [8] Z.L. Wang, ACS nano, 7 (2013) 9533-9557
 - Z.L. Wang, L. Lin, J. Chen, S. Niu, Y. Zi, Triboelectric nanogenerators, Springer2016.

ولتاژ/مقاومت خارجی(شکل ۲ج و د) قرارمی گیرد. لذا در این محدوده می توان عملکرد مناسبی از آشکارساز خودمولد SnS₂/PVK ،انتظار داشت.. تغییرات جریان و پارامترهای آشکارسازی منتج شده از آن با بکار گیری FTO/کپتون و FTO/دست، به ترتیب در شکل۳– الف و ب آمده است. تغییرات جریان نرمال شده ، R و همچنین *D برای این دو نانوژنراتور در جدول زیر خلاصه شده است؟



شکل ۳: نحوه تغییرات جریان بر حسب زمان تحت شدت های مختلف نور فرودی سفید رنگ با مقاومت ۵۰MΩ برای آشکارساز خود مولد SNS2/PVK بر پایه نانوژنراتور الف) FTO/Kapton و ج) دست/ FTO و تغییرات پارامترهای *R و D آشکارساز نوری خودمولد بر حسب شدت های مختلف اعمالی نور سفید ورودی.

.جدول ۱- پارامترهای آشکارساز بدست آمده برای آشکارساز نوری						
D*(10 ¹⁰ Jones)	R(A/W)	$\Delta I/I_0$	ساختار نانوژنراتور			
77	۳.	١ / ٢ ١	کپتون/FTO			
40.	• /٨	۲/۰۲	دست/ FTO			

مشخص است که *D برای آشکارساز SnS₂/PVK خود-مولد یکپارچه با نانوژنراتور کپتون/FTO و دست FTO/ به ترتیب (Jones ^{۱۰} Jones و ۴۵۰ بدست می آید. در واقع، با استفاده از این نوع TENG، امکان اندازه گیری جریان تاریکی کمتری میسر و لذا پارامتر حساسیت آشکارساز نوری خود مولد بیشتر می شود. با گسترش این



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



بررسی تأثیر لایه V₂O₅ روی ویژگیهای اپتیکی سلول خورشیدی نیمهشفاف پروسکایتی بر پایه الکترود MoO₃/Au/V₂O₅

مدينه نژادزنگنه'، سيد محمد باقر قريشي'، محسن قاسمي^۲

ٔ دانشگاه کاشان، دانشکده فیزیک، گروه لیزر و فوتونیک، madinezangene@gmail.com

^۲دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم، گروه فیزیک، ghasemi.mohsen@sku.ac.ir

چکیده – در این کار سـلول خورشـیدی نیمـه شـفاف پروسـکایتی بـا الکتـرود رسـانای شـفاف MoO3/Au/V2O5 بـا سـاختار Glass/ITO/TiO2/CH3NH3PbI3/Spiro-OMeTAD/MoO3/Au/V2O5 در نظر گرفته شد و با محاسبه ویژگیهای اپتیکـی آن بـا استفاده از اپتیک لایههای نازک و همچنین روش اسمیت، اثر تغییر ضخامت لایه V2O5 روی جذب در لایه فعال و چگالی جریان مدار کوتاه بررسی شد. در نهایت بیشینه چگالی جریان مدار کوتاه برای ضخامت ۵۵ نانومتر از لایه ضخامت ۷_2O5 به دست آمد.

كليد واژه- الكترود رساناي شفاف، چگالي جريان مدار كوتاه، دي الكتريك/فلز/دي الكتريك، سلول خورشيدي نيمه شفاف پروسكايتي.

Investigation of the effect of V₂O₅ layer on the optical properties of semitransparent perovskite solar cell based on MoO₃/Au/V₂O₅ electrode

M. Nejad Zangeneh¹, S. M. B. Ghrashi¹, and M. Ghasemi²

¹ Department of Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran, madinezangene@gmail.com

² Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Shahrekord, Shahrekord, Iran

Abstract- In this work, a semitransparent perovskite solar cell based on transparent conductive electrode $MoO_3/Au/V_2O_5$ with the structure of Glass/ITO/TiO_2/CH₃NH₃PbI₃/Spiro-OMeTAD/MoO₃/Au/V₂O₅ was considered, and the effect of changing the thickness of the V_2O_5 layer was investigated by calculating its optical properties using the optics of thin films and the Smith method. Finally, the maximum short circuit current density was obtained for a thickness of 35 nm of the V_2O_5 layer.

Keywords: Transparent conductive electrode, Shortcut circuit current density, Dielectric/metal/dielectric, Semitransparent perovskite solar cell.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ۱۴۰۰ دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن

مبانی نظری و اصول شبیهسازی

به منظور طراحی سیستم سه لایهای DMD از نظریه ماتریس انتقال لایههای نازک استفاده می شود[۵]. بر طبق این نظریه ماتریس مشخصه سیستم چند لایهای به صورت زیر فرمول بندی می شود:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{B} \\ \mathbf{C} \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{r=1}^{k} \begin{bmatrix} \cos \delta_r & \frac{i \sin \delta_r}{\eta_r} \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix}$$
(1)

که در آن k تعداد لایهها، η_m و η_m و η_0 گذرایی نوری مختلط زیر لایه و هوا، η_r گذرایی نوری مختلط هرلایه، فاز ضخامت هر لایه هستند که به صورت زیر معرفی می شوند: $\delta_r = \frac{2\pi}{\lambda} N_r \cos \theta_r$ (۲)

$$\eta_{r} = \begin{cases} N_{r} \cos \theta_{r} = (n_{r} - i\kappa_{r}) \cos \theta_{r} (s - \text{polarization}) \\ \frac{N_{r}}{\cos \theta_{r}} = \frac{(n_{r} - i\kappa_{r})}{\cos \theta_{r}} \quad (p - \text{polarization}) \end{cases}$$
(7)

ضریب عبور، بازتاب و جذب بصورت زیر محاسبه می شود:

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_m)}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*}$$
(*)

$$\mathbf{R} = \left(\frac{\eta_0 \mathbf{B} - \mathbf{C}}{\eta_0 \mathbf{B} + \mathbf{C}}\right) \left(\frac{\eta_0 \mathbf{B} - \mathbf{C}}{\eta_0 \mathbf{B} + \mathbf{C}}\right)^* \tag{(a)}$$

برای سلول خورشیدی نیمه شفاف پروسکایتی با الکترود سه لایه ی دی الکتریک /فلز /دی الکتریک، (DMD)، با استفاده از روش اسمیت و با محاسبه ماتریس های انتقال لایه های مختلف، می توان میدان الکتریکی درون لایه فعال (x,λ) را محاسبه کرد. متوسط انرژی جذب شده در واحد زمان (x,λ) و چگالی جریان مدار کوتاه J_{SC} در حالت ایده آل نیز به صورت روابط زیر قابل محاسبه است که در آنها h ثابت پلانک، c سرعت نور در خلاً و e بار الکترون است [۶]:

مقدمه

رشد سريع تحقيقات سلولهاى خورشيدى پروسكايتى (PSC)، نظرها را به سمت گونههای نیمه شفاف آنها که در فوتوولتائیکهای یکپارچه کاربرد دارد، جلب کرده است. اگر در یک PSC معمولی الکترود فلزی مات با یک رسانای شفاف جایگزین شود، میتوان یک دستگاه نیمهشفاف ساخت[1]. فلزات فوق نازک، اکسیدهای رسانا، نانو سیم-های فلزی، پلیمرهای رسانا، نانو لولههای کربنی و گرافن نمونه الکترودهای شفاف هستند که در سلولهای خورشیدی و بطور کلی در ادوات اپتوالکترونیکی مورد استفاده قرار گرفتهاند[۲]. با این حال بسیاری از این گزینهها، به علت داشتن معایبی نظیر رسانایی کم، شفافیت ناکافی، هزینه تولید بالا، نیاز به محلولها یا پردازش در دمای بالا که با پروسکایتهای آلی-فلزی سازگار نیستند، برای استفاده در PSCهای نیمهشفاف ناکارامدند[۳]. چند لایهایهای دیالکتریک/فلز/دی-الکتریک (DMD) گزینه مناسب هستند که ویژگیهای امیدوارکننده ای مانند ویژگیهای الکتریکی و اپتیکی قابل کنترل از طریق تغییر ضخامت و جنس مواد، انباشت در دمای محیط، پایداری مکانیکی به دلیل انعطاف پذیری فلز، پایداری دمایی و یکنواختی سطحی مناسب دارند. در این-کار چندلایهای DMD با ساختار MoO₃/Au/V₂O₅ به عنوان الكترود شفاف سلول خورشيدى نيمهشفاف پروسکایتی مورد استفاده قرار گرفته است. ترازبندی مناسب بين لايه MoO₃ و لايه انتقال دهنده حفره، باعث می شود که لایه MoO₃ هم فرایند انتقال حفره را بهبود بخشد و هم سد کننده الکترون باشد. لایه فلزی Au که رسانندگی الکترود سه لایهای را تأمین میکند، به شدت بازتابنده است و لایه V2O5 باعث ضد بازتابندگی آن می-شود و در نتیجه لایه V_2O_5 شفافیت الکترود سه لایه و کل سلول خورشیدی را بهبود میدهد [۴]. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ۱۴۰۰ دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن

ضخامت لایه V_2O_5 بسیار کم است، در صورتی که برای جهت تابش از سمت الکترود سه لایه MAV این تغییرات بر حسب تغییر ضخامت لایه V_2O_5 محسوس و چشمگیر است. دلیل این امر این است که برای تابش از سمت ITO، نور پس از عبور از ITO و قبل از رسیدن به الکترود MAV جذب میشود و تغییرات ضخامت لایه V_2O_5 تأثیر کمی روی جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه دارد. تغییر اندکی نیز که وجود دارد ناشی از بازتاب اندک نوری است که به الکترود MAV میرسد و بازتاب میشود و دوباره در لایه فعال گیر میافتد و جذب میشود.



شکل ۱: الف) تغییرات ضریب جذب در لایه فعال ، ب) تغییرات چگالی جریان مدار کوتاه (*J_{sc}*)بر حسب تغییر ضخامت لایه دی-

$$Q(x,\lambda) = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \alpha n \left| E(x,\lambda) \right|^2, \quad \alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$$
 (7)

$$J_{SC} = e \iint \frac{Q(x,\lambda)\lambda}{hc} d\lambda dx$$
 (Y)

نتايج و بحث

 $Glass/ITO/TiO_{2}("\cdot nm)/CH_{3}NH_{3}PbI_{3}("\cdot \cdot nm)/Spir$ o-OMeTAD("\\cdot nm)/MoO_{3}("\\cdot nm)/Au("\\\cdot nm)/V_{2}O_{5}

در این سلول خورشیدی نیمه شفاف، سه لایهای Spiro- به عنوان الكترود شفاف جلويى MoO₃/Au/V₂O₅ OMeTAD به عنوان لايه انتقال دهنده حفره (HTL)، TiO_2 ، لايه پروسكايت $CH_3NH_3PbI_3$ به عنوان لايه فعال به عنوان لايه انتقال دهنده الكترون(ETL) و ITO الكترود شفاف يشتى است. از دو الكترود شفاف نور وارد سلول خورشیدی می شود و در لایه فعال جذب می شود. در تمام مراحل شبيهسازى قسمتهاى بعد، تنها ضخامت لايهى دىالكترىك V_2O_5 تغيير مى كند و بقيه لايەھا ضخامتشان ثابت است. شبیهسازیهای این پژوهش در نرمافزار Mathcad انجام شده است و ضرایب شکست لایهها برحسب طول موج و ضخامت هر لایه به عنوان ورودیهای مسئله هستند. ضرایب شکست مختلط مورد استفاده در این کار از مقالات تجربی دیگران استخراج شده است[۷]. شکل ۱الف و ب به ترتیب تغییرات ضریب جذب برای طول موج ۵۵۰ نانومتر در لایه فعال و تغییرات جریان مدار کوتاه سلول خورشیدی نیمه شفاف مبتنی بر الکترود V_2O_5 بر حسب ضخامت لايه (MAV) MoO₃/Au/V₂O₅ برای دو جهت تابش از سمت الکترود شفاف MAV و الکترود ITO را نشان می دهد. برای این دو شکل چند نکته قابل ذکر است. اول اینکه تغییرات ضریب جذب برای طول موج ۵۵۰ نانومتر و تغییرات جریان مدار کوتاه این سلول برای جهت تابش از سمت الکترود ITO با تغییر

شدت تابش نور خورشید کاهش مییابد و به دنبال آن کاهش در جذب و جریان مدار کوتاه سلول رخ میدهد. پس ضخامت ۳۵ نانومتر لایه V₂O₅ ضخامت بهینه برای داشتن بیشینه جریان مدار کوتاه است.

نتيجهگيرى

ویژگیهای اپتیکی سلول خورشیدی نیمه شفاف پروسکایتی مبتنی بر الکترود MoO₃/Au/V₂O₅ محاسبه شد و از آنجایی که تغییر ضخامت لایه₅V₂O ضریب عبور نور از الکترود سه لایهای را تغییر می دهد، جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه برای وقتی نور از سمت الکترود سه لایهای وارد می شود با تغییر ضخامت لایه V₂O₅ تغییر می کند. در نهایت ضخامت بهینه V₂O₅ برای داشتن بیشینه جریان مدار کوتاه ۳۵ نانومتر به دست آمد.

مرجعها

- [1] E.D. Gaspera, Y. Peng, Q. Hou, L. Spiccia, "Ultrathin high efficiency semitransparent perovskite solar cells." Nano Energy. vol. 13, pp. 249-257, 2015.
- [2] D.Chen, S. Pang, L. Zhou, X. Li, "An efficient TeO2/Ag transparent top electrode for 20%efficiency bifacial perovskite solar cells with a bifaciality factor exceeding 80%", J. Mater. Chem. A, vol. 7, 2019
- [3] F.He, H.You; X. Li, D. Chen, "Transparent Ultrathin Metal Electrode with Microcavity Configuration for Highly Efficient TCO-Free Perovskite Solar Cells", Materials, Vol.13, 2020.
- [4] P. Shangzheng, X. Li, H. Dong, D. Chen," Efficient Bifacial Semitransparent Perovskite Solar Cells Using Ag/V2O5as Transparent Anodes. ACS Applied Materials & Interfaces, Vol. 10, 2018.
- [5] H. A. MacLeod, *Thin-Film Optical Filte (4th ed.)*, CRC Press, 2010.
- [6] T. Bendib, H. Bencherif, M. A. Abdi, F. Meddour, L. Dehimi, M. Chahdi, "Combined Optical-Electrical modeling of perovskite solar cell with an optimized design". Optical Materials. Vol.109, 2020.
- [7] W. Sha, X. Ren, L. Chen, W. Choy, "Supplementary Information_The Efficiency Limit of CH3NH3PbI3 Perovskite Solar Cells", Applied Physics Letters, vol. 106, 2015.

الکتریک بیرونی برای تابش از سمت کاتد و آند، ج) طیف عبور الکترود MAV برای ضخامتهای مختلف لایه V₂O₅

برای تابش از سمت الکترود MAV نیز چند نکته وجود دارد. اول اینکه ضریب جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه برای تابش از سمت الکترود MAV در تمام ضخامتهای لایه V₂O₅، از ضریب جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه برای تابش از سمت الکترود ITO کمتر است. دلیل این اتفاق به علت این است که برای تابش از سمت الکترود ITO نوری که در لایه فعال جذب می شود شامل نوری است که از الکترود ITO وارد می شود و همچنین نوری است که توسط الکترود MAV بازتاب می-شود و دوباره در لایه فعال گیر می افتد و جذب می شود. بنابراین برای تابش از سمت الکترود ITO نوری که به لایه فعال مىرسد بيشتر است. نكته ديگر تغييرات شديد ضریب جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه برای تابش از سمت الكترود MAV با تغيير ضخامت لايه V_2O_5 است. مشخص است ابتدا با افزایش ضخامت لایه V_2O_5 تا حدود ۳۵ نانومتر ضریب جذب در لایه فعال و جریان مدار کوتاه افزایش چشمگیری دارد و بعد از آن با افزایش ضخامت لايه V_2O_5 ، ضريب جذب در لايه فعال و جريان مدار کوتاه كاهش مى يابند. دليل اين اتفاق به تغييرات طيف عبور از الكترود MAV با تغيير ضخامت لايه V_2O_5 بر می گردد. شکل ۱ ج طیف عبور از الکترود MAV برای ضخامتهای مختلف لایه V_2O_5 را نشان می دهد. دیده می شود که با حضور لايه V₂O₅ خريب عبور از الكترود MAV افزايش V_2O_5 می ابد که ناشی از کم شدن بازتاب در حضور لایه است. با افزایش ضخامت لایه V_2O_5 تا نزدیک ۳۵ نانومتر هم ضریب عبور در طولموجهای ۳۵۰ تا ۴۰۰ نانومتر که قلهى جذب لايه فعال پروسكايتي است افزايش مىيابد و هم عبور در طول موجهای ۴۵۰ تا ۵۵۰ نانومتر که قلهی شدت تابش نور خورشید است زیاد می شود، که همین موجب بیشینه بودن جذب سلول و در نتیجه بیشینه بودن جریان مدار کوتاه سلول در ضخامت حدود ۳۵ تا ۴۰ نانومتر لایه V_2O_5 می شود. در ضخامتهای بیشتر لایه هم عبور در قلهی جذب لایه فعال و هم در قلهی V_2O_5



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.



ساخت و مشخصه یابی آشکار ساز نوری هترو جانکشن پروسکایت – TiO2 به روش پرینت با قالب شکاف باریک

۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲

سجاد محمودپور'، لیلا شوشتری ^۱، راحله محمدپور'و نیما تقوی نیا^{۱٬۲}

۱ پژوهشکده علوم وفن آوری نانو، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

Mohammadpour@sharif.edu

در این مقاله نتایج آشکار سازی حاصل از یک لایه پروسکایت پرینت شده به روش Slot-die و نیز لایه پروسکایت پرینت شده بر روی لایه مزومتخلخل تیتانیوم دی اکسید، در مقایسه آورده شده اند. لایه پروسکایت به عنوان لایه جاذب خواص جالب و منحصر به فردی دارد. بر طبق نتایج حاصل از این تحقیق لایه پروسکایت پرینت شده با ضخامت ۴۸۰ نانو متر بر روی لایه تیتانیوم دی اکسید با ضخامت تقریبی ۴۵۰ نانومتر به عنوان آشکار ساز نوری حساسیتی از مرتبه ۵۰۰۰ برابری نسبت به لایه تیتانیوم دی اکسید مزو متخلخل دارد. با توجه به مزیت فراوان استفاده ازاین لایه چاپی، به بررسی خواص آشکار سازی نوری این دسته پرداختیم.

کلید واژه: آشکارساز نوری، پروسکایت سه کاتیونه، تیتانیوم دی اکسید، چاپ با قالب شکاف باریک.

Fabrication and characterization of Perovskite-TiO2 photodetector employing slot-die printing

Sajjad mahmoodpour¹, Leyla Shooshtari¹, Raheleh Mohammadpour¹, Nima Taghavinia^{1,2}

1. Institute for nanoscience and nanotechnology, Sharif University of Technology, Tehran 2. Physics department, Sharif University of Technology, Tehran

Mohammadpour@sharif.edu

Abstract-In this paper, the sensor results obtained from a perovskite layer printed by slot-die method and also the perovskite layer printed on the mesoporous layer of titanium dioxide are compared. The perovskite layer has interesting and unique properties as an adsorbent layer. According to the results of this study, the perovskite layer printed with a thickness of 480 nm on a titanium dioxide layer with a thickness of approximately 450 nm as a light sensor has a sensitivity of 5000 times higher than the meso-porous titanium layer. Considering the many advantages in using this layer and applying the printing technique, we examined the photo-sensor properties of this category

.Keywords: Triple cation Perovskite, Photodetector, Titanium dioxide. Slot-die printing

پیش سازهای سرب، مورفولوژی رشد یافته و یکنواختی را نشان می دهند که پاسخ آشکار سازی بهتری نسبت به روش لایه نشانی چرخشی(spin coating) از خود نشان می دهد. قابلیت تکرارپذیری آشکار ساز ساخته شده در ابعاد بزرگ مزیت دیگر استفاده از قالب شکاف باریک است. در گام بعدی آشکارساز نوری متقارن، لایه پروسکایت بهینه شده به روش پرینت بر روی لایه مزو متخلخل TiO2 پوشش داده شد و تغییرات جریان– ولتاژ این دو افزاره با یکدیگر مقایسه شده اند.

بخش تجربى

۱- مواد بکار رفته و روش

N,N-دی متیل فر مامید (DMF، بی آب۸,۹۹٪)، دی متيل سولفوكسايد (DMSO، بي آب،٩٩,٨٪ و MABr(متیل آمونیوم برمید)، FAI(فرمامیدینیوم یدید) و سزیم یدید (CsI)از تولیدات شرکت مرک استفاده شد. سرب (II) یدید PbBr2، سرب برمید (II) یدید (II) ۹۹,۹۹ ٪ و نیز محلول مزو متخلخل تیتانیوم دی اکسید. نيز از توليدات شركت شريف سولار بودند. شيشه FTO رسانا به اندازه ۱۲ سانتی متر در ۲٫۸ سانتی متر برش داده شد. درمورد نمونه لازم برای اسپین کوتینگ این ابعاد ۲٫۴ سانتی متر در ۱٫۴ سانتی متر انتخاب شدند. در مرکز زیر لايه FTO به کمک چسب اسکاچ نواری به پهنای ۳ میلیمتر ایجاد شد و با استفاده از اسید کلرید ریک و پودر روی اچ گردید. زیرلایه FTO ابتدا در محلول آب و صابون، سـپس در اسـتون، سـپس در ایزو پروپانول و در نهایت در آب DI درون حمام اولتراسونیک تمیز شدند. ســپس هر كدام از زير لايه ها با اســتفاده از هوا فشـرده خشک شدند. هر کدام از زیر لایه ها قبل از لایه نشانی به مدت ۱۵ دقیقه تحت اتمسفر UV-Ozone قرار گرفتند. محلول لايه مزوپور تيتانيوم دي اكسيد به نسبت ۱ به پنج در اتانول مرک رقیق گردید. و با سرعت ۲ سانتیمتر در ثانیه تحت گاف ۲۰۰ میکرومتر لایه نشانی گردید. سپس

مقدمه

پروسکایتها به عنوان یکی از امیدوارکنندهترین و کارآمدترین مواد در کاربری تبدیل انرژی و همچنین برای کاربرد در دستگاههای نوری و ادوات فوتونیک شناخته می-شوند. فرمول شیمیایی عمومی مورد استفاده برای توصیف مواد پروسکایت ABX3 است، که در آن A و B کاتیون هایی با A بزرگتر از B هستند و X آنیون معمولاً اکسید یا هالوژن است. خواص فیزیکی منحصر به فرد مواد پروسکایت مانند ضريب جذب بالا، انتقال حامل با برد طولانی، انرژی اتصال اكسايتون كم، ثابت دى الكتريك بالا، خواص فروالکتریک و غیره، علاقه زیادی به این مواد برای کاربردهای نوری و فتوولتائیک به دست آورده است. طبقات مختلف مواد پروسکایت، مانند پروسکایت کالکوژنید (AMO3) و هالید پروسکایت (ABX3) که دوباره به عنوان هاليد قليايي و هاليد آلي فلزي طبقه بندي مي شوند، به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفتند. در مورد پروسکایت های متال هالید، عمدتاً سزیم سرب هالید (CsPbX3) و متيل آمونيوم سرب هاليد (CH3NH3PbX3) شناخته شده تر هستند. در این مقاله با استفاده از پرینت لایه پروسکایت بر روی یک زیر لایه FTO دو الکترودی و نیز ترکیب این لایه با یک لایه پرینت شده TiO2 اقدام به بررسی خواص فوتو سنسوری کردهایم. روش چاپ استفاده از قالب شکاف باریک بوده است. این روش مزیتهای فراوانی از جمله مقیاس پذیری، کمترین میزان هدر رفت سیال، کمتریت تاثیر اتمسفر بر روی سیال قبل از لایه نشانی و نیز امکان کنترل دقیق ضخامت در ابعاد بزرگ را داراست. در این کار، ما از پیش ماده های سرب مخلوط متشکل از PbI2 و PbBr2 , و همينطور از پيش ماده هاى آلىMAI(متيل آمونيوم یدید) و FAI(فرمامیدینیوم یدید) و همچنین نمک سزیم یدید(CsI) استفاده کردهایم. مشاهده شد که فیلمهای پروسکایت پوششدادهشده با قالب شکاف باریک مبتنی بر

لایه تحت پروفایل خاص دمایی تا ۵۰۰ درجه سانتیگراد آنیل گردید. لایه نشانی بر روی یک سمت زیر لایه تا وسط گاف اچ شده انجام شد. در طرف دیگر نیز لایه پرو سکایت تا وسط گاف در دمای ۵۰ درجه سانتیگراد و با سرعت ۱۵ میلیمتر در ثانیه لایه نشانی گردید و با استفاده از خلاء و هیتر نهایی شد. در مورد نمونه های بدون لایه تیتانیوم دی اکسید این لایه به صورت کامل گاف را پوشاند. پهنای لایه های پرینت شده همگی ۲۲ میلیمتر بودند. نور فرودی تابیده شده به آ شکار ساز های نوری طول موج 395nm و در شدت های مختلف است.

بحث و نتيجه

در گام اول برای بررسی، عملکرد آشکارساز نوری مبتنی بر لایه TiO2 خالص مورد بررسی قرار گرفت. لایه تیتانیوم دی کسید که به روش پرینت شده بر زیر لایه FTO/glass لایه نشانی شده ز منظر نمودار ولتاژ جریان مورد بررسی قرار گرفت. که در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: نمودار جریان ولتاژ برای لایه تیتانیوم دی اکسید پرینت شده به وسیله قالب شکاف باریک در تاریکی و در معرض نور

جهت مقایسه آشکارساز نوری پروسکایت خالص، به دو روش چرخشی و پرینت ، این ماده بر روی FTO/glass فراهم شد. تغییرات جریان ولتاژ برای این آشکارسازهای نوری در شکل ۲ و ۳ آمده است.



شکل ۲: تغییرات جریان ولتاژ آشکارساز نوری بر پایه پروسکایت خالص لایه نشانی شده به روش چرخشی تحت تابش اشعه UV با شدت های مختلف



شکل۳: تغییرات جریان ولتاژ آشکارساز نوری بر پایه پروسکایت خالص لایه نشانی شده به روش پرینت تحت تابش اشعه UV با شدت های مختلف

همانطور که از سه نمودار قبلی مشخص است، میزان حساسیت آشکار ساز نوری تیتانیوم دی اکسید تقریبا به میزان یک صدم آشکار ساز نوری پروسکایت تهیه شده به روش اسپین کوت است. حساسیت سنسور نوری پرینت شده به روش قالب شکاف باریک نیز تقریبا ۲٫۵ برابر آشکار ساز نوری اسپین کوت شده است. در کنار مزیتهای فراوان روش پرینت نسبت به روش اسپین کوت در کاهش هزینه و مقیاس پذیری تولید، بهبود حساسیت لایه آماده شده نیز می تواند دلیلی بر مزیت روش پرینت باشد. میزان مصرف ماده جهت ساخت آشکار ساز به روش پرینت نیز تقریبا

کمتر از یک دهم میزان ماده مصرفی در همان ابعاد روش اسپین کوت است. به منظر بهبود قابلیت چاپ پذیری و برای بررسی بیشتر اثر ساختار ناهمگون پروسکایت- TiO2 از ساختار هترو جانکشن این دو ماده استفاده کردیم. به این منظور لایه TiO2 در یک طرف زیر لایه TTO3 و تا وسط گاف اچ شده و از طرف دیگر نیز لایه پروسکایت با همپوشانی بر روی لایه TiO2 در ناحیه گاف وسط لایه نشانی گردید. نتایج حاصل از نمودار جریان- ولتاژ این ساختار در شکل نمایش داده شده است.



شکل۴: تغییرات جریان ولتاژ آشکارساز نوری هترو جانکشن پروسکایت-TiO2پرینت شده به وسیله قالب شکاف باربک. بر پایه پروسکایت خالص لایه نشانی شده تحت تابش اشعه UV با شدت های مختلف.

در نمودار شکل ۴ می بینیم که حساسیت نوری به میزان تقریبی دو برابر لایه پروسکایت چاپ شده منفرد می رسد. علاوه بر خاصیت بهبود حساسیت در این ساختار از منظر ساخت ادوات فوتونیک چاپ لایه پروسکایت بر روی زیر لایه پوشانده شده با دی اکسید تیتانیون بسیار راحتت ر و یکنواخت تر هست. به این ترتیب این ساختار از منظر تولید در مقیاس انبوه مزیت قابل توجهی به ساختارهای قبلی و مشابه خواهد داشت. برای محافظت لایه پروسکایت نیز از چاپ لایه های محافظت کننده با خاصیت پلیمر شدن تحت تابش نور ماورای بنفش می توان استفاده کرد.

نتيجهگيرى

در این تحقیق به دنبال ساختاری با حساسیت نوری مناسب در طول موجهای نزدیک به نور بنفش بودیم که مزیت ساخت و رقابت پذیری نسبت به نمونه حسگرهای رایج در بازار را داشته باشد. براساس تحقیق انجام شده ساختار ناهمگون(Heterojunction) ترکیبی پروسکایت - تیتانیوم دی اکسید هم از بابت حساسیت نوری ۵۰۰۰ برابر لایه و TiO2 بود و هم از منظر قابلیت مقیاس پذیری در تولید دارای مزیت نسبت به سایر گزینه های مورد بررسی را داشت. از منظر میزان ماده مورد مصرف و نیز حداقل دور ریز پیش ماده نیز روش چاپ با قالب شکاف باریک دارای مزیتهای اثبات شده است که استفاده از این روش را مرجح می کند.

سپاسگزاری

در انجام این پژوهش امکانات آزمایشگاههای NCL در دانشکده فیزیک و نیز آزمایشگاه TENG در پژوهشکده نانو مورد استفاده قرار گرفته است. شرکت صدرا طرح و تجهیز اسپادانا نیز متولی ساخت دستگاه پرینتر و قالب شکاف باریک بوده است که در اینجا از تمامی عزیزان قدردانی به عمل میآید.

مرجعها

[1] Origin of apparent light-enhanced and negative capacitance in perovskite solar cells

Firouzeh Ebadi, Nima Taghavinia, Raheleh Mohammadpour

Nature Communicationsvolume 10, 1574

- [2] <u>Ultrafast and stable planar photodetector based</u> on SnS2 nanosheets/perovskite structure
 - L Shooshtari, A Esfandiar, Y Orooji, M Samadpour, R Rahighi

Scientific reports 11, 19353



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و شبیهسازی توری موجبر آرایهای ۳۲×۳۲ کاناله ۵۰GH مخابراتی

مهسا اللهیاری ایگدیر، حمیدرضا حبیبیان و پرویز پروین

دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، گروه فیزیک کاربردی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلیتکنیک تهران)، تهران،

ايران Mahsa_allahyari@gmail.com habibiyan@aut.ac.ir parvin@aut.ac.ir

چکیده – در این مقاله ما به طراحی و شبیهسازی یک توری موجبر آرایهای ۳۲ کاناله پرداختیم. از توری موجبر آرایهای در مخابرات نوری به عنوان تقسیم و تسهیم کننده طولموج استفاده میشود. با توجه به مزایای این روش، توری موجبر آرایهای به یکی از روشهای کاربردی مالتیپلکسینگ در سیستمهای DWDM تبدیل شدهاست. در این روش با استفاده از پدیدههای نوری اعم از اختلاف راه نوری و پدیده تداخل، عملیات تقسیم/تسهیم طولموج انجام میپذیرد. توری موجبر طراحی شده مطابق طولموج مخابراتی باند C، با طولموج مرکزی ۱۵۵۰ نانومتر است. ابعاد این ساختار ۱۰/۵× ۱۲ میلیمترمربع و دارای فاصله کانال ۵۰ گیگاهرتز و همشنوایی ۲۵٫۱۲ دسیبل و آفت الحاقی ۴٫۹۸

كليد واژه- آرايه هاى فازى، تورى موجبر آرايه اى، مالتي ادى مالتى پلكسر نورى، مدارات مجتمع فتونيك

Design and Simulation of communicational 32 × 32 Channels 50GH Arrayed Waveguide Grating

Mahsa Allahyari Igdir, Hamidreza Habibiyan, and Parviz Parvin

Department of Physics and Energy Engineering, Faculty of Applied Physics, Amirkabir University of Technology (Tehran Polytechnic), Tehran, Iran

Mahsa_allahyari@gmail.com habibiyan@aut.ac.ir parvin@aut.ac.ir

Abstract - In this paper, we simulate a 32-channel arrayed waveguide grating. Arrayed waveguide gratings are in used as wavelength multi/demultiplexers in optical communication. According to the advantages of this method, Arrayed waveguide grating becomes an applied method in dense wavelength division multiplexing systems. In this method, using wave phenomena including optical path difference and interference, wavelength multi/demultiplexing is performed. The proposed Arrayed waveguide grating is designed for the C-band frequency range, with a central wavelength of 1555 nm. The size of this structure, channel spacing, crosstalk, and insertion loss are 12 × 10.5 mm², 50 GH, -28.12 dB, 4.98 dB, respectively.

Keywords: Phased arrays, Arrayed waveguide grating, Multi/Demultiplexing, Photonic integrated circuit

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

پیشرفت تکنولوژی و توسعه ارتباطات مالتی مدیا مسبب پیدایش نیاز به شبکه های ظرفیت بالای راه دور شد و یکی از روش های پیشنهادی برای حل این مسئله استفاده از پلکسرها به دلیل افزایش تعداد کانالهای قابل انتقال در یک بستر کاربردهای فراوانی در حوزه شبکههای مخابرات نوری دارند[۱, ۲]. یکی از روشهای تقسیم و تسهیم طول موج در مخابرات نوری استفاده از توری موجبر آرایهای است. توری موجبر آرایهای به دلیل قابلیت مجتمعسازی، طول عمر بیشتر و کمتر بودن پیچیدگی ساخت در سیستمهای MDM¹ مورد استفاده قرار می گیرند[۳].

ساختارهایی بر پایه سیلکون با توجه به پیشرفت فرایند ۲CMOS و امکان مجتمعسازی بیشتر در میکروالکترونیک و اپتوالکترونیک ظرفیت بسیاری دارند[۱]. اختلاف ضریب شکست بالا میان هسته و پوسته موجبر امکان استفاده از زاویههای تندتر وجود داشته که موجب تأثیر بیش از دو برابری در کاهش ابعاد قطعه میشود و چنین ساختارهایی برابری در کاهش ابعاد قطعه میشود و چنین ساختارهایی را به راحتی میتوان پیاده سازی کرد[۴]. توری موجبر را به راحتی میتوان پیاده سازی کرد[۴]. توری موجبر آرایهای ۳۲ کاناله ۵۰ گیگاهرتز که طراحی کردیم، از ساختارهای سیلکون بر روی عایق محسوب شده و بر پایه Si₃N₄

مبانی طراحی

هر توری موجبر آرایهای شامل موجبرهای ورودی و خروجی، موجبرهای آرایهای (که آرایه فازی نیز نامیده میشود)، دو ناحیه انتشار آزاد تشکیل میشود[۵]. پرتو نور از طریق موجبرهای ورودی وارد ساختار میشود. پرتو انتشار یافته در موجبرهای ورودی در انتهای موجبر ها وارد ناحیه انتشار آزاد ورودی شده و در این ناحیه واگرا میشود. در انتهای این ناحیه به موجبرهای آرایهای تزویج شده و درون

هر یک از آنها منتشر می شود [۱]. اختلاف مسیر ایجاد شده بین موجبرهای آرایه ای موجب به وجود آمدن اختلاف فاز بین پرتوهای عبوری از موجبرهای آرایه ای می شود و این اختلاف فاز عامل اصلی تداخل پرتو نور در روزنه خروجی است. اختلاف مسیر بین موجبرهای آرایه ای با استفاده از رابطه (۱) بدست می آید.

$$(n_s/\lambda)(\sin \theta_i + \sin \theta_0) = mG \tag{1}$$

که در این رابطه n_s ضریب شکست ناحیه انتشار آزاد ، θ و θ_0 به ترتیب زوایای ورودی و خروجی موجبرها، G بردار \mathcal{P}_0 به ترتیب زوایای ورودی و خروجی موجبرها، G بردار \mathcal{P}_0 به صورت $D/(\lambda n) = 0$ تعریف می شود [۶]. به صورت $D/(\lambda n) = 0$ تعریف می شود [۶]. در این رابطه n_c ضریب شکست مؤثر موجبرهای آرایهای D فاصله بین آرایه موجبرها، و Δ اختلاف مسیر ثابت بین D فاصله بین آرایه موجبرها، و Δ اختلاف مسیر ثابت بین \mathcal{P}_0 فاصله بین آرایه موجبرها، و Δ اختلاف مسیر ثابت بین \mathcal{P}_0 فاصله بین آرایه موجبرها، و Δ اختلاف مسیر ثابت بین \mathcal{P}_0 فاصله بین آرایه موجبرها و Δ اختلاف مسیر ثابت بین \mathcal{P}_0 فاصله بین آرایه موجبرها و (1) خواه موجبری طبق رابطه \mathcal{P}_0 خواهم داشت:

$$n_s (d_i \sin \theta_i + d_o \sin \theta_o) + n_c \Delta L = m\lambda$$
 (7)

با توجه به این نکته که طول کانونی گریتینگ آرایه موجبری بسیار بزرگتر از فاصله بین موجبرها است، برای یافتن طول موج مرکزی $\theta = \theta = \theta$ در نظر میگیریم. در این صورت رابطه فوق بصورت معادله (۳) در میآید:

$$\Delta l = m \, \frac{\lambda_0}{n_c} \tag{(7)}$$

در این رابطه λ_0 طول موج مرکزی طراحی موجبرها است. طبق این رابطه میتوان اختلاف طول موجبرهای مجاور در آرایه فازی را بدست آورد[۵]. با توجه به نکات ذکر شده، توزیع میدان در ورودی موجبرهای آرایهای در انتهای آنها نیز بازتولید خواهند شد. پرتوهای نور تداخل یافته و متمرکز شده حول محیط ناحیه انتشار آزاد توسط موجبرهای

¹ Dense Wavelength Division Multiplexing

Y Complementary Metal Oxide Semiconductor

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> خروجی منتقل می شود. با توجه به این که فرکانس مرکزی سیستم مورد نظر ما ۱٬۵۵ میکرومتر و ضریب شکست مؤثر ۱٬۵۸۶۲۵ است، اختلاف طول هر موجبر آرایهای با موجبر مجاور ۱۵۵٬۰۲۱ میکرومتر محاسبه شده است. شکل ۱ طرح کلی توری موجبر آرایهای شبیه سازی شده را نشان می دهد. شکل ۲ نیز ساختار ساخته شده در مرجع شماره[۷] می باشد.



شکل ۱: شماتیک توری موجبر طراحی شده. (در این شکل سطح مقطع موجبر و پارامتر های طراحی نیز مشخص است.)



شکل ۲: (آ)تصویر میکروسکوپ نوری از توری موجبر آرایهای ساخته شده در مرجع شماره [۲] ، (ب) و (ث) تصویر SEM از موجبرهای خروجی و آرایه فازی توری موجبر آرایهای ساخته شده در مرجع [۲]

شبیهسازی و نتایج

در این پژوهش برای شبیهسازی از ابزار WDM-Phasor شرکت Optiwave استفاده شده است. این ابزار طرحی بر اساس پارامترهای تئوری محاسبه شده مانند ضریب شکست قطعه، تعداد کانالها، فاصله کانالها و اختلاف طول هر موجبر آرایهای با موجبر آرایهای مجاور ایجاد میکند. سپس موجبرهای با موجبر آرایهای مجاور ایجاد میکند. سپس به تکرار شبیهسازی با تغییر پارامترهایی مانند تعداد موجبرهای آرایهای، شکل آن ها و زاویه ناحیه انتشار آزاد بهترین نتیجه بدست میآید. تعداد موجبرهای آرایهای بهینه طراحی شده برای توری موجبر آرایهای ۲۲ کاناله ۵۰ گیگاهرتزی، ۱۰۶ میباشد.



شکل ۳: شکل کلی توری موجبر آرایه ای شبیه سازی شده

شکل ۳ شکل توری موجبر آرایهای طراحی شده در این مقاله را نشان میدهد. ابعاد این توری موجبر آرایهای ۸۰/۵ ×۱۲ میلیمتر مربع، کمترین فاصله موجبرهای ورودی و خروجی ۴ میکرومتر، فاصله موجبرهای آرایهای از یکدیگر ۴٫۸ میکرومتر و طول ناحیه انتشار آزاد ۱۶۰۴٫۸ میکرومتر و زاویه آن با خط افقی ۹۸٫۵۳ درجه است. بدترین همشنوایی در میان ۳۲ کانال ۸٫۹ دسیبل و مربوط به کانال شماره ۱۰، بدترین پهنای باند طB ۳ بدست آمده از نتایج شیهسازی فوق ۲٫۲ نانومتر برای کانال ۳۲ و بدترین افت الحاقی محاسبه شده نیز مربوط به کانال اول به میزان الحاقی محاسبه شده نیز مربوط به کانال اول به میزان شبیهسازی انجام شده در این پژوهش ۲۱٫۲۲ دسیبل میباشد که میزان قابل قبولی برای توریهای موجبر آرایهای

نتيجهگيرى

در این مقاله به طراحی و شبیهسازی توری موجبر آرایهای با ۳۲ کانال با فاصله کانال ۵۰ گیگاهرتز و همشنوایی ۲۸٫۱۲ دسیبل پرداخته شده است. افزایش تعداد کانالها موجب بزرگتر شدن ناحیه انتشار آزاد و کمتر شدن فاصله موجبرها از یکدیگر میشود که در نتیجه آن تلفات افزایش مییابد. از سویی دیگر افزایش کانالها و به طبع آن افزایش تعداد آرایه موجبرها سبب ایجاد خم های تندتر در ساختار توری موجبر آرایهای میشود که خود عامل دیگری در افزایش تلفات محسوب میشود. در این مقاله با استفاده از تغییر شکل توری موجبر آرایهای، ابعاد و افت الحاقی سیستم همزمان کاهش یافتند.

مرجعها

- [1] Hu, H., et al., Folded 15-channel arrayed waveguide gratings on silicon nitride platform with loop reflector. Optics Communications, 2021. 500: p. 127321.
- [2] Hu, T., et al., A high-resolution miniaturized ultraviolet spectrometer based on arrayed waveguide grating and microring cascade structures. Optics Communications, 2021. **482**: p. 126591.
- [3] Zheng, Y., et al., Optical performances analysis and structure parameters optimization design of dense arrayed waveguide grating. Results in Optics, 2021.
 2: p. 1 • ٤ ٩.
- [4] Seyringer, D., C. Burtscher, and L. Gajdosova. Si3N4 based 40-ch, 50-GHz AWG for medical applications. in Proc. APCOM. 2017.
- [5] Seyringer, D., *Arrayed Waveguide Gratings*. 2016, Bellingham, Washington 98227-0010 USA: SPIE Press.
- [6] Loewen, E. and E. Popov, *Diffraction gratings and applications*. *New York: M.* 1997, Dekker (Optical engineering, 58).
- [7] Zou, J., et al., Birefringence compensated silicon nanowire arrayed waveguide grating for CWDM optical interconnects. Optics letters, 2014. 39 :(^V) p. 1834-1837.
- [8] Fan, S. and D. Gao. A Flat-top Arrayed Waveguide Grating Using A MMI Based on V-shaped Subwavelength Gratings. in 2021 International Conference on Communications, Information System and Computer Engineering (CISCE). 2021. IEEE.

محسوب می شود. جدول ۱ نتایج بدست آمده از شبیه سازی توری موجبر آرایه ای طراحی شده در این پژوهش می باشد. جدول ۱: پارامتر های خروجی توری موجبر آرایه ای طراحی شده

گستره آزاد	افت	پهنایباند	فا.صله کانال	همشنوايي
طيفى	الحاقى	dB۳	[GH]	[dB]
[nm]	[dB]	[nm]		
۲۷/۱۲	۴٫۹۸	۰٬۵۸۴	۵۰	$-\Upsilon A_{/}$)





شکل ۴ نشان دهنده نمودار خروجی توان بر حسب طولموج میباشد. در جدول ۲ نیز توری موجبر آرایهای طراحی شده در این پژوهش را با چند مقاله دیگر مورد مقایسه قرار دادهایم.

جدول ۲: جدول مقایسه توری موجبر طراحی شده در این پژوهش با مقالات دیگر

ابعاد	افت الحاقى	همشنوايي	تعداد	شماره
(mm۲)	(dB)	(dB)	كانالها	مرجع
۱۲×۱۰,۵	۴٫٩	$-\Upsilon A_{/}$)	٣٢	این مقاله
$1/\Delta \times 1/T$	۵,۴۶	$-1 M^{\prime}$	۱۵	[١]
-	-Δ	~٢٠	٨	[\]
-	۳٬۹۸~۷٬۵۵	-	٣٠	[٢]



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



اثر ضخامت فیلم پروسکایت MaPbI₃ بر میزان فوتولومینسانس

کیمیا فلاح^۱، فرزانه یکه کار^۱، شیما تقیان^۱، بیژن غفاری^۱، رضا صابری مقدم^{۲۹۱}، راضیه کشتمند^۱ و شهاب نوروزیان علم^۱

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت، تهران؛ ^۲مرکز نو آوری کمبریج، انگلستان kimya_fallah98@physics.iust.ac.ir, f_yekekar@physics.iust.ac.ir, shima_taghiyan@physics.iust.ac.ir, ghafary@iust.ac.ir, reza.saberi@gmail.com, R_keshtmand@physics.iust.ac.ir, norouzian@iust.ac.ir

چکیده – امروزه نانومواد پروسـکایت به دلیل ویژگیهای اپتیکی منحصـر به فرد توجه زیادی را به خود جلب کرده اسـت. از جمله عوامل موثر بر عملکرد فیلمهای پروسـکایت می توان به مورفولوژی سـطح آن اشاره نمود. یکی از عوامل موثر بر مورفولوژی سطح فیلم پروسـکایت ضـخامت آن میباشد. در این مقاله اثر تغییر سرعت در مرحله دوم لایه نشانی دو مرحلهای بر مورفولوژی سطح و ضخامت فیلم پروسکایت مورد بررسی قرار گرفت. نتیجه آن است که پروسکایت ایجاد شده با دور اول ۲pm/s و دور دوم sour ا ۵۰۰۰ نسبت به سایر حالتها ساختار کریستالی یکنواخت و با نقص کم با شدت طیف فوتولومینسانس بالاتر خواهد داشت.

كليد واژه- پروسكايت، سرعت لايهنشاني، ضخامت، لايه نازك، متيل أمونيم سرب يديد.

The effect of MaPbI₃ perovskite film thickness on photoluminescence

Kimya Fallah¹, Farzaneh Yekekar¹, Shima Taghiyan¹, Bijan Ghafary¹, Reza Saberi Moghaddam^{1,2}, Razieh Keshtmand¹, Shahab Norouzian Alam^{*1}
¹Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran; ²Innovation center of Cambridge, England; kimya_fallah98@physics.iust.ac.ir, f_yekekar@physics.iust.ac.ir, shima_taghiyan@physics.iust.ac.ir, ghafary@iust.ac.ir, reza.saberi@gmail.com, R_keshtmand@physics.iust.ac.ir, norouzian@iust.ac.ir

Abstract- Nowadays perovskite nano materials due to unique optical properties attract sighnificant interest. One of the factors affected the performance of perovskite films is the morphology of perovskite layers. One of the factores influencing the morphology of perovskite layers is thickness. In this paper, the effect of velocity change in the second stage of two-stage coating on the thickness and surface morphology of perovskite film was investigated. The result is that the perovskite created by the first velocity of 1000 rpm/s and second velocity of 5000 rpm/s in compared to other cases, has crystal structure with minimum defect and a high intensity of photoluminescence spectrum.

Keywords: perovskite, speed of coating, thickness, thin film, MAPbI₃.

مقدمه

در سالهای اخیر تحقیقات در زمینهی ساخت لایههای پروسکایت سه بعدی به دلیل ویژگیهای منحصر به فرد آن رشد چشمگیری یافته است. این مواد به عنوان یک مادهی جدید اپتوالکترونیکی، در ساخت دیودهای نوری[۱]، لیزرها[۲]، سلولهای خورشیدی[۳] و تصویربرداری[۴] استفاده میشوند. ساختار شیمیایی مواد یروسکایت به شکل ABX₃ می باشد که در آن A نقش یک کاتيون تکظرفيتي، B به عنوان يک کاتيون دوظرفيتي و X نقش آنیون را ایفا می کند [۵]. مورفولوژی و اندازه دانه کریستال لایههای پروسکایت تاثیر مهمی بر عملکرد آن دارد به طوری که به صورت گسترده توسط یارامترهای مختلف قابل تنظيم هستند. اين پارامترها شامل ضخامت، دمای بازپخت و زمان بازپخت میباشد. یک لایه ایده آل ساطع كننده نور پروسكايت بايد داراى حداقل نقص، ضخامت يكنواخت وسطح فيلم يكدست باشد تا از غيرفعال شدن اکسیتون، بازترکیب غیر تابشی، و نشت جریان جلوگیری شود[۶]. هرچه اندازه دانه های بلور کوچکتر باشد ، انرژی پیوندی اکسیتون بالاتر خواهد رفت و بازدهی نوری افزایش می یابد [۷و۸]. در این مقاله به منظور کاهش اندازه دانههای بلور، پارامتر ضخامت فیلم پروسکایت بررسی می شود؛ همچنین با ایجاد محدودیت مکانی از طريق تشكيل فيلم فوق العاده نازك و كريستالي MAPbI₃ در مقیاس نانو، سه ضخامت متفاوت آن با یکدیگر مقایسه و بهینه حالت آن بیان شده است. تصاویر میکروسکوپ الكترونى روبشى (SEM) و طيف فوتولومينسانس (PL) نشان میدهد که در لایه نشانی دو مرحله ای با دور اول ۱۰۰۰ rpm/s و دور دوم ۵۰۰۰ rpm/s پروسکایت تشکیل شده بهتر و دارای دانه بندی پکیده تر نسبت به لایه نشانی با دور اول ۲۶m/s و دور دوم به ترتیب rpm/s ۳۰۰۰ و ۷۰۰۰ می باشد.

روش تجربی

در این پژوهش برای ساخت پروسکایت، از روش لایه نشانی دو مرحلهای استفاده شد که در ادامه توضیح داده می شود. ۱. مواد و تجهیزات:

مواد و تجهیزات مورد استفاده در این آزمایش عبارت اند از: پودر متیل آمونیم یدید (MAI)، پودر سرب یدید (PbI₂) (تهیه شده از شرکت سولارشریف)، آب مقطر، مایع ظرفشویی، اتانول، لام شیشهای در ابعاد ۱,۲×۲۲ سانتیمتر، حلال DMSO، کلروبنزن، سشوار صنعتی، کوره، هات پلیت، دستگاه لایهنشانی چرخشی، پیپت و دستگاه اسپکتروفوتومتر Noora200، گلاوباکس شرکت baker

۲. تمیزکاری لام شیشهای:

در ابتدا لامهای شیشهای با سه مرحله به شرح زیر لایهبرداری می شود. ۱. شست و شو با آب و صابون ۲. شست و شو با آب مقطر و ۳. شست و شو با آب و اتانول. در طی این سه مرحله بعد از هر بار شست و شو لامها در حمام اولتراسونیک به مدت ۱۰ دقیقه قرار می گیرند. بعد از مرحله سوم لامها به وسیلهی سشوار صنعتی خشک شده و به مدت ۱ ساعت در کوره با دمای ۵۰۰ درجه قرار داده می شوند.

۳. مراحل آماده سازی محلول و لایه نشانی در داخل گلاوباکس و در محیط نیتروژن خالص:

در ابتدا ۲۰۱۹ گرم از PbI₂ به مدت ۱۰ دقیقه بر روی هاتپلیت با دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد قرار می دهیم تا رطوبت آن گرفته شود. بعد از خنک شدن ۲۰۰۵ میکرو لیتر DMSO به آن اضافه کرده و به مدت ۵ دقیقه روی هات پلیت با دمای ۱۸۰ درجه سانتیگراد قرار خواهیم داد تا کاملا حل شود. سپس ۲۹۰۵ گرم MAI را با ترازو وزن کرده و ۲۹۱۹ میکرو لیتر از محلول بالا را به MAI اضافه می کنیم. آن را هم میزنیم تا کاملا حل شود. بعد از ساخت بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> محلول دستگاه لایه نشانی چرخشی (Spin-Coating) را به صورت دومرحلهای تنظیم کرده که در جدول ۱ اطلاعات آن آورده شده است. مقدار ۳۰ میکرو لیتر از محلول MaPbI₃ را به کمک پیپت بر روی لام ریخته و بر روی آن پخش میکنیم. دستگاه را فعال کرده و در ۱۵ ثانیه دوم مرحله دوم، مقدار ۱۰۰ میکرو لیتر کلروبنزن را بر روی آن تزریق میکنیم. سپس نمونه را بر روی هات پلیت با دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد به مدت یک ساعت قرار میدهیم.

جدول۱: مقادیر پارامترهای سرعت و زمان در لایهنشانی دو مرحلهای

زمان مرحله	سرعت	زمان مرحله	سرعت	
دوم	مرحله دوم	اول	مرحله اول	
(ثانيه)	(rpm/s)	(ثانيه)	(rpm/s)	
٣٠	۳۰۰۰	١.	1	١
۳۰	۵۰۰۰	١٠	۱۰۰۰	٢
٣٠	٧٠٠٠	١٠	1	٣

تحليل نتايج تجربى:

در این پژوهش با تغییر سرعت در مرحله دوم لایهنشانی ضخامتهای متفاوت از لایه پروسکایت به دست آمد. تصاویر FESEM لایه ی پروسکایت ایجاد شده برای سه ضخامت مختلف در شکل ۱ تا ۳ نشان داده شده است. در هر سه شکل تصویر الف) FESEM-top و تصویر ب) شکل ۱ تا ۳ قسمت ب) ضخامت سطح لایهنشانی شده بر شکل ۱ تا ۳ قسمت ب) ضخامت سطح لایهنشانی شده بر روی لام شیشهای به ترتیب ۳۶۹٬۴۳، ۷۲٬۳۶۹ و ۴۵٬۵۴ نانومتر میباشد. در شرایط ایدهآل هر چه سرعت در مرحله دوم لایه نشانی بیشتر باشد، ضخامت فیلم پروسکایت کمتر خواهد شد. سطح فیلم پروسکایت در ضخامت با دور دوم خواهد شد. سطح فیلم پروسکایت در ضخامت ها دارای نیکنواختی و پکیدگی بیشتر میباشد.



شکل ۱: تصویر FESEM الف) top ب) roos sectional از فیلم پروسکایت MAPbI₃ با دور اول ۱۰۰۰ rpm/s و دور دوم ۳۶۰۰۰ ۳۰۰۰



شکل ۲: تصویر FESEM الف) top ب) cross sectional از فیلم پروسکایت MAPbI3 با دور اول ۱۰۰۰ rpm/s و دور دوم ۸۰۰۰



شکل ۳: تصویر FESEM الف) top ب) cross sectional از فیلم پروسکایت MAPbI₃ با دور اول ۱۰۰۰ و دور دوم rpm/s ۷۰۰۰

مرجعها

- [1] Y. H. Kim, C. Wolf, Y. T. Kim, H. Cho, W. Kwon, S. Do, A.Sadhanala, C. G. Park, S. W. Rhee, S. H. Im, R. H. Friend, T. W. Lee, "Highly Efficient Light-Emitting Diodes of Colloidal Metal–Halide Perovskite Nanocrystals beyond Quantum Size", ACS Nano, Vol. 11, No. 7, pp. 6586-6593, 2017.
- [2] S. Hoogland, V. Sukhovatkin, I. Howard, S.Cauchi, L. Levina, E. H. Sargent, "A solutionprocessed 1.53 μm quantum dot laser with temperature-invariant emission wavelength", Opt. Express, Vol. 14, No. 8, pp. 3273-3281, 2006.
- [3] X. Lan, O. Voznyy, F. P. G. D. Arquer, M. Liu, J. Xu, A. H. Proppe, G. Walters, F. Fan, H. Tan, M. Liu, Z. Yang, S. Hoogland, E. H. Sargent, "10.6% Certified Colloidal Quantum Dot Solar Cells via Solvent-Polarity-Engineered Halide Passivation", Vol. 16, No. 7, pp. 4630-4634, 2016.
- [4] H. Zhang, X. Wang, Q. Liao, Z. Xu, H. Li, L. Zheng, H. Fu, "Embedding Perovskite Nanocrystals into a Polymer Matrix for Tunable Luminescence Probes in Cell Imaging", Vol. 27, No. 7, pp. 1604382-1604390, 2017.
- [5] J. Wu, Z. Lan, J. Lin, M. Huang, Y. Huang, L. Fan, G. Luo, "Electrolytes in Dye-Sensitized Solar Cells", Chem. Rev, Vol. 115, No. 5, pp. 2136-2173, 2015.
- [6] S. J. Kim, J. Byun, T. Jeon, H. M. Jin, H. R. Hong, S. O. Kim, "Perovskite Light-Emitting Diodes via Laser Crystallization: Systematic Investigation on Grain Size Effects for Device Performance", ACS Appl. Mater. Interfaces, Vol. 10, No. 3, pp. 2490-2495, 2018.
- [7] V.Prakasam, F. D. Giacomo, R. Abbel, D. Tordera, M. Sessolo, G. Gelinck, H. J. Bolink, "Efficient Perovskite Light-Emitting Diodes: Effect of Composition, Morphology, and Transport Layers", ACS Appl. Mater. Interfaces, Vol. 10, No. 48, pp. 41586-41591, 2018.
- [8] R. Monika, L. Helena Wong, and L. Etgar. "Effect of Perovskite Thickness on Electroluminescence and Solar Cell Conversion Efficiency", The journal of physical chemistry letters, Vol. 11, No. 19, 8189-8194, 2020.

در فرآیند فوتولومینسانس، الکترونها در نمونه مورد نظر با گرفتن انرژی از فوتونهای تابیده شده (که انرژی بالاتری از باندگپ الکترونها دارند) به تراز با انرژی بالاتر برانگیخته میشوند، سپس بار دیگر از طریق نشر نور به حالت پایه برمی گردد. در شکل ۴، با استفاده از دستگاه اسپکتروفوتومتر، طیف گسیل فوتولومینسانس نمونهها گرفته شده است. شدت پیک برای پروسکایت با دور دوم ۳۰۰۰ rpm/s و ۲۰۰۰ میباشد. در شرایط یکسان، در طول موج ۷۶۸ نانومتر، شدت فوتولومینسانس برای پروسکایت با دور دوم ۵۰۰۰ rpm/s بیشتر است.



شکل ۴: طیف فوتولومینسانس برای سه ضخامت متفاوت با دور دوم ۲۰۰۰ ۳pm/s، ۳۰۰۰۰ rpm/s و ۲۰۰۰ ۲pm/s.

نتيجهگيرى

در این مقاله اثر تغییر سرعت در مرحلهی دوم لایه نشانی، بر مورفولوژی و ضخامت فیلم پروسکایت MAPbI₃ مورد بررسی قرار گرفت. هرچه سطح دارای پکیدگی و موفولوژی بهتر باشد، شدت فوتولومینسانس بالاتری خواهد داشت. فیلم پروسکایت ایجاد شده با دور دوم ۵۰۰۰ rpm/s دارای یکنواختی بیشتر و در نتیجه شدت فوتولومینسانس بیشتر نسبت به سایر حالات میباشد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



ساخت آشکار ساز نوری مقاومتی برپایه الکترودهای شانهای مبتنی بر ماده کادیوم سولفید مریم حسنی و سمانه حامدی^{*} دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران hamedi@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله آ شکار ساز نوری برپایه تغییر مقاومت برای استفاده در طول موجهای مرئی ساخته شده است. در آ شکار ساز ساخته شده از الکترودهای شانهایمسی بر روی زیرلایه از جنس برد مدار چاپی (pcb) استفاده شدهاست. ماده حساس به نور از جنس کادیوم سولفید (CdS) روی سطح آن قرار گرفته است. افت مقاومت آ شکار سازنسبت به تابش نور سبز (532nm)، قرمز (650nm) و سفید در دمای اتاق بیانگر آن است که هنگام بر خورد نور به آ شکار ساز تغییرات مقاومت اتفاق افتاده است. بالاترین مقدار پا سخدهی آ شکار ساز نوری مربوط به نور سبز (532nm)، و حدود 9/96٪ است. همچنین زمان بازیابی نور سبز به دلیل جذب بیشتری که در آن اتفاق افتاده است در مقایسه با طول موجهای نوری دیگر بیشتر است.

كليد واژه- آشكارساز نورى، الكترود شانهاى، طول موج نور مرئى، كاديوم سولفيد

Fabrication of a Resistive photodetector based on Interdigitated Electrodes with CdS

Maraym Hassani and Samaneh Hamedi*

Department of Electrical and Electronics Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran hamedi@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a photo detector based on the resistance change for visible wavelengths is fabricated. In the fabricated detector, interdigitated electrodes (IDE) made of copper (Cu) on a PCB board is used. CdS as the photosensitive layer is deposited on IDE electrodes. The resistance of the detector decreases in response of the optical wavelengths of green (530nm), red (650nm) and white at room temperature. This indicates that the mentioned detector works based on the resistance change. The maximum responsivity is about 96.9% related to the wavelength of 530nm. Also, the recovery time of the green wavelength is longer compared to other optical wavelengths due to the higher absorption.

Keywords: Optical detector, interdigitated electrode, visible wavelength, CdS
مقدمه

آشکارسازهای نوری یکی از اجزای ضروری شبکههای نوری برای کاربرد در مخابرات نوری هستند. در یک خط انتقال نوری وظیفه آشکارساز نوری که اولین بلوک گیرنده است تبديل سيگنال نوري حاوى اطلاعات به سيگنال الكتريكي است. انواع مختلف آشکارسازهای نوری نیمه هادی شامل PIN [1]PN [2]، آشكارساز فلز-نيمه هادى-فلز (MSM) [3] و فتوترانزیستور [4] هستند. در یک آشکارساز نوری به طور ساده از پیوند دو نیمه هادی با آرایش نوع (n) و نوع (p) تشکیل شده است،که به طور معکوس بایاس شده است. در این صورت در محل پیوند دو نیمه هادی یک سد پتانسیل ایجاد شده که اگر نور به محل پیوند P-N برخورد كند توليد زوج الكترون حفره مي كند. آشكارساز نوري الكترود شانهاى نوعى آشكارساز MSM است كه باعث افزایش پهنای باند شده و می توان با کوچک ترکردن فاصله بین الکترودهای شانهای بر محدودیت زمان پاسخ غلبه کرد [5و6]. از الکترود شانهای برای طراحی آشکارساز نوری در محدوده طول موجهای مادون قرمز با استفاده از ماده Ag₂S که یک نیمه هادی با گاف مستقیم است، و همچنین در محدوده طول موجهای فرابنفش از ZnO استفاده شده است [6]. ماده كاديوم سولفيد (CdS) با شكاف باند (ev) 4/24 و خواص نوری، برای دستگاههای الکترونیکی و نوری مانند سلولهای خورشیدی، دیودهای نوری و مقاومت نوری مناسب است. ساختارهای CdS با چندین مزیت منحصر به فرد از جمله نسبت سطح به حجم بالا، اثرات محصور شدن كوانتومي و همچنين بازتركيب حفره الكتروني به عنوان يك ماده امیدوار کننده در نظر گرفته شده است [9و 10]. در این مقاله آشکارساز نوری به صورت الکترود شانهای بر روی برد Pcb طراحی شده است. سپس روی سطح آن لایهای از CdS قرار گرفته است. پاسخ دهی آشکارساز نوری مبتنی بر

CdS در مقابل منبع نور در محدوده نور مرئی مورد مطالعه قرار گرفته است.

روش انجام آزمایش

در این آزمایش از الکترودهای شانهای از جنس مس به قطر 200 نانومتر و به فاصله 200 نانومتر استفاده شده است. سطح مقطع فعال آشکارساز 1×1 سانتی مترمربع بر روی زیرلایه برد مدارچاپی Pcb است. ماده کادیوم سولفید (CdS) به ضخامت 150 نانومتر با روش کندوپاش RF بر روى سطح الكترود شانهاى لايه نشانى شده است. شماتيك آشکارساز ساخته شده در شکل (1) نشان داده شده است. همانطور که در تصویر دیده می شود، نور به سطح مقطع الکترود تابیده شده و مقدار تغییر مقاومت آن اندازه گیری می شود. برای اندازه گیری مقاومت از مولتی متر دیجیتال با قابلیت اتصال به رایانه که دادهها را ذخیره میکند استفاده شده است. برای اندازهگیری تغییر مقاومت خروجی آشکارساز از سه منبع نوری به طول موجهای مختلف مانند سبز (532nm)، قرمز (650nm) و سفید استفاده شده است. منبع نور لیزر در پایه نگهدارنده و در فاصله ی10 سانتی متری از آشکارساز نوری قرار گرفته است.



شكل 1. شماتيك آشكارساز نورى ساخته شده

برای بررسی و مقایسه تغییر مقاومت خروجی آشکارساز، منابع نوری با توان خروجی برابر به مدت حدود 4 دقیقه به

نمونه تابانده شده است. این فرایند برای هر سه منبع نوری انجام شده است.

نتايج تجربى

طیف جذب CdS به عنوان ماده حساس به نور در شکل (2) نشان داده شده است. برای اندازه گیری مقادیر ضریب جذب



شکل 2. طيف جذب ماده حساس به نور کاديوم سولفيد (CdS)

از دستگاه طیفسنج نوری(ساخت شرکت فیزتک) در محدوده طول موجهای 340 تا 950 نانومتر استفاده شده است. با توجه به نمودار رسم شده بیشینه جذب CdS، در طول موج 405 نانومتر است. در شكل (3) مقدار پاسخ آشکارساز نسبت به تابش نور لیزر با طول موجهای قرمز (650 نانومتر)، سبز (532 نانومتر) و سفید را نشان میدهد. در این آزمایش ابتدا مقاومت آشکارساز در حالت تاریک یا به عبارتی بدون تابش نور اندازه گیری و ذخیره شده است. سپس تغییر مقاومت به ازای تابش نور اندازه گیری می شود. در مدت 4 دقیقه نور به سطح آشکارساز تابیده شده و سپس قطع می شود. با توجه به نمودار رسم شده، با تابش نور مقاومت آشکارساز کاهش یافته و پس از قطع نور به به مقدار اولیه افزایش می یابد. علت فیزیکی این پدیده در این است که وقتی نور به آشکارساز نوری برخورد می کند، الکترونهای لایه ظرفیت، انرژی نور را دریافت می کنند، از اتم جدا شده و به الكترون آزاد تبديل مي شوند. الكترون

های آزاد، آزادانه در قطعه حرکت میکنند و باعث ایجاد جریان الکتریکی و بالتبع افزایش رسانایی می شوند. درنتیجه این امر منجر به کاهش مقاومت الکتریکی خواهد شد.



با توجه به نمودار رسم شده مقادیر مقاومت آشکارساز قبل از برخورد نور (مقاومت تاریکی) برای هر سه طول موج نور تقریبا نزدیک به هم است اما در زمان برخورد نور، با توجه به طول موج منبع نور تغییرات مقاومت متفاوت شده است. برای بررسی میزان پاسخ آشکارساز ساخته شده از رابطه (1) استفاده شده است.

$$R\% = |\frac{R - R_0}{R_0}| \times 100 \tag{1}$$

که در این رابطه R_0 مقاومت قبل از تابش نور به آشکارساز و R مقاومت بعد از برخورد نور است. مقدار پاسخدهی نور سبز، قرمز و سفید به ترتیب 9/96./.70/1./.78 ٪ بهدست آمده است. نمودار میلهای میزان پاسخدهی آشکارساز نوری نسبت به طول موجهای نور تابشی در شکل (4) نشان داده شده است. با توجه به نمودارهای رسم شده میزان پاسخدهی نور سبز با طول موج 532 نانومتر در مقایسه با دو طول موج نوری دیگر بیشتر است. زیرا با توجه به طیف جذب رسم شده (شکل 2)، ماده CdS در نور با طول موج 532 نانومتر دارای جذب بیشتری است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

- [2] H. Kaur, HJ. Kaur, MK. Hooda, L Gupta, "Electrical characteristics analysis of PIN detector with different doping concentration levels of N and Ptype materials", Matt Today: Proceedings., Vol. 28, pp. 1879-1886, 2020.
- [3] R. Singh, A. Srivastava, S. Jit, S. Tripathi, "High responsivity visible blind Pd/A1 2 O 3/MoS 2/ITO MISM UV photodetector", IEEE Photonics Tech Lett., Vol. 32, No. 12, pp. 733-736, 2020.
- [4] G. H. Shin, C. Park, K. J. Lee, H. J. Jin, S. Y. Choi, "Ultrasensitive phototransistor based on WSe2– MoS2 van der Waals heterojunction", Nano Lett., Vol. 20, No. 8, pp. 5741-5748, 2020.
- [5] F. Ravanan, H. Roshan, M. H. Sheikhi, "A Novel Low Voltage Near-Infrared Photodetector Based on Ag2S Nanocrystals", 28th Iran Conf on Electricl Engineering (ICEE)., 2020.
- [6] FH. Alsultany, Z. Hassan, NM. Ahmed, "A highsensitivity, fast-response, rapid-recovery UV photodetector fabricated based on catalyst-free growth of ZnO nanowire networks on glass substrate", Opt Mat., Vol. 60, pp. 30-37, 2016.
- [7] AI. Nusir, AM. Hill, MO. Manasreh, J. B. Herzog, "Near-infrared metal-semiconductor-metal photodetector based on semi-insulating GaAs and interdigital electrodes", Photonic Research., Vol. 3, No. 1, pp. 1-4, 2015.
- [8] J. Liu, X. Liang, Y. Xu, M. Yan, B. Wang, T. ZhangYan, Yi. Futing, "Fabrication of tree-like CdS nanorods-Si pillars structure for photosensitive application", J. Mat Scie: Materials in Electronics., Vol. 31, No. 14, pp. 11862-11869, 2020.
- [9] EO. Echeweozo, NO. Okoro, P. Ngele, "Design, construction and calibration of automatic street light controller using Light Dependent Resistor (LDR)", J. Appl Sci and Env and Manage., Vol. 23, No. 3, pp. 457-459, 2019.
- [10] F. Marinho, C.M. Carvalho, F.R. Apolinario, L. Paulucci, "Measuring light with light dependent resistors: an easy approach for optics experiments", Euro J. Phy., Vol. 40, No. 3, pp. 035801, 2019.
- [11] W. Setya, A. Ramadhana, HR. Putri, A. Santoso, A. Malik, M. M Chusni, "Design and development of measurement of measuring light resistance using Light Dependent Resistance (LDR) sensors", In. J. Phys: Conf Series., Vol. 1402, No. 4, p. 044102, 2019.



شکل 4 . مفادیر پاسحدهی اشکارساز نوری نسبت به طول موج های نور تابشی

بنابراین اگر نور تابشی در محدوده طیف جذب ماده فعال آشکارساز قرار داشته باشد آنگاه میزان جذب نور توسط الکترود بیشتر صورت گرفته است که این خود باعث تغییرات مقاومت بیشتر شده است.

نتيجه گيرى

در این پژوهش یک آشکارساز نوری مبتنی بر الکترود شانهای با لایه حساس به نور از جنس کادیوم سولفید (CdS) ساخته شد. آشکارساز ساخته شده بر مبنای تغییر مقاومت الکتریکی نسبت به تابش نور عمل می کند. نتیجه نشان داد که آشکارساز ساخته شده حساسیت مناسبی نسبت به نور با طول موج نور مرئی در دمای اتاق را نشان میداد. پاسخ آشکارساز نوری به نور سبز(532 نانومتر) نسبت به طول موجهای نوری دیگر بیشینه بود به طوری که مقدار پاسخدهی آشکارساز نوری به هنگام برخورد نور سبز حدود 9/69 ٪ به دست آمد. از مزایای آشکارساز ارائه شده میزان پاسخ سریع، ساخت آسان و تجهیزات اندازه گیری ساده تر است.

مرجعها

 H. Ohta, M. Kamiya, T. Kamiya, M. Hirano, H. Hosono. "UV-detector based on pn-heterojunction diode composed of transparent oxide semiconductors, p-NiO/n-ZnO", Thin Solid Films., Vol. 445, No. 2. pp. 317-321, 2003.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعهی خواص نوری ساختار هیبریدی آلی–معدنی CH3NH3PbI2Cl به منظور بکارگیری در آشکارسازهای نوری المیرا صادقیلر^۱، صغری میرارشادی^۲، فرهاد ستاری^۱، سعید ملکی^۲

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل^۲ ^۲گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، نمین ^۳گروه شیمی، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل Email: elmira.sadeghiii@yahoo.com

چکیده- در این مقاله خواص نوری ساختار هیبریدی آلی-معدنی به منظور بکارگیری و طراحی آشکارساز نوری بررسی شده است. براساس این پژوهش ساختار دوبعدی سنتز شده دارای گاف انرژی ۲٫۸۱ الکترون ولت است. قله جذب در ۳۵۰ نانومتر و آغاز جذب از طول موج ۴۵۰ نانومتر بوده و دارای نورزایی در طول موج ۵۳۰ و ۵۴۲ نانومتر است. نتایج نشان میدهد مواد هیبریدی آلی- معدنی پتانسیل امیدوار کنندهای برای توسعه نسل جدید آشکارسازهای نوری دارند که این امر از مقاومت مکانیکی بسیار بالا، استقامت الکتریکی قابل توجه و مقرون به صرفه بودن آنها ناشی میشود.

كليد واژه- آشكارساز نورى، ابزار اپتوالكترونيكي، پروسكايت، ساختار لايهاي دوبعدي.

Study on optical properties of CH₃NH₃PbI₂Cl organic-inorganic hybrid structure due to use in photodetectors

Elmira Sadeghilar¹, Soghra Mirershadi², Farhad Sattari¹, Saeid Maleki³

¹Department of Physics, Faculty of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil. ²Department of Engineering Sciences, Faculty of Advanced Tecnologies, University of Mohaghegh Ardabili, Namin ¹Department of Chemistry, Faculty of science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil. Email: elmira.sadeghiii@yahoo.com

Abstract- This paper investigates the optical properties of organic-inorganic hybrid structure to utilize and design photodetectors. According this research, this structure has energy gap equal to 2.81ev. Its absobtion peak and starting point of absorbsion are 350 nm and 450 nm, this structure has luminescence at the 530 and 542nm. The results show due to high mechanical resistance, significant electric strength and cost- efficiency, the organic-inorganic hybrid has a promising potential to be used in modern photodetectors with small dimension. Keywords: Photodetector, optoelectronic device, perovskite, tow_dimensional layered structure.

[۱]. همچنین پروسکایتها ویژگی جالب اپتیکی و پایداری بالا در شکل دو بعدی خود به واسطه اثرات کوانتومی نمایش میدهند که منجر به افزایش علاقهمندی به طراحی و گردآوری پروسکایتهای لایهای دوبعدی برای کاربردهای آنها در آشکارسازهای نوری گردیده است. به طور خلاصه، آشکارساز نوری بر پایه دMAPbI3، با طیف پاسخی در حد آشکارساز نوری بر پایه درصد و زمان پاسخ ۶/۵ نانوثانیه، سریعترین آشکارساز پهن باند پروسکایتی ساخته شده تا کنون است[۱]. در این پژوهش ماده هیبریدی آلی- معدنی کنون است[۱]. در این پژوهش ماده هیبریدی آلی- معدنی آن به منظور بکارگیری در آشکارساز نوری مورد بررسی آن به منظور بکارگیری در آشکارساز نوری مورد بررسی

روش آزمایش

در مرحله نخست ساختار هیبریدی آلی-معدنی CH₃NH₃PbI₂Cl با استفاده از واکنش شیمیایی بین مواد اولیه تهیه شد. ماده هیبریدی آلی-معدنی CH₃NH₃PbI₂Cl با نسبت CH₃NH₂/PbI : CH₃NH₂/PbI با نسبت ابتدا CH₃NH₃Cl با استفاده از واکنش شیمیایی بین CH₃NH₃Cl با محلول در آب) و ICH (۳۷٪ محلول در آب) تهیه شد، سپس مقدار استوکیومتری از CH₃NH₃Cl به PbI₂ افزوده شد و در نهایت ماده هیبریدی آلی- معدنی به PbI₂Cl

نمونه تهیه شده به مدت ۲۴ ساعت در داخل آون با دمای ۶۵ درجه سانتیگراد قرار داده شد تا کاملاً خشک و عاری از رطوبت شود. سپس ماده مورد نظر را به صورت پودر در آورده و مطالعات ساختاری و نوری روی آن انجام گرفت. در این پژوهش برای مشخصهیابی ساختاری ماده سنتز شده از روش پراش پرتو ایکس و روش بازتابی انتشاری استفاده شد و برای مشخصهیابی نوری از روش طیف سنجی جذب اپتیکی و طیف سنجی فلوئورسانس با طول موج تحریکی ۳۹۵ نانومتر بهره گرفته شده است.

مقدمه

آشکارسازهای نوری قطعاتی هستند که سیگنال ورودی مانند نور را حس کرده و یک سیگنال خروجی قابل اندازه گیری به شکل جریان الکتریکی یا ولتاژ تولید میکنند. آشکارسازهای نوری کاربردهای مهمی را در گسترهای از زمینهها مثل دوربینهای نوری، تصویربرداری یزشکی و تشخیص آلودگی دارند [۱]. یک آشکارساز نوری شامل یک ناحیه فعال نوری است که متصل به دو الکترود فلزی می باشد. به منظور جذب بیشتر نور تابشی توسط ناحیه فعال، ضخامت این ناحیه کم در نظر گرفته می شود. وقتی نوری با انرژی مناسب به سطح نیمه رسانای مورد نظر که به عنوان ناحیه فعال عمل می کند می تابد، جفت الكترون- حفرههای ایجاد شده جمع آوری شده و باعث تولید جریان الکتریکی میشوند. گروهی از مواد هیبریدی آلى- معدنى به نام پروسكايت با فرمول عمومى AMX₃ معرفی شدہاند که A بیانگر کاتیون تک ظرفیتی همچون Cs ،Li و ... و M نمایانگر فلزات دو ظرفیتی از جمله +Ca²⁺ Cd²⁺, ،Ni²⁺ و ... و X بیانگر هالوژن هایی مثل Br و Cl و I و ... می باشد [۲]. در این ساختارها صفحات معدنی به عنوان چاههای کوانتومی و لایههای آلی به عنوان سد پتانسیل میباشند. مواد هیبریدی آلی- معدنی به واسطه ویژگی چشمگیر الکترونیک نوری از جمله بازده کوانتومی خارجی، ضریب جذب زیاد و شکاف باند قابل تنظیم به عنوان ماده فعال برای ابزارهایی همچون آشکارسازهای نوری که مزیت واحدهای مجزای آلی و معدنی را دارا می باشند، مورد توجه قرار گرفته اند [۳]. اولین آشکار ساز نوري بر پایه پروسکایت هیبریدي آلي- معدني توسط ژو و هوانگ ارائه شده است [۴]. یروسکایتها یتانسیل امیدوار کنندهای برای توسعه نسل نوین آشکار سازهای نوری دارند که ناشی از فوتولومینسانس و جذب بالا، قابلیت تنظیم نورزایی در گستره نور مرئی و پایداری بالای این مواد است

بحث و بررسی در شکل ۱ نمودار XRD نمونه مورد نظر نشان داده شده است. همانطور که در نمودار ۱ مشاهده می شود، قلههای مشاهده شده در زاویههای ۵/۵۱^{۵، ۲}۵/۵۲، ۱۲/۵^۴، ۱۵/۴۸ ۲۵/۷^۵، ۲۹/۹۰^۹، ۲۹/۹۰^۹ و ۴۲/۵۴، درجه به ترتیب متناظر با صفحات میلر (۲۰۰)، (۰۰۴)، (۱۰۰۱)، (۱۱۱)، (۲۰۰)، (۲۰۰) و (۲۲۰) مشخص شد که با مقالات معتبر [۵] مطابقت دارد.



شکل ۱: نمودار XRD ماده هیبریدی آلی- معدنی XRD ماده

در شکل ۲ طیف بازتابی انتشاری ساختار CH3NH3PbI2Cl نشان داده شده است.



شکل ۲: طیف بازتابی انتشاری ماده هیبریدی آلی– معدنی CH3NH3PbI2Cl

همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود طیف بازتابی انتشاری ساختار سنتز شده بر حسب طول موج رسم شده که بیان کننده انتقال الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش است، که علت آن جذب انرژی فوتونهای فرودی و در نتیجه کاهش شدت نور است.

در شکل ۳ نمودار ^۲(αhv) برحسب hv نشان داده شده است.



شکل ۳: نمودار ^۲(αhv) برحسب hv ماده هیبریدی آلی- معدنی CH3NH3PbI2Cl

برای محاسبه گاف انرژی از روش طیف سنجی بازتابی انتشاری بهره گرفته شد [۶]. در منحنی شکل ۳ با رسم خط مماس بر نمودار در ناحیه خطی، گاف انرژی ساختار سنتز شده برابر با ۲/۸۱ الکترون- ولت بدست آمد. در شکل ۴ نمودار جذب ماده مورد نظر نشان داده شده است. همانطور که در شکل ۴ مشاهده میشود، آغاز جذب است. همانطور که در شکل ۴ مشاهده میشود، آغاز جذب رسانا اگر انرژی فوتونهای فرودی بیشتر یا مساوی گاف انرژی ماده نیمه رسانای مورد نظر باشد، فوتون ها جذب شده و باعث تولید جفت الکترون-حفره در ساختار نواری ماده نیمه رسانا میشوند. است، این ساختار دارای نورزایی سبز در طول موج ۵۳۰ و ۵۴۲ نانومتر است.

نتيجهگيرى

در این پژوهش ماده هیبریدی آلی- معدنی CH₃NH₃PbI₂Cl سنتز شد و خواص ساختاری و اپتیکی و الکترونیکی آن بررسی شد. ماده هیبریدی آلی- معدنی معرفی شده به دلیل خاصیت جذب بالا، قابلیت تنظیم نورزایی در گستره نور مرئی، پایداری نسبتاً بالای آن و نورزایی قوی در طول موج ۵۳۰ و ۵۴۲ نانومتر یکی از بهترین کاندیداها برای استفاده در آشکارسازهای نوری بر پایه مواد هیبریدی آلی- معدنی است.

مرجع ها

[1] Y. Tang, X. Cao, & Q. Chi, "Two-dimensional halide perovskites for emerging new-generation photodetectors", Two-Dimensional Materials for Photodetector, pp. 75-101, 2018.

[2] D. B. Mitzi, "Synthesis, structure, and properties of organic-inorganic perovskites and related materials", Progress in inorganic chemistry, pp. 1-121, 1999.

[3] Z. K. Tan, R.S. Moghaddam, M. L. Lai, P. Docampo, R. Higler, F. Deschler, ... & R. H. Friend, "Bright lightemitting diodes based on organometal halide perovskite, Nature nanotechnology", Vol. 9(9), pp. 687-692, 2014.

[4] J. Zhou, & J. Huang, "Photodetectors based on organic–inorganic hybrid lead halide perovskites", Advanced Science, Vol. 5(1), pp. 1700256, 2018

[5] S. Ahmad, & G. V. Prakash, "Two-step fabrication of R-PbI 4 (1-y) Br 4y type light emitting inorganic-organic hybrid photonic structures", Optical Materials Express, Vol. 4(1), pp. 101-110, 2014.

[6] S. Mirershadi, F. Sattari, "Effect of organic cation composition and halogen atom type on 2D-layered organic–inorganic hybrids for luminescent solar concentrator", Journal of Materials Science: Materials in Electronics, Vol. *32*(10), pp. 12939-12950, 2021.



شكل ۴: نمودار جذب ماده هيبريدي آلى- معدني CH3NH3PbI2Cl

در شکل ۵ نمودار فوتولومینسانس ساختار هیبریدی آلی-معدنی سنتز شده CH₃NH₃PbI₂Cl نشان داده شده است.



شکل ۵: طیف فوتولومینسانس ماده هیبریدی آلی- معدنی CH3NH3PbI2Cl

طیف سنجی لومینسانس تحریکی نوری ساختار هیبریدی سنتز شده نشان دهنده خاصیت نورزایی قوی این ساختار



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱۲



اثر دمای بازپخت بر لایهی پروسکایت MAPbI₃

فرزانه یکه کار^۱، کیمیا فلاح^۱، شیما تقیان^۱، بیژن غفاری^۱ ، رضا صابری مقدم^{۱و۲} ، راضیه کشتمند^۱، شهاب نوروزیان علم^{*۱}

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت، تهران؛ ^۲دانشکده فیزیک کمبریج، انگلستان

f_yekekar@physics.iust.ac.ir, kimya_fallah98@physics.iust.ac.ir, shima_taghiyan@physics.iust.ac.ir, ghafary@iust.ac.ir, reza.saberi@gmail.com, norouzian@iust.ac.ir، R_keshtmand@physics.iust.ac.ir, norouzian@iust.ac.ir

چکیده – امروزه نانو مواد پروسـکایت به دلیل خواص مناسـب اپتوالکترونیکی بسـیار مورد توجه قرار گرفتهاند. از عوامل موثر بر تشکیل لایه پروسکایت میتوان به مورفولوژی سطح پروسکایت اشاره کرد. دمای بازپخت میتواند بر مورفولوژی سطح اثرگذار باشد. در این پژوهش به منظور یافتن دمای بازپخت بهینه برای ماده متیل آمونیوم سرب یدید (MAPbI3) ، سه دمای بازپخت ۸۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سـانتیگراد، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیف فوتولومینسانس آنها بررسی شده است. در انتها به عنوان نتیجه بهترین دمای بازپخت در این آزمایش دمای ۱۰۰ درجه سـانتیگراد بدسـت آمد که شـدت فوتولومینسانس بالا با سطح یکنواخت تر نسبت به حالات دیگر آن را تایید کرد.

کلید واژه- بازپخت، پروسکایت، دمای بازپخت، لایه نازک،.MAPbI

The Effect of Annealing Temperature on Perovskite Layer MAPbI₃ Farzaneh Yeke kar¹, Kimya Fallah¹, Shima Taghiyan¹, Bijan Ghafari¹, , Reza Saberi Moghaddam², Raziye Keshtmand¹, Shahab Norouzian Alam^{*1} ¹Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran; ²Physics Department, University of Cambridge, United Kingdom; f_yekekar@physics.iust.ac.ir .kimya_fallah98@physics.iust.ac.ir.shima_taghiyan@physics.iust.ac.ir.ghafary@iust.ac.ir

Abstract- Nowadays, perovskite nano materials have received a lot of attention due to their good optoelectronic properties. One of the factors affecting the formation of the perovskite layers is the morphology of the perovskite surface. The annealing temperature can affect the surface morphology. In this study, in order to find the optimal annealing temperature for lead-iodide methyl ammonium (MAPbI₃), three annealing temperatures of 80, 100 and 150 °C, scanning electron microscope image and their photoluminescence spectrum were investigated. In the end, as a result of the best annealing temperature in this experiment, a temperature of 100 °C was obtained, which was confirmed by high photoluminescence intensity with a more uniform surface than other cases.

Keywords: Perovskite, Thin film, MAPbI3 Annealing, Thermal annealing.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

امروزه مواد پروسکایت به دلیل ویژگیهای منحصر به فرد، در زمینه اپتوالکتریک و فوتونیک کاربرد فراوانی دارند [۱]. از جمله مزایای مواد پروسکایت برای تولید فیلمهای نازک، راندمان کوانتومی تابش نور بالا، ضریب جذب و تحرک حامل بالا است[٢]. براى بهبود كيفيت فيلم پروسكايت و يكنواختى سطح آن، اندازه ذرهها بايد بهينه شود. روش تهيه و ساخت ماده پروسکایت از لحاظ علمی چالش برانگیز است[۳]. برای لایهنشانی پروسکایت بر روی سطح عمدتاً از روش لایهنشانی دو مرحلهای استفاده می شود [۴]. پارامتر دمای بازپخت در بررسی اندازه دانه کریستال، مورفولوژی فیلمهای پروسکایت و ساخت ادوات اپتوالکترونیک نقش مهمی دارد. در این مقاله، با بررسی تأثیر دما بر میزان بلورینگی فیلم پروسکایت و مقایسه سه دمای بازپخت در شرایط یکسان، دمای بازپخت بهینه به دست آمده است. تصاويرميكروسكوپ الكترونى روبشى (FESEM) و فوتولومینسانس (PL) در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد نشان میدهد که پروسکایت تشکیل شده در این دما بهتر و پایدارتر از دمای ۸۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد می باشد.

روش ساخت فيلم نازك پروسكايتي

ابتدا شیشه هایی به عنوان زیر لایه در ابعاد ۱/۲×۱/۲ سانتی متر برش داده شدند، سپس نمونهها با آب و صابون، آبدوبار یونیزه شده و اتانول به مدت ۱۰ دقیقه در دستگاه اولتراسونیک قرار داده شدند و به مدت یک ساعت در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتیگراد تحت حرارت قرار گرفتند. شپس محلول MaPbI₃ با روش پوششدهی چرخشی در

دو مرحله، ابتدا با سرعت ۱۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۱۰ ثانیه و سپس با سرعت ۵۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۲۰ ثانیه بر روی زیر لایهها لایه نشانی انجام شد در هشت ثانیه پایانی لایه نشانی دوم، کلروبنزن بر روی لایهها تزریق شد بلافاصله نمونهها تحت دماهای ۸۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد به مدت یک ساعت حرارتدهی شدند.

دستور العمل آماده سازی MaPbI₃ و لایه نشانی آن با Spin-Coating:

PbI₂ روی اجاق بشقابی با دمای ۲۰۱۰ روی اجاق بشقابی با دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد قرار می دهیم تا رطوبت آن گرفته شود. بعد از خنک شدن ۲۰۰۵ میکرولیتر دی متیل سولفو اکسید (DMSO) به آن اضافه شد و به مدت ۵ دقیقه در دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد قرار گرفتند تا کاملا حل شود. سپس ۱۸۰ درجه سانتی گراد قرار گرفتند تا کاملا حل شود. سپس ۲۹۱٬۵۵ را با ترازو دیجیتال وزن کرده و۵/۲۹۱ میکرولیتر از محلول بالا را به آن اضافه می کنیم تا محلولی شفاف و زرد رنگ حاصل شود. بعد از ساخت محلول دستگاه لایه نشان را به صورت دو مرحله ای تنظیم کرده که در جدول زیر نشان داده شده است.

جدول ۱: مقادیر پارامترهای دما و زمان در لایهنشانی دو مرحلهای با سرعت های یکسان

			-		-	
زمان	دمای	زمان	سرعت	زمان	سرعت	
بازپخت	بازپخت	مرحله	مرحله	مرحله	مرحله	
درجه	درجه	دوم	دوم	اول	اول	
سانتيگراد	سانتيگراد	(ثانيه)	rpm	(ثانيه)	rpm	
			/s		/s	
۱ ساعت	٨٠	٣٠	۵۰۰۰	١.	1	١
۱ ساعت	١٠٠	٣٠	۵۰۰۰	١.	۱۰۰۰	٢
۱ ساعت	۱۵۰	٣٠	۵۰۰۰	١.	۱۰۰۰	٣

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> مقدار ۲۵ میکرولیتر از محلول MaPbI₃ را به کمک پیپت بر روی لام ریخته و پخش می کنیم. دستگاه را فعال کرده و در ۱۵ ثانیه دوم مرحله دوم، مقدار ۱۲۰ میکرولیتر کلروبنزن را بر روی آن تزریق می کنیم. سپس نمونه را با دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد به مدت یک ساعت تحت حرارت قرار می دهیم.

گزارش نتایج تجربی

در این پژوهش با افزایش دمای بازپخت، رنگ لایهی پروسکایت به سمت زرد روشن تغییر میکند که در دمای ۱۵۰ درجه شاهد تخریب لایهی پروسکایت خواهیم بود و فیلم با دمای بازپخت ۱۰۰ درجه سانتیگراد بهترین نتیجه را داشته است که در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل۱: تصویر نمونههای پروسکایت MAPbI₃ به ترتیب از راست به چپ دمای ۸۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد.

در شکلهای ۲ تا ۴ بخش الف) مشاهده می شود برای ایجاد لایه پروسکایت با پکیدگی بالا، دما باید به صورت کنترل شده اعمال شود در غیر این صورت با توجه به بخش ب) شکلهای ۲ تا ۴ بلورهای مجاور جمع شده و رشد خواهد کرد. افزایش یا کاهش بیرویه آن سبب ایجاد ترکهای عرضی و عمودی می شود [۵].



شکل ۲: تصویر FESEM الف) نمای بالا (top)، ب) سطح مقطع (cross-sectional) لایه پروسکایت در دمای ۸۰ درجه سانتیگراد.



شکل۳: تصویر FESEM الف) نمای بالا، ب) سطح مقطع لایه پروسکایت در دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد.



شکل ۴: تصویر FESEM الف) نمای بالا، ب) سطح مقطع لایه پروسکایت در دمای ۱۵۰ سانتیگراد.

اجرای فرآیند بازپخت در دمای بهینه، سبب تشکیل مورفولوژی یکنواخت با اندازه دانههای بهینه، چیدمان متراکم و زبری نسبتا کم میشود [۶]. این نتیجه زمانی تایید میشود که میزان فوتولومینسانس با توجه به شکل ۵ در نمونهی با دمای بازپخت ۱۰۰ درجه سانتیگراد نسبت به دو دمای دیگر بیشتر است. همانطور که مشاهده میشود بیشترین شدت در ۱۰۰ درجه سانتیگراد حاصل شد.کاهش شدت فوتولومینسانس ناشی از افزایش دما را میتوان به افزایش نقص در فیلم پروسکایت نسبت داد که منجر به

مرجعها

- [1] Ch.H. Mak, X. Huang, R. Liuab, Y. Tang, X. Han, L.Ji, X. Zou, G.Zou, H.Y. Hsua, "Recent progress in surface modification and interfacial engineering for high-performance perovskite light-emitting diodes", Nano Energy, Vol.73, pp. 104752-104768, 2020.
- [2] F. Deschler, M. Price, S. Pathak, L. E. Klintberg, D.-D. Jarausch, R. Higler, S. Hüttner, T. Leijtens, S. D. Stranks, H. J. Snaith, M. Atatüre, R. T. Phillips, R. H. Friend, "High Photoluminescence Efficiency and Optically Pumped Lasing in Solution-Processed Mixed Halide Perovskite Semiconductors", J. Phys. Chem. Lett., Vol. 5, No. 8, pp. 1421–1426, 2014.
- [3] J.Ch. Yu, J.H. Park, S.Y. Leea, M.H. Song, "Effect of perovskite film morphology on device performance of perovskite light-emitting diodes", Nanoscale, Vol. 11, pp.1505-1514, 2019.
- [4] G.E. Eperon, V.M. Burlakov, P. Docampo, A. Goriely, H.J.Snaith, "Morphological control for high performance, solution-processed planar heterojunction perovskite solar cells", Advanced Functional Materials, Vol. 24, No. 1, pp. 151-157, 2014.
- [5] J. Liang, Y. Zhang, X. Guo, Z. Gan, J. Lin, Y. Fan, X. Liu, "Efficient Perovskite Light-Emitting Diodes by Film Annealing Temperature Control", RSC Adv, Vol. 6, pp. 71070-71075, 2016.
- [6] J.C Yu, D.W Kim, D.B Kim, E.D Jung, J.H Park, A.Y Lee, B.R Lee, D.D Nuzzo, R.H Friend, M.H Song, "Improving the Stability and Performance of Perovskite Light-Emitting Diodes by Thermal Annealing Treatment", Adv, Vol. 28, pp. 6906-6913, 2016.

افزایش به دام انداختن بار و نوترکیبی غیرتابشی یا خاموش شدن لومینسانس میشود. بنابراین دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد به عنوان بهترین دمای بازپخت برای تشکیل لایهی پروسکایت انتخاب میشود.



شكل۵: نمودار فوتولومينسانس MAPbI₃.

نتيجه گيرى

در این تحقیق مشاهده می شود که با مقایسه ی سه دمای بازپخت ۸۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد رنگ لایه ی پروسکایت از قهوهای مایل به مشکی به سمت زرد روشن تغییر می یابد. با توجه به مشخصه یابی های لایه نشانی، می توان نتیجه گرفت که با مقایسه ی دماهای بازپخت، می توان نتیجه گرفت که با مقایسه ی دماهای بازپخت، شرایط برای تشکیل لایه ی پروسکایت با بلورهای مناسب تر در دمای ۲۰۰ درجه سانتیگراد فراهم می شود و افزایش دمای بازپخت در دماهای بالا مانند ۱۵۰ درجه سانتیگراد باعث از بین رفتن لایه ی پروسکایت MaPbI می شود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی خواص اپتوالکترونیکی ساختار نامتجانس نیمرسانای پروسکایتی MaSnI3/CsPbI3

مصطفى عباس وند كشتيبان، سعيد شجاعى

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

m_kashtiban@ms.tabrizu.ac.ir, s_shojaei@tabrizu.ac.ir

چکیده – در این پژوهش ما در ابتدا خواص اپتوالکترونیکی دو سلول واحد پروسکایتی (MaSnI3 و CsPbI3) را به صورت جداگانه در نظر گرفتهایم و سپس اثرات تشکیل ساختار نامتجانس پروسکایتی (MaSnI3/CsPbI3) از این دو سلول واحد بر خواص اپتیکی و الکترونیکی آنهارا مورد مطالعه قرار دادهایم. ساختار نامتجانس مورد بررسی، از کنار هم قرار گرفتن سلول های واحد از پروسکایتهای اشاره شده (MaSnI3 و CsPbI3) تشکیل شده است که با تغییر تعداد سلول واحد ساختار نامتجانس، شاهد تغییر شکاف باند در کل سیستم هستیم و همچنین این تغییرات در شکاف باند باعث ایجاد جابه جایی در قلهی جذبی خواهد شد.

واژه های کلیدی: پروسکایت آلی-معدنی، خواص اپتوالکترونیکی، ساختار نامتجانس

The investigation of optoelectronic properties of Perovskite semiconductor hetero structure of MaSnI3/CsPbI3

Mustafa Abbasvand-Kashtiban, Saeid Shojaei

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

m_kashtiban@ms.tabrizu.ac.ir , s_shojaei@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this study, we first considered the optoelectronic properties of two perovskite unit cells (MaSnI3 and CsPbI3) separately and then the effects of perovskite heterojunction structure formation (MaSnI3 / CsPbI3) on their optical and electronic properties were studied. The studied heterojunction structure is composed of unit cells of the mentioned perovskites (MaSnI3 and CsPbI3) which by changing the number of cells of the heterojunction structure unit, we see a change in the gap of the whole system and also these changes in the gap will cause displacement in the absorption peak.

Keywords: heterojunction structure, optoelectronic properties, organic-inorganic perovskite



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

انرژی خورشید از منابع در دسترسی است که طی دهههای اخیر، با تکنولوژیهای مختلف مورد بهره برداری قرار گرفته است. تکنولوژی سلولهای خورشیدی یکی از راههای تبدیل این انرژی به الکتریسیته و بهرهبرداری از اثرات فتوولتائیکی شناخته میشود[۱]. اخیراً مواد پروسکایتی آلی-معدنی به خاطر خصوصيات نوارى مستقيم، خواص اپتيكى منحصربه فرد، ضریب جذب بالای نور، رساننده حفره-الکترون و قیمت ارزان، در ساخت سلولهای خورشیدی مورد توجه قرار گرفتهاند. لایه جاذب نور در این مواد شامل یک ترکیب با ساختار (MBX₃) است که M کاتیون تک ظرفیتی، B فلزات دو ظرفیتی و X هالید تک ظرفیتی است[۲]. ساختارهای نامتجانس لایهای، دستهی جدیدی از این مواد هستند که با توجه به تحقیقات اخیر، می توانند برای ساخت نوع جدیدی از سلولهای خورشیدی که به شدت بازدهی بالاتر دارند و در عین حال بسیار نازک بوده و می توانند مانع باز تركيب الكترون-حفره شوند، مورد بهره بردارى قرار گیرند[۳]. در این تحقیق ما قصد داریم تا ساختار نامتجانس متشکل از پروسکایتهای هیبریدی (CsPbI3MaSnI3وCsPbI3)، که شامل چهار سلول واحد از آنها بوده و به صورت صفحه-ای کنارهم قرار گرفتهاند را از نظر خواص اپتیکی و الکترونیکی، با محاسبات مبتنی بر رهیافت اتمی و نظریهی بس ذرهای و روشهای مرتبط با آن بررسی کنیم.

مواد و روشهای محاسباتی

در این مطالعه نخست با نرمافزار ATK ساختار مولکولی پروسکایتهای مدنظر را بهینه سازی کردهایم. بدین منظور

ابتدا نیازمند محاسبه ثابت شبکه برای ساختار MaSnI3 در فاز شبه مکعبی و ساختار CsPbI3 در فاز مکعبی بودهایم. بعد از ریلکس شدن ساختار مولکولی مقادیر بدست آمده برای ثابت شبکه هر یک به ترتیب ۶/۳۲۴ ۵ ۶/۳۱۶۹ و۶/۳۱۶۹ بود، که با نتایج بدست آمده تجربی هم خوانی دارد[۴و۵].



شکل ۱: نمای چند وجهی از ساختار مولکولی سلول واحدهای پروسکایتی (MaSnI3 و CsPbI3) در فاز مکعبی.

از آنجایی که میزان اختلاف محاسبات و نتایج تجربی چیزی در حدود ۰/۱۵٪ است، سوپرسل مدنظر برای ابرشبکه را که شامل تعداد برابری از هر سلول واحد از پروسکایتهای ذکر شده است را ساختهایم. ثابت شبکه در این ساختار برابر میانگین ثابت شبکههای ذکر شده و برابر ۶/۳۲۰A⁰ است.



شکل ۲: سوپرسل (MAPbI3/CsPbI3) به ازای چهار سلول واحد.

در این مطالعه بخش قابل توجهی از فرایند های محاسباتی ما از جمله محاسبات کوانتومی ساختارها را با بسته نرم افزار (QE) Quantum Espresso (QE) که براساس شبه پتانسیل ها و محاسبات بس ذره ای مبتنی بر نظریه تابع چگالی (DFT)است، انجام شده است. شبه پتانسیلهای استفاده شده در این مجاسبات از گروه PBE است که شامل تقریب GGA می شوند. از جمله جزئیات محاسبات، انرژی قطع بسط انرژی جنبشی را ۳۰ ریدبرگ (Ry) و برای محاسبات

فضای وارون، مش بندی (K Points) را ۴×۴×۴ قرار دادهایم [۶]. سپس توسط این بسته نرم افزاری محاسبات ساختار باند، چگالی حالات و جذب اپتیکی را نیز محاسبه و بررسی کردهایم.

نتايج

در ابتدا ساختار باند دو سلول واحد (MaSnI3 و MaSnI3 و CsPbI3 و CsPbI3) را به صورت جداگانه و با کمک نرم افزار QE بدست آوردیم. در شکلهای ۳و۴، شکاف باند ساختارهای ذکر شده که به ترتیب ۰/۶ev و ۱/۷ev میباشند، قابل مشاهدهاند.



شكل ٣: ساختار باند سلول واحد MaSnI3.



شكل ۴: ساختار باند سلول واحدCsPbI3.

در ادامه ساختار نامتجانس (MAPbI3/CsPbI3) را بهازای دو سلول واحد تشکیل میدهیم که نتیجه اعمال آن بر شکاف باند سیستم در شکل ۵ قابل رویت است.



شکل ۵: ساختار باند ساختار نامتجانس (MAPbI3/CsPbI3) به ازای دو سلول واحد.

با توجه به شکل ۵، به ازای اعمال ساختار نامتجانس، شکاف باند بدست آمده تقریبا برابر میانگینی از شکاف باند دو سلول واحد به کار رفته در ساختار می باشد.در ادامه این بار ساختار نامتجانس را با چهار سلول واحد ساختهایم، میزان شکاف باند این ساختار در شکل ۶ گزارش شده است.



شکل ۶: ساختار باند ساختار نامتجانس (MAPbI3/CsPbI3) به ازای چهار سلول واحد.

با مقایسه دو نتیجه بدست آمده برای میزان شکاف باند در شکلهای ۵و۶، مشاهده می کنیم که با افزایش تعداد سلول-های واحد در ساختار، اندازه شکاف باند کاهش می یابد، به عبارتی تعداد سلول واحد با میزان شکاف باند رابطهی عکس دارد. در مرحلهی بعد چگالی حالت (Dos) را بررسی کرده-ایم. همانطور که در شکل ۷ مشاهده می کنیم در بازههایی از انرژی تعداد زیادی قله داریم که به معنای بیشترین تعداد از انرژی تعداد زیادی قله داریم که به معنای بیشترین تعداد محالتها برای اشغال شدن است. شکاف باند نواری محاسبه شده از چگالی حالت ها در حدود ۹۹/۰ برای (n=2) شده از چگالی حالت ها در حدود ۷۹۷/۰ برای (n=2) و ۸۷/۰ برای (n=4) است که با مقدار محاسبه شده از وی ساختار باند نواری برابر است.



شکل ۲: چگالی حالات کلی ساختار نامتجانس (MAPbI3/CsPbI3) به ازای دو (n=2) و چهار (n=4) سلول واحد بر حسب انرژی(الکترونولت).

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

پتانسیلها و محاسبات بس ذره ای مبتنی بر نظریه تابع چگالی (DFT) را مورد بررسی قرار دادیم. با توجه به محاسبات ساختار باند، با افزایش تعداد سلولهای واحد در ابرشبکه، شاهد کاهش مقدار شکاف باند ساختار بودیم، که مقدار ۰/۹۲ev به ازای 2=n و مقدار ۱۹۷۸ به ازای 4=n میباشد. از این ساختارها با توجه به ویژگیهای منحصربه فرد اپتیکی و الکترونیکی میتوان در ساخت ادوات اپتوالکترونیکی نیمرسانا از جمله سلولهای خورشیدی پروسکایتی با بهرهی بالا سود جست.

مرجعها

- [1] Even, Jacky, et al. "Solid-state physics perspective on hybrid perovskite semiconductors." *The Journal of Physical Chemistry C* 119.19 (2015): 10161-10177.
- [2] Li, Bo, et al. "Surface passivation engineering strategy to fully-inorganic cubic CsPbI 3 perovskites for high-performance solar cells." *Nature communications* 9.1 (2018): 1-8.
- [3] Clark, Catherine P., et al. "Formation of Stable Metal Halide Perovskite/Perovskite Heterojunctions." ACS Energy Letters 5.11 (2020): 3443-3451.
- [4] Yu, Chol-Jun, et al. "Electronic structure and photoabsorption property of pseudocubic perovskites CH 3 NH 3 PbX 3 (X= I, Br) including van der Waals interaction." *Journal of Materials Science* 51.21 (2016): 9849-9854.
- [5] Jong, Un-Gi, et al. "First-principles study on the material properties of the inorganic perovskite Rb 1- x Cs x PbI 3 for solar cell applications." *Physical Review B* 98.12 (2018): 125116.
- [6] Mehdizadeh, Ali, Seyed Farshad Akhtarianfar, and Saeid Shojaei. "Role of Methylammonium Rotation in Hybrid Halide MAPbX3 (X= I, Br, and Cl) Perovskites by a Density Functional Theory Approach: Optical and Electronic Properties." *The Journal of Physical Chemistry C* 123.11 (2019): 6725-6734.
- [7] David J. Griffiths. Introduction to Electrodynamics (3rd Edition), Prentice Hall, 1999

در نهایت به ترتیب با استفاده از روابط تابع دیالکتریک، ضریب خاموشی و ضریب جذب، ضریب جذب اپتیکی ساختار در راستاهای X, y, z محاسبه شده است [۷] و برحسب انرژی، نمودارهای آن را رسم نمودهایم.

$$\varepsilon(\omega) = \frac{16\pi}{\Omega N_K} \sum_{k,c,v} \left(\frac{|\varphi_{kv}| v |\varphi_{kc}|^2}{(E_{KC} - E_{KV})^2 (E_{KC} - E_{KV} - \omega - i\eta)} \right)$$
(1)

$$K(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left(-\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2} \right)}$$
(٢)

$$\alpha(\omega) = \frac{2E}{\hbar c} K(\omega) \tag{(7)}$$

شکل ۸، نشان دهنده یطیف جذبی ساختار نامتجانس متشکل از چهار سلول واحد است که در آن شروع قلههای جذبی در حدود شکاف باند محاسبه شده در شکل ۶ نیز میباشد. در هر سه راستا با افزایش انرژی از انرژی باند ممنوعه، ضریب جذب افزایش مییابد البته جذب بسیار کمی در انرژیهای پایین تر از انرژی باند ممنوعه دیده می-شود که قابل صرف نظر کردن است. در حالت کلی طیف جذبی برای این ساختارها در راستای X بهتر و بالاتر از بقیه راستاها است.



شکل ۸: طیف جذبی ساختار به ازای چهار سلول واحد در هر سه راستا برحسب انرژی (الکترونولت).

نتيجهگيرى

در این مقاله خواص اپتیکی و الکترونیکی ساختار نامتجانس نیمرسانای پروسکایتی MaSnI3/CsPbI3 براساس شبه



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



رشد کریستال دوبعدی مولیبدن دی سلناید به روش رسوب بخار شیمیایی برای کاربرد در آشکارسازهای نوری

فاطمه کریمی، علی اسفندیار*، سهیل قدس

*دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران. وsfandiar@physics.sharif.edu

کلید واژه ها: مواد دوبعدی، دی کالکوژن فلز واسطه، رسوب دهی بخار شیمیایی، نانوپوسههای MoSe₂، آشکارساز نوری

CVD-grown of MoSe₂ 2D Crystals by Chemical Vapor Deposition as Photodetector

Fatemeh Karimi, Ali Esfandiar*, Soheil Ghods

* Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran 11155-9161, Iran. <u>esfandiar@physics.sharif.edu</u>

Abstract- A novel optoelectronic property of two-dimensional (2D) materials suggests them for highperformance photodetector design. There has been a lot of attention paid to MoS_2 and Despite its higher optical absorbance, $MoSe_2$ has received little attention. A chemical vapor deposition system was used to prepare atomically thin $MoSe_2$ films. Our research developed a method of preparing hexagon-shaped $MoSe_2$ photodiode on Si/SiO₂ substrates in atmospheric pressure with sawtooth edges, leading to largescale $MoSe_2$ layers with the size of ~70 μ m. The Raman characterization of the grown flakes indicated that they possessed high quality few layers of $MoSe_2$ and the distance between the two leading peaks of E^{1}_{2g} and A_{1g} in Raman dispersion confirms the thickness of 2 to 3 atomic layers. There are many applications for $MoSe_2$ in the nanoelectronics field, as demonstrated by the optoelectronic measurements of the device. As shown by these results, under variety photon wavelength exposure, our $MoSe_2$ photodiode exhibited the high responsivity (5 A/W), the noticeable specific detectivity (4.6×10⁹ Jones), and the fast response time (7 ms). A few-layer $MoSe_2$ photodiode has demonstrated excellent performance, suggesting that with appropriate device engineering, the performance can be further enhanced.

Keywords: 2D materials, TMDCs, chemical vapor deposition (CVD), MoSe₂, Photodetectors

پاسخ نوری در رنج وسیعی را متضمن میشود. این مواد در مقایسه با همتایان توده ای خود، شکاف نواری وابسته به تعداد لایه هایشان بهره میبرند و هم چنین در تک لایه های آنان شکاف نواری غیر مستقیم به مستقیم تبدیل می شود. مواد دوبعدی مختلف می توانند بدون محدودیت عدم تطابق شبکه، ساختارهای نامتجانس واندروالسی را تشکیل دهند و فراتر از این، موادی که دارای ثابت شبکهی یکسانی می باشند، می توانند به صورت یکیارچه به هم بیپوندند و ساختار صفحه ای نامتجانسی را تشکیل دهند. شکاف نواری تنظیم شونده و اتصال اتمی تیزی در این مواد و ساختارهای نامتجانس آنها پتانسیل بالایی برای به کارگیری در ابزارايتوالكترونيكي دارند[3]. روشهاي قابل اطمينان براي ساختن این مواد در مساحتهای بالا همراه با کیفیت مطلوب، بی شک پایههای اساسی برای گرفتن کاربردهای وسيع از اين مواد ميباشد. ورقه سازي مكانيكي اولين روشي می باشد که برای تهیه این مواد پیشنهاد شد. با موفقیت در به دست آوردن گرافن از گرافیت با استفاده از ورقه سازی مکانیکی[4]، مواد دوبعدی دیگری با بهره گیری از این روش از همتایان سه بعدی خود به دست آمدند. با این وجود مواد بدست آمده با این روش به دلیل کوچک بودن اندازه، غیر قابل کنترل بودن ضخامت آنها و کیفیت پایینشان برای کاربردهای عملی مناسب نیستند. علاوه بر روش ورقه سازی مكانيكي، اين مواد از روش هيدروترمال نيز قابل توليد می باشند [5]، اما در این روش نیز مشکلاتی از قبیل سطح بسیار کوچک و جهت کریستالی نامناسب وجود دارد. در کنار این روشها، روشهایی همچون انتقال بخار فیزیکی و

مقدمه

آشکار سازها از مهم ترین اجزای ابزار اندازه گیری پارامترهای ایتوالکترونیکی افزارههای نوری هستند که تبدیل سیگنال نوری به سیگنال الکتریکی را تسهیل میکنند.یک سیگنال نوری که شامل طیف گسترده ای از طول موجها از اشعه ایکس تا مادون قرمز می شود، حاوی اطلاعات بسیار ارزشمندی است که برای پردازش دیجیتالی نیازمند آشکارسازی سریع وکارآمد می باشد. امروزه ، فناوری ساخت آشکار سازهایهای نوری به سطحیک فن آوری بالغ رسیده و چشم انداز درخشانی درتجارت و از جمله کاربردهایی مانند تصویربرداری، سنجش از دور، ارتباطات فیبر نوری و طیف سنجی در میان بسیاری دیگر از کاربردها رامتضمن میشود[1].کارآیییک آشکارساز نوری به فرآیند جذب نوری ، جداسازی و انتقال حاملهای بار و استخراج حاملهای بار به مدار الکتریکی خارجی بستگی دارد. طیفهای متنوعی از نیمههادیها به عنوان مواد حساس به نور در آشکار سازهای نوری استفاده می شوند که هر کدام از آن،ها از لحاظ ییچیدگی ساخت ،پایداری، عملکردشان مزایا و معایب مربوط به خود را دارند[2]. مواد دو بعدی کالکوژن فلزهای واسطه به دلیل خواص شیمیایی و فیزیکی منحصر به فرد در زمینهی آشکارسازی سیگنال نوری بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. برای مثال به دلیل برهمکنش بسیار قوی با نور، از بهره وری جذب نوری بسیار بالایی برخورداراند. .سطوح شیمیایی بی اثرشان آنها را در برابر تخریب شدن محافظت میکنند. مهم تر از همه شکاف نواری قابل تنظیم آن ها که معمولا از ۱ تا ۲/۵ ولت می باشد در محلول ایزوپروپیل الکل سونیک میشود و سپس به وسیله تفنگ نیتروژنی خشک می شود. زیر لایههای تمیز شده در بالای قایقک کوارتز حاوی مولیبدن اکساید قرار داده می شوند. قایقک حاوی سلناید نیز در فاصلهی ۱۷ سانتی از مرکز کوره قرار می گیرد. برای انتقال بخار سلنیوم و مولیبدن اکساید به سمت زیرلایه از گاز ارگون و هیدروژن خالص استفاده شد. پس از آزمایشهای مختلف دستورالعمل نهایی شامل : الف) تخلیهی لولهی کوارتز با قطر یک اینچ توسط پمپ خلا برای خروج مولکولهای نامطلوب از سطح زیر لایه، لولهی کوارتز و پیش مادهها و سیس پر کردن لولهی کوارتز با گاز ارگون خالص. ب) افزایش درجه حرارت محفظه تا ۷۷۰ درجه سانتی گراد با نرخ افزایشی ۲۵ درجهی سانتی گراد بر دقیقه .پ) ورود قایقک سلناید به درون محفظه برای تبخیر آن. ت) هسته بندی و رشد نانوساختارهای لایه ای مولیبدن سلناید. (زمان رشد ۱۰ دقیقه می باشد.)

مشخصهيابى

ساختار لایههای رشدیافته بر بستر Si/SiO₂ با میکروسکوپ الکترونی روبشی مدل (FE-SEM:MIRA3, T-Scan) و طیفهای رامان توسط سیستم (Explora, conformal) با طول موج تحریک ۵۳۲ ۵۳۲ نانومتر آنالیز شده اند. همچنین، اندازه گیری پارامتر های نانومتر آنالیز شده اند. همچنین، اندازه گیری پارامتر های الکترونیکی توسط منبع ولتاژ- نانوآمپرمتر (KEITHLEY الکترونیکی توسط منبع ولتاژ- نانوآمپرمتر (G487) انجام شده است. برای اندازه گیری زمان پاسخ نیز، افزارهی ساخته شده در مدار تبدیل جریان به ولتاژ قرار گرفته و با بهره گیری از اسیلسکوپ (-GWINSTEK GDS) اندازه-گرفته و با بهره گیری از اسیلسکوپ (-1052) نادازه-گیری پارامترهای اپتوالکترونیکی، ۱۳ ال ای دی با طول موجهای فرو سرخ، مریی، فرابنفش مورد استفاده قرار گرفته شیمیایی و رشد بخار شیمیایی به صورت گسترده برای دستیابی به این مواد مورد استفاده قرار گرفته است،که مزایایی همچون تولید در مقیاسهای بزرگ و ضخامتهای قابل كنترل بايكنواختى بسيار بالارا دارا مى باشد. با استفاده از این روشها سطح در دسترس تقریبا در حدود سانتی متر و ضخامت آنها در حد یک یا چند لایه میباشد. علاوه بر این با استفاده از این روشها چه به صورت تک مرحله ای یا چند مرحله ای ساختارهای نامتجانس عمودی و افقی قابل دستیابی میباشد.که این خود سبب افزایش دامنهی کاربرد این مواد به خصوص برای کاربردی چون آشکارسازی با عملکرد بسیار بالاست. تا اکنون آشکارسازهای بر پایه این مواد دو بعدی و ساختارهای نامتجانس آنها عملکرد بالایی چون سرعت پاسخ بالا، حساسیت و آشکارسازی بسیار بالا از خود نشان داده اند[6-7] . در فرآیندهای معمول رشد بخار شیمیایی پارامترهایی هم چون دما ، مقدار واکنش دهندهها و گونههای پیش مادهها اثرات قابل توجهی در ریخت شناسی و کیفیت نهایی مواد دو بعدی می گذارند. همچنین فاصلهی بین پیش ماده و زیرلایه و شار گاز ورودی تاثیر قطعی بر فشار بخار واکنش دهندهها دارد.

روش کار

رشد کنترل شدهی نانوساختارهای لایه ای مولیبدن سلناید (MoSe2) بر روی زیر لایه ی Si/SiO توسط پیش ماده های پودری مولیبدن اکساید و سلنیوم با متوسط اندازهی ذرات کمتر از ۱۰۰ نانومتر (شرکت سیگما آلدریچ (با خلوص %۹۹/۹۹)) انجام شده است. جزییات فرآیند رشد به روش بخار شیمیایی به این ترتیب است که ۱ میلی گرم از پودر Soc در بوته ای از جنس کوارتز و پودر Sc در قایقکی به جنس آلومینا قرار گرفته است. قایقک حاوی پیش مادهی مادهی در مرکز کوره قرار می گیرد. زیر پیش مادهی پیش مادهی در مدت ده دقیقه در استون و سپس

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

اکساید و سلناید در محیطی حاوی گازهای آرگون و هیدروژن بر روی زیر لایههای Si/SiO₂ گزارش شده است. در این مطالعه، مراحل رشد نانوساختارهای مولیبدن سلناید از مرحلهی جوانه زنی تا شکل گیری رشد افقی و متراکم مورد بررسی قرار گرفته اند. همچنین شرایط رشد نانوساختار بهینه سازی شده است. دو قلهی برجستهی A^{1}_{g} نانوساختار بهینه سازی شده است. دو قلهی برجستهی آنها نانوساختار بهینه مازی شده است. دو قلهی برجستهی آنها نانوساختار بهینه مازی شده است. دو قلهی برجسته م ی مراک در پراکندگی رامان مشاهده شد که فاصلهی آنها نشان دهنده مخامت ۲ تا ۳ لایهی اتمی برای پوسهها است. اندازه گیری پارامترهای اپتوالکترونیکی نشان دهنده ی کارایی قابل قیاس افزارهی ساخته شده با سایر نمونه های ارایه شده در مقالات میباشد.

مرجعها

- P. Cambou, J.-L. Jaffard, "CMOS Image Sensors Status of the CMOS Image Sensor Industry report," Yole Development, 2015. M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport*, p. 44, Cambridge University Press, 2000.
- [2] A. Nathan, A. Ahnood, M. T. Cole, Y. Suzuki, P. Hiralal, F.Bonaccorso, T. Hasan, L. Garcia-Gancedo, A. Dyadyusha, S. Haque, P. Andrew, S. Hofmann, J. Moultrie, A. J. Flewitt, A. C. Ferrari, M. J. Kelly, J.Robertson, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne, "Flexible Electronics: The Next biquitous Platform," *Proceedings of the IEEE*, vol.100, pp. 1486-1517, 2012.
- [3] Ye, T.; Li, J. Z.; Li, D. H. Charge-accumulation effect in transition metal dichalcogenide heterobilayers. *Small* 2019, *15*, 1902424
- [4] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, *Science* 2004, 306, 666.
- [5] Y. Peng, Z. Meng, C. Zhong, J. Lu, W. Yu, Y. Jia, Y. Qian, *Chem.Lett.* 2001, 30, 772.
- [6] Luo, H.; Wang, B. L.; Wang, E. Z.; Wang, X. W.; Sun, Y. F.; Li, Q. Q.; Fan, S. S.; Cheng, C.; Liu, K. Phase-transitionmodulated, high-performance dualmode photodetectors based on WSe2/VO2 heterojunctions. *Appl. Phys. Rev.* 2019, *6*, 041407
- [7] Luo, H.; Wang, B. L.; Wang, E. Z.; Wang, X. W.; Sun, Y. F.; Liu, K. High-responsivity photovoltaic photodetectors based on MoTe2/ MoSe2 van der Waals heterojunctions. *Crystals* 2019, 9, 315.



شکل ۱.الف: تصویر میکروسکوپ اپتیکی کریستال رشد یافته بر زیر لایهی Si/SiO2 .ب: تصویر FESEM کریستال های شش ضلعی دندانه تیز MoSe2. ج: طیف رامان از نمونه. د)افزارهی ساخته شده از انتقال کریستال رشد یافته بر الکترودهای طلا.



شکل ۲.الف : جریان اندازه گیری شده در حالت تاریک و تابش فوتونی با طول موجهای مختلف. ب: نمودار پاسخ دهی نوری برحسب طول موج فوتون ورودی،طول موج ۱۰۰۰نانومتر بیانگر اندازه گیری در حالت تاریک است. ج: نمودار پله ای افزاره ی ساخته شده با روشن و خاموش کردن پالس نوری و اندازه گیری جریان بر حسب زمان. د: آشکارکنندگی ویژه بر حسب طول موج.

نتيجهگيرى

در این پژوهش، رشد نانوپوسههای افقی MoSe2 به روش رسوب بخار شیمیایی به طور مستقیم و دریک فرآیند تک مرحله ای با استفاده از پیش مادههای پودری مولیبدن

فصل هفتم

افزارههای پلاسمونی و افزارههای فراماده

مجموع مقالات این فصل: ۱۳ مقاله



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



استفاده از ماده دوبعدی مکسین برای بهبود عملکرد زیستحسگر بدون برچسب تشدید پلاسمون سطحی مریم قدرتی، علی میر و علی فرمانی دانشگاه لرستان، دانشکده فنی و مهندسی، گروه الکترونیک

ghodrati.ma@fe.lu.ac.ir, mir.a@lu.ac.ir, farmani.a@lu.ac.ir

چکیده: در این مقاله یک زیستحسگر بدون برچسب تشدید پلاسمون سطحی بر پایه ماده دوبعدی Ti₃C₂T_x MXene پیشنهاد شـده است. این زیستحسگر یک ساختار فضای آزاد است که برای تحریک پلاسمونهای سطحی از پیکربندی کرچمان استفاده شـده است. ساختار متشکل از منشور BK₇ ، فلز نقره (Ag)، دیسولفید تنگستن(2WS)، گرافن، مکسین کاربید تیتانیوم (MXene (Ti₃C₂T_x و محیط حسـگری اسـت. برای بررسی عملکرد زیستحسگر تشدید پلاسمون سطحی از روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD)، اسـتفاده شـده است. با توجه به نتایج عددی حساسیت UN/۲۰ deg/RIU، ضریب شایستگی ۴۳/۴۰ ار و و محیط دقت تشخیص I/deg / ۲۳۳ / در طول موج ۶۳۳ نانومتر حاصل شده است.

كليد واژه- تشديد پلاسمون سطحي، حساسيت، زيستحسكر، مواد دوبعدي.

Using of 2D Material MXene to improve the performance of label-free Surface Plasmon Resonance biosensor

Maryam Ghodrati, Ali Mir and Ali Farmani

Faculty Engineering, Lorestan University, Khoramabad

ghodrati.ma@fe.lu.ac.ir, mir.a@lu.ac.ir, farmani.a@lu.ac.ir

Abstract- In this paper, we propose a surface plasmon resonance (SPR) biosensor based on the two-dimensional (2D) material $Ti_3C_2T_x$ MXene. The proposed biosensor is a free space structure using the Kretschmann configuration. This structure consists of BK7 prism, silver (Ag), tungsten disulfide (WS₂), graphene, $Ti_3C_2T_x$ MXene, and the sensing medium. The proposed biosensor is investigated using the numerical method of finite-difference time-domain (FDTD). The numerical results indicate that the sensitivity, the figure of merit (FOM), and detection accuracy (DA) are 186.20 deg/ RIU, 43.40 RIU⁻¹, and 0.233 1/deg, respectively at 633 nm wavelength.

Keywords: Surface plasmon resonance, sensitivity, biosensor, 2D material.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱



مقدمه

در سالهای اخیر توسعه و پیشرفت زیستحسگر با حساسیت بالا جهت تشخیص در حوزه یزشکی و سلامت همواره كانون توجه محققان و پژوهش گران بوده است. زیستحسگرهای تشدید پلاسمون سطحی با حساسیت قابل ملاحظه، می توانند در تشخیص مولکول های زیستی از قبيل أنزيمها، ويروسها، مولكول DNA، انواع پروتئينها، سلولهای سرطانی و غیره مورد استفاده واقع شوند [۱ و ۲]. از مزایای این نوع حسـگرها می توان به دقت و سرعت پاسے بالا، تشے خیص بدون برچسے و امکان تشے خیص مولکولهای زیستی با غلظت و حجم کم اشاره نمود[۳]. پلاسمون های سطحی تحریک های الکترومغناطیسی هستند که به الکترونهای آزاد جمعشونده و نوسان کننده سطحی در فلزات تزویج می شوند تا بتوانند به صورت طولی در فصل مشترک فلز- دیالکتریک انتشار یابند، که از این خاصيت براى ساخت افزارهاى مختلفى همچون زیست حسگر استفاده می شود [۱ و ۴]. تاکنون زیست حسگرهای متنوعی با استفاده از مواد دوبعدی به دلیل خواص ویژه نوری، شیمیایی، حرارتی، مغناطیسی و الكتريكي توسط محققان طراحي و ساخته شده است كه می توان به یژوهش های انجام شده در [۱، ۲ و ۴] اشاره نمود. اخیراً دستهای از مواد دوبعدی شامل کاربید و نیترید فلزات واسطه تحت عنوان مكسين (MXenes)، مورد توجه محققان قرار گرفته است. این مواد با فرمول عمومی X معرفی می شوند که در آن M فلز واسطه، $M_{n+1}X_nT_x$ کربن و یا نیتروژن، Tx گروههای عاملی سطحی همچون هیدروکسیل، اکسیژن و فلورین و زیرنویس n عددی

صحیح بین ۱ تا ۳ را نشان می دهد [۲ و ۴]. MXene با داشتن خواص ویژهای همچون رسانایی حرارتی و الکتریکی بالا، انعطاف پذیری، جذب سطحی بالا، امکان تنظیم پذیری تابع کار و شکاف نوار انرژی گزینه بسیار مناسبی برای کاربردهای پلاسمونی به ویژه در ساخت حسگرها محسوب می و [۳]. در همین راستا ما در این مقاله یک می شود [۳]. در همین راستا ما در این مقاله یک زیست حسگر بدون برچسب تشدید پلاسمون سطحی را با استفاده ماده دوبعدی Ti₃C₂T_x MXene با پیکربندی کرچمان پیشنهاد نمودهایم. عملکرد زیست حسگر با استفاده از سازوکار جابه جایی زاویه ای و به روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD)، مورد بررسی و

تئوری و مدل ساختار زیستحسگر

طرح ساختار پیشنهادی بر اساس پیکربندی کرچمان در شکل ۱ نشان داده شده است. پیکربندی ساختار شامل چندلایه است که به ترتیب منشور BK₇ ، فلز نقره (Ag)، دیسولفید تنگستن(WS2)، گرافن، مکسین کاربید تیتانیوم (Ti₃C₂T_x MXene) و محیط حسگری است.



شكل۱: ساختار زيستحسگر تشديد پلاسمون سطحي پيشنهاد شده

در لایه اول منشور BK7 با ضریب شکست ۱/۵۱۵۱ در طول موج ۶۳۳ نانومتر قرار دارد. فلز نقره در لایه دوم به ضخامت ۵۰nm قرار گرفته است، ضریب شکست آن با تغییر کرده است. همچنین برای اینکه انرژی الکترومغناطیسی تابیده شده به مرز جذب شود و بازتاب مرز کاهش یابد، از شرایط مرزی PML استفاده شده است.

بحث و نتايج

ش کل ۲ طیف بازتاب را برحسب زاویههای مختلف نور فرودی بدون لایه Ti₃C₂T_x MXene و با حضور آن نشان می دهد. دیده می شود که کمینه بازتاب که معرف بیشترین تحریک پلاسمون های سطحی است برای ساختار بدون لایه تحریک پلاسمون های سطحی است برای ساختار بدون لایه Ti₃C₂T_x MXene در زاویه تابشی حدود ۲۰/۱۰ درجه و برای ساختار با لایه ti₃C₂T_x MXene



شکل۲: طیف بازتاب با تغییرات ضریب شکست محیط حسگری

از شکل ۲ حساسیت و ضریب شایستگی برای ساختار بدونلایه Ti₃C₂T_x MXene به ترتیب RIU/۴ deg /RIU تنهریند Ti₃C₂T_x MXene و در ساختار با لایه ۴۸/۲۹ ۱/RIU Ti₃C₂T_x MXene و در ساختار با لایه ۲۳/۴۰ ۲۰ deg /RIU Ti₃C₂T_x MXene می شود که استفاده از تکلایه Ti₃C₂T_x MXene در ساختار باعث افزایش حساسیت شده است. این امر به در ساختار باعث افزایش حساسیت شده است. این امر به دلیل محصور شدگی بهتر حاملهای بار و افزایش برهم کنش نور و ماده است که با هیبرید Ti₃C₂T_x MXene با گرافن و 2W حاصل شده است. در شکل ۳ طیف بازتاب برای مقادیر مختلف ضریب شکست مولکول زیستی نشان

$$n_m = \sqrt{\left[1 - \frac{\lambda^2 \lambda_C}{\lambda_P^2 (\lambda_C + i\lambda)}\right]} \tag{1}$$

که λ_p طول موج پلاسـما و λ_c طول موج برخور د اسـت، برای λ_p $\lambda_c = 1/\gamma$ الا × $1 \cdot {}^{-\Delta} m$ و $\lambda_p = 1/\gamma$ ($\lambda = 1 \cdot {}^{-\gamma} m$ است. WS₂ = ۴/۸۹ + ۰/۳۱۴ i با ضریب شکست N_{WS2} = ۴/۸۹ + ضــخـامـت تـکلايـه ۰/۸nm در لايه ســوم مىباشــد. $m = 3 + \frac{iC_1}{2} \lambda$ به $n = 3 + \frac{iC_1}{2} \lambda$ از λ دست میآید که $C_{1} \approx 0/449 \mu m^{-1}$ است بنابراین در $\lambda =$ ۶۳۳nm خریب شکست گرافن برابر i ۱/۱۴۸۷ ن = n_{Graphene} و ضـخامت تکلایه آن ۰/۳۴ اسـت. در لایه شـشـم Ti₃C₂T_x MXene با ضـريب شـکسـت ۲ n_{MXene} = ۲/۳۸ و ضخامت تکلایه n_{MXene} = ۲/۳۸ $+\Delta n_s$ است. ضریب شکست محیط حسگری به صورت در نظر گرفته شده که $\Delta n_s = 1/77$ نشان دهنده $n_s = 1/77$ تغییرات ضریب شکست در اثر جذب زیستمولکولها بالای لایه Ti₃C₂T_x MXene است. برای بررسی عملکرد ساختار پارامترهای حساسیت، دقت تشخیص و ضریب شایستگی از روابط زیر تعریف می شوند [۳ و ۴]:

$$S = \frac{\Delta \theta_{SPR}}{\Delta n_{s}} \left(\frac{deg}{RIU}\right), \quad FOM = \frac{S}{FWHM} (RIU^{-1}),$$

$$DA = \frac{1}{FWHM} \left(\frac{1}{\deg}\right).$$
(7)

که در آن Δθ_{SPR} جابجایی زاویه تشدید پلاسمون سطحی، Δns تغییرات ضریب شکست در محیط حسگری، FWHM عرض کامل در نصف مقدار بیشینه است. لازم به ذکر است که SPR با نور قطبش یافته TM به وجود میآید. برای مدلسازی زیستحسگر پیشنهادی و حل معادلات ماکسول از روش عددی FDTD استفاده شده است. زاویه منبع نور ورودی در محدوده ۴۰ تا ۸۵ درجه



شكل۵: دقت تشخيص برحسب تغييرات ضريب شكست

نتيجهگيرى

در این مقاله یک زیستحسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر پیکربندی کرچمان با استفاده از روش FDTD ارزیابی شد. براساس نتایج حساسیت ۵۸ نانومتر، تکلایه WS₂، WS₂ فلز نقره به ضخامت ۵۰ نانومتر، تکلایه WS₂، Ti₃C₂T_x MXene تکلایه Ti₃C₂T_x MXene قابل دستیابی است. استفاده از ماده دوبعدی Ti₃C₂T_x MXene تابل دستیابی جـذب سـطحی بالای آن موجب تغییرات بیشتر زاویه تحریک شده است و حساسیت ساختار افزایش یافته است.

مرجعها

- [1] L. Wu et al., "Few-layer Ti₃C₂T_x MXene: A promising surface plasmon resonance biosensing material to enhance the sensitivity", Sensors and Actuators B Chemical, 2018.
- [2] M. Ghodrati, A. Mir, and A. Farmani, Nondestructive label-free biomaterials detection using tunneling carbon nanotube based biosensor, IEEE Sensors J., vol. 21, pp. 8847 – 8854, 2021.
- [3] Q. Ouyang et al., Sensitivity enhancement of transition metal dichalcogenides/silicon nanostructure-based surface plasmon resonance biosensor, Sci. Rep. 6, 28190, 2016.
- [4] S. Pal et al., "Sensitivity enhancement using silicon-black phosphorus-TDMC coated surface plasmon resonance biosensor", IET Optoelectron, vol. 13, pp. 196–201, 2019.

محیط حسگری از ۱/۳۳ تا ۱/۳۵زاویه تشدید پلاسمونی به سمت مقادیر بزرگتر جابجا شده است و همزمان پهنا نیز افزایش پیدا میکند، این افزایش در زاویه SPR نتیجه تغییر بردار موج پلاسیمون سیطحی اسیت.



شـکل۳: بازتاب برحسـب زاویه نور فرودی با تغییر ضـریب شـکست محیط حسگری از ۱/۳۳ تا ۱/۳۵.

شـکل ۴ و ۵ تغییرات FWHM و DA را با تغییر ضـریب شکست محیط حسگری از ۱/۳۳ تا ۱/۳۵ نشان میدهد. دیده میشود با افزایش ضـریب شکست از ۱/۳۳ تا ۱/۳۵، FWHM از ۴/۰۶ تا ۴/۹۴ درجه و DA از FWHM از ۶/۲۴۶ تا FWHM از ۲۰۲۲ تغییرات داشـته است. پیشبینی میشود که با بهینهسـازی سـاختار از جمله ضـخامت نقره و تعداد لایـههای Ti₃C₂T_x MXene بالای لایه گرافن امکان بهبود پارامترهای عملکردی به ویژه حساسیت بالاتر فراهم شود.



شكل۴: FWHM برحسب تغييرات ضريب شكست



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



سیده طاهره سجادیان'، یاسرالعیسی'، سیده مهری حمیدی'، محمود کاظم زاد^۲، امیررضا صدرالحسینی'

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران ^۲ پژوهشگاه مواد و انرژی، کرج

چکیده – همراه با تشدید مشکلات زیست محیطی آلودگی آب، تبدیل انرژی خورشیدی از طریق فوتوکاتالیز مورد توجه بسیاری در زمینه تصفیه آب قرار گرفته است. فوتوکاتالیز به عنوان یک فناوری تبدیل انرژی "سبز" در زمینه انرژی پاک و پایان ناپذیر شناخته شده است. دراین میان نقاط کوانتومی (QDs) با توجه به ویژگیهای منحصربفرد، میتوانند در طراحی فوتوکاتالیستهایی با بازدهی بالا استفاده شوند و نقشهای مهمی مانند واسطه الکترون، مبدل طیفی و حساس کننده را ایفا کنند. در این پژوهش با استفاده از نمونه لایه نشانی شده با تیتانیوم دی اکسید (TiO₂)، نقاط کوانتومی کربن (CQDs) و نانوسیمهای نقره (AgNWs) توانستیم به درصد بالایی از تخریب دست پیدا کنیم.

كليد واژه-فوتوكاتاليست، تصفيه آب، تيتانيوم دى اكسيد (TiO₂)، نقاط كوانتومى كربن (CQDs)، نانو سيمهاى نقره (AgNWs)

Increasing the photocatalyst efficiency in the methylene blue host medium using a hybrid nanoparticle-quantum dot system

S. T. Sajjadian, Y. Alisa, S. M. Hamidi*, M. Kazemzad, A. R. Sadrolhosseini

¹ Magneto-plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University.
²Materials and Energy Research Center, Tehran-Iran
*m hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- Along with the aggravation of environmental problems of water pollution, conversion of solar energy through photocatalysis has received much attention in the field of water treatment. Photocatalysis is known as a "green" energy conversion technology in the field of clean and inexhaustible energy. Quantum dots (QDs), due to their unique properties, can be used in the design of high-efficiency photocatalysts and play important roles such as electron mediation, spectral converter and sensitizer. In this study, using a sample layered with titanium dioxide (TiO₂), carbon quantum dots (CQDs) and Ag nanowires , we were able to achieve a high percentage of degradation.

Keywords: Photocatalyst; titanium dioxide (TiO2);, carbon quantum dots (CQDs); Ag nanowires

فرآیندهای فوتوکاتالیستی مورد استفاده قرار گرفته است. اما این مواد به دلیل شکاف باندی یهن فقط در ناحیه فرابنفش برانگیخته می شوند بنابراین دارای محدودیت های طیفی در فرآیند فوتوکاتالیستی هستند. بسیاری از سیستم های فوتوکاتالیستی کنونی از استفاده کم نور خورشید و نرخ بالای ترکیب مجدد حامل های بار رنج می برند، که بازدهی کلی کوانتومی و کاربردهای عملی فوتوکاتالیز را به طور جدی محدود می کند. بنابراین نیاز است مواد جدید با قدرت فوتوکاتالیستی و بازدهی بالاتر در فوتوکاتالیزهای ناهمگن استفاده شود. در میان کاتالیزورهای مورد مطالعه، نانو مواد نيمه رساناي صفر بعدي (به عنوان مثال نقاط كوانتومي)، به دليل خواص نوري منحصر به فرد، حلاليت بالا، هزينه كم، سازگاری با محیط زیست، پایداری شیمیایی و سنتز ساده، كانديداي اميدوار كنندهاي براي كاربردهاي فوتوكاتاليزوري به ویژه در تجزیه آلایندهها توجه بسیاری شده است [۳]. علاوه بر این، نقاط کوانتومی به عنوان ذرات نیمه رسانا جدید در مقیاسهای نانومتری دارای نسبت سطح به حجم بالاتری نسبت به همتایان بالکی خود هستند و بنابراین جذب فوتون بیشتری را بر روی سطح فوتوکاتالیست امکان يذير مى سازد. همچنين، تركيب مجدد جفت الكترون-حفره در ذره نیمه رسانا با کاهش اندازه ذرات به شدت کاهش می یابد. بنابراین، انتظار می ود که نیمه رساناهای نانو مقیاس فعالیت فوتوکاتالیستی بالاتری نسبت به نیمه رسانای بالکی خود داشته باشد. این مواد به دلیل تولید سریع جفتهای حفره الکترون با تحریک نوری و ایجاد تلههای جدید در سطح نقاط كوانتومى منجر به بازدهى بالاى واكنشهاى ناشی از نور در سطح می شود. بنابراین نقاط کوانتومی با توجه به ویژگیهای ذکر شده، میتوانند در طراحی فوتو کاتالیست هایی با بازدهی بالا استفاده شوند و نقش های مهمى مانند واسطه الكترون، مبدل طيفى و حساس كننده

مقدمه

یکی از مسائل مهم زیست محیطی که به شدت بر زندگی بشر تاثیر میگذارد، آلودگی روز افزون آبهای شیرین در سراسر جهان است [۱]. در حال حاضر، آلودگی آبهای سطحی، تبخیر آب و همچنین کمبود آب آشامیدنی به عنوان مشکلات بحرانی جامعه در نظر گرفته شده است. چندین فناوری متداول در سالهای اخیر برای تصفیه آلایندههای آلی استفاده شده است. در میان آنها برخی از فناورىها مانند جذب، انعقاد، فيلتراسيون غشايي و ته نشینی وجود دارد که تنها میتواند آلایندههای آلی را از آلایندههای سمی اولیه به آلایندههای ثانویه در فرآیند تصفیه تبدیل کند تا اینکه آنها را به طور کامل تخریب کند[۲]. در فناوری نوین روش فوتوکاتالیستی به عنوان یک تكنولوژی سریع و موفق معرفی شده است. فوتوكاتالیزورها معمولاً اکسیدهای فلزی نیمه رسانا هستند که در فرآيندهاي فوتوشيميايي ناهمكن براي تخريب آلايندهها به کار می روند. هنگامی که نیمه رساناها در مقابل تابش طول موج مناسبی از نور قرار می گیرند که انرژی نور بیشتر یا مساوى شكاف انرژى نيمه رسانا باشد، الكترونهاى نوارظرفیت، انرژی را جذب کرده، برانگیخته می شوند و به نوار هدایت با انرژی بالاتر میروند. در نتیجهی این برانگیختگی یک حفره با بار مثبت درنوار ظرفیت و یک الكترون با بار منفى در نوار هدايت ايجاد مى شود. الكترون نوار هدایت یک کاهنده قوی و حفره نوار ظرفیت یک اکسنده قوی هستند. نیمه رساناهای فوتوکاتالیزوری به کاربرده شده در تصفیه آب، بایستی از لحاظ شیمیایی و بیولوژیکی خنثی و از نظر فوتوکاتالیزوری فعال باشند، به راحتی تولید و استفاده شوند و همچنین با نور خورشید فعال گردند. در سالهای اخیر نیمهرساناهایی همچون: در CeO_2 V_2O_5 WO_3 ZrO_2 WS_2 Fe_2O_3 TiO_2

را ایفا کنند. در این پژوهش با ترکیب تیتانیوم دی اکسید، نقاط کوانتومی کربن و نانوسیمهای نقره توانستیم به تخریب ۵۰ درصد از دای مورد نظر دست پیدا کنیم.

مواد و روش کار

در ابتدا برای تهیه نقاط کوانتومی کربن (CQDs) حدود ۱۰ گرم برگ خشک گیاهان را با حلال ارگانیک (اتانول) استخراج نموده و پس از جداسازی حلال با استفاده از روش تقطیر در خلا، جامد باقیمانده مستقیما در ۵۰ میلی ليتر آب مقطر بدون يون حل مي شود. محلول حاوى عصاره گیاهی در داخل اتوکلاو با پوشش تفلونی قرار گرفته و در دمای ۱۹۰ درجه سانتیگراد به مدت ۴–۳ ساعت تحت واکنش هیدروترمال قرار گرفته و سیس به آرامی تا دمای اتاق سرد می شود. محصول بد ست آمده که حاوی نقطه كربني است بدون تصفيه استفاده مي شود. همچنين از DVD جهت استفاده از زیر لایه و با هدف پو شش دهی با TiO₂ لايه نشانی شد. به منظور بررسی پديده فوتو کا تالیزوری، ترکیبی از نقاط کوانتومی کربن (CQDs) و نانو سیمهای نقره با نسبتهای برابر به وسیله میکرو پیپت بر روی سطح نمونه مورد نظر چکانده شد شکل (۱). در مرحله بعد، می بایست نمونه تحت تابش شبیه به نور خور شید قرار می گرفت و میزان تخریب دای در مدت زمان ۳ ساعت مورد بررسی قرار گرفت. برای این منظور، نمونه در محلول متیلن بلو با غلظت ۱ ppm قرار داده شده و تــخــريــب بــا رابــطــه: مــــيــــزان اندازه گیری شد که در این رابطه، $A_0 \in A_0$ و A به $\frac{A_0 - A}{4}$ ترتيب مقادير جذب اوليه و نهايي فرايند فوتوكاتاليستي است. همچنین در مدت زمان ۳ ساعت محلول تحت تابش قرار گرفت تا میزان جذب محلول بدون نمونه برر سی شود شکل (۲). طول موج ۶۶۱ نانومتر به عنوان پیک مشخصه

محلول متیلن بلو در نظر گرفته شـد. همان گونه که از نمودار مشخص است با قرار دادن نمونه در محلول بعد از گذشت زمان مورد نظر جذب بسیار پایینی مشاهده می شود که بیانگر تخریب بالای نمونه مورد نظر است شکل (۳).



شکل ۱. مراحل آماده سازی نمونه (الف) آماده سازی زیر لایه و (ب) چکاندن AgNWs-CQDs بر روی زیر لایه



شکل ۲. میزان جذب در نمونه TiO₂/AgNWs-CQDs

بحث و نتيجه گيرى

زمانی که نقاط کوانتومی کربن (CQDs) با نانوسیمهای نقره ترکیب می شود باعث تعامل بیشتر متیلن بلو با نانو کامپوزیت های نقره و نقاط کوانتومی کربن و در نتیجه تخریب بیشتر آلایندههای موجود در آب می شود. شکل ۴ مکانیسم فوتو کاتالیستی را AgNWs-CQDs را نشان می دهد. در این ساختار نانوسیمهای نقره (AgNWs) به عنوان آنتنهای نوری عمل می کنند و باعث تمر کز فوتون های فرودی می شود. این انرژی باعث تحریک الکترون های بیشتر می شود. الکترون ها از باند LUMO متیلن بلو به نوار رسانش بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

این سازوکار بر اساس تقویت میدان الکتریکی در نزدیکی سطح نیمه رسانا از طریق تحریک رزونانس پلاسمون سطحی موضعی نانوذرات فلزی رخ میدهد که موجب افزایش جذب نیمه رسانا میشود. تحریک پلاسمون در فلز موجب تولید دو قطبیهای قوی میشود. انرژی در فلز میتواند با برهمکنش دوقطبی-دو قطبی به نیمه رسانا منتقل شود و جفت الکترون-حفره تولید میشود و در نتیجه باعث جلوگیری از بازترکیب جفت الکترون-حفره و در نهایت بازدهی و تخریب بالا در فوتوکاتالیست میشود.



شکل ۴. مکانیسم پیشنهادی برای تخریب نوری MB با استفاده از AgNWs-CQDs

مراجع

[1] A. Inyinbor Adejumoke, O. Adebesin Babatunde, P. Oluyori Abimbola, A. Adelani Akande Tabitha, O. Dada Adewumi, and A. Oreofe Toyin, "Water pollution: effects, prevention, and climatic impact", Water Challenges of an Urbanizing World, Vol. 33, pp.33-47, 2018

[2] S. Phanichphant, A. Nakaruk, K. Chansaenpak, and D. Channei, "Evaluating the photocatalytic efficiency of the BiVO 4/rGO photocatalyst", Scientific reports, Vol. 9, No. 1, pp. 1-9, 2019.

[3] Z. W. Heng, W. C. Chong, Y. L. Pang, and C. H. Koo, "An overview of the recent advances of carbon quantum dots/metal oxides in the application of heterogeneous photocatalysis in photodegradation of pollutants towards visible-light and solar energy exploitation", Journal of Environmental Chemical Engineering, pp.9, 105199, 2021. نقاط كوانتومي كربن ميروند همچنين حفرهها در باند HOMO متیلن بلو در مکانهای مختلف حرکت می كنند. اين فرآيند باعث به دام انداختن الكترونها و جلوگیری از بازترکیب جفت الکترون-حفره و در نهایت تخريب مولكولهاى داى مى شود. به اين صورت كه الكترون ها با اکسیژن محلول واکنش داده و رادیکالهای سوپراکسید فعال توليد مى كنند و حفرهها توسط يونهاى هيدروكسيل در سطح فوتوکاتالیست به دام میافتند تا رادیکالهای واکنش پذیر هیدروکسیل (·OH) تولید شوند. رادیکالهای واکنشی تولید شده با متیلن بلو جذب شده در سطح فوتوکاتالیست واکنش داده و مولکولهای رنگ آلی را تخریب می کنند. از سوی دیگر، تجمع نقاط کوانتومی در اطراف نانوسیمهای نقره و فاصله بسیار نزدیک آنها با یکدیگر، باعث ایجاد سطوح میانی می شود و از ترکیب مجدد الکترونهای باند رسانایی و حفرههای باند ظرفیتی کاسته مى شود. همچنين انتقال الكترون هاى رزونانس پلاسمون سطحی به نوار رسانایی نقاط کوانتومی نیز می تواند به افزایش الکترونهای تشکیل دهنده رادیکال و در نهایت افزایش تخریب ذرات متیلن بلو کمک کند. همچنین توانایی تخريب نمونه TiO₂/AgNWs-CQDs می تواند به مکانيسم انتقال انرژی رزونانس پلاسمون مربوط باشد که میدان الکتریکی نوسانی شدید را در مورد فلز در نظر می گیرد.



شکل ۳. میزان تخریب نمونه در مدت زمان ۳ ساعت.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



بررسی پدیده شفافیت القایی مگنتوپلاسمونیکی (MPIT) در ساختارهای چند لایه مگنتو-اپتیکی

'آمنه رضاییان و ''محمود حسینی فرزاد

abenth1369@gmail.com' and دانشگاه شیراز بخش فیزیک, شیراز –ایران hosseinif@shirazu.ac.ir''

چکیده – در این مقاله ما ساختارهای مگنتو–اپتیکی شامل دو لایه مگنتوپلاسمونیکی در پیکربندی کرشمن پیشنهاد میدهیم ک بوسیله لایههای فلز و دیالکتریک از هم جدا شدهاند. برهمکنش بین دو لایه مگنتوپلاسمونیکی منجر به ظاهر شدن یک قله جدید در منحنی زاویهای TMOKE میشود که موقعیت و اندازه آن بطور قوی به جنس و ضخامت لایه جدا کننده بستگی دارد. ما این قله جدید را به پدیده شفافیت القایی مگنتوپلاسمونیکی (MPIT) تعبیر میکنیم.

كليد واژه- پيكربندى كرشمن, ساختارهاى مگنتو-اپتيكى و شفافيت القايى مگنتوپلاسمونيكى (MPIT).

Investigation Of Magneto-Plasmonic Induced Transparency (MPIT) Phenomenon In Magneto-Optical Heterostructures

Amene Rezaeian' and Mahmood Hosseini farzad''

Shiraz university Department of physics, Shiraz-Iran. abenth1369@gmail.com' and hosseinif@shirazu.ac.ir''

Abstract- In this paper, we propose magneto-optical structures consisting of two magneto-plasmonic layers that separated with each other by metal and dielectric spacers in Kretschmann configuration. The interaction between both magneto-plasmonic layers lead to appearance a new peak in the TMOKE angular curve, whose position and its value strongly depends on the material and thickness of spacer. We interpret this new peak to the magneto-plasmonic induced transparency (MPIT) phenomenon.

Keywords: Kretschmann configuration, magneto-optical structures and magneto-plasmonic induced transparency (MPIT)

مقدمه

مدهاي يلاسمون يلاريتون سطحي (spp) أمواج الكترو-مغناطیسی هستند که در فصل مشترک فلز-دیالکتریک جایگزیده شدهاند. خصوصیات انتشار sppها و توزیع میدان الكترومغناطيسي آنها بطور قوى به خصوصيات اپتيكي و مورفولوژی فصل مشترک سیستم بستگی دارد. این وابستگی در زمینههای مختلف ایتیکی مانند سوئیچهای ایتیکی [1], حسگرهای بیوشیمی [2] و ... بکار گرفته شده است. مدهای spp نسبت به میدان مغناطیسی حساس نيستند. اما با اضافه كردن يك ماهيت فرومغناطيسي به سیستم و اعمال میدان مغناطیسی خارجی به آن, میتوان تحریکات spp در ساختارهای فلزی را کنترل کرد. اثر میدان مغناطیسی خارجی روی خصوصیات مدهای spp به جهت گیری میدان مغناطیسی خارجی نسبت به بردار موج spp بستگی دارد. در مورد اثر مگنتو⊣پتیکی کر عرضی (TMOKE), میدان مغناطیسی خارجی عمود بر جهت انتشار spp و موازی با فصل مشترک اعمال شده و تانسور گذردهی الکتریکی بصورت زیر تعریف میشود [3]:

$$\ddot{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\rm m} & 0 & ig \\ 0 & \varepsilon_{\rm m} & 0 \\ -ig & 0 & \varepsilon_{\rm m} \end{pmatrix} \tag{1}$$

ig متناسب با مغناطش است. سیگنال TMOKE بصورت

R(H = 0) و R(H = 0) بیان میشود. $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(+H) - R(-H)}{R(H = 0)}$ و R(H = 0) به ترتیب بازتاب در عدم حضور و در حضور (در جهت مثبت و منفی) میدان مغناطیسی خارجی میباشند. در این مقاله ما ساختارهایی با دو لایه مگنتوپلاسمونیکی

¹ surface plasmon polariton

² transverse magneto-optical Kerr effect (TMOKE)

پیشنهاد میدهیم که با فلز و دیالکتریک از هم جدا شده اند. برهمکنش الکترومغناطیسی بین این دو لایه منجر به ظاهر شدن یک قله در منحنی زاویهای TMOKE میشود.

پاسخ مگنتو –اپتیکی ساختارهای مورد بررسی نخست ساختار سه لایه معمول مگنتو-اپتیکی (شکل (۱-الف)), (Cu(14nm)/Co(5.7nm)/Ag(5.8nm, در پیکر -بندی کرشمن در نظر می گیریم. ثانیاً با الحاق کردن یک لایه مگنتوپلاسمونیکی, Co/Au, به ساختار سه لایه بالا ساختاری شامل دو لایه مگنتوپلاسمونیکی,

Cu(3nm)/Co(2nm)/Ag(16nm)/Co(2nm)/Au (3nm), بدست میآید (شکل (۲⊣لف)). این دو ساختار را بوسیله نرمافزار کامسول شبیهسازی میکنیم. منحنیهای زاویهای R(±H, H=0) و سیگنال TMOKE بدست آمده به ترتیب در (۱-ب), (۱-ج) و (۲-ب), (۲-ج) نشان داده شده است.



پیکربندی کرشمن, قسمتهای ب و ج به ترتیب منحنیهای زاویهای بدست آمده برای (R(±H, H=0 و سیگنال TMOKE را نشان میدهند.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۲: قسمت الف شماتیکی از ساختار چند لایه مگنتو⊣پتیکی مورد نظر در پیکربندی کرشمن, قسمتهای ب و ج به ترتیب منحنیهای زاویهای بدست آمده برای (H, H=0 و سیگنال TMOKE برای لایه نقره با ضخامت ۱۶ نانومتر را نشان میدهند.

همانطورکه می توان در شکل (۲) مشاهده کرد, منحنی TMOKE TMOKE ساختار مورد بررسی, مشابه منحنی TMOKE ساختار سه لایه معمول مگنتو-اپتیکی است. به تدریج ضخامت لایه جفت کننده (لایه نقره) را کاهش می دهیم. منحنی های زاویه ای بدست آمده برای ($R(\pm H, H=0)$ و سیگنال TMOKE به ترتیب در شکل ($R(\pm h)$, (P(-)) نشان داده شده است.



شکل ۱۰ قسمتهای الف و ب به ترتیب منحنیهای زاویهای بدست آمده برای R(±H, H=0) و سیگنال TMOKE را نشان میدهند.

مطابق شکل (۳) همانطور که لایه نقره ناز کتر می شود, برهمکنش بین دو لایه مگنتوپلاسمونیکی افزایش می یابد تا جایی که یک قله جدید در منحنی زاویه ای TMOKE ظاهر شده که موقعیت و اندازه آن بطور قوی به ضخامت لایه نقره بستگی دارد. ما این قله جدید ظاهر شده را به پدیده شفافیت القایی مگنتوپلاسمونیکی (MPIT) نسبت پدیده شفافیت القایی مگنتوپلاسمونیکی (MPIT) نسبت می دهیم. اکنون ترکیبی از دو لایه نقره و SiO₂ جایگزین تک لایه نقره می کنیم (شکل (۴-الف)). مشاهده می کنیم که اندازه قله شفافیت و زاویه آن نسبت به حالت نقره با

ضخامت ۳ نانومتر به ترتیب از ۵۱۵ /۰۰ به ۰/۰۸۶۹ و از ۴۶/۹۲ درجه به ۴۸/۳۲ درجه تغییر کرده است. با ضخیم شدن لایه SiO_2 برهمکنش بین دو لایه مگنتوپلاسمونیکی کاهش مییابد. در ضخامت ۱۵۰ نانومتر قله شفافیت محو شده, منحنی TMOKE شبیه منحنی TMOKE ساختار سه لایه معمول مگنتو-اپتیکی میشود. منحنیهای زاویه – سه لایه معمول مگنتو-اپتیکی میشود. منحنیهای زاویه – ای بدست آمده برای (H, H=0 و سیگنال TMOKE برای ضخامتهای ۲۷ و ۱۵۰ نانومتر SiO_2 به ترتیب در (f-ب), (f-ج) و (δ -الف), (δ -ب) نشان داده شده است.



شکل ۴: قسمت الف شماتیکی از ساختار چند لایه مگنتو⊣پتیکی مورد نظر در پیکربندی کرشمن, قسمتهای ب و ج به ترتیب منحنیهای زاویهای بدست آمده برای (R(±H, H=0 و سیگنال TMOKE برای لایه SiO₂ با ضخامت ۲۷ نانومتر را نشان میدهند.



شکل ۵: قسمتهای الف و ب به ترتیب منحنیهای زاویهای بدست آمده برای (R(±H, H=0 و سیگنال TMOKE برای لایه SiO₂ با ضخامت ۱۵۰ نانومتر را نشان میدهند.

ضرایب شکست استفاده شده در شبیهسازی بصورت زیر $n_{prism} = 1.5151, \; n_{SiO_2} = 1.457,$ انتخاب شدهاند:

 $n_{Au} = 0.196 + i3.255, n_{Ag} = 0.134 + i3.986$ $\varepsilon_m = -10.6 + i24.3, g = -0.648 + i0.0007$ $.n_{Cu} = 0.27 + i3.24$

توجيه پديده شفافيت القايى مگنتوپلاسمونيكى

(MPIT) بوسیله نوسانگرهای جفت شده

سیستمی شامل دو ذره باردار که بوسیله فنر به هم متصل شدهاند, در میدان مغناطیسی استاتیکی در نظر می گیریم. اعمال نیرو محرکه القایی(در جهت x) و میدان مغناطیسی خارجی (در جهت y) به ترتیب منجر به نوسان ذرهها (در جهت x) و القای نیروی لورنتس $\overline{F}_i = q\overline{r}$ (در جهت جهت x) و القای نیروی لورنتس $\overline{R} \times \overline{S}$ (در جهت می شود. در نتیجه صفحه حرکت ذرهها محدود به صفحه xz می باشد (شکل (۶)).



شکل ۶: سیستمی شامل دو ذره باردار (معادل دو لایه مگنتوپلاسمونیکی) که بوسیله یک فنر به هم متصل شدهاند را در میدان مغناطیسی استاتیکی نشان می دهد.

معادلات حرکت ذرهها بصورت زیر نوشته میشود:

$$-f_{1} = \left(\omega^{2} - \omega_{1}^{2} + i\,\omega\Gamma_{1} - \omega_{12}^{2}\right)r_{1} + \left(\omega_{12}^{2}\right)r_{2} \qquad (\Upsilon-a)$$

$$-f_{2} = \left(\omega^{2} - \omega_{2}^{2} + i\omega\Gamma_{2} - \omega_{12}^{2}\right)r_{2} + \left(\omega_{12}^{2}\right)r_{1} \quad (r-b)$$

 r_i مکان ذرهها, ω_i فرکانسهای طبیعی, 2_{12} ثابت جفت r_i مکان ذرهها, ω_i شدگی, $r_i = \begin{pmatrix} \gamma_i & \omega_{ci} \\ -\omega_{ci} & \gamma_i \end{pmatrix}$ ترم شدگی, و f_i شتاب ذرات است. $\begin{pmatrix} \gamma_i & \omega_{ci} \\ -\omega_{ci} & \gamma_i \end{pmatrix}$ میرایی, γ_i ثابتهای افت و ω_{ci} فرکانس سیکلوترون ذرات هستند. با حل این معادلات برای حالت $\omega_{c_2} = \omega_{c_1}$ و $\gamma_i = \gamma_i$, نمودارها بصورت شکل (۲) بدست می آیند:





شکل ۲: قسمتهای الف و ب به ترتیب دامنههای x و z بعنوان تابعی از فرکانس ذره دوم را نشان میدهند.

وقتی انرژی الکترومغناطیسی به ذره اول میرسد منحنی پهن با یک قله داریم, با رسیدن انرژی الکترومغناطیسی به ذره دوم برهمکنشهای بین ذره اول و دوم محسوستر شده و یک منحنی تشدیدی با دو قله بوجود میآید.

نتيجهگيرى

پدیده MPIT برای ساختارهایی شامل دو لایه مگنتو-پلاسمونیکی که با لایههای فلز و دیالکتریک از هم جدا شدهاند, بررسی شد. مدل نوسانگرهای جفتشده وجود این پدیده را تایید کرده و نشان میدهد خصوصیات شکل خط آن مشابه پدیده PIT مشاهده شده در ساختارهای MIM میباشد [4] ما آن را پدیده MPIT نامگذاری کردیم.

مرجعها

- [1] T. Nikolajsen, K. Leosson, and S. I. Bozhevolnyi," Surface plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths", Appl. Phys. Lett. Vol. 85, No. 24, pp. 5833-5835, 2004.
- [2] A. G. Brolo, R. Gordon, B. Leathem, and K. L. Kavanagh," Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films", Langmuir, Vol. 20, No. 12, pp. 4813-4815, 2004.
- [3] Y. Gong, K. Lie, S. Carver, J.J. Martinez, J. Huang, Y. Thueux, N. Avlonitis and N. Copner1," Current control of light by nonreciprocal magnetoplasmonics", Appl. Phys. Lett. Vol. 106, No. 19, pp. 191104-191104_4, 2015.
- [4] Y. Neo, T. Matsumoto, T. Watanabe, M. Tomita and H. Mimural," Transformation from plasmoninduced transparence to –induced absorption through the control of coupling strength in metalinsulator-metal structure", Optic Experes. Vol. 24, No.23, pp. 26201-26208, 2016.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



بررسی تأثیرساختارناهمگون واندروالسیِ فسفرن آبی- دی کالکوژنید فلزات واسط (MoS2,WS2,MoSe2,WSe2) بر افزایش حساسیت زیست حسگرتشدید پلاسمون سطحی

امیر دوامی⁽ ، محمد هادی شاهرخ آبادی^{(*}

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

چکیده- دراین مقاله تأثیر ساختار ناهمگون واندروالسیِ فسفرن آبی-دی کالکوژنید فلزات واسط (دی سلنید تنگستن،دی سـولفید تنگستن،دی سلنید مولیبدن،دی سولفید مولیبدن) باضخامت های مختلف درساختار زیست حسگر تشدید پلاسمون سطحی(SPR) در نرم افزار لومریکال شبیه سازی و بررسی شده است. سـاختار پیشـنهادی براسـاس سـاختار کرشـمن مـی باشـد کـه درآن از منشورباجنس BK7، لایه ی طلای ۳۰نانومتری ولایه فسفرن آبی/دی کالکوژنید فلزات واسط استفاده شده است.مشاهده می شود که حداقل مقدار بازتاب برای ۶لایه فسفرن آبی/دی سلینید تنگستن و لایه ۳۰نانومتری طلا رخ می دهد که حساسیت در این سـاختار برای Δn= ۰/ ۰۹۹ است.

كليدواژه- بازتاب، تشديد پلاسمون سطحي، حساسيت، زيست حسگر ،ساختار ناهمگون واندروالسي فسفرن أبي/ دي كالكوژنيد فلزات واسط.

Investigating the Effect of Blue Phosphorene-MX₂ (MoS₂,WS₂, MoSe₂,WSe₂) Vander Waals Heterostructure on the Enhancements Sensitivity of an SPR-Biosensor

Amir Davami¹, Mohammad Hadi Shahrokh Abadi^{1*}

¹ Electrical and Computer Engineering Faculty, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran

Emails: ad.davami@gmail.com , mhshahrokh@ieee.

Abstract- In this paper, the effect of Blue Phosphorene - transition metal dichalcogenides (Blue P-TMDs) vander Waals (vdW) Heterostructure layer with different thickness on the structure of surface plasmon resonance (SPR) biosensor in a Lumerical software environment is simulated and investigated. The main structure is based on the structure of Kretschmann and the use of the BK₇ prism, the gold(Au) layer, and the end layer of Blue P-TMDs or Blue P-MX₂(MoS₂, MoSe₂, WS₂, WSe₂). It was observed that the minimum reflectance of 0.002 is achieved for Au(30nm) / Blue P-WSe2(6-Layer). The combination also yields a sensitivity of 151.88 °/RIU for $\Delta n = 0.009$ with a great detection accuracy of 0.087.

Keywords: Biosensor, Blue P-TMDs vdW heterostructure, Reflectance Surface Plasmon Resonance, Sensitivity.

1. Introduction

Surface plasmon resonance sensors are one of the types of optical sensors which measure various biologics and chemical parameters based on the interaction between the sample medium and the sensor surface.[1], [3] To excite surface plasmons at the metal-dielectric interface, the electrons of the metal conduction band must be able to resonance with input light on the surface at a given wavelength.[2]

In surface plasmon resonance based biosensors, gold or silver is generally coated directly onto the prism to separate the sensor medium from the prism. Biomolecules have a low capacity to interact with gold, which reduces the sensitivity of the sensor. To resolve this problem, in recent studies of biosensor structure, one or more layers of graphene have been used because of the high surface-volume ratio, high electrical mobility and stability of the atomic structure.[2] However, it does not act as a semiconductor due to insufficient of bandgap in its electronic structure.[4] This deficiency prevents its use in numerous applications, including optoelectronics. Transitional metal dichalcogenides (TMDs), another important component of the 2D material family, have also aroused scientists' interest. The most common TMDs are molybdenum disulfide (MoS₂), Tungsten disulfide (WS₂), Molybdenum diselenide (MoSe₂) and Tungsten diselenide (WSe₂) They have a perceptible band gap, allowing the conversion of electrons into light photons and resulting in extraordinary on/off ratios. [5]

Today, other 2D materials such as Black phosphorene(BlackP) and Blue phosphorene (BlueP) are being investigated. However, BlackP and BlueP are easily degraded in ambient air.[6] BlueP has the same hexagonal crystalline structure and lattice parameter as TMDs, such as MoS₂, MoSe₂, WS₂ and WSe₂. To avoid the BlueP of external agents, a combination of 2D materials with BlueP is developed, resulting in the possibility of vander Waals (vdW) heterostructure.

Moreover, this heterostructure plays an important role in the improvement of the optical and electronic stability properties of materials compared to their 2D shapes.[7]

In the present article, a structure consisting of different layers of Blue Phosphorene-TMDs (MoS₂, MoSe₂, WS₂, WSe₂) vander Waals(vdW) Heterostructure on an Au layer has been proposed. The structure formed as an SPR biosensor at 632 nm incident light. The various structures were then simulated in the Lumerical environment and modifications of the refractive index were investigated and compared.

2. The Proposed SPR-Biosensor Structure

In this paper, we use the 4-layer Krishmann structure, including the prism, gold(Au) layer, Blue P-TMDs vdW heterostructure, and sample environment, respectively. The physical properties of the different materials used for the simulation are presented in Table I.

Layer	Refractive Index	Thickness	
Prism[8]	1.515		
Au[8]	0.185+3.423i	30nm	
BP-MoS ₂ [9]	2.81+0.32i	0.75nm	
BP-WS ₂ [9]	2.48+0.17i	0.75nm	
BP-MoSe ₂ [9]	2.77+0.35i	0.78nm	
BP-WSe ₂ [9]	3.00+1.14i	0.78nm	

Table I. Refractive index and thickness different layers.

Important parameters in the surface plasmon resonance sensor that reflect the performance of this sensor include: Sensitivity(S); Indicates the rate of change of sensor output to the measured characteristic changes, expressed as follows.

$$S = \frac{\Delta \theta_{SPR}}{\Delta n} \tag{1}$$

Detection accuracy(D.A)Indicates the proximity of the measured characteristic to its true value, and It is mentioned in relation 2.

$$D.A = \frac{\Delta \theta_{SPR}}{FWHM} \tag{2}$$

The quality factor ; It is expressed by Equation 3. [10]

$$Q = \frac{S}{FWHM} \tag{3}$$

3. Results and Discussion

The aims of this article is to investigate a new detection configuration with using layers of Blue P-TMDs(MoS₂,WS₂,MoSe₂,WSe₂) on a thin layer of gold to improve the capacity of the light absorption of the SPR-biosensor and to further enhance its sensitivity.As shown in Fig.1, we first examine the structure with the Au/Blue P-TMDs(1L) sensitive layer and compare it with the results of the gold monolayer at the top of the prism.



Fig. 1: Illustration of the SPR-biosensor structure

As can be seen in Fig. 1, the minimum reflectance(R_{min}) in the structure with the Au layer and the thickness of 30 nm is 0.383 and by adding an additional monolayer of Blue P - TMDs(MoS₂,WS₂,MoSe₂,WSe₂) on Au a ~35% reduction in R_{min} occures in 0.247 and an approximate difference in SPR angle is $\Delta\theta \approx 0^{\circ}$. This is achieved in the best conditions for theBlue P – WSe₂ layer.By retaining the Au layer thickness at 30nm, the impact of additional layer of Blue P-

WSe₂ on the minimum reflectance of the Au(30nm)/Blue P -WSe₂ configuration was also investigated and compared. As shown in Fig. 2, when the thickness of Blue P/ WSe2 layer grows the lowest reflectance approaches 0.002 for Au(30nm)/ Blue P-WSe2(6L). Table II, lists the minimum reflectances corresponding to the angles of occurance for the setup simulation at different thickness of Blue P/WSe2 layers in Au30 / Blue P-WSe2 configurations in n = 1.33 environment.



Fig. 2: The reflection spectra for different thickness of Blue P-WSe2 layers in Au(30nm)/ Blue P-WSe2

Table II. Resonance angle (θ°) and *Rmin* values for different thickness of Blue P/WSe2 layers in Au30 / Blue P-WSe2 configurations in n = 1.33 environment.

Layer number of Blue P/WSe2	Resonance Angle(θ°)	Minimum Reflectance(R _{min})
1	71.95	0.247
2	73.32	0.142
3	73.32	0.090
4	74.69	0.038
5	76.06	0.017
6	77.42	0.0020
7	77.42	0.0028
8	78.79	0.022

From the results of Fig. 1 and 2 we can see that the minimum reflectance happens at 0.002. This means that the combination Au(30nm)/BP-WSe₂(6L) is the most optimal structure among the available configurations. By modifiying the medium to n = 1.339, the sensor's sensitivity and the spectral response of the Au(30nm)/BP-WSe₂(6L) structure

are investigated. Fig. 3 indicates the response of the spectral reflection to various environments. Sensitivity, can now be determined using the above mentioned Eq. (1) and the details of Fig. 3 for replies to n = 1.330 and n = 1.339.which are listed in Table III based on Fig. 3 information. The results of another investigation into Au(30nm)/G(2L) are also presented for comparison. [11]



Fig.3: The reflection spectra for Au(30nm)/BP-WSe₂(6L) configuration at watery (n = 1.330) and analyte (n = 1.339) representing.

Table III. The sensitivity (S), detection accuracy (DA),
and quality (Q) of the proposed Au(30nm)/BP-
WSe ₂ (6L) SPR-biosensor vurses work in [28] for $n =$

SPR-Biosensor	Au(30nm)/BP-	Au(30nm)/	
Configuration	WSe ₂ (6L)	G(2L)	
FWHM	15.7	22.06	
$\Delta \theta SPR$	1.367	6.25	
S (°/RUI)	151.88	89.29	
DA	0.087	0.29	
Q	9.67	4.26	
ref	This work	[11]	

4. Conclusion

In this work, the effect of different Au(30)/BP-TMDs(MoS₂,WS₂,MoSe₂,WSe₂) combinations and the number of their flakes on the spectral response of an SPR biosensor was investigated and presented. Moreover, a comparison was made between the structure of layer and the medium. The results indicate that the BP-WSe2(6L) on Au(30nm) has the highest sensitivity, which is 151.88°/RIU. The results also show that increasing the thickness of layers in the output has a direct effect on the sensor's efficiency and improves sensor performance.

References

- Wu, L., et al., *Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance*. Optics express, 2010. 18(14): p. 14395-14400.
- [2] Sreekanth, K.V., et al., *Sensitivity enhanced biosensor using graphene-based one-dimensional photonic crystal.* Sensors and Actuators B: Chemical, 2013. **182**: p. 424-428.
- [3] Komlev, A., R. Dyukin, and E. Shutova. The method of controlling the thickness of the deposited film on the basis of the surface plasmon resonance effect. in Journal of Physics: Conference Series. 2017. IOP Publishing.
- [4] Wang, T., Y. Zhu, and Q. Jiang, Bandgap opening of bilayer graphene by dual doping from organic molecule and substrate. The Journal of Physical Chemistry C, 2013. 117(24): p. 12873-12881.
- [5] Fuhrer, M.S. and J. Hone, Measurement of mobility in dual-gated MoS 2 transistors. Nature nanotechnology, 2013. 8(3): p. 146-147.
- [6] Sorkin, V., et al., *Solid State Mater*. Sci, 2017.42: p. 1-82.
- [7] Peng, Q., et al., *Electronic structures and enhanced optical properties of blue phosphorene/transition metal dichalcogenides van der Waals heterostructures.* Scientific reports, 2016. **6**(1): p. 1-10.
- [8] Vahed, H. and C. Nadri, Sensitivity enhancement of SPR optical biosensor based on Graphene–MoS2 structure with nanocomposite layer. Optical Materials, 2019.
 88: p. 161-166.
- [9] Han, L., et al., *High-sensitivity goos-hänchen* shifts sensor based on bluep-tmdcs-graphene heterostructure. Sensors, 2020. 20(12): p. 3605.
- [10] Dai, X., et al., Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance with tin selenide (SnSe) allotropes. Sensors, 2019. 19(1): p. 173.
- [11] Maurya, J., Y. Prajapati, and R. Tripathi, Effect of molybdenum disulfide layer on surface plasmon resonance biosensor for the detection of bacteria. Silicon, 2018. 10(2): p. 245-256.


The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



بررسی جفتشدگی مد پلاسمونی در دو نانونوار طلا

محمدرضا حسن پور و مصطفی قربانزاده

دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، سبزوار

چکیده– در این مقاله، با استفاده از جفتشدگی دو نانونوار طلا، یک بستر جدیدی را برای تشخیص و تلهاندازی نانوذرات پیشنهاد میدهیم که از پلاسمونهای سطحی انتشاری تحصیر و تقویت شده با نیمرخ مد متفاوت بهره میبرد.ما با استفاده از روش تفاضل محدود مد ویژه (FDE) به بررسی مدهای پلاسمونی که مابین دو نوار طلا جفت شده تحریک می شوند، میپردازیم. ما در این بررسی نشان میدهیم که در ساختار فلز-دی الکتریک-فلز ارائه شده، پروفایل مدهای پلاسمونی، ضریب شکست موثر و میزان تلفات، وابستگی زیادی به ماده تشکیل دهنده عایق (محیط حسکنندگی)، ابعاد ساختار و فرکانس تابشی منبع دارد.

كليد واژه- پلاسمون هاى سطحى، تلفات، جفت شدكى موجبر، سنسور نورى، ضريب شكست موثر.

Investigation of plasmonic mode Coupling of two Gold Nano-strips

Mohammad-reza Hasanpour and Mostafa Ghorbanzadeh

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, P.O. Box 397, Sabzevar 9617976487, Iran.

m.ghorbanzadeh@hsu.ac.ir

Abstract- In this paper, by coupling two gold strips we propose a new platform for sensing and trapping nanoparticles that benefit from enhanced and confined propagating surface plasmons with different mode profiles. We study the plasmonic modes that can be excited between these two coupled gold strips by the Finite difference eigenmode (FDE) method. We show that, in this Metal-Insulator-Metal (MIM) structure, the plasmonic mode profiles, effective refractive index (n_{eff}), and loss factor, strongly depend on insulator material (or sensing medium), the dimension of the structure, and the illuminated source frequency.

Keywords: Effective refractive index, loss, opto-sensor, surface plasmons, waveguide coupling.

1. Introduction

Plasmons are the collective motion of free electrons in metals coupled with light that makes a variety of applications at the nano-scale range [1]. Excitation of plasmons for a metal such as gold (Au) can be realized by the momentum matching technique to create a localized and enhanced field at the visible range of the light spectrum [2]. Due to subwavelength waveguiding, light concentration beyond the diffraction limit, ultrafast response, high environmental sensitivity and, flexibility in design, surface plasmons attract more attention in developing different types of sensors [3] and especially optical tweezers for example based on the propagating surface plasmons on top of a single gold strip layer [4].

In this paper, by coupling two gold strips we propose a new platform for sensing and trapping nanoparticles that benefit from enhanced and confined propagating surface plasmons with different mode profiles. We study the plasmonic modes that can be excited between two coupled gold strips by the finite difference eigenmode (FDE) method. We show that, in this Metal-Insulator-Metal (MIM) structure, the plasmonic mode profiles, effective refractive index (n_{eff}), and loss factor, strongly depend on insulator material (or sensing medium), the dimension of the structure, and the illuminated source frequency.

2. Structure and simulation method



Fig. 1: The structure of coupled Gold strip

The coupled gold strip waveguide is made up of three main parts including a middle dielectric layer and top and bottom gold (Au) metal layers that are shown in Fig .1. The height of the middle dielectric layer, the thickness of the metal layer, and the width of the waveguide are indicated by h and t, and w, respectively. The frequency of the source (that will be injected along the -x direction) is set to 360THz (~833nm), which is compatible with biological objects.

In Fig. 2(c) the *y*-*z* cross-section of the waveguide is illustrated. Here, the selected values for the dimensions are 50nm, 200nm and, 500nm for *t*, *h*, and *w*, respectively. In these simulations, we have only considered the first five modes which had the highest n_{eff} . In Fig .2(a)-(b), the vertical yellow line at the *h*=200nm shows the effective index and loss factor of the waveguide by the mentioned *h*,*w* and, *t* values. the profile of the electric fields in both *x* and *z* directions (\mathbf{E}_x and \mathbf{E}_z), the real part, and the phase of the mentioned fields have been analyzed to distinguish and label them.



Fig. 2: (a)-(b) Effective refractive index and loss variations with varied dielectric height h. (c) Cross-section view of MIM waveguide at the *y*-*z* plane. (d)-(h) *E* profiles of MIM waveguide at the *y*-*z* plane. *w*= 500nm, *h*=200nm and *t*=50nm

3. Simulation and Results

The observed modes have been categorized based on the symmetry of the electric field respect to the *y* axis at the middle of the dielectric layer, in the *y*-*z* plane. Fig. 2(d)-(h) respectively shows the AS^{1st} , AS^{2nd} , AS^{3rd} , S^{1st} , and S^{2nd} modes in which S and AS represent the Symmetric and the Anti-symmetric modes and the superscript indicates the mode number. In the following sectiones the effect of waveguide dimensions, frequency, and insulating refractive index have been investigated.

3.1 Sweeping the oxide layer thickness

In Fig .2(a)-(b) we swept the height of the dielectric *h* between 100:350 nm with 25nm steps meanwhile, the thickness of the Au layer *t* and the width of the structure *w* is remained constant at 50nm and 500nm, respectively. Out of the selected interval of *h*, the type of the modes may differ. According to the simulations, the modes with higher n_{eff} (AS^{1st}) still can belong to the same category for a wider interval. The intervals we have selected in the figures are the maximum common valid range from the aspect of categorization. Hence, some of the modes may continue for a limited interval of the sweeping parameter.

According to Fig. 2(b), it's noticeable that by increasing the oxide height h for the interval between 100 and 350 nm, the loss factor of the anti-symmetric modes decreases exponentially. In contrast, the loss factor of symmetric modes increase uniformly.

3.2 Sweeping the width of the structure

Fig. 3 (a)-(b) demonstrates the variations of the n_{eff} and *loss* versus the structure width *w*. Referring to Fig. 3 (a), AS^{1st} has the highest n_{eff} among all other modes. All three anti-symmetric modes showed significant growth while widing the structure. However, the symmetric are converging to the value of n_{eff} =1.1. In the given range of *w*, the n_{eff} of the AS^{1st}, AS^{2nd}, and AS^{3rd} increase 0.04, 0.42, and 0.37, respectively. Fig. 3(b) represents the variation of the loss of the waveguide. In this graph, the AS^{3rd} has

the highest variation relative to all other modes.



Fig. 3: (a)-(b) *Effective index* and *loss* variations versus *w* when *h*=200nm, *t*=50nm, and *w*=300:900nm with 50nm steps, respectively.

For this mode at w=700nm, the *loss* is as high as 9.9×10^5 dB/cm and decayed gradually to the value of 9.31×10^5 dB/cm. AS^{1st}, AS^{2nd}, and S^{1st} has a decremental loss response during this period. S^{2nd} mode also has a gradual increase and saturates at 6.9×10^5 at the end of the interval.

3.3 Sweeping the Au layer thickness



Fig. 4: (a)-(b) *Effective index* and *loss* variations for *t*=20:100nm, *h*=200nm, and *w*=500nm.

In Fig. 4(a)-(b), we have demonstrated the effect of the metal layer thickness *t* on the n_{eff} and *loss* of the channel. At the frequency of 360THz and constant values of *h*,*w*, and RI of the middle layer, we swept *t* from 20 to 100nm by 10nm steps. It's noticeable that the amount of the n_{eff} and *loss* has been decreased in all five modes over the variation interval of *t*. Based on the results AS^{2nd} mode has the highest decrease of n_{eff} by a value of 0.287. In

contrast, the AS^{3rd} mode had the lowest decay by the value of 0.05 and remained approximately constant for the rest of the interval. Hence, the symmetric modes had the highest rate of decay of loss of around 2.1×10^6 up to the end of the interval. The AS^{3rd} had the most rapid drop of loss for the interval of *t* between 20 and 30nm.

3.4 Frequency of the source sweeping

In this simulation, we have changed the frequency f of the excited modes from 300 to 440 THz (~ 999 to 681nm) with 20THz steps. The graphs on Fig. 5(a)-(b) show that the increment of the frequency leads to an increase in both n_{eff} and *loss* in all modes.



Fig. 5: (a)-(b) *Effective index* and *loss* variations. *h*=200, *t*=50, and *w*=500nm. *f*=300:440THz

According to Fig. 5(a), the n_{eff} of the AS^{2nd} mode has the highest rate of variation of about 0.34 and it has approximately a linear response in the given range of *f*. According to Fig. 5(b), the S^{2nd} and S^{1st} modes show high sensitivity to frequency changes due to the highest variation of the *loss* parameter of about 3.31×10^5 dB/cm. In contrast, the AS^{1st} mode shows the least changes in both n_{eff} and loss.

3.5 RI of the middle layer

Fig. 6(a) illustrates the variation of n_{eff} when the refractive indices *RI* of sensing media changs. In this simulation, we have investigated the capability of the structure in sensing different target materials. The *RIs* for the selected layer are 1.33, 1.45, 1.55, and 1.65 while all other parameters such as *h*, *t*, *w*, and *f* remained constant.



Fig. 6: (a)-(b) *Effective index* and *loss* variations versus RI for *h*=200nm, *t*=50nm, *w*=500nm.

It's noticeable that by increasing the *RI* of the middle layer, the n_{eff} and *loss* increase (Fig. 6(a)-(b)). The AS^{1st} and AS^{2nd} has the highest n_{eff} variation of about 0.3479 and 0.3214 respectively. Also, the variations of these two modes are perfectly linear in both graphs. The loss graph also demonstrates that the AS^{3rd} has the highest *loss* variation of about 7.717×10⁵ dB/cm.

4. Conclusion

According to the simulation results, for the given MIM structure, the n_{eff} and *loss* strongly depend on the structure geometry, dielectric material, and injection mode frequency. By utilization of the proper mode profile and geometry optimization, a high sensitive Opto-sensor can be realized.

References

- V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes and A. N. Grigorenko, "Plasmonic Surface Lattice Resonances: A Review of Properties and Applications," *Chemical Reviews*, vol. 118, no. 12, pp. 5912-5951, 2018.
- [2] R. A. Alvarez-Puebla, J.-F. Li and X. Y. Ling, "Introduction to advances in plasmonics and its applications," *Nanoscale*, vol. 13, no. 12, pp. 5935-5936, 2021.
- [3] A. I. Fernández-Domínguez, F. J. García-Vidal and L. Martín-Moreno, "Unrelenting plasmons," *Nature Photonics*, vol. 11, no. 1, pp. 8-10, 2017.
- [4] Y.-C. Lin and P.-T. Lee, "Efficient Optical Trapping of Nano-Particle via Waveguide-Coupled Hybrid Plasmonic Nano-Taper," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, no. 3, pp. 1-12, 2019.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،





خوزستان، ایران.

۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰

تحلیل عددی نانوحسگر پلاسمونی چهار بانده نقره-دی اکسید سیلیکون جهت تشخیص اوره و آمونیاک صنعتی در محدوده طول موج مادون قرمز نزدیک

مریدعلی فولادوند^ر ، عباس حموله علی پور^{1,2} ، علی فرمانی^ر ، علی میر^۱ و عبدالصمد حمیدی^۱

^۱دانشگاه لرستان، دانشکده فنی و مهندسی، گروه الکترونیک

۲دانشگاه صنعتی همدان، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی پزشکی

 $farid_foulad@yahoo.com^1, a.alipour.1191@gmail.com^1, farmani.a@lu.ac.ir^1, mir.a@lu.ac.ir^1, mir.ac.ir^1, mir.ac.ir^$

چکیده – دراین مقاله شبیهسازی انتشار نور با قطبش مغناطیسی در حسگر پلاسمونی چهار بانده جهت تشخیص اوره و آمونیاک صنعتی مورد بررسی قرار گرفته است. ساختار نانوحسگر از نوع فلز –عایق-فلز است. نحوه عملکرد حسگر بدین گونه است که با قرار گرفتن در معرض نمونه با ضریب شکستهای متفاوت، تشدید امواج الکترومغناطیسی متناسب با این تغییرات، ایجاد و جابجایی قلهها سازوکار تشخیص مواد شیمیایی را بیان میکند. سنسور فراسطح پلاسمونی دارای ویژگیهای برجستهای مانند تشخیص بدون برچسب، ساختار نانومتری، پاسخدهی مناسب نسبت به مواد شیمیایی و تنظیم پذیری خوب را از خود نشان می دهند. شبیهسازی با

كليدواژه: بدون برچسب، تنظيم پذير، فراسطح پلاسموني، قطبش مغناطيسي

Numerical Analysis of Silver-Silicon Dioxide Four-Band Plasmonic in Near Infrared Nanosensor for Industrial NH3 and Urea Detection Wavelength Range

M.A. Fouladvand', A. Hamouleh-alipour^{1,2}, A. Farmani' A. Mir' and A. Hamidi¹

Department of Electrical Engineering, Lorestan University, Khorramabad, Iran

Department of Biomedical Engineering, Hamadan University of Technology, Hamadan, Iran^{*}

farid foulad@yahoo.com¹, a.alipour.1191@gmail.com¹, farmani.a@lu.ac.ir¹, mir.a@lu.ac.ir¹

Abstract- In this paper, the simulation of light propagation of light with magnetic polarization in four-band plasmonic sensor for detection of industrial ammonia and urea is investigated. The nano-sensor is based on metal-dielectric-metal. The operation of the proposed sensor is based on exposure the sample with different refractive indexes, electromagnetic resonances is generated and the change of the peaks describes the mechanism for detecting chemicals material. The plasmonic metasurface have several advantages such as label free detection, nano-structure, suitable responsibility to chemicals material and good tunability. Simulation is investigated based on numerical analysis using CST.

Keywords: Electromagnetic Polarizat, Label Free, Plasmonic Metasurface, Tunability



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.

14-14 بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

تشديد پلاسمونهاي سطحي سازوكار كارآمد براي بازيابي خواص نوری نانو مواد و بایو مواد است. تشدید الکترونهای سطحی به دلیل برخورد نور قطبی شده در سطح مشترک عایق و دیالکتریک، نفوذپذیری منفی و مثبت ایجاد می-شود. حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمونهای سطحی متکی به ارزیابی میزان جذب نور روی لایه نازک فلزی طلا و یا نقره وابسته است. این حسگرها کاربردهای متعددی مانند ایمنی غذا، کشف دارو، حفاظت از محیط زیست و تشخیص پزشکی را دارا هستند. بنابراین، بسیاری از محققان بر بهبود حساسیت حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون-های سطحی با استفاده از ساختارهای جدید تمرکز کردهاند. اولین کابرد تشدید پلاسمون های سطحی به عنوان حسگر در سال ۱۹۹۸ مورد بررسی قرار گرفت [۱]. در اوایل قرن بیستم، وود و همکاران تصور می کردند که نور پلاریزه شده در سطح توری پراش وجود دارد و الگوی نورهای نامنظم و خطوط تیرهای را که در نور منعکس شده رخ میدهد را مشاهده کردند [۲]. پیشرفت قابل توجهی در فرضیه تشدید پلاسمون های سطحی ایجاد شد که از لحاظ نظری وجود تحريكات پلاسمايي سطح فلز را تأييد ميكرد [٣]. پاول و همکاران مشخص کردند که پلاسمونهای سطحی با استفاده از الكترون در سطوح فلزى برانگيخته شدهاند [۴]. بعداً استرن و همکاران مشاهده کردند که امواج الكترومغناطيسي روى سطح فلز حاوى تركيب تشعشعي امواج الكترومغناطيسي با پلاسمون ها است. آنها همچنين روابط پراکندگی روی سطوح فلزی را استخراج کردند[۴]. در این مقاله یک ساختار فلز-عایق-فلز مطابق شکل ۱ مورد بررسی قرارگرفته است. ساختار مورد بحث یک ساختار جاذب شدید چند بانده برای تشخیص اوره و آمونیاک است.



شکل ۱: شکل حسگر پلاسمونیکی چهار بانده پیشنهادی.

پیکربندی حسگر فراسطح پلاسمونیکی

ساختار سه بعدی یک سلول واحد نانو حسگر پیشنهادی در شکل شماره ۱ نشان داده شده است. این حسگر از سه لایه اصلی نقره-دی اکسید سیلیکون- نقره تشکیل شده است. همچنین از یک لایه نازک طلا جهت کنترل میزان جذب تشدیدهای ساختار چهار بانده پیشنهادی استفاده شده است که نقش مهمی در کنترل این تشدیدها دارد. برای مدل-سازی ضریب گذردهی فلزات نجیب (طلا و نقره) مورد استفاده در این ساختار از مدل درود که شامل دو قسمت حقیقی و موهومی میباشد، به صورت زیر استفاده شده است.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\text{Re}}(\omega) + i\varepsilon_{\text{Im}}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\text{P}}^2}{\omega^2 + i\gamma_c\omega}$$
 (1)

همچنین از دی کسید سیلیکون به عنوان لایه عایق با ثابت دی الکتریک ۲/۲ = $\mathbf{\mathcal{S}}$ استفاده شده است. اندازه های حسگر پیشنهادی که در شکل شماره ۱ به جزییات کامل آمده است در جدول شماره ۱ آمده است. همانطور که مشاهده می کنیم پیکربندی حسگر فراسطح پلاسمونیکی بسیار کم است که می توان به عنوان یک حسگر بسیار

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران وچهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

کابردی در موارد مختلفی از جمله آزمایشگاه برروی تراشه استفاده شود.

جدول ۱: اندازه حسگر فراسطح پلاسمونیکی پیشنهادی.

Parameters	Description	Value (nm)
d1	Ag ground thickness	٤.
d ₂	SiO2 layer thickness	۳.
d ₃	Second Ag thickness	40
d 4	Gold thickness	30
g	Gap between two Ring	20
P_X	Total length	720
P_{Y}	Total width	720
P_N	Etched length	500
P_M	Etched width	500

شکل شماره ۲ نمودار طیفی جذب را برای ساختار معرفی شده در بازه طول موجی ۱ میکرومتر تا ۱/۶ میکرومتر نشان میدهد. همانطور که مشاهده میشود هنگامی که ساختار تحت تابش نور در با قطبش مغناطیسی قرار می گیرد قله های تشدید شدیدی در نمودار جذب مشاهده می گردد که بیانگر جفت شدگی قوی با نور تابیده شده بر ساختار ییشنهادی میباشد. با تغییر اندازه کلی حسگر پیشنهادی از ۶۰۰ نانومتر تا ۶۸۰ نانومتر در طیف نمودار جذب ساختار به ترتیب، تک باند، دو باند و سه باند مشاهده می شود. همچنین هنگامی که ابعاد ساختار را تغییر می دهیم قله های تشدید هم از لحاظ دامنه تغییر نموده که نشان دهنده تنظیم پذیر بودن حسگر را نشان میدهد. حال ساختار را در معرض نمونه اوره وآمونیاک صنعتی قرار داده و نمودار جذب را به ازای ساختارهای تک باند، دو باند و سه باند را مشاهده می کنیم. همانطور که از شکل شماره ۲ مشاهده می شود، با اضافه کردن سمپل اوره و آمونیاک، طیفی جذبی دارای شیفت قرمز است. همچنین به ازای سمپل آمونیاک طیف جذبی دارای تغیرات بسیار جزئی نسبت به ماده اوره است که نشان دهنده این می باشد که حسگر پیشنهادی مورد نظر دارای حساسیت بیشتری نسبت به ماده صنعتی اوره است.



شکل ۲: نمودار جذب برای ساختار حسگر پیشنهادی به ازای طول و عرضهای مختلف (P_x , P_y) .

در این قسمت به بررسی ساختار پیشنهادی به ازای چهار تشدید با قطبش مغناطیسی را مورد بررسی قرار میدهیم. شکل شماره ۳ نمودار طیفی جذب را به ازای طول و عرض ۷۲۰ نانومتر حسگر نشان میدهد. همانطور که مشاهده می کنیم در مقایسه با نمودار شکل شماره ۲، نه تنها تعداد تشدیدها به چهار عدد افزایش یافته بلکه تشدید ها تیزتر و دارای نصف بیشینه در عرض کامل کمتر است. با اضافه دارای نمونه اوره و آمونیاک، شیفت قرمز برای نمودار طیف جذب حاصل می شود. نمودار نشان داده شده نمایشگر پاسخ مناسب حسگر پیشنهادی نسبت به مواد صنعتی را نشان می دهد.



شکل 3: نمودار جذب برای ساختار چهار بانده حسگر پلاسمونیکی



شکل ۴: نمودار توزیع میدان مغناطیسی به ازای طول موج های معادل با تشدیدهای الکترومغناطیسی.

برای نشان دادن یدیده جذب در بسامد تشدید، توزیع میدان مغناطیسی نانو ساختار پیشنهادی نمایش داده شده است. شکل شماره ۴ توزیع میدان مغناطیسی مماسی را در طول موجهای تشدید نمایش میدهد. همان گونه که انتظار می-رود برهمکنش لایه فلزی با نور تابشی بسیار قوی است و باعث بوجود آمدن قلههای تشدید در ساختار می شود. شکل شماره ۴ میدان مغناطیسی را به ازای طول موجهای تشدید که بیانگر جفتشدگی قوی نور وردی با ساختار فراسطح پلاسمونیکی است را نشان میدهد. همچنین مشاهده می-کنیم که با افزایش طول موج به سمت طول موجهای بالاتر بر همکنش نور ورودی با ساختار بسیار قویتر بوده و باعث حبس و کنترل بهتر نور در ساختار حسگر پیشنهادی مے،-شود. حسگر فراسطح پلاسمونیکی پیشنهاد شده دارای یاسخ بسیار مناسب در کنترل و جذب نور در فرکانسهای تراهرتز می باشد که به صورت کابردی توانایی استفاده در تشخیص اوره و آمونیاک صنعتی را دارا میباشد.

نتيجهگيرى

در این مقاله یک نانوحسگر فراسطح پلاسمونیکی چهار بانده برای تشخیص اوره و آمونیاک پیشنهاد شده است. ساختار پیشنهادی دارای ویژگیهای منحصر به فردی از جمله پاسخ بسیار مناسب نسب به مواد شیمیای از جمله اوره و آمونیاک، توانایی کنترل و جذب نور در تشدیدهای الکترومغناطیسی و تنظیم پذیری خوب است. در این ساختار طیفهای جذب و توزیع میدان مغناطیسی براساس برهمکنش نور ورودی و پلاسمونهای سطحی مورد بررسی قرار گرفت و نتایج بسیار خوبی متناسب با نمونه تزریقی به حسگر حاصل گردید. با توجه به ویژگیهای ذکر شده، حسگر پلاسمونیکی توانایی استفاده به عنوان نانو ساختارها جهت تشخیص مواد شیمیایی را دارد.

منابع:

[1] B. Liedberg, C. Nylander, I. Lunstrom, Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing, Sens. Actuators, B 4 (1983) 299–304.

[2] R.W. Wood, on a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, Phys. Soc. 18 (1) (1902) 269.

[3] R.H. Ritchie, Plasma losses by fast electrons in thin films, Phys. Rev. 106 (1957)874–881.

[4] C.J. Powell, J.B. Swan, Effect of oxidation on the characteristic loss spectra of aluminum and magnesium, Phys. Rev. 118 (1960) 640–643.

[5] E.A. Stern, R.A. Ferrell, Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas, Phys. Rev. 120 (1960) 130–136.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تنظیم مدهای پلاسمونی نانوحفرههای گرافنی بایاس شده به صورت گسسته: کاربرد در انبرکهای نوری

مسعود رهنمافر و مصطفى قربانزاده

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

m.rahnamafar@sun.hsu.ac.ir و m.rahnamafar@sun.hsu.ac.ir

چکیده – در این مقاله به بررسی امکان کنترل مدهای پلاسیمونی تحریک شده در یک آرایه خطی از نانوحفرههای ایجاد شده در صفحه گرافن دوبعدی می پردازیم. شدت میدان الکتریکی در لبه نانوحفرهها در پتانسیلهای شیمیایی مختلف ناشی از اعمال موج صفحهای محاسبه شده است. نشان داده ایم با تغییر پتانسیل شیمیایی یک انتقال در مقدار و مکان پیک میدان در طول موج و پتانسیل شیمیایی بهینه ۷/۲ میکرومتر و ۰/۶ الکترون–ولت رخ می دهد. توسعه این ساختار می تواند منجر به ارائه افزاره ای جهت تشیخیص و تله اندازی نانوذرات در لبه نانوحفرههای گرافن به شیکل کنترل شده گردد. تشیخیص و تله اندازی نانوذرات بوسیله میدانهای نزدیک پلاسمونی در بیولوژیک و آزمایشگاه روی تراشه کاربرد وسیعی دارد.

کلید واژه - انبرک نوری، پلاسمون سطحی، گرافن، نانوحفره، نیروی اپتیکی

Tuning the Plasmonic Modes of Discretely Biased Graphene Nanoholes: Application to Optical Tweezers

Masoud Rahnamafar and Mostafa Ghorbanzadeh

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, P.O. Box 397, Sabzevar 9617976487, Iran

m.rahnamafar@sun.hsu.ac.ir, m.ghorbanzadeh@hsu.ac.ir

Abstract- In this paper we investigate the possibility of controlling excited plasmonic modes in a linear array of nanoholes formed in a 2D graphene sheet. The intensity of the electric field at the edges of the nanoholes at different chemical potentials by applying a plane wave has been calculated. We have shown that a shift in the intensity and the position of the plasmonic modes occur at the optimum wavelength and chemical potential of 7.2 μ m and 0.6 eV. The development of this structure could realize a device for the detection and trapping of nanoparticles at the edges of graphene nanoholes in a controlled manner.

Keyword: Graphene, Nano-hole, Optical Force, Optical Tweezer, Surface Plasmon



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



را به صورت کنترل شده جابجا نماید. در ادامه به بررسی ساختار و مدل ارائه شده می پردازیم.

ساختار و نحوه عملکرد

ساختار پیشنهادی مطابق مطالب ارائه شده در مقدمه، شامل یک صفحه گرافن دوبعدی تک لایه در صفحه xx میباشد که در آن آرایهای از نانوحفرههای پلاسمونی ایجاد شده است. قطر هر نانوحفره d برابر ۱۵۰ نانومتر بوده و فاصله نانوحفرهها از یکدیگر q برابر ۴۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. نانوحفره های منظم گرافن می تواند با بمباران یونی مشابه [۷] ایجاد شود.



شکل۱: ساختار پیشنهاد شده از آرایه نانوحفره های گرافنی

روش شبيهسازى

بر اساس رابطه کوبو رسانایی گرافن با تخمین -Random در دمای پایین یعنی جایی که پتانسیل شیمیایی خیلی بیشتر از انرژی گرمایی باشد intraband و interband و interband و interband میباشد. بنابراین رسانایی به صورت رابطه (۱) محاسبه میگردد [۷].

$$\sigma_{g} = \sigma_{intra} + \sigma_{inter} =$$

$$\frac{2e^{2}k_{B}T}{\pi\hbar^{2}} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}} \ln \left[2\cosh\left(\frac{\mu_{c}}{2k_{B}T}\right) \right]$$

$$+ \frac{e^{2}}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_{c}}{2k_{B}T}\right) - \frac{i}{2\pi} \ln\frac{\left(\hbar\omega - 2\mu_{c}\right)^{2}}{\left(\hbar\omega - 2\mu_{c}\right)^{2} + 4\left(k_{B}T\right)^{2}} \right]$$
(1)

مقدمه

انبر کهای نوری که اولین بار در سال ۱۹۷۰ میلادی توسط آرتور اشکین معرفی شد [۱] بستر مناسبی را برای تلهاندازی نانوذرات بر اساس برهم کنش نور و ماده محیا ساخته است. طی سالهای اخیر مطالعات بسیاری [۳-۲] در این حوزه صورت گرفته که باعث شده تلهاندازی نانوذرات با دقت بالاتری نسبت به نمونههای قبلی انجام شود. انبر کهای نوری پلاسمونی در حوزه میدانهای نزدیک مورد استفاده قرار می گیرند و به دلیل مکانیزم ویژهای که دارند می توان از آنها برای تلهاندازی نانوذرات با ابعاد کمتر از طول موج و حتى ويروس ها [۴] استفاده كرد. اين انبركها علاوه برایجاد گرادیان میدان و نیروی قوی در مکان مورد نظر، میتوانند اثرات مخرب دمایی بسیار کمتری نسبت به ليزرهاي متمركز ايجاد كنند كه اين مزيت باعث عدم صدمه به نمونههای زیستی می گردد [۳]. براثر برهم کنش نور و الکترون، پلاسمونهای سطحی در فصل مشترک فلز و دی الکتریک ایجاد می شوند و گرادیان میدان قوی در سطح و لبههای فلز ایجاد می کند. میدان ایجاد شده با در نظر گرفتن قطبش منبع نور ورودی و نوع ساختار می تواند در جهت های خاصی قوی تر باشد [۵]. در سال ۲۰۱۶، [۲] از یک نانوحفره گرافن بدلیل ایجاد موبیلیتی الکترون بالاتر، میدان قوی تر و اثرات دمایی بسیار کمتر نسبت به طلا برای تله اندازی ذرات پلی استایرن استفاده شده است. در این مقاله با توجه به قابلیت تنظیم پروفایل مدهای پلاسمونی با تغییر سطح پتانسیل شیمیایی، از ایده مطرح شده در [۲] استفاده کرده و با طراحی یک آرایه خطی از نانوحفرههای گرافن با انرژی پتانسیل شیمیایی متفاوت (قابل تنظیم توسط گیت) یک انبرک نوری پیشنهاد می دهیم که می تواند نانوذرات

در این رابطه e بار الکترون، k_B ثابت بولتزمن، T دمای کاری، \hbar ثابت پلانک کاسته شده، ω فرکانس زاویهای نور ورودی، τ زمان استراحت حامل ها⁽ و μ_c پتانسیل شیمیایی میباشد.در محدوده مادون قرمز میانه از بخش interband میتوان چشمپوشی کرد و به دلیل اصل طرد پاؤلی^۲ میتوان میتوان یسطحی را در گرافن با مدل شبه درود تخمین زد [۸]:

$$\sigma_g = \frac{e^2 \mu_c}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i \tau^{-1}} \tag{(7)}$$

در معادله بالا $(ev_F^2)/(ev_F^2)$ بوده و به موبیلیتی الکترونها $\mu = 10000 cm^2/V.s$ وابسته است. مقدار سرعت فرمی v_F برابر با ۱۰[°]m/sمیباشد.

 $FDTD^{3}$ در این مقاله شبیه سازی با روش حل عددی FDTD³ انجام می شود که روش مناسبی برای حل معادلات ماکسول در حوزه زمان می باشد. شرایط مرزی در اطراف ساختار PML⁴ بوده و منبع یک موج صفحه ای TEM است که با روش TFSF پیاده سازی شده است. با بکارگیری این منبع لیزر با توان TFSF سW/ μ m² یک موج الکتریکی صفحه ای مود بر مفحه ای منبع محور x به مود بر صفحات گرافن با قطبش در جهت محور x به ساختار تابیده می شود. طول موج این نور در حوزه مادون قرمز میانه در بازه ۸/۶ یک موج این نور در حوزه مادون با تورز میانه در بازه ۸/۶ یک موج این نور در حوزه مادون مادون ترمز میانه در بازه ۸/۶ تا ۸/۱ میکرومتر است آ۵]. از طرفی پتانسیل شیمیایی هر صفحه گرافنی از طریق یک گیت مستقل قابل کنترل است. بدین صورت که اعمال ولتاژ به چگالی بار با پتانسیل شیمیایی در گرافن شده و ضمن اینکه چگالی بار با پتانسیل شیمیایی در گرافن رابطه مستقیم



نتايج و مباحثه

با اعمال لیزر در طول موج ۷/۲ میکرومتر تحریک بهتری در پلاسمون های جایگزیده شده صورت گرفته و بسته به مقدار سطح پتانسیل شیمیایی گرافن، یک میدان الکتریکی قدرتمند اطراف نانوحفره بوجود می آید. برای بررسی مقدار ماکزیمم میدان ایجاد شده در لبه نانوحفره بایستی مقدار آن را در طول موجهای متفاوت محاسبه کرد تا بهترین طول موج جهت تلهاندازی نانو ذره بدست آید. شکل(۲) مقادیر میدان الکتریکی نرمال شده را در راستای محور x در بازه میدان الکتریکی نرمال شده را در راستای محور x در بازه طول موج ۵/۶ تا ۱۰/۵ میکرومتر، در پتانسیلهای شیمیایی او ۵/۰ الکترون–ولت برای سایر حفره ها (حالت خاموش)

⁴ Perfectly Match Layer

⁵Total Field Scatter Field

- ¹ Carrier Relaxation Time
- ² Pauli Exclusion Principle
- ³ Finite Difference Time Domain

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل (a-e) توزیع میدان نرمال شده و نحوه روشن و خاموش شدن هر کدام از حفره ها را در صفحه xx در مکان z=10nm در طول موج ۷/۲ میکرومتر با پتانسیل شیمیایی ۹/۰ الکترون-ولت و شکل (f-3) نمای جانبی روشن شدن حفره مرکزی در صفحه xz و در 0=y را نمایش میدهد. این جابجایی می تواند در تله اندازی کنترل شده نانوذرات مورد استفاده قرار گیرد.

نتيجهگيرى

در این مقاله به بررسی میدان الکتریکی در یک آرایه از نانوحفره های گرافن پرداخته شد. نشان دادیم که با تنظیم پتانسیل شیمیایی بدون سویچ در طول موج لیزرمی توان مد پلاسمونی قوی ایجاد شده در لبه نانوحفره ها را تغییر داد. این پیک رزونانسی قوی میتواند در تلهاندازی نانوذرات مورد استفاده قرار گیرد.

مراجع

[1] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 24–27, 1970.

[2] J.-D. Kim and Y.-G. Lee, "Graphene based plasmonic tweezers," *Carbon N. Y.*, vol. 103, pp. 281–290, 2016.

[3] M. Samadi, et al, "Numerical investigation of tunable plasmonic tweezers based on graphene stripes," *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, pp. 1–9, 2017.

[4] Khalil Mokri and et al "Polarization-dependent plasmonic nano-tweezer as a platform for on-chip trapping and manipulation of virus-like particles," *IEEE Transactions on NanoBioscience, Early access*, 2021.

[5] J. Zhang, et al, "Towards nano-optical tweezers with graphene plasmons: Numerical investigation of trapping 10-nm particles with mid-infrared light," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. December, pp. 1–7, 2016.

[6] C. Cen *et al.*, "Plasmonic absorption characteristics based on dumbbell-shaped graphene metamaterial arrays," *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures*, vol. 103, no. March, pp. 93–98, 2018.

[7] Alireza Safaei *et al.*, "Wide Angle Dynamically Tunable Enhanced Infrared Absorption on Large-Area Nanopatterned Graphene," *ACS Nano*, vol. 13, no. 1, pp. 421–428, 2019.

[8] C. Cen *et al.*, "A tunable plasmonic refractive index sensor with nanoring-strip graphene arrays," *Sensors (Switzerland)*, vol. 18, no. 12, pp. 1–10, 2018.



شکل ۳: میدان الکتریکی نرمال شده. e-e سویچینگ مدهای روشن با پتانسیل شیمیایی 9 الکترون-ولت و خاموش با پتانسیل شیمیایی $^{1/6}$ الکترون-ولت در یک آرایه از نانوحفره های گرافن در صفحه xy که به اندازه ۱۰ نانومتر بالاتر از گرافن، قرار گرفته است. 2-نمای جانبی روشن شدن حفره مرکزی در صفحه xz و در y=y

فرض استفاده از اکسید SiO₂ با ضخامت ۱۰ نانومتر و تقریب خازن با صفحات موازی [۳] برابر ۱۶ ولت می باشد که منجر به شکست اکسید نمی شود لازم به ذکر است با اعمال ناخالصی شیمیایی این ولتاژ می تواند به مقدار کمتری نیز کاهش یابد. با بررسی شکل میتوان نتیجه گرفت که با تغییر پتانسیل شیمیایی، یک انتقال در مقادیر رزونانس میدان بوجود میآید. همانطور که در شکل(2c) مشاهده میشود در پتانسیل شیمیایی ۲/۶ الکترون-ولت در طول موج ۲/۲ میکرومتر مقادیر میدان قویتر بوده و محاسبات بعدی در همین طول موج و پتانسیل شیمیایی انجام خواهد شد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



حسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر مدولاسیون فازی با استفاده از روش تصویربرداری تداخلی راضیه سادات منور'،عزالدین مهاجرانی'،محمد محمدی مسعودی۲،حسین مهرزاد'

^۱آزمایشگاه فوتونیک مواد آلی و پلیمرها، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران،

ايران

^۲ آزمایشگاه نانوبیوفوتونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله، یک حسگر تداخل سنج تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر مدولاسیون فازی طراحی شـده اسـت. تـداخل فازی دو قطبش s و q ، به ترتیب به عنوان قطبش کاوشگر و قطبش مرجع، مبنای چیدمان اپتیکی در این کار است. تغییرات فازی در بازتاب از سطح فلزات در شرایط تشدید پلاسمونیکی مبنای تغییرات ضریب شکسـت مـاده دی الکتریـک اسـت. بـرای مـاده دی الکتریک از محلول ترکیب آب و اتانول در غلظت های مختلف، استفاده شده است. از مزایای این روش می توان به حساسیت بـالا و عدم نیاز به موتورهای جابجاگر مکانیکی و طیف سنج اشاره کرد.

كليد واژه- پلاسمونيك، تداخلسنج، تشديد پلاسمون سطحي

Surface plasmon resonance sensor based on phase modulation using interference imaging method

Razieh Sadat Monavar¹, Ezeddin Mohajerani¹, Mohammad Mohammadimasoudi², Hossein Mehrzad¹

¹POMP Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran ²Nano-bio-photonics Laboratory, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, Tehran, Iran

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, a surface plasmon resonance (SPR) interferometer sensor is designed based on phase modulation. Phase interfereometery between s and p polarizations, as a probe and reference, is the basise of this optical set up. This sensor is able to detect interference phase shifts due to refractive index changes. This system is considered as a high sensitivity refractive index sensor, which is cheap and does not require a mechanical rotation stage or spectrometer.

Keywords: Plasmonic, Interferometer, Surface Plasmon Resonance

مقدمه

يلاسمونيک، مطالعه برهمکنش بين ميدان الکترومغناطیسی و الکترونهای آزاد در فلزات، به خاطر کاربردهای فراوان حائز اهمیت است. از جمله کاربردهای آن میتوان حسگری شیمیایی، زیستی، سلولهای خورشیدی، تصویربرداری با وضوح بالا را نام برد. همچنین خواص اپتیکی شگفت انگیز نانو ساختارهای فلزی از جمله جذب، پراکندگی و افزایش میدان محلی مورد توجه تحقیقات زیادی قرار گرفته است. پلاسمونهای سطحی که نوسان گروهی الکترونهای رسانش در مرز بین مواد با گذردهی الکتریکی مثبت و منفی، معمولاً یک دیالکتریک و فلز، به دو گروه تقسیمبندی میشوند: دسته اول پلاسمون های پلاریتون سطحی یا پلاسمون های سطحی انتشاری و دسته دوم پلاسمون های سطحی جایگزیده، پلاسمون های سطحی که اطراف نانوذره و در یک محل نوسان میکنند، به عبارتی در ساختار زیر طول موج جایگزیده می شوند. تحریک پلاسمون های سطحی توسط تابش الكترومغناطيسي با فركانسي برابر فركانس پلاسمون های سطحی منجر به ایجاد تشدید پلاسمون های سطحی ^۱ (SPR) و در مورد پلاسمونهای سطحی جایگزیده منجر به ایجاد تشدید پلاسمونهای سطحی جایگزیدہ ^۲(LSPR) می شوند [۱].

حسگر نوری یک ابزار جهت شناسایی و آشکارسازی کمیتی از محیط سنجش براساس ایجاد تغییرات در مشخصههای نور فرودی است [۲]. حسگرهای SPR اصولاً براساس هندسه بازتاب کلی تضعیف یافته ^۳ATR

¹ - surface plasmon resonance

² - localized surface plasmon resonance

³ - attenuated total reflection

میباشند. در هندسه ATR، یک فیلم فلزی نازک روی یک سطح منشور لایه نشانی میشود، که محیط حسگری و منشور را از هم جدا میکند. در حسگرهای SPR پلاسمون های سطحی امواج منتشر شونده در مرز مشترک بین فلز-دی الکتریک است. شرایط برانگیختگی پلاسمونیک بسیار وابسته به ضریب شکست محیط دی الکتریک است و با تغییر ضریب شکست شرایط جفت شدگی نور فرودی و پلاسمون سطحی تغییر خواهد یافت و میتوان این تغییرات را به عنوان خروجی حسگر، آشکارسازی نمود. بر همین اساس، میتوان حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی اندرکنش مینماید و آشکارسازی میگردد، به حالتهای زاویه ی نور فرودی، طول موج، شدت، فاز و قطبش طبقه بندی نمود.

در حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی برای بررسی تغییرات ضریب شکست به طور متداول از طیف سنج و یا موتورهای مکانیکی فوق دقیق استفاده می شود که البته علاوه بر گران قیمت بودن، دقت محدودی دارند. در این تحقیق، از دوربین [†]CCD به جای طیف سنج بهره گرفته شده است، که نسبت به طیف سنجها بسیار ارزان تر و در شده است، که نسبت به طیف سنجها بسیار ارزان تر و در فازی ناشی از بازتاب از سطح فلز برای قطبش های ۶ و q است. قطبش ۶ بدون تغییر فاز از سطح فلز بازتاب می شود اما قطبش ۲ دچار تغییر فاز از سطح فلز بازتاب می شود پلاسمونیکی می شود. در تداخل قطبشی بین q و ۶ قطبش ۶ به عنوان مرجع و قطبش q به عنوان قطبش

⁴ - colour camera detector

روش و نتایج آزمایشگاهی

در این تحقیق از روش تصویربرداری تداخلی مبتنی بر مدولاسیون فازی به منظور اندازه گیری جا به جایی فازی تشدید پلاسمونهای سطحی در چیدمان کرشمن استفاده شده است [۳]. ابتدا یک لایه ۴۵ نانومتری از نقره توسط لایه نشانی تبخیری روی یکی از سطوح منشور لایه نشانی شد. سپس از یک کانال به عنوان مخزنی برای بررسی غلظتهای متفاوت از محلول مورد نظر (اتانول) استفاده شد. این کانال روی سطحی از منشور که لایه نشانی انجام شده، قرار گرفته و دارای دو دهانه یورودی و خروجی برای محلول مورد نظر میباشد.



شکل ۱. چیدمان آزمایش: ساختار تشدید پلاسمون سطحی با بهره گیری از پیکربندی کرشمن؛ لیزر (L)، لنز (l)، پلاریزور (P)، منشور متساویالاضلاع (EP)، منشور والستون (WP)، دوربین (CCD)، رایانه (PC)



شکل۲. نمونه از فرانژهای تداخلی واقعی

همینطور که در شکل ۱ مشاهده می شود، تغییر فاز در اثر پلاسمونیک ایجاد شده در نقره لایه نشانی شده روی سطح منشور اتفاق می افتد. در این چیدمان، پرتو لیزر هلیوم-نئون از پلاریزور P1 با زاویه ۴۵ درجه نسبت به صفحه فرودی عبور کرده و بدین ترتیب مؤلفه های قطبیده S و P

تولید میشوند. سپس مؤلفه های قطبیده شده از ساختار تشدید پلاسمون سطحی بازتاب میشوند. حال این پرتو بازتاب شده از منشور والستون عبور کرده و سپس تداخل مؤلفه های S و P قطبیده شده توسط یک لنز به دست آمده، و از پلاریزور P2 با زاویه ۴۵ درجه نسبت به صفحه فرودی عبور میکند. در انتها این تصویر تداخلی توسط دوربین CCD به دست آمده و روی رایانه ثبت میشود. شدت (x) پرتو تداخلی به عنوان تابعی از مختصات x به صورت رابطه زیر بیان میشود [۴]:

 $I(x) = Ip + Is + 2\sqrt{Ip Is} \cos(2\pi \upsilon x + \delta\Delta ps)$ که در این رابطه Ip و Is توزیع شدتی امواج قطبیده شده و P هستند و $\delta \delta ps = \delta p - \delta s$ اختلاف فاز بین آنهاست [۵].



شکل۳. شدتهای تداخلی دو محلول: ۵٪ اتـانول محلـول در آب و آب مقطر

در این آزمایش جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی برای آب مقطر و پنج درصد اتانول محلول در آب، ده درصد اتانول محلول در آب، بیست درصد اتانول محلول در آب و سی درصد اتانول محلول در آب نسبت به جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی هوا به عنوان محیط مرجع مورد بررسی قرار گرفت.



شکل۴. جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی برحسب تابعی از ضرایب شکست غلظتهای مختلف اتانول محلول در آب

در شکل۴ جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی به عنوان تابعی از ضریب شکست غلظتهای متفاوت محلول اتانول در آب نشان داده شده است. به عبارتی وابستگی محلول به ضریب شکست بررسی شده است. همانطور که در شکل قابل مشاهده میباشد، بزرگترین جابهجایی فازی مربوط به غلظت سی درصد اتانول محلول در آب میباشد. این پاسخ غیرخطی در این شکل بیان**گر** تغییر حساسیت حسگر به ازای غلظتهای متفاوت از محلول اتانول در آب میباشد.

بحث و نتيجه گيري

در این پژوهش، تصویربرداری تداخلی با بهره گیری از مدولاسیون فازی برای اندازه گیری شیفت فازی فرانژهای تداخلی مبتنی بر پدیده تشدید پلاسمون سطحی در چیدمان کرشمن انجام شد. این تداخل سنج شامل یک لیزر ۶۳۲/۵ نانومتر، ساختار حسگری تشدید پلاسمون سطحی که مؤلفههای S و P قطبیده شده نور لیزر توسط پلاریزور، از سطح آن بازتاب شده و سپس توسط منشور والستون از هم جدا میشوند. در ادامه با بکارگیری یک پلاریزور و لنز دو مؤلفه جدا شده با یکدیگر ترکیب شده و تداخل آنها روی دوربین CCD قابل رؤیت میباشد.

محلول حسگری شده با جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی همراه است. همچنین با بررسی جابهجایی فرانژهای فازی تداخلی مشاهده شد، حساسیت این حسگر وابسته به ضریب شکست غلظتهای متفاوت از اتانول محلول در آب میباشد. این نتایج نشان میدهد، تداخل سنج تشدید پلاسمونهای سطحی با تشخیص جابهجایی فازی فرانژهای تداخلی به طور ویژه در اندازهگیریهایی که نیازمند به بررسی تغییرات ضریب شکست با حساسیت بالا میباشند، بسیار مفید و کاربردی است. همچنین به علت استفاده از دوربین CCD به جای طیف سنج، این روش حسگری، روشی بسیار ارزانتر و دارای حساسیت بالاتری برای حسگری تغییرات ضریب شکست محلولهای متفاوت میباشد.

مرجعها

[۱] حبیبی مقدم، فاطمه، مهرزاد، حسین، شیرکوند، افشان، مهاجرانی، عزالدین، محمدیمسعودی، محمد، ابرجاذب پلاسمونیک مرئی برپایه نانوجزیره نقره با قابلیت کاربرد زیست حسگری، لیزر در پزشکی، ۱۳۹۸.

[۲] نیکنیازی، آرش، بررسی تجربی حسگرهای زیستی براساس تشدید پلاسمون سطحی، پایان نامه کارشناسی ارشد دانشگاه تبریز، ۱۳۹۴.

[3] E. Kretschmann, H. Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light", Z. Naturforschung, Vol. 23, No. 12, pp. 2135-2136, 1968.
[4] Yu. X. Ding, X. Liu, F. Wei, X. Wang, D. "A surface plasmon resonance interferometer based on spatial phase modulation for protein array detection", Meas. Sci. Technol, Vol. 19, No. 1, pp. 015301, 2007.
[5] R. Kaňok, D. Ciprian, P. Hlubina, "Plasmon Resonance-Based Sensing Utilizing Spatial Phase Modulation in an Imaging Interferometer", sensors, Vol. 20, No. 6, pp. 1616, 2020.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University, Khuzestan, Iran. Feb. 1-3, 2022



حسگر مبتنی بر جاذب کامل پلاسمونی با کمترین وابستگی طیفی به قطبش و زاویه پرتو تابش

زهرا مددی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، تهران، ایران

چکیده- در این مقاله، یک جاذب کامل پلاسمونی با نانوساختار پایه فلز – عایق – فلز مبتنی بر آرایه تناوبی روزنـه ای ارائـه شـده است. طیف جذب ساختار با استفاده از روش عددی تفاضل محدود – حوزه زمان سه بعدی برای تابش عمود پر تو نور موج صفحهای در محدودهی طول موج ۸۵۰ تا ۱۳۰۰ نانومتر محاسبه گردیده است. طبق نتایج به دست آمده، جاذب پیشنهادی نسبت به قطبش نور در تابش عمود حساس نبوده و در هر دو حالت قطبیدگی الکتریکی عرضی (TE) و مغناطیسی عرضی (TM) طیف جذب یکسانی را با دو پیک تشدید (یکی با جذب ۹۰ درصدی و دیگری با جذب تقریبا کامل) در محدودهی طول موجی مذکور ارائه می دهد. همچنین بر اساس شبیه سازیهای انجام شده، طیف جذب با انحراف از تابش عمود (تغییر زاویه تابش از ۲۰ تا۲۰ درجه) تقریبا بـدون تغییـر بر اساس شبیه سازیهای انجام شده، طیف جذب با انحراف از تابش عمود (تغییر زاویه تابش از ۲۰ تا۲۰ درجه) تقریبا بـدون تغییـر بواهد بود. پس از اتمام مدلسازی جاذب، به منظور سنجش قابلیت افزاره بعنوان حسگر ضریب شکست، روزنههای تناوبی سـاختار به وسیله مایعات آنالیت با ضرایب شکست مختلف پر شدند. با افزایش ضریب شکست آنالیت، هر دو پیک تشدید به طول موج های بالاتر جابه جا گردید، که حساسیت (Δλ/Δn) پیکها به تر تیب 103.82 nm/RIU و 103.82 nm/RIU محاسبه شده است.

كليد واژه – جاذب كامل پلاسمونى، غير حساس به قطبش و زاويه تابش، نانوساختار فلز – عايق - فلز.

A plasmonic perfect absorber-based sensor independent of polarization and incident angle

Zahra Madadi

Department of Electrical and Computer Engineering, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran, (madadi_zhr@yahoo.com).

Abstract- In this paper, a plasmonic perfect absorber based on metal-insulator-metal nanostructure with a periodic array of specific apertures in its upper metal layer is proposed. The absorption spectrum of the structure is calculated using the three-dimensional finite difference time domain (3D FDTD) numerical method for the vertical incidence of the plane wave beam in the range of 850 nm to 1300 nm. According to the results, the proposed absorber is not sensitive to the polarization of light in vertical radiation, and in both transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) modes, it offers the same absorption spectrum, in which the two resonance peaks with high absorptions are observed. Simulation data have also shown that the absorption spectrum will remain almost constant with a deviation of the radiation angle from 0 to 20 °. The capability of the device as a sensor of the refractive index of analyte solutions has also been measured. Thus by pouring analytes into the apertures of the structure and increasing their refractive index, the displacement of both resonance peaks to higher wavelengths has been observed. The sensitivities of these two resonance peaks ($\Delta\lambda / \Delta n$) are obtained 103.82 nm /RIU and 189.58 nm/RIU, respectively.

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University, Khuzestan, Iran. Feb. 1-3, 2022.

Keywords: Plasmonic Perfect Absorber, Insensitive to incident angle, Insensitive to polarization, Metal-Insulator-Metal Nanostructure.

1. Introduction

In recent years, plasmonic perfect absorbers based on metal-insulation-metal nanostructures have attracted a lot of attention due to the simplicity of the design and construction processes, and the light confining ability below the diffraction limit using sub-wavelength metal arrays [1]. In these devices, the upper metal layer usually consists of a periodic nanoparticles or nano-apertures array, which is separated by a layer of insulator from a continuous flat metal layer at the bottom of the structure [2]. The thickness bottom metal layer will be considered as higher than the penetration depth of incident wavelengths and, it acts as a perfect mirror [3,4]. The perfect light absorption in specific frequency bands is provided by excitation of the localized surface plasmon resonances (LSPRs) at the interface of the upper metal layer and the insulator layer [5]. Currently, plasmonic perfect absorbers based on tiny windows in the upper metal layer due to good contact between the analyte fluids and the absorber surface are mostly used in sensor applications [6]. In this paper, a nanoscale Au-MgF₂-Au structure based on a periodic aperture array is proposed as a perfect absorber whose absorption spectrum in vertical radiation is independent of polarization, and with the deviation of the vertical radiation with a tolerance of 20 degrees, it still achieves full absorption and an almost constant spectrum. For the sensing process, analyte fluids are poured into the apertures of structure. In the following, in sections 2,3, and 4, the absorber structure design, the simulation results, and the research conclusion are presented, respectively.

2. Absorber Structure Design

The unit cell of the proposed perfect absorber structure is shown in Fig. 1. In this design, a layer of gold with a thickness greater than the penetration depth of the incident wavelength range is placed as the full reflector at the lowest level of the structure and is separated from the other gold layer with a periodic array of apertures on top of the structure by a magnesium fluoride (MgF₂) insulation spacer layer. The thickness of these three layers from bottom to top is $t_1=150$ nm, $t_2=30$ nm, and $t_3=30$ nm, respectively. The periodicity of the unit cell is also considered in the direction of x and y Px=Py=550 nm.



Fig. 1: The unit cell of absorber structure:

(a) The 3D view, (b) The 2D top view.

In the upper gold layer of the structure, a ringshaped groove is drilled to a depth of $t_3=30$ nm with internal and external radii of 120 and 180 nm, respectively, in which there are four goldfilled gaps with a distance of 4 nm in the x and y direction of this ring. There are also four rectangular holes with a length and width of $W_2=60$ and $W_1=40$ nm and a depth of $t_3=30$ nm on the sides of x and y and at a distance of 20 nm from the four gaps. The dielectric constant of gold in the incident spectral range is described by the Drude model [7]. The refractive index of the MgF_2 is defined from Ref [8]. If this absorber structure is to be used as a refractive index sensor, analyte liquids (such as watersoluble glucose) are poured into the grooves and holes of the upper gold layer. In the modelling process using the 3D Finite-Difference Time-Domain (FDTD) numerical method, the simulation environment is limited from the upward and downward directions in z to the boundary condition of the perfectly match layer (PML), and in the x and y directions are limited by the periodic boundary condition.

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University, Khuzestan, Iran. Feb. 1-3, 2022.

3. Simulation Results

In this step, a plane wave of light within 0.85-1.3 µm wavelength range is incited in zdirection and perpendicular to the structure. The Reflection (R) and Transmission (T) spectra of the absorber are obtained in the incident wavelength range and then the Absorption spectrum (A) is calculated from the relation A =1-T-R. Note that the reflection spectrum is the reflected power intensity of the sensor structure, and the transmittance spectrum is completely suppressed by the bottom gold mirror (T=0)[3,4]. The absorption spectra of this absorber for polarization of the electric field of radiation in the x (TE) and y (TM) directions is shown in Figure 2 (a). As can be seen, the absorption spectrum of the proposed structure in the vertical incident is independent of polarization, and in both cases, two resonance peaks are observed at wavelengths of 953.771 nm and 1174.29 nm. In another step, to investigate the tolerance of the absorption spectrum relative to the incident angle, we increase the incident plane wave angle from 0 to 20 degrees with 4-degree steps, which the absorption spectrum obtained in Figure 2(b) is shown. According to the observations, the wavelengths of both resonance peaks are independent of the incident angle, and only the bandwidth of both resonances is slightly increased. It should be noted that, in both Figures 2(a) and 2(b), the refractive index inside the apertures of structure n=1.312 is considered.



Fig. 2: The absorption spectra for;(a)TE and TM modes, (b) different incident angles (0,4,8,12,16,20°).

In order to evaluate the sensing capability of the proposed absorber, analytes with different refractive indices are poured one after the other into the apertures of the structure and the output absorption spectrum is measured for each of them. According to the results obtained in Figure 3, as the analyte refractive index increases, both resonance peaks shift to higher wavelengths. We can calculate the sensitivity of the sensor using relation $S=\Delta\lambda_p/\Delta n$. Where $\Delta\lambda_p$ is the resonance peak shift, and Δn is a refractive index unit (RIU) variations [3,4]. The sensitivity of the first and second resonance peaks were obtained 103.82 nm/RIU, and 189.58 nm/RIU, respectively. The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University, Khuzestan, Iran. Feb. 1-3, 2022.



Fig. 3: The curve of the resonance wavelength versus refractive indices for (a)peak 1 , (b) peak 2.

4. Conclusion

In this paper, a plasmonic perfect absorber based on metal-insulator-metal nanostructure with a periodic array of specific apertures in its upper metal layer has been presented. The absorption spectrum of the structure has been calculated for the vertical incidence of the plane wave beam in the range of 850 nm to 1300 nm. According to the simulations, the proposed absorber is not sensitive to the polarization of light in vertical radiation, and in both TE and TM modes, the two resonance peaks with high absorptions (one 90% and the other complete absorption) have been observed. The absorption spectrum also has been remained almost constant with a deviation of the vertical radiation angle from 0 to 20°.

References

[1] T. Wu, Y. Liu, Z. Yu, Y. Peng, C. Shu, H. Ye, "The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator," OSA, Opt. Express, vol. 22, pp.7669-7677, 2014.

[2] Y. Chu, K. B. Crozier, "Experimental study of the interaction between localized and propagating surface plasmons," Opt Lett, vol. 34, pp. 244-246, 2009.

[3] Z. Madadi, K. Abedi, G. Darvish, M. Khatir, "Refractive Index Sensing by a Narrow-band Perfect Absorber based on Plasmonics Resonances," in Proc.26th ICOP & ICPET, Tehran, Iran, pp.1093-1096, 2020.

[4] Z. Madadi, "Metal-Insulator-Metal based Plasmonic Perfect Absorber as a High-Sensitivity Sensor," in Proc.27 th ICOP & ICPET, Zahedan, Iran, pp.692-695, 2021.

[5] J. Ye, P. V. Dorpe, "Improvement of Figure of Merit for Gold Nanobar Array Plasmonic Sensors," Plasmonics, vol. 6, pp.665-671, 2011.

[6] P. Mandal, "Plasmonic Perfect Absorber for Refractive Index Sensing and SERS," Plasmonics, vol.11, pp.223-229, 2016.

[7] M. A. Ordal, L.L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, C. A. Ward, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared," Appl. Opt, vol. 22, pp.1099-1119, 1983.

[8] E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, 1st ed., Academic Press, Elsevier, pp.5-114, 1997.







سوئیچهای الکترواپتیک کوپلر همراستا با موجبرهای هیبریدی پلاسمونی بر مبنای باریم تیتانات

میلاد زرعی، هادی صوفی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ۵۱۶۶۶۱۶۴۷۱، ایران zmilad3210@gmail.com، h.soofi@tabrizu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، سوئیچ کوپلرهمراستا الکترواپتیک با موجبر هیبریدی پلاسمونی بر مبنای باریم تیتانات طراحی و مدلسازی شده است . باورمان بر این است که با استفاده از باریم تیتانات به جای لیتیوم نیوبات به ولتاژ سو دهی کامل کمتر و با گذر از ساختار پلاسمونی به هیبریدی پلاسمونی به تلفات انتشاری کمتر دستیابی ممکن است. نتایج بدست آمده از مدلسازی های الکتریکی ایستا با کامسول و نوری با Iumerical نشان میدهند که تلفات انتشاری برابر 4B/μ۳ و طول کوپلینگ ۹۳ ۹٫۹ با درصد کوپلینگ % ۷۵ است.

كليد واژه- اثر پاكلز، باريم تيتانات، سوئيچهاي كوپلر همراستا، موجبر هيبريدي پلاسمونيك.

Electro-optic Directional coupler Switches with Hybrid Plasmonic Waveguides Based on Barium Titanate

Milad Zarei, Hadi Soofi

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, 5166616471, Iran <u>zmilad3210@gmail.com</u>, h.soofi@tabrizu.ac.ir

Abstract- Electro-optical directional coupler switch with hybrid plasmonic waveguides based on barium titanate is designed and simulated. we believe with use of barium titanate instead of lithium niobate and hybrid plasmonic instead of plasmonic structure achieving to smaller complete switch voltage and low transmission loses are possible. Results from electro-static and optical simulations from COMSOL and FDTD LUMERICAL shows that loss id 0.084 dB/µm and coupling length is 7.1 µm with coupling factor of 75%.

Keywords: Pockels Effect, Barium Titanate, Directional coupler Switches, Hybrid Waveguides.Plasmonic

مقدمه

امروزه تلاش زیادی به منظور طراحی ادوات الکترواپتیک پهن باند، با مصرف انرژی کم، سازگار با فناوری CMOS و با ابعاد فشرده در حال انجام است. در این بین سوئیچ کوپلرهای هم راستا که یکی از ادوات پایه برای ساخت مدولاتورها، مالتی پلکسرها و ...هستند، از اهمیت زیادی برخوردارند. با این که در دهههای گذشته بسترهای متعددی پیشنهاد شدهاند اما هیچ کدام جواب گوی نیازهای روزافزون سیستم های مخابراتی مدرن نیستند.

سیلیکون به دلیل موجود بودن برشهای تجاری در ابعاد مختلف، ساخت آسان و کم هزینه و سازگاری با فناوری CMOS یکی از مواد مورد استفاده در ساخت سو دهندهها است. این ماده به دلیل داشتن ساختار متقارن مرکزی نمی تواند اثر پاکلز مناسبی از خود نشان دهد. در واقع عمل پیمانهبندی ضریب شکست در سیلیکون ناخالص شده با اثر پلاسما به دلیل تغییر تجمع حامل های آزاد است. به همین دلیل سرعت مدولاسیون محدود است [۱].

ادوات الکتریکی-نوری رابط بین فوتونیک و الکترونیک هستند. سازگاری این ادوات با CMOS و قابلیت مجتمع سازی با آن از اهمیت زیادی برخوردار است. سیلیکون با این که این قابلیت را دارد اما در کنار آن به مادهای نیاز است تا عمل مدولاسیون توسط ضریب پاکلز آن انجام شود. در دهه گذشته بصورت عمده در ساختارهای الکترواپتیک، لیتیوم نیوبات مورد استفاده قرار گرفته است. لیتیوم نیوبات به دلیل مزیتهای متعددی همانند ضریب پاکلز زیاد، حبس مد قوی، شفافیت نوری زیاد و پایداری مکانیکی و شیمیایی عالی [۲] به یکی از پرکاربردترین ماده مورد استفاده در ادوات الکتریکی-نوری تبدیل شده است. اما معایبی همانند طول بر هم کنش زیاد، محدودیت در پهنای باند مدولاسیون و ناسازگاری لیتیوم نیوبات با

CMOS [۳] باعث شده تا تحقیقات برای جایگزین کردن مادهای دیگر ادامه یابد.

پلاسمونی با جایگزین کردن انرژی الکترومغناطیسی با نور که کوچکتر از طول موج نور است، ساخت ادوات نوری خیلی سریع با ابعاد فشرده و حبس مد قوی را فراهم می کند[۴]. پهنای باند زیاد در پلاسمونی ناشی از ثابت زمانی کم به لطف الکترودهای فلزی است. اما به دلیل تلفات زیاد ناشی از فلزات کاربرد پلاسمونی محدود شده است. با این حال می توان از ترکیب هیبریدی پلاسمونی برای بهرمندی از مزیت های عالی آن استفاده کرد.

طراحى و مدلسازى ساختار

ساختار سو دهنده نوری مدل سازی شده شامل دو موجبر نانو وایر استوانهای بیضیوار به ترتیب با شعاع های بزرگ و کوچک nm ۱۵۰ و nm ۱۲۰ است که با فاصله ۴۸۰nm = D (از مرکز یک موجبر تا مرکز دیگری) از یکدیگر جدا شده اند. موجبر روی لایه نازک باریم تیتانات به ضخامت شده اند. موجبر روی لایه نازک باریم تیتانات به ضخامت بر روی لایه سیلیکون به ضخامت ۱۵۰ قرار گرفته است. شکل ۱ ساختار سطح متقاطع کوپلر هم راستا را نشان می دهد.



شكل۱. ساختار سطح متقاطع كوپلر همراستا.

در مدولاتور، نور با طول موج nm ۱۵۵۰ بصورت مساوی به دو موجبر اعمال میشود همچنین با اعمال ولتاژهای مختلف و در نتیجه تغییر ضریب شکست لایه زیر موجبرها می توان نسبت تفکیک نور ورودی به دو موجبر را کنترل کرد. برای مدلسازی حالت الکتریکی ایستا از نرمافزار همانند رابطه (۲) که در مقاله [۱] محاسبه شده است، می توان با انتخاب زاویه $\hat{\phi} = \hat{\phi}$ ضریب پاکلز موثر را بصورت جمع عبارت های $\hat{\phi}_{17}$, r_{77} , r_{77} , r_{77} برابر با ۹۶۰ pm/v بدست آورد که ۳۰ برابر بزرگتر از ضریب پاکلز لیتیوم نیوبات است. البته در این مدل سازی از مقدار ۳۶۰pm/v استفاده شده است که بصورت تجربی برای لایه نازک باریم تیتانات بدست آمده است. [۱]

$$\Delta n = 0.5 \, r n_0^3 E \tag{1}$$

$$r_{eff} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(r_{13} + r_{33} + r_{42}) \tag{(7)}$$

نتايج

به منظور بررسی نحوه کوپلینگ و بدست آوردن طول کوپلینگ در نرمافزار لومریکال FDTD، در حالت بدون اعمال ولتاژ، منبع فقط به یک موجبر اعمال شده است و ثبت کنندههای توان بصورت پشت سرهم در هر موجبر ثبت کنندههای توان بصورت پشت سرهم در هر موجبر بصورت موازی با موجبر دیگر جایگذاری شده اند. شکل ۲ نمودار انتقال توان بهنجار (نرمالیزه) شده را از موجبری به موجبر دیگر نشان می دهد.



شکل ۲. نمودار انتقال توان نرمالیزه شده بر حسب طول ساختار.

از نمودار شکل ۲ مشخص می شود که طول کوپلینگ برابر با μm ۷٫۱ است و ۷۵٪ توان اولیه به موجبر دوم منتقل شده است . همچنین با بررسی مقدار توان منتقل شده از یک موجبر در FDTD lumerical، مقدار تلفات انتشاری برابر با πμ/μm ۰٫۰۸۴ dB/μm، مقدار تلفات انتشاری برابر با معال است. با اعمال منبع موجبرها شاهد تغییر ضریب شکست لایهی زیر موجبرها هستیم. در شکل ۳ میزان تغییر ضریب شکست لایه باریم

کامسول استفاده شده است و ولتاژهای V, GND به دو موجبر اعمال شده است. با توجه به رابطه (۱) که بیانگر اندازه تغییرات ضریب شکست ناشی از اعمال میدان الکتریکی است، مشخص می شود دو پارامتر میدان الکتریکی (E) و ضریب پاکلز (r) تاثیر زیادی روی میزان تغییر ضریب شکست (2n) دارند. در حالت اول، اگر بخواهیم تغییرات ضریب شکست را با میدان الکتریکی افزایش دهیم با دو چالش اساسی افزایش ولتاژ اعمالی و تلفات مواجه خواهیم شد. کاهش بیشتر فاصله بین دو موجبر، نه تنها باعث افزایش تلفات می شود بلکه در فاصلههای کم، پروفایل مدهای مولفه y میدان الکتریکی نوری دو موجبر با هم تداخل می کنند که در نتیجه این اتفاق شرط كوپلينگ ضعيف نقض مي شود. علاوه بر اين، فاصلههای زیاد بین موجبرها باعث افزایش طول کوپلینگ مى شود. بنابراين بايد حدوسطى براى اين فاصله تعيين شود. در حالت دوم، می توان با ثابت نگه داشتن ولتاژ بایاس و فاصله بین موجبرها، با انتخاب مادهای با ضریب پاکلز زیاد تغییرات ضریب شکست را بیشینه کرد. باریم تیتانات با r_{۲۲} = ۱۳۰۰ pm/v برای حالت بدون فشار و با r_{۴۲} = ۷۰۰ pm/v برای حالت با فشار شبکه، دارای بیشترین ضریب پاکلز بین موادی است که تاکنون کشف شدهاند. همچنین به علت امکان رشد همبافته (اپیتکسیال) باریم تیتانات روی سیلیکون و مجتمعسازی آن بصورت یکپارچه با مدارات الکترونیکی کاربرد این ماده فروالکتریک در ادوات الكترواپتيك روز به روز در حال افزايش است. علی رغم این که در عمل دستیابی به این ضرایب در لایه نازک باریم تیتانات رشد داده شده روی بستر سیلیکون بر روی عایق به علت پارامترهایی همانند نقص شبکه، فشار شبکه و اندازه ذرات و وابستگی کیفیت لایه به فرآیند رشد ممکن نیست [۱] اما با چرخاندن موجبر روی باریم تیتانات به نحوی که با محور نوری بلور زاویه ϕ داشته باشد، مى توان مشخصات الكترواپتيك آن را بهبود داد. تیتانات برای ولتاژ ۱۰ ولت نشان داده شده است. با در نظر گرفتن محور Z باریم تیتانات به عنوان محور نوری کریستال، n₀ برابر با ۲٫۲۷ به عنوان ضریب شکست اولیه باریم تیتانات در نظر گرفته شده است. همان طوری که در شکل ۳ مشخص است اندازه تغییرات ضریب شکست با شکل ۳ مشخص است اندازه تغییرات ضریب شکست با زیادی تغییر کرده است. البته بیشترین تغییر ضریب

> شکست در نزدیکی سطح مشترک بین موجبر و باریم تیتانات مشاهده می شود و در فاصلههای دورتر از این سطح، ضریب شکست به مقدار اولیه نزدیک تر می شود.



شکل ۱ شکل ۳. تغییرات ضریب شکست باریم تیتانات با اعمال ولتاژ ۱۰ ولت.

به منظور بررسی مشخصات الکترواپتیک ساختار، ولتاژهای متفاوت به موجبرها اعمال شده اند. شکل ۴ (الف تا د) پروفایل میدان الکتریکی نوری در راستای z را با اعمال ولتاژهای متفاوت نشان می دهد. با اعمال ولتاژ زیاد ۷ ۵۰ دستیابی به عمق مدولاسیون ۸۳٪ امکان پذیر است.

از شکل ۴ می توان گفت برای تفکیک بیشتر توان به ولتاژ بیشتری نیاز است و همچنین از شکل ۴) ج مشخص است، با تغییر قطب الکتریکی ولتاژ اعمالی، توان در موجبر دیگر حبس می شود.



شكل۴. پروفايل z ميدان الكتريكي نوري بااعمال ولتاژهاي متفاوت

نتيجه گيري و بحث

ما کوپلر همراستایی را مدلسازی کردیم که می توان از آن برای سو دهی الکترواپتیک با تلفات MB/µm ۲٫۰۸۴ که خیلی کمتر از ساختار پیشنهاد شده در مقاله [۵] است، استفاده کرد. علی رغم ضریب پاکلز زیاد باریم تیتانات به دلیل تماس کم آن با الکترودها، ضریب شکست فقط در آن ناحیه تماس تغییر می کند. با این حال میتوان از موجبر ریج به جای نانووایر استفاده کرد و با ولتاژهای به مراتب کمتر نیز سو دهی کامل را انجام داد اما در این مقاله به دلیل برقراری تعادل خوب بین تلفات و طول کوپلینگ از موجبر نانووایر استفاده شده است.

مرجعها

[1] Andeas Messner, Stefsn Abel, "Plasmonic Ferroelectric Modulators ", journal of Lightwave Technology,Vol. 37,NO. 2, January 2019.

[2] Weis, R. Gaylord, " Lithium niobate:summery of physical properties and crystal structure ". Appl. Phys. A37, 191-203 (1985).

[3] E. L. Wooten, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communication systems ", IEEE J. sel. Topics Quantum Electron, vol.6, no.1, pp.69-82, 2000.

[4] Viktoria E.Babicheva, Nathaniel Kinsey, " Toward CMOS-compatible nanophotonics: Ultra compact modulators using alternative plasmonic materials ", optics express, 2013.

[5] Martin Thomaschewski, Vladimir A.zenin," Plasmonic monolithic lithium niobate directional coupler switch ", Nature comminiucation, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



محاسبه گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر سلول واحد فراماده برای استفاده در شنل نامرئیساز

امین بازماندگان مغوئی، محمدرضا فروزش فرد و سید محمد باقر ملک حسینی گروه فیزیک دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان، دانشکده علوم پایه، رفسنجان، ایران

a.bazmandegan@stu.vru.ac.ir, m.forouzeshfard@vru.ac.ir, malekhosseini@vru.ac.ir

فرامواد به عنوان مواد مصنوعی ساختهی دست بشر در سالهای اخیر مورد توجه زیادی قرار گرفته است. شنلهای نامرئی ساز بخش مهمی از فرامواد هستند که طراحی سلول واحد آنها موضوع این مقاله است. در این مقاله قصد داریم با استفاده از مشدد حلقوی شکافدار سلول واحدی را طراحی کنیم که برای استفاده در طراحی شنل نامرئی ساز مناسب باشد. با توجه به ویژگی خاص گذردهی الکتریکی و مغناطیسی مورد نیاز در یک شنل نامرئی ساز پس از طراحی سلول واحد، گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر آن با دو روش محا سبه شده است. با استفاده از نتایج هر دو روش که انطباق خوبی با هم دارند ثابت شده است سلول واحد طراحی شده قابلیت استفاده در طراحی شنل نامرئی ساز در مد TE

كليد واژه- سلول واحد فراماده، شنل نامرئيساز، گذردهي الكتريكي و مغناطيسي موثر، مشدد حلقوي شكافدار

Calculating the effective permittivity and permeability of a metamaterial unit cell for applying in invisibility cloak

Amin Bazmandeganmaghoie, Mohammadreza Forouzeshfard, Seyyed Mohammadbagher Malekhosseini

Department of Physics, Faculty of Sciences, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan,

Iran

a.bazmandegan@stu.vru.ac.ir, m.forouzeshfard@vru.ac.ir, malekhosseini@vru.ac.ir

Metamaterials as a man-made artificial material have attracted many interests in recent years. This paper is devoted to design the unit cell of invisibility cloak as a significant part of metamaterial. The proper unit cell for invisibility cloak using split resonator is designed in this paper. We find the effective permittivity and permeability of the designed unit cell based on two methods with respect to required special dielectric permittivity and permeability for invisibility cloak. Finally, using the result extracting from the two methods which are in good agreement, we prove that the design unit cell can be applied as an invisibility cloak unit cell at the operating frequency of 11 GHz.

Keywords: Metamaterial Unit Cell, Invisibility Cloak, Effective Permittivity and Permeability, Split Ring Resonator.

مقدمه

نامرئیسازی یکی از اهداف بشر از قدیم تا به امروزه بوده، با گذشت قرن ها انسان هنوز به دنبال راهی برای تحقق این امر است. در سال۲۰۰۶ ایده ساخت شنل نامرئیساز برای اولین بار به واقعیت تبدیل شد [۱]. فرامواد دستهای از مواد مصنوعی ساختهی دست بشر است. فرا مواد می تواند ترکیب آرایهای از میلهها و حلقههای فلزی باشد. بیشتر پدیدههای الكترومغناطيسي از معادلات ماكسول پيروى مىكنند. معادلات ماكسول مجموعه از معادلات هستند كه ارتباط بین میدانها، منابع و ویژگی های محیطی را بیان میکنند. ویژگیهای الکترومغناطیسی یک ماده توسط دو پارامتر تعیین میشود: گذردهی الکتریکی عو نفوذپذیری مغناطیسی μ . برای دست یافتن به z و μ خاص در یک فراماده باید سلول واحد مناسب را طراحی کنیم [۲]. در این مقاله سلول واحدى را طراحي كردهايم كه مي تواند براي استفاده در شنل نامرئیساز به کار رود و مقایر z و μ آن را محاسبه کردهایم.

شنل نامرئىساز



شکل۱: مسیر حرکت پرتوهای نور در شنل نامرئیساز. الف) نمای دو بعدی از شنل نامرئیساز. ب) نمای سه بعدی.

برای تحقق تجربی فراماده شنل نامرئیساز به گونهای که پرتو نوری مطابق شکل ۱ هسته مرکزی شنل نامرئیساز را دور بزند و بدون نفوذ به هسته با پراکندگی صفر در طرف مقابل از شنل خارج شود باید گذردهی الکتریکی و

مغناطیسی فراماده شنل نامرئیساز در ناحیه پوسته در شکل۱- از روابط زیر پیروی کند [۲].

$$\varepsilon_{r} = \mu_{r} = \frac{r-a}{r}$$

$$\varepsilon_{\theta} = \mu_{\theta} = \frac{r}{r-a}$$

$$\varepsilon_{z} = \mu_{z} = (\frac{b}{b-a})^{r} \cdot \frac{r-a}{r}$$
(1)

تحقق تجربی روابط ریاضی فوق در آزمایشگاه با محدودیت هایی روبرو است [۳]. بنابراین با حفظ شرایط انطباق ضریب شکست در مرزهای شنل، روابط فوق را به شکل جدید به صورت رابطه(۲) بازنویسی میکنند که این موضوع باعث عدول از شنل نامرئیساز کامل میشود، اما تحقق تجربی آن در آزمایشگاه ممکن میشود. روابط(۱) برای قطبش TE (میدان الکتریکی در راستای محور استوانه Z) به صورت زیر تصحیح میشود[۲و۳].

$$\varepsilon_{z} = \left(\frac{b}{b-a}\right)^{r}$$

$$\mu_{r} = \left(\frac{r-a}{r}\right)^{r}$$
(7)

 $\mu_{\theta} = 1$



شکل ۲: ساختار پیشنهادی برای تحقق تجربی شنل نامرئیساز در مد TE با استفاده از ۱۰ لایه استوانه متشکل از تعداد زیادی مشدد حلقوی شکافدار [۴].

با انتخاب مناسب شعاع داخلی(خارجی) شنل a(b) مقدار مولفه های مختلف تانسور گذردهی الکتریکی و مغناطیسی قابل تنظیم خواهد بود بنابراین باید داشته باشیم $1 < z_z$ و قابل تنظیم خواهد بود بنابراین باید داشته اسیم $1 < z_z$ و ساختار لایهای مطابق شکل ۲ متشکل از تعداد زیادی سلول

واحد کنار هم چیده شده پیشنهاد می شود [۴]. سلول واحد ساختار متشکل از یک مشدد حلقوی شکافدار است که در بخش بعد به آن پرداخته می شود.

در این مقاله هدف محاسبه گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر سلول واحد به منظور استفاده در طراحی شنل نامرئیساز میباشد.

سلول واحد فراماده



شکل ۳: طرحواره الف) سه بعدی. ب) دوبعدی سلول واحد پیشنهادی با مشخصات (mm) و $l_{\theta_l} = s(mm).l_z = l_r = 4/6 (mm)$ و W = ./7(mm) با W = ./ $\pi(mm)$ و L = $\pi/s(mm)$ و W = ./7(mm) بنه RO3003 با ضخامت $W_{Ro3003} = ./78mm$ میباشد. ضخامت $t_{copper} = 70\mu m$ میباشد.

اصلی ترین عنصر در طراحی و ساخت شنل نامرئی ساز سلول واحد است. هر سلول واحد دارای ابعاد هندسی و پارامترهای مشخصی می باشد که در شکل ۱–(الف) طرحواره سه بعدی سلول واحد پیشنهادی در این مقاله جهت استفاده در شنل نامرئی ساز را مشاهده می کنید. در شکل ۱–(ب) طرحواره دو بعدی سلول واحد نشان داده شده که اندازه پارامتر g به عنوان پهنای شکاف، I طول و W پنهای نوار مسی در شکل زیر آورده شده است. با تغییر ابعاد سلول واحد مثل I، W و زیر آورده شده است. با تغییر ابعاد سلول واحد مثل W و مقادیر نفوذپذیری مغناطیسی μ و نفوذپذیری الکتریکی g تغییر می کند [۵]. در این مقاله به محاسبه مقادیر g و μ پرداخته می شود، در طراحی شنل های نامرئی ساز مقادیر g و μ موثر سلول واحد بسیار ارزشمند هستند.

شبیه سازی

در این بخش قصد داریم سلول واحد شکل ۱–الف) را با استفاده از نرم افزار CST شبیه سازی کنیم و مقادیر $3 \ e \ \mu$ را برای این سلول واحد بدست آوریم. ساختار مورد مطالعه تحت تابش موج تخت منتشر شونده در جهت X با جهت میدان الکتریکی در راستای محور Z مطابق شکل $4 \ ecl$ $میدان الکتریکی در راستای محور Z مطابق شکل <math>4 \ ecl$ با شکل $4 \ e$ با توجه به طراحی لایه ای بیان شده در شکل ۲ باید مقادیر $1 = \theta \mu \ e$



شکل۴: نمایی از شبیه سازی سلول واحد در نرم افزار CST مشاهده میکنید.

گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر ساختار وابسته به پارامترهای هندسی سلول واحد و شرایط مرزی مسئله تغییر می کند. برای محاسبه تابع گذردهی الکتریکی و مغناطیسی موثر در ساختار سلول واحد روشهای مختلفی وجود دارد که در تمام آنها از پارامترهای پراکندگی (گپارامتر) خروجی از نرم افزار جهت محاسبه گذردهی الکتریکی و مغناطیسی استفاده می شود. در این مقاله ما از دو روش جهت محاسبه گذردهی الکتریکی و مغناطیسی استفاده کردهایم. در روش اول این محاسبه توسط خود نرم افزار CST انجام شده است و نتایج حاصل از آن با روش دوم که از طریق کدنویسی در نرم افزار مقایسه شده است. نتایج حاصل از هر دو روش بدست آمده، مقایسه شده است. نتایج حاصل از هر دو روش انطباق بسیار خوبی با یکدیگر دارد که در اینجا فقط نتایج بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

با تنظیم مناسب ابعاد پارامترهای هندسی سلول واحد پیشنهادی گذردهیهای الکتریکی و مغناطیسی موثر ساختار محاسبه شد. مقادیر گذردهی الکتریکی و مغناطیسی بدست آمده برای ساختار در فرکانس ۱۱*GHz* برای استفاده در طراحی شنل نامرئیساز مناسب است. وجود زیر لایه ارزان و قابل دسترس از جمله مزایای این سلول واحد است.

مراجع

- [1] X. Jiang, Metamaterial, In Tech, 2012.
- [2] W. Cai, V. Shalev, Optical Metamaterial, Springer,2010.
- [3] U. Leonhardt, T. Philbin, Geometry And Light, Dover publication, 2010.
- [4] E. Moghbeli, H. Askari, M. R. Frouzeshfard, "The effect of geometric parameters of a single-gap SRR metamaterial on its electromagnetic properties as a unit cell of interior invisibility cloak in the microwave regime", Optics & Laser Technology, Elsevier, Volume 108, pp. 626-633, 2018.
- [5] B. Kanté, D. Germain, A. de Lustrac, "Experimental demonstration of a nonmagnetic metamaterial cloak at microwave frequencies", Physical Review B, Vol 80, 2009.
- [6] X. chen, et al. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials, Physical Review *E*, Vol 70, 2004.

شکل۵-الف) و ب) به ترتیب قسمت های حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی مربوط به ساختار شکل۲ با شرایط مرزی ذکر شده را نشان میدهد. همچنین شکل۶-الف) و ب) به ترتیب قسمتهای حقیقی و موهومی نفوذپذیری مغناطیسی را نشان میدهد. به طور خاص در فرکانس مغناطیسی را نشان میدهد. به طور خاص در فرکانس مغناطیسی به ترتیب برابر ۱/۱۲ و ۰۹/۸ میباشد. این مقادیر نشان میدهد که سلول واحد پیشنهادی میتواند برای استفاده در طراحی شنل نامرئی ساز با قطبش TE در فرکانس عملکرد ۱۱ GHZ مورد استفاده قرار گیرد.







نتيجه گيرى

سلول واحدی متشکل از مشدد حلقوی شکافدار جهت استفاده در فراماده شنل نامرئی ساز طراحی و پیشنهاد شد.



افزایش حساسیت در حسگرهای فراماده مبتنی بر ضریب شکست در ناحیه فروسرخ

زهرا فرخی. حسن پاکارزاده و مهدی عسکری

zahrafarrokhi.1996@gmail.com, pakarzadeh@sutech.ac.ir, mehdiaskari@kazerunsfu.ac.ir

چکیده- در این مقاله با تغییر هندسه و طرح کلی سلول واحد ساختار حسگر بدون تغییر مقادیر پارامترها، میزان حساسیت در حسگر فراماده مبتنی بر ضریب شکست معرفی شده در ناحیه فروسرخ افزایش یافتهاست. حسگرهای فروسرخ مبتنی برفراماده به دلیل سهولت ساخت و کاربردهای مختلف توجه زیادی را به خود جلب کردهاند. با مطالعه عملکرد حسگرهای فراماده نشان داده شده است که حساسیت حسگرها را میتوان با استفاده از فرامواد تا حد زیادی افزایش داد. در طراحی حسگر از ساختار فرامادهای با سلولهای واحد متشکل از دو لایه نقره استفاده شده است به طوری که لایه اول از دو نانو میله فلزی و دو نانو صفحه تشکیل شده است و لایه دوم شامل یک صفحه نقرهای یکنواخت است که ساختار به عنوان یک جاذب تشدیدی کامل عمل میکند. همچنین بسامد تشدید آن به شدت به ضریب شکست محیط بستگی دارد و نتایج نشان میدهد که با تغییر هندسه ساختار میتوان به حساسیت بالاتری دست یافت. حساسیت اولیه ساختار حسگر TYT۰nm/RIU ، در حالی که با تغییر هندسه و حذف برخی از لایهها، میتوان حساسیت نهایی را تا لاتی افزایش داد.

Sensitivity enhancement in refractive index based metamaterial sensors in infrared region

Farrokhi, Zahra; Pakarzadeh, Hassan; Askari, Mehdi

zahrafarrokhi.1996@gmail.com, pakarzadeh@sutech.ac.ir, mehdiaskari@kazerunsfu.ac.ir

Abstract – In this paper, by changing the geometry and design of the unit cell of the sensor structure without changing the values of the parameters, the sensitivity of the metamaterial sensor based on the refractive index introduced in the infrared region is increased. Metamaterial-based infrared sensors have attracted a lot of attention due to their ease of fabrication and various applications. By studying the performance of metamaterial sensors, it is shown that the sensitivity of sensors can be greatly increased using metamaterials. In the sensor design, a metamaterial structure with unit cells consisting of two layers of silver is used so that the first layer consists of two metal nano-rods and two nano-plates while the second layer includes a uniform silver plate such that the structure acts as a perfect resonant absorber. Moreover, its resonance frequency strongly depends on the refractive index of the environment, and the results show that by changing the geometry of the structure, a higher sensitivity can be achieved. The initial sensitivity of the sensor structure was 2720 nm / RIU while by changing the geometry and eliminating some layers, the final sensitivity can be increased to 4077.2 nm/RIU.

Keywords: Sensor. Metamaterials. Sensitivity. Infrared.

مقدمه

تابش فروسرخ بخشى از طيف الكترومغناطيس است كه ساختار چشم انسان قادر به تشخیص یا دیدن آن نیست[۱]. امواج فروسرخ معمولاً دارای طولموجهایی بین ۰/۷۵ تا ۱۰۰۰ میکرومتر هستند[۲]. برای حسگر از تعاریف و اصطلاحات مختلفی استفاده می شود که بستگی به زمینه کاربرد دارد. به-طورکلی حسگر، یک وسیله الکتریکی است که تغییرات فیزیکی یا شیمیایی را اندازه گیری می کند و آنرا به سیگنال الکتریکی تبدیل مینماید. اخیرا یک رده جدیدی از حسگرها براساس فرامواد توسعه يافتهاند كه به خاطر حساسيت بالا، ساخت آسان وكاربرى ساده توجهاتزيادى را به خود جلب كردهاند[-۵].فرامواد، مواد مصنوعی معمولا تشدیدی با سلولهای واحد کوچکتر ازطولموج تابش الکترومغناطیسی و دارای خصوصیاتی بىنظير به نسبت مواد طبيعى هستند [8]. سازوكارعملكرد اين-حسگرها در حقیقت براساس تابش، بازتاب و بسامد تشدیدی ساختارفرامواد است که این موارد خود به گذردهی الکتریکی یا -، تراوایی مغناطیسی یا μ و ضریب شکست عناصر سازنده آن ϵ هابستگی دارد. با جایگذاری یک نمونه ماده که در آن فرآیند حسگری در حال انجام است، در یک محیط مناسب درمجاورت ساختار فرامواد، بسامدتشدید به دلیل ضریب شکست مختص ماده تغيير مىيابد. اين تغيير مىتواند براى كشف طبيعت آن ماده استفاده شود. این نوع از حسگرها به عنوان حسگرهای بر پایه ضریب شکست شناخته می شوند [۷]. عسکری و همکاران یک حسگر فراماده برای ناحیه فروسرخ طراحی کردند. در بخش اول چگونگی طراحی حسگر و مشخصات هندسی آن بیان شده سپس در بخش دوم با تغییر ابعاد ساختار و هندسه حسگر معرفی شده، میزان افزایش حساسیت حسگر بررسی می شود [۷].

طراحی حسگر و مشخصات هندسی آن

شکل ۱ سلول واحد ساختار آشکارساز طراحی شده را نشان می دهد . حسگر طراحی شده حساسیت نسبتا بالا دارد. حساسیت یک حسگر به صورت تغییر در بسامد تشدیدی (طول موج) به ازای یک واحد تغییر در ضریب شکست محیط دربرگیرنده تعریف میشود مقادیر حساسیت با افزایش ضریب شکست به آرامی میشود مقادیر حساسیت با افزایش ضریب شکست به آرامی کاهش مییابد. مقدار میانگین۲۹۳/۳۱۳ ۲۵۳۶ وحداکثر مقدار کاهش مییابد. مقدار میانگین ۹۴۰ nm/RIU وحداکثر مقدار واحد ازدو لایه فلزی موازی ساخته شدهاند که توسط یک لایه

حایل (بافر) از جنس شیشه که فاصله ی بین لایه اول و لایه دوم است که در شکل ۱ با g'نشان داده شده است.. اولین لایه بالای لایه حایل و روی صفحه xy قرار داشته و شامل چهار عنصر فلزی شامل دو میله کوتاه و کوچک و دو ورقه مخصوص است که همگی ضخامتی معادل mr ۳۰ m t و mr ۳۰ g دارند. میلههای کوتاه در راستای محور x قرار داشته و طولی برابر با میلههای کوتاه در راستای محور x قرار داشته و طولی برابر با مدههای کوتاه در راستای محور x قرار داشته و طولی برابر با مدههای کوتاه در راستای محور x قرار داشته و طولی برابر با مده و عرض معادل mr ۳۰ m ی دارند. ورقههای فلزی شده و عرض آنها در راستای این محور معادل mm e در راستای محور x قرار مادل این محور معادل nm x



شکل۱: طرح یک نمونه حسگر بر پایه فرامواد درناحیه فرو سرخ پارامترها دراین شکل پارامترها بدین صورت می باشد: py =۶۰۰ nm، px =۲۵۰ nm $[\gamma] \mathbf{w} = \gamma \cdot \mathbf{nm}, \mathbf{t} = \gamma \cdot \mathbf{nm}, \mathbf{g'} = \gamma \cdot \mathbf{nm}, \mathbf{g} = \gamma \cdot \mathbf{nm}, \mathbf{l} = \gamma \diamond \cdot \mathbf{nm},$ فاصله بین دو میله فلزی و نیز بین هرمیله و ورقه مجاور آن g = ۳۰nm است. دومین لایه که زیر لایه حایل قرار می گیرد، از یک ورقه فلزی همگن ساخته شده و عمود بر محور z جایگذاری شده است. ضخامت اینورقه w = ۳۰ nm و عرض آن در راستای محورهای x و y به ترتیب۲۵۰ و ۶۰۰ نانومتر است. این ورقه فلزی بر روی یک شیشه با گذردهی الکتریکی ۲/۱۵ و ضخامت ۸۰ نانومتر دارد در صفحه xy دوره ای و متناوب است، اما در راستای محور z تک لایه میباشد. ابعاد سلول واحد در طول دو محور x و y به ترتیب ۲۵۰ و ۶۰۰ نانومتر است. در حل های عددی، ما با استفاده از مجموعه نرمافزار CST microwave studio، و یک عنصر فلز نقره برای تمام اجزای فلزی استفاده کرده و از مدل الکترون آزاد درود برای گذردهی الكتريكي آن؛ كه در آن € گذردهي الكتريكي، ۞ بسامد زاويهاي، بسامد پلاسمایی و γ ضریب میرایی است $[\gamma]$.

$$\epsilon(\omega) = 1 - rac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}$$
 (۱)
درشبیه سازیها مقدار بسامد پلاسمایی و ضریب میرایی

 0 میباشد. برای در 0 ${}$

افزایش حساسیت حسگر فروسرخ مبتنی بر فراماده

در ادامه تلاش می شود با ایجاد تغییراتی در ابعاد و هندسه ساختار، حساسیت حسگر شکل ۱ از مقدار محاسبه شده (۲۷۲۰nm/RIU) افزایش یابد. برای افزایش حساسیت حسگر، با ایجاد تغییراتی در ساختار حسگر اصلی ، حسگرهای جدیدی طراحی می گردد. بدین صورت که ابتدا لایه فلزی یکنواخت (که نقش آینه ای دارد) و زیر لایه اصلی حذف می شود(در این حالت، لایه حایل نقش زیر لایه جدید را دارد)، سپس با ایجاد تغییراتی در لایه بالایی، حسگرهای جدید ایجاد می شود. برای هر کدام از ساختارهای جدید، نمودارهای بازتاب، جذب و عبور آن ها رسم شده و سپس مقادیر حساسیت محاسبه می شود، که این مقادیر که به صورت خلاصه در جدول ۱ آورده شده است. میزان

$$S = \frac{\Delta \lambda}{\Delta n} \tag{(1)}$$

طبق جدول ۱ بهترین طرح برای ساختار حسگر مورد ۳ است که در مورد این طرح از ساختار توضیحات کاملی ارائه می شود. در این طرح، مطابق شکل ۲ در صفحات فلزی لایه اول ساختار حسگر، دو حفرهی میله ای افقی خالی می شود که در مرحله بعد در آن ماده نمونه ریخته می شود. هم چنین یکی از دو انتهای دو

میله فلزی وسط ساختار را به کمک میلهای از فلز بهم متصل میکنیم، به گونهای که در بین صفحات فلزی شکلی شبیه pi به دست میآید، سپس در فضاهای خالی همین لایه و در بین فلزات، ماده نمونه را قرار میدهیم و نمودارهای بازتاب، عبور و جذب را رسم میکنیم.

جدول ا: مقادیر حساسیت و بسامد تشدید برای طرحهای مختلف ساختار







برای رسم نمودارهای بازتاب، عبور و جذب چون دو نمونه داریم، دوبار شبیهسازی را انجام میدهیم و سپس نمودار مربوط به

پارامتر S (پارامتر پراکندگی رفتار الکتریکی خطی را در شرایط مانا توصیف میکند) از برنامه خارج و وارد کد متلب مربوطه میکنیم، تا از روابط بین بسامد و پارامتر S به نمودارهای عبور، جذب و بازتاب نمونه ها برسیم، برای رسم نموداربازتاب از S11 استفاده میکنیم. در شکل۳ نمودارهای بازتاب، عبور و جذب برای طرح ساختار حسگر شکل۲ آورده شدهاست.



شکل ۳: نمودارهای (الف)بازتاب، (ب)عبور (ج)وجذب ساختارحسگر به-صورت عدد پی در نمونه و میلههای افقی در صفحات.

در بین۳ ساختار حسگر طراحی شده همان طور که در جدول ۱ مشاهده می شود بیشترین میزان حساسیت مربوط به مورد سوم و برابر با ۱۱۶۳/۳ nm/RIU است که برای ۹ ضریب شکست از ۱/۳۴ تا ۱/۴۲ نمودار بازتاب بر حسب بسامد رسم شده است و سپس برای برای هردو ضریب شکست پیاپی حساسیت محاسبه شده تا بیشترین مقدار حساسیت به دست آید. ماده های انتخابی شده تا بیشترین مقدار حساسیت به دست آید. ماده های انتخابی آزمایشی بوده و فقط هدف این بوده است که ضریب شکست به-آزمایشی بوده و فقط هدف این بوده است که ضریب شکست به-مورت پلکانی با پله های ۱۰/۰ تغییر کند، و با تغییر بسامد تشدید حساسیت محاسبه شود. بیشترین حساسیت مربوط به دوماده ی با ضریب شکستهای ۱/۳۷ و ۱/۳۶ است که مقدار حساسیت برابر با ۱/۳۷/۲nm/RIU است که مقدار حسب بسامد در شکل ۴ نشان داده شده است مشاهده می گردد که بسامدهای تشدیدی در ناحیه فروسرخ نزدیک قرار دارند.

۲۵۸/۹ THz میباشد و محدوده بسامدی در نظر گرفته شده ۲۱۴-۴۰۰ تراهرتز میباشد.



شکل۴: نمودار بازتاب برحسب بسامد برای ساختارحسگر بهصورت عدد پی در نمونه و میلههای افقی در صفحات.(ساختار شماره ۳ در جدول ۱)

نتيجهگيرى

در این مقاله با تغییر هندسه و طرحهای مختلف سلول واحد در حسگرهای فروسرخ حساسیت را به دست آوردیم که بهترین میزان حساسیت برای ساختار بهصورت عدد پی در نمونه و میله-های افقی درصفحات به دست آمد(شکل۲). میزان حساسیت از۲۷۲۰nm/RIU به ۴۰۷۷/۲ nm/RIU افزایش یافت.

مراجع

[1] H.N.E. Jafarzadeh, S. Salamaat, Z. Rezvani, and M. Behrouz, "Determination of Near Infrared Radiation (IR-A) at work unit in one of the Iran steel industries", Iran. J. Public Health, Vol. 2, pp. 170-177, 2009.

[2] F. Niklaus, C. Vieider, and H. Jakobsen, "MEMSbased uncooled infrared bolometer arrays: a review", SPIE ,Vol. 6836, pp. 68360(1-15),2008.

[3] T. Chen, S. Li, and H. Sun; "Metamaterials application in sensing "; Sensors Nol. 12, pp. 2742-2765,2012.

[4] Y. Lee, S.J. Kim, H. Park and B. Lee; "Metamaterials and metasurfaces for sensor applications"; Sensors, Vol. 17, pp.1726,2017.

[5] A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, V.A.P Robert Pollard and A. V. Zayats; "Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing"; Nature materials Vol. 8, pp. 867-871,2009.

[6] J.B. Pendry, D. Schurig, and D.R Smith; "Controlling electromagnetic fields"; science, Vol. 312, pp. 1780-1782,2006.

[7] M. Askari, and M. V. Hosseini; ""Infrared metamaterial refractive-index-based sensor" *JOSA B* 37, Vol. 9, pp. 2712-2718,2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.

۱۴-۰۲ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و شبیهسازی حسگر گلوگز مبتنی بر رزونانسپلاسمونهای سطحی با فیبر نوری

عبدالله عليزاده*'، رضا اعلايي قراوانلو

^{۱،۲} گروه مهندسی برق، دانشگاه بناب، بناب، ^{۱،۲}

چکیده – در این مقاله حسگر گلوکوز مبتنی بر فیبر نوری طراحی و شبیه سازی شده است. ساختار حسگر متشکل از فیبر نوری تک مد بوده که قسمتی از آن صیقل داده شده ا ست تا شکل سطح مقطع ب صورت D دربیاید و با لایه فلزی پو شانده شده ا ست. در نمونه هایی که از فلزات طلا یا نقره استفاده شده ا ست تا شکل سطح مقطع ب صورت D دربیاید و با لایه فلزی پو شانده شده ا ست. در پروتئین ها و سایر مولکول های حیاتی اغلب در ناحیه IR انجام می شود. برای انتقال فرکانس رزونانس پلا سمون ها در ناحیه مرئی قرار میگیرد. اندازه گیری اکسید قلع – ایندیم یا (Jim time oxide) حیاتی اغلب در ناحیه ITO انجام می شود. برای انتقال فرکانس رزونانس پلا سمون ها به ناحیه IR، از می شود که باعث افزایش حساسیت حسگر می شود. نتایج حاصل از شبیه سازی با روش FEM نشان می دهد که اگر در هر دو طرف لایه TTO، گرافن گذاشته شود، حساسیت حداکثر شده و مقدار P۵۰۰ می ۶۵۰۰ می و ۲۵۰۰ می آید.

کلید واژه- پلاسمونهای سطحی، تلفات، حساسیت، حسگر، گرافن، گلوکز.

Design and simulation of glucose sensor based on SPR in optical fiber

Abdollah Alizade^{*1}, Reza Alaie Qaravanlu²

^{1,2} Department of Electrical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

alizadeh@ubonab.ac.ir¹, reza13730906@gmail.com²

Abstract- In this paper, a fiber optic based glucose sensor is designed and simulated. The structure of the biosensor consists of a single-mode optical fiber, with D shaped cross section, and coated by metal. When gold or silver used as metal layer, Plasmon resonant frequencies will be in the visible spectrum. Proteins and other biomolecules usually are measured in the IR region. To move plasmon resonant frequency to IR region, Indium Tin Oxside (ITO) is used such as metal layer. By introducing two graphene layer on the both side of ITO, performance of the sensor has been improved. The results of FEM simulation shows the sensitivity is 6500 nm / RIU.

Keywords: Biosensors, local surface plasmons, losses, sensitivity, graphene, glucose.

مقدمه

در طول دهههای گذشته، انواع مختلفی از حسگرهای مبتنی بر فیبر نوری بر اساس رزونانس پلاسمونهای سطحی ارائه شده است[1]. پلاسمونهای سطحی، نوسان دسته جمعی الکترونهای آزاد فلزات در مرز مشترک با عایقها است که در اثر تحریک نوری بوجود میآیند[7]. پلاسمونهای سطحی باعث افزایش میدانهای محلی در مرز شده که میتوان از آنها در کاربردهای مختلف از جمله: سلولهای خورشیدی، فیلترها و سوئیچهای نوری[۳]، آشکارسازهای نوری، گیتهای منطقی نوری و حسگرهای نوری بهره جست. همچنین از طریق اندازه گیری ضریب شکست، میتوان مواد شیمیایی مختلف و همچنین چندین پارامتر مختلف فیزیکی و بیولوژیکی را تشخیص داد. طی سالهای گذشته، حسگر مبتنی بر رزونانس پلاسمونهای سحطی با فیبر چند مد ، تک مد و قطبیده شده که با یک

ساختار اصلی حسگر

شماتیک حسگر طراحی شده در شکل ۱، نشان داده شده است. ساختار نسور متشکل از فیبر نوری تک مد بوده که قسمتی از آن صیقل داده شده تا سطح مقطع ان به شکل D رو به پایین دربیاید. از دو لایه گرافن در زیر و روی ITO بعنوان لایه فلزی استفاده شده است و آنالیت مورد سنجش بر بالای این لایه ها قرار می گیرد. قطر مغزی فیبر که با بر بالای این لایه ها قرار می گیرد. قطر مغزی فیبر که با (clad) نشان داده شده، ۸/۲ میکرومتر و قطر غلاف(clad)، ملک میکرومتر در نظر گرفته شده است. سطح صیقل داده شده ۲۵/۰ میکرومتر از ناحیه مغزی فاصله دارد. عملکرد مسگر در محیط نرمافزار COMSOL شبیه سازی شده است. در این مقاله حالتهای مختلف قرارگیری گرافن بر

روی ITO، زیرITO ، و در هر دو طرف آن بررسی و نتایج مورد نظر ارایه میشود.



شکل ۱: شماتیک حسگر مبتنی بر فیبرنوری D-شکل [۱].

حالت اول: قرار گیری گرافن بر روی ITO

در شکل ۲، سطح مقطع حسگر نشان داده شده که در آن تمامی لایههای مورد استفاده مشهود است. در حسگر ۵ لایه تشکیل خواهد شد که به ترتیب از پایین به بالا، مغزی، اکسید سیلیکون، لایه OTI، گرافن و آنالیت هستند. اگر مطابق شکل ۲، یک لایه گرافن بر روی ITO، استفاده شود، تلفات و ضریب شکست موثر برای ساختار شکل ۲ مطابق نمودار شکل ۳ بدست میآید.



شکل۲: شماتیک لایههای مختلف حسگر در حالت اول.

بالاترین میزان تلفات بدست آمده حدود (dB/cm) ۳۰۰ است که در طولموج ۱۶۵۰ نانومتر اتفاق افتاده است. در این طولموج شاهد برخورد دو ضریب شکست موثر مغزی و SPP هستیم. همان طور که از شکل ۳ معلوم میشود، در طول موج هایی پایین تر از رزونانس، ضریب شکست پلاسمونی(خط چین قرمز) بیشتر است و مد پلاسمونی حاکم میباشد. در طول موج های بزرگتر از طول موج رزونانس، ضریب شکست مغزی (خط سیاه ممتد) بیشتر است.

از ضریب شکست موثر پلاسمونی است و مد انتشار حاکم، مد حبس شده در مغزی می باشد.



شکل ۳: میزان تلفات و ضریب شکست موثر بر حسب طولموج برای ضریب شکست آنالیت ۱٫۳۳ .

به منظور ارزیابی ومقایسه عمکلرد حسگر، از پارامتر حساسیت استفاده میکنند که بصورت زیر تعریف می شود:

$$S_{\lambda}(\lambda)(nm/RIU) = \partial \lambda_{res} / \partial n_{a}$$
 (1)

که S، حساسیت، λ_{res} ، طول موج رزونانس، و n_a ، ضریب شکست آنالیت میباشند. ضریب شکست آنالیت (گلوکز حل شده در آب خالص) به غلظت گلوکز وابسته است، این وابستگی علاوه بر غلظت گلوکز به دما نیز وجود دارد. در این تحقیق دما را ثابت و وابستگی ضریب شکست آنالیت به غلظت گلوکز با رابطه ۲ در نظر گرفته شده است [۵].

 $n(p) = 1.3325 + 1.411e^{-3}p + 0.51088e^{-5}p \qquad (\Upsilon)$

در رابطه ۲، p غلظت گلوکز و n ضریب شکست آنالیت میباشد. بیشترین حسایت بدست آمده در آرایش فوق، برابر (nm/RIU) ۵۵۰۰ بدست آمد. در شکل ۴، نمودار انعکاس بر حسب زاویه فرودی به ازای آنالیتهای مختلف، رسم شده است. طول موج نور تابشی ۱۵۵۰ نانومتر در نظر گرفته شده و همانطور که دیده میشود، میزان انعکاس با تغییر زاویه فرودی تغییر یافته و در یک زاویه ای خاص مقدار آن به صفر میرسد (زاویه بروستر). در این زاویه هیچ مولفه انعکاس

نداریم و تمام نور فرودی صرف تحریک پلاسمونهای سطحی شده است. مطابق شکل ۴، با تغییر ضریب شکست، زاویه بروستر تغییر می کند. برای آنالیت با ضریب شکست ۱/۳۳، ۱/۳۴ درجه و برای ضریب شکست ۱/۳۵ درجه



شکل ۴: نمودار میزان انعکاس برحسب زاویه فرودی برحسب درجه.

حالت دوم) قرارگیری لایه گرافن در زیر ITO

شکل ۵، شماتیک و تلفات و ضرایب شکست موثر، و شکل ۶ تغییرات زاویه بروستر را برای این حالت را نشان میدهند.



شکل ۵: شماتیک حالت دوم به همراه نمودار تلفات و ضریب شکست موثر برای مدهای مغزی و SPP به ازای ضریب شکست آنالیت ۱٫۳۳



شکل ۴: نمودار میزان انعکاس برحسب زاویه فرودی برحسب درجه.

برای آنالیت با ضریب شکست ۱/۳۳، مقدار تلفات بدست آمده حدود (dB/cm) ۴۵۰ بوده که در طول موج ۱۶۴۵ نانومتر اتفاق افتاده است. بالاترین حسایت بدست آمده (nm/RIU) ۶۰۰۰ است که نسبت به حالتی که گرافن بر روی ITO قرار داشت (nm/RIU) ۵۰۰ افزایش داشته است.

حالت سوم) گرافن در دو طرف ITO

موقعی که گرافن در زیر و بر روی ITO قرار گرفته باشد، نتایج با دو حالت قبلی متفاوت خواهد بود. در شکل ۷، ساختار لایه ها، نمودار تلفات، ضرایب شکست موثر و پروفایل توزیع میدان نشان داده شده است.



شکل ۷: شماتیک حالت سوم به همراه نمودار تلفات و ضریب شکست موثر برای مدهای مغزی و SPP به ازای ضریب شکست آنالیت ۱٫۳۳.

درضریب شکست آنالیت برابر با ۱/۳۳، مقدار تلفات بدست آمده حدود (dB/cm) ۳۰۰ بوده که در طول موج ۱۶۴۵ نانومتر اتفاق افتاده است. در شکل ۸، نمودار انعکاس برحسب زاویه فرودی به ازای آنالیتهای مختلف، برای حالت سوم رسم شده است.



شکل ۸: نمودار میزان انعکاس به ازای ضرایب شکست مختلف آنالیت برحسب زاویه تابش

مقایسه و نتیجه گیری

حساسیت محاسبه شده در فرمول ۱، برای همه حالت ها برای دو ضریب شکست متفاوت در شکل ۹، نشان داده شده است. همانطور که دیده می شود، در صورتی که گرافن در زیر ITO و بر روی آن قرار گرفته باشد، بیشترین حساسیت را شاهد خواهیم بود که در ضریب شکست ۱/۳۴، به مقدار را شاهد خواهیم بود که در ضریب شکست ۱/۳۴، به مقدار (nm/RIU)



شکل ۹: مقایسه میزان حساسیت حسگر در سه حالت

نتایج حاصل از شبیهسازی حسگر آشکارساز سطح گلوکز مبتنی بر فیبر نوری D- شکل، نشان میدهد که در صورت استفاده از گرافن در هر دو طرف ITO به دلیل تحریک پلاسمونهای سطحی و تقویت میدان الکتریکی، عملکرد حسگر بهبود یافته و حساسیت آن افزایش مییابد.

مرجعها

- Kim, H. et all. "Localized surface plasmon resonance biosensor using nanopatterned gold particles on the surface of an optical fiber", Sensors and Actuators B: Chemical, 280, 183-191,2019
- [2] Nicoletti, O et all. "Three-dimensional imaging of localized surface plasmon resonances of metal nanoparticles." Nature, 502(7469), 80-84. 2013.
- [3] Wang, A. "Mid-infrared plasmonic multispectral filters", Scientific reports, 8(1), 1-7, 2018
- [4] Nasirifar, R., et all. "Dual channel optical fiber refractive index sensor based on surface plasmon resonance. Optik, 186, 194-204, 2019
- [5] Carl F. et all. "Refractive Indices and Densities of Aqueous Solutions of Invert Sugar", National Bureau of Standards Monograph 64, June 7, 1963






اندازه گیری ضریب شکست و ضخامت لایه نازک MgF₂ بر روی بستر BK7 به روش بیضی سنجی نول

مسعود کاوش تهرانی، آصف عبدالهادی، علی کیانی

مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

m_kavosh@mut-es.ac.ir, assefabdalhade@gmail.com, kiani2231@gmail.com

چکیده –در این تحقیق بااستفاده از چیدمان آزمایشگاهی بیضی سنجی نول ضریب شکست و ضخامت لایه MgF₂ بـر روی بسـتر BK7 اندازه گیری شده است. در این چیدمان با تابش نور لیزر هلیوم نئون تحت زوایای ۴۵، ۵۰ و ۵۵ درجه به نمونه ضریب شکست و ضخامت لایه MgF₂ توسط برنامه نوشته شده در نرم افزار متلب تعیین گردیده است. نتایج به دست آمده با نتایج واقعـی تطـابق خوبی نشان می دهد

کلید واژه- بیضی سنجی نول، ضریب شکست، لایه نازک

Measurement of refractive index and thickness of MgF₂ thin film on BK7 substrate by null ellipsometry

Masoud Kavosh Tehrani, Assef Abdalhade, Ali kiani

Faculty of applied science, Malek ashtar University of Technology

m_kavosh@mut-es.ac.ir, assefabdalhade@gmail.com, kiani2231@gmail.com

Abstract- In this paper, the refractive index and thickness of MgF_2 thin film on BK7 substrate have been measured using the null ellipsometry. In this arrangement, helium neon laser light irradiation at angles of 45, 50 and 55 degrees to the sample. The refractive index and thickness of the MgF_2 layer is determined by the program written in MATLAB software. The results show a good agreement with the real results.

Keywords: null ellipsometry, refractive index, thin film

مقدمه

بیضی سنجی روشی نوری برای مطالعه ویژگیهای دی الکتریک و لایه نازک است. در این روش با بررسی خصوصیات انتقال و بازتاب پس از برخورد نور با برخی مواد به مطالعه ویژگیهای اپتیکی آن مواد پرداخته می شود. میدان الکتریکی نوری که به عنوان مثال از لیزر ساطع می شود را می توان به دو قطبش ۶ و p تقسیم کرد. زمانی که پرتو نور به ماده ی شفافی برخورد می کند قسمتی از آن، بازتاب می شود؛ اما قسمت دیگری از آن ابتدا به داخل ماده نفوذ می کند و اگر مرز دیگری وجود داشته باشد دوباره بازتاب می شود. هنگام تابش نور روی یک نمونه قطبش های ۶ و p تغییرات مختلف را در دامنه و فاز نشان می دهند. با اندازه گیری این تغییرات می توان

در این مقاله با چیدمان آزمایشگاهی یک بیضیسنج تکفام نول بهعنوان روشی نسبتاً ساده و کمهزینه نسبت به سایر روشهای متداول، ضریب شکست، ضریب خاموشی و ضخامت لایهنازک MgF₂ بر بستر BK7 محاسبه و نتایج حاصل با مقادیر واقعی مقایسه خواهد شد و محدوده خطا بهدست خواهد آمد.

مبانی نظری بیضی سنج نول

بیضی سنج نول ازنظر تاریخی اولین بیضی سنجی بود که در اواخر قرن نوزدهم ساخته شد. اصلی که این نوع بیضی سنجی بر آن استوار است، به حداقل رساندن شدت نور در آشکار ساز است. با تنظیم زاویه سمتی قطبش گر (P) و جبران کننده (C) می توان نور را پس از انعکاس در مرز سطح به صورت خطی قطبی کرد. با تنظیم زاویه سمتی آنالیزور (A) با زاویه تابش پرتو به سطح نمونه جهت دستیابی به جهت عمود نسبت به موج قطبیده خطی، شدت نور در آشکار ساز به حداقل می رسد یا صفر می شود [۵].

همان گونه که در شکل ۱ نشان داده شده است، نتیجه بازتاب نور از سطح مشترک از محیط اول برابر است با جمع تمام عبورهای نور از سطح دو به سطح یک.



شکل ۱: بازتاب و انتقال از چندلایهای [۱].

کمیت مختلط *p*، تغییرات حاصل در قطبش پس از بازتاب است و ضریب نسبی بازتاب نامیده و بهصورت زیر تعریف می شود [۱-۵].

$$\rho = \tan \Psi e^{j\Delta} \tag{1}$$

این معادله یک رابطه بنیادی در بیضیسنجی است که tan Ψ تغییرات در نسبت دامنهها برای دو قطبش s و p مربوط به نور منعکسشده و Δ جابجایی اختلاففاز بین نور ورودی و خروجی را نشان میدهد. با استفاده از معادله ۱ و با داشتن زاویه تابش، ϕ_1 میتوان ضریب شکست مختلط لایه نازک، \tilde{N}_2 ، را حساب کرد [۴].

$$\tilde{N}_{2} = \sin \phi_{\rm l} \left[1 + \tan^{2} \phi_{\rm l} \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(7)

ضرایب بازتاب فرنل r که برابر با مقدار دامنه نور بازتاب شده به نور فرودی است عبارت است از [۱،۴]:

$$r_{ij}^{p} = \frac{\tilde{N}_{j}\cos\phi_{i} - \tilde{N}_{i}\cos\phi_{j}}{\tilde{N}_{j}\cos\phi_{i} + \tilde{N}_{i}\cos\phi_{j}}$$
(°)

$$r_{ij}^{s} = \frac{\tilde{N}_{i}\cos\phi_{i} - \tilde{N}_{j}\cos\phi_{2}}{\tilde{N}_{i}\cos\phi_{i} + \tilde{N}_{j}\cos\phi_{j}}$$
(*)

در اینجا بالانویس مربوط به نوع قطبش و زیرنویس مربوط به محیط i و j است. از طرفی ضریب بازتاب که معرف میزان شدت بازتابی برای یک سطح است برابر است با [۱]:

$$r^{s} = \frac{r_{12}^{s} + r_{23}^{s} \exp(-i2\beta)}{1 + r_{12}^{s} r_{23}^{s} \exp(-i2\beta)}$$
(Δ)

$$r^{p} = \frac{r_{12}^{p} + r_{23}^{p} \exp(-i2\beta)}{1 + r_{12}^{p} r_{23}^{p} \exp(-i2\beta)}$$
(%)

در اینجا
$$\beta$$
 برابر باضخامت فازی لایه است و برابر است با:

$$eta = 2\pi (rac{d}{\lambda}) \tilde{N}_2 \cos \phi_2$$
 (۷)
که λ طول موج نور فرودی و d ضخامت لایه است.

چیدمان آزمایشگاهی بیضیسنج نول

در روش بیضی سنجی نول مطابق شکل ۲ ابتدا تیغه چارک موجی نسبت به صفحه تابش در زاویه ۴۵+ یا ۴۵- درجه قرار می گیرد. سپس با تغییر زاویه قطبش گر و آنالیزور کاری می کنیم که نور بازتابی از سطح نمونه به صورت خطی قطبیده گردد و پس از عبور از آنالیزور شدت نور در آشکارساز به حداقل یا صفر برسد. به این ترتیب با اندازه-گیری زاویه قطبش گر و آنالیزوری می توان پارامترهای بیضی سنجی را محاسبه کرد.



شکل ۲: تصویر از چیدمان آزمایشگاهی بیضیسنجی نول

با استفاده از قطبش گر و آنالیزور می توان چند مجموعه جواب را که به شدت صفر می رسد، تشکیل داد. با قرار دادن زاویه تیغه چارک موجی (C_i) در ۴۵ درجه نسبت به صفحه تابش و محدود کردن زاویه قطبش گر (P_i) و آنالیزور (A_i)، مجموعه شرایط را می توان به دو مجموعه مطابق زیر محدود کرد.

 $-45^{\circ} < P_1 < 135^{\circ}$ ، $0^{\circ} < A_1 < 90^{\circ}$ ، $C = 45^{\circ}$: ناحيه ۲: -135° < $P_2 < 45^{\circ}$ ، $-90^{\circ} < A_2 < 0^{\circ}$ ، $C = 45^{\circ}$: ناحيه ۲: ناحيه ۲: ناحيه ۲: -135°

ارتباط بین
$$\Psi$$
و Δ و زاویه آنالیزور و قطبش گر در این دو
ناحیه بهصورت زیر است [۶]:

$$Ψ_1 = A_1 , Δ_1 = 270^\circ - 2P_1 \ μ Δ_1 = -90^\circ - 2P_1 \ (A)$$

$$\Psi_2 = -A_2 \cdot \Delta_2 = 90^\circ - 2P_2 \tag{9}$$

در اینجا اندیسهای ۱ و ۲ مربوط به ناحیه ۱ و ۲ است. به همین ترتیب دو راه حل دیگر برای تیغه چارک موجی در زاویه ۴۵- درجه نسبت به صفحه تابش خواهیم داشت، ارتباط بین $\Psi e \Delta$ با زاویه آنالیزور و قطبش گر در این حالت مطابق روابط ۸ و ۹ است؛ بنابراین چهار مجموعه Pو A با شدت صفر بهدست میآوریم. با این چهار دسته جواب میتوان چهار دسته $\Psi e \Delta$ بهدست آورد و از این چهار دسته میتوان با استفاده از روابط ۱ تا ۶ و نوشتن نخامت بهدست آورد؛ بنابراین برای هر زاویه تابش چهار ضخامت بهدست آورد؛ بنابراین برای هر زاویه تابش چهار ضریب شکست و چهار ضخامت بهدست میآید. با تغییر زاویه تابش میتوان جوابهای بیشتری بهدست آورد و در نهایت جهت کاهش خطا متوسط گیری کرد.

نتایج اندازه گیری

در بیضی سنجی نول، همان طور که در بخش بالا ذکر شد، جبران کننده در ۴۵ درجه یا ۴۵– درجه نگه داشته می شود و برای به دست آوردن حداقل شدت برای هر زاویه فرودی، زاویه آنالیزور و قطبش گر را باید تغییر داد. نمونه ای که در این آزمایش اندازه گیری می شود، یک لایه انزک MgF₂ به ضخامت ۱۱۰nm بر روی شیشه BK7 است، جدول های ۱ تا ۳ نتایج اندازه گیری در زاویه های تابش ۴۵، ۵۰ و ۵۵ را نشان می دهد.

جدول ۱: نتایج اندارهگیری برای زاویه تابش ۴۵ درجه.

P (درجه)	A (درجه)	C (درجه)	رديف
۵۶	18	۴۵ منطقه اول	١
-٣۴	-18	۴۵ منطقه دوم	٢
۳۵	18	۴۵- منطقه اول	٣

1,784.	-•,719•	1,2019	-•,7۶۸۵	۶۶۶۳,۱	-•, 7779	متوسط	۵
--------	---------	--------	---------	--------	----------	-------	---

	ضخامت (nm)		<u>ل</u> م.	
θ=۵۵	$\theta = \Delta \cdot$	θ= ۴۵	C (درجه)	ردي
۱۱۹,۷۸	110,19	108,41	۴۵ ناحیه ۱	١
109,89	114,11	108,41	۴۵ ناحیه ۲	٢
۱۱۹,۷۸	118,18	1.7,90	۴۵– ناحیه ۱	٣
171,17	118,88	114,70	۴۵– ناحیه ۲	۴
117,07	118,05	107,49	متوسط	۵

جدول ۵: ضخامت نمونه در زاویههای فرود مختلف.

جمع بندی

با توجه به نتایج بهدست آمده مقدار ضریب شکست n=۱,۳۶±۴nm و ضخامت لایه MgF2±۴nm در طول موج میآید. مقدار اسمی ضریب شکست MgF2 در طول موج لیزر هلیوم نئون (۶۳۲,۸nm) ۱٫۳۷ و ضخامت لایه مورد استفاده میگردد نتایج در محدوده خطا بوده است که مشاهده میگردد نتایج در شکست ماده در طول موج مورد استفاده صفر است که با مقادیر بهدست آمده از محاسبات هم خوانی ندارد. علت این امر را میتوان عدم همراستایی قطعات اپتیکی و مناسب نبودن قطبنده ها و تیغه ربع موج بیان کرد.

مرجع ها

- D. Goncalves, A. Irene, "Fundamentals and Applications of Spectroscopic Ellipsometry", Quim. Nova, Vol. 25, No. 5, (2002) 794-800
- [2] R. V. A. Azzam and N. M. Bashara, "Ellipsometry and Polarized Light", ch. 4, North-Holland, Amsterdam, The Netherlands, (1977).
- [3] R. Todorov,1 J. Tasseva,1 V. Lozanova,1 A. Lalova,1 Tz. Iliev,2 and A. Paneva3, "Ellipsometric characterization of thin films from multicomponent chalcogenide glasses for application in modern optical devices", Advances in Condensed Matter Physics, Volume 2013, Article ID 308258
- [4] L Z Maulana et. Al., "Inexpensive home-made single wavelength ellipsometer ($\lambda = 633$ nm) for measuring the optical constant of nanostructured materials" IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 202 012031, 2017
- [5] Harland G. Tompkins and Eugene A. Irene, "Handbook of ellipsometry", 2005 by William Andrew, Inc.
- [6] H. Fujiwara, "spectroscopy ellipsometry: principles and applications", John Wiley & Sons, Ltd, 2007.

	-۵۵	-10	۴۵- منطقه دوم	۴
--	-----	-----	---------------	---

جدول ۲۰: نتایج انداره گیری برای زاویه تابش ۵۰ درجه.

P (درجه)	A (درجه)	C (درجه)	رديف
٧٠	١٣	۴۵ منطقه اول	١
-T •	-17	۴۵ منطقه دوم	٢
۲۳	١.	۴۵- منطقه دوم	٣
-87	-λ	۴۵- منطقه اول	۴

جدول ۳ نتایج انداره گیری برای زاویه تابش ۵۵ درجه.

P (درجه)	A (درجه)	C (درجه)	رديف
٩١	٩	۴۵ منطقه اول	١
-۲	_٩	۴۵ منطقه دوم	٢
٩١	٩	۴۵- منطقه اول	٣
٢	–٨,۵	۴۵- منطقه دوم	۴

جهت محاسبه ضریب شکست و ضخامت لایه برنامهای به زبان متلب نوشته شده است که در این برنامه زاویه فرودی θ ، زاویه قطبش گر P و زاویه آنالیزور A وارد می گردد و در نتیجه اجرای برنامه Λ ، Ψ ، ضریب نسبی بازتاب q، ضریب شکست مختلط لایه نازک و ضخامت آن محاسبه می شود، نتایج به دست آمده از اجرای این برنامه در جدول های ۴ و ۵ ارائه شده است

جدول ۴: ضریب شکست نمونه در زاویههای فرود مختلف.

	ضريب شكست مختلط					q	
θ=	۵۵	θ=	θ=Δ•		40	$(4 \sim 1)$	يم. دي
n_2	k_2	n_2	k_2	n_2	k_{2}	رورجت	C
١,٣	- • •	١,٣	-• , ٣	١,٣	-•,۲	40	`
561	१ १ •	527	3 P Q'	676	۳۷۹	ناحيه ۱	1
١,٣	-•,٣	١,٣	-•,٣	١,٣	-۰,۲	۴۵	¥
۷۵۷	. 40	۴۸۲	311.	373	۳۷۹	ناحيه ۲	ì
۲,۳	-•,٢	١,٣	- , , ۲	١,٣	-•,۲	-40	٣
130	۰ ۹ ۱	۶۲۵	た・て	1 T I	۳۷۹	ناحيه ۱	ì
١,٢	 •	۱,۱	-•,	١,٢	-•,	-40	
۵۴۵	44.1	V 15~	1011	٢٩٣	1904	ناحيه ۲	۴
					ć		





بررسی پراکنش ذرات خارجی برروی لیزرهای میکروحلقه پگاه عیوضی اروانق^۱، فاطمه مرادیانی^۲، محمد طالبی خوشمهر^۱، غلام محمد پارسانسب^۱* ^۱دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شهید بهشتی، <u>p.aivazv@mail.sbu.ac.ir</u> ^۲دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهید بهشتی، <u>f.moradiani@gmail.com</u> ^۲دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شهید بهشتی، <u>mohammad talebi95@outlook.com</u> ^۱پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، <u>gm parsanasab@sbu.ac.ir</u>

چکیده – در این مقاله عملکرد لیزرهای میکرو حلقه با استفاده از پلیمر SU-8 با روش نوشتن مستقیم و تحریک نوری گزارش شده است. در ادامه اثر پراکنش ذرات خارجی با مقیاسهای مختلف بر روی دامنهی طیف خروجی لیزر مورد برر سی قرار گرفته است. نشان داده شده است که وجود ذرات خارجی با مقیاسهای بسیار ریز بر روی سطح نمونه باعث افزایش شدت دامنهی عبوری به میزان ۶۷٪ و وجود ذرات خارجی بزرگ بر روی آن باعث کاهش شدت دامنه عبوری به میزان ۵۵٪ در مقایسه با نمونهی کاملاً سالم می شود. همچنین ضریب کیفیت لیزر میکرو حلقه بدون ذرات خارجی، با ذرات خارجی در مقیاس کوچک و در مقیاس بزرگ بهترتیب برابر با ۱۲۱۲/۶۸ ۲۴۱۳/۳۲ و ۱۲۰۴/۲۲ است.

كليد واژه- ليزر، ميكرو حلقه، طيفسنجي، ذرات خارجي

Investigation of outside unwanted particles diffraction on microring lasers

Pegah Aivazy Arvanagh¹, Fatemeh Moradiani², Mohammad Talebi Khoshmehr¹, and Gholam-Mohammad Parsanasab^{1*}

¹Pegah Aivazy Arvanagh, <u>p.aivazy@mail.sbu.ac.ir</u>
 ²Fatemeh Moradiani, <u>f.moradiani@gmail</u>
 ¹Mohammad Talebi Khoshmehr, <u>mohammad talebi95@outlook.com</u>
 ¹Gholam-Mohammad Parsanasab, <u>gm parsanasab@sbu.ac.ir</u>

Abstract- Here, the experimental performance of optically-pumped polymer micro-ring laser fabricated by the direct writing method of SU-8 is reported. Then the effect size of outside unwanted particles (OUP) is investigated on the sample. It has been shown when the size of OUPs are very small, the amplitude of intensity increase by 67%, and for the OUPs with bigger size, this value decrease by 55% in comparison with no OUP sample. The quality factor of samples without OUP, small, and big OUP respectively has been equal to 1212.68, 2413.32, and 1204.47.

Keywords: Laser, Micro-ring, Spectroscopy, outside unwanted particles.

مقدمه

استفاده از مواد آلی به عنوان مادهی پایه در ادوات فوتونیکی یکپارچه بهدلیل هزینه کم، ساخت آسان، قابلیت تولید انبوه و همچنین سازگاری با مواد زیستی، قابلیت گستردهای در طراحی و ساخت این ادوات ایجاد کرده است [۱]. این دسته از مواد، بهدلیل امکان مهندسی و دستکاری ساختار مولکولی گزینهی مناسبی برای کاربردهای مختلف هستند [۲]. لیزرهای میکرو حلقه کاندیدای بسیار مناسبی در ساخت ادوات فوتونیکی یکپارچه بهدلیل توان مصرفی پایین هستند. حجم کاواک کوچک، انتخاب بسیار دقیق طول موج، آستانه مناسبی بهجای تقویت کنندههای نوری نیمرسانا به عنوان مالمان فعال کلیدی در یکپارچهسازی فوتونیک مقیاس بزرگ ساخته است [۳].

کاواکهای متعددی که قابلیت گسیل تحریکشده بهعنوان مادهی بهره برپایهی مواد آلی بهصورت کاواکهای توری، بلور فوتونی، میکروحلقه و میکروکره پیشنهاد شده است [۴]. عملکرد لیزری این ادوات با درنظر گرفتن ساخت نمونه بدون وجود هیچ نوع آلودگی بر روی ساختار مورد بررسی قرار گرفته است. در این مقاله به بررسی عملکرد میکرو حلقهها با در نظر گرفتن پراکنش ذرات خارجی بر روی ساختار و تاثیر آن بر روی عملکرد لیزری مورد بحث قرار گرفته است. نشان داده شده است که وجود ذرات خارجی بر روی نمونه با عرض در حدود عرض نمونه و مقادیر بزرگتر، موجب کاهش دامنه طیف خروجی و وجود ذرات خارجی بسیار ریز بر روی سطح نمونه باعث افزایش

مواد و روش ساخت

برای آمادهسازی نمونه، در ابتدا بستری از سیلیکا با ضریب شکست ۱/۴۵ تهیه شد. این بستر پس از شستشوی اولیه،

به مدت ۱۰ دقیقه در دستگاه آلتراسونیک قرار داده شد تا چربیها و آلودگیهای احتمالی موجود بر روی سطح آن برداشته شود. نمونه پس از خشک کردن به مدت ۱۵ دقیقه بر روی صفحه داغ در دمای 2° ۹۵ قرار داده شد. سپس نمونه اولیه پس از خنک شدن در دمای اتاق با استفاده از ماده 8-SU که حاوی رنگدانههای رودامین-بی به نسبت ماده 8-VI که حاوی رنگدانههای رودامین-بی به نسبت مدت ۲ دقیقه در دمای 2° ۹۵ پیش پخت گردید. ضخامت مدت ۲ دقیقه در دمای 2° ۹۵ پیش پخت گردید. ضخامت لایه بهدست آمده، ۲/۵۴ با ضریب شکست ۸/۵۹۸ در طیف مرئی اندازه گیری شد. در طراحی لیزر پیشنهادی در این مقاله از ساختار میکرو حلقه استفاده شده است. پس از طراحی ساختار برای حلقههایی با ۳۴= R، و نوشتن ساختار بر روی آن، نمونه به مدت ۸ دقیقه در دمای 2° ۹۲ پخته شد.

مشخصهيابي وطيفسنجي ميكروليزر

پس از طراحی و ساخت میکرو لیزر حلقوی عملکرد لیزری آن مورد بررسی قرار گرفت. در این مقاله برای پمپ میکرولیزر پیشنهادی، از یک پمپ پالسی از نوع Nd-YAG با فرکانس Hz استفاده شد [4]. در شکل ۱ چیدمان مورد استفاده برای پمپ و طیفسنجی ساختار پیشنهادی نشان داده شده است. تابش ایجاد شده در حلقه باعث تحریک مودها در ساختار حلقه میشود. تابش ایجادشده در ساختار با استفاده از دوربین CD قابل مشاهده است. سپس تابش ایجاد شده با استفاده از لنز با بزرگنمایی ۲۰x جمع آوری شد. بهمنظور جلوگیری از ورود نور پراکنده شده ی پمپ به داخل طیفسنج، از یک فیلتر ناچ در طول موج پمپ بعد از لنز ۲۰x استفاده شد. سپس طیف نور موازی شده ی لیزر با استفاده از لنز ۲۰x با استفاده از فیبر نوری به طیف سنج استفاده از لنز ۲۰x با استفاده از فیبر نوری به طیف سنج



شکل ۱: چیدمان مورد استفاده برای پمپ و طیفسنجی ساختار میکرو لیزر پیشنهادی

بحث ونتايج

براى بررسى عملكرد ليزرى ميكرو حلقههاى ساختهشده حدود ۵۰ نمونه با توانهای بین mW (۰/۲۵ – ۰/۲) ساخته شد و عملکرد نمونه های سالم، دارای ذرات خارجی با مقیاس بزرگ بررروی نمونه و ذرات خارجی بسیار کوچک روی سطح نمونه مورد بررسی قرار گرفت. شکل ۲ شدت میدان عبورى برحسب طول موج را براى سه حالت ميكروحلقه بدون حضور ذرات خارجی، دارای ذرات خارجی بسیار ریز و بزرگ روی میکرو حلقه برای انرژی پمپ ۳۵µJ را نشان میدهد. برای اندازه گیری انرژی پمپ، (شکل ۱) یک ژولمتر (مستطیل زردرنگ) بعد از قطبش گر قرار می گیرد. قطبش گر برای دو حالت که خروجی ژولمتر صفر و بیشترین مقدار باشد، تنظیم می شود. این مقادیر بسته به قطبش افقی یا عمودی لیزر بین زوایای [°]۰ و [°]۹۰ خواهد بود. اگر بیشترین مقدار انرژی اندازه گیری شده متناسب با wmax باشد، سایر مقادیر را می توان با استفاده از رابطه ی محاسبه نمود که $w = \alpha w_{max} \cdot cos^2 \theta$ محاسبه مالوس به صورت ۲ اتلاف توان در مسیر پمپ تا محل نمونه است. شکل lpha(الف) طيف عبور ليزر حلقوى بدون وجود آلودگي با شدت دامنه عبوری برابر با ۲۱۰۴۲۵.u در طول موج ۶۰۶/۳۳۸nm را نشان میدهد. شکل ۳ (ب)، نمودار طیف عبوری لیزر برای حالتی را نشان میدهد که ذرات خارجی با قطر بسیار

کم بر روی نمونه قرار گرفتهاند. همان طور که از شکل قابل مشاهده است، طیف عبوری برای مود اول جابجایی آبی بهاندازهی ۳nm با دامنهی بزرگی در حدود ۶۴۱۹۷a.u نشان میدهد. بررسیهای بیشتر نشان داده است که وقتی ذرات ناخالصی بسیار ریز با ضخامت ناچیز بر روی میکرو حلقه قرار می گیرد، این ذره با مد حلقه از طریق موج میراشونده برهم کنش ایجاد می کند. برهم کنش ایجاد شده منجر به تغییرات جزئی در ضریب شکست حلقه شده و درنتیجه به مقدار بسیار جزئی جابجایی طول موجی در طیف خروجی را ایجاد خواهد کرد. علاوه براین، این برهم کنش مقداری از انرژی داخل حلقه را به سمت بیرون میفرستد که یک میدان دور را در فضای آزاد ایجاد خواهد کرد که این میدان دور ایجادشده در محل لنز جمع آوری کنندهی انرژی پیک عبوری با دامنه یبزرگی را نشان خواهد. این ویژگی اگر بهصورت ناخالصیهای کنترلشده با قطر مشخص به نمونه اضافه شود، علاوه بر افزایش ضریب کیفیت لیزر، در کاربردهای حسگری که نیاز به دامنهی بالا با حساسیت و ضریب کیفیت بزرگ دارند می تواند بسیار مفید باشد. شکل ۲ (ج) حالتی را نشان میدهد که آلودگی با ابعاد بزرگتر در کنار و روی میکرو حلقه قرار گرفته است. این نقاط آلودگی در لیزر همانند نقاط پراکندگی نور عمل کرده و درنتیجه بخش بزرگی از دامنه یمدهای ایجاد شده در لیزر را تلف می کنند و بنابراین همان طور که انتظار می رود دامنه طیف عبوری لیزر کاهش چشم گیری را نشان میدهد. میزان دامنهی عبوری در این حالت برابر .۹۵۷۹a.u با جابجایی آبی در حدود ۴nm در طول موج ۶۰۲/۲۳۵nm را نشان میدهد. شکلهای ضمیمه در شکل ۲ به تر تیب تصاویر ثبت شده با استفاده از میکروسکوپ نوری با بزرگنمایی ۸۰x (شکلهای سمت راست) و دوربین CCD (شکلهای سمت چپ) با اعمال پمپ نانوثانیه و عملکرد لیزری میکرو حلقهها با زمان قرارگیری ۱۰۰ms را نشان میدهند. ضریب کیفیت هر کدام از نمودارهای حاصل



شکل ۵: شبیهسازی عددی طیف عبوری نرمالیزهشده میکرو لیزر پیشنهادی

نتيجهگيرى

در این مقاله با استفاده از پلیمر آلی SU-8 عملکرد لیزری میکرو حلقههای بدون وجود ذرات خارجی و با ذرات خارجی با قطرهای مختلف بر روی سطح نمونه بهصورت تجربی مورد بررسی قرار گرفت. نشان داده شد که وجود آلودگی با قطرهای کوچک میتوانند باعث افزایش شدت دامنه یطیف قطرهای کوچک میتوانند باعث افزایش شدت دامنه یطیف لیزری شود. شدت دامنه یطیف عبوری برای لیزرهای میکرو حلقه با شعاع ۳۳ ۴۰ و انرژی پمپ لی ۳۵ برای سه ریز و دارای آلودگی، دارای آلودگی در مقیاس بسیار ریز و دارای آلودگی با قطر بزرگ به ترتیب برابر با ۲۰۱۲، ریز و دارای آلودگی با قطر بزرگ به ترتیب برابر با ۲۰۲۲ میکروکاواک است. همچنین عملکرد لیزر بهصورت عددی نیز مورد بررسی قرار گرفت. نتایج شبیه سازی عددی نیز توافق بسیار مطلوبی با نتایج تجربی نشان داده است.

مرجعها

1. Gourdon, F., et al. "Optically pumped lasing from organic two-dimensional planar photonic crystal microcavity." *Applied Physics Letters* 100.21 (2012): 117.

2. Yang, Guojian, et al. "Lasing characteristic of organic octagonal quasicrystal slabs with single-defect microcavity at low-index contrast." *Optics express* 21.9 (2013): 11457-11464. 3. Moreno-Dominguez, David. *Semiconductor micro-ring laser model for all-optical signal processing applications*. Diss. Faculty of Electrical Engineering, Eindhoven University of Technology Eindhoven, The Netherlands, 2008.

4. Parsanasab, Gholam-Mohammad, Mojtaba Moshkani, and Alireza Gharavi. "Femtosecond laser direct writing of single mode polymer micro ring laser with high stability and low pumping threshold." *Optics express* 23.7 (2015): 8310-8316.



شکل ۳: طیف عبوری میکرو لیزر پیشنهادی برحسب طولموج برای میکروحلقه الف) بدون آلودگی ب) با آلودگی بسیار ریز ج) با آلودگی بزرگ. تصویرهای ضمیمهی هر حالت در سمت راست تصویری از ساخت نمونه با بزرگنمایی ۸۰X و تصویرهای سمت چپ عملکرد لیزری میکرو حلقههای ساخته شده در هنگام تحریک با پمپ نانوثانیه را نشان میدهد.

از شکل ۳ بهترتیب برابر با ۱۲۱۲/۶۸، ۲۴۱۳/۳۲ و ۱۲۰۴/۴۷ محاسبه شده است. بهمنظور بررسی بیشتر نتایج پیشنهادی، عملکرد لیزر میکرو حلقه تحت شرایط مختلف بهصورت عددی نیز مورد بررسی قرار گرفت. شبیهسازی با استفاده از نرمافزار لومریکال و برای همان ابعاد لیزر ساختهشده و برای ذرات ناخواسته با قطرهای T/۲μ۳ و ساختهشده و برای ذرات ناخواسته با قطرهای ۲/۲μ۳ میدهد. نتایج شبیهسازی عددی نیز صحت نتایج تجربی را تایید می کند.





بررسي رفتار الكترواپتيكي بلورمايع نماتيك آلائيده به مواد كايرال

مهسا خادم صديق

مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

mahsa.sadigh@yahoo.com

چکیده – در طی سالهای اخیر، بلور مایع ها به دلیل کاربردهای متعدد و ویژگی های ساختاری منحصر به فرد در ابزارهای الکترواپتیکی و فوتونیکی توجهات زیادی را به خود جلب نموده اند. در این کار تجربی، به منظور افزایش و بهبود ویژگیهای الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک خالص از دوپانت های کایرال استفاده گردید. نتایج بدست آمده نشان می دهند پذیرفتاری غیر خطی مرتبه سوم و ثابت کر بلور مایع های آلاییده با نسبت های وزنی متفاوت کایرال های دوپانت بیشتر از بلور مایع خالص می باشد. از اینرو، بررسی روشهای ساده، ارزان و موثر می تواند به عنوان قدمی موثر برای گسترش کاربردهای اپتوالکترونیکی بلورهای مایع تلقی گردد.

کلید واژه- الکترواپتیک، بلور مایع، پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم، ثابت کر، دوپانت کایرال.

Investigation of electrooptical behavior of doped nematic liquid crystals with chiral dopant

Mahsa Khadem Sadigh

Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

mahsa.sadigh@yahoo.com

Abstract- In recent years, liquid crystals have attracted much attention due to their various applications and unique structural properties in electro-optical and photonic devices. In this experimental work, chiral dopants were used to increase the electro-optical properties of pure nematic liquid crystal. The results show that third order nonlinear susceptibility and kerr constant of doped liquid crystals with different weight percent of chiral dopant are higher than pure liquid crystal. Therefore, the studies on the simple, inexpensive, and effective methods can be considered as an effective step to expend the optoelectronic applications of liquid crystals.

Keywords: Chiral dopant, Electro-optic, Kerr Constant, Liquid Crystal, Third order nonlinear susceptibility.

های کایرال برروی رفتار نوری خطی و غیرخطی محیط های ناهمسانگرد پرداخته است. هدف از این کار تجربی، ارانه یک روش ساده به منظور افزایش و بهبود پاسخ الکترواپتیکی بلورهای مایع مورد مطالعه تحت شرایط مختلف آزمایش می باشد. به همین منظور با استفاده از یک روش تجربی ساده و دقیق، پاسخ نوری بلورهای مایع آلائیده به مواد کایرال تحت تاثیر میدان های خارجی و دماهای مختلف مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

مواد و روش ها

در این پژوهش بعد از تهیه نمونه های مورد آزمایش یک چیدمان تجربی به منظور بررسی پاسخ الکترواپتیکی نمونه های مورد مطالعه استفاده خواهد شد. بلور مایع نماتیک E7 و دوپانت کایرال مورد مطالعه از شرکت Merck خریداری و مورد استفاده قرار می گیرند. این گروه از مواد با ساختارهای ویژه و گروه های استخلافی متصل به آنها می توانند منجر به پاسخ اپتیکی و الکترواپتیکی قابل توجهی شوند.



شکل ۱: چیدمان تجربی

برای اندازه گیری ثابت الکترواپتیکی کر نمونه های مورد مطالعه در این کار تجربی، از روش تجربی شدت خنثی استفاده می شود. اساس این روش بر پایه خنثی کردن پاسخ نوری حاصل از اعمال میدان الکتریکی خارجی به سلول کر مورد مطالعه بوسیله چرخش آنالیزور بکار رفته در آرایش تجربی مربوطه است. شکل زیر این آرایش تجربی، سلول کر که شماتیک نشان می دهد. در این آرایش تجربی، سلول کر که مقدمه

در طی سالهای اخیر، بلور مایع ها به دلیل کاربردهای متعدد و ویژگیهای ساختاری منحصر به فرد در ابزارهای الكترواپتيكى و فوتونيكى توجهات زيادى را به خود جلب نموده اند [۱]. به منظور افزایش ویژگیهای الکترواپتیکی و بهبود عملکرد در بسیاری از ادوات اپتیکی و فوتونیکی، انواع مختلفی از سیستمهای میزبان-مهمان مورد استفاده قرار می گیرند [۲]. در این حالت، افزودن یک مقدار اندک از مولكول ميهمان مي تواند با بلور مايع ميزبان برهمكنش و ویژگیهای اپتیکی خطی و غیرخطی آن را بطور قابل توجهی تحت تاثیر قرار دهد. از دیدگاه ویژگیهای اپتیکی، آلائیدن بلور مايع ها با انواع و غلظتهاي مختلف ماده حل شونده، به وضوح توجهات خاصى را مى طلبد [٣]. بنابراين به نظر مى رسد که یک بررسی دقیقتر تأثیر انواع برهمکنشها و غلظت دوپانتها ضروری است. با وجود برخی از تلاش ها در طی سالیان اخیر، مطالعات به منظور یافتن پاسخ بسیاری از سوالات در این زمینه همچنان ادامه دارد. لازم به ذکر است که از میان انواع مختلف دوپانت ها ، رنگینه های آزو با ساختاری مشابه به مولکولهای بلورهای مایع میزبان بطور گسترده توجه محققین را به خود جلب نموده است. این گروه از رنگینه ها با حلالیت بالا، پارامتر نظم، گشتاور دوقطبی دائمی و ویژگیهای دوفامی در نمایشگرهای بلور مايع LCD بطور گسترده مورد استفاده قرار می گيرند [۴]. از آنجایی که نوع برهم کنش بین مولکولی بین رنگینه های آزو و محیط بلور مایع به برهمکنش های عمومی (دوقطبی-دوقطبی) و برهمکنش های خاص (پیوند هیدروژنی) وابسته است، بنابراین بررسی تأثیر گروههای عاملی دوپانت های میهمان به عنوان فاکتوری مهم در رفتار بلورمایع میزبان تلقى مى گردد. از آنجايى كه آلائيدن بلور مايع، عمدتاً به منظور بهبود عملکرد مولکول میزبان می باشد، اندازه گیری دقیق ویژگیهای نوری خطی و غیرخطی القایی بر اساس دوپانت ها از اهمیت ویژه ای برخوردار است. از میان انواع مختلف دوپانت های مورد مطالعه در محیط های همسانگرد، تعداد محدودی از مطالعات به بررسی اثرات ناشی از دویانت

حاوی بلور مایع مورد مطالعه است بین دوقطبشگر عمود بر هم قرار می گیرد بطوریکه امتداد میدان الکتریکی اعمالی به نمونه در درون سلول تحت زاویه ۴۵ درجه نسبت به امتداد قطبشی هر کدام از قطبشگرها باشد. نور لیزر کاوشگر، که در اینجا یک لیزر هلیوم نئون ۵ میلی وات است، پس از عبور از پلاريزور و سلول کر، از يک تيغه ربع موج عبور مي نماید. سپس نور خروجی از تیغه ربع موج از قطبشگر آنالیزور عبور کرده و به آشکارسازمی رسد. امتداد عبوری آنالیزور توسط یک موتور پله ای و سیستم رایانه ای متصل به آن کنترل می شود. چنانچه دمای نمونه مورد مطالعه را بالاتر از دمای گذار مربوطه تنظیم کنیم و هیچ میدان الکتریکی نیز به نمونه اعمال نشده باشد، هیچ نوری از آنالیزور خارج و به آشکارساز نمی رسد. اما چنانچه میدان خارجی اعمال شود، به واسطه گشتاور نیرویی که به مولکولها وارد می شود، جهتگیری معینی در مولکولها القاء شده و محیط نظمی شبه نماتیکی بخود می گیرد که سبب ایجاد ناهمسانگردی و در نتیجه دوشکستی در محیط می شود. بدین ترتیب قطبش نور عبوری از محیط بلور مایع تحت تأثیر این محیط دوشکستی قرار گرفته و شدت نور رسیده به آشکار ساز تغییر می کند. در این حالت چرخش آنالیزور توسط سیستم کنترل کننده آن در جهتی انجام می شود که سبب کاهش شدت نور رسیده به آشکارساز شده و پاسخ نوری محیط به این میدان خارجی را کاملاً خنثی نمايد.

نتايج و بحث

در این بلور مایع ناهمسانکرد آلائیده با مواد کایرال با درصدهای وزنی مختلف به منظور بررسی ویژگی های الکترواپتیکی مرتبه دوم آنها در چیدمات تجربی کر (شکل (۱)) قرار گرفتند. در این حالت بلورمایع E7 خالص و آلائیده شده با دوپانت های کایرال S811 با درصد های وزنی ۲، ۳، م و ۸ تحت تاثیر دماهای مختلف مورد آزمایش قرار گرفته و ثابت کر و پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم آنها بدست آمد. در این حالت ثابت کر بلور مایع E7 خالص و آلاییده

شده به دوپانت های کایرال از شیب منحنی تغییرات فاز القایی بر حسب مربع میدان الکتریکی در فاز همسانگرد محاسبه گردید و با استفاده از این پارامتر و رابطه (۱) مقادیر پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم بدست آمد. نتایج حاصل بطور خلاصه در جدول ۱ نشان داده شده است.

$$B = \frac{24\pi}{n\lambda} \chi^{(3)} \tag{1}$$

جدول ۱: مقادیر ثابت کر بلورهای مایع آلائیده به دوپانت های کایرال با درصدهای وزنی مختلف در دماهای متفاوت

$B(m/v^2) \ge 10^{-10}$							
T (K)	Pure	2%	3%	6%	8%		
332.55	1.11	1.67					
333.45	0.83	1.67					
334.45	0.55	1.11	1.94				
335.55	0.55	0.83	1.11	1.67			
336.95	0.55	0.83	0.83	1.11	1.39		
337.85	0.55	0.55	0.83	0.83	1.11		
338.55	0.27	0.55	0.55	0.27	0.83		
343.85	0.27	0.27	0.27	0.27	0.55		
347.05	0.19	0.25	0.25	0.27	0.27		
، در دماهای	شدہ است	نشان داده	ئىكل (٢) :	یکه در ن	همانطور		

بالاتر از دمای گذار تغییرات حاصل در مقادیر ثابت کر کوچک و به تدریج با نزدیک شدن به دمای گذار این



شکل ۲: تغییرات ثابت کر بلور مایع خالص و آلاییده شده به دوپانت های کایرال با درصدهای

وزنی مختلف بر حسب دما تغییرات بزرگتر می شود. مطابق نتایج بدست آمده در نزدیکی دمای گذار با اضافه کردن دوپانت های کایرال در ابتدا یک افزایش در مقادیر ثابت کر و سپس به تدریج

مقادیر ذکر شده کاهش می یابد. در حالت کلی، بلورهای مایع دارای نظم جهتی می باشند که با افزایش دما این نظم کاهش یافته و به نوبه خود بر روی مقادیر ثابت کر تاثیر گذار خواهد بود. بنابراین کاهش ثوابت کر با افزایش دوپانت های کایرال می تواند ناشی از تحت تاثیر قرار گرفتن پارامتر نظم باشد. از آنجایی که مطابق با رابطه (۱)، مقادیر پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم وابسته به مقدار ثابت کر می باشد، مطابق شکل (۳) نتایجی مشابه برای پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم بلورهای مایع آلائیده به دوپانت های کایرال مشاهده می شود. بدین ترتیب با اضافه کردن دوپانت های کایرال به بلورهای مایع می توان ویژگی های الکترواپتیکی آنها را کنترل نمود.



شکل ۳: تغییرات پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم الف- بلور مایع خالص و ب-آلاییده شده به دوپانت های کایرال با درصدهای وزنی مختلف بر حسب دما

البته یک مقایسه بین نتایج بدست آمده از این آزمایش و نتایج گزارش شده برای رفتار الکترواپتیکی صورت گرفته

توسط گروههای مختلف تحقیقاتی نشان می دهد، بلورهای مایع آلاییده شده به دوپانت های کایرال دارای پاسخ الکترواپتیکی بزرگتری نسبت به بلورهای مایع خالص با ساختارهای مولکولی متفاوت می باشند.

جدول۲: مقادیر پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم بلورهای مایع آلائیده به دوپانت های کایرال با درصدهای وزنی مختلف در دماهای متفاوت

 $\chi^{(3)}(m/v^2) \ge 10^{-17}$

T (K)	Pure	2%	3%	6%	8%
332.55	0.146	0.032			
333.45	0.109	0.036			
334.45	0.073	0.073	0.255		
335.55	0.073	0.073	0.146	0.220	
336.95	0.073	0.109	0.109	0.146	7.450
337.85	0.073	0.109	0.109	0.109	6.030
338.55	0.036	0.145	0.073	0.036	4.574
343.85	0.036	0.219	0.036	0.036	3.300
347.05	0.025	0.219	0.032	0.036	1.725

نتيجهگيرى

نتایج حاصل از این پژوهش نشان می دهند، افزودن دوپانت های کایرال به محیط های ناهمسانگرد بلورمایع رفتار الکترواپتیکی آنها نسبت به حالت خالص تحت تاثیر قرار می گیرد. بنابراین با توجه به پژوهش های صورت گرفته در این کار تجربی ، می توان روش های مختلفی برای بهبود و کنترل رفتار اپتیکی و الکترواپتیکی نمونه های مورد مطالعه ارائه و کاربرد اپتیکی و الکترواپتیکی آنها را افزایش داد.

مرجعها

- T. Devi, B. Choudhury, A. Bhattacharjee, and R. Dabrowski, Opto-Electronics Rev., 22 (2014) 24– 30.
- [2] T. Martyński, E. Mykowska, R. Stolarski, and D. Bauman, Dye. Pigment., 25 (1994) 115–129.
- [3] D. Bauman, E. Mykowska, A. Zieba, E. Chrzumnicka, G. Czechiwski, J. Hadzyn, Phase Transitions (2010) 599-613.
- [4] N. Aziz, S. M. Kelly, W. Duffy, and M. Goulding, Rod-shaped dopants for flexoelectric nematic mixtures, Liq. Cryst., 36 (2009) 503–520.





بررسی تاثیر نانومیلههای نقره بر طول موج گسیل OLED

فاطمه عباسی، سید محمدباقر قریشی*

گروه لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک دانشگاه کاشان، کاشان

Email: 1. abbasifatemeh210870@gmail.com

2. mghorashi@kashanu.ac.ir

چکیده – فلزات نجیب، به ویژه نانوساختارهای نقره و طلا، از نظر تشدید پلاسمون سطحی دارای ویژگیهای نوری منحصر به فرد و قابل تنظیم هستند. در این تحقیق، تأثیر نانومیلههای نقره بر راندمان استخراج نور و FWHM سازههای OLED با استفاده از روش تفاضل محدود حوزه زمان (FDTD) بررسی شد. نتایج شبیه سازی نشان داد که با تغییر اندازه نانوساختارهای نقره، می توان طول موج گسیل را تنظیم کرد و FWHM را کاهش داد. حضور نانومیلههای نقره باعث کاهش قابل توجه در FWHN و جابهجایی به طول موجهای بلندتر در ساختارها شدند. نتایج شبیه سازی نشان داد با استفاده از نانومیلههای نقره در میانهی لایه انتقال دهنده الکترون (Alg)، FWHM را به ۲۹ نانومتر و پیک گسیل به ۸۴۴ نانومتر تغییر داده است.

کلید واژه- دیودهای نورگسیل آلی، روش FDTD، مادون قرمز نزدیک، نانومیله،

Investigating the effect of Ag nanorods on the emission wavelength of OLED

Fatemeh Abbasi, Seyed Mohammad Bagher Ghorashi*

Department of Laser and Photonics Faculty of Physics University of Kashan, Kashan

Abstract- Noble metals, especially Ag and Au nanostructures, have unique and adjustable optical attributes in terms of surface plasmon resonance. In this research, the effect of Ag nanorods on the light extraction efficiency and the FWHM of OLED structures was investigated using the finite difference time domain (FDTD) method. The simulation results displayed that by changing the size of Ag nanostructures, the emission wavelength can be adjusted, and the FWHM can be reduced. The presence of Ag nanorods caused a significant reduction in the FWHM and a shift to the longer wavelengths in the structures. The simulation results showed that using Ag nanorods in the middle of the electron transfer layer (Alq₃), the FWHM decreased from 150nm to 29 nm and the emission peak shifted from 530 nm to 844 nm.

Keywords: OLED; FDTD method; near infrared; nanorod.

مقدمه

پیشرفتهای سریع در تست و ساخت نانوذرات و ویژگیهای قابل تنظیم شکل و فیزیک نانوساختارهای فلزی، منجر به تحقیقات زیادی در این زمینهها در سالهای اخیر شده است. نانوذرات فلزى (MNPs)، به دلیل تشدید یلاسمون سطحى (LSPR)، بهبود عملكرد OLED را اثبات كردهاند. LSPR تحريك حالتهاي ارتعاشي جمعي الكترونهاي آزاد در سطح اتصال فلزات و دىالكتريك است. اين تحريك به دلیل برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با الکترونهای آزاد MNP است. مطالعات اخیر نشان داده است که وجود MNP در ساختار OLED کارایی را به طور قابل توجهی افزایش میدهد. این پدیده زمانی رخ میدهد که یک اتصال موج موثر در گسیل با تشدید پلاسمونی وجود داشته باشد، که به طور موثر با تغییر ترکیب، شکل، اندازه و محیط اطراف نانوساختارها تحت تأثير قرار مى گيرد. انتخاب فلز با وابستگی شدیدتر به طول موج از بخش حقیقی ثابت دی الكتريك منجر به حساسيت تشديد پلاسمون سطح بالاترى می شود. همچنین، پراکندگی نور ناشی از MNPها می تواند به استخراج فوتونها در زيرلايه يا انتقال موج كمك كند، که باعث افزایش کارایی استخراج نور (LEE) می شود. بنابراین، انرژی تشدید فلورسنت و LSPR باید به دقت با فاصله مناسب بين MNPها و لايه گسيلنده تنظيم شوند. با توجه به حساسیت تشدید پلاسمون سطحی که بستگی به نوع فلز و ساختار نانوساختارها دارد، نانوساختارهای نقره (Ag) از دسته موادی هستند که بیشترین تنوع را در شکل و اندازه ارائه كردهاند [۱].

این پژوهش، با هدف بررسی تأثیر نانوساختارهای Ag با اشکال میلهای بر ساختار OLED با نرم افزار لومریکال روش FDTD انجام شده است. برای دستیابی به این هدف، ابتدا

ضخامت لایههای OLED شامل ضخامت لایههای Al/LiF/Alq₃/Alq₃/NPB/MoO₃/ITO عنوان یک ساختار OLED مرجع در نظر گرفته شده است. سپس، اثر نانومیلههای نقره با اندازههای مختلف در OLED مرجع با جزئیات مورد بررسی قرار گرفت.

روش شبیه سازی

یکی از قدرتمندترین تکنیکهای تحلیل عددی مورد استفاده برای حل معادله ماکسول روش FDTD است که بر اساس الگوریتم ایی برای حل مسائل پیچیده الکترومغناطیسی اعمال میشود. در این الگوریتم، حل گسستهی معادلات ماکسول بر مبنای تقارن مرکزی مشتقات زمانی و مکانی معادلات کرل است [۲]. این روش جایگزین روشهای مدلسازی میکروسکوپیک می باشد زیرا رفتار یک ساختار با ابعادی در مقیاس طول موج نور فرودی یا کوچکتر از آن متفاوت بوده و نمی توان آن را با روش هایی مانند اپتیک پرتو مورد بررسی قرار داد. شبیه سازی فروافت تابشی گسیل کننده است. راندمان نور خارجی (LEE) به عنوان کسری از توان اپتیکی ایجاد شده در لایه فعال OLED که به خارج از ساختار در محدوده زاویه های دلخواه گسیل می کند، اطلاق می شود یعنی:

$$LEE = \frac{\gamma_{rad}}{\gamma_{rad} + \gamma_{loss}} \tag{1}$$

که در آن γrad نرخ فروافت تابشی و γloss نرخ فروافت اتلافی است که در گسترهی اهداف شبیه سازی با روش FDTD قرار گرفته و قابل محاسبه است. در ابتدا یک سلول سه OLED بعدی برای شبیه سازی راندمان نور خارجی

> طراحی شد. ضریب شکست (n) و ضریب خاموشی(k) لایه-ها براساس شکل ۱ در نظر گرفته شد.



شکل ۱: الف) ضریب شکست و ب) ضریب خاموشی لایههای OLED [۱] مکانیسم معمول تولید نور در OLED بازترکیب الکترون-های تزریق شده و حفرههای موجود در لایه گسیل دهنده از طریق ایجاد فوتون است. در این مطالعه، فرض بر این است که فوتونها در لایه گسیل- Alq- توسط منبع دوقطبی نقطهای الکترومغناطیسی که در مرکز لایه Alq قرار گرفته تشکیل شدهاند. در واقع، فرآیندهای بازترکیب و پارامتر مؤثر بر روی آن، در نظر گرفته نشده و خارج از اهداف این کار بوده است.

همان گونه که در شکل ۲ مشاهده می شود، شرایط مرزی در نظر گرفته شده برای این ساختار شرایط مرزی لایه کاملاً جاذب (PML) و فلزی (Metal) است و دو مانیتور یکی حول نقطه منبع دو قطبی و دیگری در حالت افقی نزدیک به لایه TTO در زیرلایه شیشه ای قرار گرفته است (شکل ۲).



شکل ۲: طرح منطقه ناحیه شبیه سازی دو بعدی

در مرحله اول ضخامت همه لایهها (به غیر از لایههای LiF و AI) بهینه و به عنوان OLED مرجع در نظر گرفته شد. در مرحله بعد برای ایجاد اثر تشدید پلاسمون سطحی و بررسی آن بر بازده نور خارجی، نانومیلههای فلزی نقره روی لایه انتقال دهنده الکترون قرار داده شد (شکل ۳). فاصله بین NRها مجاور دو برابر شعاع در نظر گرفته شد.



شکل ۳: ساختار OLED با نانومیله بصورت شماتیک

نتايج

در ساختار OLED طراحی شده، یک شیشه به عنوان زیرلایه، ITO به عنوان آند، MoO₃ به عنوان لایه تزریق کننده حفره، NPB به عنوان لایه انتقال دهنده حفره، Alq به عنوان لایه انتقال دهنده الکترون و گسیلنده نور، LiF و IA به عنوان کاتد در نظر گرفته شد. ضخامت بهینه برای IA، Al به عنوان کاتد در نظر گرفته شد. ضخامت بهینه برای نادم Al به عنوان کاتد در نظر گرفته شد. ضخامت بهینه برای الم، IT، مانومتر، NPB، Alq3، و ITO به ترتیب ۱۵۰ نانومتر، ۸۵ نانومتر، ۲۰ نانومتر (لایه گسیلنده ۳۰ و لایه انتقال دهنده الکترون ۴۰ نانومتر)، ۵۰ نانومتر، ۵ نانومتر و ۱۰۰ نانومتر محاسبه شد و این ساختار به عنوان ساختار مرجع در نظر گرفته شد.



شکل ۴: طیف بازدهی نور خروجی برای ساختار OLED مرجع.

> برای ساختار OLED مرجع، قله گسیل در ۵۳۰ نانومتر با ۱۵۰ ،FWHM نانومتر نمایان شد (شکل ۴).

> برای بررسی تأثیر اندازه Ag-NRs، سه نمونه با نسبت ابعاد مختلف علاوه بر ساختار مرجع شبیه سازی شد. نتایج شبیهسازی بازدهی استخراج نور ساختار شامل Ag-NRs با اندازههای مختلف در شکل ۵ نشان داده شده است.

> وجود نانومیلههای نقره در ساختار مرجع منجر به ظهور طول موج گسیل جدید در طول موجهای بلندتر (حدود ۸۴۴ نانومتر) علاوه بر طول موج گسیل در حدود ۳۸۰ نانومتر می شود (شکل ۵). جذب پلاسمونی سطحی ۸۳-۹۸ها دارای دو نوار: یک باند طول موج قوی به دلیل نوسان طولی الکترونها و یک نوار طول موج کوتاه ضعیف در حدود ۴۲۰ نانومتر به دلیل نوسان الکترونیکی عرضی است. نوار جذب طولی با افزایش نسبت ابعاد میله از ناحیه مرئی به NIR منتقل می شود [۳]. نمونههای حاوی ۸۳-۹۸ با طول موج مولی می توانند با کاهش اندازه قطر، به آسانی تا طول موجهای کوتاهتر از ۴۰۰ نانومتر کشیده شوند. از طرف دیگر، طول موج بزرگتر نمونههای ۸۳-۸۶ را می توان با افزایش نسبت ابعاد آنها به راحتی از ناحیه مرئی تا NIR



شکل ۵: طیف بازدهی نور خروجی برای نانومیلههای نقره در اندازههای مختلف

تفاوت FWHM به حساسیت MNRs نسبت به ضریب شکست محیط اطراف نسبت داده شده است. طیف ساختار Mg-NRs (FWHM برابر با ۲۹ نانومتر) باریکتر و تیزتر از نمونه مرجع (FWHM برابر با ۱۵۰ نانومتر) است.

نتيجه گيرى

در این تحقیق تأثیر نانوساختارهای نقره بر بازده استخراج نور OLED و موقعیت طول موج گسیل با روش FDTD، NBP، Alq₃ و معنای مختلف لایههای Alq₃، NBP، MoO₃ و MOT بهینه سازی شد و به عنوان ساختار مرجع در نظر گرفته شد. پس از تعیین ساختار مرجع حضور نانومیلههای نقره در لایه انتقال دهنده الکترون با اندازههای مختلف در ساختار OLED مرجع مورد بررسی قرار گرفت و نشان داد طول موج گسیل از ناحیه مرئی به ناحیه NIR منتقل شد. همچنین، با کنترل مناسب قطر آنها و نسبت ابعاد NRها، می توان محدوده طول موج گسیل را تنظیم کرد.

مرجعها

[1] F. Abbasi, S. M. B. Ghorashi, E. Karimzadeh, H. Zabolian, Investigating the Effect of Ag and Au Nanostructures with Spherical and Rod Shapes on the Emission Wavelength of OLED, J. Plasmonics, (2021)1-8.

[2] A. J. Haes, C. L. Haynes, A. D. McFarland, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne, S. Zou, Plasmonic materials for surfaceenhanced sensing and spectroscopy, J. MRS Bull., 30 (2005) 368–375.

[3] X. Huang, I. H. El-Sayed, W. Qian, M. A. El-Sayed, Cancer cell imaging and photothermal therapy in the near-infrared region by using gold nanorods, J. Am. Chem. Soc., 128 (2006) 2115-2120.

[4] M. Luo, H. Huang, S. I. Choi, C. Zhang, R. R. Silva, H. C. Peng, Z. Y. Li, J. Liu, Z. He, Y. Xia, Facile synthesis of Ag nanorods with no plasmon resonance peak in the visible region by using Pd decahedra of 16 nm in size as seeds, J. ACS nano, 9 (2015) 10523-10532.





بررسی هندسه ساختارهای خودبهخودی پس از اندرکنش با تپهای فوق کوتاه

رضا گودرزی، فرشته حاج اسماعیل بیگی، افتخار بستان دوست، اسما معتمدی، حسین رزاقی

پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی

rgodarzi@aeoi.org.ir

چکیده – در این تحقیق هند سه ساختارهای خودبه خودی تشکیل شده روی سطح ویفر سیلیکون پس از اندرکنش با تپهای فمتوثانیه بررسی شده است. در شار انرژی نزدیک آستانه کندوسوز، ساختار تشکیل شده مطابق نیمرخ عرضی گوسین لیزر بوده و دایروی است؛ با افزایش انرژی و تعداد تپ، ساختارهای خودبه خودی روی سطح ایجاد می شوند که در ابتدا شکل منظمی ندارند. با افزایش بیشتر انرژی و تعداد تپ، رفته رفته ساختارهای خودبه خودی اشکال هندسی سه ضلعی و چهار ضلعی به خود می گیرند. در نهایت، نشان داده شده که با افزایش انرژی منتقل شده به سطح (چه از طریق تعداد تپ و چه با افزایش شار انرژی تپها)، هند سه ساختارها از حالت اولیه دایروی به شش وجهی منتظم که پایداری بالایی دارد، تبدیل می شود.

كليد واژه- ساختار خودبه خودى، سيليكون، فمتوثانيه، ليزر، هندسه

Investigation of the geometry of spontaneous structures after interaction with ultra-short laser pulses

R. Goodarzi, F. Hajiesmailbaigi, E. Bostandoost, A. Motamedi, H. Razzaghi

Nuclear Science and Technology Research Institute, Photonics and Quantum Technology Research School rgodarzi@aeoi.org.ir

Abstract- In this research, the geometry of spontaneous structures formed on the surface of the silicon wafer after interaction with femtosecond laser pulses has been investigated. At the energy flux near the ablation threshold, the structure formed is in accordance with the Gaussian profile of the laser and is circular; As the energy and number of pulses increase, spontaneous structures form on the surface that does not initially have a regular shape. As the energy increases and the number of pulses increases, the spontaneous structures gradually take on triangular and quadrilateral geometric shapes. Finally, it is shown that by increasing the energy transferred to the surface (either through the number of pulses or by increasing the energy flux of the beams), the geometry of the structures changes from a circular initial form to a regular hexagon that has high stability.

Keywords: Sspontaneous structure, Silicon, Femtosecond, Laser, Geometry

مقدمه

اندرکنش نور با ماده از دیرباز مورد توجه پژوهشگران بوده و امروزه با توسعه لیزرهای فمتوثانیه، امکان بررسی اثرات تابش تپهای لیزری فوق کوتاه با مواد میسر شده است. فیزیک حاکم بر این پدیدهها بسیار پیچیده است و شامل فرآیندهای مختلفی مانند گرمایش، ذوب، تبخیر، خروج ذرات، تشکیل پلاسما و انبساط آن میباشد به طور کلی نتیجه اندرکنش به مشخصات لیزر مانند مدت زمان تپ، انرژی تپ، طول موج، نرخ تکرار، همراه با مشخصات هدف و شرایط محیطی بستگی دارد [۱].

از مهمترین کاربردهای اندرکنش تپهای لیزری با ماده، میکروماشینکاری است. میکروماشینکاری فناوری ساخت ریزساختارها است. میکروماشینکاری به همراه نانوفناوری نقش مهمی در مینیاتوری کردن ابزارهای مورد استفاده در علوم مختلف ایفا میکنند. محصولات بسیاری مانند تیغههای مورد استفاده در ماشینها، سوزنهای آبیاری، تزریقکنندههای سوخت، مدارهای الکترونیکی ظریف، ابزارهای کنترل شاره، ابزارهای پزشکی و ... از میکروماشین کاری بهره میبرند.

پس از اندرکنش تپهای فوق کوتاه با ماده، ساختارهایی به صورت خودبه خودی روی سطح تشکیل می شوند. با انتخاب شرایط اولیه صحیح در اثر اندرکنش لیزر با ماده، می توان ساختارهای مورد نظر را روی سطح مهندسی کرد. این ساختارها می توانند در علوم و صنایع مختلف به کار گرفته شوند [7].

یکی از مهمترین کاربردهای ایجاد ساختارهای سطحی، تغییر خواص نوری سیلیکون است که کاربرد اصلی آن در ساخت سلولهای خورشیدی میباشد. تاکنون تحقیقات بسیاری در این زمینه انجام شده است اما هنوز هم این فناوری در ابتدای راه قرار دارد و به دلیل پیچیدگیهای آن،

نیازمند مطالعات و بررسیهای نظری و آزمایشگاهی بیشتری میباشد.

در این مقاله به صورت تجربی هندسه ساختارهای خودبهخودی تشکیل شده روی سطح پس از اندرکنش با تپهای فوق کوتاه با نمونه سیلیکونی بررسی میشود؛ همچنین، اثر تغییرات شار انرژی لیزر روی پایداری ساختارها مورد بحث قرار گرفته است.

مواد و روشها

به عنوان هدفی مناسب برای استفاده در سلولهای خورشیدی، از ویفر سیلیکونی استفاده شد. ویفر سیلیکون مورد استفاده در این مقاله، نوع n دوپشده با فسفر و جهت گیری بلوری (۱۱۱) است که قطر آن در حدود ۱۵ سانتی متر بوده و در حدود ۵۰۰ میکرومتر ضخامت داشته و یک طرف آن براق شده است. ویفر سیلیکونی قبل از انجام آزمایشها به مدت ۱۰ دقیقه با محلول استون درون دستگاه اولتراسونیک قرار می گیرد. سپس با محلول متانول خیسانده شده و با دستگاه خشک کن، خشک می شود تا در حد امکان هیچ گونه آلودگی روی سطح سیلیکون پیش از اندر کنش با لیزر وجود نداشته باشد.

برای تابش دهی نمونه، از یک لیزر پرتوان فمتوثانیه استفاده شده است. این لیزر، تپهای فمتوثانیه با استفاده از نوسانگر Ti:sapphire قفلشده مدی عدسی کر، پهن کننده تپ، پیش تقویت کننده، مه مرحلهای CPA و متراکم کننده، تولید می کند. پهنای زمانی تپ که توسط خودهمبستگر اندازه گیری می شود، حدوداً ۵۰ فمتوثانیه محاسبه شده است. توزیع انرژی تپها به صورت گوسی شکل است. نرخ تکرار لیزر مورد استفاده در این مقاله ۱۰ هرتز است.

چیدمان آزمایشگاهی که برای بررسی اثر تپهای لیزر فمتوثانیه روی ویفر سیلیکونی استفاده شده، در شکل ۱

نشان داده شده است. تابش لیزر در راستای بردار عمود بر سطح میباشد. با توجه به این که شار انرژی باید در حد یونیزاسیون اتمها باشد، بنابراین لازم است که باریکه لیزر خروجی پیش از تابش به نمونه توسط یک عدسی متمرکز شود تا حداکثر شدت ممکن فراهم شود.

از یک جفت تیغه نیم-موج و قطبش گر گلن-تیلور استفاده شده است. با چرخاندن تیغه نیمموج، جهت قطبش تپ فمتوثانیه عوض میشود و قطبش گر تنها اجازه عبور قطبش در جهت خاصی را فراهم می کند. در نتیجه با فرض آن که قطبش تپ خروجی از لیزر فمتوثانیه در راستای مشخصی باشد، همواره بخشی از انرژی تپ که در راستای قطبش گر است، امکان خروج از قطبش گر را خواهد داشت. با چرخش تیغه نیمموج، جهت قطبش ورودی عوض شده و درنتیجه بخش کمتر یا بیشتری از باریکه لیزر میتواند عبور کند. به این صورت انرژی تپ فمتوثانیه با چرخش پیوسته تیغه نیمموج، تغییر خواهد کرد و درنتیجه میتوان شار انرژیهای دلخواه ایجاد کرد.



شکل ۱: چیدمان آزمایش

نتايج و بحث

در ابتدا اثر تک تپ با شار انرژی ۳ J/cm² با استفاده از تصاویر میکروسکوپ الکترونی بررسی شد. هندسه اثر ایجاد شده دایروی بوده و با افزایش شار انرژی تا ۶٫۳۵ J/cm² هندسه ثابت مانده اما اثرات کندگی و پاشیدگی قطرات جدا

شده روی سطح مشهود است (شکل ۲، الف) و ب)). هندسه ایجاد شده با توزیع انرژی تپ لیزر همبستگی دارد.



شکل ۲: اثر تک تپ فمتوثانیه با شار انرژی الف) ۰٫۳ و ب) ۰٫۳۵ ژول بر سانتیمتر مربع

در ادامه، تعداد تپها به پنج تپ افزایش داده شد و به ترتیب شار انرژیهای ۲٫۳۵٬۰٫۴ J/cm² ۲٫۳٬۰٫۳۵٬۰ اعمال شد که تصاویر مربوطه در شکل ۳٬ الف تا ج نشان داده شده است. با افزایش تعداد و انرژی، رفته رفته ساختارهای منظم خودبه خودی در حال شکل گیری است که البته نظم مشخصی ندارند.



شکل ۳: اثر پنج تپ فمتوثانیه با شار انرژی الف) ۰٫۳۵ ، ب) ۰٫۳۵ و ۰٫۴ ژول بر سانتیمتر مربع

با ثابت نگهداشتن شار انرژی در ۶ J/cm² ۴ و افزایش تعداد تپها به ده عدد، به مرور هندسه مثلثی شکلی در ساختارهای ایجاد شده نمایان میشود (شکل ۴).



شکل ۴: اثر ده تپ فمتوثانیه با شار انرژی ۴ J/cm² ۰٫۴

با افزایش تعداد تپ به بیست عدد، هندسه ساختارهای ایجاد شده از مثلث به چهار ضلعی تبدیل می شود. تغییرات هندسه با افزایش تعداد تپ به دلیل اثر تجمعی انرژی و تلاش سطح برای رسیدن به هندسه پایدار است (شکل ۵).



شكل ۵: اثر بيست تپ فمتوثانيه با شار انرژی ۴ J/cm² ,۴

در ادامه با استفاده از شار انرژی ۶ J/cm² و صرفاً افزایش تعداد تپها به ۵۰ تپ، هندسه ساختارهای ایجاد شده ۶ وجهی می شود (شکل ۶).



شکل ۶: اثر پنجاه تپ فمتوثانیه با شار انرژی J/cm² ۶، ۰

نتيجهگيرى

در این تحقیق هندسه ساختارهای خودبهخودی تشکیل شده روی سطح ویفر سیلیکون پس از اندرکنش با تپهای فمتوثانیه بررسی شده است. نشان داده شده که با افزایش انرژی منتقل شده به سطح (چه از طریق تعداد تپ و چه با افزایش شار انرژی تپها)، هندسه ساختارها از حالت دایروی به شش وجهی منتظم که پایداری بالایی دارد، تبدیل میشود [۳]. در طبیعت نیز زنبور عسل از این حقیقت برای ساخت کندوی عسل خود استفاده می کند.

مرجعها

- Chichkov, B. N., Momma, C., Nolte, S., Von Alvensleben, F., & Tünnermann, A. (1996). Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. Applied physics A,63(2),109-115
- [2] Phillips, K. C., Gandhi, H. H., Mazur, E., & Sundaram, S. K. (2015). Ultrafast laser processing of materials: a review. Advances in Optics and Photonics, 7(4), 684-712.
- [3] Goodarzi, R., Hajiesmaeilbaigi, F., & Bostandoost, E. (2020). Self-organized fractal-like structures formation on the silicon wafer surface using the femtosecond laser pulses. Optics and Lasers in Engineering, 128, 106008.





ساخت و اندازه گیری تلفات یک نمونه موجبر پلیمری

محسن میرمحمدی*'، غلام محمد پارسانسب'، محمد طالبی خوشمهر'

دانشکده مهندسی برق^۱، دانشگاه شهید بهشتی تهران

<u>Mohsenmirmohamadi7@gmail.com</u>, <u>gm_parsanasab@sbu.ac.ir</u> ,mohammad_talebi95@outlook.com

چکیده – در این مقاله ابتدا به تفسیر، نحوه انتشار و برخی خصوصیات موجبرهای نوری پرداخته شده است. در ادامه مزایای ساخت موجبر با مواد پلیمری ، خواص مهم آنها آورده شده است. سپس به شرح اهمیت و انواع تلفات در موجبرهای نوری پرداختهایم. پس از آن، فرایند ساخت موجبر پلیمری و چیدمانهای مورد نیاز برای لیتوگرافی آن با ماده SU8 که نوعی فتورزیست منفی است به طور کامل آورده و در نهایت به شرح فرایند کوپل نور از طریق فیبر نوری، درون موجبر ساخته شده و اندازهگیری تلفات پرداخته مقادیر اتلاف ۲/۱۲ و ۲/۱۹ و ۱/۱۰ بر حسب dB/cm به ترتیب برای طول موجهای ۶۵۰ و ۹۸۰ و ۱۵۵۰ نانومتر به دست آمده است.

كليد واژه- تلفات،پليمر،فتورزيست،كوپل،موجبر.

Fabrication and loss measurement of a polymeric Waveguides

Mohsen Mirmohammadi*¹, Gholam Mohammad Parsanasab, Mohammad Talebi Khoshmehr

<u>Mohsenmirmohamadi7@gmail.com</u>, <u>Gm_parsanasab@sbu.ac.ir</u> ,mohammad_talebi95@outlook.com

Factualy of Electrical Engineering, Shahid Beheshti University

Abstract- In this paper we described the importance, propagation method and some specification of optical waveguides. In the following, profits and important feature of polymeric waveguides were explained. Then, fabrication process of kind of polymeric waveguide with SU8 which is a negative photoresist and necessary setup for lithography were completely described. Finally, we describe how to couple light through optical fiber to fabricated waveguide and measuring the loss of waveguide in different wavelength and Loss value which get are 0.12, 0.9 and 0.11 dB/cm for 655 nm(visible) and 980 nm,1550 nm IR wavelength in respectively.

Keywords: Couple, Loss, Photoresist, Polymer Waveguide.





مقدمه

موجبرهای نوری را میتوان به عنوان عنصر اصلی هدایت و انتقال نور تلقی نمود. یک موجبر میتواند امکان محصورشدگی نور را درون مرزهای خود با استفاده از بازتاب داخلی کلی فراهم آورد، موجبرها نور را در مسیری مشخص و با اتلاف بسیار کم منتقل میکنند. موجبرها را میتوان با توجه به خصوصیات آنها همچون ابعاد فضایی که نور درون آن محبوس میشود و جنس مواد مورد استفاده برای طراحی و ساخت آنها دستهبندی نمود. در سالهای اخیر، ساخت موجبرهای نوری از جنس پلیمر، به واسطه کاهش هزینهها و فرایند ساخت نسبتا سادهتر در مقابل مواد نیمههادی، در زمینههای تجاری سازی مورد استقبال قرار گرفتهاند. پلیمرهای مختلف، خواص نوری، الکتریکی و مکانیکی متفاوتی را از خود به نمایش میگذارند که مشخصه کلیدی و قابل توجه آنها را میتوان ضریب شکست و تلفات عنوان نمود، که هر دو تابعی از طول موج هستند.

تلفات موجبرهای نوری، یکی از مهمترین عوامل مورد بررسی در ساخت آنها بشمار میآیند که عموما با dB/Cm اندازه گیری می شود. تلفات موحبرها در سه مکانیزم قابل بررسی اند: تلفات پراکندگی، جذب و تابشی. تلفات پراکندگی در موجبرهای شیشهای و دی الکتریک (عایق) از اهمیت بالاتری برخوردار است، تلفات جذب در مواد نیمه هادی و تلفات تابشی نیز برای موجبرهای تحت خمش نمود دارد. تلفات پراکندگی بر دو نوع است، پراکندگی حجمی و پراکندگی سطحی، که در این میان، پراکندگی سطح در قیاس با حجم، اهمیت بالاتری را به خود اختصاص می دهد. پراکندگی سطح حتی در سطوح بسیار صاف نیز

می تواند بسیار مهم و قابل توجه باشد، به ویژه در مواردی که مدهای مرتبه بالا تحریک میشوند.

روش ساخت

برای ساخت موجبر از فتورزیست منفی بنام SU8-2002 استفاده شده است، فتورزیستهای منفی موادی هستند که با قرار گرفتن در معرض نور از خود واکنش نشان داده و بروی سطح زیرلایه تا حدی سخت می شوند و امکان ایجاد طرحهای مختلف را فراهم میسازند. SU8 نیز بر اثر تابش نور فرابنفش با طول موج ۴۰۰نانومتر از منومر به پلیمر تغییر فاز داده و نسبتا سخت می شود. به منظور لایه نشانی، زیرلایهای از جنس SiO₂ را کاملا تمیز و خشک نموده و سپس ماده SU8 (محلول) را بر سطح زیرلایه گسترانده و با سرعت ۶۰۰۰rpm به مدت ۳۵ثانیه تحت لایهنشانی چرخشی (Spin-Coating) قرار میدهیم، در نهایت لایهای با ضخامت ۲.۸میکرومتر که توسط دستگاه فیلم-متریک اندازه گیری شده است حاصل خواهد شد. در گام بعدی به منظور ایجاد استحکام نسبی در لایه، نمونه تحت دمای ۹۷ درجه سانتی گراد به مدت ۱۲۰ثانیه گرمادهی شده(عمل پیش-پخت) و سپس به تدریج به دمای اتاق بازگردانده می شود. برای ایجاد موجبرها، به کمک چیدمان شکل (۱)، فرایند لیتوگرافی به روی نمونه صورت می گیرد. چیدمان از یک جابجاگر سه محوره، دو آینه، دیافراگم، مقسم باریکه نور و دوربین تشکیل شده است. برای ایجاد موجبر با عرض ۴میکرومتر میبایست توان لیزر بروی ۳میلی وات قرارگیرد و جابجاگر با سرعت ۵۰میکرومتر برثانیه به روی نمونه حركت كند. پس از اتمام فرايند ليتوگرافي، بازهم به منظور ایجاد چسبندگی بیشتر، نمونه به مدت ۸دقیقه با دمای

۹۷ درجه سانتی گراد گرمادهی می شود (عمل پس-پخت)، در این مرحله موجبرهای نوشته شده تاحدی قابل مشاهده خواهند بود. در گام بعد، نمونه به دمای اتاق باز می شود، سپس برای پاک شدن نواحی که در معرض تابش نور لیزر نبوده و به دست آمدن طرح اصلی، نمونه به مدت ۵۰ثانیه در ماده با نام methoxy-2-propanol قرار می گیرد. پس از فراوری شدن نمونه در ماده مذکور، طرح نهایی به وضوح قابل مشاهده است. گام نهایی، فرایند سخت سازی پایانی است که با اعمال آن، موجبرها کاملا محکم شده و حلال باقی مانده بروی نمونه به صورت کلی تبخیر می گردد. این فرایند به مدت ۵۳دقیقه در دمای ۱۲۵درجه سانتی گراد مورت می پذیرد (عمل سخت-پخت).







شکل (۲): تصویری از موجبرهای (خطوط باریک) ساخته شده به روی زیرلایه یکپارچه SiO₂ که توسط میکروسکوپ نوری گرفته شده است.

اندازهگیری تلفات

در این بخش ابتدا فیبر تک مد به موجبر مورد نظر کوپل شده و سپس توسط چیدمان شکل (۳) تلفات پراکندگی موجبرها اندازهگیری میشود. برای کوپل نور در موجبرها میبایست لبه نمونه کاملا صاف باشد تا بتوان با نزدیک نمودن فیبر به سطح مقطع موجبر، نور را درون آن کوپل نمود، بنابراین، لبه نمونه را به کمک دستگاه پرداخت، صاف نموده، سپس به کمک یک جابجاگر سه محوره که دارای نگهدارنده فیبر نوری است، فیبر تک مد با هستهای به قطر ۸ میکرومتر را با استفاده لیزر مرئی با طول موج ۵۵۶ نانومتر به موجبر موردنظر کوپل مینماییم.



شکل (۳): چیدمان اندازه گیری تلفات

در گام بعدی به کمک چیدمان اندازه گیر تلفات، تلفات موجبر را در سه طول موج ۵۵۵ نانومتر مرئی، ۹۸۰ نانومتر و ۱۵۵۰نانومتر فروسرخ اندازه گیری خواهیم نمود. عملکرد چیدمان اندازه گیری تلفات به گونه ای است که توسط دوربینی که با کمک یک لنز 100X تصویر موجبر را بزرگ نمایی می کند، سطح موجبر را از نقطهای تا نقطه دیگر جاروب (scan) نموده (برای طول موج ۵۵۵ و ۹۸۰نانومتر ۲۱میلیمتر و برای ۱۵۵۰نانومتر ۱۰میلیمتر از طول موجبر) و به کمک پاورمتر تلفات را ثبت مینماییم. شکل (۴) چیدمان اندازه گیری تلفات را نشان می دهد. طول موجهای ذکر شده توسط منابع نوری لیزری تامین گردیده است.



نمودار (۳): تلفات در طول موج ۱۵۵۰نانومتر.

نتيجه گيرى

برای محاسبه اتلاف بر داده های نمودارهای شدت نور پراکنده شده از سطح موجبر (نمودارهای ۱،۲،۳) یک تابع نمایی برازش می کنیم تا α ضریب اتلاف به دست آید. سپس با استفاده از رابطه (۱) اتلاف را برای هر سه طول موج به دست می آوریم:

$$\operatorname{Loss}\left[\frac{dB}{mm}\right] = -\frac{10}{z_2 - z_1} \log\left(\frac{I_{z_2}}{I_{z_1}}\right) = -\frac{10}{z_2 - z_1} \log\left(\frac{e^{-az_2}}{e^{-az_1}}\right) = \frac{10}{\ln(10)} \alpha, \operatorname{Loss}\left[\frac{dB}{cm}\right] = 10 \operatorname{Loss}\left[\frac{dB}{mm}\right] = \frac{\alpha[1/mm]}{\ln(10)} \times 100$$
(1)
$$(1)$$
and an angle in the probability of the pr

منابع

آمده است.

- Jhonattan C. Ramirez'' Low-loss modified SU-8 waveguides by direct laser writing at 405 nm'', Opt. Mater. Express 7, 2651-2659 (2017).
- [2] Yu Xin, Gregory Pandraud," Tapered SU8 Waveguide for Evanescent Sensing by Single–Step Fabrication", Delft University of Technology,2017 IEEE SENSORS.
- [3] Aleksandrs Marinins, Ni'' Air-suspended SU-8 strip waveguides with high refractive index contrast'',2017 IEEE Photonics Technology Letters, 28(17).
- [4] Robert G.Hunsperger, Integrated Optic, Theory and technology, Springer; 6th ed. 2009.
- [5] B.E.A Saleh, Fundemental of Photonic, Wiley & Sons, Incorporated, John, Second edition 2007.



شکل (۴): تصویری از چیدمان اندازه گیری تلفات.

بحث و نتايج

در این بخش نمودارهای مرتبط با اندازه گیری تلفات آورده شده است. نمودار(۱) طول موج ۵۵۵ نانومتر، نمودار (۲) طول موج ۹۸۰ نانومتر و نمودار (۳) طول موج ۱۵۵۰ نانومتر را به نمایش گذاشته است، نتایج اندازه گیری شده با نقاط آبی و خطوط قرمز نشاندهنده منحنی برازش شده با نتایج تجربی را نشان میدهد.



نمودار (۱): تلفات در طول موج ۶۵۵نانومتر.



نمودار (۲): تلفات در طول موج ۹۸۰ نانومتر.





ایجاد پلی کربنات فوق آبگریز به کمک لیزر اگزایمر سحر سهرابی'، هدیه پازکیان^۲، بیژن غفاری' ، محمود ملاباشی'و محسن منتظرالقائم^۲ 'دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

^۲ پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی

<u>S.sohrabiiust@gmail.com, h_pazokian2005@yahoo.com, ghafary@iust.ac.ir, mollabashi@iust.ac.ir</u> رايانامه:

چکیده – در این مقاله اثر تابش لیزر اگزایمر بر زاویه تماس آب و نفت روی پلیمر پلی کربنات بررسی شده است. میکروسکوپ الکترونی روبشی برای بررسی ساختارهای ایجاد شده روی سطح پلی کربنات به دلیل تابش لیزر استفاده شده است. مشاهده شد که تابش لیزر، زاویه تماس نمونهها با آب را به شدت افزایش میدهد. در شاریدگیهای بالاتر از آستانه کندگی، میکروساختارهایی روی نمونه ایجاد میشوند که با افزایش شاریدگی لیزر، تراکم آنها افزایش مییابد. در شاریدگی بالاتر از ²

کلید واژه- پلی کربنات، زاویه تماس، فوق آبگریزی، فوق نفتدوستی، لیزر اگزایمر

Superhydrophobic polycarbonate fabrication using excimer laser

Sahar Sohrabi¹, Hedieh Pazokian², Bijan Ghafary¹, Mahmood Mollabashi ¹and Mohsen Montazeralghaem²

¹Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

² Photonics and Quantum Technologies Research School, NSTRI, Tehran, Iran

E-mail: S.sohrabiiust@gmail.com

Abstract- In this paper effect of the excimer laser irradiation on the oil and water contact angle of PC was investigated. Scanning Electron Microscopy was used for investigation the morphology of the irradiated samples. The results of the experiments show that the laser irradiation strongly effects on the wettability. At the fluences above the ablation threshold, microstructures are fabricated and at the fluences above 80 mJ/Cm², samples show superhydrophobicity and superoleophilicity properties.

Keywords: Contact angle, Excimer laser, Polycarbonate, Superhydrophobicity, Superoleophilicity

مقدمه

جداسازی نفت از آب در کاربردهایی مانند تصفیه فاضلاب روغنی و حذف نشت نفت اهمیت پیدا می کند. حجم قابل توجهی از پسابهای روغنی صنعتی در نساجی، مواد غذایی، نفت و گاز و صنایع معدنی تولید می شود. نشت نفت می تواند در مراحل اکتشاف و تولید، پالایش و حمل و نقل نفت در صنعت نفت رخ دهد و اثرات زیست محیطی و اقتصادی شدیدی را به همراه داشته باشد[۱]. یکی از روشهای مناسب در جداسازی نفت و آب، ایجاد سطوح فوق آبگریز و فوق نفت دوست است [۲]. علاوه بر جداسازی نفت و آب، از کاربردهای سطوح فوق آبگریز می توان به سطوح مقاوم در برابر خوردگی[۳]، خاصیت خود تمیز شوندگی[۴] و سطوح با خاصیت ضد باکتری[۵] اشاره کرد. به طور کلی برای ایجاد سطوح فوق آبگریز دو روش وجود دارد: ۱) ایجاد ساختارهای میکرو و نانو روی سطح آبگریز ۲) اصلاح شیمیایی سطح با ساختارهای میکرو و نانو همراه با مواد با انرژی سطحی پایین [۶]. استفاده از لیزر به عنوان روشی آسان، تک مرحلهای و با بازده بالا که نیاز به مواد شیمیایی ندارد، برای ایجاد این ساختارها روی سطوح مطرح می شود. با استفاده از لیزر می توان ساختارهای در مرتبه میکرو و نانو روى سطح پليمر ايجاد كرد. اين ساختارها مىتوانند زاويه تماس قطره آب با پلیمر را افزایش دهند و پلیمر را به سمت خاصیت فوق آبگریزی پیش ببرند. لیزرهای فمتوثانیه به خوبی توانستهاند ساختارهای سلسله مراتبی را روی سطح موادي مانند آلومينيوم ايجاد كنند [٧]. با اين وجود استفاده از لیزرهای نانوثانیه به علت به صرفه بودن، در دسترس بودن و قابلیت استفاده در صنعت، می تواند گزینه مناسبی برای ايجاد سطوح فوق آبگريز باشد.

پلی کربنات پلیمری ترموپلاستیک است که در صنایع نفت، بستهبندیهای غذایی، تجهیزات پزشکی و .. کاربرد دارد. بنابراین فوق آبگریز کردن آن هم به علت ضد باکتری شدن و هم به علت کاربرد در جداسازی نفت و آب اهمیت دارد.

در این پژوهش با استفاده از لیزر اگزایمر با طول موج ۲۴۸ نانومتر در شاریدگیهای مختلف، نمونههای پلی کربنات تابشدهی شدند و میزان آبدوستی و نفت دوستی آنها بررسی شد. بنابراین در این مقاله روشی آسان و تک مرحلهای برای ایجاد پلی کربنات با خاصیت فوق آبگریز و فوق نفتدوست ارائه شده است که از آن میتوان در صنایع مختلف استفاده کرد.

روش انجام آزمایش

نمونههای پلی کربنات با ضخامت ۱ میلیمتر تهیه شدند. نمونهها پس از شست و شو با الکل، با لیزر اگزایمر در طول موج ۲۴۸ نانومتر و نرخ تکرار ۲ هرتز در شاریدگیهای مختلف با تعداد پالس ۱۰۰۰ تابشدهی شدند. برای بررسی ساختارهایی که در اثر تابشدهی روی نمونهها ایجاد شده است، از میکروسکوپ الکترونی روبشی استفاده شد. پس از تابشدهی، زاویه تماس نمونه با قطره آب و نفت اندازه گیری شدند و ساختارهای ایجاد شده روی نمونه به کمک میکروسکوپ الکترونی روبشی بررسی شدند.

نتایج و بحث

شکل ۱ نمودار زاویه تماس نمونههای تابش دیده را بر حسب شاریدگی در تعداد پالس ۱۰۰۰ نشان می دهد. همان طور که از شکل مشخص است، زاویه تماس پلی کربنات با آب، با افزایش شاریدگی افزایش یافته است و پلی کربنات تابش دیده خاصیت فوق آبگریزی نشان داده است. شاریدگی آستانه برای پلی کربنات در تابش با لیزر شاریدگیهای بالای آستانه کندگی ترشوندگی سطح شدیدا تغییر کرده است. در شاریدگیهای ۲۰ mJ/Cm² و بالاتر از آن، زاویه تماس با آب به بیشترین حد خود رسیده است. زاویه تماس پلی کربنات تابش ندیده با آب، ۹۱۰۰۵ است. بنابراین در شاریدگیهای بالا، زاویه تماس پلی کربنات با آب حدود ۷۰ درجه افزایش یافته است.

همان طور که از شکل ۱ مشخص است، زاویه تماس پلی کربنات تابش ندیده و تابش دیده در تمام شارید گی های مورد آزمایش، با نفت ثابت مانده است و نفت به محض تماس با پلی کربنات، به طور کامل روی آن پخش می شود. بنابراین علی رغم تغییر شدید زاویه تماس نمونه ها با آب، نمونه های تابش دیده فوق نفت دوست باقی مانده اند.



شکل ۱: زاویه تماس پلی کربنات با آب و نفت در شاریدگیهای مختلف و تعداد پالس ۱۰۰۰

شکل ۲ تصویر قطره آب و نفت روی نمونه تابشدیده را نشان میدهد. همان طور که از شکل مشخص است، نمونه تابش دیده فوق نفت دوست است.



شکل ۲: تصویر قطره آب و نفت روی نمونه پلی کربنات تابشدیده در شاریدگی ۸۰ mJ/Cm² و ۱۰۰۰ پالس

شکل ۳ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونههای پلی کربنات تابش دیده در شاریدگی ۷۰، ۸۰ و ۹۵ mJ/Cm با تعداد پالس ۱۰۰۰ نشان میدهد.



شکل۳: تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه پلی کربنات تابش دیده در ۱۰۰۰ پالس با شاریدگی شکل بالا:۲۰ ، شکل وسط: ۸۰ و شکل پایین: ۹۵ mJ/Cm²

با توجه به شکل ۳ میکروساختارهایی که در شاریدگی ۸۰ و ۹۵ mJ/Cm² به وجود آمدهاند، میتوانند هوا را درون خود گیر بیندازند و هوای محبوس شده باعث میشود تا قطره آب به جای تماس مستقیم با سطح نمونه، با هوا تماس داشته باشد. این موضوع سبب میشود زاویه تماس آب با نمونه زیاد شود و خاصیت فوق آبگریزی دیده شود. درصورتی که به دلیل انرژی سطحی بسیار پایین نفت، نمونهها فوق نفتدوست باقی ماندهاند.

علاوه بر مورفولوژی سطح، ترشوندگی به شیمی سطح نیز بسنگی دارد.[۸]. یکی از عواملی که به صورت مستقیم روی ترشوندگی تاثیر می گذارد، وجود گروههای قطبی یا ناقطبی

پلی کربنات بررسی شد. با افزایش شاریدگی در بالای آستانه کندگی در تعداد پالس ثابت ۱۰۰۰، تراکم میکروساختارهای ایجاد شده افزایش یافت و خاصیت فوق آبگریزی و فوق نفتدوستی در نمونههای پلی کربنات مشاهده شد.

مرجعها

- Rasouli, S., Rezaei, N., Hamedi, H., Zendehboudi, S. and Duan, X., 2021. Superhydrophobic and superoleophilic membranes for oil-water separation application: A comprehensive review. Materials & Design, p.109599.
- [2] Li, Y., Yu, Q., Yin, X., Xu, J., Cai, Y., Han, L., Huang, H., Zhou, Y., Tan, Y., Wang, L. and Wang, H., 2018. Fabrication of superhydrophobic and superoleophilic polybenzoxazine-based cotton fabric for oil-water separation. Cellulose, 25(11), pp.6691-6704.
- [3] Hwang, G.B., Page, K., Patir, A., Nair, S.P., Allan, E. and Parkin, I.P., 2018. The anti-biofouling properties of superhydrophobic surfaces are shortlived. ACS nano, 12(6), pp.6050-6058.
- [4] Zhang, X., Guo, Y., Zhang, Z. and Zhang, P., 2013. Self-cleaning superhydrophobic surface based on titanium dioxide nanowires combined with polydimethylsiloxane. Applied Surface Science, 284, pp.319-323.
- [5] Yuan, G., Liu, Y., Ngo, C.V. and Guo, C., 2020. Rapid fabrication of anti-corrosion and self-healing superhydrophobic aluminum surfaces through environmentally friendly femtosecond laser processing. Optics Express, 28(24), pp.35636-35650.
- [6] Zhou, X.B. and De Hosson, J.T.M., 1995. Influence of surface roughness on the wetting angle. Journal of materials research, 10(8), pp.1984-1992.
- [7] Erbil, H.Y. and Cansoy, C.E., 2009. Range of applicability of the Wenzel and Cassie- Baxter equations for superhydrophobic surfaces. Langmuir, 25(24), pp.14135-14145.
- [8] Pazokian, H., Selimis, A., Barzin, J., Jelvani, S., Mollabashi, M., Fotakis, C. and Stratakis, E., 2012. Tailoring the wetting properties of polymers from highly hydrophilic to superhydrophobic using UV laser pulses. Journal of Micromechanics and Microengineering, 22(3), p.035001.

روی سطح است. در اثر تابش لیزر، ممکن است برخی از پیوندها شکسته شوند و گروههای قطبی روی سطح پلیمر ایجاد شود. به علاوه، در برهم کنش لیزر اگزایمر با پلی کربنات در بالای آستانه کندگی، کربونیزه شدن پلیمر اتفاق میافتد و برخی از پیوندها مانند O-C یا O=C شکسته میشوند. در نتیجه ساختارهای کربنی متخلخل یا آمورف شکل می گیرند. کربونیزه شدن پلیمر سبب افزایش زاویه تماس آن با آب خواهد شد. شکل ۴ تعداد میکروساختارهای ایجاد شده به دلیل تابش لیزر را با توجه به تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی ثبت شده در بزر گنمایی ۸۰۰ نشان می دهد. با توجه به شکل ۴، با افزایش شاریدگی لیزر در تعداد پالس ثابت ۱۰۰۰ تعداد میکروساختارهای ایجاد شده افزایش می یابد. این به معنی افزایش تراکم شده افزایش می یابد. این به معنی افزایش تراکم



شکل ۴: تعداد میکروساختارهای ایجاد شده روی پلی کربنات در اثر تابش لیزر اگزایمر از روی تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی در بزرگنمایی ۸۰۰ در شاریدگیهای مختلف و تعداد پالس ۱۰۰۰

نتيجهگيرى

در این مقاله اثر تابش لیزر اگزایمر با طول موج ۲۴۸ نانومتر و شاریدگیهای مختلف برای فوق آبگریز کردن نمونههای





بررسی عوامل موثر بر فوتولومینسانس پروسکایت MAPbI3 در فرایند ساخت شیما تقیان^۱، فرزانه یکه کار^۱، کیمیا فلاح^۱، بیژن غفاری^۱، رضا صابری مقدم^{۱۰۱}، راضیه کشتمند^۱و شهاب نوروزیان علم^{*۱}

دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران؛ ^۲مرکز نوآوری کمبریج، انگلستان shima_taghiyan@physics.iust.ac.ir ، f_yekekar@physics.iust.ac.ir ، kimya_fallah98@physics.iust.ac.ir ، ghafary@iust.ac.ir ، reza.saberi@gmail.com ، r_keshtmand@physics.iust.ac.ir ، norouzian@iust.ac.ir

چکیده_در سال های اخیر نانو مواد پرو سکایتی به عنوان سلول خور شیدی و اخیرا به عنوان دیود نورگسیل مورد توجه قرار گرفته اند. پژوهش ها نشان داده است عوامل متعددی در تنظیم گاف انرژی و خواص اپتیکی پرو سکایت ها ایفای نقش میکنند. ضخامت و عملیات حرارتی از عواملی هستند که میتوانند در فرایند ساخت تاثیر چشمگیری در خواص اپتیکی دا شته با شند. در این پژوهش نانوفیلم پرو سکایتی متیل آمونیوم سرب یدید (MAPbI3) به روش چرخش دو مرحله ای تهیه و ضخامت لایه پرو سکایت و دمای عملیات حرارتی به عنوان متغیر گزارش بررسی شد. نتایج فوتولومینسانس و XRD مقایشه شد و نمونه بهینه از نظر ضخامت و دمای بازپخت نمونه با ضخامت ۳۷۰ نانومتر و با دمای بازپخت ۱۰۰ درجه سانتی گراد معرفی شد. کلید واژه -پروسکایت، MAPbI3، ضخامت، عملیات حرارتی، متیل آمونیم سرب یدید.

Investigation of factors affecting perovskite photoluminescence MAPbI3 in the manufacturing process

Shima Taghiyan¹, Farzaneh Yeke kar¹, Kimya Fallah¹, Bijan Ghafari¹, Reza Saberi Moghaddam², Raziye Keshtmand¹, Shahab Norouzian Alam^{*1}

¹Physics Department,Iran University of Science and Technology,Tehran; ² the Innovation center,University of Cambridge,United Kingdom

shima taghiyan@physics.iust.ac.ir · f yekekar@physics.iust.ac.ir ·

kimya fallah98@physics.iust.ac.ir · ghafary@iust.ac.ir · reza.saberi@gmail.com ·

r keshtmand@physics.iust.ac.ir · norouzian@iust.ac.ir

Abstract- In recent years, perovskite nanomaterials as solar cells and light emitting diodes have received much attention and research. Research has shown that several factors play a role in regulating the band gap energy and the optical properties of perovskites. Thickness and heat treatment are factors that can have a significant impact on optical properties in the manufacturing process. In this study, perovskite films of methyl ammonium lead iodide (MAPbI3) was prepared by two-stage rotation method and the thickness of perovskite films and heat treatment temperature were investigated as the reported variable. The results of photoluminescence and XRD were compared and the optimal sample in terms of thickness and annealing temperature of the sample with a thickness of 370 nm and annealing temperature of 100 ° C was introduced.

Keywords: MAPbI3, methyl ammonium lead iodide, perovskite, thermal annealing, thickness.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



روش فراوری

تمیزکاری زیر لایه که شامل سه مرحله شست و شو با آب گرم و صابون، شست و شو با آب مقطر و شستوشو با اتانول با کمک دستگاه التراسونیک انجام شده و لام های مربعی ۱/۲ سانتی متر با سشوار حرارتی خشک و به مدت یک ساعت در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد قرار داده شده. بعد از یک روز کاری و همدما شدن زیرلایهها با محیط، مادهی MaPbI3 ، به کمک پوشش دهی چرخشی دو مرحله ای(سرعت چرخش در مرحله اول برابر ۱۰۰۰rpm و در مرحله دوم در سه سرعت متفاوت جهت تغییر ضخامت فیلم)، لایه نشانی انجام گرفت. پس از انجام لایه نشانی، در مرحله بازپخت در دماهای ۸۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد روی هات پلیت و به مدت یک ساعت تحت بازیخت قرار گرفت. ۰/۱۹ گرم از PbI2 را به مدت ۱۰ دقیقه بر روی هاتپلیت با دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد قرار داده شد تا رطوبت آن گرفته شود. بعد از خنک شدن آن ۳۰۰/۵ میکرولیتر DMSO به مدت ۵ دقیقه روی هات پلیت با دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد قرار گرفت تا کاملا حل شود. سپس ۸/۰۵۵ گرم MAI و ۲۹۱/۵ میکرولیتر از محلول بالا به MAI اضافه میشود. محلول را هم زده تا کاملا حل شود. بعد از ساخت محلول دستگاه پوششدهیچرخشی به صورت دو مرحلهای تنظیم شده و با تعیین سرعت چرخش مقدار ۲۵ میکرولیتر از محلول MaPbI3 به کمک پیپت بر روی لام پخش میگردد. دستگاه را فعال شده و در ۱۵ ثانیه دوم مرحله دوم، مقدار ۱۲۰ میکرولیتر کلروبنزن را بر روی آن تزریق می شود. تمام آزمایشها در دمای اتاق و فشار اتمسفر انجام گرفته شده.

مقدمه

پیشرفت و رشد نانو پروسکایت ها در زمینه سلول های خورشیدی و دیود های نورگسیل در سال های اخیر بسیار قابل توجه بوده و پیش بینی میشود تا بیست سال آینده نانو یروسکایت ها در برخی موارد مصرفی جایگزین مواد نیمه رسانا شوند[1]. پروسکایت هالید فلزی به طور کلی ساختار ABX3 دارند که A کاتیون آلی یا معدنی مانند ABX3، Cs و B یک یون فلزی مانند Bi ،Sn،Pb و X یک آنیون هاليد يا مخلوط هاليد مانند I ،Br ،Cl و I-Br است[2]. پروسکایت های هالیدی از انعطاف پذیری ساختاری زیادی برخوردار هستند و به سادگی میتوان مورفولوژی آنها را در هنگام سنتز دستکاری کرد و در نتیجه ویژگی های اپتیکی متفاوتی ایجاد کرد. عواملی از جمله مواد مورد استفاده، ساختار، ضخامت، مورفولوژی سطحی و نقص ها، روش ساخت و عوامل محیطی و.... میتوانند در گاف انرژی فیلم پروسکایتی و در نتیجه کارایی پروسکایت نقش اساسی داشته باشند[2,3]. ضخامت لایه پروسکایت باید به گونه ای طراحی شود تا هم پوشانی بین توابع موج الکترون و حفره و در نتیجه امکان بازترکیب نوری افزایش یابد [4,5]. در مقایسه با مواد آلی، لایه های پروسکایتی که در دمای اتاق منجر به گسیل شده اند دارای ضخامت کمتری هستند و همچنین گاها شرایط ساخت ساده تر، هزینه کمتر و خلوص بیشتری دارند. در سال های اخیر تحقیق و بررسی روی نانو مواد پروسکایت هالید فلزی نظیر MAPbI3 و ترکیبات آن منجر به نتایج مفیدی شده است. در این مقاله اثر دما و ضخامت در فوتولومينسانس فيلم پروسكايت با ساختار شیمیایی MAPbI3 به روش چرخش دو مرحله ای مورد بررسی قرار میگیرد.

گزارش داده های تجربی

نمونه های فراوری شده توسط لیزر با طولموج ۳۸ ۴۸۸، تحریک شد. طیف PL نمونه به وسیله اسپکتروفتومتر NOORA300 اندازه گیری شد و زاویه بین پروب اسپکتروفتومتر و سطح کریستال برابر با ۴۰ درجه قرار داده شد.



شکل ۱: طرحواره تحریک و طیف سنجی فوتولومینسانس فیلم پروسکایت.



شکل ۲: طول موج پیک PL دریافتی از نمونه های با ضخامت ۳۵۳۳m ، ۲۹۶nm و ۳۷۰nm و FWHM منطبق با نمودار گوسین آنها.

در ضخامت های پایین شدت فتولومینسانس دریافتی کمتر است با افزایش ضخامت لایه پروسکایت، به دلیل افزایش

حامل های بار، شدت فوتولومینسانس گسیلی افزایش می یابد. ضخامت شرایط بهینه در ۳۷۰ نانومتر میباشد. افزایش ضخامت لایه پروسکایت لزوما به معنای افزایش شدت فوتولومینسانس دریافتی نیست، در ضخامت های بالا به دلیل همپوشانی توابع جذب و گسیل پروسکایت پدیده خود جذبی رخ داده و شدت فوتولومینسانس دریافتی کاهش می یابد.



شکل ۳: نمودار لگاریتمی سطح زیر نمودار طیف PL دریافتی از نمونه های با ضخامت ۳۵۶۸۳ ، ۳۵۳۳۳ و ۳۷۰۰m



شکل ۴: طول موج پیک PL دریافتی از نمونه های فراوری شده با دمای بازپخت ۸۰ ، ۱۰۰ و ۱۵۰ درجه سانتیگراد و FWHM منطبق با نمودار گوسین آنها.

هرگونه تغییر در مورفولوژی سطحی، نقص های سطحی و ساختار شبکه پروسکایت موجب تاثیرگذای بر اندازه گاف پرداخته شد. رفتار اپتیکی نمونه های ساخته شده منجر به یافتن شرایط بهینه از نظر ضخامت و دمای بازپخت شده و فیلم پروسکایت با ضخامت ۳۷۰ نانومتر و با دمای بازپخت ۱۰۰ درجه سانتی گراد را به عنوان نمونه بهینه جهت استفاده در مصارف فوتولومینسانس از جمله در LED معرفی میکند.

مرجعها

[1] Y.-H. Kim, H. Cho, and T.-W. Lee, "Metal halide perovskite light emitters," Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 113, no. 42. Proceedings of the National Academy of Sciences, pp. 11694–11702, Sep. 27, 2016.

[2] Q. Ou et al., "Band structure engineering in metal halide perovskite nanostructures for optoelectronic applications," Nano Materials Science, vol. 1, no. 4. Elsevier BV, pp. 268–287, Dec. 2019.

[3] S. A. Veldhuis et al., "Perovskite Materials for Light-Emitting Diodes and Lasers," Advanced Materials, vol. 28, no. 32. Wiley, pp. 6804–6834, May 23, 2016.

[4] C. Cho et al., "The role of photon recycling in perovskite light-emitting diodes," Nature Communications, vol. 11, no. 1. Springer Science and Business Media LLC, Jan. 30, 2020.

[5] S. D. Stranks, R. L. Z. Hoye, D. Di, R. H. Friend, and F. Deschler, "The Physics of Light Emission in Halide Perovskite Devices," Advanced Materials, vol. 31, no. 47. Wiley, p. 1803336, Sep. 06, 2018.

[6]Zhonggao Xia, Gaoda Chai, Yan Wang, and Hang Zhou, "Uniform perovskite photovoltaic thin films via ultrasonic spray assisted deposition method," 2015 

شکل ۵: الگوی پراش اشعه ایکس نمونه های ساخته شده در دماهای مختلف.

با توجه به آنالیز پراش اشعه ایکس، الگوی تشکیل شده در دمای ۸۰ درجه سانتی گراد نشان دهنده تشکیل فاز تتراگونال پروسکایت است[6]. با افزایش دمای بازپخت، سرعت تشکیل فاز PbI2 افزایش یافته و احتمالا شاهد تشکیل فاز اورتورومبیک پروسکایت خواهیم بود. در دمای ۱۵۰ درجه سانتی گراد، دمای بازپخت به حدی بالا است که امکان تشکیل پروسکایت بسیار کم میشود و تشکیل PbI2 به حدی زیاد میشود که نمونه از رنگ قهوه ای تیره به رنگ زرد روشن میگراید.

نتيجهگيرى

دراین مقاله با تغییر ضخامت و دمای بازپخت نمونه پروسکایتی، به بررسی برخی خواص اپتیکی فیلم پروسکایت







ساخت آشکارساز خودمولد نور فرابنفش بر پایه گرافن اکساید به کمک نانومولد تریبوالکتریک

فائزه اژهای، لیلا شوشتری، راحله محمدپور، الهام اسدیان و پژمان ساسانپور

تهران، خیابان آزادی، دانشگاه صنعتی شریف، پژوهشکده علوم و فناوری نانو، ۸۹۶۹۴- ۱۴۵۸۸

Fa.ejei14@gmail.com, l.shooshtari@sharif.edu, mohammadpour@sharif.edu, e.asadian@sbmu.ac.ir, pesasanpour@sbmu.ac.ir

چکیده – آشـکارسـازهای نور فرابنفش علاوه بر اندازه گیری تابش پرتو فرابنفش نور خورشـید، در بررسـی میزان آلودگی آبوهوا، مطالعات نجومی و سـنجش احتراق موتور کاربرد دارند. نیاز به منبع الکتریکی پایان پذیر میتواند معضـلی برای اسـتفاده گسـترده از افزارههای نوری باشـد. نانومولدهای تریبوالکتریک جایگزین مناسـبی برای باتریها هسـتند که انرژی مکانیکی را به الکتریکی تبدیل میکنند. در این پژوهش که در آن از گرافن اکساید به عنوان ماده حسـاس به تابش فرابنفش اسـتفاده شـده اسـت، منبع ولتاژ با یک نانومولد تریبوالکتریک جایگزین شـده اسـت. طبق نتایج پاسـخ نوری و بازدهی کوانتومی آشـکارسـاز تا ۲۵ برابر بهبود یافته اسـت. نانومولد تریبوالکتریک جایگزین شـده اسـت. طبق نتایج پاسـخ نوری و بازدهی کوانتومی آشـکارساز تا ۲۵ برابر بهبود یافته اسـت.

كليد واژه- آشكارساز، خودمولد، فرابنفش، گرافن اكسايد، نانومولد تريبوالكتريك.

Fabrication of a Self-Powered UV-Photodetector based on Graphene Oxide via Triboelectric Nanogenerators

Faezeh Ejehi, Leyla Shooshtari, Raheleh Mohammadpour, Elham Asadian, Pezhman Sasanpour

Institute for Nanoscience and Nanotechnology, Sharif University of Technology, Tehran, 14588-89694

Fa.ejei14@gmail.com, l.shooshtari@sharif.edu, mohammadpour@sharif.edu, e.asadian@sbmu.ac.ir, pesasanpour@sbmu.ac.ir

Abstract- UV-photodetectors are widely applied not only for measurement of UV irradiation of sunlight, but also for air pollution, astronomical, and engine combustion studies. Unsustainable power sources may restrict the utilization of photodetectors, which can be solved by triboelectric nanogenerators, converting mechanical agitation to electricity. In this research, we have applied graphene oxide as the light-sensitive material and the conventional electricity source was replaced by a triboelectric nanogenerator. The obtained results show that the photoresponsivity, as well as quantum efficiency, can be augmented by 75 times, which open new avenues for self-powered photodetectors.

Keywords: Graphene Oxide, Photodetector, Self-powered, Triboelectric Nanogenerator, Ultraviolet.

مقدمه

آشکارسازهای نوری به روشهای متنوعی تابش الکترومغناطیس را به به بارهای الکتریکی تبدیل میکنند که سادهترین آنها روش مقاومتی است. در این روش با تابش نور به ماده، مقاومت تغییر میکند و باعث ایجاد تغییرات جریان در یک ولتاژ مشخص میشود [۱]. به منظور اعمال اختلاف ولتاژ در دو سر قطعه، نیاز به یک منبع اعمال اختلاف ولتاژ در دو سر قطعه، نیاز به یک منبع تعویض و دور انداخته شود که خود باعث مصرف هزینه و آلودگی محیط زیست خواهد بود. همچنین، با توجه به آلودگی محیط زیست خواهد بود. همچنین، با توجه به محیطی، تلاش میشود تا حسگرهای خودمولد جایگزین

در سالهای اخیر نانومولدهای تریبوالکتریک به عنوان جایگزین مناسبی برای باتریها در ادوات الکترونیکی معرفی شدهاند که پیشبینی میشود تا سال ۲۰۲۷ وارد بازار شوند [۳]. این نانومولدها قادرند که انرژی مکانیکی در اشکال مختلف (حرکت بدن انسان، امواج دریا، ارتعاشات صوتی و ...) را به انرژی الکتریکی تبدیل میکنند [۴]. ساختار نانومولدهای تریبوالکتریک به گونهایست که دو سطح متفاوت روی یکدیگر ضربه میخورند و یا ساییده میشوند تا بارهای تریبوالکتریک روی سطوح ایجاد شود. سپس به کمک القای الکتریکی در اتصالات پشت سطوح، این بارها در مدار جریان مییابند [۴].

در این پژوهش ابتدا یک آشکارساز مقاومتی بر پایه گرافن اکساید ساخته و پاسخ آن به نور فرابنفش بررسی شد. سپس منبع تغذیه با یک نانومولد تریبوالکتریک جایگزین شد و مجددا پاسخ نوری مورد مطالعه قرار گرفت. این جایگزینی علاوه بر مرتفع کردن نیاز به منبع انرژی پایان پذیر، باعث افزایش پاسخ نوری و بازدهی کوانتومی تا حدود ۷۵ برابر گردید.

روش انجام پژوهش

ابتدا محلول گرافن اکساید با غلظت ۷ mg/ml به روش هامرز تهیه شد و سپس ۲۰ ml از آن داخل قالب پلاستیکی با ابعاد ۲۰ ۴ cm² ریخته شد تا در هوا خشک شود. ورقه گرافن اکساید به دلیل انعطاف بالا به راحتی از قالب جدا و در ابعاد ۲۰۰۸ ۸×۲۰ بریده شد. شیشه حاوی یک لایه FTO به عنوان زیرلایه انتخاب و ۸ mm از سطح آن خراشیده شد تا گرافن اکساید بین دو لایه FTO قرار گیرد. از چسب پلاتین برای تثبیت اتصال گرافن اکساید و FTO استفاده شد. سپس تغییرات جریان در اثر عمال ولتاژ از ۵ تا ۷ ۵-تحت تابش LED فرابنفش (Ivium Compactstat) به کمک پتنشیواستات (Ivium Compactstat) بررسی شد.

FTO نانومولد تریبوالکتریک به کمک یک شیشه حاوی FTO (الکترود بالایی) و یک ورقه کپتون که در پشت آن چسب آلومینیوم قرار دارد (الکترود پایینی)، ساخته شد. از یک دستگاه ضربهزن با نیروی ثابت N ۸ و بسامد ۲ Hz به منظور اعمال ضربه استفاده شد. سپس قطعه ساخته شده در مدار با نانومولد قرار گرفت تا اثر تابش فرابنفش بررسی شود.

نتايج و بحث

شکل ۱ تغییرات جریان بر حسب ولتاژ را در شدتهای مختلف تابش نور فرابنفش نشان میدهد. با افزایش شدت تابش، الکترونهای بیشتری به نوار هدایت برانگیخته میشوند و در نتیجه جریان نوری بالاتری ایجاد می گردد. طرحواره داخل شکل ۱، ساختار قطعه ساخته شده را نشان میدهد. در صورتی که یک نانومولد تریبوالکتریک جایگزین پتنشیواستات شود، میتوان یک آشکارساز خودمولد داشت که با ضربات مکانیکی کار می کند.
بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: تغییرات جریان بر حسب ولتاژ بایاس در شدتهای تابش مختلف نور فرابنفش با طول موج ۳۹۵ nm.

ساختار نانومولد تريبوالكتريك مورد استفاده در اين یژوهش در شکل ۲ مشاهده می شود. به منظور تولید انرژی الكتريكي، لازم است يك الكترود روى ديگرى ضربه بزند. هنگام ایجاد تماس بین دو الکترود، بار سطحی متفاوتی روی سطوح ایجاد می شود که بستگی به تمایل الکترونی دو ماده دارد. روی سطح FTO بار مثبت و روی سطح کپتون بار منفی ایجاد می شود. در حین جدا شدن سطوح از یکدیگر، یک اختلاف ولتاژ بین دو سطح ایجاد می شود. از آن جایی که سطح رسانای FTO با آلومینیوم پشت کپتون اتصال الکتریکی دارد، الکترونها در مدار حرکت میکنند تا شرایط تعادل برقرار شود. در این حالت یک قله مثبت در نمودار جریان مشاهده می شود. هنگامی که دو الکترود در بیشترین فاصله از یکدیگر قرار دارند، جریانی عبور نمی کند. در حین نزدیک شدن مجدد الکترودها به یکدیگر، لازم است الکترونها مسیر عکس را در مدار طی کنند و به همین دلیل یک قله منفی در نمودار جریان ایجاد می شود. بدین ترتیب با هر ضربه یک قله مثبت و منفی در نمودار ایجاد می شود. در این حالت می توان از یک پل دیود جهت یکسویه کردن جريان استفاده كرد.



شکل ۲: نحوه تولید جریان به کمک نانومولد تریبوالکتریک در اثر اعمال ضربه.

میزان جریان خروجی نانومولد به مقاومتی که در مدار با آن قرار می گیرد، بستگی دارد. به عبارت دیگر هر چه مقاومت کاهش یابد، جریان بیشتری در مدار مشاهده میشود. در اثر تابش نور فرابنفش به نمونه، مقاومت نمونه کاهش و در نتیجه قلههای جریان ارتفاع بیشتری مییابند (شکل ۳).



شکل ۳: افزایش جریان تولیدی توسط نانومولد تریبوالکتریک در اثر تابش فرابنفش با طول موج ۳۹۵ nm.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

برای مقایسه عملکرد آشکارساز در این دو مدار، می توان از تغییرات مقادیر پاسخ نوری (S/P_{opt}) = R) و بازدهی کوانتومی (100×(Rhc/eÅ) = EQE) استفاده نمود که بر اساس کمیتهای جریان روشن (I)، جریان تاریک (I)، شدت تابش (P_{opt})، مساحت تحت تابش (S) و طول موج نور تابیده (λ) تعریف می شوند.

جدول ۱ مقادیر محاسبه شده برای این دو آشکارساز را در شدت تابش ۸ mW/cm² نشان می دهد. مشاهده می شود که با استفاده از نانومولد تریبوالکتریک، مقادیر R و EQE به ترتیب به میزان ۷۵ و ۷۲ برابر افزایش یافته است. این امر نشان می دهد که جایگزینی نانومولد تریبوالکتریک می تواند علاوه بر حذف باتریها و استفاده از انرژی مکانیکی موجود در محیط، ویژگیهای آشکارساز فرابنفش را نیز به طرز قابل توجهی بهبود دهد.

جدول ۱: مقایسه آشکارساز مقاومتی معمولی و آشکارساز به کمک نانومولد تریبوالکتریک تحت تابش فرابنفش با طول موج ۳۹۵ m با شدت ۸ mW/cm².

نانومولد تريبوالكتريك	مقاومتی	نوع آشكارساز
۰/۸۳	•/• \ \	R (mA/W)
۰/۲۵	٣/47×1•-*	EQE (%)

علاوه بر آنچه اشاره شد، از آن جایی که اتصالات رسانا در دو سر ورقه گرافن اکساید از جنس FTO است و مشابه

یکی از الکترودهای نانومولد انتخاب شده است، میتوان با مجتمعسازی دو قطعه با یکدیگر، یک آشکارساز بسیار کم حجم با قابلیت حمل آسان طراحی نمود.

نتيجهگيرى

در این پژوهش تلاش شد تا با جایگزینی نانومولد تریبوالکتریک به جای منابع الکتریکی متداول، یک آشکارساز نوری خودمولد طراحی شود. در ساخت قطعه حساس به نور و نانومولد از روشهای تولید ارزانقیمت و آسان استفاده شده است و همگی مواد به راحتی در دسترس هستند. این آشکارساز علاوه بر عدم نیاز به باتری، پاسخ نوری و بازدهی بالاتری را نسبت به ساختار رایج آشکارسازهای نوری مقاومتی نشان میدهد.

مرجعها

- [1] S.-K. Chang-Jian, J.-R. Ho, J.-W.J. Cheng, Y.-P. Hsieh, "Characterizations of photoconductivity of graphene oxide thin films", AIP Adv., Vol. 2, pp. 022104-022108, 2012.
- [2] F. Ejehi, R. Mohammadpour, E. Asadian, P. Sasanpour, O. Akhavan, "Graphene Oxide Papers in Nanogenerators for Self-Powered Humidity Sensing by Finger Tapping", Sci. Reports, Vol. 10, pp. 7312-7318, 2020.
- [3] C. Wu, A.C. Wang, W. Ding, H. Guo, Z.L. Wang, "Triboelectric Nanogenerator: A Foundation of the Energy for the New Era", Adv. Energy Mater., Vol. 9, pp. 1802906-1802912, 2019
- [4] Z.L. Wang, L. Lin, J. Chen, S. Niu, Y. Zi, *Triboelectric Nanogenerators*, p. 24, Springer International Publishing, Cham, 2016.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



آشکارساز نوری گرافنی مادون قرمز نزدیک مبتنی بر نانوآنتنهای پلاسمونیکی با جذب و پاسخدهی بالا

اسماء عطاری آباد'، سئودا سید معصومیان'، محمد صادق زارع'، علی پورزیاد' و محمد بمانی'

^۱دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ^۲دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در این مقاله یک آشـکارسـاز نوری گرافنی مبتنی بر نانوآنتنهای پلاسـمونیکی به صـورت تئوری بررسـی شـده است. نانوآنتنهای فلزی برهمکنش نور –گرافن را با اسـتفاده از رزونانسهای پلاسـمون سطحی محلی بهبود داده و جذب نوری را افزایش میدهند. مقدار جذب تقریبا ۱ با پهنا در نصف مقدار بیشینه ۵۴۱ نانومتر در طولموج رزونانس ۱۵۵۰ نانومتر به دست آمد. همچنین، طیف جذب آشکارساز نوری دارای قابلیت تنظیم با پارامترهای هندسی نظیر شعاع خارجی نانوآنتن و پتانسیل شیمیایی گرافن است. میدان الکتریکی در نواحی نانوگپ و قسـمتهایی از نانوآنتن که به صورت موازی با میدان الکتریکی قرار گرفته اند، شدیدا محصور شـده و دارای میزان بهبود زیادی است. به علاوه با توجه به توزیع میدان مغناطیسـی، چهار قطبی و دو قطبی الکتریکی عمودی تحریک میشوند. مقدار پاسخدهی آشکارساز نوری پیشنهادی ۱۹۵۹ آمپر بر وات در ولتاژ بایاس ۱ ولت به دست آمد.

كليد واژه- أشكارساز نوري- پلاسمونيك- رزونانس پلاسمون سطحي محلي- گرافن- نانو آنتن

Near Infrared Graphene Photodetector based on Plasmonic Nanoantennas with High Absorption and Responsivity

Asma Attariabad^{1*}, Sevda Seyedmasoumian¹, Mohammad Sadegh Zare², Ali Pourziad¹, Mohammad Bemani¹

¹Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran ²Faculty of Electrical and Electronic Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Emails: *asma.attari97@ms.tabrizu.ac.ir, s.s.masoumian95@ms.tabrizu.ac.ir, Ms.Zare@sutech.ac.ir, ali pourziad@tabrizu.ac.ir, bemani@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this paper, a graphene photodetector based on plasmonic nanoantennas is studied theoretically. Metallic nanoantennas enhance light-graphene interactions via localized surface plasmon resonances and increase optical absorption. A near-unity absorption and a full-width at half-maximum value of 541 nm are acquired at a resonance wavelength of 1550 nm. Furthermore, the absorption spectrum is tunable by changing the outer radius of the nanoantenna and the graphene chemical potential. Electric field is highly confined and enhanced in the nanogap regions and nanoantenna sections positioned parallel to the incident electric field. In addition, considering the magnetic field distribution (H_z), electric quadrupole and vertical dipole plasmon modes are excited. Also, the suggested photodetector has a responsivity of 0.59 A/W at a bias voltage of $V_{DS}=1$ V.

Keywords: graphene- plasmonic- photodetector- LSPR- nanoantenna

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Utilizing graphene in photodetection applications has gained much interest due to the unique properties of graphene such as broadband absorption of graphene from the ultraviolet to the far infrared wavelengths [1]. In contrary, the performance of these graphene photodetectors is limited due to the small intrinsic value of optical absorption in graphene layer which is about 2.3% in the near infrared region [2]. Employing plasmonic nanostructures can significantly enhance the lightgraphene interactions and optical absorption by excitation of localized surface plasmon resonances (LSPRs) [3, 4]. Plasmon induced hot electrons in metallic nanostructure together with the plasmon enhanced excited electrons in the graphene layer lead to the generation of photocurrent in the graphene photodetector [5]. In [6], a graphene photodetector is introduced which has high absorption and responsivity at telecommunication wavelengths by utilizing gold plasmonic nanograting in the vicinity of the graphene layer. In this paper, we theoretically studied a tunable near infrared graphene photodetector enhanced by plasmonic nanoantennas using finite element method (FEM). The proposed photodetector has a near-unity absorption and a full-width at halfmaximum of 541 nm. The optical absorption is enhanced via plasmonic effects. This leads to increased responsivity of the photodetector. At the source-drain voltage of V_{DS}= 1 V, a high responsivity of 0.59 A/W is achieved.

2. The Proposed Structure

A 3D schematic of the suggested graphene photodetector is shown in Fig. 1(a). It consists of an array of gold nanoantennas, an unpatterned graphene sheet and SiO_2/MgF_2 substrate backed with a gold ground. Two metallic contacts are placed in order to apply bias voltage for built-in electric field and also for collecting photocurrent in metal-graphene interface. The gold ground layer is thick enough to reflect back all the incoming electromagnetic waves. A unit cell of the photodetector is depicted in Fig. 1(b). The

plasmonic nanoantenna is a four split ring resonator (SRR) as shown in Fig. 1(c). The geometric parameters of the structure are listed in Table I.

Table I. Geometric parameters of the structure

Parameter	Value (nm)	
ro	182	
W	25	
g	20	
ta	50	
t _m	120	
ts	80	
tg	1	
t	20	
Р	350	

Surface conductivity of graphene is defined via Kubo formula as [7]:

$$\sigma_{gr}(\omega,\mu_c,\Gamma,T) = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}, \qquad (1)$$

The first and second terms in Eq. (1) are related to intraband and interband transitions, respectively. Intraband conductivity can be determined as [7]:

$$\sigma_{intra} = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 \left(\omega - j 2 \Gamma\right)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(\exp(-\frac{\mu_c}{k_B T}) + 1 \right) \right],$$
(2)

And for $k_B T \ll |\mu_c|$ and $k_B T \ll \hbar \omega$, interband conductivity term is approximated as [7]: $\sigma_{inter} = \frac{-je^2}{4\pi\hbar^2} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - \hbar(\omega - j2\Gamma)}{2|\mu_c| + \hbar(\omega - j2\Gamma)} \right],$ (3)

where ℓ , k_B and T are electron charge, Boltzmann constant and temperature in Kelvin, respectively. Γ and $\hbar = h/2\pi$ are the phenomenological scattering rate, defined as $\Gamma = 1/2\tau$ (τ is the relaxation time) and reduced Planck constant, correspondingly [8]. Also, μ_c shows the chemical potential. Here T = 300 K, $\tau = 0.25$ ps and $\mu_c = 0.2$ eV are selected.

3. Results

Absorption and reflection spectra of the suggested photodetector is illustrated in Fig. 2. As can be seen, the structure strongly resonates at 1550 nm with a perfect absorption and FWHM value of 541 nm. Transmission is almost zero due to the presence of



Fig. 1: (a) Schematic of the proposed photodetector, (b) unit cell structure, (c) top view of the unit cell

the gold reflector. Moreover, the absorption spectrum is tunable via geometric parameters and graphene chemical potential change. From Fig. 3(a), as the outer radius increases, the resonance wavelength redshifts. In fact, by increasing the radius, the inductance of the ring increases and thus the resonance wavelength will experience a redshift. Furthermore, the effect of changing the graphene chemical potential is displayed in Fig. 3(b). As can be seen, by changing chemical potential from 0.2 eV to 0.45 eV, the resonance wavelength slightly redshifts. Also, the absorption value decreases considering the fact that by increasing the chemical potential, the imaginary part of graphene permittivity which denotes loss, decreases. In addition, electric field and z-component of magnetic field (H_z) distributions at the resonance wavelength are shown in Figs. 4(a) and 4(b), respectively. According to Fig. 4(a), the electric field is highly confined and enhanced in the nanogap regions and SRR sections placed parallel to the incident electric field (E_x). The latter is because electric field excites currents only in the nanoantenna sections placed parallel to this field. These regions are LSPR hotspots and contribute to the enhanced absorption. Also, Fig. 4(b) indicates the excitation of vertical electric dipole and quadrupole plasmon oscillations.



Fig. 2: Absorption and reflection spectra of the proposed photodetector



Fig. 3: Absorption spectra by changing (a) outer radius, (b) graphene chemical potential



Fig. 4: Distributions of (a) Electric field, (b) Magnetic field

Responsivity (R) of a photodetector is described as the ratio of generated photocurrent to the power of incident light as [6]:

$$R = \frac{I_{photo}}{P_{inc}} \tag{4}$$

An x-polarized light with the optical power of 50μ W is incident on the photodetector. Furthermore, the responsivity of the suggested graphene photodetector as a function of drain-source voltage is presented in Fig.5. Maximum value of the responsivity is achieved at $V_{DS} = 1V$ with a value of R = 0.59 A/W. This high responsivity is due to the increased photocurrent generation as a result of enhanced optical absorption.

Conclusion

A graphene photodetector based on plasmonic nanoantennas is theoretically assessed. The proposed photodetector operates at near infrared region with a high absorption, FWHM, and responsivity. The plasmonic nanoantennas enhance the near-zone electromagnetic fields and create LSPR hotspots. Therefore, the light-graphene interactions increase and contribute to the improved performance of the photodetector.



Fig. 5: Responsivity of the proposed photodetector as a function of bias voltage

References

- [1] Y. Yao, R. Shankar, P. Rauter, Y. Song, J. Kong, M. Loncar, and F. Capasso, "High-Responsivity Mid-Infrared Graphene Detectors with Antenna-Enhanced Photocarrier Generation and Collection," Nano Letters, Vol. 14, pp. 3749-3754, 2014.
- [2] S. Cakmakyapan, P. K. Lu, A. Navabi, and M. Jarrahi, "Gold-patched graphene nano-stripes for high-responsivity and ultrafast photodetection from the visible to infrared regime," LSA, Vol. 7, pp. 20 (1-9), 2018.
- [3] M. S. Zare, N. Nozhat, and R. Rashiditabar, "A strong controllable absorber using graphene-metal nanostructure," J. Mod. Opt, Vol. 66, pp. 7-16, 2019.
- [4] S. S. Mousavi, A. Stöhr, and P. Berini, "Plasmonic photodetector with terahertz electrical bandwidth," APL, Vol. 104, pp. 143112 (1-4), 2014.
- [5] Z. Fang, Z. Liu, Y. Wang, P. M. Ajayan, P. Nordlander, and N. J. Halas, "Graphene-Antenna Sandwich Photodetector," Nano Letters, Vol. 12, pp. 3808-3813, 2012.
- [6] E. Khosravian, H. R. Mashayekhi, and A. Farmani, "Highly polarization-sensitive, broadband, low dark current, high responsivity graphene-based photodetector utilizing a metal nano-grating at telecommunication wavelengths," J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 38, pp. 1192-1199, 2021.
- [7] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," JAP, Vol. 103, pp. 064302 (1-9), 2008.
- [8] M. S. Zare, N. Nozhat, and R. Rashiditabar, "Improving the absorption of a plasmonic absorber using a single layer of graphene at telecommunication wavelengths," Appl. Opt, Vol. 55, pp. 9764-9768, 2016.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



بررسی جذب قطبشهای دایروی نور در ساختار حاوی گرافن آیلار توشی^{۱،*}، رضا عبدی قلعه^۱، بیتا رومی^۱، امیر مدنی^۱، رباب زادجمال سیفی^۱

*نویسنده مسئول: aylartooshi@gmail.com

چکیده – در این مقاله، با توجه به پاسخ اپتیکی متفاوت گرافن تحت یک میدان مغناطیسی خارجی برای نور راستگرد و چـپگـرد دایروی، ساختار حساس به جاذب نور دایروی در ناحیه فرکانسی تراهرتز پیشنهاد شده است. از روش تحلیلی برای به دست آوردن جذب ساختار استفاده شده است. بررسی طیف جذب قطبشهای دایروی به ازای میدان های مغناطیسی مختلف، نشان میدهد کـه ساختار پیشنهادی در یک فرکانس خاص، نور با قطبش دایروی چپگرد را کاملا جذب و نور با قطبش دایروی راستگرد را بـه طـور عمده بازتاب میدهد.

كليد واژه- جذب، قطبش دايروي، گرافن، ميدان مغناطيسي.

Investigation of circularly polarized light absorption in a structure containing the graphene

Aylar Tooshi^{1,*}, Reza Abdi-Ghaleh¹, Bita Roumi¹, Amir Madani¹, Robab Zadjamal Sayfi¹

Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran *Corresponding author: aylartooshi@gmail.com

Abstract- In this paper, according to the different optical responses of the graphene under an external magnetic field for a left- and right-handed circular lights, a circular sensitive absorber structure in the terahertz frequency region has been proposed. An analytical method has been used for calculating the absorption of the structure. Investigations of the circular polarizations' absorption spectra for the different magnetic field strengths show that the proposed structure absorbs the left-handed circularly polarized light at a particular frequency, and significantly reflects the right-handed one at the same frequency.

Keywords: Absorption, Circular polarization, Graphene, Magnetic field.



شکل ۱: ساختار جاذب پیشنهادی حساس به قطبش دایروی.

$$\sigma_{\parallel} = \frac{\sigma_0 (1 + i\omega\tau)}{\left[(\omega_c \tau)^2 + (1 + i\omega\tau)^2 \right]},\tag{1}$$

$$\sigma_{\perp} = -i \frac{\sigma_0 \omega_c \tau}{\left[(\omega_c \tau)^2 + (1 + i\omega\tau)^2 \right]},\tag{(Y)}$$

$$\sigma_0 = \left(\frac{2e^2\tau}{\pi\hbar^2}\right)k_B T \ln[2\cosh(\frac{\mu_c}{2k_B T})],\tag{(7)}$$

مطابق شکل ۱ نور فرودی با قطبش دایروی، از محیط
اول به محیط دوم در جهت محور z برگرافن می تابد. در
این راستا میدانهای الکتریکی و مغناطیسی به صورت زیر
معرفی می شوند [۵]:
$$\vec{E}_{R(L)}^{-}(\vec{r},t) = \hat{R}(\hat{L})E_{02(04)}e^{i(\omega t+k_iz)},$$
 (۵)

مقدمه

چندین دهه است که جاذبها در ناحیه تراهرتز به علت کاربرد در سنسورها، ارتباطات نوری، تصویربرداری زیستی و آشکارسازی توجه زیادی را جلب کردهاند. جاذب کامل دستگاهی است که تابش فرودی در ناحیه کاری را بهطور کامل جذب کند به طوری که تمامی امواج الكترومغناطيسي انتشاري ناكارآمد شوند. مناطق طيفي كم انرژی، به ویژه مادون قرمز و تراهرتز فاقد مواد مناسب برای جذب موثر و کارآمد نور هستند [۱]. گرافن یکی از کاندیدهای بسیار مناسب برای طراحی جاذبهای تنظیمیذیر در ناحیه فرکانسی تراهرتز است [۲]. گرافن لایهای از اتمهای کربن است که در یک ساختار شش وجهی در کنار هم قرار دارند و قابلیت تنظیم خواص نوری و الکتریکے با تغییر میدان الکتریکے و یا یتانسیل شیمیایی را دارد [۱]. در این مقاله با استفاده از یاسخ متفاوت گرافن تحت تأثير ميدان مغناطيسي براي نورهاي راستگرد و چپگرد دایروی جاذبی مبتنے بر گرافن و حساس به قطبش دایروی پیشنهاد میشود.

مدل ساختار و روش محاسباتی

شکل ۱ بهطور شماتیک ساختارجاذب گرافنی حساس به قطبش دایروی راست گرد (RCP) و چپ گرد (LCP) را نشان می دهد. ساختار جاذب پیشنهادی، متشکل از گرافن روی یک زیرلایه دی الکتریک که یک لایه بدون جذب و غیرمغناطیسی است، قرار دارد. ترکیب گرافن و زیر لایه در نهایت روی یک لایه از فلز مس به عنوان صفحه منعکس کننده برای جلوگیری از عبور نور استفاده شده است. فرض می کنیم که کل ساختار توسط هوا احاطه شده و نور فرودی با قطبش دایروی و در جهت محور z انتشار پیدا می کند. یک میدان مغناطیسی خارجی عمود در امتداد محور z بر ساختار اعمال می شود.

(لايه
$$(n_3)$$
 ضرايب عبور، بازتاب و جذب به صورت زير
محاسبه مىشوند:
 $T_{R(L)} \cong 0,$ (۱۵)
 $R_{R(L)} = \left| r_{R(L)} \right|^2.$ (۱۶)
در نهايت باتوجه به قانون پايستگى انرژى ميزان جذب كل
ساختار با رابطه زير به دست مىآيد:
 $A_{R(L)} = 1 - R_{R(L)}.$ (۱۷)

در ادامه با استفاده از روابط (۱۶) و (۱۷) به بـررسی طیفهای بازتاب و جذب ساختار میپردازیم.

نتايج و مباحث

برای بررسی جذب و بازتاب نور RCP و RCP و LCP در ساختار جاذب پیشنهادی، در بازهی فرکانسی -۱۰ THz ساختار -۷۲ و تحت میدانهای مغناطیسی مختلف (SiC) پارامترهای اولیه (هوا) $n_1 = 1$ ، زیرلایه گرافن (SiC) پارامترهای اولیه (هوا) $n_1 = 1$ ، زیرلایه گرافن (SiC) $n_d = \sqrt{\varepsilon_d} = 3.5$ $n_3 = \sqrt{-1.7 \times 10^5 + 1.1i \times 10^6 v^{-1}}$, با ضخامت $n_4 = \sqrt{\varepsilon_d}$ a dic $n_3 = \sqrt{-1.7 \times 10^5 + 1.1i \times 10^6 v^{-1}}$, با ضریب شکست $n_5 = \sqrt{-1.7 \times 10^5 + 1.1i \times 10^6 v^{-1}}$ انتخاب می شوند [۶]. برای گرافن $N_s = 10^{17} m^{-2}$ و $v_F = 10^6 m/s$

شکل ۲ رفتار طیف بازتابی و جذب RCP و LCP و LCP را برای ساختار پیشنهادی در بازه فرکانسی LCP-۱۰-۱۰ را به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی نشان میدهد. همان گونه که از شکل مشاهده میشود طیف RCP بازتاب کامل تری را در محدوده فرکانسی LCP/۵-۲/۳ نمایش میدهد در حالی که طیف LCP بازتاب کمتری را به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی در محدوده فرکانسی ذکر شده نشان میدهد.

طیف جذب RCP و LCP در شکل ۲ (ب) نشان داده شده است. ملاحظه می گردد که طیف LCP جذب کامل تری را در میدان های مغناطیسی بزرگ تر از ۴۲ نمایش می دهد که با افزایش میدان مغناطیسی شدت جذب LCP افزایش می یابد. در حالی که برای نور RCP میزان جذب ضمن این که مقدار کم تری را نشان می دهد

$$\vec{E}_{R(L)}^{+}(\vec{r},t) = \hat{R}(\hat{L})E_{01(03)}e^{i(\omega t - k_i z)},$$
(7)

$$\vec{H}_{R(L)}(\vec{r},t) = \hat{R}(\hat{L}) \frac{-ik_i}{\mu\omega} E_{02(04)} e^{i(\omega t + k_i z)},$$
(Y)

$$\vec{H}_{R(L)}^{+}(\vec{r},t) = \hat{R}(\hat{L}) \frac{-ik_i}{\mu\omega} E_{01(03)} e^{i(\omega t - k_i z)}, \qquad (A)$$

که در آن $\frac{1}{\sqrt{2}} = \hat{k} + (-)i\hat{y}/\sqrt{2}$ و علامتهای" +" و "-" به ترتیب بیان گر نـور فـرودی در راسـتای محـور z و نـور بازتابی در خلاف جهت محور z است. $\frac{n_i}{\sqrt{2}}$ نمایان گر بردار انتشار نور در محیط اام و n ضریب شکست محیط است که برای گرافن روی زیر لایه طبق نظریه محیط مؤثر است که برای گرافن روی زیر لایه طبق نظریه محیط مؤثر است. باتوجـه بـه پیوسـتگی میـدان الکتریکی و میـدان مغناطیسی، بـا اعمـال شـرایط مـرزی 0 = ($\vec{F}_1 - \vec{F}_1$) و $\hat{r}_1 = c$

$$E_{01(03)}^{1} + E_{02(04)}^{1} = E_{01(03)}^{2} + E_{02(04)}^{2},$$
⁽⁹⁾

$$N_2^{R(L)}(E_{02(04)}^2 - E_{01(03)}^2) = n_1(E_{02(04)}^1 - E_{01(03)}^1), \qquad (1 \cdot)$$

:از پیوستگی میدانها در
$$z = d$$
 نیز خواهیم داشت
 $E_{01(03)}^2 e^{-ik_2^{R(L)}d} + E_{02(04)}^2 e^{ik_2^{R(L)}d} = E_{01(03)}^3,$ (۱۱)
 $N_2^{R(L)} E_{01(03)}^2 e^{-ik_2^{R(L)}d} -$

$$N_2^{R(L)} E_{02(04)}^2 e^{ik_2^{R(L)}d} = n_3 E_{01(03)}^3, \tag{11}$$

با جداسازی شرایط مرزی بر حسب نـور RCP و RCP و LCP بـه نتایج زیر میرسیم که در تطابق کامل بـا روش ارائـه شـده توسط ویسنوسکی است [۵]: $r_{R(L)} = \frac{\cos(k_2^{R(L)}d)(1 - \frac{n_3}{n_1}) - i\sin(k_2^{R(L)}d)(\frac{n_3}{N_2^{R(L)}} - \frac{N_2^{R(L)}}{n_1})}{N_2^{R(L)}},$

$$\cos(k_2^{R(L)}d)(1+\frac{n_3}{n_1}) - i\sin(k_2^{R(L)}d)(\frac{N_2^{R(L)}}{n_1} + \frac{n_3}{N_2^{R(L)}})$$
(17)

$$t_{R(L)} = \frac{2}{\cos(k_2^{R(L)}d)(1 + \frac{n_3}{n_1}) - isin(k_2^{R(L)}d)(\frac{N_2^{R(L)}}{n_1} + \frac{n_3}{N_2^{R(L)}})}.$$
(14)

در معادلات فوق با توجه به حضور فلز مس در ساختار



شکل۲: طیفهای (الف) بازتاب، (ب) جذب برای نورهای دایروی راستگرد و چپگرد برحسب فرکانس و میدانهای مغناطیسی مختلف.



شکل۳: طیف تراگسیل، بازتاب و جذب برای نورهای دایروی راست گرد و چپگرد به ازای B=۷T.

با توجه به نمودارهای ۲ (الف) و ۲ (ب) برای دستیابی به جذب کامل برای نورهای ۲ (الف) و CCP طیف باتازب، جذب و تراگسیل را به ازای میدان مغناطیسی ۲ ۷ به عنوان تابعی از فرکانس نور فرودی رسم میکنیم (شکل ۳). مشاهده میشود که در فرکانس THz ۳/۷ برای نور CCP جذب ۹۹٪ و بازتاب مکمل نزدیک به صفر داریم این در حالی است که در فرکانس مذکور برای نور RCP جذب بسیار کم و بازتاب ۹۶٪ مشاهده میشود. از طرفی طبق انتظار به علت استفاده از فلز نیمبی نهایت به عنوان لایه

نتيجه گيرى

در ابتدا رفتار طیف بازتاب و جذب نور با قطبش های دایروی راست گرد و چپ گرد به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی رسم شد. نتایج نشان داد که در یک بازه فرکانسی خاص تحت میدان مغناطیسی بزرگتر از ۴۲ نور با قطبش چپ گرد دایروی ۹۹٪ جذب و نور با قطبش دایروی راست گرد به طور عمده بازتاب پیدا می کند. با توجه به این نتیجه جاذب گرافنی حساس به قطبش دایروی را برای یک فرکانس خاص ارائه دادیم.

مرجعها

- [1] M. Wang, E.H. Yang, "THz applications of 2D materials: Graphene and beyond", Nano-Struct. Nano-Objects., Vol. 15, pp. 107-113, 2018.
- [2] M.S. Ukhtary, E.H. Hasdeo, A.R. Nugraha, R. Saito, "Fermi energy-dependence of electromagnetic wave absorption in graphene", Appl. Phys. Express., Vol. 8, No. 5, p. 055102, 2015.
- [3] D.L. Sounas, C. Caloz, "Gyrotropy and nonreciprocity of graphene for microwave applications", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Vol. 60, No. 4, p. 901-914, 2012.
- [4] W. Zhu, F. Xiao, M. Kang, D. Sikdar, M. Premaratne, "Tunable terahertz left-handed metamaterial based on multi-layer graphenedielectric composite", Appl. Phys. Lett., Vol. 104, No. 5, pp. 051902, 2014.
- [5] Š.Višňovský, Optics in magnetic multilayers and nanostructures, p.175, Crc Press, 2018.
- [6] Y.S. Lee, *Principles of terahertz science and technology*, p. 169, Springer Science & Business Media, 2009.





چرخش فارادی ساختار Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ با اعمال میدان مغناطیسی خارجی و نور پمپ لیزری طاهره دژآلود^{۱،*}، رضا عیدی قلعه^۱، جعفر بورصمد بناب^۱

> ^۱گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران ^{*}نویسنده مسیول: t.dezhaloud@ubonab.ac.ir

چکیده – در این مقاله، اثر فارادی در یک ساختار لایهای Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ با اعمال میدان مغناطیسی خارجی و نور پمپ لیزر هلیم-نئون با طول موج ۶۳۲۸ نانومتر و در ناحیهی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج ما نشان میدهد که با افزایش اندازهی میدان مغناطیسی، فرکانس بیشینه چرخش فارادی به سمت فرکانسهای بالاتر جابجا شده و در عین حال اندازهی چرخش فارادی بیشینه نیز افزایش می یابد. با افزایش توان نور پمپ، اندازهی چرخش فارادی تغییر نکرده، ولی فرکانس بیشینه چرخش فارادی بیشینه نیز افزایش می یابد. با افزایش توان نور پمپ، اندازهی چرخش فارادی تغییر نکرده، ولی فرکانس بیشینه چرخش فارادی، به سمت فرکانسهای پایین تر جابجا می شود. تغییرات قابل توجهی در طیف تراگسیل با تغییر میدان مغناطیسی و توان نور پمپ مشاهده نمی شود.

کلید واژه- چرخش فارادی، گرافن، میدان مغناطیسی، نور پمپ لیزری.

Faraday rotation of the Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ structure under applying an external magnetic field and a laser pump light

Tahereh Dezhaloud^{1,*}, Reza Abdi-Ghaleh¹, Jafar Poursamad Bonab¹ ¹Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran *Corresponding author: t.dezhaloud@ubonab.ac.ir

Abstract- In this paper, the Faraday effect in a Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ layered structure under applying an external magnetic field, and a pump light of a Helium-Neon laser with a wavelength of 632.8 nm is investigated in the THz frequency region. Our results show that, as the magnetic field strength increases, the maximum Faraday rotation frequency shifts to the higher frequencies, and at the same time, the value of the maximum Faraday rotation angle increases. Also, as the power of pump light increases, the value of the Faraday rotation angle remains unchanged, but the maximum Faraday rotation frequency shifts to the lower frequencies. The noticeable changes in the transmission spectrum were not observed by changing the magnetic field strength and the pump light power.

Keywords: Faraday rotation, Graphene, Magnetic field, Laser pump light.

مقدمه

چرخش فارادی، اثر مگنتواپتیکی است که در این پدیده، صفحهی قطبش باریکهی نوری که همراستا با میدان مغناطیسی از محیط شفافی عبور میکند، چرخش پیدا میکند. چرخش فارادی در دیودهای اپتیکی، مدولاتورهای فارادی خیلی سریع و...کاربرد دارد [1]. در اغلب موارد چرخش فارادی با تغییر میدان مغناطیسی کوکپذیر است. گرافن یکی از موادی است که با استفاده از آن میتوان چرخش فارادی کوکپذیر بدست آورد. در دههی اخر، گرافن به دلیل بالا بودن تحرکپذیری حاملهای بار، خاصيت نوري كوكپذير، قابل تغيير بودن چگالي حاملها و ... مورد توجه زیادی واقع شده است. ویژگیهای گرافن با ميدان مغناطيسي، ميدان الكتريكي، دما و نور پمپ مي تواند تغيير كند [٢]. اين كار ما يک روش جايگزين برای توسعه مدولاتورهای قطبشی تنظیمیذیر نوری در امواج تراهرتز است. ما در این مقاله، چرخش فارادی و تراگسیل ساختار لایهای Graphene/SiO2/Ta2O5 را در ناحیهی تراهرتز و با اعمال میدان مغناطیسی و نور پمپ مورد مطالعه قرار ميدهيم.

روش محاسباتی

در این مقاله، همانطور که در شکل ۱ نمایش داده شده، ساختار ما به صورت Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ است، که تحت تابش موج تراهرتز، نور پمپ و میدان مغناطیسی در راستای محور z قرار گرفته است. در صورتی که نور پمپ ضعیف باشد، چگالی حاملهای بار در گرافن عبارتست از [۳]:

$$\Sigma = \frac{\pi}{12} \left(\frac{k_B T}{\hbar v_F} \right)^2 + \frac{\ln 2}{\pi} \left(\frac{k_B T}{\hbar v_F} \right)^2 \eta_F, \quad \eta_F = 12 \alpha \left(\frac{\hbar v_F}{k_B T} \right)^2 \frac{\tau_R I_\Omega}{\hbar \Omega}, \quad (1)$$

عبارت اول، چگالی حاملهای بار در گرافن در حالت بدون پمپ و عبارت دوم در رابطهی (۱)، عامل افزایش چگالی حاملهای بار در گرافن تحت نور پمپ است. أ ثابت

پلانک کاهش یافته، v_F سرعت فرمی، k_B ثابت بولتزمن، T دمای محیط، Ω و Ω فرکانس و شدت نور پمپ، T ادمای محیط، Ω و Ω أرکانس و شدت نور پمپ، $\alpha = 1/137$ هستند [4]. رسانندگی گرافن در ناحیهی تراهرتز، بصورت تانسوری نمایش داده میشود و عبارتست از [۵]:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \sigma_{yy}(\omega) = \sigma_{\circ} \frac{1 + \omega_{c}\tau}{(\omega_{c}\tau)^{2} + (1 + i\omega\tau)^{2}},$$
(7)

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\sigma_{yx}(\omega) = -\sigma_{\circ} \frac{\omega_c \tau}{\left(\omega_c \tau\right)^2 + \left(1 + i\omega\tau\right)^2},$$
(7)

 $\omega_c = eBv_F / \hbar K_F$ که $\omega_c = eBv_F / \hbar K_F$ میدان مغناطیسی، $\sigma_\circ = 4e^2 / 2\pi\hbar$ رسانندگی $c_\circ = 4e^2 / 2\pi\hbar$ میدان مغناطیسی، $\tau = 0.5ps$ رساندگی و c_\circ فرمی، e بار الکترون، $K_F = \sqrt{4\pi\Sigma}$ زمان پراکندگی و ω فرکانس نور فرودی است [۴]. تحت این شرایط، اگر گرافن را بصورت تک لایهی نازک با ضخامت d_g در نظر بگیریم، تانسور گذردهی الکتریکی نسبی آن به صورت زیر بیان می شود [۶]:

$$\varepsilon_{g} = \begin{pmatrix} 1 + \left(-i\sigma_{xx}/\omega\varepsilon_{o}d_{g}\right) & -i\sigma_{xy}/\omega\varepsilon_{o}d_{g} & 0\\ i\sigma_{xy}/\omega\varepsilon_{o}d_{g} & 1 + \left(-i\sigma_{xx}/\omega\varepsilon_{o}d_{g}\right) & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$
(*)

در این مقاله ما برای محاسبهی ضرایب تراگسیل، بازتاب و زاویهی چرخش فارادی، روش ماتریس انتقال 4×4 را برای ساختار مورد نظر بکار میبریم. ماتریس انتقال کلی ساختار M، از ضرب کردن ماتریسهای تک تک لایهها حاصل می شود [Y]:

$$M = \left[D^{(\circ)} \right]^{-1} \left(S_G S_{SiO_2} S_{Ta_2O_3} \right) D^{(\circ)},$$
 (Δ)

$$D^{(\circ)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{pmatrix},$$

$$P^{(\circ)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{pmatrix},$$
substituting the set of the set of

$$S_{j} = \begin{pmatrix} \cos(\beta^{*}) & B\frac{i}{N_{j}^{*}}\sin(\beta^{*}) & 0 & 0\\ iN_{j}^{*}\sin(\beta^{*}) & \cos(\beta^{*}) & 0 & 0\\ 0 & 0 & \cos(\beta^{-}) & B\frac{i}{N_{j}^{-}}\sin(\beta^{-})\\ 0 & 0 & iN_{j}^{-}\sin(\beta^{-}) & \cos(\beta^{-}) \end{pmatrix}, \quad (Y)$$

که برای لایهی jام، $j^{\pm} = \omega N_j^{\pm} d_j / c$ میباشد و در نهایت طیف تراگسیل، بازتاب نور و زاویهی فارادی از روابط زیر حاصل میشوند:

$$T = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{1}{M} (1,1) \right|^2 + \left| \frac{1}{M} (3,3) \right|^2 \right), \tag{A}$$

$$R = \frac{1}{2} \left(\left| M(2,1) / M(1,1) \right|^2 + \left| M(4,3) / M(3,3) \right|^2 \right), \tag{9}$$

$$\theta_F = \left(-\frac{1}{2}\right) \arg\left(M\left(1,1\right)/M\left(3,3\right)\right). \tag{1.}$$

که در آن M(i,j)، درایههای ماتریس انتقال کل هستند.

نتايج و بحث

در این قسمت طیفهای تراگسیل، بازتاب و چرخش فارادی ساختار Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ برای نور پمپ با طول موج ۶۳۲٬۸ نانومتر و در دمای ۳۰۰ درجهی کلوین برای گرافن با ضخامت ۳۳۵ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۱، شماتیکی از ساختار لایهای که تحت تاثیر لیزر هلیم-نئون، موج تراهرتز و میدان مغناطیسی قرار گرفته، نمایش داده شده است. تراوایی مغناطیسی، ضرایب شکست و ضخامت لایههای SiO₂ و مغناطیسی در ناحیهی تراهرتز عبارتند از:

$$\mu_{SiO_2} = \mu_{Ta_2O_5} = 1,$$
 $N_{SiO_2} = 1.47, N_{Ta_2O_5} = 2.16,$
 $d_{SiO_2} = 0.16 \ \mu m, \ d_{Ta_2O_5} = 21.7 \ \mu m.$
and the end of T_{aa} and T_{aa} and





شکل ۱: شماتیکی از ساختار لایه یکه تحت تاثیر میدان مغناطیسی (B)، نور لیزر هلیم-نئون ($\hbar\Omega$) و موج الکترومغناطیس (THz wave) قرار گرفته



شکل ۲: طیف های تراگسیل و بازتاب ساختار شکل ۱ در ناحیه الف) نور ۸۳۲۸ نانومتر ب) موج ۳۳ تراهرتز. در شکل ۳-الف و ۳-ب، طیفهای تراگسیل، بازتاب و چرخش فارادی در ناحیه یفرکانس تراهرتز برای میدان-های مغناطیسی متفاوت ترسیم شده است و مشاهده می-شود که با افزایش میدان مغناطیسی از ۱۰/۰ تسلا تا ۱ تسلا، تراگسیل به مقدار قابل اغماضی در فرکانس ۳۸ تراهرتز کاهش می یابد که ناشی از افزایش جذب در لایه ی تراهرتز کاهش می یابد که ناشی از افزایش جذب در لایه ی مغناطیسی علاوه بر این که از ۱۰۸- درجه به ۲۸- درجه، افزایش می یابد، بلکه جابجایی فرکانسی از ۱۲۸۰ تراهرتز به مغناطیسی از نشان می دهد، که این رفتارها با توجه به روابط تراگسیل و چرخش فارادی بامیدان مغناطیسی قابل توجیه است [۸].

۳/۱۶ تراهرتز شده است، درواقع، با تغییر توان نور پمپ، مولفههای رسانندگی گرافن تغییر میکند، و اثر آن در چرخش فارادی مشاهده میشود. باتوجه به این نتایج، می-توان برای رفع عیب شیفت فرکانسی، دستگاههای مغناطیسی استفاده کرد.

نتيجهگيرى

ویژگیهای مگنتو-اپتیکی ساختار Graphene/SiO₂/Ta₂O₅ ما نشان می دهد مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. نتایج ما نشان می دهد که با افزایش میدان مغناطیسی، فرکانسی که در آن چرخش فارادی بیشینه اتفاق می افتد، به سمت فرکانس-های بالاتر جابجا شده و در عین حال اندازهی چرخش فارادی بیشینه نیز افزایش می یابد، و با تغییر توان نور پمپ، اندازهی چرخش فارادی تغییر نکرده، اما فرکانس بیشینه چرخش فارادی، دچار جابجایی فرکانسی به سمت فرکانسهای پایین تر می شود و تغییرات در طیف تراگسیل با تغییر میدان مغناطیسی و توان نور پمپ قابل اغماض می باشند.

مرجعها

- [1] M. Tamagnone, et al, "Near optimal grapheme terahertz non-reciprocal isolator", Nat. Commun., Vol. 7, No. 1, pp. 1-6, 2016.
- [2] G.X. Ni, et al, "Ultrafast optical switching of infrared plasmon polaritons in high-mobility graphene", Nat. Photonics., Vol. 10, No. 4, pp. 244-247, 2016.
- [3] V. Ryzhii, et al, "Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping", J. Appl. Phys., Vol. 101, No. 8, pp. 083114, 2007.
- [4] A.N. Grebenchukov, et al, "Faraday effect control in graphene-dielectric structure by optical pumping", J. Magn. Magn. Mater., Vol. 472, pp. 25-28, 2019.
- [5] D. L. Sounas, et al, "Gyrotropy and Nonreciprocity of Graphene for Microwave Applications", IEEE Trans. Microw., Vol. 60, No. 4, pp. 901, 2012.
- [6] X. Lin, et al., "Atomically thin nonreciprocal optical isolation", Sci. Rep. B., Vol. 4, No. 1, pp. 1-5, 2014.
- [7] S. Visnovsky, et al., "Magneto-optic polar Kerr and Faraday effects in magnetic super lattices", Czech. J. Phys., Vol. 51, No. 9, pp. 917-941, 2001.
- [8] A Ferreira, et al., "Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids", Phys. Rev. B., Vol. 84, No. 235410, pp. 917-941, 2011.



شکل ۴: طیفهای الف) اختلاف تراگسیل نسبت به حالت P=0 (ب) چرخش فارادی ساختار در ناحیهی تراهرتز برحسب توانهای مختلف نور لیزر هلیم-نئون به ازای B=1.

در شکل ۴-الف و ۴-ب، طیفهای اختلاف تراگسیل نسبت به تراگسیل حالت 0=P، و چرخش فارادی در ناحیهی فرکانس تراهرتز برای توانهای مختلف نور پمپ به ازای میدان مغناطیسی TI=B ترسیم شده است، که با افزایش توان پمپ از $W \cdot M$ به $W \cdot M$ وات، طیف تراگسیل نسبت به حالت 0=P در بیشترین حالت کمتر از ۳ درصد اختلاف نشان میدهد. اندازه چرخش فارادی بیشینه تغییری نداشته و فقط دچار جابجایی فرکانسی از ۳۳۶ به



اندازهگیری بر پایهی نور، انبرک نوری

مجموع مقالات این فصل: ۶ مقاله



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



اثرات حرارتی تپ لیزر میلیثانیه روی کامپوزیت اپوکسی-کربن

رضا گودرزی

پژوشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی

rgodarzi@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، اثرات حرارتی ناشی از جذب انرژی تپ لیزر پس از اندرکنش با کامپوزیت اپوکسی-کربن بررسی شده است. جذب انرژی لیزر سبب افزایش دما با توزیع گوسی شکل شده است و به دلیل اعمال انرژی لیزر در یک بازه زمانی کوتاه، به کامپوزیت شوک وارد شده است؛ اثرات تنشی کامپوزیت پس از تابش تپ لیزر به دست آمده و توزیع آن در سطح نمونه حاکی از اعمال فشار قابل توجهی به نمونه است که به طور شعاعی گسترش یافته است. در جهت عمقی، با محاسبه بیشینه تنش، نشان داده شده است که با کاهش جذب انرژی لیزر، اثرات تنشی نیز کاهش یافته است.

کلید واژه- اپوکسی، اثرات حرارتی، کامپوزیت، کربن، لیزر میکروثانیه

Thermal effects of milliseconds laser pulse on carbon-epoxy composite

Reza Goodarzi

Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, rgodarzi@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, the thermal effects of laser pulsed energy absorption after interaction with an epoxycarbon composite are investigated. The absorption of laser energy increases the temperature by the Gaussian distribution and shocks the composite due to the applying the laser pulse in a short period of time; The stress effects of the composite are obtained after laser pulse irradiation and its distribution on the sample surface indicates that significant pressure is applied to the sample, which is radially expanded. In the deep direction, by calculating the maximum stress, it is shown that with decreasing laser energy absorption, the effects of straw stress are reduced.

Keywords: Epoxy, Thermal effects, Composite, Carbon, Milliseconds laser

مقدمه

استفاده از کامپوزیتها از زمانهای گذشته در بین مردم رواج داشته است، بهعنوان مثال افزودن کاه به گل جهت تقویت گل و ساخت آجری مقاوم جهت استفاده در بناها از اولین استفادههای مردم از این سیستم بوده است. مثال دیگر تقویت بتن توسط میلههای فولادی میباشد که قدمت آن به سال ۱۸۰۰ میلادی باز میگردد تاریخچه مواد پلیمری تقویت شده با الیاف به سالهای ۱۹۴۰ در صنایع دفاعی و به خصوص کاربردهای هوا فضا بر میگردد [1].

یک ماده با دو یا چند جز مشخص را می توان یک کامپوزیت در نظر گرفت درصورتی که فازها و اجزای تشکیل دهنده آن خواص کاملاً متفاوتی با یکدیگر داشته باشند. ترکیب دو یا چند ماده با یکدیگر به طوری که به صورت شیمیایی مجزا و غیر محلول در یکدیگر باشند و خواص سازهای این ترکیب نسبت به هریک از اجزاء تشکیل دهنده آن به تنهایی در موقعیت برتری قرار بگیرد کامپوزیت می نامند. کامپوزیت مرکیبی است از حداقل دو ماده مجزا با فصل مشترک مشخص بین هر جزء تشکیل دهنده. در مهندسی مواد به موادی گفته می شود که از یک فاز زمینه (ماتریس) و یک تقویت کننده (پرکننده) تشکیل شده باشند.

کامپوزیت از دو قسمت اصلی ماتریس و تقویت کننده تشکیل شده است. فاز تقویت کننده که از الیاف در گروه های مختلف تشکیل شده و فاز ماتریس که شامل رزین ها می باشد. ماتریس با احاطه کردن تقویت کننده آن را در محل نسبی خودش نگه می دارد. تقویت کننده موجب بهبود خواص مکانیکی ساختار می گردد. تقویت کننده می تواند به صورت فیبرهای کوتاه و یا بلند و پیوسته باشد. الیاف های تقویت کننده، تحمل کننده اصلی بارها می باشند و زمینه (ماتریس) فراهم سازی بستر مناسب جهت انتقال بار از الیافی به الیاف دیگر را بر عهده دارد.

کامپوزیتهای پلیمری به دو شکل ورقهای و میلگرد وجود دارند و بر اساس فیبر تشکیل دهنده آنها به سه دسته: الیاف کربنی، الیاف شیشه و الیاف آرامید تقسیم میشوند. مهمترین استفاده از این کامپوزیتها در صنعت مقاومسازی و ترمیم و تقویت سازهها میباشد.

فیبر کربن مادهای است که از الیاف بسیار ناز کی که دارای اتمهای کربن هستند ساخته میشود. این اتمها در یک آرایش کریستالی میکروسکوپی، در جهت طولی با هم پیوند دارند. این آرایش کریستالی هست که فیبر کربن را به شدت محکم میسازد. فیبر کربن برای ساخت مواد کامپوزیتی همراه با رزین پلاستیکی استفاده میشود. فیبر کربن دارای استحکام فولاد است، در حالی که بسیار سبک است و همچنین انعطاف پذیر است. این الیاف همچنین در صورت جرارت دادن منبسط نمیشوند و در کل به دلیل مقاومت بالای حرارتی نمی سوزند. این فیبر در مقابل خم شدن و کشیدگی آسیب نمی بیند و بسیار مقاوم است اما اگر در برابر یک ضربه ی ناگهانی زیاد قرار گیرد مانند ضربه با چکش، میشکند. فیبر کربن دارای بهترین نسبت وزن به استقامت است [۲].

استحکام یک کامپوزیت کربنی دو دلیل اصلی دارد: علت اول سختی ذاتی کربن و ماتریس استفاده شده است. علت دوم این است که واکنشی شیمیایی بین دو مادهی مورد بحث رخ میدهد. ویژگیهای کامپوزیت کربن عبارتند از: وزن و چگالی کم، رسانایی الکتریکی و حرارتی خوب، ضریب انبساط حرارتی پایین و حفظ استحکام در دمای بالا. این ویژگیها شده که از این ماده در صنعت هوافضا، در ساخت لوازم ورزشی مانند راکت تنیس، چوب گلف، کمان و ... استفاده میشود. پرههای استفاده شده در توربینهای بادی از فیبر کربن است. فیبر کربن در صنایع خودروسازی در ساخت اجزای داخلی کابین خودرو و در خودروهای لوکس از قطعات فیبر کربن برای به وجود آمدن خواص

آیرودینامیکی مثبت استفاده شده است. از دیگر ویژگیهای کامپوزیتهای کربنی، مقاومت بسیار عالی در مقابل خوردگی است. از اینرو کاربرد آنها در بتنآرمه به جای میلگردهای فولادی، مورد توجه قرار گرفته است [۱].

علاوه بر کاربردهای ساختاری، از کامپوزیتها در کاربردهایی که خصوصیات حرارتی و ساختاری در آنها مهم هستند هم استفاده می شود. در نتیجه، تجزیه و تحلیل حرارتی-سازه همراه با ساختارهای نازک از دیدگاه شبیه سازی اهمیت فزاینده ای پیدا می کند. در این مقاله مقاومت ورقه کاپوزیت کربن اپوکسی نسبت تپ لیزری مورد بررسی قرار گرفته است. تأثیر موقعیت یک منبع گرما در پروفایل تنش و تغییر شکل بررسی شده است. همچنین محاسبه ضرایب انبساط حرارتی همگن از لایه های فردی انجام شده است.

مواد و روشها

در این مقاله، تجزیه و تحلیل ساختاری کامپوزیت اپوکسی-کربن لایهبندی شده با استفاده از رابط لایه لایه نرم افزار کامسول برای مواد کامپوزیت انجام شده است. از هندسه سه بعدی استفاده شده است. تجزیه و تحلیل حرارتی هر لایه لایه با استفاده از انتقال گرما در رابط پوسته موجود در ماژول انتقال حرارت صورت گرفته است.

هندسه کامپوزیت شبیهسازی شده عبارت است از شش لایه مسطح H شکل که روی یکدیگر قرار گرفتهاند (مطابق شکل ۱)، ضخامت هر لایه، ۰٫۱۲۵ میلیمتر بوده و جنس آنها الیاف کربن قرار گرفته در اپوکسی رزین است.



شکل ۱: شماتیک هندسه کلی

ماتریس الاستیسیته با درنظر گرفتن ماده همگن با محور $\{D_{11}=141.34, D_{12}=3.35, D_{23}=2.83, D_{33}=10.25, D_{13}=3.35, D_{22}=10.25, D_{23}=2.83, D_{33}=10.25, D_{43}=4.52, D_{55}=2.95, D_{66}=4.52$ GPa در نظر گرفته شده است. البته تنها مؤلفههای غیر صفر نوشته شده است. خواص حرارتی نمونه نیز با رسانندگی حرارتی به صورت: $\{K_{11}=6.2, K_{22}=0.5, K_{33}=0.5 \text{ W/m.K}\}$ در نظر گرفته شده است. سایر پارامترهای مورد استفاده در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱: پارامترهای شبیهسازی

مقدار	پارامتر	كميت
۶, ۰	V _f	نسبت حجمي فيبر
۰,۴	Vm	نسبت حجمي متريس
۲۳۰ [GPa]	E_{1f}	مدول يانگ فيبر
۴[GPa]	E _m	مدول يانگ ماتريس
۰,۲	v _{12f}	نسبت پواسون فيبر
۰,۳۵	v _m	نسبت پواسون ماتریس
-•,۶×١• ⁻⁹ [1/K]	α_{lf}	ضریب انبساط حرارتی در جهت
		فيبر
۸,۵×۱۰ ^{-۶} [1/K]	$\alpha_{\rm 2f}$	ضریب انبساط حرارتی عمود بر فیبر
$\Delta \Delta \times \mathcal{V} \cdot \mathcal{F} [1/K]$	$\alpha_{\rm m}$	ضریب انبساط حرارتی ماتریس
ر اساس پارامترهای جدول ۱، میتوان ضریب انبساط		
	7	, .

. حرارتی لایه در جهت فیبر و عمود بر آن و نیز نسبت پواسون کل را به ترتیب مطابق روابط ۱ تا ۳ محاسبه کرد.

$$\alpha_{11} = \frac{V_f \alpha_{1f} E_{1f} + V_m \alpha_m E_m}{V_f E_{1f} + V_m E_m}$$
(1)

$$v_{12} = v_{12f} V_f + v_m V_m \tag{(Y)}$$

$$\alpha_{22} = \alpha_{33} = (1 + v_m) V_m \alpha_m + \left(1 + v_{12f} \frac{\alpha_{1f}}{\alpha_{2f}}\right) V_f \alpha_{2f} - v_{12} \alpha_{11} \quad (\Upsilon)$$

مقادیر به دست آمده از روابط ۱ و ۳ برای ضریب انبساط حرارتی: $\{\alpha_{11}, \alpha_{22}, \alpha_{33}\} = \{3.72 \text{ E-}8,3.47 \text{ E-}5,3.47 \text$

شرایط مرزی که برای شبیه سازی درنظر گرفته شده است: (۱) شرایط مرزی ساختاری در لبه های X=0 و X=2 و سانتیمتر ثابت فرض شده اند؛ ۲) دما در لبه های X=2 و X=2 سانتیمتر، دمای اتاق ۲۹۳ کلوین درنظر گرفته شده X=2 سانتیمتر، دمای اتاق ۲۹۳ کلوین درنظر گرفته شده است. رسانایی همرفت با شار X^2 کلوین در سطح پایین است. رسانایی همرفت با شار X^2 کلوین در اسطح پایین انتخاب شده است؛ ۳) یک لیزر تپی با توان ۱۰۰ وات و دوام انتخاب میلی ثانیه که شعاع کمرباریکه آن (۵/ میلی متر است، به صورت عمود بر سطح می تابد.

نتايج و بحث

پروفایل حرارتی پوسته لایهای مرکب درست پس از تابش تپ لیزر در شکل ۲ نشان داده شده است. بیشینه دما در مرکز لایه و به اندازه ۹۵۸ کلوین میباشد؛ هرچه از مرکز فاصله گرفته میشود، دما کاهش مییابد که با انتخاب پروفایل گوسی برای توزیع شدت لیزر همخوانی دارد.



شکل ۲: توزیع دما در سطح نمونه پس از تابش تپ لیزر

اثرات ناشی از لایه لایه بودن و اورتوتروپی (orthotropy) که به دلیل اختلاف خواص لایهها در جهت انتشار تپ لیزر و در جهت عمود بر آن وجود دارد، روی تنش و تغییر شکل

پوسته در شکل ۳ نشان داده شده است. تنش حرارتی مشابه پروفایل توزیع دما است و اثر اورتوتروپی بودن نمونه روی تغییر شکل آن مشهود است.



جهت مشاهده اثر جهتگیری لایهها روی بیشینه تنش که قید بهره ون میسز (von Mises yield criterion) نیز نامیده میشود، نمودار یک برش از لایهها در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده میشود، در مقایسه با شکل ۳، توزیع تنش و دامنه آن در جهت z متفاوت است.



شكل ۴: توزيع بيشينه تنش در عمق (لايهها)

نتيجهگيرى

دراین مقاله تغییرات حرارتی و تنش وارد بر کامپوزیت کربن پس از اندرکنش با تپ لیزر محاسبه شد.

مرجعها

- [1] C. T. William, and D. Hull. *An introduction to composite materials*. Cambridge university press,2019.
- [2] R. Mostafizur, D. Khastgir, and A. Kanakhir Aldalbahi. *Carbon-containing polymer composites*. Singapore: Springer, 2019



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



معرفی روش جدیدی برای تشخیص آستانه تخریب لیزری

على مشايخي اصل^۱، محمد يگانه^۲، سعيد سليميان^۳و اميرعباس نوفرستي⁴

ali.mashayekhi.physics@gmail.com، ایران، ایران، ایران، مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، ایران، ایران، حمرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، ایران، ایران، علوم و فنون لیزر ایران مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، ایران<u>saeed.op.la.2010@gmail.com</u> ۳- مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، ایران. ایران<u>amirnoferesti0@yahoo.com</u>

چکیده – آ ستانه تخریب لیزری، پارامتر ب سیار مهمی در تعیین میزان مقاومت یک المان اپتیکی در برابر تابش لیزر ا ست. روشهای معمول که براساس استاندارد (1-1) ISO 21254 برای تعیین لحظهی شروع تخریب به کار میروند، روشهای غیرمستقیماند که بعضاً دارای پیچیدگیهایی هســتند که به کارگیری آن روشها را هزینه بر می کند. درعین حال، این روشها نیاز به تأیید به روشهای دیگر، از جمله نمایش میکروسـکوپی تخریب شـکل گرفته دارند. در این مقاله روش جدیدی برای تشـخیص آسـتانه تخریب لیزری انواع فیلترهای اپتیکی، علاوه بر روشهای موجود در استاندارد بینالمللی ISO ISO، معرفی می شود. این روش مبتنی بر استفاده از تصویر پراش میدان دور نور لیزر از محل درمعرض تخریب و پردازش تصویر آن است. بزرگترین مزیت این روش، سادگی، ارزانی و عدم نیاز به پالایه یفضایی برای لیزر مورد اسـتفاده اسـت. در این مقاله نشان دادهایم که می توان تخریبهای بسـیار کوچک در ابتدای شکل گیری با اندازهی حدود کا میکرون را تشخیص داد.

كليد واژه- آستانه تخريب ليزرى، LIDT، پردازش تصوير، تجهيزات ليزرى، كنترل كيفي.

Introduction to a New Method to Determination of Laser Induced Damage Threshold

Ali Mashayekhi Asl¹, Mohammad Yeganeh², Saeed Salimian³, and Amirabbas Noferesti⁴

1- Iranian National Laser Center (INLC), Iran, ali.mashayekhi.physics@gmail.com

2- Iranian National Laser Center (INLC), Iran, moyeganeh@iasbs.ac.ir

- 3- Iranian National Laser Center (INLC), Iran. saeed.op.la.2010@gmail.com
- 4- Iranian National Laser Center (INLC), Iran. amirnoferesti0@yahoo.com

Abstract- The laser induced damage threshold is a very important parameter in determining the resistance of an optical element to laser radiation. The usual methods used according to the ISO 21254 (1-4) standard to determine the moment of failure of the element, are indirect methods, which sometimes have complexities that are costly to use. In addition, these methods need to be validated by other methods, including microscopic representation of the formed damage. This paper introduces a new method for identifying the laser damage threshold of various optical filters, in addition to the methods in the ISO international standard. This method is based on the use of far-field diffraction patterns of probe laser from the area subject to destruction and image processing of it. The most important advantage of this method is simplicity, cheapness and no need for a spatial filter for laser. In this paper, we show that very small damage at the beginning of formation with a size of about 75 microns can be detected.

Keywords: image processing, laser induced damage threshold, laser instruments, LIDT, quality control.

مقدمه

با توجه به کاربرد فراوان فیلترهای ایتیکی در مواجهه با منابع نوری پرقدرت، مانند لیزرهای پرتوان که کاربردهای فراوان صنعتی، نظامی، هوا-فضا و ... دارند، سنجش مقاومت قطعات اپتیکی در برابر تابش لیزر با روشی استاندارد که مقبولیت جهانی نیز داشته باشد، بسیار با اهمیت است. از اینرو، استاندارد ISO 11254 با هدف معرفی یک روش استاندارد برای اندازه گیری آستانه تخریب لیزری قطعات اپتیکی در سال ۲۰۰۱ تدوین گردید که پس از بازنگری، در سال ۲۰۱۱ به شماره ISO 21254 چاپ شد که در شمارهی چهارم از این استاندارد، روشهای مختلفی برای تشخیص تخریب در المانهای اپتیکی پیشنهاد شده است[۱]، که شامل روشهای مبتنی بر تشخیص پراکندگی، تابش پلاسمایی و تابش حرارتی، تابش فلوئورسانسی، تغییر بازتاب یا عبور، روش مشاهدهی میکروسکوپی درلحظه، شکست فوتوترمال و اثر عدسی حرارتی و تغییر آنی فشار میشود. هر كدام از این روشها محدودیتها، معایب و محاسنی

ازلحاظ دقت در تشخیص و میزان پوشش پذیری انواع فیلترهای اپتیکی دارند. برخی از این روشها بهلحاظ عملیاتی با پیچیدگیها و دشواریهای فراوانی مواجه هستند و یا تحلیل گزارش آنها از پدیدهی تخریب، دشوار است.

معرفی روش

روش پیشنهادی در این مقاله بر اساس مکانیزم عبور و بازتاب باریکهی لیزر پروب از نمونهی تحت آزمون است. لیزر پروب با هر طول موج در ناحیهی مرئی قابل استفاده است. ما در این کار از یک لیزر دیودی با طول موج ۳۵۸ ۶۵۵ استفاده نمودیم. همانگونه که در شکل ۱ مشاهده می شود، باریکهی لیزر پروب پس از عبور از نقطه-محل تابش لیزر اصلی، مراتب متعدد بازتاب و عبور را تجربه می کند. همانگونه که مشاهده می شود، باریکه در تمام مرتبه های

بازتاب و عبور، اطلاعات مربوط به محل اصابت باریکهی اصلی بر روی نمونهی آزمون را حمل می کند.



شکل ۱: شبیه سازی تابش باریکهی پروب با قطر ۲mm به نمونهی تحت آزمون (بالا) و مرتبه های مختلف عبور (چپ) و بازتاب (راست). باریکه سبز رنگ، نشان دهنده لیزر آزمون با طول موج ۱۰۶۴ nm و عرض پالس ۱٫۵ ns است.

پس از تصویر برداری، بهخاطر ابعاد کوچک تخریب در مراحل اولیهی شکل گیری، از تفاضل تصاویر به دست آمده، قبل و پس از تخریب، برای واضحتر دیده شدن الگوی تخریب استفاده می کنیم. درصورتی که به هر دلیلی، مثلاً ارتعاش، تصویر از محل خودش جابه جا شده باشد، با بیشینه کردن تابع همبستگی تصاویر مورد مقایسه، جابه جایی تصاویر را به دست می آوریم.

$$C_{i,j} = \sum_{i'=-i_{\max}}^{i_{\max}} \sum_{j'=-j_{\max}}^{j_{\max}} I(i',j') \times I'(i'+i,j'+j), \quad (1)$$

که I(i, j) توزیع شدت تصویر در نقطهای به مختصات I(i, j) توزیع شدت i_{\max} و i_{\max} ابعاد تصاویر اولیه (i, j) است. میزان جابهجایی دو تصویر درحالتی که تابع همبستگی بیشینه شود، به صورت زیر به دست می آید:

$$\max\left\{\mathbf{C}_{i,j}\right\} = \mathbf{C}_{i_0,j_0} \Longrightarrow \begin{cases} \Delta x = i_0 \delta \\ \Delta y = j_0 \delta \end{cases}$$
(7)

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> که δ طول هر گام از جابهجایی است. پس از این مرحله، نقاط مشابه دو تصویر را با برش از کنارههای تصاویر، رویهم میاندازیم. با این کار اثر ارتعاش کاملاً ازبین خواهد رفت.

کارهای تجربی

باریکه ی پروب حامل هر گونه اتفاقی است که در محل تلاقی با باریکه اصلی رخ می دهد. در نتیجه با استخراج اطلاعات آن می توان تخریب را تشخیص داد. برای این کار ابتدا با استفاده از یک باریکه گستر 3X، باریکهی پروب به قطر حدود ۲ میلیمتر را پهن، و از یک تضعیف کننده متغیر برای تنظیم شدت آن استفاده کردیم. محل قرار گیری دوربین به گونه ای قرار تعیین شد که باریکه پروب عبوری مستقیماً و بدون استفاده از عدسی وارد حسگر شود. از یک آینه برای هدایت بازتاب های مرتبه اول و دوم لیزر پروب به سمت دوربین نیز استفاده شد. با این کار می توان به صورت انتخابی از باریکه های بازتابی و یا باریکه های عبوری لیزر پروب آورده شده است.



شکل ۲: شکل شماتیک از چیدمان تشخیص تخریب لیزری.

چیدمان شامل اجزای زیر است:

Probe Laser: لیزر پروب باید در محدودهی مرئی باشد. میتوان از لیزرهای دیودی کم توان سبز یا قرمز (زیر ۱۰۰میلی وات) استفاده کرد.

Beam Expander: دلیل استفاده از باریکهگستر آن است که باریکه پروب بتواند از سطح ابتدایی تا سطح انتهایی نمونهی آزمون که تحت تأثیر باریکه لیزر اصلی است را پوشش دهد تا در صورت ایجاد تخریب در هر نقطه از این مسیر استوانهای (همان گونه که در شکل ۳ نشان داده شده است) باریکهی پروب بتواند آن را تشخیص دهد.



شکل ۳: تلاقی باریکه یآزمون با باریکه ی پروب بر روی نمونه ی تحت آزمون Mirror: دلیل استفاده از آینه در چیدمان آن است که، ممکن است نمونه تحت آزمون برای طول موج لیزر پروب و در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالایی داشته باشد و یا ممکن در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالایی داشته باشد و یا ممکن در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا ممکن در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا مرکن در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا در با در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا در زاوی در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا در زاویه در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا مرو در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا در زاویه در زاویه ی فرود آن، بازتاب بالای داشته باشد و یا در زاویه در زاوی در زاوی در زاوی در زاویه در زاویه در زاویه در زاویه در زاویه در زاویه در زاوی در زاویه در زاوی در زاوی در زاوی در زاویه در زاویه در زاوی در زاوی در زاوی در زاوی در زاد در زاوی در زاد در زاوی در زاوی در زاوی در زاوی در زاد در زاوی در زاد در زاد در زاوی در زاوی در زاد در زاوی در زاد در زا

Attenuator: دلیل استفاده از تضعیف کننده آن است که نمونه یمورد آزمون ممکن است در طول موج و زاویه ی فرودی باریکه ی پروب، عبور بالایی را داشته باشد و این امر باعث اشباع تصویر شود، به همین دلیل با تنظیم نور ورودی به داخل دوربین می توان حد بهینه ای برای آن به دست آورد.

شکلهای ۴ تصاویری که قبل و پس از تخریب توسط دوربین ثبتشده است را نشان میدهد. بخش سمت راست تصویر مربوط به عبور مرتبهی اول و بخش سمت چپ تصویر، نشاندهندهی عبور مرتبهی دوم است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

تشخیص دهد. از همین رو این روش دارای جامعیت بیشتری برای آزمون انواع فیلترهای اپتیکی نسبت به روشهای ذکر شده در استاندارد 4-ISO 21254 است. علاوه بر این، کم هزینه بوده و از پیچیدگی بسیار کمتری برخوردار است. همچنین مکانیزم تشخیص تخریب قطعیت بسیار بالاتری نسبت به روشهای ذکر شده در استاندارد را دارد.



شکل ۵: تخریب شکل گرفته بر روی دو نمونه از نوع فیلتر HR و AR.

سپاسگزاری:

مراتب سپاس و قدردانی خود را از جناب آقای دکتر علیرضا فرد جعفرنیا اعلام میداریم، بی شک بدون همراهی ایشان و ایدههای نوآورانهشان این کار تحقیقی به ثمر نمیرسید.

منابع مورد استفاده

- [۱] استاندارد ملی ایران ۱۳۹۶: ۴–۱۸۵۴۷، لیزرها و تجهیزات مرتبط با لیزر- روشهای آزمون برای آستانه تخریب ناشی از لیزر، قسمت ۴: بررسی، تشخیص و اندازه گیری.
- [2] ISO/TR 21254-4:2011, Lasers and laser-related equipment -Test methods for laser-induced damage threshold- Part 4: Inspection, detection and measurement.



شکل ۴: تصاویر ثبت شده در CCD مربوط به محل برخورد باریکهی اصلی با نمونهی آزمون، بالا: قبل، وسط: بعد از شکل گیری تخریب، پایین: تصویر تفاضلی که تخریب را در عبور مرتبههای اول و دوم مشخص نموده است.

پس از تشخیص تخریب توسط CCD، محل تخریب در نمونه توسط میکروسکوپ اپتیکی نومارسکی (DIC) بررسی شد، شکل ۵ نمونهای از تخریب تشخیص داده شده با این روش را، که با میکروسکوپ ثبت شده است را نشان میدهد.

نتيجهگيرى

روش تشخیص آستانهی تخریب ناشی از لیزر (LIDT) که در این مقاله ارائه گردید، روش جدیدی است که میتواند شروع تخریب را بر روی انواع نمونههای تخت عبوری، بازتابی (با یک سطح مات)، محدب و مقعر با دقت بسیار خوبی



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسى الكوريتمهاى انتقالفاز تحت تاثير منابع خطا

محمد خانجانی^۱، سیما حسینی^۱، مرتضی جعفری سیاوشانی^{۲٫۱}، هادی برزویی^۳، احسان احدی اخلاقی^۱

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱. ۲- دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران کد پستی ۱۱۱۵۵۹۱۶۱. ۳- گروه علوم مهندسی، دانشگاه حکیم سبزواری، کد پستی ۹۶۱۷۹۷۶۴۸۷.

Mohammadkhanjani@iasbs.ac.ir simahosseini@iasbs.ac.ir m.siavashani@sharif.edu h.borzouei@hsu.ac.ir e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir

چکیده – در این مقاله پاسخ الگوریتمهای شاخص انتقالفاز تحت تأثیر سه نوع منبع خطا بررسی شده است. شدت تداخلی تحت خطاهای لرزش پله ۱۸های کمترین مربعات، هاریهاران، محیطی، نوسانات شدتی و عدم صحت گامهای جابهجایی فاز شبیهسازی شد. توزیع فاز با استفاده از الگوریتم و میانگینگیری به دست آمد. براساس نتایج شبیهسازیها، روشهای میانگینگیری و کمترین مربعات، بهترین صحت و دقت را دارا بودند.

كليد واژه- انتقالفاز، تداخلسنجي، دقت، منابع خطا، صحت

Investigation of phase-shift algorithms affected by error sources

Mohammad Khanjani¹, Sima Hosseini¹, Morteza Jafari Siavashani², Hadi Borzouei³, Ehsan Ahadi Akhlaghi¹

1- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 4513766731, Iran.

2- Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran 111559161, Iran.3- Department of Science engineering, Hakim Sabzevary University, Razavi Khorasan,

9617976487, Iran.

<u>Mohammadkhanjani@iasbs.ac.ir</u> <u>simahosseini@iasbs.ac.ir</u> <u>m.siavashani@sharif.edu</u> <u>h.borzouei@hsu.ac.ir</u> <u>e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir</u>

Abstract- In this paper, the responses of phase shift index algorithms have been studied under the various errors; the influence of environmental vibration, intensity fluctuations, and inaccuracies of phase shift steps. The phase distribution is obtained using least-squares, Hariharan, N-buckets, and averaging algorithms. Based on the results, the least-square and averaging have the best accuracy and precision.

Keywords: accuracy, error sources, interferometry, phase-shift, precision.

مقدمه

تداخلسنجی به عنوان یک روش نوری دقیق برای اندازه گیری پارامتراهای مختلف شناخته میشود. معمولا دادههای به دست آمده در این روش براساس دو روش انتقال فاز و تبدیل فوریه تحلیل میشود. در روش فوریه نتایج با استفاده از تحلیل یک توزیع شدت و در نظر گرفتن رفتار جمعی نقاط در فضای فرکانس به دست میآید [۱]. در مقابل، روش انتقال فاز با استفاده از حداقل دو توزیع شدت برای هر نقطه از صفحه مشاهده، توزیع فاز را نتیجه میدهد است، در مقابل روش انتقال فاز دارای سرعت دادهبرداری بالاتری و دادههای هر نقطه مستقل از نقاط همسایه و تعداد نقاط صفحه مشاهده است [۲].

تا کنون الگوریتمهای مختلفی بر اساس روش انتقال فاز معرفی شده است که هر کدام بسته به شرایط دادهبرداری و نوع نمونه، قابل استفاده هستند [۴]. در این مقاله، دقت، صحت و سرعت الگوریتمهای مختلف انتقالفاز تحت شرایط نوفه و خطاهای محیطی مختلف بررسی شده است.

مبانی نظری

برای تحلیل دادهها به روش انتقالفاز، شدت تداخلی برای هر گام فازی ثبت میشود و با استفاده از الگوریتم مناسب، توزیع اختلاف فاز به دست میآید. رابطه شدت تداخلی در روش انتقالفاز به صورت،

 $I_i(x,y) = I'(x,y) + I''(x,y)cos\left[\Delta\phi(x,y) + \delta_i\right](1)$

است. در این رابطه، I میانگین شدت دو باریکه مرجع و نمونه، I دامنه شدت مدوله شده و $\Delta \phi(x, y)$ اختلاف فاز باریکههای بازوی نمونه و مرجع، مقادیر مجهول هستند و اختلاف فازگام iام نسبت به حالت اولیه است [۴]. با مشخص بودن شدت برای هر گام و استفاده از الگوریتم مناسب، اختلاف فاز تداخلی به دست میآید.

مبانی شبیهسازی

پاسخ الگوریتمهای مختلف تحلیل فاز به انواع خطاها، توسط شبیه سازی فریزهای تداخلی بررسی شده است. تداخل نگاشتها در شرایط وجود خطاهای تصادفی و سیستماتیک، ثبت و سپس توسط الگوریتمهای کمترین مربعات، هاریهاران، Nپله و میانگین گیری پردازش شدهاند [۴].

الگوریتم کمترین مربعات: این الگوریتم حداقل به ۳ تداخلنگاشت نیاز دارد. در شبیهسازیهای صورت گرفته از ۱۰ تغییر فاز با گامهای نابرابر استفاده شده است.

الگوریتم هاریهاران: در این روش، ۵ تداخلنگاشت با گامهای فازی آ $\delta_i = i \frac{\pi}{2}$ فاز با استفاده از رابطه (۲) محاسبه می شود،

$$\Delta \phi(x, y) = \tan^{-1} \left[\frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1} \right]. \tag{(7)}$$

الگوریتم Nپله: این الگوریتم متناسب با تعداد گامهای تغییرفاز، گام فازی به مقدار $\delta_i = \frac{(i-1)2\pi}{N}$ را اختیار می کند. توزیع اختلاف فاز از رابطهی،

$$\Delta \phi(x, y) = \tan^{-1} \left[\frac{\mathbb{N} = -\sum_{i=1}^{N} I_i \sin\left(i\frac{2\pi}{N}\right)}{\mathbb{D} = \sum_{i=1}^{N} I_i \cos\left(i\frac{2\pi}{N}\right)} \right]$$
(7)

قابل محاسبه است که در شبیهسازی انجام شده N برابر ۹ در نظر گرفته شده است.

الگوریتم میانگین گیری: این الگوریتم به مانند الگوریتم N مرتبه N پله است با این تفاوت که تعداد اندازه گیریها m مرتبه افزایش مییابد و بر این مقادیر میانگین گیری می شود. توزیع فاز از رابطه (۴) به دست می آید،

$$\Delta \phi(x, y) = \tan^{-1} \left[\frac{\sum_{j=1}^{m} \mathbb{N}_j}{\sum_{j=1}^{m} \mathbb{D}_j} \right]. \tag{f}$$

در این روش $N \;=\; N$ و $m \;=\; m$ فرض شدهاند.

تاثیر سه خطای انتقالفاز، پایداری دامنه و خطای لرزش بر الگوریتمهای معرفی شده بررسی شده است.

خطای انتقال فاز: در روش انتقال فاز، ممکن است مقدار هر گام دقیقا برابر با مقدار مورد انتظار نباشد و مقدار ثابتی بیشتر یا کمتر باشد که میتواند ناشی از سیستم تغییردهنده فاز مانند جابه جاگر پیزوالکتریک باشد.

خطای پایداری دامنه (منبع نور): خطای ناشی از عدم ثبات دامنه منابع نوری به صورت یک مقدار تصادفی بر روی یک مقدار ثابت در نظر گرفته شده است،

$$E'_0 = E_0 + E_{\text{error}}.$$
 (9)

 $E_{\rm error}$ در این رابطه E_0 دامنه مورد انتظار با مقدار یک و مقدار مقدار خطای دامنه تصادفی است.

خطای لرزش: لرزش چیدمان نوری باعث تغییر اختلاف راه نوری و اضافه شدن یک مقدار تصادفی به فاز میشود.

نتايج

شبیهسازی و تحلیل توسط رایانهای با مشخصات (R) Intel(R در نرمافزار متلب Core(TM) i7-6700HQ و IGGB RAM در نرمافزار متلب انجام شدهاند. از آنجایی که در الگوریتمهای انتقالفاز، تحلیل مستقل از اطلاعات نقاط همسایه انجام میشود، نتایج تنها برای یک نقطه دادهبرداری مورد بررسی قرار گرفته است. برای بررسی خطای تصادفی محاسبات یک میلیون مرتبه تکرار شد. مقدار دامنه در حالت پایدار برابر ایک در نظر گرفته شد و برای یکسان بودن شرایط اولیه الگوریتمها خطاهای تصادفی شبیهسازی شده برای همه الگوریتمها یکسان در نظر گرفته شد. دامنه خطاها براساس مقادیر محتمل شرایط آزمایشگاهی انتخاب شدهاند و بر این اساس پاسخ الگوریتمهای مختلف به دست آمده است. شکل معادیر از اختلاف نتایج ناشی از الگوریتم کمترین مربعات نسبت به مقدار ایدهآل شبیهسازی را برای ۱۰۰ مربعات نسبت به مقدار ایدهآل شبیهسازی را برای میدهد.



شکل ۱: اختلاف نتایج ناشی از الگوریتم کمترین مربعات نسبت مقدار ایدهآل شبیهسازی برحسب راهنوری در حضور: (الف) خطای لرزش با بیشینه ۲۰ نانومتری، (ب) خطای پایداری دامنه با بیشینه ۲۰،۲ (ج) خطای انتقال فاز به میزان ۲۰۰۰ به ازای هر گام، (د) همزمان خطاهای بخشهای (الف)، (ب) و (ج) در شبیهسازی.

شکل ۱ مشخص می سازد با افزودن خطا تصادفی پایداری دامنه به مقدار ۲۰ درصد تأثیر بسیار بیشتری نسبت به دیگر پارامترهای مورد بررسی دارد و در مرحله بعد لرزش چیدمان اپتیکی تاثیر از مرتبه نصف دامنه ارتعاش سیستم دارد.



شکل ۲: میانگین اختلاف ارتفاع سطح بازسازی شده و انحراف از معیار آن برای تمامی نقاط توسط الگوریتمها در حضور: (الف) خطای لرزش چیدمان اپتیکی به ازای بیشینه مقادیر ۲٫۰ نانومتر (نقاط آبی)، ۲ نانومتر (نقاط قرمز) و ۲۰ نانومتر (نقاط سبز). (ب) خطای پایداری دامنه به ازای بیشینه مقادیر ۲۰۰۲ (نقاط آبی)، ۲۰٫۲ (نقاط قرمز) و ۲٫۰ (نقاط سبز). (ج) خطای انتقال فاز برای مقادیر ۲٫۳۸ (آبی)، ۲٫۶۶ (قرمز) و ۲٫۰ (سبز) به ازای هر انتقال فاز. (د) بیشینه خطاهای بخشهای (الف)، (ب) و (ج).

در ادامه نتایج بررسی صحت و دقت پاسخ الگوریتمها نسبت به حالات مختلف خطاها ارائه شده است. شکل ۲ مقدار خطای الگوریتمهای تحلیل را برای سه نوع خطا نمایش میدهد. خطوط رنگی معرف اندازه دامنه خطای اعمال شده در شبیهسازی است، به طوری که خطوط آبی نشانگر کمترین مقدار و خطوط سبز معرف بیشترین مقدار خطای تکرارپذیری و پراکندگی نتایج تحلیلهای انجام شده را نشان میدهد. در این حالت دامنه تغییرات کمتر از ۴۰ نانومتر به دست آمد. نتایج نشان میدهد روش کمترین مربعات دارای بهترین دقت و صحت است.

الگوریتمها از نظر زمان پردازش نیز با هم مقایسه شدند که زمان پردازش الگوریتمهای کمترین مربعات، هاریهاران، Nپله و میانگین گیری به ترتیب برابر ۶٬۹۹، ۰٬۰۲۲، ۳۳،۰ و ۰/۳۳ به دست آمد.

نتيجهگيرى

در این مقاله به بررسی پاسخ الگوریتمها کمترین مربعات، هاریهاران، ۸ پله و میانگین گیری در شرایط حضور خطاهای انتقال فاز، لرزش چیدمان اپتیکی و پایداری دامنه از نظر دقت، صحت و سرعت پرداخته شد. نتایج به دست آمده نشان داد، الگوریتم کمترین مربعات در شرایط وجود انواع خطا صحت و دقت بهتری دارد و در مقابل دارای کمترین سرعت محاسبات است. هرچند الگوریتم هاریهان بهترین عملکرد را نسبت به خطای انتقال فاز نشان داده است اما نسبت به خطاهای تصادفی به خصوص خطای پایداری دامنه بیشترین تاثیرپذیری را داشته است.

مرجعها

- M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fouriertransform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", JosA, Vol. 72, No. 1, pp. 156-160, 1982.
- [2] K. E. Perry and Jr. J. McKelvie, "A comparison of phase shifting and fourier methods in the analysis of discontinuous fringe patterns", Opt. and Las. in Eng. Vol. 19, pp. 269-284, 1993.
- [3] E. B. Li, X. Peng, J. Xi, J. F. Chicharo, J. Q. Yao, and D. W. Zhang, "Multi-frequency and multiple phase-shift sinusoidal fringe projection for 3D profilometry", Vol. 13, pp. 1561-1569, 2005.
- [4] Malacara, Daniel (ed.), *Optical shop testing*, John Wiley & Sons, pp. 547-666, 2007.

اعمال شده است. با توجه به نتایج به دست آمده (شکل ۲(الف))، الگوریتمهای میانگین گیری و کمترین مربعات دارای صحت بیشتر و الگوریتمهای Nپله و هاریهاران دارای صحت كمترى تحت نوفه لرزش چيدمان اپتيكي هستند. همچنین در این بررسی، روش Nپله و هاریهاران دارای کمترین دقت در مقایسه با دیگر الگوریتمها هستند. در مقابل، برای خطای ناشی از نوفههای شدت (شکل ۲(ب))، الگوریتم Nیله دارای بیشترین صحت و روش هاریهاران دارای کمترین صحت است. در این حالت دقت الگوریتمها از یک مرتبه به دست آمده است. در بررسی خطای انتقال فاز (شکل ۲(ج))، الگوریتم هاریهاران بهترین صحت و دقت را داراست و پس از آن الگوریتم میانگین گیری قرار دارد. با این حال، میزان خطای به دست آمده به طور قابل ملاحظهای کمتر از خطای ناشی از دیگر منابع خطا است، به طوری که می توان به راحتی از اثر این خطا چشم پوشی کرد. شکل ۲(د) نتایج حالتی را نمایش میدهد که تمامی خطاها وجود دارد. در این حالت الگوریتم Nپله بیشترین صحت را داراست و دقت همه الگوریتمها از یک مرتبه است. به طور کلی می توان نتیجه گرفت، روشهای میانگین گیری و کمترین مربعات، به نسبت بهترین صحت و دقت را دارا بودند.



شکل ۳: تکرار ۱۰ بار داده گیری برای اندازه گیری میانگین اختلاف ارتفاع سطح بازسازی شده و انحراف از معیار آن برای تمامی نقاط و پاسخ الگوریتمها به خطای لرزش چیدمان اپتیکی به بیشینه مقدار ۲۰ نانومتر، خطای پایداری دامنه به بیشینه مقدار ۲٫۲ و خطای انتقال فاز برای ۲۰۲ به ازای هر تغییر فاز.

در ادامه، برای بررسی تکرارپذیری و میزان اعتبار نتایج به دست آمده، حالتی که تمامی خطاها بیشترین مقدار فرض شده خود را دارا هستند، ۱۰ مرتبه تکرار شد. شکل ۳ میزان



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر مد (0,1)TEM بر کیفیت باریکه الکترونی در شتاب لیزری آن در خلا

الهام مفیدی نسب^۱، حسین آکو^{۱،*}

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل h.akou@nit.ac.ir*

چکیده – در این مقلله، تولید دســته الکترون پرانرژیبا پراکندگی پایین توســط یک پالس لیزر کوتاه هرمیت – گوســی در مد TEM(1,0)+TEM(0,1) مورد بررسی قرار گرفته است. نتیجه شبیه سازی نشان می دهد که پالس لیزر در چنین مدی با اعمال نیروی پاندرماتیو عرضی می تواند الکترون ها را به سـمت محور هل داده و دسـته الکترون را در صفحه عرضی متراکم نماید. در این حالت، دسته الکترون شتابدار نه تنها به انرژی بالایی دست می یابد بلکه دچار پراکندگی عرضی بسیار کمتری در مقایسه با سایر مدها می شود.

کلید واژه- شتاب لیزری الکترون، باریکه لیزری هرمیت-گوسی، نیروی پاندرماتیو عرضی

Investigation of the effect of TEM(1,0)+TEM(0,1) mode on the quality of electron beam in its vacuum laser acceleration

Elham Mofidi nasab¹, Hossein Akou¹

¹Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Babol Noshirvani University of Technology

Abstract- In this paper, the generation of high energy electron beam with low divergence by a short Hermite-Gaussian laser pulse in the mode TEM(1,0)+TEM(0,1) is investigated. The simulation results show that the laser pulse in such a mode by applying transverse ponderomotive force can push the electrons towards the axis and compact the electron beam in the transverse plane. In this case, the accelerated electron bunch not only achieves high energy but also has much less transverse divergence compared to other modes.

Keywords: Laser Electron Acceleration, Hermite-Gaussian laser beam, Transverse Ponderomotive Force

مقدمه

امروزه شتاب لیزری ذرات باردار، روش مهمی برای جایگزینی شتابدهندههای سنتی برای برخی کاربردها از جمله در حوزه پزشکی است [۱]. پیدا کردن شرایطی که به ازای آن، ذرات باردار در طی برهمکنش با باریکه لیزر بتوانند انرژی قابل ملاحظهای کسب کرده و دچار واگرایی عرضی زیاد نگردند، یکی از مهمترین دغدغهها در پژوهشهای مربوطه است. باریکههای هرمیت-گوسی یکی از مهمترین خروجیهای لیزرها هستند که با توجه به مدهای تشدیدی موج، میدان الکتریکی مدهای مختلف مشخص شده و ویژگیهای هر یک از مدها تعیین خواهد شد. چگونگی وابستگی طولی و عرضی در میدان الکتریکی هر مد، باعث شده است تا توزیع فضایی میدان هر یک از مدها حائز مشخصات مخصوص به خود باشد و در پی آن، تاثیرگذاری

معادلات میدان و تئوری مسئله

مد (0,0) TEM یکی از مهمترین خروجیهای لیزر است، اما با توجه به چگونگی انطباق مدها به سطوح آینهها در کاواک لیزر، مدهای مراتب بالاتر نیز می توانند در خروجی لیزر مشاهده شوند. با توجه به اینکه شکل میدان برای این مدهای گوسی با چند جملهایهای هرمیت داده می شود آنها را مدهای هرمیت- گوسی گویند که میدان الکتریکی عرضی آن با رابطهی زیر داده می شود [۲]. $\frac{E^{m,n}}{E_0^{m,n}} = (1)$ $H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right) \exp\left[-i \Phi_{m,n}\right]$ که درآن (1) H_m چند جملهای هرمیت و $\Phi_{m,n}(x,y,z) = kz - (1 + m + n) tan^{-1}\left(\frac{z}{Z_R}\right) + \frac{kr^2}{2R(z)}$ فاز میدان است. با جایگذاری مقادیر صحیح m و n در معادلهی (۱)، میدان الکتریکی مدهای مختلف باریکه

هرمیت-گوسی تعیین خواهد شد. همانطور که پیش از این گفته شد، غیر از بهره انرژی بالا، عدم واگرایی عرضی بیش از حد الکترونهای شتاب گرفته بسیار حائز اهمیت است. برای این مورد اخیر، چگونگی توزیع میدان عرضی (شعاعی) و به تبع آن نیروی پاندرماتیو عرضی به عنوان عامل اصلی مطرح بوده که میتواند باعث تمرکز ذرات در ناحیه محدودی از فضا در صفحه عرضی باشد و جلوی پراکندگی محدودی از فضا در صفحه عرضی باشد و جلوی پراکندگی مدی که بتواند این شرایط را فراهم آورد در بهبود شرایط شتابدهی ذرات میتواند کارآمد باشد. میدان الکتریکی شعاعی با رابطه $F_p = -\nabla V_p$

$$V_p(r,z,t) = \left(\sqrt{1 + \frac{|A(r,z,t)|^2}{2}} - 1\right) m_0 c^2$$
 (Y)

است. در این رابطه، V_p پتانسیل پاندرماتیو، $2/2' |(A(r,z,t)|^2)|$ میانگین زمانی شدت بدون بعد لیزر است. بدین تر تیب و با استفاده از معادلات بیان شده، در شکل (۱)، E_r و F_{pr} برای مدهای (0,0)، (1,0)، (1,1) و (1,0)+(0,1) نشان داده شده است.



شکل ۱ میدان الکتریکی شعاعی و نیروی پاندرماتیو شعاعی برای مدهای مختلف از این شکل کاملا مشخص است که دو مد (1,1) و (1,0)+(0,1)، با توجه به درهای که حول r = 0 تشکیل میدهند، در اعمال نیروی همگراکننده به الکترونها بسیار موثرتر از دو مد دیگر عمل خواهند کرد. بنابراین در ادامه

این مقاله، نتایج را برای این دو مد مورد بررسی و مقایسه قرار میدهیم تا بهترین انتخاب برای هدف مورد نظر ارائه گردد. با استفاده از معادله (۱)، مولفههای عرضی میدان الکتریکی مد (1,1)TEM با رابطه زیر داده می شود.

$$E_x^{1,1} = \frac{8E_0 xyw_0}{w^3(z)} exp\left[\frac{-r^2}{w^2(z)}\right] exp[i\Phi_{1,1}] \tag{7}$$

و $E_y^{1,1} = E_x^{1,1}$ همينطور برای ميدان الکتريکی مد TEM(1,0)+TEM(0,1) داريم

$$=\frac{2\sqrt{2}E_{0}w_{0}}{w(z)}\frac{x}{r}exp\left[\frac{-r^{2}}{w^{2}(z)}\right]exp[i\Phi_{10+01}]$$
(*)

و y/x و $F_{x}^{10+01} = F_{x}^{10+01} y/x$ به معادلات بالا، جمله پالسی کننده $F_{y}^{10+01} = exp \left[-\frac{(z/c-t)^{2}}{\tau_{p}^{2}} \right]$ نیز ضرب می شود که τ_{p} دوام زمانی پالس است. میدان الکتریکی باریکههای گوسی به دلیل وابستگی عرضی پروفایل فضایی آن، علاوه بر مولفههای عرضی یک مولفه طولی نیز خواهد داشت که با رابطه $0 = \mathbf{X}$ بدست می آید [۵] و میدان مغناطیسی این باریکهها با $\mathbf{X} \times \nabla(w) = \mathbf{B}$ ارائه خواهد شد. مولفه این باریکهها با $\mathbf{X} \times \nabla(w) = \mathbf{B}$ ارائه خواهد شد. مولفه این باریکهها با $\mathbf{X} \times \nabla(w) = \mathbf{B}$ ارائه خواهد شد. مولفه معلولی z مسئول شتابدهی ذرات در راستای انتشار لیزر است و مولفه شعاعی میدان باید بتواند الکترونها را حول محور متمرکز نگه داشته و مانع پراکندگی آنان شود. در شکل (۲)،توزیع F_{r} در صفحه عرضی برای دو مد مذکور نشان داده شده است.



شکل ۲ توزیع میدان الکتریکی شعاعی در صفحه عرضی با مقایسه دو شکل (a) و (b) مشاهده می شود، در حالیکه برای مد (TEM(1,1) میدان شعاعی در صفحه عرضی بصورت متقارن دره و قله را در بر می گیرد، برای مد بصورت متقارن دره و قله را در بر می گیرد، برای مد در اطراف محور مرکزی قله ایجاد می کند، بنابراین، این مد قابلیت بهتری در اعمال نیروی پاندرماتیو شعاعی مناسب



شکل ۳ توزیع نیروی پاندرماتیو شعاعی در صفحه عرضی از این شکل کاملا مشخص است که برای مد (TEM(1,1) مد F_{pr} به ازای 0 > x و 0 < y منفی است که طبیعتا برای اعمال نیرو به سمت محور بر الکترونها مناسب نیست و درواقع آنها را از محور دور می کند. در حالیکه برای مد دیگر F_{pr} در ناحیه عرضی مورد نظر کاملا مناسب برای متمرکز کردن الکترونها میباشد.

شتاب ليزرى باريكه الكتروني

با یافتن مد هرمیت-گوسی مناسب جهت شتابدهی الکترونها، اکنون در موقعیتی هستیم که شتاب الکترون توسط باریکه لیزری در خلاء را مورد بررسی بیشتری قرار دهیم. وقتی الکترونی در میدان الکتریکی و مغناطیسی موج لیزر قرار می گیرد، نیروی وارد بر آن با رابطه نسبیتی نیوتن-لورنتس بصورت زیر داده می شود

$$\frac{dP}{dt} = -e\left(E + \frac{\nu \times B}{c}\right) \tag{(a)}$$

که P تکانه نسبیتی الکترون، v سرعت آن، p بار الکترون، c سرعت نور در خلاء و E و B میدانهای الکتریکی و مغناطیسی موج لیزر هستند که با توجه به مد مورد نظر در بخش قبل بیان شدهاند. معادله بالا به همراه رابطه آهنگ انرژی $2y/dt = F.v/m_0c^2$ ، دینامیک الکترون در این برهمکنش را کاملا مشخص خواهند کرد. با توجه به اینکه در این مقاله، علاوه بر بهره انرژی، به دنبال تحقیق در مورد اثر نوع مد بر میزان پراکندگی ذرات نیز میباشیم، یک دسته الکترونی حاوی ۵۰۰۰ ذره را در برهمکنش با دو مد (1,1) و (1,0+0,1) قرار میدهیم. در شکل ۴، توزیع انرژی باریکه الکترونی بعد از برهمکنش نمایش داده شده است. کاملا



بسیار موثر تر عمل کردہ و الکترون ھاپی تا انرژی حدود GeV

در شکلهای ۵ و ۶ توزیع الکترونهای شتاب گرفته در صفحه xz برای دو مد (1,1) و (1,0+0,1) نمایش داده شده







شکل ۶ توزیع الکترونهای شتاب گرفته در صفحه xz برای مد ۱٫۰+۰٫۱ با توجه به این دو شکل، مشاهده می شود الکترون هایی که در برهمکنش با مد (1,0+0,1) قرار می گیرند، در نهایت در فضای عرضی و طولی کوچکتری توزیع خواهند شد و پراکندگیشان به طور قابل ملاحظهای کمتر از حالتی است که از مد (1,1) استفاده شده است. برای مقایسه بهتر توزیع

عرضی ذرات، شکل ۷ رسم شده است. با توجه به این شکل، در مد (1,0+0,1)، بیشتر الکترونهای شتاب گرفته در محدوده محور انتشار موج ليزر توزيع شده اند، درحاليكه برای مد دیگر پراکندگی ذرات بیشتر است.



نتيجهگيري

در فرایند شتاب ذرات باردار و تولید دسته الکترون با کیفیت، علاوه بر میانگین انرژی بالا، فاکتور دیگری نیز بسیار حائز اهمیت است و آن پراکندگی پایین ذرات در یک دسته است. در این مقاله، نشان داده شده است که در از بین مدهای هرمیت-گوسی، مد (TEM(1,0)+TEM(0,1)، قابلیت بسیار بالایی در متمرکز کردن الکترونها در اطراف محور دارد و در مقایسه با سایر مدها از جمله مد (TEM(1,1) کیفیت بهتری در خروجی دسته الکترون ارائه می کند. دلیل این مطلب نیز نیروی پاندرماتیو عرضی در این مد است که الكترونها را به سمت محور هل داده و مانع يراكندگي آنها می شود.

مرجعها

[1] Y. I. Salamin, Z. Harman and Ch. H. Keitel, Phys. Rev. Lett. 100, 155004, 2008.

[2] A. Yariv, Optical Electronics, 3rd edn (New York: CBS College Publishing) p 35.

[3] Sh. Miyazaki el. al, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, 1665 (2005).

[4] P. X. Wang et. al, J. Appl. Phys, 91, 856, (2002).

[5] M. Lax, W. H. Louisell, W. B. McKnight, Phys. Rev. A, 11, 1365 (1975).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تشخیص سلامت ال ای دی به کمک میکروسکوپ ساخته شده فوتولومینسنس

محمد هنديجانى فرد

دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی مکانیک

Mohammad.hendijani@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، ساخت یک دستگاه میکروسکوپ فوتولومینسنس تشریح شده است. تحریک نوری فوتولومینسنس به توسط یک سری لیزر در طول موج ۴۰۵ نانومتر صورت گرفته است. طول موج اسـپکتروم دریافتی با فیلتر دایکرویک در بازه ۵۲۵ نانومتر دریافت شـده است. با اسـتفاده از دسـتگاه میکروسـکوپ فوتولومینسـنس اسـپکتروم نوری ال ای دی های در طول موج ۵۲۵ نانومتر تحریک شـده اند. ال ای دی هایی که کارکرد مناسبی ندارند بدون حتی اتصال به منبع الکتریکی در عکس های فوتولومینسانس به صورت تاریک ضبط می شوند. بدین ترتیب سلامت ال ای دی ها در حین ساخت ال ای دی قابل تشخیص می باشد.

كليد واژه- ال اى دى، ساخت ميكروسكوپ فوتولومينسنس.

Process Photoluminescence Microscope Built to Recognize Dead LEDs

Mohammad Hendijanifard, Assistant Professor

School of Mechanical Engineering, Shiraz University, Mohammad.hendijani@shirazu.ac.ir

Abstract- A photoluminescence microscope is built using continuous wave 405 nm excitation lasers. The photoluminescence objects for this work are green light emitting diodes (LEDs). The emission of these LEDs occurs at 525 nm. If the LEDs are not shorted, they photoluminesce at 525 nm. Therefore, the dead LEDs look dark under photoluminescence microscope. Photoluminescence microscope can identify dead LEDs before even connecting them to the electric source. The use of such a microscope is within the process of manufacturing LEDs.

Keywords: Building Photoluminescence Microscope, Light Emitting Diodes.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

میکروسکوپ شامل یک هسته مرکزی می باشد که شامل یک میکروسکوپ معمولی نایکون تغییر کاربری داده شده، می باشد. یک سری لیزر به طول موج ۴۰۵ نانومتر حول محور عمودی میکروسکوپ کار گزاری شده است. وظیفه ليزر ها تحريك يكنواخت فوتولومينسانس جسم مورد نظر می باشد. لیزرها در طول موج انرژی بالاتر، ۴۰۵ نانومتر، جسم مورد نظر را تحریک نوری می نمایند و جسم مورد نظر پس از جذب نور، فوتون های با انرژی پایین تر را به صورت فوتولومینسانس تابش می کند. اجسام مورد نظر در این کار ال ای دی های سبز رنگ می باشند که در طول موج ۵۲۵ نانومتر فوتولومينسانس مي كنند. مسير دوربين ميكروسكوپ توسط يک فيلتر و دوربين و يا اسپكترومتر تجهيز شده است. اسپكترومتر قادر به اندازه گیری طول موج فوتولومینسانس تابش شده توسط ال ای دی می باشد. شکل ۲ نمای اسکماتیک بالای میکروسکوپ فوتولومینسانس را نمایش داده است. هفت لیزر حول محور مرکزی میکروسکوپ به صورت یکنواخت جایگذاری شده اند. لیزرها وظیفه تحریک یکنواخت نوری را بر عهده دارند. نور میکروسکوپ معمولی در حالت استفاده از میکروسکوپ فوتولومينسانس قطع مى شود. مسير ميكروسكوپ معمولى برای جهت یابی به نقطه مورد نظر مورد استفاده قرار می گیرد.

در شکل های ۱ و ۲ نور تابیده شده توسط لیزر با رنگ بنفش نمایش داده شده است و نور فوتولومینسانس توسط ال ای دی با رنگ سبز نمایش داده شده است.

شکل ۳ تصویری از فوتولومینسانس ال ای دی ها را نمایش می دهد. برخی از ال ای دی ها روشن نمی شوند. دلایل مختلفی برای عدم کارکرد ال ای دی ها ممکن است وجود داشته باشد. یکی از دلایل عدم کارکرد صحیح ال ای دی ها اتصال داخلی چاه های کوانتومی ال ای دی ها می باشد.

مقدمه

میکروسکوپ فوتولومینسانس و فلورسنس کاربردهای مختلفی دارند. پدیده فتو لومینسنس یا فلورسنس زمانی اتفاق می افتد که یک جسم طول موج انرژی بالاتر را جذب می کند و در طول موج با انرژی پایین تر تابش می نماید. در علوم بیو از کلمه میکروسکوپ فلورسانس بیشتر استفاده می شود. در تولید ال ای دی ها، کلمه فوتولومینسانس بیشتر کاربرد دارد.

یک ال ای دی، طول موج به خصوصی دارد برای مثال ال ای دی های سبز رنگ ممکن است دارای طول موج تابش ۵۲۵ نانومتر باشند. در صورتی که چاه های کوانتومی ال ای دی اتصالی شده باشند تابش ندارند. بنابراین با استفاده از یک میکروسکوپ فوتولومینسانس در حین تولید ال ای دی ها، می توان پی برد که آیا ال ای دی اتصال داخلی دارند و یا خیر. به عبارت دیگر وقتی ال ای دی در حال تولید می باشند و هنوز حتی امکان اتصال به منبع الکتریکی نمی باشد، یک میکروسکوپ فوتولومینسانس قادر به تشخیص سالم بودن و یا مشکل دار بودن ال ای دی ها می باشد. منابع ۱، ۲ و ۳ راجع به پدیده فوتولومینسانس در ال ای

در مقاله حاضر، یک میکروسکوپ معمولی به یک میکروسکوپ فوتولومینسانس تغییر کاربری داده شده است. این کار توسط قرار دادن یک سری لیزر حول میکروسکوپ معمولی و فیلتر کردن تابش های اضافی، صورت گرفته است. همچنین عکس های فوتولومینسانس در ال ای دی ها ارائه شده است.

راه اندازی تجربی و نتایج

در شکل ۱ نمای اسکماتیک کناری از میکروسکوپ فوتولومینسانس ساخته شده، ارائه شده است. این

دلایل دیگری برای عدم کار کرد ال ای دی ها نیز وجود دارد. در صورتی که دلیل عدم کار کرد ال ای دی ها اتصال داخلی باشد، به احتمال زیاد و شاید تنها روش تشخیص صحیح عدم کار کرد می تواند دریافت اسپکتروم نوری توسط دستگاه میکروسکوپ فوتولومینسانس باشد.

ال ای دی های شکل ۳ به منبع الکتریکی متصل نمی باشند و نور ساتع شده از آن ها، همان نور فوتولومینسنس می باشد. ال ای دی هایی که روشن نمی شوند به راحتی در عکس فوتولومینسانس قابل تشخیص می باشند. در صورتی که ال ای دی ها در عکس فتو لومینسانس روشن نشوند به این معنی می باشد که ال ای دی دارای اتصال داخلی در چاه های کوانتومی می باشد. برخی از ال ای دی های نمایش داده شده در این عکس اصلاً فوتولومینسانس نمی کنند و در نتیجه دارای اتصال داخلی می باشند. این ال ای دی ها در شکل ۳ تشخیص داده شده اند و با علامت دایره قرمز نماد گذاری شده اند .

همانطور که در عکس ۳ مشاهده می شود حتی بدون اتصال الکتریکی ال ای دی ها به منبع الکتریکی می توان تشخیص داد که ال ای دی ها سالم هستند و یا خیر. کاربرد عمده این تشخیص در حین تولید ال ای دی ها در خط تولید می باشد. وقتی ال ای دی ها در خط تولید بر روی ویفر قرار دارند راه بخصوصی برای اتصال الکتریکی و تست ال ای دی ها موجود نمی باشد. بنابراین یکی از معدود روش های تشخیص توسط میکروسکوپ فوتولومینسانس می باشد. می توان به سادگی ال ای دی ها را در حین تولید مورد آزمایش قرار داد و از صحت کارکرد داخلی آن ها مطمئن شد. ال ای دی هایی که سالم نمی باشند در عکس فوتولومینسانس تاریک می باشند. در نتیجه کارکرد عملی میکروسکوپ

ال ای دی ها و برای تست و پیشگیری سریع در پیش تولید می باشد.



شکل ۱: نمای اسکماتیک کناری میکروسکوپ فوتولومینسانس. لیزرهای ۴۰۵ نانومتری حول محور مرکزی لنز میکروسکوپ جایگذاری شده اند. درحین فوتولومینسانس، نور میکروسکوپ نوری خاموش می شود و لیزرها تنها منبع ایجاد نور می باشند. لیزرها جسم مورد نظر را تحریک نوری می کنند. در این مورد جسم مورد نظر، ال ای دی های سبز رنگ می باشند که تابش فوتولومینسانس در ۵۲۵ نانومتر می کنند.



شکل ۲: نمای اسکماتیک بالایی از میکروسکوپ فوتولومینسانس. هفت لیزر به دور محور مرکزی میکروسکوپ چیده شده اند. هدف از این چیدمان، یکنواخت سازی نور تحریکی برای میکروسکوپ فوتولومینسانس می باشد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۳: عکس فتولومینسانس از ال ای دی های سبز رنگ. درحین فوتولومینسانس، منبع الکتریکی متصل به ال ای دی ها قطع شده است و نور متصاعد از ال ای دی ها، نور فوتولومینسانس تحریک شده توسط لیزر می باشد. ال ای دی هایی که دارای اتصال داخلی نمی باشند با دایره قرمز نمایش ای دی هایی که دارای مشکل اتصال داخلی می باشند با دایره قرمز نمایش داده شده اند و چند نمونه از ال ای دی های سالم با دایره سبز نمایش داده شده اند.

نتيجه گيرى

در این مقاله ساخت یک میکروسکوپ فوتولومینسنس با کاربرد تشخیص ال ای دی های ناسالم تشریح شده است. به عنوان یک مثال کاربردی، یک سری ال ای دی سالم و ناسالم توسط این میکروسکوپ مورد بررسی قرار گرفت و ال ای دی های ناسالم شناسایی شدند.

میکروسکوپ فوتولومینسانس با استفاده از یک میکروسکوپ نایکون ساخته و عکس های ال ای دی ها در

حالت فوتولومینسانس دریافت شده است. عکس فوتولومینسانس با قطع اتصال الکتریکی ال ای دی ها گرفته شده است. علت روشن نشدن برخی از ال ای دی ها اتصال داخلی می باشد و در عکس فتو لومینسانس روشن نمی شوند. این ال ای دی ها در عکس فتو لومینسانس تاریک می باشند زیرا چاه های کوانتومی آنها دارای اتصال داخلی می باشد.

ال ای دی های دارای مشکل اتصال داخلی، می توانستند خیلی پیشتر از این و در حین تولید ال ای دی ها و در خط تولید بر روی ویفر تشخیص داده شوند. یکی از کاربردهای میکروسکوپ فوتولومینسانس ساخته شده در این کار، استفاده در تست ال ای دی ها در میانه خط تولید آن ها می باشد.

مرجعها

- A. Jaros, J. Hartmann, H. Zhou, B. Szafranski, M. Strassburg, A. Avramescu, A. Waag, and T. Voss, "Photoluminescence of planar and 3D InGaN/GaN LED structures excited with femtosecond laser pulses close to the damage threshold," Scientific Reports, Vol. 8, Article number 11560, 2018.
- [2] M. Schubert, Q. Dai, J. Xu, J.K. Kim, and E.F. Schubert, "Electroluminescence induced by photoluminescence excitation in GaInN/GaN lightemitting diodes," Applied Physics Letters, 95, 191105, pp. 1-3, 2009.
- [3] S. Sharma, T. Tingberg, I. Carrasco, M. Bettinelli, D. Kuylenstierna, M. Karlsson, "Photoluminescence Properties and Fabrication of Red-Emitting LEDs based on Ca₉Eu(VO₄)₇ Phosphor," ECS Journal of Solid State Science and Technology, 9, 016004, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی توزیع فضایی شدت نور با به کارگیری پخشکننده نوری در چیدمان رنگسنجی میکروسکوپی

ندا روستائی^۱، نزار شنان^{۲۹۱}، محمد مصلح^۱ و سیده مهری حمیدی^۱*

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران ۲ دانشکده زنان در لیزر، دانشگاه بابل، عراق

چکیده – پخش کننده های نوری، المان های اپتیکی ه ستند که از طریق پراکندگی نامنظم نور موجب یکنواخت شدن توزیع فضایی نور می شوند. در این پژوهش، یک پخش کننده نوری با به کارگیری پودر سرامیک سیلیکون کاربید تولید شده است و با قرار دادن پخش کننده در مسیر اپتیکی چیدمان رنگ سنجی میکرو سکوپ عبوری نوری، توزیع فضایی شدت نور مورد برر سی قرار گرفته است. با قرار دادن پخش کننده نوری در مسیر نور، توزیع فضایی شدت نور، یکنواخت و متقارن شده است و نمودارهای توزیع شدت منطبق بر توزیع گاو سین حاصل شده است. در نهایت، نمونه دوبعدی برپایه بستره پلیمری تولید شده و جهت رنگ سنجی و تصویربرداری در این چیدمان تجربی به کار رفته است.

کلید واژه- پخش کننده نوری، تصویربرداری اپتیکی، توزیع شدت، میکروسکوپ نوری.

Investigation of spatial intensity distribution by using an optical diffuser in the Micro colorimetry microscope

N. Roostaei¹, N. S. Shnan^{1,2}, M. Mosleh¹, and S. M. Hamidi^{1,*} ¹Magneto-Plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran. ²Women in Laser Science, Babylon University, Babel, Iraq.

*m hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- Optical diffusers are optical elements that smooth the spatial distribution of light through irregular light scattering. Recently, the fabrication and engineering of optical diffusers has attracted many attentions. In this research, an optical diffuser was fabricated using silicon carbide ceramic powder and by placing the diffuser in the optical path of the experimental setup of optical transmission microscope, the spatial intensity distribution has been investigated. The spatial intensity distribution was uniform and symmetrical, and the intensity distribution diagrams are achieved corresponding to the Gaussian distribution. Finally, a two-dimensional sample based on polymeric substrate was fabricated and used for colorimetry and imaging in this experimental setup.

Keywords: Optical diffuser, optical imaging, intensity distribution, optical microscope.
روش تجربی

از سادهترین و متداول ترین نوع پخش کنندهها می توان به شیشههای با سطح غیرصاف اشاره کرد. در این پژوهش، با ساییدن مستقیم پودر سرامیک سیلیکون کاربید بر روی زیرلایه شیشهای، یک پخشکننده نوری تولید شده است و در چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری جهت یکنواخت کردن توزیع فضایی شدت نور مورد بررسی قرار گرفته است. لازم به ذکر است پودر سرامیک سیلیکون کاربید با اندازه استاندارد مش ۱۲۰ مورد استفاده قرار گرفته است. تصویر پخش کننده نوری تولید شده در پیوست شکل ۱ آورده شده است. همچنین آرایه شماتیک چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری در شکل ۱ نشان داده شده است. در این چیدمان، نور پهنباند لامپ هالوژن به عنوان منبع نور به كار رفته است. پروفايل توزيع شدت لامپ هالوژن، غیریکنواخت و نامتقارن می باشد؛ جهت یکنواخت کردن توزيع شدت نور از پخش كننده نورى توليدشده استفاده شده است. به این ترتیب که توزیع شدت نور لامپ، پس از عبور از پخش کننده نوری یکنواخت شده و پرتوهای نور توسط آینه به درون عدسی شیئی هدایت میگردند. سپس نور توسط عدسی شیئی بر روی نمونه کانونی میشود و در نهایت، نور عبوری از نمونه توسط عدسی چشمی دریافت شده و با استفاده از عدسی بر روی دوربین سیسیدی کانونی می گردد. به این ترتیب، امکان تصویربرداری عبوری نوری از نمونه مورد نظر فراهم خواهد شد.

ابتدا هم محوری نور در چیدمان اپتیکی میکروسکوپ عبوری تنظیم شده است. سپس، توزیع فضایی شدت نور، با قرار دادن پخش کننده اپتیکی در مسیر نور و بدون پخش کننده توسط دوربین سی سی دی آشکار سازی و ثبت شده است. جهت رنگ سنجی و نهایی سازی چیدمان، از نمونه های دوبعدی تولید شده بر روی بستره پلیمری پلی دی متیل سیلو کسان به عنوان نمونه اصلی استفاده

مقدمه

پخش کنندههای نوری، المانهای اپتیکی هستند که به منظور یکنواخت کردن فضایی و یا به اصطلاح نرم کردن نور به کار میروند. در واقع، هنگامی که نور قبل از فرودآمدن به نمونه موردنظر، غیریکنواخت ویا حامل طرحواره و تصویر باشد، باعث سوار شدن نویز بر روی داده اصلی خواهد شد. به عنوان مثال، هنگامی که از یک منبع نوری با توزیع نور غیریکنواخت استفاده می شود و یا طرحوارهای در مسیر عبور نور بر روی پروفایل نور سوار می شود باید انتظار بسیاری از نوفهها و یا اعوجاجها را داشت.

پخش کننده نوری از طریق پراکندگی نامنظم نور هرگونه طرح و تصویر بر روی لکه نوری را از بین می برد. معمولا قرار دادن یک جسم سفید دارای عبورندگی نوری، مانند کاغذ، یک توزیع نور یکنواخت فراهم می کند، اما در بسیاری از موارد نرم کردن نور با این اجسام باعث از دست رفتن بیشتر شدت نور می گردد. اخیرا ساخت و مهندسی کردن پخش کنندههای نوری مورد توجه پژوهشگران واقع شده است [۱و۲]. پخش کنندههای نوری مهندسی شده علاوه بر حفظ شدت نور، قابلیتهای دیگری را نیز فراهم می کنند؛ به عنوان مثال میتوان پخش کنندهای داشت که تنها بر محدودهای خاص از طول موجها تاثیر گذار است [۳]. از جمله کاربردهای این قطعه اپتیکی ساده میتوان به تصویربرداریهای نوری [۴]، هولو گرافی [۵] و نمایشگرهای بلور مایع [۶] اشاره کرد.

در این پژوهش، یک پخش کننده نوری با به کارگیری پودر سرامیک سیلیکون کاربید تولید شده است و با قرار دادن پخش کننده در مسیر اپتیکی چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری، توزیع فضایی شدت نور مورد بررسی قرار گرفته است. به علاوه، نمونه دوبعدی بر پایه بستره پلیمری تولید شده است و جهت رنگسنجی و تصویربرداری در چیدمان میکروسکوپی عبوری نوری استفاده شده است.

کردهایم. این نمونهها با لایه ناز ک MgF₂ و TiO₂ در محفظه لایه نشانی کندوپاش قرار گرفته و با ضخامت ۱۰۰ نانومتر، تولید شدهاند (پیوست شکل ۱).



شکل ۱: طرحواره چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری. تصویر پخش کننده نوری تولید شده و نمونه اصلی دوبعدی در این شکل، پیوست شده است.

پس از آن، با کانونی شدن نور بر یک سلول واحد از نمونهها، تصویر توزیع شدت، طیف عبور و سپس رنگسنجی نمونهها در این چیدمان انجام شده است.

نتایج و بحث

پس از تنظیم هممحوری نور، پروفایل توزیع شدت نور بر روی دوربین سیسیدی مشاهده و ثبت گردیده است (شکل ۲-(الف)). همانطور که مشاهده میشود، توزیع شدت در هر دو جهت x و y نامتقارن و غیریکنواخت است و کاملا بر پروفایل شدت گاوسین (منحنی قرمز رنگ در شکل ۲) منطبق نیست. جهت دستیابی به پروفایل شدت یکنواخت

و متقارن، پخش کننده نوری تولیدشده در مسیر نور قرار داده شده است و پروفایل توزیع شدت نور با حضور پخش کننده نوری ثبت شده است (شکل ۲–(ب)). همانطور که انتظار می فت، با قرار دادن پخش کننده نوری در مسیر نور، توزیع شدت یکنواخت و متقارن حاصل شده است و لکه نور به صورت دایروی کامل ظاهر شده است. همچنین نمودارهای توزیع شدت (منحنیهای زرد رنگ) منطبق بر توزیع گاوسین (منحنیهای قرمز رنگ) حاصل شده است.



شکل ۲: تصویرهای ثبتشده از پروفایل توزیع فضایی شدت نور برای حالتهای: (الف) قبل و (ب) بعد از قرار دادن پخش کننده نوری در مسیر اپتیکی. منحنیهای زرد رنگ، توزیع شدت اندازه گیری شده و منحنیهای قرمز رنگ توزیع شدت گاوسین متناظر در جهتهای x و y را نشان میدهند.

همانطور که مشاهده می شود، در حالتی که پخش کننده نوری به کار نرفته است، منحنی توزیع شدت از توزیع گاوسین فاصله گرفته است و بر آن منطبق نیست. در حالی که با قرار دادن پخش کننده نوری در مسیر نور، پروفایل شدت نور به صورت متقارن و دایروی حاصل شده است. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

ساییدن مستقیم پودر سرامیک سیلیکون کاربید بر روی شیشه یک پخش کننده نوری تولید شده است و در چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری جهت یکنواخت کردن توزیع فضایی شدت نور مورد بررسی قرار گرفته است. مشاهده شده است که با قرار دادن پخش کننده نوری در مسیر نور، توزیع فضایی شدت نور، یکنواخت و متقارن شده است و نمودارهای توزیع شدت منطبق بر توزیع گاوسین حاصل شده است. علاوه براین، جهت نهایی سازی چیدمان، نمونههای دوبعدی بر روی بستره پلیمری تولید شده است و جهت تصویربرداری و رنگ سنجی در چیدمان تجربی میکروسکوپ عبوری نوری به کار رفته است.

مرجعها

- [1] H. Kwon, E. Arbabi, S. M. Kamali, M. Faraji-Dana, and A. Faraon, "Computational complex optical field imaging using a designed metasurface diffuser", Optica, Vol. 5, No. 8, pp. 924-931, 2018.
- [2] T. Ohzono, K. Suzuki, T. Yamaguchi, and N. Fukuda, "Tunable optical diffuser based on deformable wrinkles", Advanced Optical Materials, Vol. 1, No. 5, pp. 374-380, 2013.
- [3] S. Islam, J. Stiens, I. Jaeger, G. Poesen, and R. Vounckx, "Implementation of dynamic Hadamard diffuser as a frequency selective surface for W-band active millimeter wave imaging", Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 51, No. 6, pp. 1440-1445, 2009.
- [4] M. Liao, D. Lu, G. Pedrini, W. Osten, G. Situ, W. He, and X. Peng, "Extending the depth-of-field of imaging systems with a scattering diffuser", Scientific reports, Vol. 9, No. 1, pp. 1-7, 2019.
- [5] S. Tabata, F. Araki, H. Arimoto, and W. Watanabe, "Reconstruction quality of digital holographic images using a holographic diffuser with different distances", In Biomedical Imaging and Sensing Conference 2020, Vol. 11521, pp. 1152115, International Society for Optics and Photonics, 2020.
- [6] R. Zhu, Q. Hong, Y. Gao, Z. Luo, S. T. Wu, M. C. Li, S. L. Lee, and W. C. Tsai, "Tailoring the light distribution of liquid crystal display with freeform engineered diffuser", Optics express, Vol. 23, No. 11, pp. 14070-14084, 2015.

جهت نهایی سازی چیدمان، تصویر برداری و طیف سنجی عبوری نمونه های دوبعدی تولید شده انجام شده است (شکل ۳) و سپس نمودار رنگ سنجی از روی داده های طیف عبوری نمونه ها محاسبه شده است (شکل ۳-(ب)).





شکل ۳: (الف) توزیع مکانی شدت در نمونه دوبعدی PDMS-MgF₂ با قرار دادن پخشکننده در مسیر اپتیکی و (ب) رنگسنجی از نمونههای دوبعدی MgF₂ و TiO2.

همانطور که مشاهده می شود، نمونه های متفاوت، رنگ های تفکیک پذیر مختلفی تولید کردهاند. هم چنین، تصویر توزیع شدت نمونه دو بعدی به صورت متقارن و منظم بدست آمده است (شکل ۳-(ب)).

نتيجهگيرى

پخش کنندههای نوری، جهت یکنواخت کردن توزیع فضایی شدت نور به کار میروند و این ابزارهای اپتیکی با توجه به کاربردهای گستردهشان مورد توجه بسیاری از پژوهشگران در حوزه اپتیک و فوتونیک واقع شدهاند. در این پژوهش، با



بلور فوتوني و افزارههاي بلور فوتوني

مجموع مقالات این فصل: ۱۰ مقاله



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



بررسی نظری حسگر فیبر بلور فوتونی روباز مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی نانوسیم طلا

صغری قهرمانی، جمال بروستانی، و بهار مشگینقلم

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز

چکیده- یک حسگر فیبر بلور فوتونی روباز مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی با استفاده از نانوسیم طلا طراحی گردیده و با استفاده از روش تفاضل متناهی در حوزه زمان مطالعه شده است. در این ساختار به منظور حصول عملکرد بهتر حسگری، یک نانووایر طلا معرفی شده است. مشکلاتی که در پوشش دهی فیلم فلزی در سطح داخلی و خارجی فیبر بلور فوتونی ایجاد می شود با استفاده از نانووایر طلا از بین می رود. مشخصه حساسیت طول موجی و دامنه حسگر پیشنهادی ارائه شده است. این حسگر بیشترین حساسیت طول موجی بدست آمده [$\frac{nm}{RIU}$] ۳۰۹۰ و بیشترین حساسیت دامنه بدست آمده [$\frac{1}{RIU}$] ۴۰۹۴ می باشد. انتظار می رود حسگر پیشنهادی قابلیت حسگری چند آنالیت را در کاربردهای زیستی و پزشکی داشته باشد.

كليد واژه- تشديد پلاسمون سطحى، حساسيت، حسكر اپتيكى، فيبر بلور فوتونى، نانوسيم.

Theoretical study of an Opening-up photonic crystal fiber sensor based on surface plasmon resonance employing gold nanowire

Soghra Ghahramani, Jamal Barvestani, and Bahar Meshginqalam

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Soghra.Ghahramani@tabrizu.ac.ir

Abstract- An opening-up photonic crystal fiber sensor based on surface plasmone resonance employing gold nanowire is designed and studied by the finite-difference time-domain method. To get the better sensing performance we introduce gold nanowire in this structure. Appling the gold nanowire can eliminate the problems of metal film coating in inner or outer surface of photonic crystal fiber. The performance of offered sensor has been described by wavelength and amplitude sensitivities. This sensor includes the maximum obtained wavelength and amplitude sensitivities of 3090 [$\frac{nm}{RIU}$] and 314.4 [$\frac{1}{RIU}$]. It is expected that, the proposed sensor has capability of multi-analyte sensing in biological and medical applications.

Keywords: surface plasmon resonance, photonic crystal fiber, nanowire, sensitivity, optical sensor

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022)

Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

In recent years, surface plasmon resonance (SPR) sensor has attracted much attention due to their remarkable advantages such as high sensitivity, fast response, low-cost, capability of real-time sensing. Combination of photonic crystal fiber (PCF) and SPR sensor technologies widely used in a variety of research fields including drug discovery, food safety control, environment monitoring and development to medical diagnostics [1-3]. Two categories of SPR-based PCF sensors are internally metal-coated sensor and externally metal-coated sensor. In the first one, metal film are coated in the air holes with small size of micrometer while in the second one the PCF is coated with metal on the outer plane [4]. Xin yang et al. have proposed photonic crystal fiber-SPR liquid sensor based on elliptical detective channel. This elliptical sensing channel is introduced on the left side of the core which is coated with gold and the liquid is filled in it [5]. In externally metal coating sensor such as Dshaped PCF, the section of D-shaped needs polishing which is difficult process [4]. In 2019 Sakib et al. had suggested dual core D-shape PCFbased SPR sensor having wavelength sensitivity of 8000 [nm/RIU] and amplitude sensitivity of 700 [1/RIU] [6]. High-performance opening-up dualcore photonic crystal fiber sensor based on surface plasmon resonance had been proposed by Ghahramani et al. in which a large air hole introduced between two cores in opening-up section where was coated with gold and titanium dioxide layer. The given sensor showed maximum amplitude sensitivity of 207.19 [1/RIU] [7]. In this work, we introduced plasmonic photonic crystal fiber sensor with gold nanowire as a plasmonic material. Complexities of metal deposition in inner or outer of SPR-PCF sensors can be removed by employing gold nanowire. Furthermore, this gold nanowire enhances coupling the between fundamental core and SPR modes which improves The wavelength sensing performance. and amplitude interrogation methods are used for investigation sensing performance of the proposed sensor. The results reveal the maximum wavelength

and amplitude sensitivities of 3090 $\left[\frac{nm}{RIU}\right]$ and 314.4 $\left[\frac{1}{RIU}\right]$. In addition, this design has the ability to use as a multichannel sensor.

2. Design and numerical method

Figure 1, shows the schematic representation of the proposed sensor. Air holes with the pitch of Λ in this arrangement are in 3 different radii. The radii of smallest and largest air holes are denoted by r_s and r_b and the symbol r_a shows the radius of normal air holes. There is an opening-up section with the width of w in the offered sensor where analyte infiltrates in it. To improve the sensing performance, gold nanowire with the radius of r_{Au} is located in the center of this part.



Fig. 1: Cross section view of the proposed sensor.

The optimized geometrical parameters of the offered sensor are set to be as follow: $r_s=0.3 \mu m$, $r_b=1 \mu m$, $r_a=0.5 \mu m$, $w=1 \mu m$, $\Lambda=1.5 \mu m$. The refractive index of silica is obtained by the following Sellmeier equation [8]:

$$n^{2}{}_{\lambda} = 1 + \frac{A_{1}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - B_{1}^{2}} + \frac{A_{2}\lambda^{2}}{(\lambda^{2} - B_{2}^{2})} + \frac{A_{3}\lambda^{2}}{(\lambda^{2} - B_{3}^{2})}, \qquad (1)$$

where $A_1=0.6961663$, $A_2=0.4079426$, $A_3=0.8974794$, $B_1=0.0684043$, $B_2=0.1162414$, $B_3=9.896161$ and λ implies operating wavelength in micrometer. The permittivity of gold nanowire is modeled from Johnson and Christy data. Simulation of the designed sensor is directed by using the finitedifference time-domain method (FDTD) based lumerical software and a perfectly matched layer (PML) is applied as a scattering boundary condition. Confinement loss is the key factor in calculation of sensor performance which is given as [9]: The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

$$\alpha_{\rm c} \left(\frac{\rm dB}{\rm cm}\right) = 8.686 \times \frac{2\pi}{\lambda(\mu m)} \rm{Im}(n_{\rm eff}) \times 10^4, \qquad (2)$$

where $Im(n_{eff})$ is the imaginary part of the effective refractive index.

3. **Results and discussion**

Figure 2 (a)- (c) illustrates the distribution of electric field of the fundamental mode, the surface plasmon mode and coupled fundamental core and SPR modes for the analyte refractive index (n_a) of 1.36. The phase matching occurs when real part of effective refractive index of core and plasmonic mode becomes equal.



Fig. 2: Electric field distribution of (a) fundamental core mode, (b) SPR mode, (c) coupling of core and SPR modes and (d) the dispersion relation between the fundamental core mode and SPR mode at 0.93 μ m with r_{Au} =0.2 μ m and n_a =1.36.

As you can see in panel 2 (a) electric field concentrates in core where at resonance wavelength, i.e. $0.93 \mu m$, some part of electric field penetrate from core region towards gold nanowire and coupling between fundamental core and SPR modes occur, as shown in panel (c). A sharp peak can be revealed as a result of penetration process which it is depicted in figure 2 (d). This condition is known as a phase matching condition where the real part of refractive index of SPR mode and core mode become equal. The small change in refractive index (RI) of analyte can be affected the SPR modes. Figure 3 shows the loss spectrum of core mode as a function of analyte RI variation, from 1.33 to 1.37.



It is obvious that, by increasing analyte RI the

It is obvious that, by increasing analyte RI the resonance wavelength red shifts and the confinement loss increases as well.

Wavelength sensitivity is one of important parameter for evaluation of sensor performance and it is defined as follows [10]:

$$s_{\rm w}(\frac{\rm nm}{\rm RIU}) = \frac{\partial \lambda_{\rm peak}}{\partial n_{\rm a}}$$
, (3)

where ∂n_a denotes analyte RI variation. The proposed sensor shows the wavelength sensitivities of 1180 $\left[\frac{nm}{RIU}\right]$, 1620 $\left[\frac{nm}{RIU}\right]$, 1680 $\left[\frac{nm}{RIU}\right]$ and 3090 $\left[\frac{nm}{RIU}\right]$ when analyte refractive index varies from 1.33 to 1.37. Furthermore, the amplitude sensitivity is calculated by the given formula [10]:

$$S_{A}\left(\frac{1}{RIU}\right) = -\frac{1}{\alpha(\lambda, n_{a})} \times \frac{\partial \alpha(\lambda, n_{a})}{\partial n_{a}} , \qquad (4)$$

where $\alpha(\lambda, n_a)$ is the confinement loss at different RI.

The amplitude sensitivity curves for different refractive index of analyte are demonstrated in Figure 4. We see that the maximum amplitude sensitivity is 314.4 $\left[\frac{1}{\text{RIU}}\right]$ which is corresponds to variation of analyte RI from 1.36 to 1.37.

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.



Fig. 2: Amplitude sensitivity of proposed sensor as a function of wavelength.

Amplitude sensitivities are computed as 153 $\left[\frac{1}{\text{RIU}}\right]$, 187 $\left[\frac{1}{\text{RIU}}\right]$, 239.4 $\left[\frac{1}{\text{RIU}}\right]$ when analyte RI changes from 1.33 to 1.36, respectively.

4. Conclusion

In this paper, the performance of an opening-up photonic crystal fiber sensor based on surface plasmone resonance applying gold nanowire is investigated. Gold nanowire is located in the center of structure. Applying gold nanowire overcomes the problems of metal coating in PCF-SPR sensors and improved desirable coupling features. The finite-difference time-domain method based on lumerical software is used for calculation of the proposed sensor performance. The maximum wavelength and amplitude sensitivities are calculated as 3090 [$\frac{nm}{RIU}$] and 314.4 [$\frac{1}{RIU}$]. The proposed sensor has capability

for using as multichannel sensor.

References

- S. Chu, K. Nakkeeran, A. M. Abobaker, S. S. Aphale, S. Sivabalan, P. R. Babu, and K. Senthilnathan, "A Surface Plasmon Resonance Bio-Sensor Based on Dual Core D-Shaped Photonic Crystal Fibre Embedded With Silver Nanowires for Multisensing," *IEEE Sensors Journal*, vol. 21, no. 1, pp. 76-84, 2020.
- [2] T. Cheng, X. Li, S. Li, X. Yan, X. Zhang, and F. Wang, "Surface plasmon resonance temperature sensor based on a photonic crystal fiber filled

with silver nanowires," *Applied Optics*, vol. 59, no. 17, pp. 5108-5113, 2020.

- [3] C. Liu, G. Fu, F. Wang, Z. Yi, C. Xu, L. Yang, Q. Liu, W. Liu, X. Li, and H. Mu, "Ex-centric core photonic crystal fiber sensor with gold nanowires based on surface plasmon resonance," *Optik*, vol. 196, pp. 163173, 2019.
- [4] M. R. Islam, A. Iftekher, K. R. Hasan, J. Nayen, S. B. Islam, M. M. I. Khan, J. A. Chowdhury, F. Mehjabin, M. Islam, and M. S. Islam, "Design and Analysis of a Biochemical Sensor Based on Surface Plasmon Resonance with Ultra-high Sensitivity," *Plasmonics*, vol. 16, no. 3, pp. 849-861, 2021.
- [5] X. Yan, Y. Wang, T. Cheng, and S. Li, "Photonic Crystal Fiber SPR Liquid Sensor Based on Elliptical Detective Channel," *Micromachines*, vol. 12, no. 4, pp. 408, 2021.
- [6] M. N. Sakib, M. B. Hossain, K. F. Altabatabaie, I. M. Mehedi, M. T. Hasan, M. A. Hossain, and I. Amiri, "High performance dual core D-shape PCF-SPR sensor modeling employing gold coat," *Results in Physics*, vol. 15, pp. 102788, 2019.
- [7] S. Ghahramani, J. Bravestani, and B. Meshginqalam, "High Performance Opening Up Dual-core Photonic Crystal Fiber Sensor Based on Surface Plasmon Resonance," 2021.
- [8] H. Wang, W. Rao, J. Luo, and H. Fu, "A Dual-Channel Surface Plasmon Resonance Sensor Based on Dual-Polarized Photonic Crystal Fiber for Ultra-Wide Range and High Sensitivity of Refractive Index Detection," *IEEE Photonics Journal*, vol. 13, no. 1, pp. 1-11, 2021.
- [9] E. Haque, A. Al Noman, M. A. Hossain, N. H. Hai, Y. Namihira, and F. Ahmed, "Highly Sensitive D-Shaped Plasmonic Refractive Index Sensor for a Broad Range of Refractive Index Detection," *IEEE Photonics Journal*, vol. 13, no. 1, pp. 1-11, 2021.
- [10] V. Kaur, and S. Singh, "Design of D-Shaped PCF-SPR sensor with dual coating of ITO and ZnO conducting metal oxide," *Optik*, vol. 220, pp. 165135, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



طراحی و شبیه سازی یک فیلتر نوری بر پایه بلورهای فوتونی دو- و سه-ماده ای با ساختار تخت و مثلثی

رامین، شیری؛ حسین شاهرخ آبادی؛ تایماز فتح الهی خلخالی و علیرضا بنانج

پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران rshiri@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، یک فیلتر نوری مبتنی بر بلور فوتونی یک-بعدی با سلول اولیه دارای لایه های تخت و مثلثی-شکل برای دو نوع پیکربندی دو– و سه-ماده ای با یک لایه نقص در مرکز بلور شبیه سازی شده و طیف عبور آن مورد بررسی قرار گرفتـه است. طول موج ۸۰۰ نانومتر بعنوان خروجی لیزر تیتانیوم سافایر بعنوان طول موج هدف تحت تابش عمودی جهت بررسی انتخـاب شـده است. نتایج شبیه سازی نشان داد که با بکارگیری پیکربندی سه-ماده ای و سلول اولیه با لایه های مثلثی، اگرچه پهنای گاف نواری ساختار کاهش می یابد ولی شدت عبوری طول موج مد نقص بطور قابل ملاحظه ای افزایش می یابد. همچنین، طول موج مرکزی موج عبوری از فیلتر اندکی به سمت طول موجهای بلندتر جابجا می شود.

كليد واژه- بلور فوتوني، طيف عبور، فيلتر نوري، گاف نواري، مد نقص

Design and Simulating An Optical Filter Based On Binary and Ternary One-Dimensional Photonic Crystals

Ramin Shiri, Hossein Shahrokhabadi, Taimaz Fathollahi Khalkhali and Alireza Bananej

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran: rshiri@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, an optical filter based on one-dimensional binary and ternary photonic crystals with a central defect layer and planar/triangular unit cells have been designed and simulated. The wavelength 800 nm as central output of Ti:Sapphire laser has been selected as the target wavelength to investigate its transmission through the medium at normal incidence. Simulation results revealed that using ternary structure with triangular unit cells increases the filter transmission considerably for the defect mode while reducing the bandgap width to some extent. Also, the transmission spectrum of the proposed filter shows a small shift toward the longer wavelengths.

Keywords: Photonic Crystal, Transmission Spectrum, Optical Filter, Band Gap, Defect Mode

مقدمه

در دو دهه أخیر، بلورهای فوتونی هم از لحاظ نظری و هم از لحاظ تجربي توجه بسيار زيادي را به خود جلب نموده و کاربردهای متعدد جدیدی از قبیل فیلترهای نوری [۲-۱]، تقسیم کننده باریکه [۴-۳]، تزویجگر نوری [۷-۵]، آینهها و سوئیچهای نوری [۹–۸] برای آن پیشنهاد شده است. از بین این کاربردها، فیلتر نوری جهت کاربرد در مدارهای نوری و ارتباطات نوری بسیار پراهمیت میباشد. در مخابرات نوری، وقتی ارسال همزمان اطلاعات در طول موجهای مختلف مد نظر باشد نقش فیلتر نوری که از اساسی ترین بخش های یک سیستم مخابراتی است بیش از پیش نمایان میشود. فیلتر ها از قسمت های اساسی گیرندهها و فرستندههای مخابراتی اند که برای حذف مولفه های فرکانسی ناخواسته، پردازش سیگنال و ... به کار می روند .در مخابرات نوری از فیلترهای نوری برای حذف نویز و جداسازی کانال های اطلاعاتی با فواصل طول موجی کم استفاده می شود. فیلترهای با ضریب کیفیت زیاد برای جلوگیری از پدیده پراش در حین انتقال اطلاعات درون فيبرهاى نورى به كار مىروند [١٠]. بلورهاى فوتونى به عنوان یکی از ساختارهای پایه برای طراحی فیلترهای نوری بكار مىروند. اين بلورها داراى تناوب دورهاى مناسبى از ثابت دیالکتریک هستند که این عامل باعث ایجاد گاف باند نوری قابل کنترل می گردد [۱۱]. با استفاده از خاصیت گاف باند بلورهای فوتونی می توان فوتونهای نوری را در یک محیط دیالکتریک کنترل نمود. راهکارهای متفاوتی برای طراحی فیلترهای نوری وجود دارد که به عنوان نمونه به نواقص، کاواکهای تشدیدی وحلقه های تشدیدی می وان اشاره کرد [۱۳-۱۲]. در این مقاله، با ایجاد نقص در ساختارهای باینری و ترنری و با بهره گیری از الگوی سلول واحد مثلثی، یک فیلتر نوری با بازده گذر ۸۰٪ و پهنای باند بسیار باریک طراحی و شبیه سازی شده

است. برای انجام محاسبات و رسم نمودارها، از نرم افزار شبیه ساز لومریکال استفاده شده است.

ساختار و روش کار

شکل ۱، تصویر شماتیکی بلور فوتونی دو-مادهای بدون نقص با آرایش [^N(AB)] را نشان میدهد که A و B بترتیب مواد با ضریب شکست پایین و بالا می باشند.



شکل ۱: طرح شماتیکی بلور فوتونی یک-بعدی دو-مادهای با لایههای تخت همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است سلول اولیه SiO_2 از دو لایه دی الکتریک تخت تشکیل شده است که بعنوان ماده با ضریب شکست پایین (nL=1.45) و ترکیب SiO₂/TiO₂ با درصدهای وزنی مختلف بعنوان لایه با ضريب شكست بالا (n_H=2.21) انتخاب شده است. ضخامت لایه های دارای ضریب شکست پایین و بالا بترتیب برابر با (d_L=120 nm) و جنس زيرلايه سيليكا (d_L=120 nm) انتخاب شده است. موج تخت فرودی دارای قطبش TE بوده و تحت زاویه عمودی بر ساختار می تابد. طول موج مدنظر جهت بررسی، بیشینه خروجی لیزر تیتانیوم سافایر در محدوده (nm 790-800 میباشد. برای ایجاد مد نقص در طول موج مورد نظر و بررسی رفتار آن در حین عبور از محيط، يک لايه نقص با ضريب شکست ($n_{\rm D}$ =2.26) با ضخامت (d_D=200 *nm*) در مرکز ساختار قرار می گیرد. جهت مقایسه شدت عبوری فیلتر طراحی شده در بازه طول موجى مورد نظر، ساختار سه-ماده اى با آرايش ز المتشكل از [(ABC)^{N/2}D(ABC)^{N/2}] كه در آن سلول اوليه متشكل از سه ماده دی الکتریک با ضرایب شکست متفاوت میباشند

نیز مورد بررسی قرار گرفته است. بعنوان لایه سوم، از ماده ای با ضریب شکست (n_D=2.13) بضخامت (d_D=73 *nm*) استفاده شده است. در شکل ۲، ساختارهای تخت با یک لایه نقص در مرکز برای پیکربندیهای دو و سه-مادهای نشان داده شده است.



شکل ۲: بلور فوتونی یک-بعدی دو-مادهای (راست) و سه-مادهای (چپ) نقص دار با لایههای تخت

در ادامه برای بررسی امکان افزایش میزان عبوردهی فیلتر در طول موج مدنظر، از ساختار سه-مادهای با همان مواد ولی با سلول اولیه مثلثی شکل استفاده شده است که این نوع ساختارهای موجی با روش فوتولیتوگرافی ایجاد می-گردند. سلول اولیه و نمای کلی ساختار سه-ماده ای مثلثی در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: نمای سلول اولیه (راست) و ساختار بلور فوتونی سه-مادهای با سلولهای مثلثی (چپ)

برای محاسبه نحوه انتشار موج الکترومغناطیسی و خواص نوری بلور فوتونی از روشهای تقریب عددی از قبیل روش المان محدود^۱ [12]، بسط موج تخت^۲ [13] و روش تفاضل محدود در حوزه زمان^۳ [14] استفاده می گردد که در این مقاله از

روش FDTD استفاده شده است. جهت حذف بازتابهای جزئی در مرز لایه ها، از تکنیک لایه های کاملاً جور شده[†] در مرزهای ناحیه شبیه سازی استفاده می شود.

نتايج و بحث

طیف عبور ساختار بدون نقص دو-مادهای در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می شود ساختار دارای ناحیه گاف باند در محدوده طول موجی ۲۰۸۰-۶۶۰ نانومتر با مرکزیت ۲۷۰ نانومتر می باشد که ناحیه طول موجی مورد نظر ما (۲۹۰-۸۰۰ نانومتر) در میانههای گاف نواری متمایل به لبه بالایی قرار گرفته است. با اعمال لایه نقص، مد نقص در طول موج ۷۹۰ نانومتر ایجاد شده است که مطابق شکل ۵، دارای میزان عبوردهی خیلی پایین برابر با ۲۰٪ می باشد.



شکل ۴: طیف عبور بلور فوتونی یک-بعدی تخت دو-مادهای بدون لایه نقص



شکل ۵: طیف عبور فیلتر نوری بر پایه بلور فوتونی یک-بعدی با ساختار دو-ماده ای دارای یک لایه نقص در مرکز

با استفاده از پیکربندی سه-مادهای نشان داده شده در شکل ۳، هم محدوده طول موجی گاف نواری کمی بسمت

¹ Finite Element (FE)

² Plan-Wave Expansion (PWE)

³ Finite-Difference Time-Domain (FDTD)

⁴ Perfectly Matched Layers

طول موجهای بلندتر جابجا شده و هم شدت عبوری مد نقص بطور قابل ملاحظه ای افزایش یافته است و به مقدار نزدیک به ۶۰٪ رسیده است. طیف عبور ساختار سه-ماده ای با لایههای تخت در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۶: طیف عبور فیلتر نوری بر پایه بلور فوتونی یک-بعدی با ساختار سه-ماده ای دارای یک لایه نقص مرکزی

در مقایسه با ساختارهای تناوبی تخت، ساختارهای موجی با سلولهای اولیه با الگوهای مختلف از قبیل مثلثی، سینوسی، مربعی و ... این قابلیت را دارند که پارامترهای بیشتری را در اختیار کاربر قرار میدهند تا بتواند با مهندسی آن پارامترها خواص نوری مورد نظر را از ساختار طراحی شده بدست آورد. شکل ۷ طیف ساختار مذکور را نشان میدهد.



شکل ۷: طیف عبور فیلتر نوری بر پایه بلور فوتونی یک-بعدی با ساختار سه-ماده ای و سلول اولیه مثلثی دارای یک لایه نقص مرکزی

همانطور که از شکل ۷ پیداست میزان عبور فیلتر برای مد نقص افزایش یافته و از مقدار ۶۰٪ به ۸۰٪ رسیده است.

نتيجهگيرى

با اعمال یک لایه نقص مرکزی در بلور فوتونی یک-بعدی با لایه های تخت، فیلتر نوری در طول موج ۸۰۰ نانومتر ایجاد شد. میزان عبوردهی فیلتر طراحی شده در طول موج مورد نظر، با تغییر تعداد و شکل لایه های سلول اولیه بلور فوتونی بررسی و شبیه سازی قرار گرفت. با افزایش تعداد لایه های سلول اولیه از دو به سه، شدت عبوری فیلتر برای طول موج مورد نظر افزایش قابل توجهی را نشان میدهد. با تغییر شکل لایه های سلول اولیه از تخت به مثلثی، شدت عبوری مد نقص در طول موج مورد نظر از به مثلثی، شدت عبوری مد نقص در طول موج مورد نظر از

مرجعها

- [1] R. Costa, A. Melloni, M. Martinelli, *IEEE Photon*. *Technol. Lett.*, Vol. 15, p. 401, 2003.
- [2] M.J. Cryan, R. Varrazza, M. Cowin, M. Hill, I.J. Craddock, S. Yu, C.J. Railton, J. Rorison, in: 2002 IEEE/LEOS, Annual Meeting Conference Proceedings, Vols. 1 and 2, p. 669, 2002.
- [3] K.B. Chung, J.S. Yoon, *Opt. Quantum Electron.*, Vol. 35, p. 959, 2003.
- [4] D.R. Solli, C.F. McCormick, R.Y. Chiao, J.M. Hickmann, J. Appl. Phys., Vol. 93, p. 9429, 2003.
- [5] M. Thorhauge, L.H. Frandsen, P.I. Borel, *Opt. Lett.* Vol. 28, p. 1525, 2003.
- [6] A. Martinez, F. Cuesta, J. Marti, *IEEE Photon. Technol.*, Vol. 15, p. 694, 2003.
- [7] F. Cuesta, A. Griol, A. Martinez, J. Marti, *Electron. Lett.*, Vol. 39, p. 455, 2003.
- [8] A. Forchel, *NAT Mater.*, Vol. 2, p. 13, 2003.
- [9] S. Boscolo, M. Midrio, *Opt. Lett.*, Vol. 27, p. 1001, 2002.
- [10] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communications Systems", John Wiley & Sons, pp. 135-137, 2001.
- [11] E. Yablonovich, "Phoptonic band-gap structures," J. Opt. Soc. America, Vol. 10, No. 2, pp. 283-295, 1993.
- [12] Z.Rashki, M.Mansouri and M.Rakhshani, "New Design of Optical Add-Drop Filter Based on Triangular Lattice Photonic Crystal Ring Resonator" J. Appl. Bas. Sci., Vol.4, No. 4, pp. 985-989, 2013.
- [13] W. Zhou and Z. Qiang, "Optical Add-Drop Filter Design Based on Photonic Crystal Ring Resonators," Lasers and Electro-Optics Conference, pp.63-68, 2007.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



ارزیابی برخی از عوامل موثر بر فیلترهای تنظیم پذیر بلور مایع / بلور فوتونی

على واحدى¹، فيروز واحدى²

گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

vahedi@iaut.ac.ir, fi.vahedi@gmail.com

چکیده – در این پژوهش فیلترهای تنظیم پذیرچند کاناله بر پایه بلورهای فوتونی یک بعدی سه گانه حاوی بلور مایع مورد بررسی قرار گرفت. با تغییر پارامترهایی از قبیل ضریب شکست بلور مایع، ضخامت لایه های سه گانه بلور فوتونی، ضخامت لایه فلزی و لایه نقص و با انتخاب ناحیه ی فرکانسی مناسب عبور نور بصورت تابعی از فرکانس شبیه سازی می شود. نتایج نشان می دهند برای فرکانسهای پایینتر از 2000 ترا هرتز و تعداد 3=N لایه مدهایی با بیشترین شدت و 6=N مد هایی با کمترین شدت وجود دارند. با افزایش ضخامت بلور مایع به 2 میکرومتر تعداد مدهای نقص از 4 مد فیلتر شده به 7 مد رسیده و شدت مدهای میانی نیز بصورت چشمگیری افزایش می یابند .

کلید واژه- بلور مایعها، بلورهای فوتونی، فیلترهای چند کاناله، مواد ناهمسانگرد نوری

Evaluation of some affecting factors on liquid crystal / photonic crystal adjustable filters

Ali Vahedi¹, Firuz Vahedi²

Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

vahedi@iaut.ac.ir, fi.vahedi@gmail.com

Abstract- In this research, multi-channel adjustable filters based on one-dimensional photonic crystals contain of anisotropic liquid crystal have been reviewed and studied. Firstly, by entering parameters such as liquid crystal refractive index, thickness of triple photonic crystal layers, metal and defect layer thickness, and also by selecting the appropriate frequency area, the transmittance matrix of system is calculated, then after transmittance is simulated as a function of frequency. The results show that for frequencies below 2000 THz and N= 3 layers, structure has the maximum modes and N = 6 has the lowest transmittance. By increasing the thickness of the liquid crystal to 2 micrometers, the number of modes has increased from 4 filtering modes to 7 modes, also peak of modes increase intensely in the middle frequency.

Keywords: Biosensors, Bragg reflector, Graphene, Photonic Crystals, Tamm states

مقدمه

در صورت ایجاد اختلال یا نقص در ساختار بلورهای فوتونی می توان به فرکانس هایی دست یافت که در داخل باند ممنوعه قرار دارند و مجاز به انتشار هستند که به مدهای جایگزیده یا نقص معروفند. وجود مدهای جایگزیده در باند توقف فوتونی می تواند به عنوان یک تشدید کننده یا فیلتر با ضریب کیفیت بالا مورد استفاده قرار گیرد. بلورهای مایع به خاطر تاثیرپذیری از عوامل خارجی و همچنین ناهمسانگرد بودن در کنار لایههای بلورهای فوتونی می توانند بسيار مفيد واقع شوند [2-1]. اولين ساختاربلور فوتونى مبتنى بر بلور مايع قابل تنظيم توسط اوزاكى و همکاران آن بود که از یک بلور مایع نماتیک هم راستا به عنوان نقص استفاده کردند. در این تحقیق بلور مایع بین دو بلور فوتونی یک بعدی قرار گرفته بود. سپس این ایده برای ساختارهای بلور فوتونی و بلورمایع کلسترول برای كاربردهاى ليزر قابل تنظيم استفاده شد [5-3] . زيريانوف و همکاران دستگاه هیبریدی PC / LC را با اعمال میدان الکتریکی بررسی کردند نتایج تجربی آنها ویژگی های جذاب تنظیم مد نقص را نشان می دهد[6]. در این کار فیلترهای تنظیم پذیر چند کاناله بر پایه بلورهای فوتونی ناهمسانگرد یک بعدی حاوی بلور مایعها شبیه سازی شده است.

ساختار فيلترهاى تنظيم پذير مورد استفاده

بلورفوتونی یک بعدی با ساختار $^{N} D (aMb)^{N} D (aMb)^{N}$ را در نظر می گیریم. a ed نشان دهنده دو ماده دی – الکتریک همسانگرد با ضخامت $a ed_{b} e d_{b}$ و D لایه نقص بلورمایع $(L.C) نماتیک ناهمسانگرد تک محوره با ضخامت <math>d_{b}$ و N تعداد دوره تناوب است. M نشان دهنده لایه فلزی نقره است. گذردهی نسبی لایه های a e d + a و e_{a} نشان داده می شود. دمای گذار نماتیک به همسانگرد بلور مایع داده می شود. دمای گذار نماتیک به همسانگرد بلور مایع SCB برابر $a^{0} c$ است. در دمای اتاق این بلور مایع دو ضریب شکست عادی $n_{0} e غیر عادی = n$ دارد. با افزایش

دما مقدار هردو ضریب شکست با آهنگ مختلف تغییر می ابند، و بلور مایع به حالت همسانگرد خود تبدیل می شود و مقادیر n_0 و n_0 با یکدیگر برابر می شوند.



شکل ۱: ساختار بلور فوتونی به همراه فلز و لایه نقص بلور مایع 5CB

تانسور دی الکتریک لایه نقص ناهمسانگرد در دستگاه مختصات نشان داده شده به صورت شکل زیراست [8]: $\epsilon_D = \begin{pmatrix} n_e^2 cos^2 \phi + n_o^2 sin^2 \phi & (n_e^2 - n_o^2) sin^2 2 \phi & 0 \\ (n_e^2 - n_o^2) sin^2 2 \phi & n_e^2 cos^2 \phi + n_o^2 sin^2 \phi & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 / \end{pmatrix}$

 Φ زاویه بین محورنوری لایه نقص و محور X است. برای موارد $0 = \varphi$ و $0 = \varphi$ ، تانسور دی الکتریک لایه نقص LC ساده ترخواهد بود روش ماتریس انتقال 2 × 2 می تواند در بررسی خواص نوری این ساختار استفاده شود. ماتریس انتقال هر یک از لایه ها می تواند بصورت زیر نوشته شود:

$$m_{i} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_{i}) & \frac{1}{n_{i}}\sin(\beta_{i}) \\ -n_{i}\sin(\beta_{i}) & \cos(\beta_{i}) \end{bmatrix}$$
$$\beta_{i} = \frac{2\pi n_{i}d_{i}}{\lambda} \quad (i = a, M, b, LC)$$

ماتریس انتقال کل ساختار (با بلورمایع) از حاصلضرب ماتریسها بدست می آید.

$$M_1 = (m_a m_M m_b)^N$$
, $M_2 = (m_b m_M m_a)^N$

$$M = M_1 m_{LC} M_2 = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$
$$t = \frac{4}{|M_{11} + M_{22}|^2 + |M_{12} + M_{21}|^2}$$

که **t** مقدار نورعبوری ازسیستم بلور فوتونی را نشان می دهد.

نتايج

در این کار منیزیم فلوراید (n=1.38) و تیتانیم اکساید (n=2.46) به عنوان لایه های دی الکتریک و نقره هم به عنوان فلز درنظر گرفته می شوند،که ضخامتهای آنها به ترتیب برابر 90 و 90 و 20 (بعضا متغیر) نانومتر می باشد. ضریب شکست لایه فلز از مدل درود تعیین می شود. لایه نقص از یک ماده ناهمسانگرد بلور مایع SCB پر می شود. شکل 2 در یک بازه فرکانسی محدود باند ممنوعه و مدهای نقص را نشان می دهد. مطابق شکل 2 تعداد 4 مد نقص در بازه فرکانسی 1800 تا 2000 ترا هرتز وجود دارد که برای های سه گانه شدت مدهای بزرگتر کاهش و شدت مد نقص کوچکتر مقداری تقویت می شود. محل مدهای نقص اصلی با افزایش تعداد لایه ها به سمت فرکانسهای کوچکتر جابجا با افزایش تعداد لایه ها به سمت فرکانسهای کوچکتر جابجا می شوند. به نظر می رسد SN



شکل 2 : مدهای نقص بلور فوتونی سه گانه بر حسب فرکانس

شکل 3 وابستگی مدهای نقص به تغییرات ضخامت لایه بلور مایع در بازه فرکانسی باند ممنوعه را نشان می دهد. مطابق شکل 3 تعداد 4 مد نقص در بازه فرکانسی مشخص برای dl=500 nm وجود دارد با افزایش ضخامت بلور مایع به 1000 nm تعداد قله ها زیادتر شده و اکثرا به سمت

فرکانسهای بزرگتر شیفت پیدا می کنند. همچنین شدت مدهای نقص و پهنای مدها کمتر می شود اما برای ضخامت 2000 شدت مدهای بزرگتر و تعداد آنها بیشتر می شود. پهنای مدها نیزکمتر شده و فیلتر در بازه فرکانسی باریکتری انجام می گیرد. مطابق این شکل ضخامت یک و دو میکرومتر برای بلور مایع نتیجه مطلوبتری دارد.



شکل 3 : وابستگی مدهای نقص با تغییرات ضخامت لایه بلور مایع شکل 4 تاثیر ضخامت لایه نقره بر مدهای نقص را نشان می دهد. مطابق این شکل با افزایش ضخامت لایه نقره تعداد مدهای نقص ثابت مانده و محل قله ها جابجایی محسوسی ندارند. با افزایش ضخامت نقره از 10 به 20 نانومتر تغییر قابل توجهی در بعضی از مدها دیده می شود. پهنای مدهای نقص که معمولا با پارامتر پهنا در نصف ارتفاع بیشینه نقص که معمولا با پارامتر پهنا در نصف ارتفاع بیشینه دهد و همه قله ها باریکتر و تیزتر می شوند. به ازای ضخامتهای 10 و 20 نانومتر برای نقره نتایج بهتر هستند.



شکل 4 : تاثیر ضخامت لایه نقره بر مدهای نقص

در این قسمت به ازای پارامترهای بهینه شده در قسمتهای قبلی، اثر تغییرات طول موج نور تابشی (پاشندگی) و

ناهمسانگردی لایه بلور مایع بر مدهای نقص سیستم شبیه سازی می شود. شکل 5 مدهای نقص را در سه طول موج تابشی 633، 800 و 1700 نانومتر نشان می دهد. ضریب شکست بلور مایع در هر طول موج برای پرتوهای قطبیده غیرعادی (ne) در نظر گرفته شده است که بلور مایع 5CB در دمای اتاق این مقادیر را دارا می باشد[5]. با افزایش طول موج نور تابشی همه مدها به سمت فرکانسهای بزرگتر جابجا می شوند یعنی جابجایی آبی داریم. شدت پیکها با افزایش طول موج نور تابشی برای دو سری از پیکهای سمت چپی کاهش و برای دو سری از پیکهای سمت راستی افزایش پیدا می کند. برای همه حالتها تیزی منحنی ها تقریبا یکسان و بسیار خوب می باشد.



شکل 5 : مدهای نقص در سه طول موج 633، 800 و 1700 نانومتر برای ضریب شکست n_e

شکل 6 مدهای نقص را در سه طول موج تابشی 633، 800 و 1700 نانومتر برای ضریب شکست n₀ نشان می دهد. ضریب شکست بلور مایع در هر طول موج برای پرتوهای قطبیده عادی (no) در نظر گرفته شده است که بلور مایع 5CB در دمای اتاق این مقادیر را دارا می باشد. با افزایش طول موج نور تابشی همه مدها به سمت فرکانسهای بزرگتر جابجا می شوند یعنی شیفت آبی داریم. در حقیقت تغییر مدها نشان دهنده اثر ناهمسانگردی برای دو نوع آرایش مولکولی عمودی و موازی (n₀ و n₀)

می باشد و می تواند سبب کاهش شدت مدهای عبوری و شیفت آبی آنها می شود.



شکل 6 : مدهای نقص در سه طول موج تابشی 633، 800 و 1700 نانومتر برای ضریب شکست n₀

مرجعها

- C. T. Wang, C. W. Chen, T. H. Yang, et al. "Electrically assisted bandedge mode selection of photonic crystal lasing in chiral nematic liquid crystals". Appl. Phys. Lett.;112(4):043301, 2018.
- [2] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission of photons in solid-state physics and electronics", Phys. Rev. Lett. 58(20), pp. 2059–2061, 1987.
- [3] Ozaki R, Ozaki M, Yoshino K. Defect mode in onedimensional photonic crystal with in-plane switchable nematic liquid crystal defect layer. Japanese Journal of Appl. Phys.;43(11B): L1477-L1479, 2004.
- [4] Ye L, Wang Y, Feng Y, et al. Thermally switchable photonic band-edge to random laser emission in dyedoped cholesteric liquid crystals. Las. Phys. Lett. ;15(3):035002, 2018.
- [5] E. C. Economou, J. Lovejoy, et al. Electrically tunable open-stub bandpass filters based on nematic liquid crystals. Phys. Rev. Appl. Dec 12;8(6):064012. 2017.
- **[6]** G. Nava, F. Ciciulla, F. Simoni, et al. Heliconical cholesteric liquid crystals as electrically tunable optical filters in notch and bandpass configurations. Liq. Crys. Apr 3:1-0. 2021.
- [7] V. A. Gunyakov, A. M. Parshin, I. V. Timofeev, V. Y. Zyryanov "Eigenmodes in a photonic structure with a torsion-deformed nematic liquid crystal exposed to a magnetic field." Phys. Rev. E.;102(4):042701. 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تأثیر تغییر ضخامت نانولایهی Ge2Sb2Te5 بر رفتار جذب در چندلایههای فوتونی نامتقارن یک بعدی

شیوا رشیدی^{ا*}، صمد روشن انتظار^۱ و آرزو رشیدی^۲

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز ^۲ گروه اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر sh.rashidi@tabrizu.ac.ir*

چکیده – در این مقاله، با تغییر ضـخامت نانو لایهی (GST) Ge2Sb2Te5 در یک سـاختار نامتقارن، خواص جذب بررسـی شـده اسـت. نتایج نشـان میدهند که با انتخاب مناسـب ضـخامت آن، امکان افزایش جذب در هر یک از فازهای آمورف و یا بلورین GST فراهم است.

كليد واژه- افزايش جذب، فاز آمورف، فاز بلورى، نانو لايهى GST

Influence of Changing the Thickness of Ge₂Sb₂Te₅ Nanolayer on Absorption Behavior in One-Dimensional Asymmetric Photonic Multilayers

Shiva Rashidi^{1*}, Samad Roshan Entezar¹, and Arezou Rashidi²

¹Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz

²Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran, Babolsar

*sh.rashidi@tabrizu.ac.ir

Abstract- In this paper, the absorption properties in an asymmetric structure are investigated by varying the thickness of Ge₂Sb₂Te₅ (GST) nanolayer. The results show that there is the possibility of obtaining absorption enhancement in either amorphous or crystalline phases of GST by an appropriate choice of its thickness.

Keywords: Absorption enhancement, Amorphous phase, Crystalline phase, GST nanolayer

مقدمه

یکی از چالشهای بزرگی که در رابطه با ابزارهای فوتونیکی مطرح می شود، توانایی کنترل پاسخهای نوری آنها جهت نیل به اهداف کاربردی خاص میباشد. از میان هندسههای مختلفی که برای ساختارهای ابزار فوتونی پیشنهاد میشود، نانوساختارهای تناوبی که سنگ بنای بلورهای فوتونی می-باشند، به دلیل ابعاد کوچکشان، قابلیت کنترل انتشار نور و افزایش اندر کنش نور با ماده را دارا هستند [۱]. سادهترین آنها، ساختارهای چندلایهای یک بعدیاند که بدلیل سادگی در ساخت و قابلیت ادغام با سایر دستگاهها از اهمیت بسزایی برخوردارند. از طرفی، استفاده از موادی با خواص نوری حساس به عوامل خارجی رویکرد مهمی را پیشروی تنظیم یاسخهای نوری سیستمهای ایتیکی فراهم میکند. اخیرا، گروهی از ترکیبات شیمیایی بدلیل وجود بیش از یک فاز با خواص الکتریکی و نوری بسیار متفاوت که تحت عنوان مواد تغییر فاز شناخته می شوند، به عنوان کاندیدی جذاب برای کنترل و دستکاری نور در نظر گرفته شدهاند [۲]. در میان آنها، (Ge2Sb2Te5 (GST، متداولترین ماده از خانوادهی آلیاژ تلورید آنتیموان ژرمانیوم، در دمای بسیار بالا در حدود ۷۵۰ کلوین تغییر فاز آمورف به بلورین را تجربه مىكنند. اين ماده به دليل خواص غيرفرار خود بسيار معروف است؛ طوری که حداقل به مدت ۱۰ سال در دمای اتاق، پایدار باقی میماند [۳]. با الهام از این ویژگیها، ما در



شکل ۱: طرحوارهی ساختار مورد مطالعه. پیکانهای آبی و قرمز به ترتیب امواج فرودی از طرف راست (FW) و چپ (BW) بر ساختار را نشان میدهند. در اینجا زاویهی فرود عمود در نظر گرفته شده است.

این مقاله با جای دادن GST در ساختار تناوبی نامتقارن یک بعدی و تابش نور از هر دو طرف راست و چپ بر ساختار به مطالعهی جذب نوری می پردازیم. هدف ما این است که اثر تغییر ضخامت نانولایهی GST بر جذب را در هر دو فاز آمورف و بلورین بررسی کنیم.

مدل و فرمول بندی مسئله

شماتیکی از نانوساختار مورد مطالعهمان در شکل ۱ نمایش داده شده است که در آن لایههای A و B به ترتیب دی– الکتریکهای غیرمغناطیسی از جنس BCMU و TiO₂ و TiO₂ میباشند. لایهی تغییر فاز GST به عنوان لایهی نقص در کاواک فابری–پرو (AB)⁷(BA) جای گرفته است. لایههای AABB منجر به نامتقارن سازی ساختار شده است؛ طوری– که امواج انتشاری راسترو (FW) و چپرو (BW) دو نوع ماختار متفاوت را تجربه میکنند. ضرایب شکست لایههای A و B در ناحیهی مادون قرمز نزدیک به ترتیب 1.55 و 2.3 میباشند. ضخامت آنها نیز به صورت ربع طول موج (میباشند. ضخامت آنها نیز به صورت ربع طول موج (می الکتریک مختلط از مدل لورنتس–لورنز مطابق با رابطهی دی الکتریک مختلط از مدل لورنتس–لورنز مطابق با رابطهی زیر محاسبه می شود [۴]:

$$\varepsilon_{GST}(\lambda) = \frac{\varepsilon_a(\lambda)(\varepsilon_c(\lambda)+2) + 2m(\varepsilon_c(\lambda)-\varepsilon_a(\lambda))}{(\varepsilon_c(\lambda)+2) - m(\varepsilon_c(\lambda)-\varepsilon_a(\lambda))}.$$
(1)

در اینجا، m کسر پرشدگی GST است که برای حالتهای آمورف (a-GST) و بلورین (c-GST) به ترتیب $\cdot e$ می – باشند. $\varepsilon_a = c_a = \sigma$ به ترتیب توابع دی الکتریک a-GST و -GST را بیان می کنند. برای محاسبه ی طیف جذب ساختار پیشنهادی از روش ماتریس انتقال استفاده می شود [۵]. در این روش، با استفاده از معادلات ماکسول، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در مرز بین لایه ها با استفاده از ماتریس های ۲×۲ بهم مرتبط می شوند. ماتریس انتقال کل

- ساختار M حاصل ضرب ماتریس انتقال تک تک لایه ها می باشد. با در دست داشتن عناصر ماتریس انتقال کل، جذب ساختار به صورت زیر محاسبه می شود: $A = \frac{|M(1,1)|^2 - |M(2,1)|^2 - 1}{|M(1,1)|^2}.$ (۲)

بحث و بررسی

از آنجایی که ضخامت لایهی GST نقش مهمی را در قابلیت کوکپذیری ایفا میکند، به بررسی تأثیر آن بر رفتار جذب می پردازیم. شکل۲ طیف جذب مادون قرمز نزدیک در ساختار پیشنهادی را به صورت تابعی از ضخامت لایهی (b) و بلورین (b) در فازهای آمورف (a) و بلورین (b) برای فرود (d_{GST}) قائم نور نمایش میدهد. بخشهای چپ و راست نمودار به ترتیب جهتهای انتشاری FW و BW را نشان میدهند. همان طور که از شکل ۲ (a) پیدا است، مقادیر قلههای جذب با افزایش ضخامت لایهی a-GST تا حدود ۵۰ نانومتر، افزایش و سپس تقریباً ثابت باقی میمانند. با این حال برای $20 \, nm \leq d_{GST} \leq 30 \, nm$ مورد $c-\mathrm{GST}$ تنها در محدودهی $c-\mathrm{GST}$ جذب افزایش یافته در ساختار مورد نظر حاصل می گردد (شکل ۲ (b)). بعلاوه، با افزایش d_{GST} یهنای قلههای جذب افزایش و مکان آنها نیز به سمت طول موجهای بالاتر جابجا می شوند. همچنین، ملاحظه می گردد که قلههای جذب در انتشار FW نسبت به BW بالاتر است. برای وضوح بیشتر، اختلاف جذب بین انتشار راسترو و چپرو (A^{FW}-A^{BW}) در صفحه یطول موج و d_{GST} برای فازهای آمورف و بلورین به ترتیب در شکل ۳ (a) و (b) نشان داده شده است. مشاهده می شود که بیشینهی تباین برای حالت a-GST در $50 \ nm \leq d_{GST} \leq 80 \ nm$ حدود 0.32 است که در محدودهی 0.32رخ می دهد. با این حال در مورد c-GST، تباین بسیار پایینی در حدود 0.17 so = 0.17 در محدودهی $m \leq d_{GST} \leq 40 \text{ nm}$ حاصل می شود. به عبارتی با تغییر فاز GST از آمورف به بلورین، حساسیت جذب به جهت تابش نور در ساختار موردنظر بسیار کاهش می یابد که برای اهداف تـک سـویگی مناسب



شکل ۲: وابستگی طیف جذب ساختار به ضخامت لایهی GST برای فازهای آمورف (a) و بلورین (b). بخشهای سمت چپ و راست نمودار به ترتیب امواج انتشاری راسترو (FW) و چپرو (BW) را نمایش میدهند.



شکل ۳: اختلاف جذب بین امواج انتشاری راسترو و چـپرو (A^{FW}-A^{BW}) در صفحهی طول موج و ضخامت لایهی GST برای فازهای آمورف (a) و بلورین (b).

نیستند. برای نمایش بیشتر در شکل ۴ طیف جذب در هر یک از جهتهای FW و BW، برای حالتهای a-GST (خطوط پر) و c-GST (خط چینها) همراه با تفاوت جذب بین این فازها که با پارامتر بازآرایی RF=A^{c-GST}-A^{a-GST} (بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

ضخامت به *d*GST=50 *nm* بیشینه یجذب در فاز آمورف حاصل می شود که برای جهتهای FW و BW به ترتیب عبارتند از 0.65 و 0.36. جالب این که، بیشینه مقدار RF برای جهت انتشاری FW در مورد هر دو ضخامت 30 و 50 نانومتر برابر است با 0.34 در مورد هر دو ضخامت 40 و 50 ضخامت لایه GST، امکان حصول جذب افزایش یافته در هر یک از فازهای آمورف و بلورین وجود دارد. به عبارت دیگر، بعد از طراحی ساختار در ضخامت ثابت، تغییر حالت ماده ی تغییر فاز GST می تواند مقدار جذب را تغییر دهد.

نتيجهگيرى

در این مقاله، اثر تغییر ضخامت نانولایه GST بر رفتار جذب در یک ساختار نامتقارن بررسی شده است. مشاهده می شود که با تغییر ضخامت این لایه می توان در هر یک از فازهای آمورف یا بلوری به جذب افزایش یافته دست یافت. همچنین، آمورف یا بلوری به جذب افزایش یافته دست یافت. همچنین، امورف یا بلوری به حذب افزایش یافته دست یافت. با انتخاب مناسب ضخامت، بیشینه تباین بین جذب های FW و BW در فاز آمورف صورت می گیرد که در حدود 0.32 است.

مرجعها

- K. Busch, G. Freymann, S. Linden, S.F. Mingaleev, L. Tkeshelashvili, M. Wegener, "Periodic nanostructures for photonics", Phys. Rep. Vol. 444, pp. 101-202, 2007.
- [2] H. Y. Wu, W. Wang, W. J. Lu, "Temperaturedependent electrical transport mechanism in amorphous Ge₂Sb₂Te₅ films", Phys. Status Solidi, Vol. 253 pp. 1-6, 2016.
- [3] R. Huang, K. Sun, K. S. Kiang, R. Chen, Y. Wang, B. Gholipour, D. W. Hewak, C. H. De Groot, "Contact resistance measurement of Ge₂Sb₂Te₅ phase change material to TiN electrode by spacer etched nanowire", Semicond. Sci. Technol. Vol. 29, pp. 095003-095011, 2014.
- [4] D. E. Aspnes, "Local-filed effects and effectivemedium theory: a microscopic perspective", Am. J. Phys., Vol. 50, pp. 704-709, 1982.
- [5] F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, "Introduction to optics"; 2th edition, New Jersey, EU: Prentice-Hall, 1993.



شکل ۴: وابستگی جذب ساختار به طول موج برای GST در فازهای آمورف a-GST (منحنی های خط پر) و بلورین GST (منحنی های خط چین) همراه با جذب بازآرایی پذیر RF=A^{e-GST}-A^{a-GST} (منحنی-های نقطه-خطچین) برای امواج انتشاری راسترو (FW) و چپرو (BW). در اینجا ضخامت لایه ی GST، ۳۰ نانومتر (a, b) و ۵۰ نانومتر (c, d) انتخاب شدهاند.

خطوط تیره-نقطهچین) معرفی شده است، برای ضخامت-های ۳۰ نانومتر (a, b) و ۵۰ نانومتر (c, d) ارائه کردهایم. هنگامی که *nm GGT*=30 *nm* طراحی شود، بیشینهی جذب در فاز بلورین حاصل می شود که برای جهتهای انتشاری FW و BW به ترتیب در حدود 0.57 و 0.41 می باشند. با تغییر



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



ویژگیهای مدهای نقص در یک بلور فوتونی با یک لایه نقص کایرال ساختاری

سیمین شیرین، امیر مدنی و صمد روشن انتظار گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

Siminshirin2000@gmail.com; a-madani @ ubonab.ac.ir; s-roshan@tabriz.ac.ir

چکیده – در این مقاله، خواص مدهای نقص فوتونی در یک بلور فوتونی یکبعدی ساخته شده از لایههای متناوب محیط دی الکتریک همسانگرد با یک لایه نقص مرکزی متشکل از یک محیط کایرالساختاری با استفاده از روش ماتریس انتقال بررسی شده است. ماده در کایرالساختاری دارای تقارن گروه نقطهای 42m است. نتایج نشان میدهد که ساختار پیشنهادی دارای یک گاف باند فوتونی ناحیه اپتیکی است. همچنین چهار مد نقص در گاف باند فوتونی مربوطه قابل مشاهدهاست که ناشی از شکستن تناوب محیط دی الکتریک فوتونی است. نشان داده شدهاست که زاویه خمش میتواند تعداد و موقعیت این مدهای نقص را در طیف عبور ساختار تغییر دهد

کلید واژه- بلور فوتونی، زاویه خمش، محیط کایرال ساختاری، مدهای نقص.

Properties of Defect Modes in a Photonic Crystal with a Defect Structurally Chiral Layer

Simin Shirin1, Amir Madani1, and Samad Roshan Entezar2

1 Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab 2 Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran siminshirin2000@gmail.com; a-madani @ ubonab.ac.ir; s-roshan@tabriz.ac.ir

Abstract- In this paper, the properties of photonic defect modes in a one-dimensional photonic crystal made of alternate layers of isotropic dielectric medium with a central defect layer consisting of a structurally chiral medium have been investigated using the transfer matrix method. The structurally chiral material is taken to possess locally a $\overline{4}2m$ point group symmetry. The results show that the suggested structure possesses a photonic bandgap in the optical region. Also, four defect modes are created in the photonic bandgap due to the breaking of the periodicity of the photonic crystal lattice. It is shown that the tilt angle can change the number and position of these defect modes in transmission spectra of the structure.

Keywords: photonic crystal, tilt angle, structurally chiral medium, defect modes.

بيان مساله

یک ساختار لایهای یک بعدی حاوی نقص با آرایش B یک ساختار لایهای یک بعدی حاوی نقص با آرایش B $^{N}(AB)^{N} D(AB)^{N}$ دو نوع دیالکتریک همسانگرد را نشان میدهند که به ترتیب دارای ضخامتهای $A_{B} e_{B}^{A} e$ و گذردهیهای نسبی d_{B} میباشند. همچنینD لایه نقصی با ضخامت d_{D}^{A} را نشان میدهد که به $A_{B} e_{B}^{A} e$ و گذردهیهای نسبی d_{D} میباشند. همچنینD لایه نقصی با ضخامت را b نشان میدهد. فرض کنید که لایه نقص، یک ماده کایرال ساختاری راستگرد باشد که محور X، محور ناهمگنی و تناوبی آبش θ به موازات صفحه y بر بلور فوتونی مورد نظر فرود میآید. همچنین محور X را محور ناهمگنی و تناوبی ساختار می از می داد ما محور X، محور ناه مگنی و تناوبی ساختار می از محور ناهمگنی و تناوبی ما در با می ای می از محور از محور ناهمگنی و تناوبی ما در با می از ما محور X محور ناه مگنی و تناوبی ما در با در نظر بگیرید. می توان انتشار امواج در داخل این محیط را با فرم ماتریسی معادله ماکسول زیر بیان کرد.

$$\frac{\partial \psi(\mathbf{x})}{\partial x} = ik_0 \mathbf{A}(\mathbf{x})\psi_0(\mathbf{x}) \tag{1}$$

که در اینجا ($\psi(x) = (e_y(x), e_z(x), h_y(x), h_z(x))$ مولفههای عرضی میدانهای الکتریکی و مغناطیسی بردار موج و (A(x)یک ماتریس ۴×۴ به صورت زیر است:

$$A(x) = \begin{pmatrix} -\frac{k_{y}\varepsilon_{xy}(x)}{k_{0}\varepsilon_{xx}(x)} & -\frac{k_{y}\varepsilon_{xx}(x)}{k_{0}\varepsilon_{xx}(x)} & 0 & -\frac{k_{y}^{2}\varepsilon_{xy}(x)}{k_{0}^{2}\varepsilon_{xx}(x)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\varepsilon_{zy}(x) & \frac{k_{y}^{2}}{k_{0}^{2}} - \varepsilon_{zz}(x) & 0 & \frac{k_{y}\varepsilon_{zx}(x)}{k_{0}\varepsilon_{xx}(x)} \\ \varepsilon_{yy}(x) & \varepsilon_{yz}(x) & 0 & -\frac{k_{y}\varepsilon_{yx}(x)}{k_{0}\varepsilon_{xx}(x)} \\ \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ \frac{\varepsilon_{zx}(x)\varepsilon_{xy}(x)}{\varepsilon_{xx}(x)} & \frac{\varepsilon_{zx}(x)\varepsilon_{xz}(x)}{\varepsilon_{xx}(x)} & 0 & 0 \\ -\frac{\varepsilon_{yx}(x)\varepsilon_{xy}(x)}{\varepsilon_{xx}(x)} & -\frac{\varepsilon_{yx}(x)\varepsilon_{xx}(x)}{\varepsilon_{xx}(x)} & 0 & 0 \\ \end{pmatrix}.$$
(Y)

در رابطه بالا $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج در فضای آزاد، λ طول موج خلاً و (i, j = x, y, z) عناصر تانسور دیالکتریک کایرالساختاری در سیستم مختصات xyz میباشد. با استفاده از روش ماتریس انتقال [۷]، میتوان ماتریس انتقال کل ساختار دورهای را با رابطه زیر بدست آورد

مقدمه

در دهههای گذشته بلورهای فوتونی بعنوان موادی مصنوعی که ساختاری با خواص اپتیکی متناوب دارند، توجه زیادی را به سمت خود جلب کردهاند[۱]. یکی از مشخصههای اصلی بلور فوتونی جایگزیده کردن نور حول نقص ایجاد شده در ساختار میباشد. از این پدیده در طراحی فیلترهای با باند عبوری نازک، لیزرهای با آستانه پایین و ارتباطات نوری استفاده میشود[۲]. از طرفی قابلیت تنظیم و کنترل فرکانس مد نقص میتواند مزیت عمدهای در این ادوات به حساب آید. این امر با انتخاب موادی با پارامترهای اپتیکی قابل کنترل بعنوان نقص امکان پذیر میباشد.

مواد کایرال ساختاری به دلیل ویژگیهای متفاوت و جذاب، بعنوان یک موضوع فعال تحقیقاتی در حوزه اپتیک و فوتونیک مطرح می باشند. این ساختارها از محیطهای پیوستار و ناهمگن با تغییرات مارپیچی دیالکتریک ناهمسانگرد در طول یک محور ثابت تشکیل شدهاند که بطور گستردهای توسط نویسندگان متعددی به صورت تئوری و آزمایشگاهی مورد مطالعه قرار گرفتهاند [۳]. نمونههایی از مواد کایرال ساختاری شامل بلورهای مایع کلستریک و الاستومرها و لایه های نازک مجسمهسازی شده میباشد [۴]. از آنجایی که مشخصههای اپتیکی چنین ساختارهایی از طریق تغییر پارامترهای فیزیکی ماده کایرال و یا با اعمال میدان اکتریکی و یا مغناطیسی با فرکانس پایین، تغییر فشار یا دما قابل کنترل است[۵]، این ساختارها یک ماده مناسب برای المانهای نوری قابل کنترل میباشد. از این رو در این مقاله ما به مطالعه بلور فوتونی یک بعدی حاوی لایه نقص کایرال ساختاری با تقارن $\overline{4}2m$ می پردازیم و کنترل مدهای نقص این ساختار را با تغییر زاویه خمش مورد مطالعه قرار میدهیم. از مواد کایرال ساختاری با تقارن گروه نقطه $\overline{4}2m$ می توان به آمونیوم دی هیدروژن فسفات و یتاسیم دی هیدروژن فسفات اشارهکرد[۶].

$$\mathbf{M}_{to} = \left(\mathbf{M}_{A} \cdot \mathbf{M}_{B}\right)^{N} \mathbf{M}_{D} \left(\mathbf{M}_{A} \cdot \mathbf{M}_{B}\right)^{N}$$
(°)

 $M_{B} \circ M_{B} \circ M_{A}$ است. $M_{B} \circ M_{B} \circ M_{B}$ و $M_{B} \circ M_{B} \circ M_{A}$ نیز به ترتیب ماتریسهای انتقال لایههای دیالکتریک همسانگرد A و B و لایه نقص D میباشد. همچنین با اعمال شرایط مرزی میتوان ضرایب بازتاب و عبور بلور فوتونی حاوی لایه نقص کایرالساختاری را بدست آورد.



شکل ۱: طرح یک بلور فوتونی یک بعدی با یک لایه نقص ساخته شده از یک محیط کایرال ساختاری

نتايج و بحث

در مدل پیشنهادی ما لایههای دی الکتریکA و B به ترتيب با گذردهي هاي الکتريکي $\varepsilon_A = 2.5$ ، $\varepsilon_A = 4.25$ و با ضخامت $d_{\scriptscriptstyle B} = 50\,nm \cdot d_{\scriptscriptstyle A} = 80\,nm$ انتخاب شدهاند. دوره تناوب ساختار N =8 است. فرض مى كنيم كه لايه نقص D یک ماده کایرالساختاری راستگردی با ضخامت که $p = 270 \, nm$ که $d_D = 3 \times p$ کایرال ساختاری با تقارن گروه نقطهای $\overline{4}2m$ و با گذردهی هاى دى الكتريكى $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2.7$ و $\varepsilon_3 = 3.2$ هاى دى الكتريكى شدهاست. ما نتایج اصلی محاسباتمان را که مقایسه طیفهای عبوری یک بلور فوتونی با یک لایه نقص کایرالساختاری با زاویه خمش $\chi = 45^\circ$ (قسمت) با بلور فوتونی بدون نقص (قسمتa) و نقص پادکایرال (قسمتb) است، به صورت تابعی از طول موج در $\theta = 45^{\circ}$ در شکل ۲ رسم کردہایم. از مقایسه قسمت a این شکل با قسمتهای دیگر بدیهی است که مدهای نقص در طیف عبور همقطبش به دلیل وجود یک لایه نقص که چه کایرال باشد یا چه کایرال نباشد، ایجاد شده است. با این وجود همانطوری که انتظار داریم مد نقصی



شکل ۲: طیف های عبوری هم قطبش و پادقطبش خطی به صورت تابعی از طول موج در a) غیاب لایه نقص ، d) با یک لایه نقص ناهمسانگرد پادکایرال تک محوری با گذردهی های دی الکتریکی 2.7 = $_{c_1} = 3.2$ و ضخامت $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2.7$ و ضخامت $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2.7$ و $d_D = 3 \times p$ $\varepsilon_2 = 32$ و $\varepsilon_2 = 3.2$

که در طیف عبوری از یک بلور فوتونی با یک لایه نقص ناهمسانگرد تک محوری بدون خاصیت کایرالیتی (پادکایرال) ایجاد می شود با طیف عبور بلور فوتونی با همان مشخصات اپتیکی اما با یک لایه نقص حاصل از یک ماده با خاصیت کایرالیتی متفاوت است (قسمتb و c). در مورد نقص پادکایرال که یک لایه نقص ناهمسانگرد تک محوری معمولی انتخاب شدهاست، مشاهده میکنیم که امواج همقطبش، عبور قابل توجهی را در مقایسه با حالات دیگر نشان مي دهند. علاوه بر اين، در طيف عبور امواج هم قطبش دو مد نقص در طول موجهای $\lambda = 395.5 \,\mathrm{nm}$ و و در طول موجهای P و در طول موجهای $\lambda = 433.5\,\mathrm{nm}$ S و $\lambda = 430.5 \,\mathrm{nm}$ و $\lambda = 388 \,\mathrm{nm}$ مشاهده می کنیم که در هر دو مورد مد نقص در طولموجهای کوتاهتر عبور بیشتری نسبت به طول موج بلندتر دارند. همچنین از مقایسه مدهای نقص امواج همقطبش S وP مشاهده می کنیم که در امواج همقطبش P مدهای نقصی با عبورهای بزرگتری نسبت به عبور مدهای نقص امواج هم قطبش S ايجاد شده است. با اين وجود، وقتى

نقص یک ماده کایرال ساختاری است، برای امواج همقطبش P، هر مد نقص به دو مد نقص، به دلیل تبدیل قطبش امواج قطبیده P به امواج قطبیده S، شکافته می شود. در حالی که برای امواج هم قطبش S چنین شکافت مدهایی مشاهده نمی شود (قسمت ۵).



شکل ۳: : طیف عبور امواج همقطبش P، به صورت تابعی از زاویه خمش و طولموج برای یک بلور فوتونی حاوی لایه نقص کایرال ساختاری. در این شکل نواحی تاریک، گاف های فوتونی ساختار را نشان میدهد. همچنین سایر پارامترها مشابه با شکل۲ است.

ما در اینجا مدهای نقص ناشی از نقص کایرالساختاری را برای حالت همقطبش p از طولموجهای کوتاهتر تا طولموجهای بلندتر به ترتیب مدهای ۲،۱،۳و۴ نامگذاری کردهایم. با مقایسه عبور مدهای نقص امواج قطبیده خطی در شکل قبل و با توجه به حساسیت بالای ساختار به امواج قطبیده خطی با قطبش P در ادامه به بررسی اثر زاویه خمش بر طیف عبور امواج همقطبش P پرداختهایم و نشان دادهایم که چگونه طیفهای مد نقص امواج همقطبش P با فزایش زاویه خمش ماده کایرالساختاری تغییر میکند. افزایش زاویه خمش ماده کایرالساختاری تغییر میکند. برای این منظور ما طیف عبوری امواج همقطبش را در مفحه (χ, Λ) تحت تابش مایل با $45 = \theta$ در شکل۳، رسم کردهایم. از این شکل مشخص است که در $0 = \chi$ مدهای نقص ۱و۲ با شدت عبور متفاوت در طول موجهای مدهای نقص ۱و۲ با شدت عبور متفاوت در طول موجهای طول موجهای بلندتر 446.5 nm جاعد مای جا دار

شدهاست. با افزایش زاویه خمش فاصله بین مدهای ۱و۲ از همدیگر و مدهای ۳و۴ از همدیگر کاهش مییابد، تا اینکه در $90^\circ = \chi$ که حالت شبه همسانگرد میباشد، مدهای او۲ و مدهای ۳و۴ بر هم منطق میشوند و تنها دو مد نقص او۲ و مدهای ۳و۴ بر هم منطق میشوند و تنها دو مد نقص ۲و ۳ در طول موجهای 401.5 nm $\lambda = 441.5$ nm بیشترین شدت مشاهده میشوند.

نتيجه گيرى

در این مقاله اثر نقص کایرالساختاری بر خواص تراگسیل یک ساختار لایهای یک بعدی حاوی نقص مورد مطالعه قرار گرفتهاست. نتایج بیانگر وجود ۴ مد نقص در طیف عبور امواج همقطبش p است که تعداد، فرکانس و شدت مدهای نقص مربوطه با افزایش زاویه خمش ساختار تغییر میکنند.

مراجع

- [1] J. Joannopoulos, S. Johnson, J. Winn, R. Meade, "photonic crystals: modeling the flow of light," Princeton university press, 2011.
- [2] K.J. Lee, J. Wu, K. Kim, "Defect modes in a onedimensional photonic crystal with a chiral defect layer," Optical Materials Express, Vol. 4, No. 12, pp. 2542-2550, 2014.
- [3] Faryad, M. and Lakhtakia, A.,, "The circular Bragg phenomenon," Advances in Optics and Photonics, vol. 6, pp. 225-292, 2014.
- [4] J. Reyes, A. Lakhtakia, "Electrically controlled optical bandgap in a structurally chiral material," Opt. Commun., Vol. 259, No. 1, pp.164-173, 2006.
- [5] C. Avendaño, J. Reyes, "Mechanically tuned defect mode multiplet for cholesteric photonic elastomers," Phys. Rev. E., Vol. 85, No.2, pp.021702, 2012.
- [6] A. Lakhtakia, "Ambichiral, electro-optic, circularpolarization rejection filters: theory," Physics Letters A, vol. 354, pp. 330-334, 2006.
- [7] D. Berreman, "Optics in smoothly varying anisotropic planar structures: application to liquidcrystal twist cells," J. Opt. Soc. Am. Vol. 63, No.11, pp. 1374–1380, 1973.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



تنظیم پذیری طول موج مدهای نقص با تغییر ضخامت نقص در بلور فوتونی نقص دار بر پایهی MoS2

نرگس انصاری، عطیه سهرابی و کیمیا میرباغستان گروه فیزیک، دانشکده فیزیک و شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران <u>n.ansari@alzahra.ac.ir</u>

چکیده – امروزه بلورهای دوبعدی مولیبدن دی سولفات،MoS2، به علت داشتن جذب بالا در ضخامت نانومتری، قابلیت چشـمگیری در کاربردهای اپتوالکترونیکی یافتهاند. اما همچنان برای استفاده در ابزارهای اپتوالکترونیک لازم است این میـزان جـذب افـزایش یابد. یکی از روشهای مرسوم برای افزایش جذب، قرارگیری تکلایهی MoS2 به صورت نقص در بلور فوتونی میباشد. در این مقالـه ازساختار بلور فوتونی با سه نقص به صورت DMD که باعث افزایش جایگزیدگی موج در ساختار میشود، استفاده شده است کـه در آن D و M به تر تیب SiO2 و SiO2 میباشند. تاثیر تغییر ضخامت لایهی D، بر میزان جذب و طول موج مدهای نقص بررسـی شـده است. مشاهده میشود تغییر ضخامت لایهی D، باعث تنظیم پذیری طول موج و بهبود تفکیک پذیری مدهای نقص میشود.

كليد واژه- بلور فوتونى نقصدار، تنظيم پذيرى طولموج، ضخامت لايهى نقص، موليبدن دى سولفات

Wavelength adjustability of Defect modes by Altering the Thickness of Defect layers in Defective Photonic Crystal Based on MoS₂ Monolayer

Narges Ansari, Atieh Sohrabi and Kimia Mirbaghestan Department of Physics, Faculty of physics and chemistry, Alzahra University, Tehran, Iran <u>n.ansari@alzahra.ac.ir</u>

Abstract- Today, two-dimensional materials such as MoS₂ have exhibited distinctive capabilities in optoelectronics, due to the high absorption and nanometric thickness. However, this amount needs to be increased. One of the most common methods to increase absorption is to insert a monolayer of MoS₂ as a defect in photonic crystals. In this paper a defective photonic crystal with three defects which are designed as DMD because of its impact on localization of wave is used. D and M are assumed to be SiO₂ and MoS₂ layers respectively. Influences of altering the thickness of defect layer D on absorption and wavelength of defect modes are investigated. It can be seen that altering the thickness of defect layer D can result in wavelength adjustability and improve distinguishably of defect modes.

Keywords: Defective photonic crystal, Molybdenum disulfate, Thickness of Defect layer, Wavelength adjustability

مقدمه

تک لایههای کلکوژنایدهای فلزات واسطه ('TMDC) در میان مواد دوبعدی، به دلیل گاف نواری مستقیم و جذب بالا در ناحیهی نور مرئی، کاربرد بسیاری در اپتوالکترونیک دارند [۱]. یکی از مهمترین TMDC ها، تک لایهی مولیبدن دی سولفات، MoS2 است که با توجه به ضخامت نانومتری، جذب قابل توجهی در ناحیهی طول موج مرئی دارد. اما همچنان برای استفاده در ابزارهای اپتوالکترونیک لازم است این میزان جذب افزایش یابد [۲].

از روشهای افزایش جذب در تک طول موج، می توان به استفاده از بلور فوتونی نقص دار (DPC²) اشاره کرد. نقص در بلورهای فوتونی، باعث ایجاد مد نقص در گاف نواری فوتونی (PBG³) میشود. از عوامل ساختاری تاثیرگذار در میزان جذب یا تنظیم پذیری طول موج مدهای نقص، تعداد لایه های نقص و ضخامت آن ها می باشد. مزیت استفاده از لایههای نقص بیشتر، افزایش میزان جذب با وجود كاهش تعداد كل لايهها در ساختار DPC است [7]. استفاده از تک لایهی MoS₂ به عنوان نقص در ساختار بلور فوتونی، میزان جذب را افزایش میدهد. اما به علت ضخامت بسیار کم تک لایهی MoS₂، امکان تغییر ضخامت و جایگزیدگی موج در آن کاهش می یابد. به همین دلیل لایهی نقص به صورت DMD که در آن D و M به ترتیب و MoS_2 و SiO2 و SiO2 و SiO2 و SiO2 لایهی نقص به صورت DMD، باعث افزایش جایگزیدگی موج می شود و همچنین می توان با تغییر ضخامت لایه ی D، طول موج مد نقص را تنظیم نمود [۳].

در این مقاله به بررسی اثر تغییر ضخامت لایهی D بر میزان جذب و طول موج مدهای نقص در ساختار بلور

فوتونی نقص دار با سه نقص بر پایهی MoS₂ پرداخته میشود.

تئورى

برای بررسی تاثیر ضخامت لایهی D بر طیف جذب یک ساختار DPC، از بلور فوتونی نقصدار با سه نقص و ساختار (HL)^p DMD (LH)^q DMD (HL)^r DMD (HL)^t) استفاده شده است. در این ساختار، لایهی نقص به صورت DMD انتخاب شده است و ساختار نسبت به نقصهای اول و دوم، متقارن و نسبت به نقص سوم، نامتقارن است که در آن M ،L ،H و D به ترتيب MoS₂ ،SiO₂ ،Si₃N₄ و SiO₂ انتخاب شده است. این مجموعه روی زیرلایهای از جنس SiO₂ قرار گرفته است. p ،q ،p و t به ترتیب تعداد تناوب لایهی بالایی، بین نقص اول و دوم، بین نقص دوم و سوم و لایهی پایینی میباشند. نور از هوا با زاویهی عمود به ساختار تابیده می شود. جذب ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال به دست میآید. در این روش به ضریب شکست و ضخامت تمامی لایهها نیاز داریم که ضریب شكست SiO₂ ،Si₃N₄ و MoS₂ و SiO₂ از مراجع [۴]، [۵] و [۳] به $d_{\rm H} = d_{\rm H}$ دست می آید. ضخامت لایه های L ،H و M به ترتیب $\lambda_0 = \lambda_0$ ، و $d_M = 0.61$ انتخاب می شود که $d_L = \frac{\lambda_0}{4n_H}$ ، $\frac{\lambda_0}{4n_H}$ d_D با D در نظر گرفته شده است. ضخامت لایه D با d_D نمایش داده می شود و اثر تغییر این ضخامت بر میزان جذب و طول موج مدهای نقص در این مقاله بررسی مى شود.

نتايج و بحث

برای بررسی تاثیر ضخامت لایه یD بر میزان جذب، نمودار طیف جذب بر حسب طول موج نور فرودی در ناحیهی مرئی برای p = 4, p = 5 و t = 8 برای

¹Transition Metal Dichalcogenides (TMDC)

²Defective Photonic Crystal (DPC)

³ Photonic Band Gap (PBG)

 $d_D = \frac{\lambda_0}{2n_D}$ در شکل ۱ رسم شده است. دوره تناوبهای b = d_D انتخاب شده، بهینه حالتهایی است که به ازای آن بیشینه مقدار جذب برای مدهای نقص به دست میآید.



ناحیهی مشخص شده در شکل ۱ ناحیهی PBG میباشد که وجود نقصها در ساختار باعث ایجاد دو مد نقص با جذب بالای ۹۲٪ در این ناحیه میشود.

برای بررسی تاثیر ضخامت لایه یD بر طول موج مدهای نقص، طیف جذب ساختار در ناحیه ی PBG برای ضخامتهای متفاوت لایه یD که به صورت $d_D = m \frac{\lambda_0}{4n_D}$ و $d_D = m \frac{\lambda_0}{4n_D}$ که به صورت m = 1,2,3,4 و قرمز، آبی و سبز در شکل ۲ رسم شده است.



شکل ۲: طیف جذب برای $\frac{\lambda_0}{4n_D} = d_D$ (مشکی)، $d_D = \frac{2\lambda_0}{4n_D}$ (قرمز)، $d_D = \frac{\lambda_0}{4n_D}$ (آبی) و $d_D = \frac{4\lambda_0}{4n_D}$ (سبز)

 D_{valley} ، A_{peak} ، d_D و A_{valley} ، A_{peak} ، d_D

m	d _D (nm)	A _{peak}	A _{valley}	Dvalley
1	100	0.97	0.1	0.89
2	200	0.97	0	1
3	300	0.97	0.1	0.89
4	400	0.97	0	1

هر چه مقدار Dvalley به عدد ۱ نزدیکتر باشد، دو مد نقص قابلیت تفکیک پذیری بیشتری از یکدیگر دارند. برای مقادیر زوج m، بیشترین مقدار Dvalley مشاهده میشود به همین دلیل در این حالت مدهای نقص کاملا از هم تفکیک پذیرند. در حالی که Dvalley برای مقادیر فرد m، مقدار کمتری دارد.

به همین دلیل ضخامت لایهی D در این مقاله، به همین دلیل ضخامت لایهی D در نظر گرفته $d_D = 2 \frac{\lambda_0}{4n_D} = 200 nm$ شده است. برای بررسی بیشتر تاثیر تغییر ضخامت لایهی D D در نزدیکی ۲۰۰ نانومتر، طیف جذب در ناحیهی D

برای ضخامتهای220 و 220,200,200 و 180,190,200,210 سرای نانومتر در شکل ۳ رسم شده است.



شکل ۳: طیف جذب بر حسب طول موج برای ضخامت لایهی D برابر با 180 (مشکی)، 190 (قرمز)، 200(آبی)، 210(سبز) و 220 (بنفش) نانومتر

با تغییر ضخامت، طول موج مدهای نقص تنظیم می شوند اما فاصله یقله تا قله ی مدها در ضخامت های مختلف $d_D = 200 \text{ nm}$ یکسان است. طول موج طراحی برای m $d_D = 200 \text{ nm}$ یکسان است. طول موج طراحی برای مقار می گیرد. اما برای مقادیر غیر صحیح m، مدهای نقص در یک طرف λ_0 قرار می گیرند.



شکل ۴: طیف جذب بر حسب d_D

مشاهده می شود با افزایش d_D، مدهای نقص به سمت طول موجهای قرمز انتقال مییابند. برای بررسی دقیق تر، طیف جذب بر حسب d_D در شکل ۴ رسم شده است.

با توجه به شکل ۴ مشاهده می شود با تغییر d_D، فاصلهی قله تا قله تغییری نمی کند و با افزایش d_D طول موج مدهای اول و دوم نقص، هر دو انتقال به سرخ دارند.

نتيجهگيرى

در این مقاله تاثیر تغییر ضخامت لایه ی D در بلور فوتونی با سه نقص به صورت DMD، بر میزان جذب و طول موج مدهای نقص بررسی گردید. با تغییر ضخامت لایه ی D، تنظیم پذیری طول موج مدهای نقص مشاهده میشود. همچنین افزایش این ضخامت، باعث انتقال به سرخ در مدهای نقص میشود. برای db در ضرایب زوج $\frac{\delta_{0}}{4n_{D}}$ ، میزان جذب حداکثر بوده و همچنین کمیت D_{valley} برابر با ۱ میشود که نشاندهنده ی تفکیک پذیری کامل مدهای نقص میباشد.

مرجعها

[1] K.L. Seyler, "Electrical control of second-harmonic generation in a WSe 2 monolayer transistor," Nature nanotechnology. Vol. 10, pp. 407-411, 2015.

[2] O. Lopez-Sanchez, "Ultrasensitive photodetectors based on monolayer MoS 2," Nature nanotechnology. Vol. 8, pp. 497-501, 2013.

[3] N. Ansari and K. Mirbaghestan, "Design of Wavelength-Adjustable Dual-Narrowband Absorber by Photonic Crystals With Two Defects Containing MoS 2 Monolayer," Journal of Lightwave Technology. Vol. 38, pp. 6678-6684, 2020.

[4] T. Bååk, "Silicon oxynitride; a material for GRIN optics," Applied optics. Vol. 21, pp. 1069-1072, 1982.

[5] G. Ghosh, "Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals," Optics communications. Vol. 163, pp. 95-102, 1999.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



زیست حسگر مبتنی بر بلور فوتونی ناهمسانگرد شامل لایه هایی از جنس نیمرسانا و تیغه های دوشکستی با تغییر ضخامت تدریجی

مهتاب خزاعی'، صمد روشن انتظار' و سپهر رازی^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، s-roshan@tabrizu.ac.ir و mahtab.khazaiy@gmail.com گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی ارومیه، s.razi@uut.ac.ir

چکیده - در این مقاله یک زیست حسگر مبتنی بر بلور فوتونی یک بعدی و متشکل از لایههای ناهمسانگرد دوشکستی از جنس KTP و تیغههای نیم رسانای PbS و TiO2 پیشنهاد می گردد. به منظور افزایش دقت و کیفیت آشکارسازی و تحقق شرایط هرچه بهتر برای تحریک شدن مناسب تر امواج سطحی بلاخ، لایه-هایی از جنس گرافن در حد فاصل هسته حسگر (بلور فوتونی) و ماده زیستی مورد مطالعه تعبیه گردیده است. همچنین ساختار بلور فوتونی به نحوی انتخاب شده است که ضخامت لایه های تشکیل دهنده بلور با نزدیک شدن به ماده زیستی مواد مطالعه تعبیه گردیده است. همچنین ساختار بلور فوتونی به نحوی انتخاب شده است که ضخامت لایه های تشکیل دهنده بلور با نزدیک شدن به ماده زیستی مطابق رابطه مشخصی افزایش می یابند. نتایج به خوبی نشان میدهند که پاسخ اپتیکی ساختار پیشنهادی کاملا وابسته به مشخصهای ساختاری بلور فوتونی بوده، بطوریکه با تغییر ضخامت هر یک از لایهها نه تنها طول موج مرکزی مد تشدیدی تغییر کرده بلکه شدت و پهنای پیک مربوطه نیز تحت تاثیر قرار می گیرد. از طرف دیگر تعداد تناوب لایهها نیز بر روی طیف بازتاب حسگر پیشنهادی بصورت چشمگیری تاثیرگذار بوده و با افزایش مقدار آن مد تشدیدی در طول موجهای کوتاه تری ظاهر گردیده و پهنای آن کاهش میابلا.

كليد واژه- بلور فوتونى، پاسخ تنظيم پذير، تيغه دوشكستى، تغيير ضخامت تدريجى، حسگر زيستى.

Biosensor Based on Anisotropic Photonic Crystal Including Semiconductor Layers and Birefringence Slabs with graded thickness variations

Mahtab Khazaie¹, Samad Roshan Entezar¹ and Sepehr Razi² Faculty of Physics, Tabriz University, s-roshan@tabrizu.ac.ir & mahtab.khazaiy@gmail.com Optics and Laser Engineering Group, Urmia University of Technology, s.razi@uut.ac.ir

Abstract- Biosensor based on one dimensional photonic crystal (PC) and including anisotropic birefringence layers of KTP and semiconductor slabs of PbS and TiO₂ is suggested in this paper. In order to increase the detection accuracy and quality as well as realization of a superior substrate for better excitation of Bloch surface waves, layers of graphene are considered between the sensor core (PC) and the studied biological material. Also the structure of the crystal is selected in a way that the thicknesses of the involved layers are increased in a specific manner as they approach the bio-sample. Results clearly indicate that optical response of the suggested structure are totally in relation with the structural characteristics of the PC so that by changing the thickness of the layers, not only the central wavelength of the resonant mode is changed but also its intensity and width are affected as well. Furthermore, the number of the periods of the layers has also a very important effect on the reflectance spectrum of the suggested sensor and by increasing its value the resonant mode is generated at lower wavelengths and its width is reduced.

Keywords: Photonic crystal, Tunable responsivity, Birefringence slab, Graded thickness changes, Biosensor.

۱- مقدمه

بطور کلی در حال حاضر استفاده از دو رهیافت عمومی در طراحی زیست حسگرها رایج میباشند که عبارتند از: الف) حسگرهایی که در آنها از نشانگرهایی همچون نانو مواد و آنزیمهای خاص استفاده میگردد و ب) حسگرهایی که نیازمند امهره مندی از نشانگر خاصی نبوده و به اصطلاح آنها را -able امهره مندی از نشانگر خاصی نبوده و به اصطلاح آنها را -able free مینامند [۳–۱]. دسته دوم به دلیل کم بودن پیچیدگی-های ساختاری آنها و دست نخورده ماندن ماهیت طبیعی ماده توجه میباشند [۳–۲] . بخش هسته این حسگرها که عمل زیستی مورد مطالعه، به مراتب نسبت به گروه اول بیشتر مورد اصلی شناسایی آنالیت را بر عهده دارد، توجه ویژه ای را توسط محققهای حوزههای مختلف به خود اختصاص داده است و محققهای گسترده ای در این خصوص صورت پذیرفته و انواع مختلفی از آنها پیشنهاد گردیده اند که از آن جمله میتوان به زیست حسگرهای اپتیکی پیشنهاد شده در سال های اخیر زیست حسگرهای اپتیکی پیشنهاد شده در سال های اخیر

از مهم ترین زیست حسگرهای اپتیکی، شناساگرهای مبتنی بر بلورهای فوتونی میباشند. این بلورها ساختارهایی متشکل از دو یا چند ماده با ضریب شکست و ثابتهای الکتریکی یا مغناطیسی متفاوت میباشند که بصورت متناوب در کنار یکدیگر قرار داده می شوند [۴]. حضور هر گونه نقص در ساختار این بلورها باعث بهم ریختن طیف بازتابی یا عبوری آن ها و بویژه عامل ظاهر شدن پیک های تشدیدی در ناحیه باند توقف مربوطه می گردد. این مشخصه منحصر به فرد به همراه بهره مندی از مفاهیم اثبات شده ای همچون تشدید پلاسمونهای سطحی و یا امواج سطحی بلاخ بصورت گستردهای مورد توجه پژوهشگران در طراحی و ساخت زیست حسگرهای با حساسیت بسيار بالا قرار گرفته است [۵]. از جمله شاخصترين گزارش های ارائه شده در چند سال اخیر میتوان به ساختارهای برپایه مواد با ضریب شکست تدریجی پیشنهاد شده در [۳]، بلورهای متشکل از لایه های ابر رسانا [۴] و حسگرهای برپایه مواد دوبعدی اشاره داشت [۵]. در این پژوهش بر روی طراحی زیست حسگر جدیدی از جنس بلور فوتونی تک بعدی تمرکز گردیده است، به طوریکه با انتخاب ساختار متشکل از لایه های متناوبی از جنس مواد دی الکتریک و تیغه های دو شکستی با ضخامت های متفاوت، تلاش شده است که یک زیست حسگر با کارآمدی مطلوب طراحی گردد.

۲- رهیافت ریاضی

شكل ۱ زيست حسگر پيشنهادى با پيكربندى كريشمان و ZF10/[B_kD_k]^M/TiO₂/Graphene/Sensing medium ساختار را نمايش مىدهد. در اين ساختار منشور با جنس ZF10 كوپل شدن نور پمپ خارجى به بدنه حسگر و لذا ماده زيستى را شدن نور پمپ خارجى به بدنه حسگر و لذا ماده زيستى را محقق مىسازد. لايه هاى B و D به ترتيب نمايشگر تيغههاى دوشكستى (KTP) و دى الكتريك (PbS) هستند. با توجه به ناهمسانگرد بودن ماده دوشكستى، ضريب شكست TP در ناهمسانگرد بودن ماده دوشكستى، ضريب شكست (Rx, ny, nz) در نظر سه راستاى Z, z به ترتيب به صورت (n_x, ny, n_z) در نظر گرفته مىشود. در M[B_kD_k] ، M و X تعداد و شماره تناوب هستند و ضخامت لايه هاى B و D براى هر تناوب از رابطه $d_{2k} = d_2 + (k-1) \Delta d_2$ و $d_{1k} = d_1 + (k-1) \Delta d_1$ بدست مىآيند.

به منظور بررسی مشخصه های اپتیکی زیست حسگر پیشنهادی و استخراج طیف بازتابندگی آن از رهیافت ماتریس انتقال استفاده می گردد. جزئیات این روش محاسباتی در مرجع های [۷-۴] موجود می باشد. به اختصار در این رهیافت و برای موج با قطبش TM ماتریس مشخصه برای هر لایه به صورت زیر تعریف می گردد:

$$M_{j} = \begin{bmatrix} \cos(k_{j}d_{j}) & -\frac{i}{p_{j}}\sin(k_{j}d_{j}) \\ -ip_{j}\sin(k_{j}d_{j}) & \cos(k_{j}d_{j}) \end{bmatrix}$$
(1)

که در آن k_j و p_j به صورت زیر میباشند:

$$k_{j} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n_{j} \cos\theta_{j} \tag{7}$$
$$p_{i} = n_{i} \cos\theta_{i}$$

بنابراین ماتریس نهایی کل ساختار از حاصل ضرب ماتریس های لایه های متوالی حاصل می گردد. در ادامه با در نظر گرفتن رابطه r بصورت معادله (۳)، بازتابندگی بلور فوتونی از رابطه $|\mathbf{r}| = \mathbf{R}$ بدست می آید.

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12}p_s)p_0 - (m_{21} + m_{22}p_s)}{(m_{11} + m_{12}p_s)p_0 + (m_{21} + m_{22}p_s)} \qquad (7)$$

در این رابطه ضرایب m_{ij} درایه های ماتریس انتقال نهایی ساختار بوده و P_0 و P_s به ترتیب اشاره به منشور و ماده زیستی دارند. در نهایت به منظور استخراج مقادیر کمی دقت آشکارسازی حسگر پیشنهادی، پهنای مدهای رزونانسی خلق شده در طیف بازتاب، بواسطه فیت کردن داده ها و استفاده از رهیافتهای پردازش داده محاسبه می گردند.



شکل ۱: شماتیک ساختار زیست حسگر مبتی بر بلور فوتونی یک بعدی

۳- نتایج و بحث

در انجام محاسبات عددی، ضریب شکست منشور و لایه PbS به ترتیب برابر با ۱/۶۶۸ و ۴/۳۵ در نظر گرفته شده و n_y ،n_x و n_z برای لایه KTP به ترتیب برابر با ۱/۶۷۹۸۳، ۱/۶۸۹۶۹ و ۱/۷۵۳۸ می باشند. ضریب شکست و ضخامت لایه TiO2 برابر با ۲/۳ و ۵۵ نانومتر بوده و $\Delta d_1 = \Delta d_1 = 0.04$ در نظر گرفته شده اند. از طرف دیگر تعداد لایههای گرافن ۶ لایه، با ضخامت هر لایه برابر با ۱۴/۲۰ نانومتر و نرخ پراکندگی ۱۰ تراهرتز انتخاب شده است. به منظور بررسی کیفیت پاسخ دهی حسگر پیشنهادی، وابستگی مد تشدیدی ظاهر شده در باند توقف به پارامترهای ساختاری در زاویه برخورد ۶۰/۳۳ درجه مورد بررسی قرار می گیرد. در گام نخست مطابق شکل ۲ طیف بازتابندگی برای ضخامت های مختلف d₁ از ۸۰ تا ۱۲۰ نانومتر محاسبه شده است. با توجه به این نکته که کمترین مقدار بازتابندگی به معنای جذب هرچه بیشتر نور در ماده زیستی و یا تبدیل بیشترین مقدار انرژی نور برخوردی به امواج سطحی بلاخ مىباشد، بنابراين ضخامت ١٠٠ نانومتر مى تواند بهترين گزینه برای d₁ در طول موج ۷۷۳ نانومتر باشد.



 d_1 شکل ۲: بازتابندگی بر حسب طول موج برای ضخامت های مختلف



شکل ۳: بازتابندگی بر حسب طول موج برای ضخامت های مختلف d₂

در گام بعدی مطابق شکل ۳ بازتابندگی برای ضخامت های مختلف d2 از ۴۵ تا ۶۵ نانومتر محاسبه شده است. با افزایش ضخامت، مد تشدیدی به سمت طول موج های بالاتر جابه جا می شود که اصطلاحا به آن red shift گفته می شود. با توجه می شود که اصطلاحا به آن red shift گفته می شود. با توجه می اینکه طول موج کاری ۷۷۳ نانومتر برای زیست حسگر گزینه مناسبی است بنابراین ضخامت بهینه برای d2، می تواند ۶۰ نانومتر در نظر گرفته شود.

در شكل^۴ وابستگی كیفیت پاسخ دهی زیست حسگر پیشنهادی به تناوب لایهها مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج به خوبی نشان میدهند كه حسگر پیشنهادی برای حالتی كه دارای ۶ تناوب از سلول واحد در ساختار خود باشد دارای مد تشدیدی با پهنای مطلوب و كمترین میزان بازتابندگی میباشد. به منظور ارزیابی حساسیت حسگر در شناسایی مواد زیستی مختلف، طیف بازتاب ۴ نمونه زیستی مورد مطالعه قرار گرفته و نتایج آنها در شكل ۵ نمایش داده شده اند. برای بررسی هرچه بهتر پاسخ دهی حسگر، طیف بازتاب نمونه استاندارد (آب خالص) نیز در همان شكل نشان داده شده است. در نهایت وابستگی دقت آشكارسازی به تعداد تناوب لایهها و ضریب $DA = \frac{1}{FWHM}$ مایش داده شده است. نتایج نمان بدست آمده و در شكل ۶ نمایش داده شده است. نتایج نمان می گردد. از طرف دیگر برای دستیابی به مد تشدیدی کم پهنا با کمترین میزان بازتابندگی، تعداد ۶ تناوب از لایهها ضروری میباشد که با افزایش بیشتر تناوب اگر چه که دقت آشکارسازی افزایش مییابد ولی شدت مد تشدیدی کاهش چشمگیری پیدا میکند. نتایج همچنین نشان میدهند که حسگر پیشنهادی قابلیت مطلوبی در تفکیک مواد زیستی مختلف داشته، بطوریکه مدهای تشدیدی مربوطه دارای طول موجهای مرکزی از هم گسسته ای بوده و همچنین میزان دقت آشکارسازی آن ها نیز کاملا از هم قابل تمییز میباشند.

۵- مرجعها

[1] F. Mustafa Abraham, S. Finny Silvana, Printed paper-based (bio)sensors: Design, fabrication and applications, Comprehensive Analytical Chemistry, 89, (2020), 63-89

[2] S. A. El-Naggar, Tunable terahertz omnidirectional photonic gap in one dimensional graphene-based photonic crystals, Opt. Quant. Electron., 47,(2015) 1627–1636

[3] B. K. Singh, V. Bambole, V. Rastogi, P. C. Pandey, Multi-channel photonic bandgap engineering in hyperbolic graded index materials embedded one-dimensional photonic crystals, Opt. Laser Technol. 129 (2020) 106293.

[4] J. Hao, K. Gu, L. Xia, Y. Liu, Zh. Yang, H. Yang, Research on low-temperature blood tissues detection biosensor based on one-dimensional superconducting photonic crystal, Commun Nonlinear Sci. Numer. Simulat. 89 (2020) 105299

[5] K. V. Sreekanth, Sh. Zeng, K. Yong, T. Yu, Sensitivity enhanced biosensor using graphene-based one-dimensional photonic crystal, Sensors and Actuators B, 182, (2013), 424-428

[6] Z. Saleki, A. J. Majarshin, Yan-An Luo, De-Long Zhang, Spectral statistics of a 1D photonic crystal containing an anisotropic graphene-based hyperbolic metamaterial defect layer, Optical Material. 121,(2021), 111483.

[7] F. Ghasemi, S. Roshan Entezar, S. Razi, Graphene based photonic crystal optical filter: Design and exploration of the tunability, Phy. Let. A 383 (2019) 2551–2560.

میدهند که با افزایش تناوب لایهها دقت آشکارسازی افزایش مییابد با این حال با افزایش ضریب شکست ماده زیستی میزان دقت آشکارسازی کاهش چشمگیری پیدا میکند. این رفتار کاملا در توافق با نتایج ارائه شده در شکلهای ۴ و ۵ میباشند.



 ${
m M}$ شكل ${
m f}$: بازتابندگی بر حسب طول موج برای تعداد تناوب مختلف



شکل۵: بازتابندگی بر حسب طول موج برای مواد زیستی مختلف ns



۴- نتیجهگیری

پاسخ دهی زیست حسگر فوتونیکی پیشنهاد شده کاملا وابسته به مشخصه های ساختاری آن از جمله ضخامت و تناوب لایه-های در نظر گرفته شده میباشد. با این حال تاثیر ضخامت لایه دیالکتریک PbS به مراتب چشمگیرتر بوده و با تغییر آن، طول موج مرکزی مد تشدیدی بصورت محسوس تری جابجا



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تنظیم پذیری طول موج مد نقص در بلور فوتونی نقصدار بر پایه تک لایهی MoS2

نرگس انصاری، عطیه سهرابی و کیمیا میرباغستان

گروه فیزیک، دانشکده فیزیک و شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران

n.ansari@alzahra.ac.ir

چکیده – امروزه بلورهای دوبعدی موبیلدیم دی سولفات MoS₂ کاربردهای مهمی در اپتوالکترونیک دارند. در این مقاله در راستای رسیدن به ساختاری با جذب بالا و قابلیت تنظیمپذیری طول موج، از بلور فوتونی نقص دار با سه نقص به صورت DMD که در آن D M به ترتیب نشاندهندهی SiO₂ و SiO₂ هستند، استفاده شده است. اثر تغییر فاصلهی بین نقصها بر میزان جذب، طول موج مدهای نقص و فاصلهی قله تا قله مدهای نقص بررسی شده است. ساختار بهینه دارای دو مد نقص با جذب بالای ۹۷٪ در ناحیهی گاف نواری میباشد که با تغییر فاصلهی بین نقصهای اول و دوم میتوان طول موج مدهای نقص را تنظیم نمود که این ویژگی در طراحی ابزارهای اپتوالکترونیک کاربردهای فراوانی دارد.

کلید واژه- بلور فوتونی نقصدار، تنظیم پذیری طولموج، جذب، مد نقص، موبیلدیم دی سولفات

Wavelength adjustability Of Defect Modes In Defective Photonic Crystal Based On MoS₂ Monolayer

Narges Ansari, Atieh Sohrabi and Kimia Mirbaghestan Department of Physics, Faculty of physics and chemistry Alzahra University, Tehran, Iran <u>n.ansari@alzahra.ac.ir</u>

Abstract- Nowadays, two-dimensional materials such as MoS_2 have demonstrated distinctive capabilities in optoelectronic applications. In this paper, to achieve high absorption and wavelength adjustability, a defective photonic crystal with three defects is used. the defects are designed as DMD which D and M assumed to be SiO₂ and MoS₂ layers respectively. Also, defect positions are investigated to find their impact on the absorption, wavelength of defect modes and peak to peak distance. Optimal structure has two defect modes with more than 97% absorption in photonic band gap. The wavelength of defect modes can be tuned by changing the distance between the first and the second defects. Therefor this characteristic is very efficient in designing optoelectronic devices.

Keywords: Absorption, defect mode, Defective photonic crystal, Molybdenum disulfate, Wavelength adjustability

مقدمه

امروزه مواد دو بعدی به علت ویژگی منحصر به فردشان بسیار مورد توجه هستند. دستهی مهمی از مواد دو بعدی، تک لایههای کلکوژناید های فلزات واسطه (TMDC¹) است [1] که به دلیل وجود گاف نواری در ناحیهی مرئی و داشتن جذب بالا در این ناحیه، دارای کاربری های ویژهای در اپتوالکترونیک هستند که یکی از مهم ترین آنها تکلایهی 2MoS است که با توجه به ضخامت نانومتری آن، جذب بالایی دارد [۲]. اما همچنان برای استفاده در دستگاه های اپتوالکترونیک لازم است جذب آن افزایش یابد.

یکی از روش ها برای افزایش جذب در تک طول موج، استفاده از بلورهای فوتونی است که در آن لایههای نقص قرار دادهشدهاست که به آن، بلور فوتونی نقص دار^۲(DPC) گفته میشود [۳]. استفاده از ساختار DPC باعث افزایش جذب در طول موجهای خاصی در ناحیهی گاف نواری میشود که به مد نقص معروف هستند. تعداد مدهای نقص و اندازهی جذب در ناحیهی گاف نواری، به تعداد لایههای نقص و تقارن ساختار وابسته میباشد [۴].

یکی دیگر از پارامترهای مهم در طراحی ابزارهای اپتوالکترونیکی، تنظیم پذیری طول موج مدهای نقص است. با تغییر عوامل ساختاری مانند ضخامت، تناوب و تقارن ساختار یا تغییر عوامل بیرونی مانند قطبش یا زاویهی نور فرودی، طول موج مدهای نقص قابلیت تنظیم پذیری پیدا می کنند [۴].

¹ Transition Metal Dichalcogenides(TMDC)

² Defective Photonic Crystal (DPC)

در این مقاله برای طراحی ساختارهایی با طول موجهای تنظیم پذیر و جذب بالا، از ساختار DPC با سه نقص بر پایهی MoS2 استفاده شده است.

تئورى

برای بررسی میزان جذب و تنظیم پذیری طول موج مد نقص، از ساختار DPC با سه نقص، (HL)^p DMD (LH)^q DMD (HL)^r DMD (HL) استفاده می شود که به صورت شماتیک در شکل ۱ نشان DMD داده شده است. نقص در این ساختار به صورت DMD معرفی می شود و ساختار نسبت به نقص های اول و دوم، معرفی می شود و ساختار نسبت به نقص های اول و دوم، معرفی می شود و ساختار نسبت به نقص های اول و دوم، معرفی می شود و ساختار نسبت به نقص های اول و دوم، معرفی می شود و ساختار نسبت به نقص های اول و دوم، مدر آن H، مده است.



شكل ۱ : تصوير شماتيك بلور فوتونى نقصدار با سه نقص

این مجموعه روی زیرلایهای از جنس SiO₂ قرار گرفته است. r،q،p و t به ترتیب تعداد تناوب لایهی بالایی، بین

نقص اول و دوم، بین نقص دوم و سوم و لایهی پایینی میباشند.

نور از هوا با زاویه فرودی عمود به ساختار تابیده می شود. ویژگی های اپتیکی ساختار، با استفاده از روش ماتریس انتقال به دست می آید [۵]. در این روش برای محاسبه ی میزان جذب ساختار، ضریب شکست و ضخامت همه ی لایه ها مورد نیاز است. ضخامت لایه های H ، J م و M به لایه ها مورد نیاز است. ضخامت لایه های H ، J م و M به ترتیب با $\frac{\lambda_0}{2n_D}$ ، $d_L = \frac{\lambda_0}{4n_L}$ ، $d_H = \frac{\lambda_0}{4n_H}$ و ترتیب با $\frac{\lambda_0}{2n_D} = 0$ ، $d_L = \frac{\lambda_0}{4n_L}$ ، $d_H = \frac{\lambda_0}{4n_H}$ و ترتیب با $\lambda_0 = 617$ nm انتخاب می شود که 617nm = 0.615 nm گرفته شده است. ضریب شکست می آید.

نتايج و بحث



شکل ۲ : طیف بازتاب، عبور و جذب در f = q ، f = 4 ، p = 5 و t = s در ناحیهی طول موج مرئی

در شکل ۲ ، ناحیهی گاف نواری^۳ با علامت PBG نشان داده شده است که در این ناحیه دو مد نقص در طول موجهای ۶۰۶ و ۶۳۱ نانومتر مشاهده میشود که میزان عبور نور در ناحیهی PBG بجز در طول موجهای مد نقص، صفر است و میزان جذب در مدهای نقص ۹۷٪ می باشد.

انتخاب p، q، p و t در طول موج مد نقص و میزان جذب اثر گذار است. به همین دلیل در شکل ۳ تاثیر تغییر هر یک از این پارامترها بر طول موج مد نقص و میزان جذب نشان داده شده است.

در شکل ۳ الف، اثر تغییر t در q = 4, p = q و r = 1 نشان داده شده است. مشاهده می شود با افزایش t میزان جذب افزایش می یابد، اما از 8 = 1 به بعد این افزایش جذب ناچیز است که به دلیل مزیت انتخاب تعداد لایه های کمتر، 8 = tاست که به دلیل مزیت انتخاب تعداد لایه های کمتر، 8 = tبه عنوان t بهینه در نظر گرفته شده است. میزان جذب برای 6 = t, 8 = t و 01 = t در قسمت بزرگنمایی شده ی شکل ۳ الف نشان داده شده است.



شکل ۳ : طیف جذب بر حسب تغییر طول موج در ناحیه PBG (الف) با تغییر t (ب) با تغییر r (ج) با تغییر p (د) با تغییر q

در شکل ۳ ب، اثر تغییر r درp = 4 و q = 4 رسم شده است. مشاهده می شود با تغییر پارامتر r، طول موج مد نقص به میزان ناچیزی تغییر می کند. با افزایش r تا z = 5میزان جذب افزایش می یابد، اما با افزایش r بیش از عدد 5، تغییر چشمگیری در میزان جذب مشاهده نمی شود که برای وضوح بیشتر، تفاوت اندک آنها در قسمت بزرگنمایی شده ی شکل ۳ ب رسم شده است. به همین دلیل، z = r به عنوان r بهینه در نظر گرفته می شود.

³ Photonic Band Gap(PBG)

نتيجه گيرى

در این مقاله، با تغییر تعداد لایهها بین نقصهای یک بلور فوتونی نقصدار با سه نقص، ساختاری با میزان جذب بالای ۹۷٪ طراحی شدهاست که p r و t بهینه به ترتیب ۵، ۵ و ۸ انتخاب شدهاند. همچنین با افزایش فاصلهی بین نقص اول و دوم (p)، فاصلهی طول موج مدهای نقص کاهش مییابد. در نتیجه این ساختار، دارای ویژگی تنظیم پذیری طول موج مد نقص بر اساس تنظیم فاصلهی بین نقص اول و دوم میباشد. با توجه به نتایج، میتوان جاذبهای تقریبا کامل تنظیم پذیر با استفاده از بلورهای فوتونی نقص دار طراحی نمود.

مراجع

[1] K.L. Seyler, "Electrical control of second-harmonic generation in a WSe 2 monolayer transistor," Nature nanotechnology. Vol. 10, pp. 407-411, 2015.

[2] O. Lopez-Sanchez, "Ultrasensitive photodetectors based on monolayer MoS 2," Nature nanotechnology. Vol. 8, pp. 497-501, 2013.

[3] H. Lu, "Nearly perfect absorption of light in monolayer molybdenum disulfide supported by multilayer structures," Optics express. Vol. 25, pp. 21630-21636, 2017.

[4] N. Ansari and K. Mirbaghestan, "Design of Wavelength-Adjustable Dual-Narrowband Absorber by Photonic Crystals With Two Defects Containing MoS 2 Monolayer," Journal of Lightwave Technology. Vol. 38, pp. 6678-6684, 2020.

[5] J. Jo, "Comparative study of optical analysis methods for thin films," Current Applied Physics. Vol. 20, pp. 237-243, 2020.

[6] T. Bååk, "Silicon oxynitride; a material for GRIN optics," Applied optics. Vol. 21, pp. 1069-1072, 1982.

[7] G. Ghosh, "Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals," Optics communications. Vol. 163, pp. 95-102, 1999.

در شکل ۳ ج، اثر تغییر p نشان داده شده است که میزان جذب با افزایش p تا p = 5، افزایش یافته و پس از آن، افزایش p موجب کاهش جذب می شود. به همین دلیل p = 5 به عنوان p بهینه انتخاب می شود.

در شکل ۳ د، اثر تغییر q نشان داده شدهاست که q تنظیم کننده فاصله ی بین نقص اول و دوم است. در این شکل مشاهده می شود با تغییر q، طول موج مدهای نقص تغییر کرده و در نتیجه فاصله یقله تا قله⁷ی مدهای نقص کرده و در نتیجه فاصله یقله تا قله⁴ی مدهای نقص باعث تنظیم پذیری طول موج مد نقص در محدوده ی گاف باعث تنظیم پذیری طول موج مد نقص در محدوده ی گاف نواری خواهد شد. میزان جذب با تغییر q تغییر چندانی نمی کند.

برای بررسی بیشتر، طول موج مد نقص اول (امh)، طول موج مد نقص دوم (ام2ه)، فاصلهی قله تا قلهی مدهای نقص (L) و میزان جذب هر یک از مدهای نقص برای مقادیر متفاوت q در p و t ثابت در جدول ۱ قرار داده شدهاست.

جدول ۱: مقدار جذب، طول موج و فاصلهی قله تا قله برای هر دو مد نقص در p، r و t ثابت و p متغیر

Р	q	r	t	λ_{1d}	λ_{2d}	L	A1	A2			
5	2	5	8	598.1	641.1	43	95.5	94.6			
5	4	5	8	606.6	631.3	24.7	96.3	97.7			
5	6	5	8	611.5	625.9	14.4	95.4	97.6			
5	8	5	8	614.3	623	8.7	94.4	97.4			
5	10	5	8	615.9	621.4	5.5	92.6	97.4			
نتایج جدول ۱ نشان میدهد، با افزایش q، میزان L کاهش مییابد و مدهای نقص به یکدیگر نزدیک											
میشوند و برای تمامی مقادیر q میزان جذب بالای											
./۹۲ است. با مقایسهی میزان جذب برای مقادیر											
مختلف q در جدول ۱ میتوان نتیجه گرفت بیشترین											
میزان جذب مربوط به q = 4 است. پس می توان											
میزان بهینهی q برای دستیابی به بیشترین جذب را											

برابر 4 در نظر گرفت.

⁴ Peak to peak distance


بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر ضخامت نقص روی خواص غیر عادی یک سامانه دارای تقارن پاریته-وارونی زمان

على محمدپور، جمال بروستاني و على سلطاني والا

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز (<u>a.m.pour@tabrizu.ac.ir</u>)

چکیده – درک مفاهیم مرتبط با تقارن پاریته-زمان، در محیط های اپتیکی مصنوعی، مشتمل بر نواحی بهره و اتلاف امکان پذیر می با شد. در این مقاله اثر ضخامت نقص در یک سامانه بس لایه ای دارای تقارن پاریته-زمان برر سی شده ا ست. سامانه در نظر گرفته شـده متشـکل از دو بلور فوتونی یک بُعدی دارای تقارن پاریته-زمان نسـبت به مبدأ بوده که با تغییر ضـخامت لایه های مرکزی به عنوان نقص، رفتار سامانه مورد مطالعه قرار گرفته است. با استفاده از روش ماتریس انتقال و بررسی طیف های بازتاب و عبور و اندازه گیری پرش فازی به اندازه π در طیف بازتاب به ازای مقادیر مختلف بسامد و مشاهده تک مقدار بودن ویژه مقادیر ماتریس پراکندگی مربوط به ساختار در نقاط ا ستثنائی، ویژگی های قابل توجهی مانند خا صیت بدون انعکاس تک سویه قابل ح صول خواهد بود. با افزایش ضخامت لایه های نقص، نقاط استثنائی از بین رفته و مقدار پرش فازِ بازتاب فراتر از مقدار قبل خواهد بود.

كليد واژه- تقارن پاريته-زمان، خاصيت بدون انعكاس، فرامواد، ماتريس پراكندگي، نقاط استثنائي.

Investigation of the Effect of Defect Thickness on Anomalous Properties of a Parity-Time Reversal Symmetry System

Ali Mohammadpour, Jamal Barvestani, and Ali Soltani Vala

Faculty of Physics, University of Tabriz, Iran. (<u>a.m.pour@tabrizu.ac.ir</u>)

Abstract- Understanding the concepts related to parity-time symmetry (PT) is possible in artificial optical environments including gain and loss regions. In this paper, the effect of defect thickness in a multilayer system with PT symmetry is investigated. The proposed system consists of two one-dimensional PT photonic crystals with respect to the origin, which by changing the thickness of the central layers as a defect, the behavior of the system has been studied. Using the transfer matrix method (TMM) and investigating the reflection and transmission spectra and measuring the π -phase hopping in the reflection spectrum for different frequency regions and observing the unimodular eigenvalues of the scattering matrix at exceptional points (EPs), significant features such as unidirectional reflectionless will be available. As the thickness of defect layer increases, the EPs disappear and the reflection phase hopping exceeds the previous value.

Keywords: Parity-time symmetry, Reflectionless, Metamaterials, Scattering matrix, Exceptional points.

مقدمه

تحقیق و پژوهش در خصوص انواع محیط های مصنوعی چون فرامواد و بلورهای فوتونی و بررسی کاربردهای آن ها در محدوده بسامد امواج رادیویی تا نور مرئی، تأثیر به سزایی در سامانه های ارتباطی نوین و محاسباتی گذاشته است [۱]. از طرفی دست یابی به محیط هایی با تقارن یاریته-زمان كمك شاياني به طراحي فرامواد جديد نموده است [7]. شرط تقارن پاریته-زمان، در سامانه های اپتیکی، زمانی که ضریب شکست نواحی مختلف بصورت $n(\vec{r})=n(\vec{r})$ باشد، برآورده می شود [۳]. با پیشرفت های اخیر بدست آمده در خصوص فرامواد و همچنین با کشف محیط هایی با تقارن پاریته-زمان، درک برهمکنش های نور با ماده، بهتر شده است [۴]. اکثر مطالعاتی که در خصوص سامانه های اپتیکی با تقارن ياريته-زمان صورت گرفته است، مرتبط با لايه ها یا فیلم هایی بوده است که به طور متناوب، تحت عنوان یک سامانه بس لایه، در کنار هم قرار گرفته اند [۵]، که با تغییر یارامترهای مختلف مربوط به ساختار نظیر جنس مواد تشکیل دهنده لایه ها، تغییر زاویه و قطبش نور فرودی، جهت ورود نور فرودی به لایه ها، تغییر ضریب شکست لایه ها، افزودن نقص به ساختار با به کارگیری لایه هایی با جنس های مختلف و غیره می توان ویژگی های متعددی چون گذار فاز پاریته-زمان [۶]، جذب کامل همدوس [۷]، خاصیت بدون انعکاس تک سویه، نامرئی بودن تک سویه [۸]، انتشار ناوردایی موج [۹] و بسیاری از پدیده های دیگر را بررسی نمود. در این مقاله قصد داریم با تغییر ضخامت لایه های مرکزی با تقارن پاریته-زمان موجود در ساختار به عنوان نقص و تأثير افزايش ضخامت و تغيير موقعيت اين لایه ها نسبت به مبدأ، روی مُد های سامانه، طیف مربوط به بازتاب و عبور ساختار را بدست آورده و با تحلیل تغییرات فاز مربوط به بازتاب نور فرودی و مشخص نمودن ویژه

مقادیر ماتریس پراکندگی در محدوده بسامدی معین، ویژگی های سامانه را مطالعه نماییم.

ساختار پیشنهادی و بررسی نظری

شکل ۱ ساختاری را نشان می دهد که در آن دو بلور فوتونی با تقارن پاریته-زمان نسبت به مبدأ در جهت محور مختصات z قرار گرفته اند. تعداد لایه های در نظر گرفته شده برای بلور فوتونی سمت چپ و سمت راست به تعداد محدود 1 = N بوده و ضخامت هر لایه برابر nm $\cdot 0 = l$ در نظر گرفته شده است. ضریب شکست لایه های A و B به نظر گرفته شده است. ضریب شکست لایه های A و B به ترتیب برابر ۱۸۰۴ + ۱/۸۰ (ITO) و ۲۰/۰۰ – ۲/۲۰ میداد (Si:InP) بوده و طبق تقارن پاریته-زمان لایه D با لایه A و لایه C با لایه B مزدوج مختلط یکدیگر می باشند. B و لایه C با لایه B مزدوج مختلط یکدیگر می باشند. G 2 مشخص شده در شکل به عنوان نقص، نسبت به لایه های مجاور متفاوت در نظر گرفته شده است.



نور فرودی با قطبش TE در محدوده بسامدی تراهرتز به طور مایل با زاویه فرود۱۰=θ درجه، طبق رابطه ۱ وارد ساختار می شود که با استفاده از روش ماتریس انتقال [۱۰] و محاسبه ویژه مقادیر این ماتریس، طبق معادله ۲ می توانیم مقادیر مربوط به طیف بازتاب و عبور را بدست آوریم.

$$E_{y}(x,z) = e^{-i\omega t + ik_{x}x} \times \begin{cases} ae^{ik_{z}z} + be^{-ik_{z}z} \\ ce^{ik_{z}z} + de^{-ik_{z}z} \end{cases}$$
(1)

در این رابطه a، b، c و b دامنه های امواج فرودی و خروجی از سامانه بوده و k_x بردار موج عرضی و k_z بردار موج طولی

مربوطه و arphi بسامد نور فرودی به سامانه می باشد.

$$\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda k_z}{2\pi n_1^2} & -\frac{\lambda k_z}{2\pi n_1^2} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}^{-1} M \begin{pmatrix} \frac{\lambda k_z}{2\pi n_g^2} & -\frac{\lambda k_z}{2\pi n_g^2} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$
 (Y)

که در این رابطه *n_l و n_s به تر*تیب معرف ضریب شکست لایه های اتلاف و بهره بوده و ^N(m_sm_lm_sm_l) ماتریس انتقال مربوط به کل سامانه می باشد. ماتریس انتقال مربوط به یک تک لایه طبق رابطه ۳ داده می شود.

$$m_{j} = \begin{pmatrix} \cos(k_{jz}L_{j}) & i\frac{1}{q_{j}}\sin(k_{jz}L_{j}) \\ iq_{j}\sin(k_{jz}L_{j}) & \cos(k_{jz}L_{j}) \end{pmatrix}$$
(7)

در این رابطه k_{jz} مولفه در جهت z بردار موج مربوط به لایه j ام بوده، L_j مخامت لایه j ام و پارامتر q_j با رابطه f داده می شود، که n_j ضریب شکست لایه j ام می باشد.

$$q_{j} = \sqrt{n_{j}^{2} - n_{0}^{2} \left(\sin\theta\right)^{2}}$$
(*)

که ضرایب مربوط به بازتاب $(r_R \ e \ r_L)$ و عبور $(t_L=t_R=t)$ از سمت چپ و راست ساختار، توسط مؤلفه های ماتریس انتقال Q_{ij} داده شده و n_0 ضریب شکست محیط بوده و بدین ترتیب ماتریس پراکندگی توسط رابطه ۵ بیان خواهد شد.

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} \mathbf{t}_{\mathrm{R}} & \mathbf{r}_{\mathrm{L}} \\ \mathbf{r}_{\mathrm{R}} & \mathbf{t}_{\mathrm{L}} \end{pmatrix} \tag{\Delta}$$

و همان طور که پیش تر گفته شد، محاسبه ویژه مقادیر این ماتریس کمک خواهد کرد که با تغییر پارامتر های مختلفی نظیر تغییر ضخامت لایه های نقص، بتوانیم در بسامد های معینی، موقعیت نقاط استثنائی (EPs) [۱۱و۱۲] را مشخص نماییم و با در نظر گرفتن تأثیر آن روی مُد های سامانه، رفتار مربوط به خاصیت بدون انعکاس را مطالعه نماییم.

نتايج و بحث

ضخامت لایه های تشکیل دهنده دو بلور فوتونی سمت چپ و راست با تقارن پاریته-زمان، برابر ۵۰ نانومتر در نظر گرفته شده است و لایه های مرکزی که در شکل ۱ با هاشور مشخص شده اند، دارای ضخامتی متفاوت نسبت به لایه های مجاور بوده و به عنوان نقص در نظر گرفته شده و در عین حال شرط تقارن-پاریته زمان را نیز ارضا می نمایند. حضور این لایه ها به عنوان نقص در سامانه، سبب ایجاد خاصیت های منحصر به فردی در سامانه می گردد. با خاصیت های منحصر به فردی در سامانه می گردد. با مطالعه تغییرات طیف بازتاب رفت و برگشت و طیف عبور نسبت به تغییرات بسامد بهنجار شده نور فرودی مطابق شکل ۲ ملاحظه می نماییم که به ازای بسامد بهنجار شکل ۲ ملاحظه می نماییم که به ازای بسامد بهنجار اره منحنی طیف عبور از مرتبه تقریباً یک بوده و طیف بازتاب برگشت نزدیک به صفر (۳۸۸۱ بوده در حالی که طیف بازتاب رفت از مرتبه بزرگی بوده در حالی که طیف بازتاب رفت از مرتبه بزرگی



در این بسامد بهنجار مشخص، نمودار تغییرات فاز برای حالتی که ضخامت لایه های نقص دو برابر لایه های مجاور است طبق شکل ۳ (الف)، منحنی فاز مربوط به بازتاب برگشت، پرش فازی به اندازه π را تجربه می کند که این دقیقاً معادل نقاط استثنائی (EPs) بوده که خاصیت بدون انعکاس تک سویه در آن رخ می دهد، و در حالتی که ضخامت لایه های نقص برابر ضخامت لایه های مجاور باشد، یعنی لایه های نقصی در سامانه وجود نداشته باشد و π بدون انعکاس تک سویه که معادل با پرش فازی به اندازه در منحنی مربوط به تغییرات فاز بازتاب برگشت بود، مشاهده شد، که دلیل آن حضور نقاط استثنائی (EPs) در سامانه بود.

مرجعها

- [1] S. Jahani and Z. Jacob, "All-dielectric metamaterials", NNano. 10. 1038/304, 2015.
- [2] W. Cai and V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer, New York, 2010.
- [3] C. E. Ruter, K. G. Makris, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, M. Segev and D, Kip, "Observation of parity-time symmetric in optics", Nat. Photonics, Vol. 11, P. 752-792, 2010.
- [4] D. Chritodoulides and J. Yang, *Parity-time* symmetry and its Applications, Springer Nature, Singapore, 2018.
- [5] O. V. Shramkova and G. P. Tsironis, "Scattering properties of PT-symmetric layered periodic structures", J. Opt. 18, 105101, 2016.
- [6] M. Silveirinha and N. Engheta, "Design of matched zero-index metamaterials using nonmagnetic inclusions in epsilon-near-zero media", Phys. Rev. B 75,075119, 2007.
- [7] H. Alaeian and J. A. Dionne, "Parity-time symmetric plasmonic metamaterials", Phys. Rev. A 89, 033829, 2014.
- [8] M. Sarisaman, "Unidirectional reflectionless and invisibility in the TE and TM modes of a PTsymmetric slab system", Phys. Rev. A 95, 013806, 2017.
- [9] B. Edwards, A. Alu, M. E. Yang, M. Silveirinha and N. Engheta, "Experimental verification of epsilonnear-zero metamaterial coupling and energy squeezing using a microwave waveguide", Phys. Rev. Lett. 100, 033903, 2008.
- [10] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, seventh ed. Cambridge University Press, UK, 1999.
- [11] W. D. Heiss, "Exceptional points of non-Hermitian operators", J. Phys. Math. Gen. 37, 2455-2464, 2004.
- [12] A. Mohammadpour, J. Barvestani and A. Soltani Vala, "Extraordinary directional properties of a parity-time symmetric one-dimensional photonic lattice", Optics Communications 500, 127342, 2021.

همچنین در حالتی که ضخامت لایه های نقص، سه برابر لایه های مجاور باشد، در بسامد مذکور، طبق شکل ۳ (ب)، مقدار پرش فازی π از بین رفته و نقاط استثنائی حضور نداشته و خاصیت بدون انعکاس تک سویه رخ نمی دهد.



مطابق شکل ۴ با رسم منحنی تغییرات ویژه مقادیر ماتریس پراکندگی بر حسب تغییرات بسامد بهنجار ملاحظه می کنیم که به ازای نقاط استثنائی با مقدار بسامد بهنجار مشخص شده، ویژه مقادیر ماتریس در این نقاط تک مقدار بوده و مشخصاً مد های مربوط به سامانه را معرفی می نمایند.



نتيجه گيرى

در این مقاله اثر تغییرات ضخامت لایه های مرکزی مشخص به عنوان نقص در سامانه مورد بررسی قرار گرفت. خاصیت



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



جفتگر بلور فوتونی دو بعدی متشکل از عدسی مدرج بلورفوتونی و موجبر

تایماز فتح الهی خلخالی'، زهرا زارعیان^۲

^۱پژوهشکدهی فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، تهران، ایران

tfathollahi@aeoi.org.ir

۲دانشکده فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

zareian.zahra@gmail.com

چکیده – در این تحقیق بازده جفتشدگی مربوط به جفتگر متشکل از عدسی مدرج خطی بر پایهی بلور فوتونی و موجبر بلورفوتونی با شبکه مثلثی محاسبه شده است. موجبر بلور فوتونی از میلههای زیرکونیا ZrO₂ با سطح مقطع مربعی در دو نوع طراحی معمولی و قیفی شکل به کار رفته است. نتایج محاسبات و شبیه سازیها نشان میدهد که در جفتگر مذکور بیشترین بازده جفتشدگی مربوط به ترکیب موجبر قیفی با عدسی خطی مدرج است و مقدار آن B/۶۱ dB میباشد.

کلید واژه- بلور فوتونی دو بعدی، عدسی مدرج بلور فوتونی، روش بسط موج تخت، روش تفاضل محدود در حوزه زمان، جفتگر (جفت کننده)

Two Dimensional Photonic Crystal Coupler Composed of Graded Index Photonic Crystal Lens and waveguide

Taymaz Fathollahi Khalkhali, Zahra Zareian

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran. tfathollahi@aeoi.org.ir

Physics Department, Payame Noor University, Tehran, Iran. zareian.zahra@gmail.com

Abstract- In this paper the coupler efficiency of a coupler is investigated which it composed of GRIN PC linear lens and triangular PCW. The PCW is applied in ZrO₂ rods in air by square cross section in two designed form namely regular and funnel form. The results of simulations and calculations showed that the highest coupling efficiency belongs to composition of funnel waveguide and linear lens in amount of 4.61 dB.

Keywords: 2D photonic crystal, Finite-Difference Time-domain Method, Photonic Crystal Couplers, Plane Wave Method

$$n_{eff,LC}^{2} = \frac{n_{e}^{2} n_{o}^{2}}{n_{e}^{2} \cos^{2}(\theta) + n_{o}^{2} \sin^{2}(\theta)}$$
(1)

این میلهها در یک شبکه مثلثی قرار دارند که محور نوری $\Gamma - K$ است. اندازه شعاع میلهها از مرکز ساختار به سمت لبهها، در جهت عرضی محور نوری به طور تدریجی کاهش می ابد. در مرحلهی بعد موجبر بلور فوتونی متشکل از میله-هایی با سطح مقطع مربع در شبکه مثلثی، در مقابل عدسی مدرج قرار می گیرد. ترکیب مذکور جفتگر (جفت کننده) می باشد و برای محاسبهی بازده جفتگر از روش انتگرال-گیری عددی سیمپسون در محدودهی $\kappa^{2} \ge \sqrt{r}$ - توسط رابطهی زیر استفاده می شود.

 $\frac{\int_{-6\lambda}^{6\lambda} |E_Z|^2_{Graded \ Index \ Lens + Waveguide}}{\int_{-6\lambda}^{6\lambda} |E_Z|^2_{Waveguide}}$ (Y)

با ضرب لگاریتم این نسبت در عدد ده، بازده جفتگر بر حسب دسی بل محاسبه میگردد [۴].

در این مقاله برای تعیین مشخصات پاشندگی بلور فوتونی و همچنین موجبر بلور فوتونی از روش بسط موج تخت PWE استفاده شده است که روشی عددی بر اساس بسط فوریه میدانهای الکترومغناطیسی و ثابت دیالکتریک است[۵]. از طرف دیگر برای بررسی نحوهی توزیع میدان الکترومغناطیسی در درون ساختار و انتشار موج و بررسی نمودارهای عبور و بازتاب در ساختار محدود نسبت به زمان از روش تفاضل محدود در حوزه زمان FDTD استفاده شده. این روش بر اساس گسسته سازی فضا (تبدیل فضای پیوسته به مجموعه گسستهای از گرهها) انجام میشود. در معادلات ماکسول مشتقات جزیی با تفاضلهای محدود جایگزین میشوند. در نهایت مجموعهای از معادلات جبری خطی ایجاد میشود که با استفاده از شرایط اولیه و مرزی حل میشوند. به دلیل گسسته سازی فضا، مقداری بازتاب

مقدمه

مفهوم بلور فوتونی به نوعی محیط نوری مصنوعی برمی گردد که ضریب شکست آن به طور تناوبی در کل محیط تغییر می کند. متناسب با تغییر ضریب شکست در یک، دو ویا سه راستا، از تعریف بلور فوتونی یک بعدی، دو بعدی و سه بعدی استفاده می شود [۱]. با طراحی های متفاوت این ساختارها می توان به کاربردهای فراوانی از آن ها دست یافت. عدسی-های بلور فوتونی با تغییرات تدریجی در ضریب شکست، نوعی کاربرد جذاب از این محیط نوری است که بر مبنای آن می توان وسایل نوری پیچیده تر مانند جفتگر (جفت کننده) را طراحی کرد. در این مقاله ابتدا عدسی مدرج طراحی شده است و سپس با موجبر بلور فوتونی جفت شده و بازده جفتگر محاسبه شده است.

بررسی ساختار و روش محاسباتی

در این پژوهش عدسی مدرج بلور فوتونی طراحی شده که متشکل از لولههای نازک زیرکونیا یا دی اکسید زیرکونیوم (ZrO₂) در زمینه هوا می باشد. اندازه ضریب شکست این ماده ۲/۱۶ است که در محدوده طول موجی وسیعی ثابت میباشد. این ویژگی دلیل خوبی برای استفاده از این ماده است، علاوه بر اینکه این ماده در دماهای بالا پایدار است و در برابر خوردگی شیمیایی مقاومت دارد [۲]. سپس درون لولهها با بلورهای مایع فنیل استیلن پر شده. این ماده دارای دو مقدار ضریب شکست عادی ۱/۵۹ و ضریب شکست غیر عادی ۲/۲۲ است [۳]. اگر بلورهای مایع تحت ولتاژ خارجی قرار بگیرند، جهت گیری آنها تغییر میکند و منجر به تغییر در اندازه ضریب شکست ماده می شود. در این بررسی از اثر اعمالی ولتاژ خارجی صرف نظر شده و تنها مقدار ضریب شکست عادی بلورهای مایع در نظر گرفته شده است و در این حالت جهت گیری بلورهای مایع به موازات جهت محور x می باشد. ضریب شکست موثر بلورهای مایع از رابطه زير محاسبه مىشود.

لایهای ناز ک با ضریب جذب بالا به نام PML (در این مقاله ۲۵) تابش میرا می شود [۶]. در این مقاله که از بسته ی نرم-افزاری MIT استفاده شده است، هر سلول واحد به ۳۰ نقطه شبکه تقسیم شده و در فاصله ۵۵ از سمت چپ عدسی، منبع نوری استاندارد قرار داده شده و آشکارساز نیز به طور متقارن در سمت راست قرار داده شده است.

نتايج و بحث

در این بخش به توضیح فرآیند بررسی خود می پردازیم. در ابتدا یک ساختار بلور فوتونی مدرج متشکل از لولههای زیرکونیا در شبکه مثلثی با مقدار ضریب شکست $^{7/17}$ در زمینهی هوا طراحی می کنیم که درون لولهها با بلورهای مایع فنیل استیلن پر شده است. این ماده تحت تاثیر ولتاژ الکتریکی خارجی دچار تغییر در مقدار ضریب شکست می شود و لذا ما در این بررسی تنها مقدار ضریب شکست عادی آن را لحاظ کردهایم و میزان ولتاژ خارجی صفر است. ساختار دارای ۱۷ لایه در جهت محور x و ۲۵ لایه در جهت محور y است و شعاع میلهها از مرکز به سمت لبهها در جهت عمود به محور نوری کاهش می یابد. از آنجایی که تغییرات شعاع سطح مقطع دایرهای میلهها توسط رابطه خطی زیر انجام می شود، ساختار را یک ساختار خطی تعریف می کنیم.

$$r(y) = r_i - \left[\frac{r_f - r_i}{(n-1)/2}\right] \left(\frac{y}{a}\right) \tag{7}$$

مقادیر r_i و r_i به ترتیب شعاع میله در •=۷، شعاع آخرین ردیف میله در راستای محور ۷ در لبههای ساختار و n تعداد میلههای دیالکتریک در راستای ۷ میباشد. مقدار شعاع از ۰/۵۰۵ در مرکز تا ۰/۲۵۵ در لبهها تغییر میکند. ساختار توسط یک منبع نوری گاوسی پهن باند از سمت چپ در فاصله حدود ۵۵ تحت تابش قرار میگیرید و به طور متقارن آشکارساز را قرار میدهیم و نمودار عبور را به دست می-آوریم.

طبق شکل ۱ (a) ناحیه (2πc/a) (۸/۰۰ – ۰/۰۰) میزان عبور بالایی را نشان میدهد. نوسانهای مشاهده شده در نمودار، ناشی از بازتابهای پشتی از لایههای جلو و پشتی است که در ساختار مدرج وجود دارد و نوسانهای فابری – پرو نامیده میشوند. سپس ساختار توسط منبع نوری گاوسی تحت تابش قرار می گیرد. از آنجایی که چگالی ثابت دی الکتریک در مرکز ساختار بیشتر است و نور تمایل به متمرکز شدن در آن ناحیه را دارد، انتظار داریم اثر کانونی سازی ایجاد شود که در شکل ۲ ملاحظه می شود.



شکل ۱: (a) نمودار طیف عبور از عدسی خطی مدرج (b) بسامد نقص موجبر با میلههای مربعی زیرکونیا.



شکل ۲: تصویر شماتیکی از عدسی خطی مدرج با شبکه مثلثی و تغییرات خطی شعاع میلهها در راستای عمود به محور نوری و توزیع شدت نور عبوری از آن در صفحه x-y.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

سپس شبکه مثلثی متشکل از میلههای زیر کونیوم با سطح مقطع مربعی به طول ضلع ۰/۴۵۵ در زمینه هوا طراحی می کنیم و با حذف یک ردیف از میلهها، موجبر معمولی ایجاد می شود. نتایج شبیه سازی بسامد نقص را در بسامد متعامد ۰/۳۷ نشان می دهد که در شکل ۱(b) نشان داده شده است. در واقع نقص خطی ایجاد شده در شبکه مثلثی بلور فوتونی، باعث ایجاد بسامد نقص در محدودهی نوار گاف فوتونی می شود که به معنی مجاز بودن انتشار نور تابیده شده به موجبر، فقط تحت آن بسامد است.

حال با ترکیب عدسی مدرج خطی و موجبر مذکور اثر جفتگری ساختار بررسی میشود که در شکل ۳ مشاهده میشود. با تغییر دادن فاصله موجبر از عدسی خطی و همچنین تغییر در تعداد میلههای حذفی موجبر، بالاترین مقدار بازده جفتشدگی مربوط به فاصله ۱۳۵ موجبر از عدسی با مقدار BT/۴۳dB و ۵۵ (حذف ۵ ردیف از میلهها) میباشد.





شکل۳: جفتگر متشکل از عدسی مدرج خطی و موجبر معمولی با حذف ۵ ردیف از میلههای مربعی همراه با نمودار توزیع شدت نور عبوری از آن در صفحه x-y.

حال طراحی موجبر را تغییر میدهیم و موجبر قیفی را ایجاد می کنیم. مجددا با تغییرات در تعداد میلههای حذف شده و مکان قرار گیری موجبر در مقابل عدسی خطی، بیشترین مقدار بازده جفتگر مربوط به W۵ در فاصله ۸۵ از عدسی به مقدار ۴/۶۲dB می باشد که در شکل ۴ ملاحظه می شود.



شکل ۴: جفتگر متشکل از عدسی مدرج خطی و موجبر قیفی شکل با حذف ۵ ردیف از میلههای مربعی همراه با نمودار توزیع شدت نور عبوری از آن در صفحه x-y.

نتيجهگيرى

با بررسی جفتگر متشکل از عدسی مدرج خطی و موجبر با شبکه مثلثی و قیفی شکل شامل میلههای زیرکونیا با سطح مقطع مربعی در زمینه هوا به این نتیجه میرسیم که نوع موجبر قیفی در مقایسه با موجبر معمولی به افزایش بازده جفتشدگی منجر میشود، در حالی که استفاده از میله-هایی با سطح مقطع مربع در مقایسه با تحقیقهای پیشین انجام شده [۴و۶] باعث کاهش میزان بازده جفتشدگی میشود.

مرجعها

- E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", Phys. Rev. Lett., Vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] D. L. Wood, K. Nassau, "Refractive index of cubic zirconia stabilized with yttria", Appl. Opt., Vol. 21, pp. 2978-2981, 1982.
- [3] T. Fathollahi Khalkhali, A. Bananej, "Manipulating femtosecond pulse shape using liquid crystals infiltrated one-dimensional graded index photonic crystal waveguides composed of coupledcavities", Phys. Lett. A., Vol. 381, pp. 3342, 2017.
- [4] A. O. Cakmak, E. Colak, H. Caglayan, H. Kurt, E. Ozbay, "High efficiency of graded index photonic crystal as an input coupler", Appl. Phys., Vol. 105, pp. 103708, 2009.
- [5] M. Plihal, A. A. Maradudin, "Photonic band structure of twodimensional system, The triangular lattice", Phys. Rev. B., Vol. 44, No.16, pp. 8565-8571, 1991.
- [6] A. Gharaati, Z. Zareian, T. Fathollahi. Khalkhali, "Investigation of the coupling efficiency between graded index photonic crystal-based flat lenses and various types of waveguides", Pramana J Phys., Vol. 95, No. 23, 2021





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسى خواص اپتيكى فولويك اسيد

مجید مهر پوری^۱، سلمان مهاجر مازندرانی^{۱،۲.}*

آزمایشگاه بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج، ^۲پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه، کرج

mohajer@khu.ac.ir^{*}, mehrpori10@gmail.com

چکیده – فولویک اسید گونهای از پلیمرهای اسیدی آلی طبیعی است که از هوموس موجود در خاک استخراج میشود. فولویک اسید از اسید آمینه، حلقه های فنولی، قندها و ویتامینها تشکیل شده و دارای خواص آنتیاکسیدانی و آنتیباکتریایی بالایی است. در این مقاله پس از صحتسنجی، به وسیلهی تست FTIR چهار غلظت با حلال آب از اسید فولویک موجود ساخته شد. به وسیلهی چیدمان های اپتیکی جذب خطی و اسکن زد، مقادیر ضریب جذب خطی اندازهگیری شد و ضریب شکست غیرخطی از مرتبه 200 ^{90 – 10} بدست آمد. مشخص شد با افزایش غلظت، ضرایب جذب خطی و شکست غیرخطی افزایش مییابند.

کلید واژه- اسید فولویک، زد اسکن، جذب خطی، ضریب شکست غیرخطی

Investigation of optical properties of fulvic acid

Majid Mehrpouri¹, Salman Mohajer Mazandarani^{1,2}

¹Biophotonics Laboratory, Physics Department, Kharazmi University, Karaj, ²Applied Science Research Center, Kharazmi University, Karaj

mohajer@khu.ac.ir^{*}, mehrpori10@gmail.com

Abstract - Fulvic acid is a type of natural organic acid polymers made from humus in the soil. Fulvic acid is composed of amino acids, phenolic rings, sugars and vitamins and has antioxidant and antibacterial properties. In this paper, after validation, it is made of fulvic acid by FTIR four test with water solvent. By linear absorption and scanning optical arrangements, the absorption coefficient was linear and the nonlinear refractive index was reduced from $10^{-9} cm^2/w$. It was found that with increasing, linear absorption coefficient and nonlinear refractive index increase.

Keywords: Fulvic Acid, Linear absorption, Nonlinear refractive index, Z-Scan

مقدمه

فولویک اسید، یکی از دو دسته پلیمرهای آلی اسیدی طبیعی است که میتوان از هوموس موجود در خاک، رسوبات یا محیطهای آبی استخراج کرد. نام آن از لاتین fulvous گرفته شده است که نشاندهنده رنگ زرد آن است[1].

آسم، آلرژی و اگزما، به همراه بسیاری از اختلالات دیگر، با سلولهای ایمنی بیش فعال مرتبط هستند[2]. داروهای ضد التهابی برای کاهش علائم این گونه بیماری ها، حیاتی است. چندین مطالعه نشان میدهد که فولویک اسید میتواند با کاهش انتشار واسطههای پیش التهابی از سلولها، به عنوان یک ضد التهاب عمل کند[3].

مطالعات حیوانی نشان میدهد که اسید فولویک ممکن است کلسترول بد یا LDL را کاهش دهد. طبق یک مطالعه انسانی روی ۳۰ نفر، ممکن است کلسترول خوب یا HDL را نیز افزایش دهد[4]. مطالعات نشان داده است که تجمع محصولات استرس اکسیداتیو در بافت مغز ارتباط نزدیکی با ایجاد بیماری آلزایمر دارد. از این رو میتوان از فولویک اسید که دارای خواص آنتیاکسیدانی بالایی هست برای جلوگیری از این اختلال مغزی استفاده کرد[5].

با توجه به تاثیرات زیادی که اسید فولویک به عنوان یک پلیفنل بر روی سلامتی انسان دارد برای تعین غلظت دوز دارویی که از اسید فولویک ساخته میشود میتوان از ضریب شکست غیر خطی آن استفاده کرد.

تئورى

قانون بیر-لامبرت بیانگر رابطه جذب خطی یعنی نسبت شدت نور ورودی به ماده و شدت نور خروجی از آن است که شکل آن به صورت زیر می باشد:

$$\log \frac{I_0}{I} = \alpha L \tag{1}$$

که در آن مقدار $\frac{O^I}{I}$ را از شیب نمودار حاصل از چیدمان جذب خطی (شکل ۱) برای هر یک از نمونهها را محاسبه کرده و سپس با استفاده رابطه (۱) مقدار ضریب جذب α را برای غلظتهای مختلف محاسبه می کنیم.



شکل ۱: چیدمان جذب خطی

در این مقاله از روش زد اسکن برای محاسبه ضریب شکست غیر خطی استفاده شده است به این ترتیب که پس از چیدمان اپتیکی (شکل ۲) نور لیزر که در مسیر ریل اپتیکی منتشر میشود پس از عبور از عدسی همگراکننده تشکیل یک کمره باریکه میدهد و با تغییر مکان نمونه در راستای یک کمره باریکه میدهد و با تغییر مکان نمونه در راستای تا ز فاصلهی کانونی، شدت عبوری پرتو بر حسب فاصلهی نمونه نسبت به نقطه کانونی پس از عبور از روزنهای که در فاصله ۸۸ سانتیمتر از عدسی قرار دارد به وسیلهی آشکار ساز نیمههادی اندازه گیری میشود. عبور نور لیزر با شدت بالا از نمونه باعث ایجاد پدیدههای خودکانونی یا واگرایی نور لیزر در داخل نمونه میشود. وجود این پدیدهها موجب تغییر فاز و در نهایت موجب تغییر شدت اندازه گیری شده در آشکار ساز میشود.



شکل ۲: چیدمان جاروب محوری

برای محاسبه ضریب شکست غیر خطی از رابطه: $n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{p-\nu}}{2\pi I_0 L_{eff}(0.406)(1-s)^{0.25}}$

استفاده می شود[6] که در این رابطه ΔT_{P-V} فاصله قله تا دره در نمودار غیر خطی، λ طول موج نور لیزر، I_0 بیشینه شدت در کانون عدسی است که با استفاده از رابطه $\frac{2P_0}{\pi W_0^2}$ به

دست می آید. P_0 توان ورودی، W_0 ، شعاع کمره پرتو (۴۰میکرومتر) و s ضریب عبور روزنه است، که در این آزمایش برابر ۰٫۰۹۸۱ است. α ضریب جذب خطی، Lضخامت نمونه و L_{eff} ضخامت موثر نمونه است که رابطه آن به صورت زیر می باشد [6]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \tag{(7)}$$

مواد و روشها

ابتدا برای صحتسنجی اسید فولویک از تست FTIR استفاده می شود. با مقایسه نمودار موجود در شکل۳ با نمودار مرجع[7] و مقایسه پیکهای آنها، اسید فولویک موجود برای انجام آزمایشهای مورد نظر، از کیفیت قابل قبولی برخوردار است. سپس برای ساخت غلظتهای ۰/۰۳۵ ، ۰/۰۴۰، ۰/۰۴۵، ۰/۰۳۵ گرم بر میلی لیتر، ابتدا مقدار گرم مورد نیاز را از مادهی اسید فولویک با استفاده از ترازوی دیجیتال وزن کرده و آن را داخل بشر ریخته می شود و سپس ۵۰ میلی لیتر آب مقطر را به آن اضافه کرده و به مدت بیست دقیقه در داخل دستگاه همگن ساز فراصوتی قرار داده می شود تا محلول کاملا همگن شود. پس از اطمینان از همگن شدن مقداری از محلول را به وسیله سرنگ به داخل سل کوارتز یا همان کووت با ضخامت یک میلیمتر جهت انجام تست های اپتیکی جذب خطی و زد اسکن منتقل می شود. برای محاسبه ضریب جذب خطی از چیدمان جذب خطی شکل (۱) استفاده می شود، به منظور کم شدن اثر پراکندگی آشکارساز را باید در حد امکان به نمونه نزدیک شود. نمودار جذب برای هر کدام از غلظتهای تهیه شده در شکل (۴) قابل مشاهده است که این نمودارها برحسب نسبت نور ورودی به آشکار ساز بدون حضور نمونه و با حضور نمونه است و در نهایت می توان با استفاده از شیب نمودارهای به دست آمده مقدار α را به دست آورد.

برای محاسبه ضریب شکست غیر خطی از چیدمان زد اسکن استفاده شده است (شکل۲). در این روش برای محاسبه ضریب شکست غیر خطی در غلظتهای مختلف از لیزر Md:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر و بیشینه توان ۵۰ میکرومتر مورد استفاده قرار گرفته است. در این آزمایش یک عدسی همگرا کننده با فاصله کانونی ۸ سانتی متر به کار برده شده است. فاصله روزنه تا نقطه کانونی ۸۷ سانتی متر و قطر دهانه روزنه ۲٫۵ میلیمتر است. نمودار شدت عبوری برحسب مکان نمونه در شکل ۵ نشان داده شده است. از روی منحنی برازش شده بر این نمودارها مقدار اختلاف قله-دره ΔTP.۷ بدست آمده و مقدار عددی ضریب شکست غیرخطی بعد از چندین بار تکرار آزمایشها در قسمتهای مختلف نمونه بطور میانگین گیری شده برای فلظتهای متفاوت محاسبه شده است و در جدول ۱ گزارش



شکل ۳: : : نمودار FTIR نمونه اسید فولویک

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتيجهگيرى

با افزایش غلظت نمونه های اسیدفولویک ضریب جذب خطی و قدرمطلق ضریب شکست غیرخطی افزایش مییابند، ضریب شکست غیرخطی برای تمام غلظتهای اسید فولویک منفی است و از مرتبه m^2/w $^{-9} cm^2$ میباشد.در واقع با افزایش غلظت پلی فنل میزان اینترکشن نور پر شدت با چگالی الکترونی محلول کاهش می یابد و در نتیجه ضریب شکست کل ماده کم می شود.

مرجعها

- Britannica, The Editors of Encyclopedia.
 "fulvic acid". Encyclopedia Britannica, 28 Sep. 2016,
 <u>https://www.britannica.com/science/fulvic-acid. Accessed 14 November 2021</u>
- [2] Wilson, E., Rajamanickam, G. V., Dubey, G. P., Klose, P., Musial, F., Saha, F. J., ... & Dobos, G. J. (2011). Review on shilajit used in traditional Indian medicine. *Journal of ethnopharmacology*, 136(1), 1-9.
- [3] Senesi, N., & Loffredo, E. (2018). The chemistry of soil organic matter. In *Soil physical chemistry* (pp. 239-370). CRC press.
- [4] Chang, Q., Lu, Z., He, M., Gao, R., Bai, H., Shi, B., & Shan, A. (2014). Effects of dietary supplementation of fulvic acid on lipid metabolism of finishing pigs. *Journal of animal science*, 92(11), 4921-4926.
- [5] Feng, Y., & Wang, X. (2012). Antioxidant therapies for Alzheimer's disease. Oxidative medicine and cellular longevity, 2012.
- [6] Lin, H. C., & Fuh, A. Y. G. (2009). Z-scan measurements of optical nonlinearities of dyedoped liquid crystals. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 18(03), 367-400.
- [7] Simeoni, M. A., Batts, B. D., & McRae, C. (2003). Effect of groundwater fulvic acid on the adsorption of arsenate by ferrihydrite and gibbsite. *Applied Geochemistry*, 18(10), 1507-1515.



شکل ۵: نمودار شدت عبوری بهنجار شده در چیدمان جاروب محوری

غلظت(gr/ml)	$n_2\left(imes 10^{-9} rac{cm^2}{W} ight)$	$lphaig(cm^{-1}ig)$
۰,۰۳۵	-4,94	۰٫۸۲
• ,• *•	-۵,۴۱	١,٢١
۰,۰۴۵	-9,9•	١,۵٩
۰,۰۵۰	-17,7	۲,۰۱

عذب خطى نمونه اسيد	شکست غیرخطی و ج	جدول ۱: نتایج ضریب ،
متفاوت	برحسب غلظتهای ،	فولويک



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



اثر لیزر در کاهش آلودگی پسماندهای پزشکی پرتوزا

فاطمه صابر^۱، محمد اسلامی کلانتری^۱، محمدعلی حداد ^۱۰^۱، هادی سالاری^۳ و علیرضا دهقان^۴ ^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱–۸۹۱۵۸ ^۲گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بینابنگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه،

یزد، صندوق پستی: ۷۴۱–۸۹۱۵۸

^۳ یزد، بلوار طالقانی، کوچه حنا، مرکز پزشکی هستهای دکتر سالاری

^۴ تهران، میدان ونک، خیابان ملاصدرا، خیابان پردیس، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی

خواجه نصيرالدين طوسى

<u>fatemehsaber1996@gmail.com, meslami@yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, Salaryhady@gmail.com, a.dehghan.t@email.kntu.ac.ir</u>

چکیده – امروزه اندازهگیری غلظت هورمونها و مولکولها اهمیت بالایی در تشخیص و درمان دارد. از جمله روشهای مورد استفاده برای سنجش غلظت مواد، روش سنجشهای نشاندار است که به علت ایجاد پسماند پر توزا استفاده از این روش کاهش یافته است. با توجه به اســتفاده گســترده از لیزر در رفع آلودگی از سـطوح در این پژوهش نیز برای اولین بار به بررســی اثر لیزر در کاهش و رفع آلودگی پر توزای لولههای آزمایش سنجشهای نشاندار پر توزا پرداخته شد. تابشدهی به وسیله لیزر Md:YAG انجام گرفت که نتایج کاهش آلودگی ۲۵ درصدی را نشان میدهد.

کلید واژه- آلودگی، پرتوزا، سنجش نشاندار پرتوزا، لیزر

The effect of laser to reduce the contamination of radioactive medical waste

Fatemeh Saber¹, Mohammad Eslami-Kalantari¹, MohammadAli Haddad^{1,2}, Hadi Salari³ Alireza Dehghan⁴

[']Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741.

^{*} Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

^{*}Yazd, Taleghani Blvd., Hana Alley, Dr. Salari Nuclear Medical Center

[•]Faculty of Mechanical Engineering, Pardis St., Mulla Sadra St., Vanak Sq., K.N. Toosi University of Technology, Tehran

fatemehsaber1996@gmail.com, meslami@yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, Salaryhady@gmail.com, a.dehghan.t@email.kntu.ac.ir

Abstract - The method of measuring hormone and molecular components concentrations is important in today's diagnosis and treatment. The method of labeled assays, which has been reduced due to the generation of radioactive waste, is one of the methods used to measure the concentration of materials. Due to the widespread use of lasers for surface decontamination, this study investigated the effect of lasers on reducing and eliminating radioactive contamination in test tubes containing labeled assays for the first time. The pulsed Nd:YAG laser was used to irradiate the area, resulting in a 25% reduction in pollution.

Keywords: Contamination, Laser, Radioimmunoassay, Radioactive.

مقدمه

امروزه از مواد پرتوزا بطور گستردهای در صنعت، پزشکی و کشاورزی استفاده میشود. در تمامی این فعالیتها پسماندهای پرتوزا تولید میشود. به منظور جلوگیری از آسیبهای بیولوژیکی، رادیولوژی، شیمیایی و فیزیکی مواد پرتوزا، پسماندهای ناشی از آنها باید از لحظه تولید تا امحاء، با توجه به ملاحظات سیاسی، اقتصادی و محیط زیستی مدیریت شوند.

پسماندهای مواد پرتوزا بر حسب میزان اکتیویته به سه دسته تقسیم بندی میشوند:

- پسماند با اکتيويته پايين (LLW)
- پسماند با اکتیویته متوسط (MLW)
 - پسماند با اکتیویته بالا (HLW)

رادیوایزوتوپها و عناصر پرتوزای مورد استفاده در زمینه تشخیص و درمان پزشکی در دسته مواد پرتوزا با اکتیویته پایین قرار می گیرند. برخی از پسماندهای جامد آلوده به مواد پرتوزا با سطح فعالیت پایین پس از جمع آوری و اندازه گیری میزان آلودگی، تفکیک و فشرده سازی⁴ یا سوزانده می شوند تا میزان آلودگی به حداقل برسد اما برخی از مواد جامد قابل سوزاندن نیستند و باید در محفظههای مخصوصی در انبارهای پسمانداری هستهای نگهداری⁴

انواع متداول پسماندهای جامد پرتوزا، لولههای پلاستیکی، کاغذ، دستکش، لباس، ظروف شیشهای آزمایشگاهی و... هستند که در طول فرآیند تشخیص و درمان تولید میشوند. از جمله مراکز تولید پسماندهای هستهای، مراکز پزشکی هستهای میباشند که با بهرهگیری از روش تشخیص

^YLow Level Wastes ^YIntermediate Level Waste ^THigh Level Wastes

سنجش نشاندار پرتوزا (RIA) با مشکل امحاء پسمانداهای پرتوزا روبرو هستند.

سنجش نشان دار پرتوزا یک روش ایمنی است که از مولکولهای نشاندار شده با مواد پرتوزا در شکل گیری مرحلهای مجتمعهای ایمنی استفاده می کند. RIA یک روش سنجش آزمایشگاهی بسیار حساس است که برای اندازه گیری غلظت مواد استفاده می شود، معمولاً غلظت آنتی ژن (به عنوان مثال، میزان هورمون در خون) با استفاده از آنتی بادی ها اندازه گیری می شود.

از جمله راههای اندازگیری آنتیژن استفاده از لولههایی است که آنتیبادی اختصاصی ضد آنتیژن مورد نظر (که قصد اندازهگیری آن را داریم) به سطح جامد (برای مثال دیواره لوله پلاستیکی) متصل شده است؛ بنابراین به جدارهی این لولهها تعدادی آنتیبادی اختصاصی ضد مولکول مورد نظر متصل شده است. برای اندازهگیری آنتیژن، مقدار ثابتی از نمونه و آنتیژن نشاندار را به لوله اضافه کرده بعد از مدتی محتوی لوله تخلیه و داخل آن شستوشو میشود. سپس میزان رادیواکتیویته متصل شده به داخل لوله را با قراردادن لوله در داخل دستگاه شمارنده تعیین میگردد.

عناصر تولیدکننده سیگنال در سنجشهای ایمنی شامل عناصر پرتوزا (عمدتا ید ۱۲۵، ترتیوم و کربن۱۴) است. استفاده از عناصر رادیواکتیو سنجشهای بسیار حساس و کاملاً دقیقی را ارائه میدهد، با این حال، برخی اشکالاتی نیز دارند به عنوان مثال امحاء پسماندهای به جا مانده پس از انجام آزمایشات که سبب ایجاد خطرات پرتوگیری و زیست محیطی می شود.

در این مقاله به دنبال به روشی پرداخته شده است که بتوان میزان این آلودگی یا مدت زمان پسمانداری را کاهش داد.

⁶Compaction [°]Storage [°]radioimmunoassay

با توجه به خواص لیزر در رفع آلودگی از سطوح به بررسی اثر دو نوع لیزربا طول موجها و اندازه زمانی طول پالس متفاوت در کاهش آلودگی لولههای آلوده به ماده پرتوزای ۱^{۲۵}۱ پرداختیم [۱].

روش و مواد

روش پاکسازی لیزری در چندین سال اخیر تحولات عظیمی در روشهای حفاظت و نگهداری به وجود آورده است که با مضرات و فرسایش کمتر و قابلیت کنترل بیشتر همراه بوده است. باریکه لیزری یک منبع نوری بسیار متراکم با ویژگی مونوکروماتیک^۷(تک طول موج) در اختیار قرار میدهد. وقتی پرتو لیزر به سطح اصابت میکند بخشی از نور آن منعکس و مابقی جذب می شود. در این حالت بخشی از انرژی جذب شده به گرما یا نوسانات مولکولی تبدیل می شود که به طول موج لیزر و ویژگیهای فیزیکی و شیمیایی سطح بستگی دارد. میزان جذب لیزر عامل اصلی در پاکسازی است. به طور کلی انرژی جذب شده به دو صورت فیزیکی و شیمیایی موجب زدودن مواد از سطح می گردد. در صورتی که انرژی جذب شده از سطح انرژی پیوندهای بین مولکولها بیشتر باشد، پیوندها شکسته شده و ماده مورد نظر به طور شیمیایی زدوده می شود. در شیوه فیزیکی، انبساط سريع و شديد و يا ذوب و تبخير موجب پاکسازى سطح می شود [۲].

یکی از لیزرهای پالسی که برای تمیزکاری سطوح استفاده می شود لیزر Nd:YAG است. لیزرهایNd:YAG معمولاً از نور با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر درمحدوده نور مادون قرمز ساطع می شوند. از لیزر Nd:YAG برای از بین بردن آلودگی ها از سنگ، از جمله سنگ مرمر و سنگ آهک استفاده شدهاند. مهم ترین مزیت این روش این است که تمیز کردن سطح موجب آسیب به مواد زیرین نمی شود. از

آنجا که تمیز کردن لیزر میتواند به روش انتخابی و بسیار دقیق و بدون اعمال فشار مکانیکی و یا نیاز به مواد شیمیایی انجام شود، این امکان را برای حفظ بهتر جزئیات سطح اشیاء فلزی شکننده فراهم میآورد [۳،۴].

جهت بررسی اثر لیزر در میزان کاهش آلودگی لولههای سنجشهای نشاندار ابتدا میزان آلودگی نمونههای مورد نظر توسط شمارنده گاما شمارش، سپس به منظور پاکسازی نمونه از پروتئینهایی که اتصال شیمیایی با سطح ندارند نمونه، توسط محلول بافری شستوشو و مجدد میزان آلودگی توسط شمارنده گاما ثبت گردید. لولهها برای تابشدهی به سطح داخلی آنها، به دو قسمت تقسیم و هر قسمت مجدد از نظر میزان آلودگی مورد ارزیابی قرار گرفت.

تابشدهی توسط لیزر پالسی Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر با انرژی هر پالس I/۲ mJ ما با طول زمانی پالس متفاوت ۵ و ۱ میلی ثانیه و برای هر یک از نمونهها با تعداد ۱۰، ۲۰ و ۳۰ پالس با نرخ تکرار Hz ۱ مطابق شکل ۱ انجام شد. سعی شد تا قطر پرتو بر محل تابشدهی با تنظیم فاصله نمونه از لیزر ثابت باقی بماند. پس از انجام تابشدهی یک مرحله شست و شو روی نمونه انجام و میزان کاهش آلودگی توسط شمارنده گاما در مدت زمان ۱۲ ثانیه مورد بررسی قرار گرفت.



شکل ۱: نحوه تابشدهی نمونه با لیزر Nd:YAG

^vMonochromatic

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

پالسهایی با پهنای زمانی کمتر مرتبط است. نتایج اولیه استفاده از لیزر در این پژوهش، انجام مطالعات تجربی با استفاده از لیزرهایی با طول موج متفاوت و نیز پهنای زمانی پالس کوتاه تر را پیشنهاد می کند همچنین تغیر زاویه تابش لیزر با سطح، افزایش شدت و قطر پرتوی لیزر (افزایش فاصله شی از لیزر یا استفاده از عدسی) نیز میتواند سبب شود تا میزان کاهش آلودگی بیشتری در مقایسه با این پژوهش حاصل شود.

مرجعها

- [1] E. A. Vare, , G. Ptacek, *Patently Female: from AZT to TV dinners, stories of women inventors and their breakthrough ideas.* John Wiley & Sons, 2002.
- [2] S. Lee, F. D. Talavera, & Meyers, A. D. Lasers, general principles and physics. *Medicine. Com. Inc*, 1-Υ. Υ···λ.
- [3] J. M. Lee, K. G. Watkins, and W. M. Steen. "Inprocess chromatic monitoring in the laser cleaning of marble." *Journal of Laser Applications* 13.1, 19τδ. τ···).
- [4] F. Fekrsanati, J. Hildenhagen, K. Dickmann, P. Mottner, & U. Drewello. "Feasibility studies on applying UV-lasers for the removal of superficial deposits from historic glass." *Studies in conservation* 46.3, 196-210. 2001.

نتايج

شکل (۲) میزان تغییرات آلودگی نمونههای بر حسب تغییرات تعداد پالس لیزری را برای دو پرتو با طول زمانی پالس های متفاوت را نشان میدهد. میزان کاهش آلودگی لولههای آلوده به عناصر پرتوزا پس از تابشدهی با لیزر به وضوح در شکل (۲) مشاهده می شود. نمودار B و C درصد کاهش آلودگی بر حسب تعداد پالس لیزر و به ترتیب برای پالسهایی ۵ و ۱ میلی ثانیه را نشان می دهد.



شکل ۲: میزان کاهش آلودگی بر حسب تعداد پالس لیزر (B) لیزر Nd:YAG با طول پالس۵میلیثانیه (C) لیزر پالسی با طول پالس ۱میلیثانیه

با توجه به شکل (۲) میزان کاهش آلودگی با استفاده از تابش لیزر Nd:YAG با پالسهایی با پهنای زمانی ۱ میلی ثانیه بیشتر از زمانی است که از با پالسهایی با پهنای زمانی ۵ میلی ثانیه استفاده شدهاست. در تابش دهی با لیزر Nd:YAG با پالسهایی با پهنای زمانی ۱ میلی ثانیه، تابش ۲۰ پالس لیزر به سطح لوله آلوده، شاهد کاهش آلودگی ۲۵ درصدی بوده ایم. همچنین میزان کاهش آلودگی زمانی که از لیزر با پالسهایی با پهنای زمانی ۵ میلی ثانیه استفاده میشد با تابش ۳۰ پالس لیزری به سطح، ۲۰ درصد بدست آمده است. این مطالعه اولیه همانگونه که پیش بینی شده آست، نشان می دهد که هرچه طول پالس لیزر کوتاه تر باشد عملیات جداسازی آلودگی بهتر انجام می گیرد. مشاهده این



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



بررسی و مدلسازی تأثیر دما ناشی از تابش نور بر روی بافت مغزی و پاسخ سلولهای عصبی در کنترل اپتوژنتیکی بتول نصرآبادی، محمد اسماعیل زیبائی*، سیده مهشاد حسینی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

m_zibaye@sbu.ac.ir

چکیده – اپتوژنتیک یک ابزار نوری پیشرفته در تحقیقات علوم اعصاب است. با این وجود، تحریک نوری در آزمایشهای اپتوژنتیک ممکن است نه تنها با تحریک مستقیم کانالهای یونی حساس به نور، بلکه با تولید گرما نیز بر عملکرد عصبی تأثیر بگذارد. در این مقاله اثر افزایش دما در بافت مغز ناشی از تابش بافت مدلسازی شده است. برای بررسی اثر دما بر روی اسپایک نورونها، از مدل هاچکین–هاکسلی و مدل چهارحالته چرخه فوتونی استفاده شده است. نتایج مدلسازی نشان میدهد که تابشدهی بافت مغزی توسط لیزر پالسی با فرکانس ۴۰ هرتز و دوره کاری ۹۰ درصد و طول موج ۵۹۳ نانومتر، در فاصله ۱۰ میکرومتر از نوک فیبر، به مدت ۶۰ ثانیه با توان ۴۰ میلی وات، منجر به تولید دمای ۳۹ درجه سانتی گراد می شود. نتایج به دست آمده نشان میدهد شدت لیزر در فاصله ۱ میلی متری به صفر میل می کند که این شدت توسط بافت جذب شده و سبب افزایش دمای ۲ درجه سانتی گراد می شود و نرخ اسپایک نورونها را ۱۶/۶ درصد افزایش می دهد.

كليدواژه- اپتوژنتيك، اسپايك، دما، مدل چرخه فوتوني، مدل هاجكين-هاكسلي.

study and modeling of the temperature effect caused by light radiation on brain tissue and response of neurons in optogenetic control

Batul nasrabadi, Mohammad Ismail Zibaii*, Seyedeh Mahshad Hosseini

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

m_zibaye@sbu.ac.ir

Abstract- Optogenetics is an advanced optical tool in neuroscience research. However, light stimulation in optogenetic experiments may also affect neural function not only by directly stimulating light-sensitive channels, but also by generating heat. In this paper, the effect of increasing temperature of the brain tissue was studied with light stimulation. To investigate the effect of temperature on spike neuron, Hodgkin-Huxley model and the hippocampal pyramidal cell model have been used. The modeling results show that irradiation of brain tissue by pulsed laser with a frequency of 40 Hz, duty cycle of 90% and wavelength of 593 nm at a distance of 10 μ m from the fiber, for 60 seconds with a power of 1 and 40 mW leads to temperature change to 39 ° C. The results show intensity of the laser decreases to zero at a distance of 1 mm from tip of fiber, which is absorbed by the tissue and causes a temperature rise of 2 ° C that can increase the spike rate of neurons by 16.6%.

Keywords: Hodgkin and Huxley model, Optogenetic, Photocycle model, Spike, Temperature.

$$b = \sqrt{a^2 - 1} \tag{(7)}$$

µ_a ثابت جذب و µ_s ثابت پراکندگی مای میباشد. میزان افت هندسی g_{loss} به دلیل پخش نور در عمق بافت، در فاصله d از نوک فیبر نوری از رابطه زیر به دست میآید:

$$g_{loss} = \frac{\rho^2}{\left(d + \rho\right)^2} \tag{(f)}$$

درحالی که ρ به صورت زیر تعریف می شود و r نشان دهنده شعاع فیبرنوری است. در این رابطه n_t ضریب شکست بافت و $NA_{\rm fib}$ روزنه عددی فیبرنوری می باشد که در مدل سازی به ترتیب برابر ۲/۲ میلی متر، ۱/۳۶ و ۰/۴۸ در نظر گرفته شده اند:

$$\rho = r \sqrt{\left(\frac{n_t}{NA_{fib}}\right)^2 - 1} \tag{(a)}$$

مطالعات نشان می دهد در بافت مغز پستانداران، اثرات ناشی از پراکندگی بسیار بیشتر از جذب است، بنابراین برای بررسی شدت نور نرمال IN از رابطه زیر استفاده می شود:

$$I_N = \frac{I(d)}{I(d=0)} = g_{loss}.T$$
(9)

P توان منبع نور و η ثابت تزویج نور به فیبرنوری است. شدت نور در نوک فیبر (I(d=0 توسط رابطه زیر محاسبه شود:

$$I(d=0) = \frac{P}{A\eta} \tag{Y}$$

بنابراین شدت مورد نظر در عمق مشخص در بافت از رابطه زیر به دست میآید:

$$I(d) = I(d = 0) \cdot I_N \tag{(\lambda)}$$

برای اندازهگیری مقدار گرمای جذبشده از معادله حرارتی زیستی زیر میتوان استفاده کرد:

$$\rho C_{\rho} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla (k \nabla T) + \rho_b \omega_b C_b (T - T_b) = Q \quad (\mathfrak{A})$$

مقدمه

اپتوژنتیک تلفیقی از سامانههای نوری و فناوریهای مهندسی ژنتیک است. در مطالعات اپتوژنتیکی، با دستکاری ژنتیکی، پروتئینهای حساس به نور به نام اپسین بر روی سلول های عصبی ایجاد می شوند. این کانال های یونی حساس به نور در طیف خاصی از نور باز و بسته می شوند. در شبکههای عصبی، هر سلول عصبی زمانی که پتانسیل غشاء آن از یک حد آستانه بیشتر شده باشد، اسپایک تولید می کند. در ایتوژنتیک محبوبترین ایسین مورد استفاده ChR2 است که توسط نور آبی فعال و اجازه عبور یون سدیمی از کانال عصبی داده می شود. نور با شدت بالا که برای تحریک ایسین استفاده می شود ممکن است سبب افزایش دما شده و مشکلاتی را به وجود آورد. بنابراین پیشبینی شدت و وسعت فضایی هرگونه افزایش دما در طول تحريک اپتوژنتيک از اهميت قابل توجهي برخوردار است. در این مقاله، اثرات انتقال حرارت ناشی از تحریک نوری در بافت مغزی بررسی می شود. سپس با استفاده از اثرات حرارتی انتشار نور در بافت، فعالیت سلول های عصبی مدلسازی شده است.

فیزیک برهمکنش لیزر با بافت مغز

در اپتوژنتیک برای رساندن نور به ناحیه مورد نظر در بافت، از فیبرنوری استفاده میشود که با جراحی در ناحیه هدف در داخل بافت مغزی قرار داده میشود[۱]. در این مقاله برای مدلسازی جذب نور در عمق بافت از نرم افزار متلب استفاده شده است. مقدار عبوری T با در نظر گرفتن اثرات جذب و پخش نور از رابطه زیر به دست میآید.

$$T = \frac{b}{a \sinh(bd\mu s) + b \cosh(bd\mu s)} \tag{1}$$

مقادیر ثابت a و b را میتوان بدینصورت به دست اورد:

$$a = 1 + \frac{\mu a}{\mu s} \tag{(7)}$$

که ρ نشان دهنده چگالی ، C_p گرمای ویژه و k ضریب هدایت حرارتی بافت مغزی میباشد. ρ_b چگالی خون، ω_b پرفیوژن خون، d^{0} گرمای ویژه خون، T دمای بافت مغزی و T_b دمای خون است. پارامترهای مربوط به روابط بالا با توجه به مرجع [1] در نظر گرفته شدهاند.

فیزیک اثر دما بر روی نرخ اسپایک نورونها

برای بررسی چگونگی آغاز و پخش پتانسیل عمل در سلولهای عصبی، از مدل هاجکین-هاکسلی استفاده میشود. سلول عصبی شامل کانال سدیمی و پتاسیمی تحت تابش نوری، برای بررسی رفتار سیگنالی در نظر گرفته شده است و هر یک از اجزا سلول با یک مؤلفه فیزیکی نمایش داده میشود. کانال یونی وابسته به زمان و ولتاژ با g و کانالهای نشتی با یک رسانایی خطیg، پتانسیل غشا توسط mV و غشاء خازن با Cm نشان داده میشود. احتمال باز و بسته بودن کانالهای یونی توسط مقادیر m، n و h

$$C_{m} \frac{\partial V_{m}}{\partial t} = g_{Na+} m^{3} h (V_{m} - E_{Na+}) + g_{K+} n^{4} (V_{m} - E_{K+}) + g_{l} (V_{m} - E_{l}) = -(I_{L} + I_{Na} + I_{K} = I_{i})$$
(1.)

دما بر حداکثر رسانایی و سرعت باز و بسته شدن کانالهای یونی تأثیر می گذارد. اگر اپسین در سلول بیان شود جریان کانال حساس به نور از مدل چهارحالته چرخه فوتونی به دست می آید، که این عبارت نیز به رابطه (۱۰) اضافه می شود. همچنین از طریق رابطه زیر می توان پتانسیل عمل را در دماهای مختلف بررسی نمود:

$$C_m \frac{dV}{dt} = -(Ii + I_{ChR2}) \tag{11}$$

 O_2 مدل چهارحالته چرخه فوتونی دارای دو حالت باز O_1 و O_2 و O_1 و بسته C_1 و C_1 و بسته C_1 و C_2 میباشد و C_1 بین این جابهجا میشود. این چهار معادله برای به دست آوردن جریان کانال حساس به نور استفاده میشوند:

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dt} &= G_r C_2 + G_{d1} O_1 - K_1 C_1 \\ \frac{dO_1}{dt} &= K_1 C_1 - (G_{d1} + e_{12}) O_1 + e_{21} O_2 \\ \frac{dO_2}{dt} &= K_2 C_2 - (G_{d2} + e_{21}) O_2 + e_{12} O_1 \\ \frac{dC_2}{dt} &= G_{d2} O_2 - (K_2 + G_r) C_2 \end{aligned}$$
(17)

 G_{r} ، احتمال حالت باز و بسته هستند. $O_{(1,2)}$ و $C_{(1,2)}$ ، $C_{(1,2)}$ و $C_{(1,2)}$ ، $G_{(1,2)}$ ، $G_{(1,2)}$ ، $G_{(1,2)}$ ، $G_{(1,2)}$ ، T_{ChR2} , I_{ChR2} , I_{ChR2} باز و بسته میباشند. p تابع نرخ فعال سازی، I_{ChR2} به تابع زمانی فعال سازی کانال و S_{0} تابش وابسته به تابع زیگموند میباشد که نرخ فعال سازی در حالت پایدار را مشخص مینماید:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{(S_0(\theta) - p)}{T_{ChR2}}$$
(17)

الگوى تابش نور ليزر توسط تابع هوى-سايد تعريف مىشود:

$$\theta(t) = \sum_{i} \Theta(t - t_{on}) - \Theta(t - t_{off})$$
(14)

بنابراین I_{ChR2} از رابطه زیر به دست میآید که G(v) تابع یکسوساز وابسته به ولتاژ و Y نسبت O₂/O₁ میباشد:

$$I_{ChR2} = g_{ChR2} G(V) (O_1 + \Upsilon O_2) (V - E_{ChR2})$$
 (1a)

پتانسیل عمل سلول های عصبی با حل معادلات هاجکین-هاکسلی و مدل چهارحالته چرخه فوتونی در بخش حل معادلات دیفرانسیل نرم افزار کامسول شبیه سازی شده است. پارامترهای مربوط به روابط بالا با توجه به مقاله مرجع [7] در نظر گرفته شدهاند.

نتايج

برای بررسی شدت نور از معادله (۸) توضیح داده شده در بخش اول استفاده شده است و نتایج در شکل ۱ مشاهده میشود. با توجه به شدت ۱۰ mw/mm² که شدتی مناسب برای تحریک سلولها میباشد و در شکل ۱ به صورت خطچین نمایش داده شده است، مشاهده میشود فاصله

مورد نظر از نوک فیبرنوری برای فعالسازی ChR2، ۲۹۹، میلیمتر در طولموج ۴۷۳ نانومتر و برای فعالسازی halorhodopsin، ۲/۴۲ میلیمتر در طولموج ۵۹۳ نانومتر است. مشاهده می شود شدت نور در فاصله ۱mm از نوک فیبرنوری به صفر میل میکند.



شکل ۱: شدت نور در عمق بافت برای دو نور آبی و زرد.

در شکل ۲ نتایج حاصل از نرم افزار کامسول که با استفاده از معادلات (۸) و (۹) برای فاصله ۱۰ میکرومتر از نوک فیبرنوری در طولموج ۵۹۳ نانومتر به دست آمده است، نشان داده شده است.



شکل ۲: تغییرات دما برای طولموج ۵۹۳ نانومتر.

نرخ اسپایک سلول عصبی با استفاده از معادلات (۱۰) و (۱۲) ، در ۳۷ و ۳۹ درجه سانتی گراد در شکلهای ۳ و ۴ بررسی شده است.





شکل ۴: پتانسیل عمل نورونها در دمای ۳۹ درجه.

شکلهای ۳ و ۴ نشان میدهند که با افزایش دمای ۲ درجه سانتی گراد در بافت مغزی با استفاده از لیزر ۵۹۳ نانومتر با توان ۴۰ میلی وات در مدتزمان ۶۰ ثانیه ، نرخ اسپایک ۱۶/۶ درصد نسبت به دمای ۳۷ درجه افزایش یافته است.

نتيجهگيرى

نور با شدت بالا که برای تحریک اپتوژنتیک استفاده می شود سبب افزایش دما شده و مشکلاتی را به وجود می آورد. در این مقاله مشاهده شد افزایش دما به مقدار ۲ درجه سانتی گراد توسط لیزر پالسی با فرکانس ۴۰ هرتز و دوره کاری ۹۰ درصد، در فاصله ۱۰ میکرومتر، نرخ اسپایک را از ۲۵۰ هرتز به ۳۰۰ هرتز تغییر می دهد که با نتایج مقاله [۳] همخوانی دارد. بنابراین در مطالعات اپتوژنتیکی لازم است الگوی تابش دهی را به گونه ای انتخاب کرد که منجر به تغییر دما در بافت مغزی نشود تا اختلالی در روند سیگنال عصبی ناشی از تحریک نوری ایجاد ننماید.

مرجعها

 R. Zhou, H. Chen and Z. Mou, "FEM Model of the Temperature Distribution in the Brain during Enhanced Infrared Neural Stimulation Using Nanoparticles", Journal of Applied Mathematics and Physics, vol. 07, no. 02, pp. 381-393, 2019.
 R. Schoeters, T. Tarnaud, L. Martens, W. Joseph, R. Raedt and E. Tanghe, "Hodgkin and Huxley Opsin Model for Computationally Efficient Optogenetic Neurostimulation in Cells and Networks", 2020.

[3] H. Peixoto, R. Cruz, T. Moulin and R. Leão, "Modeling the Effect of Temperature on Membrane Response of Light Stimulation in Optogenetically-Targeted Neurons", Frontiers in Computational Neuroscience, vol. 14, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



تحلیل عملکرد زیست حسگر تام نوری بر پایه بازتابنده براگ

على واحدى، محمد كوهي، باسط احمد محمد

گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران vahedi@iaut.ac.ir, kouhi@iaut.ac.ir, bastahmad1984@gmail.com

چکیده – یک حسگر زیستی بسیار حساس و قابل تنظیم در فرکانسهای ترا هرتز با استفاده از یک ساختار کامپوزیتی گرافن و بلور فوتونی تکبعدی پیشنهادشده است. تحلیلهای نظری و نتایج شبیهسازی نشان میدهند که حساسیت و شاخص شایستگی این حسگر زیستی میتواند به ترتیب به ^{۱-}RIU و ¹⁻J36 RIU برسد. حساسیت بالای این حسگر زیستی از تحریک حالتهای تام نوری ناشی از بازتابندهی براگ توزیعشدهی مبتنی بر گرافن سرچشمه میگیرد. با تغییر پارامترهای مختلف مثل تعداد لایه های گرافن، تعداد لایه های بازتابنده براگ و زاویه تابش نور میتوان حساسیت و شاخص شایستگی این حسگر زیستی این حسگر تعداد کرد. افزودن گرافن به سیستم اغلب منجر به افزایش حساسیت و پارامترهای آشکارسازی می شود اما این افزایش با بیشتر شدن تعداد لایه های گرافن مخصوصا برای شش زوج لایه بلور فوتونی بسیار ثابت و پایدار می ماند.

کلید واژه- بازتابنده براگ، بلور فوتونی، حالتهای تام نوری، زیست حسگر، گرافن

Analysis of the performance of a Tomm-optical biosensor based on Bragg reflectors

Ali Vahedi, Mohammad Kouhi, Baset Ahmad Mohammad

Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.

vahedi@iaut.ac.ir, kouhi@iaut.ac.ir, bastahmad1984@gmail.com

Abstract- A highly sensitive and adjustable biosensor at terahertz frequencies (THz) using a graphene composite structure and one-dimensional photonic crystal has been proposed. Theoretical analyzes and simulation results show that the sensitivity and competency index of this biosensor can reach 334° / RIU and 136 RIU⁻¹, respectively. The high sensitivity of this biosensor stems from the excitation of total optical states by a graphene-based distributed brag reflector. By changing various parameters such as the number of graphene layers, the number of Bragg reflective layers and the angle of light radiation, the sensitivity and suitability index of this biosensor can be controlled. The addition of graphene to the system often leads to an increase in sensitivity and detection parameters, but remains very stable as the number of graphene layers increases, especially for six pairs of photonic crystal layers.

Keywords: Biosensors, Bragg reflector, Graphene, Photonic Crystals, Tamm states

تابیدهشده برابر با λc باشد، رابطه ضخامت با طول موج از فرمولهای زیر به دست میآید:

 $db = \lambda c/4nb$, $da = \lambda c/4na$

از آنجایی که این حسگر زیستی برای کار در باند فرکانسی ترا هرتز طراحی شده است، فرکانس مرکزی λ برابربا مقدار 300 میکرومتر تنظیم می شود. همان گونه که در بالا ذکر شد، برانگیختگی OTSs بسیار به پارامترهای ساختاری لایه جداساز حساس است. وقتی که آنالیت زیستی در محلول الکلی حل شود ضریب شکست اولیه یاین سیستم برابر با 1.410 است، ضریب شکست محیط حسگر به مقدار نشان دهنده ی افزایش ضریب شکست محیط حسگر به بالای نشان دهنده ی افزایش ضریب شکست محیط حسگر به بالای 1.410 است. علاوه بر این، ما ژرمانیوم با ضریب شکست 3.84 را به عنوان زیرلایه انتخاب می کنیم.



شكل 1: طرحواره حسگر زيستى پيشنهادشده

به منظور محاسبه یحساسیت حسگر زیستی ، از روش ماتریس انتقال برای محاسبه ی انعکاس مربوط به کل ساختار استفاده میکنیم؛ پارامتری که ماتریس کلی آن را می توان با یک ماتریس 2×2 نشان داد [8]. در این تحقیق فرض شده است که نور تابشی از نوع قطبیده شده ی و است؛ بنابراین ماتریس انتقال بین دی الکتریک A و

مقدمه

طراحی حسگرهای نوری مبتنی بر SPR با حساسیت بالاتر و ساختار سادهتر که از لحاظ دینامیکی هم قابل کنترل باشند، کار بسیار چالشبرانگیزی است[3–1]. سازوکارهای ایجاد حسگرهای زیستی مبتنی بر ساختارهای بدیع یا مواد جدید، اکنون به یکی از چالشهای اصلی تحقیقاتی در حوزهی سنجش نوری بدل شده است [6-4]. حالتهای تام نوری (OTSs) نوعی از امواج سطحی محدود به فصل مشترک بین دو محیط مختلف، بدون تلفاتی هستند که در محیط اطراف به طور نمایی دچار میرایی می شوند. OTS ها در مقایسه با SPR ها می توانند به طور مستقیم با امواج قطبی شدهی TE یا TM، حتی با تابش عادی، برانگیخته شوند. بنابراین، OTS ها توجهات زیادی را در هر دو حوزهی نظری و عملی به خود جلب کردهاند. OTS ها معمولاً در ساختارهای بازتابندهی براگ توزیعشدهی فلزی (DBR) برانگیخته می شوند. اگرچه در تحقیقات گستردهی صورت گرفته روی ساختارهای DBR فلزی، یافتههای معنیداری به دست آمده است، اما این ساختارها هنوز هم فاقد قابلیت تنظیم دینامیکی کافی هستند اما OTS به خوبی میتوانند در فرکانسهای ترا هرتزی برانگیخته شوند. هدف این تحقیق شبیه سازی یک حسگر زیستی طراحی شده بر پایه حالتهای تام نوری مبتنی بر گرافن به عنوان جایگزین مناسب به جای بلورهای فوتونی مرسوم است[8, 7].

ساختار زیست حسگر نوری حالت تام

مطابق با شکل 1، محیط حسگر با ضخامت ds، بین لایهی گرافن و بلور فوتونی یک بعدی (1DPC) قرار داده شده است. 1DPC با لایههای دیالکتریک A و B تشکیل میشود، که A، همان TPX (4-متیل پنتن-1) با ضریب شکست 1.46 و B هم همان SiO2 با ضریب شکست nb=1.9 است. ضخامت TPX و SiO2 به ترتیب با da و db نشان دادهشده است. با فرض اینکه طول موج مرکزی نور پهنای نصف ارتفاع ماکزیمم (FWHM) برای N=6, 8 خیلی باریک می باشد.



شكل 2 : ضريب بازتابندگي برحسب فركانس براي 6 زوج لايه

شکل 3 ضریب بازتابندگی برحسب فرکانس را برای 8 زوج لایه نشان می دهد مطابق این شکل بهترین حالت برای تعداد 3 لایه گرافن اتفاق می افتد و حالت بدون گرافن هم تشدید بسیار ضعیفتری دارد. در مقایسه با 6=N تعداد 8 زوج لایه، ضریب بازتابندگی کمتری را نشان می دهد.



شكل 3 : ضريب بازتابندگي برحسب فركانس براي 8 زوج لايه

شکل 4 ضریب بازتابندگی برحسب زاویه را برای 6 زوج لایه بلور فوتونی با تعداد مختلف لایه گرافن نشان می دهد. بیشترین مقدار بازتابش برای G=1 و کمترین مقدار برای G=2 و G=3 است یعنی وجود دو لایه و سه لایه گرافن تشدید بهتر و تغییر محسوسی در حساسیت سیستم خواهد داشت.

دىالكتريك B را مىتوان به شكل زير نوشت:
$$\mathrm{D}_{\mathrm{a}
ightarrow \mathrm{b}} = rac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \eta_{ab} & 1 - \eta_{ab} \\ 1 - \eta_{ab} & 1 + \eta_{ab} \end{bmatrix}$$
كه پارامتر nab در آن، به شكل زير داده مى شود:

 $\eta_{ab} = \epsilon_a k_{ba} / \epsilon_b k_{ab}$

 $k_{ba} = k_{ab} = k_0 \sqrt{\varepsilon_a - \varepsilon_0 sin^2 \theta}$ که در آن، و $k_0 = \omega/c$ و $k_0 \sqrt{\varepsilon_b - \varepsilon_0 sin^2 \theta}$ است؛ θ برابر با زاویهی k_0 - k_0 \sqrt{\varepsilon_b - \varepsilon_0 sin^2 \theta} برخورد نور تابشی و ⁶0 ضریب نفوذپذیری خلأ است؛ Ea و εb هم به ترتیب برابر با ثابت دیالکتریکهای 1 و 2 هستند؛ به طور مشابه ميتوانيم Db→a (ماتريس انتقال بين دىالكتريك Bو دىالكتريك A)، $D_{0 \to a}$ (ماتريس انتقال بین هوا و دیالکتریک A) و $D_{b \to s}$ (ماتریس انتقال بین دىالكتريك b و محيط حساس S)، را هم بنويسيم. بنابراین بازتابش کل ساختار به شکل $r_p = M_{21}/M_{11}$ خواهد بود، که در آن، M₁₁ و M₂₁ المان های ماتریس انتقال کلی M $\mathbf{R}=|\mathbf{rp}|2$ هستند. بازتابندگی ساختار را میتوان به صورت نوشت. هنگامی که OTSها توسط گرافن در این ساختار برانگیخته می شوند، تغییر در ضریب شکست (۵ns) محیط حسگرمی تواند منجر به تغییر ($\delta \theta$) درزاویه ی تشدید منحنیهای بازتابش شود. بنابراین، حساسیت S این حسگر زیستی S = $\delta \theta / \Delta ns$ (معیار شایستگی S = $\delta \theta / \Delta ns$) به صورت FOM = S×DA تعريف می شود. که ضريب كيفيت (DA) برابر DA = 1/FWHM مى باشد.

نتايج

برای بهینه کردن بازتابندگی برحسب تعداد زوج لایه های بلور فوتونی (N) ابتدا از N=1 شروع می کنیم که برای زاویه تابش 15 درجه این شبیه سازی انجام گرفت و برای تعداد زوج لایه های 3 تا 8 نتایج جالبی بدست آمد. شکل 2 ضریب بازتابندگی برحسب فرکانس را برای 6 = N زوج لایه بلور فوتونی نشان می دهد مطابق این شکل بهترین حالت برای تعداد 2 و 3 لایه گرافن اتفاق می افتد، همچنین بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400



شكل 6 : تغييرات حساسيت در زاويه تابشي مختلف 15، 30 و 60

افزودن گرافن به سیستم منجر به کاهش شدید ضریب بازتابندگی و در نتیجه افزایش حساسیت و پارامترهای آشکارسازی می شود اما این افزایش با بیشتر شدن تعداد لایه های گرافن مخصوصا برای شش زوج لایه بلور فوتونی بسیار ثابت و پایدار می ماند.

مرجعها

- [1] M. Danaie, B. Kiani, "Design of a label-free photonic crystal refractive index sensor for biomedical applications", Phot. and Nano. Fun. and Appl. 31:89-98. 2018.
- [2] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri Birjandi, "A highsensitivity sensor based on three-dimensional metalinsulator-metal racetrack resonator and application for hemoglobin detection", Phot. and Nano. Fun. and Appl., 32:28-34. 2018.
- [3] Wu, L., et al., "Sensitivity improved SPR biosensor based on the MoS2/graphene–aluminum hybrid structure", Jou. of Ligh. Tech., 35(1):82-87. 2016.
- [4] J., Homola, *Present and future of surface plasmon resonance biosensors*. Anal. and Bio. Chem., 377(3):528-539. 2003.
- [5] S., Gan, et al., "Sensitivity enhancement of surface plasmon resonance sensors with 2D franckeite nanosheets", Res. in Phys., 13:102320. 2019.
- [6] A.,Vahedi, M. Kouhi, "Liquid Crystal-Based Surface Plasmon Resonance Biosensor", Plasmonics, 15(1):61-71. 2020.
- [7] M., Lopez-Garcia, et al., "Efficient out-coupling and beaming of Tamm optical states via surface plasmon polariton excitation", App. Phy. Lett., 104(23):231116. 2014.
- [8] M., Parker, et al., "Tamm plasmons for efficient interaction of telecom wavelength photons and quantum dots", IET Opto., 12(1):11-14. 2018.



شکل 4 : ضریب بازتابندگی برحسب زاویه را برای 6 زوج لایه

شکل 5 ضریب بازتابندگی برحسب زاویه را برای 8 زوج لایه بلور فوتونی با تعداد مختلف لایه گرافن نشان می دهد. بیشترین مقدار بازتابش برای G=2 و کمترین مقدار برای G=3 رخ می دهد یعنی وجود سه لایه گرافن بهترین تشدید و حساسیت را در سیستم نشان خواهد داد. اما این حالت نسبت به 6 زوج لایه ضریب بازتابندگی بیشتری دارد.



شکل 5 : ضریب بازتابندگی برحسب زاویه را برای 8 زوج لایه

در این قسمت بازتابندگی سیستم را بر حسب فرکانس برای دو سیستم با زوج لایه های 6 و 8 را برای چهار زاویه تابش 15، 30، 45 و 60 درجه رسم می کنیم. شکل 6 نمودار تغییرات حساسیت را در سه زاویه تابشی مختلف 15، 30 و 60 برای چهار لایه متفاوت گرافن نشان می دهد. با افزایش تعداد لایه های گرافن مقدار حساسیت تقریبا به یک مقدار ثابتی می رسد مخصوصا در زوایای تابشی 15 و 30 درجه تغییرات حساسیت با گرافن بسیار کم می باشد و به نظر می رسد به یک وضعیت ثابت و اشباع محدود می شود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تصویربرداری پخش نوری از تومورهای عمیق سرطان سینه

انیس میسمی، محمدعلی انصاری

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

a.meisamy@sbu.ac.ir, m_ansari@sbu.ac.ir

چک یده – تصویربرداری به روش پخش نوری، یک روش تصویربرداری غیرتهاجمی برای یافتن پارامتر های نوری با فت از اندازه گیری های مرزی ا ست که به کمک آن می توان کار کرد و ساختار بافت را نمایان کرد. در این مقاله، پس از ایجاد یک شبکه سه بعدی از بافت، یک سیسیتم تصویربرداری شامل ۲۵ منبع و آشکارساز در طرفین بافت قرار گرفته و سیپس با کمک نرمافزار شبیه ساز ++Toast معادلهی پخش در مد پیو سته را با روش المان محدود حل کردیم. سپس برای حل مسئلهی معکوس و باز سازی تصویر از روش بهینهسازی غیر خطی برپایهی گرادیان و برای کاهش بدتعریفی مسئله از تنظیمساز مسئلهی معکوس و باز سازی

کلید واژگان: بازسازی تصویر، تصویربرداری اپتیکی، تصویربرداری به روش پخش، مدل مستقیم، مسئلهی معکوس

Diffuse optical imaging of breast deep tumor

Anis Meysami, Mohammad Ali Ansari

Laser and Plasma Research institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

a.meisamy@sbu.ac.ir, m_ansari@sbu.ac.ir

Abstract- Diffuse Optical Tomography (DOT) is a non-invasive imaging technique for determination of optical parameters of tissue from boundary measurement to characterize functional behavior and structural properties of tissue. The DOT algorithm essentially consists of two parts: one is a forward model to calculate the light propagation and the resultant outward re-emissions at the boundary of the tissue, based on the diffuse equation. The other is an inverse model searching for the distribution of optical properties. Imaging through highly diffuse medium is a challenge and stability is always an issue due to inverse problem. In this paper, for three dimensional (3-D) imaging, we used a stack of 2-D binary segmented images of breast tumor as an input of the mesh generator, iso2mesh and then, simulated an imaging system including 25 sources and detectors up and down of tissue. For solving continues wave (CW) forward of diffuse equation, we used Toast++ open-source software based on a finite-element solver. Then, a non-linear gradient-based optimization with total variation (TV) Regularization was used to reconstruct resulting image, solving inverse problem of DOT and enforcing different smoothness conditions in the solution. Finally, image quality indexes for quality assessment in two depths of tissue was reported.

Keywords: Diffuse Optical Tomography, Forward model, Inverse problem, Image reconstruction, Optical imaging



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

تصویربرداری به روش پخش نور یک روش تصویربرداری غیرتهاجمی است که در آن از امواج نوری در محدودهی طول موجی فروسرخ نزدیک (۶۰۰ تا ۹۵۰ نانومتر) برای دستیابی به ویژگیهای اپتیکی بافت زیستی نظیر جذب و پراکندگی از اندازه گیریهای مرزی استفاده میشود [۱] اندازه گیری این پارامترهای نوری میتواند در دستیابی به اطلاعاتی در مورد عملکرد و ساختار بافت مفید باشد. الگوریتمهای این روش شامل دو قسمت است: مسئلهی مستقیم که در آن شدت نور عبوری و یا بازتاب شده از مرز بافت که بر مبنای معادلات پخش مدل سازی شده، محاسبه گردیده و در مسئلهی معکوس با الگوریتمهای خطی یا غیر خطی توزیع ویژگیهای اپتیکی به دست میآید.

در برهمکنش بین نور و محیط دو پدیدهی عمده اتفاق می افتد: جذب و پراکندگی. در محیطهای نظیر بافت، علیالخصوص بافتهایی که دارای ضخامت بیشتری هستند، به علت پراکندگی بسیار زیاد نور، تعداد فوتون هایی که بدون پراکندگی یا با پراکندگی جزئی عبور میکنند بسیار نادر بوده و در مرزهای بافت، بیشتر فوتونهای پخش شده در آشکارسازها دریافت می گردد [۲]. بر همین اساس، در اوایل دههی ۱۹۹۰ میلادی، الگوریتمهایی که از فوتونهای پخش شده برای بازسازی تصاویر استفاده می کردند پیشنهاد شد [۳]. بازسازی تصویر در تکنیک پخش نوری یک مسئلهی معکوس است، به این معنا که با دریافت فوتون های پراکنده شده از مرز بافت توسط آشکارسازها، می توان به پارامتر های نوری داخل بافت دست یافت. ماهیت مسئلهی پخش نور در بافت، از لحاظ ریاضیاتی بد تعریف و غیرخطی است چرا که ما ویژگیهای سیستم را به طور کامل نمی شناسیم و این مسئله، بازسازی تصویر را با چالش روبهرو می سازد. برای حل مسئله ی معکوس پخش نوری معمولا از روشهای بهینهسازی برپایهی تکرار استفاده می شود. در این روش ها، توزیع خواص اپتیکی از طریق کمینهسازی مکرر تابع خطا بین دادههای محاسباتی و دادههای اندازه گیری شده، به

مقادیر واقعی نزدیک گشته و در نهایت به تصویر مدنظر میرسیم. یکی از این روشهای بهینهسازی، روش گرادیانی است که در آن پس از محاسبهی خطا، از گرادیان تابع خطا برای به روزرسانی پارامترها استفاده میشود و نسبت به دیگر روشها دارای بار محاسباتی کمتری است. الگوریتم گرادیان مزدوج [۴] در این دسته قرار می گیرد. با این وجود اما، روشهای بهینهسازی به تنهایی در بهبود کیفیت بازسازی موثر نبوده و وجود اطلاعات اولیه میتواند کمک بیشتری کند. امروزه میتوان با استفاده از تکنیکهای تنظیم سازی این اطلاعات اولیه را وارد کرده و بدتعریفی را بیشتر کاهش داد.

در این مقاله، از یک تصویر سگمنت شده از تومور پستان [۵] به کمک بسته نرمافزاری iso2mesh [۶] شبکهای سه بعدی با ابعاد طول، عرض و عمق ۶۴ میلیمتر که دارای توموری نامتقارن در عمق ۲۲ تا ۴۲میلیمتر خود بوده، ساخته شده است. ضریب جذب پس زمینه و تومور به ترتیب ۲۰۰۱ و ۰،۰۲ بر میلیمتر و ضریب پراکندگی و ضریب شکست در به صورت همگن در نظر گرفته شده و به ترتیب دارای مقادیر ۱mm^{-۱} و ۱٫۴ هستند. ۲۵ آشکارساز و ۲۵ منبع پیوستهی لیزری به ترتیب در بالا و پایین آن قرار داده شده و شدت نور عبوری یخش شده توسط بستهی شبیه از ++Toast [۷] که برای حل مسئلهی مستقیم پخش شد گی از روش المان محدود استفاده می کند، اندازه گیری شده است. پس از آن با تکنیک بهینهسازی گرادیان مزدوج و تنظیمساز (Total Variation (TV به بازسازی تصویر در عمق rem و ۲۲=۲ پرداخته و شاخصهای میانگین خطای مطلق، خطای حداقل مربعات، نسبت بیشینه سیگنال به نویز و شباهت ساختاری تصویر گزارش می شود. مقادیر این شاخص ها با وجودی که در مناطق عمیقتر بافت کاهش می یابد، باز هم از کیفیت مطلوبی برخوردار بوده اما زمان اجراى الگوريتم مانند همهى روشهاى بهینهسازی کلاسیک نسبتاً طولانی است.

مبانی و روشها

برای توصیف ریاضیاتی انتشار نور در درون بافت، معادلات انتقال تابشی کامل ترین مدل در توصیف ماکروسکوپی انتقال نور در بافت زیستی هستند اما با توجه به اینکه پراکندگی مهم ترین عامل تاثیر گذار بر انتشار نور در ناحیهی فروسرخ نزدیک است می توان این معادلات را با تقریب پخش به معادلات پخش (معادله (۱)) تبدیل کرد.

$$\left[\frac{\partial}{\nu(r)\partial t} \text{-} D\nabla^r + \mu_a(r)\right] \Phi(r,t) = q(r,t) \quad r \in \Omega$$

که در آن Ω دامنهی بافت، $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ شدت (انرژی در واحد زمان و سطح)، D ضریب پخش شدگی، $q(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ توزیع منابع، $(\mathbf{r})_{a} \phi _{u}$ ضریب جذب، $v(\mathbf{r})$ سرعت نور در محیط است. معادلهی بالا را می توان با روش های تحلیلی، آماری یا عددی حل کرد. یکی از روش های عددی پر کاربرد، روش گسسته سازی محیط با المان محدود است. پیاده سازی این روش ساده تر و سرعت آن بیشتر است.

برای حل مسئلهی معکوس و دستیابی به ضرائب اپتیکی میتوان از روش های غیرخطی تکراری استفاده کرد. در این روش ها، ابتدا یک تابع خطا تعریف کرده و تفاوت بین مقادیر مرزی اندازه گیری شده(۷) و مقادیر حاصل از مسئلهی مستقیم ((f(x)) را اندازه می گیریم. علاوه بر این، برای بهبود کیفیت تصویر میتوان به خطا یک ترم تنظیم ساز به صورت زیر اضافه کرد:

$$\Psi = \frac{\gamma}{\tau} \sum_{i} \left[y_i - f_i(x) \right]^{\tau} + \tau R(x)$$
⁽⁷⁾

که در آن Ψ تابع خطاست که در آن خطای حداقل مربعات با ترم تنظیم ساز جمع شده و R(x) و τ به ترتیب تابع و هایپر پارامتر تنظیم ساز و x ضرایب اپتیکی بافت است. قدم بعدی، کمینه کردن تابع خطا و به روزرسانی ضرایب نوری به کمک آن است. این فرایند آنقدر تکرار می شود تا مسئله همگرا شود.

شبيەسازى

در این پژوهش، برای شبیه سازی یک بافت دارای ضایعه از شکل واقعی تومور سینه استفاده شده است. مهمترین عمل در مدلسازی عددی ایحاد مشی مناسب است. برای این کار، ابتدا یک تصویر دوبعدی از تومور خوشخیم پستان به صورت یک ماتریس سهبعدی در آمده و یس از آن توسط کتابخانهی iso2mesh که ابزار تولید مش بر مبنای تصاویر باینری است، شبکهای سهبعدی با ابعاد ۶۴ mm^۳ ۶۴×۶۴× ایجاد شد. این شبکه با المان های چهاروجهی، دارای ۲۸۷۰۶ گره و ۶۵۹۸۰ المان بوده است. برای حل مسئلهی مستقیم و معکوس، از کتابخانهی متلب ++Toast استفاده شده که قادر است معادلهی پخش و مسئلهی معکوس را حل کند. از آنجا که این شبیهسازی در مد پیوسته انجام می گیرد نمی توان از مسیر و زمان حرکت نور اطلاعی به دست آورد، به همین دلیل توانایی بازسازی ضریب پراکندگی را ندارد. در اینجا ضریب پراکندگی را ثابت و برابر با ۱ mm^{-۱}، ضریب جذب زمینه و تومور به ترتیب ^۱ ۰٫۰۱ mm و ۰٫۰۲ mm و ۰٫۰۲ mm ۱٫۴ در نظر گرفته شده است. تومور در عمق ۲۲ تا ۴۲ میلیمتری بافت قرار گرفت. برای سیستم تصویربرداری از دو شبکهی ۵×۵ از آشکارسازها و منابع استفاده شده است. سیستم تصویربرداری و تصویر بافت در z= ۴۰mm در شکل ۱ نمایان شده است.



شکل ۱: سیستم تصویربرداری (بالا) و برشی از بافت (پایین).

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> دادههای به دست آمده از مسئلهی مستقیم برای شبیهسازی شرایط آزمایشگاهی با نویز تصادفی ۱٪ همراه شده است. برای حل مسئلهی معکوس از روش بهینهسازی گرادیان مزدوج به همراه تنظیمساز TV استفاده و هایپرپارامتر آن برابر ۰٫۰۱ در نظر گرفته شده است.

نتايج

نتایج بازسازی تصویر حاصل از پخش در شکل ۲ آمده است. این تصویر پس از ۱۰۰ مرتبه کمینه سازی تابع خطا به دست آمده و شاخص های میانگین خطای مطلق (ABE)، خطای حداقل مربعات (MSE)، نسبت بیشینه سیگنال به نویز (PSNR) و شباهت ساختاری تصویر (SSIM) در عمق ۴۰mm و ۲۲در جدول ۱ گزارش شده است. همان طور که مشاهده شد، رزولوشن تصویر با افزایش عمق بافت کمتر شده و کیفیت تصویر کاهش می یابد. بازسازی تصویر ۲۰۵۰ ثانیه به طول انجامیده است که یکی از دلایلش همگرایی آهستهی روش گرادیان مزدوج است.



شکل ۲: تصویر بازسازی شده در عمق۴۰ mm

جدول ۱: گزارش شاخصهای کیفیت تصویر بازسازیشده در عمق ۴۰mm و ۲۲

عمق (mm)	MAE	MSE	PSNR (dB)	SSIM
٢٢	•.••٢۵	λ.ΥΥ×1 •- ^{\$}	5.72	۰.۹۷۵
۴.	•.••7٧	1,18×1•- [∞]	49.84	•.97•

جمعبندى

تصویربرداری به روش پخش نور با اندازه گیری شدت نور فروسرخ نزدیک از مرزهای بافت میتواند توزیع پارامترهای اپتیکی جذب و

پراکندگی را در درون بافت تخمین بزند. در این روش یک منبع، نور را به جسم می تاباند و چندین آشکارساز همزمان نور برگشتی را دریافت می کنند. این فرآیند توسط منابع دیگر تکرار می شود تا مجموعه ی داده ها کامل شود؛ در نهایت، یک الگوریتم با استفاده از این داده ها تصویر را بازسازی می کند. در این مقاله، از یک تصویر سه بعدی یک بافت دارای تومور شبیه سازی کرده و به حل مسئله ی مستقیم و معکوس پرداختیم. پس از آن شاخص های کیفیت تصویر در عمق های مختلف بافت گزارش شد.

این تحقیق تحت حمایت مالی صندق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور (INSF) برگرفته شده از طرح شماره «۹۸۰۲۹۴۶۹» انجام شده است.

مراجع

- سعید علیخانی، محمدعلی انصاری، عزالدین مهاجرانی، "مطالعهی پراکندگی نوری در نمونههای مشابه بافت بیولوژیک به روش پخش نوری"، هفدمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سومین کنفرانس مهندسی فوتونیک ,تهران, ۱۳۸۹.
- [2] M. Mozumder, A. Hauptmann, I. Nissilä, S.R. Arridge, & T. Tarvainen, "A model-based iterative learning approach for diffuse optical tomography", arXiv preprint arXiv:2104.09579, 2021.
- [3] S.R. Arridge, M. Schweiger, D.T. Delpy, *Inverse Problems in Scattering and Imaging*, pp. 372-382, International Society for Optics and Photonics, 1997.
- [4] S.R. Arridge, M. Schweiger, "A gradient-based optimisation scheme for optical tomography", Optics Express, vol. 2, no. 6, pp. 213-226, 1998.
- [5] W. Al-Dhabyani, M. Gomaa, H. Khaled, A. Fahmy, "Dataset of breast ultrasound images," Data in brief, vol. 28, p. 104863, 2020.
- [6] F. Qianqian, D.A Boas, "Tetrahedral mesh generation from volumetric binary and grayscale images", 2009 IEEE international symposium on biomedical imaging: from nano to macro, 2009.
- [7] M. Schweiger, S R Arridge,, "The Toast++ software suite for forward and inverse modeling in optical tomography," Journal of biomedical optics, vol. 19, p. 040801, 2014.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



ردیابی اپتیکی مکان تومور در بافت سالم به کمک شبیه سازی

پرهام خمارلو ^۱، سلمان مهاجر مازندرانی^{۲، ۱، *}

۱ آزمایشگاه بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج ۲۰ پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج.

*mohajer@khu.ac.ir

چکیده – در این پژوهش هدف ما تشخیص مکان سلولهای توموری در یک بافت سالم با استفاده از شبیه سازی در نرم افزار کامسول بوده است. در ابتدا هندسه محیط طراحی شد و مواد و خواص آنها تعیین و مش بندی انجام شد سپس شرایط مرزی آن تعیین گردید. اندازه نرم میدان الکتریکی (normE) بر روی خط برش (cut line) در ۲ طول موج برای دو حالت حضور و عدم حضور سلولهای توموری و همچنین رابطه آن با خواص اپتیکی سلولهای توموری نشان داده شد. در ادامه اثر تغییر در تعداد تومورها در مکان و طول موج مشخص بر اندازه نرم میدان الکتریکی (normE) گزارش گردید. نتایج بدست آمده از نمودارهای شبیه سازی نشان میدهد که می توان حضور سلولهای توموری در میان سلولهای سالم را تشخیص داد.

كليد واژه-خواص اپتيكي، سلولهاي توموري، شبيه سازي، كامسول، نرم ميدان الكتريكي .

Optical tracking of tumor location in healthy tissue by the simulation

Parham Khomarlou¹, Salman Mohajer Mazandarani^{1,2, *}

¹Biophotonics Lab, Physics Dep, Kharazmi University, Karaj. ²Applied Science Research Center, Kharazmi University, Karaj.

*mohajer@khu.ac.ir

Abstract- In this study, our goal was to identify the location of tumor cells in a healthy tissue, using simulation in COMSOL software. First, the geometry of our environment have been designed and the materials and their attributes have been determined, and mesh has been done then boundary conditions have been chosen. The Electric field norm(normE) on the cut line at 2 wavelengths for both the presence and absence of tumor cells and also its relationship with the optical properties of tumor cells have been shown. In the following, the effect of changes in the number of tumors at a specific location and wavelength on Electric field norm(normE) have been reported. The results of the simulation diagrams indicate that the presence of tumor cells among healthy cells can be detected.

Keywords: Optical properties, Tumor cells, Simulation, COMSOL, Electric field norm

$$\nabla \times \mathbf{H} = J + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times D = \rho$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$
(1)

درقسمت Geometry هندسه شکل طراحی شد که شامل خون با مشخصات width = 1000 µm و width = 100 μm با ضریب شکستی متناسب با طول موج که در بخش Definitions تابعش تعریف شده است، و تعداد لکههایی که داخل خون پخش شده است را که گلبول هستند دارای شعاع mm و به تعداد 120 عدد و ضریب شکست 1.42 در نظر گرفته همچنین در زیر این بافت هم یک شیشه لام با ابعاد height = $100 \,\mu\text{m}$ و $\text{width} = 1000 \,\mu\text{m}$ شکست 1.52 قرار داده شد و در مرحله بعدی نور فقط به بخش محدود و مشخص از بافت تابانده شد و یک polygon برای port تعریف گشت که نور لیزر در محدوده μm تا 550 µm از بافت برخورد می کند [5]. حال نوبت به تعیین شرایط مرزی میرسد که شرایط مزری یراکندگی (Scattering Boundary Condition) انتخاب گردید که در این حالت معادلهای که در مرزها اعمال می شود عبارت است از:

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times (\mathbf{E})) - jkn \times (\mathbf{E} \times n) = 0 \tag{2}$$

User-controlled در ادامه شبکه بندی به صورت دستی (user-controlled) تنظیم شد و در آخر نوبت به تعیین پارامترهای فیزیکی محیط می رسد که در بخش (Study) قسمت (λ) در فرمول (λ) در فرمول فرکانس (frequency) قرار داده شد:

$$frequency = \frac{c _ const}{\lambda}$$
(3)

 (c_{const}) مقدار ثابت سرعت نور است که در تنظیمات (c_{const}) نرم افزار ثبت شده است. نکته آخری که باید به آن توجه کنیم این است که نمودار توزیع میدان الکتریکی برای یک

مقدمه

سرطان شامل گروه بزرگی از بیماریها است که میتواند تقریباً در هر اندام یا بافتی از بدن شروع شود بطوری که سلول های غیرطبیعی به طور غیرقابل کنترلی رشد کنند، از مرزهای معمول خود فراتر رفته و به قسمتهای مجاور بدن حمله کرده و یا به اندامهای دیگر گسترش یابند[1]. هیچ آزمایش واحدی وجود ندارد که بتواند سرطان را به طور دقیق تشخیص دهد. ارزیابی کامل یک بیمار معمولاً به یک تاریخچه کامل و معاینه جسمی به همراه آزمایش تشخیصی نیاز دارد. در صورت شناسایی زودهنگام، سرطان بیشتر به درمان پاسخ میدهد و میتواند منجر به احتمال زنده ماندن بیشتر و عوارض کمتر و همچنین درمان کم هزینه شود بنابراین تشخیص زود هنگام با روشهای ساده و به دور از عکس برداریها و آزمایشهای پیچیده و حتی در بعضی موارد جراحی از چالشهای اصلی این حیطه است[2]. پراکندگی نور در خون به واسطه گلبول ها توسط افراد زیادی بررسی شده است[3]. هنگامی که یک سلول جنسش متفاوت از سلول های اطرافش می شود در این سلول خواص اپتیکی متفاوتی ایجاد میشود یعنی ضریب جذب و ضریب شکست متفاوتی پیدا میکند. حال از طریق شبیه سازی با نرم افزار كامسول مىخواهيم توزيع ميدان الكتريكي را بررسی و با حل معادلات ماکسول، پارامتر میدان و شدت الكتريكي را حساب كنيم. در انجام اين پروژه قصد داريم با تغییر در هندسه شکل و ایجاد سلولهای غیر طبیعی در تعداد و مکانهای مختلف در بافت و با بررسی و مقایسه نمودارهای حاصله، پی به حضور و تشخیص این سلولها در بافت ببريم.

روش کار

در این پروژه ما روی یک مدل دو بعدی در ماژول wave optic و فیزیک Electromagnetic waves, frequency کارکردهایم (ewfd) کارکردهایم که در این فیزیک معادلات ماکسول[4] با روش المان محدود برای امواج در محیط حل میشوند . بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12– 14 بهمن 1400

1000

800

خط برش cut line در پایین شیشه لام بدست آمده که مطابق شکل (1) با نوار قرمز رنگ مشخص شده است. همچنین نمودارها برای دو حالت عدم حضور سلولهای توموری و در حضورشان با ضریب شکست 1.7 و تعداد 4 توموری و در حضورشان با ضریب شکست 1.7 و تعداد 4 عدد با مختصاتهای x: 487µm, y: 82µm, y: 487µm عدد با مختصاتهای y: 47µm, x: 512µm, y: 82µm, y: 47µm مورد بررسی قرار گرفته است.



تحليل و نتايج

طول موجهای مختلف نور تابیده شده به بافت برای دو حالت گفته شده بررسی شد. در ابتدا در شکل (2) نتایج شبیه سازی برای نرم میدان الکتریکی (normE) در طول موج 20 µm با حضور ۴ سلول توموری نشان داده شده است .



سپس در شکلهای (3) و (4) به ترتیب برای طول موجهای cut و μm 20 و μm 40 توزیع شدت میدان روی خط برش (cut line) برای دو حالت عدم حضور سلولهای توموری و در حضورشان با هم مقایسه گردید که تغییرات محسوسی در اندازهی میدان الکتریکی در مکانهایی که تومورها هستند مشاهده میشود. در شکل (3) اندازه میدان در مرکز که سلول های توموری وجود دارند بیشتر از بقیه قسمتها می باشد و همچنین درشکل (4) درهمه نقاط حالت تومورال

میدان کمتر از حالت بدون تومور است اما در مرکز که سلول های توموری وجود دارند این اختلاف بسیار بیشتر است.

شکل 3: نمودار cut line برای طول موج 20μm - نمودار قرمز رنگ عدم حضور سلولهای توموری و نمودار آبی رنگ برای حالت توموری کردن سلولها میباشد.

400 600 Length (μm)

200



شکل 4: نمودار cut line برای طول موج 40μm - نمودار قرمز رنگ عدم حضور سلولهای توموری و نمودار آبی رنگ برای حالت توموری کردن سلولها میباشد.

k در علم اپتیک به ضریب خاموشی معروف است به این معنی که وقتی نوری وارد ماده می شود همه آنچه که از ماده رد نمی شود را در ضریب خاموشی لحاظ می کنیم که به صورت جذب، بازتاب یا پراکندگی ایجاد می شود اما چون در اغلب مواد بخش های بازتاب و پراکندگی کم است و جذب مطرح است برای همین ضریب خاموشی را ضریب جذب هم می گویند[6] .

از نظر ذاتی k با بخش موهومی ثابت دی الکتریک مرتبط است یعنی به طور معمول با بخش اهمی رسانش الکتریکی رابطه دارد .در قسمتهای قبلی مقدار k در ضریب شکست موادمان صفر درنظر گرفته شده بود اما حالا در این بخش تاثیر تغییرات مقدار k سلولهای توموری بر روی توزیع میدان الکتریکی با تغییر طول موج بررسی شد. مطابق شکل (5) شاهد تغییرات نمودارهای توزیع شدت میدان الکتریکی بر روی خط برش (cut line) برای طول موج با افزایش مقدار و نمودار نتایج شبیه سازی نشان میدهد که با افزایش مقدار بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12– 14 بهمن 1400

> ضریب خاموشی تومورها تابع توزیع میدان تغییر محسوسی ندارد اما اندازه نرم میدان الکتریکی (normE)کاهش مییابد بنابراین نرم میدان الکتریکی (normE) و ضریب خاموشی با هم مرتبط هستند.



شکل C: تغییرات ضریب خاموشی با اندازهی میدان الکتریکی در طول موج 40μm.

تحلیل آخر مربوط به اندازهها نرم میدان الکتریکی در نقطهای با مختصات x: 500 μm, y: 63 μm در طول موج μm 20 برای ۱۱ حالت مختلف از تعداد سلولهای توموری موجود در بافت میباشد که مطابق شکل (6) نقطه قرمز رنگ برای وضعیت عدم حضور سلول توموری میباشد که با افزایش تعداد سلولهای توموری اندازه نرم میدان اکتریکی افزایش پیدا میکند که بسیار موثر در راه تشخیص سلولهای توموری است و در مورد تعداد ۹ و ۱۰ سلول که اندازه میدان الکتریکی کاهش یافته به علت نحوه توزیع سلولها میباشد.



شکل 6: تغییرات اندازه نرم میدان الکتریکی با تغییر در تعداد تومورها

نتيجهگيرى

بر اساس نمودارهایی که از نرم میدان رسم شده بین حالت بدون تومور و با حضور تومور تشخیص وجود سلولهای سرطانی مطابق با روش ارائه شده برای ۴ سلول توموری و غیر طبیعی در بین ۱۲۰ سلول طبیعی ممکن میباشد و همچین مطابق با شکل (6) به ازای طول موج μm 20 برای حتی تعداد یک سلول توموری بین ۱۲۰ سلول سالم دیگر، تشخیص امکان پذیر است.

مرجعها

- C. Michael Lam, MD, MPH, ABAAM, [1] Beating-Cancer-with-Natural-Medicine. 2003.
- X. Chen *et al.*, "Non-invasive early [2] detection of cancer four years before conventional diagnosis using a blood test," *Nature Communications*, vol. 11, no. 1. 2020, doi: 10.1038/s41467-020-17316-z.
- N. Mohandas et al., "Accurate and [3] independent measurement of volume and hemoglobin concentration of individual red cells by laser light scattering," 1968.
- J. R. Reitz and F. J. Milford, *Reitz and* [4] *Milford, Foundations of Electromagnetic Theory*, 4th ed. 1960.
- C. Multiphysics, C. Software, and L. [5] Agreement, "Mach-Zehnder Modulator." 2018.
- M. Jamali, S. Sheykhlari, S. [6] Mohajermazandarani, and M. M. Ara, "Investigation of linear and nonlinear optical properties of pure curcumin and curcumingraphene quantum dots conjugation to trace Amyloid- β aggregations," in 26th Iranian conference on optics and photonics and 12th conference Iranian on engineering photonics, 2020, pp. 1-4.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



ساخت بلورهای فوتونی اوپال معکوس اکسید روی با استفاده از میکروکره های PMMA

زهرا دایم امید^ر، سهراب احمدی کندجانی^{۱٬۲٬۳}، پوریا نذیری^ر، بابک علیائی فر^۴

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ^۲ پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

^۳قطب فوتونیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ^{* م}رکزپژوهشی نانوتکنولوژی، پژوهشکده علوم مواد و نانوتکنولوژی، دانشگاه بیلکنت، آنکارا، ترکیه

zahrado20@gmail.com, s_ahmadi@tabrizu.ac.ir, pouriyanaziri@gmail.com, babak.olyaeefar@gmail.com

در این مقاله به ساخت بلور فوتونی اوپال معکوس اکسید روی پرداخته شده است، به همین منظور، میکروکره های پلیمری با قطر حدودی۳۵۵ نانومتر سنتز شد. برای ساخت اوپال معکوس، ابتدا ساختار اوپال این میکروکره ها را تهیه و سپس با تزریق پیش ماده اکسید روی و کلسینه کردن پلیمر، اوپال معکوس به دست آمد. با استفاده از تصویر SEM ساختار اوپال معکوس تایید و قطر متوسط جاهای خالی ساختار متخلخل۳۲۷ نانومتر اندازه گیری شده همچنین با استفاده از طیف عبوری، در طول موج ۳۵۹ نانومتر گاف فوتونی مشاهده شد. از این اوپال های معکوس می توان به عنوان حسگر زیستی جهت آنالیز آنزیم، پروتئین و... استفاده نمود.

کلید واژه- اوپال معکوس، میکروکره پلیمری، اوپال، اکسید روی، حسگر زیستی

The fabrication of zinc oxide inverse opal photonic crystals by using PMMA microspheres

Zahra Dayem-Omid¹, Sohrab Ahmadi-Kandajani^{1.2.3}, Pouriya Naziri¹, Babak Olyaeefar⁴

¹faculty of physic, University of Tabriz, Tabriz, Iran ²Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Iran ³ Center of Excellence for photonics, University of Tabriz, Tabriz, Iran ⁴UNAM Network Physics and Neutochard and Neutochar

⁴UNAM-National Nanotechnology Research Center, Institute of Materials Science and Nanotechnology, Bilkent University, Ankara, Turkey

zahrado20@gmail.com , s ahmadi@tabrizu.ac.ir , pouriyanaziri@gmail.com , babak.olyaeefar@gmail.com

In this paper, the fabrication of the zinc oxide inverse opal photonic crystals is investigated. To this end, the polymer microspheres with a diameter of approximately 355 nm were synthesized. To fabricate inverse opal, first the opal structure of these microspheres was prepared and then by injecting zinc oxide precursor and the calcination of polymer, the inverse opal was obtained. The structure of inverse opal was confirmed by scanning electron microscope (SEM) image and the average diameter of hollow spheres in the porous structure was measured at 327 nm. In addition, using the transmission spectrum, the photonic band gap was observed at 359 nm wavelength range. These inverse opals can be used as a biosensor to analysis enzymes, proteins, and so on.

Keywords: inverse opal, polymer microspheres, opal, zinc oxide, biosensor

مقدمه:

بلورهای فوتونی موادی با ساختارهای متناوب و ساخته شده از مواد عایق هستند که خاصیت اپتیکی منحصر بفردی دارند و امکان کنترل نور را فراهم می آورند [۱]. بلورهای فوتونی دارای آرایش متناوب دوره ای از ضریب شکست های مختلفی هستند. از ویژگیهای خاص بلورهای فوتونی، وجود باند گاف فوتونی در آنهاست. گاف باند، به محدوده ای از فركانسها اطلاق مى شود كه نور با طول موج خاصى نمیتواند از ماده عبور کند و فقط می تواند از ماده بازتابش نماید [۲]. بلورهای فوتونی که از ذرات کلوئیدی ساخته شوند، بلورهای کلوئیدی می گویند از طرفی بلورهای کلوئیدی سه بعدی را اوپال می نامند. جهت تولید اوپال با ابعاد بالا و یکنواخت و بدون نقص، باید ذرات کلوئیدی تک یخش باشند. برای تولید اویال میتوان از میکروکرههای پلی استایرن و پلی متیل متاکریلات (PMMA) استفاده کرد. اوپالهای معکوس دارای ساختاری دقیقا عکس ساختار اوپالها هستند. اوپالهای معکوس دارای آرایشی متخلخل، منظم و متشکل از حفرههای هوا که در بستری از یک ماده عایق قرار دارند، هستند [۳]. این ماده دی الکتریک همان پیش ماده ای است که در واقع در فضای خالی بین حفرهها قرار میگیرد. پیش ماده میتواند از سیلیکا، اکسید روی و... ساخته شده باشد. یکی از ویژگیهای مهم اوپال ها وجود شبه باند گاف فوتونی است یعنی باتوجه به عدم محدودیت جهت انتشار نور در باند گاف کامل فوتونی، در شبه باند گاف فوتونی، شکاف باند ایجاد شده به جهت انتشار آن بستگی دارد. برای رفع این حالت، باید اختلاف ضریب شکست بین اجزای سازنده آن یعنی میکروکره ها و هوا، بیشتر از ۲٫۸ باشد. این امکان در اوپالها محدود است زیرا موادی که برای توليد آن استفاده مي شود، محدود هستند اما مي توان اين حالت ۱٫ در اوپالهای معکوس با استفاده از موادی با ضریب شکست بالا، ایجاد کرد [۴]. در نهایت می توان از این

اوپالهای معکوس، با تثبیت کردن آنزیم، پروتئین و… روی آنها، آنالیز و مطالعه شان نمود. پیش از این در گروه فوتونیک دانشکده فیزیک، از اوپالهای معکوس SiO₂ به عنوان حسگر، مورد مطالعه قرار گرفته اند [۵].

مواد و روش:

برای سنتز میکروکره ها از یک چیدمان تجربی متشکل از مبرد (کندانسور)، بالن دو دهانه ته گرد، هیتر-همزن، کپسول نیتروژن و اتصال یک سر مبرد به شیر آب برای گردش آن در درون مبرد، مطابق با شکل ۱، استفاده شده است. مقدار ۱۰ میلی لیتر آب دییونیزه، در دمای ۸۳ درجه سانتی گراد روی هیتر-همزن، حرارت داده شده و بعد از ایجاد حباب بر روی آب، ۲ میلی لیتر متیل متاکریلات (MMA) به آن افزوده و توسط مگنت همزده می شود، سپس مقدار ۱۰ میلی گرم پتاسیم پرسولفات (KPS)، به مواد اضافه می شود و در حدود ۲ ساعت بر روی هیتر-همزن همزده می شود. در نهایت ماده سفید رنگی بدست می آید که همان میکرو کره های پلی متیل متاکریلات (PMMA)



شکل ۱- تصویر شماتیک چیدمان کار جهت سنتز میکروکره های پلیمری پلی متیل متاکریلات

همچنین مواد آب استریل، زینک استات(dihydrate)، دىاتانول آمين (Extra pure)، ۲-پروپانول (Merck)، اسيد پیرانها تهیه شده و بدون هیچ خالص سازی مورد استفاده قرار گرفتند. زیرلایهها، جهت آبدوست شدن به مدت یک ساعت داخل اسید پیرانها در دمای ۸۰ درجه سلسیوس، در فضای هود، به مدت ۱ ساعت حرارت داده شده و سپس با کر دادن به وسیله آب مقطر و خشک کردن توسط گاز نيتروژن، آمادهسازی می شوند. برای ساخت اوپال، با استفاده از مواد آب استریل و پلی متیل متاکریلات (PMMA) پالایش یافته، به ترتیب به نسبت حجمی ۹٫۷ و ۳.۰ ترکیب نموده و به همراه لام داخل شیشه، در دستگاه كنترل دما-رطوبت چمبر قرار مي دهيم. تا جايي كه كل مواد كاملا روى لام لايه نشانى شده باشند. بايد توجه داشت پالایش میکروکرهها به جهت کیفیت بهتر جهت تولید اوپالها توسط شستشوی ذرات میکروکرهها به وسیله دستگاه سانتریفیوژ انجام می پذیرد. برای ساخت پیش ماده جهت توليد اوپال معكوس، ٢-پروپانول، زينك استات و دیاتانول آمین به نسبتهای حجمی به ترتیب ۹۵٫۷٪ ، ۱٫۳٪ و ۳٪ را روی استیرر به آرامی و در زمان دو الی سه ساعت توسط مگنت ترکیب می شود. (با افزایش مقدار مواد، زمان جهت همگن و شفاف شدن ماده تولید شده، بیشتر خواهد بود.) سپس به روش اسپین کوتینگ به میزان ۲الی۳ قطره روى اوپال ساخته شده ريخته مى شود تا به طور كامل بستر مورد نظر را دربربگیرد. سپس با تعداد دور و زمان مشخص به ترتیب ۱۵۰۰ دور در زمان ۲۰ ثانیه روی دستگاه اسپین کوتینگ می چرخد تا فضای متخلخل اوپال را پوشش داده و پیش ماده اکسید روی، به طور کامل در فضاهای خالی نفوذ یابد. مرحله آخر مرحله کلسینه کردن توسط کوره است که باید به مدت ۴ ساعت از دمای اتاق به دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد برسد و به مدت ۵ ساعت نمونه داخل آن در این دما بماند. چون دمای کوره بسیار بالاست، بعد از خاموش کردن دستگاه، کوره طی ۴ ساعت

به دمای اتاق می رسد که باید در این مدت از بازکردن در آن خودداری شود. میکروکرههای اوپالها در اثر دمای بالا از بین رفته و اوپالهای معکوس باقی میمانند.

نتايج و تحليل

آنالیز میکروکرهها با استفاده از دستگاه DLS مدل Nanotrac Wav بررسی شد؛ شاخص PDI برابر ۰٫۲۱۲۱ و قطر میانگین ۳۵۵ نانومتر گزارش شد. شکل ۲ تصویر SEM میکروکره های سنتز شده را نمایش می دهد.



شکل ۲-تصویر SEM میکروکره های پلیمری پلی متیل متاکریلات سنتز شده با قطر ۳۵۵ نانومتر

شکل ۳ تصویر SEM اوپال معکوس اکسید روی ساخته شده را با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی مدل MIRA3 FEG-SEM نمایش می دهد. همچنان که از تصویر به روشنی قابل مشاهده است، متوسط قطر فضاهای خالی ابعادی در حدود ۳۲۷ نانومتر است. همانطور که قبلا ذکر شد، قطر میکروکره ها حدودا ۳۵۵ نانومتر سنتز یافته بود که این تغییر قطر، به دلیل انقباض میکروکره های پلیمری در اثر حرارت بالا صورت پذیرفته است [۶]. در گوشهها، ساختارهای مثلثی شکل وجود دارند که در واقع این فضا بین سه میکروکره کنار هم که پیش ماده به نواحی متخلخل
آن نفوذ پیدا کرده و میکروکرهها در اثر دمای بالا از بین رفته است، مشاهده می شوند.



شکل ۳ – تصویر SEM اوپال معکوس اکسید روی با قطر تقریبی ۳۲۷ نانومتر

شکل ۴، طیف عبوری اوپال معکوس را با استفاده از دستگاه طیف سنج Shimadzu مدل UV-visible 2450 را نشان می دهد که گاف فوتونی در ناحیه ۳۰۰– ۴۰۰ نانومتری و در طول موج ۳۵۹ نانومتر مشاهده می شود.



شکل ۵ - طیف عبوری از ساختار اوپال معکوس اکسید روی از میکروکره های پلیمری با قطر تقریبی ۳۵۵ نانومتر

همانطوری که مشاهده می شود، این بلورهای فوتونی، بلورهای فوتونی کاملی نیستند، زیرا بلورفوتونی سه بعدی بوده و گاف باندی فوتونی کاملی تشکیل نمی دهد. به همین دلیل در تصویر طیف عبوری، فروافت مشاهده می شود.

نتيجهگيرى

با استفاده از سنتز میکروکرههای پلیمری پلی متیل متاکریلات، که با استفاده از DLS قطر تقریبی ۳۵۵ آن به دست آمد، در ابتدا اوپال آن ها تهیه و سپس اوپال معکوس هایی با قطر میانگین ۳۲۷ نانومتر با استفاده از پیش ماده اکسید روی ساخته شد. تصویر فضای متخلخل آن با استفاده از الکتروسکوپ الکترونی روبشی آن ها ارائه و نیز بر اساس طیف عبوری ساختار، در ناحیه ۳۰۰–۴۰۰ نانومتر، باند گاف فوتونی مشاهده شد. میتوان از این اوپالهای معکوس ساخته شده، به عنوان حسگر زیستی استفاده کرده و با تثبیت نمودن آنزیم، پروتئین و... آنها را مطالعه نمود.

مرجعها

- Zhang, H. F., Liu, S. B., Kong, X. K., & Li, B. X. (2013). Photonic band gap of three dimensional magnetized photonic crystal with Voigt configuration. The European Physical Journal D, 67(8), 169.
- [2] Joannopoulos. J.D, Johnson. S.G, Winn.J.N, and Meade.R.D, "Photonic crystals modeling the flow of light,", New jersey : Princeton University Press, 2007.
- چقامیرزایی، پوریا: «طراحی و ساخت حسگر زیستی مبتنی بر [3] بلورفوتونی»، کارشناسی ارشد، دانشگاه تبریز، ۱۳۹۶
- [4] Waterhouse, G.I., Waterland, M.R., 2007, Opal and inverse opal photonic crystals: fabrication and characterization, Polyhedron, Vol. 26, pp: 356-36.
- [5] Chaghamirzaei Pouria, Raeyani Davoud, Khosravi Aynur, Shahin Allahveisi, et al. 2019. Real-Time Detection of Gas and Chemical Vapor Flows by Silica Inverse-Opals. IEEE Sensors Journal PP(99):1-1
- [6] Xuyang Zhang, Christian Weinberger, Sabrina Amrehn, Xia Wu, et al. 2020. Synthesis of Metal Oxide Inverse Opals from Metal Nitrates by PMMA Colloidal Crystal Templating. European Journal of Inorganic Chemistry. Eur. J. Inorg. Chem., 3402– 3407.





طراحی و ساخت سیستم ثبت الکتروفیزیولوژی مبتنی بر اپتو الکترود آرایهای برای کاربردهای اپتوژنتیک برونتنی

پوریا قاسمی'، محمد اسماعیل زیبائی*۱، سیده مهشاد حسینی'، محمد رضا صالحی مقدم'

^۱ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی تهران

* m_zibaye@sbu.ac.ir

چکیده- در تکنیک اپتوژنتیک که به مطالعه و بررسی سیستم عصبی به کمک نور میپردازد، لازم است همزمان و یا بعد از تحریکات نوری با استفاده از روشهای ثبت الکتروفیزیولوژی، عملکرد سلول مورد بررسی قرار گیرد. در این مقاله یک سیستم آرایه ای یکپارچه برای تحریک نوری و ثبت الکتروفیزیولوژی همزمان برای کاربردهای اپتوژنتیک طراحی و ساخته شده است. در این سیستم، آرایه میکروالکترودی ۴×۴ با الکترودهای دایرهای به شعاع ۱۵۰ میکرومتر از جنس طلا با امپدانس الکترودهای ۱۰۴ KQ در فرکانس ۱۸Hz ساخته شده است. برای تابش دهی از LED ۱×۵٫۰×۵٫۵۰ میلیمتر، طول موج ۴۷۳ نانومتر و حداکثر توان تابشی ۶۰ میلی وات استفاده شده است. عملکرد سیستم طراحی شده نیز با اندازه گیری سیگنال عصبی ۱۰۲۰ و سلولهای بنیادی قلبی، مورد ارزیابی قرار گرفته است.

كليد واژه- آرايه ميكروالكترودى،آرايه LED، اپتوژنتيك، الكتروفيزيولوژى، اپتورود

Design And Fabrication Of Electrophysiology Recording System Based On Optoelectrode Array For In Vitro Optogenetics Applications.

Pouria Ghasemi', Mohammad Ismail Zibaii^{'*}, Seyedeh Mahshad Hosseini['], Mohammad Reza Salehi Moghadam[']

¹ Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

*m_zibaye@sbu.ac.ir

Abstract- In the optogenetic technique, which studies the neural system with light, it is necessary to examine cell function at the same time or after light stimulation using electrophysiological recording methods. In this paper, an integrated array optrode system for optical stimulation and electrophysiology recording is designed and fabricated for optogenetic applications. In this system using micromachining and pholithogeraphy a $\pm \times \pm$ microelectrode array was fabricated with circular diameter $\forall \cdot \cdot \mu m$ from and impedance $1 \cdot \pm K\Omega$ at 1 kHz. In this design, LEDs with dimensions of $1 \times \cdot, 9 \times \cdot, \forall \circ$ mm, wavelength of $\pm \forall \forall \forall$ nm and a maximum radiant power of $3 \cdot \text{mW}$ have been used for irradiation. The performance of the designed system has also been evaluated by measuring the pc $1 \forall$ nerve signal and cardiac stem cells.

Keywords: Microelectrode Array, LED Array, Optogenetics, Electrophysiology, Optrode

با استفاده از چیدمان شکل(۱)، میتوان سلولهای هدف را توسط طول موجها و شدتهای مختلف مورد تحریک و سپس سیگنال الکتریکی شبکهای از سلولهای عصبی را ثبت و مورد بررسی قرار داد.

در این مقاله طراحی و ساخت یک سیستم ثبت الکتروفیزیولوژی برونتنی مبتنی بر آرایه میکروالکترودی ۴×۴ دوبعدی و زیستسازگار به صورت یکپارچه شده با سیستم نوری گزارش میشود. به طور کلی این ساختار باعث میشود که هزینهها، زمان ساخت و تعداد مراحل کاهش میبند و نیز از پیچیدگی کمتری نسبت به میکروالکترودهای مرسوم برخوردار باشد. برای اینکه بتوان هر سلول را به صورت جداگانه مورد تحریک قرار داد، از تراشه LED که دارای ابعادی متناسب با تراشه آرایه میکروالکترودی است، استفاده شده است.

طراحی و ساخت

سیستم الکتروفیزیولوژی پیشنهادی مطابق شماتیک شکل (۲) شامل دو قسمت ساخت سیستم تابشدهی و ساخت آرایههای میکروالکترودی میباشد. که این دو قسمت به صورت یکپارچه به یکدیگر متصل میشوند.



شکل۲: شماتیک کل ساختار

برای تابش دهی در این طراحی یک آرایه LED ۴×۴ سایت تحریک نوری، در طول موج ۴۷۳ نانومتر، بیشینه توان ۶۰ میلی وات، بیشترین جریان ورودی ۲۰ میلی آمپر، ولتاژ ورودی ۵ ولت و ابعاد ۱×۵/۰×۳۵/۰ میلیمتر ساخته شده است. در این آرایه فاصله مرکز تا مرکز هر دو LED از هم ۸۰۰ میکرومتر میباشد. همچنین میزان شدت و فرکانس تابشی توسط هر کدام از LEDها، توسط کد نوشته شده در

مقدمه

اپتوژنتیک یک تکنیک جدید است که به سلولهای عصبی اجازه مىدهد به جاى جريان الكتريكي توسط نور كنترل شوند. برای این منظور، سلولهای مورد نظر از نظر ژنتیکی کدگذاری می شوند تا پروتئین های حساس به نور، مانند کانالهای چانلرودوپسین و هالورودوپسین را تولید و بیان کنند. با بیان پروتئینهای حساس به نور، فعالیت عصبی را می توان با تابش نور با پارامترهای مشخص تحریک یا مهار کرد. این تکنیک شامل چهار مرحله اصلی است. بخش اول ابزارهای ژنتیکی مورد نیاز در اپتوژنتیک، بخش دوم روش-های انتقال ژنهای حساس به نور به سلولهای موردنظر، بخش سوم روشهای انتقال نور و در بخش چهارم ابزارهای ثبت مانند آپترودها و الكترودها، كه در اين تحقيق مورد بررسی قرار می گیرند. به این ترتیب، اپتوژنتیک کنترل چند وجهی بر عملکرد عصبی و هدفگیری ژنتیکی انواع سلولهای خاص را دارد. همچنین این تکنیک، امکان تحریک با دقت فضایی و زمانی بالا را فراهم میکند. برای بررسی تغییرات ایجاد شده توسط تحریکات نوری، لازم است که تکنیک اپتوژنتیک با روشهای دیگر از جمله تکنیک الکتروفیزیولوژی به عنوان ابزار اصلی ترکیب شود.



شکل۱: نمایی از ترکیب روش اپتوژنتیک با ثبت الکتروفیزیولوژی توسط آرایه اپترودی

یکی از روشهای ثبت الکتروفیزیولوژی استفاده از آرایههای میکروالکترودی است. یک سیستم آرایه چند الکترودی (MEA)معمولا به عنوان یک ابزار ثبت غیر تهاجمی و برای مطالعه سلولها و بافتهای تحریکپذیر، مانند نورونهای محیطی و بافت مغز و قلب استفاده می شود.

برنامه لب ویوو و به کمک برد آردویینو قابل کنترل هستند. در شکل(۳) تصویری از آرایه LED ساخته شده نشان داده شده است.



شکل۳: الف)تصویر شماتیک ب) تصویر آرایه LED ساخته شده ساخت آرایه میکروالکترودی

برای ساخت بستر الکترودها، از تکنیک ساخت مدارهای چاپی (PCB) استفاده شده است. در این مرحله الکترودهای تعبیه شده بر روی تراشه با ابعاد ۲×۲ سانتیمتر، از جنس قلع هستند و به صورت سایتهای ثبت دایرهای ۴×۴ با شعاع ۴۰۰ میکرومتر در مرکز تراشه قرار گرفتهاند. فاصله هر دو سایت ثبت از هم در این طرح ۶۰۰ میکرومتر است که به وسیله مسیرهایی به عرض ۲۰۰ میکرومتر به زیایانههایی به عرض ۵۰۰ میکرومتر برای اتصال به مدارهای خارجی متصل میشوند. برای ایجاد مسیرهای انتقال نور، در مرکز سایتها حفره هایی با شعاع ۲۵۰ میکرومتر توسط دستگاه CNC ایجاد میشوند. با ایجاد این حفرهها در مرکز هر سایت، عرض هر سایت به ۱۵۰ میکرومتر کاهش پیدا میکند.

الکترودها در این طرح به خاطر جنس قلع، دارای امپدانس الکتریکی ۴۳۷ کیلو اهم در فرکانس ۱ کیلوهرتز میباشند. برای کاهش امپدانس، لایه نشانی طلا به روش پاششی به ضخامت ۲۰۰ نانومتر صورت گرفته است. در این مرحله تمام سطح تراشه با یک لایه نازک از طلا لایه نشانی میشود و برای اینکه طلا تنها بر روی سایتهای ثبت الکترودی باقی برای اینکه طلا تنها بر روی سایتهای ثبت الکترودی باقی ماند با استفاده از تکنیک لیتوگرافی سایر قسمتهای تراشه از قبیل سیمهای اتصال با فوتورزیست پوشش داده میشود. تمام مراحل ساخت الکترودها در شکل(۴) نشان داده شده است. برای عایق سازی الکترودها مجددا از روش لیتوگرافی استفاده شده است بگونهای که فقط در این مرحله تمام

ساختار با فوتورزیست عایق شده و پدهای الکترودی فاقد



شکل۴: مراحل تکنیک لیتوگرافی

پس از اتمام ساخت، تراشه الکترودی به صورت یکپارچه به سیستم تابشدهی متصل میشود. در شکل (۵) تصویری از الکترودهای ساخته شده نشان داده شده است.



شکل۵: الف) بستر و ابعاد الکترودهای ثبت ب) نمای الکترودها بعد از لایه نشانی ج) نمای الکترودها بعد از لیتوگرافی

چیدمان آزمایش برای ثبت الکتروفیزیولوژی

بعد از آماده سازی تراشه الکترودی و سیستم تابش دهی، برای انجام ثبت الکتروفیزیولوژی از چیدمان شکل(۶) استفاده شده است که شامل الکترود آرایهای، برد اتصال الکترود آرایهای، تقویت کننده و کارت داده برداری میباشد. ثبت از سلولهای عصبی ۲۰ و قلبی بعد از اندازه گیری ثبت از سلولهای عصبی ۲۰ و قلبی بعد از اندازه گیری امپدانس الکترودها، صورت گرفته است. برای این منظور طبق استانداردهای کاشت سلول در مدت ۲۴ ساعت سلول-های هدف بر روی الکتوردها کاشته میشود تا برای ثبت سیگنال آماده شوند [۱]. بطور مثال در ثبت سیگنال از سیگنال آماده شوند [۱]. بطور مثال در ثبت سیگنال از که حاوی ۱۰۵۹، ابتدا رده سلولی ۲۰۲۲ در محیط کشت کامل ملول ۲۰ ۲۰، ابتدا رده سلولی ۲۰ کار بود، همراه با ۱۰٪ سرم جنین گاوی، ۱۰٪ سرم اسبی و ۲ میلی مولار گلوتامین و ۲۰ آنتی بیوتیک- آنتی مایکوتیک در دمای ۳۳ درجه سانتیگراد، ۲۰ ۲۰% و ۲۰۲۰ ۵۵% کشت داده شدند. پس از

پاساژ، سلولها درون تراشههای الکترودی کاشته شدند و توسط اجزا شکل(۶) از آنها ثبت گرفته شد.



شكل۶: اجزا سيستم ثبت الكتروفيزيولوژي

نتايج و جمعبندى

در این طراحی مقدار امپدانس الکترودها قبل و بعد از لایه نشانی طلا اندازه گیری و مقادیر ۳۴۰، ۲۱۰، ۲۰۰ و ۹۳ کیلواهم به ترتیب در فرکانسهای ۱۰، ۱۰۰، ۱۰۰ و ۱۰۰۰۰ هرتز اندازه گیری شده است. سپس ثبت الکتروفیزیولوژی از سلولهای عصبی و سلولهای قلبی (hPSC- derived cardiomyocytes) انجام شده است. در شکل (۷) تصویر یک نمونه از سلولهای کشت داده شده بر روی یک الکترود نشان داده شده است. با توجه به اینکه مجموعه سلولی که بر روی هر الکترود قرار گرفته ثبت انجام میشود، از دیدگاه الکتروفیزیولوژی سیگنال ثبت شده از نوع ثبت میدانی میباشد که در بازه فرکانسی ۱۰۰–۲۰۰ بو کانسی در این بازه فرکانسی سیگنال با اعمال فیلترهای فرکانسی در این بازه فرکانسی سیگنال های مطابق شکل (۸)



شکل ۲: الف) سلول های قلبی انسانی تمایز یافته از سلول های بنیادی (hPSC-derived cardiomyocytes) ب) سلول های عصبی ۲۱

شکل سیگنالهای سلولهای قلبی با توجه به رفتار سلول و طول عمر سلول در زمانهای مختلف متفاوت است و پارامتر

مهم مورد بررسی، تعداد نبضها در واحد زمان میباشد. در این مقاله تعداد ۲ نبض در هرثانیه بدست آمده است که مطابق با نتایج گزارش شده قبلی می باشد [۲]. همچنین با تطابق شکلی سیگنالهای عصبی بدست آمده با سیگنال-های دریافت شده از سلولهای ۲۵۲ در مقالات مشابه [۱] های دریافت شده از سلولهای ۲۰۱ در مقالات مشابه [۱] ساخته شده دارای الکترودها و سیستم تابشدهی مناسب برای ثبت الکتروفیزیولوژی در کاربردهای اپتوزنتیک میباشد.



شکل۸: الف) سیگنال دریافتی از سلولهای قلبی ب) سیگنال دریافتی از سلول عصبیpc۱۲

در این مقاله یک آرایه الکترودی یکپارچه شده با آرایه LED برای ثبت خارج سلولی طراحی و ساخته شده است که در مقایسه با نمونههای ساخته شده خارجی [۳]، هزینه ساخت بسیار کمتر، پیچیدگی مراحل کمتر و نیز قابلیت یکپارچه شدن با سیستمهای نوری را دارد. همچنین استفاده از دستگاههای ثبت اپترود آرایهای می تواند برای بررسی اثر عوامل مختلف بر فعالیت الکتریکی شبکه عصبی و عضله قلبی در حوزه تحقیقات علوم اعصاب و سلول های بنیادی مفید و کارآمد باشد.

مرجعها

- [1] Garma, L. D., Matino, L., Melle, G., Moia, F., De Angelis, F., Santoro, F., & Dipalo, M. (111). Costeffective and multifunctional acquisition system for in vitro electrophysiological investigations with multi-electrode arrays. *PloS one*, 14(7), e112.19.
- [Y] Salazar, B. H., Hoffman, K. A., Reddy, A. K., Madala, S., & Birla, R. K. (Y·)^A). ¹⁷-Channel Flexible System to Measure Electrophysiological Properties of Bioengineered Hearts. *Cardiovascular* engineering and technology, 9(1), ⁹(±-1).¹.

> [*] Yang, W., Gong, Y., & Li, W. (Y·Y·). A Review: Electrode and Packaging Materials for Neurophysiology Recording Implants. Frontiers in Bioengineering and Biotechnology, 8, 1010.





کنترل بازتاب امواج تراهرتز قطبیده خطی از یک بافت چندلایه زیستی

ضحی عامری^۱، فاضل جهانگیری^۲

۲ تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزرو پلاسما*،z.amerimahabadi@mail.sbu.ac.ir*

f_jahangiri@sbu.ac.ir Y

چکیده – ارتباطات بی سیم در بازه فرکانسی تراهرتز بین یک نانوماشین و یک قطعه پوششی هوشمند می تواند به منظور بررسی علائم حیاتی بدن مورد توجه قرار گیرد. در این مقاله، بازتاب کلی از قطعه هوشمند به نانوماشین و به عکس برای قطبش TE وTT در بازه فرکانسی ۲۰٫۱ تا ۲ تراهرتز در حالتی محاسبه شده است که قطعه پوششی در هوا و نانوماشین درمجاورت سیستم گردش خون بالایی لایه درم قرار گرفته است. نتایج نشان می دهند که بیشترین بازتاب از سمت قطعه هوشمند به نانوماشین برای قطبش TE می باشد. همچنین این مقدار در فرکانسهای زیر می دهند که بیشترین بازتاب از سمت قطعه هوشمند به نانوماشین برای قطبش TE می باشد. همچنین این مقدار در فرکانسهای زیر ۲۰ تراهرتز و به ازای زوایای ۵۳ تا ۹۰ درجه بالای ۴۰٪ است. کمینه بازتاب نیز برای قطبش TT می باشد. همچنین این مقدار در فرکانسهای زیر ۲۰ تراهرتز و به ازای زوایای تا ۹۰ درجه بالای ۴۰٪ است. کمینه بازتاب نیز برای قطبش TT می باشد. همچنین این مقدار در فرکانسهای زیر ۲۰ تراهرتز و به ازای زوایای تا ۹۰ درجه بالای ۴۰٪ است. کمینه بازتاب نیز برای قطبش TT می باشد. می بازی به قطعه هو شمند و به ازای بازه فرکانسی ۲۰٫۳۰ - ۲٫۶۰ و زوایای بزرگتر از ۲٫۹۵ درجه رخ می دهد. علاوه بر این، بازتابهای چندلایه ای مسیر رفت به ازای هردو قطبش در زاویه فرودی عمود به سمت ۱۰۰٪ میل می کنند.

كليد واژه- بازتاب چندلايهاي، تراهرتز، ماتريس انتقال

Control of linearly polarized Terahertz reflection from a multilayer biological tissue

Zoha Ameri¹, Fazel Jahangiri²

¹ Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, z.amerimahabadi@mail.sbu.ac.ir ² f jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract- Wireless communication between a wearable device and a nanomachine can be considered in the frequency range of terahertz in order to monitor vital human signs. In this paper, by assuming the communication between a wearable device in air and a nanomachine in the vicinity of dermis superficial vascular plexus, total reflection from wearable device to nanomachine and vice versa is calculated for TE and TM polarization over the frequency range of 0.1-1 THz. The results show that the maximum reflection occurs for TE polarization from wearable device to nanomachine. Moreover, this reflection exceeds 40% for frequencies less than 0.2THz and for the incident degrees of 53°-90°. The minimum reflection occurs for TM polarization in the path of nanomachine to wearable device for the frequency range of 0.28-0.36 THz and incident degrees bigger than 78.5°. It is also shown that the multilayer reflection of wearable device to nanomachine, converges to 100% under normal incidence conditions for both polarizations.

Keywords: Multilayer Reflection, Terahertz, Transmission Matrix

مقدمه

مولکولهای آب در محدوده فرکانس تراهرتز، این بافتها جاذب تراهرتز هستند. در این مقاله برای محاسبه بازتاب کلی از مجموعهای از لایههای زیستی از ماتریس انتقال استفاده شده است و باتوجه به ماهیت جاذب بافتها، ماتریس مذکور مورد سادهسازی واقع نشده است.

اصول تئورى

با در نظرگرفتن قرار داشتن مچبند هوشمند در فاصله ۲ میلیمتری از پوست دست، پرتوتراهرتز پس از ورود به پوست دست، از بافت اپی درم گذشته و وارد درم می شود. بافت درم دارای دو سیستم خونرسانی، یکی در فاصله کمی از اییدرم و دیگری در مرز با بافت چربی میباشد. با فرض قرارگرفتن نانوماشین در مجاورت سیستم خونرسانی بالایی، پرتو تراهرتز باید از بافتهای هوا-اپیدرم-درم-خون بگذرد و نهایتا در مرز خون-درم بازتاب نهایی در مسیر رفت را انجام میدهد. در این راستا نیاز است تا ماتریس معادل هرمحیط محاسبه شود تا از حاصل ضرب آنان، ماتریس انتقال نهایی به دست آید. شکل کلی ماتریس انتقال در معادله(۱) نشان داده شده است که در آن t_{12} دامنه عبور t_{21} درمحیط r_{12} ، دامنه بازتاب در مرز بین محیط r_{12} و r_{21} همین مولفهها در جهت معکوس میباشند. برای محاسبه ماتریس انتقال از قطعه هوشمند به نانوماشین، پرتو چهارعبور از محیط همگن و بازتاب از مرز انجام مىدهد.محيطهاى همگن بهترتيب هوا، اپىدرم، درم و خون می باشند. در هر محیط باید حاصل ضرب ماتریس انتقال در ماتریس عبور از مرز را محاسبه کرد و ماتریس نهایی برای این چهارلایه از حاصل ضرب چهارماتریس محاسبه شده به دست می آید. باتوجه به وابستگی بازتاب به قطبش، ماتریس نهایی برای دوقطبش TE و TM متفاوت خواهد بود. بافرض انتشار در محیط ۱ و عبور از مرز بین محیط ۱و۲، معادله

نانوماشین قطعهای مجتمع است که از طریق برقراری ارتباط با دیگر نانوماشینها و یا یک عامل خارجی میتواند در بررسی علائم حیاتی بدن و انتقال دارو نقش داشته باشد. ارتباط بىسيم بين نانوماشينها از طريق فركانس راديويى، اپتیکی و تراهرتز ممکن میباشد. اما استفاده از پرتوهای تراهرتز برای برقراری این ارتباط از سهولت بیشتر و توان مصرفی کمتری در مقایسه با امواج رادیویی برخوردار است. همچنین، اتلافراه ناشی از گستردگی و پراکندگی باریکه در این ناحیه فرکانسی نسبت به ایتیکی کمتر است و امکان ساخت نانوآنتنهای گرافنی متناسب با ابعاد نانوماشین را فراهم می آورد[۱]. در حین انتقال داده بین نانوماشینهای موجود در بافتهای مختلف و نهایتا با قطعه پوششی هوشمند که می تواند در غالب یک مچبند یا بازوبند باشد، پرتوی تراهرتز باید از بافتهای متفاوتی عبور کند که در نتیجه در هر لایه دچار جذب، گستردگی و پراکندگی و در مرز دچار بازتاب می شود. پیشتر جذب، گستردگی و پراکندگی بافتهای پوست و خون مورد محاسبه واقع شدهاند[۲]. این مقاله به بررسی بازتاب کلی در مسیر رفت و برگشت از سمت قطعه هوشمند قرار گرفته در فضای آزاد به نانوماشینی که در مجاورت شبکه خونرسانی بالایی لایه درم قرار دارد، می پردازد. در این راستا پرتو در مسیر رفت باید از لایههای هوا-اپیدرم'-درم'-خون بگذرد و بازتاب نهایی آن در مرز خون-درم رخ میدهد. تاکنون بازتاب تراهرتز از مجموعه چندلایهای مورد محاسبه واقع شده است[۲]، اما این محاسبه باصرفنظر از بخش موهومی ضریب شکست و درنتیجه با چشم چوشی از اتلاف راه جذب صورت گرفته است. حال آنکه بیشتر بافتهای بدن مقادیر قابل توجهی آب دارند که باتوجه به قرار گرفتن ترازچرخشی

$$M_{total} = \frac{1}{t_{2,1}} \begin{bmatrix} t_{1,2} \cdot t_{2,1} - t_{1,2} \cdot t_{2,1} & t_{2,1} \\ -r_{1,2} & 1 \end{bmatrix}$$
(1)

$$M_{\text{Propagation}} = \begin{bmatrix} e^{j\phi} & 0\\ 0 & e^{-j\phi} \end{bmatrix}, \phi = \frac{2n_1\pi d}{\lambda_0}$$
(7)

$$M_{b_{TE}} = \frac{1}{2n_2 \cos\theta_2}$$
(°)

$$\begin{bmatrix} n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2 & n_2 \cos\theta_2 + n_1 \cos\theta_1 \\ n_2 \cos\theta_2 - n_1 \cos\theta_1 & n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2 \end{bmatrix}$$

$$M_{b_{TM}} = \frac{1}{2n_2 \sec\theta_2} \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2}$$
(f)
[n_1 \sec\theta_1 + n_2 \sec\theta_2 - n_2 \sec\theta_2 - n_1 \sec\theta_1] (f)

 $\begin{bmatrix} n_2 \sec \theta_2 - n_1 \sec \theta_1 & n_1 \sec \theta_1 + n_2 \sec \theta_2 \end{bmatrix}$ درمعادلات $(r_2 - r_2)$ و n_2 ضریب شکست محیط اول و دوم، $heta_1$ زاویه فرودی در مرز بین دو محیط، $heta_2$ زاویه $heta_1$ ، شکست در محیط دوم، d مسافت طی شده در محیط اول و λ_0 طول موج یرتو درفضای آزاد می باشد. همچنین برای محاسبه ماتریس در هر بافت، نیاز است تا ضریب شکست آن بافت و بافت بعدی محاسبه شود. برای محاسبه ضريبشكست باتوجه به اين نكته كه تمامى بافتهاى ایی درم، درم و خون بالای ۵۰٪ آب دارند، از مدل دبای دوگانه برای محاسبه گذردهی الکتریکی و درنتیجه ضریب شکست در بازه فرکانسی تراهرتز استفاده شده است. این مدل بیشترین تطابق با نتایج تجربی را برای مایعات دوقطبی دربازه فرکانسی تراهرتز و تا فرکانس یک تراهرتز دارد. مدل دبای دو گانه در رابطه (۱) آورده شده است که در آن ε_{∞} حد گذردهی در فرکانس بالا، *٤*₁ گذردهی در فرکانس شروع، گذردهی در فرکانس میانی au_1 ، زمان واهلش کند $arepsilon_2$ (شکسته شدن پیوند مولکولها) و au_2 زمان واهلش سریع (تشکیل پیوندها) می باشد:

 $\epsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_{1} - \epsilon_{2})}{1 + i\omega\tau_{1}} + \frac{(\epsilon_{2} - \epsilon_{\infty})}{1 + i\omega\tau_{2}}$ (1) ضرایب دبای مورد نیاز، برای محاسبه گذردهی الکتریکی در جدول(1) آورده شدهاند. دادههای خون و اپیدرم در مراجع موجود میباشد اما دادههای مربوط به لایه درم از تطابق برنمودارهای تجربی به دست آمدهاند.

جدول ۱:ضرایب دبای دوگانه برای بافتهای زیستی

بافت	\mathcal{E}_{∞}	<i>E</i> ₁	<i>E</i> ₂	$\begin{array}{c} au_1 \\ (\mathrm{ps}) \end{array}$	$ au_2$ (ps)	مراجع
اپىدرم	٣	۵۸	۳ / ۶	9 / 4	• /) 人	[۴]
درم	0/0	۵۸	0,9	9 / 4	• /) 人	[?]
خون	۲ / ۱	۱۳	۳ / ۸	14, 4	• /)	[۶]

نتایج شبیه سازی

شکل(۱)و(۲) بازتاب کلی را در قطبش *TE* نشان میدهد. شکل(۱) بازتاب از سمت قطعه هوشمند پوششی به سمت نانوماشین(هوا-اپی درم-درم-خون-درم)، و شکل(۲) این بازتاب را درمسیرمعکوس نشان میدهد. همچنین شکلهای(۳-۴) بهترتیب بازتاب کلی در مسیر رفت و شکلهای(۳-۴) بهترتیب بازتاب کلی در مسیر رفت و برگشت بهازای قطبش*TT* میباشند. باتوجه به قرار گرفتن قطعه هوشمند برروی مچدست،ضخامت لایههای هوا،اپی درم،درم و خون به ترتیب ۲٫۰۵٬۰٫۰۰۲٬۰۱۴٬۲ میلی متر لحاظ شده است.



نتيجهگيرى

از طریق ردوبدل داده بین یک قطعه هوشمند درخارج بدن و یک نانوماشین در داخل بدن، می توان در لحظه سطح سلامت بدن فرد را ارزیابی کرد. در این راستا بافرض قرار گرفتن نانوماشین در مجاورت سیستم گردش خون بالایی در لایه درم، برای انتقال داده در مسیر رفت از قطعه هوشمند به نانوماشین، پرتو باید از لایههای هوا، اپیدرم، درم و خون عبور کند. بازتاب کلی در مسیر رفت برای هردو قطبش TM₉TE در $\frac{\pi}{2}$ به سمت ۱۰۰٪ میل می کند. برای هردو قطبش، بازتاب در مسير رفت رفتار نسبتا يكنواختى در مقابل فرکانس به ازای زوایای $\frac{\pi}{\chi} - \frac{\pi}{\chi}$ از خود نشان میداد که البته برای قطبش TE غالبتر است. همچنین در مسیر بازگشت هردو قطبش، رفتار نسبتا گزینشی در مقابل فرکانس بهازای زوایای بزرگتر از $\frac{r_{\pi}}{\lambda}$ مشاهده شده است. کمینه بازتاب چندلایهای برای قطبش TE در مسیر رفت و بازگشت بهترتیب در زوایای کوچکتر از $\frac{\pi}{\lambda}$ و فرکانسهای بالای ۰٫۶۴ تراهرتز و زوایای زیر ^۳۳ و بازه فرکانسی ۰٫۴۳ -۰٫۴۰ رخ می دهد. این نتایج برای قطبش TM به فرکانسهای بالای ۲٫۳ دراهرتز و بازه $\frac{r_{\pi}}{\Lambda} - \frac{r_{\pi}}{\Lambda}$ برای مسیر رفت و بازه فرکانسی ۰٫۳۶-۲۸٫۰۳ تراهرتز و زوایای بالای $\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}}$ تغيير مي كنند.

مراجع

- N. Saeed, M. Loukil, H. Sarieddeen and T. Al-Naffouri, "Body-Centric Terahertz Networks: Prospects and Challenges," 2020. [Online].
- [2] "H Elayan; RM Shubair; JM Jornet;," *IEEE transactions on nanobioscience*, 2017.
- [3] H. Elayan, R. Shubair, J. Jornet and R. Mittra, *Nano* communication networks, vol. 14, 2017.
- [4] M. T. BEA Saleh, Fundamentals of photonics, 2019.
- [5] E. Pickwell, B. E. Cole and A. J. Fitzgerald, *Physics* in Medicine & Biology, 2004.
- [6] K. Sasaki, M. Mizuno and K. Wake, in 40th International Conference on IRMMW-THz, 2015.
- [7] C. B. Reid, G. Reese, A. P. Gibson and V. P. Wallace, *IEEE journal of biomedical and health informatics*, 2013.

درهردومسیر رفت و بازگشت مرز درم-خون داریم که ضریب شکست درم بهازای فرکانس های بالای ۱۵,۰ تراهر تز غالب است. در مسیر بازگشت دو مرز درم-اپی درم و اپی درم-هوا نیز داریم و لذا توقع می رفت که بازتاب در مسیر بازگشت بیشتر باشد. اما از آنجایی که اولین مرز در مسیر رفت هوا-اپی درم و در مسیر بازگشت درم-خون است، در ابتدای مسیر بازگشت جذب بسیار زیادی داریم (هردو لایه و مرز آنان بازگشت جذب بسیار زیادی داریم (هردو لایه و مرز آنان جاذب است) که منجر می گردد سهم بازتاب کاهش یابد. این مسئله در مسیر رفت پس از اولین لایه رخ می دهد. به طور کلی سهم بازتاب بیش از ۵٪ در مسیر رفت قطبش TE



برای قطبش TM نیز بازتاب در مسیر رفت غالب است اما به طور کلی می توان گفت که به ازای زوایای زیر $\frac{\pi}{7}$ در هردو مسیر رفت و بازگشت قطبش TE غالب بوده و از لحاظ بازتاب کمینه این چندلایه زیستی، قطبش TM بهینه تر است.





مقایسه اتلافراه پراکندگی امواج تراهرتز در بافت بدن انسان در شرایط هوا-محصور و بافت-محصور

ضحی عامری^۱، فاضل جهانگیری^۲

۲ تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزرو پلاسما*.z.amerimahabadi@mail.sbu.ac.ir*

f_jahangiri@sbu.ac.ir ۲

چکیده — استفاده از امواج تراهرتز برای ارتباطات بین نانوماشینها در داخل بدن با چالش اتلاف حین انتشار همراه است که پدیده پراکندگی از مهمترین عوامل آن است. در این مقاله اتلافراه پراکندگی در بافت چربی با دو پیشفرض محیط محصور هوا و بافت، مورد محاسبه و مقایسه قرار گرفتهاند. نتایج نشان میدهد که برای قطبش TM پیشفرض هوا-محصور منجر به پیشبینی اتلافراهی کمتر و بیشتر بهازای فرکانسهای زیر و بالای ۲۶,۰ تراهرتز میشود. بیشترین تفاوت بین نتایج هوا-محصور و بافت-محصور در قطبش TB و بهازای فرکانس ۴٫۰۰ تراهرتز مشاهده شده است.

كليد واژه- اتلافراه پراكندگي، ارتباطات بيسيم داخل بدن، تراهرتز

Comparison on the Scattering Path Loss of Terahertz waves in Human Body Tissue under Air-Enclosed and Tissue-Enclosed conditions

Zoha Ameri¹, Fazel Jahangiri²

¹ Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, z.amerimahabadi@mail.sbu.ac.ir

² f_jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract- Using terahertz waves for intra-body communications between nanomachines is associated with dissipation during propagation, of which scattering is one of the most important effects. In this paper, scattering path loss with two different assumptions of air-enclosed and tissue-enclosed in subcutaneous fat is calculated and compared. The results show that for TM polarization, air-enclosed assumption gives smaller and greater scattering loss for frequencies less and bigger than 0.26 THz. The greatest difference between air-enclosed and tissue-enclosed results is observed for TE polarization at frequency of 0.4 THz.

Keywords: Scattering Path Loss, Intra-Body Wireless Communications, Terahertz

محاسبه اتلافراهی بیشتر یا کمتر از مقدار حقیقی شود.در این مقاله دو اتلافراه پراکندگی برای بافت چربی با پیشفرضهای ۱.پراکندگی در اثر برخورد با بافت چربی قرار گرفته در هوا(محصور در هوا) و ۲. پراکندگی در اثر برخورد با سلولهای چربی قرارگرفته در آرایهای از کلاژنها(محصور در بافت)، مورد مقایسه واقع شدهاند. برای محاسبه پراکندگی نیاز است تا ابتدا ضریب شکست وابسته به فركانس از طريق ضريب گذردهی الكتريكی محاسبه شود. برای این منظور، در بافت کلاژن ٔ با توجه به درصد بالای آب موجود در آن از مدل دبای دوگانه^۲ و برای چربی که خاصیت غیرقطبی در آن غالب است، از مدل کول-کول دوگانه^۳ استفاده شده است. همچنین برای محاسبه پراکندگی در حالت محصور در بافت از مدل ریلی-گانز-بورن(RGB^{*}) و برای حالت محصور درهوا از مدل پراکندگی می^۵ استفاده شده است.

تئوري مسئله

رابطه دبای دوگانه و بخش حقیقی و موهومی آن در روابط (۳)–(۱) آورده شدهاند. در روابط مذکور، ε_{∞} حدگذردهی در فرکانس بالا، ϵ_1 گذردهی در فرکانس شروع، ϵ_2 گذردهی درفرکانس میانی، au_1 زمان واهلش کند، au_2 زمان واهلش تند و $\omega = 2\pi f$ فرکانس زاویهای می باشند [۲].

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty})}{1 + i\omega\tau_2}$$
(1)

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{1 + (\omega \tau_1)^2} + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty})}{1 + (\omega \tau_2)^2}$$
(Y)
$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\omega \tau_1}{1 + (\omega \tau_2)^2} + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty})\omega \tau_2}{1 + (\omega \tau_2)^2}$$
(Y)

باطه کول-کول دوگانه و بخش حقیقی و موهومی آن نیز
ر روابط (۶)–(۴) آورده شدهاند. این رابطه که مدوله شدهی
ابطه دبای است، دارای یک پارامتر اضافی
$$1 \ge lpha \ge 0$$

2+ 1...

^r Double Cole-Cole

مقدمه

امواج تراهرتز در محدودهای از طیفالکترومغناطیسی قرار دارند که شامل بازه فرکانسی ۱۰–۰٫۱ تراهرتز می شود. باتوجه به ویژگیهای منحصربهفرد این محدوده از جمله غیریونیزه بودن، قدرت نفوذ بالا، اثرانگشت شیمیایی، و رفتار متفاوت مواد در مقابل این بازه فرکانسی همانند بازتابنده بودن مواد با رسانندگی بالا، شفاف بودن مواد دیالکتریک و جاذب بودن مواد دوقطبی، تراهر تز کاربردهای متفاوتی در صنایع مختلف دارد. از جمله کاربردهای پیشبینی شده برای بازه تراهرتز، برقراری ارتباط بین نانوماشینهای کشتشده در داخل بدن می باشد. این نانوماشین ها پس از جمع آوری اطلاعات در درون بدن، آن را به یک گیرنده خارجی (دستگاه هوشمند پوشیدنی) منتقل میکنند. این در حالیست که پرتو تراهرتز در حین انتقال در داخل بدن و دربين بافتها، مي تواند تحت تاثير عوامل اتلافي مختلفي همانند جذب، گستردگی و پراکندگی واقع شود. علی رغم دو اتلافراه اول، اتلافراه يراكندگي كمتر مورد توجه واقع شده است، چرا که در بافتهایی همانند خون پراکندگی از اکثر سلولها در محدوده پراکندگی ریلی قرار دارد و مقدار اتلاف آن در قیاس با اتلافراههای جذب و گستردگی ناچیز میباشد. اما در بافتهایی همانند چربی که دارای سلولهایی با ابعاد ۵۰–۱۵۰ میلیمتر است، این پراکندگی می تواند قابل توجه باشد. از جمله پارامترهای مهم در تعیین شدت پراکندگی، تضاد بین ضرایبشکست ذره پراکنده کننده و محیط اطراف آن میباشد. معمولا برای محاسبه پراکندگی، حتی در حالت درونجانداری صرفاً ضریب شکست بافت لحاظ می شود [۱] که به معنای تلقی هوا به عنوان محيط اطراف بافت است. حال آنكه اين پیشفرض برای پراکندگی در داخل بدن میتواند منجر به

^r Rayleigh-Gans-Born

^a Mie Scattering

¹ Collagen

^r Double-Debye

میباشد. این پارامتر معیاری برای پهنشدگی پاشندگی است. میباشد. این α_2 و $\alpha_1 = \alpha_2$ مدل کول-کول دوگانه به دبای دوگانه تبدیل میشود [۲].

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{1 + (i\omega\tau_1)^{1 - \alpha_1}} + \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty})}{1 + (i\omega\tau_2)^{1 - \alpha_2}}$$
(*)

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_1 - (\Delta))$$

$$\epsilon_{2}) \frac{1 + (\omega\tau_{1})^{1-\alpha_{1}} \sin(\frac{\alpha_{1}\pi}{2})}{1 + 2(\omega\tau_{1})^{1-\alpha_{1}} \sin(\frac{\alpha_{1}\pi}{2}) + (\omega\tau_{1})^{2(1-\alpha_{1})}} + (\epsilon_{2} - \epsilon_{\infty}) \frac{1 + (\omega\tau_{2})^{1-\alpha_{2}} \sin(\frac{\alpha_{2}\pi}{2})}{1 + 2(\omega\tau_{2})^{1-\alpha_{2}} \sin(\frac{\alpha_{2}\pi}{2}) + (\omega\tau_{2})^{2(1-\alpha_{2})}}$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_{1}-\varepsilon_{2})(\omega\tau_{1})^{1-\alpha_{1}}\cos(\frac{\alpha_{1}\pi}{2})}{1+2(\omega\tau_{1})^{1-\alpha_{1}}\sin(\frac{\alpha_{1}\pi}{2})+(\omega\tau_{1})^{2(1-\alpha_{1})}} + (\mathscr{F})$$

$$\frac{(\varepsilon_{2}-\varepsilon_{\infty})(\omega\tau_{2})^{1-\alpha_{2}}\cos(\frac{\alpha_{2}\pi}{2})}{1+2(\omega\tau_{2})^{1-\alpha_{2}}\sin(\frac{\alpha_{2}\pi}{2})+(\omega\tau_{2})^{2(1-\alpha_{2})}}$$

با محاسبه (۵)ع میتوان ضریب شکست و از طریق آن توسط روابط (۲)و(۸) ضریب پراکندگی و اتلافراه (۰ پراکندگی را بدست آورد. جداول (۲–۱)، نشاندهنده ضرایب مورد نیاز برای محاسبه ضریب گذردهی الکتریکی (۱ کلاژن نوع اول و چربی میباشد که از تطبیق برنمودارهای تجربی به دست آمدهاند.

 $\mu_{sca} = \rho_v Q_{sca} \sigma_g \qquad (Y)$ $PL_{sca} = e^{-\mu_{sca}d} \qquad (A)$

در روابط (۲) و (۸)، ρ_v غلظت ذره، Q_{sca} بهره پراکندگی، مسافت σ_g سطح مقطع هندسی، μ_{sca} ضریب پراکندگی، d مسافت طی شده توسط پرتو در داخل بافت و PL_{sca} اتلافراه پراکندگی میباشد.

معادله مورد نیاز برای محاسبه Q_{sca} باتوجه به مدل متفاوت است. در حالت اول که انتشار پرتو تراهرتز در هوا و پراکندگی آن دراثر برخورد با بافت مدنظر است، از مدل پراکندگی می استفاده شده است. اما در حالت دوم که انتشار پرتو تراهرتز در داخل چربی زیرپوست و پراکندگی آن در اثر برخورد با سلولهای چربی مدنظر است، باتوجه به شعاع(a) سلولهای چربی(1) ا

ضریب شکستی کم بین سلول های چربی و کلاژن اطراف آن (1) $\left|1 - \frac{n_{particle}}{n_{medium}}\right|$) از مدل ریلی-گانز-بورن استفاده شده است. معادله بهره پراکندگی در حوزه می و ریلی-گانز-بورن برای قطبش TT و TT در روابط (۱۱-۹) نشان داده شدهاند [۳]. در معادله (۹)، $\frac{2\pi a}{\lambda} = x = x = x$ پارامتر اندازه است که در آن a شعاع ذره پراکنده کننده می باشد. همچنین a و م ضرایب می و p مرتبه تابع بسلی می باشد که با کمک آن این ضرایب به دست می آیند. در روابط (۱۱–۱۰)، m نسبت طریب شکست ذره پراکنده کننده به محیط اطراف، U=4x و U=4x ثابت اویلر هستند.

$$(Q_{Sca})_{Mie} = \frac{2}{x^2} \sum_{q=1}^{\infty} (2q+1)(|a_q|^2 + |b_q|^2)$$
⁽⁹⁾

$$((Q_{Sca})_{RGB})_{TE} = (m-1)^{2} \{ -\frac{1}{4} - \frac{\sin(4x)}{8x} - \frac{(1-\cos(4x))}{32x^{2}} + x^{2} \}$$
(1)

$$((Q_{Sca})_{RGB})_{TM} \qquad (N = (m-1)^{2} \{ \frac{11}{4} + 2x^{2} - \frac{\sin(U)}{U} - \frac{7}{16x^{2}} (1 - \cos(U)) + \left(\frac{1}{2x^{2}} - 2 \right) (\gamma + Ln(U) - Ci(U)) \}$$

$$I = \frac{1}{2x^{2}} - 2 \left(\gamma + Ln(U) - Ci(U) \right)$$

$$\frac{1}{\epsilon_{\infty}} \frac{\varepsilon_{1}}{\varepsilon_{1}} \frac{\varepsilon_{2}}{\varepsilon_{2}} \frac{\tau_{1}(ps)}{\tau_{2}(ps)} \frac{\tau_{2}(ps)}{\varepsilon_{2}(ps)} \frac{\tau$$

نتایج شبیه سازی و بحث

4,.1

۰,۴۵

[۵]

٠,١

اتلافراه پراکندگی برای ضخامت ۱٫۶۵ میلیمتر که ضخامت چربی در بازو میباشد، محاسبه شده و از آنجایی که مدل دبای دوگانه نتایج دقیقی را در بازه ۱–۱٫۰ تراهرتز پیشبینی میکند، این بازه فرکانسی مورد بررسی واقع شده است. شکل ۱و۲ نشاندهنده ضریب پراکندگی و اتلافراه

١,٣

۹۵

۰,۹

> پراکندگی برای قطبش TE و شکل ۳و۴ بیانگر همین مولفهها برای قطبش TM میباشد.



برای قطبش TM نیز، استفاده از پیشفرض هوا-محصور منجر به محاسبه بیشتر اتلافراه پراکندگی برای فرکانسهای بالاتر از حدود ۲۶٬۰۶ راهر تز می شود. اما به طور کلی در قطبش TM رفتار دو حالت مشابه تر است.

نتيجهگيرى

این مقاله با هدف بررسی پیش فرض محیط محصورهوا در محاسبه پراکندگی به مقایسه اتلاف راه و ضریب پراکندگی در دوحالت هوا-محصور و بافت-محصور در بازه فرکانسی ۱–۱,۰ تراهرتز برای بافت چربی پرداخته است. مشاهده شده که پیش فرض هوامحصور منجر به اتلاف راه پراکندگی کمتر و بیشتر در فرکانس های زیر و بالای ۲۶۰ تراهرتز میشود. در این فرکانس هردو مدل مقدار مشابهی را پیش بینی میکنند. تضاد اتلاف راههای به دست آمده برای قطبش TE نیز بیشتر از TT است.

مراجع

- [1] H. Elayan, R. Shubair and J. Jornet, *IEEE* transactions on nanobioscience, 2017.
- [2] T. Wu, T. Rappaport and C. Collins, "Safe for generations to come," *IEEE microwave magazine*, vol. 16, 2015.
- [3] v. d. Hulst, Light Scattering by Small Particles.
- [4] R. Zhang, K. Yang, Q. Abbasi and N. A. AbuAli, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 8, 2018.
- [5] K. Sasaki, M. Mizuno and K. Wake, in 40th International Conference on IRMMW-THz, 2015.







بررسی تشخیص باکتری E. coli با استفاده از ترکیب کریستال مایع با نانوکامپوزیتهای اکسید آهن-گرافن

فاطمه دادفر'، نرگس انصاری'، محمد محمدی مسعودی'، محبوبه اسماعیل پور'،مرضیه خدایی'

^۱گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران

^۲آزمایشگاه نانوبیوفوتونیک، دانشکده علوم و فناوری های نوین، دانشگاه تهران، تهران، ایران

n.ansari@alzahra.ac.ir

چکیده – تعامل بین کریستالهای مایع و نانوکامپوزیتهای بر پایهی گرافن برای استفاده در حسگرهای زیستی مورد توجه میباشد. در این پژوهش با استفاده از ترکیب کریستال مایع و نانوکامپوزیتهای اکسید آهن- گرافن، به تشخیص باکتری E. coli پرداخته شده است. نانوکامپوزیتها به روش الکتروشیمیایی تهیه شده و دارای مغناطش اشباع ۴۴/۸۸ emu/g و ساختار آن شامل نانوذرات گرافن و اکسید آهن (Fe₂O₃) میباشد. از ترکیب نانوکامپوزیت ها با کریستال مایع به عنوان سیستم سنجش استفاده میشود و با قرار دادن باکتری E. coli بر روی آن، با استفاده از تغییرات کریستال مایع میتوان باکتری را تشخیص داد. این تشخیص با استفاده میشود و با قرار دادن باکتری POM) ثنه با ستفاده از تغییرات شده به خوبی نشان داد که سیستم سنجش طراحی شده در مدت زمان کوتاه و با دقت بالا میتواند باکتری را تشخیص دهد.

کلید واژه- باکتری E. coli، حسگر زیستی، سیستمهای سنجش، کریستال مایع، نانوکامپوزیت اکسید آهن-گرافن

The study of identifying E.coli bacteria using a combination of liquid crystal and graphene- iron oxide nanocomposites

Fatemeh Dadfar, Narges Ansari, Mohammad Mohammadimasoudi, Mahboube Esmailpour, Marzieh Khodayi

Department of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

Nano-bio-photonics Laboratory, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, Tehran, Iran

Abstract- The interaction between liquid crystals and graphene-based nanocomposites is of interest for use in biosensors. In this study, E. coli was detected using a combination of liquid crystals and graphene-iron oxide nanocomposites. The nanocomposites are electrochemically prepared and have a saturation magnetization of 44.88 emu/g and its structure includes graphene nanoparticles and iron oxide (Fe_2O_3). The combination of nanocomposites with liquid crystal is used as a sensing system, and by placing E. coli bacteria on it, the bacterium can be detected using liquid crystal changes. This detection was recorded using a polarized light microscope (POM). The recorded patterns and images showed well that the designed sensing system could detect bacteria in a short time and with high accuracy.

Keywords: Biosensor, E. coli bacteria, Graphene-Iron Oxide Nanocomposite, Liquid Crystal, Sensing Systems

مقدمه

در طراحی حسگرهای زیستی واکنش نشان دادن به یک مادهی خاص از اهمیت زیادی برخوردار است، که این واکنش به صورت پیامهایی در یک «ریزپردازنده» تحلیل میشود. اولین نسل حسگرهای زیستی توسط کلارک و لیونز برای اندازه گیری غلظت اکسیژن حل شده در خون معرفی شد [1].

در دهههای گذشته در زمینههای حسگرهای زیستی و رویدادهای بیوشیمیایی استفاده از کریستالهای مایع (LCs¹) به دلیل زیست سازگاری و حساسیت بالا توسعه یافته است [۵-۲]، زیرا LCs موادی هستند که بر اساس نوع سطح بالا و پائین خود، جهت خود را تنظیم نموده و به همین علت برای مطالعات سطحی مورد توجه قرار می گیرند. یکی از انواع کریستالهای مایع، کریستال مایع نماتیک است که مولکولهای آن ناهمسانگرد و دارای آزادی حرکت هستند و برهمین اساس، خواص و کاربردهای اپتیکی فراوانی دارند.

از سوی دیگر ماده ی دو بعدی گرافن به دلیل ویژگیهایی نظیر نسبت سطح به حجم بالا و قابلیت اتصال به مولکولهای زیستی، باعث افزایش دقت و حساسیت در حسگرهای زیستی می شود و به همین دلیل در ساخت سیستم های سنجش به کار برده شده است [۶].

با ترکیب نانوساختارهای گرافن با نانو ذرات فلزی به صورت نانوکامپوزیت می توان خواص شیمیایی و فیزیکی آنها را بهبود بخشید. این نانوکامپوزیتها دارای ویژگی هدایت با میدان مغناطیسی، سوپرپارامغناطیس بودن، سطح ویژه بالا، زیست سازگاری مناسب و قابلیت برقراری پیوند با گروههای عاملی، شیمیایی و فیزیکی می،اشند، که این قابلیتها باعث

¹Liquid Crystals ² Graphene/Iron Oxid Nanocomposite

کاربری این نانوکامپوزیتها در زمینههای مختلف از جمله حسگرهای زیستی و درمانهای ضدباکتری میشود[۱۰-۷]. مهمترین چالش در حسگرهای زیستی مبتنی بر LC، توامان کردن دقت و قابلیت کاربری آسان میباشد. هدف از این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آهن _ گرافن این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آهن _ گرافن این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آهن _ گرافن این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آهن _ گرافن این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آهن _ گرافن این پژوهش استفاده از نانوکامپوزیت اکسید آها یا درافن _ گرافن بالایی برخوردار هستند و به کمک آنها باکتری E .coli

روش تهیهی نمونهها

برای تهیه یG/IONC از چیدمان الکتروشیمیایی متشکل از دو الکترود استفاده شده است، که الکترود نیکل به عنوان کاتد، الکترود گرافیت به عنوان آند و الکترولیت محلول ۱/مولارسولفات آهن آبه (Fe2SO4.7H2O) انتخاب شده است. pH الکترولیت با استفاده از نمک NaOH روی ۱۲ ثابت می شود. چیدمان به مدت ۳ ساعت تحت اختلاف پتانسیل مستقیم ۱۰ ولت قرار می گیرد. پس از اتمام سنتز، فاز مغناطیسی نمونه توسط آهنربا جدا شده و این فاز سه مرتبه با آب مقطر شستوشو داده می شود. طرح وارهای از چیدمان و نمونه ی سنتز شده در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: طرح واره چیدمان سنتز G/IONC

> در فرآيند الكتروشيميايي سنتز نمونه، با اعمال ولتاژ بين دو سر الکترود، سولفات آهن و آب به یونهای تشکیل دهندهی خود تجزیه می شوند و نمک NaOH اضافه شده به محلول نیز تجزیه می شود. آب موجود در محلول یونیزه شده و به H^+ و OH^- تبدیل می شود. پس از حل شدن نمک الکترولیت در آب، یون های SO_4^{2-} و +Fe² به دست میآیند. همچنین نمک NaOH به +Na و OH و حال ولتاژ يونهاى Na و با اعمال ولتاژ يونهاى مثبت به سمت کاتد و یون های منفی به سمت آند حركت مىكنند. پس از ورود يونها به داخل صفحات ${\rm SO}_4^{2-}$ گرافیتی فرآیند کاهش اتفاق افتاده و یونهای به گازهای SO₂ و O₂ تبدیل می شود. این گازها نیرویی را به ورقههای گرافیت وارد کرده و در نتیجه گرافن ورقه شده به دست می آید. با اضافه کردن نمک NaOH تعداد یونهای - OH زیاد شده و لبهها و مرزهای گرافیت بیشتر اکسید می شوند.

> نمونهی سنتز شده با استفاده از پراش پرتو ایکس (VSM) و مغناطیس سنج ارتعاشی (VSM) مشخصهیابی شد. نتایج XRD و VSM نشان میدهد نمونه از گرافن و اکسید آهن مگمایت (Fe₂O₃) تشکیل شده و دارای مغناطش اشباع (M_s) و میدان وادارندگی (Hc) برابر با g/۸۸ emu/g و ۵۳ ۵۵ است که بیانگر سوپرپارامغناطیس بودن نمونه است.

در مرحلهی بعد برای ترکیب G/IONC با LC ، به مدت ۳۰ دقیقه نانوذرات G/IONC پراکنده شده در متانول در حمام آلتراسونیک قرار داده می شود. سپس حجم مشخصی از محلول حاوی نانوذرات به کریستال مایع E7 که در فاز آیزوتروپیک قرار دارد، اضافه شده و به مدت ۱۲ ساعت روی هیتر قرار می گیرد تا متانول به طور کامل تبخیر شود. طی این مدت با استفاده از یک چیدمان همزن الکتریکی ذرات در داخل ترکیب همزده می شوند. سپس با توجه به این که قسمت عمدهای از زنجیره های مغناطیسی در مرز انتقال از فاز ایزوتروپیک به نماتیک رخ می دهد، ظرف حاوی ذرات به

این انتقال فاز سریع رخ دهد و ذرات فرصت کافی برای ایجاد تجمع نداشته باشند. غلظت نهایی ذرات مغناطیسی در داخل LC، ۵/۰ درصد وزنی میباشد و آزمایشهای موردنظر در فاز نماتیک انجام میشود. سپس مقدار μL ۰/۰۲ از ترکیب G/IONC با LCs روی حسگر زیستی ریخته میشود.

حسگر زیستی طراحی شده بر روی میکروسکوپ نوری قطبی که بین دو قطبشگر متعامد است، قرار میگیرد. هنگامی که LCs به صورت مسطح و یا کمی کج قرار بگیرند، نور ورودی بخاطر خاصیت دو شکستی بودن LC دچار اختلاف فاز میشود. در نتیجه از قطبشگر دوم عبور کرده و در زیر میکروسکوپ نوری یک تصویر رنگی در خروجی مشاهده میشود. تصویر نمونه G/IONC با LC که توسط میکروسکوپ نوری قطبی مشاهده شده است، در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: تصویر میکروسکوپ پلاریزه از G/IONC و LCs بدون ماده زیستی

در مرحله بعد، مقدار µL /۱ از مادهی زیستی مورد نظر با رقتG/IONC × ۱۰^۸ (وی ترکیب G/IONC با CLCs با ریخته میشود. با توجه به تغییرات در تصاویر زیر میکروسکوپ برای مواد زیستی مختلف میتوان نوع مادهی زیستی را تشخیص داد. مادهی زیستی مورد بررسی در این پژوهش باکتری coli. میباشد و از محیط کشت Enrichment Brot(Gn) Gn به میباشد و از محیط کشت Korlon با کروارهای از نحوهی عنوان کنترل استفاده میشود. در شکل ۳ طرحوارهای از نحوهی تشخیص باکتری به وسیلهی سیستم سنجش LCs به همراه تصاویر مشاهده شده از باکتری و G/IONC با LCS نشان داده شده است.

باعث، تفاوت در تصاویر نمونهی حاوی باکتری و محیط کنترل شده است. این روش تشخیص میتواند بستری برای تشخیص پزشکی سریع انواع باکتریها و ویروسها را فراهم کند.

مرجعها

- LC. Clark Jr, C. Lyons, "Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery", Ann. N. Y. Acad. Sci, Vol. 102, No. 1, pp. 29-45, 1962.
- [2] RJ. Carlton, JT. Hunter, DS. Miller, R. Abbasi, PC. Mushenheim, LN. Tan, NL. Abbott, "Chemical and biological sensing using liquid crystals", Liq. Cryst. Rev., Vol. 1, No. 1, pp. 29-51, 2013.
- [3] P. Popov, EK. Mann, A. Jákli, "Thermotropic liquid crystal films for biosensors and beyond", J Mater Chem B, Vol. 5, No. 26, pp. 5061-5078, 2017
- [4] Z. Hussain, F. Qazi, MI. Ahmed, A. Usman, A. Riaz, AD. Abbasi, "Liquid crystals based sensing platform-technological aspects", Biosens. Bioelectron., Vol. 85, pp. 110-127, 2016.
- [5] CJ. Woolverton Corresponding author, E. Gustely. L. Li, OD. Lavrentovich, "Liquid crystal effects on bacterial viability", Liq. Cryst., Vol. 32, No. 4, pp. 417-423, 2005
- [6] CIL. Justino, AR. Gomes, AC. Freitas, AC. Duarte, TR. Santos, "Graphene based sensors and biosensors", Trends Analyt Chem, Vol. 91, pp. 53-66, 2017.
- [7] A. Singh, G. Sinsinbar, M. Choudhary, V. Kumar, R. Pasricha, HN. Verma, SP. Singh, K. Aroraa, "Graphene oxide-chitosan nanocomposite based electrochemical DNA biosensor for detection of typhoid", Sens. Actuators B Chem, Vol. 185, pp. 675-684, 2013.
- [8] K. Yang, L. Feng, H. Hong, W. Cai, Z. Liu, "Preparation and functionalization of graphene nanocomposites for biomedical applications", Nat. Protoc., Vol. 8, No. 12, pp. 2392-2403, 2013.
- [9] L. Zhong, K. Yun, "Graphene oxide-modified ZnO particles: synthesis, characterization, and antibacterial properties", Int. J. Nanomedicine, Vol. 10, pp. 79-92, 2015.
- [10] Y. Wei, CH. Jang, "Liquid crystal as sensing platforms for determining the effect of graphene oxide-based materials on phospholipid membranes and monitoring antibacterial activity", Sens. Actuators B Chem., Vol. 254, pp. 72-80, 2018.



شکل ۳:طرح واره سیستم سنجش باکتری به وسیلهیG/IONC با LCs به همراه تصویر ثبت شده حاوی ماده زیستی

پایه آزمایشات ما در انجام مکرر تستها بود و مدت زمان هر تست ۱۵ دقیقه بود که در زمان ۵ دقیقه باکتریها به روش کیفی تشخیص داده شدند. به طور مثال تصویری از پیکسلها از تست باکتری coli و محیط کشت در شکل ۴ آورده شده است. همان طور که در تصاویر مشاهده می شود الگوهای ایجاد شده ناشی از تغییر جهت گیری LCs است و تشخیص باکتری Ecoli و محیط کنترل با چشم غیر مسلح و با میکروسکوپ ساده، با دقت بالا انجام می شود.



شکل ۴: تصاویر میکروسکوپ پلاریزه از G/IONC و LCs در حسگر زیستی با (a,b) باکتری Ecoli به عنوان ماده زیستی (c,d) محیط کشت به عنوان ماده زیستی

نتيجه گيرى

در این پژوهش از ترکیب G/IONC با LCs برای تشخیص باکتری E. coli استفاده شده است. تغییر در جهت گیری LCs





ارزیابی عمق و موقعیت جاذب بر اساس نور بازتابیدهٔ پخشی

فاطمه علیخانی، عزالدین مهاجرانی و احمد حسین زادگان

پژوهشکدهٔ لیزر و پلاسمای دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران.

چکیده – در بسیاری از ضایعه های پوستی از جمله ملانوما، داشتن اطلاعاتی از عمق و موقعیت ضایعه می تواند در درمان آن مؤثر باشد. در بین روش های تشخیصی، روش های مبتنی بر نور، مورد علاقه بیشتری قرار گرفته است. اگر نوری وارد محیط پراکننده ای مثل بافت بدن شود، در صورتیکه ضایعه ای در مسیر پراکنده شدن نور در بافت باشد، بر اساس اندازه، عمق و رنگ آن، شاهد کاهش نور برگشتی، به علت جذب، خواهیم بود. این کاهش شدت بستگی به فاصله فرستنده و گیرندهٔ نور دارد. در این پژوهش، با استفاده از یک فانتوم مشابه بافت و یک جاذب به عنوان ضایعه، از نور لیزر و ال ای دی به همراه آشکارساز برای ارزیابی موقعیت جاذب، استفاده از شد. منحنی کالیبراسیون شدت بر حسب عمق، از روش برازش منحنی، به صورت نمایی به دست می آید و با توجه به معادلهٔ نمودار به دست آمده، می توان به سادگی عمق جاذب را، برای بازهٔ ۲۰ میلی متر، تخمین زد.

كليد واژه- ضايعه پوستى، ضايعه عمقى پوستى، نور بازتابيده پخشى.

Evaluating the depth and position of the absorber based on the diffused reflected light

Fatemeh Alikhani, Ezedin Mohajerani, Ahmad Hosseinzadegan

Laser and Plasma Research Institute of Shahid Beheshti University, Evin, Tehran.

Abstract- In many skin lesions, including melanoma, having information about the depth and location of the lesion can be effective in treating it. Among diagnostic methods, light-based methods are more popular. If light enters a diffusing medium such as body tissue, while an absorbing lesion is in the path of light scattering in the tissue, based on its size, depth and color, we will see a decrease in reflected light due to absorption. This reduces the intensity, depends on the distance between the transmitter and the receiver of light. In this study, using a tissue-like phantom and an absorber as a lesion, laser and LED light was used along with the detector to evaluate the position of the absorber. The intensity calibration curves in terms of depth are obtained exponentially from the curve fitting method, and according to the obtained graph equation, For the range 0 to 20 mm, the absorber depth can be easily estimated.

Keywords: Deep skin lesion, Diffused reflected light, Skin lesion.

مقدمه

سرطان پوست رشد کنترل نشدهٔ سلول های غیر طبیعی پوست است و غالباً به دو گروه عمدهٔ ملانوما و غیر ملانوما طبقه بندی می شود. ملانوما ۴ درصد از ضایعات سرطان پوست را تشکیل می دهد و تهاجمی ترین و کشنده ترین نوع است. در نتیجه، تشخیص و درمان به موقع آن، برای متخصّصان يوست، بسيار مهم است [۱]. معاينة بصرى، كه آیا ضایعهٔ پوستی ممکن است سرطانی یا طبیعی باشد، وابسته به تخصص و مهارت های بینایی پزشک است [۲]. فنّاوری های نوری تشخیصی، در زمینهٔ پزشکی، در چند دههٔ گذشته، به سرعت پیشرفت کرده اند. دستهٔ وسیعی از این فنّاوری های نوین، که به عنوان بیوپسی نوری شناخته می شوند، از برهمکنش نور با بافت برای تشخیص بیماری، استفاده می کنند. این روش، بسیاری از محدودیت های بیوپسی معمولی، بر اساس برش بافت را از بین می برد. این محدودیت ها شامل آسیب بافتی، عفونت، در د و آنالیز زمانبر است. بیوپسی نوری، اغلب بر اساس روش های مختلف تصويربردارى، مانند ميكروسكوپ چند فوتونى، توموگرافى همدوس نوری و میکروسکوپ کانفوکال فیبر نوری است. این روش ها از نظر پیچیدگی فنی و هزینه متفاوت هستند [۳]. یک روش سریع، غیرتهاجمی و کمّی برای بررسی ضایعات پوستی، طیف سنجی بازتابی پخشی از بافت است. طیف سنجی بازتابی پخشی، مبتنی بر رساندن نور به بافت و گرفتن نور بازتابی است، که داخل آن حرکت می کند. نور منعکس شده حاوی اطلاعاتی در رابطه با پراکندگی و جذب ماده است [۴].

در این پژوهش، برای بررسی ضایعه و عمق آن در بافت از لیزر و ال ای دی استفاده شده است؛ تا بازتاب پخشی آن به

ازای عمق های مختلف جاذب، بتواند اطلاعاتی از ضایعه بدهد. در این کار جهت نشان دادن عملی بودن این روش، از فانتوم مشابه بافت استفاده شده است.

روش آزمایش

برای بررسی عمق و موقعیت جاذب، از اینترالیپید^۲به عنوان محیط با خاصیت پراکندگی مشابه بافت و یک تیغه به عنوان جاذب استفاده شد. برای اینکه بتوان اطلاعات عمق را استخراج کرد، باید از یک سمت جاذب به سطح مایع نور تابیده شود و در سمت دیگر آن گیرنده قرار گیرد. فاصله هر کدام از منبع نور و آشکارساز تا جاذب، حدوداً یک سانتی متر است. جاذب از جنس پلکسی، با ضخامت حدوداً دو میلی متر است، که به صورت عمودی داخل اینترالیپید قرار گرفته و تمام عرض ظرف حاوی آن را پر می کند، تا نور برگشتی فقط با پراکندگی درون اینترالیپید به آشکارساز برگردد. جاذب ابتدا روی سطح محلول قرار گرفت و سپس با فواصل چهار میلی متر، عمق آن، درون مایع افزایش داده شد. گیرنده میزان نور برگشتی را اندازه می گیرد. این مقدار نور به فاصله فرستنده و گیرنده، موقعیت جاذب و رنگ آن بستگی دارد. به این علت که تنها شدت بازتابی، در این پژوهش، مد نظر است و منبع نور وسيع الطيف نيست، به جای طیف سنج یک آشکارساز ساده، برای ثبت شدت نور بازتابی، به کار رفته است (آشکارساز شدت نور را، به صورت یک عدد، با واحد دلخواه، اندازه گیری می کند). در یک آزمایش، از لیزر قرمز (۶۵۰ نانومتر) و جاذب مشکی و در آزمایشی دیگر از ال ای دی سبز (۵۰۰–۵۶۰ نانومتر) و جاذب های سبز و قرمز استفاده شد.

در این آزمایش، مطابق شکل ۱، فاصله منبع نور و آشکارساز ثابت است و تنها جاذب، در راستای محور z ها، متحرک

^vOptical biopsy ^vintralipid

است. نور از یک سمت جاذب به سطح اینترالیپید می تابد. اینترالیپید خاصیت پراکندگی دارد و نور را پخش می کند. جاذب با توجه به عمقی که داخل مایع دارد، مانع است و باعث می شود تا شدت نور رسیده به سمت دیگر، کاهش پیدا کند. نور پراکنده شده داخل فانتوم، از قسمت زیرین جاذب عبور می کند و به آشکارساز، که در سمت دیگر جاذب قرار گرفته، می رسد. هیچ نوری از بالای جاذب در خارج از مایع به گیرنده نمی رسد. اگر از مایع پراکننده استفاده نمی شد، هرگز پرتوهای نور به آشکارساز نمی رسید (نور مسیر مستقیم را طی می کرد).



شکل ۱: چیدمان آزمایش، به منظور اندازه گیری نور بازتابی پخشی، برای بررسی عمق جاذب درون اینترالیپید. جاذب در راستای عمودی (محور z)، حرکت می کند، تا میزان شدت نوری که از منبع نور به گیرنده می رسد را تعیین کند.

اینترالیپید یک امولسیون فسفولیپیدی است که می تواند یک محیط فانتوم برای مطالعات دزیمتری نور باشد؛ زیرا مانند بافت، در طول موج های مرئی پراکننده است. علاوه بر این، هیچ نوارِ جذبِ قوی، در ناحیهٔ مرئی طیف ندارد [۵]. بافت پوست پیچیدگی هایی دارد. به عنوان مثال؛ غیر همگن است و از لایه های مختلفی تشکیل شده. برای ساده سازی مسأله، فانتوم اینترالیپید به صورت یک محیط تک لایهٔ یکدست در نظر گرفته شده و فرض بر این است که همگن باشد. این دیدگاه کمک می کند که مراحل پیچیده تر را

و به صورت یک بعدی در نظر گرفته شده است؛ در صورتی که ضایعه پوستی شکلی نا متقارن دارد.

پرتو نور با طول موج مشخص، وارد اینترالیپید می شود و به دفعات توسط مولکول های محیط پراکنده می شود. بسته به عمقی که جاذب داخل مایع دارد میزان نوری که به آشکارساز می رسد متفاوت می شود. لازم به ذکر است که، نوسانات مختصر دمای محیط تأثیری بر فانتوم و نتایج آزمایش ندارد.

نتایج آزمایش و بحث

در ابتدا جاذب روی سطح قرار دارد؛ یعنی عمق صفر. در این حالت بیشترین شدت نور پراکندهٔ بازتابی ثبت می شود. در ادامه، به ازای عمق های ۴، ۸، ۱۲، ۱۶و ۲۰ میلی متر، اندازه گیری صورت می گیرد.

در شکل ۲، نمودار شدت نور برگشتی بر حسب عمق های مختلف، برای جاذب مشکی با لیزر قرمز، درون اینترالیپید، رسم شده. آزمایش ده بار و در شرایط یکسان تکرار و میزان خطا، در اندازه گیری شدت، محاسبه شده است.



درون اینترالیپید، با استفاده از لیزر قرمز به عنوان منبع نور.

این آزمایش برای ال ای دی سبز و جاذب های سبز و قرمز، تکرار شد. اگر رنگ جاذب در محدودهٔ طول موجی منبع نور

باشد، به این دلیل که جاذب، نور منبع را بازتاب می کند، شدت نور بیشتری بر می گردد. اما جاذب قرمز، نور را جذب می کند و شدتی که بر می گردد کمتر است. طبق شکل ۳، برای اندازه گیری شدت نور برگشتی، با استفاده از جاذب سبز و ال ای دی سبز، شدت نور بیشتری نسبت به جاذب قرمز و ال ای دی سبز ثبت شده است. در این بخش، به دلیل استفاده از ال ای دی، به جای لیزر، افت شدید در شدت، نسبت به آزمایش اول که با لیزر صورت گرفت وجود دارد. این روش می تواند، برای عمق های کم، با دقت خوب، در نظر گرفته شود.



شکل ۲: شدت نور بازتابی پخشی بر حسب عمق برای جاذب های سبز و قرمز، با ال ای دی سبز به عنوان منبع نور. در هر دو نمودار شدت به صورت نمایی کاهش می یابد.

هر سه نمودار، از معادله (۱) پیروی می کند و شدت بر حسب عمق به صورت نمایی کاهش می یابد. نقاط، در نمودار ها، روند کاهشی شدت را نشان می دهند و خطوط، نمودار های برازش شده روی آن می باشد؛ که معادله خطوط به صورت نمایی نتیجه شده است.

 $y = A \times \exp(-x/t) + B \tag{1}$

با توجه به رابطهٔ به دست آمده، می توان عمق (مقدار x) را، درصورتی که مجهول باشد، به ازای مقادیر مختلف شدت

(y)، تخمین زد. ثابت های A, t, B برای هر نمودار یک عدد معلوم و مشخصی هستند.

نتيجهگيرى

در این پژوهش، روشی به منظور بررسی عمق یک جاذب، داخل فانتوم مایع، ارائه شد. با افزایش عمق جاذب، در داخل محلول، با این روش، میزان نور پراکنده، که به کمک گیرنده جمع آوری می شود، به صورت نمایی، کاهش پیدا می کند. بررسی بصری ضایعات پوستی به مهارت و تجربه پزشک وابسته است. بنابراین، این روش چشم اندازی است که می-تواند این قابلیت را داشته باشد که، از نظر کلینیکی، برای بررسی کمی و غیر مخرب ضایعات پوستی و ارزیابی توپوگرافی تومور در عمق بافت بکار رود.

مرجعها

- Rey-Barroso, L., Peña-Gutiérrez, S., Yáñez, C., Burgos-Fernández, F. J., Vilaseca, M., & Royo, S. (2021). Optical Technologies for the Improvement of Skin Cancer Diagnosis: A Review. Sensors, 21(1), 252.
- [2] Denkçeken, T., Yıldırım, F. E., Atak, C., & Sökücü, M. (2020). Differentiation of skin biopsies by light scattering spectroscopy. Advances in Dermatology and Allergology/Postępy Dermatologii i Alergologii, 37(6), 975.
- [3] Knighton, Nathan J., et al. "Toward cardiac tissue characterization using machine learning and lightscattering spectroscopy." Journal of Biomedical Optics 26.11 (2021): 116001.
- [4] Nogueira, Marcelo Saito, et al. "Evaluation of wavelength ranges and tissue depth probed by diffuse reflectance spectroscopy for colorectal cancer detection." Scientific Reports 11.1 (2021): 1-17.
- [5] Flock, Stephen T., et al. "Optical properties of Intralipid: a phantom medium for light propagation studies." Lasers in surgery and medicine 12.5 (1992): 510-519.





استفاده از پردازش تصویر در تصاویر OCT برای محاسبهی دقیق تراکم مویرگی در اطراف ناحیه لکهی زرد

شادی ترابی^۱، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، <u>shaditorabi357@gmail.com</u> جعفر بختیار شوهانی^۲، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، <u>i.bakhtiar@sci.ui.ac.ir</u> حمیدرضا محمدی ^۳، عضو هیئت علمی دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، <u>hr.mohammadi@sci.ui.ac.ir</u> راحله کافیه^۴،عضو هیئت علمی دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه علوم پزشکی اصفهان

rkafieh@gmail.com

چکیده – در این مقاله به بررسی تراکم دقیق مویرگی در تصاویر OCT با استفاده از پردازش تصویر پرداختهایم. ابتدا، با استفاده از پردازش مورفولوژی تصویر، مویرگها را آ شکار سازی میکنیم. سپس اثر سایه رگها در تصاویر سطحی OCT بر تصویر مویرگها را حذف میکنیم. در مرحله بعد، مکان دقیق لکهی زرد در داخل شبکیهی چشم را با استفاده از توابع مورفولوژی به دست میآوریم. سپس در اطراف لکهی زرد ناحیهای دایرهای به شعاع ۲ میلیمتر را در نظر میگیریم و آنرا به چهار قسمت تقسیم میکنیم و در مرحله نهایی نیز تراکم پیکسلهای سفید هر ناحیه که نمایانگر تراکم درصدی مویرگها در اطراف لکهی زرد است را با دقت بسیار بالا محاسبه میکنیم.

كليد واژه- پردازش تصوير،مقطع نگار همدوس، توابع مورفولوژی، OCT، تراكم مويرگی، MATLAB

Image processing in OCT images for precise calculation of capillary density around macula

Shadi Torabi¹, Physics department, University of Isfahan, shaditorabi357@gmail.com

Jafar Bakhtiar Shohani², Physics department, University of Isfahan, j.bakhtiar@sci.ui.ac.ir

Hamidreza Mohammadi³, Faculty of Physics department, University of Isfahan, hr.mohammadi@sci.ui.ac.ir

Rahele kafieh⁴, Assistant Professor at Isfahan University of Medical Sciences rkafieh@gmail.com

Abstract- In this paper, density of capillaries of a real human eye in OCT images using image processing is calculated. First, capillaries are detected using morphological image processing. The shadows of the main vessels which are exists in superficial images are removed using image processing. In the next step, the precise location of macula which is located in retina is determined using morphological functions. Then, a circle with 2mm radius is considered and segmented to

four areas. In the final step, density of white pixels which are capillaries around macula is calculated precisely. Keywords: Image processing, Morphological functions, OCT, Vessel density, MATLAB

مقدمه

در این مطالعه روش تصویربرداری به صورت ناتهاجمی از ساختمان میکروسکوپی بافت های زیستی که با چشمه ی نور مادون قرمز نزدیک میپردازیم که همان روش مقطع نگار همدوس نوری (OCT) (ODT دوش مقطع نگار محوس نوری (Tomography) است [۱]. تصویربرداری OCT یکی از روشهای مورد استفاده در دنیا است که برای زمینه های مختلف پزشکی به کار میرود[۲].اساس این نوع تصویربرداری،تداخلسنج مایکلسون است [۳]. شکل ۱ بیانگر



مايكلسون

اما این تصاویر در حالت عادی ممکن است حاوی انواع نویز باشند و معمولا برای بررسی دقیق تر نیاز به پردازش دارند. در دهه اخیر از روشهای مبتنی بر پردازش تصویر استفاده شده است که بدون نیاز به استفاده از مواد خارجی برای بررسی اجزای مختلف بدن، از جمله چشم موجودات زنده، و تنها با استفاده از تصاویر موجود بتوان بررسی دقیقی داشت [۱] . برای چشم انسان، مطالعه رگها و مویرگها در تصاویر گرفته شده از چشم میتواند به تشخیص بیماریهای مختلف که از طریق پردازش این تصاویر تشخیص داد کمک کند.به طور مثال طی تحقیقات انجام شده توسط Alais و همکارانش همواره ارزیابی کیفیت تصویر شبکیه در ناحیه ماکولا به منظور تعداد تصاویر غیرقابل تجزیه را بتوان کاهش

ما در این مقاله با استفاده از پردازش تصویر به محاسبه درصد اشغال مویرگ در اطراف ناحیه لکهی زرد شبکیه در داخل چشم پرداختهایم.

روشهای انجام کار

در تصویربرداری OCT، دو نوع تصویر عمقی و سطحی وجود دارد[۵]. در تصویربرداری سطحی معمولا رگها و در تصویربرداری عمقی معمولا مویر گها حضور دارند. در این مقاله با استفاده از روشهای مبتنی بر پردازش مورفولوژیکی تصویر، مقدار تراکم پیکسلی یک نمونه از تصاویر چشم گرفتهشده در اطراف لکهی زرد در داخل شبکیه که بیانگر تراکم مویرگی در این نواحی است محاسبه شده است[۶]. هدف این مقاله، به دست آوردن تصویری است که در آن مویر گهای اطراف ناحیه لکهی زرد (Macula) با دقت بالا شناسایی شوند و نیز رگهای اصلی در تصویر سطحی حذف شده باشند. توابع مورفولوژی یکی از بهترین توابع برای این منظور هستند. عملیات فرسایش (erosion) و سایش (dilation) دو عملیات اصلی در یردازش مورفولوژیکی تصویر هستند که سایر توابع مورفولوژی از آنها ساخته می شوند. شکل ۲ نمونهای از یک تصویر عمقی و یک تصویر سطحی از چشم در تصویربرداری OCT را نشان میدهد.



شکل ۲: (الف) تصویر عمقی از چشم، (ب) تصویر سطحی از چشم برای شناسایی مویر گها و درصد تراکم آنها در تصویر عمقی باید ابتدا مویر گها در این تصویر حذف شوند. ما با توابع باید ابتدا مویر گها در این تصویر حذف شوند. ما با توابع باید ابتدا مویر گها در این توابع Skeleton در پردازش مورفولوژیکی این کار را به خوبی انجام دادهایم. درشکل ۳ نتیجه این عملیات را نشان داده می شود.



شکل ۳: استفاده از تابع skeleton برای حذف مویرگها حال باید این تصویر را از تصویر اصلی عمقی کم کنیم تا مویرگها به خوبی نشان داده شوند. که شکل ۴ مویرگها در تصویر عمقی را نشان میدهد،



شکل ۴: آشکارسازی مویرگها در تصویر عمقی

اما معمولا اثر تصویربرداری سطحی در تصویر عمقی نیز وجود دارد و سایه رگهای اصلی در تصویر سطحی وارد تصویر عمقی میشود. این امر باعث ایجاد خطا در محاسبه درصد اشغال رگ میشود و باید حذف شود. بنابراین نیاز است که رگها در تصویر سطحی نیز آشکارسازی شوند و در تصویر عمقی در نظر گرفته نشوند. در نتیجه، باز هم ابتدا باید رگهای اصلی در تصویر شناسایی شوند که در شکل ۵ میبینیم،



شکل ۵: آشکارسازی رگهای اصلی و حذف مویرگها توسط ترکیبی از توابع مورفولوژی همانطور که می بینیم در این شکل که مربوط به تصویر سطحی است رگهای اصلی شناسایی شدهاند. حال با

استفاده از این تصویر می توان مویر گها را در تصویر سطحی شناسایی کرد و با مقایسه پیکسل به پیکسل توسط کدنویسی در محیط MATLAB اثر آنرا در تصویر عمقی حذف کرد. بنابراین در نهایت، مویر گها در تصویر عمقی که مطلوب ما است به صورت زیر درشکل ۶ می آیند،



شکل ۶: تصویر مویر گھا در تصویر عمقی با حذف سایه ی رگھا در تصویر سطحی

با مقایسه دقیق شکل(۶) و شکل (۴) میبینیم که اثر سایه رگها در تصویر سطحی در تصویر عمقی حذف شده است. و فرایند شناسایی مویرگها با دقت بالاتری انجام شده است. حال با استفاده از این تصویر میتوان به محاسبه درصد اشغال مویرگ در اطراف لکهی زرد پرداخت. برای اینکار ابتدا باید محل دقیق لکهی زرد شناسایی شود. لکهی زرد ابتدا باید محل دقیق لکهی زرد شناسایی شود. لکهی زرد ابتدا باید محل دقیق لکهی زرد شناسایی شود. لکهی زرد ابتدا باید محل دقیق لکهی زرد شناسایی شود. لکهی زرد ابتدا باید محل دقیق لکهی زرد شناسایی شود. لکهی زرد محلی است که در آن هیچ رگ و یا مویرگی وجود ندارد. با استفاده از کدنویسی بر مبنای تابع close در پردازش مورفولوژیکی پس از چند بار پردازش میتوان به شکل ۷ رسید:



شکل ۲: شناسایی دقیق مرکز لکهی زرد با استفاده از توابع مورفولوژی

معمولا این نواحی با چهار حرف T,S,N,I نمایش داده میشود. مقدار شدت پیکسلهای این نواحی نسبت به پشت زمینه مقایسه و محاسبه می شود. به عبارت دیگر:

$$D_{j} = \frac{\sum_{x,y} I_{j}(x,y)}{I_{t}} = 1,2,3,4 j$$
 (1)

که در این رابطه، D_j درصد تراکم پیکسلی ناحیه j ام ، I_j شدت پیکسل برای ناحیه j ام، (x, y) مختصههای مکانی پیکسلهای تصویر و I_t مجموع شدت پیکسلی چهار ناحیه است.

در نهایت شکل ۸ نحوه این تقسیم بندی را نشان میدهد،



شکل ۸: تقسیم اطراف لکهی زرد به چهار ناحیه برای محاسبه میزان تراکم مویرگ در شعاع ۲ میلیمتری

برای این شکل درصد تراکم مویر گی در این چهار ناحیه به این صورت بود که در جدول ۱ آورده شده است:

جدول۱: درصد تراکم مویرگی در چهار ناحیه اطراف لکهی زرد

ناحيه	درصد تراکم
Т	21.3
S	28.7
Ν	22.8
Ι	27.2

اینکه چه درصدی از مویرگها در این نواحی با دقت بالا وجود دارد بسیار حائز اهمیت است، زیرا اطلاعات برخی از بیماریها در این درصدها نهفته است. بنابراین با بهره گیری از پردازش تصویر توانستیم روشی را پیشنهاد دهیم که بتوان با دقت بالا این کار را انجام داد.

نتيجهگيرى

در این مقاله تراکم مویرگی در اطراف لکهی زرد برای چهار ناحیه این لکه برای یک تصویر واقعی از چشم انسان بررسی شد. استفاده از پردازش مورفولوژی و توابع متنوع آن باعث اطمینان از دقت این محاسبه شد. همچنین محل دقیق لکهی زرد آشکارسازی شد و بر اساس مکان این لکه، تراکم پیکسلی نواحی چهارگانه اطراف آن در شعاع ۲ میلیمتری محاسبه شد. تمام محاسبات و پردازشها در محیط محاسبه شده تمام محاسبات و پردازشها در محیط معاله از بیمارستان چشمپزشکی فیض شهر اصفهان گرفته شده است

مرجعها

- [1] F. Hajizadeh and R. Kafieh, "Introduction to Optical Coherence Tomography," in *Atlas of Ocular Optical Coherence Tomography* (Springer, 2018), pp. 1-25.
- [2] Coscas, F., Glacet-Bernard, A., Miere, A., Caillaux, V., Uzzan, J., Lupidi, M., ... & Souied, E.H., Optical coherence tomography angiography in retinal vein occlusion: evaluation of superficial and deep capillary plexa. American journal of ophthalmology, 161, 160-171, (2016).
- [3] Rollins, A. M., & Izatt, J. A., *Optimal interferometer designs for optical coherence tomography*. Optics letters, 24(21), 1484-1486, (1999).
- [4] Alais, Robin, et al. "Fast macula detection and application to retinal image quality assessment." *Biomedical Signal Processing and Control* 55 (2020): 101567.
- [5] Gerth C, Zawadzki RJ, Werner JS. Retinal morphological changes of patientswith X-linked retinoschisis evaluated by Fourier-domain optical coherence tomography. Archives of ophthalmology. 2008;126(6):807-11.
- [6] R.C. Gonzalez, R. E. Woods, *Digital Image Processing (3rd Edition)*, Prentice-Hall, Inc (2006)





بررسی تغییرات بازتاب و قطبش نور در نمونه پوست حیوانی با استفاده از روش شفاف سازی نوری

محمد سامانی'،محمد علی انصاری'،الینا گنینا'، ماریا گریشااوا'، سرگئی زایتسف'،والری توچین^{۴٬۳٬}۲

۱- پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهیدبهشتی، ۲- دانشگاه ایالتی ساراتوف، روسیه، ۳-انستیتو کنترل و مکانیک دقیق روسیه، ۴- دانشگاه ایالتی تومسک

روسيه.

<u>m ansari@sbu.ac.ir</u>

شفاف سازی پوست یکی از روش های رایج برای افزایش عمق نفوذ نور به داخل پوست است. در این مقاله به برر سی تغییرات ایجاد شده در پوست شکم موش در اثر شفاف سازی اپتیکی و تغییرات قطبش نور عبوری پرداخته شده و به بررسی تغییرات بازتاب نور از سطح پوست میپردازیم. ضمنا تصویربرداری قطبشی از پوست موش در حالت شفاف سازی غوطه وری و هواخشک هم انجام شده است.

كليدواژه ها : شفاف سازى پوست، بازتاب، روش غوطهورسازى

Investigation of Changes in Light Reflectance and Polarization through the Animal Skin Samples using Optical Clearing Method

Mohammad Samani¹, Mohammad Ali Ansari¹, Elina A Genina², Maria A. Grishaeva², Sergey M. Zaytsev², Valery V. Tuchin^{2,3,4}

1-Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, 2- Saratov state university, 3- Precision Mechanics and Control RAS, Russia, 4-Tomsk state University.

<u>m ansari@sbu.ac.ir</u>

The optical clearing method is a way of increasing the depth of light penetration in the skin. In this study, an OC agent based on glycerol and DMSO is used to clear the skin. The reflectance is measured. The propagation of polarized light in rat skin ex vivo during air dehydration has been investigated using a polarization microscope.

Keywords: optical clearing of the skin, reflectance, the immersion method

مقدمه

شفاف سازی اپتیکی در کل روشی برای کاهش بازتاب از سطح پوست می باشد. پوست از سه لایه اصلی به نام های اپیدرم، درم و هیپودرم تشکیل شده که پوست را به بافت-های ماهیچهای متصل میکند که شامل آبهای میان بافتی متفاوتی میباشد. نور اجازه ورود به اعماق بدن را نداشته و پراکنده می شود. به همین دلیل راهی به اسم شفاف سازی اپتیکی پوست ایجاد شد تا به اعماق درونی بدن دست بیابیم. همان طوری که میدانیم، در زیر لایه پوستی عوامل مختلفی از جمله آب های میان بافتی، هموگلوبین و مواد مختلفی با ضریب شکست های متفاوت وجود دارند که به دلیل این اختلاف ضریب شکست، نور تا حد زیادی پراکنده می شود که ایده آل ما نیست. برای جلو گیری از این امر باید تطابق ضریب شکستی صورت بگیرد که در ادامه دو راه برای این کار به اسم روش مکانیکی و دمایی معرفی میشود. در روش مکانیکی [1] برای جلوگیری از پراکندگی از سطح پوست یک فشار مکانیکی به پوست توسط یک وزنه اعمال می شود که با این کار آب های میان بافتی به کنار رفته و در واقع سطح زیر پوست یکنواخت می شود که روشی موثر در این امر میباشد.

در روش دمایی [1] ، با گرم کردن آن ناحیه به تبخیر آب-های میانبافتی و یک دست شدنش کمک میشود. لازم به ذکر است که، روش شفاف سازی پوست یکی از روش های مناسب

برای استفادههای پزشکی میباشد [3].

روش آزمایش و تئوری

در روش غوطهورسازی، از یک ماده کمکی که ضریب شکستی نزدیک به ضریب شکست پوست دارد استفاده می-شود[۴]. در این آزمایش از محلول Glycerol %70 استفاده شده است.

از پوست موشی در ابعاد ۱ در ۱ سانتی متر استفاده شد و قبل از آزمایش به کمک دستگاه اسپکترومتر از آن طیف بازتابی گرفته شد و همچنین با درماتوسکوپ عکسبرداری شد. این قطعه پوست داخل محلول شفافساز قرار داده شد و نیم ساعت در آن باقی ماند. پس از نیم ساعت از محلول بیرون آورده شده و در زمان های مختلفی از آن طیف گرفته شد تا رفتار آن بررسی شود.

از میکروسکوپ قطبشی Polam L-213M ساخت شرکت لومو روسیه برای تصویربرداری پوست موش حین خشک کردن پوست با فشار هوا استفاده شد. ضمنا از درماتوسکوپ قطبشی اپتواسکین (پرتوآوای اطلس-ایران) برای بررسی تغییرات پوست موش بعد از شفاف سازی نوری کمک گرفته شد.

نتايج و بحث

در شکل ۱ تغییرات میزان بازتاب نور از سطح پوست قبل و بعد از غوطهورسازی دیده می شود. شکل ۲ تصاویر درماتوسکوپ قبل و بعد از شفاف سازی را در حالت قطبش متعامد نشان می دهد.



> شکل ۱: نمودار بازتاب از سطح پوست موش بعد از شفاف سازی بر حسب طولموج برای :آبی پررنگ(قبل از شفاف سازی) ، نارنجی(۵ دقیقه) ، زرد (۳۵ دقیقه) و سبز(۶۵ دقیقه) پس از شفاف سازی

همان طوری که واضح است، با گذشت زمان میزان بازتاب کم شده که این به معنای افزایش عمق نفوذ میباشد که مطابق با انتظار است. اما در زمان ۶۵ دقیقه پس از آزمایش، مشاهده میشود که نمودار به سمت بالا منتقل شده که این مشاهده میشود که نمودار به سمت بالا منتقل شده که این ازمایش قابل بازگشت میباشد آزاد شده و به حالت اولیه بازگردد که نکته ای قابل توجه برای استفادههای پزشکی میباشد.

در شکل های ۲ و ۳ نیز تصاویری از قبل و بعد از شفاف سازی پوست و تاثیر این روش بر روی پوست دیده می شود. برای بررسی تغییرات قطبش نور حین عبور از پوست موش، از میکروسکوپ قطبشی استفاده شد که پوست بدون مو بین قطبشگر و آنالیزور قرار گرفت و از فشار هوا برای خشک کردن پوست در دمای آزمایشگاه انجام شد. در طول سه ساعت، هر ۱۵ دقیقه یکبار چرخش ۱۰تا ۹۰ درجه قطبش انجام و تصاویر ثبت شد (شکل ۳). مشاهده می شود که در طی فرایند شفاف سازی، شدت نور در ناحیه مورد مطالعه در حالت قطبش متعامد (شکل ۳(ب)) تغییر می کند که نشانگر میزان غیرقطبیدگی نور در عبور از پوست است.



(الف)



(ب)

شکل ۲:تغییرات پوست موش قبل از غوظهورسازی (الف) و بعد از غوطهسازی (ب). تصاویر توسط درماتوسکوپ اپتواسکین در حالت قطبش متعامد ثبت شده است.(با بزرگنمایی ۲۰ برابر)

نتيجه گيرى

در این آزمایش از روش غوطهورسازی برای شفاف سازی پوست شکم موش استفاده شد که برای کاربردهای -Ex پوست شکم موش استفاده قرار گیرد. پس از انجام آزمایش Vivo میتواند مورد استفاده قرار گیرد. پس از انجام آزمایش Glycerol 70% میتوان پوست نتیجه گیری میشود که با محلول 70% میتوان پوست موش را شفاف کرد و همچنین به این نتیجه میانجامد که این آزمایش بازگشت پذیر بوده و میتوان از آن در عوامل پزشکی برای عکس برداری و درمان انواع سرطان استفاده کرد که البته از زیست سازگاری آن باید مطمئن شد.



(الف)

- [3] Ansari, M. A., Morovati, A., & Tuchin, V. V. (2020, April). Low-cost measurement of the dermal beta-carotene in the context of optical clearing. In Saratov Fall Meeting 2019: Optical and Nano-Technologies for Biology and Medicine (Vol. 11457, p. 1145704). International Society for Optics and Photonics.
- [4] Genina, E. A., Oliveira, L. M., Bashkatov, A. N., & Tuchin, V. V. (2020). Optical Clearing of Biological Tissues: Prospects of Application for Multimodal Malignancy Diagnostics. In *Multimodal Optical Diagnostics of Cancer* (pp. 107-131). Springer, Cham.
- [5] Sdobnov, A. Y., Darvin, M. E., Genina, E. A., Bashkatov, A. N., Lademann, J., & Tuchin, V. V. (2018). Recent progress in tissue optical clearing for spectroscopic application. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 197, 216-229.



(ب)

شکل ۳. تصاویر میکروسکوپ قطبشی از پوست موی بدون فولیکول در حالتی که آنالیزور در زاویه صفر نسبت قطبشگر (الف) و زاویه ۹۰ درجه نسبت به قطبشگر (ب). مربع قرمز ناحیه مورد آزمایش است. افزایش شدت نور در حالت قطبش متعامد نشانگر میزان غیرقطبیدگی نور عبوری از پوست است.میانگین درخشندگی پیکسلها نیز در بازه ۰ تا ۲۵۰ در واحد دلخواه است. همچنین زمان اندازه گیری نیز پس از ۴ ساعت شفاف سازی و هر ۱۵

تشکر و قدردانی

این تحقیق تحت حمایت مالی صندق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور (INSF) برگرفته شده از طرح شماره «۹۸۰۲۹۴۶۰» و طرح شماره «۵۶۰۰۵–۵۲–۲۰» بنیاد تحقیقات علوم پایه روسیه (RFBR) انجام شده است.

مراجع

- [1] Masoumi, S., Ansari, M. A., Mohajerani, E., Genina, E. A., & Tuchin, V. V. (2018). Combination of analytical and experimental optical clearing of rodent specimen for detecting beta-carotene: phantom study. Journal of biomedical optics, 23(9), 1–7. https://doi.org/10.1117/1.JBO.23.9.095002
- [2] Armin Morovati, Mohammad Ali Ansari, Valery V.Tuchin "In Vivo detection of human cutaneous beta-carotene using computational optical clearing", 2020







بررسی تغییرات پارامترهای فیزیکی آب فعال شده با پلاسما با استفاده از شبیهسازی تخلیه الکتریکی در مایعات

نیلوفر محمدی نهرانی'، مریم بحرینی' و سعید حسن پور طادی ۲

^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

^۲ پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی ایران

چکیده –در مقاله پیش رو، شبیه سازی فرآیند تخلیه الکتریکی درون حباب های کروی داخل آب با خروجی مو سوم به آب فعال شده با پلاسما (PAW) با بهکارگیری ساختار تخلیه سد دیالکتریک (DBD)، با استفاده از روش المان محدود مورد بررسی قرار میگیرد. با تحلیل تغییرات چگالی، دما، میدان و پتانسیل الکتریکی نواحی مربوط به حباب و برر سی نمودار تغییرات آن با زمان و تغییرات مو ضعی چگالی بسته به مکان به این مهم د ست می یابیم که مایعات حا صل از این اتفاق مو سوم به PAW هم خاصیت ر سانایی

كليد واژه - آب فعال شده با پلاسما، تخليه سد دى الكتريك، حباب

Investigation of changes in physical parameters of plasma activated water using simulation of discharge in liquids

Mohammdi , Niloofar ¹; Bahreini , Maryam ² ; Hassanpour tadi , Saeed ³

¹Department of Physics, University of Science & Technology, Email: nmohammadi111175@gmail.com ²Department of Physics, University of Science & Technology, Email: m_bahreini@iust.ac.ir ³Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Email: s_hassanpour@sbu.ac.ir

Abstract- The simulation of discharge for spherical bubbles in water called plasma activated water (PAW) is investigated by using finite element method for a simulated 2D dielectric barrier discharge. By analyzing the changes of density, temperature, electric field, and the electric potential of the bubble regions with time, we find that PAW have electrical conductivity beside preserving its dielectric properties.

Keywords: plasma activated water, dielectric barrier discharge, bubble.

مقدمه

ساز و کار تخلیه الکتریکی در مایعات (به خصوص آب) را می توان به دو گروه تقسیم بندی کرد : اولین گروه تخلیه الکتریکی درون حباب و دومین گروه که شامل تخلیه های جزئی و تخلیه های کامل مانند قوس الکتریکی و اسپارک می شوند. با بالارفتن دمای موضعی ناشی از میدان الکتریکی بسیار قوی و در نتیجه تبخیر آب، میکروحبابهایی به وجود می آیند و همینطور بزرگتر می شوند و به دنبال آن تخلیه الکتریکی درون آن رخ میدهد. در تخلیه جزئی انتقال جریان بیشتر ناشی از یونهاست و در تخلیه کامل یا همان قوس و اسپارک الکترون ها مسئول انتقال جریان می باشند.[1] شکل دیگری از این دسته بندی را میتوان به این صورت بیان کرد : تخلیه مستقیم در مایع، پلاسمای گازی که منجر به ایجاد واکنشهایی درون مایعات می گردند (تخلیه غیرمستقیم) ، پلاسماهای چند فازی (ترکیب دو حالت قبلى). تخليه مستقيم مانند جت پلاسمايي داخل آب، تخليه غير مستقيم مانند قوس الكتريكي كه آب بعنوان یکی از الکترود ها مشارکت میکند و حالت ترکیبی مثل تخلیه حبابهای درون آب که در واقع در یک فاز گازی درون فاز مايع تخليه الكتريكي رخ ميدهد. [7]

تمامی این اتفاقات و واکنشهای شیمیایی و انرژیهای منتقل شده ناشی از تخلیه الکتریکی و تشکیل پلاسما در عدم حضور هیچگونه ماده شیمیایی، منجر به تولید گونه-هایی موثر در فرآیندهای مختلف می شود. آب حاصل از این اتفاق، آب فعال شده با پلاسما است که آن را به اختصار PAW مینامند. از جمله کاربرد های PAW میتوان به حوزه پزشکی و درمان مانند درمان زخمها، درمان سلول های سرطانی و دندان پزشکی، کشاورزی هوشمند مانند تسهیل جوانه زنی بذر و رشد گیاهان، صنایع غذایی مانند

Plasma Activated Water

ضدعفونی میوهها و سبزیها ، تنظیم آنزیمها و آفتکشی اشاره نمود. [۳]

هدف ما در این مقاله شبیه سازی تخلیه الکتریکی در مایعات با استفاده از نرمافزار کامسول می باشد. با به کار گیری ساختار تخلیه سد دی الکتریک موسوم به DBD طی یک فرآیند تخلیه چند فازی با در نظر گرفتن آرگون بعنوان گاز ورودی، تخلیه الکتریکی و تشکیل پلاسما را درون حباب هایی به قطر ۰٫۲ میلیمتر مورد ارزیابی قرار می دهیم.

تئوری PAW و معادلات شیمیایی

چگالی و انرژی میانگین الکترونها با حل دو جفت معادله drift – diffusion محاسبه می گردد . با صرفنظر کردن از حرکت همرفتی ناشی از جریان سیالی الکترونها معادلات زیر بررسی می شوند. در نرمافزار کامسول، معادلات زیر به روش المان محدود^۲ حل می شود:

 $\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot [-n_e(\mu_e \cdot E) - D_e \nabla n_e] = R_e$ $\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot [-n_e(\mu_e \cdot E) - D_e \cdot \nabla n_e] + E \cdot \Gamma_e = R_e$ introduction

^rFinite element

REACTION	FORMULA	ТҮРЕ	$\Delta\epsilon(eV)$
I	e+Ar=>e+Ar	Elastic	0
2	e+Ar=>e+Ars	Excitation	11.5
3	e+Ars=>e+Ar	Superelastic	-11.5
4	e+Ar=>2e+Ar+	Ionization	15.8
5	e+Ars=>2e+Ar+	Ionization	4.24
6	Ars+Ars=>e+Ar+Ar+	Penning ionization	-
7	Ars+Ar=>Ar+Ar	Metastable quenching	-

جدول ۱ : جدول برخوردها و واکنش های شیمیایی مدل شبیه سازی شده

روش شبيەسازى

همان طور که گفتیم هدف ما شبیه سازی تخلیه سد دی الکتریک درون مایعی است که حباب هایی درون آن قرار گرفته اند. این شبیه سازی با نسخه ۵٫۵ نرم افزار کامسول انجام پذیرفته است.

شکل ۱ هندسه شبیه سازی شده در نرمافزار کامسول را نشان می دهد؛ برای الکترودها پایستگی بار در نظر گرفته شد تا پلاسمای تشکیل شده تنها درون حباب ها باشد. به این منظور لازم بود تا مرز میان الکترود و آب نیز از یک دی الکتریک در نظر گرفته شود که آن را شیشه در نظر گرفتیم.

نتايج

شکلهای ۲ تا ۵ با هدف بررسی خواص مایع پس از تخلیه





شکل ۲ – نمودار دو بعدی چگالی الکترون در لحظه پایانی











الکتریکی با ارزیابی پارامترهای مهم در نرمافزار کامسول به دست آمده است.

شکل های ۲ تا ۵ به ترتیب چگالی و دمای الکترون، و میدان و پتانسیل الکتریکی را نشان میدهد. چگالی الکترونها با گذر زمان درون حباب بالاتر میرود و در ناحیه نزدیک به الکترود زمین شده، اختلاف چگالی ایجاد شده باعث ایجاد دو قطبی الکتریکی می گردد. دمای ناحیه موردنظر نیز طبق شکل ۳ افزایش مییابد. دیده میشود که شدت میدان الکتریکی بین حباب و شیشه عایق میان الکترود زمین شده در زمان نهایی بیشترین مقدار را به خود اختصاص داده است. از آخرین نمودار نیز میبینیم که در نهایت اختلاف پتانسیل ناحیه مورد نظر با الکترود زمین شده به بیشترین مقدار خود رسیده و با الکترود زمین شده است.

شکل ۶ برش عرضی از حباب و نمودار یک بعدی آن در طول خط برش است و شکل ۷ نقطه مرکزی یکی از حباب-هاست که به خوبی نشان میدهد که چگالی الکترون در گذر زمان درون حباب چگونه بالا میرود.



شکل ۶- نمودار یک بعدی چگالی الکترون در همه زمان ها

نتيجهگيرى

با استفاده از نرم افزار کامسول اقدام به شبیه سازی تخلیه سد دیالکتریک نمودیم؛ مایعات حاصل از این اتفاق هم رسانای الکتریکی اند و هم نقش دی الکتریک را دارند. تاثیر حضور آب در این فرآیند مورد بررسی قرار گرفت؛ با به کار

بردن راکتورهای پلاسمایی مشابه فرآیند شبیهسازی شده میتوان در حوزههای مختلفی چون کاربردهای ذکر شده (پزشکی و درمان، کشاورزی، صنایع غذایی، تصفیه آب و ...) بهرهمند شد.



شکل ۷ - نمودار یک بعدی چگالی الکترون

مرجعها

- [1] Y.Yang , Y.I.Cho and A.Fridman , *Plasma Discharge in Liquid : Water Treatment and Applications*, p.1 and p.12 13, CRC Press, 2012
- [2] P J Bruggeman et al *Plasma Sources Sci. Technol.* 25 053002, 2016.
- [3] Renwu Zhou et al J. Phys. D: Appl. Phys. in press <u>https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab81cf</u>, 2020.





بررسی مشخصه های نوری پروسکایت هالیدی سنتز شده با پلاسمای تخلیه تابان

لیدا تقی زاده کلجاهی، دکتر سیروس خرّم و دکتر سهراب احمدی کندجانی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجانشرقی، ایران

lidataghizadeh.lt@tabrizu.ac.ir , skhorram@tabrizu.ac.ir , s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

چکیده – با توجه به خصوصیات نوری و الکتریکی منحصر بفرد پروسکایت های هیبریدی آلی-معدنی و زمینه های کاربردی آن، این ماده در دهه گذشته مورد توجه قرار گرفته است. یکی از مشخصه های این ماده گاف انرژی تغییرپذیر آن است که متناسب با هرروش سنتز و پارامتر های محیطی مهندسی میشود. در این مقاله ما روش سنتز مرسوم پخت را با روش نوین پلاسمایی مقایسه کرده ایم. پروسکایت متیل آمونیوم لید برمید (MAPbBr3) سنتز شده در پلاسمای تخلیه تابان نسبت به پروسکایت تهیه شده به روش پخت دارای نورزایی بهتر، گاف انرژی کوچکتر و ساختار منظم تری است.

كليد واژه- پروسكايت هيبريدي، پلاسما، پلاسماي تخليه تابان

Optical characterization of halide perovskite synthesized by glow discharge plasma

Lida Taghizadeh Kalejahi, Dr. Sirous khorram and Dr. Sohrab Ahmadi Kandjani

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, East Azerbaijan, Iran

lidataghizadeh.lt@tabrizu.ac.ir, skhorram@tabrizu.ac.ir, s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

Abstract- Due to the unique optical and electrical properties of organic-inorganic hybrid perovskites and its applications, this material has been considered in the last decade. One of the characteristics of this material is its variable band gap, which is engineered in accordance with any synthesis method and environmental parameters. In this paper, we compare the conventional heating synthesis method with the new plasma method. Methyl ammonium lead bromide perovskite (MAPbBr₃) synthesized in Glow Discharge plasma has better photoluminescence, smaller band gap and more crystalized structure than perovskite prepared by heating method.
Keywords: Glow discharge Plasma, hybrid perovskite, plasma

گونه های واکنشی پر انرژی موجود، مولکولهای موجود در سطح مورد نظر را بمباران میکنند و آنها را به اجزای کوچکتر و فرار تبدیل میکنند. خواص شیمیایی گاز کاری پلاسما و ماده ای که تحت پلاسما قرار میگیرد، دو پارامتر مهم در فرآیند اصلاح سطح وسنتز هستند.[3]

در این مقاله سعی بر این شده است که پروسکایت متیل آمین لید برمید (MAPbBr₃) در پلاسمای تخلیه تابان سنتز شده و با پروسکایت سنتز شده با روش پخت مقایسه گردد.

روش تهيه مقاله

AC پلاسمای تخلیه الکتریکی تابان متشکل از منبع تغذیه AC ، پمپ خلا روتاری و دستگاه تنظیم فشار است. برای ایجاد پلاسما از استوانه ای شیشه ای به طول ۳۰ سانتی متر از جنس پیرکس و دو الکترود کاتد و آند در دو سر استوانه استفاده شده است. پس از تشکیل ستون مثبت پلاسما نمونه در آن قرار گرفته و تحت پلاسمای گاز آرگون، در فشار ۰٫۴ میلی بار پلاسما دهی شده است.

برای تهیه محلول پروسکایت ابتدا نمک آمینی آن (CH₃NH₃PbBr₂) در محیط آزمایشگاهی سنتز شده است و سپس با سرب برمید (PbBr) در حلال دی متیل فرمامید (DMF) در دمای اتاق حل شده و محلول پروسکایت متیل آمین لید برمید (MAPbBr₃) بدست آمده است.

این محلول پس از لایه نشانی روی لام های شیشه ای به روش اسپینی (spin coating) آماده سنتز شدند. سه نمونه تهیه شده عبارتند از : ۱- نمونه حرارتی که محلول به حرارتی – پلاسمایی که نمونه ۱ بعد از پخت پلاسمادهی شده است(oven Plasma). مقدمه

پروسکایت های هیبریدی آلی-معدنی سه بعدی با فرمول شیمیایی ABX3 هستند که A کاتیون آلی ، B کاتیون معدنی و X آنیون هالیدی جایگزین آن میشود. از بین کاتیون های آلی معمولا متیل آمین (CH₃NH3) بنا به شعاع مناسب آن و سرب (Pb) به عنوان کاتیون معدنی انتخاب می شوند. در قسمت X هالید های کلر، برم و ید و یا ترکیبی از این سه عنصر جای میگیرد.[1] گاف انرژی و دیگر مشخصه های پروسکایت ها به ازای هالید مورد استفاده و یا روش سنتز و حتی نسبت مولی عناصر تغییر میکنند.[2] روشهای مرسوم تهیه پروسکایت ها عبارتند از ن روش سولووترمال، روش مکانوشیمیایی، روش

پلاسما گاز شبه خنثایی از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی از خود نشان میدهد. در تمام نقاط پلاسما چگالی بارهای مثبت و منفی با هم برابرند یعنی پلاسما از نظر بار الکتریکی خنثی است و این ذرات باردار در حال حرکت نه تنها با ذرات کناری بلکه با تمام ذرات حجم محیط برهمکنش کولنی دارند که باعث رفتار جمعی آن میشود. الکترونهای موجود در پلاسما ، با دارا بودن انرژی زیاد منجر به ایجاد یونیزاسیون، تحریک، اکسیده شدن و شکسته شدن مولكولها به اجزاى كوچكتر در محيط پلاسمايي ميگردند و آن محیط را از نظر شیمیایی فعال میکنند. در نتیجه این محیط با دارا بودن گونه هایی نظیر یونهای مثبت و منفی، رادیکالهای آزاد، اتمهای خنثی و گونه های ناپایدار برای فرآیندهای اصلاح سطحی ویا سنتز مواد پیشنهاد میشود. روش پخت در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت یک ساعت سنتز شده است(oven) . ۲- نمونه پلاسما دهی شده که محلول به مدت ۱۰ دقیقه در فشار ۰٫۴ میلی بار تحت گاز آرگون قرار گرفته است (plasma). ۳-نمونه

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> به منظور مطالعه ساختار بلوری پروسکایت از دستگاه SEM مدل Mira 3 FEG-SEM ساخت کمپانی Tescan کشور چک استفاده شده است.

> برای تعیین طیف جذبی از نمونه در ناحیه مریی و فرابنفش از دستگاه طیف سنج دوباریکه ای UV-Vis مدل -UV 2450 ساخت شرکت Shimadzu استفاده شده است.

نتایج و بررسی

تصاویر به دست آمده از SEM مربوط به پروسکایت های سنتز شده به روش پخت و پلاسما در شکل ۱ و ۲ آورده شده است که در این تصاویر به وضوح دیده می شود که



شکل ۱ تصاویر SEM ساختار پروسکایت سنتز شده به روش کوره دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد



با توجه به نورزایی پروسکایت های سنتز شده، طیف فوتولومینیسانس ماده سنتز شده نیز بررسی و مقایسه شده است. به این منظور از دستگاه طیف سنج فوتولومینیسانس مدل FP-6200 ساخت شرکت Jasco استفاده شده است.

ذرات پلاسما باعث منظم تر شدن ساختار پروسکایت و همچنین کوچکتر شدن ذرات آن شده است. اندازه ذرات سنتز شده به روش پخت حدود ۳۰ الی ۶۵ نانومتر و ذرات پروسکایت پلاسمادهی شده حدود ۲۸ نانومتر است.[4]



شکل ۲ تصاویر SEM ساختار پروسکایت سنتز شده تحت پلاسمای آرگون



(Tauc Plot) شکل ۳ طیف جذبی نمونه های پروسکایت و گاف انرژی آنها (Tauc Plot) به همراه طیف فوتولومینسانس نمونه ها

جدول ۱ خلاصه مشخصه های نوری

منابع

- [1] D. Kumar, R. Sagar Yadav, Monika, A. Kumar Singh, and S. Bahadur Rai, "Synthesis Techniques and Applications of Perovskite Materials," *Perovskite Mater. Devices Integr.*, pp. 1–19, 2020.
- [2] L. A. Muscarella, E. M. Hutter, S. Sanchez, C. D. Dieleman, T. J. Savenije, A. Hagfeldt, M. Saliba, and B. Ehrler, "Crystal Orientation and Grain Size: Do They Matter for Optoelectronic Properties of MAPbI3 Perovskite?," pp. 1–16, 2019.
- [3] G. Bonizzoni and E. Vassallo, "Plasma physics and technology; Industrial applications," *Vacuum*, vol. 64, no. 3–4, pp. 327–336, 2002.
- [4] X. Xiao, C. Bao, Y. Fang, J. Dai, B. R. Ecker, C. Wang, Y. Lin, S. Tang, Y. Liu, Y. Deng, X. Zheng, Y. Gao, X. C. Zeng, and J. Huang, "Argon Plasma Treatment to Tune Perovskite Surface Composition for High Efficiency Solar Cells and Fast Photodetectors," *Adv. Mater.*, vol. 30, no. 9, pp. 1–7, 2018.
- [5] V. Adinolfi, W. Peng, G. Walters, O. M. Bakr, and E. H. Sargent, "The Electrical and Optical Properties of Organometal Halide Perovskites Relevant to Optoelectronic Performance," *Adv. Mater.*, vol. 30, no. 1, pp. 1–13, 2018.

گاف انرژی	لبه جذب	پهنای پیک گسیلی	پیک گسیلی	تام نموته
eV	nm	FWHM nm	(X Y)nm	
2.21	556	151.61	(559 393)	حرارتى
2.18	557	192	(555 400)	مرارتى-پلاسما
2.14	555	160.96	(556 499)	يلاسما

این منظم تر شدن ساختار و سهولت گذارهای حاملین اکثریت باعث کوچکتر شدن گاف انرژی شده است. به طبع کوچکتر شدن گاف انرژی شاهد نورزایی بیشتری هستیم چرا که لبه جذب کاهش پیدا کرده و جذب فوتونی بیشتری داریم؛ پلاسمادهی باعث حذف ترکیبات آلی و شاید دیگر آلاینده های سطحی شده است و ممکن است ناکاملی هایی در توده سرب ایجاد کرده باشد که توجیه افزایش پهنای طیف فوتولومینسانس و حضور حالت های فعال بین گافی و ناکاملی ها است.[5]

نتيجه گيرى

پروسکایت ها در ساختار حساس خود چه در قسمت آلی و چه در قسمت معدنی دارای ناکاملی هایی هستند که بازدهی آنها را در ادوات محدود می سازد؛ پلاسما دهی با تنظیم نسبت ترکیبات آلی به معدنی این محدودیت را بهبود میبخشد. با کاهش لبه جذب و گاف انرژی، ضریب بهبود میزی پروسکایت افزایش پیدا میکند و همچنین اصلاح مورفولوژی نقش به سزایی در افزایش بهره ادوات نوری خواهد داشت.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



مطالعه اثر دمش ناهمدوس برگسیل القایی پلاسمای القاییده لیزری مس

فاطمه سادات تحصیلداران^{۲۹٬}، امیر حسین فرهبد^۲٬، رسول ملک فر^۱ ^۱ گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران ۲ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، ۵۱۱۱۳–۱۴۳۹۹، تهران، ایران afarahbod@aeoi.org.ir

چکیده – در تحقیق حاضر رفتار فضایی-زمانی پلاسمای حاصل از دمش ناهمدوس نوری پلاسمای القاییده لیزری اتم مس به کمک حل معادلات جنبشی برای توصیف سازوکار نوسان لیزر مورد مطالعه عددی قرار گرفته است. برای این منظور گرادیان تابش و چگالی ترازهای دو گذار مرئی در طول موج ۵۱۰/۵ و ۵۷۸/۲ نانومتر اتم مس به همراه گذارهای دمش مرتبط در یک سیستم چهارترازی شبیه سازی شده است. نتایج، افزایش شدت نور گسیل یافته از محیط فعال پلاسما در جهت رو به جلو و عقب را تایید می کند. این ایده جدید نشان داد که دمش ناهمدوس پلاسمای لیزری به کمک لامپ درخش می تواند جایگزین روش پر هزینه دمش همدوس با لیزر برای بهبود روش شناسایی بینابی مواد باشد.

كليد واژه- پلاسماى القاييده ليزرى، لامپ درخش زنون، مدل برخوردى-تابشى.

Study of incoherent pumping on stimulated emission of laser-induced copper plasma

Fatemeh S. Tahsildaran ^{1, 2}, Amir Hossein Farahbod^{2*}, Rasoul Malekfar^{1, 2} ¹Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. ²Research School of Plasma Physics and Nuclear Fusion, Research Institute of Nuclear Sciences and Technologies, AEOI, Tehran, Iran. *afarahbod@aeoi.org.ir

Abstract- In the present research, the spatio-temporal evolution of the flashlamp-pumped laser-induced copper plasma by a collisional-radiative model based on kinetic equations has been calculated to describe the mechanism of the laser oscillation. The gradient of total population density and the stimulated emission intensity at 510.5 and 578.2 nm of Cu atoms and their pumping transitions were simulated by a four-levels system. Results confirm the enhancement of stimulated emission of the active medium of the Cu plasma at forward and backward directions. This noble idea showed that the flashlamp-pumped laser-induced plasma (LIP) can be replaced with more expensive laser-pumped LIP for improvement of the LIBS method.

Keywords: Laser-Induced Plasma, Xe-flashlamp, Collisional-Radiative Model.

مقدمه

تا کنون، بهره نوری در پلاسمای القاییده لیزر(LIP) ، علی رغم قدمت و اهمیت آن که به اواخر دهه ۱۹۷۰ میلادی باز می گردد [1]، کمتر مورد توجه قرار گرفته است. با اینحال لیزرهای حاصل از LIP دسته متفاوتی از لیزرها به شمار مى آيند كه محيط فعال آن پر پلاسما است. اين نوع ليزرها به عنوان منابع نورى همدوس كاربردهاى متنوعى دارند. اخيراً ايده تقويت نورى درون پلاسماى القاييده لیزری و گسیل لیزر از آن با دمش نوری برای بیناب نگاری لیزری و سایر کاربردها مورد توجه قرار گرفته است [۲]. پیش از این دمش پلاسمای القاییده لیزری هدف Al بر اساس معادلات جنبشي به منظور توليد واروني جمعيت و گسیل تقویت شده مدل سازی شده است [۲]. این مدل با در نظر گرفتن تمامی فرآیندهای پلاسما، درک روشنی از گرادیان چگالی ترازهای اتمی و برهمکنش پلاسما با نور ليزر و نهايتاً شرايط آرماني دستيابي به بهره را فراهم می آورد. در این پژوهش اتم مس به دلیل نرخ بالای گذار و گسیل خودبخودی خطوط تابشی، از مرتبه $^{-1}$ s و شناخت پارامترهای فیزیکی آن و سابقه مطالعات گسترده بر روی لیزر بخار مس در ناحیه مرئی بیناب انتخاب شده است [۳].

در این مقاله ابتدا به معرفی سیستم اتمی مس به عنوان محیط فعال لیزر و فرآیندهای جذبی و تابشی موثر بر تقویت و تلفات نور القاییده تابشی از لحظه دمش تا پایان پر پلاسما می پردازیم. سپس، براساس نتایج حل عددی معادلات نرخ، دینامیک پارامترهای پلاسما به همراه تحلیل آن ها ارائه می شود. فرآیندهای حاکم در دو بازه زمانی بررسی می شود. بازه اول که ۵ میکروثانیه فرض می شود و به علت تعادل ترمودینامیکی محاسبه چگالی و دمای پلاسما انجام می شود. بازه دوم دور از تعادل حرارتی است و از αμ ۵ تا پایان پمپ نوری که حدود αμ ۶ است ادامه دارد. در این بازه علاوه بر خاموشی تابش های برم-اشترالانگ، سهم گونه های یک بار یونیده و خنثی در گسیل القایی غالب بر سهم دیگر گونه ها است.

ساختار تجربى

مطابق با شرایط تجربی، فرض می شود محیط فعال پلاسمای مس، با تمرکز باریکه لیزر Nd:YAG بر هدفی از مس با هندسه کروی و با قطر mm ۵ پدید آمده است و بازگرمایش پر پلاسما با تابش نور لامپ درخش به صورت عمود بر راستای تابش نور لیزر انجام می شود. نور تابشی در فواصل مختلف از سطح هدف در راستای محور x در دو جهت ${}_{\rm SE}$ با احتساب همزمان تاخیرهای زمانی از لحظه کندوسوز به صورت عددی محاسبه می شود. در شکل ۱ رفتار زمانی تپ لامپ درخش با نمایه عرضی گاوسی و پهنای زمانی $T_{\rm L}$ تقریب زده شده است.

$$\begin{split} I_{L} = I_{0} \exp(-\frac{1}{4} \frac{\ln 2(t-t_{0})^{2}}{\tau_{L}^{2}}) & (\) \\ & \text{ (`)} \\ & \text{ mcr} \; \text{ mcr} \; \frac{E_{L}}{\pi r^{2} \tau_{L}} \; \text{ I}_{0} \; (\text{J s}^{-1} \; \text{cm}^{-3}) \; \text{ mcr} \; \text{ mcr$$



شکل ۱: ساختار تجربی مدل شده در محاسبات نظری.

ترازهای اتمی مس و معادلات حاکم

ترازهای اتمی مس و گذارهای موثر در جمعیت دهی و تخلیه جمعیت ترازهای پایه، شبه پایدار و نوسانی در شکل ۲ نشان داده شده است. دو تراز بالایی به دلیل اختلاف انرژی ۰/۰۳ eV یک تراز جفت شده موثر می باشند. لذا برای سادگی محاسبات ترازهای انرژی اتم مس به یک سیستم چهار ترازی تقلیل می یابد. وارونی جمعیت مورد نیاز آستانه بهره با بازترکیب یون های +Cu، گذارهای λ تابش (λ , t, λ) I_i تابعی از توزیع فوتون ها با طول موج λ در نقطه x و زمان t و دو جهت x+ و x- در نظر گرفته شدند. ($P_{ij}(v)$ تابع شکل خط گذار متناظر و[±] Ω زاویه فضایی انتشار تابش گسیل یافته در جهات + و - است. شرط مرزی چگالی تابش تمام گذارها در لحظه اولیه به استثنای I^+_1 که معادل شدت دمش است، برابر با صفر فرض می شود.

$$\begin{split} \frac{\partial n_2(x,t)}{\partial t} &= (n_1\sigma_{12} - n_2\sigma_{21})(I_1^+ + I_1^-) + (n_3\sigma_{32} - n_2\sigma_{23})(I_2^+ + I_2^-) \\ &+ (\sigma_{42}n_4 - \sigma_{24}n_2)(I_3^+ + I_3^-) - n_2(A_{21} + A_{23} + A_{24}) \\ \frac{\partial n_3(x,t)}{\partial t} &= (n_2\sigma_{23} - n_3\sigma_{32})(I_2^+ + I_2^-) + n_2A_{23} - n_3A_{31} \\ \frac{\partial n_4(x,t)}{\partial t} &= (n_2\sigma_{24} - n_4\sigma_{42})(I_3^+ + I_3^-) + n_2A_{24} - n_4A_{41} \\ n_1 &= n_{tot} - (n_2 + n_3 + n_4) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial I_1^+(x,t,\lambda)}{\partial t} &= -\frac{\partial I_1^+}{\partial x} + (\sigma_{21}n_2 - \sigma_{12}n_1)I_1^+ + n_2A_{21}\Omega^+P_{21}(\lambda) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial I_2^-(x,t,\lambda)}{\partial t} &= +\frac{\partial I_2^-}{\partial x} + (\sigma_{23}n_2 - \sigma_{32}n_3)I_2^+ + n_2A_{23}\Omega^+P_{23}(\lambda) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial I_2^-(x,t,\lambda)}{\partial t} &= +\frac{\partial I_2^-}{\partial x} + (\sigma_{23}n_2 - \sigma_{32}n_3)I_2^- + n_2A_{23}\Omega^-P_{23}(\lambda) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial I_3^+(x,t,\lambda)}{\partial t} &= -\frac{\partial I_3^+}{\partial x} + (\sigma_{24}n_2 - \sigma_{42}n_4)I_3^+ + n_2A_{24}\Omega^+P_{24}(\lambda) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial I_3^-(x,t,\lambda)}{\partial t} &= +\frac{\partial I_3^-}{\partial x} + (\sigma_{24}n_2 - \sigma_{42}n_4)I_3^- + n_2A_{24}\Omega^-P_{24}(\lambda) \end{split}$$

عبارت استاندارد ۳ محاسبه می شود. () م²م می شود

$$\sigma_{ij}(v) = A_{ij} \frac{\pi}{8\pi} P_{ij}(v)$$

$$\sigma_{ji}(v) = \frac{g_i}{g_j} \sigma_{ij}(v)$$
(\mathcal{T})

 A_{ij} ضریب اینشتین گسیل خودبخودی گذار متناظر، g_i g_i g_j وزن های آماری تراز i و j است. پارامترهای طیف سنجی مورد نیاز مس در پایگاه داده های جهانی NIST قابل دسترسی است [۵]. رفتار فضا-زمان چگالی ترازها، شدت دمش و تابش گذارهای ۵۷۸/۲ و ۵۱۰/۵ نانومتر در شکل ۳ نشان داده شده است. در حالت تعادل اولیه چگالی شکل ۳ نشان داده شده است. در حالت تعادل اولیه چگالی تراز پایه n₁ برابر با ^{د-10} cm¹ است و با آغاز دمش کاهش می یابد تا در نواحی نزدیک به هدف به مقدار ^۳-cm آبشاری و گذار تشدیدی $^{2}P_{3/2} = 3d^{10} 4p^{-2}P_{1/2} - 3d^{10} 4p^{-2}P_{1/2}$ از طریق جذب تابش فرابنفش نور لامپ درخش، تامین می شود. جمعیت قابل فرابنفش نور لامپ درخش، تامین می شود. جمعیت قابل توجه به دام افتاده در ترازهای تفکیک شده ی اسپینی توجه به دام افتاده در ترازهای تفکیک شده ی اسپینی $^{2}P_{1/2} e^{-2}P_{3/2} e^{-2}P_{1/2}$ اتم های مس با طول عمر دهم میکروثانیه، براثر گسیل تقویت شده تشدیدی $^{2}P_{3/2} e^{-2}B^{40} e^{-2}P_{1/2}$ $^{2}D_{5/2} e^{-2}P_{1/2} e^{-2}P_{1/2} ad^{10} e^{-2}P_{3/2} e^{-2}D_{5/2} e^{-2}D_{5/2} e^{-2}D_{3/2} ad^{10} e^{-2}P_{1/2} g^{-2}D_{5/2}$ به ترتیب سبز و زرد، محتمل ترین گـذارهای نوسانی پلاسمای مس، شکل می گیرند. میدان های گسیلی از گذارهای ۲/۳ \leftrightarrow ۲، + ۲، + ۲/۳ در دو جهت رو به جلو و عقب در شکل ۲ با پیکان های تو خالی و نمادهای به ترتیب I₁ I₂ I₂ مشخص شده اند.



شکل ۲: ساختار گذارهای دو خط پر بازده اتم مس به همراه گذارهای دمش آنها، درخش ها برانگیختگی/بازترکیب برخوردی، پیکان های مواج، فروافت و برانگیختگی خودبخودی، پیکان های خط چین گذارهای یونش-بازترکیب سه تایی و خطوط مورب فرو افت های سریع می باشند.

معادلات آهنگ وابسته به مکان، زمان و طول موج برای سیستم چهار ترازی حاوی خطوط سبز و زرد و گذارهای دمش آن ها به صورت عددی حل می شوند و چگونگی تغییر چگالی جمعیت و تابش هر تراز حین دمش تا رسیدن به حالت تعادل پلاسما نشان داده می شود. دینامیک گسیل تقویت شده به ازاء هر گذار به کمک حل ده معادله دیفرانسیل جفت شده غیر خطی مرتبه اول با روش رانگ-کوتا به صورت معادله ۲ محاسبه شده است[۴]. در هر تراز i چگالی جمعیت $n_i(x, t)$ و چگالی

از سطح هدف ضعیفتر و با تاخیر زمانی بیشتر همراه است. در مقابل چگالی تراز n_۲ در یک میلیمتری سطح مس در تاخیر زمانی ۳µs، به عدد ۲^۳ cm^{-۱۰} نزدیک می شود، شکل ۳ (الف و ب).



شکل ۳: تحول فضا-زمانی چگالی جمعیت تراز ها (الف-پ)، شدت فوتون گذار ۲-۱ ، شدت گذار ۴-۲ و شدت گذار ۵-۲.

تابش دمش $I^{+}I$ رو به جلوی لامپ درخش در گذار ۱ به ۲ یا ۳ جذب شده و در لحظه ۳ میکروثانیه اندازه آن به ۲ جذب شده و در لحظه ۳ میکروثانیه اندازه آن به تا $^{+7}$ cm⁻²s⁻¹ میرسد، شکل ۳(ج). شکل ۳(د) شدت تابش گذار ۳ و ۲ را در جهت منفی نشان می دهد که تنها گذارهای خودبخودی را در بر می گیرد و در قله برابر با $^{-2}s^{-1}$

از $_{1}^{*}$ I است. لحظه ای که چگالی برانگیخته ترازهای نوسانی ۲ و ۳ به اندازه کافی از ترازهای شبه پایدار بیشتر شود بازدهی افزوده شده و گسیل القایی ۴ – ۲/۲ و ۵ – ۳/۲ در هر دو جهت $_{1}^{\pm}$ I و $_{7}^{\pm}$ I آغاز می شود. پس از x ۶ ۶، تراز های برانگیخته تخلیه می شوند و به دلیل تعادل حرارتی کامل پلاسما به حالت اولیه باز می گردد، شکل ۳(ح، خ، د، ذ). در فواصل دورتر از محل برخورد لیزر و مس، کاهش دما کاهش تعداد اتم های برانگیخته را به همراه دارد. نتایج مدل پیشنهادی نشان می دهد با افزایش فاصله از سطح از بهره محیط کاسته می شود تا برای خط زرد در ۶ میلی متری و خط سبز در ۳ میلی متری از سطح به صفر برسد.

نتيجهگيرى

نتایج حاصل از این پژوهش نشان می دهند که دمش نوری ناهمدوس به کمک لامپ درخش می تواند تقویت تابش گذارهای اتمی محیط فعال پلاسمای القاییده لیزری را بدنبال داشته باشد. این رویکرد می تواند برای ارتقای حساسیت روش LIBS و جایگزین نمودن آن با روش پرهزینه دمش لیزری پلاسما مورد استفاده قرار گیرد.

مرجعها

- W. T. Silfvast, L. H. Szeto, and O. R. Wood II, "Recombination lasers in expanding CO2 laser- produced plasmas of argon, krypton, and xenon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, no. 5, pp. 334–337, 1977.
- [2] I. Gornushkin, R. Glaus, and L. Nagli, "Stimulated emission in aluminum laserinduced plasma: kinetic model of population inversion," *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 3, pp. 695– 701, 2017.
- [3] J. J. Kim and N. Sung, "Stimulated emission in optically pumped atomic-copper vapor," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 11, pp. 885–887, 1987.
- [4] J. T. Verdeyen, "Laser electronics," *Laser Electron. Ed.*, 1989.
- [5] "Lines_Form @ Physics.Nist.Gov." [Online]. Available:https://physics.nist.gov/PhysRefDa ta/ASD/lines_form.html.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه اثرات کوانتومی بر بازده نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال

فاطمه خدادادى آزادبنى

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران<u>F.khodadadi@cfu.ac.ir</u>

چکیده – در این مقاله، نقش آثار کوانتومی بر تولید نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته ا ست. محا سبات نشان میدهد که در حضور آثار کوانتومی، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ در صد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ در صد کاهش بهره نانو خو شه می شود. با افزایش پارامتر کوانتومی با ضریب ۱۰ در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۸۰ درصد و در حد طول موجهای با فزایش می شود. با افزایش می کاهش زمان ا شباع بهره نانوخو شه تولید شده تو سط ناپایداری ویبل خواهد شد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد.

كليد واژه- أشفتكي پلاسما، اثرات كوانتومي، پالس أتو ثانيه، پلاسماي چگال، نانو خوشه الكتروني.

Study of Quantum Effects on the Efficiency of Electron Nanobunch and Attosecond Pulse in the Turbulence Dense Plasma

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran F.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In this paper, the role of quantum effects on attosecond pulse generation in turbulent dense plasma is investigated. Calculations show that in the presence of quantum effects, increasing the density gradient by a factor of 10, in the case of short-wavelengths leads to about 90%, and in the case of long-wavelengths, leads to a 66% decrease in the nanobunching gain. Increasing the quantum parameter by a factor of 10 in the short-wavelength range will result in about 80% and in the long-wavelength range will lead to a 25% reduction in the nanobunching gain saturation time generated by the Weibel instability. Increasing the quantum parameter will increase the saturation value of the density perturbation.

Keywords: Plasma turbulence, Quantum effects, Attosecond pulse, Dense plasma, Electron nanobunch.

مقدمه

دانش آتوثانیه، برای مطالعه دینامیک اتمی و مولکولی، ایجاد میدانهای شدت بالا و اشعه ایکس همدوس مورد توجه است. تاكنون طرحهاى مختلفى براى توليد پالس آتوثانيه، مانند طرح استفاده از هماهنگ های مرتبه بالا، پراکندگی تحریک رامان و مدولاسیون مولکولی بررسی شده است[۱-۵]. در این روشها قطار پالس به جای یک پالس منفرد تولید میشوند. استفاده از الکترونهای پر انرژی تولید شده در برهمکنش لیزر-پلاسما، طرحی موثر با بازدهی بسیار بالا در جهت تولید پالس آتوثانیه است[۶و۶]. به ازای پارامترهای خاصی از لیزر و پلاسما، نمودارهای توزیع چگالی الکترونی در سطح پلاسما یک افزایش ناگهانی در ناحیهای از فضا به ابعاد نانومتر خواهد داشت. حضور خوشه هاى الكتروني فوق کوتاه بطور تجربی در نزدیکی هدفهای جامد ضخیم در خلأ ديده شده است [٧]. حضور خوشه هاى الكتروني فوق كوتاه می تواند برای تولید الکترون آتوثانیه و اشعه ایکس همدوس به کار رود. خوشه الکترونی کوتاه در چندین هزار میکرون باید در میان پلاسمای چگال منتشر شوند که طی آن می تواند آشفتگی و ناهمسانگردی به سرعت در حال رشد بر آن اعمال شود. ناهمسانگردی در انرژی جنبشی متوسط یلاسما میتواند انرژی آزادی فراهم کند که انواع مختلفی از ناپایداری های الکترومغناطیسی را در پلاسما یکنواخت بوجود می آورد [۸]. ناپایداری ویبل یکی از ناپایداریهای الكترومغناطيسي يلاسما است كه توسط ناهمسانگردي تابع توزیع سرعت حاصل میشود. ناپایداری ویبل در مکانیسم انتقال انرژی در پلاسما، توقف الکترونهای داغ، توزیع چگالی و در نتیجه تولید نانو خوشه های الکترونی نقش مهمی خواهد داشت. هدف این مقاله بررسی نقش اثرات کوانتومی بر تولید نانو خوشه های الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال است.

روش کار

شماتیکی از تولید نانوخوشه های الکترونی و ناپایداری ویبل در برهمکنش لیزر با پلاسمای چگال در شکل ۱ نشان داده

شده است. برای تولید پالس آتوثانیه از لیزری که میدان الكتريكي آن در حدود فمتوثانيه تغيير جهت مىدهد به عنوان منبع محرك الكترون استفاده مىشود. باريكه الکترونی با دمایT و سرعت v_x از میان پلاسما در طول گامهایی ازگرادیان چگالی عبور می کند. نیروی پاندرماتیو لیزر ناشی از فشار تابشی پالس فرودی، موجب شتاب گرفتن الكترونها و خارج شدن آنها از سطح پلاسما می گردد. نیروی پاندرماتیو پالس لیزر فرودی الکترونها را در خوشههایی با ابعاد نانومتر مقابل سطح يلاسما به حركت در آورده و شتاب میدهد. پالس تابش شده دارای پهنای زمانی آتوثانیه است و دیگر نیازی به فیلتر فرکانسی ندارند. گرم شدن پلاسما تنها در جهت انتشار موج الكتروني منجر به ناهمسانگردي دمایی توزیع الکترون که متغیر با جهت موج است می شود. پلاسمای آشفته غیر تبهگن و اثرات کوانتومی مربوط به اثرات اسپین و تونل زنی است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف میشود. برای سیستم های غیر تبهكن، تابع ويكنر، تابع توزيع ماكسول-بولتزمن ناهمسانگرد است. تابع ویگنر در حضور تنشهای نیروی یاندرماتیو عبارت است از [۸]:

$$\begin{split} f_{0}(v) &= \frac{\sqrt{\eta}exp\left(-\frac{\eta v_{x}^{2}+v_{y}^{2}+v_{z}^{2}}{2v_{T}^{2}}\right)}{\left(\sqrt{2\pi}v_{T}\right)^{3}} \Big[1 + \frac{p_{xy}}{v_{T}^{2}}\left(\sqrt{\eta}v_{x}v_{y}\cos 2\theta + \frac{\eta}{2}v_{x}^{2}\sin 2\theta - \frac{1}{2}v_{y}^{2}\sin 2\theta\right) + \frac{p_{xx}}{4v_{T}^{2}}\left(\eta v_{x}^{2}(2\cos^{2} - \sin^{2}\theta) - 6\sqrt{\eta}v_{x}v_{y}\sin\theta\cos\theta - v_{z}^{2} + v_{y}^{2}(2\sin^{2} - \cos^{2}\theta)\right)\Big] \quad (1) \\ 6\sqrt{\eta}v_{x}v_{y}\sin\theta\cos\theta - v_{z}^{2} + v_{y}^{2}(2\sin^{2} - \cos^{2}\theta)\Big)\Big] \quad (1) \\ \delta = c_{1} \int_{-\infty}^{\infty} T_{1} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{1}(\tau_{x}, \tau_{x}, \tau_{x$$



شکل۱: شماتیکی از تولید نانوخوشه های الکترونی

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

$$\begin{split} \omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{m_e \omega_{pe}^2}{2n_0 \hbar} \int dv \left(\frac{v_x^2 + v_y^2}{\omega - \vec{k} v_z}\right) \left[f_0 \left(\vec{v} + \frac{\hbar \vec{k}}{2m_e} \right) - f_0 \left(\vec{v} - \frac{\hbar \vec{k}}{2m_e} \right) \right] &= 0 \quad (\Upsilon) \end{split}$$
So cr
Constraints of the second state of the second

$$\begin{aligned} \omega &= k c = \omega_{pe} \left(\sqrt{\eta} + \frac{m_e v_{t|l}}{2\hbar k\beta} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{exp(-x^2)}{(x-\xi)^2 - R^2} \right] \right) \end{aligned}$$
 (°)

که در آن $v_{t||} = (2k_B T_{||}/m_e)^{1/2}$, $\beta = T_{||}/T_{\perp}$ سرعت گرمایی الکترون و $R = \hbar k/2m_e v_{t||}$ پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است. اثر کوانتومی، تنها از طریق پارامتر بدون بعد R. در رابطه پراکندگی نقش پیدا می کند. تابع پراکندگی پلاسما عبارتست از:

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{exp(-x^2)}{x-\xi}$$
(*)

که در آن $(\sqrt{\eta}kv_{t||}) = \xi = (\omega_r + i\delta)/(\sqrt{\eta}kv_{t||})$ سرعت فاز نرمالیزه شده با سرعت گرمایی است. با بسط تابع توزیع پراکندگی پالاسما در حد 1 $\ll R$ ، وقتی $|\xi| \ll R^2$ ، رابطه پراکندگی به معادله زیر ساده می شود:

$$g = \frac{\langle |b(k)|^2 \rangle}{\langle |b_0(k)|^2 \rangle} = exp(2\delta\omega_{pe}t) \left(\frac{\delta^2 - \left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}}\right)^2}{4\delta^2 - 12\left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}}\right)^2}\right)^2 \quad (1\%)$$

در اینجا، چگالی اولیه الکترون $n_0 = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ چگالی الکترون ، در اینجا، چگالی η از ۲ تا ۱، $n_e(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = 10^{21} - 10^{24} \text{cm}^{-3}$ دما $n_e(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = 10^{21} - 10^{24} \text{cm}^{-3}$ دما دما ۲۰keV دمایی ۲۰keV موج لیزر ۱µ۳ است.

نتايج و بحث

بهره نانو خوشه ها به عنوان تابعی از عدد موج نرمالیز شده، در π در π . در حد طول موجهای کوتاه، ۲>> گو در حد طول موجهای بلند، ۲<<گر، در شکل ۲ نشان داده شده است. در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. در حضور آثار کوانتومی افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۹۰ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و در m_{pe} بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و در m_{pe} بهره نانو بوشه با افزایش عدد موج افزایش می یابد و در m_{pe} بهره نانو به حداکثر مقدار خود می رسد. در حد طول موجهای بلند، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۶۶ به درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. در حضور آثار افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود آثار افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰ منجر به حدود آثار افزایش گرادیان در مانو خوشه می شود. در حضور آثار افزایش ازتر مقدار دو مانو رای تولید نانوخوشهها بوسیله



شکل ۲: بهره نانو خوشه های الکترونی به عنوان تابعی از عدد موج در حضور آثار کوانتومی و π۲۰,۲۳⊕، الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.

افزایش پارامتر کوانتومی با ضریب ۱۰ منجر به حدود ۸۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۲۵ درصد کاهش زمان اشباع بهره نانوخوشه خواهد شد. در رژیم نانوخوشه، سیال به شدت فشرده خوشه های الکترونی می توانند تشعشع همدوس شدت بالا به صورت پالسهای اشعه ایکس آتوثانیه داشته باشند.

مرجعها

- A. Bandrauk, et al., "Effect of nuclear motion on molecular high-order harmonics and on generation of attosecond pulses in intense laser pulses", PRL Vol. 101, pp. 153901, 2008.
- [2] F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics" Reviews of Modern Physics, Vol. 81, pp.163, 2009.
- [3] T. Baeva et al., "Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma", Phys. Rev. E, Vol. 74, pp.046404, 2006
- [4] Y. Nomura et al., "Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas", Nature Phys., Vol. 5, pp.124-128, 2009.
- [5] X. H. Yang, H. Xu, Y. Y. Ma, F. Q. Shao, Y. Yin, H. B. Zhuo, M. Y. Yu, and C. L. Tian, "Propagation of attosecond electron bunches along the cone-andchannel target", Phys. Plasmas, Vol. 18, pp. 023109, 2011.
- [6] F. Khodadadi Azadboni and R. Sadighi-Bonabi "Generation of Attosecond electron bunches by the Relativistic Weibel Instability", Phys. Plasmas, Vol. 25, pp. 012122, 2018.
- [7] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, "Using the Relativistic Two-Stream Instability for the Generation of Soft-X-Ray Attosecond Radiation Pulses", PRL, Vol. 110, pp. 064804, 2013.
- [8] F. Khodadadi Azadboni "Quantum Effects Role on the Electromagnetic Instability Growth Rate in Turbulent State of the Fuel Fusion", journal Chinese Journal of Physics, Vol.71, pp. 375–384, 2020.
- [9] T. Abe, K. Ni, "Anomalous Viscosity due to Weak Turbulence in Imploding Target Plasma, Tokyo Institute of Technology Yokohama", Japan, 1980.
- [10] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, "Using the relativistic two-stream instability for the generation of soft-x-ray attosecond radiation pulses", Phys. Rev. Lett. Vol.110, 064804, 2013.

بهره نانوخوشه یک بستگی به زمان برهمکنش، t دارد. شکل۳ آشفتگی چگالی را به عنوان تابعی از زمان در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>گ، و در حد طول موجهای بلند،۱<<گ، نشان می دهد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد.



شکل ۳: مقایسه آشفتگی چگالی به عنوان تابعی از زمان در حضور آثار کوانتومی در θ=۰٫۲۳π = θالف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.

نتيجهگيرى

در این مقاله اثرات کوانتومی بر نرخ تولید نانو خوشه های الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات نشان میدهد که در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش مییابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. با افزایش چگالی و کاهش n با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. بنابراین در نزدیکی هاله پلاسما بیشترین نیروی پاندرماتیو زمان اشباع بهره در حد طول موجهای لنید کوتاه ۲۷ برابر زمان اشباع بهره در حد طول موجهای بلند است. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد. در حد طول موجهای کوتاه



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



جایگزیدگی اندرسون در یک ساختار چندلایه ای نامنظم پلاسمایی دارای الگوی چگالی الکترونی سینوسی زهرا مهبودی^۱، عباس قاسمپور اردکانی^۲، مجتبی گلشنی^۱ ^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان ایران ^۲ دانشکده علوم، بخش فیزیک، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

zahramehboodi 74 @gmail.com, golshani@uk.ac.ir, aghasempour@shirazu.ac.ir aghasempour@shirazu.

چکیده – در این مقاله ما به بررسی جایگزیدگی اندرسون در یک ساختار لایهای نامنظم شامل پلاسما که در آن چگالی الکترونی در هر لایهی پلاسما به صورت سینوسی مدوله شده است، می پردازیم. با محاسبهی طول جایگزیدگی بهنجار در فرکانسهای مختلف نشان داده می شود که در بعضی از فرکانسها سیستم در رژیم جایگزیده اندرسون قرار دارد. در انتها، اثر پارامترهای مختلف ساختار مانند قدرت بی نظمی، ضریب مدولاسیون و زاویهی فرود بر طول جایگزیدگی بررسی شده است.

کلید واژه- جایگزیدگی اندرسون، بلور فوتونی پلاسمایی، چگالی الکترون سینوسی، ماتریس انتقال

Anderson Localization in a Disordered Plasma multilayer structure with Sinusoidal Electron Density

Zahra Mahboudi¹, Abbas Ghasempour Ardakani², Mojtaba Golshani¹ ¹ Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran ² Department of Physics, Shiraz University, Shiraz, Iran zahramehboodi74@gmail.com, golshani@uk.ac.ir, aghasempour@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate Anderson localization in a disordered layered structure in which the electron density of each plasma layer is sinusoidally modulated. Calculation of the normalized localization length at different frequencies, shows that the system is localized at some frequency ranges. Finally, the impact of different parameters such as disorder strength, modulation factor and incident angle on the localization length is investigated.

Keywords: Anderson Localization, Plasma Photonic Crystal, Sinusoidal Electron Density, Transfer Matrix

مقدمه

جایگزیدگی به معنای عدم انتشار امواج در یک محیط بی-نظم است که اولین بار در سال ۱۹۵۸ میلادی توسط فیزیکدان آمریکایی فلیپ وارن اندرسون مطرح شد. او حرکت اسپینها و رسانایی الکتریکی را در یک شبکهی تصادفی بررسی کرد. ماهیت جایگزیدگی ناشی از خاصیت موجی ذرات میباشد و یکی از پدیدههای مربوط به انتقال کوانتومی همدوس است. به همین دلیل این پدیده در سیستمهای نوری، صوتی و حتی اخیراً اتمهای سرد نیز مشاهده شدهاست[1]. هنگاهی که یک موج نوری وارد یک محیط بینظم میشود (محیط بینظم نوری محیطی است که ضریب شکست آن به صورت تصادفی تغییر میکند) مشروط بر اینکه درجه تصادفی بودن در شبکه به اندازه

بلورهای فوتونی پلاسمایی اولینبار توسط هوجو و ماسه در سال ۲۰۰۳ مورد مطالعه قرار گرفت[۲]. بلورهای فوتونی پلاسمایی ساختارهایی متناوب از لایههای میکروپلاسما و دیالکتریک و یا میکروپلاسما با چگالیهای متفاوت هستند. بلورهای فوتونی پلاسمایی را میتوان با اعمال میدان مغناطیسی خارجی یا با تغییر چگالی گازی که در تولید پلاسما مورد استفاده قرار میگیرد کوک یا کنترل کرد. در زمینهی جایگزیدگی اندرسون کارهای زیادی صورت

در زمینه ی جایکزیدگی اندرسون کارهای زیادی صورت گرفته است و پدیده ی جایگزیدگی در سیستمهای مختلفی مورد بررسی قرار گرفته است [۳]، اما جایگزیدگی اندرسون در یک بلور فوتونی پلاسمایی با ضریب شکست سینوسی تابحال مورد بررسی قرار نگرفته است. بلورفوتونی پلاسمایی با الگوی ضریب شکست سینوسی برای اولین بار در مقاله با الگوی ضریب شکست سینوسی برای اولین بار در مقاله اثر لایه مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین در این مقاله اثر لایه نقص بر خواص طیف عبوری و انعکاسی این بلورها مطالعه شده است. حال در این مقاله فرض می کنیم که چگالی اولیه در لایه های پلاسمایی سینوسی که در کنار یکدیگر قرار می گیرند به طور کاتوره ای تغییر کند و با استفاده از روش ماتریس انتقال به بررسی پدیده ی

اثر تغییر پارامترهایی نظیر قدرت بینظمی، ضریب مدولاسیون و زاویهی فرودی بر طول جایگزیدگی بررسی می شود و اثر چگالی اولیهی تصادفی را بر طول جایگزیدگی مورد بررسی قرار می دهیم.

تئورى مسئله

سیستم مورد بررسی یک بلور فوتونی پلاسمایی یک بعدی با الگوی ضریب شکست سینوسی است که در شکل ۱ طرحواره آن نشان داده شدهاست. چگالی الکترونی در طول بلور پلاسمایی به صورت رابطه ی ۱ در نظر گرفته شده است.

$$n_e = n_{e0}(1 + K\sin\frac{2\pi z}{d}) \tag{1}$$

که در این رابطه n_{e0} چگالی پلاسمای اولیه، K ضریب مدولاسیون در طول محور d, z دوره تناوب است. در این رابطه چگالی الکترونهای داخل پلاسما به صورت تابع سینوسی در نظر گرفته شده است. با داشتن چگالی الکترون-ها، گذردهی الکتریکی در محیط را میتوان با استفاده از مدل درود به دست آورد [۳].

برای اینکه جایگزیدگی اندرسون را در این سیستم بررسی کنیم فرض میشود که تعداد ۱۰۰ لایهی پلاسمایی با چگالی سینوسی در کنار یکدیگر قرار میگیرند.



شکل۱-طرحوارهای از لایههای پلاسمایی یک بعدی با چگالی سینوسی اما در اینجا برخلاف سیستم در نظر گرفته شده در مرجع[۳]، فرض می کنیم چگالی پلاسمای اولیه در لایههای پلاسمایی که در کنار یکدیگر قرار گرفتهاند به صورت

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

 n_{em} تصادفی از رابطه $n_{ej} = n_{em}(1+\delta_j)$ تعیین می شود. $n_{ej} = n_{em}(1+\delta_j)$ مقدار متوسط و δ_j یک عدد تصادفی با توزیع یکنواخت در بازه [-q,q] است. q را قدرت بی نظمی گویند.

برای محاسبه طول جایگزیدگی از روش ماتریس انتقال استفاده میشود. ماتریس انتقال روشی است که دامنه ی میدانهای ورودی و خروجی هر لایه از سیستم را به یکدیگر مرتبط می کند و برای هر لایه ی سیستم از آن استفاده می-شود [۳]. با استفاده از روش ماتریس انتقال، ضریب عبور ساختار بینظم طراحی شده برای فرکانسهای مختلف محاسبه میشود. به این صورت که هر لایه ی پلاسمایی نشان داده شده در شکل ۱ را به تعداد زیادی زیرلایه تقسیم کرده که تعداد آن نیز ۱۰۰ زیرلایه است و برای هر لایه ماتریس انتقال را نوشته و سپس در ماتریس انتقال لایههای دیگر ضرب کرده و ماتریس انتقال کل ساختار بینظم را بدست میآوریم. با استفاده از ماتریس انتقال کل میتوان خریب عبور را بدست آورد [۳] حال با داشتن ضریب عبور با استفاده از رابطه ی ۲ بدست آورد.

$$\xi(f) = -\frac{2L}{\langle \ln T(f) \rangle} \tag{(Y)}$$

که در این رابطه *L* طول کل سیستم و </ln *T*(*f*) نشان دهندهی میانگین گیری آنسامبلی روی حالات مختلف بی-نظمی است. در این مقاله میانگین گیری بر روی 100 نمونه تصادفی انجام شده است.

بحث و نتایج عددی

در این قسمت اثر پارامترهای مختلف را بر روی طول جایگزیدگی بررسی خواهیم کرد. پارامترهای عددی مورد استفاده در این مقاله به شرح زیر میباشد: $d = 4000 \mu m$, $n_{em} = 10 (\mu m)^{-3}$

ابتدا فرض میکنیم نور به صورت عمودی $(\theta = 0)$ به ساختار بتابد. در شکل ۲ نمودار طول جایگزیدگی بهنجار شده به طول سیستم بر حسب فرکانس در بازهی صفر تا ۱۲۰ گیگا هرتز و به ازای مقادیر مختلف قدرت بینظمی، در مقیاس لگاریتمی، نشان داده شدهاست.

همان گونه که در شکل ۲ مشاهده می شود در اکثر فرکانس-ها با افزایش قدرت بی نظمی طول جایگزیدگی کاهش می-یابد. در شکل ۲ خط چین افقی مرز بین ناحیه ی جایگزیدگی و پخشی را نشان می دهد. در فرکانس هایی که طول جایگزیدگی بهنجار کمتر از یک باشد، سیستم در رژیم جایگزیده است. طول جایگزیدگی کمتر به مفهوم جایگزیدهتر بودن نور در سیستم می باشد. در فرکانس های بالا، محیط نسبت به نور شفاف شده و جایگزیدگی در سیستم مشاهده نمی شود.



شکل۲- تغییر طول جایگزیدگی بهنجار بر حسب قدرت بینظمی در تابش عمود

در شکل ۳ منحنی طول جایگزیدگی بهنجار برای مقدار ثابت بینظمی q = 0.6 و به ازای ضریبهای مدولاسیون مختلف نشان داده شدهاست. همان گونه که مشاهده میشود با افزایش مقدار K طول جایگزیدگی کاهش مییابد. دلیل این افزایش تغییر در ضریب شکست نمونه و کاهش میزان عبور سیستم میباشد. بنابراین، در سیستم طراحی شده در اینجا میتوان با افزایش ضریب مدولاسیون، میزان جایگزیدگی نور در ساختار را بهبود بخشید. لازم به ذکر است که در سیستمهای اپتیکی جایگزیدگی بیشتر منجر به

افزایش شدت نور و برهمکنش بیشتر نور با موادی که در ناحیهی جایگزیده قرار می گیرند، می شود.



شکل۳- طول جایگزیدگی بهنجار به ازای ضریبهای مدولاسیون مختلف در تابش عمود

در ادامه، اثر تغییر زاویهی فرود را بر طول جایگزیدگی برای قطبشهای TM, TE بررسی می کنیم. در شکل ۴، اثر تغییر زاویهی فرود بر طول جایگزیدگی اندرسون در q = 0.6برای قطبش TEنشان داده شدهاست.



شکل ۴- تغییر طول جایگزیدگی به ازای زاویههای فرودی مختلف در قطبش TE

باتوجه به این شکل، با افزایش زاویه از صفر تا ۵۰ درجه درهی موجود در منحنی جایگزیدگی به سمت فرکانسهای بیشتر میل میکند ولی در زاویهی ۷۵ درجه طول جایگزیدگی در تمام محدوده فرکانسی بررسی شده کوچکتر از یک است. بنابراین با تغییر زاویهی فرود میتوان طول جایگزیدگی و میزان جایگزیدگی در ساختار پیشنهاد شده را کنترل کرد.



شکل۵- طول جایگزیدگی به ازای زاویه فرودی مختلف در قطبش*TM* در شکل۵ طول جایگزیدگی به ازای زاویههای فرود مختلف برای قطبش *TM*نشان داده شدهاست. همانطور که مشاهده میشود در اینجا رفتار کلی شبیه به قطبش *TE* است.

نتيجهگيرى

در این مقاله طول جایگزیدگی اندرسون در یک سیستم نامنظم پلاسمایی با الگوی ضریب شکست سینوسی یک بعدی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که در بعضی از فرکانسها سیستم در رژیم جایگزیدهی اندرسون است و با تغییر پارامترهای مختلف مانند قدرت بینظمی، ضریب مدولاسیون و زاویهی فرود میتوان میزان طول جایگزیدگی را کنترل نمود.

مرجعها

- [1] G. A. Luna-Acosta and F. M. Izrailev, N. M. Makarov, U. Kuhl and H.-J. Stöckmann, "One dimensional Kronig-Penney model with positional disorder: Theory versus experiment", Phys. Rev. B, 80, 115112, 2009.
- [2] H. Hitoshi, M. Atsushi, "Dispersion Relation of Electromagnetic Waves in One-Dimensional Plasma Photonic crystals", J. Plasma Fusion Res. Vol80, No2, 2004
- [3] L. Qi, L. Shang, and S. Zhang, "One-dimensional plasma photonic crystals with sinusoidal densities", Physics of Plasmas., Vol. 21, pp. 013501, 2014
- [4] V. L. Ginzberg, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon, New York, 1970



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



طیف سنجی گسیل نوری برای مطالعه خواص پلاسما و مقایسه با مقادیر پروب دوگانه لانگمویر ساخته شده

مهسا، محمدپورکرمانی ^۱، علیرضا، گنجوئی^۲، حمیدرضا، مشایخی^۳، امیر، فلاحت^۴، محمد نصیر، رستمی راوری^۵، سعید، کریمیان خنامان^۶.

mahsa75.mohammad.pur@gmail.com, کرمان، کرمان، کرمان، کرمان، کرمان، مانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان mashhr@uk.ac.ir

^{۴وه}گروه پژوهشی لیزر، پژوهشگاه علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان. alirezaganjovi@gmail.com, mnrravar@chmail.ir

^۴دانشگاه جامع علمی کاربردی، موسسه آموزش عالی علمی کاربردی جهاد دانشگاهی، مرکز کرمان. falahatamir@yahoo.com

⁸ گروه فيزيک، دانشکده علوم پايه، دانشگاه وليعصر (عج)، رفسنجان، کرمان.saeed.karimian1373@gmail.com

چکیده- در این مقاله خواص فیزیکی تخلیه پلاسما در یک پلاسمای تابان DC ساخته شده با گاز نئون مورد بررسی قرار گرفته است، علاوه بر این از طیف سنجی نوری برای اندازهگیری دمای پلاسما در چند ولتاژ مختلف استفاده شده، طیف انتشار به دست آمده آنالیز شده و دمای پلاسما در بازههای ولتاژ با فاصله ۳۲۰ ولتی محاسبه شدهاست. مقادیر به دست آمده با مقادیر پروب دوگانهی لانگمویر ساخته شده مقایسه شده است. که مقادیر محاسبهای از طیف سنجی بسیار نزدیک به مقادیر به دست آمده از پروب هستند.

كليد واژه- پروب دوگانه لانگموير، پلاسماي تخليه تابان DC، طيف سنجي گسيل نوري، گاز نئون

Optical emission spectroscopy to study the properties of plasma compare with developed double Langmuir probe

Mahsa Mohammadpoorkermany¹, Alireza Ganjovi², Hamidreza Mashayekhi³, Amir Falahat⁴, Mohammadnasir Rostamiravari⁵, Saeed Karimiankhanaman⁶.

^{1,3}Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman. mahsa75.mohammad.pur@gmail.com, mashhr@uk.ac.ir

^{2,5}Laser Research Group, Institute of Science and High Technology and Environmental Sciences, Graduate University of Advanced Technology, Kerman. alirezaganjovi@gmail.com, mnrravar@chmail.ir

⁴University of Applied Science and Technology, Academic Center for Education, Culture and Research, kerman center. falahatamir@yahoo.com

⁶ Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Valieasr University, Rafsanjan, Kerman. saeed.karimian1373@gmail.com

Abstract- In this paper, the physical properties of plasma discharge in a DC glow plasma made with neon gas are investigated. In addition, optical spectroscopy has been used to measure plasma temperatures at several different voltages. The obtained emission spectrum is analyzed and the plasma temperature is calculated at voltage intervals with a distance of 320 volts. The values obtained are compared with the values of the Langmuir dual probe made. The calculated values of the spectroscopy are very close to the values obtained from the probe.

Keywords: Langmuir double probe, DC glow plasma, optical emission spectroscopy, neon gas.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۰۱ بهمن ۱۴۰۰



با سیم تنگستن با روکش عایق شیشه است که قطر سیم گاوشگر یک میلیمتر با طول بدون عایق ۱۰میلیمتری است این پروب بطور مستقیم وارد محیط پلاسما شدهاست. پلاسما در شرایط PLTE و در تعادل ماکسول - بولتزمن برقرار است. یک شماتیک از ابزار راهاندازی آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: تنظیم آزمایشی و توصیف وسایل.

پروب ساخته شده دارای مدار الکترونیکی شامل یک مدار تغذیه، نوسانساز و مقاومت سنجش جریان است که از دو سر این مقاومت جریان محاسبه شده. پس از اتمام بررسیهای ساخت از پروب داده برداری شده این پروب دارای یک منحنی مشخصهی جریان- ولتاژ (فرمول(۱)) است.[2]

$$\mathbf{I} = I_0 \tanh\left(\frac{V}{2T_e}\right) \tag{1}$$

که *I ج*ریان خوانده شده از پروب، I_0 جریان اشباع الکترونی، V ولتاژ پروب و *T*_e دما الکترونی است.

تجزيه و تحليل نتايج

در برخورد الکترون به گونههای پلاسما، آنها به سطوح اتمی یا مولکولی بالاتر برانگیخته و فوتون را در طول موجهای خاص ساطع کرده و این فرایند با ثبت طیفهای گسیلی شناسایی و تحلیل شده است. برای دمای پلاسما به طور همزمان تعداد زیادی نسبت شدت خط را از طریق طیفهای

مقدمه

مدتهاست که تخلیه تابان db در محدوده ی فشار پایین برای لیزرهای گازی، لامپهای فلوئورسنت و در بسیاری از صنایع مانند رسوب لایههای نازک، اچینگ و اصلاح سطح مواد به کار گرفته میشوند. تخلیه ی db شامل دو الکترود آند و کاتد متصل به زمین و ستون مثبت به یک مدار خارجی متصل شدهاست. محفظه ی تخلیه wolg یکی از مولدهای پلاسما یا راکتورهای تشکیل دهنده ی پلاسما در گاز کم فشار است و با ولتاژ نسبتا کم بین دو الکترود درون گاز تخلیه ایجاد میشود. برخی از مطالعات در رژیم پلاسمای تخلیه ی تابان انجام شده، این نوع پلاسما کاربردهای بسیاری در صنایعی مانند محیط زیست، پزشکی، درمان سطح، علوم پزشکی، کنترل آلودگی، لیزرهای گازی، منبع نور، سنتز شیمیایی و ساخت مدار الکترونیکی دارد. [1]

چیدمان آزمایش

در این آزمایش، در داخل محفظه خلا با فشار ثابت در حدود mmHg و ولتاژ بین دو الکترود متغییر از ۵۷۲۰ تا ۷۶۴۰ ولت تنظیم شده و تخلیه تابان در یک محفظه استوانهای با قطر ۱۱ میلیمتر و طول ۳۲ سانتیمتر ایجاد شده که روش طیف سنجی گسیل نوری و روش تشخیص پروب دوگانه لانگمویر به صورت مقایسهای برای تعیین دما به کار گرفته شدهاست. روش طیف سنجی گسیل نوری (OES) ارائه شده در این مطالعه با هدف تعیین دما پلاسما صورت گرفتهاست. OES با استفاده از نرمافزار spectrasuite و طیف سنج Ocean Optic مشده است و دارای وضوح طیفی ۰۳۵۰ نانومتر است. روش شده است و دارای وضوح طیفی ۰۳۵۰ نانومتر است. روش بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> نئون اندازه گیری کرده و در طول موج ۳۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر به دست آورده که وابستگی نسبت شدت خط به دما نیز به صورت عددی محاسبه شده است. [3] با فرض اینکه سطوح بالای انتقال اتمی انتخاب شده در شرایط PLTE هستند می توان از روش معمول نمودار بولتزمن برای محاسبه دمای تحریک استفاده کرد. رابطهی زیر احتمال انتقال نسبی دو خط مختلف را بیان می کند: [4]

$$\ln\left(\frac{\mathrm{L}\lambda_{k}}{\mathrm{A}_{k}g_{k}}\right) = -\frac{E_{K}}{k_{B}T_{e}} + \ln\left(\frac{N_{0}hc}{4\pi U_{s}}\right) \tag{(7)}$$

جایی که I شدت کل، A_k احتمال انتقال ، g_k تبهگنی k_B مسطح بالایی، λ_k طول موج، E_K انرژی برانگیختگی، k_B منعت بولتزمن، 2 سرعت نور، U_s انرژی برانگیختگی، گونه در دمای الکترونی پلاسما $(T_e) (T_e)$ تابع تقسیم آن گونه در اینجا، تاثیر ولتاژ بر روی دمای به دست آمده از طیف سنجی و دمای محاسبه شده توسط پروب بین ۵۷۲۰ تا ۹۶۴۰ ولت مقایسه شدهاند. طیف های به دست آمده در شکلهای ۲ تا ۸ از تخلیه تابان گاز نئون آورده شده است. ولتاژ در هر بار اندازه گیری به اندازه ۲۰۰ ولت تغییر داده شده است. ولتاژ در هر بار اندازه گیری به اندازه ۲۰۰ ولت تغییر داده شده است.



شکل ۲: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۵۷۲۰ ولت



شکل ۳: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۶۰۴۰ ولت



شکل ۴: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۶۳۶۰ ولت



شکل ۵: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۶۶۸۰ ولت



شکل ۶: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۲۰۰۰ ولت



شکل ۲: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۷۳۲۰ ولت



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل ۸: طیف انتشار پلاسمای تخلیه تابان DC گاز نئون در ولتاژ ۷۶۴۰ ولت

تمام طیفها با حذف نور بکگراند رسم شدهاند.



شکل ۹: نمودار $\left(rac{l\lambda}{A_Kg_K}
ight)$ برحسب E_k شیب نمودار مشخص کننده دما طبق فرمول (۲) برای یک ولتاژ ۶۰۴۰ ولت.



شکل ۱۰: تغییرات دما برحسب افزایش ولتاژ توسط طیف سنجی در پلاسما به صورت صعودی بوده.



شکل ۱۱: نمودار جریان ولتاژ پروب دوگانه لانگمویر در ولتاژ ۶۰۴۰ ولت. در محاسبه یدمای الکترونی برطبق دادههای پروب دوگانه لانگمویر، جریان و ولتاژ به دست آمده از پروب توسط نرم افزار متلب رسم شده و با فیت کردن فرمول(۱) بر دادهها مقدار جریان اشباع و دمای الکترونی از نمودار محاسبه میشود. برای مثال شکل ۱۱ رسم نمودار جریان - ولتاژ به دست آمده از پروب در ولتاژ پلاسمایی ۶۰۴۰ ولت است.



شکل ۱۲: مقادیر دما (برحسب ev) در هر ولتاژ (برحسب ۷). نقاط آبی از طیف سنجی و نقاط قرمز از پروب دوگانه لانگمویر به دست آمدهاند.

برطبق محاسبات، دمای به دست آمده از طیف سنجی در ولتاژهای مختلف با دمای محاسبه شده از پروب در همان مقادیر ولتاژ، تقریب خوبی داشتهاند. برای مثال دمای محاسبه شده در ۲۰۰۰ ولت در طیفسنجی برابر با ۱ الکترون ولت و توسط پروب برابر با ۱٫۱۶ الکترون ولت محاسبه شده است.

نتيجهگيرى

در این مطالعه نتایج طیف سنجی پلاسمای گاز نئون در فشار ۲mmHg در بازهی ولتاژ ۵۷۲۰ تا ۷۶۴۰ ولت مورد بررسی قرار گرفت و مقادیر به دست آمده جهت صحت دادهها با پروب دوگانه لانگمویر مقایسه شد که مقادیر تقریب خوبی داشتند. با افزایش ولتاژ در پلاسمای گاز نئون افزایش دما نیز در پلاسما مشاهده شد.

مرجعها

- [1] S A. Ghasemi, A. Mazandarani, S. Shahshenas, "Double Langmuir probe measurement of plasma parameters in a dc glow discharge", Iran. J. Phys. Res., Vol. 18, No. 3, 2018.
- [2] S. Jin Oh, I. Jin Choi, J. Yong Kim, C. Wook Chung,"Double probe diagnostics based on harmonic current detection for electron temperature and electropositive ion flux measurement in RF plasmas" Meas. Sci. Technol. 23 (2012) 085001 (6pp)
- [3] S. Iordanova, I. Koleva, "Optical emission spectroscopy diagnostics of inductively-driven plasmas in argon gas at low pressures", Spectrochimica Acta Part B 62 (2007) 344–356
- [4] A. Falahat, A. Ganjovi, M. Taraz, M N. Rostami Ravari, A. Shahedi, "Optical characteristics of a RF DBD plasma jet in various Ar/O2 mixtures", Pramana – J. Phys. (2018) 90:27



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر میدان مغناطیسی خودالقایی در شتابدهی الکترون در مکانیسم IFEL

آمنه کارگریان'، سمیه زارع'

^۱پژوهشکده پلاسما و گداخت هستهای،پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، ۱۴۳۹۵–۸۳۶، تهران-ایران، akargarian@aeoi.org.ir

^۲پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، ۱۴۳۹۵–۸۳۶، تهران-ایران،sozare@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، اثر میدان مغناطیسی خودالقایی بر روی شتابدهی الکترون توسط موج پلاسمایی در مکانیسم عکس الکترون آزاد (IFEL) با یک ویگلر افقی مورد بررسی قرار گرفته است. در این مکانیسم، الکترون ضمن حرکت نوسانی در میدان ویگلر از موج پلاسمای تولید شده توسط لیزر انرژی می گیرد. با افزایش دامنه میدان ویگلر، انرژی الکترون افزایش میدهد. علاوهبراین، نتایج نشان میدهد میدان مغناطیسی خودالقایی ایجادشده توسط جریان حاصل از الکترونهای پرانرژی موجب افزایش دامنه نوسانات الکترون و همچنین افزایش شتاب الکترون می شود.

كليد واژه- عكس ليزر الكترون أزاد، موج پلاسمايي، ميدان مغناطيسي خودالقايي، ويگلر افقي

Investigation of self-magnetic field effect on electron acceleration in IFEL mechanism

¹Ameneh Kargarian, ²Somaye Zare

 ¹Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, 14395-836, Tehran, Iran, akargarian@aeoi.org.ir
 ²Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, 14395-836, Tehran, Iran, sozare@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, the effect of a self- magnetic field on the electron acceleration by a plasma wave is investigated in the free electron laser mechanism (IFEL) with a horizontal wiggler. In this mechanism, the electron moving in the wiggler field receives energy from the plasma wave generated by the laser. By increasing the amplitude of the wiggler field the energy of the electron increases. In addition, the results show that the self-magnetic field created by the current generated by the energetic electrons increases the amplitude of the electron oscillations as well as the electron acceleration.

Keywords: Inverse free electron laser, plasma wave, self-magnetic field, horizontal wiggler

گرفته است. نتایج بخوبی تأثیر افزایش دامنه میدان مغناطیسی خودالقا بر روی دینامیک الکترون را نشان می-دهد. در بخش دوم این مقاله به بررسی آنالیز نسبیتی شتاب الکترون در مکانیسم IFEL پرداختهایم. بخش سوم به بیان نتایج عددی اختصاص داده شده است و در بخش آخر نیز خلاصه و نتیجه گیری بیان شده است.

آناليز نسبيتي

معادلات حاکم بر حرکت الکترون نسبیتی در کانال یونی ایجاد شده بهصورت زیر می باشند:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} + e\nabla\varphi + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{C}$$
(1)

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-e}{m_0 C^2} (\mathbf{E} - \nabla \varphi) . \mathbf{V}$$
(Y)

در این روابط، $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\omega} + \mathbf{B}_{S}$ مجموع میدان مغناطیسی ویگلری و میدان خودالقا میباشد. شکل میدان ویگلر افقی بهصورت $\widehat{z}(x_{L}/\lambda_{l})$ و میدان مغناطیسی خودالقایی بصورت $\widehat{z}(-x\widehat{y})^{2} - \frac{2r_{0}^{2}}{r_{0}^{2}} - \frac{2r_{0}}{r_{0}^{2}}$ می-باشد که در آن $\widehat{\omega}$ و $\widehat{\beta}$ بهترتیب دامنه ویگلر و میدان نخودالقایی تولید شده هستند. میدان الکتریکی موج پلاسما را به صورت زیر در نظر می گیریم $[\Lambda]$: $\mathbf{E} = \hat{x}A \exp(-(x^{2})/r_{p}^{2}) \frac{2x}{kr_{p}^{2}} \sin(\omega t - kz + \theta)$

$$+\hat{Z}A\exp(-(x^2)/r_p^2)\cos(\omega t - kz + \theta) \tag{(7)}$$

که در این رابطه A دامنه موج پلاسمایی و θ فاز اولیه a_{3} می باشد.

با جایگذاری میدان ویگلر، میدان مغناطیسی خودالقایی، میدان بار فضایی یون و میدان الکتریکی موج پلاسمایی در روابط (۱) و (۲) معادلات حاکم بر حرکت الکترون در این مکانیسم بهدست خواهند آمد. معادلات حاصل، روابط کوپل شده غیرخطی خواهند بود که با استفاده از روش های عددی قابل تحلیل خواهند بود. در این مقاله، از روش مقدمه

مكانيسم معكوس ليزر الكترون آزاد (IFEL)، بهعنوان يك مکانیسم شتاب ذرات شناخته شده است که در آن پرتو الكتروني و بيم ليزرى هر دو از طريق يک ساختار مغناطیسی به نام ویگلر با هم منتشر میشوند. در این مكانيسم، برعكس ليزر الكترون آزاد، انرژى از پرتو ليزر به الكترونها منتقل مىشود. توليد پرتوهاى الكترونى همدوس و با کیفیت بالا از طریق این مکانیسم، آن را برای منابع نوری پیشرفته و کاربردهای مختلف زیست-پزشکی و صنعتی مناسب میسازد. اما یکی از اشکالات عمده این مكانيسم شتابدهي،كاهش همفازى الكترون و موج الكترومغناطيسي است كه ممكن است در همان مراحل اوليه شتاب اتفاق بيفتد. علاوهبراين، با افزايش انرژى الکترون، شرایط رزونانس از بین میرود. یکی از راههای جلوگیری از این مشکلات، استفاده از موج پلاسمایی تولید شده توسط لیزر و یا بیم ذرات، برای شتاب الکترون در این مکانیسم میباشد [۱].

موج پلاسمای میتواند ذرات را تا انرژیهای بسیار بالا شتاب دهد[۲]. در واقع میدان الکتریکی قوی متناظر با موج پلاسمایی عامل اصلی شتاب ذرات است. چنین موجی را میتوان با برهمکنش یک پالس لیزری و یا بیم ذرات پرانرژی با پلاسما ایجاد کرد. یک پالس لیزری با توان بالا و از مرتبه فمتوثانیه در اثر برهمکنش با محیط پلاسما، میدانهای قوی برای شتاب دهی الکترون را ایجاد میکند که چندین مرتبه بیشتر از بیشینه میدان شتابدهندههای رادیو فرکانسی معمولی است. این میدانها توانایی شتاب راداند و میتوانند چشم اندازهای قابل توجهی را در راستای شتابدهندههای نسل جدید فراهم سازند[۳]. در سالهای اخیر مطالعات زیادی بر روی بررسی شتاب

الکترون توسط موج پلاسمایی انجام شده است [۴-۷]. در این مقاله، اثرات میدان مغناطیسی خود القای ایجاد شده در اثر جریان الکترونهای پرانرژی بر روی شتاب موج پلاسمایی الکترون در مکانیسم IFEL مورد بررسی قرار

عددی رانگ-گوتای مرتبه چهارم به همراه یک کد شبیه-سازی نسبیتی تک-ذرهای، استفاده شده است.

نتايج عددى

در این بخش، با استفاده از روابط بهدست آمده در بخش قبل و پارامترهای اولیه بهصورت $z = a_p = 0.5$, $a_p = 1.5$, $a_p = 0.5$, $r_1 = 2$, $r_2 = 4$ مسیر حرکت الکترون تحت تأثیر موج پلاسمایی در مکانیسم IFEL مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۱ مسیر حرکت الکترون در مفحه X - X را برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی نشان میدهند. حرکت نوسانی الکترون در حضور میدان ویگلری افقی حول مسیر انتشار ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب میشود. همانگونه که در شکل ۱ مشاهده میباشد. میدان ویگلر باعث باقی ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب میشود. همانگونه معناطیسی خودالقایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش مغناطیسی خودالقایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش مغناطیسی خودالقایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش مانده و از موج انرژی می گیرد.



ميدان مغناطيسى خودالقايى

شکل ۲ مسیر حرکت الکترون در صفحه y-z را برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی نشان میدهند. در این شکل نیز حرکت نوسانی الکترون در

حضور میدان ویگلری افقی حول مسیر انتشار لیزر بخوبی قابل مشاهده میباشد. همچنین مشاهده میشود با افزایش دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش مییابد.



شکل۲: مسیر حرکت الکترون در صفحه y-z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی

شکل ۳ انرژی الکترون در حضور میدان ویگلر و با در نظر گرفتن اثرات میدان مغناطیسی خودالقا را نشان میدهد. همانگونه که در این شکل مشاهده میشود، با افزایش دامنه میدان خودالقا، انرژی کسبشده توسط الکترون در راستای انتشار افزایش مییابد.



شکل۳: انرژی الکترون برحسب z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران وچهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

افزایش دامنه نوسانات عرضی، الکترون برای زمانهای طولانی تری در فاز شتاب موج پلاسمایی باقی مانده و از موج انرژی می گیرد. بنابراین، با افزایش دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی انرژی الکترون افزایش مییابد. نتایج نشان می دهد با افزایش دامنه میدان خودالقا تا یک مقدار بهینه، انرژی الکترون افزایش و بعد از آن انرژی الکترون شروع به کاهش می نماید.

مرجعها

- A. V. Steenbergen and J. C. Gallardo, "Inverse free electron laser accelerator development," in Proc. PAC, Vancouver, BC, Canada, 616–620, 1997.
- [2] S. P. Mangles, et al., Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. Nature 431, 535-538, 2004.
- [3] W. P. Leemans, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. Nature physics 2, no. 10, 696-699, 2006.
- [4] S. Kumar and M. Yoon, Electron acceleration by a chirped circularly polarized laser pulse in vacuum in the presence of a planar magnetic wiggler, Phys. Scripta, 77, 2, 025404, 2008.
- [5] A. Kargarian, and K. Hajisharifi, Self-magnetic field effects on laser-driven wakefield electron acceleration in axially magnetized ion channel. Laser and Particle Beams 38, 4, 222-228, (2020).
- [6] K. P. Singh and V. K. Tripathi, Laser induced electron acceleration in a tapered magnetic wiggler, Phys. Plasmas, 11, 2, 743–746, 2004.
- [7] A. Kargarian Plasma Wave Acceleration of Electron in Bubble Regime in Presence of a Planar Wiggler. Journal of Sciences, Islamic Republic of Iran, 31(3), 277-285, (2020).
- [8] S. Kumar, and M. Yoon, Electron acceleration in a warm magnetized plasma-filled cylindrical waveguide, Journal of Applied Physics 104, 073303 2008.

بررسیهای بیش تر نشان می دهد، با افزایش دامنه میدان خودالقا تا یک مقدار بهینه، انرژی الکترون افزایش و بعد از آن انرژی الکترون شروع به کاهش می نماید. این مقدار بهینه برای شرایط مختلف، متفاوت می باشد. شکل ۴ بیشینه انرژی الکترون بر حسب $_{s}\beta$ را نشان می دهد. همانگونه که مشاهده می شود انرژی با افزایش دامنه میدان خودالقا تا 5.5 = $_{s}\beta$ افزایش و سپس کاهش می یابد.



شكل؛ بيشينه انرژى الكترون برحسب دامنه ميدان مغناطيسي خودالقايي

نتيجهگيرى

در این مقاله، اثرات میدان مغناطیسی خود القای ایجاد شده در اثر جریان الکترونهای پرانرژی بر روی شتاب موج پلاسمایی الکترون در مکانیسم IFEL با یک ویگلر افقی بررسی شده است. حرکت نوسانی الکترون در حضور میدان ویگلری افقی حول مسیر انتشار لیزر بخوبی قابل مشاهده میباشد. میدان ویگلر باعث باقی ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب میشود. با افزایش دامنه میدان مغناطیسی خودالقایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش مییابد. با



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



بررسى گرمايش ليزرى پلاسماى الكترون-يون-پوزيترون مغناطيده

آمنه کارگریان^۱، مریم قپانوری^۲

^{۱۰۲}پژوهشکده پلاسما و گداخت هستهای، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، ۱۴۳۹۵–۸۳۶، تهران-ایران،akargarian@aeoi.org.ir

چکیده – در این مقاله، جذب انرژی لیزر غیرخطی در پلاسمای الکترون –یون-پوزیترون در حضور یک میدان مغناطیسی محوری با استفاده از روش شبیهسازی PIC دوبعدی مورد مطالعه قرارگرفته است. نتایج نشان میدهد جذب انرژی لیزر در پلاسمای الکترون-پوزیترون-یون با افزایش نسبت چگالی پوزیترون به الکترون افزایش مییابد. علاوهبراین، در حضور میدان مغناطیسی نرخ جذب افزایش بیشتری مییابد. نتایج بهدستآمده بر روی گرمایش پلاسمای مغناطیده با محیطهای آزمایشگاهی اخترفیزیکی مرتبط می-باشد.

كليد واژه-پلاسماي الكترون-يون-پوزيترون، شبيهسازي PIC، گرمايش پلاسما، ميدان مغناطيسي

Investigation of laser heating of magnetized electron-ion-positron plasma

Ameneh Kargarian¹, Maryam Ghapanvari²

^{1,2}Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, 14395-836, Tehran, Iran, akargarian@aeoi.org.ir

Abstract- In this paper, the absorption of nonlinear laser energy in electron-positron-ion plasma in the presence of an axial magnetic field is studied using the 2D PIC simulation method. The results show the absorption of laser energy in the electron-positron-ion plasma increases with increasing positron-to-electron density ratio. Moreover, the absorption rate increases even more by magnetic field. The obtained results on the magnetized plasma heating can be related to the astrophysical laboratory environments.

Keywords: Electron-positron-ion plasma, PIC simulation, plasma heating, magnetic field

مقدمه

گرمایش پلاسما در اثر جذب لیزرهای پرتوان در پلاسما یکی از موضوعات جالب برای تحقیقات در سالهای اخیر است زیرا کاربردهای بسیاری مانند پدیده احتراق سریع در گداخت لیزری[۱]، گرمایش یلاسما [۲] و یدیدههای آستروفیزیکی آزمایشگاهی[۳] را ارائه میدهد. فرآیند جذب انرژی لیزر غیرخطی در یک پلاسمای کمچگال به طور قابل توجهی با تبدیل انرژی لیزر به موج پلاسمایی که در پلاسما از طریق اثرات غیرخطی میرا می شود، در ارتباط است. در این فرآیند، پدیده شکست موج برای موج یلاسمایی برانگیختهشده در یلاسما رخ میدهد که موجب شکست موج و در نتیجه انتقال انرژی موج به ذرات پلاسما می شود [۴]. اخیراً مشخص شده است پدیده شکست امواج یلاسمایی می تواند در دامنه های کمتر از دامنه شکست موج از طريق يديدهاي به نام اختلاط فاز اتفاق بيفتد[۵]. اين پدیده به وابستگی فضایی فرکانس مشخصه موج نسبت داده مى شود كه بهدليل برخى اثرات غيرخطى مانند ناهمگنى، تغییرات جرم نسبیتی، و غیره ظاهر می شود. این اثرات باعث می شود که گونه های پلاسما در موقعیت های مختلف فضا در فركانس هاى مختلف نوسان كنند كه منجر به وابستكى فضايى فركانس موج شده و بنابراين اختلاط فاز رخ مىدهد [۶]. در برهم کنش لیزر پرتوان با پلاسما، این پدیده برخلاف برهم کنش لیزرهای کم شدت با پلاسما که در آن فرآیند جذب غالب يديده تابش ترمزي است، فرآيند جذب غالب است. قبلاً گرمایش پلاسما در یک پلاسمای غیرهمگن [۷] و یک پلاسمای الکترون-یون-پوزیترون غیرمغناطیده [۸] با استفاده از از شبیه سازی ذرهای دو بعدی مورد بررسی قرار گرفته است. در مقاله حاضر، تحول فضایی-زمانی امواج غیرخطی برانگیخته شده در پلاسمای الکترون-یون پوزیترون مغناطیده با هدف بررسی گرمایش پلاسما در اثر انرژی لیزر غیرخطی در چنین پلاسمایی بررسی میشود.

تحول فضا-زمانی موج برانگیخته در پلاسمای الکترون-یون-پوزیترون مغناطیده

برای بررسی تحول فضا-زمانی امواج برانگیخته در پلاسمای مغناطيده الكترون-يون-پوزيترون مغناطيده از يک كد شبیهسازی PIC الکترومغناطیسی نسبیتی دو بعدی استفاده شده است [٧-٨]. يلاسماي الكترون-يوزيترون-يون در نظر گرفتهشده در حالت تعادل خود دارای بار کلی خنثی است به گونهای که n_p ، $n_e = n_p + n_i$ که در آن $n_e = n_p + n_i$ و م بەترتىب چگالىھاى تعادلى الكترون، پوزيترون و يون n_i $\delta = n_p \, / \, n_e$ هستند. نسبت چگالی پوزیترون به الکترون با نشان داده شده است. در شبیهسازی استفاده شده لیزر با شدت برابر با $I = 1.37 \frac{a^2}{z^2} \times 10^{18} W / cm^2$ و طول موج در نظر گرفته شده است و چگالی بدون بعد $\lambda = 1 \mu m$ پلاسما برابر با $n_0 = 0.05$ است. شکل ۱ تحول فضا–زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما با $\delta = 0$ و در غياب ميدان مغناطيسي B=0 را در دو زمان au=30 و نشان میدهد. همانگونه که مشاهده میشود در au=75پلاسماي يون–الكترون ($\delta = 0$) موج پلاسمايي بدون تغيير انتشار می یابد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



 $\delta{=}0$ شکل ۱: تحول فضا-زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما با $\delta{=}0$ و $\tau{=}75$.

تحول فضا-زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما با $0.2 = \delta$ و در غیاب میدان مغناطیسی 0 = B را در دو زمان $0.2 = \tau$ و 7 = 75 در شکل ۲ نشان داده شده است. همانطور که این شکل نشان میدهد در پلاسما با $0.2 = \delta$ موج پلاسمایی در زمانهای طولانی تر دچار اعوجاج شده و شکل منظم خود را از دست میدهد. این اعوجاج در موج برانگیخته شده علامتی از پدیده اختلاط فاز است.



شکل۲: تحول فضا-زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما با $\mathcal{B}=0$ و $\mathcal{B}=0$.

شکل ۳ تحول فضا-زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما با $2 = \delta$ و در حضور میدان مغناطیسی 1.0 = B را در دو زمان $0.5 = \tau$ و 7 = 75 نشان میدهد. بررسی این شکل نشان میدهد در حضور میدان مغناطیسی موج برانگیخته شده در پلاسمای با $0.2 = \delta$ موج پلاسمایی در زمان $75 = \tau$ به طور کامل شکل منظم و نوسانی خود را از دست داده است و پدیده اختلاط فاز در سیستم اتفاق داده است.



شکل
۳: تحول فضا-زمانی موج پلاسمایی برانگیخته شده در پلاسما ب
اm =0.1 و $\delta=0.2$ در دو زمان 30
 $\tau=75$ و $\delta=0.2$

گرمایش پلاسمای الکترون-یون-پوزیترون مغناطیده

برای بررسی میزان گرمایش پلاسمای الکترون-یون-پوزیترون، نرخ جذب لیزر در پلاسما با نسبتهای δ و شدتهای میدان مغناطیسی متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است. بررسی نتایج بهدست آمده نشان میدهد با افزایش نسبت چگالی پوزیترون به الکترون میزان جذب لیزر در پلاسما افزایش مییابد. همچنین، با افزایش شدت میدان بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

به نسبت چگالی پوزیترون به الکترون (δ) و همچنین شدت میدان مغناطیسی بستگی دارد. این اثرات را میتوان به تأثیر پارامتر δ و شدت میدان مغناطیسی برروی پدیده-های غیرخطی مرتبط با جذب لیزر نسبت داد. با افزایش نسبت چگالی الکترون به پوزیترون و همچنین افزایش شدت میدان مغناطیسی زمان اختلاط فاز موج پلاسمایی برانگیختهشده کاهش یافته که موجب شکست موج میشود برانگیختهشده کاهش یافته که موجب شکست موج میشود انجامشده بر روی گرمایش پلاسمای الکترون-پوزیترون-انجامشده با محیطهای آزمایشگاهی اخترفیزیکی مرتبط میباشد.

مرجعها

- [1] R. Yan, et al., Phys. Rev. Lett. 108, 175002, 2012.
- [2] R. Kodama, et al., Nature, 412, 798, 2001.
- [3] D. B. Schaeffer, et al., J. Appl. Phys. 120, 043301, 2016.
- [4] A. Mukherjee and S. Sengupta, Phys. Plasmas 23, 092112, 2016
- [5] C. Maity, et al., 2013 Phys. Rev. Lett. 110, 215002, 2013.
- [6] C. Maity, N. Chakrabarti and S. Sengupta, Phys. Rev. E 86, 016408, 2012.
- [7] A. Kargarian, K. Hajisharifi, and H. Mehdian, Waves in Random and Complex Media, 1-11, 2021.
- [8] A. Kargarian, Laser Physics, 30, no. 9, 096002, 2020.

مغناطیسی نیز نرخ جذب افزایش مییابد. دلیل این امر کاهش زمان شکست موج پلاسمایی برانگیختهشده در اثر افزایش نسبت *δ*و همچنین افزایش شدت میدان مغناطیسی است که منجر به اعوجاج و بههمریختگی موج و انتقال انرژی آن به پلاسما می گردد.



شکل ۴: نرخ جذب انرژی لیزر در پلاسما با $\delta = 0$ و B = 0 (خط آبی رنگ)، $\delta = 0.2$ و B = 0.1 (خط سیاه نگ). $\delta = 0.2$ و $\delta = 0.2$ (خط سیاه نگ).

نتيجهگيرى

در این مقاله گرمایش ذرات پلاسما در یک پلاسمای چند مؤلفهای شامل الکترون، یون سنگین، پوزیترون در حضور میدان مغناطیسی با استفاده از روش شبیهسازی ذرهای دو بعدی پلاسما مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می-دهد جذب انرژی لیزر در پلاسمای الکترون-پوزیترون-یون



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و ساخت آنتن پلاسمایی با قابلیت تغییر فرکانس پلاسمایی

مهدی مختاری پر، رحیم نادرعلی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ایران

r.naderali@urmia.ac.ir , mahdi.mokhtarypar@gmail.com

چکیده – در این مقاله به طراحی و ساخت آنتن پلاسمایی بر پایه لامپ فلورسنت پرداخته شده و با محاسبه فرکانس پلاسمایی محیط کار آنتن، رفتار آن برحسب سایر متغیرهای فیزیکی بررسی میشود. با محاسبه رسانایی ویژه پلاسما و تغییرات آن بر حسب توان ورودی که توسط سیستم طراحی شده بر حسب بالاست متغیر و دیمر قابل کنترل میباشد، امکان بررسی کارکرد این نوع آنتن در بازه فرکانسی VHF فراهم شده است. با محاسبه تابع فرکانس پلاسمایی برحسب شدت جریان عبوری، خواص بازتاب، جذب و عبور امواج الکترومغناطیسی از پلاسما بررسی شده و مشخص شد که ناحیه عملکرد پلاسمای مد نظر به عنوان آنتن، در بازه زیر ۱/۷۷ GHz قرار دارد. سیستم طراحی شده نهایتاً جریان عبوری در حدود (A)۰۵/ را پشتیبانی می کند و با به وجود آمدن رسانایی ویژه در حدود m)۷ ، آنتن پلاسمایی کارکرد قابل قبولی در بازه امواج رادیویی با مدولاسون فرکانسی از خود نشان می دهد.

كليد واژه- آنتن پلاسمايي، امواج الكترومغناطيسي، فركانس پلاسمايي، لامپ فلورسنت، يونش ضربه اي

Design and fabrication of plasma antenna with the ability to change the plasma frequency

Mahdi Mokhtari par , Rahim Naderali

Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University, Iran

mahdi.mokhtarypar@gmail.com , r.naderali@urmia.ac.ir

Abstract: In this paper, the design and fabrication of plasma antenna based on fluorescent lamps are discussed. Calculation of ambient plasma frequency and study of its behavior in terms of other physical variables is on the agenda and by calculating the specific conductivity of the plasma and its changes according to the input power designed by the system in terms of variable ballast and controllable dimmer it is possible to check the function of this type antenna in the VHF frequency range. By calculating the plasma frequency function in terms of current intensity, the properties of reflection, absorption and transmission of electromagnetic waves from the plasma were investigated and it was found that the operating range of the plasma considered as an antenna is in the range below 1.77 GHz. The designed system ultimately supports a transient current in the range of 0.5(A), and with the emergence of specific conductivity of about $7(\frac{0}{m})$, the plasma antenna exhibits acceptable in the range of radio waves with the frequency Modulation.

Keyword: Electromagnetic waves, Fluorescent lamp, Impact ionization, Plasma antenna, Plasma frequency.

مقدمه

آنتن پلاسمایی نسل جدیدی از آنتنها میباشد که برخلاف آنتنهای رایج که از محیط رسانای فلزی برای شتاب دادن الكترون ها و در نتيجه دريافت و انتقال اطلاعات در قالب امواج الكترومغناطيسي استفاده ميكنند، از يك محيط یونیده که در شرایط خاصی پلاسما نامیده می شود بهره میبرد. یونیزاسیون محیط دی الکتریک که آزاد شدن الکترون های ثانویه را در پی دارد سبب به وجود آمدن رسانش الکتریکی و بروز رفتارهای فلز مانند در محیط می شود، به همین دلیل چنین محیطهایی از لحاظ فیزیکی در بازههای فرکانسی مشخص توانایی عملکرد به عنوان آنتن را داشته و میتوانند جایگزین مناسبی برای آنتنهای رایج فلزی باشند. این نوع آنتنها عموماً از یک ستون پلاسمای پایدار که در آن توان الکتریکی اعمالی به محیط سبب یونیزاسیون گاز نجیب درون محفظه دیالکتریک در فشار کم و جبران اتلاف حاصل از پخش و بازترکیب می شود، تشكيل شده است. تفاوت اصلى ساختار آنتن پلاسمايي با آنتنهای معمولی در ضرورت وجود سیگنال تحریک می باشد [۱]. به عبارت دیگر محیط مد نظر برای رسانا شدن نيازمند اعمال توان است. روش تخليه الكتريكي به دليل دسترسی آسان و مصرف انرژی کمتر به عنوان روشی مناسب برای دستیابی به محیط پلاسمایی انتخاب شدهاست

۱– تئوری و پارامترها

امواج الکترومغناطیسی با رسیدن به مرز محیط پلاسما دچار سه حالت قطع، عبور و جذب می شوند، که این سه حالت به ارتباط بین فرکانس موج فرودی و فرکانس پلاسمایی محیط بستگی دارند. فرکانس پلاسمایی که گویای نوسانات ذرات باردار در میدانهای الکتریکی موضعی درون پلاسما میباشد از رابطه زیر به دست میآید[۲]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_p \, e^2}{\epsilon_0 \, m_e}} \tag{1}$$

که در آن n_p چگالی الکترونی مختل نشده پلاسما میباشد. با توجه به رفتار موج الکترومغناطیسی فرودی بر پلاسما، ضرایب بازتاب و عبور از روابط زیر به دست میآیند[۳]:

$$\begin{cases} r = \frac{k - k_p}{k + k_p} \\ t = \frac{2k}{k + k_p} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} r = \frac{\omega - \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{\omega + \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \\ t = \frac{2\omega}{\omega + \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \end{cases}$$
(7)

که در آن k و k_p اندازه بردار انتشار موج در محیط خارج و درون پلاسما می باشد $(\vec{k} \equiv k)$). با استفاده از معادله پاشندگی امواج الکترومغناطیسی در پلاسما، رابطه زیر به ضرایب به دست آمده اعمال شده است[۲]:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k_p^2 \Rightarrow k_p = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}$$
 (۳)
که در آن ω فرکانس موج فرودی می باشد. با توجه به روابط
(۲)، در بازه $\omega \ll \omega_p$ پلاسما برای موج فرودی مانند فلز

ایدہآل عمل میکند:

$$\omega \ll \omega_p \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} t \to 0 \\ \\ r \to -1 \end{cases} \tag{(f)}$$

در این حالت مانند فلزات، موجفرودی توانایی عبور از پلاسما را نداشته و با مقداری جذب، با اختلاف فاز π از سطح پلاسما بازتاب می شود. به همین دلیل ناحیه عملکرد آنتنی پلاسما در بازهفر کانسی کمتر از ω_p قرار دارد. با رسم نمودار ضریببازتاب در معادله (۲) این ناحیه مشخص می شود:



شکل۱: ضریب بازتاب موج الکترومغناطیسی از سطح پلاسما تابعی از فرکانس موج فرودی و فرکانس پلاسمایی محیط میباشد

۲- محاسبه فرکانس پلاسمایی لامپ فلورسنت

ابتدا با حل معادله لاپلاس تابع پتانسیل الکتریکی بین کاتد و آند با شرط مرزی $\Delta V = 67.4(v)$ را به دست میآوریم که در آن L فاصله دو الکترود و z فاصله از آند میباشد:

$$v(z) = \pm 133.730 z (v)$$
 (a)

$$w = \int_0^L -\frac{\partial}{\partial z} [q \ v(z)] dz \tag{8}$$

با توجه به انرژی یونشی (ev)۱۵/۷۷ اتم آرگون، مسافتی که اکترونها پس از گسیل از کاتد به این انرژی دست یافته و سبب یونش میشوند را از رابطه (۶) حساب میکنیم:

$$\Delta z' = 0.117 \ (m) \tag{Y}$$

به این ترتیب میانگین سرعت الکترونهای حامل جریان در پلاسما مشخص میشود:

$$\overline{KE}_{e} = \frac{1}{\Delta z'} \int_{L-\Delta z'}^{L} [q \ v(z)] dz \qquad (A)$$

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{2 \,\overline{KE}_e}{m_e}} = 4.59 \times 10^6 \left(\frac{m}{s}\right) \tag{9}$$

می توان به وسیله مدت زمانی که طول می کشد الکترونهای حامل جریان فاصله بین کاتد تا آند را طی کنند(Δt) و اندازگیری شدت جریان عبوری، تعداد ثابتی از الکترونهای حامل جریان که همواره درون لامپ قراردارند را محاسبه کرد:

$$\begin{cases} \Delta t = \frac{L}{\bar{v}_e} = 1.097 \times 10^{-7} \text{ (s)} \\ I = 0.28 \text{ (A)} \end{cases}$$

$$N_{e1} = 1.916 \times 10^{+11} \ (electron)$$
 (11)

 N_{e1} تعداد ثابت الکترونهای حامل جریان موجود درون پلاسما میباشد. به همین ترتیب با توجه به نقش کنترل کنندگی بالاست در رشد پدیده یونش بهمنی، میتوان به کمک تفکیک انرژی مصرفی در مراحل توان مصرفی لامپ فلورسنت، تعداد ثابت الکترونهای ثانویه یونشی پلاسما (N_{e2}) را نیز محاسبه کرد، به صورت میانگین حدود ۲۰/۲۷ درصد از توان ورودی صرف یونش اتم های آرگون

می شود [۴]. با توجه به انرژی یونش اتم آرگون، تعداد ثابت الکترون های ثانویه در مدت زمان Δt درون لامپ فلورسنت (w) ۲۰ به دست می آید:

$$N_{e2} = \frac{\Delta t \, p_{ion[Ar]}}{U_{Ar}} = 1.673 \times 10^{+11} \qquad (17)$$

 $N_{e(total)} = N_{e1} + N_{e2} = 3.59 \times 10^{+11}$ (۱۳) به این ترتیب چگالی الکترونی و در نتیجه فرکانس

پلاسمایی محیط به دست می آید که در آن V_{lamp} حجم داخلی محفظه دیالکتریک لامپ فلورسنت میباشد:

$$n_p = \frac{N_{e(total)}}{v_{lamp}} = 9.908 \times 10^{+14} \left(\frac{1}{m^3}\right) \quad (1\%)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_p e^2}{\epsilon_0 m_e}} = 1.776 \times 10^{+9} (Hz) \qquad (1\Delta)$$

با به دست آمدن فرکانس پلاسمایی، رفتار پاشندگی محیط مشخص میشود، ضریب بازتاب را از معادله(۲) و ضریب شکست پلاسما که از معادله(۳) به دست میآید در فرکانس پلاسمایی به دست آمده رسم شدهاند:



شکل ۲: رفتار ضریب بازتاب امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای لامپ فلورسنت نسبت به فرکانسهای فرودی مختلف



شکل۳: رفتار ضریب شکست امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای لامپ فلورسنت که گویای بازتاب، قطع و عبور در محیط پاشنده پلاسما میباشد.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

۳- استفاده از دیمر و بالاست متغییر برای
 کنترل فرکانس پلاسمایی لامپ فلورسنت

با استفاده از متغیر کردن القاوری بالاست و استفاده از یک دیمر به صورت سری در مدار، توان ورودی و شدت جریان عبوری از لامپ را کنترل و در نتیجه قابلیت تغییر در چگالی، رسانش و فرکانس پلاسماییمحیط ایجاد شده است



شکل ۴: نمای کلی از آنتن پلاسمایی ساخته شده

در نتیجه تغییرات فرکانس پلاسمایی و رسانایی ویژه (که با حل معادله امپدانس در مدار لامپ و بالاست به دست میآید) بر حسب شدت جریان عبوری بررسی شده است که در حداکثر جریان (A)(A) رسانایی ویژه ($\frac{0}{m}$) ۲ ایجاد می شود:



شکل۵: رفتار غیرخطی رسانایی ویژه پلاسمای لامپ فلورسنت نسبت به تغییرات شدت جریان که نشان دهنده رشد یونیزاسیون در پلاسما میباشد



شکل۶: رشد فرکانس پلاسمایی لامپ فلورسنت با افزایش شدت جریان عبوری از پلاسما که نشان دهنده تغییر بازه فرکانسی آنتن میباشد

۴– نتیجه گیری

آنتن يلاسمايي ساخته شده با قابليت تغيير فركانس كاري و رسانایی ویژه، کارکرد قابل قبولی در بازه فرکانسی امواج داشته و رادیوی متصل به کوپلر که داخل حفاظ فلزی FMقرار دارد، هنگام روشن بودن لامپ به خوبی کار کرده و با کنترل درجه دیمر که سبب تغییر جریان عبوری از لامپ می شود، رسانایی ویژه و فرکانس پلاسمایی محیط تغییر کرده و سبب کنترل کیفیت کارکرد رادیو می شود. در جریان های پایین به دلیل تعداد کمتر الکترون های گسیلی از کاتد، پدیده یونش بهمنی ضعیف بوده و راکتانس بالاست به راحتی می تواند روند افزایش جریان را بگیرد. این موضوع دلیل کاهش شیب نمودار شماره(۶) در جریان های نزدیک به صفر میباشد. اما وقتی جریان عبوری از لامپ افزایش می یابد، پدیده یونش بهمنی شدیدتر شده و در این حالت به دلیل افزایش رسانایی پلاسما، بالاست توانایی کاهش شدید یدیدہ یونش بھمنی را نداشتہ و باعث می شود رابطہ تقریباً خطی بین فرکانس پلاسمایی و جریان عبوری از لامپ برقرار شود، که به معنی عدم کاهش شیب نمودار در نواحی مذکور می باشد. با خاموش شدن لامپ با توجه به نارسانا شدن محیط آنتن (صفر شدن چگالی الکترونی)، آنتن از کار افتاده و به دلیل از بین رفتن سطح مقطع راداری پلاسما، سیستم رادارگریز شده و توسط رادارها غیر قابل شناسایی می شود.

مراجع

[۱] فاطمه صادقی کیا، آنتن پلاسما در مأموریت های فضایی، پژوهشگاه هوافضا، وزارت علوم تحقیقات وفناوری، جلد ۱۰ شماره ۱ ، بهار ۱۳۹۶

- [2] Chen,F.,"Introduction to plasma physics and controlled fusion".2nd ed. New York:Plenum press,1983.
- [3] Anderson,T.,"*Plasma Antennas*".Artech house,2011.
- [4] Kane,Raymond,Sell,Heinz.,"Revolution in lamps:a chronicle of 50 years of progress",2001.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



تاثیر میدان مغناطیسی بر گرادیان شتاب الکترون درون موجبر پر از پلاسما با استفاده از پالس موج الکترومغناطیس تویست

بهرام برزگر، علی حسن بیگی، حسن مهدیان

فيزيك پلاسما دانشگاه خوارزمی تهران

b_barzegar@yahoo.com , hbeigi@khu.ac.ir , mehdian@khu.ac.ir

چکیده– ما در این مقاله یک مدل تک ذرهای را در نظر گرفتهایم، در این مدل گرادیان شتاب الکترون در یک موجبر پر از پلاسما با استفاده از برهمکنش امواج الکترومغناطیس تویست با پلاسمای مغناطیسی محاسبه میشود. در این شبیه سازی گرادیان شتاب الکترون با استفاده از محاسبات عددی انجام میشود. نتایج عددی نشان میدهد که در درحین عبور الکترون در طول موجبر امواج الکترومغناطیس تویست و میدان مغناطیسی استاتیکی بر گرادیان شتاب الکترون تاثیر گذار است.

كليد واژه « امواج تويست، گراديان شتاب الكترون، موجبر استوانهاي پلاسما، مدهاي TM »

Effect of magnetic field on electron acceleration gradient in a plasmafilled waveguide by twisted electromagnetic waves

B.Barzegar, A. Hasanbeigi, H. Mehdian

Department of Physics and Institute for Plasma Research, Kharazmi University, Tehran

b_barzegar@yahoo.com , hbeigi@khu.ac.ir , mehdian@khu.ac.ir

Abstract-In this paper, we consider a single-particle model, in this model, the electron acceleration gradient in a plasma-filled waveguide is calculated using the interaction of twist electromagnetic waves with magnetic plasma. In this simulation, the electron acceleration gradient is performed using numerical calculations. Numerical results show that during the passage of electrons along the waveguide, twist electromagnetic waves and static magnetic field affect on the electron acceleration gradient.

Keywords - electron acceleration gradient, magnetized plasma , plasma waveguide, TM mode ,twisted electromagnetic waves.

در این راستا، مکانیزم شتاب الکترون در اثر برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با پلاسما و ارتباط آن با کاربردهای فراوان عملی مرزهای جدیدی از تحقیقات را برای بشر گشوده است[۷الی۱۰].

مقدمه

تاکنون، مکانیزمهای مختلف شتاب الکترون توسط دانشمندان فیزیک مورد بررسی قرار گرفته است [۱–۱۲].

برای اولین بار در دهه ۱۹۹۰ آلن و همکارانش گزارش دادند [۷] که پرتوهای نوری با جبهه فاز هلیکالی حامل تکانه زاویهای مداری (OAM) هستند (پرتوها تویست). از جمله کاربرد امواج تویست میتوان از سیستمهای میکروسکوپ نوری[۱۸،۱۹]، دستگاههای نوری[۱۳،۱۴]، پلاسمای نامحدود ایدهآل[۱۵،۱۶] و امواج پالس لیزری پلاریزه خطی [۱۵،۱۶] نام برد.

ما در این مقاله، شتاب الکترونی نسبیتی را در برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با یک موجبر پر از پلاسمای مغناطیده سرد و با استفاده از روش محاسبات عددی مورد بحث قرار دادهایم. در این روش دامنه و فاز متغییر امواج الکترومغناطیسی تویست موجب می شود که الکترون با انرژی اولیه KeV در طول حدودا ac f

مدل فیزیکی و آنالیزهای نظری

یک موجبر استوانهای پر از پلاسمای یکنواخت با مقطع دایرهای که در احاطه میدان مغناطیسی محوری ثابت $\vec{B}_{ext}=B_0 \hat{z}$ میباشد مورد نظر ماست ، برای این سیستم داریم:

$$\vec{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & i\epsilon_{12} & 0\\ -i\epsilon_{12} & \epsilon_{22} & 0\\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$
(1)
= silon all represent the set of the set of

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)}, \quad \epsilon_{12} = \frac{(\omega_{ce}) \cdot (\omega_{pe}^2)}{\left[\omega \cdot (\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right]}, \quad \epsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (\Upsilon)$$

در این رابطه $\omega_c = e B_0 / m_e c$ فرکانس سیکلوترونی و $\omega_c = e B_0 / m_e c$ فرکانس $\omega_p = \sqrt{4 \pi n_e e^2 / m_e}$

مولفه های مد TM

شکل ۱ برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با موجبر استوانهای دایرهای پر از پلاسما را نشان میدهد.



شکل ۱ . برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با موجبر استوانهای دایرهای پر از پلاسما.

مولفه میدان الکتریکی مد TM به صورت زیر است:

$$\nabla^{2} E_{z} + \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \left[\vec{\varepsilon} \cdot \vec{E} \right]_{z} - \left[\nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \right]_{z} = 0 \qquad (\Upsilon)$$

با بسط این رابطه در مختصات استوانهای داریم :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{33} E_z + \frac{i}{r} \frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial E_{\theta}}{\partial z} + \frac{i\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial E_{\theta}}{\partial z} + \frac{i\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial E_r}{\partial z} + \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0$$
 (*)

، $E_z \sim A(z)J(\mu r)e^{iz_1}$ به صورت TM به TM به مورد نظر است. با $g(z) = -\omega t + n\theta + k_z z + \varphi(z)$ استفاده از رابطه (۴) برای مد تویست TM داریم:

$$E_{r}(r,\theta,z) = \Sigma_{n} \mu f(z) J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(Δ)

$$E_{\theta}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{\dot{f}(z)}{r} J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(⁵)

$$E_{z}(r,\theta,z) = \sum_{n} \mu^{2} f(z) J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(^V)

در اینجا
$$J_n(\mu r)$$
 مین تابع بسل است
 $f(z)=A(z)e^{ik_z z+i\varphi(z)}$ $(2J'_n(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)-J_{n+1}(\mu r))$
 $J_n/\partial(\mu r)=J'_n(\mu r)$ $(J_n(\mu r)/(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)+J_{n+1}(\mu r))$
 $J_n(\mu r)/(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)+J_{n+1}(\mu r)$
مغناطیسی به شکل زیر به دست میآید،

$$B_{\theta}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{ic\mu J_{n}(x)}{\omega} A(z) \left(\mu^{2} + k_{z}^{2} + \frac{b}{c}\right) e^{iz_{1}}$$
(9)

$$B_{r}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{ncJ_{n}(x)}{r\omega} A(z) \left(\mu^{2} + k_{z}^{2} + \frac{b}{c}\right) e^{iz_{1}} \qquad (1 \cdot)$$

در اینجا k_r=µ · x=µr و k_r=h · x=µr و J_n(x)=dJ_n(x) است توجه داریم که در اینجا میدانهای الکتریکی طولی E_z نقش غالب را ایفا می کنند[۲۱] لذا داریم:

$$A'' = \frac{d^2 A}{dz^2} = \left[-b_1 A(z)/c_1 + 2k_z A \phi' + A \phi'^2 \right]$$
(1)

$$\varphi'' = \frac{-[2k_z A' + 2A' \varphi']}{A(z)}$$
(17)

، A'=dA/dz، b₁=- μ^4 -[$\frac{k_z^2 \mu^2 \epsilon_{33}}{\epsilon_{11}}$]+[($\omega^2 \epsilon_{33} \mu^2$)/c²] اینجا c₁=($\mu^2 \epsilon_{33}$)/ ϵ_{11}

توان انتقالي درون موجبر

$$\overline{\mathbf{p}} = \left[\frac{c}{8\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R (\mathbf{E}_r \mathbf{B}_{\theta}^* - \mathbf{E}_{\theta} \mathbf{B}_r^*) \, r dr\right] \tag{17}$$

$$\bar{p} = \frac{c^2 A^2}{8\omega} \left[\left(k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c} \right) \left(k_z + \phi' \right) R^2 \mu^2 J_n^{\prime 2}(\mu R) \right] \quad (1^{\circ})$$

$$(k_z + \phi') A^2 = (k_z + \phi'_0) A_0^2$$
 (13)

$$\overline{p} = \frac{c^2 A_0^2}{8\omega} \left[\left(k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c} \right) \left(k_z + \phi_0' \right) R^2 \mu^2 J_n'^2(\mu R) \right] \quad (\uparrow \hat{\tau})$$

$$A_0^2 = \frac{(8\omega\bar{p})}{\left[c^2 \left(k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c}\right) (k_z + \phi_0') R^2 \mu^2 J_n^{'2}(\mu R)\right]}$$
(1Y)

شرايط مرزى

$$E_{z}(r=R)=0$$
 (1A)

$$J_n(\mu R)=0, \mu R=p_{nm}$$
 (19)

.در اینجا ریشه m مین تابع بسل مرتبه n ام می
باشد p_{nm}

انرژی دریافتی و گرادیان شتاب الکترون

$$\frac{d}{dt} (m_e \gamma_e \vec{v}_e) = -e \left[\vec{E} + \vec{v}_e \times (\vec{B} + \vec{B}_{ext}) / c \right]$$
(1.1)

$$\frac{dU}{dt} = -e\vec{v_e} \cdot \vec{E}$$
(1)

در اینجا
$$\left(m_{
m e}\gamma_{
m e}ec{
m v}_{
m e}
ight)$$
 تکانه نسبیتی الکترون، $U=(\gamma_{
m e}-1)m_{
m e}c^2$ انرژی و $ec{
m v}_{
m e}$ سرعت الکترون است پس:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_{\mathrm{r}}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \frac{\mathbf{v}_{\theta}^{2}}{\mathrm{r}} - \frac{\mathbf{v}_{\mathrm{r}}}{\gamma_{\mathrm{e}}} \frac{\mathrm{d}\gamma_{\mathrm{e}}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} - \frac{\mathrm{e}\mathrm{E}_{\mathrm{r}}}{\gamma_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}} - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{c}\gamma_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}} \left[\mathbf{v}_{\theta} (\mathbf{B}_{\mathrm{z}} + \mathbf{B}_{0}) - \mathbf{v}_{\mathrm{z}} \mathbf{B}_{\theta} \right] \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

$$\frac{\mathrm{d}v_{\theta}}{\mathrm{d}t} = -\frac{v_{\theta}v_{r}}{r} - \frac{v_{\theta}}{\gamma_{e}}\frac{\mathrm{d}\gamma_{e}}{\mathrm{d}t} - \frac{eE_{\theta}}{\gamma_{e}m_{e}} + \frac{e}{c\gamma_{e}m_{e}}\left[v_{r}(B_{z}+B_{0})-v_{z}B_{r}\right](\Upsilon\Upsilon)$$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_z}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathbf{v}_z}{\gamma_e} \frac{\mathrm{d}\gamma_e}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{e}\mathbf{E}_z}{\gamma_e m_e} - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{c}\gamma_e m_e} \left[\mathbf{v}_r \mathbf{B}_{\theta} - \mathbf{v}_{\theta} \mathbf{B}_r \right]$$
(79)

اينجا $v_r = dr/dt = \dot{v}_{\theta} = r\dot{\theta}$ مىباشد. و لذا:

$$\frac{dU}{dz} = -e \left[\frac{dr}{dz} E_r + r \frac{d\theta}{dz} E_\theta + E_z \right]$$
(7.2)

نتايج عددى

در این بخش بر اساس مدل فیزیکی شبیه سازی شده در بخش ۳ نتایج به دست آمده از محاسبات عددی را با استفاده از روش Runge- Kutta مرتبه چهار و به زبان فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، پیلاسما r_{0}^{-1} Runge- Kutta مرتبه چهار و بن روایه فرترن اولیه (erg/sec) توان فرودی (erg/sec) الکترون وایده موجبر استوانه ای افرودی (erg/sec) و انرژی اولیه شعاع موجبر استوانه ای R=2.1cm و انرژی اولیه شعاع موجبر استوانه ای R=2.1cm و انرژی اولیه در نقطه ای با مشخصات Rescharge و فار اولیه در نقطه ای با مشخصات v₀=0.55 c $\theta_0 = \pi/6$, z₀=0, v₀=0 و فاز اولیه $\phi_0=0$ و ارد موجبر می شود. در این برهمکنش فرکانس بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

- [1] C. Rubbia, Nucl. Phys. A, 553, 375 (1993).
- [2] Y. F. Ivanov , Surf. Coat. Technol, 125, 251 (2000).
- [3] S. Hao, Methods Phys. Res. B, 240, 3, 646 (2005).
- [4] L. R. Grisham, and J. W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 606, 1, 83 (2009).
- [5] T. Kase, H. Harada, and T. Takahashi, Nucl. Energy, 29, 335 (1995).
- [6] Z. Sun, and R. Karppi, J. Mater. Process. Technol, 59, 3, 257 (1996).
- [7] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, Phys. Rev.A45, 8185 (1992).
- **[8]** H. Hora, Nature 333, 337 (1988).
- [9] M. A. Gashti, and S. Jafari, The European Physical Journal Plus, 131, 210 (2016).
- [10] S. P. D. Mangles, B. R. Walton, Z. Najmudin, A. E. Dangor, K. Krushelnick, V. Malka, M. Manclossi, N. Lopes, C. Carias, G. Mendes, and F. Dorchies, Laser Part Beams 24, 185 (2006).
- [11]Z.Gong, F. Mackenroth, T. Wang , X. Q.Yan, T. Toncian, and A.V. Arefiev , Phys. Rev. E.102, 013206 (2020).
- [12] N. Iwata, Y. Sentoku, T. Sano and K. Mima, Nuclear Fusion, 59,086035 (2019).
- [13] H. He, M. Friese, N. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, Phys. Rev.Lett. 75, 826 (1995).
- [14] D. G. Grier, Nature 424, 810 (2003).
- [15] T. W. Huang, C. T. Zhou, A.P.L. Robinson, B. Qiao, A. V. Arefiev, P.A. Norreys, X. T. He, and S. C. Ruan, Physics of Plasmas 24, 043105 (2017).
- [16] M.Vaziri, M. Golshani, S. Sohaily, and A. Bahrampour, Physics of Plasmas 22, 033118 (2015)
- [17] D. Nobahar, K. Hajisharifi, and H. Mehdian, Laser and Particle Beams, 35, 543 (2017).
- [18] A. Jesacher, S. Furhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, Phys. Rev. Lett. 94, 233902 (2005).
- [19] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, Laser Photonics Rev. 5(1), 81 (2011).
- [20] N. A. Krall, and A. W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, p. 178 (McGraw-Hill, New York, 1973).
- [21] Yin Shi, David Blackman, Dan Stutman, and Alexey Arefiev, Phys. Rev. Lett. 126, 234801 – Published 11 June (2021).

امواج الکترومغناطیسی ورودی به موجبر f=6GHz و بنابراین فرکانس زاویهای $\omega=2\pi f=37.68~{
m GHz}$ میباشد، با این تفاصیل $\omega_{
m p}=0$ شده و لذا موج میتواند در موجبر انتشار یابد



شکل۲ . گرادیان شتاب الکترون در طول موجبر برای تغییرات میدان مغناطیسی استاتیکی B₀ ، B=42.701(GHz) و n =5 را نشان میدهد.

شکل ۲ . نتایج عددی گرادیان شتاب الکترون را در طول موجبر برای تغییرات میدان مغناطیسی استاتیکی B_0 و B_0 (GHz) B_0 و 5= n نشان میدهد. افزایش میدان مغناطیسی استاتیکی اعمال شده به موجبر پر از پلاسما موجب کاهش گرادیان شتاب الکترون میشود. علت این این است که الکترون یک نیروی الکتریکی عرضی را تجربه میکند و برهمکنش بین میدان مغناطیسی عرضی موج تویست نیرویی $\overrightarrow{B} \times_{\overrightarrow{p}} \sqrt{r}$ را در جهت محوری ایجاد میکند که موجب شتاب گرادیان بالایی خواهد شد.

نتيجه گيرى

نتایج نشان میدهد که گرادیان شتاب الکترون به طور قابل توجهی در هنگام عبور الکترون در موجبر در اثر برهمکنش با امواج تویست مخصوصا برای 4<n بالا می-رود.

مراجع



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه اثرات تنش درونی بر رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده عرضی-طولی در پلاسمای چگال برخوردی

فاطمه خدادادى آزادبنى

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران.

F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، ر شد مدهای الکترومغناطیسی جفت شده عرضی– طولی در برهمکنش لیزرهای پر شدت با پلاسمای چگال بررسی شده است. با استفاده از نظریه جنبشی و حل رابطه پاشندگی برای سیستم ولاسوف–ماکسول ، اثرات برخورد بر رشد مدهای الکترومغناطیسی بررسی شده است. در تابع توزیع ناهمسانگرد اثرات تنش درونی ناشی از نیروی پاندرماتیو لیزر و گرادیان چگالی پلا سما لحاظ گردیده ا ست. نتایج ن شان میدهد که کاهش ۹۹ در صدی از فرکانس در م سیر باریکه در پلا سمای چگال، منجر به افزایش٪ ۸۸ نرخ رشـد مدهای ناپایدار خواهد شـد. افزایش چگالی، مانع از توقف فوری و تقویت رشـد مدهای ناپایدار می شـود. با افزایش ۹۹ درصدی گرادیان چگالی ، بیشینه نرخ ناپایداری٪ ۸۸ افزایش خواهد داشت.

كليد واژه- اثرات برخورد، پلاسماي چگال، تنش دروني، گراديان چگالي، مدهاي الكترومغناطيسي.

Study of Body stress Effects on Instability Growth of transverselongitudinal coupled electromagnetic modes in the collisional Dense Plasma

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran F.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In this paper, the growth of transverse-longitudinal coupled electromagnetic modes in the interaction of high-intensity lasers with dense plasma investigated. Using kinetic theory and solving the scattering relationship for the Vlasov-Maxwell system, the collision effects on the growth of the electromagnetic mode investigated. In the anisotropic distribution function, the effects of body stress due to laser ponderomotive force and plasma density gradient are considered. The results show that a 99% reduction in frequency in the beam path in dense plasma leads to an 88% increase in the growth rate of unstable modes. Increasing the density gradient by 99%, the instability rate maximum will increase by 88%.

Keywords: Body stress, Collision effects, Dense plasma, Density gradient, Electromagnetic modes.
مقدمه

در برهمکنش لیزر با شدت^{۲۰}w/cm با پالس بسیار کوتاه (۱۰ps) با پلاسمای چگال قرص سوخت همجوشی، توليد و انتشار باريكه الكترون در سيستمى فوق العاده ناپایدار صورت می گیرد. ابتدا در پلاسما یک جریان برگشتی برای خنثی سازی میکروجریانهای الکترونی در زمینه ی پلاسمای سوخت، تولید می شود. سپس این جریانها، میدان مغناطیسی قوی در حدود مگا گوس تولید میکنند که آشفتگی اولیه را تقویت میکند. این چنین سیستمهایی نسبت به هر آشفتگی هارمونیکی ناپایدارند و مدهای الكترومغناطيسي كه بطور نمايي با زمان رشد مي كنند، تولید می کنند[۴-۱]. بررسی ناپایداری حاصل از مدهای الکترومغناطیسی در برهمکنش لیزرهای پرشدت با یلاسمای چگال قرص سوخت همجوشی یکی از موضوعات (٣) جالب تحقیقات سالهای اخیر به شمار می رود[۷-۵]. اثر برخورد کولنی یکی از مکانیسم های مهم جذب تابش الكترومغناطيسي فركانس بالا توسط يلاسماي كاملاً يونيزه است که از لحاظ تئوری و تجربی به طور گسترده ای مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۱–۸]. حضور تنشهای ناشی از نیروی پاندرماتیو لیزر نقش قابل توجهی بر رفتار (۴) ماكروسكوييك يلاسما دارد كه مي تواند ماهيت اختلال و انتقال آن را تحت تاثیر قرار دهد[۱۴–۹]. تاکنون تاثیر تنش (۵) درونی بر رشد ناپایداریهای الکترومغناطیسی که نقش مهمی در انفجار درونی قرص سوخت همجوشی خواهند داشت، در پلاسمای برخوردی سوخت بررسی نشده است. در در این (6) مقاله نایایداری حاصل از مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی- عرضی در پلاسمای برخوردی قرص سوخت همجوشی در حضور تنش درونی پلاسما را براساس نظریه جنبشی پلاسما محاسبه و بررسی میشود.

روش کار

پلاسمای قرص سوخت را با چگالی الکترونی *n* که در طول محور *x* متغیر است را در نظر می گیریم. پلاسما تنها در جهت انتشار موج الکترونی گرم می شود که منجر به ناهمسانگردی دمایی متغیر با جهت موج می شود. به منظور

بررسی اثر برخورد کولنی الکترون-یون بر انتشار مدهای الكترومغناطیسی، باید جمله برخوردی در معادله جنبشی در نظر گرفته شود. دینامیک پلاسما با استفاده از معادله بولتزمن با عبارت زير توصيف مي شود: $\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{q}{m_o}\left(\vec{E} + \frac{v}{c} \times \vec{B}\right)\frac{\partial f}{\partial v} = -\vartheta(f - f_0) \quad (1)$ که در v فرکانس برخورد میباشد. ناهمسانگردی تابع توزیع $f_{0}(v) = \frac{\sqrt{\eta}}{(\sqrt{2\pi}v_{T})^{3}} exp\left(-\frac{\eta v_{x}^{2} + v_{y}^{2} + v_{z}^{2}}{2v_{T}^{2}}\right) \left[1 + p_{xx}\frac{(\eta v_{x}^{2} - v_{y}^{2} - v_{z}^{2})}{4v_{T}^{2}}\right] (\Upsilon)$ ${\rm T}_{\perp}$ ،سرعت حرارتی، $v_{T}=\sqrt{{\rm T}_{\perp}^{2/3}{\rm T}_{||}^{1/3}/{\rm m}_{e}}$ است که در آن $\eta(x, t) = (n_0 / n_e (x, t))^2$ دمای طولی و T_{\parallel} دمای عرضی، گرادیان چگالی پلاسما است. چگالی اولیه الکترون = n $n_e(\mathbf{x},\mathbf{t}) = 10^{21} - 10^{24} cm^{-3}$ الكترون، $10^{21} cm^{-3}$ گرادیان چگالی η از ۰ تا ۱ دما ۲۰keV، ناهمسانگردی دمايي 100 $= \frac{T_{\parallel}}{T_{\star}} = 100$ و طول موج ليزر µm است. تنش درونی عبارتست از: $p_{xx} = n_e m_e \int \left(v_x^2 - \frac{v^2}{3} \right) f_0 d\vec{v} \; .$ برای بررسی وابستگی رابطه پاشندگی به جهت بردار موج، تابع توزيع الكترون تحت زاويه چرخشى θ با رابطه زير تعريف مي شود [16و١۴]: $f_{0}(v) = \frac{\sqrt{\eta}}{\left(\sqrt{2\pi}v_{T}\right)^{3}} exp\left(-\frac{\eta v_{x}^{2} + v_{y}^{2} + v_{z}^{2}}{2v_{T}^{2}}\right) \left[1 + \frac{1}{2}\right]$ $\frac{p_{xx}}{4v_{x}^{2}}\left(\eta v_{x}^{2}(2\cos^{2}-\sin^{2}\theta)-6\sqrt{\eta}v_{x}v_{y}\sin\theta\cos\theta-v_{z}^{2}+\right)$ $v_v^2(2sin^2 - cos^2 \theta))$ رابطه یاشندگی عبارت است از: $\left| \left(\frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) \left(\frac{kc}{\omega'} \right)^2 + \varepsilon_{\alpha\beta}(k,\omega) \right| = 0$ که در آن $\delta_{\alpha\beta}$ تابع دلتای کرونیکر، $\varepsilon_{\alpha\beta}$ تانسور دی الکتریک است که بصورت زیر تعریف میشود: $\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{\omega_p^2}{\omega'^2} \int v_\alpha \left(\delta_{x\beta} + \frac{k_x v_\beta}{\omega' - k_x v_x} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v_x} d\boldsymbol{v}$ که در آن $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 q^2 / \eta m_e}$ ، $\omega' = \omega + i \vartheta$ فرکانس پلاسما وn_e چگالی الکترون است. با جایگذاری تابع توزیع در رابطه پاشندگی، مولفه های تانسور دیالکتریک عبارتند از؛ $\varepsilon_{xx} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\theta\omega)} \bigg\{ -\eta \sqrt{\eta} \zeta^2 Z(\zeta) - \frac{\eta \sqrt{\eta}}{4} p_{xx} \left(2 - 3\sin^2\theta\right) \bigg[-\frac{\zeta^2}{\sqrt{\eta}} + \frac{1}{2} \left(2 - \frac{1}{2}\right) \bigg] \bigg\} \bigg\}$ $Z(\zeta)\zeta^2(3-\eta\zeta^2)\Big],$

$$\begin{aligned} yy &= 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\vartheta\omega)} \bigg\{ 1 - \eta\sqrt{\eta}Z(\zeta) \\ &- \frac{\eta\sqrt{\eta}}{4} p_{xx} \bigg[\frac{1}{\sqrt{\eta}} (2 - 3\sin^2\theta) \\ &+ Z(\zeta) \left(8 - 15\sin^2\theta - \eta\zeta^2 (2 - 3\sin^2\theta) \right) \bigg] \bigg\}, \end{aligned}$$

$$\begin{split} \varepsilon_{zz} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\theta\omega)} \Big\{ 1 - \eta \sqrt{\eta} Z(\zeta) - \frac{\eta \sqrt{\eta}}{4} p_{xx} \Big[\frac{1}{\sqrt{\eta}} (2 - 3\sin^2 \theta) + \\ Z(\zeta) \Big(8 - 9\sin^2 \theta - \eta \zeta^2 (2 - 3\sin^2 \theta) \Big) \Big] \Big\}, \\ \varepsilon_{xy} &= \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\theta\omega)^3} \frac{3}{4} p_{xx} \sin 2\theta \Big[\sqrt{\eta} - Z(\zeta) \big(\eta - \eta^2 \zeta^2 \big) \Big]. \quad (V) \\ \chi LLL Tailor Tips Teics, addesels $\sum_{xz} \theta = \sum_{x} \theta = 0$, $Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t}{t-\zeta} \exp \Big(-\frac{\eta t^2}{2} \Big) dt \quad (A) \\ \chi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t}{t-\zeta} \exp \Big(-\frac{\eta t^2}{2} \Big) dt \quad (A) \\ \chi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t}{t-\zeta} \exp (2 \cos \theta + 1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t}{t-\zeta} \exp (2$$$

$$\varepsilon_{xy}^{2} - \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\left(\frac{\kappa c}{\omega}\right) = 0. \tag{9}$$
 قسمت موهومی فرکانس عبارتست از:

$$\begin{split} \delta &= \left[-kv_T \left((1-\eta) + 6\eta \frac{p_{XX}}{4} + 12\eta \frac{p_{XX}}{4} sin^2 \theta + \left(\frac{kc}{\omega_p}\right)^2 + \right. \\ & \left. \frac{\pi}{2} \frac{\eta^2 \left(\frac{3p_{XX}}{4}\right)^2 sin^2 2\theta}{\eta \left(1 - \frac{p_{XX}}{2}(2-3\sin^2 \theta)\right)} \right) - \vartheta \eta \sqrt{\frac{\eta \pi}{2}} \left(1 + 2p_{XX} - 15 \frac{p_{XX}}{4} sin^2 2\theta \right) - \\ & \left. 4\eta \sqrt{\frac{\eta \pi}{2}} \vartheta \frac{\left(\frac{3p_{XX}}{2}\right)^2 sin^2 2\theta}{1 - \frac{p_{XX}}{2}(2-3\sin^2 \theta)} \right] / \left[\eta \sqrt{\frac{\eta \pi}{2}} \left(1 - \frac{p_{XX}}{4} (8 - 15\sin^2 \theta) \right) + \\ & \left. \frac{\left(\frac{3p_{XX}}{2}\right)^2 sin^2 2\theta}{\eta \left(1 - \frac{p_{XX}}{2} (2-3\sin^2 \theta)\right)} \right] \left[4 - \frac{\pi}{2} \frac{1 - \frac{p_{XX}}{2} (2-3\sin^2 \theta)}{1 - \frac{p_{XX}}{2} (2-3\sin^2 \theta)} \right] \right] \end{split}$$

کوپل مدهای عرضی-طولی وقتی 0 < ۵ باشد ناپایداری ارائه
می دهد. بنابراین، ناپایداری و یبل رشد خواهد کرد اگر
$$(1 - \eta) + 6\eta \frac{p_{xx}}{4} + 12\eta \frac{p_{xx}}{4} sin^2 \theta + \left(\frac{kc}{\omega_p}\right)^2 + \frac{\pi}{2} \frac{\eta^2 \left(\frac{3p_{xx}}{4}\right)^2 sin^2 2 \theta}{\eta \left(1 - \frac{p_{xx}}{2} (2 - 3 sin^2 \theta)\right)} + \vartheta \eta \sqrt{\frac{\eta \pi}{2}} (1 + 2p_{xx} - 15 \frac{p_{xx}}{4} sin^2 2\theta) + (\frac{3p_{xx}}{2} - \frac{(3p_{xx})^2}{2} sin^2 2\theta)$$

$$4\eta \sqrt{\frac{\eta\pi}{2}} \vartheta \frac{\frac{(2-2\pi)}{4} \sin^2 2\theta}{1 - \frac{12\pi x}{2}(2-3\sin^2 \theta)} < 0, \tag{11}$$

باشد. ناپایداری ممکن است در جهت های مختلف انتشار موج رشد کند و بزرگترین نرخ رشد مربوط به موج عمود بر راستای دمای بالاتر است. بدون تنش درونی، *p*x =0، نرخ رشد ناپایداری بصورت زیر ساده می شود:

$$\delta_{p_{xx}=0} = -kv_T \left(\left(\frac{kc}{\omega_p} \right)^2 + (1 - \eta) \right) - \vartheta \tag{17}$$

بدلیل اینکه $0 > 0_{pxx} = \delta_{pxx}$ مد میراست و تابع توزیع درحالت تعادل پایدار است. اگر p_{xx} بزرگ شود و از مقدار آستانه تجاوز کند، δ مثبت می شود. از طرف دیگر، یک تغییر شکل افزایشی تابع توزیع از حالت تعادل بدلیل تنش درونی خواهیم داشت که تا ناپایداری ترقی خواهد کرد.

نتايج و بحث

تغییرات رشد مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی-عرضی را به عنوان تابعی از زاویه چرخش برای عدد موج های مختلف در شکل ۱ نشان داده شده است. همان طوریکه در شکل ۱ نشان داده شده است، در هاله ی پلاسما به ازای ۱–۹ بیشینه نرخ رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی <5 حول زوایای انتشار 4/π = θ و4/π = θ اتفاق خواهد افتاد. بیشینه نرخ رشد ناپایداری با افزایش عدد موج خواهد افتاد. بیشینه نرخ رشد ناپایداری با افزایش عدد موج زشد ناپایداری ۳٫۳ برابر شدن عدد موج، بیشینه نرخ چگالی و کاهش ۹ در مسیر باریکه الکترونی، نرخ رشد ناپایداری به علت جفت شدگی باندهای جانبی با سرعت نوسانی الکترون افزایش مییابد. از مقایسه شکل ۱ و ۲ در



شکل ۱: تغییرات نرخ رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی- عرضی، δ، به عنوان تابعی از زاویه چرخشθ برای عدد موج های نرمالیز شده مختلف kc/ω_Pe و ۱-n .



شکل ۲: تغییرات نرخ رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی- عرضی ، δ، در صفحه فرکانس برخورد 9 و زاویه انتشار مدهای الکترومغناطیسی θ برای η=۰,۰۱ و kc/ωpe=۱۰

regime", Physics of plasmas, Vol.14, No. 4, pp. 040704, 2007.

- [4] A. Bret, M-C. Faro and C. Deutsch. "Characterization of the initial filamentation of a relativistic electron beam passing through a plasma", Physical review letters, Vol. 94, No. 11, pp. 115002, 2005.
- [5] R. Jeet, S. Babu, and A. Kumar, "Weibel instability of a relativistic electron beam in a plasma channel", Optik Vol. 235, pp. 166630, 2021.
- [6] Ali, Z., and M. Sarfraz. "Parallel propagating modes: A transition from electromagnetic proton cyclotron to electron firehose instability", Physics of Plasmas, Vol. 28, No. 9, pp. 092901, 2021.
- [7] P. Hunana, A. Tenerani, G. P. Zank, M. L. Goldstein, G. M. Webb, E. Khomenko, M. Collados, P. S. Cally, L. Adhikari, and M. Velli, "An introductory guide to fluid models with anisotropic temperatures. Part 2. Kinetic theory, Padé approximants and Landau fluid closures", J. Plasma Phys. Vol. 85, No. 6, pp. 205850603, 2019.
- [8] K. M. Schoeffler, and L. O. Silva, "Effects of collisions on the generation and suppression of temperature anisotropies and the Weibel instability", Physical Review Research Vol. 2, No.3, pp. 033233, 2020.
- [9] A. Bendib, K. Bendib, and A. Sid. "Weibel instability due to inverse bremsstrahlung absorption", Physical Review E, Vol.55, No. 6, pp. 7522, 1997.
- [10] R. A. Treumann, and B.Wolfgang, *Advanced space plasma physics*. Vol. 30. London: Imperial College Press, 1997.
- [11] F. Khodadadi Azadboni, "Quantum effects role on the electromagnetic instability growth rate in turbulent state of the fuel fusion", Chinese Journal of Physics Vol. 71, pp. 375–384, 2021.
- [12] S. Amininasab, R. Sadighi-Bonabi, and F. Khodadadi Azadboni, "The effect of shear flow and the density gradient on the Weibel instability growth rate in the dense plasma", Phys. Plasmas Vol. 25, No. 2, pp. 022122, 2018.
- [13] S. Amininasab, R. Sadighi-Bonabi, and F. Khodadadi Azadboni. "The study of the weibel electromagnetic instability growth rate in the presence of the body stress.", Contributions to Plasma Physics, Vol. 59, No. 7, pp. e201800111, 2019.
- [14] T. Abe and K. Niu, "Anomalous Viscosity in Turbulent Plasma Due to Electromagnetic Instability. I", J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 49, pp. 717-724, 1980.

الالم الفرایش گرادیان چگالی افزایش خواهد یافت. به طوریکه با کاهش ۱۰۰برابری η ، بیشینه نرخ رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی-عرضی ۸۸ درصد افزایش خواهد داشت. همانطوریکه در شکل ۲ نشان داده شده است، به ازای^۱۰۱۰×۲ > η >۰۱۰، افزایش انرژی نوسانی باریکه حول زوایای انتشار $\pi 2 - \pi 8.1 = \theta$ منجر به افزایش نرخ رشد ناپایداری ویبل خواهد شد. سپس منجر به افزایش نرخ رشد ناپایداری ویبل خواهد شد. سپس رشد ناپایداری می شود. افزایش جزئی از فرکانس برخورد رشد ناپایداری می شود. افزایش جزئی از فرکانس برخورد رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شدهی نرخ رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شدهی طولی- عرضی خواهد داشت.

نتيجهگيرى

در این مقاله اثرات برخوردی در پلاسمای چگال بر نرخ رشد مدهای الکترومغناطیسی مدهای جفت شده ی طولی-عرضی بررسی شده است. دینامیک الکترونها توسط معادله بولتزمن توصیف شده و رابطه پاشندگی برای مدهای جفت شده عرضی –طولی در سیستمی آشفته در حضور تنش درونی با تابع توزیع شبه ماکسولین ناهمسانگرد بدست آمده است. محاسبات نشان داده است که با افزایش گرادیان چگالی، زاویه انتشار مدهای الکترومغناطیسی گسترده تر می شود. افزایش اثرات فرکانس برخورد منجر به افزایش غیرمنتظره ای در رشد ناپایداری مدهای الکترومغناطیسی جفت شده طولی–عرضی شده است.

مرجعها

- [1] A. Bret, M.C. Firpo, and C. Deutsch. "Collective electromagnetic modes for beam-plasma interaction in the whole k space", Physical Review E, Vol.70, No. 4, pp. 046401, 2004.
- [2] X. Liu and Ch. Lunjin. "Instability in a relativistic magnetized plasma", *Physics of Plasmas*, Vol. 26, No. 4, pp. 042902, 2019.
- [3] L Gremillet, D. Bénisti, E. Lefebvre, and A. Bret. "Linear and nonlinear development of oblique beam-plasma instabilities in the relativistic kinetic



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



تاثیر حاملهای جریان بر ویژگیهای امواج آکوستیک در محیطهای جامد کوانتومی

مونا حسینزاده فیروزی، لیلا یوسفی، احمد مهر آمیز

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بینالمللی امام خمینی (ره)، قزوین

Email: mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

چکیده – در این پژوهش به شیوه ای تحلیلی، تغییرات بهره امواج آکو ستیک عبوری از یک محیط حالت جامد را مورد مطالعه قرار دادهایم. ابتدا با در نظر گرفتن تصحیحات ناشی از افت و خیز کوانتومی چگالی حاملین جریان، رابطه پاشندگی موج را به دست آورده و سپس به محاسبه ضریب بهره پرداخته ایم. نتایج تحلیلی و عددی نشان میدهد که تغییرات فرکانس موج و سرعت رانش حاملها بر میزان بهره امواج آکوستیک تاثیر گذار بوده و حضور حاملین مثبت جریان باعث کاهش ضریب بهره میگردد.

كليد واژه-امواج آكوستيك، بهره، پلاسماي نيمهرسانا، پيزوالكتريك

The effect of current carriers on the properties of acoustic waves in solid state quantum mediums

Mona Hosseinzade Firouzi, Leila Yusefi, Ahmad Mehramiz

Imam Khomeini International University, Qazvin

Email: monafiroozi89@gmail.com, lyousefiteach@gmail.com, mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

Abstract- In this research, we have investigated analytically the changes in the acoustic waves gain across a solidstate medium using quantum fluid equations. First, by considering the corrections caused by the quantum fluctuation in the density of current carriers, we have obtained the wave dispersion relation and then we calculated the gain coefficient. Analytical and numerical results show that changes in wave frequency and drift velocity of carriers affect the acoustic waves gain and the presence of positive current carriers reduces the gain coefficient.

Keywords: Acoustic waves, Gain, Piezoelectric, Plasma semiconductor

 $\mathbf{E}_{0} \| \mathbf{z} = \mathbf{E}_{0} \| (\mathbf{z}) \|_{0} \mathbf{z} = \mathbf{E}_{0} \|_{0} \mathbf{z}$ در $\mathbf{E}_{0} \|_{0} \mathbf{z}$ و $\mathbf{E}_{0} \|_{0} \mathbf{z}$ در $\mathbf{E}_{0} \|_{0} \mathbf{z}$ $\mathbf{z}_{0} + \mathbf{z}_{0}$ $\mathbf{z}_{0} + \mathbf{z}_{0}$ $\mathbf{z}_{0} + \mathbf{z}_{0}$ \mathbf{z}_{0} $\mathbf{z}_{$

$$\frac{\partial n_{1j}}{\partial t} + v_{0j} \frac{\partial n_{1j}}{\partial z} + n_{0j} \frac{\partial v_{1j}}{\partial z} = 0$$
 (**r**)

$$\frac{\partial \mathbf{v_{1j}}}{\partial t} + \upsilon \mathbf{v_{1j}} + [\mathbf{v_{0j}}, \nabla] \mathbf{v_{1j}} = -\frac{q_j}{m_j} E_z$$
(*)

$$-\frac{1}{m_{j}n_{0j}}\nabla P_{j} - \frac{\hbar^{2}}{4m_{j}^{2}n_{0j}}\nabla^{3}n_{lj}$$

$$\rho \frac{\partial^{2}u_{x}}{\partial t^{2}} - \frac{\partial^{2}u_{x}}{\partial \tau^{2}} + \beta \frac{\partial E_{z}}{\partial \tau} = 0 \qquad (\Delta)$$

مقدمه

در چگالی های بالا، برهمکنش پالس شدید لیزر با مواد جامد نيمه رسانا مي تواند سبب ايجاد پلاسماهايي از نوع الكترون-حفره شود. سازوكار مرتبط این است كه الكترونها، انرژی یک یا چند فوتون را جذب کرده و از باند والانس به باند رسانش منتقل می شوند و حفرههایی را در باند والانس ایجاد میکنند. در این حالت رفتار جمعی سیستم شبه خنثای مربوط به هر دو نوع حامل بار به اختلالات الكترومغناطيسي محيط، شرايط و رفتارى پلاسما گونه را باعث مى شود[1]. در نانو ساختارهای نیمهرسانا، الکترونها و حفرهها، فرمیون در نظر گرفته می شوند و به دلیل اصل طرد پائولی، از توزیع فرمی-دیراک پیروی میکنند. یکی از مدلهایی که برای تحليل رفتار چنين سيستم هايي بكار ميرود، مدل سيال كوانتومى است. [٢]. اين مدل بيانگر فرمول بندى سيالى یلاسماست و شامل تصحیحاتی کوانتومی همچون نیروی بوهم ناشی از افت و خیز چگالی حاملها می شود. در این پژوهش تقویت امواج آکوستیک در یک پلاسمای الکترون-حفره ییزوالکتریک و با تاکید بیشتر بر نقش حفره ها پرداخته می شود؛ در پژوهش های دیگر، بیشتر به نقش الكترونها توجه شده است. بدين منظور، با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی جا به جایی الکتریکی و معادله پاشندگی را به دست آورده و سپس به محاسبه تحلیلی و ارائه تحليل عددي آن مي پردازيم.

معادلات و فرضيات

محیط نیمه رسانایی از نوع گالیم آرسناید (هر دو گونه n و p) را در نظر می گیریم. برای توضیح تحلیلی برهم کنش فونونها با الکترون-حفرهها، تابع معرف رفتار آمار کترودینامیکی محیط را بدست می آوریم. تأثیر آمار کوانتومی نیز با معادله حالت لحاظ می گردد. فرض می شود که موج صوتی در جهت محور x خواهد بود. بنابراین جابه جایی شبکه u در جهت محور x خواهد بود. میدان الکتریکی را به صورت x الکترونها و الکتریکی با سرعت v_{0j} (

در این رابطه $^{1/2}(\beta_{0j} + m_j \epsilon) = (q_j^2 n_{0j} + m_j \epsilon)^{1/2}$ فركانس پلاسمایی است. رابطه (۵) نیز حركت شبكه در كریستال پیزوالكتریک را توضیح میدهد . ρ چگالی كریستال، c ثابت الاستیک ، β ضریب پیزو الكتریک در شبكه است. ویژگی پیزوالكتریكی سبب جفت شدگی الكترون-حفرهها و فونون-ها از طریق میدان الكتریكی می شود. برای بررسی تاثیرات کوانتومی از روابط (۲) و (۵) جابه جایی الكتریكی را به دست میآوریم. برای به دست آوردن رابطه پاشندگی-که بیان کننده برهمکنش الکترون- فونون (حفره ها - فونون) بیان حننده برهمکنش الکترون- فونون (حفره ها - فونون)

$$D_{z} = \varepsilon E_{z} \left[1 + \frac{\beta^{2} k^{2}}{\varepsilon \left(-\omega^{2} \rho + c k^{2} \right)} \right]$$
(Y)

برای تکمیل این رابطه، سرعت های اختلالی را به دست می آوریم. قبل از آن با استفاده از رابطه (۳) چگالی اختلالی را می نویسیم.

$$n_{1j} = k n_{0j} v_{1zj} / \omega - k v_{0j}$$
 (A)

بنابراین با استفاده از رابطه (۶) سرعت ذرات در راستای میدان را به دست می آوریم

$$v_{1zj} = i \frac{q_j / m_j}{A_j} E_z \tag{9}$$

$$A_{j} = \begin{bmatrix} \omega - kv_{0j} - i\upsilon - \frac{k^{2}V_{Fj}^{2} \left[1 + \frac{k^{2}V_{Fj}^{2}}{4\omega_{pj}^{2}}H_{j}^{2}\right]}{\omega - kv_{0j}} \end{bmatrix}$$
 که در آن

است. حال با استفاده از قانون گاوس در یک بعد و نیز رابطه (۸) معادله جا به جایی الکتریکی را باز نویسی می کنیم $(n_n a_i^2 / m_i)$ $n_n a k$

$$D_{zj} = \frac{(n_{0j}q_j + m_j)}{(\omega - kv_{0j})A_j}E_z - \frac{n_{0j}q_j\kappa}{(\omega - kv_{0j})}$$
(1.)

با استفاده از روابط (۷) و (۱۰)، رابطه پاشندگی امواج آکوستیک در پلاسمای جامد کوانتومی به دست میآید:

$$\left(\omega^2 - V_s^2 k^2\right) \left[1 - \frac{\omega_{pj}^2}{\left(\omega - k v_{0j}\right) A_j}\right] = k^2 B^2 V_s^2 \qquad (11)$$

ی الکترومکانیکی است. برای $B^2 = \beta^2 / \varepsilon c$ ثابت جفت شدگی الکترومکانیکی است. برای بررسی و مقایسه تاثیر برهمکنش الکترون-حفره با فونونها بر تقویت امواج، نیاز است تا ضریب بهره تقویت را محاسبه

 $\begin{aligned} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \delta_{ij} & \delta$

رابطه (۱۲) ضریب بهره را در محیط جامد پیزوالکتریک بیان میکند. در این معادله تقویت موج عبوری از محیط با شرط $0 < \alpha$ رخ میدهد. حال تقویت امواج عبوری را با در نظر گرفتن حفرهها در محیط پلاسمایی بررسی میکنیم. مقایسه دو رابطه (۱۱) و (۱۲) نشان میدهد که ضریب بهره در حالت کوانتومی مقدار کمتری دارد و با در نظر گرفتن تصحیحات کوانتومی کاهش مییابد. همچنین وجود پارامترهای کوانتومی سبب میشود تا بهره به سمت فرکانس

تحليل عددى

برای انجام تحلیل عددی، محیط نیمه رسانا را با چگالی بالا و پارامترهای محیط به شرح زیر در نظر گرفته می شوند [۵]: $\varepsilon = 12.8, m_e^* = 0.067 m_0, m_h^* = 0.5 m_0, \upsilon_e = 0.05 s^{-1},$ $v_h = 0.04s^{-1}, V_{e,0} = 1.5m / s, V_{h,0} = 0.5m / s, \rho = 5.32 \text{ kgm}^{-3}$ که m_0 جرم الکترون آزاد است. سه حالت آلاییده نوع n و m_0 نوع p و n-p را در نظر گرفته و تاثیر فرکانس موج و سرعت رانش الکترون ها v_0 بر بهره را بررسی می کنیم. در شکل نسبت به $\left(lpha_{j} arnothing/V_{s}
ight)$ نسبت به $\left(lpha_{j} arnothing/V_{s}
ight)$ فرکانس موج بررسی شده است. مشاهده میشود که در نیمهرسانای نوع n ابتدا با افزایش فرکانس ω ، بهره نیز شروع به افزایش کرده و سپس با رسیدن به نقطه ماکزیمم خود کاهش می یابد. در نیمه رساناهای نوع p-n و نوع p نیز ابتدا بهره با افزایش فرکانس افزایش یافته و بعد از رسیدن به مقدار ماکزیمم خود شروع به کاهش میکند. در این حالت سرعت تغییرات بهره در نیمهرساناهای نوع n-p و p نسبت به نیمهرسانای نوع n کمتر است. مشاهده می شود که در این نوع نیمهرساناها بهره میزان کمتری دارد. در نیمه

رسانای نوع p باز هم میزان بهره کمتر از نیمه رسانای نوع n-p است. لذا حضور حفره ها در نیمه رسانا باعث افزایش فرکانس پلاسمایی میشود که بنابر رابطه (۱۲) نقش کاهشی در بهره موج دارد.



شکل ۱: تغییرات $lpha_j \omega/V_s$ بر اساس تغییرات ω در چگالی $n_0 = 10^{23} m^{-3}$



شکل ۲ تغییرات بهره $(\alpha_j \omega / V_s)$ را نسبت به سرعت رانش الکترونها و حفره ها $V_{0,e}$ و $V_{0,p}$ نشان می دهد. در مقادیر پایین تر سرعت رانش الکترونها و در نیمه رسانای نوع n بهره به تدریج شروع به افزایش می کند و دوباره پس از رسیدن به یک نقطه بیشینه و با افزایش سرعت رانش کاهش پیدا می کند. در نیمهرسانای نوع n-p و q نیز ابتدا بهره با افزایش سرعت رانش زیاد شده و پس از رسیدن به نقطه بیشینه شروع به کاهش می-کند. مشاهده می شود در این دو نیمه رسانا بهره از میزان

کمتری برخوردار است. همانطور که از وابستگی ریاضی ضریب بهره به سرعت رانش حاملها و بویژه میزان حفره-ها مشخص است، مشاهده می شود وجود حفره در نیمه-رساناهای آلاییده نوع p و نوع p-n سبب کاهش میزان بهره می گردد. در نمودارهای مربوط به تغییرات فرکانس و سرعت رانش الکترونها دامنه نمودارهای نیمهرسانای p-n و نوع p کاهش یافته است و نمایانگر آن است که در حضور حفره ضریب بهره از مقدار کمتری برخوردار است.

نتيجه گيرى

در بخشهای پیش، ویژگی های امواج آکوستیک در پلاسمای الکترون-حفره پیزوالکتریک نوع n و p بررسی گردید. با استفاده از معادلات هیدرودینامیک کوانتومی ب رابطه پاشندگی بدست آمد و تقویت امواج آکوستیک مطالعه شد. محاسبات نشان داد که بهره موج تحت تأثیر تغییرات فرکانس موج و سرعت رانش حاملها قرار می گیرد. علاوه براین، نتایج بهدست آمده گویای این بود که وجود حاملین مثبت جریان (حفرهها) از طریق تغییر پارامترهایی مثل فرکانس پلاسمایی و در نتیجه تغییر ضریب بهره، باعث کاهش بیشتر ضریب بهره می شود.

مرجعها

- [1] S. R. Anton, H.A. Sodano, "A review of power harvesting using piezoelectric material", IOP science, Vol. 16, No. 3, pp. R1–21, 2007.
- [2] M. Singh, A. Sangwan, Sanjay, Manjeet Singh, "Parametric oscillation of acoustical phonon mode in magnetized doped III-V semiconductors", Journal of Optics, Vol. 50, No. 49, pp. 209-222, 2021.
- [3] A. Agrawal, N. Yadav, S. Gosh, "Study of quantum effects in brillouin scattering magnetized semiconductor plasma with high dielectric constant", AIP Conference Proceeding, Vol. 2224, No. 1, pp. 04007-14, 2020.
- [4] C. L. Hinkle, A. M. Sonnet, M. Milojevic, F. S. Aguirre-Tostado, H. C. Kim, J. Kim, R. M. Wallace, and E. M. Vogel, "Comparison of n-type and p-type GaAs oxide growth and its effects on frequency dispersion characteristics", Applied Physics Letters, Vol. 93, No. 11, pp. 113506-3, 2008.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



حسگر ضریبشکست فروسرخ نزدیک مبتنی بر توری دوپلهای تمام-فلزی

فاطمه مشتاقیفرد، علیاصغر عسکری، لاله رحیمینژاد

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک Fmoshtaghifard@gmail.com اشتر، اصفهان

چکیده – در سالهای اخیر حسگرهای مبتنی بر اثر پلاسمون سطحی بواسطه قابلیت بالا در مجتمع شدن در ابعاد کوچکتر از طولموج و حساسیت زیاد آنها مورد توجه قرار گرفتهاند. در این مقاله، یک حسگر ضریب شکست مبتنی بر یک توری تمام-فلزی که دارای یک ساختار ساده است پیشنهاد و مورد بررسی قرار گرفته است. برای ساختار پیشنهادی، جذب پلاسمون در ناحیه طولموجی مرئی و فروسرخ نزدیک اتفاق میافتد. علاوهبر پارامتری مانند تناوب، عامل دیگری مثل پروفلیل سطح توری نیز بر خصوصیات طیف جذبی، تاثیرگذار است؛ شبیهسازیهای انجام شده به روش المان محدود نشاندهنده این است که با تغییر کوچک و مناسب در پروفایل یک توری معمولی می توان مقدار ضریب شایستگی حسگر را تا حد زیادی ارتقا داد.

کلید واژه- پلاسمونیک، توری تمام-فلزی، حسگر ضریب شکست

A near infrared refractive index sensor based on double-step all-metal grating

F. Moshtaghifard, A. A. Askari, L. Rahimi

Faculty of Applied Science, Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan-Fmoshtaghifard@gmail.com

Abstract- In recent years, surface plasmonic-based sensors have received a great deal of attention due to their high sensitivity and ability to integrate into dimensions smaller than the wavelength. In this paper, a refractive index sensor based on an all-metal grating with a simple structure is proposed and investigated. For the proposed structure, plasmonic absorption occurs in the visible and near-infrared wavelength region. In addition to a parameter such as period, another factor such as the grating surface profile also affects the absorption spectrum properties; Finite element simulations show that with a small and appropriate change in the profile of a typical grating, the value of the figure of merit can be greatly increased.

Keywords: plasmonic, all-metal grating, refractive index sensor

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

حسگرهای مبتنی بر پلاسمون سطحی دارای حساسیت و قدرت تفکیک بالایی هستند. پیکربندیهای متفاوتی می-توانند برای تحریک پلاسمون سطحی استفاده شوند. حسگرهای مبتنی بر منشور و حسگرهای مبتنی بر توری دو نوع متداول از این حسگرها هستند. حسگرهای پلاسمون سطحی مبتنی بر منشور، هرچند دارای حساسیت زیادی هستند، اما معمولا بزرگ و دارای پیچیدگی میباشند و مجتمع نمودن آنها به سختی انجام می شود. از طرف دیگر محسگرهای پلاسمون سطحی مبتنی بر توری، حساسیت حسگرهای پلاسمون سطحی مبتنی بر توری، حساسیت مستند که ما را در طراحی و ساخت آنها امیدوار می کند. ساخت توریهای یک بعدی، آسان و تولید آنها به نسبت کمهزینه است. بنابراین میتوانند به طور موفقیت آمیزی در اجزای میکروسیالی دستگاههای تشخیصی، مجتمع شوند.

مهم ترین پارامتر برای ارزیابی حسگرهای مبتی بر توری، ضریب شایستگی^۱ است. در طراحی حسگر، طیف مرئی و فروسرخ نزدیک بیشتر موردتوجه واقع می شوند؛ زیرا در این نواحی، تعدد و تنوع چشمههای نوری و آشکارسازها را داریم. در این زمینه، مطالعات بسیاری صورت گرفته است؛ از جمله یک بیوحسگر ضریب شکست مبتنی بر توری با ضریب یک بیوحسگر ضریب شکست مبتنی بر توری با ضریب شایستگی ¹-۲۹۳/۵RIU که برپایه کاواک فابری-پرو طراحی شده است [۱]. یا یک حسگر ضریب شکست دیگر که از جنس Al-MoS₂ است و براساس پیکربندی کرشمان طراحی شده و دارای ضریب شایستگی ¹-۳۳۵/۱۳RIU

البته حسگری در نواحی فرابنفش هم صورت می گیرد که عمدتا دارای FOM بالایی است؛ اما هم قطعات حسگری آن، کمتر دردسترس هستند و هم دارای قیمت بالاتریاند. در اینجا، به مطالعه یک توری دوپلهای تمام-فلزی در طیف مرئی و نزدیک فروسرخ پرداخته شده؛ و درنهایت، با یک توری ساده تک پلهای مقایسه می شود و افزایش FOM مورد مطالعه قرار می گیرد.

معرفى ساختار

 w_1 شکل ۱، طرح شماتیک توری دوپلهای را نشان میدهد. w_1 و h_1 پهنا و ارتفاع پله دوم h_2 و w_2 و h_2 پهنا و ارتفاع پله دوم هستند. Λ نیز تناوب توری است. همچنین جنس توری از فلز طلا و محیط اطراف آن، هوا است.



شکل ۱: طرح شماتیک توری دوپلهای

هدف از این طراحی، بهدست آوردن نمودار بازتاب با بیشترین نسبت ارتفاع به پهنا است؛ بدین منظور، پارامتر FOM تعریف می شود.

$$FOM = S \times \frac{H}{W} \tag{1}$$

در این رابطه، S حساسیت توری، H ارتفاع طیف بازتاب و W پهنای آن است. حساسیت، مشتق طول موج نسبت به ضریب شکست یعنی $d\lambda/dn$ تعریف می شود که این مشتق از طریق رابطه انطباق فاز توری، قابل محاسبه است که با توجه به فرود عمود، ($\theta = 0$)، به شکل زیر تعریف می شود:

¹ Figure Of Merit (FOM)

$$m\frac{\lambda_0}{\Lambda} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} \tag{(Y)}$$

 λ_0 طول موج نور فرودی، m مرتبه پراش و b_3 و m_3 بهترتیب تابع دیالکتریک محیط اطراف و توری فلزی هستند. در طول موجهای فروسرخ نزدیک، بخش حقیقی تابع دی-الکتریک توری فلزی، خیلی بزرگتراز یک است. بنابراین رابطه ۲ با تقریب، میتواند به صورت $\Lambda \approx S$ نوشته شود؛ از آن جایی که تنها مراتب اولیه پراش بررسی میشوند، از آن جایی که تنها مراتب اولیه پراش بررسی میشوند، عددی حساسیت تقریبا همان مقدار تناوب را دارد. اکنون که مقدار عددی حساسیت را به دست آوردیم، مرحله بعدی، بهینه-سازی پارامترهای پله دوم و به دست آوردن بیشترین مقدار برای H/W است.

شبيەسازى

برای حل معادلات ماکسول در این گونه ساختارها، روش تفاضل محدود و روش المان محدود مورد استفاده قرار می-گیرد؛ در اینجا هندسه توری با استفاده از نرمافزار کامسول که برپایه روش المان محدوداست، شبیهسازی میشود. هم-چنین تابع دیالکتریک فلز طلا طبق مدل لورنتز-درود چنین تابع دیالکتریک فلز طلا طبق مدل لورنتز-رود تعیین می گردد [۳]. در همه مراحل، فرود عمود داریم و تناوب، مقدار ثابت ۷۵۰ nm داراست. طیف بازتاب برای بهینهترین حالت توری دوپلهای در مقایسه با توری تک پله-ای که برآمدگی آن، کاملا در میانه هندسه قرار گرفته، در شکل ۲ نمایش داده شدهاست.



شکل ۲: مقایسه طیف بازتاب توری تک پلهای و توری دوپلهای

این شکل، نشان میدهد مشخصات سطح توری نیز در شکل نهایی طیف بازتاب، تاثیر گذار است؛ یعنی میتوان با ایجاد تغییرات جزئی در هندسه توری، بهعنوان مثال اضافه کردن یک پله دیگر، مقدار FOM را افزایش داد.

در شبیهسازی اول، h₁ و h₂ بهترتیب دارای مقادیر ۱۵۰ و ۸۰ نانومتر هستند و w₁ دارای مقدار ۱۲۰nm است. هدف، بهینه کردن مقدار w₂ است. شکل زیر، نتایج شبیهسازی اولیه را نشان میدهد:



شکل ۳: نمودار ارتفاع، پهنا و نسبت این دو پارامتر، برای مقادیر مختلف پهنای پله دوم

طبق شکل ۳، بیشترین مقدار نسبت ارتفاع به پهنا، ۸۹۷nm⁻¹/۱۰است. در این حالت ۶۷۲RIU⁻¹ ،FOM میشود. گام بعدی، بهینهسازی پارامتر h₂ خواهد بود.



شکل ۴: نمودار ارتفاع، پهنا و نسبت این دو پارامتر، برای مقادیر مختلف ارتفاع پله دوم

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> طبق شکل ۴، بیشترین مقدار نسبت ارتفاع به پهنا، ۱/۰۵۴nm^{-۱} است. بنابراین، درنهایت، FOM دارای مقدار ۷۹۰RIU^{-۱} می شود.

بحث و بررسی

مشاهده می شود بعداز طی دو مرحله شبیه سازی، مناسب -ترین مقادیر برای پهنا و ارتفاع پله دوم، به دست می آیند که به ترتیب ۱۹۰ و ۸۵ نانومتر هستند. گام بعدی سنجش صحت کارکرد حسگر ضریب شکست است. بدین منظور، مقادیر مختلفی برای ضریب شکست محیط اطراف توری درنظر گرفته می شود و طیف بازتاب برای آن ها رسم می -گردد. نتیجه به صورت زیر نمایش داده می شود:



طبق شکل ۵ با افزایش مقدار عددی ضریب شکست، طیف بازتاب به سمت طول موجهای بیشتر می رود.



شکل ۶: موقعیت مکانی طول موج طیف بازتاب برحسب مقادیر مختلف ضریب شکست محیط اطراف

شکل ۶، محل فرورفتگی طیف بازتاب را نشان میدهد که دارای رفتار خطی است.

نتيجهگيرى

در این مقاله یک حسگر ضریب شکست با ساختار ساده مبتنی بر توری تمام-فلزی در بازه طول موجی فروسرخ نزدیک طراحی شد که مقدار FWHM آن ۶۰/۳ در فرود عمود است. هم چنین در این مقاله پارامترهای موثر بر طیف بازتاب مورد مطالعه قرار گرفت. از آنجایی که ویژگیهای سطح توری در شکل طیف بازتاب نقش دارد، با تغییر کوچکی در سطح توری، یعنی اضافه کردن یک پله، توری ساده تک پلهای به توری دوپلهای تبدیل شد و FOM آن از ساده تک پلهای به توری دوپلهای تبدیل شد و FOM آن از که با تغییرات کوچک در یک ساختار ساده، به بهینه سازی پارامترهای آن کمک شود.

مراجع

- L. Zeng, M. Chen, W. Yan, Z. Li, and F. Yang, "Sigrating-assisted SPR sensor with high figure of merit based on Fabry–Pérot cavity," *Opt. Commun.*, Vol. 457, No. September 2019, p. 124641, 2020.
- [2] S. Shukla and P. Arora, "Design and comparative analysis of aluminum-MoS2 based plasmonic devices with enhanced sensitivity and Figure of Merit for biosensing applications in the nearinfrared region," *Optik (Stuttg).*, Vol. 228, No. December 2020, p. 166196, 2021.
- [3] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Appl. Opt.*, Vol. 37, No. 22, p. 5271, 1998.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



فیلتر پلاسمونی طول موج چهار کاناله، شامل موجبر و کاواک هلالی شکل وحید نجاری^۱، سعید میرزانژاد^{۲و *}، امین قادی^۳ گروه اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر V.najjari@stu.umz.ac.ir^۱, saeed@umz.ac.ir^s*, a.ghadi@umz.ac.ir^۳

چکیده – یک فیلتر پلاسمونی شامل یک موجبر فلز – دی الکتریک – فلز(MIM)^۱ با کاواک هلالی شکل پیشنهاد شده است. میزان انتقال نور ورودی و پهنای کامل در نصف بیشینه (FWHM)^۲ قلههای تشدید با استفاده از روش تفاضل محدود دامنه زمانی(FDTD^۲) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. نتایج نشان دهنده تولید تشدیدهای چهارگانه فانو^۴ بعد از بهینهسازی ساختار بوده که طول موج و شکل خط تشدید، توسط تغییر هندسه دستگاه قابل تنظیم میباشند. بدین ترتیب می توان از این دستگاه به عنوان فیلتر میانگذر^۵ استفاده نمود. همچنین بررسیهای ما برای ساختار جدید بیانگر این بوده که میزان طیف عبور در طول موجهای بزرگتر از 1200mr تقریباً صفر است که برای فیلترهای حذفی مورد توجه میباشد.

کلید واژه- فیلتر طولموج پلاسمونی، موجبر فلز- دی الکتریک- فلز، ساختارهای پلاسمونی، روش تفاضل محدود دامنه زمانی، پلاسمون-پلاریتونهای سطحی

Four channels wavelength plasmonic filter, including waveguide and crescent-shape cavity

Vahid Najjari¹, Saeed Mirzanejad^{2, *}, Amin Ghadi³

Department of Atomic and molecular physics, Faculty of Sciences, Mazandaran University

V.najjari@stu.umz.ac.ir¹, saeed@umz.ac.ir^{2, *}, a.ghadi@umz.ac.ir³

Abstract- A plasmonic filter consisting of a Metal-Insulator-Metal waveguide (MIM) with a crescent-shaped cavity is proposed. The transmittance and Full Width at Half Maximum (FWHM) of the resonant peaks have been analyzed by the Finite Difference Time Domain method. The results show the production of four Fano resonances after optimizing the structure that the wavelength and the resonance line-shape can be adjusted by changing the geometry of the device. Thus, this device can be used as band-pass filter. Our studies for the new structure also show that the transmittance at wavelengths greater than 1200nm is almost zero, which is important for the cut-off filters.

Keywords: Plasmon wavelength filter, Metal-Insulator-Metal (MIM) waveguide, plasmonic structures, Finite Difference Time Domain method (FDTD), Surface plasmon-polaritons

⁴ Fano Resonances

¹ Metal-Insulator-Metal waveguide

³ Finite Difference Time Domain method

⁵ Band-Pass filter

² Full Width at Half Maximum

مقدمه

تشدید فانو نوعی یدیده یراکندگی تشدید است که در هنگام جفتشدگی یک حالت کوانتومی گسسته با یک حالت پیوسته اتفاق می افتد[۱]. این پدیده در مقایسه با تشدید لورنتزی، دارای طیف انتقال نامتقارن و فوق العاده تیز بوده که به تغییر پارامترهای ساختار و محیط های اطراف خیلی حساس میباشد[۲]. پلاسمون-پلاریتون،های سطحی^۱ (SPPs)، امواج الکترومغناطیسی هستند که در سطح یک فلز و دیالکتریک انتشار یافته و باعث محدود شدن پلاسمونهای سطحی در سطح فلز میشوند [۳]. ساختارهای پلاسمونی با استفاده از پلاسمون-پلاریتونهای سطحی این قابلیت را دارند که سیگنالهای نوری و الکتریکی را حمل و منتشر کرده و همچنین نور را در محدوده زير حد پراش، محدود و هدايت کنند[۴]. اين ویژگیها باعث شده تا ساختارهای پلاسمونی به طور گسترده برای استفاده در مدارهای فوتونی یکپارچه^۲ (PICs) مورد تحقیق قرار گیرند[۵]. از جمله می توان به بررسی های انجام شده در ساختارهای مبتنی بر پلاسمون مانند فیلترها، حسگرها، تعویض کنندهها، جفت کنندهها و تقسیم گرهای طولموج⁶ اشاره نمود. فیلترها در ساختارهای نانوفوتونی برای انتقال نور بسیار مهم بوده و می توانند طول موجهای مختلف نور را به صورت انتخابی عبور دهند، در حالی که از عبور سایر طول موجها ممانعت به عمل آورند [۶]. با توجه به این که اکثر فیلترهای پلاسمونی بررسی شده، عمدتاً بر اساس پیکربندی هایشان، کارآیی محدود دارند، مثلاً فقط به عنوان فيلتر حذفي يا فقط فيلتر ميان گذر عمل مي كنند، فيلتر طول موج پلاسمونى بر مبناى ساختار جديد و ییشنهادی ما با توجه به چند منظوره بودن، شامل فیلتر قطع طولموج طولانی و فیلتر میانگذر چند نواری، کاندیدای مناسبی برای مدارهای نوری یکپارچه است و

آزادی بیشتری به عنوان فیلتر طولموجی داشته و میتواند نقش مهمی در توسعه نسل بعدی PIC ها ایفا کند [۷]. همچنین از ساختار معرفی شده میتوان به عنوان دستگاهی برای فیلتر کردن چندین طولموج متفاوت استفاده نمود که به طرز قابل توجهی هزینههای ساخت را کاهش میدهد.

مواد و روش ها

در این مقاله طیف انتقال^۷ و توزیع میدان مغناطیسی |H_z| با استفاده از روش FDTD دو بعدی و با شرایط مرزی جذبکننده^۸ PML بررسی و شبیهسازی شده است.



شکل ۱. ساختار جدید پیشنهاد شده به عنوان فیلتر پلاسمونی شامل موجبر و کاواک هلالی شکل

ساختار پیشنهادی شامل موجبر با عرض w و یک کاواک هلالی شکل با ضخامت بیشینه R بوده که از دو دایره به شعاعهای r_1 و r_2 از یک ماده دی الکتریک (هوا) در بستر فلز نقره تشکیل شده است. دلیل استفاده از نقره این است که این فلز تلفات کمتری نسبت به سایر فلزات نجیب از جمله طلا و حتی گرافن از خود نشان میدهد [۸]. فاصله بین موجبرها و کاواک مساوی r_1 و r_2 فرض شده است. با هدف انتشار طیف تکمد در موجبر، مقدار w برابر 170nm میباشد. در ابتدا مقدار r_1 برابر 160nm و r_2 برابر شکیل در نظر گرفته شده و طول C (فاصله مراکز دو دایره تشکیل

⁶ Wavelength Division Multiplexers

¹ Surface Plasmon-Polaritons

- ² Photonic Integrated Circuits
- ³ Sensors

⁵ Couplers

⁷ Transmittance

⁸ Perfect Match Layers

⁴ Switches



شکل۲. طیف عبور ساختار پیشنهادی و نمایش مدهای مختلف تشدید در طول موج های 1030nm، 632nm و 429nm

این ساختار دارای چهار نقطه تشدید در طولموجهای 1030nm برای مد تشدید ۱، 632nm برای مد تشدید ۲،



شكل ٣. نمايش توزيع ميدان |Hz| نرماليزه شده در طولموجهاى الف) 429nm ، ب)1030nm و ر494nm ، ف)1030nm و و دهنده هلال) مساوی 40nm و R (بیشترین ضخامت هلال) نیز 50nm فرض شده است. شبیه سازی های انجام شده بیان گر این واقعیت است که بهترین عملکرد دستگاه وقتی است که فواصل بین موجبر و کاواک با یکدیگر برابر باشند. بدین دلیل مقادیر d₁ و 2 به صورت مساوی و به اندازه بدین دلیل مقادیر d₁ و 2 به صورت مساوی و به اندازه این مقاله، گذردهی نقره از قالب درود ^۲ تبعیت می کند[۹]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \tag{1}$$

که $\epsilon_\infty = 3.7, \omega_p = 9.1 eV, \ \gamma = 0.018 eV$ میباشند. طول موج تشدید را میتوان مطابق زیر توصیف نمود[۱۰]:

(7)
$$\lambda_{\text{res}} = \frac{2 l_{\text{eff}} \text{Re}(n_{\text{eff}})}{m - \frac{\theta}{\pi}} (m = 1, 2, 3, ...)$$

که در این رابطه، λ_{res} طول موج تشدید، l_{eff} طول مؤثر کاواک و n_{eff} ضریب شکست مؤثر میباشد. همچنین m مرتبه مد و θ نیز میزان تغییر فاز پرتو از یک انتهای کاواک است. با توجه به رابطه (۲)، طول موج تشدید را میتوان با تغییر طول مؤثر کاواک و ضریب شکست مؤثر تنظیم نمود.

نتایج شبیه سازی و بحث

برای بررسی بیشتر، طیف عبور از ساختار با ابعاد پیشنهادی را محاسبه کرده که در شکل (۲) نشان داده شده است. برای محاسبه طیف عبور، میزان توان وارد و خارج شده از دستگاه را مطابق شکل (۱) در دو نقطه ورودی و خروجی محاسبه و از رابطه $\frac{P_{out}}{P_{in}}$ استفاده میکنیم. همان طور که از شکل (۲) مشخص است، پس از شبیه سازی با روش FDTD،

¹ Drude model

بنابراین 50 بهینه ترین مقدار R برای داشتن حداکثر تعداد نقاط تشدید طول موج با بیشترین در صد طیف عبور قابل استفاده در فیلتر میان گذر می باشد. اکنون R را مساوی 50nm و با ثابت فرض کردن سایر پارامترهای ساختار، تأثیر



شكل۵. نمايش طيف عبور فيلتر در صورتى كه rl از 155nm تا 165nm تا 165nm با گام هاى 5nm افزايش يافته و rz=170nm ،R=50nm ،w=50nm، D=40nm باشند.

تغییر ۲۱ بر عملکرد دستگاه را بررسی می کنیم. مطابق شکل (۵)، با افزایش مقدار ۲۱ طول موج تشدید کاهش می یابد. با توجه به حساسیت کمتر و میزان خطای مورد پذیرش برای ساخت دستگاه پیشنهادی در طول موجهای پایین تر، استفاده از این ساختار به عنوان فیلتر پلاسمونی در مدهای بالاتر مناسب می باشد. همان طور که از شکل (۲) نیز مشخص است، در طول موج های بزرگتر از 200nn، مقدار طیف عبور بسیار به صفر نزدیک می شود. پس می توان علاوه بر فیلتر میان گذر، از این دستگاه به عنوان فیلتر حذفی نیز برای طول موجهای بزرگتر از 200nm استفاده نمود.

نتيجه گيرى

به طور خلاصه، ساختاری شامل MIM به همراه کاواک هلالی شکل پیشنهاد و توسط روش عددی FDTD مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. در این ساختار، طیف عبوری از 494nm برای مد تشدید۳ و 429nm برای مد تشدید۴ می باشد. برای درک بهتر مکانیسم داخلی طیف عبوری از این فیلتر پلاسمونی، توزیع میدان |H_z| را در نقاط تشدید و چند نقطه غیرتشدیدی، بررسی میکنیم که نتایج در شکل (۳الف- د) نمایش داده شده است. همان طور که از شکل (۳) دیده می شود، در مدهای تشدید، میدان در کاواک هلالی شکل برانگیخته شده و مقدار عبور طیف بیشینه است ولی در حالتهای غیرتشدیدی، میزان عبور طیف کاهش شدید را نشان می دهد. برای مدهای اول تا چهارم مقدار FWHM به ترتيب ۶۵nm ،46nm و ۲2nm و FWHM مقادیر مناسبی برای عملکرد فیلتر میباشد. اکنون با هدف بررسی نحوه عملکرد دستگاه با تغییر ابعاد ساختار، به بررسی میزان طیف عبور ناشی از تغییر در مقدار پهنای بیشینه هلال (R) می پردازیم. از شکل (۴) در می یابیم که با افزایش مقدار R، طولموج تشدید به سمت مقادیر کوچکتر انتقال می یابد(blue-shift) که میزان این تغییر با کاهش طول موج، کمتر می شود. با افزایش R، هر چند تا حدودی مقدار عبور در طول موجهای بزرگتر افزایش می یابد، ولی با بزرگتر شدن مقدار R از 50nm، مقدار طیف عبور برای مد چهارم تشدید تقریباً به نصف کاهش می یابد.



شكل۴. نمایش طیف عبور فیلتر در صورتی كه R از 45nm تا 55nm با گام های 5nm افزایش یافته و w=50nm، r1=160nm، r1=160nm، D=40nm باشند.

Waveguides", IEEE Photonics Journal, Vol. 12, No. 3, 2020.

- [8] M. Mishra, M. Sharma, P. Gupta (2021), "Compact MIM plasmonic ring resonator for nanointerconnect applications", Physica E, 130 (2021) 114711.
- [9] R. Negahdari, E. Rafiee, F. Emami (2019), "Realization of all-optical plasmonic MIM split square ring resonator switch", Optical and Quantum Electronics, 51 (2019) 235, https://doi.org/10.1007/s11082-019-1924-7.
- [10] Y. F. Chou Chau, C. T. C. Chao, H. J. Huang and et.al, "Ultrawide Bandgap and High Sensitivity of a Plasmonic Metal-Insulator-Metal Waveguide Filter with Cavity and Baffles", nanomaterials, Vol. 10, No. 10, 2020.

چهار طولموج تشدید تشکیل شده که با توجه به FWHM بسیار باریک مدهای تشدید و میزان طیف عبور مناسب، دستگاه می تواند به عنوان فیلتر میانگذر در بازه وسیع طولموجی به خصوص در مدهای بالاتر استفاده شود. همچنین بررسیها حاکی از آن است که میزان طیف عبور در طولموجهای بزرگتر از 1200nm نزدیک به صفر بوده و بدین ترتیب استفاده از این دستگاه به عنوان فیلتر حذفی نیز پیشنهاد می گردد.

مرجعها

- [1] A. Bianconi (2002), "Ugo Fano and shape resonances", AIP Conference Proceedings, 19th Int. Conference Roma June 24-28.
- [2] Jianfeng Chen, Jina Li, Xing Liu, Siti Rohimah, He Tian, Dawei Qi (2021), "Progress in Electromagnetics Research", Vol.96,147-156.
- [3] L. Shi, J. He, C. Tan, Y. Liu, J. Hu, X. Wuc, M. Chen, X. Zhang, Sh. Zhan (2019), "Plasmonic filter with highly selective wavelength in a fixed dimension based on the loaded rectangular ring cavity", Optics Communication, 439 (2019) 125-128.
- [4] A. Hocini, H. B. salah, D. Khedrouche, N. Melouki (2020), "A high-sensitive sensor and band-stop filter based on intersected double ring resonators in metal-insulator-metal structure, Optical and Quantum Electronics", 52 (2020) 336.
- [5] S. M. Ebadi, J. Örtegren, M. S. Bayati, S. B. Ram (2020), "A Multipurpose and Highly-Compact Plasmonic Filter Based on Metal-Insulator-Metal Waveguides", IEEE Photonics Journal, 12 (2020) 3.
- [6] R. Negahdari, E. Rafiee, F. Emami (2018), "Design and simulation of a novel nano-plasmonic split-ring resonator filter", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 32 (2018) 15, https://doi.org/10.1080/09205071.2018.1482240.
- [7] S. M. Ebadi, J. Örtegren, M. S. Bayati, S. Bonyadi Ram, "A Multipurpose and Highly-Compact Plasmonic Filter Base on Metal-Insulator-Metal



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی تحلیلی خواص اپتیکی جفت نانوذره فلزی در تقریب دوقطبی

مهدی سیمیاری' ، ناصر سپهری جوان'* و آصف خیراندیش'

^۱دانشگاه امام علی (ع)، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک Mahdi.Simiari@gmail.com ایمیل: ^{۲,*}دانشگاه محقق اردبیلی، دانشکده علوم، گروه فیزیک، ایمیل sepehri_javan@uma.ac.ir و Asef.kheirandish@gmail.com

چکیده – در این مطالعه، با استفاد از مدل تعمیم یافته دورود و در تقریب دوقطبی، به بررسی تحلیلی خواص اپتیکی جفت نانوذره کروی طلا در لندرکنشبایک باریکه لیزربا قطبش موازی نسببت به سسمتگیری جفت نانوذره پرداختهایم. تاثیر لندرکنش بین نانوذرات بر بازده خاموشی بررسی شده و نشان داده شده است که اندرکنش بین نانوذرات سبب افزایش بازده خاموشی و انتقال به قرمز در ناحیه طول موجی تشدید پلاسمون میشود. گذردهی الکتریکی مختلط برای جفت نانوذره طلا برای فواصل جدایی مختلف رسم شده است. همچنین، ملاحظه شده است که در مقایسه با یک نانو ذره تنها، اندرکنش بین نانوذرات سبب افزایش برای فواصل جدایی مختلف قدرمطلق قسمت حقیقی و نیز قسمت موهومی گذردهی می شود. در نهایت نشان داده شده است که برای جام موری معترف تشدید پلاسمون، یک رابطه درجه سوم و یا نمایی بر حسب شعاع و فاصله جدایی می توان برازش کرد.

كليد واژه- انتقال به قرمز، اندركنش دوقطبى-دوقطبى، پلاسمون ، ليزر، نانوذرات طلا، دوتايي

Analytical Study of Optical Properties of Metallic Nanoparticle Dimer in The Dipole Approximation

Mahdi Simiari¹, Nasser Sepehri Javan^{2*}, and Asef Kheirandish²

¹Department of Physics, Faculty of Basic Science, University of Imam Ali, Email: Mahdi.Simiari@gmail.com ^{2*}Department of Physics, Faculty of Basic Science, University of Mohaghegh, Ardabili, Email: Sepehri javan@uma.ac.ir and Asef.kheirandish@gmail.com

Abstract- In this study, using a modified Drude model, in the dipole approximation, we have analytically investigated the optical properties of spherical gold nanoparticle dimer in the interaction with a laser beam whose polarization is parallel to the orientation of the dimer. Effect of the nanoparticles interaction on the extinction efficiency is studied and it is shown that the interparticle interaction causes an increase in the extinction efficiency and the red-shift of the plasmon resonance wavelength area. Complex permittivity of the gold nanoparticle dimer is presented for different values of nanoparticles separation. Comparing with an individual nanoparticle, it is noticed that the interaction of nanoparticles leads to the decrease in the absolute value of the real part of the permittivity and decrease in its imaginary part as well. Finally, it is shown that a cubic or an exponential relation with respect to the radius separation of nanoparticles can be fitted for the displacement of plasmon resonance wavelength.

Keywords: red-shift, dipole-dipole interaction, plasmon, laser, gold nanoparticle, dimer.



زير مىنويسيم

$$m_e \frac{d\mathbf{r}_j^2}{dt^2} + m_e \gamma \frac{d\mathbf{r}_j}{dt} + m_e \xi \omega_p^2 \mathbf{r}_j = -e\mathbf{E}_j, \ j = 1, 2, \quad (\Upsilon)$$

 $n_0 = \sqrt{n_0 e^2/m_e \mathcal{E}_0}$ فركانس پلاسمایی نانوذره، $n_p = \sqrt{n_0 e^2/m_e \mathcal{E}_0}$ چگالی الکترونهای هدایت، \mathcal{E}_0 گذردهی خلاء، \mathbf{r}_j جابجایی ابر الکترونی از حالت تعادل، m_e جرم الکترون، γ فاکتور میرایی مربوط به پراکندگی الکترون [۵]، p بار الکترون، $\tilde{\mathcal{F}}_j$ تابعی از شعاع نانو ذره است که مقدار آن از مرجع [۵] منظور می شود و \mathbf{E}_j جمع میدان الکتریکی لیزر و میدان الکتریکی ناشی از نانوذره همسایه است که برابر است با

$$E_{n\neq j} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left[\frac{3\hat{\mathbf{e}}_n(\mathbf{p}_n.\hat{\mathbf{e}}_n) - \mathbf{p}_n}{d^3} - ik \frac{3\hat{\mathbf{e}}_n(\mathbf{p}_n.\hat{\mathbf{e}}_n) - \mathbf{p}_n}{d^2} + k^2 \frac{\mathbf{p}_n - \hat{\mathbf{e}}_n(\mathbf{p}_n.\hat{\mathbf{e}}_n)}{d} \right], \quad (\ref{eq:starter})$$

که $\hat{\mathbf{e}}_n$ بردار یکهای است که سمت گیری آن از مرکز نانوذره n ام به سمت مرکز نانوذره j ام است. با استفاده از رابطه (۱) و (۳) معادله حرکت برای ابرالکترونی نانوذره اول به صورت زیر در می آید

$$\frac{d^{2}z_{1}}{dt^{2}} + \gamma \frac{dz_{1}}{dt} + \xi \omega_{p}^{2} z_{1} = \frac{-eE}{2m_{e}} (e^{i(kx-\omega t)} + c.c.) + \frac{Ze^{2}}{2\pi\varepsilon_{0}m_{e}} (\frac{1}{d^{3}} - \frac{ik}{d^{2}}) z_{2},$$
(f)

که $Z = n_0 V$ دجم نانوذره است و برای داشتن معادله حرکت ابر الکترونی ذره دوم کافیست در معادله بالا اندیسهای ۱ و ۲ جابجا شوند. با قرار دادن جوابهایی به

مقدمه

نانوذرات فلزی مخصوصا نانوذرات طلا و نقره به سبب رابطه غيرخطي پاسخ آنها به ميدان الكتريكي موج الكترومغناطيسي فرودى كه در منطقه تشديد پلاسمون دارند، دارای کاربردهای زیادی در حوزههای پژوهشی مانند اپتوالکتریک، الکترونیک، اپتیک خطی و غیر خطی هستند [۲-۲]. در این میان دینامیک غیرخطی نانوذرات در اندرکنش با میدانهای قوی لیزر توجهات زیادی را به خود جلب کرده است [۳–۵]. در تمامی این حوزهها، تعیین گذردهی الکتریکی مختلط وابسته به اندازه نانوذره دارای اهمیت اساسی می باشد. در این مقاله با استفاده از مدل درود تعميم يافته ارائه شده توسط خيرانديش و همكاران [۶] برای نانوذرات منفرد طلا که در آن تاثیر محدودشدگی کلاسیکی در تطابق با دادههای تجربی وارد شده است، به مطالعه تحليلي اندركنش ميدانهاي الكترومغناطيسي ليزر با جفت نانوذره طلا پرداختهایم. در تقریب دوقطبی، با لحاظ کردن اندرکنش نانوذرات با یکدیگر، نحوه حرکت ابر الكترونى نانوذرات با استفاده از حل تحليلي معادلات دیفرانسیل جفت شده حاصل شده است.

اندركنش نانوذرات

در شکل (۱)، هندسی مسئله نشان داده شده است که در آن a شعاع و d فاصله بین نانوذرات است و میدان الکتریکی لیزر موازی با جهت گیری جفت نانوذره و به صورت موج تخت در نظر گرفته شده است:

$$\mathbf{E}_{L} = \frac{1}{2} E e^{i(kx - \omega t)} \hat{\mathbf{e}}_{z} + c.c., \qquad (1)$$

که ω, k و E به ترتیب عدد موج ، فرکانس و دامنه میدان الکتریکی باریکه لیزر هستند. برای توصیف اندرکنش میدانهای الکترومغناطیسی لیزر با نانوذرات، معادله حرکت برای ابرالکترونی را به صورت

بدست آمده را با نتایج تجربی مورد مقایسه قرار دهیم. سطح مقطع خاموشی از رابطه زیر حاصل می شود [۷]:

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n), \qquad (11)$$

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)},$$
(17)

$$b_{n} = \frac{\psi_{n}(mx)\psi_{n}'(x) - m\psi_{n}(x)\psi_{n}'(mx)}{\psi_{n}(mx)\xi_{n}'(x) - m\xi_{n}(x)\psi_{n}'(mx)}.$$
 (17)

که $x = 2\pi Na/\lambda$ ضریب شکست $m = N_1/N$ ندازه، $x = 2\pi Na/\lambda$ فریب شکست نسبی، $N_1 = \sqrt{\varepsilon_m}$ ضریب $N_1 = \sqrt{\varepsilon}$ ضریب شکست محیط و $\psi_n(x), \xi_n(x)$ توابع ریکاتی– بسل است.

بحث عددی

در محاسبات عددی، یک جفت نانوذره طلا با قطر R = 4nm نشانده درشیشه را در نظر می گیریم. در شکل (۲) بازده خاموشی ($C_{ext}/\pi a^2$) برای فواصل مختلف بین ذرات (Gap = d - R) رسم شده است. برای مقایسه، بازده خاموشی نانوذره منفرد هم آورده شدهاست. مشاهده می شود که اندر کنش بین ذرات، علاوه بر افزایش بازده خاموشی در ناحیه تشدید پلاسمون، منجر به انتقال به قرمز هم می شود.



فرم
$$z_{1,2} = (1/2)\widetilde{z}_{1,2} \exp[i(kx - \omega t)] + c.c.$$
 در معادلات حرکت، دامنه جابهجایی به صورت زیر حاصل می شود:

$$\widetilde{z}_1 = \widetilde{z}_2 = \frac{1}{1 - \alpha} z_0 \tag{(a)}$$

$$z_0 = \frac{eE}{m_e(\omega^2 + i\omega\gamma - \xi\omega_p^2)},\tag{(7)}$$

$$\alpha = \frac{-Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 m_e(\omega^2 + i\omega\gamma - \xi\omega_p^2)} \left(\frac{1}{d^3} - \frac{ik}{d^2}\right),\tag{Y}$$

با تعریف قطبش به صورت
$$\mathbf{P} = m{arepsilon}_0 \chi \mathbf{E}_L$$
، میتوان
پذیرفتاری الکتریکی را بصورت زیر نوشته

$$\chi = \left(\frac{1}{1-\alpha}\right) \frac{-\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma - \xi\omega_p^2},\tag{A}$$

و گذردهی هر نانوذره اندرکنشی به شکل زیر میشود:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = n^2 = 1 + \chi = 1 - \frac{(1-\alpha)^{-1}\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma - \xi\omega_p^2}, \quad (9)$$

که n² ضریب شکست نانوذرات است. با توجه به مدل درود-لورنتس، برای در نظر گرفتن نقش الکترونهای لایه ظرفیت، باید رابطه (۹) را به صورت زیر تصحیح کنیم

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \varepsilon_{\infty} - \left(\frac{1}{1-\alpha}\right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma - \xi\omega_p^2}, \qquad (1\cdot)$$

که ₆ از دادههای تجربی محیط حجیم بدست میآید. در ادامه به منظور بررسی اثر اندرکنش بین دونانوذره، محاسبات عددی انجام خواهیم داد. گذردهی الکتریکی در آزمایشگاه به صورت مستقیم اندازه گیری نمی شود و به جای آن سطح مقطع خاموشی نانوذره که به گذردهی الکتریکی نیز وابسته است مورد اندازه گیری قرار می گیرد. ما با قرار دادن گذردهی الکتریکی که در رابطه (۱۰) بدست آوردیم در رابطه مربوط به سطح مقطع خاموشی، می توانیم نتایج

نتيجهگيرى

در تقریب دوقطبی و با یک مدل تعمیم یافته درود، بصورت تحلیلی، تاثیر اندرکنش بین جفت نانوذره طلا بر خواص اپتیکی آن مورد مطالعه قرار گرفت. نشان داده شد که در مقایسه با حالت غیر اندرکنشی، ناحیه تشدید پلاسمون جابجایی به قرمز دارد. همچنین ملاحظه شد که اندرکنش ذرات سبب کاهش مقدار قدر مطلق قسمت حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی میشود. در نهایت برای جابجایی طول موج تشدید پلاسمون یک رابطه درجه سوم و یک رابطه نمایی برازش شد.



مرجعها

- [1] M. Ohtsu, Progressin Nano-Electro-Optics III: Industrial Applications and Dynamics of the Nano-Optical System, Springer, Berlin, 2005.
- [2] Q. Wang, J. Xu, and R. H. Xie, Nonlinear Optics of Nanoparticles and Nanocomposites, Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 8. 2004.
- [3] K.-H. Su, Q.-H. Wei, Interparticle Coupling Effects on Plasmon Resonances of Nanogold Particles, NANO LETTERS, Vol. 3, No. 8, 2003
- [4] W. Rechberger, A. Hohenau, Optical properties of two interacting gold nanoparticles, Optics Communications 220 (2003)
- [5] E. Hao. G. C. Schatz, Electromagnetic fields around silver nanoparticles and dimers, J. Chem. Phys. 120 (2004)
- [6] A. Kheirandish, N. S. Javan, and H. Mohammadzadeh, Scientific Reports (Nature Publisher Group) 10, 6517 (2020).
- [7] C. F. Bohren, D. R. Huffman, "Absorption and Scattering of Light by Small Particles", Wiley, 1998.

در شکل (۳) قسمت حقیقی و موهومی تغییرات گذردهی نسبت به طول موج برای فواصل مختلف بین نانوذرات رسم شده است. همچنین برای مقایسه، گذردهی نانوذره منفرد هم رسم شده است. مشاهده میکنیم، در مقایسه با نسبت حالت ذرات منزوی، اندرکنش بین نانوذرات سبب کاهش در مقدار موهومی و نیز قدرمطلق قسمت حقیقی شده است.



در شکل (۴) نمودار جابهجایی طول موج تشدید پلاسمون نسبت به a/d آورده شده است و ملاحظه میشود که خیلی خوب توسط دو تابع مختلف زیر قابل برازش است:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 0.0015 \exp(\frac{a/d}{0.069}),\tag{14}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 3.864 (\frac{a}{d})^3, \tag{10}$$

که $\lambda_0 = \lambda_{max} - \lambda_0$ است، $\lambda_0 = \lambda_0$ موج تشدید پلاسمونی نانوذره منفرد و λ_{max} طول موج تشدید پلاسمونی جفت نانوذره طلای اندر کنشی است.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



بررسی یک حسگر تشدیدگر میکرو حلقویِ ترکیبیِ مد پلاسمونی- فوتونی

امیرحسین قاسمنژاد، مصطفی قربانزاده

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

چکیده – در این مقاله یک حسگرتشدید کننده میکرو حلقوی فشرده دوتایی و تکی را بر اساس موجبرهای پلاسمونیک و فوتونیک هیبریدی بر روی بستر سیلیکون روی عایق بررسی می شود . موجبر هیبریدی شامل یک ساختار فلز –شکاف –سیلیکون است که در آن انرژی نوری به شدت در شکاف باریک (فاصله بین تشدید کننده میکرو حلقوی و دیسک طلا) افزایش مییابد. از روش تفاضل – محدود در حوزه زمان برای شبیه سازی مشخصههای نوری افزاره به عنوان یک حسگر نوری استفاده می شود. حسا سیت حسگر پیشنهاد شده ترکیبی با استفاده از دو میکرو رزوناتور به دلیل هم پو شانی مدهای قوی با محیط بالایی پیرامون حسگر زیاد است. حسا سیت د ستگاه بستگی به وجود یا عدم وجود دیسک فلزی دارد و میتوان آن را بر اساس کاربرد حسگر طراحی کرد. بهترین ضریب کیفیت برابر ۴۸۷۴/۶۵ برای نوسانگر حلقوی دوتایی به شعاعهای ۲/۴ و ۲/۸ میکرومتر در حضور دیسک طلا به دست آمده است. مزیت اصلی حسگرهای تشدید کننده حلقوی هیبریدی پیشنهادی، حساسیت بالا آن ها میباشد و میتواند به طور بالقوه به صورت آرایهای مجتمع شود تا افزاره حسگر بیوشیمایی آزمایشگاه روی تراشه را ایجاد کند.

کلید واژه- تشدید کننده تک حلقوی، تشدید کننده دو حلقوی، حساسیت، ضریب کیفیت ، منحنی عبور

An Investigation of a Hybrid Plasmonic-photonic Mode Micro-Ring Resonator Sensor

Amir-hossein Ghasemnejad, Mostafa Ghorbanzadeh

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, P.O. Box 397, Sabzevar 9617976487, Iran.

m.ghorbanzadeh@hsu.ac.ir

Abstract- In this paper a compact double and single micro-ring resonator sensor based on a hybrid plasmonic and photonic waveguides on a silicon-on-insulator substrate is investigated. The hybrid waveguide is consisting of a metal-gap-silicon structure, where the optical energy is greatly enhanced in a narrow gap. The finite-difference time-domain (FDTD) method is used to numerically simulate the device optical characteristics as an optical sensor. The sensitivity of the proposed hybrid double micro-ring resonator is large due to the large overlap with the upper-environment sensing medium. The sensitivity of the device depends on the presence or absence of a metal disk and can be designed based on the application of the sensor. The best quality factor of 4874.65 is obtained for double ring resonator with 4.2 μ m and 3.8 μ m ring radius in presence of gold discs. The main benefit of the proposed hybrid micro-ring resonator sensors is high sensitivity. This sensor can be potentially integrated in an array to form lab-on-chip biochemical sensing devices.

Keywords: double ring resonator, quality factor, single ring resonator, sensitivity, transmission curve.

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Developing photonic devices which use silicon as an optical medium (silicon photonics) on siliconon-insulator (SOI) wafers attract more attention due to the well-developed silicon technology and compatibility with other electronic devices [1, 2]. However, different types of plasmonic waveguides have been proposed in recent years, but few are compatible with the waveguides used in silicon photonics [2]. Plasmonic waveguides benefit from the high field enhancement and confinement at low frequencies (due to the interaction of electrons and electromagnetic waves) that realize high resonance quality factor Q and sensitivity in sensing applications [2, 3]. In 2008 [4], using a ring resonator and a gold disk (on a SOI substrate) a plasmonic waveguide has been proposed to create a coupled dielectric silicon photonic mode and the surface plasmonic mode. In the transmission and curvature loss of the hybrid plasmonic-dielectric structure have been investigated but the sensibility of the structure on variation of the refractive index *n* of the environment has not been discussed [5,6].

In this paper is investigated the effect of the presence of gold discs, as an plasmonic medium, on the resonance condition and sensibility of both single- and double-ring resonators. It shows that the presence of gold disk has significant effect on resonance spectrum and increases the sensitivity of the structure by coupling the dielectric mode with plasmonic modes [6]. Also, it shows that the double ring resonators improve the Q, sensitivity, and the rate of excitation. Optical WGs of ring resonators are designed in such a way that the part of the optical energy known as an evanescent field be above the surface of the WG that reacts with the analyte in the vicinity of the WG [6]. As the refractive index (n) of the environment changes, the resonant wavelength (λ_{res}) of ring resonator changes [6].We should mention, using gold discs in addition of enhancing the quality of the resonance of electromagnetic modes, is also biocompatible and does not oxidize easily (for example in comparison with silver) [5,6]. Simulations are performed numerically using the FDTD method that directly

solves the Maxwell time-related equations. In this paper, by optimizing the structure parameters, the Q parameter has been increased. The structure of this paper can be used in optical sensors and also another prominent feature of the designed structure is the reduction of full width at half maximum (FWHM) in the presence of gold disc. Innovation in the designed sensor, the presence of a gold disc and the presence of dual micro circular amplifiers with optimized structural dimensions, which has been able to increase the quality and sensitivity parameters compared to other sensors.

2. **Device Structure and Working Principle:**

Figure 1 shows the schematic of the proposed hybrid plasmonic single (Fig. 1(a) and (b), respectively top and lateral view) and double (Fig.1 (c)) micro-ring resonator sensor. The micro-ring resonator is composed of one or two silicon circular strip encompassing two metal disk in the center. The silicon ring radius is R (from the outer edge). The metal gold disk has the same height *h* as the silicon layer, and its separation from the silicon strip is $W_{\rm slot}$. The micro ring resonator is associated with two typical silicon bus waveguides in width W to stimulate the resonance. The distance between the bus WGs and the rings and the distance between the two rings is denoted by W_{g} and $W_{g'}$, respectively. The single ring resonator (SRR) and double ring resonator (DRR) is designed over a buffer layer of silicon dioxide (SiO_2) and the top of ring resonator is covered by water. In this structure the mode of silicon dielectric and the mode of surface plasmons of gold disk are strongly interconnected and form a combined mode. The coupling strength is affected by both the slot and the silicon strip widths and also the n of medium. Due to the excitation of surface plasmon wave and the discontinuity of electric-field between the silicon strip sidewall, the electric-field is greatly enhanced in the narrow slot (distance between the micro-ring resonator and the gold disk) (W_{slot}) [6]. Because there is a large overlap between mode and the peripheral the waveguide environment, a small variation in the n of environment, lead to a large resonance wavelength

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.



Fig.1: Schematic diagram of a ring resonator based on, (a) single ring resonator top view, (b) single ring resonator lateral view, and (c) double ring resonator in hybrid plasmonic WGs.

shift. The values of geometrical dimensions used in this paper is presented in Table 1, which specifies the values for SRR and DRR structures. The hybrid waveguide consists of a metal-slot-silicon structure in which the optical energy in a narrow slot is greatly increased, and the role of this type of structure is to increase the overlap of strong modes with the upper sensor environment, which is important in detection.

Parameter (µm)	SRR	DRR
R	4.2	4.2
W	0.4	0.4
W_{g}	0.05	0.05
$W_{g'}$		0.15
W _{slot}	0.15	0.15
h	0.4	0.4
a a b b b b b b b b b b		

Table1. Geometrical	parameters	of SRR	and	DRR
---------------------	------------	--------	-----	-----

3. Simulation Method

The input source of the structure is calculated for fundamental TE mode, in a wavelength range of 1500 nm to 1600 nm. It should mention in this



Fig.2: Transmission curves in SRR and DRR in presence and absence of gold disc.



terms of the maximum amount of electric field on the resonance wavelength

structure TM mode show much lower Q than TE mode. In this simulation, perfectly matched layer boundary conditions (PMLs) are used. Also, the simulations have been performed by collapsing a 3D geometry to 2D using the effective index method, and simulating a two dimensional (2D) FDTD which is much faster and uses less memory compared to a 3D FDTD simulation but with the same results. Also is excited ring resonator by impinging calculated TE mode to the input waveguide.

4. Results and discussions

In this section, is compared the quality coefficient, transmission curve and sensitivity parameters in SRR and DRR structures. The electric field in the narrow slot is considerably enhanced by the excitation of the surface plasmon wave and the The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.



discontinuity of the electric field across the Si strip wall. Optical resonance in the μ ring is obtained by the following structural formula:

$\lambda = 2\pi R n_{eff}/m$ (1)

Where R and neff is the radius and effective refractive index of the μ ring, respectively. and m is the mode number which is an integer. Figure 2 shows the transmission curves in single-ring and double-ring resonator that shows that double ring resonators with gold disc have a stronger resonance. Figure 3 shows that the gold disc in the double ring

resonator structure decreases the FWHM of resonance spectra that leads to enhancement of Q. Figure 4 shows that a small change in *n* leads to a strong change in the resonance wavelength and consequently the normalized transmission variation $(\Delta T/T_0=T-T_{n=1.33}/T_{n=1.33})$ as illustrated in Fig. 5 and Fig. 6.

5. Conclusion

In this paper, was presented two types of ring resonator designs based on ordinary silicone WG and plasmonic hybrid WG. The combined state in the structure is obtained with the photonic state in the silicon waveguide and the plasmonic state in the metal surface. The width of the silicon ring and the width of the gap are carefully adjusted to achieve the maximum coupling of photonic and plasmonic states that lead to a high electric field in the gap. In this paper, the transmission curve and resonance spectrum as well as the Q parameter in DRR and SRR structures based on plasmonic and conventional waveguides were simulated. The sensor designed in this paper has the best quality coefficients of 4874.65 and 1228.15, which are used in trapping and detection of nanoparticles, which is a new innovation in detection applications.

References

- [1] L. Zhou, et al, "Miniature microring resonator sensor based on a hybrid plasmonic waveguide," *Sensors*, vol. 11, no. 7, pp. 6856-6867, 2011.
- [2] M. Butt, et al, "Device performance of standard strip, slot and hybrid plasmonic μ-ring resonator: a comparative study," *Waves in Random and Complex Media*, vol. 11, no.7, pp. 1-10, 2020.
- [3] M. Butt, et al, "Hybrid plasmonic waveguideassisted Metal–Insulator–Metal ring resonator for refractive index sensing," *Journal of Modern Optics*, vol. 65, no. 9, pp. 1135-1140, 2018.
- [4] R. Salvador, et al, "Analysis of hybrid dielectric plasmonic waveguides," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 14, no. 6, pp. 1496-1501, 2008.
- [5] J. T. Kimet al, "Hybrid plasmonic waveguide for low-loss lightwave guiding," Optics express, vol. 18, no. 3, pp. 2808-2813, 2010.
- [6] R. F. Oulton, et al, "A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation, " nature photonics, vol. 2, no. 8, pp. 496-500, 2008.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تنظیم پذیری جفت شدگی پلاریتون- پلاسمون سطحی و اکسیتون بر حسب غلظت نیمرسانای اکسیتونی در یک ساختار دو لایهای

منا رستمی^۱، فریدون بابائی^۲

`Mona_rostami90@yahoo.com `Ferydonbabaei@gmail.com دانشکدهٔ علوم، گروه فیزیک، دانشگاه قم، قم

چکیده – در این مقاله تنظیم پذیری جفت شدگی پلاریتون-پلاسمون سطحی واکسیتون برحسب غلظت نیمر سانای اکسیتون (f_J) دریک ساختار دو لایه ای در پیکربندی کریشمن بطور نظری مطالعه شده است. طیفهای جذب اپتیکی مربوط به ساختار جفت شده به ازای مقادیر مختلف f_J، دارای مدهای پلاریتونی بالاتر و پایین تر است. با تنظیم غلظت نیمرسانای اکسیتونی از 0.06 به 0.1 قدرت جفت شدگی بین پلاسمون و اکسیتون افزایش مییابد.

كليد واژه- اكسيتون، پلاريتون- پلاسمون سطحي، پلكسيتون، شكافتگي رابي

Tuning surface plasmon- polariton and exciton coupling via concentration of excitonic semiconductor in a twolayer structure

Mona Rostami¹, Ferydon Babaei²

¹Mona_rostami90@yahoo.com ²Ferydonbabaei@gmail.com Department of Physics, University of Qom, Qom

Abstract- In this paper, tuning surface plasmon- polariton and exciton coupling via concentration dependent of excitonic semiconductor (f_J) in a twolayer structure has been studied theoretically in Kretschmann configuration. Optical absorption spectrums of the coupling structure at different values of $f_{J^{\circ}}$ have upper and lower polariton branches. By tuning the concentration of excitonic semiconductor from 0.06 to 0.1, the coupling strength between plasmon and exciton increases.

Keywords: Exciton, Surface plasmon- polariton, plexciton, Rabi splitting

اتلافهای مربوط به مد پلاسمونی γ_{SPP} و مد اکسیتونی γ_X ، انرژی شکافتگی رابی Ω_R به عنوان انرژی جفت شدگی بین $\Omega_R =$ و اکسیتون با رابطهی $\Omega_R =$ SPP و اکسیتون با $(\omega_+ - \omega_-)^2 + 0.25(\gamma_{SPP} - \gamma_X)^2$ $\Gamma(\omega_+ - \omega_-)^2 + 0.25(\gamma_{SPP} - \gamma_X)^2$ $\Lambda]$. در این کار به مطالعهی قدرت جفت شدگی بین محیط [۸]. در این کار به مطالعهی قدرت جفت شدگی بین محیط SPP باین کار به مطالعه و ترب جفت شدگی بین محیط SPP با نباشت ل شکل (J-aggregate) است و امواج SPP پرداخته شده و تغییرات Ω_R و $-\omega_- + \omega_- = M_R$ برحسب J- j MgF₂ (agl، ζ و تهد است.

مدل سازی اپتیکی

به منظور شبیه سازی ایتیکی، ساختار دو لایهای به صورت شکل ۱ در پیکربندی کریشمن در نظر بگیرید. با توجه به شکل ۱ فضای $z \leq d_{met}$ توسط مادہی ھمگن فلزی از جنس نقره به ضخامت 40 nm پر شده است. محیط اکسیتونی که در فاصلهی $d_{met} < z < d$ قرار گرفته است، به صورت همگن و ناهمسانگرد متشکل از دی الکتریک همگن و ناهمسانگرد MgF2 به صورت CTF و نیمرسانای اکسیتونی J-aggregate با ضریب گذردهی نسبی *ε*_I است. کسر حجمی J-aggregate (f_I) در این محیط خیلی کوچک است ($f_I \ll 1$)، که در نتیجه اسکالرهای گذردهی نسبی مؤثر مربوط به ساختار CTF دربردارندهی J-aggregate با کسر حجمی f_J از تئوری ماکسول گارنت محاسبه میشود. با فرض آنکه اسکالرهای گذردهی نسبی مربوط به CTF، نامگذاری شود (f_v کسر حجمی هوا در لایههای $\varepsilon_{a,b,c}(f_v)$ نازک ستونی متخلخل است)، اسکالرهای گذردهی نسبی مؤثر مربوط محیط اکسیتونی مرکب، $\varepsilon_{a,b,c}(f_v, f_I)$ نامیده می شود و از این رابطه به دست می آید [۹،۱۰]: $\varepsilon_{a,b,c}(f_{v},f_{J}) = \varepsilon_{a,b,c}(f_{v}) \mid 1 + \varepsilon_{a,b,c}(f_v)$ $\frac{\varepsilon_{a,b,c}(y,v)}{\varepsilon_J - \varepsilon_{a,b,c}(f_v)} + \frac{1 - \gamma_J}{3}$ $\Delta L_{CTF}=800~nm$ فخامت محيط اكسيتونى مركب زاویهی ستونهای مربوط به آن $\chi^{2}=25$ نسبت به محور زاویه

x در صفحهی xz فرض شده است. کسر حجمی هوا در

مقدمه

برهم کنش پلاسمونها و اکسیتونها در شاخهی جدیدی از فیزیک مادہ چگال به نام پلکسیتونیک مطالعه می شود. یک سيستم پلكسيتوني، تركيبي از يک محيط پلاسموني (فلزی) و یک محیط اکسیتونی (نیمرسانا) است. هر گاه فركانس پلاسمون به فركانس اكسيتون نزديك باشد، جفت شدگی بین پلاسمون و اکسیتون شبه ذرهی جدیدی را تشکیل میدهد که پلکسیتون نامگذاری شده است. پلکسیتون یک حالت هیبرید شده اپتیکی جدید است که شامل شاخههای پلاریتونی بالا (Up) و پایین (Lp) می باشد [۱-۳]. مهم ترین شاخصه ی یک مد SPP جایگزیدگی قوی ميدان الكترومغناطيسي آن در فصل مشترك فلز و دى الكتريك است. محبوس شدن انرژى الكترومغناطيسي يک مد SPP به فضای دو بعدی مرز مشترک سبب می شود که انتشار این امواج به طور قوی به شرایط مرزی حساس شود. از این رو موجب کاربرد SPP در ساخت حسگرها و آشکارسازهای فیزیکی و شیمیایی میشود. اما محدودیتهایی در کاربردهای آن وجود دارد، میتوان به میرایی بالا به دلیل اتلافات اهمی و در نتیجه طول انتشار کوتاه و غیر خطی های ایتیکی ضعیف نام برد [۷-۴]. جفت شدن SPP به تشدیدهای نوری غیر خطی نظیر اکسیتونها (X) در نانوساختارهای نیمرسانایی میتواند اثرات غیرخطی های ضعیف SPP را اصلاح کند. این یک گام كليدى جهت تحقق بخشيدن به دستگاههاى يلاسمونى جدید نظیر سوئیچهای اپتیکی، ترانزیستورهای تک فوتونی و نانولیزرها است. نتیجهی جفت شدگی قوی بین SPP و اکسیتون، شامل تبادل همدوس و تناوبی انرژی بین دو سیستم است. دورهی تناوب این نوسانات که در نتیجهی غيرخطى اپتيكى مربوط به سيستم هيبريدى است، روى زمان فوق سريع ۱۰fs توسط جمعيت اكسيتون مدوله می شود. بنابراین مکانیزم جدیدی برای همهی سوئیچهای اپتيكي فوق سريع در قطعات پلاسموني فعال ارائه مي گردد [۴]. اگر دو مد پلکسیتونی (UP) و (LP) با ω_{-}, ω_{+} بیان شوند، در $\delta = \omega_{SPP} - \omega_X = 0$ با در نظر داشتن

 $n_2 = 1$ محیط اکسیتونی $n_2 = 0.6$ و ضریب شکست آن $n_2 = 1$ است. ثابت دی الکتریک منشور (سلناید روی) مقدار n_1^2 است. ثابت دی الکتریک منافر (سلناید روی) مقدار و n_1^2 کریک 6.656 میباشد. برای محاسبه ی گذردهی دی الکتریک لایههای نازک ستونی ناهمسانگرد (f_v) ، از روش همگن سازی بروگمن استفاده شده است [۱۱]. با فرض آنکه این ساختار در معرض یک پرتو نوری به شکل موج تخت با قطبش و تحت زاویه ی n_i قرار گرفته باشد، موج تخت با قطبش و تحت زاویه ی ما قرار گرفته باشد، منحنیهای جذب اپتیکی بر حسب فرکانس نور فرودی برای منحنیهای جذب اپتیکی بر حسب فرکانس نور فرودی برای منحنیهای جذب اپتیکی بر حسب فرکانس تو ایر گرفته باشد، را با روش ماتریس انتقال انجام شده است که جزئیات آن در کار قبلی ما و دیگران به طور مفصل آمده است [۱۰،۱۲].



شکل۱: ساختار دو لایهای جهت جفت شدگی SPP و اکسیتون.

نتايج و بحث

ازای همهی مقادیر f_J ، سیستم پلکسیتونی مطابق شکل ۲ (الف تا ه)، دارای مدهای پلاریتونی UP,LP میباشد و با افزایش f_J ، مطابق آنچه انتظار است، مدهای پلاریتونی واضحتر و Δw افزایش مییابد.



شکل۲: منحنیهای جذب SPP و PLX بر حسب انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف *f_J در 6*6.

 f_J نمودار پهنای اکسیتون سطحی (γ_X) برحسب تغییرات f_J در شکل ۳ نشان داده شده و مقدار γ_{SPP} ، برابر با γ_X ، f_J ستان داده شده و مقدار γ_{SPP} ، برابر با افزایش f_J ، γ_X افزایش جزئی مییابد. γ_X نیز از عوامل تنظیم کنندهی افزایش قدرت جفت شدگی را قدرت جفت شدگی است و افزایش آن جفت شدگی را اتلاف مد اکسیتونی، شاهد افزایش بیشینه شدت جذب طیف اکسیتونی هستیم؛ بنابراین با افزایش f_J ، رفتار مد اکسیتونی منجر به تقویت قدرت جفت شدگی می شود.

نتيجهگيري

بررسی جفت شدگی SPPها و اکسیتونهای J-aggregate در ساختار مرکب به ازای مقادیر مختلف f_I در پیکربندی کریشمن انجام شد. افزایش *f*_L که با افزایش انرژی شکافتگی رابی همراه است، منجر به تقویت قدرت جفت شدگی می شود و به ازای $f_I = 0.1$ سریع ترین زمان تبادل همدوس انرژی بین SPPها و اکسیتونها حاصل می گردد.

مرجعها

[1] X. Li, L. Zhou, Z. Hao, and Q-Q. Wang, Advanced Optical Materials, Vol. 6, Iss. 18, 2018.

[2] J. R. Tischler, M. S. Bradley, Q. Zhang, T. Atay, A. Nurmikko, V. Bulovic, Organic Electronics, Vol. 8, Iss. 2-3, pp. 94-113, 2007.

[3] S. Balci and C. Kocabas, Optics Letters, Vol. 40, Iss. 14, pp. 3424-3427, 2015.

[4] P. Vasa, W. Wang, R. Pomraenke, M. Lammers, M. Maiuri, C. Manzoni, G. Cerullo and C. Lienau, Nature Photonics, Vol. 7, pp. 128-132, 2013.

[5] M. V. Sosnova, S. V. Mamykin, A. V. Korovin & N. L. Dmitruk, Nanoscale Research Letters, Vol. 11, Num. 144, 2016.

[6] I. Abdulhalim, M. Zourob & A. Lakhtakia, Electromagnetics, Vol. 28, Iss. 3, pp. 214-242, 2008.

[7] R. Zia, M. D. Selker, P. B. Catrysse, and M. L. Brongersma, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 21, Iss. 12, pp. 2442-2446, 2004.

[8] G. D. Chatzidakis and V. Yannopapas, Modern Optics, Vol. 66, Iss. 15, pp. 1558-1568, 2019.

[9] Vadim A. Markel, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 33, Iss. 7, pp.1244-1256, 2016.

[10] J. C. Hernández and J. A. Reyes, Physical Review E 96, Vol. 96, Iss. 6, 2017.

[11] A. Lakhtakia, R. Messier, Sculptured Thin Films Nanoengineered Morphology and optics, p.112, The International Society for Optical Engineering, 2005.

[12] F.Babaei, M.Rostami, Optics Communications, Vol. 439, pp. 8-15, 2019.

[13] D. E. Go'mez, K. C. Vernon, P. Mulvaney and T. J. Davis, Nano Letters, Vol. 10, pp. 274-278, 2010.

[14] S. Balci, C. Kocabas, S. Ates, E. Karademir, O. Salihoglu, and A. Aydinli, Physical Review B, Vol. 86, Iss. 23, 2012.

[15] W. Liu, Y. Wang, C. H. Naylor, B. Lee, B. Zheng, G. Liu, A. T. C. Johnson, A. Pan, and R. Agarwal, American Chemical Society Photonics, Vol. 5, Iss. 1, pp. 192-204, 2018.

 f_{I} نمودارهای Ω_{R} ، $\Delta \omega$ و برحسب تغییرات f_{I} در شکل نشان داده شده است. با افزایش $\Delta \omega$ از $\Delta \omega = 0$ از 318.34 meV به 513.34 meV و ΩR از 225.99 meV به 325.99 به 517.81 meV افزایش می یابند. با افزایش f_I و به عبارتی با افزایش غلظت مولکول های TDBC در محیط میزبان که CTF می باشد، چگالی اپتیکی اکسیتونهای خالص بالاتر میرود و جفت شدگی قویتر میشود. نتایج کار ما در توافق با کار گروه بالسی و همکارانش است [۱۴].



 $heta_{\delta}$ شکل۳: نمودار γ_X برحسب f_I در $heta_{\delta}$.



 f_I شکل۴: نمودارهای $\Delta \omega$ و Ω_R برحسب

در ناحیهی جفت شدگی قوی، قبل از آنکه دو مد اصلی به طور كامل منهدم شوند، انرژی می تواند به صورت همدوس بین مدهای SPP و اکسیتونی در زمان کوتاه تبادل شود دورهی تناوب نوسانات رابی ($T = 2\pi/\Omega_R$) به ازای ($T = 2\pi/\Omega_R$ (11, 9.8, 8.8, 8) fs به ترتيب $f_I = 0.07, 0.08, 0.09, 0.1$ به دست آمده است و حاکی از آنست که انتقال انرژی بین SPP و اکسیتونها در زمان کوتاه انجام شده است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی حسگر با حساسیت زیاد با استفاد از تشدید پلاسمون سطحی در ساختار فلز/دی الکتریک/فلز H شکل

سوسن گمرکی^۱، محمدعلی منصوری بیرجندی^۲ و محمدرضا رخشانی^۳

^{ار۲} دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران ^۳گروه مهندسی برق، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه زابل، زابل، ایران

چکیده – در این مقاله یک حسگر فوتونی بر اساس تشدید پلاسمون سطحی (SPP) با حساسیت زیاد توسط روش تفاضل محدود در حوزه زمان تحلیل و شبیه سازی شده است. این حسگر بر اساس موجبر فلز/دی الکتریک/فلز و یک تشدیدگر H شکل ایجاد شده است. این حسـگر به دلیل اینکه مبتنی بر SPP اسـت برهمکنش خیلی قوی بین موج الکترومغناطیس ورودی و فلز وجود دارد که منجر به ایجاد حساسیت زیاد می شود. حساسیت این ساختار 1910 nm/RIU با عرض کامل در نصف بیشینه nm 165 در طول موج 2950 nm 2950 است. حسا سیت بد ست آمده این مقاله قابل رقابت با سایر مقالات منتشر شده قبلی است. این ساختار میتواند برای تشخیص مواد زیستی مختلفی استفاده شود.

كليد واژه- حساسيت، حسكر پلاسموني، روش FDTD، ضريب شكست، فيلم فلزي.

Design of High Sensitivity Sensor Using Surface Plasmon Resonance in Metal/Dielectric/Metal H-Shaped Structure

Susan Gomroki¹, Mohammad Ali Mansouri-Birjandi², and Mohammad Reza Rakhshani³ ^{1,2} Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran <u>(mansouri@ece.usb.ac.ir²)</u> ³ Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, University of Zabol, Zabol, Iran <u>mrakhshani@uoz.ac.ir³</u>)

Abstract- In this paper, a high-sensitivity surface plasmon resonance (SPP) based sensor is analyzed and simulated by the finite difference time domain method. The sensor is based on a metal / dielectric / metal waveguide and an H-shaped resonator. In recent years, the need to analyze various chemical and physical parameters using photonic sensors has increased. Because this sensor is based on SPP, there is a very strong interaction between the input electromagnetic wave and the metal, which leads to high sensitivity. The sensitivity of this structure is 1910 nm/RIU with an FWHM of 165 nm at a wavelength of 2950 nm. The sensitivity obtained in this article is competitive with other previously published articles. This structure can be used to detect different biological materials.

Keywords: Plasmonic Sensor, Sensitivity, Finite Difference Time Domain Method, Refractive Index, Metallic Film.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحي و شبيهسازي

طرحواره کلی حسگر پیشنهادی در شکل ۱ نمایش داده شده است. در این حسگر از دو موجبر فلز/دی الکتریک/فلز (MIM) به همراه یک تشدیدگر H شکل استفاده شده است. فلز مورد استفاده نقره است.



شکل ۱: طرحواره ساختار حسگر طراحی شده با استفاده از موجبرهای MIM. ثابت دی الکتریک نقره از مدل درود-لورنتز بدست می آید [۶]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma_0)} + \sum_{n=1}^{6} \frac{f_n \omega_p^2}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_0}$$
(1)

شبیه سازی و نتایج

موج مسطح با قطبش TM برای تحریک پلاسمونهای سطحی در ساختار MIM بعنوان موج الکترومغناطیس ورودی استفاده می شود. در مرحله اول، با فرض اینکه ماده دی الکتریک هوا (n=1) است پاسخ طیفی بدست آمد. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است در طول موج nm 1995=۸ میزان انتقال به حدود 99% رسیده است.

مقدمه

امروزه حسگرهای متعددی جهت تشخیص پارامترهای مختلف فیزیکی و شیمیایی از جمله حسگرهای ضریب شکست جهت تشخیص مواد مورد استفاده قرار گرفتهاند [۱]. استفاده از تشدید پلاسمون سطحی در زمینه حسگری بسیار رایج شده است که این به دلیل حساسیت زیاد و دقت بالا در حسگری است [۲]. تابیده شدن نور قطبیده به فیلم فلزی و تحریک نوسانات دسته جمعی الکترونهای آزاد در فیلم فلزی باعث ایجاد تشدید پلاسمون سطحی در مرز فلز/دیالکتریک میشود. با توجه به اینکه طول موج تماس با فلز بستگی دارد، تغییر ضریب شکست، ثابت انتشار پلاسمونهای سطحی را تغییر داده و باعث تغییراتی در جفتشدگی بین نور و پلاسمون سطحی میشود که به صورت مشخصههای نوری در خروجی قابل مشاهده است [۳]. از این خاصیت برای طراحی حسگرهای پلاسمونی استفاده میشود.

حسگرهای زیادی تاکنون بر اساس تشدید پلاسمونهای سطحی طراحی و معرفی شدهاند. حسگر ضریب شکست پلاسمونی با استفاده از تشدیدگر حلقوی تزویج شده به موجبر MIM در سال 2020 با مقدار حساسیت 1295 nm/RIU معرفی شده است [۴]. همچنین ساختار حسگر پلاسمونی با استفاده از تشدیدگر نیمه 1084.21 و نانو نقاط در سال 2020 با مقدار حساسیت 1084.21

در این مقاله یک حسگر پلاسمونی H شکل طراحی و شبیهسازی شده و مورد بررسی قرار میگیرد که در مقایسه با بسیاری از حسگرهایی که تاکنون گزارش شده است دارای حسایست زیادی است. نتایج نشان میدهد وجود تعداد گوشه های زیاد در نانوساختار (H شکل) باعث افزایش شدت توزیع میدان در ساختار خواهد شد و باعث میشود عمل حسگری با دقت بیشتری انجام شود.



شکل ۲: پاسخ طیفی در طول موج تشدید. Transmission بیانگر ضریب انتقال در ساختار است.

در شکل ۳، توزیع میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی نیز نشان میدهد که در طول موج تشدید بیشترین تمرکز میدان در بازوی افقی تشدیدگر H شکل است.



شکل ۳: الف) توزیع میدان مغناطیسی و ب) توزیع میدان الکتریکی ساختار در طول موج تشدید.

برای دستیابی به عملکرد بهینه، میتوان اثر تغییرات پارمترهای هندسی ساختار را در طیف خروجی در نظر گرفت. ابتدا مطابق شکل ۴، اثر پارامتر g، فاصله بین موجبرها و تشدیدگر، به ازای تغییر از nn 10 به nn 25 در نظر گرفته شده است. افزایش g باعث تغییر طول موج تشدید و کاهش توان خروجی شده است. در شکل ۵، طیف خروجی ساختار به ازای مقادیر مختلف L1، طول بازوی افقی تشدیدگر، رسم شده است. تغییر از nn L1=340 nm بازوی افقی تشدیدگر، رسم شده است. تغییر از nn L1=340 nm شود. توان خروجی تغییرات چندانی ندارد.

در شکل ۶، طیف خروجی ساختار به ازای مقادیر مختلف w₃، طول بازوی داخلی تشدیدگر، رسم شده است. تغییر از w₃=140 nm ب w₃=220 nm موجب تغییر در طول موج تشدید (شیفت قرمز) می-شود. توان خروجی به ازای w₃=160 nm بیشینه می شود. تغییر w₃ تاثیر بیشتری در طیف خروجی نسبت به L₁ دارد.



شكل ۴: طيف انتقال ساختار به ازاى مقادير مختلف g.

شکل ۵: طیف انتقال ساختار به ازای مقادیر مختلف L_1

در شکل ۷، طیف خروجی ساختار به ازای مقادیر مختلف ضریب شکست موجبرها و تشدیدگر رسم شده است. تغییر از n=1 به n=1.5 موجب تغییر در طول موج تشدید (شیفت قرمز) میشود. حساسیت یک حسگر با استفاده از رابطه زیر بدست میآید [۷]: $S = \frac{\Delta \lambda}{\Delta n}$ نصف بیشینه (FWHM) بدست میآید. با توجه به اینکه مقدار FWHM=165 nm است، مقدار FOM = 11.6 حاصل می شود.

نتيجهگيرى

در این مقاله یک حسگر پلاسمونی با تشدیدگر H شکل در با استفاده از موجبرهای MIM طراحی و شبیهسازی شد. حساسیت این حسگر FWHM=165 nm با مقدار FWHM=165 nm بدست آمد که نشان میدهد مقادیر بهبودیافتهای هستند. این حسگر به راحی میتواند برای تشخیص مواد زیستی مختلف بعنوان حسگر زیستی استفاده شود.

مرجعها

- [1] Im, H., Shao, H., Park, Y.I., Peterson, V.M., Castro, C.M., Weissleder, R. and Lee, H., 2014. Label-free detection and molecular profiling of exosomes with a nano-plasmonic sensor. Nature biotechnology, 32(5), pp.490-495.
- [2] Tong, L., Wei, H., Zhang, S. and Xu, H., 2014. Recent advances in plasmonic sensors. Sensors, 14(5), pp.7959-7973.
- [3] Andam, N., Refki, S., Hayashi, S. and Sekkat, Z., 2021. Plasmonic mode coupling and thin film sensing in metalinsulator-metal structures. Scientific reports, 11(1), pp.1-12.
- [4] Rahmatiyar, M., Afsahi, M. and Danaie, M., 2020. Design of a refractive index plasmonic sensor based on a ring resonator coupled to a MIM waveguide containing tapered defects. *Plasmonics*, *15*(6), pp.2169-2176.
- [5] Kazanskiy, N.L., Butt, M.A. and Khonina, S.N., 2020. Nanodots decorated MIM semi-ring resonator cavity for biochemical sensing applications. Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, 42, p.100836.
- [6] Rakhshani, M.R. and Mansouri-Birjandi, M.A., 2017. High sensitivity plasmonic refractive index sensing and its application for human blood group identification. Sensors and Actuators B: Chemical, 249, pp.168-176.
- [7] Chou Chau, Y.F., Ming, T.Y., Chou Chao, C.T., Thotagamuge, R., Kooh, M.R.R., Huang, H.J., Lim, C.M. and Chiang, H.P., 2021. Significantly enhanced coupling effect and gap plasmon resonance in a MIM-cavity based sensing structure. Scientific Reports, 11(1), pp.1-17.

در این معادله Δn بیانگر تغییر ضریب شکست و Δλ نیز نشان دهنده تغییر طول موج تشدید به ازای تغییر Δn است.



شکل ۷: طیف انتقال ساختار به ازای مقادیر مختلف ضریب شکست.

طول موج تشدید در n=1 برابر nm 1995 و در n=1.5 برابر 2950 mm است. بنابراین مقدار حساسیت S=1910 nm/RIU بدست می-آید. معیار شایستگی (FOM) نیز دیگر پارمتری است که نشان دهنده عملکرد بهینه حسگر است و نشان دهنده باریک بودن طیف خروجی است. مقدار FOM از تقسیم حساسیت بر عرض کامل در





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



اثرات شکاف باند خطی تراکم نقصالکترون و حفره در لایه جاذب سلول خورشیدی پروسکایت با لایه جاذب K3.5Rb0.05 (FA0.85MA0.15)0.95Pb(I0.85Br0.15)3

امین رضا مهندس، محمود مرادی وحمید نادگران

گروه فیزیک، پردیس علوم، دانشگاه شیراز، ۸۴۷۹۵–۷۱۹۴۶ شیراز، ایران

a.mohandes@shirazu.ac.ir, mmoradi@shirazu.ac.ir, nadgaran@shirazu.ac.ir

چکیده – برای اولین بار، لایه جاذب جدیدی از پرو سکایت کاتیون چهارگانه تحت عنوان KRbFAMA معرفی شده ا ست. در این تحقیق، منحنیهای شبیه سازی چگالی جریان-ولتاژ (J-V) و بازده کوانتومی خارجی (EQE) به صورت عددی توسط دستگاه شبیه ساز SCAPS انجام گرفت. کارایی سلول خور شیدی پرو سکایتی با در نظر گرفتن اثرات تراکم نقص الکترون و حفره در لایه جاذب افزایش یافت. پس از بهینه سازی پارامترهای ذکر شده، بازده سلول به ۲۳٫۹۱٪ رسید.

كليد واژه- بازده كوانتومي خارجي، پروسكايت، تراكم نقص الكترون، تراكم نقص حفره، چگالي جريان-ولتاژ

Effects of linear band gap on electron and hole defect density on the perovskite solar cell with the absorption layer K_{3.5}Rb_{0.05}(FA_{0.85} MA_{0.15})_{0.95}Pb(I_{0.85} Br_{0.15})₃

Aminreza Mohandes, Mahmood Moradi, and Hamid Nadgaran

Department of Physics, College of Science, Shiraz University, 71946-84795 Shiraz, Iran

Aminreza Mohandes (a.mohandes@shirazu.ac.ir), Mahmood Moradi (mmoradi@shirazu.ac.ir), and Hamid Nadgaran (nadgaran@shirazu.ac.ir)

Abstract- For the first time, a novel of quadruple-cation perovskite absorber, KRbFAMA, is introduced. The simulation of current density-voltage (J-V) and external quantum efficiency (EQE) curves of perovskite solar cell (PSC) were numerically simulated by SCAPS. The efficiency of the PSC was enhanced by considering the effects of electron and hole defect densities in the layer of absorber. After optimizing the mentioned parameters, efficiency is reached to 23.91%.

Keywords: Current density-Voltage, Electron defect density, External quantum efficiency, Hole defect density, and Perovskite



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

پروسکایتهایی که از طریق روشهای محلول با هزینه کم، انرژی اتصال کم اکسیتون از جمله خصوصیات اپتوالکترونیکی قابل توجه، انرژی اورباخ کوچک و جذب شدید تهیه میشوند، دارای ساختار ABX هستند، که در آن ⁺A یک کاتیون آلی یا غیر آلی یک ظرفیتی است، از جمله متیل آمونیم (⁺MA)، فرمامیدینیوم (⁺FA) و سزیم (⁺Cs⁺) یا قلع (⁺Cs⁺)، کاتیونهای فلزی ⁺²B مثلا سرب (⁺²d) یا قلع (⁺²S)، کاتیونهای فلزی ⁺²B مثلا سرب (⁺²d) یا قلع (⁺²S)، کاتیونهای فلزی ⁺²B مثلا سرب (⁺²d) یا قلع (⁺¹S) و ⁻²X یک آنیونهالوژنی تک ظرفیتی است، به عنوان مثال کلرید (⁻¹C)، برومید (⁻¹B) و یدید (⁻¹) [۱]. اخیراً بازده مثال کلرید (⁻¹C)، برومید (⁻¹B) و یدید (⁻¹) [۱]. اخیراً بازده تبدیل نیرو (PCE) به بیش از ۲۵ درصد رسیده است [۲]. در این مطالعه، در ابتدا شبیهسازی مشخصه V-L و طیف R3.5Rb_{0.05}(FA_{0.85}MA_{0.15}) و SCAPS بدست می آید. در لایه SCAPS)، با استفاده از SCAPS بدست می آید. در لایه جاذب با بهینهسازی اثرات تراکم نقص الکترون و حفره جاذب با بهینهسازی اثرات تراکم نقص الکترون و حفره

روش شناسی

ازشبیه ساز ظرفیت خورشیدی (SCAPS) در این تحقیق استفاده شده است. نرم افزار SCAPS یک برنامه شبیه سازی یک بعدی است که مشخصات JV و پاسخ طیفی (EQE) با استفاده از سه معادله اساسی نیمه هادی محاسبه می کند: معادله پواسون و معادلات پیوستگی برای الکترون و حفره. به عنوان مثال در معادلات زیر، تحت شرایط حالت پایدار نشان داده شده است.

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{\partial p_n}{\partial t} = \mathbf{0}$$

$$\frac{d}{dx} \left(-\epsilon(x) \frac{d\psi}{dx} \right) = q[p(x) - n(x) + N_D^+(x) - (N_A^-(x) + p_t(x) - n_t(x)]$$
(1)

$$\frac{dn_p}{dt} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{d\xi}{dx} + \mu_n \xi \frac{dn_p}{dx} + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2}$$
(Y)

$$\frac{dp_n}{dt} = G_p - \frac{p_n p_{n_0}}{\tau_p} + p_n \mu_p \frac{ds}{dx} + \mu_p \xi \frac{dp_n}{dx} + p_p \xi \frac{dp_n}{dx} + p_p \frac{d^2 p_n}{dx^2}$$
(7)

جایی که G_n ، G_p میزان تولید الکترون و حفره را نشان میدهد، μ_p و μ_p تحرک الکترون و حفره است، ξ میدان الکتریکی است، D ضریب پخش است، τ_{np} طول عمر الکترونها و حفرهها است، ε ضریب دی الکتریک است، ψ پتانسیل الکترواستاتیک است، ε ضریب دی الکترون است، μ_t و p_t و n_t غلظت الکترونها و حفرههای به دام افتاده است، N_d و N_h غلظت دهنده و گیرنده کم عمق هستند.

ساختار دستگاه و پارامترهای شبیه سازی

ساختارسلول خورشیدی پروسکایتی در شبیهسازی شامل اكسيد قلع آلائيده شده با فلورين (FTO)/لايه مسدود كننده/لايه جاذب يروسكايت/لايه انتقال دهنده حفره (HTL)/طلا می باشد، که در شکل ۱ نشان داده شده است. پارامترهای ورودی در جدول ۱ بطورمختصر آورده شده است. هر لایه در شبیه سازی، جایی که پارامترهای فیزیکی لايه مسدود كننده، پروسكايت (لايه جاذب) و لايه انتقال دهنده حفره (HTL)، همانطور که در شکل ۱ نشان داده SnO_2 توسط تر تيب شده است، به 2,2,7,7-9 K_{3.5}Rb_{0.05}(FA_{0.85}MA_{0.15})_{0.95}Pb(I_{0.85}Br_{0.15})₃ tetrakis (N,N-p-dimethoxy-phenylamino)-9,9' -Spiro-OMeTAD) spirobifluorene) ساخته شده است. در جدول NA ، ND و ND چگالی کم عمق گیرنده و دهنده است، ϵ_r ضريب دى الكتريك است، χ الكترون خواهى ϵ_r است، μ_p و μ_p تحرک الکترون و حفرہ است و Nt تراکم نقص μ_n
بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲- ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

بو و همکاران گزارش کرده اند که برای RbFAMA و CsFAMA، دارای یک شکاف باند هستند که به طور خطی بين ١,۵٧ تا eV ١,۶٠ تغيير مي كند [۴]. بنابراين، ما انتظار داریم که مقدار مشابهی برای KRbFAMA و KCsFAMA وجود داشته باشد. همچنین، بو و همکاران گزارش کردند که از روی منحنی TRPL برای طول عمر حامل RbFAMA و CsFAMA برای طول عمر حامل الکترون و حفرہ تقریباً یکسان است. بنابراین، ما انتظار داریم که مقدار یکسان برای KCsFAMA و KRbFAMA برابر ns ۲۴۰ باشد و برای د انتشار حامل L_p و به L_p د منجر به طول انتشار حامل L_p ترتيب ۵٫۷ و ۵٫۷ ميکرومتر می شود [۴]. علاوه بر اين، الکترون خواهی برای KCsFAMA، ۳٫۹ است و در جدول تناوبی، میدانیم که روبیپدیم بالاتر از سزیم است و همچنین می دانیم که الکترون خواهی روبیدیوم نسبت به سزيم بايد بيشتر باشد [۵]. بنابراين، انتظار داريم كه الكترون خواهي براي KRbFAMA تقريباً eV ۳,۹۳ باشد. بعلاوه، از آنجا که هدایت الکتریکی روبیدیوم بالاتر از سزیم است و بعلاوه رابطه مستقيمي بين تحرک و هدايت الکتریکی وجود دارد، بنابراین انتظار میرود که تحرک در KCsFAMA بیشتر از KCsFAMA باشد (برای cm²/Vs ،KRbFAMA و براى ۵۰cm²/Vs ،KCsFAMA ۵۲ است، هم برای تحرک الکترون و هم برای حفره) [۶].



شکل ۱: ساختار دستگاه سلول خورشیدی پروسکایتی، KRbFAMA به عنوان یک لایه جاذب

جدول ۱: پارامترهای اساسی برای شبیه سازی

Parameter	SnO_2	Perovskite	Spiro-OMeTAD
Thickness (nm)	۵.	٧	۳۰۰
N _A (cm ⁻³)	-	-	$1 \times 1 \cdot 1^{1/2}$
N _D (cm ⁻³)	1 × 1.11	7 × 1 · 19	-
E _s (eV)	4,-4	1,0Y-1,50	۳,۰
$\chi(eV)$	۴,۰۹	٣,٩٣	۲,۴۵
ϵ_r	٩	77	٣,٠
$\mu_n \left(\frac{cm^{\intercal}}{V} \right)$	14.	۵۲	$r \times 1 \cdot - r$
$\mu_p \left(\frac{cm}{V_s} \right)$	۲۵	۵۲	$\tau \times 1 \cdot - \tau$
Nt (cm-3)	$1 \times 1 \cdot 1^{1/4}$	$Y, AY \times 10^{10}$	$1 \times 1 \cdot 10$
		T,97 × 1010	

جدول ۲: چگالی نقص رابط

Parameters	absorber/HTL
Defect type	Neutral
Capture cross section for electron and holes (cm ²)	$1, \cdot \times 1 \cdot - 1^{+}$
Energetic distribution	Single
Reference for defect energy level Et	Above the highest Ex
Energy with respect to Reference (eV)	۰,۳۵
Total density (cm ⁻²)	f,0 × 1+^

نتیجه گیری و بحث در مورد آن

ما در ابتدا منحنی EQE و J-V مربوط به سلول خورشیدی پروسکایتی را با لایه جاذب KRbFAMA به صورت عددی محاسبه میکنیم، شبیهسازی با در نظر گرفتن جداول ۱ و ۲ انجام می شود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲- ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مرجعها

- Q. Lin, A. Armin, R.C.R. Nagiri, P.L. Burn, P. Meredith, "Electro-optics of perovskite solar cells", Nat. Photonics, Vol. 9, No. 2, pp. 106-112, 2015.
- [2] O.J. Usiobo, H. Kanda, P. Gratia, I. Zimmermann, T. Wirtz, M.K. Nazeeruddin, J.-N. Audinot, "Nanoscale Mass-Spectrometry Imaging of Grain Boundaries in Perovskite Semiconductors", J. Phys. Chem. C, Vol. 124, No. 42, pp. 23230–23236, 2020.
- [3] T. Bu, X. Liu, Y. Zhou, J. Yi, X. Huang, L. Luo, J. Xiao, Z. Ku, Y. Peng, F. Huang, Y.B. Cheng, J. Zhong, "A novel quadruple-cation absorber for universal hysteresis elimination for high efficiency and stable perovskite solar cells", Energy Environ. Sci., Vol. 10, No. 12, pp. 2509–2515, 2017.
- [4] T. Bu, X. Liu, J. Li, W. Li, W. Huang, Z. Ku, Y. Peng, F. Huang, Y.B. Cheng, J. Zhong, "Sub-sized monovalent alkaline cations enhanced electrical stability for over 17% hysteresis-free planar perovskite solar mini-module", Electrochimica Acta, Vol. 306, pp. 635-642, 2019.
- [5] R. Duraisamy, P. Liebing, N. Harmgarth, V. Lorenz, L. Hilfert, M. Feneberg, R. Goldhahn, F. Engelhardt, F.T. Edelmann, "Rubidium and Cesium Enediamide Complexes Derived from Bulky 1, 4-Diazadienes", ACS omega, Vol. 5, No. 30, pp. 19061-19069, 2020.
- [6] M. Huma, M. Rashid, Q. Mahmood, E. Algrafy, N.A. Kattan, A. Laref, A.S. Bhatti, "Physical properties of lead-free double perovskites A₂SnI₆ (A= Cs, Rb) using ab-initio calculations for solar cell applications", Mater. Sci. Semicond. Process, Vol. 121, 105313, 2021.
- [7] T. Minemoto, Y. Kawano, T. Nishimura, J. Chantan, "Numerical reproduction of a perovskite solar cell by device simulation considering band gap grading" Opt. Mater., Vol. 92, pp. 60–66, 2019.
- [8] M. Zhang, J. Bing, Y. Cho, Y. Li, J. Zheng, C.F.J. Lau, M.A. Green, S. Huang, A.W. Ho-Baillie, "Synergistic effect of potassium and iodine from potassium triiodide complex additive on gas-quenched perovskite solar cells", Nano Energy, Vol. 63, p.103853, 2019.



شکل ۲: الف) شبیه سازی منحنی چگالی جریان-ولتاژ و ب) شبیه سازی منحنی بازده کوانتوم خارجی KRbFAMA زمانیکه انرژی شکاف باند بین ۱٫۵۷ و ۱٫۶۰ الکترون ولت به صورت خطی در حال تغییر است [۸]

تأثیر شکاف باند خطی KRbFAMA بر تراکم نقص الکترون و حفره در لایه جاذب پروسکایت







لایه پروسکایتهای دوبعدی /سهبعدی ترکیبی مناسبشده برای کاربرد سلول خورشیدی با رهیافت مهندسی افزودنی مسعود دهقانیپور^{الفوب}، عباس بهجت^{الفوب}، علیمحمد حاجیشعبانی^چ، و محمد علی حداد^{الف} ^{الف} گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران ^ب گروه تحقیقاتی فوتونیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران ^ع دانشکده شیمی، دانشگاه یزد، یزد، ایران

چکیده– در تحقیق حاضر، نمک تترابوتیل آمونیوم تترافلوربورات (TBABF4) برای ساخت یک لایـهی دوبعدی/سـهبعدی بـر روی لایهی پروسکایت سهبعدی استفاده شد. این ساختار منجر به بهبود بازده و پایداری سلولهای خورشیدی پروسـکایتی شـد. بـرای دستیابی به بهبود بیشتر در ویژگیهای لایهی پروسکایت دوبعدی، متیل آمونیوم کلرید به عنوان یک افزودنی بـه لایـهی دوبعـدی برپایـهی 4-TBABF اضـافه گردیـد. رهیافـت مهندسـی افزودنـی توانسـت خـواص ریختشناسـی و نـوری لایـهی پروسـکایت دوبعدی/سهبعدی و همچنین خواص فوتوولتائیک سلول خورشیدی پروسکایتی دوبعدی/سهبعدی مرجـع را افـزایش دهـد. بـازده بیشینه ۱۸/۰۹٪ برای دستگاههای دوبعدی/سهبعدی اصلاح شده بدست آمد که ۱۴٪ از سلولهای خورشیدی پایـه (۱۵/۸۱٪) بیشـتر است. رهیافت مهندسی افزودنی توسعهداده شده، بازترکیب حاملهای بار را در لایه پروسکایت به شدت کاهش داد و فرایند انتقال حاملهای بار در فصل مشترک لایههای پروسکایت و لایه انتقالدهنده حفره را تسهیل کرد.

کلید واژه- فوتوولتائیک، سلولهای خورشیدی پروسکایتی، پروسکایتهای ترکیبی، متیل آمونیوم کلرید

Tailored 2D/3D Hybrid Perovskite Films for Solar Cell Application with Additive Engineering Approach M. Dehghanipour^{a,b}, A. Behjat^{a,b}, A. M. H. Shabani^c, M. A. Haddad^a

^a Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

^b Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran

^c Faculty of Chemistry, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- Herein, tetrabutylammonium tetrafluoroborate (TBABF₄) salt was used to fabricate a 2D/3D structure over the 3D perovskite film. It raised the efficiency and stability behavior of perovskite solar cells (PSCs). To gain further enhancement in properties of the 2D/3D bi-layer, methylammonium chloride as an additive was incorporated into a 2D TBABF₄-based capping layer. The additive engineering approach could improve the optical and morphological properties of the 2D/3D perovskite layers and the photovoltaic performance of the reference 2D/3D PSCs. A champion power conversion efficiency (PCE) of 18.09% was obtained for the 2D/3D devices modified with the MACl additive; it was 14% higher than the fabricated reference cells (15.81%). The developed additive engineering dramatically reduced charge recombination in the perovskite film and facilitated the charge transport processes at the interface of perovskite-HTL.

Keywords: Photovoltaic, Perovskite solar cells, Hybrid perovskites, Methylammonium chloride





1. Introduction

Up to now, perovskite solar cells' efficiency has progressively been raised to 25.5%. This ultimate achievement was reported by Min et al. [1] for PSCs with formamidinium lead triiodide (FAPbI₃) perovskite light-harvesting layer with methylenediamine dihydrochloride (MDACl₂) and potassium iodide (KI) additives. Different approaches have been established to obtain highperformance PSCs [2], interface engineering [3], solvent engineering [4], additive engineering [5], the improvement of the properties of electron transport layers (ETLs) and hole transport layers (HTLs) [6, 7], and the promising dimensional engineering [8].

The present study is planned for modification of 2D/3D perovskite layers by incorporating methylammonium chloride (MACl) into a 2D precursor. The proposed additive engineering approach (AEA) significantly improved the absorbance of 2D/3D perovskite layers while their band-gap energy remained constant. Besides, photovoltaic (PV) properties of the modified 2D/3D PSCs were boosted compared with the unmodified 2D/3D PSC devices.

2. Experimental

2.1. Synthesis of materials

Methylammonium halides (MACl, and MABr), formamidinium iodide (FAI), Lead iodide (PbI₂) were synthesized as our previous report [7].

2.2. Solution preparation

Cs-containing PbI₂ solution was prepared by mixing PbI₂ and CsPbI₃ solution, as reported in [8]. The compact TiO₂ (c-TiO₂), mesoporous TiO₂ (mp-TiO₂) were prepared as previously reported by our group [7, 8]. To improve the conductivity of the ETL, 4% (v/v) of reduced graphene oxide dispersion in dichlorobenzene (DCB, 99%, Merck) with a concentration of 1 mg/ml was poured into the diluted mp-TiO₂ precursor, followed by stirring for 60 min. The tetrabutylammonium tetrafluoroborate (TBABF₄, 99%, Sigma-Aldrich) precursor was prepared by dissolving 4 mg of it into 1 ml chloroform (CF, 99.8%, Merck). Besides, 4 mg of methylammonium chloride (MACl) was solved in 1 ml isopropyl alcohol (IPA, 99.8%, Merck) and added to TBABF₄ source as an additive at molar ratio.

2.3. Solar cells fabrication

Pre-patterned Fluorine-doped tin oxide (FTO) glasses were sequentially washed by distilled water, acetone, ethanol, and isopropanol with an ultrasonic bath. The c-TiO₂ and mp-TiO₂ layers were fabricated via spin-coating at 4000 rpm for 60 s, respectively. After each deposition step, layers were annealed at 500 °C for 60 min. After cooling to room temperature, perovskite layers were fabricated with a two-step method. After that, the solution spiro-OMeTAD with lithium bis(trifluoromethanesulfonyl)imide (LiTFSI, 99.8, Sigma Aldrich) and 4-tert-Butylpyridine (TBP, 98%, Sigma Aldrich) dopants was spin-coated as hole transport layer (HTL) on top of the perovskite layers. Finally, a 100 nm gold was sputtered on the HTL as electrode layer.

3. Results and Discussions

Photoluminescence (PL), X-ray diffraction (XRD), FE-SEM, J-V techniques were employed to study the effects of the MACl additive on different aspects of 2D/3D perovskite layers. The results were consistent together, as follows.

Fig. 1a shows PL spectra of 2D/3D perovskite layers with and without MACl additive. With the incorporation of the MACl additive, a PL quenching happened, indicating facilitated charge





Table I. Photovoltaic (PV) parameters of the pure 2D/3D perovskite solar cells (0%) and those modified with the 6% methylammonium chloride additive. To measure the average of the PV parameters, 10 devices in each group were monitored

Device		Voc ^a (V)	J _{sc} ^b (mA/cm ²)	FF ^c (%)	PCE ^d (%)
00/	Average	0.97	22.79	68.56	15.17
0%	Best	0.96	23.80	69.10	15.81
(0/	Average	0.99	23.92	71.03	16.83
0%0	Best	1.00	24.87	72.70	18.09

^a Voc: open-circuit voltage; ^b Jsc: short-circuit current density; ^c FF: fill factor; ^d PCE: power conversion efficiency



Fig 1. (a) PL spectra of different perovskite solar cells based on pure 2D/3D (0%) and modified 2D/3D perovskite layers. (b) XRD patterns of different perovskite layers coated on mesoporous TiO_2 layer

transport processes at the interface of 2D/3D perovskite and HTL layers. This suppresses charge recombination in PSCs and brings a performance improvement in PSCs (See Table I).

As can be deduced from XRD results (Fig. 1b), the MACl additive has a dual role in the mixeddimensional 2D/3D layer formation. The suggested AEA not only boosts the orientation of the 3D perovskite film, but also increases the 2D peaks at 7.42° and 16.13°, compared with the pure 2D/3D hybrid perovskite film. This is how the additive brings about an oriented perovskite 2D/3D layer with the promising properties of both 3D and 2D perovskite layers. The results obtained from the XRD patterns are entirely consistent with the FE-SEM and PL measurements. Figs. 2a and 2b show the top-view FE-SEM images of the pure and modified 2D/3D perovskite films with the MACl additive. By employing AEA, the grain boundaries (GBs) in the 2D/3D perovskite film were passivated. It suggests that in the optimized AEA condition, an improved grain growth 2D perovskite layer is formed over the 3D perovskite layers. It is also deduced that the MACl additive creates better 2D shield layers to protect 3D perovskite layers from degradation. To check the efficacy of the AEA on the PV properties, J-V responses of different PSCs were recorded, and the corresponding PV values are listed in Table I. As shown in Fig 2c, a best-performing device with a PCE of 15.81% was recorded for the 0% 2D/3D PSCs, with the open-circuit voltage (V_{OC}) of 962 mV, the short-circuit current density (J_{SC}) of 23.80 mA/cm^2 and the fill factor (FF) of 69.1%. After the addition of 6% of the MACl to the 2D precursor, a champion PCE of 18.09% was achieved with the Voc, J_{SC} and FF of 1000 mV, 24.87 mA/cm² and 72.7% respectively. As expected, the 2D/3D heterostructure layer improved by AEA led to higher PV performance in devices. The use of the MACl additive resulted in a more desirable 2D capping layer on top of the pre-formed 3D perovskite film in agreement with the XRD findings. The higher Voc obtained in the modified 2D/3D PV devices was originated from the reduced trap density and suppressed charge recombination in them, which accounted for the lower PL peak in the modified 2D/3D PSCs (Fig. 1a). Besides, the improved J_{SC} and FF for the treated 2D/3D PV devices could be attributed to the suppressed hole-electron recombination, blocked direct shunting, and the improved lightharvesting ability of the 2D/3D layer. These improvements were caused by the fabrication of an oriented 2D/3D perovskite structure through the addition of the MACl dopant to the 2D precursor.



Fig 2. Top-view FE-SEM images of (a) the pure (0%) 2D/3D and (b) the 2D/3D perovskite layer modified with 6% of a methylammonium chloride solution at molar ratios. The substrate is FTO/c-TiO₂/mp-TiO₂. (c) J-V responses for the best-performing 0% and 6% 2D/3D PSCs

References

[1] H. Min, D.Y. Lee, J. Kim, G. Kim, K.S. Lee, J. Kim, M.J. Paik, Y.K. Kim, K.S. Kim, and M.G. Kim, "Perovskite solar cells with atomically coherent interlayers on SnO₂ electrodes," Nature, Vol. 598, pp. 444-450, 2021. [2] N.J. Jeon, J.H. Noh, W.S. Yang, Y.C. Kim, S. Ryu, J. Seo, and S.I. Seok, "Compositional engineering of perovskite materials for high-performance solar cells," Nature, Vol. 517, pp. 476-480, 2015.

[3] N. Aeineh, E.M. Barea, A. Behjat, N. Sharifi, and I. Mora-Seró, "Inorganic surface engineering to enhance perovskite solar cell efficiency," ACS Appl. Mater. Interfaces, Vol. 9, pp. 13181-13187, 2017.

[4] N.J. Jeon, J.H. Noh, Y.C. Kim, W.S. Yang, S. Ryu, and S.I. Seok, "Solvent engineering for high-performance inorganic–organic hybrid perovskite solar cells," Nat. Mater., Vol. 13, pp. 897-903, 2014.

[5] S. Bai, P. Da, C. Li, Z. Wang, Z. Yuan, F. Fu, M. Kawecki, X. Liu, N. Sakai, and J.T.-W. Wang, "Planar perovskite solar cells with long-term stability using ionic liquid additives," Nature, Vol. 571, pp. 245-250, 2019.

[6] J.H. Kim, P.W. Liang, S.T. Williams, N. Cho, C.C. Chueh, M.S. Glaz, D.S. Ginger, and A.K.Y. Jen, "High-performance and environmentally stable planar heterojunction perovskite solar cells based on a solution-processed copper-doped nickel oxide hole-transporting layer," Adv. Mater., Vol. 27, pp. 695-701, 2015.

[7] H.R. Mohseni, M. Dehghanipour, N. Dehghan, F. Tamaddon, M. Ahmadi, M. Sabet, and A. Behjat, "Enhancement of the photovoltaic performance and the stability of perovskite solar cells via the modification of electron transport layers with reduced graphene oxide/polyaniline composite," Sol. Energy, Vol. 213, pp. 59-66, 2021.

[8] M. Dehghanipour, A. Behjat, and H.A. Bioki, "Fabrication of Stable and Efficient 2D/3D Perovskite Solar Cells through Post-treatment with TBABF₄," J. Mater. Chem. C, Vol. 9, pp. 957-966, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه پوشش ضد بازتاب نور ناهمدوس با احتساب افت و خیز ضخامت لایه سید عدنان مرعشی، مسعود رضوانی جلال*، علی رضا عبدی کیان

گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر (*rezvanijalal@malayeru.ac.ir)

چکیده –در این مقاله، بازتاب یک پوشش ضد بازتاب برای وقتی که ضخامت پوشش دارای افت و خیز باشد و نور فرودی به آن نیز ناهمدوس در نظر گرفته شود مورد شبیهسازی قرار میگیرد. برای یافتن بازتاب، از تکنیک ماتریس انتقال اپتیکی استفاده میگردد. یک کد محاسباتی به زبان متمتیکا نوشته میشود که بتواند مقدار بازتاب را در حضور افت و خیز ضخامت لایه و طول دلخواهی از همدوسی نور پیدا کند. از نتایج محاسبات چنین بر میآید که وارد شدن هر مقدار افت و خیز در ضخامت و یا ناهمدوسی در نور باعث میشود که کمترین میزان بازتاب صفر نباشد. از طرف دیگر، محاسبات نشان میدهند که کمترین مقدار بازتاب در ضریب شکستی از پوشش رخ میدهد که قدری از رابطه آشنای $n_c=(n_s n_m)^{1/2}$

کلید واژه- افت و خیز ضخامت، پوشش ضد بازتاب، نور ناهمدوس.

Study of Anti-reflection Coating for Incoherent Light Taking into Account the Thickness Fluctuation of the Layer

Seyed Adnan Marashi, Masoud Rezvani Jalal*, Alireza Abdikian

Department of Physics and Photonics, Malayer University, Malayer (rezvanijalal@malayeru.ac.ir*)

Abstract- In this paper, the reflection of an anti-reflection coating is calculated for the case where the coating has thickness fluctuation and the light is considered to be incoherent. To find the reflection, the technique of optical transfer matrix is used. A computational code in Mathematica language is written to find the reflection value in the presence of arbitrary thickness fluctuation and coherence length. It is found from the computation results that inclusion of any value of fluctuation or coherence causes the minimum reflection to be no longer zero. On the other hand, the calculations show that the minimum value of reflection occurs at a refractive index that is rather different from the familiar $n_c = (n_s n_m)^{1/2}$ relation, where n_s and n_m are refractive indices of substrate and upper medium, respectively, and n_c is refractive index of the coating.

Keywords: Anti-reflection coating, Incoherent light, Thickness fluctuation.

مقدمه

یوشش ضدباز تاب استفاده زیادی در کاهش میزان بازتاب از سطح عدسیها، شیشههای عینک، سلولهای خورشیدی و ... دارد [۱و۲]. این پوشش ها بر اساس خاصیت موجی نور کار می کنند و با تشکیل تداخل ویرانگر بین پرتوهای بازتابی از سطوح بالایی و پایینی پوشش، باعث حذف (یا کاهش) بازتاب میشوند. انواع مختلفی از این پوشش ها قابل طراحی هستند که سادهترین آنها یک تکلایه نازک با ضخامت ایتیکی ۱/۴ (یا مضارب فردی از آن) است که برای حذف بازتاب از سطوح تخت کاربرد دارد. البته چنین پوششی فقط در یک طولموج جواب میدهد و فرمولبندی آن نیز بر فرض همدوسی کامل نور فرودی و همچنین ثابت بودن ضخامت لایه استوار است. طبق این نظریه، اگر پوششی به n_s ضخامت ایتیکی $\lambda/4$ روی مادہ تختی با ضریب شکست کشیده شود و محیط بالای یوشش نیز دارای ضریب شکست $n_c = (n_s n_m)^{1/2}$ باشد آنگاه اگر ضریب شکست یوشش n_m باشد هیچ بازتابی رخ نخواهد داد. البته ممکن است مادهای با چنین ضریب شکستی وجود نداشته باشد که در این صورت باید به پوشش ضدبازتاب چندلایهای که آزادی عمل خیلی بیشتری برای طراحی دارد روی آورد [۳].

حیلی بیستری برای طراحی ناری روی اوری اوری ارای. در واقعیت فیزیکی، هیچ منبع نوری دارای همدوسی کامل نیست و حتی بعضی از آنها دارای همدوسی بسیار ضعیفی هستند (مثلاً طول همدسی نور خورشید کمتر از μm است [۴]). از طرف دیگر، این امکان هم وجود دارد که پوشش ساخته شده دارای افتوخیز ضخامتی باشد. هر دوی این موارد حتماً باید در طراحی یک پوشش ضدبازتاب بهینه لحاظ گردند که گزارشی از انجام چنین کاری در مراجع دیده نمی شود. البته استفاده از نانوفناوری که با الگودهی مناسب سطوح و ایجاد تغییرات نانومتری در ضخامت لایهها درصدد کاهش بازتاب و افزایش بازدهی است مد نظر اثر افتوخیز ضخامت روی بازتاب و عبور نور از لایههای نمی باشد [۶]. در پژوهش کنونی به اثر ناهمدوسی نور نازک پرداختند [۶]. در پژوهش کنونی به اثر ناهمدوسی نور و تغییرات ضخامت پوشش بر بازتاب آن پرداخته می شود.

فرمول بندی استفاده شده در محاسبات

برای بررسی بازتاب از لایه ای به ضخامت d و ضریب شکست n_c مروی زیرلایه ای با ضریب شکست n_s واقع است و بالای آن نیز محیط m قرار دارد استفاده از ماتریس انتقال ساده ترین روش می باشد [۷]. در این روش، به هر فرایند اپتیکی اعم از انتشار نور یا اعمال شرایط مرزی در سطوح مشترک یک ماتریس x > 7 تعلق می گیرد. طرحواره عبور و بازتاب از پوشش مذکور در شکل ۱ نشان داده شده است:



d شکل 1: طرحوارهای از پوشش با ضریب شکست n_c و ضخامت d بین زیرلایه با ضریب شکست n_s و محیط بالای آن با ضریب شکست n_m که نوری از سمت بالا بر آن فرود می آید.

طبق شکل ۱، سه فرایند در این مسئله قابل تفکیک هستند $n_c = n_m$ که شامل یک شرط مرزی در سطح مشترک بین $n_c = n_c$ و n_c که شامل یک شرط مرزی در سطح مشترک بین $n_c = n_c$ و n_c به طول b و یک شرط مرزی $n_c = n_c = n_c + n_c$ و $n_c + n_c$ میباشند. ماتریس $n_c = n_c = n_c$ (۱) $n_{m \to n_c} = \frac{1}{2n_c} \begin{bmatrix} n_c + n_m & n_c - n_m \\ n_c - n_m & n_c + n_m \end{bmatrix}$ $n_{m \to n_c} = \frac{1}{2n_c} \begin{bmatrix} n_c + n_m & n_c - n_m \\ n_c - n_m & n_c + n_m \end{bmatrix}$ $A_{n_c} = \begin{bmatrix} e^{-ikn_c d} & 0 \\ 0 & e^{ikn_c d} \end{bmatrix}$ $A_{n_c \to n_s} = \frac{1}{2n_s} \begin{bmatrix} n_m + n_c & n_m - n_c \\ n_m + n_c & n_m + n_c \end{bmatrix}$ $rack = n_{m \to n_c}$ (۲)

با داشتن ماتریس انتقال کل میتوان ماتریس پراکندگی را به دست آورد و ضرایب بازتاب و عبور r و t را از آن استخراج کرد. این ضرایب به شکل زیر میباشند [۷]: (۳) $t=A_{11}-A_{12}A_{21}/A_{22}$ $r=-A_{21}/A_{22}$

 n_s مقادیر r و t در حالت کلی به ضرایب شکست n_c م n_r و ضخامت یوشش d و عد موج $k= 7\pi/\lambda$ بستگی دارند. از آنجا که هدف مقاله، مطالعه اثر ناهمدوسی نور فرودی و افتوخیز ضخامت یوشش است پس ضرایب شکست n_m و n_s جزء ثوابت مسئله هستند و مطالعه فقط بر روی مشخصات پوشش (مخصوصاً n_c) انجام می پذیرد. برای چگالی طیفی میدان الکتریکی نور ناهمدوس از مدل قطار موج محدود به شکل زیر استفاده می شود [۴]: $E(\lambda) = E_0 Sinc [L\pi(1/\lambda - 1/\lambda_0)]$ (۴) که در آن L طول همدوسی و λ_0 نیز طول موج نور می باشد. δ برای احتساب افتوخیز ضخامت، بازه کوچکی به اندازه لحاظ می گردد تا توزیع ضخامت پوشش به شکل زیر باشد: $d_0 - \delta/2 < d < d_0 + \delta/2$ (Δ) دامنه تغییرات δ یک کمیت اختیاری است ولی دارای شرط است. مقدار d_0 هم با یک فرض مناسب می تواند به $\delta << d_0$ صورت مضارب فردی از $\lambda_0/(\epsilon n_{c0})$ انتخاب شود که در آن

در انجام محاسبات، برای ضریب شکستهای مختلفی از پوشش (حول n_{c0})، طولموجی از توزیع (۴) و ضخامتی از توزیع (۵) انتخاب می گردد و ضریب بازتاب شدت (یعنی $R=r^2$) به دست می آید و در نهایت نیز میانگین آن روی همه ضخامتها و طولموجها گرفته می شود. با ترسیم همه ضخامتها و طولموجها گرفته می شود. با ترسیم برای انجام محاسبات، برنامهای در محیط می دامی گردد. برای انجام محاسبات، برنامهای در محیط می داویافت مشخصات برای انجام محاسبات، برنامهای در محیط می دریافت مشخصات یوسط نویسندگان مقاله نوشته شده که با دریافت مشخصات پوشش، زیرلایه، محیط و ویژگیهای نور ناهمدوس، ماتریس انتقال کل را تشکیل می دهد و ضریب بازتاب $\lambda_d(n_c)$

. مى باشد. $n_{c0} = (n_s n_m)^{1/2}$

انجام محاسبات و بررسی نتایج

فرض می شود که زیرلایه دارای $n_s=1/\delta$ و محیط پیرامون نیز $n_m=1$ باشد. ضریب شکست پوشش هم یک کمیت متغیر بین n_m و n_s لحاظ می گردد. طول موج نور فرودی $\lambda_0=0/\delta$ μm انتخاب

میشود. ضخامت متوسط پوشش نیز μm ا $\lambda 0/4$ (یعنی میشود. ضخامت متوسط پوشش نیز $\lambda_0/(4n_{c0})$ (یعنی اندازه دلخواه $\lambda_0/4n_{c0}$ در نظر گرفته میشود. ضریب بازتاب R به ازای ضریب شکستهای مختلف پوشش با کُدی که توسط نویسندگان مقاله طراحی شده است محاسبه می گردد. در شکل ۲ نمودار ضریب بازتاب برحسب n_c برای پوششی با افتوخیز ضخامت فخامت ولی نور همدوس؛ پوششی با افتوخیز ضخامت ولی نور ناهمدوس؛ و همچنین پوششی با افتوخیز ضخامت ولی نور ناهمدوس؛ و شمی با افتوخیز ضخامت ولی نور ناهمدوس و همچنین پوششی با افتوخیز ضخامت و نور ناهمدوس زمان داده شده است.

از این شکل معلوم است که ضریب بازتاب در پوششی که بدون افتوخیز ضخامتی و در حضور نور همدوس باشد (شکل ۲-a) یک رفتار تناوبی بر حسب ضریب شکست دارد که حاکی از رفتار کاملاً موجی است [۵]. بیشینه بازتاب دارای مقدار ۴ درصد است و کمترین مقدار آن نیز صفر می باشد. این مقدار کمینه در $n_c=1/7$ رخ می دهد که دقیقاً همان مقدار $n_c = (n_s n_m)^{1/2}$ می باشد که برای یوشش ضد بازتاب استفاده می گردد. وقتی هم که افتوخیز ضخامت برای یوشش لحاظ شود (شکل b-1) با تغییر ضریب شکست لایه، باز هم رفتار تناوبی حضور دارد با این تفاوت که بیشینه بازتاب كاهش يافته است ولى كمينه آن افزايش يافته است. n_c واضح است که در این حالت، دیگر به ازای هیچ مقدار بازتاب R=0 وجود ندارد. کمترین مقدار بازتاب نیز باز در nc=1/۲۲۵ اتفاق می افتد. وقتی هم که ضخامت لایه ثابت باشد ولی نور دارای ناهمدوسی باشد (شکل ۲-c) باز هم رفتاری مشابه با حالتهای قبل دیده می شود که البته میزان خاصیت موجی بازتاب کاهش بیشتری پیدا کرده است. در این حالت، کمترین بازتاب در $n_c=1/1$ می باشد که اندکی نسبت به دو حالت قبلی کاهش پیدا کرده است. در حالتی که هم افتوخیز ضخامتی باشد و هم ناهمدوسی نور (شکل d-۲)، حذف اثرات موجی بیشتر شده و کمترین بازتاب در *nc=*۱٫۲۱۳ به وقوع می پیوندد.

به رابطه نظری ^{1/2} (n_co=(n_sn_m) را میتوان ناشی از پهنای طیفی نور ناهمدوس و ضخامت اپتیکی مؤثر (که دیگر قادر به برقراری شرط تداخل ویرانگر کامل نیست) دانست.

نتيجهگيرى

در این مقاله، میزان بازتاب برای وقتی که پوشش ضدبازتاب دارای افتوخیز ضخامتی و نور فرودی نیز ناهمدوس باشد مورد بررسی قرار گرفت. معلوم شد که با اعمال افتوخیز ضخامت و ناهمدوسی نور، رفتار تناوبی بازتاب بر حسب n_c کاهش مییابد که نشانگر تضعیف اثرات موجی است. از طرف دیگر، در حضور این عوامل، کمترین مقدار بازتاب به ازای هیچ ضریب شکستی نمیتواند صفر باشد. کمینه بازتاب هم در ضریب شکستهای مختلفی رخ میدهد که اندکی با مقدار $n_c = (n_s n_m)^{1/2}$ تفاوت دارد. یافتههای این مقاله میتواند در طراحی لایههای ضدبازتاب مخصوصاً سلولهای خورشیدی و ادوات فوتوولتائی مفید باشد.

مرجعها

- [1] H. K. Raut et al, "Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review", Energy Environ. Sci., 4 3779, 2011.
- [2] Y. F. Makableh et al, "Design and Optimization of the Antireflective Coating Properties of Silicon Solar Cells by Using Response Surface Methodology", Coatings, 11, 721, 2021.
- [3] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters*, p.105, CRC press, Taylor and Francis group, 2010.
- [4] S. Divitt et al, "Spatial coherence of sunlight and its implications for light management in photovoltaics", Optica, 2(2), 95-103, 2015.
- [5] A. Abass et al, "Modeling combined coherent and incoherent scattering structures for light trapping in solar cells", J. Appl. Phys., 114, 033101, 2013.
- [۶] مرعشی، سید عدنان؛ رضوانی جلال، مسعود؛ عبدی کیان، علیرضا، "شبیه سازی بازتاب و عبور نور از لایه های اپتیکی همدوس، همدوس جزئی و ناهمدوس"، کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه رازی، ۱۳۹۹.
- [٧] صالح، بهاء، مبانى فوتونيك، ترجمه: محمدصادق ابريشميان، دانشگاه صنعتى خواجه نصيرالدين طوسى، ١٣٩٣.



بررسیهای بیشتر (که در اینجا آورده نشده است ولی از روند تغییرات شکل ۲ قابل پیشبینی است) نشان میدهند که با افزایش افتوخیز ضخامت و ناهمدوسی نور، رفتار موجی کاملاً از بین میرود و یک منحنی صاف که دارای کمترین بازتاب در ۳_c=۱/۲۳۳ است حاصل میشود. این تغییرات اندک در ضریب شکست پوشش ضدبازتاب نسبت





اثر پلاسمای تخلیه الکتریکی تابان بر بهبود جریان اتصال کوتاه در سلول های خورشیدی حساس شده با رنگینه

علی امینی'٬۲٬۱،*، محمدصادق ذاکرحمیدی٬۲۰ و سیروس خرم'۲

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. ^۲ پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. ^۳ گروه تحقیقات و تعلیمات حفاظت فنی و بهداشت کار تبریز، تبریز، ایران

چکیده – لایه های نازک ZnO از طریق روش سُل –ژِل آماده و تحت پلاسمای تخلیه الکتریکی تابان آرگون و نیتروژن قرار گرفتنـد. میدان الکتریکی در غلاف پلاسمای آرگون قوی تر از نیتروژن است بنابراین تغییرات در ساختار بلورین برای ZnO/Ar در قیـاس بـا ZnO/N₂ بزرگتر بود. مطالعه دقیق پارامترهای پاشندگی و پذیرفتاری اپتیکی غیر خطی مرتبه سوم، تغییرات خـواص شـیمیائی در سطح این لایه های نازک را آشکار ساخت. پلاسما بطور قابل ملاحظه ای موجب افزایش جفت شدگی الکترونی را کترونی را نمایش کمپلکس Zn²⁺/dye می شود. بررسی دانسیته های جریان اتصال کوتاه بهبود قابل توجه در جفت شدگی الکترونی را نمایش داد.

كليد واژه- اكسيد روى، پلاسماى تخليه الكتريكى تابان، رنگينه N719، سُل-ژِل، كمپلكس Zn²⁺/dye

Effect of the Glow Discharge Plasma on the short circuit current improvement in DSSCs

A. Amini^{1,2,3,*}, M. S. Zakerhamidi^{1,2}, and S. Khorram^{1,2}

¹ Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran. ² Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Iran. ³ The Group of Research and Training for Occupational Safety and Health, Tabriz, Iran

Elshanaa@gmail.com, Zakerhamidi@tabrizu.ac.ir, and Skhorram@tabrizu.ac.ir

Abstract- The ZnO thin films were prepared via the sol-gel method and then treated in Ar and N₂ glow discharge plasma. The electric field in the Ar plasma sheath is stronger than the N₂ plasma, so the crystalline changes in the ZnO/Ar were larger in comparison to ZnO/N₂. A detailed study of the dispersion parameters and the third-order nonlinear optical susceptibilities represented alterations in the chemical properties of the thin films' surface. The plasma remarkably enhances the Zn-N719 electronic coupling via the reduction of the Zn²⁺/dye complexes. The short circuit photocurrent densities showed the electronic coupling improvement.

Keywords: Glow discharge plasma, N719 dye, Sol-Gel, Zn²⁺/dye complex, ZnO

1. Introduction

N-type semiconductors, zinc oxide (ZnO) is relatively inexpensive, non-toxic, and optically transparent in the visible wavelengths with high electron mobility. ZnO has direct band gap energy of about 3.3 eV [1]. The semiconductors are usually used in optical filters, gas sensors, biosensors, thin-film transistors, as a Photocatalyst, light-emitting diodes (LED), and dye-sensitized solar cells (DSSCs) [2]. Commercial dyes, such as N719 and N3 are widely used in the sensitization process of the ZnO-based DSSCs. Formation of the non-conductive Zn^{2+}/dye complex in the sensitization process and slow kinetics of the electron transfer in the ZnO-dye bonds result in low efficiency for the ZnO-based DSSC [3]. The electric field in the plasma sheath can change the physicochemical properties of the material's surface. In this work, the electric field effects of Ar and N₂ plasma sheath on the electronic coupling of the Zn-dye in the sensitization process have been studied for the thin films of ZnO.

2. Materials and methods

The thin films of ZnO were deposited on ITO (indium tin oxide) coated glass substrates by the means of the sol-gel method via spin-coating. N719 dye was supplied from Sigma Aldrich. Zinc acetate dihydrate, monoethanolamine, 2-propanol, ethanol, and sodium hydroxide, all were purchased from Merck (technical graded; 99 %,).

2.1. Glow discharge plasma and sheath effects

The thin films were under the plasma sheath to be treated with the glow discharge plasmas of Ar (ZnO/Ar) and N₂ (ZnO/N₂). The best-obtained results were at the pressure of 40 Pa and a time of 10 minutes. The N₂ and Ar glow discharge plasma systems operated at 800 V, 20 mA, and 13 kHz. The strength of electric field is directly related to the ion mass in the plasma sheath. So, the electric field in Ar plasma is stronger than N₂ plasma.

2.2. Sensitization of the thin films

The solution of 0.5 mM of the N719 dye was used to sensitize the thin films, for 24 hours, to obtain the photoanode. In the adsorption process of the N719 dye on the ZnO thin films the major product is the Zn^{2+}/dye complex.

2.3. Characterization of the thin films and the photoanodes

Scanning electron microscope (SEM) images for the thin films were obtained using Scanning Electron Microscope Leo 1430 Vp, to investigate the morphological changes due to the plasma treatments. To study the changes of thin films' surface structures a Siemens D5000 X-ray diffraction system (XRD) with a copper anode (λ =0.15406 nm) was used. The optical properties of the thin films were recorded using a Shimadzu UV-2450 ultraviolet-visible spectrum (UV-Vis) Spectrophotometer.

3. Results and Discussion

3.1. Surface morphology and Crystal structure

Based on the SEM images, all fabricated thin films have a homogeneous smooth surface. To study the changes in the crystalline structure of the thin films was used the XRD analysis. Fig. 1 represents the XRD spectra of the thin films.



Fig. 1: The XRD spectrums for ZnO, ZnO/Ar, and ZnO/N $_2$ thin films.

The physical quantities of the crystalline structure of the thin films, such as; average crystallite size (*D*), lattice strain (ε), and dislocation densities (δ) are obtained from the XRD spectra as shown in Table 1 [4].

Table 1. Parameters of the crystalline structure for the thin films of ZnO, ZnO/Ar, and ZnO/N $_2$.

	2 <i>0</i> (002)	β (002)	D (nm)	е (10 ⁻³)	$\delta(nm)^{-2}$ (10 ⁻³)
ZnO	34.32	1.01	9.1	4.2	12
ZnO/Ar	34.33	1.12	8.2	4.6	15
ZnO/N ₂	34.34	1.07	8.6	4.4	13

3.2. Optoelectronic properties of the thin films

The optoelectronic properties of the thin films were determined via the spectroscopic method in the visible region. In the interaction of light with matter, the refractive index is a material property. In addition, the refractive index is a function of the wavelength of the incident light, a phenomenon called dispersion. The dispersion can be described by the Wemple DiDomenico single-oscillator model. Accordingly, the refractive index (n) obeys the incident photon energy (E) and the singleoscillator parameters via Equation 1.

$$n^2 - 1 = \frac{E_o E_d}{E_o^2 - E^2} \tag{1}$$

In which, the oscillator energy (E_o) and the dispersion energy (E_d) are the dispersion (or the single-oscillator) parameters. The plots of $(n^2-1)^{-1}$ versus E^2 are presented in Fig.2. The dispersion parameters can be estimated from the slope $(1/E_oE_d)$ and the intercept (E_o/E_d) of the plots. The values of E_o and E_d are reported in Table 2. Considering the following empirical equation, the nature of the chemical bonds and the electrons of the valence band affect the dispersion energy.

$$E_d = \beta N_c Z_a N_e \tag{2}$$

Where N_c , Z_a , N_e , and β are the effective coordination number of the cation nearest-neighbor to the anion, the formal charge of the anion, the effective number of the valence electrons per anion, and a constant that depends on the interatomic bond, respectively. So, the plasma treatment changes the structure of the thin films, the charge distribution in the crystal unit cells, and ultimately, the chemical bonds. The results show an increment in the dispersion energies of about 19.74% and 11.16% for the thin films of ZnO/Ar and ZnO/N₂, respectively.



Fig. 2: The plots of $(n^2-1)^{-1}$ versus E^2 for ZnO, ZnO/Ar, and ZnO/N₂ thin films.

 E_d/E_o is an important ratio in determining the thirdorder nonlinear optical susceptibility ($\chi^{(3)}$). Accordingly, Miller's empirical rule was employed, in form of Equation 3, for the visible and the near-IR spectra.

$$\chi^{(3)} = A(\chi^{(1)})^4 = A(\frac{n^2 - 1}{4\pi})^4 = C(\frac{E_d}{E_o})^4$$
(3)

Where $\chi^{(1)}$ and C are the linear optical susceptibility and a constant, respectively. The third-order nonlinear optical susceptibilities for the thin films are tabulated in Table 2.

Table 2. The optoelectrical parameters for the thin films of ZnO, ZnO/Ar, and ZnO/N $_2$.

		-,	,	
	E_{g}	E_d	Eo	$\chi^{(3)}$
	(eŬ)	(eV)	(eV)	$(m^2 V^{-2})$
ZnO	3.3	12.36	9.52	2.84C
ZnO/Ar	3.3	14.8	10	4.80C
ZnO/N ₂	3.33	13.74	9.77	3.91C

Due to the effect of the electric field in the plasma sheath, an increment of about 69% and 37.7% is seen in the nonlinear susceptibility of the thin films of ZnO/Ar and ZnO/N₂, respectively. In a material system, the dipole moment per unit volume (or polarization) directly depends on the susceptibility,

whenever the wavelength of the applied light is a constant. The nonlinearity is strongly related to the polarization in the chemical bonds. So, the plasma treatment changes the nature of the chemical bonds on the surface of the thin films.

3.3. photocurrent-voltage characterizations

The density of photocurrent (J) versus voltage (V)was measured via the sunlight simulator, under the light intensity of 100 mW/cm² (AM 1.5), for the solar cells. The ZnO-based photovoltaic parameters of the solar cells are reported in Table 3. Changes in the density of the photocurrent for the ZnO-based solar cells are related to the difference in the chemical bonds of the Zn-dyes. The results show that the short circuit photocurrent density (J_{sc}) is increased by about 150% and 62% for the solar cells fabricated by the thin films of ZnO/Ar and ZnO/N₂, respectively. The chemical bond in Zn²⁺/N719 is an ionic bond that makes a non-conductive layer. The electron injection kinetics dependent on the nature of the Zn-N719 bond, so to raise the density of the photocurrent one must increase the Zn-N719 electronic coupling. We believe the plasma treatment leads to variations in the chemical property of the ZnO thin film's surface and significantly improve the Zn-N719 electronic coupling.

Table 3. The photovoltaic parameters for the DSSCs of ZnO, ZnO/Ar, and ZnO/N₂.

	V _{oc} (mV)	J_{sc} (mA/cm ²)	$egin{array}{c} R_{sc} \ \Omega \end{array}$	$egin{array}{c} R_{oc} \ \Omega \end{array}$
ZnO	303	0.08	4678	5040
ZnO/Ar	280	0.20	1533	2177
ZnO/N ₂	332	0.13	6433	3482

According to the results, the increment in the nonlinear susceptibility for the thin films of ZnO/Ar and ZnO/N₂ is about 69% and 37.7%, respectively. Since the electric field in the Ar plasma sheath is stronger than that of N₂, the polarization on the thin film of ZnO/Ar is higher than ZnO/N₂. Also, the results show that the

plasma affects the J_{sc} (or the kinetics of electron injection). Increment the J_{sc} obeys the electric field of plasma sheath, so the plasma effects lead to the reduction of the Zn^{2+}/dye in the ZnO photoanodes.

4. Conclusions

Treatment with Ar and N₂ plasmas affect the crystalline structure of the ZnO thin films. The crystalline changes alter the optoelectronic properties of the thin films. The electric field in the plasma sheath for the Ar plasma is stronger than the N₂ plasma, so the changes are more severe in the Ar plasma. Changes in the optoelectronic quantities of the E_d and the $\chi^{(3)}$ show the effect of plasma on the chemical properties of the surface for the thin films. The N719 dye-sensitization process for the ZnO thin film is mainly achieved via the formation of non-conductive Zn²⁺/dye complexes. The plasma considerably enhances the Zn-N719 electronic coupling. Enhancement of the Zn-dye electronic coupling in the ZnO-based photoanodes is a way to increase the photocurrent density in ZnO-based solar cells, and using plasma is an innovative manner to perform this strategy.

References

[1] P. Sanjay, I. Isaivani, K. Deepa, J. Madhavan, S. Senthil, "The preparation of dye sensitized solar cells using natural dyes extracted from Phytolacca icosandra and Phyllanthus reticulatus with ZnO as photoanode," Materials Letters, Vol. 244, pp. 142-146, 2019.

[2] S. Daneshvar, S.K. Sadrnezhaad, "Biphasic TiO₂ nanoleafed nanorod electrode for dye-sensitized solar cell," Physica E, Vol. 123, pp. 114206, 2020.

[3] F. Gao, Advanced Nanomaterials for Solar Cells and Light Emitting Diodes, Elsevier, pp. 102-103, 2019.

[4] M.M. Mogren, N.M. Ahmed, A.A. Hasanein, "Molecular modeling and photovoltaic applications of porphyrin-based dyes: A review," Journal of Saudi Chemical Society, Vol. 24, pp. 303–320, 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



اثر دمای فرآیند سولفوریزاسیون بر لایه نازک CFT لایهنشانی شده به روش لایهنشانی لیزر پالسی (PLD)

ایمان رحمانی، مجید قناعتشعار

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

iman1375@yahoo.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir

چکیده – در این پژوهش به برر سی لایه نازک Cu₂FeSnS₄ (CFTS) می پردازیم. ماده اولیه این لایه نازک عنا صر مس، آهن و قلع هستند که ابتدا به صورت قرص در آمده و سپس از طریق فر آیند لایه نشانی لیزر پالسی بر روی بستر شیشهای لایه نشانی شده اند. سپس این لایه نازک در دو دمای ℃ ۵۵۰ و ℃ ۶۰۰ در کوره سولفوریزا سیون قرار می گیرد تا فر آیند ادغام عذ صر گوگرد در آنها انجام شده و فاز CFTS تشکیل شود. نتایج تحلیل طیفهای پراش پر تو ایکس (XRD)، رامان و UV-Vis این لایه ها نشان می دهند که کاهش دمای پخت از ℃ ۶۰۰ به ℃ ۵۵۰ باعث افزایش حجم و کیفیت فاز CFTS می شود.

كليد واژه- سولفوريزاسيون، لايه نازك، لايهنشاني ليزر پالسي، CFTS

Influence of Sulfurization Process Temperature on CFT Thin Film Deposited by Pulsed Laser Deposition (PLD)

Iman Rahmani, Majid Ghanaatshoar

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

iman1375@yahoo.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir

Abstract - We study the Cu2FeSnS4 (CFTS) thin film, created through pulsed laser deposition (PLD). Copper, iron and tin as the raw materials are mixed in the form of tablets and then are deposited on a glass substrate. The produced metallic layers are then sulfurized at temperatures of 550 °C and 600 °C for merging sulfur in the thin film and forming CFTS structure. The X-ray diffraction (XRD), Raman and UV-Vis analyses results show that by decrease in the sulfurization temperature from 600 °C to 550 °C the crystal quality of the layers is improved, which is realized by increase in volume and quality of the CFTS phase.

Keywords: Sulfurization, Thin Film, Pulsed Laser Deposition (PLD), CFTS

مقدمه

ماده CFTS) Cu₂FeSnS₄) یک کلکوژناید چهارتایی با فرمول عمومی Cu₂-M-IV-VI4 است، که در آن M نماد عناصری مانند Zn ،Fe و IV ،IN نماد عناصر Sn و Ga و VI نماد Se و S (گوگرد) است. یکی از مهمترین کاربردهای این مواد استفاده از آنها در لایه جاذب سلول های خور شیدی نسل دوم است. استفاده از کلکوژنایدهای چهارتایی نظیر CIGS به عنوان لایه جاذب سلولهای خورشیدی، ضمن بازدهی نسبتا خوبی که به همراه دارند، دارای عناصر کمیاب و سمى (نظير ژرمانيوم و اينديوم) هستند و اين موضوع می تواند در ساخت این نوع ترکیبات مشکل آفرین باشد. از اینرو ترکیب هایی مانند CFTS که عناصر تشکیل دهنده آن علاوه بر سمی نبودن، از فراوانی بیشتری برخوردارند، می توانند جایگزین مناسبی برای CIGS و ترکیب هایی از این دست باشند. علاوه بر این، ترکیب CFTS از گاف انرژی مناسب (١/٢ – ١/٨ الكترون ولت) و ضريب جذب بالا (۱۰^۴ cm⁻¹) برخوردار است[۱]. بنابراین می توان از به عنوان لایه جاذب سلولهای خورشیدی استفاده کرد.

در این مقاله قصد داریم ابتدا با روش لایهنشانی لیزر پالسی (PLD) مخلوطی از عناصر مس، آهن و قلع را با نسبت ۲:۱:۱ بر روی یک بستر شیشهای لایهنشانی کرده، و سپس طی فرآیند سولفوریزاسیون عنصر گوگرد را به آن اضافه کنیم تا بدین ترتیب فاز CFTS بر روی بستر شیشهای تشکیل شود. در ادامه خواص این لایه و اهمیت دمایی که در آن سولفوره شده است را بررسی میکنیم.

روش تجربی

برای تولید لایه CFTS ابتدا قرص CFT که به عنوان ماده هدف در فرآیند PLD مورد استفاده قرار می گیرد را آماده می کنیم. بدین منظور پودرهای Fe ،Cu و Sn را به روش آسیاب سیارهای با نسبتهای مولی ۲:۱:۱ باهم مخلوط

می کنیم و مخلوط حاصل را به صورت قرص در می آوریم. از یک لام شیشهای به عنوان زیرلایه استفاده می کنیم.

با توجه به عدم جذب مواد فلزی در ناحیه فروسرخ نزدیک، برای لایهنشانی از هارمونیک دوم لیزر Nd:YAG (معادل لایهنشانی از هارمونیک دوم لیزر NA تانوثانیه و انرژی ۶۰ میلیژول در نرخ تکرار Hz ۱۰ استفاده می کنیم. فشار هوا در فرآیند لایهنشانی ۲-۱۰ پاسکال (معادل با mbar ۲۰۰۰) و فاصله بستر تا ماده هدف را در حدود ۵۰ میلیمتر تنظیم می کنیم. با توجه به این که در فرآیند DL، ماده هدف باید می کنیم. با توجه به این که در فرآیند وار گیرد، از یک می کنیم. با توجه به این که در فرآیند وار گیرد، از یک موتور PLD ماده PLD، ماده هدف استفاده می کنیم. به طور یکنواخت مورد اصابت پرتوی لیزر قرار گیرد، از یک موتور PT ماده PLD ماده PLD ماده هدف استفاده می کنیم. دقیقه انجام میدهیم. لایه نازک PT تشکیل شده را به مدت ۲۰ دقیقه درون کوره سولفوریزاسیون با فشار ۴ مدت ۲۰ دقیقه درون کوره سولفوریزاسیون با فشار ۴ یاسکال (معادل با mbar ۲۰ ماد) قرارداده تا به ماده مدت PT تبدیل شود. این کار را برای دو دمای $^{\circ}$ ۵۵۰ و

در نهایت برای مشخصهیابی لایه نازک CFTS رشد یافته، طیف XRD را به وسیله دستگاه STOE-STADV، رامان را به وسیله دستگاه Takram P50C0R10 و UV-Vis-IR بررسی را به وسیله DS-LS-AvaLight-DH-S-200702 بررسی می کنیم.

نتايج و بحث

شکل ۱ نشان دهنده طیف XRD برای نمونههای تولید شده در دمای $^{\circ}$ ۶۰۰ و $^{\circ}$ ۵۵۰ است. قلههای موجود در این طیف مربوط به صفحات (۱ ۱ ۱)، (۴ ۰ ۲) و (۲ ۱ ۳) است (PDF 44-1476)، که نشان دهنده ساختار استانیت برای ماده CFTS است. با یک نگاه اولیه به این طیف می توان دریافت که در دمای $^{\circ}$ ۶۰۰ هیچگونه قله شاخصی



شکل ۱: طیف پراش پرتوی پرتو ایکس (XRD) مربوط به ساختار CFTS تولید شده به روش لایهنشانی لیزر پالسی و سولفوریزاسیون کوره ای (الف) در دمای ^C ۶۰۰ و (ب) ^C ۵۵۰

پنهان شدن این قله در دمای ℃ ۶۰۰ ناشی از آن است که یا فاز CFTS تشکیل نشده و یا اگر تشکیل شده آنقدر کم است که زیر فاز آمورف حاصل از بستر شیشهای و فازهای ثانویه (نظیر Cu₂SnS₃) قرار گرفته است. بنابراین، بررسی طیف XRD نمیتواند اطلاعات مفیدی در اختیار ما قرار

دهد. لازم به یادآوری است که بجز دمای سولفوریزاسیون،
بقیه عوامل تولید لایهها مشابه بودهاند.
اندازه بلورکها (D) و میکروکرنش (٤) لایه نازک یک
ساختار بلوری به ترتیب از روابط زیر به دست میآیند[۲]:
$$D = \frac{K\lambda}{\beta_{hkl} \cos(\theta_{hkl})}$$

$$\varepsilon = \frac{\beta_{hkl} \cos{(\theta_{hkl})}}{4}$$

 $\theta_{\rm hkl}$ زاویه پراش پرتو ایکس، $\beta_{\rm hkl}$ برابر پهنا در نصف مقدار بیشینه (FWHM) مربوط به قله شاخص مشاهده شده در طیف XRD، ثابت K برابر ۱/۹ است و λ طول موج دستگاه پراش پرتو ایکس که مقداری برابر ۱/۵۴۰۵ آنگستروم دارد. جدول ۱ مقادیر محاسبه شده این دو پارامتر را برای قله شاخص نمونه رشد یافته در دمای $^{\circ}$ ۵۵۰ نشان میدهد.

جدول ۱: خلاصهای از پارامترهای محاسبه شده به کمک مشخصههای طیف XRD

	صفحه	مکان	β_{hkl}	D	3
	رشديافته	(درجه)	(درجه)	(نانومتر)	
CFTS (aa·°C)	(1 1 7)	۲۸/۳۹	•/٢٧	٣٣	•/۴٧٣

در شکل ۲ طیف رامان نمونه رشد یافته در دمای $^{\circ}$ ۵۵۰ نشان داده شده است. گزارشها نشان میدهند که برای طیف رامان ماده CFTS بیش از ۳۰ قله مختلف وجود دارد، که البته بسته به فرآیند رشد لایه، ساختار و خلوص ماده که البته بسته به فرآیند رشد لایه، ساختار و خلوص ماده ۲ مشاهده میشوند. مهمترین قلههایی که در شکل ۲ مشاهده میشوند به ترتیب در $^{1-}$ ۲ مشاهده میشوند به ترتیب در $^{1-}$ ۳۱۱ $^{1-}$ ۳ ما $^{1-}$ ۳ مشاهده میشوند به ترتیب در $^{1-}$ ۳ ما $^{1-}$ ۳ م $^{1-}$ ۲ م $^{1-}$ ۳ $^{1-}$ $^{1-}$ ۳ $^{1-}$ $^{1-}$ $^{1-}$ $^{1-}$ ۳ $^{1-}$ $^{1-$

684

جابهجایی به دلیل اختلاف دما در فرآیند سولفوریزاسیون، طبیعی است[۴].



شکل ۲: طیف رامان ساختار CFTS تولید شده در دمای $^{\circ}$ ۵۵۰ . . طیف اصلی رامان با خط سیاه، خط لورنتسی برازش شده بر طیف رامان با خط قرمز و پروفایل های تشکیل دهنده خط لورنتسی با خطوط آبی نشان داده شدهاند.

همچنین نباید از ویژگیها و دقت دستگاه طیفسنج نیز چشمپوشی کرد. بنابراین طیف رامان نیز استانیتی بودن ساختار لایه نازک تولید شده را تایید میکند. طیف رامانی که بررسی کردیم، مربوط به نمونه رشد یافته در دمای C° ۵۵۰ بوده، و از بررسی طیف نمونه رشد یافته در دمای C° ۶۰۰ پرهیز کردیم زیرا همانطور که گفتیم، حتی اگر ثابت شود که در این لایه فاز CFTS وجود دارد، به دست آوردن مشخصههای آن (نظیر اندازه بلورکها و میکروکرنش) از روی طیف XRD غیر ممکن است؛ یادآوری می شود که قله شاخصی در طیف XRD آن مشاهده نمی شود، که با تحلیل آن بتوان به نتیجه رسید.

در شکل ۳ طیف UV-Vis-IR لایه ناز ک رشد یافته در دمای ^C ۵۵۰ آمده است. بررسی این طیف نشان میدهد که این لایه ناز ک در طول موج ۳۰۵ نانومتر بیشترین مقدار جذب را دارد. بنابراین بیشینه جذب این لایه، یک جذب فرابنفش خواهد بود. همچنین با تحلیل دادهها و رسم نمودار فرابنفش خواهد بود. مشخص میشود که گاف انرژی این لایه ناز ک برابر ۱/۶۷ الکترون ولت است.



شکل ۳: طیف UV-Vis-IR لایه نازک CFTS رشد یافته در دمای ℃ ۵۵۰ و نمودار Tauc مربوط به آن.

نتيجهگيرى

در این پژوهش به بررسی لایههای نازک CFT تولید شده به روش PLD پرداختیم که در دو دمای $^{\circ}$ ۵۵۰ و $^{\circ}$ ۶۰۰ سولفوره شده و تبدیل به لایه نازک CFTS شده بودند. با توجه به طیفهای XRD و رامان مشخص شد که با کاهش دما از $^{\circ}$ ۶۰۰ به $^{\circ}$ ۵۵۰ احتمال تشکیل فاز CFTS افزایش مییابد و ساختاری که از آن حاصل میشود، ساختار استانیت خواهد بود.

مرجعها

- Vanalakar SA, Patil PS, Kim JH, "Recent advances in synthesis of Cu₂FeSnS₄ materials for solar cell applications: a review," Solar Energy Materials and Solar Cells, pp 204-219, 2018.
- [2] El Fidha G, Bitri N, Mahjoubi S, Abaab M, Ly I, "Effect of the spraying temperatures and the sulfurization on the properties of the absorber Cu₂FeSnS₄ thin films in a solar cell," Materials Letters, pp 62-64, 2018.
- [3] Wang S, Ma RX, Wang CY, Li SN, Wang H. "Effects of K ions doping on the structure, morphology and optical properties of Cu₂FeSnS₄ thin films prepared by blade-coating process," Optoelectronics Letters, pp 291-294, 2017.
- [4] Alanazi, Abdulaziz M., "A molecular precursor route to quaternary chalcogenide CFTS (Cu₂FeSnS₄) powders as potential solar absorber materials," RSC advances 9, No. 42, pp 24146-24153, 2019.





بررسی اثر تغییر ضخامت لایه ی فعال بر مشخصه های عملکردی سلول های خورشیدی آلی P3HT:PCBM

زینب شکراللهی^۱، مینا پیرعلائی^۲ و اصغر عسگری^{۲۹۱}

دانشکده فیزیک – دانشگاه تبریز

۲. گروه پژوهشی ادوات فوتونیکی- پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی- دانشگاه تبریز

zeinab.shokrollahi95@gmail.com

چکیده – امروزه سلول های خورشیدی آلی به دلیل فناوری ساخت ارزان و ساختارهای متنوع آنها و همچنین بهره ی تبدیل توا توان بالا مورد توجه بیشتری قرار گرفته اند. در این مقاله، مشخصه های عملکردی یک سلول خورشیدی آلی ناهمگن توده ای با لایه ی فعال از جنس P3HT:PCBM به ازای ضخامت های مختلف لایه ی فعال، بررسی شده است که برای شبیه سازی آن از نرم افزار اسکپس استفاده شده است. تاثیرات ناشی از افزایش و کاهش ضخامت را بر تمام مشخصه های عملکردی سلول خورشیدی شامل: جریان اتصال کوتاه، ولتاژمدار باز، فاکتور پرشدگی و بهره ی تبدیل توان بررسی کرده ایم. نتایج نشان می دهد که با افزایش ضخامت تا یک مقدار معین، افزایش بهره ملاحظه می شود ولی از یک مقدار معین به بعد، به دلیل اتلافات ناشی از بازترکیب در داخل لایه ها و همچنین سطوح مریوط به آن، کاهش بازدهی، اتفاق می افتد.

کلید واژه- سلول خورشیدی آلی، فرآیند های بازترکیب، شبیه سازی اسکپس، بهره ی تبدیل توان.

The role of active layer thickness on performance parameters of P3HT: PCBM organic solar cell

Zeinab Shokrollahi¹, Mina Piralaee², and Asghar Asgari^{1, 2}

Faculty of Physics- University of Tabriz. Photonic Devices Research Group, Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz.

Abstract- Recently, organic solar cells have attracted wide attention due to their low-cost manufacturing technology and varied structures, as well as their high power conversion efficiency. In this paper, the characteristic performance parameters of a bulk heterogeneous organic solar cell with active layer of P3HT: PCBM with different thicknesses of the active layer is investigated. Simulations are done using the 1-dimensional Scaps simulation software. We have investigated the effects of altering the thickness of active layer, on performance parameters of the solar cell, including: short-circuit current, open circuit voltage, fill factor and power conversion efficiency. The results show that with increasing the thickness up to a certain value, an increase in efficiency is observed, but at higher thicknesses, due to losses mechanisms such as recombination within the layers and bounaries, a decrease in efficiency occurs. The results of this simulation are also has been compared with the results of similar experimental papers.

Keywords: organic solar cell, recombination processes, Scaps simulation, power conversion efficiency.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

فناوری فتوولتائیک می تواند در حوزهی وسیعی از کاربردها در مکان های جغرافیایی و شرایط آب و هوایی مختلف به تامین انرژی کمک کند. سلول های خورشیدی براساس نوع ساختار و مواد بکاربرده شده به دو گروه اصلی معدنی و آلی و یا ترکیب این دو، تقسیم بندی میشوند. ترکیب مواد دهنده و پذیرنده در یک مخلوط آلی باعث افزایش محدوده میان سطحی دهنده: پذیرنده در سلول خورشیدی می شود که این امر باعث افزایش تفکیک بار و بازده جمع آوری حاملین می شود. بااین وجود، توسعه ی عملکرد سلول خورشیدی آلی ناهمگن توده ای،به شدت به شرایط پردازش مانند نسبت مخلوط کردن، افزودنی حلال و بازیخت پس از تولید، وابسته است[۱و۲]. علاوه براین، کنترل مورفولوژی پیوند ناهمگن توده ای و کاهش حجم تله های سطح/رابط برای بهبود مسیرهای ترابرد حامل به الکترودهای مربوطه و دستیابی به عملکرد بالا ضروری هستند[۳]. ضخامت لایه فعال، عامل مهمی در تغییر عملکرد سلول خورشیدی بشمار می آید. کاهش ضخامت لایه ی جاذب(فعال) باعث می شود که سطح اتصال پشتی به ناحیه ی تهی نزدیکتر شود. بنابراین الكترون ها براحتى جذب سطح اتصال پشتى مى شوند و بدليل شرکت آنها در پدیده ی بازترکیب، میزان الکترون های تاثیرگذار بر روی بازده کم میشود و درنتیجه چگالی جریان اتصال کوتاه، ولتاژ مدارباز و ضريب پرشدگی کاهش می يابد. با افزايش ضخامت لایه فعال، تعداد فوتون های جذب شده افزایش می یابد در نتیجه تعداد حاملین بیشتری تولید شده و بازده کوانتومی افزایش می یابد. البته این نکته هم باید مدنظر باشد که بعد از ضخامت بهینه که بیشترین عملکرد را در اختیار ما می گذارد، بدلیل افزایش مقاومت های موجود در سلول و افزایش تلفات ناشی از بازترکیب های موجود در رابط هاو لایه ها، عملکرد سلول شروع به کاهش می کند.

طراحی و مدل بندی ساختار

شکل ۱ ساختار سلول خورشیدی آلی ناهمگن توده ای مورد مطالعه را به دوصورت شماتیک و ساختار شبیه سازی شده با نرم افزار اسکپس ، نشان میدهد.





همانطور که در شکل ۱ مشخص است ساختار سلول خورشیدی مورد مطالعه از سه لایه ی اصلی شامل: لایه های انتقال دهنده ی الکترون(پریلن دی ایمید عامل دار با آمینو نیتروژن اکسید) PDINO و حفره (پلی (۳،۴ اتیلن دی اکسی تیوفن) پلی استیرن سولفونات) PEDOT:PSS و لایه مخلوط پیوند توده ای سولفونات) P3HT:PCBM و لایه مخلوط پیوند توده ای (ITO) و کاتد (Al) با تابع کار های به ترتیب ۴٫۵ و ۴٫۱ الکترون ولت ساندویچ شده است [۴و۵]. شکل ۲ شماتیکی از ترازهای باندی لایه ها را با مقدار گاف باندی نشان میدهد.



شکل ۲. نمودار ساختار باندی لایه های مختلف سلول خورشیدی آلی مورد مطالعه.

با توجه به نمودار شکل ۲، ملاحظه می شود که در نمودار ترازهای باندی، پتانسیل داخلی در مناطق ذاتی (به عنوان مثال لایه فعال) در جهتی ایجاد می شود، که الکترون ها می توانند به سمت لایه انتقال الکترون و حفره ها به سمت لایه انتقال حفره منتقل شوند. جدول ۱ تمامی پارامترهای مورد استفاده مربوط به لایه های مورد استفاده در این شبیه سازی را ارائه می دهد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

[۵]	سازى	شبيه	در	استفاده	مورد	نرهای	پارامن	.١	جدول
-----	------	------	----	---------	------	-------	--------	----	------

يارامترها	PEDOT:PSS	P3HT:PCBM	PDINO
	(HTL)		(ETL)
خىخا <i>ەت</i> (nm)	۳.	,	٥
$E_g(ev)$	1,0	1,5	r, 9 <i>1</i>
x(ev)	٣,٤	r, Ai	٤,)
Er.	٣	5,70	٥
$\mu_n(cm^*/V,S)$	٤,0 * ١٠ ^{-٣}	1,0* 11	۲ * ۱۰-۱
$\mu_p(cm^*/V,S)$	۹,۹ * ۱۰-*	1,71*11	۳ * ۱۰ - ۳
$N_A(cm^{-\tau})$	1 * 1. *1		•
$N_D(cm^{-\tau})$	•		۲*۱.*۱
$N_{c}(cm^{-\tau})$	1. **	۱۰٬۱۹	1.14
$N_V(cm^{-\tau})$	1.**	1.19	1.14
$N_t(cm^{-\tau})$	۱۰ ^۱	0 * 1. ¹¹	۱.۹

بحث و نتايج

شکل۳.الف و ۳.ب به ترتیب نمودارهای جریان-ولتاژ و بهره-ی کوانتومی ساختار مورد مطالعه را برای ضخامت های مختلف لایه ی فعال نشان میدهد.



شکل ۳.الف. نمودار جریان ولتاژ و **ب**. بهره ی کوانتومی ساختار مورد مطالعه به ازای ضخامت های مختلف لایهی فعال.

ضخامت لایهی فعال، جریان اتصال کوتاه به تدریج افزایش می یابد اما فاکتور پر شدگی به دلیل افزایش بازترکیب ها کاهش می باید که این امر منجر به افزایش بهرهی تبدیل تا یک مقدار مشخص و پس از آن کاهش بهرهی تبدیل می شود. تغییرات مشخصه های عملکردی در شکل ۴ بر حسب تغییرات ضخامت لایه فعال نشان داده شده است.



شکل ۴. تغییرات مشخصه های عملکردی ساختار مورد مطالعه بر حسب تغییرات ضخامت لایه فعال.

طبق نمودارهای شکل ۲.الف تا د، با افزایش ضخامت لایه فعال، جریان اتصال کوتاه افزایش می یابد. با افزایش ضخامت لایه فعال از ۵۰ نانومتر به ۲۱۰ نانومتر، جریان اتصال کوتاه تقریبا دو برابر شد و از ۳۸٫۵۳ نانومتر، بریان mA/cm² ۱۱٫۵۳ افزایش یافته است. مقدار ولتاژمدار باز تقریبا ثابت بوده و فاکتور پرشدگی به دلیل افزایش بازترکیب ها در حال کاهش است. بهره ی تبدیل توان تا بازترکیب ها در حال کاهش است. بهره ی تبدیل توان تا مدود ۱۵۰نانومتر با افزایش ضخامت افزایش یافته و بعد از آن رو به کاهش است. جدول ۲ مقایسه ی نتایج شبیه سازی انجام شده در این مقاله را با نتایج تجربی مقالات مشابه نشان میدهد.

با توجه به شکل۳.الف و ب می توان ملاحظه کرد که با افزایش

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

fullerene solar cell blends." *Nature materials* 7.2 (2008): 158-164

[3] Hedley, Gordon J., et al. "Determining the optimum morphology in high-performance polymer-fullerene organic photovoltaic cells." *Nature communications* 4.1 (2013): 1-10.

[4]] Dennler, Gilles, Markus C. Scharber, and Christoph J. Brabec. "Polymer-fullerene bulkheterojunction solar cells." *Advanced materials* 21.13 (2009): 1323-1338.

[5] Abdelaziz, W., et al. "Numerical study of organic graded bulk heterojunction solar cell using SCAPS simulation." *Solar Energy* 211 (2020): 375-382.

[6] Zhang, J., Futscher, M.H., Lami, V., Kosasih, F.U., Cho, C., Gu, Q., Sadhanala, A., Pearson, A.J., Kan, B., Divitini, G., Wan, X., Credgington, D., Greenham, N.C., Chen, Y., Ducati, C., Ehrler, B., Vaynzof, Y., Friend, R.H., Bakulin, A.A., 2019. Sequentially deposited versus conventional nonfullerene organic solar cells: interfacial trap states, vertical stratification, and exciton dissociation. Adv. Energy Mater. 9, 1902145. **جدول ۲.** مقایسه ی نتایج شبیه سازی انجام شده در این مقاله با نتایج تجربی [۶]

	نتايج تجربى	نتايج شبيه سازى
Voc(v)	۰/۸۴۷	٠/٨٥
Jsc(mA/cm ²)	۱۸/۶۴	۱۷/۰۴
FF(%)	9419	۷۰٬۲۷
n (%)	1./19	۱۰/۲۸

همانطور که از نتایج جدول ۲ ملاحظه می شود نتایج شبیه سازی انجام شده در این مقاله با تقریب نسبتا خوبی با نتایج تجربی مطابقت دارد. با توجه به تکرار پذیری و سریع تر بودن شبیه سازی انجام شده، میتوان از نتایج آن برای طراحی ساختارهایی با بهرهی تبدیل بالا استفاده کرد.

نتيجهگيرى

ما در این مقاله به شبیه سازی یک سلول خورشیدی ساختار نامتجانس توده ای آلی P3HT: PCBM پرداخته ایم. هدف اصلی، بررسی نقش ضخامت لایه ی فعال بر پارمترهای عملکردی سلول خورشیدی است. نتایج نشان می دهد که جریان اتصال کوتاه با افزایش ضخامت لایهی فعال، به تدریج افزایش می یابد. از طرفی فاکتور پر شدگی به دلیل افزایش ناشی از مقاومت ها و افزایش بازترکیب ها کاهش می باید که این امر منجر به افزایش بهرهی تبدیل تا یک مقدار مشخص و پس از آن کاهش بهرهی تبدیل می شود. در نتیجه یک مقدار بهینه ای برای ضخامت سلول خورشیدی بدست آمده است. همچنین نتایج با نتایج مقالات تجربی مشابه مقایسه و تطابق مناسبی بین نتایج ملاحظه گردیده

مرجعها

[1] Bahrami, Zahra, Alireza Salehi, and Alireza Mahdlu Eyvaraghi. "AMPS-1D Modelling of P3HT/PCBM Bilayer and BHJ Organic Solar Cell." 2019 27th Iranian Conference on Electrical Engineering (ICEE). IEEE, 2019.

[2] Campoy-Quiles, Mariano, et al. "Morphology evolution via self-organization and lateral and vertical diffusion in polymer:



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



بررسی اثر ضخامت و چگالی نقص در لایه جاذب بر عملکرد سلول خورشیدی مبتنی بر پروسکایت

کوثر جعفری زاده، زهرا حسینی

zahrahosseini@shirazu.ac.ir

چکیده – گاف انرژی نسبتاً بزرگ پروسکایت های مبتنی بر سرب مانع اصلی دستیابی به بازده بالا در سلولهای خورشیدی مبتنی بر پروسکایت است. جایگزینی سرب با قلع منجر به ایجاد گاف انرژی کوچکتر در پروسکایتهای بدون سرب می شود. در اینجا، ما کاربرد ماده پروسکایت مبتنی بر قلع –سرب، MAPbI₃)0.4 (FASnI₃)0.6 (MAPbI₃) با گاف انرژی l/24 eV را به عنوان ماده جاذب در سلول خورشیدی با ساختار معکوس بررسی کردهایم. شبیهسازی سلول با استفاده از نرمافزار شبیهسازی SCAPS انجام شده است. همچنین، تأثیر پارامترهای مختلف مانند کیفیت و ضخامت لایه جاذب، برعملکرد سلول خورشیدی مبتنی بر (FASnI₃)0.6 (MAPbI₃)0.4

کلید واژه- بازده تبدیل توان، پروسکایت، چگالی نقص، سلول خورشیدی، ولتاژ مدار باز

Investigation of The Effect of Thickness and Defect Density in The Absorber Layer on Perovskite-based Solar Cell Performance

Kosar Jafarizade, Zahra Hosseini

zahrahosseini@shirazu.ac.ir

Abstract- The relatively large bandgaps of the methylammonium lead halide perovskites are the major obstacle to achieving efficiency in the lead-based perovskite solar cells. Substituting lead with tin leads to smaller bandgaps for lead-free perovskite materials. Although lead-free perovskite solar cells show broader spectral response extended to near infrared region, they usually have relatively low responsivity. Here, we investigated the application of a mixed tin-lead perovskite material, ((FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4}), with small bandgap of 1.24 eV as the absorber material in a perovskite solar cell with inverted structure. The device simulation is performed by using SCAPS-1D simulation software. The effect of different parameters such as absorber layer quality and thickness on the performance of the (FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4} solar cell is studied.

Keywords: defect density, PCE, perovskite, solar cell, V_{OC}

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

مقدمه

سلولهای خورشیدی پروسکایت به دلیل بازده بسیار بالا، هزینه مواد اندک و فرایند ساخت آسان مورد توجه بسیاری قرار گرفته است (1). این سلولهای خورشیدی دارای خواص نوری منحصربفردی از جمله: ضریب جذب بالا، تحرك حامل بالا و طول نفوذ طولاني هستند (2,3) . بازده تبدیل توان سلولهای خورشیدی یروسکایت با استفاده از مهندسی لایه انتقال دهنده حاملها، بهینهسازی ترکیب جاذب و روشهای لایه نشانی در طی یک دهه اخیر از . (4,5) به 2/25٪ رسیده است (4,5)

بطورکلی پروسکایت های مبتنی بر سرب (APbX₃) که A در آن کاتیونهای تک ظرفیتی مانندMethylammonium (MA) و Formamidinium (FA) و MA) کلر، بروم و ید می باشد، دارای لبهی جذبی تا محدودهی مرئی هستند. در حالیکه سلولهای خورشیدی مبتنی بر قلع لبهی جذب گستردهای تا محدودهی نزدیک مادون قرمز دارند. بنابراین با افزایش نسبت قلع در ترکیبات پروسکایت میتوان لبه جذب آن را تا طول موجهای نزدیک به مادون قرمز گسترش داد.

همچنین، سمیت زیست محیطی سرب ممکن است كاربردهاى تجارى سازى سلولهاى خورشيدى پروسكايت را محدود کند. یافتن راههایی برای سلولهای خورشیدی پروسکایت بدون سرب بدون به خطر انداختن عملکرد

سلول به ویژه برای پروسکایتهای فتوولتائیک بسیار مهم است.

در سال 2017، Zhao و همکارانش سلول خورشیدی با گاف انرژی برابر با 1/25 الکترون ولت با ترکیب قلع و سرب، با بازده تبدیل توانی برابر با 17/6٪ گزارش کردهان (6). در این گزارش ولتاژ مدار باز بالاتر از 0/85 V است.

همچنین این سلول خورشیدی دارای بازده کوانتومی بالاتر از 70٪ در محدودهی مادون قرمز نزدیک است.

در این مطالعه، شبیه سازی سلول خورشیدی مبتنی بر تركيب يروسكايت FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4} انجام شده و اثر پارامترهایی چون ضخامت لایه پروسکایت و چگالی نقص در این لایه بر عملکرد سلول خورشیدی مورد بررسی قرار گرفته است. شبیه سازی توسط نرم افزار SCAPS -1D انجام شده که برنامه شبیهسازی سلولهای خورشیدی یک بعدی است که در بخش الکترونیک و سیستم های اطلاعاتی دانشگاه Gent بلژیک توسعه یافته است (7).

ساختار سلول خورشیدی مورد بررسی در این پژوهش به صورت ITO/PEDOT:PSS/(FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4} C60/Ag/ می باشد. خلاصه پارامترهای ورودی برای هر لایه شبیهسازی شده مطابق مراجع است (10-8). همچنین، تمام شبیه سازیها تحت نور AM 1.5G انجام شده است

نتايج و تحليل يژوهش

بررسی اثر چگالی نقص و ضخامت بر عملکرد سلول خورشيدي

در سلول خورشیدی، حاملهای بار در لایه جاذب تولید می شوند. فرایند انتشار در توده لایه جاذب به دلیل گرادیان غلظت اتفاق می افتد. سپس در دو طرف لایه جاذب یعنی در HTM / جاذب و جاذب / ETM، حامل های بار از يكديگر جدا شده و در جهات مختلف تحت ميدان الكتريكي حرکت میکنند. بنابراین کیفیت و ضخامت لایه جاذب، پارامترهای محدود کننده عملکرد سلول خورشیدی هستند. كيفيت لايه جاذب در واقع تعيين كننده طول نفوذ الكترون (L_n) و طول نفوذ حفره (L_p) مى باشد. طول نفوذ حاملها با فرمول زير تعريف مىشود. (1

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12– 14 بهمن 1400

> که در آن D و au به ترتیب ضریب انتشار و طول عمر حامل بار هستند.

> تغییر ضخامت لایه جاذب بطور همزمان بر میزان جذب نور و بر میزان جمعآوری حاملهای بار اثر میگذارد. اگر ضخامت لایه جاذب کمتر باشد میزان جذب نور کاهش می یابد و در نهایت بازده کاهش می یابد. اگر ضخامت لایه جاذب زیاد باشد، بسته به میزان چگالی نقص و طول نفوذ حامل های بار در این لایه، ممکن است حامل های بار نتوانند به سمت لایه جمع آوری بار حرکت کنند. بنابراین بر آورد ضخامت بهینه لایه جاذب با توجه به میزان چگالی نقص در این لایه، برای دستیابی به بازده بالا ضروری است. در این تحقیق میزان تغییرات پارامترهای فوتوولتاییک سلول تر کیب مبتنى يروسكايت خور شیدی بر FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4})، با تغيير ضخامت لايه جاذب به ازای میزان چگالی نقص مختلف در این لایه مورد بررسی قرار گرفته است. همانگونه که در شکل 1 مشاهده می شود با افزایش میزان چگالی نقص در لایه جاذب سلول خورشيدي ولتاژ مدار باز آن كاهش مي يابد.

نتایج شبیهسازی نشان میدهند بالاترین میزان ولتاژ مدار باز زمانی به دست میآید که چگالی نقص در لایه جاذب برابر (1/cm³) 2011 و ضخامت لایه جاذب برابر با nm 800 باشد. در این حالت بازده سلول خورشیدی پروسکایت برابر 21.52/ خواهد بود که با بهینه کردن پارامترهای سلول خورشیدی پروسکایت مبتنی بر قلع-سرب امکان دستیابی به بازده بالا فراهم می باشد. همچنین، نمودار بازده کوانتومی این سلول خورشیدی نشان می دهد که بازه پهنی از طول موج ها از ناحیه فرابنفش تا فروسرخ با بازده کوانتومی بالا 70٪ در این سلول جذب شده است (شکل2).



شکل2: نمودار بازده کوانتومی سلول خورشیدی مبتنی بر (FASnI₃)_{0.6}(MAPbI₃)_{0.4}



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

شکل 1: الف) نمودار Voc به عنوان تابعی از چگالی نقص ب) نمودار تغییر Voc با تغییرات ضخامت ج) جریان بازترکیبی در برابر ضخامت د) تغییرات ضخامت بهینه لایه جاذب با L_n

[2] C. Huo,, B. Cai,, Z. Yuan,, B. Ma,, H. Zeng, Small Methods 1(3) (2017) 1–13. 10.1002/smtd.201600018.

[3] A. Fakharuddin,, F. De Rossi, T.M. Watson,
 L. Schmidt-Mende,, R. Jose, APL Mater. 4(9) (2016).
 10.1063/1.4962143.

[4] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, T. Miyasaka, J. Am. Chem. Soc. 131(17) (2009) 6050–1.
 10.1021/ja809598r.

[5] J. Burschka, N. Pellet, S.J. Moon, R. Humphry-Baker, P. Gao, M.K. Nazeeruddin, M. Grätzel, Nature 499(7458) (2013) 316–9. 10.1038/nature12340.

[6] D. Zhao,, Y. Yu,, C. Wang,, W. Liao,, N. Shrestha,, C.R. Grice, A.J. Cimaroli, L. Guan,, R.J. Ellingson,, K. Zhu,, X. Zhao,, R.G. Xiong,, Y. Yan, Nat. Energy 2(4) (2017) 1–7. 10.1038/nenergy.2017.18.

[7] A. Niemegeers, M. Burgelman, K. Decock, SCAPS Man. (december) (2016).

[8] A. Wang,, X. Gan,, J. Yu, Opt. Mater. (Amst). 112(November 2020) (2021) 110751. 10.1016/j.optmat.2020.110751.

T. Jiang, Z. Chen, X. Chen, T. Liu, X. Chen,
 W.E.I. Sha, H. Zhu, Y. Yang, Sol. RRL 4(3) (2020) 1–
 7. 10.1002/solr.201900467.

[10]N. Lakhdar,, A. Hima, Opt. Mater. (Amst).99(November)(2020)10.1016/j.optmat.2019.109517.

نتيجه گيرى

در این مطالعه، ما پتانسیل بالای مواد پروسکایت قلع-سرب مخلوط را به عنوان ماده جاذب در سول خورشیدی باند پهن نشان دادیم. شبیه سازی سلول خورشیدی با ساختار ITO/PEDOT:PSS/(FASnI₃)0.6(MAPbI₃)0.4/C₆₀/Ag انجام شده است که تاثیر پارامترهایی چون ضخامت و چگالی نقص را نشان داده ایم. رویکرد شبیهسازی مبتنی بر تنوع پارامترهای سلول است تا تأثیر آن بر عملکرد سلول خورشیدی را دیده و بینش عمیقی در مورد دلیل تأثیر آن به دست آورد. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که ضخامت بهینه لایه جاذب به شدت تحت تأثیر کیفیت این لایه است. در مورد کیفیت لایه جاذب، لایههای جاذب ضخیم تر از در مورد کیفیت لایه جاذب، لایههای جاذب ضخیم تر از فرانومتر با چگالی نقص (FASnI₃)0.6</sub>(MAPbI₃)0.4 نور فرودی را برآورده کند.

مرجعها

[1] N.S. Lewis, Science (80-.). 315(5813) (2007) 798–801. 10.1126/science.1137014.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بهینه سازی عملکرد سلول خورشیدی پلیمری پیوند سه تایی نیمهشفاف با گیرنده غیرِ فولرنی : اثر ضخامت

المیرا میلانی^{۲۰۱}، مینا پیرعلائی^۲ و اصغر عسگری^{۲۰۱}.

- دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز
- ۲. گروه پژوهشی ادوات فوتونیکی- پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی- دانشگاه تبریز Elmira.milaani@gmail.com

چکیده- سلولهای خورشیدی پلیمری بدلیل هزینهی ساخت ارزان و دسترسی به بهره تبدیل توان بالا، مورد توجه بسیاری قرار گرفتهاند. یکیاز ویژگیهای بارز سلولهای خورشیدی آلی، کاربرد آنها در ساختارهای شفاف است که منجربه ظهور چشماندازی نوین در کاربردهایی مانند پنجره، پرده و پوششهای سقف جهت تولید برق ساختمانها و اتومبیلها و کاربردهای معماری بسیاری میشود. اخیراً،گیرندههای مولکول کوچک غیرفولرنی، جایگزین خوبی برای گیرندههای معمولی فولرنی شناخته شدهاند. ما در این مقاله به شبیهسازی یک سلول خورشیدی پلیمری پیوند سه تایی با گیرنده غیرِ فولرنی با خاصیت نیمهشفاف پرداختهایم. نتایج نشان میدهد که با افزایش ضخامت لایه فعال، جریان اتصالکوتاه به تدریج افزایش می یابد اما فاکتور پرشدگی به دلیل افزایش بازتر کیبها کاهش می باید که این امر منجربه افزایش بهره تبدیل تا یک مقدار مشخص و پساز آن کاهش بهره تبدیل میشود. ضخامت بهینه ناحیه فعال در این مقاله ۱۰۰ نانومتر بدست آمده است. همچنین بهره کوانتومی ساختار مورد مطالعه در طول موجهای کوتاهتر از ۵۰۰ حاملها میشود، با کاهش مواجه می شود.

کلید واژه- مواد آلی، مواد غیرفلورنی، سلول خورشیدی پلیمری پیوند سه گانه، پلیمر نیمهشفاف.

Optimization of Semi-transparent Organic Ternary Solar Cells with Non-Fullerene Acceptor: The Thickness Effects

Elmira Milani^{1, 2}, Mina Piralaee², and Asghar Asgari^{1, 2}

- 1. Faculty of Physics- University of Tabriz.
- 2. Photonic Devices Research Group, Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz.

Abstract- Polymer solar cells attracted a lot of attention due to their low cost and ability of high power conversion efficiency. One of the important features of organic solar cells is their application in transparent devices, leads to the emergence of novel perspectives in applications such as windows, curtains and roof coverings to generate electricity for buildings and cars and many architectural applications. Recently, non-fullerene small molecule acceptors known as good alternative to conventional fullerene acceptors. In this paper, we simulate ternary polymer solar cell with a non-fullerene acceptor with semi-transparent properties. The results show that with increasing the thickness of the active layer, the short-circuit current gradually increases, but the filling factor decreases due to the increase in recombination, which leads to an increment in the conversion efficiency up to a certain value, and then decreases. In this work, the optimal thickness of the active layer is 100 nm. Also, the quantum efficiency of the structure increases with thickness at wavelengths shorter than 500 nm and decreases for higher wavelengths due to increased recombination in the active layer, which leads to reduced carrier shrinkage.

Keywords: organic materials, non-fullerene materials, ternary solar cell, semi-transparent polymer.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

سلولهای خورشیدی آلی بهدلیل کم بودن هزینه ساخت، سبکوزنی، انعطافپذیری و ماهیت نیمه شفاف، به عنوان یک منبع انرژی تجدیدپذیر توسط محققین بسیار مورد توجه قرار گرفته است. اخیراً بازده تبدیل توان سلولهای خورشیدی (PCE) بهدلیل مواد فتوولتائیک پیشرفته از ۱۲ درصد فراتر رفته است. یکیاز ویژگیهای قابل توجه سلولهای خورشیدی آلی نیمهشفاف بودن آنها است که منجربه چشماندازی نوین در ساخت پنجرهها و پردههای تولید برق برای ساختمانها و اتومبیلها و کاربردهای معماری و مد می شود [۱-۵]. برای ساخت یک سلول خورشیدی نیمه شفاف، جذب نور در داخل لایه فعال بايد دقيقا تنظيم شود تا اجازه عبور نور كافي را بدهد. علاوهبراين، هر دو الكترود بايد شفاف باشند. روش هاى مختلفى براى ساخت الكترودهاى شفاف وجود دارد[عو٧]. نانولولههاى كربنى کاندیدای مناسبی هستند، زیرا میتوانند ارزان تر تولید شوند و انعطاف پذیری مکانیکی خوبی از خود نشان دهند. محلول دیگر مبتنی بر کربن، گرافیک و یا چند جفت کریستال فوتونیک به عنوان الكترود بالا و پايين نيز مي توانند از ديگر گزينهها باشند[٨و٩]. اخیراً، گیرندههای مولکول کوچک غیرفولرنی، جایگزینهای بسیار خوبی برای گیرندههای معمولی فولرنی مورد استفاده در سلولهای خورشیدی آلی بهعنوان جمع کننده الكترون هستند. عملكرد برترسلولهاى بدون فولرنى ناشى از بهبود خواص نورى و الكترونيكي گيرندههاى غيرفولرنى از جمله سطوح انرژی مولکولی به راحتی قابل تنظیم، خواص جذب نوری برتر و هزینههای مصنوعی کمتر درمقایسهبا گیرندههای فولرنی است. این ویژگیهای سودمند عملکرد بهبود یافتهای را که توسط سلول های خورشیدی آلی در چند سال گذشته نشان داده شده است، سرعت بخشيده است. پذيرنده غيرفولرني (ITIC) نتايج بسیار امیدوارکنندهای را نشان داده است. این ماده مولکولی كوچك جديد داراى آخرين اوربيتال مولكولى اشغال نشده -. است که منجر به ولتاژ بالای مدار باز $V_{
m oc}$ می شود $3.78~{
m eV}$

روش کار

در این پژوهش، ما استفاده از مواد غیرفولرنی را در یک سلول خورشیدی نیمهشفاف نشان دادهایم. با انتخاب ضخامتهای مختلف برای لایه فعال نیمهشفافPBDB-T:ITIC بازدهی بیش از ۷ درصد را به دست میآید که یکیاز بالاترین مقادیر

گزارش شده در یک ساختار نیمه شفاف است. نکته مهم این است که این راندمان بالا در کار تجربی انجام شده با 25 AVT درصد به دست آمده است که برای کاربردهای سلول خور شیدی شفاف بسیار مهم است[۱۰].

ساختار مورد استفاده برای این مطالعه در شکل ۱.الف نشان داده شده است که در آن، Ag بهعنوان الکترود بالای شفاف عمل مى كند، MoO3 نيز بهعنوان لايه انتقال دهنده حفره عمل مى كند. لايه ZnO بهعنوان لايه انتقال دهنده الكترون استفاده شده است و ITO الكترود زيرين شفاف است. پليمر جديد، PBDB-T و مولكول كوچك غيرفولرني، ITIC، بهعنوان لايه فعال، همانطور که در شکل ۱.ب نشان داده شده است، بهترتیب بهعنوان دهنده و پذیرنده انتخاب شدند. بالاترین اوربیتال مولکولی اشغال شده و پایین ترین اوربیتال مولکولی اشغال نشده مواد مورد استفاده در شکل ۱.ج نشان داده شده است. بهمنظور بهینهسازی ساختار مورد نظر، طیف وسیعی از ساختار با ضخامتهای لایه فعال مختلف، از ۶۰ نانومتر تا ۱۲۰ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است. تحرکپذیری الکترون و حفره توسط دادههای تجربی باتوجهبه ضخامت مورد نظر از کارهای تجربی بدست آمده است[١٠]. محاسبات با استفاده از نرمافزار اسکیس شبیهسازی شده است.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل۱. الف) نمودار شماتیک سلولهای خورشیدی آلی نیمه شفاف. ب) ساختارهای شیمیایی مواد لایه فعال (پلیمر دهنده:PBDB-T و پذیرنده غیرفولرنی: ITIC ج) نمودار سطح انرژی مواد مورد استفاده در ساختار.

بحث و نتايج

مشخصه های عملکردی سلول خورشیدی مورد مطالعه، در شکل۲ نشان داده شده است. این شکل بهوضوح نشان میدهد که تمام ساختارهای نیمه- شفاف، یک ولتاژمدار باز مشابه دارند که نزدیک به ۰٫۸ ولت است. این مقدار تقریبا ۰٫۲ ولت بیشتر از ساختارهای حاوی گیرندههای سنتی فولرنی، بهدلیل وجود اوربیتال مولوکولی اشغال نشده بالای گیرندههای غیرفولرنی است[11] ، لذا مواد انتخابی یک عامل بسیار مهم است که به بهبود عملكرد ساختارهای فتوولتائیک كمک می كند. باتوجهبه نمودارهای بدست آمده، با افزایش ضخامت لایه فعال، جریان اتصال كوتاه نيز افزايش يافت. با افزايش ضخامت لايه فعال از ۶۰ نانومتر به ۱۴۰ نانومتر، جریان اتصال کوتاه از ۸٫۷۵ mA/cm² به mA/cm²1۲,۸۴ افزایش یافته است. این مقادیر در جدول ۱ نشان داده شده است. جذب لایه فعال، برای ضخامتهای مختلف لایهی فعال، در شکل ۳.الف نشان داده شده است. این یک روند واضح را نشان مىدهد، با افزايش ضخامت لايه، جذب در كل محدوده طول موج افزایش می یابد. این روند در طول موجهای بلند (<۵۰۰ نانومتر) مستقيماً با افزايش ضخامت باعث افزايش بهره كوانتومي خارجي مي شود كه با افزايش جذب فوتون مرتبط است. شکل ۳.ب و ۳.ج به ترتیب منحنی جریان ولتاژ و بهرهی کوانتومی سلول خورشیدی مورد مطالعه را نشان می دهد. برای طول موج های کوتاه روند منحنی بهری کوانتومی با روند نمایش داده شده در منحنیهای جذب شکل ۳.الف مطابقت دارد. بهرهی كوانتومي خارجي با افزايش ضخامت افزايش مييابد. با افزايش ضخامت بیش از ۱۰۰ نانومتر، بهره کوانتومی خارجی به شدت کاهش می یابد .باتوجه به جذب اجزای منفرد، ITIC در تولید

جریان نوری در این ناحیه نقش بسیار کمی دارد. کاهش بهره کوانتومی خارجی در این ناحیه تا حد زیادی به کاهش جریان نوری تولید شده در فاز PBDB-T مربوط میشود. مکانیسم دقیق این امر مشخص نیست. بهنظر میرسد این اتفاق بهدلیل افزایش بازترکیب در لایه ضخیم باشد، که منجربه کاهش جمع افزایش می افزایش می مود. درمقابل ضریبپرشدگی با افزایش ضخامت همانطورکه در جدول ۱ مشاهده میکنیم، افزایش می یابد.

جدول ۱. پارامترهای عملکرد سلولخورشیدی نیمهشفاف مورد بررسی با ضخامتهای لایه فعال مختلف تحت نورAM1.5G.

Active layer thickness (nm)	J _{sc} (mA/c m ²)	V _{oc} (V)	FF (%)	η (%)
۶۰	۸.۷۵	۰.۸۱۹	57.74	۴.۸۲
٩٠	11.80	۲۲۸.۰	۶۳.۴۹	۶.۱۲
1	17.47	۰.۸۶۱	80.84	۶.۵۱
11+	۱۲.۸۸	۰.۸۱۷	۵۶.۹۸	۶.۰۶
14.	۱۲.۸۴	۰.۸۰۹	۵۶.۹۷	۵.۹۲



شکل۲. مشخصههای عملکردی سلول خورشیدی مورد مطالعه بهازای ضخامتهای مختلف بر حسب نانومتر.



مرجعها

[1] Guo, W.; Xu, Z.; Zhang, F.; Xie, S.; Xu, H.; Liu, X. Y., Recent Development of Transparent Conducting Oxide-Free Flexible Thin-Film Solar Cells. *Adv. Funct. Mater.* **2016**, *26*, 8855-8884.

[2] Ma, H.; Yip, H.-L.; Huang, F.; Jen, A. K. Y., Interface Engineering for Organic Electronics. *Adv. Funct. Mater.* 2010, *20*, 1371-1388.

[3] Forrest, S. R., The path to ubiquitous and low-cost organic electronic appliances on plastic. *Nature* **2004**, *428*, 911-918.

[4] Kaltenbrunner, M.; White, M. S.; Głowacki, E. D.; Sekitani, T.; Someya, T.; Sariciftci, N. S.; Bauer, S., Ultrathin and lightweight organic solar cells with high flexibility. Nat. Commun. **2012**, *3*, 770.

[5] Colsmann, A.; Puetz, A.; Bauer, A.; Hanisch, J.; Ahlswede, E.; Lemmer, U., Efficient Semi-Transparent Organic Solar Cells with Good Transparency Color Perception and Rendering Properties. *Adv. Energy Mater.* 2011, *1*, 599-603.

[6] Li, S.; Ye, L.; Zhao, W.; Zhang, S.; Mukherjee, S.; Ade, H.; Hou, J., Energy-Level Modulation of Small Molecule Electron Acceptors to Achieve over 12% Efficiency in Polymer Solar Cells. *Adv. Mater.* **2016**, *28*, 9423-9429.

[7] Zhao, F.; Dai, S.; Wu, Y.; Zhang, Q.; Wang, J.; Jiang, L.; Ling, Q.; Wei, Z.; Ma, W.; You, W.; Wang, C.; Zhan, X., Single-Junction Binary-Blend Nonfullerene Polymer Solar Cells with 12.1% Efficiency. Adv. Mater. 2017, 1700144.

[8] Tai, Q.; Yan, F., Emerging Semitransparent Solar Cells: Materials and Device Design. *Adv. Mater.* 2017, 1700192.

[9] Jeon, I.; Delacou, C.; Kaskela, A.; Kauppinen, E. I.; Maruyama, S.; Matsuo, Y., Metalelectrode- free Window-like Organic Solar Cells with p-Doped Carbon Nanotube Thin-film Electrodes. *Sci. Rep.* **2016**, *6*, 31348.

[10] Upama MB, Wright M, Elumalai NK, Mahmud MA, Wang D, Xu C, Uddin A. High-efficiency semitransparent organic solar cells with non-fullerene acceptor for window application. ACS Photonics. **2017** Sep 20;4(9):2327-34.

[11] Zhao, W.; Qian, D.; Zhang, S.; Li, S.; Inganäs, O.; Gao, F.; Hou, J., Fullerene-Free Polymer Solar Cells with over 11% Efficiency and Excellent Thermal Stability. *Adv. Mater.* **2016**, *28*, 4734-4739.



شکل ۳. الف) منحنیهای J-V ساختار مورد مطالعه ، ب) طیف بهره کوانتومی خارجی و ج) طیف جذبی لایه فعال به^از ای ضخامتهای مختلف تحت نور AM1.5G.

نتيجهگيرى

ما در این مقاله به شبیه سازی یک سلول خورشیدی پلیمری پیوند سه تایی با گیرنده غیر فولرنی با خاصیت نیمه شفاف پرداخته ایم. نتایج نشان می دهد که با افزایش ضخامت لایه فعال، جریان اتصال کوتاه به تدریج افزایش می یابد اما فاکتور پرشد گی به دلیل افزایش باز ترکیب ها کاهش می باید که این امر منجربه افزایش بهره تبدیل تا یک مقدار مشخص و پس از آن کاهش بهره تبدیل می شود. ضخامت بهینه ناحیه فعال در این مقاله ۱۰۰ نانومتر بدست آمده است. همچنین بهره کوانتومی ساختار مورد مطالعه در طول موجهای کوتاه تر از ۵۰۰ نانومتر با افزایش ضخامت افزایش یافته و برای طول موجهای بالاتر به دلیل افزایش باز ترکیب در لایه فعال که منجربه کاهش جمع آوری حامل ها می شود، با کاهش مواجه می شود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



سنتز نانوکامپوزیت GO-Au و کاربرد آن در سلول خورشیدی رنگدانهای

حمیده حسن زاده جشاری، حسین روح الامینی نژاد، وحید صاحب دکتری فیزیک، هیات علمی دانشگاه شهید باهنر کرمان <u>Rooholamini@uk.ac.ir</u> دکتری شیمی، هیات علمی دانشگاه شهید باهنر کرمان <u>Vahidsaheb@uk.ac.ir</u> دانشجوی دکتری فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان <u>Hm.hassanzade@gmail.com</u>

چکیده –هدف این مطالعه سنتز یک نانوساختار مبتنی بر گرافن و طلا و بهکارگیری آن در فوتوآند سلول خورشیدی رنگدانهای است. خاصیت پلاسمونیکی نانوذرات طلا باعث افزایش جذب ناحیهٔ مرئی میشود. از طرفی اکسید گرافن با داشتن خواص کار آمدی مانند شفافیت بالا در ناحیهٔ مرئی، مقاومت پایین در مقابل انتقال الکترون، پایداری و سطح ویژه بالا میتواند در لایهٔ انتقال دهنده الکترون و فوتوآند سلول بهکار برده شود که در اینجا با استفاده از یک روش سنتز مناسب و اتصال مناسب نانوذرات طلا به صفحات گرافن، نانوکامپوزیت بهینهای برای فوتوآند سلول خورشیدی رنگدانهای ساخته شد. علاوه بر آن استفاده از نانوذرات طلا با سایز بسیار کوچک در حد ۲۰۰۱ در محلول رنگدانه توانست جذب را در قسمت رنگ نیز افزایش دهد. دلیل انتخاب سایز کوچک در این

كليد واژه- اكسيد گرافن، پلاسمونيك، سلول خورشيدي رنگدانهاي، نانوذرات طلا، نانوكامپوزيت

Synthesis of GO-Au nanocomposite and its application in dye solar cell

Hasanzadeh Jeshari Hamideh, Rooholamininejad Hossein, Saheb Vahid Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman

sics, Shanid Bahonar Univer <u>Rooholamini@uk.ac.ir</u> <u>Vahidsaheb@uk.ac.ir</u> <u>Hm.hassanzade@gmail.com</u>

Abstract –The aim of this study is the synthesis and utilization of a nanostructure based on graphene and gold in the photoanode of dye sensitized solar cell. The plasmonic properties of gold nanoparticles increase the absorption of the visible region. On the other hand, graphene oxide with its efficient properties such as high transparency in the visible region, low resistance to electron transfer, stability and high specific surface area can be used in the electron transfer layer and photoanode of the cell, which here an optimal nanocomposite was made for photoanode of dye solar cell with applying an appropriate synthesis method and proper bonding of gold nanoparticles to graphene plates. In addition, the use of gold nanoparticles with a very small size of 2 nm in the dye solution was able to increase the absorption in the dye. The reason for choosing a small size is that the nanoparticles do not interfere with the adsorption of dye on the surface of TiO₂.

Keywords: Graphene oxide, plasmonics, dye solar cell, gold nanoparticles, nanocomposite

یکی کاهش گاف نواری برای تقویت پاسخ نوری فیلمهای نازک دیاکسید تیتانیوم و دوم استفاده از خاصیت رسانایی عالی نانوسیم گرافن برای انتقال الکترون از نوار رسانش اکسید تیتانیوم به الکترود که از بازترکیب الکترون حفره جلوگیری مینماید[۹]. در این پژوهش با بهکاربردن نانوکامپوزیت مبتنی بر نانوذرات طلا و اکسید گرافن در فوتوآند سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانهٔ طبیعی سعی بر این بوده است که بازدهی سلول افزایش یابد. برای لایهٔ رنگدانهٔ سلول نیز از محلول رنگدانه N_{719} حاوی نانوذرات طلای ۲ نانومتری استفاده شد.

روش تجربی

روش هیدروترمال اصلاح شده برای سنتز نانوساختار GO/Au انتخاب گردید. ابتدا برای سنتز اکسید گرافن از روش هامر اصلاح شده استفاده شد. در این روش مقدار ۱gr پودر گرافیت با خلوص بالا را با ۷۰cc اسید سولفوریک، ۲۵cc اسید نیتریک و ۱۰cc اسید فسفریک مخلوط کرده و برای مدت ۱۰ دقیقه هم زده شد. سپس در حمام یخ قرار داده و به آرامی در مدت زمان ۲ ساعت، مقدار ۶gr پودر پرمنگنات پتاسیم به مخلوط اضافه و سپس حمام یخ برداشته شد. پس از آن ۱۰۰ml آب دیونیزه به آرامی به مخلوط اضافه و مخلوط همزده شد. مخلوط در حمام روغن داغ ۸۵ درجه قرار داده شد و آب دیونیزه و آب اکسیژنه به مخلوط اضافه گردید که رنگ مخلوط کاملاً به زرد مایل به نارنجی تبدیل شد. در مرحله بعدی، برای تولید اکسید گرافن، اکسید گرافیت در حمام فراصوت قرار گرفت. این کار باعث شکستهشدن پیوندهای واندروالس میان لایههای اکسید گرافیت و ورقه ورقه شدن لایهها می گردد. در نهایت ماده با هیدروکلریک اسید و آب دیونیزه شستشو داده شده و خشک گردید. برای سنتز نانوکامپوزیت نهایی روش مورد نظر ما بر اساس یک روش با دما و فشار ثابت است که ابتدا نانوذرات طلا رشد داده شد و سپس اکسید گرافن به آن اضافه شد. در این روش برخلاف روش هیدروترمال با استفاده از اوتوکلاو که فشار و دمای بالا مورد نیاز است از یک بادکنک به منظور تنظیم

مقدمه

در حال حاضر ۱۳TW انرژی برای تامین این سبک زندگی جمعیت ۶/۵ میلیارد نفری جهان لازم است که تا سال ۱۰TW ،۲۰۵۰ دیگر (برای همین سبک زندگی)، به آن افزوده خواهد شد[۱]. انرژی خورشید که به زمین میرسد بسیار زیاد است و در حدود ۲^{۲۴} .۱۰ ۳×۱۰ تخمین زده می شود که ^۴ ۱۰^۴ برابر بیشتر از انرژی مصرفی رایج بشر است. از سوی دیگر پوشش تنها ۰/۱٪ از سطح زمین با دستگاههای فوتوولتاییک دارای بازده ۱۰٪ ، برای تامین نیازهای ما کفایت می کند. سلول های خورشیدی حساس شده به رنگدانه و یا نقاط کوانتومی نسل سوم سلولهای خورشیدی هستند که به دلیل ویژگیهای منحصر به فردى مانند انعطاف پذيرى، قيمت پايين، ساخت آسان و غیره مورد توجه بسیاری قرار گرفته اند. عیب این سلولها بازده نسبتا پایین آنها می باشد که یک راهحل برای افزایش بازده، استفاده از نانوساختارهای فلزی همچون طلا و نقره مى باشد كه با استفاده از اثر تشديد پلاسمون و افزایش جذب نور می توانند باعث افزایش بازده این سلولها شوند[۵-۲]. برای انواع سلولهای خورشیدی رنگدانهای عمدتا امکان استفاده از فوتوآندهایی با ضخامت زیاد وجود ندارد. این مساله به طور معمول به این دلیل است که همهٔ حاملهای بار بتوانند جمعآوری شوند. استفاده از الکترودهای ضخیم معمولا منجر به آن خواهد شد که حاملهای بار قبل از رسیدن به اتصال نهایی بازترکیب شوند. این مشکل را می توان با به کار گیری نانوذرات فلزی و بهره گیری از اثر پلاسمونیک حل کرد. اثر پلاسمونیک سبب می شود که جذب نور در لایهٔ فعال سلول افزایش یابد و یک فوتوآند به طور فیزیکی نازک و به طور اپتیکی ضخيم خواهيم داشت[8]. همچنين اخيراً مشخص شده است که نانوساختارهای کربنی پذیرندههای الکترونی بسیار خوبی هستند و برای کاربردهای فتوولتائیک بسیار رسانا می باشند [۷،۸]. انتظار می رود ترکیب صفحات گرافن در ماتریس نانوذرات تیتانیا دو خاصیت مهم را تقویت کند.



شكل ۱: تصوير الگوى پراش اشعه ايكس مربوط به نانوكامپوزيت GO-Au



شكل ۲: طيف FTIR مربوط به نانوكامپوزيت GO-Au



شكل ۳: تصاوير SEM مربوط به نانوكامپوزيت GO-Au

فشار استفاده می شود و همچنین منبع گرما نیز ظرف حاوی روغن سیلیکون است و به این ترتیب دیگر به دماهای زیاد و فشارهای بالا نیازی نمی باشد. ابتدا مقداری (۰/۲gr) نمک طلا HAuCl4 در $5 \cdot 5 \cdot 7$ آب دیونیزه ریخته و (۰/۲gr) نمک طلا HAuCl4 به آن اضافه شد و به مدت ۱۹۲ ساعت در دمای ۸۰ درجه تحت هم خوردن باقی ماند. ۱۹ ساعت در دمای ۸۰ درجه تحت هم خوردن باقی ماند. سپس برای سنتز GO/Au به آن اضافه شد و به مدت مهرزده شد. سپس این نانوکامپوزیت به صورت مخلوط با به مخلوط اضافه و به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۰۰ درجه مهرزده شد. سپس این نانوکامپوزیت به صورت مخلوط با به مزده شد. سپس این نانوکامپوزیت به صورت مخلوط با مشد و برای حساس سازی آن از رنگدانهٔ ۲۰۱۹ حاوی نانوذرات طلای ۲ نانومتری سنتزشده به روش براست-شیفرین (ارائه شده در کارهای قبلی[۱۰]) استفاده شد. پس از ساندویچ کردن این الکترود با کاتد پلاتینی، الکترولیت یدد-تری یدید به سلول تزریق شد.

بحث و نتايج

با توجه به شکل ۱ (XRD) پیک پهن در ناحیهٔ ۲۰ الی ۲۸ درجه نشان دهندهٔ صفحات اکسید گرافن می باشد. قلههای ناحیهٔ ۳۸ و تقریبا ۴۵ و ۶۵ درجه نیز مربوط به صفحات بازتاب (۱۱۱)، (۲۰۰) و (۲۲۰) طلا است که نشان می دهد نانوذرات خالص فلز طلا با تقارن مکعبی (FCC) در سطح اکسید گرافن رشد کردهاند. در طیف FTIR شکل ۲، دو قلهٔ ۱۵۶۱ cm⁻¹ و ۱۶۴۲ cm⁻¹ مربوط به پیوند دوگانهٔ کربن-کربن (C=C) آروماتیک و پیوند دوگانهٔ C=O کربوکسیل است[۴۷]. پیک ^۲-۲۹۳۰cm مربوط به پیوند C-H و باند پهن و قوی ¹-۳۴۳۴cm مربوط به ارتعاش پیوند O-H جذب شده در سطح نانوساختار است که نشانگر کاهش به Au^0 میباشد. قلهٔ دیگر در Au^0 مربوط به Au^{3+} پیوند C-O آلکوکسی می باشد. با توجه به طیف شدت نسبی پیوند C=O نسبت به پیوند C=C ضعیفتر شده است که نشان میدهد که پیوندهای کربن-اکسیژن از ورقههای گرافیتی حذف شده و پیوندهای دوگانهی کربن-کربن(C=C) تولید می شوند. نتایج به طور واضح نشان می-دهند که نانوکامپوزیت GO-Au تشکیل شده است[۱۱]. باعث افزایش طول راه نوری می شود و افزایش جریان و ولتاژ سلول را در پی دارد.

مرجعها

- [1]. P.V.Kamat,Meeting The Clean Energy Demand: Nanostructure Architectures For Solar Energy Conversion,Phys. Chem, , pp.2834-2860. C 2007.
- [2]. H. Berk Giry, The Effects Of Platinum Particle Size To The Efficiency Of A Dye Sensitized Solar Cell, The Degree Of Master Of Science In Chemical Engineering Technical University, Chap.1, 2010.
- [3]. Q. Zhang, G. Cao, "Nanostructured Photoelectrodes For Dye-Sensitized Solar Cells", Nano Today, 6, pp.91-109, 2011.
- [4]. G.B. Smith And C.G. Granqvist, "Green Nanotechnology: Solutions For Sustainability And Energy In Then Built Environment", Crs Press, United State Of America, 2011.
- [5]. B.E. Hardin, H.J. Snaith, M. D. Mcgehee, "The Renaissance Of Dye-Sensitized Solar Cells", Nature Photonics, Vol 6, March 2012.
- [6]. B.Ding, B.J. Lee, Surface-Plasmon Assisted Energy Conversion In Dye-Sensitized Solar Cells", Adv. Energy Mater., 1, pp.415–421, 2011.
- [7]. Robel, B.A. Bunker, Single-walled carbon nanotubeeCdS nanocomposites as light-harvesting assemblies: photoinduced charge-transfer interactions, Adv. Mater. 17 (20) (2005) 2458-2463.
- [8]. W.-C. Oh, F.-J. Zhang, M.-L. Chen, Synthesis and characterization of VeC 60/ TiO2 photocatalysts designed for degradation of methylene blue, J. Ind. Eng. Chem. 16 (2) (2010) 299-304.
- [9]. J. Du, et al., Hierarchically ordered macro_ mesoporous TiO_2 graphene composite films:, and their enhanced photocatalytic activities, ACS Nano 5 (1) (2010) 590-596.
- [10]. HasanzadehJeshari H., RooholaminiNejad H., Applying the Synthesized Gold Nanoparticles and Investigating the Effect of Ligand-Functionalized Nanoparticles on Efficiency of Dye Sensitized Solar Cells, IOP Publishing, Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 9, Number 3, pp. 035017 (8pp.), 2018.
- [11]. K. A.Willets, R. Duyne, "Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy And Sensing", Department Of Chemistry, Northwestern University, Annu. Rev. Phys. Chem.58 Anrv308-Pc58-10, 2006.



شکل۴: نمودار EDS



شکل ۵: نمودار جریان ولتاژ برای سلول پایه و سلول حاوی نانوکامپوزیت سنتزشده

Dye $f/\Delta A$ $\cdot/f \mathcal{F}$ $\cdot/\Delta Y$ $1/19$ GO-Au $\mathcal{F}/1Y$ $\cdot/\Delta Y$ $\cdot/\mathcal{F} T$ $T/T1$	cell	J(mA/cm ²)	V(mV)	FF	η
GO-Au β/1γ ·/Δγ ·/βτ ۲/۲1	Dye	۴/۵۸	•/49	•/۵V	١/١٩
	GO-Au	۶/۱۷	•/۵V	•/9٣	۲/۲۱

جدول ۱: نتایج مشخصهیابی مربوط به شکل ۵

طبق این مشخصهیابیها، بیشترین جریان و ولتاژ و بازده برای سلول با نانوکامپوزیت سنتزشده GO-Au است.

نتيجهگيرى

نتایج نشاندهندهٔ ۳۵ درصد افزایش جریان، ۲۴ درصد افزایش ولتاژ، ۱۰ درصد افزایش فاکتور پرشدگی و نهایتا ۸۵ درصد افزایش بازده در حضور نانوکامپوزیت سنتزشده میباشد. ساختار سطوح انرژی در فوتوآند حاوی گرافن و دی اکسید تیتانیوم به گونهای است که انتقال الکترون از باند رسانش دیاکسیدتیتانیوم به زیرلایه TCO و همچنین از طریق سطح انرژی گرافن به زیرلایه TCO و همچنین میگیرد و انتقال الکترون سریعتر انجام میشود. این انتقالها منجر به کاهش بازترکیب الکترون تولید شده با مولکول رنگدانه اکسید شده میشوند و جریان افزایش مولکول رنگدانه اکسید شده میشوند و جریان افزایش میابد. نانوذرات فلزی نیز در حالت تشدید پلاسمون



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی، مشخصه یابی و بهینه سازی ضخامت لایه پروسکایت یک سلول خورشیدی تاندم پروسکایت/سیلیکونی (MAPbI3/Si) علیرضا غلامی میلانی'، سهراب احمدی کندجانی^{۲۰۳۰}، بابک علیائی فر^۴، میر حجت کرمانی^۱

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ^۲پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ^۳قطب فوتونیک، دانشگاه تبریز، تبریز ایران ^۴مرکز پژوهشی نانوتکنولوژی، پژوهشکده علوم مواد و نانوتکنولوژی، دانشگاه بیلکنت، آنکارا، ترکیه alireza.gholami.physics@gmail.com , <u>s_ahmadi@tabrizu.ac.ir</u> , <u>babak.olyaeefar@unam.bilkent.edu.tr</u> , <u>kermani@tabrizu.ac.ir</u>

چکیده – امروزه استفاده از سلول های خور شیدی تاندم مت شکل از مواد نیمر سانای مختلف بدلیل بازده زیاد و بازده جذبی طیفی بزرگ مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله سلول خور شیدی تاندم دو ترمیناله ای مت شکل از مواد با شکاف باندی بزرگ و کوچک مانند پروسکایت و سیلیکون را شبیه سازی کردیم که از طریق یک لایه بازترکیب به هم متصل شده اند. برای شبیه سازی سلول تاندم ساختاری ارائه کردیم و سپس با بهینه سازی ضخامت لایه پرو سکایت، بازده ۹۶ در صد را برای این تاندم بد ست آوردیم.

کلید واژه- سلول خورشیدی تاندم، سلول خورشیدی پروسکایت، سلول خورشیدی سیلیکونی

Design, Characterization and Optimization of the Thickness of Perovskite layer in Perovskite/Si Tandem Solar Cell

Alireza Gholami-Milani¹, Sohrab Ahmadi-Kandjani^{1,2,3}, Babak Olyaeefar⁴, Mir Hojat Kermani¹

¹Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran Tabriz, Tabriz, Iran ⁴Nanotechnology Research Center, Institute of Materials Science and Nanotechnology, Bilkent University, 06800 Ankara, Turkey <u>alireza.gholami.physics@gmail.com</u>, <u>s_ahmadi@tabrizu.ac.ir</u>, <u>babak.olyaeefar@unam.bilkent.edu.tr</u>, <u>kermani@tabrizu.ac.ir</u>

Abstract- Nowadays, the use of tandem solar cells comprised of semiconductor materials has attracted attention due to high efficiency and high spectral absorption region. In this paper we simulated a two-terminal tandem solar cell which are connected together by a recombination layer. For simulation of tandem solar cell, we first present a structure and then by optimization the thickness of the perovskite layer, we obtain 26.99% efficiency for this tandem.

Keywords: Tandem solar cell, Perovskite solar cell, Silicon solar cell.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

سلول های خورشیدی تاندم نسل جدیدی از افزاره های فوتو ولتائيكي هستندكه توانسته اند برحد شاكلي كه براي سلول های خورشیدی تک اتصاله وجود دارد عبور کنند. برای جذب بهینه، مواد جاذب با شکاف باندی بزرگ روی مواد با شکاف باندی کوچک قرار می گیرند. در این مدل، فوتون ها با انرژی بالاتر طیف خورشیدی توسط لایه جاذب با شکاف باندی بزرگ جذب می شوند و قسمت مادون قرمز و طول موج های بزرگ توسط لایه جاذب مورد استفاده در سلول پائینی جذب می شوند.این دو سلول توسط اتصالات تونلی يا الكترود به اشتراك گذاشته شده متصل مي شوند كه در نتیجه یک اتصال الکتریکی سری ایجاد می شود. سلول های خورشیدی تاندم بسته به نوع اتصال داخلی و روش ساخت به چند دسته تقسیم می شوند. تاندم های دو اتصاله در سال های اخیر بیشتر در کانون توجهات قرار گرفته که از مهمترین دلایل آن استفاده کمتر از اتصالات بین دو سلول خورشیدی و همچنین کمتر بودن اتلافات نوری در اتصالات می باشد. سلول های خورشیدی سیلیکونی به دلیل بازده زیاد و پایداری طولانی مدت به عنوان محبوب ترین افزاره فوتوولتائیکی شناخته می شود ولی با اینکه در دهه های گذشته هزينه اين سلول بطور قابل ملاحظه اي كاهش يافته محققین در تلاش برای یافتن مواد نیمرسانایی هستند که هزينه توليد كمترى داشته باشند. از جمله مواد جاذب نیمرسانایی که هزینه ساخت به مراتب پائین تری دارند می توان به پروسکایت اشاره کرد، این سلول ها از بازده ۳٬۸۱ درصد در سال ۲۰۰۹[۱] به بازده ۲۵٬۵۲ درصد در سال ۲۰۱۹ رسیده اند [۲] و همین مورد باعث شده است که این مواد مورد توجه گروه های متعددی از سراسر دنیا قرار بگیرند. سلول های خورشیدی تاندم پروسکایت – سیلیکون ۵۸ درصد از کل کار های پژوهشی را به خود اختصاص داده اند که این سلول ها بازده زیادی دارند و می توانند طول

موجهایی از مادون قرمز تا قسمت فرابنفش را جذب کنند[۳]. در سال ۲۰۲۰ بازده تاندم دو ترمیناله با بازده ۳۰٫۵۲ درصد گزارش شد که تحت نور متمرکز به بازده ۳۴٫۶۲ درصد می رسید[۴]. در ساختار تاندم لایه جاذب سلول بالایی از باند گپ بالایی برخودار خواهد بود تا بیشینه استفاده از تابش خورشیدی را داشته باشیم. پروسکایت ها با باند گپ وسیع (۲٫۳ – ۱٫۵ الکترون ولت) [۵] می توانند با سیلیکون با باند گپ باریک (۱٫۱الکترون ولت)[۶] تشکیل افزاره تاندم را بدهند. در نتیجه با این کار اتلافات گرمایونی حاصل از حاملین داغ به شدت کاهش می یابد و می توانیم به بازده های بالاتر از سلول تک اتصاله بدست آوریم.

ساختار دستگاه و مدل شبیه سازی عددی



اکسید شفاف / الکترود جلویی لایه انتقال دهنده الکترون لایه جاذب بالایی / پروسکایت لایه انتقال دهنده حفره سیلیکون دوپ شده با الکترون

لایه جاذب پائینی / سیلیکون

سیلیکون دوپ شده با حفره آلومینیوم / الکترود پشتی

شكل ۱- ساختار تاندم پروسكايت - سيليكون

شکل ۱ ساختار تاندم مورد بررسی در این مقاله را نشان می دهد. شبیه سازی این سلول با استفاده از برنامه شبیه سازی یک بعدی اسکپس^۱ انجام شده است که تونایی حل معادلات پواسون، پیوستگی برای هر دو نوع حامل همچنین تولید و بازترکیب را دارد. نور عبوری از هر لایه از رابطه زیر بدست می آید[۷].

$$S(\lambda) = S_0(\lambda). \exp(-\alpha_i(\lambda).d_i)$$
 (1)

در این معادله، (S(λ) نور عبوری از لایه های سلول خورشیدی و S₀(λ) تابش اولیه است. همچنین α_i و d_i به

N-SCAPS (a Solar Cell Capacitance Simulator)
ترتیب ضریب جذب و ضخامت لایه هایی است که نور از آنها عبور مي كند. شبيه سازي اين سلول كه شامل سلول بالایی، اتصال تونلی و سلول پائینی است با توجه به داده هایی که در جدول ۱ آمده است انجام شده است. در سلول تاندم دو ترمیناله چون سلول ها بصورت سری به هم متصل شده اند جریان سلول پائینی باید با جریان سلول بالایی همخوانی داشته باشد. در ساختار سلول بالایی از TiO2 و Spiro-OMeTAD به ترتيب به عنوان لايه های انتقال دهنده الكترون و حفره استفاده شده است. ساختار سلول یائینی بصورت p+ Si/BSF 'p Si 'n+ Si است که در آن لايه n+ Si نقش انتقال دهنده حفره، لايه p Si نقش لايه جاذب را در این ساختار به عهده دارد. بهینه سازی سلول تاندم با متغیر گذاشتن ضخامت و شکاف باندی لایه پروسکایت عملی است. منحنی چگالی جریان-ولتاژ سلول های مورد استفاده در تاندم بصورت جداگانه در شکل ۲ محاسبه شده اند. شکل ۳ منحنی جریان ولتاژ مربوط به سلول تاندم است و چون سلول ها بصورت سری به هم متصل شده اند، ولتاژ مدار باز تاندم جمع دو ولتاژ سلول های مورد استفاده است و چگالی جریان توسط سلول با چگالی جریان کم محدود می شود. برای بهینه سازی سلول تاندم مورد استفاده ضخامت لایه های جاذب دو سلول بالایی و یائینی را متغیر گذاشته و بیشینه بازده را برای این دستگاه بدست می آوریم. شکل ۴ اثر ضخامت لایه پروسکایت را روی سلول تاندم نشان می دهد. همانطور که در شکل نشان داده شده است، ضخامت بهینه لایه پروسکات برای بهینه شدن سلول تاندم در حدود ۲۰۰ نانومتر است. جذب کم بدلیل ضخامت کم باعث محدود شدن چگالی جریان در ساختار تاندم می شود. در ضخامت های بالا تر از ۲۰۰ نانومتر جذب بیشتر و عبور نور عبوری کم خواهیم داشت بنابراین تعداد فوتون های موجود برای جذب در سلول پائینی سیلیکونی کمتر خواهد شد.



شکل ۲- منحنی چگالی جریان- ولتاژ سلول های بالایی و پائینی مورد استفاده در سلول خورشیدی تاندم



شکل ۳- منحنی چگالی جریان-ولتاژ سلول خورشیدی تاندم

مواد/پارامترها	اكمىيد شغاف	لايه انتقال دهنده الكترون / تيتانيوم دي اكسيد	پروسکایت / بهینه شده	لایه انتقال دهنده / اسپیر و امتد
ضخامت (میکرو	0.500	0.050	0.200	0.350
باندگپ(الکترو ولت)	3.5	3.2	1.55	3
الكترون خواھ (الكترون ولت	4	3.9	3.9	2.45
چگالی حالات مؤ نوار رسانش (cm ⁻³)	1×10^{19}	1 × 10 ¹⁹	2.2 × 10 ¹⁸	1×10^{19}
چگالی حالات مؤ نوار ظرفیت (cm ⁻³)	1×10^{19}	1 × 10 ¹⁹	1.8×10^{19}	1×10^{19}
تحرک پذیری الک (cm²/Vs)	20	20	50	2×10 ⁻⁴
تحرک پذیری ≺ cm²/Vs)	10	10	50	2×10 ⁻⁴
چگالی دهند N _D (cm ⁻³)	2×10^{19}	1 × 10 ¹⁶	1×10^{13}	-
چگالی پذیرند N _A (cm ⁻³)	1×10^{15}	-	Ξ.	2 × 10 ¹⁸
ضریب گذردهی دی ال	200	9	30	3

شده در جدول ۲، بازده سلول خورشیدی دو ترمیناله دو اتصاله از بازده سلول های خورشیدی تک اتصاله پروسکایت و سیلیکون بیشتر می باشد.

نتيجهگيرى

همانطور که در بخش قبلی دیدیم، سلول خورشیدی تاندم بازده بیشتری نسبت به سلول های پروسکایتی و سیلیکونی دارد. ما عملکرد افزاره تاندم دو ترمیناله پروسکایت – سیلیکونی را مورد بررسی قرار دادیم. لایه جاذب پروسکایت و سیلیکون به ترتیب در سلولهای بالایی و پائینی نقش مهمی در بازده دستگاه ایفا می کنند که اثر ضخامت لایه پروسکایت به مراتب بیشتر از لایه سیلیکون است.

مرجعها

- [1] Kojima A, Teshima K, Shirai Y, Miyasaka T. Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells. Journal of the American Chemical Society. 2009 May 6;131(17):6050-1.
- [2] NREL P. Research Cell Record Efficiency Chart.
- [3] Zhang Z, Li Z, Meng L, Lien SY, Gao P. Perovskite-Based tandem solar cells: get the most out of the sun. Advanced Functional Materials. 2020 Sep;30(38):2001904.
- [4] Cherif FE, Sammouda H. Strategies for high performance perovskite/c-Si tandem solar cells: Effects of bandgap engineering, solar concentration and device temperature. Optical Materials. 2020 Aug 1;106:109935.
- [5] Subedi B, Zuo J, Tumusange MS, Junda MM, Ghimire K, Podraza NJ. Roles of Center Cations. Hybrid Perovskite Solar Cells: Characteristics and Operation. 2021 Oct 18:253-73.
- [6] Tang Q, Yao H, Xu B, Ge J. Enhanced energy conversion efficiency of Al-BSF c-Si solar cell by a novel hierarchical structure composed of inverted pyramids with different sizes. Solar Energy. 2020 Sep 15;208:1-9
- [7] Kim K, Yoo JS, Ahn SK, Eo YJ, Cho JS, Gwak J, Yun JH. Performance prediction of chalcopyritebased dual-junction tandem solar cells. Solar Energy. 2017 Oct 1;155:167-77.

ادامه جدول ۱- پارامتر های مربوط به شبیه سازی سلول خورشیدی تاندم

مواد/يار امترها	n+ Si	p Si	p+ Si/BSF
ضخامت (ميكرومتر)	0.020	300	20
باندگپ(الکترون ولت)	1.12	1.12	1.12
الكترون خواهى (الكترون ولت)	4.05	4.05	4.05
چگالی حالات مؤثر در نوار رسانش (cm ⁻³)	2.8× 10 ¹⁹	2.8× 10 ¹⁹	2.8×10 ¹⁹
چگالی حالات مؤثر در نوار ظرفیت (cm ⁻³)	2.6× 10 ¹⁹	2.6× 10 ¹⁹	1.4× 10 ¹⁹
تحرک پذیری الکترون (cm ² /Vs)	1.041×10^{3}	1.041×10^{3}	1.041×10^{3}
تحرک پذیری حفرہ (cm²/Vs)	4.21×10^{2}	4.21×10^{2}	4.21 × 10 ²
چگالی دهنده N _D (cm ⁻³)	1×10^{20}	-	-
چگالی پذیرنده N _A (cm ⁻³)	2	1×10^{16}	1×10
ضریب گذردهی دی الکتریک	11.9	11.9	11.9



جدول ۲- مقایسه ی عملکرد سلول های خورشیدی تک اتصاله و دو اتصاله

سلول خورشیدی / پارامترها	سيليكون (بدون فيلتر)	پروسکایت (۳۵۰نانومتر)	تاندم پروسکایت/سیلیکون
V _{oc} (v)	۶۲, ۰	١,٠٢	1,54
J _{sc} (mA/cm ²)	۳۶,۰۰	۲۰,۲۴	۲۰,۷۹
FF (%)	۸۳,۰۴	۷۵,۲۸	٧٨,١۴
Efficiency	۱۸,۵۷	18,97	78,99

همچنین در جدول ۲، پارامتر های فوتوولتائیک سلول های خورشیدی پروسکایت ۳۵۰ نانومتر و سیلیکون در حالت بدون فیلتر شبیه سازی شده اند. با توجه به اینکه سلول خورشیدی مورد بررسی دوترمیناله سری می باشد و بین دو سلول از لایه بازترکیب استفاده کردیم، جریان دو سلول باید با یکدیگر همخوانی داشته باشند و ولتاژ سلول تاندم جمع دو سلول جمع خواهد شد. با توجه به شبیه سازی انجام





تاثیر تحدید کوانتمی بر آستانه MEG در نانوخوشه های (X=P, As, Sb

مهدی گردی ارمکی^{ار۲}، محمدکاظم مروج فرشی^۲

۱ پژوهشگاه توسعه فناوریهای پیشرفته ، تهران

^۲هسته پژوهشی نانو پلاسمو فوتونیک، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

چکیده – ما در کار حا ضر تاثیر تحدید کوانتومی را بر آ ستانه فرآیند تکثیر اک سیتونی (MEG) در سه نانوخو شه ترکیبی Ga₈X₈ (X₈ ی Ga₈X₈) برر سی کرده ایم. مطالعه این تاثیر با ا ستفاده از روش بس ذره ای EOM-CCSD و تعریف مفاهیم "احتمال کوانتومی (X=P,As,Sb) برر سی کرده ایم. مطالعه این تاثیر با ا ستفاده از روش بس ذره ای EOM-CCSD و تعریف مفاهیم "احتمال کوانتومی (MEG) و تعریف مفاهیم "احتمال کوانتومی (MEG) و تعریف مفاهیم "احتمال کوانتومی (X=P,As,Sb) برر سی کرده ایم. مطالعه این تاثیر با ا ستفاده از روش بس ذره ای EOM-CCSD و تعریف مفاهیم "احتمال کوانتومی (MEG) و "درجه تحدید کوانتومی، λ" انجام شـده اسـت. نتایج نشـان می دهند که با سـنگینتر شـدن عنصـر X ، درجه تحدید کوانتومی در ساختار بی شتر شده که این باعث کاهش گاف (E_{TH}) و الOMO-LUMO و آ ستانه فرآیند تکثیر اک سیتونی (E_{TH}) در التومی در ساختار بی شتر شده که این باعث کاهش گاف (E_{HL}) و انتومی در ساختار بی شتر شده که این باعث کاهش گاف (E_{HL}) مطلحا و آ ستانه فرآیند تکثیر اک سیتونی (E_{TH}) در الول و شه می شود. شبیه سازی های ما ن شان می دهند که با سنگین تر شدن اتم ت شکیل دهنده نانوخو شه، برخلاف افزایش نانوخو شه می باشد.

كليد واژه: تكثيراكسيتوني ، تحديد كوانتومي ، نانوكلاستر

The Effect of Quantum Confinement on MEG Threshold in Ga₈X₈ (X=P, As, Sb) Nanoclusters

Mahdi Gordi-Armaki ^{1,2}, Mohammad Kazem Moravvej-Farshi ²

¹ Research Center for Developing Advanced Technologies, Tehran ² Nano Plasmo-Photonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran

Abstract- In this work, we investigated the effect of quantum confinement on the threshold of the multiple exciton generation (MEG) in three Ga₈X₈ composite nanoclusters (X = P, As, Sb). The study of this effect was studied using the EOM-CCSD many-body method and the definition of the concepts of "MEG quantum probability" and "degree of quantum confinement, λ ". The results show that as element X becomes heavier, the degree of quantum confinement in the structure increases, which reduces the HOMO-LUMO (E_{HL}) gap and the threshold for MEG (E_{TH}) in the nanocluster. Our simulations show that as the atom of the nanocluster becomes heavier, the decrease in E_{HL} and E_{TH} is almost linear, despite the nonlinear increase in the degree of quantum confinement.

Keywords: Multiple exciton generation, Quantum confinement, Nanocluster.

$$MEG_{Q.P.} = \frac{\sum_{n=0}^{2} n \left\langle \Phi \left| \left(R_{k,n} \right)^{\dagger} R_{k,n} \right| \Phi \right\rangle}{\sum_{n=0}^{2} \left\langle \Phi \left| \left(R_{k,n} \right)^{\dagger} R_{k,n} \right| \Phi \right\rangle}$$
(1)

در رابطه بالا *n* درجه برانگیزش خطی و k شماره تراز مورد بررسی میباشد. پیکرهبندی تراز k قبل و بعد از جذب فوتون با هم متفاوت است. هر پیکرهبندی یک ضریبی دارد که آن ضریب میزان مشارکت یا وزن آن پیکرهبندی را در ساختار الکترونی تراز برانگیخته شده k و تابع موج نهایی مشخص میکند. اگر در مجموع، وزن ضرایب آرایشی با برانگیزش یگانه از نظایر آن در برانگیزش دوگانه بیشتر باشد، احتمال تولید تک اکسیتون به ازای جذب فوتون در تراز k بیشتر برانگیزش دوگانه بیشتر باشد احتمال ایجاد فرآیند MEG با تشکیل دو اکسیتون افزایش خواهد یافت. در مجموع چنین میتوان گفت که خروجی رابطه (۱) میزان احتمال کوانتومی میتوان گفت که خروجی رابطه (۱) میزان احتمال کوانتومی

جزئیات شبیه سازی و نتایج

در کار حاضر به شبیهسازی عددی فرآیند تکثیر چند GasPa و GasSb پرداخته شده است. به علت حجم بسیار GasAs و GasSb پرداخته شده است. به علت حجم بسیار Magaba و GasSb پرداخته شده است. به علت حجم بسیار pasAs و GasAs و GasSb پرداخته شده است. به علت حجم بسیار notive پردازشی، تعداد اتم نانوکلاسترهای مذکور ۱۶ انتخاب منابع پردازشی، تعداد اتم نانوکلاسترهای مذکور ۱۶ انتخاب شدند. برای دستیابی به هندسه پایدار نانوکلاستر شامل deb و زاویه های میان پیوندهای مجاور، به عنوان اولین و ضروری ترین مرحله دستیابی به خواص آن ساختار، باید ضروری ترین مرحله دستیابی به خواص آن ساختار، باید مینه فراگیر انرژی تابع موج آن نانوکلاستر را محاسبه کرد. بدین منظور ما از ساختار رینگ برای نانوکلاسترهای ۱۶ اتمی استفاده کرده و در ادامه با استفاده از بسته نرم افزاری GAMESS و با استفاده از مجموعه پایه Sapporo triple zeta بهینه ترین

مقدمه

در دو دهه اخیر مطالعات زیادی درباره فرآیند تکثیر اکسیتونی (MEG) در نانوکریستال ها به خصوص در گروه III-V صورت گرفته است [4-1]. برخلاف کارهای آزمایشگاهی که کنترل شرایط و نیز ایجاد شرایط کاملا یکسان برای دو آزمایش در آن نسبتا سخت است، در تئوری راحت تر می توان شرایط قابل کنترل و یکسانی را برای مقایسه ایجاد کرد و بنابراین انتظار نتایج مقایسه ای معقول تری داشت. تاکنون بیشترین تحقیقات انجام شده مربوط به تاثیر تحدید کوانتومی بر "شکاف انرژی" در نانوساختارهای صفر، یک و دوبعدی بوده است [5]. کار حاضر به تاثیر تحدید کوانتومی بر فرآیند تکثیر اکسیتونی در سه نانوخوشه ۱۶ اتمی از گروه V-III پرداخته است. در این شبیه سازی، از روش بسذرهای «معادله حرکت خوشه جفت شده»

روش محاسباتی

روش «معادله حرکت خوشه جفت شده» یا به اختصار EOM-CC از جمله روشهای پساهارتری فاک است که توانایی توصیف دقیق فرآیندهای برانگیزش چندگانه را در نانوساختارهای با ابعاد کوچک و متوسط دارد [6]. در این روش، حالت پایه موسوم به «حالت خوشه جفت شده» با اعمال عملگر نمایی برانگیزش به دترمینان مرجع که معمولا، دترمینان هارتری فاک متناهی است، بهدست میآید. با اعمال یک عملگر برانگیزش خطی به تابع موج محاسبه شده برای حالت پایه خوشه ی جفت شده، تابع موج دقیق حالتهای برانگیخته را نیز می توان بدست آورد. بنابراین یکی از روشهای بدست آوردن احتمال کوانتومی MEG میاشد؛

ساختارهای اتمی را برای این نانوکلاسترها بدست آوردیم. نتایج محاسبات ما نشان میدهد که تحت شرایط یکسان برای سه نانوکلاستر، ساختار اتمی آنها در حالت مشابه یکدیگر بوده و همچنان رینگ باقی مانده و تنها طول پیوندهای اتمی آنها تغییر می کند. شکل ۱ هندسه ساختاری نانوکلاسترها را نشان می دهد. مقادیر حداکثر طول بین باندی (*d*) به عنوان معیاری از قطر در نانوکلاسترهای بهینه شده، در جدول ۱ آمده است.



شکل ۱: ساختار نانوخوشه های Ga₈As، Ga₈Ps و Ga₈Sb و Ga₈Sb که با روش DFT به حالت پایدار رسیده اند. برای محاسبه روش EOM-CCSD ما از مجموعه پایه LANL2DZ برای نانوکلاسترهای ۱۶ اتمی استفاده کرده ایم. در این محاسبات تنها اوربیتال های ظرفیت در ناحیه

فعال درنظر گرفته شده و برای افزایش همگرایی از بزرگترین زیرگروه ابلین ممکن یعنی گروه نقطه ای C2V استفاده شده است. شبیه سازی ها برای همه تقارنها برای ۱۵۰ عدد از پایین ترین ترازهای انرژی انجام گرفته و در مجموع برای هرنانوکلاستر حداقل ۶۰۰ پایین ترین تراز انرژی را شامل شده است.

نتایج شبیه سازی گاف انرژی HOMO-LUMO (E_{HL}) HOMO-LUMO بر حسب الکترون-ولت برای سه نانوکلاستر در جدول ۱ درج شده است. این شبیه سازی ها نشان می دهند که مقدار گاف نوری و E_{HL} برای نانوخوشههای مذکور یکسان است. همانگونه که از جدول دیده میشود با کاهش عدد اتمی عنصر X ، مقدار E_{HL} بزرگتر می شود، به طوریکه بیشترین

و کمترین گاف انرژی به ترتیب مربوط به نانوکلاسترهای Ga₈P₈ و Ga₈Sb می باشد.

تاثیر کاهش ابعاد نانوساختارها بر تغییرات گاف انرژی و بقیه خصوصيات الكترونيكي نيمه هادى با اصطلاح تحديد کوانتومی شناخته شده است و شدت آن در مواد مختلف مى تواند متفاوت باشد. مطالعات [5] نشان مى دهند كه مواد گروه III-V می توانند وابستگی شدیدی به اندازه ساختار و انحراف چشمگیری از خصوصیات حالت بالکی یشان نشان دهند. ما در کار حاضر برای مقایسه بهتر فرآیند MEG در نانوخوشهها از نسبت شعاع اکسیتونی بوهر، به قطر نانوخوشه -در اینجا حداکثر فاصله مابین دو اتم در نانوساختار - ($\lambda = r \, / \, a_b$) ، نرای ارزیابی درجه تحدید کوانتومی، λ ، در آنها استفاده کرده ایم. شعاع اکسیتونی بوهر، a_b ، فاصله احتمالی مابین یک جفت الکترون – حفره a_b میباشد که توسط نیروی کولنی در یک نیمه هادی توده محصور شده است. مقادیر a_b و همچنین λ ، برای نانوخوشه های مورد مطالعه در جدول ۱ درج شده اند. همانگونه که از جدول دیده میشود در ساختار ۱۶ اتمی Ga₈X₈ (X=P,As,Sb) با افزایش عدد اتمی عنصر X، درجه تحدید کوانتومی، λ ، بیشتر می شود، به طوریکه بیشترین و کمترین مقادیر λ به ترتیب مربوط به نانوکلاسترهای Ga₈Sb₈ و Ga₈Sb₈ می باشد.

با بررسی و مقایسه مقادیر λ و E_{HL} در جدول می توان به این استنتاج رسید که اگرچه رابطه خطی بین این دو پارامتر برقرار نیست اما عموما با افزایش درجه تحدید کوانتومی در نانوخوشه ها، تفاوت گاف انرژی نانوخوشه با نمونه بالکی اش بیشتر می شود.

نمودارهای احتمال کوانتومی MEG برحسب الکترون ولت برای ۳ نانوکلاستر در شکل ۲ نشان داده شده است. برای دستیابی به این نمودارها ابتدا با استفاده از رابطه (۱) اندازههای احتمال کوانتومی MEG مربوط به اولین ۶۰۰

> تراز انرژی، برای هریک از نانوکلاسترها محاسبه شده و سپس این مقادیر به وسیلهی تابع اسپلاین csaps در نرم افزار متلب با ضریب p=0.95 برازش شده اند. برای تخمین اندازه آستانهی فرآیند تکثیر اکسیتونی، E_{Th} ، برای سه نانوکلاستر از روی نمودارهای شکل ۱، ابتدا معادله خط برازش شده بر هر نمودار در گسترهی ۱۰ تا ۷۰ درصدی دامنه ی آن نمودار محاسبه شده و از برخورد این خط با نمودار افقی، مقدار E_{Th} محاسبه می شود که مقادیر آن در جدول ۱ درج شده اند.

> همانگونه که از شکل ۲ مشخص است زاویه شیب نمودارها، یا به عبارت دیگر، سرعت انتقال از ناحیه تک اکسیتونی به دواکسیتونی در نانوکلاسترها، خیلی مشابه یکدیگر هستند. همچنین از نتایج مندرج در جدول می توان دید که آستانه MEG در نانوکلاسترها رابطه معکوس با پارامتر درجه تحدید کوانتومی، λ ، دارد. در واقع افزایش λ باعث افزایش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره شده و برهمکنش آنها را در نانوخوشه افزوده و به تبع آن باعث شدت اثر فرآیند MEG و کاهش آستانه آن می شود.



جدول ۱: نتایج شبیه سازی برای "شعاع اکسیتونی بوهر (*a*b)"، "قطر نانوکلاستر (*b*)"، گاف HOMO-LUMO ((E_{HL})"، "آستانه ((خربه تحدید کوانتومی (λ))" و "درجه تحدید کوانتومی (

	GasPs	Ga8A88	Ga ₈ Sb ₈
<i>a_b</i> (<i>nm</i>) [7]	14/0	10/21	$\nabla V / \Lambda$
d (Å)	۶/۵V	۶/٩٠	٧/۵١
E _{HL} (eV)	١/٧٨	1/44	۱/• ۹
$E_{Th}(eV)$	٧/۶٨	۶/۷۸	۵/۸۰
λ	\vee/λ	۲۲/۸	۵./٣

نتيجهگيرى

در کار حاضر ما به بررسی تاثیر تحدید کوانتومی قوی در نانوکلاسترهای Ga₈As₈، Ga₈As₈ و Ga₈Sb پرداخته ایم. نتایج نشان می دهند که افزایش درجه تحدید کوانتومی در ساختار منجر به کاهش گاف HOMO-LUMO و آستانه فرآیند تکثیر اکسیتونی (ETH) در نانوخوشه می شود.

مرجعها

- [1] Y. Wang, et.al, " GaAs Nanowires Grown by Catalyst Epitaxy for High Performance Photovoltaics", Crystals, Vol.8, pp. 347, 2018.
- [2] J. Kong, et.al, "Plasmonic multiple exciton generation", Phys. Rev. Materials, Vol. 3, pp. 065201, 2019.
- [3] M. Gordi, et.al, "Multiple Exciton Generation in Si and Ge Nanocrystals: An ab Initio Comparative Study", J. Phys. Chem. C., Vol.121, pp. 6374, 2017.
- [4] M. Gordi, et.al, "Effects of Electric Fields on Multiple Exciton Generation", ChemPhysChem, Vol. 19, pp. 2782-2787, 2018.
- [5] L. A. Cipriano, G. D. Liberto, S. Tosoni, G. Pacchioni, "Quantum Confinement in Group III-V Semiconductor 2D Nanostructures", Nanoscale, Vol. 12, pp. 17494-17501, 2020.
- [6] K. Kowalski, P. Piecuch, "New coupled-cluster methods with singles, doubles, and noniterative triples for high accuracy calculations of excited electronic states," J. Chem. Phys., Vol. 120, pp. 1715-1738, 2004.
- [7] L. D. Geoffrion, Gr. Guisbiers, "Quantum confinement: Size on the grill!", J. Phys. Chem. Solids, Vol. 140, pp. 109320, 2020.





مقایسه تاثیر بایندر مورد استفاده در خمیر کربن دمای پایین، بر خواص فوتوولتاییک سلول خورشیدی پروسکایتی کربنی فروزان حیدری دهکردی، علی مشرقی دانشکده مهندسی و علم مواد، دانشگاه صنعتی شیراز

foruzanheidari@yahoo.com, mashreghi@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله مقایسهای بین لایه کربن حاصل از دو خمیر کربن با بایندر پلیمری و با بایندر معدنی انجام گرفت و تاثیر آن بر بازده سلول خورشیدی پروسکایتی بررسی گردید .به این منظور، ابتدا خمیر کربن با بایندر پلیمری و معدنی ساخته شد و با استفاده از آن لایه کربن در ضخامتهای مختلف به روش دکتر بلید اعمال گردید، مشاهده شد که رسانایی الکتریکی لایه کربن حاصل ازخمیر کربن با بایندر معدنی بیش از لایه حاصل از خمیر کربن با بایندر پلیمری است. جهت بررسی تاثیر آن بر بازدهی سلول خورشیدی با استفاده از هر دو نوع خمیر کربن، سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شد.پس از مقایسه نتایج مشاهده شد که سلول خورشیدی با خمیر کربن معدنی به دلیل رسانایی الکتریکی بالاتر، بازده بالاتری نسبت به سلول خورشیدی با خمیر کربن پلیمری از خود نشان می دهد.

کلید واژه- خواص فوتوولتاییک، رسانایی الکتریکی، سلول خورشیدی پروسکایتی، کاتد کربن.

The effect of binder used in low temperature carbon paste on photovoltaic properties of carbon based perovskite solar cells

Forouzan Heydari Dehkordi, Ali Mashreghi Materials Science and Engineering Department, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran foruzanheidari@yahoo.com, mashreghi@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a comparison is made between the carbon layer obtained from carbon paste containing polymer binder and that containing inorganic binder. Moreover, the effect of binder type on photovoltaic properties of perovskite solar cell was investigated. For this purpose, first the polymer and mineral carbon pastes were made. Then, carbon layers with different thicknesses were coated by doctor blade method. It was observed that electrical conductivity of carbon layer obtained from mineral carbon paste is higher than that obtained from polymer carbon paste. From I-V curve measurement, it was observed that solar cell with mineral carbon paste is more efficient than solar cells with polymer carbon paste, which was due to its high electrical conductivity.

Keywords: Perovskite solar cell, Carbon cathode, Electrical conductivity, Photovoltaic properties



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



در این مقاله سعی بر این است که مقایسهای بین لایه کربن حاصل از دو خمیر کربن با بایندر پلیمری و با بایندر معدنی انجام شود و تاثیر آن بر بازده سلول خورشیدی بررسی گردد.

روش انجام آزمایش

برای ساخت خمیر کربن با بایندر پلیمری از اتیل استات (۲۰ میلی لیتر) به عنوان حلال استفاده شد. در این خمیر بوتادین استایرن رابر(۱/۲گرم) به اتیل استات به عنوان بایندر پلیمری اضافه گردید و پس از حل شدن، ۱/۲ گرم پودر گرافیت و ۱/۲ گرم پودر کربن سیاه اضافه گردید. خمیر حاصل با استفاده از مخلوط کن غلطکی در حضور ساچمه-های شیشه ای در یک ظرف شیشه ای به مدت ۱۸ ساعت مخلوط شد تا خمیر مورد نظر حاصل شود. در ادامه این خمیر با نام "خمیر کربن پلیمری" معرفی می شود.

برای ساخت خمیر کربن با بایندر معدنی از ترپینئول به عنوان حلال و از تیتانیوم ایزوپروپوکسید به عنوان کاتالیزور معدنی استفاده شد. ازاستیک اسید به عنوان کاتالیزور تیتانیوم ایزوپرووکسید استفاده شد. ابتدا مقدار ۱/۲ گرم گرافیت و ۱/۲ گرم پودر کربن سیاه به ۵ گرم ترپینئول اضافه و به مدت ۴ ساعت آسیاب شد. پس از آن ۱/۲ میلی لیتر ایزوپروپوکسید تیتانیوم و ۱/۲ میلی لیتر استیک اسید به مخلوط بالا اضافه شد و مجددا به مدت ۴ ساعت آسیاب گردید که خمیر حاصل شود. خمیر کربن حاصل از این پس با نام " خمیر کربن معدنی " معرفی خواهد شد.

برای ساخت سلول خورشیدی از شیشههای با پوشش FTO به عنوان زیرلایه استفاده شد. پس از شستشوی FTOها لایه متراکم TiO₂ روی آنها اعمال شد. برای اعمال لایه متراکم TiO₂، محلول پایه الکلی حاوی تیتانیوم ایزوپروپوکسید روی FTO با سرعت ۲۰۰۰ دور در دقیقه اسپین کوت شد و در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۶۰ دقیقه آنیل شد.

مقدمه

سلول خورشیدی پروسکایتی به عنوان نسل سوم سلول های خورشیدی در سال ۲۰۰۹ توسط میاساکا و همکارانش ابداع شد [1]. در سلول خورشیدی پروسکایتی، فوتونهای نور توسط ماده جاذب نور پروسکایتی که عموما فرمول شیمیایی CH₃NH₃PbI₃ را دارند، جذب شده و جفت الكترون- حفره ایجاد می کنند. این حامل های بار به ترتیب وارد لایه های انتقال دهنده الكترون و حفره شده و در موارد خارجی جریان برقرار می شود. به منظور کاهش قیمت این سلول ها و افزایش پایداری آنها، در سال ۲۰۱۳ هان و همکاران[۲] سلولهای خورشیدی پروسکایتی بدون لایهی انتقال دهنده-ی حفره و با کاتد کربن را پیشنهاد دادند. در یک نوع از این سلول ها که به سلول خورشیدی کربنی دما پایین معروف هستند [۳-۵]لايه كربن به طور مستقيم روى لايه پروسكايت اعمال مي شود. چون لايه پروسكايت توانايي تحمل دماهای بالا را ندارد در این نوع سلول نمی توان کربن را تا دماهای بیش از ۱۵۰ درجه سانتی گراد حرارت داد. لذا باید از خمیر کربنی استفاده کرد که قابلیت آنیل کردن در دمای پایین را داشته باشد. دو نوع خمیر کربن دمای پایین در سلولهای خورشیدی پروسکایتی معرفی شده است. در یک نوع از بایندرهای پلیمری برای اتصال ذرات کربن و گرافیت استفاده می شود [۳, ۴]و در نوع دیگر از بایندرهای معدنی برای این اتصال استفاده می شود [۵]. عیب خمیرهای کربنی که با بایندر پلیمری ساخته می شوند این است که به دلیل عدم اتصال الکتریکی کافی میان ذرات گرافیت، رسانایی الکتریکی لایههای کربن حاصل از این خمیرها، کمتر از خمیرهای کربن حاصل از بایندر معدنی است. در نتیجه فاکتور پرشوندگی کاهش و در نتیجه بازده سلول خورشیدی حاصل کاهش می یابد.

TiO₂ پس از آن با اعمال خمیر 2riO₂ بر روی لایه متراکم TiO₂ و و آنیل کردن آن، لایه متخلخل 2riO حاصل شد. برای این کار خمیر رقیق شده مذکور روی لایه متراکم 7iO با سرعت مدد در دمای ۵۰۰ درجه مدد در دقیقه اسپین کوت شد و در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه آنیل شد. لایه پرووسکایت به روش دو مرحله ای اعمال گردید. ابتدا محلول 2bl در دی-متیل فرم آمید (با غلظت ۲/۱ مولار) روی لایه متخلخل راد به مدت ۱۵ دقیقه آنیل شد. لایه حاصل در محلول گراد به مدت ۱۵ دقیقه آنیل شد. لایه حاصل در محلول متیل آمونیوم یدید در ایزوپروپیل الکل (با غلظت متیل آمونیوم یدید در ایزوپروپیل الکل (با غلظت پروسکایت حاصل در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد به مدت پروسکایت حاصل در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد به مدت مدی ایم مدت ۱۰ دقیقه غوطه ور شد. پس از آن لایه مدی ایم مدت ۱۰ در مای ۱۰۰ درجه سانتی گراد به مدت مدی ایل شد. در آخر لایه کربن روش دکتر بلید راید آنیل شد. در آخر لایه کربن روش دکتر بلید راید آنیل شد.

نتايج و بحث

برای ایجاد لایههای کربن با ضخامتهای مختلف، خمیر کربن چندبار دکتر بلید شد. برای ساخت لایه کربن تک لایه،دولایه و سه لایه به ترتیب خمیر کربن یک،دو و سه بار دکتر بلید شد. ضخامت لایه های حاصل از تصاویر سطح مقطع میکروسکوپ نوری اندازه گیری شد.

مقاومت الکتریکی سطحی لایههای کربن به روش چهار نقطه ای تعیین گردید که مقادیر حاصل برحسب معکوس ضخامت لایههای کربن در شکل ۱ رسم گردیده است. مقاومت ویژه لایه کربن از شیب منحنی مذکور طبق رابطه زیر بدست میآید.

$$R_{sh} = \frac{1}{t}\rho \tag{1}$$

در این رابطه R_{sh} مقاومت سطحی، t ضخامت و ρ مقاومت ویژه لایه ویژه لایه کربن است. بر اساس این شکل، مقاومت ویژه لایه کربن ساخته شده با خمیر کربن پلیمری برابر با ۲۰/۰ اهم متر و مقدار مربوط به لایه کربن حاصل از خمیر کربن معدنی برابر با ۲۰۰۴ اهم متر بدست آمد. همانطور که مشاهده می شود رسانایی الکتریکی لایه کربن حاصل

ازخمیر کربن معدنی حدود ۶ برابر بیشتر از لایه حاصل از خمیر کربن پلیمری است. دلیل این امر این است که در خمیر کربن پلیمری، یک لایه پلیمر به طور پیوسته بین ذرات گرافیت تشکیل میشود و اتصال ذرات گرافیت را کاهش میدهد. اما در لایه کربن با خمیر کربن معدنی، نانوذرات2TO به عنوان متصلکننده ی ذرات گرافیت عمل کرده و هنوز فضایی برای اتصال خود ذرات گرافیت به یکدیگر وجود دارد [5].



شکل۱: مقادیر مقاومت الکتریکی سطحی برحسب معکوس ضخامت لایههای کربن

برای مقایسه عملکرد این دو خمیر کربن، سلول خورشیدی پروسکایتی با این دو خمیر کربن ساخته شد. نمودار جریان-ولتاژ این دو نوع سلول تحت نور شبیه ساز اندازه گیری شد و در شکل ۲ آمده است. همانطور که مشاهده می شود، نمودار جریان-ولتاژ سلول ساخته شده با خمیر کربن معدنی بالای نمودار جریان-ولتاژ سلول ساخته شده با خمیر کربن پلیمری قرار دارد. پارامترهای فوتوولتاییک این دو سلول از نمودار شکل استخراج شد و در جدول ۱ آمده است. این پارامترها عبارتنداز: چگالی جریان مدار کوتاه (Isc)، ولتاژ نرژی (η). همانطور که مشاهده می شود، تمام پارامترهای فوولتاییک سلول ساخته شده با خمیر کربن معدنی بیشتر از سلول با خمیر کربن پلیمری است.



شكل٣: نمودار امپدانس الكتروشيميايي.

نتيجهگيرى

مشاهده شد که رسانایی خمیر کربن معدنی بیشتر از پلیمری است. در نتیجه سلول خورشیدی پرووسکایتی ساخته شده با خمیر کربن معدنی بازده به مراتب بیشتری نشان داد.

سپاسگزاری

از حمایت مالی دانشگاه صنعتی شیراز سپاسگزاری می شود.

مرجعها

[1]A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 131, no. 17, pp. 6050-6051, 2009.

[2]Z. Ku, Y. Rong, M. Xu, T. Liu, and H. Han, "Full printable processed mesoscopic CH 3 NH 3 PbI 3/TiO 2 heterojunction solar cells with carbon counter electrode," *Scientific reports*, vol. 3, no. 1, pp. 1-5, 2013.

[3]S. Wang *et al.*, "A low-temperature carbon electrode with good perovskite compatibility and high flexibility in carbon based perovskite solar cells," *Chemical Communications*, vol. 55, no. 19, pp. 2765-2768, 2019. [4]M. Foroudi, A. Mashreghi, and K. Maleki, "Combination of high and low temperature carbon pastes to fabricate counter electrode of perovskite solar cell," *Materials Research Express*, vol. 6, no. 7, p. 075510, 2019.

[5]Y. Yang *et al.*, "An all-carbon counter electrode for highly efficient hole-conductor-free organo-metal perovskite solar cells," *Rsc Advances*, vol. 4, no. 95, pp. 52825-52830, 2014.



شكل ۲: نمودار جريان-ولتاژ سلول های خورشيدی پرووسكايتی.

با این حال، چگالی جریان مدار کوتاه، افزایش قابل توجهی یافته است. به همین دلیل میتوان گفت که افزایش جریان مدار کوتاه سلول با خمیر کربن معدنی، دلیل غالب برای افزایش بازده سلول مذکور است. دلیل این امر را میتوان به کاهش مقاومت سری سلول به دلیل کاهش مقاومت سطحی لایه کربن ساخته شده با خمیر کربن معدنی نسبت داد.

جدول۱: پارامترهای فوتوولتاییک دو نوع سلول

سلول با	I_{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF (%)	η (%)
خمير كربن پليمرى	۱۲/۵	•/٧٢	۳۸	٣/۴
خمير كربن معدني	۱۵/۹	• / ٧ ٨	۴.	۵

این تاثیر را می توان با بررسی نمودار امپدانس الکتروشیمیای این دو سلول نشان داد. شکل ۲ نمودار امپدانس الکتروشیمیایی دو سلول مذکور را نشان می دهد که در فرکانسهای بالای ۱۰۰ کیلوهرتز گرفته شده است. محل برخورد نمودار با محور 'Z نشان دهنده مقاومت سری سلول خورشیدی مربوطه است. همانطور که مشاهده می شود، مقاومت سری سلول خورشیدی ساخته شده با خمیر کربن پلیمری ۲۴ اهم و مقاومت سری سلول ساخته شده با خمیر کربن معدنی ۲۴ اهم است که همین امر سبب افزایش پارامترهای فوتوولتاییک سلول ساخته شده با خمیر کربن



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



افزایش بازده در سلولهای خورشیدی پروسکایتی با اضافه کردن لیتیوم فلوراید به لایه انتقالدهنده الکترون دارکو عبدلله نوری^{الفوب}؛، عباس بهجت^{الفوب}، مسعود دهقانیپور^{الفوب} ، و علی بنویدی^ج ^{الف} گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران ^ب گروه تحقیقاتی فوتونیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران ^ع دانشکده شیمی، دانشگاه یزد، یزد، ایران <u>طarko.abdullah@gmail.com</u>

چکیده – اخیراً سلولهای خورشیدی پروسکایتی به عنوان نسل سوم سلولهای خورشیدی برپایه مواد پروسکایتی ظهور کردهاند. مواد پروسکایتی خواصی از قبیل هزینه کم، قابلیت تنظیم گاف انرژی، ساخت آسان، امکان ساخت در زیرلایههای مختلف و کارایی بالا دارند. تیتانیوم دیاکسید (TiO2) به عنوان یک گزینه مناسب برای لایه انتقال دهنده الکترون در سلولهای خورشیدی پروسکایتی میباشد. در تحقیق حاضر، لیتیوم فلوراید (LiF) به عنوان دوپینگ برای بهبود خواص الکتریکی لایه انتقال دهنده الکترون و کارآیی پروسکایت بکار گرفته شد. نتایج نشان داد که دوپه کردن LiF رسانندگی TiO2 را افزایش میدهد، بازترکیب الکترون – حفره را سرکوب و خواص کریستالی لایه پروسکایتی براهی یا صلاح لایه انتقال دهنده میدهد، بازترکیب الکترون و کارآیی سلولهای خورشیدی پروسکایتی بدون

کلید واژه لیتیوم فلور اید، سلول های خور شیدی پر وسکایتی، باز ده تبدیل انر ژی، تیتانیوم دیاکسید، لایه انتقال دهنده الکتر ون

Efficiency Enhancement in Perovskite Solar Cells by Doping Lithium Fluoride in Electron Transporting Layer Darko A. Noori ^{a,b}[†], A. Behjat ^{a,b}, M. Dehghanipour ^{a,b}, and A. Benvidi ^c

^a Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

^b Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran

^c Faculty of Chemistry, Yazd University, Yazd, Iran

† Corresponding author: <u>darko.abdullah@gmail.com</u>

Abstract- Recently, adopted perovskite solar cells (PSCs) as the third generation of solar cells based on perovskite materials (ABX₃). PSCs have their unique properties, such as low-cost, band-gap tunability, simple fabrication, the opportunity of substrates, and high performance. Titanium dioxide (TiO₂) is an attractive choice for the electron transporting layer (ETL) in PSCs. In the current study, lithium fluoride (LiF) dopant was used to enhance the electrical conductivity of the (ETL) layer and perovskite solar cell performance. The results showed that LiF-doping was increased the conductivity of TiO₂, suppressed electron-hole recombination at ETL/perovskite interface, and improved crystallinity properties of the perovskite layer. Through ETL modification, the performance of PSCs without hole transporting layer (HTL) 48% was enhanced and endowed the devices with a champion power conversion efficiency of 9.33%.

Keywords: Lithium fluoride, Perovskite solar cells, Power conversion efficiency, Titanium dioxide, Electron transport layer

1. Introduction

Requires to energy is truly important for life's continuity. Sun as renewable energy is the major source of our humanity's life for heat and light on Earth's surface. The light energy source can convert to electrical energy by using solar cell devices, this process is called the PV effect [1].

Solar cells are usually classified by first, second, and third generations. First-generation solar cell based on silicon semiconductor as a single silicon crystal (mono-crystalline), many crystals (polycrystalline), and sometimes amorphous silicon. Second generation cells are thin-film solar cells and vet based on a p-n junction design. These include gallium arsenide (GaAs) and amorphous silicon (a-Si:H), cadmium telluride (CdTe), and copper indium gallium selenide (CIGS) cells [2]. Currently, third-generation solar cells are produced comprising several thin-film technologies often defined as emerging photovoltaics, third-generation includes dye-sensitized solar cells (DSCs), organic photovoltaics (OPVs), quantum dot solar cells (QDSCs), and perovskite solar cells (PSCs) [3].

Recently, researchers work on the PSCs, because of its one of the suitable manufactured type's solar cells. PSCs rapidly enhanced efficiency; the PCE increased from 3.8% to 25.5% during the last decade years [4]. A perovskite structure is any compound that allows a cubic structure in the general formula (ABX₃) [5], where A and B are cations (A is larger than B) and X is a halogen anion. While the ETL shows a crucial part in obtaining and transporting photo-generated electron carriers and serves as a hole blocking layer by suppressing charge recombination as one of the most powerful pieces for PV devices [6].

In general, TiO_2 is used as ETL in PSCs due to its properties such as suitable energy level respect with to perovskite layer, fast electron mobility injection rates, good transparency, but have low electron mobility. In this study, LiF was doped in mp-TiO₂ for enhancing the efficiency of the PSCs.

2. Experimental

2.1. Materials Preparations

Lead iodide (PbI₂) and methylammonium iodide (MAI) were synthesized that as reported in the [7], dimethylformamide (DMF, 99% Merck), dimethyl sulfoxide (DMSO, 99% EXIR), chlorobenzene (CB, 99.5% EXIR), ethanol (C₂H₅OH, 99.5% Merck), acetone (C₃H₆O, %), isopropyl alcohol (IPA, C₃H₈O, 98%), hydrochloric acid (HCl 2M), titanium isopropoxide (TTIP, Ti[OCH(CH₃)₂]₄, 98% EXIR), paste-TiO₂ (20 nm, Sharif Solar), lithium fluoride (LiF, 99.98% Alfa Aesar), glass substrates, pre-coated with central fluorine-doped tin oxide (FTO) stripe. A MAPbI₃ precursor solution was made through dissolving 462 mg PbI₂ and 159 mg MAI in DMSO: DMF (1:9, v/v) solvent and stirred for 30 minutes at 60 °C. The mp-TiO₂ precursor was formed by dissolving paste TiO₂ in ethanol solvent (1:5, w/w) and stirred for 24 hours at room temperature (RT). The LiF solution was prepared by dissolving 6 mg LiF in 3 mL ethanol and stirred at RT for 1 hour.

2.2. Solar cells fabrication

Pre-patterned FTO coated glasses were sequentially cleaned with DI water, acetone, ethanol, and isopropanol under ultra-sonication for 15 minutes each. The compact TiO₂ (c-TiO₂) solution was filtered through a 0.20 µm syringe filter and spin-coated onto FTO substrate at 4000 rpm for 60 seconds, then the c-TiO₂ thin-film was annealed at 500 °C for 60 min. Mp-TiO₂ precursors with various amounts of LiF dopant (0-7.5% in v/v) were spin-coated at 4000 rpm for 60 seconds and annealed at 500 °C for 90 min. After cooling at RT, perovskite precursor spin-coated with 4000 rpm for 50 seconds, rapidly anti-solvent (CB) was dripped. The perovskite films were then annealed for 30 min at

100 °C. Finally, 70 nm of the gold top electrode were sputtered under a high vacuum.

25 pure mp-TiO2 Current density (mA/ cm²) 1.25% LiF 2.5% LiF 20 3.75% LiF 5% LiF 7.5% LiF 15 10 5 0 0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 Voltage (volt)

3. **Results and Discussions**

Fig. 1: J-V characteristics of PSC for different volume ratios LiF:mp-TiO₂ as the electron transport layer.

LiF with a volume ratio (v/v) of 1.25%, 2.5%, 3.75% and 5% was doped into mp-TiO₂, and used as ETL to fabricate HTL-free PSCs. Presented that the LiF dopant to mp-TiO₂ layer affects the PV performance, electrical and optical properties of the PSCs. Solar cell performance was measured under (simulated illumination, AM 1.5). Fig. 1 shows J-V characteristics of PSCs for different volume ratios of LiF:mp-TiO₂. PCE enhanced from 6.29% (with maximum current density Jsc of 14.18 mA/cm^2 , for pure mp-TiO₂) to 9.33% (with Jsc of 19.02 mA/cm², for 2.5% LiF doped mp-TiO₂), see Table I. Considering LiF-dopant inducts, the conduction energy band became higher than the pure TiO₂, it meaning that a band alignment happened between the ETL and perovskite layer.

Fig.2 illustrates the conductivity of the LiF doped ETL layer ($\sigma = 1.44 \times 10^{-3} mS. cm^{-1}$) was increased by compared with undoped mp-TiO₂ ($\sigma = 1.20 \times 10^{-3} mS. cm^{-1}$).

The optical transmittance of ETL layers for pure and 2.5% LiF doped in $mp-TiO_2$ was studied as shown in Fig.3. It shows that the LiF dopant does not have

a series negative effect on the transmittance of the ETL layer, and light can harvest by the perovskite layer to generate electron-hole carriers with no intense losses within ETL.

layer.								
LiF	Efficie	ency	Voc	\mathbf{J}_{sc}	Fill			
doped	(%)	(v)	(mA/cm^2)	Factor			
(v %)	Max.	Ave.						
0	6.29	5.37	0.73	14.18	0.60			
1.25	6.50	5.86	0.81	18.37	0.44			
2.50	9.33	7.55	0.81	19.02	0.61			
3.75	6.68	6.03	0.83	13.37	0.60			
5.00	6.63	5.66	0.83	16.24	0.52			
7.50	5.52	5.28	0.81	12.34	0.55			

Table I. Photovoltaic parameters performance of PSC with LiF:mp-TiO₂ as the electron transport



Fig. 2: I-V measurements of pure mp-TiO₂ and LiF doped to mp-TiO₂, the thickness of the mesoporous layer was (200 nm), and the area was (45 mm²).

The effect of LiF-doping on the crystallinity of the perovskite layer is confirmed by PL intensity and XRD as shown in Figs. 4a and 4b. The peak's intensity of (110) plane diffraction of LiF-doped mp-TiO₂ was increased, which means well crystallization. Notably, there was no observed shift in XRD peaks position, suggesting that the LiF dopant in ETL does not diffuse into the perovskite layer. With the addition of LiF dopant into the ETL, the intensity of PL peak reduced, which refers to lower charge recombination at the interface of

ETL/perovskite. In addition, a light blue shift was observed in the PL response of PSCs with LiFdoped ETL. It indicates ETL modification reduces band-tail state in the corresponding perovskite layer. The reduced charge recombination at ETL/perovskite, improved conductivity, and better crystallinity of perovskite layer in the LiF-doped based PSCs, altogether led to a performance improvement in PSCs.



Fig. 3: Transmittance spectra of electron transport layer for pure and LiF doped mp-TiO₂.



Fig. 4: (a) PL characteristics and (b) XRD patterns of perovskite films on pure and LiF-doped TiO₂.

Acknowledgments

Darko A.N. thanks the financial support by the University of Sulaimani, Iraq-Kurdistan Region.

References

- P. G. V. Sampaio and M. O. A. González, "Photovoltaic solar energy: Conceptual framework," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 74, pp. 590-601 %@ 1364-0321, 2017.
- [2] A. M. Bagher, M. M. A. Vahid, and M. Mohsen, "Types of solar cells and application," *American Journal of optics and Photonics*, vol. 3, no. 5, pp. 94-113, 2015.
- [3] J. Yan and B. R. Saunders, "Thirdgeneration solar cells: a review and comparison of polymer: fullerene, hybrid polymer, and perovskite solar cells," *Rsc Advances*, vol. 4, no. 82, pp. 43286-43314, 2014.
- [4] F. Zhang and K. Zhu, "Additive engineering for efficient and stable perovskite solar cells," *Advanced Energy Materials*, vol. 10, no. 13, p. 1902579, 2020.
- [5] E. A. R. Assirey, "Perovskite synthesis, properties and their related biochemical and industrial application," *Saudi Pharmaceutical Journal*, vol. 27, no. 6, pp. 817-829, 2019.
- [6] T. Kim, J. Lim, and S. Song, "Recent Progress and Challenges of Electron Transport Layers in Organic-Inorganic Perovskite Solar Cells," *Energies*, vol. 13, no. 21, p. 5572, 2020.
- [7] N. Torabi, A. Rahnamanic, H. Amrollahi, F. Mirjalili, M. Sadeghzade, Behjat. "Performance and A. enhancement of perovskite solar cell by controlling deposition temperature of copper phthalocyanine as a dopant-free transporting layer," Organic hole Electronics, vol. 48, pp. 211-216, 2017.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



ساخت سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه با استفاده از نانوکامپوزیت TiO2/ZnO به منظور افزایش بازده

ساحل هیربدی'، احمد جامهخورشید'، تهمینه جلالی^۲ و شهریار عصفوری^۱

اگروه مهندسی شیمی، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران؛ ^۲گروه فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران

چکیده – در این مقاله کامپوزیتی از نانوذرات TiO₂/ZnO به عنوان مواد مورد استفاده در فوتوآند برای ساخت سلولهای خور شیدی حساس شده با رنگدانه سنتز و به وسیلهٔ آنالیزهای پراش پرتو ایکس (XRD) و طیف سنج مادون قرمز (FT-IR) ارزیابی شده و سپس نانوپودر سنتز شده با استفاده از محلول ساخته شده به خمیر تبدیل گردید. طبق بررسیهای پیشین، استفاده از فوتوآندهای ساخته شده از کامپوزیت این دو ماده نیمه ر سانا در مقایسه با استفاده از یکی از آنها، عملکرد فوتوولتائی بهتری را فراهم می مده از کامپوزیت این دو ماده نیمه ر سانا در مقایسه با استفاده از یکی از آنها، عملکرد فوتوولتائی بهتری را فراهم می معادل ساخته شده با استفاده از دستگاه شبیه ساز نور خور شید (²mW/cm²) ارزیابی شده و بازده تبدیل نور به انرژی الکتریکی معادل ۱/۰۴٪ بد ستآمد. همچنین دیگر م شخ صههای فوتوولتائی شامل جریان مدار کوتاه، ولتاژ مدار باز و فاکتور پر شدن نیز به ترتیب ۴/۸۴۴ mA/cm²، ۷

كليد واژه- سلولهاى خورشيدى حساس شده با رنگدانه، فتوآند، فوتوولتائى، نانوكامپوزيت TiO₂/ZnO

Fabrication of dye-sensitized solar cell using TiO₂/ZnO nanocomposite for efficiency enhancement

S. Hirbodi¹, A. Jamekhorshid^{1,*}, T. Jalali², and S. Osfouri¹

¹Department of Chemical Engineering, Persian Gulf University, Bushehr, Iran; ²Department of Physics, Persian Gulf University, Bushehr, Iran; * jamekhorshid@pgu.ac.ir

Abstract- In this paper, composite of TiO_2/ZnO nanoparticles were synthesized as photoanode material in fabrication of dye-sensitized solar cell (DSSC) and characterized by X-ray diffraction (XRD) and Fourier transform infrared spectroscopy (FT-IR) analyses and then synthesized nano-powder turned into a paste using prepared solution. It is demonstrated that this nano-composite photoanode provides better photovoltaic performance compare with using bare form of mentioned semiconductor oxides. The performance of fabricated cell was evaluated with solar simulator (100 mW/cm²) and photoelectric conversion efficiency (PEC) of 1.04% is given. Also, other photovoltaic parameters include short circuit current density (I_{SC}), open circuit voltage and fill factor are 4.84 mA/cm², 0.7045 V and 0.3047, respectively.

Keywords: Dye-sensitized solar cells, Nanostructure, Photoanode, Photovoltaic, TiO₂/ZnO nanocomposite.

1. Introduction

In the recent past, solar energy have attracted significant attention due to being sustainable and clean without carbon emotion. In 1991, O'Regan and Grätzel introduced first dye-sensitize solar cells (DSSCs) based on TiO₂ [1]. A typical DSSC consist of a semiconductor film coated on a fluorine-doped tin oxide (FTO) glass substrate to form photoanode, a platinum-coated FTO to form counter electrode, a liquid redox electrolyte and a solution contains dye molecules . Dye solution acts as a light absorber and injects electrons into the conduction band of a semiconductor. Injected electrons then diffuse through the semiconductor film, afterwards to the conductive glass substrate. The oxidized dye molecules regenerate by the redox system then these oxidized redox, regenerate by diffusing to the counter electrode where electrons receive from photoanode [2].

Semiconductor photoanode is the backbone of DSSCs and plays a vital role in the performance of DSSCs. TiO₂ is the most-used and well-known semiconductor material because of its advantages such as stability, non-toxicity, high surface area, low cost and high charge transfer capability [3, 4]. Besides TiO₂, semiconductors such as ZnO, SnO₂, Fe₂O₃, Nb₂O₅, ZrO₂, Al₂O₃ and etc. have been studied. Among all semiconductor materials, ZnO showed better properties; however, its conversion efficiency is much lower than TiO₂ . In despite of TiO₂, ZnO possess higher electron mobility but on the other hand it has lower stability [5]. Subsequently, to use all benefits of these two materials, fabrication of TiO2/ZnO based DSSCs showed better performance compared with using one of them [6-8].

In this study, to fabricate composite based DSSC, first TiO_2/ZnO composite paste was prepared as semiconductor film and then, the photovoltaic performance was evaluated.

2. Experimental

2.1. Materials and chemicals

Titanium oxide nanopowders (TiO₂-anatase, 30-50 nm), zinc acetate dehydrate (Zn(CH₃COO)₂.2H₂O, 40 nm), ethylene glycol (C₂H₆O₂), titanium (IV) isopropoxide (Ti[OCH(CH₃)₂]₄), citric acid (C₆H₈O₇). Acetonitrile (C₂H₃N), potassium iodide (KIO₃) and iodine (I₂) for preparing electrolyte solution. Ruthenium based dye (N719), platinum (Pt), FTO conductive glass (sheet resistance $15\Omega/sq$).

2.2. Preparation of TiO₂ /ZnO paste

Ethylene glycol was heated at 60 °C then titanium (IV) isopropoxide was added and slowly stirred. Then, citric acid was added and the solution was stirred at a constant temperature of 60 °C to get clear viscose solution. Zinc acetate dehydrate and TiO₂ nanoparticles powder at the optimum weight ratio $(ZnO/TiO_2 = 3/97)$ [6, 9] along with prepared solution were ground well to the mortar to obtain a viscous paste [10].

2.3. Preparation of electrolyte

For preparation of electrolyte solution, first, 10 ml acetonitrile was added to 2.5 ml ethylene glycol under stirring. Subsequently, 1.0375 g potassium iodide and 0.3307 g iodine was added respectively. Prepared electrolyte was stirred until homogenous solution appeared [11].

2.4. Fabrication of DSSC

For cleaning FTO glass substrate, it was sonicated with deionized water, hydrochloric acid, acetone and ethanol respectively and dried at 70 °C. To prepare the photoanode, TiO₂/ZnO paste was deposited onto a conductive glass substrate using doctor blade method. This electrode first pre-heated at 120 °C, then calcined at 450°C. For dye loading, the photoanode was immersed in 0.3 mM dye solution (N719) in darkness for 24 hrs. Counter electrode was obtained by depositing a thin layer of platinum on another conductive glass substrate.

Finally, two electrodes were bonded together using surlyn sheet and then electrolyte solution was injected through a small hole on the counter electrode to fill the space between the two electrodes. The active area of fabricated cell is 0.5 cm*0.5 cm. The photograph of the fabricated DSSC in laboratory scale is shown in Fig. 1.



Fig. 1: The fabricated DSSC

3. **Results and Discussion**

The FT-IR spectroscopy was measured and given in Fig. 2, which obviously revealed the formation of ZnO in TiO₂ nanoparticles. The broad IR transmittance peak is in the 3000–3500 cm⁻¹ range which indicated high amount of alcohol based component in prepared nanocomposite. In this curve, peaks at 416.98 cm^{-1} and 668.69 cm^{-1} are for O-Ti-O bonding in anatase morphology and ZnO. Similarly, Fig. 3 shows the XRD pattern of TiO₂/ZnO powder to examine the phase and crystallinity of the as-prepared nanocomposite. Sharp peaks indicate high crystallinity of TiO₂ and ZnO in the nanocomposite. The XRD peaks in the range of 20 from 25.3°, 38.0°, 48.1°, 54.1°, 55.1°, 62.8°, 68.9°, and 75.2°, which are attributed to the (101), (004), (200), (105), (211), (204), (116), and (215) crystalline structures of anatase. As well, several slight diffraction peaks at 20 value of 31.7° (100), 34.4° (002), 36.3° (101), and 70.0° (201) are also observed which was known as hexagonal ZnO nanoparticles.

These XRD results further confirmed the successful preparation of the nanocomposites consisting of both TiO_2 and ZnO phases. The sharpness, as well as line widths of the peaks, were certified that the ZnO has a nanocrystalline structure.



Fig. 3: XRD pattern of the TiO₂/ZnO nanocomposite

The current-voltage (I-V) measurements under light sources of 100 mW/cm² and 1.5 air mass (AM) is represented in Fig. 4. The results indicated that PCE and other photovoltaic parameters include I_{SC} , V_{OC} and FF are 1.04%, 4.84 mA/cm², 0.7045 V and 0.3047, respectively. The results confirmed the existence of free carriers by light photons absorption.



4. Conclusion

DSSC based on TiO₂-ZnO nanocomposite have been successfully fabricated using optimum amount of ZnO in prepared nanocomposite. The produced nanoparticles were used as a part of photoanode in the DSSC and the paste were prepared with simple method to use in the photoanode of the DSSC. Fabrication of electrolyte was also done at the laboratory. The fabricated nanocomposite was characterized using XRD, and FTIR techniques. The crystallography of the pastes, using X-ray experiment, illustrated the existence of both TiO₂ and ZnO in high crystalline structure. Presence of ZnO contents on TiO₂ surface enhance the rapid transport of free electrons. Consequently, the solar cell performance improved due to J_{sc} improvement. From the results of I-V curve characterization, with a short-circuit current of 4.84 mA/cm², open-circuit voltage of 0.7045 V and fill factor of 0.3047 represented photoelectric conversion efficiency of 1.04%. The gained results were attributed to the nanocrystalline TiO₂ and ZnO nanocomposite structure, which considerably enhanced the light absorption by multi-scattering effects, and dye adsorption due to smaller crystal size, more grain boundaries, and a bigger surface area.

References

- B. O'regan and M. Grätzel, "A low-cost, high-efficiency solar cell based on dyesensitized colloidal TiO 2 films," *nature*, vol. 353, no. 6346, pp. 737-740, 1991.
- [2] J. Gong, J. Liang, and K. Sumathy, "Review on dye-sensitized solar cells (DSSCs): Fundamental concepts and novel materials," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, no. 8, pp. 5848-5860, 2012/10/01/ 2012.
- [3] S. S. Kanmani and K. Ramachandran, "Synthesis and characterization of TiO₂/ZnO core/shell nanomaterials for solar cell applications," *Renewable Energy*, vol. 43, pp. 149-156, 2012/07/01/ 2012.

- S. Umale, V. Sudhakar, S. M. Sontakke, K. Krishnamoorthy, and A. B. Pandit, "Improved efficiency of DSSC using combustion synthesized TiO₂," *Materials Research Bulletin*, vol. 109, pp. 222-226, 2019/01/01/ 2019.
- [5] Q. Zhang and C. J. N. Li, "TiO₂ coated ZnO nanorods by mist chemical vapor deposition for application as photoanodes for dye-sensitized solar cells," vol. 9, no. 9, p. 1339, 2019.
- [6] W. Ahmad et al., "Synthesis of zinc oxide/titanium dioxide (ZnO/TiO_2) nanocomposites by wet incipient wetness impregnation method and preparation of ZnO/TiO2 paste using poly (vinylpyrrolidone) for efficient dyesensitized solar cells," vol. 222, pp. 473-480, 2016.
- [7] M. Yang et al., "TiO₂ nanoparticle/nanofiber–ZnO photoanode for the enhancement of the efficiency of dye-sensitized solar cells," vol. 7, no. 66, pp. 41738-41744, 2017.
- [8] A. M. Rheima, D. H. Hussain, and H. J. Abed, "Fabrication of a new photo-sensitized solar cell using TiO₂\ZnO Nanocomposite synthesized via a modified sol-gel Technique," in *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2020, vol. 928, no. 5, p. 052036: IOP Publishing.
- [9] Y.-H. Nien *et al.*, "Investigation of Dye-Sensitized Solar Cell With Photoanode Modified by TiO₂-ZnO Nanofibers," vol. 33, no. 2, pp. 295-301, 2020.
- [10] S. K. Park, T. K. Yun, J. Y. J. J. o. n. Bae, and nanotechnology, "Combined Embedding of N/F-Doping and CaCO₃ Surface Modification in the TiO₂ Photoanode for Dye-Sensitized Solar Cells," vol. 16, no. 3, pp. 2571-2575, 2016.
- [11] P. Gu *et al.*, "Influence of electrolyte proportion on the performance of dyesensitized solar cells," vol. 7, no. 10, p. 105219, 2017.





بررسی اثر فنیلتریمتیلآمونیوم یدید بر مشخصههای فوتوولتایی سلولهای خورشیدی پروسکایتی بدون انتقالدهنده حفره

مهناز مظفری، عباس بهجت*، محمدعلی حداد و علی بنویدی

دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۸۹۱۹۵–۸۹۱۹۵

mahnaz.mozaffari@stu.yazd.ac.ir,abehjat@yazd.ac.ir,mahaddad@yazd.ac.ir,and abenvidi@yazd.ac.ir چکیده - در این پژوهش سلولهای خورشیدی پروسکایتی سه بعدی (D۳) و دوبعدی/سهبعدی (D/3DT) با استفاده از کاتیون جداکننده فنیل تری متیل آمونیوم (C 9H14N) ساخته شدند. جهت بهینه سازی سلولهای خورشیدی پروسکایتی دوبعدی/سهبعدی، دماهای پخت مختلف ° C (100، ° 102 و °100 مراد C 150 برای تشکیل پروسکایت دوبعدی مورد بررسی قرار گرفت. مشخصهیابی فوتوولتایی سلول، از قبیل بازده تبدیل توان، فریب پرشدگی، ولتاژ مدار باز، چگالی جریان مدار کوتاه انجام گرفت و نتایج با یکدیگر مقایسه گردید تا دمای بهینه °C بدست آمد. سپس با توجه به طیف فوتولومینسانس مشاهده شد که انتقال بار در سلول خورشیدی پروسکایتی ۲/3D7 نسبت به سلول خورشیدی پروسکایتی می مو می باشد که باعث بهبود عملکرد فوتولتایی سلولهای خورشیدی پروسکایتی می شود.

كليد واژه- بازده تبديل توان ، پروسكايت سهبعدى، پروسكايت دوبعدى/سهبعدى، سلول خورشيدى پروسكايتي.

Phenyltrimethylammonium iodide effects on photovoltaic properties of hole transport free perovskite solar cells

M. Mozaffari, A. Behjat*, M.A. Haddad, and A. Benvidi

Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

mahnaz.mozaffari@stu.yazd.ac.ir, abehjat@yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir, and abenvidi@yazd.ac.ir

Abstract- In this research, 3D and 2D/3D perovskite solar cells fabricated through using Phenyltrimethylammonium iodide. After that, our efforts focused on further improvement in the performance of 2D/3D perovskite solar cells through optimizing the annealing temperature. The photovoltaic characterization of solar cell such as the power conversion efficiency (PCE), Fill Factor (FF), Open Circuit Voltage (Voc) and Short Circuit Current (Jsc) were analyzed to obtain the optimum annealing temperature in 150 °C. Then, according to the photoluminescence spectrum, it was observed that charge transfer in 2D/3D perovskite solar cells is better than 3D perovskite solar cells, which improves the performance of perovskite solar cells.

Keywords: Power conversion efficiency, 3D Perovskite, 2D/3D Perovskite, Perovskite Solar Cell.





مقدمه

در سالهای اخیر تحقیقات در زمینه ساخت سلولهای خورشیدی پروسکایتی به دلیل ویژگیهای منحصر بفرد آن رشد چشم گیری یافته است. استفاده از پروسکایت در ساخت سلولهای خورشیدی، اولین بار در سال ۲۰۰۹ میلادی توسط میاساکا گزارش شد. پروسکایتهای آلی-معدنی با کاتیون های آلی مختلف سنتز می شود. این امر نشان میدهد که اندازه کاتیون آلی در گاف اپتیکی پروسکایت تاثیر می گذارد. از عوامل مؤثر در تخریب یروسکایت، رطوبت، واکنش شیمیایی، نور و دما می باشد [1]. برای حل مشکل ناپایداری پروسکایت استراتژیهای مختلفی از جمله: به کاربردن ترکیب هالیدهای مختلف. به طور مثال افزودن برم (Br) در ترکیب پروسکایت به منظور افزایش پایداری رطوبتی سلول خورشیدی [۲] ، استفاده از پروسکایت های سه – چهار كاتيوني [۳–۵]، اضافه كردن ماده به لايهي انتقال دهندهي حفره یا الکترون [۶]، کپسوله کردن سلول خورشیدی پروسکایتی [۷-۹] و سنتز پروسکایتهای دارای ابعاد پایین (دو بعدی) به جای پروسکایت سه بعدی به کار برده شده است. بازده کم سلولهای شامل لایه جاذب پروسکایت دوبعدی در مطالعات اولیه، محققین را به استفاده مواد پروسکایت دوبعدی در مرز مشترک لایه پروسکایت و لایه انتقال دهنده حفره رهنمون ساخته است. لازم است خاطر نشان کنیم که یروسکایتهای دوبعدی نه تنها به عنوان لایه جاذب به کار می روند بلکه به عنوان لایه سرپوش بر روی پروسکایت سه بعدی (D/3D] (D/3D) و یا لایههای مرزی می توانند به کار برده شوند تا به عنوان یک سیر از لایه جاذب پروسکایتی در مقابل رطوبت محافظت کنند و

بنابراین پایداری سلول افزایش یابد. همچنین این لایه مرزی دوبعدی می تواند تزریق بار را از طریق تطابق بهتر سطح انرژی بهبود دهد. در این پژوهش سلولهای خورشیدی پروسکایتی دوبعدی/ سهبعدی با استفاده از فنیل تریمتیل آمونیومیدید (C₉H₁₄NI) ساخته شد و مشخصههای فوتوولتایی آن مورد بررسی قرار گرفت.

روش ساخت سلولهای خورشیدی پروسکایتی

جهت ساخت سلول های خور شیدی پروسکایتی، ابتدا بخشی از لایهی FTO بر روی شیشه، با توجه به ساختار موردنظر به روش شیمیایی (پودر روی و HCl) لایهبرداری شد. مراحل شستشو زیرلایهها به ترتیب، با آب و صابون، آب مقطر، استون، اتانول تحت اولتراسونیک انجام شد و به مدت ۲۰ دقیقه در دمای 120 °C قرار گرفت تا خشک شود. لایهی سدکنندهی الکترون، به روش چرخشی و با سرعت چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه لایهنشانی شد. این لایه مانع از بازترکیب الکترون - حفره در سلول می شود. بعد از خشک-شدن لایه در دمای 120 °C، تا دمای 500 °C و به مدت ۶۰ دقيقه پخت داده شد. لايهی نانو ساختار تيتانيومدی اکسيد (TiO₂) نیز به روش چرخشی و با سرعت چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه لایهنشانی شد. برای انجام این کار، خمیر تيتانيومدى كسيد با اتانول رقيق شد. اين لايه، وظيفهى انتقال الكترون را به عهده دارد. این لایه نیز ابتدا در دمای 120 °C خشک شد و در ادامه، به مدت ۶۰ دقیقه تا دمای C° 500 پخت داده شد. سپس پروسکایت سهبعدی سه كاتيونى HC(NH₂)₂/CH₃NH₃/Cs (FA/MA/Cs) با استفاده از روش رسوب متوالی لایه نشانی شد و به مدت ۱۵ دقیقه در دمای 150 °C یخت داده شد. برای تشکیل (D/3Dr) دوبعدی/سەبعدی يروسكايت

محلول فنیل تری متیل آمونیوم یدید با غلظت mg/ml5/1 در ایزو پروپانول به روش چرخشی بر روی پروسکایت سه بعدی لایه نشانی شد. سپس در دماهای مختلف پخت داده شد. در آخرین مرحله، ۶۰ نانومتر طلا توسط دستگاه کندو پاش به عنوان الکترود مقابل لایه نشانی شد.

نتایج و دادهها

در این پژوهش دماهای پخت مختلف 100 °C، 120 °C و °C 150 برای تشکیل پروسکایت دوبعدی مورد بررسی قرار گرفت. مشخصات فوتوولتایی سلولهای خورشیدی تحت تابش نور با توان ۱۰۰ میلیوات بر سانتیمترمربع (AM1.5) اندازه گیری شد. مشخصههای فوتوولتایی از قبیل چگالی جریان مدار کوتاه، ولتاژ مدار باز، ضریب پرشدگی و بازده تبدیل توان را میتوان در جدول ۱ مشاهده کرد. همچنین منحنی چگالی جریان-ولتاژ سلولهای ساخته شده را می-توان در شکل ۱ مشاهده کرد.

جدول ۱: مقادیر پارامترهای ۵٫۳ ،V∞ FF و PCE در دماهای پخت مختلف.

	3D	2D 100/3D	2D 120/3D	2D 150/3D
$(J_{sc}(mA/cm^2)$	۱۵,۰۵	10,80	18,88	18,74
(V _{oc} (v	۰,۸۳	۱ ۸, ۰	۰,۸۱	۸۳, ۰
(/.)FF	۵۸	۵۳	۵۳	۵۸
(/.)PCE	٧,٢٩	۶,۷۲	٧,٠٣	۸٫۸۴

شکل ۱ نشان میدهد که سلولهای D/3D۲ با دمای پخت C° 150 ۲ بهترین عملکرد را داشته است. بنابراین در این پژوهش دمای 150 C° به عنوان بهترین دمای پخت برای تشکیل پروسکایت D/3D۲ انتخاب میشود.



با توجه به طیف جذب از سطح پروسکایتهای D۳ و D/3D۲ بهینه در شکل ۲ مشاهده میشود که پروسکایتهای D۳ و D/3D۲ تقریبا جذب یکسانی دارند. در طیف پروسکایت D/3D۲ لبه جذب مقدار اندکی به سمت طول موجهای کوچکتر شیفت پیدا کرده است که این میتواند نشاندهنده تشکیل پروسکایت دوبعدی باشد، بدلیل اینکه پروسکایتهای دوبعدی گاف انرژی بزرگتری دارند[10].



شکل ۲: طیف جذب از سطح پروسکایتهای D۳ و D/3D۲ بهینه.

با توجه به طیف فوتولومینسانس از سطح سلولهای خورشیدی پروسکایتی D۳ و D/3D۲ بهینه در شکل ۳ مشاهده میشود که پیک سلول خورشیدی پروسکایتی D/3D7 مقدار اندکی به سمت طول موجهای کوچکتر شیفت پیدا کرده است که این در توافق با طیف جذب میباشد. همچنین سلول خورشیدی پروسکایتی D/3D۲

سپاسگزاری

از اعضای محترم گروه پژوهشی فوتونیک دانشگاه یزد که در انجام این آزمایشات به ما یاری رساندند، تشکر و قدردانی فراوانی میشود.

مرجعها

- 1. Dualeh, A., et al., *Effect of annealing temperature on film morphology of organic-inorganic hybrid pervoskite solid-state solar cells.* Advanced Functional Materials, 2014. 24(21): p. 3250-3258.
- 2. Noh, J.H., et al., *Chemical management for colorful, efficient, and stable inorganic–organic hybrid nanostructured solar cells.* Nano letters, 2013. 13(4): p. 1764-1769.
- 3. Ono, L.K., E.J. Juarez-Perez, and Y. Qi, *Progress on perovskite materials and solar cells with mixed cations and halide anions.* ACS applied materials & interfaces, 2017. 9(36): p. 30197-30246.
- 4. Saliba, M., et al., *Incorporation of rubidium cations into perovskite solar cells improves photovoltaic performance.* Science, 2016. 354(6309): p. 206-209.
- 5. Saliba, M., et al., *Cesium-containing triple cation perovskite solar cells: improved stability, reproducibility and high efficiency.* Energy & environmental science, 2016. 9(6): p. 1989-1997.
- 6. Habisreutinger, S.N., et al., *Research Update: Strategies for improving the stability of perovskite solar cells.* APL Materials, 2016. 4(9): p. 091503.
- 7. Guarnera, S., et al., *Improving the long-term* stability of perovskite solar cells with a porous Al2O3 buffer layer. The journal of physical chemistry letters, 2015. 6(3): p. 432-437.
- 8. Kim, H., et al., *Enhanced stability of MAPbI 3* perovskite solar cells using poly (p-chloroxylylene) encapsulation. Scientific reports, 2019. 9(1): p. 1-6.
- 9. Uddin, A., et al., *Encapsulation of organic and perovskite solar cells: a review*. Coatings, 2019. 9(2): p. 65.
- Zhang, F., et al., Advances in two-dimensional organic-inorganic hybrid perovskites. Energy & Environmental Science, 2020. 13(4): p. 1154-1186.
- 11. Wang, X., et al., *Steric Mixed-Cation 2D Perovskite as a Methylammonium Locker to Stabilize MAPb13*. Angewandte Chemie, 2020. 132(4): p. 1485-1489.

ییک کوتاهتری نسبت به سلول خورشیدی پروسکایت T دارد، که این نشاندهنده انتقال بار بهتر در سلول خورشیدی پروسکایتی T/3DT میباشد. انتقال بار بهتر باعث افزایش چگالی جریان و در نهایت افزایش بازده سلولهای خورشیدی پروسکایتی T/3DT بهینه نسبت به سلولهای خورشیدی پروسکایتی T شده است. با توجه به اینکه دمای پخت برای تشکیل پروسکایت دو بعدی بر روی پروسکایت سه بعدی دCH₃NH₃PbI، 100 °C گزارش شده است[11]. در این پژوهش، دمای بهینه پخت برای تشکیل همان پروسکایت دوبعدی بر روی پروسکایت سهبعدی همان پروسکایت دوبعدی بر روی پروسکایت سهبعدی



شکل ۳: طیف فوتولومینسانس از سطح سلولهای خورشیدی پروسکایتی DT و D/3D۲ بهینه.

نتيجهگيرى

با توجه به مشخصهیابیهای فوتوولتایی، میتوان نتیجه گرفت که با افزایش دمای پخت در دمای 150 °C شرایط برای تشکیل لایهی پروسکایت D/3D۲ مناسبتری فراهم میشود. با توجه به طیف فوتولومینسانس انتقال بار در سلول خورشیدی پروسکایتی T/3D۲ نسبت به سلول خورشیدی پروسکایتی TD بهتر میباشد که احتمال دارد تزریق بار از طریق تطابق بهتر سطح انرژی بهبود یافته است. در نتیجه فنیل تریمتیل آمونیومیدید باعث بهبود عملکرد فوتوولتایی سلولهای خورشیدی پروسکایتی شده است.





اثر چگالی نقص بر عملکرد سلول خورشیدی غیر آلیCsPbI3 :مطالعه شبیهسازی

پریسا کریمی مونه^۱ ، زهرا مخلص آبادی فراهانی^۲، نفیسه شریفی^{۲۰۱} ^۱گروه فوتونیک و پلاسما، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۳۱۷، ایران ^۲یژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۱۳۷، ایران

parisa.mjkarimi@grad.kashanu.ac.ir, farahanizahra874@gmail.com, sharifi@kashanu.ac.ir

چکیده- در این مقاله با استفاده از نرم افزار یک بعدی SCAPS ساختار سلول خور شیدی پرو سکایتی غیرآلی -iDL1 و IDL1 و بدون HTL/Au شبیه سازی شده و تغییرات بازدهی الکتریکی و بازدهی کوانتومی در دوحالت: با حضور لایه های مجازی IDL1 و IDL2 و بدون حضور آنها و همچنین با در نظر گرفتن نقصهای سطحی بین لایههای IDL ها و پروسکایت مورد بررسی قرار گرفت. در این ساختار از به عنوان لایه انتقال دهنده الکترون و از Spiro-OMeTAD به عنوان لایه انتقال دهنده حفره و همچنین برای در نظر گرفتن تاثیر نقصهای بازترکیبی سطحی از لایههای مجازی IDL1 و IDL2 و IDL2 به ترتیب بین HTL/perovskite و ساختار از IDL2 و ساختار از وارد کردن نقصهای بازترکیبی سطحی از دیمه مجازی الکتریکی این ساختار از 13.5% به ۱1.9% کاهش یافته است.

The effect of defect on the performance of CsPbI3 inorganic perovskite solar cells : a simulation study

Parisa Karimi Mooneh¹, Zahra Mokhles Abadi Farahani², Nafiseh Sharifi^{1,2} ¹ Department of Photonics and Plasma, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan 87317, Iran ² Institute of Nanoscience and Nanotechnology, University of Kashan, Kashan 87317, Iran parisa.mjkarimi@grad.kashanu.ac.ir, farahanizahra874@gmail.com, sharifi@kashanu.ac.ir

Abstract-In this paper, the structure of an inorganic perovskite solar cell consisting of FTO/i-ETL/CsPbI3/i-HTL/Au was simulated by SCAPS-1D. electrical efficiency and quantum efficiency were calculated in two conditions: with virtual layer IDL1 and IDL2 and without them. The interface recombination layer between the IDL layers and the perovskite was considered. In this structure, SnO2 and Spiro OMeTAD was used as the electron transfer layer and hole transfer layer, respectively. To consider the influence of interface recombination, the thin virtual layer (IDL1 and IDL2, not indicated in the figure) between HTL/CsPbI3 was considered to simulate a more realistic situation. By considering the Interface recombination defects, the electrical efficiency of this structure has decreased from 13.15% to 11.91%.

Keywords: Perovskite, Inorganic solar cells, virtual layer, interface recombination defects.

مقدمه

در بین نسلهای سلولهای خورشیدی، نسل سوم سلول خورشيدى پروسكايتى آلى-غيرآلى به دليل فرآيند ساخت آسان، هزینههای کمتر در مقایسه با سلولهای خورشیدی سیلیکونی و نسلهای دیگر و همچنین دست یافتن به بازدهی بالای ۲۵ درصد، توجه زیادی را در صنعت فتوولتائيك به خود جلب كرده است [1] و [2] . با اين حال ناپایداری حرارتی و شیمیایی پروسکایتهای آلی-غیرآلی می تواند مانعی برای تجاری سازی این نسل از سلول های خورشیدی باشد. اخیرا پروسکایتهای هالیدی معدنی با جایگزینیCs به جای مواد آلی بدست آمده است، به عنوان CsPbX3 (X = Cl, مثال پروسکایتهای هالیدی معدنی Br, I) پایداری بالاتری نسبت به سایر ساختارهای پروسکایت دارند و به این دلیل مورد توجه بیشتری قرار گرفته اند[۳]و [۴]. هدفهای بعدی تلاش برای دستیابی به پروسکایتهای غیر آلی با بازدهی و پایداری بالا و همچنین لايههاى انتقال دهنده الكترون و حفره غيرآلى است كه ساختار سلول کاملا از مواد غیرآلی باشد. در این مطالعه یک بررسی دقیق روی ساختار سلول با CsPbI3 با در نظر گرفتن نقصهای بازترکیبی سطحی احتمالی به وجود آمده بین لایهها انجام شد و بازدهی الکتریکی و بازدهی کوانتومی با در نظر گرفتن نقصها و بدون حضور آنها مقایسه شدند تا شبیهسازی به حالت آزمایشگاهی نزدیکتر شود.

پارامترهای شبیهسازی

شبیهسازی این دادهها بر پایه نرمافزار یک بعدی SCAPS است که اساس این نرم افزار سه معادله جفت شده : معادلات پیوستگی برای الکترون و حفره و معادله پواسون میباشد [۵]. با این معادلات میتوان غلظت حاملها، مشخصات جریان-ولتاژ، بازدهی کوانتومی و نوارهای انرژی را محاسبه کرد. ساختار سلول بدین صورت -FTO/i-ETL/CsPbI3/i

HTL/Au است(شکل۱). پارامترهای مورد نیاز شبیهسازی شامل انرژی شکاف نواری (E_g)، ضریب الکترون خواهی (χ)، ضریب گذردهی (٤r)، تحرک الکترون (µn) و حفره (μp)، چگالی حاملهای نوار رسانش (Nc) و نوار ظرفیت (Nv)، چگالی حاملهای دهنده (NA) و پذیرنده (ND) و چگالی نقصها (Nt) است. سرعت گرمایی برای الکترون و حفره 10⁷cm/s در نظر گرفته شده. به منظور در نظر گرفتن نقص-های بازترکیبی سطحی از دو لایه مجازی IDL1 و IDL2 به ترتيب بين HTL/perovskite و perovskite/ETL استفاده شده. خصوصیات فیزیکی این دو لایه به جز چگالی نقصها مشابه با لایه جاذب است. توزیع نقصهای ذاتی به صورت گاوسی، انرژی مشخصه 0.1eV، در حالت mid-gap، چگالی الکترونهای گیرافتاده در سطح مقطع ⁻¹⁴cm×2 ² و تابع كار FTO و Au به ترتيب ۴٫۷ و ۵٫۱ الكترون ولت در نظر گرفته شده است[۶].خصوصیات فیزیکی مواد از تحقيقات تئوري جمع آوري شده. [٧]و [٨].



شکل ۱: شماتیک ساختار سلول پروسکایت شبیه سازی شده

نتايج و بحث

نمودار جریان-ولتاژ ساختار این سلول با حضور نقصها و بدون حضور آنها طبق پارامترهای (جدول ۱) با استفاده از شبیهسازی بدست آمده است. با توجه به مقایسه این دو ساختار بازدهی سلول بدون حضور نقص ها ۱۳/۱٪ ، جریان اتصال کوتاه ۱۸/۱۵ میلیآمپر بر سانتی متر مربع، ولتاژ مدار باز ۱/۱۵ ولت و فاکتور پرشدگی آن ۲/۸۵٪ بدست آمد در صورتی که همین ساختار با حضور نقص ها دارای بازدهی متر مربع، ولتاژ مدار باز ۲۰/۱ ولت و فاکتور پرشدگی ۶۳/۳۹ است، که کاهش بازدهی را میتوان به کاهش ولتاژ مدار باز سلول با حضور نقص ها ارتباط داد که این نقص ها باعث بازترکیب شدن حاملها و در ادامه به وجود امدن ولتاژ مدار باز کمتری نسبت به زمانی که نقصها وجود ندارد، شده اند. نمودار مقایسه بازدهی این دو ساختار در (شکل ۲) مشاهده

جدول ۱: پارامترهای جریان- ولتاژ ساختار شبیهسازی شده

	V _{OC} (V)	J _{SC} (mA/cm ²)	FF (%)	PCE (%)
CsPbI3	1/10	۱۸/۱۵	88/10	18/10
CsPbI3 by defect	1/+۲	18/22	۶۳/۳۹	11/91



شکل ۲: نمودار جریان-ولتاژ CsPbI3 با نقصها و بدون حضور آنها.

بازدهی کوانتومی این ساختار (شکل ۳) با حضور نقصها و بدون حضور آنها مورد بررسی قرار گرفت و مشخص شد که این نمودار به دلیل اینکه تغییرات جریان اتصال کوتاه ناچیز بوده است تقریبا بدون تغییر است.



شکل۳: نمودار بازده کوانتومی CsPbI3 با نقصها و بدون حضور آن ها

در مرحله بعد تغییرات بازدهی با افزایش چگالی نقصها لایه جاذ CsPbI3 بررسی شد، و مشخص شد با افزایش چگالی نقصهای بازدهی کاهش مییابد، که این می تواند به دلیل افزایش بازترکیب حاملهای به وجود آمده با نقصهای در نظرگرفته شده باشد. نمودار تغییرات بازدهی بر حسب تغییرات چگالی نقصها در (شکل۴) نشان داده شده است.



شکل۴: تاثیر چگالی نقصهای لایه جاذب بر بازدهی سلول

مرجعها

- [1] "Dong, Q., Zhu, C., Chen, M., Jiang, C., Guo, J., Feng, Y., ... & Zhou, Y. (2021). Interpenetrating interfaces for efficient perovskite solar cells with high operational stability and mechanical robustness. *Nature communications*, 12(1), 1-9.".
- [2] "Best Research-Cell Efficiency Chart: https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html".
- "Gao, P., Grätzel, M., & Nazeeruddin, M. K.
 (2014). Organohalide lead perovskites for photovoltaic applications. Energy & Environmental Science, 7(8), 2448-2463".
- [4] "Beal, R. E., Slotcavage, D. J., Leijtens, T., Bowring, A. R., Belisle, R. A., Nguyen, W. H., ... & McGehee, M. D. (2016). Cesium lead halide perovskites with improved stability for tandem solar cells. The journal of physical chemistry letters, 7(5), 746-751".
- [5] "Burgelman, M., Nollet, P., & Degrave, S. (2000). Modelling polycrystalline emiconductor solar cells. Thin solid films, 361, 527-532.".
- [6] "Minemoto, T., & Murata, M. (2014). Device modeling of perovskite solar cells based on structural similarity with thin film inorganic semiconductor solar cells. Journal of applied physics, 116(5), 054505.".
- "Dastidar, S., Li, S., Smolin, S. Y., Baxter, J. B., & Fafarman, A. T. (2017). Slow electron-hole recombination in lead iodide perovskites does not require a molecular dipole. ACS Energy Letters, 2(10), 2239-2244".
- [8] "Deng, Q., Li, Y., Chen, L., Wang, S., Wang, G., Sheng, Y., & Shao, G. (2016). The effects of electron and hole transport layer with the electrode work function on perovskite solar cells. Modern Physics Letters B, 30(27), 1650341.".

نتيجه گيرى

در مطالعات باید تا حد امکان تلاش شود که شبیهسازی به حالت واقعی تر و آزمایشگاهی نزدیک شود. با توجه به شبیه سازی انجام شده با در نظر گرفتن نقصهای احتمالی که از ترکیب شدن حاملها بین لایه ها می تواند به وجود بیاید، بازدهی الکتریکی ۲ درصد کاهش پیدا کرد.

نمودار بازده کوانتومی ساختار دچار تغییرات نشده و این نشان از تغییرات ناچیز جریان اتصال کوتاه است و در ادامه میتوان نتیجه گرفت که حضور نقصها تاثیر بیشتری بر ولتاژ مدار باز دارد و کاهش بازدهی ناشی از کاهش ولتاز مدار باز می باشد. همچنین با افزایش چگالی نقصها از مدار باز می باشد. همچنین با افزایش چگالی نقصها از از ۱۰^{۱۲} تا ۱۰^{۱۲} بازدهی از ۱۲ درصد به ۷٫۴۷ درصد کاهش یافته است که این میتواند نتیجه بازترکیب شدن حاملها با نقصهای موجود باشد.





افزایش پایداری سلولهای خورشیدی پروسکایتی به روش کپسول سازی با پلیمر پلی متیل متاکریلات به منظور عایق کردن ساختار در مقابل رطوبت و حرارت

آسیه نظری مفرد، سید محمد باقر قریشی

گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران <u>as.nazari1996@grad.kashanu.ac.ir</u>, <u>mghorashi@kashanu.ac.ir</u>

چکیده – یکی از چالشهای اساسی در مورد ساختارهای سلولهای خورشیدی پروسکایتی (PSCs)، حساسیت بالای آنها در مقابل رطوبت و اکسیژن محیط است که پایداری این ادوات را به شدت کاهش میدهد. بهمین منظور یک روش کپسول سازی برای PSCs ارائه شده است. برای کپسول کردن ساختار،لایه نازکی از پلیمر PMMA روی سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه نشانی شد، سپس پوشـش شـیشهای و در نهایت چسب اپوکسی UV به کار برده شده است. پس از محصور سازی، نمونهها به مدت 600 ساعت تحت شرایط استاندارد قرار گرفتند و مشاهده شد که پایداری سلول خورشیدی، تا حد زیادی افزایش یافته است.

کلید واژه- کپسول سازی، سلول خورشیدی پروسکایتی، پلیمر PMMA، پایداری

Increasing the stability of perovskite solar cells by encapsulation with polymethyl methacrylate polymer to insulate the structure against moisture and heat

Asiyeh Nazarimofrad, Seyyed Mohammad Bagher Gorashi Dept of Laser and Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran <u>as.nazari1996@grad.kashanu.ac.ir</u>, <u>mghorashi@kashanu.ac.ir</u>

Abstract- One of the major challenges for perovskite solar cell structures is their high sensitivity to ambient moisture and oxygen, which drastically reduces the stability of these devices. For this purpose, an encapsulation method for PSCs is proposed. To encapsulate the structure, a thin layer of PMMA polymer was applied on the perovskite solar cell, followed by glass coating and finally UV epoxy adhesive. After encapsulation, the samples were exposed to the standard conditions for 600 hours and it was observed that the stability of the solar cell, was greatly increased.

Keywords: Encapsulation, Perovskite solar cell, PMMA Polymer, Stability

مقدمه

انرژی جایگاه ویژهای را در سطح بین المللی به خود اختصاص داده است. محدودیت منابع فسیلی و رشد روز افزون مصرف انرژی در میان ملتها، آینده بشریت را با تهدیدهای جدیدی مواجه نموده است[1]. منابع خورشیدی به دلیل کم مصرف بودن، میتوانند نقش قابل توجهی در حل بحران انرژی داشته باشند[2]. لذا برای ارائه بهترین عملکرد، باید طول عمر آنها را با فناوری محصورسازی با روشهای مناسب و مقرون به صرفه، افزایش داد[4,3]. سلولهای خورشیدی سیلیکونی نسل اول با یک لایه چسب شفاف از جنس پلی ونیل استات^۱ [5–7] و سلولهای خورشیدی لایه نازک با ماده انکپسولانت، محصورشدهاند[9,8]. بنابراین، برای محصورسازی سلول خورشیدی پروسکایتی نسل سوم و افزایش طول عمر آن روشی ارائه داده میشود.

روش ساخت

روش ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی(PSCs^۲) بسیار متنوع است، اما در بین آنها میتوان یک روش ساخت واحد را در نظر گرفت. بر این اساس، روش ساختار زیر توضیح داده می شود:

FTO/C₆₀/Perovskite(CH3NH3PbI3)/ CuPC / Au ابتدا برای جلوگیری از اتصال کوتاه، باید مقداری از رسانای شفاف FTO از روی شیشه لایه برداری شود. بدین منظور، از پودر روی و محلول هیدروکلریک اسید دو مولار استفاده میشود. سپس نوبت به لایه نشانی لایه C₆₀ بوسیله دستگاه لایه نشانی تبخیر حرارتی در خلا، میرسد. در ادامه PbI2 را در ظرف ریخته و حلال MAI و OMSO را به آن اضافه کرده و پودر MAI را به آن افزوده تا محلول نهایی پروسکایت آماده شود و آن را روی نمونه توزیع کرده، اجازه

داده می شود تا نفوذ کند. مواد انتقال دهندهی حفره که در این ساختار از CuPC استفاده شده با روش لایهنشانی چرخشی روی لایهی پروسکایت لایهنشانی شده اند. در نهایت، برای لایهنشانی کاتد، میتوان از طلا به دلیل تابع کار مناسب آن، با روش تبخیر حرارتی در خلا استفاده کرد. فناوری محصورسازی بخش مهمی از تکنولوژی ساخت سلولهای خورشیدی نسل سوم را در بر می گیرد. لذا با توجه به اهمیت طول عمر سلولهای خورشیدی، فناوری محصورسازی جایگاه ویژهای پیدا میکند که با روشهای مختلفى قابل انجام است. مواد محصور كننده، بايد داراى شکست دی الکتریک بالا باشند که با ضریب شکست دیگر لایه ها مطابقت داشته و حجم زیادی از مقاومت را دارا باشند. همچنین این مواد باید کم هزینه بوده، ثبات ابعادی داشته باشند و لایه نشانی آنها، راحت باشد. بنابراین، بعد از ساخت PSCs و محاسبه بازدهی آن، با مواد آلی و معدنی متفاوت پوشش داده شده است تا بهترین ماده با خصوصیات ذکر شده تعیین گردد. برای محصور کردن ساختار مورد نظر ابتدا از الکترودهای سلول بهوسیله نوار چسب رسانای آلومینیومی اتصال گرفته می شود و پلیمر پلی متیل متاکریلات^۳(PMMA) به عنوان ماده محصورساز PSCs که تمامی خصوصیات لازم را دارا است با حلال کلرو بنزن ترکیب می شود و به مدت ۱ ساعت روی همزن مغناطیسی قرار می گیرد تا محلول یکنواختی ایجاد شود سپس با روش لایه نشانی چرخشی با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه، فیلم نازک و یکنواختی از این محلول روی سلول لایه نشانی می شود، در ادامه لام را روی سلول گذاشته و تحت فشار قرار داده می شود تا پس از گذشت ۲۰ دقیقه چسبندگی و استحکام کافی حاصل شود. برای آببندی ساختار مورد نظر اطراف آن با UV ایوکسی یوشش داده می شود و به مدت ۱ دقیقه تحت تابش نور UV قرار می گیرد تا به طور کامل

¹ poly vinyl acetate

² perovskite Solar Cells

³ poly methyl methacrylate

خشک شود. با توجه به اندازه گیری بازدهی قبل و بعد از کپسول نهایی با پلیمر تحت تابش UV، و عدم کاهش بازدهی، مشخص شد که تابش UV، تاثیر مخربی بر پروسکایت نداشته است. سپس به مدت ۶۰۰ ساعت به صورت مداوم، نمونهها تحت رطوبت ۸۵ درصد و دمای ۸۵ درجهی سانتیگراد قرار گرفتند تا در دفعات مختلف بازدهی آنها اندازه گیری شود. در شکل ۱، تصویر سلول خورشیدی پروسکایتی قبل و بعد از لایه نشانی با لایه کپسول کننده پروسکایتی قبل و بعد از لایه نشانی با لایه کپسول کنده سلول خورشیدی پروسکایتی قبل از کپسول نمایش داده شده است. در قسمت (ب) سلول خورشیدی پروسکایتی شده است. در قسمت (ب) سلول خورشیدی پروسکایتی مدو شده است. در قسمت (ب) ملول مورشیدی پروسکایتی مدو شده است. در قسمت (ب) ملول مورشیدی پروسکایتی مدو شده است. در قسمت (ب) ملول مورشیدی پروسکایتی مدو شده است. در قسمت (ب) ملول مورشیدی پروسکایتی



شکل ۱- تصویر سلول خورشیدی پروسکایتی قبل و بعد از لایه نشانی با لایه کپسول کننده پلی متیل متاکریلات

در شکل ۲، نمودار جریان بر حسب ولتاژ سلول خورشیدی کپسول شده با پلیمر پلی متیل متاکریلات قبل و بعد از کپسول و پس از قرار گرفتن در شرایط رطوبت و حرارت به منظور تست پایداری، پس از ۵،۳۰۱ و ۷ روز اندازه گیری شده است. بدین منظور و برای اندازه گیری J_{sc} و J_{sc} از دستگاه I-V measurement تحت تابش AM 1.5 استفاده شده است. پس از اندازه گیری پارامترهای J_{sc} و V_{oc} و محاسبه بازدهی، نمودار پایداری بر اساس بازدهی های

ساختار در مدت زمان اندازه گیری آن، در نرم افزار Origin، رسم شده است.



شکل ۲- نمودار جریان ولتاژ سلول خورشیدی کپسول شده با پلی متیل متاکریلات

نمودار پایداری سلول خورشیدی پروسکایتی کپسول شده با پلیمر پلیمتیلمتاکریلات آورده شده است که در شکل ۲ قابل مشاهده است. همانطور که در شکل مشخص است، پس از مدت زمان بالغ بر ۶۰۰ ساعت اندازه گیری بازدهی سلول خورشیدی کپسول شده در شرایط رطوبتی ۸۵ درصد RH و حرارت ۸۵ درجه سانتی گراد، ساختار کپسول شده، برخلاف ساختار مرجع که ساختار پس از مدت کوتاهی تخریب شده است، پایداری مناسبی را نشان میدهد.



شکل ۳- نمودار پایداری سلول خورشیدی پروسکایتی کپسول شده با پلیمر پلی متیل متاکریلات

نقش موثری ایفا می کند. همچنین اثرات ماده کپسول PMMA بر روی ساختار مورد نظر بررسی شد و نمودارها و نتایج قبل و بعد از به کار بردن این ماده و تست ادوات در شرایط ۸۵ درصد RH و ۸۵ درجه سانتیگراد انجام گرفت. نمودار پایداری سلول خورشیدی پروسکایتی کپسول شده در مقایسه با ساختار مرجع نیز بررسی شد و مشاهده شد که پایداری آن در مقایسه با ساختار مرجع، بسیار بالاتر است. تصویر SEM سطح ساختار مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بدست آمده حاکی از مفید واقع شدن لایه کپسول در مقابل نفوذ رطوبت و حرارت در ساختار و افزایش پایداری است.

مرجعها

- [1] P. Boland, K. Lee, G. Namkoong, Solar Energy Materials and Solar Cells 94, (2010).
- [2] P. V. Kamat, The Journal of Physical Chemistry C, Vol. 111, No. 7, (2007).
- [3] Y. Il Lee et al., "A Low Temperature Thin Film Encapsulation for Enhanced Stability of a Highly Efficient Perovskite Solar Cell," Adv. Energy Mater., vol. 8, no. 9, p. 1701928, Mar. 2018.
- [4] Q. Dong *et al.*, "Encapsulation of Perovskite Solar Cells for High Humidity Conditions," *ChemSusChem*, vol. 9, no. 18, pp. 2597–2603, 2016.
- [5] C. Li, M. Liu, N. G. Pschirer, M. Baumgarten, K. Mullen, Chemical Reviews, vol. 110, (2010).
- [6] M. A. Green, Prog. Photovoltaics Res, vol. 17, no. 3, pp. 183–189, (2009).
- [7] M. A. Green, "The path to 25% silicon solar cell efficiency: History of silicon cell evolution," Prog. Photovoltaics Res. Appl., vol. 17, no. 3, pp. 183– 189, May 2009.
- [8] B. Azarm, "Different Generations Of Solar Cells and Mechanisms of Their Performance," J. Sel. Top. Energy, vol. 1, no. 2, pp. 1–11, 2018.
- [9] J.Britt and C. Ferekides, "Thin-film CdS/CdTe solar cell with 15.8% efficiency," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 22, pp. 2851–2852, May 1993.

در شکل ۴، تصویر SEM سطح سلول خورشیدی پروسکایتی کیسول شده با پلیمر پلیمتیلمتاکریلات، به روش لایه نشانی چرخشی، آورده شده است. این تصویر در ابعاد ۵ میکرومتر گرفته شده است. ساختار مورد نظر، پس از قرار گرفتن تحت شرایط استاندارد تست ۸۵ درصد RH و ۸۵ درجه سانتی گراد، به مدت ۷۲ ساعت، تصویربرداری شده است. تصویر SEM سطح ساختار لایه کیسول کننده، متراکم، یکنواخت و فشرده است و به همین علت از نفوذ رطوبت و بخار آب به درون ساختار جلوگیری میکند. این تصوير نشان دهنده لايه نشاني يكنواخت ماده يليمري نيز می باشد. عملکر د محافظتی ماده PMMA از ساختار PSCs، مانند لایه بسیار نازکی از شیشه بسیار بالاست، زیرا از استحکام بالایی برخوردار است. و در نتیجه وقتی سطح سلول خورشیدی با این پلیمر کپسول شود، در طولانی مدت و تحت شرایط رطوبت و حرارت محیط عملکرد بهتری نسبت به ساختار بدون کیسول خواهد داشت.



شکل ۴- تصویر SEMسطح سلول خورشیدی پروسکایتی کپسول شدہ با پلیمر پلی متیل متاکریلات

نتيجهگيرى

در این پزوهش تاثیر کپسوله کردن بر پایداری PSCs بررسی گردید و پس از تست مواد مختلف، مشاهده شد که استفاده از پوشش پلیمری به عنوان ماده کپسول کننده





بررسی تاثیر عیب های حجمی و سطح مشترکی بر عملکرد سلول خورشیدی سیلیکونی لایه نازک

معصومه، صمدی^۱؛ غلامحسین ،حیدری^{۲و۳}؛ حامد، بحیرایی ^۱ ،

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر^۲ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه

شهرکرد، شهرکرد^۳ پژوهشکده نانوتکنولوژی، دانشگاه شهرکرد

samadi_masumeh@yahoo.com, hamedbahiraei@gmail.com, moh1135@gmail.com

چکیده – سیلیکون در پژوهشها اغلب به صورت ایده آل درنظر گرفته می شوددرحالی که شکل واقعی تر آن دارای نقص هایی می باشد ازجمله در حجم لایه سیلیکون و یا در سطح مشترک با لایه های دیگر که آنها عملکرد سلول را تحت تاثیر قرار می دهند. ما دراین پژوهش ابتدا با روش FDTD قسمت اپتیکی سلول سیلیکون لایه نازک (سلول سیلیکونی نسل جدید با ضخامت ۳ میکرون) را که دارای یک پوشش ضد بازتاب به ضخامت۴۶، ۸۲ و ۱۱۲ نانومتر می باشد شبیه سازی کردیم. در ادامه برای شبیه سازی قسمت الکتریکی سه حالت سلول ایده آل، سیلیکون با نقص حجمی و سیلیکون با هر دو نقص همزمان حجمی و در فصل مشترک با سایر لایه ها را در نظر گرفته شده است. برای این منظور سه شیوه بازترکیب تابشی، بازترکیب اوژه و بازترکیب به کمک عیب ها در نظر گرفته شد. نتایج شبیه سازی الکتر واپتیکی انجام شده نشان داد که عملکرد مربوط به سیلیکون واقعی تر نسبت به سیلیکون ایده آل کاهش چشم گیری دارد به نحویکه حتی در بهترین ضخامت از لایه ضد بازتاب منجر به کاهش حدود % ۵۰ در بازده سلول نسبت

کلید واژه- سلول خورشیدی سیلیکونی لایه نازک، شبیه سازی الکترواپتیکی، عیب حجمی، عیب سطحی

Investigation of The Effect of Bulk and Interface defects on The Performance of Thin layer silicon solar cell

Samadi, Masoumeh¹; Haidari, Gholamhosain^{2,3}; Hamed Bahirai¹

¹ Department of Physics, University of Malayer, Malayer, ²Department of Physics, Shahrekord University, Shahrekord,⁷ Nanotechnology Research Institute, Shahrekord University

samadi_masumeh@yahoo.com, hamedbahiraei@gmail.com, moh1135@gmail.com

Abstract - Silicon is often considered ideal in research, while its more realistic form has defects, such as in the volume of the silicon layer or at the interface with other layers that affect cell performance. In this study, we first simulated the optical part of a thin layer silicon cell (new generation silicon cell with a thickness of 3 microns) which has an anti-reflective coating with a thickness of 46, 82, and 112 nm by FDTD method. To simulate the electrical part, three states including ideal silicon, silicon with volume defect, and silicon with both simultaneous volumetric defects and at the interface with other layers, have been considered. For this purpose, three methods of radiative recombination, Auger recombination, and recombination by defects were considered. The results of electro-optical simulation showed that the performance of the more real silicon cell than the ideal one is significantly reduced so that even at the best thickness of the anti-reflective layer(82 nm) leads to a reduction of about 50% in cell efficiency compared to the ideal cell.

Keywords: Thin Film Silicon Solar Cell, Bulk defect, Interface defect, Electro-optical Simulation

اوژه مكانيسم اتلافى ذاتى غالب سلولهاى خورشيدى سيليكونى است. کر و همکاران به تأثیر این ترکیب مجدد اوژه تقویت شده توسط کولن بر محدود سازی بازه پرداخته اند [۴]. با استفاده از پارامترسازی کلی میزان ترکیب مجدد ذاتی [۵] حداکثر بازده ۲۹/۰۵ برای سلول های خورشیدی سیلیکونی ایده آل محاسبه شده است. در این تحقیق به بررسی تاثیر عیوب حجمی سیلیکون لایه نازک و عیوب در سطح مشترک سیلیکون با لایه های دیگر پرداخته شده است. درهمین راستا ابتدا نرخ تولید الکترون-حفره در شبیه سازی اپتیکی به روش FDTD همراه با لايه ضدبازتاب نيتريد سيليكون تعيين گرديد. براى اين لايه سه ضخامت مجزا در نظر گرفته شد. این ضخامت ها به ترتیب ۴۶، ۸۲، ۱۱۲ نانومتر انتخاب شد. این ضخامت ها به گونه ای انتخاب شده که میزان بازتاب کل از سطح سلول به ترتیب در سه طول موج ۴۰۰، ۶۰۰ و ۸۰۰ نانومتر کمینه باشد. به عنوان مثال اگر ضخامت لایه بازتاب ۴۶ نانومتر باشد کمترین بازتاب را در طول موج ۴۰۰ نانومتر دارد [۶]. سپس در شبیه سازی الکتریکی بواسطه معادلات حاكم بر انتقال حامل ها براى لايه فعال سیلیکون غیر ایده آل (با نقصهای حجمی-سطحی در سطح مشترک سیلیکون با لایه های مجاور)، منحنی J-V شبیه سازی و با حالت ایده آل مقایسه شد. برای این شبیه سازی از نرم افزار لومریکال استفاده شد. ساختار سلول شبیه سازی شده در شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱: طرح کلی سلول سیلیکونی لایه نازک شبیه سازی شده

روش وبررسی

روش FDTD معادالت ماکسول وابسته به زمان راباتقریب مرکزی و با در نظر گرفتن شرایط مرزی مناسب، در فضای گسسته حل نموده و میدانهای الکتریکی و مغناطیسی را در فضای شبیه سازی به دست می آورد[۸] طبق قوانین ترمودینامیک، بازده سلول خورشیدی سیلیکونی تحت نور خورشید ۳۲/۳۳درصد است[۱]

مقدمه

در طبیعت مادهای کاملا بلورهای و بی نقص وجود ندارد. همچنین خواص فیزیکی و مکانیکی برخی مواد به شدت تحت تأثير حضور عيوب مي باشد اين عيوب در اشكال مختلفي ظاهرمی شوند که از جمله آن عیوب سطحی در فصل مشترک لایه ها و عیب حجمی است. عیب های حجمی در ساختارهای آمورف (بی شکل) می تواند وجود داشته باشد که به دلیل سرد شدن سريع نمى توانند ساختار بلورى منظم تشكيل دهند. سلولهای خورشیدی سیلیکونی از دیرباز به عنوان متداول ترین نوع سلولها مورد مطالعه و تجاری سازی شده قرار گرفته اند. روشهای متعددی برای بهبود بازدهی و کاهش هزینه تمام شده این نوع سلولها بررسی و عملیاتی شده است. استفاده از سیلیکون لایه نازک (ضخامت حدود ۱۸۰ میکرومتر) تک بلور به جای سیلیکون آمورف، علاوه بر بازدهی بالاتر، هزینه تمام شده کمتری را حاصل می شود. اما پژوهشگران امروزه به سلول های بسیار نازکتر سیلیکونی (ضخامت حدود چند میکرون) با هزینه های بسیار کمتر فکر می کنند . بازدہ این سلول های نازک سیلیکونی (نسل جدید) در مقایسه با سلول سیلیکونی متعارف، کمتر می-باشد. ساخت لایه ی جاذب نازکتر، به علت کوچکتر شدن دانه ها و بزرگتر شدن مرزدانه ها، با تلفات بازترکیب و کاهش بازده سلول همراه شده است که با قرار گیری لایه های ضدبازتاب تا حدودی می توان بر مشکل کمبود بازده غلبه کرد. حداکثر بازده تبدیل توان سلولهای خورشیدی سیلیکونی با خواص ذاتی سیلیکون مانند انرژی شکاف باند یا ویژگیهای بازترکیب حامل بار محدود می شود. این محدودیت ذاتی برای تحقیقات فتوولتائیک از اهمیت اساسی برخوردار است. به ویژه اینکه پیشرفت های مستمر در فناوری منجر به نزدیک شدن شرایط عملکرد سلول های خورشیدی به این محدوده اساسی می شود [۱]. شاکلی و کوئیسر بر اساس توازن دقیق چگالی انرژی تابشی و تولید شده با در نظر گرفتن تنها بازترکیب تابشی، بیشینه بازده را برای سلولهای خورشیدی ایده آل تک پیوندی تعیین کردند [۲]. در سیلیکون بلوری فرایندهای بازترکیب غیر تابشی قابل توجهی وجود دارد ، به ویژه بازترکیب اوژه یا جذب حامل آزاد اتلافی. تیدجه وهمکاران [۳] نشان دادند که در واقع بازترکیب

این حد بر اساس فرضیات جذب خورشیدی کامل و بدون تلفات ناشی از ترکیب مجدد حامل بار غیر تابشی است. بهترین سلول خورشیدی سیلیکونی در جهان واقعی تاکنون ، که توسط شرکت کانکا ساخته شده است ، قادر به دستیابی به بازده تبدیل ۲۶/۷ درصد است. تجزیه و تحلیل این سلول با ضخامت ۱۶۵ میکرومتر نشان می دهد که در صورت عدم وجود مکانیسم از دست دادن خارجی ، کارایی محدود کننده چنین سلول ۲/۹۲درصد است بازترکیب تابشی، اوژه و شاکلی-کوییسر بروز میکنند. بازترکیبی بازترکیب تابشی، اوژه و شاکلی-کوییسر بروز میکنند. بازترکیبی فوتون است. چگالی حامل بار اضافی تولید Λ با Λ با nفوتون است. چگالی حامل بار اضافی تولید Λ با n بار با فوتون است. چگالی حامل بار اضافی تولید Λ با Λ با nمار با را می توان به دلیل ترکیب مجدد حامل های بار با

$\tau = \Delta n R$

بازتر کیب اوژه و بازتر کیب شاکلی-کوییسر فرآیندهای غیر تابشی هستند که بازده سلول فتوولتائیک خورشیدی را به زیر حد تابش ایده آل کاهش می دهند در بازتر کیب اوژه انرژی اضافی حاصل از بازتر کیب الکترون-حفره به الکترون ها یا حفره هایی منتقل میشود که متعاقباً به جای تولید فوتون (فرایند تابشی) به حالت های انرژی بالاتر درهمان باند برانگیخته می شوند. بازتر کیبی اوژه ممکن است شامل باندهای ظرفیت متفاوت و برهمکنش با فونون ها باشد نرخ بازتر کیبی اوژه توسط رابطه ۲ بدست می آید.

(1)

$R_{Aug} = (C_n n + C_p p)(n p - n_0 p_0) \tag{(7)}$

که n₂ و C_p ضرایب اوژه هستند. محدودیت شاکلی-کوییسر یا محدودیت تعادلی جزیی به ماکزیمم راندمان نظری یک سلول خورشیدی که از اتصال (P-n) استفاده می کند بر می گردد . این محدودیت بیشینه راندمان تبدیل انرژی خورشیدی را در حدود ۳۳،۷ درصد قرار می دهد با این فرض که یک اتصال مات مام انرژی نور خورشید که به سلول خورشیدی سیلیکونی می-رسد (حدود ۱۰۰۰ وات بر متر مربع) فقط ۳۳،۷ درصد آن

قابلیت تبدیل به انرژی التریکی را دارد (۳۳۷ وات بر مربع). نرخ تولید جریان دراین حالت:

$$I_{sh} = q(t_s f_\omega Q_s - 2t_c Q_c) \tag{7}$$

است که در آن ${}^{I}w Q_s$ تعداد فوتونهایی است که بالای انرژی شکاف نواری بر روی سلول در واحد سطح قرار می گیرند، و t_s کسری از آنهاست که یک جفت الکترون-حفره ایجاد میکنند. این نرخ تولید به دلیل جریان "اتصال کوتاه" (در واحد سطح) I_{sh} نامیده میشود. [۷] ما فرض می کنیم که هر فوتون جذب شده در شدت طیف AM ۵/۱، یک جفت الکترون-حفره منفرد ایجاد می کند. دراین شرایط برای یک سلول ایده آل سیلیکونی لایه نازک، با ضخامت ۳ میکرومتر بدون در نظر گرفتن عیوب سطحی در فصل مشترک سیلیکون با سایر لایه ها و عیوب حجمی، ۴ پارامتر اساسی سلول خورشیدی شبیه سازی شده در جدول ۱ آورده شده است.

جدول۱:پارامترهای شبیه سازی سلول سیلیکونی ایده آل

Cell		V _{oc} (V)	J _{sc} (mA/cm^2)	FF	դ (%)
سيليكون	400	0.592	22.605	0.829	11.104
ایدہ آل	600	0.591	23.597	0.828	11.562
-	800	0.577	20.895	0.827	9.992

همچنین شکل ۱ منحنی J-V سلول ایده آل برای سه ضخامت D لایه ضد بازتاب را نشان می دهد.



شکل ۱: منحنی J-V برای سلول سیلیکونی ایده آل در سه ضخامت مختلف لایه ضد بازتاب

اما مقادیر جدول ۱ برای حالتی که سلول سیلیکونی فقط نقص حجمی سیلیکون لایه نازک و سپس علاوه بر نقص حجمی ، نقص در فصل مشترک لایه سیلیکون با لایه های دیگر در جدول ۲ آورده شده است. جدول ۲: پارامترهای شبیه سازی سلول سیلیکونی واقعی تر (با نقص حجمی - و همزمان نقص حجمی و سطحی).

Cell	λ(nm)	V _{oc} (V)	J _{sc} (mA/cm^2)	FF	դ(%)
	400	0.510	17.739	0.862	7.800
نقص سطحى	600	0.513	17.625	0.902	8.159
	800	0.504	15.094	0.904	6.885
	400	0.493	15.126	0.887	6.629
نقص سطحی-	600	0.487	17.728	0.777	6.723
حجمى	800	0.49	15.408	0.811	6.215

همچنین نمودار-J این حالتها در شکل۲ و ۳ آورده شده است.



شکل۲: منحنی J-V برای سلول سیلیکونی فقط با نقص حجمی در سه ضخامت مختلف لایه ضد باز تاب



شکل۳: منحنی J-V برای سلول سیلیکونی همزمان با نقص حجمی و سطحی در سه ضخامت مختلف لایه ضد بازتاب

با مقایسه جدول ها و نمودارهای بدست آمده مشاهد شد که در حالت واقعی تر سلول سیلیکونی، پارامترها شبیه سازی نسبت به حالت ایده آل تقریبا کاهش چشم گیری داشته است. اما تاثیر ضخامتهای لایه ضد بازتاب و مهندسی ضخامت آن نیز دیده می شود. در بهترین حالت لایه ضد بازتاب (ضخامت ۸۲ نانومتر) مقادیر FF J_{sc} ،V_{oc} و ۳ سلول واقعی نسبت به سلول ایده آل به ترتیب ۲۲، ۶۳، ۶و ۵۰ درصدکاهش بواسطه اثر عیب های مختلف را نشان داد.

نتیجه گیری این تحقیق بررسی تاثیر مهندسی ضخامت لایه ضد بازتاب بر

روی عملکرد سلول سیلیکونی لایه نازک واقعی تر نسبت به حالت ایده آل را نشان می دهد. این سه ضخامت به گونه ای به دست آمد که بازتاب کل از سطح سلول به ترتیب در طول موج های ۸۰۰٬۶۰۰٬۴۰۰ نانومتر کمینه باشد. در ادامه با استفاده از روش FDTD و شدت طيفي خورشيد ١/٥٨Μ ميزان الكترون حفره ایجاد شده در لایه فعال محاسبه گردید. سیس دینامیک این الکترون-حفره ها با استفاده از در نظر گرفتن عیوب مختلف در حجم و فصل مشترک لایه سیلیکون نازک (بویژه عیب اوژه) در رسیدن به الکترود های سلول در شبیه سازی الکتیکی بررسی گردید و منحنی J-V و ۴ پارامتر اساسی سلول به دست آمد. مقایسه این پارامترها برای سلول لایه نازک سیلیکونی با در نظر گرفتن عیب حجمی و سطحی (سلول واقعی تر) ، میزان تاثیر لایه ضد بازتاب در بهبود عملکرد سلول را نشان می دهد. نتایج این بررسی نشان داد که برای سلول با ضخامت ۸۲ نانومتری از لايه ضد بازتاب، بازده به اندازه تقريبی % ۵۰ نسبت به سلول ايدہ آل، کاهش پيدا می کند.

مرجع ها

- [1] Bhattacharya, S., John, S. Beyond 30% Conversion Efficiency in Silicon Solar Cells: A Numerical Demonstration. *Sci Rep* **9**, 12482 (2019).
- [2] W. Shockley and H. J. Queisser, "Detailed balance limit of efficiency of pn junction solar cells", *J. Appl. Phys.*, vol. 32, pp. 510-9, 1961.
- [3] T. Tiedje, E. Yablonovitch, G. D. Cody, and B. G. Brooks, "Limiting efficiency of silicon solar cells", IEEE Trans. Electron Devices, vol. 31, pp. 711-6, 1984.
- [4] M. J. Kerr, A. Cuevas, and P. Campbell, "Limiting efficiency of crystalline silicon solar cells due to Coulomb-enhanced Auger recombination", Prog. Photovolt: Res. Appl., vol. 11, pp. 97-104, 2003.
- [5] Ibrahim, M. L., and Anvar A. Zakhidov. "An improved model for describing the net carrier recombination rate in semiconductor devices." *arXiv preprint arXiv:2108.10172* (2021).

[7] Law, Yann-Meing, and Jean-Christophe Nave. "FDTD Schemes for Maxwell's Equations with Embedded Perfect Electric Conductors Based on the Correction Function Method." *Journal of Scientific Computing* 88.3 (2021).



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



سنتز نانوذرات TiO₂ با روش سل-ژل برای ساخت سلولهای خورشیدی حساس شده با رنگدانه طبیعی میوه جمبو

ماندانا شادکام'، تهمینه جلالی'، محسن محرابی' و شهریار عصفوری'

اگروه فیزیک دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران؛ ^۲گروه مهندسی شیمی دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران

چکیده – در این مطالعه، نانوذرات TiO₂ به منظور دستیابی به بلورینگی بالا و اندازه کوچک ذرات، به روش سل-ژل سنتز شده و سپس مشخصههای نانوذرههای تهیه شده به و سیلهی پراش پرتو ایکس (XRD) و طیف سنج مادون قرمز (FT-IR) ارزیابی شدند. سلول خور شیدی رنگدانهای با استنفاده از لایه نشانی خصیر نانوذرات TiO2 بر روی زیرلایه شیشهای TiO بر روی زیرلایه شیشهای TTO (اکسید قلع آلاییده شده با فلوئور) تحت عنوان فیلم اکسید نیمه رسانا ساخته شد. همچنین در این تحقیق، برای کاهش هزینهها، از رنگدانه طبیعی استخراج شده از میوه جمبو استفاده شده است. پارامترهای فتوولتائیک تحت نور خورشید شبیه سازی شده با شدت تابش² MW/cm² و تابش استخراج شده از میوه جمبو استفاده شده است. پارامترهای فتوولتائیک تحت نور خورشید شبیه سازی شده با شدت تابش² MW/cm² و تابش استاندارد (AM1.5) اندازه گیری شد. نتایج نشان داد بازده تبدیل انرژی ۱۹۶۶٪ و سایر مشخصه های فتوولتایک شامل جریان مدار کوتاه، ولتاژ مدار باز و فاکتور پر شدن به ترتیب ² میرا MM/cm² به می میاند.

كليد واژه. رنگدانه طبيعي، روش سل-ژل، سلولهاي خور شيدي رنگدانهاي، فتو آند، نانوذر ات TiO₂

Synthesis of TiO₂ nanoparticles using the sol-gel method to fabricate dyesensitized solar cells with natural Syzygium Cumini fruit dye

M. Shadkam¹, T. Jalali^{1*}, M. Mehrabi¹, and S. Osfouri²

¹Department of Physics, Persian Gulf University, Bushehr, Iran; ²Department of Chemical Engineering, Persian Gulf University, Bushehr, Iran, *jalali@pgu.ac.ir

Abstract In this study, TiO₂ nanoparticles were synthesized using the sol-gel method to obtain a highly crystalline and small particle size of TiO₂; the produced nanoparticles were characterized by X-ray diffraction (XRD) and Fourier transform infrared spectroscopy (FT-IR). Dye-sensitized solar cell (DSSC) was fabricated with a layer of TiO₂ nanoparticles paste deposited on FTO (fluorine-doped tin oxide) glass substrate as a semiconductor oxide film. Also in this study, extracted natural dye from Syzygium Cumini fruit was used for decrease the cost. The photovoltaic parameters were measured using the solar simulator under an incident light intensity of 100 mW/cm² and air mass (AM1.5). The results show power conversion efficiency (η) of 1.36% and other photovoltaic parameters include short circuit current density (J_{SC}), open-circuit voltage (V_{OC}) and fill factor (*FF*) are 5.88 mA/cm2, 0.6235 V and 0.3706 respectively.

Keywords: Dye-sensitized solar cells, Natural dye; Photoanode, Sol-gel method; TiO₂ nanoparticles

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Dye-sensitized solar cells (DSSCs) have attracted considerable attention due to their low cost and easy fabrication with relatively high photo-conversion efficiency. O'Regan and Grätzel fabricated TiO2 based DSSC for the first time in 1991 [1]. A typical DSSC is made up of semiconductor oxide film for attaching dye molecules, a counter electrode with deposited layer of platinum and an electrolyte solution. Sun light is absorbed by dye molecules and then electrons are injected to the conduction band of semiconductor oxide. Meanwhile oxidized dye molecules are regenerated by electrolyte solution also electrolyte ions regenerated through counter electrode. Semiconductor oxide film is the heart of DSSCs and the most studied materials are TiO₂, ZnO and SnO₂ which TiO₂ has announced as the best one due to its unique properties and various advantages such as photochemical stability, high band gap (\sim 3.2 ev), high charge transfer capability, availability, and non-toxicity. TiO₂ exists in three main phases, namely, rutile, anatase and brookite. However rutile phase is more thermal stable, anatase phase is the first choice for DSSCs applications due to its higher band gap energy [2, 3]. Different methods are studied for synthesis nanocrystalline TiO₂ such as sol-gel, hydrothermal, solvothermal and etc. which sol-gel is one of the most used methods due to highly crystalline and small size of synthesized nanoparticles [4-6]. The sol-gel is a simple, fast, and cost-effective method, which has received much attention due to providing controlled grain size as well as particle morphology, achieving superior purity, compositional homogeneity, low processing temperature, and production with simple equipment. In this work, natural dyes were used to reduce costs and TiO₂ nanoparticles were synthesized using sol-gel method. Then, DSSC was fabricated based on synthesized TiO₂ and photovoltaic performance was evaluated under AM 1.5 G by measuring currentvoltage curves and calculating η , V_{oc} , J_{sc} , and FF.

2. Experimental

2.1. Materials

The Titanium (IV) isopropoxide (Ti[OCH(CH₃)₂]₄), ethanol (C₂H₅OH), distilled water, nitric acid (HNO₃), polyethylene glycol (C_{2n}H4_{n+2}O_{n+1}), acetonitrile (C₂H₃N), potassium iodide (KIO₃) and iodine (I₂), ethylene glycol (C₂H₆O₂), platinum (Pt). Syzygium Cumini fruit and fluorine-doped tin oxide (FTO) conductive glass (sheet resistance 15Ω/sq).

2.2. Preparation of TiO₂ nanoparticles paste

In this method, TiO₂ nanoparticles were synthesized in anatase phase. First, titanium (IV) isopropoxide was added to ethanol under stirring and after few minutes, distilled water was added. Then adding few drops of nitric acid was done to control the pH of prepared solution. To form sol, solution must be stirred vigorously for 30 min, then aging for 24 hrs to obtain gel. For preparing TiO₂ nanoparticles from gel, it must be dried at 120 °C then, sintered at 450 °C to get white powder [4]. The procedure of TiO₂ synthesis is shown in Fig.1. Finally, TiO₂ powder and polyethylene glycol were mixed into the mortar until uniform paste was obtained [7].



Fig. 1: The schematic of the synthesis route for TiO₂ via sol-gel method

2.3. Preparation of natural dye and electrolyte

It was extracted from fresh Syzygium Cumini fruit and ethanol was used as solvent [8,10]. For preparation of electrolyte solution, first, 10 ml acetonitrile was added to 2.5 ml ethylene glycol under stirring. Subsequently, 1.0375 g potassium iodide and 0.3307 g iodine was added respectively.
The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

Prepared electrolyte was stirred until homogenous solution appeared [9].

2.4. Fabrication of DSSC

First, FTO glass substrate ultrasonically cleaned in deionized water, hydrochloric acid, acetone and ethanol respectively and dried at 70 °C. Afterwards, the prepared TiO₂ paste was coated on FTO glass, to make photoanode, by doctor blade method and after a few minutes it was heated at 120 °C then, calcinated at 450°C. After cooling, the photoanode was immersed in dye solution and kept in darkness for 24 hrs. For the counter electrode, a thin layer of platinum was deposited on another FTO glass substrate. Finally, photoanode and counter electrode were combined together and sealed using surlyn sheet and electrolyte was injected between them. The active area of the electrode was 0.25 cm². The photograph of the fabricated DSSC is given in Fig.2.



Fig. 2: The fabricated DSSC

3. **Results and Discussion**

Figure. 3 shows the UV-vis absorption spectra in the range of 300-800 nm, which is shown a peak in 380 nm. As the size of particles decreases, peaks become sharper and the absorbance increases. The FT-IR spectroscopy of the sample were studied which were synthesized via sol-gel method in the range of 400-4000 cm⁻¹ and shown in Fig.4. In this curve, peaks at 425 cm^{-1} and 732 cm^{-1} are for O-Ti-O bonding in anatase morphology. The bands centered at 2047 cm^{-1} and 3182 cm^{-1} are the characteristic of surface-adsorbed water and hydroxyl groups. Existing fine peaks also relate to the residual components of organic matter and reactions between water and carbon dioxide, while the last peak is attributed to the TiO₂. As well, XRD pattern was done to determine crystal structure of the prepared TiO₂ powder. The XRD peaks in the range of 2θ from $20^{\circ}-90^{\circ}$, where the peaks in

740

25.418°, 37.208°, 38.143°, 48.226°, 54.344°, 55.292°, 63.085°, 70.586°, 75.575°, and 83.114° can be attributed to the 101, 103, 112, 200, 105, 211, 204, 220, 215, and 224 crystalline structures of anatase. This pattern is represented in Fig.5.



Fig. 3: The UV-visible of the fabricated DSSC



The current density-voltage (J-V) characteristics is represented in fig. 6 and photovoltaic parameters of fabricated DSSC are calculated from this curve with incident light intensity of 100 mW/cm² and AM 1.5. The results showed that power conversion efficiency of fabricated cell is 1.36% whereas calculated photovoltaic parameters such as short circuit current density (JSC), open circuit voltage (V_{OC}) and fill factor (FF) are 5.88 mA/cm², 0.6235 V and 0.3706, respectively and with good agreement with pervious works [8,10]. The results approved the existence of free carriers by light photons absorption. It is expected to enhance the efficiency of dye adsorption by increasing the grain boundaries of the produced TiO₂ using sol-gel method.



Fig. 5: Powder XRD pattern of the TiO₂ nanoparticles



Fig. 6: current density-voltage curve of the fabricated DSSC

4. Conclusion

TiO₂ nanoparticles have been successfully synthesized using sol-gel method. The synthesized TiO₂ nanoparticles were characterized using XRD, and FTIR techniques. The produced nanoparticles were used as a part of photoanode in the DSSCs. The pastes were prepared with simple method and used in the photoanode of the fabricated DSSCs. The crystallography of the pastes, using X-ray illustrated the existence of TiO₂ in the anatase phase in all samples. The fabricated TiO2-based DSSCs demonstrated a light to the electricity conversion efficiency of 1.13% with a fill factor of 37.5%, open-circuit voltage of 0.62 V, and short-circuit current of 3.7 mA/cm².

References

[1] O'Regan, B., & Grätzel, M. (2018). A Low-Cost, High-Efficiency Solar Cell Based on Dye-Sensitized Colloidal TiO2 Films. In Renewable Energy (pp. 208-213). Routledge.

[2] Sharma, A., Karn, R. K., & Pandiyan, S. K. (2014). Synthesis of TiO2 nanoparticles by sol-gel method and their characterization. J Basic Appl Eng Res, 1(9), 1-5.

[3] Li, G., Richter, C. P., Milot, R. L., Cai, L., Schmuttenmaer, C. A., Crabtree, R. H., ... & Batista, V. S. (2009). Synergistic effect between anatase and rutile TiO2 nanoparticles in dye-sensitized solar cells. Dalton Transactions, (45), 10078-10085.

[4] Vijayalakshmi, R., & Rajendran, V. (2012). Synthesis and characterization of nano-TiO2 via different methods. Archives of Applied Science Research, 4(2), 1183-1190.

[5] Maurya, I. C., Senapati, S., Singh, S., Srivastava, P., Maiti, P., & Bahadur, L. (2018). Effect of Particle Size on the Performance of TiO2 Based Dye-Sensitized Solar Cells. ChemistrySelect, 3(34), 9872-9880.

[6] Jeng, M. J., Wung, Y. L., Chang, L. B., & Chow, L. (2013). Particle size effects of TiO2 layers on the solar efficiency of dye-sensitized solar cells. International Journal of Photoenergy, 2013.

[7] Kumar, K. A., Subalakshmi, K., & Senthilselvan, J. (2016). Effect of mixed valence state of titanium on reduced recombination for natural dye-sensitized solar cell applications. Journal of Solid State Electrochemistry, 20(7), 1921-1932.

[8] Golshan, M., Osfouri, S., Azin, R., & Jalali, T. (2020). Fabrication of optimized eco-friendly dyesensitized solar cells by extracting pigments from lowcost native wild plants. Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, 388, 112191.

[9] Gu, P., Yang, D., Zhu, X., Sun, H., Wangyang, P., Li, J., & Tian, H. (2017). Influence of electrolyte proportion on the performance of dye-sensitized solar cells. AIP Advances, 7(10), 105219.

[10] Hambali, N. A. M. A., Yusof, N. R., Norhafiz Hashim, M., & Mat Isa, S. S. (2015). Dye-Sensitized Solar Cell Using Syzygium Cumini Fruit as Natural Dye Utilizing Titanium Dioxide. In Applied Mechanics and Materials 754–755, 1177.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱



تاثیر زمان اعمال ضد حلال در روش تکمرحلهای بر عملکرد سلول خورشیدی

پروسکایتی بیتا نخعی¹*، محمود برهانی زرندی¹ و ناصر جهانبخشی زاده¹ ¹دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، بخش اتمی- مولکولی

b_nakhaee@yahoo.com mborhani@yazd.ac.ir n_jahanbakhshi@yahoo.com

چکیده – در این مقاله به بررسی روش لایه نشانی لایهی پروسکایت به صورت تک مرحلهای و استفاده ازضـد حلـال در زمـانهـای مختلف از شروع لایه نشانی پروسکایت و تاثیر آن بر عملکرد سلولهای خورشیدی پروسکایتی پرداخته شد. بدین منظور آنالیزهای طیف فوتولومینسانس(PL)، جریان –ولتاژ و پراش پرتو X(DX)) مورد استفاده قرار گرفتند. مشاهده شد با ریختن ضد حلال در زمان ۲۰ ثانیه مانده به اتمام لایهنشانی، شدت پیک طیف PL لایه پروسکایت کمتر، شدت پیک پروسکایت در XRD بزرگتر و در نتیجه بازده سلول خورشیدی ساخته شده بیشتر خواهد بود. با توجه به نتایج بدست آمده حالت بهینه برای ریختن ضد حلال، زمان ۲۰ ثانیه مانده به اتمام لایهنشانی نسبت به زمانهای دیگر بدست آمد، که بازده سلول خورشیدی ساخته شده در این زمـان ٪ ۵٫۷ شد.

كليد واژه- پروسكايت، سلول خورشيدى، ضد حلال، لايەنشانى تكمرحلەاى

The effect of anti-solvent pouring time in one-step method on performance of perovskite solar cell

Bita Nakhaee^{1*}, Mahmood Borhani Zarandi¹, Naser Jahanbakhshi Zadeh¹ ¹Department of Physics, Yazd University, P.O. Box 89195-741, Yazd

> b_nakhaee@yahoo.com mborhani@yazd.ac.ir n_jahanbakhshi@yahoo.com

Abstract- In this paper, the pouring time of anti-solvent in one-step method to perovskite deposition and its effects on the performance of perovskite solar cells was investigated. For this purpose photoluminescence (PL), current-voltage and X-ray diffraction (XRD) analyzes were used. It was observed that in 20s left to complete the deposition, the pouring of anti-solvent lead to the lower peak intensity of the PL spectrum of the perovskite layer, the higher peak intensity of the perovskite in XRD and so the efficiency of the built solar cell will be higher. According to the results, the optimal time for pouring the anti-solvent was 20 seconds remained before the coating was completed compared to other times, and the efficiency of the constructed solar cell at this time was 5.7%.

Keywords: Anti-solvent, one-step deposition, perovskite, solar cell

1– مقدمه

بر اساس گزارش مرکز تحقیقات مشترک اروپا، تا سال ۲۱۰۰، نسبت انرژی های تجدیدپذیر از تقاضای انرژی تا ۸۶ درصد خواهد بود. از جمله منابع انرژی تجدیدیذیر، انرژی خورشیدی است که بیش از ۶۰ درصد از کل تقاضای انرژی را تشکیل می دهد[1]. پروسکایتهای هاليد آلي- معدني به عنوان يک ماده فتوولتائيک جديد توجهات زیادی را به خود جلب کردهاند. بازده سلولهای خورشیدی پروسکایتی از بازده ۲۰۸۹ در سال ۲۰۰۹ به بیشتر از ٪۲۲ در حال حاضر رسیده است [۲]. به منظور تحقق بخشیدن به تجاری سازی این نوع از سلولهای خورشیدی، تلاش های زیادی در جهت افزایش پایداری و مقياس ساخت آنها انجام شده است [۳]. يكي از مسائل مهم جهت بهبود عملکرد و پایداری این نوع از سلولهای خورشيدى، بهينەسازى ريختشناسى لايە پروسكايت است. خواصی از لایه پروسکایت مانند قدرت جذب نور، طول انتشار حاملهای بار و بازترکیب آنها مستقیماً به ریختشناسی وابسته هستند [۴]. یکی از روشهای کم هزينه جهت كنترل ريختشناسي لايه پروسكايت، استفاده از ضد حلال حين لايهنشاني پروسكايت ميباشد. ضد حلال می تواند سرعت هسته زایی ناهمگن را از طریق استخراج سريع حلال از محلول افزايش دهد [۵]. ساختار كلي سلول خورشیدی پروسکایت به صورت FTO / لایه متراکم TiO2 / لايه مزوپروس TiO2 / فيلم پروسكايت/ لايه انتقال دهنده حفره و طلا می باشد. شکل ۱ ساختار شماتیک سلول خورشیدی پروسکایتی مورد استفاده در این پژوهش را نشان میدهد.



شکل ۱: طرح شماتیک از سلول خورشیدی پروسکایتی

در این مقاله از پیش مادهه CH₃NH₃PbI در فرایند تک-مرحلهای جهت ساخت لایه پروسکایت استفاده و اثر اعمال ضد حلال لایه پروسکایت در لایهنشانی تکمرحلهای بر عملکرد سلول خورشیدی بررسی گردید.

۲- روش آزمایش مواد مورد نیاز و روش ساخت سلول خورشیدی

پروسکایتی به شرح زیر میباشد.

۲-۱- مواد مورد نیاز

شیشه ایه نشانی شده با اکسید رسانای فلزی(FTO)، اتانول، دی متیل فرم آمید، ایزوپروپانول، پودر سرب یدید و پودر متیل آمونیوم یدید (MAI)، کلروبنزن، دیمتیل-سولفوکساید. این مواد از شرکتهای ادوات نوری نانوساختاری ایساتیس، شریف سولار و سیگما خریداری نشده است. اندازه گیری مشخصات فوتوولتائیک سلول خورشیدی نیز توسط دستگاه Keithley2400 صورت گرفته است.

۲-۲- روش ساخت سلول خورشیدی و نتایج

ابتدا قسمتی از لایهرسانای FTO بر روی شیشه را به کمک پودر روی و هیدروکلریکاسید لایهبرداری کردیم. سپس مراحل شست و شو به ترتیب با آب و مایع ظرف شویی، آب مقطر، استون، آب مقطر، اتانول و ایزوپروپانول انجام شد و سلول ها به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد خشک شدند. لایه سدکننده حفره با استفاده از محلول تیتانیوم ایزوپراکسید در هیدروکلریکاسید و اتانول بهوسیله لایهنشانی چرخشی با سرعت ۲۰۰۰ دور بر دقیقه و زمان ۲۰ ثانیه لایهنشانی شد. سپس این لایه در دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد به مدت ۱۵ دقیقه خشک و به مدت ۲۰۰ درجه سانتیگراد به مدت ۱۵ دقیقه خشک و به مدت په در دمای ۲۰۰ درجه سانتیگراد پخت داده شد. لایه نانوساختار تیتانیوم - دیاکسید که با کمک خمیر تیتانیوم دی اکسید در اتانول تهیه شده بود نیز بهروش لایهنشانی چرخشی با ۲۰۰۰ دور بر دقیقه و زمان ۲۰ ثانیه

لایهنشانی و مانند مرحله قبل به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد خشک و به مدت ۶۰ دقیقه در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد پخت داده شد.

محلول یک مولار سربکلرید در دیمتیل فرمامید و دی-متیل سولفوکساید به نسبت ۱:۹ به روش لایهنشانی چرخشی با ۴۰۰۰ دور بر دقیقه و در زمان ۳۰ ثانیه لایه-نشانی شد. در این مرحله در زمانهای ۲۵، ۲۰، ۱۰ و ^۵ ثانیه مانده به اتمام لایه نشانی از ضد حلال (کلروبنزن) استفاده شد. در مرحله آخر لایه طلا به ضخامت ۴۰ نانومتر به عنوان الکترود مقابل توسط دستگاه لایهنشانی تبخیری، لایهنشانی شد.

شکل ۲، طیف PL مربوط به لایه پروسکایت در زمانهای مختلف ریختن ضد حلال را نشان میدهد. همان طور که مشاهده می شود در زمان ۲۰ ثانیه مانده به اتمام لایهنشانی نسبت به زمانهای دیگر، شدت پیک طیف PL کمتر است. این نشان میدهد که احتمال بازترکیب حاملهای بار کمتر و درنتیجه چگالی جریان بیشتر و عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی بهتر خواهد بود.



شکل ۲: طیف PL لایه پروسکایت ایجاد شده به روش تک مرحلهای برای ریختن ضد حلال در زمانهای (s)۵، (s)۰۱۰ (s)۰۱۰، (s)۲۰، (s) (s)۲۵ مانده به اتمام لایه نشانی

شکل ۳ آنالیز پراش پرتو ایکس (XRD) لایه پروسکایت ایجاد شده به روش تکمرحلهای برای ریختن ضد حلال در زمانهای مختلف را نشان میدهد. پیکهای ظاهر شده در زوایای ۲۸/۵۰٬۱۴/۲۰ و ۳۲/۱۰ به ترتیب مربوط به صفحات (۱۱۰)، (۲۲۰) و (۳۱۰) از بلور پروسکایت هستند [۶].

پیک کوچک مشاهده شده در زاویه ۱۲/۸۵^۰ مربوط به صفحه (۰۰۱) از بلور PbI₂ است که بعنوان ناخالصی لایه پروسکایت درنظر گرفته میشود. از این دیدگاه شدت پیک پروسکایت ایجاد شده در ۵ ثانیه مانده به اتمام لایهنشانی نسبت به بقیه زمانها کمتر میباشد.



شکل ۳ : طیف XRD لایه پروسکایت ایجاد شده به روش تکمرحلهای برای ریختن ضد حلال در زمانهای (۵(۵، (۶) ۱۰، (۶) ۱۵، (۶) ۲۵،(۶) ۲۵ مانده به اتمام لایه نشانی

نمودار جریان-ولتاژ سلولهای خورشیدی پروسکایتی ساخته شده مربوط به شرایط فوق الذکر در شکل ۴ و مشخصات فوتوولتاییکی آنها در جدول (۱) نشان داده شده است.



شکل ۴: نموار چگالی جریان ولتاژ مدار برای سلولهای ساخته شده

مرجعها

- [1] Joint Research Centre: Available at: http://eC.europA.eu/jrc/eN, accessed March 15, 2018.
- [2] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka: "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells", J. Am. Chem. Soc, Vol. 131, pp. 6050–6051, 2009.
- [3] M.M. Tavakoli, R. Tavakoli, Z. Nourbakhsh, A. Waleed, U. S. Virk, and Z. Fan: "High efficiency and stable perovskite solar cell using ZnO/rGO QDs as an electron transfer layer", Adv. Mater. Interfaces, Vol. 3, pp. 1500790, 2016.
- [4] Y. Wang, D. Liu, P. Zhang, T. Zhang, W. Ahmad, X. Ying, F. Wang, J. Li, L. Chen, and J. Wu: "Reveal the growth mechanism in perovskite films via weakly coordinating solvent annealing", Sci. China Mater., Vol. 61, pp. 1536–1548, 2018.
- [5] Y. Wang, S. Li, P. Zhang, D. Liu, X. Gu, H. Sarvari, Z. Ye, J. Wu, Z. Wang, and Z.D. Chen: "Solvent annealing of PbI2 for the highquality crystallization of perovskite films for solar cells with efficiencies exceeding 18%", Nanoscale, Vol. 8, pp.19654–19661, 2016.
- [6] N. Jahanbakhshi Zadeha, M. Borhani Zarandi, M.R. Nateghi, "Effect of crystallization strategies on CH3NH3PbI3 perovskite layer deposited by spin coating method: Dependence of photovoltaic performance on morphology evolution", thin solid films, Vol. 660, pp. 65-74, 2018.

جدول ۱: مشخصه های فتوولتائیکی سلول های ساخته شده

زمان مانده به اتمام لایه نشانی	J _{SC} (mA/cm ²)	Voc (V)	FF (%)	Eff (%)
5(s)	6.65	0.71	0.4	1.87
10(s)	6.87	0.74	0.39	1.93
15(s)	7.35	0.74	0.44	2.35
20(s)	13.42	0.84	5.01	5.70
25(s)	9.03	0.71	0.45	2.81

با مقایسه نمودار چگالی جریان-ولتاژ و پارامترهای مربوط به مشخصهیابی سلولهای خورشیدی پروسکایتی ساخته شده، مشخص میشود که با ریختن ضد حلال در ۲۰ ثانیه مانده به اتمام لایه نشانی، سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شده عملکرد بهتری را از خود نمایش میدهد.

۳- نتیجهگیری

در این مقاله اثر زمان اعمال ضد حلال بر خواص الکتریکی و ساختاری لایه پروسکایت مورد بررسی قرار گرفت. با تغییر زمان اعمال ضد حلال، مشخصات لایه پروسکایت ایجاد شده و در نتیجه عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شده متفاوت خواهد بود. مشخص شد بهترین زمان برای اعمال ضد حلال، ۲۰ ثانیه مانده به اتمام لایه نشانی است. لایه پروسکایت ایجاد شده در این حالت، دارای بازترکیب کمتری از حاملهای بار (الکترون-حفره) میباشد و در نتیجه عملکرد سلول خورشیدی بهتر خواهد بود. بازدهی سلول خورشیدی بهینه سازی شده خواهد بود. بازدهی سلول خورشیدی بهینه سازی شده

سپاسگزاری

از همکاری اعضای محترم گروه پژوهشی فوتونیک دانشگاه یزد که در انجام این آزمایشات به ما یاری رساندند، تشکر و قدردانی میشود.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



يارانامه نويسنده مخاطب:r.khshkhoo@mut.ac.ir

چکیده –در این تحقیق، با استفاده از روش بینابنمایی فرو شکست القائی لیزری، به برر سی تاثیر پرتو لیزر بر هوای ساکن پرداخته شده است. هدف از انجام این تحقیق، بررسی هوا تحت تاثیر پرتو لیزر در ایجاد پلاسما و تجزیه شدن مولکول های هوا و یونیزاسیون ذرات آن است. سپس، به برر سی تغییرات هوا با تزریق گاز نیتروژن و آرگون بر طیف سنجی پرداخته شده است. نتایج حاصل از این تحقیق نشان میدهد، که تابش پرتو لیزر منجر به یونیزا سیون و تجزیه عنا صر موجود در هوا می شود و با تزریق گاز نیتروژن و یا آرگون، میزان غلظتمولکولهای همان گاز در محفظه نگهدارنده افزایشیافته و از میزان شدت سایر عنا صر موجود در هوا کی میشود.

کلید واژه- بررسی تجربی، بینابنمایی فروشکست القائی لیزری، لیزر، هوای ساکن

Experimental Survey of Air Pressure Changes by Injection of Argon and Nitrogen Using Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)

Fatemeh Jafari Khorami¹, Roohollah Khoshkhoo*², Seyyed Mohammad Reza Darbani³

1-Faculty of Mechanical Engineering, Malek Ashtar University of Technology, donyazamni94@gmail.com 2-Faculty of Mechanical Engineering, Malek Ashtar University of Technology,r.khoshkhoo@mut.ac.ir 3-Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, darbani@mut-es.ac.ir

Abstract- In this research, the effect of tap laser on quiescent air has been investigated using the Laser Induces Breakdown Spectroscopy (LIBS) method. The purpose of this study is to investigate the ionization of air under the effect of beam laser in the formation of plasma and the decomposition of air molecules. Then, air changes were studied by injection of nitrogen and argon gas on spectroscopy. The results of this study show that laser beam leads to ionization and decomposition of elements in the air and by injecting nitrogen or argon gas, the concentration of molecules of the same gas in the holding box increases and from the intensity of other elements in the air is reduced.

Keywords: Experimental Survey, Laser, LIBS, Quiescent Air.

مقدمه

بدون شک شگفتی آفرینی انواع لیزرها در کاربردهای گوناگون بیناب سنجی، امروزه یک پدیده غیرقابل انکار است. توانایی یک تپ لیزری برای برهم کنش با ماده و ایجاد پلاسمای سطحی در محلی که کانونی شده است، شاهراهی است به سوی روشی خاص از بیناب نمایی لیزری که تحت عنوان بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری بر مبنای اندازه-گرفته است. این روش از بیناب نمایی لیزری بر مبنای اندازه-گیری میزان سیگنال تابشی ناشی از پلاسمای ایجاد شده در سطح نمونه مورد آزمایش به واسطه تمرکز پرتو لیزر است، که با مطالعه آن ها می توان به آنالیز عنصری مواد مورد نظر یرداخت[۱].

در این روش، با متمرکز کردن تپ لیزری روی ماده نمونه، حجم کوچکی از آن به شکل پلاسمای تابشی بسیار داغ که نایایدار است، کنده می شود. پلاسمای حاصل از تب لیزر یک محيط يونيزه شده با دماي بالا، شامل اتمها، يون و الكترون-های آزاد است. در محیط داخلی پلاسمای ایجاد شده برخورد پی در پی اجزای تشکیل دهنده آن اتفاق میافتد. تعداد این برخوردها، آنقدر زیاد است که دمای پلاسما را بالا می برد. عناصر مختلف در پلاسما پس از سرد شدن، بیناب های اتمی، یونی و مولکولی مخصوص به خود را ساطع می-کنند. از آنجایی که پلاسمای ایجاد شده دارای عمر بسیار کوتاهی است، لذا استفاده از روش تفکیک زمانی به منظور انتخاب بینابهای اتمی، بسیار مهم است. پس از تابش پلاسما، نور گسیلی از آن به وسیله یک بینابسنج به مؤلفه های طول موجی تجزیه شده و توسط آشکارساز ثبت می-شود. باپردازش طول موجهای ثبت شده می توان به اطلاعاتی در مورد مقدار و نوع عناصر موجود در نمونه (سیال) پی برد. در تحقیقات انجام شده توسط ادلگرن و همکارانش مشخص شده است، که ارسال انرژی به گاز توسط یک پرتو لیزر متمركز، مى تواند در چهار مرحله پيشرفته، انتشار اوليه الكترون ها با اثر چند فوتونى، يونيزاسيون گاز در ناحيهى کانونی توسط انتشار آبشار الکترونها، جذب و انعکاس انرژی

لیزر توسط پلاسمای گاز و تشکیل انفجار و انتشار آن توصیف شود[۲]. یالکین و همکارانش با مطالعات بیشتر به بررسی تاثیر شرایط محیطی (رطوبت، نوع گاز، انرژی لیزر)، روی دما و میزان چگالی الکترونها با استفاده از لیزر اسپارک، این کار را دنبال کردند. آنها اطلاعات دما و چگالی الکترونها را در مدت زمان مابین ۲۰۰ نانوثانیه تا ۲ میکروثانیه گزارش کردند. هرچند آنها خطاهای سیستماتیک را با اندازه گیری دما برای زمانهای کمتر از یک میکروثانیه در نظر گرفتند. آنها در مورد تاثیرات عمق نور لیزر در اندازه گیریهایشان تحقیق کردند.[۳].

یکی از مواردی که در این زمینه به تازگی مورد توجه محققان و پژوهشگران عرصه مکانیک و هوافضا بوده است مربوط به استفاده از لیزر برای کنترل جریان آیرودینامیکی حول جسم پرنده میباشد. بنابراین در این تحقیق، به بررسی تاثیر تابش پرتو لیزر بر هوا و شناخت چگونگی تاثیرات لیزر بر ایجاد پلاسما و تجزیه شدن مولکولهای هوا و یونیزاسیون ذرات هوا میباشد.

چيدمان LIBS

هر سامانه LIBS از سه بخش مهم، لیزر، طیف سنج و محفظه نگهدارنده نمونه تشکیل شده است. شکل ۱، شمایی از چیدمان به کاررفته جهت مطالعه یتاثیر لیزر بر هوای ساکن و تغییرات جریان سیال با تزریق گاز آرگون را نشان میدهد. سامانه LIBSCAN100 مجهز به یک لیزر میدهد. سامانه Utipscan100 مجهز به یک لیزر بک بیناب سنج ۸ کاناله با توانایی ثبت بیناب در ناحیه طول موجی ۱۰۶۴ نانومتر و پهنای تپ ۵ نانوثانیه است. پلاسما، سامانه فوق مجهز به یک چیدمان جمع کننده تابش های نوری شامل ۸ فیبرنوری است. پس از انتقال سیگنال نوری حاصل از پلاسمای تشکیل شده از طریق فیبر نوری به سامانه آشکارساز، در نهایت این بیناب توسط نرمافزار سامانه آشکارساز، در نهایت این بیناب توسط نرمافزار آن نرمافزار تحلیل بینابی Origin استفاده می شود. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شكل۱: تصوير سامانه LIBSCAN100

نتایج حاصل از آزمایش

در این قسمت از پژوهش، به بررسی تاثیر لیزر بر هوای ساکن و تغییرات هوا با تزریق گاز نیتروژن و آرگون از طریق بینابنمایی فروشکست القایی پرداخته شده است. در محفظه نگه دارنده نمونه، پس از تابش لیزر در هوای ساکن و تشکیل پلاسما، دادههای دریافتی به صورت نمودار روی صفحه نمایش ظاهر میشود. همان طور که در شکل ۲ مشاهده میشود، این دادهها بر حسب چگالی و طول موج هر عنصر به صورت کاملا مجزا به شکل خطوطی ترسیم شده است. آنالیز قله این خطوط با استفاده از جداول معتبر انجام گرفته و عناصری نظیر هیدروژن، نیتروژن و اکسیژن که عناصر موجود در هوای ساکن هستند، به خوبی در تصویر زیر شناسایی شده است، گزینههای دارای عدد یک، عناصر و گزینههای دارای عدد ۲، یونها می باشند.



شکل۲: نمودار بیناب نمایی هوای ساکن با استفاده از LIBS

همان طور که گفته شد، چگالی و طول موج هر عنصر با عنصر دیگر متفاوت است. در این قسمت، نیز به بررسی تاثیر لیزر بر روی هوای ساکن، با تزریق همزمان گاز نیتروژن با فشار های ۵، ۱۰، ۵۱، ۲۰ و ۲۵ بار پرداخته شد. در شکل ۳، نمودار طیف سنجی نیتروژن بر حسب شدت و طول موج اجزاء قابل مشاهده است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده گردید، برای گاز نیتروژن، سه طول موج مجزا بر حسب نانومتر با اعداد (۷۴۲,۳۶ و ۷۴۴,۲۲ و ۷۴۶,۸۳) وجود دارد. این آزمایش نشان میدهد، که با تزریق گاز نیتروژن، میزان غلظت مولکول نیتروژن در محفظه نگهدارنده افزایش می-یابد و روند صعودی بیناب قلههای نیتروژن، منطقی به نظر میرسد.



شکل ۳: طولموجهای نیتروژن حین تزریق نیتروژن درفشارهای مختلف همان طور که در شکل ۴ مشاهده می شود، با تزریق گاز نیتروژن به محفظه آزمایش، هرچه فشار گاز نیتروژن وارده به محفظه آزمایش افزایش پیدا کرده است، قلههای نیتروژن روند صعودی داشتهاند. در شکل ۴، یکی از قله های نیتروژن به صورت مجزا انتخاب شده، تا روند صعودی بهتر دیده شود.



شکل۴: نمایش روند صعودی یکی از قلههای نیتروژن با طولموج ۷۴۴٬۲۲

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

در شکل۵، به بررسی تاثیر لیزر بر روی هوای ساکن، با تزریق همزمان گاز آرگون با فشار های ۹، ۱۲، ۱۵، ۱۸، ۲۱ و ۲۳ بار پرداخته شد. در تصویر۵، نمودار بیناب نمایی نیتروژن بر حسب شدت و طول موج اجزاء قابل مشاهده است.



شکل ۵: بیناب نمایی با تزریق گاز آرگون

در شکل ۶ الف) و ب)، سیر نزولی طیفهای هیدروژن و اکسیژن با تزریق گاز آرگون به ترتیب مشاهده میشود. طبق این نمودارها، با تزریق گاز آرگون، هرچه فشار گاز آرگون ورودی افزایش یابد، میزان غلظت ذرات هوای ساکن کاهش می یابد و در نتیجه، سیر نزولی قلههای سایر عناصر موجود در هوا نیز نمایان می شود.

تابش لیزر بر هوای ساکن، منجر به یونیزاسیون و تجزیه عناصر موجود در هوا می گردد. برای گاز نیتروژن سه طول موج مجزا بر حسب نانومتر با اعداد (۷۴۲,۳۶ و۷۴۴,۲۲ و ۷۴۶,۸۳) وجود دارد و با تزریق گاز نیتروژن، میزان غلظت مولکول نیتروژن در محفظه نگه دارنده افزایش مییابد و روند صعودی طیفسنجی نیتروژن موجود در هوا منطقی به نظر می رسد.



الف) سیر نزولی قله های هیدروژن با تزریق گاز آرگون



ب) سیر نزولی قله های اکسیژن با تزریق گاز آرگون

شکل۶ سیر نزولی طیفهای هیدروژن و اکسیژن با تزریق گاز آرگون لازم به ذکر است، که آزمایشات جهت اطمینان از نتایج حاصله و کاهش خطای انسانی، تمامی مراحل آزمایشات سه بار تکرار شده است و مورد مقایسه قرار گرفته و مورد مغایری در نتیجه بهدست آمده، مشاهده نگردیده است.

نتيجهگيرى

تابش لیزر بر هوای ساکن، منجر به یونیزاسیون و تجزیه عناصر موجود در هوا می گردد. برای گاز نیتروژن سه طول موج مجزا بر حسب نانومتر با اعداد (۷۴۲,۳۶ و۷۴۴,۲۲ و ۷۴۶,۸۳) وجود دارد و با تزریق گاز نیتروژن، میزان غلظت مولکول نیتروژن در محفظه نگه دارنده افزایش مییابد و روند صعودی طیفسنجی نیتروژن موجود در هوا منطقی به نظر می رسد، همچنین با تزریق گاز آرگون، میزان شدت ذرات هوای ساکن کاهش مییابد.

مراجع

- D. Cremers and L. Radziemski, Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy, 1st edition, Wiley, 2006.
- [2] R. Adelgren, G. Elliott, D. Knight, A. Zheltovodov, T. Beutner, "Energy Deposition in Supersonic Flows", AIAA Paper 2001-0885, 2001.
- [3] S. Yalcin, D. Crosley, G. Smith, G. Faris, "Influence of Ambient Conditions on the Laser Air Spark," Appl. Phys. B, Vol. 68, No. 1, pp. 121–130, 1999.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۲



تخمین نسبت رنگدانههای کلروفیل و کاروتن در سه نمونه برگ درخت توت، نارنج و زیتون با استفاده از تحلیل طیف بازتاب مرئی و فروسرخ نزدیک

مجتبی اله پورفدافن، حمید مطهری*، صادق یزدانی، عبدالولی علیزهی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

*<u>h.motahari@yazd.ac.ir</u>

چکیده –طیف بازتابی برگ درختان به نوع و حجم رنگدانههای موجود در آن بستگی دارد. هرگونه گیاهی از خود طیف منحصر بـه فردی به جای میگذارد که با رنگدانههای آن رابطه مستقیمی دارد. اندازهگیری طیف بازتابی روشی سریع و غیرمخرب برای تعیـین رنگدانههای برگ گیاهان است. در این پژوهش با استفاده از شاخصههای طیفی PSRI, ND, SIPI نسـبت کـاروتن بـه کلروفیـل، نسبت بازتاب طیفی کاروتن به کلروفیل و تمرکز کلروفیل به دست آمده که حاصل آن مشاهده کـاهش شـدید ۱۷۲٫۴ برای رو نسبت کاروتن به کلروفیل برگ زیتون، ۲۷٫۷ برابری برگ نارنچ و ۱۵٫۶ برابری برگ توت بوده است.

كليد واژه: طيف بازتابي، رنگدانه گياهي، كلروفيل، كاروتن

Estimating Car to Chl pigments ratio in Berry, Olive and orange leaves using UV-Vis reflectance spectrum

Mojtaba allahpoorfadafen, *Hamid motahari, Sadegh Yazdani, abdolvali alizehi

Atomic and Molecular Group, Department of Physics, Yazd University <u>h.motahari@yazd.ac.ir</u>

Abstract- The reflectance spectrum in tree leaves depends on their pigments type and its concentration. Each species have unique spectrum that directly related to its pigments. UV-Vis Reflection spectroscopy offers a fast and nondestructive method for estimating pigments ratio in leaves. In this research three indices, including SIPI, ND and PSRI have been used to determine Cars/Chl ratio. The results show that a sharp decrease in the ratio of carotenoid to chlorophyll for olive leaf to about 172.4 times, orange to 27.7 times, and berry to about 15.6 times.

Keywords: Reflectance spectrum, pigments, chlorophyll, carotenoid

رنگدانه کاروتن و کلروفیل در طول موجهای ۵۰۰–۳۰۰ نانومتر دارای جذب بالایی هستند، به همین دلیل محاسبه میزان کاروتن به طور مستقل کار دشواری است. اما برخلاف کلروفیل، کاروتن در ناحیه قرمز جذبی ندارد. کلروفیل در نواحی آبی و سبز و قرمز خطوط طیفی دارای جذب بالایی است [۵]. در مطالعات انجام شده به دلیل همپوشانی و میزان بیشتر رنگدانه کلروفیل، بهجای محاسبه میزان کاروتن، به طور مستقل به اندازهگیری نسبت کاروتن به کلروفیل پرداخته شده است [۶]. سه ناحیه طیفی که برای محاسبه نسبت کاروتن به کلروفیل مناسب هستند عبارتند از:

ناحيه آبى-قرمز[450 < λ_1 < 500 , 650 < λ_2 < 690] ناحيه آبى-قرمز [500 < λ_2 < 620 , 650 < λ_2 < 690] ناحيه سبز-قرمز [600 < λ_2 < 600 , 700 < λ_2 < 800] ناحيه قرمز [600 < λ_1 < 700 , 700 < λ_2 < 800]

مواد و روش انجام آزمایش

در این پژوهش از دستگاه طیف سنج (-GC-ONIR) و منبع نوری (DH-2000) ساخت شرکت (UV-NIR) و منبع نوری (DH-2000) ساخت شرکت Ocean optic که پهنای طیفی ۱۱۰۰–۱۹۴ نانومتر دارد، جهت اندازه گیری طیف بازتابی استفاده و طیف بازتاب سه گونه زیتون، نارنج و توت اندازه گیری شده است.



شکل ۱: طرح شماتیک از چیدمان دستگاه طیف سنجی

محاسبات و نتایج

طیف بازتابی از هرکدام از سه نمونه برگ درخت فوقالذکر رسم شده و مطابق با شاخصهای طیفی (ND, SIPI, PSRI) تحلیل و نتایج حاصل شده است که به شرح زیر میباشند [۵, ۷]:

مقدمه

رنگدانههای موجود در برگ درختان مجری اصلی فتوسنتز در درختان هستند. جذب نور در محدوده طیفی مرئی به طورکلی به میزان دو رنگدانه کلروفیل و کاروتن (Chl a، Cars) بستگی دارد. در گذشته برای تعیین میزان رنگدانههای فتوسنتزی بیشتر روشهای آنالیز شیمیایی به کار برده می شد. امروزه روش های مختلف طیف سنجی سريع و بدون هيچ گونه اثر تخريبي بر نمونهها براي اين منظور بکار گرفته شده است. مشخصهیابی برگ چای با بهرهگیری از طیفسنجی رامان [۱]، بررسی اثرات محیطی مانند دما، میزان قلیایی بودن خاک، دمای آب و میزان رطوبت محيط با استفاده از طيفي سنجي ماوراي بنفش-مرئی در جنگلهای حرا [۲]، اثر تغییر فصل بر نسبت رنگدانههای موجود در برگ درختانی چون سیب، افرا، فندق و ... [۳] از جمله مطالعاتی است که در این زمینه انجام شده است. طیف بازتاب و جذب برگ درختان به نوع و میزان رنگدانههای موجود در آنها بستگی دارد. برگ یا گل هرگونه گیاهی از خود اثر طیفی منحصر به فردی به جای می گذارد که با نوع و تمرکز رنگدانه موجود در آن رابطه مستقیم دارد. به طور مثال گیاهان فاقد آنتوسیانین در ناحیه سبز عبور و بازتاب بیشتری از خود نشان مىدهند [۴]. ميزان رنگدانه درختان مىتواند اطلاعات بسیار مفیدی دربارہ چگونگی رفتارهای فیزیولوژیکی آنها ارائه دهد. کلروفیل و کاروتن از مهمترین رنگدانههای فتوسنتزی موجود در برگ درختان و سلولهای فتوسنتزی هستند. نوسانات در میزان این رنگدانهها رابطه مستقیمی با میزان محصول دهی درخت دارد. مولکول های کلروفیل (Chl a) که به آنها آنتن گفته می شود وظیفه جذب نور خورشید را عهده دارند. کاروتنها (Cars) سلولهای محافظ نوری برگ هستند و از برگ در برابر نور فرودی مخرب محافظت می کنند. خواص اپتیکی (بینابی) گیاهان به وسیله ضریب شکست مختلطی مشخص می شود که بخش حقیقی این ضریب شکست میزان پراش، و بخش مختلط میزان جذب برگ گیاه را مشخص میکند. دو

 $ND = (R_{750} - R_{705}) / (R_{750} + R_{705})$ (1)

$$SIPI = (R_{800} - R_{445}) / (R_{800} - R_{680})$$
 (7)

$$PSRI = (R_{680} - R_{500}) / R_{750}$$
 (7)

شاخص تفاوت نرمالیزه شده (Normalized Diffrence)، نشاندهنده میزان کلروفیل موجود در برگ گیاه است. محدوده طیفی انتخاب شده جهت محاسبه و همچنین نرمال کردن شاخص (ND) در ناحیه جذب قوی رنگ دانه کلروفیل میباشد. برگ در این محدوده طیفی، رنگدانه جاذب دیگری ندارد. میزان کلروفیل در گیاه رابطه مستقیمی با میزان فوتوسنتز و تولید محصول دارد [۶].

شاخص(Structure-Insensitive Pigment Index) نسبت طیف جذبی کاروتن را به کلروفیل مشخص میکند. همانطور که بیان شد به دلیل همپوشانی جذب کاروتن و کلروفیل نمیتوان میزان کاروتن را به طور مستقل محاسبه کرد. با در نظر گرفتن بیشنه جذب کاروتن که در محدوده میتوان نسبت کاروتن به کلروفیل را محاسبه کرد. بزرگی این نسبت میتواند به عوامل مختلفی از جمله استرس و سلامتی گیاه بستگی داشته باشد [۶, ۷].

با استفاده از شاخص (Plant Senescence Reflectance) تغییرات میزان رنگدانه کاروتن نسبت به کلروفیل (Index) تغییرات میزان رنگدانه کاروتن نسبت به کلروفیل را میتوان مشخص نمود. همچنین میتوان میزان جذب و بکارگیری موثر نور ورودی را در سلول فتوسنتزی مشخص کرد [۶].



شکل ۲: طیف بازتاب برگ سبز و زرد درخت توت

جدول ۱: شاخصهای طیف بازتابی برگ درخت توت

PSRI	SIPI	ND	
۰,۰۲	١,٠٧	۳۴, ۰	برگ سبز
۰,۳۱	٢,١٢	۰,۰۲۵	برگ زرد



شکل ۳: طیف بازتاب برگ سبز و زرد درخت نارنج



جدول ۲: شاخصهای طبف بازتابی برگ درخت نارنج

شکل ۴: طیف بازتاب برگ سبز و زرد درخت زیتون

۲۷٫۷برابری نیز باعث جهش ۴۰ تا۵۰ درصدی بازتاب در ناحیه طیفی ۷۰۰–۵۰۰ نانومتر شده است. برگ درخت توت کمترین میزان کاهش (۱۵٫۶ درصد) در نسبت کاروتن به کلروفیل در بین سه نمونه فوق را داشته است. لذا ویژگیهای طیفی-اپتیکی برگ درختان به میزان زیادی به نوع رنگدانهها و حجم آنها در ساختار برگ بستگی دارد. بنابراین مشاهده می شود که برای شناسایی خواص و رفتار فیزیکی رنگدانههایی مانند کلروفیل، کاروتن، آنتوسیانین و ... ، میتوان از روش سریع و غیرمخرب مشخصهیابی به وسیله طیف بازتاب و جذب استفاده کرد. آشنایی و درک رفتار بازتاب و جذب برگ درختان در محدودههای نوری می تواند باعث ایجاد الگوی مناسب برای کاشت گونههای مختلف گیاهی در مناطق با اقلیمهای متفاوت شود. از جمله درختان با برگهای بازتاب کننده قوی مادون قرمز در نواحی سرزمینی با تابش زیاد جهت خنک نگه داشتن بیشتر محیط و شهرها می تواند مد نظر قرار گیرد.

مرجعها

- [1] J. Zeng *et al.*, "Quantitative visualization of photosynthetic pigments in tea leaves based on Raman spectroscopy and calibration model transfer," *Plant Methods*, vol. 17, no. 1, p. 4, 2021/01/06 2021.
- [Y] B. Castellanos-Basto, J. Herrera-Silveira, É. Bataller, and R. Rioja-Nieto, "Local Drivers Associated to Temporal Spectral Response of Chlorophyll-a in Mangrove Leaves," *Sustainability*, vol. 13, no. 9, p. 4636, 2021.
- [^r] M. N. Merzlyak, A. A. Gitelson, O. B. Chivkunova, and V. Y. Rakitin, "Non-destructive optical detection of pigment changes during leaf senescence and fruit ripening," *Physiologia Plantarum*, vol. 106, no. 1, pp. 135-141, 1999.
- [*] R. Falcioni, T. Moriwaki, M. Pattaro, R. Herrig Furlanetto, M. R. Nanni, and W. Camargos Antunes, "High resolution leaf spectral signature as a tool for foliar pigment estimation displaying potential for species differentiation," *Journal of Plant Physiology*, vol. 249, p. 153161, 2020/06/01/2020.
- [^Δ] J. Penuelas, F. Baret, and I. Filella, "Semi-empirical indices to assess carotenoids/chlorophyll a ratio from leaf spectral reflectance," *Photosynthetica*, vol. 31, no. 2, pp. 221-230, 1995.
- [[†]] D. A. Sims and J. A. Gamon, "Relationships between leaf pigment content and spectral reflectance across a wide range of species, leaf structures and developmental stages," *Remote Sensing of Environment*, vol. 81, no. 2, pp. 337-354, 2002/08/01/ 2002.
- [Y] G. Le Maire, C. Francois, and E. Dufrene, "Towards universal broad leaf chlorophyll indices using PROSPECT simulated database and hyperspectral reflectance measurements," *Remote sensing of environment*, vol. 89, no. 1, pp. 1-28, 2004.

جدول ۳: شاخصهای طیف بازتابی برگ درخت زیتون

PSRI	SIPI	ND	
-•,••)	۱,۰۱	• ,94	برگ سبز
۰,۱۷	1,78	۰,۰۸	برگ زرد

کاهش حجم کلروفیل و همچنین افزایش نسبت کاروتن به کلروفیل با گذشت زمان و عمر برگ، در تمامی شاخصهای محاسبه شده به خوبی مشاهده میشود. شاخص (PSRI) نشان دهنده نسبت تجمع کاروتن به کلروفیل است. اندازه تغییرات این نسبت در سه گونه گیاهی مورد بررسی در جدول زیر مقایسه شده است:

جدول ۴: مقایسه میزان افزایش نسبت کاروتن به کلروفیل در

گونه	زيتون	نارنج	توت
PSRI برگ سبز	-• ,• •	۰,۰۰۷	۰,۰۲
PSRI برگ زرد	۰,۱۷	۰,۱۹	۳۱, ۰
نسبت PSRI برگ زرد	177,4	۲۷,۷	10,8
به برگ سبز			

در میان سه گونه گیاهی، زیتون بیشترین افت میزان کلروفیل را در هنگام پیری برگ (اثر تغییر فصل) دارد.

نتيجه گيرى

در این پژوهش نسبت کاروتن به کلروفیل سه گونه گیاهی با استفاده از روش طیفسنجی بازتابی که در اثر بیانگر مقادیر کمّی رنگ برگ گیاهان فوق بوده است، بررسی شد و کاهش ۱۷۲٫۴ برابری در نسبت کاروتن به کلروفیل برگ زرد درخت زیتون نسبت به برگ تازه و سبز مشاهده شده است. حاصل این تغییر، افزایش در بازتاب برگ در محدوده رنگی طیفی برگهای توت و زیتون از حدود ۲۰ درصد به حدود ۵۰ درصد بوده، در حالی که برای برگ نارنج از کمتر از ۲۰ درصد به حدود ۷۰ درصد بازتاب در ناحیه مرئی خصوصا بین ۵۰۰ تا ۲۰۰ نانومتر افزایش یافتهاند. نتایج محاسبات برای برگ نارنج کاهش کمتری در نسبت کاروتن به کلروفیل را نشان میدهد اما همین کاهش



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شناسایی آفلاتوکسین در پسته با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی فرشته زلفی^۱، پیمان سلطانی^۱، مجید پناهی^۱، احمد درودی^۱، علی دینی^۲ ^۱ گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان ^۲ مرکز تحقیقات سلامت پسته، رفسنجان، کرمان

چکیده – تصویربرداری فراطیفی ترکیبی از تصویربرداری و طیف سنجی ا ست و برای هر نقطه از نمونهی مورد مطالعه، در صدها باند طیفی یک تصویر را ثبت کرده و یک مکعب داده ایجاد میکند. دو بعد از این مکعب داده مربوط به اطلاعات مکانی و بعد سوم آن بیانگر اطلاعات طیفی است. تصویربرداری فراطیفی به دلیل دقت بالای طیفی و فضایی، کاربردهای بسیاری در زمینه شنا سایی عنا صر مختلف از طیف عبوری و یا انعکا سی دارد. در این مقاله ترکیبی از دوربین فراطیفی و پدیده فلور سانس ارائه شده است و کاربرد آن تشخیص سلامت مواد غذایی برر سی می شود. در همین راستا، شناسایی آلودگی آفلاتوکسین در نمونه پسته برر سی شده و تحلیل نتایج تو سط روشهای کمومتریکس وابستگی زیادی بین میزان آفلاتوکسین و تابش فلورسانس نشان می دهد.

كليد واژه- آفلاتوكسين، پسته، تصويربرداري فراطيفي، فلورسانس.

Detection of aflatoxin in pistachio using fluorescence hyperspectral imaging

Fereshteh Zolfi, Peyman Soltani, Majid Panahi and Ahmad Darudi

Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan.

Email: zolfi.fereshteh@znu.ac.ir

Abstract - Spectral imaging is a combination of imaging and spectroscopy, and for each point of the sample under study, it records an image in hundreds of spectral bands and creates a data cube. Two dimensions of this data cube are related to spatial information and the third dimension represents spectral information. Hyperspectral imaging, due to its high spectral and spatial accuracy, has many applications in identifying different elements of the transient or reflective spectrum. In this paper, a combination of hyperspectral camera and fluorescence phenomenon is presented and its application in food health diagnosis is investigated. In this regard, the detection of aflatoxin contamination in pistachio samples was investigated and analysis of the results by chemometric methods shows a strong correlation between aflatoxin levels and fluorescence radiation.

Keywords: Aflatoxin, Fluorescence, Hyperspectral Imaging Camera, Pistachio.

مقدمه

ایران یکی از عمدهترین تولیدکنندگان و صادرکنندههای پسته در سطح جهان میباشد. با توجه به اهمیت محصول پسته در صادرات و اقتصاد کشور، یافتن روشی کم هزینه و غیرمخرب نسبت به سایر روشهای موجود برای تشخیص آفلاتوکسین در میوهی پسته دارای اهمیت میباشد.

آفلاتوکسینهای B1، B2، B1 و G2 چهار نوع از مهم-ترین آفلاتوکسینها میباشند و توسط قارچهای آسپرژیلوس فلاووس و آسپرژیلوس پاراسیتیکوس در شرایط مناسب از لحاظ دمایی (۲۵ تا ۲۸ درجه سانتی گراد) و رطوبت تولید می گردد. میزان سمیت آفلاتوکسینها به صورت G1>B2>G2 است که B1 بیشترین پتانسیل سرطان زایی را دارد [۱].

روش های مختلف تجزیه شیمیایی مانند کروماتو گرافی برای تعیین میزان آفلاتوکسین توسعه داده شده است و اگرچه دقیق و حساس هستند، ولی به طور کلی گران، زمان بر و مخرب هستند. بنابراین یک روش تشخیص غیر مخرب، سریع و دقیق برای تشخیص آلودگی آفلاتوکسین مورد نیاز است [۲]. یکی از این روش ها، تصویربرداری فراطیفی است که نوعی طیف سنجی از راه دور به روش کاملا غیر تماسی و غیر تهاجمی است [۳].

تصويربردارى فراطيفي

با اندازه گیری طیف نوری ساطعشده، پراکنده شده و منعکس شده از یک نمونه، می توان اطلاعات فیزیکی و شیمیایی آن را به دست آورد [۴]. تصویربرداری فراطیفی، از ترکیب تصویربرداری معمولی و طیف سنجی حاصل می شود و به طور همزمان اطلاعات مکانی و طیفی نمونه را ثبت می کند [۳]. این روش قدر تمند برای طیف وسیعی از مطالعات بنیادی و کاربردی در زمینه های مختلف مانند سنجش از راه دور، کشاورزی، صنایع غذایی و ... مناسب است [۴]. تصویربرداری فراطیفی یک رویکرد غیر تهاجمی جدید برای غربالگری قارچهای سمیزا و وجود سموم مر تبط با آن ها در

یک نمونه است و اطلاعات مکانی و طیفی یک ناحیه خاص را در یک تصویر معین ارائه میدهد [۵].

طيفسنجى فلورسانسى

روش های نوری پتانسیل بالایی را برای تشخیص سریع آلودگی آفلاتوکسین در محصولات کشاورزی نشان داده است. در میان روش های مورد بررسی، فلورسانس تحت تحریک نور ماوراء بنفش (UV) معمولا برای تشخیص آفلاتوکسین در محصولات مختلف کشاورزی مورد استفاده قرار می گیرد. فلورسانس در برخی از مواد معدنی یا ارگانیک، قرار می گیرد. فلورسانس در برخی از مواد معدنی یا ارگانیک، زمانی که با تابش طول موج کوتاه UV و با شدت زیاد تحریک می شود، اتفاق می افتد [۲]. از ترکیبات فلورسنت به عنوان برچسب هایی استفاده می شود که اجزای نمونه را قابل تشخیص می کند و طیف سنجی، عکاسی و فتومتری برای ثبت نتایج تجزیه و تحلیل استفاده می شود [۶].

سيستم تصويربردار فراطيفى فلورسانسى

سیستم تصویربردار فراطیفی فلورسنت از یک دوربین فراطیفی رو میزی و یک منبع نور UV تشکیل شده است. نمونه مورد مطالعه با نور UV روشن شده و سپس دوربین فراطیفی نور فلورسانس ساطع شده را ثبت میکند. تصویر فراطیفی ثبت شده، نقشهای از نمونه ایجاد میکند که مکانهای ساطعکننده فلورسانس از نمونه در آن مشهود است.

تصویربردار فراطیفی مورد استفاده (HYSPIM ساخت شرکت پرتو افزار صنعت)، از یک سیستم اسکن خطی و روش پوش بروم برای ثبت تصویر فراطیفی استفاده میکند. با حرکت نمونه مورد مطالعه، خطوط نقاط مختلف نمونه طیفسنجی میشود و در نهایت یک تصویر فراطیفی از نمونه خواهیم داشت که هر پیکسل از تصویر حاوی طیف نمونه میباشد. در شکل ۱ سیستم تصویربردار فراطیفی، مورد استفاده نشان داده شده است. این دوربین قابلیت تصویربرداری در بازه طول موجی ۴۰۰ تا ۹۵۰ نانومتر را دارد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: تصویربردار فراطیفی همراه با اسکنر خطی.

نمونههای استفاده شده در آزمایش

نمونههای پسته مورد مطالعه در آزمایشگاه مواد غذایی دانشگاه علوم پزشکی رفسنجان آمادهسازی شده است. پسته سالم (AFT=0)، پسته آلوده آزمایشگاهی در سه نوع آلودگی بالا (فقط مغز پسته آلوده به ۲۰۰۰ نانوگرم سم آفلاتوکسین)، آلودگی بالا کل پسته (مغز و پوست آلوده به ۲۰۰۰ نانوگرم سم) و آلودگی خیلی بالا (مغز پسته الوده به ۴۰۰۰ نانوگرم سم) نمونههای مورد بررسی هستند.

سم آفلاتوکسین استفاده شده برای آلوده کردن نمونههای پسته، نوع B1 بوده که به شکل بلورهای کریستال بیرنگ بوده و در مقابل نور ماوراء بنفش (۳۶۲ – ۳۶۳ نانومتر) فلورسانس آبی نسبتا قوی از خود نشان می دهد [۱].

روشهای تحلیل تصاویر فراطیفی

روشهای مختلفی برای تحلیل و آنالیز دادههای فراطیفی شامل هوش مصنوعی، روشهای کمومتریکس و ... وجود دارد. روش استفاده شده در مقاله حاضر روش کمومتریکس PCA است که از روشهای ریاضی آماری و علوم رایانهای جهت دستیابی به حداکثر اطلاعات به کمک تفسیر و تحلیل دادهها بهره میبرد. پردازش طیفی و تحلیل مدل با استفاده از نرم افزار MATLAB 2017b انجام شد. همچنین به منظور افزایش وضوح پاسخهای طیفی از روش منظور افزایش وضوح پاسخهای طیفی از روش مموارسازی، فیلتر ساوتیزکی-گولای است که این فیلتر به نوعی جایگزین هر نقطه با میانگین نقاط اطراف است [۷].

نتایج و نتیجهگیری

نمودار طیفی مربوط به چهار نوع پسته به ترتیب با آلودگی بالا، آلودگی متوسط و آلودگی پایین و پسته سالم با استفاده از تصویربرداری فراطیفی فلورسانسی در شکل ۲ رسم شده است. در این تصویربرداری از منبع نور UV با طول موج ۳۶۰ نانومتر استفاده گردید و شدت نور ساطع شده توسط تصویربردار فراطیفی ثبت گردید.



همان طور که مشاهده می شود در بازه ۴۹۰ تا ۵۴۰ نانومتر و همچنین ۶۹۰ نانومتر تفاوت قلهها نشان دهنده تمایز بین نمونههای آلوده و شاهد است. که بازه ۴۹۰ تا ۵۴۰ نانومتر مربوط به آلودگی و قله ۶۹۰ نانومتر مربوط به تفاوت رنگدانه های موجود در پسته به دلیل حضور کلروفیل است.

در شکل ۳ تصویر رنگی از نمونههای پسته از چپ به راست به ترتیب آلودگی بالا، الودگی متوسط، آلودگی کم و سالم چیده شده، بعد از تابش نور UV نشان داده شده است.



شکل ۳: تصویر RGB ثبت شده از نمونههای مختلف پسته.

پس از انجام پیش پردازش، اقدام به شناسایی آلودگی موجود در سطح پسته و مختصات قسمتهای آلوده با استفاده از رویکرد آنالیز مولفه اصلی شد و در نهایت سه مولفه اصلی شناسایی شد. اولین مولفه اصلی مربوط به



شکل ۸: نمایش مکانی سومین مولفه اصلی تشخیص داده شده.



مرجعها

[۱] سید محمد مرتضوی و همکاران، بررسی میزان آفلاتوکسین پسته و تاثیر ویژگیهای فیزیک و شیمیایی، مجله نوآوری در علوم فناوری غذایی، سال ششم، شماره اول، بهار ۹۳.

- [2] Q. Wu, J. Xu, H. Xu," Discrimination of aflatoxin B1 contaminated pistachio kernels using laser induced fluorescence spectroscopy", *Bio systems Engineering*, Vol. 179, pp. 22-34, 2019, 2000.
- [3] M. Kamruzzaman, and D.W. Sun, "Introduction to hyperspectral imaging technology. In Computer vision technology for food quality evaluation", *Academic Press*, pp. 111-139, 2016.
- [4] A. Perri, BE. de Faria, and et al. "Hyperspectral imaging with a TWINS birefringent interferometer", *Opt Express.* 27(11), pp. 15956-15967, 2019.
- [5] H. Yao, Z. Hruska, R.L. Brown, T. E. Cleveland, "Hyperspectral Bright Greenish-Yellow Fluorescence (BGYF) Imaging of Aflatoxin Contaminated Corn Kernels", *Optics for Natural Resources, Agriculture and Foods*, Vol. 6381, pp. 63810B, 2006.
- [6] Razzaghi-Abyaneh M, editor. Aflatoxins: recent advances and future prospects. *BoD–Books on Demand*, 2013.
- [7] L. Ravikanth, D. Jayas, N. White, "Extraction of Spectral Information from Hyperspectral Data and Application of Hyperspectral Imaging for Food and Agricultural Products", *Food Bioprocess Technol*, 10(1), pp. 1-33, 2016.

قسمت سالم پسته است که نمایش مکانی و نمودار طیفی آن به ترتیب در شکلهای ۴ و ۵ آمده است.



شكل ۴: نمايش مكاني اولين مولفه اصلى تشخيص داده شده.



شكل ۵: نمودار طيفى مولفه اصلى اول.

مولفه اصلی دوم مربوط به قسمت پس زمینه است. در شکل ۶ و ۷ شماتیک حاصل و نمودار طیفی آن رسم شده است.



شکل ۶: نمایش مکانی دومین مولفه اصلی تشخیص داده شده.

مولفه اصلی سوم مربوط به آلودگی است که در شکل ۸ نمایان شده است. همچنین نمودار طیفی حاصل (شکل ۹) نیز قلهای در ۵۵۰ نانومتر ثبت کرده است که این نشان-دهنده وجود آلودگی آفلاتوکسین در پسته است.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۲



بررسی اثر اندازهٔ روزنه بر سیگنال نورگرمایی و ضریب پخش گرمایی ایمان بیداروند^ر، فاطمه مطرودی[،] و امیر محمد احدی[،] ^اگروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

(im.bidaravand@gmail.com, f.matroodi@scu.ac.ir, ahadi_a@scu.ac.ir)

چکیده– در این مقاله اثر اندازهٔ روزنه بر بزرگی سیگنال نورگرمایی و نیز نتیجهٔ به دست آمده به عنوان ضریب پخش گرمایی از تحلیل سیگنال نورگرمایی، مورد بررسی قرار گرفته است. به منظور تولید سیگنال نورگرمایی از چیدمان بیناب نمایی عدسی گرمایی استفاده شده است؛ در این چیدمان از دیود لیزر در طول موج ۵۳۲۸۳ به عنوان لیزر القاگر و از لیزر هلیم – نئون در طول موج ۶۳۲٬۸nm عنوان لیزر کاوشگر استفاده شده است که به صورت هم راستا و منطبق بر هم از نمونه میگذرند؛ به عنوان نمونه نیز از اتانول با درصد خلوص ۹۹٬۵ استفاده شده است. نتایج نشان داد که اندازهٔ روزنه با این که بر سیگنال نور گرمایی اثر مستقیم دارد، اما اگر به درستی تنظیم شود، بر نتیجهٔ تحلیل سیگنالها اثر چندانی ندارد.

کلید واژه- بیناب نمایی عدسی گرمایی، روزنه، سیگنال نور گرمایی، ضریب پخش گرمایی.

Investigation of the effect of the pinhole size on photothermal signal and thermal diffusivity

Iman Bidarvand, Fatima Matroodi, Amir Mohammad Ahadi

Physics Department, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Iran

Abstract- In this paper we investigate the effect of the pinhole size on the magnitude of the photothermal signal and the result of signal analyses to obtain the thermal diffusivity. In this experiment, in the thermal lens spectroscopy (TLS) setup, a diode laser operating at 532nm and a He-Ne laser operating at 632.8nm were used as pump and probe respectively, and they passed co-linearly through the sample. Pure ethanol (99.5%) was used as the sample. Results show that despite the direct effect of the pinhole size on the magnitude of photothermal signal, if aligned properly, it does not have a considerable effect on analyses of thermal diffusivity.

Keywords: photothermal signal, pinhole, thermal diffusivity, thermal lens spectroscopy.

مقدمه

بیناب نمایی عدسی گرمایی به عنوان یکی از روشهای بیناب نمایی نورگرمایی نخستین بار در سال ۱۹۶۵ میلادی توسط گوردن و همکارانش هنگام قرار دادن سلول مایعهای شفاف قطبی و غیر قطبی در تشدیدگر لیزر هلیم-نئون مشاهده شد [1]. این روش به علت حساسیت بالا به صورت گسترده مورد استفاده قرار می گیرد [۲]. چیدمان بیناب نمایی عدسی نور گرمایی از شش بخش اصلی تشکیل می گردد: منبع نوری القاگر، منبع نوری کاوشگر، نمونهٔ مورد مطالعه، فیلتر نوری، آشکارساز نوری و پردازشگر سیگنال. به طور معمول در این روش از لیزر به عنوان منبع نوری القاگر و کاوشگر استفاده می شود. چیدمان های بیناب نمایی عدسی گرمایی را به چندین روش میتوان تقسیم کرد: بر اساس تعداد لیزر، بر اساس زاویه تابش لیزرها نسبت بر هم، بر اساس تطابق و یا عدم تطابق حالت^۱ لیزرها و نیز بر اساس نوع مطالعه (زمانی و یا فرکانسی). پرتوهای لیزر القاگر پس از عبور از نمونه با انتقال انرژی به آن باعث بر انگیختگی ذرات نمونه می شوند، این برانگیختگی با واهلش حالت برانگیخته همراه است که با فرض گاوسی بودن باریکهٔ لیزر القاگر، باعث گرم شدن نمونه به صورت شعاعی با دور شدن از نقطه تمركز ليزر القاگر و درنتيجه ايجاد گراديان شعاعي دما در نمونه می شوند. این تغییر در دما، تغییر متغیرهای ترمودینامیکی وابسته به دما نظیر چگالی و فشار را در پی خواهد داشت. تغییرات چگالی باعث تغییرات ضریب شکست شده و در پی آن گرادیان ضریب شکست شعاعی به مركزيت نقطه تمركز ليزر القاگر در نمونه ايجاد ميكند. اين گرادیان ضریب شکست به صورت یک عدسی عمل کرده و یرتوهای لیزر کاوشگر را مورد تاثیر قرار میدهد. پس از نمونه و قبل از روزنه و آشکارساز، فیلتر نوری قرار دارد که

پرتوهای لیزر کاوشگر را عبور داده و پرتوهای لیزر القاگر را حذف می کند. سپس پرتوهای عبوری لیزر کاوشگر پس از عبور از روزنه به آشکارساز نوری میرسند و سیگنال نورگرمایی خوانده شده توسط آشکارساز نوری، به کمک پردازشگر سیگنال نمایش داده می شوند [۳]. در این روش نقش روزنهٔ استفاده شده قبل از آشکارساز نوری، عبور دادن قسمتی از پرتو لیزر کاوشگر که تحت تاثیر عدسی گرمایی قرار گرفته، بر ناحیهٔ حساس آشکارساز نوری است. روزنه با این که میتواند بر دادههای دریافتی آشکارساز نوری اثر مستقیم بگذارد، اما اگر با توجه به اندازهٔ عدسی گرمایی و ناحیهٔ حساس آشکارساز نوری و نیز راستای پرتوهای لیزر کاوشگر، به درستی تنظیم شود، نباید در نتیجهٔ تحلیل دادهها اثر چندانی بگذارد [۴]. در این مقاله اثر سه روزنه با اندازههای مختلف بر دادهها و نتیجهٔ تحلیل آنها برای به دست آوردن ضریب پخش گرمایی، مورد بررسی قرار مىگىرد.

چیدمان بیناب نمایی عدسی گرمایی

چیدمان مورد استفاده در این مقاله از دو لیزر استفاده می کند که پرتوهای آنها برهم منطبق هستند و در وضعیت عدم تطابق حالت قرار دارند. در این چیدمان از دیود لیزر سبز با طول موج خروجی ۵۳۲۸۳ به عنوان لیزر القاگر و از لیزر هلیم – نئون با طول موج خروجی ۶۳۲٬۸n۳ به عنوان لیزر کاوشگر استفاده شده است که پرتوهای آنها به صورت موازی و منطبق بر هم از نمونهٔ اتانول با درصد خلوص ۹۹٬۵ موازی و منطبق بر هم از نمونهٔ اتانول با درصد خلوص ۹۹٬۵ لیزر کاوشگر و القاگر از جدا کنندهٔ پرتو^۲ استفاده شده است. پرتوهای لیزر القاگر توسط یک عدسی با فاصلهٔ کانونی پرتوهای لیزر القاگر توسط یک عدسی با فاصلهٔ کانونی ایزر کاوشگر پس از موازی سازی توسط دو عدسی با فاصلههای

¹ mode-matched or mode-mismatched

^r beam splitter

کانونی ۶cm و ۱۲cm، از نمونه میگذرند سپس پرتوهای لیزر القاگر به کمک فیلتر نوری حذف شده و پرتوهای لیزر کاوشگر پس از عبور از روزنه به آشکارساز نوری که در فاصلهٔ ۲۳۰cm از نمونه قرار دارد میرسند. شماتیک چیدمان در شکل ۱ نمایش داده شدهاند.



شکل ۱: شماتیک چیدمان بیناب نمایی عدسی نور گرمایی.

محاسبهٔ ضریب پخش گرمایی

همانطور که اشاره شد ضریب پخش گرمایی از خواص فیزیکی کاربردی مواد است که به کمک روش بیناب نمایی نور گرمایی قابل محاسبه است. برای محاسبه ضریب پخش گرمایی به روش شن، ابتدا سیگنال نور گرمایی که توسط پردازشگر نوری به دست آمده است را به صورت زیر نرمال می کنیم:

$$S(z,t) = [T(z,t) - T_0]/T_0$$
 (1)

که در آن (T(z,t) سیگنال مربوط به افت شدت لیزر کاوشگر بر اثر عدسی گرمایی است و T₀ سیگنال اولیهٔ مورد

مطالعه است. از آنجایی که سیگنال مورد نظر مربوط به افت شدت پرتو لیزر کاوشگر توسط عدسی گرمایی بوده و به صورت نزولی است، مقدار T₀ بیشینهٔ سیگنال مورد مطالعه است. سپس باید سیگنال نرمال شده به کمک رابطهٔ (۱) را با معادلهٔ تئوری برازش^۱ داد. به این منظور بر اساس روش شن، معادلهٔ تئوری به صورت زیر تعریف می شود:

$$\begin{split} S(z,t) &= \phi_0 \arctan(4m(z)v(z)t/t_c(z) \\ & /\{\frac{[1+2m(z)+v(z)^2]2t}{t_c(z)} & (\Upsilon) \\ & + [1+2m(z)]^2 \\ & + v(z)^2\}) \end{split}$$

$$\phi_0 = P_0 l(\frac{dn}{dT}) / \kappa \lambda_p \tag{(7)}$$

$$t_c(z) = \omega_0(z)^2/4D \tag{(f)}$$

m در معادلات بالا، v بیانگر عامل هندسی لنز گرمایی، mدرجهٔ عدم تطابق مد پرتوهای دو لیزر، ϕ دامنهٔ عدسی گرمایی القایی، l طول نمونه، π ضریب رسانندگی گرمایی نمونه، t_c مشخصه زمانی لنز گرمایی، p_0 توان لیزر القاگر، D ضریب پخش گرمایی و α و dn/dT به ترتیب ضریب جذب و نسبت تغییرات ضریب شکست به تغییرات دما در نمونه هستند. تمامی متغیرهای رابطهٔ (۲) بجز D و ϕ به سادگی برای چیدمان قابل محاسبه هستند و D و ϕ نیز به کمک مقایسه و برازش معادلهٔ تئوری با سیگنال تجربی به دست میآیند [R و Δ]. مقایسه و برازش سیگنال تجربی با معادلهٔ تئوری توسط نرمافزار Mathematica و رو انجام با معادلهٔ تئوری توسط نرمافزار گرفته و برازش سیگنان انجام

سیگنالها نور گرمایی ثبت شده پس از عبور از سه روزنه با قطر ۸mm ۰۰٬۶mm به صورت جداگانه مورد بررسی واقع شدهاند. سیگنالها خام قبل از نرمال شدن به

[\] fitting

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتيجهگيرى

تاثیر اندازهٔ روزنه به عنوان یکی از اجزای بیناب نمایی عدسی نور گرمایی بر سیگنال نور گرمایی و نیز ضریب پخش گرمایی حاصل از تحلیل سیگنال نور گرمایی در نمونهٔ اتانول مورد بررسی قرار گرفت. طبق نتایج به دست آمده در شکل ۲ و جدول ۱ با وجود اثر گذاری اندازهٔ روزنه بر بزرگی سیگنالهای نور گرمایی، این اندازه اثر چندانی بر مقدار به دست آمده برای ضریب پخش گرمایی ندارد؛ علت این موضوع استفاده از سیگنال نرمال شده بر اساس رابطهٔ (۱) در محاسبهٔ ضریب پخش گرمایی است.

مرجعها

- [1] J. Gordon, R. Leite, R. Moore, S. Porto, and J. Whinnery, "Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples," Applied Physics 36, 3-8, 1965.
- [2] T. Nideep, M. Ramya, V. Nampoori, and M. Kailasnath, "The size dependent thermal diffusivity of water soluble CdTe quantum dots using dual beam thermal lens spectroscopy," Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 116, 113724 2020.
- [3] S. E. Bialkowski, "Photothermal spectroscopy methods for chemical analysis," Vol. 177 John Wiley & Sons, 1996.
- [4] Q. He, R. Vyas, and R. Gupta, "Photothermal lensing detection: theory and experiment," Applied optics 36, 7046-7058 1997.
- [5] H. Cabrera, F. Matroodi, H. D. Cabrera-Díaz, and E. E. Ramírez-Miquet, "Frequency-resolved photothermal lens: An alternative approach for thermal diffusivity measurements in weak absorbing thin samples," International Journal of Heat and Mass Transfer 158, 120036 2020.
- [6] J. Shen, R. D. Lowe, and R. D. Snook, "A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry," Chemical physics 165, 385-396 1992.

کمک رابطهٔ (۱)، در شکل ۲ قسمت (الف) و سیگنالها خام پس از نرمال شدن و برازش توسط نرم افزار Mathematica و Origin در شکل ۲ قسمت (ب) نمایش داده شدهاند.



شکل ۲: سیگنالهای مربوط به آزمایش با روزنهٔ ۶۰۰۳ با رنگ سیاه، ۸۳۳۰ با رنگ قرمز و ۱۳۳۲ با رنگ آبی نمایش داده شدهاند. تصویر (الف) مقایسهٔ سیگنالها قبل از نرمال شدن و (ب) مقایسهٔ سیگنالها پس از نرمال شدن و برازش تابع نمایی درجهٔ دو بر دادهها.

نتایج محاسبهٔ ضریب پخش گرمایی برای سیگنالهای رسم شده در شکل ۲، در جدول ۱ نمایش داده شدهاند.

جدول ۱: مقایسهٔ سیگنالها، ضریب پخش گرمایی و ϕ_0 برای نمونهٔ اتانول با خلوص ٪۹۹٬۵ در حضور سه روزنه.

ϕ_0	ضریب پخش گرمایی (10 ⁻⁵ cm ² /s)	کمینهٔ سیگنال ثبت شده	بیشینهٔ سیگنال ثبت شده	ابعاد روزنه (mm)
-•,184	٩۵	19700	77	۶ _۱ ۶
-•,184	٩۵	77	874	• _/ A
-•,1 ۵ ٩	٩٧	774	۳۹۰۰۰	١



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقایسه کاهش ابعاد حاصل از تکنیکهای PCA و LDA در طبقهبندی دادههای بینابنمایی فروشکست القایی لیزری به روش SVM

ياشار احمدي عالىنسب، مرضيه همتى فارسانى، سيد محمدرضا دربانى

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

چکیده – کاهش ابعاد تکنیکی است که به منظور افزایش دقت مدل طبقهبندی مورد استفاده قرار میگیرد. در ایــن پـژوهش تـاثیر کاهش ابعاد به وسیلهی روشهای تحلیل مولفه اصلی(PCA) و تجزیـه و تحلیـل تفکیـک خطـی(LDA) در طبقـهبنـدی دادههـای بینابنمایی فروشکست القایی لیزری(LIBS) نمونههای آلیاژی آهن–کروم–نیکل با استفاده از روش ماشین بردار پشتیبان(SVM) به همراه دو تابع کرنل خطی و شعاعی(RBF) مورد بررسی قرار گرفت. در روش PCA نتایج طبقهبندی SVM با کرنل خطی و شعاعی به ترتیب ۱۰۰٪ و ۹۸٪ حاصل و در روش LDA این نتایج به ترتیب برابر ۱۰۰٪ و ۶۹٪ بدست آمد. نتایج پژوهش کار آمـدی روش PCA را در مقایسه با روش LDA در این حوزه به خوبی نشان داد.

کلید واژه- ماشین بردار پشتیبان، بینابنمایی فروشکست القایی لیزری، تحلیل مولفه اصلی، تجزیه و تحلیل تفکیک خطی، توابع کرنل

Comparison of dimensional reduction of PCA and LDA techniques in laser induced breakdown spectroscopy data classification with SVM method

Yashar Ahmadi Alinasab, Marziyeh Hemati Farsani, S. Mohammad Reza Darbani

Optics-Laser Science and Technology Research Center, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan

Abstract- Dimensional reduction is a technique used to increase the accuracy of the classification model. In this study, the effect of dimensional reduction by Principle Component Analysis(PCA) and Linear Discriminant Analysis(LDA) on the classification of laser-induced breakdown spectroscopy(LIBS) data of iron-chromium-nickel alloy samples was investigated using the Support Vector Machine(SVM) method with two linear and Radial Basis kernel(RBF) functions. For PCA method, classification results for SVM method with linear and radial kernels were %100 and %98, respectively, and for LDA method, these results were %100 and %68, respectively. The results showed that the PCA method was more effective than the LDA method in this field.

Keywords: Support Vector Machine(SVM), Laser Induced Breakdown Spectroscopy(LIBS), Principle component Analysis(PCA), Linear Discriminant Analysis(LDA), Kernel Function

۱– مقدمه

آلیاژها ترکیبات مهمی هستند که در صنایع مختلف مورد استفاده قرار می گیرند. بهمنظور افزایش کاربری این آلیاژها، در اختیار داشتن یک الگو برای شناسایی دستهای از این آلیاژها امری حیاتی است. روش بینابنمایی فروشكست القايى ليزرى(LIBS) يك فناورى تحليل عنصری با مزایای منحصربهفردی است که از آن جمله می-توان به درجا و غیرتماسی بودن، تجزیه و تحلیل همزمان چندین عنصر و تشخیص از راه دور بدون آمادهسازی نمونه اشاره کرد که سبب گسترش دامنه عملکردی آن در اغلب صنایع شده است. تلفیق دادههای حاصل از این تکنیک با روشهای آماری مرسوم بهمنظور افزایش توانایی عملکردی این روش در سالیان اخیر بسیار مورد استفاده قرار گرفته است[1]. پیچیدگی این مجموعه دادهها باعث به کارگیری روشهای آماری متنوع از جمله الگوریتمهای یادگیری ماشین در مسائل تجزیه و تحلیل طیفی شده است. در این پژوهش در نظر است، تاثیر کاهش ابعاد دادهها بهوسیلهی روش تحلیل مولفه اصلی(PCA) و تجزیه و تحلیل تفکیک خطی(LDA) بر طبقهبندی دادههای بیناب نمونههای آلیاژ فلزی آهن-کروم-نیکل با استفاده از روش ماشین بردار یشتیبان (SVM) بررسی شود.

۲-تئوری

ماشین بردار پشتیبان یک روش یادگیری ماشین نظارتشده^۲است که در مسائل طبقهبندی و رگرسیون به کار می رود. در سال های اخیر ماشین بردار پشتیبان برای تجزیه و تحلیل داده های بیناب نمایی فروشکست القایی لیزری پیشنهاد شده و به دلیل عملکرد مطلوب، توجه

¹ Machine Learning ⁷Supervised

بسیاری از محققان در زمینه کمومتری^۳و بیناب نمایی را به خود جلب نموده است[۲]. این روش بر اساس یافتن یک ابرصفحه بهینه (طبقه بندی) است که نمونه های کلاس های مختلف را تا آنجا که ممکن است به درستی جدا می کند. الگوریتم SVM فضایی خطی یا غیر خطی می یابد که کلاس های آموزشی را با بیشترین فاصله بین داده ها در مرزها جدا می کند. در مورد داده های غیر خطی قابل مرزها جدا می کند. در مورد داده های غیر خطی قابل داده های خام در یک بعد بالاتر قابل تفکیک خطی یا فضای ویژگی استفاده می کند.

 $K(x_i.x_j) = \emptyset(x_i)\emptyset(x_j) \quad (1)$

که K نوع تابع کرنل، $x_{i} \in x$ نقاط داده آموزشی و (x_{i}) و K نوع تابع کرنل، $x_{i} \in x_{i}$ نقاط داده آموزشی و (x_{i}) و (x_{j}) دادههای تبدیل شده $x_{i} \in x_{i}$ هستند. از توابع مختلف کرنل می توان برای انجام طبقه بندی مانند توابع خطی، گاوسی، چند جمله ای، سیگموئیدال[†] و شعاعی(RBF) استفاده کرد. به طور کلی، در موارد رابطه غیر خطی بین کلاس ها، RBF ها به دلیل توانایی آن ها در برخورد با دادهها، انتخاب اول منطقی هستند [۳].

برخورد با دادهها، التحاب اول منطقی هستندا ۱]. روش تحلیل مولفه اصلی(PCA) یک تکنیک کاهش ابعاد بدوننظارت^۵است که برای تبدیل یک مجموعه داده اصلی به گروه کوچکتری از متغیرها به نام مولفهها بدون ربط دادن آنها به متغیرهای خروجی استفاده میشود. هر مولفه درصدی از واریانس دادههای ورودی اصلی که شامل دو نوع متغیر تبدیل شده scoreها و gnibolها است را توضیح میدهد. در این میان goidolها همبستگی بین متغیرهای ورودی و مشارکت آنها در مجموعه داده را توصیف و scoreها، الگوها و همبستگی بین نمونهها را در خود مجموعه دادهها کمیسازی میکند[۴].

[°]Chemometry [§]Sigmoidal ^aUnsupervised

روش تجزیه و تحلیل تفکیک خطی(LDA) روشی بسیار معمول برای مسائل کاهش ابعاد بهعنوان یک مرحله پیش پردازش برای یادگیری ماشین و طبقهبندی دادهها است. تکنیک LDA برای تبدیل ویژگیها به فضای با ابعاد پایین ساخته شده که نسبت واریانس بین کلاس به واریانس درون کلاس را به حداکثر رسانده که منجر به حداکثر تفکیک پذیری کلاس خواهد شد[۵].

۳- چیدمان تجربی

در این پژوهش از سامانه LIBSCAN100 ساخت شرکت Applied Photonics برای ثبت بیناب ۴ نمونه آلیاژ فلزی آهن-کروم-نیکل استفاده شد. این سامانه دارای یک لیزر Q سوئيچ Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴نانومتر، انرژی خروجی ۱۰۰میلی ژول، پهنای تپ۲ ± ۷ نانوثانیه و نرخ تکرار متغیر ۱ تا ۲۰هرتز بوده و آشکارساز آن قابلیت ثبت بیناب در بازه ۱۸۱ تا ۱۰۵۷ نانومتر با دقت بین ۱۰/۰۱ ۰/۰۵ نانومتر در بازههای مختلف بینابی را دارد. بیناب ثبت شده از میانگین ۱۰ مرتبه اندازه گیری بر روی هر نمونه حاصل شده است. نمونههای استفاده شده در این تحقیق حاوی عناصر اصلی کروم(Cr)، منگنز (Mn)، سیلیکون(Si)، کربن(C)، نیتروژن(Ni)، گوگرد(S) و فسفر (P) بوده و نيكل(Ni)، موليبدن(Mo)، تيتانيوم(Ti)، نيوبيم(Nb)، زیرکونیم(Zr)، مس(Cu)، تنگستن(W)، و برخی عناصر جزئی دیگر است. با توجه به اهمیت عنصر کروم در تعیین مقاومت در برابر خوردگی، حرارت و اکسیداسیون، طبقه-بندی آلیاژهای پایه کروم از اهمیت فوقالعادهای برخوردار است. درصد عناصر تشکیل دهنده آلیاژهای مورد استفاده در جدول ۱ نشان داده شده است.

آلياهم	راهمانه ما		15	alic	1.0.1	1 1.10	_
اليارع	ىمونەھاي	ردهنده	ىسكىر	عناصر	درصد	جدول ۱:	-

	- ,	U ,	, ,	
عنصر	نمونه ۱	نمونه۲	نمونه۳	نمونه ۴
С	•/•۴	•/•٣	۰/۰۵	•/•۶
Si	۰/۵۳	۰/۵۴	۰/۳۸	• /YY
Mn	١/٧٢	۱/۱۸	٠/۵٩	۲/۰۰
Cr	18/80	۲۲/۳۰	۱۷/۱۰	۱۷/۵۰
Ni	۱۰/۸۰	41.2	٨/۵٢	۱۰/۰۰
Мо	۲/۰۰	•/\X	۲/۴۶	۰ /۳ ۰
Ti	-	-	-	۰/۵۵
Cu	٠/١٩	۰/۳۶	۰/۳۵	٠/۴٠

بیناب LIBS یکی از نمونهها در شکل ۱ نشان داده شده

است.



شکل۱: بیناب LIBS نمونه چهارم در بازه بینابی ۳۹۶–۳۸۹ نانومتر

۴- روش کار و تحلیل نتایج

برای استفاده از روشهای آماری فوق از زبان برنامهنویسی پایتون استفاده شد. مجموعه داده تهیه شده ابتدا مورد نرمالسازی قرار و بعد از تعیین ویژگیها(X) و برچسبها(Y) که شامل نمونههای آلیاژی با درصد عناصر مختلف بود به ترتیب با شماره ۱، ۲، ۳ و ۴ نشان داده شده است، دادهها به دو مجموعه داده آموزشی و آزمایشی به وسیلهی روش ارزیابی Stratified K-Fold CV با K=۵ تقسیم شدند. تفاوت این تکنیک با روش K-Fold CV حفظ نمودن نسبت بین دادههای آموزشی و آزمایشی است. در ادامه مجموعه داده آموزشی یک بار توسط روش PCA و بار دیگر توسط روش LDA مورد کاهش ابعاد قرار گرفت و در هر مورد بعد از کاهش ابعاد، الگوریتم ماشین بردار پشتیبان یک بار با تابع کرنل خطی و یک بار هم با تابع کرنل شعاعی(RBF) برای طبقهبندی دادهها استفاده شد که نتایج آنها در جدول۲ نشان داده شده است. در روش PCA تعداد مولفه های انتخابی، ۵ مولفه با درصد واریانس ۴۵٪، ۲۵٪، ۱۳٪، ۷٪ و ۲٪ بود که به ترتیب برای ايجاد PC4 ،PC3 ،PC2 ،PC1 و PC5 استفاده شد.

جدول ۲: نتايچ كاهش ابعاد به روش LDA و PCA

روشها	LDA	PCA
Linear SVC	/) • •	7.1
RBF SVC	/. ۶ λ	/.٩ λ

درصد واریانس و تاثیر هر کدام از مولفهها در طبقهبندی دادهها در نمودار شکل۲ نشان داده شده است. همانطور که بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> در شکل۲ دیده می شود، سه مولفه اول بیش از ۲۰درصد واریانس را شامل می شوند که باعث انتخاب سه PC نخست می شود.



نمودار پراکندگی طبقهبندی دادههای حاصل از SVM پس از کاهش ابعاد به وسیلهی روش PCA در شکلهای ۳ الف و ب نشان داده شده است. در بهکارگیری روش ADA، با توجه به این که تعداد مولفه برای آن روش بایستی کمینهی بین تعداد ویژگیها و تعداد کلاس(برچسب) منهای یک باشد، تعداد ۳ مولفه در نظر گرفته شد. نمودار پراکندگی طبقهبندی دادههای حاصل از SVM پس از کاهش ابعاد به وسیلهی روش ADA در شکلهای ۳ ج و د نشان داده شده است.



شکل۳: نمودار طبقهبندی دادهها همراه کاهش ابعاد به روش PCA بر اساس الف) تابع کرنل خطی SVM (RBF) ، ب) تابع کرنل شعاعی (RBF)



ج) نمودار طبقهبندی دادهها همراه کاهش ابعاد به روش LDA بر اساس تابع کرنل خطی SVM (RBF) و د) تابع کرنل شعاعی (RBF)

۵- نتیجهگیری

نتایج این تحقیق نشان داد که تلفیق روشهای کاهش ابعاد PCA و LDA با روش طبقهبندی ماشین بردار پشتیبان(SVM)، میتواند تاثیر مطلوبی بر دقت طبقهبندی داشته باشد. نتایج حاصل از روش PCA برای SVM با داشته باشد. نتایج حاصل از روش NOA برای NV و توابع کرنل خطی و شعاعی(RBF) به ترتیب برابر ٪۱۰۰ و ۸۸٪ و برای LDA به ترتیب ۱۰۰٪ و ۶۸٪ است. با توجه به نتایج بدست آمده تکنیک PCA روش مناسب و کارآمدی برای کاهش ابعاد در مسائل کمومتری مربوط به LIBS

۶- مرجعها

[1].T. Zhang, H. Tang, and H. Li, *Chemometrics in laser-induced breakdown spectroscopy*, Journal of Chemometrics, 2018. **32**(11): p. e2983.

[2].S.R Gunn,,,Support vector machines for classification and regression. ISIS technical report,1998.**14**(1): p.5-16.

[3]. Aberkane, S.M., et al., *Sorting zamak alloys via chemometric analysis of their LIBS spectra*. Analytical Methods, 2017. **9**(24): p. 3696-3703.

[4]. A.P, Rao, Rapid quantitative analysis of trace elements in plutonium alloys using a handheld laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS)device coupled with chemometrics and machine learning. Analytical Methods, 2021. **13**(30): p. 3368-3378.

[5].P, Xanthopoulos, P.M. Pardalos, *Linear discriminant analysis*, in *Robust data mining*. 2013, Springer. p. 27-33.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،



دانشگاه شهید چمران اهواز،



خوزستان، ايران.

۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰

مطالعه اثر ترکیب تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان در تکنیک اسيكتروسكويي فروشكست القاييده ليزرى فاطمه رضائی'، محسن رضائی'، پروین کریمی"

fatemehrezaei@kntu.ac.ir . دانشکده فیزیک، دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران- ایران، kntu.ac.ir

۲. گروه مهندسی صنایع، دانشگاه علم و فناوری مازندران، بهشهر – ایران، mohsen.rezaei@mazust.ac.ir

۳. گروه فیزیک، واحد تهران جنوب، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران، ایران p_karimi@azad.ac.ir

چکیده – در این مقاله، غلظت عناصر سازنده هفت آلیاژ آلومینیوم استاندارد با استفاده از روشهای آماری مــدل رگرسـیون بـردار پشتیبان (SVR و KSVR) و روش ترکیب تحلیل مولفه اصلی با مدل رگرسیون بـردار پشــتیبان (PCA_KSVR و PCA_SVR) در تکنیک طیفسنجی فروشکست القاییده لیزری پیشبینی شد. نتایج آنالیزها نشان داد که روش PCA_KSVR دقیق ترین غلظت را با حداقل خطا برای عنصر آهن گزارش کرده است.

كليد واژه- اسپكتروسكوپي فروشكست القاييده ليزري، پيشبيني غلظت، تحليل مولفه اصلي، رگرسيون بردار پشتيبان.

Study of the effect of combination of principle component analysis with statistical method of support vector regression in laser induced breakdown spectroscopy

Fatemeh Rezaei¹, Mohsen Rezaei², and Parvin Karimi³

1) Department of Physics, K. N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran, fatemehrezaei@kntu.ac.ir

2) Groups of Industrial Engineering, University of Science and Technology of Mazandaran, Behshahr, Iran, mohsen.rezaei@mazust.ac.ir

3) Department of Physics, South Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran, p_karimi@azad.ac.ir

Abstract- In this paper, concentration of constituent elements of seven standard aluminum'S alloys is predicted by using statistical methods of support vector regression model (SVR and KSVR) and the combinational method of principal component analysis with support vector regression model (PCA_SVR and PCA-KSVR) in laser induced breakdown laser spectroscopy technique. The results of the analyzes showed that the PCA_KSVR method reported the most accurate concentration with the least error for Fe element.

Keywords: Laser induced breakdown spectroscopy, Concentration prediction, Principle component analysis, support vector regression.

مقدمه

برآورد دقیق غلظت عناصر با استفاده از تکنیک طیف-سنجی فروشکست القاییده لیزری، فرایندی است که از دیرباز مورد توجه فیزیکدانان و شیمیدانان زیادی بوده است. به طور کلی آنالیز کمی را میتوان در تکنیک طیفسنجی فروشکست القاییده لیزری با روشهای متداولی از قبیل منحنی کالیبراسیون، نسبت شدت دو خط و معادلات ساها و ... انجام داد. شایان ذکر است که در سالهای اخیر روشهای آماری متعددی از قبیل شبکه عصبی مصنوعی ANN، رگرسیون بردار پشتیبان SVR، و مدلهای رگرسیون چندگانه MLR جهت پیشبینی مدلهای رگرسیون چندگانه ملک جهت پیشبینی غلظت در تکنیک طیفسنجی فروشکست القاییده لیزری

در این مقاله، اثر ترکیب تکنیک تحلیل مولفه اصلی با روش آماری مدل رگرسیون بردار پشتیبان بررسی میشود تا به بررسی نتایج کاهش ابعاد در آنالیز کمی تکنیک LIBS پرداخته شود.

چیدمان آزمایش

در این آزمایش از لیزر پالسی Nd:YAG با نرخ تکرار ۱۰Hz، طولموج nm ۱۰۶۴ و پهنای پالس ۶ نانوثانیه جهت تابش آلیاژهای آلومینیوم استفاده شده است. با تابش لیزر بر روی نمونه توسط لنزی با فاصله کانونی ۲۰ سانتیمتر پلاسماهای آلومینیوم ایجاد میشود. تابشهای پلاسما توسط لنز کوارتز دیگری با فاصله کانونی ۳۵ میلی-متر جمع شده و توسط یک لنز شیای دیگری بر روی فیبر اپتیکی متمرکز میشوند. فیبر مذکور به اسپکترومتر اشل متصل میباشد که این طیفسنج، تابشهای پلاسما اشل متصل میباشد که این طیفسنج، تابشهای پلاسما توسط دوربین ICCD نصب شده بر روی طیفسنج، در زمانهای مختلف مورد آنالیز قرار میگیرند. در این

تحقیق، از هفت آلیاژ استاندارد آلومینیوم به عنوان نمونه استفاده شده است. به عنوان مثال، نمونهای از طیف دریافتی از آلیاژ استاندارد ۱۱۰۰ در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: طیف حاصل از آلیاژ استاندارد ۱۱۰۰ در زمان تاخیر یک میکروثانیه.

روشهای آماری

مدل رگرسیون بردار پشتیبان (SVR) الگوریتم رگرسیون مبتنی بر کرنل است که بر اساس روش ماشین بردار پشتیبان (SVM) ساخته شده است [۱]. ماشینهای بردار پشتیبان برای مسائل طبقهبندی به کار میروند و بعدها الگوریتم آنها برای کار با مسائل رگرسیون یا تخمین داده ها توسعه مییابد که به این الگوریتم جدید، رگرسیون بردار پشتیبان میگویند. در این روش، مجموعهای از داده ها به شکل (x₁,y₁).... (X_n,y_n) به عنوان آموزش داده می-شوند که در این تحقیق، nxها ورودیهای طیف و nyها شدتهای مربوطه هستند و n نیز تعداد نمونهها میباشد. در مدل SVR غیرخطی، دادهها به فضایی با ابعاد بزرگتر توسط توابع کرنل انتقال مییابند. تابع تخمین گر میتواند توسط تابع کرنل به صورت تابعی بین ورودی و خروجی با

$$y = \sum_{i=1}^{1} (\alpha_n - \alpha_n^*) \cdot K(x_n, x) + b$$
⁽¹⁾

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> در معادله بالا، b جمله بایاس، K تابع کرنل، α_n و $\alpha_n *$ ضرایب غیرمنفی برای هر مشاهده x_n هستند. اگر تابع کرنل چندجملهای باشد از معادله زیر تبعیت میکند:

$$K(x_n, x) = (x_n, x)^d$$
. d=2, 3, ... (7)

همچنین، اگر تابع کرنل از تابع گوسی پیروی کند از معادله زیر محاسبه میشود:

$$K(x_n, x_j) = exp\left(-\frac{\|x_n - x_j\|^2}{2\sigma^2}\right).$$
(7)

در رابطه فوق، x_j α_n و به ترتیب بردارهای پشتیان nام و jام هستند و σ پهنای تابع کرنل است.

تحلیل مولفه اصلی (PCA) نیز روشی چند متغیره است که به منظور کاهش ابعاد یا تعداد متغیرهای یک مجموعه چند متغیره استفاده می شود تا دقت در اندازه گیری ها را افزایش دهد. جزئیات این روش آماری در مرجع [۲] توضیح داده شده است. خطای میانگین مربعی (MSE) از معادله (۴) محاسبه می شود:

MSE =
$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (y_i - f_i)^2$$
 (*)

میانگین قدرمطلق خطا (MAE) نیز از معادله (۵) محاسبه می-گردد [۳]:

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} |y_i - f_i|$$
 (Δ)

که در رابطههای بالا، y_i وf_i به ترتیب، دادههای پیشبینی شده در زمان t و داده واقعی در زمان t و نیز n تعداد دادهها میباشند.

نتايج و بحث

غلظت عناصر مختلف با استفاده از توابع کرنل متفاوت ارزیابی شدهاند و تابع کرنل مناسب برای هر عنصر انتخاب گردیده است. جدول ۱ نتایج این آنالیزها را نشان میدهد و رنگ قرمز بیانگر بهترین پیشبینی صورت گرفته با حداقل خطا توسط مطلوبترین تابع کرنل است.

جدول ۱: مقایسهای بین خطاهای محاسبه شده توسط انواع مختلفی از توابع کرنل در پیشبینی عناصر مختلف آلیاژ آلومینیوم.

Elements	Lir	near	Polyn	omial	Gaussian	
	MSE	MAE	MSE	MAE	MSE	MAE
Fe	0.078	0.280	0.0002	0.013	0.0001	0.012
Si	0.012	0.109	0.012	0.109	0.208	0.456
Mn	0.217	0.465	0.001	0.035	0.069	0.263
Cu	0.031	0.175	0.230	0.480	0.002	0.045
Mg	0.053	0.230	0.053	0.230	0.059	0.243
Zn	0.523	0.723	0.236	0.486	0.014	0.120

به عنوان مثال، نتایج پیشبینی غلظت عنصر Si در شکل ۱ نشان داده شده است.



شكل ۱: نتايج پيشبيني غلظت Si با روش SVR.

همچنین، غلظت پیشبینی شده عناصر Fe و Mn با استفاده از روشهای آماری PCA-SVR و PCA-KSVR در شکل ۲ در شکل ۲ نشان داده شده است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود افزودن تکنیک PCA بر تکنیک

رگرسیون بردار پشتیبان سبب پیشبینیهای بسیار دقیقی از غلظت گردیده است.

نتایج میزان خطای اندازه گیری شده کلیه عناصر در جدول ۲ ارائه گردیده است که نشان میدهد تکنیک -PCA KSVR می تواند جایگزین مناسبی بر روشهای متداول LIBS در آنالیز کمی باشد.



شکل ۲: غلظت پیش بینی شده برای دو عنصر Fe و Mn با استفاده از روش های PCA-SVR و PCA-KSVR.

نتيجهگيرى

در این تحقیق، به مطالعه اثر افزودن تحلیل مولفه اصلی بر روشهای آماری SVR و KSVR در پیشبینی غلظت آلیاژهای آلومینیوم پرداخته شده است. نتایج نشان داد که تکنیک PCA-KSVR حداقل خطا را در آنالیز کمی پیش-بینی میکند.

جدول ۲: میزان خطای محاسبه شده ناشی از روشهای آماری PCA-KSVR ، SVR ، SVR ، SVR

Elements	2	Fe			Za			Si		
Methods	MSE	RMSE	MAE	MSE	RMSE	MAE	MSE	RMSE	MAE	
SVR	0.029	0.17	0.17	2.413	1.553	1.553	0	0	0.02	
PCA- SVR	0	0	0.012	0.005	0.07	0.077	0.131	0.361	0.362	
KSVR	0	0	0.011	0.014	0.118	0.119	0.011	0.104	0.108	
PCA- KSVR	0	0	0.003	0.001	0.031	0.026	0.02	0.141	0.144	

Mn			Cu			Mg		
MSE	RMSE	MAE	MSE	RMSE	MAE	MSE	RMSE	MAE
0.054	0.232	0.233	0.02	0.141	0.141	0.052	0.228	0.229
0.005	0.07	0.077	0.032	0.178	0.18	0.034	0.184	0.184
0.001	0.031	0.035	0.002	0.044	0.044	0.052	0.228	0.229
0.001	0.031	0.026	0.001	0.031	0.04	0.033	0.181	0.182

سیاسگزاری

از آقای دکتر سیدحسن توسلی بابت در اختیار قرار دادن تجهیزات آزمایشگاهیشان تشکر مینماییم.

مرجعها

[1] U.N. Chowdhury, "Integration of principalcomponent analysis and support vector regression for financial time series forecasting", Int. J. Comput. Sci, Vol. 15, No. 8, pp. 27-32, 2017.

[2] P. Pořízka, J. Klus, E. Képeš, D. Prochazka, D. W. Hahn, and J. Kaiser, "On the utilization of principal component analysis in laser-induced breakdown spectroscopy data analysis, a review", Spectrochim. Acta Part B At Spectrosc. Vol. 148, No. 65, pp., 2018.

[3] T. Lesieur, L. Miolane, M. Lelarge, F. Krzakala, L. Zdeborová, "Statistical and computational phase transitions in spiked tensor estimation", J. Stat. Phys. arXiv:1701.08010v2, 2017.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسی طیفسنجی رامان و بازتاب در نواحی مرئی و مادون قرمز رنگدانههای CoSiO₃ ،Co₂SiO₄ ،CoTiO₃ ،Co₂TiO₄ ،

محمدآصف اکبریان، حمید مطهری، محسن خواجه امینیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران

کلیدواژه: طیف سنجی مرئی_مادون قرمز، طیف سنجی رامان، رنگدانه سرامیکی، بازتاب، رنگ سنجی.

Raman Study and Vis-NIR reflectance spectroscopy of Co₂TiO₄, CoTiO₃, Co₂SiO₄, CoSiO₃ pigments Mohammad Asif Akbaryan, Hamid Motahari, Mohsen Khajeh Aminian Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- In this research Raman and Vis-NIR reflectance spectroscopy of pigments including Co_2TiO_4 . $CoTiO_3$. Co_2SiO_4 and $CoSiO_3$ has been studied. They can be found in dark green, light green, pink and blue, respectively. The sharp peak of the Co_2TiO_4 pigment can be seen at 686 cm⁻¹. Also, the Raman peaks of $CoTiO_3$ and Co_2SiO_4 are 680 cm⁻¹ and 812 cm⁻¹, respectively. The reflectance of Co_2TiO_4 and $CoTiO_3$ are lower than 20 percent. The reflectance of Co_2SiO_4 and $CoSiO_3$ are not similar. The reflectance of $CoSiO_3$ was lower than 15 percent, while it is so high and variable for Co_2SiO_4 and even higher than 60 percent at 915 nm.

Keywords: UV-Vis, NIR, Raman Spectroscopy, ceramic pigments, reflectance, colorimetry.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

ساختارها نیز مدلسازی شدهاند. در این پژوهش چهار نمونه رنگدانه انتخاب شدهاند. رنگدانهها شامل Co₂TiO₄، CoSiO₃ و CoSiO₃ و CoSiO₃ ،CoTiO₃ رنگدانه مذکور پس از ساخته شدن در آزمایشگاه نانو رنگدانه دانشگاه یزد، در آزمایشگاه لایهنشانی و طیفسنجی دانشکده فیزیک دانشگاه یزد مورد بررسی و ارزیابی و تحلیل قرار گرفتند. رنگدانههای مذکور بوسیله طیفسنجی رامان، طيفسنجي بازتابي UV-Vis و رنگ سنجي CIE *L*a*b مورد ارزیابی قرار گرفتند. طیف رامان با دستگاه میکرو رامان تکرام و طیف بازتاب و رنگسنجی با دستگاه اوشن اپتیک HR4000 انجام شدهاند. در آزمایش رنگ سنجی سه پارامتر مربوط رنگ *L*a*b مشخص می شود. مقدار ^{*}L بین صفر و صد تعریف شده و میزان روشنایی رنگ را نشان میدهد. اگر *a مثبت باشد، مقدار قرمز بودن و اگر منفی باشد مقدار سبز بودن رنگ را نشان میدهد. همچنین مثبت و منفی بودن *b به ترتیب نشان دهنده زرد و آبی بودن رنگ است.

بحث و نتيجهگيرى

رنگدانههای سبز کبالت تیتانیت، اکسیدهای فلزی مخلوطی هستند که در دهه ۱۹۳۰ کشف شدند. آنها تقریباً همزمان با سایر رنگدانههای تیتانیت و کرومیت (کروم یا نیکل آنتیموان تیتانیت زرد، تیتانیتهای قهوه ای، سیاه و سبز کرومیت کبالت) ساخته شدند [۱]. برای این ساختار، مهمترین قله رامان در $^{-1}$ ۵۸۵ ظاهر شده است که می-مهمترین قله رامان در $^{-1}$ ۵۵۸ ظاهر شده است که می-تواند به حالت ارتعاشی متقارن هشت وجهی ۶۵۰۶ و مد تقارنی P_1 نسبت داده شود. درشکل (۱) قله اصلی در تقارنی قله نمونه ۲۵۰۵ زر ایشان داده شده است. قوی ترین قله نمونه ۲۵۰۵ زر در $^{-1}$ ۵۸۶ رخ داده که تقارن P_1 ارتباط دارد و مربوط به کشش متقارن اتمهای O با یونهای فلزی در چهار وجهی AO_4 است. در

مقدمه

رنگدانههای CoTiO₄ و CoTiO₅ سبز از مخلوط اکسیدهای مختلف کبالت و تیتانیوم با فرآیند کلسینه کردن در دمای بالا تهیه می شوند که دمای فرایند بسته به رنگدانه از ۸۰۰ تا ۱۱۰۰ درجه سانتی گراد است. تنوع در موقعیتهای قله در طیفهای رامان برای کبالت تیتانیت سبز Co₂TiO₄ به دلیل تعویضهای یونی در ساختارهای اسپينل چنين رنگدانههايي است [۱]. يک ويژگي CoTiO₃ داشتن قله بزرگ طیف رامان است که در حدود ۷۰۰cm مشاهده می شود [۲]. رنگدانه های Co₂SiO₄ و CoSiO₃ نیز از جمله رنگدانههای پودری مورد توجه پژوهشگران هستند[۳]. در Co₂SiO₄ یک قله پر شدت در (۳ مشاهده می شود که توسط Lan و همکارانش ارایه شده است. آنها وجود قله مشخص شده در ۸۱۹ cm⁻¹ را گزارش دادهاند. این قله مشخصهی co-olivine است [۴]. از طرفی، رنگدانه کبالت تیتانیم CoTiO₃ دارای رنگ RAL 6000 (Patina green) میباشد[۵]. در این مقاله برای شناخت خواص فیزیکی و نوری رنگدانههای Co₂TiO₄، در صنعت استفاده CoSiO₃ Co₂SiO₄ ،CoTiO₃ می شوند و در آزمایشگاه نانورنگدانه ساخته شده است، طيف رامان و بازتاب آنها مورد آزمايش قرار گرفته است. رامان برای تشخیص رنگدانههای سنتز شده و طیف بازتاب برای تعیین رنگ و خواص انعکاس نواحی مرئی-مادون قرمز مورد نیاز می باشند. نوع رنگدانه به کمک طیف رامان ممکن است و کمیت رنگ با طیف بازتاب قابل تعیین است.

مواد و روش انجام آزمایش

رنگدانههای CoTiO₃ و Co₂TiO₄ مطابق توضیحات مقاله مرجع [۶] سنتز شدهاند. در پژوهشهای قبلی، این



برای رنگدانه \cosio_3 نیز قله \sinio_1 همین نوع رنگدانه است. طیف شکل (۴) که در تطابق با همین نوع رنگدانه است. طیف بازتاب توسط دستگاه UV-Vis-NIR برای نمونهها از ۱۹۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین نتایج رنگسنجی به کمک طیف بازتاب بدست آمد. نتیجه نتایج رنگسنجی برای $\cos_2 io_1$ و co_1io_1 نشان داد ۴۵,۱۹ (نگسنجی برای co_1iO_4 و co_1io_1 نشان داد ۴۵,۱۹ =*L داشت که روشنی نمونه را نشان میدهد. همچنین Co $_2 TiO_4$ و ۲,۱۹ بدست آمد. نتیجه ا+,۲۹ = ۴۵,۱۹ و ۲,۱۴ بوده است. برای $co_2 TiO_4$ آنها در شکل (۵) دیده می شوند. بازتاب کمتر از ۲۰ درصد آنها در شکل (۵) دیده می شوند. بازتاب کمتر از ۲۰ درصد می شود. هرچند قله بازتاب co_1iO_3 در ۵۹۴ نانومتر و قله می شود. هرچند قله بازتاب co_1iO_3 در ۵۹۴ نانومتر و قله بازتاب $co_2 TiO_4$ در حدود ۹۴۰ نانومتر یعنی مادون قرمز نزدیک دیده می شود.





شکل (۲) دو قله¹ ۶۸۶ cm و ۵۱۸ cm دیده می شود که

در شکل (۳) طيف رامان نمونه Co₂SiO₄ ديده مي شود. یک قله واضح در ۸۱۲ cm⁻¹ مشاهده می شود. گزارش یکسانی در این زمینه توسط Lan و همکارانش ارایه شده است. آنها وجود قله مشخص در ۸۱۹ cm را برای نمونه Co₂SiO₄ گزارش دادهاند. این قله نیز مشخصه -co olivine است [۴]. بنابراین رنگدانه ساخته شده کنونی به درستی تولید شده است و توسط رامان شناسایی شد. 35 Co₂Sio 25 intensity(a.u) 50 10 5 3200 800 1200 1600 2000 2400 2800 Raman shift(cm⁻¹)

مرجعها

[1] F. Casadio, A. Bezúr, I. Fiedler, K. Muir, T. Trad, S. Maccagnola, Pablo Picasso to Jasper Johns: a Raman study of cobalt-based pigments, Journal of Raman Spectroscopy, 43 (2012) 1761-1771.

[2] M.A. Ehsan, R. Naeem, H. Khaledi, M. Sohail, A.H. Saed, M. Mazhar, Fabrication of $CoTiO_3$ -TiO 2 composite films from a heterobimetallic single source precursor for electrochemical sensing of dopamine, Dalton Transactions, 45 (2016) 10222-10232.

[3] K. Fujino, D. Nishio-Hamane, K. Suzuki, H. Izumi, Y. Seto, T. Nagai, Stability of the perovskite structure and possibility of the transition to the post-perovskite structure in CaSiO3, FeSiO3, MnSiO3 and CoSiO3, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 177 (2009) 147-151.

[4] D. Lan, Z. Gao, Z. Zhao, G. Wu, K. Kou, H. Wu, Double-shell hollow glass microspheres@Co2SiO4 for efficient electromagnetic wave absorption, Chemical Engineering Journal, 408 (2021) 127313.

[5] M. El Hadri, H. Ahamdane, M.E.I. Raghni, Effect of sol-gel method on colour properties of the classical cobalt olivine (Co 2 SiO 4) ceramic pigment, Bulletin of Materials Science, 40 (2017) 375-382.

[6] S.Y. Vaselnia, M. Khajeh Aminian, R.D. Banadaki, Experimental and theoretical study on the structural, electronic, and optical properties within DFT+U, Fxc kernel for LRC model, and BSE approaches. Part I: CoTiO3 and Co2TiO4 pigments, Powder Technology, 390 (2021) 50-61. برای رنگدانههای سیلیکاتی $L^{2}=0.05iO_{3}$ نتایج بدست آمده عبارت بودند از $L^{*}=0.4$ و $T \cdot r = 5$ و $a^{*} - 19.6$ و برای $b^{*}=-19.6$ و $T \cdot r = 5$ و $b^{*}=-19.6$ و برای $b^{*}=-19.6$ و $co_{2}SiO_{4}$ (2) دیده می شوند. و $b^{*}=-17.6$ و برای $b^{*}=-17.6$ و $co_{2}SiO_{4}$ (2) دیده می شوند. بازتاب این نمونهها برخلاف رنگدانههای قبلی که هر دو کمتر از ۲۰ درصد بودند، با هم اختلاف زیادی را نشان می دهند. بازتاب COSiO_{3} کمتر از 10 درصد در کل بازه می دهند. بازتاب COSiO_{3} کمتر از 10 درصد در کل بازه مرد در 20 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (100 نانومتر به حدود ۶۰ درصد افزایش یافته است. هرچند (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر بوده و در محدوده مادون قرمز نزدیک (200 متغیر معنا، نمونه 200 مادون بازتاب تابش (200 مقاصد خنک کاری تابشی از طریق بازتاب تابش (200 مادون قرمز می باشد.



نتيجهگيرى

با توجه به نیاز صنعت به انواع رنگدانه ها از جمله رنگدانههای سرامیکی، شناسایی و بررسی خواص نوری آنها بسیار مهم است. طیف سنجی بازتاب نوری و طیف رامان میتواند خواص آنها را نشان داده و به اصلاح و افزایش کیفیت آنها کمک کند. چهار رنگدانه Co₂TiO₄، Co₇TiO₃، کیفیت آنها کمک کند. جهار رنگدانه در Co₂TiO₄، دCo₂TiO₄ هستند، که در این پژوهش مطالعه شدند. به طور خلاصه،



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



پیش بینی و پایش محتوای آب برگ در گیاه خیار با استفاده از طیف سنجی مرئی-مادون قرمز نزدیک (VIS/NIR)

وحید شتابی'، رضا طاهری قهریزجانی'، عزالدین مهاجرانی'*

^۱پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.

*<u>e-mohajerani@sbu.ac.ir</u>

چکیده – محتوای آب برگ گیاه یکی از پارامترهای فیزیولوژیکی است که معمولاً برای توصیف وضعیت رشد و بهره وری محصول استفاده می شود. بنابراین روشهای سریع و غیر تهاجمی برای پیش بینی و پایش آب برگ گیاه مهم هستند. در این مطالعه یک روش سریع و دقیق با استفاده از طیف سنجی مرئی–فروسرخ (VIS-NIR) در ناحیه (mn 1100-400) روی گیاه خیار برای پایش محتوای آب برگ آزمایش شد که می توان از آن برای تعیین سایر پارامترهای بیوشیمیایی مانند کلروفیل استفاده کرد. نتایج ارائه شده می تواند منجر به توسعه ابزار قابل حمل برای تشخیص همزمان محتوای آب و سایر پارامترهای بیوشیمیایی هانند کلروفیل استفاده کرد. نتایج ارائه شده تهاجمی شود.

كليد واژه- طيف سنجي مرئي-مادون قرمز نزديك (VIS-NIR)، كشاورزي هوشمند، محتواي آب برگ.

Prediction and monitoring of leaf water content in cucumber plant using visible-near infrared spectroscopy (VIS/NIR)

Vahid Shetabi¹, Reza Taheri Ghahrizjani¹, Ezeddin Mohajerani^{1*}

¹Shahid Beheshti University, Laser & plasma Research Institute, Tehran, Iran.

<u>*e-mohajerani@sbu.ac.ir</u>

Abstract- The leaf water content of the plant is one of the physiological parameters that is commonly used to describe the growth status and productivity of the crop. Therefore, fast and non-invasive methods are important for predicting and monitoring plant leaf water. In this study, a fast and accurate method was used using visible-infrared spectroscopy (VIS-NIR) in the range (400-1100 nm) on cucumber plant to monitor leaf water content, which can be used to determine other biochemical parameters such as chlorophyll. The presented results can lead to the development of portable tools for simultaneous detection of water content and other biochemical parameters quickly and non-invasively.

Keywords: Leaf water content, Precision agriculture, UV-VIS spectroscopy.
جهت کاهش اثر اختلاف اندکی که ممکن است در طیفهای دریافتی وجود داشته باشد ده بوته در شرایط یکسان تحت آزمایش قرار گرفتند. با توجه به زمان بر بودن آزمایشها، فرآیندهای آزمایش برای هر نمونه سه بار تکرار شده است. طیفهای ثبت شده بوسیله طیفسنج شده است. طیفهای ثبت شده بوسیله طیفسنج اندازه گیری شده است. شکل ۲ چیدمان مورد استفاده برای بدست آوردن طیفها را نشان می دهد.



شکل ۲: شماتیک چیدمان عبوری طیف سنجی استفاده شده برای ثبت طیفها.

لازم به ذکر است دما و رطوبت محیط کنترل شده و شرایط اندازه گیری برای همه یکسان بوده است و طیفها از برگ چهارم و هفتم ثبت شده اند. شکل ۳ چیدمان استفاده شده اندازه گیری را نشان میدهد.



شکل ۳: چیدمان استفاده شده برای اندازه گیری و ثبت طیف ها.

نتايج آزمايش

در ابتدا پایداری منبع نور مورد استفاده بررسی شد، که در نتیجه آن دریافتیم بعد از گذشت ۴۰ دقیقه از روشن ماندن لامپ هالوژن تنگستن به حالت پایدار خود میرسد. شکل۴ پایداری لامپ استفاده شده را برای دو ساعت نشان میدهد

مقدمه

آب یکی از مهم ترین موارد نیاز گیاهان است. تنش آبی تعرق گیاه را محدود می کند و به دنبال آن فتوسنتز و بهرهوری محصول كاهش پيدا مي كند. بنابراين تشخيص محتواي آب در گیاه پیامدهای مهمی در شیوههای مدیریت کشاورزی از جمله آبیاری و پیش بینی عملکرد محصول دارد[۱]. استفاده از فناوری فوتونیک در حوزه غذا و کشاورزی اخیراً بسیار مورد توجه محققین و پژوهشگران قرار گرفته است. از جمله این تحقیقات میتوان به تشخیص سریع کیفیت غذا و محصولات کشاورزی[۲] و رصد و پایش روند رشد گیاه با استفاده از روشهای غیر تهاجمی اشاره کرد. طیف سنجی نوری که تکنیک فوقالعاده برای شناسایی ریز ساختار طیفی مواد است، گزینه مناسبی برای نمونههای زیستی است که میتواند کاربردهای بسیاری در حوزههای غذا و کشاورزی داشته باشد. ما در این گزارش با استفاده از طیف سنجی بر روی بوته خیار در شرایط یکسان آزمایشگاهی، اقدام به پایش و رصد محتوای آب برگ گیاه كرده، كه با استفاده از آن مي توان زمان دقيق رسيدن آب به برگ گیاه را پایش کرد، و روشی برای تشخیص زمان دقیق آبیاری گیاه ارائه داد.

روش کار

ده گلدان خیار رقم گلخانهای هیبرید جهت بررسی انتخاب و کاشته شد. انتخاب این رقم خیار بر مبنای دوره کوتاه رشد و مقاوم بودن در برابر تنشهای کم آبی و آفات بوده است. شکل ۱ تصویر این بوتهها را نشان میدهد.



شکل ۱: بوته خیارهای استفاده شده در این گزارش.

که هر دو دقیقه یک طیف ثبت شد و در ناحیه زرد رنگ بعد از ۴۰ دقیقه به حالت پایدار خود رسید. برای همه طیفهای ثبت شده لامپ به مدت ۴۰ دقیقه قبل از اندازه گیری روشن شد تا به پایداری برسد.



شکل ۴: طیف پایداری لامپ هالوژن تنگستن به مدت دو ساعت و ثبت هر دو دقیقه یک طیف.

بعد از آماده سازی چیدمان و فراگرفتن برگ مورد نظر در ستاپ شروع به ثبت طیفها کردیم. طیف سنج را تنظیم کردیم که در هر یک دقیقه یک طیف برای ما ثبت کند. ده دقیقه اول بدون تغییر در شرایط اندازه گیری طیفها ثبت شد و بعد از گذشت ده دقیقه ۳۰۰ میلی لیتر آب به گلدان اضافه شد، تغییرات جذب اتفاق افتاده برگ بوته در شکل ۵ ترسیم شده است.



شکل ۵: طیف جذب ثبت شده در زمان با فاصله زمانی یک دقیقه

لازم به ذکر است محل ثبت طیفها را با فویل آلومینیومی تا حد امکان پوشاندیم تا نویز محیط به حداقل برسد. همانطور که در شکل فوق مشاهده میشود، بعد از اینکه آب به گلدان اضافه میشود ده دقیقه طول می کشد که آب از طریق ریشه جذب و به برگ برسد. به محض اینکه آب به برگ می رسد با فراهم شدن شرایط فوتوسنتز و کلروفیل سازی ما تغییرات جذب را در نواحی خاصی از طیف (۴۸۰ مازی ما تغییرات جذب را در نواحی خاصی از طیف (۴۸۰ کروه کلروفیل (ماد وی توی تر داریم. به طور کلی سبزی گروه کلروفیل (کلروفیل a و کلروفیل d) می باشد. در جذب می کنند و انرژی لازم برای انجام واکنش گاز دی اکسید کربن با آب را فراهم می کند [۳]. شکل ۶ تغییرات جذب در واحد زمان را برای طول موج های ۴۸۰ ، ۶۷۰ و جذب در ایم رامی را مرای طول موج های ۴۸۰ ، ۶۷۰ و



شکل ۶: نمودار تغییرات جذب در واحد زمان برای طول موجهای ۴۸۰، ۶۸۰ و ۷۶۰ نانومتر.

برای تایید این فرآیند تست رنگ سنجی نیز انجام شد. در شکل ۷ میبینیم که رنگ حاصل از این فرآیند نیز تغییرات رنگ به سمت رنگ سبز را نشان میدهد، که بیانگر افزایش کلروفیل سازی با وارد شدن آب به برگ میباشد. در اینجا چون از ستاپ عبوری برای رنگ سنجی استفاده شده، طیف

لامپ هالوژن عبوری با جذب و PL حاصل از برگ به عنوان رفرنس انتخاب شده است.



همچنین تست (PL (photoluminescence نیز برای این فرآیند انجام شد. برای این کار از LED فرابنفش با طول موج ۳۶۰ نانومتر برای تحریک استفاده شد و تغییرات PL در واحد زمان ثبت گردید نتایج آن در شکل ۸ نشان داده شده است.



نتيجهگيرى

با توجه به نتایج بهدست آمده مشخص گردید با بهره گیری از مشخصات طیفی برگ گیاه میتوان بصورت غیر تهاجمی محتوای آب گیاه را پیش بینی و پایش کرد. در این روش اگر چه گیاهان با هم تفاوت دارند ولی رفتارشان مشابه یکدیگر بوده و با وارد شدن آب به بافت گیاه از طریق مشخصات طیفی قابل پایش میباشد. این روش با توجه به سادگی و غیرتهاجمی بودن و هزینه پایین میتواند به عنوان محتوای آب برگ گیاهان برای هوشمند سازی آبیاری در گلخانهها باشد که در بازه زمانی کم و با دقت بالا مورد استفاده قرار گیرد.

سپاسگزاری

از مدیریت گلخانه آلاء سرکار خانم دکتر سیمه طاهری به جهت تهیه، مشاوره نگهداری و تغذیه بوتههای استفاده شده در این پژوهش سپاس فراوان داریم.

مرجعها

- [1] Q. Zhang, Q.Li, G Zhang, "*Rapid determination of leaf water content using VIS/NIR spectroscopy analysis with wavelength selection.*" Spectroscopy: An International Journal 27.2, 2012.
- [2] H. Wang, J. peng, C. Xie, Y. Bao, Y. He, "Fruit quality evaluation using spectroscopy technology: a review." Sensors 15.5, 2015.
- [3] L. Taiz, E Zeiger, *Plant physiology and development*. No. Ed. 6. Sinauer Associates Incorporated, 2015.





تعیین غلظت آموکسی سیلین باقیمانده در شیر به روش طیف سنجی FTIR بهنام طالاری^۱، شهاب نوروزیان علم^{۱*}، حسین کیانی^۲، سجاد کرمی^۲، بیژن غفاری^۲ دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده فیزیک، آزمایشگاه فوتونیک ، تهران، ایران ^۱ دانشگاه تهران، پردیس کشاورزی و منابع طبیعی, دانشکده صنایع غذایی، آزمایشگاه زیست فراوری و زیست

 $\underline{\text{tntbehnam@gmail.com}^1, \text{norouzian@iust.ac.ir}^1, \underline{\text{hokiani@ut.iust.ac.ir}^2, \underline{\text{sa.karami77@gmail.com}^2, \underline{\text{ghafary@iust.ac.ir}^2} } }$

سنجش, کرج، ایران ۲

چکیده – یکی از راه های تشـخیص سـاختار ترکیبات مجهول به خصـوص ترکیبات آلی اسـتفاده از روش های اپتیکی مانند طیف سنجی ا ست. در این مقاله، با به کارگیری طیف سنجی فرو سرخ و یا ا صطلاحا FTIR ^۱ به تعیین میزان آلودگی شیر نا شی از تزریق آنتی بیوتیک آموکسـی سـیلین به گاو پرداخته میشـود. در اثر مصـرف شـیر آلوده به آنتی بیوتیک در اندازه غیر مجاز، عوارض خطرناکی برای انسان به وجود می آید. در این پژوهش، با ترکیب شیر سالم با آموکسی سیلین در غلظت های مختلف و طیف سنجی نمونه های شیر آلوده، میزان تغییرات شدت جذب در نواحی مختلف طول موجی و بهره گیری از قانون بیرلامبرت ^۲ رابطه بین میزان غلظت و جذب در ناحیه ¹-۱۷۰۰cm الی ¹-۱۸۰۰cm به وجود می آید. همب ستگی خطی ن شان میدهد که مربع ضریب همب ستگی^۳ (R²) منطنت و جذب در ناحیه است.

کلید واژه- شیر، آنتی بیوتیک، آموکسی سیلین، طیف سنجی، فروسرخ

Determination of Concentration of the Residual Amoxicillin in Milk Using FTIR Spectroscopy

Behnam Talari¹, Shahab Norouzian Alam^{*1}, Hossein Kiani², Sajad Karami², Bijan Ghafari¹

Fourier-Transform Infrared spectroscopy' Beer-lambert law ^r R-Square^r

Photonics Laboratory, Department of Physics, Iran University Science And Technology, Iran, Tehran

Bioprocessing and Biodetection Lab (BBL), Department of Food Science and Technology, University of Tehran, Karaj, Iran

$\underline{\text{tntbehnam@gmail.com}^1, \text{norouzian@iust.ac.ir}^1, \text{hokiani@ut.iust.ac.ir}^2, \underline{\text{sa.karami77@gmail.com}^2, } \\ \underline{\text{ghafary@iust.ac.ir}^2}$

Abstract- In this paper, different concentrations of Amoxicillin solution were added to intact milk, and samples were analyzed using FTIR Spectroscopy. IR spectrum can show some absorption peaks, an indication absorption of passing light through the mixture of milk and Amoxicillin molecules. Between 1700 cm⁻¹ to 1800cm⁻¹ spectral region, there is a strong absorption peak, being stronger by increasing the amoxicillin concentration. Applying statistics operation as linear regression and calculate R-square, it revealed that there is a linear relation between concentration and absorption according to beer-lambert law. The R-square factor is about 0.96. This experiment can be a validation of using the FTIR spectroscopy to detect amoxicillin dopant in milk, which is very useful in dairy industries.

Keywords: Milk, Antibiotic, Amoxicillin, Spectroscopy, Infrared

به این صورت است که پرتوهای ناحیه فروسرخ به نمونهی مورد نظر تابش می کند و در اثر برهمکنش آن با نمونه ، طیف عبوری بدست می آید. نکته مهم آن است که بخشی از طیف توسط پیوندهای بین مولکولی جذب و انرژی آن صرف نوسان پیوندهای مولکولی میشود. در نهایت، طیف عبوری به تفکیک عدد موج و شدت، مورد تحلیل قرار میگیرد و در نمودار طیف عبوری، دره و قله ناشی از جذب دیده میشود. البته طیف عبوری به طیف جذبی قابل تبدیل است و میتوان شدت جذب را از شدت عبور بدست آورد.

با توجه به ساختار آموکسی سیلین و پیوندهای سازنده آن مانند؛ O-O، O-H و N-H انتظار میرود نوسانات مولکولی در این این نواحی شدیدتر باشد. به عبارتی جذب بیشتری در این ناحیه مشاهده شود. علاوه بر این، پیوندها از نوع پیوندهای قوی و کشسان هستند [۱].

نمونه سازی و تجهیزات آزمایشگاهی

غلظتهای آلودگی نمونه های شیری براساس قوانین سلامت غذایی اروپا تعیین شد [۲]. براین اساس بالاترین حد مجاز غلظت آموکسی سیلین در شیر به میزان ۴ میکروگرم بر لیتر اعلام شده است. در این آزمایش شش

مقدمه

به جهت جلوگیری از شیوع بیماری های دامی و افزایش سلامت آنها، انواع مختلفی از آنتی بیوتیک به دامهای سبک و سنگین همچون گاوهای شیرده تزریق یا خورانده میشود. این درحالی است که بخشی از این آنتی بیوتیکها در شیر باقی میماند و در زنجیره مصرف انسانی لبنیات بیماری های گوناگونی را پدید میآورد. در این مقاله با طیف سنجی نمونه های شیر آلوده به آنتی بیوتیک آموکسی سیلین و تحلیل آماری دادهها، انتظار می رود تا روشی جدید، دقیق و سریع در جهت ارتقای امنیت غذایی صنایع لبنی ارائه شود. آموکسی سیلین از پرمصرف ترین آنتی بیوتیک هاست که در دسته بندی دارویی خانواده بتالاکتام جای دارد.

طيف سنجى فروسرخ

طیف سنجی فروسرخ معروف به FTIR یکی از رایج ترین تجهیزات سنجش ترکیبات آلی، پلیمری و روغنی است. در این دستگاه با استفاده از روش (Fourier Transforned) طیف فروسرخ مورد سنجش قرار میگیرد. فرآیند عملکرد آن

> نمونه شیر آلوده به آموکسی سیلین با غلظت های ۱، ۲، ۴، ۶، ۸ و ۱۰ (میکروگرم بر لیتر) مورد مطالعه طیفی قرار گرفت تا ناحیه مجاز و غیرمجاز آلودگی مورد سنجش واقع شود. لازم به ذکر است که شیر سالم و بدون آلودگی از نژاد هولشتاین تهیه شد و داروی استفاده شده محصولی از شرکت کلا لابراتوریا بلژیک با نام تجاری آموکسیکل ۱۵ میباشد.

> دستگاه مورد استفاده نیز WQF-510A/520A ، از مجموعه دستگاه های اسپکتروسکوپی از شرکت Rayleigh Analytical Instrument است که برای طیف سنجی نمونهها استفاده شد. ناحیه طیفی کارکرد دستگاه از ۳۵۰ cm⁻¹ تا ۲۵۰۰cm⁻¹ میباشد و رزولشن آن نیز از مرتبه ۰٫۸۵cm⁻¹

> در تحلیل نموداری و آماری نتایج آزمایش از نرم افزار Origin (نسخه ۲۰۱۹) استفاده شد. همچنین از تحلیل همبستگی خطی به عنوان الگوی آماری برای تحلیل دادهها به کار گرفته شد. همبستگی خطی رفتار خطی تغییر شدت به ازای تغییر غلظت را مورد بررسی قرار می دهد.

> براساس قانون بیرلامبرت نیز (Beer-lambert law) داریم [۳]:

$$A = \log(\frac{I_0}{I}) = \varepsilon lc \tag{1}$$

در این فرمول A میزان جذب نمونه (بدون واحد) ، I شدت پرتو عبوری و Io شدت نور اولیه، *I* طول مسیر نوری (m)، c غلظت نمونه (g/lit) و ع ضریب جذب مولار (g/lit.m) میباشد. براین اساس شدت جذب با میزان غلظت رابطه ی مستقیم دارد پس می توان نمودار خطی بین غلظت و شدت جذب برقرار کرد.

نتايج آزمايش

نتایج طیفی نمونه های شیر آلوده به آموکسی سیلین نشان میدهد که در نواحی ۱۰۰۰ cm⁻¹ الی ۱۸۰۰ cm⁻¹ توالی تغییر شدت از نمونه غلیظ به رقیق وجود دارد. به این ترتیب معیار سنجش میزان آلودگی شیر، شدت جذب پرتو در این نواحی است. شکل ۱ نمایانگر تغییرات سریالی شدت پرتو عبوری با تغیرات غلظت است.



شکل۱: تغییر شدت در ناحیه ۱۷۰۰ cm^{-۱} الی ۱۸۰۰ rm

با توجه به تغییر شدت، میتوان جذب هر طیف را بدست آورد و با یکدیگر مقایسه کرد و الگوی خطی تغییرات را نیز استخراج کرد. جدول ۱ بیانگر میزان جذب هر نمونه میباشد.

نمونه	هر	غلظت	و	جذب	شدت	مقادير	:۱	جدول
-------	----	------	---	-----	-----	--------	----	------

غلظت (میکروگرم بر لیتر)	جذب (^۴ -۲۰×)
١	١٧
٢	١
۴	۲۲۰
۶	94.
٨	17
١.	١٧٩٠

نتيجه گيرى

با توجه به تحلیل بدست آمده از نتایج طیف سنجی می توان گفت ناحیه فروسرخ میانی قابلیت تشخیص میزان آلودگی شیر را دارد. البته با توجه به ساختار پیچیده و ماتریسی شیر همپوشانی های طیفی زیادی در آن وجود دارد، اما با این حال، مدل آماری تغییرات شدت جذب متناسب با میزان تغییرات غلظت را با دقت بالا محاسبه کرد. با توجه به نتیجه مثبت این پژوهش، تیم تحقیقاتی بر این باور است که این روش درتعیین میزان آلودگی هایی مانند باکتریهای کلیفرم ها هم روشی کارآمد و موثر باشد.

مرجعها

- National Center for Biotechnology Information (2021). PubChem Compound Summary for CID 33613, Amoxicillin. Retrieved December 9, 2021.
- [2] Burmańczuk, Artur et al. "Withdrawal of Amoxicillin and Penicillin G Procaine from Milk after Intramammary Administration in Dairy Cows with Mastitis." *Journal of veterinary research* vol. 61,1 37-43. 4 Apr. 2017.
- [3] Pavia, D. L., Lampman, G. M., & Kriz, G. S, Introduction to spectroscopy: A guide for students of organic chemistry. p. 599, Cengage Learning, 2013.

در جدول ۲ نیز خلاصه ای از تحلیل آماری واریازی خطی براساس میزان غلظت نمونه ها و شدت جذب آورده شده است.

جدول ۲: خلاصه نتایج تحلیل همبستگی خطی



شکل ۲: نمودار همبستگی خظی بر داده ها طیف سنجی

در این تحلیل یکی از مهم ترین فاکتورهای سنجش مربع ضریب همبستگی (R²) میباشد که هر چقدر نزدیک تر به ۱ باشد صحت تحلیل بالاتر است. این متغیر برای آزمایش غلظت شیر آلوده با استفاده از طیف سنجی FTIR در حدود ۰٫۹۶ محاسبه شد. این بدان معنی است که میزان نزدیکی نتایج آزمایش به خط همبستگی بالاست و داده ها رفتار شبه خطی خودشان نشان داده اند.





تقویت طیف رامان سیکلوهگزان به روش طیف سنجی رامان تقویت یافته فیبری

محمد صادق توکلی وندیشی، سید حسن توسلی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران، ایران

طیفسنجی رامان به عنوان یک روش قدر تمند حسگری، توجه محققان بسیاری را به خود جلب کرده است. از معایب این روش، سطح مقطع پایین پراکندگی رامان و ضعیف بودن سیگنال رامان است. برای تقویت سیگنال رامان روشهای متعددی پیشنهاد شده که در این میان میتوان به طیفسنجی رامان تقویت یافته فیبری اشاره کرد. در این روش با افزایش طول مسیر اپتیکی، برهمکنش نور لیزر با نمونه افزایش یافته و در نتیجه سیگنال رامان تقویت میشود. برای این کار اغلب از فیبرهای هسته تهی و لولههای مویین استفاده میشود. در استفاده از لولههای مویین، به منظور ایجاد بازتاب داخلی کلی، از مایعاتی با ضریب شکست بالاتر از شکست شیشه سازنده لوله مویین استفاده میشود. در این پژوهش از لولههای مویین حاوی سیکلوهگزان به عنوان نمونه هدف با ضریب شکستی کمتر از شیشه، در ابعادی مختلف، به عنوان موجبر استفاده شده است. همچنین تاثیرات قطر لوله مویین و طول آن در افزایش سیگنال رامان مورد بررسی قرار گرفت.

كليد واژه- بازتاب داخلي كلي، سيكلوهگزان، ضريب شكست، طيف سنجي رامان تقويت يافته فيبري، لوله مويين

Amplification of Cyclohexane Raman Spectra by Fiber-Enhanced Raman Spectroscopy (FERS)

Mohammad Sadegh Tavakkoli Vandishi, Seyyed Hassan Tavassoli

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Velenjak, Tehran, Iran

msadegh.tavakkoli@gmail.com, h-tavassoli@sbu.ac.ir

Raman spectroscopy as a powerful sensing method has attracted the attention of many researchers. Disadvantages of this method are low cross-section of Raman scattering and weak Raman signal. Several methods have been proposed to amplify the Raman signal, including fiber-enhanced Raman spectroscopy. In this method, by increasing the optical path length, the interaction of the laser light with the sample increases and the Raman signal is amplified. Hollow core fibers and capillary tubes are often used. In capillary tubes, in order to Total internal reflection, liquids with a refractive index higher than the refractive index glass of the capillary tube are used. In this research, capillary tubes containing cyclohexane have been used as a target sample with a refractive index lower than glass, in different dimensions, as a waveguide. The effects of capillary tube diameter and length on increasing Raman signal were also investigated.

Keywords: Capillary Tube, Cyclohexane, Fiber-Enhanced Raman Spectroscopy, Refractive Index, Total Internal Reflection

784

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

توسعه حسگرهای شیمیایی مبتنی بر فیبرهای نوری در چندین دهه گذشته به سرعت در حال رشد است. فیبرهای نوری مزایای بسیاری دارند که از جمله آنها می توان به تضعیف کم سیگنال، امکان حسگری از راه دور، استفاده از حجم کم نمونه برای حسگری و انعطاف یذیری بالا اشاره کرد. با این حال، در حسگرهای مبتنی بر فیبر نوری، برهمکنش بین نور لیزر و نمونه مورد بررسی که از طريق نفوذ موج فرار (به دست مي آيد، ضعيف است [۱]. این برهمکنش را می توان با استفاده از بازتاب داخلی کلی در فیبرهای هسته تهی^۲ و لولههای مویین^۳ افزایش داد، در سالهای اخیر طیفسنجی رامان به عنوان یک روش قدرتمند حسگری توجه محققان بسیاری را به خود جلب کرده است. طیف سنجی رامان بر اساس پراکندگی غیر الاستیک نور در فرکانسهای پایین، جهت اندازهگیری مدهای ارتعاشی مولکول است. از معایب طیفسنجی رامان سطح مقطع پایین پراکندگی رامان و در نتیجه ضعیف بودن سیگنال رامان است. ترکیب لولههای مویین یا فيبرهاي بلور فوتوني هسته تهي^۴ با طيفسنجي رامان دارای مزایای جذابی مانند تقویت سیگنال رامان است. این تکنیک از سال ۲۰۰۰ میلادی مورد توجه قرار گرفت و در سالهای گذشته با عنوان رامان تقویت یافته فیبری^۵ نامگذاری شد [۲]. در این پژوهش به بررسی تقویت سیگنال رامان سیکلوهگزان به عنوان نمونه هدف و تاثیر

> Evanescent wave ' Hollow core fiber ' Capillary tube ' Hollow core photonic crystal fiber ' Fiber Enhanced Raman Spectroscopy ^a

قطر و طول لولههای مویین در افزایش سیگنال رامان خواهیم پرداخت.

ساز و کار موجبری در فیبرهای مویین

همانطور که اشاره شد نمونه مورد بررسی سیکلوهگزان است. این نمونه در طول موج ۵۳۲ نانومتر دارای ضریب شکست ۱.۴۲۹۳ است [۳]. با توجه به اینکه شیشه در این طول موج دارای ضریب شکست ۱.۴۶۰۷ است [۴] و با درنظر گرفتن قانون اسنل، با ورود نور نزدیک به زاویه صفر درجه نسبت به خط عمود بر سطح مقطع لوله مویین، در سطح تماس سیکلوهگزان و شیشه، نور لیزر دچار شکست شده و به داخل شیشه نفوذ میکند. اما در سطح تماس شیشه با هوا تحت بازتاب داخلی کلی قرار گرفته و درون شیشه باقی میماند (شکل ۱).



شکل ۱: شماتیک ساز و کار موجبری درون لوله مویین به همراه سیکلوهگزان.

چیدمان رامان

چیدمان حاصل برای دریافت بیشترین پراکندگی به صورت بازتابی بسته شده است به گونهای است که نور لیزر پس از بازتاب از آینه دو رنگی وارد عدسی شده و بر روی سطح مقطع داخلی لوله مویین کانونی میشود. در نتیجهی برهمکنش متعدد نور لیزر با نمونه، پراکندگی رامان تولید شده به سمت عقب در طول فیبر توسط عدسی جمعآوری شده و به سمت اسپکترومتر هدایت

می شود. باید توجه داشت نور لیزر توسط فیلتر ناچ حذف می شود و اجازه ورود به اسپکترومتر را نخواهد داشت. بعد از آن با نرم افزار تانسو اطلاعات ورودی تحلیل می گردد. طول موج لیزر استفاده شده در این چیدمان ۵۳۲ نانومتر (هماهنگ دوم Nd:YAG) و توان لیزر ۱۰ میلی وات است.



شکل ۲: شماتیک چیدمان طیف سنجی رامان ۵۳۲ نانومتر.

برای اطمینان از موجبری لوله مویین حاوی سیکلوهگزان، لوله در محیط هوا و عدم موجبری در محیط سیکلوهگزان، لوله شیشهای با قطر داخلی ۵ میلیمتر و قطر بیرونی ۷ میلیمتر انتخاب میکنیم. لوله مویین با قطر داخلی ۱.۲ میلیمتر و قطر بیرونی ۱.۶ میلیمتر را دقیقا در مرکز لوله بزرگتر قرار میدهیم. طول لوله در هر دو مورد ۷۵ میلیمتر است. سیکلوهگزان را درون لوله مرکزی ریخته و طبق چیدمان شکل ۲ طیف رامان حاصل از آن را دریافت میکنیم. در ادامه با ریختن سیکلوهگزان در لوله با قطر بزرگتر، مجددا طیف رامان سیکلوهگزان در وله با قطر زمان جمعآوری نور توسط CCD، ۱ ثانیه است. متداول به این صورت است که سیکلوهگزان را درون ظرف



شکل ۳: الف) سطح مقطع دو لوله ب) لوله درونی و بیرونی حاوی سیکلوهگزان ج) تابش نور لیزر درون لوله مویین درونی حاوی سیکلوهگزان در محیط هوا د) تابش نور لیزر در لوله مویین درونی حاوی سیکلوهگزان در محیط سیکلوهگزان.

ابتدا لولهای شیشهای با قطر داخلی ۳ میلیمتر و قطر بیرونی ۵ میلیمتر را به عنوان نمایندهای از این ظرف شیشهای در نظر می گیریم. با کاهش قطر لوله در ابعاد، قطر داخلی ۱.۲ میلیمتر و قطر خارجی ۱.۶ میلیمتر و لولهای دیگر در ابعاد قطر داخلی ۴۰۰ میکرون و قطر بیرونی ۶۰۰ میکرون، طیف رامان را در هر یک از این موارد ثبت می کنیم. طول لوله در موارد ذکر شده ۷۵ میلیمتر است. سپس با استفاده از لوله مویین با قطر داخلی ۴۰۰ میکرون و قطر بیرونی ۴۰۰ میکرون، در طول های مختلف اثر افزایش طول لوله در تقویت سیگنال رامان را بررسی میکنیم. در تمامی مراحل آزمایش از رامان را بررسی میکنیم. در تمامی مراحل آزمایش از

نتايج

مطابق شکل ۳ قسمت ج و د، طیف رامان حاصل، در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود زمانی که درون لوله مویین به قطر ۱.۲ میلی متر سیکلوهگزان ریخته شود، در حالی که محیط اطراف آن را هوا در بر گرفته، نور لیزر درون لوله مویین هدایت شده و سیگنال رامان بیشتری را تولید می کند. بر خلاف آن



شکل ۶: تاثیر طول لوله مویین با قطر داخلی ۴۰۰ میکرون و قطر بیرونی ۶۰۰ میکرون بر افزایش سیگنال رامان سیکلوهگزان در طول موج ۶۲۷ نانومتر.

نتيجهگيرى

استفاده از لولههای مویین در تقویت سیگنال رامان، روشی ساده و کم هزینه برای نمونههای مایع است. در بسیاری از آزمایشات طیفسنجی رامان تقویت یافته فیبری، برای ایجاد بازتاب داخلی درون لوله مویین از مایعاتی با ضریب شکست بالاتر از ضریب شکست شیشه استفاده میشود. اما در این پژوهش نشان داده شده حتی برای مایعاتی با ضریب شکست کمتر از ضریب شکست شیشه مانند سیکلوهگزان نیز این روش میتواند کارآمد باشد.

مرجعها

- Schmidt, H., Hawkins, A.R. Optofluidic waveguides: I. Concepts and implementations. Microfluid Nanofluid 4, 3–16 (2008).
- [2] Alexey V. Markin, Natalia E. Markina, Irina Yu. Goryacheva. Raman spectroscopy-based analysis inside photonic-crystal fibers. Elsevier. 2017.
- [3] K. Kerl, H. Varchmin. "Refractive index dispersion (RID) of some liquids in the UV/VIS between 20°C and 60°C". Journal of Molecular Structure, Volume 349, 1995, Pages 257-260.
- [4] I. H. Malison. "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica". Journal of the Optical Society of America (1965)

زمانی که علاوه بر داخل لوله مویین، بیرون آن را نیز سیکلوهگزان در بر بگیرد، لوله مویین به عنوان موجبر عمل نکرده و سیگنال رامان بسیار ضعیف است.



شکل ۴: طیف رامان سیکلوهگزان درون لوله مویین در محیط هوا (مشکی) و محیط سیکلوهگزان (قرمز)

در شکل ۵ نشان داده شده با کاهش قطر لوله علاوه بر کاهش حجم نمونه، شاهد افزایش سیگنال خواهیم بود و اثر لوله مویین در بازتابهای متوالی، تاثیر بیشتری دارد.



شکل ۵: تاثیر قطر لولههای شیشهای به طول ۷۵ میلیمتر بر افزایش سیگنال رامان

نمودار شکل ۶ نشان می دهد با افزایش طول لوله مویین با قطر داخلی ۴۰۰ میکرون و قطر بیرونی ۶۰۰ میکرون شاهد افزایش سیگنال رامان بودیم.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی تأثیر جنس تیپ و لایهنشانی آن بر تقویت میدان الکتریکی در طیفسنجی رامان تقویتشده با تیپ عادله نوری، مریم بحرینی، سید هاشم عارف دانشگاه قم، قم، ایمیل: a.noori1374@gmail.com

M_Bahreini@iust.ac.ir:دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایمیل:h-aref@qom.ac.ir دانشگاه قم، قم، ایمیل:

چکیده – در این مقاله از روش تفا ضل محدود در حوزه زمان برای تخمین شدت و توزیع میدان الکتریکی تقویت شده بصورت موضعی در طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ (TERS) در مجاورت تیپ مخروطی شکل به قطر نوک ۱۰ نانومتر ا ستفاده شده ا ست. تأثیر ا ستفاده از مواد مختلف برای تیپ در مجاورت زیر لایه و همچنین اثر لایه نشانی نازک فلزهای مختلف بر روی تیپ در میزان تقویت میدان الکتریکی برر سی شده ا ست. جنس تیپ در سیستم TERS از موادی نظیر طلا، نقره، آلومینیوم و سیلیکون و همچنین حالت ترکیبی از این مواد بصورت لایه نشانی در نظر گرفته شده است. نتایج نشان میدهد که در حالتی که لایه نشانی و بستر هر دو از جنس طلا با شند، بیشترین تقویت میدان ایجاد می شود و هر چه ضریب خاموشی ماده فلزی کمتر باشد تقویت میدان الکتریکی بیشتری ایجاد میشود.

کلید واژه- تقویت میدان الکتریکی، روش تفاضل محدود در حوزه زمان، طیفسنجی رامان تقویت شده با تیپ، طیفسنجی رامان

The impact of tip material and coating on electric field enhancement of tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS)

Adeleh Noori, Maryam Bahreini, Seyed Hashem Aref

Qom University, Qom, Email: a.noori1374@gmail.com

Iran University of Science and Technology, Tehran, Email: M Bahreini@iust.ac.ir

Qom University, Qom, Email: h-aref@qom.ac.ir

Abstract- In this paper, the finite difference time domain (FDTD) method is used to estimate the intensity and distribution of localized electric field enhancement in tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) in the vicinity of a conical tip with a diameter of 10 nm. The effect of using different tip materials in the vicinity of the substrate and also the effect of different tip coatings on the amount of electric field enhancement have been investigated. Tips in our TERS systems are made of materials such as gold, silver, aluminum and silicon, as well as a combination of these materials as coatings. Our simulation results show that the maximum enhancement produced with gold coating and substrate; and the lower the extinction coefficient of the metal material, the more electric field enhancement is created.

Keywords: Electric Field Enhancement, Finite Difference Time Domain, Raman Spectroscopy, Tip-Enhanced Raman Spectroscopy.

مقدمه

طيفسنجي رامان تقويتشده با تيپ'(TERS) يک روش ایتیکی میدان-نزدیک آست که برای تجزیه و تحلیل سطوح در مقیاس نانو اخیراً بسیار مورد توجه قرار گرفته است. به طور خلاصه در این روش، تابش نور لیزر متمرکز شده به نوک یک تیپ باعث افزایش میدان الکتریکی موضعی می شود. این افزایش میدان باعث افزایش شدت رامان از سطح نمونه در مجاورت تیپ می شود. شدت یراکندگی رامان به دو دلیل: ۱. تشدید پلاسمون سطحی موضعی و ۲. اثر رعد و برق میله^{[†]تقویت میشود [۱]. برای طراحی} یک سیستم TERS بهینه، تمامی عوامل مؤثر بر دو ویژگی حساسیت آشکارسازی و قدرت تفکیک مکانی باید مورد توجه قرار گیرند [۲]. در این پژوهش، از روش مدلسازی تفاضل محدود در حوزه زمان سه بعدی^۵ (3D-FDTD) برای تخمین دقیق تاثیر منبع نور قطبیده خطی در تقویت میدان الکتریکی استفاده شده است. شبیهسازیهای ارائه شده در طول موجهای مختلف ۵۳۲، ۶۳۳ و ۷۸۵ نانومتر برای تحریک LSPR تیپ انجام شده است. در کارهای اخیر دیگر پارامتر های ساختاری تیپ از جمله ضخامت لایه نشانی تیپ، ارتفاع، شعاع تیپ و ...مورد بررسی قرار گرفته است [۳]. در این مقاله از فلزاتی همچون طلا، نقره، آلومينيوم و سيليكون به عنوان جنس تيپ و يا لايهنشاني تيپ استفاده شده و نتايج مربوط به ميزان تقويت ميدان الکتریکی در حالت های مختلف بررسی و مقایسه شدهاند.

شبيەسازى

رویکرد تفاضل محدود در حوزه زمان، یک روش موثر برای حل معادلات ماکسول در هندسههای پیچیده است. در این روش، میدان الکترومغناطیسی و ساختار ماده موردنظر، بر روی یک شبکه گسسته متشکل از سلولهای یی³توصیف میشوند. معادلات ماکسول مستقیماً در زمان حل میشوند

و گام زمانی از طریق معیار پایداری^۷به اندازه مش وابسته است. این روش، یک نمایش دقیق از معادلات ماکسول می-باشد در حدی که فاصله گذاری مش را به صفر می ساند. منطقه شبیهسازی به صورت یک سیستم سهبعدی توسط شرایط مرزی لایه کاملاً همسان (PML) احاطه شده است تا تاثیر آن بر تشدید سیستم را محدود کند. برای شبیه-سازی تیپ TERS از یک مخروط گرد از جنس نقره (طلا) با قطر تیپ ۱۰ نانومتر و زاویه مخروط ۲۵ درجه استفاده می شود. دامنه میدان الکتریکی موج فرودی ۱۷/m در نظر گرفته می شود. این پارامترها بر اساس تصاویر [•]SEM از تیپ معمولی که در اندازه گیری TERS استفاده می شوند تخمین زده می شود. بستری از جنس طلایا نقره با ضخامت ۵ نانومتر در داخل منطقه شبیهسازی معرفی شده و ۱ نانومتر در زیر راس مخروط قرار می گیرد. مش مکانی، ۰,۲ نانومتر تنظیم شده است که همگرایی عددی نتایج را تضمین میکند. همچنین از میدان پراکنده-میدان کل^{۱۰} (TFSF) برای جلوگیری از اتصال احتمالی با مرزهای منطقه شبیهسازی استفاده شده است.

نتایج و بحث

ثابتهای نوری مواد استفاده شده در شبیه سازی به ازای طول موجهای ۵۳۲ nm ۵۳۲ و ۷۸۵ nm در جدول (۱) ارائه شده است [۴].

جدول (۱): معرفی ثابتهای نوری مواد استفاده شده در شبیهسازی در طولموجهای ۵۳۲ nm ۵۳۲ و ml 785 [۲].

ى ئىي)	عش موهوم ريب خامون	ب ا (ض	ى	بخش حقيقى		
۷۸۵	۶۳۳	۵۳۲	۷۸۵	۶۳۳	۵۳۲	
nm	nm	nm	nm	nm	nm	
۰,۰۰۶	۰,۰۱۵	۰,۰۳	۳,۶۸	۳,۸۶	4,17	سيليكون
4,77	۳,۳۶	۲,۱۸	۰,۱۲	۰,۱۷	۴۴, ۰	طلا

⁶ Yee cell

7 Stability criterion

⁸ Perfectly matched layer

⁹ Scanning electron microscope

¹ Total field scattered field

¹ Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS) 'Near-field

- ³ Localized Surface Plasmon Resonance (LSPR)
- ⁴ Lightening Rod Effect

⁵ Three Dimensional Finite-Difference Time-Domain

۵,۶	4,79	۳,۵	۰,۰۳۸	۰,۰۳۱	۳۳, ۰	نقره
٧	۶,۰۶	۵,۱	۱,۷۵	۰,۸۴	۰,۵۴	آلومينيوم

تقویت میدان الکتریکی، با نماد ^M² نمایش داده میشود. اکنون به بررسی تقویت میدان الکتریکی با استفاده ازتیپ سیلیکون و آلومینیوم در حالتهای مختلف میپردازیم.

۱. بررسی تقویت میدان الکتریکی در تیپ سیلیکون در اندازه گیری های TERS، نمونه باید روی یک زیر لایه مشخص قرار بگیرد. حضور زیر لایه شرایطی را فراهم می کند كه جفت شدكي الكترومغناطيسي ميدان-نزديك بين تيپ و زير لايه به وجود آيد. اين جفتشدگي مي تواند منجر به يک میدان الکتریکی تقویت شده شود که راه مؤثری را برای بهبود حساسیت آشکارسازی در سیستم TERS فراهم مى كند. . از بين تمام فلزات، طلا و نقره به دليل دارا بودن چگالی الکترونی آزاد بالا و اثر LSPR قوی در ناحیه مرئی، به عنوان بهترین مواد برای ساخت تیپ در سیستم TERS محسوب می شوند. به همین منظور، در شبیه سازی های صورت گرفته در این قسمت از طلا و نقره به عنوان زیرلایه یا لایهنشانی استفاده شده است. ضخامت لایهنشانی ۱ نانومتر در نظر گرفته شده است. همانطور که از نتایج مشخص است، تیپ سیلیکون به تنهایی نمی تواند میدان الکتریکی را زیاد تقویت کند. در اینجا تقویت ناچیزی که صورت می گیرد به دلیل اثر رعد و برق میله ای است [۵]. دلیل آن این است که با پایین بودن غلظت بار آزاد جدول (۲): نتایج تقویت میدان الکتریکی(M²) در طول موجهای مختلف

	با توجه به جنس زیرلایه و لایهنشانی روی تیپ سیلیکون					
Tip	Substrate	Coating	λ (nm)	$M^2 - \frac{ E ^2}{ E ^2}$		
				$ E_0 ^2$		
Si	Au	-	222	۳		
			932	19.		
			۷۸۵	14.		
		Au	222	00		
			932	49		
			۷۸۵	۳۹۰۰		
		Ag	222	14		
			932	29		
			۷۸۵	26		
	Ag	Au	222	31		
			932	۵		
			۷۸۵	۳۸		
		-	532	21.		
			988	19.		

۷۸۵ SPR ،در سیلیکون خالص، (10¹⁶~10¹³ cm⁻¹) در سختی میتواند در ناحیه مرئی برانگیخته شود. وجود زيرلايه طلا به دليل اثرات پلاسمونيك باعث بهبود تقويت ميدان الكتريكي شده است. نتايج تقويت ميدان الکتریکی(M²) در طولموجهای مختلف با توجه به جنس زیرلایه و لایهنشانی تیپ روی تیپ سیلیکون در جدول (۲) نشان داده شده است. هنگامی که تیپ سیلیکون و زیرلایه نقره مى باشد نسبت به ساير شرايط تقويت ميدان الكتريكي کمتری را ایجاد کرده است. به منظور بهبود حساسیت سیستم TERS، از لایه نشانی فلز روی تیپ سیلیکون استفاده شده است. لایهنشانی طلا نسبت به لایهنشانی نقره تقویت میدان الکتریکی بیشتری را نشان میدهد. این مشاهدات می تواند بدلیل مقادیر ضرایب خاموشی برای نقره و طلا باشد. نقره سهم بزرگی از نور ورودی را در مقایسه با طلا جذب می کند، در نتیجه تقویت میدان الکتریکی را کاهش می دهد. پس هر چه ضریب خاموشی فلز کوچکتر باشد، تقویت میدان الکتریکی آن بیشتر است. با مقایسه نتایج به نظر می رسد جنس لایهنشانی با ضریب خاموشی کمتر نسبت به جنس زیرلایه در افزایش میزان تقویت ميدان اهميت ويژه اي دارد. واضح است كه بيشترين تقويت با استفاده از زیر لایه طلا و لایهنشانی طلا اتفاق می افتد که این تقویت میدان الکتریکی ناشی از اثر جفتشدگی دوقطبي-دوقطبي بين لايهنشاني طلا و زيرلايه طلا می باشد.

در شکل (۱) بهترین نتایج بدست آمده برای توزیع میدان الکتریکی برای تیپ سیلیکون نشان داده شده است.



شکل (۱): توزیع میدان الکتریکی راس تیپ سیلیکون با لایهنشانی طلا الف) زیر لایه طلا در طولموج ۳۳۵ nm ب)زیرلایه نقره طولموج nm۶۳۳

۲. بررسی تقویت میدان الکتریکی در تیب آلومینیوم در این قسمت به مقایسه حالتهای مختلف (الف) تیپ آلومينيوم و زيرلايه طلا، (ب) تيپ آلومينيوم با لايهنشاني نقره و زيرلايه طلا، و (ج) تيب آلومينيوم با لايهنشاني طلا و زيرلايه نقره و (د) تيپ آلومينيوم زيرلايه نقره مي پردازيم (جدول (٣)). مطابق جدول، تيپ آلومينيوم و زيرلايه طلا، تقویت الکتریکی در حدود ۸۲۰ را ایجاد کرده است و با افزايش طولموج تقويت ميدان الكتريكي افزايش يافته است. ولى زمانى كه زيرلايه نقره باشد، تقويتى در حدود ۸۱۰ ایجاد می کند و با افزایش طول موج شدت کاهش مىيابد. از لايەنشانى آلومىنيوم بر روى تيپ سيليكونى AFM برای اندازه گیری TERS قبلا هم استفاده شده و یک سیگنال واضح TERS نزدیک به UV مشاهده شده است [1]. وجود زيرلايه طلا باعث تقويت بيشتر ميدان الكتريكي مى شود. هنگامى كه تيب آلومينيوم با لايهنشانى نقره و زيرلايه طلا باشد تقويت ميدان الكتريكي به خوبي بهبود یافته و تقویتی در حدود ۳۰۰۰ ایجاد می شود.

مطابق جدول (۱)، ضریب خاموشی نقره کمتر از آلومینیوم میباشد در نتیجه نقره تقویت بهتری ایجاد میکند. در حالتی که تیپ آلومینیوم با لایهنشانی طلا و زیرلایه نقره باشد، تقویتی در حدود ۴۹۰۰ را ایجاد میکند. با مقایسه این حالتها با یکدیگر، از آنجایی که ضریب خاموشی طلا جدول (۳): نتایج تقویت میدان الکتریکی(²M) در طول موجهای مختلف با توجه به جنس زیرلابه و لایهنشانی وی تیب آلومینوم

1-12
$\frac{ E ^2}{ E_0 ^2}$
9
00
20
00
00
00
00
00
00
0
)5
30

کمتر از نقره میباشد، هنگامی که طلا به عنوان لایهنشانی (استفاده شود، تقویت بهتری را از خود نشان میدهد. همانطور که نتایج قبلی هم نشان میدادند جنس لایهنشانی

تیپ با ضریب خاموشی کمتر نسبت به جنس زیرلایه، در افزایش میزان تقویت میدان تاثیر بیشتری دارد. در شکل (۲) بهترین حالتهای بدست آمده توزیع میدان الکتریکی برای تیپ آلومینیوم نیز نشان داده شده است.

نتيجهگيرى

هدف از این پژوهش بررسی تأثیر جنس و لایهنشانی تیپ در طیفسنجی تقویت شده با تیپ است. مطابق نتایج بدست آمده، در حالتی که لایهنشانی و بستر هر دو از جنس طلا باشند، بیشترین تقویت میدان ایجاد می شود و به طور کلی همانطور که نشان داده شد هر چه ضریب خاموشی ماده فلزی کمتر باشد تقویت میدان الکتریکی بیشتری ایجاد میشود.



شکل (۲): توزیع میدان الکتریکی تیپ الومینیوم با لایه نشانی طلا و زیرلایه نقره در الف) طولموج ۳۳ mm ب) طولموج ۲۳۵m

مراجع

- M. Bahreini, "Investigating the Effect of Gold Coating on the Silicon Tip in Electric Field Enhancement of Tip-enhanced Raman Spectroscopy System", 1st Inter Conf on Opt, 2019.
- [2] J. Stadler, B. Oswald, T. Schmid, R. Zenobi, "Characterizing unusual metal substrates for gapmode tipenhanced Raman spectroscopy", Raman Spectrosc, Vol. 44, No. 2, pp. 227–233, 2013.
- [3] M. Bahreini, "Design and optimization of tipenhanced Raman spectroscopy system", 25th Iranian conference of optic and photonic (ICOP2019) 2019.
- [4] P. B. Johnson, R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals", Phys. Rev. B, Vol. 6, No. 12, pp. 4370, 1972.
- [5] M. Bahreini, "The effect of substrate on electric field enhancement of tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS)", AIP Conf Pro, Vol. 1920, No. 1, pp. 020013, 2018.

790





تعیین گاف انرژی و خواص نوری شیشههای MoO3-V2O5-TeO2

حسینی، سیدہ فاطمہ؛ سوری، داریوش

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر

چکیدہ

در این پژوهش، نمونههای تودهای 2O5-40TeO₂ و60-x)V₂O5-40TeO با درصدهای مولی متفاوت 60≥x≥0 به روش فرونشانی سریع مذاب تهیه شدهاند. جهت ارزیابی خواص اپتیکی، طیف جذب نوری نمونهها در محدوده طول موج ۱۱۰۰–۱۹۰ نانومتر گرفته شد. سپس، از روش مشتق انطباق طیف جذب (به طوراختصار DASF) به عنوان رویکردی دقیق برای تعیین گاف انرژی و همچنین ماهیت دقیق گذار حاملهای بار استفاده شد. نتایج نشان میدهد که کمترین گاف انرژی نوری مقداری برابر با ۲/۳۸ eV برای 10 = x است. همچنین برخی از کمیتهای اپتیکی مانند پهنای دنبالهای نوار انرژی (انرژی (انرژی مونه بهینه برای کاربردهای نوری مانند فیبرهای برای شیشههای مورد مطالعه بدست آمد. نتایج حاکی از آن است که نمونه TVM10، نمونه بهینه برای کاربردهای نوری مانند فیبرهای

كليد واژه: مشتق انطباق طيف جذب، گاف انرژی نوری، انرژی اورباخ، ضريب شكست.

Determination of the optical band gap and optical properties of MoO₃-V₂O₅-TeO₂ glasses

Hosseini, Seyyedeh Fatemeh; Souri, Dariush

Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University, Malayer

Abstract

In this research, the bulk samples of $xMoO_3$ -(60-x)V₂O₅-40TeO₂ compositions with different molar contents of $0 \le x \le 60$ were prepared by rapid melt-quenching method. To investigate the optical properties, the optical absorption spectra of samples were taken within the wavelength range of 190-1100 nm. Then, derivation of absorption spectrum fitting method (shortened as DASF) was used as precise approach to determine the band gap and the exact nature of charge carriers transition. Results show that the minimum optical band gap is equal to 2.38 eV for x = 10. In addition, some optical quantities such as the width of the band tails (Urbach energy), refractive index (n) and dielectric constant (ε) were obtained for the under studied glasses. Results imply that the TVM10 sample is the optimal sample for optical applications such as optical fibres.

Keywords: derivation of absorption spectrum fitting, optical band gap, Urbach energy, refractive index.

PACS :78,81

مقدمه

شیشههای اکسیدی شامل اکسیدهای فلزات واسطه در سالهای اخیر از جنبههای گوناگونی از قبیل خواص نوری، ترموالکتریکی، ساختاری و الکتریکی بطور گستردهای مورد مطالعه قرار گرفتهاند[۱-۴]. برخی از ویژگی های منحصر به فرد شیشههای تلوریومی عبارتند از: ضریب شکست بالا، ثابت های دیالکتریک بالا، توانایی تشکیل شیشه بالا، پایداری شیمیایی و محیطی بالا، استحکام مکانیکی خوب، دمای ذوب پایین، خاصیت غیر نمگیری، گذار فروسرخ و ساختار مقاوم در برابر شوکهای گرمایی[۳و۵و۶]. در نیمرساناهای آمورف، گاف نواری (که به دلیل وجود دنباله نواری و لبه های متحرک به آن شـبه گاف می گویند) را می توان با روش های شناخته شدهای که برای نیمه رساناهای بلوري و نانو بلوري نیز استفاده می شود، تعیین کرد. به دلیل عـدم مطالعـه گســترده و دقیق در مورد خواص نوری ش_یش_ههای س_هتایی تلورو وانادیومی حاوی مولیبدن، در پژوهش حاضر از رویکرد DASF برای تعیین گاف نوری، ماهیت گذار حاملهای بار نوری شیشههای مورد مطالعه استفاده شده است. در روش قدیمی تاک و روش بهبود یافته انطباق طيف جذبي (ASF) كه تاكنون از آن بهره گرفته شده است، علاوه بر وقت گیر بودن می تواند با خطا در تعیین گاف انرژی نوری همراه باشد؛ چرا که شاخص نوع گذار نوری (m) باید ابتدا مشــخص گردد. روش DASF با گســترش تئوری روشASF ، به روشی بسیار دقیق و سریع در تعیین گاف انرژی نوری نیمرساناها بدون نیاز به پیش داوری در زمینه نوع گذار صورت گرفته، و همچنین پرهیز از استفاده از روش مجموع كمترين مربعات تبديل شده است[۹-۷].

روش ساخت نمونه

در این پژوهش، شیشههای اکسیدی سه مولفهای TVMx (که به اختصار ۲۷Mx(که به اختصار ۲۷Mx نامگذاری میشوند و x درصد مولی مؤلفهی MoO3 دارای مقادیر moO3 میشوند و x درصد مولی مؤلفهی x=0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 mol% فوب مخلوط مناسب مؤلفههای تشکیل دهنده با درصد خلوص بالا به روش سرمایش سریع مذاب ساخته شدهاند که

جزییات مربوطه در مرجع شـماره (۱) آمده اسـت. علاوه بر سـاخت نمونه های تودهای، لایه های آمورف جهت اندازه گیریهای نوری با دمش در مذاب با ویسکوزیته بالا از طریق لولهی باریک بور- سـیلیکا حاصـل شـدند. تحلیلهای ساختاری و اپتیکی این نمونهها، به ترتیب به وسـیله پراش Diffractometer: SEIFERT3003,) پرتو X توسط دستگاه (CuKa (PerkinElmer, UV/VIS Spectrometer Lambda25, (DSA) انجام شدهاست.

نتايج و بحث

الف: مشخصه يابي پر تو X

TVMx مشخصه یابی پرتو ایکس روی نمونههای تودهای TVMx به روش پودری انجام شده است (شکل (۱)). عدم وجود قله-های بلوری در این الگوها طبیعت آمورف و غیر بلوری نمونهها را تایید میکند[۱].



شکل(۱): الگوی XRD نمونههای TVMx [۱].

ب: تحلیل اپتیکی، تعیین گاف انرژی و پهنای حالت-های دنبالهای نواری

شــکل(۲) طیف جذب نمونههای TVMx را در گســتره فرابنفش– مرئی نشــان میدهد که می توان از این نمودار

اطلاعاتی از قبیل گاف نوری، پهنای انرژی حالت های دنباله ای در گاف انرژی و نوع گذار القایی نوری انجام شـده برای حامل های بار را بدست آورد. همانطور که مشاهده می کنید، تیز نبودن لبه جذب نوری در نمونههای مورد پژوهش، مبین ماهیت غیربلوری نمونهها و نتایج حاصـل از پراش پرتو X میباشد. برای محاسبه گاف انرژی نوری نمونههای مورد نظر از روش DASF استفاده شده است که مراحل آن در مرجع شماره (۷) ذکر شده است.



 $d\{\ln[A(\lambda)/\lambda]\}/d(1/\lambda)$ (نمودار ($\Delta (1/\lambda)$) شکل (π) برحسب (۱/۸)) را برای نمونههای مورد بررسی نشان میدهد که به صورت نوعی برای نمونهی TVM0 در تصویر درونی شـکل (۳) نشـان داده شـدهاسـت و نتایج بدسـت آمده در جدول (۱) آمده است. مطابق شکل (۴)، نمونه TVM10 دارای کمترین گاف انرژی است که مبین افزایش بی نظمی ساختاری و گسترش حالات جایگزیده درون گاف انرژی نوری بر طبق مدل نواری دیویس- مات میباشد و ممکن است گزینهی خوبی برای فیبرهای نوری (به دلیل پذیرفتاری نوری غیرخطی بالاتر) باشــد. از طرفی، افزایش گاف در TVM50 و TVM60، مىتواند ناشـى از تغييرات سـاختارى ناشی از افزایش مولی بدن و در نتیجه کاهش چگالی اکسیژنهای غیرپیوندی میباشد. با توجه به رابطه (۲) از شیب بخش خطی نمودار $\left(rac{A}{\lambda}
ight)$ ابرحسب $\left(rac{1}{\lambda\sigma}-rac{1}{\lambda\sigma}
ight)$ ، مقدار m (شاخص نوع گذار نوری) در محدوده ۴ ۰/۶۲۹۰ - ۰/۲۹۰۸ (نزدیک به ۰/۵) می باشد که مبین گذار نوری مجاز مستقیم برای نمو نه های مورد پژوهش است. شکل (۵) نمودار تغییرات $ln(\frac{A}{\lambda})$ را بر حسب $\ln(\frac{A}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_a})$ برای نمونههای TVMx نش_ان مید هد. انرژی اور باخ (Etail) را بعنوان

معیاری از بی نظمی اتمی و انحراف از وجود ل به های تیز نوارهای ظرفیت و رسانش (گذار نوری بین حالات دنبالهای نوار ظرفیت و حالات گسترده در نوار رسانش) میتوان طبق آنچه در شکل (۶) آمده است، از قرار دادن شیب ناحیه خطی نمودار (A) ابرحسب $^{1-1}$ در رابطه = (eV) Etail (eV) خطی نمودار (1239.83/slope محاسبه کرد؛ که نتایج در جدول (۱) آمده است. مقادیر انرژی اورباخ بدست آمده در محدوده





کو چک بودن مقادیر انرژی اور باخ در مقایسیه با مقادیر متناظر گاف انرژی نمونه ها، بیانگر احتمال بیشتر گذار حامل بار بین حالات جایگزیده در برانگیزشهای الکتریکی است. ضریب شکست بالاتر و کمترین مقدار گاف انرژی برای نمونه TVM10 مبین بالاترین پذیرفتاری نوری غیر خطی مرتبه سوم در بین نمونه هاست و آن را بعنوان گزینه مناسبی جهت استفاده در فیبرهای نوری معرفی می کند.





ج: تعیین ضریب شکست و ثابت دی الکتریک در لبه جذب

ضریب شکست در تعیین تنا سب مواد شیشهای برای استفاده در دستگاه های نوری استفاده می شود و رابطه معکوسی با گاف انرژی دارد، که در لبهی جذب با استفاده از رابطه زیر معرفی می شود[۱۰]:

$$\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right) = 1 - \sqrt{\frac{E_{gap}^{DASF}}{20}}$$
 (*)

مقادیر ضریب شکست نمونهها در جدول (۱) آمده است. بیشترین ضریب شکست مربوط به نمونهی TVM10 است که کمترین مقدار E_{gap}DASF را دارد. همچنین با استفاده از مجذور ضریب شکست، میتوان ثابت دیالکتریک(٤) در لبه جذب را بدست آورد که نتایج در جدول (۱) آمده است.

نتيجهگيرى

الگوهای XRD و تیز نبودن لبه جذب نوری نمونهها مبین ماهیت آمورف نمونه ها می باشـد. نتایج به دسـت آمده از روش DASF نشان میدهد که گاف انرژی نوری از ۲/۵۰ به ۲/۳۸ الکترون ولت برای ۱۰≥ x≥ ۰ کاهش مییابد و سپس به ۲/۴۰ eVa برای ۲/۶۰۹ افزایش مییابد. مقادیرm بد ست آمده در محدوده ۲/۶۲۹۴ افزایش مییابد. نشاندهنده گذار نوری مجاز مستقیم برای نمونههای مورد پژوهش است. همچنین، بیشترین ضریب شکست مربوط به نمونهی 10MT است که کمترین مقدار Egap DASF

جدول(۱): مقادیرگاف انرژی به دست آمده از روش DASF (شیر (n))، انرژی اورباخ(E_{tail})، شاخص گذار (m)، ضریب شکست (n)، ثابت دی الکتریک (٤)، برای شیشههای TVMx.

sample	$\lambda_g {}^{\textbf{-}1} (nm {}^{\textbf{-}1})$	n	m	E _{gap-DASF} (eV)	E _{tail} (eV)	3
TVM0	0.00202	2.5449	0.3017	2.50445	0.9185	6.4769
TVM10	0.00192	2.5875	0.2908	2.38047	0.32046	6.6956
TVM20	0.00199	2.5572	0.333	2.46726	0.3144	6.5397
TVM30	0.00209	2.5166	0.3967	2.59124	0.3080	6.3332
TVM40	0.00220	2.4745	0.3665	2.7276	0.40488	6.1234
TVM50	0.00255	2.3548	0.3031	3.16156	0.32817	5.5452
TVM60	0.00274	2.2973	0.6294	3.39713	0.34337	5.2780

- [1] D. Souri, M. Elahi; Phys. Script. 75 (2007) 219-222.
- [2] D. Souri; J. Phys. D: Appl. Phys. 41 (2008) 105102.
- [3] G. Turky, M. Dawy; Mater. Chem. Phys. 77 (2002) 48-59.
 [4] K. Sega, H. Kasai, H. Sakata; Mater. Chem. Phys. 53 (1998) 28-33.
- [5] A.H. Khafagy, A.A. El-Adawy, A.A. Higazy, S. El-Rabaie, A.S. Eid; J. Non-Cryst. Solids 354 (2008) 3152.
- [6] M. M. Ahmad, E. S. Yousef, E. S. Moustafa; Physica B: Cond. Matt. 371 (2006) 74-80.
- [7] D. Souri, Z.E.Tahan; Appl. Phys. B 119 (2015) 273-279.
- [8] D. Souri, K. Shomalian, J. Non-Cryst. Solids 355 (2009) 1597–1601.
- [9] L.E. Alarcon, A. Arrieta, E. Camps, S. Muhl, S. Rudil, E.V. Santiago, Appl. Surf. Sci. 254 (2007) 412–415.
- [10] N. Chopra, A. Mansingh, G.K. Chadha; J. Non-Cryst. Solids 126 (1990) 194–201.





تاثير اسيدآمينه فنيل آلانين بر رفتار اپتيكي خطي وغيرخطي متيل قرمز

محمد معین آزادی [،] ، مهدی حسینی ² ، سهیل شریفی ^۱

Azadi.moein7290@gmail.com

Soheil.sharifi@gmail.com

Hoseini.mehdi98@yahoo.com

ا گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه فردوسی مشهد ، مشهد ، ایران

² مرکز تحقیقاتی فیزیک پزشکی ، دانشکده علوم پزشکی مشهد ، مشهد ، ایران

چکیده – در این مقاله طیف جذب خطی و جذب غیر خطی متیل قرمز همراه غلظت های مختلف آمینوا سید فنیل آلانین با ا ستفاده از روب شگر زد و طیف سنج نوری مورد برر سی قرار گرفته شده ا ست. همچنین ممان دو قطبی مولکول متیل قرمز و فنیل آلانین موردبررسی قرار گرفته شده است .

كليدواژه - اپتيك غيرخطى ، جذب ، فنيل آلانين ، متيل قرمز

The effect of phenylalanine amino acid on the linear and nonlinear optical behavior of methyl red

Mohamad Moein Azadi¹, Mehdi Hosseini², and Soheil Sharifi¹

Azadi.moein7290@gmail.com

Soheil.sharifi@gmail.com

Hoseini.mehdi98@yahoo.com

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran ² Medical Physics Research Center, Mashhad University of Medical Sciences, Mashhad, Iran

Abstract - In this study, the linear and Nonlinear absorption spectra of methyl red along with various concentrations of phenylalanine amino acid using a scanner and an optical spectrometer have been investigated. Also, The dipole moment of methyl red and phenylalanine molecules has been investigated.

Keywords - Adsorption , Methyl Red , Nonlinear Optics , Phenylalanine

فنیل آلانین در خون کودک می توان درمان سریع بیماری فنیل کتورونیا را انجام داد.باتوجه به اینکه متیل قرمز یک شناساگر می باشد بنابراین مطالعه خاصیت اپتیک خطی و غیرخطی ان در مجاورت فنیل آلانین با غلظت متفاوت می تواند شیوه ای در تعیین میزان فنیل آلانین موجود درمحیط باشد [2].

روش تحقيق

تجربی :دستگاه روبشگر زد آزمایشگاه اپتیک و لیزر دانشگاه فردوسی مشهد؛دارای لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر، توان۸۰ میلی وات، فاصله ی کانونی ۵ سانتیمتر، شعاع پرتوی ۱/۴ میکرومتر و طول رایلی ۱/۱ میلی متر می باشد. در شکل ۲ نمایی از دستگاه روبشگر زد مشاهده می شود[3] .



شکل ۲ : دستگاه روبشگر زد و در شکل قسمت های مشخص شده اجزاء مختلف دستگاه روبشگر زد است.

دستگاه طیف سنج نوری : طیف سنج نوری ها، تجهیزاتی هستند که جذب یا عبور طول موج های را در یک محلول تعیین می کنند. به طور کلی نور با طول موج و انرژی خاص به نمونه تابانده شده و مقدار مشخصی از انرژی آن جذب می شود.سپس با اندازه گیری انرژی عبور کرده از نمونه توسط یک مشاهده گر، مقدار جذب تعیین می شود [4] . به کمک دستگاه طیف سنج دوپرتویی، مقادیر جذب گرفته شده نیز با استفاده از طیف سنج 1650-UV می باشد .

تئوری : با استفاده از نرم افزار گوسین ۹۰ و گوس ویو ۵/۰ و با بهره گیری از توابع پایه **B3LYP/6–311++G و مدل (DFT (Density Functional Theory ، مواد و مولکول ها را در حالت های مختلف می توان بررسی کرد.

مقدمه

درصورتی که میدان الکتریکی به محیطی اعمال شود پاسخ محیط به آن، می تواند از طریق قطبش محیط مورد ارزیابی قرار بگیرد.چنانچه پاسخ قطبش غیرخطی باشد اندرکنش را اپتیک غیرخطی گویند[1]. بعضی از رنگینه ها آلی ازخانواده های زانتان مانند رودامین رفتاراپتیکی غیرخطی ازخودنشان می دهند .در این تحقیق خصوصیت اپتیکی متیل قرمز با استفاده ازروش های اندازه گیری های ازمایشگاهی مانند روبشگر زد و طیف سنج نوری مورد مطالعه قرار می گیرد و با استفاده از نرم افزار گوسین قطبش مولکول مورد ارزیابی قرار گرفته است. متیل قرمز یک شناساگر محیطی ازخانواده ازو می باشد،که در محیط اسیدی PH کمتر از ۴/۴، قرمز رنگ و در محیط بازی PH بالای ۲/۴ به رنگ زرد می باشد. متیل قرمز در آب نا محلول ودر اتانول قابل حل می باشد.







شکل ۱: (الف) کودک مبتلا به فنیل کتورونیا می باشد و کبد که محل تولید آنزیم فنیل آلانین هیدروکسیلاز است . (ب) ساختار مولکول فنیل آلانین مشخص است . (ج) ساختار متیل قرمز در شکل قابل مشاهده است. فنیل کتورونیا یک بیماری است که به علت کمبود آنزیم فنیل آلانین هیدروکسیلاز در کبد ایجاد می شود.در نتیجه ی این نقص آنزیمی فنیل آلانین به تیروزین تبدیل نمی شود سطح فنیل آلانین در خون افزایش می یابد . نوزادان مبتلا به فنیل کتونوری در نتیجه ی رسوب فنیل آلانین در مغز دچار عقب ماندگی ذهنی می شوند .با رهگیری و شناسایی غلظت

نتايج و بحث

غلظت ۰٬۰۸۳ میلی مولار متیل قرمز،محلول ۱۰٪ اتانول و آب،۵/۰ میلی مولار فنیل آلانین،۵۷/۰ میلی مولار فنیل آلانین،۱میلی مولار فنیل آلانین، ۵/۱میلی مولار فنیل آلانین مورد استفاده قرار گرفته است.که متیل قرمز در مجاورت مقادیر مختلف فنیل آلانین قرار گرفته و جذب و نشر متیل قرمز مورد بررسی قرار می گیرد.



شکل۳ : طیف جذبی متیل قرمز با افزایش غلظت فنیل آلانین از ۰ تا ۱/۵ میلی مولار

درشکل ۳ تغییرات در طیف جذبی در حضور مقادیر مختلف فنیل آلانین مشاهده می شود .نقاط دارای قله های تیز که در طول موج 526 nm قرار گرفته اند که با افزایش غلظت فنیل آلانین قله های جذب خطی افزایش پیدا می کند.



شکل ۴ : نمودار دریچه ی باز روبشگر زد با افزایش غلظت فنیل آلانین از ۰ تا ۱/۵ میلی مولار

در شکل ۴ با اضافه کردن فنیل آلانین به محلول، کمینه موجود در شکل ۴(عمق دره) کاهش پیدا می کند.مشاهده می شود که با افزایش غلظت فنیل آلانین جذب غیرخطیت افت پیدا می کند. با استفاده از روابط :

$$\Delta T(z) = \frac{q_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\left[1 + \frac{Z^2}{Z_0}\right]}$$
(1)

 Z_0 ، Z ، مقدار $\Delta T(z)$ شدت عبوری از نمونه در Z_0 ، می مقیاس رایلی و q_0 عددی ثابت در نظر گرفته می شود؛ می توان ضریب جذب غیر خطی (eta) را محاسبه کرد . $q_0 = eta I_0 L_{eff}$ (۲)

 I_0 که در آن $L_{eff} = \left(1 - e^{-lpha} rac{L}{lpha}
ight)$ (طول موثر) و قلّه ی چگالی تابشی در کانون می باشد [5] .

جدول ۱ : ضرایب جذب غیر خطی در غلظت های مختلف فنیل آلانین

	ضرایب جذب غیر خطی (β) × 10 ⁻⁸ <i>cm</i> ² / _W
0	9.722
0.5 mM	9.2077
0.75 mM	8.07
1 mM	5.958
1.5 mM	5.8615

مشاهده می شود که با افزایش غلظت فنیل آلانین در محلول ، مقادیر β کاهش می یابد که در شکل ۴ به نمایش داده شده است و در کمینه های موجود در شکل ۴، کمترین کمینه (دره با عمق بیشتر) مربوط به عدم وجود فنیل آلانین می باشد.با استفاده از رابطه :

 $\alpha(I) = \alpha + \beta I \tag{(*)}$

که Ω ضریب جذب خطی و β ضریب جذب غیر خطی می باشد که (I) در ورودی آشکارساز جمع آوری می شود و طبق رابطه (۳) با افزایش جذب خطی،جذب غیرخطی کاهش می یابد برای بررسی این موضوع،در شکل ۳ با افزایش غلظت فنیل آلانین،جذب خطی افزایش می یابد.با افزایش جذب خطی در طرف مقابل باید جذب غیر خطی

افزایش پیدا می کند.ضریب شکست غیرخطی با افزایش غلظت فنیل آلانین،کاهش می یابد. طیف جذبی متیل قرمز دارای بیشینه جذب درطول موج nm ۵۲۶ می باشد.که مقدار آن با افزایش غلظت فنیل آلانین افزایش پیدا می کند.دراین مقاله به ابرالکترونی متیل قرمز اشاره شد و همچنین قرار گیری متیل قرمز در کنار غلظت های مختلف فنیل آلانین و بررسی ابرالکترونی ترکیب متیل قرمز-فنیل الانین شده است. ممان دوقطبی متیل قرمز، فنیل آلانین و ترکیب متیل قرمز-فنیل آلانین بیان شد که ممان دوقطبی متیل قرمز با قرار گیری در کنار فنیل آلانین،کاهش پیدا می کند.

مرجع ها

- [1] رابرت بوید، اپتیک غیرخطی، انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد ، ۱۳۹۳ .
- [2] S. Sharifi, M. Faizan Nazar, F. Rakhshanizadeh "Impact of amino acids, organic solvents and surfactants on azo-hydrazone tautomerisim in methyl red : spectral-luminescent and nonlinear optical properties" optical and Quantum Electronics (2020), 52:98-116, https://doi.org/10.1007/s11082-020-2211-3
- Peter R. Powers, Joseph W. Haus "Fundamentals Of Nonlinear Optic" second edition, Publisher CRC Press, ISBN 10 - 1498736831, ISBN 13 -9781498736831, Chapter 8, pages 277-278, 2017
- [4] Praveen Kumar, D. Kumar "Determination of pharmaceuticals by UV - Visible Spectrophotometry" Current Pharmaceutical Analysis, Volume 17, issue9, pages 1156-1170, 2020
- [5] F.A. Zarif , S. Sharifi , G.S . Shurshalova, I. Rakhmatullin , V. Klochkov , A. Aganov , M. Behrouz, M.R . Sharifmoghadam, S. Mahdizadeh and M . Khazae Nezhad , "Effect of micelles and reverse micelles on nonlinear optical properties of potassium dichromate and Staphylococcus aureus treatment , "Optical Materials, Volume (106), Pages 109925-10993

کاهش پیدا کند. جذب خطی زیاد شود اثرات گرمایی افزایش می یابد و این اثرات گرمایی جانشین جذب غیر خطی خواهد شد.در جدول ۲ ممان دو قطبی مربوط به متیل قرمز و فنیل آلانین و ترکیب قرار گیری متیل قرمز و فنیل آلانین در کنار هم ذکر شده است:

جدول ۲ : ممان دوقطبی های متیل قرمز ، فنیل آلانین و ممان دوقطبی ترکیب متیل قرمز و فنیل آلانین

	متيل قرمز	فنيل آلانين	متيل قرمز و
			فنيل الانين
ممان	8.87945	2.81468	5.112256
دوقطبى	Debye	Debye	Debye

با استفاده از نرم افزار گوس ویو و بهینه سازی مولکول متیل قرمز ، ابر الکترونی متیل قرمز به صورت شکل ۵ می باشد.



شکل ۵ : ابر الکترونی متیل فرمز بهینه شده رسم شده در نرم افزار گوس ویو سپس ابر الکترونی ترکیب متیل قرمز و فنیل آلانین، یعنی قرار گیری متیل قرمز در کنار فنیل آلانین به صورت شکل ۶ خواهد بود .



شکل ۶ : ابرالکترونی متیل قرمز – فنیل آلانین بهینه شده در کنار یکدیگر در نرم افزار گوس ویو

نتيجه گيرى

نتایج نشان می دهد مقدار بیشینه جذب در ناحیه ۵۲۶nm می باشد که با افزایش غلظت فنیل آلانین قله ی جذب





گسیل نانوجت فوتونی توسط میکروکرههای دیالکتریک شیوا مینائی، سیدحسن توسلی* پژوهشکده لیزر و پلاسما،دانشگاه شهید بهشتی، تهران Sh.minaei@mail.sbu.ac.ir_ h-tavassoli@sbu.ac.ir

چکیده – دراین پژوهش، تاثیر حضور میکروکرههای دیالکتریک SiO₂ در روش طیفسنجی رامان تقویتیافته سطحی (SERS) به صورت شبیهسازی مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور، امواج تخت به میکروکرههای SiO₂ در حضور دو نانوذره طلا تابیده شده و تولید نانوجت فوتونی جایگزیده بررسی شد. نتایج شبیهسازی به روش دامنه زمانی تفاضل محدود (FDTD) نشان میدهد که حضور میکروکرههای دیالکتریک SiO₂ باعث ایجاد توزیع میدان بهتر در مقایسه با روش (SERS) معمولی میباشد. بنابراین روش استفاده شده در این پژوهش نسبت به روشهای (SERS) معمولی کار آمدتر است و با تغییر پارامترهایی مانند: ضریب شکست، اندازه ذره و طول موج فرودی می توان شدت، موقعیت و فاصله کاری نانوجتهای فوتونی را تنظیم کرد.

كليدواژه-شبيهسازي لومريكال، طيفسنجي رامان تقويت شده سطحي، ميكروكره دىالكتريك، نانوجت فوتوني.

Emission of photonic Nano jets by dielectric microspheres Shiva Minaei, Seyed Hassan Tavassoli

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Sh.minaei@mail.sbu.ac.ir _ h-tavassoli@sbu.ac.ir

Abstract - In this study, the effect of the presence of SiO_2 dielectric microspheres in the surface-enhanced Raman spectroscopy (SERS) method has been investigated by simulation. For this purpose, plane waves were irradiated to SiO_2 microspheres in the presence of two gold nanoparticles and the production of substituted photonic nano jets was investigated. The results of the finite difference time domain (FDTD) simulation illustrated that SiO_2 dielectric microspheres result in a better field distribution than the conventional (SERS) method. Therefore, the method used in this study is more efficient than conventional SERS methods, and by changing parameters such as refractive index, particle size, and incident wavelength, the intensity, position and, working distance of photonic nano jets can be adjusted.

Keywords: Dielectric microspheres, Surface enhanced Raman Spectroscopy, Lumerical simulation, Photonic nano jets.

داخل میکروکره به دام انداخته، WGM تشکیل دهند [۲]. افزایش سیگنال (SERS) در این تکنیک عمدتا به دلیل افزایش شدت میدان الکتریکی در نقاط داغ نانوساختارهای یلاسمونیک در محل نانوجت فوتونی (PNJ) دیالکتریک است. نانو جتهای فوتونی برای اولین بار در سال ۲۰۰۴ توسط گروه تافلو تولید شدهاند [۲]. در مقایسه با روشهای پراکندگی رایج رامان با افزایش سطح متداول، طیفسنجی رامان تقویت شدہ با میکروکرہ ممکن است به دلیل سادگی تهیه نمونه و کنترل دقیق موقعیت و اندازه میکروکرهها مفید باشد [1]. نانوجتهای فوتونی دارای کاربردهای مختلفی، ازجمله میکروسکوپ نوری، طیفسنجی، و لیتوگرافی گرفته تا ذخیرهسازی دادههاینوری و حتی مغناطیسی میباشد [۳]. هدف ما دراین پژوهش مطالعه نانوجتها و بررسی تأثیر حضور میکروکرههای دیالکتریک در روش طيفسنجي رامان تقويتيافته سطحي (SERS) و شبيه سازی آنها میباشد و سپس نتایج شبیهسازیها را مطرح کرده و در نهایت جمعبندی خواهیم کرد.

نانوجتها

ذرات کروی دیالکتریک با اندازههای بسیار کوچکتر از طول موج نور، نور را به صورت متقارن در جهت جلو و عقب مانند یک دوقطبی نقطهای پراکنده میکنند، پدیدهای که به یراکندگی ریلی معروف است. با این حال، از کرههای بزرگتر می توان برای تمرکز نور با طیف گستردهای از طول موج استفاده کرد [1]. اثرات تمرکز نور در میکروکرههای بزرگ را می توان به خوبی با قوانین اپتیک هندسی تقریب زد. بر اساس تقریبهای اپتیک هندسی پاراکسیال، اگر ضریب شکست کره به ترتیب بزرگتر یا کوچکتر از ۲ باشد، موج فرودی در داخل یا خارج کره متمرکز می شوند. در مورد ضریب شکست ۲، نقطه کانونی فقط در سطح سایه کره قرار دارد که با مطالعات متعددی مطابقت دارد. هنگامی که اندازه كره به ترتيب طول موج نور باشد، هيچ كدام فرماليسم پراکندگی ریلی و تقریب اپتیک هندسی نمیتوانند برهمكنش آنها با نور را به طور دقيق توصيف كنند. نظريه Mie توصيف كامل برهمكنش نور با ذرات كروى با اندازههای دلخواه را ارائه می دهد. با استفاده از نظریه Mie،

متن اصلی

طیفسنجی رامان مطالعه نوعی از برهمکنش بین نور و ماده است که در آن نور دچار پراکندگی غیرالاستیک می شود. درآزمایشهای طیفسنجی رامان، فوتونهای تک طولموج روی نمونه متمرکز میشوند، این فوتونها با مولکولهای نمونه برهمکنش می کنند و بازتابیده، جذب یا پراکنده می شوند. طیف سنجی رامان فوتون هایی که دچار پراکندگی غیرالاستیک شدهاند را مطالعه میکند که تقریباً از هر یک میلیون فوتون یک فوتون به طور غیرالاستیک پراکنده می شود. طیفهای رامان هر مولکول، منحصر به فرد است. از این رو می توان از آن مانند اثرانگشت در تشخیص ترکیب شیمیایی نمونههای شیمیایی و بیولوژیکی با کاربردهای قابل توجه در علومزیستی و مواد استفاده کرد. با این حال، به دلیل سطح مقطع برهمکنش کوچک، سیگنال پراکندگی رامان ضعيف است و جدا شدن از سيگنال پراکندگیالاستیک بسیار قوی، دشوار است [۱]. به این منظور روشهایی برای تقویت پراکندگی رامان مطرح شده است که یکی از این روشها طیفسنجی تقویتیافته سطحی رامان (SERS) میباشد. این روش یک روش حساس به سطح است که پراکندگی رامان را بوسیله مولکول های جذب سطحی شده روی سطوح یک فلز زبر ناهموار یا آرایهای از نانوذرات فلزی که عموماً از نانوذرات طلا و نقره استفاده می شود، تقویت می کند. افزایش شدت در سیگنال رامان برای گونههایی که روی سطوح خاصی جذب سطحی شدهاند بخاطر تقویت در میدان الکتریکی رخ مىدهد. در اين پژوهش ما به دنبال تقويت بهتر اين روش هستيم. بر اين اساس، اخيراً محققان توانستند سيگنال (SERS) چند مولکول را با تمرکز نور از طریق یک میکروکره دیالکتریک که بر روی نانوکره فلزی قرار گرفته است، تقویت کنند. عناصر میکروساختار با تقارن دایرهای ویژگیهای نوری جالبی را ازخود نشان میدهند: نانوجتهای فوتونی (PNJs) و میکروتشدیدگرهای نجوایی (WGMs). به ترتیب میکروساختارها نور را در مجاورت خود متمرکز کرده و PNJ را تشکیل میدهند یا می توانند نور را

شبيەسازى

در تکنیک (SERS) با واسطه PNJ، نور فرودی از طریق یک میکروکره دیالکتریک SiO₂ در ناحیه اتصال دو نانوذره طلا که نقطه داغ ناشی از تداخل سازنده بین پلاسمون های سطح این نانوذرات است، متمرکز می شود و شدت میدان عظیمی را فراهم می کند. شبیه سازی ما با نرم افزار (FDTD) انجام شد. تنظیمات شبیهسازی به این صورت است که ساختار ذرات را کروی انتخاب کرده، مش بندی را 0.02 میکرومتر قرار دادهایم، منبع نور فرودی موج تخت در راستای z- از بالای میکروکره SiO₂ می تابانیم. در ابتدا توزیع میدان در شکاف بین دو نانوذره طلا را بررسی می کنیم و سپس یک میکروکره SiO₂ روی نانوذرات طلا قرار داده و توزیع میدان را به دست می آوریم و هردو حالت را با هم مقایسه می کنیم. به این منظور یک موج تخت با طول موج ۲۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر به دو نانو ذره طلا باشعاع ۱۵نانومتر تاباندیم و توزیع ميدان الكتريكي آن را بررسي ميكنيم (شكل ٢). تفاوت اين دوشکل در زیرلایه سیلیکون می باشد که در شکل a باعث ایجاد توزیع میدان در ناحیه اتصال با زیرلایه است.درمرحله بعد میکروکره SiO₂ باضریب شکست ۱/۴۶ و ابعاد شعاع ۱ میکرون را روی نانوذرات طلا قرار داده ضریب شکست محیط اطراف ۱ می باشد و از بالا موج تخت با طول موج ۶۰۰ نانومتر را به آن مي تابانيم.

هدف ما شبیهسازی نانوجتفوتونی با فاصلهکاری بالا و حدکثر توزیع شدت میدان میباشد برای این منظور در مرحله بعد شعاع میکروکره SiO₂ را افزایش میدهیم و



شکل۲: a) توزیع میدانالکتریکی در نانوذرات طلا بدون زیر لایه سیلیکون، b) توزیع میدانالکتریکی در نانوذرات طلا با زیرلایه سلیکون.

می توان دید که چگونه افزایش میدان توسط کرههای دیالکتریک از یک ساختار دوقطبی در رژیم پراکندگی ریلی به یک ساختار جت مانند در حوزههای مقیاس ($r \ll \lambda$ متوسط (r~1-30λ) تبدیل می شود. درنتیجه تحت ترکیب خاصی از اندازه و ضریب شکست یک میکروکره و طول موج نور، پرتو نور روی سطح "سمت سایه" یا نزدیک آن متمرکز مى شود [1]. در اين حالت، يك پرتو الكترومغناطيسي بسيار موضعی در سطح سایه میکروساختارها ایجاد شده و "نانوجت فوتونی" نامیده می شود. نانوجت های فوتونی، پرتوهای الکترومغناطیسی باریک و با شدت بالا هستند که در اثر تابش موج تخت به میکروکره با قطر بزرگتر از طول موج تابش در سمت سایه، به محیط پس زمینه انتشار مىيابند [۲]. مكانيزم فيزيكي اثر حبس نور نانوجت مساله تداخلی و پراکندگی پیچیده است. تداخل بین میدان فرودی و میدان پراکنده توسط میکروکره منجر به این حبس می شود [۲]. با استفاده از پاسخ های عددی دامنه زمانی تفاضل محدود (FDTD) معادلات ماکسول، شکل گیری "جتهای فوتونی" جایگزیده شدید و نانومقیاس، در مجاورت سمت سایه میکروسیلندر دیالکتریک تحت تابش موج تخت نشان داده شده است [7]. این نانوجتهای فوتونی اندازه جانبی (عرضی) زیر حد پراش دارند و بدون واگرایی قابل توجهی، درچندین طول موج انتشار می یابند. پارامترهای مشخصه در PNJ ها اندازه کمر پرتو (FWHM)، فاصله کاری، حداکثر شدت پرتو و محل آن است (شکل ۱را ببينيد). اين پارامترها را ميتوان عمدتاً با تغيير ضریب شکست، اندازه و شکل ذره و ضریب شکست محیط زمینه ایجاد کرد. ویژگیهای نانوجت نیز بستگی به خواص نور فرودی مانند طول موج، قطبش و شدت و توزیع فاز .[1] s,ls



شکل۱: تصویرشماتیک یک PNJ و پارامترهای مشخصه آن[۱].



شکل۳: a) توزیع میدانالکتریکی درمیکروکره sio₂ به همراه نانوذرات طلا بدون زیرلایه سیلیکون، b) با زیر لایه سیلیکون، c) توزیع میدانالکتریکی در میکروکره sio₂ با شعاع۲ میکرون با نانوذرات طلا.

زیرلایه سیلیکون را حذف کردیم تا فاصله کاری نانوجت را بررسی کنیم(شکل^۳).میکروکره SiO₂ با شعاع ۲ میکرون نانوجت با فاصله کاری کارآمدی را برای ما فراهم کرد، حال قصد داريم نانوجت بدون حضور نانوذرات طلا را بررسي کنیم(شکل۴). در این قسمت از شبیهسازی به خوبی میتوان گسیل نانوجت را مشاهده نمود. نتایج حاصل از شبیهسازی نشان مي دهد، بدون وجود زيراليه سيليكون، حجم نقطه داغ ایجاد شده در حضور نانوذرات طلا به همراه میکروکرههای SiO₂ در مقایسه با حجم نقطهداغ ایجاد شده، در حضور نانوذرات طلا به تنهایی، افزایش یافته است این در حالی است که شدت میدان نیز افزایش داشته است و این نتایج برای میکروکره SiO₂ به تنهایی یکسان است. در حضور زيرلايه سيليكون حجم نقطهداغ در حضور نانو ذرات طلا به همراه میکروکره SiO₂ نسبت به حجم نقطهداغ برای نانوذرات طلابه تنهایی افزایش داشته است اما شدت میدان كاهش يافته است. اين در حالي است كه حجم نقطهداغ و شدت میدان در حضور میکروکره SiO₂ به تنهایی، نسبت به حالتهای قبل افزایش داشته است. به طور کلی میتوان نتيجه گرفت شدت ميدان توليد شده ميكروكره به تنهايي هممر تبه با توزیع میدان یک جفت نانوذره طلا در روش sers (هردو ۹۰) می باشد با این تفاوت که حجم میدان تولید شده بیشتر است. حال اگر نمونه مجهول ما برای طیفسنجی رامان سیلیکون باشد با این روش می توان طیف بهتری از آن را به دست آورد.

نتايج و جمع بندى

در این مقاله شبیهسازی بر روی تکنیک SERS با واسطه PNJ انجام شد. با استفاده از این تکنیک، میتوان به حداکثر



شکل^۴: a)توزیع میدانالکتریکی در میکروکره sio₂ بدون نانو ذرات طلا با زیر لایه سیلیکون، b) بدون زیرلایه سیلیکون.

افزایش سیگنال SERS تک مولکولی ساکن در نانو شکاف نانوکره دست یافت. شبیهسازیهای انجام شده روی این تکنیک نشان داد که باحضور میکروکرههای SiO₂ میتوان به تقویت میدان برای تکنیک SERS دست یافت. تکنیک مرسوم SERS فاکتورهای تقویت مشاهده شده را می توان با استفاده از میکروکره بزرگتر بهبود بخشید. علاوه بر این، تولید NI در سمت سایه میکروساختارها به صورت عددی نشان داده شده است. این میکروساختارها برای افزایش SERS تک مولکولها قابل استفاده مجدد و کارآمد هستند. از آنجایی که تکنیکهای SERS با واسطه INJ تنها به یک مرحله از قرار دادن یک میکروکره دی الکتریک مناسب روی یک بستر فعال پلاسمون نیاز دارند، یافتههای گزارش شده در اینجا به جامعه تحقیقاتی امکان میدهد تا به راحتی به افزایش پراکندگی رامان نسبتاً بالاتری دست یابند[۴].

مراجع

[1] A. Darafsheh, "Photonic nanojets and their applications", Journal of Physics: Photonics, vol. 3, no. 2,p.022001,2021.

[2] A. Heifetz, S. Kong, A. Sahakian, A. Taflove and V. Backman, "Photonic Nanojets", Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, vol. 6, no. 9,pp.19791992,2009.

[3] A. Itagi and W. Challener, "Optics of photonic nanojets", Journal of the Optical Society of America A, vol.22,no.12,p.2847,2005.

[4] G. Das, A. Ringne, V. Dantham, R. Easwaran and R. Laha, "Numerical investigations on photonic nanojet mediated surface enhanced Raman scattering and fluorescence techniques", Optics Express, vol. 25, no. 17, p. 19822, 2017.





مطالعه اثر نور فرابنفش در اکسید شدن گرافن با استفاده از طیف سنجی رامان

سمیه قلی پور^۱، مریم بحرینی^۱، محمدرضا جعفرفرد^۱، احمد حسین زادگان^۲، علی رفیعی^۲، پرنیا باستانی^۲، مجید محسنی^۲

> ^۱دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران ۲دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – تغییر خصوصیات ناشی از اکسید شدن گرافن از طرفی منجر به توسعه کاربردهای گرافن و مواد مبتنی بر آن و از طرفی دیگر به عنوان عاملی مزاحم در پژوهشهای مربوط به گرافن تلقی میشود. یکی از روشهای اکسید کردن گرافن استفاده از تابش نور فرابنفش میباشد. استفاده از ابزارهای مناسب برای تشخیص گرافن از گرافن اکسـیدشـده و مطالعه ویژگیهای هر کدام در پیشـبرد اهداف پژوهشـی میتواند راهگشـا باشـد. در این پژوهش از لامپ جیوه بعنوان منبع نور فرابنفش ا ستفاده و فرایند اکسید شدن گرافن تحت تابش نور فرابنفش می از می می تواند راهگشـا باشـد. در این پژوهش از لامپ جیوه بعنوان منبع نور ناربنفش ا ستفاده و فرایند اکسید شدن گرافن تحت تابش نور فرابنفش تو سط طیف سنجی رامان برر سی شده است. تغییرات طیفهای حاصل از گرافن از جمله ناپدید شدن قله 2D و ظهور قله D اکسیدشدن نمونه را تایید میکند. شدت و موقعیت قله D به عنوان تابعی از مدت زمان نوردهی افزایش می بابد.

كليد واژه- گرافن، اكسيد گرافن، طيفسنجي رامان، گرافن نقصدار، نور فرابنفش

Study of UV light effect on graphene oxidation using Raman spectroscopy

Somayeh Gholipour¹, Maryam Bahreini¹, Mohammad reza Jafarfard¹, Ahmad Hosseinzadegan², Majid Mohseni², Parnia Bastani², Ali rafiei²

¹Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran ²Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Variations in properties due to graphene oxidation on one hand lead to the development of applications of graphene and materials based on it and on the other hand is considered as a disturbing factor in graphene research. One way to oxidize graphene is to use ultraviolet light. Using appropriate tools to distinguish graphene from oxidized graphene and studying the characteristics of each one can be useful in advanced research goals. In this work, a mercury lamp has been used as a source of ultraviolet light and the process of oxidation of graphene exposed to ultraviolet light has been investigated by Raman spectroscopy. The evoluation of graphene spectra, including the disappearance of the 2D peak and the emergence of the D peak, confirms the oxidation of the sample. The intensity and position of D peak increase as a function of exposure time.

Keywords: Graphene, Graphene oxide, Raman spectroscopy, Defective graphene, Ultraviolet light

مقدمه

گرافن تکلایه ساختاری دوبعدی متشکل از اتمهای کربن است. انتقال نزدیک به بالستیک^۱ و تحرک پذیری بالای حاملهای بار[۱]، گرافن را به یک ماده جذاب برای کاربردهای نانوالکترونیک تبدیل کرده است.

روشهای متنوعی برای مهندسی خصوصیات گرافن وجود دارد. دوپینگ شیمیایی، دوپینگ الکتروشیمیایی و دوپینگ تماسی با فلز از جمله روشهایی هستند که در کاربردهای مختلف گزارش شده است. استفاده از دوپینگ شیمیایی منجر به باقی ماندن مواد ناخالص مانند گاز یتاسیم و آمونیاک در گرافن می شود که به عنوان ناخالصی های باردار عمل کرده و در نتیجه تحر کپذیری حامل های بار را کاهش میدهند. بنابراین، توسعه رویکردهای جایگزین برای دوپینگ کنترلشده نانوساختارهای گرافن که از این اثرات جلوگیری کند، بسیار مطلوب است. یک روش برای دوپینگ کنترل شده گرافن قرار گرفتن در معرض اشعه فرابنفش (UV) با حداقل تأثير بر خواص الكترونيكي ماده است. [٢] همچنین، اکسیداسیون گرافن به عنوان روشی برای عاملدار کردن شیمیایی، میتواند خواص و کاربردهای آن را تغییر دهد؛ بنابراین درک تغییرات ایجاد شده در ساختار اتمی گرافن اکسید شده حائز اهمیت است.

دو روش عمده برای اکسید کردن گرافن وجود دارد: یکی استفاده از پلاسمای اکسیژن و روش دیگر که رایجتر و سادهتر است، استفاده از ازون است که با تابش نور فرابنفش در محیط تولید میشود. پس از تولید ازون توسط نور فرابنفش، مولکولهای ازون با گرافن واکنش داده و گروههای حاوی O تولید میکنند و دوپینگ نوع p را القا میکنند. از نظر تئوری، پیشبینی شده است که اتمهای O که روی گرافن بکر ردیف شدهاند، ساختاری بدون زیپ^۲را

تشکیل دهند که در آن یک گروه اپوکسی پیوند SP² لایه پایینی را میشکند.[۳]

طیفسنجی رامان یک ابزار ایده آل برای بررسی خصوصیات گرافن است. این تکنیک میتواند تعداد لایههای گرافن، محصولات جانبی ناخواسته، آسیبهای ساختاری، گروههای عاملی و تغییرات شیمیایی ایجاد شده در گرافن را شناسایی کند. در نتیجه، طیف رامان برای کنترل کیفیت و مقایسه نمونههای مورد استفاده توسط گروههای تحقیقاتی مختلف بسیار ارزشمند است.[7]

در این پژوهش، با استفاده از لامپ جیوه بعنوان منبع نور فرابنفش، اکسیداسیون گرافن تحت تابش نور فرابنفش توسط طیف سنجی رامان بررسی شده است. طیف رامان گرافن طبیعی دارای دو قله اصلی Gو D2 است. در طول فرایند اکسیداسیون ظهور قله D ناشی از ایجاد اختلال در شبکه گرافن و ناپدید شدن قله D2 مورد انتظار است.

مواد و روشها

نمونهی گرافن با استفاده از روش رسوب دهی بخار شیمیایی(CVD) تهیه شد. فلز مس با استون، اتانول و آب اکسیژنه تمیز شد و سپس داخل کوره قرار گرفت. ورود گاز استیلن به عنوان منبع کربن،گازهای آرگون و هیدروژن به کوره طی انجام واکنش های شیمیایی منجر به رسوب اتم های کربن روی بستر مس و رشد کریستالهای گرافن میشوند. سپس نمونه تولیدشده به بستر سیلیکون تمیزکاری شده با استون، اتانول و آب اکسیژنه منتقل شد. خصوصیات نمونه تولید شده توسط طیف سنجی رامان بررسی شد. برای بررسی اثر میزان قابل توجه نور فرابنفش، از لامپ جیوه استفاده شد. لامپ جیوه با گسیل نور فرابنفش منجر به تولید ازون می شود. در ابتدا طیف رامان گرافن

Near-ballistic transport '

گرافن تولید شده تحت تابش لامپ جیوه ۱۲۵ وات قرار گرفت و مجددا طیف رامان آن با استفاده از لیزر با طول موج لیزر ۵۳۲nm در زمان های مختلف تابش دهی ثبت و بررسی شد.

نتايج و بحث

در شکل ۱ طیف دو نمونه گرافن سنتز شده با روش CVD، یکی بلافاصله پس از حذف پلیمر و دیگری پس از قرار گرفتن در زیر نور غیرمستقیم خورشید نشان داده شده است. در اکسیداسیون گرافن، با استفاده از نور فرابنفش در جو، مولکولهای $_2$ فوتونهای با طول موج ۱۸۵nm را جذب می کنند. انرژی این فوتون ها برای شکستن پیوند های مولکولی و تشکیل دو (^{3}P) در حالت پایه کافی است:

 $O_2 + hv = 2O({}^3P) \cdot O({}^3P) + O_2 = O_3$

علاوه بر این، O_3 تولید شده را می توان در واکنش با (^{3}P) از بین برد: $2O_2 = (0^3 P) + O_3 + O_3 + O_2$ بنابراین سه گونه و 0_3 و 0_3 در فرایند اکسیداسیون دخیل هستند. $0_3^{(3P)}$ می تواند با اتمهای کربن وارد پیوند شده و یک گروه $O({}^{3}P)$ O_3 اپوکسی تشکیل دهد. بر اساس محاسبات انجام شده، O_3 روی گرافن فقط جذب فیزیکی میشود.[۳] گروههای ایوکسی جذب شده، با ایجاد یک شیفت در مخروط دیراک که در نهایت منجر به اکسید شدن گرافن می شود تغییراتی را در طیف رامان نمونه به وجود می آورند. در نمونه ی اول، دو قله اصلی G در موقعیت ۱۵۹۳ cm^{-1} و 2D در موقعیت ۲۶۹۹*cm*⁻¹ مشاهده می شود. علاوه براین، نقص های ناشی از فرایند سنتز گرافن منجر به ظهور قله D در موقعیت ۱۳۵۶*cm*⁻¹ شدهاند. طیف رامان نمونهی در معرض نور خورشيد اکسيد شدن نمونه را تاييد مي کند؛ قله 2D در طیف مشاهده نمی شود. قلههای G در موقعیت و D و D و D^{-1} و D و D^{-1} با یکدیگر تداخل ییدا کردهاند. اکسید شدن این نمونه را میتوان به



اثر نور فرابنفش ناشی از نور خورشید نسبت داد. برای تایید اثر نور فرابنفش موجود در جو با توجه به میزان اندک آن بررسیهای بیشتری مورد نیاز است. طیف گرافن تحت تابش نور لامپ جیوه نیز در شکل ۲ نشان داده شده است. در طول فرایند تابش، موقعیت قلههای G و 2D تقریبا ثابت است اما در مرحله اکسید شدن، قله G یک شیفت به قرمز کوتاه از ایندی از ۲۰۰۸۵۳ به ۲۵۹۳*c* و قله 2D شیفت به قرمز بلندی از ۲۰۰۸۵۳ به ۲۹۴۱*cm* دارد. با افزایش زمان تابش، قله D در طیف ظاهر شده و شدت آن به مرور افزایش می یابد. ظهور و رشد قله D نشان دهنده تشکیل تدریجی گروههای اپوکسی در گرافن است. تغییرات شدت قله D به عنوان تابعی از اختلال در گرافن، عموما با تحلیل رفتار نسبت شدت قله D به شدت قله G بررسی می شود. شدت



شکل ۲: طیف رامان گرافن تحت تابش نور فرابنفش در زمان های مختلف

قله G با ایجاد اختلال در نمونه تغییر نمی کند. در شکل ۳ تغییرات شدت قله D نسبت به قله G نشان داده شده است. با اکسید شدن گرافن I_D/I_G به بیشترین میزان خود می رسد. علاوهبراین، در گرافن اکسید شده قله های G و D می رسد. علاوهبراین، در گرافن اکسید شده قله مای G و T می دارای پهنشد گی زیادی می شوند به طوری که پس از ۳۳ دقیقه تابش این دو قله مطابق شکل ۴ باهم تداخل پیدا می کنند.



شکل ۳: تغییرات شدت قله D در مقایسه با شدت قله G در طول فرایند تابش



درنهایت، تغییر ساختار دو قله G و D، کاهش شدت قله 2D، پهن شدن قله های G و D اکسیداسیون نمونه را تایید می کند. علاوه بر تغییرات شدت و پهن شدگی قله D، موقعیت این قله با افزایش زمان تابش و تشکیل گروه های

اپوکسی بیشتر نیز شیفت پیدا میکند. در جدول ۱ تغییرات شدت و موقعیت قله D نشان داده شده است.

جدول ۱: تغییرات شدت و موقعیت قله D ناشی از تشکیل گروه های اپوکسی در گرافن با قرار گرفتن در معرض نور فرابنفش

I_D/I_G	موق ع يت (<i>cm</i> ⁻¹)	قله D
۰,۲۲	1840	۰دقیقه
۰,۲۵	1840	۱۰دقیقه
۰,۳۶	١٣۵١	۱۸دقیقه
۰ ,۵۲	१८४१	۳۳دقیقه

نتيجهگيرى

اکسید شدن ناخواسته گرافن، با تغییر خواص آن میتواند عاملی مزاحم در پژوهشهای مرتبط با مطالعه گرافن و خواص آن، تلقی شود. در این پژوهش فرایند اکسید شدن گرافن تحت تابش نور فرابنفش با استفاده از طیف سنجی رامان بررسی شد. ظهور قله D نشاندهنده شروع فرایند اکسیداسیون است. با افزایش زمان تابش و افزایش گروههای اکسیداسیون است. با افزایش زمان تابش و افزایش گروههای ایوکسی در نمونه، ساختار کریستالی منظم گرافن تخریب شده و قله D رشد میکند و در نهایت به علت پهنشدگی قله با قله G تداخل میکند. قله D2 نیز کوتاه میشود. همچنین، مقایسه طیف گرافن قبل و بعد از اکسید شدن اختلاف در موقعیت قله G و D2 را نشان میدهد.

مرجعها

- Eckmann, A., Felten, A., Mishchenko, A., Britnell, L., Krupke, R., Novoselov, K. S., & Casiraghi, C. (2012). Probing the nature of defects in graphene by Raman spectroscopy. *Nano letters*, *12*(8), 3925-3930.Morozov
- [2] Luo, Z., Pinto, N. J., Davila, Y., & Charlie Johnson, A. T. (2012). Controlled doping of graphene using ultraviolet irradiation. *Applied Physics Letters*, 100(25), 253108.
- [3] Cheng, Y. C., Kaloni, T. P., Zhu, Z. Y., & Schwingenschlögl, U. (2012). Oxidation of graphene in ozone under ultraviolet light. *Applied Physics Letters*, 101(7), 07311





تفکیک پذیری زیر داپلری بخار فلز روبیدیوم با استفاده از طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی لیزری

محمد مصلح'، على ميرزايي قبادي'، مليحه رنجبران'، سيده مهري حميدي'.*

ٔ آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

۲ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

*M_hamidi@sbu.ac.ir

چکیده – حساسیت ترازهای فوق ریز اتمی به محیط پیرامون، اندازه گیری دقیق گذارهای الکترون در ساختار فوق ریز اتمها را دشوار کرده است. از جمله محدودیتهای جدی در مطالعه تجربی ساختار فوق ریز اتم ها پهن شدگیهای موجود در محیط اتمی، بویژه پهن شدگی داپلری و برخوردی میباشند که باعث میگردند کمینه های طیفی اتمها در هم ادغام شده و قابل تفکیک نباشند. در این پژوهش ما با ارایه نتایج تجربی نشان دادهایم که طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی بخار اتمی، تفکیک پذیری ساختار فوق ریز را به شکل قابل توجهای افزایش داده است. همچنین نتایج نشان دهنده این هست که با استفاده از این روش امکان طیف سنجی از محیطهای با کمترین میزان نسبت داده به نویز نیز ممکن میگردد.

كليد واژه-طيف سنجي مدولاسيون فركانسي-پهن شدگي داپلري-بخار روبيديوم-سلول مرجع بخار اتمي.

Sub Doppler spectral resolution of Rubidium vapor by frequency modulation spectroscopy

M. Mosleh¹, Ali mirzaei Ghobadi¹, M. Ranjbaran², S. M. Hamidi^{1,*} ¹ Magneto-plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

²Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran. *m hamidi@sbu.ac.ir

Abstract- Accurate measurement of atomic transition between hyperfine splitting needs complicated measurement methods, as hyperfine states are sensitive to small changes in medium. Doppler and collisional broadenings are of Best-known limitations in experimental studies of hyperfine splitting that because hyperfine spectra be not fully resolved. In this study we experimentally show that frequency modulation of atomic transitions significantly increases spectral resolution of hyperfine splitting measurement. Also, our results prove considerable increase of signal to noise ratio because of impact of FM spectroscopic method.

Keywords: Modulation Frequency spectroscopy; Doppler Broadening; Rubidium vapor; Atomic Cell.

مقدمه

روشهای طیفسنجی نوری با کمینه نوفه ممکن، پیشرفت-های زیادی را در دانش و فناوری برای انسان به وجود آورده اند. این تکنیکها را می توان به روشهایی مانند پمپاژ و کاوشگر، روشهای بدون واهلش اسپین تبادلی [۱]، طیف سنجی لیزری داخل کاواک[۲] و روشهای طیفسنجی مبتنی بر مدولاسیون طبقهبندی کرد. از جمله در دسترس ترين اين روشها ميتوان به طيف سنجي با كمك مدولاسيون اشاره كرد. اين روش با هدف افزايش بهرهوري در خوانش داده و حذف تاثیر نوفه های محیطی بر خط انتقال داده است. باید توجه داشت که هر روش طیف سنجی شامل نوفه هایی از جمله نوفههای محیطی قابل سوار شدن بر خطوط انتقال داده، نوفه های ناشی از منبع نوری و همچنین نوفه های ناشی از آشکارسازها و مبدل ها میباشد. بنابراین درصورتی که نسبت داده به مجموعه نوفه ها مقدار كمى باشد، امكان تفكيك داده واقعى از نوفه وجود نخواهد داشت.

در سالهای نه چندان دور تجاری شدن لیزرهای کوک پذیر و البته با پهنای طول موجی بسیار پایین باعث شد بسیاری از پدیده ها که قبلا انتظار آن میرفت، به شکل تجربی مشاهده شوند.. جاروب طول موج این لیزرها با تغییر جریان و یا دمای اعمال شده به محیط بهره لیزر صورت می گیرد. یکی از در دسترسترین روشها برای مشاهده خطوط گذار اتمی طیف سنجی جذبی بخار اتمی عناصر با استفاده از این لیزرها میباشد، که میزان جذب اتفاق افتاده را به طول مسیر نوری و همچنین ضریب جذب ماده مربوط می کند.

این پژوهش به معرفی دو چیدمان آزمایشگاهی مدولاسیون شدت و مدولاسیون فرکانسی لیزر در طیف سنجی از بخار اتمی فلز روبیدیوم میپردازد. در ادامه نتایج تجربی به دست آمده در مطالعه میزان پهن شدگی داپلری را در سه چیدمان اپتیکی (بدون مدولاسیون، مدولاسیون شدت و مدولاسیون

فرکانسی) مورد بررسی قرار خواهیم داد. پهن شدگی داپلری یکی از سهمهای اصلی در پهنای خط طیفی در گازها در فشارهای کم است که به دلیل حرکت حرارتی مولکولهای جاذب یا گسیلنده ایجاد میشود، در نتیجه این پهن شدگی فقط وابسته به فرکانس، جرم ذرات گسیل کننده و دما میباشد، که در اینجا معیار دما، دمای اتاق می باشد [۳]. نتایج به دست آمده نشان میدهند که روش طیف سنجی مبتنی بر مدولاسیون فرکانسی، باعث حذف پهنشدگی داپلری (سهم قالب پهنشدگیهای محیط اتمی روبیدیوم) شده و قابلیت اندازه گیری تغییرات بسیار کم محیط بر اتمها را ممکن می سازد.

ساخت سلول و داده برداری:

به منظور بررسی تاثیر چگالی و همچنین طول مسیر پویش نور داخل محفظه بخار روبیدیوم در میزان نسبت داده به نوفه سلولهای بخار روبیدیوم از جنس شیشه بروسیلیکات و با روش شیشه گری در دو اندازه مختلف ساخته شد. سلولهای ساخته شده به شکل استوانهای و با ابعاد ۲۵ × ۲۰ میلیمتر (طول استوانه ۲۰ میلی متر)، ۲۰ ×۳ (طول استوانه ۳ میلی متر) ساخته شد. به منظور کاهش اثر پهن شدگی برخوردی و داپلری علاوه بر فلز روبیدیوم یک از میانجی به عنوان محیط میزبان بخار اتمی روبیدیوم به داخل سلول تزریق شد. شکل ۱ سلول های ساخته شده و



شکل ۱: از بالا سلول مرجع با ابعاد ۷۰×۲۵، و سلول میلیمتری با ابعاد ۳×۲۰ میلی متر.

طیف سنجی جذبی مستقیم در این پژوهش با کمک لیزر DFB کوک پذیر با طول موج۸/۷۹۴ نانومتر و پهنای طول موجی MHz ۶/۶ و جاروب طول موجی با جاروب جریان الكتريكي اعمالي به ليزر صورت پذيرفت. لازم به ذكر است که به رغم سادگی، این چیدمان بسیار نوفه پذیر است. نوفه هایی از جمله نوسانات دما و جریان الکتریکی لیزر، امواج الكترومغناطيسي محيطي و برق شهر، نوسانات شدت ليزر، نوفه ناشی از ادوات داخل چیدمان و ... به سادگی بر روی دادهها سوار شده و دقت داده برداری پایین می آورند. در طيف سنجى به كمك مدولاسيون شدت نور ليزر با كمك مدولاتور الكتروايتيكي ليتيوم نيوبات (LiNbO₃) با فركانس ۴۱ کیلوهرتر و به شکل سینوسی مدوله شده و پس از عبور از سلول اتمی مورد نظر به آشکارساز میرسد. سیگنال الکتریکی به دست آمده از آشکارساز توسط دستگاه قفل كننده فازى تحت عمليات پردازش سيگنال الكترونيكي قرار گرفته و داده نهایی استخراج می شود [۴]. همچنین به منظور اندازه گیری با طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی نیز جریان الکتریکی لیزر با فرکانس۴۱ کیلوهرتز به شکل سینوسی حول یک مقدار ثابت مدوله شده و همچنین میزان جریان الکتریکی در بازه متناظر با جذب روبیدیوم جاروب شد.

نتايج:

شکل ۲ دادههای به دست آمده از اندازه گیری دو سلول مختلف بخار روبیدیوم با روش طیف سنجی مستقیم را نشان میدهد. طیف قرمز رنگ مربوط به سلول روبیدیوم با طول ۳mm و طیف مشکی رنگ مربوط به سلول با طول ۷cm میباشند. کمینههای موجود در طیف مشکی رنگ نشاندهنده گذارهای روبیدیوم در سلول مرجع است، که در مقایسه با دادههای سلول میلیمتری، از قدرت سیگنال بسیار بالایی برخوردار است. این نتیجه مطابق با این واقعیت

فیزیکی است که به دلیل طول مسیر اپتیکی کمتر در سلول میلیمتری، جذب رخ داده بسیار کم بوده و از میان نوفه های موجود قابل تفکیک نمی باشد.



شکل ۲. طیف سنجی مستقیم از سلول مرجع (مشکی و ستاره) و سلول میلیمتری (قرمز و دایره).

شکل ۳ نشان دهنده دادههای به دست آمده با کمک مدولاسیون شدت برای سلولهای بخار روبیدیوم میباشد. مقایسه این داده با شکل ۲ نشان دهنده این واقعیت است که مدولاسیون شدت تا حد قابل توجهای نسبت داده به نوفه را در اندازه گیری از هر دو سلول روبیدیوم افزایش داده است. به گونهای که جذب بخار روبیدیوم در سلول میلیمتری، علی رغم طول کم مسیر اپتیکی، با کمک مدولاسیون شدت قابل تشخیص است



شکل ۳. طیف سنجی مدولاسیون شدت از سلول مرجع (مشکی و ستاره) و سلول میلیمتری (دایره و قرمز)

^{&#}x27;Lock in amplifier

۷cm به خوبی نشان دهنده این نکته است که هر کمینه جذب روبیدیوم به دو قسمت تقسیم شده و به ازای هر خط رنگی معادل یک گذار اتمی، یک منحنی به شکل مشتق وجود دارد. این در حالی است که داده قرمز رنگ مربوط به سلول میلیمتری همچنان نشان دهنده یک سیگنال به ازای گذارهای نزدیک به هم است. این به این معناست که در طیف سنجی با مدولاسیون فرکانسی بر خلاف طیف سنجی با مدولاسیون شدت، افزایش طول مسیر اپتیکی منجر به افزایش تفکیک پذیری طیفی شده است. عامل اصلی از بین برنده تفکیک پذیری طیفی در اندازه گیری با روش طیف سنجی مستقیم و مدولاسیون شدت پهن شدگی داپلری است که باعث ادغام کمینه های جذب با انرژیهای بسیار نزدیک به هم است.

نتيجه گيرى:

مقایسه دادههای به دست آمده از دو روش طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی و شدت نشان میدهد که طیف سنجی مدولاسیون فرکانسی به طرز قابل توجهی دقت اندازه گیری را افزایش داده و تفکیک پذیری طیفی را در محیط با پهن شدگی غالب داپلری به میزان ملموسی بهبود میبخشد.

مرجعها

- J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, "High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation", Phys. Rev. Lett. Vol. 89, No. 13, pp.130801-130804, 2002.
- [2] G. Katsoprinakis, D. Petrosyan, and I. K. Kominis, "High frequency atomic magnetometer by use of electromagnetically induced transparency", Phys. Rev. Lett. Vol. 97, No. 23, pp.230801-230804, 2006.
- [3] Bordo, Vladimir G, Rubahn, Horst-Günter. *Optics and spectroscopy at surfaces and interfaces*. John Wiley & Sons, 2008.
- [4] Demtroder, Wolfgang. *Laser spectroscopy*: vol. 2: experimental techniques. Springer Science & Business Media, 2008

. همچنین میتوان نتیجه گرفت که در اندازهگیری با مدولاسیون شدت، افزایش طول مسیر اپتیکی تنها منجر به عمیق تر شدن کمینه های جذب میگردد. شکل ۴ داده نتایج طیف سنجی با کمک مدولاسیون فرکانسی از دو سلول بخار روبیدیوم را نشان میدهد. مقایسه دادههای شکل ۴ با دادههای شکل ۲ و ۳ به خوبی نشان میدهد که برخلاف دو اندازهگیری قبلی برای سلول روبیدیوم با طول برخلاف دو اندازهگیری قبلی برای سلول روبیدیوم با طول برخلاف دو اندازه گیری قبلی مرای سلول روبیدیوم با طول با مدولاسیون فرکانسی مقدار نوفههای مخرب را به شکل قابل توجهی کاهش داده و حساسیت

اندازه گیری را افزایش داده است



شکل ۴. داده اندازه گیری با مدولاسیون فرکانسی از سلول مرجع (ستاره و مشکی) و سلول میلیمتری (دایره و قرمز).

در نمودار دادههای تجربی.جذب متناظز با هر گذار با خطوط عمود رنگی نشان داده شده است. برای وضوح بیشتر گذارهای با انرژی نزدیکتر با خطوط همرنگ نشان داده شده است. همانطور که در داده مربوط به طیف سنجی مدولاسیون شدت دیده میشود گذارهای مجاور در هم ادغام شده و جذب حاصل به شک یک کمینه نمایان شده است. دادههای متناظر با اندازه گیری مدولاسیون فرکانسی است. دادههای متناظر با اندازه گیری مدولاسیون فرکانسی به خوبی نشان می دهد که جذب ناشی از گذذارهای اتمی به شکل مشتق کمینه جذب ظاهر شده است. دقت در داده-های مشکی رنگ شکل ۴ مربوط به سلول روبیدیوم با طول





استفاده از طیفسنجی رامان جابهجایی فضایی معکوس بهمنظور شناسایی مواد دارویی پوششدار

مائده ملاآقابابائی، مرضیه همتی فارسانی، ابوالحسن مبشری، سید محمدرضا دربانی

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

Maede.babayi.74@gmail.com, Marziyeh.hemati.22@gmail.com, Mobashery59@yahoo.com, Darbany2002@yahoo.com

چکیده – روشهای متفاوتی برای شنا سایی مواد و نمونههای دارویی پو ششدار بدون آ سیبزدن به پو شش ارائه شده ا ست. در نمونههای دارویی با پوشش کدر به علت فلور سانی زیاد نمی توان آنها را از طریق روش رامان معمولی شناسایی کرد. در این پژوهش روش Inverse SORS که بر مبنای طیف سنجی رامان عمل می کند، استفاده و از آن برای شناسایی قرص استامینوفن با پو ششهای معمول کرم، زرد و قرمز ا ستفاده شده ا ست. نتایج تحقیق ن شان داد که قلههایی که در روش معمولی (نقطهای) مخفی شده بودند، نمایان و نسبت سیگنال به نویز مطلوبی حاصل گردید.

کليد واژه- پوشش، رامان جابهجايي فضايي معکوس، فلورساني، مواد دارويي

Using Inverse Spatial Offset Raman Spectroscopy (I-SORS) for detecting covered pharmaceutical substances

Maede Mollaaghababayi, Marziyeh Hemati Farsani, Abolhasan Mobashery, Seyed Mohammad reza Darbany

Optic and Laser Science and Technology Research Center, Malek-e Ashtar University of Technology, Isfahan

Maede.babayi.74@gmail.com, Marziyeh.hemati.22@gmail.com, Mobashery59@yahoo.com, Darbany2002@yahoo.com

Abstract- Different techniques have been proposed for the detection of covered substances and pharmaceutical samples without damaging them. Pharmaceutical samples with the turbid cover cause more fluorescence could not be detected by conventional Raman. In this project, one of these techniques based on Raman spectroscopy was demonstrated which is called Inverse SORS, and it has been used to detect acetaminophen tablets in usual coloured covers in pharmacies like white, yellow, and red. Results show, by using this method picks had been hidden in conventional Raman have appeared and a high signal to noise ratio have registered.

Keywords: Inverse SORS, Raman, Pharmaceutical Substances, Cover, fluorescence
فاصله فضایی بین محل جمع آوری نور و تابش لیزر، لکه لیزر را بهصورت حلقه در آورده و جمع آوری نور در مرکز این حلقه انجام می شود. این روش بر مزیت روش SORS برای کاهش فلورسانی، امکان افزایش توان لیزر تابشی بدون تخریب نمونه را نیز فراهم می کند؛ بنابراین خطر گرم شدن موضعی و تخریب احتمالی و یا انفجار یک ماده حساس پنهان مانند پیش ماده منفجره را کاهش می دهد [7-4].

اصل روش SORS بر اساس جمع آوری مجموعهای از طیفهای رامان از مناطق سطح نمونه است که در فوا صل تعیین شده دور از رو شنایی لیزر قراردادند؛ اما در SORS-نور لیزر بهصورت حلقهای تابش شده و از مرکز این حلقهها سیگنال رامان جمع آوری می شود؛ بنابراین با استفاده از روش SORS-I علاوه بر افزایش سرعت و دقت دادهبرداری، امکان بهره گیری از لیزر های پرتوان برای ثبت سیگنال را مان مه یا می شود که با این کار بخش عمدهای از محدودیتهای ضعیف بودن سیگنال رامان برطرف می شود [۵–8].

در این پژوهش طیفهای رامان نقطهای و I-SORS قرص استامینوفن ۵۰۰ با پوششهای رنگی متفاوت با یکدیگر مقایسه و در نهایت پارامتر سیگنال به نویز طیفهای I-SORS اندازه گیری شد.

مواد و چیدمان

چیدمان مورداستفاده برای آزمون I-SORS در شکل ۱ نشان داده است. در این چیدمان از یک لیزر دیود با طول موج 785nm با توان متغیر (حداکثر خروجی (400m) استفاده شده است. پرتو خارج شده از لیزر توسط یک عد سی دو کوژ با فا صله کانونی 75mm (عد سی ۱) بر روی رأس عدسی اکسیکون (axicon) متمرکز شده است. عدسیهای اکسیکون پرتو گوسی لیزر را به یک حلقه نوری واگرا تبدیل میکنند. با تغییر دادن فاصله بین عدسی اکسیکون و نمونه، قطر لکه دایرهای لیزر بر روی نمونه تغییر دادهمی شود. در آزمون های انجام شده لکهای به قطر 7mm بر روی نمونه ایجاد شد.

مقدمه

در بسیاری از روشهای آنالیزی نمونههای چندلایهای، نیاز است که هویت شیمیایی لایههای زیرین مشخص شود[1]. یافتن روشهای حساس و انتخابی برای شاسایی مواد پنهان ازجم له مخلوط های دارویی، مواد شام یایی و بیولوژیکی، مواد منفجره و مواد سمی بدون بازکردن بسته مشکوک بهمنظور به حداقل رساندن آساب احتمالی مشکوک بهمنظور به حداقل رساندن آساب احتمالی عیاتی است. از طرف دیگر نگرانی روزافزونی در مورد تقلبی بودن قرصها و داروها وجوددارد. داروهای تقلبی یا غیراساند که این موضوع برای سلامتی انسان خطرآفرین است؛ بنابراین دستیابی به روشی سریع، غیرمخرب، دارای دقت کافی و حساسیت بالا از اهمیت بالایی برخوردار است [7].

برای دستیابی به اطلاعات لایههای زیرین ماده، طیفسنجی رامان جابه جایی فضایی (SORS) تحول جدیدی ایجاد نموده است [۱]. این روش مبتنی بر پراکندگی چندگانه فوتون های رامان است. در روش متداول رامان که مناطق روشنایی و جمعآوری یکسان هستند، فلور سانس تولید شده تو سط نمونه نیز جمعآوری میشود و به همین دلیل، فوتون های کم شدت ر رامان ضعیف یا به طور کامل از آشکارسازی آن ها جلوگیری میشود [۲]. در روش SORS سیگنال رامان از مناطقی جمعمی شود که از محل تابش لیزر جدا و دور هستند. از آنجاکه نقطه جمعآوری نور و نور پردازی به طور فضایی از می یا بد؛ بنابراین این روش به طور مؤثر سیگنال های می یا بد؛ بنابراین این روش به طور مؤثر سیگنال های می یا بد؛ بنابراین این روش به طور مؤثر سیگنال های

یکی از روشهای افزایش سیگنال رامان، افزایش توان لیزر بر روی نمونه است. البته در بسیاری از موارد این افزایش منجر به تخریب نمونه می شود. برای رفع این مشکل روش I-SORS ابداع شدهاست. در این روش پرتو لیزر سطح وسیعتری از نمونه را روشن می کند [۳]. معمولاً برای ایجاد

برای جمع آوری سیگنالهای رامان از یک عد سی دو کوژ با فا صله کانونی 50mm (عد سی۲) ا ستفاده شده ا ست. این عدسی در چیدمان طوری قرار گرفته که پرتوهای نور را از مرکز حلقه لیزر جمع آوری کند. پرتوها پس از عبور از یک فیلتر میان نگذر بر روی فیبر اپتیکی مت صل به طیف سنج (مدل 7000 ساخت شرکت فناوران فیزیک نور) کانونی می وند. برای مقایسه نتایج در آزمون ISORS، طیف رامان نقطه ای و حلقه ای به صورت جداگانه ثبت شده است. برای انجام این آزمون، فاصله اکسیکون تا نمونه کاهش داده شده تا حلقه لیزر به لکه ای کوچک تبدیل شود و طیف رامان نقطه ای بدست آید.



^{شکل۱}: چیدمان آزمون I-SORS در این پژوهش قرص اسـتامینوفن با پوشـشهای متفاوت رنگیای که در بازار موجود است (شکل۲)، جهت شناسایی از روی پوشش موردبررسی قرارگرفته است.



شکل۲: پوششهای رنگی استفادهشده در آزمونها

نتايج و تحليل دادهها

قرص استامینوفن ۵۰۰ با پوششهای کرم، زرد و قرمز مورد تحلیل قرار گرفت. طیفهای آشکارسازی شده در شکلهای۳و۴ نشان دادهشده است. شناسایی قلهها علی رغم انجام هیچگونه آمادهسازی، کارایی روش فوق را نشان می دهد.

شــکلهای ۳ الف و ب طیف رامان نقطهای و I-SORS قرص اســتامینوفن با پوشــش کرم و زردرنگ را نشـان میدهد. همان طور که مشـاهده میشـود، در طیفسـنجی را مان نقطهای به علت یکی بودن نقاط روشــنایی و جمعآوری، میزان فلورسانس زیادی جمعآوری و باعث عدم شــناسـایی طیف نمونه یزیر پوشــش میشـود، اما در طیفهای ثبت شـده به روش I-SORS گرفتهشـده اسـت فلورسانی سطح به شـدت کاهش یافته و به علت افزایش فوتون های عمق در فواصـل دور از سـطح برانگیختگی سیگنالهای ماده با شدت بیشتری شناسایی می شود.





مشخص نیستند. در مقابل قلههای رامان نمونه در طیف I-SORS بسیار مشخص و باریک هستند؛ برای مثال قله های مشخصه در نواحی^{I-}۱۶۱۳ cm، ۱۶۲۳ د^{-۱}، ۱۲۲۳cm^{-۱} و ۳۸۳cm در طیف رامان نقطهای شدت بسیار پایینی دارند. معیار دیگری که برای مقایسه کارایی این دو روش استفاده می شود، نسبت سیگنال به نویز است. این کمیت برای قله ^{I-}۹۱۱cm برابر با ۱/۲۷بوده که در روش SORS این نسبت به ۵/۳۲ افزایش یافته است.

در شـکل۳-ب که مربوط به قرص اسـتامینوفن با پوشـش زرد اسـت نیز اثر فلورسـانی بهراحتی قابلمشـاهده اسـت، بهطوری که علاوه بر قلههای ذکرشـده برای پوشـش کرم قلههای ^{۱-}۲۲۷ cm ۱۲۸۹ در زیر فلور سانس نا شی از پو شش پنهان شدهاند. در این آزمون نیز نسبت سیگنال به نویز در قله ^{۱-}۹۱۱ cm از ۱/۵ در طیف رامان نقطهای به ۲/۴ در روش I-SORS افزایشیافته است.

طیفهای رامان معمولی و I-SORS نمونه با پوشش شفاف قرمزرنگ در شکل^۴ نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود، برخلاف دو مورد قبل، طیف رامان نقطهای قوی تر و واضح تر از طیف SORS-I است. دلیل این موضوع را می توان به نوع رنگ پوشش و پراکندگی کمتر آن نسبت داد. به دلیل عبوردهی انتخابی نور لیزر و رامان در پوشش قرمزرنگ، فلورسانس بسیار کمی در طیف رامان نقطهای دیده می شود.



شکل۴: نمودار Inverse SORS قرص استامینوفن با پوشش قرمز. روش های SORS و I-SORS بر مبنای پراکندگی چندگانه نور در پوشـش اسـتوار اسـت. این پراکندگیها فوتون های رامان لایه زیرین را به فواصـل دورتر از محل تابش لیزر

منتقل میکند که توسط این دو روش قابل جمعآوری است.

نتيجهگيرى

در این پژوهش با استفاده از چیدمان SORS-I طیف رامان قرص استامینوفن در پوششهای کرم، زرد و قرمز ثبت شد. طیفهای آشکارسازی شده نشان دادند که در پوشش های کرم و زردرنگ به دلیل فلورسانی بالای پوشش، روش رامان نقطهای بسیاری از قلههای مشخصه رامان را بهشدت کاهش میدهد ولی روش I-SORS این قلهها را بهخوبی نشان میدهد و همچنین نسبت سیگنال به نویز در این روش نیز بهبود می یا بد. آزمون I-SORS پوشش قرمز به دلیل پراکندگی بسیار کم این پوشش نتیجه ضعیفتری در شدت سیگنال نمونه در مقایسه با رامان نقطهای دارد که قابل انتظار بود.

مرجعها

[1] MacLeod, Neil A., A. Goodship, Anthony W. Parker, and Pavel Matousek. Prediction of sublayer depth in turbid media using spatially offset Raman spectroscopy. Analytical chemistry 80, no. 21 (2008): 8146-8152.

[2] Olds, William J., Esa Jaatinen, Peter Fredericks, Biju Cletus, Helen Panayiotou, and Emad L. Izake. Spatially offset Raman spectroscopy (SORS) for the analysis and detection of packaged pharmaceuticals and concealed drugs.Forensic science international 212, no. 1-3 (2011): 69-77

[3] Cletus, Biju, William Olds, Peter M. Fredericks, Esa Jaatinen, and Emad L. Izake. Real-Time Detection of Concealed Chemical Hazards Under Ambient Light Conditions Using R aman Spectroscopy. Journal of forensic sciences 58, no. 4 (2013): 1008-1014.

[4] Khan, Khan Mohd, Surjendu B. Dutta, Nitin Kumar, Anita Dalal, Amrita Srivastava, Hemant Krishna, and Shovan K. Majumder. Inverse spatially-offset Raman spectroscopy using optical fibers: An axicon lens-free approach. Journal of biophotonics 12, no. 11 (2019): e201900140.

[5] Matousek, Pavel. Inverse spatially offset Raman spectroscopy for deep noninvasive probing of turbid media. Applied spectroscopy 60, no. 11 (2006): 1341-1347.

[6] Matousek, Pavel, and Nicholas Stone. "Emerging concepts in deep Raman spectroscopy of biological tissue." Analyst 134, no. 6 (2009): 1058-1066.

فصل هفدهم

فیبرنوری، موجبرهای نوری و اپتیک مدارهای مجتمع

مجموع مقالات این فصل: ۱۳ مقاله



بررسی حسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر طلا و اکسید تیتانیوم دریک فیبر بلور فوتونی دی-شکل ندا علی پرقوه^۱؛ جمال بروستانی^۱؛ بهار مشگین قلم^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز

چکیده – در این کار، یک نوع فیبر بلور فوتونی با سطح مقطع دی-شکل به عنوان حسگر ارائه شده است که مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی است. سازوکار حسگر پیشنهادی مبتنی بر تغییرات ضرایب شکست آنالیت موجود در محیط می باشد. تاثیر تغییرات هندسه سطح و ساختار بر روی حساسیت طول موجی و دامنه مطالعه شده است. نتایج نشان میدهد که تغییر در هندسه سطح، ساختار و استفاده از اکسید تیتانیوم موجب بهبود عملکرد حسگری شده است. این ساختار پیشنهادی می تواند کاربرد قابل توجهی در شناسایی انواع بیماریها و مولکول های زیستی داشته باشد.

كليد واژه-« تشديد پلاسمون سطحي؛ حسگر ضريب شكست؛ حساسيت طول موج؛ حساسيت دامنه؛ فيبر بلور فوتوني».

The investigation of Au and TiO₂ based surface plasmon resonance sensor in a D-shape photonic crystal fiber

Neda, Ali-Porghoveh¹; Jamal, Barvestani¹; Bahar, Meshginqalam¹ ¹Department of Physics, University of Tabriz nedaporghoveh@yahoo.com, barvestani@tabrizu.ac.ir, bahar.meshginqalam@tabrizu.ac.ir

Abstract –In this work, a photonic crystal fibre with a D-shaped cross section is presented as a sensor which is based on surface plasmon resonance. Mechanism of proposed sensor related to the variations of refractive index of analyte in the environment. The effect of surface geometry and structure on the wavelength and amplitude sensitivities has been investigated. The results show that changes in the surface geometry, structure and also introducing of titanium oxide have improved the performance of proposed sensor. The proposed sensor might have significant applications in identifying a variety of diseases and biomolecules.

Keywords: Surface plasmon resonance, Refractive index sensor, Wavelength Sensitivity, Amplitude Sensitivity, Photonic crystal fibre



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

امروزه به دلیل نیاز به حسگرهای نوری، به ویژه برای کاربردهای پزشکی و شیمی افزایش حساسیت حسگرها در ابعاد كوچك اهميت بسياري يافته است[1]. فرآيند تشديد پلاسمون سطحی در مرز بین یک ماده دی الکتریک و فلز با تزويج نور و نوسان دستهجمعي الكترونها رخ مي دهد. اغلب فلزاتى مانند طلا، نقره، آلومينيوم بدليل اتلاف كمتر براى تشديد پلاسمون سطحي استفاده ميشود. جهت استفاده از این فرآیند، فلزات می تواند در سطح فیبر بلور فوتونی قرار گیرد. بخش نشتی مدهای بنیادی پشتیبانی شده در حجم فيبر با اين پلاسمونها ميتواند تزويج يابد. مقدار اين تزويج وابسته به ضریب شکست محیط دیالکتریک متصل به فلزات میباشد که بعنوان عاملی برای حسگری محیط استفاده می شود. بعبارتی، تغییرات درضریب شکست محیط سیال را می توان آشکارسازی کرد. هندسه داخلی و سطح فیبر بلور فوتونی، اهمیت بسزایی در طراحی و بهبود مشخصههای حسگری دارد. در واقع، از ویژگی ها و خواص بلورهای فوتونی برای محبوس سازی نور استفاده می شود و به همین دلیل به طور کلی با فیبر های معمولی متفاوتند. اولین حسگر مبتنی بر فيبر بلور فوتونى توسط جور گنسون در سال ۱۹۹۳ پيشنهاد شد که در آن حسگرهای فیبر بلورفوتونی را با تغییرات اندازه حفره ها و ثابت شبکه بلوری مورد مطالعه قرار داده اند [2]. هندسه دیگری از این فیبرها، فیبر بلورفوتونی دی-شکل هست که ماده پلاسمونی در غلاف دی- شکل با ضخامت خاصی قرار می گیرد که آنالیت را می توان به صورت لایه ای روى ماده پلاسمونى قرار داد [3]. در اين كار، ما ساختار مشابه یک فیبر بلور فوتونی در کار چاکما و همکاران را[4] انتخاب و هندسه آنرا به دی-شکل تغییر داده و سپس المانهای موجود در ساختار را بهینه و همچنین تغییراتی در بخش پلاسمونی ساختار ایجاد کرده ایم. در ساختار پیشنهادی فیلم ساده طلا در غلاف فیبر به ضخامت خاصی پوشش داده و از اكسيد تيتانيوم زيربستر لايه طلا استفاده شده است. دليل

استفاده از اکسید تیتانیوم زیر فیلم طلا افزایش چسبندگی فیلم طلا می باشد. از نرم افزار لومریکال که بر پایه روش تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD) است برای بدست آوردن نتایج استفاده کرده ایم.

ساختار حسگر پیشنهادی

فیبر بلور فوتونی دی شکل با نمایی دو بعدی در شکل (۱) نشان داده شده است. ساختار دارای شبکه ششگوش با ثابت شبکه $\Lambda = 2 \ \mu m$ قطر حفره های هوای کوچک و بزرگ شبکه $\Lambda = 2 \ \mu m$ و $\Lambda = 0.2 \ \mu m$ می باشد. فخامت طلا ۴۰ نانومتر و ضخامت اکسید تیتانیوم ۱۱ نانومتر و همچنین جنس ماده زمینه سیلیکا انتخاب شده است. آنالیت در قسمت بالایی ساختار روی ماده پلاسمونی نشان شده است



شکل (۱). طرحوارهای از سطح مقطع فیبر بلور فوتونی دی- شکل . ضریب شکست وابسته به طول موج برای سیلیکا از رابطه سلمیر و برای لایه طلا از رابطه جانسون کریستی استخراج شده است و برای اکسید تیتانیوم مقدار n = 2.6964 در نظر گرفته شده است [4].

نحوه محاسبه اتلاف و حساسیت برای بررسی عملکرد حسگر پیشنهادی پارامترهای مختلفی نظیر اتلاف، حساسیت طول موجی و حساسیت دامنه محاسبه می شود. اتلاف فیبر با رابطه ی زیر بدست می آید: $\alpha(\lambda) = 8.686 \times k_0 \times Im(n_{eff}) + 10^4 (\frac{dB}{cm})$ (1) (

$$\mathbf{S}_{\mathbf{A}} = -\frac{1}{\alpha(\lambda n_a)} \frac{\partial \alpha(\lambda n_a)}{\partial n_a} \left(RIU^{-1} \right) \tag{(7)}$$

در رابطه فوق $(\lambda.n_a)$ مقدار اتلاف در طول موج λ و ضریب شکست آنالیت n_a می باشد. و همچنین $rac{\partial lpha(\lambda.n_a)}{\partial n_a}$ اختلاف اتلاف مربوط به دو ضریب شکست مجاور در طول موج یکسان است.

نتايج

در شکل (۲) پروفایل مد بنیادی فیبر بلور فوتونی دی شکل پیشنهادی نمایش داده شده است.



شکل (۲) پروفایل میدان مد بنیادی فیبر بلور فوتونی دی شکل

حضور حفره مرکزی بالایی و لایه ی اکسید تیتانیوم با افزایش محبوس شدگی و بالا بردن میزان تزویج پلاسمونی سبب بهبود عملکرد حسگری می شود.

شکل۳ طیف اتلاف ساختار مورد بررسی را برای سه ضریب شکست متوالی ۱/۴۳ و ۱/۴۴ و ۱/۴۵ نمایش میدهد.



با فيبر دى شكل

از شکل ۳ ملاحظه می گردد، قله اتلاف برای ضرایب شکست dB/cm و ۲۶۱ dB/cm به ترتیب dB/cm و ۲۶۱ dB/cm و dB/cm و ۳۴۹ و ۹۰۷ dB/cm یشدیدی ۳۴۹ و γ۴۹ μm ۰/۸۸ μm ۱۳۰۰۰ nm/RIU بدست می آیند. اختلاف این طول موج های تشدیدی حساسیت ۱۳۰۰۰ nm/RIU را نتیجه میدهد. در مقایسه با کار چاکما و همکاران [4] با حساسیت طول موجی nm/RIU ، حساسیت فیبر بلور فوتونی دی شکل پیشنهادی افزایش چشمگیری داشته است.

- [2] M. Al. Mahfuz, Md. A. Mollah, M. R. Momotaa, A. K. Paulb, A. Masudc, S. Akterb, Md. R. Hasan. Highly sensitive photonic crystal fiber plasmonic biosensor: Design and analysis, Optical Material 90 375-321, 2019.
- [3] M. Al. Mahfuz, Md.A Hossain, E. Haque, N. Hoang Hai, Y. Namihira, F. Ahmed. A Biometallic-coated, Low propagation Loss, Photonic crystal Fiber Based Plasmonic Refractive Index sensor, Sensors19-3794, 2019.
- [4] S. Chakma, Md. A. Khalek, B. K. Paul, K. Ahmed, Md. R. Hasan, A. N. Bahar, Gold-coated photonic crystal fiber biosensor based on surface plasmon resonance: Design and analysis, Sensing and Bio-Sensing Research 18 -7-12, 2018.

شکل ۴ حساسیت دامنه را برای دو ضریب شکست متوالی ۱/۴۳ و ۱/۴۴ نمایش میدهد.



شکل (۴) : حساسیت دامنه با ضرایب شکست ۱/۴۳ و ۱/۴۴ برای فیبر دی-شکل

در این ساختار حساسیت دامنه برای آنالیت ۱/۴۳ و ۱/۴۴ به ترتیب (RIU⁻¹) ۱۱۸۷ و (RIU⁻¹) ۵۲۸۱ میباشد که در مقایسه با مرجع [4] که حساسیت دامنه (RIU⁻¹).۳۱۸. را گزارش کرده است افزایش چشمگیری را نشان می دهد.

نتيجه گيرى

هندسه ساختار به صورت دی – شکل، منجر به افزایش قابل ملاحظهای در حساسیت حسگر پیشنهادی شده است. حساسیت طول موجی ۱۳۰۰۰nm/RIU و حساسیت دامنه ۵۲۸۱ برای حسگر پیشنهادی به دست آمده است که آن را برای کاربردهای مختلف حسگری شیمیایی و زیستی مناسب می سازد. به نظر می رسد که ساختار مورد نظر با افزایش سطح موثر تماس و تقویت تزویج مد بنیادی با پلاسمونهای سطحی موجب بهبود عملکرد حسگری شده است.

مرجعها

[1] Md.B. Hossain, Md.S. Hossain, Md. Moznuzzaman, Md.A. Hossain, Md. Tariquzzaman, Md.T Hasan, Md.M Rana. Numerical Analysis and Design of photonic crystal Fiber Based surface plasmon Resonance Biosensor, Journal of Sensor Technology, 9 27-34, 2019.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



حسگر گاز سولفید هیدروژن مبتنی بر فیبر بلور فوتونی

امین مولائی فرد ، دکتر جوادیان صراف و دکتر فرزان خطیب ، دکتر ابراهیم عطاران کاخکی

گروه مهندسی برق ، واحد مشهد ، دانشگاه آزاد اسلامی ، مشهد ، ایران

aminmolaeefard@yahoo.com

در این مقاله ، یک ساختار هندسی جدید برای یک فیبر کریستال فوتونیک به عنوان حسگر گاز سولفید هیدروژن طراحی شده است. حسگرهای گازی مبتنی بر PCF می توانند غلظت مواد شیمیایی مانند سولفید هیدروژن را تشخیص دهند. نتایج عددی نشان می دهد که استفاده از حفره های غیر دایره ای در اطراف حفره های حلقه مرکزی و تعداد بیشتر حفره های حلقه به ترتیب حساسیت و تلفات حبسی را بهبود می بخشد. طراحی ساختار هندسی به گونه ای است که برهم کنش نور و گاز در هسته فیبر را افزایش می دهد و باعث کاهش تلفات حبسی و افزایش حساسیت نسبی حسگر می شود .

محاسبه کلی با استفاده از روش المان محدود (FEM) با یک شرایط مرزی کاملاً منطبق شده (PML) تکمیل می شود. نتایج بررسی شده حساسیت نسبی ۴۴٫۵ درصد و تلفات حبسی^{۱۰-1}0 × ۱٫۲ دسی بل / سانتی متر در طول موج ۱٫۵۵ میکرومتر را نشان می دهد.

واژه های کلیدی: حسگر گاز ، فیبر کریستال فوتونیک ، حساسیت نسبی ، تلفات حبسی ، سولفید هیدروژن

Hydrogen Sulfide Gas Sensor Based On Photonic Crystal Fiber

Amin Molaee Fard^a, Mohammad Javadian Sarraf ^{1a}, Farzan Khatib^a Ebrahim Attaran kakhki^a

^a Department of Electrical Engineering, Mashhad Branch, Islamic Azad University, Mashhad, Iran Corresponding author. ¹ <u>aminmolaeefard@yahoo.com</u>

Abstract: In this paper, a new geometric structure is designed for a photonic crystal fiber as a hydrogen sulfide gas sensor. The PCF based gas sensors can detect the concentration of chemical material such as hydrogen sulfide .The geometric structure design is such that it enhances the interaction of light and gas in the fiber core and decreases the confinement loss and increases the relative sensitivity of the sensor.

The overall calculation is completed by using a finite element method (FEM) with a perfectly matched layer (PML) boundary condition. The investigated results reveal the relative sensitivity of $\% \notin \forall, \forall \forall \forall d$ and confinement loss of $1,1\times10^{\circ}$ dB/cm at the 1.55µm wavelength.

Keywords: Gas sensor, PCF, relative sensitivity, confinement loss, hydrogen sulfide

مقدمه

تارهای بلور فوتونیک به دلیل ساختارهای خاص و قابلیت انعطاف، دارای ویژگی های مطلوبی برای حسگری هستند. تارهای بلورفوتونیک عمدتا به دو دسته تارهای "با هدایت ضریب شکست^۱ " و "هدایت شکاف نوار ^۲" تقسیم بندی می شوندکه عموما به ترتیب به صورت هسته توپر⁷ و توخالی^۴ هستند. تار با هسته توپر نیز همانند فیبرهای نوری معمولی از خاصیت انعکاس داخلی کلی استفاده می کند اما تارهای با هسته توخالی (مغزی تهی) که در حسگرهای مایعات و گازها کاربرد دارند به دلیل داشتن ضریب شکست پایین تر در ناحیه هسته، قادر به انتقال نور با خاصیت انعکاس داخلی کلی نیستند و برای آن ها از ویژگی هدایت شکاف نوار فوتونی استفاده می شود.

حسگرهای گازی تار بلور فوتونیک در محیط هایی که حاوی گازهای مخصوصی هستند و یا صنایعی که تولید گازهای خاصی می کنند کاربرد زیادی دارند؛ برای مثال در صنایع نظامی، متالورژی، ریخته گری، معادن، و نفت، گاز و پتروشیمی به کار گرفته میشوند. بنابراین تشخیص و حسگری گاز یکی از مهم ترین پارامترهای اندازه گیری است و نیازمند دقت، سرعت، قابلیت تشخیص گاز مورد نظر و میزان آن هاست که تمام این ویژگی ها توسط حسگرهای گازی تار بلور فوتونیک ارضا میشود. حفره هایی که در تارهای بلور فوتونیک به صورت سرتاسری وجود دارند، همانند مویرگ های ریزی هستند که موجب سهولت کنش و واکنش گاز با نور می شود که باعث کیفیت بالای اندازه گیری می شود و این بزرگترین مزیت این حسگرهاست [۴].

ساختارهای مختلفی از بلورهای فوتونی به منظور حسگری گاز استفاده می شود که می توان به کاواک ها، تارها و موجبرهای بلور فوتونی به عنوان نمونه اشاره کرد. در این مقاله هدف بررسی

ساختارهای مختلف تاربلور فوتونی با هدایت ضریب شکست و بهینه سازی ساختار برای بهبود حساسیت نسبی و تلفات حبسی است.

در حسگر های گازی تار بلور فوتونیک که با استفاده از خط جذب عمل می کنند، دو پارامتر مهم هستند که خصوصیات حسگر را بیان می کنند. این پارامتر ها عبارتند از حساسیت نسبی و تلفات حبسی. هرچه تلفات حبسی کمتر و حساسیت نسبی بیشتر باشد حسگر مطلوب ترخواهد بود [۵]. حساسیت نسبی مولفه ای در رابطه با شدت نور است که توسط آن می توان میزان تراکم گاز را اندازه گیری کرد . روشی که معمولا برای حسگری گاز در این نوع از حسگرها استفاده می شود روش طیف سنجی جذبی^۵ است. روابط مهم زیر

در این مورد برقرارند:

رابطه بير-لامبرت

شدت نور ورودی و خروجی در یک محیط با قابلیت جذب با هم رابطه ای دارند. این رابطه توسط قانون بیر-لامبرت²مطابق معادله (۱) بیان میشود.

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-r\alpha(\lambda)LC}$$
(1)

$$\begin{split} I_{o}(\lambda) \;, & \text{I}(\lambda) \;, \text{I$$

- ⁹ Beer-Lambert
- ^v Reduction Factor

- ¹ Index Guiding Fiber
- ^{*} Bandgap Guiding Fiber
- ^r Solid-Core Photonic Crystal Fiber (SC-PCF)
- ^{*} Hollow-Core Photonic Crystal Fiber (HC-PCF)

^a Absorption spectroscopy

حساسيت نسبى

در معادله بیر-لامبرت r که حساسیت نسبی تار است مطابق رابطه (2) تعریف می شود.

$$r = \frac{n_r}{n_e} f \tag{2}$$

که در آن، n_r قسمت حقیقی ضریب شکست ماده ای است که قرار است سنجیده شود. برای گاز ها تقریبا برابر ۱ در نظر گرفته شده و n_e قسمت حقیقی ضریب شکست موثر مود هدایت شده است. در این رابطه f نسبت توان نوری منطقه نمونه [7-1] به توان کل است و مطابق معادله (۳) بیان می شود.

$$f = \frac{\int_{holes, core} (E_x H_y - E_y H_x) dx dy}{\int_{total} (E_x H_y - E_y H_x) dx dy}$$
(3)

در حقیقت، حساسیت نسبی تار به ساختار تار و مواد به کار رفته در آن و طول موج نور ورودی وابسته است که در این مقاله قصد داریم با تغییر پارامترهای مختلف میزان تغییر حساسیت نسبی را تحلیل کنیم.

تلفات حبسى

با انتشار نور در داخل تار، قسمتی از انرژی میدان به داخل غلاف تار نشت می کند. این نوع اتلاف تلفات حبسی مد اصلی نامیده می شود.[۷]

در صورتی که حفره های ناحیه پوشش نامحدود باشند، تلفات نشتی (یا حبسی) حذف می شود اما در عمل این امر غیر ممکن است و به دلیل این که حفره های هوایی موجود محدودند، تلفاتی تحت عنوان تلفات حبسی وجود خواهد داشت که از رابطه (۵) بدست می آید [۸–۳].

$$L_c = 8.686k_0 Im[n_e] \tag{(a)}$$

 k_0 مر این رابطه $[n_e]$ قسمت موهومی ضریب شکست موثر، k_0 ه. E عدد موج و L_c عدد موج و $2\pi/\lambda$ در این قسمت ابتدا برای اطمینان از صحت شبیه سازی، طرح های مقاله اصلی را بررسی می کنیم و پس از آن با تغییر پارامترهای طراحی تار نظیر گام شبکه، قطر حفره ها و عرض هر

یک از نواحی، اثر آن را بر حساسیت نسبی و تلفات حبسی بررسی می کنیم و نهایتا طرحی بهینه برای حسگر انتخاب کرده ایم. همان طور که دیدیم با تغییر ساختار می توان حسگر گاز تار بلور فتونیک را بهبود بخشید. بر اساس یافته های قبلی همان طور که در مقاله علیایی و همکاران دیدیم [9] ما پیش بینی می کنیم با افزایش قطر حفره های حلقه های داخلی در طرح مقاله مرجع ما حساسیت نسبی افزایش یابد. همچنین ما انتظار داریم با تغییر قطر حفره های ناحیه هسته ، حفره های ناحیه پوشش ،گام شبکه ، ضریب شکست پس زمینه (ماده به کاررفته در تار) بتوانیم هر یک از مشخصه های تار اهم از حساسیت نسبی و تلفات حبسی را بهبود دهیم.



شكل شماره 1: ساختار پيشنهادى براى تار بلور فوتونى

در این جا با اعمال تغییرات مقالات قبل همچون ساختار هندسه حفره ها (شش ضلعی وهشت ضلعی) و ابعاد آن ها و پارامتر های گام شبکه(۸) و ضریب شکست پس زمینه بر روی ساختار تار مرجع [9] و بهینه سازی هر یک از پارامتر های ساختار جدیدارائه دهیم که دارای حساسیت نسبی و تلفات حبسی مطلوب تری باشد.

نتيجهگيرى

در این مقاله سعی می شود ساختارجدیدی برای حسگرگاز طراحی شود که به طور همزمان حساسیت نسبی را افزایش و تلفات حبسی را کاهش می دهد. شکل 1 ساختار پیشنهادی را فشان می دهد. که دارای پارامترهای قطر حفره های مرکزی d_m و سایرحفره ها d_1 و همچنین ثابت شبکه Λ است دراین ساختار ماده زمینه d_1 و همچنین ثابت شبکه Λ است دراین ساختار ماده زمینه goint 2 بوده ودرشبیه سازی نیز وابستگی ضریب شکست به طول موج نیز درنظرگرفته شده است اما دراکثرطرح های موجود درمقالات ضریب شکست را ثابت و برابر با = n 87 در نظر گرفته اند که در نتیجه نتایج این مقالات دقیق نمی شکل شماره ۳: نمودار حساسیت نسبی خروجی با نرم افزار کامسول

سپاسگزاری

در پایان جا دارد از شرکت پالایشگاه گاز شهید هاشمی نژاد خانگیران و دانشگاه آزاد اسلامی واحد مشهد که از این مقاله علمی-پژوهشی حمایت کرده است نهایت سپاسگزاری را انجام بدهیم.

مرجعها

- S.G. Johnson."Photonic Crystals: From Theory to Practice." Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute ofTechnology(MIT), U.S.A. 2001.
- [2] Y. L. Hoo, W. Jin, Ch. Shi, H. L. Ho, D. N. Wang, and Sh. C. Ruan, "Design and modeling of a photonic crystal fiber gas sensor,"*Appl. Opt.*, vol. 42, pp. 3509-3515, 2003
- [3] J. Park,S. Lee,S. Kim,and K. Oh, "Enhancement of chemical sensing capability in a photonic crystal fiber with a hollow high index ring defect at the center," *Optics Express*, vol. 19, No. 3, 2011.
- [۴] هادی ابراهیم فتح آبادی ،مدیر برنامه ریزی تلفیقی شرکت ملی نفت ایران

"مدیریت ناشی از خوردگی ناشی از گوگرد و هیدروژن سولفید" ، ماهنامه علمی ترویجی اکتشاف و تولید نفت و گاز ایران،شماره ۱۰۹، ۱۳۹۲.

- [5] F. Poli, A. CucinottaAnd S. Selleri. Photonic Crystal Fibers Properties and Applications, Netherlands: Springer, 2007.
- [6] M. Morshed, Md. Imran Hasan, and S. M. AbdurRazzak, "Enhancement of the Sensitivity of Gas Sensor Based on Microstructure Optical Fiber," Photonic Sensors, vol. 5, No. 4, pp. 312–320, 2015.
- [7] C. Sibilia, T.M. Benson, M. Marciniak and T. Szoplik. Photonic Crystals: Physics and Technology, Italy: Springer, 2008.
- [8] S. Olyaee, A. Naraghi and V. Ahmadi, "High sensitivity evanescent-field gas sensor based on modified photonic crystal fiber for gas condensate and air pollution monitoring," *Optik - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 125, pp. 596-600, Jan. 2014.
- [9] S. Olyaee, H. Arman, and A. Naraghi, "Design, simulation, and optimization of acetylene gas sensor using hollow-core photonic bandgap fiber," *Sensor Letters*, vol. 13, no. 5, pp. 387-392, 2015.
- [10] L. Bagio, "Finite element modeling of electrochemical biosensors," California State University, Northridge, 2019.

باشد درضمن برای ضریب شکست حفره ها برابربا یک $\Lambda = 1/6~\mu m$ قطر و است.در pcf پیشنهادی ثابت شبکه $\Lambda = 1/6~\mu m$ قطر و قطر قطرحفره های حلقه ی درونی برابر $d_1 = 1/52~\mu m$ و قطر حفره های مرکزی برابر $m = 0/45~\mu m$ درنظر گرفته شده است شکل یک توزیع شدت میدان مودپایه رانشان می دهد همان طور که درشکل مشاهده می شود مود پایه درمرکز فیبر متمرکز بوده ودرنتیجه تلفات حبسی بسیار کم است .

دراین ساختارمی توان با افزایش نسبت قطر حفره ها به ثابت شبکه حساسیت نسبی را افزایش داد زیرا با کاهش ثابت شبکه کسرپرشدگی هوا درپوسته افزایش می یابد واین به معنی افزایش کسرتوان کلی درون حفره ها است. ازطرفی هرچه قطر حفره ی مرکزی کوچک ترباشد تلفات حبسی کمتراست زیراشاخص هسته تفاوت بیشتری باشاخص پوسته دارد و بیشتر توان نور درناحیه هسته محدودمی شود.امادراغلب موارد داشتن حساسیت درناحیه هسته محدودمی شود.امادراغلب موارد داشتن حساسیت سبب تخریب دیگری می شودوباید بین آن ها مصالحه ایجادکرد. [8] نتایج بررسی شده حساسیت نسبی 44.5 درصد و تلفات حبسی^{3۱–1}0 × ۱٫۲ دسی بل / سانتی متر در طول موج ۱٫۵۵ میکرومتر را نشان می دهد.



شکل شماره ۲: شبیه سازی با نرم افزار کامسول با پارامتر های





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



حسگر گاز سولفید هیدروژن مبتنی بر فیبر بلور فوتونی

امین مولائی فرد ، دکتر جوادیان صراف و دکتر فرزان خطیب ، دکتر ابراهیم عطاران کاخکی

گروه مهندسی برق ، واحد مشهد ، دانشگاه آزاد اسلامی ، مشهد ، ایران

aminmolaeefard@yahoo.com

در این مقاله ، یک ساختار هندسی جدید برای یک فیبر کریستال فوتونیک به عنوان حسگر گاز سولفید هیدروژن طراحی شده است. حسگرهای گازی مبتنی بر PCF می توانند غلظت مواد شیمیایی مانند سولفید هیدروژن را تشخیص دهند. نتایج عددی نشان می دهد که استفاده از حفره های غیر دایره ای در اطراف حفره های حلقه مرکزی و تعداد بیشتر حفره های حلقه به ترتیب حساسیت و تلفات حبسی را بهبود می بخشد. طراحی ساختار هندسی به گونه ای است که برهم کنش نور و گاز در هسته فیبر را افزایش می دهد و باعث کاهش تلفات حبسی و افزایش حساسیت نسبی حسگر می شود .

محاسبه کلی با استفاده از روش المان محدود (FEM) با یک شرایط مرزی کاملاً منطبق شده (PML) تکمیل می شود. نتایج بررسی شده حساسیت نسبی ۴۴٫۵ درصد و تلفات حبسی^{۱۰-1}0 × ۱٫۲ دسی بل / سانتی متر در طول موج ۱٫۵۵ میکرومتر را نشان می دهد.

واژه های کلیدی: حسگر گاز ، فیبر کریستال فوتونیک ، حساسیت نسبی ، تلفات حبسی ، سولفید هیدروژن

Hydrogen Sulfide Gas Sensor Based On Photonic Crystal Fiber

Amin Molaee Fard^a, Mohammad Javadian Sarraf ^{1a}, Farzan Khatib^a Ebrahim Attaran kakhki^a

^a Department of Electrical Engineering, Mashhad Branch, Islamic Azad University, Mashhad, Iran Corresponding author. ¹ <u>aminmolaeefard@yahoo.com</u>

Abstract: In this paper, a new geometric structure is designed for a photonic crystal fiber as a hydrogen sulfide gas sensor. The PCF based gas sensors can detect the concentration of chemical material such as hydrogen sulfide .The geometric structure design is such that it enhances the interaction of light and gas in the fiber core and decreases the confinement loss and increases the relative sensitivity of the sensor.

The overall calculation is completed by using a finite element method (FEM) with a perfectly matched layer (PML) boundary condition. The investigated results reveal the relative sensitivity of $\% \notin \forall, \forall \forall \forall d$ and confinement loss of $1,1\times10^{\circ}$ dB/cm at the 1.55µm wavelength.

Keywords: Gas sensor, PCF, relative sensitivity, confinement loss, hydrogen sulfide

مقدمه

تارهای بلور فوتونیک به دلیل ساختارهای خاص و قابلیت انعطاف، دارای ویژگی های مطلوبی برای حسگری هستند. تارهای بلورفوتونیک عمدتا به دو دسته تارهای "با هدایت ضریب شکست^۱ " و "هدایت شکاف نوار ^۲" تقسیم بندی می شوندکه عموما به ترتیب به صورت هسته توپر⁷ و توخالی^۴ هستند. تار با هسته توپر نیز همانند فیبرهای نوری معمولی از خاصیت انعکاس داخلی کلی استفاده می کند اما تارهای با هسته توخالی (مغزی تهی) که در حسگرهای مایعات و گازها کاربرد دارند به دلیل داشتن ضریب شکست پایین تر در ناحیه هسته، قادر به انتقال نور با خاصیت انعکاس داخلی کلی نیستند و برای آن ها از ویژگی هدایت شکاف نوار فوتونی استفاده می شود.

حسگرهای گازی تار بلور فوتونیک در محیط هایی که حاوی گازهای مخصوصی هستند و یا صنایعی که تولید گازهای خاصی می کنند کاربرد زیادی دارند؛ برای مثال در صنایع نظامی، متالورژی، ریخته گری، معادن، و نفت، گاز و پتروشیمی به کار گرفته میشوند. بنابراین تشخیص و حسگری گاز یکی از مهم ترین پارامترهای اندازه گیری است و نیازمند دقت، سرعت، قابلیت تشخیص گاز مورد نظر و میزان آن هاست که تمام این ویژگی ها توسط حسگرهای گازی تار بلور فوتونیک ارضا میشود. حفره هایی که در تارهای بلور فوتونیک به صورت سرتاسری وجود دارند، همانند مویرگ های ریزی هستند که موجب سهولت کنش و واکنش گاز با نور می شود که باعث کیفیت بالای اندازه گیری می شود و این بزرگترین مزیت این حسگرهاست [۴].

ساختارهای مختلفی از بلورهای فوتونی به منظور حسگری گاز استفاده می شود که می توان به کاواک ها، تارها و موجبرهای بلور فوتونی به عنوان نمونه اشاره کرد. در این مقاله هدف بررسی

ساختارهای مختلف تاربلور فوتونی با هدایت ضریب شکست و بهینه سازی ساختار برای بهبود حساسیت نسبی و تلفات حبسی است.

در حسگر های گازی تار بلور فوتونیک که با استفاده از خط جذب عمل می کنند، دو پارامتر مهم هستند که خصوصیات حسگر را بیان می کنند. این پارامتر ها عبارتند از حساسیت نسبی و تلفات حبسی. هرچه تلفات حبسی کمتر و حساسیت نسبی بیشتر باشد حسگر مطلوب ترخواهد بود [۵]. حساسیت نسبی مولفه ای در رابطه با شدت نور است که توسط آن می توان میزان تراکم گاز را اندازه گیری کرد . روشی که معمولا برای حسگری گاز در این نوع از حسگرها استفاده می شود روش طیف سنجی جذبی^۵ است. روابط مهم زیر

در این مورد برقرارند:

رابطه بير-لامبرت

شدت نور ورودی و خروجی در یک محیط با قابلیت جذب با هم رابطه ای دارند. این رابطه توسط قانون بیر-لامبرت²مطابق معادله (۱) بیان میشود.

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-r\alpha(\lambda)LC}$$
(1)

 $I_{o}(\lambda)$ بیانگر شدت نور خروجی با وجود گاز، $I(\lambda)$ بیانگر شدت نور خروجی با وجود گاز، $I_{o}(\lambda)$ شدت نور خروجی بدون حضور گاز، r حساسیت نسبی یا ضریب شدت نور $^{\circ}$ کاهش⁹[1] محیط واسط (در اینجا تار)، α ضریب جذب گاز است که تابع طول موج است، L طول محیط و C میزان تراکم گاز (C) است [1]. نهایتا با داشتن پارامتر های فوق، میزان تراکم گاز (C) قابل محاسبه است.

- ⁹ Beer-Lambert
- ^v Reduction Factor

- ¹ Index Guiding Fiber
- ^{*} Bandgap Guiding Fiber
- ^r Solid-Core Photonic Crystal Fiber (SC-PCF)
- ^{*} Hollow-Core Photonic Crystal Fiber (HC-PCF)

Absorption spectroscopy

حساسيت نسبى

در معادله بیر-لامبرت r که حساسیت نسبی تار است مطابق رابطه (2) تعریف می شود.

$$r = \frac{n_r}{n_a} f \tag{2}$$

که در آن، n_r قسمت حقیقی ضریب شکست ماده ای است که قرار است سنجیده شود. برای گاز ها تقریبا برابر ۱ در نظر گرفته شده و n_e قسمت حقیقی ضریب شکست موثر مود هدایت شده است. در این رابطه f نسبت توان نوری منطقه نمونه [7-1] به توان کل است و مطابق معادله (۳) بیان می شود.

$$f = \frac{\int_{holes, core} (E_x H_y - E_y H_x) dx dy}{\int_{total} (E_x H_y - E_y H_x) dx dy}$$
(3)

در حقیقت، حساسیت نسبی تار به ساختار تار و مواد به کار رفته در آن و طول موج نور ورودی وابسته است که در این مقاله قصد داریم با تغییر پارامترهای مختلف میزان تغییر حساسیت نسبی را تحلیل کنیم.

تلفات حبسى

با انتشار نور در داخل تار، قسمتی از انرژی میدان به داخل غلاف تار نشت می کند. این نوع اتلاف تلفات حبسی مد اصلی نامیده می شود.[۷]

در صورتی که حفره های ناحیه پوشش نامحدود باشند، تلفات نشتی (یا حبسی) حذف می شود اما در عمل این امر غیر ممکن است و به دلیل این که حفره های هوایی موجود محدودند، تلفاتی تحت عنوان تلفات حبسی وجود خواهد داشت که از رابطه (۵) بدست می آید [۸–۳].

$$L_c = 8.686k_0 Im[n_e] \tag{(a)}$$

 k_0 مر این رابطه $[n_e]$ قسمت موهومی ضریب شکست موثر، k_0 ه. E عدد موج و L_c عدد موج و $2\pi/\lambda$ در این قسمت ابتدا برای اطمینان از صحت شبیه سازی، طرح های مقاله اصلی را بررسی می کنیم و پس از آن با تغییر پارامترهای طراحی تار نظیر گام شبکه، قطر حفره ها و عرض هر

یک از نواحی، اثر آن را بر حساسیت نسبی و تلفات حبسی بررسی می کنیم و نهایتا طرحی بهینه برای حسگر انتخاب کرده ایم. همان طور که دیدیم با تغییر ساختار می توان حسگر گاز تار بلور فتونیک را بهبود بخشید. بر اساس یافته های قبلی همان طور که در مقاله علیایی و همکاران دیدیم [9] ما پیش بینی می کنیم با افزایش قطر حفره های حلقه های داخلی در طرح مقاله مرجع ما حساسیت نسبی افزایش یابد. همچنین ما انتظار داریم با تغییر قطر حفره های ناحیه هسته ، حفره های ناحیه پوشش ،گام شبکه ، ضریب شکست پس زمینه (ماده به کاررفته در تار) بتوانیم هر یک از مشخصه های تار اهم از حساسیت نسبی و تلفات حبسی را بهبود دهیم.



شكل شماره 1: ساختار پيشنهادى براى تار بلور فوتونى

در این جا با اعمال تغییرات مقالات قبل همچون ساختار هندسه حفره ها (شش ضلعی وهشت ضلعی) و ابعاد آن ها و پارامتر های گام شبکه(۸) و ضریب شکست پس زمینه بر روی ساختار تار مرجع [9] و بهینه سازی هر یک از پارامتر های ساختار جدیدارائه دهیم که دارای حساسیت نسبی و تلفات حبسی مطلوب تری باشد.

نتيجهگيرى

در این مقاله سعی می شود ساختارجدیدی برای حسگرگاز طراحی شود که به طور همزمان حساسیت نسبی را افزایش و تلفات حبسی را کاهش می دهد. شکل 1 ساختار پیشنهادی را نشان می دهد. که دارای پارامترهای قطر حفره های مرکزی d_m نشان می دهد. که دارای پارامترهای قطر حفره های مرکزی ساختار و سایرحفره ها d_1 و همچنین ثابت شبکه Λ است دراین ساختار ماده زمینه gold 2 بوده ودرشبیه سازی نیز وابستگی ضریب ماده زمینه gold 2 بوده ودرشبیه سازی نیز وابستگی ضریب شکست به طول موج نیز درنظرگرفته شده است اما دراکثرطرح های موجود درمقالات ضریب شکست را ثابت و برابر با = n 2/1در نظر گرفته اند که در نتیجه نتایج این مقالات دقیق نمی شکل شماره ۳: نمودار حساسیت نسبی خروجی با نرم افزار کامسول

سپاسگزاری

در پایان جا دارد از شرکت پالایشگاه گاز شهید هاشمی نژاد خانگیران و دانشگاه آزاد اسلامی واحد مشهد که از این مقاله علمی-پژوهشی حمایت کرده است نهایت سپاسگزاری را انجام بدهیم.

مرجعها

- S.G. Johnson."Photonic Crystals: From Theory to Practice." Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute ofTechnology(MIT), U.S.A. 2001.
- [2] Y. L. Hoo, W. Jin, Ch. Shi, H. L. Ho, D. N. Wang, and Sh. C. Ruan, "Design and modeling of a photonic crystal fiber gas sensor,"*Appl. Opt.*, vol. 42, pp. 3509-3515, 2003
- [3] J. Park,S. Lee,S. Kim,and K. Oh, "Enhancement of chemical sensing capability in a photonic crystal fiber with a hollow high index ring defect at the center," *Optics Express*, vol. 19, No. 3, 2011.
- [۴] هادی ابراهیم فتح آبادی ،مدیر برنامه ریزی تلفیقی شرکت ملی نفت ایران

"مدیریت ناشی از خوردگی ناشی از گوگرد و هیدروژن سولفید" ، ماهنامه علمی ترویجی اکتشاف و تولید نفت و گاز ایران،شماره ۱۰۹، ۱۳۹۲.

- [5] F. Poli, A. CucinottaAnd S. Selleri. Photonic Crystal Fibers Properties and Applications, Netherlands: Springer, 2007.
- [6] M. Morshed, Md. Imran Hasan, and S. M. AbdurRazzak, "Enhancement of the Sensitivity of Gas Sensor Based on Microstructure Optical Fiber," Photonic Sensors, vol. 5, No. 4, pp. 312–320, 2015.
- [7] C. Sibilia, T.M. Benson, M. Marciniak and T. Szoplik. Photonic Crystals: Physics and Technology, Italy: Springer, 2008.
- [8] S. Olyaee, A. Naraghi and V. Ahmadi, "High sensitivity evanescent-field gas sensor based on modified photonic crystal fiber for gas condensate and air pollution monitoring," *Optik - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 125, pp. 596-600, Jan. 2014.
- [9] S. Olyaee, H. Arman, and A. Naraghi, "Design, simulation, and optimization of acetylene gas sensor using hollow-core photonic bandgap fiber," *Sensor Letters*, vol. 13, no. 5, pp. 387-392, 2015.
- [10] L. Bagio, "Finite element modeling of electrochemical biosensors," California State University, Northridge, 2019.

باشد درضمن برای ضریب شکست حفره ها برابربا یک $\Lambda = 1/6~\mu m$ قطر و است.در pcf پیشنهادی ثابت شبکه $\Lambda = 1/6~\mu m$ قطر و قطر قطرحفره های حلقه ی درونی برابر $d_1 = 1/52~\mu m$ و قطر حفره های مرکزی برابر $m = 0/45~\mu m$ درنظر گرفته شده است شکل یک توزیع شدت میدان مودپایه رانشان می دهد همان طور که درشکل مشاهده می شود مود پایه درمرکز فیبر متمرکز بوده ودرنتیجه تلفات حبسی بسیار کم است .

دراین ساختارمی توان با افزایش نسبت قطر حفره ها به ثابت شبکه حساسیت نسبی را افزایش داد زیرا با کاهش ثابت شبکه کسرپرشدگی هوا درپوسته افزایش می یابد واین به معنی افزایش کسرتوان کلی درون حفره ها است. ازطرفی هرچه قطر حفره ی مرکزی کوچک ترباشد تلفات حبسی کمتراست زیراشاخص هسته تفاوت بیشتری باشاخص پوسته دارد و بیشتر توان نور درناحیه هسته محدودمی شود.امادراغلب موارد داشتن حساسیت درناحیه هسته محدودمی شود.امادراغلب موارد داشتن حساسیت الا و تلفات حبسی به طورهمزمان مشکل است زیرا بهبود یکی سبب تخریب دیگری می شودوباید بین آن ها مصالحه ایجادکرد. [8] نتایج بررسی شده حساسیت نسبی 44.5 درصد و تلفات حبسی^{۹۱–1}0 × ۱٫۲ دسی بل / سانتی متر در طول موج ۱٫۵۵ میکرومتر را نشان می دهد.



شکل شماره ۲: شبیه سازی با نرم افزار کامسول با پارامتر های





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



شبیه سازی سالیتون روشن در فیبرهای نوری

سعید میرزایی

کارشناس ارشد مهندسی فتونیک و دانشجو ارشد مهندسی برق مخابرات

چکیده –در این مقاله اثرات غیرخطی، پا شندگی و نحوه ت شکیل سالیتون رو شن در فیبرهای نوری مطالعه شده ا ست و همچنین باستفاده از نرم افزار Optisystem شبیه سازی سالیتون رو شن انجام شده است. در شبیه سازی از فیبر تک مد SMF و سیستم نوری 40GB/S استفاده شده است . با استفاده از نرم افزار Optisystem می توان اثرات غیرخطی ، پاشندگی، طول فیبر و همچنین سطح موثر فیبر را تنظیم کرد.

كليد واژه- اثرات غيرخطى، ساليتون روشن، فيبر نورى ، Optisystem

Simulation of bright soliton in optical fiber

Saeid mirzaei

Master of engineering photonics and master of telecommunication electrical engineering

Abstract- In this paper, has been studied the nonlinear and dispersion effects in the optical fiber and also the bright soliton is simulated using the Optisystem software. In the configuration of simulation setup is used from the single mode fiber (SMF) and optical system. We can adjust the nonlinear and dispersion effects and the fiber length and also the effective area

Keywords: nonlinear effects, bright soliton, optical fiber, Optisystem

مقدمه

امروزه گسترش ارتباطات و راحتی انتقال اطلاعات از طریق شبکههای مخابرات نوری به بخشی جدا ناشندنی از سیستمهای ارتباطی جهان تبدیل شده است. سرعت بسیار بالا در انتقال اطلاعات و امنیت مناسب شبکه دو ویژگی خاص شبکههای مخابراتی نوری هستند. این نوع شبکهها از ادوات مختلفی تشکیل شدهاند، مانند: تقویت کنندهها، مدولاتورها، فیبرهای نوری.

سالیتونهای نوری به امواجی گفته می شود که ضمن انتشار، شکل خود را حفظ می کنند و دچار اعوجاج نمی شوند. سالیتونها در نتیجه خنثی سازی آثار غیر خطی و پاشند گی در محیط به وجود می آیند. واژه ی سالیتون در سال 1965 برای نشان دادن ماهیت ذره گونه ی طیف گسترده ای از این امواج، به نام امواج سالیتاری، به کار رفت که حتی پس از بر خورد با یکدیگر نیز بدون تغییر می مانند و این همان خاصیت ذره گونه ی سالیتون هاست.

سالیتونهای نوری را میتوان چندین کیلومتر در فیبر نوری هدایت کرد. ثابت ماندن شکل و پهنای این امواج کمک میکند تا بتوان از سالیتونها برای انتقال دادههای دیجیتالی استفاده کرد.

در سال ۹۹۳۹٬ Akira Hasegawa با ایجاد تعادل مدولاسیون خود بینی کرد، می توان در فیبرها با ایجاد تعادل مدولاسیون خود فازی (SPM) و پاشندگی سرعت گروه (GVD)، سالیتون ایجاد کرد. در سال ۱۹۸۰ سالیتون به طور آزمایشگاهی مشاهده شد[۱]. در سال ۱۹۸۸ سالیتون به طور آزمایشگاهی مشاهده شد[۱]. در سال ۱۹۸۸ سالیتون را در فاصلهای با استفاده از اثر رامان پالسهای سالیتون را در فاصلهای بیش از ۴۰۰۰ کیلومتر انتقال دادند. سه سال بعد، تیم تحقیقاتی بِل بااستفاده از فیبر نوری اِربیّم (Erbium)، سالیتونها را بدون خطا در نرخ بیت حدود ۲٫۵ Gb/۶ در فاصلهای بیش از ۱۴۰۰۰ کیلومتر انتقال دادند. در همین سالها سالیتونها در عرصه وسیعی از کاربردهای اپتیکی

همچون لیزرهای فیبری مد قفل شده، سیستمهای مخابرات نوری، تکنیکهای فشردهسازی پالس، سوئیجهای اپتیکی و دروازههای منطقی اپتیکی مورد استفاده قرار گرفتهاند[۲].

اثرات غير خطى

پاسخ هر دیالکتریکی به نور برای میدانهای شدید الکترومغناطیسی غیرخطی است. رابطهی قطبش (P) و میدان الکتریکی (E) غیرخطی است که با توجه رابطهی زیر نمایش داده می شود:

$$p \propto \chi E^3 \tag{1}$$

این از آنجایی که فیبرهای نوری دارای تقارن مرکزیاند، لذا جمله غیرخطی غالبا از مرتبه سوم است که اثر کِر را میتوان از آن نتیجه گرفت.

در اثر کر، ضریب شکست وابسته به شدت میباشد که معادلهی آن به صورت زیر نمایش داده شده است:

$$n(I) = n_0 + n_2 \frac{P}{A_{eff}} \tag{(7)}$$

در رابطهی فوق، n_2 را ضریب ثابت کر مینامند، همچنین معادلهی (۲) نشان میدهد که با مینیمم کردن توان P و ماکزیمم کردن ناحیهی سطح موثر فیبر A_{eff} ، میتوان آتار غیر خطی را از بین برد. افزایش سطح مقطع موثر به نسبت کاهش توان راه مرسوم در طراحی فیبرهای نوری میباشد [۳].

پاشىندگى

وابستگی ضریب شکست به فرکانس، مشخصهی محیط پاشنده است. در این محیط موجهایی با فرکانس مختلف، با سرعتهای متفاوتی حرکت میکنند، بنابراین مولفههای فرکانسی یک پالس نوری در عبور از یک محیط پاشنده، سرعتهای متفاوتی به خود میگیرند. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> اگر سرعت گروه از سرعت فاز کمتر باشد، محیط دارای پاشندگی نرمال میباشد، درحالی که در محیط با پاشندگی غیرنرمال، سرعت فاز کمتر از سرعت گروه است[۴].

معادله حاكم بر ساليتون روشن

در این مرحله با در نظر گرفتن هر دو اثر پاشندگی و اثر غیرخطی و همچنین با اعمال تغییر متغیرها، معادلهی شرودینگر غیرخطی برای سالیتون روشن به صورت زیر نمایش داده می شود:

$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}}, \quad L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$
 (7)

در رابطهی(۳)، P_0 توان اولیهی پالس، β_2 پارامتر پاشندگی سرعت گروه، γ ضریب غیرخطی، L_D طول پاشندگی، L_{NL} طول غیرخطی و N مرتبهی سالیتون نامیده میشوند. با در نظر گرفتن N=1، سالیتون مرتبهی اول داریم.

$$-i\frac{\partial u}{\partial\xi} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial\xi^2} + N^2 |u|^2 u \tag{(f)}$$

جواب معادلهی (۴) به صورت :

$$u(\xi,\tau) = N \operatorname{sec} h(\tau) \exp(i\xi/2)$$
 (a)

برای تشکیل سالیتون طول فیبر باید خیلی بزرگتر از طول پاشندگی و طول غیرخطی در نظر گرفته شود $L \succ \sim L_{NL}$ و $L \succ \sim L_{NL}$

شبيه سازى

شکل (۱)، پیکربندی شبیهسازی سالیتون روشن با استفاده از نرم افزار Optisystem را نشان میدهد.



شکل ۱: شبیه سازی سالیتون روشن با استفاده از نرم افزار optisystem

يارامترهاى شبيه سازى

Frequency: ۱۹۳/۱ THz

Power: ۲۵ dB

Length: *\Y* · · · km

$$n_2 = 2.6 \times 10^{-20} (m^2 / W)$$

 $A_{eff}=80(\mu m^2)$

نتايج

در این بخش نمودارهای مربوط به شبیه سازی سالیتون روشن با استفاده از Optical Time Domain Visualize و Optical Spectrum Analyzer قبل و بعد از عبور از فیبر نشان داده شده است.



شکل ۲: Optical Time Domain Visualizer قبل از عبور فيبر

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۳: Optical Spectrum Analyzer قبل از عبور فيبر







شکل ۵: Optical Spectrum Analyzer بعد از عبور فیبر



شکل ۶ : حالت سه بعدی Optical Time Domain Visualizer بعد از عبور فییر

نتيجه

اگر یک پالس Sech وارد فیبر نوری با طول 200km شود، انتظار میرود که شکل اولیهی پالس تغییر کند. با تنظیم پارامترهای پاشندگی، اثرات غیرخطی و هچنین توان پالس در نرمافزار Optisystem، این امکان فراهم میشود تا تعادلی بین پاشندگی سرعت گروه و اثرات غیرخطی کر برای تولید سالیتون روشن ایجاد شود.

مرجعها

- [1] Robert .The super continuum Laser Source, 2016.
- [2] M. J. Beesley, Lasers and their applications, London, 1976.
- [3] Robert W. Boyd, Nonlinear Optics, second edition.

[۴] محمد محمودی، فراتر از سرعت نور، انتشارات دانشگاه زنجان،۱۳۹۵.

[5] H. Hasegawa. And Y. Kodama, Soliton in optical communications, Oxford University press, New York,19950



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مدلسازی شبکههای Backhaul/Fronthaul نسل پنجم مخابرات سلولی مبتنی بر فناوری دسترسی غیرفعال نوری XGPON

محمد روشتیان، علیرضا قلی پور

دانشکده مهندسی برق،دانشگاه شهید بهشتی،گروه مخابرات

m_raveshtian@sbu.ac.ir,a_gholipour@sbu.ac.ir

چکیده – تحقق سرعت داده و تاخیر پیشبینی شده در نسل پنجم مخابرات سیار(5G)، مستلزم افزایش ظرفیت در بخش Backhaul/Fronthaul شبکه است. همچنین با توجه به افزایش فرکانس و نرخ داده در استانداردهای 5G، (که منجر به افزایش تعداد ایستگاههای پایه و بروز مشکلات عمرانی و افزایش هزینه پیادهسازی شبکه خواهد شد) نیاز به همگرایی مخابرات سیار و ثابت ضروری بهنظر میرسد. در این مقاله، سازگاری دو فناوری دسترسی غیرفعال نوری (XGPON) و سیار (5G) از نقطهنظر به اشتراکگذاری بخش ODN در قسمت ODN در قسمت (SR) شبکه است.

کلید واژه- بستر شبکه نوری، شبکههای دسترسی غیرفعال نوری، نسل پنجم مخابرات سلولی

Modeling of Backhaul/Fronthaul Networks of 5G Cellular Telecommunication Based on XGPON Technology

Mohammad Raveshtian, Alireza Gholipour

Faculty of Electrical Engineering, Shahid Beheshti University, Department of Telecommunications

m_raveshtian@sbu.ac.ir,a_gholipour@sbu.ac.ir

Abstract- Realizing the data speed and latency predicted in the fifth generation of mobile Telecommunication (5G) requires an increase in capacity in the Backhaul / Fronthaul network. Also, due to the increase in frequency and data rates in 5G standards, (which will lead to an increase in the number of base stations and development problems and increase the cost of network implementation), the need for convergence of mobile and fixed telecommunications is essential, It seems. In this paper, the compatibility of passive optical access (XGPON) and mobile (5G) technologies from the point of view of ODN segment sharing in the Backhaul / Fronthaul segment of 5G network is investigated using power, delay and CNR budget analyzes.

Keywords: Optical Distribution Network Passive Optical Networks Fifth Generation of Mobile Telecommunication

مقدمه

فیبرنوری بهدلیل دارا بودن مزایایی مانند قابلیت پیادهسازی لینکهای چندصد کیلومتری با ظرفیت چند ده تراهرتزی، مصونیت در برابر تداخل و همشنوایی، تلف انتقال پایین و قیمت ارزان، گزینه مناسبی برای به کارگیری در ارتباط میان سایت مرکزی(CO) و سایتهای سلولی موبایل بهشمار می-رود[۱]. همچنین ادغام Backhaul شبکه 5G با بستر توزیع شبکههای غیرفعال نوری (ODN)، نه تنها میزان استفاده از فیبرنوری را بهشدت کاهش می دهد بلکه موجب صرفه جویی ارزی و مدیریت یکپارچه شبکه مخابرات ثابت و سیار خواهد شد[۲]. در واقع نیاز به سیستمی که بتواند نیازمندیهای مربوط به سرعت بالا و تاخیر پایین در شبکه 5G را برآورده سازد، هدف انجام شبیه سازیها در این مقاله بوده و این مهم می تواند با استفاده از نسل جدید شبکههای دسترسی غیرفعال نوری یا XGPON به دلیل بر خورداری از دسترسی غیرفعال نوری یا XGPON امکان پذیر شود.

نسل جديد شبكههاى دسترسى غيرفعال نورى

بهطور کلی شبکههای غیرفعال نوری(PON) از سه بخش اصلی ODN، OLT و ODN ها تشکیل میشوند. OLT تجهیزی است که در مراکز مخابراتی قرار گرفته و ارتباط میان تامینکننده سرویسهای اینترنتی و شبکه دسترسی را برقرار میکند. ODN شامل بخشهای غیرفعال یک شبکه دسترسی نوری شامل فیبرنوری و Splitter ها بوده که مابین OLT و UNO ها قرار میگیرد. UNO ها نیز تجهیزاتی هستند که در سمت کاربران قرار گرفته و دادهها پس از عبور از بستر ODN با استفاده از UNO ها تحویل کاربران میشود. استاندارد NGPO جدیدترین فناوری معرفی شده توسط UTI است که با هدف انتقال اطلاعات در بستر شبکههای غیرفعال نوری مورد استفاده قرار میگیرد. برای نتقال اطلاعات در این استاندارد، از طول موج های انتقال اطلاعات در این استاندارد، از طول موج های

OLT به سمت ONU) و US (انتقال از ONU به OLT استفاده می شود (شکل ۱).



شکل۱: نمایش اجزای اصلی یک شبکه غیرفعال نوری

معماری مشترک شبکههای PON و 5G

توسعه شبکههای نسل چهارم مخابرات سیار به معماری جدید انتقال رادیویی 5G با تغییر در عملکرد اصلی واحد باندپایه (BBU) مشخص می شود که مطابق(پیشنهاد ITU) شکل۲ در عمل به سه بخش DU،CU و RU تقسیم بندی شدهاست[۲]. مطابق این تقسیم بندی، رابط میان NGC و CU به نام Backhaul، رابط ميان CU و DU به نام Fronthaul-II و رابط ميان DU و RU به نام Fronthaul-II نام گذاری شدهاند. موسسهی ITU، نحوهی اشتراک گذاری شبکه XGPON مابین یکی یا تمام رابطهای ذکرشده را بسته به کاربرد، به ۴ حالت تقسیم کرده است(شکل۲). ساختارهای b،a و p، ترتیب برای کاربردهای با تاخیر پایین، Cloud و نقاط پرازدحام شهری مفید هستند. ساختار d که به ساختار موازی نیز معروف است، تمام خواص سه ساختار دیگر را دارد و در این مقاله پیادهسازی شده است. لازم به ذکر است که سیگنال RF (با فرکانس ۲۰GHz) در این ساختار مشترک، بر روی طولموج ۱۵۵۰nm مدوله شده و پس از اعمال تکنیک WDM بههمراه طولموج ۱۵۷۷nm به صورت DS در جهت DS) در جهت DS ارسال مىشود.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲- ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل۲: نگاشت CU/DU/RU بر معماری PON در بخش Fronthaul(تقسیم لایه بالا)، b(تقسیم لایه پایین)،C (تقسیم آبشاری)،b (تقسیم موازی)[7]

شبیهسازی در نرمافزار Optisystem

در این مقاله، معماری بخش d شکل ۲ شبیهسازی شده است. شبیه سازی ها در نرمافزار Optisystem و در ۴ حالت N = ۸،۱۶،۳۲،۶۴ انجام شدهاست که پارامتر N = ۸،۱۶،۳۲ های متصل به شبکه XGPON است. ابتدا تحلیل بودجه توان بهمنظور اثبات برقراری الزامات استاندارد XGPON در نرمافزار Optisystem انجام شد. جدول ۱ استاندارد مرتبط با بودجه توان در فناوری XGPON را در دو جهت US و DS نمایش میدهد.

جدول ۱: کلاس Nominal2 از استاندارد G.987.2 فناوری XGPON

Direction	ONU	OLT
2.5 Gbps US	Min Tx Power = 2 dBm	Min Rx Power = -29.5 dBm
10 G DS op.1	Min Rx Power = -28 dBm (APD Receivers)	Min Tx Power = 4 dBm
10 G DS op.2	Min Rx Power = -21.5 dBm (Pin- Pd Receivers)	Min Tx Power = 10.5 dBm

با توجه به جدول ۱، توان لیزرهای فرستنده در جهات OLT و ONU را تنظیم می کنیم [۳]. نمای کلی شبکه برای حالت N = ۸ در نرمافزار Optisystem در شکل ۳ آورده شده است. با توجه به مقادیر جدول۱، توان ورودی از توان SRS (Stimulated Raman Scattering) پایین تر بوده و بنابراین اثر همشنوایی تاثیر چندانی نداشته و همچنین انتظار متاثر شدن از محدودیت Dynamic Range) DR) را نیز نداریم.





فرض شده است.



شکل۳: نمایش شبکه RoF در نرم افزار Optisystem نتایج مربوط به شبیهسازی (در حالت DS) در نمودار شکل ۴ نشان داده شدهاست. با توجه به نتایج شکل۴، مقدار بیشینه طول فیبر مجاز در حالت ۳۳Km ،N =۶۴ است.



شکل۴: نمایش نتایج تحلیلی بودجه توان در جهت DS برای مقادیر مختلف N

در قدم دوم بهمنظور محاسبه تاخیر ناشی از این معماری مشترک، تاخیر مسیر توسط نرمافزار Optisystem برابر ۴٫۵ نانوثانیه محاسبه شد(حالت N =۶۴). با در نظر گرفتن طول موج Nos ، تاخیر گروه، موج Nos ، ماخیر گروه توسط رابطه ۱ محاسبه شده [۴] و تاخیر کلی سیگنال RoF مطابق رابطه ۲ برابر با ۲٫۲۴ میلی ثانیه بهدست می آید (مقدار امتر N_{ge} برای فیبر نوع SMF-28e و در طول موج ۱۵۵۰ N_{ge} نانومتر، برابر ۱٫۴۶۸۲ است).

$$\tau_g = \frac{N_{ge}}{C} \tag{1}$$

$$Total \, delay = \tau_g + \tau_{Network} \tag{(Y)}$$

مقدار تاخیر محاسبهشده (۰,۲۴ ms) کمتر از بیشینه حد مجاز در استاندارد 5G یعنی ۱ میلیثانیه بوده و بنابراین یکی از الزامات مهم فناوری 5G در این معماری مشترک برآورده شده است[۵].



تحلیل سوم و آخر، محاسبه نسبت حامل به نویز یا CNR سیگنال RoF است که با استفاده از نرمافزار Optisystem وبرای حالت ۶۴ = N محاسبه شده است. باتوجه به نمودار شکل۵، حداکثر طول فیبر مجاز در این ساختار برای یک CNR متناسب، تقریبا برابر ۳۳Km است.



طیف خروجی سیگنال RoF دریافتی در مقصد با فرکانس ۲۰GHz، حاکی از انتقال بدون نویز و تداخل و با توان مناسب در سیستم شبیهسازی شده است(شکل۶).

نتيجهگيرى

دراین مقاله بهمنظور تحقق هم گرایی شبکههای ثابت و سیار مخابراتی، معماری مشترک شبکههای XGPON و 5G ییشنهادی توسط ITU در نرمافزار Optisystem شبیهسازی گردید. باهدف تعیین بیشینه طول مجاز فیبرنوری قابل استفاده در این ساختار، سه تحلیل بودجه توان، تاخیر و محاسبهی نسبت حامل به نویز انجام شد. بیشینه طول فیبر مجاز قابل به اشتراک گذاری که از نتایج دوتحلیل بودجه توان و تحلیل CNR بهدست آمده است، کاملا برهم منطبق بوده و بنابراین با اشتراک نتایج حاصله از دو تحلیل ذکر شده، طول مجاز فیبرنوری قابل استفاده در بستر ODN این ساختار مشترک برابر با ۳۳ کیلومتر به دست می آید. با توجه به اینکه حداکثر فاصله ی تفاضلی و همچنین فاصله منطقی مابین OLT و ONU در استاندارد XGPON به ترتیب برابر با ۲۰Km و ۶۰Km است، بنابراین می توان نتیجه گرفت که این ساختار پیشنهادی و شبیهسازی شده کاملا منطبق بر استانداردها و الزامات دوفناوري XGPON و 5G بوده و از نقطەنظر عملى كاملا قابل ييادەسازى مىباشد.

مرجعها

- [1] P. Chakrabarti, *Optical Fiber Communication*. McGraw-Hill Education, 2015.
- [2] 5G Wireless fronthaul requirements in a PON context, ITU-T, 2019.
- [3] *G.987.2:10-Gigabit-capable passive optical networks (XG-PON)*, ITU, 2016.
- [4] J. M. Senior and M. Y. Jamro, *Optical fiber* communications: principles and practice. Pearson Education, 2009.
- [5] 5G Radio Access- Capabilities and Technologies, W. Paper, 2016.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



اثر فاز بر انتشار سالیتون روشن در فیبرهای کم مد سبا پروا^ر ، محسن حاتمی^۲ ، غلامرضا هنر آسا^۳ شیراز ، دانشگاه صنعتی شیراز ، دانشکده فیزیک

'Saba_parva@yahoo.com, 'hatami@sutech.ac.ir, "honarasa@sutech.ac.ir

چکیده – اخیرا انتشار سالیتونها در فیبرهای چند مد مورد مطالعه قرار گرفته است. در اینجا برای بررسی انتشار سالیتون از یک فیبر کم مد تجاری استفاده کردهایم. در این فیبر سه مد انتشاری وجود دارد که با در نظر گرفتن قطبش، شش مد قابل انتشار است. ابتدا مدهای انتشاری، سطح مقطع موثر و پاشندگی را برای مدهای این فیبر بدست آورده و سپس به شبیه سازی انتشار سالیتونها در مدهای فیبر پرداخته و اثر اختلاف فاز بر آنها را مطالعه کردهایم. اثر غیرخطی باعث ایجاد دگرفازی XPM شده و مدهای انتشاری برهم اثر میگذارند. از موارد جالب توجه این است که این اثرات باعث انتقال انرژی بین مدهای مختلف شده و شدیدا به اختلاف فاز بستگی دارند. در نتیجه می توان از نتایج این شبیه سازی برای طراحی یک کلید تمام نوری خود سامانده استفاده کرد.

کلید واژه- سالیتون نوری روشن، فیبر کم مد، کلیدزنی تمام نوری، مدولاسیون دگرفازی.

Effect of phase on soliton propagation in few-mode fiber

Saba Parva¹, Mohsen Hatami², Gholamreza Honarasa³

Department of Physics, shiraz University of Technology, Shiraz Iran

¹<u>saba parva@yahoo.com</u>, ²<u>hatami@sutech.ac.ir</u>, <u>3honarasa@sutech.ac.ir</u>

Abstract- Recently soliton propagation in few-mode fiber have been studied. In this paper, we used commercially few-mode fiber for investigating the soliton propagation. Three modes exist in this fiber, by considering polarization, we have six propagation modes. Initially, we calculate the propagation mode, effective cross-section, and dispersion for each mode then soliton propagation in fiber modes respect to phase are simulated. The nonlinear effect causes XPM which affects propagation modes to each other. Interestingly, these effects cause energy transfer between different modes and strongly depends on the phase difference. So, the results of this simulation can be used to design a self-organized all-optical switch.

Keywords: all-optical switching, bright soliton, cross phase modulation, few modes fiber.

$$\begin{split} LP_{11a} & \mbox{identify} \ LP_{11a} & \mbox{identify} \ LP_{11a} & \mbox{identify} \ mbox{identify} \$$

در اینجا 1,2,3 r, n, n = 1,2,3 میباشند. اندیسهای T و $u_p = \frac{A_p}{\sqrt{P_1}}$ نشانگر ترانهاد و همیوغ مختلط ماتریس $u_p = \frac{A_p}{\sqrt{P_1}}$ میباشند، q بردار جونز بوده و برابر با میباشند، q_p بردار جونز بوده و برابر با T میباشند، $p = [A_{px}, A_{py}]^T$ و M_p دامنه کند T تغییر پالس انتشاری در مد qام فیبر به ترتیب با قطبش x و y است. p قله توان پالس سالیتون ورودی تغییر پالس انتشاری در مد qام فیبر به ترتیب با قطبش x و y است. طول پاشندگی این مد به صورت در مد P_0^{1}/P_{21} است. طول پاشندگی این مد به صورت فاصله انتشار یعنی $Z_D = 7/L_p$ استفاده میشود. به طور فاصله انتشار یعنی $\xi = 7/L_p$ تعریف میشود و برای بهنجارش مشابه T_0 زمان بهنجار بوده که در آن T پهنای زمانی پالس ورودی است. در حل معادله (۱) ثابت انتشار g هر مد در سری تیلور به صورت زیر بسط داده شده است:

$$\beta_{p}(\omega) = \beta_{0p} + \beta_{1p}(\omega - \omega_{0}) + (\Upsilon) + \beta_{2p}(\omega - \omega_{0})/2 + \cdots$$

$$+ \beta_{kp} = \left(\frac{d^{k}\beta_{p}}{d\omega^{k}}\right) \bigg|_{\omega} = \omega_{0}$$
در اینجا $\omega_{kp} = \omega_{0}$ است.

مقدمه

به طور سنتی، از فیبرهای نوری تکمد برای مشاهده پدیدههای غیرخطی [۱] و همچنین طراحی سیستمهای مخابرات نوری استفاده می شود [۲]. با این حال اخیرا فیبرهای چند مد بسیار مورد توجه قرار گرفتهاند[۳]. چنین فیبرهایی یک بعد اضافی ارائه میدهند که بر اساس آن ظرفیت کانالهای ارتباطی افزایش می یابند. اگرچه سالیتون های نوری در زمینهی فیبرهای تک مد به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفتهاند اما اخیراً رفتار غیرخطی در فیبرهای چندمد مورد توجه قرار گرفته است. ویژگی جدید چنین فيبرهايي وجود جفتشدكي غيرخطي بينمدى است حتی زمانی که جفتشدگی خطی مدی ناچیز است. این جفتشدگی غیرخطی ناشی از پدیده غیرخطی، مدولاسیون دگرفازی بین مدی (XPM) است. در این مقاله ما یک فیبر کم مد تجاری را در نظر گرفته و به بررسی انتشار پالسهای سالیتون پایه در شش مد با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی می پردازیم. در اینجا محاسباتمان را با معرفی مجموعهای از معادلات شرودینگر جفتشده غیرخطی که به صورت عددی با ترکیبی از روش تفاضل متناهی و روش رانگ کوتا حل شدهاند، شبیه سازی کردهایم. انتشار سالیتونهای پایه را در مدهای مختلف یک فیبر کم مد بررسی کرده و تاثیر آنها را برهم و همچنین تبادل انرژی بین آنها را مطالعه مي كنيم.

محاسبات رياضي

در اینجا از یک فیبر کم مد (FMF) با ضریب شکست پلهای از شرکت YOFC استفاده می کنیم. فیبر انتخاب شده دارای سه مد LP_{11} ، LP_{11} و LP_{11b} بوده که با در نظر گرفتن دو قطبش متعامد X و Y تعداد مدها به هر مد به صورت $u(0, \tau) = u_0 sech(\tau)$ است .در اینجا u_0 برای مدهایی که هیچ سالیتونی به آنها وارد نمی شود صفر درنظر گرفته می شود.

شبیه سازی

در اینجا از یک فیبر کم مد (FMF) با ضریب شکست پلهای از شرکت YOFC استفاده کردهایم که پارامترهای آن در جدول شماره ۱ آمده است. همانطور که در جدول آمده این فیبر دارای سه مد است که با در نظر گرفتن قطبش X و Y دارای شش مد مستقل میباشد. با شبیه سازی معادله ۱ انتشار سالیتون پایه روشن را در مدهای مختلف فیبر و برهمکنش آنها را بررسی میکنیم.

جدول۱- پارامترهای فیبر کم مد (سه مد) تجاری YOFC

نوع فيبر		FM SI-2
Part No.]	FM2010-B
، فیبر نوری در ۱۵۵۰ نانومتر	مشخصات	محدوده
μm قطر هسته		14.0
	-	± 0.5
ضريب شكست هسته		1.4485
قط, غلاف <i>μm</i>		125.0
	-	± 0.7
غلاف غیر دایرهای		< 0.7
قطر لايەنشانى μm		245.0
	-	+100

در جدول شماره ۲ ورودی توان و فاز هر کدام از مدهای فیبر برای شبیه سازی مشخص شده است. سالیتون را در مدهای LP_{11bx} ، LP_{11ax} ، LP_{01x} وارد کرده و سپس به ترتیب فازهای $\pi/4$ ، $\pi/2$ و π را بر روی مد LP_{11ax} اعمال کردیم و در نهایت به مقایسه برهمکنش مدها در این حالات پرداختیم. شکل ۱ دو نمونه از انتشار سالیتون را در حوزه زمان برای مد LP_{11ax} .

پارامتر
$$d_{1p}$$
 و d_{2p} به صورت زیر تعریف می شوند [۳]: $d_{1p} = (eta_{1p} - eta_{11})L_D/T_0,$ (۳) $d_{2p} = eta_{2p}/|eta_{21}|.$

به دلیل ماهیت تبهگنی مدهای P_{11a} و P_{11b} و P_{11b} و P_{11b} و $P_{11} = 0$ و $P_{21} = -1$ و P_{21} و P_{21} است (پاشندگی غیرعادی)، ما فقط باید دو پارامتر بدون بعد را برای درنظر گرفتن اثرات پاشندگی مشخص کنیم که $P_{21} = 2$ نامیده می شوند. در اینجا مشخص کنیم که $P_{21} = 2$ نامیده می شوند. در اینجا از پاشندگی مرتبه ۳ به بالا صرف نظر شده است. عدم مشخص کنیم که $P_{21} = 2$ نامیده می شوند. در اینجا از پاشندگی مرتبه ۳ به بالا صرف نظر شده است. عدم می آز پاشندگی مرتبه ۳ به بالا صرف نظر شده است. عدم می آید. در معادله (۱)، $P_{21} = 2$ مرتبه سالیتون پایه است و می آید. در معادله (۱)، $P_{21} = 2$ تعریف می شود. γ می آید. در معادله (۱)، $P_{21} = 2$ تعریف می شود. γ به صورت $P_{21} = 2$ تعریف می شود. γ به صورت $P_{21} = 2$ تعریف می شود. γ بوسط همپوشانی پروفایل فضایی مدها رخ می دهد که پارامتر غیرخطی است. جفت شدگی غیر خطی بین مدی در رابطه (۱) گنجانده شده است و فاکتور بدون بعد در رابطه (۱) گنجانده شده است و فاکتور بدون بعد در رابطه (۱) گنجانده شده است و فاکتور بدون بعد در رابطه زیر بدست می آید:

$$f_{lmnp} = A_1^{eff} \iint F_l^* F_m F_n F_P^* dx dy, \tag{(f)}$$

در اینجا $F_p(x,y)$ توزیع فضایی مد pام است و فرض بر این است و $F_p(x,y)dxdy = 1$ است. سطح مقطع موثر A_1^{eff} مد LP_{01} زمانی ظاهر می شود که مقطع موثر f_{111} مد LP_{01} زمانی ظاهر می شود که $f_{1111} = 1$ باشد. باتوجه به اینکه I و m و n و n و می توانند از ۱ تا ۳ متغییر باشند باید ۱۸ پارامتر را مشخص کرد تا بتوان به طور کامل جفت شدگی فیرخطی بین مدی را حساب کرد. با این حال تعداد FWM غیرخطی بین مدی را حساب کرد. با این حال تعداد و مفر می شوند و بسیاری از آنها به خاطر تبهگن بودن مدهای می ایم ایف فیر مفر برای ما باقی می ماند. برای می افتند. ۱۹ مولفه غیر صفر برای ما باقی می ماند. برای مثال $P_{112} = 0.5783$ بدست می آید. در اینجا $T_0 = 1ps$ است. ورودی بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مد	ورودى	ورودی با فاز	ورودی با فاز	ورودی با فاز
	بدون	$\pi/4$	$\pi/2$	π
	فاز			
LP_{01x}	$\operatorname{sech} \tau$	$\operatorname{sech} \tau$	$\operatorname{sech} \tau$	$\operatorname{sech} \tau$
LP_{01y}	0	0	0	0
<i>LP</i> _{11<i>a x</i>}	$\operatorname{sech} \tau$	$e^{\frac{i\pi}{4}}$ sech τ	$e^{\frac{i\pi}{2}}$ sech τ	$e^{i\pi}$ sech $ au$
LP _{11a y}	0	0	0	0
$LP_{11b x}$	$\operatorname{sech} \tau$	$\operatorname{sech} \tau$	sech $ au$	$\operatorname{sech} \tau$
$LP_{11b y}$	0	0	0	0

شکل ۱ (الف) برای فاز صفر است. همانطور که دیده میشود ابتدا پهنای پالس در حوزه زمان کم شده و قلهی آن افزایش پیدا می کند و در $0.9 = \tilde{\beta}$ به حداکثر خود می رسد. ولی به تدریج انرژی خود را از دست داده و دامنه آن کاهش می یابد و همینطور در طی انتشار مجددا به حالت اولیه خود برگشته و سپس این فرآیند تکرار می گردد. اما برای شکل ۱ (ب) قله پالس به تدریج کاهش یافته و در $1.4 = \tilde{\beta}$ به مینیمم مقدار خود رسیده و سپس افزایش یافته و در $1.8 = \tilde{\beta}$ به ماکسیمم مقدار خود می رسد.



شکل ۱- انتشار سالیتون در مد LP_{11ax} را به ترتیب در حالت (الف) بدون فاز، (ب) با فاز π نشان می دهد. در شکل ۲ به عنوان نمونه انرژی سالیتونهای منتشر شده در مد LP_{11ax} بدون اختلاف فاز و با اختلاف فاز π رسم شده است.



شکل۲- نمودار انرژی مدها و برهمکنش آنها با یکدیگر با اعمال فاز به مدT به مد $P_{11a\,x}$ الف) حالت بدون فاز. ب) با اعمال فاز π .

همانطور که در شکل دیده می شود حداکثر تبادل انرژی بین دو مد در 0.9 = ξ صورت گرفته است ولی برای فاز π در 1.4 = ξ حداکثر تبادل انرژی اتفاق افتاده است. این مساله نشان دهندهی این است که در یک فاصلهی معین با دو اختلاف فاز دو شکل متفاوت تبادل انرژی را خواهیم داشت که به معنی کلیدزنی بر اساس انرژی را خواهیم داشت که به معنی کلیدزنی بر اساس کلیدزنی تمام نوری محسوب می شود. تبادل انرژی برخلاف جفت گرها از طریق اثر غیرخطی دگرفازی صورت می گیرد و این اثر باعث می شود که از یک فیبر بتوان به تنهایی برخلاف حالت خطی در مدها تبادل انرژی انجام داد.

نتيجه گيرى

اخیرا اثرات غیرخطی در فیبرهای کم مد مورد بررسی قرار گرفته است. در اینجا ما نشان دادهایم که اثر غیرخطی میتواند باعث انتقال انرژی از یک مد به یک مد دیگر شود و این انتقال انرژی به فاز بستگی دارد. اثر این فاز باعث تغییر در تبدیل انرژی شده که میتواند به عنوان مبنایی برای کلید زنی تمام نوری مورد استفاده قرار گیرد.

مرجعها

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, p. 45, 5th ed, Academic Press, 2013.
- [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, p. 26, 4th ed, Wiley & Sons 2013.
- [3] G. P. Agrawal and SH. Buch, "Soliton stability and trapping in multimode fibers", Optics Letters, Vol. 40, No. 2, pp. 225-228, 2015.
- [4] A. Antikainen, L. Rishøj, B. Tai, S. Ramachandran, G. P. Agrawal, "Fate of a Soliton in a High Order Spatial Mode of a Multimode Fiber", Physical Review Letters, Vol. 122, No. 2, pp. 1-5, 2019.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



شبیه سازی و تحلیلِ حسگریِ توزیع شدهی تخلیه جزئی در روغن ترانسفورمر قدرت، با استفاده از توریهای براگ تار نوری شیفت فازیافتهی اپودایز شده

وحید طالبی، هادی صوفی

دانشگاه تبریز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

vahid.talebi98@ms.tabrizu.ac.ir, h.soofi@tabrizu.ac.ir

چکیده- در این پژوهش، یک سامانهی حسگری تخلیه جزئی توزیع شده برپایه حسگرِ تار نوری و با استفاده از توریهایِ براگ ِ تارِنوریِ شیفت فازیافتهی اپودایز شده جهت تشخیص شکست روغن ترانسفورمر پیشنهاد شده و مورد ارزیابی قرار میگیرد. اعمال شیفت فاز در توری براگ تار نوری حساسیت سنسور را به طور قابل ملاحظه ای افزایش میدهد. همچنین با اعمال اپودایز در توری براگ، گلبرگهای جانبی طیف تا ۱۰۰٪ از بین رفته که نه تنها باعث تشخیص دقیق تخلیههای جزئی میشود بلکه یک درجه آزادی دیگری نیز ارائه میدهد که با استفاده از آن میتوان بازه تشخیص دامنه امواج آکوستیکی و تنش حاصل از تخلیه جزئی را افزایش داد.

کليد واژه: تورى براگ اپودايز شده، تخليه جزئى، روغن ترانسفورمر، سنسورتارنورى، سنسور نورى توزيع شده

Simulation and Analysis of Distributed Partial Discharge Sensing in Power Transformer Oil, Employing Apodized Phase Shifted FBG

Vahid Talebi, Hadi Soofi

Faculty of Electrical and Computer engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran

vahid.talebi98@ms.tabrizu.ac.ir , h.soofi@tabrizu.ac.ir

Abstract - In this research, a distributed partial discharge detection system based on optical fiber sensing, and employing Apodized π -Phase Shifted Fiber Bragg Grating (FBG) sensors is proposed and analyzed, in order to detect power transformer oil breakdown. It is shown that applying phase shift on FBG can extremely enhance its sensitivity. In addition, by applying a Gaussian apodization on the FBG, we obtain almost 100% sidelobe suppression in its spectrum, which not merely does result in accurate detection but also gives us another degree of freedom to manipulate the line width of the sensor to the desired value.

Keywords: Apodized FBG, Distributed Sensing, Optical Fiber Sensor, Partial Discharge, Transformer Oil

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Electrical breakdown of the power transformer oil, due to the high voltage the oil is subjected to, can cause huge damages to the power system. One approach to anticipate and prevent the oil breakdown is to continually monitor the quality of the transformer oil by employing optical [1] or chemical [2] methods. Optical quality monitoring mainly involves analyzing the refractive index of the oil, and in the chemical method, the types and amounts of the chemical compounds, as well as gases, are analyzed through, for instance, Dissolved Gas Analysis (DGA) [2]. However, these methods are surveying the aging of power transformer insulation, and they are neither capable of detecting the exact breakdown points nor suitable for online monitoring.

Partial discharge (PD) as the local electrical discharge in the power transformer oil is an early indication of severe oil quality reduction and dielectric breakdown. Energies emitted by PD, propagate as an expansion and retraction acoustic pressure wave, applying stress and strain to the transformer inner walls and coils [3]. Hence, recently, detection of power transformer oil breakdown based on PD detection and sensing PDinduced strain has caught a great deal of interest. In this regard, interferometric sensors, such as Mach-Zehnder or Fabry-Perot have been widely investigated [4], for instance, by using a silica diaphragm at the sensing head. However, multiplexing interferometric sensors in a single fiber are quite difficult, and they are not small enough to be implemented inside the transformer.

In the past two decades, Fiber Bragg Grating (FBG) sensors have been widely used in stress, strain, and vibration [5], temperature [6], gas sensing [7], and structural health monitoring [8]. Similarly, a few research projects proposed FBG sensors for PD detection [9]. However, in some of these works, a mandrel has been employed to amplify the acoustic waves, which may cause problems in the case of installing the sensor inside the transformer. In addition, applying a phase shift on the FBG has been investigated in order to obtain higher sensitivity [10]. It is shown that the Phase Shifted FBG (PSFBG) offers appreciable sensitivity, due to the strong resonances at optical frequencies within their band-gap. Although using PSFBG removed the need for the mandrel, the simple PSFBG deteriorates the performance of the sensor, due to their low Side Lobe Suppression Ratio (SLSR). In addition, the detection range in PSFBGs is limited to ultra-small amounts of strains [11].

In this paper we propose a distributed sensing of PDs in transformer oil, using several numbers of Apodized π -Phase Shifted Fiber Bragg Gratings (AP-PSFBG), depending on the size of the power transformer. We analyze AP-PSFBG response to the small amounts of stresses and strains induced by PD, and the results justify that using a Gaussian apodization on PSFBG not solely improves performance but also broadens detection bandwidth. Admittedly, apodizaion curbs almost 100% of side lobes, which is highly desirable in distributed sensing. Furthermore, it is shown that by modifying the apodization factor, it is possible to tune the line width of the sensor to detect larger amplitudes of PD-induced acoustic waves, and the dynamic range for strain detection is as high as 4.5 µStrain.

2. Theory and Background

For our non-uniform grating structure, the Transfer Matrix Method (TMM) is utilized to calculate its spectral response. Here, we employ Python programming in order to solve the coupled-mode equations and obtain FBG spectral response. Afterward, the captured PD-induced strain profile is applied to AP-PSFBG in order to observe the corresponding wavelength shift and reflection intensity variation. A complete description of TMM can be found in the literature [11].

The refractive index modulation along the fiber axis is defined as (1). Here, n_{eff} is the average refractive index of the fiber core, and $R_n(z)$ is the modulation of the refractive index, defined as (2), where A(z) is the apodization function, Λ_0 is the grating period, υ denotes fringe visibility and Δn is the refractive index contrast.

$$n(z) = n_{eff} R_n(z) \tag{1}$$

$$R_n(z) = A(z)\Delta n[1 + \upsilon \cos(\frac{2\pi}{\Lambda_0} z)]$$
⁽²⁾

As can be perceived from equation (2), the refractive index modulation of $R_n(z)$ depends on the apodization function (A(z)). The Gaussian apodization function is defined as (3), where *m* is the apodization factor and *L* is the grating length [11].

$$A(z) = \exp\left[-m\left(\frac{z-L/2}{L}\right)^2\right]$$
⁽³⁾

Fig. 1 shows the different Gaussian apodization profiles which are applied on a phase-shifted FBG,

and the corresponding reflection spectrum. It is clear that by decreasing *m*, the FBG profile gets closer to the uniform profile, which results in high sidelobes ratio. In all simulations, the length of FBG is considered to be 10 mm and $\Delta n=4\times10^{-4}$. The Bragg wavelength displacement due to strain along the fiber is described by (4). Here, *z* is the longitudinal direction of the fiber, ρ_e is the photoelastic coefficient of the fiber, $\mathcal{E}_{FBG}(z)$ is strain variation along the fiber and $\Delta\lambda_B$ is the shift in the Bragg wavelength [5].



Fig. 1: The reflection spectrum for different apodization factors, and Gaussian apodized FBG refractive index modulation for different amounts of apodization factors.

The three most important characteristics of FBG sensors for three different kinds of FBGs are compared in Table I. It is seen that the line-width of FBG after applying phase shift is almost 16 times less than uniform FBG, and this is the indication of their extreme sensitivity. Similarly, by applying Gaussian apodization with m=20, the linewidth is even decreased further.

Type of sensor	Uniform FBG	PS-FBG	AP-PSFBG
Line width	506.9 pm	32.4 pm	27.8 pm
Reflectivity	100%	94.8%	93.1%
Side lobe ratio	High	High	0

Table I. Different FBG sensors' characteristic.

3. Results and Discussions

Fig. 2 depicts strain sensing using PSFBG and AP-PSFBG. A narrowband laser can be employed to illuminate an optical fiber including the FBG sensor, and the light intensity reflected back from FBG can be captured through an optical circulator. Hence, a gradual increase in strain will result in a steady increase in reflection intensity. As can be seen, the maximum amount of stress that can be measured by PSFBG depends on its linewidth. For instance, the maximum strain that can be measured by PSFBG is less than 2.5μ Strain, while this value rises to more than 4.5μ Strain in AP-PSFBG (with m=40). To this end, the proposed PD detection system is based on AP-PSFBG which is demonstrated in Fig. 3



Fig. 2: Strain sensing comparison by PSFBG and AP-PSFBG. The dashed circle in each case shows the maximum amount of strain that can be measured.

As depicted in Fig. 3, a single-mode optical fiber including several numbers of AP-PSFBGs is illuminated by a multi-wavelength tuneable laser, in order to achieve distributed sensing. In addition, a signal separation unit is employed to separate the low-frequency signals, due to the temperature variation, and high-frequency signals owing to the acoustic pressure waves. Finally, these signals are analyzed in the control unit, where the lowfrequency signals are used to tune the laser, in order to compensate temperature variation effect, and the high-frequency signals served as the indication of PD occurrence. А similar interrogation system is proposed in [10].



Fig. 3: Schematic diagram of PD detection system.

An exhaustive experimental and theoretical investigation of acoustic pressure waves, resulted

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid ChamranUniversity of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

from PD occurrence can be found in the literature [12]. Fig. 4 demonstrates the acoustic wave profile and the associated captured optical signal on one of FBGs. Here, the black curve indicates the PDinduced acoustic wave which applies strain on the fiber, and the dotted red curve is the resulting reflection intensity variation, which is the indication of PD occurrence and oil breakdown. In addition, the inset curve on this figure shows the spectrum of distributed strain sensing. Here, an arbitrary strain profile, starting from a peak value and diminishing to zero is applied to the system, containing four APSFBG. As can be seen, the wavelength shift is larger for the FBG that experiences higher strain, and as the strain reduces, the wavelength shift declines as well.



Fig. 4: Applied PD Pressure wave to Apodized PSFBG and the corresponding reflection intensity variation.

3. Conclusion

In this paper, a distributed sensing method for the detection of partial discharge in power transformer oil is proposed. It is seen that PSFBGs can effectively detect the acoustic pressure wave emissions due to PD occurrence. In addition, we applying investigated different Gaussian apodizations on PSFBG and the simulation results confirmed that maximum SLSR of as high as 100% can be achieved. Moreover, the maximum amount of strain that could be detected increased from 2.5µStrain to 4.5µStrain. Interestingly, the proposed method is simple that can be mounted in a power transformer without any disturbance.

References

[1] Baharil I. Onn, Punithavathi Thirunavakkarasu, Yusser Al-Qazwini, Ahmad Fauzi Abas, N. Tamchek, and Ahmad Shukri Muhammad Noor, "Fiber bragg grating sensor for detecting ageing transformer oil," 2012 IEEE 3rd Int. Conf. on Photonics, Oct 1-3, pp. 110-113, 2012.

- [2] M. Duval, "Dissolved gas analysis: It Can Save Your Transformer," IEEE Electr. Insul. Mag. vol. 5, no. 6, pp. 22-27, 1989
- [3] R. Sarathi, Prathab D. Singh, and Michael Danikas, "Characterization of partial discharges in transformer oil insulation under AC and DC voltage using acoustic emission technique," J. Electr. Eng. vol. 58, no. 2, 91–97, 2007
- [4] Mohd Muhridza Yaacob, Malik Abdulrazzaq Alsaedi, Jabbar Rashed, Adel M. Dakhil, and S.F Atyah, "Review on partial discharge detection techniques related to high voltage power equipment using different sensors,". Photonic Sens. Vol. 4, pp. 325–337, 2014.
- [5] Farinaz Kouhrangiha, Mojtaba Kahrizi, and Khashayar Khorasani, "Structural health monitoring using Apodized Pi-Phase Shifted FBG: decoupling strain and temperature effects," 2019 IEEE Sensors Conf. Oct. 27-30, pp. 1-4, 2019.
- [6] Venkatesh Chakravartula, Sampita Rakshit, Dhanalakshmi Samiappan, R. Kumar, and R. Narayanamoorthi, "Linear temperature distribution sensor using FBG in liquids-local heat transfer examination application," IEEE Sens. J, vol. 21, no. 15, pp. 16651-16658, 2021.
- [7] MA Guoming, Chengrong Li, Rui-Duo Mu, Jun Jiang, and Ying-Ting Luo, "Fiber Bragg grating sensor for hydrogen detection in power transformers," IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 21, no. 1, pp. 380-385, 2014.
- [8] S. Jinachandran and G Rajan, "Fiber Bragg grating based acoustic emission measurement system for structural health monitoring Applications," Materials, vol.14, no.4, pp.897-??, 2021.
- [9] Mohsen Ghorat, Gevork Gharehpetian. Hamid Latifi, M Akhavanhejazi, and M Bagheri, "Highresolution FBG-based Fiber-optic sensor with temperature compensation for PD Monitoring," Sensors vol. 19, no.23, pp.5285-??, 2019.
- [10] MA Guoming, Zhou Hongyang, Cheng Shi, Ya-bo Li, Zhang Qiang, Chengrong Li, and Qing Zheng, "Distributed partial discharge detection in a power transformer based on phase-shifted FBG," IEEE Sens. J. vol. 18, no. 7, pp. 2788-2795, 2018
- [11] Raman Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego & London, pp. 195-221, 1999.
- [12] Gu FengChang, Chen HungCheng, Chao MengHung, "Application of Improved Hilbert– Huang Transform to Partial Discharge Defect Model Recognition of Power Cables," J. Appl. Sci. , Vol.7, no.10, pp. 1021-??, 2017



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



مهندسی مشخصات طیفی میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی با استفاده از گریتینگ براگ

فائزه بهرامی چناقلو، امیر حبیبزاده شریف* و افشین احمدپور

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

fa_bahrami@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, af_ahmadpour@sut.ac.ir

چکیده – امروزه، مدارهای مجتمع نوری فوق فشرده با پهنای باند وسیع، نقش مهمی در پردازش سیگنالهای فوق سریع نوری ایفا میکنند. در این مقاله طراحی، تحلیل و مهندسی مشخصات طیفی میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی مبتنیبر گریتینگ براگ ارائه شده است. نتایج بدست آمده از روش FDTD سهبعدی در حوزه فرکانس نشان میدهند که با تغییر پارامترهای هندسی گریتینگ براگ، پهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ در طول موج رزونانس نزدیک به ۱۵۵۰ نانومتر در مقایسه با میکرورزوناتور حلقوی مرسوم به اندازه ۲۹ درصد افزایش یافته است.

كليد واژه - پردازش سيگنال، فوتونيك سيليكوني، گريتينگ براگ، ميكرورزوناتور حلقوى.

Engineering the Spectral Characteristics of Silicon All-Pass Microring Resonator Using Bragg Grating

Faezeh Bahrami-Chenaghlou, Amir Habibzadeh-Sharif*, and Afshin Ahmadpour

Faculty of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran fa_bahrami@sut.ac.ir, *sharif@sut.ac.ir, af_ahmadpour@sut.ac.ir

Abstract- Nowadays, ultra-compact optical integrated circuits with wide bandwidth play an essential role in ultrafast optical signals processing. In this paper, design, analysis, and engineering of the spectral characteristics for a silicon all-pass microring resonator based-on Bragg grating have been presented. The obtained results from the three-dimensional FDTD method in the frequency domain show that by changing the geometrical parameters of the Bragg grating, the 3 dB bandwidth of the microring resonator based-on Bragg grating has been increased by 29% compared to the conventional microring resonator at the resonance wavelength close to 1550 nm.

Keywords: Signal processing, Silicon photonics, Bragg grating, Microring resonator.

طراحی و تحلیل میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی

میکرورزوناتور حلقوی، یک رزوناتور موج متحرک است که معمولاً دایروی بوده و با خم شدن موجبر نوری ساخته می شود [۳]. در شکل ۱ ساختار میکرورزوناتور حلقوی سيليكونى فوق فشرده متداول و سطح مقطع عرضى حلقه و موجبر مستقیم نشان داده شدهاند. مواد به کار رفته در هسته، زیرالیه و پوسته به ترتیب از جنس سیلیکون، سیلیکون اکساید و هوا هستند. به منظور تحقق عملکرد میکرورزوناتور حلقوی در حوالی باند طول موج مخابراتی ۱۵۵۰ نانومتر، شعاع میانگین حلقه برابر با ۲/۰۵ میکرومتر طراحی شده است. همچنین، به منظور عملکرد این ساختار در ناحیه کوپلینگ بحرانی، لازم است شکاف هوایی (g) بین موجبر مستقیم و حلقه به گونهای تنظیم شود که پرش فاز π میکرورزوناتور حلقوی در طول موج رزونانس، مساوی باشد. شکل ۲ نمودارهای انتقال شدت و پاسخ فاز g = 90.5 nm ميكرورزوناتور حلقوى تمام-گذر را به ازاى نشان می دهد. مطابق شکل ۲ (الف)، عمق شکاف و پهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی در طول موج رزونانس ۱۵۵۱/۱۵ نانومتر به ترتیب برابر با ۱۹/۷۴ – دسیبل و ۱/۲۶ نانومتر هستند. علاوه بر این، مطابق شکل ۲ (ب)، پرش فاز π میکرورزوناتور حلقوی در طول موج رزونانس، مساوی است. بنابراین، می توان نتیجه گرفت که میکرورزوناتور حلقوی در ناحیه کویلینگ بحرانی قرار گرفته است. از طرفي، شكل ٣ پروفايل ميدان الكتريكي مود اول هدايتي شبه TE موجبر طراحی شده را نشان میدهد. بر اساس نتایج شبیهسازیها، این مود در طول موج ۱۵۵۱/۱۵ نانومتر (فرکانس ۱۹۳/۲۷۱ تراهرتز) دارای ضریب شکست مؤثر ۲/۱۱۰۴ بوده و میدان الکتریکی آن از حبس شدگی مودی خوبی در ناحیه هسته برخوردار است.

مقدمه

میکرورزوناتور حلقوی به دلیل فشرده بودن، تکامل در ساخت و قابلیت یکپارچهسازی با فناوری CMOS از جایگاه ویژهای در کاربردهای مدارهای مجتمع نوری مثل فیلترها، سوئیچها، مدولاتورها، حافظهها، پردازشگرها و حسگرهای نوری برخوردار است [۱–۳]. از طرفی، پردازش سیگنالهای فوق سريع نورى مستلزم طراحي پردازشگرهاى تمام-نورى با پهنای باند وسیع است [۲]. تاکنون، طرحهای متعددی برای پردازش سیگنالهای فوق سریع نوری مبتنیبر میکرورزوناتور حلقوی ارائه شدهاند [۱-۳]. بر اساس مدلسازی شبهتحلیلی نشان داده شده است که با استفاده از گریتینگ براگ بر روی حلقه میکرورزوناتور حلقوی مى توان مشخصات طيفى ميكرورزوناتور را كنترل كرد [۴، ۵]. در کار قبلی ما [۶] برای اولین بار، یک پردازشگر مبتنىبر ميكرورزوناتور حلقوى پلاسمونى با استفاده از گریتینگ براگ در دیواره داخلی حلقه طراحی شده و نشان داده شده است که ایجاد گریتینگ براگ در دیواره داخلی حلقه می تواند منجر به افزایش پهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی پلاسمونی شود. در این مقاله برای اولین بار بر اساس دانسته های ما، طراحی، تحلیل و مهندسی مشخصات طيفى يک ميکرورزوناتور حلقوى تمام-گذر سیلیکونی فوق فشرده با شعاع ۲ میکرومتر مبتنیبر گریتینگ براگ در دیواره داخلی حلقه ارائه شده است. با تغییر پارامترهای هندسی گریتینگ براگ میتوان پهنای باند سهدسیبل و طول موج کاری میکرورزوناتور حلقوی را مهندسی نمود. نتایج شبیهسازیهای روش FDTD سهبعدی در حوزه فرکانس نشان میدهند که در طول موج کاری نزدیک به ۱۵۵۰ نانومتر و ناحیه کوپلینگ بحرانی، پهنای باند میکرورزوناتور حلقوی مبتنی بر گریتینگ براگ در مقایسه با میکرورزوناتور حلقوی متداول (بدون گریتینگ براگ) افزایش یافته است. کوپلینگ یکسان باشند. مطابق نتایج ارائه شده در شکل ۵، به ازای h = 120 nm و $\Lambda = 175 \text{ nm}$ و نیز h = 110 nm و ما جول موج (شکل Λ) دارای طول موج Λ رزونانس نزدیک به ۱۵۵۰ نانومتر (یکسان با طول موج رزونانس میکرورزوناتور حلقوی متداول) است. از طرفی، مطابق شکل ۶، با توجه به لزوم یکسان بودن رژیم کاری میکرورزوناتورهای حلقوی مبتنی ر گریتینگ و متداول، مىبايست مقدار g براى دو حالت مذكور (m = 110 nm و به ترتيب ($\Lambda = 525 \text{ nm}$ و h = 120 nm , $\Lambda = 175 \text{ nm}$ برابر با ۹۰ و ۸۸ نانومتر طراحی شود. نتایج ارائه شده در شکلهای ۶ (الف و ج) نشان میدهند که در طول موج کاری نزدیک به ۱۵۵۰ نانومتر، یهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ در مقایسه با پهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی متداول (شکل ۲ (الف)) افزایش یافته است. این امر می تواند منجر به افزایش سرعت پردازشگرهای تمام-نوری مبتنیبر میکرورزوناتور حلقوی شود. همچنین، در شکلهای ۶ (ب و د)، پرش فاز مساوی π در طول موج رزونانس نشان میدهد که میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ مشابه میکرورزوناتور حلقوی متداول، در ناحیه کوپلینگ بحرانی قرار گرفته است. لازم به ذکر است که ساختار طراحی شده میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ در مقایسه با میکرورزوناتور حلقوی متداول دارای شعاع کوچکتری بوده و در نتیجه، از ابعاد فشردهتری برخوردار است.



شکل ۴: میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی مبتنی ر گریتینگ براگ در دیواره داخلی حلقه.



حلقوی تمام-گذر مبتنیبر گریتینگ براگ

در شکل ۴ ساختار طراحی شده میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ با دوره تناوب Λ نشان داده شده است. ارتفاع و عرض گریتینگ به ترتیب، h و $\Lambda/2$ $d = \Lambda/2$ هستند. به منظور مقایسه عملکرد میکرورزوناتورهای حلقوی مبتنیبر گریتینگ و متداول، میبایست هر دو ساختار دارای طول موج رزونانس تقریباً یکسان و ناحیه بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شد. پهنای باندهای سهدسیبل ۱۶۷/۵ گیگاهرتز و شد. پهنای باندهای سهدسیبل ۱۶۷/۵ گیگاهرتز و گریتینگ براگ به ازای nm دا 10 nm و n 175 = ۸ و نیز گریتینگ براگ به ازای nm دا 10 میکرورزوناتور حلقوی مقایسه با پهنای باند سهدسیبل میکرورزوناتور حلقوی متداول (۱۵۷ گیگاهرتز) افزایش قابلتوجهی داشتهاند. لذا، متداول (۱۵۷ گیگاهرتز) افزایش قابلتوجهی داشتهاند. لذا، پردازشگر تمام-نوری مبتنی بر میکرورزوناتور حلقوی با گریتینگ براگ در مقایسه با پردازشگر تمام-نوری مبتنی بر میکرورزوناتور حلقوی متداول از سرعت بیشتری برخوردار خواهد بود. همچنین، ساختار طراحی شده میکرورزوناتور حلقوی مبتنیبر گریتینگ براگ در مقایسه با میکرورزوناتور حلقوی مبتای بر گریتینگ براگ در مقایسه با میکرورزوناتور

مرجعها

- Liu F, Wang T, Qiang L, et al. "Compact optical temporal differentiator based on silicon microring resonator," Opt Express, Vol. 16, No. 20, pp.15880– 15886, 2008.
- [2] A. Ahmadpour, A. Habibzadeh-Sharif, and F. Bahrami-Chenaghlou, "Electrically Tuned Fractional-Order Temporal Differentiator in Silicon Photonics," Photo. Nan. – Funda. App., Vol. 47, pp. 100969, 2021.
- [3] F. Bahrami-Chenaghlou, A. Habibzadeh-Sharif, and A. Ahmadpour, "Full-wave analysis and design of optical fractional-order temporal differentiators based on ultra-compact microring resonator," J. Modern Opt., Vol. 67, No. 10, pp. 880–889, 2020.
- [4] Y. M. Kang, A. Arbabi, and L. L. Goddard, "A microring resonator with an integrated Bragg grating: a compact replacement for a sampled grating distributed Bragg reflector," Opt. Quant. Electron., Vol. 41, No. 9, pp. 689–697, 2009.
- [5] Y. M. Kang, A. Arbabi, and L. L. Goddard, "Engineering the spectral reflectance of microring resonators with integrated reflective elements," Opt. Express, Vol. 18, No. 16, pp. 16813–16825, 2010.
- [6] A. Ahmadpour, A. Habibzadeh-Sharif, and F. Bahrami-Chenaghlou, "Design and comprehensive analysis of an ultra-fast fractional-order temporal differentiator based on a plasmonic Bragg grating microring resonator," Opt. Express, Vol. 29, No. 22, pp. 36257, 2021.



شکل ۵: منحنیهای انتقال شدت به ازای (الف) *h* = 110 nm (ب) *h* = 120 nm



نتيجهگيرى

طراحی، تحلیل و مهندسی مشخصات طیفی میکرورزوناتور حلقوی تمام-گذر سیلیکونی مبتنیبر گریتینگ براگ ارائه


بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰- ۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسی تجربی اثر جنس پلیمری بر حسگر تارنوری فشار گاز مبتنی بر فابری-پرو

فرزاد بشیری گودرزی*، علی ریاحی و حامد مرادی

مرکز تحقیقات لیزر و اپتیک دانشگاه امام حسین (ع)، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله، دو عدد حسگر تار نوری نقطهای فابری-پرو، برای بررسی فشار گاز اکسیژن و نیتروژن در بازه فشاری ۱۰ تا ۵۰ میلیبار معرفی می شود. پروب های حسگر فابری-پرو با کاواک هوا و با طول های ثابت ۰/۱ میلیمتر ساخته شده و دیافراگم مناسب با ضخامت های ثابت ۳۰۰ میکرومتر بر روی تار نوری لایه نشانی شده است. از مواد پلییور تان(PU) و پلیمر سـخت (Rigid PVC) برای لایه نشانی حسگری استفاده شده و چیدمان حسگری اندازه گیری فشار گاز در آزمایشگاه برپا شد. تاثیر جنس پلیمر به عنوان پارامتر مهم بر حساسیت حسگری فشار گاز مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بدست آمده نشان می دهد که حسگر ساخته شده با لایه نشانی PVC برای هر دو گاز دارد.

کلید واژه- «تار نوری»، «حسگر تار نوری»، «حسگر تار نوری فابری-پرو»، «فشار گاز»، «مواد پلیمری»

Experimental study of the effect of polymeric material on Fabry-Perot based gas pressure ternary sensor

Farzad Bashiri Godarzi^{*}, Ali Riahi, Hamed moradi

Laser and Optics Research Center, Imam Hossein University, Tehran, Iran.

* Farzadbashiry0626@gmail.com

Abstract- In this paper, two fabry-perot point optical fiber sensor are introduced to investigate the pressure of oxygen and nitrogen gas in the pressure range of 10 to 50 mbar. Fabry-Perot sensor probes are made with air cavity and with fixed lengths of 0.1 mm and suitable diaphragm with fixed thicknesses of 300 µm is layered on the optical fiber. Polyurethane (PU) and rigid polymer (Rigid PVC) materials were used for the sensor address layer and a sensor arrangement for measuring gas pressure was set up in the laboratory. The effect of polymer material as an important parameter on the sensitivity of gas pressure sensor was investigated. The results show that the sensor made with Rigid PVC coating is more sensitive than the sensor made with PU coating for both gases.

Keywords: Optical fiber, Optical fiber sensor, Fabry-Perot optical fiber sensor, Gas pressure, Polymer materials

استفاده قرار داد. حساسیت دیافراگم به تغییرات فشار به -صورت تغییر در طول کاواک مشخص می شود. رابطه بین تغییر فشار ایجاد شده و تغییر طول کاواک به صورت رابطه (۱) بیان می شود:

$$\Delta L = \frac{3(1-\nu^2)D^4}{256Et^3}\Delta P \tag{1}$$

در رابطه (۱)، D و t به ترتیب، قطر و ضخامت دیافراگم هستند. همچنین v و E به ترتیب نسبت پواسون و مدول یانگ دیافراگم هستند. با توجه بهرابطه (۱)، حساسیت دیافراگم با افزایش نسبت پواسون و قطر و نیز کاهش مدول یانگ و ضخامت دیافراگم، افزایش مییابد [۴]. از جمله پارامترهای موثر در حساسیت حسگرهای فابری-پرو، مدول یانگ مادهای است که به عنوان دیافراگم استفاده میشود. حساسیت حسگر به میزان مدول یانگ نیز بستگی دارد. ما به دنبال آن هستیم که با استفاده از دیافراگمهایی با مدول یانگ پایین مانند مواد پلیمری خاص، حساسیت حسگر را بیشتر کنیم. این موضوع و رابطه (۱) را میتوان به صورت رابطه (۲) بیان کرد:

$$w_0 = \frac{3(1-\mu^2)pa^4}{16Eh^3}$$
(7)

که در آن P فشار نرمال، a شعاع کاواک، h ضخامت دیافراگم، µ نسبت پواسون دیافراگم، E مدول یانگ دیافراگم، r فاصله از مرکز صفحه دیافراگم و wo میزان انحراف در r=0 میباشد [۵]. شکل (۱)، شماتیک تداخل-سنج فابری-پرو دیافراگمی را نمایش میدهد که در انتهای تار نوری، دیافراگم پلیمری قرار دارد.



شكل ۱: شماتيك تداخلسنج فابرى-پرو ديافراگمي

مقدمه

حسگرهای تار نوری، بهعنوان ابزاری تعریف می شوند که از طریق آنها کمیتهای فیزیکی، شیمیایی و زیستی قابل اندازهگیری هستند. یک نوع از حسگرهای تار نوری، حسگرهای تار نوری فابری-پرو هستند. این حسگرها به صورت نقطه ای و آرایه ای قابل پیاده سازی هستند [۲-۱]. در بین حسگرهای تار نوری نقطهای، حسگرهای مبتنی بر کاواک فابری-پرو در چند سال اخیر مورد توجه قرار گرفتهاند. این حسگرهای با ابعاد بسیار کوچک، دارای حساسیت خیلی زیاد هستند. در این حسگرها مواد مختلفی را میتوان بهعنوان دیافراگم مورد استفاده قرار داد. دیافراگم ساخته شده بر اساس تشدیدگر فابری-یرو قابلیت اندازه گیری فشار ناشی از گاز ایجاد شده در محیط را دارا میباشد [۳]. در این تحقیق، هدف ما بررسی حسگر تار نوری نقطهای فابری-پرو برای اندازه گیری فشار گاز است. در این راستا از دو مادهی مختلف پلیمری با نامهای یلی یورتان (PU) و یلیمر سخت (Rigid PVC) به عنوان دیافراگم استفاده شده است که در آن تاثیر فشار گاز اکسیژن و نیتروژن بر روی حسگرهای تار نوری فابری-پرو انجام شد و حساسیت حسگرها مورد بررسی قرار گرفته است.

تئوری حسگر

بخش اصلی حسگرها، همان کاواک فابری-پرو است. این کاواک از دو وجه تار نوری بریده شده و یک دیافراگم حساس به فشار تشکیل شده است که بین آنها، لایه هوا میباشند. مواد مختلفی را میتوان بهعنوان دیافراگم مورد

¹ Poly Urethane

² Rigid Polyvinyl Chloride

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> باریکه نور از گاف هوای موجود بین تار نوری و پلیمر بازتاب شده و داخل تار نوری تزویج میشوند. سه موج منعکس شده یکی از انتهای تار نوری یعنی سطح M₁ و دو موج دیگری از سطوح داخلی و بیرونی کلاهک پلیمری یعنی سطح M₂ و سطح M₃ به تار نوری منتقل میشوند.

ساخت حسگر

برای ساخت این حسگر نیاز به تجهیزات اپتیکی جهت طيفسنجي و تست حسگر، ابزارها و وسايل مكانيكي جهت ساخت یروب حسگر فابری-یرو با کاواک هوا و ایجاد دیافراگم مناسب با ضخامتهای یکسان است. حسگرهای تار نوری ساخته شده در شکل (۲) نشان داده شده است. مهمترین قدم در ساخت حسگر، ایجاد لایهنشانی (ایجاد دیافراگم) بر روی تار نوری میباشد. در این آزمایش پلیمرهایی که لایهنشانی کردیم PU و Rigid PVC بود که در بازار با ضخامتهای مختلف به صورت آماده موجود است. این لایهها را با ضخامتهای ۳۰۰ میکرومتر تهیه کردیم و بر روی نوک قرار دادیم و آنرا با چسب در جای خود ثابت نگه داشتیم. البته برای آماده کردن لایه راه دومی هم میباشد اینکه ماده پلیمری را تهیه و حدود پنج درصد ماده سفت کننده مخصوص خودش را به آن اضافه کنیم. سپس قالبی با اندازه مورد نظر آماده کرده و ماده درست شده را به آن اضافه کنیم. سپس یک تار نوری بلا استفاده را درون قالب گذاشته و با قرار دادن در مایکروفر حدود ۹۰ دقیقه صبر کنیم تا خشک شوند. در نهایت آن تار نوری را از قالب جدا کرده و تار نوری اصلی خود که بر روی نوک آن فرول سرامیکی قرار دادهایم و توسط کولیس دیجیتال کاواک هوا با طول مربوطه ایجاد کردهایم را قرار دهیم و لایه ایجاد شده را با چسب محکم در جای خود ثابت نگه داریم. برای کامل کردن مراحل ساخت حسگرها، لایهنشانی نانو ذرات نقره به اندازه ۵۰ نانومتر بر روی دیافراگمها انجام شد. حسگر ساخته شده برای قرارگیری

در محفظه خلاء باید آماده شود. برای این کار قطعه آلومینومی تو خالی هم اندازه با محفظه خلاء توسط دستگاههای تراشکاری درست کرده و حسگر را درون محفظه قرار داده و درون آن را با رزین اپکسی پر میکنیم و یک روز صبر کرده تا آن به خوبی خشک شده و سپس درون محفظه خلاء قرار میدهیم تا ایجاد خلاء کند.



شکل ۲: حسگرهای تار نوری فابری-پرو آمادهشده برای قرارگیری در محفظه خلاء

آماده سازی چیدمان اپتیکی جهت تست حسگر تجهيزات اپتيكي مورد نياز جهت تست اين حسكر عبارتند از: دستگاه تحلیل گر طیف نوری با دقت ۱ پیکومتر در بازه طول موجى ١٠٠٠ تا ٢٥٠٠ نانومتر، ليزر پهن باند، پچ کورد، محفظه خلاء، گپسول گاز اکسیژن و نیتروژن، تار نورى تكمد ١٢۵ ميكرومتر، كوپلر، پمپ خلاء، كوليس دیجیتال، گیج خلاء، PU و Rigid PVC. در این آزمایش مطابق شکل (۳) نور از لیزر پهن باند با طول موج مرکزی ۱۵۴۷ نانومتر و پهنای باند ۷۹/۶ نانومتر از طریق تار نوری تکمد به یک کوپلر میرسد. نور توسط کوپلر ۲*۲ گسیل شده و به دو قسمت مساوی تقسیم میشود. یکی از بازوهای خروجی کوپلر به حسگر فابری-پرو متصل و دیگری به دستگاه تحلیل گر طیف نوری متصل می شود. گيج خلا آنالوگ مستقيما به محفظه خلا متصل شده و فشار را بر حسب میلیبار اندازه گیری می کند. سپس توسط گاز فشاری به محفظه وارد شده و فشار ایجاد شده توسط گیج خلاء آنالوگ اندازهگیری می شود. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل ۳: چیدمان آزمایشگاهی جهت تست حسگر تار نوری

تحلیل طیف خروجی از حسگر

یس از انجام مراحل تست، نوبت به تحلیل طیفهای خروجی از حسگر می شود. حسگرها به کمک تحلیل گر طيفنورى مورد تست قرار گرفتند. با استخراج اطلاعات مهم طيف خروجي از دستگاه تحليل گر طيف نوري، به كمك نرمافزار اكسل و رسم نمودار تغييرات طول موج بر -حسب فشار و تحلیل نمودار هر کدام از این تارها و قیاس آنها با یکدیگر، میتوان حساسیت حسگرها را با یکدیگر مقایسه کرد. اگر در شکل (۴) به شیب تغییرات طول موجی حسگری نسبت به هم دقت شود، مشاهده خواهد شد که تغییرات طول موج نسبت به فشار کاهشی است. با محاسبه مقدار حساسیت برای هر حسگر، بدست خواهیم آورد که حسگر با لایهنشانی Rigid PVC برای گاز اکسیژن و نیتروژن به ترتیب دارای حساسیت $1 \cdot 1 \times 10^{-1}$ و ^{۱۰-۱}×۴ نانومتر بر میلیبار و حسگر با لایهنشانی PU برای گاز اکسیژن و نیتروژن هر دو دارای حساسیت یکسان ۲۰۱۰^{-۱} نانومتر بر میلی بار هستند.



شکل ۴: نمودار تغییرات فشار بر حسب طول موج برای گاز اکسیژن و نیتروژن مربوط به حسگرهای تار نوری لایهنشانی شده با PU و Rigid PVC

نتيجهگيرى

در این مقاله، طراحی و ساخت دو عدد حسگر تار نوری فابری-پرو با لایهنشانی مواد پلیمری PU و Rigid PVC برای اندازه گیری فشار گازهای اکسیژن و نیتروژن معرفی شده و تاثیر این دو مواد پلیمری بر حساسیت حسگری فشار گاز مورد بررسی قرار گرفت. در نتیجه حسگر با لایه-فشار گاز مورد بررسی قرار گرفت. در نتیجه حسگر با لایه-نشانی PVC برای گاز اکسیژن و نیتروژن به ترتیب دارای حساسیت ^{۱-}۱۰×۵۲ و ^{۱-}۱۰×۴ نانومتر بر میلی بار و حسگر با لایهنشانی PU برای گاز اکسیژن و نیتروژن هر نتایج بدست آمده نشان می دهد که حسگر ساخته شده با لایهنشانی Rigid PVC حساسیت بیشتری نسبت به نتایج ساخته ساخته شده با لایهنشانی PU برای هر دو گاز دارد.

مرجعها

- [1] J. Xu, X. Wang, and A. Wang, "Miniature all-silica fiber optic pressure and acoustic sensor," Optics Letters 37(2), 3269–3271 (2005).
- [2] G Z. Xiao et all, "Fiber optic Fabry Perot gas pressure sensors embedded in pressure fitting", Microwave and optical Technology Letters, 42(6), 486–489, 2004.
- [3] Z. Zhang et all, "High sensitivity gas pressure sensor based on fiber tip PVC diaphragm Fabry Perot interferometer", Journal of lightwave technology, 35(18), 4067-4071, 2017.
- [4] J. Ma, H. Xuan, H. Ho, and W. Jin, "Fiber-optic Fabry-perot acustic sensor with Multilayer Graphene diaphragm," IEEE Photonics Technology Letters 25(10), 932-935 (2013).
- [5] Said, Muzalifah Mohd, et al. "A new diaphragm material for optical fibre Fabry-Perot pressure sensor." 2009 Fifth International Conference on mems of nano, and Smart Systems. IEEE, 2009.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



افزایش پهنای باند در CROW تقویت کننده رامان

مهدی محمدرحیم زاده^۱،دکتر فاطمه بازوبند^۲

۱.کارشناسی ارشد مهندسی الکترونیک،دانشگاه آزاد فسا

۲. هیات علمی گروه فیزیک- دانشکده علوم پایه -دانشگاه فسا- ایران

چکیده:دراین مقاله ساختاری از میکروتشدیدگرهای حلقوی جفت شده با نام CROW بعنوان تقویت کننده رامان بررسی می شود. استفاده از تشدیدگرهای حلقوی برای تقویت سیگنال در مدارهای مجتمع نوری گزینه مناسبی است چرا که به علت خودانباشتگی میدان در آنها و افزایش شدت، اثرات غیر خطی از جمله اثر رامان ظاهرمی شوند و با همراهی پمپ مناسب با سیگنال موردنظر می توان آن را تقویت کرد. در این تحقیق افزایش پهنای منطقه طیفی تقویت شده بواسطه اثر رامان موردنظراست. تاثیر تعداد حلقه ها و ضرایب جفت شدگی بین آنها جهت افزایش پهنای باند تقویت شده مورد بررسی قرار خواهد گرفت. معادلات حاکم بر میدانها را با استفاده از روش ماتریسی نوشته و با بررسی طیف فرکانسی کانال خروجی با استفاده از نرم افزار متمتیکا تقویت سیگنال ارسالی را بررسی می کنیم.

کلید واژه: تقویتکننده رامان، میکروتشدیدگرهای حلقهای، ضرایب جفتشدگی

Increasing the Bandwidth of CROW Raman Amplifier

Mehdi Mohammad-Rahimzadeh¹, Fatemeh Bazouband²

Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Islamic Azad University of Fasa Branch, Fasa, Iran, Mehdi.mr.rahimzadeh@gmail.com

Department of Physics, Faculty of Science, Fasa University, Fasa, Iran, fbazooband@gmail.com

Abstract: In this study the combination of coupled micro-ring resonators named as CROW is investigated as Raman amplifier. Utilizing the ring resonators in the integrated optical circuits are the appropriate candidates for signal amplification. Because the self-feedback of light inside the rings leads to field enhancement and appearing the nonlinear effects like Raman effect and the desired signal can be amplified by accompanying the appropriate pump. In this paper increasing the bandwidth of amplification by Raman effect is desired. The effect of number of rings and coupling coefficients between them on increasing the amplified bandwidth are explored. The governing equations of fields are written by Matrix method. The frequency spectrum of output channel is studied by Mathematica software to investigate the signal amplification.

Keywords: Raman amplifier, micro-ring resonators, coupling coefficients.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰





شکل ۱: ساختار یک CROW متشکل از N میکروحلقه

ساختار CROW که زنجیره ای از حلقهها بصورت سری به یکدیگر جفت شدهاند را مورد بررسی قرارمی دهیم شکل (۱). حلقههای ابتدایی و انتهایی به موجبر تختی چون فیبر نوری جفت شدهاند و نور به علت جفت شدگی بین تشدید-گرهای همجوار منتشر می شود. برای سادگی نشان دادن میدانها ساختار تک حلقه و دوموجبر تخت در شکل (۲) نشان داده شده است. از کانال ورودی II پمپ اولیه به همراه سیگنال وارد موجبر تخت شده و از منطقه جفت شدگی وارد حلقه می شود. طول موجهای تشدید از کانال Through خارج شده (کانال پیاده شونده) و درنتیجه در کانال معنوان فیلتر می شوند. از این رو در این تحقیق کانال می ای ای می واد کانال انتقالی بررسی می شود.



شکل ۲: نمایش میدانها در ساختار تک حلقه و دو موجبر

شدت میدان سیگنال $I_{s}(0)$ زمانی که به $I_{s}(L)$ میرسد طبق رابطه (۱) تحت تاثیر ضریب بهره رامانgr و شدت پمپ I_{po} به مقدار (L) افزایش مییابد. $I_{s}(L) = I_{s}(0) \exp(g_{R}I_{po} - \alpha)L/2$ (۱)

مقدمه

با توجه به سرعت بالای نورو امکان ساخت افزارههای مجتمع نوری برای انتقال داده، برخی از سامانههای الکترونیکی به تدریج جای خود را به سامانههای نوری دادهاند. تشدیدگرهای حلقهای بهعنوان اجزای موثری در سیستم-های مخابرات نوری مورد توجه قرارگرفتهاند [۱]. تقویت سیگنال یکی از کارکردهای اصلی سیستمهای نوری روی یک تراشه میباشد. تقویت کنندههای رامان به عنوان عناصری مهم در سیستمهای مخابرات نوری بر اساس بهره رامان که نتیجهای از پراکندگی رامان القایی است عمل میکنند. ترکیبات تشدیدگرهای حلقوی بخاطر پسخوران نوری که در حلقهها اتفاق می افتد بعنوان تقویت کنندههای رامان استفاده شدهاند [۲-۴]. در این مقاله ترکیبی از تشدیدگرهای حلقهای به نام CROW همچون مرجع [۳] بهعنوان تقویت کننده رامان مورد استفاده قرار گرفته با این تفاوت که در مرجع [۳] رویکرد یافتن پمپ مناسب مورد نظر بوده و در این مقاله با بکارگیری یمپ مناسب حاصل از مرجع [۳] به دنبال افزایش پهنای باند تقویت می باشیم.

معرفي ساختار و معادلات ميدان

تشدیدگر حلقهای موجبری به شکل حلقه است که نور از طریق موجبر مستقیم به درون حلقه وارد یا از ان خارج می گردد. زمانی که محیط حلقه مضربی از طول موج باشد، شدت میدان درون حلقه بر اثر پس خوران مثبتی که حاصل می شود، چندین برابر بزرگتر شده و این طول موجها بعنوان طول موج تشدید ساختار شناخته می شوند. این حلقهها می توانند به طریق مختلف به هم جفت شوند. در این تحقیق بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

$$\begin{pmatrix} E_{a,j+1} \\ E_{b,j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{i}{\chi_{j}} e^{\frac{(i\kappa-\alpha)L_{j+1}}{2}} & \frac{-ir_{j}}{2} e^{\frac{(i\kappa-\alpha)L_{j+1}}{2}} \\ \frac{ir_{j}}{\chi_{j}} e^{\frac{(-i\kappa+\alpha)L_{j+1}}{2}} & \frac{-i}{\chi_{j}} e^{\frac{(-i\kappa+\alpha)L_{j+1}}{2}} \\ \frac{ir_{j}}{\chi_{j}} e^{\frac{(-i\kappa+\alpha)L_{j+1}}{2}} & \frac{-i}{\chi_{j}} e^{\frac{(-i\kappa+\alpha)L_{j+1}}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{a,j} \\ E_{b,j} \end{pmatrix} (2)$$

در شکل (۳) دیدیم که همراهی پمپ مناسب با سیگنال مورد نظر منجر به ظهور اثر غیرخطی رامان و تقویت سیگنال شد. در این بخش برای افزایش پهنای منطقه تقویتشده تاثیر تعداد حلقهها و ضرایب جفتشدگی مختلف را بررسی خواهیم کرد. در شکل (۴) شدت میدان انتقالی ساختار CROW با دوحلقه برای ضرایب جفت-شدگی مختلف با یکدیگر مقایسه شدهاست. مقادیر ضرایب شدگی مختلف با یکدیگر مقایسه شدهاست. مقادیر ضرایب مفتشدگی 20, 0.5, 0.7 0.9 پ بهترتیب در نمودارهای سبز، قرمز، سیاه و آبی رنگ درنظرگرفته شدهاست. در نمودار آبی رنگ (0.9 = χ) شاهد افزایش دو برابری شدت میدان به نسبت نمودار سبز رنگ (2.0 = χ) می باشیم. چرا که در ضرایب جفتشدگی بزرگتر میدان بیشتری از موجبر مستقیم وارد حلقهها شده و انباشتگی میدان درون حلقه نیز بیشتر اتفاق می افتد.



شکل ۴: مقایسه شدت انتقالی CROW دوحلقه برای ضرایب جفت شدگی مختلف برای بررسی تعداد حلقه های بیشتر در شکل (۵) تقویت کننده پنج حلقه با اثررامان (نمودار آبی رنگ) و ساختار پنج حلقه بدون اثر رامان(نمودار مشکی رنگ) با هم مقایسه می شود. در این مقایسه، شدت میدان بهنجار شده خروجی α ضریب افت حلقه است که دراین مقاله ازآن صرفهنظر شدهاست. دیگر مقادیر ثابت استفاده شده در این تحقیق عبارتاند از شدت پمپ اولیه: $10^{14} W/m^2 * 00 = 00$ محیط حلقه ال شدت پمپ اولیه: $10^{14} W/m^2 * 00 = 00$ محیط حلقه از سیلیکون با ضریب شکست 1.4 = 50 میباشد. در شکل (۳) نمودار شدت میدان کانال انتقالی ساختار تک حلقه و دوموجبر با ضرایب جفتشدگی 1.4 = 0.4 = 0.1 برای حالتی که اثر رامان اعمال شده (نمودار خط چین) با زمانی که این اثر لحاظ نشده (نمودار خط پر) مقایسه شدهاست. به واسطه اثر رامان سیگنال حدود یک و نیم برابر تقویت شدهاست. درواقع بواسطه همراهی پمپ مناسب با سیگنالهای مورد نظر که همان طول موجهای تشدید ساختار هستند اثرغیر خطی رامان در حلقه ظاهر شده و منجر به انتقال انرژی پمپ به سیگنال و تقویت آن میشود.



شکل ۳: مقایسه شدت میدان بهنجار شده کانال Drop در حضور اثررامان (نمودار خطچین) با حالتی که این اثر لحاظ نشده است (نمودار خطپر).

در ادامه بهدنبال تقویت بیشتر سیگنال و همچنین افزایش پهنای منطقه تقویت شده هستیم و ساختار با تعداد حلقه های بیشتر را مورد بررسی قرار می دهیم. برای یافتن میدان-های انتشاری درون حلقه ها و همچنین میدان کانال های خروجی، با استفاده از تابع انتقال منطقه جفت شدگی [۵] ماتریس انتقال حلقه ام به 1+ ۱ ام را بر اساس نمادهای میدان شکل (۱) بصورت رابطه (۲) و با ضرب این ماتریس به تعدا حلقه ها میدان خروجی از کانال انتقالی را بدست می آوریم. با رسم طیف فرکانسی این کانال با نرم افزار متمتیکا به بررسی رفتار آن می پردازیم.

زمانی که اثر رامان داریم نسبت به حالتی که این اثر رامان وجود ندارد تقریبا چهارده برابر شدهاست در حالی که در شکل (۳) با وجود تک حلقه تنها شاهد تقویت ۱/۵ برابری سیگنال بودیم.

درنهایت برای بهتر دیده شدن تاثیر تعداد حلقه ها در شکل (۶) نمودار شدت بهنجار شده کانال انتقالی برای ساختار CROW پنج حلقه با یک حلقه مقایسه شدهاست. همانطور که ملاحظه می شود، با وجود پنج حلقه شدت میزان تقویت سیگنالهای تشدید ساختار نسبت به تک حلقه بیش از پنج برابر شدهاست و علاوه بر تقویت قابل ملاحظه سیگنال، افزایش پهنای باند تقویت نیز دیده می شود. چراکه انباشتگی میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی اتفاق افتاده و بواسطه میدان در درون حلقه های متوالی انباشتگی بیشتری می می و فاهور اثر غیر خطی رامان رخ می دهد، میدان سیگنال پمپ و ظهور اثر غیر خطی رامان رخ می دهد، میدان سیگنال با انتقال این انباشتگی ها بواسطه مناطق جفت شدگی از

نتيجهگيرى

در این تحقیق ساختاری از تشدیدگرهای حلقوی با نام CROW که حلقهها بطور سری به یکدیگر جفت شدهاند به عنوان تقویت کننده رامان مورد مطالعه قرار گرفت. ساختار با تک حلقه خود را بعنوان نمایندهای مناسب برای تقویت سیگنال نشان داد چرا که با همراهی پمپ مناسب و ظهور اثرغیرخطی رامان شدت میدان خروجی حدود ۲ برابر افزایش پیدا کرد. تاثیر ضرایب جفت شد کی مختلف بر میزان تقویت مورد بررسی قرار گرفت. در نهایت با بکار گیری

ساختار پنج حلقه در ضرایب جفتشدکی مناسب افزایش ۱۴ برابری شدت میدان نسبت به حالتی که اثر رامان وجود نداشت ملاحظه شد. پهنای منطقه تقویت شده نیز نسبت به ساختار تک حلقه حدود پنج برابر افزایش یافت.



شكل ۵: مقايسه شدت انتقالي CROW پنج حلقه باوجود اثر رامان و بدون



شكل (۶) مقايسه شدت انتقالی CROW تقويت كننده رامان پنج حلقه با تک حلقه. كليه ضرايب جفتشدگی ۱/۶ است.

مرجعها

- [1] J. Heebner, R. Grover, and T. Ibrahim; "Optical Microresonators Theory, Fabrication, and Applications", Springer, (2008), Chap. 2,3, 7.2000.
- [2] A. Seyedfaraji, *Opt. and Quantum Electron.* **52**, 478 (2020).
- [3] Sh. Keyvaninia, E. Daghigh Ahmadi, F. Farman, R. Taghiabadi and AR Bahrampour, In Solid State Lasers and Amplifiers III proceeding, 6998 (2008).
- [4] AR. Bahrampour, F. Bazouband, V. Nickfarjam, *Opt. Commun.* **283**, 2939 (2010).
- [5] D. Marcuse, Bell Syst. Tech J. 52, 817(1973).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه محاسباتی موج صوتی الکتروتنگشی تولید شده در عبور پالس لیزری TEM01 از داخل فیبر نوری

مهدیس بیات، مسعود رضوانی جلال*، مسعود پیشدست، علیرضا عبدی کیان

گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

چکیده – در این مقاله، به محاسبه عددی تولید موج صوتی با مکانیسم الکتروتنگش در عبور پالس لیزر از داخل یـک فیبـر نـوری پرداخته میشود. برای انجام مطالعات از معادله موج هیدرودینامیکی استفاده میگردد. فرض میشـود کـه اخـتلال اولیـه چگـالی متناسب با توان دوم میدان الکتریکی باشد. برای مشاهده انتشار دو بعدی صوت از مد لیزری TEM01 استفاده میشود. با حل عددی معادله، فرکانسهای صوتی تشدیدی تار نوری و ویژه توابع مربوطه به دست میآیند. با استفاده از قضیه بسط، انتشار عرضـی مـوج صوتی با استفاده از یک برنامه متمتیکا مورد شبیهسازی قرار میگیرد. مشاهده میشود که اکوهـای صـوتی تولیـد شـده در نقـاط مختلف تار دارای ساختار زمانی متفاوت هستند.

كليد واژه- شبيهسازي، صوت الكتروتنگشي، مد ليزري TEM₀₁، معادله موج هيدروديناميكي.

Computational Study of Electrostriction Sound Wave Generated in Transmission of TEM₀₁ Laser through an Optical Fiber

Mahdis Bayat, Masoud Rezvani Jalal, Masoud Pishdast, Alireza Abdikian

Physics and Photonics Department, Malayer University, Malayer

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

Abstract- In this paper, numerical computation of sound wave generation by electrostriction mechanism in propagation of a laser pulse within an optical fiber is considered. To accomplish the study, the hydrodynamic wave equation is used. It is assumed that, the initial density perturbation is proportional to the second power of the electric field. In order to observe the two-dimensional propagation of the sound, TEM_{01} laser mode is incorporated. By numerical solving of the equation, resonant sound frequencies of the fiber and related eigenfunctions are obtained. Using the expansion theorem, the transverse propagation of the sound is simulated by a Mathematica code. Acoustic echoes in different points are observed with different temporal structure.

Keywords: Electrostriction sound, Hydrodynamic wave equation, Simulation, TEM₀₁ laser mode.

تئوری و فرمولبندی

برای مطالعه اثر الکتروتنگش لیزری در داخل فیبر نوری، از یک تار با مقطع دایروی که دارای شعاع غلاف d و شعاع هسته a (و $a \ll d$) است استفاده می گردد. یک پالس لیزر به هسته تار وارد می شود و در طول آن منتشر می گردد. برهمکنش نور با محیط شیشهای تار باعث ایجاد تغییرات برهمکنش آن می شود. اگر چگالی تعادلی شیشه تار با ρ_0 و تغییرات آن با ρ نشان داده شود، آنگاه معادله حاکم بر ρ با

تقریب هیدرودینامیکی به صورت زیر خواهد بود [۴]:

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \nabla \cdot F \tag{1}$$

که در آن v سرعت صوت و F نیز چگالی حجمی نیروی الکتروتنگشی است که به شکل زیر میباشد:

$$\boldsymbol{F} = \frac{\rho_0}{8\pi} \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right) \boldsymbol{\nabla} E^2 \tag{(1)}$$

3 تابع دی الکتریک تار و E نیز اندازه میدان الکتریکی لیزر است. هنگامی که نور لیزر به هسته تار وارد می شود یک موج صوتی در آنجا تولید می کند. این صوت وارد غلاف شده و در آن پیش می رود و به وجه بیرونی غلاف رسیده و شده و در آن پیش می رود و به وجه بیرونی غلاف رسیده و می شود. نویسندگان مقاله حاضر، در کار قبلی خود لیزر با مد می شود. نویسندگان مقاله حاضر، در کار قبلی خود لیزر با موت الکتروتنگشی را مورد بررسی قرار دادند [۵]. از آنجا که مد ۲EM₀₀ دارای تقارن شعاعی است، موج صوتی و فرض می گردد که نور لیزر دارای مد عرضی الکتروتنگشی را فرض می گردد که نور لیزر دارای مد عرضی الکتروتنگشی را نیز مطالعه کرد. اندازه میدان الکتریکی مد لیزری ایت تار نوری مناسبتر است) به شکل زیر انتخاب می شود: تار نوری مناسبتر است) به شکل زیر انتخاب می شود:

$$E(r,\theta) = B e^{-\left(\frac{r}{\sqrt{2s}}\right)^2} Cos(\theta)$$
 (٣)

مقدمه

برانگیزش صوت در داخل مواد با استفاده از نور به آکوستواپتیک معروف است [۱]. در این اثر، میدانهای الكتريكي و مغناطيسي نور در برهمكنش با محيط باعث ایجاد تنش مکانیکی و ایجاد صوت می شوند. شاید بتوان گفت اولین کسی که کارهای تخصصی روی آکوستواپتیک انجام داده است الکساندر گراهام بل در حدود سال ۱۸۸۰ میباشد. اگرچه اپتوآکوستیک سنتی قدمت زیادی دارد اما با ظهور لیزرهای پرقدرت این اثر وارد حوزههای پژوهشی نوینی شده است و اخیراً به نام ایتوآکوستیک لیزری شناخته میشود [۲]. سازوکارهای مختلفی برای تولید صوت در برهمکنش لیزر با ماده کشف شده است که از آنها می توان به اثر گرماکشسانی، پتانسیل تغییر شکل، اثر پیزوالکتریک وارون و اثر الکتروتنگش اشاره کرد [۳]. اثر الکتروتنگش در محیطهای اپتیکی شفاف ظاهر میشود و ناشی از تغییر شکل موضعی ماده در برهمکنش با میدان الکتریکی نور میباشد. یکی از جاهایی که این اثر بروز پیدا میکند در انتقال پالس لیزری قوی از درون فیبرهای نوری می باشد. البته الکتروتنگش در این حالت یک عامل اتلافی است و سعی در کاهش آن میباشد. اثر الکتروتنگش لزوماً همیشه یک عامل مزاحم و اتلافکننده نیست و میتوان از آن در طراحی حسگرها و طیفسنجها بر اساس پراکندگی بريلوئن القايي نيز استفاده كرد [۴].

مطالعه پدیده فوتوآکوستیک لیزری با منشأ الکتروتنگش در داخل تارهای نوری اهمیت مطالعاتی و کاربردی زیادی دارد. در مقاله حاضر، تولید و انتشار صوت الکتروتنگشی در عبور پالس لیزر با مُد TEM₀₁ از داخل یک تار نوری مورد شبیهسازی قرار میگیرد. انتظار میرود که اکوهای صوتی ظاهر شده در قسمتهای مختلف تار دارای ساختار زمانی متفاوت ولی توزیع فرکانسی یکسان باشند.

که منظور از s شعاع مؤثر باریکه لیزری است که تقریباً با شعاع هسته تار نوری برابر میباشد. میدان الکتریکی فوق طبق رابطه (۲) به نیروی الکتروتنگشی منجر می گردد. این نیرو باعث میشود که یک اختلال چگالی در مغزی تار ایجاد گردد. با تقریب خوبی میتوان اختلال اولیه چگالی شیشه را متناسب با توان دوم میدان الکتریکی لیزر در نظر گرفت. با این فرض، تغییرات چگالی در زمان (0=t) در قسمتهای مختلف تار به صورت زیر خواهد بود:

 $\rho(r,t=0) = \begin{cases} C \ e^{-(\frac{r}{a})^2} \cos^2 \theta & 0 < r < a \\ 0 & a < r < b \end{cases}$ (f)

هدف بعدی یافتن چگالی تار بر حسب زمان و مکان میباشد. برای انجام این کار از قسمت همگن معادله (۱) استفاده میشود که شکل آن نهایتاً به معادله هلمهولتز میانجامد. جواب شعاعی معادله هلمهولتز هم در سیستم میانجامد. جواب شعاعی معادله هلمهولتز هم در سیستم یافتن مقادیر قابل قبول k باید شرط مرزی مناسب اعمال یافتن مقادیر قابل قبول k باید شرط مرزی مناسب اعمال کرد. در مقاله قبلی چون چگالی فقط وابسته به مختصه شعاعی r بود، شرط مرزی به صورت $0 = \frac{|qp}{dr}$ لحاظ گردید. در این مقاله چگالی اختلالی هم وابسته به مختصه شعاعی و هم وابسته به زاویه سمتی میباشد. شرط مرزی مناسب در این وضعیت به صورت زیر اعمال می گردد:

$$(\nabla_r \rho)_{r=b} = 0 \tag{(a)}$$

که با توجه به جوابهای شعاعی که همان توابع بسل هستند به نتیجه زیر منجر می شود:

$$\left. \frac{dJ_m(kr)}{dr} \right|_{r=b} = 0 \tag{(7)}$$

با این شرط می توان اعداد موج قابل قبول k را به دست آورد. این اعداد موج از صفرهای مشتق تابع بسل به دست می آیند که می توان آنها را با $x_{m,n}$ نمایش داد. با داشتن این مقادیر، $k_{m,n}$ و نیز فرکانس تشدیدی $\omega_{mn}=vk_{m,n}$ پیدا می شوند. با داشتن اعداد موج، فرکانس های تشدیدی و نیز

ویژه توابع مربوطه، میتوان از قضیه بسط استفاده کرد و اختلال اولیه را بر حسب آنها بسط داد و انتشار زمانی آنرا شبیهسازی کرد. برای انجام این کار یک برنامه در محیط متمتیکا توسط نویسندگان مقاله نوشته شده است که در ادامه به نتایج حاصل این برنامه پرداخته میشود.

نتایج شبیهسازی و بررسی آنها

برای انجام شبیه سازی از یک تار نوری سیلیکای گداخته استفاده می شود. شعاع مغزی و غلاف تار *a*=8.8μ*m* و *b*=125μ*m* انتخاب گردید [۴و۵]. سرعت موج صوتی در داخل تار *b*=125μ*m* می باشد. نمودارهای دوبعدی چگالی موج صوت در زمانهای مختلف در مقطع دلخواهی از تار در شکل ۱ نشان داده شده است:



شکل ۱: تولید و انتشار پالس صوتی الکتروتنگشی در داخل تار.

از این شکل به وضوح معلوم است که با تزریق لیزر به هسته تار، موج صوتی در آنجا تولید میشود. این موج به قسمت غلاف نفوذ کرده و در آنجا انتشار پیدا میکند و به

نتيجهگيرى

در این مقاله به تولید موج صوتی در عبور پالس لیزری لاگر-گاوس TEM₀1 از داخل یک تار نوری با سازوکار الکتروتنگش پرداخته شد. مشاهده گردید که توزیع اولیه شدت لیزر که دارای دو لُب است منجر به ایجاد دو جبهه پالسی صوتی با شکل بیضوی عمود بر هم میشود. صوت در حال انتشار، اکوهای متفاوتی در نقاط مختلف تار ایجاد میکند. از این شبیهسازی استنباط میشود که تولید و انتشار دو بعدی صوت الکتروتنگش در داخل تار نوری، پیچیدگیهای بیشتری نسبت به انتشار یک بعدی دارد. با تحریک موج صوتی دو بعدی در داخل تار میتوان جزئیات بیشتری از اثر الکتروتنگش را مطالعه کرد. یافتههای حاصل از این مقاله میتواند در پیشرفت اثر فوتوآکوستیک لیزری در داخل تارهای نوری مفید واقع شود.

سپاسگزاری از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت پژوهشی تشکر میشود.

مرجعها

- [1] C. Rossignol et al, "Generation and detection of shear acoustic waves in metal submicrometric films with ultrashort laser pulses", Phys. Rev. Lett. 94, 166106, 2005.
- [2] P. Ruello and V.E. Gusev, "Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action", Ultrasonics 56, 21–35, 2015.
- [3] X. Huang and S. Fan, "Complete all-optical silica fiber isolator via stimulated Brillouin scattering" J. of Lightwave Technology, 29 (15), 226, 2011.
- [4] A.S. Biryukov, M.E. Sukharev and E.M. Dianov, "Excitation of sound waves upon propagation of laser pulses in optical fibres", Quantum Electronics 32 (9), 765-775, 2002.

جداره خارجی آن می رسد و از آنجا هم بازتاب شده و به سمت هسته بر می گردد. نکته جالبی که از جبهه موج صوتی دیده می شود این است که متشکل از دو پالس صوتی شدید به همراه پالسهای میانی خفیف می باشد. این پدیده ناشی از شکل اولیه پالس صوتی است که دارای دو لُب شدتی (TEM₀₁) می باشد. رفت و بر گشتهای مکرر موج صوتی (که تعداد آنها به خاطر لحاظ نکردن اثرات میرایی بی نهایت است) باعث می شود که در هر نقطه از تار یک اکوی صوتی ایجاد گردد. در شکل ۲ تعدادی از اکوها در نقاطی به فاصله ۲/*d* از مرکز تار آورده شده است.



شکل ۲: اکوهای صوتی دریافت شده در سه راستای مختلف.

فاصله زمانی بین اکوها ۲۱ ns است که برابر با v/b میباشد. اکوهای صوتی تک فرکانس نیستند و به صورت پالسهای صوتی میباشند. در شکل ۳ نمودار توزیع فرکانسی این موج صوتی ترسیم شده است. معلوم است که بیشترین شدت مربوط به فرکانس GHz ۱ میباشد.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شبیهسازی و ساخت تزویجگر سمتی به روش لیتوگرافی نگاشت مستقیم لیزری

حسین حیدری زفره^۱، راضیه طالبی^{او۲}

دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان ^۲گروه اپتیک کوانتومی، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان h.heidaryzefreh@sci.ui.ac.ir, r.talebi@sci.ui.ac.ir

چکیده – در این مقاله، ساخت تزویجگرهای سمتی بر پایهی مادهی پلیمری 8-SU مورد بررسی قرار گرفته است. به منظـور یـافتن پارامترهای بهینه تزویجگر سمتی از نرمافزار شبیهسازی Optiwave استفاده شده است. بـرای سـاخت تزویجگـر سـمتی از روش لیتوگرافی نگاشت مستقیم لیزری استفاده شده است. تزویجگر سمتی از دو موجبر یکسان و نزدیک به هم تشکیل شده اسـت. بـه واسطهی جفتشدگی میدانهای میرا مدهای منتشر شده در هریک از موجبرها، انرژی میتواند میان دو موجبر انتقال یابد. در ایـن مقاله، جفتشدگی نور بین دو موجبرِ تزوجیگر سمتی نیز مورد بررسی قرار گرفته است. از تزویجگرهای سمتی میتوان بـه عنـوان فیلترهای نوری، مدولاتور شدت و سوئیچهای نوری استفاده کرد.

کلید واژه- تزویجگر سمتی، جفتشدگی نور، لیتوگرافی، مادهی پلیمریSU-8 ، نگاشت مستقیم لیزری.

Simulation and Fabrication of Directional Coupler by Direct Laser Lithography Method

Hossein Heidaryzefreh¹, Razieh Talebi^{1,2}

¹Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan² QuantumOpticsGroup, Department of Physics, University of Isfahan h.heidaryzefreh@sci.ui.ac.ir, r.talebi@sci.ui.ac.ir

Abstract- In this paper, the fabrication of directional coupler based on SU-8 polymer material is investigated. In order to find the optimal parameters of directional coupler, Optiwave software, which is simulation software, is used. Direct laser mapping lithography method is used to fabricate directional coupler. The directional coupler consists of two identical waveguides, which are close to each other. Energy can be transferred between two waveguides due to the coupling of evanescent fields, which are propagating in each waveguide. In this paper, the light coupling between two waveguides is also studied. The directional coupler is used as optical filters, intensity modulators and optical switches.

Keywords: Directional Coupler, Light Coupling, Lithography, SU-8 Polymer Material, Direct Write Laser.

مقدمه

تزویجگرهای سمتی از جمله ادوات هدایت کنندهی نور هستند که نقش مهمی در مدارهای مجتمع نوری دارند. از تزویجگرهای سمتی میتوان به عنوان فیلترهای نوری، مدولاتور شدت، جمع کنندهها و سوئیچهای نوری استفاده کرد. از جمله اجزاء سازندهی تزویجگرهای سمتی، موجبرهای نوری هستند [۱]. تزویجگر سمتی از دو موجبر یکسان تشکیل شده است که موجبرها در فاصلهی بسیار نزدیک به یکدیگر قرار گرفتهاند. فضای میان دو موجبر هوا است [۲]. هنگامی که دو موجبر، در ابعادی در محدودهی میکرومتری، به هم نزدیک می شوند، به واسطهی جفت-شدگی میدانهای میرا مدهای منتشر شده در هر یک از موجبرها، انرژی می تواند میان دو موجبر انتقال یابد. طول جفتشدگی و گاف بین دو موجبر بر میزان جفتشدگی نور در تزویجگر سمتی تأثیر فراوانی دارد [۳]. بنابراین، محاسبهی این دو پارامتر در ساخت تزوجیگرهای سمتی اهميت فراواني دارد.

محاسبهى نظرى طول جفتشدكى

هنگامی که نور در یک موجبر در جهت z+ منتشر می شود، میدان الکتریکی مد منتشر شده در موجبر به صورت زیر بیان میشود [۳]

$$\vec{E}_i(x, y, z) = A_i(z)\vec{\varepsilon}_i(x, y), \tag{1}$$

که $A_i(z)$ ، i = 1, 2 دامنه مختلط میدان الکتریکی نور در هر موجبر و $\tilde{\epsilon}_i(x, y)$ تابع توزیع فضایی آن است. جفت شدگی بین مدهای منتشر شده در دو موجبر با معادلات جفت شده دامنه دو مد، به صورت زیر بیان می شود [۳] $\frac{dA_1(z)}{dA_1(z)} = -i\beta A_1(z) + k + A_1(z)$

$$\frac{dz_{1}(z)}{dz} = -i\beta_{1}A_{1}(z) + k_{12}A_{2}(z), \qquad (f)$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = -i\beta_2 A_2(z) + k_{21}A_1(z), \tag{7}$$

که z طول جفتشدگی، β_1 و β_2 ثابتهای انتشار نور، به ترتیب، در موجبرهای اول و دوم هستند. همچنین، k_{12} و k_{21} ضرایب جفتشدگی بین مدها هستند. با توجه به یکسان بودن جنس و ضخامت موجبرها، ثابتهای انتشار و ضرایب جفتشدگی یکسان در نظر گرفته میشود میرایب جفتشدگی یکسان در نظر گرفته میشود شرایط مرزی، توان خروجی در موجبرهای اول و دوم در مکان با تعیین دامنهی میدان موجبرها از معادلات جفت شدهی (۲) و (۳)، به ترتیب، به صورت روابط زیر بیان میشوند [۳]

$$P_{1}(z) = A_{1}(z)A_{1}^{*}(z) = \cos^{2}(kz) e^{-\alpha z}, \qquad (f)$$

$$P_2(z) = A_2(z)A_2^*(z) = \sin^2(kz) e^{-\alpha z}.$$
 (Δ)

در روابط (۴) و (۵)، α ضریب اتلاف نوری موجبر است و وابسته به جنس موجبر است. توان خروجی دو موجبر تابعی از طول جفتشدگی z و ضریب جفتشدگی k است. طبق روابط (۴) و (۵)، طول مورد نیاز برای انتقال کامل توان از یک موجبر به موجبر دیگر (z = L)، به صورت زیر محاسبه می شود [۳]

$$L = \frac{\pi}{2k} + \frac{m\pi}{k}, \qquad m = 0, 1, 2, \dots$$
 (9)

به ازای 0 = m، طول اولین مرتبهی انتقال کل توان از موجبر اول به موجبر دوم که طول تزویجگر (L_0) نامیده می شود، به دست می آید.

[۳] ضریب جفتشدگی
$$k$$
 به صورت زیر تعریف می شود $k = \frac{2h^2 q e^{-qS}}{\beta w (q^2 + h^2)},$ (۷)

که در این رابطه، S گاف دو موجبر، h و β ، به ترتیب، ثابت های انتشار موج در راستای محورهای y و z هستند، همچنین، w ضخامت موجبر و q ضریب تضعیف نور در راستای محور y است.



ساخت تزويجگر سمتی

یکی از رایج ترین روش ها برای ساخت موجبرها روش لیتو گرافی نگاشت مستقیم لیزری است که شامل سه مرحله است. اولین مرحله، لایهنشانی است که برای لایه-نشانی زیرلایه تمیز مورد نیاز است. در این پژوهش، 8-SU 2005 بر زیرلایه SiO₂ به کمک دستگاه لایهنشانی دورانی انباشته میشود. با تنظیم سرعت چرخش و زمان چرخش، ضخامت ماده ی پلیمری 8-SU روی سطح زیرلایه کنترل میشود. پس از لایهنشانی، نمونه در دمای ۹۵ درجه سلسیوس، به مدت ۳۰ دقیقه حرارت داده میشود.

در مرحله دوم، به منظور ایجاد طرح تزویجگر سمتی روی نمونه، با سامانه نگاشت مستقیم لیزری که مجهز به لیزری با طولموج ۳۶۵ نانومتر است، نوردهی انجام می-شود. پرتو لیزر پس از کانونی شدن با عدسی Olympus شود. پرتو لیزر پس از کانونی شدن با عدسی olympus بر 40x ، به سطح لایهی 8-SU میتابد و طرح موجبرهای تزویجگر سمتی روی نمونه نگاشته میشود. در چیدمان نوردهی، علاوه بر لیزر، با استفاده از پایهی متحرک سه محوره با دقت ۱۰۰ نانومتر و متصل به رایانه که مجهز به نرمافزار Labview است، طرح تزویجگر سمتی، بر لایه SU-8 نگاشته میشود. در این مرحله، با تغییر شدت لیزر و سرعت حرکت پایهی متحرک، ضخامت موجبر و گاف دو موجبر برای رسیدن به پارامتر بهینه، کنترل میشود. شکل موجبر برای رسیدن به پارامتر بهینه، کنترل میشود. شکل منان میدهد که هر چه شدت لیزر بیشتر میشود،

شبیهسازی تزویجگر سمتی

در این بخش، با شبیه سازی تزویجگرهای سمتی با کمک نرمافزار Optiwave، مقدار بهینه ی طول جفت شدگی و گاف بین دو موجبر، تعیین می شود. تزویجگر سمتی از جنس ماده ی پلیمری SU-8 با ضریب شکست ۱/۴۴، قرار است که بر زیرلایه SiO2 با ضریب شکست ۱/۴۴، قرار گرفته است. در شکل ۱، نمایی از تزوجیگر سمتی و پارامترهای طراحی آن نشان داده شده است.



شکل ۱: نمایی از تزویجگر سمتی و پارامترهای طراحی آن در شبیه سازی. در جدول ۱، مقادیر پارامترهای طراحی تزویجگر سمتی مشخص شده است که به جزء دو پارامتر که عبارتند از طول جفت شدگی (LC) و گاف (S) بین دو موجبر، پارامترهای دیگر طراحی، مقادیر ثابت در نظر گرفته شده-اند.

	و گاف متغی	جفتشدگی و	سمتی با طول	ترهای تزویجگر	جدول ۱- پارام
--	------------	-----------	-------------	---------------	---------------

ضخامت	طول	طول	نصف	طول	گاف
موجبر	موجبر	منحنى	فاصله دو	جفت	دو
	ورودی و		پايانە	شدگی	موجبر
	خروجى				
(W)	(LW)	(LS)	(yspan)	(LC)	(S)
۶µm	۵۰۰	۹۵۰۰	۲۵۰	۶ تا ۱۲	۱ تا ۲
	μm	μm	μm	mm	μm

جفتشدگی ۵۰:۵۰ که در مدارهای متجمع نوری اهمیت فراوانی دارد، حالت بهینهی جفتشدگی در تزویجگر سمتی است که در شکل ۲، طرح شبیهسازی آن نشان داده شده است. این تزویجگر دارای طول جفتشدگی ۱۰ میلیمتر و گاف ۱/۵ میکرومتر است.



شکل ۳: (الف) نمودار تغیرات توان لیزر بر ضخامت موجبر با سرعت نگاشت ثابت ۰/۱ میلیمتر بر ثانیه. (ب) نمودار تغیرات سرعت پایهی متحرک بر ضخامت موجبر با توان ثابت ۵ میکرووات.

در مرحله آخر، نمونه در دمای ۹۵ درجه سلسیوس به مدت ۲۰ دقیقه بازپخت میشود. به منظور ظهور طرح نگاشته شده، نمونهی بازپخت شده در حلال SU-8 Developer قرار می گیرد و به دلیل اینکه SU-8 فوتورزیست منفی است، بخشهایی از مادهی پلیمری SU-8 که به آن نور تابش نشده است، حذف میشود و طرح تزویجگر باقی می ماند. شکل ۴ تزویجگر سمتی ساخته شده با پارامترهای بهینه را نشان می دهد.



شکل ۴: (الف) تزویجگر سمتی ساخته شده با ماده پلیمری SU-8 که دارای ضخامت μm ۶ و گاف μm ۱/۵ است. (ب) تصاویر SEM از دو شاخه تزویجگرسمتی. (پ) تصاویر SEM از گاف بین دو موجبر تزویجگر سمتی ساخته شده.

برای بررسی جفتشدگی نور در تزویجگر سمتی از منبع نوری با طول موج ۹۸۰ نانومتر استفاده می شود. در شکل ۵ (الف)، نور به کمک فیبر نوری به یکی از موجبرهای تزویجگر سمتی جفت شده است و در شکل ۵ (ب) از هر

دو موجبر تزویجگر خارج شده است. بنابراین، با وجود گاف در ناحیه طول جفتشدگی، انتقال نور از موجبر اول به موجبر دوم رخ میدهد و بین دو موجبر جفتشدگی ایجاد می شود.



شکل ۵: (الف)جفتشدگی نور به یکی از شاخههای تزویجگرسمتی با ضخامت ۶ میکرومتر و گاف ۱/۵ میکرومتر. (ب) خروج نور از هر دوشاخه تزویجگر.

نتيجهگيرى

در این مقاله، نشان دادهایم که با تغییر توان لیزر و سرعت نگاشت آن، می توان ضخامت موجبرهای تزویجگر سمتی را کنترل کرد. با تنظیم توان لیزر ۶ میکرووات و سرعت پایهی متحرک ۰/۱ میلیمتر بر ثانیه موجبر تزویجگر پایهی متحرک ۶۰۱ میلیمتر از جنس 2005 SU-8 سمتی با ضخامت ۶ میکرومتر از جنس 2005 SU-8 ساخته شد. از تزویجگرهای سمتی در مدار مجتمع نوری می توان به عنوان تقسیم کنندههای شدتی و فیلترهای نوری استفاده کرد.

مرجعها

- P. Xu, J. Zheng, J. K. Doylend, and A. Majumdar, "Low-Loss and Broadband Nonvolatile Phase-Change Directional Coupler Switches," ACS Photonics, vol. 6, no. 2, pp. 553–557, Feb. 2019.
- [2] R. C. Alferness, "Guided-Wave Devices for Optical Communication," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 17, no. 6. pp. 946–959, 1981.
- [3] R. G. Hunsperger, Integrated Optics. New York, NY: Springer New York, 2009



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



استخراج فاز انواع فریزهای تداخلی تقریباً موازی و فریزهای بسته و تکفریز با استفاده از تبدیل موجک پیوسته یک بعدی و تبدیل هیلبرت

فرشته سخا^۱، محمد یگانه^۲ و سیفاله رسولی^۳

۱- گروه فیزیک، دانشگاه ارومیه، ارومیه، <mark>f.sakha61@gmail.com</mark>، ۲- مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، تهران، ^moyeganeh@iasbs.ac.ir</sup>، ۳- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، rasouli@iasbs.ac.ir.

چکیده– استخراج فاز از روی الگوهای تداخلی بهروشهای مختلفی صورت می پذیرد. زمانی که استخراج فاز از الگوی تداخلی واحد و با تعداد فریزهای کم و بدون مدولاسیون با یک فرکانس فضایی حامل مدنظر با شد، روشهای معمول مثل فوریه و جابهجایی فاز قابل استفاده نیستند. در این کار استخراج فاز از روی طرح فریزهای تداخلی شبیه سازی شده با الگوی تقریباً موازی و با تعداد زیاد فریز، تک فریز و فریزهای بســته، با اســتفاده از روش موجک پیوســتهی یک بعدی و تبدیل هیلبرت، ارائه میشـود. اســتخراج فاز برای فریزهای یکنواخت، حتی با تعداد کم با این روش به سادگی امکان پذیر است.

كليد واژه- اسختراج فاز، تبديل هيلبرت، موجك، فريز بسته، موجك مادر.

Phase extraction of quasi parallel interference fringes, single fringe and closed fringes using one-dimensional continuous wavelet transform and Hilbert transform

Fereshteh Sakha¹, Mohammad Yeganeh², and Saifollah Rasouli³

1- Department of Physics, Urmia University, Urmia, Iran, <u>f.sakha61@gmail.com</u>, 2- Iranian National Laser Center (INLC), Iran, <u>moyeganeh@iasbs.ac.ir</u>,

3- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran, <u>rasouli@iasbs.ac.ir</u>.

Abstract- Phase extraction is performed from interference patterns by different methods. Conventional methods such as Fourier and phase-shifting methods cannot be used on a single interference pattern having a small number of fringes without the use of modulation with a carrier spatial frequency. In this paper, the phase of quasi-parallel simulated interference fringes having a large number of fringes, a single fringe, and closed fringes, using the one-dimensional continuous wavelet method and Hilbert transform, is presented. Phase extraction for quasi-parallel fringes, even having a small number of fringes, is easily available with this method.

Keywords: closed fringe, Hilbert transform, mother wavelet, phase extraction, wavelet.

پیوسته (CWT) در سالهای اخیر مورد مطالعه قرار گرفتهاند. تبدیل موجک پیوسته به عنوان روشی جایگزین برای تبدیل فوریه در بازهی محدود ارائه گردید و هدف آن، فائق آمدن بر مشکلات مربوط به تفکیک در تبدیل فوریه بازهی محدود است. در آنالیز موجک، مشابه با تبدیل فوریه بازهی محدود، سیگنال مورد نظر در یک تابع موج ضرب میشود که در حقیقت نقش همان تابع پنجره را دارد. همچنین به طور مشابه با قبل، تبدیل موجک نیز به طور جداگانه بر روی قطعههای مختلف طرح انجام میشود. با این حال دو اختلاف عمده در ماهیت آن با تبدیل فوریه بازهی محدود دارد؛ اولاً در تبدیل موجک از سیگنال پنجره شده، تبدیل فوریه گرفته نمیشود. دوماً در تبدیل موجک، عرض پنجره به موازات تغییر مؤلفههای فرکانسی تغییر می کند که مهمترین ویژگی تبدیل موجک است.

مبانی نظری

تبدیل موجک پیوسته به صورت زیر تعریف می گردد:

 $CWT_{f}^{\psi}(l,s) = \Psi_{f}^{\psi} = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \Psi^{*}(\frac{x-l}{s}) dx.$ (1)

در رابطهی بالا l پارامتر انتقال است که میزان جابهجایی پنجره را نشان میدهد و s پارامتر مقیاس است که با فرکانس رابطهی عکس ($\frac{1}{v} = s$) دارد.(f(x) سیگنال مورد نظر در حوزهی مکان و Ψ تابع موجک مادر است. موجک مادر میتواند توابع متعددی را شامل شود و بسته به اینکه سیگنال با کدام یک مطابقت بیشتری دارد، میتوانیم موجک مادر را انتخاب کنیم.

در این روش، طرح تداخلی سطر به سطر تحلیل می شود. بدین ترتیب که هر سطر را که انتخاب کردیم تبدیل موجک آن را حساب می کنیم. تبدیل موجک یک بعدی ردیف x در راستای Y به صورت زیر داده می شود:

مقدمه

استخراج اطلاعات فازی موجود در طرحهای تداخلی مهم ترین هدف تحلیل فریزها است. برای بازسازی توزیع فاز از فریزهای تداخلی راههای متعددی گسترش پیدا کرده است[۱]. روشهای موجود برای تحلیل فریزهای تداخلی در سه دسته طبقهبندی می شوند: حوزهی فضا-زمان، مکان-فرکانس فضایی و فرکانس-زمانی. روش شیفت فازی به طورگسترده در حوزههای فضا-زمانی، برای استخراج فاز مورد استفاده قرار می گیرد [۲]. این روش بسیار دقیق است، اما برای تحلیل مواردی که در آن ارتعاش وجود دارد، یا مواردی که به اطلاعات در یک زمان مشخص نیاز است و فقط امکان ثبت یک طرح تداخلی وجود دارد، مثلاً در پدیدههای دینامیکی مناسب نیست. بنابراین، تکنیکهای حوزهی فضا- فرکانسی مانند روش تبدیل فوریه از طرح تداخلی گسترش پیدا کردهاند. همچنین در روش شیفت فازی، پردازش یک طرح تداخلی، پیکسل به پیکسل انجام می شود، ولی در روش فوریه، پردازش کل فریز، همزمان انجام می گیرد. این روش به نویزها مقاوم تر است، اما پیکسل ها روىهم اثر مى گذارند. بنابراين يک مصالحه بين پردازش پیکسل به پیکسل و پردازش کلی لازم است. در حال حاضر روشهای پیشرفتهای به وجود آمدهاند، مانند روش ردیابی منظم فریز، تبدیل موجک و تبدیل فوریهی پنجرهای. برای طرحهای تداخلی با فریزهای حامل، روش فوریه به شرطی که فرکانس حامل شناخته شده باشد، به خوبی عمل می کند. در واقعیت این فرکانس هیچگاه دقیق بهدست نمی آید. همچنین بهدلیل اینکه تبدیل فوریه یک عملیات کلی است، روش مناسبی برای آشکارسازی دقیق مشخصات جایگزیدهی یک سیگنال نیست. برای رفع این مشکلات، در مواردی که فقط یک طرح تداخلی وجود دارد، تکنیکهای حوزهی فرکانس- زمانی به خاطر قابلیت بالای آنها در حل این مشکلات، مانند تبدیل فوریه پنجرهای و تبدیل موجک

$$W(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \xi) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{+\infty}^{\infty} I(\mathbf{x}, \mathbf{y}) [\Psi(\frac{y - \xi}{s})^* \, \mathrm{dy}]. \quad (\Upsilon)$$

توزیع شدت فریز به صورت زیر است:

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = I_0(x, y) \{ 1 + v(x, y) \cos[\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{y})] \}, \quad (\mathbf{\tilde{r}})$$

که I_0 دامنه و (x,y) نمایانی فریزهاست. موجک مادر انتخاب شده، موجک کلاه مکزیکی است.

برای استخراج فاز در این روش احتیاج به تصویر دومی داریم که به اندازهی $\pi/2$ جابه جایی فاز پیدا کرده باشد. این کار با تبدیل هیلبرت انجام می شود [۳]. قبل از گرفتن تبدیل هیلبرت، با فرض اینکه $I_0(x, y)$ بسیار آرام تغییر کند، آنرا با فیلتر فرکانس پایین حذف می کنیم، بنابراین داریم:

$$I_f = M(x)\cos[\varphi(x)], \ M(x) = I_0(x)v(x),$$
 (*)

و با اعمال تبديل هيلبرت خواهيم داشت:

$$I_{d} = -M(x)\sin[\varphi(x)]. \tag{(a)}$$

$$W_{d}(x, y, \xi) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{+\infty}^{-\infty} I_{d}(x, y) [\Psi(\frac{y - \xi}{s})^{*} dy].$$
(\$)

با داشتن تبدیل موجک سیگنالی که تبدیل هیلبرت به آن اعمال شده است، کمیت مختلط زیر را تعریف میکنیم:

$$W_{s}(\mathbf{x},\mathbf{s},\boldsymbol{\xi}) = W(\mathbf{x},\mathbf{s},\boldsymbol{\xi}) + iW_{d}(\mathbf{x},\mathbf{s},\boldsymbol{\xi}). \tag{Y}$$

ضرایب موجک
$$W_{
m S}$$
ردیف x ، یک ماتریس است که دامنهی
مدولاسیون و فاز آن به شکل زیر محاسبه میشود:

$$\begin{cases} ABS(\mathbf{x},\xi) = |W_s(\mathbf{x},\mathbf{s},\xi)|, \\ \varphi(\mathbf{x},\xi) = \tan^{-1}\{\frac{Im[W_s(\mathbf{x},\mathbf{s},\xi)]}{Re[W_s(\mathbf{x},\mathbf{s},\xi)]}\}. \end{cases}$$
(A)

برای محاسبهی توزیع فاز ردیف x ، مقدار بیشینهی ضریب مدولاسیون هر ستون را تعیین کرده و سپس فاز متناسب با آن را پیدا می کنیم. این فرآیند را برای تمام سطرها تکرار

می *ک*نیم. نتیجه، فازی است که به π گسسته شده است و نیازمند گسترش آن به 2*π* است[۵].



شکل ۱: توزیع فاز فریزهای تقریباً موازی با الگوریتم تبدیل موجک و تبدیل هیلبرت. ردیف اول از چپ به راست: فریز تقریباً موازی با تعداد زیاد، تبدیل هیلبرت فریز تقریباً موازی با تعداد زیاد، توزیع فاز فریزهای تقریباً موازی با تعداد زیاد. ردیف دوم از چپ به راست: تک فریز، تبدیل هیلبرت تک فریز، توزیع فاز تک فریز.



شکل ۲: چپ: فاز ناپیوستهی تولید شده با روش موجک پیوسته یک بعدی بدون اعمال علامت در قسمت تبدیل هیلبرت، راست: فریز شبیه سازی شده.

نتايج شبيه سازى

در گام نخست فرآیند شبیه سازی، فاز فریزهای تقریباً موازی با تعداد زیاد را که کج هستند، بدست آوردیم. برای این کار ابتدا تبدیل هیلبرت فریز تداخلی محاسبه شد و سپس با برنامه ای که در فضای متلب برای استخراج فاز با استفاده از تبدیل موجک پیوسته یک بعدی نوشته شده بود، فاز الگوی تداخلی به دست آمد. مقدار کل تغییر فاز به دست آمده متناظر با طرح تداخلی شکل ۱، ردیف اول، برابر آمده متناظر با طرح تداخلی شکل ۱، ردیف اول، برابر ۱۸۸/۶۷ رادیان بود که با مقدار فاز اولیه ی اعمالی برابر ۱۸۸/۴۰ رادیان هم خوانی خوبی دارد. در قسمت بعدی، فاز یک تک فریز را به دست آوردیم که با الگوریتم فوریه ممکن

نیست. مقدار کل تغییر فاز به دست آمده متناظر با طرح تداخلی شکل ۱، ردیف دوم، برابر ۶/۲۶ رادیان بود که با مقدار فاز اولیهی اعمالی برابر ۶/۲۸ رادیان هم خوانی خوبی دارد.



شکل ۲: از چپ به راست: فریز شبیه سازی نصف شده، فاز ناپیوسته استخراج شده با برنامه موجک پپوستهی یک بعدی، فاز پیوسته

محاسبهی فاز با این روش برای فریزهای ی تقریباً موازی با تعداد زیاد ، ساده است، چرا که در تبدیل هیلبرت تمام فریزها به اندازهی $\pi/2$ در یک جهت تغییر فاز پیدا می کنند. مشکل زمانی ظاهر می شود که فریزها بسته باشند. در این حالت، چون ما با یک طرح فریز تنها سروکار داریم، هیچ اطلاعاتی در مورد علامت گرادیان فاز نداریم. نه تنها این الگوریتم، بلکه هیچ الگوریتم دیگری با یک طرح فریز نمی تواند بین گرادیان مثبت و منفی تمایز قائل شود. این مشکل را در شکل ۲ مشاهده می کنیم.



شکل ۴: چپ: فاز اولیه اعمالی که از روی آن فریزهای شکل ۲ شبیه سازی شدهاند، وسط: فاز استخراج شده به روش موجک پیوستهی یک بعدی و راست: اختلاف فاز استخراج شده با فاز اعمالی اولیه در نقاط مختلف سطح الگو.

برای فریزهای شبیه سازی شده که دارای تقارن هستند و نویز ندارند، طرح فریز را نصف کرده، علامت تغییر فاز را

برای نیمه یدوم تعیین می کنیم (شکل ۳)، سپس آن را برای دو طرف اعمال می کنیم. مقدار کل تغییر فاز به دست آمده متناظر با طرح تداخلی شکل ۲ برابر ۲۸/۳۵ رادیان بود که با مقدار فاز اولیه ی اعمالی برابر ۲۸/۵۹ رادیان هم خوانی خوبی دارد (شکل ۴). با این حال، در شکل ۴ اختلاف فاز استخراج شده با فاز اولیه تغییراتی تا حتی ۸/۳۳ رادیان را نیز نشان می دهد. این به معنی عدم تطابق دقیق فاز موضعی در تک تک نقاط، علی رغم تطبیق کلی الگوی فازی در کل الگوست.

نتيجەگىرى

در این مقاله فاز فریزهای شبیهسازی شدهی تقریباً موازی با تعداد زیاد، تک فریز و فریزهای بسته با استفاده از برنامهی موجک پیوستهی یک بعدی با دقت بالایی بدست آمد. در گام بعدی می توان فاز را برای فریزهای بدست آمده در آزمایشگاه که دارای عدم تقارن و نویز هستند، با استفاده از تعیین رد فریز بدست آورد [۴] که نتایج آن در مقالههای بعدی گزارش خواهد شد.

منابع مورد استفاده

- [1] SS. Gorthi, "Spatial fringe analysis methods and their application to holographic interferometry and fringe projection techniques", EPFL; 2010.
- [2] Osten, Wolfgang, ed. Fringe 2005: *The 5th International Workshop on Automatic Processing of Finge Patterns*, Springer Science and Business Media, 2006.
- [3] Mustapha Bahich, Mohamed Afifi, Elmostafa Barj, "Optical phase extraction algorithm based on the continuous wavelet and the Hilbert transforms", Journal of Computing, Volume 2, Issue 5, May 2010.
- [4] Xia Yang, Qifeng Yu and Sihua Fu, "A combined method for obtaining fringe orientations of ESPI", Opt. Comm. Vol 273, 60-66 (2007).
- [5] Ma J. Two-dimensional Continuous Wavelet Transform in Fringe Pattern Analysis (Doctoral dissertation, Catholic University of America), 2013.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



اندازه گیری پروفایل ضریب شکست فیبر نوری نازک شده حسگر گاز هیدروژن نفیسه حدیدی، محمدرضا جعفرفرد و محمد واحدی

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

hadidi.n.28107@gmail.com; mr_jafarfard@yahoo.com *; mvahedi@iust.ac.ir

چکیده – در این مقاله از یک نمونه فیبر نوری تک مد نازک شده با روش گرما–کششی، که در ساخت حسگر گاز هیدروژن به کار می رود، با به کارگیری روش میکروسکوپ فازی هیلبرت تصویربرداری شده است. با پردازش تصاویر حاصل در محیط نرم افزار MATLAB، پس از تعیین فاز به دست آمده برای فیبر، یک ماتریس سه بعدی با استفاده از تصویر فاز فیبر ساخته میشود. با اعمال معکوس تبدیل رادون بر این ماتریس، پروفایل ضریب شکست فیبر قابل دسترس خواهد بود.

كليد واژه- تبديل رادون، حسگر گاز هيدروژن، فيبر نورى نازك شده، قضيه برش فوريه، ميكروسكوپ فازى هيلبرت.

Refractive index profile characterization for tapered optical fiber Hydrogen gas sensor

N. Hadidi, MR. Jafarfard and M. Vahedi

School of Physics. Iran University of Science and Technology (IUST). Narmak. Tehran

hadidi.n.28107@gmail.com; mr_jafarfard@yahoo.com ; mvahedi@iust.ac.ir

Abstract- In this paper. a single-mode tapered optical fiber sample. which is used for hydrogen gas sensing. is imaged using the Hilbert phase microscope method. By processing the resulting images in MATLAB software environment. after determining the phase obtained for the fiber. a three-dimensional matrix is created using the fiber phase image. By using the inverse radon transformation on the obtained matrix. the fiber refractive index profile will be accessible.

Keywords: Radon transformation. Tapered Optical fiber. Fourier slice theorem. Hilbert phase microscopy. Hydrogen Sensor.

مقدمه

امروزه استفاده از گاز هیدروژن به عنوان یک منبع سوخت پاک و سازگار با محیط زیست مورد توجه است. از طرفی تنها با انتشار حدود ۴٪ آن در محیط، انفجار مهیبی رخ میدهد. بنابراین ذخیره سازی و حمل و نقل گاز هیدروژن یکی از عمده مسائل و مشکلات آن است. همچنین این گاز بدون رنگ و بو است و امکان شناسایی آن بدون حسگر امکان پذیر نمی باشد. اخیراً حسگر گاز هیدروژن مبتنی بر فیبر نوری در صنعت هوا-فضا و همچنین برای کاربردهای انرژی پاک به کار گرفته شده است [1].

فیبرهای نوری به جهت حساسیت بالا، زمان پاسخ کم و ایمن بودن گزینه مناسبی برای ساخت حسگرها هستند [۲]. با نازک کردن فیبر، فیبر نسبت به محیط اطراف حساسیت پیدا خواهد کرد [۳]. همین ویژگی در ساخت حسگر گاز هیدروژن مبتنی بر فیبر نوری نازک شده مورد استفاده قرار گرفته است.

روشهای متفاوتی اعم از شیمیایی و گرما-کششی برای نازکسازی فیبر استفاده میشود. در روش گرما-کششی، بخشی از فیبر تا نزدیک نقطه ذوب گرم میشود و همزمان فیبر از طرفین کشیده میشود که این کار پیچیدگیهای خاص خود را دارد. اما نکته مهم این است که پروفایل فیبر نازک شده تاثیر زیادی بر حساسیت حسگر ساخته شده بر مبنای این فیبر را دارد.

تاکنون تکنیکهای مختلف زیادی برای اندازه گیری پروفایل ضریب شکست موجبرها و فیبرهای نوری گزارش شده است [۸-۴]. روش میکروسکوپ فازی هیلبرت به دلیل دقت بالا، سرعت زیاد و عدم تخریب فیبر حین اندازه گیری و همچنین امکان استخراج فاز نمونه تنها با ثبت یک تصویر، مزیت بیشتری نسبت به سایر تکنیکها دارد [۹].

بر همین اساس در این مقاله با به کارگیری روش میکروسکوپ فازی هیلبرت از یک نمونه فیبرنوری تک مد نازک شده با روش گرما-کششی، که در ساخت حسگر گاز هیدروژن به کار میرود، تصویربرداری شده است که با پردازش تصاویر حاصل در محیط نرم افزار MATLAB، پروفایل ضریب شکست مربوط به قسمت غیر نازک آن به دست آمده است.

کارهای محاسباتی

در سیستم های تصویربرداری فازی کمی، فاز اندازه گیری شده میتواند با رابطه (1) بیان شود:

$$\varphi(\mathbf{x}\cdot\mathbf{y}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta \mathbf{n}(\mathbf{x}\cdot\mathbf{y}\cdot\mathbf{z}) \, \mathrm{d}\mathbf{x} \tag{1}$$

که در آن λ طول موج منبع نور و $\delta n(x \cdot y \cdot z)$ اختلاف توزیع فضایی ضریب شکست سه بعدی بین نمونه و محیط اطراف آن است.

در یک بازسازی توموگرافیک استاندارد باید توزیع سطحی فاز دو بعدی را برای جهت گیری های مختلف نمونه ثبت کرد به گونه ای که °180 را پوشش دهد.

بر اساس قضیه برش فوریه، جمع تبدیل فوریه فاز در همه جهات معادل ضریب شکست سه بعدی در صفحه فوریه است. بنابراین با استفاده از معکوس تبدیل فوریه، ضریب شکست سه بعدی نمونه به دست میآید:

$$n(x \cdot y \cdot z) = \frac{\lambda}{2\pi} FT^{-1} \sum_{\theta=0}^{180} FT(\varphi_{\theta}(x \cdot y))$$
(2)

که در آن FT تبدیل فوریه و $\phi_{\theta}(\mathbf{x})$ فاز اندازه گیری شده در زاویه θ میباشد.

این تکنیک، تکنیک شناخته شدهای در تصویربرداری توموگرافیک میباشد [۱۰].

کارهای تجربی محاسبات توضیح داده شده برای به دست آوردن پروفایل ضریب شکست میتواند با استفاده از معکوس تبدیل رادون در محیط نرم افزار متلب انجام شود.

شکل (۱)، روند به دست آوردن پروفایل ضریب شکست از تصویر فاز فیبرنوری در محیط نرم افزار MATLAB را نشان میدهد.



شکل (۱) روند به دست آوردن پروفایل ضریب شکست از تصویر فاز فیبر نوری در محیط نرم افزار MATLAB.

پس از تعیین فاز به دست آمده برای فیبر، یک ماتریس سه بعدی با استفاده از آن ساخته میشود. با اعمال معکوس تبدیل رادون بر این ماتریس، پروفایل ضریب شکست فیبر قابل دسترس خواهد بود.

روش مورد استفاده ما برای اندازه گیری پروفایل فازی نمونه در این پژوهش روش میکروسکوپ فازی هیلبرت میباشد. در این روش، بر اساس رابطه هیلبرت بین قسمت حقیقی و موهومی یک سیگنال تحلیلی مختلط، اطلاعات فازی اجسام به صورت عددی استخراج میشوند.

در این مقاله از یک نمونه فیبر نوری تک مد (مدل SMF28) نازک شده با روش گرما-کششی، جهت تصویربرداری

استفاده شده است. فیبر در گلیسرول غوطه ور شده است تا جسم فازی بهتری باشد.

تصاویر طرح تداخلی ثبت شده، دربردارنده فاز نمونه میباشند. بنابراین با پردازش این تصاویر در محیط نرم افزار متلب، فاز نمونه قابل دسترسی است. شکل (۲) فاز کمی استخراج شده قسمت نازک شده نمونه را نشان میدهد.



شکل (۲) فاز کمی استخراج شده قسمت نازک شده نمونه.

در ادامه به تحلیل نتایج حاصل پروفایل ضریب شکست فیبر نمونه در محیط نرم افزار متلب میپردازیم.



شکل (۳) پروفایل ضریب شکست به دست آمده از پروفایل فاز قسمت غیر نازک یک فیبر نوری تک مد نازک شده

شکل (۳) پروفایل ضریب شکست به دست آمده از پروفایل فاز قسمت غیرنازک را نشان میدهد. همانطور که انتظار

داشتیم ضریب شکست محیط غوطه وری که در اینجا گلیسرول (n=1.474) است، بیشتر از ضریب شکست فیبر میباشد.

متغیر می باشد، نتایج به دست آمده در اینجا موید همین مطلب است.

مرجعها

[1] علی ریاحی، مهدی حیدری داینی، محمد واحدی، جواد خلیل زاده، یدالله شهامت، " شبیه سازی و ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده جهت آشکارسازی هیدروژن"، نشریه علمی-پژوهشی «الکترومغناطیس کاربردی »سال پنجم، شماره ۱، بهار و تابستان ۱۳۹۶؛ ص ۲۱– ۱۵.

[2] M. Pospíšilová, G. Kuncová, J. Trögl, Fiber-Optic Chemical Sensors and Fiber-Optic Bio-Sensors, Sensors, 15, 25208-25259 (2015).

[3] K. Mullaney, The fabrication of micro-tapered optical fibres for sensing application, PhD Thesis, Centre for Engineering Photonics, School of Aerospace, Transport and Manufacturing, Cranfield University,2016

[4] M. R. Jafarfard and M. H. Mahdieh, Characterization of Optical Fiber Profile Using Dual-Wavelength Diffraction Phase Microscopy and Filtered Back Projection Algorithm, Optik 168, 619 (2018).

[5] Corle T R and Kino G S, Confocal Scanning Optical Microscopy and Related Imaging Systems (San Diego: Academic), (1996).

[6] A. Roberts, E. Ampem-Lassen, A. Barty, K. A. Nugent, G. W. Baxter, N. M. Dragomir, and S. T. Huntington, Refractive-Index Profiling of Optical Fibers with Axial Symmetry by Use of Quantitative Phase Microscopy, Opt. Lett. 27, 2061 (2002).

[7] D. J. Butler, K. A. Nugent, and A. Roberts, Characterization of Optical Fibers Using Near-field Scanning Optical Microscopy, Journal of Applied Physics 75, 2753 (1994).

[8] Y. Park, N. H. Seong, Y. Youk, and D. Y. Kim, Simple Scanning Fibre-Optic Confocal Microscopy for the Refractive Index Profile Measurement of an Optical Fibre, Meas. Sci. Technol. 13, 695 (2002).

[9] T. Ikeda, G. Popescu, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Hilbert Phase Microscopy for Investigating Fast Dynamics in Transparent Systems, Opt. Lett. 30, 1165 (2005).

[10] A.C. Kak, M. Slaney, Chap. 3, in: Principles of Computerized Tomographic Imaging (Society for Industrial and Applied Mathematics, 2001.



شکل (۴) پروفایل ضریب شکست قسمت غیر نازک یک فیبر نوری تک مد نازک شده

غلاف فیبر ترکیبی از جنس سیلیکا با ضریب شکست ثابت و شناخته شده است اما ضریب شکست هسته فیبر متغیر میباشد، همانطور که ملاحظه میکنیم شکل (۴) موید همین مطلب است. علت تغییرات تدریجی در هسته فیبر، عملیات حرارتی در حین نازک سازی می باشد که باعث در هم رفتن قسمت های با ضریب شکست زیاد (هسته) و ضریب شکست کم (پوسته) می شود.

لازم به ذکر است دستگاه مورد استفاده در اینجا قبلا با اندازه گیری نمونه های مشخص کالیبره شده است [۴].

نتيجه گيرى

در این مقاله از یک نمونه فیبرنوری تک مد (مدل SMF28) نازک شده جهت تصویربرداری با روش میکروسکوپ فازی هیلبرت استفاده شده است. با پردازش تصاویر حاصل در محیط نرم افزار MATLAB، پروفایل ضریب شکست فیبر به دست آمد. غلاف فیبر ترکیبی از سیلیکا با ضریب شکست ثابت و شناخته شده است اما ضریب شکست هسته فیبر





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



طراحی تشدیدگر Cavity-Dumping لیزر دیسک نازک پرتوان

احمد مشاعی^۱، سعید رادمرد^{۱۰۲} و محمد اباذری^۲

گروه فیزیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران. ۲) مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، تهران.

Email: radmard@inlc.ir

چکیده – تغییرات دیوپتر نوری مادهی فعّال لیزر دیسک حین دمش، با استفاده از حسگر جبهه موج و چیدمان اپتیکی مربوطه، اندازه گیری و گزارش شده است. با توجه به نتایج اندازه گیریها و قیدهای تعریف شده، اقدام به طراحی تشدید گر مبتنی بر روش Cavity-Dumping شده است. طراحیها بر اساس قیدهای تعریف شده بر روی اندازهی مدهای عرضی، کیفیت باریکه، و پایداری تشدید گر بر اساس ملاحظات یک لیزر صنعتی انجام شده است. تشدید گر L-شکل از نظر تغییرات حساسیت تنظیم نسبت به توان دمش عملکرد بهتری دارد. در مقابل تشدید گر V-شکل از کیفیت باریکه بهتری برخوردار است. کلید واژه- Cavity-Dumping، تشدید گر لیزر، لنز حرارتی، لیزر دیسک نازک.

Resonator Design for High Average Power Cavity-Dumped Thin-Disk-Laser

Ahmad Moshaii¹, Saeid Radmard^{1,2}, and Mohammad Abazari²

1) Department of Physics, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. 2) Iranian National Center for Laser Science and Technology (INLC), Tehran, Iran.

Email: radmard@inlc.ir

Abstract- In this paper the dependency of dioptric power of the active medium on pumping power is measured. Based on the measured data two different configurations for laser resonator of a cavity-dumped thin disk laser were designed, optimized and reported; V-shape and I-shape. In the design procedure considerations of an industrial laser resonator are assumed. Results of the designed resonators in miss-alignment sensitivity and M^2 factor compared and discussed.

Keywords: Cavity-dumping, Laser resonator, Thermal lensing, Thin-disk laser.

مقدمه

پالسهای چند ده نانوثانیه با توان متوسط چندصد وات کاربردهای بسیار زیادی در صنعت دارند. در توانهای حدود ۵۰۰ وات تا کیلووات میتوان ضمن اجتناب از پیچیدگیهای نوسانگر-تقویت کننده، این پالسها را با یک تک نوسانگر لیزر دیسک تولید کرد. هر چند در لیزرهای حالت جامد پالسهای با پهنای زمانی چند ده نانوثانیه، اغلب با روش Q-Switch توليد مي شوند، اما با توجه به شرايط لیزر دیسک از لحاظ بهرهٔ کلی پایین [۱] و طول تشدیدگر که معمولاً از مرتبهی متر است، نتایج استفاده از روش -Q Switch در این نوع لیزرها به پالسهای از مرتبهٔ چند صد نانوثانیه تا حدود میکروثانیه محدود شده است [۲]. برای توليد پالس هاى در محدودهٔ چند ده نانو ثانيه از روش Cavity-Dumping استفاده می شود [۳]. این روش بر خلاف روش Q-Switch که بر اساس مدولاسیون اتلاف داخل تشديدگر عمل ميكند، مبتنى بر مدولاسيون ضريب انعکاس آینهی خروجی لیزر میباشد. به همین دلیل پهنای پالس خروجی لیزر تا اندازه زیادی با توجه به ضریب مدولاسيون آينهى خروجي قابل كنترل است.

با توجه نکات مذکور انجام مراحل مختلف طراحی و ساخت یک لیزر دیسکی با توان متوسط حدود ۵۰۰ وات و پهنای پالس حدود ۲۰ نانوثانیه در دستور کار قرار گرفت. طراحی تشدیدگر مناسب برای استفاده از روش Cavity-Dumping به دلایل زیر از اهمیت زیادی برخوردار است: تغییرات دیوپتر مادهی فعال وابسته به توان دمش [۴]، زوایای تند هندسی در طراحی این نوع تشدیدگرها، که استفاده از تقریب پیرامحوری و ماتریسهای ABCD را نادقیق می سازد، و اهمیت پیشبینی کیفیت باریکه و حساسیت تشدیدگر نسبت به Agent با توجه به کاربری نهایی سیستم طراحی شده برای مصارف صنعتی، در این مقاله تغییرات دیوپتر لیزر دیسک حین عملکرد لیزری به صورت تابعی از توان دمش اندازه گیری شده است. با توجه به نتایج

اندازه گیری ها و قیدهای تعریف شده جهت طراحی تشدید گر مبتنی به روش Cavity-Dumping اقدام به طراحی و بهینه سازی دو نوع تشدید گر براساس این روش شده است. حساسیت نسبت به ناپایداری ها و کیفیت باریکه برای این دو نوع تشدید گر مقایسه شده اند.

اندازهگیری تغییرات دیوپتر دیسک عوامل متعددی که منجر به تغییر شعاع انحنای دیسک در نتیجه دمش میشوند در نهایت یک شعاع انحنای موثر وابسته به دمش در دیسک بوجود میآورند که با توجه به نتایج اندازهگیریهایی که ارائه میشوند، میتوان آن را با یک سطح کروی تقریب زده و به عنوان لنز حرارتی متغیر در داخل تشدیدگر به حساب آورد [۵].

اندازه گیری شعاع انحنای دیسک در این لیزر بر مبنای اندازه گیری تغییر جبههیموج تخت منعکس شده از سطح دیسک انجام گرفته است. در این چیدمان یک جبههیموج تخت از خروجی یک لیزر دیود فایبر کوپل با استفاده از یک Tat ز خروجی یک لیزر دیود فایبر کوپل با استفاده از یک Beam-Expander ایجاد میشود. تصویر این جبههیموج پس از انعکاس از سطح دیسک توسط یک تلسکوپ به داخل سنسور جبههیموج منتقل شده و با در نظر گرفتن ضریب بزرگنمایی تلسکوپ اعداد اندازه گیری شده برای تغییرات جبههیموج به شعاع انحنا تبدیل میشوند. در شکل (۱) طرح کلی چیدمان اندازه گیری شعاع انحنای دیسک و در شکل (۲) تصویری از چیدمان آزمایشگاهی آن نشان داده شده است.



شکل۱: طرح کلی چیدمان اندازه گیری شعاع انحنای دیسک.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران وچهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل۲: چیدمان آزمایشگاهی اندازه گیری شعاع انحنای دیسک. بر اساس اندازه گیری انجام شده و برازش یک منحنی بر دادههای اندازه گیری شده، رابطهای بین شعاع انحنای دیسک و توان دمش به صورت زیر بدست میآید: (۱) $R = 0.0016P_p + 4.79$ در این رابطه R شعاع انحنای دیسک بر حسب متر و P_p توان دمش بر حسب وات است.

شبیه سازی تشدیدگر

درشکل (۳) طرح کلی چیدمان Cavity-Dumping با تشدیدگر V-شکل نشان داده شده است. در این روش نوسان لیزر بین دو آینه بازتاب بالا صورت می گیرد. بین این دو آینه یک سلول پاکلز و یک قطبشگر قرار گرفته است. با اعمال ولتاژ به سلول پاکلز قطبش نور داخل تشدیدگر تغییر می کند. در این طرح، قطبشگر به عنوان نشدیدگر تغییر می کند. در این طرح، قطبشگر به عنوان است. با اعمال ولتاژ به سلول پاکلز قطبش نور داخل است. با اعمال ولتاژ به سلول پاکلز قطبش ور داخل است. با اعمال ولتاژ به سلول پاکلز قطبش ایر براستفاده گردیده است. با توجه به قیدهای ذکر شده بررسی دو نوع تشدیدگر به شکلهای LASCAD ب به شکلهای LASCAD و L با پارامترهای بهینهی بدست آمده بر اساس قیدهای تعریف شده به ترتیب در شکلهای (۳) و (۴) نشان داده شده است.

آیینهٔ خروجی لیزر عمل می کند. میزان عبور و انعکاس این المان برحسب قطبش موج داخل تشدیدگر متغیر است. مبانی تولید پالسهای لیزری با استفاده از این روش در منابع مختلف به خوبی تشریح شده است[۶]. در منابع مختلف به خوبی تشریح شده است[۶]. S0cm

شکل۳:طرح چیدمان Cavity-Dumping با تشدیدگر ۷-شکل.

65cm

R=1.5m

با توجه به نتایج اندازه گیری تغیرات شعاع انحنای دیسک بر حسب توان دمش، دیسک به عنوان یک لنز متغیر در داخل تشدیدگر در نظر گرفته شده است. قیدهای تعریف شده در طراحی تشدیدگر به صورت زیر میباشد: ۱) به منظور دستیابی به بیشترین بازده اپتیکی قطر لکهی مدهای عرضی تشدیدگر در سطح دیسک، برابر قطر لکهی مدهای عرضی حدود ۷ میلیمتر باشد. ۲) کیفیت باریکه در توان دمش کاری تشدیدگر کمتر از ۲۴ باشد. ۳) ضریب g₁g₂ تشدیدگرهای طراحی شده بین ۶۹,۰ و ۲۰,۰ باشد. ۴) در محل مدولاتور الکترواپتیکی قطر لکه مدهای تشدیدگر از ۹ میلیمتر کمتر باشد. ۵) کیفیت باریکهی تشدیدگرهای طراحی شده در توانهای دمش مختلف کمترین تغییرات را



¹Laser Cavity Analysis and Design

نمودارهای مربوط به حاصلضرب g₁g₂ برای تشدیدگرهای مذکور در شکل (۵) ارائه شده است. مقدار این حاصلضرب برای تشدیدگرهای پایدار باید بین یک و صفر باشد. هر چقدر این مقدار به نقاط مرزی این بازه نزدیکتر باشد، تشدیدگر از لحاظ تنظیم حساسیت بیشتری دارد.



سپاسگزاری

نوع تشدیدگر می توان استفاده نمود.

نتىجەگىرى

بر اساس اندازه گیری تغییرات دیوپتر دیسک بر حسب توان

دمش دو نوع تشدیدگر Cavity-Dump طراحی و بررسی

شدهاند. با توجه به کاربرد صنعتی در نظر گرفته شده برای

این لیزر، طراحیها بر اساس قیدهای تعریف شده بر روی

اندازهی مدهای عرضی، کیفیت باریکه، و پایداری تشدیدگر

انجام شده است. تشدیدگر L-شکل از نظر تغییرات

حساسیت تنظیم نسبت به توان خروجی عملکرد بهتری

دارد. در مقابل تشدیدگر ۷-شکل از کیفیت باریکهی بهتری

برخوردار است. با توجه به ملاحظات تعريف شده از هر دو

نویسندگان از جناب آقای مهندس مهدی بختیاری پژوهشگر مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران جهت همکاری در اندازه گیری دیوپتر دیسک نهایت امتنان و سپاسگذاری را دارند.

مرجعها

- M. Moslehian, S. Arabgari, E. Nahvifard, and S. Radmard, "Measurement of gain coefficient and resonator internal loss in Yb: YAG thin-disklaser," *Optics & Laser Technology*, vol. 118, pp. 151-158, 2019.
- [2] A. V. Hristian Stolzenburg, Thomas Grafa, Mikhail Larionov, Adolf Giesenc, "Advanced pulsed thin disk laser sources," *SPIE*, vol. 6871 68710H-1, 2008.
- [3] S.-S. Schad, T. Gottwald, V. Kuhn, M. Ackermann, D. Bauer, M. Scharun, et al., "Recent development of disk lasers at TRUMPF," in Solid State Lasers XXV: Technology and Devices, 2016, p. 972615.
- [4] S. Arabgari, M. Aghaie, S. Radmard, and S. H. Nabavi, "Thin-disk laser resonator design: The dioptric power variation of thin-disk and the beam quality factor," *Optik*, vol. 185, pp. 868-874, 2019.
- [5] M. Shayganmanesh, M. Daemi, Z. Osgoui, S. Radmard, and S. S. Kazemi, "Measurement of thermal lensing effects in high power thin disk laser," *Optics & Laser Technology*, vol. 44, pp. 2292-2296, 2012.
- [6] W. Koechner, *Solid-state laser engineering* vol. 1: Springer, 2013.





شکل۶: کیفیت باریکه بر حسب توان دمش (تغییرات دیوپتر) دیسک برای دو تشدیدگر طراحی شده.

همانگونه که در نمودار شکل (۵) مشخص است، تشدیدگرهای طراحی شده از نظر ضریب g₁g₂ در ناحیهی بهینهی پایداری (بین ۶۹,۰ و ۴,۰) قرار داشته و لذا کمترین حساسیت تنظیم را دارند. در نمودار شکل (۶) کیفیت باریکهی تشدیدگرهای طراحی شده و تغییرات آن برحسب توان دمش ارائه شده است. مشاهده می شود که تشدیدگرهای مذکور از نظر کیفیت باریکه نیز در محدودهی مطلوب قرار گرفته اند.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



طراحی و ساخت سیستم خودکانونی به روش آستیگماتیسم جهت استفاده در لیتوگرافی لیزری

محسن غضنفر '، ابراهیم بحرودی'، حمید لطیفی'

۱. تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده فیزیک

۲. تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

<u>latifi@sbu.ac.ir</u>

چالشهای متعددی در ساخت مدارهای مجتمع فوتونیکی وجود دارد. یکی از چالشهای ساخت این نوع از مدارها، خودکانونی بلادرنگ پرتو لیزر بر روی سطح فوتورزیست در لیتوگرافی لیزری است. در این راستا یک سیستم خودکانونی طراحی و ساخته شد. این سیستم بر اساس روش آستیگماتیسم عمل میکند. این سیستم خودکانونی می تواند با دقت ۱۳۰ نانومتر ناهمواریهای سطح فوتورزیست را تشخیص داده و بدون استفاده از نرمافزار و به صورت یک سیستم خوداتکا با سرعت بسیار بالا در هنگام لیتوگرافی لیزری عمل کند.

كليد واژه- أستيگماتيسم، خوداتكا، خودكانوني، فوتورزيست، مدار مجتمع فوتونيكي

Design and Fabrication of an Auto-Focus System Based on Astigmatism Method for Direct Write Laser Lithography

Mohsen Ghazanfar¹, Ebrahim Behroodi², Hamid Latifi²

1. Tehran, Evin, Shahid Beheshti University, Faculty of Physics

2. Tehran, Evin, Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute

latifi@sbu.ac.ir

There are many challenges to build an integrated photonic circuit. One of the challenges of building such circuits is the instant auto-focus of the laser beam on the surface of the photoresist. In this regard an auto-focus system was built and fabricated. This system is based on astigmatism method. This auto-focus system can distinguish surface roughness of the photoresist with resolution of 130 nanometers and operate without the use of any software and as a standalone system with very high speeds while the direct write laser lithography is being done.

Keywords: Astigmatism, Auto-Focus, Integrated Photonic Circuit, Photoresist, Standalone

وجود دارد که هردو طول موج توسط اسپکترومتر اندازه گیری شده است و پرتوی منبع نوری سیستم خودکانونی پس از بازتاب از سطح فوتورزیست و عبور از لنز آستیگماتیک بر روی آشکارساز فوتونی چهارتایی تصویر می شود. با تغییر فاصلهی بین objective lens و سطح فوتورزیست پرتوهای بازتاب شده از سطح همگراتر و یا واگراتر شده و با عبور از لنزهای آستیگماتیک به شکلهای بیضی عمودی، دایره و بیضی افقی در میآیند و با استفاده از آشکارساز فوتونی چهارتایی میتوان این تغییرات را ثبت و اصلاحات مورد نياز را جهت حفظ فاصله اعمال كرد[2]. سیستم به گونهای طراحی شده تا هنگامی که سطح فوتورزیست در فاصلهی کانونی Objective lens قرار دارد بر روی آشکارساز دایره و هنگامی که این فاصله بیشتر شود دایره به بیضی عمودی تغییر کرده و هنگامی که این فاصله كمتر شود دايره به بيضي افقي تغيير پيدا كند. دقت سيستم به کوچکترین ناهمواری سطح فوتورزیست که توسط سيستم خودكانونى قابل تشخيص است اطلاق مىشود با توجه به انعطاف پذیری سیستم این دقت می تواند از ۱۳۰ نانومتر تا چند میکرومتر متغیر باشد، البته در صورت استفاده از immersion fluid objective lens این دقت به صورت تئوری می تواند تا ۶۰ نانومتر نیز افزایش پیدا کند. دامنهی دینامیکی سیستم به حداکثر دامنهی تغییرات ناهمواری سطح فوترزیست اطلاق می شود که سیگنالهای دریافتی توسط آشکارساز چهارتایی مناسب هستند تا سیستم خودکانونی بتواند اصلاحات مورد نیاز را اعمال کند. دامنهی دینامیکی سیستمهای خودکانونی مرسوم اپتیکی مقادیری بین ۱۰ تا ۴۰ میکرومتر دارند و سیستم طراحی و ساخته شده دامنهی دینامیکی ۲۰ میکرومتری دارد.

شبیه سازی

نرم افزار استفاده شده جهت شبیه سازی اپتیکی، نرم افزار Zemax میباشد. در شبیه سازیهای صورت گرفته، ابتدا

مقدمه

با کوچک شدن ویژگیها و جزئیات طرح در لیتوگرافی لیزری جهت داشتن طرحی با جزئیات یکنواخت و عاری از هرگونه عيب، اين ضرورت ايجاد مي شود تا سيستمي طراحی شده که بتواند فاصله یبین objective lens و سطح فوتورزیست را با دقت نانومتری و با سرعتی بالا در فاصله كانونى objective lens حفظ كند. ناهموارىهاى سطح زیرلایه، ناهمواریهای ایجاد شده بر روی سطح فوتورزیست در هنگام لایه نشانی، عدم تنظیم دقیق سطح زیر لایه در هنگام لیتوگرافی، آلودگیهای سطح فوتورزیست و لرزشهای محیطی از جمله عواملی هستند که نیاز به ایجاد یک سامانهی خودکانونی با دقت و سرعت بالا را برجسته مىسازد. اولين سيستم خودكانونى ساخته شده توسط اين تیم تحقیقاتی دقت خودکانونی برابر با ۴ میکرومتر داشته و اصلاحات فاصلهی کانونی بر بستر نرم افزار صورت می گرفت[1]. در سیستم گزارش شده در این مقاله دقت خودکانونی پرتو لیزر افزایش داشته و اصلاحات فاصلهی کانونی نیز بر بستر سختافزار و با استفاده از روشهای اپتیکی، با سرعت بالایی با استفاده از آشکارساز فوتونی چهارتایی صورت می گیرد. این سیستم خودکانونی جهت استفاده در ساخت مدارهای مجتمع فوتونیکی طراحی شده است اما قابلیت استفاده از این سیستم در تصویر برداریهای اپتیکی که نیاز به اسکن سطح دارند نیز وجود دارد.

تئورى عملكرد سيستم

سیستم خودکانونی طراحی شده بر اساس روش آستیگماتیسم عمل میکند. در این روش از لنز آستیگماتیک به عنوان روشی اپتیکی جهت تشخیص ناهمواریهای سطح استفاده شده است و اساس کار به این ناهمواریهای سطح استفاده شده است و اساس کار به این صورت است که یک منبع لیزر فرابنفش (۴۰۴ نانومتر) جهت ایجاد طرح بر روی فوتورزیست و یک منبع لیزر قرمز (۶۴۷ نانومتر) مجزا جهت استفاده در سیستم خودکانونی

از یک فیلتر فضایی به همراه دو عدد عدسی محدب و مقعر جهت تمیز سازی و پهن نمودن بیم لیزر استفاده می شود سپس از یک objective lens، یک beam splitter، دو عدد عدسی استوانه ای به همراه یک عدد عدسی محدب به عنوان سیستم آستیگماتیسم استفاده شده است. همچنین جهت اعمال تأثیرات بازتاب سطح فوتورزیست از آینه استفاده شد. در عمل فوتورزیست استفاده شده از نوع SU8 است که حدودا به میزان ۴ درصد بازتاب از سطح دارد و تفاوت شبیه سازی با ساخت سیستم در میزان توان اپتیکی دریافت شده توسط آشکار ساز بوده و استفاده از آینه تاثیری در اپتیک



شکل ۱: شبیه سازی سیستم خودکانونی در نرم افزار زیمکس

ابعاد پرتوی ایجاد شده بر روی آشکارساز و فواصل اجزای اپتیکی جهت کاهش ابعاد نهایی سیستم از جمله پارامترهایی بودند که در نرم افزار بهینه شدند. استفاده از لنزهایی از قبیل لنز توریک به عنوان لنز آستیگماتیک و لنز پاول نیز بررسی شد. تمامی المان های موجود در یک پاول نیز بررسی مد. تمامی المان های موجود در ایک شدند.

ساخت سيستم

در ساخت سیستم خودکانونی استفاده از یک منبع نوری مجزا که منحصر به سیستم خودکانونی است اهمیت دارد

زیرا در سیستم لیتوگرافی نیاز است تا بر حسب نیاز توان لیزر لیتوگرافی تغییر پیدا کند اما در سیستم خودکانونی این نیاز وجود دارد تا آشکار ساز فوتونی چهارتایی با یک توان مشخص و ثابت کالیبره شود.



شکل ۲: شماتیک کلی سیستم خودکانونی به همراه سیستم لیتوگرافی لیزری

استیج توسط نرم افزار LabVIEW کنترل شده و طرح مورد نظر با استفاده از دو محور استیج بر روی فوتورزیست اعمال میشود ضمنا هر دو لیزر توسط درایورهای مخصوص آنها، توسط این نرم افزار کنترل می شود. سیگنال های ایجاد شده توسط هر صفحهی آشکار ساز فوتونی چهارتایی نیاز به تقویت دارد. از این جهت مدار تقویت متناسب با آشکار ساز در نرم افزار Designer مدار حی شد و سیگنالهای خروجی این مدار جهت کنترل سیستم خودکانونی به محور سوم استیج (محور Z) ارسال می شود.



شکل ۳: مدار تقویت سیگنال آشکارساز

جهت تشخیص تغییرات دایره به بیضی بر روی آشکار ساز، سیگنالهای تقویت شده با استفاده از رابطهی (۱) پردازش میشود و پارامتر حاصله (focus error signal(FES نامیده میشود[3].

$$FES = \frac{(A_1 + A_3) - (A_2 + A_4)}{(A_1 + A_2 + A_3 + A_4)}$$
(1)

پارامترهای $A_{1,A_{2,A_{3},A_{4}}}$ سیگنالهای دریافتی از چهارصفحهی آشکارساز فوتونی چهارتایی هستند و ترتیب قرار گرفتن آن ها همانند شکل زیر می باشد.



شکل ۴: نحوه تشکیل تصویر بر روی آشکارساز فوتونی چهارتایی

در صورتی که FES برابر با صفر باشد بر روی آشکار ساز دایره تشکیل شده و سطح فوتورزیست در فاصلهی کانونی objective lens قرار دارد و اگر این مقدار برابر با صفر نباشد دایره به بیضی عمودی یا افقی تبدیل می شود.



استیج استفاده شده دارای عملگر پیزوالکتریک است. پیزوالکتریک میتواند اصلاحات مورد نیاز سیستم خودکانونی را با دقت بسیار بالا و سرعت زیاد اعمال کند[4]. سیگنالهای دریافتی از مدار تقویت آشکار ساز با استیج به صورت لوپ بسته ارتباط برقرار میکند. تصویر تشکیل شده

قبل از آشکارساز فوتونی چهارتایی با تغییرات فاصله یسطح فوتورزیست تا objective lens به صورت شکل شماره ۶ میباشد.



(۱۱<u>ف) (ب) (ج) (ج)</u> شکل ۶: فاصلهی سطح فوتورزیست از نقطهی کانونی objective Iens الف. ۱۰+ میکرومتر ب. در نقطه کانونی ج. ۱۰- میکرومتر

نتيجهگيرى

سیستم خودکانونی معرفی شده با دقت ۱۳۰ نانومتر و دامنه دینامیکی ۲۰ میکرومتر می تواند نیازهای صنعتی ساخت مدارهای مجتمع نوری را به خوبی برطرف نماید. این سیستم خودکانونی سرعت بالایی داشته و بر بستر سختافزار عمل میکند و همچنین به راحتی قابلیت تطابق با سیستمهای تصویربرداری اپتیکی را دارا بوده و انعطاف پذیری زیادی در قابلیت تغییر دقت و دامنه دینامیکی آن با توجه به نیاز مورد نظر، وجود دارد.

مرجعها

- [1] بحرودی، ابراهیم و موسویان، علی و لطیفی، حمید،1389،شبیه سازی و ساخت سیستم خود کانونی شونده لیزری بر پایه ساختار میکروسکوپ لیزری هم کانونی،سومین کنفرانس مهندسی فوتونیک ایران،کرمان،https://civilica.com/doc/105693
- [2] Cohen, D.K., Gee, W.H., Ludeke, M. and Lewkowicz, J., 1984. Automatic focus control: the astigmatic lens approach. *Applied optics*, 23(4), pp.565-570.
- [3] Bai, Z. and Wei, J., 2018. Focusing error detection based on astigmatic method with a double cylindrical lens group. *Optics & Laser Technology*, 106, pp.145-151.
- [4] Kim, D.I., Rhee, H.G., Song, J.B. and Lee, Y.W., 2009, August. High-speed and precision autofocusing system for direct laser lithography. In *Optical Manufacturing and Testing VIII* (Vol. 7426, p. 742610). International Society for Optics and Photonics.



The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022). Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022



لیزر دیسک نازک Q-Switched پر توان

احمد مشاعی^۱، سعید رادمرد^{۲٫۱}و کاوه پسندیده^۲

۱)گروه فیزیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران.۲) مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، تهران.

چکیده – در این مقاله طراحی و سـاخت یک لیزر دیسـک نازک Yb:YAG پالسی با توان متوسط خروجی حدود ۳۰۰ وات ارائه شده اسـت. مدولاسـیون اتلاف تشـدیدگر، با استفاده از سلول آکوستو –اپتیک انجام شده است. وابستگی انرژی پالسها و توان متوسط خروجی به توان دمش و همچنین نرخ تکرار بررسی شده است. مقدار توان دمش و همچنین نرخ تکرار در محدودهای انتخاب شدند که منجر به پالسهای لیزری پایدار شـوند. نشان داده شد که در نرخ تکرارها و توانهای دمش بالا انرژی پالسهای خروجی وابستگی کمتری بـه پـارامترهای مذکور دارند. لیزر سـاخته شـده در گسـتره نرخ تکرار ۵٫۰ تا ۱۰ کیلوهرتز، با پهنای زمانی پالس حدود ۱ میکروثانیه، به صورت پایدار کار میکند. بیشینه انرژی پالس خروجی ۵۷ میلیژول بود که در نرخ تکرار یک کیلوهرتز به دست آمد. مطابق بررسی های ما مقدار توان متوسط گزارش شده در این مقاله، بیشترین توان بدست آمده برای لیزرهای دیسک نازک به روش

کلید واژه – سویچ Q، لیزرهای پرتوان، لیزر دیسک نازک.

High Average Power Q-Switched Thin-Disk Laser

Ahmad Moshaii¹, Saeid Radmard^{1,2} and Kaveh Pasandideh

1) Department of Physics, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. 2) Iranian National Center for Laser Science and Technology (INLC), Tehran, Iran. Email: radmard@inlc.ir

Abstract- Design and fabrication of a high-average power Q-switched Yb:YAG thin-disk laser with average power of about 300W is presented. Modulation of the resonator loss is done using an acousto-optic cell. The dependency of the output pulse energy and average power on the pump power as well as the repetition rate was investigated. The values of these parameters are chosen in a range that the laser produces stable pulses. It was shown that the energy of the output pulses at enough high repetition rate and high pump power is less dependent on these parameters. The laser is stably operated in the repetition rate range of 0.5 to 10 kHz, with pulse width of about 1 microsecond. The maximum output pulse energy was 57 mJ which measured at the repetition rate of 1 kHz. To the best of our knowledge, it is the highest average power that has been reported in Q-switched thin-disk lasers.

Keywords: High average power, Q-Switching, Thin disk laser.

The 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022) The 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2022) Shahid Chamran University of Ahvaz, Khuzestan, Iran, Feb. 1-3, 2022.

1. Introduction

Thin-Disk Lasers (TDLs) are based on a thin gain medium with large diameter. Because of the large ratio between the diameter and the thickness of the disk, the heat flow along the beam axis is nearly one-dimensional, which leads to small thermal distortions. Excellent heat removal capabilities provides good beam quality even in high average powers, enabling them to be widely used in science and industry [1, 2]. High average power lasers with many hundred nanosecond and microsecond laser pulses are very important in industrial applications. Q-switching is the simplest and common technique to produce laser pulses in nanosecond and microsecond ranges. This method is based on switching the laser cavity loss by a controllable element inside the laser resonator. Although Oswitching is relatively popular method for laser pulse generation in solid-state lasers, most of the reports in thin disk lasers are based on cavitydumping method, and Q-switching have not been well studied in TDLs [3, 4].

In this paper the characteristics of an acoustooptically Q-switched Yb:YAG thin-disk laser, with high average power are presented. The dependence of the average power and the pulses energy on the Q-switching repetition rate and pump power is investigated.

2. Design

To extract high average power pulses, a thin-disk laser module designed and constructed in Iranian National Center for Laser Science and Technology (INLC). Schematic of the performed laser set-up is shown in Fig. 1. Because a specific pumping diameter (~5.5 mm) is needed on the disk surface for high power pulse generation, all parts of the laser separately designed specifically for this project. As shown in Fig. 1, the designed laser set-up consists Yb:YAG as active medium of the laser, a V-shaped resonator, pumping system and a jet-impingement cooling structure.



Fig.1: Schematic of laser set up.

The Yb:YAG crystal is soldered on a Cu-W heat sink, which made a uniform temperature profile on the disk surface under the pumping power.

The pumping utilizes a stack diode bar with central wavelength in 940 nm. The pumping light is homogenised by a light-pipe and imaged on the disk surface by an optical set-up consisting cylindrical and spherical lenses and a parabolic mirror. The unabsorbed pumping light re-imaged on the disk by a multi-pass (20 passes) optical set-up. This laser is designed to produces maximum 600W output power in CW operation. The gain module elements are designed specifically for this laser, but fundamentally discussed with more details in our previous reports [5, 6].

The resonator of the laser is designed by laser cavity analysis and design (LASCAD) software, considering clear aperture of the modulator crystal. The resonator was designed so that works dynamically stable in the pumping power range [7]. The beam quality factor (M^2) of the output beam was predicted to be less than 24 in the pumping power range.

Q-Switching is performed by an acousto-optic cell, driven by a radio frequency (RF) generator. The RF signal frequency and duration is controlled by an external transistor-transistor logic (TTL) signal.

3. Results and discussion

For safety of the disk and other optical elements of the laser, the pulse shape and energy were monitored during the experiments. All measurements were conducted within the stability region of the laser, considering laser induced damage threshold (LIDT) of the optical elements, especially the disk. The repetition rate and the pump power density determine the borders of this region. Outside this region, there is the possibility to generation of high energy pulses which can damage optical elements [8].

Figure 2 shows the pulse energy as a function of repetition rate for different values of incident pump power. The maximum measured pulse energy was 57 mj that obtained at repetition rate of 1kHz and pump power of 525 W.



Fig. 2: The variation of pulse energy versus repetition rate for three different pump powers.

Increasing the repetition rate, in a constant pump power, leads to decreasing the pulse energy, as expected. This trend is observed for all pump powers, but slower variation of pulse energy versus the repetition rate at higher pump powers is noticeable.

Figure 3, shows the variation of the pulse energy as a function of incident pump power for different repetition rates. It is clear that the pulse energy shows softer dependency on the pump power at higher repetition rates.

Indeed, in this condition the population inversion oscillates around near its maximum value and further increase of the pump power leads to appearing the saturation effect, as shown in curve 9.5 kHz of Fig.3. It is noticeable that at each repetition rate, the upper limit of the pump power restricted by LIDT.



Fig. 3: The pulse energy as function of pump power for different repetition rate.

The average pump power of the laser for some different repetition rates is shown in Fig. 4. Even though the pulse energy decreases at higher frequencies but the more energy could extracted from the active medium.



Fig. 4: The output average power versus pump power for three different repetition rates.

In Fig. 5 the time profile of output pulses at repetition rate of 3kHz and under pump power of 620 W, which was recorded with a fast photodiode,
are shown. As cab be seen, the pulse width is around $1 \mu s$.

Noteworthy, we measured the pulse width of the output pulses for all laser operational conditions. Generally, it was found that the time duration of pulses increases with frequency and the rate of variation depends on the pump power density on the disk surface. The faster rate was observed at lower pump powers. However, these variations are limited within a small rang.



Fig. 5: The time profile of output pulse at repetition rate of 3kHz and pump power of 620 W.

4. Conclusions

In summary, a high average power, acoustooptically Q-switched Yb:YAG thin disk laser was designed and constructed. The characteristics of laser output were measured under various pump power and repetition rates. The maximum single pulse energy of 57 mJ was measured at repetition rate of 1kHz and pump power of 525 W. The average output power near 300 W was recorded at 7kHz and 525 W repetition rate pump power, respectively. The time duration of output pulses was around $1\mu s$.

References

- [1] J. Speiser, "Thin disk lasers: history and prospects," in *Laser Sources and Applications III*, 2016, p. 98930L.
- S. Feuchtenbeiner, S. Zaske, S.-S. Schad, T. Gottwald, V. Kuhn, S. Kumkar, et al., "New generation of compact high power disk lasers," in *Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices*, 2018, p. 105110L.
- [3] R. Liu, X. Zhang, F. Gong, Y. Jia, and G. Li, "Research on the adjusting technology of the thin disk laser," *Optik*, vol. 157, pp. 400-405, 2018.
- [4] C. Stolzenburg, A. Voss, T. Graf, M. Larionov, and A. Giesen, "Advanced pulsed thin disk laser sources," in *Solid State Lasers XVII: Technology and Devices*, 2008, p. 68710H.
- [5] M. Moslehian, S. Arabgari, E. Nahvifard, and S. Radmard, "Measurement of gain coefficient and resonator internal loss in Yb: YAG thin-disk-laser," *Optics & Laser Technology*, vol. 118, pp. 151-158, 2019.
- [6] S. Radmard, S. Arabgari, and M. Shayganmanesh, "Optimization of Yb: YAG thin-disk-laser design parameters considering the pumping-light backreflection," *Optics & Laser Technology*, vol. 63, pp. 148-153, 2014.
- S. Arabgari, M. Aghaie, S. Radmard, and S. H. Nabavi, "Thin-disk laser resonator design: The dioptric power variation of thin-disk and the beam quality factor," *Optik*, vol. 185, pp. 868-874, 2019.
- [8] R. Paschotta, "Field guide to laser pulse generation," ed: SPIE press Bellingham, 2008.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



خروجی باریکهی حلقوی-شکل در تشدیدگر ۷-شکل بر پایه لنز مخروطی

رضا آقبلاغی، حبیب صاحبقران چرهجلو و وحید فلاحی

گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بناب، بناب

r.aghbolaghi@gmail.com . h.sahebghoran@ymail.com . v.fallahi@bonabu.ac.ir

چکیده: در این مقاله، با بکارگیری یک لنز مخروطی در تشدیدگر ۷-شکل لیزر دیسکی نازک، تولید باریکـهی خروجـی حلقـوی-شکل شبیه سازی شده است. همچنین، مد غالب تشدیدگر با استفاده از انتگرال کولینز به همراه روش تکرار فکس-لـی اسـتخراج گردیده است. نتایج نشان میدهند که فاصلهی آینهی خروجی با دیسک-نازک و شعاع انحناهای دیسک-نازک و آینـهی خروجـی نقش مهمی در تولید باریکه خروجی حلقوی-شکل دارند.

کلید واژه- باریکههای حلقوی-شکل، لیزرهای دیسک نازک، تشدیدگر ۷- شکل، لنز مخروطی.

Annular Output Beam in Axicon-Based V-Shape Resonator

Reza Aghbolaghi, Habib Sahebghoran Charehjaloo, and Vahid Fallahi

Photonics Group, Basics Science Faculty, Bonab University, Bonab

r.aghbolaghi@gmail.com, h.sahebghoran@ymail.com, v.fallahi@bonabu.ac.ir

Abstract- In this paper, an annular output beam generation has been simulated by utilizing an axicon in the V-shape thin-disk laser resonator. In addition, the predominant mode of the resonator has been extracted by employing Collins integral in the Fox-Li iteration method. The results show that the radius of curvatures of the thin-disk and output coupler mirror, and distance between thin disk till output coupler mirror (OCM) play a significant role in producing of annular-shape beams.

Keywords: Conical lens, Annular Bessel beams, Thin-disk lasers, V-shape resonator.

مقدمه

باریکههای بسل با ویژگی ناوردایی انتشار در فضای آزاد توسط دورنین در سال ۱۹۸۷ معرفی شدند [۱]. ویژگی-های منحصر بفرد غیرپراشی و قابلیت خودبازسازی، موجب بکارگیری آنها در زمینههای متنوعی چون میکرو حفاری نوری، هدایت اتمی، دستکاری- میکرو اتمی، و تصویرسازی نوری و ... شده است [۲]. علاوه براین، تا کنون روشهای متنوعی برای تولید باریکههای غیرپراشی مانند مدولاتورهای نوری فضایی [۳]، آینه شکلپذیر منقطع [۴]، لنز مخروطی [۵] و ... ارائه شدهاند. لنز مخروطی در داخل یک مشدد نوری خطی برای اولین بار توسط دو گروه تحقیقاتی [۶] و [۷] ارائه شده است.

از طرفی، لیزرهای دیسک نازک برای اولین بار توسط گیزن در سال ۱۹۹۸ معرفی شدند [۸]. این نوع لیزرها با دمش دیودی دارای مزایایی چون ساختار متراکم، کیفیت خروجی بالا و بازدهی تبدیل بالا هستند که موجب کاربرد آن در زمینههای مختلفی چون لیدار، ارتباط لیزری، سلاحهای لیزری پر انرژی و ... شده است[۹]. تشدیدگر خطی لیزر دیسک نازک بر پایه لنز مخروطی برای اولین بار توسط نویسندگان این مقاله ارائه شده است که این چيدمان اهداف ليزرهاي ديسک نازک يعني خروجي پرتوان همراه با كيفيت باريكه بالا برآورده ميكند [١٠]. تاكنون، تشديدگر نورى ٧- شكل ديسك نازك براى اهداف متنوعى مانند توليد باريكههاى قطبيدهى شعاعى [11]، تشدیدگر ناپایدار [17]، اثرات لنز حرارتی [1۳] و ... به کار برده شده است. با اینحال، در تشدیدگر خطی عملکرد چند-مدی اتفاق می افتد، که منجر به افت کیفیت باریکه می شود. ولی، به لحاظ دینامیکی تشدیدگرهای V-شکل پایدارند، بنابراین اگر طول کانونی دیسک به دلیل اثرات لنز حرارتی تغییر کند شعاع مد خیلی کم تغییر

می کند. بنابراین کیفیت باریکه با افزایش توان دمش تقریباً ثابت است [۱۳].

برای اولین بار با استفاده از یک لنز مخروطی در یک تشدیدگر V- شکل همچنین با فرض دیسک نازک به عنوان آینه تاکننده تولید باریکه خروجی حلقوی شکل شبیهسازی شده است. ابتدا توصیف خلاصهوار چیدمان تشدیدگر لیزری پیشنهادی ارائه شده است. سپس نتایج، بدست آمده از این چیدمان مورد بحث قرار گرفته شده است.



شکل ۱ طرح کلی تشدیدگر ۷-شکل لیزر دیسک-نازک مبتنی بر لنز مخروطی را نشان میدهد. در آن *R* و *Roc* به ترتیب شعاع انحنای دیسک نازک و آینهخروجی را نشان میدهند. ضریب شکست و زاویهرأس لنز مخروطی بترتیب برابر با ۵ میلیمتر در درجه میباشند. اندازه عرضی a_{a} , a_{a} و a_{0} برابر با ۵ میلیمتر در نظر گرفته شده است.

چیدمان تشدیدگر ۷-شکل و تابع عبور

شکل ۱ چیدمان تشدید Z V-شکل مبتنی بر لنز مخروطی نشان میدهد که مناسب برای لیزر دیسک ناز ک میباشد. به دلیل اثرات حرارتی بالا خمید Zی دیسک اجتناب ناپذیر است. در نتیجه برای دیسک ناز ک شعاع انحنای R_d فرض شده است. علاوه براین، آینه خروجی نیز انحنادار فرض شده است. با توجه به قانون اسنل، موج فرودی بر وجه پشتی لنز مخروطی ناز ک رایج تحت زاویه $. \theta_1$ از آن خارج می شود که توسط رابطهی

 $\theta_{.} = (n - 1)\alpha_{.}$ به پارامترهای زاویه رأس لنز مخروطی α و ضریب شکست n مربوط می شود. طول تشدیدی تشدیدگر از رابطه $L = a_{ax}/7\theta_{.}$ داده می شود که برابر با مجموع فواصل L_{1} و L_{7} می باشد شکل ۱. انتگرال کولینز از رابطه ی زیر داده می شود [۱۴]:

$$E\left(r_{m}\right) = \frac{-ik}{B} \int_{\cdot}^{a_{n}} r_{n} J_{\cdot}\left(\frac{k}{B}r_{m}r_{n}\right)$$

$$\exp\left[\frac{ik}{\mathbf{Y}B}\left(Ar_{n}^{\mathbf{Y}} + Dr_{m}^{\mathbf{Y}}\right)\right]T\left(r_{n}\right)E\left(r_{n}\right)dr_{n}$$
(1)

که در آن $T(r_n)$ تابع عبور المان نوری را نشان می دهد که در ادامه تعریف شده است. و همچنین $E(r_n)$ میدان اولیه روی صفحهی مرجع را بیان می کند. در این انتگرال A، B، مربوط به ماتریس کل ABCD هستند که از حاصل-ضریب ماتریسهای انتقال در فضای آزاد به طولهای L_1 و L_1 و ماتریس بازتاب دیسک-نازک انحنادار بصورت زیر بدست می آید:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ D & C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{YL_{Y}}{R_{d}} & L\left(1 - \frac{YL_{Y}}{R_{d}}\right) + \frac{YL_{Y}^{Y}}{R_{d}} \\ \frac{-Y}{R_{d}} & 1 - \frac{Y}{R_{d}}\left(L - L_{Y}\right) \end{bmatrix}$$
(Y)

علاوهبراین توابع عبور لنز مخروطی و آینهی خروجی از روابط زیر محاسبه میشوند:

$$T_{ax}(r_{ax}) = \exp(-i \,\forall k \,\theta_{.}r_{ax})$$

$$T_{OC}(r_{OC}) = \exp\left(-\frac{ikr_{OC}^{\dagger}}{R_{OC}}\right).$$
 (\vec{Y})

با جایگذاری روابط (۲) و (۳) در رابطهی (۱) و با استفاده فکس-لی مد غالب تشدیدگر بعد از ۴۰۰ دور به حالت پایا میرسد. لازم به ذکر است که با صفحهی مرجع به همراه موج اولیه تخت روی آن در جلوی آینه خروجی فرض شده است.

نتايج و بحث

در این تشدیدگر، باریکهی خروجی حلقوی-شکل تحت شرایط خاص زیر تولید می شود. اولین شرط این است که شعاع انحنای دیسک نازک R_d برابر با L انتخاب شود. شرط بعدی این است که $L_1 < L_7$ باشد. شرط آخر این است که شعاع انحنای آینهی خروجی R_{oc} در بازهی [L،۶L] در نظر گرفته شود. با نوشتن ماتریس رفت و برگشتی کل ABCD با احتساب ماتریس عبور لنز مخروطی، می توان ویژه مقادیر حالت دوبار رفت و برگشتی rtwo را محاسبه کرد. برای یک تشدیدگر خطی مبتنی بر لنز مخروطی r_{two} برابر با L $\theta_{.}$ است که با قرار دادن مقادیر متناظر برابر با ۲/۵ میلیمتر میباشد [۱۴]. در حالی که، برای تشدیدگر V-شکل، r_{two} برابر با بدست می آید که برابر با 1/۸ میلی متر است. $\sqrt{2}$ بنابراین، از نقطه نظر ایتیک هندسی، پیک حلقهی تولید شده باید در اطراف مقدار $r_{\rm oc} = 1/8$ میلیمتر قرار داشته باشد.



شکل ۲ پروفایل عرضی باریکهی خروجی حلقوی-شکل را بر حسب تغییرات شعاع انحنای آینهی خروجی (a) در بازه L تا

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مرجعها

[1] J. Durnin, J. Miceli Jr, and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," Phys. Rev. Lett. $\circ\Lambda$, $1 \leq 99$, $19\Lambda V_{-}$

[\uparrow] R. Bao, Z. Mou, C. Zhou, Q. Bai, X. He, Z. Han, S. Wang, and S. Teng, "Generation of diffraction-free beams using resonant metasurfaces," New J. Phys. $\uparrow \uparrow$, $1 \cdot \Gamma \cdot \uparrow \xi$, $\uparrow \cdot \uparrow \cdot$.

[ξ] X. Yu, A. Todi, and H. Tang, "Bessel beam generation using a segmented deformable mirror," Appl. Opt. $\circ V$, $\xi \exists V V_{-} \xi \exists \Lambda \Upsilon$, $\Upsilon \cdot \Lambda \Lambda$.

[°] J. H. McLeod, "The axicon: a new type of optical element," J. Opt. Soc. A $\xi\xi$, 997_09V , 190ξ .

[$\]$] A. N. Khilo, E. G. Katranji, and A. A. Ryzhevich, "Axicon-based Bessel resonator: analytical description and experiment," J. Opt. Soc. A. A 14, 19 \land 1-1997, Y...).

[V] J. Rogel-Salazar, G. New, and S. Chávez-Cerda, "Bessel–Gauss beam optical resonator," Opt. Commun. $19., 11V_117, 7...$

[$^{\Lambda}$] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers," Appl. Phys. B $^{\Lambda}$, $^{\Pi}_{2}$ - $^{\Pi}_{1}$, $^{\Pi}_{2}$.

[\P] W. Wang, Y. Gao, D. Sun, X. Du, J. Guo, and X. Liang, "Adjustable-free and movable Nd: YVO ξ thin disk laser based on the telecentric cat's eye cavity," Chin. Opt. Lett. $19, 111\xi \cdot 7, 4 \cdot 71$.

[\cdot] R. Aghbolaghi, S. Batebi, and J. Sabaghzadeh, "Thin-disk laser with Bessel-like output beam: theory and simulations," Appl. Opt. \circ 7, 7, 7, 7, 7, 7.

[1] M. A. Ahmed, M. Haefner, M. Vogel, C. Pruss, A. Voss, W. Osten, and T. Graf, "High-power radially polarized Yb: YAG thin-disk laser with high efficiency," Opt. Express 19, 0.97-01.7, 7.11.

[$\uparrow \uparrow$] M. Shayganmanesh and R. Saeedizadeh, "Numerical study of unstable resonator in thin disk laser," Opt. Quantum Electron. $\xi \lor, \circ \lor \circ_{-} \circ \land \neg, \lor \circ_{-} \circ$

 $[\[] "]$ J. Mende, J. Speiser, G. Spindler, W. L. Bohn, and A. Giesen, "Mode dynamics and thermal lens effects of thin-disk lasers," in *Solid State Lasers XVII: Technology and Devices*, (International Society for Optics and Photonics.Year. of. Conference), $\[] \Lambda \forall \downarrow \bullet M$.

 $[1^{\xi}]$ R. I. Hernández-Aranda, S. Chávez-Cerda, and J. C. Gutiérrez-Vega, "Theory of the unstable Bessel resonator," J. Opt. Soc. A $\uparrow \uparrow$, $19 \cdot 9_{-}191 \lor$, $\uparrow \cdot \cdot \circ$.

L₁ و (b) در بازه TL تا EL را نشان میدهد. طولهای L₁ و L₁ بترتیب برابر با ۱/۴ و ۳۲ برابر طول تشدیدی انتخاب شدهاند.

با در نظر گرفتن شرایط خاص مطرح شده، در شکل ۲ پروفایل عرضی باریکه ی حلقوی شکل رسم شده است. باتوجه به شکل، واضح است که R_{oc} نباید برابر با Lانتخاب شود. در حالیکه، برای رزوناتور خطی این پیک انتخاب شود. در حالیکه، برای رزوناتور خطی این پیک برای R_{oc} یای برای روی صفحه ی لنز مخروطی ایجاد می-شود به شرطی که دیسک-نازک تخت باشد [۱۰]. اما در شود به شرطی که دیسک-نازک تخت باشد [۱۰]. اما در تشدیدگر V-شکل، می توان تغییر شکل دیسک را به همراه اعمال درجه آزادی برای R_{oc} مد نظر قرار داد. علاوهبراین، بیشینهای در $\cdot = r_{oc}$ وجود دارد که برای R_{oc} برابر با اعمال درجه آزادی برای R_{oc} وجود دارد که برای R_{oc} برابر با بیشینهای در $\cdot = r_{oc}$ وجود دارد که برای می از داد. در روی آینه ی خروجی هستند.

نتيجهگيرى

در این مقاله، یک تشدیدگر V-شکل دیسک ناز ک مبتنی بر لنز مخروطی شبیهسازی شد. مشخص شد که برای داشتن خروجی حلقوی-شکل باید شرطهای $L = R_a$ ، داشتن خروجی حلقوی-شکل باید شرطهای $L = R_{OC}$ $R_a = L$ و $r_L > L_1$ را به تشدیدگر اعمال کنیم. مشخص شد که علاوه بر در نظر گرفتن R_i میتوان به مصحص شد که علاوه بر در نظر گرفتن و R_i میتوان به R_{OC} درجه آزادی اعمال کرد که این مورد برای رزوناتور پیشنهادی است. طبق پیشبینی اپتیک هندسی، آسی پیشنهادی است. طبق پیشبینی اپتیک هندسی، رابر پیشنهادی است. طبق پیشبینی اپتیک هندسی، برابر برابر با ۲/۵ میلیمتر است در حالیکه برای تشدیدگر خطی برابر با ۲/۵ میلیمتر مییاشد. یعنی در تشدیدگر V-شکل بیشینه پروفایل باریکه به سمت مرکز آینهی خروجی جابجا میشود و این با رسم منحنی پروفایل عرضی باریکهی خروجی تایید شد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



طراحی و ساخت آینهی بازتاب متغیر برای لیزرهای حالت جامد پالسی امید شیخیکردخیلی^۱، حسن عبادیان^۱، مهدی مردیها^۲، عباس ملکی^۱ و جواد شاهمحمدی^۲ ^۱پژوهشکده علوم و فناوری اپتیکولیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر ^۲شرکت صنایع الکترواپتیک صاایران

ايميل: omidsheikhi.k@gmail.com

در این تحقیق، بر اساس لیزر حالت جامد پالسی Nd:YAG در طول موج ۱۰۶۴nm، آینههای لیزری بازتاب متغیر(VRM) با مرتبه گاوسیr=۲ با بازتاب ٪۱۵ و n=۵ با بازتاب ٪۲۰ طراحی و ساخته شده است. مقایسه نتایج تجربی و نظری حاکی از اجرای دقیق لایه-نشانی و تنظیم پارامترهای طراحی میباشد. این آینهها در چیدمان مشدد Q-سوییچ شده نصب و در نرخ تکرار ۱۰Hz با انرژی ۱۰۰mJ/pulse با پهنای زمانی پالس۱۲ns مورد آزمون قرار گرفتند. بررسیهای میکروسکوپی نشاندهنده عدم وجودآثار تخریبی در سطوح لایهنشانی شده میباشد.

کلید واژه- آینههای بازتاب متغیر، VRM، مشدد لیزری، لایهنشانی، Q-سوییچ.

Design and fabrication of variable reflection mirrors for pulsed solidstate lasers

O. Sheikhikordkheili, H. Ebadian, M. Mardiha, A.Maleki, J. Shahmohammadi Email: omidsheikhi.k@gmail.com

In this research, based on Nd: YAG pulsed solid state laser at 1064 nm, variable reflectivity laser mirrors(VRM) with Gaussian order n=2 with reflection of 15% and n=5 with reflection of 20% have been designed and manufactured. Comparison of experimental and theoretical results, indicates the accurate implementation of coating and adjustment of design parameters. These mirrors were installed in a Q-switched resonator arrangement and tested at a repetition rate of 10Hz at 100mJ/pulse with a pulse width of 12ns. Microscopic examinations show the absence of destructive effects on the coated surfaces.

Keywords: Variable Reflectivity Mirrors, laser resonator, Optical coating, Q-switched.

مقدمه

یکی از رایجترین روشها برای تولید پرتوهای محدود شده پراشی با انرژی یا توان بالا، استفاده از مشددهای ناپایدار است که در آن پرتو خروجی در اطراف لبه آینه خروجی گرفته میشود. در مشددهای ناپایدار معمولی، پرتو خروجی در اطراف لبه یک آینه کاملاً بازتابنده استخراج میشود و یک شکل حلقوی با حلقه های بسیار برجسته توسط موجکهای پراشی که از لبه آینه ناشی میشوند، تولید می کنند [1و۲]. یکی از روشها برای غلبه بر این مشکل، استفاده از آینههایی با مشخصات بازتاب متغیر شعاعی(NRM) میباشد[۲]. در نتیجه چنین آینههای بهویژه در مشددهای ناپایدار جذاب به نظر میرسند، جایی که تولید مدهای گاوسی با حجم مدی زیاد را ممکن میسازند[۳]. در این تحقیق، طراحی و ساخت آینههای لیزری بازتاب متغیر برای لیزرهای پالسی حالت جامد

اصول طراحى

طراحی آینه VRM به وضوح به طراحی مشدد لیزر مرتبط است. در واقع، قله بازتاب و شکل آینه VRM به شدت به پارامترهای مشدد بستگی دارد و باید به دقت بهینه شود تا تعادل خوبی بین پرشدگی موثر ماده فعال لیزر و پراش در دهانه آن ایجاد شود. برای کاهش بازتاب آینه خروجی، سادهترین روش، حداقل از نظر تحلیلی، ایجاد یک نمایه بازتابی گاوسی است. با این حال، منحنی گاوسی دارای دنباله بلندی است و برای جلوگیری از اثرات پراش ناشی از دهانه ماده فعال، اندازه لکه پرتو باید نسبتاً کوچ ک باشد. در نتیجه به نظر میرسد که نمایههای زنگولهای مسطحتر، نتایج بهتری را ارائه میدهند. برای این منظور، نمایههای زیر بازتابی با شدت سوپرگاوسی را که به شکل تحلیلی زیر تعریف شدهاند در نظر گرفتهایم [۴]:

$$R = R_{0} \exp\left[-2(r / \omega)^{n}\right]$$
(1)

 ∞ در آن R_0 قله شدت بازتاب، r مختصات شعاعی، ∞ اندازه لکه آینه، و n مرتبه سوپرگاوسی است. نمایه هایی از این نوع برای چند مقدار n در شکل(۱) آمده است.



شکل۱: نمایه بازتاب برای n های مختلف

شکلها در مرکز صافتر هستند و نسبت به منحنی گاوسی با شیب بیشتری به صفر میرسند. اگر n به بی-نهایت برود، آینه تبدیل به آینهای با نمایه یکنواخت معمولی با شعاع ۵ میشود[۴].

فرايند لايهنشاني

برای تولید آینههایی با بازتاب گاوسی و سوپر گاوسی باید بتوان لایههایی را با ضخامت متغیر شعاعی با مشخصات مناسب لایهنشانی نمود. در این پژوهش شبیهسازیهای لایهنشانی و بازتاب با استفاده از نرمافزار طراحی لایهنشانی Macleod در طول موج ۱۰۶۴nm انجام گرفت. در ساخت این نوع از آینهها بهتر است که از موادی با آستانه تخریب پذیری بالا مانند ۲۵۵٬ ۲۵۵٬ ۲۵۲٬ انجام گرفت. در بسترههایی مانند ۲۵۵٬ ۲۵۵٬ ۲۵۲٬ انجام گرفت. در منظور ایجاد لایهنشانی با ضخامت متغیر حتما باید از ماسک به جهت ایجاد اثر سایهزنی استفاده نمود. طرح وارهای از چیدمان کلی لایهنشانی با ماسک در شکل(۲) نشانداده شده است.



شکل۲: طرح واره اجرای لایه نشانی متغیر

ایجاد ضخامت متغیر برای تولید آینههای VRM به روش-های ۱) نشست تک لایه متغیر، ۲) نشست تک لایه متغیر بین پشتهای از لایهها با ضخامت یکنواخت و ۳) نشست تمام لایه با ضخامت متغیر [۶] که به دلیل تغییرات مشابه ضخامت لایهها و فرایند لایهنشانی پیوسته و نیز کاهش زمان فرایند لایهنشانی و کاهش خطر آلودگی، روش سوم برای ساخت آینه VRM انتخاب گردید. در این تحقیق از روش تبخیر با باریکه الکترونی(e-Beam) که یکی از روشهای انباشت بخار فیزیکی(PVD) مواد می باشد استفاده شد. در این کار برای ساخت آینه VRM مورد نظر، ابتدا دو لایه از مواد تانتالیوماکسید(TarO_a) و سيلسيوماكسيد(SiOr) بەعنوان لايەنشانى پادبازتاب(AR) بدون ماسک و با ضخامت یکنواخت بر روی بسترهای از نوع BK۷ نشست داده شد. در مرحله بعد این بسترهها در کوره قرار گرفته و طی یک برنامه با زمان بندی مشخص به آنها حرارت داده شد. سپس برای نشست لایههای متغیر از مواد ۲۰O_۲ و SiO_۲ با تعداد ۳ لایه بصورت متناوب و با نرخ انباشت به ترتیب ۲٫۳ و ۰٫۵ nm/s استفاده نمودیم. نتایج شبیه سازیها با نرم افزار Macleod در شکل(۴) برای بازتاب های مختلف ارائه شده است(بازتاب/۱۵ و ۲۰٪ مد نظر ما مي باشد).



شکل۴: طراحی نمایه بازتاب های مختلف در Macleod

آزمایش و اندازه گیری تجربی در ابتدا برای اطمینان از نشست لایه با ضخامت متغیر شعاعی و شکل گاوسی آن، آینه ها را در دستگاه تداخل-سنجی لیزری ZYGO قرار داده و مشاهده شد که شکل لایه ها و ضخامت در توافق خوبی با طراحی ما در نرمافزار Macleod بود که در شکل شماره(۵) آمده است. در این تحقیق از یک ماسک ثابت- بستره ثابت با روزنهای دایرهای بین منبع تبخیر و بستره که فاصله ماسک تا بستره بسیار کوتاهتر از فاصله ماسک تا منبع میاشد، استفاده شده است. بر اساس شکل(۲)، اثر سایه زنی ماسک، لایه ضخامت متغیر شعاعی ایجاد میکند که البته مشخصات آن عمدتاً به قطر ماسک(D) و فاصله بین ماسک و بستره(H) مربوط می شود. اثر روزنه ماسک باعث ایجاد ضخامتی می شود که که در محور مرکزی حداکثر و با فاصله شعاعی کاهش مییابد. با کنترل پارامترهای هندسی (D,H) می توان مشخصات ضخامت لایهها و در نتيجه وابستگي شعاعي بازتاب آينه را كنترل كرد[۴]. روزنه ماسک به عنوان یک منبع گسترده در نظر گرفته می شود. از آنجا که فاصله بین منبع تبخیر و ماسک زیاد است، تعداد برخوردهایی که توسط مولکولها تجربه می-شود به قدری زیاد است که روزنه را به عنوان یک منبع صفحهای با قانون cosθ در نظر می گیریم [۵]. ضخامت هندسی ماده لایهنشانی شده در یک نقطه از سطح بسـتره واقع در فاصله شعاعی r با در نظر گرفتن سهم مناطق مختلف اوليه صفحه روزنه به صورت زير محاسبه مي شود:

$$t(r) = \frac{4m}{\mu\pi^2 D^2} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \frac{H^2 \rho d \rho d \varphi}{(H^2 + r^2 + \rho^2 - 2r\rho\cos\varphi)^2}$$
 (Y)

که μ چگالی ماده لایهنشانی شده، m کل جرم ساطع شده از منبع و (ρ,φ) مختصات قطبی در صفحه روزنه هستند. در شکل (۳) نمونهای از محاسبات ضخامت لایه بر حسب فاصله r و پارامترهای (D,H) نشان داده شده است.





شکل۵: اندازهگیری نمایه ضخامت با zygo

البته به منظور اطمینان از لایهنشانی انجام شده بهتر است که از ادوات بیضیسنجی بدین منظور استفاده گردد. در آزمایش بعدی برای بدست آوردن نمایه بازتاب، آینههای VRM را در چینش رانش آزاد(Free running) لیزر Nd:YAG قرار داده و با استفاده از یک روزنه و یک عدسی با فاصله کانونی ۵۰mm اقدام به کوچک سازی قطر لکه تا م۰۰μm کنمودیم. سپس نمونهها را در یک نگهدارنده مکانیکی با سه درجه آزادی xyz قرار داده و با گام انجام شد. سپس نمایه بازتاب بر اساس نقاط جاروب شده بدست آمده و با استفاده از قابلیت برازش نرمافزار بدست آمده و با استفاده از قابلیت برازش نرمافزار که در شکل شماره (۶) آمده است.



شکل۶: مقایسه نمایه بازتاب نظری و عملی بـا اســتفاده از بـرازش برای نمونههای n_۱=۲ و n_۲=۵

در ادامه به منظور بررسی عملکرد آینههای ساخته شده در سیستمهای لیزری، در یک چیدمان لیزر Nd:YAG پالسی Q-سوییچ قرار داده شدند. سلول الکترواپتیکی نصب شده در مشدد لیزری از نوع KD^{*}P بوده که در ولتاژ چارک-موجی ۴KV عملکرد داشته است. خروجی پالس Q-سوییچ شده در شکل(۲) آمده است.



شكلY: نمايه پالس Q-سوييچ شده.

آینه مورد نظر در نرخ تکرار پالس ۱۰Hz در عملکرد Q-سوییچ در پهنای پالس ۱۲ns تحت آزمون قرار گرفت و بررسی دورههای متوالی تکرار پالس حاکی از عدم وجود تخریب اپتیکی برروی سطح آینه میباشد که بررسی میکروسکوپی نیز مؤید این موضوع بوده است.

نتيجهگيرى

نتایج این تحقیق برای طراحی و کاربرد آینههای بازتاب متغیر ارائه شده است. نمایه گوسی و سوپر گوسی به دست آمده حاکی از نزدیک بودن فرایند طراحی و ساخت می باشد.در این تحقیق کالیبراسیون ادوات لایهنشانی از اولین الزامات میباشند. عملکرد این آینهها درمشددهای لیزری Q-سوییچ شده نشان دهنده دوام لازم در برابر تخریب های ناخواسته اپتیکی میباشد.

مرجعها

- [1] S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni and O. Svelto, "Solid-state laser unstable resonators with tapered reflectivity mirrors: the super-Gaussian approach," *in* IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, no. 6, pp. 1172-1177, June 1988.
- [2] Magni, V., Valentini, G. & De Silvestri, S. Recent developments in laser resonator design. Opt Quant Electron 23, 1105–1134, 1991.
- [3] Lavigne, Pierre, Nathalie McCarthy and J G Demers "Design and characterization of complementary Gaussian reflectivity mirrors: erratum," Appl. Opt. 24, 4278-4278 ,1985.
- [4] G. Emiliani, A. Piegari, S. De Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, "Optical coatings with variable reflectance for laser mirrors," Appl. Opt. 28, 2832-2837 1989.
- [5] A. Dinca; V. Lupei; P. Dinca; "Design of graded reflectivity mirrors for YAG:Nd lasers", SPIE vol. 2206, 554-562, 1994.

[6] G. Duplain, P. G. Verly, J. A. Dobrowolski, A. Waldorf, and S. Bussière, "Graded-reflectance mirrors for beam quality control in laser resonators," Appl. Opt. 32, 1145-1153, 1993.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.



طراحی و ساخت منبع تغذیه فلاش لامپ با عملکرد پالس مربعی برای لیزرهای حالت جامد

علیرضا پژ ٰ، بابک کاظمی و عباس ملکی

مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

Alireza.pezh@gmail.com1

چکیده در این مقاله منابع تغذیه فلاش لامپ با عملکرد پالس مربعی برای لیزرهای حالت جامد پیشنهاد شده است در اینجا، یک منبع تغذیه با انرژی موژول و نرخ تکرار موهر تز برای یک لیزر Nd:YAG یک ژول اثبات تجربی شد. نتایج تجربی نا شان میدهد که امپدانس لامپ به یک ناحیه خطی وارد و سـپس جریانی تقریباً ثابت در لامپ جاری میشـود. علاوه بر این، انرژی الکتریکی در لامپ به صورت خطی با زمان آزاد میشود.

کلید واژه - پالس مربعی، فلاش لامپ، لیزرهای حالت جامد.

Design and Fabrication of Flashlamp Power Supply with Square Pulse Operation for Solid State Lasers

Alireza Pezh, Babak Kazemi and Abbas Maleki

Faculty of Applied Sciences, Malek Ashtar University of Technology

Alireza.pezh@gmail.com1

Abstract- In this paper flashlamp power supplies with square pulse operation are proposed for solid state lasers. Here, a 65 J and 10 Hz power supply for a 1 J Nd:YAG laser was demonstrated. The experimental results show the lamp impedance is transferred to a linear region and then an approximately current flows in the lamp. Moreover, the electrical energy is released in the flashlamp as a linearly form with time.

Keywords: square pulse, flash lamp, solid state lasers.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۵ - ۱۵ بهمن ۱۵ م ۱

مقدمه

برای لیزرهای حالت جامد فلاش لامیی، معمولاً از منابع تغذیه با شبکه شکل دهنده پالس (PFN) استفاده می کنند [1]. با این حال، امروزه به منظور افزایش بازده لیزر، دمش یکنواخت تر و پایداری زمانی انرژی خروجی، منابع تغذیه با پالس مربعی پیشنهاد می شود. این منابع تغذیه به دلیل استفاده از کلیدهای کنترلپذیر روشن و خاموش شونده، امکان تغییر پیوسته پهنای پالس جریان را فراهم میکنند. آنها بر خلاف منابع تغذیه با شبکه شکل دهنده، نیازی به طراحی در حالت میرای بحرانی و بهینهسازی ندارند [2] و از این رو تغییر سطح ولتاژ و پهنای پالس جریان در آنها آسان است. همچنین این منابع تغذیه برای تولید پالسهای طولانی میلی ثانیهای مورد نیاز برای لیزرهای صنعتی و پزشکی مناسب هستند [3]. با توجه به مقالات منتشر شده، تاکنون این نوع از منابع تغذیه در داخل کشور گزارش نشده و در خارج کشور نیز موارد مشابه اندک است. در اینجا بر خلاف طرحهای مشابه موجود، بهجای موازی یا سریسازی کلیدهای قدرت با جریان یا ولتاژ پایین، برای هر فلاش لامب تنها از یک تک کلید IGBT استفاده شده است.

طراحی مدار راه انداز فلاش لامپ

شکل ۱، طرحواره مدار راه انداز فلاش لامپ پالس مربعی را نشان میدهد. این منبع تغذیه از چهار بخش اصلی تشکیل شده است: ۱- منبع تغذیه شارژ کننده بهمراه بانک خازنی 2- مدار تریگر 3- مدار زیمر 4 مدار تخلیه.

در ابتدا بانک خازنی بوسیله یک منبع تغذیه شارژ کننده با جریان ثابت، تا ولتاژ مورد نیاز شارژ می شود؛ مقدار ظرفیت بانک خازنی باید به اندازه کافی بزرگ انتخاب شود تا در زمان تخلیه انرژی در فلاش لامپ، میزان افت ولتاژ بانک خازنی محسوس نباشد بطوری که پالس ولتاژ اعمالی دو سر فلاش لامپ در هنگام تخلیه بصورت مربعی باشد. بانک

خازنی، معمولاً ده برابر انرژی تخلیه شده در هر پالس را باید در خود ذخیره کند از این رو، برای کوچکسازی و مقرون به صرفه بودن، از خازنهای الکترولیتی با چگالی انرژی بالا استفاده میشود که با توجه به ولتاژ مورد نیاز، این خازنها به صورت آرایش سری موازی قرار میگیرند ولتاژ بانک خازنی در بازه زمانی بین پالسهای تخلیه، بوسیله منبع تغذیه شارژ کننده تازه گردانی میشود



شکل ۱۰ طرحواره مدار راه انداز فلاش لامپ با عملکرد پالس مربعی.

مدار تریگر با اعمال یک پالس ولتاژ بالا در حدود ⁵ ا کیلوولت باعث یونیزه شدن گاز داخل لامپ می شود. سپس بوسیله مدار زیمر، جریانی تأخیری (با توجه به نوع و ابعاد فلاش لامپ بین ⁵ ⁰ ¹ ⁰ ⁵ میلی آمپر) از درون فلاش لامپ گذرانده می شود. این جریان باعث می شود تا گاز داخل لامپ همواره در حالت یونیزه باقی بماند. در این وضعیت لامپ آماده به کار است تا جریان تخلیه را از خود عبور دهد؛ مقدار جریان عبوری از فلاش لامپ به مقدار پارامتر ¹ مقدار جریان عبوری از فلاش لامپ به مقدار پارامتر ¹ فلاش لامپ و ولتاژ بانک خازنی بستگی دارد. بخش تریگر و زیمر در منابع تغذیه پالس مربعی مشابه با موارد استفاده شده در منابع تغذیه شبکه شکل دهنده پالس است.

وظیفه مدار تخلیه، انتقال انرژی از بانک خازنی شارژ شده به فلاش لامپ طی مدت زمان در نظر گرفته شده میباشد. این کار بوسیله قطع و وصل کردن یک کلید نوع قدرت انجام میشود که در مسیر تخلیه مابین بانک خازنی و فلاش لامپ قرار دارد. از آنجا که افت ولتاژ روی کلیدهای IGBT در

زمان روشن شدن در مقایسه با ماسفتها کمتر است در اینجا کلید IGBT به دلیل اتلاف کمتر پیشنهاد میشود. برای انتخاب مناسب کلید IGBT، باید به حداکثر ولتاژ مجاز کلکتور امیتر و جریان مستقیم آن در شرایط پالسی دقت کرد از این رو کلید IGBT انتخاب شده باید بتواند جریان مورد نیاز تخلیه را بدون آسیب دیدن از خود عبور دهد. کلید IGBT همچنین باید یک ولتاژ تحمـلی اندکی معمولاً 20 درصد) بیش از Job + Vc داشته باشد که معمولاً 20 درصد) بیش از Vc + استه باشد که امیتر IGBT در اثر قطع جریان در مسیر تخلیه است. برای کاهش چشمگیر ولتاژ فراجهش در هنگام روشن و خاموش شدن کلید IGBT و جلوگیری از سوختن آن، از یک مدار استابر مقاومت دیود خازن (RDC) موازی با کلکتور امیتر استفاده میشود.

زمان روشن و خاموش شدن کلید IGBT و در نتیجه پهنای پالس جریان عبوری از فلاش لامپ، بوسیله پالس فرمان ارسالی از واحد کنترل اصلی MCU به مدار راهانداز گیت کلید IGBT کنترل میشود. بخش راه انداز کلید IGBT باید دارای ویژگیهای زیر نیز باشد: ۱ - قابلیت حفاظت در مقابل اضافه جریان، 2 - اعمال ولتاژ منفی برای جلوگیری از روشن شدن ناخواسته کلید IGBT در اثر نویز و 3 - دارای ایزولاسیون ولتاژ بین مدار تخلیه و گیت امیتر کلید IGBT. از آنجا که کلیدهای IGBT قدرت، معمولاً در بستهبندی از آنجا که کلیدهای TBBT قدرت، معمولاً در بستهبندی الی مطابق شکل ۱۰، در مسیر تخلیه استفاده میشود تا مسیر جریان ارسالی از منبع تغذیه زیمر را به بانک خازنی مسدود کند. از این رو، ولتاژ تحمل این دیود باید از ولتاژ خروجی مدار زیمر در حالت شروع بیشتر باشد.

نتايج عملى

شکل 2 یک منبع تغذیه پالس مربعی ساخته شده نوعی را برای یک لیزر Nd:YAG با ساختار نوسانگر تقویت کننده

و انرژی خروجی یک ژول نشان میدهد. این منبع تغذیه سه فلاش لامپ را با مجموع انرژی ۵۶ ژول و نرخ تکرار ۱۵ هرتز راهاندازی می کند.



شکل 2: تصویر منبع تغذیه پالس مربعی نوعی ساخته شده برای لیزر Nd:YAG با انرژی خروجی یک ژول.



شکل ۵۰ ولتاژ (نسبت تضعیف ۷ به ۱۱ و جریان اندازه گیری شده برای فلاش لامپ 8P3.

جریان و ولتاژ اندازه گیری شده برای یک فلاش لامپ زنون مدل 8P3 از شرکت Verro & Quartz ، با مشخصات طول ۲۰ میلیمتر و قطر داخلی ۵ میلیمتر ۲۰۱، در شکل ۶ آورده شده است. در این آزمایش، بانک خازنی تا ولتاژ ۵ و ۲ ولت شارژ و سپس با پالس فرمان ۵ ۵ میکروثانیهای به IGBT قدرت، در فلاش لامپ تخلیه شد. در مدت زمان تخلیه انرژی درون فلاش لامپ، جریان عبوری فلاش لامپ به ۲ ۵ آمپر رسید و ولتاژ دو سر بانک خازنی نیز در انتهای پالس به ۵ ۵ ۹ ولت کاهش یافت که در حدود ۵ ۹ ژول انرژی الکتریکی درون فلاش لامپ تخلیه شد.

با استفاده مقادیر اندازه گیری شده ولتاژ جریان و رابطه $I\sqrt{V}=V/V$ ، مقدار امپدانس لامپ بر حسب زمان محاسبه و در شکل I نشان داده شده است. در ابتدا، امپدانس مشخصه K₀ خیلی بزرگ است ولی بعد از اعمال پالس ولتاژ، پلاسما درون لامپ تشکیل و سپس این پلاسما بطور آزاد منبسط می شود. در این مرحله، جریان بعد از یک تاخیر زمانی برقرار شده و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد تا مقدار بعد و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد تا مقدار به جریان عبوری بطور پیوسته افزایش یابد. زمانی که پلاسما می شده و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد تا مقدار می شده و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد تا مقدار می شده و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد تا مقدار می شده و در پی آن امپدانس سریعاً کاهش مییابد از مانی برقرار در این عبوری بطور پیوسته افزایش یابد. زمانی که پلاسما می شده و در این ناحیه، جریان تقریباً ثابتی از لامپ عبور می شروع به واهلش کرده و مقدار امپدانس مشخصه می در ادامه شروع به واهلش کرده و مقدار امپدانس مشخصه می در ادامه در ادامه در ادامه مقادیر خیلی بزرگ بر خواهد گشت.



شكل 4: رفتار زمانى امپدانس فلاش لامپ 8P3.

نمودار انرژی تخلیهشده در فلاش لامپهای بخش نوسانگر و تقویت کننده لیزر برای انرژی خروجی یک ژول در شکل 5 آورده شده که با کمک انتگرال زمانی حاصل ضرب ولتاژ در جریان محاسبه شده است. پهنای پالس برای نوسانگر و تقویت کننده به ترتیب به مقادیر ۱۰ 2 و ۵۰ ۵ میکروثانیه تنظیم شده است. از آنجا که انرژی تقویت کننده بیشتر از نوسانگر است پس پالس تقویت کننده زودتر روشن می شود ولی همزمان با نوسانگر خاموش می شود. مطابق این شکل،

بعد از یک تاخیر ٤ الی ٥ ۵ میکروثانیه ای، انرژی در پلاسمای درون لامپها بصورت خطی با زمان جای گذاری شده و در نهایت مجموع انرژی الکتریکی به مقدار ٤ ۶ ژول میرسد.



شکل او انرژی تزریق شده در فلاش لامپهای سیستم لیزری بر حسب زمان.

نتيجهگيرى

در این مقاله، نکات طراحی و ساخت منابع تغذیه فلاش لامپ با عملکرد پالس مربعی توصیف شده است. نتایج عملی، عملکرد پالس مربعی منبع تغذیه ساخته شده با مشخصه ٤٥ ژول و ١٥ هرتز را برای یک لیزر Nd:YAG با انرژی یک ژول تایید میکند. نتایج نشان میدهد که امپدانس لامپ وارد ناحیه خطی شده و جریانی تقریباً ثابت از فلاش لامپ عبور داده میشود. همچنین انرژی بصورت خطی با زمان در لامپ جای گذاری می گردد.

مرجعها

- [1] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer, 2006.
- [2] J.P. Markiewicz, J.L. Emmett, "Design of Flashlamp Driving Circuits", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 2, pp. 707-711, 1966.
- [3] H.W. Furumoto and et al., "Alexandrite laser system for hair removal and method therefor", United States Patent 6045548, 2000.
- [4] Flashlamps Catalogue, Verre & Quartz, 2005.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.



طراحی و ساخت هماهنگهای سوم و چهارم لیزر Nd:YAG تپی

مجید بابایی توسکی ، علیرضا پژ ، عباس ملکی و حسن عبادیان

مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

Majid2017bt@gmail.com¹, Alireza.pezh@gmail.com²

چکیده – در این مقاله، تولید هماهنگهای سوم و چهارم برای لیزر Nd:YAG تپی ارائه می شود. بلورهای DKDP با جور شدگی فازی نوع دوم و KDP با جور شدگی نوع اول به تر تیب برای تولید طول موجهای معمود و معینانومتر استفاده شده است. بو سیله یک لیزر Nd:YAG با کلیدزنی Q و انرژی معیر ژول و بلور KTP با جور شدگی فازی نوع دوم برای تولید هماهنگ دوم، حداکثر انرژی و و ژول در معمود و معمولی ژول در معمود بانومتر بدست آمد. بازده تبدیل انرژی در هماهنگ سوم و چهارم به ترتیب و و و

کلید واژه - تولید هماهنگ، جورشدگی فازی، لیزر Nd:YAG .

Design and Fabrication of the Third and Fourth-Harmonics of Pulsed Nd:YAG Laser

Majid Babaiy Tooski, Alireza Pezh, Abbas Maleki and Hassan Ebadian

Majid2017bt@gmail.com¹, Alireza.pezh@gmail.com²

Faculty of Applied Sciences, Malek Ashtar University of Technology

Abstract- In this paper, a third and fourth harmonic generation scheme is proposed for pulsed Nd:YAG laser. Type II phase-matching DKDP and type I phase-matching KDP were used to generate 355 and 266 nm output wavelengths, respectively. With a 1.1 J Q-switched Nd:YAG laser and a type II phase-matching KTP used for frequency doubling, the maximum 220 mJ energy of 355 nm and the highest 65 mJ energy of 266 nm was obtained. The energy conversion efficiency for the third and fourth harmonics was 20 and 9%, respectively.

Keywords: harmonic generation, phase-matching, Nd:YAG laser.

مقدمه

کاربردهای صنعتی و تجاری متعددی برای هماهنگهای سوم و چهارم لیزر Nd:YAG با طول موجهای ۵۵۶ و ۵۵۶ نانومتر وجود دارد که از جمله میتوان به فوتولیتوگرافی مواد نیمرسانا، میکروماشین، پردازش مواد، طیف سنجی و غیره اشاره نمود [۱۰۵].

تولید هماهنگ در منابع لیزری، معمولاً از طریق فرآیندهای غیرخطی و با استفاده از مواد نوری غیرخطی انجام می شود ۵۱ و ۲۲که در اینجا از بلورهای غیرخطی PKDP و DKDP استفاده شده است. این بلورها دارای خصوصیات عالی از قبیل ضریب غیرخطی متوسط، آستانه آسیب بالا، موجود در اندازههای بزرگ با کیفیت اپتیکی بالا و ارزان قیمت هستند که برای تولید هماهنگهای سوم و چهارم لیزر Nd:YAG

چیدمان آزمایشگاهی

چیدمان آزمایشگاهی لیزر فرابنفش ۵۵۵ و ۵۵۵ نانومتری در شکل ۱ و 2 آورده شده است. برای دمش بلورهای غیرخطی، در اینجا از یک لیزر Nd:YAG تپی با ساختار نوسانگر تقویت کننده MOPA استفاده شده است. نوسانگر لیزری دارای مشدد ناپایدار و آینه خروجی با بازتاب متغیر است که کیفیت پرتو خوبی را فراهم می کند. تقویت کننده نیز شامل یک تک طبقه یکبار عبور است که خروجی نوسانگر با کلیدزنی Q را به میزان دو برابر تقویت می کند.

تثبیت شده است. سطوح ورودی و خروجی بلور KTP به ترتیب دارای پوشش ضد بازتاب در طول موجهای ۵۵۵ و ۵۶ نانومتر هستند. برای تقسیم انرژی بین هماهنگ اصلی و دوم، از یک تیغه چارک موجی قبل از بلور غیرخطی استفاده شده است که این امر تنظیم بهینه هماهنگ سوم را فراهم میکند. جورشدگی قبطش پرتو نیز بصورت را فراهم میکند. جورشدگی قبطش پرتو نیز بصورت



شکل ۱۰ چیدمان آزمایشگاهی لیزر فرابنفش ۵۰۵ نانومتری (شکل بالا) و تصویر بخش هماهنگ سوم (شکل پایین).



شکل 2: چیدمان آزمایشگاهی لیزر فرابنفش 266 نانومتری (شکل بالا) و تصویر بخش هماهنگ چهارم (شکل پایین).

برای هماهنگ سوم نیز از بلور غیرخطی DKDP با جورشدگی بحرانی نوع دوم استفاده شده که در زوایای $^{\circ}$ جورشدگی بحرانی نوع دوم استفاده شده که در زوایای $^{\circ}$ $^{\circ} = \theta = ^{\circ} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{9}{5} \frac{1}{5}$ برای کاربردهای تپی انرژی بالا در طول موج $^{\circ} \frac{1}{5}$ بسیار مناسب است. دلیل آستانه تخریب بالا (J/cm²) بسیار مناسب است.

پهنای باند دمایی این بلور، (C cm $^{\circ}$ 0 0)، همچنین بالا است. بلور DKDP دارای سطوح ورودی و خروجی به ترتیب با پوشش ضد بازتاب در طول موجهای ۵۵۵ + 250 و 55 و نانومتر با ابعاد 15×15 0 میلیمتر است. این بلور غیر خطی تا دمای ۵۵ درجه سانتیگراد گرم شده است. به منظور جداسازی خروجی 555 نانومتر از ۵۵۱ و 252 نانومتر، مطابق شکل ۱، از دو جدا کننده عبوری ۵۵۵ + 253 نانومتر، نانومتر و تمام بازتابنده 555 نانومتر استفاده شده است. جورشدگی قبطش پرتو برای هماهنگ سوم بصورت مرات .

توليد هماهنگ چهارم بوسيله بلور KDP انجام شده که دارای آستانه تخريب بالا GW/cm² ه است که در مقايسه با بلور DKDP جذب آن در ناحيه فرابنفش کمتر است. بلور KDP با جورشدگی فازی بحرانی نوع دوم در زوايای $^{\circ} 6,67 = \theta = ^{\circ} 6 = ^{\circ} 9$ برش خورده که سطوح ورودی و خروجی آن به ترتيب دارای پوشش ضد بازتاب 2 3 5 و 6 6 2 نانومتری است. اين بلور غيرخطی نيز تا دمای 0 4 درجه سانتيگراد گرم شده و ابعاد آن $5 \times 5 \times 7$ ميلی متر است. در ورودی اين بخش، از يک جدا کننده تمام بازتابنده 4 0 1 نانومتر و تمام عبوردهنده 2 3 5 نانومتر استفاده شده است. در خروجی نيز مطابق شکل $2 = 2 \times 7$ داکننده تمام بازتابنده است. در خروجی نيز مطابق شکل $2 = 2 \times 7$ داکننده تمام بازتابنده شده است. جورشدگی قبطش پرتو هماهنگ چهارم نيز شده است. جورشدگی قبطش پرتو هماهنگ جهارم نيز

نتایج آزمایشگاهی

برای تولید هماهنگها در این آزمایش، انرژی خروجی لیزر Nd:YAG روی مقدار ۱/۱ ژول تنظیم شد. همچنین مشخصات پرتو خروجی از قبیل قطر لکه، واگرایی میدان دور و پهنای تپ به ترتیب ۱۵ میلی متر، ۱/۶ میلی رادیان و ۱۵ نانوثانیه اندازه گیری گردید.

با جهتگیری مناسب بلور KTP و تیغه چارک موجی قبل از آن، انرژی بیشینه ۲۰۵۰ میلی ژول در هارمونیک دوم (mm ٤٤٤) با بازده تبدیل ۶۹ درصد بدست آمد که با چرخش تیغه چارک موجی از حالت بهینه خود، انرژی خروجی هارمونیک دوم (mm ٤٤٤) کاهش مییابد و امکان تنظیم انرژی روی مقدار دلخواه فراهم می شود.

شکل د، انرژی خروجی هماهنگ سوم (nm ۵۰۵ را به ازای نسبتهای مختلف انرژی هماهنگ اول و دوم نشان میدهد که این نسبتها با چرخش تیغه چارک موجی انتخاب شده است. همانطور که مشاهده میشود انرژی هماهنگ سوم در حالت انرژی حداکثری هماهنگ دوم، یعنی ۵۰۰ میلی ژول، بهینه نیست. زمانی که انرژی هماهنگ دوم به ۵۰۵ میلی ژول کاهش مییابد و انرژی هماهنگ اصلی به ۵۰۵ میلی ژول میرسد، انرژی خروجی هماهنگ سوم ۵ 2 2 میلی ژول می شود که در مقایسه با انرژی متناظر با حالت بهینه هماهنگ دوم (۱۰۵ میلی ژول)، ۲۰ درصد افزایش یافته است. از این رو، بازده تبدیل شماهنگ سوم در این حالت، ۵ در می شود.



شکل ۱۰۰ انرژی خروجی هماهنگ سوم بر حسب ترکیب انرژیهای هماهنگ اول و دوم.

انرژی خروجی هماهنگ چهارم (nm ۵۰۵ یا بر حسب انرژی هماهنگ دوم در شکل 4 آورده شده است. همانطور که انتظار میرود مقدار انرژی هماهنگ چهارم با افزایش انرژی هماهنگ دوم افزایش مییابد. حداکثر انرژی خروجی بدست با جورشدگی فازی نوع دوم برای هماهنگ سوم، انرژی 220 میلی ژول در طول موج 55 نانومتر بدست آمد. بلور KDP با جورشدگی نوع اول نیز برای تولید هماهنگ چهارم استفاده شد که 55 میلی ژول در طول موج 266 نانومتر بدست آمد. بازده تبدیل انرژی در هماهنگ سوم و چهارم به ترتیب 20 و 9 درصد است.

مرجعها

- [1] J. W. Pierce, R. C. Beausoleil, "High efficiency fourth harmonic generation", SPIE, Vol. 2379, pp. 265-281, 2016.
- [2] H. Qi, Z. Wang, F. Yu, X. Sun, X. Xu, X. Zhao, "Cascaded third-harmonic generation with one KDP crystal", Opt. Lett., Vol. 41, pp. 5823-5826, 2016.
- [3] S. T. Yang, M. A. Henesian, T. L. Weiland, J. L. Vickers, R. L. Luthi, "Noncritically phase-matched fourth harmonic generation of Nd:glass lasers in partially deuterated KDP crystals", Opt. Lett., Vol. 36, pp. 1824–1826, 2011.
- [4] S. Ji, S. Zhang, M. Xu, B. Liu, L. Zhu and et al., "Non-critical phase-matching conditions for fourth harmonic generation of DKDP crystal", Opt. Mater. Express, Vol. 2, pp. 735-739, 2012.
- [5] F. Wang, F. Li, X. Chai, L. Wang, W. Han and et al., "Efficient fourth harmonic generation of Nd:glass lasers in ADP and DKDP crystals", SPIE, Vol. 9255, pp. 92551R, 2015.

۱۰۱ فاطمه فرمانی و همکاران، بررسی طیفی و بهینه سازی پرتودهی هماهنگ دوم و چهارم لیزر Nd:YAG، بیست و یکمین کنفرانس ایتیک و فوتونیک ایران، ۵۹۵۱.

رای پرتو WaLK-off معصومه منصوری و همکاران، کاهش زاویه WaLK-off برای پرتو هماهنگ سوم لیزر Nd:YAG با استفاده از تیغه اپتیکی BK7. کنفرانس فیزیک ایران، ۱۹۹۵.

- [8] T. Kojima, S. Konno, S. Fujikawa, K. Yasui, "High-Power Fourth-Harmonic Generation of Nd:YAG Laser", Electrical Engineering in Japan, Vol. 137, pp. 18-25, 2001.
- [9] J. Chen, Y. Zheng, N. An, X. Chen, "Noncollinear third-harmonic generation with large angular acceptance by noncritical phase matching in KDP crystal", Opt. Lett., Vol. 40, pp. 4484-4487, 2015.

آمده هماهنگ چهارم در این آزمایش، در حدود ۵۶ میلی ژول است که بازده تبدیل متناظر با آن هم ۹ درصد می شود.



در شکلهای 5 و 6، طیف خروجی هماهنگهای سوم و چهارم، اندازه گیری شده با طیف سنج Ocean Optics مدل HR4000CG-UV-NIR ، آورده شده است.



نتيجهگيرى

در این مقاله، تولید هماهنگهای سوم و چهارم لیزر DKDP تپی انجام شده است. با استفاده از بلور Nd:YAG بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،



دانشگاه شهید چمران اهواز،



خوزستان، ایران.

1۴۰۰ بهمن ۱۴۰۲

مطالعه تجربی رفتار نمایه مدی برای لیزرهای حالت جامد با دمش دیود نورگسیل و سامانه دمش نوری بهبود یافته

سید مرتضی زاهدی دیزجی ^{۱۰۲}، امیر حسین فرهبد^{*۲}و محمد محمودی^۱

^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان ^۲ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، کارگر شمالی، تهران afarahbod@aeoi.org.ir*

چکیده – در این مقاله یافته های تجربی حاصل از به کارگیری سامانه دمش بهبود یافته برای دمش محیط های فعال با آلایـش ^{*K}Nd³⁺ به کمک آرایه های دیودهای نورگسیل با بیناب نشری سفید مورد بررسی قرار گرفته است. برای سامانه دمش از ۳۵ دیود نورگسـیل ۱۰ واتی و ساختار ۵ وجهی با ۷ دیود نور گسیل در هر وجه استفاده شده است. کارایی لیزر با ساختار مذکور برای محیطهـای بهـره حالت جامد Nd:YAG، Nd:YAG و Tشدیدگر با تلفات نوری یکسان در رژیم کاری نوسان آزاد مقایسه شده است. همچنین بستگی ساختار مدی نوسانگر لیزر با محیطهای فعال مختلف در ناحیه بینابی دمش مورد مطالعه تجربی قرار گرفته است.

کلید واژه- سامانه دمش نوری، لیزر با دمش دیود نور گسیل، محیط فعال آلائیده به ⁺¹Nd³⁺، مد اینس-گاوسی

Experimental Study of Mode Profile Behavior of LED-Pumped Solid-State Lasers with Improved Optical Pumping System

Seyyed Morteza Zahedi Dizaji^{1,2}, Amir Hossein Farahbod^{*2}, and Mohammad Mahmoudi¹

¹*Physics Department, University of Zanjan, Zanjan*

²Department of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Institute of Science and Technology, North Kargar, Tehran

Abstract: In this paper, the experimental findings where have been obtained by applying an optimized pumping system and arrays of white spectrum light-emitting diodes to pump Nd⁺³ doped active medium are presented. The pumping system has a pentagon transverse geometry that is consisted of 7 arrays of ten watts LED on each side and a total of 35 light-emitting diodes. The laser performance of the later pumping structure was compared for solid-state active medium such as Ce:Nd:YAG, Nd:YAG, and Nd:YLF, with equal optical losses, under laser relaxation oscillations. In addition, the dependence of mode structure of the laser oscillator with a different active medium in the white spectrum region has been studied experimentally.

Keywords: Optical pumping system, LED-pumped laser, Nd³⁺ Doped active medium, Ince-Gaussian mode

مقدمه

دمش لیزرهای حالت جامد با دیودهای نور گسیل (LED) در سال های اخیر به دلیل طول عمر بالای منابع دمش، بروز حداقل تنش گرمایی در محیط فعال، جذب موثر تابش ها و قابلیت کنترل منابع دمش بسیار مورد توجه واقع شده است[١و٢]. معهذا كيفيت باريكه خروجي نوسانگر لیزر با دمش دیود نورگسیل، به دلیل نرخ پایین دمش و ویژگی های نمایه فضایی شدت LED ، به دمش و بهره نورى نايكنواخت محيط فعال ليزر منجر مىشود. همچنین هندسه منابع دمش به صورت تعداد محدودی منابع نقطه ای سبب می شود که توزیع عرضی شدت میدان لیزر، از توزیع های کلاسیک شناخته شده لاگر-گاوسی برای مختصات استوانهای یا هرمیت-گاوسی برای مختصات دکارتی متابعت نکند[۳] و نوسانگر لیزر به سهولت بر روی مدهای عرضی اینس-گاوسی در مختصات بیضوی نوسان نماید [۴]. نمایههای مدی مذکور کاربردهای قابل توجهی در حوزه تله ها و انبرک های نوری دارد[۵]. در مقاله حاضر نتایج حاصل از کاربرد سامانه هدایت کننده Nd^{3+} برای دمش محیطهای فعال آلائیده به جهت افزایش قابلیت انعطاف پذیری طراحی و بهبود عملکرد سامانه دمش نوری دیودهای نورگسیل و رفتار نمایه مدی نوسانگر لیزر در ناحیه بینابی سفید مورد بررسی قرار گرفته است.

ساختار سامانه دمش و نوسانگر لیزر

ساختار نوری سامانه دمش بر پایه ایده های ارائه شده در مرجع ۶ قرار دارد که در آن هدایت پرتوهای نشر یافته از دیودهای نور گسیل به کمک سطوح تمام بازتابان به سوی میله محیط فعال لیزر هدایت میشوند. شبیه سازی ساختار نوری به کمک پرتویابی تصادفی و نرم افزار Trace Pro و با لحاظ کردن طیف نشری دیودهای نور گسیل و

طیف جذبی محیط فعال صورت گرفته است. با توجه به نتایج محاسبات و شبیه سازیها، طراحی و ساخت سامانه دمش بر پایه مقطع هندسه ۵ وجهی صورت گرفته است، شکل ۱.



شکل ۱: سامانه نوری هدایت کننده پر تو با مقطع ۵ وجهی حاوی ۷ دیود نور گسیل در هر وجه [۵].

منابع نوری دمش از ۵ آرایه LED، هر یک حاوی ۷ عدد دیود نور گسیل ۱۰ وات XPH50.2 ساخت شرکت CREE و طیف نشری سفید، با بیشینه توان تابشی در ۴۶۰ نانومتر و تابش قابل توجه در محدوده طیفی ۶۲۵–۵۰۰ نانومتر، برای دمش موثر میله لیزر به قطر ۳ میلی متر استفاده شده است. تمام دیودهای نورگسیل بر روی صفحات خنک کننده نصب شده اند و برخلاف تجربه گذشته [۲و۷]، امکان عملکرد دیودها با آهنگ تکرار بالا از مرتبه ۱۰ هرتز و بیشتر برای دمش محیط فعال لیزر بدون



شکل ۲: تشدیدگر نوری به همراه سامانه دمش.OC آینه حروجی نوسانگر با ضریب بازتابندگی ۰/۹۳ و BM آینه عقبی تمام بازتابان نوسانگر با شعاع انحنای ۵۰ سانتیمتر که به فاصله ۱۴ سانتیمتر از OC قرار گرفته است.

تشدیدگر نوری مورد استفاده از نوع پایدار به طول ۱۴ سانتیمتر، متشکل از دو آینه تخت و کروی با شعاع انحنای۵۰ سانتیمتر به ترتیب با ضریب بازتاب ۹۳ و ۹۸

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

درصد است. بانک خازنی آرایه های LED متشکل از دو خازن ۴۷۰۰ میکروفارادی است که با یکدیگر به صورت سری قرار گرفته اند و به کمک یک سوییچ ترانزیستوری از نوع IGBT در مدار دیودهای نورگسیل تخلیه می شوند.

یافته های تجربی

مشاهده رفتار زمانی تپ لیزر به کمک ترکیبی از یک آشکارساز سریع نیمه رسانا به همراه تقویت کننده با پهنای باند ۵۰ مگاهرتز و اسیلوسکوپ تکترونیکس TDS3052B صورت گرفت. نمونه ای از رفتار نوسانات آزاد لیزر به ازای عبور یک تب جریان کم و بیش مربعی با یهنای ۳۲۰ میکروثانیه و بیشینه دامنه ۷۷/۶ آمیر از مجموعه دیودهای نورگسیل در شکل ۴ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۴ پهنای زمانی هر میخه لیزر از مرتبه ۱ میکروثانیه است و اولین میخه لیزر حدود ۱۰۰ میکروثانیه از لحظه آغاز فرایند دمش برای Nd:YAG و Ce:Nd:YAG پدید آمده است. اما برای Nd:YLF با نرخ دمش برابر با Nd:YAG ، به دلیل بهره نوری به مراتب کوچکتر بروز اولین میخه لیزری در لحظه حدود ۲۷۰ میکروثانیه حادث می شود. با این حال، Nd:YLF در مقایسه با Nd:YAG از مزیت مهم طولانی تر بودن طول عمر فلورسانس گذار لیزر برخوردار است. بنابراین، با افزایش طول عمر فلورسانس، امکان ذخیره سازی انرژی بیشتر در محیط فعال با افزایش زمان دمش و عدم تغییر تعداد دیودهای نورگسیل فراهم میشود.

چگونگی توزیع عرضی شدت باریکه لیزر یا نمایه مدی از مهترین شاخصه های یک نوسانگر لیزر به شمار می آید که از اهمیت کاربردی فراوانی برخوردار است. برای این منظور بررسی رفتار مد عرضی نوسانگر با سامانه دمش بهبود یافته شکل ۱ به کمک دوربین نمایه سنج CCD مدلWincamD ساخت شرکت Gentec به همراه صافی



شکل (۴) : موقعیت میخه های لیزر (پایین) نسبت به تپ جریان دیودهای نور گسیل (بالا) برای محیط های گوناگون لیزر. های نوری تضعیف کننده شدت و در فاصله ۴۰ سانتیمتری از آینه خروجی نوسانگر صورت گرفت. به دلیل نرخ دمش پایین محیط های فعال لیزر و ناهمگونی توزیع تابش دمش در راستای محور میله لیزر، نوسانگر لیزر به سادگی با کمترین انحراف زاویهای آینههای تشدیدگر که با تغییر تلفات پراشی تشدیدگر همراه است و یا تغییرات نرخ دمش بر روی مدهای گوناگون اینس-گاوسی به نوسان در می آید[۸]. نمایه های مدی تجربی مشاهده بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

دیودهای نورگسیل به کمک سطوح تمام بازتابان مورد بررسی قرار گرفت. در آرایش نوری مورد استفاده، دمش نایکنواخت محیط فعال در راستای محور نوری محیط فعال، به ازای هندسه و تلفات معلوم تشدیدگر نوری و نوع محیط فعال لیزر می تواند به سهولت سبب نوسان تشدیدگر بر روی مدهای عرضی مراتب بالا شود که مزیتی برای تولید پایدار و کاربردی مدهای عرضی اینس–گاوسی مراتب بالا به شمار می آید.

مرجعها

- [1] C.Y. Cho, C.C. Pu, K.W. Su, and Y.F. Chen, LEDside-pumped Nd:YAG laser with >20% optical efficiency and the demonstration of an efficient passively Q-switched LED-pumped solid-state laser, Optics Letters, Vol. 42, No. 12, p,p, 2396-2397, 2017.
- [2] M. Tarkashvand, A.H. Farahbod, S.A. Hashemizadeh, *First demonstration of green and amber LEDpumped Nd: YAG laser*, Laser Physics. Vol. 28, p.p. 055801-7, 2018.
- [3] W. Koechner, Solid-state laser engineering, 6th editon, Springer (2006).
- [4] M.A. Bandres, J.C. Gutierrez-Vega, *Ince-Gaussian beams*, Opt. Lett. Vol. 29, No. 2, pp.144-146, 2004.
- [5] M. Woerdemann, C. Alpmann, C. Denz, Optical assembly of micro-particles into highly ordered structures using Ince–Gaussian beams, Appl. Phys. Lett. Vol. 98, pp. 111101-3, 2011.

[۶] سید مرتضی زاهدی دیزجی، امیرحسین فرهبد، محمد محمودی، سعید قنبری، بهینه سازی سامانه دمش برای لیزر محمودی، سعید قنبری، بهینه سازی سامانه دمش برای لیزر دود نور گسیل، اولین کنفرانس ایتوالکترونیک، اپتیک کاربردی و میکروالکترونیک، نمین، اردبیل (۱۳۹۸).

- [٧] مصطفی ترکاشوند، امیر حسین فرهبد، سید علی هاشمی زاده،
 Q لیزر Ce:Nd:YAG با دمش دیود نورگسیل و سوییچ Q انفعالی، مجله پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۸، شماره ۳، ۴۷۷
 (۱۳۹۷).
- [۸] فائزه حکم آبادی، امیر حسین فرهبد، اکبر نظری گلشن، بستگی نمایه مدی به آرایش دمش برای لیزر Ce:Nd:YAG با دمش دیود نور گسیل، مجله علوم و فنون هسته ای، ۹۵جلد، ۴۰ (۱۴۰۰).

شده برای نوسانگر لیزر متناظر برای محیط های فعال گوناگون در شکل (۵) آورده شده است.



شکل (۵) : نمایه های مدی تجربی مشاهده شده برای نوسانگر لیزر به ترتیب متناظر با محیط های فعال الف) مشترک برای هر سه محیط فعال، ب) Ce:Nd:YAG، ج) Nd:YAG، و د) Nd:YLF_c-axis

نتيجهگيرى

در پژوهش حاضر الگوی های مدی مشاهده شده حاصل از کاربرد سامانه دمش بهبود یافته بر پایه هدایت پرتو



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



مطالعه مقایسهای پیش یونشهای آرایهای از الکترودهای سوزنی و پلاسمای سطحی برد مدار چاپی در لیزر TEA CO2

رضا ترابی^۱، کاوه سیلاخوری^۲ و حمید سلمانی نژاد^۳ ^{۱ و ۳} دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، شاهین شهر ^۲ سازمان انرژی اتمی، گروه تحقیقاتی فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشکده علوم و فناوری هسته ای، تهران

چکیده –در این مقاله عملکرد یک لیزر TEA CO₂ ساخته شده، که میتواند به صورت مجزا با استفاده از هریک از سیستمهای پیش یونش شکاف جرقه (SPA) UV و پلاسمای سطحی برد مدار چاپی (PCB) راه اندازی شود، را به طور نسبی مورد مطالعه قرار داده ایم. عملکرد هر دو نوع پیش یونش در شرایط کاری مختلف به صورت تجربی مورد بررسی قرار گرفته و انرژی های خروجی با یکدیگر و همچنین با نتایج حاصل از شبیه سازی بر اساس مدل ار تعاشی–چرخشی شش دمایی مقایسه شده است. مشخص شد که پیش یونش SPA پایداری تخلیه و یکنواختی بهتری را با انرژی های خروجی بالاتر فراهم میکند، در حالی که استفاده از پیکربندی پلاسسمای سطحی PCB به لیزر اجازه می دهد تا با طول عمر گاز بالاتری کار کند و نیاز به هلیوم در مخلوط گاز کاهش یابد.

كليد واژه- ليزر TEA CO₂، پيش يونش پلاسماى سطحى گاف جرقه (SPA) UV و پيش يونش برد مدار چاپى(PCB)

Comparative study of spark pin-array and PCB surface plasma preionization systems for TEA CO₂ laser Performance

Reza Torabi¹, Kaveh Silakhori² and Hamid Salmani Nejhad³

¹ & ³ Faculty of applied Sciences, Malek Ashtar University of Technology, Iran, <u>r.torabi@mut-es.ac.ir</u> & <u>salmani hsn@yahoo.com</u>
² Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran,

² Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran Iran, <u>ksilakhori@yahoo.com</u>

Abstract- The performance of a homemade transversely excited atmospheric CO_2 laser, capable to be alternatively run using UV spark pin-array (SPA) and PCB surface plasma pre-ionization systems, is comparatively studied. The performance of both types of pre-ionization in different working conditions was experimentally investigated and the output energies were compared with each other as well as the simulation results based on the six-temperature vibrational-rotational model. It has been found that the SPA system provides better discharge stability and uniformity with higher output energies, while using the PCB surface plasma configuration allowed the laser to operate with higher gas lifetime and lowered the need for helium in its gas mixture.

Keywords: TEA CO2 laser, pin-array pre-ionization, PCB surface plasma pre-ionization

از آنجایی که به نظر میرسد این پیکربندی جدید، به خصوص برای سیستم های لیزر CO₂ با سرعت تکرار بالا و محفظه بسته، بسیار مناسب باشد، در این کار، مجموعهای از آزمایشها با جزئیات انجام شده است تا عملکرد آن در مقایسه با پیش یونش آشنای شکاف جرقه (SPA) UV بررسی شود.

چیدمان آزمایشگاهی

یک لیزر TEA CO₂ و ساخته شده است که می تواند با سیستمهای پیش یونش آرایهای از شکافهای جرقه (SPA) و پلاسمای سطحی (PCB (PSP) به روشی جایگزین کار کند. در پیکربندی SPA (شکل ۱)، حجم تخلیه ۱۴۵ سانتیمتر مکعبی بین یک جفت الکترود با پروفایل ارنست سانتیمتر مکعبی بین یک جفت الکترود با پروفایل ارنست به طول ۴۵ سانتیمتر با عرض فعال ۱٫۸ سانتیمتر، با فاصله ۱٫۸ سانتیمتر جدا از یکدیگر، محصور شده است. همچنین، دو ردیف پیش یونش با ۲۴ شکاف جرقه با فاصله مساوی، که به طور جداگانه هرکدام به یک خازن ۲۰۰ پیکوفارادی متصل شدهاند، به طور متقارن در امتداد هر دو طرف حجم تخلیه قرار گرفتهاند. لیزر توسط یک مدار تخلیه CR راه-اندازی می شود [۲]. مقدمه

در لیزرهای گازی پالسی روشهای متفاوتی جهت جلوگیری از تشكيل قوس الكتريكي در حجم تخليه وجود دارد؛ استفاده از الکترودهای سوزنی، استفاده از تخلیههای سریع و ایجاد پیش یونش از آنجملهاند. وقتی که زمان تخلیه در حدود یا بزرگتر از زمان مشخصه قوس الکتریکی (ns 10 m) شود، پلاسمای تخلیه فرصت کافی برای دستیابی به تعادل ترموديناميكي را در حين تخليه داشته و احتمال وقوع جرقه افزایش می یابد. همچنین تزریق مقدار زیاد انرژی در محیط باعث بروز نایایداری در یلاسمای تخلیه خواهد شد. بهترین روش جهت جلوگیری از تشکیل جرقه، استفاده از روش تخلیه کمکی یا پیش یونش است. پیش یونش، با ایجاد یک چگالی الکترونی اضافی درون حجم تخلیه قبل از شروع تخلیه اصلی و به تبع تولید حجم بالایی از پلاسمای سرد، شرایط شروع تخلیه تابان^۲، یکنواخت و پایدار در فشارهای بالا را فراهم می کند. اخیراً نوع جدیدی از سیستم پیش یونش به نام پلاسمای سطحی برد مدارچاپی (PCB) معرفی شده است [۱] که در آن یک PCB دو طرف مسطح، نقش الکترود اصلی و پیش یونش را به طور همزمان ایفا می کند.



۱ - Arc discharge

Y- Glow discharge

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> شکل ۱ شماتیک لیزر ساخته شده با سیستم پیش یونیزاسیون آرایهای از شکافهای جرقه (SPA).

در پیکربندی PSP (شکل ۲)، همان حجم تخلیه با استفاده از یک الکترود آلومینیومی با پروفایل ارنست که به فاصله ۸٫۸ سانتیمتری از یک الکترود PCB دو طرفه با الگوی خاص تولید میشود. قسمت بالایی PCB به صورت تقریبا ۳۴۰۰ قطعه دایره مسی با قطر ۱ میلیمتر طراحی شده است که با شکافهای حلقهای ۱ میلیمتری از لایه رسانای است که با شکافهای حلقهای ۱ میلیمتری از لایه رسانای اصلی جدا شده است. در حالی که لایه رسانای سمت پایین اصلی جدا شده است. در حالی که لایه رسانای سمت پایین اصلی محیطی بین لایههای رسانای بالایی و پایینی RCB با ضخامت ۱٫۶ میلیمتر، حاشیههای هر دو لایه به عرض ۳ سانتیمتر برداشته شد. جزئیات هندسی PCB طرح دار در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳ تصویر سمت طرح دار کاتد PCB.

هر یک از دایره های رسانای مجزا، همراه با لایه رسانای پایینی PCB، نقش یک خازن کوچک با ظرفیت حدود ۰٫۰۴ پیکوفاراد (با ظرفیت کل حدود PF ۱۳۶) را ایفا می کند. هنگامی که کلید اصلی روشن می شود (شکل ۲) این خازنهای موازی کوچک به طور همزمان توسط یک پالس ولتاژ بالا تغذیه میشوند و بنابراین، در صورت کافی بودن ولتاژ، میتوانند با شکستن شکافهای بین دایره مرکزی و هادی اصلی متصل به زمین از طریق تخلیه سطحی کرونا،

شارژ شوند. این مجموعه از تخلیههای سطحی یک پلاسمای سطحی توزیع شده در سطح PCB تولید می کنند و یک تابش UV یکنواخت تولید می شود که می تواند به طور مؤثری محیط فعال را پیش یونیزه کند. بنابراین، تخلیه اصلی می تواند با کمترین احتمال انتقال به قوس الکتریکی، به شکل تابان رخ دهد.

ZnSe تشدید کننده نوری لیزر متشکل از یک آینه خروجی ZnSe مسطح ۶۵٪ بازتاب و یک آینه عقب بازتابنده طلا است که ۱۰۰ سانتی متر از یکدیگر جدا شده اند. لیزر با استفاده از مخلوط گاز 1:1:3 \equiv CO₂:N₂:He و یک سوئیچ شکاف جرقه در ولتاژهای متغیر در محدوده ۲۰–۳۵ کیلوولت کار می کرد.

نتايج و بحث

با راهاندازی لیزر در فشار ۱ اتمسفر و استفاده از هریک از سیستمهای پیشیونش شکاف جرقه و پلاسمای سطحی برد مدار چاپی بصورت مجزا، تخلیه تابان با پایداری و تکرارپذیری مناسب در محدودهی فرکانسی ۱/۵ تا ۳ هرتز در دو رژیم محفظه بسته و جریان گاز بدست آمد. واگرایی لیزر حدود ۶ میلی رادیان تعیین شد و از یک تحلیلگر طیفی لیزر حدود ۶ میلی رادیان تعیین شد و از یک تحلیلگر طیفی لیزر (۱۰٫۵۹ میلی رادیان تعیین شد و از یک فوتون درگ لیزر (۱۰٫۵۹) استفاده شد. با استفاده از یک فوتون درگ لیزر (۲۰٫۵۹ استفاده شد. با استفاده از یک فوتون درگ گرچه تفاوت معنی داری بین شکل پالس لیزر در دو نوع پیش یونش مشاهده نشد.

انرزی خروجی لیزر توسط ژولمتر -Gentec, E25LP-H برای مقادیر مختلف خازن اصلی و ولتاژ تخلیه در رژیم جریان گاز و محفظه بسته اندازه گیری شد. دادههای

شبیهسازی را میتوان در منابع مختلف [۳] و یا کارهای قبلی ما مشاهده کرد [۴]. ثبت شده همراه با نتایج شبیه سازی شده توسط مدل 6TVRM در جدول ۱ خلاصه شده است. جزییات مدل

C (nF)		<u>Ein</u> (J)		Eout (J)	Enen /	$E_{\tt PSP}/E_{\tt 6TVRM}$	
	V(KV)		SPA	PSP	6TVR M	E_{SPA}		
33.3	25	10.5	1.7	1.4	1.74	0.82	0.8	
33.3	28	13	2	1.7	1.95	0.85	0.92	
33.3	31	16	2.3	1.9	2.2	0.82	0.86	
21.6	25	6.8	1.1	1	1.2	0.9	0.83	
21.6	28	8.5	1.5	1.4	1.5	0.93	0.93	
21.6	31	10.4	1.9	1.7	1.82	0.89	0.93	

جدول ۱ مشخصات خروجی لیزر در شرایط عملیاتی مختلف

تکرارمتفاوت، سیستم PSA تخلیههای تابان با کیفیت و پایداری بالاتری تولید می کند که انرژی خروجی بالاتری را ارائه می کند. علاوه بر این، نشان داده شده است که پیکربندی PSP باعث میشود لیزر بتواند با محتویات بسیار کمتر هلیوم در مخلوط گاز کار کند. این رفتار همراه با یکنواختی تخلیه پایینتر، فرآیند پیش یونش یکنواخت موثرتر اما کمتری را در مقایسه با سیستم SPA نشان می-دهد. جالبترین ویژگی پیکربندی PSP این است که لیزر را قادر می سازد تا برای مدت طولانی تری در رژیم بستهشده بدون نیاز به گردش گاز یا خنک کننده، پایدار عمل کند. این واقعیت به وضوح نشان دهنده شکست کمتر مولکول های PSP در طول پیش یونیزاسیون گاز توسط سیستم PSP است.

سپاسگزاری

بر خود لازم میداریم از پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر که این پروژه در آنجا انجام شده است قدردانی بعمل آوریم.

مراجع

[1] A. Ghorbanzadeh et al., Surface plasma preionization produced on a specially patterned

از جدول ۱ میتوان دریافت که وقتی سیستم پیش یونش SPA استفاده میشود، انرژیهای خروجی در شرایط مختلف همیشه بالاتر و همچنین به نتایج شبیهسازی نزدیکتر از مقادیر بدست آمده با استفاده از پیکربندی پیش یونیزاسیون PSP هستند. اگرچه تخلیه تابان در پیکربندی usi پیزاسیون PSP هستند. اگرچه تخلیه تابان در پیکربندی SP پایدار است، بررسیهای چشمی دقیق برخی عدم تقارنهای فضایی را به شکل ستونهای کمی روشن تر که در امتداد مقطع الگوهای دایرهای PCB هستند، نشان می-در امتداد مقطع الگوهای دایرهای BCB هستند، نشان می-ییش یونش PSP میتواند انرژی خروجی نسبتا پایین تر آن پیش یونش PSP میتواند انرژی خروجی نسبتا پایین تر آن را در مقایسه با پیشیونیزاسیون APS یا شبیهسازی پالاتر ATVRM می واند انرژی خروجی نسبتا پایین در آن مقادیر ا

نتيجهگيرى

عملکرد سیستمهای پیش یونش شناخته شده آرایه ای از شکافهای جرقه (SPA) UV و پیشیونش اخیراً ارائه شده پلاسمای سطحی برد مدار چاپی (PCB)، توسط یک لیزر TEA CO₂ مورد مطالعه قرار گرفت. مشخص شد که در ولتاژهای تخلیه پایین، ظرفیتهای اصلی و نرخهای بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

PCB and its application in a pulsed CO_2 laser, Optics & Laser Technology 78 (2016).

- [2] R. Torabi, et al., Theoretical and experimental analyses of the TEA CO₂ lasers dynamics by six temperature vibrational-rotational model, Optik 135 (2017)
- [3] K. Smith, R.M. Thomson, Computer Modeling of Gas Lasers, Plenum Press, New York, 1978.
- [4] R. Torabi et al., Simulation and initial experiments of a high power pulsed TEA CO₂ laser, Phys. Scr. 91 (2016) 015501.





تعمیم مدل ارتعاشی- چرخشی ۶ دمایی برای شبیه سازی خروجی لیزر CO₂ پالسی فوق اتمسفری

ا ۱ دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی، شاهین شهر

رضا ترابی و کاوه سیلاخوری

^۲ سازمان انرژی اتمی، گروه تحقیقاتی فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشکده علوم و فناوری هسته ای، تهران

چکیده –در این مقاله پارامترهای خروجی یک لیزر CO2 پالسـی ۱ تا ۳ اتمسـفری با اسـتفاده از مدل ارتعاشـی– چرخشی ۶ دمایی 6TVRM شـبیهسـازی شـده اسـت. با مدلسازی حجم تخلیه با استفاده از یک شبکه الکترونی توزیع شده غیر خطی RLC، چگالی الکترونی بوسیله روش خط انتقال محاسبه شد. پارامترهای خروچی لیزر ازقبیل انرژی، زمان شروع پالس، عرض پالس و دنباله پالس در شرایط عملکردی مختلف فشار، ولتاژ تخلیه و ظرفیت خازن، اندازهگیری شده و دادههای بدست آمده با نتایج شبیهسازی مقایسه شـده اسـت. توافق خوب مشـاهده شـده میان نتایج آزمایشات تجربی و شبیهسازی، قابلیت استفاده از مدل دینامیکی ارتعاشی– چرخشی ۶ دمایی 6TVRM برای توصیف پارامترهای خروجی لیزر 202 سوپراتمسفری را نشان داد.

کلید واژه - مدل ارتعاشی- چرخشی ۶ دمایی؛ 6TVRM و لیزر TEA CO2 سوپراتمسفری

Generalization of the 6-Temperature Model for Simulation of Super-Atmospheric Pulsed CO₂ lasers Output

Reza Torabi¹ and Kaveh Silakhori²

¹ Faculty of applied Sciences, Malek Ashtar University of Technology, Iran, <u>r.torabi@mut-es.ac.ir</u>

² Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran, <u>ksilakhori@yahoo.com</u>

Abstract- The output characteristics of a home-made 1-3 atm pulsed CO₂ laser are simulated by using Six-Temperature Vibrational-Rotational Dynamic Model (6TVRM). The discharge volume was modeled by a non-linear distributed lumped electric circuit and the electron density was calculated by Transmission Line Method. Different characteristics of the laser pulses such as energy, build-up time and duration of the spike and tail parts were measured at various operational conditions of the pressure, discharge voltage and main capacitance. Then, the obtained data were compared with the simulation results calculated for the corresponding conditions. The good agreement observed between the experimental and simulation results has revealed the promising capability of 6TVRM to be generalized for describing the output behavior of the supper-atmospheric pulsed CO₂ lasers.

Keywords: Six-Temperature Vibrational-Rotational Dynamic Model; 6TVRM; High Pressure CO₂ Laser;

است. همچنین گزارشاتی در زمینه فرایندهای تقویت در پالسهای لیزری پیکوثانیه CO2 منتشر شده است. با این حال، با توجه به دانش ما، تاکنون هیچ تلاشیی برای شیبیهسازی شکل پالس یا سایر ویژگیهای خروجی لیزرهای CO2 پالسی چند اتمسفری با استفاده از مدل ۶ دمایی انجام نشده است. بنابراین، در این کار، در ادامه کار قبلی ما بر روی شیبیهسازی حجم تخلیه و استخراج پارامترهای خروجی لیزرهای CO2 پالسی با فشار گاز پارامترهای خروجی لیزرهای CO2 پالسی با فشار گاز راتر از فشار اتمسفر تعمیم داده شده است. شماتیک لیزر CO2 پالسی چند اتمسفری ساخته ده هد است. شماتیک لیزر به کار رفته است، در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱ نمایی شماتیک از لیزر CO₂ چند اتمسفری استفاده شده.

این لیزر کوچ ک دارای حجم فعال ۵ سانتی متر مکعب است که از یک جفت الکترود صاف لبه گرد \times 0.6cm است که از یک جفت الکترود صاف لبه گرد \times 0.6cm امد 14cm امد منسکاف محمل فعال، توسط دو سری ۱۵ است. سیستم پیش UV محیط فعال، توسط دو سری ۱۵ عددی شکاف جرقه به عرض ۲٫۲۵ میلی متر است که به طور موازی در امتداد حجم فعال قرار دارند. مدار تخلیه طور موازی در امتداد حجم فعال قرار دارند. مدار تخلیه فشارهای مختلف تغذیه می شود تا ولتاژ شکست را کنترل کند، روشان می شود. به طوری که با تغییر ولتاژ تخلیه و خازن اصلی، نرخ تکرار پالس ثابت ۱ هرتز با تنظیم فشار گاز 2N و همچنین مقاومت R_1 قابل حصول است. تشدید کننده لیزری متشکل از یک آینه عقب تمام تابنده از

مقدمه

افزایش روزانه کاربردهای لیزرهای CO₂ پالسیی در زمینههای مختلف از جمله طیفسینجی لیزری، لیدار، صنعت، یزشکی و همچنین فعالیتهای تحقیقاتی، محققان را قویاً تشویق کرده است تا مدلهای نظری جدیدی را برای شبیهسازی ویژگیهای ذاتی، دینامیک عملکردی و مشخصههای خروجی این نوع لیزر، توسعه دهند. در این راستا، K. Manes و H. Sequin مجموعه ای از معادلات جنبشی را برای شبیهسازی پارامترهای خروجی لیزرهای TEA CO2 ایجاد کردند و توصیفی نظری از فرآیندهای دینامیکی محیط تخلیه با فرض محیط بهرهی یکنواخت ارائه کردند. اولین کار برجسته در مدلسازی کامپیوتری حجم تخلیه لیزر CO₂ توسط K. Smith و همكاران انجام شد. [٢]. آنها همچنين اولين كساني بودند که حالت های ارتعاشی مولکولهای CO را به حالتهای CO₂ و N₂ برای پیش بینی ویژگی های خروجی لیزر CO₂ توسط مدل ۶ درجه دمایی (6TM) اضافه کردند. این مدل با در نظر گرفتن سطوح انرژی ارتعاشی بیشتر درگیر در توزیع جمعیت، نتایج شبیهسازی بهتری (در مقایسه با مدلهای قبلی ۴ و ۵ دمایی) ارائه میکند. امروزه، این مدل به طور گستردهای برای تجزیه و تحلیل نظری عملکرد لیزرهای CO₂ پیوسته و پالسی، مدل سازی ریاضی لیزرهای CO₂ کوکیذیر و هیبریدی، استفاده می شود. اگرچه کارهای زیادی تاکنون بر روی شبیهسازی عملکرد لیزرهای TEA CO₂ انجام شده است، گزارشهای کمی در مورد شبیهسازی لیزرهای CO₂ پالسی با فشار گاز بالاتر از فشار اتمسفر منتشر شده است که عمدتا در بر روی تخمین تئوری و تجربی طیف بهره سیگنال کوچک در لیزرهای با پیش یونش UV در فشارهای تا ۱۵ اتمسفر آن هم با استفاده از مدلهای اولیه ۵ دمایی متمرکز بوده

جنس مولیبدن با شـعاع انحنای ۵ متر و یک آینه جلویی تخت ژرمانیوم طبیعی است که به فاصله ۳۵ سانتی متر از یکدیگر قرار دارند. دو پنجره بوستر ZnSe در امتداد محور تشـدیدگر محفظه لیزر را از محیط پیرامون جدا میکنند. یک جریان ثابت گاز با نسـبت گاز 1:8:1:8=CO یک جریان ثابت گاز با نسـبت گاز 2:1:8= توسط یک سیستم گاز مناسب شـامل شیرهای متغیر، توسط یک سیستم گاز مناسب شامل شیرهای متغیر، انرژی و شـکل زمانی پالس های خروجی لیزر توسط یک ژول مـتر (LM-P10، Coherent) و یک فـوتـون درگ (DS-1250-EZ) پایش شد.

مدل ار تعاشی-چرخشی ۶ دمایی

دو روش مرسوم برای تجزیه و تحلیل عملکرد و توصیف دینامیک تابش لیزرهای CO₂ وجود دارد که اصطلاحاً مدل دمایی و مدل معادله نرخ نامیده می شوند. ما ترجیح میدهیم با مدل دمایی به دلیل جامعیت، سادگی بکارگیری آن برای روش های مختلف برانگیزش و تطابق بهتر با داده های تجربی کار کنیم.

اکثر مدل های کاربردی در این زمینه با معادلات دیفرانسیل جفت شده متعددی سروکار دارند که در حالت پایدار به معادلات جبری غیرخطی تبدیل می شوند. توزیع جمعیت در سطوح مختلف هر مد ارتعاشی با دمای مشخصه معین بر اساس توزیع بولتزمن تعیین میشود. بنابراین، توصیف انتقال انرژی انتقالی و ارتعاشی مولکول ها بر اساس معادلات لاندو-تلر امکان پذیر می شود [7]. این معادلات را میتوان به صورت عددی با این فرض حل کرد که توزیع فضایی چگالی الکترون و نرخ برانگیزش هر سطح انرژی مشخص است. این رویکرد باعث میشود که فرآیندهای انتقال انرژی بین سطوح چرخشی حالتهای ارتعاشی 2N، OD و CO2 به صورت کیفی توضیح داده

کاملاً همگن فرض می شود. از سوی دیگر، فرآیندهای واهلش هر تراز ارتعاشی را می توان به طور کامل توسط فرآیندهای انتقال انرژی مربوطه توصیف کرد. بنابراین، چگالی انرژی حالت های مختلف را میتوان بر اساس دماهای انتقالی و ارتعاشی سیستم تعیین کرد.

تغییرات زمانی وارونی جمعیت بین زیرترازهای چرخشـــی ترازهای ارتعاشی بالایی و پایینی لیزر به شکل زیر است:

$$\dot{\delta}^{J} = -2\delta^{J}WI_{\nu} - \frac{\delta^{J} - P(J)\Delta}{\tau_{R}} \qquad (1)$$

که $N_{100} - N_{100} = N^{"} - N^{I} = N_{0001} - N_{1000}$ جمعیت بین تراز بالایی و پایینی لیزر و I_{v} شدت دورن کاواک است. وابستگی فشاری پهنای خط برخوردی تابش لیزر به شکل زیر تعریف می شود:

$$\Delta v = \sum_{i} \left\{ \frac{P_{i}Q_{i}}{\pi KT} \left[\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{M_{CO_{2}}} + \frac{1}{M_{i}} \right) \right]^{1/2} \right\}$$
(٢)

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$\sum_{i} (1 - CO_{2}, CO, N_{2}, He) = 0$$

$$g(v) = vhW\Delta = \frac{F\lambda^2\Delta}{4\pi^2\Delta v\tau_{\rm sp}} \quad (\Upsilon)$$

سایر جزئیات ریاضی و فیزیکی و مجموعه کامل معادلات مشتق شده و نیز تمام ثوابت فیزیکی و پارامترهای استفاده شده جهت شبیهسازی را میتوان در گزارش های قبلی ما یافت [۳]. برخی مشخصات فیزیکی و هندسی لیزر در یافت [۳]. برخی مشخصات فیزیکی و هندسی ایزر در است.

آنچه به وضوح در شکل پالسهای واقعی دیده می شود و به طور منطقی در نمودارهای مشابه شبیه سازی شده منعکس می شود، افت قابل توجه در دامنه و مدت زمان دنباله پالسها با افزایش فشار گاز است. علاوه بر این، زمان ایجاد پالس های لیزر با افزایش فشار گاز کاهش می یابد.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰





جدول ۱ مقادیر برخی کمیتها

واحد	مقدار	كميت	علامت
سانتىمتر	35	طول تشدیدگر	L
ميكرومتر	10.6	طول موج	λ
	20	عدد کوانتومی چرخشی	J
	0.46	فاكتور همپوشانى	F
	0.65	ضريب بازتاب آيينه خروجي	R_{out}
	0.15-0.2	فاکتور نشکستن مولکول CO ₂ در فشار ۱ اتمسفر	$f_{1 atm}$
	0.15-25	فاکتور نشکستن مولکول CO ₂ در فشار ۲ اتمسفر	$f_{2 atm}$
	0.12-22	فاکتور نشکستن مولکول CO ₂ در فشار ۳ اتمسفر	$f_{3 atm}$
	0.25	فاکتور نشکستن مولکول CO ₂ در فشار ۵ اتمسفر	$f_{5 atm}$
	0.27	فاکتور نشکستن مولکول CO ₂ در فشار ۱۰ اتمسفر	$f_{10 atm}$
cm ²	0.49	سطح مقطع موثر آينه خروجي	Α

جدول ۲ مشخصات پالسهای لیزر تجربی و شبیه سازی شده در شرایط متفاوت

Р	$E_{ m in}$	$E_{\rm out}$	(mJ)	$E_{\rm s}$,	$E_{\rm t}$	$ au_s$ (ns)	$ au_{ m t}$ (μs)	t _b ((µs)
(atm)	(J)	Exp	Sim	Exp	Sim	Exp	Sim	Exp	Sim	Exp	Sim
1	0.6	20	18	~0.7	~0.8	110	45	1.2	0.8	0.7	0.45
1	2.5	45	42		~0.8		42		0.7		0.4
2	2.4	55	50	~1.1	~1.3	47	42	0.8	0.6	0.6	0.35
2	3.6	90	90	~1.1	~1.3	45	40	0.7	0.6	0.5	0.35
2	6.6	115	120	~1.1	~1.3	45	40	0.7	0.5	0.5	0.3
3	3.3	50	48	~1.4	~1.5	47	46	0.6	0.4	0.4	0.3
3	4.9	100	98	~1.4	~1.5	40	35	0.6	0.3	0.4	0.3
3	6.6	160	155	~1.4	~1.5	37	30	0.5	0.3	0.3	0.25

مشاهده شد. این مدل همچنین میتواند رفتار نسبت انرژی پالس اصــلی بـه دنباله را در شــرایط مختلف عملکردی پیشبینی کند.

مراجع

- K. R. Manes and H. J. Seguin, Analysis of the CO₂ TEA laser, J. Appl. Phys. 43, 5073 (1972).
- [2] K. Smith, R.M. Thomson, Computer Modeling of Gas Lasers, Plenum Press, New York, 1978.
- [3] R. Torabi, et al., Theoretical and experimental analyses of the TEA CO₂ lasers dynamics by six temperature vibrational-rotational model, Optik 135 (2017)

به منظور تحلیل دقیق توافق نتایج شبیهسازی با آزمایشات تجربی، برخی پارامترهای کمی شـکل پالسها در شـرایط عملیاتی مختلف در جدول ۲ خلاصه شده است.

نتيجهگيرى

از مدل ارتعاشیی- چرخشیی ۶ دمایی 6TVRM جهت شبیهسازی انرژی خروجی و برخی مشخصههای زمانی پالس اصلی و دنباله پالس یک لیزر CO₂ پالسی فشار بالا استفاده شد. توافق خوبی بین مقادیر تجربی و شیبیه سازیشده انرژی پالس خروجی در فشارهای مختلف گاز



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و شبیه سازی لیزر پالسیNd:YAG بر پایه ساختار نوسانگر-تقویت کننده

سومر حمیدی'، عباس ملکی'، یاسر نجفی ودود' ،مجید بابایی'، حسن عبادیان'

^۱شاهین شهر،دانشگاه صنعتی مالک اشتر،پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

yasern253@gmail.com

چکیده – در این مقاله به طراحی لیزرپالسیNd:YAG توان بالا با ساختار نوسانگر –تقویت کننده به روش دمش دیودی پرداختهشده است. در این مقاله از یک طبقه نوسانگر باانرژی خروجی ۳۰۰ میلی ژول با پهنای پالس ۱۳ نانوثانیه بهعنوان منبع اصلی و سه طبقه تقویت کننده تک بار عبور استفادهشده است که درنهایت انرژی ۳ ژول در طولموج ۱۰۶۴ نانومتر حاصلشده است.ضریب بهره کل در طبقات تقویت کننده ۱۰ و بازده نوری به نوری در کل سامانه لیزر۳۰ درصد به دست آمده است.

كليد واژه-نوسانگر،تقويت كننده،ضريب تقويت،انرژى اشباع

Design and Simulation of pulsed Nd:YAG laser based on Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) structure

Sommer Hamede, Abbas Maleki, Yaser Najafi vadod, Majid Babaei Tuski , Hassan Abadian

Shahin Shahr, Malek Ashtar University of Technology, Optics and Laser Science and Technology Research Center

yasern253@gmail.com

Abstract- In this paper design of a high-power pulsed Nd:YAG laser in oscillator-amplifier structure by diode pumping method has been presented. In this paper, an oscillator stage with an output energy of 300 mJ with a pulse width of 13 nanoseconds is used as the main source and three stages of single-pass amplifier, which finally produces 3 joules of energy at a wavelength of 1064 nm. The total gain coefficient in the amplifier stages is 10 and the optical to optical efficiency is obtained in the whole 30% laser system.

Keywords:Oscillator,Amplifier, gain coefficient, saturation energy

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

در حال حاضر با استفاده از روش نوسانگر- تقویت کننده ، لیزرهای پرانرژی پالسی تولید می کنند[۱٫۲].این نوع لیزرها در حوزه های مختلف علمی،پزشکی، صنعتی و نظامی مورد استفاده قرار می گیرند[۵–۳]. جهت افزایش انرژی پالس لیزرهای حالت جامدی همچون Nd:YAG از طبقات تقویت کننده یک بار عبور یا دو بار عبور بهره می برند[۶٫۷]. در این مقاله ساختار MOPA که شامل یک طبقه نوسانگر با انرژی خروجی ۲۰۰ میلی ژول و سه طبقه تقویت کننده که انرژی نوسانگر را به ۳ ژول افزایش می دهند طراحی شده است.

نوسانگر لیزر

جهت طراحی طبقات تقویت کننده و بهینه سازی بازده تقویت، انتخاب نوسانگر مناسب که کیفیت پرتو بالایی داشته باشد بسیار مهم می باشد. در این مقاله از نوسانگر، مطابق شکل زیراستفاده شده است:



شکل(۱): بخش نوسانگر لیزری

در شکل(۱) $R_1 = 3m_1 = R_2$ و طول مشدد 55cm در شکل(۱) در نظر گرفته شده است.

در این لیزر از میله Nd:YAG با طول ۱۱۰ میلی متر و قطر ۶/۳ میلی متر با درصد دوپ ۱/۱، *Nd*⁺³ ٪ استفاده شده است. جهت دمش محیط فعال لیزری از لیزر دیودهای پالسی که دارای انرژی ۲ژول در طول موج ۸۰۸ نانو متر هستند،استفاده شده است. در شکل (۲)، طرحواره ای از محفظه دمش ۳ طرفه مشاهده می گردد:



شکل۲:طرحواره ای از طرح دمش ۳ طرفه محفظه دمش نوسانگر

در شکل (۳)، نمودار انرژی خروجی نوسانگر در حالت رانش آزاد و کلید زنیQ نشان داده شده است:



لازم به توضیح است که در نوسانگر از سلول الکترواپتیکی برای فرآیند کلیدزنیQ استفاده شده است.

طبقات تقويت كننده

در لیزرهای پرتوان صنعتی و نظامی جهت افزایش انرژی لیزر از تقویت کننده یک بار عبور و یا چند بار عبور استفاده می شود [۷]. تعداد طبقات به میزان انرژی و رژیم کاری لیزر بستگی دارد. در طراحی طبقات تقویت کننده جهت دست یابی به انرژی بیشینه، با به کارگیری تلسکوپ بین طبقات، قطر لکه پرتو خروجی از طبقه نوسانگر با دهانه طبقه تقویت کننده منطبق می شود. فرآیند تقویت انرژی تپ نوری لیزر و همچنین میزان تقویت به وسیله ضریب بهره تقویت (G) نشان داده می شود. در حالت کلی تقویت انرژی تپ های لیزری در دو حالت نمایی و خطی انجام می شود که به میزان چگالی انرژی ورودی به طبقه تقویت کننده در مقایسه با چگالی اشباع محیط فعال تقویت کننده بستگی دارد. اگر بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> چگالی انرژی (انرژی در واحد سطح) پرتو ورودی به طبقه تقویت کننده از چگالی انرژی اشباع محیط فعال لیزری کوچکتر باشد، تقویت نمایی و چنانچه چگالی انرژی پرتو ورودی از شدت اشباع محیط فعال بزرگتر باشد تقویت به شکل خطی انجام می شود[۷].

> انرژی ذخیرهشده در تراز بالایی (Estored برحسب ژول)، میزان اشباع محیط فعال تقویت کننده (Esaturation برحسب (J/cm²) و چگالی انرژی ذخیرهشده در واحد حجم محیط فعال (Jst) به ترتیب از روابط زیر محاسبه می شود[۷]:

$$E_{stored} = nhv_p \tag{1}$$

$$E_{saturation} = \frac{hv_p}{\sigma} = \frac{J_{st}}{g_0}$$
(7)

$$J_{st} = \frac{E_{st}}{V_R} \tag{(7)}$$

در روابط بالا n چگالی وارونگی جمعیت، hv_p انرژی نوری دمش، σ سطح مقطع گسیل القایی محیط فعال، g_0 بهره سیگنال کوچک و V_R حجم محیط فعال تقویت کننده است. انرژی خروجی از هر طبقه تقویت کننده برحسب انرژی ورودی به آن از رابطه زیر حاصل می شود[۷]:

$$E_{out-amp} = E_s Ln\{1 + [\exp(\frac{E_{in}}{E_s}) - 1] \times \exp(g_0 l)\}$$
(£)

 E_s در حالتی که چگالی انرژی ورودی E_{in} از شدت اشباع محیط بهره خیلی بیشتر باشد (رژیم اشباع) ضریب اشباع از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$E_{in} >> E_s \Longrightarrow G = G_s = 1 + \frac{E_s}{E_{in}} g_0 l \qquad (\circ)$$

مشخصات محیط فعال لیزری و انرژی نوری دمشی لیزر دیود طبقات تقویت کنندهها در جدول ۱۱رائهشده است:

جدول ۱ : ابعاد میلههای لیزری طبقات تقویت و انرژی دمشی نوری لیزر دیودها

	طول میله ماده فعال (mm)	قطر میله ماده فعال (mm)	انرژی نوری دمش لیزر دیود (J)
طبقه ۱	110	٧	۲
طبقه ۲	110	٩	٤
طبقه ۳	110	11	٤

جهت دستیابی به انرژی خروجی۳ ژول از سه طبقه تقویت کننده با ساختار یک بار عبور استفاده شده است(شکل۴). در کلیه طبقات تقویت کننده ها از کاواک سرامیکی سه طرف دمش استفاده شده است:



شكل ۴ : چيدمان ليزر با ساختار نوسانگر-تقويت كننده.

در جدول۲نتایج محاسبات انرژی خروجی از طبقات تقویتکنندهها آورده شده است:

کننده ها	تقويت	طبقات	جی از	خرو	انرژى	محاسبات	: نتايج	۲	جدول
----------	-------	-------	-------	-----	-------	---------	---------	---	------

	طبقه ۱	طبقه ۲	طبقه ۳	
$E_{in\text{-}pump}(J)$	٢	٤	٤	
$E_{\text{in-theo-opt}}(J)$	۰/٣	•/A	١/٩	
$2r_R(mm)$	٧	٩	11	
$g_0(cm^{-1})$	•/٢٥٥	•/٢٤٨	•/177	
$J_{st}(J/cm^3)$	•/1800	•/\٦٤	•/1•9	
$E_{out-theo}(J)$	•/A	١/٩	٣/٠٧	
Gtheo	۲/٦٦	٢/٤	١/٦	

سطرهای جدول ۲ از بالا به پائین به ترتیب نشاندهنده انرژی دمشی لیزر دیود در هر طبقه، انرژی نوری محاسبهشده ورودی هر طبقه، قطر میله لیزری، بهره سیگنال کوچک، چگالی انرژی ذخیرهشده، انرژی نوری خروجی محاسبهشده از هر طبقه و همچنین ضریب بهره تقویت محاسباتی هستند.

در شکلهای ۵ و ۶ انرژی خروجی از هر طبقه تقویت کننده به ترتیب برحسب انرژی دمشی لیزر دیود و انرژی نوری ورودی به طبقات تقویت کننده ارائه شده است.



شکل۵: انرژی نوری تقویتشده خروجی از طبقات تقویت برحسب انرژی دمشی لیزر دیود



شکل۶: چگالی انرژی نوری خروجی از هر طبقه تقویتکننده برحسب چگالی انرژی نوری ورودی

نتيجه گيرى

جهت دستیابی به انرژیهای بالاتر و همچنین جلوگیری از تخریب قطعات اپتیکی درون لیزر از ساختار نوسانگر-تقویت کننده یکبار عبور که نسبت به روش چند بار عبور ایمن تر است، استفاده می شود. نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد با افزایش نرخ تکرار لیزر و انرژی دمشی،توان متوسط افزایش می یابد در نتیجه حرارت بیشتری در میله لیزر تولید می شود. با افزایش گرما،عدسی گرمایی قویتر و منجر به کانونی شدن پرتو لیزر و کاهش کیفیت پرتو خروجی می گردد. در این مقاله با استفاده از ساختار MOPA که از

یک طبقه نوسانگر با انرژی خروجی ۳۰۰میلی ژول با پهنای زمانی ۱۳ نانو ثانیه به عنوان منبع اصلی استفاده کردیم و در نهایت با استفاده از سه طبقه تقویت کننده تک بار عبور انرژی خروجی از نوسانگر به ۳ ژول افزایش داده شد. همچنین در این شبیه سازی ضریب بهره کل در طبقات تقویت کننده ۱۰ و بازده نوری به نوری در کل سامانه لیزر ۲۰۰۳ به دست آمده است.

- [1] https://www.ESKLPA-laser.com/home.html
- [2] https://www.quantel-laser.com/home.html
- [3] Yehoshua Kalisky, "The status of high-power lasers and their applications in the battlefield" *Optical Engineering* 49, 2010.
- [4] A. D. Mcaulay, "Military Laser Technology for Defense" Wiley, 2011.
- [5] www.as.northropgrumman.com
- [6] N. Hodgson and H. Weber, "Optical Resonators", Springer, 2005.
- [7] W. Koechner, "Solid State Laser Engineering", Springer, 2006.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقایسه تولید هماهنگدوم داخل و خارج مشددی در لیزر نئودمیوم یاگ تپی نانوثانیه با نرخ تکرار از مرتبه کیلوهر تز

مهدی مسائلی، آتوسا سادات عربانیان و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

mahdi.ms22@yahoo.com, a arabanian@sbu.ac.ir, r-massudi@sbu.ac.ir

چکیده – تولید هماهنگدوم(SHG) از یک باریکه لیزر در طیف مادون قرمز با استفاده از بلورهای غیرخطی، یک روش موثر برای تولید باریکه لیزر در ناحیه مرئی است. در این مقاله، به ارائهی یک چیدمان برای تولید پربازده لیزر سبز تپی نانوثانیه توسط تولید هماهنگدوم درون مشددی لیزر نئودمیوم یاگ یک طرف دمش شدهی طولی، پرداخته میشود. بدین منظور یک مشدد L-شکل طوری طراحی شده است که عدسی حرارتی ایجاد شده در محیط فعال در اثر دمش لیزر، به خوبی جبران شود و پایداری مشددی در گستره ۱ تا ۲۰ وات برقرار گردد. سپس به مقایسه توان هماهنگدوم خروجی از این چیدمان با چیدمان تولید هماهنگدوم خارج مشددی پرداخته میشود. هر دو نتایج شبیه سازی و تجربی، افزایش ۳۰ برابری توان سبز خروجی از چیدمان هماهنگدوم داخل مشددی را نسبت به خارج مشددی نشان میدهد.

کلید واژه- پایداری مشدد،تولید هماهنگدوم داخل مشددی، دمش طولی،عدسی حرارتی

Comparison of the intracavity and extra cavity of second harmonic generation in a nanosecond pulsed Nd:YAG laser with a repetition rate of the order of KHz

Mahdi masaeli, Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Laser and plasma research institute of Shahid Beheshti university, Tehran, Iran

mahdi.ms22@yahoo.com, a_arabanian@sbu.ac.ir, r-massudi@sbu.ac.ir

Abstract- An effective method to produce a laser beam in the visible region is second harmonic generation (SHG) from a laser beam in the infrared spectrum using nonlinear crystals. In this paper, an arrangement for the highefficiency production of a nanosecond pulsed green laser is presented by intracavity second harmonic generation of a longitudinally pumped Nd:YAG laser. For this purpose, a L-shaped cavity is designed in such a way that the created thermal lens in the active medium due to laser pomp well compensated and the stability of the cavity is in established a range of 1 to 20 watts. Then, output power of SHG in this arrangement is compared with that of extra cavity SHG. Both simulation and experimental results illustrate a 30-fold. increase of the output green power of the arrangement with the intracavity second harmonic generation compared to the extra cavity.

Keywords: cavity stability, intracavity second harmonic generation, longitudinally pump, thermal lens

مقدمه

امروزه لیزرهای حالت جامد تپی از مرتبهی نانوثانیه با نرخ تکرار بالا و در ناحیه طول موجی مرئی، کاربردهای گسترده-ای در زمینههای فاصلهیابی لیزری و لیدارها، ارتباطات فضایی، مطالعهی اثرات غیرخطی و به ویژه در دمش لیزرهای تنظیم پذیر مانند لیزرهای تیتانیوم سفایر دارند[-۱ ۳]. از طرفی تولید هماهنگدوم(SHG) از یک باریکه لیزر در طیف مادون قرمز با استفاده از بلورهای غیرخطی، یک روش موثر برای تولید باریکه لیزر در ناحیه مرئی است. به طور معمول برای تولید هماهنگدوم از سیستمهای لیزر حالت جامد تپی با نرخ تکرار بالا، بلورغیرخطی را در خروجی لیزر با طیف مادون قرمز قرار میدهند. برای افزایش بازده تبدیل، باریکه خروجی از لیزر بر روی بلور شدیدا کانونی می شود که احتمال آسیب به پوشش های روی بلورغیر خطی را افزایش میدهد. با قرار دادن بلورغیرخطی درون مشدد و تکیه بر توان قلهی در گردش بالای باریکه درون مشدد لیزر می توان نیاز به تمرکز باریکه بر روی بلور را کاهش داد.

از سوی دیگر، لیزرهای حالت جامد دمش شدهی طولی، دارای مزیتهایی مانند بازده همپوشانی بالا و کیفیت باریکه خوب هستند که کمک زیادی برای تولید هماهنگ دوم درون مشددی با بازده بالا می کند. با افزایش ضریب بازتاب آینهی خروجی و بهینه سازی تطبیق مد دمش و مد لیزر در محیط بهره میتوان شدت باریکه اصلی درون مشدد را به طور قابل توجهی افزایش داد. مسئلهی ایجاد شده در این مشددها، عدسی حرارتی قویای است که درتوانها بالا ایجاد میشود و باعث میشود تا مشدد در توانهای بالا از طراحی شود تا لیزر در بازه توانی مورد نظر پایداری خود را حفظ کند. در این مقاله، ابتدا طراحی و ساخت یک چیدمان پایدار برای تولید لیزر سبز تپی توسط تولید هماهنگ دوم

درون مشددی یک لیزر نئودمیوم یاگ یکطرف دمش شده-ی طولی انجام میشود و سپس به مقایسه توان هماهنگدوم خروجی از این چیدمان با چیدمان تولید هماهنگدوم خارج مشددی پرداخته میشود.

مبانی نظری

در فرآیند هماهنگدوم دو فوتون با فرکانس ω با هم ترکیب شده و فوتونی با فرکانس κ را تولید میکنند. بازده تبدیل این فرآیند از رابطهی زیر بدست میآید[۳]: $e_{SHG} = tanh^2 \left(\sqrt{\frac{8\pi^2 d_{eff}^2 Lcry^2 h \phi}{n_w^2 n_{2w} \lambda_w^3}} sinC \left(\frac{\Delta k L_{cry}}{2}\right) \right)$ (۱)

که در آن d_{eff} ضریب غیرخطی، n_{2w} و n_{w} به ترتیب ضرایب شکست غیرعادی و عادی، λ_w طول موج اصلی، hثابت پلانک، c سرعت نور، ϕ چگالی فوتون فرودی، L_{cry} محاسبهی طول بلور و Δk عدم تطبیقفازی است. برای محاسبهی چگالی فوتونهای فرودی بر روی بلورغیرخطی باید معادلات نرخ لیزر تپی همراه با تولید هماهنگ دوم داخل مشددی حل شود. معادلات (۲) و (۳) معادلات نرخ حاکم بر این لیزر را نشان می دهند[۱].

$$\frac{dN}{dt} = R_p - N\sigma c\Phi - \frac{N}{\tau} \tag{(Y)}$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \left(\frac{1}{t_{cavity}}\right) (2N\sigma l_{rod}(\phi+1) - ln(1-R)\phi - \alpha(t)\phi - 2e_{SHG}\phi)$$
(7)

N وارونگی جمعیت، Φ چگالی فوتون در گردش درون مشدد، R_p نرخ دمش، σ سطح مقطع گسیل القایی، cسرعت نور، τ طول عمر تراز بالای لیزر، R ضریب بازتاب، سرعت نور، τ طول عمر تراز بالای لیزر، R ضریب بازتاب، $\alpha(t)$ مجموع اتلافهای درون مشددی نظیر جذب و پراکندگی و اتلاف مربوط به آکوستواپتیک، = l_{cav} l_{cav} زمان یک دور رفت و برگشت فوتون در مشدد، l_{cav} طول اپتیکی مشدد و جملهی ϕ_{SHG} مربوط به تولید
هماهنگدوم داخل مشدد است. پس از حل معادلات نرخ
توان خروجی متوسط را میتوان از رابطهی ۴ بدست آورد.
$$P_{ave} = \phi_{max} hv_{532} cA \tau_{fwhm} T$$
 (۴)

که در آن ϕ_{max} چگالی فوتون در قلهی تپ خروجی هماهنگدوم، v_{2w} فرکانس هماهنگدوم، A سطح مقطع باریکهی خروجی، au_{fwhm} پهنای تپ و T نرخ تکرار است.

طراحی چیدمان تجربی

شکل ۱ چیدمان تجربی مشدد لیزر طراحی شده را نشان میدهد. مشدد از سه آینهی تخت تشکیل شده است که به -صورت L شکل قرار گرفتهاند. دو آینه M_1 و M_2 بازتابنده Lی کامل و آینهی M_3 دارای بازتاب N'۹۷ برای طول موج ۱۰۶۴*nm* مستند. محیط بهره یک میله نئودمیومیاگ با ابعاد $\phi \times 20mm$ می باشد. سیستم دمش یک لیزر دیود فيبر كوپل با بيشترين توان خروجي ۲۰۳ در طولموج ۸۰۸*nm* است. خروجی لیزر دیود توسط یک سیستم تصویر کننده با دو عدسی به فواصل کانونی ۳٫۵*cm* و ۲٫۵*cm* به داخل محیط بهره با قطر ۸۰۰µm کانونی می شود و آن را به صورت طولی دمش می کند. آینه M_1 در طول موج ۹۰٪ ، ۸۰۸*nm* عبور دارد. برای دستیابی به تپهای نانوثانيه، کليدزنيQ با قرار دادن يک ماژول آکوستواپتیک(AOM) در داخل مشدد صورت می پذیرد. تولید هماهنگ دوم داخل مشددی، توسط قرار دادن یک θ = بلور BBO با تطبیقفازی نوع یک و با زوایای برش و دارای پوشش ضد بازتاب، $\phi = \pi/2$ قبل از آینه M_2 بدست میآید. تطبیقفاز بلور بحرانی و زاویه M_2 تطبیق فاز آن 22.5 درجه است. در این چیدمان آینه دارای عبور کامل برای طول موج M_3 و آینه M_3 دارای بازتاب کامل برای طول موج ۵۳۲*nm* است. بدین ترتیب دو بار گذر از بلورغیرخطی حاصل می شود. برای تولید هماهنگدوم خارج مشددی، بلور BBO بیرون از مشدد و

بعد از آینهی M₃ قرار میگیرد. در این چیدمان ضریب بازتاب آینه M₃ برای طولموج ۱۰۶۴*nm، ۱*۷٪ است.



شکل ۱: شمایی از چیدمان مشدد لیزر نانوثانیه طراحی شده برای تولید هماهنگدوم الف) داخل مشددی ب) خارج مشددی

برای طراحی مشدد و دستیابی به نواحی پایداری آن، ماتریس اپتیکی یکبار گذر از المانهای مشدد محاسبه می-شود و سپس پارامترهای پایداری مشدد g_1 و g_2 از رابطه-های (۵) و (۶) بدست میآیند[1]:

$$g_1 = A - \frac{B}{R_1} \tag{(\Delta)}$$

$$g_2 = D - \frac{B}{R_2} \tag{(6)}$$

A، B، B به ترتیب درایه اول، دوم و چهارم ماتریس اپتیکی، R_1 و R_2 شعاع انحنای آینهی ابتدا و انتهای لیزر است. مقدار فاصله کانونی عدسی حرارتی و پایداری چیدمان لیزر توسط نرم افزار لسکد مورد بررسی قرار گرفته است.



شکل ۲: نمودار تغییرات نقطه کار پایداری مشدد بهینه طراحی شده

برای دستیابی به طراحی بهینه مشدد، طول مشدد از ۱۸ تا ۳۰ *cm* تغییر کرد و تاثیر آن بر روی نقطه کار مشدد در نمودار پایداری به ازای توانهای دمش مختلف مشاهده شد.

نمودار تغییرات نقطه کار پایداری مشدد بهینه بر حسب تغییرات توان دمش به ازای طول ۱۸*Cm* در شکل ۲ بدست آمده است. نتایج نشان میداد که مشدد به ازای طولهای بلندتر در توانهای بالا سریعا ناپایدار میشود. شکل ۳ تغییرات شعاع مد گوسی مشدد روی سطح محیط بهره و بلورغیرخطی و تغییرات فاصله کانونی عدسی حرارتی محاسبه شده برای طراحی بهینه مشدد را نشان میدهد. در توانهای بالا شعاع مد گوسی روی سطح محیط بهره افزایش مییابد که این امر باعث افزایش بازده همپوشانی مشدد و کیفیت بالاتر باریکه خروجی میشود. از طرفی کم شدن شعاع مد گوسی بر روی سطح بلورغیرخطی نیز باعث افزایش توان لیزر سبز میگردد.



شکل ۳: نمودار تغییرات الف)فاصله کانونی عدسی حرارتی، ب)قطر مد گوسی بر روی محیط بهره ،ج) مد گوسی بر روی بلورغیرخطی

با حل معادلات نرخ (۲) و (۳) تغییرات توان خروجی متوسط برای هماهنگ دوم درون مشدد و خارج مشددی بر حسب توانهای ورودی مختلف و به ازای نرخ تکرار *KHz* و با شرط تطبیقفاز کامل محاسبه و در شکل ۴ نشان داده شده است. نتایج شبیه سازی نشان میدهد که به ازای توان دمش مرد تایج شبیه سازی نشان میدهد که به ازای توان دمش مشددی نزدیک به ۳۰ برابر حالت خارج مشددی است. نتایج تجربی بدست آمده از مشدد طراحی شده برای دو حالت تولید هماهنگ دوم درون مشددی و خارج مشددی در نرخ تکرار *KHz* نیز در شکل ۵ نشان داده شده است. بیشترین توان خروجی متوسط برای تولید هماهنگ دوم درون توان خروجی متوسط برای تولید هماهنگ دوم درون

مشددی برابر ۲۸*mw*، به ازای توان دمش فرودی یکسان ۲۰*w* بدست آمد.



شکل ۴: نمودار تغییرات توان خروجی بر حسب توان ورودی برای تولید هماهنگدوم داخل و خارج مشددی



شکل ۵: نمودار تغییرات توان خروجی هماهنگدوم خارج مشددی و هماهنگدوم داخل مشددی بر حسب توانهای ورودی مختلف

نتيجهگيرى

در این مقاله به طراحی و ساخت یک مشدد لیزر نئودمیوم یاگ تپی یک طرف دمش شده طولی با نرخ تکرار *KHz* همراه با تولید هماهنگ دوم داخل و خارج مشددی به همراه مقایسه ی تئوری و تجربی توان خروجی هر چیدمان پرداخته شده است. حداکثر توان خروجی متوسط ۸۵۰ *mw* برای هماهنگ دوم داخل مشددی و ۲۸*mw* برای هماهنگ خارج مشددی بدست آمد که نشان میدهد توان لیزر سبز در چیدمان تولید هماهنگ دوم داخل مشددی ایر

مرجعها

- [1] Walter Koechner. "Solid-state laser engineering", Springer, 2006.
- [2] Hamid Hemrnati, James R. Lesh, "A 3.5 W output, diode-pumped, Qswitched 532 nrn laser", Optical Society of America, pp 1322-1324, 1994
- [3] Jianquan Yao, Yuye Wang . "Nonlinear Optics and Solid-State Lasers", Springer, 2012



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



طراحی و ساخت نمونه عملیاتی دستگاه اندازه گیری پارامترهای تلاطم جوی براساس انحرافسنجی مارهای

محسن دشتى

گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، زنجان، ایران

Email: dashti.iauz@gmail.com

چکیده – در سالهای اخیر چیدمانهای آزمایشگاهی مبتنی بر روش انحراف سنجی مارهای برای اندازه گیریهای تلاطم جوی معرفی شدهاند. از مزایای این روش اجرای ساده و ارزان بودن آن است. در این مقاله دستگاهی مبتنی بر این روش برای اندازه گیری پارامتر فرید r₀ و ثابت ساختار ضریب شکست جو C_n^2 معرفی می شود. این پارامترها معیاری از شدت تلاطم جو می با شند، د ستگاه به راحتی قابل حمل و تنطیمات آن بسیار ساده است. برنامه ای در نرم افزار MATLAB در قالب GUI نو شته شده کار با آن را برای اشخاص مختلف آسانتر می کند.

كليد واژه- انحرافسنجي، تلاطم، ماره.

Design and fabrication of an operational system for the atmospheric turbulence measurements based on moiré deflectometery

Mohsen Dashti

Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad university, Zanjan, Iran

Email: dashti.iauz@gmail.com

Abstract- In recent years, experimental setups based on moiré deflectometry have been introduced to measure the atmospheric turbulence parameters. The advantages of this method are its simplicity and cheapness. In this paper, a device based on this method is introduced to measure the Fried parameter r_0 and the refractive index structure constant, C_n^2 . These parameters are a measure of the intensity of atmospheric turbulence. A program written in MATLAB software in the form of a GUI makes it easier for different people to work with it.

Keywords: Deflectometry, Moiré, Turbulence.

مقدمه

همراه شدن افت و خیزهای دما و فشار با حرکت باد، منشأ تلاطم در جو است. تغییرات تصادفی ضریب شکست جو که از آن به عنوان تلاطم اپتیکی یاد می شود، ناشی از همین افت و خیزهاست. توزیع تصادفی مکانی و زمانی ضریب شکست تغییراتی را در باریکه ینور عبوری از جو ایجاد می کند که خود را به صورت افت و خیزهای زمانی شدت و فاز جبههی موج باریکهی نور نشان میدهد. این امر موجب می شود که وضوح تصاویر ثبت شده از اجسام موجود در محیط متلاطم کاهش یابد. هر چه تلاطم شدیدتر باشد تغییرات ضریب شکست نیز با شدت بیشتری اتفاق میافتند. شدت تلاطم اپتیکی با پارامتری به نام ثابت ساختار ضریب شکست، Cn^2 ، سنجیده می شود. بطور کلی این پارامتر تابع زمان و مکان و شرایط جوی است. در نزدیکی سطح زمین مقدار این پارامتر معمولاً از 1^{2–1}0 برای تلاطمهای شدید تا مقدار 10⁻¹⁶ برای تلاطمهای ضعیف تغییر می کند. مقادیر بزرگ *Cn²، Cn²* یا بیشتر، نشان دهنده ی یک تلاطم قوی بوده و معمولاً در طول یک روز صاف می تواند وجود داشته باشد. در این مقدار تلاطم بالای سطح زمین آسفالته به حالت موجی دیده شده و اعوجاج در تصاویر ثبت شده از اجسام در این حالت به وضوح خود را نشان میدهند. وقتی نور از جو متلاطم شامل بستههای هوای با ضریب شکست مختلف و متغیر عبور می کند، قسمتهای مختلف جبههی موج نور دچار تأخیر فاز نسبت به هم می شوند که بصورت آشفتگی جبههی موج و شکسته شدن آن در قسمتهای مختلف ظاهر می شود. طول متوسطی از جبههی موج که هنوز تخت باقی مانده است به عنوان پارامتر فرید r0 ، تعریف می شود. واریانس فاز جبهه موج دراین قسمت در حدود یک رادیان بوده و نیازی چندانی برای اصلاح جبههموج در آن وجود ندارد. چون مقدار فاز در این طول از جبههی موج قابل پیشبینی است، پارامتر فريد را طول همدوسي جو نيز مينامند. تاکنون روشهای مختلفی برای اندازه گیری پارامترهای شدت تلاطم استفاده شده است. در یکی از روشها با اندازه گیری افت و خیز دما، ثابت ساختار ضریب شکست تعیین می شود [۱]. در روشی موسوم به DIMM با تعیین همبستگی افت و خیز زاویه

نور ورودی به تلسکوپ، پارامتر فرید و Cn^2 محاسبه می شود [۲]. در سال ۲۰۰۸ رسولی و توسلی بر اساس انحرافسنجی مارهای چیدمانی مطابق شکل ۱ برای اندازه گیری ثابت ساختار ضريب شكست جو متلاطم معرفي كردند. مطابق شكل باريكهي نور لیزر پس از عبور از یک فیلتر شدت، .D.F، و پیمودن مسافت L در جو متلاطم، سطح توری اول G1، را روشن می کند. توری دوم G2 که فاصله ی آن از توری اول قابل تنظیم است در یکی از فواصل تالبوت Z_k قرار می گیرد تا طرح ماره تشکیل شود. افت و خیزهای تصادفی ضریب شکست منجر به تغييرات تصادفي زاويه ورود پرتوها درسطح تورى اول مىشود که اثر خود را به صورت جابجاییهای تصادفی فریزهای ماره نمایان می کند. عدسی L1 تبدیل فوریه طرح ماره را در کانون خود تشکیل میدهد. یک پالایهی فضایی،S.F، فرکانسهای مزاحم را در محل کانون حذف می کند. یک CCD درست بعد از پالایهی فضایی قرار گرفته تا فریزهای ماره را در یک بازهی زمانی معین ثبت کرده و به رایانه منتقل کند [۳].

چیدمان دستگاه

برای اینکه بتوانیم هم در راستای افقی و هم در راستای قائم از افت و خیزهای ضریب شکست جو اطلاعاتی داشته باشیم، مانند شکل ۲ توریهایی از نوع رانکی طراحی کردیم که در نصف دهانه ورودی دستگاه راستای خطوط آن افقی و در نصف دیگر دهانه راستای خطوط آن قایم باشد. برای انجام این کار ابتدا نقش توریها با نرم افزار MATLAB رسم شده و سپس نقشهای بدست آمده در مراکز لیتوگرافی بر روی طلقهای شفاف با دقت بالایی در حدود ۳۶۰۰ نقطه در اینچ به چاپ رسید.



شکل ۱: چیدمان رسولی و توسلی برای اندازه گیری شدت تلاطم [۳]

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۲: طرح خطوط توری های مورد استفاده در دستگاه

در شکل ۳ طرحی از دستگاه ترسیم شده است. با توجه به این شکل دستگاه از سه لوله آلمینیوم اصلی تشکیل شده است. لوله P1 بدنه اصلی دستگاه را تشکیل می دهد. لوله P2 لولهای است که مکان آن در داخل لوله P1 توسط دو پیچ ثابت شده و توری G1 را که بین دو تیغه شیشهای T1 و T2 قرار گرفته، نگه میدارد. لوله P3 که توری G2 را مابین دو تیغه شیشهای T3 و T4 نگه داشته میتواند با حرکت چرخشی هم فاصله طولی خود و هم زاویه خود را با توری G1 تنطیم کند. کمینه و بیشینه فاصله دو توری از هم طوری تنظیم شده که دومین فاصله تالبوت برای طول لازم به توضیح است که تیغههای شیشهای برای صاف نگه داشتن سطوح توریها بکار رفتهاند. نگهدارنده H در قسمت زیرین دستگاه تعبیه شده تا بتوان آن را بر پایههای مخصوص دوربین عکاسی سوار کرد.

درقسمت انتهایی دستگاه قسمت تصویر برداری آن قرار دارد که با توجه به نیاز به تصویربرداری با سرعت بالا دوربینی با قابلیت ثبت تصویر ۲۰۰ فریم بر ثانیه با مدل point grey GRAS-03K2M-C در نظر گرفته شد. همچنین لنز دوربین Hikvision 4510M-MPIR با فاصله کانونی متغیر ۲/۵ تا ۱۰ میلیمتر برای تصویر گیری انتخاب و تهیه شد. هم فاصله کانونی و هم دیافراگم ورودی لنز قابلیت تنطیم دستی را فاصله کانونی و هم دیافراگم ورودی لنز قابلیت تنطیم دستی را مادند. میدان دید این لنز طوری است که از فاصله ۱۰ مانتیمتری، تصویر جسمی با قطر ۱۰ سانتی را به راحتی بر روی صفحه حساس ccd تشکیل میدهد.

با بررسی دقیق اندازه ها نقشه نهایی در نرم افزار اتوکد با همکاری پرسنل متخصص تراشکاری ترسیم و قطعات مختلف دستگاه تحت تراشکاری قرار گرفت.

برای کار با این دستگاه ابتدا لیزر را درفاصله ای مناسب طوری قرار می دهیم تا جبهه موجهای رسیده به دهانه ورودی تقریباً تخت شوند. باریکه لیزری با عبور از جو متلاطم سطح توریهای اول را روشن می کند. تصویر توریهای اول در فاصله تالبوت و در محل توریهای دوم که مکان آنها ثابت است، تشکیل میشود و طرحهای ماره شکل می گیرند. بلافاصله بعد از توریهای دوم یک صفحه مات وجود دارد که فریزها بر روی آن جایگزیده شده و تصویر آنها توسط لنز تصویرساز بر روی صفحه حساس CCD شکل می گیرد.



شکل ۳: طرح اجزای تشکیل دهنده دستگاه



شکل ۴ . نمونه طرح فریزهای ماره

محاسبات نظرى

برای تحلیل فریزها همانطور که در شکل ۴ مشخص شده است از ابتدا و انتهای یک فریز افقی قسمتی را انتخاب کرده (کادر قرمزرنگ) و مکان نقاط ماکزیمم شدت در آنجا تعیین میشود. سپس این کار برای حدود ۲۰۰۰ فریم از فریزهای ماره انجام شده و میزان جابجایی این نقاط در هر فریم نسبت به میانگین فریمها تعیین میشود. این روش برای دو قسمت از فریزهای ماره عمودی نیز عیناً تکرار میشود. جابهجایی فریزهای افقی و عمودی به زاویه ورود باریکه لیزر به دستگاه از طریق رابطه زیر مربوط می شود:

$$\left[\alpha_{x},\alpha_{y}\right] = \frac{d}{d_{m}z_{k}} \left[\Delta y_{m},\Delta x_{m}\right]$$

که در این رابطه α_x و α_y به ترتیب زاویه ورود به پرتوها به دهانه ورودی دستگاه در راستای افقی و قائم، bگام توریها بر حسب میلیمتر، d_m گام فریزهای ماره بر حسب پیکسل و x_k فاصله تالبوت بر حسب میلیمتر، Δx_m و پیکسل و λ_x مقدار جابهجایی فریزهای ماره در دو راستای افقی و قائم بر حسب پیکسل است [۴].

کواریانس زاویه ورود برای دو قسمت از فریزهای افقی با فاصله ξ از هم و برای دو قسمت از فریزهای عمودی با فاصله η از هم بصورت جداگانه حساب می شود. با استفاده

از این مقادیر کواریانس $B(\eta)$ و (ξ) و با بکار بردن رابطه-های زیر پارامتر فرید r_0 در راستای افقی و عمودی تعیین شده و میانگین آنها به عنوان مقدار نهایی گزارش میشود. $R = (\frac{\lambda}{2}) \frac{1}{3} \frac{1}{3}$

$$B_{x}(\zeta) = 0.097(\frac{\lambda}{r_{0}})^{-1/3}(\frac{\lambda}{\gamma})^{1/3}$$
$$B_{y}(\eta) = 0.145(\frac{\lambda}{r_{0}})^{5/3}(\frac{\lambda}{\eta})^{1/3}$$

که λ در این روابط مقدار طول موج باریکه لیزری است. در نهایت برای تعیین ثابت ساختار ضریب شکست C_n^2 در فاصله افقی L از رابطه زیر استفاده می شود [۵]:

 $C_n^2 = 0.06L^{-1}\lambda^2 r_0^{-5/3}$

برای انجام محاسبات بالا برنامهای در قالب GUI در نرمافزار MATLAB تهیه شده تا اشخاص مختلف به راحتی از دستگاه برای اندازه گیریهای تلاطم جو استفاده کنند.

سپاسگزاری

از آقای طوماری مسئول وقت کارگاه تراشکاری دانشگاه تحصیلات تکمیلی به خاطر کمکهای فراوان در زمینه تراشکاری و ساخت قطعات دستگاه سپاسگزاری میکنم.

مرجعها

- [1] L.Andrews, R. L. Phillips, *Laser beam* propagation through random media, SPIE Press, 2005.
- M. Sarazin, F. Roddier, *The ESO differential image motion monitor*, Astron. Astrophys. 227 294–300,1990.
- [3] S. Rasouli and M. T. Tavassoly, Application of the moire' deflectometry on divergent laser beam to the measurement of the angle of arrival fluctuations and the refractive index structure constant in the turbulent atmosphere Opt. Lett. 33 980–2, 2008.
- [4] S. Rasouli, M. Dashti, A. N. Ramaprakash, An adjustable, high sensitivity, wide dynamic range two channel wavefront sensor based on moire deflectometry, Opt. Express 18 23906– 15, 2010.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

[5] S. Rasouli, Use of a moiré deflectometer on a telescope for atmospheric turbulence measurements, Opt. Lett. **35** 1470–2, 2010.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیهسازی عددی

امیرحسین فرهادیان^۱، مهدی دهقانباغی^۲

^۱پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران

۲دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران

چکیده – لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه شامل (Fe:ZnS(e) ،Fe:ZnS(e) معرفی شدند. لیزرهای Fe:ZnS(e) و Cr:ZnS(e) به عنوان منابع لیزری جدید و مورد توجه که کوک پذیری خوبی نیز دارند می تواند کاربری فروانی در صنعت دفاعی داشته باشد. در گام نخست از یک پژوهش گسترده، با توجه به چیدمان معرفی شده به تحلیل و شبیه سازی عددی لیزر Er:YAG به عنوان منبع دمش پرداخته شد. جهت دمش لیزر Fe:ZnSe به انرژی ۲۵۰ میلی ژول در حالت رانش آزاد نیاز است که با توجه به محاسبات، مشخصات دمش و بلور ماده فعال بدست آمد.

كليد واژه- ليزرهاي كالكوژنايد، (Fe:ZnS(e)، Fe:ZnS(e)، ومعادلات نرخ

Mid Infrared Solid State Lasers: Importance, Application and Numerical Simulation

Amir Hossein Farhadian¹, Mahdi Dehghanbaghi²

¹Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

²Physics Faculty, Isfahan University, Isfahan, Iran

Abstract- Mid infrared solid state lasers including Fe:ZnS(e), Cr:ZnS(e) and Er:YAG were introduced. Fe:ZnS(e) and Cr:ZnS(e) lasers can be widely used in the defense industry as new and important laser sources that also have good tuning capability. According to the introduced setup, Er:YAG laser was analyzed and numerically simulated as the main pump source. For pumping of Fe:ZnSe laser, we need to 250 mJ of free-running 3 micron laser, which according to calculations, pump and laser rod properties obtained.

Keywords: Chalcogenide lasers, Fe:ZnS(e), Cr:ZnS(e), Er:YAG, Rate equations

مقدمه

امروزه استفاده از لیزرها در ناحیه مادون قرمز میانی (6-1.5 میکرون) به دلیل کاربری مناسب در بیناب-نمایی، لیدار، پزشکی و صنعت دفاعی گسترش روز افزونی داشته است. جذب بالای مولکولهای زیستی و همچنین وجود حسگرهای نوری در ناحیه فروسرخ میانی سبب اهمیت دست یابی به تابشهای لیزری در این ناحیه شده است [۱].

تاکنون لیزرهای مختلفی در این ناحیه معرفی شده است که مهمترین آنها شامل لیزرهای آبشار کوانتمی (QCL)، لیزرهای شیمیایی، تبدیلات غیرخطی و لیزرهای حالت جامد است [7].

دست یابی به لیزر در ناحیه مادون قرمز میانه با توان بالا، کوک پذیری، سهولت دستیابی و هزینه مناسب حائز اهمیت است. با توجه به بررسی های انجام شده و مطالعه منابع مختلف، استفاده از یون های فلزی در میزبان های کالکوژناید^۲(اکسید، سولفید و سلناید) به عنوان ماده فعال لیزری در ناحیه مادون قرمز میانه در حال گسترش می باشد [۳].

مهمترین این لیزرها شامل Fe:ZnSe ،Fe:ZnS و Fe:ZnS هستند که تاکنون در داخل Cr:ZnS و Cr:ZnS هستند که تاکنون در داخل کشور مطالعاتی در این زمینه انجام نشده است. لذا در این تحقیق بر آن شدیم تا ضمن معرفی این لیزرها به بررسی چیدمان و مشخصات آنها بپردازیم و در نهایت نیز به عنوان گام نخست در طراحی، شبیه سازی عددی لیزر Er:YAG را به عنوان منبع دمش این لیزرها ارائه دهیم. به دلیل فضای محدود در این مقاله، شبیه سازی و طراحی لیزرهای یاد شده در گزارشات آتی ارائه خواهند شد.

ليزرهاى كالكوژنايد

مطابق با شکل ۱، لیزرهای کروم و آهن به ترتیب در

^VQuantum Cascade Laser ^VChalcogenide

ناحیه ۳٫۴–۱٫۸ و ۵٫۳–۳٫۴ میکرون تابش میکنند که پهنای باند بسیار پهن و پرکاربردی میباشد [۳].



شکل ۱: سطح مقطع گسیل و جذب (Fe:ZnS(e) و Cr:ZnS(e) [۳] مطابق با پهنای باند جذب دمش لیزرهای کروم با لیزرهای نیمه رسانا یا فیبری که دارای طول موج حدود ۱٫۸ میکرون و همچنین دمش لیزر آهن با لیزر Er:YAG و شیمیایی HF در حالت رانش آزاد که دارای طول موج ۳ میکرون هستند انجام می شود. شکل ۲ طرحوارهای از این لیزرها را نشان می دهد. از ویژگی های مهم این لیزرها قابلیت تولید پالس های فوق کوتاه، کوک پذیری، خروجی با انرژی و توان بالا، کیفیت پرتو مناسب و بازده خوب است [۴].



شکل ۲: طرحواره از چیدمان لیزرهای (Fe:ZnS(e) و Cr:ZnS(e) [۴] همانطور که ملاحظه شد برای دمش لیزر کوک پذیر آهن به لیزر Er:YAG در حالت رانش آزاد نیاز است.



شكل ۲: ترازهای Er فرآيندهای انتقال انرژی و معادلات نرخ [۵] $^4S_{3/2}$ tr $^4I_{15/2}$ و معادلات نرخ 6 $^1S_{3/2}$ r $^5S_{3/2}$ r $^5S_{3/2}$ r $^1S_{3/2}$ r 1S_ لذا در گام نخست به مطالعه آن خواهیم پرداخت.

ليزر Er:YAG

مشخصات بلور

شکل ۳ ترازهای انرژی مربوط به یون Er^{+3} در میزبان گارنت را نشان میدهد. همانگونه که در شکل مشاهده میشود این محیط بهره قابلیت گسیل لیزر در دو طول موج ۱٫۵۵ و ۲٫۹۴ میکرون را دارد. لیز با طول موج ۱٫۵۵ میکرون بین ترازهای $I_{13/2}^{4}$ و $I_{15/2}^{4}$ و با جذب دمش در ناحیه ۱/۵ میکرون صورت می گیرد. برای این منظور غلظت یون فعال Er^{+3} در میزبان در محدوده ۲/۰ تا ۱ درصد است.

برای گسیل لیزر در طول موج ۲,۹۴ میکرون باید غلظت یون فعال تا حدود ۵۰ درصد افزایش یافته و محدوده دمش نیز بایستی از ۶۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر باشد. در این حالت لیزر به صورت چهارترازه بین ترازهای ۲۱/۱² و ۲۱^{۱۲} عمل میکند. بلور Er:YAG با غلظت ۵۰ درصد مانند Nd:YAG قابلیت دمش از طریق فلاش لامپ و لیزردیودها در ناحیه ۸۰۰ نانومتر را دارد. در مقایسه با Nd:YAG سطح مقطع گسیل القایی و طول عمر تراز کوچکتری داشته و لذا بازده کمتر و آستانه بالاتری دارند [۵].

معادلات نرخ و فرآیندهای انتقال انرژی

برای بررسی و شبیه سازی تابش لیزر در طول موج ۲۹۴۰ نانومتر به مطالعه دقیق فرآیندهای درگیر نیاز است. شکل ۳ ترازهای Er همراه با همه فرایندهای احتمالی نشان داده شده است. با توجه به شکل پس از دمش در مجموع ۴ دسته فرآیند شامل فرایندهای تابشی (زia)، گذارهای چند فونونی (زw)، فرآیندهای انتقال انرژی (زi0) و جذب حالت برانگیخته (ESA)^۱ در طی ساز و کار دمش و برانگیختگی نقش دارند. معادلات نرخ توصیف کننده نیز در شکل آمده است

^{&#}x27;Excited-state Absorption

خوداشباعی غلبه میکند.

حل عددی و شبیه سازی

به منظور حل عددی معادلات نرخ فرض می کنیم یک مشدد خطی شامل ماده فعال Er:YAG توسط یک لامپ درخشی دمش می شود. مشخصات تپ لامپ درخشی، ماده فعال و همچنین مشدد در جدول ۱ آورده شده است. همچنین مقادیر مربوط به پارامترهای ذاتی ماده فعال (زنه، زن۵، زن۵ و..) نیز با توجه به مراجع [۵ و۶] استخراج و استفاده شده است. جدول ۱: مشخصات مشدد و دمش

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
1	0.1 (m)	Tp	250e-6 (s)
1'	0.25 (m)	Ep	120 (j)
R_1	1	$\lambda_{ m p}$	780-820 (nm)
R_2	0.9	r	0.002 (m)

با توجه به مقادیر، معادلات نرخ با در نظر گرفتن تمامی ترازها در محیط نرم افزار Maple به روش عددی حل و نتایج آن در ادامه آمده است.



شکل ۳: تغییرات جمعیت ترازها و چگالی فوتون محور افقی سمت چپ تغییرات جمعیت ترازهای N0 تا N5 و سمت راست چگالی فوتونهای درون کاواک (φ) و تپ دمش (R_p) را نشان میدهد. با شروع تپ دمش ابتدا جمعیت تراز N5 شروع به افزایش میکند. پس از گذشت حدود ۲۰μs جمعیت در تراز N2 شروع به افزایش و وارونگی جمعیت ایجاد میشود. چگالی فوتون نیز پس از گذشت حدود ۳۰۰μ دامه بیدا میکند. اولیه شروع و تا حدود ۳۰۰μ ادامه پیدا میکند.

پهنای تپ لیزری با پهنای تپ دمش نیز تقریبا برابر هستند. بعد از ۲۵۰µs (پایان تپ دمش) جمعیتها و چگالی فوتون درون کاواک شروع به افت میکند.

$$E_{out} = (\frac{hc}{\lambda_1}) \frac{(1 - R_2)c \sum \phi(t)}{(1 + R_2)2l'}$$
(1)

با توجه به چگالی فوتون درون کاواک انرژی خروجی لیزر برای مقادیر ورودی داده شده مطابق با رابطه (۱) قابل محاسبه است [۵]. با توجه به نیاز ۲۵۰mJ خروجی (جهت دمش Fe:ZnSe) باید حدود ۲۰۱ انرژی ورودی در نظر گرفته شود. بازده تبدیل برای این مقادیر برابر ۰٫۲ درصد است که با کارهای تجربی صورت گرفته توسط دیگران مطابقت خوبی دارد. **نتیجه گیری**

یون های فلزی در میزبان های کالکوژناید به عنوان ماده فعال در تابش لیزر در ناحیه مادون قرمز میانه با کوک پذیری زیاد اهمیت دارد. لیزر هدف در تحقیق Fe:ZnSe می باشد که برای دمش آن به حدود ۲۰۰ میلی ژول تابش ۳ میکرون با پهنای چندصد میکروثانیه نیاز می باشد. برای این منظور گزینه اصلی لیزر Er:YAG با مشخصات جدول ۱ و دمش الکتریکی ۱۲۰ ژول در حالت رانش آزاد می باشد.

مراجع

[1] F. K. Tittel, "Mid-Infrared Laser Applications," Solid-state mid-infrared laser sources, pp. 458-529, 2003.

[2] P.W.Milonni and J.H.Eberly, Laser Physics, John Wiley & Sons, 2010.

[3] Kozlovsky, V. I and et al. "Middle infrared Fe²⁺:ZnS, Fe²⁺:ZnSe and Cr²⁺:CdSe lasers: new results." In Journal of Physics, vol. 740, no. 1, IOP Publishing, 2016.

[4] Doroshenko, M. E and et al. "Tunable midinfrared laser properties of Fe²⁺:ZnSe crystals." Laser Physics Letters 7, no. 1 (2009).

[5] O. T. Serban Georgescu, "Er: YAG threemicron laser: performances and limits," IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 11, no. 3, pp. 682-689, 2005.

[6] J.Frauchiger and W. Lüthy, "Power limits of a YAG: Er laser," Optics & Laser Technology, vol. 19, no. 6, pp. 312-315, 1987.





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه شهید چمران اهواز،



خوزستان، ايران.

۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مشخصهیابی دو لایهی دی سولفید مولیبدن با استفاده از الگوهای ماره

معصومه منصوری^۱، عبدالمحمد قلمبر دزفولی ^{۲۰۱}

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

^۲مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

masoumemansouri473@gmail.com

a.ghalambor@scu.ac.ir

چکیده – در این مقاله ساختار دو لایهی چرخیده دی سولفید مولیبدن شبیه سازی شده است. نتایج نشان میدهد تغییرات الگوهای ماره بر حسب زاویه چرخش را میتوان به عنوان شاخص برای مطالعه ویژگیهای ساختاری از جمله نظم انباشتگی و پهنای انرژی در نظر گرفت.

كليد واژه- الكوهاي ماره، ساختار ناهمكون، واندروالس.

Characterization of Bilayer MoS₂, Using Moire Patterns

Masoume Mansouri¹, Abdol-Mohammad Ghalambor Dezfuli^{1,2}

¹Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

²Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

masoumemansouri473@gmail.com

a.ghalambor@scu.ac.ir

Abstract- In this article, the structure of the bilayer MoS_2 has been simulated. The results showed that the changes in moire patterns in terms of rotation angle can be considered as an indicator for determining the structural properties such as stacking factor as well as band gap.

Keywords: Moire Patterns, Heterostructure, Vanderwaals.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه شهید چمران اهواز،

خوزستان، ايران.

۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

نسبت زیاد سطح به حجم در مواد دو بعدی امکان تنظیم خواص از طريق تغيير در محيط آنها را فراهم مي آورد. ساختارهای ناهمگون از لایههای دو بعدی تشکیل شده است که به صورت عمودی انباشته شده و توسط نیروی واندروالس كنار هم نگه داشته می شوند [1]. اتصال بین لایه ای ضعیف واندروالس محدوديتهاى تطبيق شبكه را برطرف مى-نماید[۲]. در این راستا گرافن و ساختارهای شبه گرافنی مورد توجه قرار گرفتهاند. گرافن به دلیل ابعاد بسیار کوچک و داشتن ویژگیهایی مانند رسانندگی و تحرک پذیری بالای حاملهای بار، در صنعت الکترونیک و نور کاربردهای زیادی دارد. نتایج پژوهشهای مختلف نشان میدهد که قرارگیری این ساختارهای دو بعدی و چرخش نسبی لایههای مجاور ضمن ایجاد الگوهای ماره با دوره تناوبی که با زاویه چرخش رابطه عکس دارد، ویژگیهای منحصر به فرد اپتیکی و الكترونيكي را بوجود آورده است[٣]. اين مطالعات نشان داده است که در زاویه چرخش خاصی تحت عنوان زاویه جادویی θ ، تشکیل الگوهای ماره، نوارهای انرژی مسطح شده و این مسطح شدن منجر به همبستگی الکترونی قوی سیستم می شود، که خود می تواند در خواص نوری و اپتیکی سیستم تاثیر بگذارد[۴]. از طرفی مهمترین نقص گرافن عدم وجود گاف نواری و بالتبع غیر قابل تنظیم بودن آن است. بنابراین به دلیل گاف انرژی تنظیم پذیری که فلزات واسطه دی کالکوژنی دو بعدی دارند، بسیار مورد توجه قرار گرفتهاند[۵]. مطالب ذکر شده را می توان به این شکل بیان

کرد، زمانی که دو تک لایه از کریستالهای دو بعدی به صورت دو لایه روی هم قرار داده میشوند، با چرخش یکی از لایهها تحت زاویهی θ الگوهای ماره تشکیل میشود [۶]. در این مطالعه دی سولفید مولیبدن به دلیل اهمیت رفتار اپتیکی و نوری، پایداری در معرض هوا و در دمای اتاق همچنین نقطه ذوب بالا مورد بررسی قرار گرفته است. از طرفی با توجه به اینکه فاز ۲H دی سولفید مولیبدن نسبت به دو فاز دیگر پایدارتر و در طبیعت دارای فراوانی بیشتری است، بنابراین برای تشکیل الگوهای ماره از این فاز استفاده شده است.

روش محاسبات

تک لایهی دی سولفید مولیبدن با ثابت شبکه ۳/۱۹ آنگستروم شبیه سازی شده است. اکنون با توجه به اینکه نیروی واندروالس به عنوان نیروی ضعیفی بین لایهها عمل می کند بنابراین باید دو تک لایه دی سولفید مولیبدن با تغییر فاصله بین لایهها روی هم قرار بگیرند. با در نظر گرفتن انباشتگی AA و محاسبه انرژی بستگی بر حسب فاصله بین دو لایه برای زوایای مختلف می توان فاصله بهینه برای هر زاویه را بدست آورد که نتایج محاسبات در نمودار زیر رسم شده است.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شكل ۱: منحنى تغييرات فاصله بين دولايه بر حست زاويه اعمال شده.

همانطور که در شکل مشاهده می شود با افزایش زاویه فاصله بین دولایه نیز افزایش مییابد. با بررسی الگوی ماره در زاویای مذکور تغییرات الگوی ماره کاملا مشخص است. همچنین در زاویه ۶۰ درجه تغییر انباشتگی از AA به AA را خواهیم داشت.



شکل۲: الگوهای ماره برای انباشتگی AA[,]

ساختاری نواری مربوط به دو انباشتگی AA و AA در زاویه صفر در شکل زیر نمایش داده شده است.



شکل۳: ساختار نواری انباشتگی AA و AA[,] دو لایه دی سولفید مولیبدن.

اگر ساختار نواری در زاویه ۶۰ را برای انباشتگی AA[,] رسم کنیم دیده می شود که منطبق بر ساختار نواری انباشتگی AA می باشد.



شکل۴ : ساختار نواری انباشتگی AA با اعمال زاویه ۶۰.

جدول زیر اطلاعات مربوط به انباشتگی ها و زاویه مذکور	در .
، شده است.	ثبت

انباشتگی	band gap(ev)	Distance interlayer()	$m_{ heta}$
AA [,] teta=0	١/٢١	۶/۲	m_0
AA [,] teta=60	۱/۴۳	۶/۸۳	<i>m</i> ₆₀
AA teta=0	۱/۴۳	۶/٨	<i>m</i> ₆₀

قدردانی و تشکر

بدین وسیله از دانشگاه شهید چمران اهواز به خاطر حمایت از تمامی مراحل تحقیق انجام شده، تشکر و قدردانی می-شود.

مرجعها

- Ming Xie and A. H. MacDonald, "Nature of the Correlated Insulator States in Twisted Bilayer Graphene", PHYSICAL REVIEW LETTERS Vol.124, pp. 807-812, 2020.
- [2] S. Brem, K.Q. Lin, R. Gillen, J. M. Bauer, J. Maultzsch, J. M. Lupton, E. Malic, "Hybridized intervalley moiré excitons and flat bands in twisted WSe2 bilayers", nano letters, 2020.
- [3] Y. Cao, D. R. Legrain, O. R. Bigorda, J. M. Park, K. Watanabe2, T.Taniguchi, P. J. Herrero, "Tunable correlated states and spin polarized phases in twisted bilayer bilayer graphene", nature, 2019.
- [4] A. Uri, S. Grover, Y. Cao, J. A. Crosse, K. Bagani, D. Rodan-Legrain, Y. Myasoedov, K. Watanabe, T Taniguchi, P. Moon, M. Koshino, P. Jarillo-Herrero, E. Zeldov, "Mapping the twist angle disorder and Landau levels in magic-angle graphene", nature, 2020.
- [5] A.Weston, Y. Zou, V. Enaldiev, A. Summerfield, N. Clark, V. Z'olyomi, A. Graham, C. Yelgel, S. Magorrian, M. Zhou, J. Zultak, D. Hopkinson, A. Barinov, T. Bointon, A. Kretinin, N. R. Wilson, P. H. Beton, V. I. Fal'ko, S. J. Haigh, R. Gorbachev, "Atomic reconstruction in twisted bilayers of transition metal dichalcogenides", nature, 2020.
- [6] M. Liao, Zh Wei, L. Du, Q. Wang, J. Tang, H. Yu, F. Wu, J. Zhao, X. Xu, B. Han, K. Liu, P. Gao, T. Polcar, Zh. Sun, D. Shi, R. Yang, G. Zhang, "Precise control of the interlayer twist angle in large scale MoS2 homostructures", nature communication, 2020.
- [7] Q. H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, A. Kis, J. N. Coleman, and M. S. Strano, "Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides," Nat. Nanotechnol, Vol: 7, pp. 699-712, 2012.

جدول ۱ : فاصله بین دو لایه برای انباشتگیهای مذکور تحت زوایای خاص.

بنابراین کاملا مشخص است که با تغییر زاویه در کنار تشکیل الگوهای ماره می توان تغییر انباشتگی را بررسی کرد. نتایج ذکر شده در جدول موید این مطلب است که یا اعمال زاویه ۶۰ تغییر انباشتگی از AA به AA را خواهیم داشت. بنابراین با تغییر زاویه و تشکیل الگوهای ماره انتظار تغییر در خصوصیات فیزیکی و ویژگیهای ایتیکی ساختار وجود دارد. در واقع هم یوشانی توابع موج برای دو تک لایه دی سولفيد موليبدن با ثابت شبكه يكسان، كه با ايجاد زاويه چرخش الگوهای ماره را ایجاد کردهاند، این الگوها منجر به توليد يک يتانسيل دورهاي بواسطه برهمکنش هاي بين لايه-ای میشوند، که این پتانسیل دورهای به طور موثری برهمكنش الكترون-الكترون را تغيير و بر ساختار الكترونيكي، مدولاسيوني را تحميل كرده است. به عنوان مثال در ساختار دو لایه گرافن چرخیده منجر به نوارهای ماره شده است[۴]. بنابراین با استفاده از الگوی ماره تشکیل شده در قرارگیری لایهها و چرخش آنها میتوان خواص ايتيكي و الكترونيكي مواد را كنترل و تنظيم نمود.

نتيجه گيرى

در این مطالعه با روی هم قرار دادن دو تک لایهی دی سولفید مولیبدن، ساختار دو لایه با برهمکنش ضعیف واندروالس شبیه سازی شده است. با چرخش یکی از لایهها الگوهای ماره تشکیل شده و تغییرات الگوهای ماره بر حسب زاویه چرخش به عنوان شاخصی برای مطالعه ویژگیهای ساختاری از جمله نظم انباشتگی بررسی شد.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۱



بررسی تاثیر نانو ذرات نقره بر ویژگی فوتوکاتالیستی تیتانیوم دی اکسید به منظور حذف آلایندههای محیطی با استفاده از منبع نور طبیعی مهين عساكره^{(*}، عبدالمحمدقلمبر دزفولے،^{۲۹۲} ^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران ^{*}mahin-asakereh@stu.scu.ac.ir, a.ghalambor@scu.ac.ir

چکیده –با گسترش صنعت و تکنولوژی و افزایش زندگی مدرن شهری و همچنین مصرف بیشتر جوامع شهری، امروزه توجه به الایندههای محیطی بخصوص منابع آبی از اهمیت بالایی برخوردار است. یکی از آلایندههای مورد توجه و رایج این منابع رنگهای صنعتی میباشند. دراین مقاله میزان حذف آلایندهای محلول در آب (متیلن بلو) با استفاده ازخاصیت فوتوکاتالیستی نانو ذرات دی اکسید تیتانیوم(TiO₂) و تاثیر افزودن نانوذرات نقره(Ag) مورد بررسی قرار میگیرد، مطالعات تجربی در حضور نورو شرایط طبیعی (نورخورشید و محیط هوای آزاد) انجام شده و تانیرانودن تانوذرات نقره(Ag) مورد بررسی قرار میگیرد، مطالعات تجربی در حضور نورو شرایط طبیعی (نورخورشید و محیط هوای آزاد) انجام شده و تانیرا فزودن تانوذرات نقره(Ag) مورد بررسی قرار میگیرد، مطالعات تجربی در حضور نورو شرایط طبیعی (نورخورشید و محیط هوای آزاد) انجام شده و تاثیرات مدت زمان در معرض تابش، مقادیر مختلف غلظتهای فوتوکاتالیست و آلاینده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان می- دهند افزودن نانو ذرات نقره به نمونههای موردنظر، میزان حذف آلاینده (می قرار ای می قرار می گیرد، مطالعات تجربی در حضور نورو شرایط طبیعی (نورخورشید و محیط هوای آزاد) انجام شده و تاثیرات مدت زمان در معرض تابش، مقادیر مختلف غلظتهای فوتوکاتالیست و آلاینده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان می- دهند افزودن نانو ذرات نقره به نمونههای موردنظر، میزان حذف آلاینده (متیلن بلو) را به مقدار قابل توجهی افزایش میدهد. پیش بینی می شود که افزایش خصوصیت حذف آلایندگی محیط آبی میتواند دانشی از خاصیت پلاسمونیکی بالای نقره و اندرکنش قوی نور با آن، و همچنین شیفت ناحیه جذب طیفی به نزدیک ناحیه مرئی در ترکیب TiO₂/Ag باشد.

كليد واژه- آلاينده، تيتانيوم دى اكسيد، فوتوكاتاليست، نقره، نورطبيعي

Investigation of the effect of silver nanoparticles on the photocatalytic properties of titanium dioxide for removing environmental pollutants with natural light source

Mahin Asakereh^{1*}, Abdolmohammad Ghalambor Dezfuli^{1,2} ¹Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

²Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

Iran

^{*}mahin-asakereh@stu.scu.ac.ir, a.ghalambor@scu.ac.ir

Abstract- With the expansion of industry and technology and the increase of modern urban life as well as more consumption of urban communities, today it is very important to pay attention to environmental pollutants, especially water resources. One of the most common pollutants in water resources is the industrial paints. In this paper, the rate of removal of water-soluble contaminants (methylene blue) by photocatalytic properties of titanium dioxide (TiO2) nanoparticles and the effect of adding silver nanoparticles (Ag) to TiO2 are investigated. Experimental studies in the natural conditions (sunlight and open-air) have been performed and the effects of sunlight exposure time, different amounts of photocatalyst, and pollutant concentrations have been investigated. The results show that the addition of silver nanoparticles to the TiO2 nanoparticles will significantly increase the amount of contaminant removal (methylene blue). it is predicted that the increase in the removal of aquatic pollution can be attributed to the high plasmonic properties and the strong interaction of the electromagnetic wave with plasmonic properties of silver nanoparticles, as well as shift in the spectral absorption region of the TiO2 / Ag compound from UV to the visible region.

Keywords: pollutant, Titanium dioxide, Photocatalyst, Silver, Natural light



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



مقدمه

با گسترش صنعت و تکنولوژی و افزایش زندگی مدرن شهری و همچنین مصرف بیشتر جوامع شهری، امروزه توجه به الاینده های محیطی بخصوص منابع آبی از اهمیت بالایی برخوردار است. یکی از آلایندههای مورد توجه و رایج این منابع، مواد آلی و بطور خاص رنگهای صنعتی می باشند. تاکنون روشهای متعددی برای حذف این آلایندهها از منابع آبی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفتهاند، اما در اینمیان روشهای مبتنی بر استفاده از کاتالیستها و اخیرا فوتوکاتالیستها بیشتر مورد توجه پژوهشگران قرار گرفتهاند[2]. مواد مورد استفاده در روش آخری، مواد نیم-رسانا میباشند که به دلیل داشتن گاف انرژی، خاصیت فوتوكاتاليستى دارند[6]. در نيمرساناها، بين نوار ظرفيت و نوار رسانش، یک نوار انرژی ممنوعه وجود دارد؛ که اگر ماده نوری با حداقل انرژی برابر با اندازه این نوار دریافت كند، الكترونها مي توانند از نوار ظرفيت به نوار رسانش جا به جا شده و حفره ها (مكان خالى الكترونها) با بار مثبت در نوار ظرفیت شکل می گیرند. به زوج الکترون - حفره اکسایتون گفته می شود. هر دو ذره الکترون و حفره، چنانچه باز ترکیب نگردند، می توانند در فرآیند فوتوكاتاليستى از طريق عمل اكسايش و كاهش شركت نمایند. در طی فرآیند فوتوکاتالیستی رادیکالهای آزاد تولید می شوند که شرایط حذف آلاینده ها را از محیط مورد نظر فراهم مىسازند. از بين مواد فوتوكاتاليست استفاده از TiO_2 و ZnO برای حذف آلایندهها آلی توجه زیادی بهخود جلب نمودهاند[2]. از طرفی نیمرسانای TiO₂ به

دلیل دوام بالا، هزینهٔ پایین، سمیت کم، فوق آبدوست بودن، پایداری شیمیایی و فوتوشیمیایی بیشتر مورد استفاده قرار می گیرد[1].

eV با توجه به این که مقدار گاف انرژی در TiO₂ برابر eV صورت میگیرد. ۳٫۲ است؛ جذب این ماده درناحیهٔ UV صورت میگیرد. از طرفی افزودن فلزهایی مانند: Pd ،Au ،Mn ،Sn و Agبه این ماده میتواند طیف جذب مادهٔ موردنظر را در ناحیهٔ مرئی قرار داده، و همچنین درصد باز ترکیب الکترونها و حفرهها را در فوتوکاتالیست کاهش نماید، که این امر در نهایت عمل فوتوکاتالیستی ماده را تقویت می-نماید[1].

در این میان استفاده از فلز نقره به علت خاصیت قوی پلاسمونی؛ تقویت جذب امواج الکترومغناطیسی از طریق اندركنش قوى اين امواج با پلاسمونها، تغيير ناحيه جذب نوری، و نهایتا کاهش بازترکیب الکترون _ حفره می تواند خصوصيت فوتوكاتاليستى دى اكسيد تيتانيوم را تقويت نماید. همچنین این عنصر از دیرباز بعنوان یک ماده با خاصیت ضدباکتری شناخته می شود. بطور خلاصه خاصیت پلاسمونی نقره، برهم کنشهای مختلف ماده و نور را به طرز چشمگیری افزایش میدهد. به دلیل افزایش این برهمکنشها؛ ماده، مقدار نور بیشتری جذب کرده و در نتيجه ميزان توليد الكترون _ حفره افزايش مييابد[4,5]. گزارش حاضر سعی دارد عملکرد فوتوکاتالیستی TiO₂، با حضور و بدون حضور نانوذرات نقره، تحت شرایط نور و محیط طبیعی (نورخورشید و محیط هوای آزاد) جهت حذف یک آلایندہ آلی منتخب، بطور خاص یک رنگ صنعتی (متیلن بلو)، مورد بررسی و مطالعه قرار دهد. در

این فرآیند تاثیرات مدت زمان در معرض تابش، مقادیر مختلف غلظتهای فوتوکاتالیست، و آلاینده، مورد مطالعه قرار گرفته است. در اینصورت با توجه به توضیحاتی که در بالا به آن اشاره گردید، در این مطالعات انتظار داریم که در حضور نانو ذرات نقره، عملکرد فوتوکاتالیستی که در مقابل نور طبیعی، به میزان قابل توجهی تقویت IO₂ در مقابل نور طبیعی، به میزان قابل توجهی تقویت یافته و جذب به ناحیه مرئی نزدیک گردد. لازم به ذکر است که این آزمایش بدون حضور نقره و تحت تابش نور UV مصنوعی، توسط همین تیم، در محیط کنترل شده آزمایشگاه قبلا انجام شده و نتایج خوبی در این باره حاصل شده است.

روش انجام آزمایش

ابتدا سه غلظت %0.001 ، %0.0020 ، ابتدا سه غلظت %0.0021 ، %0.0028 محلول متیلن بلو، از آب دیونیزه و پودرمتیلن بلو تهیه شد. سپس دو محلول دیگر از نانو ذرات TiO₂ و ترکیب Ag + TiO₂ نیز به صورت جدا آماده سازی شده اند. برای هر کدام از غلظت ها، سه نمونه حاوی محلول به این صورت آماده سازی شدند:

Sample1: MB

Sample2: MB+ TiO₂

Sample3: MB+ TiO₂+ Ag

نمونهها به مدت یک شب در تاریکی مطلق قرار گرفتندکه هیچ تغییری در رنگ آن ها مشاهده نشد. سپس نمونهها را در یک روز پاییزی (روز آفتابی و کمی ابری) با شدت تابش کم و شاخص(4= UV (پایین) در محیط آزاد به مدت ۶ ساعت قرار دادیم. این آزمایش برای سه غلظت متفاوت متیلن، در چند روز مختلف (با UV index برابر ۳و ۴) و در مدت زمان های متفاوت انجام

شد. همچنین در طی سه مرحله، سه مقدار مختلف از محلول نانو ذرات به متیلن بلو اضاف شد.

نتيجهگيرى

نتیجه مشاهده شده نشان می دهد که Sample1 در اثرتابش نور خورشید هیچگونه تغییری نداشته است. همچنین در Sample2 که در آن فقط از نانو ذرات TiO₂ استفاده شده، تغییرات قابل توجهی در مدت زمان مورد مطالعه مشاهده نگردید. جدول(۱) درصد تغییر نمونه ها را با میزان متفاوتی از نانوذرات نشان میدهد؛ تغییرات مورد نظر را در نمودار(۱) نیز مشاهده می کنیم. از آنجاییکه ناحیه جذب TiO₂ در حوزه طول موج UV قرار دارد، این امر می تواند به علت شاخص پایین UV در مکان آزمایش باشد. نهایتا نتایج نشان میدهد که رنگ Sample3 به میزان قابل توجهی تغییر کرده و میزان حذف آلاینده در مدت ۶ ساعت ۱۰٪، ۱۲ ساعت ۳۰٪، ۲۴ ساعت ۵۰٪، ۳۶ ساعت ۸۰٪ و نهایتا ۴۸ ساعت ۹۰٪ گزارش می شود (جدول ۲). در شکل (۲) مشاهده می-شود که تغییرات به صورت صعودی میباشند. همانطور که قبلا نیز اشاره گردید در توصیف این نتایج بایستی اذعان داشت که علارغم شاخص پایین UV در مکان آزمایش به علت تغییر ناحیه طیفی TiO_2 با اضافه شدن نانو ذرات نقره، تقريبا شاهد حذف كامل آلاينده از محيط مورد نظر میباشیم. در شکل(۳) تغییر رنگ Sample3 در طی چهار روز(۴۸ ساعت) را مشاهده می کنیم.

جدول۱: درصدحذف آلاینده ها برای مقدار مختلف نانوذرات در مدت زمان ثابت

میزان محلول نانوذرات درمدت زمان۶ ساعت	Sample1 درصدحذف آلاینده ها	Sample2 درصدحذف آلاینده ها	Sample3 درصدحذف آلاینده ها
<u>1</u> محلولMB 10	0%	0%	7%
<u>1</u> محلول MB 5	0%	1%	10%
<u>1</u> محلول MB 3	0%	2%	12%

جدول۲: درصدحذف آلاینده ها برای مدت زمان مختلف با مقدار ثابت نانوذرات([محلول MB)

	Sample1	Sample2	Sample3
مدت زمان تابش نور	درصدحذف آلاينده ها	درصدحذف آلاينده ها	درصدحذف آلاينده ها
۶ ساعت	0%	0%	10%
یک روز	0%	1%	30%
دو روز	0%	2%	50%
سه روز	0%	4%	80%
چهار روز	0%	5%	90%







شکل۲: نمودار درصد حذف آلاینده ها برحسب مدت زمان



شکل ۳: تغییر رنگ Sample3 در مدت زمان های متفاوت (برحسب ساعت)

سپاسگزاری

مراتب تقدیر و تشکر صمیمانه خود را جهت استفاده از امکانات آزمایشگاهی دانشگاه شهید چمران اهواز و نیز حمایت شرکت شهرک های صنعتی خوزستان اعلام می نماییم.

مرجعها

[1] D. Zhu and Q. Zhou, "Action and mechanism of semiconductor photocatalysis on degradation of organic pollutants in water treatment: A review," Environmental Nanotechnology, Monitoring & Management **12**, 100255 (2019).

[2] F. Zhang, X. Wang, H. Liu, C. Liu, Y. Wan, Y. Long and Z. Cai, "Recent advances and applications of semiconductor photocatalytic technology," Applied Sciences **9**, 2489 (2019).

[3] D. Zhu and Q. Zhou, "Action and mechanism of semiconductor photocatalysis on degradation of organic pollutants in water treatment: A review," Environmental Nanotechnology, Monitoring & Management **12**, 100255 (2019).

[4] A. Melaiye and W. J. Youngs, "Silver and its application as an antimicrobial agent," Taylor & Francis, (2005).

[5] H. Yu, Y. Peng, Y. Yang, and Z.-Y. Li, "Plasmonenhanced light–matter interactions and applications," npj Computational Materials **5**, 1-14 (2019).

[6] غ. ر. مرادی، ا. صدیقزاده، ر. یاراحمدی، ش. باکند، ع. ا. فرشاد، ب. رضاییفرد، م. علمدارخسرقی، " ساخت بسترنانو الیافی به روش الکتروریسی و تعیین کاراییآن در حذف نانوآئروسل ها،" مجلهٔ علمی پژوهشی سلامت کارایران ۱۱(۴)، (۱۳۹۳).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۲-۱۴



تأثیر اندازهی ذرات و دورهی تناوب در نانوحسگر زیستی نوری

صدیقه شنان حیاوی^{۱٬*}، عبدالمحمد قلمبر دزفولی^{۲۰} ^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران ^۱مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران <u>s-shananhayavi@stu.scu.ac.ir</u>, <u>a.ghalambor@scu.ac.ir</u>

چکیده – در این مقاله به بررسی حساسیت نانوحسگرهای زیستی نوری نسبت به تغییرات خواص اپتیکی محیط اطراف پرداخته ایم. برای این منظور، یک نانوحسگرزیستی طراحی و مدلسازی شد و تأثیر تغییر دوره تناوب توری و اندازه نانوذرات در تقویت حساسیت آن مطالعه گردید. نتایج نشان میدهد که حساسیت نانوحسگرهای زیستی نوری نسبت به تغییرات خواص نوری محیط در حد مطالعه ایم و تغییر در اندازهی نانوذره و همچنین تغییر دوره ی تناوب توری یک شیفت فرکانسی قرمز را ایجاد مینماید. RIU و تغییر در اندازه ایجاد مینماید.

Effects of particle size and periodicity on optical nanobiosensors

Sedigheh Shanan Hayavi^{*,}', Abdolmohammad Ghalambor Dezfuli ',' 'Department of Physics, Faculty of Science,Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz,Iran 'Center for Research on Laser and Plasma,Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz,Iran s-shananhayavi@stu.scu.ac.ir^{*}, a.ghalambor@scu.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate the sensitivity of optical nanobiosensors with respect to the changes of the background's optical properties. For this purpose, a nanobiosensor designed and modeled and the effects of changing the grating periodicity and nanoparticle size on enhancing its sensitivity have been investigated. The results show that the sensitivity of optical nanobiosensors to the changes in the background's optical properties is of the order of \cdots mm / RIU. Also, the change in the size of nanoparticle as well as the change in the grating periodicity shows a red frequency shift.

Keywords: size of nanoparticle, grating periodicity, nanobiosensors

مقدمه

اولین حسگر زیستی توسط کلارک و لیون در سال ۱۹۶۲ برای اندازه گیری گلوکز در نمونه های بیولوژیکی اختراع شد، از استراتژی تشخیص الکتروشیمیایی اکسیژن یا پراکسید هيدروژن با استفاده از الكترود گلوكز اكسيداز بي حركت استفاده کردند. حسگر زیستی یک ابزار آنالیزی و ردیابی است که برای تشخیص وجود یک آنالیت یا تعیین غلظت آن،طی فرایندی چند مرحله ای، یک پاسخ زیستی را به سيگنال الكتريكي تبديل مي كند. ايجاد اين پاسخ زيستي مىتواند حاصل تركيبات زيستى متنوعى مانند آنزيم ها، پادتنها،آنتی ژن ها و... باشد [۱٫۲]. در دسته حسگرهای زیستی نوری میتوان حسگرهای مبتنی بر فیبر نوری، نانوذرات، نانولوله، نانوسیم، و همچنین حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی را نام برد. در این مقاله با استفاده از ساختار لایه ای در مقیاس نانو سعی در طراحی یک نانوحسگر زیستی نوری با حساسیت بالا مینماییم که ساختار آن به گونه ای بهینه می گردد که تشدید پلاسمون سطحی را از آن دریافت کرده و در نتیجه سیگنال خروجی با دقت بالا از نانو حسگر زیستی بدست آوریم. از طرفی با توجه بهآنکه سیگنالهای خروجی این نانوحسگرزیستی نوری در ناحیه ی فروسرخ قرار می گیرند، امکان تقویت سیگنال رامان نیز در آن فراهم می شود. شبیه سازی و مطالعهی رفتار این حسگرهاینوری در اندرکنش نور با آنها موردتوجه بسیاری از پژوهشگران قرار گرفته است. دراین مقاله برهمکنش نور با ساختار نانوحسگرزیستی نوری، به وسیلهی حل معادلات ماکسول (معادلات فارادی و آمپر) و با استفاده از روش تفاضل متناهی دامنه زمان، ساده سازی، حل و شبیه سازی شده است[۳٫۶] . در این روش از شکل ديفرانسيلي معادلات ماكسول به روش تفاضلات محدود مرکزی در هر دو حوزهی زمان و فرکانس استفاده می گردد. روش تفاضل متناهی اولین بار توسط تام در سال ۱۹۲۴ارائه

شد. روش تفاضل متناهی دامنه زمان توسط یی در سال۱۹۰۰ارائه گردید که با کمک آن معادلات ماکسول در مسائل پراکندگی به صورت عددی حل میشد. در اوایل دههی هشتاد میلادی تافلو و دیگران روشهای عددی مربوط به این الگوریتم را گسترش دادند.

طراحى نانوحسگر زيستى نورى

بهطور کلی نانوحسگر زیستی نوری از یک آنالیت و عنصر یذیرندهی زیستی با یک مبدل، و همچنین آشکارسازنوری تشکیل شده است. یک پذیرنده زیستی و یا مولکول بيولوژيكى مانند بافت، ميكروار گانيسم،دريافت كنندەهاى سلولی، یادتن، آنزیم و نوکلئیک اسید آنالیت را تشخیص می دهد و مبدل آن را به سیگنال هایقابل اندازه گیری تبدیل می کند. شکل ۱ اجزای کلی یک نمونه نانو حسگرزیستی نوری را نشان می دهد، که شامل یک لایهی سیلیکا میباشد که لایهی ناز کی از طلا روی آن کشیده شده است.ترکیب این دو لایه یک مبدل را تشکیل می دهد و نانو ذراتطلا که بر روی آنها بهصورت یک شبکه توری قرار گرفته نقش مؤثری در تولید پلاسمون سطحی و تقویت سیگنال رامان دارد. چشمهی موج تخت از بالا به چنین ساختاریتابیده شده و آشکارسازها در بالا و پایین ساختار برایاندازه گیری میزان بازتاب و عبور قرار می گیرند. از طرفی لایه های کاملا جور در بالا و پایین ساختار به عنوان شرایط مرزیجاذبقرارمی گیرند، این لایهها از بازگشت نور به درون محیط شبیهسازی جلوگیری میکنند[٥,٦,٧] ساختار نانوحسگر زیستی این مقاله حاوی یک زیرلایه سیلیکا و یک لایه طلا به ضخامت ۲۰۰نانومتر و یک شبکه توری مربعی طلا به ضخامت ۵۰نانومتر می باشد. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: طرحواره اجزای تشکیل دهندهی نانوحسگر زیستی نوری

نتايج

همانطور که در بالا اشاره شد، ساختار نانوحسگرزیستی نوریموردمطالعه حاوی زیرلایه و شبکه توری است که از دو طرف شرط مرزی دوره ای در آن قرار می گیرد. این به این معناست که حسگر از یک سلول با ساختار تناوبی تشکیل می گردد. شرایط مرزی جاذب در بالا و پایین ساختار باعث آن می شود که تمامی امواج الکترومغناطیس فرودی بر سطح را جذب گردد. در واقع این مجموعه مرزهای باز و بدون انعکاس را مدل مینماید. نتایج نشان میدهد که حداقل فاصله بین مرزهای جاذب باید نصف طول موج $\frac{\lambda}{2}$ باشد .با قرار دادن دو مشاهده گر میزان توان عبور و بازتاب محاسبه خواهد شد. چشمهی موج تختی با طول موج بین ۲۰۰۰–۴۰۰ نانومتر از بالا به ساختار تابانده می شود و میزان بازتاب از ساختار شبیهسازی و محاسبه می گردد. شکل ۲نمودار بازتاب برحسب طول موج را نشان می دهد و مطابق این شکل طول موج کمینه در مقدار ۵۷۳.۶نانومتر قرار دارد. حال چنانچه توزیع شدت میدان مغناطیسی در صفحهxyرا مطابق شکل ۳رسم نماییم، مشاهده می گردد که برروی شبکه توری بیشترین میزان پلاسمون سطحی تشکیل شده است. دلیل آنکه کمینه نمودار بازتاب برای ما قابل اهمیت می باشد آن است که زمانی که نور به مرز

مشترک بین فلز و دیالکتریک برخورد میکند، پلاسمون سطحی در این مرز تشکیل و تقویت می گردد. در توصیف این پدیده میتوان بیان داشت که امواج الکترومغناطیس به اصطلاح در این مرز گیر میکنند و در اینصورت شاهد کمترین بازتاب و بیشترین توزیع شدت میدان مغناطیسی خواهیم بود.



شکل ۲: نمودار بازتاب شبکه توری یک بعدی در دوره تناوب ۵۰۰ نانومتر



شکل ۳: توزیع شدت میدان مغناطیسی در راستای xy

تغيير دورهي تناوب

دوره ی تناوب در اینجا میزان تغییرات ابعاد نانوساختار در راستای Xمیباشد، که در اینجا نانوساختار ما یک ساختار مربعی شکل دارد که دورهی تناوب آن را بین ۵۰۰تا ۸۰۰ نانومتر تغییر داده و میزان حساسیت نانوحسگرزیستی نسبت به تغییر ضریب شکست محیط اطراف در هر دوره تناوب را بررسی کردیم. شد، همچنین از نتایج به دست آمده این نتیجه گرفته شد که پلاسمون سطحی نقش بسزایی در افزایش حساسیت نانوحسگر خواهد داشت.

سپاسگذاری

بدین وسیله از دانشگاه شهید چمران اهواز به خاطر حمایت از تمامی مراحل تحقیق انجام شده، تشکر و قدردانی می شود.

مرجعها

- [1] Coulet PR, Blum LJ, editors. Biosensor principles and applications, CRC Press, 7.19.
- Katz, Bioelectronics: From theory to applications, John Wiley & Sons Y...Y.
- [*] Taflove, A. and S.C. Hagness, Computational electrodynamics, the finitedifference timedomain method, Artech house, Y...o.
- [*] Umashankar, K. and A. Taflove, A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects, IEEE transactions on electromagnetic compatibility, p. ^{rqr_f,o}, ^{rqr_f,o}, ^{rqr_f,o}
- [•] Liang X, Li N, Zhang R, Yin P, Zhang C, Yang N, Liang K, Kong B. Carbon-based SERS biosensor: from substrate design to sensing and bioapplication, NPG Asia Materials, Jan Y•YY.
- [1] Wang H, Wang X, Wang J, Fu W, Yao C. A SPR biosensor based on signal amplification using antibody-QD conjugates for quantitative determination of multiple tumor markers, Scientific reports, Y.17.
- [V] Sönnichsen, Carsten. Plasmons in metal nanostructures, Cuvillier Verlag, 199A.



شکل ۴: تاثیرات تغییر دوره تناوب بر حساسیت نانوحسگرزیستی: نمودار مقایسه شیب بازتاب ساختار در دوره تناوب بین ۵۰۰تا ۸۰۰نانومتر نسبت به تغییر ضریب شکست محیط اطراف با مقادیر بین ۲تا۱۰۰

همان طور که در این شکل مشاهده می کنید، طول موج قله تشدید به صورت خطی با ضریب شکست محیط اطراف مطابق مدل درود تغییر می کند. بنابراین حساسیت حسگر را می توان به صورت تغییرات طول موج به تغییرات ضریب شکست محیط اطراف، به صورت $\frac{\Delta \lambda_{max}}{\Delta n} = S$ تعریف نمود، که ابعاد آن $\frac{nm}{RIU}$ می باشد. در این مورت شیب حاصل از مقایسه دوره تناوب ها به خوبی گویای حساسیت که مقایسه دوره ی تناوب ها به خوبی گویای حساسیت که هرچه شیب این منحنی ها بیشتر باشد میزان حساسیت که بیشتر می باشد.

نتيجهگيرى

در این مقاله نحوهی طراحی یک نانوحسگر زیستی توضیح داده شد و با استفاده از روش تفاضل متناهی دامنه زمان حل معادلات ماکسول برای این نانوحسگرزیستی نوری انجام



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



رشد و بررسی خواص نوری ساختارهای ZnO:Ni, ZnO:Ni@GQDs

سید مهدی سیادتی^۱، محدثه بغدادی^۱، علیرضا دادخواه تهرانی^۱، سیده ثریا موسوی^۱، سمیه سلمانی شیک^{او*}، محمد حسین مجلس آرا^۱

^۱ پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج، ایران، salmani@ khu.ac.ir •

چکیده – در این پژوهش نانوذرات اکسید روی خالص و اکسید روی آلائیده با نیکل به روش سل-ژل و نقاط کوانتومی گرافن به روش آتشکافت تهیه شد. ساختارهسته –پوسته اکسید روی(خالص و با ناخالصی نیکل) آماده گردید. خواص نوری این نانوذرات توسط دستگاه طیفسنجی فوتولومینسانس مورد مطالعه قرار گرفت. براساس نتایج حاصل، آلایش اکسید روی با عنصر نیکل منجر به کاهش شدت بیشینه گسیل اکسید روی میشود، اما با افزودن نقاط کوانتومی گرافن شدت بیشینههای گسیل افزایش مییابد. در بررسی ریخت شناسی، شکل ذرات سنتز شده به کمک میکروسوپ الکترون روبشی ارزیابی شد.

كليد واژه- اكسيد روى، آلايش نيكل، ساختار هسته-پوسته، نقاط كوانتومي گرافن، فوتولومينسانس

Growth and investigation of optical properties of ZnO: Ni, ZnO:Ni@GQDs nanostructures

Seyed Mehdi Siadati¹, Mohadeseh Baghdadi¹, AliReza Dadkhah Tehrani¹, Seyedeh Soraya Mousavy¹, Somaieh Salmani Shik^{1,*}, Mohammad Hossin Majles Ara¹

¹Applied Sciences Research Center, Kharazmi University, Karaj, Iran, *salmani@ khu.ac.ir

Abstract - In this study, pure zinc oxide nanoparticles and nickel-doped zinc oxide nanoparticles were prepared by sol-gel method and graphene quantum dots were prepared by pyrolysis method. Core-Shell structure, ZnO (pure and with nickel impurity)-graphene quantum dots was synthesized. The optical properties of these nanoparticles were studied by photoluminescence spectroscopy. According to the results, the contamination of zinc oxide with nickel element leads to a decrease in the peak intensity of ZnO emissions, but with the addition of quantum dots graphene, the intensity of emission peak increases. In the morphology study, the shape of the synthesized particles was investigated by scanning electron microscopy.

Keywords: ZnO, Nickel doped ZnO, Core-shell structure, Graphene quantum dots, Photoluminescence

مقدمه

اکسید روی (ZnO) نیمرسانایی با گاف انرژی مستقیم ۳/۳۷ الكترون ولت در دماى اتاق، انرژى فعالسازى اكسايتونى ۶۰ میلی الکترونولت است که در مقیاس نانو دارای خواصی مانند فوتولومينسانس و ليزر، اپتيک غيرخطي و پيزوالكتريسيته، مقاومت غيرخطي بالا، پايداري مكانيكي خوب و دمای ذوب بالا است. نانوذرات اکسید روی از نظر جذب اشعه ماوراءبنفش نيز داراى كاربردهاى ويژهاى می باشند. به علت خواص نیم رسانایی نانوساختارهای اکسید روی، در بخشهای مختلفی مانند کاتالیزور، فوتوکاتالیست، الکترونیک و اپتوالکتریک کاربرد دارد. روشهای متعددی برای تغییر ویژگیهای نوری اکسید روی وجود دارد که از آن جمله می توان به ترکیب کردن یک نیم رسانای دیگر به اکسید روی و همچنین آلائیدن اکسید روی با عناصر دیگر نظیر یونهای آنیونی مانند C ،S ،N یا استفاده از یونهای کاتیونی مانند Ag ،Cu ،Co ،Mn ،Al ،Ni اشاره کرد. در این پژوهش ما اکسید روی را با درصدهای مختلفی از Ni آلائیدهایم تا تاثیر درصدهای مختلف آلایش را بر روی خواص PL آن بررسی کنیم و همچنین با بهره گیری از نقاط کوانتومی گرافن ساختار ترکیبی از اکسید روی خالص و با ناخالصی-نقاط کوانتومی گرافن تهیه کردیم و رفتار نقاط كوانتومي گرافن بر خواص PL را بررسي كرديم [1].

روش تجربی

برای آماده سازی غلظت یک مولار اکسید روی به روش سل ژل ابتدا ۲۰ میلیلیتر اتانول مرک و تریاتانول آمین (با نسبت مولی ۵:۲ تری اتانول آمین به زینک استات) را با هم مخلوط شد، سپس پودر زینک استات شش آبه را به آن افزوده و به مدت ۳۰ دقیقه بر روی همزن مغناطیسی قرار گرفت تا محلول بیرنگ و شفافی بدست آید. برای تهیه ناخالصی با درصد ناخالصیهای ۳، ۵، و ۱۰ درصد مقادیر

دقیق نیکل نیترات شش آبه به محلول اضافه گردید. سپس محلول را در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت یک ساعت حرارت داده شد، در نهایت به مدت یک ساعت در دمای ۸۰۰ درجه سانتی گراد باز یخت شد. به ترتیب به صورت ZN3 و ZN5 و ZN10 نام گذرای شدند. برای تهیه نقاط کوانتومی گرافن از روش آتشکافت استفاده شد. ابتدا ۲ گرم از سیتریک اسید را در دمای ۲۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه حرارت داده شد تا سیتریک اسید ذوب شود و رنگ نارنجی حاصل گردد. در ادامه به آن ۴۰ میلی لیتر آب بدون یون افزوده و به مدت ۳۰ دقیقه در حمام التراسونیک قرار گرفت. در نهایت با محلول یک مولار NaOH، خنثی شد. برای تهیه ساختار هسته-پوسته ابتدا ۰/۲ گرم از نمونههای آلاییده شده را با ۱۰ میلیلیتر از محلول نقاط کوانتومی گرافن به مدت ۲ ساعت بر روی همزن مغانطیسی قرار گرفت. سپس در دما ۵۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲۴ ساعت خشک شد و در نهایت به مدت یک ساعت در دمای ۱۵۰ درجه سانتی گراد بازپخت شد و به صورت ZNG0 و ZNG5 و ZNG5 و ZNG10 نام گذاری گردید. در این پژوهش تاثیر مقادیر متفاوت ناخالصی نیکل و ساختار هسته-پوسته بر رفتار PL اکسید روی و همچنین مورفولوژی نمونه را توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) بررسی شد.

بحث و نتيجه گيرى

برای بررسی خواص اپتیکی و پی بردن به نواقص شبکه از طیفسنجی PL استفاده شد. شکل ۱ طیف PL نمونهها را نشان میدهد. همه نمونهها با طول موج ۳۲۵ نانومتر تهیج شدهاند. با توجه به طیف PL اکسید روی بیشینه گسیل غالبی در طول موج ۳۹۱ نانومتر دارد، که در نتیجه بازترکیب الکترون در ترازهای نزدیکی لبههای تراز هدایت اکسید روی با حفرهی تراز ظرفیت اکسید روی است (گاف انرژی). همچنین گسیلهای در ناحیه آبی و سبز مربوط به

نقصهای ذاتی شبکه اکسید روی هستند. گسیلهای در بازه طول موج ۴۰۰–۴۸۰ نانومتر (گسیل آبی) مرتبط با نقصهای شبکه جای خالی روی(V_{Zn}) ، روی بینابینی (Zn_i) و روی یونیزه شده (⁺⁺, Zn⁺) است. گسیل سبز (۴۸۰– ۵۸۰) مربوط به نقصهای شبکه ناشی از اکسیژن مانند جای خالی اکسیژن(Vo) و اکسیژن بینابینی (Oi) است [۲]. برای نمونههای آلاییده شده با درصدهای مختلف نیکل همان طور در طیف PL در شکل ۱ مشخص است، تغییر زیادی در



شکل ۱: طیف PL اکسید روی و اکسید روی آلاییده شده با درصدهای مختلف نیکل.

مکان بیشینههای گسیل با افزودن نیکل ایجاد نشده است و فقط در بیشینه اصلی نمونههای آلائیده شده شیفت آبی ییدا کردهاند. برای نمونه ZN3 و ZN5 و ZN10 شدت بیشینه اکسید روی از ۳۹۱ نانومتر به ترتیب به ۳۸۸ و ۳۸۵و ۳۸۳ نانومتر تغییر کرده است. دلیل این امر، جایگزینی یونهای +Ni² به جای یونهای +Zn² در ساختار شبکهی اکسید روی است که این یون ها باعث ایجاد ترازهای انرژی در زیر تراز هدایت اکسید روی می شوند [۳]. همچنین می تواند به علت برهمکنش sp-d الکترون های شبکه اکسید روی با الکترونهای موجود در اوربیتال ۳d یونهای Ni²⁺ ایجاد شده باشند [۴]. شدت بیشینههای گسیل نمونههای آلائيده شده نسبت به اكسيد روى آلائيده نشده كاهش پيدا كرده است. آلائيدن اكسيد روى با نيكل باعث ايجاد ترازهاي انرژی در زیر تراز هدایت اکسید روی میشود، الکترونهای تهیج شده موجود در تراز هدایت اکسید روی به این ترازها انتقال می یابند و از این ترازها به صورت گسیلهای غیر تابشی به ترازهای نقصها انتقال می ابند و در نهایت در تراز

ظرفیت با حفرهها بازترکیب میشوند که موجب کاهش شدت بیشینه گسیلهای PL میشوند و از بازترکیب الکترون-حفره جلوگیری میکنند که برای فعالیتهای فوتوکاتالیستی، نوری، سنسورها و سلولهای خورشیدی بسیار کارآمد است. با افزایش مقدار نیکل شدت بیشینه گسیل افزایش مییابد زیرا افزایش نیکل باعث ایجاد فاز جدیدی در اکسید روی شده که باعث افزایش نقصهای شبکه اکسید روی میشوند [۵]. طیف PL ساختار هسته-پوسته اکسید روی و نقاط کوانتومی گرافن در شکل ۲ نشان داده شده است. همان طور که در شکل ۲ مشخص است با



شکل ۲: طیف PL اکسید روی و ساختار هسته-پوسته اکسید روی و نقاط کوانتومی گرافن.

افزودن نقاط کوانتومی گرافن به اکسید روی تغییری در مکان بیشینهها ایجاد نمیشوند ولی شدت بیشینهها افزایش مییابند. نقاط کوانتومی گرافن به علت گروههای عاملی و خواص فوتولومینسانس خوبی که دارد باعث افزایش شدت بیشینهها میشود. از طرف دیگر نقاط کوانتومی گرافن سرشار از الکترون است. الکترونها تهیج شده GQDs میتوانند از پایین ترین اروبیتال مولکولی اشغال نشده میتوانند از پایین ترین اروبیتال مولکولی اشغال نشده ذاتی اکسید روی انتقال یابند و در نهایت با حفرههای موجود در تراز ظرفیت اکسید روی بازتر کیب شوند و باعث افزایش شدت بیشینههای گسیلی در طیف PL شوند [۶]. در شکل شدت بیشینههای گسیلی در طیف LU شوند [۶]. در شکل با درصدهای مختلف از نیکل و نقاط کوانتومی گرافن را با درصدهای مختلف از نیکل و نقاط کوانتومی گرافن را نشان میدهد. همون طور مشخص است پوسته نقاط نشان میدهد. همون طور مشخص است پوسته نقاط بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

ناخالصی به اکسید روی باعث کاهش شدت طیف PL اکسید روی شد. استفاده از نقاط کوانتومی گرافن به عنوان پوسته جهت تهیه ساختار هسته-پوسته، باعث افزایش شدت طیف PL اکسید روی خالص و دارای ناخالصی شد.



شكل ۵: الف) تصوير SEM از ZN10، ب) تصوير SEM از ZNG10

مرجعها

- [1] Lee, K.M., Lai, C.W., Ngai, K.S. and Juan, J.C., 2016. Recent developments of zinc oxide based photocatalyst in water treatment technology: a review. Water research, 88, pp.428-448.
- [2] Khokhra, R., Bharti, B., Lee, H.N. and Kumar, R., 2017. Visible and UV photo-detection in ZnO nanostructured thin films via simple tuning of solution method. Scientific reports, 7(1), pp.1-14.
- [3] Chattopadhyay, S., Misra, K.P., Agarwala, A., Shahee, A., Jain, S., Halder, N., Rao, A., Babu, P.D., Saran, M., A.K., 2019. Dislocations and particle size governed band gap and ferromagnetic ordering in Ni doped ZnO nanoparticles synthesized via coprecipitation. Ceramics International, 45(17), pp.23341-23354.
- [4] Ali, M.Y., Khan, M.K.R., Karim, A.T., Rahman, M.M. and Kamruzzaman, M., 2020. Effect of Ni doping on structure, morphology and opto-transport properties of spray pyrolised ZnO nano-fiber. Heliyon,6(3), p.e03588.
- [5] Raja, K., Ramesh, P.S. and Geetha, D., 2014. Synthesis, structural and optical properties of ZnO and Ni-doped ZnO hexagonal nanorods by Co-precipitation method. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 120, pp.19-24.
- [6] Park YJ, Ko KB. Solution processed graphene quantum dots decorated ZnO nanoflowers for mediating photoluminescence. Applied Surface Science. 2020 Apr 30;510:145407.



شکل ۳: طیف PL ساختارهسته-پوسته اکسید روی (خالص و با ناخالصی)-نقاط کوانتومی گرافن

این نکته وجود دارد که ترازهای ناشی از آلائیدن نیکل باعث شده که انتقال الکترون به ترازهای پایین تر با گسیل غیر تابشی همراه باشد، با افزدون نقاط کوانتومی گرافن به علت افزایش الکترون و انتقال آنها به ترازهای نقایص اکسید روی مقداری شدت بیشینهها را افزایش داده است [۶]. در شکل ۴ شماتیکی از نوع انتقال الکترون در نانوذرات ZNG نشان داده شده است. شکل ۵ ریختشناسی نمونههای



شکل ۴: شماتیکی از انتقال الکترون در ZNG

ZNG10 و ZN10 را نشان میدهد. نقاط کوانتومی گرافن مانند پوششی اطراف ذرات اکسید روی آلائیده شده با نیکل را پوشش داده است که ساختار هسته-پوسته را تایید میکند.

نتيجه گيرى

در این پژوهش، نانوذرات خالص و آلاییده شده با درصدهای مختلف نیکل، اکسید روی به روش سل ژل آماده گردید. نقاط کوانتومی گرافن به روش آتشکافت تهیه شد و در نهایت ساختارهای هسته-پوسته اکسید روی (با درصدهای مشخص ناخالصی)-نقاط کوانتومی گرافن بدستآمد. با توجه به بررسی خواص فوتولومینسانس نمونهها، افزودن



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر تابش گاما بر خواص نورتابی و ساختاری نقاط کوانتومی هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS

سيما دهقان قهفرخي"، فرزاد فرهمندزاده '، مهدي ملايي '،حسن اله داغي و مسعود كريمي پور'

افیزیک, علوم پایه, ولی عصر(عج), رفسنجان ۲ فیزیک، علوم پایه، حکیم سبزواری، سبزوار *ایمیل نویسنده مسئول:sdphysic@yahoo.com

چکیده- در این تحقیق نقاط کوانتومی هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS توسط یک روش جدید و رویکرد ساده فتوشیمیایی سنتز شده اند. تیوگلیکولیک اسید (TGA) به عنوان یک عامل پوششی و به عنوان منبع ^{-S}2 برای رشد پوسته CdS در اطراف نقاط کوانتومی CdTe/CdSe استفاده شد. XRD تشکیل موفق ساختار هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS را تایید کرد.تأثیر تابش گاما کبالت-۶۰ بر خواص نوری و ساختاری نقاط کوانتومی CdTe و هسته/پوسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS مورد بررسی قرار گرفت. نتایج به دست آمده نشان داد که پایداری ساختار بلوری نقاط کوانتومی پس از تابش گاما وجود دارد و شدت نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS بدریج با دریافت دوزهای مختلف تابش گاما افزایش پیدا کرد و فقط در تابش ۲۰ KGy کاهش پیدا کرد و همچنین یک جابه جایی طول موج به سمت قرمز مشاهده شد.

Investigation effect of gamma radiation on the optical and structural properties of CdTe / CdSe / CdS core/shell/shell QDs

Sima Dehghan Ghahfarokhi*¹, Farzad Farahmandzadeh¹, Mehdi Molaei¹, Hassan Alehdaghi² and Masoud Karimipour¹

1. Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University, Rafsanjan

2. Department of physics, Faculty of Science, Hakim Sabzevari, university, Sabzevar

*Corresponding author email:sdphysic@yahoo.com

Abstract- In this research CdTe/CdSe/CdS core/shell/shell QDs were synthesized by a novel and simple photochemical approach. Thioglycolic acid (TGA) was used as simultaneously as both of the capping agent molecule and S²⁻ source for CdS shell growth around CdTe/CdSe QDs. XRD results confirmed successful formation of CdTe/CdSe/CdS core/shell/shell structure. Effect of ⁶⁰Co gamma irradiation on optical and structural properties of CdTe and CdTe/CdSe/CdS core/shell/shell QDs was investigated. source for CdS shell growth around CdTe/CdSe QDs. The obtained results indicated stability of crystalline structure of QDs after gamma irradiation but PL intensity of the CdTe/CdSe/CdS QDs was decreased gradually after receiving different doses of gamma irradiation with a red shift in PL peak position.

Keywords: CdTe/CdSe/CdS, QDs, Gamma irradiation, Dosimetry, luminescence





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

بورموهیدرات (NaBH4) از شرکت شیمیایی مرک و سلنیت همه مواد شیمیایی دارای درجه خلوص خوب و بدون تصفیه بیشتر استفاده می شود.

سنتز نقاط كوانتومي CdTe/CdSe/CdS

نقاط کوانتومی CdTe با روش مایکروویو که قبلاً گزارش شده است، سنتز شدند [۶]. برای سنتز نقاط کوانتومی هسته/يوستهC4H6CdO4*2H2O هسته/يوسته/c4H6CdO4*2H2O هسته/يوسته در ۳۰ میلی لیتر آب DI حل شده و پس از آن TGA به محلول و pH محلول توسط NaOH اضافه شده به ۸ تنظیم شد.در محلول دیگر ۰٬۸ گرم Na2SeO3 در ۲۰ میلی لیتر آب DI حل شده ، سیس دو محلول آماده شده با هم مخلوط شده و ۱۵ میلی لیتر نقاط کوانتومی CdTe به محلول افزوده شده و در نهایت محلول آماده شده در سیستم مایکروویو قرار می گیرد و به مدت ۲ دقیقه گرم می شود. بخش اصلی و جدید این کار رشد پوسته CdS است. TGA یک ماده حساس به اشعه ماوراء بنفش است و تحت تابش اشعه ماوراء بنفش ⁻²S را آزاد می کنند، در این روش سنتز این ویژگی مولکول TGA برای رشد پوسته CdS در اطراف نقاط کوانتومی CdTe/CdSe مورد استفاده قرار گرفت. در این رويكرد نقاط كوانتومى CdTe/CdSe بدون استخراج فقط تحت روشنایی لامپ جیوه فشار قوی برای فواصل زمانی مختلف قرار داشت. در واقع یونهای Cd^{2+} زیادی در محلول نقاط کوانتومی CdTe/CdSe وجود دارد و همچنین برخی از مولکولهای TGA در محلولهای نقاط کوانتومی وجود ${
m S}^{2-}$ دارد. اشعه ماوراء بنفش مولکول TGA را تجزیه کرده و مورد نیاز برای رشد پوسته CdS را آماده می کند.این فرآیند سنتز بسیار ساده ، سریع و در دمای پایین است در این رویکرد ضخامت پوسته CdS تنها با زمان تابش اشعه ماوراء بنفش قابل تنظیم است که یکی دیگر از جنبه های جالب آن است. برای بررسی تأثیر تابش گاما بر خواص ساختار و نورى نقاط كوانتوميهسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS به نانومواد صفر بعدی که خیلی کوچک هستند طوری که گسستگی ترازهای انرژی باعث ایجاد نوار انرژی شود نقطه کوانتومی گفته میشود[۱]. در نیمرساناها در صورتیکه ابعاد نانوذره كمتر از شعاع اكسيتون بوهر شود، يك نقطه کوانتومی ایجاد شده و باعث تبدیل نوار انرژی ماده به تراز انرژی میشود. مهمترین ویژگی نقاط کوانتومی ویژگی های اپتیکی است. در نقاط کوانتومی چون نوارهای انرژی به ترازهای انرژی تبدیل می شوند، با کنترل اندازه نقاط كوانتومي با دقت بالا ميتوان گاف انرژي آنها را نيزكنترل نمود. همچنین در اثر کنترل گاف انرژی میتوان طیف نشری آنها را مشخص کرد. این نقاط کوانتومی کاربردهای زیادی دارند از جمله در سلول های خورشیدی، دیودهای نور گسیل و بیوسنسورها [۳-۲]. امروزه، بررسی اثر تابشهای یونیزان گاما بر ویژگیهای ساختاری و نورتابی نقاط کوانتومی به منظور یافتن مواد جدید در کاربردهای دوزیمتری مورد توجه قرار گرفته است، به طوری که پژوهشگران زیادی نتایج کارهای خودشان را گزارش دادهاند به طور مثال ، چانگ و همکاران اثر تابش گاما را بر ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdTe و CdSe بررسی کردهاند و نتایج آنها نشان داد که شدت نورتابی این نقاط کوانتومی بعد از تابش پرتوهای گاما افزایش چشم گیری پیدا کرده است [۴] و همچنین ویتزر و همکاران اثر تابش گاما را بر ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnS گزارش دادهاند و در پژوهش خود نشان دادند که شدت نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnS وابسته به دز گاما دریافتی است[۵]

آزمایشها

مواد کادمیوم استات دهیدراته (C4H6CdO4*2H2O)، پودر تلوریم ((۹۹٪)، اسیدتیوگلیکولیک (TGA) و سدیم



شكل ۲: آناليز رامان نقاط كوانتومي CdTe/CdSe/CdS،CdTe

در شکل ۳ طیف PL نقاط کوانتومی CdTe/CdSe و CdTe/CdSe/CdS با نقاط کوانتومی CdTe مقایسه شده است. به وضوح شدت نورتابی به طور قابل توجهی افزایش یافت و همچنین بازده نورتابی به ترتیب برای CdTe/CdSe و CdTe/CdSe/CdS به حدود ۵۰ و ۲۰٪ محاسبه شد [۸].



شكل٣. طيف PL نقاط كوانتومي CdTe/CdSe/CdS

نتايج تابش گاما

در این کار ما اثر تابش گاما بر خواص نوری و ساختاری نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS را بررسی شد و پتانسیل آنها را برای استفاده به عنوان دوزیمتر گاما مورد بررسی قرار گرفت. از پنج دز مختلف تابش گاما کبالت-۶۰ برای مطالعه تأثیر گاما بر خواص نقاط کوانتومی استفاده شد. برای بررسی ساختار بلوری نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS تجزیه و تحلیل XRD انجام شد. الگویXRD نقاط کوانتومی پس از تابش گاما قله های پراش را مشابه نمونه های آماده نشان داد (شکل۴) ، بنابراین تابش گاما ساختار بلوری نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS را تغییر نداد. نقاط کوانتومی سنتز شده تحت تابش منبع کبالت-۶۰ با میذان دوز تابش منبع کبالت-۶۰ با مقدار
 ۲۰kGy میزان دوز تابش ۵kGy، ۱۰۰۰Gy، ۲۰۰Gy و ۵kGy
 ۵kGy مدام منابه برای مقایسه دقیق نگه داشته شد.

شکل ۱ الگوی XRD نقاط کو انتومی XRD را نشان میدهد. هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS را نشان میدهد. سه قله اصلی در الگوی XRD از نقاط کو انتومی CdTe وجود دارد مربوط به (۱۱۱) ، (۲۲۰) و (۳۱۱) صفحه فاز مکعبی CdTe است.

$$2dsin\,\theta = n\lambda\tag{1}$$

تغییر تدریجی قله های پراش به زوایای بالاتر رشد موفقیت آمیز پوسته های CdSe و CdSe/CdS را تأیید کرد.



شکل ۱: الگوی XRD نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS ، CdTe/CdSe.CdTe شکل ۲ طیف رامان از نقاط کوانتومی CdTe مان نقاط و CdTe/CdSe را نشان می دهد. طیف رامان نقاط کوانتومی CdTe از سه قله اصلی در حدود¹⁻ ۲۱،۹ (۲۱،۹ م ۱۴۳/۱ و ۱۶۵/۶ تشکیل شده است که با حالت فونون طولی نوری (LO CdTe)، حالت A و E عنصر T ، به طورقابل ملاحظه مطابقت دارد. قله (LO CdTe) و پیک A حالت عنصر T در طیف رامان نقاط کوانتومی CdTe/CdSe و CdTe/CdSe/CdS قابل مشاهده است ، اما قله حالت E عنصر T از بین رفته است که دلیل دیگری نیز برای موفقیت رشد پوسته های SCS و CdSe/CdS است. [۷]. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

تایید کرد. برای بررسی تأثیر تابش گاما بر ویژگیهای ساختاری و نوری نقاط کوانتومی هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS ، نقاط کوانتومی آماده شده ازمنبع گاما کبالت- ۶۰ با دزهای مختلف تابش شده است. نتایج XRD تأیید کرد که تابش گاما نمی تواند به ساختار بلوری نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS آسیب برساند. شدت IP از نقاط کوانتومی پس از تابش گاما افزایش یافت و فقط بعد از ۲۰ کیلوگری تابش کاهش یافت و قله هایIP نقاط کوانتومی به سمت رنگ قرمز منتقل شدند. بنابراین این نقاط کوانتومی بیشتر از CdTe برای دوزیمتری گاما کاربرد دارند.

مرجعها

[1] Molaei, M., M. Marandi, E. Saievar-Iranizad, N. Taghavinia, B. Liu, H. D. Sun, and X. W. Sun. "Near-white emitting QD-LED based on hydrophilic CdS nanocrystals," Journal of Luminescence 132, no. 2: 467-473, 2012.

[2] Zeiri, N., A. Naifar, S. Abdi-Ben Nasrallah, and M. Said. "Theoretical studies on third nonlinear optical susceptibility in CdTe–CdS–ZnS core–shell–shell quantum dots." Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications 36, 100725,2019.

[3] Ncapayi, Vuyelwa, Sundararajan Parani, Sandile P. Songca, Tetsuya Kodama, and Oluwatobi S. Oluwafemi. "Green synthesis of MPA-capped CdTe/CdSe quantum dots at different pH and its effect on the cell viability of fibroblast histiocytoma cells." Materials Letters 209, 299-30,2017.

[4] Feynman RP. Soil engineering in the Arctic, Eng Sci,23(8):22–36,1960.

[5] Feynman RP. There's plenty of room at the bottom. Calif Inst Technol Eng Sci Mag, 1960.

[6] Molaei, M., H. Hasheminejad, and M. Karimipour. "Synthesizing and investigating photoluminescence properties of CdTe and CdTe@ CdS core-shell quantum dots (QDs): a new and simple microwave activated approach for growth of CdS shell around CdTe core." Electronic Materials Letters 11, no. 1, 7-12,2015.

[7] Amirtharaj, P. M., and Fred H. Pollak. "Raman scattering study of the properties and removal of excess Te on CdTe surfaces." Applied Physics Letters 45, no. 7 789-791,1984.

[8] Lawless, Darren, Sudhir Kapoor, and Dan Meisel. "Bifunctional capping of CdS nanoparticles and bridging to TiO2." The Journal of Physical Chemistry 99, no. 25, 10329-10335,1995.



شکل۴: الگوی XRD نقاط کوانتومی CdTe/CdSe/CdS قبل و بعد از تابش گاما

شکل ۵ طیف PL قبل و بعد از قرار گرفتن در معرض گاما برای CdTe/CdSe/CdS و CdTe/CdSe/CdS را نشان می دهد. شدت PL ساختار هسته/پوسته بیشتر از نقاط کوانتومی CdTe است. پاسخ PL برای نقاط کوانتومی CdTe کمی پیچیده است به طوری که شدت PL و تغییر طول موج پیچیده است به طوری که شدت PL و تغییر طول موج سیستماتیک نیست. در حالی که برای نقاط کوانتومی سیستماتیک نیست. در حالی که برای نقاط کوانتومی دوزیمتری گاما داشته باشد. شدت PL نقاط کوانتومی دوزیمتری گاما داشته باشد. شدت PL نقاط کوانتومی طوری که پس از ۲۰ کیلو گری به ۵ درصد از شدت اولیه می رسد.



شکل ۴. الف)طیف نورتابی قبل و بعد از قرار گرفتن در معرض گاما برای (ب) CdTe/CdSe/CdS و CdTe/CdSe/CdS

نتيجهگيرى

نقاط کوانتومی هسته/پوسته/پوسته CdTe/CdSe/CdS با یک روش جدید و ساده فتوشیمیایی سنتز شدند. نتایج XRDترکیب CdTe/CdSe/CdS سنتزموفقیت آمیز را



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی خواص اپتیک خطی و غیر خطی نانوذرات اکسید مس تولید شده با روش کندوسوز لیزری لیلا ظاهری راد^۱، اکبر جعفری^۲ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه، ایران^۱

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه، ایران^۲

¹hevi1374@gmail.com, ²a.jafari@urmia.ac.ir

چکیده – در این مقاله نانو ذرات اکسید مس به روش کندو سوز لیزری با ا ستفاده از هماهنگ دوم لیزر نئودمیم-یاگ در طول موج ۵۳۲ نانو متر با پهنای زمانی پالس ۵ نانو ثانیه بر روی هدف فلز مس (با خلوص ۹۹/۹۹٪) در دو مدت زمان متفاوت تابش پالس لیزری ۵۱–۹ دقیقه در محیط آب مقطرتولید شدند. به منظور برر سی خواص اپتیک خطی از UV-VIS و خواص غیر خطی نانو ذرات اک سید مس از روش جاروب- 2 ا ستفاده کردیم. نتایج حاصل از UV-VIS بیانگر میزان جذب بالای نانو ذرات برای زمان تولید ۱۵ دقیقه بود. نتایج حاصل از جاروب-Z مقادیر ضریب شکست غیر خطی منفی و متفاوت برای زمان های تولید ۹ و ۱۵ دقیقه حاصل کرد.

كليد واژه- «خواص اپتيك خطى و غير خطى، كندوسوز ليزرى، نانوذرات اكسيد مس ، اندازه ذرات»

Investigation of linear and nonlinear optical properties of copper oxide nanoparticles produced by laser ablation method Leila Zahery Rad¹, Akbar Jafari²

¹Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia, Iran.

²Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia, Iran.

¹hevi1374@gmail.com, ²a.jafari@urmia.ac.ir

Abstract- In this paper, copper oxide nanoparticles have been synthesized by laser ablation method with the second harmonic of Nd-YAG laser at 532 nm wavelength with a pulse width of 5 ns on a copper metal target (99.99% purity) in distilled water at two different laser pulse irradiation times. In order to investigate the linear optical properties of UV-VIS and nonlinear copper oxide nanoparticles, we used the Z-Scan method. The results of UV-VIS showed high absorption of nanoparticles. The results of Z-Scan were nonlinear and different refractive index values for production times of 9 and 15 minutes.

Keywords «Linear and Nonlinear optical properties, laser Ablation, Cuo Nanoparticles, Size of particles»

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

اکسید مس یکی از مهمترین اکسیدهای فلزی واسطه است که در تولید سیالات نانو، مواد ضد باکتری و غیره بکار برده شده است[۱]. یکی از روشهای متداول به منظور تولید نانو ذرات اکسید مس، کندوسوز لیزری پالسی است. کندوسوز لیزری فرآیند حذف مواد از سطح جامد (یا گاهی اوقات مایع) با تابش اشعه لیزر است[۲]. طیف جذبی و پارامترهای اپتیک غیر خطی نانو ذرات نیز به ترتیب با استفاده از طیف سنجی جذبی مرئی-فرابنفش و جاروبZ مورد بررسی قرار گرفت.

روش آزمایش

در این مقاله، برای تولید نانو ذرات اکسید مس از روش کندوسوز لیزری استفاده شد. برای این کار از هارمونیک دوم لیزر Nd-YAG (Q سویچ شده) با توان ۶۴ میلی وات و طول موج ۵۳۲ نانو متر و پهنای زمانی ۵ نانو ثانیه و نرخ تکرار پالس لیزری ۱۲ هرتز استفاده شد. ابعاد نانو ذرات اکسید مس بدست آمده برای زمان تابش لیزری ۹ دقیقه ۸/۲ نانو متر و برای زمان تابش لیزری ۹ دقیقه ۹/۹ ناتو متر و برای زمان تابش لیزری ۵۱ دقیقه ۹/۹ نانو متر بدست آمد. ابعاد صفحه مسی ۱×۱ سانتی متر مربع و جلوگیری از چسبندگی نانوذرات از پلی اتیلن گلیکول با جرم مولکولی ۲۰۰۰ استفاده شده است. شکل ۱ طرح شماتیک از چیدمان بکار رفته شده برای فرآیند کندوسوز لیزری در آزمایشگاه را نشان میدهد.



شکل ۱: طرح شماتیک نمونه چیدمان بکار گرفته شده برای کند و سوز لیزری

مبانی نظری

۱) بررسی خواص اپتیک خطی نانو ذرات باUV-VIS-IR

پس از هر بار کندوسوز محلول به اندازهی ۲/۸ سی سی در یک سلول کوارتزی با عرض ۱ سانتی متر به منظور ثبت طیف جذبی نانو ذرات اکسید مس با دستگاه اسپکتروفتومتری قرار داده شده است. شکل ۲ نمودار طیف جذبی نانو ذرات اکسید مس تولید شده را نشان میدهد.



مقدار ضریب جذب خطی را با استفاده از رابطه زیر بدست میآوریم[۳]:

$$\alpha = -\frac{1}{L}\ln T \tag{1}$$

که در این رابطه، *L* ضخامت سلول دستگاه است که برابر ۱ سانتیمتر میباشد و *T* میزان عبور نوراست. با توجه به شکل ۲ و مطالعه نمودار طیف جذبی نانو ذرات، مشاهده میکنیم که قلهی تشدید پلاسمونی سطحی ناشی از وجود فلز مس در محلول برای مدت زمان تابشی پالس از وجود فلز مس در محلول برای مدت زمان تابشی پالس از وجود فلز مس در محلول برای مدت زمان ابرابر با از وجود فلز مس در محلول برای مدت زمان تابشی پالس با ۲۰۹۷۳ و مقدار ضریب جذب خطی آن طبق رابطه (۱) برابر با ۲۰۳۲ نانومتر، برابر با ۲۰۹۲/۰ و مقدار ضریب جذب خطی

آن طبق رابطه (۱) برابر با ¹/_{cm} ۶۳۴۳۶ است. از نتایج فوق به این نتیجه میرسیم که هر چه مدت زمان تابش پالس لیزری زیاد باشد میزان جذب و در نتیجه نرخ کندگی بیشتر است و افزایش طول موج در پیکها متناظر با افزایش انرژی پالس لیزر میباشد و این دلیل بر افزایش اندازه نانو ذرات است.

۲) بررسی خواص اپتیک غیر خطی نانو ذرات با روش جاروب-Z

به منظور اندازه گیری و مقایسه خواص نوری غیر خطی نانوذرات اکسید مس تولید شده از روش جاروب-Z شامل دو چیدمان تجربی روزنه بسته و روزنه باز استفاده میشود. منبع نور مورد استفاده در آزمایشات لیزردیود پمپ پیوسته کار در طول موج ۵۳۲ نانو متر با توان خروجی ۶۴ میلی وات میباشد. چیدمان آزمایشگاهی جاروب-Z بطور طرحوار در شکل ۳ نشان داده شده است. مطابق این شکل، دادههای تجربی روزنه بسته برای اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی n_2 توسط فوتو دیود (اD) و دادههای تجربی مربوط به روزنه باز و برای اندازه گیری ضریب جذب غیر خطی توسط فوتو دیود (D) قابل حصول است.



شکل ۳: طرح شماتیک از چیدمان آزمایشگاهی جاروب-Z در روش روزنه بسته حرکت نمونه باعث تغییر شدت نور در صفحه می شود که به موجب آن پیک بیشینهی تراگسیلی قبل کانون (قله) و یک کمینهی تراگسیلی بعد از کانون (دره) مشاهده می شود که نشان دهنده ی ضریب شکست غیر خطی منفی و پدیده ی خود-واکانونی می باشد [۴]. رابطه ی

بین فاصلهی قله تا دره (∆∆۲ با تغییر فاز ایجاد شده در شرایط روزنه بسته بصورت:

$$\Delta T(z) = 1 - \frac{4\Delta \varphi_0 x}{\left(x^2 + 1\right)\left(x^2 + 9\right)} \tag{7}$$

داده میشود که در آن تغییرات فاز $\Delta arphi_0$ توسط رابطهی زیر با ضریب شکست n_2 در ارتباط است:

$$n_2 = \lambda \Delta \varphi_0 / 2\pi L_{eff} I_0 \tag{(7)}$$

در این رابطه ${\Delta a_0}^{\alpha_0 - 1 = 1 - e^{\alpha_0 L}}$ طول مؤثر محیط غیر خطی، λ طول موج لیزر، I_0 تابندگی روی محوری در کانون ، Lضخامت نمونه α_0 ضریب جذب خطی و $Z_{Z_0}^{\lambda} = x$ است. با فیت کردن دادههای تجربی و رابطهی تئوری (۲) ضریب شکست غیر خطی توسط رابطه (۳) قابل محاسبه است. در شکلهای ۴ و ۵ ، نتایج تجربی و تئوری جاروب-Z روزنه بسته برای نرخ تکرار پالس لیزر ۱۲ هرتز، انرژی پالس لیزری بسته برای نرخ تکرار پالس داده شده است.



شکل ۴ : نمودار جاروب-Z روزنه بسته برای زمان تابش لیزری ۹ دقیقه منحنی پر مربوط به رابطه تئوری (۲) و منحنی نقطه چین مربوط به دادههای تجربی است.


بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شکل ۵ : نمودار جاروب-Z روزنه بسته برای زمان تابش لیزری ۱۵ دقیقه منحنی پر مربوط به رابطه تئوری (۲) و منحنی نقطه چین مربوط به دادههای تجربی است. ضریب جذب غیر خطی نانوذرات را از فیت کردن رابطه (۴)

با دادههای تجربی و با استفاده از رابطه (۵) بدست میآوریم [۴]:

$$\Delta T(z) = 1 - \frac{q_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\left(1 + x^2\right)} \tag{(f)}$$

$$\beta = q_0 (1 + x^2) / I_0 L_{eff}$$
 (d)

منحنی جاروب-Z روزنه باز نانوذرات اکسید مس تشکیل شده برای نرخ تکرار پالس لیزری ۱۲ هرتز و انرژی پالس لیزری ۹ مان ۲/۱۶۶ مرای دو زمان تابش لیزری ۹ و۱۵ دقیقه به ترتیب در شکل ۶ و ۷ نشان داده شده است.



شکل ۶ : نمودار جاروب-Z روزنه باز برای زمان تابش لیزری ۹دقیقه منحنی پر مربوط به رابطه تئوری (۲) و منحنی نقطه چین مربوط به دادههای تجربی است.



شکل ۷ : نمودار جاروب-Z روزنه باز برای زمان تابش لیزری ۱۵ دقیقه منحنی پر مربوط به رابطه تئوری (۲) و منحنی نقطه چین مربوط به دادههای تجربی است.

نتایج عددی بدست آمده برای ضریب شکست و جذب غیر خطی در جدول (۱) آورده شده است.

جدول۱: مشخصات ضریب جذب و شکست غیر خطی نانو ذرات

			اکسید مس				
Fre que	Tim e	$\Delta arphi_0$	q_0	I ₀ (w/c m ²)	$n_2(cm^2/w) \times 10^{-5}$	(cm/β w)	
ncy (Hz)	(mi n)						
١٢	٩	-1/۲	•/•۶	٨/١۵	-•/۵۶	•/•٣٣	
١٢	۱۵	-1/۵	•/\\	٨/١۵	-•/Y٩	٠ /۶٩	

نتيجهگيرى

با بررسی و مطالعهی نمودار طیف جذبی نانو ذرات اکسید مس هر چند مدت زمان تابش پالس لیزری بیشتر شود میزان جذب بیشتر است که این دلیل بر افزایش اندازه نانو ذرات میباشد. با توجه به منحنیهای ضریب شکست نانوذرات اکسید مس با توجه به منحنیهای ضریب شکست نانوذرات اکسید مس خریب شکل ابتدا قله و سپس دره دلالت بر منفی بودن که به شکل ابتدا قله و سپس دره دلالت بر منفی بودن و در تمامی نمونههای نانوذرات بدست آمده مشاهده می-شود.

مراجع

- Chang, Ming-Hui, Hwai-Shen Liu, and Clifford Y. Tai, "Preparation of Copper Oxide Nanoparticles and lts Application in Nanofluid." Powder Technology 207, 1-3 (2011): 378-86, Print.
- [2] Chichkov, B N; Momma, C; Nolte, S; Von Alvensleben, F; Tünnermann, A (August 1996).
 "Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids". Applied Physics A. 63 (2): 109– 115. doi:10.1007/BF01567637.
- [3] Ulrich J. Krull, Michael Thompson (Eds.), Encyclopedia of Physical science and Technology: Analytical Chemistry, 3rd Ed., Academic Press, 2001 ISBN 0-12-227410-5.
- [4] M. Sheik-Bahae, A. A Said, W. Tai-Huei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam, IEEE Journal of quantum electronics. Vol. 26. No. 4, (1990).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



شبیهسازی اثر حرکت سوقی یون بر شکل نانوذرات فرساب لیزری درون مایع رقیه چراغچی، مسعود رضوانی جلال*، مسعود پیشدست، علیرضا عبدی کیان گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

چکیده – در این مقاله، رشـد نانوذرات در فرسـاب لیزری درون مایع با مکانیسـم حرکت مداری محدود (یا OML) مورد شـبیهسـازی قرار میگیرد. فرض میشود که پلاسمای در حال انبساط فرساب دارای سرعت فراصوتی تا حد ۸۰۰۳ باشد. نتایج محاسبات نشان میدهند که چنین سرعت سوقی باعث خواهد شد که شکل نانوذرات از حالت متقارن کروی خارج شده و به شکل صنوبری در بیاید. چنین نتیجه گرفته میشود که اگر رشد نانوذرات براساس نظریه باردارشدگی الکتریکی صحیح باشد آنگاه شکل نانوذرات حاصله در آزمایش واقعی نباید به صورت کروی و بلکه به شکل صنوبری باشد. از آنجا که چنین چیزی در نانوذرات سنتز شده از فرساب درون مایع مشاهده نشده است به نظر می آید که نظریه JOM برای رشد نانوذرات قدری دچار تردید خواهد شد.

كليد واژه- حركت سوق يوني، فرساب ليزرى درون مايع، نانوذرات صنوبري.

Simulation of the Effect of Ion Drift Motion on the Shape of the Nano-Particles of Laser Ablation in Liquid

Roghayeh Cheraghchi, Masoud Rezvani Jalal, Masoud Pishdast, Alireza Abdikian

Physics and Photonics Department, Malayer University, Malayer

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

Abstract- In this paper the growth of nano-particles in laser ablation within a liquid by Orbital Motion Limited mechanism (OML) is simulated. It is assumed that the expanding plasma of the ablation has a supersonic speed up to 8000 *m/s*. Calculation results show that such a drift motion will cause the nano-particles to lose their symmetric spherical shapes and get a pine-like shape. It is concluded that if the growth of nano-particles obeys the electrical charging theorem then the shape of the produced nano-particles in real experiments should not be spherical but must be pine-like instead. As such thing has not been seen in the synthesized nano-particles from the experimental liquid-phase ablation; it seems that the OML theorem for nono-particle growth is rather doubted.

Keywords: Ion drifts motion, Laser ablation in liquid, Pine-like nano-particles.

مقدمه

یکی از روشهای جدیدی که برای تولید نانوذرات با استفاده از لیزرهای پالسی پرقدرت جذابیت زیادی بین پژوهشگران پيدا كرده است فرساب ليزرى درون مايعات (Laser LAL .[١] مى باشد (LAL يا Ablation in Liquids نانوذرات ریزتر و همگنتری نسبت به فرساب گازی به دست میدهد. سوالات زیادی درباره مکانیسم تشکیل نانوذرات در LAL وجود دارد که هنوز جواب قانع کنندهای به آنها داده نشده است. یکی از این سوالات به سازوکار رشد نانوذرات مربوط است. تعدادی از پژوهشگران معتقد هستند که هستهزایی و رشد نانوذرات در فاز پلاسمایی LAL و به خاطر باردارشدگی الکتریکی اتفاق میافتد [۲و۳]. محققان دیگری نیز اعتقاد دارند که این فرایند به خاطر چگالش هیدرودینامیکی بخار ماده کندوسوز شده رخ میدهد [۴و۵]. از این مباحث معلوم است که مکانیسم رشد نانوذرات در LAL یک مسئله حل نشده است که نیاز به بررسیهای دقيقتر دارد.

نویسندگان حاضر، رشد نانوذرات در LAL را با مدل باردارشدگی الکتریکی از طریق نظریه حرکت مداری محدود (Orbital Motion Limited) یا OML) در مرجع [۶] شبیه سازی کردند. نتیجه گرفته شد که این نظریه منجر به ذراتی کوچک تر از ۱۰ ۳۱ می شود. پدیده مهمی که در مدل مذکور و شبیه سازی های گزارش شده در مراجع مغفول مانده است حرکت سوقی ناشی از انبساط فراصوتی پلاسما مانده است حرکت سوقی ناشی از انبساط فراصوتی پلاسما سرعت انبساط پلاسما می تواند بین ۵۰۰۰ تا ۲۴۰۰۰ سا که باشد [۱]. در مقاله حاضر اثر سرعت سوق پلاسما (مخصوصاً یون های مثبت آن) بر رشد ذره و شکل نهایی آن از طریق مکانیسم OML مورد شبیه سازی قرار می گیرد.

فرمول بندی مدل رشد

برهمکنش لیزر با هدف در زمانهای اولیه فرایند LAL (زیر ۲۰۰۰) به تولید یک پلاسمای بسیار داغ و چگال (با دمای ۲۰۰۰ – ۲۰۰۰ و چگالی نوعی ^۳–۲۰ (۱۰) از ماده هدف منجر میشود [۲]. سادهترین مدلی که میتوان برای رشد نانوذرات لحاظ کرد نظریه DML است. طبق این نظریه، الکترونهای پلاسما که حرکتپذیری بیشتری دارند باعث باردار شدن هسته اولیه میشوند و یونهای مثبت را جذب میکنند. این فرایند میتواند باعث رشد ذره شود. طبق نظریه DML جریان الکترونی و یونی به سمت ذره از رابطههای زیر به دست میآیند [۲]:

$$I_e = -\pi r^2 en \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} e^{\frac{e\Phi(r)}{kt}}$$
(1)

$$I_i = \pi r^2 en \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\Phi(r)}{kT} \right) \tag{Y}$$

e که در آن m_i و m_e جرم یون و الکترون، k ثابت بولتزمن، e اندازه بار الکترون، r شعاع ذره و Φ پتانسیل الکتریکی آن میباشد. n و T هم چگالی و دمای پلاسما هستند.

این جریانها برای وقتی که ذره ساکن باشد و محیط اطراف آن نیز هیچ سرعت سوقی نداشته باشد و تعادل گرمایی نیز حاکم باشد صادق هستند. برای لحاظ کردن حرکت سوقی پلاسمای اطراف ذره میتوان از توزیع سرعت ماکسول در حضور سوق استفاده کرد:

$$p(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-mv_x^2}{2kT}} e^{\frac{-mv_y^2}{2kT}} e^{\frac{-m(v_z - v_0)^2}{2kT}}$$
(\vec{v})

که در آن، v_0 سرعت سوق در راستای محور z است. با استفاده از توزیع فوق و میان گیری روی اندازه سرعت، دیفرانسیل جریان یونی وارد بر ذره از سمت زاویه فضایی Sin $\theta d\theta d\phi$ به صورت زیر به دست می آید:

$$dI_{i} = (2r^{2}) en \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-mv_{0}^{2}}{2kT}} \left[\int_{0}^{\infty} \left(1 - \frac{2eV(r)}{mv^{2}}\right) v^{3} e^{\frac{-m(v^{2}-2vv_{0}\cos\theta)}{2\pi}} dv \right] Sin \theta \, d\theta d\varphi \tag{(f)}$$

حال که جریان یونی پیدا شد باید مدلی برای تغییر شکل ذره در حین رشد ارائه نمود. سادهترین مدلی که میتوان فرض کرد رشد خطی وابسته به زاویه قطبی محلی است. در شکل ۱ چنین مدلی نشان داده شده است:



شکل ۱: تغییر شکل ذره با وابستگی خطی به زاویه قطبی محلی. طبق این مدل، در فرود یونها از زاویه فضایی مورد نظر، بیشترین رشد در جلوی ذره و کمترین رشد نیز در سمت مخالف خواهد بود. افزایش شعاع در قسمتهای مختلف ذره را با این مدل میتوان به صورت زیر در نظر گرفت:

$$dr(\Theta) = dr_{Max} \left(\frac{\pi \cdot \Theta}{\pi}\right)$$
 (Δ)

که در آن منظور از Θ زاویه بین راستای فرود جریان و نقطه مشاهده میباشد که در شکل ۱ نیز معلوم است. سایر عبارات داخل رابطه (۵) نیز به شکل زیر می باشند:

$$dr_{Max} = \frac{dV}{2\pi r^2} \tag{(?)}$$

$$dV = \frac{(dI_i dt)}{e} \left(\frac{4}{2} \pi r^3\right)$$
(Y)

که در آن dV دیفرانسیل حجم است. پتانسیل الکتریکی ذره نیز از رابطه زیر محاسبه میشود:

$$\Phi = \frac{q_i + q_e}{4\pi\varepsilon_0 \langle r \rangle} \tag{(A)}$$

q_e و q_e در رابطه فوق نیز بارهای تجمع یافته بر روی ذره به خاطر جریان یونی و جریان الکترونی هستند و (r) نیز مقدار متوسط شعاع ذره میباشد.

با داشتن معادلات فوق و حل آنها برای کل زاویه فضایی از زمان صفر تا مدت زمان طول عمر پلاسما میتوان نحوه رشد و تغییر شکل ذره را مشاهده کرد. اجرای این کار به صورت تحلیلی قابل انجام نیست و باید به برنامهنویسی متوسل شد. الگوریتم حل عددی به این صورت است که بعد از المانبندی زمان و فضا، در گام زمانی مشخص ابتدا از فرمول (۴) دیفرانسیل جریان به دست میآید و از طریق رابطه (۵) افزایش شعاع قسمتهای مختلف ذره محاسبه میشود. در انتهای گام زمانی نیز کل بار یونی و بار الکترونی رسوب یافته روی ذره حساب میگردد و پتانسیل ذره از طریق رابطه (۸) پیدا میشود. همین کار باید برای کل گامهای زمانی تکرار شود تا رشد ذره شبیه سازی گردد. در ادامه به نتایج شبیه سازی پرداخته میشود.

شبيەسازى

Mathematica برای انجام شبیه سازی یک کد در محیط Mathematica توسط نویسندگان مقاله نوشته شده است. نیکل با چگالی T_{0} به عنوان هدف فرساب انتخاب می گردد. چگالی پلاسما T_{0} به عنوان هدف فرساب انتخاب می گردد. چگالی می شود. شعاع هسته اولیه نیز T_{0} انتخاب می گردد. شکل سه بعدی نهایی نانوذره و برشی از آن برای پلاسمایی با طول عمر T_{0} اسرعت های سوق ۰، ۴۰۰۰، متر بر ثانیه در شکل ۲ آورده شده است.

از شکل ۲ مشخص است که وجود سرعت سوق در پلاسما تاثیر زیادی روی شکل و ابعاد نهایی نانوذره دارد. شکل نهایی نانوذره همانطور که از شکل هم مشخص است به صورت صنوبری میباشد. در سرعتهای سوقی زیاد نیز ابعاد نهایی نانوذره بزرگتر شده است. از طرفی، همانطور که در مراجع نیز گزارش شده است سرعت انبساط پلاسمای فرساب درون مایع میتواند دارای مقادیر زیادی بین *s*/m فرساب درون مایع میتواند دارای مقادیر زیادی بین s

پلاسمای ناشی از فرساب حتماً باید اثرات مربوط به سرعت سوق در نظر گرفته شود [۱].



شکل ۲: تاثیر سرعت سوق بر شکل نهایی نانوذره. ردیف بالا برای سرعت ۰، ردیف وسط ۳/s ۴۰۰۰ و ردیف پایین ۸۰۰۰ M/s.

وابستگی اندازه نهایی نانوذره به سرعت سوق نیز در شکل ۳ آورده شده است. طبق این نمودار، با افزایش سرعت سوق (به استثنای سرعتهای پایین) ابعاد نانوذره نیز رشد بیشتری می کند.



سال ۲۰۰۰ بهایی دلودره بر مسب سرعت سوی.

شبیهسازی فوق نشان میدهد که سرعت فراصوتی پلاسما این پیامد را دارد که شکل ذرات را از حالت کروی خارج کرده و به شکل صنوبری تبدیل میکند. با توجه به اینکه شکل واقعی نانوذرات در فرساب تجربی به صورت کروی

است و نه صنوبری، میتوان استدلال کرد که نظریه OML برای رشد نانوذرات فرساب لیزری دارای نقایصی میباشد.

نتيجهگيرى

در این مقاله تاثیر سرعت سوق پلاسما بر شکل و اندازه نهایی نانو ذرات حاصله از فرساب لیزری درون مایع با نظریه باردارشدگی الکتریکی مورد شبیه سازی قرار گرفت. معلوم شد که اگر این نظریه درست باشد شکل نهایی نانوذرات باید به صورت صنوبری باشد. از آنجایی که شکل نانوذرات به دست آمده از فرساب تجربی کروی است نتیجه گیری می شود که مکانیسم باردارشدگی با تئوری OML نمی تواند مدل کاملی برای رشد نانوذره باشد.

سپاسگزاری

از حمایت پژوهشی دانشگاه ملایر قدردانی میشود.

مرجعها

- [1] K. Sasaki, and N. Takada, "Liquid-phase laser ablation", Pure Appl. Chem., 82(6), 1317–1327, 2010.
- [2] F. Taccogna et al, "On the growth mechanism of nanoparticles in plasma during pulsed laser ablation in liquids", Plasma Sources Sci. Technol. 26, 045002, 2017.
- [3] F. Taccogna, "Nucleation and growth of nanoparticles in a plasma by laser ablation in liquid", J. Plasma Phys., 81, 495810509, 2015.
- [4] W. Soliman et al, "Growth processes of nanoparticles in liquid-phase laser ablation studied by laser-light scattering", Applied Physics Express 3, 035201, 2010.
- [5] N. A. Inogamov et al, "Hydrodynamic and molecular-dynamics modeling of laser ablation in liquid: from surface melting till bubble formation", Optical and Quantum Electron., 52(63) 1-24, 2020.

[۶] رقیه چراغچی، مسعود رضوانی جلال، مسعود پیشدست، علیرضا عبدی کیان، "شبیهسازی رشد نانوذرات حاصله از فرساب لیزری درون مایع با سازوکار باردارشدگی الکتریکی"، مقاله نامه ششمین کنفرانس رشد بلور، آبان ۱۴۰۰، دانشگاه سمنان.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مطالعه اثر پاکلز بر روی فیلترهای اپتیکی در یک ساختار لایه ای یک بعدی حاوی مواد کایرال شبه همسانگرد الائیده شده با نانوذرات فلزی

سیمین شیرین، امیر مدنی و صمد روشن انتظار

گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

siminshirin2000@gmail.com; a-madani@ubonab.ac.ir; s-roshan@tabriz.ac.ir

چکیده – در این مقاله انتشار امواج الکترومغناطیسی از یک بلور فوتونی یک بعدی حاوی مواد نانوکامپوزیت کایرالساختاری شبه همسانگرد الکترواپتیکی در غیاب و همچنین در حضور میدان الکتریکی با فرکانس پایین بررسی شده است. در غیاب ولتاژ اعمال شده و نانوذرات فلزی، یک گاف باند فوتونی مستقل از قطبش دایروی در طیف عبور ایجاد می شود. در حضور ولتاژ اعمال شده، این گاف باند فوتونی به یک گاف باند فوتونی حساس به قطبش دایروی تبدیل می شود. همچنین نشان داده شده است که ولتاژ اعمال شده باعث افزایش عرض این گاف باند می شود. علاوه بر این، ولتاژ اعمال شده می تواند یک گاف باند فوتونی جدید را که مستقل از قطبش باعث افزایش عرض این گاف باند می شود. علاوه بر این، ولتاژ اعمال شده می تواند یک گاف باند فوتونی جدید را که مستقل از قطبش است، حتی زمانی که چنین گاف باندی در غیاب میدان الکتریکی با فرکانس پایین وجود ندارد، باز کند. همچنین ما اثر نانوذرات فلزی را نیز در طیف عبور این ساختار بررسی کردیم و نشان دادیم که یک گاف باند جدید مستقل از قطبش و ولتاژ در طیف عبور ساختار خلق می شود که ناشی از تحریک پلاسمونهای سطحی بوده و موقعیت آن وابسته به جنس نانوذرات جابجا می شود.

كليد واژه-اثر پاكلز، شبه همسانگرد، فيلترهاي اپتيكي، كايرال ساختاري، نانوكامپوزيت.

Study of Pockels Effect on The Optical Filters in Chiral Materials Doped with Metal Nanoparticles

Simin Shirin1, Amir Madani1, and Samad Roshan Entezar2

1 Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab

2 Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Siminshirin2000@gmail.com; a-madani @ ubonab.ac.ir; s-roshan@tabriz.ac.ir

Abstract- In this paper, the propagation of electromagnetic waves from a one-dimensional photonic crystal containing pseudo-isotropic nanocomposite structurally chiral materials in the absence and also in the presence of a low-frequency electric field is investigated. In the absence of applied voltage and metal nanoparticles, a photonic bandgap independent of circular polarization is created in the transmission spectra. In the presence of applied voltage, this photonic bandgap converted to a photonic bandgap sensitive to circular polarization. Also, it is shown that the applied voltage increases the width of this bandgap. In addition, it is observed that the applied voltage can even open a new photonic bandgap which is independent of the polarization when such a bandgap is not there in the absence of the low-frequency electric field. Also, due to the presence of metallic nanoparticles, this structure shows a new bandgap independent of polarization and voltage. Also, the effect of the material of metal nanoparticles on the transmission spectra of this structure is considered.

Keywords: Pockels effect, pseudo-isotropic, optical filters, structurally chiral, nanocomposite.

(1). $V_{2,a} = 5 = A^{-2} e^{-2} e^$

در اینجا (k = 1, 2, 3 مولفه های اصلی میدان الکتریکی dc در اینجا (k = 1, 2, 3) و r_{JK} و r_{JK} و $r_{3}^{(0)} = \varepsilon_{2}^{(0)}$ گذردهی های اصلی در ناحیه اپتیکی و $r_{2}^{(0)} = \varepsilon_{2}^{(0)}$ ضرایب الکترواپتیک با $b \ge L \ge 1$ و $k \ge 3 \ge 1$ هستند. به طور خاص، در اینجا SCM یک محیط تک محوی دارای تقارن گروه نقطه ای $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی گروه نقطه ای $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی خاص، در اینجا $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی خاص، در اینجا $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی خاص، در اینجا $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی خاص، در اینجا $\overline{42m}$ است که تنها ضرایب الکترواپتیکی نظر $k = r_{2}$ است. پیکربندی نظر گرفته شده است شکل ماتریسی معادلات ماکسول در محیط غیرمغناطیسی SCM با تعریف چهار مولفه محیط غیرمغناطیسی MSCM با تعریف چهار مولفه محیط غیرمغناطیسی $\psi(x) = (e_v, e_z, h_v, h_z)$

 $\frac{\partial \psi(\mathbf{x})}{\partial x} = ik_0 \mathbf{A}(\mathbf{x})\psi_0(\mathbf{x})$ (۲) که در آن ماتریس $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ عبارت است از مقدمه

اخیراً، محیطهای نانوکامپوزیت کایرالساختاری(NSCM) توجه بسیاری را به خود جلب کردهاند. این ساختارها از یک محیط کایرالساختاری (SCM) ساخته شدهاند که نانوذرات فلزی به طور تصادفی در داخل آنها پراکنده شدهاست[۱]. یک محیط SCM، مانند بلورهای مایع کلستریک، الاستومرهای کایرال، یا یک لایه نازک مجسمه سازی شده کایرال (CSTF)[۲-۳] دارای یک ناهمگنی دورهای است که از چرخش مداوم خواص دیالکتریک ناهمسانگرد با سرعت یکنواخت در امتداد یک محور خاص ایجاد می شود. SCMهای شبه همسانگرد نیز نوع خاصی از این مواد هستند که در غیاب میدان الکتریکی، علارغم وجود ناهمگنی و ناهمسانگردی، شبیه به یک محیط همسانگرد و همگن رفتار می کنند و قادر به ایجاد تمایز بین امواج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد نمی باشند [۴]. از کاربردهای بسیار مهم این مواد می توان به طراحی و ساخت فیلترها قطبش دایروی اشاره كرد[۱]. هدف ما در این مقاله كنترل الكتریكی خواص ايتيكي بلورهاي فوتوني يك بعدي حاوي موادNSCM شبه همسانگرد می باشد.

مدل ساختار و تئوری

ساختار مورد مطالعه یک بلور فوتونی یک بعدی با آرایش ۱(AB)است که در محیط آزاد قرار گرفتهاست(شکل بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰





شکل ۱: بلور فوتونی یک بعدی حاویNSCMدر حضور میدان الکتریکی با فرکانس پایین.

در این رابطه $\varepsilon_{i,j}(x)$ (i, j = x, y, z) عناصر تانسور دی الکتریک محیط نانوکامپوزیتی و $q = 2\pi / p$ است. دو گذردهی موثر برای محیط نانوکامپوزیتی با اعمال معادله ماکسول گارنت تعمیم یافته [۵] عبارت است از

$$\varepsilon_{1}^{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{1} \left[1 + \frac{f}{\varepsilon_{1} / (\varepsilon_{m}(\omega) - \varepsilon_{1}) + (1 - f) / 3} \right],$$

$$\varepsilon_{3}^{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{1} \left[1 + \frac{f}{\varepsilon_{3} / (\varepsilon_{m}(\omega) - \varepsilon_{3}) + (1 - f) / 3} \right]$$
(15)

که $\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\gamma)}$ گذردهی ذرات فلزی است که از مدل درود تبعیت میکند و f فاکتور پرشوندگی نانوذرات میباشد. با استفاده از روش ماتریس انتقال [۶] میتوان ضرایب بازتاب و عبور ساختار را بدست آورد. ماتریس انتقال یک تک سلول شامل NSCM الکترواپتیکی و دیالکتریک شامل NSCM یک موج تخت قطبیده دایروی فرودی با فرم ماتریسی زیر بدست آمدهاست:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{t}_{R} \\ \mathbf{t}_{L} \\ \mathbf{r}_{R} \\ \mathbf{r}_{L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{t}_{RR} & \mathbf{t}_{RL} \\ \mathbf{t}_{LR} & \mathbf{t}_{LL} \\ \mathbf{r}_{RR} & \mathbf{r}_{RL} \\ \mathbf{r}_{LR} & \mathbf{r}_{LL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{R} \\ a_{L} \end{pmatrix}$$
($\boldsymbol{\Delta}$)

که r_R ، r_R و r_R به ترتیب دامنههای نور تابشی، بازتابی و

عبوری با قطبش راستگرد و نماد L برای قطبش چپگرد است. همچنین t_{RR} و t_{LL} و t_{RR} نور همقطبش و t_{RR} ، t_{RL} ، t_{RL} محایب تراگسیلی نور با قطبش متقاطع هستند. برای نور بازتابی نیز به روش مشابه نمادگذاری می شود.

نتایج عددی و بحث

 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2.7$ در محاسبات عددی، SCM الکترواپتیکی با p = 270 nm, $r_{63} = 3r_{41}$, $r_{41} = 9 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$, $\varepsilon_3 = 3.2$, $\omega_{\rm p} = 1.367 \times 10^{16} Hz$, $\varepsilon_0 = 5 \mu$ نانوذرات نقرہ $\varepsilon_0 = 3.559$ و نانوذرات طلا با $\gamma = 3.03 \times 10^{13} Hz$ و $\gamma = 5.71 \times 10^{13} Hz$ و $\omega_n = 1.338 \times 10^{16} Hz$ فرض شده است. لايه $\omega_n = 1.338 \times 10^{16} Hz$ دیگر با، 2.24= n_{dielectric} در نظر گرفتهایم. در شکل۲، به ترتیب الف) طيف عبور و ب) بازتاب امواج همقطبش و پادقطبش دایروی را به صورت تابعی از طولموج تحت تابش قائم و در غیاب نانوذرات فلزی برای دو مقدار ولتاژ اعمال شده، 0= V (خط ممتد) و V = 2kV (خط چین) رسم کردهایم. از این شکل مشخص است که در غیاب ولتاژ خارجی علی رغم وجود ناهمگنی و ناهمسانگردی در ساختار، محیط شبیه به یک محیط همسانگرد و همگن عمل می کند و نمی تواند بین امواج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد تمایزی قائل شود. ، $T_{RL} = T_{LR}$ ، $T_{RR} = T_{LL}$ به طوری که ما مشاهده میکنیم بازتاب مرايط تحت بازتاب $R_{RL} = R_{LR}$ و $R_{RR} = R_{LL}$ تبدیل قطبش رخ میدهد و یک گاف باند فوتونی مستقل از قطبش در طیف عبور مشاهده می شود. در حضور ولتاژ خارجی وضعیت کاملاً تغییر می کند. به طوری که ما شاهد دو گاف باند فوتونی وابسته به قطبش در طیف عبور امواج همقطبش راستگرد هستیم که تنها از عبور امواج همقطبش راستگرد ممانعت می کنند. همچنین در طیف بازتاب ساختار نیز شاهد دو باند توقف برای امواج همقطبش راستگرد می باشیم که موید عدم تبدیل قطبش تحت بازتاب در حضو میدانالکتریکی هست. برای بررسی اثر نانوذرات فلزی در



شکل ۲: الف) طیف عبور و ب) بازتاب امواج هم قطبش و پادقطبش دایروی به صورت تابعی از طول موج در f=0 و تحت تابش قائم.

شکلهای ۳ الف) و ب) به ترتیب طیف عبور همقطبش راستگرد را به صورت تابعی از ولتاژ و طول موج در حضور نانوذرات نقره و نانوذرات طلا تحت تابش قائم رسم کردهایم. نتایج نشان میدهد که در حضور نانوذرات یک گاف باند جذبی ناشی از تشدید پلاسمونی نانوذرات ایجاد میشود که در نزدیکی طول موج تشدید پلاسمونی نانوذرات رخ میدهد و وابسته به جنس نانوذرات امکان جابجایی آن وجود دارد. این گاف جذبی مستقل از ولتاژ میباشد. همچنین دو گاف باند فوتونی وابسته به قطبش و ولتاژ مشاهده میشود که با افزایش ولتاژ به سمت طول موجهای کوتاهتر جابجاشده و با

نتيجه گيرى

در این مقاله اثر پالکز در فیلترهای اپتیکی یک ساختار لایهای یک بعدی حاوی NSCM شبه همسانگرد بررسی شد. نتایج نشان داد که اعمال میدان الکتریکی منجر به ایجاد دو فیلتر حساس به قطبش دایروی می شود در حالیکه

در غیاب میدان الکتریکی تنها یک فیلتر باریک مستقل از قطبش دایروی در طیف عبور ساختار مشاهده میشود. همچنین در حضور نانوذرات ساختار یک فیلتر مستقل از قطبش، ولتاژ اعمالی و وابسته به جنس نانوذرات خلق



شکل ۳: طیف عبور امواج هم قطبش راستگرد به صورت تابعی از طول موج و ولتاژ الف) در حضور نانوذرات نقره، ب) در حضور نانوذرات طلا با 0.0005=6.

مرجعها

- J. Mendoza, J. Reyes, and C. Avendaño, "Optical band gap in a nanocomposite structurally chiral medium," Phys. Rev. A., Vol. 94, No. 5, pp. 053839 2016.
- [2] J. Reyes, and A. Lakhtakia, "Electrically controlled optical bandgap in a structurally chiral material," Opt. Commun., Vol. 259. No. 1, pp. 164-173. 2006.
- [3] M. Warner and E. M. Terentjev, "Liquid Crystal Elastomers," Clarendon, 2003.
- [4] A. Lakhtakia, "Pseudo-isotropic and maximumbandwidth points for axially excited chiral sculptured thin films," Microw. Opt. Technol. Lett., Vol. 34, No. 5, pp.367-371. 2002.
- [5] A. Lakhtakia, B. Michel, and W. S Weiglhofer, J. Phys. D., Appl. Phys. Vol. 30, pp. 230, 1997.
- [6] D.W. Berreman, "Optics in smoothly varying anisotropic planar structures: application to liquidcrystal twist cells," J. Opt. Soc. Am. Vol. 63, pp.1374–1380. 1973.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



بررسی و شبیهسازی ارتقاء میدان در نانو ذرات هسته-پوسته نیترید تیتانیوم(TiN) –اکسید روی(ZnO)

داوود عسگری، ندا امجدی، رسول ملکفر

دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی –مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس davood.asgari74@gmail.com, amjadineda68@gmail.com, Malekfar@modares.ac.ir

چکیده – در این پژوهش ابتدا سطح مقطع جذب، با استفاده از نظریه مای (Mie theory) برای نیترید تیتانیوم با شعاع ۳۰ نانومتر، پوسته اکسید روی باضخامت ۵ نانومتر و هسته – پوسته (نیترید تیتانیوم –اکسید روی) محاسبه شد. نتایج نشان میدهند که نانوساختار هسته – پوسته نسبت به حالت تک ذره نیترید تیتانیوم جذب بهتری دارد و جذب آن دارای یک قله تشدیدی در ۵۷۵ نانومتر است. در ادامه ارتقاء میدان برای هر سه حالت محاسبه شد و مشاهده گردید که مقدار ارتقاء میدان در نانو ذرات هسته – پوسته نانومتر است. در ادامه ارتقاء میدان برای هر سه حالت محاسبه شد و مشاهده گردید که مقدار ارتقاء میدان در نانو ذرات هسته – پوسته نسبت به نانوذره نیترید تیتانیوم خالص کمتر است. ارتقاء میدان برای نانوذره نیترید تیتانیوم با شعاع ۳۰در طول موج ۵۳۲ نانومتر در حدود ۱۳ بدست آمد. در نهایت برای طولموج ۵۳۲ نانومتر شعاع پوسته را متغیر در نظر گرفتیم و مشاهده شد که با افزایش شعاع پوسته مقدار ارتقاء میدان کاهش مییابد، برای پوسته با ضخامت ۵ نانومتر میزان ارتقاء میدان در حدود ۷ محاسبه شد.

كليدواژه: ارتقا ميدان، تشديد پلاسمون هاي سطحي (LSPR)، اكسيد روي، نانو ذرات هسته-پوسته، نيتريد تيتانيوم.

Investigation and simulation of field enhancement in titanium nitride (TiN) -zinc oxide (ZnO) core-shell nanoparticles

Davood Asgari, Neda Amjadi, Rasoul Malekfar Faculty of Science, Tarbiat Modares University <u>davood.asgari74@gmail.com</u>, <u>amjadineda68@gmail.com</u>, <u>Malekfar@modares.ac.ir</u>

Abstract- In this study, first the cross-sectional area of the adsorption using Mie theory for titanium nitride with a radius of 30 nm, zinc oxide shell with a thickness of 5 nm and the core-shell (titanium nitride-zinc oxide) were calculated. The results show that the nanostructure of the core-shell has higher adsorption than the single particle state of titanium nitride and its absorption has one resonance peaks in 575 nm. Then, the field enhancement for all three samples were calculated. The results show that the amount of field enhancement in the core-shell nanoparticles is less than that of pure titanium nitride nanoparticles. The field enhancement was obtained for titanium nitride nanoparticles with a radius of 30 nm at a wavelength of 532 nm at about 13. Then, for the wavelength of 532 nm, the shell radius was varied and it was observed that with increasing the shell radius, the amount of field enhancement starts to decrease. For a shell with a thickness of 5 nm, the amount of field enhancement was calculated to be about 7.

Keywords: Core-shell nanoparticles; localized Surface Plasmon Resonance (LSPR); titanium nitride, zinc oxide; field enhancement;

966

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

طلا یا نقره، میدان نزدیک را به مقدار بیشتری افزایش میدهد [۳ و ۴].

نيتريد تيتانيوم(TiN)

در سالهای اخیر نیترید تیتانیوم به دلیل خواص منحصربهفردی که دارد موردتوجه قرارگرفته است. رفتار فلزی نیترید تیتانیوم همراه با سختی و پایداری شیمیایی آن در تحقیقات میکروالکترونیک موردتوجه است. نانو ذرات نیترید تیتانیوم دارای پیک تشدید پلاسمونی پهن در پنجره شفافيت بيولوژيكي هستند. خواص پلاسموني نانو ذرات نيتريد تيتانيوم با استفاده از استوكيومترى نيتروژن/فلز قابل تنظیم است و میتواند تغییر کند. یکی از مهمترین ویژگیهای این ماده این است که می تواند دماهای بالا را بدون ذوب شدن تحمل كند. دماى ذوب نيتريد تيتانيوم، ۲۹۳۰ درجه سانتیگراد است. این خاصیت مهم برای کاربردهایی که در دمای بالا به ماده با خاصیت پلاسمونی نیاز دارد مانند فوتو ولتایی حرارتی (ترموفوتوولتایی) مناسب است. در طی یک شبیهسازی فاکتور ارتقاء را برای نانولولههای نیترید تیتانیوم با طولهای متفاوت بدست آوردند [۵]. همچنین از نانو ذرات سنتز شده نیترید تیتانیوم بهعنوان زیرلایه SERS استفاده شده که فاکتور ارتقاء برای مولکولهای متیلین آبی (Methylene Blue) و رودآمین Rhodamine 6G) 6G)، از مرتبه 10⁶ به دست آمده است[۶].

اکسید روی (ZnO)

ویژگیهای ذاتی اپتیکی نانوساختارهای اکسید روی بهطور عمده از طریق مطالعه طیف فوتولومینسانس آن حاصل میشود. اکسید روی نیمرسانایی شفاف است و گاف انرژی آن در دماهای پایین ۳٫۴۴۳ الکترونولت و در دمای اتاق ۳٫۳۷ الکترونولت اندازهگیری شده است. این ویژگی اکسید روی را برای کاربردهای اپتوالکترونیکی در نواحی طیفی مقدمه

امروزه نانوساختارهای فلزی به دلیل خواص شیمیایی و الکترومغناطیسی خاص خود کاربردهای فراوانی در زمینههای مختلف پژوهشی و صنعتی دارند. تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده (LSPR) در نانوساختارهای فلزی، دلیل بسیاری از یدیدههای نوری، مانند جذب و یراکندگی نور است. LSPR به یارامترهای خاص، مانند اندازه، شکل، دما، ضریب دی الکتریک ماده و محیط اطراف بشدت وابسته است و با تغییر دادن این پارامترها میتوان نانوساختارها را برای کاربردهای متنوع تنظیم کرد. در فركانس LSPR، ميدان الكترومغناطيسي بشدت افزايش می یابد و این امر نقش مهمی در طیفسنجی پراکندگی رامان ارتقاءیافته سطحی (SERS)، افزایش انتشار فلورسانس و... دارد. در سالهای اخیر نانوساختارهای هسته-پوسته با توجه به قابلیتهای بالای خود، مانند افزایش پایداری شیمیایی و گرمایی موردتوجه بسیاری از محققان قرار گرفتهاند. نانوساختارهای هسته -یوسته در انواع مختلف فلز-فلز، فلز-نیمههادی، نیمههادی- نیمههادی و... وجود دارند و بسته به نوع آن، خواص متفاوتی را از خود نشان میدهند. بررسی انواع نانو ذرات هسته – پوسته برای ارتقاء طیفسنجی رامان توسط لی و همکاران ارائه شده است [۱].

نانو ذرات Ag@TiO₂ برای SERS سنتز و مشاهده شده است که این نانو ذرات هسته -پوسته در مقایسه با نانو ذرات خالص نقره، حساسیت بالاتری را برای SERS دارند [۲].

در طی یک مطالعه دیگر توانستند میدان نزدیک نانو ذرات را با استفاده از یک ساختار چندلایه افزایش دهند. این ساختار سه لایه از یک هسته نقره و دو پوسته سیلیکون و طلا تشکیل شده بود. در این پژوهش نشان دادند که استفاده از این ساختار چندلایه در مقایسه با ساختار کروی تک ذره

فرابنفش، شامل دیودهای نورگسیل، لیزر دیودها و آشکارسازهای نوری مطلوب می سازد. درواقع اکسید روی در طیف فرابنفش – مرئی یک بیشینه تابشی در طول موج ۳۸۰ نانومتر دارد که حاکی از عبور دهی نور مرئی و جذب در ناحیه فرابنفش است. استفاده از اکسید روی را می توان در مراجع [9- ۷] مشاهده کرد.

شبيەسازى

برای مشاهده فاکتور ارتقاء میدان در نانو ذرات از روشهای متفاوت شبیه سازی مثل تقریب دوقطبی گسترده (DDA)، المان محدود در حوزه فرکانسی (FEFD)، دیفرانسیل محدود در حوزه زمانی (FDTD)، المان محدود Mate و ... استفاده می شود. در این پژوهش از نرمافزار کامسول (MATLAB) و متلب (MATLAB) استفاده شده است. برای انجام این شبیه سازی در کامسول ان ماژول RF (COMSOL Multiphysics) استفاده شد، در طی این از ماژول RF (Radio Frequency) استفاده شد، در طی این شبیه سازی نانوساختار در یک میدان یکنواخت شبیه سازی نانوساختار در یک میدان که متناسب شبیه سازی نانوساختار در یک میدان که متناسب شبیه سازی نانودره هوا با این مریب شکست ۱ در نظر گرفته شد و ضریب دی الکتریک برای نیترید تیتانیوم با استفاده از داده های تجربی در کتاب آقای پالیک (Palik) وارد شده است.

نظریه مای در سال ۱۹۰۸ توسط گوستاو مای برای نانو ذرات کلوئیدی ارائه شد و این نظریه باوجود محاسبات پیچیده پاسخ دقیقی برای میدان در اطراف نانو ذرات میدهد. ابتدا با استفاده از نظریه مای سطح مقطع جذب با نرمافزار متلب و سپس فاکتور ارتقاء میدان بهوسیله کامسول برای نانو ذرات محاسبه شد.

با استفاده از نرمافزار متلب طیف جذب را برای هسته-پوسته (نیترید تیتانیوم-اکسید روی)، هسته (نیترید تیتانیوم) با شعاع ۳۰ نانومتر و پوسته (اکسید روی) باضخامت ۵ نانومتر محاسبه شد. شکل (۱).



شکل ۱: نمودار جذب-طول موج برای هرسه حالت

در ادامه میزان ارتقاء میدان برحسب طولموج رسم و مشاهده شد که میزان ارتقاء میدان در حالت هسته-پوسته کمتر است و جا به جایی قرمز دارد.



شکل ۲: نمودار ارتقاء میدان برای نمونههای مختلف.

	، متفاوت	های	نمونه	براى	ميدان	۱: ارتقاء	ندول
--	----------	-----	-------	------	-------	-----------	------

مرجع	ارتقاء ميدان	قطر (nm)	نانوساختار
تحقيق حاضر	١٧	۴.	TiN
[3]	۴۷	۴.	Au
[3]	۵۰	۴.	Ag
تحقيق حاضر	۱۵	۶۰_۷۰	TiN-ZnO
[10]	18	۶۰_۷۰	Ag-Zr0 ₂

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

موجب افزایش مقدار جذب(شکل۱) و درعینحال موجب کاهش مقدار ارتقاء میدان شده است(شکل۲). بهطورکلی استفاده از اکسید روی موجب جابه جایی به سمت طول موجهای قرمز در طیف جذب و ارتقاء میدان شده است. همچنین نشان دادیم که با افزایش ضخامت پوسته از ۱ تا ۲۰ نانومتر ارتقاء میدان کاهش مییابد (شکل ۴).

مرجعها

- Li, Jian-Feng, et al. "Core-shell nanoparticleenhanced Raman spectroscopy." *Chemical reviews* 117.7 (2017): 5002-5069.
- [2] Yang, Jie, et al. "Highly sensitively detecting tetramethylthiuram disulfide based on synergistic contribution of metal and semiconductor in stable Ag/TiO2 core-shell SERS substrates." *Applied Surface Science* 539 (2021): 147744.
- [3] Paria, Debadrita, Chi Zhang, and Ishan Barman. "Towards rational design and optimization of nearfield enhancement and spectral tunability of hybrid core-shell plasmonic nanoprobes." *Scientific reports* 9.1 (2019): 1-9.
- [4] Zhang, Hua, et al. "Core-shell nanostructureenhanced Raman spectroscopy for surface catalysis." *Accounts of chemical research* 53.4 (2020): 729-739.
- [5] Zhao, Fengtong, et al. "TiN nanorods as effective substrate for surface-enhanced Raman scattering." *The Journal of Physical Chemistry* C 123.48 (2019): 29353-29359.

[۶] م. اسماعیلزاده، "تولید نانو ذرات نیترید تیتانیوم به روش کندگی لیزری و استفاده از آن بهعنوان زیرلایه"، یایان نامه مقطع ارشد، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۳۹۶.

- [7] Barbillon, Grégory. "Fabrication and SERS performances of metal/Si and metal/ZnO nanosensors: A review." *Coatings* 9.2 (2019): 86..
- [8] Liu, Heguang, et al. "Surface enhanced Raman scattering (SERS) effect using flexible and selfclosing ZnO nanowire-Au nanoparticle heterostructures." *Applied Surface Science* 496 (2019): 143681.
- [9] Yang, Lili, et al. "Fabrication of semiconductor ZnO nanostructures for versatile SERS application." *Nanomaterials* 7.11 (2017): 398.
- [10] Yongfeng Zhou, et al. "A facile seed growth method to prepare stable Ag@ZrO2 core-shell SERS substrate "Journal Pre-proof (2019)



شکل ۳: ارتقاء میدان در طولموج ۵۳۲ نانومتر برای (a) اکسید روی، (b) نیترید تیتانیوم، (c) هسته-پوسته. با افزایش ضخامت یوسته ارتقاء میدان کاهش می یابد.



شکل ۴: ارتقاء میدان با تغییر ضخامت پوسته

نتيجهگيرى

نانوذره نیترید تیتانیوم در ناحیه مرئی دارای یک قله جذبی در ۵۴۲ نانومتر است. مزیت این ساختار تحمل دمایی بالا و ارزان بودن آن است بااینکه میزان ارتقاء میدان توسط نانوذره نیترید تیتانیوم در مقایسه با فلزات نجیب مثل طلا و نقره کمتر است. استفاده از اکسید روی بهعنوان پوسته



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



سنتز نانوذرات آلیاژی طلا– نقره با لیزر پالسی و بررسی تاثیر میدان الکتریکی در سنتز آنها

احسان احمدی نژاد، محمدحسین مهدیه

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

ehahmadinejad@gmail.com, mahdm@iust.ac.ir

در این مقاله نتایج حاصل از تولید نانوذرات آلیاژی طلا- نقره با لیزر پالسی نانوثانیهای ارائه شده است. ابتدا نانوذرات کلوییدی طلا و نقره به کمک روش ماده برداری لیزری در آب مقطر تولید شدهاند و سپس با مخلوط نمودن حجم مشخصی از این دو نوع نانوذره و تابشدهی مجدد آن، نانوذرات آلیاژی طلا- نقره تولید شده است. علاوه بر این، با اعمال میدان الکتریکی همزمان با تابشدهی، تاثیر میدان الکتریکی در فرآیند آلیاژسازی نیز مورد بررسی قرار گرفته است. نانوذرات تولید شده به کمک میکروسکوپ الکتریکی همزمان با تابشدهی، تاثیر میدان الکتریکی در فرآیند آلیاژسازی نیز مورد شدهاند. نتایج نشان میدهد میدان الکتریکی مدت زمان آلیاژسازی را کاهش میدهد و همچنین طول موج تشدید پلاسمون سطحی نانوذرات تولید شده در حضور میدان الکتریکی کمتر از نانوذراتی است که در غیاب میدان الکتریکی تولید شدهاند.

كليد واژه: پلاسمون سطحي، ماده برداري ليزري، ميدان الكتريكي، نانوذرات آلياژي.

Laser-Induced Synthesis of Ag-Au Alloy Nanoparticles and the Effect of External Electric Fields on the Alloying Process

Ehsan Ahmadinejad, Mohammad Hossein Mahdieh

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran <u>ehahmadinejad@gmail.com</u>, <u>mahdm@iust.ac.ir</u>

This paper discusses the results of synthesizing Ag-Au alloy nanoparticles (NPs) using a nanosecond pulsed laser. In this study, the colloidal Ag and Au NPs were separately prepared by nanosecond pulsed laser ablation in distilled water. An appropriate mixed sample of these colloidal NPs was post-irradiated under a uniform external electric field (EEF), resulting in Ag-Au alloy formation. The synthesized colloidal alloy NPs were characterized using scanning electron microscopy (SEM) and UV-vis absorption spectroscopy. The results indicated that the EEF could significantly reduce the Ag-Au alloy formation time. The results also showed that the localized surface plasmon resonance wavelength of the NPs synthesized under a uniform external electric field was less than those NPs produced apart from the field.

Keywords: alloy nanoparticles, electric field, laser ablation, Surface plasmon.

مقدمه

نانوذرات فلزی به دلیل دارا بودن خواص قابل کنترل اپتیکی، الکتریکی، مغناطیسی و شیمیایی کاربردهای زیادی در حوزههای مختلف دارند [۱،۲]. بطور کلی نانوذرات به دو روش شیمیایی و فیزیکی قابل تولید هستند. روش شیمیایی جهت تولید طیف وسیعی از نانوذرات به کار برده می شود. این روش به دلیل تولید مواد شیمیایی ناخواسته در حین فرایند سنتز در برخی کاربردها مطلوب نمیباشد [۳]، که در این موارد روشهای فیزیکی جهت سنتز نانوذرات پیشنهاد می شود.

یکی از روشهای فیزیکی سنتز نانوذرات روش مادهبرداری لیزری (Laser ablation) در محیط مایع است. در این روش، ماده مورد نظر در یک محیط مایع با لیزر پالسی مورد تابش-دهی قرار می گیرد. در این حالت با جذب انرژی لیزر توسط ماده، پدیدههای ذوب و تبخیر در سطح ماده رخ می دهد. چنانچه شدت پرتو لیزر به اندازه کافی بالا باشد (بیشتر از با ۱۰^۹ وات بر سانتیمتر مربع)، پلاسمایی به شدت یونیزه نیز مرتبه چند ده نانوثانیه (طول عمر پلاسما)، در اثر انتقال انرژی به محیط مایع، حبابهایی حاوی مواد کنده شده از به دنبال آن در اثر فرآیند سرمایش، نانوذارت کلوییدی با غلظت مشخص تولید میشود [۴]. در این روش نانوذرات فلزی، نیمه رسانا و اکسید قابل تولید هستند [۵،۶].

در سالهای اخیر، تولید نانوذرات آلیاژی با روش ماده-برداری نیز مورد مطالعه قرار گرفته است [۷]. نانوذرات آلیاژی که ترکیبی از دو نوع نانوذره و یا بیشتر هستند، به دلیل با دارا بودن طول موج پلاسمونی قابل تنظیم نسبت به نانوذرات تک فلزی از اهمیت بیشتری برخوردار هستند. در این مقاله ابتدا با استفاده از روش مادهبرداری لیزری اقدام به تولید نانوذرات کلوییدی طلا و نقره شده است. سپس با مخلوط کردن حجم مشخصی از این دو نوع نانوذره کلوییدی

و تابشدهی مجدد(Post-irradiation) آنها، نانوذرات آلیاژی طلا- نقره تولید شده است. با اعمال میدان الکتریکی خارجی در حین تابشدهی، تاثیر میدان الکتریکی نیز در فرآیند آلیاژسازی مورد بررسی قرار گرفته است.

آزمايش

شکل (۱) چیدمان آزمایش مادهبرداری را نشان میدهد. در شکل ۱(الف) پرتو لیزر Nd:Yag با طول موج ۵۳۲ نانومتر و طول پالس ۱۰ نانوثانیه با شار ۵۰ ژول بر سانتیمتر مربع در سطح ماده متمرکز میشود. در این روش نانوذرات طلا و نقره با خلوص ۹۹.۹۹ درصد به ترتیب با تابشدهی با ۲۱۰۰۰ و ۱۸۰۰۰ پالس تولید شده است.

در مرحله دوم آزمایش به منظور تولید نانوذرات آلیاژی، مخلوطی با نسبت حجمی ۱:۱ از نانوذرات طلا و نقره تهیه شده و سپس مطابق چیدمان شکل ۱(ب) مورد تابشدهی مجدد قرار گرفته است. در این حالت نمونه موردنظر در ۳ زمان مختلف با شار ۶۶ ژول بر سانتیمتر مربع تابشدهی شده و مورد مطالعه قرار گرفته است. همچنین با اعمال اختلاف پتانسیل الکتریکی از طریق دو الکترود از جنس آلومینیوم که با فاصله مشخص از یکدیگر در داخل نمونه قرار گرفته است، تاثیر میدان الکتریکی نیز در فرآیند آلیاژسازی مورد بررسی قرار گرفته است.

نتايج

طیف جذبی نانوذرات طلا– نقره که در ۳ زمان مختلف تابشدهی شدهاند، در شکل ۲ نشان داده شده است. در حالتی که نانوذرات مورد تابشدهی قرار نگرفتهاند (زمان 0)، طول موج پلاسمونی نانوذرات طلا و نقره بصورت کاملاً مجزا قابل مشاهده است. به ازای ۲۰ دقیقه تابشدهی، طول موج پلاسمونی نقره جابجایی قرمز(Red-shift) و طول موج پلاسمونی طلا جابجایی آبی(Blue-shift) داشته است و به عبارتی به هم نزدیکتر شدهاند. با افزایش مدت زمان تابش-دهی تا ۳۰ دقیقه تنها یک قله جذب در نمودار ظاهر شده

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: الف) چیدمان آزمایش ماده برداری جهت تولید نانوذرات طلا و نقره ب) چیدمان آزمایش Post-irradiation جهت تولید نانوذرات آلیاژی در حضور میدان الکتریکی

است که در این حالت نانوذرات تک فلزی طلا و نقره به نانوذرات آلیاژی طلا- نقره با طول موج پلاسمون سطحی مشخص (۴۴۱ نانومتر) تبدیل شده است. چنانچه تابشدهی در مدت زمان بیشتری ادامه یابد، ضمن حفظ حالت آلیاژی، طول موج پلاسمون سطحی نانوذرات به سمت طول موج-های بلندتر جابجا میشود. هنگامی که مخلوطی از نانوذرات طلا و نقره با پالس لیزر تابشدهی میشوند، انرژی پالس لیزر توسط نانوذرات جذب شده و منجر به ذوب آنها میشود. در طول فرآیند ذوب به دلیل مشابه بودن خصوصیات ساختاری و اتمی نانوذرات طلا و نقره، اتمهای آنها قادر و باعث میشود پس از اتمام پالس لیزر در اثر سرمایش شبکه، حالت آلیاژی آنها شکل گیرد. بنابراین این ساختار جدید با یک طول موج پلاسمونی مشخص میشود.

به منظور مطالعه بیشتر نانوذرات تولید شده، شکل و اندازه نانوذرات به کمک میکروسکوپ الکترونی روبشی (FESEM)



شکل۲: طیف جذبی نانوذرات طلا و نقره به ازای تابش دهی در زمان های مختلف



شکل۳: تصاویر SEM نانوذرات طلا و نقره تابش دهی شده به ازای زمان های الف) ۰ ب)۲۰ ج)۳۰ و د) ۴۰ دقیقه

مورد بررسی قرار گرفته است (شکل ۳). مطابق شکل ۳، نانوذرات تولید شده تقریباً کروی شکل هستند (حالت کلوخهای شدن نانوذرات در اثر غلظت بالای آنها است). همانطور که در شکل ۳ مشاهده میشود، با تابشدهی مخلوط نانوذرات طلا و نقره، اندازه متوسط آنها مطابق شکل ۴ ابتدا کاهش و سپس با افزایش زمان تابشدهی افزایش یافته و ذرات بزرگتری تولید شده است. طیف جذبی و اندازه متوسط نانوذرات طلا و نقره که در حضور میدان الکتریکی خارجی به مدت ۲۰ دقیقه مورد تابشدهی قرار گرفتهاند، در شکل ۵ نشان داده شده است. در شکل ۵ (الف) مشاهده میشود که در اثر اعمال میدان الکتریکی شکل ۵(ب) با افزایش میدان الکتریکی از ۵۰۷/cm تا ۲۵۰۷/cm اندازه متوسط نانوذرات نیز کاهش یافته است. در واقع افزایش میدان الکتریکی همزمان با تابشدهی بر روی توزیع بارالکتریکی تاثیر میگذارد و سبب افزایش بار الکتریکی نانوذرات میشود. هنگامی که بار الکتریکی نانوذرات از حد معینی فراتر رود، در اثر ناپایداری ریلی به ذرات پایدار با اندازه کوچکتر تبدیل میشود و از این طریق اندازه نانوذرات کاهش مییابد[۸].

نتيجهگيرى

در این مقاله فرآیند آلیاژسازی نانوذرات طلا و نقره به روش ماده برداری با لیزرپالسی نانوثانیه مورد مطالعه قرار گرفته است و همچنین تاثیر میدان الکتریکی در فرآیند آلیاژسازی نیز بررسی شده است. نتایج نشان میدهد با تابشدهی نانوذرت طلا و نقره به ازای تعداد پالس مشخص، نانوذرات آلیاژی طلا- نقره تولید میشود. همچنین اعمال میدان الکتریکی در حین تابشدهی، ضمن اینکه مدت زمان آلیاژسازی را کاهش میدهد، باعث تشکیل نانوذرات کوچکتر میشود.

مرجعها

- [1] A. K. Sharma, G.J. Mohr, J. Phys. D. Appl. Phys. 41, 2008.
- [2] G.A. Sotiriou, S.E. Pratsinis, Curr. Opin. Chem. Eng. 1, 2011.
- [3] P.V Kamat, M. Flumiani, G. V Hartland, J. of Phys. Chem. B, 3123-3128, 1998.
- [4] T. Sakka, S. Iwanaga, Y. H. Ogata, A. Matsunawa, T. Takemoto, J. Chem. Phys. 112, 8645–8653, 2000.
- [5] M. Mahdieh, B. Fattahi, App. Surf. Sci. 329, 2015, 47-57.
- [6] A. Momeni, M. Mahdieh, Laser Phys. Lett. 12, 2015.
- [7] K. D. Malviya, K. Chattopadhyay, J. Phys. Chem. C. 118, 2014, 13228–13237.
- [8] R.K. Swarnkar, S.C. Singh, R. Gopal, Bull. Mater. Sci. 34 (2011) 1363–1369.



شکل۴: اندازه متوسط نانوذرات طلا و نقره در زمانهای تابشدهی مختلف



شکل ۵: الف) طیف جذبی و ب) اندازه متوسط نانوذرات طلا و نقره تابش دهی شده با ۲۰ دقیقه در حضور میدان الکتریکی

خارجی (حداقل ۵۰۷/cm)، نانوذرات آلیاژی طلا- نقره با طول موج پلاسمونی ۴۲۵ نانومتر تولید شده است، در حالی که مطابق شکل ۲ نانوذرات آلیاژی در مدت زمان حداقل ۳۰ دقیقه در غیاب میدان الکتریکی خارجی قابل تولید بودند. علت این امر این است که میدان الکتریکی از طریق اعمال نیروی الکتریکی به نانوذرات و شکستن پیوندهای اتمی در کنار انرژی لیزر به فرآیند ذوب کمک میکند و باعث تشکیل آلیاژ در مدت زمان کمتری میشود. مطابق



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



تولید فیلم نانوذرات نقره به روش لایه نشانی لیزر پالسی(PLD) در هوای آزاد بدون جت گازی و بررسی اثر تغییر فاصله زیرلایه و هدف

محسن بنجخى و محمد حسين مهديه

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

bonjakhi@gmail.com, mahdm@iust.ac.ir

چکیده – در این مقاله برای تهیه فیلم نانوذرات نقره روی زیرلایه از روش لایه نشانی لیزر پالسی (PLD) در هوای آزاد و بدون حضور جت گازی استفاده شده است. فیلم نانوذرات نقره با طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتو ایکس (EDS) و تصاویر میکرو سکوپ الکترونی عبوری با رزولو شن بالا (HRTEM) و طیف سنج جذبی مرئی-فرابنفش مشخصه یابی گردید. اثر فا صله هدف تا زیرلایه بر طیف جذبی فیلم نانوذرات مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان می دهد که این عامل می تواند به طور مشخصی منجر به تغییر مقدار و پهنای طیف جذبی فیلم نانوذرات نقره گردد.

کلید واژه: تشدید پلاسمون سطحی، طیف جذبی مرئی و فرابنفش، فیلم نانوذرات نقره، لایه نشانی لیزر پالسی در هوای آزاد.

Fabrication of silver nanoparticle films by pulsed laser deposition in flowless open air and studying the effect of distance between target and substrate

Mohsen Bonjakhi, Mohammad Hossein Mahdieh

Physics Department, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

bonjakhi@gmail.com, mahdm@iust.ac.ir

Abstract- In the present work, pulsed laser deposition (PLD) of silver in open air is used to fabricate Ag nanoparticle (NP) films on the substrate without using flowing gas. The target was ablated by trains of nanosecond pulsed Nd:YAG laser beam. The deposited NP films on the substrate were characterized using energy dispersive x-ray spectrophotometry (EDS), high resolution transmission electron microscopy (HRTEM), and UV/Vis absorption spectroscopy. Surface plasmon resonance (SPR) characteristics of NPs were extracted from the data of UV/Vis spectrum. The effect of distance between target and substrate on absorption spectrum of NP film was investigated. The results show that it can significantly change the peak and bandwidth of absorption spectrum.

Keywords: Ag NP film, Pulsed laser deposition in flowless open air, Surface plasmon resonance, UV/Vis absorption spectrum.

مقدمه

تولید نانوذرات به دلیل ویژگی های منحصربفردی که از خود نشان می دهند مورد توجه بسیاری از پژوهشگران قرار گرفته است. بطور مشخص نانوذرات نقره دارای رسانایی گرمایی و الکتریکی بالا، پیک SPR قوی، فعالیت کاتالیستی زیاد و اثرات ضد باکتریایی می باشند که باعث می شود در زمینه های مختلفی مانند پزشکی، فتوولتاییک، کاربردهای صنعتی و SERS مورد استفاده قرار بگیرند. [۱–۲]

برای تولید فیلم نانوذرات، روش های مختلفی همچون روش های شیمیایی، فیزیکی و بیولوژیکی بکار می رود که هر کدام دارای مزیت ها و معایبی می باشد. بعضی از این روش ها نسبتا گران است یا برای تولید نیازمند فرآیند چند مرحله ای است. در بعضی روش ها از مواد سمی یا خطرناک استفاده می شود یا ممکن است ناخالصی وارد نانوذرات شود. یکی از تکنیک های شناخته شده برای لایه نشانی فیلمی از نانوذرات روی زیرلایه، لایه نشانی با لیزر پالسی (PLD) در خلا یا فشار گاز پایین است که بیشتر برای کارهای تحقیقاتی مورد استفاده قرار می گیرد[۳]. نیاز به استفاده از محفظه خلا این فرآیند را نسبتا زمان بر و گران می نماید که این روش را برای کاربرد در صنعت محدود می کند. برای استفاده در بعضی کاربردهای صنعتی ترجیح بر آن است که محفظه خلا حذف شود و فیلم نانوذرات در هوای آزاد تولید گردد. چنین کاری می تواند با کاهش هزینه و زمان، تکنیک PLD را برای کاربردهای صنعتی توسعه دهد.

تولید فیلم نانوذرات به روش PLD در هوای آزاد، ساده، آسان و کم هزینه است. چنین فیلم های ارزانی می تواند در سنسورها، کاتالیست ها و SERS استفاده شود. تولید نانوذرات نقره و طلا در هوای آزاد با کمک جت گازی و بررسی فیلم های تهیه شده به این روش در مراجع [۴–۵] اشاره شده است اما گزارش ها از انجام این کار در هوای آزاد و بدون جت گازی خیلی محدود است[۶]. ما در کار قبلی در هوای آزاد و بدون جت گازی فیلم نانوذرات نقره را تولید

کردیم و اثر شار لیزر و تعداد پالس را بر فیلم های تولید شده بررسی نمودیم[۷]. در این مقاله اثر تغییر فاصله زیرلایه و هدف بر طیف جذبی فیلم های نانوذرات نقره تولید شده مورد بررسی قرار گرفته است.

روش تجربی

شکل ۱ طرحواره چیدمان تجربی آزمایش PLD در هوای آزاد را نشان می دهد. هدفی از جنس نقره با خلوص ۹۹.۹۹ درصد و ابعاد ۲.۰*۱۰*۲۰ میلیمتر تحت تابش دهی با لیزر پالسی نانوثانیه قرار می گیرد. لیزر مورد استفاده برای انجام فرآیند کندوپاش، لیزر Nd:YAG با فرکانس ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای پالس ۱۰ نانومتر و نرخ تکرار ۱۰ هرتز می باشد.



شکل ۱: طرحواره ای از چیدمان تجربی

پرتو لیزر توسط یک عدسی بر روی سطح هدف نقره متمر کز می گردد. به کمک یک آینه، پرتو تحت زاویه ۶۵ درجه نسبت به عمود بر سطح هدف برخورد می کند. قطر باریکه لیزر روی هدف یک بیضی به ابعاد ۳۵۰ در ۱۵۰ میکرون است. بخشی از پرتو به کمک یک قطعه باریکه شکن (Beam splitter) به سمت ژول متر هدایت می شود تا انرژی پرتو اندازه گیری شود. زیرلایه ای از جنس شیشه سودالایم با ابعاد ۱*۱۰*۲۵ میلی متر در بالای هدف قرار داده شده است تا مواد حاصل از فرآیند کندوپاش روی آن بنشیند.

فاصله زیرلایه و هدف به عنوان کمیت متغیر در نظر گرفته شده است. در این آزمایش هدف نقره تحت تابش ۲۰۰۰۰ پالس لیزر با شار ۴۰ ژول بر سانتیمتر مربع قرار گرفته است. طیف جذبی نمونه های آماده شده با طیف سنج جذبی UV-Vis ثبت گردیده است. برای مشخصه یابی ساختار نانوذرات نقره تولید شده از طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتو ایکس (EDS) و تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری با قدرت تفکیک بالا (HRTEM) استفاده شده است.

نتايج و بحث

وجود هوای با فشار اتمسفری در اطراف محیط کندوپاش باعث می شود که مواد داخل توده پرتاب شده (Plum) با همدیگر و با گازهای موجود در هوا برخورد داشته باشند و منجر به تشکیل نانوذرات حتی قبل از رسیدن به زیرلایه گردند بعلاوه برخوردهای شدید، مانع از گسترش مواد (Plum) شده و بنابراین نیاز است تا فاصله هدف و زیرلایه نسبت به حالت خلا خیلی کاهش پیدا کند.

بدلیل حضور اکسیژن در هوای اطراف لازم است که ساختار نانوذرات آنالیز شود. در شکل ۲ نتایج آنالیز عنصری نانوذرات نقره با EDS نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود این آنالیز فقط حضور نقره را در نانوذرات تایید می کند. برای بررسی دقیق تر این موضوع ساختار کریستالی نانوذرات مورد بررسی قرار گرفت. تصاویر گرفته شده با نانوذرات مورد بررسی قرار گرفت. تصاویر گرفته شده با میکروسکوپ الکترونی عبوری با قدرت تفکیک بالا (HRTEM) نشان می دهد که نانوذرات نقره ایجاد شده در این روش در مجاورت هوای آزاد ساختار کریستالی دارند و بخش کمی از آنها بدلیل حضور اکسیژن و واکنش با آن اکسید شده اند.

نمونه ای از تصاویر HRTEM و عکس FFT متناظر با آن در شکل ۳ آورده شده است.



شکل ۲: آنالیز عنصری نانوذرات نقره تولید شده در هوای آزاد با EDS



شکل ۳ : تصویر HRTEM و عکس FFT متناظر با آن برای نانوذرات نقره تولید شده در هوای آزاد

عکس TEM از نانوذرات در شکل ۴ نشان می دهد که نانوذرات تولید شده به این روش تقریبا کروی شکل هستند.



شکل ۴: عکس TEM از نانوذرات نقره تولید شده در هوای آزاد

نتيجهگيرى

در این مقاله تولید نانوذرات نقره بر روی زیرلایه شیشه با استفاده از روش کندوپاش لیزر پالسی نانوثانیه در محیط هوا با فشار اتمسفری انجام گرفت. نتایج نشان می دهد که نانوذرات نقره کروی شکل هستند و ساختار کریستالی دارند. همچنین افزایش فاصله زیرلایه تا هدف منجر به کاهش میزان جذب و کم شدن پهنای طیف جذبی می گردد. با میزان جذب و کم شدن پهنای طیف جذبی می گردد. با نانوذرات فلزی بر روی زیرلایه به روش کندوپاش لیزر پالسی در هوای آزاد می تواند روش ساده و کم هزینه برای استفاده در کاربردهای مختلف باشد.

مرجعها

- Y.A. Krutyakov, A.A. Kudrinskiy, A.Y. Olenin, G. V Lisichkin, "Synthesis and properties of silver nanoparticles: advances and prospects", Russ. Chem. Rev. Vol. 77, pp. 233–257, 2008.
- [2] S.M. Novikov, V.N. Popok, A.B. Evlyukhin, M. Hanif, P. Morgen, J. Fiutowski, J. Beermann, H.-G. Rubahn, S.I. Bozhevolnyi, "Highly stable silver nanoparticles for SERS applications", J. Phys. Conf. Ser., Vol. 1092, 2018.
- [3] H.-U. Krebs, *Pulsed Laser Deposition of Metals*, *Pulsed Laser Deposition of Thin Film*, pp. 363–382, Wiley-Interscience publication, 2006.
- [4] M. Boutinguiza, R. Comesaña, F. Lusquiños, A. Riveiro, J. del Val, J. Pou, "Production of silver nanoparticles by laser ablation in open air", Appl. Surf. Sci., Vol. 336, pp. 108–111, 2015.
- [5] T.M. Khan, A. Pokle, J.G. Lunney, "Atmospheric pulsed laser deposition of plasmonic nanoparticle films of silver with flowing gas and flowing atmospheric plasma", Appl. Phys. A., Vol. 124, 336, 2018.
- [6] R.G. Nikov, A.O. Dikovska, N.N. Nedyalkov, G. V Avdeev, P.A. Atanasov, "Au nanostructure fabrication by pulsed laser deposition in open air: Influence of the deposition geometry", Beilstein J. Nanotechnol. Vol. 8, pp. 2438–2445, 2017.
- [7] M. Bonjakhi, M. H. Mahdieh, "Fabrication of silver nanoparticle films by pulsed laser deposition in flowless open air and studying the effects of laser fluence and number of pulses", Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, Vol. 626, 12699, 2021.

در شکل ۵ نمودار طیف جذبی فیلم نانوذرات نقره روی شیشه برای فواصل مختلف ۲۰.۵، ۳، ۳.۵، ۴.۵ و ۵ میلیمتری بین زیرلایه و هدف آورده شده است.

همانطور که از نمودارها مشاهده می شود با افزایش فاصله و دور شدن زیرلایه از هدف میزان جذب نمونه کاهش می یابد زیرا هوای موجود در محیط باعث می شود از سرعت نانوذرات کاسته شود و امکان گسترش (Plun) به فواصل بیشتر فراهم نگردد و هر چه زیرلایه دورتر قرار گیرد مقدار ماده کمتری می تواند روی سطح آن بنشیند. به علاوه در فواصل کم، نانوذرات با اندازه های مختلف می توانند به سطح زیرلایه برسند بنابراین پهنای طیف جذبی بیشتر می شود ولی در فواصل دورتر که امکان رسیدن نانوذرات بزرگتر محدود می شود پهنای طیف جذبی نیز کاهش می یابد.



شکل ۵: طیف جذبی فیلم نانوذرات نقره روی شیشه برای فواصل مختلف زیرلایه تا هدف

۵	شكل	نمودارهای	طيفى	و پهنای	جذب ر	۱: بیشینه	جدول
---	-----	-----------	------	---------	-------	-----------	------

۵	۴.۵	۳.۵	٣	۲.۵	فاصله (mm)
۰.۲۰	۰.۳۱	۴۴. •	۴۹. ۰	۰.۵۷	بيشينه جذب
378	۵۲۶	۶۵۰	۶۵۸	۷۱۷	پهنای طيف

داده های بیشینه جذب و پهنای طیف جذبی در جدول ۱ ارائه گردیده است. همانطور که مشاهده می شود با افزایش فاصله میزان بیشینه جذب طیفی کاهش می یابد و پهنای جذب طیفی نیز کم می شود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰- ۲۱ بهمن ۱۴۰۰



اثر شدت باریکه لیزر بر خواص اپتیک غیرخطی لایه نازک اکسید ایندیوم-قلع (ITO)

علی علیزاده سنگلی؛ یاسر رجبی؛ محمد مهدی باقری محققی دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

در این مقاله لایههای نازک اکسید ایندیوم – قلع (ITO) بر روی بسترهای شیشهای به روش اسپری پایرولیزیز لایه نشانی شده است. خواص اپتیکی و ساختاری لایهها با نتایج حاصل از پراش پرتو X (XRD)، تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) و طیف سنجی UV-Vis مطالعه شد. سپس با استفاده از چیدمان جاروب Z نمونه، پارامترهای اپتیک غیرخطی لایهها از جمله ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی محاسبه شد. این بررسی در چهار شدت اولیه پرتو لیزر $\left(\frac{W}{m^{\gamma}}\right)^{*} \cdot \cdot \times 7/7$ ، $\left(\frac{W}{m^{\gamma}}\right)^{*} \cdot \times 7/7$, $\gamma \cdot \sqrt{\frac{W}{m^{\gamma}}}$ تغییر شدت فرودی لیزر تغییر میکند.

كليدواژهها: اكسيد اينديوم-قلع (ITO)، اپتيك غيرخطي، ضريب جذب غيرخطي، ضريب شكست غيرخطي، توان ليزر.

The effects of initial laser intensity on the nonlinear optical properties of the ITO thin films

Alizadeh Sangli, Ali; Rajabi, Yasser; Bagheri Mohagheghi, Mohammad Mehdi School of Physics, Damghan University, Damghan 36716-41167, Iran.

In this paper, Indium-Tin Oxide (ITO) thin films were deposited by spray pyrolysis. Then, optical and structural properties of thin films were studied by X-ray diffraction (XRD), field emission scanning electron microscopy (FESEM) images, and UV-Vis spectroscopy. Also, nonlinear optical parameters (such as nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient) were determined. The samples were placed in the Z-Scan setup. In this paper is used of four initial intensities, 2.7×10^9 W/m², 0.938×10^9 W/m², 0.28×10^9 W/m² and 0.098×10^9 W/m². The results showed that the nonlinear optical properties of ITO were changed with initial laser intensity.

Keywords: Indium Thin Oxide (ITO), Nonlinear optics, Nonlinear refractive index, Nonlinear absorption coefficient, Laser intensity.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

امروزه با وجود گذشت چند دهه از مشاهده پدیده اپتیک غیرخطی، همچنان این پدیده مورد علاقه بسیاری از محققین است [1]. در سالهای اخیر این پدیده کاربردهای گستردهای از جمله ارتباطات نوری، تحلیل اطلاعات، ذخیرهسازی اطلاعات، پردازش اطلاعات کوانتومی، ساخت لیزرها، ساخت و ارتقاء لوازم اپتیک پیشرفته داشته است [۲.

امروزه یکی از چالشهای پیش روی محققین ساخت موادی با ویژگیهای اپتیک غیرخطی بالا است. اخیرا محققین نشان دادهاند که رفتار اپتیک غیرخطی مواد با ثابت دیالکتریک نزدیک به صفر بطور چشم گیری بهبود مییابد. نتایج نشان داده است که لایههای نازک اکسید رسانای شفاف Transparent Conductive Oxides (TCO) دارای پاسخ غیرخطی بزرگی در ناحیه نور مرئی هستند [۴]. یکی از لایههای نازک اکسید رسانای شفاف، لایه نازک اکسید ایندیوم-قلع است.

در این مقاله رفتار اپتیک غیرخطی لایه نازک شفاف اکسید ایندیوم-قلع با استفاده از چیدمان جاروب Z نمونه مورد بررسی قرار گرفت.

مشخصات ساختاری اکسید ایندیوم-قلع

اکسید ایندیوم-قلع (ITO) یک نیمرسانای شفاف نوع n بوده که دارای انرژی گاف نواری در حدود ۴ الکترون ولت است. همچنین این ماده مقاومت ویژه کمی (حدود Cm. Ω⁴⁻ ۱۰) دارد و شفافیتی در حدود ۸۵-۹۰ درصد دارد. اگر به شبکه اکسید ایندیوم، مقدار جزئی ناخالصی قلع اضافه شود، شبکه بلوری به دست آمده ITO است.

ساختار شبکه اکسید ایندیوم-قلع معمولا به صورت مکعبی، رومبوهدرال و هگزاگونال رشد داده می شود که با تغییر نسبتهای استفاده شده از ایندیوم، قلع و اکسیژن

قابل تغییر هستند. جهت گیری ارجح ساختار بلوری ITO طبق مقالات بین المللی، جهت گیریهای صفحات با شاخصهای میلر ۲۲۲ و ۴۰۰ هستند[۵].

لایه نشانی و مشخصهیابی ساختاری و اپتیک خطی

برای لایهنشانی اکسید ایندیوم-قلع روشهای متعددی وجود دارد که در این پژوهش به علت شفافیت و رسانایی بالای لایهها، از روش اسپری پایرولیزیز استفاده شده است. لایهها با ضخامت متفاوت و غلظت مختلف نسبت قلع به ایندیوم (Sn/In) تهیه شده تا رفتار اپتیک غیرخطی نمونهها در شرایط مختلف بررسی شود (جدول ۱).

در این پژوهش یک نمونه در آزمایشگاه ساخته شد که با توجه به الگوی پراش پرتو X دارای خواص ساختاری یکسان با نمونه مرجع[۶] (که با اسپری پایرولیزیز لایه نشانی شده) است. همچنین برای مشخصهیابی اپتیک خطی مانند مقدار جذب خطی، مقادیر عبور و یازتاب لایهها، از مشخصهیابی طیف نور مرئی UV-Vis استفاده شد (شکل ۲).

برای مشخصه یابی ریختار و ضخامت لایهها از تصویر برداری الکترونی FESEM استفاده شده که دقت بالایی در تعیین ضخامت نمونهها داشته است.

اندازه گیری ضرایب اپتیک غیرخطی

بدلیل حساسیت بالای ضرایب اپتیک غیرخطی در نمونههای مورد بررسی، چیدمان آزمایش از دقت بالایی برخوردار است. برای بررسی رفتار اپتیک غیرخطی لایههای نازک ITO از چیدمان جاروب Z نمونه (Z-scan) استفاده شده است. چیدمان جاروب Z نمونه در آزمایشگاه لیزر دانشگاه دامغان بصورت کاملا اتوماتیک و با دقت بالایی دادهبرداری می کند. توسط این چیدمان تغییرات شدت پرتو لیزر بر حسب تغییرات نمونه حول نقطه کانونی پرتو لیزر،

اندازه گیری می شود. در این چیدمان از یک لیزر پالسی Nd:YAG هارمونیک دوم با طول موج ۵۳۲ نانو متر استفاده

شده است.



شکل ۱ : الگوی پراش پرتو X لایههای نازک تهیه شده از اکسید ایندیوم-قلع.

با استفاده از شدت ثبت شده توسط آشکارساز "دریچه باز" و "دریچه بسته" و رسم نمودار بهنجار شده تغییرات شدت بر حسب فاصله، به ترتیب میتوان ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی را بدست آورد.



شکل ۲ : مقادیر عبور بدست لایههای ناز ک ITO تهیه شده در این پژوهش.

نموداری که از شدت ثبت شده توسط آشکارساز دریچه باز رسم میشود دارای یک قله یا دره (به ترتیب مقدار مثبت



شکل ۳ : شماتیک چیدمان جاروب Z نمونه استفاده شده برای محاسبه ضرایب اپتیک غیرخطی نمونه

 $\beta = \frac{2^{3/2} [1 - T(0)]}{I(0) L_{eff}}$ (1) I(0) برابر با طول موثر، (1)

شدت اولیه پرتو لیزر و (0)T فاصله نقطه کمینه یا بیشینه از قسمت خطی نمودار است. به صورت مشابه نموداری که توسط آشکار ساز دریچه بسته رسم میشود، دارای یک قله به همراه یک دره بوده که ترتیب قرارگیری نقاط بیشینه و کمینه، علامت ضریب شکست غیرخطی و فاصله قله تا دره بعد از جایگذاری در رابطه (۲) مقدار این ضریب را مشخص میکند.

(۲)
$$\Delta T_{p-v} = \frac{\Delta T_{p-v}}{0.406(1-S)^{1/4}kI(0)L_{eff}}$$
(۲) که در آن ΔT_{p-v} فاصله نقطه بیشینه و کمینه، S شعاع که در آن ΔT_{p-v} فاصله نقطه بیشینه و کمینه، S شعاع روزنه و A عدد موج است[Λ_{e} ۹]. در این پژوهش، ضرایب اپتیک غیرخطی در چهار شدت اولیه لیزر اندازه گیری شده است که در شکل (۳) یکی از نمودارهای مربوط به نمونهها قابل مشاهده است. از دو فرمول اخیر مشخص است که ضرایب اپتیک غیرخطی صراحتا به شدت اولیه لیزر وابسته هستند.

نتيجهگيرى

نتایج مهم بدست آمده از پراش پرتو X و آزمایش های اپتیکی لایه ها بشرح زیر می باشد:

الف) نمونههای ۱ و ۲ که دارای نسبت غلظت قلع به ایندیوم مطابق نمونه مرجع هستند، دارای ساختار شبکهای

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

بلوری و مناسب تری هستند. در نمونه های ۳ و ۴ تغییر در نسبت غلظت قلع به ایندیوم منجر به تشکیل ساختار بی شکل شده است.

ب) نوع ساختار بر روی خواص جذب اپتیکی غیر خطی اثر بسیار مهمی دارد. با مقایسه ضرایب اپتیک غیرخطی نمونهها این احتمال بوجود میآید که، ساختارهای آمورف دارای ضریب شکست غیرخطی منفی بوده و ساختارهای بلوری رشد یافته شده از اکسید ایندیوم-قلع دارای ضریب شکست غیرخطی مثبت هستند.



شکل ۴ : نتایج حاصل از چیدمان جاروب Z نمونه دوم. توان پرتو فرودی، به ترتیب از بالا ۱۶۴، ۵۷، ۱۷ و ۶ میلی وات است.

جدول ۱: خلاصه نتایج تجربی بدست آمده در این پژوهش

		نمونه ۱	نمونه ۲	نمونه ۳	نمونه ۴
نسبت غلظت قلع به اينديوم [Sn/In]		۰/۰۱۸	•/• ١ ٨	•/••٩٢٧	•/•٣٧١
يوم [Sn/In]	نسبت اتمی قلع به ایند	٠,١١	•,17	۰,۲۶	٠,٢١
(ni	ضخامت (n	~1	~47.	~~9.	\sim TAA
·9	$I_{.} = 2.7 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	۰,۰۵۳	•,•149	-٠,٠١	-•,•٢
يب شك × 10 ⁻¹⁰	$I_{.} = 0.938 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	•,184	•,177	-•,• λ ΥΔ	-•,•۴٧
$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} $	$I_{\cdot} = 0.28 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	۰,۴Y۸	1,78	-•,144	-•,۶ <i>۸</i> ۶
ظى پر	$I_{.} = 0.098 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	1,80	٣,٩٢	-٠,۵۷۱	-۵,۵λ
.ع	$I_{.} = 2.7 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	•,•٣٧٢	•,•118	•,•781	۰,۰۱
يب جذر × 10 ⁻³	$I_{.} = 0.938 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	•,189	٣,٧٣	•,•849	۰,۰۶۱
$\beta \left(\frac{m}{W} \right)$	$I_{.} = 0.28 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	۳,۸۴	•,177	۰,۱۰۳	۵۲۵, ۰
طی	$I_{.} = 0.098 \left(\frac{W}{m^2}\right) \times 10^9$	۰,۷۷۵	۰,۸۱۴	•,177	١,۵٩



شکل ۵ : نمودار تغییرات مقادیر ضریب شکست غیرخطی نمونهها در شدتهای مختلف پرتو لیزر

ج) به علت مثبت بودن ضریب جذب غیرخطی و تغییر نکردن علامت این ضریب در نمونهها، جذب اشباع در نمونهها دیده نمی شود.

د) با توجه به شکل (۴) و مقایسه مقادیر ضریب شکست غیرخطی نمونهها میتوان به این تحلیل دست یافت که با کاهش شدت اولیه پرتو لیزر شاهد افزایش ضریب شکست غیرخطی هستیم.

مرجعها

- E. Garmire, (2013). "Nonlinear optics in daily life," Opt. Express, Vol. 21, No. 25, p. 30532.
- [2] D. E. Chang, V. Vuletić, and M. D. Lukin, (2014).
 "Quantum nonlinear optics photon by photon," *Nat. Photonics*, Vol. 8, No. 9, pp. 685–694.
- [3] O. Sakhno, P. Yezhov, V. Hryn, V. Rudenko, and T. Smirnova, (2020). "Optical and Nonlinear Properties of Photonic Polymer Nanocomposites and Holographic Gratings Modified with Noble Metal Nanoparticles," *Polymers (Basel).*, Vol. 12, No. 2, p. 480.
- [4] O. Reshef, I. De Leon, M. Z. Alam, and R. W. Boyd, (2019). "Nonlinear optical effects in epsilon-near-zero media," *Nat. Rev. Mater.*, Vol. 4, No. 8, pp. 535–551.
- [5] T. Maruyama and K. Fukui, (1991). "Indium-tin oxide thin films prepared by chemical vapor deposition," *J. Appl. Phys.*, Vol. 70, No. 7, pp. 3848–3851.
- [6] A. To, S. Energy, and O. Properties, (1979). "In203 : (Sn) A N D SnO2: (F) F I L M S - APPLICATION TO SOLAR ENERGY CONVERSION P A R T II - E L E C T R I C A L AND OPTICAL PROPERTIES," Vol. 14, No. c, pp. 163– 175.
- [7] A. N. Gheymasi, Y. Rajabi, and E. N. Zare, (2020).
 "Nonlinear optical properties of poly(aniline-co-pyrrole)@ ZnO-based nanofluid," *Opt. Mater. (Amst).*, Vol. 102.
- [8] S. Dadkhah, Y. Rajabi, and E. N. Zare, (2021). "Thermal Lensing Effect in Laser Nanofluids Based on Poly (anilineco-ortho phenylenediamine)@\$\$\text{TiO}_{2}\$\$ Interaction," J. Electron. Mater., Vol. 50, No. 8, pp. 4896– 4907.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



افزایش جذب نوری با آرایهای از نانوذرات بر بستر دیالکتریک-فلز در ناحیه مادون قرمز

مريم جمال زاده، عليرضا كشاورز

M.Jamalzadeh@sutech.ac.ir Keshavarz@sutech.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، ایران

چکیده – امروزه نانوذرات فلزی به علت خواص نوری مطلوب، مورد توجه قرار گرفتهاند و روشهای متعددی برای ساخت و استفاده از آنها در قطعات مختلف ابداع شده است. پلاسمونهای سطحی نوسانات دسته جمعی الکترون در فلزات میباشند که میتوانند با امواج الکترومغناطیسی تحریک شوند که به عنوان یک مؤلفه اصلی در مسیریابی و تعیین خواص نوری در مقیاسهای نانومتر بشمار میروند. در این پژوهش، بررسی خواص نوری ساختار چندلایهای متشکل از آرایهای از نانوذرات است که بر روی یک بستر دی الکتریک قرار دارد و همچنین عوامل مؤثر بر افزایش جذب نوری میباشد. خواص نوری نانوذرات است که بر روی یک بستر دی بالکتریک بستگی دارند و عوامل مختلفی مانند قطرنانوذرات، زاویه تابش فرودی و فاصله بین نانوذرات بر بهبود جذب تأثیرگذار می-باشند که مورد بررسی قرار گرفته است.

كليد واژه-پلاسمونيک، جذب نوری، نانوذرات.

Increasing Optical Absorption With an Array of Nanoparticles on a Dielectric-Metal Substrate in The Infrared Region

Maryam Jamalzadeh, Alireza Keshavarz

M.Jamalzadeh@sutech.ac.ir Keshavarz@sutech.ac.ir

Physics Department, Shiraz University of Technology, Iran

Nowadays, metal nanoparticles have been considered due to their desirable optical properties, and several methods have been developed for their fabrication and use in various devices. Surface plasmons are mass fluctuations of electrons in metals that can be excited by electromagnetic waves, which are a major component in routing and determining optical properties at the nanometer scale. In this study, the optical properties of a multilayer structure consisting of an array of nanoparticles located on a dielectric substrate are also factors affecting the increase of optical absorption. The optical properties of nanoparticles depend on the material, shape, size and dielectric environment, and various factors such as nanoparticle diameter, incident radiation angle and distance between nanoparticles affect the absorption improvement that has been investigated.

Keywords: Plasmonic, Optical absorbtion, Nanoparticles.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

ساختارهای چندلایه، به دلیل کارآیی در کنترل خواص نوری و کاربردهای زیاد در ساخت ابزارهای الکترواپتیکی مورد توجه محققان قرار گرفته است. این ساختارها از لايهها با ضخامت، مواد و اشكال مختلف تشكيل شدهاند. در سالهای اخیر، ساختارهای فلز-دیالکتریک به دلیل خواص پلاسمونی، مورد علاقه پژوهشگران قرار گرفته است. پژوهشها نشان میدهد موادی بر پایهی نانوساختارهای فلزی پاسخی مناسب به بسیاری از نیازهای فناوری امروز و آینده را فراهم می کنند. این مواد دارای ويژگىھايى مانند تشديد پلاسمونى ھستند[١]. پلاسمون های سطحی(SP) نوسانات دسته جمعی الکترون در فلزات مىباشند كه مىتوانند با امواج الكترومغناطيسى تحريك شوند که به عنوان یک مؤلفه اصلی در مسیریابی و تعیین خواص نوری در مقیاسهای نانومتر بشمار میروند. همچنین فلزات به دلیل جذب بالای نور، به عنوان جاذب نیز مورد استفاده قرار می گیرند. عوامل مختلفی مانند دما ، ضخامت، دوره، قطر، زاویه و پهنای باند برای تغییر در خواص نوری و بهبود جذب نوری موثر هستند. در سال ۲۰۰۸، لاندی و همکارانش روی سیستم جاذب کامل تحقيق كردند و جذب ٨٨ درصدي امواج الكترومغناطيسي با PMAs را نشان دادند که کاربردهای مختلفی از جمله حسگرهای لایههای نازک دارند. آکیموو وهمکارانش، نشان دادند با افزایش قطر ذره می توان شاهد جذب قوی در طول موجهای مختلف بود[۲]. به کمک تحقیقات انجام شده در طول دهههای گذشته، روند دستیابی به جذب نور بالا در فرامواد و نانوساختارهای پلاسمونی به شدت افزایش یافته است. علاوه بر این در سال ۲۰۱۶، محققان با استفاده از لایه نازک از طلا با اشکال مختلف یک حسگر جاذب در فرکانس مادون قرمز طراحی کردند که بازدهی جذب بین ۷۸ تا ۹۸ درصد از سیستم به ثبت رسید[۳].

همچنین مطالعات بر روی ساختارهای جاذب و ساختارهای چندلایه، به دلیل کارآیی در کنترل خواص نوری مورد توجه محققان قرار گرفتهاند.

جاذب ایدهآل دارای نوار جذبی نزدیک به یک میباشد. مواد با جذب ایده آل در سلول های خورشیدی، حسگرها، عناصر اپتوالكترونيك، فيلترها، افزايش پراكندگى رامان، تصویربرداریهای پزشکی و همچنین برای نامرئیسازی کاربرد دارند. در این مقاله به بررسی یک جاذب کامل متشکل از آرایهای از نانوذرات نقره بر روی یک زیرلایه سیلیکون و بستر نقره پرداخته شده است. برای این موضوع از تشدید پلاسمونهای نقره در اطراف نانو ذره استفاده شده است و با توجه به اینکه تشدید پلاسمون به اندازه ذره و محیط اطراف بستگی دارد، این عوامل نیز مورد بررسی قرار می گیرند و میزان جابجایی فرکانسی محاسبه می شود. دراین پژوهش، آرایه ای از نانوذرات نقره بر روی یک لایه سیلیکون و یک بستر نقره شبیهسازی می شود که به دلیل اینکه نانوذرات به صورت آرایه و تکراری میباشند، شکل ۱ یک سلول واحد از آرایه را نشان میدهد. همانطور که در شکل۱، مشاهده می گردد، قطر نانوذره(d)، پهنای لایهی سیلیکون(H₁)، پهنای لایهی نقره (H_2) ، فاصله طول (P_1) و عرض (P_2) لايه زيرين و محورها مشخص شدهاند.



شکل۱: طرح نمادین آرایه ای از یک نانوذره نقره بر روی یک لایه سیلیکون و بستر نقره.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

شبيەسازى

در این ساختار لایه زیرین نقره به عنوان بازتابنده نور استفاده می گردد. برای بررسی میزان عبور، بازتاب و جذب ساختار پیشنهادی، از نرم افزار شبیهسازی کامسول ماژول اپتیک موجی استفاده شده است. برای محاسبات میزان ضریب شکست نقره از دادههای تجربی جانسون و کریستی استفاده می شود [۴]. به علاوه محاسبات برای یک سلول واحد انجام می شود، در راستای محور X و محور Y از شرط مرزی دورهای و بالا و پایین ساختار نیز از لایه PML استفاده می شود. به کمک معادله هلمهولتز زیر توزیع میدان در هر یک از لایهها بررسی می شود:

$$\label{eq:prod} \begin{split} \nabla\times\mu_r^{-1}(\nabla\times E)-K_0^2\left(\epsilon_r-\frac{i\sigma}{\omega\epsilon_0}\right)E&=0 \quad (1)\\ \lambda & \sum_{\sigma} \kappa_r & \kappa_r & \sum_{\sigma} \kappa_r & \sum$$

همانطور که گفته شد در این پژوهش عوامل موثر بر خواص نوری مانند ضریب شکست، قطرنانوذرات، فاصله بین نانوذرات و زاویه تابش فرودی بررسی شد. با تعیین پارامترهای مورد استفاده برای شبیهسازی این نانوساختار $H_2 = H_1 = 2 \cdot nm$, $d = 12 \cdot nm$, $H_2 = H_1 = 0$ ۱۰۰nm در شکل ۲ ضرایب عبور، بازتاب و جذب محاسبه شدهاند. یک میدان موج تخت با قطبش TM و در راستای y تابانده شده است که نمودار آبی، بازتاب را نشان می دهد، نموداری که به صورت خطچین و به رنگ قرمز رسم شده است، جذب را نشان میدهد و نمودار نقطه خط که به رنگ زرد مشخص شده است، عبور را نشان میدهد که چون لایه ی زیرین نقره در نظر گرفته شده است و نقره جذب بالایی دارد هیچ عبوری در این ساختار نیست به این معنی که عبور برابر با صفر میباشد. و اگر لیزری با طول موج ۹۵۳ نانومتر به ساختار طراحی شده تابانده شود، جذب تقریبا یک می شود بنابراین ساختار در این طول موج به عنوان یک حسگر مورد استفاده قرار می-گیرد.



 $h_1 = .D=150 \text{ nm}$ شكل ۲: میزان بازتاب، جذب و عبور برای $p_1 = p_2 = 250 \text{ nm}$. نمودار $p_1 = p_2 = 250 \text{ nm}$. $h_2 = 100 \text{ nm}$. 50 nm آبی بازتاب، نموداری که به صورت خط چین است، جذب و نموداری که به صورت نقطه خط می-باشد، عبور را نشان میدهد. در طول موج ۹۵۳ بانومتر جذب تقریبا یک شده است.

یکی از عوامل موثر بر جذب، تغییر قطر نانوذره میباشد که با کاهش قطر نانوذره، جذب کاهش پیدا میکند. همانطور که در شکل۳ نشان داده شده است، میزان قطر نانوذرات تغییر پیدا کرده است و ۱۱۰ ، ۱۵۰ و ۱۸۰ نانومتر در نظر گرفته شده است که باعث جابجایی قلهی جذبی متناسب با این تغییرات میباشد. در نتیجه میتوان گفت که وقتی قطر نانوذره کم میشود، انرژی در ۹۵۳ نانومتر جابجا و حدود ۹۴۷ نانومتر میشود، این بدان معنی است که به دلیل کوچک شدن قطر، میدان افزایش پیدا کرده و جذب را تا حدود ۲۰ یا ۲.۸ میرساند. وقتی قطر نانوذره زیاد میشود در حدود ۹۶۰ نانومتر، قله جذب وجود دارد. پس با تغییر قطر نانوذرات، قله جذب قابل کنترل است و می-توان شاهد جابجایی در محل بیشینهی جذبی بود که این امر در حسگرها بسیار کاربردی میباشد.

یکی دیگر از عوامل موثر بر جذب تغییر زاویه میباشد، با تغییر زاویه، قله بسیار تغییر میکند و کم و زیاد میشود، همانطور که در شکل۴، زاویه تغییر پیدا کرده است، در زاویه صفر درجه یک قله وجود دارد ولی اگر زاویه ۵ و ۱۰ درجه شود دو قله بوجود میآید و در زاویه ۱۵ درجه یک قله وجود دارد. وجود دو قله به این دلیل است که یک موج تابانده و یک موج بازتاب میشود، این دو موج باهم تداخل میکنند و باعث میشود جذب نزدیک به یک نباشد. تداخل برای ۵ درجه در طول موج ۹۳۰ نانومتر و بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> ۹۶۰ نانومتر تداخل سازنده و در ۹۵۳ نانومتر تداخل ویرانگر میباشد و باعث افت جذب می شود. بنابراین با تغییر زاویه می توان جذب را کنترل کرد.



شکل۳: کنترل قله جذب با افزایش و کاهش قطر نانوذره را نشان می دهد. قطر نانوذره، ۱۱۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ نانومتر در نظر گرفته شده است که به ترتیب با خط آبی، خط چین قرمز و نقطه خط زرد رسم شده است.



شکل۴:کنترل جذب با تغییر زاویه را نشان می دهد. محل قله بسیار تغییر می کند، در زاویه صفر درجه یک قله وجود دارد، در زاویه ۵ و ۱۰ درجه دو قله و در زاویه ۱۵ درجه یک قله وجود دارد که به ترتیب با خط آبی، خط چین قرمز، نقطه خط زرد و نقاط بنفش رسم شده است.

با ایجاد تغییر در طول و عرض ساختار در شکل ۵ مشاهده می شود که جابجایی های زیادی بوجود می آیند. بنابراین با تغییر در فاصله بین نانوذرات هم می توان قله جذب را کنترل کرد. همانطور که در این شکل مشاهده می شود، P_1 و P_2 با اعداد ۲۵۰،۲۰۰ و ۳۰۰ نانومتر تغییر می کنند. دلیل تفاوت این دو باهم در این است که جهت y در نظر گرفته شده است و به این صورت است که یکی جابجایی بیشتر و یکی جابجایی کمتری دارد.



شکل۵: تغییر محل قله جذب با طول را نشان می دهد. 300 و 250، $p_1 = 200$ nm نانومتر در نظر گرفته شده است و قله جذب مربوط به هر کدام به ترتیب با خط چین قرمز، خط آبی و نقطه خط زرد رسم شده است.

نتيجهگيرى

در ساختار طراحی شده میتوان با تغییر قطر نانوذره، قله جذب را کنترل کرد و در قطر ۱۸۰ نانومتر تقریباً جذب ایدهآلی داریم. یکی دیگر از عوامل مؤثر بر جذب تغییر زاویه میباشد، با تغییر زاویه، محل قلهی جذبی بسیار تغییر میکند که در زاویه ۰ و ۱۵ درجه بهترین جذب را داریم، بنابراین میتوان قله جذب را کنترل کرد. همچنین با ایجاد تغییر در فاصله بین نانوذرات میتوان مشاهده کرد که جابجایی موثری بوجود میآید و در طول ۳۰۰ نانومتر و عرض ۲۰۰ نانومتر دارای جذب ایدهآلی هستیم.

مرجعها

- S. Orfanidis, D. Ramaccia and A. Toscano, *Electromagnetic waves and antennas*, Department of Electrical & Computer Engineering, Piscataway, 2002.
- [2] Y.A. Akimov, W.S. Koh and K. Ostrikov, "Enhancement of optical absorption in thin-film solar cells through the excitation of higher-order nanoparticle plasmon modes," Optics Express, 17(12), pp 10195-10205, 2009.
- [3] Y. Weisheng, W. Zhihong, Y. Yang, H. Jiagung, L. Jingqi, G. Zaibing, T. Hun and Zh. XiXiang "High performance infrared plasmonic metamaterial absorbers and their applications to thin-film sensing," Plasmonics, 11, 1557-1563, 2016.
- [4] P.B. Johnson and R.W. Christy "Optical constans of the noble metals," Phys. Rev. B, 6(12), 03755, 1972.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر تابش لیزر پالسی و پیوسته بر روی تغییرات دمای نانوذرات اکسیدگرافن

فرزانه زارع مهر آبادی'، نجمه السادات حسینی مطلق'، محمدعلی حداد *'

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۹۵–۷۴۱ ^۲ گروه مهندسی یزشکی، دانشگاه میبد، یزد–میبد

farzaneh.zare7@stu.yazd.ac.ir, hosseinimotlagh@meybod.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله تغییرات دمای محلول ذرات اکسیدگرافن در آب بر اثر تابش لیزر در دو حالت پیوسته و پالسی برای رسیدن به دمای مطلوب مرگ سلولهای سرطانی مورد مطالعه قرار گرفت. از غلظتهای ۰/۴، ۳/۲٬۰/۳ و ۰/۱ میلیگرم بر میلیلیتر اکسیدگرافن در آب در تابشدهی استفاده شده است. نتایج حاکی از آن است افزایش دما با افزایش غلظت نانوذره، زمان تابشدهی و توان لیزر رابطه مستقیم دارد.

کلید واژه- اکسیدگرافن، سرطان، فوتوترمالتراپی، لیزر، نانوذرات

Investigation of the effect of pulsed and continuous laser radiation on the temperature changes of graphene oxide nanoparticles

Farzaneh Zare Mehrabadi¹, Najmeh Sadat Hossini Motlagh², Mohammad Ali Haddad^{1*}

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 741-89195. ²Department of Biomedical engineering, Meybod University, Yazd-Meybod, Iran <u>farzaneh.zare7@stu.yazd.ac.ir</u>, <u>hosseinimotlagh@meybod.ac.ir</u>, <u>mahaddad@yazd.ac.ir</u>

Abstract- The temperature variations of graphene oxide nanoparticles in an aqueous solution are investigated using 808 nm lasers operating in continuous and pulsed modes. To obtain the optimum temperature of cervical cancer cell death, different concentrations of graphene oxide in water solution were evaluated in irradiation. The results indicate that the temperature increase is proportional to the concentration of nanoparticles, irradiation time, and laser power.

Keywords: Cancer, Graphene Oxide, Laser, Nanoparticles, Photothermal therapy

مقدمه

سرطان یک بیماری ویرانگر با نرخ مرگ و میر روزافزون هر ساله است و یکی از بزرگترین چالشها برای سلامت انسان در سراسر جهان است. متاسفانه روشهای درمانی فعلی با عوارض جانبی بالایی همراه هستند و تحمل و کاربرد بالینی آنها را محدود میکنند[۱]. بنابراین رسیدن به روشهای آنها را محدود میکنند[۱]. بنابراین رسیدن به روشهای کاهش عوارض جانبی و آسیب به بافتهای سالم شود مورد توجه قرار گرفت.

ایده استفاده از گرما به مدت طولانی به عنوان روشی جایگزیده مورد توجه بوده اما رسیدن به توانایی ایجاد افزایش دمای مناسب در مکان مناسب به طوری که منجر به آسیب سلولها و بافت سالم بدن نشود یک چالش بزرگ در این زمینه است.

استفاده از تابش الکترومغناطیس در محدوده مرئی و مادون قرمز برای درمان گرمایی سرطان از زمان کشف لیزر امیدهای بسیاری را برای حل این مشکل ایجاد کرد و به شکل روزافزون، محققین بسیاری در این زمینه به تحقیق پرداختهاند. مشکل عمده استفاده از لیزرها غیر انتخابی بودن آنها است و بافت سالم و سرطانی هر دو در مسیر تابش آسیب میبینند به علاوه نیاز به چگالی توان بالا برای نابودی تومورها وجود دارد [۲]. برای پر کردن این خلاء، نانوذرات پا به عرصه گذاشته و انتخابی بودن روش گرما-نوری و کاربرد آن در توانهای پایین تر را ممکن ساختند، همچنین زیست-سازگاری و تجمع انتخابی نانوذرات در سلولهای سرطانی بازدهی روش گرما-نوری را بالاتر خواهند برد [۳].

در این پژوهش از بین انبوه نانوذرات از نانوذرات اکسیدگرافن استفاده شده است. زیرا رسانای حرارتی خوب و تحریک پذیری بالای حاملان بار در اکسیدگرافن ویژگیهای گرما-نوری بسیار عالی به آن بخشیده است. همچنین حلالیت اکسیدگرافن در آب قابل قبول بوده است و در محدوده مادون قرمز جذب مناسبی دارد[۴]. در این مقاله اثر لیزر دیودی به صورت پالسی و پیوسته با طول موج ۸۰۸ نانومتر در توانهای متفاوت بر روی نانوذرات اکسیدگرافن در غلظتهای مختلف در راستای افزایش دمای محیط با هدف مرگ سلولهای سرطانی بررسی می شود.

مواد و روشها

در ابتدا اکسیدگرافن به روش هامر که در مرجع شماره [۵] به تفضیل جزئیات آن یافت میشود، سنتز شده است. برای انجام این آزمایش محلول نانوذرات اکسیدگرافن در میکروتیوب ریخته و با آب مقطر حل شد. سپس چهار نمونه با غلظتهای ۲۸۱۳/۱۳/۰۱، ۲۳۳/۳۱۰، ۳۳۲/۰۱ با غلظتهای ۲۰/۱۳۳/۱۱، ۲۳۳/۳۱۰، ۲۳۳/۳۱ سازان در طول موج ۸۰۸ نانومتر ساخت شرکت پولسار از ایران) در طول موج ۸۰۸ نانومتر به صورت پیوسته و پالسی در توانها و زمانهای مختلف، نمونههای آزمایشگاهی تابشدهی شدند. به منظور تخمین تغییرات دمایی محیط نمونهها با استفاده از دماسنج حساس (۲۰۲۰ Multimetrix مدل ۲۵ مدل ۲۵ مدل مورد اندازه گیری قرار گرفت.

نتایج آزمایشگاهی

در شکل(۱) بیناب جذبی در محدوده مرئی برای چهار غلظت محلول اکسیدگرافن را نشان میدهد. در بینابهای جذب شده، قلهی جذبی در محدوده طول موج ۲۳۶ نانومتر مشاهده شد. مشاهده این پیک در بیناب ثبت شده بر اساس

تجربیات منتشر شده، نشان دهنده مطلوب بودن اکسید-گرافن سنتز شده و نیز محلول ساختهشده است.[۶]



شکل۱: بیناب جذبی UV-Vis گرافن اکساید و نمایش قله ۲۳۶ نانومتر



شکل۲: تابشدهی با طول موج پیوسته در توانهای۵/۰تا۲/۱ وات به مدت ۵ دقیقه برای چهار نمونه با غلظتهای: (الف) ۱/۴mg/ml (ب) ۱/۳ mg/ml و (د)۱mg/ml

در شکل ۲، بررسی تابش دهی پیوسته حاکی از آن است، که با افزایش توان لیزر، دمای محیط حاوی محلول اکسید گرافن افزایش یافته است. با توجه به اندازه گیری های انجام شده از میان چهار غلظت ۰/۲mg/ml، ۰/۲mg/ml از ۰/۲mg/ml ۰/۴mg/ml

۰/۴mg/ml غلظتهای مطلوبی برای رسیدن به دمای مناسب مرگ سلولی استنباط شدهاند. زیرا با مدت زمان ۵ دقیقه و توان ۲/۱ وات محیط به دمای بالاتر از۴۵°۲ رسیدند.



شکل۳: تابشدهی با طول موج پالسی با توان متوسط ۵/۰ وات با پهنای زمانی پالس ۲۰۰ تا ۱۰۰۰میلی ثانیه به مدت ۵ دقیقه برای چهار نمونه با با غلظتهای (الف) ۲/۴mg/ml (ب) ۳/۳ (ج) ۲/mg/ml (د) ۱/۱mg/ml

شکل ۳، افزایش دمای محیط حاوی محلول اکسید گرافن با تابش پالسی با توان متوسط ۵/۰ وات با پهنای زمانی پالس ۲۰۰ تا ۱۰۰۰ میلی ثانیه به مدت ۱۰ دقیقه برای چهار غلظت ۱۰۰۰ میلی ثانیه به مدت ۱۰ دقیقه برای چهار غلظت ۱۰۰۸ میلی ثانیه به مدت ۱۰ دقیقه برای /۴mg/ml ۰/۴mg/ml ۰/۴mg/ml ۰ در مدت ۱۰ دقیقه با توان متوسط ۵/۰ وات و پهنای زمانی ۱۰۰۰ میلی ثانیه دمای محیط به ۵٬۵۴ رسیده پهنای زمانی ۱۰۰۰ میلی ثانیه دمای محیط به ۵٬۰۶ رسیده نهنای زمانی ۱۰۰۰ میلی ثانیه دمای محیط به ۵٬۰ برسیده نشان دهنده ارتباط دما با غلظت اکسید گرافن، زمان تابش-نشان دهنده ارتباط دما با غلظت اکسید گرافن، زمان تابش-دهی، نوع تابش دهی و توان لیزر است. با توجه به دو تابش لیزر به صورت پیوسته و پالسی، تابش دهی به صورت پیوسته بازدهی بالاتری دارد چرا که در مدت زمان کوتاه تری دمای بتوان با کاهش عوارض جانبی به درمان بهینهای برای سرطان رسید.

مرجعها

- [1] Hanahan, Douglas, and Robert A. Weinberg. "Hallmarks of cancer: the next generation," cell 144, no. 5, pp. 646-674, (2011).
- [2] Smith, Leon, Zdenka Kuncic, Kostya Ken Ostrikov, and Shailesh Kumar. "Nanoparticles in cancer imaging and therapy," Journal of Nanomaterials 2012 (2012).
- [3] Honda, Mitsuhiro, Yuika Saito, Nicholas I. Smith, Katsumasa Fujita, and Satoshi Kawata. "Nanoscale heating of laser irradiated single gold nanoparticles in liquid," Optics express 19, no. 13, pp. 12375-12383, (2011).
- [4] Neklyudov, Vadim V., Nail R. Khafizov, Igor A. Sedov, and Ayrat M. Dimiev. "New insights into the solubility of graphene oxide in water and alcohols," Physical Chemistry Chemical Physics 19, no. 26, pp. 17000-17008, (2017).
- [5] Xu, Yuxi, Hua Bai, Gewu Lu, Chun Li, and Gaoquan Shi. "Flexible graphene films via the filtration of water-soluble noncovalent functionalized graphene sheets," Journal of the American Chemical Society 130, no. 18, pp. 5856-5857, (2008).
- [6] Xie, Guoqiang, Ju Cheng, Yifan Li, Pinxian Xi, Fengjuan Chen, Hongyan Liu, Fengping Hou et al. "Fluorescent graphene oxide composites synthesis and its biocompatibility study," Journal of Materials Chemistry 22, no. 18, pp. 9308-9314, (2012).
- [7] Motlagh, NS Hosseini, P. Parvin, Z. H. Mirzaie, R. Karimi, J. H. Sanderson, and F. Atyabi. "Synergistic performance of triggered drug release and photothermal therapy of MCF7 cells based on laser activated PEGylated GO+ DOX," Biomedical Optics Express 11, no. 7, pp. 3783-3794, (2020).

نانوذره را به بالای ۲۵°۴۵ رسانده است که دمای مطلوبی برای مرگ سلولهای سرطانی است[۷].

نتيجه گيرى

در این مقاله از نانو ذرات اکسیدگرافن که تحت تابش لیزر با طول موج ۸۰۸ نانومتر قرار گرفتهاند استفاده شد. تابش دهی به صورت پالسی و پیوسته بر روی غلظتهای دهی به صورت پالسی و پیوسته نر روی غلظتهای را مرابا -۰/۱mg/ml در توانهای مختلف لیزر انجام شد. در تابشدهی پیوسته غلظت ۲/۱ وات به مدت ۵ دقیقه بهترین نتیجه را برای رسیدن به دمای بالاتر از ۲۰۵۴ داد. همچنین در تابشدهی پالسی همین غلظتها در مدت زمان ۱۰ دقیقه به دمای بالاتر از ۴۵۰۲ رسید.

یکی از مهمترین مزایای درمان گرما-نوری افزایش دمای سلولهای سرطانی به صورت جایگزیده است که در نهایت منجر به مرگ سلولهای سرطانی میشود، بدون آسیب رساندن به سلولهای سالم و اما از جمله معایب این روش، زمانی که بعد از درمان سرطان، متاستاز ظاهر میشود کاربردی ندارد و از طرفی برای رساندن نور به بافتهای عمیق به فیبر احتیاج پیدا میکنیم.

آزمایشهای دیگری برای بازههای زمانی بیشتر از ۱۰ دقیقه و ۵ دقیقه با تابش لیزری پیوسته و پالسی در دست انجام است و از تمام طول موجهایی که در محدودهی NIR هستند و اکسیدگرافن در آن محدوده جذب دارد را در این آزمایش میتوان به کار گرفت. با این روش امید است که



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



بررسی اثر تابش های یونیزان پرتوهای گاما بر ویژگی های نورتابی نقاط کوانتومی هسته/پوسته CdTe/ZnSe

فرزاد فرهمندزاده^۱، مهدی ملایی^۱ و حسن اله داغی^۲

رفسنجان، دانشگاه ولی عصر (عج)، گروه فیزیک

۲. سبزوار، دانشگاه حکیم سبزواری، گروه فیزیک

hassan.aldaghi@gmail.com & m.molaei8@gmail.com, farahmand.f1996@gmail.com

چکیده – در این پژوهش، نقاط کوانتومی هسته/پو سته CdTe/ZnSe تو سط یک روش مایکروویو سنتز شدند. برر سی اثر تابشهای یونیزان گاما بر ویژگی های نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe تو سط چ شمه گاما کبالت-۶۰ و در بازه تابش ۰–۴۰ kGy انجام شد. نتایج به د ست آمده ن شان داد که تابش گاما باعث افزایش شدت نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe می شود و همچنین در طیف نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe یک انتقال به سرخ م شاهده شد، در طبق نتایج به د ست آمده نقاط کوانتومی Row کرو و همچنین در طیف CdTe/ZnSe گزینه مناسبی برای استفاده شدن در دزمترهای گاما هستند.

کلید واژه- پرتوهای گاما، دزیمتری، نقاط کوانتومی، نورتابی، CdTe/ZnSe

Investigating effect of ionizing gamma rays on optical properties of CdTe/ZnSe core/shell quantum dots

Farzad Farahmandzadeh¹, Mehdi Molaei¹, and Hassan Alehdaghi²

1. Rafsanjan, Vali-e-Asr University, Department of Physics 2. Sabzevar, Hakim-e-Sabzevari University, Department of Physics

hassan.aldaghi@gmail.com & m.molaei8@gmail.com, farahmand.f1996@gmail.com

Abstract- In this paper, CdTe/ZnSe core/shell quantum dots synthesized by microwave method. Effect of gamma irradiation on optical properties of CdTe/ZnSe quantum dots were investigated by ⁶⁰Co in range of 0-20 kGy. The obtained results showed that photoluminescence (PL) intensity of CdTe/ZnSe quantum dots increased after receiving gamma irradiation dose and also observed a red-shift in PL spectrum of CdTe/ZnSe quantum dots. Based on obtained results CdTe/ZnSe quantum dots are good candidate to use in dosimeter applications.

Keywords: Gamma rays, Dosimeter, Quantum dots, photoluminescence, CdTe/ZnSe

مقدمه

نانوذرات صفر بعدی که اندازه آنها کوچکتر از شعاع اكسايتون بوهر باشد را نقاط كوانتومي مي گويند [۱]. نقاط کوانتومی CdTe یکی از مشهورترین نقاط کوانتومی گروه II-VI می اشند که ویژگیهای نور تابی آنها وابسته به اندازه و شکل آنها میباشد [۲-۳]. رشد دادن یک پوسته غیرارگانیک مانند ZnSe به دور نقاط کوانتومی CdTe و ايجاد ساختار هسته/پوسته CdTe/ZnSe باعث افزايش شدت نورتابی و پایداری نقاط کوانتومی CdTe می شود، برای مثال، فرهمندزاده و همکاران توانستند پوسته ZnSe را با استفاده از یک روش مایکروویو به دور نقاط کوانتومی CdTe رشد دهند و نتایج آنها نشان داد که بازده نورتابی نقاط کوانتومی CdTe از ۲۳٪ به ۵۶٪ افزایش پیدا کرد [۴]. اخیرا گروه زیادی از پژوهشگران تلاشهای زیادی در بررسی از تابشهای یونیزان گاما بر ویژگی های نورتابی نقاط کوانتومی به منظور یافت مواد جدید در کاربردهای دزیمتری انجام داده اند، به طور مثال، چانگ و همکاران گزارش داده اند که ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdTe و CdSe بعد از تابش گاما افزایش چشمگیری پیدا كرده است [۵] و همچنين اله داغي و همكاران نشان دادند که ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdS بعد از تابش گاما وابسته به غلظت نقاط کوانتومی CdS می باشد [۶]. در این پژوهش، نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe توسط یک روش مایکروویو که سنتز شدند سپس ویژگیهای نورتابی نقاط كوانتومى هسته/پوسته CdTe/ZnSe تحت تابش گاما با شدت دوزهای متفاوت گاما مورد بررسی قرار گرفت.

روش سنتز نقاط كوانتومي CdTe/ZnSe

نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe توسط یک روش مایکروویو که در گذشته گزارش شده است، سنتز شدند [۴].تصویر شماره ۱. طرحوارهای از مراحل انجام سنتز نقاط کوانتومی

CdTe/ZnSe میباشد و همچنین نورتابی نقاط کوانتومی سنتز شده را در زیر نور خورشید و نور فرابنفش به نمایش میگذارد. نقاط کوانتومی آماده شده بعد از آماده سازی، توسط چشمه گاما کبالت-۶۰ با آهنگ دوز تابشی ۱٫۱۱ Gy/s در بازه ۰-۲۰ KGy در معرض تابش قرار گرفتند.



تصویر شماره ۱. طرحواره سنتز نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe و نورتابی نقاط. کوانتومی سنتز شده در زیر نورفرابنفش و نور خورشید



تصویر شماره ۲. آنالیز TEM نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe سنتز شده

نتايج و بحث

تصویر شماره۲. نشان دهنده میکروسکوپ الکترونی-عبوری (TEM) نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe سنتز شده میباشد. ایجاد ساختار هسته/پوسته به راحتی درون این تصویر مشخص است، همچنین ذرات سنتز شده دارای شکل کروی

می باشند. برای بررسی اثر تاثیر ضخامت پوسته ZnSe در ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از تابش گاما، دو زمان سنتز متفاوت ۵ و ۱۰ دقیقه مورد بررسی قرار گرفت. تصویر شماره ۳ و ۴ به ترتیب نشان دهنده طيف PL نقاط كوانتومي CdTe/ZnSe با گذشت ۵ و ۱۰ دقیقه از زمان سنتز میباشند. همانطور که در این تصویر مشخص است با افزایش شدت دز گاما فرودی، شدت نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe نیز افزایش پیدا می کند و بیشترین شدت نورتایی در مقدار دز ۱ kGy رخ داده است و پس از آن برای دزهای ۵ و KGy ۲۰ شدت نورتابی کاهش نورتابی پیدا میکند. همچنین با افزایش دز گاما، یک انتقال به سرخ در طیف PL نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe مشاهده می شود. این تغییر شدت نورتابی و تغییر طول موج نورتابی نسبت به دز پرتوی دریافتی این قابلیت را به نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe می دهد که به عنوان دزیمتر گاما استفاده شوند.



تصویر شماره ۳. طیف PL نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از ۵ دقیقه از زمان سنتز



تصویر شماره ۴. طیف PL نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از ۱۰ دقیقه از زمان سنتز

تصویر شماره ۵ و ۶ به ترتیب نشان دهنده طیف جذب نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe ۵ دقیقه و ۱۰ دقیقه میباشند. همانطور که در این دو تصویر مشخص است با افزایش دز گاما دریافتی، انتقال به سرخ در لبههای جذب نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe رخ داه است.



تصویر شماره ۵. طیف جذب نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از ۵ دقیقه از زمان سنتز
بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



تصویر شماره ۶. طیف جذب نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از ۵ دقیقه از زمان سنتز

تصویر شماره ۲. نشان دهنده مکان قله نورتابی و دز گامادریافتی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe ۵ دقیقه و ۱۰ دقیقه میباشد. همانطور که در تصویر مشخص است ذرات کوچکتر حساسیت بیشتری نسبت به پرتوهای گاما داشتند نسبت به ذرات بزرگتر و مقدار انتقال به سرخ برای نسبت به ذرات درگتر و مقدار انتقال به سرخ برای CdTe/ZnSe ۵ دقیقه در حدود ۲۱ نانومتر به دست آمد.



تصویر شماره ۷. مکان قله نورتابی بر حسب دوزتابش دریافتی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe

نتيجهگيرى

در ابتدا نقاط کوانتومی هسته/پوسته CdTe/ZnSe توسط یک روش سریع مایکروویو سنتز شدند. ویژگیهای نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe تحت تابش پرتوهای گاما هسته کبالت-۶۰ مورد بررسی قرار گرفت. نتایج به دست آمده نشان داد که نورتابی نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe بعد از تابش گاما افزایش پیدا کرد و همچنین یک انتقال به سرخ در طیف PL نقاط کوانتومی CdTe/ZnSe مشاهده شد. بر طبق نتایج به دست آمده نقاط کوانتومی Zote/ZnSe پتانسیل استفاده شدن در دوزیمترهای گاما را دارند.

مرجعها

[1]M. Molaei, M. Marandi, E. Saievar-Iranizad, N. Taghavinia, B. Liu, H.D. Sun, X.W. Sun, Near-white emitting QD-LED based on hydrophilic CdS nanocrystals, j. Luminescence 132 (2), 467-473 (2012).
[2] M. Samadpour, A. Irajizad, N. Taghavinia and M. Moalei, A new structure to increase the photostability of CdTe quantum dot sensitized solar cells, J. Phys. D: Appl. Phys, 44, 045103-045116 (2011).

[3] M. Molaei , A. R. Bahador, M. Karimipour, Green synthesis of ZnSe and core-shell ZnSe/ZnS nanocrystals (NCs) using a new, rapid and room temperature photochemical approach, J of luminescence 166, 101-105 (2015).

[4] F. Farahmandzadeh, M. Molaei, and M. Karimipour, Ultrafast synthesis of CdTe/ZnSe semiconductor QDs by microwave method and instigation of structural, optical, and photocatalytic properties of CdTe/ZnSe QDs. Journal of Materials Science: Materials in Electronics, pp.1-10. (2021).

[5] S. Chang, X. Wu, J. La, Z. Li, X. Zhang and H. Zang, gamma radiation enhanced luminescence of thiol-capped quantum dot in aqueous solution, nanomaterial, 9, 506(2019).

[6] H. Alehdaghi, E. Assar, B. Azadegan, J.Baedi and A.A. Mowlavi, investigation of optical and structural properties of aqueous CdS quantum dots under gamma irradiation, radiation physics and chemistry,166, 108476(2020).



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران.



تاثیر گلیسین بر خواص اپتیکی نانوذرات کلوییدی اکسید ایندیوم

زهرا اسدیان'، مرتضی ساسانی قمصری'، علی باکوئی'

^۱ گروه اپتیک و لیزر، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس ^۲ پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی،

z_asadian@modares.ac.ir, abakouei@gmail.com, msghamsari@yahoo.com

چکیده- در این تحقیق اثر ناخالصی گلیسین بر ویژگی های اپتیکی محلول کلوییدی نانوذرات اکسید ایندیوم به روش تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. محلول کلوییدی نانوذرات اکسید ایندیوم و محلول کلوییدی نانوذرات اکسید ایندیوم با ناخالصی گلیسین با روش شیمیایی تر سل-ژل با استفاده از نمک ایندیوم و گلیسین پودری تهیه شده و پس از مشاهده پایداری محلول با گذشت چند روز طیف جذبی محلولها ثبت و گاف نواری مربوط به هرکدام محاسبه شدند. طیف فوتولومینسانس و FT-IR نیز برای بررسی بیشتر خواص اپتیکی و همچنین پیوندهای به وجود آمده در محلول ها ثبت و با هم مقایسه شدهاند که بهبود خواص اپتیکی مشاهده شد.

کلید واژه- اکسید ایندیوم، خواص اپتیکی، سل-ژل، گلیسین.

Glycine effects on the optical properties of colloidal In₂O₃ nanoparticles

Zahra Asadian¹, Morteza Sasani Ghamsari², Ali Bakouei ¹

¹Department of Physics, Optics and Laser, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran ²Photonics and Quantum Technologies Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, 11155-3486, Tehran, Iran 7 asadian@modares.ac.ir.abakouei@gmail.com_msghamsari@yahoo.com

z_asadian@modares.ac.ir, abakouei@gmail.com, msghamsari@yahoo.com

Abstract- In this research, experimentally the effect of glycine impurity on the optical properties of colloidal solution of indium nanoparticles has been investigated. Colloidal solution of indium oxide nanoparticles and colloidal solution of indium oxide nanoparticles with glycine impurity were prepared by sol-gel method which is a wet chemical method, using indium salt and powdered glycine. After observing the stability of the solution, after a few days, the absorption spectra of the solutions were recorded and the band gap corresponding to each was calculated. Photoluminescence and FT-IR spectra were also recorded and compared to further investigate the optical properties as well as to investigate the bonds formed in the solutions, which show an improvement in optical properties.

Keywords: Colloidal Nanoparticles, In₂O₃, Sol-Gel Method.

یک آمینو اسید است که یک اتم هیدروژن به عنوان زنجیره کناری دارد. گلیسین سادهترین آمینواسید پایدار است که فرمول شیمیایی آن به صورت $NH_2 - CH_2 - COOH$ است. این آمینواسید در محیطهای مختلف خواص اسیدی و بازی متفاوتی از خود نشان میدهد. افزایش درصد نیتروژن در ترکیب ماده به عنوان بهبود دهنده باعث بهتر شدن خواص اپتیکی آن خواهد شد[۵]، لذا به دلیل وجود یک نیتروژن در ساختار گلیسین از آن به عنوان منبع این ماده برای بهبود خواص اپتیکی استفاده میشود.

روش سنتز

روش سل ژل است یک روش تهیه نانو ذرات از محلول آبی نمک های فلزی است.

سنتز اکسید ایندیوم: مقدار ۷۵۱۱ گرم از نمک نیتریدی ایندیوم با مقدار ۱/۲۰۲ گرم سیتریک اسید (به عنوان عامل مختلط کننده) در آب و الکل به نسبت ۲:۱ به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۴۰ درجه مخلوط شدند. سپس به مدت ۳ ساعت در دمای ۱۲۰ درجه تحت عمل رفلاکس قرار گرفتند. در نهایت سل اکسید ایندیوم تهیه شده به مدت ۲ روز پیرسازی شد تا از پایداری آن اطمینان حاصل شود[۶].

سنتز اکسید ایندیوم با گلیسین : مقدار ۳/۶۱۰ گرم گلیسین در ۶۰ میلی لیتر آب مقطر حل شده و سپس در دمای ۱۲۰ درجه به مدت ۳ ساعت در شرایط عمل رفلاکس قرار گرفت سپس مقدار ۱/۱۷۰ گرم سیتریک نیتریدی ایندیوم به همراه مقدار ۱/۸۷۳ گرم سیتریک اسید در آب و الکل به نسبت ۲:۱ به مدت ۱ ساعت و ۳۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ درجه در حالت رفلاکس قرار گرفتند و به محلول گلیسین افزوده شدند، محلول نهایی به مدت ۲ ساعت دیگر در دمای ۱۲۰ درجه در حالت رفلاکس قرار گرفت و در نهایت محلول همگن و شفافی حاصل شد که پس از گذشت ۲۴ساعت پایدار مانده بود.

مقدمه

کاربرد وسیع نیمه رساناهای اکسیدی در تکنولوژی، الكترونيك و ميكروالكترونيك، ارتباطات نورى، حسكر-های گازی، ترانزیستورها، سلول های خورشیدی و ... باعث شده است تا توجه زیادی را به دلیل ویژگیهای نوری-الکتریکی به خود جلب کنند. با کوچک شدن اندازه ذرات اکسیدی و ورود به محدوده نانو با تغییر برخی از خواص فیزیکی به ویژه خواص نوری آنها مواجه می شویم. دو مورد از مهمترین تغییرات، افزایش نسبت سطح به حجم و ورود اندازه ذرات به قلمرو اثرات کوانتومی است. افزایش نسبت سطح به حجم ناشی از کم شدن اندازه ذره است که منجر به غلبهٔ رفتار اتمهای واقع در سطح ذره به رفتار اتمهای درونی می شود. افزایش سطح، خواص نوری نانوذرات اکسیدی را به مقدار زیاد تغییر میدهد[۱]. یکی از مهمترین راههای کنترل تاثیر اندازه ذرات بر روی خواص نوری آنها، قرار دادن آنها در یک محیط کلوئیدی در حضور یک ماده فعال سطحی و یا ترکیبات آنهاست [۲]. برای مثال نانو ذرات فلزی در معرض هوا به سرعت اکسید می شوند، لذا برای حفظ خواص مورد نظر نانو ذرات و جلوگیری از واکنش بیشتر پايدار كنندههايي را به آن اضافه ميكنند. اكسيد اينديوم مادهایی نیمه هادی با فرمول شیمیایی In₂O₃ است که شامل اتمهای اکسیژن و ایندیوم است که اگر تناسب عنصری در ترکیب آن برقرار باشد یک عایق محسوب می شود. در حالی که اگر تناسب عنصری موجود نباشد رفتار یک نیمه رسانا با شفافیت بالا در ناحیه مریی را از خود بروز میدهد[۳]. مورد توجه بودن بسیار این ماده به دلیل گاف نواری بزرگ (۳/۵ ev) شفافیت بالا، پایداری شیمیایی بالا، پویایی و رسانندگی الکتریکی زیاد آن است. استفاده از آن در الكترونيك، فوتوولتاييك، وسايل ایتوالکترونیک مثل حسگر های گازی، LED و لایه های ضدبازتاب بسیار مرسوم است[۴]. گلیسین (glycine)

به منظور بررسی خواص اپتیکی و ساختاری از روش های طیف سنجی نوری و آنالیز FTIR استفاده شده است.

بررسی نتایج

طیف سنجی فرابنفش - مرئی یا اسپکتروسکوپی UV-Vis یکی از پرکاربردترین روش های آنالیز مواد شیمیایی است. اساس طیف بینی جذبی فرابنفش - مرئی اندازه گیری میزان جذب یک پرتوی نوری، در محدوده طیفی ناحیه مرئی از طول موج ۳۸۰ تا ۷۷۰ نانومتر و فرابنفش ۳۸۰ - ۲۰۰ نانومتر، با عبور از درون یک نمونه یا بعد از انعکاس از سطح یک نمونه است. همانگونه که از شکل (۱) مشخص است طول موج های جذب برای مادهی اکسید ایندیوم در ۲۵۰ و بازهی ۲۹۵ – ۳۰۵ قرار دارد در حالی که از شکل(۱) طول موج های جذب برای مادهی اکسید ایندیوم حاوی گلیسین در ۲۴۵ و ۳۰۵ قرار دارد.



شکل ۱ : طیف جذبی اکسید ایندیوم و اکسید ایندیوم حاوی گلیسین.

از طیف جذبی به دست آمده و بررسی لبه جذب با دانستن اینکه گاف نواری این ماده مستقیم است با رسم نمودار $^{2}(\alpha hv)$ برحسب hv و رسم خط مماس بر آن (محل تقاطع خط مماس قرمز رنگ و محور افقی نشان دهنده گاف نواریست)، گاف نواری مطابق شکل (۲) بدست میآید. مقدار گاف نواری در ترکیب اکسید ایندیوم ۳/۶۸ الکترون ولت است که طبق نمودار شکل

(۲) با اضافه کردن گلیسین به مقدار ۳/۷۹ الکترون ولت
 افزایش می یابد.



شکل ۲ : نمودار $(lpha hv)^2$ بر حسب hv برای اکسید ایندیوم تهیه شده در حضور گلسین.

در شرایط عادی الکترون های ماده در تراز انرژی پایه قرار دارند. با تحریک الکترون ها توسط فوتون های نور فرودی آنها برانگیخته شده و به تراز انرژی بالاتر می روند و سپس بازگشت آن ها به تراز انرژی پایین تر همراه با نشر فوتون است ، لذا به آن طیف نشری هم می گویند. نتایج این طیف برای هر دو ماده مورد نظر در شکل(۳) آورده شده اند.



شکل ۳ : طیف نشری فوتولومیسانس اکسید ایندیوم و طیف نشری مربوط به اکسید ایندیوم حاوی گلیسین.

طیفسنجی تبدیل فوریه یک تکنیک اندازه گیری است که به وسیلهی آن، بر اساس اندازه گیری همدوسی منبع

تابشی، طیف بدست میآید. یکی از وظایف اصلی طیف سنجی تشخیص دادن این است که در هر طول موج چه مقدار نور منتشر شده است. از روی تحلیل نتایج این طیف به ترکیبات موجود در ماده و قدرت آنها میتوان پی برد. در شکل(۴) طیف FTIR نمونه اکسید ایندیوم و طیف نمونه اکسید ایندیوم حاوی گلیسین آورده شده است .



شكل ۴ :طيف FTIR اكسيد اينديوم (آبی) و اكسيد اينديوم حاوى گليسين(بنفش).

در این نمونه پیک های ۵۳۲/۶۴ ، ۵۹۵ مربوط به پیوند های In-O هستند و طول موج های ۱۸۹/۳۴ تا ۱۲۲۴ مربوط به پیوندهای کربنی است. پیک ۱۲۲۴ مربوط به پیوند In-O-H میباشد. سایر پیکهای موجود نشان دهندهی پیوندهای کربن_اکسیژن، کربن_هیدروژن و اکسیژن_هیدروژن موجود در ترکیب ناشی از وجود الکل ،اسید و آب در سنتز میباشد. در طیف ارائه شده در شکل(۵)، پیکهای ۱۱۲۱، ۱۵۰۶ مربوط به گروه (۲۱۹ و ۱۹۳۵ مربوط به گروه کربوکسیلی گلیسین (۲۱۹ و ۱۹۳۵ مربوط به گروه کربوکسیلی گلیسین نیتروژن و اکسیژن است. پیکهای ۱۳۸۰ و ۱۳۵۸ و ۸۸۵ ستند. پیوندها مربوط به ترکیبات حاوی ایندیوم هستند. سایر پیوندها مربوط به ترکیبات کربن و هیدروژن و اکسیژن موجود در حلالها و ترکیبات نمک میباشند[۷].

نتيجه گيرى

با افزودن گلیسین به ماده گاف نواری بزرگتر شده که حاکی از کوچک شدن سایز نانوذرات است. پیک بلندتر در طیف نشری محلول با ناخالصی گلیسین نشان دهنده تغییر گاف نواری و گذار بیشتر اتم ها از تراز بالا به پایین است. نتایج طیف ها بر تغییر در اندازه (کوچک شدن) و شکل نانوذرات دلالت دارد پس این محلول برای کاربرد-های لایه نشانی مانند سنسورهای گازی، نمایشگر ها و ... موجب سطوح با جاهای خالی کمتر خواهد شد.

مراجع

- قاسمی پیربلوطی، فاطمه. ساخت لایه های ایندیوم اکسید
 آلاینده به نانوذرات جهت کاربرد در حسگر گازی . پایان نامه
 کارشناسی ارشد . دانشگاه شهرکرد . (۱۳۹۸)
- [۲] قیصریه، افسانه. محلول، کلویید و سوسپانسیون و خواص
 کلویید ها. (۱۳۹۱)
- [3] C. X. Pedersen, Ph. D, "Growth and characterization of indium oxide (InOx) films", Greece. 1 (1998).
- [4] A. Yahia, A. Attaf, H. saidi, M. Dahnoun, C. Kheelifi, A. Bouhdjer, A. Saadi, H. Ezzaouia. "Structural, optical, morphological and electrical properties of indium oxide thin films prepared by sol gel spin coating process", Surfaces and Interfaces, 14, (2019) 158-165.
- [5] Zhi Wang, Xinming Zhuang, Binghao Wang, Wei Huang, Tobin J. Marks, and Antonio Facchetti, "Doping Indium Oxide Films with Amino-Polymers of Varying Nitrogen Content Markedly Affects Charge Transport and Mechanical Flexibility", advanced functional materials, (2021).
- [6] M.-M. Bagheri-Mohagheghi, N. Shahtahmasebi, E. Mozafari, M. Shokooh-Saremi, "*Effect of the* synthesis route on the structural properties and shape of the indium oxide (In₂O₃) nanoparticles", Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 41 (2009) 1757-1762.
- [7] N. V. Chukaonov, M. Vigasina, Vibrational (Infrared and Raman) spectra of minerals and related compounds. Springer. 2020.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



تهیه و مشخصهیابی اپتیکی نمونه کلوئیدی ترکیب O(OH)۸۰۱۶H۲O تهیه و مشخصهیابی اپتیکی نمونه کلوئیدی ترکیب

محمد مهدی ارغوان*'، مرتضی ساسانی قمصری'، امیر عباس صبوری دودران' و محمد رضا گائینی

^{۳۹۱}دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور تهران ^۲پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی ایران ^۴گروه اپتیک و لیزر، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس m.arghavan@sutech.ac.ir*

چکیده – امروزه عناصر خاکی کمیاب و ترکیبهای حاوی آنها کاربردهای مهمی پیدا کرده و به همین دلیل توجه فراوانی را نیز به خود جلب نمودهاند. از جمله کاربردهای مهم آنها را میتوان به استفاده این ترکیبها در تصویربرداری زیستی و ادوات اپتوالکترونیک اشاره داشت. در این مقاله سعی شده است تا پس از تهیه و تولید ترکیب خوشهای حاوی ایتریوم با فرمول شیمیائی V₁(NO_r)₇(O(OH), ای (V₁) خواص اپتیکی آن نیز با استفاده از طیف سنجیهای فوتولومینسانس، XRD ،FTIR و طیف جذبی بررسی گردد. نتیجههای بدست آمده نشان از تشکیل پیوندهای N-H و O-Y، خلوص و حضور ایتریوم و نئودمیوم در نمونه بدست آمده دارد.

كليد واژه - ايتريوم، تركيبات خوشهاى، عناصر كمياب خاكى

Preparation and Optical Characterization of $Y_1(NO_r)_rO(OH)_{A}$. ${}^{\uparrow}H_rO$ Colloidal Sample Doped with Nd⁺

M.M. Arghavan', M. Sasani Ghamsari^r, A.A. Sabouri Dodaran^r, M.R. Gaeeni^{*}

^{1,"}Basic Science School, Payam Noor University, Tehran, Iran ^{*}Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran ^{*}Department of Physics, Optics and Laser, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran * m.arghavan@suthech.ac.ir Abstract- Today, rare earth elements and their complexes have important applications and for this reason, they have attracted a lot of attention. Among their important applications, they are applied in bioimaging and optoelectronic devices. In this paper, after preparing combination of yttrium-containing clusters with the chemical formula of $Y_1(NO_7)_7O(OH)_{A.}$ Y_1H_7O , its optical properties have been investigated using photoluminescence, FTIR, XRD and absorption spectroscopy. The results show the formation of N-H, OH and Y-O bonds, purity and the presence of yttrium and neodymium in the sample.

Keywords: Clusters, Rare earth, Yttrium

شرایط، از مایع کلوئیدی، طیفهای فوتولومینسانس (PL) جذبی و FTIR گرفته خواهد شد و پس از آن در دمای حدود ۲۰ درجه به مدت ۲۴ ساعت در آون قرار خواهد گرفت تا از پودر تشکیل شده طیف پراش اشعه ایکس (XRD) نیز گرفته شود. مجموعه طیفهای گرفته شده مسیر را برای بررسی خواص اپتیکی نمونه فراهم میکند. لازم به ذکر است کلیه طیفهای گرفته شده توسط ابزار طیفسنجی، به سبب استفاده از فیلترهای مخصوص، مانع ایجاد اختلالات محیطی میگردد.

شكلها

در شکل (۱) و (۲) طیف جذبی و فوتولومینسانس گرفته شده از نمونه، به ترتیب نمایش داده شده است. بر اساس دادههای حاصل از طیف جذبی در شکل (۱) نمونه مورد نظر در طول موجهای مختلفی تحریک گردید. در ابتدا جهت بررسی انرژی مورد نیاز برای تابش نمونه، با طول موج کمتر (انرژی بیشتر) نسبت به سایر طول موجهای جذبی تحریک گردید (۳۰۰ نانومتر) و سپس با استناد به طیف جذبی و با توجه به اینکه یون نئودمیوم دارای جذب در طول موج ۳۶۰ نانومتر میباشد، با تحریک نمونه توسط این طول موج، بر طبق شکل (۲) مشاهده شد که نمونه مد نظر در طول موج ۴۰۹ نانومتر دارای قله پهن در ناحیه مرئی (آبی رنگ) است که نشان از وجود نئودمیوم در ترکیب دارد.

مقدمه

عناصر خاكى كمياب از جمله ايتريم، اسكانديم و لانتانیدها کاربردهای بالقوهای در بسیاری از زمینهها مانند کاربردهای پزشکی، نوری و اپتوالکترونیک دارند [۱-۳]. این عناصر در تصویربرداری زیستی، حسگرها، دستگاههای نوری از جمله نمایشگرها، دیودهای نورانی(LED) ، لیزرها و تقویتکنندههای نوری استفاده می شوند [۴–۷]. امروزه از عناصر خاکی کمیاب در انواع مختلف اکسیدها، اكسىسولفيد، اكسىسولفات، اكسىنيتريد، نيتريدها، و....استفاده می گردد [۸-۱۰]. ترکیبات خوشهای چند هستهای عناصر خاکی کمیاب نیز یکی از گونههای مختلف این عناصر هستند که به سبب کاربردهای مختلف از جمله به عنوان پیشماده در فناوری سل-ژل، فرآیندهای کاتالیزوری و فناوری نانو طی سال های اخیر مورد توجه بودهاند [۱۱]. یکی از این ترکیبات خوشهای بر پایه ایتریوم، Y_۶(NO_r)_rO(OH)_λ.۱۶H_rO است که طی این مقاله علاوه بر روش توليد به تحليل و بررسی خواص اپتيکی آن خواهيم يرداخت.

روش سنتز

۱/۰ گرم اکسید ایتریوم (شرکت مرک) همراه با ۲۰/۰ گرم اکسید نئودمیوم (شرکت سیگما آلدریچ) به محیطی حاوی آب دیونیزه و الکل اتانول ۹۹ درصد اضافه گردید. پس از آمیخته شدن مواد در دمای ۸۰ درجه سانتی گراد، پس از آمیخته شدن مواد در دمای ۳۷ درصد (شرکت مرک) اضافه گردید. پس از اندکی آمیختن، ۲ سیسی اسید استیک ۹۹ درصد (شرکت مرک) نیز اضافه شد. مایع حاصل به مدت ۲۴ ساعت در هم آمیخته شد. پس از زمان مذکور، کلوئید درون ظرف کاملاً شفاف شده است. در این بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰



شکل ۱: طیف جذبی نمونه. در طول موجهای ۳۶۰ ، ۵۲۲، ۷۲۷ و ۷۹۴ نانومتر دارای قله جذبی است. یون نئودمیوم در طول موج ۳۶۰ نانومتر دارای جذب میباشد.



شکل ۲: طیف لومینسانس نمونه. ابتدا با ۳۰۰ نانومتر و سپس با ۳۶۰ نانومتر تحریک گردید. نمونه دارای قله پهن تابشی در ۴۰۹ نانومتر می اشد. قله های دو برابر طول موج تحریک، نیز جهت صحت سنجی انجام آزمایش قرار داده شده است.

طیف عبوری تبدیل فوریه مادون قرمز (FTIR) با مشخص کردن نوسانات مرتبط با هر یک از پیوندهای شیمیایی تشکیل شده در نمونه، به بررسی طبیعت و خلوص آن می پردازد. شکل (۳) منحنی FTIR را نمایش می دهد. نوسان بین ۳۰۰۰ تا ۳۵۰۰ بر سانتی متر نشان از وجود نوسان کششی عامل OH ناشی از آب موجود در نمونه خوشهای ایتریوم دارد. همچنین در بازه ۱۵۹۰ تا ۱۶۵۰ بر سانتی متر وجود پیوند N-H نیز مشاهده می شود. نوسان

بین ۵۶۰ تا ۷۰۰ بر سانتیمتر نشان از وجود پیوند Y-O در نمونه دارد [۱۲و۱۳].



شکل ۳: طیف FTIR نمونه. جذب در طول موج ۳۴۲۷ بر سانتی متر نشان از وجود عامل OH در نمونه دارد. پیوند O-Yو N-H نیز خود را در طول موج۶۲۱ و ۱۶۳۵ بر سانتی متر نشان میدهند.

شکل (۴) که طیف پراش اشعه ایکس را نشان میدهد، تطابق خود را با مجموعه دادههای مرکز بینالمللی دادههای پراش (ICDD) با کد ۰۴۳۹-۰۴۴۰-۰۰، مرتبط با دادههای پراش (ICDD) با کد ۱۰۶۴۰-۰۴۴۰-۰۰، مرتبط با دادههای پراش (ICDD) با کد ۱۰۶۴۰-۰۴۴۰-۰۰، مرتبط با فارودی بر نمونه نیز ۱۰۵۴۰۶ آنگستروم (مس) می باشد.



شکل ۴: طیف پراش اشعه ایکس نمونه، که در ۱۶.۵ و ۲۶.۵ درجه دارای دو قله پراش قابل توجه میباشد.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲ – ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

coordination geometry", Coord. Chem. Rev., Vol. $\xi \cdot \tau$, pp. 1-9, $\tau \cdot \tau \cdot$.

[V] N. Watanabe, K. Ide, J. Kim, T. Katase, H. Hiramatsu, H. Hosono, T. Kamiya,"Multiple color inorganic thin-film phosphor, RE-doped amorphous gallium oxide (RE=Rare Earth: Pr, Sm, Tb, and Dy), deposited at room temperature", Phys. Status Solidi A., Vol. 119, p. 119.4777, 7.19.

[Λ] N.A. Oliveira, A.G. Bispo-Jr, G.M.M. Shinohara, S.A.M. Lima, A.M. Pires,"The influence of the complexing agent on the luminescence of multicoloremitting Y_rO_r:Eu^{r+},Er^{r+},Yb^{r+} phosphors obtained by the Pechini's method", Mater. Chem. Phys., Vol. Y Δ Y, p.)Yr Λ f.,Y.Y).

[4] B. Qian, Z. Wang, Y. Wang, Q. Zhao, X. Zhou, H. Zou, Y. Song, Y. Sheng, "Comparative study on the morphology, growth mechanism and luminescence property of $RE_{r}O_{r}S:Eu^{r+}$ (RE = Lu, Gd, Y) phosphors",

J. Alloys Compd., Vol. AV., p. 109777,7.71.

 $[1 \cdot]$ P.P. Ferreira da Rosa, Y. Kitagawa, Y. Hasegawa, "Luminescent lanthanide complex with sevencoordination geometry", Coord. Chem. Rev., Vol. $f \cdot f$, p. $f \cdot f \cdot f$.

[1] G. Giester, Z. Zak, P. Unfried," Syntheses and crystal structurs of rare earth basic nitrates hydrates part III. $Ln_{\ell}(\mu_1-O)(\mu_{r}-O)(\mu_{r}-O))$ OH)_{λ}($H_{r}O$)₁(n^{r} -NO_r)₁](NO_r)_r, xH_rO Ln=Y, Sm, Eu,

Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu; $x=r, f, \Delta, \beta^{"}$, J. Alloys Compd., Vol. $f \land 1$, pp. 119-117 \land , 7...9.

[14] A. B. D. Nandiyanto, R. Oktiani, R. Ragadhita, "How to read and interpret FTIR spectroscope of organic material", Indones. J. Sci. Technol., Vol. 4, No.

1, pp. 97-111, 7.19.

نتيجهگيرى

بر طبق دادههای طیفی پراش اشعه ایکس، صحت دستیابی به نمونه خوشهای بر پایه ایتریوم، دستیابی به نمونه خوشهای بر پایه ایتریوم، را ۲۰۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۹٫۶٫۰ بررسی طیف FTIR پیوندهای ناشی از وجود آب، پیوندهای H-N و O-Y را در نمونه را مشخص میکند. وجود تابش ۴۰۹ نانومتری (آبی رنگ) در طیف وجود تابش ۴۰۹ نانومتری (آبی رنگ) در طیف میکند. خلوص نمونه مد نظر کمک میکند تا در کاربردهای مختلف ذکر شده به خصوص به عنوان پیش ماده، نقش موثرتری ایفا کند و سایر ترکیبات حاصل نیز دارای کیفیت مناسبتری باشند.

سپاسگزاری

از پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی پژوهشگاه علوم و فنون هستهای سازمان انرژی اتمی ایران بابت در اختیار قرار دادن آزمایشگاه و ابزار مشخصهیابی تشکر و قدردانی می گردد.

مرجعها

[1] P. Ascenzi, M. Bettinelli, A. Boffi, M. Botta, G. De Simone, C. Luchinat, E. Marengo, H. Mei, S. Aime, "Rare earth elements (REE) in biology and medicine", Rendiconti Lincei. Scienze Fisiche e Naturali., Vol. r, pp. Λr , r, r, r, r.

[Υ] V. Balaram, "Rare earth elements: A review of applications, occurrence, exploration, analysis, recycling and environmental impact", Geosci. Front., Vol. 1., No. ξ , pp. 17Ao-17.7, 7.19.

[**7**] M. Milanova, M. Tsvetkov, "Rare earths doped materials", Crystals, Vol. 11, p. 1771, 7.71.

[\mathfrak{t}] Y. Huang, X. Zhai, T. Ma, M. Zhang, H. Pan, W. Weijia Lu, X. Zhao, T. Sun, Y. Li, J. Shen, C. Yan, Y. Du, "Rare earth-based materials for bone regeneration: Breakthroughs and advantages", Coord. Chem. Rev., Vol. $\mathfrak{so.}$, p. $\mathfrak{Y}\mathfrak{t}\mathfrak{t}\mathfrak{T}\mathfrak{T}$, $\mathfrak{t}\mathfrak{t}\mathfrak{T}$.

[•] H. Huang, J. Zhu," The electrochemical applications of rare earth-based nanomaterials", Analyst, Vol. $1\xi\xi$, pp. $1\sqrt{4}-1\sqrt{1}$, $1\sqrt{5}$.

[¹] P. P. F. Rosa, Y. Kitagawa, Y. Hasegawa, "Luminescent lanthanide complex with seven-



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴-۱۲



شناسایی اثر اشتارک در نانو کامپوزیت PVA@TiO₂

احسان کوشکی، فاطمه میرزائی محمدآبادی، آرمان قاصدی، جواد باعدی، سینا رزاقی کاشانی دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، ایران، سبزوار

> ehsan.koushki@hsu.ac.ir fateme.mirzaei2473@gmail.com h.ghasedi@sun.hsu.ac.ir j.baedi@hsu.ac.ir

جکیده – در این تحقیق نانوذرات TiO₂ با پلیمر زیست سازگار و زیست تخریب پذیر PVA به گونهای ترکیب شد که نانو ذرات TiO₂ در ماتریس در ماتریس پلیمری PVA به صورت کامل جانشانی شود. نتایج به دست آمده نشان داد که با قرارگیری نانوذرات TiO₂ در ماتریس PVA یک دوقطبی الکتریکی در نانوذرات TiO₂ القا خواهد شد که منجر به تغییر شکاف بر اثر جدایی ترازهای انرژی به دلیل القای اثر اشتارک توسط ماهیت دیالکتریکی PVA خواهد شد. شناسایی این اثر با روش سادهی اسپکتروسکوپی انجام پذیرفت.

كليد واژه- اثر اشتارك، پلى وينيل الكل، ماتريس پليمرى، نانو ذرات TiO2.

Detection of Stark effect in PVA@TiO2 nanocomposite

Ehsan Koushki, Fatemeh Mirzaei Mohammadabadi, Arman Ghasedi, Javad Baedi, Sina Razaghi Kashani Hakim Sabzevari University, Faculty of basic sciences, Department of Physics, Iran, Sabzevar

> ehsan.koushki@hsu.ac.ir fateme.mirzaei2473@gmail.com h.ghasedi@sun.hsu.ac.ir j.baedi@hsu.ac.ir

Abstract- In this paper TiO₂ nanoparticles (TiO₂ NPs) were completely embedded in biocompatible and biodegradable poly(vinyl alcohol) (PVA) polymer. The obtained results were exhibited that upon substituting TiO₂ NPs in PVA polymeric matrix an electrical dipole moment could be induced onto the surface of TiO₂ NPs and it can increase the band gap energy due to the induced Stark effect and subsequent degeneracy of energy levels. This effect was detected by utilizing a simple spectroscopic technique.

Keywords: polymeric matrix, poly(vinyl alcohol), Stark effect, TiO₂ nanoparticles.

1002

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

امروزه مواد نیمه رسانا به خاطر داشتن مشخصههای منحصر به فرد شیمیایی، مکانیکی و فیزیکی در خط مقدم بسیاری از نوآوریها استفاده میشوند. در میان آنها تیتانیم دیاکسید(TiO₂) به خاطر داشتن خواص اپتیکی و الکتریکی یکتا، مانند گاف انرژی ۳/۲ الکترون ولت توجه بسیاری را به خود جلب کرده است [۱].

در سالهای اخیر انواع متفاوتی از کریستالهای TiO₂ مانند راست محوری^۱، کج وجهی^۲، چهارگوش^۳ در فازهای بروکیت⁴، آناتاز⁴ و روتایل² توسط محققان بسیاری در سراسر سراسر دنیا تهیه و سنتز شده است. بهعلاوه این ماده پیش مادهای مناسب برای استفاده در طیف وسیعی از صنایع مانند صنایع آرایشی و بهداشتی [۲]، غذایی [۳] و مانند صنایع آرایشی و بهداشتی [۲]، غذایی [۳] و برای سنتگاههای اپتوالکترونیکی میباشد [۴]. روشهای متفاوتی میتواند به کار گرفته شود. در میان آنها روش سل-ژل به کرفته میشود. پلی وینیل الکل (PVA) پلیمری محلول در آب است که در آن به شکل گستردهای به کار گرفته میشود. پلی وینیل الکل (PVA) پلیمری محلول در آب است که در سالهای اخیر به طور وسیعی به عنوان گرفته میادهی حمایت گر در اهدافی مانند ساخت مواد در آب است که در سالهای اخیر به طور وسیعی به عنوان مواد

ترکیب این ماده با نانو ذرات TiO₂ در فاز آناتاز منجر به تولید PVA آلاییده شده با نانو ذرات TiO₂ می شود. این فرآیند در نهایت منجر به تغییر تشدید پلاسمون سطحی در نانو ذرات TiO₂ خواهد شد که با کاهش جذب در ناحیه

مرئی و جابجایی قلهٔ مشخصهی نانو ذرات TiO₂ به سمت طول موجهای کوتاهتر همراه خواهد بود[۵].

در این تحقیق نانو کامپوزیت PVA@TiO_با روش ساده و تک مرحلهای سل-ژل تهیه شد. جابجاییهای طیف جذبی نانو ذرات TiO_ و نانو کامپوزیت پلیمری PVA@TiO_ بررسی شد. با توجه به نتایج به دست آمده جابجایی محسوسی در لبهی جذب نانو ذرات TiO_ آلاییده شده با PVA نسبت به نانو ذرات خالص TiO_ مشاهده شد.

روش تهیه و مشخصه یابی PVA@TiO2 و PVA

نانو ذرات تیتانیم به روش سادهای بر پایه ی محلول ساخته شد. ابتدا محلول تیتانیم ایزوپروپوکساید، اتانول و متانول به نسبت ۱:۱:۱۰ تهیه شد و به مدت ۶ ساعت تحت دمای معناطیسی، هم زده شد. سپس آب دیونیزه به صورت قطره مغناطیسی، هم زده شد. سپس آب دیونیزه به صورت قطره قطره به محلول اضافه شد. پس از مدت زمانی مشخص، رنگ محلول به زرد گرایید، که نشان از تشکیل نانو ذرات TiO2 دارد. محلول مورد نظر به مدت ۵ دقیقه با سرعت ۲۰۰۰ دور بر دقیقه سانتریفیوز شد و سپس پودر تهنشین شده زرد رنگ از کاغذ صافی عبور داده شد و ۵ مرتبه با آب دیونیزه و اتانول شسته شد. ژل زرد رنگ به دست آمده به مدت ۴ ساعت در دمای ۲۰۰ درجه سانتی گراد قرار گرفت تا پودر نهایی نانو ذرات تیتانیم به دست آید.

برای تهیهی نانو کامپوزیت PVA@TiO₂، ۶۰۰ میلی گرم از نانو ذرات تیتانیوم تهیه شده با۲ و ۴ درصد وزنی از پلی

¹ orthorhombic

²monoclinic

³ tetragonal

⁴brookite ⁵anatase ⁶rutile

برای مشخصهیابی مواد تهیه شده از طیف سنج مرئی (JascoV530)و پراش پرتو X (XRD)(-XIPS) (PW1730) استفاده شد. با توجه به نتایج به دست آمده از آنالیز پراش پرتو X در شکل (۱) نانو ذرات TiO₂ تهیه شده همگی در فاز آناتاز قرار دارندکه صفحات مشخصه کریستالی آن عبارتند از: (۱۰۱)، (۲۰۰)، (۲۰۰)، (۱۰۵)، (۲۱۱) [۶].



TiO₂: شکل ۱: الگوی پراش پرتو X نانو ذرات

شکل (۲) نحوه یقرارگیری نانو ذرات TiO₂ در ماتریس پلیمری PVA را نشان میدهد که از طریق گروههای هیدروکسید خود، با نانو ذرات TiO₂ برهم کنش کرده و آنها را در جای خود ثابت نگه داشته است و یک زنجیره را تشکیل دادهاند.



شکل ۲: طریقه جانشانی نانو ذرات TiO2

شکلهای (a-8) و (b-3) به ترتیب نشانگر طیف جذبی در ناحیه مرئی (از طول موج ۳۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر) را نشان

میدهد. همان گونه که مشاهده میشود لبهی جذب نانو ذرات TiO₂ با اضافه کردن ۲ درصد وزنی از پلیمر PVA جابجایی محسوسی را به طور تقریبی در ۳۷۰ نانومتر تجربه می کند. این تغییر در راستای زیاد شدن شکاف انرژی نانو می کند. این تغییر در راستای زیاد شدن شکاف انرژی نانو می کند. این تغییر در راستای زیاد شدن شده است، همان گونه که در شکل (۵-3) نشان داده شده است، می باشد.

همان گونه که در شکل (6-3) قابل مشاهده است با افزایش مقدار PVA به ۴ درصد وزنی، ما شاهد افزایش بیشتر شکاف انرژی و مقداری برابر با ۳/۵ الکترون ولت خواهیم بود. به دلیل آن که PVA دارای خواص قابل توجه دیالکتریکی میباشد به محض جانشانی نانو ذرات تیتانیم در PVA میباشد به محض جانشانی نانو ذرات وارد میکند که باعث ایرویی از مرکز به سمت خارج ذرات وارد میکند که باعث القای یک میدان قطبی الکتریکی بر نانو ذرات 20

نیروی اعمالی توسط پلیمر PVA در نانو ذرات TiO₂ دارای قدرت کافی برای جداسازی ترازهای انرژی نانو ذرات تیتانیم خواهد داشت که با نام اثر کوانتومی اشتارک شناخته میشود.



شکل a-3: طیف سنج مرئی نانو ذرات TiO₂ خالص و ترکیب شده با ۲ و ۴ درصد وزنی

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

نتيجهگيرى

در این پژوهش نانو ذرات TiO₂ و نانو کامپوزیتهای TiO₂ TiO₂ به روش سل-ژل تهیه شدند. پس از پوشاندن نانو ذراتTiO₂ توسط پلیمر PVA در سطوح انرژی آنها مختل و همچنین شکاف انرژی افزایش پیدا کرده است. ماهیت دیالکتریک پلیمر PVA باعث ایجاد نیرویی برون گرا مهیت دیالکترونهای آزاد نانو ذرات TiO₂ میشود. با توجه به ارتباط میان ضریب شکست و قطبش مولکولی، سطوح انرژی TiO₂ به چندین تراز انرژی کوچکتر تقسیم میشود که این پدیده به عنون اثر اشتارک شناخته میشود. بنابراین، پوشش سطحی نانو ذرات TiO₂ با پلیمر PVA برای ایجاد آسان اثر اشتارک بسیار مفید خواهد بود و ویژگیهای نوری و الکتریکی مطلوبی را به TiO₂ القا میکند.

مرجعها

- [۱] جلال حاجی حسینی، فاطمه میرجلیلی، مروری بر اکسید تیتانیم روشهای تولید و کاربردها، اولین همایش سراسری توسعه پایدار در نانو مواد نانو ساختار و نانو تکنولوژی، ۱۳۹۵.
- [2] H.J. Leong, S.G. Oh, "Preparation of antibacterial TiO2 particles by hybridization with azelaic acid for applications in cosmetics", Journal of Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 66, pp. 242-247, 2018.
- [3] D. Lin, Y. Yang, J. Wang, W. Yan, Z. Wu, H. Chen, Q. Zhang, D. Wu, W. Qin, Z. Tu," Preparation and characterization of TiO2-Ag loaded fish gelatinchitosan antibacterial composite film for food packaging", pp.123-133, 2020.
- [4] T.K. Pathak, R.E. Kroon, V. Craciun, M. Popa, M.C. Chifiriuc, H.C. Swart," Influence of Ag, Au and Pd noble metals doping on structural, optical and antimicrobial properties of zinc oxide and titanium dioxide nanomaterials", Heliyon 5, 2019.
- [5] A. Maurya, P. Chauhan, "Synthesis and characterization of sol-gel derived PVA-titanium dioxide (TiO₂) nanocomposite", Polym. Bull, 68, pp. 961-972, 2012.
- [6] A. V. Vorontsov, S. V. Tsybulya, "Influence of Nanoparticles Size on XRD Patterns for Small Monodisperse Nanoparticles of Cu^0 and TiO₂ Anatase", Ind. Eng. Chem. Res, pp. 2526-2536, 2018.



شکل b-8: شکاف انرژی محاسبه شده برای نانو ذرات TiO2 خالص و ترکیب شده با ۲ و ۴ درصد وزنی به روش تاک

اثر اشتارک پدیدهای طبیعی و عام الوقوع در برهم کنش ذرات با یک میدان الکتریکی قوی میباشد که آن میدان الکتریکی توانایی جداسازی ترازهای انرژی آن ذره را داشته باشد. بنابراین مشاهدهٔ اثر اشتارک با لیزرهای قوی امکان پذیر خواهد بود. این فرآیند را میتوان با روشهای اصلاح سطح که در مقالهی ما به کار گرفته شد بدون استفاده از چنین لیزرهایی مشاهده کرد.

به محض برخورد نور با نانو ذرات TiO₂ اصلاح شده با PVA به دلیل جهت گیری متفاوت ممان دوقطبی در نانو ذرات TiO₂ و به دلیل میدان الکتریکی اعمالی از سوی PVA تجمع بار در نانو ذرات TiO₂ در یک سو باعث افزایش شکاف انرژی میان حالت پایه و حالت برانگیخته میشود که در نهایت این امر موجب جابجایی لبه جذب نانو ذرات TiO₂ نهایت این امر موجب جابجایی لبه جذب نانو ذرات TiO₂ میشود. این پتانسیل اختلالی اعمال شده به دلایل فوق الذکر را میتوان به پاسخ طبیعی نانو ذرات TiO₂ تحت شرایط فراهم آورده شده ارتباط داد. همچنین رابطهای میان ضریب شکست و قطبش مولکولی بدان صورت وجود دارد که قطبش مولکولی بیشتر منجر به جدایی بیشتر زیر ترازها خواهد شد که این موضوع در مورد جدایی ترازهای نانو ذرات TiO₂ مزید بر علت خواهد بود.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



معرفی دو پارامتر هندسی نوآورانه جهت مدلسازی زبری سطح توسط نتایج آزمون میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM)

یسری طاهری^۱ و داود رئوفی^{*۲}

دانشگاه بوعلی سینا، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، همدان

yosratah98@gmail.com

۲. دانشگاه بوعلی سینا، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، همدان

d_raoufi@ymail.com

چکیده –در پژوهش حاضر دو پارامتر نوآورانه هندسی جهت مدلسازی و بررسی دقیقتر زبری سطح توسط آزمون میکروسکوپ نیروی اتمی معرفی شده است. این پارامترها عبار تند از: میانگین مدول شیب سطح و مدول انحنای قله-درهها. به منظور بررسی کاربرد این دو پارامتر، به مقایسه نتایج حاصل از این دو پارامتر با دو پارامتر معمول حاصل از نتایج آزمون AFM در یک مطالعه موردی پرداخته شد.

كليد واژهها- آزمون AFM، لايه نازك، مدول انحناي قله/دره، ميانگين مدول شيب سطح

Introduce of two innovative geometrical parameters for surface roughness modeling by atomic force microscope (AFM) test results

Yosra Taheri1, Davood Raoufi2*

- 1. Department of Physics, University of Bu Ali Sina, Hamedan, yosratah98@gmail.com
- 2. Department of Physics, University of Bu Ali Sina, Hamedan, d raoufi@ymail.com

Abstract- In the present study, two innovative geometrical parameters have been introduced for modelling and more detailed study of surface roughness in Atomic Force Microscope (AFM) test. These parameters are: the average modulus of surface slope and the modulus of curvature of the peaks-valleys. In order to investigate the applicability of these two parameters, the results obtained from these two parameters were compared with two common parameters obtained from the AFM test results using a case study.

Keywords: AFM analysis, Thin layer, Modulus of curvature of the peaks-valleys, Average modulus of surface slope.

جهت مشخصه یابی پوشش اعمال شده بر روی سطح از آزمون XRD استفاده شده است. برای این کار از دستگاه Bruker مدل D8 ADVANCE ساخت کمپانی ARD آلمان، جهت بررسی زبری سطح از آزمون AFM استفاده شد. این آزمونها توسط دستگاه XI30 Philips انجام گردید.

جهت محاسبه پارامتر میانگین مدول شیب سطح (SSMA) از روابطی که در ادامه تشریح شده است استفاده شد. میدانیم که در یک فضای سه بعدی اگر یک صفحه به صورت عمود بر سطح نمونه که دارای پستی و بلندی است عبور دهیم، محل تقاطع صفحه با سطح یک منحنی دو بعدی خواهد بود. با داشتن سه نقطه از این منحنی دو بعدی میتوان معادله خط درجه دوم گذرکرده از این سه نقطه را بدست آورد. بنابراین با مشتق گیری از هر نقطه این منحنی دو بعدی، شیب منحنی در آن نقطه قابل محاسبه است. بنابراین میتوان تغییرات مقادیر عرضی و ارتفاع را توسط روابطی که به صورت فلوچارت در شکل ۱ نشان داده شده است، به یکدیگر مربوط نمود.



شکل ۱. فلوچارت روابط ریاضی مورد استفاده جهت محاسبه پارامتر SSMA

مطابق روابط بالا مقدار مشتق هر نقطه در راستای Y به ارتفاع دو نقطه از سه نقطهی قرار گرفته بر روی منحنی دو بعدی مربوط گردید. همین عملیات را می توان برای راستای X نیز بدست آورد و مشتق هر نقطه در راستای X را نیز به دو مقدار ارتفاع ثابت مربوط نمود. در مرحله بعد می توان

مقدمه

ویژگیهای سطحی لایههای نازک از مهمترین پارامترهای تاثیرگذار بر خواص نهایی این مواد است. ناهمواری یا زبری سطح، یکی از این پارامترها است که در علوم کاربردی و پایه بسیار مورد توجه است [۱]. زبری سطوح همچنین بر روی ساختار الکتریکی، خصوصیات انتقال جریان و بر روی رفتار پراکندگی نور تاثیرگذار است. به عبارتی زبری خصوصیات فیزیکی سیستم را میتواند تغییر دهد [۲].

برای توصیف ناهمواری سطح با استفاده از تصویر گیری فضایی واقعی از روشهای مختلفی مانند میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM)، میکروسکوپ روبشی تونلی (STM)، میکروسکوپ عبور الکترونی (TEM) و میکروسکوپ ثانویه الکترونی استفاده می گردد. میکروسکوپ نیروی اتمی تکنیکی است که به طور گسترده در بررسی ناهمواری سطح مورد استفاده قرار گفته است [۳]. در این تکنیک پارامترهایی از قبیل ارتفاع میانگین حسابی، ریشه میانگین مربعات زبری، ارتفاع ده نقطهای و حداکثر ارتفاع پروفایل پارامترهایی است که معمولا در مطالعات مربوط به زبری از آزمون AFM استخراج می شود [۴].

در پژوهش پیش رو ضمن ایجاد لایه نازک TiO₂ بر روی بستره SnO₂ به روش انباشت با پرتو الکترونی به بررسی زبری سطح توسط پرامترهای معمول و همچنین دو پارامتر نوآورانه پرداخته شده است.

مواد و روشها

در این پژوهش از روش انباشت با پرتو الکترونی جهت ایجاد لایه ناز ک TiO2 بر روی بستره SnO2 استفاده شده است. به منظور ایجاد تفاوت در زبری سطح سه نمونه، نمونه ۱ در دمای ۱۵۰، نمونه ۲ در دمای ۲۵۰ و نمونه ۳ در دمای ۳۵۰ درجه سانتی گراد بازیخت (آنیل) شدند.

یک مدول شیب شامل هر دو شیب در دو راستای X و Y معرفی نمود که میانگین تغییرات این مدول میتواند نمایندهای از پستی و بلندیهای سطح باشد.

پارامتر نوآورانه دیگر معرفی شده در این مقاله، بر پایه بررسی انحنای قلهها و درههای موجود در نمونه است. میزان انحنای قله/دره برابر یک تقسیم بر شعاع انحنا است و شعاع انحنا شعاع کرهای است که اگر در ناحیه داخلی دره یا قله قرار گیرد به سه نقطه (در سه صفحه مربوط به سه بعد) مماس میشود. فلوچارت روابط ریاضی مورد استفاده برای این پارامتر در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲. فلوچارت روابط ریاضی مورد استفاده جهت محاسبه پارامتر مدول انحنای قله/دره

نتايج و بحث

الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نمونههای پوشش داده شده توسط پوشش نازک TiO₂ در شکل ۳ نشان داده شده است. مطابق شکل ۳ مشخص است که در نمونههای ۱ و ۲ سه فاز (اکسید قلع، اکسید تیتانیوم و تیتانیوم خالص) و در نمونه ۳ تنها دو فاز (اکسید قلع و اکسید تیتانیوم) شناسایی شده است. این نتایج بیانگر آن است که در نمونه های ۱ و شده است. این نتایج بیانگر آن است که در نمونه های ۱ و مقادیری از فاز تیتانیوم به طور کامل اکسید نشده و این در حالی است که در نمونه ها مشاهده می شود. درجه سانتی گراد آنیل شده است هیچگونه فاز تیتانیومی مشاهده نشده است که این می تواند بیانگر اکسیداسیون کامل این ماده در این نمونه باشد.

نتایج سه بعدی مربوط به آزمون AFM برای نمونه های مورد بررسی در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۳: الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نمونههای ۱، ۲ و۳



شکل ۴. توپوگرافی سه بعدی سطح حاصل از آزمون AFM و تصاویر شبیه سازی شده توسط نرم افزار متلب مربوط به نمونههای (الف) ۱، (ب) ۲ و (پ) ۳

با محاسبه پارامتر ارتفاع میانگین حسابی (Ra) این پارامتر برای نمونههای ۱، ۲ و ۳ به ترتیب برابر با ۳,۷۹، ۲٫۶۲ و ۳٫۴۸ نانومتر بدست آمده است. همچنین با محاسبه پارامتر ریشه میانگین مربعات (RMS) برای این نمونه مقدار این پارامتر برای نمونه های ۱، ۲ و ۳ به ترتیب برابر با ۴٫۷۱، ۳٫۲۸ و ۴٫۲۷ نانومتر بدست آمده است.

تغییرات پارامتر میانگین مدول شیب سطح در هر نقطه برای کل سطح به صورت سه بعدی به دست آمده و در شکل ۵ نشان داده شده است. مشخص است که هرچقدر تغییرات مدول شیب بیشتر باشد، پستی و بلندیهای سطح بیشتر است. با مقایسه سه تصویر نشان داده شده در شکل ۵ مشخص است که تغییرات مدول شیب در نمونه ۱ بیشتر بوده و بین ۵ تا ۱۰ نانومتر قرار گرفته است در حالی که در نمونه ۲ این تغییرات کمتر از ۳ نانومتر و در نمونه ۳ تغییرات

مدول شیب کمتر از ۴ نانومتر بوده است. با میانگین گیری از این تغییرات می توان شاخصی که نماینده کل سطح است بدست آورد. مطابق این پارامتر، مقدار میانگین تغییرات مدول شیب برای نمونه های ۱، ۲ و ۳ به ترتیب برابر با مدول شیب برای نمونه های ۱، ۲ و ۳ به ترتیب برابر با پارامترهای قبلی موید پستی و بلندی بیشتر نمونه ۱ نسبت به دو نمونه دیگر و در مقابل مسطح تر بودن نمونه ۲ در بین این سه نمونه است.



شکل ۵. تغییرات مدول شیب سطح به صورت سه بعدی مربوط به نمونه های (الف) ۱، (ب) ۲ و (پ) ۳

در شکل ۶، تغییرات مدول انحنای قله و درهها برای کل سطح به صورت سه بعدی نشان داده شده است.



شکل ۶. تغییرات مدول انحنای قله/درهها به صورت سه بعدی مربوط به نمونه های (الف) ۱، (ب) ۲ و (پ) ۳

در این تصاویر نیز تغییرات انحنای قله-دره ها در نمونه ۱ تیز تر و شدیدتر بوده و پس از آن نمونه ۳ قرار داشته است. همچنین مطابق این پارامتر نیز نمونه ۲ کمترین مدول انحنا و بنابراین مسطح ترین توپوگرافی سطحی بین سه نمونه را دارا بوده است. مقادیر میانگین این پارامتر نیز برای نمونه های ۱، ۲ و ۳ به ترتیب برابر با ۴٬۹۹، ۲٬۹۸ و ۴٬۱۵ بدست آمده است که این مقادیر نیز در تایید نتایج مشاهده شده از

تصاویر سه بعدی نشان داده شده در شکل ۶ بوده و موید مسطحتر بودن نمونه ۲ و ناهموارتر بودن نمونه ۱ در بین این سه نمونه مورد بررسی است.

نتيجهگيرى

در این پژوهش دو پارامتر نوآورانه هندسی جهت مدلسازی و بررسی دقیقتر زبری سطح معرفی گردید. پارامتر اول پارامتر میانگین مدول شیب سطح بود که بر پایه شیب پستی و بلندیهای موجود بر روی سطح در دو بعد بدست آمد، و پارامتر دوم که مدول انحنای قله-درهها نام داشت و بر پایه شعاع انحنای ناهمواریها بنیان نهاده شد. به منظور بررسی کاربرد این دو پارامتر، با اعمال پوشش اکسید تیتانیوم بر روی اکسید قلع به مقایسه نتایج حاصل از این دو پارامتر با دو پارامتر معمول حاصل از نتایج آزمون AFM (پارامترهای ارتفاع میانگین حسابی و ریشه میانگین مربعات) پرداخته شد. نتایج این پژوهش نشان داد که پارامترهای هندسی معرفی شده در این پژوهش توانستد به نوبی دیگر نتایج حاصل از آزمون AFM را تایید نموده و پارامترهای هندسی معرفی شده در این پژوهش توانستد به نوبی دیگر نتایج حاصل از آزمون AFM را تایید نموده و بررسی زبری سطح مورد استفاده قرار گیرند.

مراجع

[1] E.S. Gadelmawla, M.M. Koura, T.M.A. Maksoud, I.M. Elewa, H.H. Soliman, "Roughness parameters", Journal of Materials Processing Technology. Vol 123 pp. 133–145, 2002

[2] D.A. Ramsey, K.C. Ludema, "The influences of roughness on film thickness measurements by Mueller matrix ellipsometry", Review of Scientific Instruments. Vol 31, pp. 2874–2881, 1994.

[3] S. Senapati, S. Lindsay, "Recent Progress in Molecular Recognition Imaging Using Atomic Force Microscopy", Accounts of Chemical Research. Vol 49, pp. 503–510, 2016.

[4] Y. Zhang, T. Fu, K. Cui, F. Shen, J. Wang, L. Yu, et al., "Evolution of surface morphology, roughness and texture of tungsten disilicide coatings on tungsten substrate", Vacuum. Vol 191, pp. 297-312, 2021.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



نانو ساختار حسگری فسفر سیاه برای تشخیص بدون برچسب ویروسهای آنفلوانزا

الهه حسيني ، على مير، على فرماني

گروه الکترونیک، دانشکده فنیومهندسی، دانشگاه لرستان، خرمآباد، ایران

elahe74.hoseini@gmail.com, mir.a@lu.ac.ir, farmani.a@lu.ac.ir

چکیده ⊢ز میان مهمترین و شایعترین عفونتهای دستگاه تنفسی ویروسی میتوان به آنفلوانزا اشاره نمود. در این مقاله، یک نانو ساختار مبتنی بر فسفر سیاه چند لایه، برای تشخیص انواع ویروسهای آنفلوانزا معرفی شده است. نانو ساختار پیشنهاد شده یک ساختار توری شکل است که بر اساس ماده دو بعدی فسفرسیاه و بستر Al₂O3 شبیهسازی شده است. برای دستیابی به طیف انتقال هر یک از این سه نوع ویروس رزونانس فرکانس برای ویروس H1N1 کر محدوده تراهرتز از تحلیل عددی برای این ساختار استفاده شده است. از میان این سه نوع ویروس تغییر در مزونانس فرکانس برای ویروس H1N2 یو محدوده تراهرتز از تحلیل عددی برای این ساختار استفاده شده است. از میان این سه نوع ویروس تغییر در مزونانس فرکانس برای ویروس H9N2 بیشتر است زیرا قسمت حقیقی ضریب شکست آن نسبتاً بزرگ است. همچنین مقدار تغییرات بر اساس ضخامتهای مختلف ویروس H9N2 برسی شده است. علاوه بر این، از تغییرات ضریب شکست محیط برای محاسبه عددی پارامترهای مهم در صخرها مانند حساسیت، H9N2 و FOH استفاده شده است. در نتیجه، نانو حسگر تراهرتز طراحی شده میتواند بهعنوان یک نانو حسگر زیستی بسیار حساس برای تشخیص انواع مختلف ویروسهای آنفلوانزا در ناحیه تراهرتز استفاده شود.

كليد واژه- انتقال، پلاسمون سطحي، تشخيص ويروس، ضريب شكست، فسفر سياه، نانو ساختار.

Nanostructured black phosphorus sensing platform for label-free detection of Avian Influenza Virus

Elahe Hosseini, Ali Mir, Ali Farmani

Department of Electrical Engineering, Lorestan University, Khorramabad, Iran

elahe74.hoseini@gmail.com, mir.a@lu.ac.ir, farmani.a@lu.ac.ir

Abstract- One of the most important and common respiratory infections is the influenza virus. In this paper, a multilayer black phosphorus-based nanostructure is introduced to identify a variety of influenza viruses. The proposed nanostructure is a grating-shaped structure based on black phosphorus and Al₂O₃ substrate. To achieve the transmission spectrum of each of these three types of viruses (H9N2, H5N2, H1N1) in the terahertz range, FDTD numerical analysis has been used for this structure. The change in resonance frequency is greater for the H9N2 virus because the real part of its refractive index is relatively larger. Here, too, the rate of change is examined based on the different thicknesses of the H9N2 virus. Also, changes in the refractive index of the environment have been used to calculate important parameters in the sensors, such as sensitivity, FWHM, and figure of merit. As a result, the designed terahertz nanosensor can be used as a highly sensitive biosensor to detect different types of influenza viruses in the terahertz region.

Keywords: Black Phosphorus, Nanostructure, Refractive Index, Surface Plasmon, Transmission, Virus detection.

دست یابند [۶]. با توجه به کاربردهای عالی فسفر سیاه در بررسیهای فوق، اما تشخیص سه نوع ویروس آنفلوانزا H5N2، H1N1 و H9N2، توسط گروههای تحقیقاتی کمتر مورد بررسی قرار گرفتهاند. بنابراین، هدف اصلی این مقاله معرفی حسگر زیستی مبتنی بر ویژگی های منحصربه فرد فسفر سیاه برای تشخیص ویروسهای H1N1، H5N2 و H9N2 است.

مدل و تئوری تحقیق

شکل (۱) نانو ساختار پیشنهادی مبتنی بر فسفر سیاه که به صورت یک آرایه مربعی به عنوان سلول اولیه با دوره تناوب $P = 7 \cdot nm$ برای تشخیص انواع ویروسها را ارائه میدهد. ابعاد نانو پوسته فسفر سیاه به صورت $b \times L \times L$ است که دارای مقادیر ۱۰۰ ال و Thm = b و فاصلهی بین که دارای مقادیر ۱۰۰ است. آرایه مربعی فسفر سیاه بر روی بستر Algo3 که دارای ضریب شکست ۱۰ قرار گرفته شده است. لایه ویروسهای معرفی شده با ضخامت شلا شده است. لایه مربعی فسفر سیاه پوشانده می شود. رسانایی و تانسور گذردهی الکتریکی نسبی معادل برای فسفر سیاه چند لایه به ترتیب مطابق با روابط زیر محاسبه می شود [Y]:

$$\sigma_{jj} = \frac{iD_{j}}{\pi \left(\omega + \frac{i\eta_{e}}{\hbar}\right)} \tag{1}$$
$$\varepsilon_{jj} = \varepsilon_{r} + i \frac{\sigma_{jj}}{\varepsilon_{0}\omega d} = \varepsilon_{r} - \frac{\varepsilon^{2}n_{sj}}{\varepsilon_{0}m_{j}} \frac{1}{\omega \left(\omega + i\gamma_{bp}\right)} \tag{1}$$

برای شناسایی ویروسها، هر یک از این سه نوع ویروس دارای ضریب شکست N = αn + iβκ هستند که با استفاده از روابط زیر استخراج شوند [۸].

$$\sqrt{\varepsilon(\omega)} = \tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$$
$$\varepsilon(\omega) = 1.5^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma}$$
(°)

مقدمه

امروزه علاوه بر پیشرفتهای چشمگیر در زمینه زیست پزشکی و درمانی، هنوز هم انسانها در معرض تهدید انواع مختلفی از مشکلات بهداشتی هستند. تلفیق فناوری نانو با پزشکی راهی امیدوار کننده برای غلبه بر محدودیتهای موجود در پزشکی ارائه میدهد، بنابراین حسگرهای زیستی را به یکی از مهمترین زمینههای تحقیقاتی در سالهای اخیر تبدیل کرده است [1]. روش های تشخیص بدون برچسب دارای ویژگیهای منحصربهفرد، مانند حساسیت بالا، هزینه نسبتاً کم و تمایل به کوچکسازی هستند؛ بنابراین، حسگرهای زیستی مبتنی بر رزونانس پلاسمون سطحی (SPR) به دلیل مزایای خوب مورد توجه بسیاری قرار گرفتهاند [۲]. از بین همه نانو مواد شناخته شده، کشف فسفر سیاه اتمی و نازک (فسفرین) به خاطر ویژگیهای ساختاری منحصربهفرد و همچنین شکاف نواری قابل تنظیم و وابسته به لايه فسفر سياه (به عنوان مثال حالت كپه: ۰.۳ev، دو لایه: ۱.۸۸ev، تک لایه: ۲ev) به جذب انرژی گسترده آن در نواحی فرابنفش، مرئی و فروسرخ کمک میکند [۳]. با توجه به ویژگیهای فسفر سیاه، محققان ساختارهای بسیاری را بر اساس ماده فسفر سیاه پیشنهاد دادهاند. در سال ۲۰۱۸، حسگر زیستی مبتنی بر فسفر سیاه توسط پال و همکاران برای تشخیص هیبریداسیون DNA ارائه شد که دقت تشخیص ۰۰/۹۵، حساسیت RIU[°]/۳IU و ضریب کیفیت ^۱-۱۳.۶۲IU را نشان میدهد [۴]. توسط سینگ و همکاران برای افزایش حساسیت تشدید پلاسمون سطحی ساختار حسگر گاز در سال ۲۰۱۹ پیشنهاد شد که حساسیت ساختار با اضافه کردن لایههای اضافی فسفر سیاه بین لایههای طلا، تا //۱۰۲.۳۹ افزایش یافت [۵]. در همان سال، کومار و همکاران برای تشخیص الکتریکی مولکولهای زیستی بیماریهای کشنده، زیستحسگر -BP-JL-RC MOSFET را معرفی کردند، آنها توانستند به حساسیت ۱.۷



شکل ۱: نانو ساختار پیشنهادی فسفر سیاه برای تشخیص ویروس-های آنفلوانزای پرندگان.

نتایج شبیه سازی

آنالیز ساختار مورد نظر از طریق روش FDTD با استفاده از نرم افزار لومریکال و متلب انجام شده است، در شبیه سازی از شرایط مرزی پریودیک در جهت x, y و در امتداد جهت z شرایط مرزی لایه کاملا جاذب (PML) در نظر گرفته شده است. نانو حسگر پیشنهادی میتواند انواع مختلفی از ویروسهای آنفلوانزا را تشخیص دهد. جدول ۱ مشخصات و ضریب شکست پیچیده سه زیرگروه ویروس آنفلوانزا را نشان می دهد.

جدول ۱: غلظت پروتئین کل و ضریب شکست پیچیده انواع مختلف ویروسهای آنفلوانزا [۸].

ساب تايپ	غلظت پروتئين کل(mg/mL)	ضریب شکست نسبی پیچیدہ	
H5N2	• / ٢	$N = n + i\kappa$	
H1N1	۰/۵۴	$N = n + 1.4i\kappa$	
H9N2	٠/٢٨	N = 1.2n+ 1.4iк	

با تابش نور به صورت عمودی به درون نانو ساختار یک موج انتشاری در درون پوسته فسفر سیاه با طول موج موثری که متناسب با دوره تناوب گرتینگ است، به وجود میآید. برای بررسی خصوصیات نوری در نانو پوسته فسفرسیاه، بدون لایهنشانی نمونه ویروسهای H1N1، H5N2، H9N2 یک طیف انتقالی (آبی) با دو مود رزونانس پلاسمون سطحی فسفر سیاه مطابق با شکل (۲-الف) تشکیل میشود. در

شبیه سازی FDTD برای محاسبه طیف انتقال هر یک از این سه نمونه ویروس، محدوده طیف طول موج از ۲۰۳۵ تا ۲۰µm در نظر گرفته می شود. همان طور که در شکل (۲-الف) نشان داده شده است، میزان تغییر در فرکانس پیک رزونانس ویروس 19N2 بیشتر از دو ویروس دیگر می باشد. چنگ و همکاران [۸] بررسی کردند که می توان اندازه ویروس ها را از ۱ تا ۸ میکرومتر انتخاب کرد. در اینجا، ما حجم ویروس را با توجه به ضخامت سطح حسگر بیان می کنیم. در شکل (۲-ب) طیف انتقال نور ویروس 2002 را با ضخامت های مختلف از ۱ تا ۵۹۳



شکل ۲: (الف) نتایج شبیهسازی شده طیف انتقال برای ویروس های مختلف (ب) نتایج شبیهسازی از طیفسنجی انتقال با ضخامتهای مختلف آنالیت برای H9N2.

حسگر زیستی پیشنهادی قادر به تشخیص ضریب شکست محیط اطراف خود می باشد و این حسگر نسبت به ضریب شکست محیط اطراف بسیار حساس است. حساسیت حسگر شکست می اطراف بسیار حساس است. حساسیت دیگر زیستی، طبق رابطه ($\frac{\Delta \lambda}{\Delta n} = S$) تعریف می شود. از دیگر پارامترهای مهم در نانو حسگرها، عرض کامل در نصف حداکثر (FWHM) و ضریب شایستگی (/ S = FOM کردیم که در ضخامتهای مختلف ویروس میزان انتقال نیز متفاوت است. همچنین در نانو حسگر پیشنهادی پارامترهای مختلف مانند حساسیت، FWHM و FOM از ضریبهای شکست مختلف محیط اطراف را موردبررسی قرار دادیم، که حداکثر حساسیت در n=۱/۳، قرار دادیم، که حداکثر حساسیت در n/۱=۳، ساختار مبتنی بر فسفر سیاه برای تشخیص ویروسهای آنفلوانزای پرندگان پیشنهاد می شود.

مرجعها

- [1] N. Mohamad, N. Najmeh, "Multi-band MIM refractive index biosensor based on Ag-air grating with equivalent circuit and T-matrix methods in near-infrared region", Scientific Reports (Nature Publisher Group), 10(1), 2020.
- [2] X. Chen, Y. Liu, J. Huang, W. Liu, J. Huang, Y. Zhang, and W. Fu, "Label Free Techniques for Laboratory Medicine Applications", Frontiers in Laboratory Medicine, vol. 1, pp. 82-85, 2017.
- [3] J. R. Choi, K. W. Yong, J. Y. Choi, A. Nilghaz, Y. Lin, J. Xu, X. Lu, "Black Phosphorus and its Biomedical Applications", Theranostics, 1005– 1026, 2018.
- [4] S. Pal, A. Verma, J. P. Saini, S. Raikwar, Y. K. Prajapati, "Detection of DNA hybridization using graphene-coated black phosphorus surface plasmon resonance sensor", Materials Science & Processing, 2018.
- [5] Y. Singh, S. K. Raghuwanshi, "Sensitivity Enhancement of the Surface Plasmon Resonance Gas Sensor with Black Phosphorus", Electromagnetic wave sensors, 2019.
- [6] A. Kumar, N. Gupta, M. Tripathi, R. Chaujar, "Analysis of structural parameters on sensitivity of black phosphorus junctionless recessed channel MOSFET for biosensing application", Microsystem Technologies, 2019.
- [7] R. Zhou, J. Peng, S. Yang, D. Liu, Y. Xiao, G. Cao, "Lifetime and nonlinearity of modulated surface plasmon for black phosphorus sensing application", Nanoscale, 18878–18891, 2018.
- [8] A. Keshavarz, Z. Vafapour, "Sensing avian influenza viruses using terahertz metamaterial reflector", IEEE Sensors Journal, 19(13), 5161-5166, 2019.

(FWHM) میباشد؛ بنابراین، در جدول ۲ پارامترهای مهم حسگرهای زیستی از ضریبهای شکست مختلف از محیط اطراف مورد بررسی قرار می گیرد. شکل (۳) طیف انتقال نور در نانو ساختارهای مبتنی بر فسفر سیاه بدون لایهنشانی در نانو ساختارهای مبتنی بر فسفر سیاه بدون لایهنشانی در نانو ساختارهای میدهد. حداکثر حساسیت در نمونه ویروسها را نشان میدهد. حداکثر حساسیت در FOM) به ترتیب (۲/۹۶ و ۲/۴۲) به دست میآیند.



جدول ۲: نقطه اوج تشدید (RP)، حساسیت (S)، FWHM و FoM ساختار پیشنهادی.

ضریب شکست	RP [THz]	S [THz/RIU]	FWHM [THz]	FOM
١	97/08		۳/۳۸	
1/1	99/37	11/9	٣/٢٦	٣/٥
١/٢	90/11	17/1	۴	51.20
۱/۳	98/94	17/99	4/21	۳/۰۷۸
1/4	97/41	17/97	4/47	۲/۸۴
1/0	91/47	17/77	4/98	۲/9۳

نتيجهگيرى

در این مقاله، یک نانو ساختار مبتنی بر فسفر سیاه (چند لایه) بهعنوان یک بستر مناسب برای تشخیص ویروسهای آنفلوانزا (H1N1، H5N2، H5N2) پیشنهاد شده است. تغییر نقاط پیک تشدید فرکانس در نانو حسگر مشاهده شده است، تا ویروسها با لایهنشانی در نانو ساختار تشخیص داده شوند. علاوه بر این، در نانو ساختار پیشنهادی، ما میزان انتقال را بر اساس ضخامتهای مختلف ویروس H9N2 بررسی



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰



سنتز و مشخصه یابی نانوذرات لیتیم نایوبیت به روش سل-ژل

محمد رضا گائینی^{۱۰}۲، علی باکوئی^۱، و مرتضی ساسانی قمصری^۲

^۱ گروه اپتیک و لیزر، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس ^۲ پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی mrgaeeni@yahoo.com , msghamsari@yahoo.com , a.bakouei@modares.ac.ir

چکیده – نانوذرات LiNbO₃ با کیفیت بالا برای اولین بار با روش سل-ژل سنتز شدند. آنالیزهای ساختاری و طیفسنجی نوری برای شـناسایی نانوذرات LiNbO₃ استفاده شد. برای بررسی خواص نوری نانوبلورهای LiNbO₃، از طیفسنجی جذبی مرئی UV استفاده شـد که نشـان داد پیک جذب حدود ۲۵۰ نانومتر اسـت. همچنین برای شـناسایی ترکیبات شیمیایی سل تهیه شده از طیفسنجی فروسرخ تبدیل فوریه (FT-IR) استفاده شد. در نهایت، دو پیک نشری لومینسانس یکی در ۴۲۰ (بنفش) و دیگری در طول موج ۴۸۵ نانومتر (آبی) تشخیص داده شد. نتایج تجربی نشان داده است که نانوبلورهای LiNbO₃ بسیار پایدار با گسیل قوی بنفش و آبی سنتز شده است که پتانسیل کافی برای کاربردهای فوتونیک کوانتومی مانند موجبر را دارد.

كليد واژه- روش سل-ژل، سل ليتيم نيوبايت، نانوذرات كلوئيدى

Synthesis and characterization of lithium niobite nanoparticles by solgel method

Mohammad Reza Gaeeni ^{1,2}, Ali Bakoei¹, Morteza Sasani Ghamsari²

 ¹ Department of Physics, Optics and Laser, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
 ² Photonics and Quantum Technologies Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, 11155-3486, Tehran, Iran

mrgaeeni@yahoo.com, msghamsari@yahoo.com, a.bakouei@modares.ac.ir

Abstract- LiNbO₃ nanoparticles were synthesized by sol-gel method. Structural analysis and optical spectroscopy were used to identify LiNbO₃ nanoparticles. To investigate the optical properties of LiNbO₃ nanocrystals, UV visible absorption spectroscopy was used which showed that the absorption peak is about 250 nm. Fourier transform infrared (FT-IR) spectroscopy was also used to identify the chemical composition of the prepared Sol. Finally, two luminescence emission peaks were detected, one at 420 (purple) and the other at 485 nm (blue). Experimental results have shown that liNbO₃ nanocrystals have been synthesized with strong purple and blue emissions that have sufficient potential for quantum photonic applications such as waveguides.

Keywords: Sol-Gel Method, LiNbO3, Nanoparticles.

مقدمه

ترکیب لیتیوم نیوبایت (LN ، LiNbO₃) نقش کلیدی در توسعه مواد فروالکتریک دارد. این ترکیب دارای خواص نوری– الکترونیکی، پیرو الکتریک، پیزوالکتریک و فوتوالاستیک ارزشمندی است [۱]. این رفتارهای خوب LN باعث شده تا این ماده برای کاربردهایی مانند موجبرهای نوری، ریز رزوناتورها و مدولاتورهای الکترواپتیکی مفید باشد. از سوی دیگر، سنتز LiNbO3 در ابعاد نانومتری به دلیل پتانسیل آنها در دستگاههای نانوفوتونیکی از جمله حسگرهای زیستی و فوتوکاتالیست ها مورد توجه قرار گرفته است [۲].

اخیراً، چندین رویکرد برای تهیه نانوذرات LiNbO₃ گزارش شده که می توان به سنتزهای فاز محلول، واکنش حالت جامد و روش سل-ژل اشاره داشت. این رویکردها اغلب به شرایط سختی نیاز دارند که شامل دمای بالا، گرانی، عدم توانایی در تنظیم اندازه ذرات و تجمع محصولات می شوند. در حالی که روش سل-ژل این شرایط را ندارد [۳]. رویکرد سل-ژل در مقایسه با سایر روشها، برای تهیه نانوبلورهای LiNbO₃ میتواند دسترسی به کنترل بالای خلوص، دمای فرآیند پایین، سادگی آلایش با یونهای مختلف، تکرارپذیری و همگنی محصول نهایی را فراهم کند. تعدادی مقاله برای تهیه نانومواد LiNbO₃ (پودر و لایه نازک) به روش سل-ژل گزارش شده است. وانگ و همکاران [۴] از مسیر سل-ژل برای تهیه نانوبلورهای پودر دلiNbO3 با ليتيم استات، نيوبيم كلريد و H2O2 به عنوان مواد اوليه استفاده کردند. در حالی که دو مورد آخر برای محیط زیست و انسان بسیار خطرناک و سمی هستند. با این حال، توسعه سنتز نانوبلورهای LiNbO₃ کلوئیدی با حداقل هزینه، خطرات شیمیایی و کاربردهای گسترده اجتناب نایذیر است. این بدان معنی است که سل باید بسیار پایدار باشد و نسبت غلظت مواد پیش ساز باید کنترل شود. برای دستیابی به

این نتیجه، عوامل حیاتی مانند دما، pH و غلظت باید بهینه باشند تا یک مسیر سل-ژل برای سنتز نانوبلورهای کلوئیدی LiNbO3 بسیار پایدار ایجاد شود [۴]. هدف این تحقیق سنتز به روش سل ژل برای تهیه نانوبلورهای LiNbO3 بسیار پایدار است که تابش بنفش و آبی دارند. علاوه بر این، خواص نوری، و ساختاری نانوساختارهای LiNbO3 مورد ارزیابی قرار گرفته است.

روش سنتز

در ابتدا مقدار یک مول Nb₂O₃ و مقدار یک مول لیتیم هیدروکسید را وزن نموده و با مقداری آب مقطر مخلوط نموده و بعد الکل را به محلول اضافه نمودیم. سپس مقداری سیتریک اسید را به جهت پایداری به محلول اضافه نموده و در دمای $^{\circ} ^{\circ} ^{\circ} ^{\circ}$ با هم زن مغناطیسی هم می زنیم. مخلوط بعد از گذشت یک ساعت به صورت کاملا شفاف در می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه مسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه مسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف جذبی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفتومتر می آید. طیف می زنه می زنه می زنه مول مسیر طیفسنج فلورسانس PerkinElmer LS 45 برای طیف مسیر ا سانتیمتر استفاده از سلول های کوارتز به طول مسیر فروسرخ تبدیل فوریه (FTIR) بر روی یک طیف سنجی فروسرخ تبدیل فوریه (Thermo Scientific Nicolet تمام اندازه گیریها در دمای اتاق انجام گرفت.

بحث و مشخصه يابى

طیف جذبی ماوراء بنفش سل کلوئیدی LiNbO₃ در شکل ۱ نشان داده شده است که پیک جذب حداکثری را در طول موج ۲۴۷ نانومتر نشان میدهد. با توجه به روش *hv* در ناحیه جذب بالا، انرژی فوتون های فرودی، *vh* با ضریب جذب ($\alpha(\lambda)$ ، با رابطه انتقال باند به باند مرتبط است: $\alpha hv = B(hv - E_g)^n$ (1)

LiNbO₃ در مقابل انرژی فوتون (*hv*) برای $(ahv)^2$ تغییر $(ahv)^2$ در مقابل انرژی فوتون (*hv*) برای داده شده است. نانوکریستالی کلوئیدی در شکل ۲ نشان داده شده است. انرژی شکاف باند نوری (E_g^{nano}) انتقال مستقیم مجاز نیز از این شکل مشخص شد که بخش خطی منحنی است و با برون یابی به مقدار صفر تعمیم داده شد. مقدار محاسبه شده برون یابی به مقدار صفر تعمیم داده شد. مقدار محاسبه شده شکاف باند انرژی (E_g^{nano}) برای LiNbO₃ برابر با ۴/۲۴ سکترون ولت است که مطابقت خوبی با سایر مقالات منتشر شده دارد.



طیفسنجی فروسرخ تبدیل فوریه (FTIR) برای شناسایی حالتهای ارتعاش نوارهای ترکیب آلی اصلی نمونه استفاده شد. طیف FTIR ثبت شده برای نانوبلورهای کلوئیدی LN در شکل ۲ نشان داده شده است. این شکل وجود حلال های زنجیره بلند آلکان و ترکیبات اکسید لیتیوم و نیوبیم را نشان میدهد. در شکل ۳، رفتار تغییر شکل خمشی CH₃ را میتوان در ^{۱-}m۲۷۲ و رفتار باند

خمشی CH₂ را در ^۱-۲۹۳ cm ۲۴۶۳ تشخیص داد. پیکهای جذب بین ^۱-۲۸۵۰cm و ۳۱۰۰cm به ترتیب با پیوندهای C-H و C-O مرتبط هستند. دو باند جذب در ^۱-۴۶۰ cm و¹⁻۴۷۰ cm ناشی از ارتعاشات کششی و Li-O میباشند. همچنین ارتعاش کشش باندNb-O-Nb را میتوان در ⁻cm



شکل ۲: طیف FTIR از سل تهیه شده.

طيف نشرى فوتولومينسانس سل كلوئيدى LN بين طول موج های ۲۵۰ تا ۷۰۰ نانومتر در شکل ۳ نشان داده شده است. سل LN در طول موج های مختلف برانگیخته شد، اما بهترین طول موج تحریک همان پیک جذب حداکثری در طول موج ۲۶۰ نانومتر بود که دو پیک نشری لومینسانس یکی در ۴۲۰ (بنفش) و دیگری در طول موج ۴۸۵ نانومتر (آبی) مشاهده شد. Lisiecki و همکارانش بیان کردند که جای خالی اکسیژن جزئی در LN کریستالی باعث نقص ذاتی کریستالی (مراکز رنگی) شده که منجر به تابش مرئی می شوند. لذا، طیف نشری LiNbO₃ در ۴۲۰ نانومتر می تواند به واسطه چنین نقائصی باشد. همچنین کرسپیلو و همکاران تولید جای خالی اکسیژن توسط تابش با ذرات پر انرژی را بررسی کرد و انتشار PL مرئی ذرات LN را به دلیل مراکز F و F+ مرتبط کرد. بنابراین، منطقی است که جای خالی اکسیژن جزئی را به عنوان منابع انتشار نور بنفش و آبی در نانوبلورهای کلوئیدی LiNbO₃ نتیجه گیری کنیم. بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

in: Lithium Niobate-Based Heterostructures, IOP Publishing, 2018, pp. 1-1-1-42.

[2] V.G. Deon, A. Thesing, L.R. Santana, V.C. Costa, M.O. Vaz, R.M. Silva, M.F. Mesko, N.L. Carreno, Synthesis of LiNbO₃ nanocrystals by microwave-assisted hydrothermal method: formation mechanism and application to hydrogen evolution reaction, Chemical Papers, (2021) 1-9.

[3] S. Sakka, H. Kozuka, Handbook of sol-gel science and technology. 1. Sol-gel processing, Springer Science & Business Media, 2005.

[4] L. Wang, D. Yuan, X. Duan, X. Wang, F. Yu, Synthesis and characterization of fine lithium niobate powders by sol-gel method, Crystal Research and Technology: Journal of Experimental and Industrial Crystallography, 42 (2007) 321-324.

[5] I. Kashif, A.A. Soliman, E.M. Sakr, A. Ratep, XRD and FTIR studies the effect of heat treatment and doping the transition metal oxide on LiNbO₃ and LiNb₃O₈ nanocrystallite phases in lithium borate glass system, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 113 (2013) 15-21.



شکل ۲ طیف PL نانو کریستال کلوئیدی LN.

نتيجهگيرى

به طور خلاصه، نانوذرات LN به روش سل-ژل با قطر حدود ۲۰ نانومتر سنتز شده است. چندین روش مشخصه یابی مانند طیفسنجی جذب نوری، FT-IR ، PL، برای بررسی سل LN استفاده شد. نتایج تجربی تأیید میکند که نمونه نانوذرات کلوئیدی LN تهیه شده دارای تابش بنفش و آبی با درخشندگی بسیار بالایی میباشد. با پیرسازی در دمای ابتاق، هیچ تغییر قابل توجهی در شدت طیف جذبی سُل LN وجود ندارد. این سُل پتانسیل کافی برای استفاده در تهیه لایه های نازک نانوساختار را دارد که برای کاربردهای اپتوالکترونیکی مفید هستند.

سپاسگزاری

شایسته است که از سرکار خانم دکتر مرضیه پریشانی از دانشگاه تربیت مدرس و آقای دکتر رحیم کاروانه به خاطر کمک هایشان در انجام این مقاله تشکر ویژه بنمایم.

مرجعها

[1] M. Sumets, Thin films of lithium niobate: potential applications, synthesis methods, structure and properties,



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. 1400 بهمن 1400



بهبود ضریب کیفیت و کاهش پهنای نوار طیف در دیود نورگسیل آلی توسط آیینه های براگ

طاهره دیریکوندzadsar@iaun.ac.ir ، مهدی زادسر t.dirikvand@smi.iaun.ac.ir و مینا نقابیneghabi@iaun.ac.ir

دانشگاه آزاد اسلامی واحد نجف آباد-دانشکده برق-گروه فیزیک

چکیده – در این کار طراحی و ساخت میکروکاواک دیود نور گسیل آلی سبز با بکارگیری ترکیبی از آینه بالایی الکترود- آلومینیوم و آیینه پایین بازتابنده توزیع شده براگ (DBR) به منظور افزایش ضریب کیفیت (بیشتر از 51) به همراه بازتابندگی بالا و خواص الکتریکی بهینه مورد نظر قرار گرفت. نتایج تجربی افزایش قابلتوجه شـدت الکترولومینسـانس (EL) همچنین کاهش عرض طیفی در نیم بیشـینه را نشـان داد. در نهایت ، پارامترهایی که فاکتور کیفیت را محدود می کرد ، تجزیه و تحلیل کرده و راه برای پیشرفت های آینده هموار گردید، رویکرد پیشنهاد شده می تواند برای تولید منابع جدید نوری مورد استفاده قرار گیرد و یک گام مهم در جهت تحقق لیزرهای آلی شود.

كليد واژه- اكسيتون، ديود نور گسيل آلي،ميكروكاواك،ويژگيهاي اپتيكي.

Improvement of quality factor and reduction of spectral bandwidth of OLED by Bragg mirrors

<u>Tahereh Dirikvand</u>¹<u>t.dirikvand@smi.iaun.ac.ir</u>, Mehdi Zadsar <u>zadsar@iaun.ac.ir</u>, and Mina Neghabi <u>neghabi@iaun.ac.ir</u>

Department of Physics, Najafabad Branch, Islamic Azad University

Abstract- In this work, the design and fabrication of a green microcavity OLED by Al-electrode layer as a top mirror and a Distributed Bragg Reflector (DBR) bottom mirror in order to enhance quality factor(more than51) with high reflectivity and optimal electrical properties was considered. The experimental results show a substantial enhancement of the electroluminescence (EL) intensity as well as a reduction of the spectral width at a half maximum. Finally, we analysed the parameters that still limit the Q-factor, paving the way for future improvements. The proposed approach can be exploited for the fabrication of novel organic light sources for represents an important step towards the realization of organic lasers.

Keywords: Exiton, Organic Light Emitting Diod, Microcavity, Optical properties

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، 12- 14 بهمن 1400

است که از مواد دی الکتریک با ضریب شکست بالا و پایین می باشد. هنگامی که نور در فصل مشترک میان دوماده دی الکتریک مختلف فرود میآید، تطابق ضریب شکست موجب بازتابش بالای نور می شود. بطور خلاصه مراحل کار این پروژه شامل ساخت دیود نورگسیل سبز به روش تبخیر فیزیکی به عنوان مرجع کار، ساخت آیینه های براگ، ساخت میکروکاواک دیودنورگسیل با ضخامتهای ۲۴۰نانومتر و در نهایت مقایسه نتایج این سه نمونه است.

مبانی نظری

برای یک میکروکاواک دیود نورگسیل به طول L طول موج های تشدید شده در کاواک از رابطهٔ (1) به دست می آیند $L = \frac{m\lambda}{2n}$ (1)

که m عدد صحیح، n ضریب شکست ناحیه فعال، L طول کاواک است.درضمن، برای ایجاد تشدید پاید ار در داخل کاواک، باید شرایط موج ایستاده را بر آورد کرد، که نیاز به قرار دادن منطقه ساطع کننده در موقعیت میانی کاواک در طول موج رزونانس است امواج الکترومغناطیسی می توانند در داخل میکرو کاواک به شکل امواج ایستاده به دام بیافتند و مجموعه ای از حالت های نوری را تشکیل دهند. معمولا یک حالت واحد در کاواک انتخاب می شود معادله (2) طول موج های مجاز در کاواک را می دهد: مقدمه

دیودهای نور گسیل آلی '(OLEDs) جریان الکتریکی را به نور تبديل مي كنند [۱]. از ديدگاه اپتيكي، بخشي از نور حاصل از بازترکیب اکسیتون ها در ناحیه فعال، در فصل مشترک لایه ها و به ویژه در ناحیه تماس الکترودها دچار بازتاب به درون ساختار می شود و مانده ی آن از قسمت شفاف دیود به محیط بیرون گسیل می شود آنچه که در مورد بازتابش درونی این ساختارها مطرح است ، درصد این بازتاب ها نسبت به نور عبوری است. به عبارتی، کیفیت نور در آنهاپایین است. از یک سو همین بازتابشهای چندگانه به درون ساختار، عاملی برای خاموشی اکسیتون ها وکاهش نور خروجی می شود. رفتار این دوقطبی اگر در یک رزوناتور اپتیکی مانند فابری پرو تعبیه شود اصلاح می شود [۲]. بنابراین در یک طراحی دقیق، دیود نور گسیل آلی را در یک چیدمان میکروکاواک میان دو بازتابشگر قرار دادیم نور خروجی دارای ویژگیهای اپتیکی یکتا نسبت به دیودهای آلی مرسوم شد در این مقاله جنبههای ساختدستگاه بر مبنای مفهوم تبادل انرژی رزونانس بین فوتون هاواکسیتون ها، همچنین فیزیک حاکم بر دستگاه، پایه گذاری شده است. انتخاب نیمههادی های آلی با ضخامتهای مناسب در یک میکروکاواک و نحوه ساخت و طراحی آن از اهداف این پروژه بوده است. در چيدمان انجام گرفته، به کارگيري آلومينيوم بهعنوان آيينه بالایی و بازتابشگرهای توزیع شدهی براگ (DBR)²به عنوان الكترودپایینی در نظر گرفته شد. ساختار DBRدر واقع چیدمان دورهای از فیلم های نازک با ضخامت اپتیکی چارک موجی

¹ Organic Light-Emitting Diodes

²Distributed-Bragg-Reflectors

جلوگیری شود. ادوات نوری و ضخامت مواد مورد استفاده با استفادهاز نرمافزار Macleod شبیهسازی شدند. منحنی ولتاژ-جریان و شدت طیف که توسط بیناب سنج jaz ساخت ocean optic اندازه گیری شد رادر شکل ۱ مشاهده می کنید.



همانطور که مشخص است طیف گسیلی در ولتاژ ۶ ولت در طول موج۵۴۵/۹ نانومتر دارای بیشینه و کمترین عرض خط(۸۳/۶۶ نانومتر) می باشد.

۲-ساخت آیینه های براگ: با انتخاب جفت لایههای مناسب فیلم های SiO₂ /SiO₂ ساختار DBR با بازتابندگی بالا و شرایط لایه نشانی مناسبو مورفولوژی سطح یکنواخت را برای آنها فراهم کرده و سپس ITO را به عنوان لایه رسانای شفاف بررویDBRکه رسانایی و شفافیت مناسبی برای وسیله شفاف برروی ایجاد می کند [۴]، به روش کندوپاش پوشش دادیم. در انتها تاثیر ضخامت لایه ها بر مقاومت الکتریکی ، همواری سطوح و انتقال نور را شبیه سازی کردیم. نتایج نشان داد عملکرد الکترومغناطیسی آینه DBR با ۵جفت لایه ی

$$\lambda_C = \frac{2nL_c}{m} \cos\theta int \qquad (2)$$

در اینجا n ضریب شکست داخل کاواک، Lc فاصله آیینه ها، maدد صحیح و θ int زاویه بردار تابع موج (k) است. احتمال انتشارفوتون در کاواک به فاکتور پورسل نیز بستگی دارد که در آن (F=Q. $\lambda' \Lambda \lambda$ فاکتور کیفیت ($\lambda \Delta \lambda = 0$) V حجم کاواک و ۸ طول موج است. اثر پورسل در میکرو کاواک طول عمر اکسیتون را کاهش می دهد بنابراین میزان انتشار خود به خودی و بهره افزایش می یابد که نقش مهمی در هدایت فوتون ها دارد و به کاهش آستانه کاواک کمک می کند.

شرح آزمایش و نتایج

۱-ساخت ديود نور گسيل آلي سبز:

در این پژوهش دیود نور گسیل سبز با ساختار ITO/MoO₃(5nm)/MoO₃:NPB(190nm)/NPB(10nm)/Alq3 (5nm)/BCP(5nm)/Lif(0.7nm)/AL(200nm) کار ساخته شد که عملیات شامل مراحل زیر می باشد: پس از تمییز کردن زیرلایه ها و خشک کردن با گاز نیتروژن یک لایه تزریق حفره $^{6}(BCP)$ ، لایه انتقال حفره $^{4}(NPB)$ ، لایه سد کننده ی حفره $^{5}(BCP)$ و آلومینیوم نیز به عنوان کاتد رسوب داده شد. لایه 7 (Lif) و آلومینیوم نیز به عنوان کاتد رسوب داده شد. تمام اکسیدها توسط روش تبخیرفیزیکی در محفظه ی خلاء با فشار $^{5-}$ 10 تحت یک محیط غیر فعال رشد داده شدند تا در دمای اتاق از آسیب در لایه های آلی ولایه های پایین

³ molybdenum trioxide

⁴ N,N°-diphenyl-N,N°-bis(1-naphthyl)-1,1°-biphenyl-4,4/-diamine

⁵ Bathocuproine

⁶tris(8-hydroxyquinoline) aluminum

⁷ Lithium fluoride

SiO₂وTiO₂، با ضرایب شکست پایین و بالا به همراه الکترود ITO بهبودمی یابد. شکل۲مقایسه شبیه سازی ۳ جفت (a)و ۵جفت(b)لایه ی دی الکتریک را نشان می دهد.



شکل۲: مقایسه۳ جفت دی الکتریک(a) و ۵ جفت دی الکتریک (b) همانطور که ملاحظه می شود با افزایش تعداد لایه های آیینه،

منطقه انتشار نور، بازتاب و عبور مناسبی پیدا می کند.

۳- ساخت میکروکاواک دیود نور گسیل سبز

ضخامت هر لایه توسط نرم افزار برای ایجاد یکنوارتوقف مناسب شبیه سازی شد. ساختار میکروکاواک توسط آیینه پایینOTI/ DBR مواد آلی روی آن ولایه Lif/AL به عنوان آیینه بالایی لایه نشانی شدند. نمودار ولتاژ جریان و رنگ نور ساطع شده ازمیکروکاواک با ضخامت ۲۴۰ نانومتر رادر شکل ۳مشاهده می کنید.



شكل 3: نمودار ولتاژ جريان و رنگ نور از ميكروكاواك240 نانومتر

میکروکاواک با ضخامت ۲۱۰نانومتر با هدف قرار گیری پیک طیف در محدوده ی نور سبز نیز ساختهشد. مقایسه ی فاکتور کیفیتسه نمونه A: اولدمرجع B : میکروکاواکاولد 240nm



شکل ۴: مقایسه ی فاکتور کیفیت هرسه نمونه A :اولد مرجع ، B :میکروکاواک اولد 240nm وC: میکروکاواک 210nm با پیک اوج در طول موج ۵۵۵ نانومتر

جدول I مقايسه نتايج سه نمونهA,B,C							
	قله	پهنای نیم	عرض	فاكتور			
		بيشينه	خط	کیفیت			
A: OLED	540/9	VT957/FT	۱۰۲/۵۸	۶/۳۰			
B: (240nm)	694/6	٨٤٥٥/٨٧	14/20	41/20			
C: (210nm)	۵۵۵/۵	8887/1	۱۰/۹۳	۵۱/۰)			

نتيجهگيرى

طبق نتایج به دست آمده ساختار میکروکاواک OLED دارای کاهش عرض طیف انتشار (۱۰/۹۳) و افزایش فاکتور کیفیت حدود ۹ برابری (۵۱/۰۱) نسبت به نمونه بدون کاواک (۸) شد که گام مهمی برای بهینه شدن طیف الکترولومینسانس وکارایی قابل توجه آن دارد.از کاربردهای این طرح در صفحه نمایش OLED تولید شرکت صنایع الکترواپتیک صاایران است که نه مشابه داخلی دارد و نه امکان تهیه و تامین از منابع خارجی به راحتی میسر است.

مرجعها

[1] Genco, A., et al., High quality factor microcavity OLED employing metal-free electrically active Bragg mirrors. Organic Electronics, 2018. 62: p. 174-180.

[2] Im, J.H., et al., Strong microcavity effects in hybrid quantum dot/blue organic lightemitting diodes using Ag based electrode. Journal of Luminescence, 2018. 203: p. 540- 545.

[3] Christogiannis, Nikolaos. "Organic Microcavities and OLEDs." PhD diss., University of Sheffield, 2016

[4] S. Meister, R. Brückner, M. Sudzius, H. Fröb, K. Leo, Optically pumped lasing of an electrically active hybrid OLED-microcavity, Appl. Phys. Lett. 112 (2018) 113301. doi:10.1063/1.5016244

پیوست: شمایی از ساختار ساخته شده آیینه عبور و بازتاب براگ و میکروکاواک اولد نور سبز در صنایع نظامی اپتیک













بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۴ بهمن ۱۴۰۰



مطالعهٔ ابتدا به ساکن ویژگیهای اپتیکی نانو مکسین ایتریوم کاربید (Y2C)

امیر علیاکبری، پیمان امیری، حمداله صالحی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

Amiraliakbari1369@gmail.com, amiri_physics@yahoo.com, salehi_h@scu.ac.ir

چکیده – محا سبات بهطور عمده با ا ستفاده از بستهٔ محا سباتی کوانتوم–ا سپر سو و روش شبه پتان سیل در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی و تقریب چگالی موضعی انجام شـده اسـت . از نمودار سـهم موهومی تابع دی الکتریک چنین نتیجه میشـود؛ که جذب از انرژیهای بسیار کوچک شروع شده است که این امر بیانگر این واقعیت است که نانو مکسین 2₂2 گاف انرژی ندارد و ماهیت فلزی را نشان میدهد. طیف اتلاف انرژی نشان میدهد که قلههای تیز انرژی پلا سمونیک برای نانو مکسین 2₂2 در را ستاهای x، y و z بهترتیب ۶٫۵ ، ۷٫۶ و ۲۵٫۷ الکترونولت بهد ست آمده است. بنابراین در انرژیهای مذکور بی شترین اتلاف انرژی وجود دارد و در انرژیهای بالاتر تابع اتلاف انرژی به سمت مقادیر صفر میل میکند.

کلید واژه: تابع اتلاف انرژی، ماهیت فلزی، نانو مکسین، نظریهٔ تابعی چگالی، ویژگیهای اپتیکی.

Ab-initio study of the optical properties nano-MXene of Yttrium Carbide (Y₂C)

Amir Aliakbari, Peiman Amiri, Hamdollah Salehi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

Amiraliakbari1369@gmail.com, amiri_physics@yahoo.com, salehi_h@scu.ac.ir

Abstract- The calculations are mainly performed using the quantum-espresso computational package and pseudopotential method in density functional theory and local density approximation. The imaginary loss diagram of the dielectric function follows; The absorption starts from tiny energies, which indicates that Y_2C nano-MXene has no energy bandgap and shows the metallic nature. The energy loss spectrum shows that the sharp plasmonic energy peaks for Y_2C nano-MXene in the x, y, and z-directions are 6.5, 6.73, and 6.75 eV, respectively. Therefore, there is the most energy loss in the mentioned energies, and in higher energies, the energy loss function tends to zero values.

Keywords: Energy loss function, Metallic nature, Nano-MXene, Density functional theory, Optical properties.

مقدمه

در سالهای اخیر علاقهمندی به ساختارهای دوبعدی حوزهٔ تحقیقاتی جدیدی را ایجاد کرده است [۱]. در میان مواد دوبعدی، مکسینها خانوادهٔ جدیدی از این گونه مواد هستند که برخلاف گرافین که فقط از عنصر کربن بهرهمند است، از عناصر متعددی تشکیل شده است. مکسینها در حوزههای مختلف نظیر استفاده در باتریهای نسل جدید، ابرخازنها، عايقهاى الكترومغناطيسي، سامانههاى ذخيرة انرژی، تصفیه آب، حسگرهای گازی و دستگاههای الكترونيكي كاربرد دارند [۲]. فازهاي مكس خانوادهٔ بزرگي (با بیش از ۷۰ عضو) با ساختار شش گوشی سه گانه هستند که در آن M نشان دهندهٔ یک فلز $M_{n+1}AX_n$ واسطه مانند M = Sc, Ti, V, Y, Zr, ... واسطه مانند عناصر گروه ۱۳ و ۱۴ (IIIA-IVA) جدول تناوبی نظیر Al، Si و ... است و X نیز نشان گر کربن یا نیتروژن و ۲،۲،۳ است. این مواد دوبعدی بهاین خاطر مکسین نامیده می شوند که آنها را با کندهکاری^۲از فازهای مکس تولید میکنند که بهعنوان مثال فرمول شیمیایی این کندهکاری مطابق خواهد بود $Ti_3AlC_2 + 3HF = AlF_3 + 3/2 H_2 + Ti_3C_2$ [۳]. تاريخچهٔ مکسینها به سال ۲۰۱۱ باز می گردد که توسط يوري گوگوتسي^۳و ميشل بارسوم^۴استادان علوم در دانشگاه "در کسل" کشف شد. تاکنون بیش از ۲۰ مکسین بهطور تجربی سنتز شدهاند که در سال ۲۰۱۱، Ti₃AlC₂ بهعنوان اولین مکسین سنتز شد [۳]. در سال ۲۰۱۶ جیان هوا هو ^۵ویژگیهای فیزیکی و الکترونی ساختار دو بعدی لایهای ترکیب ایتریوم کاربید (Y2C) را در ساختار هگزاگونال با استفاده از اصول اولیه محاسبات در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی مورد بررسی قرار دادند، آنها نشان

¹MXenes ^retching ^rYury Gogotsi ^{*}Michel W. Barsoum

دادند که تک لایه Y₂C دارای خاصیت فلزی است و میتواند به عنوان یک مادهٔ الکتریدی و یک آند فعال برای باتریهای یونی بر پایهٔ سدیم باشد [۴].

روش محاسبه

محاسبات بهطور عمده با استفاده از بستهٔ محاسباتی کوانتوم-اسیرسو و روش شبهیتانسیل در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی (DFT) انجام شده است [۵]. در این محاسبات از شبهیتانسیلهای بار پایسته (NC)^۷با تقریب چگالی موضعی (LDA)^استفاده شده است [۶]. بهمنظور بهینه سازی تعداد نقاط شبکه با تعیین مبنای همگرایی ۰،۰۱ الکترونولت به انجام محاسبات خودسازگار پرداخته شده است. پس از انجام بهینهسازیهای لازم تعداد نقاط بهینه شبکه برای نانو مکسین Y₂C برابر ۱×۱۵×۱۵، انرژی قطع ۷۰ ریدبرگ و برای جلوگیری از برهم کنش با ساختار مجاور یک لایه خلاً به اندازهٔ ۱۸ آنگستروم برای هر دو سامانه مورد استفاده قرار گرفت. ثابت شبکه بهینه شده برای ترکیب مذکور بهترتیب برابر با a=۳٬۴۲ و c=۱۷٬۵۶ آنگستروم برای ساختار هگزاگونال تعیین شده است. شکل ۱ ساختار بهینه را برای نانو مکسین Y₂C نشان میدهد. در محاسبات اپتیکی از تقریب فاز تصادفی استفاده شده است.



^aJianhua Hou ^bDensity Function Theory (DFT) ^vNorm Conserving ^bLocal Density Approximation

شکل ۱: نمای جانبی ساختار بهینهٔ نانو مکسین Y2C در صفحهٔ xz. کرههای خاکستری اتمهای ایتریوم و کرههای زرد اتمهای کربن را نشان میدهند.

بحث و نتايج

برای بررسی خواص اپتیکی مواد، تابع دیالکتریک که پاسخ ماده به امواج الکترومغناطیس است، مورد بررسی قرار میگیرد. تابع دیالکتریک یک تابع مختلط است که به صورت زیر تعریف می شود:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \tag{1}$$

که $(\omega)_1$ قسمت حقیقی تابع دیالکتریک است. در ناحیهای که منفی است، امواج منتشر نمی شود و فرایندهای جذب و اتلاف غالب هستند. $(\omega)_2$ قسمت موهومی تابع دیالکتریک مستقیماً ناشی از گذارهای بین نواری است. روابط کرامرز-کرونیگ قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دیالکتریک را به هم مرتبط می کند و تمام ثابتهای اپتیکی را می توان از این دادهها به دست آورد [۷].

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{{\omega'}^2 - \omega^2} d\omega' \tag{(Y)}$$

که در آن قسمت موهومی تابع دیالکتریک بهصورت زیر داده می شود:

$$\varepsilon_{2}(\omega) = -\frac{2}{\omega\pi} P_{0}^{\infty} \frac{{\omega'}^{2} [\varepsilon_{1}(\omega') - 1]}{{\omega'}^{2} - \omega^{2}} d\omega' \qquad (\text{``)}$$

قسمت حقیقی و موهومی تابع دیالکتریک نانو مکسین Y₂C بر حسب انرژی فوتون- فرودی در راستاهای x y و z درشکل ۲ نشان داده شده است. مشاهده می گردد که برای نانو مکسین Y₂C ریشههای تابع دی الکتریک در انرژیهای پایین اتفاق میافتد. از نمودار سهم موهومی تابع دیالکتریک چنین نتیجه می شود؛ که جذب از انرژیهای بسیار کوچک شروع شده است که این امر بیانگر این واقعیت است که ماده در ساختار مربوطه گاف انرژی ندارد و ماهیت

فلزی ترکیب مذکور را تایید میکند. این نتایج گاف صفر بهدست آمده از ساختار نوارالکترونی و چگالی حالتهای نانو مکسین Y₂C (شکل ۳) را تأیید میکند. بزرگترین قله متعلق به راستای y است که معرف برهمکنش بیشتر الکترون با فوتون در این راستا است.



شکل ۲: (الف) قسمت حقیقی تابع دیالکتریک و (ب) قسمت موهومی تابع دیالکتریک نانو مکسین Y₂C



شکل ۳: ساختار نوار الکترونی و چگالی حالتهای کل نانو مکسین Y₂C ضریب اتلاف متناسب با احتمال اتلاف انرژی در واحد طول برای الکترون در حال عبور از محیط است. وجود قله در

تابعی چگالی و تقریب چگالی موضعی انجام شده است. از نمودار سهم موهومی تابع دیالکتریک نتیجه میشود؛ که جذب از انرژیهای بسیار کوچک شروع شده است که این امر بیانگر این واقعیت است که نانو مکسین 2₂ گاف انرژی ندارد و ماهیت فلزی را نشان میدهد. طیف اتلاف انرژی نشان میدهد که قلههای تیز انرژی پلاسمونیک برای نانو مکسین 2₂ در راستاهای x، y و z بهترتیب ۵٫۶، ۷۳۶ و ۸۷۵ الکترونولت بهدست آمده است. بنابراین در انرژیهای مذکور بیشترین اتلاف انرژی وجود دارد.

مرجعها

- [1] D. Akinwande, C. J. Brennan, J. S. Bunch, P. Egberts, J. R. Felts, H. Gao, R. Huang, J. S. Kim, T. Li, Y. Li, and K. M. Liechti, "A review on mechanics and mechanical properties of 2D materials—Graphene and beyond", Extreme Mechanics Letters, Vol. 13, pp.42-77, 2017.
- [2] S. J. Kim, H. J. Koh, C. E. Ren, O. Kwon, K. Maleski, S. Y. Cho, B. Anasori, C. K. Kim, Y. K. Choi, J. Kim, and Y. Gogotsi, "Metallic $Ti_3C_2T_x$ Mxene gas sensors with ultrahigh signal-to-noise ratio", ACS Nano, Vol. **12**, pp. 986-993, 2018.
- [3] M. Naguib, M. Kurtoglu, V. Presser, J. Lu, J. Niu, M. Heon, L. Hultman, Y. Gogotsi, and M. W. Barsoum, "Two-dimensional nanocrystals produced by exfoliation of Ti₃AlC₂", Advanced Materials, Vol. 23, pp. 4248-4253, 2011.
- [4] J. Hou, K. Tu, and Z. Chen, "Two-dimensional Y₂C electride: a promising anode material for Na-Ion batteries", The Journal of Physical Chemistry C, Vol. **120**, pp. 18473-18478, 2016.
- [5] P. Giannozzi, et al., "QUANTUM ESPRESSO: a modular and open source software project for quantum simulations of materials," J.Phys. Condens Matter, Vol. 21, pp. 1-36, 2009.
- [6] P. J. Perdew, and Y. Wang, "Pair- distribution function and its coupling constant average for the spin-polarized electron gas," Phys. Rev. B, Vol. 46, pp. 12947-12959, 1992.
- [7] Ali, M.A. and Islam, A.K.M.A., "Sn1− xBixO2 and Sn1− xTaxO2 (0≤ x≤ 0.75): A first-principles study", Physica B: Condensed Matter, 407(6), pp.1020-1026, 2012.

نمودار ضریب اتلاف بهعنوان قلهی پلاسمونی شناخته می شود که بیان گر برانگیختگی های حجمی چگالی بار الکترون های عبوری است. در یک بلور امکان وجود چند قلهی پلاسمونی است. بلندترین قله متناظر با پلاسمون حجمی و بسامد متناظر با آن بسامد پلاسما نام گذاری می شود. تابع اتلاف انرژی به صورت زیر با تابع دی الکتریک رابطه دارد:

$$L(\omega) = \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1^2(\omega) + \varepsilon_2^2(\omega)}$$
(*)

این رابطه نشان میدهد که تابع اتلاف انرژی با تابع دیالکتریک رابطه معکوس دارد که بدین معناست که در بازههایی که تابع اتلاف دارای قله است قسمت حقیقی و موهومی تابع دیالکتریک مقادیر بسیار کوچکی دارند. مقدار قلههای تیز انرژی پلاسمون برای نانو مکسین 2₂C در استاهای x، y و z بهترتیب ۶٫۵، ۶٫۳۳ و ۶٫۷۵ الکترونولت بهدست آمده است. بنابراین در انرژیهای مذکور که بیشترین اتلاف انرژی وجود دارد، شدت انتقال بین نواری بسیار کم است و در انرژیهای بالاتر از آن تابع اتلاف انرژی به سمت مقادیر صفر میل میکند.



شكل ۴: طيف اتلاف انرژی نانو مكسين Y₂C

نتيجهگيرى

در این مقاله محاسبات با استفاده از بستهٔ محاسباتی کوانتوم-اسپرسو و روش شبهپتانسیل در چارچوب نظریهٔ بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰





مطالعهی خواص الکترونی و اپتیکی لایه گرافن ناخالص شده با اتم بور

مريم مالمير

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه لرستان، خرم آباد، لرستان

malmir.m@lu.ac.ir

چکیده- مطالعهی حاضر، در چارچوب نظریهی تابعی چگالی و با استفاده از روش امواج تخت بهساختهی خطی با پتانسیل کامل ب محاسبه و بررسی ویژگیهای الکترونی و ساختاری و در چارچوب همین نظریه با استفاده از تقریب فاز کاتورهای(RPA) بـه بررسـی خواص اپتیکی لایهی خالص گرافن و لایه گرافن ناخالص شده با اتم بور میپردازد. با جایگزینی یک اتم کربن با یک اتم بور، مشاهده میشود که مخروط دیراک در ساختار نواری گرافن حذف میشود. بخش حقیقی تابع دیالکتریک برای گرافن خالص در بازه انرژی ve (۴/۲۱ تا ۷۶ ۵/۰۲ منفی است و در این بازه انرژی لایه رفتار فلزی دارد، در حالی که این بخش برای لایه گرافن ناخالص شده با اتم بور حذف میشود همچنین شدت و تعداد پیکها در طیف جذب، بازتاب و تابع اتلاف انرژی برای دو ساختار متفاوت است.

كليد واژه: خواص اپتيكى، خواص الكترونى، گرافن، نظريهى تابعى چگالى.

Study of the Electronic and Optical properties of Graphene modified by Boron

Maryam Malmir

Physics group, Faculty of Science, Lorestan University, Khoramabad, Lorestan

malmir.m@lu.ac.ir

Abstract- In the framework of the density functional theory (DFT) and using the full potential augmented plane wave (FP-LAPW) method, the present study calculates and investigates the electric and structural properties and optical properties with the random phase approximation (RPA) of the pristine graphene and Boron doped graphene. In doped graphene, the Dirac cone will be disappeared. The real part of the dielectric function of the pristine graphene is negative in the energy range of 4.21 eV to 5.02 Ev, and this structure shows a metallic manner, while this part is removed in Boron doped graphene. The intensity and number of picks are different in the absorption, reflection, and loss spectra of the two structures.

Keywords: Density functional theory, Electronic properties, Graphene, Optical properties.

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

امروزه مواد دوبعدی به دلیل کاربردهای مختلف در زمینه های الکترونیک، اپتیک و... بسیار مورد توجه دانشمندان هستند. گرافن یک ماده دوبعدی است شامل یک لایه از اتمهای کربن که در دمای اتاق خواص جالبی همچون بالابودن تحرک حاملها، پایین بودن مقاومت و خواص جالب مکانیکی و اپتیکی است که آن را برای کاربردهای فوتوالکتریک مناسب میسازد [۱]. زاو و همکارانش سنسورهای بیولوژیکی و شیمیایی فیبر نوری بر پایهی گرافن را بررسی کردند و ثابت کردند که گرافن در زمینه فیبر نوری بسیار کاربردی است [۲].

در این مطالعه به بررسی خواص الکترونی و اپتیکی لایه گرافن ناخالص شده با اتم بور می پردازیم و نشان می دهیم که این ساختار پایدار بوده و می تواند در زمینه ی اپتیک و اپتوالکترونیک کاربرد داشته باشد.

روش محاسبات

محاسبات با استفاده از روش موج تخت به ساخته ی خطی با پتانسیل کامل (FP-LAPW) برای حل معادلات تکذره ی کان-شم در چارچوب نظریه ی تابعی چگالی (DFT) و با استفاده از بسته ی محاسباتی Wien2k انجام شده است [۳]. مقادیر RKmax و xmal به ترتیب برابر با ۷ شده است [۳]. مقادیر xmax و xmal به ترتیب برابر با ۷ و ۱۰ قرار داده شد که R شعاع کوچکترین کره موفین-تین و ۲۸ قرار داده شد که R شعاع کوچکترین کره موفین-نقاط له در ناحیه ی کاهش ناپذیر بریلوئن برای لایه گرافن نقاط ما در ناحیه ی کاهش ناپذیر بریلوئن برای لایه گرافن خالص و لایه ناخالص شده با اتم بور به ترتیب در (۱×۱۲×۱۲) ۹۱ و (۱×۱۴×۱۲) ۶۱ نقطه همگرا شدند. برای محاسبه پتانسیل تبادلی-همبستگی از تقریب شیب (۲). موقعیتهای اتمی و پارامترهای شبکه نیز تا همگرایی

۱/۰ mRy/a.u. بهینه شدند. شکل ۱ ساختار لایه گرافن ناخالص شده در این مطالعه را نشان می دهد که شامل یک ابریاخته (۱×۳×۳) است با یک اتم ناخالصی بور. محاسبات اپتیکی با استفاده از کد محاسباتی مذکور و در تقریب فاز کاتورهای (RPA) انجام شدهاند [۵]. برای جلوگیری از برهمکنش لایه ها خلا ۲۰ آنگستروم در نظر گرفته شده است.



شكل ۱: مدل ابرياخته (۱×۳×۳) گرافن ناخالص شده با اتم بور.

نتايج

انرژی تشکیل^۱ ساختار لایه ناخالص شده با بور از رابطهی (۱) محاسبه شده:

 $E_{\text{Formation}} = E_{\text{system}} - E_{\text{graphene}} + m \,\mu_{\text{carbon}} - n \,\mu_{\text{Boron}} \tag{1}$

که در آن E ها انرژیهای کل سیستم ناخالص و گرافن خالص و µ ها پتانسلهای شیمیایی گرافن خالص و فاز استاندارد کریستال بور هستند. انرژی بستگی برابر با انرژی کل گرافن ناخالص شده با اتم بور منهای انرزیهای کل لایهی خالص گرافن و اتم بور بوده و مقادیر مربوط به این انرژی ها و اطلاعات ساختاری در جدول ۱ آمدهاند. منفی بودن انرژی بستگی و انرژی تشکیل گرافن ناخالص شده با اتم بور پایدار بودن ساختار و امکان ساخت آن به روش تجربی را نشان میدهد.

شکل ۲، چگالی حالت های لایه ناخالص شده و شکل ۳ ساختار نواری لایهی خالص و ناخالص شده با اتم بور را نشان میدهد. در شکل (۳) الف، اتصال انتهای نوار هدایت و بالای نوار ظرفیت در نقطهی k ناحیه بریلوئن نشان دهندهی مخروط دیراک لایهی خالص گرافن است که در

¹Formation Energy
> توافق با مطالعات قبلی است، که با اضافه شدن ناخالصی بور، شکل ۲و ۳ (ب)، این اتصال شکسته شده و سطح فرمی کاملاً نوار هدایت را قطع میکند و ساختار نهایی کاملاً فلز خواهد بود. چگالی حالتهای جزئی ارائه شده در شکل ۲ نشان از غالب بودن الکترونهای اوربیتال p اتم ناخالصی بور در نزدیکی سطح فرمی دارد.



شکل۲: چگالی حالتهای جزئی و کلی ساختار لایه گرافن دوپ شده با اتم بور.

جدول ۱: طول پیوند، انرژی بستگی و انرژی تشکیل ساختار گرافن خالص و ناخالص شده با اتم بور.

	طول پيوند (Å)		انرژی	انرژی
	C-C	C-B	بستگی (eV)	تشکیل (eV)
گرافن	۱/۴۰	۱/۴۷	-894/20	-119٣/٧
ناخالص	۱/۴۲-			
گرافن	1/47			
خالص				

خواص اپتيكى

خواص اپتیکی لایه انخالص شده با اتم بور و لایه خالص با استفاده از تابع دی الکتریک، طیف جذب، طیف بازتاب و طیف خاموشی بررسی شد. شکل ۴ (الف) تابع دی الکتریک لایه خالص را نشان می دهد که بخش حقیقی آن در بازه انرژی لایه خالص را نشان می دهد که بخش و این بدان معناست که بردار موج در این ناحیه انرژی، عددی موهومی است و فوتون ها با این انرژی اجازه انتشار در لایه

خالص گرافن را ندارند و در این بازه انرژی لایه رفتار فلزی دارد. بعد از اضافه کردن ناخالصی به لایه، در بازه انرژی مذکور رفتار فلزی دیده نمی شود اما در انرژی های پایین مقدار بینهایت فیزیکی خواهد داشت که نشان از فلز بودن در این نواحی انرژی است. بخش موهومی لایه خالص و ناخالص شامل نواحی منفی نیست.



شکل ۳: ساختار نواری (الف) لایه خالص و (ب) لایه دوپ شده با اتم بور.



شکل ۴: بخش حقیقی و موهومی تابع دیالکتریک (الف) لایهی خالص گرافن و (ب) لایهی گرافن با اتم ناخالصی بور.

طیف جذب لایه گرافن خالص (G) و ناخالص (G-B) در شکل ۵ آمده است. ماکزیمم طیف برای هر دو لایهی خالص و ناخالص در ۴/۳۴ و ۱۴/۰۹ الکترون ولت رخ می-

دهد که شدت آنها برای لایهی خالص بیشتر است و لایه ناخالص یک پیک اضافی در ۱/۲۱ الکترون ولت دارد. کمتر از ۱۲ الکترون ولت طیف جذب برای لایهی ناخالص بیشتر است که نشان دهنده قابلیت این ساختار در جذب نور مادون قرمز است. بیشترین نرخ جذب برای هر دو ساختار در ۱۴/۰۹ الکترون ولت رخ میدهد که نشان دهنده قابلیت بیشتر برای جذب نور مرئی است و بعد از ۴۰ الکترون ولت جذب صفر است.



شکل ۵: طیف جذب لایهی خالص (G) و لایه ناخالص (G-B)



شکل ۶: طیف بازتابی گرافن خالص و گرافن ناخالص شده با اتم بور.

شکل ۶، طیف بازتابی لایه گرافن خالص و ناخالص شده با بور را نشان میدهد. با مشاهده این طیف به این نتیجه میرسیم که گرافن ناخالص شده با بور طیف بازتابی بزرگتری نسبت به گرافن خالص دارد.

شکل ۷ طیف اتلاف انرژی هر دو ساختار لایه گرافن خالص و ناخالص را نشان میدهد. برای هر دو ساختار بیشترین اتلاف انرژی به ترتیب در ۵/۴۹ eV و ۱۶/۹ eV

رخ میدهد و گرافن ناخالص شده با اتم بور علاوه بر اینها دو پیک اتلاف انرژی کوچکتر در ۳/۵۱ و ۳/۵۷ و ۱/۶۷ دارد.



شکل ۷: تابع اتلاف انرژی لایه گرافن خالص(G) و ناخالص شده با اتم بور(G-B).

نتيجهگيرى

در این مطالعه با استفاده از محاسبات ابتدا به ساکن، خواص الکترونی، ساختاری و اپتیکی لایهی گرافن خالص و ناخالص شده با اتم بور مورد بررسی قرار گرفت. نمود قله های جدید در طیف ها، نشان داد که این ساختارها مناسب برای کاربردهای اپتیکی و الکترونیکی هستند.

مرجعها

- K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, " Electric field effect in atomically thin carbon films", J. Sci., Vol. 306, pp. 666, 2004.
- [2] Y. Zhao, X. Li, X. Zhou, Y. N. Zhang, "Review on the graphene based optical fiber chemical and biological sensors", J. Sensor Actuat B-Chem. Vol. 231, pp. 324, 2016.
- [3] P. Blaha, K. Schwarz, P. Sorantin, S. B. Trickey, " Full-potential, linearized augmented plane wave programs for crystalline systems", Comput. Phys. Commun, Vol. 59, pp. 339-415, 1990.
- [4] H. J. Monkhorst, J. D. Pack," Special Points for Brillouin-Zone Integrations", Physical Review B, Vol. 13, pp. 5188-5192, 1976.
- [5] S. L. Adler;" Quantum Theory of the Dielectric Constant in Real Solids", Phys. Rev. Vol. 126, pp. 413, 1962.





ساخت دو مرحلهای شیشههای کلوئیدی متشکل از میکروکرات PMMA با قطرهای مختلف با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد

ملیحه سادات، عرب جعفری، فرزانه، بیات، کاظم، جمشیدی قلعه گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران، arabjafary@gmil.com, f.bayat@azaruniv.ac.ir, k-jamshidi@azaruniv.ac.ir

چکیده – در این مقاله، شیشههای کلوئیدی که متشکل از میکروکرات پلیمری پلی متیل متاکریلات (PMMA) با شعاعهای متفاوت هستند، ساخته شد. برای این کار، ابتدا ذرات کلوئیدی هم اندازه PMMA با قطر ۲۴۶ نانومتر، ساخته شده با استفاده از روش پلیمریزاسیون سوسپانسیون، به عنوان پلیمر اولیه برای ساخت ذرات کلوئیدی متشکل از کرات با اندازههای مختلف، با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد مورد استفاده قرار گرفت. سپس، از روش لایه نشانی تبخیری عمودی که روشی مبتنی بر خودآرایی میکروکرات پلیمری است، برای رشد شیشههای کلوئیدی جدید استفاده شد. همچنین، خواص میکروکرات پلیمری با استفاده از طیف سنجی فرابنفش–مرئی مورد بررسی قرار گرفت. شیشههای کلوئیدی همانند بلورهای کلوئیدی کاربردهای متعددی دارند، برای مثال به عنوان ماسک در لیتوگرافی کلوئیدی مورد استفاده قرار میگیرند. کلید واژه- پلیمریزاسیون امولسیون، پلیمریزاسیون سوسپانسیون، شیشههای کلوئیدی لایه نشانی تبخیری عمودی، میکرو کرات پلیمری.

Two-step synthesis of PMMA colloidal glasses using free emulsion polymerization method

Maliheh Sadat, Arab Jafari; Farzaneh, Bayat; Kazem, Jamshidi-Ghaleh Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz arabjafary@gmil.com, farzanehbayat84@gmail.com, k-jamshidi@azaruniv.ac.ir

Abstract- In this paper, colloidal glasses of polymethyl methacrylate (PMMA) which contain polymeric microspheres with various diameters are synthesized. To do this, first, the monodisperse colloidal particles of PMMA with a diameter of 246 nm were prepared using the suspension polymerization method. Then, they were used as a primary polymer to make colloidal particles consisting of different sizes using the free emulsion polymerization method. The vertical deposition method, which is a method based on the self-assembly of microspheres, was used for the growth of colloidal glasses. Furthermore, the properties of polymeric microspheres were investigated using UV-Vis spectroscopy. Colloidal glasses similar to colloidal crystals can be applied as templates in colloidal lithography.

Keywords: Colloidal glasses, Free emulsion polymerization method, Polymeric microspheres, Suspension Polymerization, Vertical deposition method.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

در سالهای اخیر، بلورهای کلوئیدی به دلیل کاربردهای متعدد آنها برای ساخت بلورهای فوتونی، آرایههای یلاسمونی در مقیاس نانو، حسگرهای نوری زیستی و شیمیایی توجه زیادی را به خود جلب کردهاند [۱]. بلورهای فوتونی ساختارهای متناوب ساخته شده از دو یا چند ماده با ضریب شکست مختلف هستند که از زمان بررسی ریلی در سال ۱۸۸۷ به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفتهاند. بلورهای فوتونی به دلیل دارا بودن خواص اپتیکی ویژه که مهمترین آنها باند گاف فوتونی است دارای کاربردهای متعددی هستند. باند گاف فوتونی به محدودهای از فرکانسهای فرودی به ساختار اطلاق می شود که اجازهی انتشار در ساختار بلور فوتونی را نمییابند. یکی از کاربردهای مهم بلورهای فوتونی به واسطهی دارا بودن باند گاف فوتونی، استفاده از آنها جهت ساخت فیلترهای نوری است. کریستالهای فوتونی مجموعهای از پراکندهسازهای موجاند که به منظور ایجاد الگوی تداخلی در جهتهای مطلوب بطور منظم در کنار یکدیگر قرار گرفتهاند. علاوه بر این، شیشههای کلوئیدی ساختارهایی مشابه کریستالهای فوتونی هستند با این تفاوت که قطر عناصر سازندهی آنها غیر یکنواخت است [۲]. این ساختارها، همانند کریستالهای فوتونی کاربردهای متعددی در ساخت نانو/مایکرو ساختارها در لیتوگرافی کلوئیدی دارند. در این کار، ابتدا از پلیمریزاسیون تعلیق برای سنتز نانو کرات هم اندازهی PMMA استفاده می شود. سپس، PMMA بدست آمده به عنوان پلیمر اولیه برای ساخت شیشههای کلوئیدی جدید متشکل از کرات یلیمری اندازههای مختلف با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد به کار برده میشود. در ادامه، با روش لایه نشانی تبخیری عمودی، که یکی از

روشهای خودآرایی است، اوپال مصنوعی ساخته میشود و نتایج آنالیزها مورد بحث قرار می گیرد. مواد مورد نیاز آزمایش

در این کار، پتاسیم پرسولفات (KPS, Merck)، متیل متاکریلات (MMA, Merck)، اسید سولفوریک (Merck, (95-98%) آب اکسیژنه (Merck,35%) و آب دیونیزه (DI) استفاده شدهاند.

روش انجام آزمایش

رآکتور مورد استفاده برای سنتز میکروکرات پلیمری به صورت شماتیک در شکل ۱ نشان داده شده است. به منظور ساخت میکروکرات هم اندازهی PMMA ابتدا، ۱۰۶ میلی لیتر آب دیونیزه به همراه یک مگنت به داخل فلاسک سه دهانه ته گرد اضافه میکنیم و تحت جریان گاز نیتروژن قرار میدهیم تا به طور کامل اکسیژن زدایی شود. دمای مورد نیاز در این سنتز ۹۰ درجهی سانتیگراد میباشد. سپس ۲۰ میلی لیتر MMA به فلاسک اضافه میکنیم. آنگاه ۱ درصد وزنی پتاسیم پرسولفات (KPS) نسبت به MMA که در ۲۰ میلی لیتر از آب دیونیزه حل شده را به فلاسک اضافه می کنیم. مدت زمان واکنش ۴۵ دقيقه مي باشد. يليمر بدست آمده را از ورقه صافي عبور داده و با دور ۵۰۰۰ در دقیقه، به مدت ۱۰ دقیقه سانتیفیوژ میکنیم. پس از آماده سازی بلوکهای سازنده اوپال مصنوعی، از روش لایه نشانی تبخیر عمودی برای رشد کریستال بر روی لام میکروسکوپ استفاده می شود. برای انجام این کار، غلظت %۰.۱۵ wt از محلول نانو کره

PMMA مورد نیاز است تا سوسپانسیون کلوئیدی یکنواخت و پراکندهای داشته باشیم. به منظور رشد خوب کریستالها باید زیرلایهها را آبدوست کرد [۲]. در ادامه،

> محلول %PMMA در داخل بلیمری PMMA در داخل بطری شیشهای کوچک به حجم ۱۰ میلی لیتر ریخته شده و زیرلایههای شیشهای تمیز به شکل عمودی در داخل بطریها قرار داده میشوند. در نهایت، فرآیند تبخیر در داخل آون با دمای ۴۵ درجه سانتیگراد به مدت ۴۸ ساعت انجام می شود.



شكل ١: شماتيك رآكتور استفاده شده جهت ساخت ميكروكرات يليمري. برای ساخت بلورهای کلوئیدی متشکل از اندازههای مختلف با استفاده از روش پليمريزاسيون امولسيون آزاد ، یک میلی لیتر از پلیمر سنتز شده از مرحلهی قبل را برداشته و آن را خشک میکنیم. وزن پلیمر خشک شده را اندازه گیری میکنیم. سپس، محلول با غلظت ۰.۰۳ گرم بر میلی لیتر از آن را تهیه میکنیم. ۲۵ میلی لیتر محلول آماده شده را با ۹۰ میلی لیتر آب دو بار یونیزه در فلاسک سه دهانه ته گرد می ریزیم. دمای واکنش را در ۸۰ درجه سانتیگراد تنظیم میکنیم. نیم ساعت تحت شارش نیتروژن قرار میدهیم. ۰.۲ گرم پتاسیم پروسولفات را در ۵ میلی لیتر آب دو بار یونیزه حل می کنیم و به فلاسک اضافه میکنیم. سپس، ۲۰ میلی لیتر MMA را با سرعت اضافه می کنیم. با گذشت ۴۵ دقیقه تحت چرخش مگنت بر روی دستگاه هیتر-همزن مغناطیسی، ۱۵۰۰ دور بر دقيقه واكنش انجام مىشود. بعد از سرد شدن محلول آن را از فیلتر عبور میدهیم و مانند قبل مراحل سانتیفیوژ را تكرار مى كنيم. پليمر اوليه هنگام عبور از صافى در شكل ٢ (الف) و ذرات لایهنشانی شده بر روی لام شیشهای در

شکل ۲ (پ) نشان داده شده است. رنگی بودن این ذرات یکنواخت و هم اندازه بودن پلیمر اولیه را تایید می کند. رنگها در اوپال نشات گرفته از ریز ساختارهایی است که به طور مرتب و منظم کنار هم قرار گرفتهاند و باعث میشود که نور از صفحههای کرهها پاشیده شود. همچنین اندازه شعاع و فاصلهی کرهها بر فرکانس نور مشاهده شده تاثیر می گذارد. شکل ۲ (ب) و (ت) نمونه دوم در هنگام عبور از صافی و پس از لایه نشانی را نمایش می دهد که به علت وجود کرات با شعاعهای مختلف، محلول بر روی کاغذ صافی و همین طور کریستال رشد داده شده روی زیر لایه، رنگی دیده نمی شوند.



شکل۲ : (الف) و (ب) پلیمر در هنگام عبور از صافی، (پ) و (ت) ذرات کلوئیدی پس از لایه نشانی.

شکل۳ (الف)، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی(SEM) گرفته شده از اوپالهای مصنوعی روی لام میکروسکوپی نمونههای اولیهی تهیه شده را نمایش میدهد. در این شکل، هم اندازه بودن، میکروکرات پلیمری به وضوح قابل مشاهده است که منجر به بروز خواص رنگی بودن مشاهده است که منجر به بروز خواص رنگی بودن زیر لایه میشود. شکل۳ (الف)، ساختارهای شش وجهی میکرو ذرات پلیمری را به خوبی نمایش میدهد.

همان طور که از تحقیقات قبلی بدست آوردیم هرچه غلظت آغاز گر کمتر باشد، ساختار میکروکرات پلیمری یکنواخت رو اندازه آنها بزرگتر می شود [۳]. بنابراین، ما می توانیم پلیمرهای اولیه در اندازههای مختلف برای ساخت ذرات کلوییدی در چندین اندازهی متفاوت جهت کاربردهای مختلف تهیه کنیم. شکل ۳ (ب)، تصویر

میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) است که ذرات کلوئیدی



شکل ۳ : (الف) تصویر SEM از میکرو ذرات پلیمر اولیه، (ب) تصویر AFM از میکرو ذرات پلیمری نمونه دوم.

متشکل از اندازههای مختلف را به وضوح به تصویر کشیده است.



شکل ۲: طیف جذب میکرو کرات پلیمر اولیه و میکرو کرات پلیمر دوم. اندازهی کوچک ترین و بزرگ ترین ذره توسط آنالیز DLS به ترتیب ۱۷۱.۹ نانومتر و ۴۸۶ نانومتر محاسبه شد. می توان با استفاده از سانتریفیوژ تا حدودی ذرات بزرگ تر را جدا کرد. شکل ۴، طیف جذبی اوپال با میکرو کرات پلیمر اولیه (منحنی آبی رنگ) و شیشهی کلوئیدی متشکل از کرات با شعاعهای متفاوت (منحنی نارنجی رنگ) را نشان می دهد. همانگونه که در این شکل دیده می شود، بیشینهی جذب در پلیمر اولیه در طول موج ۵۵۰ اتفاق افتاده است. برای شیشههای کلوئیدی متشکل از کرات با اندازههای مختلف، بیشینه جذب برای چند طول موج اتفاق می افتد و پهنای طیف جذبی افزایش پیدا می کند. هر چه ذرات بزرگتر می شوند بیشینهی جذب به طرف طول موجهای بلندتر جابجا می شود. این جابجایی به دلیل تغییر ثابت شبکه بلوری با تغییرات اندازهی میکرو

کرات است. برای محاسبه بیشینهی طول موج جذب، از معادلهی تصحیح شده براگ استفاده میکنیم:

(۱) $\lambda_p = 1.633 D_s \left[n_s^2 f + n_v^2 (1-f) \right]^{1/2}$ (۱) که در آن λ_p و D_s و D_s به ترتیب بیشینهی طول موج و قطر که در آن λ_p و λ_p ضریب شکست کرهها که مقدار آن برای Ap میباشد. n_s ضریب شکست فضاهای خالی میباشد که در این کار هوا است. f کسر پر شدگی خالی میباشد که در این کار هوا است. f کسر پر شدگی بندی نمواری مقدار است که برای ساختار PMMA میباشد. بنابراین مقدار است که برای ساختار ۹٫۲۰ میباشد. بنابراین مقدار ان میشینه مول موج برای ذرات با اندازهی ۶۸۶ و ۱۹۱۹ انداق میافتد که پهن بودن پیک جذبی نمونه دوم در نتایج تجربی را توجیه میکند.

نتيجهگيرى

در این مقاله، شیشههای کلوئیدی حاوی میکروکرات با اندازههای مختلف در دو مرحله با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد ساخته شد. این روش مبتنی بر استفاده از پلیمرهای کروی هم اندازه به عنوان پلیمر اولیه جهت ساخت شیشههای کلوئیدی مختلف بود. میکروکرات پلیمری ساخته شده جهت رشد بلورهای فوتونی اوپال بر روی زیر لایههای شیشهای به روش لایه نشانی تبخیری عمودی به کار گرفته شد. مطالعهی تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) و میکروسکوپ نیرویی اتمی (AFM)، ساخت شیشههای کلوئیدی را تایید میکند.

مرجعها

- [1] Li, Fan, David P. Josephson, and Andreas Stein. "Colloidal assembly: the road from particles to colloidal molecules and crystals." *Angewandte Chemie International Edition* 50.2 (2011): 360-388.
- [2] D. A. Weitz, "Colloidal Glasses," Glasses and Grains, pp. 25–39, 2011.

[۳] عرب جعفری، ملیحه سادات: بیات، فرزانه: جمشیدی قلعه، کاظم «اثر غلظت آغازگر پلیمریزاسیون در ابعاد میکرو کرات پلیمری PMMA به عنوان عناصر سازندهی بلورهای فوتونی اوپال»؛ کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، جلد۲۶، زمستان ۱۳۹۸.





مطالعه خواص ساختاری، الکترونی و اپتیکی نمونه بالک و تکلایه MoS₂ مطالعه خواص ساختاری، الکترونی و اپتیکی نمونه بالک و تکلایه دانیال جهانی ثابت^۱، محمد رستمی^۲، وحید وطنپور^۳

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران؛ ایمیل: daniel.jahani@gmail.com. ^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران؛ ایمیل: mrostami@khu.ac.ir. ^۳ دانشکده شیمی، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران؛ ایمیل: vahidvatanpoor@yahoo.com.

چکیده – تک لایه MoS2 با موفقیت سنتز شد، و با استفاده از آنالیزهای FTIR ، XRD و FESEM تشکیل فاز غالب 2H – MoS₂ و لایه لایه شدن آن مورد تایید قرار گرفت. پیکهای مشاهده شده در طیف UV-vis مربوط به اکسیتونهای A وB هستند و یک جابهجایی در پیک جذب به سمت انرژیهای کمتر در نمونه تکلایه مشاهده شد که ناشی از محصورسازیهای کوانتومی میباشد. ساختار نواری نمونه ها با استفاده از نظریه تابعی چگالی محاسبه شد و مشخص شد که گاف انرژی از حالت غیرمستقیم برای نمونه بالک به حالت مستقیم برای نمونه تک لایه تغییر می کند.

کلید واژه- تکلایه MoS₂، خواص اپتیکی، ساختار نواری، نظریه تابعی چگالی

The Study of structural, electronic and optical properties of the bulk and monolayer of MoS₂ samples

Danial Jahani Sabet¹, Mohammad Rostami², Vahid Vatanpour³

¹ Faculty of Physics, Kharazmi University, Iran; Email: daniel.jahani@gmail.com. ² Faculty of Physics, Kharazmi University, Iran; Email: mrostami@khu.ac.ir. ³ Faculty of Chemistry, Kharazmi University, Iran; Email: vahidvatanpoor@yahoo.com.

Abstract- The MoS₂ monolayer was successfully synthesized, and 2H-MoS₂ dominant phase formation and exfoliation were confirmed using XRD, FTIR and FESEM analyzes. The peaks observed in the UV-vis spectrum are related to the A and B excitons, and a shift in the absorption peak towards lower energies is detected in the monolayer sample due to quantum confinements. The band structure of the samples is calculated using the density functional theory and it is found that the energy gap changes from the indirect state for the bulk sample to the direct state for the monolayer sample.

Keywords: MoS₂ monolayer, Optical properties, Band structure, Density functional theory

مقدمه

تک لایه دیسولفید مولیبدن یک ماده نیمههادی با گاف باند غیر صفر است و لذا میتواند رقیبی سرسخت برای گرافن در ساخت ادوات ایتوالکترونیکی باشد. درحال حاضر گروههای تحقیقاتی بسیار زیادی مشغول انجام پژوهشهایی در زمینه کاربرد MoS₂ در ساخت ترانزیستورهای اثر میدانی (FET)، دستگاه های حافظه، آشکارسازهای نوری، سلول های خورشیدی، و باتری های لیتیوم یونی میباشند [1]. در این مقاله ابتدا به بیان روشی ساده برای سنتز تکلایههای MoS₂ خواهیم پرداخت، و سپس ویژگیهای ساختاری و اپتیکی آن را به صورت تجربی و نظری مورد بررسی قرار خواهیم داد. مشخص شده است که نمونههای تکلایه با فاز MoS₂ به خوبی سنتز شدهاند. همچنین بررسیهای نظری و تجربی حکایت از آن دارد که در حالت بالک ماده دارای گاف باند غیر مستقیم است، اما در حالت تکلایه دارای گاف باند مستقیم می باشد. گاف باند مستقیم برای ساخت ادواتی نظیر دیودهای نوری، پیلهای خورشیدی و شناساگرهای نوری بسیار مهم هستند، و موادی که دارای گاف باند مستقیم هستند در مجموع کارآیی بهتری را نسبت به موادی که گاف باند غیر مستقیم دارند از خود نشان میدهند. بنابراین میتوان از نمونه تکلایه به منظور ساخت ادوات الکترونیکی و اپتیکی با كارآيي بالاتر و در ابعاد بسيار كوچكتر بهره جست.

روش انجام آزمایش و محاسبات

از فرایند اکسفولیشن (لایه لایه کردن) برای تهیه تک لایه MoS₂ استفاده شده است. برای تهیه تک لایه، ابتدا پودر MoS₂ به یک بشر حاوی ۴۰ میلیلیتر NMP اضافه شد. مخلوط بهدست آمده با استفاده از آلتراسونیک با توان بالا سونیکیت شد. به علاوه، بشر در طول سونیکاسیون در حمام آب یخ قرار داده شد تا دمای مخلوط را کنترل کند. در مرحله بعد، سوسپانسیون حاصل به مدت ۲۰ دقیقه و با

سرعت ۱۵۰۰ دور بر دقیقه سانتریفیوژ می شود. سپس، قسمت بالایی (۲۵ درصد) محلول حاوی لایه های بسیار نازک MoS₂ با پیپت جمع آوری شد. درنهایت، نمونه ها در دستگاه خشک کن انجمادی قرار داده شدند، و در شرایط خلا (فشار ۲٫۰۹ هکتو پاسکال) و در دمای ۸۶- درجه سانتی گراد خشک شدند.

در انجام محاسبات از نرمافزار کوانتوم-اسپرسو که بر پایه نظریه تابعی چگالی میباشد، استفاده شده است. از روش شبهپتانسیل برای تقریب زدن برهمکنشها، و از تقریب GGA برای برهمکنشهای تبادلی-همبستگی بهره برده شده است. با توجه به اهمیت برهمکنشهای اسپین-مدار در نمونههای MoS_2 ، این برهمکنشها نیز در محاسبات مد نظر قرار گرفته است. همچنین از یک ابرسلول ۳×۳ شامل ۱۲۷ اتم به منظور شبیه ازی تکلایه استفاده شده است. در محاسبههای الکترونی مش بندی ساختار شبکهای ۱×۱۲×۱۲ در منطقه اول بریلوئن در نظر گرفته شد. برای انجام دقیق محاسبهها در اجرای برنامه، بازه همگرایی انرژی و نیرو u_2 .

نتایج و بحث در نتایج

خواص ساختاری نمونهها با استفاده از آنالیز XRD مورد بررسی قرار گرفت. شکل ۱ طیف XRD نمونه بالک را نشان می دهد.



شکل ۱: طیف XRD مربوط به نمونه بالک MoS₂. اندیسهای میلر نشان داده در شکل مربوط به ساختار 2H – MoS₂ میباشد. لذا حضور این پیکها در طیف

XRD نشان دهنده تشکیل فاز غالب 2H – MoS₂ در نمونهها میباشد.

شکل ۲ تصویر FESEM مربوط به نمونه تک لایه را نشان می دهد. با توجه به این شکل به خوبی مشخص است که در اثر فرایند اکسفولیشن (لایه لایه کردن)، نمونههای تکلایه MoS₂ به خوبی شکل گرفتهاند.



شکل ۲: تصویر FESEM از تکلایههای MoS2.



ویژگیهای ساختاری و گروههای عاملی موجود در نمونهها با استفاده از آنالیز FTIR مورد بررسی قرار گرفته است (شکل ۳). پیکهای جذب موجود در $^{-1}$ 1674.36 cm^{-1} و $^{-1}$ 3384.13 cm^{-1} به ترتیب مربوط به ارتعاش خمشی و ارتعاش کششی گروه OH از مولکولهای آب جذب شده

میباشد. پیکهایی با عدد موج بزرگتر از $^{-1}$ 600 cm^{-1} (به طور مشخص پیکهای $^{-1}$ 786.25 cm^{-1} و 1067.49 cm^{-1} ، 786.25 cm^{-1} یسبت (1105.58 cm^{-1} در منوان به گروه های سولفاتی نسبت داد که به دلیل اکسیداسیون سطحی MoS_2 در حضور هوا ایجاد می شوند [۲].



اصلاحشده. شکل درونی بزرگنماییای از طیف مربوط به نمونه بالک میباشد.

طیف جذب UV-Vis برای نمونههای بالک و اصلاحشده در شکل ۴ نمایش داده شده است. هر دو طیف ویژگیهایی A و A از نشان می دهند که می توان به اکسیتون های A و اختصاص داد [٣]. وجود دو اکسیتون به دلیل برهمکنشهای بین لایهای و شکافتگی اسپین-مدار است [۳]. شکافتگی انرژی بین این ترازها برای نمونه بالک در حدود (0.12eV) 42nm و برای نمونه اصلاح شده در حدود (15eV) می باشد. پیکهای موجود در نمونه بالک به سختی قابل مشاهده هستند، اما پیکهای نمونههای اصلاحشده به خوبی مشخص میباشند. علت این موضوع می تواند تغییر گاف باند از حالت غیرمستقیم برای نمونه بالک، به حالت مستقیم برای نمونه تک لایه باشد. مکان پیک برای اکسیتونهای A و B در نمونه بالک به ترتیب در طول موجهای 670nm و 628nm و در نمونه اصلاح شده به ترتیب در طول موجهای 683*nm* و 630*nm* میباشد. لذا شاهد یک جابهجایی به سمت طول موجهای بزرگتر (red-shift) برای نمونه تک لایه نسبت به نمونه بالک می باشیم. این جابه جایی ها به سمت انرژی های کمتر به

نتيجهگيرى

نتایج آنالیزها حاکی از آن است که تکلایههای MoS_2 وجود روشی ساده و با موفقیت سنتز شده است. طیف XRD وجود فاز غالب $MoS_2 - 2H - Ros$ در نمونهها را تایید می کند. تصاویر FESEM بیانگر آن است که در اثر فرایند اکسفولیشن (لایه لایه کردن)، نمونههای لایه نازک MoS_2 به خوبی شکل گرفتهاند. همچنین نتایج آنالیز UV-Vis نشان دهنده حضور دو پیک جذب مربوط به اکسیتونهای A و B، و تبدیل گاف غیرمستقیم در حالت بالک به گاف مستقیم در حالت تک-لایه است. این موضوع با رسم نمودارهای ساختار باند به صورت نظری نیز مورد تایید قرار رفت.

سپاسگزاری

این مقاله با حمایت مالی سازمان صنایع کوچک و شهر کهای صنعتی ایران انجام شده است. بدینوسیله کمال تشکر و قدردانی به عنوان همکار و حمایت کننده را داریم.

مرجعها

- [1] M. Vutukuru, H. Ardekani, Z. Chen, R. L. Wilmington, K. Gundogdu, and A. K. Swan, "Enhanced Dielectric Screening and Photoluminescence from Nanopillar-Strained MoS2 Nanosheets: Implications for Strain Funneling in Optoelectronic Applications," ACS Appl. Nano Mater., vol. 4, no. 8, pp. 8101–8107, 2021.
- [2] L. Ren *et al.*, "Three-dimensional tubular MoS2/PANI hybrid electrode for high rate performance supercapacitor," ACS Appl. Mater. & interfaces, vol. 7, no. 51, pp. 28294–28302, 2015.
- [3] J. G. Kim, W. S. Yun, S. Jo, J. Lee, and C. H. Cho, "Effect of interlayer interactions on exciton luminescence in atomic-layered MoS 2 crystals," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. July, pp. 1–7, 2016.
- [4] G. L. Frey, S. Elani, M. Homyonfer, Y. Feldman, and R. Tenne, "Optical-absorption spectra of inorganic fullerenelike M S 2 (M= Mo, W)," Phys. Rev. B, vol. 57, no. 11, p. 6666, 1998.

محدودیت کوانتومی (Quantum confinement) ایجاد شده در اثر تبدیل نمونه بالک و به تکلایهها مربوط می شود [۴]. این تغییرات نیز به نوبه خود تاییدکننده انجام موفق عملیات لایهبرداری (exfoliation) برای نمونهها می باشد.



-3

شکل (۶): نمودار ساختار نواری مربوط به نمونه تک لایه MoS_2 شکل (۶): نمودار ساختار نواری نمونههای بالک و تک لایه با نمودارهای ساختار نواری نمونههای بالک و تک لایه با استفاده از نظریه تابعی چگالی به دست آمده و به ترتیب در شکلهای (۵) و (۶) نمایش داده شده است. با توجه به این نمودارها گاف نواری برای نمونه بالک به صورت غیر مستقیم از نقطه Π به نقطه X و برای نمونه تک لایه به صورت مستقیم و در نقطه X میباشد. همچنین جدایی ناشی از برهمکنش اسپین-مدار بین ترازها در نقطه X به خوبی مشخص است. انتقال مستقیم اپتیکی از نوار رسانش به نوار ظرفیت در نقطه X با A (اکسیتون A) و B (اکسیتون B) همراه با پیکانهای سبزرنگ نشان داده شده است.





اثر تابش لیزر اگزایمر بر ساختاردهی لایه نازک طلا-نقره

الهام نارنجی'، سمیه پناهیبخش*۲، مریم علیاننژادی'

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

^۲پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران <u>e.narenji@semnan.ac.ir</u>, <u>panahi.spb@gmail.com</u>, <u>m_aliannezhadi@semnan.ac.ir</u>

چکیده –دراین مقاله، از تابش لیزر اگزایمر ArF با طول موج ۱۹۳ نانومتر به منظور ساختاردهی نمونههای لایه نازک دوتـایی طـلا-نقره، جهت تولید زیرلایه مناسب برای طیف سنجی رامان تقویت شده سطحی استفاده شد. آزمایشها با ۱، ۵ و ۱۰ پالس لیـزری در شار انرژی V۵ mJ/cm² انجام شده است. نتایج نشان میدهد که قله های LSPR مربوط به نانوساختارهای ایجاد شده با ۵ پالس لیزر از سایر نمونه ها تیزتر است و شدت بالاتری دارد. همچنین، شدت طیف رامان رودامین GG با غلظت ^۵-۱۰ مولار در حضور این زیرلایه افزایش قابل توجهی نشان میدهد. بنابراین، نمونه تابش شده با ۵ پالس لیزری برای کاربردهای مبتنی بر SERS مناسب است.

كليد واژه- پلاسمون سطحي موضعي جايگزيده (LSPR)، لايه نازك طلا-نقره، ليزر اگزايمر، طيفسنجي رامان تقويتشده سطحي (SERS)

Effect of excimer laser pulse number On gold-silver thin film

Elham Naranji¹, Somayeh Panahibakhsh^{2*}, Maryam Aliannezhadi¹

 ¹Faculty of Physics, Semnan University, PO Box: 35195-363, Semnan, Iran
² Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

e.narenji@semnan.ac.ir, panahi.spb@gmail.com, m aliannezhadi@semnan.ac.ir

Abstract- In this paper, ArF excimer laser irradiation with a wavelength of 193 nm was used to treat the goldsilver binary thin film samples for producing a suitable substrate for surface-enhanced Raman spectroscopy. Experiments were performed with 1, 5, and 10 laser pulses at an energy fluence of 75 mJ/cm². The results show that the LSPR peaks of the nanostructures produced by 5 laser pulses are sharper and more intense than other samples and the intensity of the spectrum of the rhodamine 6G Raman with a concentration of 10⁻⁵ M in the presence of this substrate increased significantly. Therefore, the sample was irradiated with 5 laser pulses is suitable for SERS-based applications.

Keywords: Gold-Silver thin film, laser excimer, Localized surface plasmon resonances (LSPR), Surface Enhanced Raman Spectroscopy





بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰

مقدمه

نانوذرات و نانوساختارهای فلزی به دلیل خواص اپتیکی منحصر به فرد و گسترده آنها در حسگرهای زیستی، درمان سرطان، انتقال دارو و تصویربرداری، فرامواد، اپتیک غيرخطي، حفاظت از محيطزيست، فناوري اطلاعات، توليد انرژی و طیف سنجی تقویت شده مورد توجه هستند [۱, ۲]. در میان فلزات، فلزات نجیب مثل طلا و نقره پاسخ پلاسمونی مناسبی در محدودهی طیف مرئی ارائه میدهند [۳]. فلز طلا دارای خواص نوری بسیار خوب و مقاومت بالایی در برابر اکسید شدن است و فلز نقره نیز بهترین بازدهی پلاسمونی را در بازه مرئی طیف داراست. واهلش الكترون-فونون در فلزات طلا-نقره، نسبت به فلزات دیگر كندتر انجام مىشود و اين فلزات به علت انتقال كندتر انرژی از سامانهی الکترون به شبکه می توانند ذوب شوند و این حالت مذاب برای مدت زمان مناسبی برای تولید ساختارهای مرکب وجود خواهد داشت [۴]. با ترکیب نانوذرات این دو فلز می توان نانوذرات چندمنظوره برای کاربردهای مختلف مثلاً بهبود حساسیت حسگرهای زیستی و افزایش بازده تبدیل انرژی در سلولهای خورشیدی و طیفسنجی تقویت شده رامان و فلورسانس ایجاد کرد [۳, ۵–۷].

استفاده از کامپوزیتها امکان تنظیم کنترلشده طول موج LSPR از ناحیه مرئی تا مادون قرمز نزدیک (NIR) و نیز امکان استفاده از ویژگیهای مثبت و متمایز فلزات کامپوزیتشده را فراهم میکند. تابش لیزر یکی از روش های ساختاردهی لایههای نازک فلزی به منظور تولید نانوساختارهای پلاسمونیکی میباشد. نانوساختارهای

ترکیبی دو فلزی میدان الکترومغناطیسی موضعی را به شدت نسبت به نانوساختارهای تک فلزی افزایش میدهند. لذا از این ساختارهای ترکیبی میتوان به عنوان بستر مناسب برای طیفسنجی رامان تقویتشده سطحی (SERS) استفاده کرد. به این منظور، از لیزر اگزایمر ArF با طول موج ۱۹۳ نانومتر و پهنای پالس ۱۵ ۲۰ برای ساختاردهی نمونههای لایه نازک دو فلزی طلا-نقره بر روی زیر لایه شیشه استفاده شده و تأثیر تعداد پالسهای لیزر بر نانوساختارهای ایجاد شده و پاسخ پلاسمونی مولار در حضور این نانوساختارها اندازه گیریشده است و میزان تقویت طیف پراکندگی رامان توسط این نانوساختارها برای کاربرد در SERS مورد بررسی قرار میزان مین این ساختارها به منظور استفاده از آنها به عنوان بستر مناسب SERS نشان داده شده است.

مواد و روشها

در ابتدا لایهنشانی نقره با ضخامت ۵۰ نانومتر بر روی شیشه BK7 با روش انباشت بخار فیزیکی (PVD) انجام و سپس یک لایه ۵۰ نانومتری از طلا با همین روش بر روی لایه اول ایجاد شد. سپس به منظور ایجاد نانوساختارهای کامپوزیت طلا-نقره از تابش لیزر اگزایمر Lambda کامپوزیت طلا-نقره از تابش لیزر اگزایمر مد کامپوزیت طلا-نقره از تابش تعداد ۵۰ گو ۱۰ پالس پالس لیزری، نمونهها تحت تابش تعداد ۵۰ ۵ و ۱۰ پالس لیزر اگزایمر فوق قرار گرفتند و به ترتیب Ag/Au1 و Ag/Au5

نمونههای ایجاد شده با میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (TESCAN (FESEM و طیفسنج OCARY500 مدل UV-Vis-NIR و طیفسند UV-Vis-NIR مدل CARY500 مورد بررسی قرار گرفتند تا اطلاعات لازم در مورد مورفولوژی و مشخصههای نوری تا اطلاعات لازم در مورد مورفولوژی و مشخصههای نوری نانوساختارها فراهم شود. همچنین، اندازه گیری طیف رامان رودامین 6G در حضور نانوساختارها با استفاده از طیف-سنج رامان Takram مدل N1-541 با طول موج عملکرد لیزر ۵۳۲nm انجام شد.

نتايج و بحث

در شکل ۱، تصاویر FESEM نمونههای Ag/Au ایجاد شده با تعداد مختلف پالس (۱، ۵ و ۱۰ پالس) لیزر اگزایمر نشان داده شده است. نتایج نشان می دهد که نانوساختارها با ۱ پالس و ۵ پالس لیزر اگزایمر ۱۹۳ نانومتر ایجاد شده است اما تابش ۱۰ پالس لیزر اگزایمر (شکل ۱-ج) تا حدودی باعث ازبین رفتن نانوساختارها شده است.



(ج) شکل ۱: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (FESEM) نمونههای (الف) (Ag/Au1، (ب) Ag/Au5 و (پ) Ag/Au1.

در شکل ۲ طیف جذب نمونههای Ag/Au1، Ag/Au1 و Ag/Au10 نشان داده شده است. با توجه به اینکه جذب نانوساختار Ag/Au1 و Ag/Au1 بسيار كمتر از ساختار Ag/Au5 است، طیف جذب این دو ساختار در داخل شکل ۲ نمایش داده شده است تا تغییرات و قله جذب LSPR بهتر مشاهده شود. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می-کنید، قلههای جذبی مربوط به نمونه Ag/Au5 تیزتر و متمایزتر از نمونه Ag/Au1 است و مکان قلهها نسبت به نمونه Ag/Au1 دارای انتقال به آبی است این امر ناشی از ایجاد ساختارهای با کیفیت بهتر و با ابعاد کوچکتر نسبت به نمونه Ag/Au1 است که این یدیده در تصاویر FESEM شکل ۱-الف و ب مشاهده می شود. همچنین، نتایج نشان میدهد که بیشترین جذب در ساختار ایجاد شده با ۵ پالس لیزر به دست آمده است (خط پیوسته قرمز)، کاهش جذب ساختار در نمونه Ag/Au10 و از بین رفتن قلههای جذبی پلاسمونیکی به دلیل از بین رفتن نانوساختارهای سطحی در اثر تابش ۱۰ پالس لیزری است. این نتایج با نتايج FESEM در تطابق است.



شکل ۲: طیف جذب نمونههای Ag/Au1، Ag/Au5 و Ag/Au10. طیف جذب نمونههای Ag/Au1 و Ag/Au10 در داخل شکل ۲ نشان داده شده است.

در شکل ۳ طیف رامان رودامین 6G با غلظت ^{۵- ۱}۰ مولار در حضور سه ساختار Ag/Au1 و Ag/Au1 و Ag/Au1 نشان داده شده است. به منظور مقایسه طیف رامان رودامین بدون حضور نانوساختارها نیز در شکل ۳ با رنگ

نتيجهگيرى

نانوکامپوزیتهای فلزی در تقویت حساسیت حسگرهای زیستی، دارورسانی، طیفسنجی رامان تقویتشده سطحی، افزایش بازده تبدیل انرژی در سلولهای خورشیدی، فناوری اطلاعات و فرامواد بسیار مورد توجه قرار دارند. دراین مقاله تأثیر تابش تعداد پالسهای مختلف لیزر اگزایمر (ArF) بر لایههای متوالی طلا-نقره به منظور ایجاد نانوساختارهای کامپوزیت طلا-نقره و استفاده از ویژگی-های مثبت هر دو فلز پیشنهاد و مورد بررسی قرار گرفت و نتایج موید مناسب بودن تعداد ۵ پالس لیزر برای کاربرد SERS و سایر کاربردهای پلاسمونیکی میباشد.

مرجعها

- [1] M. A. García, "Surface plasmons in metallic nanoparticles: fundamentals and applications," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 28, p. 283001, 2011.
- [2] G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, "Alternative plasmonic materials: beyond gold and silver," *Advanced Materials*, vol. 25, no. 24, pp. 3264-3294, 2013.
- [3] S. Kim, J. M. Kim, J. E. Park, and J. M. Nam, "Nonnoble-Metal-Based Plasmonic Nanomaterials: Recent Advances and Future Perspectives," *Advanced Materials*, vol. 30, no. 42, p. 1704528, 2018.
- [4] F. Ruffino and M. G. Grimaldi, "Nanostructuration of thin metal films by pulsed laser irradiations: A review," *Nanomaterials*, vol. 9, no. 8, p. 1133, 2019.
- [5] S. Henley, J. Carey, and S. Silva, "Lasernanostructured Ag films as substrates for surface-enhanced Raman spectroscopy," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 8, p. 081904, 2006.
- [6] Y. Shen, L. Xu, and Y. Li, "Biosensors for rapid detection of Salmonella in food: A review," *Comprehensive Reviews in Food Science and Food Safety,* vol. 20, no. 1, pp. 149-197, 2021.
- [7] F. Ruffino, E. Carria, S. Kimiagar, I. Crupi, F. Simone, and M. Grimaldi, "Formation and evolution of nanoscale metal structures on ITO surface by nanosecond laser irradiations of thin Au and Ag films," *Science of Advanced Materials*, vol. 4, no. 7, pp. 708-718, 2012.

سبز نمایش داده شده است. همانطور که مشاهده می کنید، شدت طيف رودامين 6G در حضور نمونهها افزايش يافته و رامان آن متمایزتر شده است. همچنین Ag/Au5 که مربوط به تابش ۵ یالس لیزر است و بهترین نتایج پلاسمونیکی و ساختاردهی برای این نمونه بدست آمد، دارای بیشترین شدت است که نشان میدهد بیشترین تقویت میدان الکتریکی در مجاورت این نانوساختارهای Ag/Au5 اتفاق افتاده است. علاوهبراین، طیف رامان رودامین 6G به صورت قله های متمایزتر و پرشدتتری در حضور این نمونه ظاهر شده است. طیف زمینه با نرم افزار Origin pro حذف و نتایج در شکل ۳-ب نشان داده شده است تا درک بهتری از شرایط قله رامان رودامین به دست آید. مقایسه نمودار قرمز و سبز در شکل ۳-ب آشکار مے،-کند که نمونه Ag/Au2 می تواند به عنوان بستر یا زیرلایه مناسب برای بررسی پراکندگی رامان تقویتشده سطحی (SERS) مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۳: طیف رامان رودامین 6G در حضور نمونههای Ag/Au2 ،Ag/Au1 و Ag/Au3.





جاذب پهن باند مبتنی بر فراماده حاوی تک لایه دی سولفید مولیبدن به کمک پلاسمون سطحی

رضا جوی پور، مهدی خزاعی نژاد قره تکان

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

rezajavypour@mail.um.ac.ir

khazaeinezhad@um.ac.ir

چکیده – به منظور تقویت جذب پهن باند نور مرئی در تک لایه های دی سولفید مولیبدن یک جاذب کامل نوری با ساختاری متشکل از یک سلول واحد نسبتا ساده پیشنهاد شده است. میزان جذب این جاذب با استفاده از شبیه سازی FDTD بالای ۹۰٪ از طول موج ۶۵۰ تا ۸۵۰ نانومتر بدست آمده است.

کلید واژه- پلاسمون سطحی، تفاضل های محدود در حوزه زمان، تک لایه های دی سولفید مولیبدن، جذب پهن باند، نرم افزار لومریکال

Metamaterial-based broadband adsorbent containing molybdenum disulfide monolayer via surface plasmon

Reza Javy pour, Mehdi Khazaei Nezhad

Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

rezajavypour@mail.um.ac.ir

khazaeinezhad@um.ac.ir

Abstract- In order to enhance the broadband absorption of visible light in molybdenum disulfide monolayers, a perfect light absorber with a structure consisting of a relatively simple unit cell has been proposed. Absorption of this absorber is achieved by using FDTD simulations above 90% of the wavelength of 650 to 850 nm.

Keywords: broadband light absorption, FDTD, Lumerical package, MoS₂ mono layers, surface plasmon

مقدمه

در چند سال اخیر، برهم کنش موثر نور و ماده، توجه گستردهای را در نانوفوتونیک و اپتوالکترونیک به ویژه برای مواد دو بعدی (2D) با ضخامت اتمی مانند گرافن و فلزات واسطه دی کالکوژن (TMDCs) جلب کرده است[۱]. گرافن با گاف انرژی صفر میتواند با نور در یک طیف گسترده از ناحیه فرابنفش تا تراهرتز برهمکنش داشته باشد، در حالی که جذب نور در گرافن به دلیل ساختار نوار الکترونیکی مخروطی شکل فقط ۲/۳٪ است[۲].

برخلاف گرافن با گاف انرژی صفر، فلزات واسطه دی كالكوژن (به عنوان مثال WS₂ ، MoSe₂ ، MoS₂ و WSe₂) وقتی که ضخامت آنها به یک لایه کاهش پیدا میکند به نیمه هادیهایی با گاف انرژی مستقیم تبدیل می شوند؛ مانند تک لایه دی سولفید مولیبدن (MoS₂) که دارای یک گاف انرژی مستقیم در حدود ۱/۹ev است[۳]. به دلیل وجود گاف انرژی مستقیم و تقویت داخلی، فلزات واسطه دی کالکوژن تکالیه به عنوان مواد نازک اتمی در ترانزیستورهای اثر میدانی، آشکارسازهای نوری، فوتولومینسانس و ... در نظر گرفته میشوند. با وجود کاربردهای چشمگیر فوتونیکی و الکترونیکی، ضخامت ذاتی فلزات واسطه دی کالکوژن دو بعدی برای جذب نور کافی بسیار نازک است و چالش مهمی را برای برهم کنش ماده و نور ایجاد میکند، در نتیجه کاربردهای عملی آن را محدود می کند [۴]. بنابراین به منظور بهبود جذب نور در فلزات واسطه دی کالکوژن به ویژه تک لایه دی سولفید مولیبدن (MoS₂)، باید یک روش فیزیکی برای افزایش برهم کنش بین تک لایه MoS₂ و نور فرودی به کار ببریم. در سالهای اخیر اثبات شده است که ادغام MoS₂ با ساختارهای یلاسمون سطحی یک مسیر موثر برای ارتقاء خواص نوری تک لایه MoS₂ است.

لو و همکاران یک جاذب کامل نوری پهن باند مبتنی بر تک لایه MoS₂ را در ناحیه مرئی پیشنهاد داده اند. جذب این جذب کننده مبتنی بر MoS₂ با استفاده از شبیه سازی FDTD بالای ۹۴٪ از طول موج ۵۹۴ تا ۸۰۹ نانومتر گزارش شده است[۵].

در این کار در ادامه کار انجام شده در مرجع [۵] یک سلول واحد نسبتا سادهتر و قابل حصول تر در آزمایشگاه را پیشنهاد و بررسی می کنیم و به تقویت جذب پهن باند در تک لایه های دی سولفید مولیبدن در ناحیه مرئی خواهیم پرداخت.

ساختار و روش

همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است شماتیک سلول واحد جذب کننده پیشنهادی متشکل از یک فیلم طلا که در آن شکاف U شکل قرار گرفته و بر روی یک لایه سیلیس (SiO₂) است که با تک لایه MoS₂ پوشانده شده و توسط یک بستر طلای مسطح پشتیبانی میشود.



شکل ۱: شماتیک سلول واحد جاذب پهن باند مبتنی بر MoS₂ با ابعاد مشخص شده

شبیهسازیها در این کار توسط نرم افزار لومریکال که بر اساس گسستهسازی معادلات ماکسول در حوزه زمان و مکان مبتنی بر روش تفاضلهای محدود در حوزه زمان (FDTD)

کار می کند، انجام می شود. پارامترهای مورد استفاده در شبیه سازی در جدول ۱ آورده شدهاند. منبع نوری مورد استفاده، یک پرتو معمولی با قطبش ۷ می باشد. شرایط مرزی جاذب کاملاً همسان(PML) در جهت z اعمال می شود و شرایط مرزی دوره ای در جهتهای x و ۷ به کار می روند. مش بندی غیریکنواخت به کار برده می شود؛ حداقل اندازه مش در داخل تک لایه MoS₂ برابر با ۰/۲ نانومتر است و به تدریج در خارج از تک لایه MoS₂ افزایش می یابد تا در فضای ذخیره سازی و زمان محاسبه صرفه جویی شود.

پارامتر	مقدار استفاده شده	
دوره تناوب در جهت x و y	<i>P</i> =400 nm	
ضخامت (در جهت Z) فيلم طلا	20 nm	
ضخامت تک لایه MoS ₂	0.615 nm	
ضخامت لايه سيليس	<i>D</i> =120 nm	
ضخامت بستر طلا	400 nm	
پارامترهای شکاف U شکل	$L_1 = 330 \text{ nm}$ $L_2 = 270 \text{ nm}$ S = 110 nm	

نتایج و بحث

از آنجا که ضخامت بستر طلا خیلی بیشتر از عمق نفوذ امواج الکترومغناطیسی است، عبور از ساختار پیشنهادی بسیار نزدیک به صفر است ((T = 0)؛ پس جذب این جاذب پیشنهادی را میتوان با R - 1 = A توصیف کرد که در آن R ضریب بازتاب از ساختار پیشنهادی است.

همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود هنگامی که یک پرتو با قطبش y به ساختار تابیده می شود جذب این جذب کننده با استفاده از شبیه سازی FDTD بالای ۹۰٪ از طول موج ۶۵۰ تا ۸۵۰ نانومتر حاصل می شود. علاوه بر این در طول موج ۶۰۰ نانومتر نیز یک پیک مشاهده می شود. بنابراین، یک اثر قابل توجه جذب پهن باند در این جاذب پیشنهادی تحقق یافته است.



تحریک نوری با قطبش y

در ادامه، مکانیسم های فیزیکی جذب کننده پیشنهادی را بررسی می کنیم. به طور کلی دو مکانیسم تشدید متفاوت اما همزمان برای این جذب کننده وجود دارد. اولین مورد تشدید پلاریتون پلاسمون سطحی (SPP) است که به دلیل آرایش دورهای ساختار است و این حالت به طور قابل توجهی تحت تاثیر خواص آرایش و ضخامت لایه میانی SiO₂ در این ساختار قرار دارد. بنابراین انتظار داریم که این حالت بیشتر در نزدیکی لایه SiO₂ ایجاد شود. مورد دوم تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده (SSP ایجاد شود. مورد دوم تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده (LSPR) است که بیشتر به اندازه و شکل هندسه فیلم طلا و شکاف U شکل بستگی دارد. در جاذب پهن باند پیشنهادی، که مبتنی بر چند لایه فلز، دی الکتریک و فلز است، لایه طلایی پایین به عنوان یک آینه نوری برای جلوگیری از عبور نور عمل می کند، در حالی که نوری برای بالایی نور فرودی را پراکنده می کند و حالتهای لایه طلایی بالایی نور فرودی را تحریک می کند.

در شکل ۳ توزیع میدان مغناطیسی مربوط به ساختار پیشنهادی در دو طول موج مختلف نشان داده شده است. در قله جذب $\lambda_1 = 600 \text{ nm}$ همانطور که در قسمت (a) نشان داده شده است میدان مغناطیسی بین فیلم طلا و لایه SiO₂ بیشتر جمع شده و تقویت میشود؛ در واقع چنین ویژگیهای میدان مغناطیسی با تشدید حالت SPP مطابقت دارد. در قسمت (b) در اوج جذب ma 272 = λ_2 میدان

مغناطیسی بین شکاف U شکل و فیلم طلا جمع شده است که به عنوان حالت LSPR در اطراف تک لایه MoS₂ جایگزیده شده است. نکته قابل توجه این است که مکانیسمهای تشدید غالب با افزایش طول موج از حالت SPP به حالت LSPR تغییر می کنند.



در ادامه تاثیر تغییر دو پارامتر هندسی ساختار در جذب نوری را بررسی می کنیم. از آنجا که حالت LSPR بیشتر به اندازه و شکل هندسی شکاف U شکل بستگی دارد، طول موج های این حالت در جاذب را می توان با طول L_2 تغییر داد و انتظار داریم بیشتر در طول موجهای بلندتر این تغییرات را داشته باشیم. همانطور که در شکل ۴ مشاهده می شود با تغییر L_2 نمودار طیف جذب در طول موجهای بلندتر بیشتر جابجا شده است.



طول موجهای مربوط به حالت SPP را می توان با ضخامت D لایه SiO_2 تغییر داد که بیشتر تاثیر آن باید در طول موجهای کوتاه اتفاق افتد. همانطور که در شکل ۵ مشاهده

می شود با تغییر ضخامت D نمودار طیف جذب بیشتر در طول موجهای کوتاه تر جابجا شده است.



نتيجهگيرى

با پیشنهاد یک سلول واحد نسبتا ساده یک اثر قابل توجه جذب پهن باند در این جاذب پیشنهادی تحقق یافته است. با استفاده از شبیه سازی FDTD که توسط نرم افزار لومریکال انجام میشود جذب این جذب کننده بالای ۹۰٪ از طول موج ۶۵۰ تا ۸۵۰ نانومتر حاصل میشود.

مرجعها

- [1] X. Luo, X. Zhai, L. Wang, and Q. Lin, "Enhanced dual-band absorption of molybdenum disulfide using a plasmonic perfect absorber", Opt. Express 26(9), 11658–11666, 2018.
- [2] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics", Nat. Photonics 4(9), 611–622, 2010.
- [3] Y. Yang, R. Pan, S. Tian, C. Gu, and J.Li, "Plasmonic Hybrids of MoS₂ and 10-nm Nanogap Arrays for Photoluminescence Enhancement" ,Micromachines, 11, 1109, 2020.
- [4] H. Li, M. Qin, L. Wang, X. Zhai, R. Ren, and J. Hu, "Total absorption of light in monolayer transitionmetal dichalcogenides by critical coupling", Opt. Express 25, 31612–31621, 2017.
- [5] X. Luo, Z. Liu, Z. Cheng, J. Liu, Q. Lin, and L. Wang, "Polarization insensitive and wide-angle broadband absorption enhancement of molybdenum disulfide in the visible regime", Opt. Express 26, 33918–33929, 2018.



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



بررسی تأثیر حضور و عدم حضور سورفکتانت اسید اولییک در ساختار و مورفولوژی نانوذرات سنتز شده اکسید نیکل سمانه پیرزاد غیاث آبادی^۱*، محمود برهانی زرندی^۲، ناصرجهانبخشی زاده^۳ ۱- دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، دانشجوی دکتری فیزیک اتمی ملکولی pirzad.samane63@gmail.com ۲- دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک۳ano.com

چکیده – در این پژوهش سوسپانسیون پایداری از نانوذرات اکسید نیکل تهیه شده که این سوسپانسیون قابلیت اعمال بر روی ساختارهای انعطاف پذیر سلول های خورشیدی پروسکایتی را دارا می باشد. در تهیه سوسپانسیون پایدار از نانوذرات اکسید نیکل، در یک نمونه از سورفکتانت اولیل آمین به تنهایی و در نمونه دیگر از سورفکتانت های او لیل آمین واسید اولییک استفاده شده است. فاز و مورفولوژی,و ساختار شیمیایی فیلم نانو ذرات سنتز شده در دو نمونه ، به ترتیب بوسیله آنالیز پراش اشعه ایکس (XRD)، میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) و طیف سنجی مادون قرمز (FT-IR) مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج آنالیزها تأیید کننده تشکیل نانو ذرات اکسید نیکل در هر دو نمونه می باشد. همچنین حضور اسید اولییک منجر به کاهش ابعاد ذرات اکسید نیکل ، شده

کلید واژه- «اکسید نیکل» ، «سورفکتانت» ، «نانو ذره »

Study on the effect of oleic acid as cosurfactant on the structure and morphology of synthesized NiO nanoparticles

Samane Pirzad Ghiasabadi ¹; ,Mahmood Borhani Zarandi ²; Naser Jahanbakhshi Zadeh³ ¹ Department of Physics ,Yazd University &pirzad.samane63@gmail.com ² Department of Physics ,Yazd University&mborhani@yazd.ac.ir ³ Department of Physics ,Yazd University&n-jahanbakhshi@yahoo.com Abstract-In this study we synthesized a static suspension of NiO nanoparticles which can be used in flexible perovskite solar cells. In one sample we used oleylamine as surfactant and in another sample oleic acid used as cosurfactant. The phase, morphology and chemical structures of samples studied by X-Ray diffraction (XRD), scanning electron microscopy (SEM) and FT-IR spectroscopy. Results indicate formation of NiO nanoparticles in two samples .Analysis shows usage of oleic acid reduced nanoparticles size.

Keywords: Nanoparticle, Nickel Oxide, Surfactant

حضور اسید اولییک بر مورفولوژی و ساختار بلوری نانو ذرات بررسی شد. ۲- **مواد و روشها**

۲–۱ سنتز نانو ذرات اکسید نیکل

در این پژوهش از نیکل استیل استونات (C10H14NiO4)به عنوان پیش ماده نیکل، کمپلکس بوران-ترى اتيل امين [(C2H5)3N.BH3] بعنوان عامل کاهش، اولیل آمین (c₁₈H₃₂N) و اسید اولییک (C₁₈H₃₄O₂) بعنوان سورفکتانت به منظور کاهش سایز نانوذرات و داشتن یک سوسیانسیون یایدار از نانوذرات استفاده شد. ابتدا به میزان ۱ mmol نیکل استیل استونات در ۱۵ ml اولیل آمین در نمونه ۱ و در نمونه ۲ به همراه اولیل امین ۱ mmol اسید اولییک حل شد. محلول در حالیکه به شدت به هم می خورد تا دمای ۱۱۰۰بیش از ۳۰ دقیقه حرارت داده شد. سپس در حالیکه محلول به دمای ۹۰ درجه سانتی گراد رسید ۲/۴ میلی مول ، بوران-تری اتیل آمین و ۲ میلی لیتر اولیل آمین به سرعت به محلول اولیه اضافه شد. این محلول در حالیکه به شدت بهم می خورد به مدت یک ساعت در همین شرایط بود. بعد از رسیدن محلول به دمای محیط، چندین بار با اتانول شستشو داده شد و نانوذرات، با استفاده از التراسونیک در حلال تترادكان يراكنده شدند.

۲-۲ لایه نشانی نانوذرات اکسید نیکل

به منظور لایه نشانی نانوذرات اکسید نیکل بر روی زیر لایه ITO ابتدا زیر لایه ها را با آب مقطر و استون و اتانول شستشو داده سپس محلول نانو ذرات با استفاده از دستگاه لایه نشانی چرخشی بر روی زیرلایه ها، لایه نشانی شد. **۳- بحث** مقدمه

اکسید نیکل یک نیم رسانای نوع p، با گاف نواری یهن و شفافيت اپتيكي زياد در ناحيه مرئي مي باشد. اكسيد نیکل، دارای ساختار شبکه مکعبی بوده و می تواند به عنوان دريافت كننده الكترون عمل كند. مهمترين كاربردهاي اکسید نیکل، استفاده در کاتد باتری، سلول های خورشیدی و سنسورهای گازی می باشد [۱]. کاهش اندازه ذرات نیم رسانای اکسید نیکل، باعث افزایش گاف انرژی می گردد. از روش های سنتز اکسید نیکل می توان به روش های فیزیکی، اسپاترینگ، رسوب لیزری و روش های شیمیایی مانند سل_ژل، تجزیه حرارتی و هم رسوبی اشاره نمود [٣و٣]. خواص الكتروايتيكي اكسيد نيكل سبب استفاده از آن بعنوان لایه انتقال دهنده حفره در سلول های خورشیدی پروسکایتی شدہ است [۴]. برخی روش های مورد استفادہ در ساخت لایه اکسید نیکل فرایند لایه نشانی پیچیده با هزينه بالايي دارند[۵]. استفاده از دماهاي بالا جهت تبديل ییش ماده به نانوذرات اکسید نیکل نیز محدودیت هایی از جمله عدم امکان استفاده در سلول های خورشیدی انعطاف پذیر، عدم کنترل ریز ساختار اکسید نیکل ر^ا دارد. راه حل این مشکل، سنتز شیمیایی نانوذرات اکسید نیکل بصورت جداگانه و پراکنده نمودن آن در یک حلال و سپس لایه نشانی محلول می باشد. در این یژوهش نانو ذرات اکسید نیکل بصورت شیمیایی سنتز شد و سوسپانسیون پایداری از نانو ذرات اکسید نیکل بدست آمد که قابل اعمال روی سلول خورشیدی پروسکایتی می باشد[۶]. در نمونه اول از سورفکتانت اولیل آمین و در نمونه دیگر علاوه بر اولیل آمین از اسید اولییک نیز استفاده شد [۷]. در این پژوهش تاثیر

شکل ۲ (الف)، ساختار مکعبی مرکز وجهی اکسید نیکل برای قله های(۱۱۱) و (۲۰۰) را نشان می دهد، ولی قله (۲۲۰) بطور واضح مشخص نیست. مطابق شکل ۲(ب) طرح پراش پرتو ایکس فیلم اکسید نیکل در حالتیکه در آن از اسید الییک استفاده شده دارای ساختار آمورف می باشد و ساختار بلوری را نشان نداد[۸].









(ب)

شکل۲: الگوهای پراش اکسید نیکل سنتز شده با استفاده ازالف) اولیل امین ب) اولیل امین و اسید اولییک



۲−۱ بررسی مورفولوژی نمونه ها با SEM

به منظور بررسی مورفولوژی نانوذرات لایه نشانی شده اکسید نیکل تصاویر SEM از نمونه ای که در آن از اولیل آمین بعنوان سورفکتانت استفاده شد و نمونه ای که از اسید اولییک بهمراه اولیل آمین استفاده شده، گرفته شد. همانطور که ملاحظه می شود، در نمونه ای که از اسید اولییک استفاده شده ابعاد ذرات کوچک تر از نمونه دیگر می باشد. این نتایج نقش اساسی سورفکتانت اسید اولییک در کاهش سایز نانو ذرات اکسید نیکل را آشکار می سازد.



(الف)



(ت)

شکل ۱: تصاویر SEM اکسید نیکل سنتز شده با استفاده از الف) اولیل آمین ب) اولیل آمین و اسید اولییک

۲-۳ نتایج آنالیز XRD

شکل ۲ نشان دهنده الگوی پراش اشعه X فیلم های اکسید نیکل در دو حالت عدم استفاده ازاسید الییک و استفاده ازاسید الییک در سنتز نانوذرات را نشان می دهد.

۵-مراجع

- I. Hotovy, J. Huran, L. Spiess, H. Romanus, D. Buc, R. Kosiba, "NiO – based nanostructured thin films with Pt surface modification for gas detection ",Thin Solid Films., Vol. 515, issue 2, pp. 658-661, 2006.
- [2] K. C. Min, M. Kim, Y. You, NiO thin films by MOCVD of Ni(dmamb) and their resistance switching phenomena, "Surface & coating technology., Vol. 201, No. 22, pp. 9252-9255,2007.
- [3] Y. Wu, Y. He, T. Wu, T. Chen, W. Weng, " Influence of some parameters on the synthesis of nanosized NiO material by modified sol-gel method", Materials Letters., Vol. 61, No. 14-15, pp. 3174-3178. 2007.
- [4] D. D. Girolamo, F. D.Giacomo, F. Matteocci, A. G. Marrani, D. Dini, A. Abate, Progress, "highlights and perspectives on NiO in perovskite photovoltaics", Chem. Sci., Vol. 11, pp. 7746-7759. 2020.
- [5] J. H. Park. et al. "efficient CH3NH3PbI3 perovskite solar cells employing nanostructured p-type NiO electrode formed by by a pulsed laser deposition", Adv. Mater., 27, 4013-4019, 2015.
- [6] U. Kwon, B, Kim, D. Nguyen, J. Park, N. Ha, S. Kim, S. Ko, "Solution- Processible Crystalline NiO Nanoparticles for High-Performance Plannar Perovskite Photovoltaic Cells". Sci Rep, Vol. 6, 30759, 2016.
- [7] O. Metin, S, Ozkar, S. Sun, "Monodisperse nickel nanoparticles supported on Sio2 as an effective catalyst for the hydrolysis of ammonia-borane", Nano Res, 3., pp. 676-684, 2010.

[٨] م. حمزه ساروی، ف. اسمعیلی قدسی، بررسی تاثیر خشک سازی بر خواص اپتیکی فیلم های نازک نانو ساختاری اکسید نیکل، مجله بلورشناسی و کانی شناسی ایران، دوره۲۲، شماره ۲. ۱۳۹۳.

- [9] M. El-Kemary, N. Naghy, I. El- Mehasseb. Nickel oxide nanoparticles : Synthesis and spectral studies of interactions with glucose. Materials Science in Semiconductors Processing, Vol. 16., pp. 1747-1752, 2013.
- [10] M. Vimal Kumar, T. S. Gokul Raja, N. Selvakumar, K. Jeyasubramanaian, Synthesis and characterization of NiO- ZnO nanocomposite by a cost efficient selfcombustion technique. Journal of

الییک را نشان می دهد. نانواکسیدها و هیدروکسیدهای نانوذرات فلزی به دلیل ارتعاشات درون اتمی قله های جذب در گستره با اعداد موج زیر ۱۰۰۰*cm* را نشان می دهند [۹و۱۰]. مطابق شکل ۳ قله های مشاهده شده در این گستره ، تایید کننده تشکیل ساختار اکسید نیکل می باشد.



(ب) شکل ۳: نمودار تراگسیل FT-IR فیلم های اکسید نیکل سنتز شده با استفاده ازالف) اولیل امین ب) اولیل امین و اسید اولییک

۴-نتیجهگیری

سنتز شیمیایی نانوساختارهای اکسید نیکل با استفاده از سورفکتانت اولیل آمین در یک نمونه صورت گرفت و در نمونه دیگر از سورفکتانت اسید اولییک هم علاوه بر اولیل آمین استفاده شد. نتایج نشان دهنده کاهش سایز نانو ذرات در نمونه ایست که در آن از اسید اولییک استفاده شد. در روش سنتز مورد استفاده، محلول نانو ذرات، از قبل آماده شده که قابلیت کنترل ریز ساختار و ترکیب شیمیایی اکسید نیکل و لایه نشانی ساده با هزینه پایین را دارد .این قابلیت ها منجر به پتانسیل بالای این روش در استفاده در سلول های خورشیدی می گردد.

Achivements in Materials and Manufacturing Engineering, vol. 79 (1), pp. 13-18, 2016.





ساخت نانوساختارهای نقره به هدف بررسی اثر آنها بر طیف رامان ارتقا یافته سطحی دلتامترین

افسانه بزرگمنش^۱، پریسا کریمی مونه^۱، نفیسه شریفی^{۱،۲}* ^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان۸۷۳۱۷، ایران ^۲پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان، کاشان۸۷۳۱۷، ایران

چکیده - آلودگی محیط زیست به و سیلهی مواد شیمیایی همانند علف کشها، سموم دفع آفات علفهای هرز، حشره کشها که باعث آلودگی آب و خاک و منابع غذایی هستند و تهدیدی برای سلامت جامعه هستند. پژوهش حاضر با هدف افزایش سیگنال طیفسنجی رامان سم دلتامترین انجام شده است که در آن از خاصیت پلاسمونیکی نانوساختارهای نقره استفاده کردهایم تا بهبود سیگنال رامان حاصل شود. ابتدا نانوساختارهای نقره به روش پلیول-رفلاکس ساخته شد و پس از لایهنشانی بر شیشههای حکاکی شده با HF، غلظتهای مختلف سم دلتامترین بر روی این بسترهای پلاسمونیکی قرار داده و شناسایی شد.

كليد واژه- طيفسنجي رامان ارتقايافته سطحي، نانوساختارهاي نقره، سم دلتامترين، بستر پلاسمونيكي، پراكندگي رامان

Fabrication of Silver Nanostructures to Investigate Their Effect on Surface Enhanced Raman Spectroscopy of Deltamethrin

Afsaneh Bozorgmanesh¹, Parisa Karimi Mooneh² and Nafiseh Sharifi^{1,2*} ¹ Department of Photonics and Plasma, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan 87317, Iran ² Institute of Nanoscience and Nanotechnology, University of Kashan, Kashan 87317, Iran Afsaneh.bozorgmanesh@grad.kashanu.ac.ir

parisa.mjkarimi@grad.kashanu.ac.ir

*sharifi@kashanu.ac.ir

Abstract- Pollution of the environment by chemicals such as herbicides, weed control pesticides, insecticides that pollute water and soil and food sources and are a threat to public health. The aim of the present study was to increase the Raman spectroscopy signal of deltamethrin toxin in which we used the plasmonic property of silver nanostructures to improve the Raman signal. First, silver nanostructures were fabricated by reflux method and then they were deposited on HF etched glassesto make plasmonic substrates. concentrations of deltamethrin were placed on those plasmonic substrates and detected

Keywords: Surface Enhanced Raman Spectroscopy, Silver Nanostructures, Deltamethrin, Plasmonic Substrates, Raman Scattering



بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران. ۱۴۰۰ بهمن ۱۴۰۰



مقدمه

دلتامترین یکی از آفت کشهای موجود در بازار است و برای شنا سایی این آفتکش اغلب ازانواع رو شهای کروماتو گرافی ا ستفاده می کنند. ا ستفاده از انواع رو شهای کروماتو گرافی برای شنا سایی دلتامترین بسیار زمان بر و پر هزینه است. از این رو طیفسنجی رامان یکی از راههای شناسایی منا سب برای گونه های بیولوژی است. در این مطالعه پس از ساخت نانوساختارهای نقره، با لایهنشانی نانوساختارهای نقره بر روی بسترهای شیشهای زبر شده، بسترهای پلاسمونیکی مبتنی بر اثر پراکندگی رامان ارتقاء یافته سطحی (SERS) برای آشکارسازی ماده سمی دلتامترین ساخته شده است.

روش ساخت و مشخصهیابی

یس از شستشو لامهای شیشهای و ظروف با مواد شوینده و آب دیونیزه، در آون آز مایشـگاهی با دمای ۱۵۰ در جه سانتیگراد و برای به مدت ۲۰ دقیقه قرار داده شدند. سپس برای ایجاد زبری روی لامهای شیشهای از محلول ۵۰ درصد حجمی HF استفاده شد و مقدار ۳۰ میکرولیتر از آن بر روی لامهای شیشهای قرار داده شد و پس از گذشت ۶۰ دقیقه شستشو داده شدند و پس از خشک شدن برای لايەنشانى نقرە مورد استفادە قرار گرفتند. ساخت نانوساختارهای نقره به روش پلیول-رفلاکس انجام شد. که محلول شـماره ۱، حاوی ۲/۳گرم نقره نیترات در ۱۵ میلی لیتر اتیلن گلیکول است. محلول شماره ۲ نیز شامل پلیوینیل پیرولیدین و ۱۵ میلی لیتر اتیلن گلیکول و محلول شــماره ۳ محتوى ۰/۰۰۰۴ گرم آهن و ۰/۰۰۰۲ گرم مس در ۱۰ میلیلیتر اتیلن گلیکول است. پس از ترکیب سه محلول به روش خاص، از سیستم رفلاکس و حمام داغ با دمای ۱۳۰درجه سانتیگراد استفاده شد. سپس، طى دومرحله سانتريفيوژ ۴۰۰۰دور به مدت ۳دقيقه، نانوساختارهای نقره است جدا شد. سیس ۳۰ میکرولیتر از

HF نقره روی زیرلایههای شیشهای زبر شده با HF قرار داده شد و در دمای آزمایشگاه خشک شدند وبسترهای پلاسمونیکی آماده شدند. با هدف اندازه گیری غلظتهای مختلف سم دل تامترین، ۳۰ میکرولیتر از از غلظتهای مختلف بر روی بسترهای پلاسمونیکی قرار گرفت. پس SERS از خشک شدن در معرض هوا، طیف رامان و

طیف سنجی UV-Vis نانو ساختارهای نقره به و سیله ی د ستگاه طیف سنج مرئی فرابنفش عبوری ساخت شرکت طیف سنج پیش رو پژوهش مدل photonix Ar 2015 ساخت ایران در دمای اتاق اندازه گیری شد. تصویر میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی(FE-SEM) میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی(MIRA3) بسیستر پلاسمونیکی به وسیله دستگاه MirA3) مدل مدل TESCAN تهیه شد. دستگاه رامان کانفوکال به مدل Horiba ساخت کمپانی-Horiba ژاپن با طول موج ۸۵۵ نانومتر و توان ۱۰۰ میلی وات برای اندازه گیری طیف رامان و طیف SERS نمونهها استفاده شد.

نتايج و بحث

شــکل۱ شکل جذب نانوساختارهای نقره است. قله های تشدید پلاسمونی درمنحنی آبی رنگ ۴۲۹نانومتر با شانه ی ۵۴۰ نانومترتشکیل نانوساختارهای نقره را تایید میکند.



شکل ۱: جذب نانوساختارهای نقره

> شکل۲ برای بررسی مورفولوژی سطح و همچنین بدست آوردن اندازه ذرات نانوساختارهای نقره بسترپلاسمونیکی تصاویر FE-SEM گرفته شده است. این لایه نازک از بسترپلاسمونیکی شامل بستههای نامنظم و یکنواخت نانوساختارهای نقره با اندازههایی بین ۲۱/۶۳نانومتر تا ۲۸/۹۷ نانومتر است.



شکل ۲: تصویر FE-SEMبسترپلاسمونیکی نانوساختارهای نقره

شکل ۳ جذب دلتامترین در محدوده طول موج ۲۲۳ تا ۳۶۵ نانومتر به دست آمدکه طول موجهای ۲۷۰،۲۶۴،۲۳۷، ۳۵۰،مربوط به طیفUV-vis دلتامترین است. [3]–[1].



نشان میدهد درشیشه حکاکی شده عبور زیاد و جذب

کمتر است. منحنی بنفش رنگ شامل نانوساختارنقره روی شیشه حکاکی شده است که HF باعث شده نانوساختارهای نقره چسببندگی پیدا کنند بر روی زیرلایه و عبور کمتر شود وجذب افزایش یابد منحنی سبزرنگ دلتامترین روی بستر پلاسمونیکی است و نشان میدهدکه عبور کمتر و جذب بیشتر شده است.



شکل ۴: طیف UV-Visشیشه حکاکی شده،نانوساختارنقره روی شیشه حکاکی شده،دلتامترین روی بستر پلاسمونیکی

شکل ۵ نمودار طیف رامان و SERSغلظتهای $\frac{9^{-01\times2}}{100 \, mL}$ ، $\frac{9^{-01\times2}}{100 \, mL}$ $\frac{2.5 \times 10^{-8}g}{100 \, mL}$ $\frac{2.5 \times 10^{-8}g}{100 \, mL}$ منحنی قرمزرنگ و سبزرنگ مربوط به طیف رامان غلظتهای منحنی قرمزرنگ و سبزرنگ مربوط به طیف رامان غلظتهای شده با HF درنمودارقرمزکه غلظت کمتری نسبت به شده با HF درنمودارقرمزکه غلظت کمتری نسبت به نمودارسبزرنگ دارد شدت کمتری دارد. در غلطتهای بیشتر نمودارسبزرنگ دارد شدت کمتری دارد. در غلطتهای بیشتر بیدا می کند و شدت بیشتر خواهدشد. منحنی بنفش و آبی مربوط به حکاکی سم دلتامترین روی بسترهای پلاسمونیکی است، به دلیل تشدید پلاسمونهای سطحی نانوذرات کوچکتر وپراکندگی نورازنانوذرات بزگتر نقره، ارتعاشهای مولکولی سم دلتامترین تقویت میشوند وشدت ارتعاشهای مولکولی سم دلتامترین موای می موند و شدت افزایش مییابد پیکها و پیوندهای مولکولی در جدول افزایش مییابد پیکها و پیوندهای مولکولی در جدول زمودارآورده شده است [3], [4].

ذرات نقره بزرگتر، سیگنال رامان ارتعاش مولکولی دلتامترین راتقویت میکنند. بنابراین انتخاب مناسبی برای شناسایی غلظتهای مختلف و حتی کمترین غلظت دلتامترین است تا ازایجاد بیماریهایی مانند سرطان جلوگیری شود. باکاهش غلظت دلتامترین حکاکی شده روی بسترپلاسمونیکی شدت سیگنالهای SERS به دلیل کاهش تعدادارتعاشهای مولکولی کاهش مییابد.

جمعبندى

برای ساخت بستر پلاسمونیکی، نانوساختارهای نقره ساخته شده بر روی لامهای شیشهای زبر شده با HF لایه نشانی شدند و غلظتهای مختلف سم دلتامترین بر روی بسترهای پلاسمونیکی قرار داده شدند. بسترهای پلاسمونیکی سبب بهبود ارتعاشات مولکولی دلتامترین میشوند و شناسایی آنها را تسهیل می کنند. مراجع

[1] N, Y. Huang, J. Zhang, and Q. Min, ShungengLi, "A fast determination of insecticide deltamethrin by spectral data fusion of UV–vis and NIR based on extreme learning machine," Spectrochim. Acta Part A Mol. Biomol. Spectrosc., vol. 247, p. 119119, Feb. 2021

[2] S. R. Tariq, D. Ahmed, A. Farooq, S. Rasheed, and M. Mansoor, "Photodegradation of bifenthrin and deltamethrin—effect of copper amendment and solvent system," Environ. Monit. Assess., vol. 189, no. 2, p. 71, Feb.

[3] Q. Yang et al., "Partial characterization of deltamethrin metabolism catalyzed by chymotrypsin," Toxicol. Vitr., vol. 22, no. 6, pp. 1528–1533, Sep. 2008,

[4] T. Dong, L. Lin, Y. He, P. Nie, F. Qu, and S. Xiao, "Density Functional Theory Analysis of Deltamethrin and Its Determination in Strawberry by Surface Enhanced Raman Spectroscopy," Molecules, vol. 23, no. 6, p. 1458, Jun. 2018,

[5] Y. He, S. Xiao, T. Dong, and P. Nie, "Gold Nanoparticles for Qualitative Detection of Deltamethrin and Carbofuran Residues in Soil by Surface Enhanced Raman Scattering (SERS)," Int. J. Mol. Sci., vol. 20, no. 7, p. 1731, Apr. 2019,



شکل ۵: طیف رامان و SERSدلتامترین،یوندهای مولکولی دلتامترین

جدول ۱: ارتعاشات مولکولی دلتامترین vs=بسیار قوی، s= قوی m = متوسط، w = ضعیف، v = کشش، opp =خم شدن سطح بیرونی. ip خم شدن سطح داخلی . 8 = ارتعاش قابل تغییر شکل[۴]

علامت	قلەھاو پيوند مولكولى
اختصارى	
)*	حلقه کششی۴۵۸ vring
۲*	vring۵۸۵ حلقه کششی
۳*	vbreathev۹۴ حلقه تنفسی
۴*	δ(C-H)oop۹۴۹ کشش وخمش خارجی کربن
	هيدروژن
۵*	v(C-C)ip۱۰۳۶ کشش وخمش داخلی کربن
	كربن
۶*	v(C-C)ip۱۲۰۶ کشش وخمش داخلی کربن
	كربن
۷*	δ(C-H) ip۱۳۵۷ کشش وخمش داخلی کربن
	هيدروژن
٨*	δ(C-H)opp۱۳۶۶ کشش وخمش خارجی
	كربن هيدروژن
٩.*	۱۵۵۵ کشش وخمش داخلی کربن کربن دوگانه
	υ(C=C)ip

استفاده ازطول موج ۷۸۵نانومتر به دلیل جلوگیری از فلورسانس زمینه است. استفاده از بسترهای پلاسمونیکی نقره ساخته شده در طیفسنجی رامان به دلیل تشدیدپلاسمونهای سطحی نانوذرات نقره و پراکندگی نور





مطالعه عددی حساسیت یک نانو ساختار پلاسمونی فلز –عایق به ضریب شکست ماده پوشش دهنده برای کاربردهای حسگری الهام شجاعیفرد، امیر علیاکبری^۱ ^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

eshojaeifard@yahoo.com, amiraliakbari1369@gmail.com

چکیده – بـا برانگیختـه شـدن پلاسـمونهای سطحی توسط تابش نور، خواص پلاسمونی ایجاد میشود که از این خاصیت بیشتر در کاربردهای حسگری اسـتفاده مـیشـود. ما در این مقاله برخی از عوامل تاثیرگذار بر حساسیت حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده را بررسی میکنیم. ساختار مورد بحث در این مقاله شامل زیرلایهای از جنس شیشه، نیکل و دیسک طلا با ضخامتهای متفاوت روی آن است. مطالعات در بازه طیفی مرئی-فروسرخ میباشد و نتایج حاصل از شبیهسازیها با روش تفاضل دامنه زمان حساسیت ساختار را نسبت به ضریب شکست محیط زمینه، دوره تناوب و ضخامت لایه فلزی به خوبی نشان میدهد.

كليد واژه: پلاسمون سطحي، حسكر، ديسك طلا، روش تفاضل دامنه زمان (FDTD)

Numerical study of the sensitivity of a metal-insulated plasmonic nanostructure to the refractive index of the coating material for sensing applications

Elham Shojaeifard, Amir Aliakbari¹

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

eshojaeifard@yahoo.com, amiraliakbari1369@gmail.com

Abstract- Plasmonic properties are created by the excitation of surface plasmons by light radiation, which is mostly used in sensing applications. We investigate some of the affecting factors on the sensitivity of these sensors based on localized surface plasmon resonance in this article. The structure discussed in this article includes a substrate of glass, nickel, and gold disk with different thicknesses on them. Studies are in the visible-infrared spectrum range and the results of simulation with the FDTD method show the sensitivity of the structure to the refractive index of the environment, period, and thickness of the metal layer.

Keywords: Surface Plasmon, Sensor, Gold disk, FDTD method

مقدمه

حسگر مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی به واسطه داشتن حساسیت طیفی بالا در میان سایر حسگرها مورد توجه قرار گرفته و از زمانی که برای مطالعهٔ فرآیندهای مختلف در سطح فلزات معرفی شده تبدیل به ابزاری مهم برای تعیین برهمکنشهای زیستی، آشکارسازی مواد شیمیایی و همچنین تشخیصهای پزشکی گشته است[۱].

پلاسمون به عنوان یک شبه ذره تولید شده توسط نوسانات الکترونهای جمعی در یک فلز تعریف می شود که معمولاً روی سطح فلز قرار دارد. بنابراین، پلاسمونی که روی یک سطح فلزى انتشار مىيابد، پلاسمون سطحى ناميده مىشود. هنگامى که نور در یک طول موج خاص به یک لایه فلزی با ضخامت خاصي تابيده مي شود، يک برهمکنش بين پلاسمون سطح و یک فوتون رخ میدهد [۲]. تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، پدیده اپتیکی است که توسط نوسانات جمعی الكترون آزاد در نانوساختارهای فلز-دیالكتریک ایجاد می شود [7] که با محبوس شدن در نانوذره یک میدان مغناطیسی قوی محلی ایجاد می کند [۳]. طیفهای تشدید پلاسمونی جایگزیده به هندسه ذره، اندازه، مواد نانوذرات، ضخامت لایهها و ضریب شکست محیط اطراف بستگی دارد [۴]. یکی از راههای پیشنهادی جهت افزایش حساسیت نانوحسگرها استفاده از ساختارهای چند لایه نانوپلاسمونی مبتنی بر پلاسمون سطحی جایگزیده است [۵] که در این مقاله یک ساختار متناوب شامل دیسکهای طلا بر روی لایههای طلا و نیکل مورد بررسی قرار گرفته است (شکل ۱). نیکل ناهمسانگرد است و با توجه به خواص اپتیکی آن در طیف سنجی ناحیه مرئی-فروسرخ جذب بالایی دارد.[۶].همچنین به دلیل پایداری، دردسترس بودن و ارزانی گزینه مناسبی جهت استفاده در ساختار است.[۷].

برای محاسبه میزان بازتاب نور از این ساختار با استفاده از نرم-افزار لومریکال (مبتنی بر روش تفاضل متناهی دامنه زمان) برهمکنش نور با نانوساختار را مدلسازی میکنیم. با به دست آوردن طیف بازتاب، به بررسی تاثیر عواملی چون ضریب

شکست محیط دیسک، ضخامت لایه فلزی، فاصله تناوبی و ... میپردازیم.

روش محاسبه

فضای محاسباتی در شکل ۱ نشان داده شده است. ساختار چندلایه ای شامل یک لایه از جنس شیشه، یک لایه نازک طلا که روی آن با یک لایه از جنس نیکل پوشانده شده است و یک دیسک طلا با ضخامت مشخص می باشد. در شکل ۱ المان های استفاده شده در روش FDTD^۲نیز نشان داده شده است.

در بالا و پایین ساختار شرایط مرزی جاذب PML^Tو در جهت -های دیگر شرایط مرزی دورهای اعمال شده است. یک موج تخت از بالا به ساختار تابیده میشود و میزان نور بازتاب شده از یک صفحه مرزی که در پشت منبع نور قرار گرفته است اندازه گیری میشود. برای مشخص کردن محل تشدید پلاسمون سطحی کافی است میزان بازتاب را مورد بررسی قرار دهیم.



شکل ۱: ساختار سه بعدی مدلسازی شده در نرمافزار لومریکال با تغییر پارامترهای مختلف در مدل، میزان جابجایی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده نسبت به تغییرات ضریب شکست محیط بالای ساختار را اندازه گرفته و با کمک آن حساسیت آن را مورد بررسی قرار می دهیم.

بحث و نتايج

به عنوان اولین آزمایش دوره تناوب را ۵۰۰ نانومتر، ضخامت لایه طلا ۴۰ نانومتر، ضخامت نیکل ۵۰ نانومتر، شعاع و

^{*} Perfectly Matched Layer

^r Finite Deference Time Domain

Localized Surface Plasmon Resonance

ضخامت دیسک طلا به ترتیب ۲۰۰ و ۴۰ نانومتر درنظر گرفته-ایم. سپس ضریب شکست محیط اطراف را از ۱ تا ۱٫۵ تغییر میدهیم. نمودار بازتاب را برحسب طولموج رسم میکنیم. حساسیت حسگرهای SPR با استفاده از پارامترهای زیر تعیین میشود: تیز بودن نمودار تشدید، جابجایی طیف تشدید [۲] که میشود: تیز بودن نمودار تشدید، جابجایی طیف تشدید [۲] که در این مقاله جابجایی طیف تشدید را ملاک قرار دادهایم. با توجه به نمودار به دست آمده (شکل۲) میبینیم که طول موج تشدید پلاسمون سطحی بین ۶۰۳٬۳ تا ۸۷۱٬۳ نانومتر تغییر میکند. میتوان گفت ساختار از حساسیت بسیار بالایی نسبت به تغییر ضریب شکست محیط اطراف برخوردار است.



شکل۲: نمودار بازتاب بر حسب طول موج در دوره تناوب ۵۰۰ نانومتر

سپس به بررسی دیسک طلا با ضخامتهای مختلف می پردازیم. شعاع دیسک را ۲۰۰ نانومتر و ضخامت آن را ۳۰، ۴۰، ۵۰ و ۶۰ نانومتر در نظر گرفته و نمودار بازتاب بر حسب طول موج را رسم می کنیم (شکل ۳).

علاوه بر اینکه با افزایش ضخامت دیسک طلا باعث افزایش طول موج تشدید پلاسمون سطحی می شود، میزان بازتاب نیز کاهش می یابد در نتیجه میدان مغناطیسی در کمینه، بی شترین مقدار را خواهد داشت (شکل ۴).



شکل۳: نمودار بازتاب نسبت به طول موج در ضخامتهای مختلف دیسک از جنس طلا



۵۰ شکل۴: میدان مغناطیسی در کمینه نمودار بازتاب با ضخامت لایه طلا نانومتر (طولموج ۶۳۷٬۶۸۱ نانومتر)

مشاهده میشود با افزایش ضخامت دیسک طلا نمودار بازتاب به سمت طولموجهای بالاتر شیفت پیدا می کند.

در مرحله بعدی تمامی شرایط را ثابت نگه داشته و دوره تناوب را ۱۰۰ نانومتر، ۱۰۰ نانومتر مطابق شکل۵ تغییر میدهیم (۵۰۰، ۶۰۰ و ۷۰۰ نانومتر).

با افزایش دوره تناوب، مینیمم نمودارهای بازتاب به سمت طول موجهای فروسرخ شیفت داده میشود.



شکل۵: نمودار بازتاب بر حسب طولموج برای دوره تناوبهای متفاوت سپس برای دو دوره تناوب ۵۰۰ و ۶۰۰ نانومتر نمودار بازتاب را

لازم به ذکر است که با افزایش ضخامت دیسک طلا بازتاب به سمت طول موجهای بالاتر شیفت پیدا می کند.

مرجعها

- [1] White, I. M., & Fan, X. On the performance quantification of resonant refractive index sensors. Optics express, Vol. 16, pp. 1020-1028, 2008.
- [2] Ahn, H., Song, H., Choi, J. R., & Kim, K. A localized surface plasmon resonance sensor using double-metal-complex nanostructures and a review of recent approaches. Sensors, Vol. 18, pp. 1-20, 2018.
- [3] F. Cui, and H. S. Zhou, "Diagnostic methods and potential portable biosensors for coronavirus disease 2019", Biosensors and bioelectronics, Vol. 165, pp. 1-9, 2020.
- [4] T. Lai, Q, Hou, H. Yang, X. Luo, and M. Xi, "Clinical application of a novel sliver nanoparticles biosensor based on localized surface plasmon resonance for detecting the microalbuminuria", Acta Biochim Biophys Sin, Vol. 42, pp. 787-792, 2010.
- [5] S. Zhu, H. Li, M. Yang, and SW. Pang, "High sensitivity plasmonic biosensor based on nanoimprinted quasi 3D nanosquares for cell detection", Nanotechnology, Vol. 27, pp.1-13, 2016.
- [6] Himstedt, R., Rusch, P., Hinrichs, D., Kodanek, T., Lauth, J., Kinge, S. & Dorfs, D, Localized surface plasmon resonances of various nickel sulfide nanostructures and Au–Ni3S2 core–shell nanoparticles. Chemistry of Materials, Vol. **29**, pp. 7371-7377, 2017.
- [7] Pawar, G. S., Elikkottil, A., Pesala, B., Tahir, A. A., & Mallick, T. K, Plasmonic nickel nanoparticles decorated on to LaFeO3 photocathode for enhanced solar hydrogen generation. International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 44, pp. 578-586, 2019.
- [8] Li, M., Cushing, S. K., & Wu, N, Plasmonenhanced optical sensors: a review. Analyst, Vol. 140, pp. 386-406, 2015.

میباشد. $\Delta \lambda$ تغییرات طول موج و Δn تغییرات ضریب شکست محیط اطراف میباشد [۸]. در نتیجه:

S(P=500nm)=533.782nm/RIU و

S(P=600 nm) =672.698nm/RIU

پس با افزایش دوره تناوب حساسیت در حسگر در حدود ۱۳۹ nm/RIU افزایش می یابد.



شکل۶: مقایسه شیب خط حاصل از بیشنه قلههای تشدید پلاسمون سطحی برای دو دوره تناوب ۵۰۰ و ۶۰۰ نانومتر

نتيجهگيرى

در این مقاله با بررسی تاثیر عوامل مختلف بر روی عملکرد نانوحسگرهای مبتنی بر بلورهای نانوپلاسمونیک نشان دادیم که میتوان با انتخاب مناسب پارامترهای بلور، حساسیت نانوحسگر و ناحیه طیفی قابل استفاده را بهطور دلخواه تغییر داد. محدوده طیفی مورد بررسی در ناحیه مرئی-فروسرخ نزدیک انتخاب شد. پارامترهای گوناگون شامل دوره تناوب، ضخامت لایه طلا و ضریب شکست محیط اطراف مورد مطالعه قرار گرفت. افزایش ضخامت دیسک طلا باعث افزایش طول موج تشدید پلاسمون مخامت دیسک طلا باعث افزایش طول موج تشدید پلاسمون میدان مغناطیسی در دره بیشینه حالت را خواهد داشت. همچنین افزایش دوره تناوب باعت افزایش حساسیت نانوحسگر است که با تغییر ضریب شکست این حساسیت بیشتر میشود.





افزایش خاصیت فوتولومینسانس در نانو کامپوزیت پلیانیلین-طلا فرناز عمویان^۱، امیررضا صدرالحسینی^۱، سیده مهری حمیدی^{*۱}و محمود کاظم زاد^۲ ^۱آزمایشگاه مگنتو پلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران ^۲پژوهشگاه مواد و انرژی، تهران

<u>*m_hamidi@sbu.ac.ir, f.amouyan@mail.sbu.ac.ir, a_sadrolhosseini@sbu.ac.ir, m_kazemzad@merc.ac.ir, s_sadeghi@sbu.ac.ir</u>

چکیده – در این تحقیق با استفاده از روش کند و سوز لیزری نانو ذرات پلی آنیلین و پلی آنیلین-طلا در محلول کیتوسان تهیه شد. بطوریکه از قرص پلی آنیلین به عنوان هدف برای تهیه نانو ذرات پلی آنیلین در محلول کیتوسان استفاده شد. پس از آن، صفحه طلا در محلول کیتوسان- پلی آنیلین غوطه ور شد و نانو ذرات طلا با استفاده از روش کند و سوز لیزری در محلول تشکیل شد. نتایج UV-vis، تبدیل فوریه طیف مادون قرمز و فوتولومینسانس نشان داد که نانو ذرات پلی آنیلین و نانو ذرات طلا در محلول کیتوسان استفاده شد. طیف فوتولومینسانس نشان می دهد که نانوذرات طلا خاصیت نورتابی نانوکامپوزیت را افزایش داده است.

كليد واژه- فوتولومينسانس، كند و سوز ليزرى، نانو ذرات پلى آنيلين، نانو ذرات طلا، كيتوسان.

Photoluminescence Enhancement In Polyaniline-Gold Nanocomposite

Farnaz Amouyan¹, Amir Reza Sadrolhosseini¹, Seyedeh Mehri Hamidi^{*1} and Mahmood Kazamzad²

*m_hamidi@sbu.ac.ir

¹Magneto-plasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University ²Materials and Energy Research Center, Tehran-Iran

Abstract- In this study, the polyaniline-gold nanoparticles were prepared using the laser ablation technique in the chitosan solution. The polyaniline tablet was used as a target to prepare the polyaniline nanoparticles in the chitosan solution. After that, the gold target was immersed in the chitosan- polyaniline solution and the gold nanoparticles were formed in the solution using the laser ablation technique. The UV-vis, Fourier transform infrared spectra, and photoluminescence results confirmed the polyaniline nanoparticles and the gold nanoparticles were formed in the chitosan solution. The photoluminescence spectra show the gold nanoparticles enhanced the photoluminescence property of nanocomposite.

Keywords: Photoluminescence, Laser ablation, Polyaniline nanoparticles, Gold nanoparticles, Chitosan.

۱- تهیه محلول کیتوسان
محلول کیتوسان د C₈H₁₃NO به عنوان پلیمر میزبان
اصلی، به ترتیب زیر تهیه شده است. ابتدا ۵۵/۰ پودر
کیتوسان (Sigma-Aldrich) در ۱۰۰ محلول
۲/۰نرمال اسید استیک (در دمای اتاق) حل شد و پس از
۲۴ ساعت محلول شفاف کیتوسان بدست آمد.

مواد و روش کار

۲- تهیه قرص پلی آنیلین

برای تهیه قرص پلیآنیلین ابتدا ml محلول ۰/۱ مولار آنیلین (H2SO4) و ۱ مولار H2SO4 به کمک روش تقطیر و همچنین بطور جداگانه، محلول آمونیوم پرواکساید دی سولفات به عنوان اکسید کننده تهیه شد. سـپس دو محلول فوق باهم به مدت ۱ سـاعت مخلوط شـدند و پس از ۱۲ سـاعت پودر پلیآنیلین در ظرف ته نشـین شـد. پس از تصفیه پودر و خشـک کردن آن در دمای 9 ۹۰ به مدت ۳ سـاعت قرص نهایی به قطر سوز لیزری آماده شده است.

٣- سنتز نانو ذرات پلیآنیلین-طلا در محلول کیتوسان

در شکل ۱ چیدمان آزمایش کندو سوز لیزری برای تهیه نانو ذرات پلی آنیلین و نانو کامپوزیت پلی آنیلین-طلا در محلول کیتوسان نمایش داده شده است. در این آزمایش از لیزر Nd:YAG (طول موج۳۳^{4 ۹}٬۱۰ فرکانس تکرار ۱۰Hz و انرژی ۵۰mL)، عدسی همگرا با فاصله کانونی ۱۰Cm مرار و انرژی ۵۰mL)، عدسی همگرا با فاصله کانونی پرتو لیزر که بهکماک، عدسی محلول و نگه دارنده پرتو لیزر که بهکماک آینه، تحت زاویه ۹۰ درجه منحرف شده است، توسط عدسی بر روی سطح هدف متمرکز شد. برای تهیه نانو ذرات پلی آنیلین، هدف در اس ۱۵ از محلول رقیق شده کیتوسان غوطه ور شد، و به مقدمه

پلیآنیلین یکی از پلیمرهای هادی با فرمول شـیمیایی [C₆H₅NH₂]_n است و کاربردهای فراوانی در حوزه حسگرهای زیستی، ابرخازنها، سلولهای خورشیدی و نانو الكترونيك دارد. از أنجايي كه پلي أنيلين بدليل پروتونه شدن، رسانندگی و پایداری حرارتی خوبی نسبت به سایر پلیمر های رسانا دارد و هزینه تهیه این پلیمر کم است، این پلیمر رسانا برای مصارف صنعتی، پزشکی و تحقیقاتی مورد توجه قرار می گیرد. پلیآنیلین را میتوان به روش شیمیایی و الکترو شیمیایی[۱] و به صورت پودر و یا لایه نازک از مونومرآنیلین تهیه کرد. باتوجه به مقالات و گزارشهای علمی، نانو ذرات پلیآنیلین را میتوان به روشهای گوناگونی از جمله خودآرایی القایی نانو ساختارها [۲] استفاده از دانههای نانو ساختار [۳] روش الكتروشيميايي، الكتروريسي[۴] و روش شيميايي مبتنى بر واکنشهای اکسیداسیون و احیا آنیلین سنتز کرد. این نانو ساختارها در ساخت دستگاه های الکترونیکی، حسگرها، چاپگر های سه بعدی و وسایل زیست فناوری در نانو پزشکی کاربرد فراوان دارند. ولی روشهای چند مرحله ای مبتنی بر امواج فراصوت، سل – ژل و روشهای مبتنی بر عملیات حرارتی که برای تهیه نانو ذرات پلیآنیلین استفاده می شود کمی دشوار و پیچیده است. از این رو روشهای فیزیکی مانند کندو سوز لیزری از اهمیت خاصی برخوردار است.

از سوی دیگر، افزایش فوتولومینسانس در نانوساختارها با هدف کاربری در ادوات فوتونی، از اهمیت ویژه ای برخوردار است. در این پژوهش، نانوساختارهای پلیآنیلین و نانو کامپوزیت پلیآنیلین-طلا به روش کندو سوز لیزری در محلول کیتوسان سنتز شده و خواص نوری آنها از جمله فلورسانس بررسی شده است.

مدت ۲ دقیقه تحت تابش لیزر قرار گرفت و نانو ذرات پلیآنیلین در محلول پخش شـــدنـد. برای تهیـه نـانو کامپوزیت پلیآنیلین-طلا در محلول کیتوسان، صفحه طلا در محلول کیتوسان-نانو پلیآنیلین بجای قرص پلیآنیلین قرار داده شـد و به مدت ۲ تا۳ دقیقه بطور جدا گانه تحت تابش لیزر قرار گرفت، تا نانو ذرات طلا در محلول تشـکیل شهد.



شکل ۱: چیدمان کند و سوز لیزری برای سنتز نانو ذرات پلیآنیلین و طلا در محلول رقیق شده کیتوسان.

بحث و نتايج

شــکل۲ طیف جذبی مادون قرمز را در محدوده بین ^{۱-} ۲۰۰ تا ^{۱-} ۲۰۰۰ نشان می دهد. قلههای اصلی درعدد موج های مختلف در نمودار مشخص شده است. درعدد موج های مختلف در نمودار مشخص شده است. cm⁻¹،۳۴۲۸/۹۵ cm⁻¹ مثابهای ¹⁻ ۳۵ ۳۴۲۸/۹۵ و ۱۹۴۵ ۲۰۰۲ ۲۰ ۳۵ ۲۰۵ ۱۹۶ ۲۰۰۲ و ۱۹۴۵ ۲۰۰۲ ۲۰۰۰ و ۲۰۰۲ ۲۰۰۰ و ۱۹۴۵ ۲۰۰۰ ۲۰۰۰ ۲۰۰۰ مالی در ۲۰۰۰ ۲۰۰۰ مثابی آنیلین می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مشاهده می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مشاهده می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مشاهده می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط می شوند به ترتیب قلههای نشان دهنده ۲۰۰۰ مربوط مربوط دام ۲۰۰۰ مربوط داند که از شــکل قابل توجه اینکه دو قله ۲۰۰۰ ماهر شــده اند که از شــکل محدوده ۲۰۰۰ تا ۲۰۰۰ مربوطه خبر می دهد.

شکل ۳ تصویر میکروسکوپی کامپوزیت کیتوسان/نانوپلی انیلین- طلا را نمایش می دهد. نانو ذرات طلا با ابعادی حدود ۳۶ نانومتر در سطح کامپوزیت پراکنده شده است



و مشاهده می شود که نانوذرات کیتوسان نانو ذرات طلا را احاطه کرده اند.



شـكل ٣: تصـوير ميكروسـكوپ الكترونى بازتابى از نمونه كيتوسـان /نانو پلى انيلين -طلا.

باتوجه به نتایج بدست آمده از طیف جذبی، شکل ۴ طیف جذب خطی در محدوده nm تا ۸۰۰ m را برای نمونه های کیتوسان/ نانوپلیآنیلین و کیتوسان/ نانوپلیآنیلین- طلا را نشان می دهد. قله های جذب که در طیف UV-vis در طول موج ۲۷۰ nm مشاهده می شود مربوط به كامپوزیت کیتوسان -نانو پلی آنیلین است که به دلیل جذب الکترونی اربیتالهای $\pi - \pi^*$ نانو پلی آنیلین تشکیل می شود. از طرفی در طول موج nm ۴۷۰ قله بسیار پهن و کم ارتفاعی مشاهده می شود که مربوط به جابجایی از بلند پولارون به بلند π و از بلند π به مربوط به جابجایی از بلند π یلارون[۱] در زنجیرههای نانویلی آنیلین است. در طیف های مربوط به کیتوسان – نانو پلیآنیلین -طلا دو قله در ۵۳۰ nm مشاهده می شود که مربوط به نوسانات موضعی پلاسمونهای سطحی ذرات طلا است. بنابراین، طیف های مادون قرمز و جذب خطی ترکیبات فوق، شکل گیری نانو پلی آنیلین و طلا را اثبات می کند. به علاوه شدت جذب در نمونهای که مدت زمان شـکل گیری طلا ۳ دقیقه اسـت، بيشتر است.

نتيجهگيرى

با روش کندو سوز لیزی نانو ذرات پلیآنیلین و نانو کامپوزیت پلیآنیلین – طلا به خوبی در محلول کیتوسان شکل گرفتند و خاصیت نورتابی کامپوزیت کیتوسان/ نانو پلیآنیلین با شکل گیری نانو ذرات طلا افزایش یافته است. این افزایش ۵ برابری، کاربردهای بسیاری در طراحی ادوات فوتونی دارد و می تولند پنجره ای نو در این راستا بگشاید.

سپاسگزاری

بدین وسیله از همکاری پژوهشگاه مواد و انرژی و همچنین پژوهشگاه رنگ ایران که در انجام فعالیتهای تجربی ما را یاری دادند سپاسگزاریم.

مرجعها

- M. Beygisangchin, S. Abdul Rashid, S. Shafie, A. R. Sadrolhosseini, and H. N. Lim, "Preparations, Properties, and Applications of Polyaniline and Polyaniline Thin Films—A Review". Polymers, 13(12), p.2003, 2021.
- [2] H. Qui, M. Wan, B. Mathews, L. Dai," Conducting polyaniline nanotubes by template-free polymerization". Macromolecules, 34(4), pp.675-677, 2001.
- [3] X. Zhang, W.J. Goux, S.K. Manohar, "Synthesis of polyaniline nanofibers by nanofiber seeding". Journal of the American Chemical Society, 126(14), pp.4502-4503, 2004.
- [4] B H. Liu, J. Kameoka, D.A. Czaplewski, H.G. "Craighead Polymeric nanowire chemical sensor". Nano letters, 4(4), pp.671-675, 2004.
- [5] F. Chen, P. Liu "Conducting Polyaniline Nanoparticles and Their Dispersion for Waterborne Corrosion Protection Coatings," ACS Appl. Mater. Interfaces, 3, 7, 2694–2702,2011.
- [6] P.K.Dara, R. Mahadevan, P.A. Digita, S. Visnuvinayagam, L.R. Kumar, S. Mathew, C.N. Ravishankar, and R.J.S.A.S Anandan, "Synthesis and biochemical characterization of silver nanoparticles grafted chitosan (Chi-Ag-NPs): in vitro studies on antioxidant and antibacterial applications," SN Applied Sciences, 2(4), pp.1-12, 2020.



شکل ۴: طیف جذبی UV-vis برای نمونه کیتو سان/ نانو پلیآنیلین و کیتوسان/ نانو پلیآنیلین- طلا.



شکل ۵: طیف فلورسانس کیتوسان/ پلیآنیلین و کیتوسان/ یلیآنیلین- طلا.

شــكل۵ طيف فلورسـانس نمونه هاى كيتوسـان/ نانو پليآنيلين و کيتوسان/ نانو پليآنيلين-طلا را نشان میدهد. اندازه گیری فلورسانس برای نمونههایی که مدت زمان شــکل گیری نانو ذرات طلا ۲ و ۳ دقیقه اســت جداگانه انجام شـده است. نمونه های فوق با انرژی فوتونهایی در طول موج ۲۶۸nm نانومتر تحریک شــدهاند[۱و۵] با توجه به نتیجه آزمایش، فوتونهای فلورسانس در طول موج ۳۵۷ nm منتشر شده اند. این فوتونها مربوط به گذار الکترونی اربیتالهای $\pi - \pi^*$ خانو یلی آنیلین است از شکل ۳ مشاهده می شود که نانوذرات طلا توسط نانو ذرات یلی انیلین احاطه شده اند، و بین نانوذرات طلا و نانو ذرات يلي انيلين تبادل الكترون آزاد وجود دارد. بنابر این، از نتایج آزمایش مشاهده می شود که شدت انتشار فوتونها برای نمونهای که مدت شکل گیری نانو ذرات طلا ۳ دقیقه بوده است، بیشتر می باشد. زیرا غلظت نانو ذرات طلا بيشتر است.





بررسی تشکیل ساختارهای میکروبمپ و میکروجت روی سطح فیلم نازک فلزی تحت تابش پالسهای لیزری فمتوثانیه و اثر پارامترهای پالس روی این ساختارها

مليكا اسماعيلى'، آتوسا سادات عربانيان'، رضا مسعودى'

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران^۱

me.esmaeili@mail.sbu.ac.ir, a_arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده – اخیرا در علم پردازش مواد، لیزرهای پالسی فوق کوتاه، بدلیل دارا بودن خواص بینظیری همچون طول پالس کوتاه، شدت بالا و آستانه پایین انرژی مورد نیاز برای پردازش لیزری، بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. تابش پالس لیزری فمتوثانیه به سطح فیلم فلزی لایه نشانی شده بر بستر شیشه، میتواند منجر به شکلگیری ساختارهایی به شکل گنبد، جت و ... با ابعادی از مرتبه میکرومتر در سطح فیلم فلزی شود. اندازه و شکل این ساختارها وابسته به کمیتهای مربوط به پالس لیزری و فیلم فلزی است. در این مقاله با استفاده از دو مدل دو دمایی و الاستوپلاستیک به شبیه سازی نحوه تشکیل ساختار های گنبدی شکل و جت شکل روی فیلم فلزی است. در این مقاله با استفاده از دو مدل دو دمایی و الاستوپلاستیک به شبیه سازی نحوه تشکیل ساختار های گنبدی شکل و جت شکل روی فیلم فلزی طلا که تحت تابش پالس فوق کوتاه قرار گرفته است، پرداخته میشود.

كليد واژه- برهمكنش پالس ليزر فوق كوتاه و فلز، پردازش ليزرى، تئورى الاستوپلاستيك، مدل دودمايي

Investigation of the formation of microbump and microjet structures on the surface of thin metal film irradiated with femtosecond laser pulses and the effect of pulse parameters on these structures Melika Esmaeili, Atoosa Sadat Arabanian, Reza Massudi Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

me.esmaeili@mail.sbu.ac.ir, a_arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract-Recently, in material processing science, ultra-short pulsed lasers have received a lot of attention because of their unique properties such as ultra-short pulse duration, high intensity and low energy threshold required for laser processing. Irradiating of the surface of the metal film deposited on the glass substrate by femtosecond laser pulse can lead to the formation of structures in the form of bumps, jets, etc. with dimensions of the order of micrometers on the surface of the metal film. The size and shape of these structures depend on the laser pulse and the metal film parameters. In this paper, the formation of bump-shaped and jet-shaped structures on a gold metal film that has been irradiated by ultra-short pulse is simulated by using two-temperature and elastoplastic models. Then, the effect of incident pulse parameters such as pulse length, pulse energy and fluence and focal diameter on the height of the formed structure is investigated.

Keywords: ultra-short laser pulse and metal Interaction, Laser Processing, Elasto-plastic theory, Two-Temperature Model
مقدمه

بسیاری از خواص ایتیکی و مکانیکی مربوط یه یک جسم وابسته به خواص سطح آن جسم است. علم مورفولوژی به بررسی خواص سطح و تاثیر این خواص بر ویژگی های اپتیکی و مکانیکی آن، می پردازد. از طرفی امروزه تکنولوژی های صنعتی مدرن بسیار زیادی بر پایه کاربرد های لیزر پالسی فوق کوتاه میباشند. یکی از این کاربردها توانایی ایجاد تغییر در ساختار سطح اجسام است؛ از این رو در علم مورفولوژی مفید واقع شده است. تابش پالس لیزر پالسی فوق کوتاه کانونی شده بر سطح یک ماده در شرایط خاص و قابل تعیین می تواند موجب نوشتن مستقیم بر سطح آن یا ایجاد ساختارهای میکرونی روی سطح آن جسم شود. استفاده از لیزر فوق کوتاه مزیت هایی از جمله : شار خیلی کمتر برای رسیدن به شدت آستانه، اثر گذاری دقیق و تمیز تر و توانایی کارکرد بر طیف وسیعی از مواد از فلزات تا بافت های نرم زیستی را نسبت به لیزر با یالس بلندتر (نانوثانیه) دارد. كاربرد هاى ماشين كارى روى سطح فلز با ليزر پالسى فوق كوتاه شامل ساخت ادوات ميكروالكترونيكي، ساخت ترانزیستورها، ساخت سنسور های زیستی مینیاتوری، علامت گذاری لیزری و ... می باشد [۱]. هدف این مقاله بررسی نحوه تشکیل ساختار میکروبمپ و میکروجت بر روی سطح فیلم نازک فلزی لایه نشانی شده روی شیشه توسط پالس لیزری فوق کوتاه با انرژی پایین میباشد. تابش پالس فوق كوتاه كانوني شده روى سطح فلز، موجب افزايش دماي فلز می شود که این افزایش حرارت موجب افزایش فشار در سطح مشترک فلز و شیشه شده و باعث می شود در مرکز تابش، فیلم از شیشه جدا شده و نهایتا منجر به ایجاد ساختار های میکرونی به شکل گنبد یا جت در سطح فیلم فلزی خواهد شد[۲]. برای توصيف اين اثرات ابتدا توزيع حرارتي ایجاد شده در فیلم فلزی مورد بررسی قرار می گیرد. در رژیم پالس فوق كوتاه، اثرات حرارتى توسط مجموعه معادلات مدل دو دمایی محاسبه میشوند[۳]. سپس برای بررسی اثر مکانیکی ناشی از افزایش دما در فیلم نازک فلزی، از تئوری مدل الاستوپلاستیک استفاده می شود. با استفاده از این دو

مدل، دیده خواهد شد که افزایش شدت پالس تابیده شده موجب افزایش بیشتر دما و افزایش ارتفاع ساختارها خواهد شد.

اصول و تئوری

با تابش پالس فمتوثانیه به سطح فیلم فلزی، الکترون های آزاد فلز، انرژی فوتون های پالس را بر اساس اثر برم-اشترلانگ معکوس جذب کرده و انرژی جنبشی آنها افزایش مى يابد. اين افزايش انرژى جنبشى موجب افزايش دماى الكترون ها نيز مى شود. دماى الكترون هاى آزاد فلز در بازه زمانی چند فمتوثانیه، تا چند هزار کلوین افزایش می یابد. در این بازه از زمان، دمای یون های شبکه افزایش پیدا نمی– کند و پس از اتمام پالس الکترون های گرم بواسطه برخورد های پی در پی با یون های شبکه پس از گذشت چند ده پیکوثانیه، موجب گرم شدن شبکه خواهند شد. در مقایسه با طول پالس (τ_0) ، گرمایش الکترون ها هم مرتبه با τ_0 و گرمایش شبکه در مدت زمان تقریبا صد برابر π_0 ، اتفاق می– افتد. پس در بازه زمانی τ_0 یک رژیم حرارتی غیر تعادلی در فلز، شامل الکترون های گرم و شبکه سرد بوجود میآید. مدل دو دمایی برای محاسبه دمای الکترون و شبکه در زمان ها و مکانهای مختلف فیلم فلزی به کار می رود که بصورت زیر داده می شود [۳]:

$$C_e(T_e)\frac{\partial T_e}{\partial t} = k_e \nabla^2 T_e - g(T_e - T_l) + Q(r, t)$$
(1)
$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = k_l \nabla^2 T_l + g(T_e - T_l)$$
(Y)

در این رابطه، $C_l e G_l e r_1$ به ترتیب ظرفیت گرمایی الکترون و شبکه، $k_l e k_l e r_1$ رسانایی گرمایی الکترون و شبکه، g ثابت جفت شدگی الکترون و فونون و Q جمله چشمه گرمایی و بصورت زیر است.

$$Q = (1 - R)I_0(r, t) \frac{\exp\left(-z/(\lambda_0 + \lambda_{ball})\right)}{\lambda_0 + \lambda_{ball}}$$
(7)
$$I_0$$

$$= \frac{2F_0}{\tau_L} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-4\ln(\frac{t}{\tau_L})^2\right) \exp\left(-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right)$$
(*)

 R_0 ، در این معادله، au_L طول پالس، F_0 شار پالس تابیده شده، شده شعاع ناحیه ای است که پالس در آن کانونی شده است، λ_{ball} رنج بالستیک الکترون های فلز و λ_0 عمق نفوذ

نتایج شبیه سازی محاسبات به ازای تک پالس فمتوثانیه با طول پالس fs ۳۰ با طول موج ۸۰۰ ۸۳ ، کانونی شده در قطر μπ ۴ با شار J/cm² ۵/۰ و J/cm² ۱/۱ روی سطح فیلم طلا با ضخامت ۸۰ می تابد، در نرمافزار Comsol Multiphysics انجام شده است. با حل معادله ۱ و ۲ توزیع حرارتی ایجاد شده در فیلم بصورت شکل ۱–الف و ۲–الف و تحول زمانی دمای الکترون و یون های شبکه برای نقطه مرکزی بصورت شکل ۱–ب و ۲–ب بدست میآید:



همانطور که در شکل (۱) مشاهده می شود، در حالتی که شار پالس تابیده شده *J/cm² ۸/۰* باشد، دمای شبکه فلزی در نقطه مرکزی به دمای ذوب ماده (۱۳۳۷ کلوین) نمی-رسد، اما برای حالتی که شار *J/cm² ۱*/۱ تابیده شود نقاط مرکزی فیلم در این ناحیه ذوب می شوند. تغییر شکل ایجاد شده محاسبه شده برای هر حالت بصورت شکل ۳ و ۴ می-باشد:



شکل ۳ – تغییر شکل ایجاد شده در فیلم طلا مطابق با توزیع دمای شکل ۱

باریکه در فلز است. پس از تابش پالس لیزری فوق کوتاه به سطح فیلم، افزایش دما موجب افزایش فشار و افزایش فشار منجر به تولید تنش در فیلم نازک فلزی خواهد شد. اگر جسم قابل انبساط باشد یک موج ترموالاستیک ایجاد و در فیلم فلزی انبساط حرارتی رخ میدهد. در شرایطی که پالس تابیده شده به سطح نمونه توزیع فضایی گاوسی داشته باشد، توزیع حرارت ایجاد شده در سطح فیلم نیز، گرادیان شعاعی دارد؛ بطوریکه در مرکز تابش دمای فیلم خیلی بیشتر از لبه ها افزایش می یابد. گرادیان حرارتی در راستای شعاعی باعث می شود در مرکز تابش، فیلم بیشتر از لبه های آن منبسط شود. این امر منجر به ایجاد ساختاری به شکل گنبد می-شود. در حالتی که در مرکز کانونی باریکه لیزی فیلم فلزی ذوب شود، فلز مذاب دارای ضریب انبساط بیشتر بوده و نسبت به مناطق ذوب نشده انبساط خیلی بیشتری مییابد، در نتیجه ساختاری به شکل جت در مرکز شکل می گیرد. معادلات توصيف كننده ديناميك وجابجايي ناشي از افزايش دما را می توان با استفاده از معادلات زیر که مربوط به تحول زمانی مولفه های جابجایی در دو راستای شعاعی و ارتفاعی می باشند، نشان داد [۳].

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (2\mu + \lambda) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right) + (\mu + \lambda) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{E\alpha}{1 - 2\nu} \frac{\partial(T - T_0)}{\partial r}$$
(8)

در این رابطه ρ چگالی ماده، $u \ e$ W بترتیب مولفههای جابجایی در دو راستای شعاعی و ارتفاعی، T_0 دمای اولیه ماده، $\mu \ e \Lambda$ ثوابت لامه، $E \ e \ w$ نیز به ترتیب ماژول یانگ و ضریب پواسون از ویژگی های ماده هستند. حل معادلات ϕ و γ ، توزیع دمای الکترون و شبکه در زمانها و مکانهای مختلف را در اختیار قرار می دهد. پس از آن معادلات $\Lambda \ e$ γ معادلات ایخاد شده در با حل این معادلات جابجایی در راستای شعاعی و ارتفاعی بدست آمده و با تعریف پارامتر جابجایی $\lambda \ e$ ، جابجایی $\lambda \ e$ مقطه بدست آمده و با استفاده از آن، تغییر شکل ایجاد شده در فیلم نازک فلزی محاسبه می شود. $d = \sqrt{u^2 + w^2}$ بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

> d=√u² + w² 2.50 2.00 1.50 0.50 0.50 0.00

شکل ۴– تغییر شکل ایجاد شده در فیلم طلا مطابق با توزیع دمای شکل ۲

در این تصاویر دیده می شود که در صورتی که شار فرودی منجر به ذوب فیلم طلا در ناحیه مرکزی باریکه شود، ساختاری به شکل جت تشکیل خواهد شد.(شکل ۴) در ادامه به بررسی تاثیر پارامتر ها بر ارتفاع ساختار ها و دمای نقطه مرکزی ناحیه تحت تابش می پردازیم. در شکل ۵ تغییرات ارتفاع جت و دمای شبکه به ازای الف) طول پالس های متفاوت، ب) انرژی ثابت ۱۳۸ nJ و شعاع کانونی های متفاوت و ج) انرژیهای پالس متفاوت نشان داده شده است. افزایش طول پالس و افزایش شعاع کانونی موجب کاهش شدت يالس تابيده شده به فلز مي شود. مطابق شكل ۵-الف و ۵-ب ، با کاهش شدت دمای فیلم در نقطه مرکزی افزایش کمتری یافته و بر اساس رابطه مستقیم انبساط حرارتی و افزایش دما، ساختار های شکل گرفته ارتفاع کمتری خواهند داشت. در شکل ۵–ب در شعاع ۲/۲۵ میکرون کاهش چشمگیر ارتفاع دیده می شود که علت آن کاهش دمای نقطه مرکزی از دمای ذوب است. در این صورت ساختارهای شکل گرفته به شکل گنبد می باشند. مطابق شکل ۵-ج افزایش انرژی و نتیجتا افزایش شار لیزر فرودی موجب افزایش مقدار عبارت رابطه ۴ شده و این افزایش موجب می شود تا دمای فیلم بیشتر افزایش یابد. هرچه گرادیان دما شدیدتر باشد، جابجایی در راستای شعاعی و ارتفاعی بیشتر شده، فیلم بیشتر منبسط شده و ارتفاع ساختار ها افزایش می یابد. در این شکل نیز در انرژی ۱۲۰ nJ، گذر دمای نقطه مرکزی از نقطه ذوب و نتیجتا شکل گیری جت دیده می-شود.

نتيجهگيرى

تابش پالس فمتوثانیه به سطح فیلم فلزی نازک توانایی ایجاد ساختارهای گنبدی شکل یا جت شکل روی سطح آن را دارد، در این راستا مدلسازی تئوری برای پیش بینی شکل و ابعاد این ساختار ها به ازای پارامترهای پالس مختلف

بسیار حائز اهمیت است. در این مقاله با استفاده از مدل دو دمایی و الاستوپلاستیک، شبیهسازی توزیع حرارتی ایجاد شده روی سطح نمونه فلزی تحت تابش پالس فمتوثانیه انجام و پس از آن تغییر شکل ایجاد شده در فلز محاسبه شده و نحوه اثرگذاری پارامترهای پالس نظیر طول پالس، انرژی و شعاع کانونی مورد بررسی قرار گرفت. این نتایج توانایی تعیین پارامتر های پالس مورد نیاز برای رسیدن به تغییر شکل مطابق با کاربرد مورد نظر را در اختیار قرار می-دهند.



شکل ۵- الف) تاثیر طول زمانی پالس بر دمای نقطه مرکزی و ارتفاع ساختار ایجاد شده ب) تاثیر شعاع کانونی بر دمای نقطه مرکزی و ارتفاع ساختار ایجاد شده ج) تاثیر انرژی پالس بر دمای نقطه مرکزی و ارتفاع ساختار ایجاد شده

مرجعها

- S. S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Güdde, E. Matthias, "The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals". Applied Physics A, Vol. 69, No. 1, p. S99-S107, 1999.
- [2] N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, V. A. Khokhlov, "Jet formation in spallation of metal film from substrate under action of femtosecond laser pulse". Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 120, No. 1, p. 15-48, 2015.
- [3] Meshcheryakov, P. Yu, N. M. Bulgakova, "Thermoelastic modeling of microbump and nanojet formation on nanosize gold films under femtosecond laser irradiation". Applied Physics A, Vol. 82, No. 2, p. 363-368, 2006.