بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی با استفاده از جفت لایه‌های پلیمری در لایه‌ی انتقال دهنده‌ی حفره به منظور افزایش پایداری

سید بهزاد کاظمی تبار، بهزاد ایرانی پور، دکتر فاطمه عباسی، دکتر عزالدین مهاجرانی

پژوهشکده لیزر و پلاسما , دانشگاه شهید بهشتی,تهران, ایران.

seyedbehzadkazemitabar@gmail.com, behzadiranipoor@gmail.com, abassifatima@gmail.com, e-mohajerani@sbu.ac.ir

چکیده - **سلول‌های خورشیدی پروسکایتی نسلی نو از فناوری سلول های خورشیدی می باشند که با رسیدن به بازده ٪ ۲۵/۸ رقیبی جدی برای سلول‌های خورشیدی سیلیکونی محسوب می‌شوند, اما مشکل افت بازده دراز مدت و هزینه‌ی زیاد مواد اولیه ساخت تا کنون مانع تجاری سازی آن‌ها شده‌است. برای رفع مشکل پایداری بلند مدت سلول‌ها در برابر رطوبت و اشعه‌ی فرابنفش از پلیمرPMMA که از پروسکایت مقابل نفوذ رطوبت در آن جلوگیری کرده و به واسطه حضور ذرات کربن‌دات در لایه‌ی PMMA با جذب نور فرابنفش و تابش فلورسانس در ناحیه‌ی مرئی, مانع از تخریب پروسکایت و افزایش بهره در این سلول‌ها می شود, استفاده نمودیم. جایگزینی کاتد کربن با نقره افزایش پایداری را به همراه داشت. استفاده از این مواد کاهش در هزینه‌ی ساخت سلول ها به وجود آمد.**

کلید واژه- سلول‌های خورشیدی پروسکایتی،کربن‌دات، PMMA

Design and fabrication of perovskite solar cell with bi-layer polymer as hole transfer layer to improve stability

Seyed behzad kazemi tabar, behzad irani pour, and Dr fateme abbasi, dr ezeddin mohajerani

shahid beheshti university, laser & plasma research institute, Tehran, iran.

Abstract- perovskite solar cell is new generation of this technology which with achieving to 25/۸% efficiency is a serious competitor for silicon solar cells but their long time stability and high cost of fabrication materials prevent the commercialization of these solar cells. In this study we have tried to solve these issues. To improve long time stability against moisture and u-v light we have applied PMMA to encapsulating perovskite and prevent penetration moisture by the existence of carbon dots in PMMA layer it is observed that in U-V region and emitting in visible region, so prevention of degradation of perovskite and increasing efficiency in these kind of solar cells is reached. Replacement of carbon paste instead of Ag improve ability of them and it was observed that their long time stability ehnanced and degradation of perovskite were deferred. with these embedment cost of fabrication materials has reduced.

Keywords: perovskite solar cells, carbon dots, PMMA

مقدمه

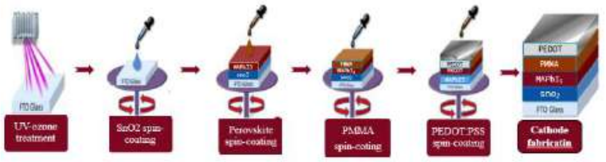
با توجه به افزایش استفاده از منابع انرژی تجدیدپذیر, گرمایش جهانی و آلودگی‌های محیطی نیاز به بهره‌وری از منابع سازگار با محیط زیست و تجدیدپذیر بر کسی پوشیده نیست. انرژی خورشیدی از جمله منابع پاک, فراوان و در دسترس می باشد که تنها با استفاده از بخشی از انرژی رسیده به زمین می‌توان تمام نیازهای کره‌ی زمین را تامین نمود.

سلول‌های خورشیدی انرژی نورانی خورشید را به انرژی الکتریکی تبدیل می‌کنند. سلول‌های خورشیدی پروسکایتی که از جمله سلول‌های نسل سوم می‌باشند با افزایش چشم‌گیر بازده در یک دهه توجهات زیادی را به خود جلب کردند اما پایداری بلندمدت آن‌ها و مواد اولیه‌ی گران‌قیمت از جمله موانع تجاری‌سازی آن ها بوده اند.

در این پژوهش ما سعی در برطرف نمودن این موانع نموده‌ایم.

روش ساخت و مواد

برای ساخت سلول‌ها ابتدا شیشه‌های تمیز شده را تحت تابش UV-ozone قرار می‌دهیم و پس از آن برای لایه نشانی لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون از ماده ی SnO_2 که به روش لایه‌نشانی دورانی نشانده می‌شود استفاده شد. پس از آن مجدد نمونه ها را تحت تابش نور UV-ozone قرار می‌دهیم و بعد از آن لایه پروسکایت $MAPbI_3$ را که لایه‌ی جاذب نور است را لایه‌نشانی می‌کنیم. در مرحله‌ی بعد به منظور ایجاد جفت لایه‌های پلیمری ابتدا در تعدادی از سلول‌ها لایه‌ی PMMA خالص و تعدادی دیگر لایه ی PMMA با افزودنی‌های کربن‌دات و گرافیت با ضخامت تقریبی 10 نانومتر را روی لایه‌ی پروسکایت لایه‌نشانی کرده و پس از آن لایه‌ای از PEDOT:PSS با ضخامت 20 نانومتر را بر روی آن لایه نشانی می‌کنیم و در پایان برای ساخت کاتد مورد نظر از خمیر کربن تولوئینی استفاده کردیم که برای لایه‌نشانی از روش دکتر بلید بهره بردیم. به منظور بررسی پایداری در تعدادی از سلول‌ها از کاتد نقره به جای خمیر کربن استفاده کردیم. انجام مراحل به شکل زیر می باشد.



شکل ۱ مراحل ساخت سلول‌ها.

اندازه گیری‌ها

پس از ساخت سلول‌ها به منظور بررسی پارامترهای مختلف از آن ها تست جریان-ولتاژ, طیف سنجی فلورسانس و تست پایداری گرفته شد.

برای بررسی تست جریان-ولتاژ از تمامی نمونه‌ها تحت شرایط استاندارد تست گرفته شد و نتایج آن در جدول زیر گزارش شده است.

جدول ۱ پارامترهای سلول با لایه‌ی PMMA بدون دوپنت و کاتد نقره

شماره	Jsc	Voc	FF	η
۱	1.09	0.82	36%	0.32%
۲	1.03	0.8	36%	0.29%
۳	1.01	0.81	34%	0.27%
٤	1.04	0.79	35%	0.28%
٥	1.1	0.8	33%	0.29%

جدول ۲ پرامترهای سلول با لایه‌ی PMMA با دوپنت کربن‌دات و کاتد نقره

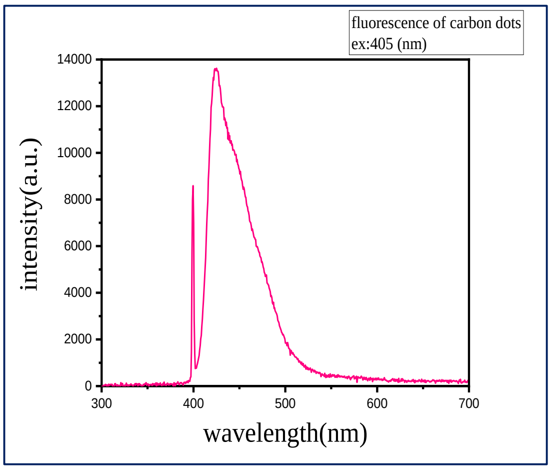
شماره	Jsc	Voc	FF	η
۱	9.57	0.84	38.6%	3.01%
۲	9.46	0.81	37.5%	2.87%
۳	9.23	0.82	38.2%	2.98%
٤	8.87	0.8	35.01%	2.48%
۵	9.45	0.79	38.2%	2.85%

جدول ۳ پرامترهای سلول با لایه‌ی PMMA با دوپنت کربن‌دات و گرافن و کاتد کربن

شماره	Jsc	Voc	FF	η
۱	13.3	8.9	55.4%	6.56%
۲	12.9	8.8	53.9%	6.11%
۳	13.1	8.9	51.5%	6%
٤	13.2	8.3	50.1%	5.48%
۵	12.7	8.4	55.2%	5.88%

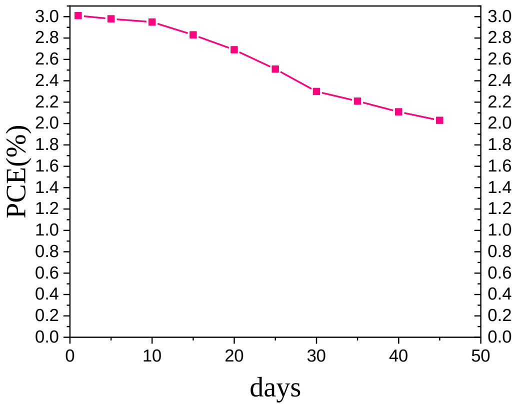
به دلیل نارسانا بودن پلیمر PMMA انتقال بار از این لایه به سختی صورت گرفته و با افزودن گرافیت و کربن‌دات و تنظیم غلظت ماده این مشکل تا حدودی برطرف گردید و افزایش بازده مشاهده گردید. از طرفی به دلیل تطابق بهتر ترازهای انرژی لایه PEDOT:PSS با کاتد کربنی نسبت به کاتد نقره افزایش بیشتر بازده را در این ساختار ایجاد نمود.

با انجام طیف سنجی فلورسانسی که روی لایه‌ی PMMA که در آن افزودنی های گرافیت و کربن‌دات قرار داشت تحریک را توسط نور لیزر در طول موج 405 نانومتر انجام دادیم و فلورسانس قابل توجهی در بازه ی ۴۱۰ تا ۵۰۰ نانومتر را شاهد بودیم که حاکی از جذب نور در ناحیه فرابنفش و باز نشر آن در ناحیه مرئی بود.

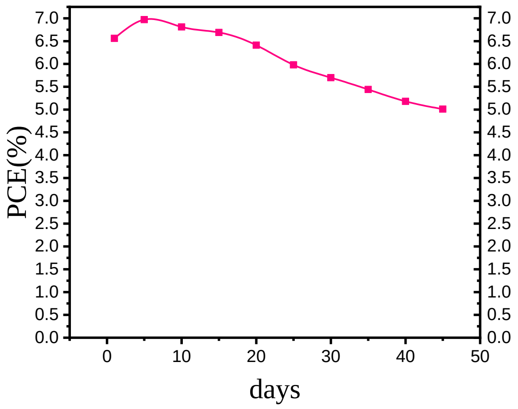


شکل ۲ طیف سنجی فلورسانس از ذرات کربن دات

به منظور بررسی پایداری سلول‌ها از آن در طی مدت ۴۵ روز به فاصله‌ی ۵ روز یکبار تست جریان-ولتاژ گرفتیم و بازده آن‌ها در طی این مدت مطابق نمودار زیر ثبت گردید. قابل ذکر است که سلول‌ها در فضای آزاد و در رطوبت ۳۰٪ قرار داشتند. در سلول‌های با کاتد نقره افت بازده به میزان ۳۳٪ و در سلول های با کاتد کربن افت بازده ۲۲٪ به دست آمد.



شکل ۳ کاهش بازده سلول با کاتد نقره



شکل ۴ کاهش بازده سلول با کاتد کربن

نتیجه‌گیری

در این پژوهش موفق شدیم با استفاده از پلیمر PMMA و استفاده از آن در لایه‌ی انتقال دهنده‌ی حفره و استفاده از خمیر کربنی تولوِئینی به جای نقره بازده و پایداری سلول-های خورشیدی پروسکایتی را افزایش دهیم به نحوی که افت بازده پس از گذشت ۴۵ روز در فضای آزاد تنها به میزان ۲۲٪ افت پیدا کردند و طیف سنجی فلورسانس از ذرات کربن‌دات نشان داد گزینه‌ی مناسبی برای استفاده به منظور جلوگیری از رسیدن اشعه‌ی فرابنفش به لایه‌ی پروسکایت می‌باشند.

سپاسگزاري

از راهنمایی‌ها و مشاوره‌های جناب آقای دکتر محسن عامری در این پژوهش کمال تقدیر و تشکر را دارم.

مرجع‌ها

[1] Liu, M. (2020). "Optical properties of carbon dots: a review." Nanoarchitectonics: 1-12.

[2] Xia, Y. and S. Dai (2021). "Review on applications of PEDOTs and PEDOT: PSS in perovskite solar cells." Journal of Materials Science: Materials in Electronics **32**(10): 12746-12757..

[3] Mann, D. S., et al. (2020). "Efficient and stable planar perovskite solar cells with a PEDOT: PSS/SrGO hole interfacial layer." Journal of Alloys and Compounds **812**: 152091

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع تحت اعمال میدان‌های الکتریکی متفاوت در نرم‌افزار لومریکال

فرید خوش خطی[۱]، محمد محمدی مسعودی[۱]، عیسی احمد علیدخت[۲]، نسترن حسینی[۱]، حسنا تجویدی صفا[۱]، عاطفه استوار[۱]

۱_ آزمایشگاه نانوبیوفوتونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، ایران

۲_ مرکز فناوری‌های کوانتومی، دانشگاه ملی سنگاپور، سنگاپور

چکیده - بلور مایع به موادی اطلاق می‌شود که فاز آن‌ها مابین فاز جامدات بلورین و مایعات می‌باشد. این مواد در کاربردهای متنوعی در حوزه اپتیک و فوتونیک از جمله نمایشگرها، حسگرها، عدسی‌ها و ... مورد استفاده قرار می‌گیرند؛ اما شبیه‌سازی رفتار الکترواپتیکی آن‌ها کار آسانی نبوده و برای این کار نرم‌افزارهای زیادی وجود نداشته و بیشتر آن‌ها انحصاری می‌باشند. در این کار به کمک حل عددی معادلات حاکم بر انرژی مواد بلور مایع، واکنش آن‌ها به میدان‌های الکتریکی مختلف شبیه‌سازی شده و با همسان‌سازی فرمت آن با فرمت ورودی نرم‌افزار لومریکال، جهت‌گیری مولکول‌ها به ازای ولتاژهای مختلف در نرم‌افزار لومریکال وارد شده است. این گام می‌تواند بسیار ارزشمند برای شبیه‌سازی‌های نوری آینده در حوزه بلورهای مایع باشد.

کلید واژه- بلور مایع، پایتون، شبیه‌سازی، فوتونیک، لومریکال.

Simulation of electric field induced orientation of liquid crystal molecules in the LUMERICAL software

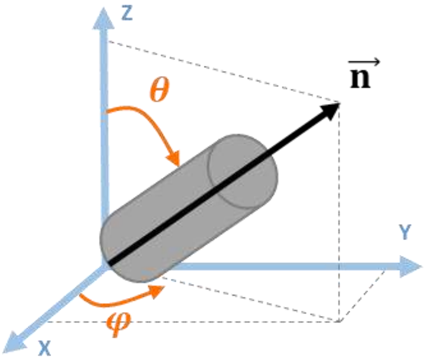
Farid Khoshkhati[1], Mohammad Mohammadimasoudi[1], Isa Ahmadalidokht[2], Nastaran Hosseini[1], Hosna Tajvidisafa[1], Atefeh Ostvar[1]

1_ Nano-bio-photonics lab, Faculty of new sciences and technologies, University of Tehran, Iran

2_ Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, Singapore

Abstract- Liquid crystal (LC) refers to materials that have an intermediate phase between crystalline solids and liquids. These materials are used in various applications in the field of optics and photonics, including displays, sensors, lenses, and etc. But, the simulation of electro-optical behavior of LCs is not straightforward, and there is not several general software to simulate that. In this work, the equations governing the energy of LC materials are solved numerically in Python software. The reaction of LCs to different electric fields is simulated, and by adjusting that with the input format of LUMERICAL software, the molecule's orientation has been imported in the LUMERICAL software. This step can be very valuable for future optical simulations in the field of liquid crystals.

Keywords: **Photonics, Python, Liquid crystal, LUMERICAL, Simulation.**



شکل ۱: بردار نشانگر $\vec{n}$ بلور مایع

مقدمه

بلور مایع فازی می‌باشد که ماده در گذار از فاز مایع (همسانگرد) به فاز بلور، در محدوده دمایی معین، تجربه می‌کند. آن‌ها خواص فیزیکی و شیمیایی بین مایعات همسانگرد و جامدات بلورین دارند که دارای کاربردهای مختلفی در حسگرهای زیستی، عدسی‌های تنظیم پذیر، نمایشگرها و غیره هستند. بلورهای مایع از نظر ساختار و جهت‌گیری مولکولی دارای نظم مشخصی هستند [۱]. در بلورهای مایع برداری به عنوان نشانگر وجود دارد که با حرف $(\vec{n})$ مشخص می‌شود. این نشانگر نشان‌دهنده‌ی راستای کلی قرارگیری مولکول‌های بلور مایع در یک سلول است و بیان کننده‌ی میانگین جهت‌گیری تک تک مولکول‌هاست. به‌طور کلی برای سادگی کار، کلیه‌ی مولکول‌های بلورمایع در جهت نشانگر فرض می‌شوند. همچنین مطابق شکل (۱)، دو زاویه‌ی θ و φ نیز وجود دارند که بیانگر اختلاف زاویه‌ی بین هر مولکول بلور مایع به ترتیب با محور $\hat{z}$ و محور $\hat{x}$ هستند. بلورهای مایع مواد دوشکستی[۱] هستند. یعنی ضریب شکست آن‌ها یک عدد ثابت نبوده و مقدار آن بستگی به نحوه‌ی قرارگیری مولکول‌ها دارد. برای تمامی مواد با خاصیت بلور مایعی دو ضریب شکست مختلف به نام‌های ضریب شکست عادی (n_o) و ضریب شکست غیرعادی (n_e) تعریف می‌شوند. بنابراین، اگر نور ورودی موازی با یکی از محورهای اصلی مولکول نباشد، با ضریب شکست موثر ماده (n_{eff}) مواجه می‌شود که مقدار آن را با رابطه‌ی (۱) می‌توان محاسبه نمود:

$$n_{eff} = \left(\frac{\cos\theta^2}{{n_o}^2} + \frac{\sin\theta^2}{{n_e}^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad (۱)$$

با اعمال میدان خارجی (الکتریکی یا مغناطیسی) مولکول‌های بلور مایع آرایش خود را تغییر می‌دهند و به‌گونه‌ای قرار می‌گیرند که ضریب شکست بزرگ‌تر آن‌ها (عموما n_e) در راستای انتشار میدان قرار بگیرد.

مطالعات فراوانی در زمینه شبیه‌سازی تاثیر انرژی الکتریکی متغیر در کاربردهای نمایشگری و غیر نمایشگری بلورهای مایع انجام شده است [۲ و ۳]. از جمله مقالات منتشر شده در این زمینه می‌توان به تحقیقات و مدل‌سازی توزیع ولتاژ در لایه بلور مایع نماتیک با کمک روش المان محدود در دو بعد توسط فابریزیو دی پاسکال[۲] و همکاران [۴] و یا بهره‌گیری از روش تفاضل محدود در دو بعد به منظور بررسی ناهمگونی الکتریکی بر روی ساختار بلور مایع در نمایشگرها توسط گانتر هاس[۳] و همکاران [۵] اشاره نمود. همچنین شعاری نژاد و همکاران نیز تاثیر میدان‌های مغناطیسی مختلف بر روی جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع را شبیه سازی نموده‌اند [۶]. ها و همکاران نیز به کمک نرم‌افزار لومریکال دست به شبیه سازی زده‌اند [۷]. نرم افزار لومریکال یکی از نرم افزارهایی است که در حوزه اپتیک، الکترونیک و فوتونیک کار خود را در ۲۰۰۳ به صورت رسمی شروع کرده است. این نرم‌افزار برای شبیه‌سازی و بهینه‌سازی قطعات نوری ازجمله موجبرها ،مالتی پلکسرها، آشکارسازها، سوپر عدسی‌ها، سلول‌های خورشیدی، قطعات پلاسمونی و ادوات مخابراتی گزینه مناسبی است. همچنین لومریکال جزو معدود

[1] Birefringence
[2] Fabrizio Di Pasquale
[3] Gunther Haas

نرم‌افزارهایی می‌باشد که قابلیت اضافه کردن بلور مایع را داشته و می‌توان به شبیه‌سازی ادوات اپتیکی مبتنی بر آن‌ها پرداخت. اما مسئله اینجاست که امکان اعمال ولتاژ و تغییر راستای جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع در لومریکال وجود ندارد [۸].

در این پژوهش، ابتدا به کمک حل معادلات انرژی حاکم بر بلور مایع، نحوه‌ی قرارگیری مولکول‌ها به ازای ولتاژهای مختلف بدست آمده و سپس یک فایل خروجی به‌گونه‌ای ایجاد می‌شود که قابلیت وارد کردن مستقیم آن در نرم‌افزار لومریکال وجود دارد. به این ترتیب، می‌توان جهت‌گیری تک تک مولکول‌ها به ازای ولتاژهای مختلف را در لومریکال وارد کرد و پس از آن انواع مختلف شبیه‌سازی‌های نوری را به کار گرفت.

روش ها

در این مدل‌سازی با توجه با استاتیک بودن مدل (عدم وابستگی به متغیر زمان) از نظریه پیوستگی[1] برای مدل‌سازی ساختار بلور مایع در سلول نمونه کمک گرفته شده است. این نظریه شامل دو نظریه اوسین فرانک[2] و لاندو د ژن[3] است. مطابق نظریه پیوستگی اوسین فرانک، انرژی آزاد بلور مایع نماتیک در سلول نمونه اولیه بلور مایع از رابطه (۲) حاصل می‌شود:

$$W_G = \int_V (F_G) dV + \int_S f_s\, dS \qquad (۲)$$

$$F_G = f_d + f_e \qquad (۳)$$

در رابطه (۳)، f_d چگالی انرژی الاستیک، f_e چگالی انرژی الکتریکی یا مغناطیسی خارجی بوده و تمام موارد ذکر شده میزان انرژی وارد بر بلور مایع در واحد حجم هستند. در ادامه f_s به چگالی انرژی قلاب‌شدگی سطح بین لایه همسوساز شیارخورده و مولکول‌های بلور مایع مجاور آن اشاره دارد. چگالی انرژی الاستیک بلور مایع از رابطه (۴) بدست می‌آید. در این رابطه k_{11} ثابت الاستیک گسترش، k_{22} ثابت الاستیک پیچش و k_{33} ثابت الاستیک خمش است.

$$f_d = \frac{K_{11}(\nabla.\bar{n})^2 + K_{22}(\bar{n}.\nabla\times\bar{n})^2 + K_{33}(\bar{n}\times\nabla\times\bar{n})^2}{2} \qquad (۴)$$

$$f_d = \frac{1}{2}K_{11}(\sin\theta\frac{\partial\theta}{\partial z})^2 + \frac{1}{2}K_{22}(sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial z})^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\left(\cos\theta\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 + (\sin\theta\cos\theta\frac{\partial\varphi}{\partial z})^2)^2 \qquad (۵)$$

مطابق رابطه (۵) چگالی انرژی الاستیک بلور مایع نماتیک تابعی از زوایای قطبی $\theta(z)$، سمتی $\varphi(z)$ و تغییرات آن زوایا در راستای z است. مطابق رابطه (۶) انرژی الکتریکی خارجی اعمال شده به بلور مایع نماتیک مجموع انرژی اعمال شده به مولکول‌های دو قطبی القائی و دائمی خواهد بود.

$$f_e = -\frac{1}{2}D.E = -\frac{1}{2}\varepsilon_\perp E^2 - \frac{1}{2}\Delta\varepsilon(E\sin\theta)^2 \qquad (۶)$$

اگر میدان الکتریکی در راستای z متغیر باشد رابطه (۷) را خواهیم داشت.

$$E = \frac{\partial V}{\partial z} \rightarrow f_e = -\frac{1}{2}(\varepsilon_\perp - \Delta\varepsilon(\sin\theta)^2)(\frac{\partial V}{\partial z})^2 \qquad (۷)$$

در این صورت چگالی انرژی الکتریکی متغیر خارجی به تغییرات ولتاژ در راستایZ $\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)$ بستگی خواهد داشت. با حل عددی این روابط به کمک solve_bvp در محیط پایتون، مقدار تتای مولکول‌ها به ازای ولتاژهای مختلف بدست آمده است.

نتیجه‌گیری

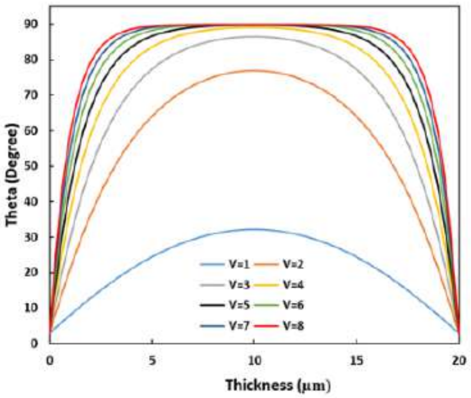
شکل (۲) نمودار توزیع زاویه θ در راستای z را در ولتاژهای ثابت متفاوت نشان می‌دهد. به علت وجود لایه شیارخورده و قلاب‌شدگی سخت، زاویه اولیه نشان‌گر بلور مایع بر روی زیرلایه پایین و زیرلایه بالا در تمام ولتاژهای اعمال شده، ثابت و برابر ۳ درجه نسبت به سطح زیر لایه است. ولتاژ آستانه بلور مایع E7 در این حالت ۰/۹۷ ولت است. زاویه قطبی (θ) نشان‌گر بلور مایع در مجاورت لایه شیار خورده با ولتاژهای اعمالی هیچ تغییر نداشته و در حالت ۳ درجه ثابت باقی می‌ماند. اما با توجه به این‌که انرژی قلاب‌شدگی سطح در وسط ضخامت لایه بلور مایع، θ حداقل مقدار خود را داشته در ضخامت $z = 20\mu m$ شاهد بیشترین میزان انحراف نشان‌گر بلور مایع هستیم و با افزایش ولتاژ

---

[1] Continuum Theory
[2] Oseen Frank
[3] Landau-de Gennes

انحرافات از سطح بیشتر شده و به محور نرمال صفحه (محور z) نزدیک شده و به حالت عمودی در می‌آیند.

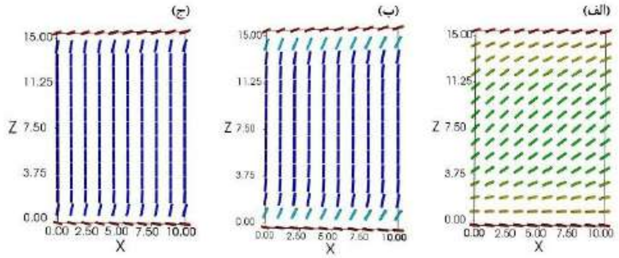
به منظور ملموس‌تر شدن اثر تغییر میدان بر روی نحوه‌ی قرارگیری مولکول‌های بلور مایع، بررسی تاثیر ولتاژهای مختلف بر روی نحوه‌ی



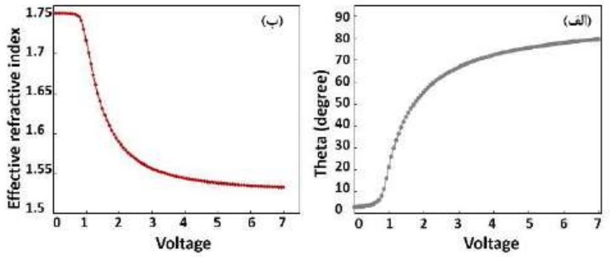
شکل ۲: نحوه‌ی توزیع زاویه‌ی تتا سلول حاوی بلور مایع با ضخامت ثابت ۲۰ میکرون تحت اعمال ولتاژ مستقیم یک تا هشت ولت.

قرارگیری آن‌ها (زاویه تتا) انجام شده‌است (شکل ۳). در حالت تعادل ($V = 0v$) نشان‌گر بلور مایع نماتیک E7 در سراسر ضخامت بلور مایع به حالت جهت‌گیری مسطح و با زاویه اولیه ۳ درجه از سطح زیرلایه بر روی هم قرار گرفتند. پس از اعمال میدان الکتریکی ثابت بزرگ‌تر از ولتاژ آستانه ($V_{th} = 0.9685v$) به علت گشتاور الکتریکی ایجاد شده نظم مولکول‌های بلور مایع به هم خورده و نشان‌گر مولکول‌ها از حالت افقی منحرف می‌شوند و در جهت میدان می‌چرخند. در ولتاژهای بالاتر چرخش مولکول‌های بلور مایع بیشتر شده و در ۷ ولت شاهد جهت‌گیری با زاویه بین ۸۰ تا ۹۰ درجه‌ای مولکول‌ها هستیم.

برنامه‌ای در محیط پایتون نوشته شده‌است که با مشخص کردن مقدار ولتاژ و جهت شیارزنی (فی)، یک خروجی اکسل تولید می‌کند شامل زاویه‌ی تتای مولکول‌های بلور مایع به نحوی که در نرم‌افزار لومریکال



شکل ۴: نمایش نحوه‌ی قرارگیری مولکول‌های بلور مایع در برنامه لومریکال با اعمال ولتاژ (لف) ۱ ولت (ب) ۵ ولت (ج) ۱۰ ولت.



شکل۳: (الف) تاثیر ولتاژهای مختلف بر روی نحوه‌ی قرارگیری مولکول‌های بلور مایع تحت اعمال ولتاژ صفر تا هفت ولت، (ب) تغییرات ضریب شکست موثر بلور مایع E7 تحت اعمال ولتاژهای مختلف آورده شده‌است.

قابل فهم باشد. با ذخیره کردن این فایل با پسوند CSV می‌توان در لومریکال با انتخاب گزینه‌ی Import from CSV این فایل را فراخوانی نمود. شکل ۴ خروجی جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع را نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Maheswari, U. "Optical and Dielectric Properties of Liquid Crystals and Liquid Crystals Nanoparticles." PhD diss., M. Sc. Thesis, Anna University of Technology, Coimbatore, India, 2011.

[2] S. He, “Iterative finite-difference method for caulating the distribution of a liquid-crystal director,” Opt. Eng., vol. 40, no. 11, pp. 2552–2557, 2001.

[3] X. Nie, R. Lu, H. Xianyu, T. X. Wu, and S.-T. Wu, “Anchoring energy and cell gap effects on liquid crystal response time,” J. Appl. Phys., vol. 101, no. 10, p. 103110, May 2007.

[4] F. Di Pasquale, F. A. Fernández, S. E. Day, and J. B. Davies, “Two-dimensional finite-element modeling of nematic liquid crystal devices for optical communications and displays,” IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 2, no. 1. pp. 128–134, 1996.

[5] G. Haas, H. Wöhler, M. W. Fritsch, and D. A. Mlynski, “Simulation of Two-Dimensional Nematic Director Structures in Inhomogeneous Electric Fields,” Mol. Cryst. Liq. Cryst., vol. 198, no. 1, pp. 15–28, Apr. 1991.

[6] Shoarinejad, S., and M. A. Shahzamanian. "Study of two dimensional nematic liquid crystal

reorientations and anchoring effects." Iranian Journal of Physics Research 10, no. 3, pp. 229-237, 2019.

[7] Li, Hao, Chuan Shen, Lei Ni, Kaifeng Liu, and Sui Wei. "Optical property simulation of liquid crystal on silicon based on finite-difference time-domain method." In 7th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Design, Manufacturing, and Testing of Micro-and Nano-Optical Devices and Systems, vol. 9283, pp. 151-161. SPIE, 2014.

[8] J. F. Algorri, “Modeling electro-optical response of nematic liquid crystals by numerical methods,” Opt. Pura y Apl., vol. 46, no. 4, pp. 327–336, Dec. 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اثر پارامتر نرخ تکرار روی میزان انباشت حرارتی ایجاد شده در حجم مواد شفاف توسط تپ‌های لیزری فمتوثانیه

زهرا نوروزی، سمیه نجفی، آتوسا سادات عربانیان و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

zahra.b.norouzi@gmail.com, s_najafi@sbu.ac.ir, a.arabanian@gmail.com, r-massudi@sbu.ac.ir

چکیده_ تغییرات ساختاری ای که در حجم مواد شفاف مانند شیشه و پلیمر توسط تابش فمتوثانیه ایجاد می‌شود، در فرآیند ساخت موجبرهای‌اپتیکی و ادوات اپتوفلوئیدیک اهمیت دارد، بدین منظور رابطه میان شکل و اندازه تغییرات ساختاری ایجاد شده در ماده و پارامترهای‌پردازش نظیر نرخ تکرار، سرعت اسکن و غیره می‌بایستی مشخص شود. پیش بینی این تغییرات ساختاری با بررسی تحول توزیع دمایی القایی در ماده امکان پذیر است. در این پژوهش آثار انباشت حرارتی ناشی از توزیع حرارتی به دست آمده از حل دقیق معادله شرودینگر در ناحیه کانونی تپ های فمتوثانیه به ازای تعداد بالای تپ و همچنین در نرخ های تکرار مختلف تحت دو حالت انرژی تپ ثابت و توان متوسط ثابت مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج نشان می دهد که در مواردی که انرژی تک تپ فرودی نمی‌تواند دمای لازم برای ذوب و یا تغییر ساختار را تامین کند، به کمک اثر انباشت حرارتی توسط افزایش نرخ تکرار می‌توان این کمبود انرژی را جبران کرد. کلید واژه- پردازش لیزری فمتوثانیه، انباشت حرارتی، نرخ تکرار، تغییرات ساختاری.

Effect of the repetition rate parameter on heat accumulation induced in bulk transparent materials using femtosecond laser pulses

Zahra Norouzi, Somayyeh Najafi, Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- The structural modification induced by the femtosecond pulses in bulk of transparent medium such as glass and polymer is highlighted in the process of manufacturing optical wave guides and optofluidic devices. For this purpose, the relation between shape and size of the structural modification induced in the material and the processing parameters such as repetition rate and scaning velocity, etc. should be clarified. Prediction of these structural modifications is possible through examinig the evolution of the induced temperature distribution in the medium. In this research, femtosecond pulses induced heat accumulation inside the focal region obtained from solving the NLSE for different repetition rates and under two status of constant pulse energy and constant average power is investigated. The results shows that where the energy of a single pulse can't provide the sufficient temperature to melt or change the structure , it can be compensated by the effect of heat accumulation induced by the repetition rate.
Keywords: Femtosecond laser processing, Heat Accumulation, Repetition rate,Structural Modification.

مقدمه

امروزه میکروماشین کاری توسط لیزرهای با تپ فمتوثانیه به علت مزایای برجسته آن در ایجاد ساختارهای‌فوتونیکی سه بعدی به عنوان روشی تثبیت شده برای ساخت موجبرهای‌اپتیکی و چیپ‌های اپتوشاره شناخته می‌شود. از جمله مزایای این روش، عدم نیاز به استفاده از ماسک‌های‌نوری و فرآیندهای‌پسین شیمیایی و امکان تولید انبوه و سریع نمونه‌ها است. تپ‌های‌لیزری فوق کوتاه در نرخ تکرار بالا منجر به ایجاد انباشت حرارتی می‌شوند. این پدیده می‌تواند از ایجاد تخریب‌هایی مانند میکروترک‌ها جلوگیری کند [1]. این مساله به خصوص در مواد شکننده ای مانند شیشه‌های‌شفاف بسیار مهم می‌شود. کانونی کردن باریکه لیزری فمتوثانیه و اسکن آن در جهت عمود بر راستای انتشار باریکه همراه با تاثیر انباشت حرارتی می‌تواند در شیشه‌های‌مختلف موجبرهای‌اپتیکی متقارن ایجاد کند.[2] این نوع خاص از ایجاد تغییرات داخل حجم ماده شفاف بسیار مورد توجه است زیرا پتانسیل بالایی در ساخت ادوات میکرواپتیکی مجتمع در ساختارهای‌سه بعدی نوین دارد. در میکروماشین کاری لیزری پارامترهای پردازش نظیر مدت تپ، نرخ تکرار، قطر ناحیه کانونی و سرعت اسکن درکیفیت ساختار ماشین کاری شده و نوع تغییر ساختاری ایجاد شده در ماده مانند علامت تغییر ضریب شکست در حجم ناحیه کانونی موثر اند[3]. بنابراین هر ترکیب از مقادیر مختلف پارامترها می‌تواند به ساختار منحصر به فردی منجر شود. این پژوهش به بررسی اثر یکی از این پارمترها یعنی نرخ تکرار قطار تپ روی انباشت حرارتی ایجاد شده در ناحیه کانون داخل حجم ماده شفاف می‌پردازد.

اصول و تئوری

هنگامی‌که تپ لیزری با شدت بالا درون حجم ماده شفاف کانونی می‌شود، با توجه به شدت بالا در ناحیه کانون پدیده غیر خطی جذب چند فوتونی اتفاق می افتد و بر این اساس الکترون‌ها با جذب همزمان چند فوتون از لایه رسانش به لایه ظرفیت برانگیخته می‌شوند و اگر این برانگیختگی بسته به مدت تپ فوق کوتاه و انرژی آن بتواند تعداد کافی الکترون با انرژی مناسب برای شروع یونش بهمنی را تامین کند، علاوه بر یونش چندفوتونی، یونش بهمنی هم در حجم ناحیه کانونی اتفاق می‌افتد. الکترون‌های‌برانگیخته شده پلاسمایی را تشکیل می‌دهند که می‌تواند بخشی از انرژی تپ فرودی را جذب کند که در نهایت این انرژی جذب شده به کمک برهم کنش‌های‌الکترون - فونونی که در مرتبه زمانی ۱۰ پیکوثانیه و بیشتر رخ می‌دهند به شبکه ماده منتقل و سبب گرم شدن آن می‌شود. به ازای تپ‌های‌فوق کوتاه (۱۰ پیکوثانیه و کمتر از آن) به علت کوتاه بودن مدت تپ در مقایسه با ثابت‌های‌زمانی ماده در جفت شدگی الکترون - فونون و فونون - فونون فرآیندهای‌نشاندن انرژی و پخش انرژی در شبکه در دو بازه زمانی کاملا جدا از هم رخ می‌دهند، به این صورت که پخش انرژی در شبکه ماده زمانی شروع می‌شود که تپ در ماده کاملا گذر کرده و به پایان رسیده است. همین مساله مزیت فرآیند های‌ماشین کاری با تپ‌های‌فوق کوتاه است که آثار حرارتی را در نواحی مجاور ناحیه کانونی به کمترین مقدار می‌رساند. با محاسبه و بررسی تحولات دمایی ناحیه کانون می‌توان تغییرات ساختاری ماده را در آن ناحیه پیش بینی کرد:

گرادیان دمایی ایجاد شده در شبکه موجب شارش گرما می‌شود. طبق قانون انتقال حرارت غیر فوریه با در نظرگرفتن تاخیر میان شار حرارتی و گرادیان حرارتی ، سرعت موج حرارتی محدود در نظر گرفته شد و شار حرارتی متناسب با گرادیان دمایی به صورت زیر داده می‌شود:

$$q(r \times t + \tau_q) = -K\nabla T(r \times t) \qquad (۱)$$

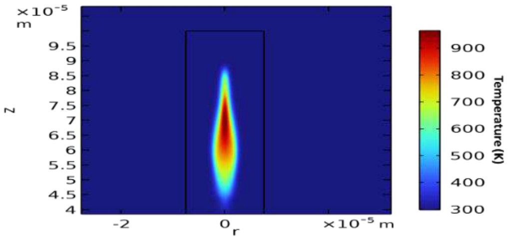
بر اساس رابطه بالا گرادیان دمایی در لحظه t و در مکان r منجر به شار حرراتی در لحظه $t + \tau_q$ می‌شود. تحت چنین شرایطی سرعت موج حرارتی محدود و برابر است با $\sqrt{\frac{K}{\rho c_p \tau_q}}$ و معادله انتقال حرارت غیر فوریه به شکل رو به رو نوشته می‌شود[4,5]:

$$c_p\rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p\rho\tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = -K\nabla^2 \qquad (۲)$$

در این مقاله هدف ما بررسی پارامتر نرخ تکرار روی انباشت حرارتی و تغییرات ساختاری در ماده است. به دلیل آن که طول زمانی تپ بسیار کوتاه تر از زمان پخش حرارتی در ماده است، فرض می‌شود که منبع حرارتی به صورت آنی در ماده نشانده می‌شود و بلافاصله پس از آن نمونه تحت تابش به صورت جایگزیده دارای توزیع دمایی $T_0 = \frac{\Delta E}{C_{lat}}$ فرض می‌شود. کانونی شدن شدید تپ فوق کوتاه درحجم ماده شفاف باعث می‌شود تا انرژی طی فرآیندهای‌غیرخطی درون حجم ناحیه کانونی نشانده شود. وقتی ناحیه کانونی تحت تابش تپهای‌پی‌درپی قرار می‌گیرد به طوری که زمان میان تپهای‌متوالی کوتاه تر از زمان لازم برای پخش انرژی به خارج از حجم ناحیه کانونی باشد، انباشت حرارتی در ناحیه کانونی رخ می‌دهد.

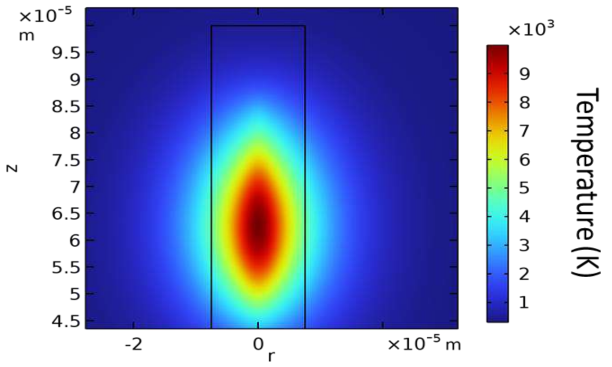
نتایج شبیه سازی

برای محاسبه توزیع چگالی انرژی نشانده شده و به دنبال آن توزیع دمایی حاصل، معادلات جفت شده غیرخطی شرودینگر و تحول پلاسما حل می‌شوند.[4,6] سپس به کمک چگالی الکترون‌های‌آزاد برانگیخته، چگالی انرژی نشانده شده در حجم کانونی به دست می‌آید و در نهایت با تقسیم این چگالی انرژی بر ظرفیت حرارتی شبکه، توزیع حرارتی ناشی از تک تپ فمتوثانیه پس از پایان تپ در ماده به دست می‌آید. شکل ۱ توزیع به دست آمده دمایی این روش را نشان می‌دهد. این توزیع به عنوان شرط اولیه برای حل معادله پخش حرارتی غیرفوریه در فیوز سیلیکا به کار گرفته خواهد شد. شکل ۱ توزیع حرارتی حاصل از تپ با طول ۱۰۰ فمتوثانیه، طول موج ۸۰۰ نانومتر و انرژی ۱ میکروژول که در عمق ۷۵ میکرون زیر سطح به قطر کمره ۱ میکرون کانونی شده است را نشان می‌دهد.



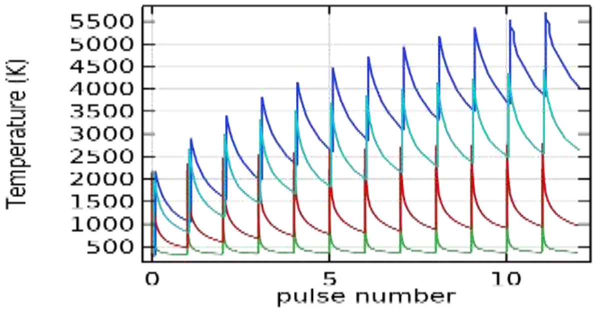
شکل ۱: توزیع دمایی به دست آمده از حل معادله غیرخطی شرودینگر در صفحه x-y

با نشاندن تعداد تپ‌های‌بیشتر در همان ناحیه کانونی مشاهده می‌شود که سطح مقطع اشک شکل بر اثر انباشت حرارتی و پخش حرارتی بیضوی و متقارن تر می‌شود. شکل ۲ توزیع حرارتی را پس از نشاندن ۱۰۰ تپ با نرخ تکرار 1MHz نشان می‌دهد.



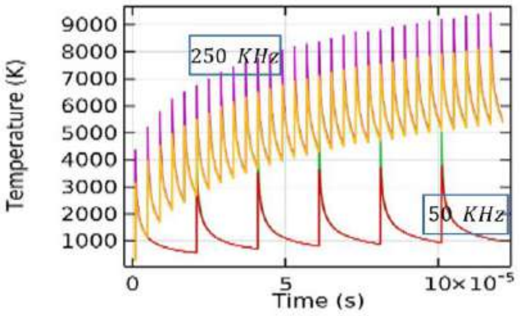
شکل ۲: مقایسه تحول توزیع دمایی به دست آمده پس از برخورد ۱۰۰ تپ

در ادامه انباشت دمایی تحت نرخ‌های‌تکرار مختلف ۱ و ۱۰ و ۵۰ و ۱۰۰ کیلوهرتز به ازای انرژی تپ uJ ۱ و ۱۲ تپ در ناحیه کانونی در حجم نمونه PMMA بررسی شده و تغییرات دمای بیشینه نهایی با افزایش تعداد تپ ها نشان داده شده است (شکل ۳). همان طورکه در شکل دیده می‌شود در تپ اول برای تمامی‌نرخ‌های‌تکرار افزایش دمایی تا ۲۲۰۰ درجه کلوین رخ می‌دهد و پس از آن به تناسب زمان رسیدن تپ بعدی قله برای هر یک تا دمایی متفاوت از یکدیگر خنک می‌شود که همین مساله تفاوت در میزان انباشت حرارتی را سبب می‌شود. به طوری که برای نرخ تکرار ۱ kHz انباشت دمایی صفر است و برای ۱۰ kHz در حد ۵۰۰ درجه، برای ۵۰ kHz ، ۱۵۰۰ درجه و برای ۱۰۰ kHz در حد ۲۸۰۰ درجه کلوین است.



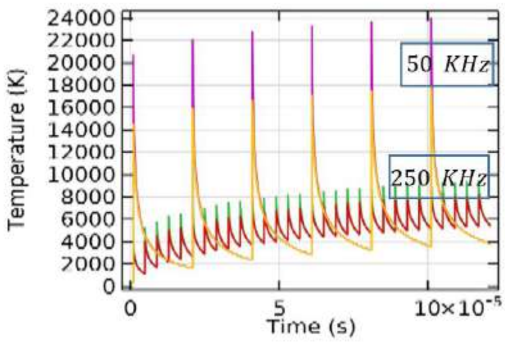
شکل ۳) مقایسه انباشت حرارتی در ۴ نرخ تکرارkHz ۱ (سبز)،kHz ۱۰ (قرمز)، ۵۰ kHz (فیروزه‌ای)و kHz ۱۰۰ (آبی)

سپس بررسی اثر نرخ تکرار روی انباشت حرارتی در دو حالت انرژی تپ ثابت و توان متوسط ثابت انجام می‌شود. به این صورت که در حالت اول تحت انرژی ۵ میکروژول با دو نرخ تکرار ۵۰kHz و ۲۵۰ kHz (شکل ۴) و در حالت دوم برای همین دو نرخ تکرار در توان‌های‌ثابت ۱,۲۵ وات (شکل ۵) روند افزایش دمای نمونه فیوز سیلیکا بررسی می‌شود.



شکل ۴: تحول زمانی دمای بیشینه در ناحیه کانونی به ازای نرخ تکرار ۵۰ kHz و ۲۵۰ kHz هردو در انرژی‌های‌ثابت ۵ uJ در نمونه فیوزسیلیکا

مقایسه دو نمودار شکل ۴ و ۵ نشان می‌دهد که افزایش نرخ تکرار به ازای انرژی ثابت مستقیما اثر انباشتی دما را بیشتر می‌کند در حالی که در شکل ۵ که دو نرخ تکرار ۵۰kHz و۲۵۰ kHz در توان‌های‌متوسط ثابت با یکدیگر مقایسه می‌شوند، انباشت حرارتی حاصل از نرخ تکرار پایین تر با انباشت حرارتی نرخ تکرار بالاتر قابل مقایسه است و به نظر میرسد در این حالت هر چه نرخ تکرار پایین تر باشد اثر افزایش انباشتی دما چشمگیرتر است.



شکل ۵: تحول زمانی دمای بیشینه در ناحیه کانونی به ازای نرخ تکرار ۲۵۰ kHz و انرژی‌۵ uJ (سبز و قرمز)و نرخ تکرار۵۰ kHz و انرژی ۲۵ uJ (زرد و بنفش)هر دو در توان ثابت۱,۲۵ وات

نتیجه‌گیری

در این پژوهش آثار انباشت حرارتی ناشی از توزیع حرارتی به دست آمده از حل دقیق معادله شرودینگر در ناحیه کانونی تپ های فمتوثانیه مورد بررسی قرار گرفت. در مواردی که انرژی تک تپ فرودی نمی‌تواند دمای لازم برای ذوب و یا تغییر ساختار را تامین کند، به کمک اثر انباشت حرارتی توسط افزایش نرخ تکرار می‌توان این کمبود انرژی را جبران کرد و به دمای لازم برای تغییر ساختار ماده رسید. حکاکی با لیزر فمتوثانیه را می‌توان بسته به رابطه نرخ تکرار و زمان پخش حرارتی به دو دسته نرخ تکرار بالا و پایین تقسیم کرد اما نتایج نشان داد که نرخ تکرار به تنهایی در شکل گرفتن اثر انباشت حرارتی تعیین کننده نیست، بلکه این پارامتر همراه با مقدار انرژی تپ مشخص می‌کند که دمای ناحیه پردازش به صورت انباشتی افزایش می‌یابد یا خیر. نتایج این پژوهش جهت پیش‌بینی شکل و نوع ساختاری ایجاد شده داخل محیط شفاف به ازای پارامتر نرخ تکرار مختلف مفید است.

مرجع‌ها

[1] British, A. (12) United States Patent. 2(12), (2003).

[2] Eaton, “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate.” *Optics Express*, *13*(12), 4708, (2005).

[3] Shen, H., Tian, C., & Jiang, Z. "Prediction of internal modification size in glass induced by ultrafast laser scanning". *Optics Express*, *29*(14), 21711, (2021).

[4] سمیه نجفی، رساله دکتری با عنوان مطالعه تغییرات ضریب شکست و دوشکستی القا شده توسط تپ‌های‌فوق کوتاه لیزری درماده شفاف آمورف فیوز سیلیکا، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، ۱۳۹۵.

[5] C. Cattaneo, "A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation", *Compte Rendus*, vol. 247, pp. 431-433, (1958).

[6] Najafi, "Comprehensive modeling of structural modification induced by a femtosecond laser pulse inside fused silica glass". *Journal of Physics D: Applied Physics*, *49*(25), 255101 ,(2016).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اثر نقاط کربنی بر مشخصه‌های الکترواپتیکی بلورهای مایع نماتیک

زهرا صیدالی‌لیر[۱]، فاطمه هزاروند زنگنه[۱] و احسان سهیلی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران.

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ایلام، ۵۱۶-۶۵۳۱۵، ایلام، ایران.

چکیده – اثر نقاط کربنی بر ویژگی‌های الکترواپتیکی مهم سلول‌های بلور مایع نماتیک شامل ولتاژ آستانه و پاسخ زمانی مورد مطالعه قرار گرفت. حضور نقاط کوانتومی موجب کاهش قابل توجهی در ولتاژ آستانه و پاسخ زمانی شده است. با اعمال میدان الکتریکی، ناخالصی‌های یونی موجود در سیستم، جذب نقاط کربنی می‌شوند که این امر موجب کاهش میدان داخلی و درنتیجه کاهش ولتاژ مورد نیاز جهت بازچرخش مولکول‌های بلور مایع می‌شود. این نتایج می‌تواند جهت کاربرد بلورهای مایع نماتیک در انواع ابزارهای الکترواپتیکی، مفید باشد.

کلید واژه‌ها: بلور مایع نماتیک، نقاط کربنی، خواص الکترواپتیکی، ولتاژ آستانه.

Effect of carbon dots on the electro-optical characteristics of nematic liquid crystals

Zahra Seidalilir[1], Fatemeh Hezarvand Zanganeh[1], and Ehsan Soheyli[2]

[1]Department of Physics, faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran.
[2]Department of Physics, Faculty of Science, Ilam University, 65315-516, Ilam, Iran.

Abstract- The influence of carbon dots (CDs) on the significant electro-optical parameters of nematic liquid crystal (NLC) cells, such as threshold voltage and time response, was investigated. The threshold voltage and response time have decreased significantly due to the presence of CDs. By applying an electric field, the ionic impurities in the system are attracted to the CDs, therefore reducing the internal field and, consequently, the voltage required for the reorientation of the NLC molecules. These findings are applicable to the application of NLCs in a variety of electro-optical equipment.

Keywords: Nematic liquid crystal, carbon dots, electro-optical characteristics, and threshold voltage.

مقدمه

بلورهای مایع موادی ناهمسانگرد هستند که خواص مکانیکی مایعات و خواص فیزیکی و اپتیکی جامدات را از خود نشان می‌دهند [۱]. امروزه بلور های مایع نماتیک در بسیاری از ابزارهای الکترواپتیکی از جمله صفحات نمایشگر بلور مایع مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲]. وجود ناخالصی‌های یونی در بلورهای مایع موجب کاهش کیفیت و هم‌چنین سوسو زدن تصویر در نمایشگرها می‌شود [۳]. دو راه‌کار اصلی جهت حذف این ناخالصی‌ها، شامل سنتز بلورهای مایع جدید و استفاده از نانو مواد می‌باشد [۴]. استفاده از نانوساختارها ساده‌تر و به لحاظ اقتصادی مقرون‌به‌صرفه‌تر از سنتز بلورهای مایع جدید می‌باشد [۵]. در این تحقیق، از نقاط کربنی جهت بهبود خواص الکترواپتیکی نمونه‌های بلور مایع نماتیک استفاده شده است.

شرح آزمایش

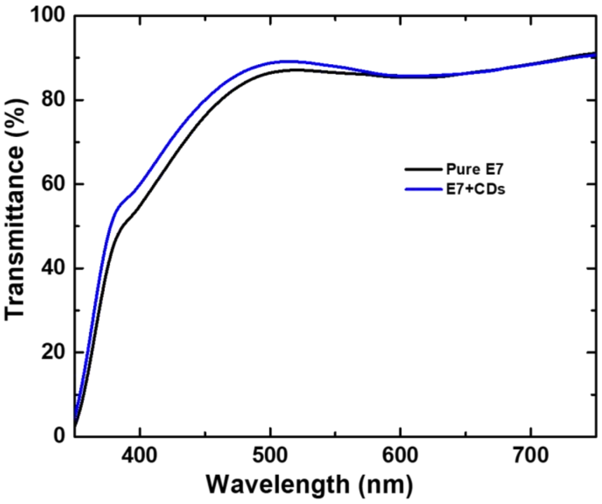
نقاط کربنی استفاده شده در این پژوهش با استفاده از روش ماکروویو سنتز شده است [۶]. نمونهٔ بلور مایع نماتیک حاوی ۰/۷۵ درصد وزنی از نقاط کربنی تهیه شد. برای بررسی خواص الکترواپتیکی بلورهای مایع، سلول‌های نماتیک چرخشی[۱] (TN) ساخته می‌شود. این سلول‌ها، شامل دو صفحه ITO می‌باشد که روی این صفحات توسط یک لایهٔ پلیمر PVA پوشش داده می‌شود. سپس با استفاده از یک پارچهٔ مخمل میکروشیارهای در یک جهت روی سطوح پلیمری ایجاد می‌شود. نهایتاً، زیرلایه‌های دارای جهتمندی با استفاده از یک فاصله‌انداز با ضخامت ۲۵ میکرومتر روبروی یکدیگر قرار می‌گیرند به‌طوری که زاویهٔ میان شیارهای دو سطح ۹۰ درجه باشد. بلور مایع نماتیک با استفاده از خاصیت موئینگی میان دو سطح قرار می‌گیرد. بردار راهنما در سلول یک چرخش ۹۰ درجه‌ای در یک سلول TN را نشان می‌دهند. برای به‌دست آوردن ولتاژ آستانه و پاسخ زمانی سلول‌های بلور مایع نماتیک خالص و آلائیده شده، سلول‌ها میان دو قطبشگر خطی عمود بر هم قرار می‌گیرند. از لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲ نانومتر به عنوان منبع نوری استفاده می‌شود و عبور لیزر از نمونه‌ها با استفاده از یک فوتودیود سیلیکونی PIN بسیار حساس با پاسخ زمانی از مرتبهٔ نانوثانیه بررسی می‌گردد. در آزمایش ولتاژ آستانه، آشکارساز به یک توان سنج متصل می‌گردد و برای به‌دست آوردن پاسخ زمانی نمونه‌ها، آشکارساز به یک اسیلوسکوپ متصل می‌شود. جهت اندازه‌گیری ولتاژ آستانه، ولتاژ اعمالی به دو سر سلول‌های TN به‌تدریج افزایش می‌یابد. عبور در حالتی‌که ولتاژ اعمال نشده باشد، بیشینه است و با افزایش ولتاژ، میزان عبور کاهش می‌یابد و درنهایت به مقادیر نزدیک‌به صفر میل می‌کند. در ولتاژ آستانه، میزان عبور به ۹۰ درصد عبور بیشینه کاهش می‌یابد [۵]. زمانی که ولتاژی بالاتر از ولتاژ آستانه به سلول اعمال می‌شود، مولکول‌ها در راستای میدان الکتریکی منظم می‌شوند و قادر به تغییر قطبش نور فرودی نخواهند بود. بنابراین نور لیزر از مجموعهٔ سلول و پلاریزورها عبور نخواهد کرد. برای اندازه‌گیری پاسخ زمانی، یک ولتاژ مستقیم ۱۰ ولت (بسیار بالاتر از ولتاژ آستانه) به سلول اعمال می‌شود. با اعمال ولتاژ، عبور از مقدار بیشینه به مقداری نزدیک به صفر کاهش می‌یابد. سپس در ادامه، ولتاژ قطع می‌شود؛ به این ترتیب عبور از مقدار نزدیک به صفر شروع به افزایش می‌کند. مدت زمانی که طول می‌کشد تا عبور از ۱۰ درصد بیشینه به ۹۰ درصد بیشینه افزایش یابد به عنوان زمان قطع[۲] تعریف می‌شود [۷].

[۱] Twisted nematic

[۲] switch-off time

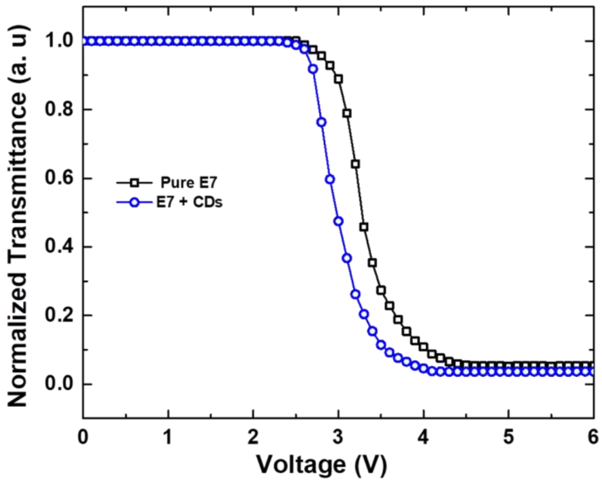
نتایج و بحث

شکل ۱ طیف عبوری سلول‌های بلور مایع حاوی مقادیر مختلف نقاط کربنی را در بازۀ طول موجی ۳۵۰ تا nm ۷۵۰ نمایش می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که سلول‌های ساخته شده در بازۀ طول موجی ۴۵۰ تا nm ۷۵۰ شفافیت بسیار بالایی دارند. میانگین عبور در طول موج nm ۶۳۲ برابر با ۸۵٫۹۸ درصد می‌باشد.

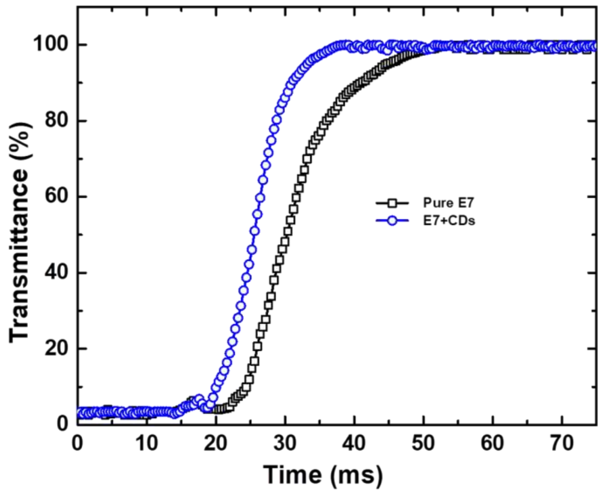


شکل۱: طیف عبوری سلول‌های بلور مایع نماتیک.

شکل ۲ عبور اپتیکی برحسب ولتاژ را برای سلول‌های بلور مایع TN نمایش می‌دهد. ولتاژ آستانه برای بلور مایع نماتیک خالص E7 و آلائیده شده با نقاط کربنی به ترتیب برابر ۲٫۹۷ و ۲٫۷۱ ولت اندازه‌گیری شده است. حضور مقدار بهینه نقاط کربنی در سلول‌های بلور مایع سبب می‌شود برای بازچرخش مولکول‌ها به ولتاژ کمتری نیاز داشته باشیم. اثرات پوششی ناخالصی‌های موجود در سلول‌ها موجب ایجاد یک میدان داخلی می‌شود که میدان مؤثر داخل سلول را کاهش می‌دهد [۸]. یکی از دلایل کاهش ولتاژ آستانه می‌تواند کاهش حضور این ناخالصی‌ها در محیط باشد. دوقطبی‌های القائی بر روی نقاط کربنی، بستری برای جذب ناخالصی‌های یونی موجود در سلول می‌شوند. عامل دیگری که می‌تواند موجب کاهش ولتاژ آستانۀ سلول شود، افزایش ناهمسانگردی دی‌الکتریکی نمونه‌ها می‌باشد. یکی از پارامترهای مهم در سلول‌ها، پاسخ زمانی می‌باشد. معمولاً تلاش می‌شود مقدار این پاسخ زمانی کاهش یابد. شکل ۳ منحنی عبور بر حسب زمان هنگامی که میدان قطع می‌شود را نمایش می‌دهد. با قطع میدان، مولکول‌ها تحت نیروهای الاستیکی مابین خود، شروع‌به بازچرخش می‌کنند و به وضعیت اولیۀ جهت‌مندی خود می‌رسند. بنابراین عبور از مقدار نزدیک‌به صفر افزایش می‌یابد و پس از رسیدن به یک بیشینه، ثابت می-ماند.



شکل۲: عبور سلول‌های بلور مایع نماتیک بر حسب ولتاژ اعمالی.



شکل۳: عبور سلول‌های بلور مایع نماتیک بر حسب زمان.

زمان پاسخ قطع برای بلور مایع نماتیک خالص E7 و آلائیده شده با نقاط کربنی به ترتیب برابر ۱۶٫۵۹ و ۱۰٫۹۳ میلی‌ثانیه اندازه‌گیری شده است. ناخالصی‌های یونی موجود در سلول بلور مایع موجب افزایش چسبندگی (ویسکوزیته) در محیط بلور مایع می‌شوند [۷]. افزایش چسبندگی موجب کند شدن بازچرخش مولکولی می‌شود. نقاط کربنی این ناخالص‌ها و درنتیجه چسبندگی محیط را می‌تواند کاهش دهد و بنابراین بازچرخش با سرعت بیشتری انجام می‌گیرد. پاسخ زمانی وصل میدان مربوط به حالتی است که یک میدان قوی به سلول اعمال می‌شود و مولکول‌ها تحت گشتاور میدان بازچرخش می‌کنند. اما از-آنجا که در آزمایش قطع ولتاژ، بازچرخش مولکولی تحت نیروهای الاستیکی بین آن‌ها انجام می‌پذیرد، نقش نقاط کربنی در تغییر زمان پاسخ پررنگ‌تر خواهد شد. به همین دلیل در این مقاله تغیرات زمان قطع گزارش شده است. از طرف دیگر، افزایش برهم‌کنش میان مولکول‌های بلور مایع و نقاط کربنی می‌تواند موجب بهبود خواص الکترواپتیکی شود. به‌طور کلی سه نوع برهم‌کنش در این سلول‌ها می-تواند وجود داشته باشد: برهم‌کنش NLC-NLC، برهم-کنش CD-CD، برهمکنش CD-NLC. به‌نظر می‌رسد در غلظت‌های کم از نقاط کربنی برهم‌کنش میان نقاط کربنی و مولکول‌های بلور مایع غالب باشد. این امر می‌تواند موجب کاهش ولتاژ آستانه و زمان پاسخ سلول‌ها شود. لازم به ذکر است مطالعهٔ کامل خواص الکترواپتیکی بلورهای مایع نماتیک حاوی درصدهای وزنی مختلف نقاط کربنی توسط نویسندگان انجام شده است؛ در این مقاله نتایج برای درصد وزنی بهینه گزارش شده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، رفتار الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک E7 در حضور نقاط کربنی مورد مطالعه قرار گرفت. طیف عبوری در ناحیهٔ UV-visible نشان می‌دهد که سلول‌ها شفافیت بالایی در ناحیهٔ مرئی دارند. حضور نقاط کربنی موجب کاهش چشمگیری در ولتاژ آستانه و زمان پاسخ قطع بلور مایع می‌شود. کاهش ناخالصی‌های یونی و افزایش برهم-کنش میان نقاط کربنی و مولکول‌های بلور مایع منجر به بهبود خواص الکترواپتیکی سلول شده است. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد نقاط کربنی می‌توانند موادی مفید جهت استفاده در ابزارهای الکترواپتیکی مبتنی بر بلورهای مایع نماتیک باشند.

مرجع‌ها

[1] Z. Wang, T. Xu, A. Noel, Y. C. Chen, T. Liu, “Applications of liquid crystals in biosensing,” Soft Matter, Vol. 17, pp. 4675–4702, 2021.
[2] J. Mather, L. P. Jones, P. Gass, A. Imai, T. Takatani, K. Yabuta, “Potential improvements for dual directional view displays,” Appl. Opt., Vol. 53, pp. 769–776, 2014.
[3] W. T. Chen, P. S. Chen, C. Y. Chao, “Effect of doped insulating nanoparticles on the electro-optical characteristics of nematic liquid crystals,” Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 48, 015006, 2009.
[4] T. R. Chou, J. Hsieh, W. T. Chen, C. Y. Chao, “Influence of particle size on the ion effect of TiO_2 nanoparticle doped nematic liquid crystal cell,” Jpn. J. Appl. Phys., Vol 53, 071701, 2014.
[5] Z. Seidalilir, E. Soheyli, M. Sabaeian, R. Sahraei, “Enhanced electrochemical and electro-optical properties of nematic liquid crystal doped with Ni:ZnCdS/ZnS core/shell quantum dots,” J. Mol. Liq., Vol 320, 114373, 2020.

[6] S. Savaedi, E. Soheyli, G. Zheng, Q Lou, R. Sahraei, C. Shan, “Excitation-independent deep-blue emitting carbon dots with 62% emission quantum efficiency and monoexponential decay profile for high-resolution fingerprint identification”, Nanotechnology, Vol. 33, 445601, 2022.

[7] R. Basu, L. J. Atwood, G. W. Sterling, “Dielectric and electro-optic effects in a nematic liquid crystal doped with h-BN flakes”, Crystals, Vol 10, 123, 2020.

[8] C. W. Oh, E. G. Park, H. G. Park, “Enhanced electro-optical properties in titanium silicon oxide nanoparticle doped nematic liquid crystal system”, Surf. Coat. Technol., Vol 360, pp. 50-55, 2019.

The 29th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2023), and the 15th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology,
Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

Evaluation of Analytical Models in Scattering Scanning Near-field Optical Microscopy for High Spatial Resolution Spectroscopy

Soheil Khajavi [1] soheil.khajavi@ut.ac.ir, Ali Eghrari [3] ali.eghrari@kcl.ac.uk, Zahra Shaterzadeh-Yazdi [2] zahra.shaterzadeh@ut.ac.ir, Mohammad Neshat [1] mneshat@ut.ac.ir

1. School of Electrical and Computer Engineering, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran
2. School of Engineering Science, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran
3. Faculty of Natural, Mathematical & Engineering Sciences, King's College London, London, United Kingdom

Abstract- Scattering scanning near-field optical microscopy (s-SNOM) is a technique to enhance the spatial resolution, and when combined by Fourier transform spectroscopy it can provide spectroscopic information with high spatial resolution. This paper studies two analytical models for the s-SNOM probe using atomic force microscopy (AFM) tip and its interaction with a dielectric material. We evaluate the validity of these models by retrieving the permittivity spectrum of a sample material through an inverse method.

Keywords: Atomic force microscopy, Scanning scattering near-field optical microscopy, Interferometry

1. Introduction

Various techniques have been introduced to overcome the diffraction limit in spatial resolution [1,4]. These techniques mostly use an aperture [5] or apertureless [6] probes, placed close to a sample to convert the evanescent waves to propagating waves. Scattering scanning near-field optical microscopy (s-SNOM) appeared to be a viable solution due to providing decoupling between spatial resolution and wavelength. In s-SNOM an atomic force microscopy (AFM) tip is normally used as a probe in which the resolution is determined by the size of the AFM tip regardless of the incident field's wavelength. As shown in Fig.1, the scattered field from the AFM tip that is in proximity of a sample under test, is coupled to a Michelson interferometer to extract the spectral properties of the scattered field.

In this paper, we review two types of dipole approximation to model AFM tip, and use the image theory to calculated the scattered field from an AFM tip located close to a dielectric sample. The accuracy of the models is evaluated by retrieving the permittivity of a sample material from the scattered fields.

In the following two theoretical models for AFM tip are analysed. Then after introducing an inverse method, they are evaluated by the resulting figures.

2. Analytical Models of Field Scattering from AFM-tip

In this section, we review two types of dipole approximation to model AFM tip, and use the image theory to calculated the scattered field from an AFM tip located close to a dielectric sample. The accuracy of the models are evaluated by retrieving the permittivity of samples from the scattered fields.

2.1. Point Dipole Approximation

The size of a tip is normally much smaller than the illuminating wavelength. In point dipole approximation, the AFM tip over a sample is modelled by a dielectric sphere with radius $a(a << \lambda)$ over a half-space dielectric as illustrated in Fig. 2. The distance from the centre of sphere to the surface of the half-space dielectric sample is r. The dielectric permittivity of the sphere and the sample are ϵ_1 and ϵ, respectively.

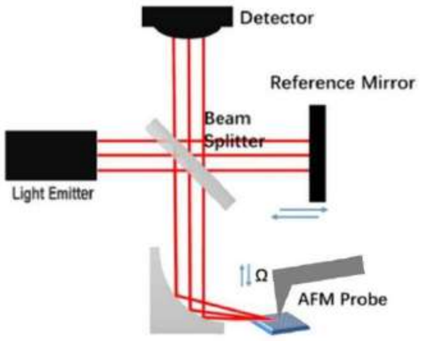


Fig. 1: A simplified s-SNOM with AFM probe combined with Michelson interferometer as a Fourier transform spectrometer with high spatial resolution.

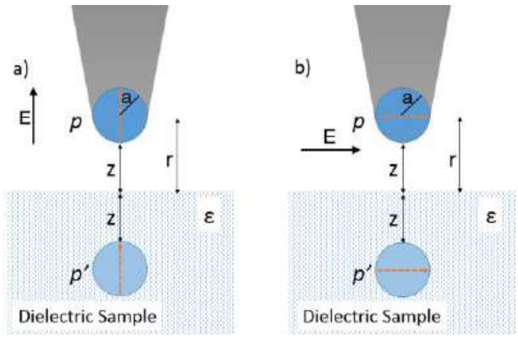


Fig. 2: Simplified geometrical model of AFM tip over a sample. The dielectric sphere is polarized by a) vertical, b) horizontal electric field.

Since the radius of the sphere in Fig. 2 is much smaller than the wavelength, one can estimate the polarizability,α , and the induced dipole moment, $\vec{p}$, of the sphere through quasi-static approximation as [7]

$$\vec{p} = \alpha\vec{E},\ \alpha = \left(\frac{\epsilon_1-1}{\epsilon_1+2}\right)\epsilon_0 a^3 \quad (1)$$

Where $\vec{E}$ is the electric field at the sphere. The electric field, resulting from a dipole moment p along its axis is obtained as

$$E_{\text{dipole}}(R) = \frac{p}{2\pi R^3} \quad (2)$$

Where R is the distance from the observation point to the point dipole. The field at the sphere is influenced by the sample underneath. Such influence can be accounted for by a dipole moment image $\overrightarrow{p'}$ located inside the dielectric half-space area, and at the same distance from the sample surface as that of the initial dipole (see Fig. 1). The image dipole moment can be obtained as

$$\overrightarrow{p'} = \beta\vec{p},\ \beta = \left(\frac{\epsilon-1}{\epsilon+1}\right) \quad (3)$$

To consider the effect of the sample on the induced dipole moment of the tip, the electric field at the sphere is assumed as the summation of the incident field and the generated field from the image dipole, resulting in a modified dipole moment for the tip as

$$p = \alpha\left(E + \frac{p'}{16\pi r^3}\right) = \alpha\left(E + \frac{\beta p}{16\pi r^3}\right) \quad (4)$$

Solving 4 for the value of p, i.e. the modified electric dipole moment of the tip, one obtains

$$p = \frac{\alpha}{1-\frac{\alpha\beta}{16\pi r^3}}E \quad (5)$$

Therefore, the effective polarizability of the modified electric dipole moment for the vertically polarized tip is

$$\alpha_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{\alpha}{1-\frac{\alpha\beta}{16\pi r^3}} \quad (6)$$

The same procedure can be followed for horizontally polarized tip (Fig. 2b). The electric field, resulting from a dipole moment p along a perpendicular direction to its axis is obtained as

$$E_{\text{dipole}}(R) = -\frac{p}{4\pi R^3} \quad (7)$$

The effective polarizability for the horizontal case is then obtained by

$$\alpha_{\parallel}^{\text{eff}} = \frac{\alpha(1-\beta)}{1-\frac{\alpha\beta}{32\pi r^3}} \quad (8)$$

Equations (6) and (8) show that the effective polarizability contains the information about the permittivity of both sample and the tip. Moreover, for samples with large permittivity, the effective polarizability due to vertical fields dominates.

2.2. Finite Dipole Approximation

In finite dipole approximation, the AFM tip is modelled by a dielectric ellipsoid as shown in Fig. 3. It is polarized by the incident field E_{in}. The induced charges in the ellipsoid due to the incident field is modeled by point charges $\pm Q_0$ at $W_0 \approx 1.31a$ from its apices, where a is the radius of the fitted sphere to the tip [8]. The resultant induced dipole moment p_0 is approximated by

$$p_0 \approx 2LQ_0 \quad (9)$$

Where $2L$ is the ellipsoid length. The $+Q_0$ monopole due to its closeness to the sample can interact with it, resulting in an image with the charge$-\beta Q_0$, where β is given in (3). This image charge induces another monopole inside the tip as Q_1 at $W_1 \approx a/2$ from the apex as shown in Fig. 3.

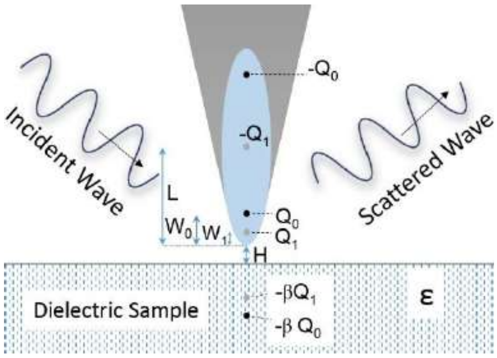


Fig. 3: Modeling of the AFM tip with a dielectric ellipsoid. The equivalent polarized charges due to the incident wave and the effect of sample is represented by point charges $\pm Q_{0,1}$.

To calculate the induced chargeQ_1, a self-consistent treatment is used to map the effect of images of Q_0 and Q_1 on themselves [9]. So that Q_1 is related to Q_0 as

$$Q_1 = \frac{\beta f_0}{1-\beta f_1}Q_0 \quad (10)$$

Where f_0 and f_1 are functions containing geometrical parameters illustrated in Fig. 3 and are given by [8]

$$f_{0,1} = \left(g - \frac{a+2H+W_{0,1}}{2L}\right)\frac{\ln\frac{4L}{a+4H+2W_{0,1}}}{\ln\frac{4L}{a}} \quad (11)$$

Where g is an empirical geometry factor that for typical AFM tips, $|g| = 0.7 \pm 0.1$ [10].

The charge $-Q_1$ is placed at distance L from its positive counterpart in the ellipsoid to neutralize the whole charges, resulting in the dipole moment $p_1 \approx Q_1 L$. The scattered light from the tip is proportional to the effective polarizability of the tip.

$$\alpha^{\text{eff}} \propto 1 + \frac{p_1}{p_0} = 1 + \frac{1}{2}\frac{\beta f_0}{1-\beta f_1} \quad (12)$$

In section IV, we use these two approximation models to retrieve the permittivity of samples through an inverse problem.

2.3. Oscillating AFM probe

In s-SNOM setups, as shown in Fig. 1, most of the received power by the detector is due to the scattered light from the background including the sample and the cantilever body. However, the useful information lies in the scattered light due to the near-field interaction of the tip with sample. Therefore, to separate the desired signal from the background, the tip mechanically oscillates by a specific frequency, Ω. Therefore, the distance of the tip from the sample changes as

$$H(t) = H_0 + A\cos(\Omega t) \quad (13)$$

Where H_0, A and Ω are the average distance, amplitude and frequency of the mechanical oscillation, respectively. Due to high dependency of the scattered wave to the near-field interaction of the tip with sample, the oscillation of the tip modulates the scattered wave by the mechanical oscillation frequency. Therefore, the desired signal can be demodulated at the oscillation frequency and its harmonics, and separated from the undesired background [11].

To retrieve the spectrum of the effective polarizability, α^{eff}, the scattered field is coupled to a Michelson interferometer as shown in Fig.1. Then, the spectral information can be extracted from a standard Fourier analysis as used in conventional Fourier transform spectrometers.

3. An Inverse Method to Retrieve Sample Permittivity

An inverse method is used to retrieve the sample permittivity. For the sake of demonstration, we use point dipole approximation in the following formulations, however, the finite dipole approximation follows the same algorithm. The ratio of the scattered to the incident field is proportional to the effective polarizability as

$$\sigma = \frac{E_{\text{sc}}}{E_{\text{in}}} = \alpha_{\perp}^{\text{eff}} \quad (14)$$

Where $\alpha_{\perp}^{\text{eff}}$ is given in (6) and can be rewritten as $\alpha_{\perp}^{\text{eff}} = \frac{\alpha}{1-f\beta}$ with $f = \alpha/(16\pi r^3)$. For practical cases, the condition $|f\beta| < 1$ is satisfied. As a result, $\alpha_{\perp}^{\text{eff}}$ can be expanded into Taylor series with respect to $f\beta$ as

$$\alpha_{\perp}^{\text{eff}} = \sum_{j=0}^{\infty} a_j (f\beta)^j \quad (15)$$

Where a_j is the Taylor series coefficient. It should be noted that parameter f in (15) is a periodic function in time, because it is a function of the oscillating distance between the tip and the sample. Therefore, parameter σ can be expanded into a Fourier series with harmonic coefficients as

$$\sigma_n = \sum_{j=1}^{\infty} \hat{F}_n\{a_j f^j\}\beta^j \quad (16)$$

Where σ_n is the n^{th} harmonic Fourier coefficient, $\hat{F}_n\{.\}$ is an operator extracting n^{th} harmonic coefficient. In experiments, to calibrate out the frequency response of the tip, detector and all other optical devices, the measured signal harmonic, σ_n, from the unknown sample should be normalized to that of a reference material (with known β) as

$$\eta_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{n,ref}} = \frac{1}{\sigma_{n,ref}}\sum_{j=1}^{J} \hat{F}_n\{a_j f^j\}\beta^j \quad (17)$$

It should be noted that η_n is calculated from the ratio of n^{th} harmonics of two measured signals recorded for unknown and reference materials. Equation (17) gives rise to an J-order polynomial equation. By solving each parameter, β is obtained over the desired frequency range. Once the spectrum of β is known, the permittivity of the sample can be obtained from (3).

4. Evaluation of the Analytical Models

In this section, we evaluate the performance of the analytical models discussed in previous sections. First, we apply the forward method to calculate the spectrum of the scattered field for a PMMA polymer sample. Its permittivity spectrum was obtained from [12], and plotted over the wavelength range of 5-7 μm in Figs. 4a and b. The effective polarizability of the tip over the PMMA sample is compared for point and finite dipole approximations in Figs. 4c and d. The tip is made of platinum with a distance of 3 nm from the sample surface. In point dipole model, the radius of the sphere is 30 nm.

In finite dipole model, the length of the ellipsoid is considered 1.2 μm, and the radius of the sphere is 30 nm.

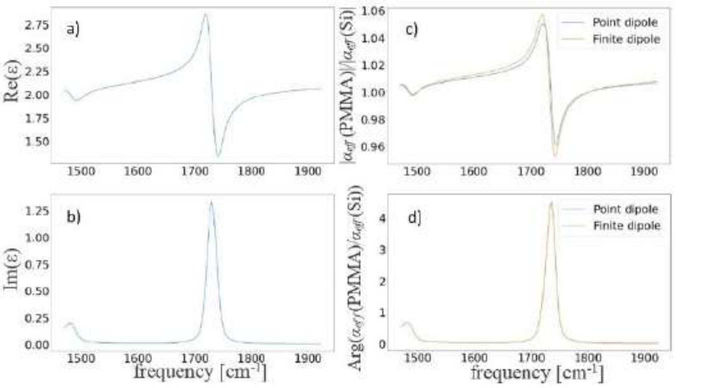


FIG. 4. (a) Real and (b) imaginary part of the permittivity of PMMA polymer for wavelength range of 5-7 μm[12]. Comparison of (c) amplitude and (d) phase of the effective polarizability of the tip over PMMA sample for point and finite dipole approximations. The phase plots are perfectly overlaid on one another in (d).

As it is observed in Fig. 4c and d, the two models provide quite similar results at distance 3 nm. As the distance between the tip and sample increases, differentiation in the results begins to appear as demonstrated in Fig. 5 for distances of 10 nm and 30 nm. As the distance increases the polarizability is more affected in point dipole model. The finite dipole method can also model the interaction with higher distance.

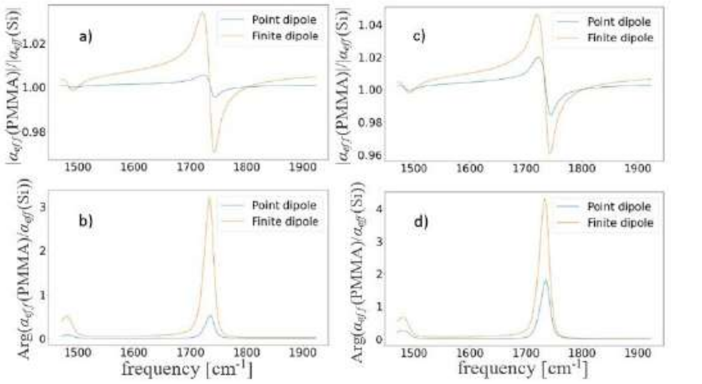


FIG. 5. Effective polarizability (a) amplitude and (b) phase for distance of 30 nm, (c) amplitude and (d) phase for distance of 10 nm.

In Fig. 6, the amplitude and phase of the normalized scattered field for the 3rd harmonic, η_3, obtained from point and finite dipole models and the results from an experiment are compared. Tip oscillation with frequency of $\Omega = 350$kHz and amplitude of 30 nm is considered. The blue curve in Fig. 6 is the experimental result from [13], for PMMA which is normalized to calcium fluoride reference material. As it is observed in Fig. 6, the finite dipole model provides closer results to the experimental data.

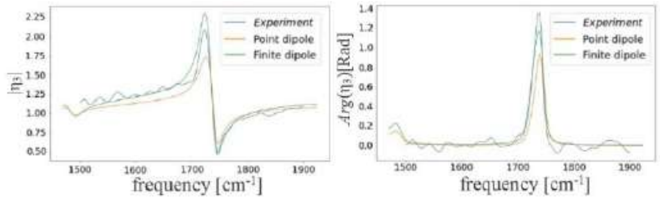


FIG. 6. Normalized amplitude and phase of the scattered field as a function of frequency for the 3rd harmonic. The blue curves are experimental results from [13].

Figure 7 compares the retrieved permittivity spectrum of PMMA from the 3rd harmonic through the inverse method by point dipole and finite dipole models with experimental ellipsometry results reported in [13]. We considered nine terms of Taylor series in the calculations. As it is observed in Fig 7, the finite dipole model provides much better prediction.

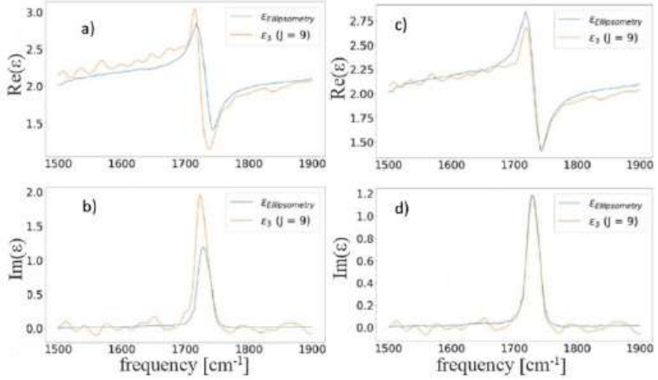


FIG. 7. Retrieved permittivity spectrum from the 3rd harmonic through the inverse method by point dipole, a) real part, b) imaginary part, and finite dipole c) real, d) imaginary part. Graphs in blue are from the experimental ellipsometry measurement reported in [13].

5. Conclusion

To conclude, we evaluated, validated and compared two analytical approximations for the AFM probe for enhancing the spatial resolution of the spectroscopy setups. The results show that the finite dipole approximation seems to be more accurate and provides closer results to the experimental data, which can be used to determine the permittivity of more materials in the future research.

References

[1] D.W. Pohl. "Scanning near-field optical microscopy (SNOM)." volume 12 of Advances in Optical and Electron Microscopy, pages 243-312. Elsevier, 1991.

[2] Urs Dürig, Dieter W Pohl, and F Rohner. "Near-field optical-scanning microscopy." Journal of applied physics, 59(10): 3318 – 3327,1986.

[3] A Harootunian, E Betzig, M Isaacson, and A Lewis. "Super-resolution fluorescence near-field scanning optical microscopy." Applied Physics Letters, 49(11):674-676, 1986.

[4] E Betzig, M Isaacson, and A Lewis. "Collection mode near-field scanning optical microscopy." Applied physics letters, 51(25):2088-2090, 1987.

[5] E Betzig, JK Trautman, TD Harris, JS Weiner, and RL Kostelak. "Breaking the diffraction barrier: optical microscopy on a nanometric scale." Science, 251(5000):1468-1470, 1991.

[6] E Betzig, M Isaacson, and A Lewis. "Collection mode near-field scanning optical microscopy." Applied Physics Letters, 51(25):2088-2090, 1987.

[7] Bernhard Knoll and Fritz Keilmann. "Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy." Optics Communications, 182(4):321-328, 2000.

[8] A. Cvitkovic, N. Ocelic, and R. Hillenbrand. "Analytical model for quantitative prediction of material contrasts in scattering-type near-field optical microscopy." Opt. Express, 15(14):8550-8565, Jul 2007.

[9] Benedikt Hauer, Andreas P Engelhardt, and Thomas Taubner. "Quasi-analytical model for scattering infrared near-field microscopy on layered systems." Optics express, 20(12): 13173 − 13188,2012.

[10] P. Hariharan. *Optical interferometry*. Academic Press, 2 edition, 2003.

[11] Hang Zhang, Junxiang Huang, Yongwei Wang, Rui Liu, Xiulan Huai, Jingjing Jiang, and Chantelle Anfuso. "Atomic force microscopy for two-dimensional materials: A tutorial review." Optics Communications, 406:3-17, 2018.

[12] Mikhail N. Polyanskiy. Refractive index database. https://refractiveindex.info. Accessed on 2022-10-14.

[13] Alexander A Govyadinov, Iban Amenabar, Florian Huth, P Scott Carney, and Rainer Hillenbrand. "Quantitative measurement of local infrared absorption and dielectric function with tip-enhanced near-field microscopy." The journal of physical chemistry letters, 4(9):1526-1531, 2013.

The 29th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2023),
and the 15th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology,
Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

ساخت دستگاه آزمایشگاهی عکس برداری فوق سریع به روش بازه زمانی و عکس برداری از برخورد لیزر نانوثانیه با فیلم فلزی

محمد هندیجانی فرد

شیراز، خیابان ملاصدرا، دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی مکانیک

چکیده- عموم دوربین های پر سرعت عکس برداری فعلی موجود در بازار قادر به دریافت حدود ۱۰۰۰۰ قاب بر ثانیه یعنی معادل یک قاب در هر ۱۰۰ میکرو ثانیه می باشند. در این مقاله روش عکس برداری بازه زمانی محدود بررسی شده و یک سیستم بازه زمانی محدود مورد بهره برداری قرار گرفته است. به کمک سیستم بازه زمانی، عکس برداری فوق پرسرعت از برش لیزر نانوثانیه بر روی فیلم آلومینیوم در ۳۷ نانو ثانیه گرفته شده است. با استفاده از هماهنگ کننده های زمانی با دقت بالا و لیزر نورپردازی در بازه زمانی کوتاه، امکان عکس‌برداری در بازه‌های زمانی نانوثانیه، پیکوثانیه و یا حتی فمتوثانیه نیز وجود دارد. در این کار، عکس ها به صورت یک عکس منحصر به فرد در بازه زمانی نانوثانیه گرفته شده اند و برای دریافت عکس بیشتر از پدیده فیزیکی، بایستی پدیده فیزیکی با بازه عکس برداری متفاوت مورد تکرار قرار گیرد.

کلید واژه- سیستم عکس برداری فوق پرسرعت، بازه زمانی محدود.

Time Resolved Imaging Setup for Super-Fast Imaging of Nanosecond Laser Ablation of Metal Films

Mohammad Hendijanifard, Assistant Professor

College of Mechanical Engineering, Shiraz University, Mohammad.Hendijani@shirazu.ac.ir

Abstract- The currently available high-speed cameras take images of around 10000 frames per second which is one frame every 100 microseconds. With time-resolved imaging images can easily be taken in the nanosecond, picosecond, and even femtosecond time scales. In the current work, the setup of time-resolved imaging system is explained. Then the setup is employed in order to take images of nanosecond ablation of an aluminum metal film. An image of the phenomenon is taken 37 ns after the ablation. The super-fast image is such that the shock wave can also be observed.

Keywords: Time resolved imaging, High speed imaging.

1. Introduction

Many of the high-speed cameras take images as fast as around 10000 frames per second which one frame every 1 microseconds.

Probably the highest speed regular ccd cameras take less than 10 million frames per second which is one frame per 100 ns. Even though we might have hit a hard limit for regular ccd cameras, other high speed imaging techniques are also developed. Maybe the fastest available imaging techniques can take 1_2 frames per 1 picosecond using compressed ultrafast spectral photography (1).

Besides compressed ultrafast spectral photography, other techniques such as frequency dividing imaging [2], sequentially timed all optical mapping photography [3], non-linear optical parametric amplifier [4], and frequency-domain Streak imaging [5] also exist.

Another technique for high-speed imaging also exist which is called pump-probe method or time-resolved imaging. Time resolved imaging has been fairly matured and is widely being used for taking high speed imaging. Theoretically, nanosecond (ns), picosecond (ps), or femtosecond (fs) imaging is possible using this method. The type of laser used for pump-probe/time resolved imaging as well as the delay generator capability defines the resolution of the high-speed imaging.

The shortcoming of time resolved method compared to compressed ultra-fast spectral photography is due to the fact that in time resolved imaging, the phenomenon of interest has to be repeated multiple times. For instance, if we want to image ns ablation of a metal film, laser ablation has to be done multiple times and the time-resolved imaging should be repeated at different time delays in order to capture the whole phenomenon.

On the other hand, it is technically possible to use shortest available pulsed lasers as well as shortest possible delayed generators and take images at even higher resolutions than compressed ultrafast spectral imaging.

In this work, the set-up for time-resolved imaging with ns time resolutions is explained and a few images are taken from the ns ablation of metal films in microscales. The shock waves generated during ablation of metal films are also imaged.

2. Experimental Setup and Results

As shown in figure 1, a nitrogen pumped die laser is used in order to illuminate images. A picosecond time delay generator is employed in order to delay the illumination from the phenomenon of interest. Hence a phenomenon of interest is triggered using the computer and the picosecond time delay generator generates a delayed pulse and commands the nitrogen pumped die laser to send an illumination signal at the specified time delay. A regular 30-frame per second ccd camera keeps capturing all the images. All the images look dark except for the image which is illuminated by the illumination laser.

The illuminated picture is saved to the computer alongside the delayed time and the phenomenon of interest and imaging is repeated.

A set of pictures taken at several different time delays are saved to the computer. As a result, the phenomenon of interest is captured by repeating the process at all interested times. We are not limited to using single pulses during ablation mechanism (or any other phenomenon of interest) but the illumination laser is pulsed only once during one single-picture capturing. In order to capture the whole mechanism, we have to move to a fresh spot and repeat the phenomenon of interest.

The resolution of this setup is a function of the time resolution of the illuminated pulsed laser as well as the resolution of the picosecond time delay generator. Even though the time-delay generator has a picosecond resolution, the whole system's resolution is in the ns range because the laser has pulses as short as 3 ns at full width half maximum (FWHM).

In order to resolve micron-scale features, a microscopic lens and an extra focusing lens are used in front of the ccd camera. As a result, the ccd camera is capable of resolving images with around 1 micron per pixel in spatial resolution.

Figure 2 shows the schematic for ablation of aluminium film with a ns ablation laser. An Nd:YAG laser with pulse duration of 7 ns at FWHM is used for ablation. We are using single ablation pulses during this demonstration. In order to image the ns time scales of ablation, the time-resolved imaging setup is synchronised with the phenomenon of ns ablation. Images of ns ablation of aluminium films are captured in the shadowgraphy mode. Shadowgraphy means that the illumination path of the illumination laser is vertical to the plane of the phenomenon of interest and as a result the Shadow of the ablation is captured on the ccd camera.
Figure 3 shows the ablation of the aluminium film at several different ns time scales. As seen in figure 3, this setup is capable of taking images of shock waves generated during ns time scales which would otherwise be impossible even with extra fast cameras. This image is taken 37 ns after the start of the laser ablation and the scale of the ablation is only 63 μm in diameter. The shock wave speeds are measured by repeating the process at fresh spots and capturing many different images the radius of the shockwave is measured.

The radius of the shock wave is 146 μm and the shock speed is such that it has moved this distance in only 37 ns. Therefore, the average shock speed is calculated to be 3900 m/s.

Similar technical setup can be implemented in order to capture phenomenon at picosecond or even faster time scales.

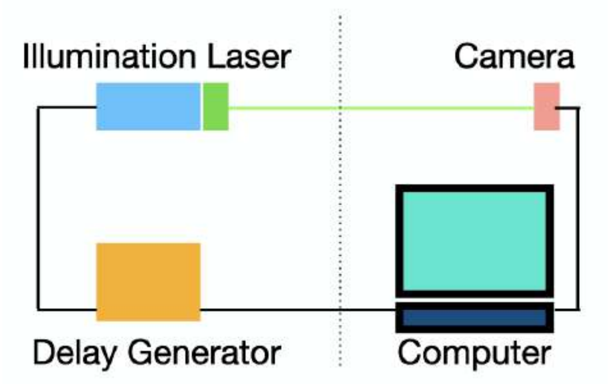


Fig. 1: Schematic setup for time resolved imaging technique. The left side of the dotted line is the illumination path and the right side of the dotted line is the image path.

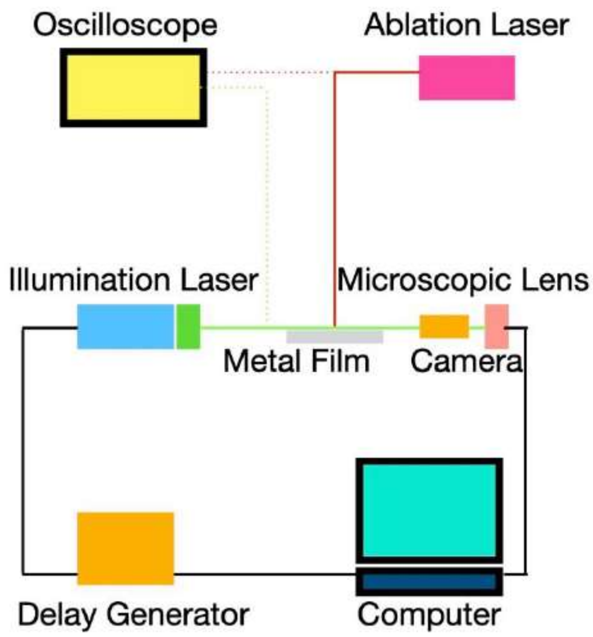


Fig. 2: Schematic setup for time resolved imaging from ns ablation of a metal film in microscales. The microscopic lens system focuses to a micron-scale region of interest. The ablation laser sends ablation pulses to the metal film and imposes a very large heat transfer in a very short time. The oscilloscope is employed in order to accurately measure the delay difference between the ablation and the illumination lasers. CCD is 640 by 480 pixels. Resolution of each pixel is calibrated and calculated as 1μm x 1μm.

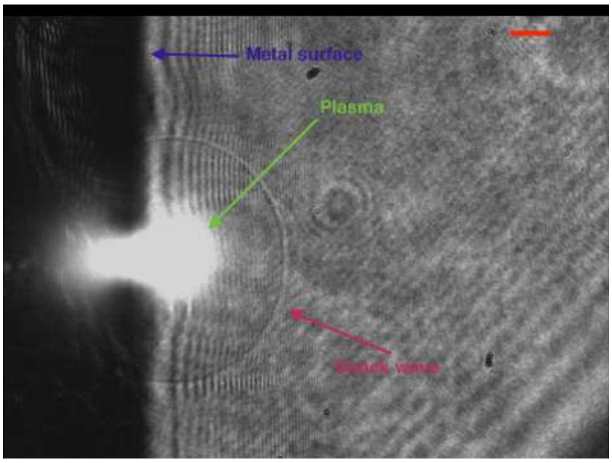


Fig. 3: Image of ablation of metal film 37 ns after laser ablation. The shock wave, plasma, and metal surface are marked on the image. The scale shown above the image is 40 micrometres.

3. Conclusion

A time resolved imaging system is built for capturing super-fast images of nanosecond ablation of metallic laser films. Detailed explanation of the setup is provided in the text and an image of the shock wave is taken during nanosecond laser ablation of metal films. The shock wave is moving as fast as 3900 m/s. The same technique can be employed for taking pictures of other physical phenomena.

References

[1] P. Wang, J. Liang, L.V. Wang, “Single-shot ultrafast imaging attaining 70 trillion frames per second”, Nature Communications, 2020, 11:2091 pp. 1-9.

[2] A. Ehn, J. Bood, Z. Li, E. Berrocal, M. Alden, E. Kristensson, “FRAME: femtosecond videography for atomic and molecular dynamics”, Light: Science and Applications, 2017, 6, e17045, pp.1-7.

[3] K. Nakagawa, A. Iwasaki, Y. Oishi, R. Horisaki, A. Tsukamoto, A. Nakamura, K. Hirosawa, H. Liao, T. Ushida, K. Goda, F. Kannari, I. Sakuma, “Sequentially timed all-optical mapping photography (STAMP)”, Nature Photonics, 2014, pp.1-6.

[4] X. Zeng, J. Li, Y. Cai, S. Zheng, H. Long, X. Lu, X. Zhang, W. Xie, S. Xu, “High-resolution single-shot ultrafast imaging at ten trillion frames per second”, preprint version: https://arxiv.org/abs/1807.00685.

[5] Z. Li, R. Zgadzaj, X. Wang, Y. Chang, M. Downer, “Single-shot tomographic movies of evolving light-velocity objects”, Nature Communications, 2014, 5:3085, pp.1-12.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تولید درهم‌تنیدگی پایدار در یک سامانه اپتومکانیکی ترکیبی با محیط اتلافی: جفت‌شدگی‌های خطی و غیرخطی

مهران رفیعی؛ محمدکاظم توسلی؛ میثم ستوده خیرآبادی؛ مهناز قاسمی
گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد
mehran.rafeie1377@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir , meysam.setodeh1376@gmail.com, mahnasghasemi1992@gmail.com

چکیده: در این مقاله، یک طرح نظری برای تولید درهم‌تنیدگی دوجزئی در یک سامانه اپتومکانیکی در حضور جفت‌شدگی‌های خطی و غیرخطی (مرتبه دوم) معرفی می‌کنیم. برای دست‌یابی به هدف مقاله، ابتدا هامیلتونی برهم‌کنش در تصویر برهم‌کنش را بدست می‌آوریم و سپس با در نظر گرفتن شرایط تشدید و با لحاظ کردن تقریب موج چرخان، هامیلتونی موثر مستقل از زمان بدست می‌آید. در ادامه، دینامیک سامانه را از طریق حل معادله اصلی لیندبلاد که شامل اتلاف‌های اتمی، اپتیکی و مکانیکی است، بررسی می‌کنیم. در نهایت، درهم‌تنیدگی دوجزئی اتم-اتم با سنجه مَنفیّت، که معیار شناخته شده‌ای از درهم‌تنیدگی است را مورد بحث قرار می‌دهیم. شبیه‌سازی‌های عددی نشان می‌دهند که از طریق تنظیم پارامترهای سامانه، می‌توان به درجه قابل‌توجهی از درهم‌تنیدگی دست یافت. هم‌چنین، اتلاف‌های اپتیکی و مکانیکی نقش مهمی در پایداری درهم‌تنیدگی اتم-اتم ایفا می‌کند.

کلید واژه‌ها: پایداری درهم‌تنیدگی، سامانه‌های اپتومکانیکی اتلاف‌گر، جفت‌شدگی مرتبه دوم اپتومکانیکی، مَنفیّت.

Generation of stable entanglement in a hybrid optomechanical system with dissipative environment: Linear and quadratic couplings

Mehran Rafeie, Mohammad Kazem Tavassoly, Meysam Setodeh Kheirabady and Mahnaz Ghasemi

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

mehran.rafeie1377@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir , meysam.setodeh1376@gmail.com, mahnasghasemi1992@gmail.com

Abstract: In this paper, we introduce a theoretical scheme for the generation of bipartite entanglement in an optomechanical system in the presence of linear and nonlinear (quadratic) couplings. To achieve the goal of the paper, we first obtain the interaction Hamiltonian in the interaction picture, and then, by considering some resonance conditions and applying the rotating wave approximation, the effective Hamiltonian, which is independent of time, is derived. In the continuation, the system solution may be obtained via solving the Lindblad master equation, which includes atomic, optical and mechanical dissipation effects. Finally, bipartite atom-atom entanglement is discussed with the negativity, which is a well-known measure of entanglement. Numerical simulations show that, a significant degree of entanglement can be achieved via tuning the system parameters. Also, the optical and mechanical decay rates play an important role in the stability of the atom-atom entanglement.

Keywords: Dissipative optomechanical system, Entanglement stability, Negativity, Optomechanical quadratic coupling.

مقدمه

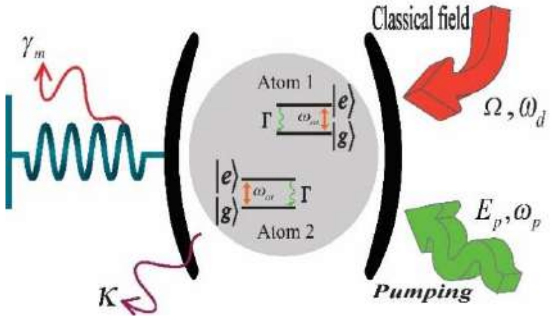
درهم‌تنیدگی یکی از ویژگی‌های مهم مکانیک کوانتومی است، که به پژوهشگران کمک می‌کند تا مرز میان دنیای کلاسیکی و کوانتومی را مشخص کنند [۱]. درهم‌تنیدگی به دلیل نقش اساسی آن در فناوری‌های پیشرفته کوانتومی، یکی از هدف‌های اساسی پژوهش‌های اخیر در زمینه‌های نظری [۲] و تجربی [۳] است. تا کنون تلاش‌های زیادی برای تولید درهم‌تنیدگی در سامانه‌های مختلف کوانتومی انجام شده است. در همین راستا، در یک دهه اخیر روش‌هایی برای تولید درهم‌تنیدگی در سامانه‌های اپتومکانیکی مورد مطالعه قرار گرفته است [۴،۵]. در این سامانه‌ها از برهم‌کنش یک نوسانگر مکانیکی (آینه متحرک) و فشار تابشی کاواک اپتومکانیکی برای تولید درهم‌تنیدگی ماکروسکوپی استفاده می‌شود. نویسندگان در مرجع [۵] با در نظر گرفتن جفت‌شدگی خطی و حالت اولیه همدوس اتمی، درهم‌تنیدگی ماکروسکوپی فونون-فونون را بررسی کرده‌اند. در مراجع [۴،۵] درهم‌تنیدگی در سامانه‌های اپتومکانیکی با در نظر گرفتن جفت‌شدگی خطی مطالعه شده است. تعمیم دیگری از سامانه‌های اپتومکانیکی، سامانه‌های اپتومکانیکی با جفت‌شدگی غیرخطی (مرتبه دوم) است. این برهم‌کنش میان فوتون‌ها و فونون‌ها شرایطی را برای آزمایش بسیاری از پدیده‌ها، از جمله چلاندگی [۶]، گیراندازی‌های فوتونی [۷] و فونونی [۸] فراهم می‌کند. ما در این مقاله، با در نظر گرفتن یک سامانه اپتومکانیکی با جفت‌شدگی خطی و مرتبه دوم به ارزیابی درهم‌تنیدگی اتم-اتم پرداخته‌ایم.

معرفی مدل و حل عددی سامانه

در این مقاله ما یک سامانه اپتومکانیکی را مطالعه می‌کنیم. این مدل، شامل یک کاواک تک‌مُد با یک آینه متحرک است که به وسیله یک میدان پمپ خارجی با بسامد ω_p و دامنه E_P و یک میدان کلاسیکی با بسامد ω_d و دامنه Ω که برای هر دو اتم یکسان است، کنترل می‌شود. در این سامانه، دو اتم دوترازی با بسامد گذار یکسان ω_{at} و آهنگ واپاشی Γ، یک میدان اپتیکی تک‌مُد با بسامد ω_c و آهنگ اتلاف κ وجود دارد. آینه متحرک به صورت یک نوسانگر هماهنگ با بسامد ω_m و آهنگ میرایی γ_m در نظر گرفته شده است. هامیلتونی سامانه به صورت زیر معرفی می‌شود (فرض می‌کنیم که $\hbar=1$):

$$\hat{H}=\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a}+\frac{\omega_{at}}{2}\sum_{j=1}^{2}\hat{\sigma}_{z_j}+\omega_m\hat{b}^\dagger\hat{b}+g\sum_{j=1}^{2}(\hat{a}\hat{\sigma}_j^{+}+\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_j^{-})$$
$$-G_L\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}+\hat{b}^\dagger)+G_{NL}\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}+\hat{b}^\dagger)^2 \qquad (۱)$$
$$+E_p(\hat{a}e^{i\omega_p t}+\hat{a}^\dagger e^{-i\omega_p t})+\Omega\sum_{j=1}^{2}(\hat{\sigma}_j^{-}e^{i\omega_d t}+\hat{\sigma}_j^{+}e^{-i\omega_d t}),$$

که در آن $\hat{a}$ ($\hat{a}^\dagger$) و $\hat{b}$ ($\hat{b}^\dagger$) به ترتیب عملگرهای نابودی (آفرینش) مُدهای اپتیکی و مکانیکی، $\hat{\sigma}_+$، $\hat{\sigma}_-$ و $\hat{\sigma}_z$ عملگرهای اتمی، g، G_L، G_{NL}، E_P و Ω به ترتیب ضریب جفت‌شدگی اتم-میدان، جفت‌شدگی خطی بین مُد اپتیکی و مکانیکی، جفت‌شدگی اپتومکانیکی مرتبه دوم، دامنه پمپ کاواک و دامنه پمپ کلاسیکی می‌باشند. هم‌چنین، ω_c، ω_{at}، ω_m، ω_p و ω_d به ترتیب بسامدهای میدان کوانتیده تک‌مُد، گذار اتمی، مُد فونونی، پمپ فوتونی و پمپ کلاسیکی هستند. جمله $G_{NL}\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}+\hat{b}^\dagger)^2$ در رابطه (۱) نشان‌دهندی جفت‌شدگی مرتبه دوم میان مُدهای اپتیکی و مکانیکی با قدرت $G_{NL}=\hbar\omega_c/L^2m\omega_m$ است (ضریب جفت‌شدگی مرتبه دوم از ضریب جفت‌شدگی خطی باید کوچکتر باشد ($G_{NL}<G_L$)). L و m به ترتیب طول کاواک و جرم موثر نوسانگر هستند.



شکل ۱: مدل سامانه در نظر گرفته شده، یک کاواک اپتومکانیکی اتلاف‌گر با آینه متحرک که شامل دو اتم دوترازی است و با یک میدان پمپ خارجی و یک میدان کلاسیکی کنترل می‌شود.

به کمک عملگر یکانی $R(t)=e^{i\hat{H}_0 t}$ (که $\hat{H}_0$ هامیلتونی آزاد سامانه است)، هامیلتونی در تصویر برهم‌کنش با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\hat{H}_I = \hat{R}(t)\hat{H}\hat{R}^\dagger(t) - i\hat{R}(t)\frac{\partial}{\partial t}\hat{R}^\dagger(t). \quad (۲)$$

اکنون با استفاده از هامیلتونی (۲) و با در نظر گرفتن تقریب موج چرخان و با الهام گرفتن از مرجع [۹] و با در نظر گرفتن شرایط تشدید $\omega_c = \omega_m + \omega_p$، $2\omega_{at} = \omega_c + \omega_d$ و $\omega_{a\,t} = \omega$ می‌توان هامیلتونی موثر مستقل از زمان سامانه را به صورت زیر بدست آورد:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{eff} &= G_{NL}\hat{a}^\dagger\hat{a}(2\hat{b}^\dagger\hat{b}+1) - \frac{G_L^2}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger\hat{a})^2 \\ &- \frac{G_L g}{\omega_m}\left[\hat{a}\hat{b}^\dagger(\hat{\sigma}_1^+ + \hat{\sigma}_2^+) + \hat{a}^\dagger\hat{b}(\hat{\sigma}_1^- + \hat{\sigma}_2^-)\right] \\ &- \frac{E_P g}{\omega_m}\left(\hat{\sigma}_1^+ + \hat{\sigma}_1^- + \hat{\sigma}_2^+ + \hat{\sigma}_2^-\right) - \frac{G_L E_p}{\omega_m}\left(\hat{a}\hat{b}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{b}\right) \\ &- \frac{g^2}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\sigma}_{z_1} + \hat{\sigma}_1^+\hat{\sigma}_1^-) - \frac{g^2}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\sigma}_{z_2} + \hat{\sigma}_2^+\hat{\sigma}_2^-) \\ &- \frac{g^2}{\omega_m}(\hat{\sigma}_1^+\hat{\sigma}_2^- + \hat{\sigma}_2^+\hat{\sigma}_1^-) + \frac{\Omega^2}{\omega_m}(\hat{\sigma}_{z_1} + \hat{\sigma}_{z_2}).\end{aligned} \quad (۳)$$

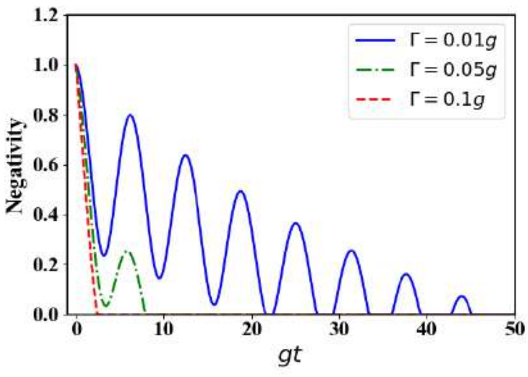
در رابطه بالا جمله ثابت E_p^2/ω_m را در هامیلتونی موثر حذف کرده‌ایم . برای بررسی تحول زمانی سامانه، ابتدا یک حالت اولیه را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$|\psi(0)\rangle = \left(\cos\theta|e_1,e_2\rangle + \sin\theta|g_1,g_2\rangle\right)\otimes|1_f,0_m\rangle, \quad (۴)$$

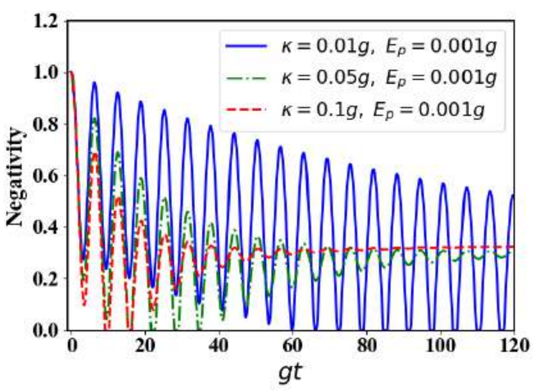
که θ زاویه همدوسی اتمی را نشان می‌دهد و $|1_f,0_m\rangle$ بیانگر این است که مُد اپتیکی شامل یک فوتون و مُد فونونی در حالت خلاء قرار دارد. اکنون برای دست‌یابی به تحول زمانی سامانه از معادله لیندبلاد استفاده می‌کنیم [۱۰]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} &= -i\left[\hat{H}_{eff},\hat{\rho}\right] + \frac{\kappa}{2}(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a}) \\ &+ \frac{\Gamma}{2}\sum_{j=1}^{2}(2\hat{\sigma}_j^-\hat{\rho}\hat{\sigma}_j^+ - \hat{\sigma}_j^+\hat{\rho}\hat{\sigma}_j^- - \hat{\rho}\hat{\sigma}_j^+\hat{\sigma}_j^-) \\ &+ \frac{\gamma_m}{2}(n_{th}+1)(2\hat{b}\hat{\rho}\hat{b}^\dagger - \hat{b}^\dagger\hat{b}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{b}^\dagger\hat{b}) \\ &+ \frac{\gamma_m}{2}n_{th}(2\hat{b}^\dagger\hat{\rho}\hat{b} - \hat{b}\hat{b}^\dagger\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{b}\hat{b}^\dagger),\end{aligned} \quad (۵)$$

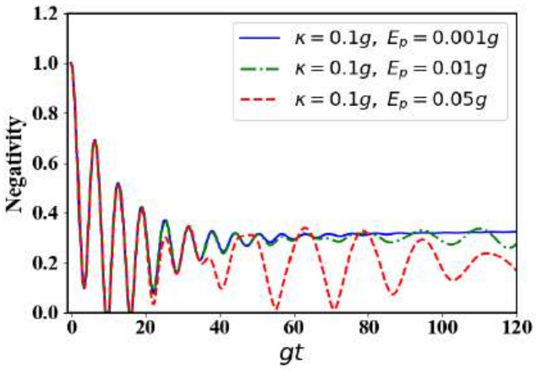
که در آن $\hat{\rho}$ ماتریس چگالی سامانه است. سامانه چهارجزئی معرفی شده مشتمل بر دو اتم، فوتون و فونون است (به علت بزرگ بودن ابعاد ماتریسی $\hat{\rho}$، نمی‌توان آن را در اینجا ارائه کرد). حال، فرض می‌کنیم که میدان کاواک به یک محفظه خلاء متصل باشد، در حالی که محیط نوسانگر به یک محفظه گرمایی با دمای T متصل است و تعداد میانگین فونون‌های حرارتی $n_{th} = (\exp(\omega_m/k_B T)-1)^{-1}$ است، که k_B ثابت بولتزمن است. در ادامه، برای ارزیابی درهم‌تنیدگی سامانه معرفی شده، از معیار مَنفیّت استفاده می‌کنیم که با رابطه $N = \|\hat{\rho}^{T_A}\|_A - 1$ بیان می‌شود [۱۱] و $\|\hat{\rho}^{T_A}\|_A$ نشان‌دهنده نُرم رَد عملگر $\hat{\rho}^{T_A}$ است ($\hat{\rho}^{T_A}$ در اینجا ماتریس چگالی کاهش‌یافته اتمی است که از رَدگیری روی مُدهای اپتیکی و مکانیکی بدست می‌آید). مقدار مَنفیّت می‌تواند از صفر تا یک متغیر باشد. اگر حالت بدست آمده کاملاً درهم‌تنیده باشد $N=1$، اما برای حالت‌های جداپذیر $N=0$ است. در ادامه نمودارهای سنجه مَنفیّت برای ارزیابی درهم‌تنیدگی میان دو اتم بر حسب زمان بهنجارشده gt در شکل‌های ۵-۲ رسم شده است. در تمام شکل‌ها پارامترهای $\omega_m = 5g$، $G_L = 1.4g$، $G_{NL} = 0.2g$، $\theta = \pi/4$ و $n_{th} = 0$ انتخاب شده است. در شکل ۲ مقدار پمپ کلاسیکی $\Omega = 0.01g$ و در بقیه شکل‌ها $\Omega = 0$ را در نظر گرفتیم.



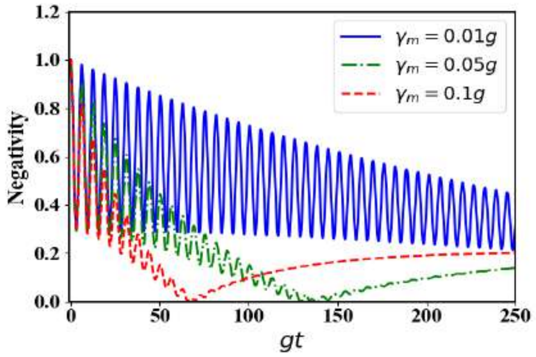
شکل ۲: اثر اتلاف اتمی بر درهم‌تنیدگی اتم-اتم.



شکل ۳: اثر اتلاف فوتونی بر درهم‌تنیدگی اتم-اتم.



شکل ۴: اثر دامنه پمپ میدان خارجی بر درهم‌تنیدگی اتم-اتم.



شکل ۵: اثر اتلاف فونونی بر درهم‌تنیدگی اتم-اتم.

بحث و نتیجه‌گیری

در این بخش شرایط مناسب برای دست‌یابی به درهم‌تنیدگی پایدار، با تغییر پارامترهای اتلاف‌های اتمی (Γ)، فوتونی (κ)، فونونی (γ_m) و دامنه پمپ میدان خارجی (E_p) مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش میرایی اتمی از $0.01g$ به $0.1g$ درهم‌تنیدگی نوسان می‌کند، در حالی که دامنه و تعداد نوسانات کاهش می‌یابد، به طوری که برای $\Gamma=0.1g$ درهم‌تنیدگی به طور ناگهانی و بدون هیچ نوسانی از یک به صفر کاهش می‌یابد. در شکل ۳ اثر اتلاف فوتونی با ثابت در نظر گرفتن دامنه میدان پمپ خارجی مورد بررسی قرار گرفته است. مشابه شکل ۲ درهم‌تنیدگی با کاهش نوساناتی مواجه می‌شود. با این حال، با افزایش اتلاف فوتونی، پایداری درهم‌تنیدگی زودتر اتفاق می‌افتد و میزان درهم‌تنیدگی در $N \approx 0.3$ پایدار می‌شود. در شکل ۴ با ثابت در نظر گرفتن نرخ اتلاف فوتونی به مقدار $\kappa=0.1g$ می‌خواهیم تاثیر دامنه پمپ میدان خارجی را بر درهم‌تنیدگی ارزیابی کنیم. هنگامی که میزان دامنه پمپ کم باشد پایداری درهم‌تنیدگی قابل مشاهده است، اما با افزایش دامنه پمپ، نوسانات افزایش پیدا کرده و به تدریج پایداری درهم‌تنیدگی از بین می‌رود. شکل ۵ مَنفیّت برای مقادیر مختلف اتلاف فونونی رسم شده است. افزایش این پارامتر منجر به کاهش درهم‌تنیدگی می‌شود، به طوری که در $\gamma_m=0.1g$ درهم‌تنیدگی رفتار میرایی سریع‌تری نسبت به بقیه مقادیر دارد و مَنفیّت در این مورد در زمان بهنجارشده $gt \approx 70$ زائل می‌شود، اما دوباره احیا شده و پس از مدتی به درهم‌تنیدگی پایدار $N \approx 0.2$ می‌رسد. نتایج عددی بدست آمده به وضوح نشان‌دهنده این واقعیت است که منشأ پایداری درهم‌تنیدگی در سامانه، وجود اتلاف‌ها است. اتلاف‌هایی که نقش مهمی در پایداری درهم‌تنیدگی اتم-اتم بدست آمده دارند، اتلاف‌های اپتیکی و مکانیکی هستند که در حضور آن‌ها علاوه بر پایداری، میزان درهم‌تنیدگی نیز به درجه قابل‌توجهی رسیده است.

مرجع‌ها

[1] C. Monroe, D. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland, “A “Schrödinger Cat” Superposition State of an Atom”, Science, Vol. **272**, No. 5262, pp. 1131-1136, 1996.
[2] R. L. Franco, G. Compagno, “Quantum entanglement of identical particles by standard information-theoretic notions”, Sci. Rep., Vol. **6**, No. 1, pp. 1-10, 2016.
[3] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, “Quantum entanglement”, Rev. Mod. Phys., Vol. **81**, No. 2, pp. 865-974, 2009.
[4] M. Rafeie, M. K. Tavassoly, M. Setodeh Kheirabady, “Macroscopic mechanical entanglement stability in two distant dissipative optomechanical systems”, Ann. Phys., Vol. **534**, No. 7, pp. 2100455-2100462, 2022.
[5] Q. H. Liao, Q. Zhang, N. R. Zhou, “Entanglement Swapping in Two Independent Atom-Cavity-Optomechanical Systems”, J. Korean Phys. Soc., Vol. **69**, No. 4, pp. 505-511, 2016.
[6] A. Nunnenkamp, K. Børkje, J. G. E. Harris, S. M. Girvin, “Cooling and squeezing via quadratic optomechanical coupling”, Phys. Rev. A, Vol. **82**, No. 2, pp. 021806-021811, 2010.
[7] J. Liao, F. Nori, “Photon blockade in quadratically coupled optomechanical systems”, Phys. Rev. A, Vol. **88**, No. 2, pp. 023853-023858, 2013.
[8] M. Hassani Nadiki, M. K. Tavassoly, “Phonon blockade in a system consisting of two optomechanical cavities with quadratic cavity membrane coupling and phonon hopping”, Eur. Phys. J. D, Vol. **76**, No. 3, pp. 1-11, 2022.
[9] 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.
[10] H. J. Carmichael, “Statistical methods in quantum optics 1”, (Springer, Berlin, 1999).
[11] G. Vidal, R. Werner, “Computable measure of entanglement”, Phys. Rev. A, Vol. **65**, No. 3, pp. 032314-032325, 2002.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

فروافت-احیا و پایداری درهم‌تنیدگیِ مگنون-کیوبیت ابررسانا در یک سامانه ترکیبی سه‌جزئی

مهران رفیعی؛ محمدکاظم توسلی؛ میثم ستوده خیرآبادی؛ ابراهیم قاسمیان

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد
mehran.rafeie1377@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir, ebigh2@gmail.com

چکیده: در این مقاله، دینامیک درهم‌تنیدگی ماکروسکوپی مگنون-کیوبیت ابررسانا در یک سامانه ترکیبی متشکل از یک کاواک میکروموج اتلاف‌گر که حاوی یک کُره YIG و یک کیوبیت ابررسانا است، بررسی شده است. در این رابطه، هامیلتونی موثر سامانه با استفاده تبدیل جیمز-جرک محاسبه شده و سپس دینامیک آن را در برهم‌کنش با میدان حرارتی با استفاده از معادله مستر لیندبلاد بررسی شده است. در نهایت، میزان درهم‌تنیدگی با بکارگیری سنجه منفیت ارزیابی شده است. نتایج تجزیه و تحلیل عددی نشان دهنده الگوی پدیده فروافت-احیا و همچنین پایداری درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت می‌باشد.

کلید واژه‌ها: پایداری درهم‌تنیدگی، پدیده فروافت-احیا، درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت ابررسانا، سامانه ترکیبی مگنونی.

Collapse-revival and stability of the magnon-superconducting qubit entanglement in a tripartite hybrid system

Mehran Rafeie, Mohammad Kazem Tavassoly, Meysam Setodeh Kheirabady and Ebrahim Ghasemian

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

mehran.rafeie1377@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, meysam.setodeh1376@gmail.com, ebigh2@gmail.com

Abstract: **In this paper, the macroscopic entanglement dynamics of magnon and superconducting qubit is investigated in a hybrid system comprising a microwave cavity that contains a YIG sphere and a superconducting qubit. In this regard, using the James-Jerke approach, the effective Hamiltonian of the system is derived, and then the system dynamics is obtained by solving the Lindblad master equation, while the interaction of the dissipative cavity with a thermal bath is also taken into account. Eventually, the entanglement degree is evaluated by employing the negativity measure. The numerical results indicate the appearance collapse-revival pattern and also the stability of the magnon-superconducting qubit entanglement.**

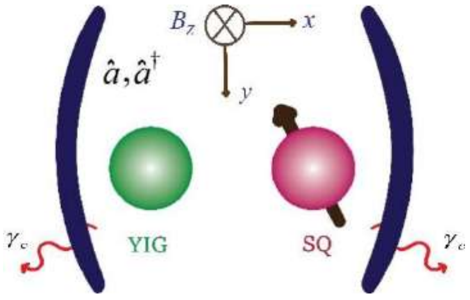
Keywords: Collapse-revival phenomenon, Entanglement stability, Hybrid magnonic system, Magnon-superconducting qubit entanglement.

مقدمه

در دهه گذشته تولید درهم‌تنیدگی با استفاده از سامانه‌های کوانتومی ترکیبی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱]. در این رابطه، سامانه‌های ترکیبی شامل مگنون، افق‌های جدیدی را برای توسعه تکنولوژی‌های کوانتومی گشوده‌اند [۲]. مگنون‌ها به وسیله دوقطبی مغناطیسی می‌توانند با میدان کوانتیده به صورت قوی یا ضعیف برهم‌کنش کنند [۳] و این نوع از برهم‌کنش در بسیاری از مدل‌های فیزیکی برای تولید حالت‌های غیرکلاسیکی، تولید درهم‌تنیدگی‌های چندجزئی و انتقال حالت‌های کوانتومی استفاده شده است. همچنین، جفت‌شدگی کیوبیت‌های ابررسانا به عنوان اتم‌های مصنوعی با میدان‌های کوانتیده به وسیله تبادل فوتون‌های میکروموج انجام می‌شود که می‌تواند نقش مهمی در آزمایش‌های مربوط به اطلاعات کوانتومی مانند دوربری حالت‌های کوانتومی [۴] ایفا کند. اخیراً، سامانه‌های کوانتومی ترکیبی که شامل مگنون و کیوبیت‌های ابررسانا هستند برای جستجوی ویژگی‌های کاربردی و غیرکلاسیکی مکانیک کوانتومی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در این مقاله، با درنظر گرفتن یک کاواک میکروموج اتلاف‌گر که در برهم‌کنش با یک حمام گرمایی است و شامل یک مگنون و یک کیوبیت ابررسانا می‌باشد، به بررسی درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت ابررسانا پرداخته‌ایم. نتایج عددی به ازای پارامترهای مختلف نشان‌دهنده وقوع پدیده فروافت-احیا و همچنین در مواردی پایداری زمانی درهم‌تنیدگی است. علاوه بر این با افزایش نرخ اتلاف کاواک نوسانات درهم‌تنیدگی کاهش می‌یابد.

مدل و حل عددی سامانه

همانطور که در شکل ۱ نمایش داده شده، سامانه مورد مطالعه یک سامانه ترکیبی کوانتومی است. مدل در نظر گرفته شده یک کاواک اتلاف‌گر با بسامد ω_c است که حاوی یک مگنون و یک کیوبیت ابررسانا است. در واقع مگنون‌ها از تعداد زیادی امواج اسپینیِ مواد فرومغناطیسی (ایتریم، آهن و گارنت) ساخته می‌شوند.



شکل ۱: کاواک میکروموج اتلاف‌گر تک‌مُد شامل یک مگنون و یک کیوبیت ابررسانا.

هامیلتونی آزاد مگنون با رابطه $\hat{H}_{0m}=g\mu_B B_z\hat{S}_z$ مشخص می‌شود که g، μ_B، B_z و $\hat{S}_z$ به ترتیب ثابت ژیرومغناطیسِ الکترون، مگنتون بوهر، مولفه z میدان مغناطیسی و اسپین مگنون هستند. با استفاده از تبدیل هولشتاین-پریماکوف [۵]، عملگرهای اسپین مگنون به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\hat{S}_+=\hat{m}^\dagger\sqrt{2S-\hat{m}^\dagger\hat{m}},\ \ \hat{S}_-=\sqrt{2S-\hat{m}^\dagger\hat{m}}\,\hat{m},\quad \hat{S}_z=\hat{m}^\dagger\hat{m}-S, \tag{۱}$$

که در آن $\hat{m}$ ($\hat{m}^\dagger$) عملگر نابودیِ (آفرینش) مگنون و S اسپین کل مگنون است. با استفاده از تبدیل ذکر شده، می‌توان هامیلتونی آزاد مگنون را به صورت $\hat{H}_{0m}=\omega_m\hat{m}^\dagger\hat{m}$ بازنویسی کرد که ω_m بسامد مگنون است. برهم‌کنش مگنون با فوتون‌های میکروموج با ضریب جفت‌شدگی g_m، که به وسیله دوقطبی مغناطیسی القا می‌شود، با استفاده از مدل جینز-کامینگز و در تقریب موج چرخان با رابطه $\hat{H}_{am}=g_m\left(\hat{m}^\dagger\hat{a}+\hat{m}\hat{a}^\dagger\right)$ توصیف می‌شود. $\hat{a}$ ($\hat{a}^\dagger$) عملگر نابودی (آفرینش) میدان کاواک است. همچنین، جفت‌شدگی یک کیوبیت ابررسانا (با بسامد گذار ω_q) با میدان کاواک و با ضریب جفت‌شدگی g_q نیز به واسطه فوتون‌های کاواک میکروموج با رابطه $\hat{H}_{aq}=g_q\left(\hat{\sigma}_+\hat{a}+\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger\right)$ داده می‌شود که $\hat{\sigma}_+$ و $\hat{\sigma}_-$

عملگرهای مربوط به کیوبیت ابررسانا هستند. بنابراین، هامیلتونی کل سامانه به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\hat{H} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{m}^\dagger \hat{m} + \frac{\omega_q}{2}\hat{\sigma}_z + \hat{H}_{am} + \hat{H}_{aq}, \quad (۲)$$

که در آن $\hat{\sigma}_z = \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_-\hat{\sigma}_+$ عملگر وارونی جمعیت کیوبیت ابررسانا است. با استفاده از تبدیل یکانی $\hat{R} = \exp(-i\hat{H}_0 t)$، که $\hat{H}_0$ هامیلتونی آزاد سامانه (سه جمله اول رابطه (۳)) است و نیز با فرض $\omega_m = \omega_q = \omega$، هامیلتونی در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\hat{H}_I = \left(g_m \hat{a}\hat{m}^\dagger e^{-i\delta t} + g_q \hat{a}\hat{\sigma}_+ e^{-i\delta t}\right) + H.c., \quad (۳)$$

که $\delta = \omega_c - \omega$ نامیزانی میدان کاواک با مگنون و کیوبیت ابررسانا است. در ادامه، با استفاده از روش جیمز-جِرک [۶] هامیلتونی موثر سامانه را به صورت زیر بدست می‌آوریم:

$$\hat{H}_{eff} = \frac{g_m^2}{\delta}(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{m}^\dagger \hat{m}) - \frac{g_m g_q}{\delta}(\hat{m}\hat{\sigma}_+ + \hat{m}^\dagger \hat{\sigma}_-) - \frac{g_q^2}{\delta}(\hat{a}^\dagger \hat{a}\hat{\sigma}_z - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-). \quad (۴)$$

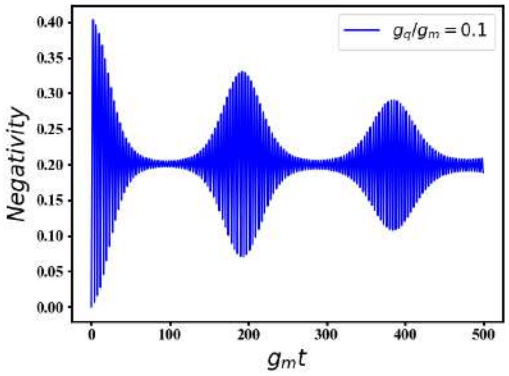
تحول زمانی ماتریس چگالی سامانه $\hat{\rho}$، با در نظر گرفتن اثرات اتلافیِ ناشی از برهم‌کنش میدان با حمام گرمایی، توسط معادله مسترِ لیندبِلاد با رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\partial_t \hat{\rho} = -i[\hat{H}_{eff}, \hat{\rho}] + \frac{\gamma_c}{2}(n_{th}+1)L_{\hat{a}}[\hat{\rho}] + \frac{\gamma_c}{2} n_{th} L_{\hat{a}^\dagger}[\hat{\rho}], \quad (۵)$$

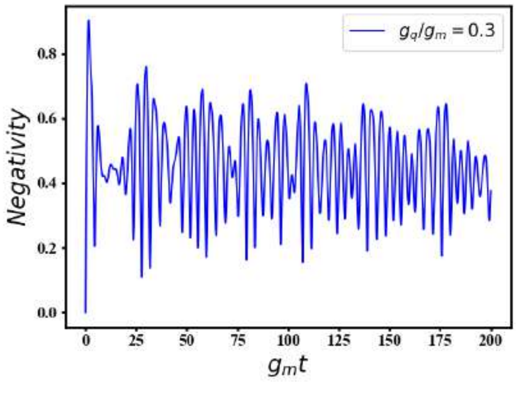
که n_{th} میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی، γ_c نرخ اتلاف کاواک و $L_{\hat{n}}[\hat{\rho}] = 2\hat{n}\hat{\rho}\hat{n}^\dagger - \hat{n}^\dagger\hat{n}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{n}^\dagger\hat{n}$ است. حالت اولیه به صورت $|\psi(0)\rangle = |\alpha\rangle \otimes |0,g\rangle$ انتخاب شده است که $|\alpha\rangle$ نشان دهنده حالت همدوس ($\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}\rangle_{t=0} = |\alpha|^2$) است و همچنین مگنون و کیوبیت ابررسانا نیز در حالت پایه خود فرض شده‌اند. این نکته لازم به ذکر است که حل عددی رابطه (۵) با استفاده از نرم‌افزار پایتون و ماژول کیوتیپ بدست آمده است [۷].

دینامیک درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت

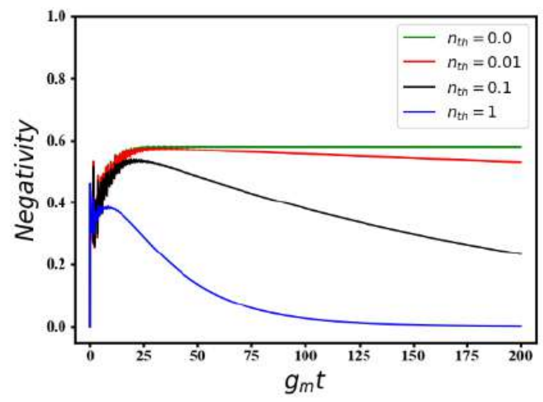
در این بخش می‌خواهیم دینامیک درهم‌تنیدگی دوجزئی مگنون-کیوبیت ابررسانا را با استفاده از سنجه منفیت محاسبه کنیم. با استفاده از ماتریس چگالی کاهش‌یافته دوجزئی مگنون-کیوبیت، $\rho_1^{T_A}$، سنجه منفیت با رابطه $N = \|\rho_1^{T_A}\|_A - 1$ مشخص می‌شود که $\|\rho_1^{T_A}\|_A$ نشان دهنده نُرم رَد عملگر $\rho_1^{T_A}$ است ($\rho_1^{T_A}$ در اینجا ماتریس چگالی کاهش‌یافته است که از رَدگیری روی مُد اپتیکی بدست می‌آید). سنجه منفیت از ۰ تا ۱ تغییر می‌کند که $N=1$ و $N=0$ به ترتیب بیشینه و کمینه درهم‌تنیدگی را نشان می دهند. در ادامه برای بررسی میزان درهم‌تنیدگی، سنجه منفیت به ازای پارامترهای مختلف و برحسب زمان مقیاس‌شده $g_m t$ رسم شده است.



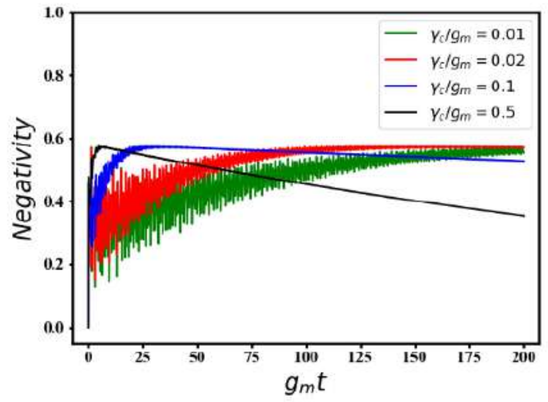
شکل ۲: درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت بر حسب زمان مقیاس‌شده به ازای $\delta / g_m = 0.6,\ \gamma_c / g_m = 0.01,\ n_{th} = 0.1,\ |\alpha|^2 = 2$.



شکل ۳: درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت بر حسب زمان مقیاس‌شده به ازای $\delta / g_m = 0.6,\ \gamma_c / g_m = 0.01,\ n_{th} = 0.1,\ |\alpha|^2 = 2$.



شکل ۴: درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت بر حسب زمان مقیاس‌شده به ازای $\delta/g_m=0.5,\ \gamma_c/g_m=0.1,\ g_q/g_m=1,\ |\alpha|^2=3$.



شکل ۵: درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت بر حسب زمان مقیاس‌شده به ازای $\delta/g_m=0.5,\ g_q/g_m=1,\ n_{th}=0.01,\ |\alpha|^2=3$.

بحث و نتیجه‌گیری

در این بخش به بررسی دینامیک درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت ابررسانا می‌پردازیم. شکل‌های ۲ و ۳ برای بررسی اثر جفت‌شدگی میدان-کیوبیت ابررسانا بر تحول درهم‌تنیدگی رسم شده‌اند. در شکل ۲ به ازای $g_q=0.1g_m$ الگوی شفافِ فروافت-احیای درهم‌تنیدگی را شاهد هستیم. به نظر می‌رسد که با گذشت زمانی طولانی می‌توانیم به حالتی با میزان درهم‌تنیدگی شبه‌پایدار و در حدود $N=0.2$ برسیم. با افزایش ضریب جفت‌شدگی میدان-کیوبیت از $g_q=0.1g_m$ به $g_q=0.3g_m$ مشاهده می‌کنیم که الگوی بسیار واضح فروافت-احیا در دینامیک درهم‌تنیدگی مگنون-کیوبیت دیگر قابل مشاهده نیست و به جز در زمان‌های اولیه که یک یا دو فروافت-احیا را شاهدیم، با گذشت زمان شاهد نوسانات نامنظمی هستیم. بنابراین، برای مشاهده الگوی فروافت-احیا باید جفت‌شدگی میدان-کیوبیت ابررسانا را در رژیم جفت‌شدگی ضعیف‌تر تنظیم کنیم. شکل ۴ با انتخاب جفت‌شدگی‌های برابرِ میدان-مگنون و میدان-کیوبیت ابررسانا و به منظور بررسی اثرِ میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی بر میزان درهم‌تنیدگی رسم شده است. نتایج نشان می‌دهند که اگر بتوانیم n_{th} را به صفر برسانیم، درهم‌تنیدگی پایدارِ $N \approx 0.6$ قابل دسترس است. همچنین مشاهده می‌کنیم که با افزایش n_{th} منحنی درهم‌تنیدگی رفتاری نزولی دارد و به ازای $n_{th}\geq 0.1$ شاهد صفرشدن درهم‌تنیدگی در بازه زمانی در نظر گرفته شده هستیم. در شکل ۵ درهم‌تنیدگی به ازای نرخ‌های اتلاف کاواک متفاوت رسم شده است. به ازای $\gamma_c=0.01g_m$ و در ابتدای برهم‌کنش شاهد نوساناتِ نامنظمی هستیم که با گذشت زمان دامنه این نوسانات کاهش می‌یابد و حالتی با درهم‌تنیدگی شبه‌پایدار حاصل می‌شود. با افزایش نرخ اتلاف کاواک، نوسانات کاهش می‌یابد و با گذشت زمان شاهد جداسازی حالتِ مگنون و کیوبیت ابرسانا خواهیم بود. بنابراین، با تنظیم پارامترهای درگیر در سامانه، پدیده فروافت-احیا و همچنین پایداری درهم‌تنیدگی ماکروسکوپی مگنون-کیوبیت ابررسانا قابل مشاهده است. به طور کلی نتایج عددی بدست آمده به وضوح نشان‌دهنده این واقعیت است که منشأ پایداری درهم‌تنیدگی در سامانه، وجود اتلاف‌ها هستند.

مرجع‌ها

[1] J. Li, S. Y. Zhu, G. S. Agarwal, “Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics”, Phys. Rev. Lett., Vol. **121**, p. 203601, 2018.
[2] D. Zhang, X. Wang, T. Li, X. Q. Luo, W. Wu, F. Nori, J. Q. You, “Cavity quantum electrodynamics with ferromagnetic magnons in a small yttrium-iron-garnet sphere”, Npj Quantum Inf., Vol. **1**, p. 15014, 2015.
[3] B. Bhoi, S. K. Kim, “Solid State Physics; Photon-magnon coupling: Historical perspective, status, and future directions”, Solid State Physics, Vol. **70**, p. 1, 2019.
[4] S. Salimian, M. K. Tavassoly, N. Sehati, “Teleportation of the entangled state of two superconducting qubits”, Europhysics Lett., Vol. **138**, p. 55004, 2021.
[5] T. Holstein, H. Primakoff, “Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet”, Phys. Rev., Vol. **58**, p. 1098, 1940.
[6] D. F. James, J. Jerke, “Effective Hamiltonian theory and its applications in quantum information”, Can. J. Phys., Vol. **85**, p. 625, 2007.
[7] J. R. Johansson, P. D. Nation, and F. Nori, “Qutip 2: A python framework for the dynamics of open quantum systems”, Comput. Phys. Commun., Vol. **184**, p. 1234, 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اندازه‌گیری بار توپولوژیکی یک پرتوی لیزر گردابی با تحلیل طرح پراش روزنه مثلثی

ساناز فروغی دهنوئی[۱] و سعید قوامی صبوری[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، sanazforooqi@sci.ui.ac.ir

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، ghavami@sci.ui.ac.ir

چکیده - پرتوهای لیزر گردابی به علت حمل تکانه زاویه‌ای مداری، دارای کاربردهای گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف علمی است. روش‌های گوناگونی برای اندازه‌گیری بار توپولوژیکی این پرتوها وجود دارد. یکی از این روش‌ها مطالعه‌ی طرح پراش حاصل از روزنه‌های با اشکال هندسی مختلف است. در این مقاله ابتدا پرتوی لاگر گاوس با استفاده از یک تیغه فاز حلزونی در آزمایشگاه تولید و سپس بار توپولوژیکی آن با تحلیل طرح پراش حاصل از یک روزنه مثلثی، اندازه‌گیری شد. همچنین طرح پراش ناشی از روزنه‌ی مثلثی شبیه‌سازی و با نتایج آزمایشگاهی مقایسه گردید.

کلیدواژه- بار توپولوژیکی، تکانه زاویه‌ای مداری، تیغه فاز حلزونی، پراش، پرتوی لاگرگاوس، پرتوهای گردابی، روزنه مثلثی.

Topological charge measurement of vortex laser beam by analyzing the diffraction pattern of triangular aperture

Sanaz Foroughi Dehnoei[1], and Saeed Ghavami Sabouri[2]

[1] Faculty of physics, University of Isfahan, sanazforooqi@sci.ui.ac.ir

[2] Faculty of physics, University of Isfahan, ghavami@sci.ui.ac.ir

Abstract- vortex beam beams, due to carrying orbital angular momentum have a wide range of applications in several scientific branches. There are different methods for measuring the topological charge of these beams. One of the efficient methods is investigation of the diffraction pattern from apertures with different geometrical shapes. In this paper, first, we produce a laser beam with Laguerre-Gauss profile by using a spiral phase plate in the laboratory and then measure the topological charge by analyzing the diffraction pattern obtained from a triangular aperture. Also, the diffraction pattern due to the triangular aperture was simulated and compared with experimental results.

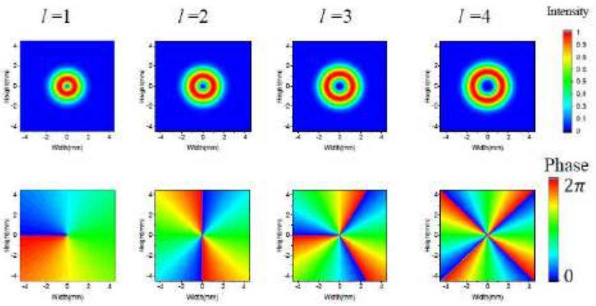
Keywords: Laguerre-Gauss beam, diffraction, spiral phase plate, orbital angular momentum, topological charge, triangular aperture,vortex beam.

مقدمه

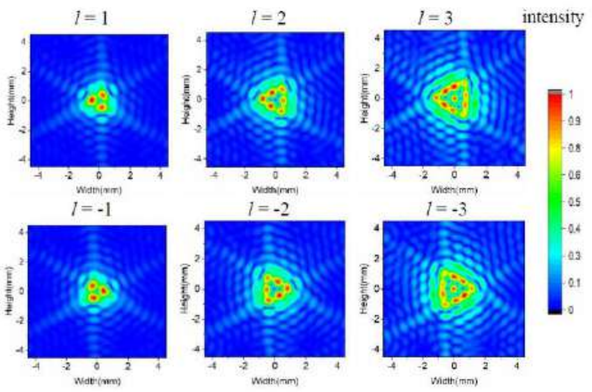
به پرتوهای حامل تکانه زاویه‌ای، پرتوهای گردابی می‌گویند. دسته عظیمی از این پرتوها، پرتوهای لاگر-گاوس است که دارای کاربردهای بسیاری نظیر انبرک‌های نوری[۱]، گیراندازی اتمها، مولکول‌ها و میکرو ذرات[۲] هستند. در سال ۱۹۹۲ آلن و همکارانش نشان دادند که یک پرتوی لاگر گاوس دارای تکانه زاویه‌ای مداری است[۳]. پرتوهای نوری که حاوی فاز سمتی $\exp(il\varphi)$ هستند دارای جبهه موج مارپیچ هستند و تکانه زاویه‌ای مداری معادل $l\hbar$ حمل می‌کنند. l می‌تواند هر مقدار صحیح و یا حتی غیر صحیحی را داشته باشد. روش‌های مختلفی برای اندازه‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری پیشنهادشده است، که برخی از آن‌ها شامل استفاده از تداخل‌سنج‌ها[۴]و عدسی کج[۵] است. یکی دیگر از روش‌ها ، مطالعه‌ی طرح پراش حاصل از پرتوهای لاگر-گاوس از روزنه‌هایی با شکل‌های متفاوت است. به‌عنوان‌مثال، طرح ناشی از پراش یک پرتوی گردابی از یک روزنه شش‌ضلعی[۶] یا روزنه پنج‌ضلعی[۷] موردمطالعه قرارگرفته است و رابطه‌ای بین لکه‌های موجود در طرح پراش و تکانه زاویه‌ای به‌دست‌آمده است. در این مقاله قصد داریم ابتدا طرح پراش یک پرتوی لاگر گاوس را از یک روزنه با شکل مثلثی شبیه‌سازی کنیم. پس‌ازآن یک پرتوی لاگرگاوس با بار توپولوژیکی ۲و۴ با استفاده از یک تیغه‌ی فاز حلزونی تولید کنیم و پس‌ازآن با استفاده از یک روزنه‌ی مثلثی طرح پراش آن را روی یک دوربین CCD تشکیل داده و با بررسی طرح پراش آن بار توپولوژیکی را اندازه‌گیری کنیم.

شبیه‌سازی

برای شبیه‌سازی پرتوهای لاگرگاوس و طرح پراش ناشی از آن‌ها از روزنه مثلثی ابتدا توزیع شدت و توزیع فاز جبهه‌ی موج پرتوی لاگرگاوس، رابطه‌ی داده‌شده در مرجع[۶] را در شکل ۱ قسمت (الف) نشان داده‌ایم. پس‌ازآن با حل عددی انتگرال پراش فرنل[۸] با استفاده از قاعده‌ی عددی ذوزنقه طرح پراش ناشی از روزنه مثلث متساوی‌الاضلاع را به دست آورده‌ایم و در شکل(ب) نشان داده‌ایم.



(الف)



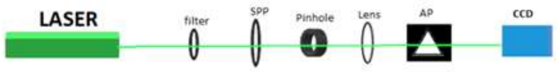
شکل ۱: الف) نمایه شدت پرتوهای لاگر گاوس و تغییر شدت فاز آن‌ها برای l=1,2,3,4 ب) شبیه‌سازی طرح پراش ناشی از شکاف مثلثی برای l=±1,±2,±3

در شکل (الف) نمایه شدت پرتوهای لاگر گاوس و تغییر شدت فاز آن‌ها برای l=1,2,3,4 طراحی‌شده است. رابطه تغییر فاز با نسبت $2\pi l$ نیز به‌طور مشخص سبب تغییر و افزایش فاز با تغییرات l با ضریب 2π شده است. درشکه (ب) هم طرح پراش ناشی از شکاف مثلثی با ضلع ۱ میلی‌متری و فرض یک صفحه مشاهده مربعی با ابعاد ۹×۹ میلی‌متری و تفکیک ۳۰۰ × ۳۰۰ در فاصله ۲۰ سانتی‌متری از شکاف با حل انتگرال پراش فرنل برای l=±1,±2,±3 شبیه‌سازی‌شده است. تغییر تعداد لکه‌ها با افزایش بار توپولوژیکی در شکل (ب) مشاهده می‌شود که به‌طور

مشخص از معادله *l*=N-1 پیروی می‌کنند در آن *l* بار توپولوژیکی و N تعداد لکه‌های روشن در هر ضلع است. در این شکل لکه‌ها با تغییر علامت بار توپولوژیکی به‌اندازه ۱۸۰ درجه می‌چرخند.

چیدمان آزمایشگاهی و تحلیل نتایج

در شکل ۲ نمایی از چیدمان آزمایشگاهی برپاشده برای اندازه‌گیری بار توپولوژیکی پرتوهای لاگر-گاوس نشان داده‌شده است



شکل ۲: چیدمان آزمایشگاهی اندازه‌گیری بار توپولوژیکی پرتوهای لاگر-گاوس.

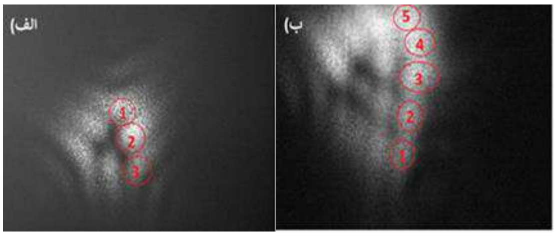
برای برپایی چیدمان تولید پرتوهای گردابی و اندازه‌گیری بار توپولوژیکی آن، از هماهنگ دوم لیزر نئودیم-یاگ با طول‌موج ۵۳۲ نانومتر به‌عنوان چشمه استفاده‌شده است. پرتو خروجی این لیزر در مد TEM00 یعنی مد پایه‌ی گاوسی است. برای تبدیل این مد به مدهای لار گاوس از یک تیغه‌ی فاز حلزونی استفاده شد. برای تولید پرتوهای گردابی، تیغه‌ی فاز حلزونی با دقت در وسط لکه لیزر مد پایه به‌صورت متقارن تنظیم گردید. با استفاده از عدسی L بافاصله کانونی ۳۰۰ میلی‌متر پرتو لاگر-گاوس گسترده شد. برای پیرایش پرتوی لاگر گاوس، از یک شکاف دایره‌ای بعد از عدسی استفاده شد که تنظیم شعاع این روزنه در تفکیک لکه‌ها نقش به سزایی دارد. روزنه مثلثی در فاصله ۴۸۰ میلی‌متر از عدسی قرار داده شد. با استفاده از قرار دادن ۳ لبه تیز در کنار یکدیگر با زاویه ۶۰ درجه‌یک مثلث متساوی‌الاضلاع به ضلع ۲ میلی‌متر تولید شد. این چیدمان حساسیت زیادی به محل قرارگیری روزنه دارد به همین علت، روزنه بر روی یک جابجا گر ۳ بعدی که قابلیت حرکت در سه راستای عمود برهم با دقت ۰,۰۱ میلی‌متر را فراهم می‌کرد قرار داده شد. تصاویر طرح پراش با دوربین CCD (مدل: DMK 33UX265) ضبط‌شده است. برای تنظیم شدت پرتوی لیزر و جلوگیری از اشباع CCD از یک فیلتر کاهنده شدت در مقابل لیزر استفاده گردید.

نمایه پرتو لاگر-گاوس تولیدشده در آزمایشگاه با بار توپولوژیکی *l*=2 در شکل ۳ و نمایه شبیه‌سازی‌شده بر اساس مرجع [۶] در شکل ۱ قسمت (الف) نشان داده‌شده است. همانطورکه از مقایسه شکل ۳ و شکل ۱-الف دیده می‌شود، دو توزیع از همخوانی خوبی برخوردار هستند.

شکل ۳: نمایه پرتو گاوسی برای *l*=2

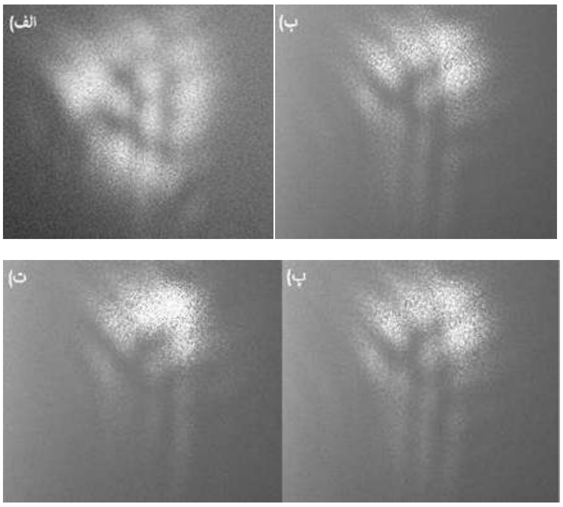
با مقایسه الگوهای پراش برای مقادیر مختلف بار توپولوژیکی *l* می‌توان به بررسی ارتباط بین بار توپولوژیکی و جزئیات طرح پراش پرداخت. طرح پراش پرتوی گردابی با بار توپولوژیکی ۲ و ۴ از روزنه مثلثی در شکل ۵ نمایش داده‌شده است. درواقع طرح پراش یک مثلث متساوی‌الاضلاع است که روی هر ضلع آن تعدادی لکه روشن قرار دارد. همان‌طور که در شکل پیداست در شکل الف برای طرح پراش پرتوی لاگر-گاوس با *l*=2 در هر ضلع ۳ لکه روشن وجود دارد. به همین ترتیب در شکل ب طرح پراش پرتوی لاگر-گاوس برای *l*=4 است حاوی ۵ لکه در هر ضلع است؛ بنابراین مقدار بار توپولوژیکی، *l* مستقیماً با نقاط روشن خارجی تشکیل‌شده در اضلاع مثلث تشکیل‌شده در طرح پراش مرتبط است. با بررسی عمیق‌تر می‌توان دریافت که بار توپولوژیکی کل با رابطه *l*=N-1 قابل تخمین است که در

آن N تعداد نقاط روشن هر یک از اضلاع مثلث است. نحوه شمارش لکه‌های روشن در شکل ۴ نشان داده‌شده است.



شکل ۴: طرح پراش ثبت‌شده در آزمایشگاه برای توزیع شدت الگوهای پراش برای پرتوهای گردابی: الف) پرتوی لاگر-گاوس با l=2 ب) پرتوی لاگرگاوس با l=4

کلیدی‌ترین پارامتر در تشکیل طرح پراش ناشی از روزنه مثلثی تنظیم محل قرارگیری روزنه نسبت به مرکز پرتوی گردابی است. برای نمایش میزان این حساسیت، طرح پراش به ازای جابجایی افقی روزنه از محل بهینه خود در شکل ۵ نشان داده‌شده است.



شکل ۵: جابجایی روزنه مثلثی به سمت راست به ازای هر ۰،۱ میلی‌متر برای پرتوی لاگرگاوس با تکانه زاویه ۴. الف) روزنه در محل بهینه خود قرار دارد.

با توجه به شکل ۵ که برای l=4 ثبت‌شده است مشاهده می‌کنید که وقتی روزنه را به‌تدریج از محل بهینه خود که تشکیل‌دهنده طرح پراش متقارن و کامل است به‌اندازه ۰،۱ میلی‌متر به سمت راست دور می‌کنیم تقارن لکه‌ها به‌کلی از بین خواهد رفت و با جابجایی دیگر نمی‌توانیم بار توپولوژیکی پرتوهای لاگر گاوس را اندازه‌گیری کرد و این اندازه‌گیری به‌شدت به محل قرارگیری روزنه بستگی دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ابتدا به شبیه‌سازی طرح پراش پرتوی لاگر-گاوس ناشی از یک روزنه مثلثی پرداختیم سپس با چیدمان تجربی نقش پراش آن را موردبررسی قراردادیم و توانستیم ارتباط بین طرح پراش و بار توپولوژیکی آن را مشخص کنیم و همچنین نشان دادیم برای اندازه‌گیری با روزنه مثلثی قرارگرفته روزنه در مرکز تقارن پرتوی لاگرگاوس نقش بسیار مهمی در این اندازه‌گیری دارد.

مرجع‌ها

[1] J. E. Curtis, B. A. Koss, and D. G. Grier, “Dynamic holographic optical tweezers,” Optics communications, vol. 207, no. 1-6, pp. 169-175, 2002.

[2] W. Power, L. Allen, M. Babiker, and V. Lembessis, “Atomic motion in light beams possessing orbital angular momentum,” Physical Review A, vol. 52, no. 1, pp. 479, 1995.

[3] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes,” Physical review A, vol. 45, no. 11, pp. 8185, 1992.

[4] R. Neo, “Measuring the Orbital Angular Momentum of Light for Astronomy,” 2017.

[5] B. Komal, D. Sathyanarayanan, S. Kumar, and P. Senthilkumaran, “Polarization singularity index determination by using a tilted lens,” Applied Optics, vol. 60, no. 12, pp. 3266-3271, 2021.

[6] L. A. Melo, A. J. Jesus-Silva, S. Chávez-Cerda, P. H. S. Ribeiro, and W. C. Soares, “Direct measurement of the topological charge in elliptical beams using diffraction by a triangular aperture,” Scientific reports, vol. 8, no. 1, pp. 1-8, 2018.

[7] Y. Liu, and J. Pu, “Measuring the orbital angular momentum of elliptical vortex beams by using a slit hexagon aperture,” Optics Communications, vol. 284, no. 10-11, pp. 2424-2429, 2011.

[8] E. Hecht, Optics: Pearson, 2012.

افزایش تعداد عدسی‌های فرنل قابل‌نمایش بر روی یک مدولاتور فضایی نور با استفاده از تکنیک میانگین‌گیری

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،ghavami@sci.ui.ac.ir

چکیده – در برخی از کاربردها لازم است که پرتوی لیزر به‌صورت هم‌زمان در چند نقطه در صفحه‌ی عمود برجهت انتشار پرتو وجود داشته باشد. در این مقاله برای افزایش تعداد نقاط کانونی، از روش میانگین‌گیری روی عدسی‌های فرنل استفاده‌شده است. قطعه‌ی پراشی طراحی‌شده در نرم‌افزار متلب بر روی یک مدولاتور فضایی نور دامنه‌ای نمایش داده‌شده و با تابش پرتوی لیزر به مدولاتور، آرایه‌ای دوبعدی از نقاط کانونی ثبت‌شده است. هم‌چنین طرح پراش ناشی از قطعه‌ی پراشی شبیه‌سازی شد که نتایج آن تطابق خوبی با نتایج حاصل از چیدمان تجربی دارد.

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

Increasing the number of displayable Fresnel lenses on a spatial light modulator using the averaging technique

Safoura Ezadi [1], Saeed Ghavami Sabouri [2]

[1] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, s.izadi@sci.ui.ac.ir
[2] Faculty of Physics, University of Isfahan, Isfahan, ghavami@sci.ui.ac.ir

Abstract- In some applications, it is necessary for the laser beam to exist simultaneously at several points in the plane perpendicular to the beam propagation direction. In this article, the averaging method on Fresnel lenses is used to increase the number of focal points. The diffraction pattern designed in MATLAB software is displayed on a spatial light modulator and a two-dimensional array of focal points is recorded by irradiating the modulator with a laser beam. Also, the diffraction pattern from the diffraction element is simulated, the results of which are in good agreement with the results obtained from the experimental setup.

Keywords: Averaging Fresnel lenses, Spatial light modulator, Transvers focal point

مقدمه

قطعات اپتیکی پراشی بر اساس پراش نور عمل می‌کنند و می‌توانند در بسیاری از کاربردها جایگزینی برای قطعات شکستی باشند، به‌طور مثال از عدسی‌های فرنل به‌جای عدسی‌های کروی شکستی استفاده می‌شود[۱]. عدسی فرنل یکی از قطعات اپتیکی پراشی است که پرتوی لیزر را کانونی می‌کند. با کنار هم قرارگیری عدسی‌های فرنل منفرد و افزایش تعداد عدسی‌ها، آرایه‌ای از نقاط کانونی ایجاد می‌شود که دارای کاربردهایی نظیر پرینتر سه‌بعدی، تصویربرداری پزشکی و ماشین‌کاری لیزری هستند[۲, ۳]. برای اولین بار در سال ۱۹۹۱ از آرایه‌ای از عدسی‌های فرنل برای کانونی شدن پرتوی نور در چند نقطه‌ی عرضی استفاده‌شده است. به‌عنوان یک مثال از کاربرد قطعات اپتیکی با چند کانون عرضی می‌توان به گیراندازی ذرات اشاره کرد. در تله‌های اپتیکی با کانونی کردن پرتو، یک‌ذره را به دام می‌اندازند. برای گیراندازی هم‌زمان چند ذره لازم است که پرتوی لیزر در چندین نقطه کانونی شود[۴]. در این مقاله قصد داریم با استفاده از نرم‌افزار متلب سامانه‌ی اپتیکی چند کانونی عرضی را طراحی و به‌منظور افزایش تعداد نقاط کانونی از تکنیک میانگین روی عدسی‌های منفرد استفاده کنیم. سپس با استفاده از یک مدولاتور فضایی نور دامنه‌ای، سامانه‌ی اپتیکی چند کانونی عرضی را در آزمایشگاه تولید کنیم.

مبانی نظری

میدان پراشی ناشی از قطعه‌ی پراشی در فاصله‌ی معین z با انتگرال فرنل بیان می‌شود[۵]:

$$E(u,v)=\frac{e^{jkz}e^{j\frac{k}{2z}\left(u^2+v^2\right)}}{j\lambda z}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}A(x,y)\times e^{\left[j\frac{k}{2z}\left(x^2+y^2\right)\right]}e^{\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(xu+yv)\right]}dxdy \qquad (۱)$$

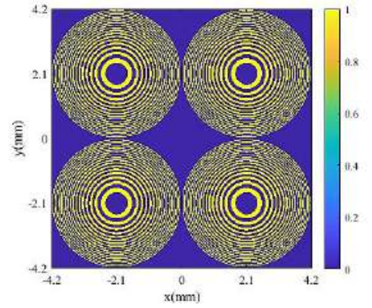
که در آن (x,y) مختصات قطعه‌ی پراشی، (u,v) مختصات صفحه‌ی تصویر، $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ و A(x,y) تابع قطعه‌ی پراشی است. عدسی فرنل به‌عنوان قطعه‌ی پراشی، شامل حلقه‌هایی هم‌مرکز و به‌صورت یک‌درمیان مات و شفاف است و مانند عدسی نور فرودی را کانونی می‌کند. برای افزایش تعداد نقاط کانونی، از روش میانگین‌گیری روی عدسی‌های فرنل منفرد به‌صورت زیر استفاده می‌شود:

$$A(x,y)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}A_i(x,y) \qquad (۲)$$

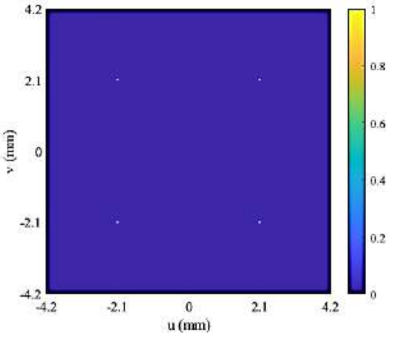
که در آن N تعداد عدسی‌هایی است که باهم جمع می‌شوند و A_i تابع هر عدسی است. در این رابطه مختصات قطعه‌ی پراشی برای همه‌ی عدسی‌ها یکسان در نظر گرفته‌شده است. برای داشتن آرایه‌ای از نقاط کانونی عرضی، عدسی‌ها باید به‌صورت آرایه‌ای در کنار هم قرار گیرند. بدین ترتیب هر عدسی به‌گونه‌ای است که محل مرکز هر عدسی بافاصله از محل مرکز عدسی مجاور باشد. قطعات اپتیکی پراشی این قابلیت رادارند که باهم ترکیب و به‌عنوان یک قطعه‌ی پراشی بر روی مدلاتور فضایی نور پیاده‌سازی شوند و به‌صورت هم‌زمان عملکرد قطعات ترکیب‌شده را استخراج کنند[۶].

شبیه‌سازی قطعه‌ی پراشی (DOE)

برای ایجاد نقاط کانونی عرضی با استفاده از نرم‌افزار متلب تابع قطعه‌ی پراشی را به‌صورت شکل (۱) طراحی می‌کنیم. ابعاد قطعه‌ی پراشی ۸/۴ میلی‌متر و تفکیک ۶۰۰×۶۰۰ در نظر گرفته‌شده است. طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر و فاصله کانونی عدسی‌ها ۲۰ سانتی‌متر است. با حل عددی انتگرال پراش فرنل، نقاط کانونی عرضی شبیه‌سازی‌شده است.



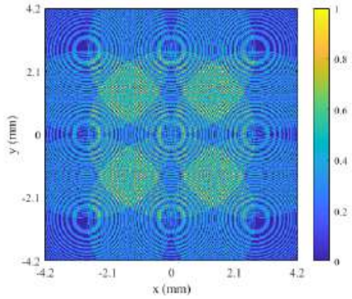
(الف)



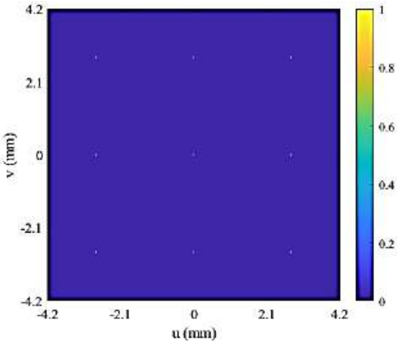
(ب)

شکل ۱) (الف) شبیه‌سازی آرایه‌ای ۲× ۲ از عدسی فرنل (ب) شبیه‌سازی نقاط کانونی عرضی ناشی از آرایه‌ای ۲×۲ از عدسی فرنل

برای داشتن نقاط کانونی بیشتر، تعداد عدسی در آرایه باید افزایش یابد. با افزایش تعداد عدسی تعداد حلقه‌های هر عدسی کاهش می‌یابد تا جایی که در آرایه‌ی ۸×۸ از عدسی‌ها هر عدسی دارای یک حلقه است. تعداد کم حلقه‌ها منجر به کاهش خاصیت کانونی کننده‌ی عدسی می‌شود. برای رفع این مشکل و به‌منظور ثابت نگه‌داشتن تعداد حلقه‌های هر عدسی، از تکنیک میانگین‌گیری روی عدسی‌های فرنل تکی مطابق رابطه‌ی (۲) استفاده می‌کنیم.



(الف)



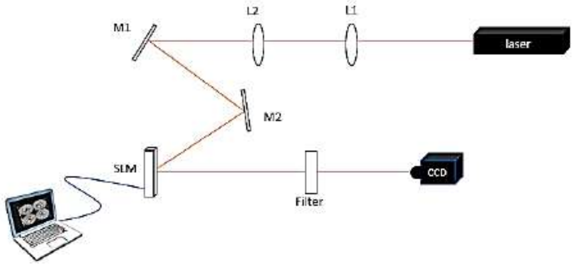
(ب)

شکل۲) شبیه‌سازی آرایه‌ای ۳× ۳ از عدسی فرنل با استفاده از تکنیک میانگین‌گیری (ب) شبیه‌سازی نقاط کانونی عرضی ناشی از آرایه‌ای ۳×۳ از عدسی فرنل

در شکل (۲) حلقه‌های هر عدسی با حلقه‌های عدسی دیگر برهم‌نهی کرده و اثر برهم‌نهی حلقه‌ها در ایجاد نقاط کانونی عرضی بررسی‌شده است. برهم‌نهی حلقه‌ها تأثیری در عملکرد عدسی دیگر نداشته و درعین‌حال تعداد نقاط کانونی افزایش‌یافته است.

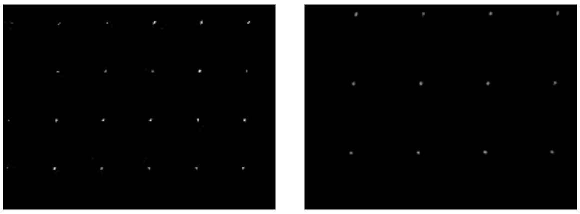
چیدمان آزمایشگاهی

پس از طراحی آرایه‌ی عدسی فرنل، قطعه‌ی پراشی طراحی‌شده بر روی مدولاتور فضایی نور پیاده‌سازی و طرح پراش آن ثبت‌شده است. برای ثبت طرح پراش ناشی از قطعه‌ی پراشی، لیزر هلیوم نئون با طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر، مدولاتور فضایی نور دامنه‌ای، آینه، عدسی، سیستم کامپیوتری و سیستم تصویربرداری استفاده‌شده است. نور لیزر پس از بازتاب از یک آینه تخت وارد مدولاتور فضایی نور می‌شود. درنهایت نور بازتاب شده از مدولاتور نقاط کانونی را تشکیل می‌دهد. برای جلوگیری از اشباع شدن پیکسل‌های سیستم تصویربرداری از فیلتر کاهنده‌ی شدت استفاده کردیم. در شکل (۳) شمایی از چیدمان آزمایشگاهی برپاشده نشان داده‌شده است.

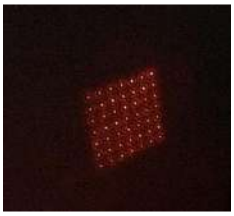


شکل ۳) چیدمان آزمایشگاهی برای ایجاد نقاط کانونی عرضی

در شکل (۴) طرح پراش ناشی از آرایه‌ای ۶×۶ و ۸×۸ از عدسی‌های فرنل با برهم‌نهی نشان داده‌شده است. طرح پراش این آرایه به دلیل محدودیت ابعاد سیستم تصویربرداری، کاملاً درون کادر دوربین CCD قرار نمی‌گیرد؛ بنابراین در این طرح تعدادی از کانون‌ها قابل‌مشاهده است. به‌عنوان‌مثال با توجه به شکل (۴)-ب بجای آرایه‌ای ۸×۸ از نقاط کانونی عرضی آرایه‌ای ۴×۵ از نقاط کانونی توسط سیستم تصویربرداری ثبت‌شده است. برای نمایش نقاط کانونی عرضی، طرح شدت آرایه‌ای ۷×۷ از عدسی‌های فرنل روی صفحه‌ی مشاهده به‌صورت کیفی با استفاده از دوربین تصویربرداری شده است و در شکل (۴)-ج نمایش داده‌شده است.



(الف) (ب)



(ج)

شکل ۴) توزیع شدت آرایه‌ای از عدسی‌های فرنل با برهم‌نهی (الف) آرایه‌ی ۶×۶ از عدسی‌های فرنل (ب) آرایه‌ی ۸×۸ از عدسی‌های فرنل (ج) تصویر ثبت‌شده از آرایه‌ای از نقاط کانونی عرضی با استفاده از دوربین تلفن همراه ایجادشده توسط آرایه‌ای ۷×۷ از عدسی‌های فرنل

با توجه به شکل (۴) با پیاده‌سازی آرایه‌هایی از عدسی فرنل دارای برهم‌نهی با یکدیگر می‌توان نقاط کانونی بیشتری بدون کاهش قابل‌توجه تعداد حلقه‌های هر عدسی ایجاد کرد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله سیستم چند کانونی عرضی با تکنیک میانگین‌گیری بر روی عدسی‌های فرنل منفرد شبیه‌سازی‌شده و در آزمایشگاه با استفاده از مدولاتور فضایی نور، تعداد بیشتری از نقاط کانونی بدون کاهش تعداد حلقه‌های هر عدسی برای کاربردهایی نظیر گیراندازی هم‌زمان ذرات تولید شد. به دلیل برهم‌نهی عدسی‌های فرنل و اختصاص یافتن یک پیکسل از مدولاتور فضایی نور به چند عدسی شدت بعضی از نقاط کاهش‌یافته است. به این صورت که برای یک تک عدسی، یک پیکسل مشخص می‌تواند مقدار ۱ و یا صفر را داشته باشد. با فرض آنکه این پیکسل در آرایه‌ی عدسی‌ها برای یک عدسی مقدار یک و برای عدسی دیگر مقدار صفر داشته باشد در این صورت با میانگین‌گیری این پیکسل مقدار ۰/۵ را خواهد داشت. با افزایش تعداد عدسی‌ها مقادیر متنوع بین صفر و یک به این پیکسل‌های مشترک اختصاص داده‌شده و این پیکسل از حالت اصلی خود که در یک عدسی فرنل صفر یا یک است فاصله می‌گیرد.

مرجع‌ها

[1]. Werdehausen, D., et al., *Dispersion-engineered nanocomposites enable achromatic diffractive optical elements*. Optica, 2019. **6**(8): p. 1031-1038.

[2]. Mohagheghian, M. and S.G. Sabouri, *Multifocal binary diffraction lens with arbitrary focal lengths and number of foci.* Applied Optics, 2019. **58**(27): p. 7531-7537.

[3]. Pu, J. and P. Jones, *Devil's lens optical tweezers.* Optics Express, 2015. **23**(7): p. 8190-8199.

[4]. Aftab, M., et al., Adaptive Shack-Hartmann wavefront sensor accommodating large wavefront variations. Optics Express, 2018. **26**(26): p. 34428-34441.

[5]. Vijayakumar, A. and S. Bhattacharya. Design and fabrication of diffractive optical elements with MATLAB. 2017. SPIE.

[6]. Vijayakumar, A. and S. Bhattacharya, Design and fabrication of diffractive optical elements with MATLAB. 2017

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تجربی تابش لیزر دایود بر سفید کردن دندان

پاکارزاده، حسن؛ پارسائی، زینب؛ عزمی، امیر ؛ فرخی، زهرا

pakarzadeh@sutech.ac.ir,parsaeezeinab@gmail.com,dr.amirazmi@gmail.com, zahrafarrokhi.1996@gmail.com,

چکیده - سفید کردن دندان یکی از شاخه‌های مطرح در دندانپزشکی زیبایی است. عامل سفیدکننده می‌تواند برای سرعت بخشیدن به فرآیند سفید کردن دندان‌ها توسط یک منبع انرژی فعال گردد. از منابع انرژی مورد استفاده می‌توان به گرما، نور و لیزر اشاره کرد. در این پژوهش تاثیر لیزر دایود ۸۱۰ نانومتر و ۹۴۰ نانومتر و ال ای دی بر سفید کردن دندان بررسی می‌شود. در این تحقیق آزمایشگاهی ۲۸ دندان سالم شماره ۱ و ۲ کشیده شده انسان که مربوط به فک بالا می‌باشند استفاده می‌شود. نمونه‌ها قبل و بعد از سفید کردن طیف سنجی شدند و با بررسی نمودارهای حاصل از طیف‌سنجی، لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر تأثیر بهتری نسبت به لیزر ۸۱۰ نانومتر دارد. نتایج حاصل و محاسبه فاکتور سفید شدن نشان داد که بیشترین مقدار میانگین فاکتورسفیدشدگی (BF)، ۴٫۰۸ دسی بل و کمترین مقدار ۲٫۰۷ دسی بل که به ترتیب استفاده از لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر و روش بدون نور بود. در نتیجه لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر بیشترین تاثیر و استفاده از روش بدون نورکمترین تاثیر بر سفید کردن دندان دارند

کلید واژه- لیزر، دایود ۹۴۰ و ۸۱۰، ال ای دی، سفید کردن دندان، طیف سنجی.

Experimental investigation of laser diode radiation on tooth bleaching

Pakarzadeh, Hassan1; Parsaei, Zeinab1; Azmi, Amir; Farrokhi, Zahra1

pakarzadeh@sutech.ac.ir,parsaeezeinab@gmail.com,dr.amirazmi@gmail.com, zahrafarrokhi.1996@gmail.com

Abstract- Bleaching is one of the most important branches in cosmetic dentistry. The Bleaching agent can be activated by an energy source to speed up the teeth whitening process. The energy sources used include heat, light and lasers. In this study, the effect of diode laser of 810 nm and 940 nm and LED on Bleaching is investigated. In this laboratory study, 28 healthy human extracted teeth No. 1 and 2, which are related to the maxilla, are used. The samples were spectroscopically before and after bleaching, and by examining the graphs obtained from the spectroscopy, the 940 nm diode laser has a better effect than the 810 nm laser. The results and calculation of the bleaching factor showed that the highest mean value of BF factor was 4.08 dB and the lowest value was 2.07 dB, which were 940 nm diode laser and no light method, respectively. As a result, the 940 nm diode laser has the greatest effect and the use of non-light method has the least effect on teeth whitening.

Keywords: laser, diode940&810, LED, Bleaching of Teeth, Spectroscopy

مقدمه

سفید کردن دندان یکی از شاخه‌های مطرح در دندانپزشکی زیبایی است. برای انجام سفید کردن دندان روش‌های متعددی با معایب و مزایا خاص وجود دارد[۱]. در اکثر روش‌های سفید کردن دندان، مشتقات هیدروژن پراکساید در غلظت‌های مختلف (۳۸-۳ درصد) یا با بدون حرارت، پراکساید کارباید (۳۰-۱۰ درصد) یا مخلوطی از سدیم پراکساید و هیدروژن پراکساید و روش‌های مختلف به کارگیری استفاده می‌شود [۲].

عامل سفیدکننده می‌تواند برای سرعت بخشیدن به فرآیند سفید کردن دندان‌ها توسط یک منبع انرژی فعال گردد [۳،۴]. از منابع انرژی مورد استفاده می‌توان به گرما، نور و لیزر اشاره کرد [۵،۳]. فعال‌سازی ژل سفیدکننده ابتدا با استفاده از حرارت انجام شد مثل استفاده از برنیشر و لامپ‌های با شدت بالا با این حال هیدروژن پراکساید در اثر افزایش دما منجر به حساسیت می‌شود. منابع متعدد تابش الکترومغناطیس برای بهبود اثر ژل پیشنهاد شده است. از جمله این منابع می‌توان به لامپ‌های هالوژن، لامپ‌های ال ای دی و لیزر اشاره کرد [۶].

مزیت فعال‌سازی فوتوشیمیایی این است که نور با ژل سفیدکننده واکنش می‌دهد و ساختار دندانی را گرم نمی‌کند. اولین طول‌موج‌های استفاده‌شده لیزرهای آرگون (۴۸۰ نانومتر) و دی اکسید کربن (۱۰۶۰۰ نانومتر) بودند ولی امروزه از لیزرهای نئودیموم یاگ (۱۰۶۴ نانومتر) و دیود (۸۱۰ و ۹۸۰ نانومتر)، پتاسیم تیتانیل فسفات (۵۳۲ نانومتر) و اربیوم یانگ (۲۹۴۰ نانومتر) نیز پیشنهاد می‌گردد [۷،۸،۲]. مطالعات زیادی جهت ارزیابی امکان بهبود تکنیک سفیدکردن دندان صورت گرفته است ولی بیان اینکه کدام منبع لیزر کارآیی بیشتری دارد، بسیار دشوار می‌باشد زیرا این موضوع دارای تناقض‌هایی است. در حقیقت مطالعات، منابع، پارامترها، دستگاه‌ها و محصولات متفاوتی را برای سفیدکنندگی مورد استفاده قرار داده‌اند. لذا مقایسه مطالعات مختلف بسیار دشوار است [۹]. در سال ۲۰۰۴، مطالعه‌ای به عنوان تأثیر سفیدکردن دندانی با استفاده از تابش لیزر دایود و ال ای دی توسط وتر و همکارانش انجام شد. این مطالعه نشان داد که در زمان استفاده از ماده سفیدکنندگی هیدروژن پراکساید، لیزر تأثیر بیشتری در سفید کردن و درخشش دندان نسبت به استفاده از ال ای دی‌ها دارد و در زمان استفاده از اپالنس اکس تی ار ای، ال ای دی نتیجه بهتری در درخشش گرفت [۸].

هدف اصلی از انجام این مطالعه بررسی تاثیر لیزر دایود ۹۴۰، لیزر دایود ۸۱۰، ال ای دی و روش بدون نور بر روی سفید کردن دندان به صورت عملی است، برای انتخاب یک روش مناسب هر چند هدف اصلی زیبایی است ولی بحث سلامت نیز از اهمیت خاصی برخوردار است که باید حداقل آسیب‌رسانی را داشته باشد.

مواد و روش‌ها

در این تحقیق آزمایشگاهی ۲۸ دندان سالم شماره ۱ و ۲ کشیده شده انسان که مربوط به فک بالا می‌باشند استفاده می‌شود. این دندان‌ها فاقد پوسیدگی، ترک، هیپوپلازی و یا هر ضایعه‌ی دیگر مینایی می‌باشند و تا زمان شروع آزمایش در آب و در یخچال نگهداری می‌شوند. نمونه‌ها به دستور دندانپزشک کشید شده است.

از ژل هیدروژن پراکساید به عنوان ژل سفیدکننده و از دستگاه لیزر دایو ۹۴۰ و ۸۱۰ و ال ای دی و بدون نور برای انجام آزمایش و از دستگاه طیف سنج به منظور ارزیابی آزمایش بهره گرفته شد.

دندان‌ها ابتدا توسط آب و مسواک تمیز و شماره‌گذاری می‌گردند (در ۴ گروه ۷ تایی). طیف بازتابی از دندان‌ها را با استفاده از دستگاه طیف‌سنجی اندازه‌گیری می‌گردد و نمودار مربوط به هر یک از آن‌ها با استفاده از نرم‌افزار متلب ترسیم می‌شوند.

فرایند سفید کردن دندان‌ها

نحوه ترکیب ژل سفیدکننده: کیت سفیدکننده دارای دو سرنگ حاوی ژل هیدروژن پروکساید ۴۵٪ شیری و اکتیواتور به رنگ بنفش می‌باشد. برای ترکیب این دو سرنگ محتویات سرنگ حاوی ژل (شیری) را به داخل سرنگ اکتیواتور (بنفش) تزریق می‌شود. لایه‌ای نازک از ژل سفیدکننده به ضخامت یک میلی¬متر و به صورت یکدست روی همه‌ی دندان‌ها قرار می‌گیرد و به صورت زیر پروسه‌ی سفیدکردن را اجرا می‌شود:

در گروه اول لیزر دایود ۸۱۰ نانومتر از روی منوی اصلی دستگاه، درمان Whitening انتخاب می‌شود یا تنظیمات دستگاه روی توان ۳ وات و انرژی ۶۴۵ ژول و ۳۰ ثانیه شمارش معکوس قرار می‌گیرد. لیزر در فاصله ۱ تا ۲ میلی‌متری از سطح دندان قرار می‌گیرد. تابش لیزر را تا جایی ادامه پیدا می‌کند تا تغییر رنگ و تشکیل حباب مشاهده گردد. لیزر دایود با طول موج ۹۴۰ نانومتر از روی منوی اصلی دستگاه، درمان Whitening انتخاب می‌شود یا تنظیمات دستگاه روی توان ۳ وات و ۳۰ ثانیه شمارش معکوس قرار می‌گیرد. لیزر در فاصله ۱ تا ۲ میلی‌متری از سطح دندان‌ها نگه داشته می‌شود تا تغییر رنگ وحباب‌های ژل را مشاهده گردد؛ و همانند گروه قبل اجازه داده می‌شود، ژل فعال شده ۵ دقیقه روی دندان‌ها باقی بماند. گروه سوم مانند دو گروه قبل تنظیمات دستگاه ال ای دی انتخاب می گردد و مانند دو گروه قبل عمل می‌گردد. گروه چهارم بدون نور می‌باشد که به مدت ۱۰ دقیقه ژل سفیدکننده روی دندان باقی می‌ماند و خود به تنهایی فعال می‌شود، سپس دندان‌ها تمیز و خشک می‌شوند.

نتایج و بحث

در این تحقیق اثر ۴ روش (لیزر دایود ۹۴۰، لیزر دایود ۸۱۰، LED و روش بدون نور) بر روی سفید کردن دندان بررسی گردید. که اثر هر روش بر روی ۷ نمونه انجام گردید. با توجه به نتایج بهتر لیزر دایود ۹۴۰ و خلاصه گویی فقط طیف بازتابی ۲ تا از نمونه¬هایی که با این روش سفید شده بودند ارائه شده است.

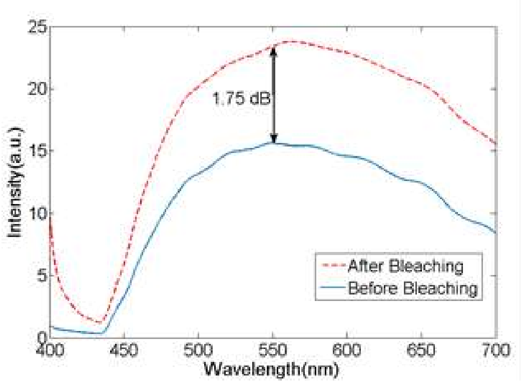
طیف بازتابی دندان‌ها

همان‌گونه که بیان شد طیف بازتابی هر یک از دندان‌ها قبل و بعد از فرایند سفید کردن با استفاده از نرم‌افزار متلب ترسیم می‌شود که نتایج به شرح زیر می‌باشد.

به منظور مقایسه بهتر میزان سفید کردن دندان‌ها (شدت قبل I0 و بعد از سفید کردن I1) فاکتور سفید کردن BF را تعریف می‌نماییم که واحد آن (dB) می‌باشد (رابطه ۱).

$$BF = 10(\log I_1/I_0) \qquad (۱)$$

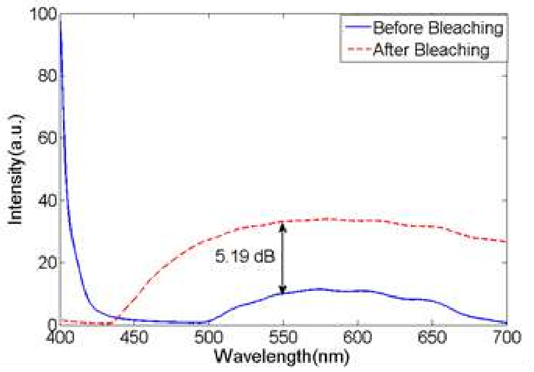
برای هر یک از دندان ها این کمیت را در طول موج ۵۵۰ نانومتر محاسبه خواهیم کرد(این طول موج در وسط ناحیه مریی است که کاملا مرسوم است).



شکل ۱ : طیف بازتابی قبل و بعد از سفید کردن دندان شماره ۱ با لیزر ۹۴۰.

شکل ۱ مربوط به دندان شماره ۱ است همان‌گونه که نمودار مشاهده می‌شود، نمودار طیف بازتابی از سطح دندان بعد از سفیدکردن باالتر از نمودار طیف بازتابی از سطح دندان قبل از سفید کردن است در نتیجه رنگ دندان نیز سفیدتر مشاهده می‌شود.

شکل ۲ مربوط به دندان شماره ۸ است همان‌گونه که نمودار مشاهده می‌شود، نمودار طیف بازتابی از سطح دندان بعد از سفیدکردن باالتر از نمودار طیف بازتابی از سطح دندان قبل از سفید کردن است در نتیجه رنگ دندان نیز سفیدتر مشاهده می‌شود.



شکل۲: طیف بازتابی قبل و بعد از سفید کردن دندان شماره ۸ با لیزر ۹۴۰.

با توجه به طیف بازتابی قبل و بعد نمونه‌ها لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر تأثیر بهتری نسبت به لیزر ۸۱۰ نانومتر دارد زیرا لیزر دایود ۸۱۰ نانومتر جذب آب کمی دارد و گرما ایجاد نمی‌کند و در نتیجه ماده سفیدکننده نمی‌شکند. لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر نیز همانند لیزر ۸۱۰ نانومتر تأثیر یکسانی روی همه‌ی نمونه‌ها ندارد زیرا خود دندان نیز اهمیت دارد ولی خوشبختانه لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر علاوه بر اینکه افزایش سرعت فرآیند سفید شدن دندان‌ها داشته است باعث شده است حداکثر اثر بخشی را داشته باشد.

جدول ۱: مقایسه ۴ روش سفید کردن دندان استفاده شده در این تحقیق.

روش	شماره دندان	I1 / I0	BF	AVE	روش	شماره دندان	I1 / I0	BF	AVE
لیزر دایود ۸۱۰	۱۵	۱۹.۹ / ۱۱.۳	۲.۴۶	۲.۵۱	LED	۱۶	۲۴.۶۲ / ۱۹.۵	۱.۰۱	۲.۴۶
	۸	۳۳.۲ / ۱۰.۰۵	۵.۱۹			۱۷	۲۷.۱۳ / ۳.۲۵	۹.۲۲	
	۹	۲۳.۲۲ / ۱۹.۹۵	۰.۶۶			۱۸	۲۰.۶۵ / ۱۸.۰۹	۰.۵۷	
	۱۰	۷۸.۳۵ / ۶۳.۶۴	۰.۹۰			۱۹	۱۸ / ۱۴.۴۳	۰.۹۶	
	۱۱	۲۸.۲۳ / ۱۲.۰۷	۳.۶۹			۲۰	۳۰.۱۳ / ۲۴.۸۳	۰.۸۴	
	۱۴	۴۶.۳۱ / ۲۸.۲۳	۲.۱۵			۲۱	۵۴.۸۲ / ۳۷.۹	۱.۶۰	
	۱۲	۱۲ / ۵.۶۴	۳.۲۸			۱۳	۲۶.۶۲ / ۱۳.۳۹	۲.۹۸	
لیزر دایود ۹۴۰	۱	۲۳.۳۹ / ۱۵.۶۴	۱.۷۵	۴.۰۸	بدون نور	۲۴	۱۳.۳۶ / ۶.۹۷	۲.۸۳	۲.۰۷
	۲	۳۴.۶۱ / ۲۲.۴۷	۱.۸۸			۲۵	۳۵.۶۱ / ۲۶.۶۷	۱.۲۶	
	۳	۴۳.۰۷ / ۱۳.۸۵	۴.۹۳			۲۳	۲۸.۳۹ / ۱۵.۲۴	۲.۷۰	
	۴	۲۹.۹۲ / ۱۴.۱۲	۳.۲۶			۲۲	۱۷.۱۱ / ۱۲.۴۳	۱.۳۹	
	۷	۲۴.۹۵ / ۹.۷۲	۴.۰۹			۲۶	۲۳.۰۵ / ۱۲.۰۳	۲.۸۲	
	۵	۳۶.۵۶ / ۹.۳۸	۵.۹۱			۲۷	۲۱.۵۴ / ۱۴.۲	۱.۸۱	
	۶	۶۳.۶۴ / ۱۳.۳۶	۶.۷۸			۲۸	۲۵.۴۷ / ۱۷.۲۵	۱.۶۹	

با توجه به میانگین BF لیزر دایود ۹۴۰ در طول موج ۵۵۰ نانومتر نسبت به دیگر روش‌ها تاثیر بیشتری بر روی سفید کردن دندان‌ها دارد (جدول ۱). در روش استفاده بدون نور برای سفیدکردن دندان ها کمترین تاثیر را دارد. بهترین سفیدی دندان مربوط بع دندان شماره ۱۷ می‌باشد که از روش LED برای سفید کردن آن استفاده گردید بود که علت آن نمونه برای یک فرد جوان بوده است.

نتیجه گیری

با توجه به نتایج بدست آمده از داده‌های رنگ‌سنجی(یک کیت دندانپزشکی است که بعد از سفید کردن دندان با آن مقایسه می‌کنند) و همچنین نمودارهای مربوط به طیف بازتاب دندان نتیجه گرفته می‌شود انتخاب نمونه اهمیت زیادی دارد زیرا فرایند سفید کردن دندان برای دندان‌های ضربه خورده و دارای پوسیدگی و همچنین دندان افراد سن بالا جواب دهی خوبی ندارد. در فعال‌سازی ژل سفیدکننده لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر تغییر رنگ بیشتری در نمونه‌ها ایجاد می‌نماید و همچنین طیف بازتابی از سطح دندان نیز بعد از فرایند سفید کردن دندان، افزایش بیشتری دارد. لیزر دایود ۸۱۰ نانومتر نیز باعث تغییر در رنگ دندان و افزایش طیف بازتابی از سطح دندان می‌شود ولی تغییرات کمتری نسبت به لیزر دایود ۹۴۰ نانومتر ایجاد می‌کند. دستگاه ال ای دی نیز باعث تغییر در رنگ دندان و همچنین افزایش طیف بازتابی از سطح دندان می‌شود، اما تغییرات آن کم می‌باشد. همچنین از نمودارهای طیف‌های بازتابی از سطح دندان می‌توان نتیجه گرفت دندان‌هایی که طیف بازتاب آن‌ها قبل از سفید کردن بیشتر است، بعد از فرایند سفید کردن تغییرات بازتاب آن‌ها بیشتر می‌شود.

مرجع‌ها

[1] P. M. Freitas and A.Simoes; "*Lasers in dentistry: guide for clinical practice*"; John Wiley & Sons. (2015).

[2] T. Dostalova, H. Jelinkova, D. Housova, J. Sulc, M. Nemec and M. Miyagi ; "*Diode laser-activated bleaching*"; Braz Dent J **15**, (2004) 8-13.

[3] W. Kabbach, D. Zezell, T. Pereira, F. Albero, V. Clavijo and M. de Andrade; "*A thermal investigation of dental bleaching in vitro*"; Photomed Laser Surg **26**, No. 5 (2008) 489-93.

[4] W. Buchalla and T. Attin ; "External bleaching therapy with activation by heat, light or laser a systematic review"; Dent Mater **23**, No. 5 (2007) 586-596.

[5] M. Sulieman, J. S. Rees and M. Addy; "Surface and pulp chamber temperature rises during tooth bleaching using a diode laser: a study in vitro"; Br Dent J **200**, No. 11 (2006) 631-4.

[6] K. Luk, L. Tam and M. Hubert; "*Effect of light energy on peroxide tooth bleaching*"; J Am Dent Assoc **135**, No. 2 (2004) 194-201 quiz 28-9.

[7] A. Strobl, N. Gutknecht, R. Franzen, R. D. Hilgers, F. Lampert and J. Meister; "*Laser-assisted in-office bleaching using a neodymium:yttriumaluminum- garnet laser: an in vivo study*"; Lasers Med Sci **25**, No. 4 (2010) 503-9.

[8] N. Wetter, M. Barroso and J. Pelino; "*Dental bleaching efficacy with diode laser and LED irradiation: an in vitro study*"; Lasers Surg Med **35**, No. 4 (2004) 254-8.

[9] A. Joiner A; "*The bleaching of teeth: a review of the literature*", J Dent **34**, No. 7 (2006) 412-9.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی ویژگی‌های ساختاری گرافن با استفاده از طیف‌سنجی رامان

سمیه قلی‌پور، مریم بحرینی*، محمدرضا جعفرفرد

دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

Somayeh_gholipour@physics.iust.ac.ir

***Corresponding author email: M_bahreini@iust.ac.ir**

Mr_jafarfard@yahoo.com

چکیده – طیف‌سنجی رامان یکی از روش های پرکاربرد در آنالیز مواد مبتنی بر کربن مانند گرافن محسوب می شود. نتایج پژوهش پیش رو، توانایی تکنیک طیف‌سنجی رامان در شناسایی تعداد لایه‌ها، نقص و لبه در گرافن را نشان می‌دهد. برای تعیین تعداد لایه در گرافن از متغیرهایی نظیر نسبت شدت های دو قله اصلی طیف رامان، فرکانس و پهنای قله 2D استفاده شد و برای شناسایی نقص، رفتار قله‌ی D ناشی از نقص مورد بررسی قرار گرفت. در ادامه برای بررسی اثر تابش لیزری روی گرافن، طیف‌های متفاوتی با افزایش توان لیزر روی نمونه ثبت شدند. نتایج، عدم آسیب به نمونه توسط تابش لیزری و بروز یک رفتار خطی از $\frac{I_{2D}}{I_G}$ نسبت به افزایش توان لیزر را نشان می‌دهند.

کلید واژه- طیف‌سنجی رامان، گرافن، نقص

Investigation of structural features of graphene using Raman spectroscopy

Somayeh Gholipour, Maryam Bahreini*, Mohammadreza Jafarfard

Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

Abstract- Raman spectroscopy is one of the widely used methods in the analysis of carbon-based materials such as graphene. The results of this research demonstrate the ability of the Raman spectroscopy technique to identify the number of layers, defects, and edges in graphene. To determine the number of layers in graphene, parameters such as the ratio of the intensities of the two main peaks of the Raman spectrum, the frequency, and the FWHM of the 2D peak were used, and to identify the defect, the behavior of the D peak caused by the defect was investigated. Next, different spectra were recorded on the sample with increasing laser power to investigate the effect of laser radiation on graphene. The results show no damage to the sample by laser radiation and a linear behavior of $\frac{I_{2D}}{I_G}$ with increasing laser power.

Keywords: Defect, Graphene, Raman spectroscopy

مقدمه

گرافن، یکی از دگرشکل‌های ایده‌آل کربن با ضخامت یک اتم کربن می‌باشد. خصوصیات فوق‌العاده گرافن، وابستگی زیادی به ویژگی‌های ساختاری آن، مانند تعداد لایه‌ها، میزان نقص و میزان ناخالصی در گرافن دارند. بنابراین، مشخصه‌یابی ویژگی‌های گرافن برای تجاری‌سازی آن حائز اهمیت می‌باشد[۱].

در مواد مبتنی بر گرافن استفاده از طیف‌سنجی رامان به دلیل سرعت بالا در انجام آنالیز نمونه‌هـا و غیر مخرب بودن، یکی از بهترین روش‌ها به‌شمار می‌رود. طیـف‌سـنجی رامـان مـی‌توانـد تعـداد و جهـت‌گیـری لایه‌ها، کشش، دوپینگ موجود در گرافن، گونه‌های شیمیایی موجود در گرافن عامل‌دار شده و وجود نقص را شناسایی کند [۲].

در این پژوهش، با استفاده از طیف‌سنجی رامان تعداد لایه‌ها، نقص لبه و نقص ناشی از فرایند ساخت در دو نمونه گرافن تعیین شد. طیف رامان گرافن دارای دو قله اصلی G و 2D است که نسبت آن‌ها با افزایش تعداد لایه‌ها تغییر می‌کند. قله D نیز در حضور نقص ظاهر می‌شود. علاوه‌براین، اثر افزایش توان لیزر فرودی بر گرافن نیز بررسی شد. با افزایش توان لیزر، $\frac{I_{2D}}{I_G}$ کاهش یافت.

مواد و روش‌ها

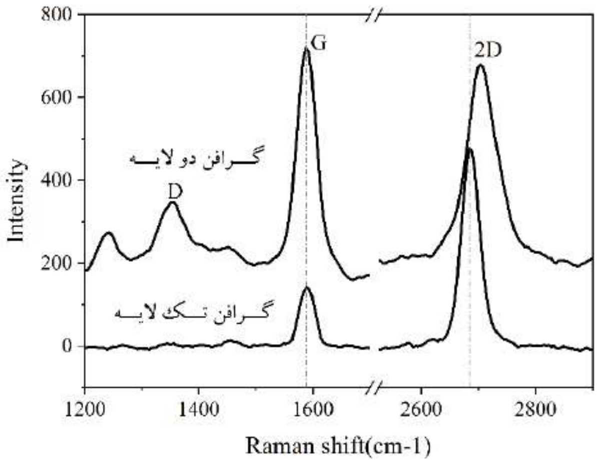
دو نمونه گرافن تک لایه و دولایه بر روی بستر سیلیکون‌اکسید با ضخامت ۳۰۰nm، با استفاده از روش رسوب‌دهی شیمیایی بخار(CVD) تهیه شدند. در ابتدا از نواحی داخلی هر دو نمونه و لبه نمونه تک‌لایه، با توان لیزر ۷۰mw، عدسی شیئی ۶۰x ، قطر لکه ۱۲μm و در مدت زمان تابش‌دهی ۳s با استفاده از دستگاه

Technooran(Microspectrophotometer:ram-532-004)

طیف‌گیری رامان انجام شد. از طرفی، گرمایش موضعی ایجاد شده توسط لیزر تهدیدی برای معیوب شدن گرافن تحت آنالیز بـه‌شـمار می‌رود. به همین منظور، در ادامه از گرافن تک‌لایه در توان‌های ۳۰، ۴۰، ۵۰، ۶۰، ۷۳ و ۹۵ میلی‌وات طیف گرفته شد. این طیف‌ها در مـدت زمـان تـابش‌دهـی ۶s با عدسی شیئی ۶۰x ثبت شدند. لیزر مورد استفاده در اندازه‌گیری رامان، لیزر Nd:YAG با طول موج ۵۳۲nm می‌باشد.

نتایج و بحث

شکل ۱ طیف رامان ثبت شده از نمونه‌ها را نشان می‌دهد. در طیف نمونه گرافن تک‌لایه، قله G در فرکانس ۱۵۸۴cm^{-1} و قله 2D در فرکانس ۲۶۸۴ cm^{-1} و در طیف نمونه گرافن دولایه، قله G در فرکانس ۱۵۸۸ cm^{-1} و قله 2D در فرکانس ۲۷۰۸ cm^{-1} مشاهده شدند.

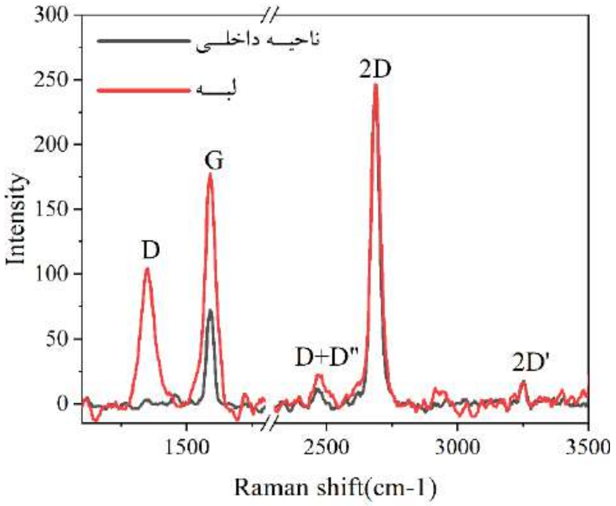


شکل ۱: طیف رامان ثبت شده از گرافن تک‌لایه و دولایه

در شناسایی تعداد لایه‌های نمونه‌ها، سه متغیر نسبت $\frac{I_{2D}}{I_G}$، فرکانس قله 2D و پهنا در نیم مقدار ماکزیمم قله‌ها بررسی شد. از آنجایی که قله G یک مد کششی ناشی از پیوندهای کربنی است، شدت این قله، با افزایش تعداد لایه‌ها به‌دلیل مشارکت بیشتر اتم‌های کربن افزایش می‌یابد به‌طوری که نسبت $\frac{I_{2D}}{I_G}$ در گرافن تک‌لایه ۲-۴ و در گرافن دو لایه حدود ۱ می‌باشد[۳]. در این پژوهش، مقدار $\frac{I_{2D}}{I_G}$ برای گرافن تک‌لایه، ۳,۴ و برای گرافن دو لایه ۰,۹۲ ثبت شده و در توافق با گزارش‌های پیشین می‌باشد. علاوه‌براین، فرکانس

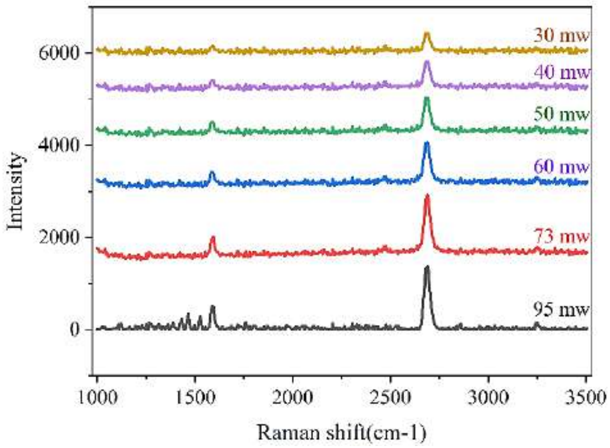
قله 2D با تغییر نمونه گرافن از یک‌لایه به دو لایه، از ۲۶۸۴cm^{-1} یک شیفت آبی بلند به ۲۷۰۸ cm^{-1} داشته است. این تغییر موقعیت نیز مشابه رفتار گزارش شده در مطالعات گذشته می‌باشد[۱]. از طرف دیگر بررسی FWHM قله 2D نشان داد که مقدار آن در گرافن تک‌لایه ۳۸cm^{-1} و در گرافن دولایه ۶۲cm^{-1} می‌باشد. در حالی که John و T. L. Thong و همکاران، FWHM قله 2D برای گرافن تک‌لایه را در حدود ۲۷٫۵±۳٫۸cm^{-1} و برای گرافن دو لایه را در حدود ۵۱٫۷±۱٫۷cm^{-1} گزارش کردند[۳].

شکل۲ طیف ثبت شده از لبه نمونه گرافن تک‌لایه در مقایسه با طیف ناحیه داخلی آن را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، علاوه‌بر قله‌های اصلی G و 2D، قله D در فرکانس ۱۳۵۰cm^{-1} ظاهر شده است. شواهد موجود در مطالعات مربوط به لبه‌ها در گرافن نشان می‌دهند که نوعی از لبه موسوم به لبه صندلی که در آن چینش اتم‌های کربن در ساختار گرافن مشابه صندلی است قله‌ی رامان تیز و بلندی را از خود نشان میدهد. این در حالی است که طیف مربوط به نوع دوم لبه‌ها موسوم به لبه‌های زیگزاگ قلهD بسیار ضعیفی را نشان می‌دهند[۴] . با استناد به نتایج گزارش شده در این پژوهش‌ها، لبه مورد بررسی قرار گرفته در نمونه‌ی ما، از نوع لبه‌ی صندلی می‌باشد. مورد دیگری که در طیف ثبت شده از لبه مشاهده شد افزایش چشمگیر FWHM و ارتفاع قله G نسبت به داخل نمونه است. FWHM قله G از مقدار ۳۳ cm^{-1} در داخل نمونه به مقدار ۴۵٫۵cm^{-1} در لبه نمونه رسیده است. $\frac{I_{2D}}{I_G}$ نیز از مقدار ۳٫۴ در داخل نمونه به مقدار ۱٫۳۹ در لبه رسیده است. این نسبت نزدیک به نسبت شدت‌ها در نمونه‌های دولایه می‌باشد. نوع دیگری از نقص که در گرافن میتواند ایجاد شود، نقص ناشی از فرایند ساخت است. قله D ناشی از این نوع نقص، در طیف رامان نمونه گرافن دولایه در فرکانس ۱۳۵۰ cm^{-1}(شکل۱) مشاهده شد. ظهور این قله کیفیت پایین نمونه سنتز شده را تایید می‌کند. در فرایند تولید گرافن با روش CVD، دلایل متعددی از جمله اکسید شدن نمونه به دلیل واکنش‌پذیری پایین مس، چالش‌های مرحله انتقال از بستر مس به بستر سیلیکون و ورود گروه‌های عاملی حاوی اکسیژن در طول رسوب به شبکه کربن‌های گرافن تشکیل‌شده میتوانند منجر به ایجاد نقص در گرافن شوند[۵].

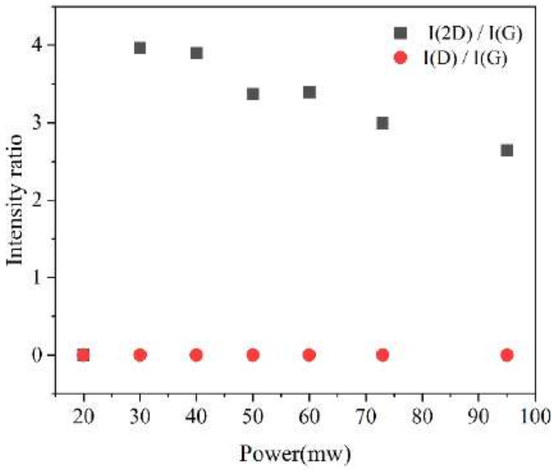


شکل ۲: مقایسه طیف رامان ثبت شده از ناحیه داخلی و لبه نمونه گرافن تک‌لایه

علاوه‌بر نقص‌های ذاتی موجود در گرافن، روش‌های آنالیز نیز می‌توانند منجر به ظهور نقص‌های غیرعمدی در گرافن شوند. به‌همین منظور، در توان‌های متفاوت لیزر طیف‌های رامان گرافن تک‌لایه ثبت و بررسی شدند. شکل۳ نتیجه طیف‌های ثبت‌شده را نشان می‌دهد. از شروع طیف‌گیری با کمترین توان یعنی ۲۰mw تا بیشترین توان ۹۵mw ، قله D ناشی از افزایش توان لیزر مشاهده نشد. بنابراین، می‌توان گفت طیف‌سنجی رامان تا توان ۹۵mw که توان بالایی برای اندازه‌گیری های رامان محسوب می‌شود آسیبی به نمونه‌های گرافن وارد نمی‌کند.



شکل ۳: طیف رامان ثبت شده از گرافن تک‌لایه با توان‌های ۷۳،۶۰،۵۰،۴۰،۳۰ و ۹۵ میلی‌وات لیزر



شکل ۴: نمودار تغییرات $\frac{I_D}{I_G}$ و $\frac{I_{2D}}{I_G}$ در گرافن تک‌لایه

از طرف دیگر، علی‌رغم عدم ظهور قله D ، افزایش تدریجی شدت قله‌های 2D و G با افزایش توان لیزر فرودی به نمونه مشاهده شد. مقادیر $\frac{I_D}{I_G}$ و $\frac{I_{2D}}{I_G}$ در هر بار طیف‌گیری در نمودار شکل۴ نشان داده شده است. مقادیر $\frac{I_D}{I_G}$ در تمام زمان‌ها صفر بوده است. در حالی که مقدار $\frac{I_D}{I_G}$ ، از ۳,۲ در طیف‌گیری با توان ۲۰mw و ۴ در طیف‌گیری با توان ۳۰mw به مقدار ۲,۶ در طیف‌گیری با توان ۹۵mw رسیده است. قبلا اشاره شد که نسبت این دو قله چند لایگی نمونه گرافن را تعیین می‌کند.علی‌رغم کاهش این مقدار، همچنان نسبت منطبق با تک‌لایگی گرافن است. با افزایش توان لیزر قله G با نرخ رشد بیشتری نسبت به قله 2D افزایش می‌یابد. دلیل این رفتار را می‌توان به حساسیت بسیار بالاتر قله G به انرژی تحریکی لیزر نسبت داد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نشان داده شد، طیف رامان گرافن، قادر به ارائه اطلاعات جامعی از تعداد لایه‌ها، لبه، حضور نقص در نمونه‌ها و میزان حساسیت نمونه‌های گرافن نسبت به تابش لیزر است. تغییرات نسبت شدت قله 2D به G و موقعیت قله 2D منجر به شناسایی تعداد لایه‌ها در گرافن و تغییرات نسبت قله D به G منجر به شناسایی نقص در گرافن می‌شود. همچنین با افزایش توان لیزر، رفتار خطی $\frac{I_{2D}}{I_G}$ و عدم ظهور قله D در طیف که موید غیرمخرب بودن روش طیف‌سنجی رامان است، مشاهده شد.

مرجع‌ها

[1] Basta, L., et al., *Substrate surface effects on electron-irradiated graphene.* Surfaces and Interfaces, 2022. **28**: p. 101694.

[2] Ferrari, A.C., et al., *Raman spectrum of graphene and graphene layers.* Physical review letters, 2006. **97**(18): p. 187401.

[3] Hao, Y., et al., *Probing layer number and stacking order of few-layer graphene by Raman spectroscopy.* small, 2010. **6**(2): p. 195-200.

[4] Casiraghi, C., et al., *Raman spectroscopy of graphene edges.* Nano letters, 2009. **9**(4): p. 1433-1441.

[5] Miao, C., et al., *Chemical vapor deposition of graphene.* Physics and applications of graphene-experiments, 2011: p. 20

بررسی اثر جاذب بر نور پخش شده توسط یک فانتوم بافت مانند، جهت ارزیابی عمق جاذب، در ضایعه های عمیق پوستی

فاطمه علیخانی[۱]،عزالدّین مهاجرانی[۱]

[۱]پژوهشکدهٔ لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران.

e-mohajerani@sbu.ac.ir

fatemehalikhany96@gmail.com

چکیده - تشخیص ضخامت ضایعات پوستی یک معیار قابل اعتماد برای آگاهی از وضعیت بیماری است و می‌تواند به پزشکان در درمان آن کمک کند. با بررسی نور بازتابیده پخشی از یک محیط پراکننده می‌توان اطلاعاتی از محیط به دست آورد. این راهکار می‌تواند برای تشخیص عمق یک ضایعه به کار گرفته شود. در این مطالعه، با بهره‌گیری از نور قرمز، ۶۵۰ نانومتر، گیرنده نوری و فانتوم بافت مانند، روشی به منظور ارزیابی عمق یک جاذب مشکی معرفی شده. تغییرات شدت به ازای فواصل مختلف منبع نور و آشکارساز نوری و به ازای عمق های مختلف جاذب درون فانتوم به دست می‌آید و با تطبیق منحنی، نوعی تابع توزیع گاوسی با ضرایب مشخص استحصال می‌شود. ضرایب به دست آمده متناسب با ویژگی‌های بافت است. نمودار ها برای جاذب یک بعدی با افزایش عمق جاذب، از ۱/۵ سانتی متر به بالا و در بازه ۱/۵ تا ۶ سانتی متری فاصله گیرنده و چشمه نور بیشینه دارند.

کلید واژه- عمق سنجی، محیط پراکننده ، مدلسازی عددی، نور بازتابیده پخشی.

Investigating the effect of the absorber on of the scattered light from a tissue-like phantom to evaluate the depth of the absorber in deep skin lesions

Fatemeh Alikhani[1], Ezeddin Mohajerani[1]

[1]Shahid Beheshti University, Laser & plasma Research Institute, Evin, Tehran.

Abstract- Detecting the thickness of skin lesions is a reliable measure to know the condition of the disease and can help doctors in its treatment. Information about the environment can be obtained by examining the diffuse

reflected light from a scattering medium. This solution can be used to detect the depth of a lesion. In this study, using red light, 650 nm, photoreceptor and tissue-like phantom, a method to evaluate the depth of a black absorber is introduced. The intensity changes are obtained for different distances between the light source and the optical detector and for different depths of the absorber inside the phantom, and by matching the curve, a Gaussian distribution function with specific coefficients is obtained. The obtained coefficients are proportional to the characteristics of the tissue. The graphs for one-dimensional absorber with increasing depth of the absorber, from 1.5 cm to above and between 1.5 to 6 cm, the distance between the receiver and the light source is maximum.

Keywords- Depth measurement, Diffuse reflected light, Numerical modeling, Scattering environment.

مقدمه

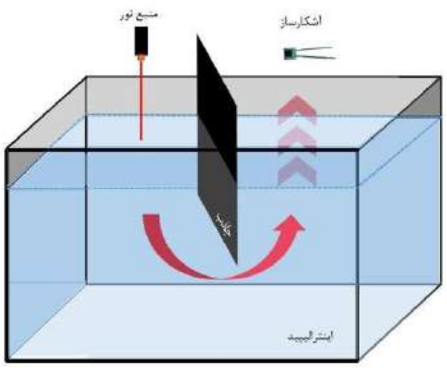
تشخیص بیماری‌های پوستی و بررسی روند پیشرفت بیماری و واکنش آن به درمان، معمولا توسط پزشک و به صورت شهودی انجام می‌شود که از دقت پایینی برخوردار است. دانستن اطلاعات مکانی برای تشخیص درست ضایعه و نیز انتخاب پارامترهای درمانی مؤثر، بسیار کمک کننده است [۱]. روش استاندارد برای ارزیابی بیماری‌های پوستی روش بیوپسی می‌باشد، که با استفاده از سوزن بیوپسی به صورت تهاجمی انجام می‌شود. بنابراین تمایل به استفاده از روش‌های غیر تهاجمی، که معمولاً با استفاده از نور انجام می‌شود، بسیار زیاد است. از جمله کاربردهای روش‌های نوری می‌توان به تمایز میان انواع بافت سالم و دچار عارضه از طریق تغییرات در میزان جذب و پراکندگی نور داخل یک ماده‌ی پراکننده اشاره کرد. انواع مختلف روش‌های نوری برای ارزیابی انواع جاذب ها در عمق ماده‌ی پراکننده استفاده می‌شود؛ مانند توموگرافی با اشعه ایکس، سونوگرافی، مقطع نگاری، همدوسی اپتیکی و درموسکوپی [۲]. هر کدام از این روش‌ها مزایا و معایبی دارند و علی‌رغم دقیق بودن دستگاه‌های گران قیمت، وابسته به کاربر بوده و به آسانی قابلیت حمل و انتقال ندارند. از میان روش‌های تصویربرداری روش توموگرافی پخشیده نوری در اواخر قرن بیستم ابداع شده است. با استفاده از این تکنیک می‌توان توموگرافی با استفاده از نور بازتابی پخشی از بافت را با دقت قابل قبول و هزینه اقتصادی به صرفه، انجام داد[۳]. از جمله کاربردهای روش های نوری می‌توان به تمایز میان انواع بافت سالم و دچار عارضه از طریق تغییرات در میزان جذب و پراکندگی نور در درون بافت اشاره کرد. در بیشتر تحقیقات آزمایشگاهی انجام شده که از نور استفاده می‌شود، پرتوهای تابشی به مرز بین بافت پراکننده و یک محیط شفاف(هوا و یا آب) اعمال می‌شود. نوری که در این مرز مجدداً به محیط شفاف خارجی فرستاده می‌شود، برای به دست آوردن اطلاعات در مورد پارامترهای تعامل فوتون در بافت تجزیه و تحلیل می‌شود. از این رو هنگام استفاده از نور، درک مناسب از مهاجرت فوتون در محیط‌های پراکننده می‌تواند چه از نظر درمانی و چه از نظر تشخیصی برای ماده بیولوژیکی متراکم بسیار مفید باشد[۴]. مطالعات انجام شده در بیوپسی نوری با استفاده از نور بازتابی پخشی، برهمکنش‌های آسیب زای بیوپسی را نداشته و با مدل‌سازی عددی از بازتاب پخشی نور در ماده‌ی پراکننده می‌توان به راهبردی جهت کمّی سازی این امر دست یافت. در این پژوهش با بررسی شدت نور بازتابی پخشی از درون فانتوم مشابه بافت، روشی برای بررسی عمق ضایعات پوستی پیشنهاد شده است.

روش و مراحل آزمایش

جهت شبیه سازی بافت پراکننده از اینترالیپید[1] به عنوان فانتوم استفاده شده است. جاذب به صورت عمودی داخل محلول اینترالیپید قرار می‌گیرد. علارغم شکل نا منظم و غیر متقارن ضایعه های پوستی، جاذب به شکل یک ورقه یک بعدیِ بی نهایت درنظر گرفته شده است. این یک فرض برای

[1]intralipid

ساده سازی مسأله است. شکل۱ شماتیک آزمایش ارزیابی عمق جاذب را نمایش می‌دهد.



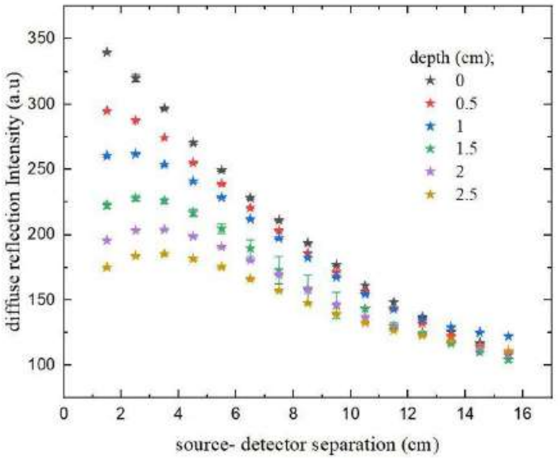
شکل ۱: شماتیک آزمایش ارزیابی عمق جاذب؛ نور از منبع نور به صورت عمودی به سطح اینترالیپید می‌تابد. نور بازتابیدهٔ پخشی از درون محلول عبور می کند و به آشکارساز در سمت دیگر می‌رسد. منبع نور و آشکارساز به صورت افقی و جاذب به صورت عمودی جابجایی دارند.

همانطور که در شکل نشان داده شده منبع نور و گیرنده در دو سمت جاذب تعبیه شده، که در راستای افقی جابجایی دارند. برای این آزمایش از طول موج قرمز، ۶۵۰ نانومتر و آشکارساز فوتودیود استفاده شد. از آنجایی که اینترالیپید یک محیط کلوئیدی با ذرات پراکننده است، نور را پخش می‌کند. خاصیت پخش نور اینترالیپید موجب می‌شود تا نور به آشکارساز در سمت دیگر جاذب برسد. بنابراین پرتو نور از منبع به طور مستقیم به سطح محلول می تابد و با توجه به خاصیت پخش فانتوم، این نور توسط آشکارساز، در سمت دیگر جاذب، دریافت می شود. شدت نور دریافتی گیرنده، بستگی به فاصله منبع و گیرنده و همچنین عمق جاذب دارد.

ابتدا جاذب روی سطح محلول قرار گرفته و رفتار نور بازتابیده پخشی برای جاذب در عمق صفر بررسی می‌گردد. در این حالت به ازای فواصل مختلف منبع نور و آشکارساز شدت نور بازتابی پخشی توسط آشکارساز ثبت می‌شود. سپس جاذب در عمق مشخص، به صورت عمودی، درون محلول قرار می‌گیرد و مجددا با جابجایی منبع نور و آشکارساز شدت‌های مربوطه ثبت می‌شود. به همین ترتیب عمق جاذب، با گام‌های مشخص درون فانتوم افزایش یافته و آزمایش تکرار می‌شود. این کار تا زمانی‌که شدت به کمترین مقدار خود برسد ادامه پیدا می‌کند. در نهایت می‌توان تغییرات شدت بر حسب فاصله چشمه و آشکارساز را به دست آورد.

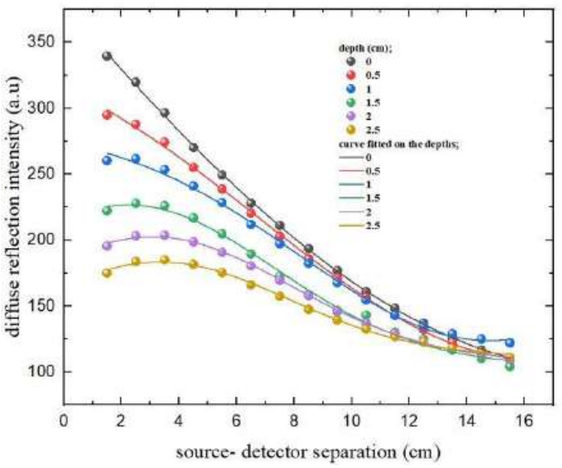
تحلیل نتایج

تغییرات شدت بر حسب فواصل مختلف منبع نور و آشکارساز، به ازای عمق های مختلف اندازه گیری شده و نمودار مربوطه در شکل ۲ ترسیم شده است .



شکل۲: نمودار تغییرات شدت بر حسب فاصله منبع نور و آشکارساز، به ازای عمق های مختلف جاذب.

این آزمایش دو بار، در شرایط یکسان تکرار شده و مقدار خطای آن محاسبه شده است؛ ۱۰/۴۵(واحد اختیاری). به روش تطبیق منحنی، داده‌های به دست آمده مدل شده و نتیجه‌ی آن برای عمق‌های مختلف جاذب درون فانتوم، به صورت نمودار شکل ۳ به دست می‌آید.



شکل۳: نمودار برازش شده بر نقاط تغییرات شدت بر حسب فاصله منبع نور و آشکارساز، به ازای عمق های مختلف جاذب.

منحنی مدل شده بر نقاط ثبت شده برای شدت یک نوع تابع توزیع گاوسی است و از معادله (۱) پیروی می‌کند.

$$y = y_0 + A \times \exp[-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}] \qquad (۱)$$

در این رابطه پارامتر x معرف فاصله منبع نور و آشکارساز و پارامتر y معرف شدت نور است. این معادله دارای ضرایب ثابتی می‌باشد که با تطبیق داده‌ها در منحنی مدل می شود. مقادیر ثابت های معادله برای هر عمقی متفاوت و قابل استحصال می‌باشد. ضرایب به دست آمده متناسب با ویژگی‌های بافت بوده و می‌توان از این مدل برای تشخیص عمق ضایعه درون بافت استفاده نمود. ثابت های معادله (۱) مطابق جدول زیر است:

جدول ۱: داده های منحنی گاوسی به ازای هر عمق مشخص.

ثابت / عمق (cm)	y_0	x_c	w	A
0	1175.5	18.7	24.1	-1074.01
0.5	375.7	16.4	9.4	-266.3
1	286.9	14.8	6.5	-163.14
1.5	104.6	2.2	5.1	122.06
2	107.9	3.08	4.8	94.6
2.5	112.04	3.34	4.46	71.36

شایان ذکر است شدت نور بازتابیده پخشی به ازای عمق صفر، زمانی‌که جاذب روی سطح فانتوم قرار دارد، با دور شدن منبع و گیرنده، به صورت نمایی کاهش می‌یابد، که همین امر جهت تعمیم این مدل‌سازی در بافت‌های متفاوت، در مطالعات آتی می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد.

نتیجه‌گیری

منحنی های به دست آمده برای تغییرات شدت نشانگر این است که ثابت های این معادله با تغییر عمق متفاوت است. می توان بین این ثابت ها و عمق جاذب ارتباط برقرار کرد. ماکزیمم شدت نمودار های به دست آمده با افزایش عمق به سمت راست (فواصل بیشتر منبع نور و آشکارساز)، جابجایی دارد که این جابجایی خود می تواند معیاری از عمق ضایعه باشد. منحنی تغییرات گاوسی تقریباً به ازای فاصله ۱/۵ تا ۶ سانتی متری منبع و گیرنده و برای سه عمق ۱/۵ ، ۲ و ۲/۵ سانتی متری جاذب، مشهود است. با افزایش عمق جاذب، قله منحنی گاوسی تیز تر می شود.

مرجع‌ها

[1] Ren, Y., et al., *Analysis of the spatial intensity distribution of a CW laser light through tissue-like turbid media.* Journal of Modern Optics, 2021. **68**(2): p. 116-123.

[2] Zhang, Y., et al., Experimental study on the sensitive depth of backwards detected light in turbid media. Optics Express, 2018. **26**(11): p. 14700-14۷۰۹

[3] Denkçeken, T., et al., *Differentiation of skin biopsies by light scattering spectroscopy.* Advances in Dermatology and Allergology/Postępy Dermatologii i Alergologii, 2020. **37**(6): p. 975-980.

[4] Calin, M.A., et al., *Optical techniques for the noninvasive diagnosis of skin cancer.* Journal of cancer research and clinical oncology, 2013. **139**(7): p. 1083-1104.

حسگر تشدید پلاسمون سطحی تصویری برای تشخیص دوپامین به کمک کامپوزیت پلی پایرول و اکسید گرافن احیا شده

امیررضا صدرالحسینی، سیده مهری حمیدی، فرنازعمویان

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.

چکیده – **حسگر تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری یک تکنیک مناسب و قابل اعتماد برای تشخیص و شناسایی مولکول های زیستی به روش اپتیکی است. در این پژوهش، بکمک روش تصویر تشدید پلاسمون سطحی، برهمکنش دوپامین با کامپوزیت پلی پایرول و اکسید گرافن احیا شده بررسی شده است. با تحلیل تصاویری که در طول فرآیند برهمکنش دوپامین با لایه حسگر ثبت شده است، شدت هر تصویر با الگوریتم پردازش تصویر به دست آمد. در نتیجه، حسگر تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری با لایه حساس کامپوزیت پلی پایرول و اکسید گرافن احیا شده حساسیت بالاتر برای تشخیص دوپامین از مولکول های دیگری مانند گلوکز و ساکارز بر خوردار است.**

کلید واژه- حسگر تشدید پلاسمونی، دوپامین، گلوکز، پلی پایرول.

Surface Plasmon Resonance Image Sensor for Detection of Dopamine using Polypyrrole Reduced Graphene Oxide Composite

Amir Reza Sadrolhosseini, Seyedeh Mehri Hamidi, Farnaz Amouyan

Magneto-plasmonic Lab, laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti university, Tehran, Iran.

Abstract- The surface plasmon resonance image sensor is a versatile and reliable optical technique for detecting and recognizing biomolecules. In this study, the interaction of dopamine with polypyrrole reduced graphene oxide was investigated using a surface plasmon resonance image. The SPRi pattern was registered during the association process and the intensity of each image was obtained with the image processing algorithm. Consequently, the response of the sensor for the detection of dopamine is larger than other molecules including glucose and sucrose.

Keywords: Surface plasmon resonance sensor; Dopamine; Glucose; Propyrrol.

مقدمه

پلی پایرول یکی از پلیمرهای رسانا به فرمول شیمیایی (C4H3N)n است. سنتز لایه نازک آن با روشهای الکتروشیمیایی براحتی میسر است و رسانایی الکتریکی و حرارتی پلی پایرول با اضافه کردن ناخالصی در زمان پلیمریزه شدن پایرول به راحتی قابل کنترل است. از آنجایی که افزایش رسانایی الکتریکی با جذب خطی متناسب است، قسمت های حقیقی و موهومی ضریب شکست لایه های نازک پلی پایرول نیز متغیر و قابل تنظیم است[1] . از این رو لایه های نازک پلی پایرول و کامپوزیت های آن خواص اپتیکی قابل توجهی دارند.گرافن و اکسید گرافن از آلوتوپهای کربن با چگالی کم و پایداری شیمیایی بالا هستند[1] که به صورت صفحه ای تشکیل می شوند و از خصوصیات آنها می توان استحکام بالا، ضخامت کم، رسانایی حرارتی و الکتریکی خوب را نام برد وبا اعمال ولتاژ گاف انرژی آنها قابل تنظیم است. سطوح گرافن قادرند سطح فعال حسگر، انتقال الکترون بین مولکولهای زیستی و حسگر و همچنین پیوستگی مولکوهای زیستی را به سطح حسگر افزایش دهند[2]. از این رو کاربرد این مواد در ساخت حسگرهای زیستی مورد توجه است. در این پژوهش لایه های نازک کامپوزیت پلی پایرول و اکسید گرافن احیا شده (PPy-rGO) به روش الکتروشیمیایی تهیه شده است و شکل گیری لایه نازک اثبات شده است و سپس برهمکنش دوپامین و گلوکز با لایه نازک مذکور توسط روش تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری بررسی شده است و سادگی در تحلیل نتایج ، افزایش سرعت و دقت بالا آزمایش از مزیت های این پژوهش نسبت به کارهای قبلی است [3].

تهیه لایه نازک پلی پایرول – اکسید گرافن احیا شده و چیدمان آزمایش

ابتدا لایه طلا به ضخامت ۴۶ نانومتر بر روی یک لام شیشه ای نازک به روش کندو پاش پوشش داده شد. در این آزمایش از محلول گرافن اکسید احیا شده که به روش هامر ساخته شده بود، استفاده شده است و برای بهینه سازی صفحه های گرافن به نسبت ۱: ۹ با سدیم دی دسیل سولفونات (sodium dodecyl sulfonate (Sigma-Aldrich) SDS) مخلوط شده است. محلول حاصل به مدت ۱ ساعت در التراسوند قرار داده شد و سپس برای پلیمریزه شدن پلی پایرول و ساخت لایه نازک ، پایرول خالص به آن اضافه شد. نسبت وزنی گرافن اکسید به پایرول برابر ۰٫۶ بود و لایه نشانی با ابزار الکتروشیمیایی (Autolab PGSTAT 101) با سه الکترود انجام شد بطوریکه لایه طلا بعنوان الکترود کار، میله گرافیت و کالومل الکترود بعنوان الکترود های شمارنده و مرجع نقش آفرینی کرده اند. لایه های پلی پایرول – اکسید گرافن احیا شده (PPy-rGO) با روش الکترو شیمیایی - ولتا متری در و لتاژ ۰٫۷۳ + ولت برروی لایه طلا شکل گرفته است و ضخامت لایه ها با تغییر زمان لایه نشانی تحت کنترل بوده است. بطوریکه لایه ها در چهار زمان 10، ۱۵ ، 18 و24 ثانیه آماده سازی شده اند. چیدمان آزمایش تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری که در شکل 1a نمایش داده شده است ، شامل لیزر نیمه هادی ، باریکه گستر، سکوی نگه دارنده منشور، قطبش گر، منشور (n=1.764) وCCD به همراه عدسی شیئی است. لایه حسگر (شیشه/ طلا /پلی پایرول – اکسید گرافن احیا شده (Glass/ Gold/ PPy-rGO از سمت شیشه با روغن به منشور چسبانده شد و ظرف محلول که حاوی مواد شیمیایی با غلظت کم است به منشور طوری متصل شد که محلول با لایه حسگر در تماس باشد. در این آزمایش، باریکه لیزر پس از عبور از باریکه گستر و منشور از سطح داخلی بازتاب کرده است و در نتیجه برهمکنش مولکولهای مواد تشکیل دهنده محلول و همچنین برهمکنش باریکه لیزر با قسمت های متفاوت لایه حساس الگوی تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری را تشکیل داددند واین الگو توسط عدسی در سطح CCD تشکیل و ذخیره شده است. شدت متوسط و

بازتابندگی هر الگو با الگوریتم کامپیوتری بکمک بسته پردازش تصویر در پایتون (Open cv) محاسبه و تعیین شده است. آزمایش برای غلظت های متفاوت (۰٫۱، ۱، ۵، ۱۰، ۵۰، ۱۰۰، ۳۰۰، و ppm ۵۰۰) تکرار شده است.

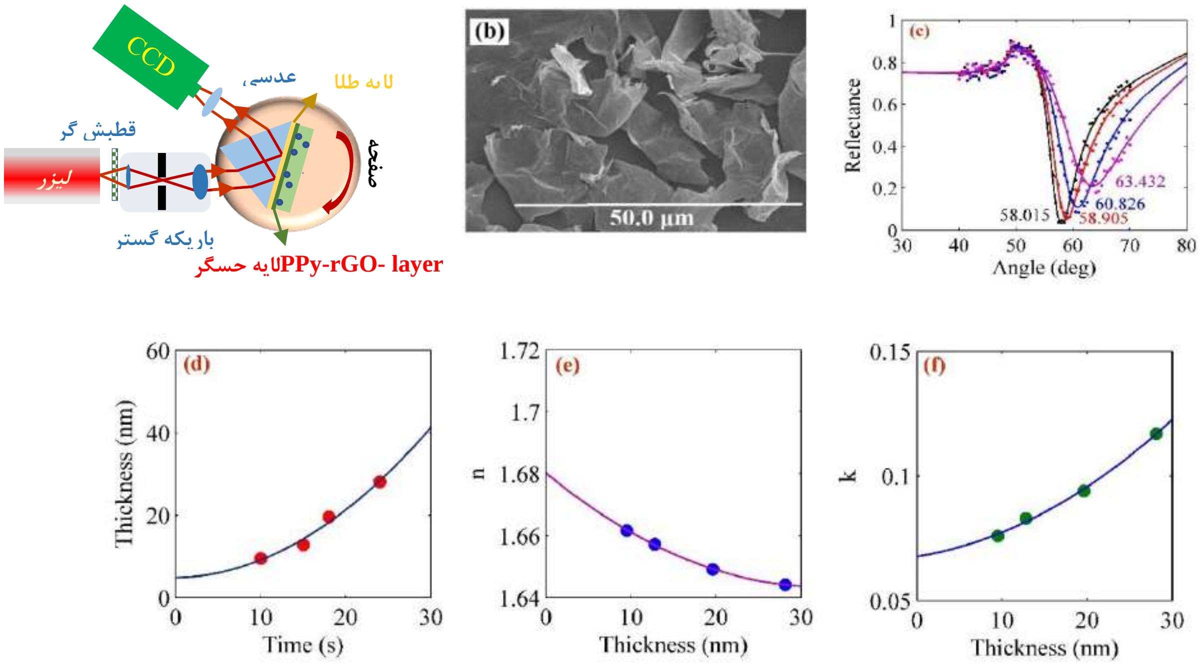
نتایج حسگری

شکل 1b تصویر میکروسکوپ الکترونی برای لایه PPy-rGO که به روش الکتروشیمیایی بر روی سطح لایه طلا پوشش داده شده است، را نمایش می دهد و مشاهده می شود که صفحه های rGO بطور یکنواخت درپلی پایرول تجمع پیدا کرده اند و بطور یکنواخت در سطح کامپوزیت توزیع شده اند. شکل 1c تغییرات بازتابندگی از لایه ها ی PPy-rGO را برای ضخامت های متفاوت ودر حضور آب بدون یون نشان می دهد. با توجه به افزایش زمان لایه نشانی، ضخامت لایه PPy-rGO از 9.5 nm تا 28.1 nm (شکل 1d) افزایش یافته است و ضریب شکست (جدول ۱) لایه PPy-rGO از 1.6617+i0.076 تا 1.6442+i0.117تغییر کرده است. بطوریکه با افزایش ضخامت، قسمت حقیقی (شکل 1e) کاهش و قسمت موهومی (شکل 1f) افزایش یافته است، که به کمک انتگرال کرامرز کرونینگ قابل توجیح است. برای بررسی و ارزیابی پاسخ لایه حساس، الگوهای تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری با حضور غلظتهای متفاوت دوپامین و گلوکز ثبت شد.

جدول ۱– مشخصات لایه حسگر PPy-rGO برای اندازه گیری غلظت دوپامین

ضخامت	ضریب شکست	کمینه بازتابندگی	زاویه تشدید	زمان لایه نشانی
9.5	1.6617+i0.076	0.031	58.015	10 s
12.8	1.6572+i0.083	0.053	59.905	15 s
19.6	1.6491+i0.094	0.109	60.826	18 s
28.1	1.6442+i0.117	0.211	63.432	24 s

شکل 2 تغییرات شدت هر الگو که بکمک الگوریتم کامپیوتری محاسبه شده است را برای غلظتهای متفاوت دوپامین و گلوکز نمایش می دهد. بطوریکه مقدارهای تجربی با مقدارهای نظری که از رابطه های فرندلیش (معادله ۱) و لانگمویر (معادله ۲) بدست آمده است، انطباق دارد.

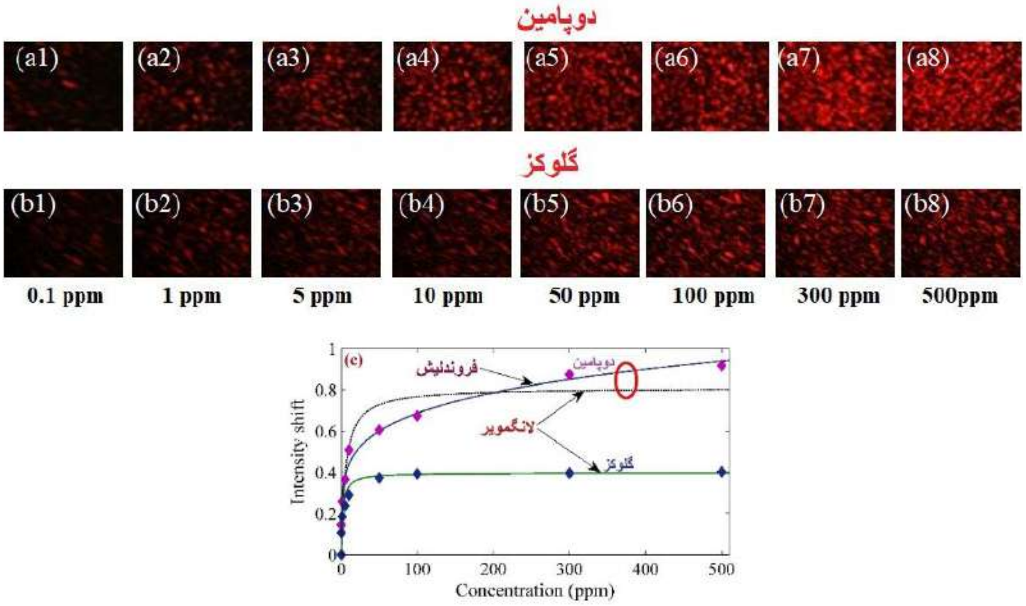


شکل ۱– a) چیدمان آزمایش تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری ؛ b) تصویر میکروسکوپ الکترونی با بزرگنمایی ۱۰۰۰×؛ c) تغییرات بازتابندگی با زاویه؛ d) تغییرات ضخامت لایه با زمان لایه نشانی؛ تغییرات قسمت e) حقیقی ؛ و f) موهومی ضریب شکست با ضخامت لایه PPy-rGO .

$$\Delta I = \Delta I_{max} C^{K_d} \qquad (1)$$

$$\Delta I = \frac{(\Delta I_{max} \times C)}{\frac{1}{K_d} + C} \qquad (۲)$$

به ترتیب عبارتهای C ، K_d ، ΔI_{max} و ΔI بیانگر غلظت، ثابت تعادل، ماکزیمم شدت در حالت تعادل نهایی و تغییرات شدت می باشد. ثابت تعادل با ثابت میل ترکیبی ($K_d = \frac{1}{K_{aff}}$) نسبت عکس دارد.



شکل ۳ -الگوی تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری برای غلظتهای متفاوت a1-a8) دوپامین ؛و b1-b8) گلوکز c) نمودار تغییرات شدت برای دوپامین وگلوکز لوزی های (خطوط بیانگر انطباق معادله های ۱و ۲ به نقاط تجربی (لوزی های توپر) است.)

با توجه نتایج بدست آمده این حسگر می توان غلظتهای بالاتر از ۱۰۰ ppm را برای دوپامین اندازه گیری کند و در روشهایی که قبلا گزارش شده است اندازه گیری فقط برای مقادیر کمتر از ۱۰۰ ppm میسر است.

نتیجه گیری:

در این گزارش، حسگر تشدید پلاسمونهای سطحی تصویری برای تشخیص و شناسایی مولکول های زیستی به روش اپتیکی به کار گرفته شده است. مقادیر ثابت تعادل برای دوپامین و گلوکز به ترتیب ۵/۱۳ و۲/۰۳ به دست آمده است. در نتیجه لایه PPy-rGO تمایل بیشتری به جذب دوپامین دارد و داده های تجربی با رابطه فرندلیش همپوشانی دارند.

مرجعها

[1] Jaroslav Stejskal and Miroslava Trchová, Conducting polypyrrole nanotubes: a review, Chemical Papers volume 72, pages1563–1595 (2018).

[2] Aamir Razaq, Faiza Bibi, Xiaoxiao Zheng, Raffaello Papadakis, Syed Hassan Mujtaba Jafri, Hu Li, Review on Graphene-, Graphene Oxide-, Reduced Graphene Oxide-Based Flexible Composites: From Fabrication to Applications Materials (Basel), 2022 Jan 28;15(3):1012.

[3] Faten Bashar Kamal Eddin, Yap Wing Fen, Nurul Illya Muhamad Fauzi, Wan Mohd Ebtisyam Mustaqim Mohd Daniyal, Nur Alia Sheh Omar, Muhammad Fahmi Anuar, Hazwani Suhaila Hashim, **Amir Reza Sadrolhosseini**, Huda Abdullah, Direct and Sensitive Detection of Dopamine Using Carbon Quantum Dots Based Refractive Index Surface Plasmon Resonance Sensor, *Nanomaterials* **2022**, *12*(11), 1799,

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

ساخت و بررسی حسگر تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر شدت جهت ارزیابی تغییرات ضریب شکست

راضیه سادات منور[۱]،عزالدین مهاجرانی[۱]

[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی ، تهران ، ایران.

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، یک حسگر تشدید پلاسمون سطحی برمبنای مدولاسیون شدتی طراحی شده است. با توجه به ویژگی خاص تشدید پلاسمون سطحی که حساسیت بالای آن نسبت به تغییر محیط دی‌الکتریک است، از این ساختار جهت ارزیابی تغییرات ضریب شکست بهره برده شده است.در این چیدمان مبنای کار بررسی شدت نور بازتاب شده از ساختار تشدید پلاسمون سطحی می‌باشد. متانول محلول در آب به عنوان ماده دی‌الکتریک در این آزمایش مورد ارزیابی قرار گرفت. با استفاده از این سیستم ساختار تشدید پلاسمون سطحی می‌توان با سهولت و به سادگی هم‌چنین با دقتی مناسب به ارزیابی تغییرات ضریب شکست پرداخت. در نهایت یک نمونه اولیه از این حسگر ارائه شده است که قابلیت اندازه گیری این مقادیررا به صورت سیار خارج از آزمایشگاه با حساسیت فوق الذکر دارا می باشد .

کلید واژه- پلاسمونیک، تشدید پلاسمون سطحی، ضریب شکست

Fabrication and investigation of surface plasmon resonance sensor based on intensity to evaluate refractive index changes

Razieh Sadat Monavar[1], Ezeddin Mohajerani[1]

[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, a surface plasmon resonance sensor based on intensity modulation is designed. Due to the special feature of surface plasmon resonance, which is highly sensitive to the change of the dielectric medium, this structure has been used to evaluate the changes in the refractive index. Methanol dissolved in water was evaluated as a dielectric material in this experiment. By using this system of surface plasmon resonance structure, it is possible to evaluate the changes of refractive index with ease and simplicity as well as with appropriate accuracy.

Keywords: Plasmonic, Surface Plasmon Resonance, refractive index

مقدمه

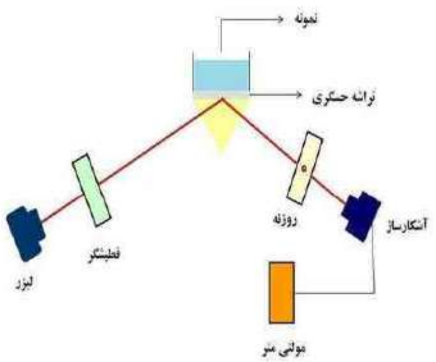
پلاسمونیک، مطالعه برهمکنش بین میدان الکترومغناطیسی و الکترون‌های آزاد در فلزات می‌باشد[۱]. هنگامی که نور با ماده برهمکنش و انرژی خود را به الکترون‌ها منتقل می‌کند، الکترون‌ها در پاسخ به میدان الکتریکی در حال نوسان، نوسان می‌کنند و پلاسمون نامیده می‌شوند. حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی (SPR) در بین حسگرهای اپتیکی بسیار محبوب هستند زیرا قادر به اندازه گیری‌های در سطح مولکولی، با دقت بالا و بدون برچسب گذاری هستند. قابلیت استفاده مجدد، امکان تولید انبوه، و در نتیجه هزینه کمتر، ویژگی‌های دیگری هستند که حسگرهای SPR را به انتخابی کاربردی برای بسیاری از زمینه ها تبدیل می‌کنند [۲]. از جمله کاربردهای آن می‌توان حسگری شیمیایی، زیستی، سلول‌های خورشیدی، تصویربرداری با وضوح بالا را نام برد. پلاسمون‌ها می‌توانند در اشکال مختلف مانند پلاسمون‌های حجمی، پلاسمون‌های سطحی، پلاسمون‌های جایگزیده وجود داشته باشند. پلاسمون‌های سطحی به طور گسترده جهت سنجش ضریب شکست مورد استفاده قرار می‌گیرند و مبنایی برای حسگرهای SPR فراهم می‌کنند[۳].

می‌توان حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی را بر اساس مشخصه ای از نور که با پلاسمون‌های سطحی اندرکنش می‌نماید و آشکارسازی می‌گردد، به حالت‌های زاویه ی نور فرودی، طول موج، شدت، فاز و قطبش طبقه بندی نمود. حسگرهای تحت مدولاسیون شدت برپایه یک زاویه ثابت و نور تکفام بوده و شدت نور بازتابی حاصل از تشدید پلاسمون‌های سطحی به عنوان خروجی حسگر ثبت می‌شود[۴]. در این پژوهش، با استفاده از روش جفت‌شدگی مبتنی بر منشور برای تحریک امواج پلاسمون سطحی، پیکربندی کرشمن و به کاربردن مدولاسیون شدتی ساختار حسگر سه لایه تشدید پلاسمون سطحی متشکل از منشور، لایه فلزی نازک و لایه دی‌الکتریک برای ماده اتانول بررسی می‌شود. در این پژوهش ماده متانول که ترکیبی سمی است و به هر ترتیبی که جذب بدن شود با تولید اسید فرمیک، سبب نارسایی کلیوی، مشکلات قلبی و گردش خون، آسیب کبدی، اختلالات بینایی مانند تاری دید، تغییر در درک رنگ، نابینایی موقتی یا دائمی، آسیب عصبی و مغزی و در نهایت مرگ می‌شود، به صورت محلول در آب بررسی شد[۵].

روش و نتایج آزمایشگاهی

در این پژوهش پیکربندی کرشمن و مدولاسیون شدتی استفاده شده است. در این پیکربندی نور از منبع به سمت آشکارساز حرکت می‌کند، بنابراین اجزای اپتیکی برای انتقال نور در طول مسیر نوری مورد نیاز هستند. انتخاب اجزای اپتیکی تاثیر بسزایی بر عملکرد حسگر SPR و در نتیجه دقت و حساسیت اندازه‌گیری‌ها دارد. در ابتدا یک لایه ۵۰ نانومتری از نقره روی یکی از سطوح منشور لایه نشانی شد. ضخامت لایه فلزی باید با دقت انتخاب شود تا یک شیب رزونانسی عمیق ایجاد شود. سپس از سلول نگهدارنده نمونه جهت نگهداری محلول مورد نظر استفاده شد. از یک لیزر هلیوم- نئون ۶۳۲/۸ با قطر پرتو

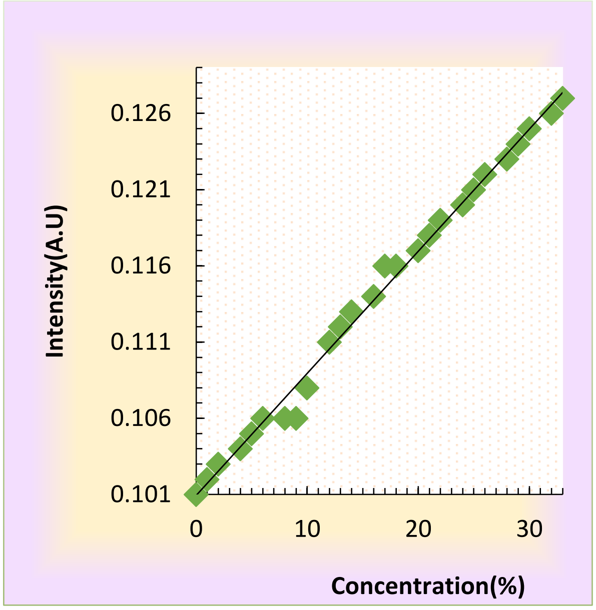
۱میلی‌متر و توان ۵ میلی‌وات به عنوان منبع نور تکفام، یک قطبشگر برای ایجاد قطبش P، روزنه، چرخاننده، منشور شصت درجه SF10، نگهدارنده منشور، سلول نگهدارنده نمونه، تراشه حسگری، آشکارساز شرکت Thorlabs با ناحیه فعال ۷۵/۴ میلی‌متر مربع، ناحیه طول موجی۳۲۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر و پهنای باند ۱۰ مگاهرتز و مولتی‌متر بهره برده شده است.



شکل ۱. چیدمان حسگری تشدید پلاسمون سطحی

در این آزمایش پرتو نور توسط لیزر هلیوم- نئون ساطع شده سپس از قطبشگر با قطبش P عبور کرده و قطبیده شده، پس از آن پرتو قطبیده شده به منشور و تراشه حسگری برخورد کرده و بازتاب می‌شود. نور بازتاب شده از نمونه سپس از یک روزنه عبور کرده به آشکارساز رسیده و در نهایت توسط مولتی‌متر اندازه‌گیری شده و میزان حساسیت این حسگر به افزایش غلظت متانول محلول در آب مقطر بررسی شد.

برای تهیه ی نمونه تعداد ۲۵ عدد قطره متانول به آب اضافه شده بود که این تعداد برابر تغییر غلظت محلول از ۰٪ تا ۳۳٪ می‌باشد. با توجه به شکل ۲ از اولین قطره تغییر ضریب شکست و در پی آن تغییر شدت نور بازتاب شده از ساختار پلاسمون سطحی مشاهده و ثبت شد. مشاهده می شود که با افزایش غلظت، شدت نور بازتابی از سطح افزایش یافته است.

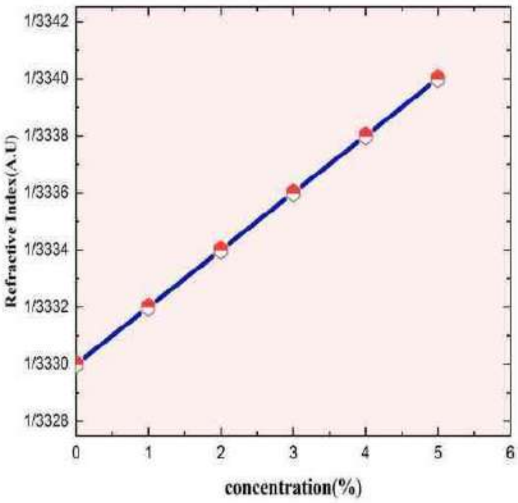


شکل ۲. نمودار تغییرات شدت نور بازتابی از ساختار تشدید پلاسمون سطحی برای غلظت‌های متفاوت متانول محلول در آب

بنابر جدول ۱، باتوجه به محدوده تغییرات ضریب شکست برای تغییر غلظت از ۰ تا ۵ درصد نمودار موجود در شکل ۴ به دست آمده است. در واقع در هر مرحله با افزایش یک قطره تغییر غلظت ایجاد شده، ۰/۰۰۰۲ تغییر ضریب شکست ایجاد کرده است که بیان‌کننده حساسیت این سیستم می‌باشد. جهت سهولت استفاده از چیدمان فوق در خارج از آزمایشگاه به منظور کاربرد در محیط های صنعتی های متفاوت نهایت یک نمونه اولیه از این حسگر ارائه شده است که قابلیت اندازه گیری تغییرات ضریب شکست را با حساسیت فوق الذکر دارا می باشد .

جدول ۱. ضریب شکست ترکیب‌های متفاوتی از غلظت متانول محلول در آب[۶] .

Mole fraction of methanol, %	Refractive indices, η_D (27°C)
0	1.3330
5	1.3340
10	1.3356
16	1.3376
23	1.3389
31	1.3401
40	1.3410



شکل ۴. نمودار تغییر ضریب شکست به ازای تغییر غلظت متانول محلول در آب از ۰ تا ۵٪

بحث و نتیجه‌گیری

در این پژوهش هدف بررسی تغییرات ضریب شکست توسط ساختار تشدید پلاسمون سطحی بود که با آن تغییر غلظت متانول محلول در آب مشاهده شد. در این سیستم ساختار تشدید پلاسمون سطحی با سهولت و به سادگی قادر است غلظت متانول محلول در آب را با دقت ۰/۰۰۰۲ اندازه گیری نماید . در نهایت یک نمونه اولیه از این حسگر ارائه شده است که قابلیت اندازه گیری این مقادیررا به صورت سیار خارج از آزمایشگاه با حساسیت فوق الذکر دارا می باشد .

مرجع‌ها

[۱] ف. حبیبی مقدم، ح. مهرزاد، ا. شیرکوند، ع. مهاجرانی، م. محمدی‌مسعودی، "ابرجاذب پلاسمونیک مرئی برپایه نانوجزیره نقره با قابلیت کاربرد زیست حسگری"، مجله لیزر در پزشکی. (۱۳۹۸).

[۲] HOMOLA, Jiří; YEE, Sinclair S.; GAUGLITZ, Günter. Surface plasmon resonance sensors. Sensors and actuators B: Chemical, 1999, 54.1-2: 3-15.

[۳] WOOD, R. W. On a lemarkable case of uneven distribution of Ught in a diffraction grating specmma. In: Proceedings of the Royal Society ofLondon. 1902. p. 269-275.

[۴] ا. نیک‌نیازی، "بررسی تجربی حسگرهای زیستی براساس تشدید پلاسمون سطحی"، پایان نامه کارشناسی ارشد دانشگاه تبریز. (۱۳۹۴).

[۵] متانول و خطرات مصرف آن. دانشگاه علوم پزشکی و خدمات بهداشتی، درمانی استان همدان

[۶] RIPIN, Adnan; MUDALIP, Siti Kholijah Abdul; YUNUS, Rosli Mohd. Effects of Ultrasonic Waves on Enhancement of Relative Volatilities in MethanolWater Mixtures. Jurnal Teknologi, 2008. p. 61-73.

نمودار بازتاب برحسب زاویه تابش ارایه شود موج پلاسمای سطحی تحت چه زاویه ای تحریک می‌شود؟

استحصال نمودار مقادیر بازتاب در زاویه‌های مختلف جز اهداف نبوده است. به همین دلیل اندازه گیری زاویه پلاسمونیک و در ادامه‌ی آن به‌دست آوردن نمودار بازتاب برحسب زاویه تابش در این بخش از کار جز برنامه کاری قرار داده نشده و مورد انجام قرار نگرفته است.

علت تغییر شدت با تغییر میزان متانول بدون نمودار بازتاب برحسب زاویه تابش لیزر مشخص نمی‌شود. چه

رابطه مشخصی بین ضریب شکست محلول و غلظت متانول در محلول وجود دارد؟

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}}$$

$$n = \sqrt{\varepsilon \, \mu}$$

$$\theta = \sin^{-1}[(\frac{1}{n}).\mathrm{Re}\{\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}\}$$

با استفاده از روابط بالا می‌توان دریافت: از آنجایی که تغییر غلظت مرتبط با تغییر ثابت دی‌الکتریک می‌باشد و تغییر ثابت دی‌الکتریک، تغییر ضریب شکست را به همراه دارد، پس با استفاده از تغییر غلظت می‌توان تغییر ضریب شکست را ایجاد کرد.

طبق روابط بالا با تغییر ثابت دی‌الکتریک تغییر ثابت انتشار پلاسمون‌های سطحی ایجاد خواهد شد و در نتیجه‌ی تغییر این شرایط، زاویه‌ی تحریک پلاسمون‌های سطحی هم تغییر خواهد کرد. که در این کار بررسی تغییر زاویه جز اهداف نبوده و مورد بررسی قرار نگرفته است.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی اثرات لایه‌های نقص در یک فراماده یک بُعدی با تقارن پاریته-زمان

علی محمدپور، جمال بروستانی و علی سلطانی والا

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز (a.m.pour, barvestani, asoltani) @tabrizu.ac.ir

چکیده – در این مقاله یک ساختار بس‌لایه ای با تقارن پاریته-زمان در نظر گرفته شده است، حضور لایه‌های نقص و مشخصه‌های اپتیکی مربوط به ساختار، منجر به ویژگی‌های فیزیکی جالب توجهی می‌گردد. در ابتدا با مقایسه نور فرودی در حالت عمود و تحت زاویه ۱۴ درجه، شرایط مرتبط با طیف‌های عبور و بازتاب و تغییرات فاز، با افزایش سلول‌های واحد مربوط به ساختار، مورد بررسی قرار گرفته است. در قدم بعدی، با تغییر ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک مرکزی و محاسبه ویژه مقادیر ماتریس پراکندگی، به ازای تغییرات زاویه فرودی، یک رفتار دوره‌ای را مشاهده کرده و تعداد نقاط استثنائی مربوط به ساختار افزایش می‌یابد. با تغییر قسمت موهومی شاخص شکست ناحیه بهره و اتلاف، به ازای تغییرات زاویه، ملاحظه می‌کنیم که بیشینه طیف عبور در محدوده زاویه خاصی اتفاق می‌افتد. نهایتاً، مقدار پتانسیل شیمیایی آستانه را با توجه به تغییرات فاز مربوط به طیف‌ها می‌توان بدست آورد.

کلید واژه- بس‌لایه، پاریته-زمان، گرافن، ماتریس انتقال، نقص

Investigating the effects of defect layers in a one-dimensional metamaterial with parity-time symmetry

Ali Mohammadpour, Jamal Barvestani, and Ali Soltani Vala

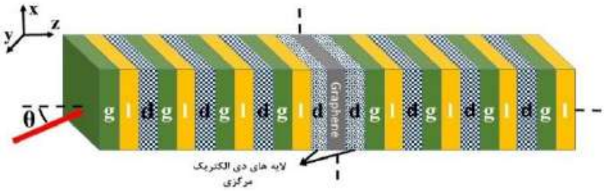
Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran (a.m.pour@tabrizu.ac.ir)

Abstract- In this article, a multilayer structure with parity-time symmetry is considered, the presence of defect layers and related optical characteristics of the structure leads to interesting physical properties. At first, by comparing the incident light in the vertical mode and under an angle of 14 degrees, the conditions related to the transmission and reflection spectra and phase changes, with the increase of unit-cells related to the structure, have been investigated. In the next step, by changing the thickness of the central dielectric layers and eigenvalues of the scattering matrix, for the changes of the incidence angle, a periodic behavior is observed and the number of exceptional points related to the structure increases. By changing the imaginary part of the refractive index of the gain and loss region, for angle changes, we observe that the maximum transmission spectrum occurs in a certain angle range. Finally, the threshold chemical potential value can be obtained according to the phase changes.

Keywords: Multilayer, Parity-time, Graphene, Transfer matrix, Defect

مقدمه

مطالعات اولیه در خصوص تقارن پاریته-زمان به انتهای دهه ۱۹۹۰ میلادی باز می‌گردد [1]. به کارگیری این تقارن و بحث در خصوص ویژگی‌های اولیه آن در سامانه‌های اپتیکی در سال‌های ۲۰۰۶، ۲۰۰۷ و پس از آن شکل گرفت [2, 3]. تقارن پاریته-زمان که یکی از موضوعات روز در حوزه‌های مختلف علوم مانند فناوری نانو، اپتیک، حسگرها، فیبرهای نوری و غیره می‌باشد [4]، بیان می‌دارد که شاخص شکست مربوط به یک ساختار در صورت داشتن این تقارن، می‌بایست شرط $n(\vec{r}) = n^*(-\vec{r})$ را نسبت به مبدأ در نظر گرفته شده در یک سامانه اپتیکی، ارضا نماید [3]. این شاخص شکست مختلط توسط مناطق بهره (g) و اتلاف (l) قابل تعریف بوده و خاصیت‌های منحصر به فردی را از خود به نمایش می‌گذارند. گرافن که یکی از آلوتروپ‌های کربن می‌باشد، از یک ساختار بلوری دو بُعدی از یک لایه منفرد با شبکه لانه زنبوری از اتم کربن تشکیل یافته و به علت داشتن خواص فوق‌العاده در رسانندگی الکتریکی و رسانندگی اپتیکی و خواص مکانیکی، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در فرامواد بس‌لایه‌ای، با به‌کارگیری روش ماتریس انتقال و محاسبه ماتریس پراکندگی، مؤلفه‌های مربوط به طیف‌های عبور و بازتاب یک سامانه و همچنین تغییرات فاز قابل محاسبه بوده و تأثیرات حضور لایه‌های نقص به لحاظ اپتیکی قابل مطالعه است [5].



شکل ۱: طرحواره‌ای از ساختار بس‌لایه‌ای با تقارن پاریته-زمان

ساختار و تئوری

در این مقاله با در نظر گرفتن یک فراماده اپتیکی متشکل از لایه‌های دی‌الکتریک و مشتمل با یک نانولایه گرافن مرکزی، مطابق شکل ۱، ضمن برقراری تقارن پاریته-زمان در کل ساختار، تأثیر حضور لایه‌های نقص روی مشخصه‌های مختلف مربوط به سامانه را مورد مطالعه قرار خواهیم داد. در ساختار در نظر گرفته شده، ترتیب قرارگیری لایه‌های مربوط به فراماده سمت چپ نسبت به فراماده سمت راست، کاملاً متفاوت بوده و این ترتیب قرارگیری خاص و حضور لایه گرافن مرکزی در مبدأ، منجر به خاصیت‌های جالب توجهی می‌گردد. شاخص شکست لایه بهره برابر $n_g = ۳/۵۳ - ۰/۰۱qi$ و شاخص شکست لایه اتلاف، مزدوج مختلط این مقدار می‌باشد. برای فیلم دی‌الکتریک (d) به عنوان نقص در ساختار، مقدار شاخص شکست برابر $n_d = ۱/۸۰$ بوده و برای دو لایه دی‌الکتریک مجاور لایه گرافن مرکزی که آن‌ها را لایه‌های دی‌الکتریک مرکزی اطلاق می‌کنیم، مشخصه‌های فیزیکی نسبت به بقیه لایه‌های همسان دور از مرکز، متفاوت در نظر گرفته شده است. ضخامت لایه‌های بهره و اتلاف به اندازه یک چهارم مقدار پهنای طول موج نور فرودی بوده و ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک دور ازمرکز، به اندازه نصف مقدار پهنای طول موج و برای دی‌الکتریک‌های مرکزی در ابتدا، به اندازه یک چهارم ضخامت لایه‌های بهره و اتلاف می‌باشد. نور فرودی با طول موج $\lambda = ۱/۵۵\ \mu m$ با قطبش TE وارد ساختار می‌شود. در دمای $T = ۳۰۰\ k$ درجه کلوین، ضخامت لایه گرافن مرکزی برابر با ۰/۳۴ نانومتر بوده و زمان واهلش برابر با ۰/۸ پیکوثانیه می‌باشد. با استفاده از روش ماتریس انتقال مطابق رابطه ۱، برای مؤلفه‌های میدان الکتریکی روبه‌جلو و روبه‌عقب خواهیم داشت:

$$\begin{pmatrix} E_{+f} \\ E_{+b} \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} E_{-f} \\ E_{-b} \end{pmatrix}$$

$$P = \begin{pmatrix} \frac{\lambda K_z}{2\pi n_l^2} & -\frac{\lambda K_z}{2\pi n_l^2} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}^{-1} M \begin{pmatrix} \frac{\lambda K_z}{2\pi n_g^2} & -\frac{\lambda K_z}{2\pi n_g^2} \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که در این رابطه M، معرف ماتریس انتقال کلی، $K_z = K_0 n_0 \cos\theta$ و ($n_0 = 1$ و $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$) می‌باشد. طیف عبور و بازتاب با مؤلفه‌های ماتریس P با روابط: $t = \frac{1}{P_{2,2}}$، $r_f = -\frac{P_{2,1}}{P_{2,2}}$ و $r_b = \frac{P_{1,2}}{P_{2,2}}$ قابل محاسبه بوده و ماتریس پراکندگی از رابطه $s = (t\ r_f ; r_b\ t)$ بدست می‌آید. رسانندگی سطحی لایه گرافن متشکل از دو جمله میان‌نواری و درون‌نواری بوده، که با استفاده از روابط کوبو [6]، از رابطه۲، بدست می‌آید:

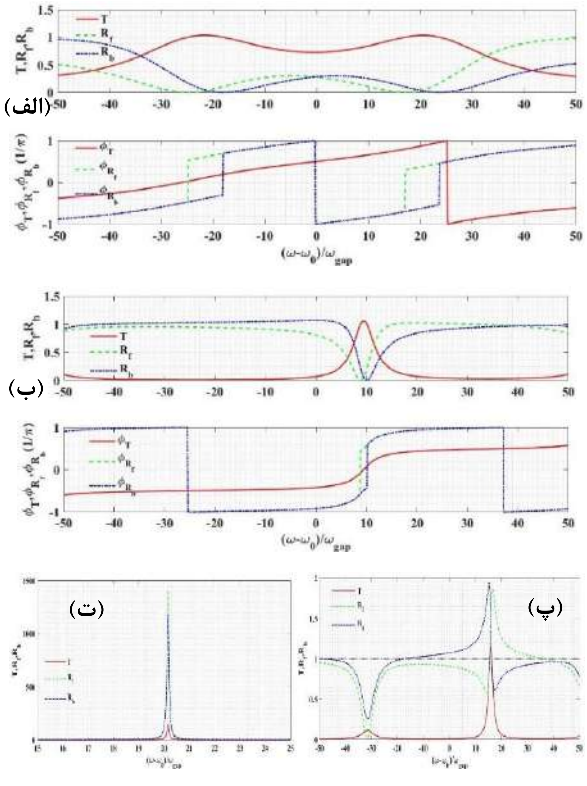
$$\sigma_g^{intra}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar}\frac{i}{2\pi}\left\{\frac{16k_BT}{\hbar\omega}\ln(2\cosh(\frac{\mu_c}{2k_BT}))\right\} \quad (۲)$$

$$\sigma_g^{inter}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar}\left\{\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\arctan(\frac{\hbar\omega-2\mu_c}{2k_BT})-\frac{i}{2\pi}\ln(\frac{(\hbar\omega+2\mu_c)^2}{(\hbar\omega-2\mu_c)^2+(2k_BT)^2})\right\}$$

در این رابطه $\hbar$ و k_B به ترتیب ثابت پلانک کاهش یافته و ثابت بولتزمن هستند. μ_c بیانگر پتانسیل شیمیایی می‌باشد.

نتایج و بحث

در ابتدا به ازای تعداد سلول‌های واحد N برابر با مقدار ۱، برای فرامادە سمت چپ و سمت راست برای لایه‌های دور از مرکز، و به ازای فرود عمود موج الکترومغناطیسی ورودی و پتانسیل شیمیایی برابر با مقدار ۰/۵، طیف‌های عبور و بازتاب روبه‌جلو و روبه‌عقب مطابق شکل ۲(الف)، به دست آمده است. ملاحظه می‌کنیم در این شرایط دو نقطه استثنائی [7]، برای ساختار وجود دارد. حال زاویه فرود را افزایش داده و به مقدار ۱۴ می‌رسانیم، طبق شکل ۲(ب)، در محدوده بسامد بهنجار شده برابر با مقدار ۹/۴۵۹ طیف عبور دارای مقداری فراتر از یک بوده و مقادیر طیف‌های بازتاب روبه‌جلو و روبه‌عقب نزدیک به صفر می‌باشد، با محاسبه مقادیر فازهای مربوط به این طیف‌ها ملاحظه می‌نماییم که در این مختصات پرش‌های π درجه فازی برای طیف‌های بازتاب وجود داشته و مقدار فاز مربوط به طیف عبور دقیقاً برابر با مقدار صفر می‌باشد، که این مشخصاً بیانگر خاصیت نامرئی‌سازی تک‌سویه در این نقطه استثنائی می‌باشد. با افزایش مقدار سلول‌های واحد به مقدار ۲، به طور یکسان در سمت چپ و سمت راست نسبت به مبدأ، طبق شکل ۲(پ)، به ازای بسامد بهنجار شده‌ی ۱۵/۹۷، مقدار طیف عبور برابر با مقدار ۱/۱۳۳ بوده و مقادیر طیف‌های بازتاب تؤامان دارای مقدار تقریبی ۱/۵۱۸ در بسامد مذکور می‌باشند. هنگامی که مشخصه N را به مقدار ۳ افزایش می‌دهیم، رفتار جالب توجهی رخ می‌دهد، مطابق شکل ۲(ت)، در مقدار بسامد بهنجار شده بزرگتری برابر با ۲۰/۱۷، مقدار طیف عبور برابر با مقدار ۱۳۹/۳ شده و مقادیر طیف‌های بازتاب از مرتبه مقادیر بسیار بزرگ ۱۰۰۰ می‌باشند، در این نقاط به ازای N برابر با مقدار ۲ و ۳، مقدار پرش فازی با اندازه π، برای طیف عبور به صورت نرم اتفاق افتاده و برای طیف‌های عبور فراتر از این مقدار می‌باشد. با افزایش تعداد سلول به مراتب بالاتر برای بیشینه مقادیر مربوط به طیف‌ها، پدیده انتقال به آبی رخ می‌دهد.



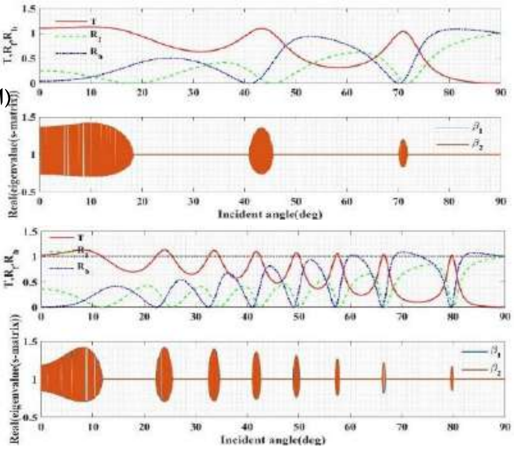
شکل ۲: طیف‌های عبور و بازتاب بر حسب تغییرات بسامد بهنجار

با محاسبه طیف‌ها بر حسب تغییرات زاویه موج، طبق شکل ۳(الف) و (ب)، ملاحظه می‌کنیم که، با افزایش ضخامت

لایه‌های دی‌الکتریک مرکزی به ترتیب، به مقدار ۵ و ۱۰ برابر ضخامت لایه‌های بهره و اتلاف، در حالت $N=1$، رفتار به صورت دوره‌ای تکرار شده و تعداد نقاط استثنائی افزایش یافته و مقدار بیشینه منحنی مربوط به طیف عبور با افزایش مقدار زاویه به ازای افزایش ضخامت، کاهش می‌یابد.

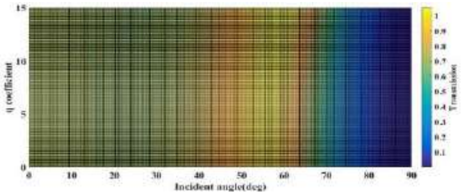
(الف)

(ب)



شکل ۳: طیف‌ها و ویژه مقادیر ماتریس پراکندگی برحسب تغییر زاویه فرود، به ازای تغییر ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک مرکزی.

در قدم بعدی، مقدار مشخصه q، قسمت موهومی شاخص شکست بهره و اتلاف، را از مقدار ۱ تا مقدار ۱۵ تغییر می‌دهیم، مشاهده می‌کنیم که طبق شکل ۴، به ازای تغییرات زاویه موج فرودی، بیشینه مقدار عبور، که مقدار آن فراتر از مقدار واحد می‌رود، در محدوده زاویه‌ی فرود خاصی بین ۳۵ تا ۶۵ درجه رخ می‌دهد و هر چه مقدار زاویه فرود افزایش می‌یابد، مقدار طیف عبور کاهش یافته و با افزایش مشخصه q، بیشینه طیف عبورافزایش می‌یابد.



شکل ۴: تغییرات طیف عبور به ازای زوایای فرودی و مشخصه q

با بررسی تغییرات مقدار پتانسیل شیمیایی مربوط به لایه گرافن، می‌توان نشان داد که مقدار پتانسیل شیمیایی بهینه، برابر با ۰/۴۲۸ بوده و این یک مقدار آستانه می‌باشد، به ازای مقادیر فراتر از این مقدار، پرش فازی به اندازه π رخ داده و نقاط استثنائی مربوط به ساختار را داریم و در مقادیر کمتر از این مقدار، پرش فازی به اندازه 2π رخ می‌دهد. تمامی حالت‌های فوق به ازای قطبش TE و به ازای زاویه فرود عمود و زاویه ۱۴ درجه بدست آمده است. اما به ازای قطبش TM در زوایای مذکور، هیچ کدام از حالاتِ مشخصه‌های مختلف ساختار وجود نداشته و شرایط متفاوت خواهد بود.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله یک فراماده بس‌لایه‌ای با تقارن پاریته-زمان، در حضور لایه‌های نقص و یک لایه گرافن مرکزی در نظر گرفته شد. با استفاده از روش ماتریس انتقال، تأثیر مشخصه‌های مرتبط با لایه‌های نقص و لایه گرافن، مورد بررسی قرار گرفت. در حالت فرود عمود و تحت زوایای خاص موج الکترومغناطیسی فرودی، تغییرات طیف‌های عبور و بازتاب به ازای تعداد سلول‌های واحد مختلف بدست آمد. با محاسبه ویژه‌مقادیر ماتریس پراکندگی، و تغییر ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک مرکزی بر حسب تغییرات زاویه، موقعیت نقاط استثنائی و وابستگی آن‌ها به سلول‌های واحد مطالعه شد. تغییرات طیف عبور بر حسب مشخصه بهره و اتلاف به ازای تغییرات زاویه بررسی گردید و بیشینه طیف عبور بدست آمد. با توجه به تغییرات فاز مربوط به طیف‌ها، مقدار پتانسیل شیمیایی آستانه محاسبه گردید.

مرجع‌ها

[1] C. M. Bender and S. Boettcher, "Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, no. 24, 1998.

[2] A. Ruschhaupt, F. Delgado and J. G. Muga, "Physical realization of PT-symmetric potential scattering in a planar slab waveguide," *J. Phys. Math. Gen.*, vol. 38, 2005.

[3] C. E. Ruter, K. G. Makris, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, M. Segev and D. Kip, "Observation of parity-time symmetry in optics," *Nat. Phys.*, vol. 6, pp. 192-195, 2010.

[4] D. Christodoulides and J. Yang, *Parity-time Symmetry and Its Applications*, Singapore: Springer, 2018.

[5] A. Mohammadpour, J. Barvestani and A. S. Vala, "Extraordinary directional optical properties of a parity-time symmetric one-dimensional photonic lattice," *Opt. Commun.*, vol. 500, no. 127342, 2021.

[6] G. W. Hanson, "Dyadic Green's function and guided surface waves on graphene," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 064302, 2006.

[7] A. Mohammadpour, J. Barvestani and A. S. Vala, "Comprehensive study of singular points in a PT-symmetric Thue-Morse multilayer," *Phys. Scr.*, vol. 97, no. 125501, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و شبیه سازی سنسور فیبر نوری توری براگ خمیده برای تشخیص محلی شکست جزئی در روغن عایق ترانسفورماتور

حدیثه شاهسون قره‌غونی[۱]، مصطفی قربان زاده[۱]* و مهرداد گرجیان[۲]

[۱]دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، شهرستان سبزوار، خراسان رضوی

[۲]بخش امور پژوهش و فناوری، شرکت پالایش گاز پارسیان، شهرستان مهر، استان فارس

چکیده - تشخیص، پیش بینی و مانیتورینگ بر خط خرابی ترانسفورماتورهای قدرت برای ایمن‌سازی شبکه برق امری مهم است. در این مقاله نشان می دهیم که با استفاده از فیبر نوری مبتنی بر توری‌های براگ خمیده می‌توان به صورت برخط فشار صوتی تولید شده توسط شکست‌های جزئی در روغن ترانسفورماتور را قبل از خرابی کامل ترانسفورماتور تشخیص داد. شبیه‌سازی‌های مبتنی بر روش بسط مد ویژه نشان می‌دهد با استفاده از چند فیبر توری براگ خمیده سری و تفکیک مولفه‌های فرکانسی طیف عبوری یا برگشتی می‌توان ضریب شکست روغن، فشار صوتی، دما و مکان شکست را به صورت مجزا تشخیص داد. لازم به ذکر است در مقایسه با دیگر روش‌های مرسوم (مانند سنسورهای الکتریکی و یا آنالیزهای شیمیایی) ساختارهای مبتنی بر فیبر براگ دارای ویژگی‌های منحصر به فردی از جمله نویزپذیری اندک (مغناطیسی، الکتریکی، حرارتی و شیمیایی)، توان مصرفی کم، عمر طولانی، انعطاف پذیری زیاد، سرعت بالا و قابلیت برخط بودن است.

کلید واژه- ترانسفورماتور، توری براگ خمیده، سنسور، فیبر نوری، شکست روغن عایق.

Design and Simulation of a Tilted Fiber Bragg Grating Optical Fiber Sensor for Detecting Partial Breakdown in Transformer's Insulating Oil

Hadise Shahsavan Ghareghoni, Mostafa Ghorbanzadeh, and Mehrdad Gorjian

[1]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, P. O. Box 397, Sabzevar 9617976487, Iran.
[2]Parsian Gas Refinery Company, Mohr city, Fars, Iran.

Abstract- Real-time detecting, predicting and monitoring the failure of power transformers is important to secure the power grid. In this paper, we show that using an optical fiber based on tilted Bragg gratings (TFBG), it is possible to detect the acoustic pressure, created by partial breakdowns (PD) in the transformer oil, in real-time and before the complete failure of the transformer. Simulations based on the Eigen-mode expansion method show that using several series TFBGs and separating the frequency components of the transmitted or reflected spectrum, the oil refractive index, acoustic pressure, temperature and location of PD breakdown can be detected, separately. It should be noted that compared to the other conventional methods (such as electrical sensors or chemical analysis), fiber Bragg gratings have unique characteristics, including low noise (magnetic, electrical, thermal, and chemical), low power consumption, and long life, flexibility, high speed, and real-time operations.

Keywords: Insulating oil breakdown, optical fiber, sensor, tilted fiber Bragg, transformer.

مقدمه

ترانسفورماتور قدرت یکی از مهمترین تجهیزات یک سیستم انتقال قدرت است. برای اطمینان از تامین و ایمنی انتقال نیرو، اندازه‌گیری تخلیه جزئی به عنوان یک ابزار تشخیصی غیر مخرب برای ارزیابی وضعیت عایق ترانسفورماتور قدرت استفاده می شود. از آنجایی که این تخلیه‌ها را نمی‌توان مستقیماً اندازه‌گیری کرد، نشانه‌های دیگر انرژی آن، مانند تغییرات گذرای الکتریکی، تغییرات شیمیایی، انتشار الکترومغناطیسی، ارتعاش، صدا، نور و گرما می‌تواند اندازه‌گیری شود [1]. فیبر توری براگ خمیده (TFBG)[۱] به خانواده توری‌های متناوب کوتاه تعلق دارد که الگوی مدولاسیون شاخص آنها نسبت به محور فیبر مایل است. در این ساختار نور از هسته فیبر نوری به روکش[۲] در طول موج‌های مجزا زیر طول موج براگ می‌تواند کوپل[۳] شود. این کوپلینگ‌های گسسته نوارهای[۴] میرای باریکی را در طیف عبوری ایجاد می‌کند که با مدهای[۵] نوری روکش فیبر جفت شدگی دارد. از آنجایی که این مدها در نزدیکی فصل مشترک روکش و محیط پیرامون منتشر می‌شود به ضریب شکست محیط حساس است. بنابراین این مدها می-توانند برای اندازه‌گیری ضریب شکست محیط پیرامون مورد استفاده قرار گیرند. علاوه بر این مد فبری-پرو هسته[۶] و مد شَبَه گونه[۷] به خواص نوری محیط پیرامون وابسته نبوده و میتواند به عنوان سنسور امواج صوتی ایجاد شده توسط شکست جزئی در ترانسفورماتور عمل کند. TFBG از چند ویژگی منحصر به فرد بهره می‌برد: (۱) ساختار پایدار؛ که در آن نور می‌تواند از هسته فیبر به داخل روکش بدون آسیب رساندن به ساختار فیزیکی فیبر نوری منتقل شود و (۲) عدم حساسیت مد هسته به محیط پیرامون و (۳) حساسیت مدهای کوپل شده با روکش به محیط پیرامون[2]. در این مقاله، ما با استفاده از TFBG ، به ارائه سیستمی برای تشخیص فشار صوتی ناشی از تخلیه جزئی در هسته ترانسفورماتور قدرت، ضریب شکست روغن و دما به صورت تفکیک شده و در مکان های مختلف می‌پردازیم.

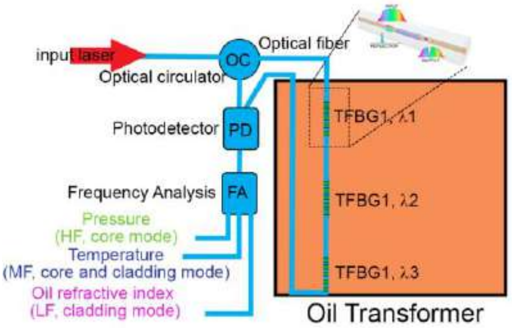
ساختار و سازوکار سیستم اندازه‌گیری

شکل (۱) ساختار و سازوکار سیستم اندازه‌گیری پیشنهادی را نشان می‌دهد. در این ساختار یک لیزر با طیف فرکانسی وسیع پس از کوپلینگ به فیبر نوری از طریق دورانساز نوری[۸] به مجموعه‌ای از فیبرهای نوری سری کوپل می‌شود. هر فیبر نوری (TFBG1 تا TFBG3) به گونه‌ای طراحی شده است که در یک طول موج مشخص ($\lambda 1$ تا $\lambda 3$) طیف جذبی بالایی داشته باشد. بنابراین در طیف عبوری مجموعه‌ای مد رزونانسی مشاهده خواهد شد که مربوط به مکان‌های متفاوتی از ترانسفورماتور می باشد (آشکارسازی مکان شکست جزئی، دما و ضریب شکست روغن). همچنین به دلیل فرکانس بالای (HF)[۹] تغییرات مکانیکی ناشی از فشار صوتی (و ایجاد انحنا و لرزش در فیبر نوری) در موج عبوری یا برگشتی می‌توان با تفکیک فرکانسی، شدت فشار صوتی را اندازه‌گیری کرد. تفکیک دما و ضریب شکست روغن به دلیل تفاوت در مولفه فرکانسی و نیز فرکانس مد تحریک شده با توجه به این نکته که فقط مدهای بالای[۱۰] مربوط به روکش با محیط پیرامون برهمکنش دارند، مد

---

۱ tilted Fiber Brag grating
۲ clad
۳ couple
۴ band
۵ Mode
۶ Core Fabry-Perot
۷ Ghost mode
۸ Optical circulator
۹ High frequency
۱۰ High-order mode

هسته محیط پیرامون را حس نمی‌کند، قابل اندازه‌گیری خواهد بود.



شکل ۱: ساختار پیشنهادی برای اندازه گیری همزمان فشار صوتی، دما و ضریب شکست روغن در مکان های مختلف با استفاده از یک فیبر نوری و چندین TFBG

نحوه شبیه سازی و تئوری

ساختار پیشنهادی با استفاده از روش بسط مد ویژه[۱] به صورت عددی شبیه‌سازی شده است. در این روش با گسسته‌سازی سطح مقطع فیبر نوری در راستای انتشار، ابتدا مدهای ویژه سطح مقطع‌های مختلف محاسبه شده و سپس با محاسبه ماتریس‌های پراکندگی برای هر مد با حفظ شرایط یکسان بودن مولفه مماسی میدان الکتریکی و مغناطیسی، طیف عبوری و بازگشتی محاسبه شده است. شرایط تطبیق فاز براگ در فیبر نوری با دوره تناوب Λ_B و ضریب شکست موثرهسته $n_{eff,core}$ در حالی که زاویه خمیدگی برابر θ است از رابطه (۱) به دست می آید [2], [3].

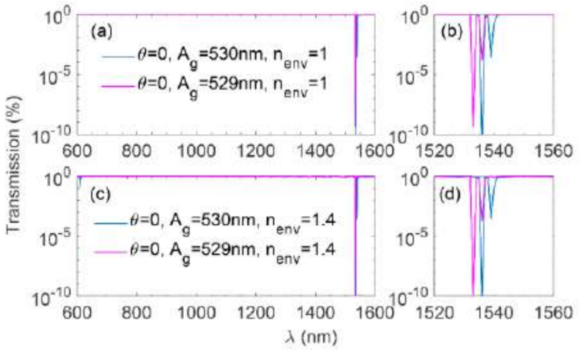
$$\lambda_B = \frac{2n_{eff,core}\Lambda_g}{\cos(\theta)} \qquad (۱)$$

همان طور که در این رابطه نشان داده شده است طول موج تطبیق فاز مد براگ λ_B به محیط پیرامون وابسته نیست و به شدت به Λ_B که می تواند در اثر فشار صوتی تغییر کند وابسته است. در مورد مدهای روکش فیبر نوری که با مد براگ کوپل می شوند روابط پیچیده تر و به ضریب شکست محیط پیرامون نیز وابسته است. طول موجی $\lambda_{coupling,i}$ که در آن مد گسسته i ام روکش تحریک می شود از رابطه (۲) به دست می اید. در این رابطه $n_{eff,cladding,i}$ ضریب شکست موثر مد i ام روکش است که به ضریب شکست پیرامون نیز وابسته است[2].

$$\lambda_{coupling,i} = \frac{\left(n_{eff,core} + n_{eff,cladding,i}\right)\Lambda_g}{\cos(\theta)} \qquad (۱)$$

نتایج شبیه سازی

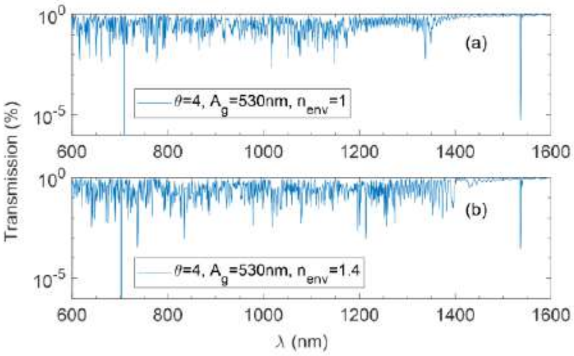
شکل (۲)-الف تا د نتایج شبیه‌سازی طیف عبوری را برای یک نمونه فیبر نوری مشابه فیبر نوری تجاری Coring SMF-28 با دوره تناوب ۵۳۰ و ۵۲۹ نانومتر با زاویه براگ صفر درجه به ازای ضرایب مختلف شکست محیط نشان می‌دهد. همان طور که در شکل نشان داده شده است با تغییر ضریب شکست طیف عبوری تغییری نمی‌کند اما با تغییر Λ_B، که در اثر فشار صوتی یا دما می‌تواند صورت پذیرد، به شدت وابسته است.



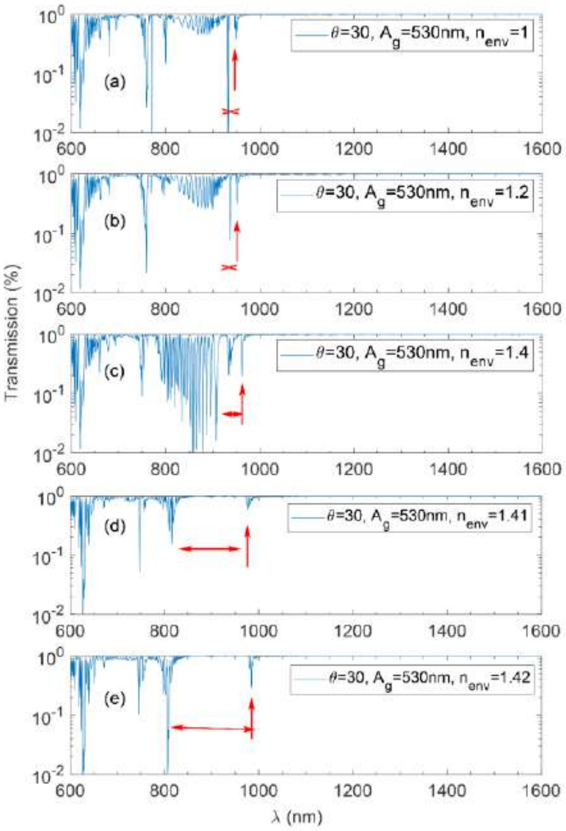
شکل ۲: بررسی طیف عبوری فیبر نوری براگ غیر خمیده به ازای تناوب مختلف و ضرایب مختلف شکست محیط پیرامون بخش (ب) و (د) بزرگنمایی طیف عبوری بخش های (الف) و (ج) است.

---

[۱] Eigen-mode expansion

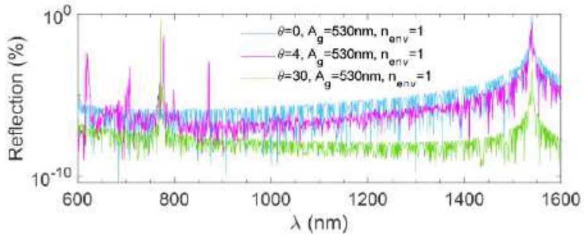


شکل ۳: طیف عبوری به ازای زاویه براگ برابر چهار درجه



شکل ۴: طیف عبوری به ازای زاویه براگ برابر ۳۰ درجه

با ایجاد خمش در FBG، مدهای روکش فیبر نوری نیز می‌توانند تحریک شوند. همان‌طور که در شکل‌های (۳) و (۴) به ترتیب برای زوایای خمش ۴ و ۳۰ درجه نشان داده شده است، با ایجاد خمش، مد مربوط به توری براگ کاهش می‌یابد و توان نوری به روکش و محیط پیرامون آن نشت می‌کند. بنابراین تغییر ضریب شکست محیط بر طیف عبوری اثرگذار خواهد بود. همان‌طور که در شکل‌ها مشخص است افزایش ضریب شکست محیط منجر به شیفت قرمز در فرکانس نوسان اولین مد روکش می‌شود که در شکل با بردار قرمز نشان داده شده است. همچنین فاصله این مد با مد کناری نیز افزایش می‌یابد. همچنین شکل (۵) نشان می‌دهد طیف بازگشتی به دوره تناوب براگ وابسته است نه ضریب شکست محیط پیرامون و در ساختار TFBG طیف بازگشتی نیز کاهش می‌یابد.



شکل ۵: مقایسه طیف بازگشتی به ازای زوایای مختلف براگ

نتیجه‌گیری

نشان دادیم که TFBG می‌تواند در آشکارسازی فشار صوتی و دما (وابستگی شدید طیف عبوری به دوره تناوب)، ضریب شکست (مد کوپل شده با روکش) به صورت محلی (TFBG سری) با آنالیز فرکانسی مورد استفاده قرار گیرد.

سپاسگزاری

این مقاله با حمایت و پشتیبانی شرکت ملی گاز ایران- شرکت پالایش گاز پارسیان انجام شده است (گ ۱۱۵۴۳/۲۲۰/۲۵ ش ق ۴۰۱۶۰۴).

مرجع‌ها

[1] G. M. Ma *et al.*, “Distributed Partial Discharge Detection in a Power Transformer Based on Phase-Shifted FBG,” *IEEE Sens. J.*, vol. 18, no. 7, pp. 2788–2795, 2018.

[2] T. Guo, F. Liu, B. O. Guan, and J. Albert, “Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 78, pp. 19–33, 2016.

[3] J. Sang, Z. Gu, Q. Ling, and W. Feng, “Film sensor based on cascaded tilted long-period and tilted fiber Bragg grating,” *J. Opt. (United Kingdom)*, vol. 20, no. 6, p. 65402, 2018.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اندازه گیری میزان غلظت آلبومین سرم گاوی با استفاده از زاویه بروستر پلاسمونیک

سارا صادقی، محمد محمدی مسعودی* و حسین مهرزاد

آزمایشگاه نانو بیو فوتونیک، دانشکده علوم و فنون نوین، دانشگاه تهران، تهران، ایران

sara.sadeghi74@ut.ac.ir , h.mehrzad@yahoo.com , mo.masoudi@ut.ac.ir

چکیده – آلبومین یکی از شاخص های مهم سلامت گاو، شیر و کیفیت گوشت گاو است. بنابراین اندازه گیری آن در صنایع دارویی و غذایی ضروری است. در این تحقیق، غلظت‌های مختلف آلبومین سرم گاوی (BSA) بر مبنای زاویه بروستر پلاسمونیکی، تشخیص داده شده است. تصاویر توسط دوربین CCD ضبط شده و سپس توسط نرم افزار IMAGE J پردازش می شوند. تصاویر پردازش شده نشان دادند که افزایش غلظت محلول BSA باعث افزایش شدت نور بازتاب شده می شود.

کلید واژه- آلبومین، زاویه بروستر پلاسمونیکی، سرم گاوی.

Concentration measurement of Albumin in Bovine Serum based on Plasmonic Brewster Angle

Sara Sadeghi, Mohammad Mohammadimasoudi*and Hossein Mehrzad

Nano-bio-photonics Lab, Faculty of New Sciences and Technologies, University of Tehran, Tehran, Iran.

sara.sadeghi74@ut.ac.ir , h.mehrzad@yahoo.com , mo.masoudi@ut.ac.ir

Abstract- Albumin is an important indicator of cow health, milk and meat quality. Therefore, the measurement of albumin concentration is crucial in health and food industries. In this research, different concentrations of bovine serum albumin (BSA) have been detected based on the plasmonic Brewster angle. Images recorded by CCD camera and then processed by IMAGE J software. The processed images demonstrated the correlation between BSA concentration and Reflection intensity.

Keywords: Albumin, Bovin serum, Plasmonic Brewster angle.

مقدمه

تشخیص بیولوژیکی یکی از موضوعات اصلی سلامت انسان است. در زندگی روزمره، آلبومین یک شاخص مهم برای سلامت گاو، کیفیت شیر و گوشت است [۱]، بنابراین اندازه‌گیری آن در صنایع دارویی و غذایی ضروری است. آلبومین(BSA)، پروتئین غالب در سرم گاو است و ساختاری مشابه با آلبومین سرم انسانی (HSA) دارد، که به طور گسترده در دسترس است. از این رو، BSA اغلب به عنوان یک پروتئین جایگزین برای مدل HSA استفاده

می‌شود. در حال حاضر، روش‌های رایج برای تشخیص غلظت‌های مختلف پروتئین آلبومین، دارای محدودیت‌هایی مانند فرآیند پیچیده، آسیب غیرقابل برگشت به پروتئین‌ها و زمان اندازه‌گیری طولانی هستند و انتظار می‌رود که نوع جدیدی از روش‌های تشخیصی غیرمخرب و کارآمد برای BSA ایجاد شود[۲]. تشخیص نوری BSA بدون برچسب و با استفاده از تشدید پلاسمون سطحی (SPR) رویکردی است که برخی از این مشکلات را با استفاده از تشخیص مستقیم مولکول‌های هدف بهبود می‌بخشد[۳]. در میان نانوذرات پلاسمونیکی مختلف، نانوذرات طلا از نظر شیمیایی بسیار پایدار هستند. از این رو، آن‌ها بهترین انتخاب برای ساخت یک بستر تشخیصی پلاسمونیکی می‌باشند [۴].

در این پژوهش، "پدیده بروستر پلاسمونیکی " با وابستگی زاویه‌ای و/یا طول موجی، می‌تواند نقش منحصر به فردی ایفا کند. هنگامی که نور با قطبش طولی(p) به نانوذرات طلا نفوذ می‌کند، طول موج پلاسمونیکی بروستر، از ده‌ها نانومتر به صدها نانومترتغییر می‌کند و تشخیص بیولوژیکی ماده را امکان پذیر می‌کند.

از طرفی، با تغییر ضریب شکست محیط اطراف نانوذرات طلا، زاویه بروستر تغییر می‌کند و در نتیجه شدت نور بازتابی با افزایش غلظت محلول، افزایش می‌یابد. از این روش نیز میتوان در تشخیص‌های بیولوژیکی استفاده کرد. پدیده بروستر انعکاس نور با قطبش طولی را به دلیل ماهیت الگوی تابش دوقطبی کاهش می‌دهد. تحت این شرایط، تغییرات فاز ناگهانی باعث حساسیت بالا (S) برای حسگر زیستی می‌شود که با معادله‌ی زیر توصیف شود:

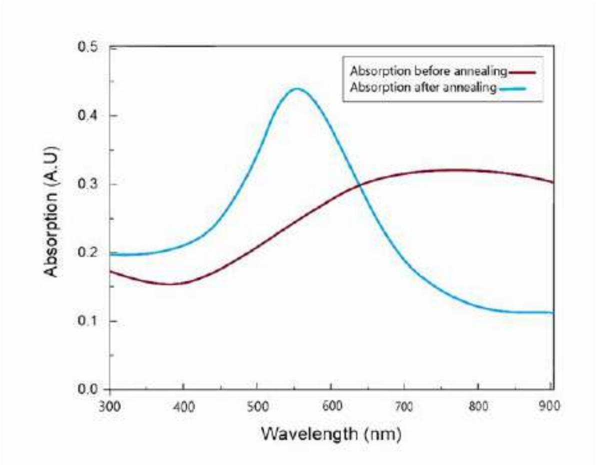
$$S_R = \frac{1}{R(\lambda)} \frac{\partial R(\lambda)}{\partial n} \mid \lambda = \lambda_0$$

که در آن R بازتاب، n ضریب شکست و λ0 طول موج حداقل بازتاب در هوا است. همانطور که از این معادله استنباط می-شود، حساسیت، S، زمانی که R به صفر نزدیک می‌شود، حداکثر است [۵].

بستر معرفی شده، به دلیل سادگی ساختار، قابلیت استفاده در کاربردهای تشخیصی قابل حمل را دارد.

بحث و نتایج

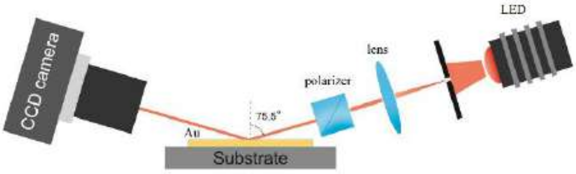
ساختار به کار برده شده در این پژوهش بر مبنای شکل گیری نانوذرات پلاسمونیکی طلا می باشد. در ابتدا نانوذرات طلا با روش کندوپاش، بر روی یک لام شیشه ای با ابعاد ۱*۰،۵ سانتیمتر لایه نشانی شدند. سپس این نمونه در دمای ۵۵۰ درجه سانتیگراد به مدت ۱۰ ساعت حرارت داده شد. شکل۱، طیف جذب نانوذرات طلا، قبل و بعد از حرارت‌دهی نشان می‌دهد.



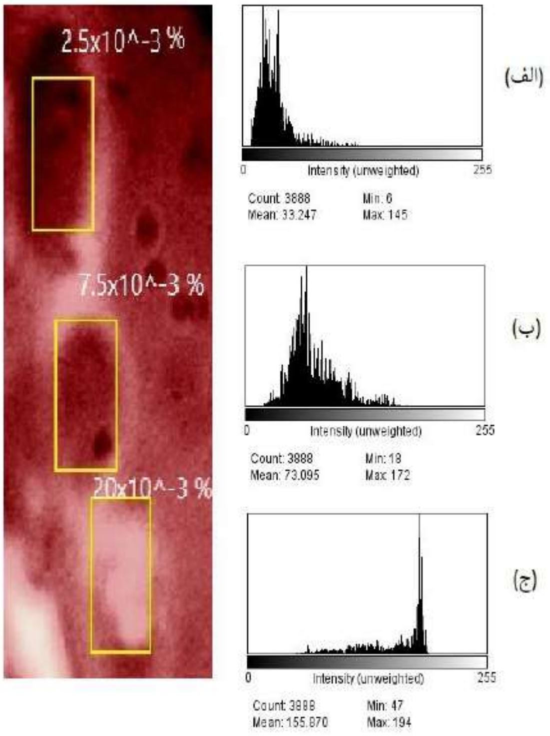
شکل۱. طیف جذب نانوذرات طلا قبل (قرمز) و بعد از حرارت‌دهی (آبی)

سه نمونه آلبومین سرم گاوی با غلظت های مختلف، آماده شد. به اندازه ی ۰،۱ میکرولیتر از هر سه نمونه برداشته شد و با روش دراپلت بر روی سطح نانوجزایر طلا قرار گرفتند. پس از خشک شدن هر سه قطره، نمونه در چیدمان اپتیکی

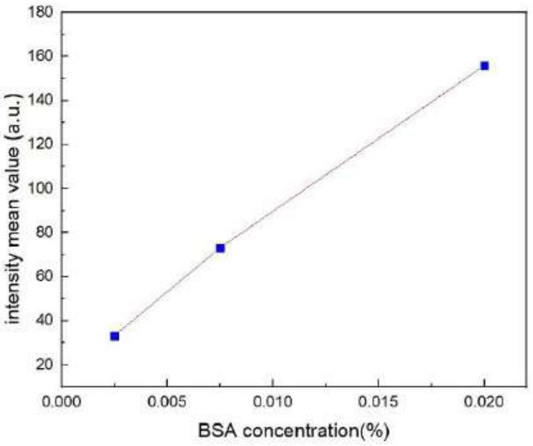
مطابق شکل۲ قرار داده شد. تصاویر با تابش نور توسط یک پاور ال ای دی ۶۲۵ نانومتری و با دوربین CCD در زاویه بروستر از سطح نمونه گرفته شد. سپس به کمک نرم افزار IMAGE J تصاویر هر سه نقطه مورد پردازش قرار گرفت. در این پردازش، میزان شدت نور بازتابی از سه غلظت مختلف BSA بررسی شده است. همانطور که تصویر۳ نشان می دهد، میانگین شدت نور بازتابی برای غلظت 2/5×10^-3 % برابر33/247 و برای غلظت % 3-^7/5×10 برابر73/095 و برای غلظت % 3-^20×10 برابر 155/870 است. در نهایت مقادیر میانگین شدت نور بازتابی، برحسب غلظت محلولBSA رسم شده است (شکل۳). در واقع با افزایش غلظت BSA، شدت نور بازتابی از سطح نمونه افزایش می‌یابد. چراکه با افزایش غلظت ماده، ضریب شکست محیط اطراف نانوذرات طلا تغییر می‌کند و این امر سبب تغییر زاویه بروستر و در نتیجه تغییر شدت نور بازتابی از سطح نمونه می‌شود.



شکل۲. شماتیک چیدمان اپتیکی .



شکل ۳. تصویر سمت چپ، عکس گرفته شده از سه غلظت متفاوت BSA توسط دوربین CCD میباشد. تصویر سمت راست (الف) نمودار شدت نور بازتابی ازBSA با غلظت2/5×10^-3% و تصویر (ب) با غلظت% 3-^7/5×10 و تصویر(ج) با غلظت 3-^20×10 % می باشد.



شکل۴. نمودار میانگین شدت نور بازتابی از سطح نمونه برحسب غلظت های مختلف از محلول BSA.

نتیجه‌گیری

دراین پژوهش، یک بستر تشخیصی مبتنی بر پدیده ی بروستر پلاسمونیکی، جهت تشخیص غلظت های مختلف از محلول آلبومین سرم گاوی معرفی شد. این ساختار، بر مبنای پردازش تصاویر گرفته شده از نمونه ها، توسط نرم افزار IMAGE J عمل می‌کند. با افزایش غلظت BSA، شدت نور بازتابی از سطح نمونه افزایش می یابد. میانگین شدت نور بازتابی برای غلظت % 2/5×10^-3 برابر33/247 و برای غلظت % 7/5×10^-3 برابر73/095 و برای غلظت % 20×10^-3 برابر 155/870 است.

مرجع‌ها

[1] Jahanban-Esfahlan, A., Ostadrahimi, A., Jahanban-Esfahlan, R., Roufegarinejad, L., Tabibiazar, M. and Amarowicz, R., 2019. Recent developments in the detection of bovine serum albumin. International journal of biological macromolecules, 138, pp.602-617.

[2] Thompson, M., Owen, L., Wilkinson, K., Wood, R. and Damant, A., 2002. A comparison of the Kjeldahl and Dumas methods for the determination of protein in foods, using data from a proficiency testing scheme. *Analyst*, *127*(12), pp.1666-1668.

[3] Dourbash, F.A., Shestopalov, A.A. and Rothberg, L.J., 2021. Label-Free Immunoassay Using Droplet-Based Brewster's Angle Straddle Interferometry. Analytical Chemistry, 93(10), pp.4456-4462.

[4] Zeng, S., Yong, K.T., Roy, I., Dinh, X.Q., Yu, X. and Luan, F., 2011. A review on functionalized gold nanoparticles for biosensing applications. Plasmonics, 6(3), pp.491-506.

[5] Elbahri, M., Abdelaziz, M., Homaeigohar, S., Elsharawy, A., Keshavarz Hedayati, M., Röder, C., El Haj Assad, M. and Abdelaziz, R., 2018. Plasmonic Metaparticles on a Blackbody Create Vivid Reflective Colors for Naked-Eye Environmental and Clinical Biodetection. Advanced Materials, 30(4), p.1704442.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳بهمن ۱۴۰۱

بررسی گسیل فوتون‌های پرانرژی در برهمکنش تک پالس و دو پالس متقابل فوق پرتوان لیزر با پلاسما

زهرا رستمی[۱]، مسعود پیشدست[۲]، مسعود رضوانی جلال[۱]، ابراهیم غلامی حاتم[۱]

[۱]گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر
[۲]پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای،تهران

چکیده –در این مقاله گسیل فوتون‌های پرانرژی در برهمکنش تک پالس لیزر و دو پالس متقابل لیزر با پلاسمایی با چگالی اولیه نزدیک بحرانی با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول یک بعدی بررسی شده است.شدت لیزرها به گونه‌ای انتخاب شده است که پدیده الکترودینامیکی گسیل فوتون حائز اهمیت باشد.گسیل فوتون در برهمکنش تک پالس با پلاسما در ابتدا با گذشت زمان افزایش و پس از رسیدن به یک مقدار بیشینه روندی کاهشی دارد.در برهمکنش دو پالس متقابل لیزر نیز، گسیل فوتون قبل از برخورد دو پالس مشاهده گردید و پس از برخورد دو پالس متقابل به یکدیگر به مقدار بیشینه خود می‌رسد که نشان دهنده اهمیت پراکندگی کامپتون معکوس است.نتایج نشان می‌دهد که بیشینه چگالی فوتون‌های گسیل شده دو پالس متقابل لیزر بزرگتر از تک پالس لیزر است. رفتار تکانه الکترون‌ها و فوتون‌ها نیز به ازای برهمکنش تک پالس لیزر و دو پالس متقابل لیزر با پلاسما بررسی شده است.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-پلاسما، پراکندگی کامپتون، دو پالس متقابل.

Investigating high-energy photon emission in the interaction of single-pulse and two counter-propagating pulse ultra-power lasers with plasma

Zahra Rostami[1], Masoud Pishdast[2], Masoud Rezvani Jalal[1], Ebrahim Gholami Hatam[1]
[1] Department of Physics and Photonics, Malayer University, Malayer
[2]Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

Abstract- In this paper, the emission of high-energy photons in the interaction of a single laser pulse and two counter-propagating laser pulses with the near critical density plasma has been investigated using 1D particle in cell simulation. The intensity of the lasers is chosen in such a way that the electrodynamic phenomenon of photon emission is important. Photon emission in single pulse interaction with plasma initially increases with time and then decreases after reaching a maximum value. In the interaction of two counter-propagating laser pulses, the photon emission was observed before the collision of two pulses, and after the collision of two counter-propagating pulses, it reaches its maximum value, which indicates the importance of Compton backscattering. The results show that the maximum density of photons emitted two counter-propagating laser pulses is greater than that of a single laser pulse. The momentum behavior of electrons and photons has also been investigated for the interaction of a single laser pulse and of two counter-propagating laser pulses with plasma.

Keywords: Laser-Plasma Interaction, Nonlinear Compton Scattering, Two Counter-Propagating Pulses.

مقدمه

تابش برمشترالانگ، سنکروترون و پراکندگی غیرخطی کامپتون از سازوکارهای اصلی تولید پرتوهای پرانرژی در برهمکنش لیزر-پلاسما هستند[۱-۳]. پراکندگی غیرخطی کامپتون یک فرایند چند فوتونی است که در آن یک الکترون پس از برهمکنش با چند فوتون کم انرژی و جذب انرژی آن‌ها یک فوتون پرانرژی گسیل می‌کند. زمانی که زاویه برخورد فوتون‌ها با جهت سرعت الکترون‌ها ۱۸۰درجه باشد پراکندگی کامپتون معکوس رخ می‌دهد[۴-۶]. سازوکارهای مختلفی به منظور افزایش چگالی فوتون‌ها وجفت‌های الکترون-پوزیترون از جمله برهمکنش لیزر با هدف جامد یا پرتو الکترونی پرانرژی، برهمکنش پالس‌های دو و یا چندگانه متقابل و یا هم جهت با پلاسما و یا لیزر یگانه با بازتاب آینه پلاسما مطرح شده‌اند[۲-۱۰]. در برهمکنش پالس‌های متقابل، الکترون‌های شتاب گرفته توسط یک پالس با پالس در جهت مخالف برهمکنش می‌کنند و فوتون‌های گاما و جفت‌های الکترون-پوزیترون تولید می‌شوند[۷].

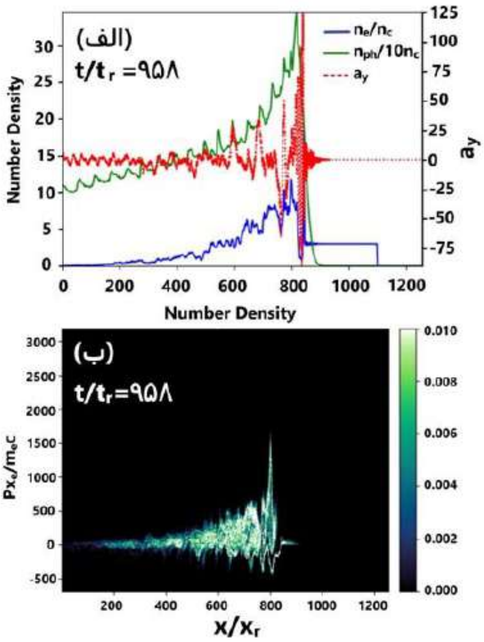
در این مقاله با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول یک بعدی، گسیل فوتون‌های پرانرژی در برهمکنش تک پالس لیزری و دو پالس متقابل لیزر با پلاسمای با چگالی اولیه نزدیک بحرانی مقایسه شده است.

مشخصات شبیه سازی

شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد Smilei انجام می‌شود[۱۱]. طول ناحیه شبیه سازی۲۰۰ میکرومتر است. پالس لیزر با قطبش خطی و طول‌موج ۱ میکرومتر، طول زمانی ۱۵۷t_r ($t_r=1/\omega_r\approx 0.53fs$ که دوره اپتیکی لیزر است) و نمایه زمانی گاوسی انتخاب شده است. پارامتر بی بعد قدرت لیزر a_0 برای تک پالس برابر ۲۷۱ ($I=1\times10^{23}Wcm^{-2}$) انتخاب گردید و برای برهمکنش دو پالس متقابل با پلاسما شدت هر پالس $a_{01}=a_{02}=192$ لحاظ شده است. چگالی اولیه پلاسما $n_{e0}=3n_c$ در نظر گرفته شده است. با توجه به شدت‌های بسیار بالای لیزرهای در نظر گرفته شده در این تحقیق، برهمکنش لیزر-پلاسما در ناحیه نسبیتی قرار می‌گیرد و لذا با توجه به تصحیحات نسبیتی، این چگالی اولیه پلاسما می‌تواند برای این لیزرها شفاف گردد [۱۲] .

نتایج و بحث

در شکل ۱-الف نمایه میدان عرضی، چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها و در شکل۱-ب تکانه طولی الکترون‌ها برای تابش تک پالس و در زمانی که بیشینه مقدار را دارند نشان داده شده است ($x_r=c/\omega_r$ که ω_r فرکانس لیزر است).



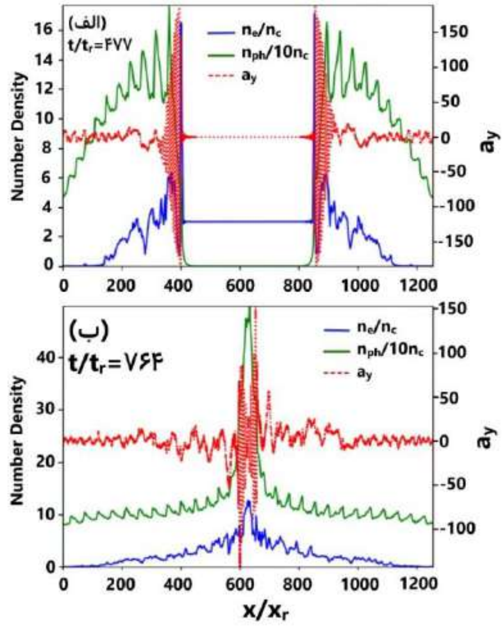
شکل۱: الف) نمایه میدان عرضی a_y (محور سمت راست)و چگالی‌های فوتونی n_{ph} و الکترونی n_e (محور سمت چپ) ب) تکانه طولی الکترون‌ها بر حسب مکان در زمان بیشینه برحسب t_r برای تک پالس.

پس از ورود پالس لیزر به پلاسما، الکترون‌ها توسط نیروی پاندرموتیو رو به جلو شتاب می‌گیرند. الکترون‌هایی که به درون پالس نفوذ می‌کنند در میدان لیزر نوسان می‌کنند و از طریق فرایند تابش سنکروترون و پراکندگی غیرخطی کامپتون فوتون گسیل می‌شود. با گذشت زمان الکترون‌های بیشتری به درون پالس نفوذ می‌کنند و فوتون بیشتری گسیل می‌شود. تعداد فوتون‌های گسیل شده در این زمان ،شکل۱-الف، به بیشینه مقدار خود می‌رسد و

سپس با گذشت زمان چگالی فوتون و الکترون کاهش می‌یابد.

تکانه منفی در شکل۱-ب مربوط به الکترون‌هایی است که از جلوی پالس به سمت عقب حرکت می‌کنند و با حرکت این الکترون‌ها بخشی از گسیل فوتون در تابش تک پالس تحت تاثیر پراکندگی کامپتون معکوس قرار می‌گیرد [۱۳].

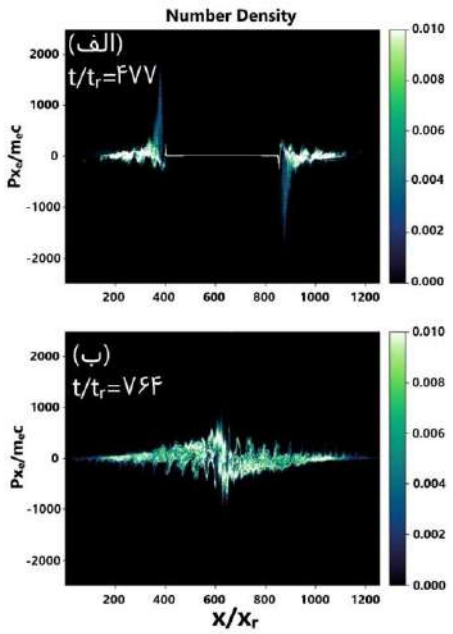
برای اینکه انرژی کل در دو حالت تک و دو پالس یکسان باشد مقادیر $a_{01} = a_{02} = 192$ برای برهمکنش دو پالس با پلاسما نظر گرفته شد [۱۴]. در شکل۲-الف و ب نمایه میدان عرضی، چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها در زمان‌های مختلف برای تابش دو پالس متقابل نشان داده شده است. شکل۲-ب چگالی ذرات هنگام برخورد دو پالس به یکدیگر را نشان می‌دهد، در این زمان الکترون‌های هر پالس وارد پالس مقابل می‌شوند و پراکندگی کامپتون معکوس اهمیت می‌یابد.



شکل۲:نمایه میدان عرضی a_y (محور سمت راست) و چگالی‌های فوتونی n_{ph} والکترونی n_e (محور سمت چپ)برحسب مکان در زمان‌های الف) ۴۷۷ ب)۷۶۴ بر حسب t_r برای دو پالس

با مقایسه شکل‌های ۱-الف و ۲-ب که بیشینه چگالی فوتون‌ها را در دو حالت تابش تک پالس و تابش دو پالس نشان می‌دهند مشخص می‌شود که چگالی فوتون‌های گسیل شده در تابش دو پالس متقابل نسبت به تابش تک پالس بیشتر است.

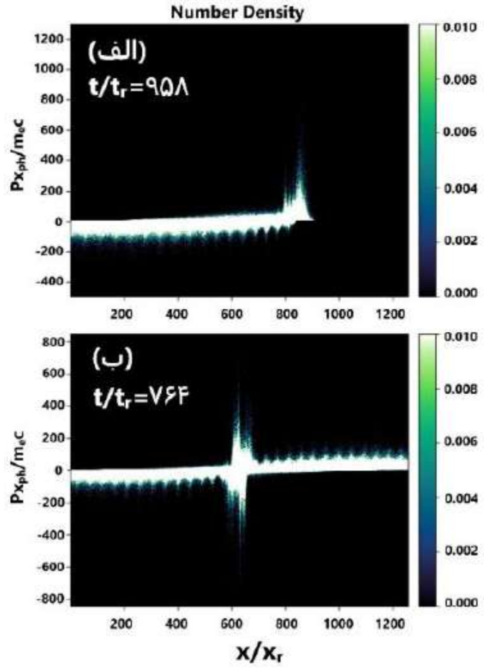
در شکل۳-الف و ب تکانه الکترون‌ها در زمان‌های مختلف قبل و در زمان رسیدن دو پالس به یکدیگر برای تابش دو پالس متقابل نشان داده شده است. تکانه طولی فوتون‌ها نیز برای تابش تک و دو پالس در زمان‌هایی که چگالی فوتون‌ها بیشینه است به ترتیب در شکل ۴-الف و ب نشان داده شده است. طبق شکل ۴-الف، تکانه فوتون‌ها در تابش تک پالس تا قبل از $x/x_r \approx 800$ عمدتا منفی است که با مقایسه این شکل با شکل ۱-ب می‌توان نتیجه گرفت که منشاء اصلی این تابش‌های کم انرژی می‌تواند الکترون‌های کم انرژی‌ای باشند که در خلاف جهت انتشار لیزر حرکت می‌کنند.



شکل۳:تکانه طولی الکترون‌ها برحسب مکان در زمان‌های الف)۴۷۷ ب)۷۶۴ برحسب t_r برای دو پالس متقابل.

در حالی‌که مقدار قابل توجه فوتون‌های پر انرژی در ناحیه بعد از این فاصله مربوط به الکترون‌های پر انرژی است که درون پالس لیزر نوسان می‌کنند، شکل۱-الف و ب. تکانه فوتون‌های با مقادیر مثبت و منفی در لحظه برخورد دو پالس متقابل در شکل ۴-ب، نیز گسیل مؤثر فوتون‌های پرانرژی با سازوکار عمده پراکندگی معکوس کامپتون را نشان می‌دهد. علی‌رغم شدت کمتر هر کدام از پالس‌های

لیزر در حالت دو پالس متقابل نسبت به تک پالس، طبق شکل ۴ در حالت دو پالس فوتون‌هایی با تکانه بیشینه در حدود فوتون‌های گسیل شده در حالت تک پالس گسیل شده است.



شکل۴:تکانه طولی فوتون‌ها برحسب مکان در زمان‌های الف)۹۵۸ ب)۷۶۴ برحسب t_r به ترتیب برای تک پاس و دو پالس متقابل.

نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از کد Smilei پراکندگی غیرخطی و معکوس کامپتون در برهمکنش تک پالس لیزری و نیز دو پالس متقابل لیزر با پلاسما مورد شبیه‌سازی قرار گرفت. معلوم شد که در حالت دو پالسی، فوتون‌های بیشتری گسیل می‌شوند. این نتیجه می‌تواند در ساخت چیدمان‌هایی که از دو پالس لیزری متقابل استفاده می‌کنند مفید و کاربردی باشد.

مرجع‌ها

[۱] Gu, Y.-J., et al., Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: A comparative study of proposed configurations. Matter and Radiation at Extremes, 2019. **4**(6): p. 064403.

[۲] Pishdast, M. and J. Yazdanpanah, High-energy photon emission and radiation reaction effects in the ultra-high intensity laser bubble regime. Physica Scripta, 2019. **94**(6): p. 065601.

[۳] Huang, T., et al., Highly efficient laser-driven Compton gamma-ray source. New Journal of Physics, 2019. 21(1): p. 013008.

[٤] Zhao, Y., Compact Gamma-ray Sources via Laser-Plasma Interaction. 2021, University of Manchester.

[۵] Luo, W., et al., Dense electron-positron plasmas and gamma-ray bursts generation by counter-propagating quantum electrodynamics-strong laser interaction with solid targets. Physics of Plasmas, 2015. **22**(6): p. 063112.

[۶] Li, H.-Z., et al., Ultra-bright γ-ray flashes and dense attosecond positron bunches from two counter-propagating laser pulses irradiating a micro-wire target. Optics Express, 2017. **25**(18): p. 21583-21593.

[۷] Liu, J.-x., et al., High-flux positrons generation via two counter-propagating laser pulses irradiating near-critical-density plasmas. Physics of Plasmas, 2018. **25**(10): p. 103106.

[۸]مرادی ریزوندی،سیمین؛پیشدست،مسعود؛رضوانی جلال،مسعود؛عبدی کیان،علیرضا"خلق زوج الکترون-پوزیترون بریت-ویلر چندفوتونی در برهمکنش لیزرهای فوق پرتوان با پلاسما"،کنفرانس فیزیک ایران،دانشگاه صنعتی اصفهان،۱۴۰۰.

[۹] Bamber, C., et al., Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses. Physical Review D, 1999. 60(9): p. 092004.

[۱۰] Zhao, Y., et al., Dense γ-ray emission in two consecutive pulses irradiating near critical density plasma. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2022. 64(8): p. 085012.

[۱۱] Derouillat, J., et al., Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation. Computer Physics Communications, 2018. 222: p. 351-373.

[۱۲] L.Ji et al, Transparency of near-critical density plasmas under extreme laser intensities, 2018, New J. Phys. 20 053043.

[۱۳] He, Y., et al., A single-laser scheme for observation of linear Breit–Wheeler electron–positron pair creation. New Journal of Physics, 2021. 23(11): p. 115005.

[۱۴]گودرزی،رضا؛ریاضی،زعفر،"بهینه سازی مکانیزم شتابدهی فشار تابشی پروتون با استفاده از دو پالس متوالی لیزر"،کنفرانس فیزیک ایران،۱۳۹۵.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تولید تجربی باریکه‌های نامتقارن فضایی با ویژگی‌های باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی

آریز عبدی، پیمان سلطانی، محدثه محمدی ماسوله و سیف‌اله رسولی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

ariz.abdi@iasbs.ac.ir

چکیده – باریکه‌های نامتقارن فضایی به عنوان یک زیرمجموعه از خانواده‌ی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی دارای خواص غیرپراشی و شتاب‌گیری هستند. در این پژوهش به یک مدولاتور فضایی نور مدل Holoeye LC 2012 فاز مارپیچی با مقدار تکینگی‌های مختلف اعمال شد. در نتیجه‌ی مدولاسیون همزمان فاز و شدت توسط این مدولاتور، باریکه‌های نامتقارن ساخته شدند. دیده شد که خاصیت غیرپراشی این باریکه‌ها با باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی مطابقت دارد.

کلید واژه- باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی، باریکه‌های نامتقارن فضایی، خاصیت غیرپراشی.

Experimental Generation of the spatial asymmetric beams with the properties of the combined half-integer Bessel-like beams

Ariz Abdi, Peyman Soltani, Mohaddeseh Mohammadi Masouleh, and Saifollah Rasouli

Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

Abstract- Spatial asymmetric beams, as a subset of the family of the combined half-integer Bessel-like beams, have nondiffracting and accelerating properties. In this research, some spiral phase plates with different values of singularities were applied to a Holoeye LC 2012 spatial light modulator. As a result of simultaneous modulation of the phase and the intensity by this SLM, the asymmetric beams were generated. It was seen that the nondiffracting feature of these beams is consistent with the combined half-integer Bessel-like beams.

Keywords: Combined half-integer Bessel-like beams, nondiffracting feature, spatial asymmetric beams.

مقدمه

باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی دسته‌ای از جواب‌های معادله‌ی موج هلمهولتز پیرامحور هستند [۱]. این باریکه‌ها را از پراش موج تخت از یک ساختار شعاعی به دست می‌آیند [۳-۲]. اخیرا در [۴] یک روش تجربی کارآمد مبتنی بر استفاده از تمام‌نگاشت‌های فازی ترکیبی برای تولید این باریکه‌ها پیشنهاد شده است. باریکه‌های نامتقارن فضایی به عنوان زیرمجموعه‌ای از باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی هستند که تکانه‌ی زاویه‌ای مداری حمل می‌کنند [۱]. از این باریکه‌ها می‌توان برای اعمال نیروی جانبی روی میکرو- و نانو-ذرات دی‌الکتریک و جذبی استفاده کرد و آن‌ها را حرکت داد [۱]. دراین پژوهش با اعمال صفحه‌ی فازی مارپیچی روی SLM مورد استفاده، باریکه‌های نامتقارن فضایی تولید شدند که دارای خواص باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی هستند.

معرفی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی

تابع عبور یک ساختار شعاعی در مختصات قطبی (r,θ) به شکل

$$t(\theta)=t_0+\sum_{n=1}^{+\infty}\left(t_n e^{in\theta}+t_{-n}e^{-in\theta}\right) \qquad (۱)$$

معرفی می‌شود که t_n ضریب بسط سری فوریه است [۲]. از رابطه‌ی (۱) دیده می‌شود که این تابع عبور به شعاع بستگی ندارد. با عبور یک موج تخت همدوس از این ساختار، دامنه‌ی مختلط موج پراشیده به صورت

$$U(r,\theta,z)=e^{ikz}\left\{t_0+\sqrt{\rho}e^{i\rho}\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{\pi}{2}(-i)^{\frac{n}{2}+1}\right. \\ \times\left(t_n e^{in\theta}+t_{-n}e^{-in\theta}\right) \qquad (۲) \\ \left.\left[J_{\frac{n+1}{2}}(\rho)+iJ_{\frac{n-1}{2}}(\rho)\right]\right\}$$

است که در این جا $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج، $\rho=\frac{kr^2}{4z}$ یک متغیر بدون‌بعد و $J_{\frac{n\pm1}{2}}$ درجه‌ی $\frac{n\pm1}{2}$ توابع بسل مرتبه‌ی اول هستند [۳-۱]. باریکه‌های (۲) تعلق به خانواده‌ی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی دارند [۱]. حالات خاصی از ساختار شعاعی (۱) و پراش موج تخت از آن منجر به تولید انواع مختلفی از باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی می‌شود. از جمله‌ی این موارد می‌توان به باریکه‌های حلقه‌گون گردابی [۱]، گلبرگی [۱]، فرش شعاعی [۲] و نامتقارن فضایی اشاره کرد [۱].

از جمله ویژگی‌های باریکه‌های (۲) این است که خاصیت شتاب‌گیری دارند. این موضوع با توجه به کمیت ρ قابل‌تحقیق است. یک نقطه‌ی دلخواه روی طرح شدت این باریکه‌ها با شعاع r_0 در فاصله‌ی انتشاری z_0، طی انتشار به اندازه‌ی z به شعاع $r(z)=\frac{r_0}{\sqrt{z_0}}\sqrt{z}$ می‌رسد؛ بنابراین مسیر یک نقطه روی طرح شدتی به شکل یک خط صاف نیست [۳-۱]. همچنین سرعت گسترش طرح شدت با توجه به $\frac{\partial r}{\partial z}$ متناسب با $\frac{1}{\sqrt{z}}$ است. این بدین معناست که گرچه طرح شدت طی انتشار گسترده می‌شود، اما میزان این گستردگی یک تابع کاهشی نسبت به انتشار z است؛ بنابراین باریکه‌های (۲) خاصیت غیرپراشی دارند [۳-۱].

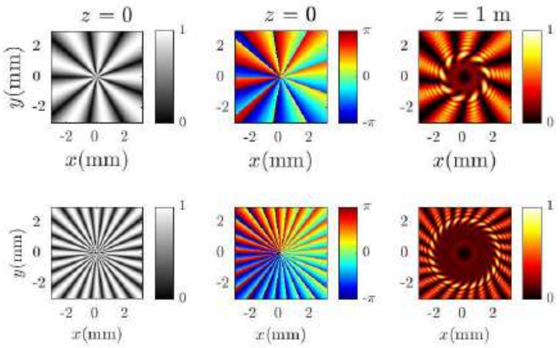
باریکه‌های نامتقارن فضایی

باریکه‌های نامقارن فضایی با در نظر گرفتن پراش نور تخت از یک ساختار شعاعی متشکل از ترکیب خطی دو صفحه‌ی فازی مارپیچی با درجات متفاوت n و m به شکل

$$t(\theta)=\frac{1}{2}\left(e^{im\theta}+e^{in\theta}\right) \qquad (۳)$$

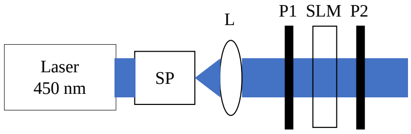
ساخته می‌شوند. در شکل ۱ طرح مقدار مطلق و فاز ساختار (۳) و طرح شدت باریکه‌های متناظر به ازای $m=1$ و

$n=10,25$ رسم شده است. همان طور که دیده می‌شود در طرح شدتی این باریکه $|m-n|$ پره‌ی نامتقارن وجود دارد. این باریکه‌ها را می‌توان با عبور دادن یک موج تخت از یک توری شعاعی دامنه‌ای ستون اول شکل (۱) و فاز متناظر سوارشده ستون دوم شکل (۱) روی SLM تولید کرد [۱].



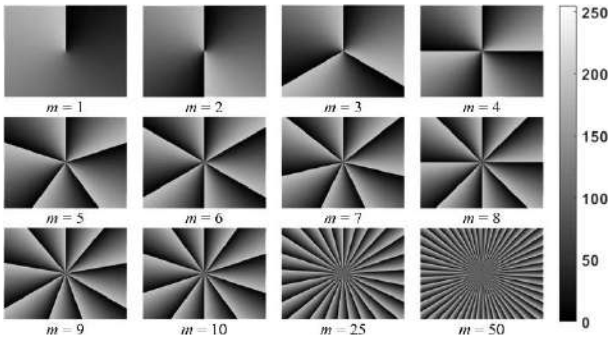
شکل ۱: ستون اول: نمایه‌ی مقدار مطلق و ستون دوم: فاز ساختار شعاعی (۳) و ستون سوم:نمایه‌ی شدت باریکه‌های متناظر به ازای ۱ متر انتشار. مقدار n ردیف اول و دوم به ترتیب ۱۰ و ۲۵ است [۱].

چیدمان آزمایشگاهی و نتایج



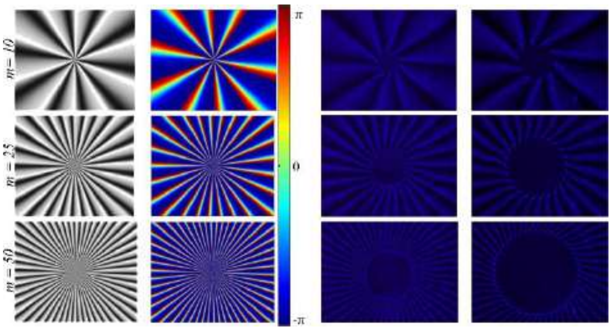
شکل ۲: چیدمان آزمایشگاهی برای تولید باریکه‌های نامتقارن فضایی.

چیدمان آزمایشگاهی برای تولید باریکه‌های نامتقارن فضایی در شکل ۲ نشان داده شده است. منبع نوری در این چیدمان یک لیزر دیود با طول‌موج $\lambda=450\text{nm}$ با طول همدوسی کم است. نور از یک پالایه‌ی فضایی (SP) با روزنه به قطر $100\mu\text{m}$ و میکروسکوپ شیئی 10X عبور می‌کند. باریکه با کمک یک عدسی دوتایی با کیفیت بالا (L) با فاصله‌ی کانونی 30mm موازی می‌شود. سپس باریکه از SLM عبور می‌کند و طرح پراشی در فاصله‌های متفاوت توسط دوربین Nikon D100 ثبت می‌شود.



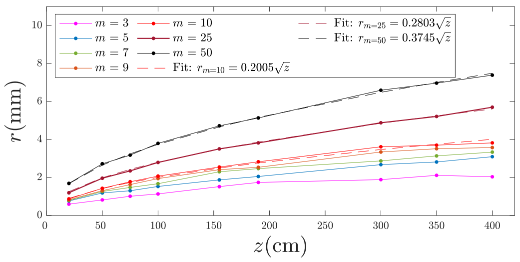
شکل ۳: طرح‌های فازی داده‌شده به SLM به ازای مقادیر مختلف m. مقدار m زیر هر طرح نوشته شده است.

از آن جا که بیشینه‌ی فاز اعمال‌شده در SLM کریستال مایع به قطبش نور فرودی بستگی دارد، قرار دادن دو قطبشگر P1 و P2 در سر راه باریکه‌ی ورودی و خروجی SLM و چرخاندن آن‌ها منجر به این می‌شود که باریکه‌هایی که بیشترین اختلاف‌فاز را دارند در خروجی نمایان شوند. در این چیدمان طرح پراش از توزیع فاز مارپیچی $t(\theta)=\exp(im\theta)$ اعمال‌شده روی SLM مدل Holoeye LC 2012 بررسی شده است. این SLM ۸ بیتی است و به همین دلیل تغییرات آن به صورت درجه‌های خاکستری صفر تا ۲۵۵ تعریف می‌شود. این SLM به طور همزمان باعث تحریر طرح فاز و شدت می‌شود. طرح‌های فازی داده‌شده به SLM به ازای مقادیر مختلف m در شکل ۳ آمده است. این طرح‌ها با دارابودن مقادیر صفر تا ۲۵۵ باعث تغییرات فازی صفر تا 2π روی باریکه می‌شوند. در این صورت شدت و فاز بلافاصله بعد از SLM به ترتیب به صورت ستون اول و دوم شکل ۴ است. در ستون سوم و چهارم شکل ۴ باریکه‌های ایجادشده از SLM به ترتیب در فواصل انتشاری ۱ و ۳ متر رسم شده است. مقدار m در کنار هر ردیف دیده می‌شود. با مقایسه‌ی شکل‌های ۱ و ۴ می‌توان دریافت که علی‌رغم شباهت طرح شدت باریکه‌ها، باریکه‌های تولیدشده برخلاف باریکه‌های متقارن فضایی معرفی‌شده در [۱] دارای m پره‌ی نامتقارن هستند.



شکل ۴: ستون اول و دوم به ترتیب طرح شدت و فاز ایجاد شده توسط SLM و ستون سوم و چهارم باریکه‌های ایجادشده از پراش در فاصله‌های ۱ و ۳ متر.

عملیات ضبط تصاویر باریکه‌های پراشی از SLM به ازای مقادیر m برابر با ۱ تا ۱۰، ۲۵ و ۵۰ برای فواصل انتشاری ۲۰، ۵۰، ۷۵، ۱۰۰، ۱۵۵، ۱۹۰، ۳۰۰، ۳۵۰ و ۴۰۰ سانتی‌متر از SLM انجام شد. سپس شعاع حلقه‌ی مرکزی برای همه‌ی تصاویر ضبط‌شده در نرم‌افزار MATLAB به دست آمد. در انجام این محاسبات این نکته در نظر گرفته شد که ابعاد هر پیکسل تصویر ثبت‌شده برابر با $5\text{mm}\times5\text{mm}$ است. در شکل ۵ تغییرات شعاع هر باریکه نسبت به فاصله‌ی انتشاری z رسم شده است. در شکل ۵ همچنین نمودار برازش‌شده برای سه خط دارای m برابر با ۱۰، ۲۵ و ۵۰ رسم شده است. این خطوط با معادله‌ی $r_m = a\sqrt{z}$ معرفی می‌شوند که a یک عدد ثابت است؛ بنابراین این باریکه‌ها دارای خاصیت غیرپراشی هستند. این رفتار در [۲] برای باریکه‌های فرش شعاعی نیز بررسی شده بود. همچنین در [۱] این رفتار به عنوان یک خاصیت عمومی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی شمرده شده است. با توجه به شباهت طرح شدت باریکه‌های شکل‌های ۱ و ۴ و رفتار نمودار شکل ۵ می‌توان پیش‌بینی کرد که باریکه‌های ساخته‌شده زیرمجموعه‌ی دیگری از خانواده‌ی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی باشند. برای صحه‌گذاری روی این برداشت باید رابطه‌ی نظری باریکه‌های تولیدشده استخراج شود که در دست بررسی است.



شکل ۵ نمودار واگرایی بر حسب انتشار برای باریکه‌های ایجادشده به ازای m های مختلف و برازش سه نمودار.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش به تولید باریکه‌های نامتقارن فضایی با اعمال فاز مارپیچی $t(\theta) = \exp(im\theta)$ پرداخته شد. از آن جا که SLM استفاده‌شده باعث تحریر همزمان فاز و شدت می‌شد، باریکه‌های نامتقارن فضایی تولید شدند. با بررسی میزان گسترش دایره‌ی مرکزی طرح پراش دریافتیم که این باریکه‌ها غیرپراشی هستند؛ دور از ذهن نیست که این باریکه‌ها متعلق به خانواده‌ی باریکه‌های بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح ترکیبی باشند که بررسی معادلات باریکه‌ی تولیدشده از جمله کارهای پیش‌رو است.

مرجع‌ها

[1] D. Hebri, S. Rasouli, “Combined Half-integer Bessel-like Beams: A Set of Solutions of the Wave Equation,” Phys. Rev. A, Vol. 98, pp. (043826)1-7, 2018.

[2] S. Rasouli, A.M. Khazaei, D. Hebri, “Radial Carpet Beams: A Class of Nondiffracting, Accelerating, and Self-healing Beams.” Phys. Rev. A, Vol. 97, pp. (033844)1-14, 2018.

[3] S. Rasouli, A.M. Khazaei, D. Hebri, “Talbot carpet at the transverse plane produced in the diffraction of plane wave from amplitude radial gratings.” JOSA A, Vol. 35, pp. 55-64, 2018.

[4] Mellado-Villaseñor, G., S. Hamzeloui, J. Jiménez-Mier, and F. Ramírez-Martínez. “Generation of combined half-integer Bessel-like beams using synthetic phase holograms.” Applied Optics, Vol. 61, pp. 9178-9185, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تاثیر چشمه‌های غباری بر ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی ذرات غبار معلق در جو منطقه خاورمیانه

بابک سامان‌دوست و امیر معصومی

بابک سامان‌دوست، دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان (zzzzbabak8935@gmail.com)

امیر معصومی، عضو هیات علمی، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان (a_masoumi@znu.ac.ir)

چکیده – داده‌های میانگین روزانه ای ستگاه شید سنجی Solar village در شبه جزیره عرب ستان برای بازه زمانی ۲۰۰۱-۲۰۱۵ مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به مقادیر حدی انتخابی برای بخش درشت‌دانه عمق اپتیکی هواویزها (AOD_coarse ≥ 0.25) و نمای آنگستروم (α ≥ ۰/۵۰)، تعداد ۹۴۱ روز از کل روزها (۳۴۸۳) به عنوان روزهای به شدت غباری انتخاب شدند. داده‌های میانگین ماهانه ویژگی‌های اپتیکی (مقدار میانگین بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست) و فیزیکی (مقدار میانگین شعاع موثر) ذرات غبار برای روزهای غباری محاسبه شدند. مشاهده شد که در ماه‌های گرم‌تر (سردتر) سال شاهد افزایش (کاهش) هر سه پارامتر هستیم. تنها استثناء دو ماه متوالی دسامبر و ژانویه هستند که برای آنها اندازه ذرات شبیه ماه‌های سردتر و ضریب شکست شبیه ماه‌های گرم‌تر می‌باشد. با توجه به نتایج ردیابی رو به عقب مدل هوا شناسی HYSPLIT سه مسیر اصلی انتقال غبار به محل ای ستگاه شناسایی شدند: انتقال غبار از چشمه‌های غباری منطقه بین‌النهرین (بخش شرقی شبه جزیره عربستان) در ماه‌های گرم‌تر (سردتر) سال به همراه انتقال غبار از صحرای شمال آفریقا در ماه‌های دسامبر و ژانویه. بنابراین نتیجه‌گیری شد که ذرات غبار مربوط به چشمه‌های ناحیه بین‌النهرین درشت‌تر و جذب بیشتری از غبار چشمه‌های شبه جزیره عربستان دارند.

کلید واژه- چشمه‌های غباری، خاورمیانه، غبار، ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی، هواویز.

Investigating the impacts of dust sources on the optical and physical properties of dust aerosols for the Middle East area

Babak Samandoost and Amir Masoumi

Mohammad Ebrahimi, Department of Physics, University of Zanjan, zzzzbabak8935@gmail.com

Amir Masoumi, Department of Physics, University of Zanjan, a_masoumi@znu.ac.ir

Abstract- **The daily average data of the Solar village sunphotometer station was studied from 2001 to 2015. According to the selected threshold values for the coarse mode aerosol optical depth (AOD_coarse ≥ 0.25) and the**

Angstrom exponent ($\alpha \leq 0.50$), 941 days out of the all days (3483) were selected as dusty days. Monthly average data of optical (average value of real and imaginary parts of the refractive index) and physical (average value of effective radius) properties of dust particles were calculated for dusty days. In the warmer (colder) months of the year, we see an increase (decrease) in all three parameters. The only exceptions are the two consecutive months of December and January, for which the particle size is similar to the colder months and the refractive index is similar to the warmer months. According to the backward trajectory products of the HYSPLIT meteorological model, three main paths of dust transfer to the station were identified: Dust transfer from the dust sources of the Mesopotamian region (eastern parts of the Arabian Peninsula) to the station in the warmer (colder) months along with the transfer of dust from the Saharan desert in December and January. So, it was concluded that the dust particles related to the sources of the Tigris-Euphrates basin are more coarser and more absorbent than the dust of the sources in the eastern parts of the Arabian Peninsula.

Keywords: aerosol, dust, dust sources, Middle East, Optical and physical properties.

مقدمه

هواویزها ذرات معلق بسیار ریز جامد یا مایع معلق در جو هستند و همراه با مولکول‌های هوا و ابرها، جو زمین را تشکیل می‌دهند. نوع، غلظت و ویژگی‌های هواویزها بر وضعیت جوی و مباحث مربوط به تغییرات اقلیمی اثرگذارند و بنابراین در دهه‌های گذشته مورد توجه وسیع محققین قرار گرفته‌اند. غلظت هواویزها هم به لحاظ زمانی و هم به لحاظ مکانی بسیار متغیر است و بنابراین مطالعه آنها نیازمند بررسی‌های در مناطق مختلف و با گستره زمانی طولانی است [۱].

ذرات غبار اصلی‌ترین نوع هواویزهای منطقه خاورمیانه به شمار می‌آیند [۲]. بخشی از چشمه‌های غباری منطقه خاورمیانه در شبه جزیره عربستان واقع هستند و بنابراین ایستگاه شیدسنجی Solar village به عنوان یکی از ایستگاه‌های کلیدی مطالعات ذرات غبار از سال ۱۹۹۹ میلادی شروع به داده‌برداری کرده است [۱].

ذرات غبار می‌توانند از چشمه‌های مختلف غباری به این ایستگاه برسند. بنابراین انتظار می‌رود ویژگی-های مختلف غبار استخراج شده از تحلیل داده‌های شیدسنج مستقر در این ایستگاه، وابسته به جنس خاک چشمه‌های غباری باشد [۳]. در این مطالعه به بررسی آماری و طولانی مدت ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی ذرات غبار این ایستگاه می‌پردازیم. هدف اصلی این مطالعه به دست آوردن تفاوت ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی غبار براساس چشمه‌های غباری تولید کننده آن می‌باشد.

داده‌ها و روش مطالعه

این تحقیق بر تحلیل داده‌های ایستگاه شیدسنجی مستقر در روستای Solar village پایه‌گذاری شده است. این ایستگاه تقریبا در مرکز شبه جزیره عربستان و در فاصله ۵۰ کیلومتری شمال شهر ریاض قرار دارد (با مختصات جغرافیایی ۲۴٫۹۱ شمالی و ۴۶٫۴۰ شرقی) [۳].

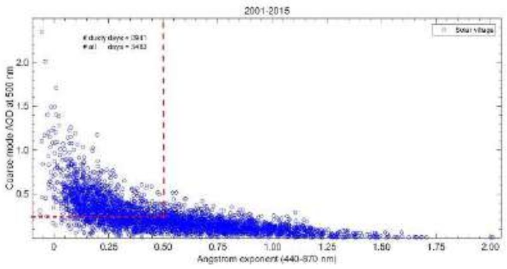
شیدسنج یا طیف‌سنج خورشیدی ابزاری است که به صورت خودکار در طول‌موج‌های ۴۴۰، ۶۷۵، ۸۷۰ و ۱۰۲۰ نانومتر شدت نور مستقیم رسیده از خورشید (اصطلاحا مد خورشید) و نیز شدت نور خورشید پراکنده شده از آسمان در زوایای مختلف پراکندگی (مد آسمان) را ثبت می‌کند. براساس مفاهیم فیزیکی خاموشی نور در عبور از یک محیط و نیز پراکندگی نور از ذرات هواویز (شبیه‌سازی برهمکنش موج الکترومغناطیسی با ذرات هواویز جوی واقع در رژیم پراکندگی می)، می‌توان غلظت و ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی ذرات غبار نظیر ضریب شکست مختلط و شعاع موثر میانگین آنها را محاسبه کرد [۴]. این داده‌ها استخراج شده و در دسترس آزادانه پژوهشگران قرار دارد [۴].

در این مطالعه از داده‌های میانگین روزانه و سطح ۱٫۵ این ایستگاه در هر دو مد خورشید و آسمان استفاده شده است. داده‌های مد خورشید مورد استفاده شامل عمق اپتیکی هواویزها (aerosol optical depth or AOD) به عنوان معیاری کمی از غلظت هواویزها و نمای آنگستروم (Angstrom exponent) به عنوان معیاری نیمه کیفی از اندازه میانگین ذرات هواویز می‌باشد [۵]. از داده‌های مد آسمان، هر دو بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست و نیز شعاع موثر میانگین هواویزها مورد

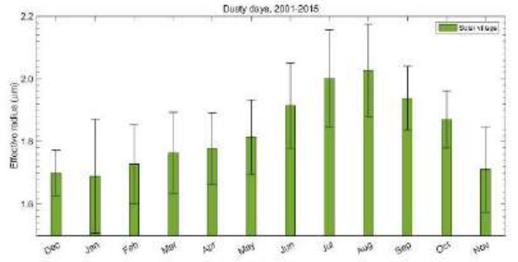
بررسی قرار گرفته‌اند. برای بررسی دقیق‌تر در یک دوره ۱۵ ساله و از سال ۲۰۰۱ تا ۲۰۱۵ داده‌ها مورد تحلیل قرار گرفته‌اند.

بحث و نتایج

میانگین روزانه داده‌های مد خورشید با قید تعداد داده‌برداری روزانه بیشتر یا برابر ۱۰ برای بازه زمانی ۲۰۱۵-۲۰۰۱ مورد بررسی قرار گرفتند. داده‌های میانگین روزانه عمق اپتیکی هواویزهای درشت دانه در طول‌موج ۵۰۰ نانومتر برحسب نمای آنگستروم برای دو طول‌موج ۴۴۰ و ۸۷۰ نانومتر برای همه ۳۴۸۳ روز داده در شکل ۱ ترسیم شده است. نمای آنگستروم رابطه وارونی با اندازه ذرات دارد و مقادیر کمتر آن به معنای حضور غالب ذرات درشت‌دانه غبار در جو می‌باشد. بنابراین محدوده خط‌چین سمت چپ شکل ۱ به روزهای به شدت غباری ایستگاه دلالت دارد که تعداد کل آنها برابر ۹۴۱ روز می‌باشد. برای روزهای به شدت غباری دو ویژگی اپتیکی بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست در طول‌موج ۴۴۰ نانومتر و ویژگی فیزیکی شعاع موثر ذرات غبار به صورت مجزا مورد بحث قرار می‌گیرند.

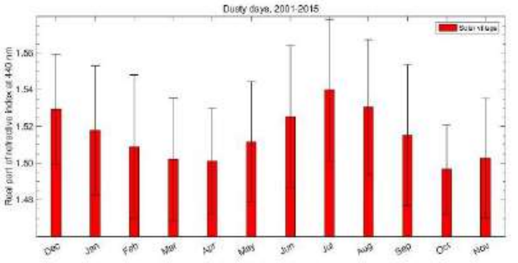


شکل ۱: مقادیر میانگین روزانه عمق اپتیکی هواویزهای درشت‌دانه برحسب نمای آنگستروم برای ایستگاه Solar village و برای ۳۴۸۳ روز داده در بازه زمانی ۲۰۰۱-۲۰۱۵. محدوده روزهای به شدت غباری (۹۴۱ روز) از بقیه روزها (۲۵۴۲ روز) با خط چین جدا شده است.

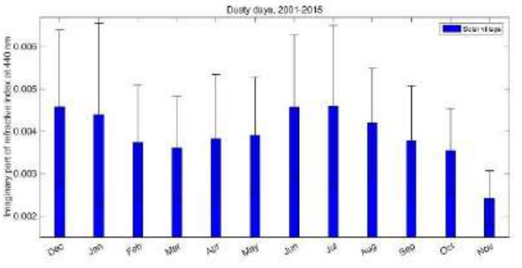


شکل ۲: نمودار ستونی مقادیر میانگین ماهانه و انحراف استاندارد شعاع موثر ذرات غبار (برحسب میکرون) برای ۹۴۱ روز غباری ایستگاه شیدسنجی Solar village در بازه ۲۰۰۱-۲۰۱۵.

در شکل ۲ نمودار ستونی مقادیر میانگین ماهانه و انحراف استاندارد شعاع موثر ذرات غبار (برحسب میکرون) برای روزهای غباری نمایش داده شده است. افزایش این پارامتر در تابستان و به ویژه بین ماه‌های ژوئن تا اکتبر مشخص است.



شکل ۳: شبیه شکل ۲ اما برای بخش حقیقی ضریب شکست در طول‌موج ۴۴۰ نانومتر. در ایام سردتر شاهد کاهش این کمیت هستیم. تنها استثناء، دو ماه دسامبر و ژانویه می‌باشد.



شکل ۴: شبیه شکل ۲ اما برای بخش موهومی ضریب شکست در طول‌موج ۴۴۰ نانومتر.

همچنین در شکل‌های ۳ و ۴ به ترتیب میانگین ماهانه بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست

میانگین ذرات غبار در طول‌موج ۴۴۰ نانومتر ترسیم شده است. این دو کمیت رفتاری مشابه هم دارند. در ایام گرم‌تر سال، این دو کمیت افزایش می‌یابند و در ایام نسبتا سردتر شاهد کاهش این دو کمیت هستیم. تنها استثناء، دو ماه دسامبر و ژانویه می‌باشند. به عبارت دیگر به استثناء دو ماه متوالی دسامبر و ژانویه، غبار رسیده به ایستگاه در ایام گرم‌تر جذب بیشتری دارند و ضریب شکست حقیقی بزرگتری دارند.

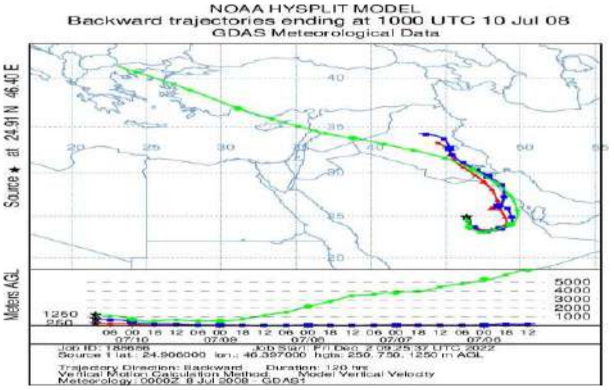
بر اساس بررسی همزمان شکل‌های ۳، ۴ و ۵ به این نتیجه می‌رسیم که غبار رسیده به ایستگاه شیدسنجی در سه دسته‌بندی قرار می‌گیرند:

۱. ذرات غبار رسیده به ایستگاه شیدسنجی در ماه‌های گرم‌تر سال اغلب درشت‌تر و جاذب‌تر هستند و دارای مقدار ضریب شکست حقیقی بیشتری می‌باشند.

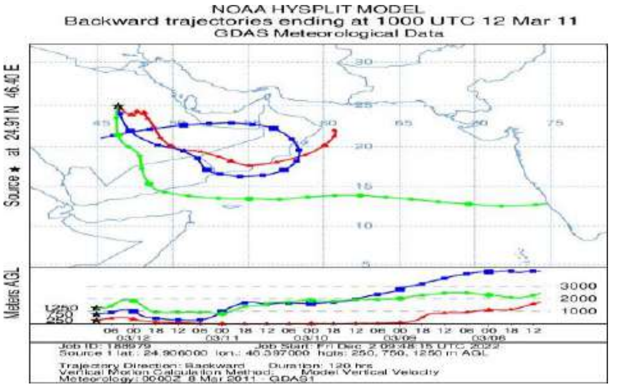
۲. در ایام سردتر شاهد حضور غالب غبار با اندازه‌های کوچک‌تر و با جذب کمتر می‌باشیم.

۳. در دو ماه متوالی دسامبر و ژانویه در مقایسه با بقیه ماه‌های سرد سال، ذرات غبار هرچند اندازه تقریبا یکسانی دارند اما دارای مقادیر بیشتر ضریب شکست حقیقی و موهومی هستند.

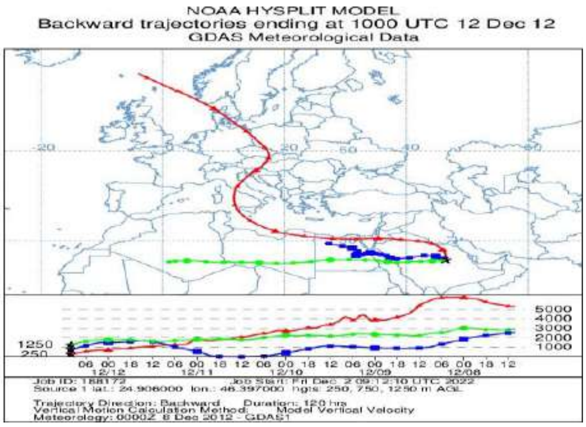
در ادامه برای درک بهتر از ردیابی رو به عقب مدل هواشناسی HYSPLIT برای تعیین محتمل چشمه‌های غباری و مسیر ورود غبار به ایستگاه در روزهای غباری بهره بردیم. سه نمونه از نتایج این مدل برای سه روز ۱۰ ژوئیه ۲۰۰۸ (روز تابستانی و دسته‌بندی اول)، ۱۲ مارس ۲۰۱۱ (روز زمستانی و دسته‌بندی دوم) و ۱۲ دسامبر ۲۰۱۲ (بازه دسامبر-ژانویه و دسته‌بندی سوم) به ترتیب در شکل‌های ۵، ۶ و ۷ آورده شده است. این سه شکل به عنوان نمونه آورده شده‌اند و نشان می‌دهند که در ایام تابستان، غبار اغلب از جلگه دجله و فرات به ایستگاه منتقل می‌شود؛ در فصل‌های سردتر شاهد انتقال غبار از چشمه‌های غباری بخش جنوب شرقی شبه جزیره عربستان به ایستگاه هستیم. درنهایت در دو ماه دسامبر و ژانویه با انتقال غبار از شمال آفریقا به شبه جزیره عربستان روبه‌رو هستیم.



شکل ۵: نتیجه ردیابی رو به عقب مدل هواشناسی HYSPLIT برای ایستگاه شیدسنجی Solar village در روز ۱۰ ژوئیه ۲۰۰۸. به نظر می‌رسد چشمه‌های غباری جلگه دجله و فرات محتمل‌ترین چشمه‌های غباری برای روز غباری مورد اشاره باشند.



شکل ۶: مشابه شکل ۵ اما برای روز غباری ۱۲ مارس ۲۰۱۱. چشمه‌های غباری بخش جنوب شرقی شبه جزیره عربستان، می‌توانند عامل اصلی این روز غباری باشند.



شکل ۷: مشابه شکل ۵ اما برای روز غباری ۱۲ دسامبر ۲۰۱۲. شاهد انتقال غبار از شمال آفریقا و منطقه صحرا به ایستگاه شیدسنجی هستیم.

نتیجه‌گیری

به دلیل تفاوت کانی‌های تشکیل‌دهنده خاک چشمه‌های غباری، ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی ذرات غبار متفاوت خواهند بود. به نظر می‌رسد که غبار منطقه بین‌النهرین مقادیر بیشتر ضریب شکست حقیقی و موهومی را در مقایسه با غبار چشمه‌های شرقی و جنوب شرقی شبه جزیره عربستان دارد. همچنین ذرات غبار منتسب به منطقه بین‌النهرین از غبار شبه جزیره عربستان درشت‌دانه‌تر هستند. از سوی دیگر غبار رسیده از صحرای شمال آفریقا نیز به لحاظ اندازه و ضریب شکست، از هر دوی این چشمه‌ها کمی متفاوت‌تر می‌باشد. بحث دقیق‌تر نیازمند مطالعات بیشتر و در نظر گرفتن عواملی چون فاصله نسبی چشمه‌ها از ایستگاه می‌باشد.

سپاسگزاری

نویسندگان این مقاله از شبکه AERONET و نیز مسئول ایستگاه شیدسنجی Solar village برای تهیه و به اشتراک‌گذاری داده‌های هواویز جوی کمال تشکر و امتنان را دارند.

مرجع‌ها

[1] O. Dubovik, B. Holben, T. Eck, A. Smirnov, Y. Kaufman, M. King, D. Tanre and I. Slutsker, *Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations*, J. Atmos. Sci., Vol. 59, pp. 590-608, 2002.

[2] A. Masoumi, A. Bayat, H. Khalesifard, R. Moradhaseli, *Retrieval of aerosol optical and physical properties from ground-based measurements for Zanjan, a city in Northwest Iran*, Atmos. Res., Vol. 120-121, pp. 343-355, 2013.

[3] A. Masoumi, E. Laleh and A. Bayat, *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*, J. Atmos. Sol-Terr Phy., Vol. 185, pp. 68-79, 2019.

[4] O. Dubovik and M. King, *A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from sun and sky radiance measurements*, J. Geophys. Res., Vol. 105 (D16), pp. 20673–20696, 2000.

[5] M. Salehi, A. Masoumi, R. Moradhaseli, *A study on the vertical distribution of dust transported from the Tigris–Euphrates basin to the Northwest Iran Plateau based on CALIOP/CALIPSO data*, Atmos. Pollut. Res., Vol. 12, pp. 101228 (1-10), 2021.

کالیبراسیون ارتفاع-فاز در رویه‌نگاری افکنش فریز به روش حداقل مربعات

زهرا کشمیر[۱،۲]، احسان شمسی[۱،۲]، افسانه اقبالی یل‌دگرمانی[۱،۲]، خسرو معدنی‌پور[۱،۲]

۱ - دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر
۲ -آزمایشگاه اندازه گیری اپتیکی،دانشگاه صنعتی امیرکبیر

چکیده - یکی از مهمترین نیازهای صنعت دستیابی به نمایه سه بعدی سطوح است که در این میان رویه‌نگاری اپتیکی یکی ازکاربردی‌ترین روش‌ها در مقایسه با دیگر روش‌های موجود است. در این مقاله کالیبراسیون رویه‌نگاری افکنش فریز، به منظور تعیین رابطه نگاشت بین عمق نقشه و اختلاف فاز ارایه شده است. این رویکرد مبتنی بر یک تابع غیر خطی ساده است که با تجزیه و تحلیل هندسه سیستم اندازه‌گیری به خوبی نگاشت بین نقشه عمق و توزیع اختلاف فاز را توصیف می‌کند. در این روش کالیبراسیون برای یک صفحه مرجع در فوا صل م شخص توزیع فاز به د ست می‌آید. برای به د ست آوردن پارامترهای مربوطه و باز سازی تابع نگاشت، یک رویکرد برآورد حداقل مربعات با محاسبات خطی به کار گرفته شده است.

کلید واژه- بازگشایی فاز، تبدیل فوریه دو بعدی، رویه‌نگاری سه بعدی سطوح، کالیبراسیون

Height-phase calibration in fringe projection profilometry using the least square method.

Zahra Keshmir[1,2], Ehsan Shamsi[1,2], Afsaneh Eghbali Yeldagermani[1,2], and Khosro madanipour[1,2]

1- Department of Physics, Amirkabir University of Technology
2-Optical Measurement Central Laboratory & Optics Research Group, Amirkabir University of Technology

Abstract- One of the industry's most important demands is obtaining a three-dimensional profile of the surfaces, among which optical profilometry is one of the most applied methods compared to other existing techniques. This paper presents a calibration approach for determining the mapping relationship between the depth map and the phase difference in fringe projection profilometry. This method is based on a straightforward nonlinear function that is inferred from an analysis of the measurement system's geometry and so precisely describes the relationship between the depth map and the phase-difference distribution. The calibration is accomplished by translating a target plane to a series of predetermined points with specified depths and measuring its phase distributions. A least-squares estimate approach with linear computation is deduced to obtain the relevant parameters and reconstruct the mapping function.

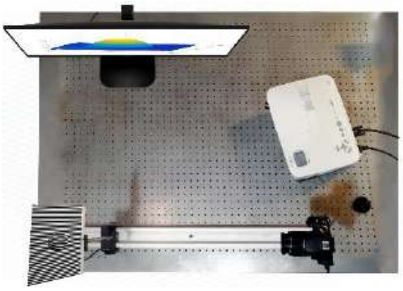
Keywords: Phase unwrapping, two-dimensional Fourier transform, three-dimensional surface mapping, calibration.

مقدمه

امروزه این نیاز در صنایع مختلف حس می‌شود که از یک قطعه واقعی موجود، به مشخصات لازم برای تولید همان قطعه و یا کسب اطلاعات مفید از آن دست پیدا نمود. در این میان رویه‌نگاری اپتیکی، فناوری است که اطلاعات هندسه سطح را بدون لمس فیزیکی به دست می‌آورد. دو روش رویه‌نگاری سایه‌ای و افکنشی معمولا برای اندازه گیری در سطوح بزرگ استفاده می‌شود. [۱]. در این پژوهش تحلیل فریزهای رویه‌نگاری افکنشی به‌وسیله تبدیل فوریه دو بعدی انجام می‌شود که یکی از مهمترین مزایای آن دست یافتن به نمایه سه‌بعدی سطوح تنها با یک قاب تصویر است [۲]. روش‌های مختلفی برای کالیبراسیون ابعادی در رویه‌نگاری افکنش فریز به کار رفته است [۳] که یکی از روش‌ها مدل ارتفاع-فاز است. در این روش، ارتفاع سطح نسبت به موقعیت صفحه مرجع اندازه‌گیری می‌شود و فاز نقشی را ایفا می‌کند که مستقیما به ارتفاع مربوط می‌شود. به طور خاص ارتفاع می‌تواند تابعی از اختلاف فاز باشد. در این مقاله یکی از روش‌های ارتفاع-فاز برای کالیبراسیون چیدمان اندازه‌گیری استفاده شده است.

مبانی نظری

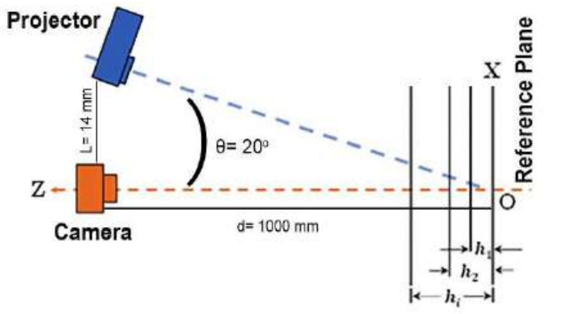
رویه‌نگاری افکشنی به این طریق انجام می‌شود که ابتدا خطوط موازی (فریزها) توسط کامپیوتر تولیدشده و سپس توسط یک ویدیو پروژکتور، بر روی سطح قرار داده می‌شود (شکل ۱).



شکل ۱: چیدمان به‌کار گرفته شده جهت تصویربرداری رویه نگاری افکنش فریز.

خطوط افکنده شده برروی سطح در بخش‌های ناهموار منحرف می‌شوند وبا تصویربرداری از خطوط منحرف شده وبه کارگیری الگوریتم‌های مختلف پردازش تصویر، نمایه سه‌بعدی به دست می‌آید. قدم نهایی در روش رویه‌نگاری افکنشی، تحلیل فریزها با بررسی فرکانس انجام می‌شود [۴, ۵]. طبق روش بیان شده در مرجع‌های شماره ۳ و ۴ به طور کلی، با تبدیل فوریه توزیع شدت فریزها بر روی سطح می‌توان فاز را به دست آورد و پس از بازگشایی فاز، فاز به دست آمده به ارتفاع تبدیل می‌شود[۳, ۴]. روش کالیبراسیون به کار گرفته شده در شکل ۲ نشان داده شده است. در ابتدا یک صفحه مرجع در مکانه Z=0 قرار گرفته و از توزیع فاز مرجع روی آن تصویربرداری می‌شود که این توزیع فاز را با $\varphi_0(i,j)$ نشان می‌دهیم. (i, j) نمایانگر هر پیکسل از تصویر است. در مراحل بعد این صفحه را به ترتیب در فواصل مشخص h_k قرار می‌دهیم که توزیع فاز در این فواصل $\varphi_k(i,j)$ است، k شماره هر موقعیت است. اختلاف فازها به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\psi_k(i,j)=\phi_k(i,j)-\phi_0(i,j), \qquad k=1.2,... \qquad (۱)$$



شکل۲: نمایش شماتیک تنظیم کالیبراسیون سیستم.

برای معرفی یک الگوریتم جهت تعیین پارامترهای سیستم، ابتدا یک تابع خطا به شکل زیر تعریف می‌کنیم:

$$e(i,j)=\psi(i,j)-\frac{a(i,j)h(i,j)}{1+b(i,j)h(i,j)}, \qquad (۲)$$

دو پارامتر a و b با کمینه کردن مجموع مربعات $e_k(i,j)$ به شکل زیر به دست می‌آیند:

$$\min[\sum_{k=1}^{K}[e_k(i,j)]^2]= \min\left[\sum_{k=1}^{K}\left[\psi_k(i,j)-\frac{a(i,j)h(i,j)}{1+b(i,j)h_k(i,j)}\right]^2\right] \qquad (۳)$$

و تابع خطا به صورت زیر در می‌آید:

$$\xi(i,j)=\frac{1}{\psi(i,j)}-\left[\frac{1}{a(i,j)h(i,j)}+\frac{b(i,j)}{a(i,j)}\right] \qquad (۴)$$

که این تابع خطا باید کمینه شود. در جریان کمینه کردن این تابع خطا، به یک معادله خطی به شکل زیر می‌رسیم:

$$\begin{bmatrix} S_1(i,j) & S_2(i,j) \\ S_3(i,j) & S_4(i,j) \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1/a(i,j) \\ b(i,j)/a(i,j) \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} t_1(i,j) \\ t_2(i,j) \end{bmatrix}, \qquad (۵)$$

با حل این معادله پارامترهای a و b برابر خواهند بود با:

$$a(i,j)=\frac{S_1(i,j)S_3(i,j)-S_2(i,j)^2}{S_3(i,j)t_1(i,j)+S_2(i,j)t_2(i,j)}, \quad b(i,j)=\frac{S_1(i,j)t_2(i,j)-S_2(i,j)t_1(i,j)}{S_3(i,j)t_1(i,j)+S_2(i,j)t_2(i,j)}. \qquad (۶)$$

بعد از به دست آوردن پارامترهای سیستم برای هر نقطه، می‌توان فاز هر نقطه را با معادله زیر به ارتفاع تبدیل کرد:

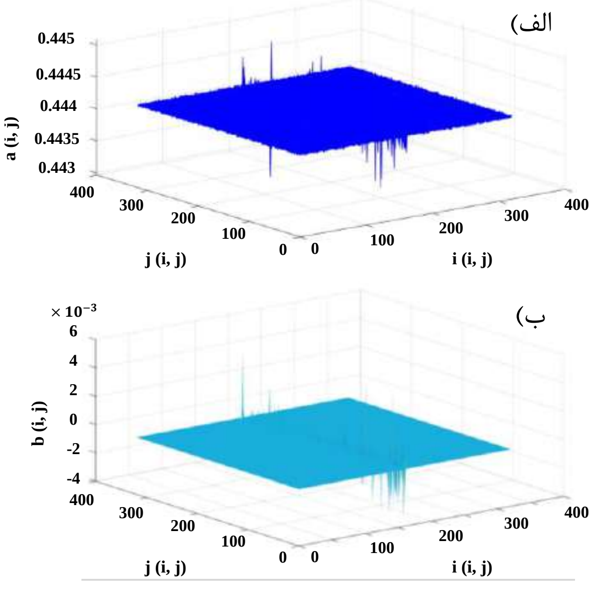
$$h(i,j)=\frac{\psi(i,j)}{a(i,j)-\psi(i,j)b(i,j)} \qquad (۷)$$

که در این رابطه ψ اختلاف فاز جسم از فاز مرجع Z=0 است.

کارها و نتایج تجربی

چیدمان تصویربرداری در شکل۱ نشان داده شده است. بازیابی توزیع‌های فاز با استفاده از روش تغییر فاز انجام می‌شود. برای رویه‌نگاری از سطح مورد نظر، تصویر خطوط توری طراحی شده در رایانه، به کمک ویدیو پروژکتور بر روی سطح افکنده شده وسپس به کمک یک دوربین دیجیتال از این خطوط که با توجه به شکل سطح منحرف شده‌اند، تصویربرداری می‌شود. این آزمایش در دو مرحله انجام می‌شود: ابتدا اجرای کالیبراسیون و سپس اندازه‌گیری نیم‌کره با استفاده از نتایج به دست آمده از کالیبراسیون. فاصله بین مرکز دوربین و صفحه مرجع در حدود ۱۰۰۰ میلیمتر تنظیم شده است و زاویه بین محورهای دوربین و پروژکتور تقریباً ۲۰ درجه است.

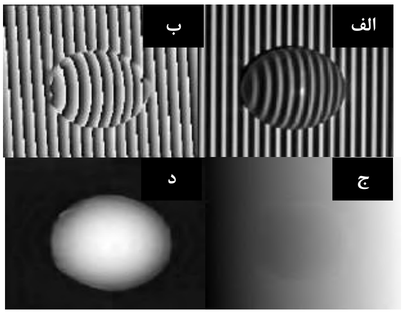
قاعده کالیبراسیون در شکل۲ نشان داده شده است. ابتدا صفحه مرجع را در Z=0 قرار می‌دهیم و با استفاده از آن توزیع فاز مرجع اندازه گرفته می‌شود. پس از آن، صفحه مرجع را در امتداد محور Z به ترتیب به ۵ موقعیت منتقل می‌کنیم که گام بین دو موقعیت متوالی ۱۰ میلیمتر است. با اندازه‌گیری توزیع فازها، محاسبه اختلاف فازها و در ادامه با استفاده از معادله‌های ۶، توزیع پارامترهای a(i,j) وb(i,j) را به دست می‌آوریم. نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است که توسط آن‌ها رابطه نگاشت بین عمق و اختلاف فاز تعیین می‌شود.



شکل۳: نتایج کالیبراسیون: الف) توزیع a، ب) توزیع b.

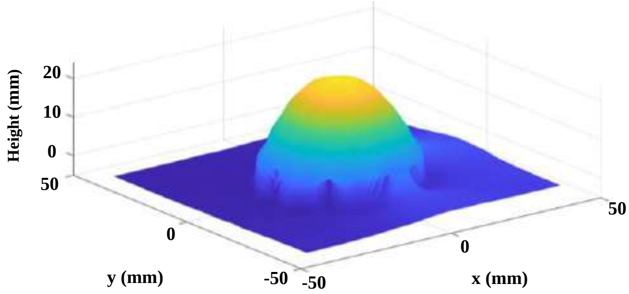
با استفاده از این رویکرد، با افزایش تعداد موقعیت‌های تغییر صفحه، میتوان تأثیر خطاهای تصادفی مختلف را از بین برد، اما محدوده قرارگیری صفحه باید در فاصله کانونی دوربین باشد. با این حال، برخی از خطاهای سیستم در دستگاه کالیبراسیون، مانند اعوجاج صفحه مرجع و عدم

دقت مسیرها، نمی‌توانند به طور موثر با این رویکرد اصلاح شوند. در ادامه با استفاده از نتیجه کالیبراسیون ابعاد نیم‌کره اندازه‌گیری می‌شود. شکل۴ روش پردازش تصویر فریزها را نشان می‌دهد:



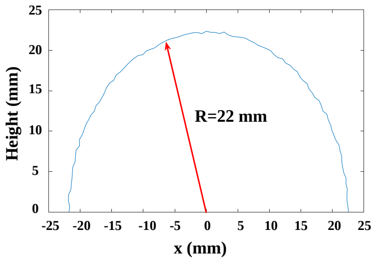
شکل۴: نمایش پردازش الگوهای فریز گرفته شده: الف) خطوط افکنده شده بر روی سطح نیم‌کره، ب) توزیع فاز بازگشایی نشده، ج) فاز پس از بازگشایی، د) اختلاف فاز.

با توجه به اختلاف فازها، نقشه عمق با استفاده از معادله ۷ بدست می‌آید. همچنین، برای محاسبه مختصات جانبی نقاط جسم از مختصات پیکسل آنها در تصاویر استفاده می‌شود. شکل۵ نمای سه بعدی نیم‌کره را نشان می‌دهد.



شکل ۵: بازسازی سه بعدی نیم‌کره.

مقطع نمیکره در شکل۶ نمایش داده شده است. در حالی که شعاع واقعی نیم‌کره ۲۰ میلیمتر بود، شعاع به دست آمده برای نیم‌کره توسط این روش ۲۲ میلیمتر است.



شکل ۶: نمایش مقطع نیم‌کره.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، روش ارتفاع-فاز برای کالیبراسیون رویه‌نگاری افکنش فریز ارائه شده است. به وسیله این روش می‌توان نگاشت بین عمق و اختلاف فاز را به دقت تعیین کرد. این رویکرد مبتنی بر یک تابع غیرخطی ساده است که با تجزیه و تحلیل هندسه سیستم اندازه‌گیری استنباط می‌شود و رابطه نگاشت بین نقشه عمق و توزیع فاز را کاملاً توصیف می‌کند. کالیبراسیون با قراردادن یک صفحه هدف در یکسریی از موقعیت‌های مشخص و اندازه‌گیری توزیع فاز اجرا می‌شود. برای تأیید صحت این روش یک نیم‌کره اندازه‌گیری شد. این رویکرد مزایایی مانند پیاده‌سازی ساده، سادگی محاسباتی و دقت معقول را در مقایسه با سایر روش‌های کالیبراسیون ارائه می‌کند.

مرجع‌ها

[1] Jing Xu, Song Zhang, Status, challenges, and future perspectives of fringe projection profilometry, Optics and Lasers in Engineering, 135 106193 (2020).

[2] فاطمه محمدی, پایان نامه کارشناسی ارشد، استاد راهنما: دکتر معدنی پور،دکتررضایی ،دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران(1389) .

[3] Shijie Feng, Chao Zuo, Liang Zhang, Tianyang Tao, Yan Hu, Wei Yin, Jiaming Qian, Qian Chen, Calibration of fringe projection profilometry: A comparative review, Optics and Lasers in Engineering, 143 106622 (2021).

[4] Liang-Chia Chen, Hsuan-Wei Ho, Xuan-Loc Nguyen, Fourier transform profilometry (FTP) using an innovative band-pass filter for accurate 3-D surface reconstruction, Optics and Lasers in Engineering, 48 182-190 (2010).

[5] Yao Wei, Dapeng Yan, Soyoung Stephen Cha, Comparison of results of interferometric phase extraction algorithms for three-dimensional flow-field tomography, Optics and lasers in engineering, 32 147-155 (1999).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اصلاح سطح لایه SnO_2 با استفاده از تیواستامید در سلول های خورشیدی پروسکایتی

فاطمه قاسمی[۱]، نیما تقوی نیا[۲]

۱- کارشناسی ارشد دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، fatemeh.gh97@gmail.com

۲- استاد دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، taghavinia@sharif.edu

چکیده - در این مقاله، به بررسی اصلاح سطح لایه SnO_2 توسط ماده تیواستامید، در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی برای بهبود کیفیت لایه انتقال‌دهنده الکترون پرداخته شده است. نتایج نشان می‌دهد، اصلاح سطح SnO_2 با تیوا ستامید در مقایسه با نمونه کنترل منجر به جذب بیشتر نور توسط پروسکایت و افت شدت نورتابی می‌شود که نشان‌دهنده بهبود استخراج الکترون و انتقال بار توسط لایه انتقال‌دهنده الکترون است. در نهایت بهترین بازدهی ۱۵/۱۵ درصد برای نمونه اصلاح شده با تیواستامید به دست آمد.

کلید واژه- اصلاح سطح، تیواستامید، سلول خورشیدی پروسکایت، لایه انتقال دهنده الکترون، SnO_2

Surface modification of SnO_2 layer using thioacetamide in perovskite solar cells

Fatemeh Ghasemi[1], Nima Taghavinia[2]

1. **Master of Physics Faculty, Sharif University of Technology, fatemeh.gh97@gmail.com**
2. **Professor of Physics Faculty, Sharif University of Technology, taghavinia@sharif.edu**

Abstract- In this article, the surface modification of SnO_2 layer by thioacetamide has been investigated in perovskite solar cells to improve the quality of the electron transporting layer. The results show that the modification of SnO_2 surface with thioacetamide compared to the control sample leads to more light absorption by perovskite and decrease the photoluminescence intensity, which indicates the improvement of electron extraction and charge transport by the electron transport layer. Finally, the best efficiency of 15.15% was obtained for the modified sample with thioacetamide.

Keywords: Surface modification, Thioacetamide, Perovskite solar cell, Electron transport layer, SnO_2

مقدمه

لایه انتقال‌دهنده الکترون در ساختار سلول خورشیدی پروسکایتی نقش مهمی در استخراج و جمع‌آوری الکترون ایفا می‌کند که تاثیر قابل توجهی بر عملکرد سلول خورشیدی دارد. مواد مختلفی به عنوان لایه انتقال‌دهنده الکترون مانند TiO_2، SnO_2 و ZnO در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی استفاده شده‌اند[2] ,[1]. در میان آن‌ها، SnO_2 به عنوان نیمه هادی نوع n با گاف انرژی پهن، به دلیل تحرک بالای حامل‌ها، اتلاف نوری کمتر به دلیل عبور بالا، پایداری شیمیایی مناسب و عدم حساسیت به نور فرابنفش، به عنوان یک ماده انتقال‌دهنده الکترون ایده‌آل برای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در نظر گرفته شده است[3]. با این حال، نقص‌های بسیاری مانند جای خالی اکسیژن به طور طبیعی در طول فرآیند آماده‌سازی محلول نانوذرات SnO_2 رخ می‌دهد[4]. این حالت‌های تله در فصل مشترک لایه انتقال‌دهنده الکترون و لایه پروسکایت اجتناب‌ناپذیر بوده و منجر به بازترکیب غیرتابشی و تجمع حامل‌ها می‌شود. در طی سال‌های اخیر، تلاش‌های زیادی برای بهبود عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی از طریق اصلاح سطح SnO_2 انجام شده است[6] ,[5]. در این مطالعه، بهبود کیفیت لایه SnO_2 و همچنین بهبود فصل مشترک آن با پروسکایت از طریق اصلاح سطح لایه SnO_2 با استفاده از تیواستامید مورد بررسی قرار گرفته است.

روش آزمایش

لایه انتقال‌دهنده الکترون و اصلاح‌کننده آن

پس از شستشو و آماده‌سازی زیرلایه‌های رسانای ITO، زیرلایه‌ها به مدت ۳۰ دقیقه تحت تابش UV-Ozone قرار گرفتند. محلول پیش ماده SnO_2 از نمک $SnCl_4.5H_2O$ با غلظت ۰/۱ مولار در حلال اتانول ساخته شد. لایه‌نشانی SnO_2 به صورت لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه انجام شد و در دمای ۱۸۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۳۰ دقیقه آنیل شدند. سپس محلول تیواستامید با غلظت ۰/۰۸ مولار حل شده در آب، به صورت لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۶۰۰۰ دور بر دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه بر روی لایه SnO_2 لایه‌نشانی شد و لایه‌ها در دمای ۱۸۰ درجه سانتی‌گراد برای ۳۰ دقیقه تحت عملیات حرارتی قرار گرفتند.

لایه پروسکایت

جوهر پروسکایت استفاده شده ۱/۵ مولار بوده که شامل حل شدن نمک‌های PbI_2، $PbBr_2$، FAI، MABr و CsI در حلال‌های DMF و DMSO می‌باشد. قبل از لایه‌نشانی پروسکایت، ابتدا لایه‌ها به مدت ۳۰ دقیقه تحت تابش UV-Ozone قرار داده می‌شود تا آبدوستی لایه‌ها برای پخش‌شدگی جوهر پروسکایت افزایش یابد. لایه‌نشانی پروسکایت با روش ضدحلال و در محفظه خشک انجام شد. لایه‌نشانی با دور ۱۰۰۰ دور بر دقیقه-۱۰ ثانیه و ۶۰۰۰ دور بر دقیقه-۳۰ ثانیه انجام شد و در ۱۰ ثانیه آخر دور دوم، مقدار ۲۷۰ میکرولیتر کلروبنزن به عنوان ضدحلال روی نمونه تزریق شد و لایه‌ها در دمای ۱۰۰ درجه‌سانتی‌گراد به مدت یک ساعت آنیل شدند.

لایه انتقال‌دهنده حفره

لایه انتقال‌دهنده حفره مورد استفاده، $CuInS_2$ (CIS) می‌باشد. لایه‌نشانی CIS به صورت لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه انجام شد و لایه‌ها در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۱۰ دقیقه تحت عملیات حرارتی قرار گرفتند. این کار دوبار تکرار شد.

لایه‌نشانی الکترود پشتی

برای الکترود پشتی، از کربن استفاده شد. لایه‌نشانی کربن به روش دکتربلید انجام می‌شود. بعد از لایه‌نشانی کربن، نمونه‌ها داخل آون با دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۳۰ دقیقه قرار داده می‌شوند.

نتایج و بحث

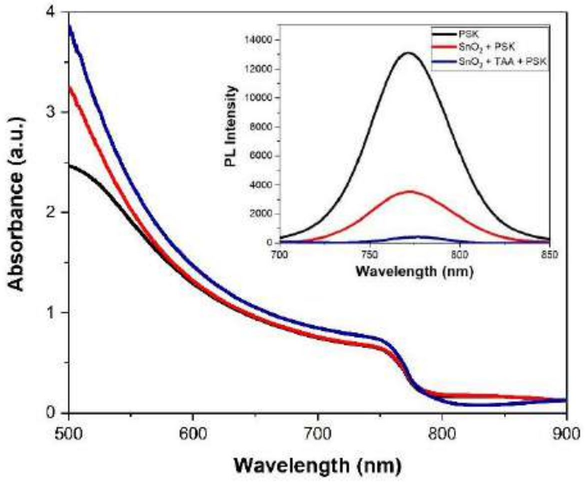
برای بهبود لایه SnO_2، سطح آن با استفاده از ماده تیواستامید اصلاح شد. تیواستامید (CH_3CSNH_2)، به اختصار TAA) حاوی اتم H و اتم های الکترونگاتیو قوی (N و S) با جفت الکترون‌های تنها است. معادله استوکیومتری (۱)، واکنش هیدرولیز کامل تیواستامید را توصیف می‌کند:

$$CH_3CSNH_2 + 2H_2O \rightarrow CH_3CO_2H + H_2S + NH_3 \quad (۱)$$

در جریان این فرآیند، باید دو پیوند تیواستامید یعنی پیوند کربن-نیتروژن و پیوند کربن-سولفور شکسته شود[7]. اتم-های سولفور و نیتروژن موجود در تیواستامید، می‌توانند با پیوندهای آویزان لایه SnO_2، واکنش داده و پیوند برقرار کنند و سطح لایه SnO_2 را اصلاح کنند. همچنین اتم‌های سولفور می‌توانند با اتم‌های سرب ناهماهنگ پروسکایت پیوند برقرار کنند و فصل مشترک لایه SnO_2 با پروسکایت را بهبود بخشند. در مقاله لیو و همکاران، اثر تیواستامید آلاییده شده در TiO_2 و لایه‌نشانی شده روی لایه TiO_2، بر خواص پروسکایت بررسی شد. اتم نیتروژن (N) می‌تواند با اتم تیتانیوم (Ti) در لایه انتقال دهنده الکترون و اتم سولفور (S) می‌تواند با اتم سرب در لایه پروسکایت هماهنگ شود که به طور موثری نقص‌ها را کاهش می‌دهد و سطح فیلم را غیرفعال می‌کند. در نتیجه، بازده بهینه برای دستگاه مبتنی بر TiO_2 با لایه‌نشانی چرخشی تیواستامید، ۲۱/۱۷ درصد بدست آمد در حالیکه نمونه مرجع، بهترین بازده ۱۹/۵۲ درصد را بدست آورد[8].

طیف جذب و منحنی نورتابی لایه پروسکایت

شکل ۱ طیف جذب و منحنی نورتابی لایه پروسکایت بدون لایه SnO_2 و همراه با لایه SnO_2 اصلاح نشده و اصلاح شده را نشان می‌دهد. لایه پروسکایت در حضور لایه SnO_2 اصلاح‌شده با تیواستامید، میزان جذب بیشتری در ناحیه مرئی دارد که نشان‌دهنده بهبود سطح تماس لایه SnO_2 با پروسکایت می‌باشد. افت شدت منحنی نورتابی لایه پروسکایت در حضور لایه SnO_2 اصلاح‌شده، نشان‌دهنده بهبود استخراج حامل‌های الکترون از پروسکایت است.



شکل ۱: طیف جذب و منحنی نورتابی لایه پروسکایت بدون لایه SnO_2، همراه با لایه SnO_2 اصلاح نشده و لایه اصلاح شده با تیواستامید.

بررسی عملکرد سلول خورشیدی

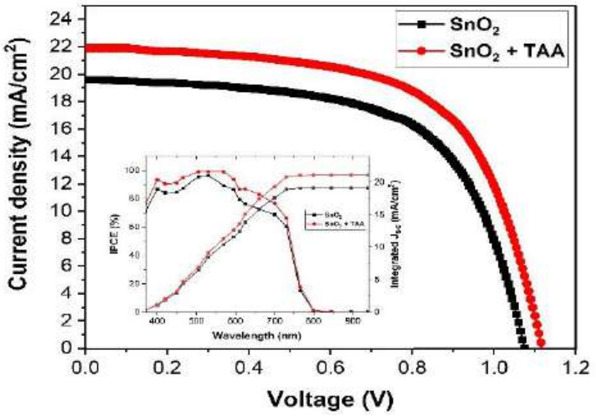
جدول ۱، پارامترهای فوتوولتائیک سلول در حالت کنترل و لایه SnO_2 اصلاح شده توسط تیواستامید را نشان می‌دهد. اصلاح سطح لایه SnO_2 باعث بهبود پارامترهای فوتوولتائیک سلول شده است.

جدول ۱ : پارامترهای فوتوولتائیک برای نمونه کنترل و نمونه اصلاح شده با تیواستامید.

Sample/ Photovoltaic parameters	J_{SC} (mA/cm^2)	V_{OC} (V)	PCE (%)	FF
SnO_2	19.58	1.07	13.06	0.62
SnO_2/TAA	21.86	1.11	15.15	0.62

شکل ۲ منحنی جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی خارجی بهترین سلول خورشیدی پروسکایتی مبتنی بر لایه SnO_2 اصلاح شده با تیواستامید و نمونه کنترل را نشان می‌دهد. بهترین بازدهی بدست آمده در نمونه اصلاح شده، بازدهی ۱۵/۱۵ درصد می‌باشد. همچنین مقادیر جریان بدست آمده از منحنی جریان-ولتاژ با انتگرال چگالی جریان بدست آمده

از منحنی بازده کوانتومی خارجی مطابقت دارد. افزایش بازده کوانتومی خارجی در نمونه اصلاح شده، نشان‌دهنده کاهش بازترکیب در فصل مشترک SnO_2 با پروسکایت است که باعث بهبود جریان نیز می شود.



شکل ۲ : منحنی جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی خارجی بهترین سلول خورشیدی اصلاح شده با تیواستامید.

از نتایج فوق می‌توان نتیجه گرفت که استفاده از تیواستامید به عنوان اصلاح‌کننده سطح SnO_2، باعث بهبود کیفیت لایه‌ی SnO_2 و فصل مشترک آن با پروسکایت شده است.

نتیجه‌گیری

تحقیقات زیادی برای بهبود ویژگی الکترونیکی SnO_2 برای افزایش عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی، از جمله غیرفعال‌سازی سطح انجام شده است. تیواستامید به دلیل داشتن اتم‌های الکترونگاتیو قوی می‌تواند از طریق برهمکنش این اتم‌ها با سطح لایه SnO_2 و غیرفعال کردن نقص‌های سطحی، باعث بهبود فصل مشترک لایه SnO_2 با پروسکایت شود. همانطور که نتایج نشان داد، لایه اصلاح شده SnO_2 در مقایسه با نمونه کنترل، جذب پروسکایت بیشتری در ناحیه مرئی دارد. همچنین افت شدت طیف نورتابی در نمونه اصلاح شده، نشان‌دهنده بهبود استخراج الکترون و انتقال بار از لایه پروسکایت به لایه انتقال دهنده الکترون است. در نهایت بررسی عملکرد سلول خورشیدی نشان داد اصلاح سطح باعث بهبود پارامترهای فوتوولتائیک سلول در مقایسه با نمونه کنترل شده است.

مرجع‌ها

[1] Y. Zhou, X. Li, and H. Lin, “To Be Higher and Stronger—Metal Oxide Electron Transport Materials for Perovskite Solar Cells,” *Small*, vol. 16, no. 15, pp. 1–21, 2020, doi: 10.1002/smll.201902579.

[2] D. Liu *et al.*, “SnO2-Based Perovskite Solar Cells: Configuration Design and Performance Improvement,” *Sol. RRL*, vol. 3, no. 2, pp. 1–22, 2019, doi: 10.1002/solr.201800292.

[3] Q. Jiang, X. Zhang, and J. You, “SnO2: A Wonderful Electron Transport Layer for Perovskite Solar Cells,” *Small*, vol. 14, no. 31, pp. 1–14, 2018, doi: 10.1002/smll.201801154.

[4] C. Altinkaya *et al.*, “Tin Oxide Electron-Selective Layers for Efficient, Stable, and Scalable Perovskite Solar Cells,” *Adv. Mater.*, vol. 33, no. 15, pp. 1–32, 2021, doi: 10.1002/adma.202005504.

[5] H. Wang, J. Yuan, J. Xi, J. Du, and J. Tian, “Multiple-Function Surface Engineering of SnO2Nanoparticles to Achieve Efficient Perovskite Solar Cells,” *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 12, no. 37, pp. 9142–9148, 2021, doi: 10.1021/acs.jpclett.1c02682.

[6] K. Deng, Q. Chen, and L. Li, “Modification Engineering in SnO2 Electron Transport Layer toward Perovskite Solar Cells: Efficiency and Stability,” *Adv. Funct. Mater.*, vol. 30, no. 46, pp. 1–16, 2020, doi: 10.1002/adfm.202004209.

[7] A. S. Gedi S, Reddy VRM, “Preparation of Single-Phase SnS and SnS2 Thin Films for Optoelectronic Applications,” *Coatings*, vol. 9, no. 10, pp. 1–11, 2019.

[8] X. Liu *et al.*, “Defect Control Strategy by Bifunctional Thioacetamide at Low Temperature for Highly Efficient Planar Perovskite Solar Cells,” *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 12, no. 11, pp. 12883–12891, 2020, doi: 10.1021/acsami.0c00146.

The 29th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2023),
and the 15th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2023).
Shiraz University of Technology,
Shiraz, Iran,
Jun. 31-Feb. 2, 2023

دینامیک دیواره های دامنه در کاواکهای تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی

مائده سادات هاشمی، منصور اسلامی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

چکیده- در مطالعات اخیر نشان داده شده است که سالیتون های کاواک زمانی می توانند از طریق تداخل کوانتومی و پاشندگی غیرعادی و بدون نیاز به ناپایداری های مدولاسیونی در نزدیکی تشدید کاواک و محیط بخاطر شفافیت القایی الکترومغناطیسی بوجود بیایند. ویژگی های مرتبط با این فرآیندها، سالیتون های کاواک زمانی را به گزینه های بهینه ای برای تولید شانه های فرکانسی نوین در میکرومشددها تبدیل کرده است. سالیتون های کاواک زمانی از قفل شدگی دیواره های دامنه در مقادیر خاص پارامتری ناشی می شوند. در این مقاله، روی دینامیک دیواره های دامنه در سیستم های تحت شفافیت القایی الکترومغناطیسی متمرکز خواهیم شد و ناحیه پارامتری متفاوتی را در حوالی نقاط مکسول در دو سوی تشدید کاواک بررسی خواهیم کرد.

کلید واژه- دیواره های دامنه، سالیتون زمانی، شفافیت القایی مغناطیسی

Dynamics of domain walls in cavities displaying electromagnetically induced transparency

Maedeh Sadat Hashemi, Mansour Eslami

Department of Physics, Faculty of Science, University of Guilan

Maedeh.hsh96@gmail.com

Abstract- It has recently been reported that temporal cavity solitons via quantum interference and anomalous dispersion can occur without modulational instabilities and close to medium and cavity resonances due to electromagnetically induced transparency. The associated features have made them optimal candidates for the generation of novel microresonator frequency combs. Temporal cavity solitons are formed by locking of domain walls in certain parameter values. Here, we focus on the dynamics of domain walls in a different parameter space around two distinct Maxwell points on the two sides of the cavity resonance.

Keywords: Domain walls, Electromagnetically induced transparency, Temporal solitons

1. Introduction

Electromagnetically induced transparency (EIT) is a quantum coherent effect arising from destructive interference of probability amplitudes of different transition pathways in three-level atomic systems [1]. A transparency window is thus opened where both absorption and dispersion properties strongly change. The EIT phenomenon has found extensive applications such as slow light and optical storage [2].

Optical cavities serve as an ideal and feasible platform for realizing the effects of induced transparency and have been demonstrated in theory and in the experiment [3]. Recently, EIT resonance line shapes have been found in a variety of optical cavities including microring resonators in silicon-on-insulator chips with air holes [4].

Recently, fast time EIT dynamics of micro-ring resonators in the presence of longitudinal dispersion have been investigated [5]. Quantum interference coupled with anomalous dispersion in micro-ring resonators displaying EIT can lead to bistability of dark states, stable domain walls (DW) between these states, trapped stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) [6] schemes with no input pulses, novel temporal cavity solitons and frequency combs induced by EIT [5]. For a three-level medium in a micro-ring resonator, there are several fast and slow time dynamical characteristics that remained to be studied. It is the aim of this paper to investigate the dynamics of DWs in the vicinity of two Maxwell points. There are solutions that move from the low-intensity branch to the high-intensity branch, and vice-versa, during a round trip of the cavity. In the absence of an exchange symmetry, kinks connecting the two bistable states are labeled as switching waves. The kinks in our system are better labelled as domain walls (DW) [7] in analogy with magnetic systems.

We present the model in section 2, discuss the formation of DWs in section 3, and draw conclusions in section 4.

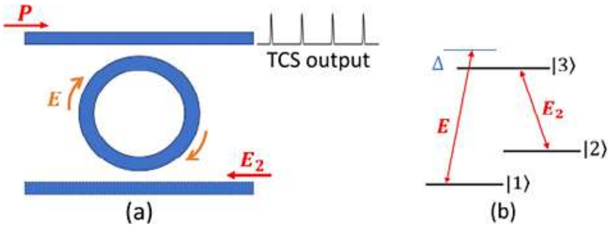


Fig. 1: (a) The schematic representation of the ring-resonator system modelled by Eq.1. (b) Three-level Λ configuration in interaction with resonated field E and non- resonated field E_2

2. The Model

We study a ring microresonator shown in Fig.1(a) with a three-level medium in the Λ configuration as in Fig.1(b) where the transition between levels $|1\rangle$ and $|2\rangle$ is forbidden. The resonated field E circulating in the ring cavity under the external cw driving P and the non-resonated field E_2 of constant intensity and at resonance with the transition between levels $|2\rangle$ and $|3\rangle$ are two optical beams that interact with the medium. In the case of a fast response medium, the dynamics of the field E in the ring resonator is described by [8]

$$\partial_t E = P - (1 + i\theta)E + i(2C)R_{13} + i\partial_{(\tau^2)}E. \quad (1)$$

Here the variable t corresponds to a "slow" time that describes the evolution of the electric field envelope inside the resonator over several round-trips in the cavity, while τ corresponds to a "fast" time defined in a reference frame moving at the group-velocity of light at the driving wavelength and describes the temporal profile of the intracavity field envelope. P is the amplitude of the input pump, θ is the cavity detuning from the input frequency normalized by the cavity linewidth, and C is the cooperative parameter directly proportional to the atomic density n_a

$$2C = \frac{(n_a \mu^2 kL)}{2\hbar\gamma\epsilon_0 T} \quad (2)$$

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. In this study we focused on anomalous group-velocity-dispersion case (given by the second derivative term $\partial_{(\tau^2)}$) with a

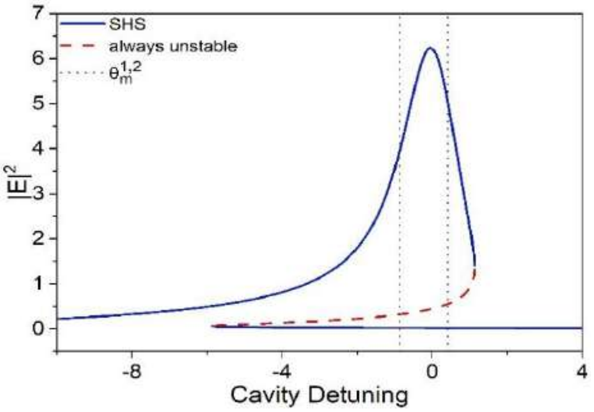


Fig. 2: Homogeneous Stationary Solutions (HSS) in a cavity detuning scan with fixed $|P|^2 = 6.25, 2C = 35, \Delta = 0.2$, and $|E_2|^2 = 0.3$. Red dashed line is always unstable and black dotted lines show Maxwell points.

longitudinal variable τ. The evolution of the system in interaction representation is governed by the Lindblad master equation

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H_I, \rho] + \Lambda_\rho \tag{3}$$

Here R13 is the density matrix element in Eq. (3) given by

$$R_{13} = \chi(|E|^2)E = \frac{-\Delta|E_2|(|E_2|^2+|E|^2-\Delta^2-i\Delta)}{D}E,$$
$$D = (|E_2|^2+|E|^2)^3$$
$$+\Delta^2(|E_2|^2+|E|^2+4|E_2|^2|E|^2+\Delta^2|E_2|^2-2|E_2|^4). \tag{4}$$

The detuning can be scanned by changing the frequency of the input laser and is taken as the control parameter.

The intensities $|E_s|^2$ of the homogeneous stationary solutions (HSSs) are given by

$$|P|^2 = \left\{[1-2C\ Im(\chi)]^2 + [\theta + 2C\ Re(\chi)]^2\right\}|E_s|^2, \tag{5}$$

where Re(χ) and Im(χ) are the real and imaginary parts of the complex susceptibility of Eq. (4). The HSSs of the system with changing the cavity detuning θ is shown in Fig. 2. A bistability is present where the red-dashed state is unconditionally unstable.

3. Formation of Domain Walls

On both sides of cavity resonance, we observe the

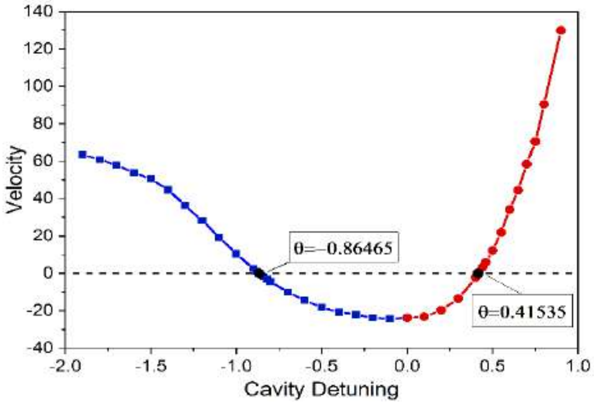


Fig. 3: Velocity of DWs in cavity detuning scan. Maxwell points are shown in black. The positive and negative velocity indicate DWs traveling towards each other and away from each other, respectively.

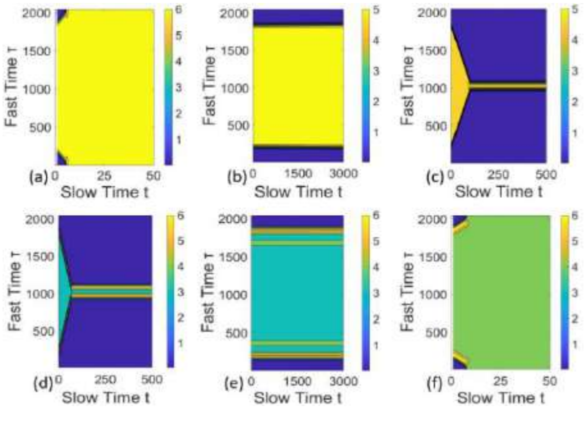


Fig. 4: Motion of DWs in cavity detuning scan. First row for $\theta_m^1 = 0.41535$ and second row for $\theta_m^2 = -0.86465$. Cavity detuning for (a) – (c) respectively $\theta = 0.1, \theta = 0.41535$, and $\theta = 0.46$ and for (d)-(f) $\theta = -1.0, \theta = -0.86465$, and $\theta = -0.6$.

bistability of the low- and high-intensity branches of the HSSs. We then investigate the existence and stability of heteroclinic solutions that move from the low-intensity branch to the high-intensity branch, and vice versa, during a round-trip of the cavity. Steep kinks from one branch to the other are known as domain walls (DWs). Using a proper perturbation such as a pulse with a constant width, for different values of cavity detuning, stable DWs are found which may travel towards each other, away from each other, or remain stationary. It is possible to calculate the velocity of DWs in different values of cavity detuning values. In doing so, it is found that at two certain values of cavity detuning, the velocities are zero and, in fact, the DWs are stationary. These values of θ are called Maxwell

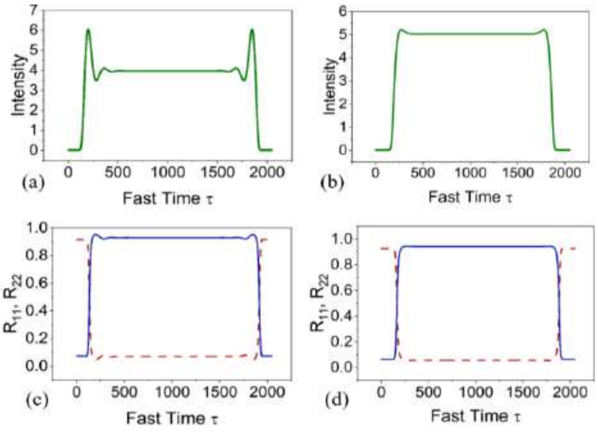


Fig. 5: (a), (b) Intensity profiles along the fast time for the stationary DWs forming at $\theta_m^1 = 0.41535$, $\theta_m^2 = -0.86465$. (c), (d) Variation of occupation probabilities of levels $|1\rangle$ and $|2\rangle$ for (a) and (b). The population of states $|1\rangle$ (R_{11}) and $|2\rangle$ (R_{22}) are shown as red dashed and solid blue lines, respectively.

points.

Velocity of DWs moving towards each other or away from each other in the scan of θ is shown in Fig. 3 where Maxwell points are observed for $\theta = 0.41535$ and $\theta = -0.8645$.

Some examples of evolutions of DWs are shown in Fig. 4. As it is seen in Fig.4(a) to (c) for the DWs around the first Maxwell point (positive value), from left to right, the walls move away from each other, then with the increase of θ, the velocity decreases until it reaches zero where the stationary DWs are formed as shown in Fig.4(b), and finally DWs change direction and move towards each until they lock and form a Temporal Cavity Soliton (TCS). Similarly, as it is seen in Fig.4(d) to (f) for the DWs around the second Maxwell point (negative value); at first, the walls approach each other, lock and form a TCS, then with the increase of θ, the velocity decreases until it reaches zero, where the stationary DWs are formed as shown in Fig.4(e). Finally, by further increase of θ beyond the 2nd Maxwell point, DWs change direction and move away from each other.

We plot the intensity profiles of DWs at Maxwell points in Fig. 5(a) and (b) and population profiles in Fig. 5(c) and (d), where the probabilities of occupancy R_{11} and R_{22}, show low population in level $|1\rangle$ and large population in level $|2\rangle$ and vice versa when moving across a DW in the resonator.

4. Conclusion

We studied a cavity containing three-level medium where DWs form due to quantum interference dark states. We found two Maxwell points around which DWs have different velocities and directions. At the Maxwell points, it is shown that stationary DWs can form. TCSs formed from locked states of DWs approaching each other close to cavity resonance have also been demonstrated. Locking in these systems happens through tail oscillations close to the top of the DWs which lead to bright TCSs. TCSs have been shown to be feasible in the generation of frequency combs.

References

[1] J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency," Journal of Modern Optics, vol. 45, no. 3, pp. 471-503, 1998.

[2] Y.-C. Liu, B.-B. Li, and Y.-F. Xiao, "Electromagnetically induced transparency in optical microcavities," Nanophotonics, vol. 6, no. 5, pp. 789-811, 2017.

[3] H. Qin, M. Ding, and Y. Yin, "Induced transparency with optical cavities," Advanced Photonics Research, vol. 1, no. 1, p. 2000009, 2020.

[4] A. J. Bray, "Theory of phase-ordering kinetics," Advances in Physics, vol. 43, no. 3, pp. 357-459, 1994/06/01 1994.

[5] G.-L. Oppo, D. Grant, and M. Eslami, "Temporal cavity solitons and frequency combs via quantum interference," Physical Review A, vol. 105, no. 1, p. L011501, 2022.

[6] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, and K. Bergmann, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond," Reviews of Modern Physics, vol. 89, no. 1, p. 015006, 2017.

[7] B. Garbin, J. Fatome, G.-L. Oppo, M. Erkintalo, S. G. Murdoch, and S. Coen, "Dissipative polarization domain walls in a passive coherently driven Kerr resonator," Physical Review Letters, vol. 126, no. 2, p. 023904, 2021.

[8] M. Haelterman, S. Trillo, and S. Wabnitz, "Dissipative modulation instability in a nonlinear dispersive ring cavity," Optics communications, vol. 91, no. 5-6, pp. 401-407, 1992.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر عصاره زنجبیل بر خواص اپتیکی نانوساختار اکسید روی

سیده زهرا میرصناعی[۱]، مریم علیان نژادی[۲*]، فاطمه شریعتمدار تهرانی[۳]، محدثه جمالی[۴]

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

1- seyedehzahramirsanai@semnan.ac.ir, 2-m_aliannezhadi@semnan.ac.ir ,
3- fshariatmadartehrani@gmail.com, 4-jamali_mohaddeseh@yahoo.com

در این مقاله از سنتز سبز با توجه به ویژگی‌های برتری مولکول‌های عصاره نسبت به مواد شیمیایی، اثر کاهندگی و تثبیت‌کنندگی استفاده می‌شود. برای این منظور، نانوساختارهای اکسیدروی با غلظت‌های ۰ و ۲۵ ppm عصاره گیاهی زنجبیل تهیه و مشخصه‌یابی‌ها شامل پراش اشعه پرتو ایکس، طیف‌سنجی تبدیل فوریه مادون قرمز، میکروسکوپ الکترونی روبشی، تخلخل‌سنجی، طیف‌سنجی بازتاب پخشی، طیف‌سنجی فوتولومینسانس به‌ترتیب جهت بررسی ساختار بلوری، پیوندهای شیمیایی، مورفولوژی و خواص اپتیکی نمونه‌ها انجام می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که افزودن عصاره بر شکل نانوساختارها موثر است و باعث تغییر فاز بلوری و کاهش شکاف انرژی می‌شود.

کلید واژه- اکسید روی، سنتز سبز، مشخصه‌های اپتیکی

The effect of ginger extract on the optical properties of ZnO nanostructure

Seyedeh Zahra Mirsanaee, Maryam Aliannezhadi*, Fatemeh Shariatmadartehrani, Mohaddeseh Jamali.

Faculty of physics, Semnan university, Semnan, Iran

Abstract- In this paper, the ZnO nanostructures are fabricated through green synthesis method. The ginger extract is used as a reducing agent. The experiment was performed with (25 ppm) and without extract. The structural, morphological and optical properties were characterized using X-ray diffraction (XRD), Field Emission Scanning Electron Microscopy (FESEM), Brunauer-Emmett-Teller (BET), Diffuse reflectance spectroscopy (DRS), and photoluminescence (PL). The results showed that the addition of ginger extract is affected on the variation of crystalline size and phase. Also, it is caused the evolution of flower-like structures. Furthermore, the band gap of ZnO is reduced by adding extract.

Keywords: Zinc Oxide, Green synthesis, Optical properties

مقدمه

سنتز سبز، رویکردی پایین به بالا، شبیه به احیای شیمیایی است که در آن، یک عامل کاهنده شیمیایی گران قیمت با عصاره یک محصول طبیعی مانند برگ درختان/ محصولات زراعی یا میوه‌ها برای سنتز نانوذرات فلزی یا اکسید فلزی جایگزین می‌شود. علاوه بر این، نانوذرات سنتز شده از طریق سنتز سبز در مقایسه با نمونه‌هایی که با روش‌های فیزیکی-شیمیایی تولید می‌شود، پایدارتر و مؤثرتر می‌باشد. [۱]. از عصاره های گیاهی برای کاهش زیستی یون‌های فلزی، برای تشکیل نانوذرات استفاده می‌شود. اکسید روی یک اکسید فلزی نیمه رسانای نوع n است. نانوذرات اکسید روی به‌دلیل شکاف باند بزرگ (۳/۳۷ الکترون‌ولت) خواص نیم‌رسانایی فوق العاده‌ای از خود نشان می‌دهد [۲, ۳]. تا کنون، گیاهانی مانند پوست پرتقال، آویشن و اکالیپتوس برای سنتز اکسید روی استفاده شده است [۴-۶]. در این مقاله تاثیر افزودن عصاره بر نانوساختارهای اکسید روی به روش سنتز سبز مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مواد و روش‌ها

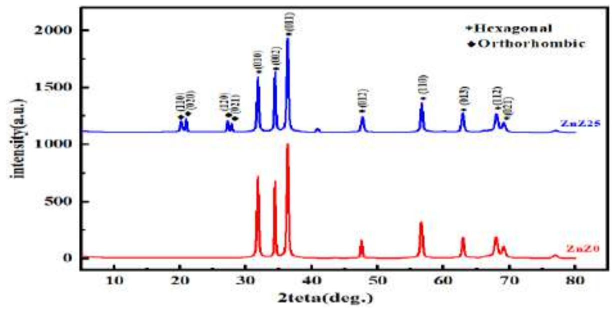
در این کار از زینک‌استات ($ZnC_4H_6O_4$)، اتانول (C_2H_5OH)، هیدروکسید سدیم (NaOH)، پودر زنجبیل و آب مقطر استفاده می‌شود. این مواد با خلوص بالا و ساخت شرکت مرک آلمان می‌باشد. برای عصاره‌گیری ترکیب ۲/۵ گرم پودر زنجبیل و آب در آلتراسونیک به‌مدت ۳۰ دقیقه قرار داده شد.

۴/۳۹ گرم زینک‌استات در اتانول حل شد. مخلوط ۲۵ میلی‌لیتر عصاره زنجبیل با ۲۵ میلی‌لیتر آب به محلول اولیه اضافه شد. با استفاده از محلول هیدروکسید سدیم، pH محلول روی ۱۱ تنظیم شد. محلول به مدت ۳۰ دقیقه به آلتراسونیک با توان ۱۰۰ وات منتقل شد و در نهایت در آون با دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۱۸ ساعت قرار گرفت. رسوب حاصل با آب و اتانول شست و شو داده شد. در نهایت، رسوب به مدت ۱۲ ساعت در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد خشک شد. فرآیند سنتز با عصاره زنجبیل و بدون آن انجام شد. نمونه‌ها با توجه به غلظت عصاره در محلول به‌ترتیب با ZnZ0 و ZnZ25 نامگذاری شدند.

نتایج

در این بخش تاثیرغلظت عصاره زنجبیل بر ایجاد نانوساختارهای اکسید روی به‌روش سنتز سبز مورد بررسی قرارمی‌گیرد تا ویژگی‌های ساختاری، ریخت شناسی و نوری نمونه‌های سنتزشده تحت آنالیزهای مختلف بررسی شود.

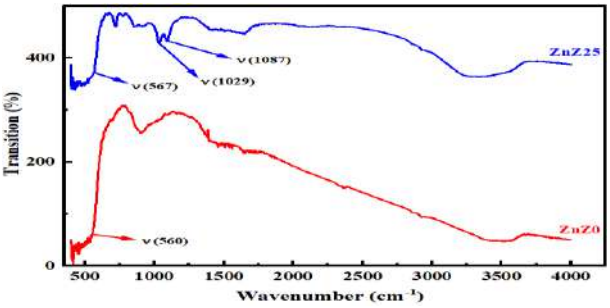
الگوی پراش نانوساختارهای اکسید روی با غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰ در شکل ۱ نشان داده شده است. از الگوی پراش نمونه ZnZ0 می‌توان دریافت که این نمونه دارای ساختار تک فازی متشکل از فاز هگزاگونال (۴۱۷۹-۹۶-۹۰۰ JCPDS) می‌باشد. افزودن عصاره به فرآیند سنتز موجب به‌وجود آمدن فاز اورترومبیک (۹۶-۲۳۰-۰۱۱۳ JCPDS) علاوه بر فاز هگزاگونال شد. درصد فازی هگزاگونال به اورترومبیک در این نمونه با استفاده از نرم‌افزار ماود محاسبه شد که ۷۰ به ۳۰ به‌دست آمد. اندازه بلورک به کمک معادله ویلیامسون- هال برایZnZ0 و ZnZ25 به-ترتیب ۸۶ نانومتر و ۶۲ نانومتر به‌دست آمد.



شکل۱: الگوی پراش نمونه‌های اکسید روی با غلظت‌های مختلف عصاره ۲۵ ppm و ۰ .

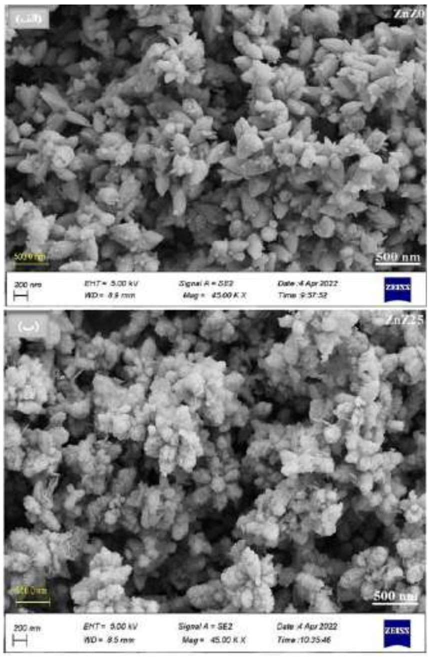
مطالعات تبدیل فوریه مادون قرمز (FTIR) به منظور شناسایی پیوندهای تشکیل دهنده اکسید روی انجام شد. شکل ۲ نمودار FTIR حاصل از نمونه‌های اکسید روی سنتزشده با

غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰ در محدوده عدد موجی cm^{-1} ۳۷۰۰-۵۰۰ که شامل قله‌های جذب مربوط به پیوندهای موجود در اکسیدروی می‌باشد را نشان می‌دهد. پیوندها در عدد موج $۵۰۰cm^{-1}$ تا $۷۰۰ cm^{-1}$ مربوط به پیوند Zn-O کششی است و در محدوده‌ی ۱۰۰۰ به پیوند کششی C-O نسبت داده می‌شود [۱۶و ۱۷].



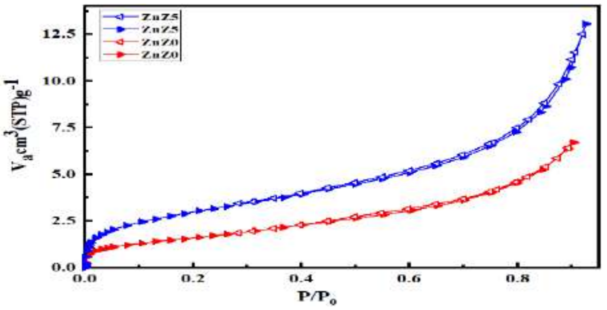
شکل ۲: طیف مادون قرمز نمونه‌های سنتز شده در غلظت‌های مختلف عصاره ۲۵ ppm و ۰.

شکل ۳ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه‌های سنتزشده با غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰ را نشان می‌دهد. در نمونه ZnZ0 درشکل ۳-الف با توجه به این‌که از عصاره استفاده نشده است، ساختارهایی شبیه گلبرگ دیده می‌شود. در نمونه ZnZ25 در شکل ۳-ب به وضوح نانوساختارهایی شبیه گل را می‌توان دید وگلبرگ‌های آن کاملا آشکار می‌باشد. پس به‌طور کلی می‌توان نتیجه گرفت که افزایش غلظت عصاره باعث تشکیل نانوساختارهایی شبیه گل می‌شود.



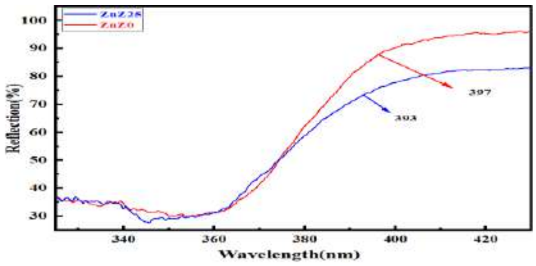
شکل۳: تصاویرمورفولوژی از نمونه‌های سنتز شده در غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰ در مقیاس ۵۰۰ نانومتر.

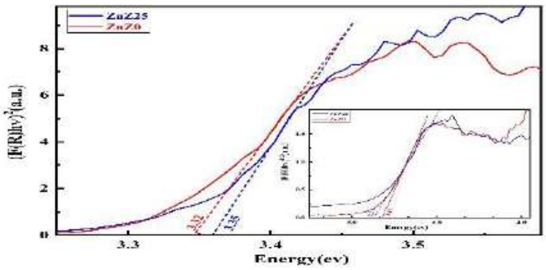
مساحت سطح ویژه نانوذرات سنتز شده با استفاده از BET بررسی شد (شکل ۴) که مقادیر آن برای ZnZ0 و ZnZ25 به ترتیب m^2g^{-1} ۶/۱۲ و m^2g^{-1} ۱۰/۸۵ به‌دست آمد. همدمایی جذب و دفع نیتروژن نمونه‌های اکسید روی سنتزشده با غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰ در شکل ۴ نشان داده شده است. طبق طبقه بندی آیوپاک، همدمایی نمونه‌های سنتز شده ازنوع IV می‌باشد و در منحنی این نمونه‌ها یک حلقه پسماند H_4 مشاهده می‌شود.



شکل ۴: همدمایی جذب و دفع نیتروژن نمونه‌های سنتزشده در غلظت‌های عصاره ۲۵ ppm و ۰.

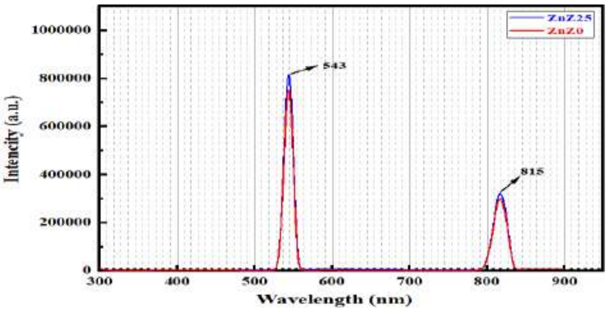
شکل (۵) طیف بازتابِ پخشی حاصل از نانوساختارهای اکسید روی سنتزشده را نشان می‌دهد. غلظت عصاره بر روی طیف بازتاب نمونه‌ها تاثر قابل توجهی دارد. بازتاب نمونه با غلظت ۲۵ ppm در ناحیه مرئی بسیار کمتر می‌باشد. علاوه‌براین با افزودن عصاره از ۰ ppm به ۲۵ ppm، طیف به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابه‌جا می‌شود. گاف نواری غیرمستقیم این نمونه‌ها با استفاده رابطه کوبلکا- مانک برای ZnZ0 و ZnZ25 به ترتیب ۳/۱۷ و ۳/۱۳ الکترون ولت و گاف نواری مستقیم به ترتیب ۳/۳۲ و ۳/۳۵ الکترون ولت به‌دست آمد.





شکل ۵: طیف بازتابی پخشی و نمودار گاف نواری اکسیدروی سنتزشده در غلظت‌های عصاره ppm ۲۵ و ۰.

به منظور بررسی ویژگی‌های نوری نانوساختارهای سنتز شده به وسیله تحریک فوتون‌های تابیده‌شده با طول موج ۲۷۰ نانومتر، از طیف فوتولومینسانس استفاده می‌شود. شکل (۶) طیف بازتابی پخشی حاصل از نانوساختارهای اکسید روی سنتزشده با غلظت‌های عصاره ppm ۲۵ و ۰ را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود با افزایش غلظت عصاره تغییرات جزئی در شدت قله‌ها زخ می‌دهد.



شکل ۳-۱۴: طیف فوتولومینسانس به‌دست آمده از نمونه‌های سنتزشده در غلظت‌های عصاره ppm ۲۵ و ۰.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، نانوساختارهای اکسید روی به روش سنتز سبز تولید شدند. اثر افزودن عصاره بر خواص ساختاری، شیمیایی و اپتیکی نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج پراش اشعه ایکس حاکی از گذار فاز بلوری نانوساختارها از هگزاگونال به ساختار دو فازیِ هگزاگونال و اورتورومبیک در اثر افزودن عصاره می‌باشد. علاوه بر این، نتایج نشان داد مورفولوژی نانوساختارها در اثر افزودن عصاره دچار تغییر شده و منظم‌تر می‌شوند. در این نمونه نانوساختارهایی شبیه گل و مزوحفره‌ها در حین سنتز شکل گرفته‌اند. مطالعه بر روی خواص اپتیکی نانوساختارهای اکسید روی نشان می‌دهد که غلظت عصاره، در کاهش شکاف انرژی نواری مستقیم موثر بوده است.

مرجع‌ها

[1] I. Hussain, N. Singh, A. Singh, H. Singh, and S. Singh, "Green synthesis of nanoparticles and its potential application," *Biotechnology letters*, vol. 38, no. 4, pp. 545-560, 2016.

[2] C. Jayaseelan *et al.*, "Novel microbial route to synthesize ZnO nanoparticles using Aeromonas hydrophila and their activity against pathogenic bacteria and fungi," *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, vol. 90, pp. 78-84, 2012.

[3] S. Sheikhi, M. Aliannezhadi, and F. S. Tehrani, "Effect of precursor material, pH, and aging on ZnO nanoparticles synthesized by one-step sol–gel method for photodynamic and photocatalytic applications," *The European Physical Journal Plus*, vol. 137, no. 1, p. 60, 2022.

[4] T. U. D. Thi, T. T. Nguyen, Y. D. Thi, K. H. T. Thi, B. T. Phan, and K. N. Pham, "Green synthesis of ZnO nanoparticles using orange fruit peel extract for antibacterial activities," *RSC advances*, vol. 10, no. 40, pp. 23899-23907, 2020.

[5] T. Gur, I. Meydan, H. Seckin, M. Bekmezci, and F. Sen, "Green synthesis, characterization and bioactivity of biogenic zinc oxide nanoparticles," *Environmental Research*, vol. 204, p. 111897, 2022.

[6] B. Siripireddy and B. K. Mandal, "Facile green synthesis of zinc oxide nanoparticles by Eucalyptus globulus and their photocatalytic and antioxidant activity," *Advanced Powder Technology*, vol. 28, no. 3, pp. 785-797, 2017.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تأثیر اندازهٔ دهانهٔ گیرنده و پاسخ‌پذیری آشکارساز بر بهبود کارایی سامانهٔ نوری فضای آزاد در شرایط آشفتگی جوی متوسط

وحیده محدثی، فهیمه ابری نائی، ساینا سپاهی درانی و نگار عبداللهی

گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

mohadesi@iausa.ac.ir

چکیده – آشفتگی‌های جوی منجر به تغییر در شدت باریکهٔ لیزر ضمن عبور از کانال انتقال سامانهٔ نوری فضای آزاد می‌شود. در این مقاله میانگین‌گیری از سطح دهانهٔ گیرنده به‌عنوان روشی کارآمد، ساده و ارزان مورد استفاده قرار گرفته است. برای ارزیابی میانگین نرخ خطای بیت، مدولا سیون کلیدزنی تغییر قطبش دایروی و نیزکلیدزنی رو شن-خاموش تحت شرایط آ شفتگی متو سط جوی در کانال های توزیع ویبال نمایی برر سی شده ا ست. نتایج ن شان می‌دهد که اندازهٔ سطح دهانهٔ گیرنده و پا سخ پذیری آ شکار ساز دو عامل مهم در بهبود کارایی سامانهٔ FSO به‌شمار می‌رود.

کلید واژه- پاسخ‌پذیری آشکارساز، سامانهٔ نوری فضای آزاد، کلیدزنی تغییر قطبش دایروی، کلیدزنی روشن-خاموش، میانگین نرخ خطای بیت.

The Effect of Receiving Aperture Size and Detector Responsivity on Performance of Free-Space Optical Systems in Moderate Turbulence

Vahideh Mohadesi, Fahimeh Abrinaei, Sayna Sepahi Dorrani and Negar Abdollahi

Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

Abstract- Atmospheric turbulences lead to a change in the intensity of the laser beam while passing through the channel of the free-space optical system. In this paper, aperture averaging is utilized as an efficient, simple, and low-cost method. To evaluate the average bit error rate, the circle polarization shift keying modulation and the on-off keying have been investigated under moderate turbulence in exponentiated Weibull distribution channels. The results show that the size of the receiver aperture and detector responsivity are two important factors in improving the efficiency of the FSO system.

Keywords: Average bit error rate (BER), Circle polarization shift keying (CPOLSK), Free-space Optical Systems, On–off keying (OOK), Detector Responsivity.

مقدمه

سامانه‌های مبتنی بر ارتباطات نوری فضای آزاد (FSO)[۱]، که روشی برای انتقال اطلاعات بین دو نقطه است، به دلیل دارابودنِ پهنای باند بالا، سادگی در نصب و راه اندازی، عدم نیاز به مجوز فرکانس، کم حجم بودنِ تجهیزات، و توان مصرفی کم نسبت به دیگر گزینه های انتقال بی سیمِ اطلاعات، امن تر، سریع تر و مقرون به صرفه تر است. از آن جا که فضای آزاد (هوا) محیطی پاشنده برای نور لیزر تلقی می‌شود اثرات شرایط جوی اجتناب ناپذیر است و منجر به نوسان در شدت و فاز پرتوها می‌شود. پدیده هایی از قبیل ناهم راستایی، پراکندگی، جذب، تضعیف، محو شدگی و نویزها کارایی سامانهٔ FSO را با چالش هایی مواجه می سازد که باید در صدد رفع این موانع اقدام شود. تاکنون روش‌های مختلفی برای کاهش اثرات جوی مورد مطالعه قرار گرفته است [۱، ۲]. عبور نور لیزر در حضور آشفتگی‌های جوی منجر به نوسان شدت نور دریافتی در گیرنده می‌شود؛ به گونه‌ای که قست‌های مختلف سطح گیرنده شدت‌های مختلفی را دریافت می‌کند. با افزایش سطح مقطع گیرنده، شدت سیگنال افزایش خواهد یافت. این روش میانگین‌گیری از سطح دهانهٔ گیرنده نام دارد. این روش عمدتاً در سامانه‌های FSO تجاری مورد استفاده قرار می‌گیرد.

در این مقاله، برای بهبود عملکرد سامانهٔ FSO از روش میانگین گیری از دهانهٔ گیرنده به دلیل هزینه کم و سهولت اجرا استفاده شده است [۳، ۴]. میزان پاسخ پذیری آشکارساز نیز عامل دیگری است که در کارایی سامانهٔ FSO نقش موثری ایفا می‌کند و در این پژوهش به آن پرداخته شده است. شرایط جوی مورد بررسی در این کار شرایط آشفتگی جوی متوسط است که عموماً وضعیت آب و هوایی باران سبک را تداعی می کند.

مدل کانال انتقال FSO

روش میانگین‌گیری از سطح دهانهٔ گیرنده جهت بررسی عملکرد خطای سامانهٔ FSO مستلزم بکارگیری یک مدل ریاضی است که قادر به توصیف تابع چگالی احتمال تابش در سطح گیرنده باشد. تابع چگالی احتمال ویبال نمایی[۲] (EW) به‌عنوان یک روش توانمند و دقیق جهت میانگین گیری دهانه‌های گیرندهٔ با اندازهٔ محدود و در تنوعی گسترده از شرایط جوی مختلف شناخته شده است [۳، ۴]. برای مطالعهٔ میانگین نرخ خطای بیت[۳] (BER) مدولاسیون کلیدزنی روشن-خاموش[۴] (OOK) و نیز کلیدزنی تغییر قطبش دایروی[۵] (CPOLSK) تحت شرایط آشفتگی جوی در کانال های توزیع EW، تابع چگالی احتمال به‌صورت زیر بیان می‌شود [۳]:

$$f(I)_I=\frac{\alpha\beta}{\eta}\left(\frac{I}{\eta}\right)^{\beta-1}\exp\left[-\left(\frac{I}{\eta}\right)^{\beta}\right]\times \left\{1-\exp\left[-\left(\frac{I}{\eta}\right)^{\beta}\right]\right\}^{\alpha-1},\ I\geq 0 \qquad (1)$$

که I یک متغیر تصادفی، β و α پارامترهای شکل و η پارامتر مقیاس و هر سه پارامتر مثبت‌اند. BER در حضور آشفتگی بر طبق توزیع EW برای مدولاسیون CPOLSK و OOK به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [۳]:

$$P_{e,OOK}(I)=\frac{1}{2}erfc\left(\frac{RP_t}{2\sqrt{2}\delta_n}I\right)$$
$$P_{e,CPOLSK}(I)=\frac{1}{2}erfc\left(\frac{RP_t}{2\delta_n}I\right) \qquad (2)$$

که R پاسخ پذیری آشکارساز، P_t توان نوری انتقال یافته و δ_n^2 واریانس نویز گاوسی سفید است. متوسط BER برای مدولاسیون CPOLSK و OOK تحت آشفتگی عبارتند از [۳]:

---

۱ Free Space Optical Communication
۲ Exponentiated Weibull
۳ Bit Error Rate
۴ On-Off Keying
۵ Circle Polarization Shift Keying

$$\left\langle P_{e,OOK}\right\rangle = \int_{0}^{\infty} P_{e,OOK}(I)\, f_I(I)dI$$
$$\left\langle P_{e,CPOLSK}\right\rangle = \int_{0}^{\infty} P_{e,CPOLSK}(I)\, f_I(I)dI \qquad (۳)$$

در این مقاله متوسط BER برای مدولاسیون CPOLSK و OOK تحت شرایط آشفتگی متوسط روی توزیع EW از طریق نرم افزار متلب و با روش عددی مورد بررسی قرار گرفت و تاثیر میانگین‌گیری از سطح دهانۀ گیرنده روی متوسط BER مورد بحث قرار گرفته است. نتایج مربوط به متوسط BER برای مدولاسیون CPOLSK و OOK نیز مقایسه شده است.

نتایج و بحث

شکل ۱ متوسط BER بر حسب متوسط توان نوری انتقال یافته برای مدولاسیون CPOLSK و OOK را به ازای دهانه های گیرندۀ مختلف (D) و در شرایط آشفتگی متوسط جوی نشان می‌دهد. این نمودارها به ازای یک مقدار ثابت برای پاسخ‌پذیری آشکارساز، R=۰/۵، رسم شده است. پارامترهای α، β و η در مدل EW به ازای مقادیر مختلف D در شرایط جوی مختلف از بهترین برازش داده‌های تجربی به تابع چگالی احتمال در مراجع [۵] و [۶] به‌دست آمد که مقادیر این پارامترها در جدول ۱ آمده است.

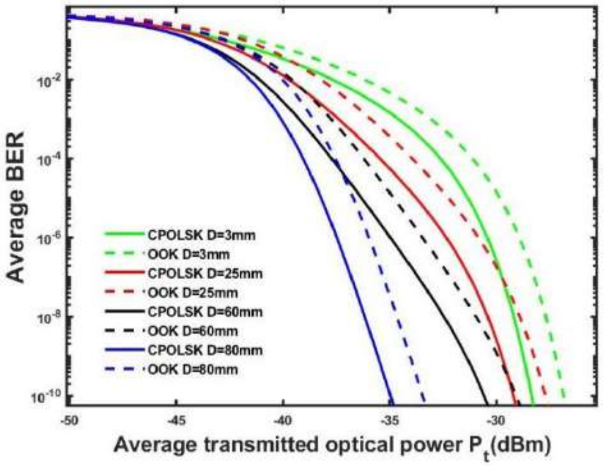
جدول ۱: مقادیر پارامترهای α، β و η در مقادیر D مختلف.

اندازۀ دهانه	α	β	η
۳ mm	۴/۰۵	۰/۸۴	۰/۴
۲۵ mm	۳/۷۵	۱/۶۲	۰/۵۹
۶۰ mm	۲/۶۴	۲/۸۷	۰/۸۷
۸۰ mm	۵/۰۳	۳/۵	۰/۸۱

چنان‌چه از شکل ۱ مشاهده می‌شود متوسط BER در هر دو مورد مدولاسیون CPOLSK و OOK به میزانِ زیادی تحت تأثیر میانگین‌گیری از سطح دهانۀ گیرنده است. افزایش اندازۀ دهانۀ گیرنده برای مدولاسیون CPOLSK و نیز OOK مقدار متوسط BER و در نتیجه کارایی سامانۀ FSO را بهبود می‌بخشد. همان‌طور که از شکل ۱ مشهود است، به ازای مقدار $۱۰^{-۱۰}$ برای متوسط BER، با تغییر اندازۀ دهانۀ گیرنده از ۳ mm به ۸۰ mm، تغییری در حدود ۷ dB در بهرۀ کارایی سامانۀ FSO ایجاد می‌شود که بسیار قابل توجه است و اهمیت به‌کارگیری روش میانگین‌گیری از سطح دهانۀ گیرنده برای بهبود کارایی سامانۀ FSO را تأیید می‌کند.

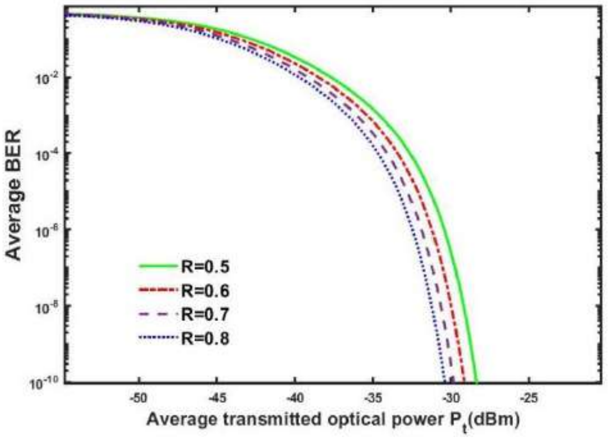
علاوه بر این، بررسی ارتباط بین متوسط BER برای دهانه‌های گیرندۀ مختلف در دو حالت مدولاسیون CPOLSK و نیز OOK نشان می دهد که در همۀ موارد مدولاسیون CPOLSK نسبت به OOK نقش موثرتری در بهبود کارایی سامانۀ FSO ایفا کرده است. مشاهده می‌شود که به ازای یک دهانۀ گیرندۀ خاص و در مقدار $۱۰^{-۱۰}$ برای متوسط BER، به‌کارگیری هر یک از روش‌های مدولاسیون CPOLSK و یا OOK اختلافی در حدود ۲ dB در بهرۀ کارایی سامانۀ FSO ایجاد می‌کند.

شایان ذکر است که به ازای یک مقدار ثابت D، در هر دو حالت مدولاسیون CPOLSK و OOK که در شرایط آشفتگی جوی متوسط مورد بررسی قرار گرفته است، با افزایش متوسط توان نوری انتقال‌یافته، مقادیر متوسط BER با یک کاهش مواجه می‌شوند.



شکل ۱: متوسط BER برحسب متوسط توان نوری انتقال یافته به ازای دهانه‌های گیرندۀ مختلف (D) در شرایط آشفتگی متوسط جوی، بر اساس مدولاسیون CPOLSK و OOK و به ازای R=۰/۵.

شکل ۲ تغییرات متوسط BER بر حسب متوسط توان نوری انتقال یافته برای مدولاسیون CPOLSK را برای دهانهٔ گیرندهٔ D=۳ mm و به ازای مقادیر پاسخ پذیری مختلف آشکارساز در شرایط آشفتگی متوسط جوی نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، مقادیر R بین ۰/۵ تا ۰/۸ تغییر می‌کند. از شکل ۲ مشهود است که به ازای مقدار $۱۰^{-۱۰}$ برای متوسط BER، با افزایش پاسخ‌پذیری آشکارساز از ۰/۵ به ۰/۸، تغییری در حدود ۲ dB در بهرهٔ کارایی سامانهٔ FSO ایجاد می‌شود. این مسأله نشان می‌دهد که انتخاب مناسب آشکارساز در کنارِ تغییر دهانهٔ گیرنده می تواند به میزانِ قابل توجهی بهبود در کارایی سامانهٔ FSO را به دنبال داشته باشد. علاوه بر این، نمودار تغییرات متوسط BER بر حسب متوسط توان نوری انتقال‌یافته به ازای یک مقدار ثابت R در شرایط آشفتگی جوی متوسط نشان می دهد که با افزایش متوسط توان نوری انتقال‌یافته، مقادیر متوسط BER با یک کاهش مواجه می‌شوند.



شکل ۲: متوسط BER برحسب متوسط توان نوری انتقال یافته به ازای مقادیر پاسخ‌پذیری مختلف آشکارساز در شرایط آشفتگی متوسط جوی، بر اساس مدولاسیون CPOLSK به ازای دهانهٔ گیرندهٔ D=۳ mm.

نتیجه‌گیری

متوسط BER بر حسب متوسط توان نوری انتقال‌یافته بر اساس مدولاسیون CPOLSK و نیز OOK در سامانهٔ FSO و در شرایط آشفتگی جوی متوسط با استفاده از توزیع EW مورد بررسی قرار گرفت. تأثیر اندازهٔ سطح دهانهٔ گیرنده و پاسخ پذیری آشکارساز بر متوسط BER نشان داد که انتخاب آشکارسازی با پاسخ‌پذیری بالاتر و انتخاب سطح دهانهٔ بزرگ‌تر می تواند به میزانِ قابل توجهی منجر به بهبود در کارایی سامانهٔ FSO شود. موثرتر بودنِ روش مدولاسیون CPOLSK نسبت به OOK در بهبودِ عملکرد سامانهٔ FSO از دیگر نتایج مهم این پژوهش به‌شمار می‌رود.

سپاسگزاری

نویسندگان مقاله از آقای مجتبی مقدسی به‌خاطر راهنمایی‌های ارزندهٔ ایشان کمال تشکر را دارند.

مرجع‌ها

[1] O. O. Kolawole, T J. O. Afullo, M. Mosalaosi, “Analysis of Scintillation Effects on Free Space Optical Communication Links in South Africa”, Photonics, Vol. 9, pp. 446- 476, 2022.

[2] A. S. Alatawi, A. A. Youssef, M. Abaza, M. A. Uddin, A. Mansour, “Effect of atmospheric turbulence on optical wireless communication in NEOM smart city”, Photonics, Vol. 9 (4), pp. 462-480, 2022.

[3] L. Zhang, J. Wang, P. Xiang, J. Zhao, H. Zhou, J. Zheng, H. Zhang, Y. Shen, T. Pu, “Performance analysis of circle polarization shift keying modulation over the exponentiated Weibull distribution”, Opt. Rev., Vol. 27, pp. 39- 44, 2020.

[4] X. Yi, Z. Liu, P. Yue, “Average BER of free-space optical systems in turbulent atmosphere with exponentiated Weibull distribution”, Opt. Lett., Vol. 37(24), pp. 5142- 5144, 2012.

[5] R. Barrios, F. Dios, “Exponentiated Weibull distribution family under aperture averaging for Gaussian beam waves”, Opt. Express, Vol. 20(12), pp. 13055–13064, 2012.

[6] R. Barrios, F. Dios, “Exponentiated Weibull model for the irradiance probability density function of a laser beam propagating through atmospheric turbulence”, Opt. Laser Technol., Vol. 45, pp. 13–20, 2013.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

ارزیابی ویژگی مگنتواپتیکی گرافن‌اکساید به کمک مدولاسیون شدتی فیبر نوری پلاستیکی چند مدی

علی شریفی خانکهدانی[۱]، الهام ایل‌بیگی، مجید شیرازی، سجاد آقاجری و روح الله کریم‌زاده[۲]

گروه فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران، ۱۹۸۳۹۶۹۴۱۱، ایران

[۱]a.sharifikhankahdani@mail.sbu.ac.ir, [۲]r_karimzadeh@sbu.ac.ir

چکیده – جهت بررسی خاصیت مگنتواپتیکی گرافن‌اکساید از چیدمانی مبتنی بر فیبر نوری پلاستیکی چند مدی استفاده شده است. در فیبر اندازه‌گیری، قسمتی از روکش فیبر توسط گرافن‌اکساید جایگزین شده و جهت در نظر گرفتن نویز محیط و منبع نور به ترتیب دو فیبر کنترل و مرجع در چیدمان استفاده شده است. نمودار تغییرات شدت نسبی نور عبوری از این سه فیبر در حضور و نبود میدان مغناطیسی برحسب زمان برای دو طول موج ۵۲۲ و۴۴۰ نانومتر رسم شده است. این تغییرات ناشی از تاثیر میدان مغناطیسی بر تانسور دی‌الکتریک گرافن‌اکساید و در نتیجه تاثیر بر پارامترهای نور خروجی از جمله قطبش و شدت نور می‌باشد.

کلید واژه- فیبر نوری پلاستیکی چند مدی، گرافن‌اکساید، مگنتواپتیک، میدان مغناطیسی

Evaluation of Magneto-Optical Properties of Graphene Oxide Using Intensity Modulation of Multimode Plastic Optical Fiber

Ali Sharifi Khankahdani[1], Elham Ilbeygi, Majid Shirazi, Sajjad Aghajari and Ruhollah Karimzadeh[2]

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, 1983969411, Iran

[1]a.sharifikhankahdani@mail.sbu.ac.ir, [2]r_karimzadeh@sbu.ac.ir

Abstract- To investigate the magneto-optic property of graphene oxide, an arrangement based on multimode plastic optical fiber has been used. In the measurement fiber, a part of its clad was replaced by graphene oxide, and to consider the ambient and light source noises, two fibers as control and reference were used in the arrangement, respectively. The graph of changes in the relative intensity of light passing through these three fibers in the presence and absence of a magnetic field has been drawn in terms of time for two wavelengths of 522 and 440 nm. These changes are caused by the effect of the magnetic field on the dielectric tensor of graphene oxide and as a result the effect on the output light parameters including polarization and light intensity.

Keywords: Graphene oxide, Magnetic field, Magneto-optic, Multimode plastic optical fiber.

مقدمه

اکسیدگرافن (GO)، ورقه بسیار نامنظمی از گرافن شامل کربن‌های هیبریدی sp^2 و sp^3 است که گروه‌های عاملی اکسیژن‌دار فراوانی در لبه‌ها و صفحات پایه‌ای آن حضور دارد و به صورت تک‌لایه یا لایه‌های انباشته مشاهده می‌شود. برخلاف گرافن که به دلیل حضور الکترون‌های غیرجایگزیده دارای خاصیت دیامغناطیسی است، GO به دلیل نقص‌ها و معایب در ساختارش، در دمای اتاق خاصیت فرومغناطیسی از خود نشان می‌دهد[۱]. مطالعه‌ها حضور عیب‌ها مانند ترک و جای‌خالی، وجود ۵ضلعی و ۷ضلعی و ترکیب‌های آنها، لبه زیگزاگی و شبکه sp^3 کربن‌ها را دلیلی برای وجود ممنتوم‌های مغناطیسی موضعی درGO معرفی می‌کنند. هم‌چنین تایید شده است که حضور گروه‌های هیدروکسیل و اپوکسی بر سطح و گروه‌های کربوکسیل در لبه‌ها دلیل مغناطش در GO می‌باشد. علاوه بر خاصیت مغناطیسی، ویژگی‌های دیگر مثل ناحیه سطحی بزرگ، قدرت مکانیکی عالی، پایداری شیمیایی، تخلخل بالا و خاصیت آبدوستی استفاده از GO را برای میکروالکترونیک-ها، وسیله‌های ذخیره‌ی انرژی، حسگرها، کاربردهای مغناطیسی مانند سیستم ذخیره اطلاعات، مدارهای مگنتوالکتریک و...امکان‌پذیر می‌سازد[۱].

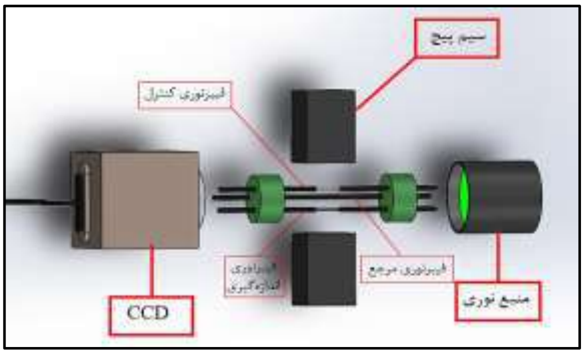
عکس‌العمل مواد در برابر میدان مغناطیسی (B) توسط سه پارامتر مرتبط به هم رسانندگی، نفوذپذیری مغناطیسی و نفوذپذیری الکتریکی (ε) تعیین می‌شود و با توجه به خاصیت مغناطیسی در برخورد نور با مواد، پدیده‌های مختلف مگنتواپتیکی (MO) قابل مشاهده است. به بیان دیگر، B بر المان‌های غیرقطری تانسور ε اثر می‌گذارد که مسئول فعالیت MO است. جهت بررسی خاصیت MO مواد، معمولا روند کلی اینگونه است که با اعمال B، مغناطش آن تحت تاثیر قرار گرفته و مولفه‌های تانسور ε که به بردار مغناطش مرتبط است، به جز مولفه‌ی در راستای میدان اعمالی، تغییر می‌کند[۲]. از آنجا که ε با توان دوم ضریب شکست (RI) در ارتباط است پس می‌توان با بررسی تغییرات RI به بررسی خواص MO رسید و برعکس.

در این پژوهش برای بررسی خاصیت مگنتواپتیکی GO، از فیبر نوری پلاستیکی چندمدی (POF) به عنوان محیط انتشار پرتوهای نوری که تحت اعمال B قرار گرفته، استفاده می‌شود. از انجا که انتشار نور به ویژگی‌های محیط بستگی دارد پس می‌توان با اعمال تغییر در POF و بررسی تفاوت ایجاد شده در شدت نور، تغییرات در پارامترهای محیطی را حس کرد. قابل ذکر است که اخیرا POF به دلیل مزیت‌های فراوانی همچون ارزان بودن، کاربری ساده، انعطاف‌پذیر بودن و توانایی استفاده در نواحی مخاطره‌آمیز، بسیار مورد توجه قرار گرفته است.

مواد و روش آزمایش

جهت بررسی برهمکنش بین B، GO و نور، از نوعیPOF (هسته از جنس پلی‌متیل‌متاکریلات به قطر۹۸۰µm-روکش پلیمری فلوئوردار با ضخامت ۲۰µm-پوشش محافظ پلی-اتیلنی سیاه‌رنگ به ضخامت ۱/۲mm) استفاده کردیم. GO مورد استفاده در آزمایش، به روش هامر و به غلظت ۵mg/ml تهیه شده است. در شکل (۱) طرحی از چیدمان پژوهش شامل سه عدد POF مشاهده می‌شود. فیبر اول با جایگزین کردن GO با قسمتی از روکش فیبر آماده شده که *فیبر نوری اندازه‌گیری* نامیده و جهت بررسی اثر B برGO می‌باشد. فیبر دوم (*فیبر نوری کنترل*)، برای کمینه کردن اثر اختلال‌های محیطی در چیدمان حضور دارد و POF مشابهی با فیبرنوری اندازه‌گیری است که فقط قسمتی از روکش آن برداشته شده است. همچنین POF دیگری بدون هیچ تغییری به عنوان *فیبر نوری مرجع* جهت درنظر گرفتن

نویزهای منبع نور استفاده می‌شود. منبع نوری چیدمان دیودهای نوری پرتوان سبز (۵۲۲nm) و آبی (۴۴۰nm) می-باشند. همچنین آشکارسازی شدت خروجی از POFها به عهده یک دوربین CCD و اعمال B به اندازه ۳۰۰mT توسط دو سیم‌پیچ ۱۰۰۰ دوری عمود بر POFها، می‌باشد.

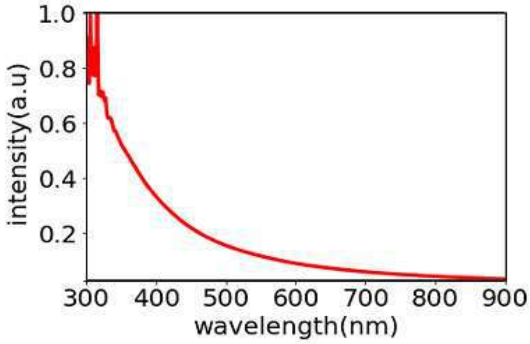


شکل (۱): طرحی از چیدمان پژوهش.

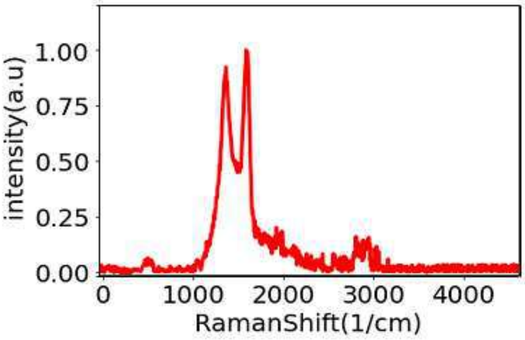
با ثبت شدت نور خروجی از POFها در حضور و غیاب B و رسم نمودار شدت نسبی برحسب زمان، نمودارهای نتایج را بررسی خواهیم کرد. شدت نور نسبی از تفاضل شدت نور خروجی از فیبر اندازه‌گیری و کنترل که بر شدت نور فیبر مرجع تقسیم شده است، حاصل می‌شود.

نتایج و مباحث

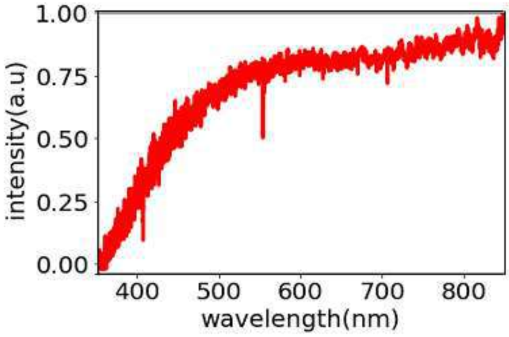
جهت بررسی کیفیت GO مورد استفاده در آزمایش، از طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش (شکل (۲)) استفاده کردیم و یک قوس کوچک حوالی ۳۰۰nm در طیف مشاهده که در تطابق با مطالعه‌های انجام شده بوده و به گذار الکترونی در پیوند C=O نسبت داده می‌شود[۳]. همچنین از آزمایش-های توانمند جهت شناسایی مشتقات کربنی، طیف‌سنجی رامان است که برای تشخیص گروه‌های عاملی مختلف بکار می‌رود. در طیف رامان (شکل (۳)) می‌توان دو باند واضح D و G به ترتیب در عددهای موج ۱۳۶۱ و ۱۵۸۸ را مشاهده کرد که با نتایج مطالعه‌های GO سازگاری دارد. باند اول به ارتعاش کششی C-C و باند دوم به وجود نقص‌ها و عیب‌ها مرتبط است و از آنجایی که GO دارای نقص‌های زیادی است پس شدت آن افزایش یافته است[۴].



شکل(۲): طیف مرئی-فرابنفش GO.



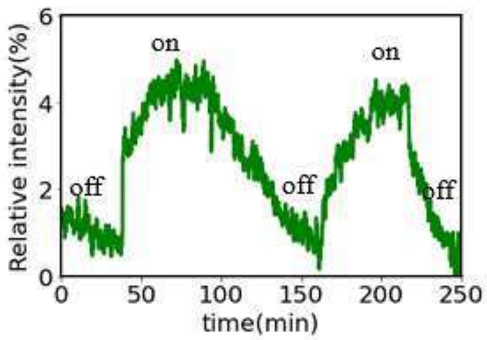
شکل(۳): طیف رامان GO.



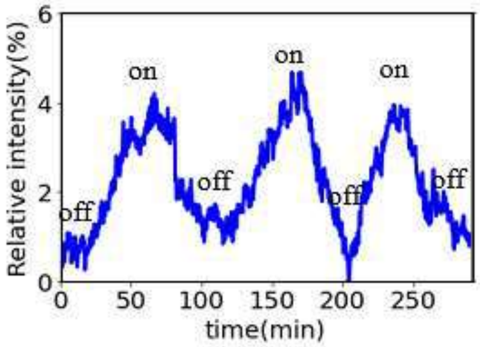
شکل (۴): طیف عبوری از POF لایه نشانی شده با GO.

برای حصول اطمینان که در ناحیه مرئی در POF لایه‌نشانی شده با GO، جذبی برای این ماده اتفاق نمی‌افتد، یک طیف عبوری از فیبر اندازه‌گیری را بررسی کردیم (شکل (۴)) و مشاهده شد که هیچ جذبی در ناحیه مرئی وجود ندارد. این امر تاییدی است بر این موضوع که تغییرات شدت نور خروجی از POFها پس از اعمال B از خواص مغناطیسی GO ناشی می‌شود.

در ادامه، جهت بررسی تاثیر اعمال B بر GO در بازه‌های زمانی مختلف، نمودارهای شدت نسبی برحسب زمان برای دو منبع نور سبز و آبی رسم شده‌اند. همان‌طور که در شکل (۵) دیده می‌شود، به هنگام اعمال میدان ۳۰۰mT، شدت نسبی نور خروجی سبز رنگ ۴/۷۵٪ نسبت به غیاب میدان، افزایش پیدا کرده است. سپس برای منبع نور با طول موج آبی این اندازه‌گیری را تکرار کرده‌ایم (شکل (۶)) و افزایش شدت نسبی نور خروجی تا ۴/۴۵٪ نسبت به حالت بدون میدان مشاهده می‌شود.



شکل (۵): نمودار تغیرات شدت نسبی برای طول موج سبز.



شکل (۶): نمودار تغییرات شدت نسبی برای طول موج آبی.

به هنگام اعمال B به چیدمان، در لایه GO فیبر اندازه‌گیری، به دلیل خاصیت مغناطیسی آن، مغناطش کلی به وجود می‌آید که موجب حضور پدیده MO خواهد شد. در این صورت آرایه‌های ε آن دستخوش تغییر می‌شود. از این رو RI ماده و در نتیجه ضرایب بازتاب و عبور فرنل دچار تغییر می‌شود که این تغییرات را به‌صورت تغییرات شدت نسبی در اینجا گزارش کرده‌ایم. گروه‌های عاملی اکسیژن‌دار متصل به صفحات GO، خوشه‌ای بودن و چرخش‌های آنها به عنوان منبع مغناطیسی مهم GO پیشنهاد شده‌اند. سطح گسترده و خاصیت آبدوسی ناشی از گروه‌های عاملی می‌تواند موجب اتصال یون‌های فلزی و در نتیجه بهبود فعالیت MO شود. از طرفی همراهی فلزات نجیب و GO نیز می‌توانند در زمینه مگنتوپلاسمونیکی بسیار موفق عمل کنند.

نتیجه‌گیری

به کمک چیدمانی مبتنی بر POF، ویژگی مگنتواپتیکی GO برای دو طول موج متفاوت بررسی شد و تفاوت شدت نسبی نور خروجی از POFها به هنگام اعمال میدان مغناطیسی به شدت ۳۰۰ میلی‌تسلا، ۴/۵ تا ۵ درصد گزارش شد.

مرجع‌ها

[1] S. Biswal, D.S. Bhaskaram and G. Govindaraj, "Graphene oxide: structure and temperature dependent magnetic characterization," Mater. Res. Express, 5(8), p.086104, 2018.

[2] F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, 1976.

[3] J. I. Paredes, S. Villar-Rodil, A. Martínez-Alonso, and J. M. D. Tascon, "Graphene oxide dispersions in organic solvents," Langmuir, 24, 10564-10560, (19) 2008.

[4] K. Krishnamoorthy, M. Veerapandian, K. Yun, and S. J. Kim, "The chemical and structural analysis of graphene oxide with different degrees of oxidation," Carbon, 53, 38-49, 2013.

بررسی سرعت انتقال انرژی توسط پلاسمونهای سطحی گرافن در یک ساختار لایه ای ناهمگن

وحیده محدثی[۱]، اصغر عسگری[۲]، وحید سیاهپوش[۲]

[۱]گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
mohadesi@iausa.ac.ir

چکیده –در ساختارهای لایه ای شامل گرافن ، یک همسایگی ناهمگن برای گرافن می تواند موجب برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی از نوع نشتی شده و خصوصیات انتشاری را تحت تاثیر قرار دهد. در این مقاله اثر مجاورت یک لایه دی الکتریک با ضریب دی الکتریک بالا با فاصله یک شکاف از مرتبه میکرومتر از سطح گرافن و همچنین اثر تغییر تراز فرمی گرافن بر روی منحنی پاشندگی و سرعت انتقال انرژی توسط پلاسمونهای سطحی گرافن مورد بررسی قرار می گیرد. نتایج نشان می دهد در بازه ای از فرکانس در محدوده تراهرتز نزدیک شدن محیط با ضریب شکست بالا به گرافن موجب تغییر در منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی و سرعت انتقال انرژی توسط پلاسمونهای سطحی می شود. همچنین میزان تراز فرمی گرافن در ویژگیهای انتشاری مورد بررسی اهمیت دارد.

کلید واژه- گرافن، سرعت انتقال انرژی، پلاسمون سطحی

Investigation of energy transport velocity by graphene surface plasmons in an inhomogeneous multi-layer structure

Vahideh Mohadesi[1], Asghar Asgari[2], Vahid Siahpoush[2]

[1]Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

Faculty of physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract. In graphene included layered structures, an inhomogeneous neighbor of graphene can cause the excitation of leaky surface plasmon waves and affect the propagation properties. In this paper, the effect of a high refractive index layer separated by micrometer order gap from the graphene sheet and also the effect of changing the graphene Fermi level on the dispersion curve and the energy transport velocity by graphene surface plasmons are investigated. The results show that in the range of terahertz, the approach of medium with high refractive index to graphene changes the dispersion curve of surface plasmon waves and the rate of energy transport by surface plasmons. Also, the Fermi level of graphene is important in the studied propagation properties.

Keywords: Graphene, Energy transport velocity, Surface plasmon

مقدمه

در سالهای اخیر قابلیت گرافن در تشکیل امواج پلاسمون سطحی بسیار مورد توجه قرار گرفته است . نتایج بررسی های انجام شده نشان می دهد که در محدوده فرکانس تراهرتز، ورقه گرافن آلاییده می تواند انتشار امواج پلاسمون سطحی با قطبش TM را در فصل مشترک دو محیط دی الکتریک فراهم کند[۱و۲]. در این زمینه آنچه که در اغلب منابع مورد بررسی قرار گرفته است امواج پلاسمون سطحی مقید است که امواج غیرتابشی با جایگزیدگی بالا در فصل مشترک دو محیط هستند[۳]. با وجود این در برخی از ساختارها از جمله ساختارهای لایه ای امکان برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی از نوع نشتی فراهم می شود[۴]. ازجمله ساختارهای لایه ای مرسوم جهت برانگیختگی امواج سطحی گرافن، ساختار اتو گرافنی است، که در آن محیطی با ضریب شکست بالا با فاصله یک شکاف باریک از ورقه گرافن قرار گرفته است [۵]. در این مقاله به بررسی اثر این همسایگی ناهمگن در منحنی پاشندگی و میزان سرعت انتقال انرژی توسط امواج پلاسمون سطحی نشتی در محدوده فرکانس تراهرتز می پردازیم.

مواد و روشها:

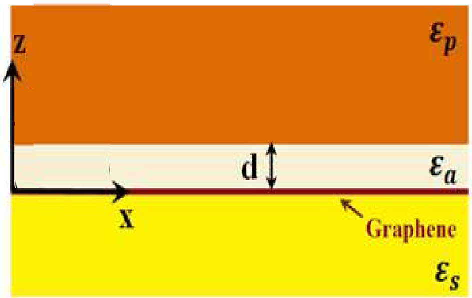
ساختار مورد بررسی در شکل ۱ آورده شده است. گرافن روی زیرلایه قرار دارد و یک محیط با ضریب شکست بالا در فاصله d از ورقه گرافن تک لایه قرار گرفته است. ثابت دی الکتریکهای مربوط به این محیط، شکاف هوا و زیرلایه به ترتیب ε_p ، ε_a و ε_s هستند و پارامترهای مرتبط با این مواد به ترتیب با اندیسهای ۱، ۲ و ۳ نشان داده می شوند.

با در نظر گرفتن شکل میدان در بازه های نشتی و مقید:

$$\begin{cases} H_y^1(x,z) = exp(iqx)\{A_1 e^{\mp k_{1z}|z-d|}\}, \\ H_y^2(x,z) = exp(iqx)\{A_2 e^{-k_{2z}|z|} + B_2 e^{+k_{2z}|z|}\}, \\ H_y^3(x,z) = exp(iqx)\{B_3 e^{-k_{3z}|z|}\}. \end{cases}$$

(۱)

که در آن $k_{mz}{}^2 = q^2 - \varepsilon_m k_0{}^2$ و $m=$ ۱و۲و۳ اندیس مربوط به هر محیط است.



شکل ۱: در این ساختار گرافن روی یک زیرلایه یکنواخت قرار دارد و محیطی با ضریب شکست بالا با فاصله d از آن قرار دارد.

سهم گرافن به صورت یک صفحه رسانا با رسانندگی σ در فصل مشترک دو محیط ۲و ۳ در شرایط مرزی لحاظ می شود. رسانندگی گرافن با سهم گذارهای درون باندی که در محدوده فرکانس تراهرتز غالب است، به صورت زیر است:

$$\sigma(\omega,\mu,\Gamma,T) \approx -j(e^2\, k_B T)/(\pi\hbar^2\, (\omega - j2\Gamma)) \times \left(\frac{\mu}{k_B T} + 2ln(e^{-\frac{\mu}{k_B T}} + 1)\right)$$

(۲)

که در آن T، ω، μ و τ به ترتیب عبارتند از: دما،فرکانس، پتانسیل شیمیایی گرافن (برابر با تراز فرمی گرافن) وزمان واهلش مربوط به برخورد حاملین با ناخالصی هاو..[۶].

با استفاده از شرایط مرزی $z=0$ و $z=d$ و صفر قرار دادن ماتریس ضرایب معادله پاشندگی ساختار به دست می آید.

$$e^{k_{2z}d}\left[\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{2z}}\pm\frac{\varepsilon_1}{k_{1z}}\right)\left(\frac{\varepsilon_3}{k_{3z}}+\frac{\varepsilon_2}{k_{2z}}+i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)\right] + e^{-k_{2z}d}\left[\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{2z}}\mp\frac{\varepsilon_1}{k_{1z}}\right)\left(\frac{\varepsilon_3}{k_{3z}}-\frac{\varepsilon_2}{k_{2z}} + i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)\right]=0 \qquad (۳)$$

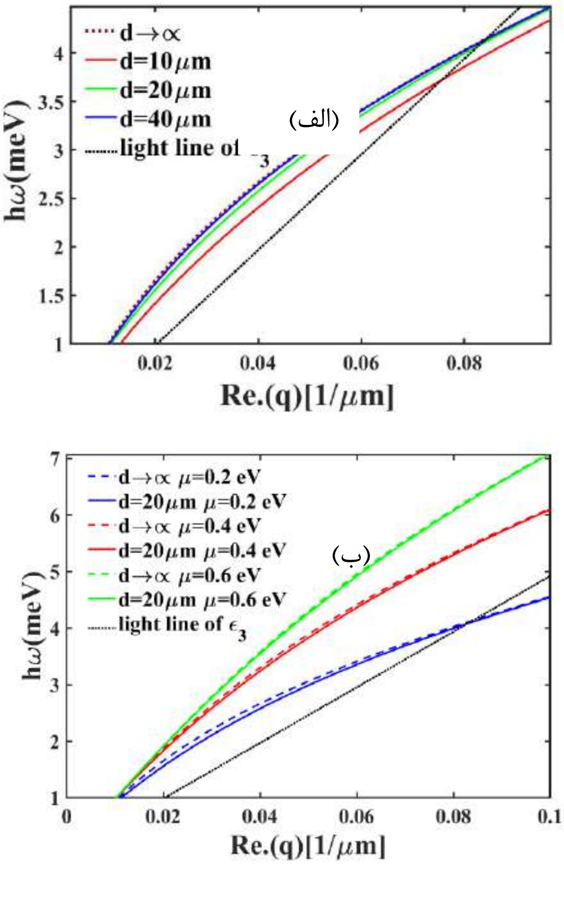
علامتهای بالا و پایین در معادله به دست آمده به ترتیب برای میدان‌های مقید و نشتی هستند [۵]. با استفاده از جوابهای معادله پاشندگی می توان آهنگ انتقال انرژی توسط امواج پلاسمون سطحی را که برابر با سرعت گروه است و به صورت زیر تعریف می شود محاسبه نمود:

$$v_G(\omega,k)=\frac{d\omega}{dk} \qquad (۴)$$

نتایج و بحث

در این بررسی جوابهای معادله (۳) به صورت عددی و با استفاده از روش نیوتن-رافسون در نرم افزار متلب به دست می آید. ضریب دی الکتریک محیطها برابر با: $\varepsilon_1=16,$ $\varepsilon_2=1,\ \varepsilon_3=4$ و برای گرافن $\tau=10\,ps$ در نظر گرفته شده است. شکل ۲ تغییرات منحنی پاشندگی امواج پلاسمون گرافن را به ازای (الف) فواصل مختلف، d و (ب) مقادیر مختلف تراز فرمی گرافن، μ ، نشان می دهد. خط نوری محیط با ضریب دی الکتریک بالا (ε_P) که در این مقاله برای سادگی محیط P می نامیم، در شکلها رسم شده است. به ازای فواصل۱۰، ۲۰و ۴۰ میکرومتر، منحنی های واقع در سمت چپ این خط نوری مربوط به امواج پلاسمون سطحی نشتی هستند. همچنین منحنی پاشندگی مربوط به $d\to\infty$ نشان دهنده عدم حضور محیط P در مجاورت گرافن است که در این شرایط امواج پلاسمون سطحی مقید را در مرز ۲و۳ نشان می دهد. نتایج بررسیها نشان می دهد حضور لایه ای با ضریب دی الکتریک بالا با فاصله d از ورقه گرافن می تواند منجر به تغییر در منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی گرافن شود. همچنین برای d ثابت تغییر تراز فرمی در گرافن منحنی پاشندگی را تغییر می دهد. در شکل ۲ (الف) تراز فرمی گرافن برابر با eV ۰/۲ است.

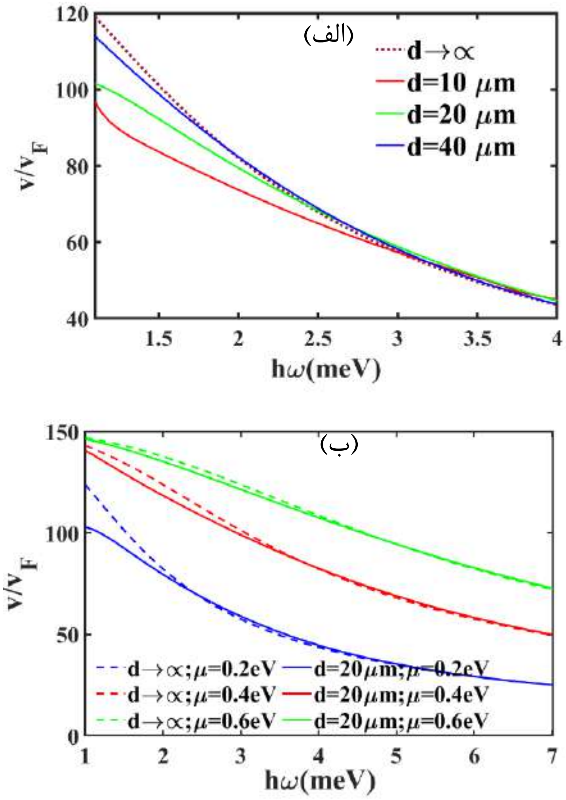
منحنی های رسم شده به ازای فواصل مختلف نشان می دهد که با کاهش d، منحنی پاشندگی بیشتر تحت تاثیر قرار می گیرد و به ازای فاصله ۱۰ میکرومتر، منحنی پاشندگی انحراف قابل توجهی از حالت مقید دارد و با افزایش فاصله این انحراف کمتر می شود. شکل ۲(ب) نشان می دهد که افزایش سطح تراز فرمی گرافن، منحنی پاشندگی را بشدت تحت تاثیر قرار می دهد. در این شرایط به ازای فواصل d یکسان، تاثیر حضور محیط P در ترازهای فرمی پایینتر بیشتر است و با افزایش μ اثر حضور آن بر منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی کمتر است.



شکل ۲. اثر (الف) ضخامت شکاف و (ب) تراز فرمی گرافن بر روی منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی نشتی در گرافن

کمیت دیگری که می تواند تحت تاثیر ویژگیهای ساختاری از جمله همسایگی گرافن و تراز فرمی آن قرار بگیرد، سرعت انتقال انرژی توسط امواج پلاسمون سطحی گرافن است. در شکل ۳ سرعت گروه برحسب فرکانس که با استفاده از

معادله (۴) از نتایج معادله پاشندگی محاسبه می شود، رسم شده است. شکل ۳ (الف) نشان می دهد که در بازه فرکانسی مورد بررسی، به ازای فرکانسهای کم حضور محیط P در مجاورت گرافن موجب کاهش سرعت گروه امواج نشتی نسبت به سرعت امواج مقید می شود. هر چه فاصله کمتر باشد، این اختلاف بیشتر خواهد بود.



شکل ۳. سرعت انتقال انرژی توسط پلاسمون سطحی گرافن برحسب فرکانس (الف) فواصل مختلف (ب) مقادیر مختلف تراز فرمی گرافن

در شکل ۳ (ب) سرعت گروه برحسب فرکانس برای مقادیر مختلف تراز فرمی برای دو حالت مقید ($d \to \infty$) ونشتی ($d = 20\ \mu m$) رسم شده است.نتایج به دست آمده نشان می دهدکه با افزایش مقدار انرژی فرمی در گرافن، سرعت انتقال انرژی امواج پلاسمون سطحی آن افزایش می یابد. در این روند به ازای ترازهای فرمی یکسان، حضور محیط با ضریب دی الکتریک بالا در نزدیکی گرافن منجر به تغییر سرعت گروه می شود که این اثر در ترازهای فرمی کمتر میزان بالاتری دارد به عنوان مثال برای $\mu = 20\ eV, d = 20\mu m$ در $\hbar\omega = 1meV$ سرعت امواج نشتی در حدود ۲۰درصد کمتر از سرعت امواج مقید است و با بالا رفتن تراز فرمی اختلاف این سرعتها در دو حالت نشتی و مقید کاهش می یابد.

نتیجه گیری

نتیجه بررسیها نشان می دهد قرار گرفتن یک محیط با ضریب شکست بالا با فاصله یک شکاف از گرافن خصوصیات امواج پلاسمون سطحی گرافن را تغییر می دهد.با کمتر شدن فاصله شکاف بین گرافن و محیط مورد نظر انحراف منحنی پاشندگی از امواج پلاسمون سطحی مقید بیشتر می شود. همچنین در بازه ای از فرکانس تراهرتز، حضور این لایه موجب کاهش سرعت انتقال انرژی توسط پلاسمونهای سطحی می شود. تغییر سطح تراز فرمی گرافن نیز منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی را به شدت تحت تاثیر قرار می دهد. با افزایش سطح تراز فرمی گرافن، سرعت انتقال انرژی به طور قابل توجهی افزایش می یابد و همچنین اثر نزدیک شدن محیط با ضریب شکست بالا در ترازهای فرمی بالا کاهش می یابد.

مرجعها

[1]. Moradi, A. Solid State Commun. 2017, 253, 63.

[2]. V. Mohadesi, A. Asgari, V.Siahpoush, S. Taheri, Micro and Nanostructures,2022. 165,p.207193.

[3]. Mohadesi, V., A. Asgari, and V. Siahpoush, Superlattices and Microstructures, 2018. 119: p. 40-45.

[4]. Mohadesi, V., V. Siahpoush, and A. Asgari, Journal of Applied Physics, 2017. **122**(13): p. 133113

[5]. Y. V. Bludov, A. Ferreira, N. Peres, and M. Vasilevskiy, International Journal of Modern Physics B, vol. 27, 2013.

[6]. M. Tamagnone, J. Gomez-Diaz, *Journal of Applied Physics*, vol. 112, p. 114915, 2012

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر آب فعال شده با پلاسما بر جوانه زنی دانه های عدس و رشد گیاه پیله آ

سلاله منصوری[۱]، نیلوفر محمدی نهرانی[۱]، مریم بحرینی[۱]* و سعید حسن پور طادی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

[۲]پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی ایران

Corresponding author email: m_bahreini@iust.ac.ir

چکیده – اثرات نامطلوب به کارگیری مواد شیمیایی در رشد و بهره برداری از محصولات کشاورزی ما را در جهت روی آوردن به روش های جایگزین و دوستدار محیط زیست رهنمون می گردد. آب فعال شده پلاسمایی حاوی گونه های فعال و موثر بدون دخالت مواد شیمیایی، یک گزینه مناسب جهت این جایگزینی است. گونه های فعال نیتروژنی با غنی سازی آب تحت تخلیه پلاسمایی می توانند نقش به سزایی در رشد و جوانه زنی دانه های خوراکی و غیر خوراکی ایفا نماید. در کار پیش رو با تشکیل پلاسما از طریق مولد مرسوم به مارکس، تغییرات وزنی دانه عدس و کیفیت رشد دانه عدس و گیاه پیله آ در بازه های زمانی متفاوت از برهمکنش با پلاسما مورد بررسی قرار گرفته است. به دنبال برهمکنش آب فعال شده، دانه های عدس با افزایش وزن روبرو شدند و کیفیت رشد عدس و پیله آ نیز بهبود قابل توجه ای نسبت به حالت معمول داشتند.

کلید واژه- آب فعال شده با پلاسما، برهمکنش پلاسما و آب، بهبود جوانه زنی، مولد مارکس.

The effect of plasma activated water on lentil seed germination and Pilea cadierei plant growth

Mansoory, Solaleh[1]; Mohammadi nahrani, Niloofar[2]; Bahreini, Maryam[3]; Hassan pour tadi, Saeed[4]

[1]Department of physics, university of science & technology, Email: solaleh.mansory@gmail.com
[2]Department of physics, university of science & technology, Email: nmohammadi111175@gmail.com
[3]Department of physics, university of science & technology, Email: m_bahreini@iust.ac.ir
[4]Laser and Plasma research institute, university of Shahid Beheshti, Email: s_hassanpour@sbu.ac.ir

Abstract- Unpleasant effects of chemical methods for improving agricultural products leads us to choose new and environmental-friendly methods. Active and effective species generation without any chemical addition are the bold features of plasma activated water as an alternative method. Water enriched with nitrogen active species by plasma discharge could play an important role in growth and germination of edible and non-edible seeds. In this work plasma generated by a high voltage system called Marx; lentils seeds weight changes and growth quality of lentils and pilea are

studied. As a result of plasma activated water interaction with them, lentils seeds gain more weights and growth quality of pilea and lentils improved significantly.

Keywords: Plasma activated water, Plasma-water interaction, Seed germination improvement, Marx generator.

مقدمه

با افزایش سریع جمعیت، تقاضا برای تولید مواد غذایی بیش از پیش حیاتی می‌شود[1]. علی‌رغم تلاش‌های فراوان، تولید محصولات کشاورزی کافی با کیفیت بالا به استفاده از کودهای تجاری بستگی دارد[2]. به دلیل تأثیر منفی مواد شیمیایی بر سلامت انسان و محیط زیست، تحقیقات اخیر بر روی راه‌های جایگزین کارآمد با ضرر کمتر برای ارتقای رشد گیاهان متمرکز شده است[3,4].

پلاسما یک فناوری پردازش سبز و نوظهور است که کاربردهای زیادی را ارائه می دهد و نیاز صنعت را برآورده می‌کند.[5] اساساً پلاسما گاز شبه یونیزه ای، شامل یون‌های مثبت و منفی، الکترون‌ها، اتم‌ها و مولگول های برانگیخته و خنثی، رادیکال‌های آزاد و فوتون‌های UV می‌باشد. آب فعال شده توسط پلاسما (PAW) با برهمکنش پلاسما-آب، به دو روش کلی تولید می شود. روش اول شامل القای مستقیم پلاسما به آب و روش دوم از طریق تماس مستقیم جریان پلاسما با آب است. روش دوم راحت‌ترین روشی است که برای تولید انبوه PAW توسط پلاسمای فشار اتمسفر استفاده می شود. روش مستقیم در هنگام استفاده نتایج خوبی در مقایسه با روش غیر مستقیم نشان داده است. نتایج اندازه گیری pH، رسانایی و غلظت نیترات محلول نشان داده که نوع مستقیم از نظر تولید PAW نسبت به نوع غیر مستقیم دارای ویژگی های برتری است. این تفاوت بزرگ به این دلیل است که نوع مستقیم ساختاری را فراهم می کند که در آن پلاسما و آب تعامل نزدیکی دارند.[6]

در این مقاله، به تولید و بررسی تاثیر PAW تولید شده بر روی دو نمونه گیاه متفاوت (دانه های عدس و گیاه پیله آ) پرداخته شده است. جرم دانه‌های عدس، دو روز پس از قرارگیری در محفظه کشت و طول جوانه‌ها در روز سوم بررسی شده است. گیاه پیله آ را نیز دو هفته با PAW آبیاری کرده و آثار آن را تحلیل می کنیم.

مواد و روشها

برای تولید PAW از یک منبع مارکس متشکل ۱۰ خازن و ۲۰ مقامت و دو الکترود استوانه ای با قطر ۱۸.۰ میلیمتر استفاده شده و شکل موج خروجی پالسی-گوسی است و با پروب Pintek HVP-39 pro طول پالس ۲۰۰ میکرو ثانیه اندازه‌گیری شده است.

سطح pH معمول برای اب شیر شهری، حدود ۷,۵ و آب مقطر اسمز معکوس بین ۵ تا ۷ است. انجام آزمایش ۷۵ میلی‌لیتر آب مقطر با سطح pH حدود ۶,۵، به مدت ۵، ۱۰، ۱۵و ۲۰ دقیقه فعال شده است.

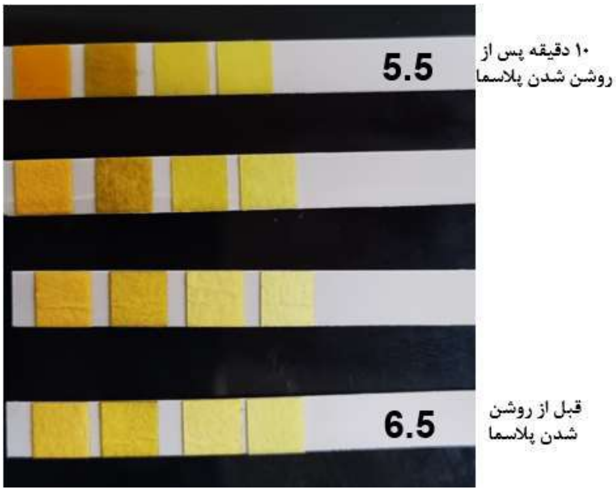
برای آماده‌سازی دانه‌ها، ۱۲۰ عدس که قطر آن‌ها بین ۶ تا ۷ میلیمتر بود را برای آزمایش انتخاب و سپس وزن آن را اندازه گیری می کنیم. برای محیط کشت، داخل پتری‌دیش‌ها گاز استریل گذاشته و پس از قرار دادن دانه ها و تزریق ۱۵ میلی‌لیتر آب، و به‌منظور خارج نشدن رطوبت داخل پتری دیش درب آن را پلمپ می کنیم.

سه گلدان گیاه پیله آ که تقریبا خصوصیات ظاهری (ارتفاع گیاه، تراکم برگ ها و تعداد شاخه های اصلی) یکسان داشته اند انتخاب می‌کنیم. به مدت سه هفته هر ۲ روز یکبار، ۷۵ میلی‌لیتر آب (مقطر، PAW-۱۰ و PAW-۲۰) داده شده است.

شکل ۱: چیمان تولید آب فعال شده با پلاسما

نتایج

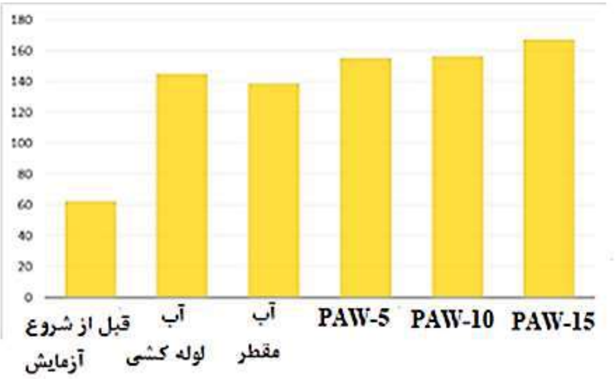
با استفاده کاغذ تورنسل طی ۱۰ دقیقه پس از روشن شدن پلاسما، شاهد کاهش pH آب از ۶,۵ تا ۵,۵ بوده ایم که نشان از تولید PAW دارد (شکل ۲).



شکل ۲: کاغذ تورنسل نشان دهنده تغییر pH آب در ۱۰ دقیقه اول روشن شدن پلاسما

پس از گذشت دو روز وزن عدس‌ها را اندازه‌گیری کردیم که نتایج آن در شکل (۳) نشان داده شده است. وزن گیری دانه نشانه سلامت کلی آن است و دانه ها با وزن بیشتر سالم تر هستند.[6] دانه هایی که با آب فعال شده با پلاسما تحت درمان قرار گرفته اند، وزن آنها افزایش یافته است. با توجه به یافته های پونیث و همکارانش بر روی بذر ماش، جرم دانه نشانه سلامت کلی دانه است و دانه ها با جرم بیشتر، سالم تر هستند. هم چنین دریافته-اند که علت اصلی افزایش جرم دانه وجود گونه‌های نیتروژن فعال است.[6]

میزان رشد جوانه های عدس طی ۳ روز در شکل (۴) نشان داده شده است. کمترین میزان رشد عدس مربوط به آب مقطر می باشد که به علت کمبود مواد مغذی است. با توجه به گزارشات روهیت تیروموداس و همکاران، می توان شاهد بود که تولید گونه های فعال اکسیژن به عنوان یک سیگنال در کاهش خواب بذر عمل کرده اند.[7]



شکل ۳: نمودار متوسط وزن دانه های عدس قبل شروع آزمایش و ۲ روز پس از قرار گیری در محیط کشت

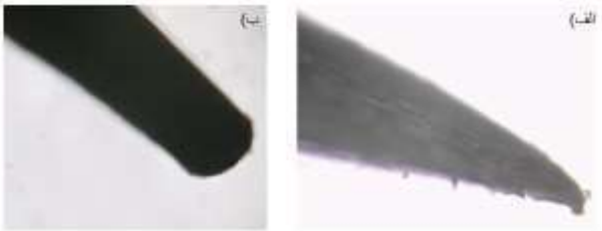
شکل۴: میزان رشد عدس طی ۳ روز

شکل (۵) نشان‌دهنده تصویری از گیاهان پیله آ، پس از ۳ هفته است. برگ های گیاه پیله آ در نمونه آب مقطر (کنترل) شروع به از بین رفتن کرده است. در دو گیاه دیگر برگها سالم مانده‌اند و برگ های جدیدی نیز دیده می شود. میزان برگ های جدید PAW-۲۰ از PAW-۱۰ بیشتر است. رنگ برگ های -PAW

۲۰ از نمونه آب مقطر، روشن‌تر است. این تغییر رنگ، نشان از کلروز برگ دارد و دلیل آن افزایش Fe درون گیاه است.[8]

شکل(۶)، خوردگی سر کاتد را در مدت ۱۰ دقیقه نشان می دهد. با توجه به اینکه کاتد ها از جنس آهن هستند، با روشن شدن پلاسما ترکیباتی شامل Fe را تشکیل داده و در آب حل شده است، که این می تواند عامل کلروز نمونه PAW-۲۰ باشد.

شکل ۵: گلدان های آزمایش پس از ۳ هفته



شکل۶: الف) سر کاتد قبل از روشن شدن پلاسما، ب) سر کاتد پس از ۱۰دقیقه روشن بودن پلاسما

نتیجه گیری

هدف از این مطالعه تولید PAW و بررسی میزان اثر آن بر افزایش وزن و بهبود جوانه زنی در دانه عدس و تاثیرات آن بر گیاه پیله آ با استفاده از منبع مارکس با الکترود هایی درون آب، بوده است. با افزایش زمان روشن ماندن پلاسما، وزن گیری دانه های عدس و طول جوانه ها و میزان برگ ها و سلامت کلی گیاه پیله آ افزایش داشته اند. این در حالی است که خوردگی کاتد باعث بروز علائم اولیه کلروز در زمان ۲۰ دقیقه شده است. آب مقطر عاری از هرگونه املاح معدنی است به همین دلیل کمترین میزان افزایش وزن و طول جوانه را به خود اختصاص داده است و باعث کاهش قابل توجه برگ های گیاه پیله آ شده است. با توجه به طول جوانه ها PAW -۵ دقیقه نتایجی تقریبا برابر با آب لوله‌کشی را به ما می‌دهد.

مرجع ها

[1] Green, H.; Broun, P.; Cakmak, I.; Condon, L.; Fedoroff, N.; Gonzalez-Valero, J.; Graham, I.; Lewis, J.; Moloney, M.; Oniang’o, R. K. Planting Seeds for the Future of Food. *J. Sci. Food Agric.* **2016**, *96* (5), 1409–1414.

[2] Masclaux-Daubresse, C.; Daniel-Vedele, F.; Dechorgnat, J.; Chardon, F.; Gaufichon, L.; Suzuki, A. Nitrogen Uptake, Assimilation and Remobilization in Plants: Challenges for Sustainable and Productive Agriculture. *Ann. Bot.* **2010**, *105* (7), 1141–1157.

[3] Sharma, A.; Chetani, R. A Review on the Effect of Organic and Chemical Fertilizers on Plants. *Int J Res Appl Sci Eng Technol* **2017**, *5*, 677–680.

[4] Aktar, W.; Sengupta, D.; Chowdhury, A. Impact of Pesticides Use in Agriculture: Their Benefits and Hazards. *Interdiscip. Toxicol.* **2009**, *2* (1), 1–12.

[5] Mir, S. A.; Shah, M. A.; Mir, M. M. Understanding the Role of Plasma Technology in Food Industry. *Food Bioprocess Technol.* **2016**, *9* (5), 734–750.

[6] Jin, Y. S.; Cho, C.; Kim, D.; Sohn, C. H.; Ha, C.; Han, S.-T. Mass Production of Plasma Activated Water by an Atmospheric Pressure Plasma. *Jpn. J. Appl. Phys.* **2020**, *59* (SH), SHHF05.

[7] Thirumdas, R.; Kothakota, A.; Annapure, U.; Siliveru, K.; Blundell, R.; Gatt, R.; Valdramidis, V. P. Plasma Activated Water (PAW): Chemistry, Physico-Chemical Properties, Applications in Food and Agriculture. *Trends Food Sci. Technol.* **2018**, *77*, 21–31.

[8] Silva, J. A.; Uchida, R. S. Plant Nutrient Management in Hawaii’s Soils: Approaches for Tropical and Subtropical Agriculture; University of Hawaii, 2000.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر طول مقیاس پشت هدف در بیشینه انرژی پروتون در مکانیزم شتابدهی لیزری

فاطمه عزیزیان[۱]، علی حسن بیگی[۱] ، محمدجعفر جعفری [۲] ، سمیه رضائی[۲]

۱ گروه پلاسما پزشکی دانشکده فیزیک ، دانشگاه خوارزمی، خیابان شهید مفتح نرسیده به انقلاب ، پلاک۴۹ ، تهران

۲پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، سازمان انرژی اتمی ایران، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

چکیده – مکانیزم رایج شتابدهی لیزری پروتون، شتابدهی با میدان غلافی از پشت هدف (TNSA) می‌باشد. در این کار هندسه هدف آلومینیومی به کار رفته در برهم کنش پالس لیزر شدت بالا با پلاسما موردمطالعه و بررسی قرار گرفته است. به منظور بررسی اثر هندسه پشت تارگت دو هدف با چگالی ثابت و پله‌ای در پشت آن و هدف با چگالی نمایی در پشت آن در نظر گرفته شده است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد با به هم خوردن پشت هدف بیشینه انرژی پروتون شتاب گرفته نیز کاهش می‌یابد. این به علت تغییر دامنه میدان الکتریکی تشکیل شده در پشت هدف است که به شدت تحت تاثیر نمایه چگالی می‌باشد.

کلید واژه- انرژی قطع پروتون، شتابدهی لیزری پروتون، طول مقیاس پشت هدف

Effect of target rear surface scale length on the maximum proton energy in laser proton acceleration mechanism

Fatemeh Azizian[1], Ali Hasan Bygy[1], Mohammad Jafar Jafari[2], Somayeh Rezaei[2]
Plasma Medicine of Faculty of Physics, Kharazmi University, Shahid Muftah St., Tehran, No. 49
Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Department of Plasma
AEOI, P.O. BOX:14395-836,Tehran, Iran
*corresponding e-mail: azizianfatema@gmail.comm

Abstract- The common mechanism of laser proton acceleration is the Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). In this work, the rear geometry of the aluminum target used in the interaction of high intensity laser pulse with plasma has been studied and investigated. In order to investigate the effect of the geometry behind the target, two targets with constant and step like density behind it and the second, a target with exponential density behind it have been considered. The comparison of the results shows that the maximum energy of the accelerated protons decreases as the rear surface of the target destroys. This is due to the change in the amplitude of the electric field formed behind the target, which is strongly influenced by the density profile.

Keywords: Proton cut off energy, rear target scale length, Laser acceleration of proton.

مقدمه

اخیراً تولید باریکه های پروتونی همسو با انرژی قطع تا ۵۵ مگاالکترن ولت در آزمایشات لیزرهای شدت بالا مشاهده شده است[۱]. در این میان رایج‌ترین و ساده‌ترین (به لحاظ چیدمان تجربی) مدل معروف به سازوکار شتاب دهی از پشت هدف با میدان غلافی[۱] می‌باشد[۲]. به صورت ساده در این روش، با برهم کنش پالس لیزر با هدف جامد الکترون‌های داغ تولید می‌شود. این الکترون‌ها در مسیر خود در طول هدف موجب یونیزه شدن هدف شده و با ایجاد یک میدان ناشی ازجدایی بار در پشت هدف موجب شتابدهی پروتون ها از پشت هدف می‌شوند. تلاش‌های زیادی در سال‌های اخیر به منظور بررسی اثر پارامترهای هدف و لیزر بر کیفیت و کمیت باریکه پروتونی ایجاد شده صورت گرفته است هر چند ناشناخته‌هایی همچنان وجود دارد. به لحاظ تجربی پالس لیزر استفاده شده دارای نمایه گوسی اما با یک پیش پالس کم شدت می‌باشد. در اکثر مدل‌ها و نیز شبیه‌سازی‌های صورت گرفته از یک نمایه ایده‌آل گوسی برای توصیف پالس لیزری استفاه می‌شود، از این رو مطالعه و بررسی این پارامتر بر روی عملکرد شتابدهی نتایج را به واقعیت نزدیک خواهد کرد. برخورد پیش پالس به هدف جامد، موجب یونیزاسیون آن و تولید یک پیش پلاسما میشود که این امر در سازو کار TNSA موجب تقویت و بهبود عملکرد جذب انرژی لیزری خواهد شد. از این منظر گمان می‌رود وجود پیش پالس عامل مفیدی در این روش باشد. اما ازمایشات انجام شده نشان داده است که یک پهنای پالس بهینه برای پیش پالس وجود دارد که افزایش آن موجب به هم ریختگی پشت هدف شده و در نتیجه تاثیر بسزایی در انرژی باریکه پروتونی خواهد گذاشت[۳]. در حالتی که λ_D طول دی بای الکترونی و l_{back} طول مقیاس پشت هدف و e بار الکترون باشد، میدان الکتریکی تولید شده با رابطه زیر بیان می‌شود[۴].

$$E \approx \frac{\sqrt{2}\,kT_H}{e\max(\lambda_D, l_{back})} \qquad (۱)$$

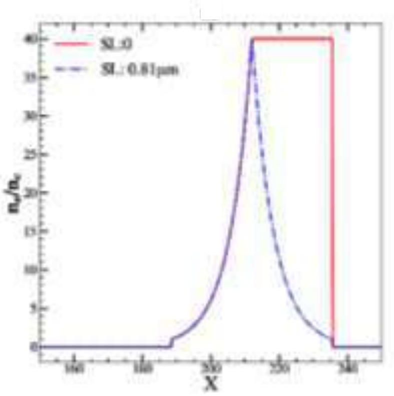
مطابق با رابطه (۱) طول مقیاس پشت هدف پارامتر کلیدی در دامنه میدان تولید شده دارد. در این پژوهش با ابزار شبیه‌سازی دو بعدی تغییرات میدان الکتروستاتیکی ناشی از تغییر هندسه هدف در ساز وکار TNSA بررسی و تاثیر آن بر شتابدهی پروتون مطالعه شده است.

روش کار

در این کار از کد شبیه سازی اسمایل[۵] با نسخه دو بعدی برای انجام شبیه سازی ها استفاده شده است. هدف بررسی اثر طول مقیاس پشت هدف در دامنه میدان طولی ایجاد شده و به تبع در شتاب پروتونی طی برهمکنش پالس شدت بالا با فویل آلومینیومی می‌باشد. به همین خاطر از دو هدف با تغییر تیز و سریع چگالی در پشت هدف و نیز یک هدف با تغییر نمایی چگالی در پشت هدف استفاده شده است. از آن جا که در مرحله اول این شبیه‌سازی‌ها مشخص شد نمایه نمایی جلوی هدف تاثیر مثبتی در روند جذب انرژی لیزری دارد لذا در هر دو حالت پلاسمای جلوی هدف با نمایه نمایی و طول مقیاس ۰/۸۱ میکرومتر استفاده شده و نتایج به دست آمده با هم مقایسه شده است. شکل۱ نمایه چگالی الکترونی به کار گرفته شده در شرایط اولیه شبیه‌سازی‌ها را نشان می‌دهد.

---

[۱] Target Normal Sheath Acceleration



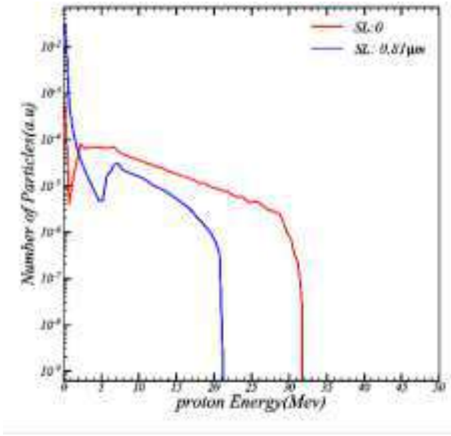
شکل ۱: هندسه هدف به کار گرفته شده در شرایط اولیه کد شبیه سازی. نمودار آبی رنگ یک هدف ایده آل (شبه پله ای) و نمودار قرمز رنگ برای حالتی است که پیش پلاسمای ایجاد شده در هدف در نظر گرفته میشود.

منحنی آبی رنگ در شکل ۱ نشانگر هدفی است که چگالی در پشت هدف به صورت نمایی با طول مقیاس ۰/۸۱ میکرومتر افت می‌کند (بر خلاف منحنی قرمز رنگ که چگالی در پشت هدف با شیب تند افت می‌کند).

پالس لیزر با قطبش P و با تابش عمود بر سطح هدف تابیده می‌شود. هدف از دو لایه فویل آلومینیوم (با ضخامت ۳ میکرومتر) و یک لایه نازک هیدروژن (با ضخامت ۵۰ نانومتر) تشکیل شده است. پالس لیزر با نمایه زمانی $\sin^2$ و مکانی گوسی با FWHM= ۲۵fs پهنای باریکه ۳ میکرومتر و طول موج ۰/۸ میکرومتردر راستای ایکس منتشر می‌شود. پارامتر بدون بعد شدت لیزر برابر ۱۰ a_0= می‌باشد. همچنین جعبه شبیه‌سازی با اندازه ۱۰۰ در ۲۰ میکرومتر و طول هر سلول۰/۰۰۷ میکرومتر در نظر گرفته شده است. چگالی الکترونی به کار گرفته شده مطابق با شکل ۱ (بیشینه ۴۰n_c) و چگالی الکترونی و یونی هیدروژن در هر دو حالت nc ۴ در نظر گرفته شده است. در اینجا $n_c = 1.1\times10^{21}\times(\lambda_L/\mu m)^{-2}$ است که در آن λ_L طول موج لیزر می‌باشد.

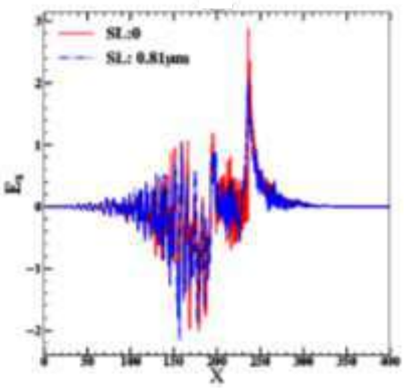
بحث

به منظور مطالعه شتابدهی پروتون، طیف انرژی پروتونی برای هر دو حالت هدف به کار گرفته شده در شکل ۲ رسم شده است. از این شکل مشاهده می‌شود که انرژی قطع پروتون(بیشینه انرژی) در حالتی که پشت هدف به هم نخورده و چگالی با شیب تند افت می‌کند در مقایسه با فویل با نمایه نمایی در پشت هدف از ۳۲ به ۲۲ مگاالکترون ولت افت می‌کند. برای ضخامت هدف به کار گرفته شده در این پژوهش مطابق با رابطه (۱) میدان طولی با طول مقیاس پشت هدف رابطه دارد (و نه طول دی بای) لذا با زیاد شدن طول مقیاس میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده کاهش می‌یابد.



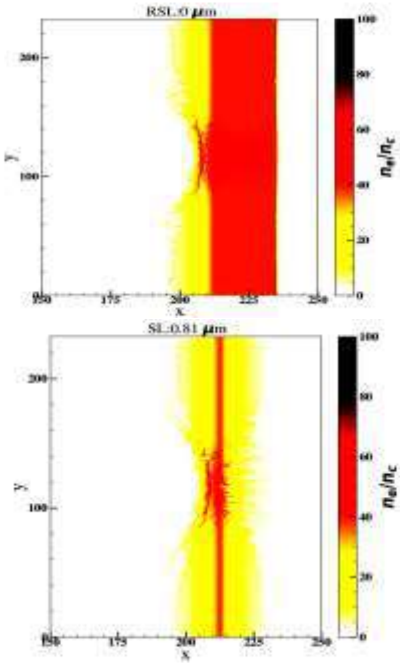
شکل ۲: توزیع انرژی پروتون در دو حالت هدف با چگالی ثابت و هدف با چگالی نمایی در پشت آن

شکل ۳ که در ان میدان الکتریکی E_x برای هر دو حالت را نشان می‌دهد نیز مؤید این مطلب است.



شکل ۳: میدان الکتروستاتیکی (E_x)ایجاد شده در پشت هدف، در برهم کنش پالس لیزر با دو هدف پله ای و نمایی. منظور از SLطول مقیاس در پشت هدف میباشد.

به لحاظ فیزیکی کشیدگی پشت هدف موجب به هم خوردگی میدان جدایی بار و شتاب گیری پروتون ها در خارج از غلاف دی بای شده. و در نتیجه این امر موجب کاهش عملکرد شتابدهی پروتون می‌شود زیرا پروتون‌ها در فضای خارج از غلاف دی بای یک پلاسمای شبه خنثی را تجربه خواهند کرد که تاثیری در شتاب گیری ذرات ندارد.



شکل ۴: انرژی جنبشی باریکه الکترونی در برهم کنش پالس لیزر با دو هدف پله ای و نمایی.

شکل ۴ کانال پلاسمایی ایجاد شده در هر دو حالت مورد بررسی را نشان میدهد. همان طور که از شکل مشخص است طول مقیاس پشت هدف تاثیری در شکل گیری کانال پلاسمایی در همان لحظات ابتدای برخورد پالس با پلاسما ندارد و برای هر دو مورد یک عمق نفوذ دارد. هرجند در حالتی که چگالی پشت هدف به صورت نمایی افت می‌کند احتمال به هم خوردگی پشت هدف بیشتر است. در واقع الکترون های داغبه صورت منسجم و در یک زمان به پشت هدف نرسیده و دامنه میدان غلافی ایجاد شده کاهش خواهد یافت.

نتیجه‌گیری

به صورت خلاصه پارامترهای هدف و لیزر در تولید باریکه پروتونی طی برهم کنش پالس شدت بالا با فویل آلومینیومی تاثیر بسزایی دارند. در این پژوهش در کاری جدید به بررسی هندسه هدف و به صورت دقیق تر طول مقیاس پشت هدف در توزیع انرژی پروتون ها پرداخته شده است. مقایسه نتایج حاصل از شبیه سازی دو بعدی دو مورد هدف با چگالی تیز در انتهای آن و هدف با چگالی نمایی در انتهای ان نشان میدهد، چیدمان هدف در لحظه ای که جمعیت الکترون های داغ به پشت هدف می‌رسند کمیت کلیدی در شکل گیری میدان طولی دارد. و هر چه طول مقیاس پشت هدف بیشتر باشد انرژی پروتون ها کاهش خواهد یافت.

مراجع

.۱ Murakami, Y., et al., Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target. Physics of Plasmas, 2001. **8**(9): p. 4138-4143.

.۲ Wilks, S., et al., Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. Physics of plasmas, 2001. **8**(2): p. 542-549.

.۳ Kaluza, M., et al., Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. Physical review letters, 2004. **93**(4): p. 045003.

.٤ Mackinnon, A ,.et al., Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses. Physical Review Letters, 2001. **86**(9): p. 1769.

.٥ Derouillat, J., et al., Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation. Computer Physics Communications, 2018. **222**: p. 351-373.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر طول مقیاس پشت هدف در بیشینه انرژی پروتون در مکانیزم شتابدهی لیزری

فاطمه عزیزیان[۱]، علی حسن بیگی[۱]، محمدجعفر جعفری [۲]، سمیه رضائی[۲]

۱ گروه پلاسما پزشکی دانشکده فیزیک ، دانشگاه خوارزمی، خیابان شهید مفتح نرسیده به انقلاب ، پلاک۴۹ ، تهران

۲پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، سازمان انرژی اتمی ایران، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

چکیده – مکانیزم رایج شتابدهی لیزری پروتون، شتابدهی با میدان غلافی از پشت هدف (TNSA) می‌باشد. در این کار هندسه هدف آلومینیومی به کار رفته در برهم کنش پالس لیزر شدت بالا با پلاسما موردمطالعه و بررسی قرار گرفته است. به منظور بررسی اثر هندسه پشت تارگت دو هدف با چگالی ثابت و پله‌ای در پشت آن و هدف با چگالی نمایی در پشت آن در نظر گرفته شده است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد با به هم خوردن پشت هدف بیشینه انرژی پروتون شتاب گرفته نیز کاهش می‌یابد. این به علت تغییر دامنه میدان الکتریکی تشکیل شده در پشت هدف است که به شدت تحت تاثیر نمایه چگالی می‌باشد.

کلید واژه- انرژی قطع پروتون، شتابدهی لیزری پروتون، طول مقیاس پشت هدف

Effect of target rear surface scale length on the maximum proton energy in laser proton acceleration mechanism

Fatemeh Azizian[1], Ali Hasan Bygy[1], Mohammad Jafar Jafari[2], Somayeh Rezaei[2]
Plasma Medicine of Faculty of Physics, Kharazmi University, Shahid Muftah St., Tehran, No. 49
Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Department of Plasma
AEOI, P.O. BOX:14395-836,Tehran, Iran
*corresponding e-mail: azizianfatema@gmail.comm

Abstract- The common mechanism of laser proton acceleration is the Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). In this work, the rear geometry of the aluminum target used in the interaction of high intensity laser pulse with plasma has been studied and investigated. In order to investigate the effect of the geometry behind the target, two targets with constant and step like density behind it and the second, a target with exponential density behind it have been considered. The comparison of the results shows that the maximum energy of the accelerated protons decreases as the rear surface of the target destroys. This is due to the change in the amplitude of the electric field formed behind the target, which is strongly influenced by the density profile.

Keywords: Proton cut off energy, rear target scale length, Laser acceleration of proton.

مقدمه

اخیراً تولید باریکه های پروتونی همسو با انرژی قطع تا ۵۵ مگاالکترن ولت در آزمایشات لیزرهای شدت بالا مشاهده شده است[۱]. در این میان رایج‌ترین و ساده‌ترین (به لحاظ چیدمان تجربی) مدل معروف به سازوکار شتاب دهی از پشت هدف با میدان غلافی[۱] می‌باشد[۲]. به صورت ساده در این روش، با برهم کنش پالس لیزر با هدف جامد الکترون‌های داغ تولید می‌شود. این الکترون‌ها در مسیر خود در طول هدف موجب یونیزه شدن هدف شده و با ایجاد یک میدان ناشی ازجدایی بار در پشت هدف موجب شتابدهی پروتون ها از پشت هدف می‌شوند. تلاش‌های زیادی در سال‌های اخیر به منظور بررسی اثر پارامترهای هدف و لیزر بر کیفیت و کمیت باریکه پروتونی ایجاد شده صورت گرفته است هر چند ناشناخته‌هایی همچنان وجود دارد. به لحاظ تجربی پالس لیزر استفاده شده دارای نمایه گوسی اما با یک پیش پالس کم شدت می‌باشد. در اکثر مدل‌ها و نیز شبیه‌سازی‌های صورت گرفته از یک نمایه ایده‌آل گوسی برای توصیف پالس لیزری استفاه می‌شود، از این رو مطالعه و بررسی این پارامتر بر روی عملکرد شتابدهی نتایج را به واقعیت نزدیک خواهد کرد. برخورد پیش پالس به هدف جامد، موجب یونیزاسیون آن و تولید یک پیش پلاسما میشود که این امر در سازو کار TNSA موجب تقویت و بهبود عملکرد جذب انرژی لیزری خواهد شد. از این منظر گمان می‌رود وجود پیش پالس عامل مفیدی در این روش باشد. اما ازمایشات انجام شده نشان داده است که یک پهنای پالس بهینه برای پیش پالس وجود دارد که افزایش آن موجب به هم ریختگی پشت هدف شده و در نتیجه تاثیر بسزایی در انرژی باریکه پروتونی خواهد گذاشت[۳]. در حالتی که λ_D طول دی بای الکترونی و l_{back} طول مقیاس پشت هدف و e بار الکترون باشد، میدان الکتریکی تولید شده با رابطه زیر بیان می‌شود[۴].

$$E \approx \frac{\sqrt{2}\,kT_H}{e\max(\lambda_D, l_{back})} \qquad (۱)$$

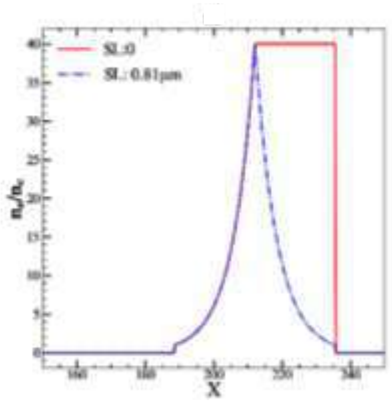
مطابق با رابطه (۱) طول مقیاس پشت هدف پارامتر کلیدی در دامنه میدان تولید شده دارد. در این پژوهش با ابزار شبیه‌سازی دو بعدی تغییرات میدان الکتروستاتیکی ناشی از تغییر هندسه هدف در ساز وکار TNSA بررسی و تاثیر آن بر شتابدهی پروتون مطالعه شده است.

روش کار

در این کار از کد شبیه سازی اسمایل[۵] با نسخه دو بعدی برای انجام شبیه سازی ها استفاده شده است. هدف بررسی اثر طول مقیاس پشت هدف در دامنه میدان طولی ایجاد شده و به تبع در شتاب پروتونی طی برهمکنش پالس شدت بالا با فویل آلومینیومی می‌باشد. به همین خاطر از دو هدف با تغییر تیز و سریع چگالی در پشت هدف و نیز یک هدف با تغییر نمایی چگالی در پشت هدف استفاده شده است. از آن جا که در مرحله اول این شبیه‌سازی‌ها مشخص شد نمایه نمایی جلوی هدف تاثیر مثبتی در روند جذب انرژی لیزری دارد لذا در هر دو حالت پلاسمای جلوی هدف با نمایه نمایی و طول مقیاس ۰/۸۱ میکرومتر استفاده شده و نتایج به دست آمده با هم مقایسه شده است. شکل۱ نمایه چگالی الکترونی به کار گرفته شده در شرایط اولیه شبیه‌سازی‌ها را نشان می‌دهد.

---

[۱] Target Normal Sheath Acceleration



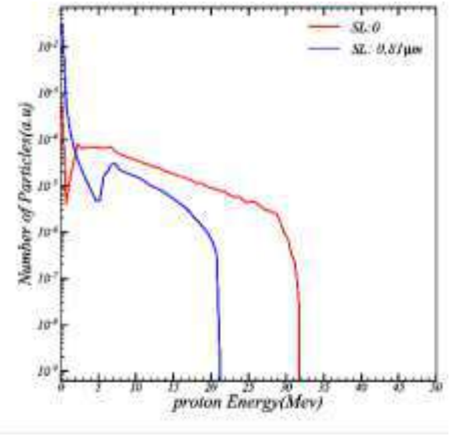
شکل ۱: هندسه هدف به کار گرفته شده در شرایط اولیه کد شبیه سازی. نمودار آبی رنگ یک هدف ایده آل (شبه پله ای) و نمودار قرمز رنگ برای حالتی است که پیش پلاسمای ایجاد شده در هدف در نظر گرفته میشود.

منحنی آبی رنگ در شکل ۱ نشانگر هدفی است که چگالی در پشت هدف به صورت نمایی با طول مقیاس ۰/۸۱ میکرومتر افت می‌کند (بر خلاف منحنی قرمز رنگ که چگالی در پشت هدف با شیب تند افت می‌کند).

پالس لیزر با قطبش P و با تابش عمود بر سطح هدف تابیده می‌شود. هدف از دو لایه فویل آلومینیوم (با ضخامت ۳ میکرومتر) و یک لایه نازک هیدروژن (با ضخامت ۵۰ نانومتر) تشکیل شده است. پالس لیزر با نمایه زمانی $\sin^2$ و مکانی گوسی با FWHM= ۲۵fs پهنای باریکه ۳ میکرومتر و طول موج ۰/۸ میکرومتردر راستای ایکس منتشر می‌شود. پارامتر بدون بعد شدت لیزر برابر a_0= ۱۰ می‌باشد. همچنین جعبه شبیه‌سازی با اندازه ۱۰۰ در ۲۰ میکرومتر و طول هر سلول۰/۰۰۷ میکرومتر در نظر گرفته شده است. چگالی الکترونی به کار گرفته شده مطابق با شکل ۱ (بیشینه ۴۰n_c) و چگالی الکترونی و یونی هیدروژن در هر دو حالت nc ۴ در نظر گرفته شده است. در اینجا $n_c = 1.1\times10^{21}\times(\lambda_L/\mu m)^{-2}$ است که در آن λ_L طول موج لیزر می‌باشد.

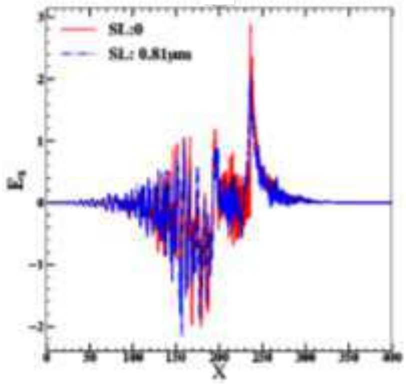
بحث

به منظور مطالعه شتابدهی پروتون، طیف انرژی پروتونی برای هر دو حالت هدف به کار گرفته شده در شکل ۲ رسم شده است. از این شکل مشاهده می‌شود که انرژی قطع پروتون(بیشینه انرژی) در حالتی که پشت هدف به هم نخورده و چگالی با شیب تند افت می‌کند در مقایسه با فویل با نمایه نمایی در پشت هدف از ۳۲ به ۲۲ مگاالکترون ولت افت می‌کند. برای ضخامت هدف به کار گرفته شده در این پژوهش مطابق با رابطه (۱) میدان طولی با طول مقیاس پشت هدف رابطه دارد (و نه طول دی بای) لذا با زیاد شدن طول مقیاس میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده کاهش می‌یابد.



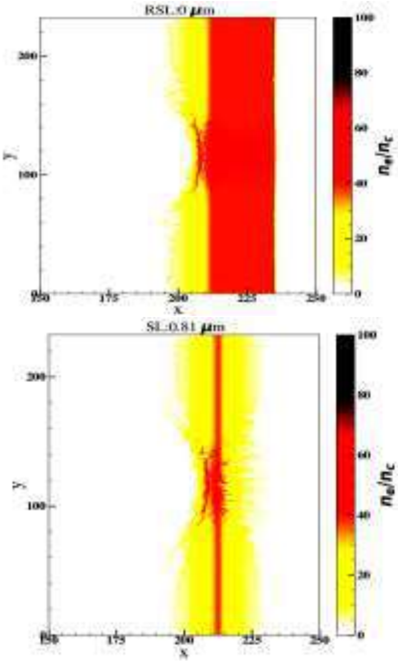
شکل ۲: توزیع انرژی پروتون در دو حالت هدف با چگالی ثابت و هدف با چگالی نمایی در پشت آن

شکل ۳ که در ان میدان الکتریکی E_x برای هر دو حالت را نشان می‌دهد نیز مؤید این مطلب است.



شکل ۳: میدان الکتروستاتیکی (E_x)ایجاد شده در پشت هدف، در برهم کنش پالس لیزر با دو هدف پله ای و نمایی. منظور از SLطول مقیاس در پشت هدف میباشد.

به لحاظ فیزیکی کشیدگی پشت هدف موجب به هم خوردگی میدان جدایی بار و شتاب گیری پروتون ها در خارج از غلاف دی بای شده. و در نتیجه این امر موجب کاهش عملکرد شتابدهی پروتون می‌شود زیرا پروتون‌ها در فضای خارج از غلاف دی بای یک پلاسمای شبه خنثی را تجربه خواهند کرد که تاثیری در شتاب گیری ذرات ندارد.



شکل ۴: انرژی جنبشی باریکه الکترونی در برهم کنش پالس لیزر با دو هدف پله ای و نمایی.

شکل ۴ کانال پلاسمایی ایجاد شده در هر دو حالت مورد بررسی را نشان میدهد. همان طور که از شکل مشخص است طول مقیاس پشت هدف تاثیری در شکل گیری کانال پلاسمایی در همان لحظات ابتدای برخورد پالس با پلاسما ندارد و برای هر دو مورد یک عمق نفوذ دارد. هرجند در حالتی که چگالی پشت هدف به صورت نمایی افت می‌کند احتمال به هم خوردگی پشت هدف بیشتر است. در واقع الکترون های داغبه صورت منسجم و در یک زمان به پشت هدف نرسیده و دامنه میدان غلافی ایجاد شده کاهش خواهد یافت.

نتیجه‌گیری

به صورت خلاصه پارامترهای هدف و لیزر در تولید باریکه پروتونی طی برهم کنش پالس شدت بالا با فویل آلومینیومی تاثیر بسزایی دارند. در این پژوهش در کاری جدید به بررسی هندسه هدف و به صورت دقیق تر طول مقیاس پشت هدف در توزیع انرژی پروتون ها پرداخته شده است. مقایسه نتایج حاصل از شبیه سازی دو بعدی دو مورد هدف با چگالی تیز در انتهای آن و هدف با چگالی نمایی در انتهای ان نشان میدهد، چیدمان هدف در لحظه ای که جمعیت الکترون های داغ به پشت هدف می‌رسند کمیت کلیدی در شکل گیری میدان طولی دارد. و هر چه طول مقیاس پشت هدف بیشتر باشد انرژی پروتون ها کاهش خواهد یافت.

مراجع

.۱ Murakami, Y., et al., Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target. Physics of Plasmas, 2001. **8**(9): p. 4138-4143.

.۲ Wilks, S., et al., Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. Physics of plasmas, 2001. **8**(2): p. 542-549.

.۳ Kaluza, M., et al., Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. Physical review letters, 2004. **93**(4): p. 045003.

.٤ Mackinnon, A ,.et al., Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses. Physical Review Letters, 2001. **86**(9): p. 1769.

.٥ Derouillat, J., et al., Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation. Computer Physics Communications, 2018. **222**: p. 351-373.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی تجربی و مدل بندی وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی براگ از بلورمایع کایرال نماتیک

رامین خلیل سرباز[۱،*]، محمدصادق ذاکرحمیدی[1]، بهروز رضایی[1]، عمید رنجکش سیاهکال[2]

[۱*]گروه اپتیک لیزر و فوتونیک، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. (r.sarbaz@tabrizu.ac.ir)

[۱]گروه فیزیک و فناوری پلاسما، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. (zakerhamidi@tabrizu.ac.ir)

[۱]گروه فیزیک ماده چگال، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. (b_rezari@tabrizu.ac.ir)

[۲]پژوهشکده جوزف استپان، دانشگاه لیوبلیانا،لیوبلیانا، اسلوونی. (Amid.ranjkesh@ijs.si)

چکیده – در این مقاله وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتاب براگ را در بلورمایع کلستریک(کایرال نماتیک) به طور تجربی مورد مطالعه قرار داده ایم همچنین با استفاده از فرض هالر و بر پایه معادلات ووکس برای بلورمایع نماتیک و تئوری فرگوسن برای بلورمایع کلستریک، مدل چهار پارامتری لی را به محیط کلستریک تعمیم داده ایم. برازش داده های تجربی با این مدل توافق بسیار عالی را نشان می دهد. داده های تجربی نشان می دهند که ماده کایرال S5011 استفاده شده در محیط بلورمایع نماتیک میزبان HTP بسیار بزرگی از خود نشان می دهند، که با افزایش دما منجر به فشرده گی پهنای باتد بازتابی می شود، بدون آنکه تغییر محسوسی در طول موج بازتاب مرکزی ایجاد شود،که این ویژه گی پتانسیل بالای این نوع از مواد کایرال را به عنوان مواد گرما پایدار برای ساخت فیلترهای نوری نیمه بازتابنده گرما پایدار با تغییرات دمایی دور از نقطه گذار کلستریک به همسانگرد را نشان می دهد.

کلید واژه- بلورمایع کلستریک، کایرالیته، پیچ کلستریک، توان پیچش مارپیچ.

Experimental investigation and modeling of the temperature dependence of the maximum and minimum wavelength of Bragg reflection from a chiral nematic liquid crystal.

Ramin Khalil Sarbaz, Mohammadsadeg Zakerhamidi, Behroz Rezaei, Amid Ranjkesh Siahkal

[1,*] Optic Laser and Photonics Group, Research Institute For Applied Physics And Astronomy, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran(r.sarbaz@tabrizu.ac.ir).

[1]Plasma physics and technology Group, Research Institute For Applied Physics And Astronomy, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran(zakerhamidi@tabrizu.ac.ir).

[۱]Condensed matter physics Group, Research Institute For Applied Physics And Astronomy, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran(zakerhamidi@tabrizu.ac.ir).

[2]Jozef Stefan Institute, University of Ljubljana, Ljubljana, Slovenia(amid.ranjesh@ijs.si).

Abstract- In this article, we have experimentally studied the temperature dependence of the maximum and minimum wavelength of Bragg reflection in cholesteric liquid crystal (chiral nematic), also using Haller's assumption and based on Vouks equations for nematic liquid crystal and Ferguson's theory for cholesteric liquid crystal, model We have extended the four-parameter Li to the cholesteric environment. The fit of experimental data with this model shows excellent agreement. Experimental data show that the S5011 chiral material used in the nematic liquid crystal environment of the host shows a very large HTP, which leads to the compression of the width of the reflection band gap with increasing temperature, without causing a noticeable change in the wavelength of the central reflection. This feature shows the high potential of this type of chiral materials as thermo-stable materials for making stable semi-reflective optical filters with temperature changes away from the cholesteric to isotropic transition point.

Keywords: Cholesteric Liquid Crystal, Chirality, Cholesteric Pitch, Helical Twist Power.

مقدمه

بلورمایع های کلستریک به خاطر ساختار مارپیچی ذاتی که دارند جزء دسته ای از مواد فوتونیکی اصلی هستند که قادر به بازتاب گزینشی بخشی از طول موج نور فرودی که در توافق با پیچ کلستریک است، هستند. این ویژه گی منحصر به فرد در این مواد باعث شده است که از این مواد به طور گسترده ای به عنوان فیلترهای نوری، نمایشگرهای رنگی، پنجره های هوشمند، ابر بازتابنده های مادون قرمز انعطاف پذیر و غیره مورد مطالعه قرار گیرند.[۱, ۲]

شکل گیری فاز کلستریک مستلزم افزودن مقادیر کمی از یک ماده با هسته کایرال است که می توان با افزودن مقداری ناخالصی کایرال به یک بلورمایع نماتیک یا استفاده از مزوژنهایی که خود دارای هسته کایرال هستند به این مقصود رسید. ویژه گی بازتاب گزینشی براگ در بلورمایع کلستریک به طور مستقیم تحت تاثیر ناهمسانگردی در ضریب شکست(دوشکستی) و پیچ کلستریک است پهنای باند($\Delta\lambda=p\Delta n$) بازتابی در این مواد معمولا بین ۵۰ تا ۱۰۰ نانو متر که متاثر از دوشکستی بلورمایع و کایرالیته ماده کایرال است . پاسخ دمایی کلستریک ها زمینه ای برای ساخت سنسورهای حرارتی، پنجره های هوشمند کم مصرف، برچسب های هوشمند و فیلم های تک لایه حساس به دما شده است.[۳, ۴]

در این مقاله بر مبنای معادلات ووکس و مدل چهار پارامتری لی و استفاده از تئوری فرگسن برای بلورمایع کلستریک روابطی را برای اولین بار برای توصیف وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی از بلور مایع کایرال نماتیک معرفی کرده ایم. سپس با برازش داده های تجربی حاصل از سه نمونه (با غلظت های متفاوتی از ماده کایرال S5011 در بلورمایع نماتیک E7) با مدل چهارپارامتری معرفی شده را اعتبارسنجی کرده نتایج حاصل توافق بسیار خوبی را بین داده های تجربی و مدل نشان می دهد.

تئوری

بازتاب گزینشی نور فرودی در بلورمایع کلستریک قابل قیاس با بازتاب براگ است، طبق قانون براگ برای تابش مایل، طول موج بازتاب مرکزی (λ_C)، نور بازتابیده شده تحت زاویه تابش θ مطابق رابطه زیر توسط تئوری درهر معرفی می شود[۵]:

$$\lambda_c=\bar{n}p(1-\mathrm{n}^2 sin^2\theta)^{1/2} \qquad (۱)$$

که در این رابطه $\bar{n}$ متوسط ضریب شکست مربوط به بلورمایع نماتیک میزبان و p طول پیچ کلستریک است. با این حال باید تاکید شود که برای فرود عمودی نور(انتشار موازی با محور مارپیچ) تنها یک نور بازتابی وجود دارد، بنابراین طول موج مرکزی باند بازتابی برای فرود عمودی مطابق با تئوری دورس از رابطه زیر بدست می آید:

$$\lambda_c=\bar{n}p \qquad (۲)$$

که در این رابطه متوسط ضریب شکست به فرم $\bar{n}=\frac{n_e+n_o}{2}$ تعریف می شود که n_e ضریب شکست مربوط به پرتو غیر عادی و n_o ضریب شکست مربوط به پرتو عادی است. ضریب شکست بلورمایع به شدت به تغییرات دمایی حساس است. در تئوری n_e و n_o تابعی از طول موج و دما هستند. از برازش داده های تجربی یک رابطه خطی برای وابستگی دمایی طول موج بازتاب مرکزی دست می یابیم:

$$\lambda_C(T)=A'-B'T \qquad (۳)$$

مطابق با تئوری فرگوسن ساختار کلستریک منجر به ایجاد یک موج ایستاده در ناحیه طول موجی زیر می شود[۶]:

$$P(\bar{n}-\frac{\Delta n}{2})<\lambda<P(\bar{n}+\frac{\Delta n}{2}) \qquad (۴)$$

که از این رابطه پهنای باند بازتابی و ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی به فرم زیر تعریف می شود:

$$\lambda\Delta=\lambda_{max}-\lambda_{min} \qquad (۵)$$

$$\lambda_{max}=P\left(\bar{n}+\frac{\Delta n}{2}\right)=n_eP \qquad (۶)$$

$$\lambda_{min}=P\left(\bar{n}-\frac{\Delta \mathrm{n}}{2}\right)=n_OP \qquad (۷)$$

با استفاده از روابط مربوط به دوشکستی[۷] و استفاده از رابطه (۵) به رابطه ای برای توصیف وابستگی دمایی پهنای باند بازتابی در بلورمایع کلستریک به فرم زیر می رسیم:

$$\lambda\Delta(T)=(\Delta\lambda)_0(1-\frac{T}{T_C})^{\beta'} \qquad (۸)$$

در این رابطه $(\lambda\Delta)_0=P(\Delta n)_0$ است. T_C در این رابطه دمای گذار از فاز کلستریک به فاز همسانگرد است، و ثابت β' در اینجا ثابت ماده برای فاز کلستریک است.

Jun Li بر مبنای مدل ووکس و تقریب هالر مدل چهار پارامتری را برای توصیف اثر دما بر روی ضرایب شکست عادی و غیرعادی بلورمایع نماتیک معرفی کرد[۷]. ما با تعمیم رویکرد Li و استفاده از روابط (۶) و (۷) روابطی را برای توصیف وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی در بلورمایع کایرال نماتیک به فرم زیر بدست آوردیم:

$$\lambda_{max}(T)=A'-B'T+\frac{2(\Delta\lambda)_0}{3}(1-\frac{T}{T_C})^{\beta'} \qquad (۹)$$

$$\lambda_{min}(T)=A'-B'T-\frac{(\Delta\lambda)_0}{3}(1-\frac{T}{T_C})^{\beta'} \qquad (۱۰)$$

همان طور که از معادلات (۹) و (۱۰) مشاهده می شود چهار پارامتر برای برازش داده های تجربی در این دو معادلعه به چشم می خورد.

در واقع پارمترهای A' و B' را می توان از برازش داده های تجربی وابستگی دمایی طول موج بازتاب مرکزی $\lambda_C(T)$ و پارامترهای $(\Delta\lambda)_0$ و β' از برازش داده های تجربی پهنای باند بازتابی $\lambda\Delta(T)$ بدست آورد.

مواد و روش

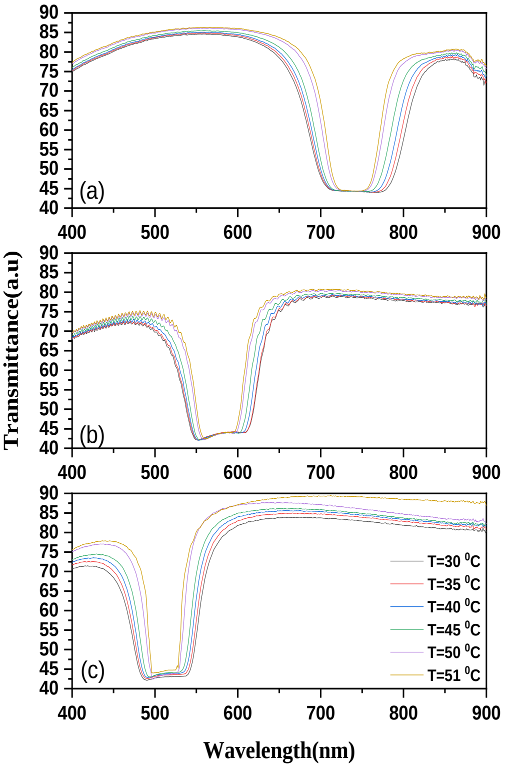
در این مطالعه از بلورمایع نماتیک E7 (MERCK) با دمای گذار ۵۸ درجه سانتیگراد به عنوان میزبان و از ماده کایرال S5011 با دستواره گی چپگرد (HCCH,China) به عنوان آلاینده در سه غلظت 2.298 wt% ، 2.61 wt% و 2.91 wt% استفاده کرده ایم. سپس مخلوط های آماده شده را با استفاده از خاصیت موییِنگی و در بالای دمای گذار به داخل سل هایی با ضخامت حدود ده نانومتر تزریق کردیم. سطح زیر لایه سل های ساخته شده با محلول PVA یک درصد وزنی توسط دستگاه اسپنکوتینگ پوشانده شده و پس از دو مرحله خشک کردن و پخت در دمای های ۶۰ و ۸۰ درجه سانتیگراد به ترتیب، بوسیله پارچه مخملی شیارهای موازی بر روی سطح بستر برای ایجاد ترازبندی موازی مولکولهای بلورمایع با سطح بستر ایجاد کردیم . طیف عبوری و به تبع آن پهنای باند بازتابی سل های ساخته شده توسط دستگاه اسپکتروفوتومتر(Shimadzo UV-250) و در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر و در بازه دمایی ۳۰ تا ۵۱ درجه سانتیگراد اندازه گیری کردیم.

جدول ۱: پارامترهای برازش شده برای طول موج مرکزی بازتاب براگ و پهنای باند بازتابی برای سل هایی با غلظت های متفاوت از ماده کایرال.

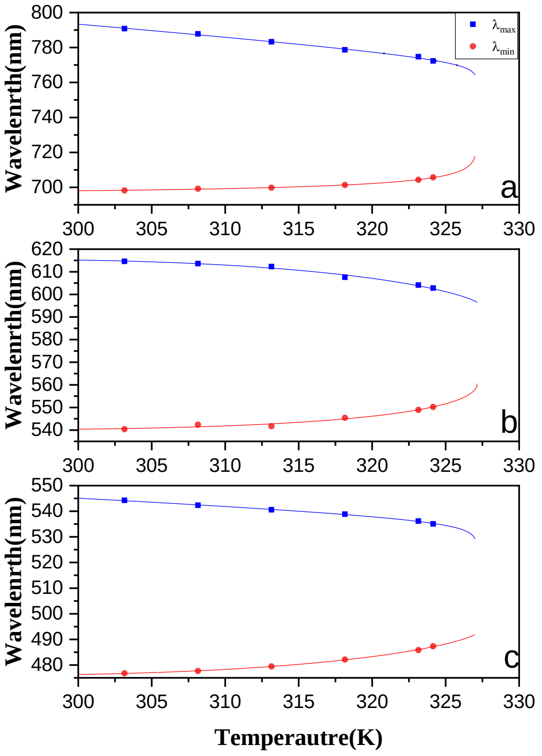
Concentration of S5011	λ_C		$\lambda\Delta$	
	$A'(nm)$	$B'(nmK^{-1})$	$(\Delta\lambda)_0(nm)$	β'
2.298 Wt%	820.95	0.2525	135.62	0.1506
2.61 Wt%	628.94	0.1689	115.71	0.1618
2.91 Wt%	558.89	0.1565	100.18	0.1545

بحث و نتیجه گیری

شکل۱ نشان دهنده طیف عبوری و به تبع آن طیف بازتاب براگ از سه سلول با غلظت های بیان شده را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود با افزایش غلظت ماده کایرال طیف بازتابی شیفت آبی از خود نشان می دهد همچنین با افزایش دما طیف بازتابی فشرده می شود. همان طور که از روابط مربوط به مدل چهارپارامتری برای ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی به نظر می رسد در نگاه اول ما با چهار پارامتر A'، B'، β'، $(\Delta\lambda)_0$ روبرو هستیم، که طی دو مرحله برازش بدست می آیند. طیف عبوری و به تبع آن طیف بازتابی از بلورمایع کلستریک توسط اسپکتروفوتومتر اندازه گیری می شود، از روی داده های مربوط به طیف به طور مستقیم ابتدا طول موج بازتاب مرکزی λ_C اندازه گیری می شود همچنین ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی که به ترتیب طول موج لبه بالایی و لبه پایینی پهنای باند گاف بازتابی هستند اندازه گیری می شوند. در گام نخست با برازش داده های تجربی با استفاده از معادله (۳) دو پارامتر A' و B' تعیین می شوند. در گام دوم با برازش داده های مربوط به پهنای باند بازتابی با استفاده از معادله (۸) دو پارامتر β' و $(\Delta\lambda)_0$ تعیین می شوند. جدول شماره۲ مقادیر پارمترهای چهارگانه حاصل از برازش را نشان می دهد. در نهایت ما با استفاده از این دو دسته از پارامترها در روابط (۹) و (۱۰) و محاسبه طول موج های ماکزیمم و مینیمم و مقایسه آنها با مقادیر تجربی بدست آمده همان طور که در شکل(۲) نشان داده شده است، پرداخته ایم توافق بسیار عالی بین داده های تجربی و مدل چهارپارامتری دیده می شود.



شکل ۱: طیف عبوری و بازتابی برای سه غلظتa(۲.298 b) ۲,۶۱
c) ۲,۹۱ درصد وزنی از ماده کایرال S5011



شکل ۲: ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی.a) ۲٫۲۹۸ b) ۲٫۶۱ c) ۲٫۹۱ درصد وزنی از غلظت ماده کایرال. مربع ها و دایره های توپر نشان دهنده داده های تجربی و خطوط آبی و قرمز توپر به ترتیب نشان دهنده ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی حاصل از برازش با معادلات ۱۲ و ۱۳ هستند

مرجع‌ها

[۱] . Ranjkesh, A. and T.-H. Yoon, Thermal and electrical wavelength tuning of Bragg reflection with ultraviolet light absorbers in polymer-stabilized cholesteric liquid crystals. Journal of Materials Chemistry C, 2018. 6(45): p. 12377-12385.

[۲] . Sadigh, M.K., et al., Temperature dependent features of polymer stabilized cholesteric liquid crystals based on selected liquid crystal characteristics. Optik, 2021. 230: p. 166354.

[۳] . Ranjkesh, A. and T.-H. Yoon, Fabrication of a single-substrate flexible thermoresponsive cholesteric liquid-crystal film with wavelength tunability. ACS applied materials & interfaces, 2019. 11(29): p. 26314-26322.

[۴] . Ranjkesh, A. and T.-H. Yoon, Ultrathin, transparent, thermally-insulated, and energy-efficient flexible window using coatable chiral-nematic liquid crystal polymer. Journal of Molecular Liquids, 2021. 339: p. 116804.

[۵] . Dreher, R., G. Meier, and A. Saupe, Selective reflection by cholesteric liquid crystals. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1971. 13(1): p. 17-26.

[۶] . Fergason, J.L., Cholesteric structure-1 optical properties. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1966. 1(2): p. 293-307.

[۷] . Li, J., S. Gauza, and S.-T. Wu, Temperature effect on liquid crystal refractive indices. Journal of applied physics, 2004. 96(1): p. 19-24.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تفکیک و مشخصه‌یابی بیوفیلم‌های رشد یافته درمحیط لوله‌های انتقال آب شهری به روش طیف نگاری فلورسان

فاطمه، براتی[۱]؛ مهسا، قزلباش [۱]؛ بتول، سجاد[۱]*

[۱] گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

*bsajad@alzahra.ac.ir

چکیده- بیوفیلم‌های رشد یافته در مسیر انتقال آب شهری(شامل میکروارگانیسم‌ها، باکتری‌ها، قارچ‌ها و....) یکی از اصلی‌ترین علل آلودگی و کاهش کیفیت آب‌شهری در مقصد نسبت به مبدا تلقی می‌شوند. در این پژوهش از طیف نگاری فلورسان به عنوان روشی تشخیصی در مطالعه و مشخصه‌یابی بیوفیلم‌های رشد یافته در مسیر لوله‌های انتقال آب شهری پرداخته شده است. همچنین تفسیر و تحلیل نتایج حاصل در قالب ماتریسEEM به تفکیک و تحلیل ناخالصی‌های شکل گرفته (بیوفیلم‌ها) تحت طول موج‌های تحریک مختلفی شامل ۲۷۰nm، ۳۶۵، ۳۹۰، ۴۰۵ و ۴۳۵ پرداخته شده است.

کلید واژه- بیوفیلم (میکروارگانسم)، طیف نگاری فلورسان، فلوروفورهای طبیعی، آب آشامیدنی،ماتریسEEM

Discrimination and characterization of biofilms grown in urban water pipes environment using fluorescence spectroscopy

Fatemeh, Barati [1]; Mahsa, Ghezelbash[1]; Batool, Sajad[1] *

[1]Department of Atomic and molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

*bsajad@alzahra.ac.ir

Abstract- Biofilms grown in the way of urban water transmission (including microorganisms, bacteria, fungi, etc.) are considered one of the main factors of pollution and reduction of urban water quality at the destination compared to the source. In this research, fluorescence spectroscopy is discussed as a diagnostic method in the study and identification of biofilms grown along urban water pipes. Also, the interpretation and analysis of the obtained results in the EEM matrix have been made to separate and analyze the formed impurities (biofilms) under different excitation wavelengths, including 270, 365, 390, 405, and 435 nm.

Keywords: Biofilm (microorganism), fluorescence spectroscopy, natural fluorophores, drinking water, EEM matrix

مقدمه

دسترسی جهانی به آب آشامیدنی سالم همواره برای سلامت عمومی مهم تلقی شده است. عوامل متعددی در مسیر انتقال آب از مبدا به مقصد سبب کاهش کیفیت آن می‌شود [1]. در میان روش‌های تشخیص نوری مانند طیف‌سنجی رامان، تبدیل فوریه فروسرخ، فوتوآکوستیک و تصویربرداری سطحی، تشخیص مبتنی بر فلورسان، نسبت به سایر روش‌ها مزایای مختلفی دارد که از جمله می‌توان به زمان پردازش کمتر، مقرون به صرفه بودن و قابلیت کاربری آسان، حساسیت بالا، ویژگی غیر تهاجمی و دقت بالا اشاره کرد [1-2]. با توسعه روش‌های فلورسان و ابزار دقیق آن‌ها، طیف سنجی فلورسان به عنوان رویکردی برای تشخیص زودهنگام آلودگی آب بر اساس پیشنهاد شده است. فلورسان هرگونه فلوروفور به صورت منحصر بفردی با استفاده از نور فرودی برانگیخته شده، سپس طیف انتشار آن مطالعه و بررسی می‌شود فلوروفورهای ذاتی موجود در ساختار مولکولی بیوفیلم‌های شکل گرفته در آب‌های آشامیدنی، اساس طیف نگاری و مشخصه یابی فلورسان تابشی می‌باشد. [4-3]. در این پژوهش از طیف نگاری فلورسان به عنوان یک روش هشداردهنده برای نشان دادن سطح آلودگی آب آشامیدنی و همچنین شناسایی انها به وسیله بیوفیلم‌های بخش داخلی دیواره لوله‌های انتقال آب آشامیدنی شهری استفاده شده است.

آماده سازی نمونه و ابزارهای آزمایشگاهی

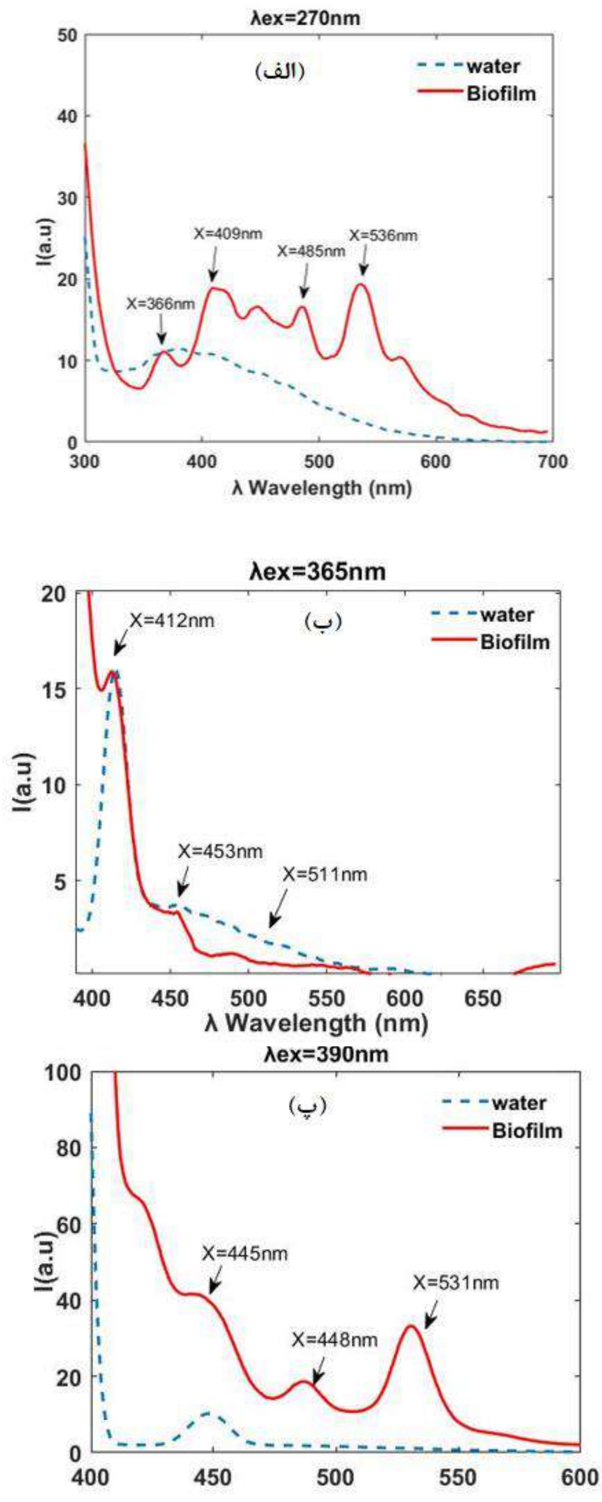
نمونه‌های بیوفیلم‌ها از بخش داخلی دیواره لوله‌های انتقال آب آشامیدنی شهری ابتدا به صورت جامد (Bio1) جمع آوری شده سپس در آب دیونیزه (Bio2) حل شده است (شکل۱). نمونه Bio2 را به مدت ۱۵دقیقه در دمای محیط استراحت داده تا بخش ته نشین شده و فاز مایع بیوفیلم از یکدیگر جداسازی شوند.

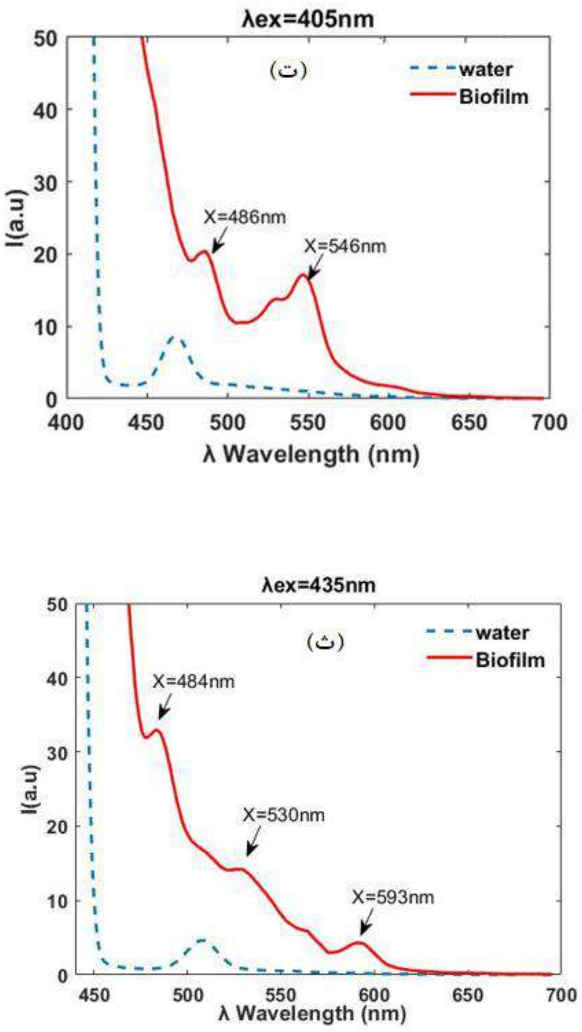
شکل۱- بیوفیلم‌های جمع آوری شده شامل بیوفیلم‌های جامد (Bio1) و بیوفیلم‌های حل شده در آب دی یونیزه (Bio2).

سپس با برداشتن مقدار ۰/۵میلی‌لیتر از فاز مایع بیوفیلم جداشده از بخش ته نشین شده و مخلوط آن با میزان ۰/۵میلی لیتر بافر PBS در یک میکروتیوپ ۱ میلی‌لیتری، نمونه تهیه شده است و به مدت ۳۰ ثانیه در دستگاه Vortex Mixerقرار داده شده تا فاز مایع به خوبی همگن و یکنواخت شود. از یک کووت ۱۰۰میکرولیتری برای نگهداری مایع بیوفیلم همگن و انجام آزمایش‌ها استفاده شده است. طیف‌سنجی نمونه‌ها نیز با استفاده از یک بیناب‌نگار فلورسان Lambda 850 نیز انجام شده است. برای تابش نور در این از لامپ تنگستن برای تولید نور مرئی و از لامپ دوتریم برای تولید نور ماوراء بنفش یا UV استفاده شده است. بازه طول موجی قابل اندازه گیری بصورت معمول در این دستگاه از ۱۹۰نانومتر تا ۱۱۰۰ نانومتر می‌باشد. راستای جمع آوری تابش در نسبت به راستای طول موج تحریک، ۹۰درجه در نظر گرفته شده است.

بررسی و تحلیل نتایج

تابش فلورسان ناشی از نمونه‌یBio2 و نیز آب آشامیدنی خروجی از لوله شیر آب شهری، تحت طول موج‌های تحریک مختلفی شامل ۲۷۰nm، ۳۶۵، ۳۹۰، ۴۰۵ و ۴۳۵ انجام شده است که به ترتیب در شکل۲ نشان داده شده است.





شکل۲- تابش فلورسان جمع آوری شده مربوط به نمونه‌های آب وبیوفیلم تحت طول موج تحریک الف: ۲۷۰ nm، ب: ۳۶۵ nm، پ: ۳۹۰ nm، ت: ۴۰۵ nm، ث: ۴۳۵ nm .

جدول۱: فلورفورهای طبیعی[4]

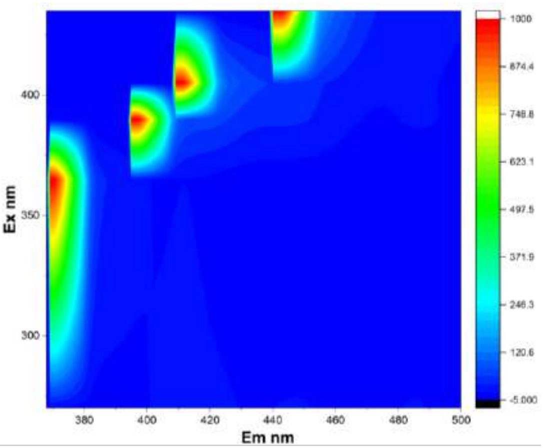
Compound	λex (nm)	λem (nm)
tryptophan	220~270	340±15
flavins	390~460	550±15
NADH	260~350	470 ± 15
pyridoxine	310	400 ± 15
lipopigments	345~430	560 ± 15
porphyrins	400 ± 15	630-680

در همه طول‌موج‌های برانگیختگی، تابش فلورسان ناشی از بیوفیلم‌ها دارای ساختار طیفی متفاوت نسبت به آب آشامیدنی است. اما به فراخور طول موج تحریک ۳۶۵

نانومتر(شکل۲ب) رفتاری مشابه در آب و بیوفیلم در طول موج انتشار۴۱۲ نانومتر مشاهده شده است که براساس داده‌های طیفی مهم‌ترین بیوفلوفورهای طبیعی که در جدول ۱ خلاصه شده، این طول موج را می‌توان به پورفیرین (Porphyrins (HP)) نسبت داد. شکل۲ الف مقایسه نمونه آب و بیوفیلم تحت تابش ۲۷۰ nm و تابش قالب متعلق به نمونه بیوفیلم در بازه ۶۰۰-۴۵۰ nm است که با تغییر طول موج تحریک، رفتاری تقریبا مشابه با سایرطول موج های تحریک ۳۶۵ nm، ۳۹۰nm، ۴۰۵ nm و ۴۳۵ nm به وضوح به چشم می‌خورد. براساس گزارش‌ها، منشأ اصلی تابش‌های فلورسان انواع گونه‌های بیوفلوروفورها هستند که مهم‌ترین آنها در جدول۱ مشخصه‌یابی شده است. در این بین، عوامل NADH، Riboflavin و برخی از لیپوپیگمنت‌ها (Lipopigments) مشهورترین هستند.

آنچه در فلورسان ماتریس تحریک-گسیل(EEM) نمونه Bio2 (شکل۳) تحت طول موج‌های تحریک فوق مشاهده می‌شود، شدت بالای تابش در بازه تحریک ۳۸۰-۳۰۰ nm بازهِ بهینه برای برانگیزش (Ex) بیوفیلم‌های آب آشامیدنی نسبت به سایر بازه‌ها است. هم‌چنین بهترین طول موج بر اساس بیشترین شدت در بازه انتشار(Em) مربوط به طول

موج ۴۵۰-۴۰۰ nm است که مطابق با جدول ۱ نشان دهنده فلورسانی بالای فلورفورهای ذاتی بیوفیلم‌ها است.



شکل۳: ماتریس EEM نمونه بیوفیلم در محدوده طول موج تحریک (۴۳۵-۲۷۰ nm)

نتیجه‌گیری

دقت وحساسیت بالای طیف سنجی فلورسان در تفکیک و مشخصه‌یابی بیوفیلم‌ها، به عنوان منبعی از میکرواورگانیسم‌های قابل رشد در داخل بدنه لوله‌ی انتقال آب شهری، توان عملیاتی این روش را نشان می‌دهد. تابش غالب در نواحی طیفی ۶۰۰-۴۵۰nm است ناشی از فلوفورهای شامل NADH و برخی لیپوپیگمنت‌ها است. رویکرد فوق روشی کاربردی در بررسی وضعیت کیفی آب شرب شهری حین انتقال آب شرب از مبدا به مقصد تلقی می‌شود.

به علاوه، ماتریس EEM در بیان تغییرات طول موج تحریک بر اساس طول موج تابش به طور همزمان روش مناسبی است. بر اساس تفاسیر شاخصEEM شناخت طول موج تحریک بهینه(۴۰۵ nm) در محیط آزمایشگاه، به خوبی قابلیت ارتقاء رویکرد فلورسانی در شناسایی دقیق‌تر و حساس‌تر کیفیت آب لوله کشی و مشخصه یابی بیوفیلم‌ها تحت عنوان میکروارگانیسم‌های شناخته شده را به خوبی نشان می‌دهد.

مراجع

[1] A. Chekalyuk, A. B. Kahru. *"Next Generation of Advanced Laser Fluorescence Technology for Characterization of Natural Aquatic Environments"*, Distribution Statement A, 2010.

[2] X .Fang, H.-Y. Li, P. Fang, et al. *"handheld laser-induced fluorescence detector for multiple applications"*. Talanta, 150, 135-141, 2016.

[3] N. Moreira, M. Bondelind. *"Safe drinking water and waterborne outbreaks."* Journal of water and health 15, no. 1, 2017.

[4] B. Veronika, *"Detection of Water System Biofilms Using Fluorescence Spectroscopy for Contamination Monitoring"*, Thesis, 2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین
کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

مطالعه‌ی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی نانوساختار با استفاده از مدل‌سازی کوپل شده اپتیکی-الکتریکی

فاطمه صحرانورد، فاطمه زارعلی، مهران مین باشی، علیرضا طوقی، الناز یزدانی

دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی-مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس

S.fatemeh@modares.ac.ir,F.zarali@modares.ac.ir,Mehran.minbashi@modares.ac.ir,
Alirezahaa@gmail.com,*Elnaz.yazdani@modares.ac.ir,

چکیده – در چند سال اخیر، سلول‌های خورشیدی پروسکایتی توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است. به‌طوری‌که تحقیقات زیادی جهت بهبود عملکرد و افزایش بازده این سلول‌ها در حال انجام است. در این مطالعه، ابتدا، عملکرد افزاره در ساختار سلول خورشیدی تخت با استفاده از مدل‌سازی الکترونیکی-اپتیکی بررسی و سپس تأثیر لایه‌ها با ساختارهای نانو در افزایش تله‌اندازی نور، تولید الکترون-حفره و در نتیجه بهبود جریان اتصال کوتاه سلول خورشیدی مطالعه شده است.

کلید واژه- سلول خورشیدی، پروسکایت، بازده، تله اندازی نور

Studying of the nanostructured perovskite solar cells by electrical-optical coupled model

Fatemeh Sahranavard, Fatemeh Zarali, Mehran Minbashi, Alireza Tooghi, Elnaz Yazdani

S.fatemeh@modares.ac.ir,F.zarali@modares.ac.ir,Mehran.minbashi@modares.ac.ir,
Alirezahaa@gmail.com, Elnaz.yazdani@modares.ac.ir,

Abstract-perovskite solar cell have attracted the attention of many researchers due to unique advantages in the las few years. However, there is still a lot of research to improve the performance and increase the efficiency of these cells through the increase of absorption in the absorber layer is being done. It his study, the performance of the device in the planar solar cell structure was investigated using electronic-optical mode ling and then the effect of nanostructured layers on the light trapping and electron-hole generation increasing and consequently on the improving of the short circuit current of solar cell is studied.

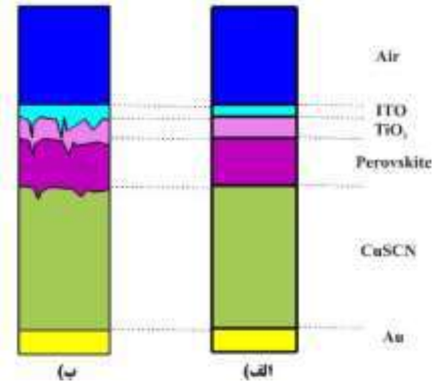
Keywords: Solar cell, Perovskite, Efficiency, Light trapping

مقدمه

سلول‌های خورشیدی پروسکایتی نسل جدیدی از سلول‌های خورشیدی محسوب می‌شوند که برای اولین بار در سال ۲۰۰۹ این نوع سلول‌ها توسط میاساکا استفاده شدند. فرمول شیمیایی پروسکایت استفاده شده در این نوع سلول‌ها به صورت ABX_3 است که در آن، A نماینده یک ماده آلی مثل اتیل آمونیوم (CH_3NH_3)، متیل آمونیوم ($CH_3CH_2NH^+$) و B نماینده یک کاتیون فلزی دو ظرفیتی مثل Pb^{2+} و X نماینده هالوژن‌های تک ظرفیتی مثل cl^-، I^-، Br^- است[۱]. از معروف ترین ماده‌های پروسکایت می‌توان به $CH_3NH_3PbI_3$ اشاره کرد. از ویژگی‌های سلول خورشیدی پروسکایتی می‌توان تحرک‌پذیری بالای حامل‌ها[۲]، بازده بالا، هزینه ساخت آسان[۳]، نرخ پایین بازترکیب حامل‌های غیرتابشی[۴] و طول دیفیوژن طولانی حامل‌ها[۵] نام برد. دستیابی به سلول‌های خورشیدی با بازده بیشتر از طریق افزایش جذب نور توسط لایه جاذب و در نتیجه‌ی افزایش تولید الکترون و حفره امکان‌پذیر است. در این راستا مطالعات تجربی و تئوری زیادی تاکنون انجام شده است. معمولاً بهبود جذب نور در سلول‌های خورشیدی را می‌توان با روش هایی مانند به دام اندازی نور در داخل سلول خورشیدی (افزودن نانو ساختارها و نانو ذرات پلاسمونیک[۶-۱۰])، استفاده از لایه‌های ضدبازتاب، تنظیم هندسه صحیح برای قرارگیری سلول خورشیدی (تأثیر زاویه تابش نور خورشید به سلول) انجام داد. در این مطالعه، به منظور بهبود نرخ تولید حامل‌ها و افزایش جریان اتصال کوتاه در سلول خورشیدی، طرح نانوساختار لایه‌ها (به دام اندازی نور در داخل سلول) ارائه می‌شود. ابتدا، با استفاده از مدل اپتیکی-الکترونیکی (کوپل شده) مبتنی بر روش المان محدود، توزیع شدت میدان الکتریکی و تولید الکترون–حفره در سلول خورشیدی تخت و سلول خورشیدی با لایه‌های الگودار شده بررسی و مقایسه شدند. سپس با کوپل نتایج به‌دست آمده از این قسمت با قسمت الکترونیک، جریان اتصال کوتاه وابسته به هر کدام از افزاره‌ها مطالعه شده است. نتایج حاکی از افزایش تولید الکترون–حفره و جریان اتصال کوتاه برای سلول خورشیدی با ساختار نانو در مقایسه با سلول خورشیدی با ساختار تخت بود. به‌عبارتی در تابش عمود بر سلول خورشیدی تخت ، جهت نور در مرز بین دو لایه تغییر چشم‌گیری نمی‌کند. فقط به دلیل متفاوت بودن ضریب شکست لایه‌ها، بخشی از نور ورودی بازتاب می‌شود و بقیه آن بدون تغییر جهت به لایه بعدی منتقل می‌شود. اما هنگامی که ساختار سلول الگودار می‌شود، ساختار لایه‌ها، جهت حرکت نور در داخل سلول را تغییر می‌دهند. در لایه‌های بالایی پروسکایت، با توجه به اینکه هر لایه ضریب شکست بیشتری نسبت به لایه بالایی خود دارد، نور پس از برخورد به سلول، (به دلیل برخورد زاویه‌ای)، به سمت مرکز سلول همگرا می‌شود و در داخل سلول گیر می‌افتد.

نتایج

در این مطالعه ابتدا یک سلول خورشیدی پروسکایتی تخت به عنوان سلول مرجع با لایه‌های $ITO/TiO_2/CH3NH_3PbI_3/CuSCN/Ag$ به ترتیب از سمت راست با ضخامت‌های ۱۰۰، ۶۰۰، ۲۰۰، ۹۰، ۵۰ نانومتر با استفاده از روش المان محدود (FEM) در COMSOL Multiphysics شبیه سازی کردیم. ITO به عنوان شیشه رسانای شفاف، TiO_2 لایه انتقال دهنده الکترون، $CH_3NH_3PbI_3$ لایه فعال، CuSCN لایه انتقال دهنده حفره و Ag لایه الکترود فلزی هستند. شماتیک ساختاری سلول‌های خورشیدی پروسکایتی تخت و الگودار در شکل۱-الف و ۱-ب آورده شده است. در جدول۱ پارامترهای مربوط به شبیه‌سازی افزاره داده شده است.

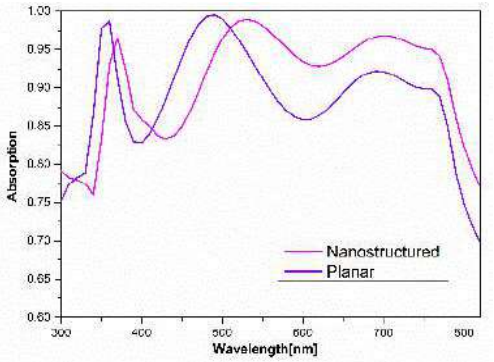


شکل۱: ساختار سلول خورشیدی پروسکایتی الف) حالت تخت، ب) حالت الگودار

برای مطالعه عملکرد بهتر جذب، توزیع شدت میدان الکتریکی و تولید الکترون-حفره از ماژول‌های اپتیکی و الکتریکی با تغییر ساختار سلول (الگودار کردن لایه‌ها) استفاده کردیم. نتایج مربوط به جذب برای هر دو حالت تخت و الگودار در شکل۲ آورده شده است. نتایج ما نشان می‌دهد، زمانی که حالت ساختار تخت باشد از طول موج‌های ۴۰۰ تا ۵۰۰ افزایش جذب داریم اما از طول موج ۵۰۰ تا ۸۲۰ جذب کاهش یافته است. از آن‌جایی که مشکل اصلی در جذب طیف خورشیدی در لایه جذب برای طول موج‌های بلندتر است، بنابراین به‌نظر می‌رسد استفاده از لایه‌های با ساختار نانو جهت تله‌اندازی و محصورسازی بیشتر نور در طول موج‌های بلندتر به طور مؤثری عمل نماید. به‌طوری‌که منجر به توزیع بهتر شدت میدان الکتریکی و افزایش جذب و تولید الکترون-حفره می‌شود. در شکل۳ شدت توزیع میدان الکتریکی برای دو طول موج مختلف در هر دو ساختار را مشاهده می‌کنید. در آخر برای مشاهده اثر افزایش جذب، نتایج تولید الکترون-حفره به عنوان اطلاعات ورودی برای قسمت الکتریکی افزاره استفاده می‌شود و نتایج منحنی مربوط به I-V را به دست می‌آوریم. در شکل۴ مقادیر جریان-ولتاژ را مشاهده می‌کنید.

جدول۱: پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی سلول خورشیدی پروسکایتی

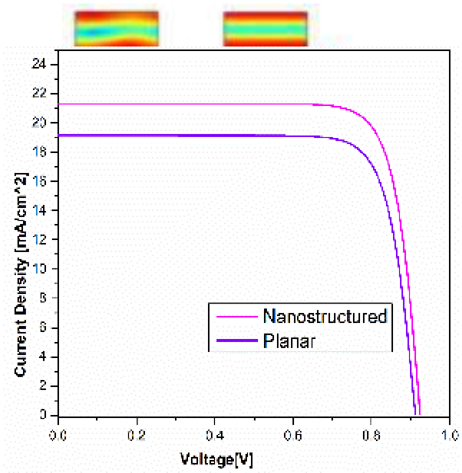
Parameter	TiO_2	perovskite	CuSCN
Band gap (eV)	3.2	1.5	3.4
Hole/Electron lifetime(ns)	5/2	8/8	5/5
Relative permittivity	9	6.5	10
Hole/Electron mobility (cm^2/V. s)	20/10	50/50	10-4/0.01
Affinity (eV)	4	3.93	1.9

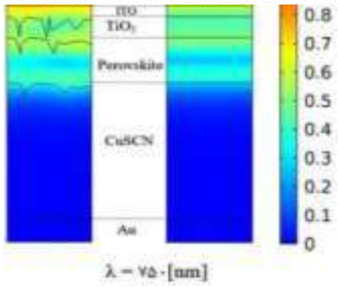


شکل۲: نمودار جذب برای دو حالت تخت و الگودار

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، دو نوع سلول خورشیدی پروسکایتی تخت و الگودار مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان داد که افزایش جذب نور به‌خاطر به دام افتادن نور و افزایش مدت حضور نور در سلول خورشیدی با لایه‌هایی با ساختار نانو منجر به افزایش تولید الکترون-حفره و جریان اتصال کوتاه در مقایسه با سلول خورشیدی تخت می‌شود. به‌طوری‌که جریان اتصال کوتاه از ۱۹/۱ به ۲۱/۳ (mA/cm^2) رسید، که افزایش ۱۱ درصدی در جریان را نشان می‌دهد.





شکل۴: نمودار جریان-ولتاژ برای دو حالت تخت و الگودار

مرجع‌ها

[1] Stranks, S.D., et al., Electron-hole diffusion lengths exceeding 1 micrometer in an organometal trihalide perovskite absorber. Science, 2013. **342**(6156): p. 341-344.

[2] Lin, R., et al., Monolithic all-perovskite tandem solar cells with 24.8% efficiency exploiting comproportionation to suppress Sn (ii) oxidation in precursor ink. Nature Energy, 2019. 4(10): p. 864-873.

[3] Yu, J.C., et al., Highly efficient and stable inverted perovskite solar cell employing PEDOT: GO composite layer as a hole transport layer. Scientific reports, 2018. 8(1): p. 1-9.

[4] Tiep, N.H., Z. Ku, and H.J. Fan, *Recent advances in improving the stability of perovskite solar cells.* Advanced Energy Materials, 2016. **6**(3): p. 1501420.

[5] Chen, Y., et al., Large-area perovskite solar cells–a review of recent progress and issues. RSC advances, 2018. **8**(19): p. 10489-10508.

شکل۳ :توزیع شدت میدان الکتریکی برای دو طول موج مختلف در دو حالت تخت و الگودار

[6] Lee, S.-W. *et al.* Perovskites fabricated on textured silicon surfaces for tandem solar cells. *Commun. Chem.* 3, 1–11 (2020).

[7] Wang, D.-L. *et al.* Highly efficient light management for perovskite solar cells. *Sci. Rep.* 6, 18922 (2016).

[8] Xu, L. *et al.* Increasing the efficiency of organic dye-sensitized solar cells over 10.3% using locally ordered inverse opal nanostructures in the photoelectrode. *Adv. Funct. Mater.* 28, 1706291 (2018).

[9] Lee, K.-T. *et al.* Highly efficient colored perovskite solar cells integrated with ultrathin subwavelength plasmonic nanoresonators.*Sci. Rep.* 7, 1–10 (2017).

[10] Haque, S. *et al.* Photonic-structured tio2 for high-efficiency, flexible and stable perovskite solar cells. Nano Energy 59, 91–101(2019).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

لایه نشانی و شناسایی نانوساختار دی سولفید مولیبدن- طلا روی تار نوری جهت تهیه حسگر رطوبت

زهره طیموردل۱، ابراهیم صادقی۱، رقیه پرویزی۱، سید حسین گنجی پور۲

۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه یاسوج، یاسوج

۲گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

چکیده - در این پژوهش، تهیه و ارزیابی عملکرد حسگر تار نوری پوشش داده شده با نانوساختار MoS_2 جهت تعیین میزان رطوبت هوا ارائه داده شده است. همچنین تحقق مفهوم نوری تشدید پلاسمون سطحی (SPR) و تشدید مد اتلافی (LMR) را مطالعه می‌کنیم که باعث انتقال الکترون داغ پلاسمونیکی از فیلم نازک طلا به لایه‌های MOS_2 پوشیده شده روی فیبر نوری پلیمری می‌شود، بررسی شده است. حسگرهای تار نوری مبتنی بر امواج محو شونده متأثر از خواص ساختاری، الکتریکی و نوری لایه نشانده شده در ناحیه حسگری می‌باشد. در این تحقیق، ماده‌ی حسگری شامل لایه نازک طلا و نانوساختار دی سولفید مولیبدن بوده که برای ساخت آن‌ها به ترتیب از روش کندوپاش و هیدروترمال استفاده شده است. تغییر خواص محیط اطراف می‌تواند منجر به تغییر در شیب تشدید طول موج ناشی از پلاسمون سطحی و مدهای اتلافی در لایه نازک $MOS_2Au/$ شود که روی فیبر نوری به‌عنوان محیط انتقال‌دهنده پوشش داده شده است.

کلید واژه- نانوساختار MOS_2، طلا، حسگر رطوبت، تشدید پلاسمون سطحی، تشدید مد اتلافی

Developed and characterization of MoS_2/Au nanostructure coating on the optical fiber towards a humidity sensing application

Zohreh Teymoordel[1],Ebrahim Sadeghi [1] Roghaieh Parvizi[1], Sayyed Hossein Gangipour [2]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, Yasouj University, Yasouj 75914-353, Iran

[2] Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran

Abstract- In this work, clad-modified fiber with MoS_2/Au layer was experimentally investigated towards relative humidity (RH) sensing module. Too, we study the realization of the optical concept of hybrid surface plasmon resonance (SPR) and lossy mode resonance (LMR) that gives rise to the plasmonic hot electron transfer from an Au thin film to MoS2 layers coated on polymer optical fibre to address. In this research, the sensor material consists of a thin layer of gold and a nanostructure of molybdenum disulfide, which were manufactured by sputtering and hydrothermal methods, respectively. The altered properties in the surrounding environment, in turn, can lead to changes in the resonance dip wavelength stemming from the emerged surface Plasmon and lossy modes of Au/MoS2 bilayer thin film coated on the optical fiber as the transducing medium.

Keywords: MoS_2 nanostructure, Gold, Humidity sensor, Surface plasmon resonance, Lossy mode resonance.

مقدمه

دی سولفید مولیبدن یکی از مهم‌ترین فلزات واسطه دی کالکوژنه است که از فلز مولیبدن و کالکوژن سولفور تشکیل شده است و به دلیل خصوصیات ویژه‌ای از قبیل پایداری شیمیایی بالا، برهم‌کنش قوی نور-ماده، تحرک‌های استثنایی حامل، و گاف انرژی قابل تنظیم در سال های اخیر مورد توجه قرار گرفته است. دی سولفید مولیبدن پودر سیاه رنگ با فرمول مولکولی MoS_2 است که دارای ساختار بلوری شش-گوشی بوده که در آن هر اتم Mo در مرکز یک منشور مثلثی ایجاد شده توسط ۶ اتم S قرار دارد[۱]. برای بهبود جمع آوری و تبدیل انرژی، این ساختارها ممکن است اکسیتون‌های بین لایه‌ای با عمر طولانی را با یک استراتژی امیدوارکننده شامل تزریق حامل با ترکیب نانوساختارهای پلاسمونیک نشان دهند [۲].

در این مقاله، ماده‌ی حسگری شامل لایه نازک طلا و نانوساختار دی سولفید مولیبدن بوده که برای ساخت آن‌ها به ترتیب از روش کندوپاش و هیدروترمال استفاده شده است. از روش کندوپاش برای ساخت لایه فلزات با ضخامت نانو تا میکرو می‌توان استفاده کرد. در این روش مانند روش‌های لایه‌نشانی فیزیکی بخار، تحت شرایط خلا، سه مرحله ی تبخیر ماده‌ی هدف، انتقال بخار از هدف به سطح زیر لایه و تشکیل لایه نازک روی زیرلایه با انباشت بخار هدف صورت می‌پذیرد [۳]. روش هیدروترمال یکی از قوی‌ترین و پرکاربردترین روش‌ها برای سنتز نانوساختارها می‌باشد. در این روش که بر پایه شکل‌گیری و رشد بلورها در اثر واکنش‌های شیمیایی و تغییرات انحلال مواد در یک محلول آبی تحت دما و فشار مناسب است را می توان به عنوان یک روش بسیار توانمند و تطبیق‌پذیر برای رشد نانوساختارهای MoS_2 استفاده کرد. اگرچه مقالات بسیاری درباره رشد نانوساختار MoS_2 روی سطوح مسطح وجود دارد ولی مقالات اندکی درمورد رشد این نانوساختار روی سطوح خمیده و تار نوری منتشر شده است[۴].

در این مقاله از تار نوری پلیمری چندمدی باضخامت ۷۵۰ میکرون استفاده شده است، تارهای نوری چندحالته دارای ابعاد بزرگی هستند (قطر هسته آن‌ها حدود ۶۲/۵ میکرون می‌باشد) به همین دلیل هنگام ورود نور به داخل آن، مدهای متفاوتی به طور همزمان داخل هسته انتشار می‌یابند [۵].

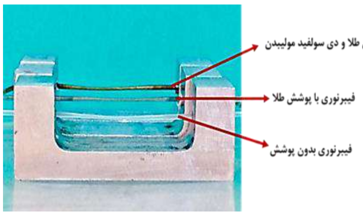
ادغام علم نانو و فیبر نوری امکان توسعه سیستم‌های سنجش زیستی بسیار حساس، انتخابی و قابل تکرار مبتنی بر طیف‌سنجی را برای کاربردهای واقعی باز کرده است. انواع مختلف امواج سطحی مانند پلاریتون، پلاریتون پلاسمون سطحی (SPP)، بلوخ و حالت تلفات را می توان با برهمکنش نوری که در یک فیبر نوری حرکت می کند و محیط اطراف آن بررسی کرد. در این کار، لایه حسگری از موادی با ضریب شکست منفی (مانند طلا) و یک نیمه هادی (مانند MoS_2) با ضریب شکست مثبت به اندازه کافی بزرگ تشکیل شده است. مشروط بر اینکه حالت هدایت با نوسانات چگالی بار در فصل مشترک دی الکتریک ها و فلزات یا با حالت تلفات خاصی از لایه نازک نیمه هادی همراه باشد، تشدیدهای ظاهر شده به ترتیب SPR یا LMR هستند.

مواد و روش آزمایش

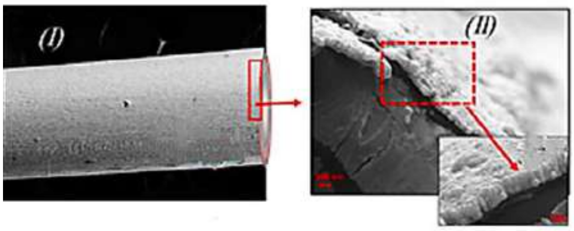
با استفاده از سونش مکانیکی (دستگاه سونش تار نوری و سنباده) روکش و قسمتی از هسته تار نوری پلیمری با قطر ۷۵۰ میکرون به اندازه ٪۴۰ از حالت اولیه سونش داده شد و قطر آن به ضخامت ۰/۴۵ میلی متر رسید[۶]. مواد شیمیایی مورد استفاده در این پژوهش، ۰/۰۷۶۸ مولار سدیم مولیبدان دو آبه($Na_2MoO_4.2H_2O$) و ۰/۳ مولار تیواستامید، ۰/۱۲۵۶ مولار سیتریک اسید یک آبه($C_6H_8O_7.H_2$)، ۰/۰۰۱ مولار گلیسین ($C_2H_5No_2$) و ۱۲۰ میلی لیتر آب مقطر دوبار یونیزه می‌باشد[۷].

ماده‌ی حسگری مورد استفاده برای ساخت حسگر، دی سولفید مولیبدن است. زمانی که این ماده به تنهایی روی تارنوری لایه‌نشانی شود با وجود توانایی پاسخ به محرک‌های محیطی، قدرت چسبندگی بالایی به سطح استوانه‌ای تارنوری ندارد و به صورت یکنواخت و همگن روی تارلایه‌نشانی نمی‌شود. به همین دلیل استفاده از یک ماده دیگر به عنوان لایه واسطه بین سطح تارنوری و پوشش دی سولفید مولیبدن ضروری است. به همین دلیل لایه‌ی نازک طلا به ضخامت ۱۰۰ nm به عنوان زیرلایه انتخاب گردید[۸] . پیوند مناسب بین S و Au سبب قرار گرفتن لایه‌ی دی سولفید مولیبدن بر روی لایه طلا می شود. از آنجایی که ضخامت لایه‌ی واسطه باید به اندازه‌ای کم باشد که مانع از نفوذ پرتوهای محوشونده به لایه MoS_2 نشود، برای لایه نشانی طلا بر روی سطح تارنوری از روش کندوپاش استفاده شد و لایه‌ای نازک طلا به صورت یکنواخت روی تارنوری قرار گرفت.(شکل۱و۲).

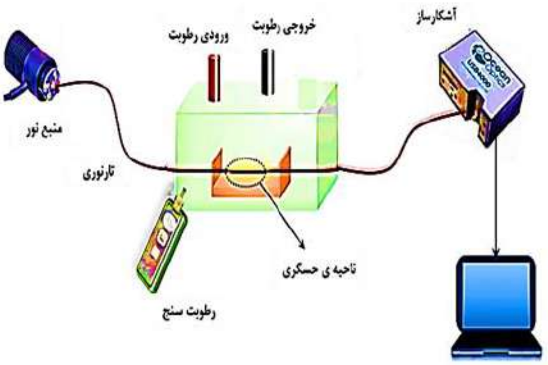
پیکربندی حسگر مبتنی بر تار نوری شامل منبع نور مرئی و آشکار ساز(طیف سنج) متناسب با ناحیه‌ی طول موجی باند مرئی می‌باشد. نور از یک سر تار نوری چند حالته وارد شده و بعد از برهم کنش با نانوساختار MoS_2 از انتهای دیگر فیبر خارج می‌شود و تغییرات شدت نور خروجی توسط آشکارساز نوری ثبت می‌گردد. در این مقاله از تار نوری فقط به عنوان انتقال دهنده‌ی نوراستفاده می‌شود، شدت نور خروجی کاهش می‌یابد (شکل ۳).



شکل۱: مراحل مختلف آماده سازی تار نوری و لایه نشانی بر روی آن



شکل۲: تصاویر FESEM از لایه نازک طلا روی تار نوری(I) سطح تار نوری(II) مقطع عرضی تار نوری



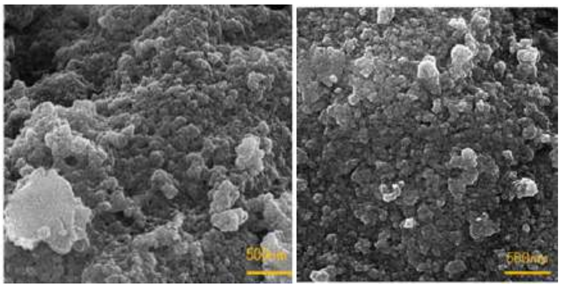
شکل۳: نمایی از سامانه حسگری برای حسگر رطوبت تار نوری

نتایج و بحث

شکل۴ تصاویر حاصل از میکروسکوپ الکترونی می‌باشد که نشان دهنده رشد یکنواخت نانوساختار MoS_2 روی تار نوری سونش یافته و لایه نشانی شده با طلا می‌باشد. تار نوری لایه نشانی شده با زیرلایه طلا و نانوساختار MoS_2 به دلیل پیوند مناسب میان طلا و گوگرد سبب چسبندگی بهتر عناصر روی تار نوری می شود.

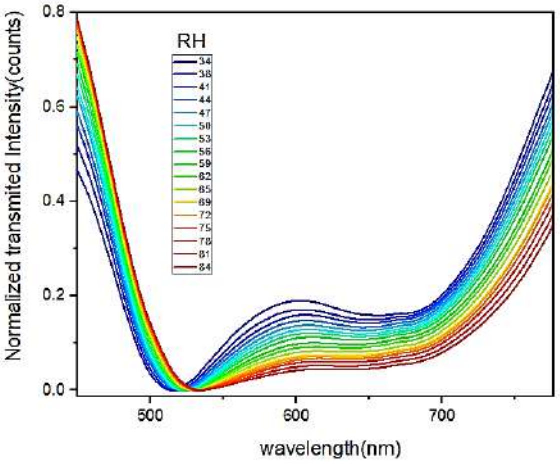
شکل (۵-الف و ب) در شرایط یکسان برای دو حسگر، محدوده‌ی طول موجی نور مرئی نشان داده شده است. با استفاده از دستگاه رطوبت ساز، بخار سرد تولید شده، به یک محوطه‌ی بسته و کاملا محصور شده‌ای وارد می‌شود. قسمت حسگری تار نوری در این محوطه بسته قرار دارد بطوریکه منبع نور به قسمت ورودی تار و خروجی تار به آشکارساز متصل می‌باشد. رطوبت با درصدهای مختلف به تار نوری اعمال شده، لایه پوشش به مولکول‌های آب واکنش نشان داده و بدلیل تغییر در ضریب شکست، شدت نور خروجی تغییر می‌کند. این تغییرات طیف نور خروجی توسط آشکارساز نوری ثبت شده است. در طیف خروجی پاسخ حسگر، طول موجی که کمترین مقدار عبور شدت را نشان می‌دهد، (طول موج جذبی)، به عنوان معیار تشخیص حسگر در نظر گرفته شده است. بدلیل ایجاد موج محو شونده درون لایه که مسئول واکنش بین ناحیه حسگر و محیط اطراف است، طول موج نقطه جذب افزایش و به نوبه خود سبب تغییر در شدت نور خروجی می‌شود. درصد رطوبت اعمال شده توسط حسگر تجاری در محوطه ی بسته کنار تار نوری اندازه‌گیری شد. مشاهده گردید که برای هر دو تار نوری، با افزایش رطوبت، شدت نور خروجی کاهش و طول موج جذبی افزایش می‌یابد و این تغییرات طول موج در تار نوری لایه‌نشانی شده با MoS_2 زیرلایه طلا نسبت به تارنوری پوشیده شده با MoS_2 بیش‌تر می-باشد[۶].

همان‌طور که در شکل ۶ نشان داده شده است شیب و خطی بودن نتایج با استفاده از زیرلایه طلا بهبود یافته است. تغییر طول موج جذبی نسبت به رطوبت اعمال شده و خطی بودن حسگرها بررسی شد. اگرچه برای هردو تار نوری یک رابطه خطی بین رطوبت اعمال شده و طول موج وجود دارد ولی هنگامی که نانوساختار MoS_2 با زیرلایه طلا به عنوان لایه حسگر مورد بررسی قرار گرفت، به دام انداختن نور در مرز بین هسته و محیط بهبود می‌یابد که منجر به عملکرد حسگری بهتری می‌شود. MoS_2 لایه‌نشانی شده روی تار نوری پوشیده با طلا با R^2 =۰/۹۸ دارای خطی‌ترین حالت و شیب $(\frac{\Delta\lambda(nm)}{RH\%})$ ۰/۷۱ دارای بیش‌ترین شیب خطی نسبت به MoS_2 روی تار نوری می‌باشد.

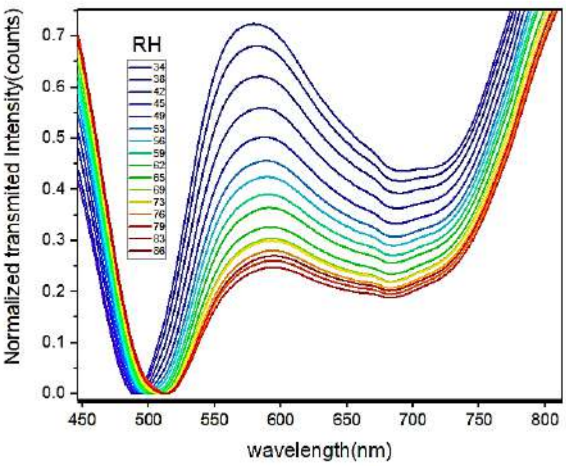


(ب) (الف)

شکل۴ : تصاویر FESEM با مقیاس ۵۰۰nm از پودر MoS_2 لایه‌نشانی شده روی (الف) تار نوری (ب) تار نوری پوشیده با طلا

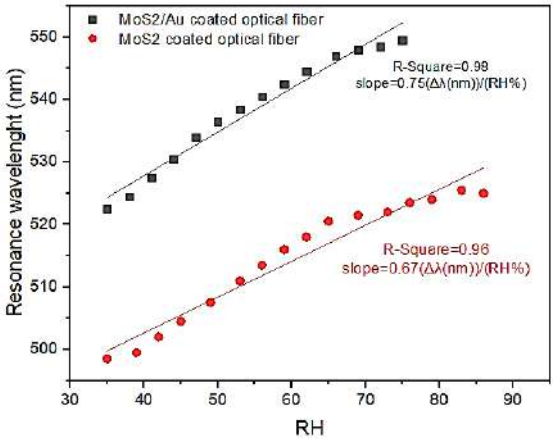


(الف)



(ب)

شکل۵: نمودار تغییرات طیف بهنجار شده عبوری از تار نوری با طول موج برای تارهای نوری لایه‌نشانی شده با (الف) $\mathrm{Mo}\boldsymbol{S_2}$ (ب) $\mathrm{Mo}\boldsymbol{S_2}$ با زیرلایه طلا



شکل۶: نمودار کالیبراسیون حسگری برای تغییرات طول موج جذبی با افزایش رطوبت برای دو تار نوری

نتیجه گیری

عملکرد حسگری انجام شده با زیرلایه طلا در لایه نشانی نانوساختار $\mathrm{Mo}S_2$ روی تار نوری برای اندازه گیری رطوبت هوا بهبود یافته است.

منابع

[1] M .Ye, D. Zhang, R. Pandey, Y. Yap, Photonics, 2 (2015) 288-307.

[2] Kanso, M., S. Cuenot, and G. Louarn, Sensitivity of optical fiber sensor based on surface plasmon resonance: modeling and experiments. Plasmonics, 2: (2)3.008p. 49-57.

[3] K. Wasa, M. Kitabatake, H. Adachi, Thin film materials technology: sputtering of control compound materials, Springer Science and Business Media.

[4] W. S. Chiu, P. S. Khiew, D. Isa, M. Cloke, S. Radiman, N. M. Huang, M. H. Abdullah, Chemical Engineering Journal, 142 (2008) 337-343.

[5] J. M. Seenipr, Optical Fiber Communications: Principles and Practice,2^{nd} Ed, Prentice Hall International, UK, 1992.

[6] Z Ashkavand, E Sadeghi, R Parvizi, M Zare ACS applied materials & interfaces 12 (30), 34283-34296

[7] Teymoordel Z, Parvizi R, Sadeghi E. Synthesis and Characterization of $\mathrm{Mo}S_2$Nanostructure and Coating on the optical Fiber towards a Humidity Sensing Application. ICOP & ICPET _ INPC _ ICOFS 2021; 28 (1) : 67-69.

[8] taravideh K, parvizi R, Sadeghi E. Preparation and Investigation Optical Fiber Sensor Coated Gold Thin Film based on Surface Plasmon Resonance. ICOP & ICPET _ INPC _ ICOFS 2021; 28 (1) :76-78.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی مدولاتور الکترواپتیک سیلیکان فوتونیک مبتنی بر اکسید قلع ایندیوم

نسترن داخم و کامبیز عابدی

دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، تهران، ایران.

Dakhemnastaran1@gmail.com K_abedi@sbu.ac.ir

چکیده- هدف این مقاله، طراحی مدولاتور الکترواپتیک سیلیکان فوتونیک قابل اطمینانی می‌باشد که هم با فناوری فلز-اکسید-نیمه‌هادی مکمل مقرون به صرفه سازگار است و هم دارای تلفات الحاقی پایین، نسبت خاموشی بالا و ابعاد کوچک می‌باشد. برای طراحی این مدولاتور از روش تغییر غلظت حامل برای ایجاد اثر الکترواپتیک استفاده شده است. همچنین، به منظور کاهش ابعاد افزاره و نیز کاهش تلفات، مواد پلاسمونیک جدید مانند اکسیدهای رسانای شفاف در ساختار پیشنهادی به کار گرفته شده‌اند. برای افزایش برهمکنش نور-ماده و تحدید نوری قوی‌تر، موجبر شکاف V-شکل در مدولاتور الکترواپتیک پلاسمونیک مبتنی بر ماده اکسید قلع ایندیوم پیشنهادی مورد استفاده قرار گرفته است. با توجه به نتایج به دست آمده در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر، این مدولاتور به نسبت خاموشی حداکثر ۱۰/۵۵۱۳ دسیبل بر میکرومتر، تلفات الحاقی ۰/۰۱۱۰ دسیبل بر میکرومتر و معیار شایستگی ۹۵۹/۲ دست یافت. این مدولاتور از رشد چشمگیری در معیار شایستگی به نسبت سایر مدولاتورهای پیاده‌سازی شده مبتنی بر اکسید قلع ایندیوم برخوردار است.

کلید واژه-سیلیکان فوتونیک، مدولاتور الکترواپتیک، اکسید رسانای شفاف

Design of a silicon photonic electro-optic modulator based on indium tin oxide

Nastaran Dakhem and Kambiz Abedi

Shahid Beheshti University, Department of Electrical & Computer Engineering, Tehran, Iran.

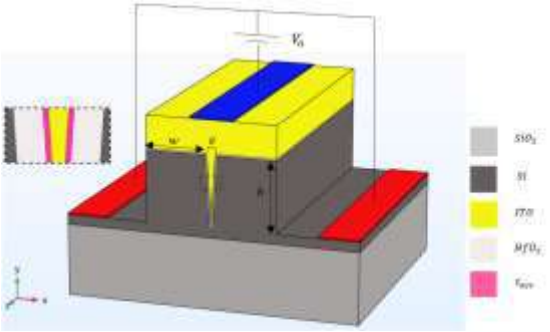
Abstract-The aim of this article is to obtain a reliable silicon photonic electro-optic modulator with low insertion loss, high extinction ratio and small footprint, which is also compatible with cost-effective complementary metal-oxide-semiconductor technology. To design this modulator, the carrier concentration change method has been used to create the electro-optic effect. Besides, in order to reduce the footprint and loss of the device, new plasmonic materials such as transparent conductive oxides have been utilized. To increase the light-matter interaction and strengthen the light confinement, a V-shaped slot waveguide has been used in the proposed silicon photonic electro-optic modulator based on indium tin oxide. According to obtained results at the telecom wavelength of 1.55 µm, this modulator offers a maximum extinction ratio of 10.5513 dB/µm, insertion loss of 0.0110 dB/µm and figure of merit of 959.2. This modulator has a significant increase in FOM compared to other implemented modulators based on indium tin oxide.

Keywords-silicon photonic, electro-optic modulator, transparent conducting oxide

مقدمه

مدولاتور افزاره‌ای حیاتی در مخابرات نوری می‌باشد. در کنار سایر اثرهای غیرخطی برای مدولاسیون نور، یکی از اثرهای فیزیکی مورد استفاده، اثر الکترواپتیک پاشندگی پلاسما می‌باشد [۱]. این اثر، باعث ایجاد تغییر در غلظت حامل آزاد و در نتیجه بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست مواد نیمه‌رسانا می‌شود [۲]. برای کاهش اندازه مدولاتورهای مبتنی بر سیلیکان "پلاسمونیک" گزینه‌ی مناسبی می‌باشد اما به دلیل وجود فلزات، تلفات انتشاری بالایی دارد [۵-۳]. در عوض، اکسیدهای رسانای شفاف از جمله اکسید قلع ایندیوم به دلیل رفتار شبه فلزی، منفی بودن بخش حقیقی گذردهی در طول موج مخابراتی، ناحیه گذردهی ENZ[۱] در رژیم مادون قرمز نزدیک و در عین حال امکان تحقق مدولاتورهای الکترواپتیک کم‌تلفات، کوک‌پذیر، مقرون به صرفه و سازگار با CMOS[۲] توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند [۳-۱].

در این مقاله، مدولاتور الکترواپتیک موجبری مبتنی بر ماده ITO[۳] و سازگار با فناوری CMOS طراحی شده است. این مدولاتور چنانچه در شکل ۱ دیده می‌شود، متشکل از یک موجبر سیلیکانی می‌باشد که با یک لایه نازک دی‌الکتریک HfO_2 و به دنبال آن یک لایه ITO پوشانده شده و از اثر تغییر غلظت حامل برای مدولاسیون کلیدزنی روشن-خاموش حامل نوری استفاده می‌کند. ناحیه شکاف، ساختاری V-شکل دارد که با ماده ITO پر می‌شود و بایاس الکتریکی بین لایه‌های سیلیکان و ITO اعمال می‌شود. این مدولاتور با شکاف V-شکل به نسبت ساختارهای مشابه با هندسه‌ی ناحیه شکاف متفاوت، همپوشانی مد نوری و ماده فعال را بهبود می‌بخشد و به تلفات خاموشی بالا، تلفات الحاقی پایین، ابعاد کوچک و در نتیجه معیار شایستگی بهبودیافته دست می‌یابد. کلیه نتایج شبیه‌سازی به دست آمده در این مقاله، در طول‌موج عملکردی ۱/۵۵ میکرومتر و با استفاده از نرم‌افزار تجاری COMSOL Multiphysics® با روش المان محدود و Matlab® استخراج شده‌اند.



شکل ۱: ساختار مدولاتور الکترواپتیک پلاسمونیک V-شکل مبتنی بر ITO

ابعاد و مشخصات کلی

همانند مدولاتور شکاف معرفی شده در [۶]، ضخامت لایه دی‌الکتریک ۵ نانومتر، لایه ITO ۱۰۰ نانومتر، ارتفاع موجبر سیلیکانی (h) ۲۲۰ نانومتر و w برابر با ۱۸۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. با این تفاوت که به جای شکاف مستطیلی، شکاف V-شکل با مقدار g برابر با ۳۰ نانومتر به کار رفته است. لایه‌های مواد متوالی $Si/HfO_2/ITO$، چیدمان خازن‌مانندی را برای کنترل غلظت حامل آزاد ITO تشکیل می‌دهند. این مدولاتور تنها از قطبش TE[۴] پشتیبانی می‌کند. غلظت ناخالصی در ITO برابر با $۱۰^{۱۹}\mathrm{cm}^{-۳}$ در نظر گرفته شده است و مقادیر ضرائب شکست لایه‌های به کار رفته در شکل ۱ عبارتند از: $n_{Si}=۳.۴۸-۱.۱۱\times۱۰^{-۴}$، $n_{ITO}=۱.۹۸-۱.۱۲\times۱۰^{-۳}$ $n_{HfO_۲}=۲.۰۷$ و $n_{SiO_۲}=۱.۴۵$.

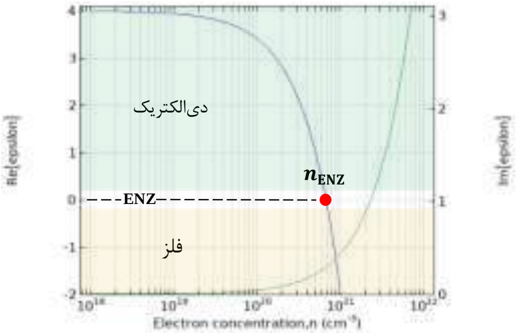
مدل‌سازی وابسته به حامل ماده ITO

خواص نوری ITO با رفتار الکترون های آزاد آن مشخص می‌شود. با توجه به غلظت بالای حامل آزاد آن، از مدل ساده تلفاتی درود رابطه (۱) برای گذردهی مادون قرمز آن استفاده شده است [۶]:

[۱] Epsilon near zero
[۲] Complementary metal-oxide-semiconductor
[۳] Indium tin oxide
[۴] Transverse Electric

$$\tilde{\varepsilon}_{ITO} = \tilde{\varepsilon}_{opt}(1-\frac{\omega_P^2}{\omega^2 - j\omega\gamma}) \quad (۱)$$

$\tilde{\varepsilon}_{opt}$ ثابت دی‌الکتریک فرکانس بالا و برابر با 4 در نظر گرفته شده است. ω_P فرکانس پلاسما و γ نرخ میرایی می‌باشد. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، با تنظیم غلظت الکترون، قسمت حقیقی $\tilde{\varepsilon}_{ITO}$ در $n_{ENZ} \approx ۶.۱۷\times۱۰^{۱۹}\,cm^{-۳}$ به صفر میل می‌کند که به معنی تغییر رفتار ITO از دی‌الکتریک کم تلفات به فلز تلفات بالا می‌باشد.



شکل ۲: بخش های حقیقی و موهومی گذردهی ITO بر حسب غلظت الکترون در طول‌موج ۱/۵۵ میکرومتر.

تقریب توماس-فرمی

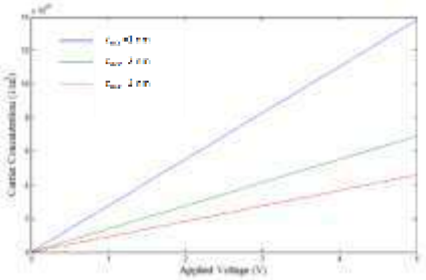
با استفاده از تقریب توماس-فرمی، غلظت الکترون در لایه تجمعی ITO بر حسب ولتاژ گیت به صورت رابطه (۲) بیان می‌شود [۷]:

$$n_{acc} = n_0 + \frac{\varepsilon_0 . k_{HfO_2} . V_a}{e\, t_{HfO_2} . t_{acc}} \quad (۲)$$

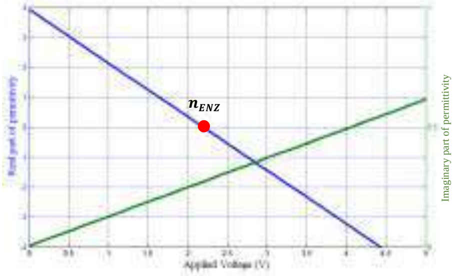
که در آن ۲۵ = k_{HfO_2} و ۵ = t_{HfO_2} درنظر گرفته شده‌اند. e بار پایه و ε_0 گذردهی دی‌الکتریک خلا می‌باشد. n_0 غلظت الکترون آزاد در ناحیه باند تخت برابر با غلظت ناخالصی ITO می‌باشد. t_{acc} یا همان ضخامت لایه تجمعی برابر با ۱ نانومتر در نظر گرفته شده است.

نتایج شبیه‌سازی

غلظت حامل در سه لایه‌ی تجمعی مختلف و گذردهی ITO در این لایه بر حسب ولتاژ اعمالی به ترتیب در شکل ۳ و ۴ نشان داده شده است. تقریبا از ولتاژ ۲/۲ ولت، بخش حقیقی گذردهی به سمت صفر میل می‌کند و وارد ناحیه‌ی ENZ می‌شود.

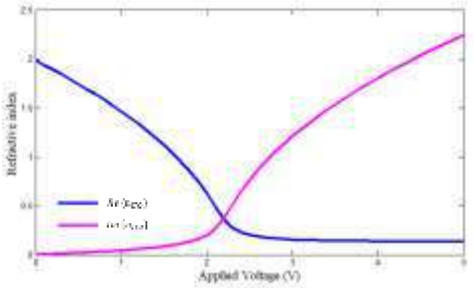


شکل ۳: تاثیر ولتاژ اعمالی بر غلظت حامل ITO در ضخامت‌های مختلف لایه‌ی تجمعی.



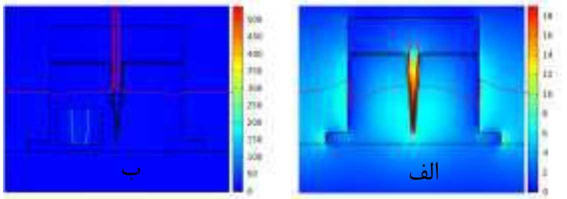
شکل ۴: بخش حقیقی و موهومی گذردهی ITO بر حسب ولتاژ اعمالی در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر.

ضریب شکست ITO در لایه تجمعی بر حسب ولتاژ اعمالی در شکل ۵ مشاهده می‌شود.



شکل ۵: بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست ITO بر حسب ولتاژ اعمالی در لایه تجمعی.

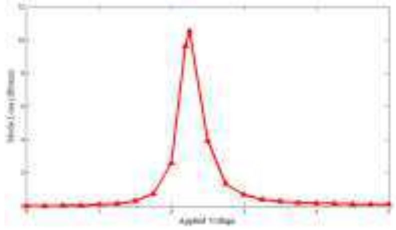
در شکل ۶، توزیع میدان الکتریکی $|E_x|$ در حالت روشن و در ناحیه ENZ، ملاحظه می‌شود. در ناحیه ENZ برای طول‌موج‌های مادون قرمز نزدیک، افزایش شدید میدان الکتریکی در لایه تجمعی حامل ITO به دلیل پیوستگی مولفه عمودی میدان جابجایی الکتریکی در فصل مشترک ITO/HfO_2 رخ می‌دهد.



شکل ۶: الف) توزیع میدان الکتریکی $|E_x|$ متناظر مد TE در صفر ولت. ب) توزیع میدان الکتریکی $|E_x|$ متناظر برای مد TE در ناحیه ENZ

با استفاده از تحلیل مدی نرم‌افزار کامسول، ضریب شکست موثر جهت محاسبه تلفات مدی به دست آمد. تلفات مدی با استفاده از رابطه ۳ مطابق با شکل ۷ استخراج می‌شود[۶].

$$\alpha(\mathrm{dB/\mu m}) = 10\left|\log(e^{\frac{-4\pi}{\lambda}\mathrm{Im}(n_{eff})})\right| \qquad (۳)$$



شکل ۷: تلفات مدی بر حسب ولتاژ اعمالی.

زمانی که ولتاژ اعمال می‌شود، به علت تزریق حامل، ITO مانند فلز عمل می‌کند و در فصل‌مشترک ITO/HfO_2، پلاسمون‌ها تحریک می‌شوند. بنابراین، انرژی نور فرودی کاملا صرف تحریک پلاریتون‌های پلاسمون سطحی می‌شود (مد پلاسمونیکی). در نبود ولتاژ، ITO مانند عایق عمل می‌کند و در نتیجه نور ورودی از انتهای مدولاتور خارج می‌شود (مد نوری). تلفات الحاقی (تلفات مدی حالت روشن) برابر با ۰/۰۱۱۰ dB/μm و نسبت خاموشی حداکثر ۱۰/۵۵۱۳ dB/μm به دست آمد. معیار شایستگی تابعی از پارامترهای مدولاتور است که به راحتی از طریق شبیه‌سازی یا مشخصه‌سازی یافت می‌شود [۴] و بیانگر چگونگی تغییر انتشار مد از طریق موجبر نسبت به تضعیف در حالت روشن می‌باشد. مقدار معیار شایستگی برای این مدولاتور برابر با ۹۵۹/۲ استخراج شد. مقایسه مقادیر پارامترهای مدولاتور این مقاله با مدولاتور معرفی‌شده در [۶] که دارای ناحیه شکاف مستطیلی می‌باشد، در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱: مقایسه مقادیر پارامترهای مقاله و مدولاتور معرفی‌شده در [۶]

	تلفات الحاقی (dB/μm)	نسبت خاموشی (dB/μm)	معیار شایستگی
مدولاتور معرفی شده در [۶]	۰/۰۱	۱/۶	۱۶۰
این مقاله	**۰/۰۱۱۰**	**۱۰/۵۵۱۳**	**۹۵۹/۲**

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک مدولاتور الکتروپتیک سیلیکان فوتونیک مبتنی بر ماده ITO طراحی شد. این مدولاتور با ناحیه شکاف V-شکل به نسبت سایر ساختارهای با ناحیه شکاف متفاوت، همپوشانی مد نوری و ماده فعال را بهبود می‌دهد و در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر، به نسبت خاموشی ۱۰/۵۵۱۳ دسیبل بر میکرومتر، تلفات الحاقی ۰/۰۱۱۰ دسیبل بر میکرومتر و معیار شایستگی ۹۵۹/۲ دست یافت.

مراجع

[1] M. Abdelatty, “High-speed hybrid plasmonic electro-optical absorption modulator exploiting epsilon-near-zero effect in indium-tin-oxide”, Journal of Nanophotonics, 12(03), p.1, 2018.

[2] V. Babicheva, A. Boltasseva, and A. Lavrinenko, “Transparent conducting oxides for electro-optical plasmonic modulators”, Nanophotonics, 4(1), pp.165-185, 2015.

[3] M. Badr, M. Abdelatty, and M. Swillam, “All-silicon transparent conducting oxide-integrated electro-optical modulator”, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXII, 2018.

[4] H. Sepehrian, A. Yekani, W. Shi, and L. Rusch, “Assessing Performance of Silicon Photonic Modulators for Pulse Amplitude Modulation”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 24(6), pp.1-10, 2018.

[5] V. Sorger, N. Lanzillotti-Kimura, R. Ma, and X. Zhang, “Ultra-compact silicon nanophotonic modulator with broadband response”, Nanophotonics, 1(1), pp.17-22, 2012.

[6] G. Sinatkas, A. Pitilakis, D. Zografopoulos, R. Beccherelli, and E. Kriezis, “Transparent conducting oxide electro-optic modulators on silicon platforms: A comprehensive study based on the drift-diffusion semiconductor model”, Journal of Applied Physics, 121(2), p.023109, 2017.

[7] M. Shah, R. Lu, and Y. Liu, “Enhanced Performance of ITO-Assisted Electro-Absorption Optical Modulator Using Sidewall Angled Silicon Waveguide”, IEEE Transactions on Nanotechnology, 17(3), pp.412-418, 2018.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده در حسگرهای مبتنی بر نانوذرات نقره تولید شده به روش تبادل یونی

میلاد حبیبی ماشلی، سیبونه ایوضی، جعفر مصطفوی امجد

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، دانشکده فیزیک

mostafavi@iasbs.ac.ir

چکیده- نانوذرات به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد نوری در ساخت حسگرهای نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده کابرد فراوانی دارند. به دلیل اثرات تحریک پذیری قوی سـطحی، حسگرهای نوری نانوذرات نقره دارای سرعت واکنش پذیری بالا و حسـاسـیت بیشتر نسبت به حسگرهای فیلم نازک هستند. این حسگرها تا حد زیادی به اندازه و شکل نانوذرات و همچنین خواص دی‌الکتریک محیط اطرافشـان وابسته هستند. در این مقاله از ساختار کرشمن برای تحریک پلاسمون‌های سطحی نانوذرات استفاده شده است. طیف بازتابی به دست آمده در طول موج‌های مختلف با روش جاروب زاویه، تحریک پلاسمون سطحی را نشان می‌دهد. به دلیل پیوند قوی نانوذرات با ماتریس شیشه این حسگر قابلیت استفاده مکرر در سنجش مواد زیستی را دارد.

کلید واژه- تبادل یون، تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، حسگر، نانوذرات نقره.

Localized surface plasmon resonance in sensors based on silver nanoparticles produced by ion exchange method

Milad Habibi Masheli, Sioneh Eyvazi, Jafar Mostafavi Amjad

Department of physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

mostafavi@iasbs.ac.ir

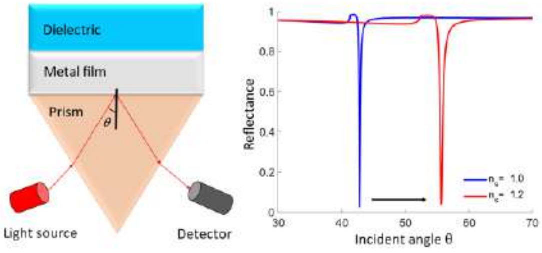
Abstract- Nanoparticles due to their unique optical properties are widely applicable in construction of optical sensors based on localized surface plasmon resonance. Due to the strong surface excitability effects, silver nanoparticle optical sensors have high response speed and higher sensitivity than thin film sensors. These sensors are largely dependent on nanoparticle size and shape, as well as the dielectric properties of the environment around them. In this paper, the Kretschmann configuration is used to excite the surface plasmon of nanoparticles. The reflection spectrum at different wavelengths is obtained by the angle scanning method which shows the excitation depth at different resonance angle. Due to the strong bonding of nanoparticles with the glass matrix, this sensor can be used repeatedly in the biological materials measurement.

Keywords: Ion exchange, Localized surface plasmon resonance, Sensor, Silver nanoparticles.

مقدمه

مطالعات علمی دربارهی تشدید پلاسمون جایگزیده با پژوهش‌های گوستاو می بر روی پراکندگی و جذب تابش الکترومغناطیسی به وسیله‌ی یک کره شروع شد. تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده پدیده‌ای است که در اثر برهمکنش نور با نانوذرات رسانا که کوچک‌تر از طول موج نور فرودی هستند ایجاد شده و منجر به نوسان دسته جمعی الکترون های آزاد فلز نسبت به شبکه نانوذرات در فرکانس تشدید می‌شود. همان‌طور که در تشدید پلاسمون سطحی میدان الکتریکی نور فرودی قادر به تحریک دسته جمعی الکترون‌های نوار رسانش است، در تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده هم می‌توان شاهد چنین نوساناتی بود که فرکانس تشدید آن‌ها به ترکیب، اندازه، شکل‌هندسی، محیط دی-الکتریک و فاصله بین نانوذرات وابسته است. حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده از حساسیت فرکانس پلاسمون به تغییرات ضریب شکست موضعی در سطح نانوذره استفاده می‌کنند و می‌توانند برای مواردی مانند سنجش شیمیایی و زیستی به کار روند. نانوذرات فلزی پلاسمونیکی (مانند طلا ، نقره و ...) نور مرئی را به خاطر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده جذب و پراکنده می-کنند. تشدید پلاسمون سطحی منتشر شونده در یک فیلم نازک فلزی به تغییر در ضریب شکست محیط نزدیک فیلم فلزی حساس است و نتیجه آن جابه‌جایی در زاویه تشدید خواهد بود (شکل۱). تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده نانوذرات فلزی هم به سبب جابه‌جایی طول موج تشدید در پاسخ به تغییرات ضریب شکست می‌تواند در توسعه و ساخت حسگر کاربرد داشته باشد. یک حسگر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، جابه‌جایی پیک خاموشی(جذب و پراکندگی) را اندازه می‌گیرد[۱].

در این مقاله به بررسی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده در نانوذرات نقره پرداخته‌ایم. اثر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده توسط جفت‌شدگی پلاسمون سطحی از طریق منشور به دو روش جاروب زاویه و جاروب طول موج باریکه نور فرودی در ساختار کرشمن مورد بررسی قرار گرفته است.



الف   ب

شکل ۱: الف: ساختار کرشمن برای تحریک پلاسمون سطحی در فیلم نازک فلزی. ب: جابه‌جایی در زاویه تشدید طیف پلاسمون سطحی در اثر تغییر در ضریب شکست محیط نزدیک فیلم فلزی.

مبانی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده

پلاسمون نوسان جمعی از الکترون‌های آزاد در یک فلز نجیب است می‌توان آن را به‌عنوان کوانتایی از نوسانات پلاسما توصیف کرد با این حال، این اصطلاح تا حدودی گمراه کننده است زیرا خود این پدیده می‌تواند به طور دقیق توسط فیزیک کلاسیک توصیف شود. می توان نوسانات پلاسمون را به عنوان نوسانات مکانیکی گاز الکترونی یک فلز در نظر گرفت و وجود یک میدان الکتریکی خارجی باعث جابجایی گاز الکترونی نسبت به هسته‌های یونی ثابت می شود. برای پلاسمون های حجیم این نوسانات در فرکانس پلاسما ω_p رخ می‌دهند.

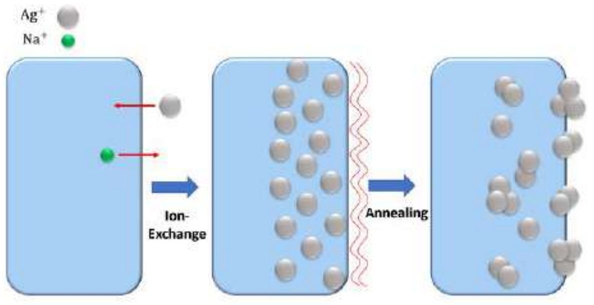
$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (۱)$$

در این رابطه ε_0 گذردهی خلا، m جرم الکترون، n چگالی الکترون و e بار الکترون است. در سطح یک فلز پلاسمون‌ها به شکل پلاریتون‌های پلاسمون سطحی خواهند بود. پلاسمون‌های سطحی به شکل نوری تحریک می‌شوند و نور می‌تواند به مدهای پلاسمون سطحی منتشر شوند یا ایستاده از طریق یک توری یا منشور در سطح فلز جفت شود.

هنگامی‌که یک پلاسمون سطحی به یک ذره با اندازه‌ای قابل مقایسه با طول موج نور، مانند یک نانوذره، محدود شود الکترون‌های آزاد ذره در نوسانات دسته جمعی شرکت می-کنند و آن را پلاسمون سطحی جایگزیده می‌نامند که دو اثر مهم را موجب می‌شود، اول میدان‌های الکتریکی نزدیک سطح ذره به شدت افزایش می‌یابند، این افزایش بسیار زیاد است و با فاصله یافتن از سطح به سرعت از بین می‌رود. دوم خاموشی نوری برای ذره در فرکانس تشدید پلاسمون که در طول موج های مرئی برای نانوذرات فلزی رخ می‌دهد بیشینه است. این پیک خاموشی به ضریب شکست محیط اطراف بستگی دارد و مبنایی برای کاربردهای مرتبط با حسگر است[۲،۳].

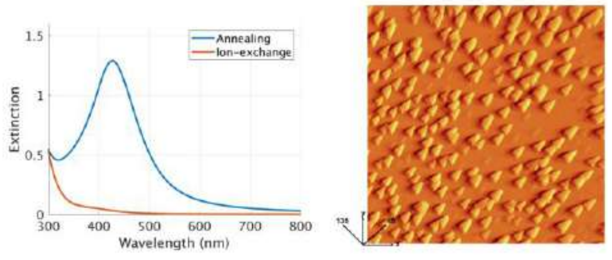
ساخت و بررسی حسگر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده

در این مقاله تراشه‌های حسگر مورد استفاده از روش تبادل یونی و طی فرآیند بازپخت حرارتی برای ایجاد نانو ذرات نقره ساخته شدند. در طول فرآیند تبادل یونی، یون‌های فلزی (در این‌جا نقره) از نمک مذاب شده به داخل شیشه تا عمق معینی (بسته به زمان تبادل یونی) نفوذ کرده و پخش می شوند و با یون سدیم از بستر شیشه جابه‌جا می-گردند(شکل۲). بعد از انتشار داخلی رنگ شیشه‌ها متمایل به زرد دیده می‌شود و ویژگی‌های نوری نمونه‌های تبادل یون شده به دلیل قطبش پذیری الکتریکی یون‌های تبادل شده که سبب تغییر ضریب شکست شیشه شده‌اند دچار تحول می شوند. زمانی که شیشه‌های تبادل یونی تحت بازپخت حرارتی قرار گیرند، یون‌های نقره بعد از گرفتن الکترون از ساختار شیشه و یا اکسیژن های موجود در هوا به اتم های نقره خنثی تبدیل می‌شوند. حین بازپخت اتم های نقره به سمت سطح شیشه انتقال پیدا می‌کنند و این امر باعث می‌شود اتم‌های نقره تجمع یافته و تشکیل نانوذره دهند(شکل۲) [۴،۵].



شکل۲: فرایند تبادل یونی: طی این فرایند یون‌های نقره با یون‌های سدیم از بستر شیشه جابه‌جا می‌شوند و پس از بازپخت با تجمع اتم‌های خنثی نقره، نانوذرات نقره تشکیل می‌شود.

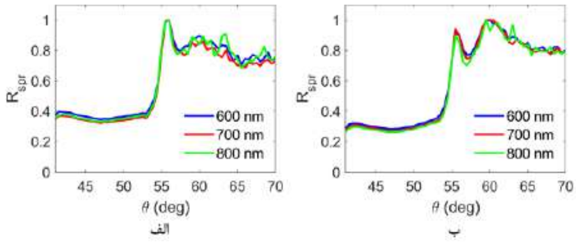
در شکل۳ الف طیف خاموشی دو نمونه متفاوت تبادل یافته و بازپخت شده آورده شده است. برای نمونه‌های تبادل یونی قله جذبی در ناحیه مرئی دیده نمی‌شود که بیانگر عدم تجمع نانوذرات و یا نانوذراتی با اندازه کمتر از یک نانومتر است. با توجه به شکل۳ الف طیف بازپخت نمونه تبادل یافته با قله جذبی در محدوده طیفی ۴۱۸ نانومتر گویای تشکیل نانوذرات در بستر شیشه است. به کمک میکروسکوپ نیروی اتمی می‌توان خواص و ساختارهای سطحی مواد در ابعاد نانومتری را مطالعه کرد. با استفاده از این میکروسکوپ سطح نمونه‌های بازپخت یافته مورد بررسی قرار گرفت. تصویر آورده شده در شکل۳ ب در حالت غیرتماسی و در ابعاد ۱۰میکرون در ۱۰میکرون گرفته شده است و حاوی اطلاعاتی مانند تخمین تعداد نانوذرات در سطح شیشه، میانگین توزیع اندازه و ارتفاع نانوذرات است.



الف ب

شکل۳: الف: طیف خاموشی نمونه تبادل یونی و نمونه بازپخت شده.
ب: تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی نمونه بازپخت شده.

می توان دو روش جاروب زاویه و جاروب طول موج باریکه فرودی را برای آشکارسازی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده به کار گرفت. در جاروب زاویه و یا طول موج، عدد موج باریکه نور فرودی در زاویه و یا طول موج معینی با عدد موج پلاسمون‌های سطحی برابر می‌شود که به آن زاویه و یا طول موج تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده گفته می‌شود. در این مقاله از این دو روش برای آشکارسازی تشدید با استفاده از طیف سنجی مرئی- فرابنفش استفاده شده است. ساختار مورد بررسی بر پایه‌ی ساختار کرشمن متشکل از منشور نیم استوانه از جنس BK7 و نمونه تبادل یون شده است که به وسیله روغن به منشور چسبیده می‌شود. در روش جاروب زاویه، منبع نور باریکه فرودی لامپی است که در یک طول موج مشخص، زاویه‌ی نور ورودی به ساختار را جاروب می‌کند و شدت نور بازتابی از ساختار توسط آشکارساز دستگاه طیف‌سنج اندازه‌گیری می‌شود. نور توسط قطبشگر قطبیده شده و با قطبش TM به نمونه مورد بررسی می‌تابد. همچنین حساسیت جاروب زاویه به اندازه ۰,۵ درجه است. دو نمونه شامل غلظت ۴ درصد و ۵ درصد نقره در شرایط یکسان با دمای تبادل یونی ۴۰۰ درجه سلسیوس به مدت ۴ ساعت و دمای بازپخت ۵۵۰ درجه سلسیوس به مدت یک ساعت مورد بررسی قرار گرفته‌اند. شکل۴ منحنی بازتاب بر حسب زاویه مربوط به نمونه‌های با غلظت ۴ درصد و ۵ درصد را نشان می دهد. با توجه به نتایج زاویه تشدید پلاسمون سطحی در بازه‌ای بین ۵۵ تا ۶۰ درجه است. همچنین با افزایش طول موج از ۶۰۰ به ۸۰۰ نانومتر زاویه تشدید به سمت زوایای کمتر می‌رود. رفتار طیف ها نشانگر این است که تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده در نانو ذرات با استفاده از نمونه های تبادل یافته اتفاق افتاده و همچنین با افزایش طول موج زاویه تشدید به زوایای کمتر جابه‌جا می‌شود.



شکل۴: منحنی بازتاب برحسب زاویه نور فرودی در سه طول موج مختلف الف: نمونه ۴درصد نقره ب: نمونه ۵درصد نقره.

نتیجه‌گیری

فلزات در ابعاد نانومتری، به دلیل تغییراتی که در ویژگی های اپتیکی آن ها به وجود می‌آید، موجب استفاده در بسیاری از کاربرد ها از جمله حسگرهای زیستی مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده شده‌اند که یکی از دلایل آن، افزایش سرعت واکنش‌پذیری مواد آنالیت با سطح نانوذرات، به دلیل اثرات سطحی قوی نانوذرات است.

مرجع‌ها

[1] Kazuma E, Tatsuma T. Localized surface plasmon resonance sensors based on wavelength-tunable spectral dips. Nanoscale. 2014;6(4):2397-405.

[2] Mayer KM, Hafner JH. Localized surface plasmon resonance sensors. Chemical reviews. 2011 Jun 8;111(6):3828-57.

[۳] سیبونه ایوضی، جعفر مصطفوی امجد. ۱۴۰۱. بررسی تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده در نانوذرات نقره. دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، دانشکده فیزیک.

[4] Zhang J, Dong W, Sheng J, Zheng J, Li J, Qiao L, Jiang L. Silver nanoclusters formation in ion-exchanged glasses by thermal annealing, UV-laser and X-ray irradiation. Journal of crystal growth. 2008 Jan 4;310(1):234-9.

[5] Wang PW. Formation of silver colloids in silver ion-exchanged soda-lime glasses during annealing. Applied surface science. 1997 Dec 1;120(3-4).

بررسی اطلاعات فیشر کوانتومی در سامانه اپتومکانیکی دو مدی

فاطمه دانشمند، حمیدرضا باغشاهی، سید یحیی میرافضلی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان

Daneshmandfatemeh17@gmail.com, baghshahi@vru.ac.ir, y.mirafzali@vru.ac.ir.

چکیده - در این مقاله برهم‌کنش یک اتم سه ترازی نوع Λ با یک میدان دو مدی در یک سامانه اپتومکانیکی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. با در نظر گرفتن شرایط اولیه مشخص و هامیلتونی موثر سامانه، شکل صریح بردار حالت سامانه به صورت تحلیلی به دست می‌آید. سپس اطلاعات فیشر کوانتومی (QFI) برای تخمین مقدار اتلاف مربوط به مد مکانیکی بررسی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که بیشینه اطلاعات فیشر کوانتومی با تغییر ثابت جفت‌شدگی تغییر نمی‌کند و دقت اندازه‌گیری پارامتر اتلاف نوسانگر مکانیکی را تغییر نمی‌دهد. علاوه بر این افزایش اتلاف مد مکانیکی، موجب کاهش اطلاعات فیشر کوانتومی یا کاهش دقت تخمین این پارامتر می‌شود.

کلید واژه- سامانه اپتومکانیکی، اطلاعات فیشر کوانتومی، میدان دو مُد، هامیلتونی موثر.

Investigation of quantum Fisher information in two-mode optomechanical system

Fatemeh Daneshmand, Hamid Reza Baghshahi, syyed Yahya Mirafzali

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract- In this paper, the interaction between a Λ-type three-level atom with a two-mod field in the optomechanical system is studied. Under determined initial conditions and using effective Hamiltonian for the system, the explicit form of the state vector of the system is analytically obtained. Then, the quantum Fisher information (QFI) is analyzed to estimate the amount of the dissipation of the mechanical mode. The results show that the maximum QFI does not change with the change of coupling constant and it does not change the measurement accuracy of the decay parameter of the mechanical oscillator. In addition, increasing the decay of the mechanical mode decreases the QFI or the accuracy of the estimation of this parameter.

Keywords: Optomechanical system, Quantum Fisher information, Two-mode field, Effective Hamiltonian.

مقدمه

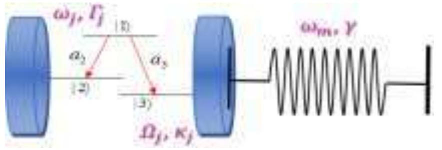
در اپتیک کوانتومی برای بعضی کمیت‌ها، همچون انتقال فاز و اتلاف، مشاهده‌پذیر متناظری وجود ندارد و نمی‌توان کمیت را به صورت مستقیم اندازه‌گیری کرد. بنابراین باید نتایج اندازه‌گیری کمیت مورد نظر را تخمین زد. برای تخمین یا برآورد یک کمیت می‌توان از اطلاعات فیشر کوانتومی (QFI) استفاده کرد. در واقع تعیین مقدار واقعی کمیت ممکن نیست و هدف، تخمین آن با استفاده از QFI است. دقت اندازه‌گیری پارامتر نامعلومی مانند γ در یک سامانه کوانتومی که با ماتریس چگالی $\rho=\sum_{i=1}^{N} p_i|\phi_i\rangle\langle\phi_i|$ توصیف می‌شود، به صورت زیر به دست می‌آید:

$$F(\gamma)=\sum_i \frac{\left(\partial_\gamma p_i\right)^2}{p_i}+2\sum_{i\neq j}\frac{(p_i-p_j)^2}{p_i+p_j}\left|\langle\phi_i|\partial_\gamma\phi_j\rangle\right|^2, \qquad (۱)$$

به طوری که p_i و ϕ_i به ترتیب ویژه مقادیر و ویژه بردارهای ماتریس چگالی هستند [۱]. QFI در سامانه‌های مختلفی از قبیل اتم دو ترازی در یک سامانه اپتومکانیکی [۱]، دو اتم دو ترازی در سامانه اپتیکی در حضور محیط کر [۲]، چند اتم دو ترازی در برهم‌کنش با حالت‌های مختلف میدان [۳]، اتم سه ترازی متحرک و غیرمتحرک در سامانه اپتیکی [۴] و ... بررسی شده است. در این مقاله QFI در یک سامانه اپتومکانیکی شامل یک اتم سه ترازی نوع Λ در برهم‌کنش با یک میدان دو مدی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مدل فیزیکی سامانه

در اینجا طرح‌واره‌ای شامل برهم‌کنش یک اتم سه ترازی نوع Λ با یک میدان دو مدی درون کاواک اپتومکانیکی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. همچنین انواع مختلف اتلاف (اتلاف برای اتم، مدهای میدان و آینه متحرک) در نظر گرفته می‌شود (شکل ۱).



شکل ۱. طرح‌واره برهم‌کنش اتم سه ترازی نوع Λ و میدان دو مُدی در کاواک اپتومکانیکی در حضور انواع مختلف اتلاف

هامیلتونی این سامانه به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned}H=&\sum_{j=1}^{3}\omega_j\sigma_{jj}+\sum_{j=2}^{3}\Omega_j\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j+\omega_m\hat{b}^\dagger\hat{b}+\\&\lambda_2(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{12}+\hat{a}_2{}^\dagger\hat{\sigma}_{21})+\lambda_3(\hat{a}_3\hat{\sigma}_{13}+\hat{a}_3{}^\dagger\hat{\sigma}_{31})\\&-\sum_{j=2}^{3}G\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j(\hat{b}+\hat{b}^\dagger)\end{aligned} \qquad (۲)$$

به طوری که ω_m، Ω_j و ω_j بسامدهای اتم، مدهای میدان کاواک و نوسانگر مکانیکی هستند. σ_{ij} ماتریس پائولی اتم و $\hat{a}_j$ ($\hat{a}_j^\dagger$) و $\hat{b}$ ($\hat{b}^\dagger$) به ترتیب عملگرهای نابودی (خلق) فوتون و فونون هستند. همچنین λ_2 و λ_3 ثابت‌های جفت‌شدگی اتم-میدان و G ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی است. در هامیلتونی بالا جملات اول تا سوم به ترتیب هامیلتونی آزاد مربوط به اتم، مدهای میدان کاواک و مد مکانیکی آینه متحرک می‌باشند. جملات چهارم و پنجم هامیلتونی برهم‌کنش اتم-میدان و جمله ششم هامیلتونی برهم‌کنش مدهای میدان و آینه متحرک است. با در نظر گرفتن شرایط تشدید ($\Omega_j=\omega_j+\omega_m$)، هامیلتونی بالا در تصویر برهم‌کنش به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}\hat{H}_I=&\lambda_2(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{12}e^{-i\omega_m t}+\hat{a}_2^\dagger\ \hat{\sigma}_{21}e^{+i\omega_m t})\\&+\lambda_3(\hat{a}_3\hat{\sigma}_{13}e^{-i\omega_m t}+\hat{a}_3^\dagger\ \hat{\sigma}_{31}e^{+i\omega_m t})\\&-\sum_{j=2}^{3}G\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j(\hat{b}e^{-i\omega_m t}+\hat{b}^\dagger e^{+i\omega_m t}),\end{aligned} \qquad (۳)$$

با استفاده از رابطه بالا هامیلتونی موثر سامانه به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}\hat{H}'_f &= \sum_{j=2}^{3}\frac{\lambda_j G}{\omega_m}(\hat{a}_j\hat{\sigma}_{1j}\hat{b}^\dagger + \hat{a}_j^\dagger\hat{\sigma}_{j1}\hat{b}) \\ &-\sum_{j=2}^{3}\frac{G^2}{\omega_m}(\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j)^2 - 2\frac{G^2}{\omega_m}(\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2)(\hat{a}_3^\dagger\hat{a}_3) \\ &-\sum_{j=2}^{3}\frac{\lambda_j^{\ 2}}{\omega_m}(\hat{\sigma}_{jj}\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j - \hat{\sigma}_{11}(\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j+1)) \\ &+\frac{\lambda_2\lambda_3}{\omega_m}(\hat{\sigma}_{32}\hat{a}_2\hat{a}_3^\dagger + \hat{\sigma}_{23}\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_3).\end{aligned} \qquad (۴)$$

با در نظر گرفتن اتلاف برای اتم، دو مد میدان و مد مکانیکی آینه متحرک در نهایت هامیلتونی مؤثر سامانه به شکل زیر خواهد بود [۱، ۵ و ۶].

$$\hat{H}_{eff} = \hat{H}'_f - \frac{i}{2}\sum_{j=2}^{3}\kappa_j\hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j - \frac{i}{2}\gamma\hat{b}^\dagger\hat{b} - \frac{i}{2}\sum_{j=2}^{3}\Gamma_j\hat{\sigma}_{jj}, \qquad (۵)$$

که در آن κ_j ضریب اتلاف برای مدهای میدان کاواک، γ اتلاف مد مکانیکی آینه متحرک و Γ_j ضریب اتلاف ترازهای اتمی (مربوط به گسیل خودبخودی) می‌باشند. با فرض این که در لحظه اولیه، اتم در حالت برانگیخته $|1\rangle$، دو مد میدان در حالت عددی $|n_2, n_3\rangle$ و مد مکانیکی آینه متحرک در حالت عددی $|m+1\rangle$ باشند، حالت اولیه کل سامانه به شکل زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned}|\psi(0)\rangle &= |\psi(0)\rangle_A \otimes |\psi(0)\rangle_F \otimes |\psi(0)\rangle_M \\ &= |1, n_2, n_3, m+1\rangle\ .\end{aligned} \qquad (۶)$$

با توجه به حالت اولیه بالا و هامیلتونی موثر (۵) بردار حالت سامانه در هر لحظه دلخواه به صورت زیر فرض می‌شود:

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle &= M_1(t)|1, n_2, n_3, m+1\rangle + M_2(t)|2, n_2+1, n_3, m\rangle \\ &+ M_3(t)|3, n_2, n_3+1, m\rangle.\end{aligned} \qquad (۷)$$

با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان برای بردار حالت بالا و استفاده از هامیلتونی (۵)، معادلات جفت شده مربوط به ضرایب معرف دامنه احتمال به صورت زیر است:

$$i\begin{pmatrix}\dot{M}_1(t)\\ \dot{M}_2(t)\\ \dot{M}_3(t)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}a & b & c\\ b & v & f\\ c & f & w\end{pmatrix}\begin{pmatrix}M_1(t)\\ M_2(t)\\ M_3(t)\end{pmatrix}, \qquad (۸)$$

$$\begin{aligned}a &= \frac{-G^2}{\omega_m}\left(n_2^2+n_3^2\right) - \frac{2G^2}{\omega_m}(n_2n_3) - \frac{\lambda_2^2}{\omega_m}(n_2+1) - \frac{\lambda_3^2}{\omega_m}(n_3+1) \\ &-\frac{\mathrm{i}}{2}\left(\kappa_2n_2+\kappa_3n_3+\gamma(m+1)+\Gamma_2+\Gamma_3\right), \\ b &= \frac{G\lambda_2}{\omega_m}\sqrt{(n_2+1)(m+1)},\ c = \frac{G\lambda_3}{\omega_m}\sqrt{(n_3+1)(m+1)}, \\ v &= \frac{-G^2}{\omega_m}\left((n_2+1)^2+n_3^2\right) - \frac{2G^2n_3}{\omega_m}(n_2+1) + \frac{\lambda_2^2}{\omega_m}(n_2+1) \\ &-\frac{\mathrm{i}}{2}\left(\kappa_2(n_2+1)+\kappa_3n_3+\gamma m\right), \\ f &= \frac{\lambda_2\lambda_3}{\omega_m}\sqrt{(n_2+1)(n_3+1)}, \\ w &= \frac{-G^2}{\omega_m}\left(n_2^2+(n_3+1)^2\right) - \frac{2G^2n_2}{\omega_m}(n_3+1) + \frac{\lambda_3^2}{\omega_m}(n_3+1) \\ &-\frac{\mathrm{i}}{2}\left(\kappa_2n_2+\kappa_3(n_3+1)+\gamma m\right).\end{aligned}$$

با استفاده از روش تبدیل لاپلاس ضرایب معرف دامنه احتمال به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{pmatrix}M_1(t)\\ M_2(t)\\ M_3(t)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}m_{11} & m_{12} & m_{13}\\ m_{21} & m_{22} & m_{23}\\ m_{31} & m_{32} & m_{33}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{e}^{y_1t}\\ \mathrm{e}^{y_2t}\\ \mathrm{e}^{y_3t}\end{pmatrix}, \qquad (۹)$$

به طوری که y_1، y_2 و y_3 ریشه‌های معادله درجه سوم $y^3+x_1y^2+x_2y+x_3=0$ با

$$\begin{aligned}x_1 &= (\mathrm{i}a+\mathrm{i}d+\mathrm{i}g), \\ x_2 &= (-ad-ag-dg+ch+bk+fw), \\ x_3 &= (-\mathrm{i}adg+\mathrm{i}cdh-\mathrm{i}bfh+\mathrm{i}bgk+\mathrm{i}afw-\mathrm{i}ckw),\end{aligned}$$

هستند که به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

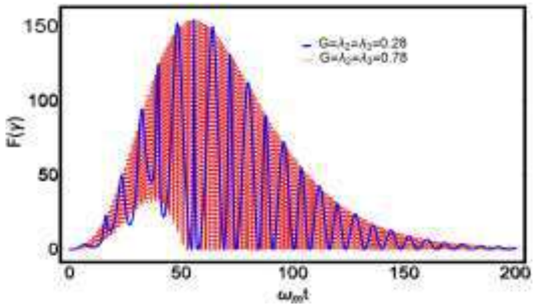
$$\begin{aligned}y_z &= \frac{-1}{3}x_1 + \frac{2}{3}\sqrt{x_1^{\ 2}-3x_2}\cos(\beta_z),\ z=1,2,3, \\ \beta_z &= \frac{1}{3}\mathrm{Arccos}\left(\frac{9x_1x_2-2x_1^{\ 3}-27x_3}{2\left(x_1^{\ 2}-3x_2\right)^{\frac{3}{2}}}\right) + \frac{2\pi}{3}(z-1)\end{aligned} \qquad (۱۰)$$

اکنون با داشتن بردار حالت کل سامانه (۷) می‌توان ماتریس چگالی کل سامانه و در نتیجه آن ماتریس چگالی کاهش یافته اتم را به صورت محاسبه کرد.

$$\rho_a(t) = Tr_{c,m}\rho(t) = |M_1(t)|^2|1\rangle\langle 1| + |M_2(t)|^2|2\rangle\langle 2| + |M_3(t)|^2|3\rangle\langle 3| \qquad (۱۱)$$

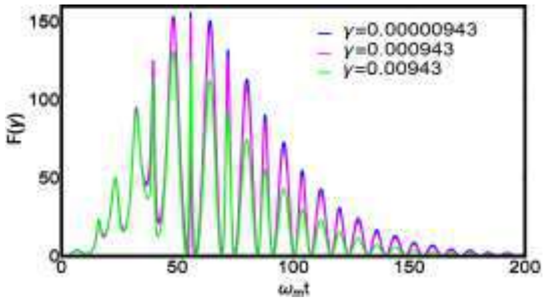
با استفاده از ماتریس چگالی کاهش یافته اتم، QFI سامانه محاسبه و دقت اندازه‌گیری پارامتر اتلاف نوسانگر مکانیکی

γ بر حسب پارامتر بدون بعد $\omega_m t$ با پارامترهای آزمایشگاهی [۷] مورد بررسی قرار می‌گیرد.

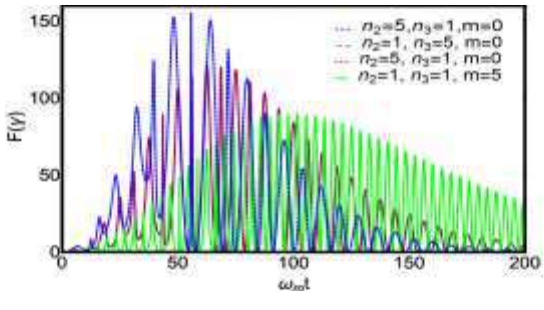


شکل ۲. نمودار QFI برای $n_2=n_3=1$ و $m=0$ در حضور اتلاف $\frac{k_2}{\omega_m}=\frac{k_3}{\omega_m}=0.01$، $\frac{\Gamma_2}{\omega_m}=\frac{\Gamma_3}{\omega_m}=0.05$ و $\frac{\gamma}{\omega_m}=9.43\times10^{-6}$.

شکل ۲، نمودار تحول زمانی QFI برای مقادیر مختلف ثابت جفت‌شدگی را نشان می‌دهد. همان طور که مشخص است با افزایش ثابت‌های جفت‌شدگی اتم- میدان و کاواک اپتومکانیکی، تعداد نوسانات QFI افزایش می‌یابد. چون دوره تناوب نوسانات به ثابت جفت‌شدگی وابسته است. ولی بیشینه QFI تغییر نمی‌کند و این مقدار بیشینه برای دو ثابت جفت شدگی متفاوت، در $\omega_m t \approx 155$ رخ می‌دهد.



شکل ۳. نمودار QFI با γ های متفاوت و مقادیر مشابه شکل ۲ با $G=\lambda_2=\lambda_3=0.28$



شکل ۴. نمودار QFI برای مقادیر مختلف n2، n3 و m.

شکل ۳ نمودار QFI برای سه مقدار متفاوت اتلاف نوسانگر مکانیکی γ را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش اتلاف γ، اطلاعات فیشر کوانتومی کاهش می‌یابد.

شکل ۴ نمودار QFI برای تخمین پارامتر اتلاف نوسانگر مکانیکی γ با تغییر مقادیر n_2، n_3 و m را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، بیشترین دقت تخمین پارامتر اتلاف مربوط به $n_2=n_3=1$ و $m=0$ است. نمودار QFI برای مقادیر $n_2=5$، $n_3=1$ و $m=0$ بر نمودار $n_2=1$، $n_3=5$ و $m=0$ منطبق شده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اطلاعات فیشر کوانتومی سامانه یک اتم سه ترازی نوع Λ با یک میدان دو مدی درون یک کاواک اپتومکانیکی بررسی شد. نتایج نشان داد که اطلاعات فیشر کوانتومی برای سامانه مذکور نوسانی بوده و ثابت جفت شدگی، دقت اندازه‌گیری پارامتر اتلاف γ را تغییر نمی‌دهد. افزایش اتلاف γ موجب کاهش اطلاعات فیشر کوانتومی یا کاهش دقت تخمین این پارامتر می‌شود.

مرجع‌ها

[1] M. Luo, W. Liu, Y. He, and S. Gao, *Quantum Inf. Process.***19**, 2020.

[2] N. Zidan, H. F. Abdel-Hameed, and N. Metwally, *Sci. Rep.***91**, 9, 2019.

[3] B. Farajollahi, M. Jafarzadeh, H. Rangani Jahromi, and M. Amniat-Talab, *Quantum Inf. Process.***17**, 1, 2018.

[4] S. Abdel-Khalek, S. M. Abo-Dahab, M. Ragab, M. Rawa, and H. Ahmad, *Math. Methods Appl. Sci.* **44**, 12120, 2021.

[5] S. M. Barnett, J. Jeffers, *J. Mod. Opt.* **54**, 2033, 2007.

[6] C. Di Fidio, W. Vogel, M. Khanbekyan, D.-G. Welsch, *Phys. Rev. A* **77**, 043822, 2008.

[7] F. Lecocq, J. D. Teufel, J. Aumentado, and R. W. Simmonds, *Nature Physics*, ***11***, 635, 2015.

بررسی تجربی اثر پیش گرمایش بر ماده برداری لیزری فلز مس در محیط هوا

فاطمه فاتح پاک1،محمدحسین مهدیه2

1 F_fatehpak@physics.iust.ac.ir

2 mahdm@iust.ac.ir

چکیده : دراین مقاله تاثیر پیش گرمایش برآهنگ ماده برداری لیزری، مورد بررسی قرار گرفته است. نمونه مورد بررسی، فلز مس با درجه خلوص ۹۹ درصـد است. هدف، مورد تابش پرتو لیزر با طول پالس ۱۰ نانوثانیه قرارگرفت. تابش دهی در دو شرایط بدون پیش گرمایش و با پیش گرمایش انجام شده است. مشخصات هندسی حفره های ایجاد شده برروی سطح هدف، با استفاده از میکروسکوپ نوری مورد مطالعه قرارگرفتند. نتایج نشان می‌دهد،پیش گرمایش بر آهنگ ماده برداری لیزری تاثیر قابل توجهی دارد.

کلید واژه: پیش گرمایش ، لیزر پالسی نانوثانیه ، ماده برداری لیزری ، مس

Experimental investigation of the effect of pre-heating on the process of laser ablation of copper in the air environment

Fatemeh Fateh Pak, Mohammad Hossein Mahdieh

F_fatehpak@physics.iust.ac.ir

Abstract: In this paper, the influence of pre-heating on the laser ablation was investigated. Ablation process was performed by irradiating of copper targets (99% pure) with pulsed Nd-YAG laser beam (1064 nm, 10 ns) in air environment. Conic craters were produced on the surface of the target after irradiation. The target pre-heating was provided by a inductive magnetic heater. The geometrical characteristics of the crater can help to estimate the ablation rate. An optical microscope was used to measure the diameter and depth of craters. The results show that pre-heating can significantly influence the ablation rate.

Keywords: pre-heating, nanosecond pulsed laser , laser ablation, Copper.

مقدمه

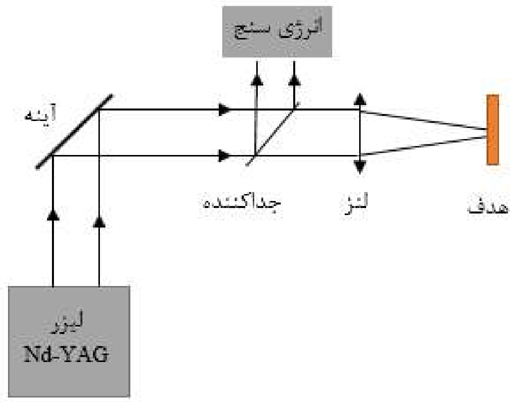
ماده برداری لیزرپالسی یک روش ساده، سازگار با محیط زیست و نسبتا کم هزینه می‌باشد.در چند دهه گذشته، ماده برداری لیزری به دلیل کاربردهای فراوان آن مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است[۱-۵]. لایه نشانی لیزری، ماشین کاری ظریف، تولید نانوذرات و شناسایی عناصرموجود در مواد، از مهم‌ترین کاربرد های ماده برداری لیزری می‌باشد.

لیزرها، توانایی رساندن مقدار زیادی انرژی به ناحیه کوچکی از یک ماده را دارا می‌باشند. فرآیند ماده برداری حاصل برهمکنش لیزر و ماده می‌باشد. در برهمکنش لیزر با ماده، پرتو یک لیزر با توان بالا بر روی ماده هدف متمرکز می‌شود. قسمتی از انرژی لیزر توسط الکترون های آزاد موجود در سطح هدف جذب می‌شود. در نتیجه جذب انرژی ، دمای سطح ماده بالا می‌رود. در شارهای پایین لیزر ، سطح هدف ذوب شده و ساختار کریستالی سطح تغییر می‌کند. در شارهای بالاتر از یک حد آستانه، فرآیند های دیگری همچون، تبخیر، تشکیل پلاسما و پرتاب مواد به بیرون از سطح ، در ناحیه ماده برداری رخ می‌دهد.

از عوامل موثر بر این فرآیند می‌توان به پارامترهای لیزر(طول پالس، طول موج و شار)، مشخصات فیزیکی نمونه موردهدف و محیط برهمکنش اشاره کرد[۱-۳]. در دودهه اخیر تلاش بر بهینه سازی فرآیند ماده برداری لیزری و کنترل آهنگ ماده برداری بوده است. به این منظور علاوه برعوامل داخلی موثر بر فرایند ماده برداری، استفاده از عوامل خارجی نیز مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله تاثیر پیش گرمایش بر میزان ماده برداری در برهمکنش لیزر پالسی با توان بالا با هدف از جنس مس در محیط هوا مورد مطالعه قرار گرفته است[۴-۷].

آزمایش

طرحواره ای از چیدمان آزمایش، در شکل ۱ نشان داده شده است. پرتولیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۱۰۶۴ nm و طول پالس ۱۰ ns پس از گذشتن از پرتو گستر توسط یک آینه به سمت هدف منحرف می‌شود. قسمتی از پرتو با انرژی بسیار کم توسط یک جداکننده اپتیکی به ژول متر فرستاده می شود و بخش اصلی پرتو به سمت هدف هدایت می‌شود. پرتو توسط یک لنز با فاصله کانونی ۱۶cm برروی هدف متمرکز شده است. قطر لکه لیزر برروی هدف ۱۵۰ مایکرون می‌باشد. هدف از جنس مس(خلوص ۹۹٪) با ابعاد ۲×۸×۵۰ میلی‌متر مکعب می‌باشد. در هر آزمایش نمونه هدف با ۳۵۰۰ پالس لیزر مورد تابش قرار گرفته است. پس از هربار تابشدهی ، هدف جابجا شده است. درهرمرحله دمای نمونه هدف توسط یک سامانه گرمایی افزایش می یابد. دمای نمونه هدف در هرمرحله در جدول ۱ آورده شده است. مشخصات سطح هدف در بخش های تابش دهی شده، با یک میکروسکوپ نوری مشاهده و عمق حفره های ایجاد شده در هر مرحله اندازه گرفته شد. قطر حفره های ایجادشده روی سطح با استفاده از تصاویر میکروسکوپی حفره ها و نرم افزار Image J اندازه گرفته شد.



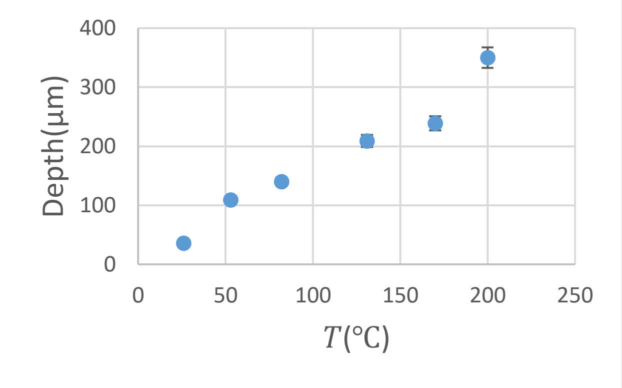
شکل ۱: طرحواره چیدمان آزمایش.

جدول ۱:دمای نمونه هدف در مراحل مختلف آزمایش

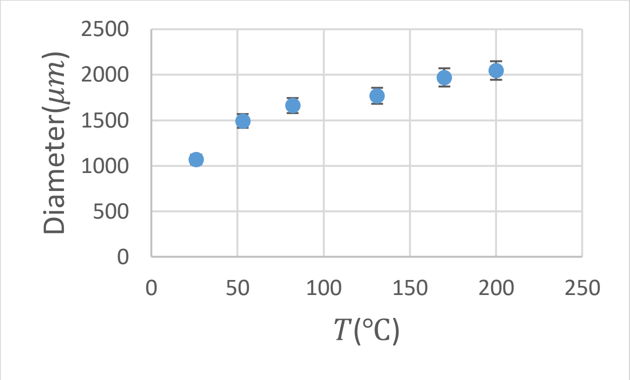
مرحله	اول	دوم	سوم	چهارم	پنجم	ششم
دمای نمونه(C)	۲۶	۵۳	۸۲	۱۳۱	۱۷۰	۲۰۰

نتایج

شکل های ۲ و ۳ به ترتیب تغییرات عمق و قطر حفره های ایجاد شده روی سطح را بر حسب تغییرات دمای نمونه هدف نشان میـدهد.



شکل۲: تغییرات عمق حفره های ایجاد شده روسطح بر حسب تغییرات دمای نمونه هدف



شکل۳: تغییرات قطر حفره های ایجاد شده روی سطح بر حسب تغییرات دمای نمونه هدف

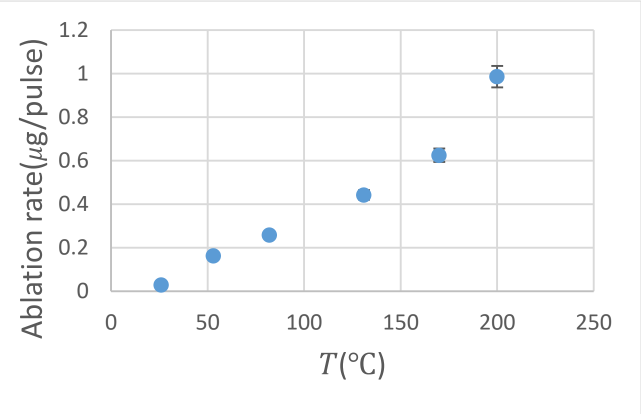
همانطور که در شکل ۳ و ۴ نشان داده شده است با افزایش دمای نمونه هدف ، عمق و قطر حفره های ایجاد شده افزایش می‌یابد. همچنین با تغییر دما، بازه تغییرات قطر حفره ها نسبت به عمق آنها به شکل قابل توجهی بیشتر است .

همچنین آهنگ ماده برداری از سطح با استفاده از رابطه ۱ به دست می‌آید:

$$m_A = \rho v \quad (۱)$$

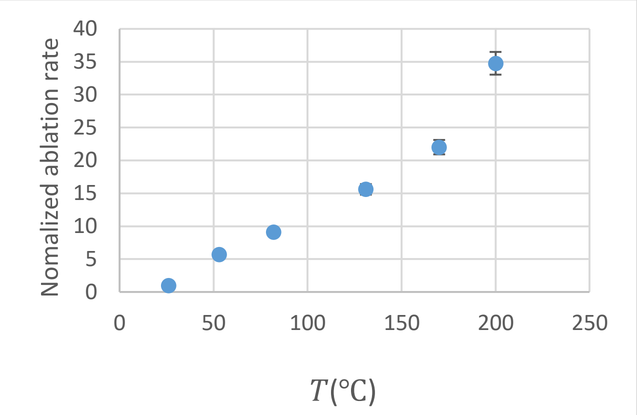
در این رابطه، ρ چگالی ماده هدف، v حجم حفره ایجاد شده روی سطح می‌باشد.

در شکل ۴، تغییرات آهنگ ماده برداری نسبت به تغییرات دمای نمونه هدف نشان داده شده است.



شکل۴: تغییرات آهنگ ماده برداری نسبت به تغییرات دمای نمونه هدف

همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش دمای نمونه هدف آهنگ ماده برداری لیزری افزایش می‌یابد. همچنین نمودار آهنگ ماده برداری لیزری در دماهای مختلف نرمال شده نسبت به آهنگ ماده برداری در دمای اولیه نمونه هدف ، در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵:تغییرات آهنگ ماده برداری نرمال شده نسبت به آهنگ ماده برداری در دمای اولیه نمونه هدف

طبق شکل ۵ با افزایش دمای نمونه بین ۲۶ تا ۲۰۰ درجه سانتی‌گراد، آهنگ ماده برداری لیزری حدودا ۳۴ برابر شده است که می‌توان آن را به افزایش چشمگیر الکترون های آزاد در دماهای بالاتر نسبت داد.

همچنین با افزایش دمای نمونه هدف، میزان انعکاس از سطح نمونه هدف کاهش می‌یابد که در نتیجه آن میزان برهمکنش پرتو لیزر با سطح نمونه هدف و به تبع آن آهنگ ماده برداری افزایش می‌یابد.

نتیجه گیری

دمای نمونه هدف یکی از عوامل تاثیر گذار بر میزان ماده برداشته شده از سطح می‌باشد. در این مقاله تاثیر دمای اولیه نمونه هدف بر آهنگ ماده برداری لیزری هدف از جنس مس توسط لیزر پالسی برای نمونه هدف در دماهای مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند افزایش دمای نمونه هدف ، سبب افزایش آهنگ ماده برداری لیزری می‌شود.

سپاسگزاری

از آقای دکتر مهدی شایگان منش عضو هیات علمی دانشگاه علم و صنعت برای کمک های فکری ایشان در این کار تشکر و قدردانی میگردد.

مرجع‌ها

[1] Russo, R. E., et al. "Chapter 3-laser ablation." Laser-induced breakdown spectroscopy. 2nd ed. Amsterdam: Elsevier (2007): 41-70.

[2] Brown, Matthew S., and Craig B. Arnold. "Fundamentals of laser-material interaction and application to multiscale surface modification." Laser precision microfabrication. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010. 91-120.

[3] Lunney, James G., and Rory Jordan. "Pulsed laser ablation of metals." Applied surface science 127 (1998): 941-946.

[4] Tavassoli, S. H., and M. Khalaji. "Laser ablation of preheated copper samples." Journal of Applied Physics 103.8 (2008): 083118.

[5] Palanco, S., et al. "Infrared laser ablation and atomic emission spectrometry of stainless steel at high temperatures." Journal of Analytical Atomic Spectrometry 14.12 (1999): 1883-1887.

[6] Wang, Qiuyun, et al. "Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy of a preheated Cu target." Optics & Laser Technology 121 (2020): 105773.

[7] Ujihara, Kikuo. "Reflectivity of metals at high temperatures." Journal of Applied Physics 43.5 (1972): 2376-2383.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بهبود عملکرد سوئیچ پلاسمونیک غیرخطی تمام نوری مبتنی بر ساختار موجبر MIM

آسیه ناظری، مریم پورمحی‌آبادی

آزمایشگاه الکترونیک نوری ، بخش مهندسی برق، دانشکده فنی، دانشگاه شهید باهنر کرمان

Asie.nazeri94@eng.uk.ac.ir, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

چکیده- پراش نور یکی از مهم‌ترین محدودیت‌های کاهش ابعاد ادوات نوری است. لذا برای غلبه بر این محدودیت، ساختارهای پلاسمونی معرفی شدند. در این میان، ادوات پلاسمونی حاوی مواد غیرخطی، توجه بیشتری را به خود جلب کرده‌اند، زیرا مواد غیر خطی، عملکرد تمام نوری را امکان پذیر کرده و اغلب، پاسخ فوق سریع ادوات را ممکن می سازند. در این ساختارها، با تغییر شدت پمپاژ، ضریب شکست ساختار تغییر کرده و در نتیجه مشخصه طیف عبوری، تغییر می‌کند و این عامل اصلی عمل سوئیچینگ است. نتایج نشان می‌دهد که مشخصه انتقال ساختار پیشنهادی با اعمال پمپاژهای مختلف، در سه طول موج مرکزی ۸۳۹، ۹۴۱ و ۱۱۵۹ نانومتر قابل تنظیم بوده و دارای نرخ خاموشی 18dB در طول موج مخابراتی ۸۳۹ نانومتر است.

کلید واژه_ سوئیچ پلاسمونیک تمام نوری، تنظیم پذیری، اثر غیرخطی کر، نرخ خاموشی.

Performance Improvement of All-Optical Nonlinear Plasmonic Switch Based on MIM Waveguide

Asie Nazeri, Maryam Pourmahyabadi

Optoelectronic Research Lab., Department of Electrical Engineering, Shahid Bahonar University of Kerman

Asie.nazeri94@eng.uk.ac.ir, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

Abstract- Light diffraction is one of the most important limitations for the dimensions reduction of photonic devices. So, plasmonic structures were introduced to overcome this limitation. Plasmonic devices containing nonlinear materials have received more attention due to all-optical performance and ultra-fast response. In these structures, the refractive index and in result, the transmission characteristics changes with the variation of pumping intensity which is the main mechanism of switching performance. The results show that the transmission characteristics of the proposed structure can be adjusted with different pumping intensity at three central wavelengths of 839, 941 and 1159nm and it exhibits an extinction rate of 18dB at the optical wavelength of 839nm.

Keywords: All-optical plasmonic switch, Tunability, Nonlinear Kerr effect, Extinction ratio.

مقدمه

سوئیچ‌های پلاسمونیک نوری مبتنی بر مواد غیرخطی برگرفته از اثر کر در مدارهای فوتونیک یکپارچه، به دلیل توانایی کنترل نور با نور در ابعاد کوچک در مقایسه با سوئیچ‌های دیگر حائز اهمیت قرار گرفته‌اند. برای استفاده از ادوات نوری در ساختارهای یکپارچه، نیاز به کاهش اندازه ادوات است. محدودیت پراش نور یکی از مهم‌ترین، محدودیت‌های کاهش ابعاد ادوات نوری است، لذا ساختار-های پلاسمونیک این محدودیت را برطرف کرده‌اند [۱]. پلاسمون‌ها به دو دسته سطحی و حجمی و پلاسمون‌های سطحی به دو دسته پلاسمون‌های سطحی موضعی (LSP) و پلاریتون‌های پلاسمون سطحی (SPP) تقسیم می‌شوند. LSP ها معمولا در ساختارها با نانوذرات فلزی و محدود به تشدید نانوذرات هستند، اما SPP ها در ساختار به صورت امواج سطحی تشکیل می‌شوند و در سطوح مشترک فلز دی‌الکتریک منتشر شده و توانایی هدایت و کنترل نور در مقیاس زیر طول موج را از خود نشان می‌دهند. SPPها در نزدیکی فلز دی‌الکتریک به دام می‌افتند و با استفاده از ساختارهای هندسی کرشمن و اتو، امواج الکترومغناطیس به پلاسمون‌ها جفت می‌شوند. اثرات غیر خطی در ادوات پلاسمونیک، باعث تحریک بیشتر پلاسمون‌های سطحی می‌شود. بنابراین، ادوات پلاسمونیک حاوی مواد غیرخطی، توجه بیشتری را به خود جلب کرده‌اند. دلیل اهمیت آن‌ها این است که مواد غیرخطی، عملکرد تمام نوری را امکان پذیر کرده و اغلب پاسخ فوق سریع دارند [۲]،[۱]. از اثرات غیرخطی نوری متعدد، مانند اثر کر، بی‌استابل، ترکیب چهار موجی و غیره می‌توان در ایجاد طرح‌های جدید و کاربردی استفاده کرد.

پژوهش‌های مختلفی در زمینه کاربرد ساختارهای پلاسمونیک در ادوات نوری به ویژه در حوزه سوئیچینگ انجام شده است. در یکی از این طرح‌ها، از ساختار دندان اره‌ای شکل مبتنی بر اثر کر با مواد Au/SiO_2 به عنوان ماده غیرخطی استفاده شده است که زمان پاسخ سوئیچینگ را به ۰/۲ps کاهش داده است [۳]. این ساختار در حداقل انتقال ۰/۳ با با شدت پمپاژ ۱۲ MW/cm^2 مورد بررسی قرار گرفته است که میزان قابل توجهی از توان مصرفی کاهش یافته است. ساختار دیگری به شکل دندان اره‌ای y شکل با اندازه ابعاد شاخه‌های نامتقارن با مواد غیرخطی InGaAsP ارائه شده است که با دو شدت ۱/۷۵ GW/cm^2 و GW/cm^2 ۰/۱ عمل سوئیچینگ را انجام می‌دهد [۴]. مزیت آن نسبت به طرح قبلی این است که ساختار دارای دو پورت بوده و در دو طول موج عمل می‌کند. همچنین، ساختار T شکل مبتنی بر موجبر پلاسمونیک فلز- عایق- فلز(MIM) همراه با نانو استاب، نیز ارائه شد که به عنوان یک سوئیچ نوری دوحالته به کار می‌رود [۵]. در این ساختار، با اعمال پمپاژ، ضریب انتقال از ۰/۰۱ به ۰/۵۷ می‌رسد و نرخ خاموشی نسبتا خوبی در مقایسه با ساختار های دیگر دارد. در طرح دیگری، یک سوئیچ نانودیسک پیشنهاد شد که از ماده‌ی غیرخطی Ag/BaO پر شده و ضریب انتقال آن، با اعمال پمپاژ۶۵۰ MW/Cm^2، از ۰/۰۳ به ۰/۵ می‌رسد [۶]. زمان پاسخ این ساختار ۲۱۰fs است. سوئیچ تمام نوری دیگری مبتنی بر مدولاسیون خودفازی و مدولاسیون فاز متقاطع که بر اساس اثر کر عمل می‌کند ارائه شده است و در آن با اعمال پمپاژ با استفاده از مدولاسیون فازمتقاطع، نسبت توان خروجی با ضریب ۲/۵ نسبت به مدولاسیون خودفازی تغییر می‌کند و قدرت سوئیچینگ را ۳۰ درصد افزایش می‌دهد [۷].

در این مقاله، طرح جدیدی جهت سوئیچینگ تمام نوری با استفاده از اثر غیرخطی کر ارائه می‌شود. سپس، نوع ماده غیرخطی و ابعاد ساختار جهت بهبود ضریب انتقال و نرخ خاموشی، همراه با توان مصرفی بهینه، انتخاب و تنظیم می‌شوند. در ادامه ابتدا به تحلیل سوئیچ‌های غیر خطی مبتنی بر اثر کر پرداخته و سپس به تحلیل و بررسی طرح پیشنهادی و نتایج حاصل از با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) می‌پردازیم.

اصول سوئیچینگ غیرخطی مبتنی بر اثر کر

در ساختارهای غیرخطی، برای کنترل حالت خاموش و روشن بودن سوئیچ‌های مبتنی بر اثر کر، از یک توان خارجی با شدت معین برای طول موج کاری خاص استفاده می شود. با توجه به رابطه کر در مواد غیرخطی طبق رابطه (۱)، با تغییر شدت پمپاژ، ضریب گذردهی تغییر می‌کند [۸].

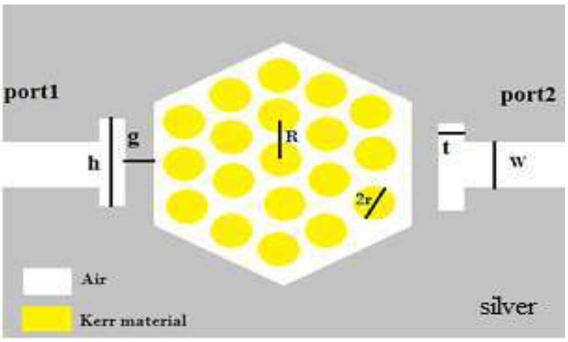
$$\varepsilon_d = \varepsilon_l + \chi^{(3)}|E|^2 \qquad (۱)$$

در رابطه فوق، ε_d ثابت دی الکتریک محیط کر، ε_l ثابت دی الکتریک خطی، $\chi^{(3)}$ حساسیت غیر خطی مرتبه سوم محیط کر و $|E|^2$ میزان شدت نور فرودی که به عنوان کنترل کننده سوئیچ به کار می رود، است. طبق تغییرات فوق، ضریب شکست نیز با رابطه $n = n_0 + n_1 I$ تغییر می‌کند که برای مواد Au/SiO_2، $n_0 = 1.47$، $n_1 = 2.07 \times 10^{-9} Cm^2/W$ و I شدت پرتو پمپاژ است.

در واقع در ساختارهای تشدیدگری مبتنی بر موجبر MIM با تغییر ضریب شکست، فرکانس تشدید ساختار تغییر کرده و این عامل اصلی جهت انتقال یا عدم انتقال سیگنال در این ساختارها و در نتیجه عمل سوئیچینگ است که با پارامتر نرخ خاموشی سنجیده می‌شود. پارامتر فوق معادل $\left|10\log \frac{T_{on}}{T_{off}}\right|$ است. در این عبارت T_{on} طیف عبوری نور در حالت روشن بودن و T_{off} طیف عبوری نور در حالت خاموش بودن سوئیچ است.

طرح پیشنهادی

ساختار طرح پیشنهادی به شکل دو بعدی در راستای x-y در شکل ۱ نشان داده شده است. این ساختار شامل موجبر MIM و یک ساختار کریستال فوتونی شش ضلعی با حفره‌های پرشده با مواد Au/SiO_2 و ضریب حساسیت غیرخطی مرتبه سوم کر $\chi^{(3)} = 1.7 \times 10^{-7} esu$ است که به علت بالا بودن این مقدار زمان پاسخ گویی و مصرف انرژی تمام نوری کاهش می‌یابد. در این ساختار، موجبر و صفحه‌ی شش ضلعی از جنس دی الکتریک هوا بر روی بستری از فلز نقره قرار گرفته است. با تنظیم پارامترهای نشان داده شده در شکل ۱، سعی در بهبود ضریب انتقال و نرخ خاموشی شده و با اعمال پمپاژهای مختلف، میزان تغییرات طیف عبوری را بررسی کرده و بهینه ترین توان مصرفی در این ساختار به کار گرفته شده است. جهت این کار، از منبع نوری در طول موج ۸۳۹ نانومتر استفاده می‌شود. پارامترهای هندسی ساختار نیز عبارتند از: g=15nm, R=180nm, 2r=150nm, W=50nm, t=35nm, h=240nm

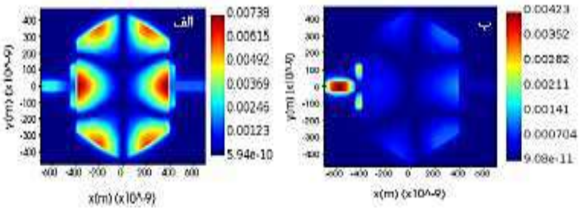


شکل ۱ - ساختار سوئیچ پلاسمونی پیشنهادی

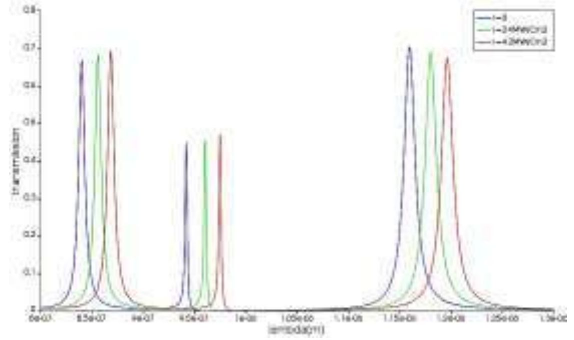
نتایج شبیه سازی

جهت بررسی و ارزیابی عملکرد ساختار پیشنهادی به صورت دو بعدی، نمودار توزیع میدان مغناطیسی (شکل ۲) و مشخصه طیف انتقال خروجی (شکل ۳) در حالت خاموش و روشن بودن سوئیچ به دست آمده است. به دلیل تحلیل دو بعدی و بزرگ فرض کردن بعد سوم نسبت به ابعاد دیگر، نتایج نسبت به تحلیل ۳ بعدی ساختار، اندکی تغییر خواهند کرد. امواج نوری از سمت موجبر ورورودی به ساختار با شرایط مرزی لایه تطبیق کامل (PML) ، تابیده می شود. همان‌طور که در شکل ۳ دیده می شود، با اعمال شدت پمپاژ مختلف میزان جابه‌جایی مشخصه طیف عبوری نور دیده می‌شود. طبق نتایج به دست آمده، در طول موج ۱۱۵۹nm با اعمال پمپاژ با شدت MW/CM^2 ۴۳، ضریب انتقال از ۰/۷ به ۰/۰۲ و نرخ خاموشی آن به ۱۵/۴dB می‌رسد. همچنین، در طول موج ۹۴۱nm ضریب انتقال از ۰/۴۵ به ۰/۰۰۵ و نرخ خاموشی به ۱۹dB و در طول موج مخابراتی ۸۳۹nm ضریب انتقال از۰/۶۶ به ۰/۰۱ و نرخ خاموشی آن،

به ۱۸ dB می‌رسد. در جدول ۱، ویژگیهای ساختار پیشنهادی نظیر ضرایب انتقال، نرخ خاموشی و میزان توان مصرفی با طرح‌های مشابه موجود در این زمینه مقایسه شده‌اند. باتوجه به بررسی نتایج، طرح پیشنهادی از توان مصرفی نسبتا خوبی برخوردار بوده و میزان انتقال طیف خوبی را نیز دربر دارد. لذا، از این سوئیچ، بسته به حساسیت و نوع کاربرد، در هر یک از طول موج‌ها و همچنین در مدارهای مجتمع نوری یکپارچه، می‌توان استفاده کرد.



شکل ۲- نمودار میدان الف: بدون حضور پمپاژ ب: در حضور پمپاژ



شکل ۳- مشخصه طیف خروجی ساختار پیشنهادی

نتیجه گیری

در این مقاله، طرح سوئیچ پلاسمونیک نوری مبتنی بر مواد غیرخطی برگرفته از اثر کر بر پایه موجبر MIM و با قابلیت عملکرد در سه طول موج، ارائه شده است. در این ساختار، به علت داشتن محیط کر، با تغییر شدت پمپاژ، ضریب شکست ماده غیر خطی تغییر کرده و باعث جابه‌جایی طیف انتقال می‌شود. بنابراین، با توجه به نوع کاربرد سوئیچ، می‌توان از هر کدام از سه طول موج استفاده کرد. بهترین نرخ خاموشی این ساختار ۱۹dB با توان مصرفی $43MW/CM^2$ در طول موج ۹۴۱nm و بیشترین انتقال طیف نور در طول موج ۱۱۵۹nm به دست می‌آید.

جدول ۱- مقایسه نتایج طرح پیشنهادی با سایر طرح های موجود

مرجع	طول موج (nm)	T_{off}	T_{on}	نرخ خاموشی (dB)	I (w/cm^2)
[۳]	۶۳۳	۰/۰۱۲	/۳۶۵	۱۴/۸	۱۲
[۵]	۱۵۵۰	۰/۰۱	۰/۵۷	۱۷/۵	–
[۶]	۵۶۳	۰/۰۳	۰/۵	۱۲/۲	۶۵۰
[۸]	۹۸۸	۰/۱	۰/۵۸	۶/۳	–
طرح پیشنهادی	۱۱۵۹	۰/۷	۰/۰۲	۱۵/۴	۴۳
	۹۴۱	۰/۴۵	۰/۰۰۵	۱۹	۴۳
	۸۳۹	۰/۶۶	۰/۰۱	۱۸	۴۳

مرجع‌ها

[1] S Ghorbani, M Sadeghi, and Z Adelpour, “Investigation and Analysis of a Tunable Plasmonic Filter Based on the Kerr Nonlinear Effect of a Gold Nanocomposite”, *Laser Physics*, vol. 30, no. 8, p. 086201, 2020

[2] Y Kong, R Lin, W Qian, Q Wei, C Liu, and S Wang, “Active Dual-Wavelength Optical Switch-Based Plasmonic Demultiplexer Using Metal-Kerr Nonlinear Material-Metal Waveguide”, *IEEE Photonics Journal* ,vol. 9, no. 4, pp. 1–8, 2017.

[3] C Min, P Wang, C Chen, Y Deng, Y Lu, H Ming, T Ning, Y Zhou, and G Yang, “All-Optical Switching in Subwavelength Metallic Grating Structure Containing Optical Materials” , *Optics Letters* vol. 33, no. 8, p. 869, 2008

[4] C Min, and G Veronis, “All- Optical Nonlinear Switches Based on Y-Shaped Plasmonic Waveguides”, *SPIE Proceedings*, Active Photonic Materials III, vol. 7756, 2010.

[5] S Paul, and M Ray, “Optical Switching and Bistability in T-Shaped Nanoplasmonic Waveguide”, *IEEE International WIE Conference on Electrical and Computer Engineering (WIECON-ECE)*, 2015.

[6] H Lu, X Liu, L Wang, Y Gong, and D Mao, “Ultrafast All-Optical Switching in Nanoplasmonic Waveguide with Kerr Nonlinear Resonator”, *Optics Express*, vol. 19, no. 4, p. 2910, 2011.

[7] N Nozhat, and Granpayeh, “All-Optical Nonlinear Plasmonic Ring Resonator Switches”, *Journal of Modern Optics*, vol. 61, no. 20, pp. 1690–1695, 2014.

[8] G Wang, H Lu, X Liu, Y Gong, and L Wang, “Optical Bistability in Metal-Insulator-Metal Plasmonic Waveguide with Nanodisk Resonator Containing Kerr Nonlinear Medium”, *Applied Optics*, vol. 50, no. 27, p. 5287, 2011.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

شبیه‌سازی لیزر فیبری کلاس کیلووات مبتنی بر آرایه نوسانگر اصلی - تقویت‌کننده توان

عارف شیرمهدیه، ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشکده و پژوهشکده شهید فخری زاده (علوم پایه)، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

aref.shirmahdye1998@gmail.com, n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده – در این پژوهش طراحی و شبیه سازی یک لیزر فیبری از مرتبه توانی کیلووات با بکارگیری آرایه‌ی نوسانگر اصلی- تقویت کننده توان انجام شده است. این کار با درنظر گرفتن دمش ناهمسو و برای دو حالت حضور یا عدم پراکندگی تلفات سیگنال بررسی شده است. با حل معادلات نرخ به روش رانگ کوتای مرتبه‌ی ۴ و با استفاده از تکنیک پرتابی تغیرات توان دمش و سیگنال بر حسب تغییرات طول فیبر برای نوسانگر و تقویت کننده، مورد بررسی قرار گرفته و نهایتاً آرایه (MOPA) با ترکیب این دو بخش طراحی شده است. بررسی ها نشان داد، تأثیر تلفات پراکندگی سیگنال بر روی توان خروجی در نوسانگر قابل‌صرف نظر است در حالی‌که در تقویت‌کننده موجب افت قابل توجه توان می‌شود.

کلید واژه- آرایه‌ی MOPA ، آرایه نوسانگر اصلی - تقویت‌کننده توان ، شبیه سازی منبع لیزری کلاس کیلووات

Simulation of kilowatt class fiber laser based on Master Oscillator - Power Amplifier configuration

Aref Shirmahdieh, Naser Siahvashi*

Shahid Fakhrizadeh School and Research Institute, Imam Hossein University, Tehran, Iran

Abstract- In this research, the design and simulation of a kilowatt class fiber laser by using the Master Oscillator - Power Amplifier configuration has been done. This work has been investigated by considering the backward pumping and for the presence or absence of signal loss scattering. By solving the rate equations by the 4th order Runge-Kutta technique and by using the shooting method, the changes in the pump and signal power according to the changes in the fiber length for the oscillator and the amplifier have been investigated and finally the configuration (MOPA) has been designed by combining these two parts. Investigations showed that the effect of signal loss scattering on the output power in the oscillator is negligible, while it causes a significant power loss in the amplifier.

Keywords: MOPA system, Master oscillator - power amplifier system, Simulation of a kilowatt class laser source

مقدمه

لیزرهای فیبری به دلیل مزایایی از جمله، حجم کم، قابلیت حصول توان بالا، بازدهی بالا، کیفیت باریکه مناسب، قابلیت استفاده در شرایط سخت و خشن و نیز سایر ویژگی‌ها، گزینهٔ مناسبی برای اســـتفاده در انواع سامانه‌های لیزری هســـتند[۱-۳]؛ بطوریکه به صورت گسترده در صنعت، پزشکی، علوم و صنایع نظامی بکارگیری شده‌اند. برای دستیابی مراتب توانی بالا از روش‌های مختلفی استفاده می شود که هر یک دارای قابلیت‌ها و نقاط ضعفی هستند[۴]. از جمله این روش‌ها می‌توان به استفاده از تک نوسانگر با دمش بالا اشاره نمود. این روش علیرغم مزایایی که دارد به علت آستانه تخریب ادوات فیبری در توان‌های بالا و نیز پهنای فرکانسی زیاد سیگنال خروجی دارای محدودیت‌هایی است. از دیگر پیکربندی‌ها برای این مهم، آرایه نوسانگر اصلی - تقویت‌کننده توان[۱] (MOPA) است که از نوسانگر اصلی که باریکه همدوس با توان پایین و پهنای طول موجی بسیار کم را تولید می‌کند و یک یا چندطبقه تقویت‌کننده که وظیفه بالابردن توان باریکه را بر عهده دارند تشکیل شده است[۵]. بکارگیری این روش موجب غلبه بر محدودیت‌های ذکر شده در روش تک نوسانگر با دمش بالا می‌گردد. آرایه MOPA در سال ۲۰۰۶ توسط بریلینت[۲] و همکارانش برای لیزر فیبری ایتربیوم گزارش شد. در سال ۲۰۱۰، لیو[۳] تغییر در قطر فیبرهای LMA در ساختارهای MOPA را پیشنهاد داد که این امر موجب پایین آمدن آستانه SBS و در نتیجه افزایش بازدهی این پیکربندی شد. دراین پژوهش طراحی و شبیه سازی منبع لیزری کلاس کیلووات مبتنی بر پیکربندی (MOPA) ارائه شده است و با حل معادلات نرخ و در نظر گرفتن دمش ناهمسو برای نوسانگر و تقویت کننده شبیه سازی ها انجام شده است.

اصول و مبانی

فرم کلی معادلات نرخ برای نوسانگر و تقویت‌کننده مشابه بوده و به‌صورت روابط (۱) و (۲) می‌باشد، که به ترتیب نشان دهنده‌ی توان دمش و سیگنال می‌باشند. در این روابط کمیت‌های P_p و P_s به ترتیب نشان دهنده‌ی توان دمش و سیگنال، همچنین نماد $\pm$ انتشار رو به جلو و رو به عقب را نشان می‌دهد. Γp (Γs) ضریب همپوشانی دمش (سیگنال)، σ_{ap} (σ_{as}) و σ_{ep} (σ_{es}) به ترتیب سطح مقطع جذب و انتشار دمش (سیگنال) و α_p و α_s تلفات پراکندگی در فرکانس دمش و سیگنال می‌باشند.

$$\pm\frac{dP_p^{\pm}(z)}{dz}=\Gamma_p[(\sigma_{ap}+\sigma_{ep})N_2(z)-\sigma_{ap}N]P_p^{\pm}(z)-\alpha_p P_p^{\pm}(z) \quad (1)$$

$$+\frac{dP_s^{\pm}(z)}{dz}=\Gamma_s[(\sigma_{as}+\sigma_{es})N_2(z)-\sigma_{as}N]P_s^{+}(z)-\alpha_s P_s^{+}(z) \quad (2)$$

N_2 چگالی جمعیت ترازهای برانگیخته بوده و از طریق رابطه‌ی(۳) محاسبه می‌شود. در این رابطه ν_s (ν_p) به ترتیب فرکانس سیگنال (دمش)، A سطح مقطع فیبرنوری و τ طول عمر تراز بالا می‌باشند. در معادله‌ی (۴) چگالی جمعیت کل یون‌های آلاییده شده در فیبر توسط N نشان داده می شود و مطابق رابطه (۴) از مجموع N_1، چگالی جمعیت تراز پایه و N_2 جمعیت تراز برانگیخته تشکیل شده است. در این روابط غلظت یون در واحد حجم (N) ثابت و مستقل از موقعیت z در امتداد فیبر نوری می باشد.[۶]

$$\frac{N_2(z)}{N}=\frac{\dfrac{\Gamma_p\sigma_{ap}[P_p^{+}(z)+P_p^{-}(z)]}{h\nu_p A}+\dfrac{\Gamma_s\sigma_{as}[P_s^{+}(z)]}{h\nu_s A}}{\dfrac{\Gamma_p(\sigma_{ap}+\sigma_{ep})[P_p^{+}(z)+P_p^{-}(z)]}{h\nu_p A}+\dfrac{1}{\tau}+\dfrac{\Gamma_s(\sigma_{as}+\sigma_{es})[P_s^{+}(z)]}{h\nu_s A}} \quad (3)$$

$$N=N_1(z)+N_2(z) \quad (4)$$

---

۱ Master Oscillator - Power Amplifier

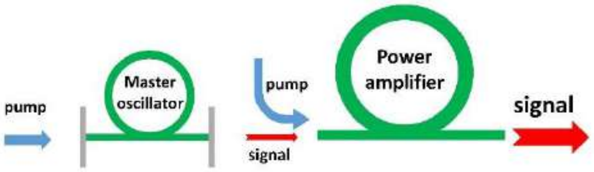
۲ Brilliant

۳ Liu

یکی از روش‌های متعارف حل این معادلات، روش رانگ‌کوتا مرتبه‌ی چهارم می‌باشد که در پژوهش حاضر نیز، از این روش برای حل معادلات استفاده شده است. همچنین از تکنیک پرتابی جهت تعیین مقادیر اولیه استفاده شده است. به دلیل حضور توری‌های براگ فیبری (آینه‌های لیزری)، شرایط مرزی حاکم بر سیستم به‌صورت رابطه (۵) می‌باشد.

$$P_s^+(0)=R_1P_s^-(0) \qquad (5)$$
$$P_s^-(L)=R_2P_s^+(L)$$

ساختار تقویت‌کننده مشابه نوسانگر است؛ با این تفاوت که بعلت نبود بازتابنده در تقویت‌کننده‌ها، شرایط مرزی و سیگنال بازتابی وجود ندارد[۶]. شکل (۱) طرحواره سیستم نوسانگر اصلی-تقویت کننده توان را نشان می‌دهد.



شکل ۱ : طرحواره سیستم نوسانگراصلی-تقویت کننده توان

شبیه‌سازی

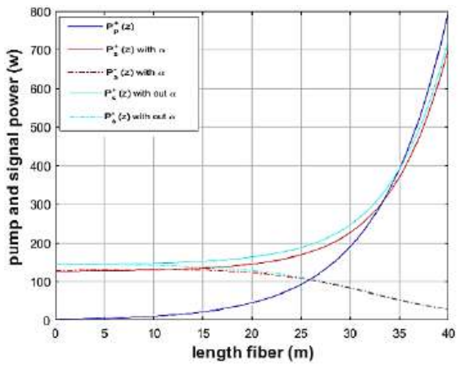
با توجه به گزارشهای ارائه شده در زمینه بالاتر بودن بازدهی سیستم و نیز افزایش تقویت سیگنال و افزایش توان خروجی در دمش ناهمسو، شبیه سازی‌ها برای این نوع دمش انجام شده است[۷]. آرایه MOPA شامل نوسانگر با طول بهینه ۴۰ متر و تقویت‌کننده با طول بهینه ۶۰ متر که هرکدام با توان ۸۰۰ وات دمش می‌شوند. تغییرات توان خروجی بر حسب طول فیبر با درنظرگرفتن تلفات پراکندگی سیگنال $(\alpha \neq 0)$ و بدون آن $(\alpha = 0)$ مورد بررسی قرار گرفته است. پارامترهای مورد استفاده در جدول (۱) آمده است.

جدول ۱ : پارامتر های بکار رفته در حل معادلات [۷]

مقدار	کمیت	مقدار	کمیت
$۰/۰۰۳\ m^{-۱}$	α_p	۹۷۵ nm	λ_p
$۰/۰۰۵ m^{-۱}$	α_s	۱۰۸۲/۸ nm	λ_s

σ_{ap}	$۲\times ۱۰^{-۲۴}\ m^{-۲}$	Γ_p	۰/۲
σ_{ep}	$۲\times ۱۰^{-۲۴}\ m^{-۲}$	Γ_s	۰/۸۲
σ_{es}	$۴/۲\times ۱۰^{-۲۵}\ m^{-۲}$	Γ_R	۰/۹
σ_{as}	$۳/۱\times ۱۰^{-۲۷}\ m^{-۲}$	$L_{Oscillator}$	۴۰ m
R_{core}	۱۰ µm	$L_{Amplifier}$	۶۰m
N	$۶\times ۱۰^{+۲۵}\ m^{-۳}$	$R_1(\lambda_s)$	۰/۹۸
$\nu\Delta_s$	۱۰ GHz	$R_2(\lambda_s)$	۰/۰۴

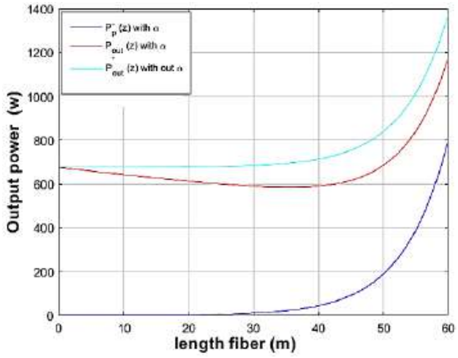
تغییرات توان دمش و سیگنال در نوسانگر با و بدون در نظر گرفتن تلفات سیگنال در شکل(۲) آمده است. مطابق شکل، در دمش ناهمسو در نوسانگر، توان دمش(P_p^-) و توان سیگنال(P_s^+) در خلاف جهت هم وارد فیبر می‌شوند.



شکل ۲ : تغییرات توان دمش و سیگنال در نوسانگر

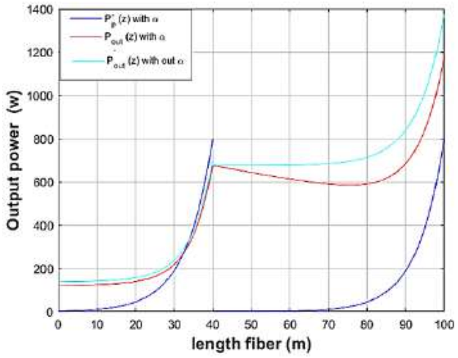
در این حالت توان دمش در ابتدای فیبر صفر و در انتهای فیبر به مقدار بیشینه می‌رسد. در دمش ناهمسو، در چند متر اول، تقویت چشمگیری دیده نمی‌شود و بخش عمده تقویت توان سیگنال در بخش پایانی فیبر رخ می‌دهد؛ توان دمش تزریقی از انتهای فیبر، در اثر جذب، روند کاهشی داشته و سیگنال رفتی که در جهت $Z+$ حرکت می‌کند در طول فیبر تقویت شده و بعد از انعکاس از آینه خروجی، کسری از توان به داخل فیبر بازگشت داده شده و بخش دیگر به عنوان سیگنال خروجی از آینه عبور کرده و وارد تقویت کننده می‌شود. در شکل(۳) تغییرات توان دمش و سیگنال در تقویت کننده نشان داده شده است. دمش (P_p^-) از سمت مخالف سیگنال(P_s^+) به فیبر تزریق شده و مقدار آن در قسمت انتهایی فیبر بیشینه است مشابه رفتار تغییرات توان سیگنال در نوسانگر، هر چه به قسمت ابتدایی

فیبر نزدیک شویم مقدار توان دمش کاهش یافته و به صفر میل می‌کند؛ این امر موجب شده تا توان سیگنال عمدتاً در قسمت پایانی فیبر تقویت شده و با نزدیک شدن به قسمت انتهایی فیبر شیب نمودار توان سیگنال افزایش یابد.



شکل ۳ : تغییرات توان دمش و سیگنال در تقویت کننده

تغییرات توان دمش و سیگنال در یک آرایه MOPA با و بدون در نظر گرفتن تلفات سیگنال در شکل (۴) نشان داده شده است. در این آرایه، سیگنال خروجی نوسانگر با توان ۶۷۶ وات بعنوان سیگنال ورودی در تقویت‌کننده بکار رفته و در نهایت سیگنال خروجی با توان ۱۲۲۷ وات از این مجموعه به‌عنوان خروجی آرایه به‌دست آمده است.



شکل ۴ : تغییرات توان دمش و سیگنال در آرایه MOPA

مطابق اعداد گزارش شده، بازدهی نوسانگر برابر ۸۴٫۵٪ ، بازدهی آرایه تقویت‌کننده برابر ۶۸٫۸٪ و بازدهی کل آرایه MOPA برابر ۷۷٪ می‌باشد. همچنین تأثیر تلفات پراکندگی سیگنال بر روی توان خروجی در نوسانگر مقداری جزئی و قابل‌صرف نظر است در حالی‌که در تقویت‌کننده به طور قابل‌ملاحظه‌ای بر روی توان خروجی تأثیر گذاشته و موجب افت قابل‌توجه توان خروجی آرایه می‌شود.

نتیجه گیری

در پژوهش انجام شده یک آرایه‌ی MOPA از کلاس کیلووات با استفاده از روش دمش ناهمسو طراحی و شبیه سازی شد. این شبیه سازیها با حل معادلات نرخ با کمک روش رانگ کوتا انجام گرفت. با استفاده از مقدار طول بهینه فیبر برای نوسانگر و تقویت کننده، تغییرات توان خروجی برای این طول بررسی شد. بررسی ها نشان داد، تأثیر تلفات پراکندگی سیگنال بر روی توان خروجی در نوسانگر قابل‌صرف نظر است در حالی‌که در تقویت‌کننده موجب افت قابل توجه توان خروجی می‌شود.

منابع

[۱] H. Kaushal and G. Kaddoum, "Applications of lasers for tactical military operations," IEEE Access, vol. 5, pp. 20736-20753, 2017.

[۲] A. Liu, "Novel SBS suppression scheme for high-power fiber amplifiers," in Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications, 2006, vol. 6102: SPIE, pp. 409-417 .

[۳] B. Jacquier, "Rare earth-doped fiber lasers and amplifiers," in Wide-Gap Luminescent Materials: Theory and Applications: Springer, 1997, pp. 303-365.

[٤] T. Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, vol. 11, no. 3, pp. 567-577, 2005.

[٥] M. Fernández Vallejo, D. Monelli, D. Passaro, A. Cucinotta, S. Selleri, and M. López-Amo Sáinz, "Dual stage ytterbium doped fiber laser in MOPA configuration," Open Optics Journal, 2012, 6. Pgs. 1-8, 2012.

[٦] P. Parvin, M. Ilchi-Ghazaani, A. Bananej, and Z. Lali-Dastjerdi, "Modeling a cw single-frequency yb: Silica fiber mopa system and determination the gain and saturation in the optimum length," in 2008 IEEE PhotonicsGlobal@ Singapore, 2008: IEEE, pp. 1-4 .

[٧] A. Shirmahdieh, "Investigation and simulation of effective parameters in MOPA systems for optimization output power," department of Photonic Imam Hossein Comprehensive University,2022.

ساخت شناساگر رنگی با استفاده از روش نوری برای محلول هیدروژن‌پراکساید

مائده رضا نژاد[۱] و سمانه حامدی[۲*]

[۱و۲]دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، فارس

M.rezanejad@sutech.ac.ir, hamedi@sutech .ac.ir

چکیده – شناساگرهای رنگی یکی از روش‌های نوین، دقیق و سریع هستند که مزیت‌های زیادی نسبت به روش‌های زمان بر گذاشته دارند. در این مقاله یک شناساگررنگ سریع برای تعیین مقدار غلظت معرفی شده است. اصول عملکرد این شناساگر بر اساس طیف جذب نور و مقدار عبور نور نا شی از تغییر رنگ محلول‌ها در غلظت‌های مختلف ا ست. پارامترها تو سط آ شکار ساز نوری و د ستگاه طیف سنج نوری اندازه‌گیری شده اند. دسته بندی غلظت‌ها در دو دسته کم‌تر از ۱ mM و بالاتر از آن را از بازه ۰/۴ تا ۱۱ mM صورت پذیرفته ا ست. مقایسه نتایج با دو روش نشان داد که رابطه خطی قابل قبولی بین غلظت‌های متفاوت و پارامترهای اندازگیری شده برقرار است .

کلید واژه- شناساگر زیستی، هیدروژن پراکسید ،اسیدیته

Fabrication of Color Indicator Using Optical Technique for Hydrogen peroxide

Maedeh Rezanejad [1], Samaneh Hamedi [2]

[1,2]Faculty of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Fars

Abstract- **Color indicators are one of the new, accurate, and fast methods which have more advantages than old longtime methods. In this article, a quick color indicator detector for the determination of solution concentration is presented. The performance of this detector is based on the light absorption spectrum and the light transmission caused by the color change of different concentrations. The parameters are measured and compared using optical detector and UV-Vis absorption device. This work was performed by classifying the analyte concentrations in two categories, lower than 1 mM and higher than it, ranging from 0.2 to 11 mM. Comparing the results with two methods showed that there is a linear relationship between different concentrations and the measured parameters.**

Keywords: biological kit, hydrogen peroxide, PH.

مقدمه

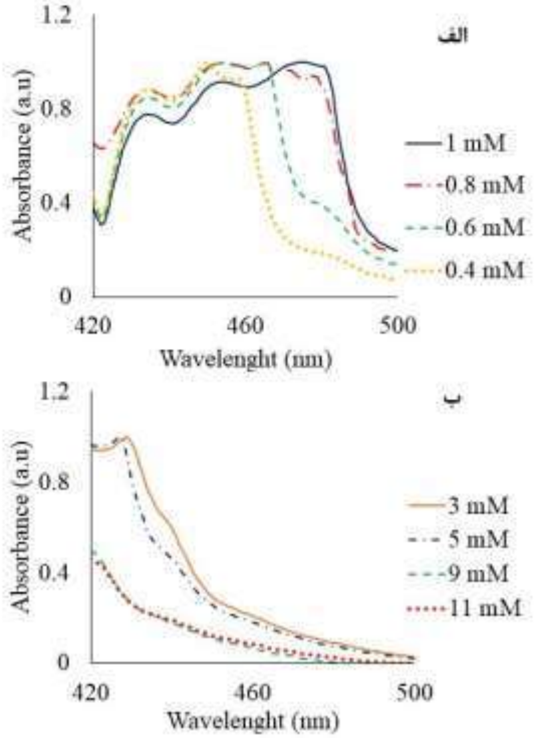
شناساگررنگ زیستی یک ابزار تحلیلی است که نیاز به تجهیزات گران قیمت و از همه مهم تر صرف زمان طولانی ندارد [۱-۳]. اخیرا استفاده از روشهای نوری برای استفاده در شناساگرهای رنگ زیستی مورد توجه واقع شده است. با استفاده از شناساگررنگ زیستی نوری می‌توان شدت نور عبوری از محلول رنگی را اندازه‌گیری کرد و با ارسال به یک مبدل، تشخیص رنگ را به سیگنال خروجی قابل اندازه گیری تبدیل نمود. پیشرفت اینچنین حسگرهای نوری مزایای زیادی از جمله استفاده از ابزار تحلیلی ساده که خوانش جواب را راحت‌تر می‌کنند[۴]، قابل حمل بودن دستگاه همراه با پایش بلادرنگ و ارسال نتیجه[۵] قابلیت استفاده از حسگرهای انعطاف‌پذیر [۶]، نوار تست[۷] و محلول[۸] برای دست‌یابی به نتیجه مطلوب را به همراه دارد. در مطالعات پیشین حسگرهای رنگی ساخته شده معمولا در محدوده ۰/۲ تا mM۱۱ برای پوشش طیف گسترده ای از واکنش آنزیمی برای دستیابی به بهترین و سریع ترین پاسخ صورت گرفته‌اند [۱و۲]. با توجه به رابطه بین غلظت هیدروژن‌پروکساید و شدت نور عبوری از محلول می‌توان به عنوان حسگر استفاده کرد. شناساگررنگ مورد بررسی در این کار با دو روش طیف جذب نور و مقدار عبور نور ناشی از تغییر رنگ در غلظت‌های مختلف آزمایش و بررسی شد. نتیجه بررسی‌ها نشان داد که این شناساگر رنگ قابل عتماد است و حساسیت بالایی دارد. همچنین با استفاده از محلول تیتانیوم سولفیت می‌توان هیدروزن-پراکسید را به کمیت‌های قابل اندازگیری با رنگ مشخص تبدیل کند.

مراحل تهیه شناساگر

شناساگررنگ با استفاده از واکنش هیدروژن پراکساید با تیتانیوم اکساسولفیت که یک طیف رنگ زرد تولید می‌کند، تهیه شد. محلول هیدرژن پراکساید از رنج ۰/۴تا mM۱۱ با µL۱۰۰ از محلول تیتانیوم اکساسولفیت ترکیب شد. محلول تیتانیوم با استفاده از ۲ گرم تیتانیوم اکساسولفیت که در محلول ۲مولار هیدروکلید اسید برای به دست آوردن ۱۰۰ ml محلول با هم ترکیب شدند. در ادامه ۵ ml از محلول هیدروژن پراکساید با ۱۰۰ µL محلول تیتانیوم ترکیب می شوند. برای انجام آزمایش حسگری محلول‌های تهیه شده با غلظت های متفاوت در کووت‌های شیشه‌ای نگهداری می‌شوند.

نتایج و آنالیز

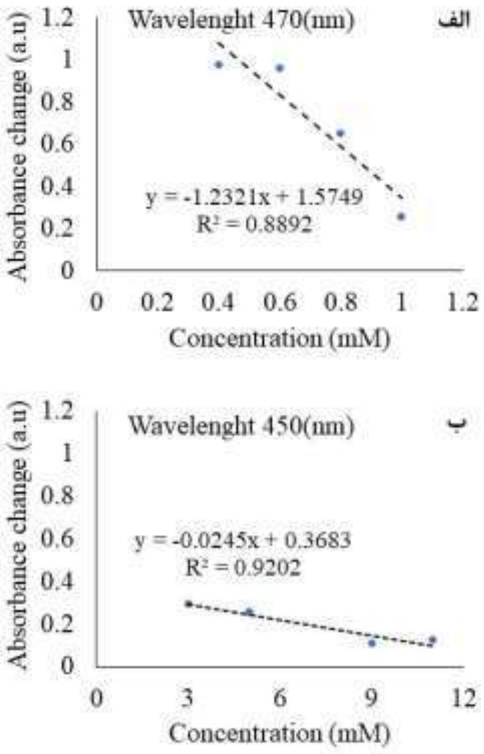
برای اندازه‌گیری طیف جذب محلول‌های تهیه شده با غلظت‌های ۰/۴ تا mM۱۱ از دستگاه طیف‌سنجی نور



شکل ۱: الف)طیف جذب شناساگررنگPH برای غلظت‌های ۰/۴ تا ۱ mM. ب) طیف جذب شناساگررنگPH برای غلظت‌های ۳ تا ۱۱ mM.

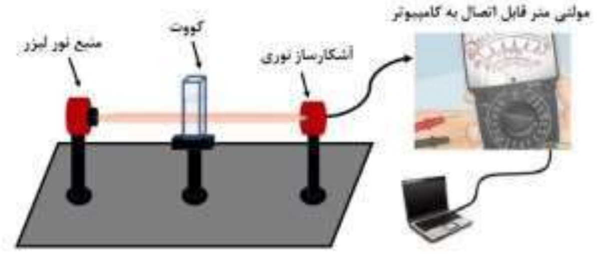
UV-Vis مدل Uvs-2500 از شرکت Phystec استفاده شده است. طیف سنجی در بازه ۳۸۰ تا ۹۵۰ نانومتر انجام شده است. با توجه به مقدار شدت عبور صفر در طول موج های بالای ۵۰۰ نانومتر فقط بازه محدودی از نمودار رسم شده

است که تغییر شدت ها بهتر قابل نمایش باشد. نتایج در دوسته بررسی، رسم و آنالیز شد که (شکل ۱ الف) غلظت های زیر یک مولار که شامل غلظت‌ها ی ۰/۴، ۰/۶، ۰/۸ و ۱ mM،(شکل ۱ب) غلظت‌های بالاتر از یک مولار که شامل ۳، ۵، ۹، ۱۱ mM بودند. همانطور که در شکل (۲الف) مشخص است برای غلظت های زیر ۱ mM در طول موج ۴۷۰ نانومتر شدت جذب نور با افزایش غلظت کاهش می-یابد. همچنین در شکل (۱ب) به ازای غلظت های ۳ تا ۱۱ mM در طول موج ۴۵۰ نانومتر شدت جذب نور با افزایش غلظت کاهش می‌یابد. به منظور بررسی خطی بودن حسگر مقدار جذب



شکل ۲: رابطه خطی بودن مقدار جذب نور برای غلظت‌های الف) ۰/۴ تا ۱ mM در طول موج ۴۷۰ نانومتر و ب) ۳ تا ۱۱ mM در طول موج ۴۵۰ نانومتر.

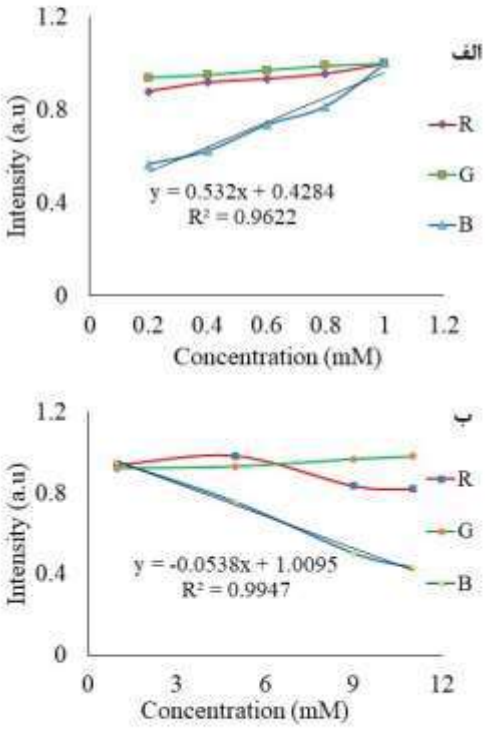
نور در طول موج ۴۵۰و ۴۷۰ نانومتر بر حسب غلظت در شکل (۲) رسم شده است. همانطور که در شکل (۲ الف) مشخص است یک تابع خطی با مقدار همبستگی ۸۸۹۲/. R^2= به داده ها برازش شده است. در شکل (۲ب) نیز با توجه به خط برازش شده به داده‌ها رابطه خطی با همبستگی ۸۳۸۳/. = R^2 به دست آمده است. در بخش دوم آزمایش به منظور تشخیص رنگ از یک چیدمان نوری استفاده شده است که در شکل (۳) نشان داده شده است. چیدمان نوری شامل منبع نور لیزر، کوت حاوی محلول شناساگر و یک آشکارساز نوری مقاومتی، مولتی‌متر VICTOR قابل اتصال به کامپیوتر است. در این کار از سه منبع نور لیزر به طول موج‌های سبز(nm۵۳۲)، آبی(nm۴۰۵) و قرمز(nm۶۵۰) استفاده شده است. طرز کار چیدمان بدین صورت است که با تابش منبع نور لیزر با شدت معین و سپس عبور نور از محلول مقدار شدت نور عبوری توسط آشکارساز نوری اندازه‌گیری می‌شود. مقدار خروجی آشکارساز توسط مولتی-متر قابل اتصال به کامپیوتر اندازه گیری و ضبط شده است. سپس نمودارهای مربوط به هر طول موج ترسیم شده و رابطه خطی حسگر بررسی شدند.



شکل ۳: چیدمان حسگر رنگ نوری PH

در این روش نیز برای بررسی بهتر داده‌ها به دو دسته غلظت های کمتر و بیشتر از mM۱ تقسیم شدند .(شکل ۴ الف) غلظت های زیر mM۱ که شامل غلظت‌ها ی ۰/۴، ۰/۶، ۰/۸ و ۱ mM است و شدت آشکارساز نوری با افزایش غلظت افزایش می‌یابد، (شکل ۴ب) غلظت‌های ۱ mM به بالا که شامل ۳، ۵، ۹، ۱۱ mM است و آشکارساز نوری با افزایش غلظت در نور لیزرهای قرمز وآبی کاهش می‌یابد و در حضور لیزر سبز مقداری افزایش می‌یابد. به منظور بررسی خطی

بودن حسگر مقدار جذب نور در طول موج لیزر آبی بر حسب غلظت در شکل (۴) رسم شده است. همانطور که در شکل (۴ الف) مشخص است به ازای غلظت‌های ۴/. تا mM۱ یک تابع خطی با مقدار همبستگی ۹۶۲۲/. R^2= به داده ها برازش شده است. در شکل (۴ب) با توجه به خط برازش شده به داده‌ها رابطه خطی با همبستگی ۹۹۴۷ /.= R^2 به دست آمده است.



شکل۴: حساسیت آشکارساز نوری به نور لیزرهای ۵۳۲ nm، ۴۰۵nm و۶۵۰ nm الف)در غلظت‌های ۰/۴ تا و۱ mM و ب) در غلظت‌های ۳ تا۱۱ mM.

نتیجه‌گیری

در این کار یک شناساگررنگ سریع و دقیق برای تعیین غلظت معرفی شده است. از دو روش طیف جذب نور در بازه ۳۸۰ تا ۹۵۰ nm و مقدار شدت نور عبوری به ازای سه طول متفاوت (nm۵۳۲)، (nm۴۰۵) و (nm۶۵۰) برای تعیین غلظت‌های ۰/۴ تا ۱۱ mM استفاده شد. نتایج نشان داد که هر دو روش دارای دقت خوب و رابطه خطی بین مقدار سیگنال اندازه‌گیری و مقدار غلظت هستند. این بررسی ها نشان داد که غلظت محلول‌ها رابطه مستقیمی با اسیدیته آن‌ها دارد. نتایج در روش اندازه گیری مقدار شدت نور عبوری از محلول با استفاده از آشکارساز نوری از دقت بیشتر، رابطه خطی بهتر و خطای کمتری برخوردار است. این شناساگر رنگ در ساخت حسگرهای زیستی نوری که در نتیجه فعل و انفعالات شیمیایی آن‌ها هیدروژن‌پروکساید آزاد می‌شود مورد استفاده قرار می‌گیرد. نمودارها و طیف رنگ محلول‌ها می‌توانند مرجع بسیار دقیقی برای تعیین غلظت واکنش‌های آنالیتی و ساخت حسگرهای زیستی باشند.

مرجع‌ها

[1] A. Fatoni, Zusfahair, S. Nurfiah, M. D. Anggraeni, and A. N. Aziz, "Urea biosensor development using immobilized urease and light dependent resistor," in AIP Conference Proceedings, Vol. 2094, No. 1, p. 20021, 2019.

[2] A. Fatoni, A. N. Aziz, and M. D. Anggraeni, "Low-cost and real-time color detector developments for glucose biosensor," Sens. Bio-Sensing Res., Vol. 28, p. 100325, 2020.

[3] M. Elsherif, M. U. Hassan, A. K. Yetisen, and H. Butt, "Glucose sensing with phenylboronic acid functionalized hydrogel-based optical diffusers," ACS Nano, Vol. 12, No. 3, pp. 2283–2291, 2018.

[4] E.-Y. Park, J. Baik, H. Kim, S.-M. Park, and C. Kim, "Ultrasound-modulated optical glucose sensing using a 1645 nm laser," *Sci. Rep.*, Vol. 10, No. 1, pp. 1–9, 2020.

[5] U. Gul, S. Kanwal, S. Tabassum, M. A. Gilani, and A. Rahim, "Microwave-assisted synthesis of carbon dots as reductant and stabilizer for silver nanoparticles with enhanced-peroxidase like activity for colorimetric determination of hydrogen peroxide and glucose," Microchim. Acta, Vol. 187, No. 2, pp. 1–8, 2020.

[6] A. U. Alam *et al.*, "Polymers and organic materials-based pH sensors for healthcare applications," *Prog. Mater. Sci.*, Vol. 96, pp. 174–216, 2018.

[7] A. K. Singh and S. K. Jha, "Fabrication and validation of a handheld non-invasive, optical biosensor for self-monitoring of glucose using saliva," IEEE Sens. *J.*, Vol. 19, No. 18, pp. 8332–8339, 2019.

[8] K.-H. Wang *et al.*, "A low-cost, portable and easy-operated salivary urea sensor for point-of-care application," Biosens. Bioelectron., Vol. 132, pp. 352–359, 2019.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

اثر پارامترهای لیزر بر بازده هماهنگ مراتب بالا از برهمکنش با نیم‌رسانای دی‌سلنیدتنگستن

راضیه فقیه لطیف[۱]، امین صادقی فراز[۱]، الناز ایرانی[۱]

[۱]دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس، خیابان جلال آل احمد، تهران

Marzie.latif@gmail.com

aminsadeghifaraz@yahoo.com

e.irani@modares.ac.ir

چکیده - در این پژوهش طیف هماهنگ مراتب بالا برای ساختار نیم رسانای دی سلنید تنگستن با بکار بردن رهیافت تابعی چگالی وابسته به زمان مطالعه شده است که در آن ابتدا هماهنگ قطع به ازای تغییر دامنه میدان الکتریکی بررسی شده است که نتایج نشان می دهد به ازای افزایش دامنه میدان الکتریکی هماهنگ قطع به صورت خطی افزایش می یابد. سپس با بررسی اثر تغییر طول موج بر بازده هماهنگ مراتب بالا ملاحظه گردید بازده هماهنگ مراتب بالا در بازه تا ۴ الکترون ولت به صورت نمایی کاهش می یابد.

کلید واژه-بازده هماهنگ مراتب بالا، تولید هماهنگ مراتب بالا،کریستال دی سلنید تنگستن، نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان.

Effect of laser parameters on high harmonic yield via interaction with WSe_2 semiconductor

Razieh faghihlatif[1], Amin Sadeghifaraz[1], and Elnaz Irani[1]
[1]Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, P.O. Box 14115-175, Tehran, Iran

Marzie.latif@gmail.com

Abstract - In this research, the high harmonic generation spectrum for the Tungsten Diselenide semiconductor structure has been studied using the time-dependent density-functional theory, which the results show the measured high-energy cutoff as a function of the drive-laser field. We find that the cutoff frequency behaves linearly by increasing the driving laser field. Then, by exploring the effect of laser wavelength on the high harmonic yield, it is observed that with increasing the laser wavelength the harmonic yield decreases exponentially in the range of 2 to 4 eV.

Keywords: High Harmonic Generation, Harmonic yield, Time dependent density functional theory, Tungsten Diselenide semiconductor

مقدمه

تولید هماهنگ مراتب بالا یک فرایند نوری غیرخطی است که از برهمکنش یک میدان لیزری قوی با یک اتم، مولکول یا یک کریستال ایجاد می‌شود. در سال کرکوم و همکارانش یک مدل سه مرحله ای برای توصیف تولید هماهنگ مراتب بالا ارائه کردند[۱]. طبق این مدل، زمانی که اتم یا گاز نجیب با میدان لیزر برهمکنش می‌کند الکترون به روش تونل‌زنی از قید هسته خارج می‌شود و سپس در میدان لیزر شتاب می‌گیرد که با تغییر علامت میدان لیزر، الکترون در جهت مخالف به سمت یون مادر شتاب می‌گیرد. 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. درسال های اخیر تولید هماهنگ مراتب بالا در ساختارهای نیم‌رسانا مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. مطالعات اولیه برروی طیف هماهنگ مراتب بالا در سال ۲۰۰۵ با رهیافت بلاخ شروع شد [۲]. تا اینکه در سال ۲۰۱۱ قیمایر و همکارانش براساس رهیافت نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان (TDDFT) طیف هماهنگ مراتب بالا را در ساختار اکسید روی مورد بررسی قرار دادند[۳, ۴]. اخیرا برروی مواد دو بعدی مطالعات گسترده‌ای صورت گرفته است. در سال ۲۰۱۸ ساختار سولفید مولیبدن و ساختار بوروم نیترید مورد بررسی قرار گرفت [۵]. در سال ۲۰۱۹ یوشیکاوا و همکاران مطالعه تجربی طیف هماهنگ مراتب بالا در ساختارهای TMD مورد بررسی قرار دادند[۶]. علی‌رغم مطالعاتی که برروی ساختارهای TMD تاکنون صورت گرفته است اما بررسی نظری کمی برروی طیف هماهنگ مراتب بالای منتج از تنگستن سلنیوم انجام گرفته است. در این پژوهش پارامترهای موثر بر طیف هماهنگ مراتب بالا اعم از طول موج و شدت با استفاده از رهیافت تابعی چگالی وابسته به زمان مورد بررسی قرار داده می‌شود.

روش محاسباتی

برای حل معادله شرودینگر بس ذره‌ای روش مناسب استفاده از روش نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان می باشد[۷]. برای حل این معادله از تقریب‌هایی استفاده می شود که معادله منتج به معادله تک ذره‌ای کوهن_شم معروف است. که به صورت زیر می‌باشد:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\varphi_i(\mathbf{r},t)=\left(-\frac{\nabla^2}{2}+v_{ext}[n](\mathbf{r},t)\right)\varphi_i(\mathbf{r},t) \qquad (۱)$$

$$v_{ks}[n](\mathbf{r},t)=v_H[n](\mathbf{r},t)+v_{xc}[n](\mathbf{r},t)+ v_{ext}(\mathbf{r},t)+v_{ne}(\mathbf{r}) \qquad (۲)$$

که $v_{ks}[n](\mathbf{r},t)$ پتانسیل کوهن-شم وابسته به زمان شامل پتانسیل هارتری، پتانسیل تبادلی-همبستگی، پتانسیل خارجی و پتانسیل برهم کنشی الکترون و هسته می‌باشد. در این پژوهش برای پتانسیل تبادلی همبستگی $v_{xc}[n](\mathbf{r},t)$ از تقریب چگالی موضعی *(LDA)* استفاده شده است. همین طور می توان چگالی الکترونی وابسته به زمان را بصورت زیر تعریف کرد:

$$n(r,t)=\sum_i\left|\varphi_i(r,t)\right|^2 \qquad (۳)$$

در قدم بعدی جریان $j(\mathbf{r},t)$ از تابع موج وابسته به زمان محاسبه می‌شود که در نهایت طیف هماهنگ مراتب بالا از جامدات، با رابطه تبدیل فوریه بدست می‌آید.

$$HHG(\omega)=\left|FT\left\{\int_\Omega d^3r\frac{\partial}{\partial t}j(r,t)\right\}\right|^2 \qquad (۴)$$

که Ω حجم کل سامانه فیزیکی طبق قضیه دیورژانس است.

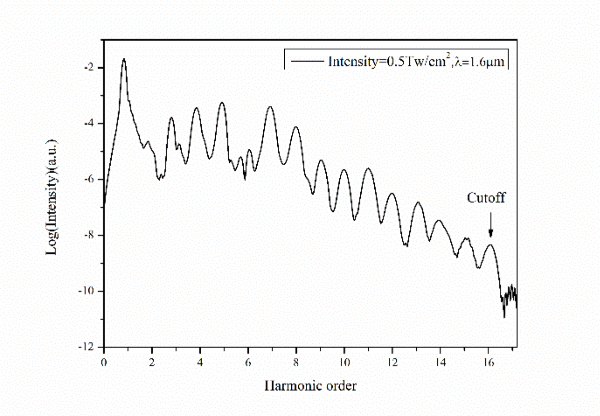
پالس لیزر استفاده شده در محاسبات براساس رابطه زیر می‌باشد:

$$A(t)=\frac{\sqrt{I_0c}}{\omega}\sin^2\left(\frac{\pi t}{T_{tot}}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}\left(\cos(\omega t+\varphi)e_x+\varepsilon\sin(\omega t+\varphi)\hat{e}_y\right)\right) \qquad (۵)$$

که درآن I_0 شدت میدان لیزر ورودی ، ω بسامد لیزر ، ε میزان قطبیدگی پالس لیزر و T_{tot} زمان کل پالس می‌باشد.

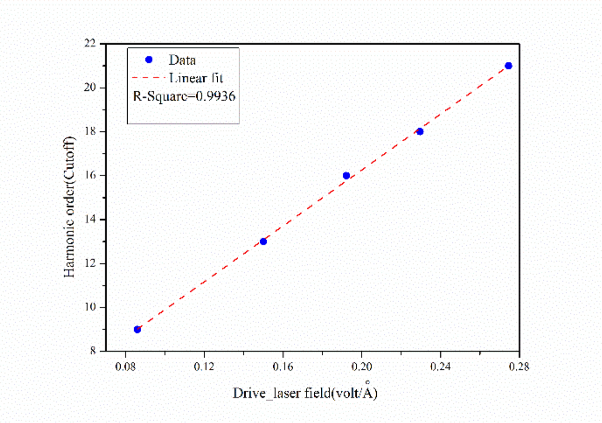
نتایج

شکل (۱) طیف هماهنگ مرتبه بالا را در نیم‌رسانای WSe_2 به ازای برهمکنش با پالس لیزر ۱/۶ μm و شدت میدان الکتریکی $۰/۵\times۱۰^{۱۲}$ W/cm² به ازای ۲۰ چرخه‌اپتیکی نمایش می‌دهد.



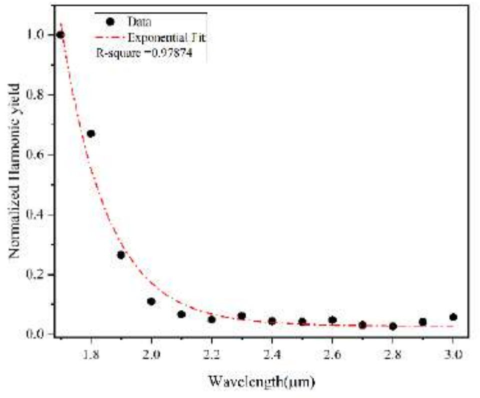
شکل ۱: طیف هماهنگ مرتبه بالای منتج از نیم‌رسانای WSe_2 در برهمکنش با لیزر با طول موج ۱/۶ میکرومتر و شدت میدان $۰/۵\times۱۰^{۱۲}$W/cm²

همانطور که از شکل(۱) ملاحظه می‌شود به ازای پالس قطبیده خطی هماهنگ‌های زوج و فرد به طور مجزا تشکیل می‌شود. هماهنگ قطع به ازای شدت ۰/۵ تراوات برابر با ۱۷ می‌باشد. برای بدست آوردن هماهنگ قطع به ازای تغییر میدان برداری لیزری در طول‌موج ۱/۶ μm، مقدار دامنه میدان لیزر ورودی در بازه ۰/۰۸ $volt/A^0$ تا ۰/۲۸ $volt/A^0$ تغییر داده می‌شود. نتیجه این محاسبه در شکل (۲) آورده شده است.



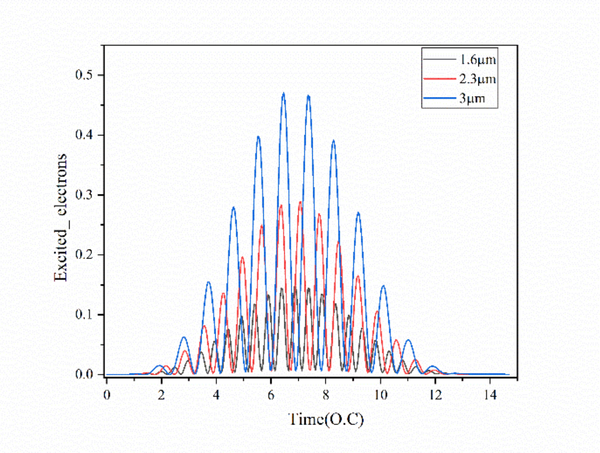
شکل ۲: رفتار هماهنگ قطع به ازای تغییر دامنه میدان لیزری که به صورت خطی تغییر می کند.

همان‌طور که از شکل(۲) ملاحظه می شود به ازای تغییر دامنه میدان لیزری، هماهنگ قطع به‌صورت خطی $HHG_{cutoff} \propto \lambda E$ تغییر می‌کند که توافق خوبی با نتایج گزارش شده دارد[۳]. این درحالی است که درسیستم‌های اتمی و مولکولی هماهنگ قطع از رابطه $I_p + 3.17U_p$ بدست می‌آید [۸] [۳]. پس از بررسی تغییرات دامنه میدان برداری لیزری درمرحله‌ی بعد بازده هماهنگ‌ها به‌ازای افزایش طول موج ها از ۱/۶ μmتا ۳ μm در شدت $۰/۱\times۱۰^{۱۲}$W/cm² بررسی گردید. نتایج این محاسبات در شکل (۳) آورده شده است.



شکل ۳: رفتار بازده هماهنگ مراتب بالا برحسب طول موج در شدت $۰/۱\times۱۰^{۱۲}$W/cm² که با افزایش طول موج کاهش بازده هماهنگ-ها را مشاهده می‌شود.

با مشاهده نتایج فوق در شکل(۳) ملاحظه می‌گردد بازده هماهنگ مراتب بالا به ازای افزایش طول موج در بازه ۲ تا ۴ الکترون ولت به صورت نمایی کاهش می‌یابد. این نتایج توافق خوبی با نتایج گزارش شده دارد[۹]. دلیل این امر به این دلیل است که در سیستم‌های نیم‌رسانا اثرات پراکندگی و وافازی بین حامل‌های بار باعث بوجود آمدن ناهمفازی در طیف هماهنگ مراتب بالا می‌شود و این به نوبه خود باعث کاهش بازدهی هارمونیک مراتب بالا می‌شود. پراکندگی، ناشی از افزایش حامل‌های بار می‌باشد که این موضوع در شکل (۴) نشان داده شده است.



شکل ۳ :رفتار دینامیک الکترون های برانگیخته در سه طول موج ۱/۶، ۲/۳ و ۳ میکرومتر

با افزایش طول موج تعداد الکترون‌های برانگیخته‌شده افزایش می‌یابد. در نتیجه میزان پراکندگی افزایش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش طیف هماهنگ مراتب بالا از برهمکنش لیزر با دی سلنید تنگستن بدست آمد. نتایج نشان می‌دهد که مرتبه هماهنگ قطع با افزایش دامنه میدان الکتریکی به طور خطی افزایش پیدا می‌کند و همین طور در اثر افزایش طول موج لیزر فرودی بازده هماهنگ‌ها به صورت نمایی کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

1. Brabec, T., M.Y. Ivanov, and P.B. Corkum, *Coulomb focusing in intense field atomic processes*. Physical Review A, 1996. **54**(4): p. R2551.
2. Golde, D., T. Meier, and S.W. Koch, *Microscopic analysis of extreme nonlinear optics in semiconductor nanostructures*. JOSA B, 2006. **23**(12): p. 2559-2565.
3. Ghimire, S., et al., *Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal*. Nature physics, 2011. **7**(2): p. 138-141.
4. Ghimire, S., et al., *Redshift in the optical absorption of ZnO single crystals in the presence of an intense midinfrared laser field*. Physical review letters, 2011. **107**(16): p. 167407.
5. Le Breton, G., A. Rubio, and N. Tancogne-Dejean, *High-harmonic generation from few-layer hexagonal boron nitride: Evolution from monolayer to bulk response*. Physical Review B, 2018. **98**(16): p. 165308.
6. Yoshikawa, N., et al., *Interband resonant high-harmonic generation by valley polarized electron–hole pairs*. Nature communications, 2019. **10**(1): p. 1-7.
7. Tancogne-Dejean, N., et al., *Octopus, a computational framework for exploring light-driven phenomena and quantum dynamics in extended and finite systems*. The Journal of chemical physics, 2020. **152**(12): p. 124119.
8. Chang, Z., *Fundamentals of attosecond optics*. 2016: CRC press.
9. Tancogne-Dejean, N. and A. Rubio, *Atomic-like high-harmonic generation from two-dimensional materials*. Science Advances, 2018. **4**(2): p. eaao5207.

تولید هارمونیک سوم پالس‌های کسینوس هیپربولیک-گاوسی در پلاسماهای ناهمگن مغناطیده

محمدجواد بصیری[۱]، مهدی شریفیان[*۱]، مجتبی هاشم زاده[۲] محمود برهانی[۱] هاجر علیرضایی[۳]
[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران.
[۲] دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران.
[۳] مرکز تحقیقات لیزر-پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران.
*** آدرس رایانامه: mehdi.sharifian@yazd.ac.ir**

چکیده

در این کار یک پرتو لیزر با پروفایل عرضی کسینوس هیپربولیک-گاوسی در حضور میدان مغناطیسی خارجی ویگلر در پلاسما با چگالی موجدار برای تولید هماهنگ سوم مورد استفاده قرار می‌گیرد. ناهمگنی چگالی و میدان مغناطیسی خارجی به صورت سینوسی در نظر گرفته می‌شود. با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی خارجی، میدان الکتریکی و مغناطیسی لیزر و سرعت‌های اختلالی الکترون‌ها، نیروهای پاندرموتیو به دست می‌آید. نیروهای پاندرموتیو غیرخطی یک چگالی جریان غیرخطی ایجاد می‌کند. با استفاده از چگالی جریان‌های خطی و غیرخطی و معادلات ماکسول، معادله‌ی موج برای هارمونیک سوم به دست می‌آید. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش پارامتر انحراف از مرکز و شدت میدان مغناطیسی خارجی، دامنه میدان الکتریکی هارمونیک سوم افزایش می‌یابد.

کلیدواژه‌ها: پلاسمای ناهمگن، تولید هارمونیک سوم، نیروی پاندروموتیو.

Third harmonic generation of cosh-Gaussian laser pulses in inhomogeneous magnetized plasmas

Mohammad Javad Basiry[*1], Mehdi Sharifian[1], Mojtaba Hashemzadeh[2], Mahmood Borhani[1], Hajar Alirezaei[3]
[1] Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran.
[2] Faculty of Physics and nuclear engineering, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.
[3] Laser-Plasma Research Center, Ahvaz Shahid Chamran University, Ahvaz, Iran.
***E-mail: mehdi.sharifian@yazd.ac.ir**

Abstract

In this work, a cosh-Gaussian laser beam transverse profile has been used to generate the third harmonic in the presence of wiggler magnetic field in plasma with rippled density. The density inhomogeneity and the external magnetic field are considered sinusoidal. Considering the external magnetic field, the electric and magnetic fields of the laser and perturbed electron velocities, the ponderomotive forces is obtained. These nonlinear forces create a nonlinear current density. Using the linear and nonlinear current densities and Maxwell's equations, the wave equation for the third harmonic wave is obtained. Results show that by increasing the parameter of deviation from the center and the intensity of the external magnetic field, the amplitude of the third harmonic electric field increases.

Keywords: Inhomogeneous plasma, third harmonic generation, ponderomotive force.

مقدمه

در دهه‌های اخیر برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با پلاسما با استفاده از روش‌های تجربی، تحلیلی و شبیه سازی مورد بررسی قرار گرفته است [۱]. این برهم‌کنش یکی از پدیده‌های مهم فیزیک است و لذا مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. در این برهم‌کنش‌ها بسیاری از اثرات غیرخطی را می‌توان مشاهده کرد. اثرات غیرخطی کاربرد فراونی دارند که از آن جمله می‌توان به خود کانونی، تولید میدان‌های مغناطیسی قوی، تولید هارمونیک‌ها و غیره اشاره کرد [۲]. تولید هارمونیک‌ها کاربردهای مهمی که در پزشکی، مخابرات، اپتوالکترونیک و غیره دارند [۳]. محققین زیادی به بررسی تولید هارمونیک‌ها در پلاسماهای مغناطیده/غیر مغناطیده، همگن/ناهمگن پرداخته‌اند. برای مثال لیو و تریپاتی [۴] تولید هارمونیک سوم از پالس لیزر گاوسی در پلاسما با چگالی موجدار (که توسط ماشین‌کاری پرتو ایجاد شده است) را مطالعه کردند. کائور و شارما [۵] تولید هارمونیک سوم را در یک پلاسمای ناهمگن فوق چگال که با تابش لیزر در یک لایه نازک فلزی ایجاد شده است، مورد مطالعه قرار دادند. با در نظر گرفتن خودکانونی نسبیتی، شارما و همکاران [۶] تولید هارمونیک سوم را مورد مطالعه قرار دادند. در میان پروفایل‌های عرضی مختلف لیزر، پروفایل کسینوس هیپربولیکی بسیار مورد توجه هستند، زیرا این باریکه‌ها برای کاربردهای عملی مناسب‌تر هستند [۷]. از آنجایی که تولید هارمونیک سوم پالس‌های لیزری کسینوس هیپربولیک-گاوسی در حضور ناهمگنی چگالی و میدان مغناطیسی خارجی کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، در این کار به بررسی تولید هارمونیک سوم با استفاده از شرایط فوق می‌پردازیم. میدان مغناطیسی خارجی و میدان الکتریکی لیزر می‌توانند نیروی پاندروموتیو را در این سیستم القا کنند. همچنین با در نظر گرفتن این میدان‌ها و سرعت الکترون‌ها، چگالی الکترونی و نیروی پاندروموتیو جدیدی به دست می‌آید. این کمیت‌ها منجر به چگالی جریان‌های خطی و غیرخطی می‌شوند. با در نظر گرفتن چگالی جریان‌ها و معادلات ماکسول، معادله غیرخطی مربوط به میدان الکتریکی هارمونیک سوم به دست می‌آید. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش میدان مغناطیسی خارجی و پارامتر انحراف از مرکز، دامنه میدان الکتریکی هارمونیک سوم برانگیخته افزایش می‌یابد.

هارمونیک سوم

فرض کنید یک پالس لیزر به صورت کسینوس هیپربولیک-گاوسی و به طور عمود بر روی یک پلاسمای مغناطیده فرود می‌آید. برای میدان‌های الکترومغناطیسی لیزر داریم؛

$$\vec{E}_1 = E_x \mathrm{e}^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} \hat{x}, \qquad (۱)$$

$$E_x = E_0 \cosh(b w_0 x) e^{-\frac{x^2}{w_0^2}}, \qquad (۲)$$

$$\vec{B}_1 = \frac{c\vec{k}_1 \times \vec{E}_1}{\omega_1}, \qquad (۳)$$

که $\vec{k}_1$ عدد موج لیزر، ω_1 فرکانس لیزر و c سرعت نور در خلأ است. همچنین E_0 دامنه میدان لیزر کسینوس هیپربولیک-گاوسی در نقطه مرکزی و w_0 نیم‌پهنای مرتبط با آن است. در ضمن b پارامتر انحراف از مرکز نامیده می‌شود. میدان مغناطیسی خارجی نیز به صورت زیر است،

$$\vec{B}_W = \hat{y} B_0 e^{ik_0 z}, \qquad (۴)$$

که در این رابطه B_0 دامنه میدان مغناطیسی خارجی و k_0 عدد موج مرتبط با آن است. از طرف دیگر، چگالی الکترون‌ها به صورت موجدار در نظر گرفته می‌شود [۸]،

$$n_e = n_0 + n_q e^{ik_r z},\qquad (۵)$$

که در این رابطه n_0 دامنه چگالی در غیاب نوسانات، n_q دامنه چگالی در حضور نوسانات و k_r عدد موج مربوطه است. میدان الکتریکی لیزر باعث حرکت الکترون‌ها شده و توزیع فضایی الکترون‌ها تغییر می‌کند. در پایین‌ترین مرتبه اختلال و با استفاده از معادله پیوستگی، چگالی الکترون به صورت زیر به دست می‌آید؛

$$n_1 = -\frac{e^2 E_x B_0 \mathrm{e}^{-i(\omega_1 t - k_r z - k_0 z)}}{2cm^2\omega_1^3}\times \left[n_0(k_1+k_0)+n_q(k_1+k_0+k_r)\mathrm{e}^{ik_r z}\right].\qquad (۶)$$

برای اختلال مرتبه دوم و با استفاده از قانون دوم نیوتن، سرعت در $\left(2\omega_1, 2\vec{k}_1\right)$ به صورت زیر به دست می‌آید[۹]

$$\vec{v}_2 = -\frac{e^2 k_1 E_x^2}{4m^2\omega_1^3} e^{-2i(\omega_1 t - k_1 z)}\hat{z}.\qquad (۷)$$

با در نظر گرفتن نیروی پاندروموتیو در $\left(3\omega_1, \vec{k}_0 + 3\vec{k}_1\right)$، سرعت غیرخطی مرتبه سوم اختلالی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\vec{v}'_{3,NL} = -\frac{5e^4 k_1^2 B_0 E_X^3}{288cm^4\omega_1^6} e^{-3i\omega_1 t + i(3k_1+k_0)z}\hat{z}.\qquad (۸)$$

حال با در نظر گرفتن سرعت‌های خطی و غیرخطی، می‌توان چگالی خطی و غیرخطی را به صورت زیر تعریف کرد

$$\vec{J}_3^L = -en_0\vec{v}_3^L = -\frac{n_0 e^2 \vec{E}_3}{3im\omega_1},\qquad (۹)$$

$$\vec{J}_3^{NL} = -en_0\vec{v}'_{3,NL} - \frac{1}{2}en_1\vec{v}_2 = -\left(\frac{13}{18}k_1 + k_0 + k_r\right)\times \frac{B_0 E_x^3 n_q e^5 e^{-3i\omega_1 t + i(3k_1+k_0)z} k_1}{16cm^4\omega_1^6}\hat{z}\qquad (۱۰)$$

چگالی کل برابر با مجموع چگالی‌های خطی و غیرخطی است. با توجه به معادلات ماکسول، معادله موج مربوط به هارمونیک سوم به صورت زیر به دست می‌آید؛

$$\nabla^2\vec{E}_3 - \nabla(\nabla\cdot\vec{E}_3) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}_3}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial\vec{J}_3}{\partial t}.\qquad (۱۱)$$

ما معادله‌ی موجی که در نظر می‌گیریم در حضور میدان مغناطیسی است و بنظر می‌آید که تابع دی‌الکتریک به صورت تانسوری بدست خواهد آمد اما چون در کار ما پدیده‌ی غیرخطی است ما میتوانیم از مولفه های سرعت استفاده کنیم و نتایجی که از این روش بدست می‌آید با روش حل معادلات برحسب تانسور دی‌الکتریک یکسان هستند. با در نظر گرفتن $\vec{E}_3$ به صورت $\exp(-3i\omega_1 t)$ و با جایگذاری $\vec{J}_3$ در معادله بالا، این معادله به صورت زیر ساده می‌شود؛

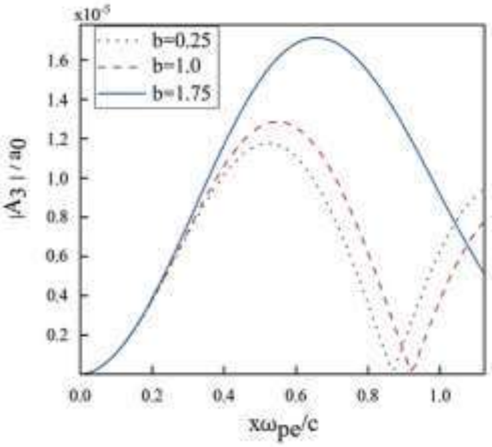
$$\nabla^2\vec{E}_3 + \frac{9\omega_1^2 - \omega_{pe}^2}{c^2}\vec{E}_3 = -\frac{12\pi i\,\omega_1}{c^2}\vec{J}_3^{NL},\qquad (۱۲)$$

که در معادله بالا $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_0 e^2/m$ مجذور فرکانس پلاسمایی است.

بحث و نتایج عددی

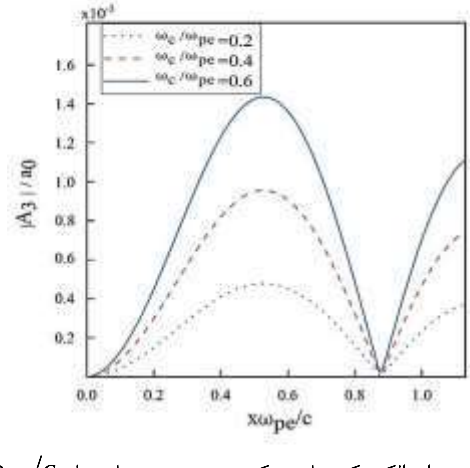
برای حل معادله (۱۲) فرض می‌کنیم که $\vec{E}_3 = A_3(x)\exp(i(qz - 3\omega_1 t))\hat{x}$ است. $q = 3k_1 + k_0 + k_r$ این روش حل، روش مرسوم در بعضی مقالات است[۹]. با جایگذاری این رابطه در معادله (۱۲) و حل آن با استفاده از روش تقریب تفاضل محدود، میدان الکتریکی هارمونیک سوم به دست می‌آید. برای حل معادله‌ی بالا از شرط اولیه زیر استفاده می‌کنیم؛ در $x = 0$، $A_3(x) = 0$ و $dA_3(x)/dx = 0$. با استفاده از پارامترهای زیر، می‌توان تاثیر میدان مغناطیسی و پارامتر b بر روی تولید هارمونیک سوم را رسم کرد. پارامترهای استفاده شده عبارت‌اند از: $w_0\omega_{pe}/c = 1$، $eE_0/mc\omega_{pe} = 0.5$، $k_0 c/\omega_{pe} = k_1 c/\omega_{pe} = 0.55$، $k_r c/\omega_{pe} = 0.6$، $\omega_1/\omega_{pe} = 2$، $\omega_{pq}/\omega_{pe} = 0.1$ که $\omega_{pq}^2 = 4\pi n_q e^2/m$.

لیزر اولیه را تیتانیوم سفایر با فرکانس $2.35\times10^{15}s^{-1}$ و شدت اولیه $4.6\times10^{17}\,W/cm^2$ فرض کرده‌ایم. چگالی الکترون‌ها $n_i = 10^{21}cm^{-3}$ و میدان مغناطیسی خارجی $4.8\times10^7 G$ است.



شکل ۱: میدان الکتریکی لیزر به صورت تابعی از $x\,\omega_{pe}/c$ برای مقادیر مختلف b

در شکل (۱) میدان الکتریکی لیزر به صورت تابعی از $x\,\omega_{pe}/c$ برای مقادیر مختلف b رسم شده است. در این حالت فرض کرده‌ایم که $\omega_c/\omega_{pe}=0.5$ باشد. طبق این شکل با افزایش پارامتر b دامنه میدان الکتریکی افزایش پیدا می‌کند. دلیل این امر این است که در رابطه (۲) جمله کسینوس هیپربولیک یک جمله افزایشی است که برای مقادیر بزرگ‌تر x بزرگتر از جمله $\exp(-x^2/w_0^2)$ است که باعث افزایش میدان الکتریکی لیزر می‌شود.



شکل ۲: میدان الکتریکی هارمونیک سوم به‌صورت تابعی از $x\,\omega_{pe}/c$ برای مقادیر مختلف ω_c/ω_{pe}.

شکل (۲) تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر روی دامنه میدان الکتریکی هارمونیک سوم به صورت تابعی از $x\,\omega_{pe}/c$ رسم شده است. در این حالت نیز فرض کرده‌ایم که $b=0.5$ باشد. با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، دامنه میدان الکتریکی موج برانگیخته افزایش پیدا می‌کند. دلیل این امر این است که جفت‌شدگی میدان مغناطیسی خارجی و میدان مغناطیسی لیزر با سرعت‌های اختلالی، باعث به وجود آمدن نیروی پاندروموتیو در پلاسما می‌شود. این نیرو الکترون‌ها را از نواحی با میدان الکتریکی بیشتر به نواحی با میدان الکتریکی کمتر هل می‌دهد. بنابراین شکل میدان الکتریکی در داخل پلاسما می‌تواند متمرکز شود. در نتیجه دامنه میدان برانگیخته شده افزایش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این کار به بررسی تولید هارمونیک سوم پالس لیزری کسینوس هیپربولیک-گاوسی در یک پلاسمای ناهمگن مغناطیده پرداختیم. با استفاده از معادلات نیوتون و در حضور میدان الکتریکی و مغناطیسی لیزر و میدان مغناطیسی ویگلری، نیروهای پاندروموتیو غیرخطی، چگالی اختلالی الکترون‌ها، چگالی جریان خطی و غیرخطی و معادله میدان الکتریکی هارمونیک سوم به دست آمد. نتایج نشان دادند که با افزایش پارامتر b، دامنه میدان افزایش پیدا کرده و به سمت $x\,\omega_{pe}/c$های بزرگ‌تر انتقال می‌یابند. همچنین با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، دامنه میدان الکتریکی موج برانگیخته افزایش پیدا کرده و این مقدار تا 1.4×10^{-5} هم می‌رسد.

مرجع‌ها

1. Shukla P, Rao N, Yu M, Tsintsadze N. Relativistic nonlinear effects in plasmas. Physics Reports. 1986;138(1-2):1-149.
2. Gibbon P. High-order harmonic generation in plasmas. IEEE Journal of Quantum Electronics. 1997;33(11):1915-24.
3. Sharma V, Thakur V, Kant N. Third Harmonic Generation of Hermite-cosh-Gaussian laser Beam. Journal of Physics: Conference Series. 2020;1531(1):012028.
4. Liu C, Tripathi V. Third harmonic generation of a short pulse laser in a plasma density ripple created by a machining beam. Physics of Plasmas. 2008;15(2):023106.
5. Kaur S, Sharma A. Resonant third harmonic generation in a laser produced thin foil plasma. Physics of Plasmas. 2008;15(10):102705.
6. Sharma V, Thakur V, Kant N. Third harmonic generation of a relativistic self-focusing laser in plasma in the presence of wiggler magnetic field. High Energy Density Physics. 2019;32:51-5.
7. Lü B, Zhang B, Ma H. Beam-propagation factor and mode-coherence coefficients of hyperbolic-cosine–Gaussian beams. Opt Lett. 1999;24(10):640-2.
8. Bhasin L, Tripathi VK. Terahertz generation via optical rectification of x-mode laser in a rippled density magnetized plasma. Physics of Plasmas. 2009;16(10):103105.
9. Hashemzadeh M, Abbasi-Firouzjah M. Second-harmonic generation of hollow Gaussian laser beams in inhomogeneous plasmas in the presence of wiggler magnetic field. Waves in Random and Complex Media. 2021:1-15.

تاثیر ضخامت کاتد آلومینیوم بر عملکرد دیود نور گسیل آلی

فاطمه شریعتی نیا[۱]، محمدرضا فدوی اسلام[۱]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، fshariatinia@yahoo.com، m.r.fadavieslam@du.ac.ir

چکیده – در این تحقیق، دیودهای نور گسیل آلی (OLEDs) با ساختار Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq$_3$/Al ساخته شدند. در دیودها از آلومینیوم به عنوان کاتد استفاده شد و تاثیر ضخامت ۶۰، ۸۰ و ۱۰۰ نانومتری این لایه بر عملکرد دیودها بررسی شد. ساختار لایه‌های آلومینیوم توسط پراش پرتو ایکس (XRD)، میکروسکپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) مطالعه شدند. نتایج مشخصه یابی ساختاری نشان داد که لایه با ضخامت ۸۰ نانو متر دارای ساختار بس بلوری مکعبی با قله در راستای صفحه (۱۱۱) است. مشخصه یابی جریان – ولتاژ و طیف سنجی نورگسیل دیودها انجام شد. بطور کلی افزایش ضخامت لایه آلومینیوم به بیش از ۶۰ نانومتر باعث کاهش ولتاژ آستانه و افزایش شدت طیف گسیلی دیودها شده است.

کلید واژه- دیود نور گسیل آلی، ضخامت کاتد، آلومینیوم

Effect of aluminum cathode thickness on organic light emitting diode performance

Fatemeh shariatiniya, Mohammad Reza Fadavieslam

[1] School of Physics, Damghan University, Damghan, fshariatinia@yahoo.com, m.r.fadavieslam@du.ac.ir

Abstract- In this research, organic light emitting diodes (OLEDs) with Glass/ITO/PEDOT:PSS/Alq3/Al structure were fabricated. In the diodes, aluminum was used as the cathode and the effect of the thickness of 60, 80 and 100 nm of this layer on the performance of the diodes was investigated. The structure of aluminum layers was studied by X-ray diffraction (XRD), field emission scanning electron microscope (FESEM). The structural characterization results showed that the layer with a thickness of 80 nm has a polycrystalline in a cubic crystal structure with preferred orientations along (111). The current-voltage characterization and light emission spectroscopy of diodes were performed. In general, increasing the thickness of the aluminum layer to more than 60 nm has reduced the threshold voltage and increased the intensity of the emission spectrum of the diodes.

Keywords: organic light emitting diode, thickness of cathode, aluminum

مقدمه

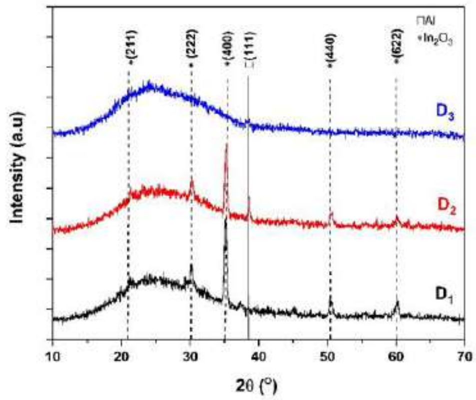
امروزه ساخت وسایل اپتوالکترونیک با استفاده از دیودهای نورگسیل آلی به دلیل دارا بودن ویژگی‌های جذاب و منحصر به فردی نظیر انعطاف‌پذیری، ضخامت بسیار کم، سبکی، مقاوم بودن و کیفیت رنگ بسیار بالا به سرعت در حال گسترش است [۱]. راندمان دیود نور گسیل آلی به ضریب تعادل حامل بار بستگی دارد [۲]. بطور کلی ولتاژ تحریک، راندمان درخشندگی و پایداری طولانی‌مدت این دیودها به تزریق حامل از کاتد و آند بستگی دارد [۳]. از بین فلزات Ca، Li، Ag، Mg و Al تنها آلومینیوم می‌تواند به عنوان کاتد موثر برای بهبود عملکرد دیود نور گسیل آلی مورد استفاده قرار گیرد [۲, ۴]. ضخامت کاتد یکی از عوامل موثر بر میزان تزریق الکترون‌ها از کاتد به لایه‌ی انتقال الکترون و در نتیجه بازترکیب بهینه الکترون و حفره و کارایی دیود است. تغییر ضخامت لایه‌ی کاتد می‌تواند بر تزریق تعداد الکترونها تاثیرگذار باشد. به همین سبب در این پژوهش سعی شده است اثر تغییر ضخامت لایه‌ی کاتد آلومینیوم را در دیود نور گسیل آلی سبز با ساختار ITO/ PEDOT:PSS/ Alq_3/ Al بررسی شود.

بخش تجربی

در این پژوهش از اکسید ایندیوم آلاییده با قلع (ITO) به عنوان لایه‌ی تزریق‌کننده‌ی حفره، از PEDOT:PSS به عنوان لایه‌ی انتقال‌دهنده‌ی حفره، از Alq_3 به عنوان لایه‌ی گسیلنده‌ی نور و از Al به عنوان کاتد استفاده شد. لایه PEDOT:PSS به روش چرخشی بر روی ITO لایه نشانی شد. سپس لایه‌های ALq_3 و AL بترتیب به روش تبخیر حرارتی لایه نشانی شدند. شرایط لایه نشانی PEDOT:PSS و ALq_3 برای تمام نمونه ها یکسان ولی ضخامت لایه آلومینیوم ۶۰، ۸۰ و ۱۰۰ نانومتر در نظر گرفته شد و نمونه های متناظر با این ضخامتها به ترتیب D_1، D_2 و D_3 نامگذاری شدند.

بحث و نتیجه گیری

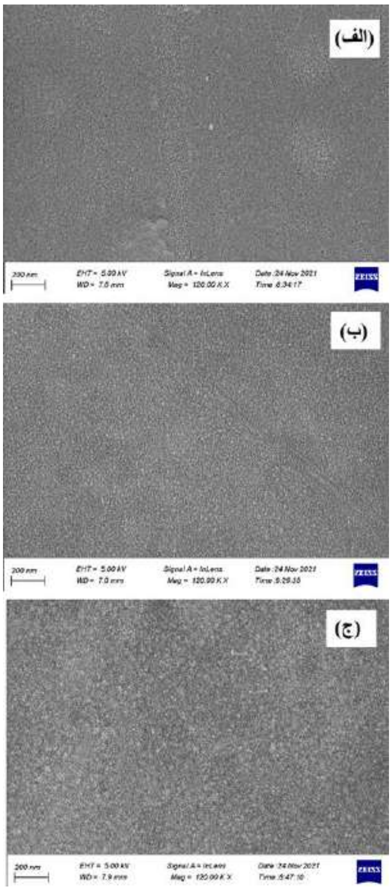
طیف‌های مقایسه‌ای پراش پرتو ایکس لایه‌های آلومینیوم نمونه‌های D_1، D_2 و D_3 در شکل (۱) ارائه شده است. مطالعه این شکل نشان می‌دهد که نمونه‌ها دارای ساختارهای بی‌شکل و بس‌بلور هستند. به دلیل ضخامت کم لایه آلومینیوم تشکیل شده بر روی بستر ITO، قله‌های مربوط به بستر در نمونه های D_1 و D_2 مشاهده می‌شود. قله ارجح فاز مکعبی Al مربوط به راستای بلوری (۱۱۱) در نمونه‌ها مشاهده می‌شود که با کارت استاندارد JCPDS file 85-1327 تطابق دارد [۵]. شدت قله مربوط به فاز آلومینیوم برای نمونه تهیه شده با ضخامت ۸۰ nm دارای بیشترین مقدار است. با افزایش ضخامت لایه آلومینیوم از ۸۰ به ۱۰۰ nm قله‌های مربوط به بستر ITO حذف می‌شوند.



شکل ۱ الگوهای پراش لایه های آلومینیوم تهیه شده با ضخامتهای ۶۰ (D_1)، ۸۰ (D_2) و ۱۰۰ نانومتر (D_3)

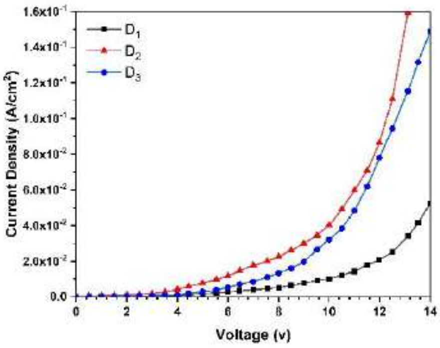
مشخصه یابی FESEM: ساختار و ریختار سطح لایه‌های آلومینیوم رسوب شده با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی اثر میدان مورد مطالعه قرار گرفت. تصاویر FESEM از لایه‌های نازک آلومینیوم لایه‌نشانی شده با آهنگ لایه‌نشانی ثابت و ضخامت‌های مختلف در

شکل (۲) نشان داده شده است. مطالعه این شکل نشان می‌دهد که لایه‌ها دارای ریختار دانه‌ای هستند و افزایش ضخامت آنها باعث می‌شود که اندازه‌ی دانه‌ها بزرگ‌تر شوند.



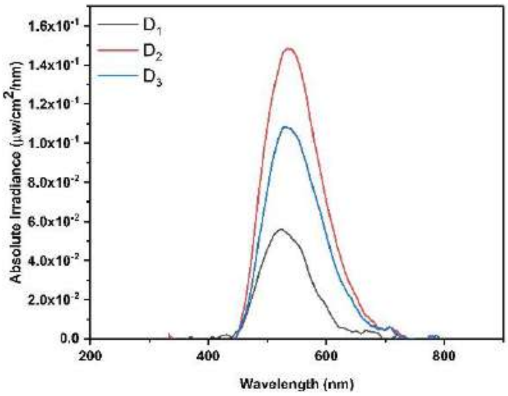
شکل ۲ تصاویر FESEM نمونه های تهیه شده با ضخامت‌های (الف) ۶۰، (ب) ۸۰ و (ج) ۱۰۰ نانومتر

در شکل (۳) نمودارهای مقایسه ای جریان - ولتاژ نمونه‌ها ارائه شده است. مطالعه این شکل رفتار دیودی قطعات را نشان می دهد. ولتاژ آستانه دیودهای D_1، D_2 و D_3 بترتیب ۴٫۹، ۳٫۵۲ و ۴٫۴ ولت اندازه گیری شده اند. همچنین چگالی جریان دیودهای D_1، D_2 و D_3 به ازای ولتاژ ده ولت بترتیب ۰٫۰۱، ۰٫۰۴ و ۰٫۰۳ $\frac{A}{cm^2}$ می باشند. این نتایج نشان می‌دهند که بطور کلی افزایش ضخامت آلومینیوم به بیش از ۶۰ نانومتر باعث کاهش ولتاژ آستانه می شود [۶]. این به این معنی است که با افزایش ضخامت لایه‌ی کاتد تزریق تعداد الکترون ها از کاتد افزایش یافته است و با ورود الکترونهای بیشتر به لایه‌ی بازترکیب الکترون-حفره، بازترکیب بیشتر آنها اتفاق می افتد و در نتیجه ولتاژ آستانه کاهش می یابد. علاوه بر این نمونه D_2 بدلیل بهبود ساختار لایه آلومینیوم ولتاژ آستانه کمتری دارد. این بهبود باعث توازن مناسبتر جریان الکترونها و حفره-ها با انتقال مناسب حاملها از طریق لایه آلومینیوم می شود.



شکل ۳ نمودارهای جریان- ولتاژ دیودهای D_1، D_2 و D_3

شکل ۴ نمودار چگالی تابشی بر حسب طول موج دیودهای D_1، D_2 و D_3 را نشان می‌دهد.



شکل ۴ طیفهای مقایسه ای چگالی شدت طیف گسیلی دیودهای بر حسب طول موج

مطالعه این طیفها نشان می دهند قله طیفها گسیلی در حدود ۵۱۵ nm است که مربوط به نور سبز گسیلی از لایه نور گسیل Alq_3 است. علاوه بر آن بطور کلی افزایش ضخامت لایه کاتد سبب افزایش شدت تابشی

دیود می‌شود، که به دلیل افزایش جریان حاملها و در نتیجه آن بازترکیب بیشتر آنها و افزایش گسیل نور می‌شود. بیشینه شدت تابشی مربوط به دیود با ضخامت لایه‌ی آلومینیوم ۸۰ nm است.

نتیجه گیری

در این پژوهش نشان داده شد که ضخامت کاتد آلومینیوم در دیودهای نور گسیل آلی بر عملکرد آن تاثیر دارد. از میان دیودهای ساخته شده با ضخامت لایه آلومینیوم ۶۰، ۸۰ و ۱۰۰ نانومتر، دیود با ضخامت کاتد ۸۰ نانومتر کمترین ولتاژ آستانه و بیشترین شدت نور گسیلی را دارد. با این وجود ضخامت تاثیر در طول موج نور گسیلی دیود ندارد.

مرجع‌ها

[1] H.Y. Shin, M.C. Suh, “Effect of the thermal evaporation rate of Al cathodes on organic light emitting diodes”, Materials Science and Engineering: B, Vol. 188, pp. 8-12, 2014.
[2] H. Siemund, F. Bröcker, H. Göbel, “Enhancing the electron injection in polymer light-emitting diodes using a sodium stearate/aluminum bilayer cathode”, Organic Electronics, Vol. 14 , pp. 335-343, 2013.
[3] J.H. Kwon, J.Y. Lee, “High efficiency and long lifetime in organic light-emitting diodes using bilayer electron injection structure”, Synthetic metals, Vol. 159, pp. 1292-1294, 2009.
[4] X. Wang, J. Zhao, Y. Zhou, X. Wang, S. Zhang, Y. Zhan, Z. Xu, H. Ding, G. Zhong, H. Shi, “Enhancement of electron injection in organic light-emitting devices using an Ag/LiF cathode”, Journal of applied physics, Vol. 95, pp. 3828-3830, 2004.
[5] M. Yahya, M. Fadavieslam, “The effects of argon plasma treatment on ITO properties and the performance of OLED devices”, Optical Materials, Vol. 120, pp. 111400, 2021.
[6] J. Lee, S. Hofmann, M. Furno, M. Thomschke, Y.H. Kim, B. Lüssem, K. Leo, “Systematic investigation of transparent organic light-emitting diodes depending on top metal electrode thickness”, Organic electronics, Vol. 12, PP. 1383-1388, 2011.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی خواص الکترونی و اپتیکی تالیوم نیترید (TlN) در فاز ورتسایت با استفاده از نظریه تابعی چگالی

راضیه سوری[۱]، محسن فرزان[۲]*

[۱]گروه فیزیک، واحد ایذه، دانشگاه آزاد اسلامی، ایذه، ایران (razisouri1@gmail.com)

[۲]گروه فیزیک، واحد ایذه، دانشگاه آزاد اسلامی، ایذه، ایران (mnfarzan@yahoo.com)

چکیده: امروزه آشکاسازهای نوری مادون قرمز به دلیل عمق نفوذ بالای نور مادون قرمز بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. از اینرو نیمه هادی‌هایی که دارای گاف نواری بسیار باریک می‌باشند می‌توانند به عنوان مواد فتواکتیو در کاربردهای آشکارسازهای نور IR مورد استفاده قرار گیرند و تالیوم نیترید در فاز ورتسایت دارای گاف نواری باریکی بوده و می‌تواند گزینه مناسبی برای این منظور باشد. به همین منظور با استفاده از کد Wien2k در تقریب GGA(PBE) به محاسبه گاف نواری ، ثابت دی الکتریک، ضریب جذب، رسانندگی اپتیکی، ضریب شکست، ضریب خاموشی، بازتابندگی انرژی و تابع اتلاف انرژی تالیوم نیترید در هر دوجهت E||c (میدان الکتریکی موازی با محور c) E⊥c (میدان الکتریکی عمود بر محور c) پرداختیم.

کلید واژه- تقریب GGA(PBE)، خواص اپتیکی، خواص الکترونی، کد Wien2k، گاف نواری

The investigation of electronic and optical properties of TlN in wurtzite phase by density function theory

Razieh Souri[1], Mohsen Farzan*[2]

[1]Department of physics, Izeh Branch, Islamic Azad university, Izeh, Iran (razisouri1@gmail.com)

[2]Department of physics, Izeh Branch, Islamic Azad university, Izeh, Iran (mnfarzan@yahoo.com)

Abstract: Infrared photodetectors have gained attention because of its high penetration depth of IR light. Narrow band gap semiconductors can function as photoactive materials in IR photodetector applications. Herein, the TlN in wurtzite phase is proposed because the TlN has narrow band gap and is a good candidate. We calculated the band gap, dielectric function, absorption coefficient, optical conductivity, refraction index, extinction index, reflectivity, and energy loss function of the TlN within GGA (PBE) approximation by wien2k code in both directions E||c (electric field parallel to c axis) and E⊥c (electric field perpendicular to c axis).

Keywords: GGA(PBE) approximation, optical property, electronic property, Wen2k code, band gap

مقدمه

نیم‌رساناهای نیترید گروه-III، از قبیل AlN, GaN, InN, TlN و آلیاژهای آن‌ها امروزه بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. زیرا نیتریدهای گروه-III دارای گاف نواری مستقیم می‌باشند و همچنین گاف نواری نیتریدهای گروه-III از بالا به پایین در گروه-III کاهش پیدا می‌کند بنابراین انتظار داریم که TlN در فاز ورتسایت دارای یک گاف نواری کوچکی باشد که گزینه مناسبی برای ناحیه IR می‌باشد. نیتریدهای گروه-III در حالت انبوهه دارای پایداری گرمایی و شیمیایی خوبی می‌باشند و این خواص برای کاربردهای پیشرفته در زمینه ارتباطات، الکترونیک، دیودهای نوری و لیزرها بسیار مهم می‌باشند [۱-۲]. امروزه به علت گسترش علم و ساخت وسایل الکترونی و اپتیکی جدید نیازمند مواد و عناصر جدید می‌باشیم که یکی از این مواد جدید می‌تواند TlN در فاز ورتسایت(WZ) باشد[۳]. بنا بر اطلاعات موجود تا کنون TlN به صورت تجربی ساخته نشده‌است و کارهای نظری کمی بر روی آن انجام شده‌است و اطلاعات کمی در مورد این ترکیب وجود دارد.

روش محاسبه

در این مقاله محاسبات بر پایه نظریه تابعی چگالی و روش امواج تخت بهبود یافته‌ی خطی با پتانسیل کامل (FP-LAPW) و با استفاده از کد محاسباتی Wien2k در تقریب GGA(PBE) صورت گرفته‌است. در این نظریه انرژی کل دستگاه به صورت تابعی از چگالی الکترونی بیان می‌شود. در محاسبات حاضر، شعاع کره موفین-تین اتم N (نیتروژن) را برابر با a.u. ۱,۷و اتم Tl (تالیوم) را برابر با a.u. ۲,۲ انتخاب کرده‌ایم. انرژی جداسازی الکترون‌های ظرفیت از الکترون-های مغزه را برابربا Ry (۶-) در نظر گرفته‌ایم. $R_{MT}*K_{max}$ تعیین کننده انرژی قطع بسط تابع موج در منطقه بین جایگاهی است که در این محاسبات این کمیت را برابر با ۸,۵ در نظر گرفتیم و بردار موج قطع برای بسط فوریه چگالی بار و پتانسیل $G_{max}=12$ در نظر گرفته شد و همچنین در طی انجام این محاسبات پارامتر Kpoint برابر مقدار ۱۰۰۰ که مقدار مطمئنی است در نظر گرفتیم.

خواص الکترونی

برای بررسی خواص الکترونی و اپتیکی TlN در فاز WZ در ابتدا به محاسبه پارامترهای ساختاری TlN از قبیل ثابت-های شبکه a و c، مدول حجمی و مشتق فشار و انرژی حالت پایه پرداختیم که با سایر نتایج [۵-۴] از همخوانی خوبی برخوردار است و در جدول ۱ خلاصه شده‌است. پس از بدست آمدن پارامترهای ساختاری با استفاده از این مقادیر در کد Wien2k به محاسبه ساختار نواری TlN در فاز WZ با تقریبGGA پرداخته شد اما گاف نواری مشاهده نشد از اینرو با استفاده از تقریب اسپین-اوربیتال (GGA+SO) توانستیم یک گاف نواری بسیار باریک در حدودeV ۰,۰۷ مشاهده کنیم که نشان می‌دهد TlN در فاز WZ یک نیم-رسانا با گاف بسیار باریک می‌باشد (شکل ۱).

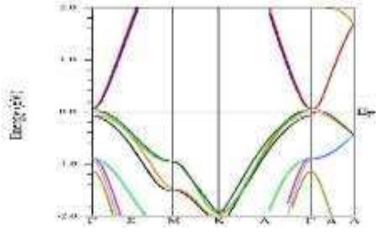
جدول ۱: ساختارهای پارامتری TlN در فاز ورتسایت (WZ)

TlN	$a(A^{\circ})$	$c(A^{\circ})$	B(GPa)	$\acute{B}$	$E_0(Ry)$
GGA	۳,۷۳۹۸	۶,۰۷۶۴	۹۳,۸۵	۴,۳۳	-۸۱۳۷۴,۴۶

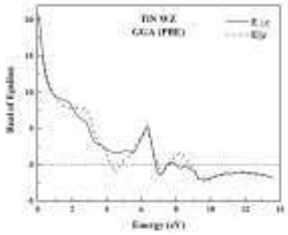
خواص اپتیکی

با استفاده از کد محاسباتی Wien2k به محاسبه‌ی تابع دی-الکتریک پرداختیم زیرا با استفاده از تابع دی‌الکتریک می-توانیم ویژگی‌های اپتیکی مواد را توصیف نماییم. در شکل ۲ طیف قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک TlN با استفاده از تقریبGGA نشان داده شده است. با توجه به شکل ۲ می-بینیم که در فاز WZ مقدار قسمت حقیقی در راستای محور x ها با راستای محور z ها متفاوت است و نمودارهایشان بر هم منطبق نیست که این موضوع نشان دهنده‌ی ناهمسانگردی فاز WZ را دارد. دنباله طیف شامل یک یا چند کمینه و افزایش آهسته طیف به سمت صفر، در انرژی-های بالاتر است. در منطقه‌ای که کمینه اتفاق می‌افتد تابع

منفی است یعنی امواج در این نواحی منتشر نمی‌شوند و بلور شفافیت خود را از دست می‌دهد. یکی از مهم‌ترین کمیت‌ها در بررسی طیف قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک، ثابت دی‌الکتریک استاتیک$\varepsilon(0)$ است که توصیف کننده استتار الکتروستاتیکی، برهم‌کنش‌های الکترون-الکترون، الکترون-شبکه و الکترون-ناخالصی در بلورها می‌باشد.



شکل ۱: ساختار نواری TlN در فاز WZ



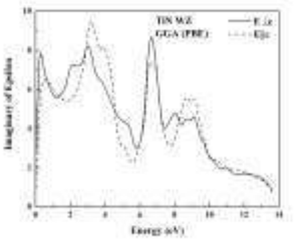
شکل ۲: نمودار سهم حقیقی تابع دی الکتریک TlN در فاز WZ

مقادیر ثابت دی‌الکتریک استاتیک برای TlN(WZ) با استفاده از تقریبGGA در جدول ۲ آورده شده است و با سایر نتایج تئوری مقایسه شده‌اند[۵]. در شکل ۳ شاهد طیف‌های قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک $\varepsilon_2(\omega)$ با استفاده از تقریب GGA هستیم. قله‌های موجود در این طیف‌ها، منطبق بر نقاط بحرانی طیف‌های چگالی حالت‌ها هستند و نقش اصلی را در گذارهای اپتیکی بین نواری بر عهده دارند و در نواحی که $\varepsilon_2(\omega)$ دارای قله است بیشترین جذب صورت می‌گیرد. اولین تغییرات سریع در منحنی قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک (گاف اپتیکی) متناسب با مقدار گاف انرژی محاسبه شده از ساختار نواری است که با توجه به این طیف‌ها مشاهده می‌کنیم که گاف نواری TlN باید بسیار کوچک باشد همانطور که در قبل نشان دادیم و با نتایج قبلی‌مان سازگاری دارد.

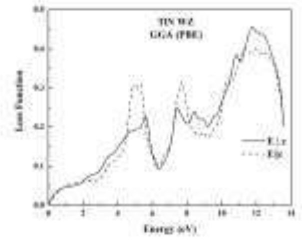
جدول ۲: مقادیر ثابت دی‌الکتریک TlN در فازWZ

کار دیگران	GGA (E‖c)	GGA (E⊥c)	TlN
۲۲،۵ (E‖c) و ۲۰ (E⊥c)	۱۷	۲۰،۸	WZ

تابع اتلاف انرژی الکترون TlN (WZ) در شکل ۴ نشان داده شده‌است. شاخص‌ترین قله در طیف اتلاف به عنوان قله پلاسمونی شناخته می‌شود که بیانگر نوسانات دسته جمعی چگالی بار الکترونی در بلور است. تابع بازتابندگی به ضریب شکست و ضریب خاموشی وابسته است که در شکل ۵ نشان داده‌شده‌است.



شکل ۳: نمودار سهم موهومی تابع دی‌الکتریک TlN در فاز WZ

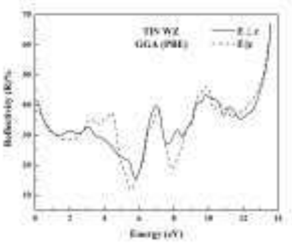


شکل ۴: طیف اتلاف انرژی الکترون برای TlN در فاز WZ

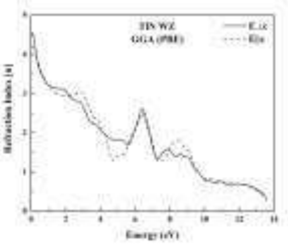
با توجه به شکل ۵ می‌بینیم که TlN در فازWZ در بازه صفر تا 6eV دارای کاهش بازتابندگی است یعنی اینکه در این بازه با افزایش انرژی مقدار گذارها افزایش می‌یابد اما با افزایش انرژی به حدود 7eV به یکباره مقدار بازتابندگی افزایش می‌یابد و نشان دهنده کاهش گذارها می‌باشد. با توجه به رابطه (۱) ضریب شکست و ضریب خاموشی به مقدار حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک وابسته هستند که در شکل‌های ۶ و ۷ نشان داده شده‌است. با استفاده از شکل ۶ مقادیر ضریب شکست استاتیک (یعنی زمانی که انرژی صفر است) برای TlN محاسبه شد. با توجه به نمودار ضریب شکست مینیمم‌هایی را مشاهده می‌کنیم خصوصاً در انرژی‌های بالا، که این مینیمم‌ها نشان می‌دهند که ما در این نقاط دارای ضریب جذب بالا می‌باشیم. قسمت حقیقی رسانندگی اپتیکی به قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک وابسته است و از رابطه (۲) پیروی می‌کند و در شکل ۸ نشان داده شده‌است. با توجه به شکل ۸ مشاهده می‌کنیم

که قسمت حقیقی رسانندگی اپتیکی TlN با یک گاف بسیار کوچکی آغاز می‌شود که این موضوع نشان می‌دهد که TlN یک نیم‌رسانا با گاف نواری بسیار کوچک می‌باشد. طیف ضریب جذب اپتیکی یکی از مهم‌ترین ابزارها برای تخمین

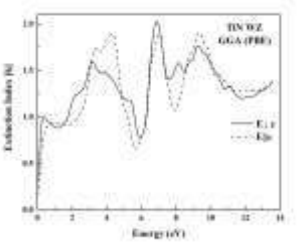
$$n_{ij}(\omega)=\sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2}+\varepsilon_1}{2}}\ ,\ k_{ij}(\omega)=\sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2}-\varepsilon_1}{2}} \quad (۱)$$



شکل ۵: بازتابندگی TlN در فاز WZ



شکل ۶: ضریب شکست TlN در فاز WZ



شکل ۷: ضریب خاموشی TlN در فاز WZ

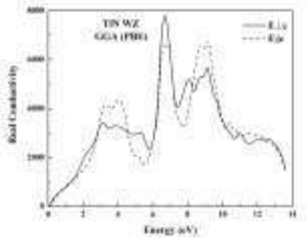
جدول ۳: ضریب شکست استاتیک TlN در فاز WZ

TlN	n (E⊥c)	n (E‖c)
WZ	۴,۵۷	۴,۱۷

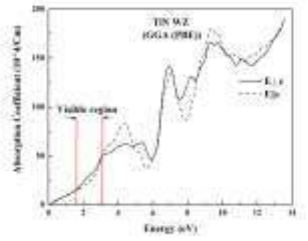
$$Re\ \ \sigma_{ij}(\omega)=\frac{\omega}{4\pi}Im\varepsilon_{ij}(\omega) \quad (۲)$$

خواص اپتیکی موادی است که در وسایل اپتیکی کاربرد دارند. ضریب جذب $a_{ij}(\omega)$ به معنی درصد تضعیف شدت نوری است که در مواد منتشر می‌شود و واحد آن $\frac{1}{Cm}$ می‌باشد. با توجه به شکل ۹ مشاهده می‌کنیم که اولین قله ضریب جذب و بالاترین قله ضریب جذب برای TlN در ناحیه فرابنفش رخ می دهند. همانطور که مشاهده می‌کنیم TlN در ناحیه مریی دارای جذب می‌باشد که این مقدار جذب نسبت به سایر نیتریدهای گروه-III بسیار بیشتر است.

در نتیجه TlN می‌تواند در ساخت سلول‌های خورشیدی و فتوکاتالیست‌ها مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۸: نمودار سهم حقیقی رسانندگی اپتیکی TlN در فاز WZ



شکل ۹: طیف ضریب جذب اپتیکی TlN در فاز WZ

نتیجه گیری

نتایج نشان دادند که TlN در فاز ورتسایت یک نیم‌رسانا با یک گاف نواری مستقیم بسیار باریک می‌باشد. مشخصه‌های نوری TlN در قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک و قسمت حقیقی رسانندگی نشان دادند که TlN دارای رفتار یک نیم‌رسانا است و قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک نشان می‌دهد که TlN یک نیم‌رسانای ناهمسانگرد می‌باشد و اگر انرژی موجی بیشتر از ۷eV باشد بلور شفافیت خود را از دست می‌دهد و همچنین ضریب شکست آن نسبت به سایر نیتریدهای گروه-III بیشتر می‌باشد و با توجه به طیف ضریب جذب مشاهده می‌شود که در ناحیه مرئی و مادون قرمز دارای جذب خوبی می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Y. Pan, Material Science and Engineering B 271(2021) 115265.
[2] R. Souri, M. Farzan, Solid State Communications 341 (2022) 114576.
[3] E. Shah, D. Roy, Applied Nanoscience (2018).
[4] X. L. Sheng, Z. Wang, R. Yu, Physical Review B 90 (2014) 245308.
[5] L. Shi, Y. Duan, X. Yang, and G. Tang, Material science, 15 (2012) 499-504.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بررسی توان عملیاتی بیناب‌نماییِ رامان در مشخصه‌یابی رده‌های سلولی سرطان سینه

زهرا، سجادی فرد[۱]؛ مهسا، قزلباش[۱]؛ شادی، حجتی[۲]؛ بتول، سجاد[۱]*

[۱] گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

[۲] دانشکده علوم زیستی، دانشگاه الزهرا

bsajad@alzahra.ac.ir*

چکیده – در این پژوهش رده‌های سلولی سرطان سینه تکثیر شده در محلول PBS و محیط کشت‌کامل، با استفاده از روش بیناب نمایی نوریِ رامان، تحت طول موج تحریک nm ۷۸۵ بررسی و مشخصه‌یابی شدند. اختلاف شدت رامان جمع آوری شده به فراخور تعداد سلول تکثیر شده، توان عملیاتی بالای بیناب نمایی رامان را به عنوان روشی موثر در مشخصه یابی و تشخیص به موقع سرطان سینه، به ویژه در مراحل اولیه رشد و تکثیر سلول‌های سرطانی نشان می‌دهد.

کلید واژه- سرطان سینه، مشخصه یابی نوری، بیناب نمایی رامان.

Investigating the throughput of Raman spectroscopy in the characterization of breast cancer cell lines

Zahra, Sajjadifard[1]; Mahsa, Ghezelbash[1]; Shadi Hojati[2]; Batool, Sajad[1]

[1]Department of Atomic and molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

[2]Faculty of Biological Sciences, Alzahra University, Tehran, Iran

bsajad@alzahra.ac.ir*

Abstract- In this research, breast cancer cell-lines propagated in PBS solution and complete culture medium were investigated and characterized using the optical Raman spectroscopy method under the excitation wavelength of 785 nm. The difference in Raman intensity collected in relation to the number of proliferated cells shows the high throughput of Raman spectroscopy as an effective method in the early detection and characterization of breast cancer, especially in the early stages of growth and proliferation of cancer cells.

Keywords: Breast cancer, Optical vision, Raman Spectroscopy.

مقدمه

علیرغم پیشرفت‌های گسترده در زمینه غربالگری، مدیریت و درمان عارضه‌های‌سرطانی، سرطان‌سینه هنوز یکی از شایع‌ترین انواع بیماری‌ها است. امروزه نرخ بالای مرگ و میرزنان، ناشی از تأخیر در تشخیص به موقع و درنتیجه درمان موثر آن است. بنابراین تشخیص سریع این بیماری روند درمانی را بهبود می‌بخشد. روش‌های رایجِ تشخیص سرطان‌سینه مثل ماموگرافی اشعه ایکس، سونوگرافی، تصویربرداری تشدید مغناطیسی و توموگرافی گسیل پوزیترون، علاوه بر محدودیتِ دقت، پیچیده و پرهزینه نیز محسوب می‌شوند [۳-۱].

درک تغییرات ژنتیکی و شیمیایی ایجاد کننده سرطان و پیشرفت آن برای بهبود تشخیص و طرح‌ریزی راهبردهای درمانی‌بهتر، بسیار مهم است [۴]. به این منظور، طیف سنجی رامان، با توجه به حساسیت به ترکیب شیمیایی بافت، به صورت گسترده مورد توجه قرار گرفته است [۲]. در این پژوهش، برای مشخصه‌یابی رده‌های سلولی سرطان سینه از بیناب‌نمایی بر مبنای تحلیل بیوفلورفورهای کلیدی، استفاده شده‌است. تیروسین، تریپتوفان، ریبوفلاوین و NAD(P)H که به صورت ذاتی در ساختار میتوکندری ِ سلول‌ها و بافت‌های زنده وجود دارند، از جمله این بیوفلورفورها هستند که در تشخیص به‌موقع سرطان‌سینه و وارسی نمونه‌های بیولوژیکی ناهمگن مانند سلول‌های انسانی بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. ویژگی‌های نوری بیوفلورفورهای کلیدی در جدول ۱ خلاصه شده است.

جدول ۱: فلورفورهای کلیدی و مشخصه طول موجی آنها [۶].

گونه بیوفلوروفور	طول موج تحریک (nm)	طول موج تابش (nm)	طول عمر تابش (ns)
تریپتوفان	۲۵۰-۳۱۰	۳۵۰-۳۵۵	۳/۰۳
تیروسین	۲۵۰-۲۹۰	۲۷۵	۲/۵
ریبوفلاوین	۴۲۰-۵۰۰	۵۲۰-۵۷۰	۴-۱۲
NAD(P)H	۳۳۰-۴۵۰	۳۵۰-۴۵۰	۱/۹-۲/۳

آزمایش‌ها و نتایج

به منظور تکثیر رده‌های سلولی متفاوت(MDA)، از محیط کشت DMEM High Glucose، به همراه ۱۰٪FBS آنتی بیوتیک و ۱٪ پنی‌سیلین/ استرپتومایسین (pen/strep) استفاده شده است. ۵ میلی‌لیتر محیط کشت‌کامل در فلاسک T۲۵ ریخته شده و به مقدار مورد نیاز از سوسپانسیون سلولی به آن اضافه شده است. در انتها برای رشد سلول، فلاسک درون انکوباتور با دمای ۳۷ ºC و ۵٪ CO2 نگهداری شده است. ویژگی‌های نمونه‌های به کاربرده شده در این پژوهش در جداول۲ (PBS) و ۳(محیط کشت) خلاصه شده است.

جدول ۲: نمونه‌های رده‌های‌سلولی سرطانی تکثیرشده در محیط PBS.

نمونه ۱	حاوی ۵۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر PBS
نمونه ۲	حاوی ۷۵۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر PBS
نمونه۳	حاوی ۱۵۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر PBS
نمونه ۴	حاوی ۲۰۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر PBS

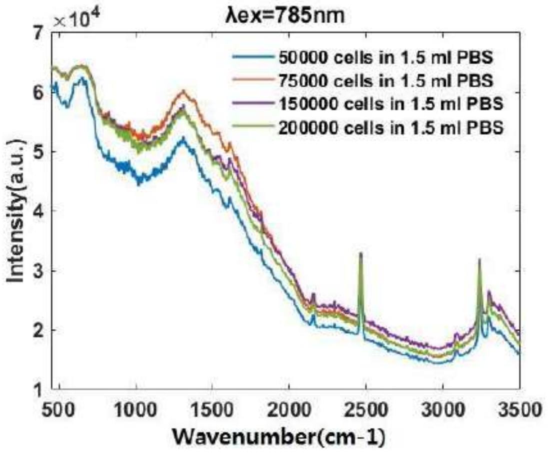
جدول ۳: نمونه‌های رده‌های سلولی سرطان تکثیرشده در محیط کشت‌کامل.

نمونه ۱	حاوی ۵۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر محیط کشت کامل
نمونه ۲	حاوی ۷۵۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر محیط کشت کامل
نمونه ۳	حاوی ۱۵۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر محیط کشت کامل
نمونه ۴	حاوی ۲۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی‌لیتر محیط کشت کامل

به منظور مشخصه‌یابیِ نمونه‌های رده‌های سلولی تکثیر شده، از یک دستگاه میکرو طیف‌نگار رامان وطنی مدل TAKRAM N1-541 ECO Raman Microscope با قدرت تفکیک طیفی $۳\ cm^{-1}$ استفاده شده است. یک لیزر دیود در طول‌موج ۷۸۵ nm به عنوان منبع نور به کار برده شده است. این طول موج به منظور غلبه بر تابش فلورسان حاکم در ناحیه هدف، انتخاب شده است. زمان انتگرال‌گیری ۳۰۰۰ ms و توان ۱۰۰ mW به عنوان پارامترهای بهینه‌ی اندازه‌گیری در نظر گرفته شده است.

در شکل ۱ نتایج حاصل از بیناب‌نمایی رامان رده‌های سلولی سرطان‌سینه با غلظت‌های مختلف (۵۰۰۰۰ ،

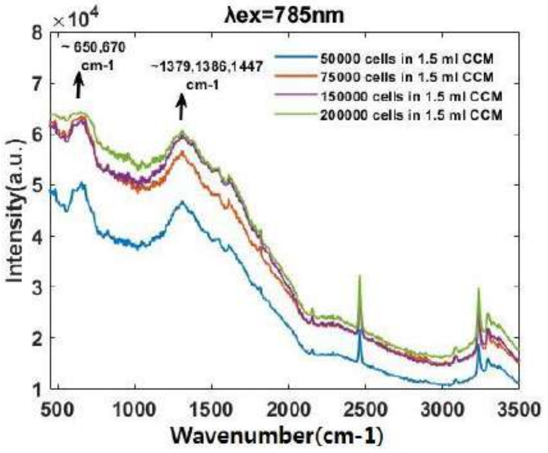
۷۵۰۰۰، ۱۵۰۰۰۰و ۲۰۰۰۰۰)، در محلول بافر PBS، تحت طول موج تحریک ۷۸۵ nm نشان داده شده است.



شکل۱: بیناب نمایی رامان رده‌های سلولی سرطان‌سینه مربوط به ۴ غلظت مختلف ۵۰۰۰۰، ۷۵۰۰۰، ۱۵۰۰۰۰و ۲۰۰۰۰۰ سلول سرطانی در ۱/۵ میلی لیتر محلول بافر PBS.

مشاهده می‌شود رفتار رده‌های سلولی در cm^{-1} ۹۰۰- ۵۰۰ و حوالی cm^{-1} ۱۵۰۰ – ۱۰۰۰ متفاوت است، بطوری‌که رده سلولی ۲۰۰۰۰۰ در cm^{-1} ۵۵۰ دارای بالاترین میزان شدت و در ادامه رده‌های سلولی ۱۵۰۰۰۰ و ۷۵۰۰۰ و ۵۰۰۰۰ به ترتیب دارای شدت رامان کم‌تری هستند. این در حالی است که در محدوده طیفی cm^{-1} ۱۵۰۰-۱۰۰۰، رده سلولی ۷۵۰۰۰ از بالاترین شدت رامان برخوردار است.

نتایج ناشی از رده‌های‌سلولی تکثیرشده در غلظت‌های سلولی مختلف در ۱/۵ میلی لیتر محیط کشت نیز در شکل ۲ نشان داده شده است. در این حالت نیز ناحیه طیفی cm^{-1} ۹۰۰-۵۰۰ و همچنین حوالیcm^{-1} ۱۰۰۰-۱۵۰۰ از لحاظ برخورداری از اطلاعات آنالیزی، پر اهمیت است. همچنین اختلاف شدت حدودی ۱/۵ برابری مربوط به پایین ترین رده سلولی ۵۰۰۰۰ نسبت به رده‌های سلولی بالاتر در محیط کشت‌کامل به چشم می‌خورد.



شکل۲: بیناب نمایی رامان رده‌های سلولی سرطان سینه مربوط به ۴ غلظت مختلف ۵۰۰۰۰، ۷۵۰۰۰، ۱۵۰۰۰۰ و ۲۰۰۰ سلول سرطانی در ۱/۵ میلی لیتر محیط کشت کامل.

در این حالت نیز ناحیه طیفی cm^{-1} ۵۰۰-۹۰۰ و هم‌چنین حوالیcm^{-1} ۱۰۰۰-۱۵۰۰ از لحاظ برخورداری از اطلاعات آنالیزی، پر اهمیت است. همچنین اختلاف شدت حدودی ۱/۵ برابری مربوط به پایین ترین رده سلولی ۵۰۰۰۰ نسبت به رده‌های سلولی بالاتر در محیط کشت‌کامل به چشم می‌خورد. درحالی که تغییرات شدت رده‌های سلولی مختلف در محیط PBS تقریباً نزدیک به هم هستند.

ارتعاش‌های مولکولی پراهمیت رامان در نواحی طول موجی مختلف مندرج در شکل‌های ۱ و ۲ در جدول۴ خلاصه شده‌است. با استناد به پژوهش‌های پیشین، پیک‌های غالب رامان در cm^{-1} ۴۰۵، ۶۶۱، ۸۹۰، ۹۱۷ و ۱۴۰۵ با گلوتاتیون مرتبط هستند که مقادیر بدست آمده نیز، با این نتایج مطابقت دارند [۶]. محتویات لیپیدها و پروتئین‌ها به عنوان منشاء اصلی تفاوت، بین بافت‌های نرمال و سرطانی شناخته شده است. نوارهای طیفی غالب رامان در بافت سرطانی مرتبط با پروتئین هستند. پروتئین‌ها به عنوان شاخص‌های مهم در زیست‌شناسی سرطان در نظر گرفته می‌شوند؛ زیرا متابولیسم پروتئین ارتباط نزدیکی با تکثیر و تقسیم سلولی، رونویسی (سنتز RNA)، ترجمه (ساخت پروتئین) و فرآیندهای انتقال دارد [۴].

جدول۴: :ترکیبات مولکولی مشخصه‌یابی شده ناشی از نمودار رامان شکل‌های ۱ و ۲ [۵-۴].

ترکیبات مولکولی	$\lambda^{-1}(cm^{-1})$
C–C Symmetric breathing of tryptophan – protein assignment	۶۵۰
C–S stretching mode of cystine	۶۷۰
ν (CC)Pro, Tyr	۸۲۶-۸۳۰
Lipids/carbohydrates/collagen	۸۸۰
Glutathione	۹۱۷
ν (CC) (α-helix)	۹۳۴-۹۳۶
ν (CC), ν (CN)	۱۰۶۲
Trp, Phe	۱۱۷۴
ν (CC) Hyp, Phe, Tyr	۱۲۰۶
(ν (CC) ring)RNA/A,C	۱۳۰۲
t (CH2)	۱۳۱۲
CH3CH2 wagging mode of collagen	۱۳۳۰-۱۳۴۵
δs (CH3) glycoproteins	۱۳۷۲
CH3 bend	۱۳۸۶
CH2 bending mode of proteins. CH2 scissoring (associated with elastin, collagen, and phospholipids)	۱۴۴۷
δs ($(NH3^{+})$)	۱۴۸۰
ν (C=C), ν (C=N)	۱۵۸۰
Pyrimidine ring (nucleic acids) and heme protein	۱۵۸۲

نتیجه‌گیری

در این مقاله، توان عملیاتی بیناب‌نمایی رامان برای مشخصه‌یابی سلول‌های سرطانی مورد بررسی قرار گرفته است. به این منظور بیناب رامان رده‌های سرطان سینه تکثیر شده در غلظت‌های سلولی مختلف ۵۰۰۰۰، ۷۵۰۰۰، ۱۵۰۰۰۰ و ۲۰۰۰۰۰ سلول، در محیط‌های محلول بافر PBS و کشت‌کامل، مطالعه شده‌است. به طور کلی نوکلئیک اسیدها، لیپیدها، پروتئین‌ها و کربوهیدرات‌ها آغازه تغییر در شدت رامان جمع آوری شده تلقی می‌شوند. تحلیل بیوشیمیایی ناشی از درجه بدخیمی سرطان با توجه به ارتعاش مولکول‌ها قابل آشکارسازی است. از این رو توان عملیاتی بیناب‌نمایی رامان با توجه به دقت و حساسیت بالا از مهم‌ترین عوامل شناسایی و مشخصه‌یابی در مراحل مختلف عود سرطان تلقی می‌شود. قابلیت تشخیص سلول‌های سرطانی در مقادیر ضعیف‌تری از تکثیر سلولی (۵۰۰۰۰ سلول در ۱/۵ میلی لیتر PBS / محیط کشت‌کامل) صحت بالای بیناب‌نمایی نوری را در مراحل اولیه بروز تحت عنوان تشخیص به موقع سرطان نشان می‌دهد. با توجه به سازگاری نتایج بدست آمده با گزارش‌های علمی معتبر سال‌های اخیر [۴، ۶]، شناسایی عامل‌های مولکولی برای دستیابی به درجه بدخیمی سرطان‌سینه به عنوان یکی از چالش‌های کلیدی قابل بررسی خواهد بود.

مرجع‌ها

M. Vlad, A. Socaciu, A. Stefancu, et al. "Breast cancer diagnosis by surface-enhanced Raman scattering (SERS) of urine." Applied Sciences 9, no. 4 (2019): 806.

Kim, Soogeun, Tae Gi Kim, Soo Hyun Lee, Wansun Kim, et al. "Label-free surface-enhanced Raman spectroscopy biosensor for on-site breast cancer detection using human tears." ACS applied materials & interfaces 12, no. 7 (2020): 7897-7904.

Shang, Lin-Wei, Dan-Ying Ma, Juan-Juan Fu, Yan-Fei Lu, Yuan Zhao, Xin-Yu Xu, and Jian-Hua Yin. "Fluorescence imaging and Raman spectroscopy applied for the accurate diagnosis of breast cancer with deep learning algorithms." Biomedical Optics Express 11, no. 7 (2020): 3673-3683.

Santos, Inês P., et al. "Who’s who? Discrimination of human breast cancer cell lines by Raman and FTIR microspectroscopy." Cancers 14.2 (2022): 452.

Lazaro-Pacheco, Daniela, Abeer M. Shaaban, Shazza Rehman, and Ihteshamur Rehman. "Raman spectroscopy of breast cancer." Applied Spectroscopy Reviews 55, no. 6 (2020): 439-475.

De la Torre-Gutiérrez, L. G., et al. "Breast cancer chemotherapy treatment monitoring based on serum sample Raman spectroscopy." Lasers in Medical Science (2022): 1-11.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

شبیه‌سازی عدسی خطی‌ساز و بررسی پارامترهای مؤثر بر آن با استفاده از نرم‌افزار کامسول

مهدی صفربیرانوند، سجاد قاآنی غلامحسینی، ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

Mahdi2750safarbiranvand@ihu.ac.ir, sajjadqaani@ihu.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده – برخی از کاربردهای لیزر به‌جای استفاده از لکه لیزری نیازمند بکارگیری باریکه لیزری به صورت خطی هستند و از عدسی‌های استوانه‌ای، فرنل خطی‌ساز دندانه‌ای برای چنین منظوری استفاده می‌شود. در این مقاله، عدسی خطی ساز دندانه‌ای در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی شده و اثرات ضخامت عدسی و میزان تیزی، زاویه راس، تعداد دندانه‌ها بر خطی‌سازی نور و اندازه لکه در صفحه مشاهده بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که میزان تیزی بدون تغییر در اندازه لکه باعث یکنواختی توزیع شدت می‌شود و تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی تأثیری در خطی‌سازی نور ندارند. اما نتایج حاکی از وابستگی شدید اندازه لکه به زاویه راس دندانه‌هاست.

کلید واژه- تعداد دندانه‌ها، زاویه راس دندانه‌ها، ضخامت عدسی، عدسی خطی‌ساز، تیزی دندانه‌ها

Simulation of the linear spread lens and investigation the effective parameters on it using COMSOL software

Mahdi Safarbiranvand, Sajjad Qaani Gholamhosseini, Naser Siahvashi*

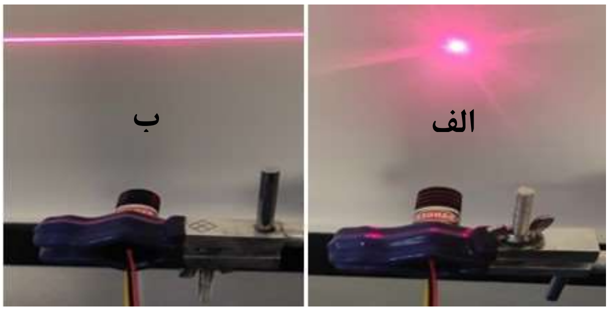
Department of Photonics, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

Abstract- Some laser applications require the use of a linear laser beam instead of using a laser point, and cylindrical lenses, Fresnel lenses, and linear spread lenses are used for this purpose. In this article, the linear spread lens was simulated in COMSOL software and the effects of the sharpness of the teeth, the angle of the apex, the number of teeth, and the thickness of the lens on the linearization of light and the spot size on the observation plane were investigated. The simulation results show that the sharpness of the teeth, without changing the spot size, causes the uniformity of the light distribution on the screen and the number of teeth and the thickness of the lens have no effect on the linearization of light. But the results indicate that the spot size is strongly dependent on the angle of the apex of the teeth.

Keywords: Apex angle of teeth, Lens thickness, Linear spread lens, Number of teeth, Teeth sharpness

۱. مقدمه

منابع لیزری با توجه به ویژگی‌های منحصربه‌فردی همچون همدوسی، تک‌رنگی، درخشندگی و جهت‌مندی همواره در کاربردهای متفاوتی از جمله پزشکی، نظامی، صنایع، ارتباطات، علم و فناوری مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۱-۳]. باریکه لیزر معمولاً به صورت لکه‌ای دایره شکل با پروفایل گاوسی می‌باشد که به علت واگرایی ذاتی پس از طی یک مسافت مشخص، قطر لکه آن بزرگ‌تر می‌شود. در برخی از کاربردهای لیزر پایه همچون ترازهای لیزری، بارکد خوان‌ها و نورپردازی‌ها به جای استفاده از لکه لیزری نیازمند بکارگیری باریکه لیزری به صورت خطی هستند. خطی کردن نور لیزر با استفاده از عدسی‌های خطی‌کننده مانند عدسی‌استوانه‌ای، عدسی‌فرنل و عدسی‌های خطی‌ساز دندانه‌ای قابل انجام است. به عنوان مثال عدسی‌های فرنل به دلیل جرم و حجم کم در فانوس‌های دریایی، چراغ‌های اتومبیل و لامپ‌های تزئیناتی استفاده می‌شود. نحوه عملکرد عدسی‌خطی‌ساز در شکل (۱) نشان داده شده است. در این مقاله عدسی خطی‌ساز دندانه‌ای با استفاده از نرم افزار کامسول، شبیه‌سازی شده و وابستگی اندازه لکه (طول خط) این عدسی به پارامترهای میزان تیزی، زاویه راس، تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی بررسی شده است.



شکل ۱: توزیع شدت باریکه لیزری الف: بدون عدسی‌خطی‌ساز و ب: با عدسی خطی‌ساز

۲. اصول و مبانی

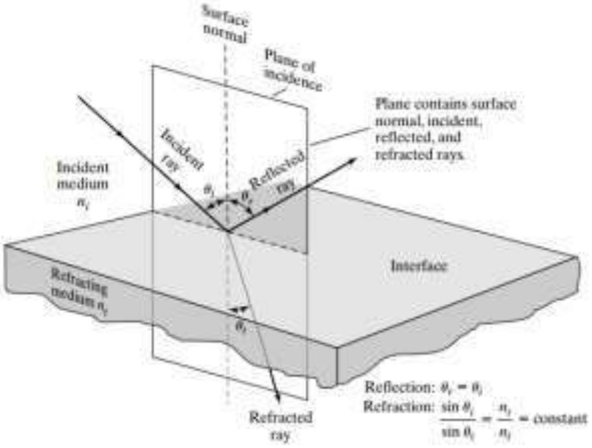
هنگامی که نور منتشر شده از منبع به فصل مشترک دو محیط با ضرایب شکست n_1 و n_2 فرود می‌آید؛ بخشی از آن بازتاب و بخشی عبور می‌کند. مطابق شکل (۲)، پرتوها با زاویه θ_i بر فصل مشترک دو محیط فرود آمده و طبق اصل بازتاب با همان زاویه، برمی‌گردند [۴]:

$$\theta_i = \theta_r \qquad (۱)$$

بخش دیگر نور با عبور از محیط اول و ورود به محیط دوم، طبق قانون اسنل با زاویه شکست θ_t، شکسته می‌شود [۵]:

$$n_i \sin(\theta_i) = n_t \sin(\theta_t) \qquad (۲)$$

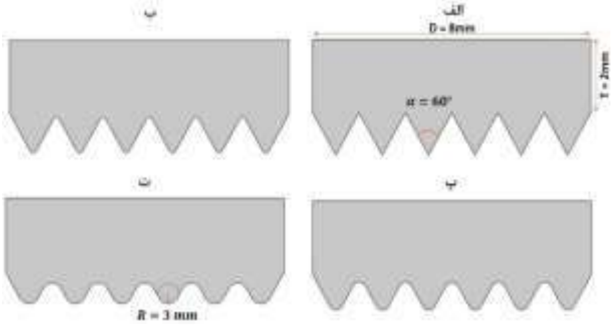
که اگر $n_2 > n_1$ باشد؛ زاویه شکست θ_t به‌گونه‌ای است که پرتو شکسته شده به خط عمود بر سطح نزدیک‌تر می‌شود و اگر $n_1 > n_2$ باشد؛ پرتو شکسته شده از خط عمود بر سطح دورتر می‌شود. بنابراین با بزرگ‌تر شدن θ_i، نور با زاویه ۹۰ شکسته می‌شود؛ که در این حالت زاویه فرود را زاویه بحرانی θ_c می‌نامند و با بزرگ‌تر شدن بیش‌تر زاویه تابش ، $\theta_c < \theta_i$، بازتاب داخلی رخ می‌دهد.



شکل ۲: بازتاب و شکست در مرز بین دو محیط نوری [۴]

۳. شبیه‌سازی

در شبیه‌سازی عدسی خطی‌ساز، جنس عدسی Schott N-BK7 با ضریب شکست ۱٫۵۱۵۱ درنظر گرفته شده است. شکل (۳) نمایه‌ای از این عدسی با شعاع انحنای نوک دندانه (الف) صفر، (ب) ۰٫۱ میلی‌متر، (پ) ۰٫۲ میلی‌متر و (ت) ۰٫۳ میلی‌متر را نشان می‌دهد که قطر، D، و ضخامت، T، عدسی به ترتیب ۸ و ۲ میلی‌متر می‌باشد و تعداد $N = 6$ دندانه با زاویه راس، α، ۶۰ درجه فرض شده است.

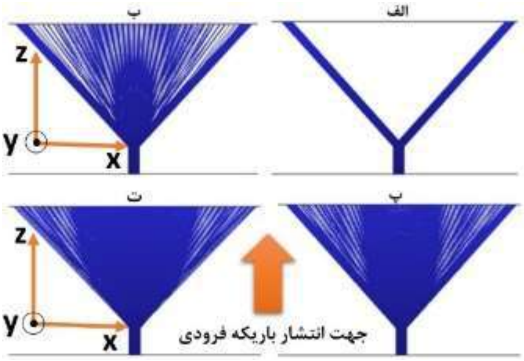


شکل ۳: طرحواره عدسی خطی ساز با شعاع انحنای الف: صفر، ب: ۰,۱ میلی‌متر، پ: ۰,۲ میلی‌متر ، ت: ۰,۳ میلی‌متر.

باریکه لیزری با طول‌موج (λ) ۶۳۲,۸ nm و کمر باریکه (w_0) برابر با قطر عدسی و تعداد ۱۰۰۰ پرتو در راستای محور z به عدسی تابیده شده و پس از عبور دچار تغییر مسیر می‌شوند. همچنین صفحه مشاهده در فاصله ۱۰ سانتی‌متری از عدسی قرار گرفته است، تا اندازه لکه روی آن معیاری از خطی‌سازی عدسی باشد. لازم به ذکر است بدون حضور عدسی، اندازه لکه لیزر در فاصله $L = 10\ cm$، تقریباً ۸ mm است. باتوجه به این‌که ابعاد طول‌موج در مقایسه با ابعاد دندانه‌های عدسی بسیار کوچک است؛ پدیده پراش ظهور پیدا نمی‌کند و در شبیه‌سازی‌ها از ماژول اپتیک پرتویی کامسول استفاده شده است.

۳-۱. تأثیر میزان تیزی دندانه‌ها بر اندازه لکه

ابتدا تأثیر میزان تیزی دندانه‌ها بر اندازه لکه (طول خط بررسی می‌شود. در مرحله اول نوک دندانه‌ها تیز و ایده‌آل فرض شد و سپس انحنایی به شعاع ۰,۱، ۰,۲ و ۰,۳ میلی‌متر

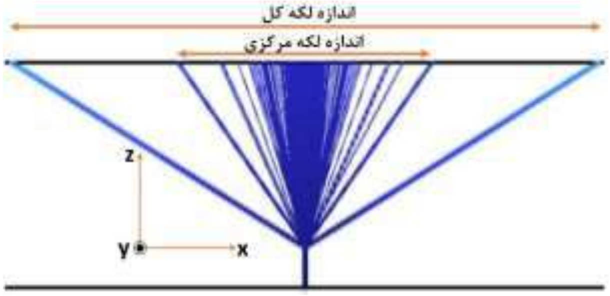


شکل ۴: انتشار پرتوها پس از عبور از عدسی خطی‌ساز برای شعاع انحناهای مختلف نوک دندانه. الف: دندانه‌های کاملاً تیز، ب: ۰,۱ میلی‌متر، پ: ۰,۲ میلی‌متر و ت: ۰,۳ میلی‌متر

مطابق شکل (۴)، با افزایش شعاع انحنای نوک دندانه، اندازه لکه تغییری نمی‌کند اما توزیع یکنواخت‌تری بدست می‌آید. علت این یکنواختی ناشی از این است که در حالت ایده‌آل (دندانه‌های نوک تیز)، پرتوها در تمام نقاط دندانه‌ها به‌طور یکسان شکسته می‌شوند و در دو یا چند نقطه جمع می‌شوند؛ اما در حضور انحنای دندانه‌ها، پرتوها در زوایای مختلفی شکسته شده به‌طوری‌که پرتوهای عبوری از نوک دندانه تقریباً به صورت مستقیم عبور می‌کنند و با بیش‌تر شدن زاویه تابش در دیواره دندانه‌ها، زاویه شکست نور تغییر کرده و پخش نور به صورت یکنواخت‌تری اتفاق می‌افتد.

۳-۲. تأثیر زاویه راس دندانه‌ها

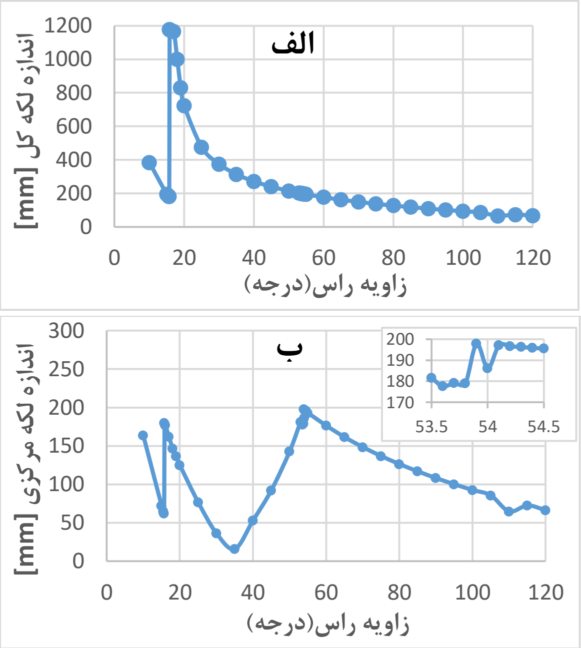
با تغییر زاویه راس دندانه‌ها، مطابق شکل (۵) عمده پرتوها به صورت منسجم در بخش مرکزی لکه، مشاهده می‌شوند که اصطلاحاً اندازه لکه مرکزی نامیده می‌شوند؛ در کنار این، در برخی از زوایا، به علت ظهور بازتاب‌های داخلی در دیواره‌های عدسی، تعدادی از پرتوها دورتر از این ناحیه تجمع، رؤیت می‌شوند، لذا با در نظر گرفتن این پرتوها، کل طول خط به عنوان اندازه لکه کل در نظر گرفته شده است.



شکل ۵: اندازه لکه کل و مرکزی در زاویه راس ۱۸ درجه و شعاع انحنای ۰,۳ میلی‌متر برای نوک دندانه‌ها

به منظور بررسی اثر زاویه راس دندانه‌ها بر اندازه لکه، زاویه راس دندانه‌ها از ۱۰ تا ۱۲۰ درجه تغییر داده شد. شکل (۶) نمودارهای تغییرات اندازه لکه کل و مرکزی را برحسب تغییرات زاویه راس نشان می‌دهد. مطابق شکل (۶) اندازه لکه کل در زاویه ۱۵,۸ درجه به بیشینه مقدار خود یعنی ۱,۱۷۶ متر می‌رسد و سپس روند آن نزولی می‌شود؛ اما

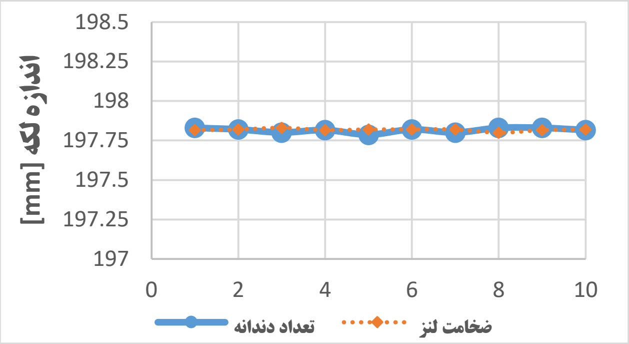
اندازه لکه مرکزی در زاویه ۱۵,۸ درجه تقریباً ۱۸۰ میلی‌متر است و پس از یک روند نزولی به کمترین مقدار خود در زاویه ۳۰ درجه می‌رسد و سپس اندازه لکه با افزایش زاویه در حال بزرگ شدن است تا زمانی که در زاویه ۵۳,۹ به بیشینه مقدار خود (۰,۱۹۸ متر) می‌رسد و بعد از آن مجدداً روند نزولی را در پیش می‌گیرد. این تغییرات اندازه لکه ناشی از تغییر زاویه راس دندانه‌ها و درنتیجه زاویه فرود پرتوها و همچنین ظهور پدیده بازتاب داخلی است. باتوجه‌به کاربرد مدنظر که کدام اندازه لکه (مرکزی یا کل) موردنیاز است؛ می‌توان یکی از زوایای بهینه را انتخاب نمود.



شکل ۶: نمودار تغییرات اندازه لکه کل (الف) و لکه مرکزی (ب) برحسب تغییرات زاویه راس دندانه‌های عدسی

۳-۳. اثر تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی

برای بررسی تعداد دندانه و ضخامت عدسی، زاویه راس دندانه‌ها 53.9°، متناظر با بیشترین مقدار اندازه لکه مرکزی در نظر گرفته شد و تعداد دندانه‌ها از ۱ تا ۱۰ دندانه و ضخامت از ۱ تا ۱۰ میلی‌متر تغییر کرد. تغییرات اندازه لکه مرکزی بر حسب تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی با رنگ‌های آبی و نارنجی در شکل (۷) نشان داده شده است. مطابق شکل، تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی، تأثیری در طول خطی‌سازی (اندازه لکه) آن ندارد؛ زیرا با تغییر این پارامترها، زاویه راس دندانه‌ها و در نتیجه زاویه تابش هیچ تغییری نکرده و اثری بر مسیر پرتوها نمی‌گذارند.



شکل ۷: تغییرات اندازه لکه مرکزی بر حسب تعداد دندانه‌های عدسی (نمودار آبی) و ضخامت عدسی (نارنجی) برحسب میلی‌متر

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از نرم‌افزار کامسول یک عدسی خطی‌ساز دندانه‌ای BK7 شبیه‌سازی شد و تأثیر پارامترهای مختلف آن بر اندازه لکه در صفحه مشاهده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که میزان تیزی دندانه‌ها در اندازه لکه در صفحه مشاهده تأثیری ندارد؛ اما باعث یکنواختی بیشتر توزیع شدت می‌شود. مشخص شد زوایای ۱۵,۸ و ۵۳,۹ درجه به ترتیب منجر به بیشترین اندازه لکه کل و مرکزی می‌شوند. همچنین تعداد دندانه‌ها و ضخامت عدسی تأثیر ناچیزی بر خطی کردن نور دارند.

مرجع‌ها

[1] Peng, Q., et al., *Lasers in medicine*. Reports on Progress in Physics, 2008. **71**(5): p. 056701.

[2] Kaushal, H. and G. Kaddoum, *Applications of lasers for tactical military operations*. IEEE Access, 2017. **5**: p. 20736-20753.

[3] Ready, J.F., *Industrial applications of lasers*. 1997: Elsevier.

[4] Hecht, E., *Optics 4th edition*. Optics 4th edition by Eugene Hecht Reading, 2001.

[5] Pedrotti, F.L., L.M. Pedrotti, and L.S. Pedrotti, *Introduction to optics*. 2017: Cambridge University Press.

ساخت چیدمان پراکندگی دینامیکی نور،مناسب برای مطالعه ی محلول های کلوئیدی

فاطمه زارع مکی[۱] ، سهیل شریفی[۲]

[۱]دانشکده علوم ، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد ، ایران

[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم ، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد ، ایران

Soheil.sharifi@gmail.com ، fatemehzare7678@gmail.com

چکیده - پراکندگی دینامیکی نور (DLS) روشی برای بدست آوردن توزیع اندازه ذرات در محلول ها است که قادر است اندازه ذرات را از چند نانومترتا چند میکرون اندازه گیری کند. دستگاه های DLS تجاری به دلیل حجم بالای نوردهی و در نتیجه کاهش نسبت سیگنال به نویز (SNR)در تکنیک های DLS مرسوم در ارزیابی اندازه نمونه های جاذب و متراکم با مشکلاتی مواجه هستند. در این مطالعه با تمرکز نور لیزر روی یک منطقه کوچک از نمونه در درجه اول حجم نمونه مورد نیاز کاهش داده و همچنین با افزایش سیگنال به نویز نیاز به آشکارسازهای حساس و گران قیمت از بین برده شده است.

کلید واژه- آشکارساز های حساس ، پراکندگی دینامیکی نور، نسبت سیگنال به نویز ، نمونه متراکم

Construction of dynamic light scattering setup, suitable for studying colloidal solutions

Fatemeh Zare Makki[1]، Soheil sharifi[2]

[1]Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

[2]Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

Soheil.sharifi@gmail.com ، fatemehzare7678@gmail.com

Abstract- Dynamic Light Scattering (DLS) is a method to obtain particle size distribution in solutions, which is able to measure particle sizes from a few nanometers to a few microns. Commercial DLS devices face problems in evaluating the size of absorbent and dense samples due to the high volume of exposure and as a result reducing the signal-to-noise ratio (SNR) in conventional DLS techniques. In this study, by focusing the laser light on a small area of the sample, the required sample volume has been reduced and also by increasing the signal to noise, the need for sensitive and expensive detectors has been eliminated.

Keywords: Sensitive detectors, Dynamic light scattering, signal to noise ratio, Dense sample

مقدمه

پراکندگی دینامیکی نور یکی از روش های مورد استفاده در تعیین اندازه ذرات در محلول های کلوئیدی و سوسپانسیون ها است. هنگامی که ذرات محلول، که دارای حرکت براونی است، توسط پرتو لیزر تک رنگ برانگیخته می شود، نور ورودی پس از برخورد به ذرات تغییر می کند؛ با پراکندگی نور از ذرات کوچک و با استفاده از تجزیه و تحلیل تابع خودهمبستگی شدت، می توان ثابت پخش وتوزیع اندازه ذرات را به دست آورد. [1]

شدت پراکندگی کل مجموع شدت پراکندگی همه ذرات خواهد بود، خروجی آشکارساز با شدت نور پراکنده شده متناسب است و این شدت، یک سیگنال نوسانی است که با محاسبه ی تابع خودهمبستگی، رابطه ۱، می توان اطلاعات و ویژگی های محیط پراکندگی را استخراج کرد.:[2]

$$g_2(\tau) = \frac{\langle I_s(t) I_s(t+\tau) \rangle}{\langle I_s(t) \rangle^2} \qquad (1)$$

$I_s(t)$شدت در زمان t است.

دستگاه های DLS تجاری در ارزیابی اندازه نمونه های جاذب و متراکم با مشکلاتی مواجه هستند. دلیل اصلی این مشکلات کاهش نسبت سیگنال به نویز (SNR) به دلیل حجم بالای نوردهی در تکنیک های DLS مرسوم است. در نمونه های کدر، نور نمی تواند به عمق مورد نیاز برای تشخیص مناسب نفوذ کند. بنابراین، SNR از نظر تحلیلی غیر قابل قبول است. رویکرد این مطالعه ترتیب جدیدی از سیستم میکروسکوپی در DLS برای افزایش وضوح فضایی است. قدرت تفکیک فضایی، مشکل DLS های معمولی را در اندازه گیری نمونه های کدر، متراکم و نمونه های دارای حلال جاذب برطرف می سازد.

در این مطالعه از شیوه خاص در چیدمان اپتیکی استفاده می شود که نور را در یک منطقه خاص متمرکز می کند و سپس نور پراکنده را از این نقطه خاص که نقطه کانونی است، تشخیص می دهد. این روش می تواند عملکرد DLS را به میزان قابل توجهی بهبود بخشد. تمرکز نور بر روی یک منطقه کوچک از نمونه در درجه اول حجم نمونه مورد نیاز را کاهش می دهد و همچنین با افزایش SNR نیاز به آشکارسازهای حساس و گران قیمت را از بین می برد. آشکارسازهای معمول برای پراکندگی دینامیکی نور، لوله تکثیر کننده نور(Photo multiplier tube) و آشکارساز دیود بهمنی (Avalanche photo diode) می باشند؛ اما متاسفانه قیمت بالایی دارند؛ [3] با این چینش، از آشکارسازهای مقرون به صرفه یعنی حسگر s1223-01 و آشکارساز bpw34 استفاده کردیم.

روش آزمایشگاهی

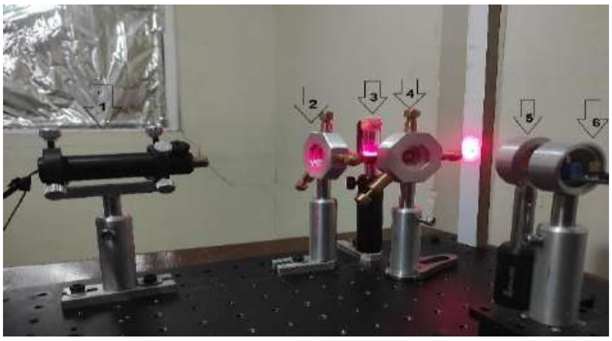
بر اساس شکل ۱، در این تحقیق از لیزر دیودی با طول موج۶۵۵ نانومتر استفاده شده است که در فاصله ۴٫۵

سانتی متر از یک عدسی با فاصله کانونی ۲ سانتی متر تنظیم شده است. نور لیزر به عدسی(شماره۲) برخورد میکند؛ سپس کووت(شماره ۳) را که درون آن، نمونه ای حاوی ذرات پلی استایرن هستند را در فاصله ی کانونی عدسی اول قرار گرفته می شود به طوری که باریکه ی کمره ی نور لیزر به نازک ترین حالت خود روی کووت برسد. آن گاه در بازوی دوم، عدسی(شماره۴) دیگری قرار گرفته می شود که نورهای پراکنده شده از نمونه را جمع آوری کند و برای اطمینان از وجود نور نقطه ای باید بین عدسی دوم(شماره۴) و آشکارساز، روزنه ای قرار داده شود تا فقط نور نقطه ای روی آشکارساز، کانونی شود. خروجی آشکارساز متناسب با شدت نور پراکنده شده است.

آشکارساز، داده ها را به ولتاژ تبدیل میکند و ولتاژ به کارت داده برداری(کارت دک) ارسال می شود و کارت داده برداری که وظیفه تبدیل سیگنال آنالوگ به سیگنال دیجیتال را دارد، این داده ها را به کامپیوتر می فرستد و این داده ها توسط الگوریتمی در کامپیوتر، به تابع خودهمبستگی[1](رابطه ۱)تبدیل می شود. یک تابع نمایی روی تابع خودهمبستگی برازش می شود و از تابع نمایی، ضریب پخش استخراج می شود که این ضریب پخش با استفاده از رابطه استوکس انیشتین به قطر هیدرودینامیکی ذرات مربوط می شود.[4][2]

$$D_H = \frac{K_B T}{3\pi\eta D} \qquad (2)$$

در این رابطه D_H قطر هیدرودینامیکی ذرات، Tدمای محیط، K_B ثابت بولتزمن ، η گرانروی دینامیکی مایعی است که ذرات در آن معلق اند وD ضریب پخش ذرات است.

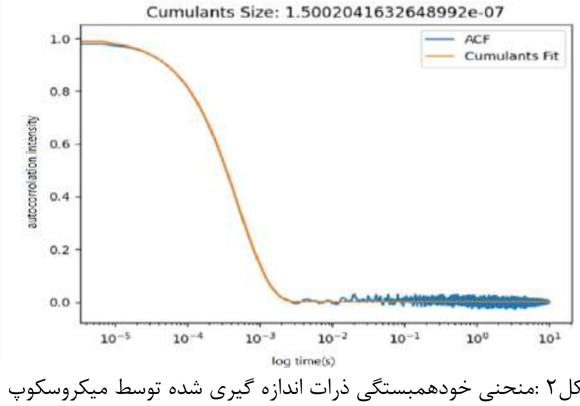


شکل۱: چیدمان دستگاه dls را نشان می دهد که شامل اجزای زیر است: ۱-دیود لیزر۲-عدسی شیئی بازوی اول۳-نمونه که درون کووت قرار گرفته است۴-عدسی شیئی بازوی دوم۵-روزنه۶-آشکارساز

نتیجه‌گیری

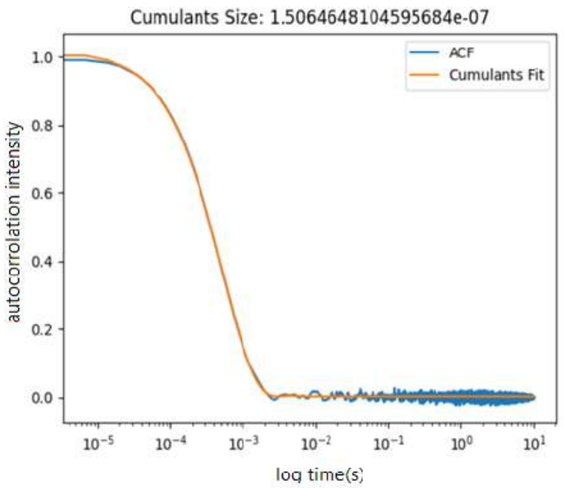
با استفاده از این چیدمان، محلول کلوئیدی ذرات پلی استایرن با قطر ذرات ۱۵۰ نانومتر را با کمک دو آشکارساز بررسی شده است.

شکل۲و۳ منحنی خودهمبستگی ذرات پلی استایرن۱۵۰ نانومتری اندازه گیری شده توسط میکروسکوپ پراکندگی دینامیکی نور را نشان می دهد.



شکل۲ :منحنی خودهمبستگی ذرات اندازه گیری شده توسط میکروسکوپ پراکندگی دینامیکی نور با حسگر S1223-01

[1] *auto correlation*



شکل۳ :منحنی خودهمبستگی ذرات اندازه گیری شده توسط میکروسکوپ پراکندگی دینامیکی نور با آشکارساز bpw34

قطر این ذرات را حدود ۱۵۰,۰۲۰نانومتر با حسگر s1223-01 و حدود ۱۵۰,۶۴ نانومتر با آشکارساز bpw34 بدست آوردیم. که بسیار نزدیک به قطر واقعی ذرات است. قطر اندازه گیری شده در این روش، قطر هیدرودینامیکی نمونه نامیده می شود و نشان دهنده نحوه نفوذ ذرات به سیال است که اندازه آن کمی بزرگتر از اندازه واقعی ذرات است زیرا هر ذره ای در داخل سیال دارای بار سطحی است و در اطراف سطح ذره ای که در درون سیال قرار گرفته است، افزایش یون های با بار مخالف سطح ذره دیده می شود. بنابراین یک لایه اضافی از این یون ها سطح ذره را احاطه می کند و می توان یک فاصله فرضی بین ذره و محیط سیال تصور کرد که این فاصله ی فرضی را قطر هیدرودینامیکی می نامند. پس دلیل این که ما قطرهیدرودینامیکی ذرات را کمی بزرگتر از اندازه واقعی آن ها بدست آوردیم کاملا مشخص است.[5]

سپاسگزاری

از شرکت ویراسنس با مدیریت محترم جناب آقای دکتر حسین کافیان تشکر می نماییم.

مرجع‌ها

[1] A. Atahar, N. N. Mafy, M. M. Rahman, M. Y. A. Mollah, and M. A. B. H. Susan, “Aggregation of urea in water: Dynamic light scattering analyses,” *J Mol Liq*, vol. 294, p. 111612, 2019, doi: 10.1016/j.molliq.2019.111612.

[2] P. Matricardi, F. Alhaique, and T. Coviello, “Polysaccharide hydrogels: Characterization and biomedical applications,” *Polysaccharide Hydrogels: Characterization and Biomedical Applications*, no. July, pp. 1–509, 2016, doi: 10.4032/9789814613620.

[3] J. C. Thomas, “Photon correlation spectroscopy: technique and instrumentation,” *Photon Correlation Spectroscopy: Multicomponent Systems*, vol. 1430, p. 2, 1991, doi: 10.1117/12.44153.

[4] “Sci-Hub A Study of Brownian Motion Using Light Scattering.”

[5]C. Erlinger *et al.*, “ZETASIZER NANO Series,” *Langmuir*, vol. 16, no. 4, pp. 467–476, 2004

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

اثر چگالی الکترونی پلاسما بر روی انتشار امواج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی

مهدی سلیمانی، فاطمه حسینی‌راد، ملیحه نجاتی و مهدی برخوردار علی‌آبادی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم

solaimani.mehdi@gmail.com, famahr76@gmail.com, ma.nejati@qom.ac.ir, mahdi981544@gmail.com

چکیده - در این مقاله انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی مورد بررسی قرار گرفته است که در آن تغییرات ضریب شکست به صورت مربعی، شعاع درونی استوانه ثابت و تعداد لایه‌ها برابر پنج لایه فرض شده است. سپس اثر افزایش چگالی الکترونی پلاسما بر پهنا و موقعیت نوار ممنوعه فوتونی، با استفاده از روش ماتریس انتقال و کدهای نوشته شده در نرم افزار متلب، تحقیق شده است.

کلید واژه- بلور فوتونی، بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی، روش ماتریس انتقال، ضریب بازتاب، گاف ممنوعه

The Effect of Plasma Electron Density on The Propagation of Electromagnetic Waves From Plasma Cylindrical Photonic Crystal

Mehdi Solaimani, Fatemeh Hosseinirad, Malihe Nejati, Mahdi Barkhordar Aliabadi
Physics Department, Faculty of Sciences, University of Qom

solaimani@qut.ac.ir, famahr76@gmail.com, malihe_nejati@yahoo.com, mahdi981544@gmail.com

In this article, the propagation of electromagnetic waves in a cylindrical plasma photonic crystal has been investigated, where the refractive index changes are squared, the inner radius of the cylinder is constant, and the number of layers is assumed to be five layers. Then, the effect of increasing the electron density of the plasma on the width and position of the photon forbidden band has been investigated using the transfer matrix method and the codes written in MATLAB software.

Keywords: Photonic Crystal, Plasma Cylindrical Photonic Crystal, Band Gap, Transfer Matrix Method, Reflection Coefficient

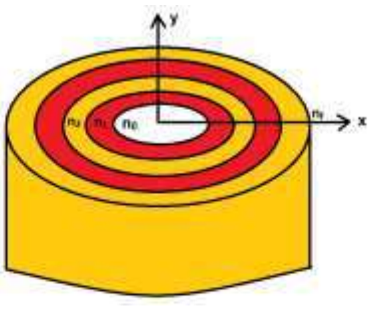
مقدمه

بلورهای فوتونی از ساختارهای دوره‌ای دی الکتریک یا فلز – دی‌الکتریک تشکیل شده‌اند که بر انتشار امواج الکترومغناطیسی تأثیر می‌گذارند. این ساختارها از نظر تناوب ضریب شکست لایه‌ها به بلورهای یک بعدی، دو بعدی و سه بعدی تقسیم می‌شوند[۱]. ویژگی اصلی بلورهای فوتونی این است که می‌توانند انتشار امواج الکترومغناطیسی را در محدوده‌ی فرکانسی خاصی ممنوع کنند که به آن نوار ممنوعه فوتونی گفته می‌شود.

برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با پلاسما مسأله‌ی مهمی در فیزیک پلاسما است. مطالعه‌ی انتشار یا پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از اجسام پلاسما به دلیل اهمیت آن در حوزه‌های کاربردی، توجه بسیاری را به خود جلب کرده است. بلور فوتونی پلاسمایی به صورت ساختاری متناوب که از پلاسما و سایر مواد دی‌الکتریک در یک، دو یا سه بعد تشکیل شده است، تعریف می‌شود[۲].

با پیشرفت تکنیک‌های ساخت امروزی، بلورهای فوتونی با هندسه‌های مختلف امکان پذیر شده است. به عنوان مثال، یک ساختاری که علاقه‌ی بسیاری را جلب کرده است بلور فوتونی استوانه‌ای یا همان دایره‌ای است که به آن بازتاب دهنده براگ حلقوی نیز می‌گویند[۳].

در این مقاله ما بلور فوتونی استوانه‌ای را در نظر گرفتیم که از لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک تشکیل شده است که در شکل۱ نشان داده‌ایم.



شکل۱: ساختار بلور فوتونی استوانه‌ای

برای انجام این مقاله، در ابتدا برنامه‌ی متلب مورد نیاز برای بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی و سپس برنامه‌ی کدنویسی تغییرات متوالی ضریب شکست‌ها به صورت جداگانه نوشته و به صورت دستور فراخوان برنامه‌ی متلب استفاده شد. سپس تأثیر پارامتر چگالی الکترونی پلاسما بر انتشار امواج الکترومغناطیس مورد بررسی قرار گرفت.

روش ماتریس انتقال در بلور فوتونی استوانه‌ای

روش ماتریس انتقال، روشی ساده و مؤثر برای توصیف انتشار نور از طریق ساختارهای استوانه‌ای چندلایه است و به طراحی چنین ساختارهایی با خواص از پیش تعیین‌شده کمک بسیاری کرده است. اخیراً از روش ماتریس انتقال برای به دست آوردن نتایج نظری مختلف در مورد انتشار امواج الکترومغناطیسی از میان ساختارهای استوانه‌ای چندلایه استفاده شده است[۴].

روشی که ما برای بررسی این بلورهای فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی انتخاب کردیم، روش ماتریس انتقال توسعه یافته است. انتخاب روش ماتریسی در این مقاله، به علت همگن بودن محیط‌های مورد مطالعه و نیز به دلیل سادگی محاسبات می‌باشد.

فرض می‌کنیم که بخش زمانی همه‌ی میدان‌ها به صورت $\exp(j\omega t)$ است. برای یک لایه‌ی معین با نفوذپذیری $\mu = \mu_r\mu_0$، گذردهی $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$ و با در نظر گرفتن معادلات کرل ماکسول در سیستم مختصه استوانه‌ای و تلفیق این معادلات باهم، می‌توان آن‌ها را در دو حالت طبقه‌بندی کرد. یکی از آن‌ها قطبش E نامیده می‌شود که دارای مولفه‌های سه گانه غیرصفر، H_ρ و H_ϕ و E_z است. قطبش H دارای اجزای غیر صفر E_ρ و E_ϕ و H_z است.

و در نهایت، می‌توان قطبش‌های میدان مغناطیسی و الکتریکی را به صورت زیر نوشت:

$$\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial E_z}{\partial\rho}\right)-\rho^{2}\frac{1}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\frac{\partial E_z}{\partial\rho}+\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\partial E_z}{\partial\phi}\right)+\omega^{2}\mu\varepsilon\rho^{2}E_z=0 \qquad (۱)$$

$$\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial H_z}{\partial\rho}\right)-\rho^{2}\frac{1}{\mu}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\frac{\partial H_z}{\partial\rho}+\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\partial H_z}{\partial\phi}\right)+\omega^{2}\mu\varepsilon\rho^{2}H_z=0 \qquad (۲)$$

برای حل معادله‌ی (۲)، از $H_z=V(\rho)\Phi(\phi)$ بهره می‌گیریم که بخش زاویه‌ای آن به صورت معادله‌ی (۳) است:

$$\frac{d^{2}\Phi}{d\phi^{2}}+m^{2}\Phi=0 \qquad (۳)$$

که در آن m می‌تواند صفر، یا مثبت یا منفی عدد صحیح باشد. بخش شعاعی معادله‌ی (۲) نیز به صورت زیر است:

$$\rho\frac{d}{d\rho}\left(\rho\frac{dV}{d\rho}\right)-\rho^{2}\frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{d\rho}\frac{dV}{d\rho}+\omega^{2}\mu\varepsilon\rho^{2}V-m^{2}V=0 \qquad (۴)$$

که جواب آن به صورت یک معادله استاندارد بسل است.

پس در نهایت برای میدان مغناطیسی داریم:

(۵)

$$H_z(\rho,\phi)=V(\rho)e^{jm\phi}=\left[AJ_m(k\rho)+BY_m(k\rho)\right]e^{jm\phi}$$

حال به همین ترتیب، برای میدان الکتریکی می‌توان U را به صورت معادله‌ی (۶) نوشت:

$$U(\rho)=jp\left(AJ'_m(k\rho)+BY'_m(k\rho)\right) \qquad (۶)$$

که در آن p به عنوان امپدانس ذاتی محیط شناخته می‌شود (p=377 Ω برای فضای آزاد).

$U(\rho)$ و $V(\rho)$ به صورت زیر به هم مرتبط می‌شوند:

$$\frac{dV}{d\rho}=-j\omega\varepsilon U(\rho) \qquad (۷)$$

که با استفاده از آن‌ها می‌توان ماتریس انتقال را به صورت معادله‌ی (۸) نوشت. در ماتریس انتقال، راحت‌تر است که بردار ستونی $\left(V(\rho),U(\rho)\right)^{T}$ را در موقعیت شعاعی ρ، از راه حل‌های بالا قرار دهیم و آن را با ماتریس به بردار مربوطه در نقطه دیگری، مثلاً ρ_0 (با فرض $\rho_0<\rho$)مرتبط کنیم. در واقع این ماتریس انتقال موج را در نقطه ρ به موج در نقطه‌ی ρ_0 مرتبط می‌کند.

$$\begin{pmatrix}V(\rho)\\U(\rho)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}M_{11}&M_{12}\\M_{21}&M_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}V(\rho_0)\\U(\rho_0)\end{pmatrix} \qquad \textbf{(8)}$$

تأثیر افزایش چگالی الکترونی پلاسما بر طیف بازتابی از بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی

در این مقاله به دنبال بررسی اثر چگالی پلاسما بر روی طیف بازتابی از بلور فوتونی استوانه پلاسمایی هستیم. بدین منظور بلور فوتونی متشکل از لایه‌های متوالی از پلاسما با ضریب شکست n_1 و دی‌الکتریک با ضریب شکست n_2 را در نظر گرفتیم که در هوا قرار دارد؛ $n_0=n_f=1$.

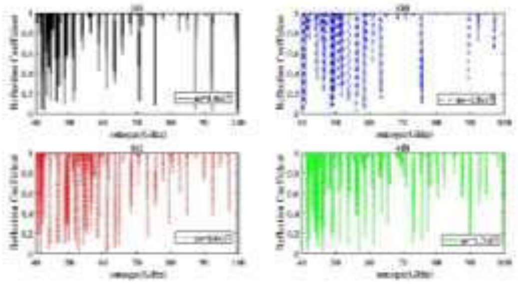
برای بررسی اثر چگالی الکترونی پلاسما، بقیه‌ی مشخصه‌های این بلور فوتونی استوانه‌ایی را ثابت قرار دادیم؛ $\rho_0=400nm$، $n_{dielectric}=2$، تعداد لایه‌ها را برابر ۵ و همچنین تغییرات ضریب شکست‌ها به صورت مربعی فرض کردیم.

در شکل(۲-الف) طیف بازتابی از این بلور به ازای پارامترهای داده شده و چگالی پلاسما $n_e=1/4\times10^{17}m^{-3}$ ترسیم شده است.

همانطور که در بخش‌های دیگر شکل۲ نشان داده شده است، طیف بازتابی به ازای تغییرات چگالی الکترونی از $n_e=1/4\times10^{17}m^{-3}$ تا $n_e=1/7\times10^{17}m^{-3}$ مورد بررسی قرار گرفت. بازه‌ی فرکانسی برای آن‌ها یکسان و بین ۳۰/۰GHz تا ۱۰۰/۰GHz است.

در این کار مشاهده کردیم، با افزایش چگالی الکترونی پلاسما، پدیده انتقال به آبی مشاهده می‌شود، یعنی گاف‌ها به سمت فرکانس‌های بالاتر می‌روند.

بزرگ‌ترین گاف در $n_e = ۱/۵\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$ قرار دارد و پهنای آن برابر ۱۳/۹GHz است.



شکل۲ : نمودار بازتاب بر حسب فرکانس به ازای چگالی الکترونی پلاسماهای مختلف

در جدول۱ به ازای هر چگالی الکترونی پلاسما، پهنای بزرگ‌ترین گاف‌ها به همراه بازه‌ی فرکانسی آن‌ها آورده شده است.

جدول۱: پهنای بزرگ‌ترین گاف‌ها به همراه بازه‌ی فرکانسی آن‌ها به ازای تغییرات چگالی الکترونی پلاسما

محدوده(GHz)	پهنا(GHz)	n_e
$۹۲/۵ < \omega < ۹۹/۷$	۷/۲	$۱/۴\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$
$۷۵/۷ < \omega < ۸۹/۶$	۱۳/۹	$۱/۵\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$
$۷۳/۰ < \omega < ۷۵/۷$	۲/۷	$۱/۶\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$
$۹۸/۲ < \omega < ۹۴/۶$	۳/۶	$۱/۷\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفاده از روش ماتریس انتقال، انتشار امواج الکترومغناطیس در یک بلور فوتونی استوانه‌ای پلاسمایی متشکل از لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک تحقیق شد. در این کار شعاع درونی استوانه، ضریب شکست دی‌الکتریک و تعداد لایه‌ها ثابت فرض شد و اثر افزایش چگالی الکترونی پلاسما بر روی طیف بازتابی از بلور فوتونی استوانه‌ای مورد بررسی قرار گرفت. نتایج عددی نشان داد که با افزایش چگالی الکترونی پلاسما، پدیده انتقال به آبی رخ می‌دهد. بزرگ‌ترین گاف در $n_e = ۱/۵\times۱۰^{۱۷} m^{-۳}$ قرار دارد و پهنای آن برابر ۱۳/۹GHz است.

مرجع‌ها

[1]John, S. (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical review letters*, *58*(23), 2486.

[2]Wu, C. J. (2005). Transmission and reflection in a periodic superconductor/dielectric film multilayer structure. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 19(15), 1991-1996.

[3]Abdoli-Arani, A. (2014). Optical properties of the electromagnetic waves propagating in an elliptical cylinder multilayer structure. Chinese Physics B, 23(3), 034211.

[4]Mehaney, A., Abadla, M. M., & Elsayed, H. A. (2021). 1D porous silicon photonic crystals comprising Tamm/Fano resonance as high performing optical sensors. *Journal of Molecular Liquids*, *322*, 114978.

انسداد مگنونی در یک سامانه ترکیبی اتم-مگنون

سید علی سینا موسوی؛ محمدکاظم توسلی؛ میثم ستوده خیرآبادی؛ مهران رفیعی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

salisina1374@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir,
mehran.rafeie@stu.yazd.ac.ir

چکیده: در این پژوهش، پدیده انسداد مگنونی در یک سامانه ترکیبی متشکل از یک کاواک میکروموج که شامل یک کیوتریت (اتم سه‌ترازی نوع Λ) و یک کره YIG است، بررسی شده است. در مدل در نظر گرفته شده، کره YIG به وسیله یک میدان خارجی کنترل می شود و همچنین، یک میدان خارجی دیگر نیز به کیوتریت اعمال می شود. ابتدا، با در نظر گرفتن نامیزانی‌های مناسب میان بسامدهای اجزای سامانه و با اعمال یک تبدیل یکانی، هامیلتونی موثر سامانه به دست می‌آید. سپس، با در نظر گرفتن اثرات اتلافی و با حل معادله مستر لیندبلاد، دینامیک سامانه به دست آمده است. نتایج عددی به دست آمده برای تابع همبستگی مرتبه دوم مُد مگنونی نشان‌دهنده وابستگی درجه انسداد به دامنه میدان خارجی اتم و همچنین نامیزانی میان مگنون و میدان کنترل کننده آن است. نتایج مدل در نظر گرفته شده می‌تواند به پیشرفت در تولید حالت‌های تک-مگنون که کاربردهای فراوانی در فناوری‌های اطلاعات کوانتومی دارد کمک کند.

کلید واژه‌ها: انسداد مگنونی، برهم‌کنش مگنون-اتم، تابع همبستگی مرتبه دوم.

Magnon blockade in a hybrid atom-magnon system

Sayed Ali Sina Musavi, Mohammad Kazem Tavassoly, Meysam Setodeh Kheirabady, Mehran Rafeie

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

salisina1374@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, meysam.setodeh@stu.yazd.ac.ir,
mehran.rafeie@stu.yazd.ac.ir

Abstract: In this study, the magnon blockade phenomenon is investigated in a hybrid system comprising a YIG sphere and a qutrit (Λ -type three-level atom). In the considered model, the YIG sphere is driven via an external field, and also, another external field is applied to the qutrit. At first, the effective Hamiltonian of the system is obtained by considering appropriate detuning between the system component frequencies and applying a unitary transformation. Then, taking into account the decoherence effects, the dynamics of the system has been obtained. The obtained numerical simulations of second-order correlation functions of the magnon mode indicate the dependence of the blockade degree on the amplitude of the atomic external field and also, the detuning between the magnon and its driven field. The results of the considered model can help the progress in the generation of single-magnon states which have many applications in quantum information technologies.

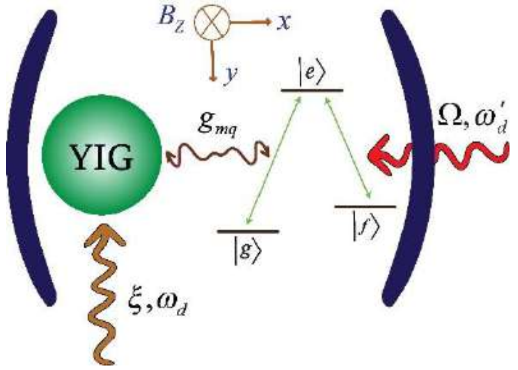
Keywords: Atom-magnon interaction, Magnon blockade, Second-order correlation function.

مقدمه

از مهم‌ترین مسائل روز در مکانیک کوانتومی کسب اطلاعات دقیق از ویژگی‌های آماری سامانه‌های کوانتومی است. یکی از این ویژگی‌ها، موضوع انسداد است که در سال‌های اخیر مورد توجه بسیاری از پژوهشگران قرار گرفته است [۲,۱]. این ویژگی به دلیل نقش اساسی در حوزه فناوری‌های کوانتومی پیشرفته، که نیاز جدی به تولید منابع تک‌فوتون، تک‌فونون و (در این مقاله تک‌مگنون) دارند به یکی از اهداف کلیدی پژوهش‌های فعلی تبدیل شده است. در این رابطه انسداد مگنونی (که کمتر بدان پرداخته شده) در سامانه‌های کوانتومی متفاوتی مشاهده شده است [۳،۴،۵]. به عنوان مثال، در مرجع [۳] یک مُد مگنونی در یک کره فرومغناطیس که از ایتریم، آهن و گارنت (کره YIG) ساخته می‌شود و یک کیوبیت ابررسانا در یک کاواک میکروموج تک‌مُد فرض شده است. نویسندگان در این مرجع روشی برای تولید منابع تک‌مگنون ارائه کردند که نتایج آن‌ها نشان‌دهنده انسداد مگنونی در رژیم جفت‌شدگی ضعیف مگنون-میدان است. به عنوان نمونه‌ای دیگر، پدیده انسداد مگنونی با در نظر گرفتن برهم‌کنش مؤثر یک کره YIG و یک آنسامبل از اتم‌های سه‌ترازی در یک سامانه ترکیبی در مرجع [۵] بررسی شده است. در واقع، در این مرجع، به اتم‌های سه‌ترازی دو میدان کنترل‌کننده و به کره YIG یک میدان کنترل‌کننده اعمال می‌شود. در این مقاله با در نظر گرفتن برهم‌کنش بین یک اتم سه‌ترازی و یک کره YIG که هر کدام به وسیله یک میدان خارجی کنترل می‌شوند، به بررسی پدیده انسداد مگنونی پرداخته‌ایم.

معرفی مدل و محاسبه تابع همبستگی

در این مقاله، یک سامانه ترکیبی در نظر می‌گیریم که شامل یک اتم سه‌ترازی و یک کره YIG است. کره YIG و اتم سه‌ترازی به ترتیب به وسیله یک میدان خارجی با بسامد ω_d و دامنه ξ و یک میدان کلاسیکی با بسامد ω'_d و دامنه Ω کنترل می‌شود. مدل درنظر گرفته شده در شکل ۱ نمایش داده شده است. هامیلتونی کره YIG در حضور یک میدان مغناطیسی به صورت $\hat{H}_m = g\mu_B B_z \hat{S}_z$ است، که در این رابطه g ثابت ژیرومغناطیس، μ_B مگنتون بوهر، $\hat{S}_z$ و B_z به ترتیب مولفه z اسپین مگنون و میدان مغناطیسی است. نشان داده شده است که با استفاده از تبدیل هولشتاین-پریماکوف [۶] می‌توان هامیلتونی کره YIG را با استفاده از عملگرهای بوزونی نابودی و آفرینش $\hat{m}$ و $\hat{m}^\dagger$ به صورت $\hat{H}_m = \omega_m \hat{m}^\dagger \hat{m}$ تعریف کرد، که ω_m بسامد مُد مگنونی است.



شکل ۱: مدل سامانه یک کاواک اپتیکی اتلاف‌گر تک‌مُد که شامل یک مُد مگنونی در یک کره YIG و یک اتم سه‌ترازی ابررسانا است و با یک میدان پمپ خارجی و یک میدان کلاسیکی کنترل می‌شود.

زمانی که بسامد مُد مگنونی با بسامد گذار یال چپ اتم در حالت تشدید یا نزدیک به تشدید قرار بگیرند، مگنون و اتم می‌توانند با یکدیگر جفت شوند. در این صورت می‌توانیم به جای برهم‌کنش جداگانه مگنون و اتم با میدان کاواک، برهم‌کنش موثر این دو جزء را داشته باشیم که با مدل جینز-کامینگز توصیف می‌شود [۷,۵,۳]. با در نظر گرفتن انرژی تراز پایه اتم به عنوان صفر انرژی، هامیلتونی کل سامانه به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \omega_e |e\rangle\langle e| + \omega_f |f\rangle\langle f| + \omega_m \hat{m}^\dagger \hat{m} \\ &+ g_{mq}\left(\hat{m}\hat{\sigma}^\dagger_{ge} + \hat{m}^\dagger \hat{\sigma}_{ge}\right) + \xi\left(\hat{m}^\dagger e^{-i\omega_d t} + \hat{m} e^{i\omega_d t}\right) \\ &+ \Omega\left(\hat{\sigma}^\dagger_{fe} e^{-i\omega'_d t} + \hat{\sigma}_{fe} e^{i\omega'_d t}\right),\end{aligned} \quad (۲)$$

که در آن $\hat{\sigma}_{ge}$ $(\hat{\sigma}^\dagger_{ge})$ و $\hat{\sigma}_{fe}$ $(\hat{\sigma}^\dagger_{fe})$ عملگرهای اتمی

هستند. ω_e، ω_f، ω_d و ω'_d به ترتیب بسامد ترازهای $|e\rangle$ و $|f\rangle$ اتم، پمپ مگنونی و پمپ اتمی هستند. همچنین، g_{mq} ضریب جفت‌شدگی مؤثر مگنون-اتم است. اکنون به کمک یک تبدیل یکانی به صورت $\hat{R}(t)=\mathrm{e}^{-i(\omega_d\hat{m}^\dagger\hat{m}+\omega_e|e\rangle\langle e|+\omega_f|f\rangle\langle f|)t}$ و نیز با در نظر گرفتن شرایط تشدید $\omega_d=\omega_e$ و $\omega_f+\omega'_d=\alpha$، هامیلتونی سامانه به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\hat{H}_I=\Delta_{md}\hat{m}^\dagger\hat{m}+g_{mq}\left(\hat{m}\hat{\sigma}^\dagger_{ge}+\hat{m}^\dagger\hat{\sigma}_{ge}\right)+\xi\left(\hat{m}^\dagger+\hat{m}\right)+\Omega\left(\hat{\sigma}^\dagger_{fe}+\hat{\sigma}_{fe}\right), \qquad (۳)$$

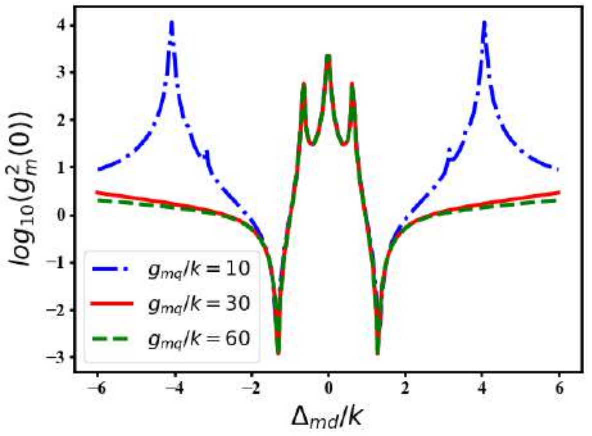
که در رابطه بالا Δ_{md} نامیزانی میان بسامدهای مُد مگنونی و میدان کنترل کننده آن است. اکنون برای دست‌یابی به تحول زمانی سامانه از معادله مَستر لیندبلاد استفاده می‌کنیم [۸]:

$$\partial_t\hat{\rho}=-i\left[\hat{H}_I,\hat{\rho}\right]-k_a(-|g\rangle\langle e|\hat{\rho}|e\rangle\langle g|-|f\rangle\langle e|\hat{\rho}|e\rangle\langle f|+|e\rangle\langle e|\hat{\rho}+\hat{\rho}|e\rangle\langle e|)-\frac{m_{th}+1}{2}k_mL_{\hat{m}}(\hat{\rho})+\frac{k_m}{2}m_{th}L_{\hat{m}^\dagger}(\hat{\rho}), \qquad (۴)$$

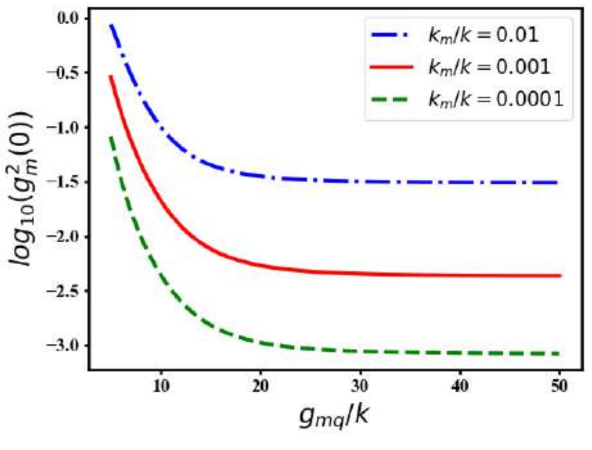
که k_a، k_m و $m_{th}=(\exp(\omega_m/k_BT)-1)^{-1}$ به ترتیب نرخ اتلاف‌های اتمی، مگنونی و میانگین تعداد مگنون‌های حرارتی هستند. k_B و T نیز به ترتیب ثابت بولتزمن و دما هستند. علاوه‌بر این $L_{\hat{o}}(\hat{\rho})=2\hat{o}\hat{\rho}\hat{o}^\dagger-\hat{o}^\dagger\hat{o}\hat{\rho}-\hat{\rho}\hat{o}^\dagger\hat{o}$ نیز نشان‌دهنده عملگر لیندبلاد است. به طور کلی برای بررسی ویژگی‌های آماری یک سامانه کوانتومی از کمیت‌های مختلفی مثل پارامتر مندل و توابع همبستگی کوانتومی استفاده می‌شود. به عنوان هدف این پژوهش، بعد از محاسبه دینامیک سامانه در حالت پایا، از تابع همبستگی مرتبه دوم با زمان تاخیر صفر برای ارزیابی آمار مگنونی و نیز بررسی میزان انسداد مگنونی در سامانه استفاده می‌کنیم. این تابع به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$g_m^2(0)=\frac{Tr(\hat{\rho}\hat{m}^{\dagger 2}\hat{m}^2)}{[Tr(\hat{\rho}\hat{m}^\dagger\hat{m})]^2}=\frac{\left\langle\hat{m}^{\dagger 2}\hat{m}^2\right\rangle}{\left\langle\hat{m}^\dagger\hat{m}\right\rangle^2}, \qquad (۵)$$

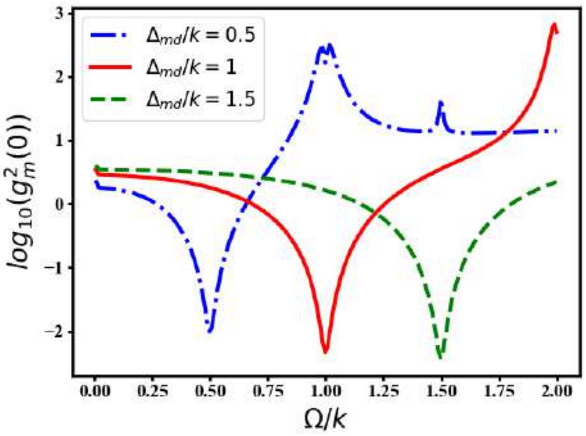
در واقع $g_m^2(0)>1$ ($g_m^2(0)<1$) نشان‌دهنده آمار ابرپواسونی (زیرپواسونی) است. همچنین، اگر تابع همبستگی مرتبه دوم مقادیر کمتر از 0.5 داشته باشد، پدیده انسداد رخ می‌دهد [۹]. انسداد مگنونی در سامانه به این معنی است که برهم‌کنش‌های موجود در سامانه، مگنون را در اولین تراز برانگیخته‌اش نگه می‌دارد و به نوعی گذارهای دیگر را محدود می‌کند. در ادامه نمودارهای تابع همبستگی مرتبه دوم در حالت پایا رسم شده است.



شکل ۲: منحنی لگاریتم تابع همبستگی مرتبه دوم برای مُد مگنونی برحسب Δ_{mq}/k و به ازای $k_m/k=m_{th}=10^{-4}$، $\xi/k=k_a/k=0.01$ و $\Omega/k=1.3$ (از پارامتر $k=2\pi MHz$ برای نرمالیزه کردن پارامترهای درگیر در مدل استفاده شده است).



شکل ۳: منحنی لگاریتم تابع همبستگی مرتبه دوم برای مُد مگنونی برحسب g_{mq}/k و به ازای $m_{th}=10^{-3}$، $\xi/k=k_a/k=0.01$ و $\Omega/k=\Delta_{md}/k=1.3$.



شکل ۴: منحنی لگاریتم تابع همبستگی مرتبه دوم برای مُد مگنونی برحسب Ω/k و به ازای $m_{th}=10^{-3}$، $\xi/k=k_a/k=0.01$ و $g_{mq}/k=50$.

بحث و نتیجه‌گیری

این بخش را با اشاره مختصری به پیاده‌سازی آزمایشگاهی مدل شروع می‌کنیم. در مدل در نظر گرفته شده کاواک میکروموج درون یک سردساز قرار دارد، که این کاواک می‌تواند از آلومینیوم و مس بدون اکسیژن ساخته شود. مگنون را در بخش مسی قرار می‌دهیم تا بسامد آن به وسیله میدان مغناطیسی بایاس قابل‌کنترل باشد. هم‌چنین، اتم سه‌ترازی باید در بخش مسی کاواک قرار بگیرد تا به دلیل دیامغناطیس و ابررسانا بودن آلومینیوم، در مقابل میدان مغناطیسی ایمن باشد. اثرات حرارتی مربوط به مگنون با تنظیم دمای سردکننده قابل‌کنترل است، که معمولا این دما از مرتبه میلی‌کلوین است.

حال به تجزیه و تحلیل نتایج عددی می‌پردازیم. در شکل ۲، نمودار تابع همبستگی مرتبه دوم در حالت پایا برای مُد مگنونی برحسب Δ_{md}/k و برای سه مقدار متفاوت ضریب جفت‌شدگی مگنون-اتم رسم شده است. به ازای $g_{mq}/k=10$ مشاهده می‌کنیم که در نامیزانی‌های زیاد، مُد مگنونی آمار ابرپواسونی دارد، اما در $\Delta_{md}/k=\pm1.3$ میزان انسداد مگنونی $g_m^2(0)=10^{-3}$ قابل‌دسترس است. با افزایش g_{mq}/k به مقادیر بالاتر، منحنی‌ها به یکدیگر نزدیک‌تر می‌شوند. نکته قابل‌توجه این است که به ازای $-2\le\Delta_{md}/k\le2$ هر سه منحنی بر یکدیگر منطبق هستند. برای بررسی اثر اتلاف مگنونی بر میزان انسداد، شکل ۳ رسم شده است. با بررسی نمودارهای این شکل درمی‌یابیم که k_m/k کوچک‌تر به انسداد مگنونی قوی‌تر منجر می‌شود. همچنین نمودارهای این شکل نشان می‌دهند که مقدار بهینه‌ای به صورت $g_{mq}/k\ge25$ برای وقوع انسداد وجود دارد. به منظور بررسی اثر نامیزانی بین مگنون و میدان کنترل کننده آن، $g_m^2(0)$ برحسب Ω/k در شکل ۴ رسم شده است. مشاهده می‌کنیم هنگامی که میزان نامیزانی و دامنه میدان کلاسیکی اعمالی بر اتم برابر باشند، انسداد مگنونی $g_m^2(0)=10^{-2}$ قابل دست‌یابی است. علاوه بر این، نمودارهای این شکل بیانگر این واقعیت هستند که به ازای نامیزانی‌های بزرگ‌تر انسداد قوی‌تری حاصل می‌شود. به عنوان مثال، به ازای $\Delta_{md}/k=1.5$ انسداد مگنونی $g_m^2(0)\approx0.003$ قابل دسترس است.

مرجع‌ها

[1] M. Hassani Nadiki and M. K. Tavassoly. “Phonon blockade in a system consisting of two optomechanical cavities with quadratic cavity–membrane coupling and phonon hopping”, Eur. Phys. J. D”, Vol. **76**, p. 58, 2022.
[2] D. Y. Wang, C. H. Bai, Y. Xing, S. Liu, S. Zhang, and H. F. Wang, “Enhanced photon blockade via driving a trapped Λ-type atom in a hybrid optomechanical system”. Phys. Rev. A, Vol. **102**, p. 043705, 2020.
[3] Z. X. Liu, H. Xiong, and Y. Wu. “Magnon blockade in a hybrid ferromagnet-superconductor quantum system”. Phys. Rev. B, Vol. **100**, p. 134421, 2019.
[4] C., Li, X. Zhao, S. Chao, R., Li, C. Peng, and L. Zhou, “Simultaneous blockade of a photon, phonon, and magnon induced by a two-level atom”. Phys. Rev. A, Vol. **101**, p. 063838, 2020.
[5] F. Wang, C. Gou, J. Xu, and C. Gong, “Hybrid magnon-atom entanglement and magnon blockade via quantum interference”. Phys. Rev. A, Vol. **106**, p. 013705, 2022.
[6] T. Holstein, H. Primakoff, “Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet.” Phys. Rev., Vol. **58**, p. 1098, 1940.
[7] B. W. Shore and P. L. Knight, “The Jaynes-Cummings model”, J. Mod. Opt., Vol. **40**, p. 1195 (1993)
[8] H. J. Carmichael, “Statistical methods in quantum optics 1: master equations and Fokker-Planck equations”, Springer Science, Vol. **1**, 1999.
[9] H. Flayac and V. Savona, “Unconventional photon blockade”, Phys. Rev. A, Vol. **96**, p. 053810 (2017).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

طراحی و تحلیل مدوله ساز نوری مبتنی بر گرافن ۴ لایه با استفاده از موجبر پلاسمونیکی دوگانه ای متعامد

محمدتقی عبادزاده*، حمید واحد

دانشکده‌ی مهندسی برق و کامپیوتر ، دانشگاه تبریز ، ایران

***نویسنده‌ی مسئول: MuhamadTaghy.Ebadzadeh98@ms.tabrizu.ac.ir**

چکیده – مدوله سازهای نوری که سیگنال الکتریکی را به داده فتونیکی تبدیل می کنند عنصری مهم در ادوات الکترونیک نوری و مدارهای مجتمع نوری می باشند. این مدوله سازها باید دارای اندازه کم و فشرده با کارایی مدولاسیونی مناسب باشند. گرافن، نانو لایه دوبعدی از اتمهای کربن در شبکه ی شش گوش با خواص الکتریکی و نوری شناخته شده ،ماده ای منحصر به فرد درطراحی مدوله سازهای نوری فشرده است. در این مقاله، یک مدوله ساز نوری گرافنی ۴ لایه با ساختاری متشکل از موجبر فلزی نقره و سیلیکونی متعامد ارائه گردید تا با فشردن ناحیه اندرکنش میدانهای نوری باعث افزایش اثرمتقابل نور-گرافن گردد. نتایج، نشانگر عمق مدولاسیونی برابر با 44.1 dB/µm در طول موج 1.55µm با ابعاد $3\mu m^2$ می باشد.

کلید واژه- گرافن ، عمق مدولاسیون ، مدوله ساز الکترونیک نوری ، موجبر پلاسمونیکی دوگانه ای

Design and analysis of optical modulator based on 4-layer graphene using orthogonal hybrid plasmonic waveguide

Mohamadtaghy Ebadzadeh*, Hamid Vahed

Faculty of Electrical and Computer Engineering , University Of Tabriz , Iran

*Corresponding author : MuhamadTaghy.Ebadzadeh98@ms.tabrizu.ac.ir

Abstract- Optical modulators that convert electrical signals into photonic data are an important element in optoelectronic devices and optical integrated circuits. These modulators should have small and compact size with suitable modulation efficiency. Graphene, a two-dimensional nano layer of carbon atoms in a hexagonal network with known electrical and optical properties, is a unique material in the design of compact optical modulators. In this article, a 4-layer graphene optical modulator with a structure consisting of orthogonal silver and silicon metal waveguides was presented to increase the light-graphene interaction by compressing the interaction area of light fields. The results indicate a modulation depth equal to 44.1 dB/µm at a wavelength of 1.55 µm with a footprint of $3\mu m^2$.

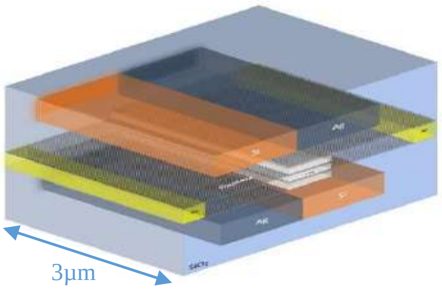
Keywords: Electro-optic modulator ,Graphene , Hybrid plasmonic waveguide, Modulation depth

مقدمه

افزایش نمایی تعداد اتصالات داده‌ی شبکه که شامل داده‌ی مرسوم و اتصالات درون چیپ می‌باشد، نیازی فوری برای خلق روشهای جایگزین به منظور دستیابی به ارتباطی سریع با عملکردی بهتر، ایجاد کرده است. با توجه به اینکه راه حل های نوری مزایایی ذاتی از نظر پهنای باند بالاتر و تلفات کمتر ارائه می‌دهند، تلاش‌های تحقیقاتی شدیدی که مستقیما به سمت مدولاسیون نور با هدف توسعه‌ی فشرده سازی، مقرون به صرفگی و کارآمدی است، هدایت می شود [1]. بنابر این طراحی یک مدوله ساز مبتنی بر سیلیکون با اندازه فوق فشرده، مصرف انرژی کم، سرعت مدولاسیون بالا و پهنای باند کاری وسیع، همواره در اتصال‌های نوری روی تراشه یک چالش است. مدوله سازهای گرافنی نسل جدیدی از مدوله سازهای تمام نوری هستند که با توجه به ویژگی های جالب توجه گرافن برای بهبود عملکرد و افزایش سرعت و کاهش توان مصرفی مدوله سازهای نوری طراحی شده اند [۲]. در این پژوهش توانسته‌ایم با بکارگیری گرافن ۴ لایه، که نانوماده‌ای دو بعدی متشکل از اتم‌های کربن با شبکه‌ای شش ضلعی، و همچنین نیترید بور شش ضلعی (h-BN) که به دلیل دارا بودن سطح اتمی صاف و نسبتاً عاری از پیوندهای آویزان و تله بار، یک بستر عایق و محافظ جذاب می‌باشد، یک مدوله ساز با ابعاد کم و بهترین عملکرد در طول موج کاری 1.55 µm طراحی و ارائه کنیم که دارای عمق مدولاسیون 44.1 µm/dB می‌باشد.

طراحی مدوله ساز پیشنهادی با استفاده از موجبر دوگانه ای متعامد

با مراجعه به تصویر شکل ۱ ، نمایی سه بعدی از طرح ساختار مدوله ساز پیشنهادی مشاهده می‌گردد، که تشکیل یافته از دو لایه سیلیکونی با ایندکس بالا و دو لایه فلزی نقره می‌باشد، که در درون موجبر سیلیکا بعنوان لایه محافظ و بستر جای گرفته‌اند .در این میان با استفاده از ساختار گرافن/h-BN/گرافن یک ناحیه اندرکنشی نور-گرافن فشرده با ضخامت لایه های ۰/۷ نانومتری گرافن و h-BN ۵ نانومتری بوجود آمده تا با اعمال نور کوپل شده، میدان های مد نوری را در اندازه ای پایینتر از طول موج ،حبس گرداند و جذب نوری آن با شیفت پتانسیل شیمیایی گرافن μ_c که با ولتاژ گیت تنظیم می گردد، تغییر یابد.

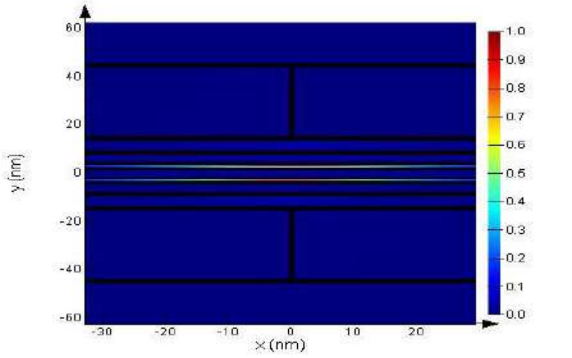


شکل ۱ : شماتیک سه بعدی مدوله ساز الکترونیک نوری با موجبرهای پلاسمونیکی دوگانه ای متعامد مبتنی بر گرافن ۴ لایه ای گرافن/h-BN/گرافن

۴ لایه ی گرافن که با لایه های h-BN از هم تفکیک شده‌اند، بعنوان ناحیه فعال برای جذب نور عمل می کنند. طلا بعنوان الکترود برای ایجاد میدان الکتریکی خارجی استفاده شده است. از آنجایی که جذب نوری گرافن با پتانسیل شیمیایی آن که با تغییر ولتاژ گیت قابل تغییر می‌باشد مرتبط است، می‌توان سیگنالهای نوری را با تنظیم کردن ولتاژ روی الکترود های طلا، مدوله کرد. در طول موج کاری ۱/۵۵میکرومتر، نفوذپذیری نسبی h-BN (ε_{hBN}) برابر با ۲/۹۴ اندازه گیری شده است که می تواند برای جلوگیری

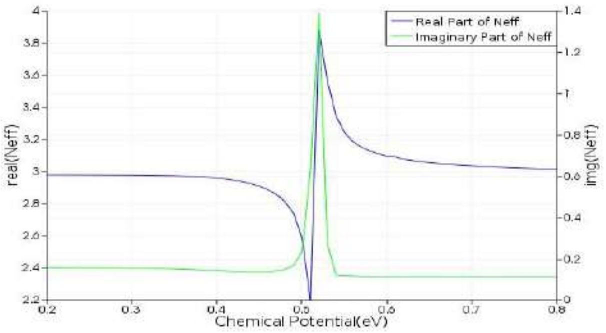
از دوپ شدگی گرافن توسط دیگر مواد و افزایش تحرک شارژ مورد استفاده قرار گیرد [3] .

نتایج شبیه سازی و مباحث

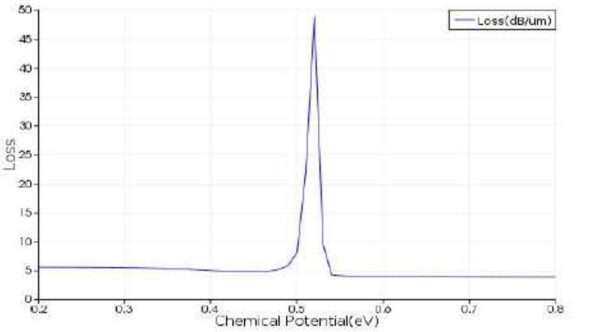


شکل ۲ : نمای دو بعدی توزیع میدان الکتریکی مد TM مدولاتور

در شکل ۲ نمودار توزیع میدان دو بعدی مد TM ساختار، در حالت خاموش، مشاهده می شود. توزیع میدانی حالت خاموش در شکل ۲ نشان می دهد که میدان نوری به خوبی به زیر طول موج محبوس گردیده است، که می تواند اندرکنش نور-گرافن را برای بهبود کارایی مدوله ساز افزایش دهد. شکل ۳ قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر (n_{eff}) زمانی که پتانسیل شیمیایی از ۰/۲ تا ۰/۸ تغییر می‌کند را نشان می دهد. همانگونه که در شکل ۳ نمایش داده شده است، قسمت موهومی (n_{eff}) ابتدا شدیدا افزایش و سپس کاهش می یابد، که یک مقدار بیشینه در پتانسیل شیمیایی ۰/۵۲ الکترون ولت و یک مقدار کمینه ای در پتانسیل شیمیایی ۰/۴۴الکترون ولت دارا می‌باشد. با این پیشنهاد که مدوله ساز معرفی شده به بیشترین و کمترین مقدار جذب در$\mu_c = 0.52eV$ و $\mu_c = 0.44eV$ دست می‌یابد. به این ترتیب $\mu_c = 0.52$ eV و $\mu_c = 0.44$ eV بعنوان حالت خاموش و حالت روشن در محدوده ی کاری طول موج 1.55µm انتخاب می‌شوند.



شکل ۳ : قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر (n_{eff}) زمانی که پتانسیل شیمیایی از ۰/۲ تا ۰/۸ الکترون ولت تغییر می‌یابد.



شکل ۴ : اتلافات مدوله ساز بر اساس تغییرات پتانسیل شیمیایی گرافن

شکل ۴ نشان دهنده‌ی منحنی اتلافات جذب نوری متناظر بر اساس تغییر پتانسیل شیمیایی به وسیله گیتینگ گرافن می‌باشد. در اینجا، گرافن بعنوان یک ماده ناهمسانگرد مدلسازی شده است، به این دلیل که تک لایه اتم های کربن و الکترون های π که اتصال الکتریکی را ممکن می سازند، تنها در سطح قابل دستیابی می‌باشند [4]. ذکر شده است که برای گرافن بسیار دوپ شده یا گیت شده $\frac{\mu_c}{K_BT} < 1$ ، چگالی حامل و پتانسیل شیمیایی را می‌توان به ترتیب به صورت $n_s = \frac{\mu^2_c}{\Pi\hbar^2 v^2_f}$ و $\mu_c \approx \sqrt{\Pi\hbar^2 v^2_f n_s}$بیان کرد. برای تحلیل حاضر ، زمانی که $\frac{\mu_c}{K_BT} > 1$ پتانسیل شیمیایی گرافن بر حسب چگالی حامل از عبارت داده شده توسط :

(۱)

$$n_s = \frac{2}{\Pi\hbar^2 V^2_f}\int_0^\infty \varepsilon[f_d(\varepsilon-\mu_c) - f_d(\varepsilon+\mu_c)]\partial\varepsilon$$

تعیین می شود. که در آن V_f سرعت فرمی ($3*10^6$m/s ~ در گرافن) ، ε انرژی و μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن است. پارامتر مورد علاقه برای ارزیابی عملکرد نانودستگاه‌های مبتنی بر گرافن، پتانسیل شیمیایی گرافن می‌باشد ؛ به این معنا که، سطحی در توزیع انرژی الکترون‌ها که در آن یک حالت کوانتومی به طور مساوی احتمالاً اشغال یا خالی است [4]. میزان پتانسیل شیمیایی اعمال شده بر حسب ولتاژ گیت یا همان ولتاژ خارجی از رابطه ی زیر محاسبه می گردد:

$$\mu_c = \hbar v_f \sqrt{\frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{hBN}}{de} \mid V_g - V_0 \mid} \quad (۲)$$

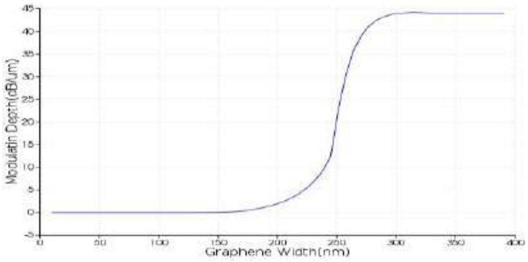
به منظور بیان کردن عملکرد مدوله ساز ما (n_{eff}) ، ثابت میرایی(α) ، و نیز عمق مدولاسیون (MD) را بصورت زیر تعریف می‌نماییم :

$$n_{eff} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi} \quad (۳)$$

$$\alpha = \frac{10 img(n_{eff}) 4\pi}{\lambda_0 \, ln10} \quad (۴)$$

$$MD = \alpha(\mathrm{OFF}) - \alpha(\mathrm{ON}) \quad (۵)$$

آنجاکه، λ_0 طول موج در فضای آزاد، β ثابت انتشار، $im(n_{eff})$ قسمت موهومی n_{eff}، α (ON) و α (OFF) مقادیر α به ترتیب در حالات روشن و خاموش می‌باشند [5]. در شکل ۵ ما با تغییر در طول لایه های گرافن مقدار تلفات را برای محاسبه عمق مدولاسیون به دست آورده‌ایم. رفته رفته با پیشروی پهنای گرافن ، از سمت الکترودها به مرکز ناحیه‌اندرکنش میدانهای نوری به دلیل افزایش همپوشانی کامل آن با موجبر فلزی، و جایگیری کامل آن در میان لایه‌های h-BN ، مشاهده می‌شود که اثر متقابل نور-گرافن افزایش شدید داشته و عمق مدولاسیون در طول ۳۱۴ نانومتر به شکلی سریع به بیشترین مقدار ۴۴/۱ dB/µm رسیده است.



شکل ۵ : تغییرات عمق مدولاسیون بر اساس افزایش طول لایه های گرافن

نتیجه‌گیری

مدوله ساز پیشنهادی ما که دارای ساختاری بهینه سازی شده به وسیله ی افزودن دو لایه گرافن بیشتر و دو لایه hBN بیشتر، و تغییر در ابعاد هندسی آن می باشد، توانسته است به عمق مدولاسیونی برابر با 44.1 dB/µm در طول موج کاری 1.55µm دست یافته و با دارا بودن ابعاد کم $3µm^2$ ، قابلیت فوق العاده‌ای به جهت پیاده سازی آن در دستگاه های الکترونیک نوری فشرده جدید خواهد داشت.

مرجع‌ها

[1] Reed, G. T., Mashanovich, G., Gardes, F. Y. & Thomson, D. J. Silicon optical modulators. Nat. Photon. 4, 518-526 (2010).

[۲] نیکدل اسکوئی امین و همکاران. طراحی و مدل سازی مدولاتور تمام نوری گرافنی بر اساس فیبر نوری با روکش پلیمری. مقالات پذیرفته و ارائه شده در کنفرانس های انجمن اپتیک و فوتونیک ایران ۱۳۹۷;۲۵:۹۲-۸۹

[3] A. Woessner, M. B. Lundeberg, Y. Gao, et al., "Highly confined low-loss plasmons in graphene-boron nitride hetero structures,"Nat. Mater., vol. 14, pp. 421–425, 2014.

[4] X. Hu and J. Wang, "Design of graphene-based polarization in sensitive optical modulator," Nanophotonics, vol. 7, pp. 651–658, 2018.

[5] B. Rajni et al., "Mathematical formulation of surface conductivity for graphene material," Journal of Engineering Science and Technology Vol. 12, No. 6 (2017) 1677 – 1684.

[6] M. Su et al.," Broadband graphene-on-silicon modulator," Nanophotonics; 9(6),pp. 1529–1538,2020.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بررسی آرایش مارپیچی فرما در ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری و مقایسه با آرایش‌های دایروی و مربعی

سجاد قاآنی غلامحسینی، ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران
sajjadqaani@ihu.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده – تعیین آرایش مناسب برای یک سامانه لیزری مبتنی بر ترکیب همدوس باریکه‌ها به منظور بهبود عملکرد آن، همواره مورد توجه بوده است. با الهام‌گیری از آرایش مارپیچی فرما (*FSA*) در کاربردهای آنتن، مقایسه این آرایش با آرایش‌های مربعی و دایروی در ترکیب باریکه‌ها انجام شده است. در این مقاله تأثیر تعداد باریکه در آرایش بر کیفیت باریکه ترکیبی با معیار ضریب انتشار باریکه (*BPF*) مطالعه شده است. نتایج نشان می‌دهد که آرایش *FSA* بر خلاف دو آرایش دیگر، با افزایش تعداد باریکه روند افزایشی کیفیت را تجربه می‌کند. برای رسیدن به حداکثر *BPF*، می‌بایست از آرایش *FSA* در تعداد باریکه بیش‌تر از ۶۱ و در تعداد باریکه کم‌تر، از آرایش دایروی استفاده کرد. نتایج نویدبخش استفاده از آرایش‌های مبتنی بر فراکتال در ترکیب باریکه در آینده است.

کلید واژه - آرایش مارپیچی فرما، ترکیب همدوس باریکه‌ها، تعداد باریکه، ضریب انتشار باریکه

Investigating the Fermat spiral array (FSA) in the coherent beam combination and comparing with ring and square array

Sajjad Qaani Gholamhosseini, Naser Siahvashi*

Department of Photonics, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

Abstract- In laser systems based on a coherent beam combination (CBC), determining the appropriate array to improve performance has always been of interest. Inspired by the Fermat spiral array (FSA) in antenna applications, this array has been compared with square and ring arrays in CBC. In this article, the effect of the number of beams (N) has been studied to investigate its impact on the combined beam quality with the beam propagation factor (BPF) metric. The results show that the BPF metric for FSA increases by increasing N, unlike the other two arrays. To achieve the maximum BPF, the FSA is more suitable for the number of beams more than 61 and the ring array for less. The results are promising for the use of fractal-based arrays in the future.

Keywords: Beam propagation factor, Coherent beam combination, Fermat spiral array, Number of elements

۱. مقدمه

از آغاز پیدایش لیزر تاکنون، توسعه منابع پرتوان لیزری با کیفیت باریکه مناسب سرعت گرفته است و این مهم در صنعت، پزشکی، علوم و صنایع دفاعی کاربردهای بسزایی از خود نشان داده است [۱, ۲]. دستیابی به لیزرهای توان بالا به دلیل محدودیت‌های فیزیکی مانند اثرات غیرخطی، اثرات حرارتی-اپتیکی و آسیب مواد در توان‌های بالا، با چالش مهمی مواجه شده است [۲, ۳]. از اواخر دهه ۱۹۸۰ میلادی، روش‌های ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه‌های لیزری، به عنوان یک راه حل مناسب برای غلبه بر این چالش‌ها معرفی شد. در ترکیب باریکه‌ها، با تداخل میدان‌های گسیلی از آرایه‌ای از چندین لیزر و بدون محدودیت‌های مذکور، جایگزیدگی توان در محل صفحه مشاهده افزایش می‌یابد. پس از دستیابی پژوهشگران به این مهم، یکی از چالش‌های پیش‌رو، آرایش و تعداد مناسب باریکه برای دستیابی به بیشینه توان بود. سال ۲۰۰۸ ژو در بررسی آرایش دایروی و مربعی، دریافت با افزایش تعداد لیزرها، کیفیت باریکه تقریباً بدون تغییر باقی می‌ماند [۴]. در سال ۲۰۲۱ هو و همکاران برای بهبود عملکرد سیستم CBC، روش بهینه‌سازی آرایه لیزری مبتنی بر فراکتال را پیشنهاد دادند [۵]. سال ۲۰۲۲ وی لی با الهام‌گیری از آرایش مارپیچی فرما[1] (FSA) در کاربردهای مخابراتی و آنتن‌ها، به بررسی اثرات آن در ترکیب همدوس باریکه پرداخت [۶]. در این مقاله، مقایسه آرایش‌های مربعی و دایروی با آرایش مارپیچی فرما برای ارزیابی کیفیت باریکه ترکیبی بررسی شده است. با شبیه‌سازی عددی انتگرال هوینگس-فرنل برای ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری، توزیع شدت میدان دور باریکه ترکیبی بدست آمده و با تغییر تعداد باریکه‌ها، کیفیت باریکه ترکیبی برای سه آرایش مربعی، دایروی و FSA مورد مقایسه قرار گرفته است.

۲. اصول و مبانی

۲-۱. نظریه انتشار باریکه گاوسی در خلأ

به دلیل محدودیت اندازه دهانه تابش سامانه با قطر D و ظهور اثرات پراش، با توجه به انتگرال هویگنس-فرنل و تبدیل فوریه میدان نزدیک، برای میدان دور تک باریکه iام در فاصله L، بطوریکه $N_F = \frac{D^2}{\lambda L} < 1$، خواهیم داشت:

$$E_i(x,y,z=L) = \frac{e^{ikr}}{i\lambda r} \int_{\substack{sub\\aperture}} E_i(x,y,0) e^{-\frac{ik}{r}(xx'+yy')} dx'dy' \quad (۱)$$

با قرار دادن معادله میدان باریکه سوپرگاوسی در رابطه (۱) و با تغییر متغیرِ $\rho'_0 := \frac{\rho'}{w(0)}$، میدان دور هر باریکه از رابطه (۲) بدست می‌آید:

$$E_i(x,y,z=L) = \frac{e^{ikr}}{i\lambda r} E_{0_p} 2\pi w^2(0) \times \int_{\rho'_0=0}^{1} e^{-\rho'^{2p}_0} J_0\left(\frac{k}{r}\rho w(0)\rho'_0\right)\rho'_0\, d\rho'_0 \quad (۲)$$

که k عدد (λ) (طول) موج، E_{0_p} دامنه میدان باریکه سوپرگاوسی با مرتبه p، $w(0)$ شعاع کمره هر باریکه و J_0 تابع بسل نوع اول مرتبه صفر است. حال با برهم‌نهی میدان باریکه‌ها، توزیع شدت میدان دور ترکیب همدوساز رابطه (۳) به‌دست می‌آید:

$$I_{CBC}(x,y,z) = E_{tot}(x,y,z)E_{tot}^*(x,y,z) \quad (۳)$$

به‌منظور بررسی کیفیت باریکه ترکیبی، از سنجه‌های توان در سبد[2]-مقدار توانی از باریکه ترکیبی، جایگزیده شده در دایره‌ای به شعاع مورد نظر (سبد) در صفحه مشاهده- و ضریب انتشار باریکه[3]-توان در سبد حد پراش (شعاع $R_{dl} = \frac{1.22\lambda}{D} z$)- مطابق رابطه (۴) استفاده شده است [۲]:

$$PIB(R_B) = \frac{\int_{\rho=0}^{R_B}\int_{\theta=0}^{2\pi} I(\rho,\theta,z)\rho\, d\theta\, d\rho}{P_t}, \quad BPF = PIB(R_{dl}) \quad (۴)$$

که P_t توان کل باریکه‌ها و R_{dl} شعاع حد پراش است.

---

[1] **F**ermat **S**piral **A**rray (FSA)
[2] Power In the Bucket (PIB)
[3] Beam Propagation Factor (BPF)

۲-۲. معرفی آرایش مارپیچی فرما (FSA)

آرایه مارپیچ فرما (FSA)، منحنی دوبُعدی و فرکتالی مارپیچی است که مساحت بین هر دو چرخش کامل متوالی در اطراف مارپیچ ثابت است. مختصات گره iام آرایش مارپیچ فرما در دستگاه قطبی از عبارات زیر بدست می‌آید:

$$\varphi_i = 2\pi\beta \cdot i, \rho_i = d\sqrt{i/\pi} \quad (۴)$$

β پارامتر جابجایی زاویه‌ای بین عناصر آرایه و برابر ۱٫۶۱۸ و d پارامتر کنترلی فاصله بین عناصر مجاور آرایه است [۶].

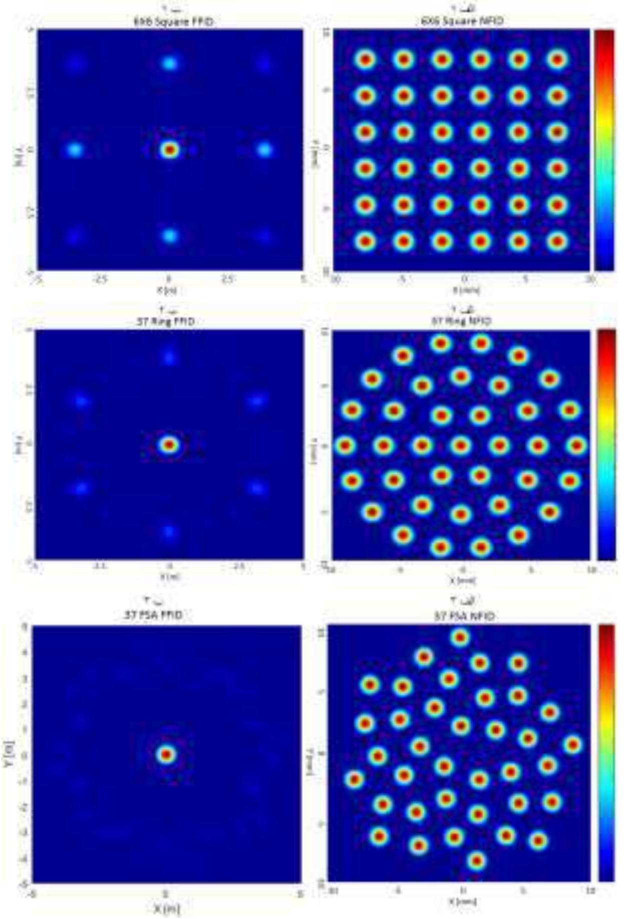
۳. شبیه‌سازی و نتایج

در شبیه‌سازی ترکیب همدوس باریکه‌های گاوسی با نرم‌افزار MATLAB، شعاع کمره $(w(0))$، طول موج (λ) هر باریکه و فاصله مرکزبه‌مرکز باریکه‌های مجاور (d) به ترتیب ۱mm، ۱۰۸۰ nm و ۳ mm در نظر گرفته شد. همچنین صفحه مشاهده در فاصله ۱۰ کیلومتری (ناحیه میدان دور) و توان کل در تمامی شبیه‌سازی‌ها ثابت فرض شده است.

۳-۱. توزیع شدت میدان نزدیک و دور

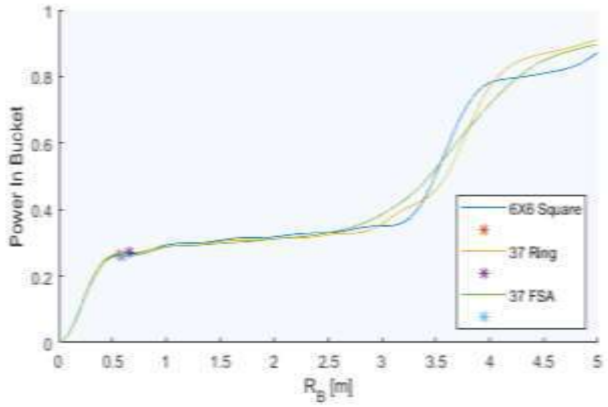
توزیع شدت میدان نزدیک و میدان دور برای آرایش‌های مربعی با ۳۶ باریکه و آرایش‌های دایروی و مارپیچ فرما با ۳۷ باریکه در شکل (۱) آمده است و دایره قرمز رنگ مشخص شده در توزیع شدت میدان دور نشان‌دهنده سبد حد پراش می‌باشد. مطابق شکل، باریکه‌ها هیچ‌گونه برهمنهی در دهانه تابش باهم ندارند. با دقت در توزیع شدت میدان دور، تناوب دکارتی آرایش مربعی و تناوب زاویه‌ای آرایش دایروی کاملاً مشهود است؛ اما آرایش FSA از تقارن کم‌تری برخوردار است؛ که این خود نشان‌دهنده وجود وابستگی تقارنی میدان نزدیک و میدان دور می‌باشد.

نمودار توان در سبد برای این سه آرایش در شکل (۲) آمده است. آرایش مربعی با رنگ آبی، دایروی با نارنجی و FSA با سبز و سبد حد پراش با ستاره نشان داده شده است.



شکل ۱: توزیع شدت میدان نزدیک (الف) و میدان دور (ب) برای ۱: آرایش مربعی ۲: آرایش دایروی و ۳: آرایش مارپیچ فرما FSA

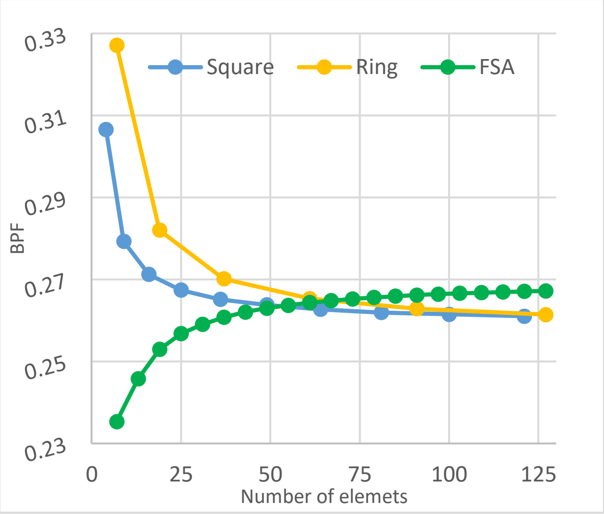
مطابق شکل (۲) بیشترین توان در سبد حد پراش با ۲۷٫۰۱٪ را آرایش دایروی دارد و BPF آرایش‌های مربعی و FSA به‌ترتیب ۲۶٫۵۱٪ و ۲۶٫۰۷٪ است که نشان می‌دهد آرایش مارپیچی فرما در این تعداد باریکه مزیت قابل توجهی بر دیگر آرایش‌ها ندارد.



شکل ۲: نمودار تغییرات توان بر حسب تغییرات شعاع سبد

۳-۲. مقایسه آرایش‌های مختلف

برای بررسی و مقایسه آرایش‌های مختلف و ارزیابی کیفیت باریکه ترکیبی، تعداد باریکه‌ها از ۷ تا ۱۲۷ باریکه برای آرایش‌های مربعی، دایروی و FSA تغییر داده شده و اثرات آن‌ها بر معیار کیفیت BPF بررسی شده است. نمودار تغییرات معیار BPF برحسب تغییرات تعداد باریکه برای سه آرایش مذکور در شکل (۳) آمده است.



شکل ۳: تغییرات معیار کیفیت باریکه ترکیبیBPF برحسب تغییرات تعداد باریکه

مطابق شکل برای آرایش مربعی و دایروی با افزایش تعداد باریکه، معیار BPF ابتدا روند نزولی دارد، درحالی که این روند برای آرایش FSA، ابتدا صعودی است؛ به‌طوری‌که شیب تغییرات BPF در تعداد باریکه‌های کم‌تر از ۳۶ بسیار زیاد است و در ادامه با افزایش هرچه بیشتر تعداد باریکه‌ها، شیب تغییرات بسیار کمتر می‌شود تا مقدار BPF تقریباً ثابت باقی می‌ماند. علاوه بر تفاوت در رفتار نمودارها برای آرایش FSA در مقایسه با آرایش‌های سنتی (مربعی و دایروی)، مشاهده می‌شود که برای آرایش‌هایی با تعداد باریکه بیش‌تر از ۶۱، معیار BPF برای آرایش FSA بیش‌تر از دو آرایش دیگر می‌شود. بنابراین برای تعداد باریکه کم (۷ باریکه)، بکارگیری آرایش دایروی (BPF=0.3271) در مقایسه با آرایش مربعی (BPF=0.3066) و FSA (BPF=0.2353) مناسب‌تر است؛ اما در تعداد باریکه زیاد (۱۲۷ باریکه)، آرایش FSA (BPF=0.267) در مقایسه با آرایش دایروی (BPF=0.2614) و مربعی (BPF=0.2610) توان بیشتری در سبد حد پراش جایگزیده می‌کند.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله ترکیب همدوس باریکه‌های گاوسی در خلأ برای آرایش‌های مربعی، دایروی و مارپیچ فرما (*FSA*) شبیه‌سازی شد و اثرات تعداد باریکه بر روی معیار کیفیت باریکه ترکیبیِ BPF بررسی شد؛ تا مقایسه‌ای بین این سه آرایش صورت پذیرد. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که برای دستیابی به حداکثر توان در سبد حد پراش، آرایش FSA برای تعداد باریکه بیش‌تر از ۶۱ و آرایش دایروی برای تعداد باریکه کم‌تر بهترین انتخاب است. همچنین برخلاف آرایش‌های مربعی و دایروی، آرایش FSA با روند افزایشی معیار BPF با افزایش تعداد باریکه همراه است؛ که نویدبخش استفاده از آرایش‌های مبتنی بر فراکتال در ترکیب باریکه در آینده است.

مرجع‌ها

[1] H. Injeyan and G. D. Goodno, *High power laser handbook*. McGraw-Hill Education, 2011.

[2] J. K. Jabczynski and P. Gontar, "Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combining performance," *Optics Communications*, vol. 442, pp. 40-45, 2019.

[3] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High power fiber lasers: a review," *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 219-241, 2014.

[4] P. Zhou, Z. Liu, X. Xu, and Z. Chen, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams," *Applied optics*, vol. 47, no. 18, pp. 3350-3359, 2008.

[5] T. Hou, Q. Chang, P. Ma, J. Long, and P. Zhou, "Laser array of coherent beam combination system revisited: angular domain perspective and fractal-based optimization," *arXiv preprint arXiv:2112.06012*, 2021.

[6] W. Li *et al.*, "Coherent beam combining array arrangement with a large number of elements," *Optics Communications*, vol. 522, p. 128687, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

مقایسه معیارهای نسبت اشترل، فاکتور M^2 و BPF برای ارزیابی کیفیت ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری در آرایش‌های هندسی شش‌ضلعی، دایروی و مربعی

سجاد قاآنی غلامحسینی، ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران
sajjadqaani@ihu.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده – عملکرد یک سیستم لیزری مبتنی بر ترکیب همدوس باریکه، توسط سنجه‌های کیفیت باریکه ترکیبی ارزیابی می‌شود. در این مقاله تأثیر تعداد باریکه بر کیفیت باریکه ترکیبی با معیارهای نسبت اشترل، فاکتور M^2 و ضریب انتشار باریکه (BPF) مطالعه شده است. در این راستا توزیع شدت میدان نزدیک، میدان دور و توان در سبد، برای آرایش‌های شش‌ضلعی، دایروی و مربعی گزارش شده است. نتایج نشان می‌دهد گرچه نسبت اشترل و فاکتور M^2 برای ارزیابی کیفیت تک باریکه معیارهای مناسبی هستند؛ اما به‌کارگیری آن‌ها برای ارزیابی کیفیت باریکه ترکیبی چندان مناسب به‌نظر نمی‌رسد و معیار BPF مناسب‌تر می‌باشد. همچنین از بین آرایش‌های بررسی شده، آرایش شش‌ضلعی دارای بیش‌ترین مقدار BPF (توان در سبد حد پراش) است.

کلید واژه- آرایش هندسی، ترکیب همدوس باریکه‌ها، تعداد باریکه، توزیع شدت، کیفیت باریکه

Comparison of Strehl ratio, M^2 factor and BPF metrics to evaluate the quality of coherent beam combination in hexagonal, ring and square geometrical array

Sajjad Qaani Gholamhosseini, Naser Siahvashi*

Department of Photonics, Imam Hossain Comprehensive University, Tehran, Iran

Abstract- The performance of a laser system based on coherent beam combination is evaluated by metrics of combined beam quality. In this article, The effect of changes in number of elements on the combined beam quality has been studied with the metrics of Strehl ratio, M^2 factor and beam propagation factor (BPF). In this regard, intensity distribution of near field, far field and power in bucket has been reported for hexagonal, ring and square arrays. results show that although Strehl ratio and M^2 factor are suitable for evaluating the quality of a single beam; But using them to evaluate combined beam quality does not seem very appropriate, and the use of BPF metric is more proper. Also, among the examined arrays, hexagonal array has the most BPF value.

Keywords: Beam quality, Coherent beam combination, Geometrical array, Intensity distribution, Number of elements

۱. مقدمه

روش‌های ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه‌های لیزری از اواخر دهه ۱۹۸۰، به عنوان یک راه‌حل مناسب برای غلبه بر محدودیت‌های حوزه لیزرهای توان بالا معرفی شده‌اند [۱, ۲]. در ترکیب باریکه‌ها، آرایه‌ای از چندین لیزر با برهم‌نهی میدان‌های گسیلی، قابلیت جایگزیدگی توان در محل صفحه مشاهده را افزایش می‌دهند. یکی از چالش‌های این حوزه، نحوه سنجش کیفیت باریکه ترکیبی می‌باشد که معیارهای متنوعی برای آن ارائه شده است. لی و همکاران، به بررسی اثرات تعداد باریکه‌ها و فضای بین باریکه‌های مجاور بر کیفیت باریکه با معیار M^2 پرداختند [۳]. ژو و همکاران با معرفی معیار BPF به عنوان معیار کیفیت باریکه، دریافتند با افزایش تعداد لیزرها، این معیار تقریباً بدون تغییر باقی می‌ماند [۴]. فن و همکاران، کیفیت باریکه حاصل از آرایش شش‌ضلعی را با نسبت اشترل مورد مطالعه قرار دادند [۵]. جابزینسکی به بررسی اثراتی بر کیفیت باریکه ترکیبی پرداخت [۱, ۶]. در گزارشات ارائه شده، مقایسه عددی بین معیارهای مختلف کیفیت باریکه ترکیبی ارائه نشده است؛ لذا در این مقاله تحلیل و مقایسه معیارهای نسبت اشترل، فاکتور M^2 و BPF برای ارزیابی مناسبی از کیفیت باریکه ارائه شده است. برای این منظور با ارائه اصول و مبانی ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری و با شبیه‌سازی عددی انتگرال هوینگس-فرنل، توزیع شدت میدان دور باریکه ترکیبی را بدست آورده و با تغییر تعداد باریکه‌ها برای سه آرایش شش‌ضلعی، دایروی و مربعی، معیارهای کیفیت باریکه مورد تحلیل و مقایسه قرار گرفته است.

۲. اصول و مبانی

۲-۱. نظریه انتشار باریکه گاوسی در خلأ

در نظریه پراش فرانهوفر، با توجه به انتگرال هویگنس-فرنل و تبدیل فوریه میدان نزدیک، برای میدان دور تک باریکه i ام در فاصله دور L خواهیم داشت:

$$E_i(x,y,z=L)=\frac{e^{ikr}}{i\lambda r}E_{0_p}2\pi w^2(0)\times \int_{\rho'_0=0}^{1} e^{-\rho'^{\,2p}_0} J_0\left(\frac{k}{r}\rho w(0)\rho'_0\right)\rho'_0\, d\rho'_0 \qquad (۱)$$

در رابطه فوق k عددموج، λ طول‌موج، E_{0_p} دامنه میدان باریکه سوپرگاوسی با مرتبه p، $w(0)$ شعاع کمره هر باریکه و J_0 تابع بسل نوع اول مرتبه صفر است. با برهم‌نهی میدان باریکه‌ها، توزیع شدت میدان دور بدست می‌آید.

۲-۲. معیارهای کیفیت باریکه ترکیبی

معیارهای متنوعی در بررسی کیفیت باریکه معرفی شده‌اند. نسبت اشترل به عنوان نسبت قله شدت میدان دور باریکه به یک باریکه سرتخت[۱] ($p=\infty$) با همان توان و دهانه تابش، تعریف می‌شود [۷, ۸]. با انتگرال‌گیری از رابطه‌ی (۱) برای باریکه سرتخت، شدت روی محور میدان دور آن بدست می‌آید:

$$I_{\substack{tophat\\(p=\infty)}}(0,0,L)=\left(\frac{E_{0\,p=\infty}}{\lambda L}\pi D^2\right)^2, SR=\frac{I_{CBC}(0,0,L)}{I_{\substack{tophat\\(p=\infty)}}(0,0,L)} \qquad (۲)$$

که $E_{0_{p=\infty}}$ دامنه میدان باریکه سرتخت با توان کل $P_t=(E_{0\,p=\infty}\pi w(0)^2)^2$ می‌باشد. همچنین فاکتور M^2 نسبت واگرایی باریکه به باریکه گاوسی ایده‌آل و همیشه $M^2\geq 1$ است. در میدان دور، معیار M^2 را می‌توان با استفاده از تعریف گشتاور مرتبه دوم محاسبه کرد [۹-۱۱]:

$$W_q^{\,2}(z)=4\frac{\int(q-q_0)^2 I(x,y,z)dxdy}{\int I(x,y,z)dxdy}$$
$$M_q^{\,2}=W_q^{\,2}(z)W_q^{\,2}(0)\frac{\pi}{\lambda z}, M_r^{\,2}=\sqrt{M_x^{\,2}M_y^{\,2}} \qquad (۳)$$

که q_0 مرکز ثقل و $W_q(z)$ پهنای باریکه در راستای مختصه q است. معیار ضریب انتشار باریکه[۲]-مقدار توان جایگزیده شده در دایره‌ای (سبد) به شعاع حد پراش، $R_{dl}=\frac{1.22\lambda}{D}z$، در صفحه مشاهده- از رابطه (۴) بدست می‌آید [۱]:

[۱] Top-hat

[۲] Beam Propagation Factor (BPF)

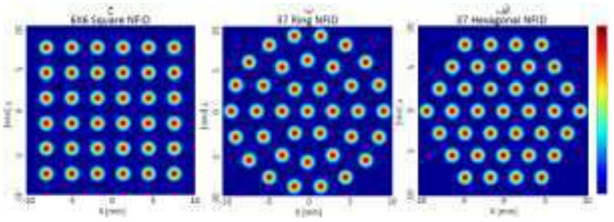
$$PIB(R_B) = \frac{\int_{\rho=0}^{R_B}\int_{\theta=0}^{2\pi} I(\rho,\theta,z)\rho d\theta d\rho}{P_t}, BPF = PIB(R_{dl}) \quad (۴)$$

۳. شبیه‌سازی و نتایج

در شبیه‌سازی‌ها، شعاع کمره، طول موج هر باریکه و فاصله مرکزبه‌مرکز باریکه‌های مجاور به ترتیب ۱، mm ۱۰۸۰ nm و ۳ mm در نظر گرفته شد. همچنین صفحه مشاهده در فاصله ۱۰ کیلومتری (ناحیه میدان دور) و توان کل در تمامی شبیه‌سازی‌ها ثابت فرض شده است.

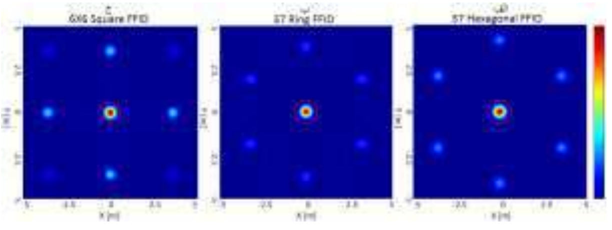
۳-۱. توزیع شدت میدان دور

آرایش‌های شش‌ضلعی و دایروی با ۳۷ باریکه و آرایش مربعی با ۳۶ باریکه شبیه‌سازی شده است. توزیع شدت میدان نزدیک ارائه شده در شکل (۱) حاکی از آن است که باریکه‌ها هیچ‌گونه تداخلی در دهانه تابش با یکدیگر ندارند.



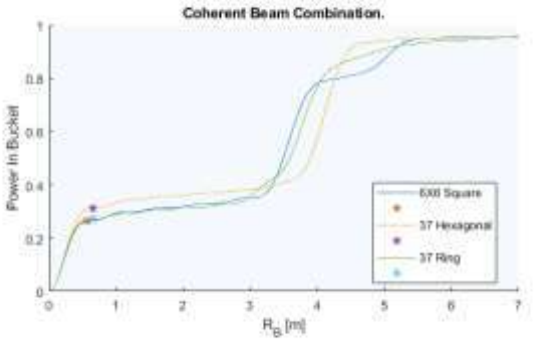
شکل ۱: توزیع شدت میدان نزدیک (دهانه تابش) برای آرایش‌های مختلف. الف: شش‌ضلعی، ب: دایروی و ج: مربعی

توزیع شدت میدان دور این سه آرایش در شکل (۲) آمده است و دایره قرمز رنگ نشان‌دهنده سبد حد پراش می‌باشد. مطابق شکل آرایش شش‌ضلعی و دایروی تناوب زاویه‌ای و آرایش مربعی تناوب دکارتی دارند.



شکل ۲: توزیع شدت میدان دور (صفحه مشاهده) برای آرایش‌های مختلف. الف: شش‌ضلعی، ب: دایروی، ج: مربعی

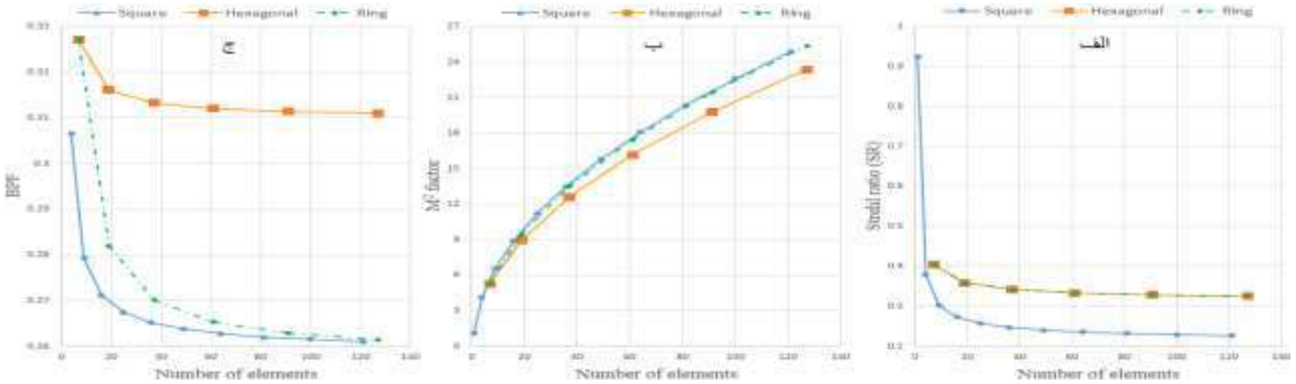
همچنین نمودار توان در سبد، $PIB(R_B)$، برای این سه آرایش در شکل (۳) آمده است. آرایش شش‌ضلعی با رنگ نارنجی، دایروی با سبز و مربعی با آبی نشان داده شده است؛ همچنین نقاط ستاره‌دار نیز سبد حد پراش را نشان می‌دهند. مطابق شکل بیشترین توان در سبد حد پراش را آرایش شش‌ضلعی دارد و آرایش‌های مربعی و دایروی دارای مقادیر تقریباً یکسانی هستند.



شکل ۳: نمودار تغییرات توان بر حسب تغییرات شعاع سبد

۳-۲. بررسی سنجه‌های کیفیت باریکه ترکیبی

در این بخش برای بررسی کیفیت باریکه ترکیبی در آرایش‌های مذکور از سنجه‌های مختلف استفاده شده است. نتایج حاصل از بررسی‌های صورت گرفته، برای نسبت اشترل در شکل (۴-الف)، فاکتور M^2 (۴-ب) و BPF (۴-ج) نشان داده شده است. لازم به ذکر است که این بررسی‌ها برای تعداد ۷ تا ۱۲۷ باریکه انجام شده است. با توجه به اینکه نسبت اشترل به بررسی تنهای شدت قله مرکزی پرداخته و مقدار یکسانی برای آرایش شش‌ضلعی و دایروی (روی هم افتادن منحنی‌ها در شکل (۴-الف)) ارائه می‌دهد؛ برای ارزیابی کیفیت باریکه ترکیبی مطلوب نیست. مطابق شکل (۴-ب) با افزایش تعداد باریکه‌ها، فاکتور M^2 افزایش می‌یابد؛ درحالی‌که رفتار معیار BPF پس از یک روند کاهشی ثابت می‌شود (۴-ج)؛ این نشان دهنده ثابت بودن مقدار توان جایگزیده شده در سبد حد پراش است. بنابراین معیار M^2 نمی‌تواند کیفیت باریکه ترکیبی را به درستی ارزیابی کند. همچنین نتایج شکل (۴-ج) حاکی از آن است که آرایش شش‌ضلعی با هر تعداد باریکه، بیشترین توان جایگزیده شده در سبد حد پراش را تولید می‌کند.



شکل ۴: سنجه‌های کیفیت باریکه ترکیبی برحسب تغییر تعداد باریکه. الف: نسبت اشترل (SR)، ب: فاکتور M^2 و ج: سنجه BPF

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله معیارهای کیفیت ترکیب همدوس باریکه‌های گاوسی در خلأ مورد ارزیابی قرار گرفت. این بررسی‌ها برای آرایش شش‌ضلعی، دایروی و مربعی انجام شد. به‌طورکلی معیارهای نسبت اشترل و M^2 برای ارزیابی کیفیت تک باریکه لیزر مناسب هستند و برای باریکه ترکیبی ارزیابی قابل قبولی گزارش نمی‌کنند؛ علت این امر این است که نسبت اشترل بدون استفاده از اطلاعات توزیع شدت، فقط قله شدت مرکزی را مورد مطالعه قرار می‌دهد و برای آرایش‌های شش‌ضلعی و حلقوی مقدار یکسان دارد و فاکتور M^2 نیز به دلیل توزیع شدت ترکیبی غیرگاوسی (لوب مرکزی و لوب‌های جانبی) با افزایش تعداد باریکه‌ها، روند افزایشی دارد؛ در حالی‌که توان در سبد حد پراش، ثابت می‌ماند؛ پس این معیار نیز نمی‌تواند معیار مناسبی باشد. لذا می‌توان گفت که معیار BPF مناسب‌ترین معیار برای ارزیابی کیفیت باریکه ترکیبی است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که برای دستیابی به بیشینه توان در سبد حد پراش، آرایش شش‌ضلعی بهترین انتخاب است.

مرجع‌ها

[۱] J. K. Jabczynski and P. Gontar, "Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combining performance," *Optics Communications*, vol.442, p.40-45, 2019.

[۲] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High power fiber lasers: a review," *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol.20, no.5, p.219-241, 2014.

[۳] Y. Li, L. Qian, D. Lu, D. Fan, and S. Wen, "Coherent and incoherent combining of fiber array with hexagonal ring distribution," *Optical fiber technology*, vol.15, no.3, p.226-232, 2009.

[٤] P. Zhou, Z. Liu, X. Xu, and Z. Chen, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams," *Applied optics*,vol.47,no.18,p.3350-3359, 2008.

[٥] X. Fan, J. Liu, J. Liu, and J. Wu, "Coherent combining of a seven-element hexagonal fiber array," *Optics & Laser Technology*, vol.42, no.2, p.274-279, 2010.

[٦] P. Gontar and J. K. Jabczynski, "Influence of beam shape on piston and tilt error in coherent combined laser array," *Optical Engineering*, vol.58, no.6, p.066103, 2019.

[٧] H. Injeyan and G. D. Goodno, *High power laser handbook*. McGraw-Hill Education, 2011.

[٨] V. N. Mahajan, "Strehl ratio of a Gaussian beam," *JOSA A*, vol.22, no.9, p.1824-1833, 2005.

[٩] A. E. Siegman, "How to (maybe) measure laser beam quality," in *Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues*, 1998: Optica Publishing Group, p. MQ1.

[١٠] Y. Ke *et al.*, "Measurement system with high accuracy for laser beam quality," *Applied Optics*, vol.54, no.15, p.4876-4880, 2015.

[١١] T. S. Ross, "Laser beam quality metrics," 2013: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers.

اثر آشفتگی‌های جوی بر برد مؤثر سامانهٔ لیدار

فهیمه ابری نائی، نوا خانگی

گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

Fa.abrinaei@iau.ac.ir

چکیده – عملکرد سیستم لیدار در شرایط آب و هوایی نامساعد با چالش‌هایی مواجه است. آشفتگی‌های جوی مانند مه سبک، مه سنگین و باران می‌تواند در تشخیص هدف و برد مؤثر سامانه لیدار تأثیر منفی ایجاد کند. بررسی تأثیر آشفتگی‌های جوی روی برد مؤثر سامانهٔ لیدار نشان داد که حداکثر برد مؤثر با افزایش ضریب تضعیف به میزانِ قابل توجهی کاهش می‌یابد. مقایسهٔ حداکثر برد مؤثر در هوای صاف، بارانی و مه آلود نشان داد که باران و مه برد مؤثر لیدار را با افت قابل توجهی مواجه می‌کند.

کلید واژه- آشفتگی‌های جوی، حداکثر برد مؤثر، سامانهٔ لیدار، ضریب تضعیف جوی.

The Effect of Atmospheric Turbulences on the Effective Range of LiDAR System

Fahimeh Abrinaei, Nava Khanegi

Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran
Fa.abrinaei@iau.ac.ir

Abstract- LiDAR system performance in adverse weather conditions faces challenges. Atmospheric turbulences such as light fog, heavy fog, and rain can have a negative effect on target detection and effective range of the LiDAR system. Investigating the effect of atmospheric turbulence on the effective range of the LiDAR system showed that the maximum effective range decreases significantly with the increase of the attenuation coefficient. The comparison of the maximum effective range in clear, rainy, and foggy weather showed that rain and fog significantly decrease the effective range of LiDAR.

Keywords: Atmospheric turbulence, Attenuation coefficient, LiDAR system, Maximum effective range.

مقدمه

سامانۀ لیدار یک وسیلۀ سنجش از راه دور است که از مقایسۀ خصوصیات نور تابیده و بازتابیده از هدف برای تعیین ویژگی‌های هدف استفاده می‌کند. در تکنولوژی سامانۀ لیدار بر پایۀ لیزر پالسی، تصویربرداری سه‌بعدی با وضوح بالا از اجسام دور امکان پذیر است و اندازه‌گیری برد با استفاده از محاسبۀ زمان پرواز یک پالس نوری انجام می‌شود. فرستنده (یک لیزر پالسی) و گیرندۀ سامانۀ لیدار که عموماً شامل یک آشکارساز است که سیگنال‌های نوری دریافتی را به سیگنال‌های الکتریکی تبدیل می‌کند، از مهم‌ترین اجزای یک لیدار زمانِ پرواز است. از ادوات اپتیکی که علاوه بر فرستنده در گیرنده نیز به‌کار می‌رود، برای پرتاب نور لیزر روی یک هدف، جمع‌آوری نور پراکنده‌شده از هدف و در نهایت متمرکزکردن نور روی آشکارساز استفاده می‌شود. نقش زمان‌سنج، سیستم پردازنده و نمایشگر نیز شناسایی و زمان‌بندی پالس‌های نوری است که زمانِ پرواز یک پالس نوری را اندازه‌گیری می‌کنند.

برد سامانۀ لیدار ($\boldsymbol{R}$)، از رابطۀ $R=(c/n)(\tau/۲)$ محاسبه می‌شود که در آن $\boldsymbol{\tau}$ زمان رفت و برگشت یک پالس نوری از هنگام خروج از لیزر و برخورد به هدف تا رسیدن به گیرنده، $\boldsymbol{n}$ میانگین ضریب شکست مسیر نوری بین لیدار و هدف و $\boldsymbol{c}$ سرعت نور در خلأ است.

اندازه‌گیری برد مؤثر سامانۀ لیدار مستلزم محاسبۀ انرژی یا توان در دو مرحله است. مرحلۀ اول شامل محاسبۀ شدت نور لیزر بازتابیده از هدف است که برحسب تعداد فوتون‌های برگشتی به هر آشکارساز در یک بازۀ زمانی مشخص، بیان می‌شود. بخش دوم محاسبه می‌کند که برای اندازه‌گیری سطح سیگنال برگشتی در هر آشکارساز چه مقدار انرژی برحسب فوتون مورد نیاز است که در این حالت لازم است انرژی برگشتی را با نویز مقایسه کنیم [۱].

آب و هوای نامساعد چالش‌هایی را برای توسعۀ سیستم‌های مستقل و پیشرفتۀ ایمن و قابل اعتماد ایجاد می‌کند. انتظار می‌رود شرایط نامطلوب جوی مانند مه سبک، مه سنگین و باران بر تشخیص شیء و تشخیص برد مؤثر سامانه لیدار تأثیر بگذارد. در این مقاله، اثر آشفتگی‌های جوی روی برد مؤثر سامانۀ لیدار مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مدل ریاضی

اثرات ترکیبی جذب و پراکندگی را می‌توان با ضریب تضعیف توان نوری و یا انرژی پالس بیان کرد که آن را با نماد σ نمایش می‌دهند و واحد آن m^{-1} است. تضعیف اتمسفر از پراکندگی و جذب توسط مولکول‌ها و ذرات معلق در هوا حاصل می‌شود. ضریب تضعیف کل اتمسفر برابر با مجموع ضرایب برای فرایندهای جداگانه است که در آن α ضریب جذب و β ضریب پراکندگی است و اندیس‌های m و a به‌ترتیب معرف فرآیندهای مولکولی و هواویز[۱] است [۲]:

$$\sigma = \alpha_m + \beta_m + \alpha_a + \beta_a \quad (۱)$$

در تابش باریکۀ لیزر روی هدف، بسته به میزان واگرایی پرتو، اندازۀ هدف و برد می‌توان دو حالت را متصور شد. اولی حالتی است که پرتوی لیزر، هدف را کمتر پر کند (UF)[۲] و دومی حالتی است که باریکۀ لیزر هدف را بیش از حد پر کند (OF)[۳]. در حالت UF، ابعاد هدف بزرگتر از نقطۀ لیزر

[۱] Aerosol
[۲] Underfilled
[۳] Overfilled

است که در این صورت تمام انرژی‌ای که در پالس لیزر وجود دارد، توسط هدف پراکنده می‌شود. در حالت OF، ابعاد هدف کوچک‌تر از نقطهٔ لیزر است که در این صورت تنها بخشی از انرژی پالس لیزر توسط هدف پراکنده می‌شود.

برای مقایسهٔ اثرات شرایط جوی بر عملکرد لیدار، از مشخصات یک لیدار نوعی به‌صورت زیر استفاده شد: طول موج لیزر (λ) ۱۵۵۰ نانومتر، قطر دیافراگم گیرنده (D) ۳۰ سانتی‌متر، سطح مقطع هدف (A_t) ۲/۵ × ۲/۵ متر مربع، فاکتور موردنیاز برای دستیابی به یک نرخ هشدار کاذب خاص (N_f) ۸، انرژی پالس لیزر (E_{tx}) ۳۰۰ میکرو ژول، ورودی معادل نویز (NEI) ۴۴/۵ فوتون، واگرایی پرتوی لیزر (نیم زاویه) (ϕ) ۰/۵ میلی‌رادیان، بازتاب پراکنده (ρ) ۳۰ ٪، کارایی سیستم نوری (η) ۹۰٪، زاویهٔ تابش (θ) °۳۰. برد مربوط به OF را می‌توان به‌صورت تقریبی از معادلهٔ زیر به دست آورد [۲، ۳]:

$$R_{OF} \approx \sqrt{\frac{A_t \cos(\theta)}{\pi \phi^2}} \qquad (۲)$$

با در نظرگرفتن تابع دبلیوی لامبرت، ($W_0[x\,exp(x)]$ برای $w \geq -1$)، می‌توان تضعیف جو را وارد معادلات کرد. حداکثر برد مؤثر،R_{max}، برای یک هدف UF با در نظر گرفتن تضعیف جو برابر است با [۲]:

$$R_{\max} = \frac{1}{\sigma} W_0 \left[\sigma \sqrt{\frac{\eta \rho E_{tx} \cos(\theta) D^2}{4 N_f (NEI) E_{ph}}} \right] \qquad (۳)$$

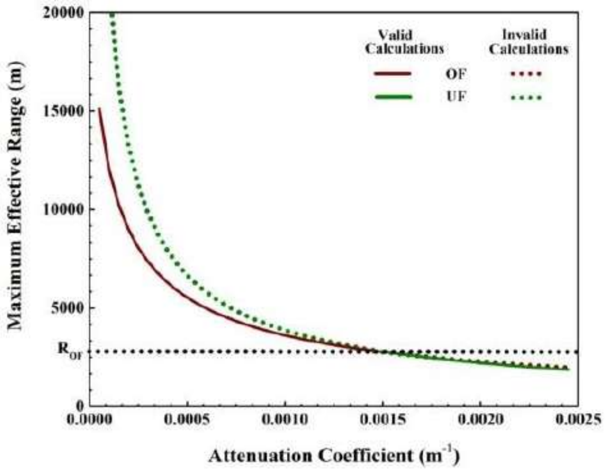
حداکثر برد مؤثر،R_{max}، برای یک هدف OF در حضور تضعیف جوی از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید [۲، ۴]:

$$R_{\max} = \frac{2}{\sigma} W_0 \left[\frac{\sigma}{2} \sqrt[4]{\frac{\eta \rho E_{tx} A_t \cos^2(\theta) D^2}{4 \pi \phi^2 N_f (NEI) E_{ph}}} \right] \qquad (۴)$$

که E_{Ph} انرژی فوتون است و از رابطهٔ hc/λ به‌دست می‌آید.

نتایج و بحث

حداکثر برد مؤثر به صورت تابعی از ضرایب تضعیف جوی مختلف با حل عددی معادلات (۳) و (۴) محاسبه و در شکل ۱ رسم شده است.

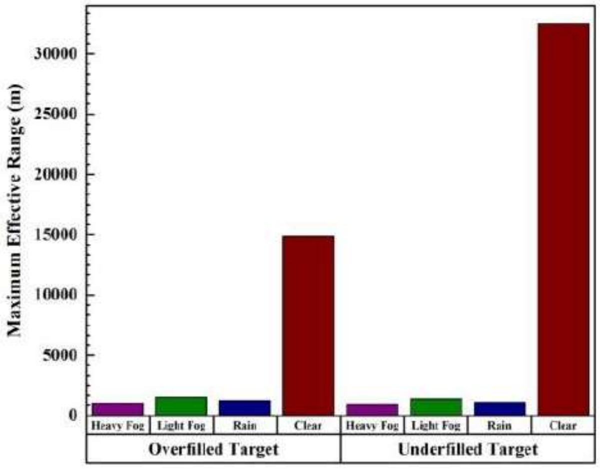


شکل ۱: حداکثر برد مؤثر برای حالت های UF و OF بر حسب ضریب تضعیف جو.

از آن‌جا که پرشدن یا پرنشدنِ هدف توسط لکهٔ لیزر، بستگی به برد سامانهٔ لیدار دارد، معادله‌های (۳) و (۴) باید با احتیاط مورد استفاده قرار گیرند. از این رو برای تایید نتایج باید R_{max} به‌دست آمده از این دو معادله را با R_{OF} در معادلهٔ (۳) مقایسه کرد. نمودار خط چین افقی که در شکل ۱ با R_{OF} مشخص شده است برد سامانهٔ لیدار است که جهت مقایسه با حداکثر برد مؤثر در شکل رسم شده است. همان‌طور که در شکل مشخص شده است، بخش نقطه‌چین از هر منحنی نشان‌دهندهٔ محدودهٔ داده‌های نامعتبر و منحنی پر نشان‌دهندهٔ محدودهٔ داده‌های معتبر است. مشاهده می‌شود که ضریب تضعیف ۰/۰۰۱۵ یک مرز در محل تقاطع نمودارهای OF و UF با خط چین افقی ایجاد کرده است. نمودار OF قبل از تقاطع و نمودار UF بعد از تقاطع دارای داده‌های معتبر است. همان‌طور که از شکل ۱

مشاهده می‌شود، با افزایش ضریب تضعیف، برد مؤثر سامانهٔ لیدار برای هر دو هدف UF و OF کاهش می‌یابد. همان‌طور که انتظار می‌رود، تغییرات میزان حداکثر برد مؤثر سامانهٔ لیدار بر حسب ضریب تضعیف، از یک روند خطی تبعیت نمی‌کند.

برای ارزیابی تأثیر شرایط جوی بر حداکثر برد مؤثر سامانهٔ لیدار، نمودار تغییرات حداکثر برد مؤثر بر حسب شرایط جوی مختلف از قبیل مه سبک، مه سنگین، باران و هوای صاف برای هر دو حالت UF و OF با استفاده از معادله‌های (۳) و (۴) محاسبه و در شکل ۲ نشان داده شده است. از نمودار شکل ۲ می‌توان دریافت که در حضور آشفتگی‌های جوی برد مؤثر برای هر دو حالت UF و OF به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد. در حالی که برد مؤثر در هوای صاف به طرز چشمگیری بالاست، در شرایط مه و باران که حاکی از وجود آشفتگی جوی است افت قابل توجهی را تجربه می‌کند.



شکل ۲: حداکثر برد مؤثر سامانهٔ لیدار برای شرایط جوی مختلف

با این حال در شرایط مه سبک و با وجود کاهش برد مؤثر، سامانهٔ لیدار نسبت به شرایط مه سنگین و باران هم‌چنان دارای برد قابل قبولی است. از آن جا که فضای آزاد محیطی پاشنده برای نور لیزر تلقی می‌شود اثرات شرایط جوی منجر به نوسان در شدت و فاز پرتوها و در نتیجه کاهش برد مؤثر سامانهٔ لیدار می‌شود.

نتیجه‌گیری

اثر شرایط جوی روی کارایی و حداکثر برد مؤثر سامانهٔ لیدار بررسی شد. نتایج نشان داد که افزایش ضریب تضعیف جوی منجر به افت حداکثر برد مؤثر لیدار می‌شود. علاوه بر این، بررسی تغییرات حداکثر برد مؤثر در شرایط هوای صاف، بارانی، مه سبک و سنگین نشان داد که آشفتگی‌های جوی با تغییر در ضریب شکست محیط، منجر به نوسان در شدت و فاز پرتوی لیزر و در نتیجه کاهش برد مؤثر سامانهٔ لیدار می‌شود.

مرجع‌ها

P. McManamon, “LiDAR technologies and systems”, SPIE Press, Vol. PM300, pp. 520, 2010.

G. M. Williams, Jr.; A. Huntington, “Lidar Effective Range”, Allegro MicroSystems, 2021.

G. M. Williams, Jr.; A. Huntington, “Limitations of NEP as a Lidar APD Photoreceiver Performance Metric”, Allegro MicroSystems, 2021.

Arame ., N Mbaye. Niane, M. Dath, A. B. A.C Boye Faye, “Wireless Optical Signal Availability and Link Range Analyses over Strong Fluctuating Meteorological Conditions with Case Study in Senegal”, Indian J. Sci. Technol., Vol. 10, No. 45, pp. 1-11, 2017.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

مطالعه تجربی عملکرد میکروکانال مخروطی برای اندازه گیری جابجایی

مصطفی رفیعی آتانی[۱]، محمد حسین مهدیه[۲]*، بهزاد محمدفام[۳]

دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده فیزیک، نارمک تهران[۱،۲]

دانشگاه تبریز، دانشکده مهندسی برق، تبریز[۳]

***mahdm@iust.ac.ir**

چکیده : در این مقاله، عملکرد یک میکروتشدیدگر مخروطی (ازجنس PDMS) که مملو از ماده فعال رودامین B می باشد، مورد مطالعه قرار گرفته است. ماده فعال داخل میکروکانال توسط پرتو لیزر پالسی Nd:YAG (فرکانس دوم با طول موج ۵۳۲ نانومتر) مورد تابش دهی قرار گرفته است. تشعشعات ماده فعال توسط میکروکانال در یک طول موج خاص تشدید می‌گردد. طول موج تشدید وابسته به محل تابش دهی و شعاع آن می باشد. طول موج تشدید و پهنای آن، به موقعیت پرتو پمپ و اندازه آن بر روی میکروکانال بستگی دارد. نتایج نشان میدهند که جابجایی های ریز در میکروکانال از مرتبه قطر پرتو پمپ قابل آشکارسازی می باشد.

کلید واژه: گسیل تحریکی، میکروکانال،گسیل خودبخودی، میکروتشدیدگر، رودامین B

Performance of a hollow conic microchannel for displacement measurement

Mostafa Rafiei Atani[1], Mohammad Hossein Mahdieh[2*], Behzad Mohammadfam[3]

Department of physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran[1,2]
Department of electrical engineering, University of Tabriz[3]

***mahdm@iust.ac.ir**

Abstract: In this paper, performance of a hollow conic microresonator (microchannel made of PDMS polymer) was studied experimentally. The microchannel was filled with Rhodamine B as active medium which was pumped by an Nd:YAG laser beam (second harmonic 532nm). The radiation of active medium was resonance at a specific wavelength. The resonance wavelength and its broadening depend on the position of pump beam along the microchannel and its spot size at that position respectively. The results show that displacement of microchannel at the order of beam spot size can be measured.

Keywords: stimulated emission, microchannel, spontaneous emission, microresonator, Rhodamine B

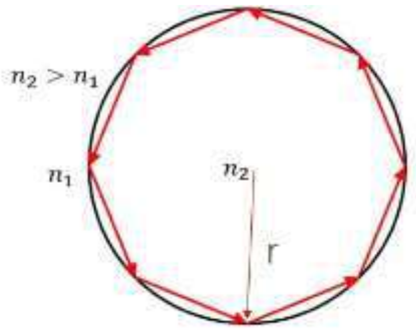
مقدمه

مطالعه تشدیدگرهای ریز (میکروتشدیدگرها) در حوزه اپتیک و لیزر، به دلیل کاربردهای متنوع بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱-۴]. در طول چند دهه گذشته، پژوهش های متعددی در این حوزه صورت گرفته است. این تشدیدگر ها به دلیل حساسیت زیاد(ضریب کیفیت بالا) و حجم مدی کم، در حسگرهای زیستی، حسگرهای دما، فشار و نیرو استفاده می‌شود[۵]. همچنین میکروتشدیدگرها در فیلترهای اپتیکی و میکرولیزرها به کار برده می شوند[۱]. میکروتشدیدگر ها بصورت حلقوی، استوانه ای، دیسکی، کروی و مخروطی ساخته شده اند[۴و۳].

در این مقاله، عملکرد یک میکروتشدیدگر مخروطی (ازجنس PDMS) با محیط فعال رودامینB مورد مطالعه قرار گرفته است. تشدیدگر از یک میکروکانال (ازجنس PDMS) می‌باشد که ماده فعال درون آن، توسط یک لیزر پالسی، تحریک می شود. با بررسی طیف ناشی از تشعشات رودامین B جابجایی تشدیدگر در راستای طول اندازه گیری می شود.

مبانی نظری

مسیر نور در یک میکروتشدیدگر حلقوی بر اساس بازتاب داخلی در فصل مشترک دو محیط در شکل۱ نشان داده شده است. شرط تشدید در میکروتشدیدگرهای حلقوی با رابطه $m\lambda = (2\pi r)n$ توصیف می‌گردد که درآن λ طول موج تشدید، m شماره مد، n ضریب شکست محیط داخل

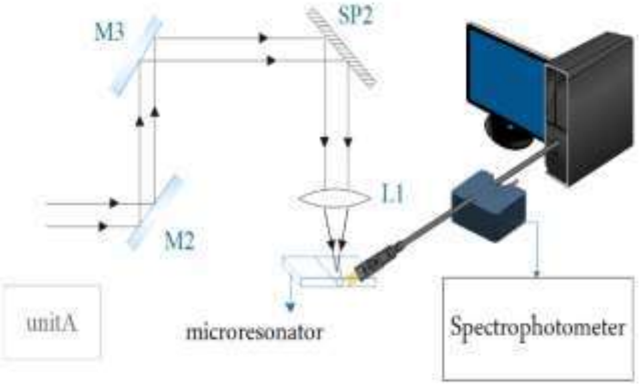


شکل۱: بازتاب داخلی در میکروتشدیدگر

میکروتشدیدگر و r شعاع آن می باشد. بنابراین در صورتی که شعاع تشدیدگر تغییر نماید، طول موج تشدید تغییر خواهد کرد.

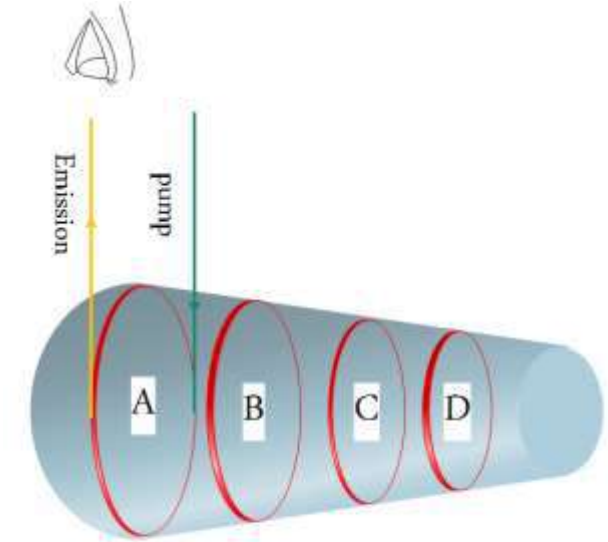
آزمایش

شکل۲، چیدمان آزمایش را نمایش می‌دهد. در این آزمایش، داخل یک میکروکانال مخروطی(از جنس PDMS)، محلول رودامین B (با غلظت۱۰ میلی مول در اتانول حل شده) به عنوان ماده فعال تزریق شده است. کانال توسط لیزر پالسی



شکل۲: چیدمان آزمایش

Nd:YAG (فرکانس دوم با طول موج ۵۳۲ نانومتر و طول پالس ۱۰ نانوثانیه) با استفاده از یک لنز متمرکز کننده (فاصله کانونی ۱۵ سانتی متر) تحریک می‌شود. قطر پرتو لیزر پمپ روی میکروکانال ۱۵۰ میکرومتر است. بنابراین در هر تابش‌دهی، فقط محدوده‌ای از تشدیدگر با ابعاد پرتو متمرکز شده تحریک می‌گردد. همچنین نمونه بر روی جابجاگر میکرونی قرار دارد و می‌توان میکروکانال را بطور دقیق در راستای محور مخروط جابجا نمود. از انرژی های مختلف لیزر (۲/۸، ۳/۵، ۴/۳،و۵ میلی ژول) برای تحریک کردن ماده فعال استفاده شد. طیف تشعشات ناشی از تحریکِ رودامین B، توسط فیبر نوری جمع آوری و به طیف سنج منتقل می‌شود. میکروکانال یک مخروط ناقص می‌باشد که طول آن ۸ میلی متر و قطر بزرگ آن ۱۲۵ میکرون و قطر کوچک آن ۴۰ میکرون می باشد(شکل ۳). نقاط تابش دهی (A,B,C,D) در طول میکروکانال و با فاصله ۲ میلی متر از یکدیگر می‌باشد. قطر نقاط (A,B,C,D) به ترتیب ۱۲۱، ۱۰۰، ۶۸ و ۴۲ میکرومتر می باشند. با جابجایی میکروکانال در راستای محور



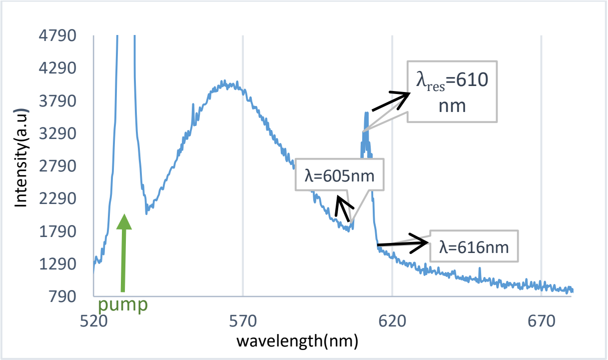
آن می‌توان بخش هایی با شعاع‌های مختلف را تابش دهی و

شکل۳: نقاط تابش دهی بر روی میکروکانال

رفتار طیفی آن را بررسی کرد.

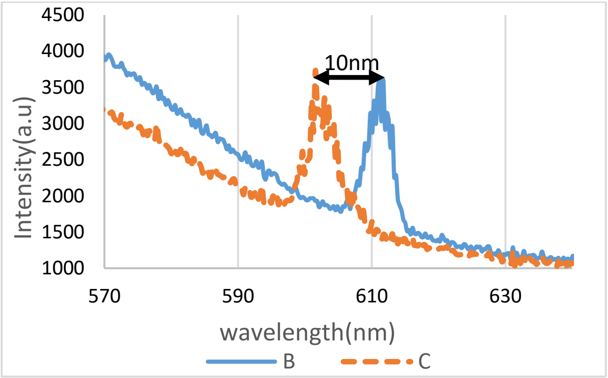
نتایج و بحث

شکل۴، گسیل محلول رودامین B، در بازه ۵۲۰ نانومتر تا ۶۶۰ نانومتر را نشان می دهد.



شکل ۴: طیف ناشی از تشعشات محلول رودامین B درنقطه تابش دهی B.

این طیف مربوط به تابش دهی نقطه B می باشد. مشاهده می گردد که در محدوده ۶۱۰ نانومتر یک فرآیند تشدید اتفاق افتاده است. در شرایط تشدید، گسیل خودبخودی در رودامین (در محدوده طول موج تشدید) به فرآیند تشعشع تحریکی تبدیل می شود. محاسبات نشان می دهد که، طول موج تشدید بر اساس محاسبات نیز ۶۱۰ نانومتر می باشد.



شکل ۵: جابجایی بیشینه گسیل تحریکی ناشی از تابش دهی به دو موقعیت مختلف در نقاط B و C

با تغییر موقعیت میکروکانال و تابش دهی نقاط مختلف، طول موج تشدید جابجا می‌شود. شکل ۵ جابجایی طول موج تشدید برای که با تابش دهی دو نقطه مختلف در راستای محور مخروط را نشان می‌دهد. در این شکل، جابجایی ۱۰ نانومتر برای طول موج تشدید ایجاد شده است که مربوط به تابش دهی میکروکانال در دو موقعیت B و C می باشد. فاصله دو موقعیت فوق در حد ۲ میلیمتر می‌باشد. دقت اسپکتروفوتومتر از مرتبه ۰/۳ نانومتر می باشد. بنابراین می توان جابجایی های میکروکانال در حدود ۲۰۰ میکرومتر و در راستای محور آن را با این شیوه تشخیص داد. به عبارت دیگر این نتایج نشان می دهد که دقت در اندازه گیری جابجایی میکروکانال در حدود اندازه قطر پرتو پمپ می باشد. بنابراین در این سامانه هر چقدر قطر پرتو در محل تابش دهی کوچکتر شود، به شرطی‌که قدرت تفکیک اسپکتروفوتومتر اجازه دهد، می توان جابجایی میکروکانال با دقت بیشتری را اندازه گیری کرد. در عین حال اگر قطر پرتو متمرکز شده روی میکروکانال کوچکتر باشد، پهنای طول موج تشدید نیز کاهش می‌یابد. در واقع پهنای طول موج تشدیدی به ضخامت ناحیه تحریک شده توسط لیزر پمپ مربوط می باشد. مثلا در شکل۵، پهنای طول موج تشدید در منطقه B حدود۸ نانومتر است. این پهنای طول موجی به قطر پرتو(۱۵۰ میکرومتر) وابسته است. در واقع ضخامتی از میکروکانال به اندازه قطر پرتو مورد تابش قرار می‌گیرد و ماده فعال را در این ابعاد در داخل تشدیدگر تحریک می کند.

نتیجه‌گیری

رفتار یک میکروتشدیدگر مخروطی (میکروکانال ازجنس PDMS) به منظور اندازه گیری جابجایی های میکرونی مورد

مطالعه قرار گرفت. جابجایی در مکان میکروکانال از طریق بررسی طول موج تشدید در تشدیدگر و جابجایی این طول موج مطالعه شده است. برای بررسی تشعشعات تشدیدی در داخل میکروکانال از محلول رودامین B و تحریک آن بوسیله یک لیزر Nd:YAG پالسی (فرکانس دوم با طول موج ۵۳۲ نانومتر) استفاده شد. تشعشعات توسط یک طیف سنج دریافت می گردد و طول موج تشدیدی در شرایط مختلف بررسی شده است. وضوحا طول موج تشدید وابسته به محل تابش دهی و قطر پرتو در محل تابش‌دهی روی تشدیدگر می باشد. نتایج نشان می‌دهند که جابجایی های ریز در میکروکانال از مرتبه قطر پرتو پمپ قابل آشکارسازی می باشد.

مراجع

[1] M.Kuwata-Gonokami,"Polymer microdisk and microring lasers," *OPTICS LETTERS*, vol. 20, 1995.

[2] L.McCall,"Whispering-gallery mode microdisk lasers," *Applied Physics*, vol. 60, 1992.

[3] V.Sandoghdar,"Very low threshold whispering-gallery-mode microsphere laser," *PHYSICAL REVIEW*, vol. 54, 1996.

[4] T.Abdul Nasir1,"Lasing characteristics of a pyrromethene597-doped microdisk laser fabricated by the ink-jet printing method," *Applied Physics*, vol. 58, 2019.

[5] B.Mohammadfam,"Optofluidicconical microresonator for precise displacement sensing," *Journal of Instrumentation*, 2022.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

مطالعه قله تشدید پلاسمونی آلیاژ طلا-نقره و بررسی بهره جذب در دو طول موج ۸۰۰ و ۵۳۲ نانومتر

محسن داورپناه[۱]، حمید نجاری[۱]
[۱] دانشگاه زنجان، گروه فیزیک
davarpanahm@znu.ac.ir , nadjari@znu.ac.ir

چکیده – دراین تحقیق با استفاده از تابع دی الکتریک وابسته به اندازه برای نانو ذرات طلا و نقره تابع دی الکتریک آلیاژ آنها را مدل سازی کرده ایم .تغییرات محل قله تشدید پلاسمونی را بررسی و نشان داده ایم که وقتی کسر مولی نقره از ۰ تا ۱ با گام ۰/۱ تغییرمی کند مکان قله تشدید پلاسمونی آلیاژ از ۳۸۰ نانومتر تا ۵۱۰ به طور خطی افزایش می یابد. سپس با استفاده از نظریه مای ضرایب بهره جذب را برای نانوذرات طلا و نقره در دو طول موجnm ۵۳۲ وnm ۸۰۰ محاسبه کرده ونشان داده ایم سطح مقطع جذب نانو ذرات طلا در طول موج ۵۳۲ حدود ۳۲ مرتبه بزرگتر از مقدار متناظر نانو ذرات نقره است.

کلید واژه- آلیاژ طلا-نقره ، تابع دی الکتریک ، نظریه مای ، سطح مقطع جذب، نانو کلویید

A Study of Plasmonic Pick position of Ag-Au Alloy and Investigating Absorption Efficiency at 532 nm and 800 nm Wavelengths

Mohsen Davarpanah[1]; Hamid Nadjari[1]
[1] Phys. Dept. Zanjan University
davarpanahm@znu.ac.ir , nadjari@znu.ac.ir

Abstract- In this research we have modeled Ag-Au alloy dielectric function using their individual size dependent dielectric function. We have shown that plasmonic pick position of the alloy changes linearly from 380 nm to 510nm when molar fraction of Ag changes from 0 to 1 in 0.1 steps. Then using Mie theory we have determined absorption efficiency for Ag and Au nanoparticles at 532nm and 800nm wavelengths and we have shown that absorption cross section of an Au nano-particle is about 32 times greater than the corresponding value of Ag nano-particle at 532nm.

Keywords: Au-Ag Alloy, Dielectric function, Mie theory, Absorption cross section, nano colloids

مقدمه ای بر پارامترهای پدیده شناختی در برهم کنش لیزر -نانو ذره -محیط

طی فرآیند برهمکنش لیزر- نانو ذره در محیط آبی به ویژه در محیط بافت چندین پدیده اتفاق می افتد:۱- انبساط گرمایی سریع نانو ذرات طلا یا مایع اطراف آن که منجر به تولید امواج صوتی می شود و به آن پدیده فوتو اکوستیک گفته می شود.۲- استحاله حرارتی پروتئین در اطراف نانوذرات.۳- تبخیر انفجاری مایع اطراف نانو ذره که توام با تشکیل حباب و امواج صوتی است.۴- ذوب نانو ذرات که با افزایش اندازه و نفوذ به داخل هدف توام است ۵- تبخیر نانو ذرات طلا که با تشکیل حباب بخار طلا در اطراف نانو ذره توام است.۶- تشکیل امواج ضربه ای و پلاسما توسط نانو ذرات که به آن شکست اپتیکی گفته می شود.۷- انفجار و تکه تکه شدن نانو ذرات است ۸- تبخیر نانو ذرات تحت تاثیر تپ های لیزری . ما قبلا نحوه تشکیل حباب در اطراف نانو ذرات طلای معلق در آب را که تحت تابش لیزر نانوثانیه قرار گرفته اند مورد مطالعه قرار داده وبا حل معادلات ریلی پلست نشان داده ایم تغییرات دینامیک حباب علاوه بر انرژی ورودی لیزر به اندازه نانو ذره و رسانایی حرارتی در مرز نانو ذره بخار بستگی دارد. [۱،۲]

بهینه سازی فرایند های پلاسمونیک مبتنی بر پارامتر های مختلف نانو ذره، پالس های لیزری و محیط است. از جمله پارامترهای مهم لیزر عبارتند از: الف) دوره تناوب پالس t_p ب) طول موج ج) چگالی انرژِی یا شدت نور I_0 و از جمله پارامترهای مهم نانو ذره عبارتند از الف) جنس نانوذره شامل چگالی، ظرفیت گرمایی و ثابت های مختلط اپتیکی ب) اندازه ج) غلظت نانو ذرات در محیط د) شکل(کروی یا استوانه ای) ه) ساختار(همگین یا هسته پوسته) و از جمله پارامترهای مهم محیط (بافت) عبارتند الف) ضریب رسانایی گرمایی، چگالی و ظرفیت گرمایی ب) ضریب جذب، پراکندگی و خاموشی. می شود. برای رسیدن به بازدهی بهینه در این فرایند ها ، پارامتر های مذکور در بالا باید شرایط محدودیت اپتیکی یا Optical Confinement را برآورده سازند. [۳]

همچنین ما در سالهای اخیر تحقیقاتی در زمینه بستگی ثابت دی الکتریک نانو ذرات فلزی به اندازه آنها انجام داده ایم [۵-۸] . اغلب در فلزات نجیب و آلیاژو نانوذرات کلوییدی آنها خواص اپتیکی توسط دو کمیت‌های مهم بیان می شوند یکی ضریب شکست مختلط $N = n + ik$ و دیگری ثابت دی‌الکتریک مختلط $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$. این کمیت‌ها علاوه بر اینکه به بسامد و اندازه‌ی ذرات بستگی دارند خود نیز توسط معادله‌ی $\varepsilon = N^2$ به یکدیگر وابسته‌اند. ثابت دی الکتریک حقیقی ε_1 یک مقدار منفی بزرگ است و در حوالی صفر به سمت بی نهایت میل می کند که نشان دهنده جذب قوی در این منطقه است. از طرف دیگر بخش موهومی تابع دی الکتریک ε_2 مثبت است. ε_2 ذاتا مثبت است زیرا همواره نشان دهنده انرژی تلف شده می باشد. از طرف دیگر ε_1 می تواند مقادیر مثبت و منفی را اختیار کند. برای محیط های نارسانا و میدان های ساکن این کمیت مثبت است و همواره $\varepsilon_1 > 1$، ولی برای میدان های متناوب در فلزات بسته به بزرگی بسامد مقدار ε_1 می تواند مثبت، منفی یا صفر باشد. برای فلزات توده ای طلا و نقره منحنی های مشخصه ε_1 وε_2 که در آن نظریه درود استفاده شده است درمرجع [۱]داده شده است.

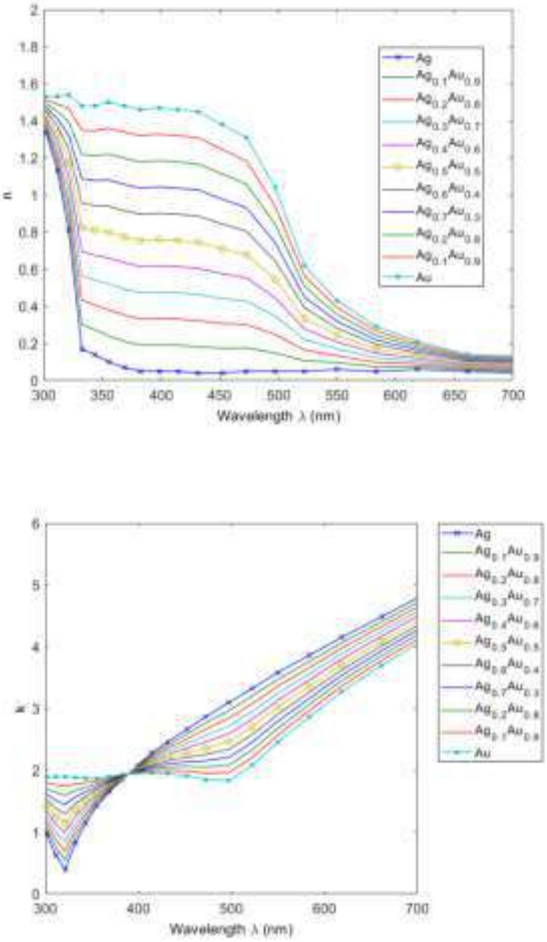
تحلیل تابع دی الکتریک

تابع دی الکتریک وابسته به بسامد در نظریه درود لورنتز از معادله زیر به دست می آید: [۴]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_F(\omega) + \varepsilon_b(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} + \sum_{j=1}^{n} \frac{A_j}{(\omega_j^2-\omega^2)+i\omega\Gamma_j} \quad (۱)$$

که در آن ω_P بسامد پلاسمای جسم به و Γ_j ثابت میرایی است. برای نانو ذرات فلزی به شعاع r بخش های حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک به گونه ای اصلاح می شوند که اثر اندازه لحظ گردد. بدین جهت ثابت های اپتیکی n وk که از طریق معادلات $\varepsilon_r = n^2 - k^2$ و $\varepsilon_i = 2nk$ به تابع دی الکتریک $\varepsilon(\omega, r)$ وابسته هستند محاسبه می شوند . ما قبلا از تابع دی الکتریک وابسته به اندازه $\varepsilon(\omega, r)$ برای محاسبه ثابت های اپتیکی n وk مربوط به نانو ذرات طلا و نقره در شعاع ها ی ۵، ۱۰ ، ۱۵ ، ۲۵ ، ۵۰ و ۱۰۰ نانومتر استفاده کرده ایم [۵]. برای به دست آوردن ثابت های اپتیکی آلیاژ نقره – طلا اغلب مولفین از میانگین گیری بر حسب کسر مولی مطابق رابطه Ag_xAu_{1-x} بهره می برند. ما نیز این کار را انجام داده و نتایج را در شکل ۱ آورده ایم. از این مقادیر استفاده کرده ایم و تغییرات محل قله پلاسمونی آلیاژ را در طول موج های مختلف ترسیم کرده ایم. قله نمودار از ۳۸۰ مربوط به نانو ذرات نقره به

شعاع ۱۰ شروع وتا ۵۲۰ برای نانو ذرات طلا با همان شعاع افزایش یافت محل قله به طور خطی افزایش نشان داده است. ولی از آنجایی به نظر می رسد تشکیل آلیاژ با این روش در ناحیه شروع گذار های میان نواری پاسخ گو نباشد از داده های تجربی حاصل از بیضی سنجی (Ellipsometry) برای آلیاژ $Ag_{0.48}Au_{0.52}$ استفاده شده است [۴]. همچنان محل قله رفتار خطی نشان میدهد و ما تفاوتی در نتیجه حاصل از این دو گروه از داده ها مشاهده نکردیم.



شکل ۱: ضرایب اپتیکی نانو ذرات طلا ، نقره و آلیاژ آنها

تحلیل ضرایب بهره

بررسی برهم‌کنش سیستم لیزر-نانوذره با مطالعه‌ی خواص اپتیکی یک نانوذره آغاز می‌شود. اولین گام در مطالعه‌ی این سیستم تعیین ضرایب بهره جذب، پراکندگی و خاموشی تابش لیزری برای یک نانوذره‌ی منفرد است،

$$K_{ext} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{l=1}^{\infty}(2l+1)Re(a_l + b_l), \quad (۲)$$

$$K_{sca} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{l=1}^{\infty}(2l+1)(|a_l|^2 + |b_l|^2), \quad (۳)$$

$$K_{abs} = K_{ext} - K_{sca} \quad (۴)$$

که در آن a_l و b_l ضرایب ریکاتی بسل در بسط می باشند. سطح مقطع های جذب، پراکندگی و خاموشی با ضرب مساحت نانوذرات به دست می آیند

$$\alpha_{abs} = \pi r_0^2 K_{abs}, \; \alpha_{sca} = \pi r_0^2 K_{sca}, \; \alpha_{ext} = \pi r_0^2 K_{ext}$$

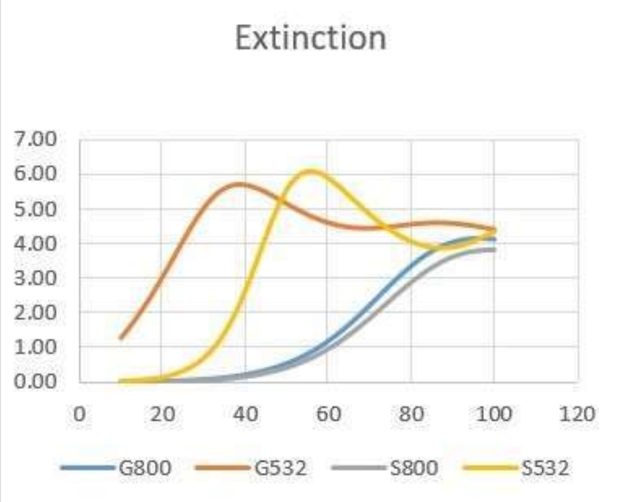
$$K_{abs} = -\frac{8\pi r}{\lambda} Im\left(\frac{\varepsilon(\omega, r) - 1}{\varepsilon(\omega, r) + 2}\right) \quad (5)$$

دو طول موج لیزری معروف انتخاب و در شبیه‌سازی از آنها استفاده می‌کنیم. مقادیر ضرایب بهره را برای نانوذرات طلا و نقره در محدوده‌ی ۱۰ تا ۱۰۰ نانومتر در محیط آب برای طول موج‌های ۵۳۲ و ۸۰۰ نانو متر بدست آورده‌ایم. ضریب شکست آب n_w از معادله‌ی $n_w=1.324+3046/\lambda^2$ بدست می‌آید. در محاسبه‌ی ضرایب شکست اثر اندازه لحاظ شده است اگر چه در شعاع‌های بالاتر از ۱۰ nm تأثیر بسیار ناچیزی دارند[۶].

محاسبه ضرایب بهره خاموشی و جذب

درشکل ۲ منحنی تغییرات ضرایب خاموشی نانوذرات طلا و نقره در بازه شعاعی ۱۰ تا ۱۰۰ نانومتر در دو طول موج ۵۳۲ نانو متر و ۸۰۰ نانو متر ترسیم شده است. یکی از ویژگی های مهم این شکل محل بیشینه آن است که توسط اولین تقریب در بسط سری مای (تقریب دو قطبی) به دست می آید. برای هر دو نانو ذره در طول موج ۵۳۲ نانومتر بیشینه در شعاع کمتر از ۶۰ نانو متر قرار می گیرد ولی در طول موج ۸۰۰ نانومتر ضریب خاموشی از برای هر دو نانو ذره از شعاع ۴۰ نانو متر تا حدود ۱۰۰ نانو متر به طور یکنواخت افزایش می یابد لذا بازه مربوط به بشینه بسیار پهن است . از نموداری که برای $K_{abs}(r,\lambda)$ ترسیم کرده ایم (و در اینجا نیامده است) بزرگی ضریب بهره برای نانو ذرات با شعاع مختلف است. برای طول موج ۵۳۲nm به ازای شعاع ۳۵ nm داریم:

$$(K_{abs})_{Au}/(K_{abs})_{Ag} = 32$$

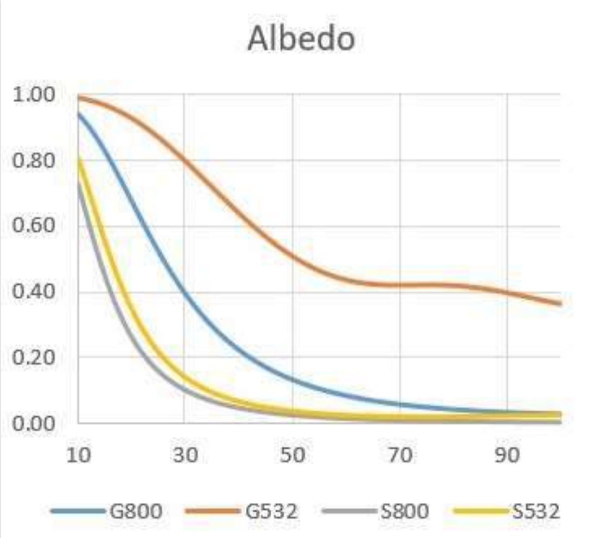


شکل ۲: ضرایب بهره خاموشی نانو ذرات طلا ، نقره

بدین جهت جذب نانو ذرات طلا در این ناحیه بسیار بزرگتر از جذب نانو ذرات نقره است. معمولا برای نانو ذرات خیلی ریز ضریب جذب بر ضریب پراکندگی غلبه می کند . شاخصی که بزرگی شدت جذب شده به شدت اولیه را تعیین می کند را با A نشان گذاری می کنیم.

$$A = \frac{Kabs}{Kext}$$

در شکل ۳ منحنی تغییرات این شاخص در بازه شعاعی ۱۰ تا ۱۰۰ نانو متر ترسیم شده است.



شکل ۳: تغییرات ضریب جذب بر حسب شعاع در طول موج های ۸۰۰ نانومتر (G800,S800) و ۵۳۲ نانومتر (S532,G532)

نتیجه‌گیری

در این تحقیق تابع دی الکتریک نانو ذرات طلا و نقره و آلیاژ آنها را با استفاده از نرم افزار های مای پلات و متلب مدل سازی کرده و نشان داده ایم که اگر ثابت های اپتیکی آلیاژی با میانگین گیری کسر مولی عناصر تشکیل دهنده آن تولید شوند مکان قله تشدید پلاسمونی به طور یکنواخت تغییر می کند و این نتیجه با جایگذاری مقادیر تجربی ثابت های اپتیکی حاصل از بیضی سنجی سازگار است.از طرف دیگر با بررسی ضریب ;بهره خاموشی ؛ ضریب بهره جذب و شاخص جذب نشان داده ایم سطح مقطع جذب برای نانوذرات طلا در طول موج ۵۳۲ نانومتر بزرگتر از سه نمونه دیگر است.

مرجع‌ها

[1] Movahedinejad , H. ; Nadjari, H. : *Temperature Variations of Gold Nanoparticle and Dynamics of Plasmonic Bubble in Water Under Nanosecond Pulsed Laser;* Plasmonics *Vol.* 15 *Issue* 7 (20) *PP.* 631-638 *DOI:* DOI: 10.1007/s11468-019-01055-z.

[2] Movahedinejad, H.; **Nadjari,H.;** Farahbod, A.H. Nanoparticle-Laser Interaction: Computation of Size Reduction and Thermal Conductance at Solid-Vapor Interface Journal of the Optical Society of America B (2020) *PP.* 412-419 *DOI:* https://doi.org/10.1364/JOSAB.378973

[3] Pustovalov, V.K.; Babenko, V.A.; "Optical properties of gold nanoparticles at laser radiation wavelengths laser applications in nanotechnology and medicine "; Laser Physics Letters;1(10):516-520. Doi :10.1002 /lapl .200410111

[4] OvidioPeña-Rodríguez; Modelling the dielectric function of Au-Ag alloys; J. Alloys & Compounds; 694 (2017) 857-863; https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.10.086

[5] نجاری ، حمید ، موحدی نژاد ، هادی ، بررسی جابه جایی تشدید قله پلاسمونی نانوذرات طلا و مس با شبیه سازی طیف جذبی آنها ، بیست و دومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

[6] نجاری ، حمید ، رحمتی ، محسن ، بررسی اثر اندازه در ثابت های اپتیکی نانوذرات طلا و نقره و آلیاژ آنها ، بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

[7] نجاری، حمید؛ رحمانی ،مژگان ، خواص اپتیکی نانوذرات طلا و مس در طول موج های لیزری شناخته شده ، کنفرانس فیزیک ایران ۱۳۹۵

[8] طهماسبی ، سجاد ؛ نجاری ، حمید ؛ رحمانی ، مژگان ، بررسی بر هم کنش گرمایی نانو ذرات طلا در محیط بافت ، کنفرانس فیزیک ایران ۱۳۹۸

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

عملکرد سامانه الکترواپتومکانیک اتلاف‌گر با رهیافت هامیلتونی کالدیرولا-کانای

محمدمحسن اتابکی[۱]، محمدکاظم توسلی[۱] ، عباس بهجت[۱]، کورش جاویدان[۲] و مرضیه حسنی ندیکی[۱]

[۱] گروه اپتیک و لیزر- دانشکده فیزیک- دانشگاه یزد

[۲] گروه فیزیک- دانشگاه فردوسی مشهد

mohammadmatin_ata@yahoo.com, mktavassoly@yazd.ac.ir
abehjat@yazd.ac.ir, javidan@um.ac.ir, marziyehhassani@yahoo.com

چکیده – سامانه‌های الکترواپتومکانیک امکان تبدیل سیگنال‌های الکتریکی با بسامد پایین به سیگنال‌های نوری با بسامد بسیار بالاتر را میسر می‌کنند. تاثیر اتلاف بر شاخص‌های عملکرد این سامانه، یکی از موضوعات مهم برای بررسی کارآیی آن می‌باشد. یک رویکرد برای بررسی تاثیر اتلاف، استفاده از هامیلتونی وابسته به زمان کالدیرولا-کانای (CK) است که می‌تواند برای توصیف اتلاف در نوسانگر هماهنگ (با جرم افزایشی نمایی، $m_0e^{\gamma t}$) استفاده شود. با بکارگیری دقیق این رهیافت دریافتیم که با داده‌های یکسان، نتایج بررسی عملکرد سامانه تحت تاثیر اتلاف با هامیلتونی CK تفاوت‌های آشکار و معناداری نسبت به اعمال اتلاف به روش پدیده‌شناختی دارد. در روش مورد بررسی، امکان تحلیل عملکرد سامانه در اثر تغییر منشاءهای اتلاف (که اجزا واقعی سامانه هستند) وجود دارد که در روش پدیده‌شناختی امکان‌پذیر نیست.

کلید واژه- اتلاف، سامانه الکترواپتومکانیک، هامیلتونی کالدیرولا-کانای.

The performance of dissipative electro-optomechanical system using the Caldirola-Kanai Hamiltonian approach

Mohammad Mohsen Atabaki[1], Mohammad Kazem Tavassoly[1], Abbas Behjat[1], Kourosh Javidan[2], Marziyeh Hassani Nadiki[1]

[1] Optics and Lasers Group, Faculty of Physics, Yazd University

[2] Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad

Abstract- Electro-optomechanical systems provide the possibility of the conversion of low frequency electrical signals into much higher-frequency optical signals. The effect of dissipation on the performance characteristics of this system is one of the important issues to evaluate its efficiency. An approach for the investigation of the effect of dissipation is using the time-dependent Hamiltonian function that has been called the Caldirola-Kanai (CK) Hamiltonian, which is used to describe the dissipative harmonic oscillator with an exponentially increasing mass, $m(t)=m_0e^{\gamma t}$. We found that with the same data, the results of investigating the performance of the system under the influence of loss with CK Hamiltonian have obvious and significant differences compared to considering loss by phenomenological method. In our method, it is possible to analyze the performance of the system due to the dissipation sources (origins from the real parts of the system), which is not possible in the phenomenological method.

Keywords: Dissipation, Electro-optomechanical system, Caldirola-Kanai (CK) Hamiltonian.

مقدمه

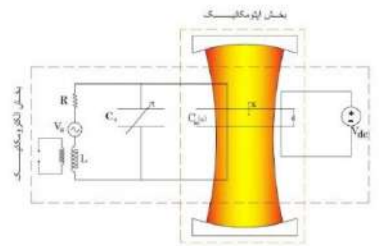
ترکیبی از قابلیت‌های نوری، الکترونیکی و مکانیکی، بهمراه بکارگیری خواص جابجایی مکانیکی، کاربردهای جدیدی از تنظیم الکتریکی دستگاه‌های نوری و مکانیکی تا تبدیل دوطرفه سیگنال‌های کوانتومی مایکروویو و نوری را فراهم می‌کند [۱]. سامانه‌های الکترواپتومکانیک با ترکیب همه این ویژگی‌ها، امکان تبدیل سیگنال‌های الکتریکی با بسامد پایین به سیگنال‌های نوری با بسامد بسیار بالاتر را میسر می‌کند. این تبدیل، کاربردهای متعددی در نجوم، تصویربرداری پزشکی، ناوبری، و ارتباط کلاسیک و کوانتومی دارد [۲،۱]. این سامانه از دو بخش الکتریکی و اپتومکانیکی تشکیل شده است [۴،۳].

پارامترهای متعددی را می‌توان برای بررسی سامانه‌های الکترواپتومکانیک بعنوان شاخص‌های عملکرد این سامانه مورد توجه قرار داد. تاثیر اتلاف بر عملکرد این سامانه یکی از موضوعات مهم برای بررسی کارایی آن می‌باشد. در تحقیقی که اخیرا با استفاده از سامانه اپتومکانیکی توسط پولزیک و همکاران انجام شده است، تاثیر اتلاف به روش پدیده‌شناختی لحاظ شده است [۵]. اما، رویکرد دیگر برای بررسی تاثیر اتلاف، استفاده از تابع هامیلتونی وابسته زمانی است که به نام هامیلتونی کالدیرولا-کانای شناخته می‌شود [۸،۷،۶]. در واقع، هامیلتونی CK می‌تواند برای توصیف، سامانه نوسانگر هماهنگ اتلاف‌گر (با جرم افزایشی نمایی $m(t)=m_0e^{\gamma t}$) استفاده شود. در این پژوهش، رویکرد دوم را به طور دقیق بر روی سامانه مورد نظر در مرجع [۵] به کار می‌گیریم. با داده‌های یکسان، نتایج بررسی عملکرد سامانه تحت تاثیر اتلاف با رهیافت هامیلتونی CK تفاوت‌های آشکار و معناداری نسبت به اعمال اتلاف به روش پدیده‌شناختی دارد. علاوه بر آن، در روش مورد بررسی امکان تحلیل عملکرد سامانه در اثر تغییر مولفه‌های واقعی اتلاف در سامانه (جرم غشاء، مقاومت مدار،R و اندوکتانس سلف،L) وجود دارد که در روش پدیده‌شناختی امکان‌پذیر نیست.

در ادامه پس از تبیین سامانه الکترواپتومکانیک مورد نظر، تأثیر اتلاف با استفاده از هامیلتونی CK بر روی عملکرد این سامانه و سپس مقایسه شاخص‌های عملکرد آن بر اساس تاثیر اتلاف‌های پدیده‌شناختی و هامیلتونی CK انجام می‌شود و در بخش پایانی نتیجه‌گیری خواهد شد.

سامانه اتلاف‌گر الکترو اپتومکانیک

مطابق شکل ۱، غشای ارتعاشی، صفحه نوسانی یک خازن متغیر الکتریکی را تشکیل می‌دهد که به یک مدار بسامد کهموجی جفت شده است. با قرارگرفتن خازن متغیر درون یک کاواک اپتیکی و اعمال یک ولتاژ کمتر از ۱۰ ولت به مدار الکتریکی، جفت‌شدگی قوی بین نوسانات ولتاژ در مدار تشدید کهموجی و جابجایی غشاء القاء می‌شود که بطور همزمان این جابجایی غشاء به نور منعکس شده از سطح آن جفت شده است و به این ترتیب سیگنال‌های بسامد پایین کهموجی بصورت تغییر فاز نوری و با حساسیت کوانتومی آشکارسازی می‌شوند.



شکل ۱. نمای کلی سامانه الکترواپتومکانیک[۹].

ظرفیت خازن برابر $C_m(x)$ می‌باشد که به فاصله الکترودهای غشایی، $d+x$ ، و ثابت دی‌الکتریک آن بستگی دارد. با در نظر گرفتن خازن تنظیم C_0 در مدار بسامد کهموجی، ظرفیت کل خازن برابر با $C(x)=C_0+C_m(x)$ می شود. هامیلتونی کل سامانه به این صورت بیان می‌شود [۹، ۱۰]:

$$H=\frac{\phi^2}{2L}+\frac{p^2}{2m}+\frac{m\Omega_m^2x^2}{2}+\frac{q^2}{2C(x)}-qV_{dc}\ , \qquad (۱)$$

که در آن ϕ شار القاگر، q بار خازن در مدار الکتریکی، Ω_m بسامد نوسانات غشاء، L ضریب خودالقایی و V_{dc} ولتاژ تغذیه

مدار الکتریکی است. همچنین متغیرهای x و p به ترتیب موقعیت و تکانه غشاء را با یک جرم مؤثر m، نشان می‌دهند. اخیرا در مرجع [۵] به منظور در نظر گرفتن اتلاف، جملات $-\Gamma_m p$ و $-\Gamma_{LC}\phi$ به صورت پدیده‌شناختی به هامیلتونی (۱) اضافه و دینامیک آن بررسی شده است. دراین مقاله با استفاده از هامیلتونی CK، هامیلتونی کل سامانه تحت تاثیر اتلاف بصورت زیر معرفی می‌شود:

$$H=\frac{\phi^2}{2L}e^{-\frac{R}{L}t}+\frac{p^2}{2m_0}e^{-\gamma t}+\frac{m_0 e^{\gamma t}\Omega_m^2 x^2}{2}+\frac{q^2}{2C}e^{\frac{R}{L}t}+qV, \tag{۲}$$

که R مقاومت منبع تحریک V_s است (شکل ۱). با نوشتن معادلات لانژوین و خطی‌نمودن این معادلات حول نقاط تعادل ($\bar{x},\bar{p},\bar{q},\bar{\phi}$)، و مشخص نمودن مقادیر $\bar{x},\bar{p},\bar{q},\bar{\phi}$ برای نوسانات کوچک (با فرض اینکه سامانه در حالت تعادل باشد)، می‌توانیم چنین بنویسیم:

$$\begin{aligned}
\delta\dot{x}(t)&=\frac{\delta p(t)e^{-\gamma t}}{m_0},\\
\delta\dot{P}(t)&=\frac{\gamma}{2}\bar{q}^2 e^{\frac{R}{L}t}\frac{\partial}{\partial x}\Big(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\Big)\delta t-m_0\Omega_m^2 e^{\gamma t}\delta x(t)\\
&\quad-\bar{q}e^{\frac{R}{L}t}\frac{\partial}{\partial x}\Big(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\Big)\delta q(t)-e^{\frac{R}{L}t}\frac{\bar{q}^2}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\right)\delta x(t)\\
&\quad-\frac{\bar{q}^2}{2}\frac{R}{L}e^{\frac{R}{L}t}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\right)\delta t,\\
\delta\dot{q}(t)&=\frac{\delta\phi(t)e^{-\frac{R}{L}t}}{L},\\
\delta\dot{\phi}(t)&=-\frac{\delta q(t)}{C(\bar{x})}e^{\frac{R}{L}t}-\frac{\bar{q}}{C(\bar{x})}\frac{R}{L}e^{\frac{R}{L}t}\delta t\\
&\quad-\bar{q}e^{\frac{R}{L}t}\frac{\partial}{\partial x}\Big(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\Big)\delta x(t)+\delta V(t),
\end{aligned} \tag{۳}$$

که در آن $G=\bar{q}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\right)=-\bar{q}\frac{C'(\bar{x})}{C(\bar{x})^2}$ پارامتر جفت‌شدگی و $\Delta\Omega_m=\frac{\bar{q}^2}{4\Omega_m m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{1}{C(x)}\Big|_{x=\bar{x}}\right)$ پارامتر جابجایی بسامد است. با فرض صفر بودن جابجایی بسامد، می‌توان معادلات حرکت را با استفاده از تبدیل لاپلاس به صورت زیر به حوزه بسامد برد:

$$\begin{aligned}
S\,\delta x(s)&=\frac{1}{m_0}\delta P(s+\gamma),\\
S\,\delta P(s)&=-m_0\Omega_m^2\delta x(s-\gamma)-G\,\delta q\left(s-\frac{R}{L}\right),\\
S\,\delta q(s)&=\frac{1}{L}\delta\phi\left(s+\frac{R}{L}\right),\\
S\,\delta\phi(s)&=-\frac{1}{C}\delta q\left(s-\frac{R}{L}\right)-G\,\delta x\left(s-\frac{R}{L}\right).
\end{aligned} \tag{۴}$$

از این معادلات جبری می‌توان برای محاسبه پاسخ سامانه به تحریکات از طریق یک نیرو یا ولتاژ راه‌انداز (V_s)، استفاده کرد. پس از محاسباتی چند، پذیرفتاری مکانیکی و الکتریکی به ترتیب چنین بدست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
\chi_m(\Omega)&=\left(\frac{1}{m_0(\Omega_m^2-\Omega^2-i\Omega\gamma)}\right)\left(\frac{(i\Omega-\gamma)^2+\Omega_m^2}{\Omega_m^2-\Omega^2}\right)\left(\frac{\Omega_{LC}^2-\Omega^2}{\left(i\,\Omega-\frac{R}{L}\right)^2+\Omega_{LC}^2}\right),\\
\chi_{LC}(\Omega)&=\frac{1}{L\left(\Omega_{LC}^2-\Omega^2+i\,\Omega\frac{R}{L}\right)}.
\end{aligned} \tag{۵}$$

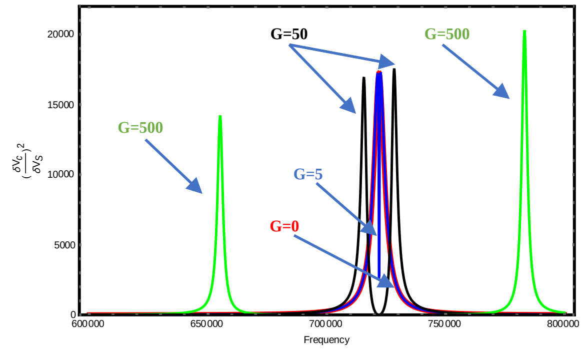
اکنون با داشتن معادلات حرکت به بررسی عملکرد سامانه می‌پردازیم.

بررسی و مقایسه شاخص‌های عملکرد سامانه

ولتاژ دو سر خازن عبارت است از $V_c=\frac{q}{c(x)}$. با محاسبه نوسان جزئی ولتاژ دو سر خازن و استفاده از روابط (۴) و لحاظ‌کردن پذیرفتاری‌ها، رابطه بین نوسانات جزئی ولتاژ دوسر خازن (V_c) و نوسانات جزئی ولتاژ تحریک (V_s) رابطه زیر که یکی از شاخص‌های عملکرد سامانه است، بدست می‌آید:

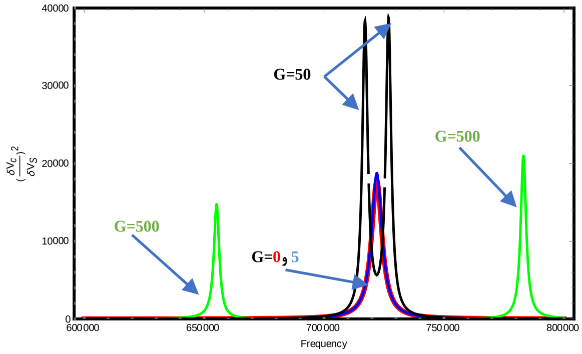
$$\delta V_c(\Omega)=\left(\frac{1}{c(\bar{x})}-G^2\chi_m(\Omega)\right)\left(\chi_{LC}^{-1}(\Omega)-G^2\chi_m(\Omega)\right)^{-1}\delta V_s(\Omega). \tag{۶}$$

نمودار این شاخص در اثر تاثیر اتلاف پدیده‌شناختی (در شکل۲) و اتلاف CK (در شکل۳) نشان داده شده است.



شکل۲: نمودار نسبت نوسانات جزئی ولتاژ دوسر خازن به ولتاژ تحریک (اتلاف پدیده‌شناختی) برای Gهای مختلف برحسب kv/m و برای مقادیر

$\Omega_m = \Omega = 2\pi\times722kHz$ ، $L= 675\mu H$ ،$m= 28\ ng$ ،$C=72pF$
،$R=23\ \Omega$ ،$\Gamma_{LC} = 2\pi\times5.5kHz$ ،$\Gamma_m = 2\pi\times1.5Hz$.

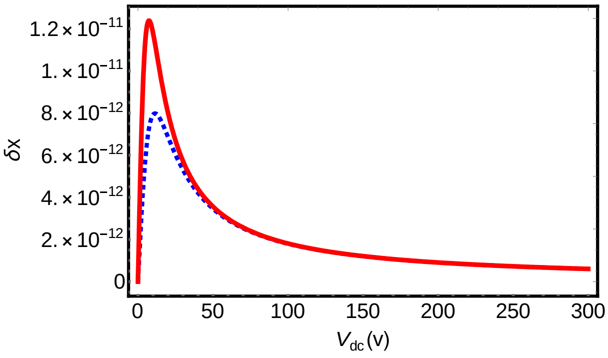


شکل ۳: نمودار نسبت نوسانات جزئی ولتاژ دوسر خازن به ولتاژ تحریک (اتلاف CK) برای Gهای مختلف برحسب kv/m و $\gamma = 2\pi\times1.5Hz$. سایر پارامترها مشابه شکل ۲ در نظر گرفته شده‌اند.

شاخص دیگر، تغییرات جابه‌جایی غشا نسبت به تغییرات ولتاژ تغذیه الکتریکی سامانه است. با استفاده از روابط (۴) و لحاظ‌کردن پذیرفتاری‌ها می‌توانیم رابطه بین تغییرات جابجایی غشا و ولتاژ تغذیه الکتریکی سامانه را بصورت زیر بدست آوریم:

$$\delta x(\Omega)\left(\chi_m^{-1}(\Omega)-G^2\chi_{LC}(\Omega)\right)=-G\,\chi_{LC}(\Omega)\delta V(\Omega). \quad (۷)$$

بر اساس رابطه (۷) و اینکه $G=aV_{dc}$، نمودار جابجایی غشا در اثر تاثیر اتلاف پدیده‌شناختی و اتلاف CK به صورت شکل ۴ بدست می‌آید.



شکل ۴: تغییرات جابجایی غشا، نمودار پیوسته قرمز رنگ اتلاف پدیده‌شناختی و نمودار خطچین آبی رنگ اتلاف CK برای مقادیر $C_m(x = 0) = 0.5pF$، $V_s =$ 10nv، a=55. سایر پارامترها مشابه شکل ۲ در نظر گرفته شده‌اند.

نسبت تغییرات راکتانس خازن به تغییرات ضریب جفت‌شدگی از جمله شاخص‌های عملکرد سامانه است که با لحاظ‌کردن نتایج بدست آمده در رابطه زیر،

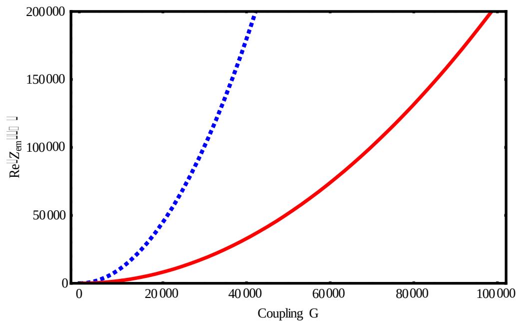
$$Z_{em}(\Omega)=\frac{1}{i\,\Omega}\left(\frac{1}{C_m(\bar{x})}-\chi_m(\Omega)G^2\right), \quad (۸)$$

تاثیر دو رویکرد اتلاف را مقایسه می‌کنیم. نمودار بخش حقیقی راکتانس خازن با همان داده‌های مرجع [۵] و با در نظر گرفتن $R=23\Omega$ و $L=1H$، برای روش اتلاف با استفاده از روش پدیده‌شناختی و هامیلتونی CK در شکل ۵ داده شده است. راکتانس موهومی خازن درهر دو روش اتلاف با استفاده از هامیلتونی CK و اتلاف بصورت پدیده‌شناختی در مرجع [۵] کاملا یکسان بدست می‌آید.

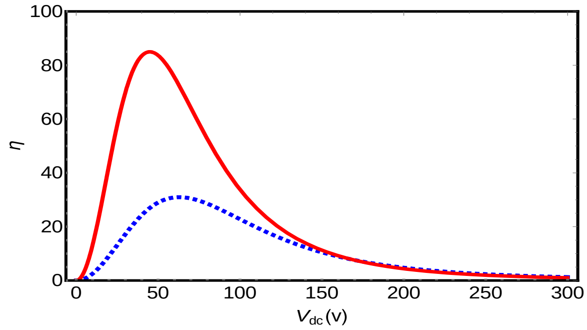
رابطه بازدهی سامانه بصورت زیر است:

$$\eta=\alpha\left(\frac{\delta v_c}{\delta v_s}\right)\left(\frac{\delta v_c}{\delta q}\right),$$
$$\alpha=\frac{-\pi\, i}{25\lambda c}\left(\frac{G\,x_{LC}(\Omega)}{\chi_m^{-1}(\Omega)-G^2 x_{LC}(\Omega)}\right)^2. \quad (۹)$$

در مرجع [۵] با داده‌های مشخص شده و با در نظر گرفتن اتلاف به صورت پدیده‌شناختی مقدار بازدهی برابر با ۴۸٪ بدست آمده است. اما، بر اساس رابطه (۹) نمودار بازدهی سامانه در حالت تاثیر اتلاف CK بصورت زیر به تغییرات ولتاژ تغذیه الکتریکی وابسته است:



شکل ۵: نمودار راکتانس حقیقی خازن، نمودار پیوسته قرمز رنگ اتلاف پدیده-شناختی و نمودار خطچین آبی رنگ اتلاف CK برای مقادیر $m= 36ng$ ، $\Omega_m = 2\pi\times700kHz$ ، $\Gamma_m = 2\pi\times20Hz$،$C_m(x = 0) = 0.5pF$.



شکل ۶: نمودار بازدهی سامانه بر حسب تغییرات ولتاژ تغذیه الکتریکی برای مقادیر $m= 28$ ng ، $\gamma =0.5$ ، $\Omega_m = \Omega =2\pi \times 690$ kHz ، $\lambda=1064$nm ، $L=1$mH ، $\Gamma_{LC} =2\pi\times5.5$kHz ، $C_m(x = 0) = 0.5$pF ، $V_s = 10$nv ، $a=55$ ، $G=50$ kv/m. نمودار پیوسته قرمز رنگ برای $R=5\Omega$ و نمودار خطچین آبی رنگ برای $R=7\Omega$ رسم شده است.

نتیجه‌گیری

با داده‌های یکسان، بررسی عملکرد سامانه تحت تاثیر اتلاف با هامیلتونی CK نشان می‌دهد که نتایج حاصله نسبت به تاثیر اتلاف به روش پدیده‌شناختی تفاوت‌های آشکار و قابل توجهی دارد. در روش مورد بررسی امکان تحلیل عملکرد سامانه در اثر تغییر مولفه‌های اتلاف وجود دارد که در روش دستی امکان‌پذیر نیست.

مرجع‌ها

[1] Andrews, R. W. et al. Nat. Phys, **10**, 321, 2014.
[2] Joas, T. et al. Nat. Commun, **8**, 964, 2017.
[3] Thompson, J. D. et al. Nature, **452**, 72, 2008.
[4] Bochmann, J. et al. Nat. Phys, **9**, 712, 2013.
[5] Bagci, T. et al. Nature, **507**,81, 2014.
[6] Caldirola P. Nuovo Cimento, **18**,393, 1941.
[7] Kanai E. Prog. Theor. Phys,**3**,440, 1948.
[8] Jeong, R. C. Results in Physics, **3**,115, 2013.
[۹] اتابکی، بهجت، توسلی، حسنی ندیکی، فصلنامه صنایع الکترونیک، دوره ۱۲،ص۹۰-۸۵، تابستان ۱۴۰۰.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

افزایش سطح مقطع پراکندگی رامان مولکول‌های زیستی با بهینه‌سازی ترکیبی GMT و GA یک ساختار پلاسمونی جفت‌شده‌ی طلا به عنوان یک پراکننده‌ی رامان تقویت‌شده (SERS)

مرجان جعفری[۱]، امین صفایی[۲]، حمید نادگران[۳] و غلامحسین بردبار[۴]

بخش فیریک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

آزمایشگاه مرکزی مطالعات پیشرفته، پردیس ارم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

[۱]Marjan.jafari@shirazu.ac.ir, [۲]Amin.safaie@shirazu.ac.ir, [۳]Nadgaran@shirazu.ac.ir, [۴]Ghbordbar@shirazu.ac.ir

چکیده –افزایش سطح مقطع پراکندگی رامان در یک ساختار پلاسمونی جفت‌شده‌ی طلا با ترکیبی از روش‌های GMT (Generalized Multipole Technique) و GA (Genetic Algorithm)محاسبه و بهینه گردیده است. در این بهینه‌سازی، کمیت‌های فیزیکی و پارامترهای هندسی مدهای LSPR (Localized Surface Plasmon Resonance) و همچنین میزان جفت‌شدگی نانوذرات طلا مورد بررسی قرار گرفته‌اند. هدف این بهینه‌سازی که قابل کنترل‌سازی ناحیه‌ی طیفی برانگیختگی مدهای مذکور بوده است، تجربی تامین شده است و این مهم، افزایش توان پراکندگی تا میزان 7×10^{11} را به همراه داشته است.

کلید واژه- پراکندگی رامان، حسگرهای زیستی پلاسمونی، پراکننده‌ی رامان تقویت‌شده (SERS) ، الگوریتم ژنتیک، روش چندقطبی چندگانه تعمیم‌یافته (GMT)

Raman Scattering Cross Section Enhancement of Biomolecules by an Optimizer Combination of GMT and GA Procedures for an Au Coupled Plasmonic Nanostructure Acting as a SERS

Marjan Jafari[1], Amin Safaie[2], Hamid Nadgarn[3], Gholamhosein Bordbar[4]

Physics Department, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Central Lab of Advanced Studies, Eram Paradise, Shiraz University, Shiraz, Iran

[1]Marjan.jafari@shirazu.ac.ir, [2]Amin.safaie@shirazu.ac.ir, [3]Nadgaran@shirazu.ac.ir, [4]Ghbordbar@shirazu.ac.ir

Abstract- Raman Scattering cross section enhancement of an Au coupled plasmonic nanostructure has been calculated by optimizing physical quantities and geometrical parameters of LSPR (Localized Surface Plasmon Resonance) modes together with taking the amount of coupling of Au nanoparticles into account. In this work, a combination of GMT (Generalized Multipole Technique) and GA (Genetic Algorithm) has been employed. The main purpose of this work which was to control the excitation spectral region of these modes was fully achieved, thanks to scattering power increase of 7×10^{11}.

Keywords: Raman Scattering, Plasmonic-based biosensors, Surface Enhanced Raman Scattering (SERS), Genetic Algorithm, Generalize Multipole Technique (GMT).

مقدمه

همواره شناسایی و مشخصه‌یابی ساختار مولکولی مواد از جمله پراهمیت-ترین و چالش‌برانگیزترین مباحث پیش‌روی دانشمندان بوده است. اندازه-گیری و مطالعه‌ی طیف پاشندگی فونونی با استفاده از پراکندگی غیرکشسان رامان، از جمله‌ی روش‌های مشخصه‌یابی مواد می‌باشد که می-تواند اطلاعات بسیار دقیقی از مدهای ارتعاشی ساختار مولکولی مواد به ویژه مولکول‌های زیستی در مدت زمان کوتاهی و با حساسیت بالا، در اختیار پژوهشگران قرار دهد. اصول عملکرد اندازه‌گیری طیف فونونی در این دسته از آشکارسازها، بدین صورت است که انرژی که فوتون پراکنده-شده در برهم‌کنش با ماده‌ی هدف از دست می‌دهد (پراکندگی استوکس رامان) یا به دست می‌آورد (پراکندگی آنتی-استوکس رامان) را می‌توان به ترتیب ناشی از گسیل یا جذب فونون‌ها دانست[1] و بنابراین با اندازه‌گیری انرژی فوتون‌های پراکنده شده، به طور مستقیم اطلاعات غنی و ارزشمندی درباره طیف فونونی و در نتیجه ساختار مولکولی ماده‌ی هدف، حاصل می-شود. توان پراکندگی رامان به طور خطی با کمیت‌های تعداد مولکول‌های پراکننده‌ی موجود در محیط (N)، سطح مقطع پراکندگی هر مولکول (σ_{RS}) و شدت فوتون‌های فرودی با بسامد ν_L ($I(\nu_L)$) به صورت زیر رابطه دارد [2]:

$$P_S(\nu_S) = N\sigma_{RS}I(\nu_L) \quad (۱)$$

لازم به ذکر است که برخی مواد از جمله مولکول‌های زیستی، به دلیل بسیار پایین بودن سطح مقطع پراکندگی ($\sigma_{RS} \cong 10^{-30}\ cm^2/_{molecule}$)، جفت‌شدگی فونون-فوتون بسیار ضعیفی دارند. پیشرفت‌های اخیر در حوزه‌ی نانواپتیک، رهیافت‌هایی را در جهت حل این چالش ارائه می‌کند به طوری که با بهره‌گیری از پدیده‌های اپتیکی زیر حد پراش نانوساختارهای پلاسمونی، پدیده‌ی جفت‌شدگی فونون-فوتون به میزان قابل توجهی افزایش یافته و بنابراین امکان آشکارسازی و ثبت طیف پراکندگی فونونی تقویت‌شده‌ی سطحی رامان[1](SERS)[1,3] در مواد با انرژی فونونی پایین فراهم می‌گردد. تحت این شرایط، ضریب افزایش توان پراکندگی رامان به صورت زیر حاصل می‌شود[2]:

$$R = \frac{|E_{loc}|^4}{|E_0|^4} \quad (۲)$$

که در آن $|E_{loc}|$ و $|E_0|$ به ترتیب بیانگر شدت میدان تقویت‌شده و میدان فرودی می‌باشند. طبق گزارشات ارائه شده در مقالات، بیشترین میزان ضریب افزایش توان پراکندگی استوکس رامان با استفاده از نانوذرات پلاسمونی، از مرتبه‌ی $۱۰^{۵}$ تا $۱۰^{۱۰}$ بیان گردیده [4] و البته در مواردی نیز برای دو نانوذره‌ی پلاسمونی با نزدیک‌تر کردن فاصله‌ی سطح به سطح تا زیر ۱ نانومتر این کمیت به بزرگی تا مرتبه‌ی $۱۰^{۱۱}$ نیز گزارش شده است [4,5]. در این تحقیق با استفاده از روش مدل‌سازی چندقطبی تعمیم-یافته[2](GMT) و ترکیب آن با الگوریتم ژنتیک[3]، کمیت‌های هندسی یک جفت نانوذره‌ی طلای تحت تابش لیزر با طول‌موج ۵۳۲ نانومتر، با هدف دست‌یابی به بیشینه شدت میدان الکتریکی در مدهای تشدیدی LSPR و جفت‌شدگی و در کانون داغ میان این دو نانوذره بهینه‌سازی شده و میزان افزایش توان پراکندگی رامان مولکول‌های زیستی، با استفاده از ساختار پلاسمونی SERS بهینه‌شده‌ی قرار گرفته در محیط‌های زیستی محاسبه می‌گردد.

روش نیمه‌تحلیلی GMT

روش GMT یک روش نیمه‌تحلیلی مرزی در فضای بسامد برای مدل‌سازی برهم‌کنش امواج الکترومغناطیس با ماده می‌باشد که در آن از پاسخ‌های بسط چندقطبی چندگانه‌ی معادله‌ی هلمهولتز به منظور محاسبه‌ی میدان در محیط‌های خطی همسانگرد بهره گرفته می‌شود. در این رهیافت، بسط-های چندقطبی چندگانه با ضرایب مجهول در موقعیت‌های مختلفی از فضا، نزدیک مرزهای هندسه‌ی مورد بررسی، در نظر گرفته می‌شوند. در یک مسئله‌ی دو بعدی، این بسط‌ها مولفه‌های طولی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را مطابق با روابط (۳) و (۴) شبیه‌سازی می‌کنند[6] در این روابط، l معرف تعداد مجموعه‌ی چندقطبی‌ها، n نشان‌دهنده‌ی مرتبه چندقطبی هر مجموعه، N_l و L به ترتیب بیانگر ماکزیمم تعداد و مرتبه‌ی

---

[1] Surface Enhanced Raman Scattering (SERS)
[2] Generalize Multipole Technique (GMT)
[3] Genetic Algorithm (GA)

چندقطبی‌های لازم و $Z_n(K_T^{D_i} r_l)$، تابع استوانه‌ای معلوم می‌باشد که بسته به نحوه‌ی چینش چند قطبی‌ها، توسط توابع بسل J_n یا هنکل H_n جایگزین می‌شوند و (r_l,φ_l) مختصات قطبی نقطه‌ی مشاهده از دید مجموعه‌ی چندقطبی l ام می‌باشد.

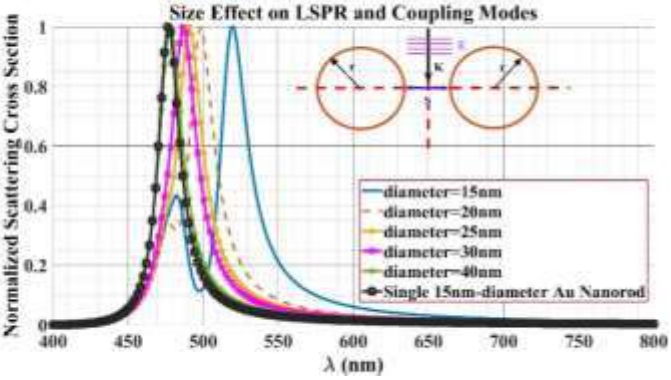
$$E_z^{D_i,D_j} = \sum_{l=1}^{L}\sum_{n=0}^{N_l}\left[A_{nl}^{E} Z_n\left(K_T^{D_i,D_j} r_l\right) cos(n\varphi_l) + B_{nl}^{E} Z_n\left(K_T^{D_i,D_j} r_l\right) sin(n\varphi_l)\right] \quad (۳)$$

$$H_z^{D_i,D_j} = \sum_{l=1}^{L}\sum_{n=0}^{N_l}\left[A_{nl}^{H} Z_n\left(K_T^{D_i,D_j} r_l\right) cos(n\varphi_l) + B_{nl}^{H} Z_n\left(K_T^{D_i,D_j} r_l\right) sin(n\varphi_l)\right] \quad (۴)$$

$A_{n_l}^E$، $A_{n_l}^H$ ، $B_{n_l}^E$ و $B_{n_l}^H$ ضرایب بسط هستند که ناشناخته می‌باشند. همچنین، $K_T^{D_i}$ مولفه‌ی عرضی عدد موج می‌باشد. به منظور تعیین ضرایب مجهول بسط‌های معادلات (۳) و (۴) مرزهای مسئله، گسسته سازی شده و سپس شرایط مرزی بر روی این مرزهای گسسته به صورت عددی محاسبه می-شود. در نهایت، با تعیین مولفه‌های طولی میدان‌ها، امکان محاسبه‌ی سایر مولفه‌های میدان‌ها نیز فراهم می‌گردد.

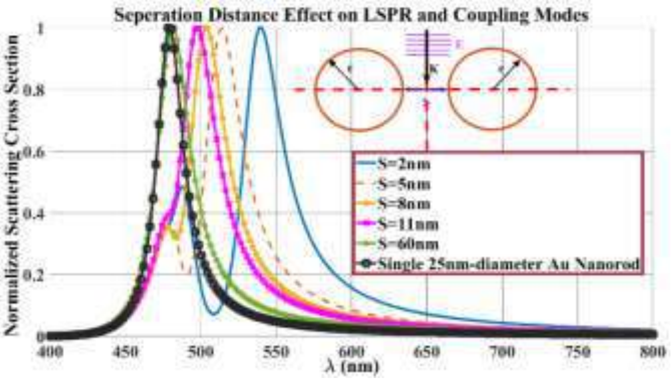
بحث و بررسی نتایج

محاسبات پراکندگی را با استفاده از روش GMT برای دو نانومیله‌ی طلای پلاسمونی جفت‌شده با قطر و فاصله‌ی سطح به سطح معین که در یک محیط پس‌زمینه‌ی زیستی با ضریب شکست $n_b = 1.373$ که متناظر با محیط خون انسان است [7] و تحت تابش امواج الکترومغناطیسی با قطبش TM قرار گرفته آغاز می‌کنیم. ضریب شکست طلا، طبق مدل درود در نظر گرفته شده است. در تصویر (۱)، نمودار سطح مقطع پراکندگی برای این ساختار پلاسمونی جفت‌شده با فاصله‌ی جدایی ثابت و قطرهای مختلف، درناحیه‌ی طول‌موج‌های اپتیکی رسم شده است. همان‌طور که ملاحظه می-شود، سطح مقطع پراکندگی در دو ناحیه‌ی طیفی بیشینه می‌گردد: بیشینه‌ی نخست در طول‌موج کوتاهتر، به مد LSPR نسبت داده می‌شود که متناسب با تشدید در نوسان دسته‌جمعی الکترون‌های سطحی جایگزیده‌ی نانومیله‌ها می‌باشد. این مد تشدیدی، دقیقا در ناحیه‌ی طیفی رخ می‌دهد که مد LSPR یک نانومیله‌ی طلای منفرد اتفاق می‌افتد (نمودار -●-). بیشینه‌ی دوم در سطح مقطع پراکندگی در طول‌موج‌های بلندتر، به مد جفت‌شدگی دو نانومیله‌ی طلا اختصاص دارد که به علت جفت‌شدگی نوسانات الکترون‌های سطحی دو نانومیله برانگیخته می‌گردد. از طرفی دیگر، طبق شکل (۲)، به ازای اندازه‌ی ثابت نانوذرات، با افزایش فاصله‌ی میان آن‌ها، برای مد جفت‌شدگی، جابه-جایی قرمز اتفاق می‌افتد تا زمانی که به طور کامل ناپدید شده و نسبت اندازه به فاصله تا جایی افزایش می‌یابد که این ساختار شبیه به یک سیستم متشکل از دو نانوذره‌ی غیربرهم‌کنشی رفتار می‌کند.



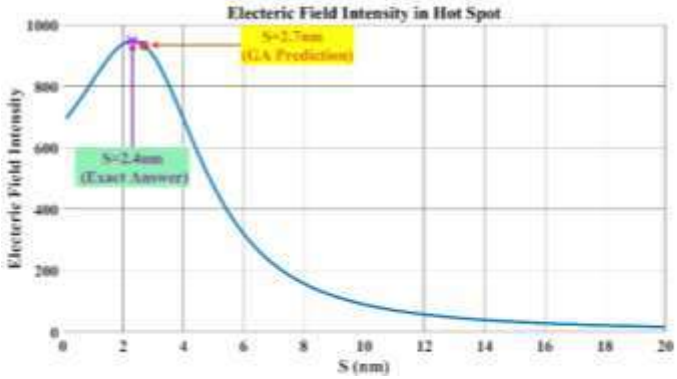
شکل ۱: سطح مقطع پراکندگی بهنجار برای نانوحسگر متشکل از دو نانومیله پلاسمونی طلا با فاصله جدایی ۴ نانومتر برای شعاع‌های مختلف

مدهای جفت‌شدگی و LSPR هردو با افزایش اندازه‌ی نانومیله‌ها، به ازای یک فاصله‌ی جدایی معین، یک جابه‌جایی آبی پیدا کرده و در نهایت با یکدیگر ادغام می‌شوند به نحوی که از یک اندازه (در اینجا قطر ۳۰ نانومتر) به بعد، شبیه به یک نانوذره‌ی تک رفتار می‌نمایند.



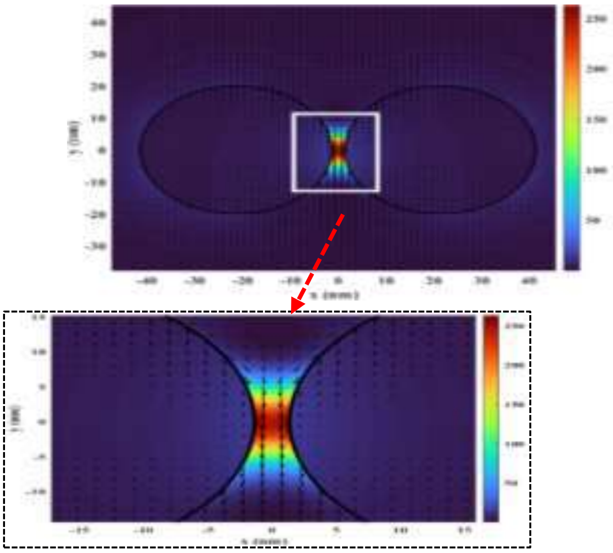
شکل ۲: سطح مقطع پراکندگی بهنجار برای نانوحسگر متشکل از دو نانومیله پلاسمونی طلا با قطر ۲۵ نانومتر برای فاصله‌های جدایی مختلف

از آن‌جایی که در دو مد تشدید جفت‌شدگی و LSPR، قابلیت جایگزیدگی و تقویت امواج الکترومغناطیسی زیر حد پراش، در مرتبه‌های خیلی بزرگ و در ناحیه‌ی کانون داغ میان دو نانوذره فراهم می‌شود، می‌توان ناحیه‌ی تحریک این دو مد را با مهندسی دو کمیت اندازه و فاصله‌ی جدایی نانوذرات کنترل نمود. لذا به منظور به‌کارگیری چنین میدان تقویت شده‌ای در نقاط داغ میان دو نانوذره، با هدف تقویت سطح مقطع پراکندگی رامان مولکول-های زیستی قرار گرفته در این ناحیه از فضا طبق رابطه(۱)، از ترکیب بهینه‌سازی GA و روش شبیه‌سازی GMT استفاده می‌شود تا بتوان دو کمیت اندازه و فاصله‌ی جدایی میان دو نانومیله‌ی طلا را به نحوی بهینه نمود که تحت تابش لیزر ۵۳۲ نانومتر مورد استفاده در روش طیف‌سنجی رامان، بیشینه مقدار میدان الکتریکی در ناحیه‌ی میدان نزدیک میان آن‌ها حاصل شود.



شکل ۳:اندازه شدت میدان الکتریکی بر حسب فاصله‌ی جدایی مختلف برای نانوحسگر پلاسمونی به قطر ۴۰ نانومتر

پس از اعمال بهینه‌سازی GA تحت جمعیت اولیه ۱۰۰۰ و بعد از ۲۰۰۰مرتبه تکرار، مقدارهای بهینه‌ی ۴۰و ۲/۷ نانومتر به ترتیب برای قطر و فاصله جدایی بین دو نانومیله طلا پیش‌بینی شد. در این مرحله، به منظور اعتبارسنجی نتایج به دست آمده، اندازه شدت میدان نزدیک برای دو نانومیله طلای جفت‌شده به قطر ۴۰ نانومتر و به ازای فاصله‌های جدایی مختلف، در فضای میان آن‌ها مطابق شکل(۳) رسم گردید.



شکل ۴:توزیع شدت میدان الکتریکی به همراه ه بردار پوئین‌تینگ برای نانوحسگر پلاسمونی بهینه با مشخصات هندسی پیش‌بینی شده توسط GA در طول موج ۵۳۲ نانومتر و قرار گرفته در محیط پس‌زمینه‌ی زیستی

همان‌گونه که ملاحظه می‌شود، مقدارفاصله‌ی جدایی پیش‌بینی شده توسط GA با مقدار دقیق بیشنه شدت میدان که به ازای $S = 2.4$ نانومتر اتفاق می‌افتد، به خوبی تطابق دارد. در نهایت، توزیع شدت میدان الکتریکی به همراه بردار پوئین‌تینگ برای نانوحسگر پلاسمونی بهینه با مشخصات هندسی پیش‌بینی شده توسط GA در طول موج ۵۳۲ نانومتر و قرار گرفته در محیط پس‌زمینه‌ی زیستی در شکل(۴) رسم شده است و به خوبی تقویت میدان در ناحیه بین دو نانومیله را نشان می‌دهد .میزان تقویت توان پراکندگی رامان برای این ساختار بهینه شده طبق رابطه(۲) برابر با $R = 7 \times 10^{11}$ می‌باشد. این میزان افزایش برای ساختار بهینه‌ی پیشنهادی به ازای فاصله‌ی جدایی سطح به سطح $S = 2.4$ نانومتر اتفاق افتاده است؛ این در حالی است که در کارهای مشابه چنین ضریب افزایشی برای توان پراکندگی استوکس رامان در فاصله‌های بسیار نزدیک‌تر، کمتر از ۱ نانومتر، حاصل شده است [4,5].

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با به کارگیری روش سریع و دقیق مدل‌سازی GMT و ترکیب آن با الگوریتم بهینه‌سازی ژنتیک، پارامترهای هندسی اندازه و فاصله‌ی سطح به سطح نانومیله‌های پلاسمونی طلا به عنوان کمیت‌های تاثیرگذار بر روی مدهای تشدیدی جفت‌شدگی و LSPR، یک ساختار بهینه برای نانوحسگر زیستی پلاسمونی بر مبنای طیف‌سنجی رامان ارائه شده است. توان پراکندگی در این ساختار بهینه پیشنهادی، تا مقدار $R = 7 \times 10^{11}$ افزایش یافته است.

مرجع‌ها

1. T. Itoh and Y. S. Yamamoto, "Between plasmonics and surface-enhanced resonant Raman spectroscopy: Toward single-molecule strong coupling at a hotspot," Nanoscale **13**(3), 1566–1580 (2021).

2. S. a Maier, *Fundamentals and Applications Plasmonics : Fundamentals and Applications* (2004), **677**(1).

3. Y. Qiu, C. Kuang, X. Liu, and L. Tang, "Single-Molecule Surface-Enhanced Raman Spectroscopy," 1–16 (2022).

4. K. Kneipp, H. Kneipp, I. Itzkan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Surface-enhanced Raman scattering and biophysics," J. Phys. Condens. Matter **14**(18), 597–624 (2002).

5. M. Chisanga, H. Muhamadali, D. I. Ellis, and R. Goodacre, "Enhancing disease diagnosis: Biomedical applications of surface-enhanced raman scattering," Appl. Sci. **9**(6), (2019).

6. U. Koch, J. Niegemann, C. Hafner, and J. Leuthold, *MMP Simulation of Plasmonic Particles on Substrate Under E-Beam Illumination* (Springer International Publishing, 2018).

7. M. A. Elblbesy, "The refractive index of human blood measured at the visible spectral region by single-fiber reflectance spectroscopy," AIMS Biophys. **8**(1), 57–65 (2021).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

بررسی پدیده دوپایایی اپتیکی در سامانه های اپتومکانیک

محمد بخشان، علی دلفی

bakhshanmohammad@gmail.com
a_dalafi@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله به بررسی پدیده دوپایایی اپتیکی در سامانه‌های اپتومکانیک می‌پردازیم که ناشی از برهم‌کنش غیرخطی بین فشار تابشی میدان اپتیکی درون کاواک و مد ارتعاشی آینه متحرک است. در پدیده دوپایایی اپتیکی به ازای یک شدت فرودی خاص لیزر رانشی بیرونی و مقدار ناکوکی معین بین لیزر بیرونی و بسامد تشدید کاواک، دو شدت خروجی از کاواک قابل مشاهده می‌شود. در بررسی انجام شده، ما نه تنها به مطالعه رفتار دوپایایی میدان اپتیکی کاواک در شرایط پایا می‌پردازیم بلکه رفتار زمانی (دینامیکی) میدان اپتیکی کاواک را نیز تا قبل از رسیدن به شرایط پایا بررسی می‌کنیم. به عنوان یکی از کاربردهای مهم پدیده دوپایایی در اپتومکانیک می‌توان به طراحی سوییچ‌های اپتیکی اشاره نمود.

کلید واژه- اپتومکانیک کوانتومی، اپتیک کوانتومی، سوییچ اپتیکی، دوپایایی اپتیکی.

Investigation of Optical Bistability phenomenon in Optomechanical Systems

Mohammad Bakhshan , Ali Dalafi
mohammadbakhshan@gmail.com
a_dalafi@sbu.ac.ir

Abstract- In the present article, we investigate the phenomenon of optical bistability in the optomechanical systems which is due to the nonlinear interaction between the cavity radiation pressure and the moving mirror vibrational mode. In the optical bistability, two values for the cavity output intensity are observable for a fixed intensity of the external driving laser and a specified detuning between the cavity resonance and the driving laser frequency. In the present investigation, we not only study the optical bistability behavior in the steady-state of the system but also investigate the temporal (dynamical) behavior of the cavity optical field before reaching to the steady-state. As an important applications of the optical bistability in optomechanics, one can allude to the design of optical switches.

Keywords: Quantum optomechanics, Quantum optics, Optical switch, Optical bistability.

مقدمه

در سال‌های گذشته سامانه‌های اپتومکانیک ابزاری مناسب جهت مطالعه و مشاهده پدیده‌های مختلفی همچون سردسازی نوسانگر مکانیکی تا حالت پایه[۱]، دوپایایی اپتیکی و غیره، در زمینه اپتیک کوانتومی شده است. دوپایایی اپتیکی که ابتدا توسط آبراهام سُکِ و همکارانش مطرح گردید، بیانگر این است که برای یک شدت نور ورودی به سامانه، امکان مشاهده دو شدت خروجی متفاوت وجود دارد [۲]. از آنجایی که این پدیده یک فرآیند غیرخطی است، سامانه‌های اپتومکانیک توانایی بروز پدیده دوپایایی را دارند.

در این مقاله با خطی سازی دینامیک سامانه اپتومکانیک، و با در نظر گرفتن وابستگی زمانی میانگین میدان‌ها و حذف آدیاباتیک میدان اپتیکی، به بررسی و تحلیلی تحول زمانی میدان-میانگین در مد اپتیکی می‌پردازیم و در ادامه نتایج به دست آمده را با استفاده از روش عددی ترسیم می‌کنیم. سپس میدان-میانگین را در حالت پایا مطالعه نموده و رفتار آن را به صورت تابعی از آهنگ پمپاژ لیزر ورودی، به ازای مقادیر مختلف ناکوکی کاواک رسم نموده و بررسی می‌نماییم.

مدل و هامیلتونی سامانه

سامانه اپتومکانیک مورد مطالعه یک کاواک فابری-پرو برهنه متشکل از آینه‌ای ثابت و نیمه عبوری و یک آینه متحرک متصل به فنر می‌باشد که به آینه قابلیت جابه‌جایی در راستای طولی را می‌دهد و از این رو بسامد تشدید کاواک وابسته به تغییرات طولی کاواک می‌شود. آینه‌ی متحرک دارای جرم مؤثر m، بسامد تشدید Ω_m و آهنگ اتلاف $\gamma_m = \frac{\Omega_m}{Q_m}$ می‌باشد، به طوری که Q_m ضریب کیفیت نوسانگر مکانیکی است. آینه متحرک در دمای T_0 با حمام گرمایی در تعادل است. میدان درون کاواک به طور همدوس توسط یک لیزر ورودی با بسامد ω_L و دامنه ϵ از طرف آینه ثابت کاواک رانده می‌شود. مدل فیزیکی خود را به بررسی تک مد مکانیکی و تک مد کاواک محدود می‌کنیم. هامیلتونی سامانه دستگاه مختصات چرخان با بسامد لیزر خارجی به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar\Delta_c\hat{a}^\dagger a + \frac{\hbar\Omega_m}{2}(\hat{q}^2 + \hat{p}^2) - \hbar g_0\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{q} + i\hbar\eta\,(e^{i\phi}\,\hat{a}^\dagger - e^{-i\phi}\,\hat{a})\,, \qquad (۱)$$

به طوری که $\Delta_c \equiv \omega_0 - \omega_L$ ناکوکی کاواک، و $\hat{a}$ ($\hat{a}^\dagger$) عملگر فنا (خلق) مد میدان اپتیکی درون کاواک است و عملگرهای $\hat{q}$ و $\hat{p}$ را به ترتیب عملگرهای مکان و تکانه بی‌بعد مربوط به نوسانگر مکانیکی در نظر گرفته‌ایم. ضریب $g_0 = \frac{\omega_0}{L}\sqrt{\frac{\hbar}{m\Omega_m}}$ آهنگ جفت‌شدگی اپتومکانیکی است. جملات اول، دوم و سوم هامیلتونی، به ترتیب بیانگر هامیلتونی میدان اپتیکی درون کاواک، هامیلتونی نوسانگر مکانیکی و هامیلتونی برهمکنش میان میدان اپتیکی و نوسانگر مکانیکی هستند. عبارت آخر، هامیلتونی رانش سامانه توسط لیزر بیرونی با آهنگ $\eta = \sqrt{\frac{2\kappa\mathcal{P}}{m\omega_L}}$ و فاز ϕ است.

با در نظر گرفتن آثار اتلاف و نویز ناشی از حمام گرمایی از طریق رهیافت هایزنبرگ-لانژون، تحول زمانی دینامیک سامانه را به‌صورت زیر به دست می‌آوریم

$$\dot{\hat{a}} = -(\kappa + i\Delta_c)\hat{a} + ig_0\hat{a}\hat{q} + \eta e^{i\phi} + \sqrt{2\kappa}\hat{a}_{in}\,,$$
$$\dot{\hat{q}} = -\Omega_m\hat{p}\,,$$
$$\dot{\hat{p}} = -\Omega_m\hat{q} + g_0\hat{a}^\dagger\hat{a} - \gamma\hat{p} + \hat{P}_{in}\,.$$

در اینجا $\hat{a}_{in}$ عملگرنویز وابسته به متغییرهای محیط است[3]. با فرض کوچک بودن افت و خیزهای کوانتومی در مقایسه با مقادیر میانگین عملگرها، از افت و خیزهای مراتب بالاتر صرف نظر نموده و معادلات مربوط به

دینامیک سامانه را با استفاده از روابط $\hat{a} = \alpha + \delta\hat{a}$ ، $\hat{p} = p_s + \delta\hat{p}$ و $\hat{q} = q_s + \delta\hat{q}$ خطی‌سازی کرده و نهایتاً به معادلات تحول زمانی میانگین میدان‌ها به صورت زیر می‌رسیم[4]

$$\dot{q}_s(t) = \Omega_m\, p_s(t)\,,$$
$$\dot{p}_s(t) = -\Omega_m q_s(t) + g_0\, \alpha^2(t) - \gamma p_s,$$
$$\dot{\alpha}(t) = -i\Delta_c\alpha(t) + ig_0\, q_s(t)\alpha(t) + \eta e^{i\phi} - \kappa\, \alpha(t)\,.$$

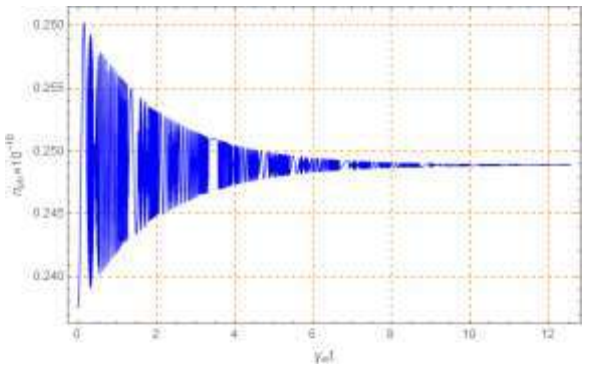
با فرض $\kappa \gg \gamma$ که منجر به حذف آدیاباتیک میدان اپتیکی می‌شود و صرف نظر از فاز لیزر ورودی($\phi = 0$) و نیز تعریف $\Delta(t) \equiv \Delta_c - g_0 q_s(t)$ بعنوان ناکوکی مؤثر کاواک، میدان میانگین به صورت

$$n_{ph}(t) = |\alpha|^2 = \frac{\eta^2}{\kappa^2+\Delta^2} \qquad (۲)$$

و دینامیک نوسانگر مکانیکی به صورت زیر بدست می‌آید

$$\ddot{q}_s + \gamma\dot{q}_s + \Omega_m^2 q_s = g_0\Omega_m\left(\alpha_R^2 + \alpha_I^2\right)\,. \qquad (۳)$$

معادله (۲) بیانگرتحول زمانی میانگین تعداد فوتون درون کاواک بوده و معادله(۳)، تحول زمانی مد مکانیکی را بیان می‌کند. در شکل(۱) نمودار تعداد فوتون‌های درون کاواک بر حسب زمان رسم شده است. همان طور که ملاحظه می‌شود در زمان‌های آغازین شاهد نوسانات شدید مد اپتیکی نسبت به زمان می‌باشیم. با گذشت زمان از شدت این نوسانات کاسته شده و سامانه به سمت حالت پایا میل می‌کند و با دامنه و بسامد ثابتی به نوسانات ادامه می‌دهد. برای مد مکانیکی نیز رفتار مشابهی بدست می‌آید. از این رو می‌توانیم دینامیک سامانه را در حالت پایا بررسی نماییم.

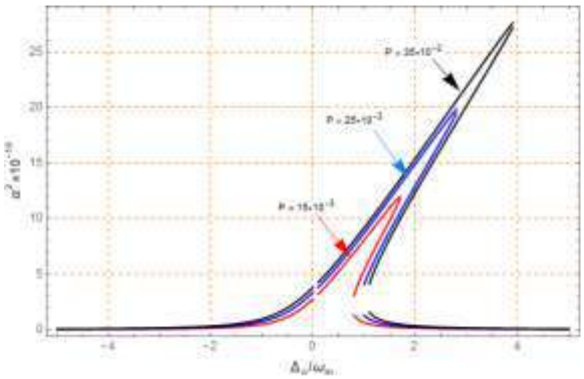


شکل ۱. تعداد فوتون‌های درون کاواک بر حسب زمان.

دوپایایی اپتیکی

با فرض دستیابی به حالت پایا در معادلات دینامیکی سامانه، تعداد فوتون‌های درون کاواک در حالت پایای را می‌توان از معادله (۲) و با فرض مقدار پایای q_s در رابطه ناکوکی $\Delta = \Delta_c - g_0 q_s$ به دست آورد. با توجه به رابطه(۲)، میانگین تعداد فوتون درون کاواک در یک معادله‌ی مرتبه سوم صدق می‌کند. از این رو ممکن است برای سامانه‌ای با پارامترهای مشخص، رفتار چند پایایی مشاهده کنیم.

برای مطالعه رفتار دوپایایی در سامانه اپتومکانیکی، کاواکی به طول $L = 25\mathrm{mm}$ و آهنگ اتلاف $\kappa = 1.34 \times 10^6$ را در نظر می‌گیریم، به طوری که توسط لیزر بیرونی با طول موج $\lambda = 1064\ \mathrm{nm}$ رانده می‌شود. آینه متحرک کاواک به جرم $m = 150 \times 10^{-12}\mathrm{g}$ با بسامد مکانیکی $\Omega_m = 2\pi \times 10^6\ \mathrm{Hz}$ نوسان می‌کند به طوری که آهنگ اتلاف ناشی از نوسان برابر $\gamma = 2\pi \times 100\mathrm{Hz}$ بوده و در دمای $T_0 = 400\mathrm{mK}$ خنک‌سازی شده است[5]. درشکل(۲) نمودار میانگین تعداد فوتون‌های کاواک را به صورت تابعی از ناکوکی به ازای مقادیر مختلف از توان لیزر ورودی در حالت پایا رسم کرده‌ایم. در هر سه نمودار به ازای ناکوکی‌های مثبت سامانه رفتار چند پایایی نشان می‌دهد در حالی که به ازای ناکوکی‌های منفی سامانه تک پایا است. همچنین، با افزایش توان لیزر ورودی تعداد فوتون‌های درون کاواک افزایش می‌یابد.



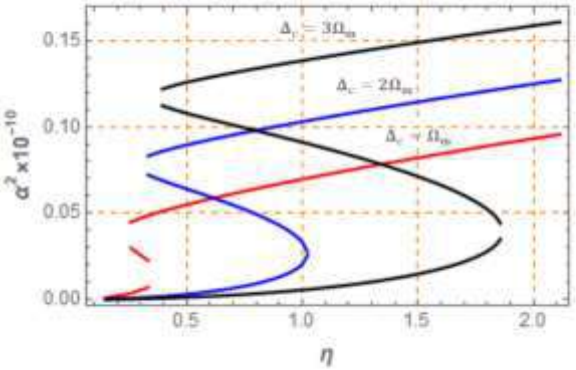
شکل ۲. نمودار میانگین تعداد فوتون‌های درون کاواک بر حسب ناکوکی به ازای چند مقدار مختلف از توان لیزر ورودی

در شکل(۳) نمودار میانگین تعداد فوتون‌های درون کاواک را به صورت تابعی از آهنگ رانش لیزر ورودی به ازای مقادیر مختلفی از ناکوکی کاواک رسم کرده‌ایم. بار دیگر شاهد وجود چندپایایی در سامانه هستیم. نکته جالب توجه این است که با افزایش ناکوکی کاواک ناحیه چندپایایی افزایش می‌یابد و به سمت راست جابجا می‌شود. از این ویژگی می‌توان در طراحی سوییچ‌های اپتیکی استفاده کرد [3].

لازم به توضیح است که هر نقطه از هریک از منحنی‌های رسم شده در شکل‌های (۲) و (۳) در شرایط پایا به دست آمده است. این بدان معنی است که برای به دست آمدن هر نقطه از هر یک از منحنی‌های این شکل‌ها، سامانه تعداد بسیار زیادی نوسان، به صورت آنچه که در شکل ۱ نشان داده شده، انجام داده است تا این که برای زمان‌هایی که بزرگتر از زمان واهلش مد اپتیکی است، سامانه به حالت پایا رسیده و تعداد فوتون‌های درون کاواک به سمت مقدار معینی که در هر نقطه از شکل‌های (۲) و (۳) نشان داده شده میل کرده است.

نتیجه گیری

بروز ویژگی دوپایایی در سامانه‌های اپتومکانیک ناشی از غیرخطیت برهمکنش فشار تابشی است. تعداد فوتون‌های درون کاواک تا قبل از رسیدن به حالت پایا متحمل تعداد بسیار زیادی نوسان می‌شود تا این که بعد از گذشت زمانی که بزرگتر از زمان واهلش مد اپتیکی ۴
است به حالت ایستا می‌رسد و در این وضعیت، پدیده دوپایای آشکار می‌شود.



شکل 3. نمودار میانگین تعداد فوتون‌های درون کاواک برحسب آهنگ رانش لیزر ورودی به ازای چند مقدار مختلف ناکوکی

مرجع‌ها

[1] Bijita Sarma and Amarendra K. Sarma. Optical bistability and cooling of a mechanical oscillator induced by radiation pressure in a hybrid optomechanical system, arXiv: 1503.03813, 2015.

[2] Robert W. Boyd. Chapter 7 - processes resulting from the intensity-dependent refractive index. In Robert W. Boyd, editor, Nonlinear Optics (Fourth Edition), pages 321–380. Academic Press, fourth edition edition, 2020.

[3] A Dalafi, M H Naderi, M Soltanolkotabi, and Sh Barzanjeh J.PhysB. **46**(23):235502, (2013).

[4] S. Shahidani, M. H. Naderi, M. Soltanolkotabi, and S. Barzanjeh Steady-state entanglement, cooling, and tristability in a nonlinear optomechanical cavity. *JOSAB*, **31**(5):1087, (2014).

[5] O.Arcizet, P-F.Cohadon, T. Briant, M.Pinard and A.Heidmann, Nature **444** 71 (2006).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

بهینه سازی کاواک با هندسه Z-شکل برای تولید لیزر سبز پالسی نانوثانیه از مرتبه کیلوهرتز

مهدی مسائلی، آتوساسادات 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 - کاواک با هندسه‌ی Z-شکل یک چیدمان مناسب برای تولید لیزر سبز پالسی نانوثانیه توسط تولید هماهنگ‌دوم داخل کاواکی با یک محیط بهره دو طرف دمش شده‌ی طولی است. انتخاب صحیح المان‌ها و فاصله‌ی بین آنها یکی از چالش های اساسی در طراحی این کاواک ها است. در این مقاله با بررسی پارامترهای المان‌های یک کاواک Z-شکل و با توجه به معیارهای طراحی کاواک بهینه، بهینه‌ترین فاصله قرارگیری المان‌ها درون کاواک برای تولید هماهنگ دوم داخل کاواکی برای بازه‌ی بزرگی از توان دمش پیشنهاد می‌شود. پس از برپایی چیدمان بهینه ، پالس‌های خروجی با حداکثر انرژی ۰٫۸ میلی ژول و توان متوسط ۱٫۶ وات به ازای توان دمش ۳۰ وات در نرخ تکرار ۲ کیلوهرتز بدست آمد.

کلید واژه- پایداری، تولید هماهنگ‌دوم داخل کاواکی، دو طرف دمش طولی، شعاع لکه مد گوسی، کاواک لیزر Z-شکل.

Optimization of cavity with Z-shape geometry to generate nanosecond pulsed green laser of KHz order

Mahdi masaeli , Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Laser and plasma research institute of Shahid Beheshti university,Tehran,Iran

Abstract- A cavity with a Z-shaped geometry is a suitable arrangement for generating nanosecond pulsed green lasers by intracavity second harmonic generating with a longitudinally double end pump gain medium. Correct selection of elements and the distance between them is one of the basic challenges in designing these cavity. In this article, by examining the different parameters of the elements of a Z-shaped cavity and according to the optimal cavity design criteria, the optimal distance of the placement of elements inside the cavity for the intracavity second harmonic generating in a wide range of pumping power is obtained. After establishing the optimal arrangement, the output pulses with a maximum energy of 0.8 mJ per pulse and average power of 1.6 with 30 W pump power at a repetition rate of 2 kHz were obtained.

Keywords: Stability, intracavity second harmonic generation, a longitudinally double end pump , Gaussian mode spot radius, Z-shaped laser cavity.

مقدمه

تولید هماهنگ‌دوم از یک باریکه لیزر در طیف مادون قرمز با استفاده از بلورهای غیرخطی درون کاواک لیزر یک روش موثر برای دستیابی به پرتو لیزر در ناحیه ناحیه مرئی است[۱]. آرایش های متنوعی برای دستیابی به لیزر سبز پالسی نانوثانیه توسط تولید هماهنگ‌دوم داخل کاواکی پیشنهاد شده است[۳]. از جمله‌ی این چیدمان‌ها، کاواک با هندسه Z-شکل است که در آن محیط بهره به صورت طولی و از دو انتها دمش می‌شود. دمش از دو انتهای محیط بهره با تقسیم توان دمش، این اجازه را می‌دهد که علاوه بر حفظ کیفیت باریکه خروجی، لیزر با توان‌های بالاتری دمش شود که منجر به دستیابی به انرژی خروجی بالاتر می‌شود. یک محیط بهره دو طرف دمش شده‌ی طولی را می‌توان با یک عدسی حرارتی با فاصله کانونی f_T، تقریب زد، که مقدار f_T با تغییر توان دمش تغییر می‌کند. اندازه f_T در ماتریس انتقال کل کاواک، پایداری و شعاع لکه مد گوسی روی المان‌های کاواک را تحت تاثیر قرار می‌دهد. با انتخاب درست المان‌ها و فاصله بین آن‌ها می‌توان پایداری کاواک در بازه‌ای از توان دمش را تضمین نمود. در این مقاله با بررسی حالت‌های مختلف قرارگیری المان‌ها درون کاواک Z-شکل و با توجه به معیارهای طراحی کاواک بهینه، مناسب‌ترین حالت قرارگیری المان‌ها درون کاواک برای تولید هماهنگ دوم داخل کاواکی پیشنهاد می‌شود. سپس با برپایی چیدمان بهینه به بررسی نتایج حاصل از آن پرداخته می‌شود.

مبانی نظری

شرط پایداری کاواک و شعاع لکه مد گوسی روی هر کدام از المان‌های کاواک از روابط ۱ و ۲ بدست می-آیند[۱]:

$$-1 < \left|\frac{A+D}{2}\right| < 1 \qquad (۱)$$

$$r = \sqrt{\frac{|B|\lambda}{\pi(1-(\frac{A+D}{2})^2)^{1/2}}} \qquad (۲)$$

A، B و D به ترتیب درایه اول، دوم و چهارم ماتریس انتقال کاواک هستند که از حاصل ضرب ماتریس انتقال تک تک المان‌های کاواک برای یک دور رفت و برگشت با شروع از المان موردنظر به دست می‌آیند و λ طول موج لیزر است. برای تعیین مکان بهینه المان‌ها ابتدا باید تمام حالت‌های قرارگیری المان‌ها در کاواک با تغییر متغیرهای کاواک مانند L_n فاصله بین المان‌های کاواک، R_n شعاع آینه‌ها، f_{lens} فاصله کانونی عدسی درون کاواک و ... بررسی شود. همانطورکه گفته شد تغییر مقدار فاصله کانونی عدسی حرارتی باعث تغییر پایداری کاواک می‌شود. برای حالت‌هایی که به ازای همه‌ی مقادیر f_T، پایداری کاواک حفظ شود مقدار میانگین شعاع لکه مد گوسی روی هر المان محاسبه می‌شود. با توجه به اینکه در دمش طولی افزایش بازده همپوشانی $\eta_p = {r_p}/{r_{Rod}}$ بین شعاع مد گوسی محیط بهره r_{Rod} و شعاع ناحیه دمش شده r_p باعث افزایش کیفیت باریکه و توان خروجی لیزر می‌شود، محیط بهره باید در مکانی از کاواک گیرد که بیشترین r_{Rod} در آنجا است. از طرفی با توجه به اینکه بازده تبدیل هماهنگ دوم با مساحت لکه باریکه فرودی روی بلور غیرخطی r_{SHG} رابطه ${1}/{\sqrt{r_{SHG}}}$ دارد، بلور غیرخطی باید در نقطه‌ای از کاواک قرار گیرد که کمترین مد گوسی در

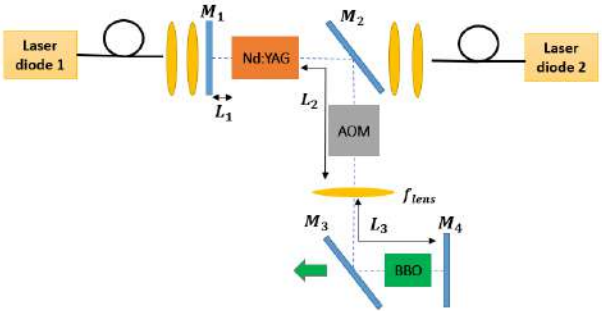
آنجا است. با توجه به این دو معیار، متغیرهای کاواک به کمک نرم افزار لسکد باید به گونه‌ای انتخاب شوند که با حفظ پایداری برای بازه دمش مد نظر بیشترین شعاع مد گوسی روی محیط بهره و کمترین شعاع مد گوسی روی کریستال غیر خطی بدست آید.

طراحی چیدمان تجربی

شکل ۱ طرحواره‌ای از چیدمان کاواک لیزر Z-شکل را نشان می‌دهد. کاواک از چهار آینه‌ی تخت تشکیل شده است. همه‌ی آینه‌ها برای طول موج ۱۰۶۴ nm بازتابنده کامل هستند. محیط بهره یک میله نئودمیوم‌یاگ با ابعاد $6\phi \times 20mm$ می‌باشد. سیستم دمش دو لیزر دیود فیبر کوپل با بیشترین توان خروجی ۱۵W در طول‌موج ۸۰۸nm است. باریکه خروجی از فیبر هر کدام از لیزر دیودها توسط سیستم تصویرکننده شامل دو عدسی در داخل محیط بهره به قطر ۸۰۰μm کانونی می‌شود و آن را به صورت طولی دمش می‌کند. برای دستیابی به پالس‌های نانوثانیه، کلیدزنیQ با قرار دادن یک ماژول آکوستواپتیک(AOM) در داخل کاواک صورت می‌پذیرد. تولید هماهنگ‌دوم داخل کاواکی، توسط قرار دادن بلور BBO با تطبیق‌فازی نوع یک و با زوایای برش $\theta = 22.5 , \phi = \pi/2$، طول ۷mm دارای پوشش ضدبازتاب، نزدیک به آینه M_4 بدست می‌آید. در این چیدمان آینه M_3 دارای عبور کامل برای طول‌موج ۵۳۲nm و آینه M_4 بازتابنده کامل برای طول‌موج ۵۳۲nm است، بدین ترتیب دو بار گذر از بلورغیرخطی حاصل می‌شود. کاواک شامل یک عدسی با فاصله کانونی f_{lens} است. ماتریس انتقال کل کاواک از رابطه‌ی ۳ بدست می‌آید.

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_T} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{lens}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{lens}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_T} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (۳)$$

فواصل L_1 و L_2 و L_3 در شکل ۱ نشان داده شده‌اند. R_1 و R_2 به ترتیب شعاع انحنای آینه‌های M_1 و M_4 هستند که در اینجا تخت هستند. نتایج شبیه سازی با نرم افزار لسکد نشان می‌دهد که مقدار f_T یک محیط بهره نئودمیوم یاگ با ابعاد $6\phi \times 20mm$ و با دمش دو طرفه و با قطر لکه دمش ۸۰۰μm با توان دمش 2 تا 30 وات، بین ۲۰۰cm تا ۱۵cm تغییر می‌کند.

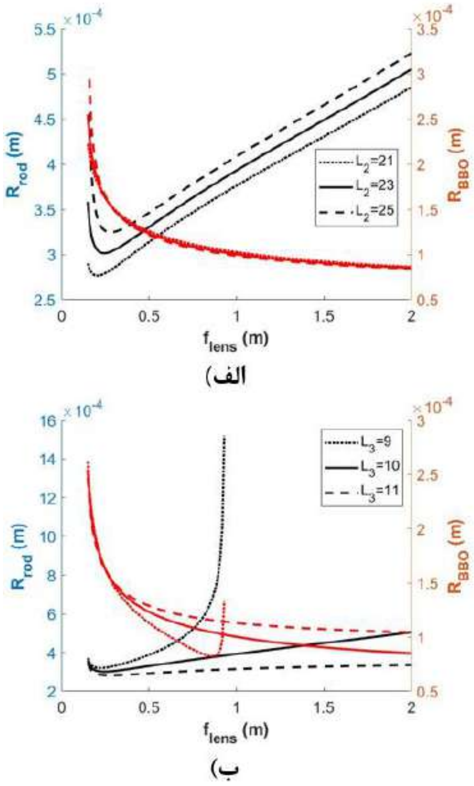


شکل ۱: طرحواره‌ای از چیدمان Z-شکل

با وارد کردن ابعاد محیط بهره، بلور غیرخطی، و شکل چیدمان به نرم افزار لسکد و بعد از انجام فرآیند بهینه سازی و برای تغییرات فاصله کانونی عدسی حرارتی بین ۱۵cm تا ۲۰۰cm، مقادیر $L_1 = 1cm$ و $L_2 = 23cm$ و $L_3 = 10cm$ و $f_{lens} = 10cm$ به عنوان مقادیر بهینه بدست آمد.

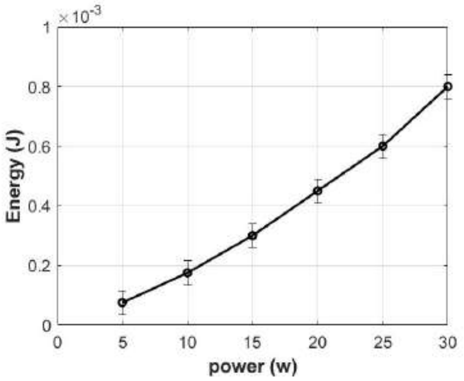
شکل ۲ تغییرات شعاع لکه مد گوسی روی محیط بهره(نمودار مشکی رنگ) و کریستال غیرخطی(نمودار قرمز رنگ) بر حسب تغییرات فاصله کانونی عدسی حرارتی برای مقادیر مختلف الف) L_2 و ب) L_3 نسبت

به مقدار بهینه(خط ممتد) را نشان می‌دهد. با کاهش فاصله کانونی عدسی حرارتی مقدار r_{Rod} و r_{SHG} به ترتیب کاهش و افزایش می‌یابد. در مقایسه‌ی تغییرات فاصله‌های L_2 و L_3، کاواک به تغییرات L_3 حساس‌تر است. اگر فاصله L_3 کوتاهتر از مقدار بهینه، نمودار نقطه چین، انتخاب شود مقدار r_{Rod} افزایش می‌یابد اما این کار باعث ناپایداری کاواک در f_Tهای بلند، توان دمش پایین، می‌شود و بالعکس. همچنین اگر فاصله L_2 بیشتر از فاصله بهینه انتخاب شود r_{Rod} افزایش می‌یابد اما کاواک به ازای توان‌های پایین‌تر از ۳۰ وات ناپایدار می‌شود.



شکل ۲: تغییرات شعاع لکه مد گوسی روی محیط بهره و روی کریستال غیرخطی بر حسب تغییرات فاصله کانونی عدسی حرارتی و برای الف)مقادیر مختلف L_2 ب)مقادیر مختلف L_3

پس از برپایی چیدمان تجربی بر اساس هندسه و فواصل بهینه بدست آمده از نتایج شبیه سازی، نمودار تغییرات انرژی پالس خروجی بر اساس توان‌های دمش مختلف به صورت شکل ۳ بدست آمد. در اینجا حداکثر انرژی ۰٫۸ میلی ژول و توان متوسط ۱٫۶ وات را به ازای توان دمش ۳۰ وات و نرخ تکرار ۲ کیلوهرتز حاصل شده است.



شکل ۳: نمودار تغییرات انرژی پالس سبز خروجی بر حسب توان دمش

نتیجه‌گیری

در این مقاله به طراحی و بهینه سازی محل قرار گیری المان های در یک کاواک Z-شکل برای تولید هماهنگ دوم داخل کاواکی یک لیزر دو طرف دمش شده طولی پرداخته شد. در نهایت با برپایی چیدمان بهینه مقدار حداکثر انرژی ۰٫۸ میلی ژول را به ازای توان دمش ۳۰ وات و نرخ تکرار ۲ کیلوهرتز به دست آمد.

مرجع‌ها:

[1] Walter Koechner. “Solid-state laser engineering”, Springer, 2006.

[۲] مهدی مسائلی، آتوسا سادات عربانیان، *رضا مسعودی*، "*مقایسه تولید هماهنگ‌دوم داخل و خارج مشددی در لیزر نئودمیوم یاگ تپی نانوثانیه با نرخ تکرار از مرتبه کیلوهرتز*"، بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، ۱۴۰۰.

[3] Wan Qin, Chenlin Du, “10.2-W Q-switched intracavity frequencydoubled Nd:YVO4/LBO red laser double-endpumped by laser-diode-arrays”, Optics Express, Vol. 15, Issue 4, pp. 1594-1599 (2007).

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

خواص اپتیکی روغن آفتابگردان آلوده شده به آفلاتوکسین B_1

حنانه رفیعی[۱] ، سلمان مهاجر مازندرانی[۱و*]، ویدا تفکری[۲]

[۱] آزمایشگاه تحقیقاتی بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

[۲] آزمایشگاه میکروبیولوژی، دانشکده زیست، دانشگاه خوارزمی، کرج، ایران

*Mohajer@Khu.ac.ir

چکیده: پژوهش حاضر به منظور معرفی روشی برای تشخیص حضور آفلاتوکسین B_1 در روغن و بررسی ویژگی های اپتیکی این ماده است. ابتدا طیف جذبی ماده در محدوده مرئی و فرابنفش بررسی شد. سپس با استفاده از نمونه اصلی تهیده شده آفلاتوکسین B_1، غلظت های بالاتر و پایین تر از غلظت استاندارد آماده گردید و سپس ویژگی‌های جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی آفلاتوکسین در غلظت‌های مختلف مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت و مقادیر n_2 از مرتبه $10^{-9}\,\frac{cm^2}{W}$ با علامت منفی بدست آمد. بر اساس نتایج حاصل، با افزایش غلظت آفلاتوکسین، قدرمطلق ضریب شکست غیرخطی ماده افزایش یافت. با توجه به خواص غیرخطی آفلاتوکسین با اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی می‌توان غلظت سنجی نمونه‌های روغن آلوده به آفلاتوکسین با غلظت مجهول را بدست آورد.

کلید واژه: آفلاتوکسین، روغن آفتابگردان، ضریب شکست غیرخطی

Optical properties of sunflower oil contaminated with aflatoxin B_1

Hananeh Rafiei[1], Salman Mohajer Mazandarani[1,*], Vida Tafakori[2]

[1]Biophotonics Research Laboratory, Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

[2]Microbiology Laboratory, Faculty of Biology, Kharazmi University, Karaj, Iran

***Mohajer@Khu.ac.ir**

Abstract: The purpose of this research is to introduce a method to detect the presence of aflatoxin B_1 in oil and to investigate the optical properties of this substance. First, the absorption spectrum of the substance was investigated in the visible and ultraviolet ranges. Then, by using the original prepared sample of aflatoxin B_1, concentrations higher and lower than the standard concentration were prepared, and then the characteristics of linear absorption and nonlinear refractive index of aflatoxin in different concentrations were studied and investigated and the values of n_2 were of the order of $10^{-9}\,\frac{cm^2}{W}$ was obtained with a negative sign. Based on the results, with the increase of aflatoxin concentration, the absolute value of the nonlinear refractive index of the material increased. Considering the nonlinear properties of aflatoxin, by measuring the nonlinear refractive index, it is possible to obtain the concentration measurement of oil samples contaminated with aflatoxin with an unknown concentration.

Keywords: aflatoxin, sunflower oil, nonlinear refractive index

مقدمه

مایکوتوکسین‌ها متابولیت‌های ثانویه قارچها هستند که دارای اثرات سمی، سرطان‌زایی و ناقص‌الخلقه‌ای هستند. واژه مایکوتوکسین از لغت یونانی *Myke* به معنی قارچ و لغت *Toxin* به معنی سم گرفته شده است. آفلاتوکسین‌ها مایکوتوکسین‌هایی هستند که توسط سه میکروارگانیسم یعنی قارچهای کپکی به نامهای *Aspergillus flavous*، *Aspergillus parasiticus* و *Aspergillus nomius* ایجاد می‌شوند. کلمه *Aflatoxin* مشتق از ابتدای کلمات آسپرژیلوس فلاووس و توکسین به معنای سم است. سم آفلاتوکسین چندین نوع دارد که به ترتیب عبارت‌اند از: $M_1, M_2, G_1, G_2, B_1, B_2$ که از میان آن‌ها AFB_1 سمیت بیشتری دارد و جزء مواد سرطان‌زا و جهش‌زا محسوب می‌شود. آفلاتوکسین‌ها طیف گسترده‌ای از محصولات کشاورزی از جمله ذرت، گندم، برنج، دانه‌های روغنی، ادویه‌ها، ترشیجات، میوه‌های خشک و آجیل‌ها را آلوده می‌کنند.[۱]

تخمه آفتابگردان بستر مناسبی برای رشد آفلاتوکسین است. لیپیدها نقش مهمی در بیوسنتز آفلاتوکسین ایفا می‌کنند اما اسیدهای چرب غیراشباع موجود در آفتابگردان نیز تاثیر قوی بر تولید آفلاتوکسین دارند.[۲] غلظت مجاز آفلاتوکسین B_1 طبق استاندارد سازمان غذا و دارو ۱۰ میکروگرم در کیلوگرم روغن آفتابگردان است. تحقیقات انجام شده روی آفلاتوکسین B_1 در سال‌های اخیر نشان می‌دهد که وقتی از ماده خام آلوده به آفلاتوکسین در استخراج مکانیکی روغن استفاده می‌شود، آفلاتوکسین موجود بسته به ماهیت استخراج می‌تواند کم و بیش به روغن منتقل شود.[۳]

آماده سازی نمونه

نمونه سم آفلاتوکسین B_1 با غلظت مناسب از شرکت‌های معتبر داخلی خریداری شد. یکی از غلظت‌های مرسوم این سم در بازار ویال‌هایی تیره رنگ، با غلظت آفلاتوکسین B_1 در متانول به مقدار ۱۰ میلی‌گرم در لیتر است. در حالی که غلظت مجاز آفلاتوکسین B_1 طبق استاندارد سازمان غذا و دارو، ۱۰ میکروگرم در کیلوگرم است.[۴] با توجه به چگالی متانول که برابر با ۷۹۲ کیلوگرم بر متر مکعب و چگالی روغن آفتابگردان ۹۱۸/۸ کیلوگرم بر متر مکعب است، مقدار لازم از ویال آفلاتوکسین در یک سی سی از روغن آفتابگردان ریخته شد و غلظت‌های ده برابر و یک دهم غلظت استاندارد تهیه گردید و سپس درون سل‌های مناسب تحت تابش پرتو لیزر منتقل شده و مورد خوانش قرار گرفت.

روش تجربی

ضریب جذب خطی با کمک قانون بیر-لامبرت که بیانگر رابطه شدت نور ورودی و نور خروجی از ماده است، جذب خطی در طول موج لیزر مورد استفاده بدست می‌آید. ابتدا با استفاده از لیزر با طول موج ۵۳۲nm، ضریب جذب خطی مواد (α) در غلظت‌های مختلف را توسط شیب نمودار P(توان خروجی) برحسب P_0(توان ورودی) محاسبه شد.(شکل۲) (a شیب نمودار بدست آمده و l طول نمونه می‌باشد.)

$$\alpha = -\frac{1}{l}Ln(a) \qquad (۱)$$

جاروب Z در این چیدمان تاثیر مقادیر مختلف غلظت آفلاتوکسین در روغن آفتابگردان بر خواص غیرخطی ماده بررسی شده است. در این تکنیک نور لیزر پس از عبور از عدسی همگراکننده تشکیل یک کمره باریکه می‌دهد سپس به نمونه‌ای که در فاصله‌ی کانونی قرار دارد برخورد کرده و در آخر به روزنه بسته در انتهای مسیر رسیده و شدت عبوری از روزنه توسط آشکارساز اندازه‌گیری می‌شود. عبور

نور لیزر با شدت بالا از نمونه باعث ایجاد پدیده‌های خودکانونی یا خودواکانونی نور لیزر در داخل نمونه می‌شود. وجود این پدیده‌ها موجب تغییر جبهه موج، تغییر فاز و در نهایت موجب تغییر شدت اندازه‌گیری شده در آشکارساز می‌شود. شدت‌های مختلف با جابه‌جا کردن نمونه اطراف فاصله کانونی ثبت شد. پس از محاسبه‌ی اختلاف شدت بهنجار شده بین بیشینه و کمینه ΔT_{p-v} (فاصله بین میزان عبور نرمال در قله و دره) برحسب $|\Delta\varphi_0|$ (تغییرات فازی جبهه موج به دلیل اثرات غیرخطی) به ازای مقادیر مختلف s رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\Delta T_{p-v} = 0.406(1-s)^{0.25}|\Delta\varphi_0| \qquad (۲)$$

در آخر ضریب شکست غیرخطی ماده را در غلظت‌های مختلف با استفاده از رابطه‌ی زیر بدست آمد:

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)*I_0*L_{eff}} \qquad (۳)$$

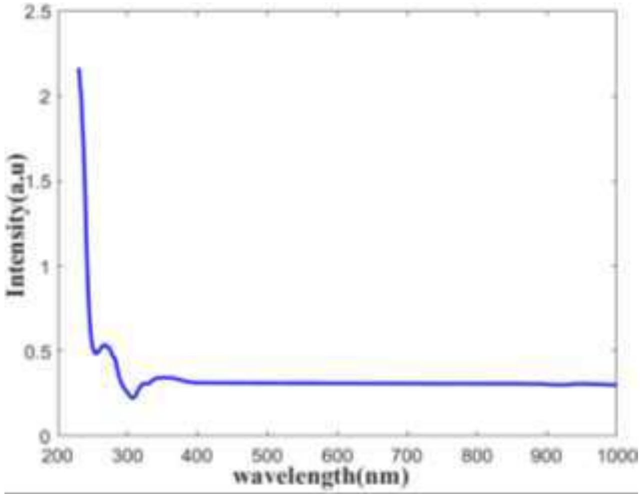
که در این رابطه I_0 بیشینه شدت در کمره پرتو گاوسی است که با استفاده از رابطه $I_0 = \frac{2P_0}{\pi W_0^2}$ بدست می‌آید و s ضریب عبور روزنه است. α ضریب جذب خطی، L ضخامت نمونه و L_{eff} ضخامت موثر نمونه است که رابطه آن به صورت زیر می‌باشد[۵]:

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \qquad (۴)$$

طیف سنجی مرئی- فرابنفش با استفاده از طیف سنجی مرئی- فرابنفش میزان نور عبوری یا جذبی ماده را اندازه‌گیری کردیم. نتیجه این طیف سنجی به صورت تابعی از طول موج گزارش شده است.

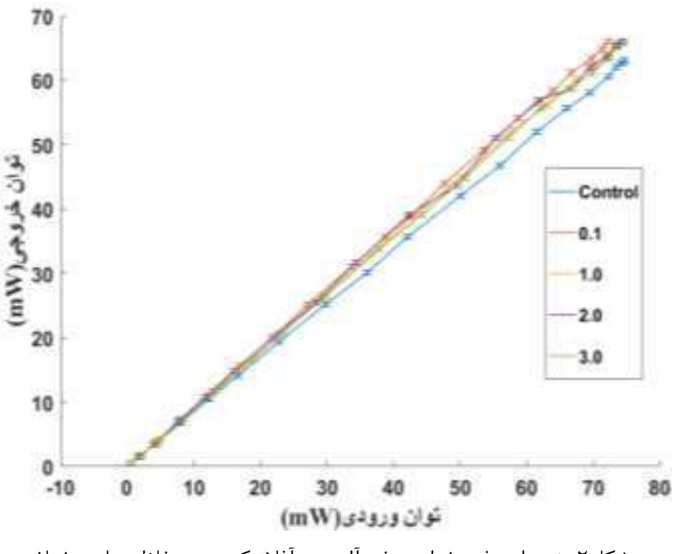
بحث و نتیجه گیری

bشکل۱ نمودار مرئی-فرابنفش نشان می‌دهد که نمونه در طول موج‌های محدوده لیزری استفاده شده جذب زیادی نداشته پس اختلالی در اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی در نمودار جاروب Z بوجود نمی‌آید.



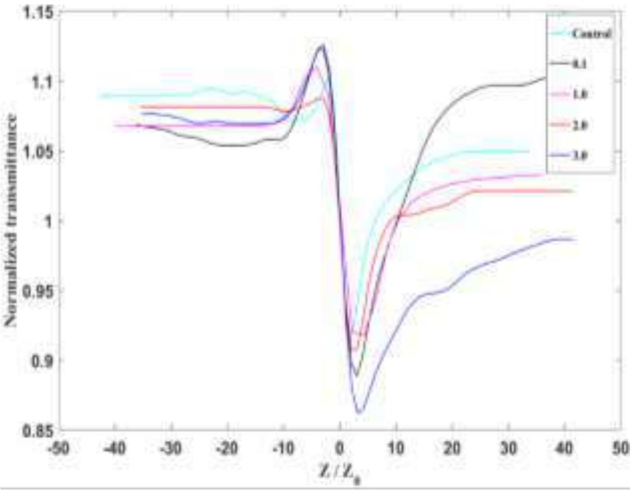
شکل۱- نمودار مرئی- فرابنفش نمونه روغن آلوده به آفلاتوکسین

همان طور که در نمودار شکل۲ مشاهده می‌شود میزان جذب خطی نمونه‌های مختلف بسیار نزدیک به هم بوده و برای غلظت ۰،۱ از همه کمتر و برای غلظت کنترل از همه بیشتر است.



شکل۲- نمودار جذب خطی روغن آلوده به آفلاتوکسین در غلظت‌های مختلف

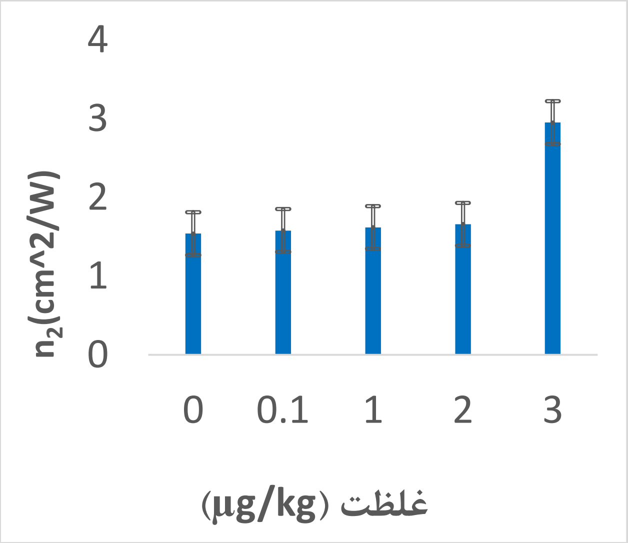
در شکل ۳ مشاهده میشود که با افزایش غلظت آفلاتوکسین ΔT_{p-v} افزایش یافته است که براساس آن مقادیر ضریب شکست غیرخطی زیاد می‌شود. همچنین شکل۴ مقادیر ضریب شکست غیرخطی را به صورت نمودار میله‌ای نشان داده شده که بر این اساس با اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی می‌توان غلظت سنجی نمونه‌های روغن آلوده به آفلاتوکسین با غلظت مجهول را نیز بدست آورد.



شکل۳- نمودار جاروب Z روزنه بسته برای نمونه روغن آلوده به آفلاتوکسین با غلظت‌های کنترل، ۰،۱، ۱،۰، ۲،۰ و ۳،۰

جدول۱- داده‌های اندازه‌گیری شده مربوط به جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی

غلظت $(\frac{\mu g}{kg})$	$\alpha \pm \Delta\alpha (\frac{1}{cm})$	$n_2 \times 10^{-9} (\frac{cm^2}{W})$
Control	*1.74±0.1*	*-1.55*
0.1	*0.94±0.1*	*-1.58*
1.0	*1.16±0.1*	*-1.62*
2.0	*1.16±0.1*	*-1.66*
3.0	*1.27±0.1*	*-2.40*



شکل۴- نمودار میله‌ای اندازه ضریب شکست غیرخطی در غلظت‌های مختلف

مرجع‌ها

[1] Frisvad, Jens C., Pernille Skouboe, and Robert A. Samson. "Taxonomic comparison of three different groups of aflatoxin producers and a new efficient producer of aflatoxin B1, sterigmatocystin and 3-O methylsterigmatocystin, Aspergillus rambellii sp. Nov." *Systematic and applied microbiology* 28, no. 5 (2005): 442-453.

[2] Sweeney, Michael J., and Alan DW Dobson. "Molecular biology of mycotoxin biosynthesis." *FEMS Microbiology Letters* 175, no. 2 (1999): 149-163.

[3] Banu, Narasimhan, and JohnPaul Muthumary. "Aflatoxin B1 contamination in sunflower oil collected from sunflower oil refinery situated in Karnataka." Health 2, no. 08 (2010): 973.

[۴] ضابطه ویژگی های بهداشتی و سلامت دانه ها و میوه های روغنی، روغن ها و چربی های خوراکی، سازمان غذا و دارو، کد مدرک *FB-Sp-1397-0035*

[5] Z-scan optical method complements the Thioflavin T assay for investigation of anti-Alzheimers impact of polyphenols
M Jamali, S Mohajer, S Sheikhlary, MHM Ara - Photodiagnosis and Photodynamic Therapy, 2022

تولید نانوذرات نقره توسط کندوسوز لیزری و بررسی خواص اپتیک غیر خطی آنها

[۱]بیتا آزموده افشار، [1]اکبر جعفری، [1] میر مقصود گلزان،[1]رحیم نادرعلی

[۱]دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم،گروه فیزیک

[1]b.azmoodehafshar@urmia.ac.ir, [1]a.jafari@urmia.ac.ir, [1]r.naderali@urmia.ac.ir ,[1]m.golzan@urmia.ac.ir

چکیده - در این کار تجربی، نانو ذرات نقره توسط کندوسوز لیزری پالسی Nd:YAG با طول موج تابشی λ=1064nm در آب مقطری که به آن نمک سیترات جهت کنترل سایز نانو ذرات به عنوان تثبیت کننده اضافه شده، تولید شده اند. پاسخ غیر خطی آنها بوسیله روش جاروب-Z بررسی شده و با مقایسه مقادیر ضرایب غیر خطی شکست(n_2) و جذب (β) با توجه به چگالی انرژی تابشی در کندوسوز لیزری، مشاهده شدکه با کاهش چگالی انرژی لیزر، n_2 و β کاهش می یابند.

کلید واژه- نانوذرات نقره، سایز نانوذرات، چگالی انرژی تابشی لیزر، خواص اپتیک غیر خطی و کندوسوز لیزری.

Producing of Silver Nanoparticles Laser Ablation and Investigation of Their Nonlinear Optical Properties

Bita Azemoodeh Afshar[1], Akbar Jafari[1], Rahim Naderali[1] and Mir Maqsood Golzan[1]

[1]Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia, Iran
[1]b.azmoodehafshar@urmia.ac.ir, [1]a.jafari@urmia.ac.ir, [1]r.naderali@urmia.ac.ir ,[1]m.golzan@urmia.ac.ir

Abstract- In this experimental work, Ag nanoparticles (NPs) have been produced by a pulsed Nd:YAG laser ablation with irradiation wavelength of λ=1064nm in distilled water to which sodium citrate added to it as a stabilizer to control the size of NPs. Their nonlinear response investigated by Z-scan method and by comparing of nonlinear refractive (n_2) and nonlinear absorption (β) indices according to the energy density in laser ablation, observed that the n_2 and β decreased when the energy density decreased.

Keywords: Ag Nanoparticles, Size of NPs, laser Radiant Energy Density, Nonlinear Optical Properties and Laser ablation.

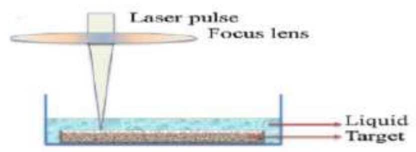
مقدمه

نانو ذرات نقره با توجه به خواص فیزیکایشان، از جمله سایز و شکل، کاربردهای زیادی دارند. این نوع نانو ذرات به عنوان مواد آنتی باکتریال و محدودکننده اپتیکی در حوزه اپتیکی استفاده می شوند [1]. روشهای زیادی برای تولید نانو ذرات نقره از جمله روش سنتز شیمیایی، روش میکروویو و روش کندوسوز لیزری وجود دارد. روش کندوسوز لیزری مطمئن ترین و سریع ترین روش برای تولید نانو ذرات با خلوص بالا، در محیط مایع همراه با مشخصات ساختاری و اپتیکی متفاوت است. از طرف دیگر، خواص اپتیکی و کاتالیستیکی نانو ذرات نقره ای که دارای سایز کوچکتر از 15nm و پایداری بالایی هستند، افزایش می یابد [1]. در این مقاله برای بدست آوردن نانو ذرات کوچکتر از 15nm، از تثبیت کننده نمک سیترات استفاده شده است. این نوع تثبیت کننده جهت کنترل اندازه و جلوگیری از ادغام شدن پوسته نانو ذرات بکار می رود. از طرف دیگر، چگالی انرژی تابشی در کندوسوز لیزری در کوچک بودن اندازه نانو ذره دخیل می باشد که در این مقاله به بررسی آن پرداخته ایم.

در این مقاله برای بررسی خواص اپتیکی غیر خطی نانو ذرات نقره با توجه به سایز و چگالی انرژی تابشی متفاوت، از روش جاروب_Z استفاده شده است.

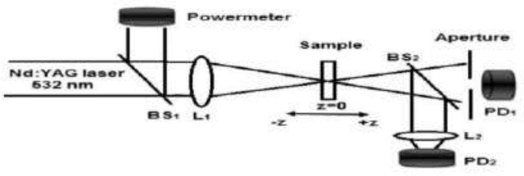
چیدمان و روش آزمایش

چیدمان روش کندوسوز لیزری در شکل۱، نشان داده شده است.



شکل ۱: چیدمان کندوسوز لیزری

این چیدمان شامل یک لنز (با فاصله کانونی 5cm) ، یک لیزر پالسی با توان بالا (لیزرQ سوئیچ شده Nd:YAG با پهنای زمانی پالس 5ns، نرخ تکرار پالس با فرکانس $5Hz$ و طول موج اصلی $\lambda = 1064nm$ و چگالی انرژی تابشی متغیر) و یک محفظه تفلونی می باشد. در ابتدا، 1mg نمک سیترات در داخل محفظه ای از آب مقطر به حجم 2.8cc حل شده (نمک سیترات به عنوان تمپلت نرم عمل کرده و بعد از عمل کندوسوز، یون های نقره و اتم های نقره حاصله بوسیله نمک سیترات پوشانده می شوند) و سپس مفتول نقره به ابعاد $1\times1cm^2$ در درون محفظه قرار می گیرد. بعد از عمل کندوسوز لیزری، محلول نانو ذرات نقره داخل یک سلول کوارتز جهت مشخصه یابی طیفی فرابنفش- مرئی در طیف سنج HALO XB-10 قرار می گیرد. سایز و توزیع نانو ذرات بوسیله روش TEM (CM120, the Netherlands) انجام می پذیرد. خواص غیر خطی نانو ذرات نقره بوسیله روش جاروب-Z صورت می پذیرد. چیدمان روش جاروب-Z در شکل ۲ نشان داده شده است [3] .

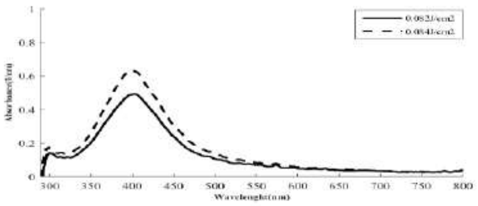


شکل ۲: چیدمان روش جاروب-Z

این روش، یک روش تک پرتو حساس است که توسط شیخ بهایی برای تعیین ضرایب شکست و جذب غیر خطی بیان شده است [2]. در این روش از دو آشکار ساز جهت ثبت داده ها بکار گرفته شده است. آشکار ساز اول ضریب شکست غیر خطی رو اندازه می گیرد و آشکار ساز دوم در حضور روزنه، داده های مربوط به شدت نور عبوری را ثبت کرده و ضریب جذب غیر خطی را اندازه می گیرد. وجود قله-دره در نمودارهای روزنه بسته نشان دهنده ضریب شکست غیر خطی منفی است و خود واکانونی گرمایی عامل رفتار غیرخطی نمونه است. وجود یک دره در نمودار های روزنه باز نشان دهنده فرایند جذب دو فوتونی است.

نتایج و داده ها

شکل ۳، طیف جذب نانو ذرات نقره را در نرخ تکرار پالس های لیزری $5Hz$ و دو چگالی انرژی تابشی متفاوت $F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ و $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ نشان می دهند. دو چگالی انرژی تابشی بگونه ای بکار گرفته شده اند که کوچکترین سایز نانو ذرات نقره و بیشترین توزیع انرژی را با توجه به سایر طیف های جذب نانو ذرات نقره داشته باشیم.



شکل ۳: طیف جذب نانو ذرات نقره با نرخ تکرار پالس $5Hz$و دو چگالی انرژی تابشی متفاوت $F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ (خط نقطه چین) و $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ (خط ممتد).

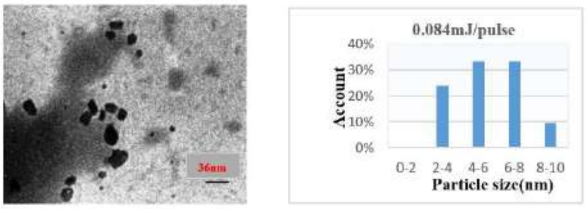
مطابق شکل ۳، پیک های تشدید پلاسمونی در طیف فرابنفش- مرئی در λ= 399 nm برای چگالی انرژی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ و در λ= 402 nm برای چگالی انرژی $F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ اتفاق افتاده است. از طرف دیگر، برای نانو ذرات بزرگتر قله های تشدید پلاسمونی در طول موج های بزرگتر اتفاق می افتند. در طول موج های بزرگتر کندوسوز($\lambda = 1064nm$) و چگالی های انرژی تابشی کوچک ، پدیده خود جذبی در نانو ذرات نقره و محلولی که در مسیر باریکه لیزر تابشی قرار می گیرند، کمتر است. در نتیجه، افزایش شدت پیک جذب نشان دهنده افزایش غلظت نانو ذرات نقره است. در نهایت، با افزایش چگالی انرژی تابشی اندازه نانو ذرات کوچک می شود.

مقدار جذب خطی از رابطه زیر بدست می آید [3]:

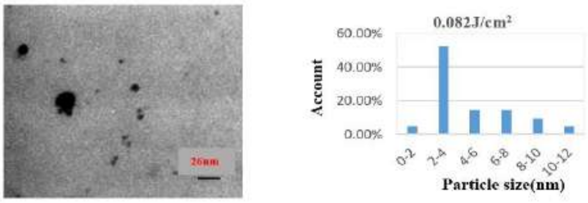
$$\alpha_0 = -\frac{1}{L}LnT, \qquad (1)$$

در این رابطه، L ضخامت سلول و T میزان عبور نور را نشان می دهد. مقادیر جذب خطی در جدول ۱ نشان داده شده است.

شکل ۴ و ۵ تصاویر TEM و نمودار توزیع نانو ذرات نقره تولیدی در نرخ تکرار $5Hz$ و دو چگالی انرژی تابشی متفاوت در کندوسوز لیزری را نشان می دهند.



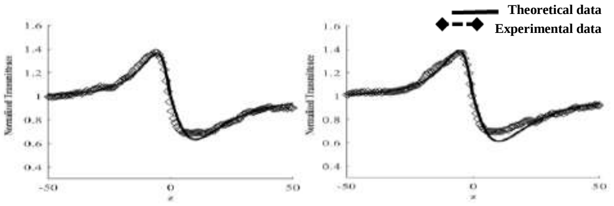
شکل ۴: تصاویرTEM (سمت چپ) و نمودار توزیع نانو ذرات نقره (سمت راست) با نرخ تکرار پالس $5Hz$ و چگالی انرژی تابشی $F = 0.084\frac{J}{cm^2}$.



شکل5: تصاویرTEM (سمت چپ) و نمودار توزیع نانو ذرات نقره (سمت راست) با نرخ تکرار پالس $5Hz$ و چگالی انرژی تابشی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$.

با توجه به شکل های TEM، شکل نانو ذرات نقره بصورت کروی است. متوسط اندازه 21 عدد نانو ذرات نقره در نرخ تکرار پالس ثابت $5Hz$ و چگالی انرژی تابشی $F = 0.084\frac{J}{cm^2}$، 5.63nm است و برای چگالی انرژی تابشی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$، 4.46nm است. مطابق شکل۴ و۵، توزیع نانو ذرات نقره در چگالی انرژی تابشی$F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ بیشتر از توزیع نانو ذرات نقره در چگالی انرژی تابشی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ است. در نتیجه، به علت پدیده خود جذبی کم با کاهش چگالی انرژی تابشی، اندازه نانو ذرات افزایش می یابد که با توضیحاتی که در طیف های جذب فرابنفش- مرئی نانو ذرات نقره (شکل۳) گفته شده است در توافق است.

شکل ۶ و۷ ضرایب شکست و جذب غیر خطی نانوذرات را در دو چگالی انرژی تابشی متفاوت با استفاده از جاروب-Z ، نشان می دهند.



شکل ۶: منحنی جاروب- Z روزنه بسته برای نانو ذرات نقره با نرخ تکرار پالس $5Hz$ و چگالی انرژی تابشی($F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ منحنی سمت چپ) و چگالی انرژی تابشی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ (منحنی سمت راست).

برای بدست آوردن ضریب شکست غیر خطی از رابطه زیر استفاده می شود [2]:

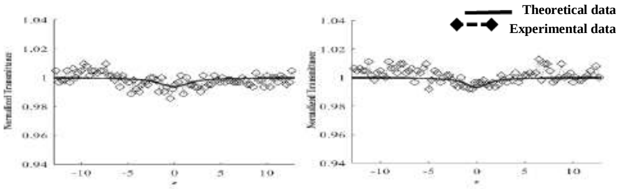
$$n_2 = \frac{\Delta\varphi_0}{kL_{eff}I_0}, \qquad (2)$$

که در آن $L_{eff} = \frac{1-e^{\alpha_0 L}}{\alpha_0}$، ضخامت موثر نمونه، L=2mm ،$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ بردار موج، I_0 شدت پرتو لیزر در کانون و$\Delta\varphi_0$ تغییر فاز غیر خطی است. مطابق شکل ۶، ضریب شکست غیر خطی نانو ذرات نقره با توجه به توضیحات بالا منفی است . با توجه به شکل۳، جذب قابل محسوسی در اطراف طول موج تحریک کننده جاروب-z دیده می شود. بنابراین خود واکانونی گرمایی می تواند عامل رفتار غیر خطیت نمونه ها باشد. با مقایسه مقادیر ضریب شکست غیر خطی در جدول ۱، با کاهش چگالی انرژی تابشی مقادیر ضریب شکست غیر خطی کاهش می یابد.

برای بدست آوردن ضریب جذب غیر خطی از رابطه زیر استفاده می شود [2]:

$$\beta = \frac{q_0}{L_{eff}I_0}, \qquad (3)$$

که در آن q_0، تغییر فاز غیر خطی است. با توجه به اینکه در نصف طول موج $\lambda = 532nm$ در شکل ۳، جذب خطی مشاهده نمی شود، بنابراین همونطور که شکل ۷ نشان داده شده است نمونه ها دارای جذب دو فوتونی کمتری هستند.



شکل۷: منحنی جاروب- Z روزنه باز برای نانوذرات نقره با نرخ تکرار پالس $5Hz$ و چگالی انرژی تابشی($F = 0.084\frac{J}{cm^2}$ منحنی سمت چپ) و چگالی انرژی تابشی $F = 0.082\frac{J}{cm^2}$ (منحنی سمت راست).

جدول ۱. مقادیر ضرایب جذب خطی و غیر خطی و ضرایب شکست غیر خطی

Repetition rate(Hz)	Laser Fluency (J/cm²)	α_0 (1/cm)	n_2(cm²/w)× 10^{-5}	β (cm/w)
5	0.082	0.456	-1.034	0.0122
۵	۰,۰۸٤	۰,۰۷۰۵	-1	۰,۰۱۱۸

با مقایسه مقادیر ضریب شکست غیر خطی در جدول ۱، با کاهش چگالی انرژی تابشی مقادیر ضریب جذب غیر خطی کاهش می یابد.

نتیجه‌گیری

دراین کار تجربی، نانو ذرات نقره با استفاده از کندو سوز لیزری تولید شده اند. خواص اپتیک غیر خطی آنها توسط روش جاروب- Z بررسی شده اند. با کاهش چگالی انرژی تابشی، ضرایب غیر خطی n_2 و β کاهش یافته و نمونه ها اثر واکانونی گرمایی کمتری از خود نشان می دهند.

مرجع‌ها

[1] B. Calderen-Jimenez, A. R. Montoro Bustos,” Novel pathway for the sonochemical synthesis of silver nanoparticles with near-spherical shape and high stability in aqueous media”, J. Nature, Scientific reports, Vol.12, PP.882, 2022.

[2] M. S. Bahae, D. J. Hagan, IEEE, “Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam”, J. Quantum electronics, Vol.26, pp.4, 1990.

[3] A. G. Rad, H. Abbasi, K. Golyari,” Fabrication and Nonlinear Refractive Index Measurement of

Colloidal Silver Nanoparticles", Appl. Phys. & Math, Vol. 2, No.2, pp.135-139, 2012.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک
ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری
فوتونیک ایران،
دانشگاه صنعتی شیراز،
شیراز، ایران.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱

تاثیر فاز نسبی ورودی در تقویت کننده های پارامتری تار نوری دو پمپ مبتنی بر مدل چهار موج

حسن پاکارزاده، سیده سمیرا هاشمی

s.hashemi.spc@gmail.com

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، بلوار مدرس، شیراز

چکیده : امروزه تقویت کننده های پارامتری تار نوری(FOPA) به دلیل تقویت سیگنال در پهنای باند وسیع مورد توجه قرار گرفته اند. امواج پمپ توان را به موج سیگنال می‌دهند و در انتهای تار یک موج آیدلر تولید می‌شود. این فرایند ترکیب چهار موج (FWM) نامیده می‌شود. در این مقاله، در ابتدا با استفاده از حل معادلات جفت شده توان به بررسی اثر فاز نسبی ورودی در بهره پارامتری در FOPA دوپمپ مبتنی بر مدل چهار موج می پردازیم و سپس منحنی تخلیه پمپ وتغییرات سیگنال در طول تار نوری شبیه‌سازی می‌گردد. نتایج نشان می‌دهد که درصورتی که فاز نسبی امواج ورودی صفر باشد طیف بهره مسطح تر از سایر فازهای ورودی خواهد بود.

کلید واژه- تقویت پارامتری دوپمپ، تقویت کننده حساس به فاز، تار با ضریب غیر خطی بالا، طیف بهره

Impact of the relative input phase on two-pump fiber optical parametric amplifiers based on four-wave model

Hassan Pakarzadeh, Samira Hashemi

s.hashemi.spc@gmail.com

Today, fiber optical parametric amplifiers (FOPA) have been considered due to signal amplification in a wide bandwidth. The waves of the pump give power to the signal wave and an idler wave is produced at the end of the fiber. This process is called four wave mixing (FWM). In this article, at first we investigate the effect of the relative phase of the input on the parametric gain by solving the coupled power equations in the two-pump FOPA based on the four-wave model, and then the pump discharge curve and the signal changes along the optical fiber are simulated. The results show that if the relative phase of the input waves is zero, the gain spectrum will be flatter .than other input phases

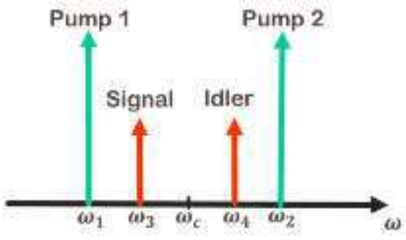
Keywords:two-pump parametric amplification, phase sensitive amplifier, highly nonlinear fibers,gain spectrum

مقدمه

تقویت کننده های پارامتر تار نوری (FOPAs) مبتنی بر ترکیب چهار موج (FWM) عمل می‌کنند[۱]. این تقویت کننده ها به دلیل کاربرد های فراوان ازجمله تقویت با بهره ی بالا، تبدیل طول موجی، پردازش سیگنال و بازسازی سیگنال در سیستم‌های مخابرات نوری در دهه های اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده اند[۲]. برای افزایش پهنای باند بهره و افزایش بیشینه بهره یک تار با خاصیت ضریب غیرخطی بالا (HNLF) جهت شبیه سازی در نظر گرفته شده است. در پژوهش های قبلی تاثیر افت و خیرهای پاشندگی در FOPA، ترکیب چهارموج معکوس در FOPA بررسی شده است. در این مقاله، تاثیر در نظر گرفتن فاز نسبی ورودی بر طیف بهره و منحنی تخلیه پمپ و سیر تغییر سیگنال ورودی برای تقویت کننده های دو پمپ پارامتری تار نوری مبتنی بر HNLF در مدل چهارموج بررسی می کنیم. با توجه به کمینه بودن افت تارهای نوری سیلیکا در طول موج 1550 nm و نیز طیف بهره تقویت کننده ما که این طول موج را نیز در بر می‌گیرد، گویای کاربرد و اهمیت تقویت کننده‌های نوری حساس به فاز است.

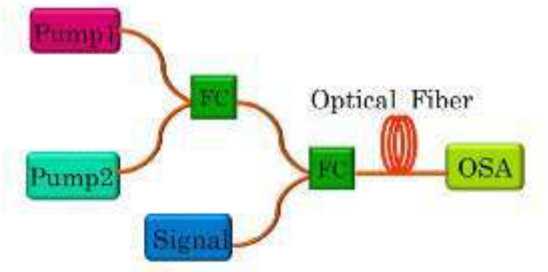
مبانی نظری

ترکیب چهار موج غیر تبهگن یک فرایند غیرخطی ناشی از برهمکنش غیر خطی بین دو موج پمپ در فرکانس ω_1 و ω_2 که $\omega_1 \neq \omega_2$ و یک سیگنال ضعیف ω_3 در محیط با پذیرفتاری مرتبه سوم (χ^3) است که باعث تقویت سیگنال ورودی و ایجاد موج جدیدی به نام آیدلر در فرکانس ω_4 می شود[۳].



شکل ۱: طرحواره تخصیص فرکانس FOPA بر اساس مدل ۴ موج[۳].

برای پیاده سازی عملی FOPA، ابتدا دو موج پمپ با هم و سپس با موج سیگنال قبل از ورود به تار از طریق یک جفت کننده ی تار نوری (FC) ترکیب می شوند. پس از تقویت در خروجی تار سیگنال و آیدلر از طریق یک آنالایزر طیف نوری(OSA)مشاهده می شود[۳].



شکل ۲: طرحواره پیاده سازی FOPA [۳].

می توان ثابت کرد[۴] برای مشاهده تاثیر در نظر گرفتن فاز نسبی ورودی در تقویت کننده تار نوری، معادلات جفت شده مطابق با روابط ۱-۴ است. در این معادلات Pp1 ، Pp2 ، PS ، Pi به ترتیب توان پمپ شماره ۱، پمپ شماره ۲، سیگنال و آیدلر در یک FOPA دو پمپی در نظر گرفته شده است [۴].

$$\frac{\partial P_{p1}}{\partial z} = -4\gamma\left(P_{p1}P_{p2}P_sP_i\right)^{\frac{1}{2}}sin\theta(z) - \alpha P_{p1} \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial P_{P2}}{\partial z} = -4\gamma(P_{p1}P_{p2}P_sP_i)^{\frac{1}{2}}sin\theta(z) - \alpha P_{p2} \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = 4\gamma(P_{p1}P_{p2}P_sP_i)^{\frac{1}{2}}sin\theta(z) - \alpha P_s \qquad (۳)$$

$$\frac{\partial P_i}{\partial z} = 4\gamma(P_{p1}P_{p2}P_sP_i)^{\frac{1}{2}}sin\theta(z) - \alpha P_i \qquad (۴)$$

که α افت تار، γ پارامتر غیر خطی تار تعریف شده است. و $\theta(z)$ اختلاف فاز نسبی امواج ورودی است که از طریق معادله ۵ به محاسبه می‌شود[۵].

$$\theta(z) = \varphi_s + \varphi_i - \varphi_{p1} - \varphi_{p2}$$

(۵)

که φ_j فاز میدان الکتریکی هرکدام از امواج ورودی است. تغییرات فاز نسبی ورودی به شرح رابطه ۶ اثبات می شود.[۴]

$$\frac{\partial\theta(z)}{\partial z} = \gamma\left(P_{p1} + P_{p2} - P_s - P_i\right) + 2\gamma\cos\theta(z)\left(P_{p1}P_{p2}P_sP_i\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(P_s{}^{-1} + P_i{}^{-1} - P_{p1}{}^{-1} - P_{p2}{}^{-1}\right) + \Delta\beta$$

(۶)

$\Delta\beta$ عدم جور شدگی خطی بردار موج است که از طریق معادله (۷) به دست آمده است.[۴]

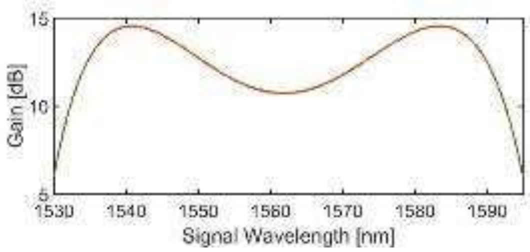
$$\Delta\beta = \beta_s + \beta_i - \beta_{p1} - \beta_{p2}$$

(۷)

که β_j ثابت انتشار هرکدام از امواج ورودی است. قابل توجه است که بهره‌ی FOPA ، $G=10\log\frac{P_{s,out}}{p_{s,in}}$ تعریف شده است که در آن $P_{s,out}$ و $p_{s,in}$ توان های موج سیگنال در ورودی و خروجی تار هستند. با حل عددی روابط بالا و کدنویسی در MATLAB به شبیه سازی تاثیر فاز ورودی بر بیشینه و طیف بهره و همچنین به بررسی منحنی تغییرات سیگنال و پمپ ورودی در طول انتشار می پردازیم.

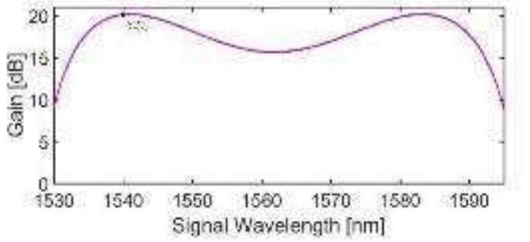
نتایج و شبیه سازی

در شکل ۳ بهره پارامتری بدون در نظر گرفتن فاز ورودی محاسبه شده است. مشاهده می شود که بیشینه بهره 14.55 dB در طول موج 1541 nm و 1583 nm است.



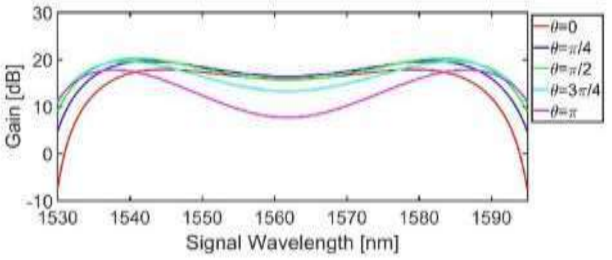
شکل ۳: طیف بهره پارامتری بدون در نظر گرفتن فاز نسبی اولیه با مقادیر $P_{p1} = P_{p2} = 21.7\ dBm$ و $P_s = -40\ dBm$ و $P_i = 0$

در شکل ۴ شبیه سازی با فرض قفل فاز نوری ورودی در صفر درجه انجام شده است. مشاهده می‌شود که بیشینه بهره 20.16dB در طول موج های 1541 nm و 1583nm اتفاق می‌افتد.



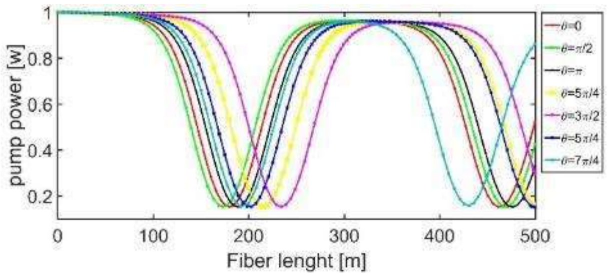
شکل ۴: طیف بهره پارامتری با در نظر گرفتن فاز نسبی اولیه با مقادیر توان $P_{p1} = P_{p2} = 21.7\ dBm$ و $P_s = P_i = -10\ dBm$

در شکل ۵ بهره 2P-FOPA در فاز های ورودی نسبی $\theta(0) = 0, {}^{\pi}/_{4}, {}^{\pi}/_{2}, {}^{3\pi}/_{4}, \pi$ رسم شده است. در این شبیه سازی‌ها طول موج صفر پاشندگی تار $1561.14\ nm$ در نظر گرفته شده است. در این طول موج طیف بهره به صورت معمول دچار افت شده که در $\theta(0) = 0$ کمترین میزان افت را شاهد هستیم و در نتیجه طیف بهره مسطح تری داریم. و در $\theta(0) = \pi$ بیشترین میزان افت بهره مشاهده می‌شود.



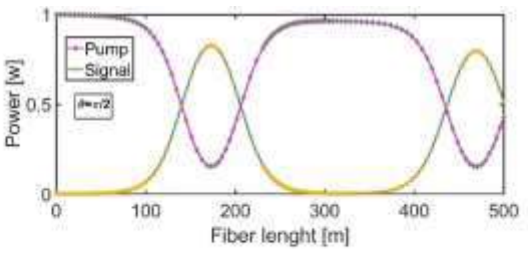
شکل ۵: طیف بهره پارامتری برای مقادیر مختلف فازنسبی ورودی با $P_{p1} =$ $P_{p2} = 21.7\ dBm$ و $P_s = -10\ dBm$

در شکل ۶ قابل ملاحظه است که در $\theta(0) = {}^{\pi}/_{2}$ تخلیه پمپ سریع‌تر و در $\theta(0) = {}^{3\pi}/_{2}$ دیرتر اتفاق می افتد.



شکل ۶: تغییرات توان پمپ برای مقادیر مختلف فازنسبی ورودی با $P_{p1} =$ $P_{p2} = 30dBm$ و $P_{p1} = P_{p2} = -10dBm$

در شکل ۷ سیرتحول پمپ و سیگنال در طول تار در $\theta(0) = {}^{\pi}/_{2}$ رسم شده است. مشاهده می‌شود که هرچه موج سیگنال در طول تار پیش می رود توان آن یک سیر صعودی دارد و این برخلاف سیر تحول پمپ است. علاوه براین میزان تحول امواج سیگنال و پمپ همانطور که در شکل ۶ هم مشاهده شد به شدت وابسته فاز نسبی ورودی است.



شکل ۷: انتقال توان از پمپ به سیگنال در $\theta(0) = {}^{\pi}/_{2}$ در طول تار.

همانطور که در شکل ۶ مشاهده می‌شود با تغییر فاز نسبی ورودی نقطه‌ی تخلیه پمپ و در نتیجه افزایش سیگنال تغییر می‌کند. به عنوان مثال در $\theta(0) = {}^{\pi}/_{2}$ تخلیه پمپ بعد از 173 m اتفاق می‌افتد که در این طول توان پمپ به0.1524 وات رسیده و توان سیگنال 0.828 است.

نتیجه‌گیری

در این شبیه سازی ، ابتدا یک FOPA دو پمپ با یک تار با ضریب غیرخطی بالا (HLNF) با طول L=500 m با مقادیری مانند، پارامتر غیر خطی $\gamma = 17\mathrm{W}^{-1}\mathrm{Km}^{-1}$ ضریب افت $\alpha = 0.5\ dB/km$، با شیب پاشندگی $S_0 = 0.03\ ps.nm^{-2}km^{-1}$ را طراحی کردیم و سپس فاز نسبی ورودی را روی آن اثر دادیم. نتایج نشان داد که با قفل فاز ورودی قله بهره افزایش می یابد. و در فاز ورودی صفر درجه طیف بهره کمترین افت را در طول موج صفر پاشندگی دارد و طیف بهره مسطح تری خواهیم داشت.

مرجع‌ها

[1] P.A. Andrekson, M. Karlsson “Fiber-based phase-sensitive optical amplifiers and their applications,” Adv. Opt. Photonics, vol. 12, pp. 367-428, 2020

[2] M.Bagheri, H. Pakarzadeh, A. Keshavarz, “Gain-saturated one-pump fiber optical parametric amplifiers in presence of longitudinal dispersion fluctuations,” Appl. Opt., vol. 55, pp. 3368-3372, 2016

[3] H. Pakarzadeh, R. Golabi, C. Peucheret, “Two-pump fiber optical parametric amplifiers: Beyond the 6-wave model,” Opt. Fiber Technol., vol. 45, pp. 223-230, 2018

[4] M.E.Marhic, “Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices,” (Cambridge university press, 2008. 2008)

[5] J. Kakande,: “Phase sensitive parametric amplifiers and their applications,” Ph.D. Thesis, University of Southampton, 2012.

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران.
۱۱-۱۳ بهمن ۱۴۰۱

تشخیص مواد مزوحفره سیلیس با انبرک لک‌وپیس

محمدهادی صدری[۱]، رامین جمالی[۱]، فوزیه رحمان[۲] و علی‌رضا مرادی[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران
[۲]مرکز تحقیقات بین رشته‌ای در مواد زیست پزشکی، دانشگاه کمستاس، اسلام آباد، پاکستان

mhadi.sadri@iasbs.ac.ir, raminjamali@iasbs.ac.ir, foziarehman@cuilahore.edu.pk, moradika@iasbs.ac.ir

چکیده -تله‌اندازی نوری یکی از پرکاربردترین روش‌ها برای مطالعه و دست‌کاری میکروذرات در زمینه‌های تحقیقاتی مختلف همچون فیزیک آماری، مواد نرم و علوم زیستی است. تله‌اندازی نوری در ساده‌ترین حالت با استفاده از باریکه‌ی نور لیزر دارای توزیع مناسب شدت گاوسی که توسط یک عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا کانونی شده باشد، انجام می‌گیرد. همچنین می‌توان با مهندسی جبهه‌موج نور لیزر، تله‌های چندگانه منظم درست کرد. اساس تله‌اندازی نوری بر وجود گرادیان شدت است؛ با استفاده از میدان لک‌وپیس که به توزیع شدت تصادفی ناشی از برهم‌نهی همدوس تعداد زیادی جبهه‌موج گفته می‌شود و حاوی نقاط پرشدت و کم شدت متعددی است، گرادیان‌های شدتی موضعی به وجود می‌آید که می‌توان برای تله‌اندازی همزمان تعداد زیادی از میکروذرات کلوئیدی بکار برده شود. این روش، تله‌اندازی یا انبرک لک‌وپیس نامیده می‌شود. در این پژوهش از انبرک لک‌وپیس برای اعمال محدودیت‌های قابل کنترل در رفتار حرکت براونی و همچنین برای غربالگری، مرتب سازی و کنترل هدفمند میکروذرات کلوئیدی که تحت عناوین $MCM-41\ O$ و $MCM-41\ C$ شناخته می‌شونداستفاده شده است. این مواد دسته‌ی مهمی از مواد هستند که در دارو رسانی هدفمند کاربرد دارند.

کلید واژه- انبرک لک‌وپیس، تله‌اندازی نوری، دست‌کاری جمعی.

Mesoporous silica sorting by speckle tweezers

Mohammad Hadi Sadri [1], Ramin Jamali [1], Fozia Rehman [2] and Ali-Reza Moradi [1]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran
[2]Interdisciplinary Research center in Biomedical Materials (IRCBM), COMSATS University Islamabad, Lahore Campus, Pakistan

mhadi.sadri@iasbs.ac.ir, raminjamali@iasbs.ac.ir, foziarehman@cuilahore.edu.pk, moradika@iasbs.ac.ir

Abstract- Optical trapping (OT) is an elegant method for investigating and manipulating of micro-objects, which has numerous applications in different fields, such as statistical physics, soft matters and life sciences. OT is performed through focusing a laser beam with a Gaussian intensity profile by a high NA microscope objective. The basic principle of optical trapping is the existence of intensity gradient. By using the speckle field, which is a random intensity distribution formed by the coherent superposition of several light waves, and contains multiple intensity grains. With such fields one can manipulate and trap number of micro-particles, simultaneously. This kind of optical trapping is known as speckle tweezers (ST). In this research, we use ST for applying controllable restrictions, sieving, and sorting colloidal particles known as $MCM-41O$ and $MCM-41C$. These particles are an important class of materials with applications in targeted drug delivery.

Keywords: Collective manipulation, Optical trapping, Speckle tweezer

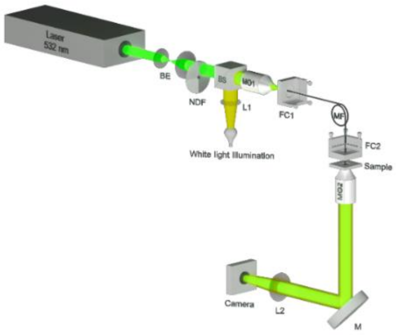
مقدمه

حرکت تصادفی ذرات تحت اثر پتانسیل‌های تصادفی در بیشتر پدیده‌های طبیعی از تحرک اندامک‌های سلولی تا انتشار ستاره در کهکشان رخ می‌دهد [1]. مثالی دیگر از این پدیده حرکت یک ذره براونی در پتانسیل نوری تصادفی مثل میدان لک‌وپیس است که کاربردهایی از آن در این پژوهش بررسی می‌شود. زمینه‌های گسترده‌ای از تحقیقات و کاربردهای اساسی در زیست شناسی، پزشکی و میکروشاره‌ها به دستکاری کنترل شده میکروذرات و نانوذرات معلق در یک محیط شاره نیاز دارند [2-3]. رویکرد مرسوم برای تله‌اندازی ذرات استفاده از نیروهای نوری، اثرات آکوستیکی، نیروهای مغناطیسی و الکتریکی است [4-5]. در میان رویکردهای مختلف، انبرک نوری به دلیل کاربری و تطبیق‌پذیری ساده‌تر برای تله‌اندازی نوری میکروذرات، که برای اولین بار توسط آرتور اشکین معرفی شد، از رونق بیشتری برخوردار بوده است [6]. تله‌اندازی نوری در مقیاس‌های متفاوتی از نانومتر تا میکرومتر مورد استفاده قرار گرفته و به پیشرفت‌های بسیاری در علوم زیستی، علم مواد، میکروشاره‌ها و فیزیک مواد نرم منجر شده است. انبرک نوری با استفاده از کانونی کردن یک باریکه لیزر به وسیله‌ی عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا انجام می‌شود. می‌توان با اعمال تغییرات و مهندسی جبهه‌موج تله‌ی نوری چندگانه ایجاد کرد. نوعی دیگر از تله‌اندازی چندگانه میکروذرات و کنترل حرکت آن‌ها استفاده از میدان لک‌وپیس است [7]. لک‌وپیس الگویی تداخلی است که از تداخل نور همدوس پراکنده شده از یک محیط تصادفی تولید می‌شود [1]. استفاده از انبرک لک‌وپیس بدون نیاز به تنظیمات پیچیده، می‌تواند کاربردهای اساسی در علم پزشکی و میکروشاره‌ها داشته باشد. مزیت اصلی این روش در این است که با توجه به ساختار دانه‌ای میدان لک‌وپیس و وجود گرادیان شدت می‌توان به طور همزمان تعداد بسیار زیادی از ذرات را به تله انداخت و حرکت جمعی آن‌ها را مورد مطالعه قرار داد. علاوه بر این، ذرات با ضریب‌شکست بیشتر از محیط پیرامون و کمتر از محیط پیرامون تحت اثر میدان لک‌وپیس قرار می‌گیرند و می‌توانند از یک‌دیگر جدا شوند [8]. در این پژوهش از انبرک لک‌وپیس برای دسته‌بندی مواد مزوحفره سیلیس که بر آن‌ها تغییراتی اعمال شده با مواد مزوحفره سیلیس بدون تغییرات می‌پردازیم. مواد دارای ساختار منظم مزوحفره سیلیس (SiO_2) در چندین سال گذشته به دلیل قابلیت‌هایی همچون سطح مقطع بالا، حجم قابل قبول حفره، قابل تنظیم بودن ابعادشان و در نهایت اندازه‌ی کلی ذرات توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند [9]. توانایی در افزودن گروه‌های عاملی متفاوت به سطح این ذرات از مزایای این مواد مزوحفره است که آن‌ها را برای انواع کاربردها از جمله دارو رسانی مناسب می‌کند. اندازه ذرات، مورفولوژی، حجم و هندسه حفره، همگی از پارامترهای مهمی هستند که آزاد شدن مولکول‌های دارو را از حامل‌ها تعیین می‌کنند [9]. از مواد دارای مزوحفره در دارورسانی برای تسهیل در ترکیب دوز، مقدار و مدت اثر دارو و غلبه بر محدودیت‌هایی همچون استفاده مکرر از دارو، استفاده می‌شود [9].

آماده سازی نمونه‌ها و چیدمان آزمایشگاهی

از مهم‌ترین مواد دارای ساختارهای نانو حفره منظم که به عنوان حامل دارو گزارش شده‌اند می‌توان به مزوحفره سیلیس (با ضریب‌شکست $n_{SiO_2} = 1/47$) (SiO_2) اشاره کرد. دو گونه از این ذرات تحت عنوان $MCM-41\ O$ و $MCM-41\ C$ شناخته می‌شوند. برای آماده‌سازی ذرات $MCM-41$، $58/8$ میلی مول از

تترااتیل اورتوسیلیکات در محلولی شامل $135\ cm^3$ اتانول، $39\ cm^3$ آمونیوم هیدروکسید و $7\ g$ از ماده‌ی ستریمید – سی ترکیب می‌شود. این ترکیب به مدت ۳ ساعت در دمای $298\ K$ قرار داده شده، در نهایت جامد رسوب داده شده، جداسازی و



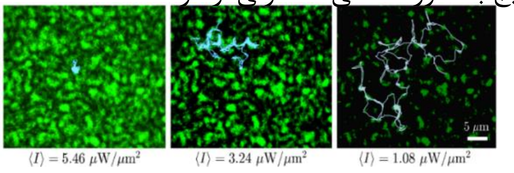
شکل ۱: چیدمان انبرک لک‌وپیس با فیبر چند مدی. **BE**: باریکه‌گستر، **NDF**: پالایه چگالی خنثی، **BS**: باریکه شکن، **FC**: کوپلر فیبر، **MF**: فیبر چندمدی، **MO**: عدسی شیئی، **M**: آینه، **L**: عدسی.

پس از شستن و خشک کردن آن با نیتروژن در دمای $813\ K$ فرآیند کشته‌سازی انجام می‌شود. بر اساس نوع عامل استفاده شده در سطح این مواد، انواع مختلفی از مواد سلیس مزوحفره وجود دارد که دارای ساختارهای مکعبی و شش وجهی هستند. تفاوت اصلی ساختارهای $MCM - 41\ O$ و $MCM - 41\ C$ سطح خارجی آن‌ها است. سطح ماده $MCM - 41\ C$ به وسیله گلوتارآلدئید برای افزایش کارایی دارورسانی ماده ایبوپروفن به ذرات نقره آغشته شده است. از حلال اتانول ۹۹/۹۹% (با ضریب‌شکست $n_{Ethanol} = 1/36$) برای تشکیل محلول نهایی شامل این ذرات استفاده شد. شکل ۱ طرح کلی چیدمان آزمایش انبرک لک‌وپیس را نشان می‌دهد. در این چیدمان از لیزر حالت جامد با توان $1\ W$ و طول موج $532\ nm$ به عنوان منبع نور همدوس برای ایجاد طرح لک‌وپیس استفاده شده است. باریکه نور لیزر توسط باریکه‌گستر (BE) پهن و سپس موازی می‌شود. باریکه‌ی نوری در حال انتشار و نور سفید (برای مشاهده‌ی حالت میکروسکوپی) به طور همزمان وارد شیئی میکروسکوپ $(MO۱)$ شده و در فیبر نوری چند مدی کانونی می‌شود. نور سفید، از طریق باریکه شکن وارد مسیر نوردهی برای تصویربرداری میکروسکوپی می‌شود. در ادامه، از یک شیئی میکروسکوپ $(MO۲)$، آینه و عدسی به عنوان عدسی تصویرساز استفاده می‌شود. در نهایت، طرح لک‌وپیس حاصل توسط دوربین دیجیتالی (Thorlabs DCC 1545 M) ثبت می‌گردد. محفظه نمونه یک کانال میکروشاره‌ای است و از یک پمپ سرنگ برای ایجاد جریان وکنترل دقیق شارش استفاده می‌شود.

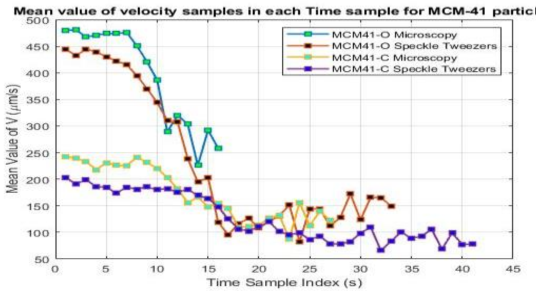
نتایج و بحث

محدودیت حرکت میکروذرات در میدان لک‌وپیس، نتیجه‌ی نیروهای حرارتی تصادفی و نیروهای گرادیانی نوری است. نیروهای گرادیانی، نیروهایی غالب بر میکروذرات بوده و میکروذرات با ضریب‌شکست بالاتر از محیط اطراف را به سمت بیشینه شدت میدان نوری سوق می‌دهد. از این‌رو، میکروذرات با ضریب‌شکست بالاتر از محیط پیرامون در قسمت‌های روشن محدود می‌شوند. ابتدا حرکت پلی استایرن با شعاع ۵۰۰ نانومتر (ضریب‌شکست $n_p = 1/59$) و محلول در آب مقطر (با ضریب‌شکست $n_m = 1/33$) را در طرح لک‌وپیس در نظر می‌گیریم. شکل۲ (الف) مسیر ردیابی شده‌ی یک میکروذره را در کمینه‌ی شدت طرح لک‌وپیس نشان می‌دهد، هنگامی که نیروهای نوری تقریبا کم هستند، این ذره به صورت نسبتاً آزادانه حرکت می‌کند. با افزایش شدت نور لیزر (افزایش نیروی تله‌اندازی)، ذره در ابتدا یک رفتار زیرپخشی را تجربه می‌کند و در دانه‌بندی‌های ناحیه روشن به تله نوری می‌افتد و حرکتش محدود به ناحیه‌های روشن می‌گردد (شکل ۲ (ب)). در نهایت با افزایش شدت و درنتیجه‌ی آن افزایش نیروی تله‌اندازی در مقایسه با حالت‌های پیشین، میکروذره برای مدت زمان طولانی‌تری در یک دانه‌ی روشن به تله‌ی نوری می‌افتد و حرکت آن محدود به یک ناحیه خاص می‌گردد (شکل ۲ (پ)). همچنین از طرح لک‌وپیس ایستا می‌توان برای غربال‌گری و کنترل انتخابی در حضور جریان استفاده کرد. برای ذرات $MCM - 41\ O$ و $MCM - 41\ C$ (بعد مشخصه میانگین این ذرات برابر با ۵۰۰ نانومتر) با اعمال

میدان لکوپیس به ذرات با توجه به اینکه دارای خصوصیت‌های فیزیکی مختلف‌اند، رفتارهای متفاوتی دیده می‌شود. مشاهده می‌شود که انبرک لکوپیس باعث کاهش سرعت رانش هر دو نوع ذره می‌شود. به جهت بیان بیشتر نتایج به صورت کمی، محلولی از ذرات $MCM-41\,O$



شکل ۲: مسیر ردیابی شده میکروذره با ضریب‌شکست بیشتر از محیط در طرح لکوپیس از شدت کم تا زیاد (آ تا پ).



شکل ۳: نمودار سرعت متوسط ذرات در پله‌های زمانی متفاوت برای $MCM-41\,O$ و $MCM-41\,C$ در حالت لیزر خاموش و روشن.

و $MCM-41\,C$ را که در محفظه میکروشاره تزریق کرده و سپس میکروذرات در حال شارش را ردیابی کرده و سرعت متوسط آن‌ها را در هر پله زمانی برای تعداد زیادی از ذرات و در حالت کلی استخراج می‌کنیم (شکل۴). همچنین سرعت متوسط کل ذرات $MCM-41\,O$ هنگامی که لیزر در حالت خاموش قرار دارد برابر با $V_{MCM41O/off} \cong 391\ \mu m/s$ و این سرعت هنگامی که لیزر همدوس ایجاد کننده طرح لکوپیس روشن باشد به مقدار $V_{MCM41O/ST} \cong 235\ \mu m/s$ تحت اثرات میدان لکوپیس کاهش می‌یابد، برای ذرات $MCM-41\,C$ به هنگام خاموش شدن لیزر این سرعت برابر است با $V_{MCM41C/off} \cong 173\ \mu m/s$ و هنگامی که تحت اثر پتانسیل‌های نوری تصادفی قرار می‌گیرد برابر است با$V_{MCM41C/off} \cong ۱۲۷\ \mu m/s$ که نشان دهنده‌ی این است که می‌توان با انبرک لکوپیس حرکت دست جمعی این ذرات را دست‌کاری کرد و به اعمال محدودیت‌های قابل کنترل مانند غربال‌گری و مرتب سازی پرداخت.

نتیجه‌گیری

می‌توان پویایی میکروذرات را به‌وسیله‌ی انبرک لکوپیس با تغییر شدت و دانه بندی تغییر داد. در این پژوهش به تشخیص و جداسازی مواد مزوحفره سیلیس با استفاده از اندرکنش متفاوت این ذارت با میدان لکوپیس پرداختیم. با استناد به داده‌های تجربی مشاهده می‌شود که هر دو نوع ذره $MCM-41\,O$ و $MCM-41\,C$ تحت اثر میدان لکوپیس قرار می‌گیرند و حرکت ذرات محدود می‌شود. این اثرات برای نمونه $MCM-41\,C$ شدیدتر است که آن را به وجود نیروهای فوتوفروتیک علاوه بر نیروی تله‌اندازی نوری نسبت می‌دهیم. انبرک لکوپیس یک رویکرد ساده، مقرون به صرفه و متنوع برای کاربردهایی به ویژه در مکانیک آماری، مواد فعال، میکروشاره‌ها می‌توان اشاره کرد.

مرجع‌ها

[1] Volpe, G., Volpe, G., & Gigan, S. (2014). Brownian motion in a speckle light field: Tunable anomalous diffusion and selective optical manipulation. *Scientific Reports*, *4*(1). https://doi.org/10.1038/srep03936

[2] Goodman, J. W. (1976). Some fundamental properties of speckle*. *Journal of the Optical Society of America*, *66*(11), 1145. https://doi.org/10.1364/josa.66.001145

[3] Mosk, A. P., Lagendijk, A., Lerosey, G., & Fink, M. (2012). Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media. *Nature Photonics*, *6*(5), 283–292. https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.88

[4] Grigorenko, A. N., Roberts, N. W., Dickinson, M. R., & Zhang, Y. (2008). Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates. *Nature Photonics*, *2*(6), 365–370. https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.78

[5] Shi, J., Ahmed, D., Mao, X., Lin, S.-C. S., Lawit, A., & Huang, T. J. (2009). Acoustic tweezers: Patterning cells and microparticles using standing surface acoustic waves (SSAW). *Lab on a Chip*, *9*(20), 2890. https://doi.org/10.1039/b910595f

[6] Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, *24*(4), 156–159. https://doi.org/10.1103/physrevlett.24.156

[7] Jamali, R., Nazari, F., Ghaffari, A., Velu, S. K., & Moradi, A.-R. (2021). Speckle tweezers for manipulation of high and low refractive index micro-particles and nano-particle loaded vesicles. *Nanophotonics*, *10*(11), 2915–2928. https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0270

[8] Wang, S. (2009). Ordered mesoporous materials for drug delivery. *Microporous and Mesoporous Materials*, *117*(1-2), 1–9. https://doi.org/10.1016/j.micromeso.2008.07.002

[9] Rehman, F., Ahmed, K., Rahim, A., Muhammad, N., Tariq, S., Azhar, U., Khan, A. J., us Sama, Z., Volpe, P. L. O., & Airoldi, C. (2018). Organo-bridged silsesquioxane incorporated mesoporous silica as a carrier for the controlled delivery of ibuprofen and Fluorouracil. *Journal of Molecular Liquids*, *258*, 319–326. https://doi.org/10.1016/j.molliq.2018.03.057