

بیست ونهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران. ۱۴۰۱ بهمن ۱۴۰۱



اثر بازپخت بر ویژگیهای ساختاری و اپتیکی لایه نازک بیسموت ترییدید تهیهشده به روش تبخیر حرارتی به منظور استفاده در ساخت سلول خورشیدی

> پروسکایتی بدون سرب علی کریمی زارچی^{۲،۱}، عباس بهجت^{۱۰۱}*، حجت امراللهی بیوکی^{۱۰۲} ^۱ بخش اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد ^۲ گروه پژوهشی فوتونیک مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد alikarimi7625@gmail.com, *abehjat@yazd.ac.ir, hojjat.amrollahi@gmail.com

چکیده – در این مطالعه اثر بازپخت در دمای اتاق، ۱۰۰ و ۲۰۰ درجه سـانتیگراد بر ویژگیهای سـاختاری و اپتیکی لایههای نازک بیسموت تری یدید (Bila)، تهیه شده به روش تبخیر حرارتی، مورد بررسی قرار گرفت. پارامترهای ساختاری و جذب اپتیکی نمونهها توسط آزمونXRD و XRD اندازهگیری شد. نتایج نشان داد که با افزایش دمای بازپخت تا دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد، بلورینگی لایهها افزایش می یابد. گاف نواری به حدود ۱/۶۰ الکترون ولت و انرژی اورباخ به حدود ۲/۰ الکترون کاهش می یابد و سـپس با افزایش دمای بازپخت تا ۲۰۰ درجه سانتیگراد، این مقادیر افزایش می یابد. برر سیهای پارامترهای ساختاری و اپتیکی لایهها نشان می دهد ید ید بیسموت می تواند به عنوان ماده فعال در سلولهای خورشیدی پروسکایتی بدون سرب به کار رود.

كليد واژه- انرژی اورباخ، بازپخت، بيسموت تریيديد، سلول خورشيدی پروسكايتی، گاف انرژی.

The effect of annealing on the structural and optical properties of the Bismuth (III) iodide (BiI₃) thin film prepared by vacuum thermal evaporation in order to lead free-perovskite solar cells fabrication

Ali Karimi Zarchi^{1,2,*}, Abbas Behjat^{1,2}, Hojjat Amrollahi Bioki^{1,2}

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

² Photonics Research Group, Engineering Research Centre, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- In this study, effect of annealing temperatures in room, 100 and 200 °C on the structural and optical properties of Bismuth (III) iodide (BiI₃) thin films, prepared by physical vapor deposition method. The structural properties and optical absorption spectra of samples were measured by XRD and UV–Vis spectrophotometer. The results showed that by increasing the annealing temperature up to 100 °C, the crystallinity of samples increased, the band gap and Urbach energy decreased about 1.60 and 0.24 eV, respectively. The results show that by increasing the annealing temperature up to to 200 °C, the band gap and Urbach energy increase. Studies on the structural and optical properties of thin films show that BiI₃ can be used as an active layer in lead-free perovskite solar cells.

Keywords: Annealing, Bismuth triiodide, band-gap energy, Perovskite solar cell, Urbach Energy.

تبخیر فیزیکی در خلأ و بر روی زیرلایه FTO انجام شد مورد بررسی قرار گرفت. ابتدا زیرلایههای شیشه با استفاده از آب مقطر و صابون به مدت ۱۵ دقیقه و سپس توسط استون به مدت ۱۵ دقیقه درون حمام آلتراسونیک شستشو و بعد از آن توسط گاز نیتروژن خالص خشک شدند. یدید بیسموت به صورت پودر و با خلوص ۹۹/۹ درصد تهیه شده از شرکت آلدریج استفاده شد. لایهنشانی در فشار اولیه ^۸-۱۰ ×۵ میلی بار به انجام رسید. لایهنشانی توسط دستگاه لایهنشانی VAS BUC (مدل 78535) انجام شد. فاصله منبع تا بلور ضخامتسنج در این فرایند ۱۵ سانتیمتر در نظر گرفته شد. نرخ لایهنشانی لایهها حدود som ۱ و تحت کنترل قرار گرفت. ضخامت لایههای تهیه شده ۲۰۰ نانومتر انتخاب شد. نخامت لایهها توسط بلور ضخامتسنج کوارتز کنترل شد. پس از فرآیند لایه نشانی نمونه ها در دمای ۱۰۰ و ۲۰۰ درجه سانتی گراد بازپخت شدند.

جهت تعیین خواص ساختاری لایههای نازک تهیهشده، از آزمون (ADVANCE–D8) XRD استفاده شد. ویژگیهای اپتیکی این لایهها بر اساس طیفهای جذب و عبور لایهها Ocean Optics (HR400) توسط دستگاه طیفسنج (Ocean Optics (HR400) توسط دستگاه طیفسنج (VVVis Spectrophotometers تا ۹۰۰ نانومتر اندازه گیری شد.

نتايج و بحث

شکل ۱ الگوی پراش پرتو ایکس برای نمونهها را نشان میدهد. همانطور که از شکل مشخص است الگوی پراش لایههای BiI3 به خوبی با الگوی استاندارد BiI₃ رومبوهدرال (PDF#48-1795) مطابقت دارد و هیچ پیک اضافی مشاهده نمی شود [۳]. در الگوی پراش XRD، قلهها در موقعیت 20 برابر ۲۲/۱، ۲/۷۱، ۳۵/۳و ۲۱/۴ به ترتیب مربوط به جهتهای بلوری (۲۰۳)، (۱۱۳)، (۱۱۶) و (۳۰۰) مشاهده شدند. در جهت (۰۰۳) شدت قله نسبت به جهات دیگر بیشتر است. علاوه بر این، با افزایش دمای بازیخت تا

مقدمه

در عصر حاضر توسعه سلولهای خورشیدی ارزان قیمت و سازگار با محیط زیست، یک ضرورت مهم به منظور پاسخگویی به تقاضاها برای انرژی محسوب میشود. مواد پروسکایت بر پایه سرب (Pb) مواد مناسبی برای سلول خورشیدی با بازده بالا و قیمت پایین به شمار میآیند. از طرفی، پایداری پایین ذاتی و سمی بودن سرب به نوعی نقطه ضعف این نوع از سلولهای خورشیدی به شمار میآید. از اینرو، جایگزینی سرب در ترکیب پروسکایت و سنتز لایههای پروسکایت با بازده بالا بسیار چالش برانگیز خواهد بود. این موضوع مانع بزرگی بر سر راه توسعهی سلولهای خورشیدی مبتنی بر پروسکایت خواهد بود. یک روش ساده برای گسترش پروسکایتهای بدون سرب جایگزینی سرب با عنصر بیسموت (Bi) است [۱]. ساختار بلوری پروسکایت تری یدید بیسموت، آن را به عنوان ماده لایه فعال در سلول های خورشیدی تبدیل می کند. این ماده به دلیل داشتن گاف نواری مناسب، تحرکپذیری و «تحمل نقص» بالقوه برای لایههای نازک، در سلولهای خورشیدی کاربرد گستردهای دارد. بیسموت تری یدید دارای دو نوع ساختار بلوری است که طبق گفتههای محققان، موفقیت این ماده به عنوان نیمه هادی در سلولهای خورشیدی، به علت ساختار بلورى شش گوشه يا تريگونال آن مىباشد [۲] . تری یدید بیسموت (Bil₃) به دلیل داشتن خواص نوری خوب و به دلیل داشتن عناصر غیرسمی، نامزد بالقوه ای برای کاربرد در سلولهای خورشیدی است. نوع زیرلایه و دمای آن نیز در برخی از ویژگیهای لایه نازک Bil₃ به ویژه ویژگیهای ایتیکی و ساختاری آن تأثیر گذار است [۲].

بخش تجربى

در این تحقیق اثر دمای بازپخت بر روی خواص ساختاری و اپتیکی لایه های نازک یدید بیسموت که به روش لایهنشانی

℃ ۱۰۰ شدت قلهها افزایش مییابد که نشان دهنده بلورینگی بالاتر در این نمونه است. شدت ضعیفتر قلههای پراش در نمونههای بدون بازپخت میتواند به دلیل تبلور ناقص با دانههای کوچک بدون مرزدانههای واضح و مورفولوژی دانه برنجی آن باشد. ولی بازپخت در دمای مورفولوژی لایهها را تغییر ۲۰۰۳ ساختار بلوری و همچنین مرفولوژی لایهها را تغییر چندانی نمیدهد. برای صفحه (۰۰۳) اندازه دانه ها با

$$D = \frac{0.9\lambda}{\beta\cos\theta} \tag{1}$$

که θ زاویه پراش، λ طول موج پرتو ایکس، β عرض قله در نصف شدت ماکزیمم است [۴]. اندازه دانهها برای نمونههای بدون بازپخت، بازپخت شده در دمای $^{\circ}$ ۱۰۰ و $^{\circ}$ ۲۰۰ به ترتیب ۵۲، ۶۵ و ۸۴ نانومتر به دست آمد.



دماهای مختلف.

محاسبه گاف نواری نمونهها به روش تائوک وابسته به ضریب جذب (α) فوتونهای فرودی است که از رابطه (۲) محاسبه میشود.

 $\alpha h \nu = A(h \nu - E_g)^n \tag{(Y)}$

مقداری ثابت، h ثابت پلانک و n برای گاف انرژی غیر A مستقیم ۲ و برای گاف انرژی مستقیم برابر 0/1 است [۵].

نمودار ² (αhv) برحسب hv نشان داده شده در شکل ۲، بیانگر گاف نواری مستقیم یدید بیسموت است. نمودار گاف نواری بر حسب انرژی فوتون نشان میدهد که با افزایش دمای بازپخت بلورینگی افزایش مییابد بنابراین گاف نواری کاهش مییابد.



انرژی اورباخ نمونهها با استفاده از روش تائوک از رابطه (۳) محاسبه می شود.

$$\alpha = \alpha_0 \exp(\frac{h\nu}{E_u}) \tag{(7)}$$

 E_u انرژی دنباله اورباخ و α_0 یک مقدار ثابت است [۵]. نمودار (α) ابر حسب انرژی فوتون در شکل ۳ آورده شده است. انرژی اورباخ از شیب نمودار (α) ابر حسب انرژی فوتون بدست میآید. مقادیر گاف نواری و انرژی اورباخ بهدست آمده برای نمونهها بازپخت شده در دماهای مختلف در شکل ۲ و ۳ درج شده است. نتایج نشان میدهد که با افزایش دمای بازپخت لایهها تا 2° ۲۰۰، گاف انرژی و انرژی اورباخ به ترتیب به ۱/۶۱ و ۲۳۶ meV کاهش مییابد و در دمای 2° ۲۰۰ این مقدار افزایش مییابد. علت کاهش انرژی اورباخ به دلیل بهبود خواص بلورینگی ماده در اثر افزایش اندازه ذرات در نمونههایی با دمای بازپخت بالاتر میباشد. زیرا یکی از دلایل افزایش انرژی اورباخ به نقایص بیسموت می تواند به عنوان یک ماده فعال در سلولهای خورشیدی پروسکایتی بدون سرب مورد استفاده قرار گیرد.

مرجعها

- [1] Q. Zhang, F. Hao, J. Li, Y. Zhou, Y. Wei, and H. Lin, "Perovskite solar cells: must lead be replaced-and can it be done?," *Science and Technology of advanced MaTerialS*, vol. 19, pp. 425-442, 2018.
- [2] M. Ikram, R. Malik, R. Raees, M. Imran, F. Wang, S. Ali, *et al.*, "Recent advancements and future insight of lead-free non-toxic perovskite solar cells for sustainable and clean energy production: A review," *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, vol. 53, p. 102433, 2022.
- [3] Y. Wang, X. Shi, G. Wang, J. Tong, and D. Pan, "All-inorganic and lead-free BiI 3 thin film solar cells by iodization of BiSI thin films," *Journal* of Materials Chemistry C, vol. 8, pp. 14066-14074, 2020.
- [4] A. Patterson, "The Scherrer formula for X-ray particle size determination," *Physical review*, vol. 56, p. 978, 1939.
- [5] J. Jean, T. S. Mahony, D. Bozyigit, M. Sponseller, J. Holovský, M. G. Bawendi, *et al.*, "Radiative efficiency limit with band tailing exceeds 30% for quantum dot solar cells," *ACS Energy Letters*, vol. 2, pp. 2616-2624, 2017.

بلوری درون ماده برمی گردد و کاهش آن شاهدی بر کاهش نقص بلوری و بهبود خواص بلورینگی ماده میباشد. کاهش گاف انرژی میتواند به دلیل بوجود آمدن ارتعاشات گرمایی اتمها باشد و همچنین این رفتار میتواند به دلیل انتقال فازی فیلمهای لایه نازک BiI₃ به فاز پایدارتر در محدوده دمای C^o ۱۰۰ درجه نیز باشد [۵].



نتيجهگيرى

در این تحقیق گاف نواری و انرژی اورباخ لایههای نازک یدید بیسموت بر روی زیرلایه FTO با استفاده از روش تائوک مورد مطالعه قرار گرفت. دنباله اورباخ به دلیل بی نظمی در نزدیکی لبه جذب در مواد نیمرسانای بینظم و مواد بلوری در دمای بالا مشاهده میشود. نتایج بدست آمده نشان میدهد که گاف نواری و انرژی اورباخ نمونهها با افزایش دمای بازپخت تغییر میکند. با افزایش دمای بازپخت از دمای اتاق تا ۲۰ ۲۰۰ گاف نواری و انرژی اورباخ به دلیل بلورینگی شدن بهتر لایهها، کاهش مییابد، سپس با افزایش دمای بازپخت تا ۲۰۰۰۲، این مقادیر افزایش با افزایش دمای بازپخت تا ۲۰۰۰۲، این مقادیر افزایش میابد مییابد. طیف پراش اشعه ایکس نیز بهبود بلورینگی را تایید می کند. نتایج این بررسی نشان میدهد یدید



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



اندازه گیری کرنش ریل بر اساس پایش طیف توری براگ فیبر نوری

آمنه بیات، محمد واحدی و شروان عطایی

ataei@iust.ac.ir ،mvahedi@iust.ac.ir ،Bayat6672@gmail.com دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده – گسترش استفاده از حمل و نقل ریلی و همچنین اهمیت برر سی سلامت سازههای ریلی موجب افزایش اهمیت برر سی سیستمهای نظارتی با دقت بالا می شود. حسگرهای توری براگ فیبری به دلیل مزایای ویژهای مانند دقت بالای اندازه گیری، امکان نظارت از راه دور، مصونیت در مقابل امواج الکترومغناطیس و قابلیت تسهیم، بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. در این مقاله، به بررسی اندازه گیری کرنش ریل بر اساس پایش طیف توری براگ فیبر نوری جهت نظارت بر کرنش ایجاد شده بر روی ریل قطار پرداخته شده است. برای اندازه گیری همزمان کرنش از سنجنده کرنش الکتریکی استفاده شد. حسگر توری براگ فیبر نوری و سنجنده کرنش الکتریکی بر روی ریل در کنار هم نصب گردید. در نهایت با استفاده از دستگاه آنالیز گر طیف نوری تغییرات طول موج حسگر توری براگ فیبر نوری مورد برر سی و پایش قرار گرفت که بر اساس نتایج بد ست آمده، تغییر طول موج حسگر توری براگ فیبر نوری و ۲۹ پیکومتر به ازای ۱۶۲ میکرواسترین کرنش ایجاد شده در ریل است.

کلید واژه- حسگر توری براگ فیبری، سنجنده کرنش الکتریکی، فیبر نوری، بازیابی اطلاعات، ریل

Rail Strain Measurement Based on Spectrum Monitoring of Fiber Bragg Gratings

A. Bayat, M. Vahedi, and S. Ataei

Bayat6672@gmail.com ,mvahedi@iust.ac.ir, ataei@iust.ac.ir, Iran University of Science and Technology

Abstract-The expansion of railway transportation usage, as well as, the importance of observing the health of railway structures has increased the need of establishing monitoring systems with high accuracy. Fiber Bragg grating sensors have received a lot of attention due to their special advantages such as high accuracy of measurement, remote monitoring, immunity to electromagnetic interference and multiplexing capability. In this article, Rail strain measurement based on optical fiber Bragg grating spectrum monitoring has been investigated to monitor the strain of a rail. For the simultaneous measurement of strain, an electric strain gauge was used, and the fiber Bragg grating sensor and the electric strain gauge were installed on the rail side by side. Finally, using an optical spectrum analyzer, the changes in the wavelength of the fiber Bragg grating sensor were investigated and monitored. Based on the results, the wavelength changes of the optical fiber Bragg grating sensor is 79 pm per 162 $\mu\varepsilon$ of the strain of the rail.

Keywords: Maximum five keywords related to the paper subjects, sorted in alphabetical order separated by comma are required.

آنالیزگر طیف نوری(OSA) جهت پایش طیف طول موج خروجی از حسگر FBG پرداخته می شود.

مبانی نظری

توری یک مدولاسیون دوره ای یک بعدی از ضریب شکست است که معمولا بر اساس حساسیت به نور فیبر ایجاد میشود. حساسیت به نور به تغییر دائمی در ضریب شکست هسته فیبر هنگام قرار گرفتن در معرض نور با طول موج و شدت گفته میشود. توری فیبر نوری به عنوان یک عنصر فیبر ایده آل برای بازتاب طول موج نوری انتخابی در حسگر میباشد. توریهای فیبر به طور ذاتی عناصری هستند که طول موج آنها با تغییر ناشی از آشفتگی دوره توری و ضریب شکست مؤثر فیبر تغییر میکند.طول موج براگ به دوره توری و ضریب شکست موثر وابسته است، ضریب شکست موثر n_{eff} یا دوره توری Λ یا هر دو بسته به نوع اندازه گیری، تغییر میکند. با توجه به تغییر اعمالی که از نوع کرنش است، طول موج براگ در طیف بازتاب شده میتواند

$$\lambda_B = (1)$$

$$2\Lambda n_{eff}$$

کرنش ایجاد شده عامل تغییرات مکان در جسم می شود.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left(\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial\Lambda}{\partial l} + \frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial l}\right)\Delta l \tag{(7)}$$

در رابطه بالا میزان تغییرات مکان ∂l درتوری با میزان تغییرات مکان دوره توری برابر میباشد در نتیجه قسمت اول برابر با ۱ است. (۳)

 $P_e)\varepsilon$

مقدمه

پایش سلامت سازهها (SHM) مساله ای اساسی برای ارزیابی و سنجش سازههای مختلف و همچنین نظارت بر عملکرد سازهها است که میتواند اطلاعاتی در زمینه پیش بینی طول عمر سازهها ارائه داده و امکان پیش گیری از وقوع حوادث جبران نایدیر را فراهم کند. از جمله سیستمهای شناسایی و هشدار اختلالات مربوط به سازههای ریلی، حسگرهای نوری می باشند [1]. در مطالعات گذشته از حسگر FBG در صنعت راهآهن استفاده شده است. از یک سیستم هوشمند حسگر FBG می توان در صنعت راهآهن برای نظارت و سنجش سرعت قطار، سلامت چرخها، میزان بار دینامیک وارد شده، تعادل و عدم تعادل چرخها در دو سوی ریل استفاده کرد [۲]. از جمله مزایای FBGها نسبت به حسگرهای معمولی، ایمنی در برابر تداخل الكترومغناطيس، عدم ايجاد نويز ناشى از كابل، امكان تسهیم چندین حسگر در یک کابل نوری و همچنین قابلیت نظارت از راه دور می باشد [۳]. حسگرهای FBG قادر به اندازه گیری پارامترهای فیزیکی مختلفی همچون دما، فشار، کرنش، جابهجایی و.... هستند. از این رو می توان از آنها برای بررسی سلامت ریل استفاده کرد. دراستفاده از حسگر FBG نیاز به روشی برای بازیابی اطلاعات^۲حسگر جهت یایش سلامت سازه می باشد.

باید توجه داشت که روش پایش اطلاعات حسگر باید از دقت بالایی برخوردار باشد. روشهای بازیابی

اطلاعات این امکان را ایجاد می کنند که اطلاعات مربوط به اندازه گیری که در طیف تولید شده توسط حسگرهای FBG وجود دارد، استخراج شود. در این مقاله به بررسی استفاده ازحسگر FBG جهت سنجش کرنش در ریل و استفاده از

^r-Optical Spectrum Analyzer

¹- Structure Health Monitoring

¹ Interrogation



شکل ۲: نحوه قرار گیری جک و اعمال نیرو



شکل۳: محل نصب حسگرFBG و سنجنده کرنش الکتریکی

نتايج آزمايش

منبع پهن باند در جریان M ۱۵۰ ودمای $^{\circ}$ ۲۷.۲ تنظیم شد. سپس نور منبع پهن باند توسط سیرکولاتور به حسگرFBG منتقل شده و نور بازتابی از حسگرFBG به دستگاه CSA جهت پایش طیف تغییرات طول موج حسگر FBG منتقل میشود. در ابتدا زمانی که اعمال نیرویی صورت نگرفته بود طیف طول موج بازگشتی از حسگردر کرنش $^{2}\mu$ اندازهگیری شد سپس کرنش وارد شده بر ریل توسط جک به صورت مرحله ای بر ریل اعمال شد و تغییرات طیف طول موج بازگشتی حسگر و همچنین تغییرات میزان کرنش توسط کرنش سنج در هر مرحله ثبت شد. در شکل ۴ دو طیف بازگشتی در کرنش $^{2}\mu$ -۰ بر روی هم قرارداده شده است و میزان تغییر طول موج بازگشتی را نشان می دهد. (۴] ضریب کرنش نوری و \mathfrak{s} میزان کرنش میباشد P_e

طراحى سامانه سنجش كرنش

شکل ۱ طرحواره سامانه سنجنده کرنش ایجاد شده بر روی ریل UIC60 به طول ۹۹/۵ cm را نشان می دهد. از جک هیدرولیک ۲۰ تنی برای اعمال کرنش استفاده شد. جک هیدرولیک به صورتی که در شکل ۲نمایش داده شده است بر روی ریل قرار گرفت.با اعمال نیرو توسط جک ریل پایین که حسگرها به آن متصل هستند تحت کرنش قرار می گیرد. حسگر FBG با طولموج بازتابی ۱۵۵۴nm و سنجنده كرنش الكتريكي از نوع فويل مقاومتي با گيج فاكتور ٢ مورد استفاده قرار گرفت. سنجنده کرنش الکتریکی توسط چسب مخصوص استرین گیج و حسگر FBG توسط چسب ۱۲۳ بر روی ریل برای اندازه گیری میزان تغییرات کرنش در نقاط نزدیک به هم نصب شد (شکل ۳). از این رو، در اندازه گیری توسط دو حسگر، میزان کرنش وارد شده در یک محل مورد بررسی قرار گرفت. سنجنده کرنش الکتریکی به دیتالاگر سنجنده کرنش الکتریکی به منظور اندازه گیری کرنش nm متصل شد. از منبع پهن باند دارای طول موج مرکزی ۱۵۵۰ استفاده شد که به پورت ورودی سیرکولاتور متصل شد. سپس حسگر FBG به خروجی سیرکولاتور و پورت دیگر سیرکولاتور که طول موج بازتابی از حسگر FBG به آن وارد می شود، به ورودی دستگاه OSA متصل شد.



شکل۱: طرحواره چیدمان اپتیکی آزمایش بر روی ریل

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

حسگر FBG دارای سرعت پاسخ بالایی است و تغییرات را به صورتی لحظهای ثبت میکند.

مرجعها

- [1] M. L. Filograno, P. C. Guillen, A. Rodriguez-Barrios, S. Martin-Lopez, M. Rodriguez-Plaza, A. Andres-Alguacil, and M. Gonzalez-Herraez, "Real-time monitoring of railway traffic using fiber Bragg grating sensors," IEEE Sensors Journal, vol. 12, no. 1, pp. 85-92, 2011
- [2] D. Jovanović and B. Milenković, "The use of fbg sensors in smart railway," in Proceedings of the IEEE STEC-13th Student Project Conference ESTEC-13, Smolenice, Slovakia, 2020, vol. 11.
- [3] P. C. Silveira, A. Dante, M. Mohammadpour Keley, C. Carvalho, R. Allil, R. Mok, L. Garcao, and M. Werneck, "Experimental evaluation of low-cost interrogation techniques for FBG sensors," in 2018 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC), 2018: IEEE, pp. 1-6.
- [4] J. K. Sahota, N. Gupta, and D. Dhawan, "Fiber Bragg grating sensors for monitoring of physical parameters: A comprehensive review," Optical Engineering, vol. 59, no. 6, p. 060901, 2020.



شکل ۴: در تصویر بالا نموداردوکرنش *عµ* و ۱۶۲µ۶ بر روی هم قرار گرفته است.

نمودار ۱ نتایج حاصل آزمایش می باشد. با توجه به دادههای بدست آمده از آزمایش، پس از رسم نمودار دادهها، یک خط بر آنها فیت شد که معادله خط

 $R^2 = 0.0005x + 1554.4$ و ضریب همبستگی P = 0.0005x + 1554.40.9979 میباشد که نشان دهنده همبستگی خوب دادهها با نمودار فیت شده میباشد. میزان تغییر طول موج ثبت شده به ازای ۱۶۲ μ کرنش برابر با ۲۹ pm بوده است.



نمودار ۱: نتایج حاصل در جریان
 mA و دمای $^{\circ}$ ۲۷.۲ و

نتيجهگيرى

در این مقاله به بررسی استفاده از حسگر FBG به منظور اندازه گیری کرنش اعمال شده بر ریل پرداخته شد. برای این منظور، آزمایشها بر روی ریل با استفاده از دو حسگر سنجنده کرنش الکتریکی و حسگر FBG به صورت همزمان انجام شد. برای بررسی تغییرات طول موج حسگر FBG از دستگاه آنالیزگر طیف نوری به عنوان سیستم بازیاب اطلاعات استفاده شد. بر اساس نتایج بدست آمده از دستگاه آنالیزکننده طیف نوری مشخص گردید که تغییرات طول موج حسگر FBG برابربا ۲۹ به ازای ع۲۵۲ میباشد.



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



طراحی و شبیه سازی حسگر فابری-پرو فیبر نوری مبتنی بر کاواک کروی ریز ساختار برای اندازه گیری فشار

على اكبر رستمى، دكتر محمد اسماعيل زيبائي، على كمال نوش آبادى، دكتر عزالدين مهاجراني

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

photonics.alia@gmail.com, mizibaye@gmail.com

چکیده – در این مقاله حسگر فابری-پرو فیبر نوری مبتنی بر کاواک کروی ریز ساختار برای اندازه گیری فشار، طراحی و شبیه سازی شده ا ست. با تغییر ف شار اعمالی به حسگر، انحنای کاواک کروی ریز ساختار تغییر کرده و باعث تغییر در اختلاف فاز امواج بازتاب شده از آن و در نتیجه جابجایی در طرح تداخلی خواهد شد. با شبیه سازی حسگر طراحی شده در محیط نرم افزار COMSOL Multiphysics 6.0 به ازای فشار ۲ تا ۶۰۰ کیلو پا سکال حسا سیت nm/kPa $S = 7.2 \times 10^{-3}$ بد ست آمد. این حسگر برای اندازه گیری فشار، نیرو، کاربردهای صنعتی و زیست پزشکی مناسب است.

کلید واژه- حسگر فیبر نوری، کاواک کروی ریز ساختار، تداخل سنج فابری-پرو، فشار

Design and simulation of a fiber-optic Fabry-Perot sensor based on micro spherical cavity for pressure measurement

Ali Akbar Rostami, Mohammad Ismail Zibaii, Ali Kamal Noushabadi, Ezeddin Mohajerani

Laser and plasma research institute of Shahid Beheshti university, Tehran, Iran

photonics.alia@gmail.com, mizibaye@gmail.com

Abstract- In this paper, a Fabry-Perot optical fiber sensor based on a micro spherical cavity for pressure measurement has been designed and simulated. By changing the pressure applied to the sensor, the curvature of the spherical microstructure cavity will change and cause a change in the phase difference of the waves reflected waves, as a result, a shift in the interference pattern will occur. Simulating the designed sensor in the COMSOL Multiphysics 6.0, the sensitivity $S = 7.2 \times 10^{-3} nm/kPa$ was obtained for the pressure from 0 to 600 kPa. This sensor is suitable for measuring pressure, force, industrial and biomedical applications.

Keywords: fiber-optic sensor, micro spherical cavity, Fabry-Perot interferometer, pressure

مقدمه

در دهههای گذشته مطالعات بسیاری بر روی حسگرهای فيبر نورى صورت گرفته است. اين حسگرها به سه دسته کلی فیزیکی، شیمیایی و زیستی تقسیم بندی میشوند. حسگرهای فیبر نوری فیزیکی توانایی اندازهگیری پارامترهایی چون دما، فشار، میدان مغناطیسی و کرنش را دارند. از برتریهای این حسگرها نسبت به حسگرهای مرسوم می توان به حساسیت و دقت اندازه گیری بالا، ریز ساختار بودن، پاسخ دهی به صورت Real-time، انعطاف پذیری، مصونیت در برابر میدان الکترومغناطیسی و داشتن رفتار خطی اشاره کرد. عملکرد اغلب حسگرهای فیبر نوری بر اساس تداخل سنجى فابرى-پرو، مايكلسون، ماخ-زندر، ساگناک و توریهای براگ میباشد. حسگرهای فیبر نوری فشار مبتنی بر تداخل سنج فابری پرو ابزارهایی اثربخش با فناوري ساخت نسبتاً ساده و ارزان هستند كه توانايي اندازه گیری فشار را با حساسیت بسیار بالا دارند. این حسگرها به دو دسته درونی (intrinsic) و بیرونی (extrinsic) تقسیم بندی میشوند که در حسگرهای درونی، فیبر نوری علاوه بر انتقال دادهها، عملکرد حسگری نیز دارند[۱]. اما در حسگرهای بیرونی، فیبر نوری تنها عامل انتقال دهنده دادهها میباشد و دخالتی در عمل حسگری ندارد. ما در این مقاله یک حسگر فابری-پرو فیبر نوری مبتنی بر کاواک کروی ریز ساختار برای اندازه گیری فشار، طراحی و شبیه سازى كردەايم.

مبانی نظری

حسگر طراحی شده در این مقاله، بر اساس تداخل سنج فابری-پرو عمل میکند. مطابق شکل۱ نور از یک منبع نوری پهن باند (Broad Band Source) از یک سو در فیبر نوری تک مد SMF-28 تزویج می شود و در انتهای دیگر





شکل ۱: حسگر فابری-پرو فیبر نوری مبتنی بر کاواک کروی ریز ساختار برای اندازه گیری فشار

نور وارد شده به هستهی فیبر، در انتهای آن و در مرز فیبر نوری و کاواک کروی تو خالی یک سطح جدا کننده بین دو (n_{core}) محیط با اختلاف ضریب شکستی بین هسته یفیبر و هوای درون کره تو خالی (n_{air}) در مقابل خود می بیند. قسمتی از نور از این سطح بازتابیده شده است و مابقی به داخل کره با ضریب شکست هوا وارد می شود. نور پس از انتشار درون کره تو خالی به دیواره داخلی کره با قطر ۱۹۰میکرومتر برخورد میکند. متعاقباً قسمتی از نور از دیواره داخلی کره بازتاب گردیده است و قسمتی از آن به درون گوشته کره از جنس شیشه با ضخامت ۵ میکرومتر و ضریب شکست n = 1,۴۴۶۹۲ نفوذ می کند. در نهایت نور از دیواره خارجی کره با قطر ۲۰۰ میکرومتر بازتاب می شود و بازمی گردد. امواج نوری بازتابیده شده که طول مسیر نوری متفاوتی را پیمودهاند، از درون هسته فیبر بازگشتهاند و خارج میشوند. طول مسیر نوری متفاوت باعث برهمنهی پرتوها با یکدیگر میشود که این برهمنهی شامل تداخلهای سازنده و مخرب است. در نهایت طرح تداخلی بازتابی مطابق رابطه (۱) که بر اساس تداخل سنجی فابری-پرو شکل گرفته است، بدست میآید[۲].

(1)

 $I_{out} = I_1 + I_2 + I_3 + 2\left[\sqrt{I_1I_2} + \sqrt{I_1I_3} + \sqrt{I_2I_3}\right]\cos(\Delta\varphi)$



شکل ۲: نمودار FSR برای حسگر طراحی شده

شبیه سازی

حسگر طراحی شده در محیط نرم افزار COMSOL Multiphysics 6.0 در دمای ثابت شبیه سازی شده است و مورد بررسی قرار گرفته است. شکل۳ شمای کلی حسگر طراحی شده را در محیط شبیه سازی و توزیع میدان الکتریکی نور را نشان میدهد. پارامترهای مورد استفاده برای طراحی حسگر مورد نظر در جدول ۱ گزارش شده است.



جدول ۱: پارامترهای طراحی حسگر کاواک کروی ریز ساختار

$$\Delta \varphi$$
 که در آن I_{out} شدت طرح تداخلی خروجی از فیبر و $\Delta \varphi$ اختلاف فاز بین پرتوهای I_1 I_2 و I_1 است.
اختلاف فاز بین پرتوها (Δ) از رابطه (۲) بدست می آید که اختلاف فاز بین پرتوها ($\Delta \phi$) از رابطه (۲) بدست می آید که n ضریب شکست محیط داخلی کاواک، b طول کاواک فابری - پرو و Λ طول موج نور فرودی به فیبر نوری می باشد[۳].
(۲)

در رابطه (۲) وابستگی اختلاف فاز به طول کاواک فابری پرو دیده میشود و با تغییر طول کاواک میزان اختلاف فاز نیز تغییر خواهد کرد. با تغییر اختلاف فاز مطابق رابطه (۱) در طرح تداخلی خروجی تغییراتی در شدت خواهیم داشت و همچنین رابطهی بین کشیدگی نسبی طولی کاواک (z_3) و تغییر طول موج ($\Delta \lambda$) در سیگنال مدوله شده برای تداخل m-ام به شکل زیر گزارش شده است[۳]:

$$\Delta \lambda = \frac{4}{2m+1} d\mathcal{E}_z \tag{(7)}$$

بنابراین می توان دریافت که اعمال فشار به کاواک علاوه بر تغییر در شدت، باعث جابجایی نمودار در طرح تداخل بازتابی از کاواک فابری-پرو خواهد شد. در نتیجه با توجه به مطالب بیان شده می توان از حسگر طراحی شده برای اندازه گیری فشار استفاده کرد.

شایان ذکر است که محدوده طیفی آزاد (Free Spectral) (Range (FSR) به شکل زیر تعریف می شود [۴]:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2nd} \tag{(f)}$$

که n ضریب شکست کاواک فابری-پرو، b طول کاواک و λ_1 و λ_2 و λ_1 و λ_2 طول موج دو قله یا دو دره مورد بررسی در طرح تداخلی هستند. از رابطه (۴) دریافت می شود که هرچه طول کاواک افزایش یابد FSR کاهش پیدا می کند. بنابراین توجه به طول کاواک برای طراحی یک حسگر کارآمد حائز اهمیت 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



نتيجه گيرى

برای حسگر فابری-پرو فیبر نوری مبتنی بر کاواک کروی ریز ساختار شبیهسازی در نرمافزار COMSOL ۱۴۵۰ نافرای Multiphysics 6.0 تا ۱۶۰۰ نانومتر به ازای فشار از ۰ تا ۶۰۰ کیلو پاسکال مقدار حساسیت $S = 7.2 \times 10^{-3} nm/kPa$ بدست آمد. این حسگر برای اندازه گیری نیرو، فشار، کاربردهای صنعتی و زیست پزشکی کارآمد، قابل اعتماد، حساس و دقیق خواهد بود.

مرجعها

[1] Liu, Honglin, D. N. Wang, Jibing Liu, and Shen Liu. "Range tunable optical fiber micro-Fabry-Pérot interferometer for pressure sensing." IEEE Photonics Technology Letters 28, no. 4 (2015): 402-405. [2] Yang, J., M. Yang, C. Y. Guan, J. H. Shi, Z. Zhu, P. Li, P. F. Wang, and L. B. Yuan. "In-fiber Mach-Zehnder interferometer with piecewise interference spectrum based on hole-assisted dual-core fiber for refractive index sensing." Optics express 26, no. 15 (2018): 19091-19099. [3] Domingues, M. Fátima, Camilo A. Rodriguez, Joana Martins, Cátia Tavares, Carlos Marques, Nélia Alberto, Paulo André, and Paulo Antunes. "Cost-effective optical fiber pressure sensor based on intrinsic Fabry-Perot micro-cavities." interferometric Optical Fiber Technology 42 (2018): 56-62.

مقدار عددی	نام پارامتر
۲۰۰ میکرومتر	طول فيبر نورى
۸٫۲ میکرومتر	قطر هسته فيبر نورى
۱۲۵ میکرومتر	قطر غلاف فيبر نورى
1,40718	ضريب شكست هسته فيبر نورى
1,44897	ضريب شكست غلاف فيبر نورى
١	ضریب شکست هوای داخل کاواک کروی
۱٫۵۵ میکرومتر	طول موج نور فرودی به فیبر نوری
۱۹۰ میکرومتر	قطر داخلی کاواک کروی ریز ساختار
۲۰۰ میکرومتر	قطر خارجي كاواك كروى ريز ساختار

در ابتدا برای بررسی کارایی هندسه طراحی شده، نور غیر قطبیده با طول موج ۱۵۵۰ نانومتر به درون فیبر نوری تزویج شد و طرح تداخلی از امواج بازتابی، مطابق شکل ۲ دریافت گردید. نمایان شد که پرتو بازتابی از دیواره خارجی کاواک کروی تو خالی (*I*₃) برهمنهی چندانی با پرتوهای *I*₁ و *I* ندارد و در نتیجه نقش پر رنگی در طرح تداخلی بازتابی نخواهد داشت. سپس در بازه طول موجی ۱۴۵۰ تا ۱۶۰۰ نانومتر برای کاواک کروی ریز ساختار به طول ۱۹۰ میکرومتر به ازای فشار از ۰ تا ۶۰۰ کیلو پاسکال مقدار حساسیت $S = 7.2 \times 10^{-3} nm/kPa$ بدست آمد.



کاواک کروی ریز ساختار



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



سنتز نانوذرات مس بر پایه گرافن توسط کندوسوز لیزر پالسی

احسان مطلبي آقكنبد ، اكبر جعفري دولاما ، مريم مطلبي آقگنبد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه، ایران

چکیده– در این مقاله، نانوذرات گرافن، نانوذرات اکسید مس و هسته– پوسته مس– گرافن با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزر پالسی (PLA) در محلول آب دیونیزه شده تولید شدهاند. نسبت ترکیب مواد در ساختار مواد تهیه شده و خواص نوری آنها برر سی شده است. جذب نمونه ها توسط دستگاه آشکارساز UV در محدوده طول موج ۲۹۰ تا ۸۰۰ نانومتر به دست آمده است. بیشترین و کمترین مقدار جذب به ترتیب مربوط به اکسید مس و گرافن می باشد. همچنین گاف نواری انرژی نمونه ها با استفاده از فرمول تاک محا سبه شده است که به ترتیب کمترین و بیشترین گاف نواری برای گرافن و اکسید مس مشاهده شده است. ساختار نمونه ها با استفاده از تصویر TEM مورد برر سی قرار گرفته است. در نمونه های ترکیب گرافن و اکسید مس مشاهده شده است. ساختار نمونه ها با استفاده از مشاهده می شود. بعلاوه، خصوصیات اپتیک غیرخطی اکسید مس بر پایه گرافن به روش موج موح مواح مورد مطالعه قرار گرفته است.

كليد واژه مس، گرافن، نانوذرات، كندوسوز ليزر پالسي

Graphene Based Copper Nanoparticles Synthesis by Pulsed Laser Ablation

Ehsan Motallebi Aghkonbad, Akbar Jafari Dolama, Maryam Motallebi Aghgonbad

Departments of Physics, Faculty of Science, Urmia University, Urmia, Iran

e.motallebi91@gmail.com , a.jafari@urmia.ac.ir , m.motallebi89@gmail.com

Abstract- In this paper, Graphene nanoparticles, copper oxide nanoparticles and Cu-Graphene core-shell have been produced by means of a pulse laser ablation process (PLA) in deionized water solution. The composition ratio of materials has been investigated in the structure of the prepared materials and their optical properties. The absorption of the samples was obtained by the UV detective device in the wavelength range of 290 to 800 nm. The most and the least absorbance belongs to copper oxide and Graphene respectively. Also, the energy band gap of the samples has been calculated using Tauc relation in which the least and the most band gap energy are shown for Graphene and copper oxide respectively. Structure of the samples was studied using TEM image. In Graphene and copper oxide compositions, the copper-Graphene core-shell structure is shown obviously. In addition, the nonlinear optical properties of copper oxide based on Graphene have been studied by Z-scan technique.

Keywords: Copper, Graphene, Nanoparticles, Pulse laser ablation

1. Introduction

Today, nanomaterials are of interest for further miniaturization of electronic devices, nanofluids to improve the performance of heat engines, chemical catalysts, etc. The physical and chemical properties of these materials are strongly dependent on their size. Therefore, the development of novel methods for making such materials is of interest [1]. So far, various methods have been used to make nanomaterials, among which we can mention solgel methods, chemical vapour deposition and laser ablation. Laser ablation is a method for making different types of nanoparticles, including semiconductor quantum dots, carbon nanotubes, nanowires, and core-shell nanoparticles. In this method, nanoparticles are prepared by nucleation and growth of laser-vaporized samples in a background gas [2]. Metal oxide nanoparticles and carbon-based composite materials, especially Graphene with a large specific surface area, are very popular research subjects for micro-supercapacitor electrode materials [3]. On the other hand, Graphene has gained remarkable scientific research interests due to its remarkable electronic, chemical, mechanical, and thermal properties [4]. Among metal nanoparticles, copper nanoparticles are of particular importance because they are potentially effective against various bacterial pathogens, and they are more cost-effective compared to silver nanoparticles.

In this research, Graphene nanoparticles combined with copper oxide nanoparticles have been prepared and the composition ratio of materials in the structure of the prepared materials and their optical properties has been investigated. Nonlinear optical coefficients of the samples is calculated using theoretical fits and experimental data in the Z-scan technique.

2. Experimental Details

In this research, Graphene nanoparticles, copper oxide nanoparticles and Cu- graphene core-shell are produced by pulsed laser ablation of graphite and Cu targets in deionized water environment. The use of water is based on the scientific experiments that proved water as a base environment for many chemical reactions. A graphite target was placed on the bottom of an open glass cylindrical vessel filled with 3 mL of liquid whereas height of liquid on the target was 8 mm. Nanosecond pulsed Nd: YAG laser with a wavelength of 1064 nm was used to ablate the targets at a frequency of 4 Hz and 6 Hz respectively for Graphene and copper oxide. Before the experiments, all equipment and the targets were cleaned ultrasonically in alcohol, acetone, and deionized water to remove any residual contaminants. The pulse energy of laser beam was 140 mJ/pulse with 4 mm diameter, which was focused by a 50 mm focal length convex lens on the surface of the target. The laser parameters were optimized individually for the ablation of copper oxide and Graphite plates. Cu target was ablated for 10 min, while Graphite target was ablated for 15 min. All the experiments were carried out at ambient atmosphere and at 22 °C. For Cu -Graphene core- shell nanoparticles, two different concentration ratios of the prepared samples, 1.4ml Graphene-0.6ml copper oxide and 1.8ml Graphene-0.2ml copper oxide was mixed. The Transmission electron microscopy (TEM) image was obtained by utilizing Philips BioTwin transmission electron microscope with an acceleration voltage of 75 kV.

The nonlinear optical properties of copper oxide based on Graphene has been studied by Z-scan technique. The line 532 nm of a continous wave (CW), diode-pumped laser was used in this technique.

3. Results and Discussion

In this paper, pulsed laser ablation method is used to synthesis Graphene, copper oxide and Cu-Graphene core-shell nanoparticles with two concentration ratios, 1.4ml Graphene-0.6ml copper oxide and 1.8ml Graphene-0.2ml copper oxide (Fig. 1).

Fig. 1 shows the absorption spectra of the samples in the wavelength range of 290 - 800 nm. In all

spectra there is a peak at about 315 nm which is shifted to higher wavelengths in the copper oxide sample. Also for the samples containing Cu there is a wide peak at about 630 nm.



Fig 1: Absorbance of copper oxide, Graphene and Cu -graphene core-shell nanoparticles

The larger intensity of the absorption peak of copper oxide sample, confirms that the number of nanoparticles produced in this sample is greater than other samples.



Fig. 2: $(\alpha E)^2$ versus E of copper oxide, Graphene and Cu-graphene core shell nanoparticles

The optical band gap energy was determined by applying the Tauc relation as given below [5]: $\alpha E = A(E - E_g)^n$ (1) Where α is the absorption coefficient, *E* is the photon energy and A is a constant. Due to the direct E_g for the samples, $n = \frac{1}{2}$ is more suitable. An extrapolation of the linear region of a plot of $(\alpha E)^2$ on the Y- axis versus photon energy (E) on the X-axis gives the value of the optical band gap (E_g) . In Fig. 2 $(\alpha E)^2$ versus *E*, which is known as Tauc plot, for the samples is shown. Table I shows the optical band gap of the samples. As is shown in table I, the smallest and the largest band gap energy are related to Graphene and copper oxide samples respectively.

Table I. Band gap energy of copper oxide, Graphene and Cu-Graphene core shell nanoparticles

L.			
Sample	Band Gap Energy(eV)		
copper oxide	3		
Graphene	2.6		
1.8 ml Graphene-0.2ml	2.9		
copper oxide			
1.4 ml Graphene-0.6ml	2.8		
copper oxide			

Fig. 3 illustrates the TEM micrographs of the samples. The images have been provided by the dried drops of suspensions on carbon coated copper grids. As shown in Fig. 3, copper oxide cores are encapsulated with Graphene oxide shells.



Fig. 3: TEM of Cu-Graphene core shell nanoparticles (Bar:50 nm)

Linear absorption coefficient is obtained by the following equation:

$$\alpha = -\frac{1}{L}\ln T \tag{2}$$

Where, L is the cell thickness and T is the transmittance of light.

Nonlinear optical coefficients of the samples is calculated using theoretical fits and experimental data in the Z-scan technique (Fig. 4).

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



Fig 4: The open aperture and closed aperture Zscan curves of Graphene and Cu-Graphene coreshell (the experimental data is shown by cross mark and the fitted one is shown by solid line).

The following equation is used to calculate the nonlinear refractive index:

 $n_2 = \frac{\Delta \varphi_0}{k L_{eff} I_0} \tag{3}$

In which L_{eff} is the effective thickness of the sample:

$$L_{eff} = (1 - e^{-\alpha l})/\alpha \tag{4}$$

k is the wave vector, I_0 is the intensity of laser beam focus and $\Delta \varphi_0$ is the nonlinear phase change due to nonlinear refraction. l is the thickness of the sample and α is the linear absorption coefficient.

The nonlinear coefficient β was calculated as follow:

$$\beta = \frac{q_0}{L_{eff}I_0} \tag{5}$$

In which q_0 is nonlinear phase change. Nonlinear optical coefficients of the samples are shown in table II.

Table II.	nonlinear	optical	coefficients	of the	samples

ruble II. nominical optical coefficients of the samples				
Sample	$n_2(10^{-10}m^2/w)$	$\beta(10^{-4}m/w)$		
Graphene	-23.94	2.9		
1.8 ml G-	-11.49	2.7		
0.2ml copper				
oxide				

4. Conclusion

In this research, nanoparticles of copper oxide, Graphene and Cu-Graphene core-shell were prepared using pulsed laser ablation method. Absorbance of the samples shows that the most and the least magnitude belongs to copper oxide and Graphene nanoparticles respectively. Also band gap energy of the samples were calculated by Tauc equation and the results show that copper oxide has the most and Graphene has the least band gap energy. The TEM image showed core-shell structure for the mixed samples. Nonlinear optical coefficients of the samples is theoretical calculated using fits and experimental data in the Z-scan technique.

References

- [1] S. C. Singh and R. Gopal, "Zinc nanoparticles in solution by laser ablation technique," Bull. Mater. Sci., vol.30, pp.291-293, 2007.
- [2] M. Kim, S. Osone, T. Kim, H. Higashi, and T. Seto, "Synthesis of Nanoparticles by laser ablation: A Review," KONA Powder and Particle Journal, pp.1-11, 2016.
- [3] C. Zhu, X. Dong, X. Mei, M. Gao, K. Wang, and D. Zhao, "General fabrication of metal oxide nanoparticles modified graphene for supercapacitors by laser ablation," Applied Surface Science, vol.568, pp.150978, 2021.
- [4] R. Hameed, K. S. Khashan, and G. M. Sulaiman, "Preparation and characterization of graphene sheet prepared by laser ablation in liquid," Materials Today: Proceedings, pp.1-5, 2019.
- [5] N. Nagayasamy, S. Gandhimathination, and V. Veerasamy, "The effect of ZnO thin film and its structural and optical properties prepared by sol-gel spin coating method," Open J. Metal., vol.3, pp.8-11, 2013.



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



کاربرد لایه نازک لیتیوم فلوراید در سلولهای خورشیدی پروسکایت برای بهبود عملکرد لایه انتقالدهنده الکترون

مرتضی کریمی^{1,2}، عباس بهجت^{1,2*}و مسعود دهقانی پور^{1,2}

^۱ گروه پژوهشی فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران ۲ بخش اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران

morteza.7108.karimi.9@gmail.com, *abehjat@yazd.ac.ir, masooddehghanipoor@yahoo.com

چکیده: قابلیت انتقال بار لایههای انتقال الکترون برای دستیابی به بازده بیشتردر سلولهای خورشیدی پروسکایت حایز اهمیت است. در این مقاله، به علت میزان غیرقابل قبول استخراج الکترون از لایه CiO₂، تاثیر لایه نازک لیتیوم فلوراید به عنوان لایه اتصال دهنده میانی در سلول را مورد بررسی قرار دادهایم. بدین منظور خواص اپتیکی لایه نازک LiF که برروی زیرلایه 20 FTO/mp-TiO لایه نشانی شده است را توسط طیف عبور بررسی کردیم. بررسیها نشان دادند که آنیونهای ناخالصی نمک لیتیوم بر خواص اپتیکی لایه انتقال دهنده الکترون موثر است. به نظر میرسد این لایه نازک را میتوان با موادی همچون LiFSI ای LiC دانول که قبلا در سلول به کار رفته اند جایگزین کرد. انتظار میرود که این بهینه سازی ویژگیهای لایه انتقال دهنده الکترون، منجر به بهبود عملکرد سلول های خورشیدی پروسکایتی شود.

کلیدواژه: رسانندگی، زاویه تماس، سلولهای خورشیدی پروسکایت، گاف انرژی، لیتیوم فلوراید.

Application of LiF thin film in perovskite solar cells to improve electron transport layer performance

Morteza Karimi, Abbas Behjat and Masood Dehghanipoor

morteza.7108.karimi.9@gmail.com, *abehjat@yazd.ac.ir, masooddehghanipoor@yahoo.com

^a Photonics Research Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran ^bOptics and Laser Division, Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract: The charge transfer capability of electron transport layers is important to achieve higher efficiency in perovskite solar cells. In this article, due to the unacceptable level of electron extraction from the TiO₂ layer, we have investigated the effect of a Lithium Fluoride (LiF) thin film as an intermediate connection layer. The optical properties of the LiF thin film coated on the FTO/mp-TiO₂ substrate were investigated by transmission spectra. Investigations showed that Lithium salt impurity anions are effective on the optical properties of the electron transport layer. It seems that this thin film can be replaced with materials such as LiTFSI, Li₂CO₃, LiCl that already have been used. It is expected that using this optimized thin film layer over the electron transporting layer will lead to the improvement of the performance of perovskite solar cells.

Keywords: Band gap, Conductivity, Contact angle, Lithium Fluoride, Perovskite solar cells.



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



۰. مقدمه

سلولهای خورشیدی پروسکایتی (PSCs) یکی از اميدواركنندهترين محصولات فناوري فتوولتائيك هستند، قابليت های انتقال بار در هر دوسمت الکترون حفره، تنظیم گاف انرژی، تغییر در مواد استفاده شده، برتری این سلولها را نسبت به سلول خورشیدی سیلیکونی رقم میزند و میتواند در راندمان و پایداری تاثیر بسزایی داشته باشد. در سلولهای خورشیدی پروسکایتی، لایه انتقال دهنده الکترون نقش مهمی در انتقال بار دارد. گرچه راندمان سلولهای خورشیدی پروسکایتی به حد قابل قبولی رسيده است هنوز مساله پايداري آنها باقي مانده است. محققين نشان دادهاند که یکی از راههای افزایش پایداری سلول بهبود سطوح لایههای میانی است[1]. آنها با بکارگیری موادی همچون LiCl ،Li₂CO₃ ،LiTFSI با آلایش در ماده انتقال دهنده الكترون سعى در بهبود راندمان سلولهاي خورشيدي پروسكايتي نمودند[1]. همچنین در کار دیگری با آلایش ماده لیتیوم فلورايد(LiF) به ماده انتقال دهنده الكترون TiO₂ افزايش راندمان و پایداری گزارش شده است [3-1]. همچنین با آلایش دو ماده از نمک لیتیومی در ماده انتقال دهنده الکترون پایداری سلولها به ۱۹۲ ساعت رسیده است [4].

در این پژوهش ماده لیتیوم فلوراید بعنوان یک لایه نازک میانی اتصال دهنده در سلول بکار گرفته شده است. لایههای نازک LiF در ضخامتها و دماهای متفاوت بر روی زیرلایه شامل FTO/mp-TiO₂ لایهنشانی شدند. سپس مشخصههای اپتیکی آنها بهدست آمد. کمیتهایی مانند طیف عبور، رسانندگی، گاف انرژی و زاویه تماس برای نمونههای ساخته شده گزارش شده است.

۲. تهیه مواد

یدید سرب (PbI2) یدید متیل آمونیم (MAI) با روش گزارش شده در مرجع [۵] سنتز شدند. دی متیل فورمامید (DMF) ۹۹٪، دیمتیل سولفوکسید (DMSO)، کلروبنزن، تیتانیوم ایزو پروکسید(TTIP)، اتانول، استون، الکل ایزو پروپیل و هیدروکلریک اسید از (کیمیا اکسیر) تهیه شد. همچنین خمیر میدروکلریک اسید از (کیمیا اکسیر) تهیه شد. همچنین خمیر تیتانیوم دی اکسید ۲۰ نانومتری از (شریف سولار)، و لیتیوم فلوراید ۹۹٫۹۸٪ از (Alfa Aesar) تهیه شدند. محلول متیل آمونیوم سرب یدید MAPbI3 با حل کردن ۴۶۲ میلی گرم یدید سرب و ۱۵۹ میلی گرم متیل آمونیوم یدید در TMF سرب و ۱۵۹ میلی گرم متیل آمونیوم یدید در استانیوم دی اکسید در سرب و ۱۵۹ میلی گرم متیل آمونیوم یدید در ۲۰۶۲ میلی گرم سانتیگراد به دست آمد. با حل کردن خمیر تیتانیوم دی اکسید در سانتیگراد به مدت ۲۲ ساعت در دمای اتاق محلول ماده تانول و بهمزدن به مدت ۲۲ ساعت در دمای اتاق محلول ماده گرم لیتیوم فلوراید در ۳ میلیلیتر اتانول و بهمزدن به مدت ۱ گرم لیتیوم فلوراید در ۳ میلیلیتر اتانول و بهمزدن به مدت ۱

۳. مشخصه یابی

۳,۱ رسانندگی

برای اندازه گیری رسانندگی لایه نازک لیتیوم فلوراید در ساختار FTO/mp-TiO₂/LiF ابتدا طیف عبور نمونه ها با دستگاه (USB4000) به دست آمد. سپس رسانندگی و گاف انرژی محاسبه شد.

(۱) $\sigma = \frac{d}{RA}$ به کمک رابطه:

R که در این رابطه σ رسانندگی، d ضخامت لایه یا زیرلایه، σ مقاومت، A مساحت سطح است، رسانندگی برای لایههای نازک

لیتیوم فلوراید تهیه شده در دورهای متفاوت و پخت داده شده در د ما های مختلف م حاسب به شدها ند. سر عت های ۵۰۰۰/۴۰۰۰/۳۰۰۰/۲۰۰۰ دور در دقیقه برای لایه نشانی چرخشی درنظر گرفته شد. مقادیر به دست آمده برای رسانندگی در جدول ۱ نشان داده شده است.

با توجه به نتایج بهدست آمده مشاهده می شود که نمونههای با دمای پخت ۴۰۰ درجه رسانندگی خوبی نسبت به سایر نمونهها دارند. لذا این گروه از نمونهها با هر ۴ سرعت متفاوت برای لایهنشانی بر روی پروسکایت در نظر گرفته شد.

جدول ۱

رسانندگی بهدست آمده برای لایههای نازک لیتیوم فلوراید تهیهشده در دورهای متفاوت و پخت داده شده در دماهای مختلف

	300 °C	400 °C	500 °C	550 °C
2000	6.77*10	1.31*10	7.9*10^	4.95*10
rpm	^-8	^_7	-12	^_7
3000	1.57*10	4.95*10	1.82*10	5.44*10
rpm	^-7	^-7	^-7	^-7
4000	3.33*10	5.88*10	2.2*10^	2.57*10
rpm	^-14	^-7	-7	^-7
5000	3.82*10	8.92*10	1.22*10	6.15*10
rpm	^-7	^_8	^-12	^-13
Cont	6.31*10	6.31*10	6.31*10	6.31*10
rol	^_8	^_8	^_8	^_8
FTO	2.56*10	2.56*10	2.56*10	2.56*10
	^_7	^-7	^-7	^-7
1	1			1

۳٫۲ طيف عبور

در شکل (۱) یک نمونه از طیفهای عبور زیرلایههای ساخته شده FTO/mp-TiO₂/LiF توسط لایهنشانی دورانی با سرعتهای چرخش متفاوت که در دمای ۴۰۰ درجه سانتی گراد پخت داده شده اند، بههمراه نمونه سلول کنترل (که در آن فقط لایه TiO₂ بر بستر FTO لایهنشانی شده است) و شیشه FTO ، نشان داده شده است.



شکل ۱ طیف عبور نمونههای ساختهشده در دورهای مختلف که در دمای ۴۰۰ درجه سانتیگراد پخت داده شدهاند.

۳,۳ گاف انرژی (Band gap)

برای بهدست آوردن گاف انرژی زیرلایههای ساخته شده از منحنی تایوک استفاده کردهایم.



شکل ۲ یک نمونه اندازه گیری گاف انرژی لایه نازک لیتیوم فلوراید توسط طیف جذب در منحنی تایوک. نمونه کنترل (بنفش) و نمونه با ۳۰۰۰ دور در دقیقه لایهنشانی چرخشی(با پخت) ۳۰۰ درجه سانتی گراد (قرمز).

که در شکل ۲ نشان داده شده است. همچنان که مشاهده می شود، گاف انرژی نمونه کنترل برابر با ۲/۵۳ الکترونولت و گاف انرژی نمونه تهیه شده با ۳۰۰۰ دور در دقیقه و پخت داده شده در ۳۰۰ درجه سانتی گراد برابر ۲/۷۸ الکترونولت اندازه گیری شد.

۳٫۴ آزمایش زاویه تماس

در شکل ۳ زاویه تماس قطره پروسکایت با زیرلایههایی با دمای پخت مختلف نشان داده شده است.



الف



شکل ۳ آزمایش زاویه تماس قطره پروسکایت متیل آمونیوم سرب یدید برروی لایه نازک لیتیوم فلوراید پخت داده شده در دماهای(الف) ۳۰۰ (ب) ۴۰۰ (ج) ۵۰۰ و (د) ۵۵۰ درجه سانتی گراد (۳۰۰۰ دور در دقیقه).

پس از ساخت زیرلایههای FTO/mp-TiO₂/LiF، برای مشاهده میزان چسبندگی لایه پروسکایت متیل آمونیوم سرب یدید (CH₃NH₃PbI₃) به لایه نازک لیتیوم فلوراید آزمایش زاویه تماس انجام شد. برای این منظور قطرهای از محلول پروسکایت فوق برروی زیرلایه ریخته شد. به نظر میرسد چسبندگی لایه پروسکایت به زیرلایهی پخت داده شده در دمای ۴۰۰ درجه سانتی گراد و با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه که در شکل ب نشان داده شده است، بیشتر است.

۴. نتیجهگیری

با به کارگیری لایه نازک لیتیوم فلوراید بر روی زیرلایههای سلول های خورشیدی، زیرلایه جدید FTO/mp-TiO₂/LiF ساخته شد. لایههای نازک لیتیوم فلوراید با سرعتهای مختلف لایهنشانی شدند. سپس نمونهها در دماهای ۳۰۰، ۴۰۰ و

۵۵۰ درجه سانتی گراد پخت داده شدند. بررسیهای اپتیکی و زاویه تماس نشان داد لایه نازک LiF تهیه شده که با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه تهیه شده است و در دمای ۴۰۰ درجه سانتی گراد پخت داده شده است میتواند به بهبود بازده سلولهای خورشیدی پروسکایتی کمک کند.

۵. مراجع

- [1] M. Kim *et al.*, "Enhanced electrical properties of Lisalts doped mesoporous TiO2 in perovskite solar cells" *Joule*, vol.5. 3, 659-672, 2021.
- [2] X. Han and S. Jie, "Design of a LiF-rich solid electrolyte interface layer through salt-additive chemistry for boosting fast-charging phosphorusbased lithium ion battery performance", *Chemical communications*, vol. 56. 45, 6047-6049, 2020.
- [3] D. A. Noori, A. Behjat, M. Dehghanipour, and A. Benvidi. "Efficiency Enhancement in Perovskite Solar Cells by Doping Lithium Fluoride in Electron Transporting Layer. "Proceedings of the 28th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2022), and the 14th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology, (ICPET 2022) 414-417.
- [4] T. Wu *et al.*, "Understanding the effects of fluorine substitution in lithium salt on photovoltaic properties and stability of perovskite solar cells." *ACS Energy Letters*, vol.6. 6, 2218-22, 2021.
- [5] N. Torabi *et al.*, "Performance enhancement of perovskite solar cell by controlling deposition temperature of copper phthalocyanine as a dopant-free hole transporting layer," *Organic Electronics*, vol. 48, 211-216, 2017.



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



بررسی خواص اپتیکی غیرخطی نانوصفحات MoSe2 حلال در NMP با استفاده از روش مدولاسیون خود-فاز و متقاطع-فاز فضایی

معین گلستانی فر، محمدعلی حداد*، فاطمه استواری و امیرنامق حسن

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۷۴۱–۸۹۱۹۵

m.golestanifar@stu.yazd.ac.com, mahaddad@yazd.ac.ir, ostovari@yazd.ac.ir, amirnamiq@gmail.com

چکیده – با کشف نانوساختارهای دوبعدی و کاربردهای بالقوه آن، مطالعه بر روی این گروه از مواد افزایش یافت. در این مقاله، خاصیت اپتیکی غیرخطی نانوصفحات MoSe2 در محیط NMP پرداخته شدهاست. ضریب شکست غیرخطی و همچنین پـذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم MoSe2 رقیق شده در محلول NMP، با استفاده از روش مدولاسیون خود-فاز فضایی و متقاطع-فاز فضایی در پنج غلظت متفاوت از نمونه اندازه گیری شده اند. آزمایش ها با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر و یک لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومترانجام شده است. با توجه به داده های تجربی به دست آمده، ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم به ترتیب از مرتبه w/ ۳ ²⁰ ۱۰۰ و e.s. ¹⁰ اندازه گیری شدهاند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم، ضریب شکست غیرخطی، مدولاسیون خودفاز فضایی، مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی.

Studying the nonlinear optical features of MoSe₂ using Spatial Self-Phase and Cross-Phase Modulation Technique

Moein Golestanifar, Mohammad Ali Haddad*, Fatemeh Ostovari, Amir Namiq Hassan

Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

Abstract- The discovery of MoSe₂ nanosheets attracted a great attention in this class of materials. In this paper, we investigate the nonlinear optical properties of MoSe₂. We applied spatial self-phase modulation and spatial cross-phase modulation to estimate the nonlinear refractive index of n₂ and third-order electrical susceptibility of $\chi^{(3)}$ for MoSe₂ dispersed in NMP solution at five different concentrations. A 532 nm continuous-wave Nd:YAG and 632.8 nm He-Ne laser were used in the experiment. the results indicate that the n₂ and $\chi^{(3)}$ values are in the order of magnitude of 10⁻⁶ cm²/W and 10⁻⁴ e.s.u for MoSe₂ nanosheets.

Keywords: Nonlinear Optic, Nonlinear Refractive Index, Spatial Self Phase Modulation (SSPM), Spatial Cross-Phase Modulation (SXPM), Third Order of Electrical Susceptibility.



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



مقدمه

نانومواد دوبعدی، مانند گرافن و دیکالکوژنیدهای فلزات واسطه^۱ (TMDCs) از ویژگیهای نوری غیرخطی قابلتوجه-ای برخورداند و از اینرو کاندیداهای بالقوهای برای استفاده در سیستم های فوتونیکی بحساب می آیند [۱]. مواد دوبعدی را می توان برای ساخت لیزرهای حالت جامد یا لیزرهای فیبر برای تولید پالس های لیزری با روش Q-Switch یا قفل-مدی استفادہ کرد[۲]. تمام مدولاسیون های نوری بر اساس اثر اپتیک غیرخطی^۲ (NLO) در دستگاه های پایه-گرافن یا TMDCs ها، زمان پاسخ بسیار کوتاه و نرخ مدولاسيون بالا را نشان مىدهند [٣]. TMDCs ها، مواد لایهای گرافنمانندی هستند که دارای نوار باند انرژی و پاسخهای پراکندگی خوبی در محدوده مرئی و فروسرخ نزدیک دارند [۴]، که در نتیجه، اثرات مدولاسیون نوری در زمان پراکندگی شدیدتر خواهد بود. بنابراین، درک کامل مکانیسم NLO و بررسی خواص مدولاسیون نوری در این پراکندگیها، که پایه و اساس ساخت محدودکننده های نوری بر اساس این نوع مواد است، بسیار مهم است. یکی از روشهای بررسی خواص اپتیکی غیرخطی مواد، روش مدولاسيون خود-فاز فضايي^۳ (SSPM) و مدولاسيون متقاطع-فاز فضايي^۴ (SXPM) است، که روشی آسان، مقرون بهصرفه و در دسترس به شمار میروند. با بررسی اثرات نور شدید لیزر، مقادیر ضریب شکست و ضریب گذردهی

- Transition Metal Dichalcogenides
 - Nonlinear Optics ^r
 - Spatial Self-Phase Modulation "
- Spatial Cross-Phase Modulation *
 - N-Methyl-2-pyrrolidone ^a

الکتریکی مرتبه سوم این نوع نانوصفحات را در نرمال متیل پیرولیدون^۵ (NMP) بر اساس روش مدولاسیون خود-فاز فضایی و مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی گزارش شده است.

روش آزمایشگاهی و تهیه نمونه

در این مقاله، محلول نانوصفحات MoSe₂ در حلال نرمال متیل پیرولیدون به عنوان نمونههای آزمایشگاهی انتخاب و مورد بررسی قرار گرفتند. نانوصفحات از شرکت نانو سنجش تهیه شد و به مدت ۳ ساعت در محلول NMP تحت آلتراسونیک به صورت کامل پخش شد.

برای انجام آزمایش، از لیزر پیوسته ۵۳۲ Nd: YAG نانومتر و لیزر هلیوم-نئون ۶۳۲/۸ نانومتر، به ترتیب با توانهای حداکثری ۷۰ میلیوات و ۱۰ میلیوات برای مشاهده پدیده SSPM و SSPM در آزمایشگاه استفاده شدهاست. شکل (۱)، چیدمان نوعی SSPM وSSPM را نشان میدهد. در این آرایه، پرتو لیزر توسط یک عدسی همگرا به شعاع کانونی ۱۰ سانتیمتر برای بررسی نمونه و تمرکز پرتو لیزر روی نمونهها



شکل ۱: چیدمان اپتیکی آزمایش الف) SSPM و ب) SXPM استفاده شد.

روش مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی، شباهت زیادی به روش مدولاسیون خود-فاز فضایی دارد، با این تفاوت که از یک لیزر پمپ (Pump) و یک لیزر آزمون (Probe) برای کنترل و مطالعه رفتار اپتیکی غیرخطی ماده مورد استفاده مرتبه سوم غیرخطی ماده را محاسبه کرد. ضریب شکست غیرخطی ماده را میتوان از رابطه زیر محاسبه کرد [۵]: که در اینجا λ طول موج لیزر، n_0 ضریب شکست خطی ().

 $n_2 = \frac{\lambda}{2 n_0 L_{eff}} \frac{N}{I} \tag{1}$

حلال NMP، NM تعداد حلقههای پراش و I شدت نور فرودی به ماده است. L_{eff} نیز طول موثر ماده اپتیکی در زمان برهمکنش نور لیزر با ماده است.

پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی نمونه با استفاده از کمیت n_2 ماده و به صورت زیر محاسبه می شود [۵].

$$\chi^{(3)} = = \frac{n_0^2 c}{12\pi^2 \times 10^3} n_2$$
 (۲)
که c سرعت نور و λ طول موج لیزر است.

نتايج و بحث

شکل (۳)، گستره تغییر شدت متمرکز شده در نمونه MoSe_r در حلال NMP را بر حسب تعداد حلقههای تشکیل شده، و نیز الگوهای مشاهده شدهی حلقههای متمرکز را نشان میدهند. در این شکل دو نمودار به ترتیب، نتایج آزمایش مدولاسیون خود-فاز فضایی و آزمایش مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی را ارائه داده است. همانگونه که دیده میشود با افزایش شدت پرتو از کم به زیاد، تعداد حلقهها افزایش مییابد. نکتهی حائز اهمیت این است که این تغییرات بصورت خطی رخ میدهد و با افزایش غلظت شیب خط این تغییرات نیز افزایش مییابد.

 n_{x} همچنین، مقادیر محاسبه شده ی ضریب شکست غیر خطی n_{x} همچنین، مقادیر محاسبه شده ماده ((π) χ دارای مراتب یکسانی در هر دو آزمایش در غلظتهای مختلف در دستگاههای اندازه گیری یکسان هستند. در جدول ۱، این

قرار می گیرند. همچنین، این روش مبنای انجام آزمایشهای بعدی نظیر مطالعه کلیدهای نوری⁶ و محدودکنندههای نوری^۷ میباشد. پس از عبور پرتو کانونی شدهی لیزر پمپ از محلول نمونه حاوی MoSe₂، طرحهای پراش به صورت حلقههای متحدالمرکز بر روی صفحه در فاصله دور مشاهده می شوند، که این طرحها و تعداد حلقهها به شدت نور فرودی وابسته است. با آرایه SXPM تابش همزمان دو لیزر پمپ و آزمون، دو طرح تداخلی بر روی صفحه مشاهده می شوند. در واقع در این آرایه، تابش پرتو کانونی لیزری پمپ با توان نسبی بسیار بیشتر از پرتو لیزری آزمون، منجر به تغییرات ضریب شکست وابسته به شدت نور در محیط غیرخطی می-شود. در نتیجه، به صورت همزمان حلقههای متحدالمرکز بر روی صفحه در فاصله دور پس از عبور هر دو پرتو پمپ و آزمون قابل مشاهده است. شکل (۲) نمونه ای از مشاهده همزمان حلقههای پراش متحدالمرکز از این دو پرتو را نشان میدهد. با توجه به غیریکنواخت بودن شدت گاوسی لیزر در راستای عرضی، بخش غیرخطی ضریب شکست نمونه، شدتهای گوناگون لیزری را تجربه میکند که منجر به تغییر فاز در نقاط مختلف جبهه موج فرودی می شود. طرح-های پراش از برهمنهی شدت نقاط گوناگون در مقطع عرضی پرتو لیزر به وجود خواهد آمد که در نتیجه به صورت نواحی تاریک و روشن در میدان دور دیده می شوند.



شكل ٢: نمايش نوعى پديده: الف) SSPM و ب)

زمانی که شدت پرتو از کم به زیاد افزایش پیدا میکند، تعداد حلقهها نیز از کم به زیاد تغییر میکند. این تغییر به صورت خطی انجام میشود که با شیب خط این تغییرات میتوان ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی

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

افزایش میدهیم نقاط بیشینه و کمینهای را میدهد که دقیقا شبیه به کلیدهای الکتریکی میتواند قابلیت کلیدزنی را داشته باشد و به عنوان مواد مناسب در ساخت کلیدهای



شکل ۴: تغییرات متناوب شدت حلقههای لیزر آزمون بر اساس لیزر پمپ

نتيجه گيرى

با استفاده از روش مدولاسیون خود-فاز فضایی و مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی، رفتار اپتیکی غیرخطی غلظتهای متفاوت نانوذرات دوبعدی MoSer در حلالNMP بررسی شد. ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه شد. ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه اندازه گیری شد. همچنین، مشخص شد که مقادیر ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم با هر دو روش دارای مراتب یکسانی هستند.

منابع

[1] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A. C. Ferrari, Nat. Photonics 2010, 4, 611.

[2] Z. P. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, D. Popa, G. Privitera, F. Q. Wang, F. Bonaccorso, D. M. Basko, A. C. Ferrari, ACS Nano 2010, 4, 803

[3] W. Li, B. G. Chen, C. Meng, W. Fang, Y. Xiao, X. Y. Li, Z. F. Hu, Y. X. Xu, L. M. Tong, H. Q. Wang, W. T. Liu, J. M. Bao, Y. R. Shen, Nano Lett. 2014.

[4] K. P. Wang, J. Wang, J. T. Fan, M. Lotya, A. O'Neill, D. Fox, Y.
Y. Feng, X. Y. Zhang, B. X. Jiang, Q. Z. Zhao, H. Z. Zhang, J. N.
Coleman, L. Zhang, W. J. Blau, ACS Nano 2013, 7, 9260.

[5] Shan, Y., Tang, J., Wu, L., Lu, S., Dai, X., & Xiang, Y. (2019). Spatial self-phase modulation and all-optical switching of graphene oxide dispersions. Journal of Alloys and Compounds, 771, 900-904.

جدول ۱: مقادیر محاسبه شده n _۲ و ۲ ^(۳) با روش SSPM و SXPM						
MoSe _r g/l	n _t ×۱۰⁻ ^۶ (cmř/W)		X ⁽⁷⁾			
	SSPM	SXPM	×ı.⁴ (e.s.u)		×1· $^{-17}$ (m ^r /v ^r)	
			SSPM	SXPM	SSPM	SXPM
• / ١	۵/۹	۴/۷۱	٣/٢٣	۲/۵۸	4/21	37/81
۰/۲	9/94	۶/۶۸	۳/۶۳	۳/۶۶	۵/•Y	۵/۱۲
۰ /٣	٩/٢٧	۹/۰۲	۵/۰۷	4/94	٧/•٨	۶/۹۱
٠/۴	۲/۳	۱ • / ۱	٧/٢٩	۵/۵۴	۱۰/۲	۷/۷۶
• /۵	۱۵/۲	۱۰/۸	۸/٣	۵/۹۳	۱۱/۶	٨/٣



شکل ۳: نمودار تغییرات تعداد حلقه بر حسب شدت لیزر فرودی با روش (الف) SSPM و ب) SXPM

مقادیر برای نمونههای مختلف با غلظتهای گوناگون محاسبه و گزارش شده است.

همچنین، در شکل (۴) پدیده کلید نوری بر اساس این نوع مواد برای غلظت ۱/۰ مورد بررسی قرار گرفت. برای انجام این آزمایش از بررسی شدت نقاط تاریک و روشن الگوهای تشکیل شده در طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر استفاده شد. اندازه گیری شدت در مکان نقاط تاریک و روشن حلقههای تشکیل شده توسط لیزر آزمون، زمانی که شدت لیزر پمپ را



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



تأثیر نقاط کوانتومی ZnCdTeS بر خواص دیالکتریکی و الکترواپتیکی بلورهای مایع نماتیک

سپیده شیشهبر^۱، زهرا صیدالیلیر^{۹۱}، احسان سهیلی^۳و محمد صبائیان^{۹۱} ^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران. ^۲مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران. ^۳ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ایلام،۵۱۶–۵۵۳۱۵، ایلام، ایران.

چکیده – تاثیر نقاط کوانتومی ZnCdTeS بر خواص دیالکتریکی و پاسخ زمانی نمونههای بلور مایع مورد مطالعه قرار گرفت. حضور نقاط کوانتومی باعث افزایش ناهمسانگردی دیالکتریکی شده است. نقاط کوانتومی میتوانند ساختارهایی یک بعدی درون بلور مایع ایجاد کنند که موجب افزایش گذردهی دیالکتریکی در راستای بردار راهنما و درنتیجه ناهمسانگردی دیالکتریکی میشود. همچنین نقاط کوانتومی باعث کاهش ناخالصیهای یونی موجود در سلول میشود که پاسخ زمانی بلورهای مایع را به طور قابل توجهی کاهش می دهد.

كليد واژهها: بلور مايع نماتيك، نقاط كوانتومي، الكترواپتيك، ناهمسانگردي دىالكتريكي.

Impact of ZnCdTeS quantum dots on the dielectric and electro-optical features of nematic liquid crystals

Sepideh Shishehbor¹, Zahra Seidalilir^{1,2}, Ehsan Soheyli², and Mohammad Sabaeian^{1,2} ¹Department of Physics, faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran.

²Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran.

³Department of Physics, Faculty of Science, Ilam University, 65315-516, Ilam, Iran.

Abstract- The impact of ZnCdTeS quantum dots (QDs) on the dielectric characteristics and response time of nematic liquid crystal (NLC) samples was investigated. The presence of QDs has led to a rise in dielectric anisotropy. QDs can create one-dimensional structures inside the NLC, which enhances the dielectric permittivity along the nematic director and, consequently, dielectric anisotropy. Additionally, QDs diminish ionic impurities in the cell and significantly decreases the temporal response of NLCs.

Keywords: Nematic liquid crystal, quantum dot, electro-optic, dielectric anisotropy.

بههم از سمتی که جهتدار شده اند روبهروی هم قرار می-گیرند. همچنین برای سلول با جهتمندی چرخیده دو زیرلایه ITO با زاویهٔ ۹۰ درجه نسبت به هم از سمتی که جهتدار شده اند روبهروی هم قرار می گیرند. برای ایجاد جهتمندی هموتروپیک (عمودی) روی سطوح ITO یک لايه CTAB قرار داده می شود. درنهايت، بلور مايع به سلول ها تزریق می شود و اطراف سلول با چسب کاملا پوشانده می شود. مقادیر ظرفیت سلول های پر و خالی در محدوده دمایی ۲۵ الی °C ۷۵ بهوسیلهٔ دستگاه LCR متر اندازه گیری شده است. ثابتهای دیالکتریک نمونهها از طريق محاسبة نسبت ظرفيت سلول پر به ظرفيت سلول خالی بهدست میآید. بهمنظور اندازه گیری زمان پاسخ سلول های ساخته شده، از یک چیدمان الکترواپتیکی، شامل یک لیزر هلیوم-نئون با طول موج nm، دو قطبشگر عمود بر هم در دو طرف سلول بلورمایع و یک آشكارساز متصل به اسيلوسكوپ استفاده شده است.

نتايج و بحث

شکل ۱ اثر دما بر روی گذردهی دی الکتریکی نمونههای بلورمایع نماتیک خالص و بلورمایع حاوی نقاط کوانتومی در دو جهت موازی با ($_{\parallel}$ 3) و عمود بر ($_{\perp}$ 3) محور بلند مولکولی را نشان می دهد. با افزودن نقاط کوانتومی به بلور مایع نماتیک E7، مقدار $_{\parallel}$ 3 بیشتر شده است. نقاط-کوانتومی درون بلور مایع آرایه های یک بعدی ایجاد می-کوانتومی درون بلور مایع آرایه های یک بعدی ایجاد می کرده و میتوانند موجب افزایش $_{\parallel}$ 3 شود [Λ]. افزایش کرده و میتوانند موجب افزایش برهم کنش بین مولکولی جزئی $_{\perp}$ 3 میتواند به دلیل افزایش برهم کنش بین مولکولی در سلول باشد. با افزایش دما، مولکول های بلور مایع از جهتمندی اولیهٔ خود خارج شده و بی نظم شوند. در نتیجه مقدار $_{\parallel}$ 3 کاهش و $_{\perp}$ 3 افزایش پیدا می کند. دمای انتقال

مقدمه

بلورهای مایع دارای خواصی مابین جامدات بلوری و مايعات همسانگرد ميباشند [۱]. ويژگيهاي اپتيكي و دىالكتريكى خاص اين ساختارها، همچون خودمنظم-شوندگی و بازچرخش سریع مولکولی تحت تأثیر میدان-های الکتریکی و اپتیکی سبب شده است که مورد توجه بسیاری از محققان قرار گیرند. از میان انواع بلورهای مایع، نوع نماتیک مورد توجه بسیاری قرار گرفته است[۲]. امروزه از بلورهای مایع نماتیک جهت ساخت ابزارهای مختلف الكترواپتيكي از جمله نمايشگرهاي بلور مايع [٣]، حسگرهای اپتیکی [۴] و فیلترهای کوکپذیر [۵] استفاده می شود. نقاط کوانتومی، در مقایسه با سایر نانوساختارها، بهدلیل اثرات محدودیت کوانتومی، ویژگیهای اپتیکی و الکتریکی متمایزی از خود نشان میدهند. بهدلیل ویژگی تبادل بار بالا، برهم کنش بسیار بالایی میان مولکولهای بلور مايع و نقاط كوانتومي اتفاق ميافتد [8]. در اين تحقيق از نقاط كوانتومي ZnCdTeS جهت بهبود خواص دى الكتريكي و الكتروايتيكي بلورهاي مايع نماتيك E7 استفاده شده است.

شرح آزمایش

نقاط کوانتومی ZnCdTeS به روش رفلاکس در فاز کلوئیدی، سنتز شدند [۷]. در این تحقیق بلورمایع نماتیک E7 حاوی نقاط کوانتومی به غلظت ۵/۰ درصد وزنی تهیه شده است. جهت ساخت سلولهای بلور مایع از زیرلایه-های شفاف ITO استفاده میشود. پس از شستشو، سطح زیرلایهٔ ITO توسط لایهای نازک از پلیمر PVA پوشانیده شده و سپس توسط یک پارچه مخملی میکرو شیارهایی بر روی زیرلایهها ایجاد میشود. در این تحقیق برای ایجاد جهتمندی هموژن (موازی) در سلول حاوی بلورمایع، دو زیرلایهٔ ITO با استفاده از یک فاصلهانداز (به ضخامت ۲۵ میکرومتر) از هم جدا میشوند و با زاویهٔ صفر درجه نسبت

تقریباً ثابت باقی مانده است. در دماهای بالاتر از دمای انتقال فاز، مایعی همسانگرد حاصل میشود؛ بنابراین مقادیر _{اا}ع و ₁ع تقریباً با یکدیگر برابر میشوند.



شکل ۱ : تغییرات گذردهی موازی با و عمود بر محور بلند مولکولی بر حسب دما برای نمونههای بلور مایع.

آرایههای منظم نقاط کوانتومی در محیط بلور مایع در اثر گرما از بین رفته و بنابراین نقاط کوانتومی بهصورت کاملاً همگن در حالت ایزوتروپیک در ساختار پخش میشوند.



شکل۲ : تغییر ناهمسانگردی دیالکتریکی بر حسب دما برای نمونههای بلور مایع.

تغییرات ناهمسانگردی دیالکتریکی $(_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})$ روندی مشابه با تغییرات $_{\parallel} \mathcal{S}$ را نشان میدهد (شکل ۲). با افزایش دما، مقدار ناهمسانگردی کاهش مییابد و درنهایت به صفر میل میکند. مقدار $\Delta \mathcal{S}$ برای نمونهٔ حاوی بلور

مایع نماتیک خالص E7 برابر ۱۱٬۸۹ و نمونه حاوی نقاط کوانتومی برابر ۱۴٬۲۵ میباشدکه نشان میدهد، در فاز نماتیک با افزودن نقاط کوانتومی به بلورمایع، برهم کنش بین مولکولها افزایش یافته است. جهت اندازه گیری پاسخ زمانی نمونهها از چیدمانی مطابق شکل ۳ استفاده می شود. با اعمال میدان الکتریکی به سلولها، مولکولهای بلور مايع از جهتمندي اوليهٔ خود خارج مي شوند و در راستاي ميدان الكتريكي بازچرخش ميكنند؛ بنابراين مانع از عبور نور ليزر قطبيده شده مى شوند. با قطع ميدان اعمالى، مولكولها تحت تأثير نيروهاي الاستيكي بين مولكولي، به حالت جهتمند اوليهٔ خود باز مي گردند. اين بازچرخش مولکولها، در حالت قطع میدان، به جهتمندی اولیه در مدت زمان نسبتاً طولانی تری رخ می دهد. شکل ۴ منحنی عبور بر حسب زمان در شرایط قطع میدان الکتریکی برای نمونههای بلور مایع خالص و حاوی نقاط کوانتومی را نشان میدهد. پاسخ زمانی قطع میدان (au_{off}) مدت زمانی است که پس قطع سریع میدان الکتریکی اعمالی، طول می کشد تا میزان عبور از ۱۰ درصد به ۹۰ درصد حالت بیشینه برسد [۹].



شکل ۳: طرحوارهٔ چیدمان الکترواپتیکی مورد استفاده جهت اندازه گیری زمان پاسخ سلول های بلور مایع.

برای بلور مایع خالص، τ_{off} برابر ۱۳/۹۱ ms بهدست آمدهاست. با افزودن نقاط کوانتومی به بلورمایع، τ_{off} معیاری کاهش یافته و به مقدار ۶٬۸۹ ms میرسد. τ_{off} معیاری مهم برای مطالعه برهم کنش مابین بلور مایع و نقاط-کوانتومی میباشد. هنگامی که سلول حاوی بلور مایع افزایش داشته است. حضور نقاط کوانتومی سبب کاهش قابل توجهی در زمان سقوط شده است زیرا وجود نقاط-کوانتومی درون ساختار بلورمایع باعث کاهش ناخالصیهای یونی شده و مولکولهای بلورمایع درون نمونه بهراحتی بازچرخش می کنند.

مرجعها

[1] G. H. Brown, W. G. Shaw, "The Mesomorphic State-Liquid Crystals", Chem. Rev. Vol 57, pp. 1049–1157, 1957.

[2] L. M. Blinov, "Structure and Properties of Liquid Crystals," Springer, 2011.

[3] 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.

[4] L. Wang, "Self-activating liquid crystal devices for smart laser protection", Liq. Cryst. Vol 43, pp. 2062–2078, 2016.

[5] S. K. Manna, S. Le-Gall, L. Dupont, G. Li, "Exploiting soft organic optical resonant structure towards large range electro-optic tunable devices", J. Mol. Liq. Vol 220, pp. 161–165, 2016.

[6] S. K. Gupta, D. P. Singh, R. Manohar, S. Kumar, "Tuning phase retardation behavior of nematic liquid crystal using quantum dot", Curr. Appl. Phys. Vol 16, pp. 79–82, 2016.

[7] E. Soheyli, B. Ghaemib, R. Sahraei, Z. Sabzevari, Sh. Kharrazi, A. Amani, "Colloidal synthesis of tunably luminescent AgInS-based/ZnS core/shell quantum dots as biocompatible nano-probe for high-contrast fluorescence bioimaging", Mater. Sci. Eng. C. Vol 111, 110807, 2020.

[8] 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.

[9] 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, No. 2, 123, 2020. تحت تأثیر میدان الکتریکی قرار می گیرد، مولکولهای درون ساختار تحت گشتاور میدان، به سرعت در راستای میدان الکتریکی منظم شده و مانع از عبور نور می شوند. با قطع میدان، عبور به کندی به بیشینه می رسد زیرا بازچرخش مولکولها دیگر تحت تاثیر میدان خارجی نخواهد بود و تنها تحت تأثیر نیروهای الاستیکی بین مولکولی می باشد. وجود نقاط کوانتومی درون ساختار بلور مایع باعث می شود که ناخالصی های یونی کم تر شده و مولکولهای بلور مایع به راحتی تحت اعمال میدان الکتریکی خارجی چرخیده و یا با قطع میدان اعمالی به حالت اولیه خود باز گردند در نتیجه τ_{off} کاهش می یابد.



شکل۴ : منحنی عبور بر حسب زمان در عدم حضور میدان الکتریکی سلول-های بلور مایع.

نتيجهگيرى

با افزایش دما، گذردهی موازی کاهش و تغییرات گذردهی عمودی افزایش یابد. تغییرات ناهمسانگردی دی الکتریکی در حضور نقاط کوانتومی نسبت به حالت بلورمایع خالص



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



محاسبه ضریب خاموشی هواویزهای جوی با استفاده از لیدار پس پراکنش محلی در شهر شیراز

سید کیوان رضوی'، حمید نادگران^۲

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز ۷۱۴۵۴، ایران

<u>k.razavi@shirazu.ac.ir</u>, <u>Nadgaran@shirazu.ac.ir</u>

چکیده – با توجه به افزایش جدی آلودگی هوا و اهمیت مطالعه خواص نوری هواویزهای جوی، با استفاده از سامانه لیدار محلی دانشگاه شیراز و حل معادله این لیدار با دو روش فرنالد و دو طول موج، نمودار ضریب خاموشی هواویزهای جوی شهر شیراز بر حسب ارتفاع با استفاده از داده های ساعت ۱۲ شب روز دوم خرداد ماه ۱۳۸۵ رسم شده است. با مقایسه روش های حل معادله لیدار، همخوانی خوب و قابل قبولی میان روشهای دو طول موج و فرنالد ارائه شده است، بطوری که این دو روش می توانند برای لیدار محلی مذکور قابل قبولی میان روشهای دو طول موج و فرنالد ارائه شده است، بطوری که این دو روش می توانند برای لیدار محلی

کلید واژه- لیدار، روش فرنالد، روش دو طول موج، هواویز، ضریب خاموشی

Determination of Atmospheric Aerosols Extinction Coefficient Using Local Backscatter LIDAR in The City of Shiraz

Seyed Keivan Razavi¹, Hamid Nadgaran²

Physics Department, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

¹<u>k.razavi@shirazu.ac.ir</u>, ²<u>Nadgaran@shirazu.ac.ir</u>

Abstract- Air pollution is a major environmental issue and hence, it is extremely important to characterize and investigate optical properties of atmospheric aerosols. In this work, extinction coefficient of atmospheric aerosols has been determined by integrating the data collected by the local light detection and ranging (LIDAR) system of Shiraz University with Fernald and two-wavelength inversion algorithms used for solving LIDAR equation. The data presented were acquired 05/23/2006 at 12AM. The results for extinction coefficient show that two mentioned algorithms are in good agreement so we have shown that these methods are suitable tools for the local lidar calculations.

Keywords: Lidar, Fernald method, Two-wavelength method, Aerosol, Extinction coefficient

۱–مقدمه

با توجه به افزایش جدی آلودگی جو توسط هواویزها، مطالعه و تحقیق این ذرات به عنوان موضوعی اصلی در زمينه علوم مطالعه جو مورد توجه قرار گرفته است[1]. هواویزها با پراکندگی و جذب تابش خورشیدی، بطور مستقیم و همچنین با تاثیر بر هسته تشکیل دهنده ابرها بطور غیر مستقیم، باعث تغییر ویژگی های میکروفیزیکی و طول عمر ابرها می شوند و در نهایت بر تعادل تابش سیستم جو-زمين اثر مي گذارند[2]. علاوه بر اين غلظت و توزيع هواويزها با تغيير كيفيت هوا، بر ديد اتمسفر و سلامت عمومی تاثیر می گذارند. بنابراین، مطالعه خواص نوری هواویز ها از اهمیت ویژه ای برخوردار است[3]. سامانه لیدار ^۲ به عنوان یکی از روش های دورسنجی نوری آبه علت وضوح بالای فضایی و زمانی بصورت گسترده ای در مطالعه هواویزهای جو مورد استفاده قرار گرفته است[4]. یکی از انواع لیدار که در مطالعه جو مورد استفاده قرار می گیرد لیدار پس پراکنش ٔاست، که در آن از پراکندگی الاستیک نور توسط ذرات استفاده می شود. با استفاده از این لیدار می توان پارامترهای نوری جو (مانند ضریب خاموشی ^{6}e پس پراکنش) که در تعیین مشخصه های هواویزها نقش دارند را اندازه گیری کرد[5]. برای این کار ابتدا معادله لیدار حل می شود. روشهای متعددی مانند روش دو طول موج^۷ و روش فرنالد ^۸و... برای حل این معادله و محاسبه پروفایل ضریب خاموشی و پس پراکنش جو توسط افراد مختلف ارائه شده است[5]. در سال ۱۹۸۲ فرنالد روشی برای محاسبه این ضرائب ارائه داد، که در جو با آلودگی کم و همچنین در حالت خاص در جو با آلودگی زیاد مورد استفاده قرار می گیرد[6]. هنگامی که از یک لیدار دو طول موج استفاده می شود می توان از روش دو طول موج استفاده کرد که توسط پاتر و همکاران در سال ۱۹۸۷ معرفی شد و بعدها توسط

اکرمن و کانز توسعه داده شد[7]. در سال ۲۰۱۱ بانگیا و همکاران توسط یک لیدار پس پراکنش، با استفاده از روش فرنالد به حل معادله لیدار پرداختند و پروفایل ضریب خاموشی و پس پراکنش ابرهای جو هیمالیا را بدست آوردند[8]. در سال ۲۰۱۵ وی گانگ و همکاران توسط یک لیدار پس پراکنش، با استفاده از روش فرنالد پروفایل ضریب خاموشی و پس پراکنش جو را در یک واقعه مه در شهر ووهان چین بدست آوردند[9]. در سال ۲۰۱۹ نیانون و همکاران از داده های یک لیدار دو طول موج استفاده کرده و پروفایل ضریب خاموشی و پس پراکنش را برای این لیدار بدست آوردند و از این ضریب ها در محاسبه تابع توزیع اندازه ذرات ^۹ستفاده کردند[10].

در این مقاله، لیدار دو طولموج محلی موجود در دانشگاه شیراز معرفی شده و با استفاده از روش های فرنالد و دو طولموج، معادله لیدار حل میگردد. سپس با استفاده از داده های جمعآوری شده در سال ۱۳۸۵، پروفایل ضریب خاموشی هواویزهای جوی شیراز محاسبه میشود.

۲- روش تحقیق

۲-۱- منطقه مورد مطالعه

سامانه لیدار دو طول موج محلی مورد استفاده در این پژوهش در بخش فیزیک دانشگاه شیراز واقع در چهار راه ادبیات این شهر قرار دارد. شیراز به عنوان هشتمین کلانشهر آلوده کشور، در مختصات جغرافیایی ۲۹ درجه و ۳۶ دقیقه شمالی و ۵۲ درجه و ۳۲ دقیقه شرقی قرار دارد. منابع شمالی و ۵۲ درجه و ۳۲ دقیقه شرقی قرار دارد. منابع آلودگی در این شهر شامل کارخانه سیمان، کارخانه پشم و شیشه، کارخانه لاستیک سازی دنا، منابع خانگی و تجاری، پالایشگاه نفت و صنا یع پتروشیمی می باشند. **۲-۲-اجزای سامانه لیدار** سامانه لیدار شامل چهار بخش فرستنده لیزری با طول موج های ۵۳۲ نانومتر و ۱۰۶۴ نانومتر، سامانه گیرنده اپتیکی

- ⁷ Two-Wavelength Method
- ⁸ Fernald Method
- ⁹ Particle Size Distribution

- ² -Lidar(Light Detection And Ranging)
- ³ -Optical Remote Sensing
- ⁴ -Backscatter Lidar
- ⁵ Extinction Coefficient

⁶ - Backscattering Coefficient

¹ - Aerosols

شامل یک تلسکوپ با قطر آینه ۲۶۰ میلی متر ، مبدل نور به سیگنال الکتریکی(PMT و (APD) و سیستم پردازنده کامپیوتری می باشد. ۳- بازیابی پروفایل ضرائب خاموشی هواویزها

برای محاسبه پروفایل ضرائب خاموشی هوایزهای جوی باید معادله لیدار را حل کرد که بصورت زیر نوشته می شود[5]:

$$P(r) = C_0 O(r) \frac{\beta(r)}{r^2} \exp(-2 \int_{r_0}^r \alpha(r') dr')$$
⁽¹⁾

در این معادله α ضریب خاموشی، β ضریب پس پراکنش، O(r) تابع همپوشانی، C_0 ثابت سامانه لیدار و P(r) توان نور پس پراکنش شده بر حسب فاصله است که توسط سامانه لیدار دریافت می شود.

- ۳-۱- روشهای حل معادله لیدار
- **۳-۱-۱-روش فرنالد** ضرائب پس پراکنش و خاموشی مولکولی از اتمسفر استاندارد تقریبی تعیین می شوند ولی ضرائب خاموشی و پس پراکنش ذره ای از روش فرنالد محاسبه می شوند. در

این روش فرض بر این است که نسبت لیدار^۲لار مسیر اندازه گیری ثابت است[6] :

 S_a نسبت لیدار هواویزها می باشد که به جنس ذرات S_a بسبتگی دارد و به عنوان مثال برای ذرات گرد و غبار مقدار آن S_{m} است[9]. S_{m} نسبت لیدار مولکولی است که مقدار آن طبق نظریه پراکندگی نور $\frac{8\pi}{3}$ است[9]. ضریب خاموشی هواویزها از رابطه زیر بدست می آید[6]: $\alpha_a(r) = S_a \times$

$$\begin{bmatrix} \frac{X(r)e^{[-2(S_a-S_m)\int_{r_c}^{r}\beta_m(r')dr']}}{X(r)e^{r}} \\ \frac{X(r_c)}{\beta_a(r_c) + \beta_m(r_c)} - 2S_a\int_{r_c}^{r}X(r)e^{[-2(S_a-S_m)\int_{r_c}^{r}\beta_m(r')]dr'} \\ -\beta_m(r)\end{bmatrix}$$
(*)

در این رابطه X(r) سیگنال اصلاح شده فاصله^۱ X(r) در این رابطه $X(r) = P(r) \times r^2$ و β_m ضریب پس پراکنش مولکولی α_a و α_a ضریب خاموشی هواویزها می باشد. با قرار دادن r_c ضریب پس پراکنش مولکولی $\beta_m(r_c)$ در نقطه مرزی r_c به جای مقدار هواویزی آن در رابطه (۳)، پروفایل ضریب خاموشی در دیگر نقاط محاسبه می گردد.

۳-۱-۲- روش دو طول موج

در این روش با فرض ثابت بودن نسبت ضریب خاموشی و پس پراکنش در هر طول موج و مستقل از فاصله بودن نسبت ضریب خاموشی دو طول موج ، رابطه زیر بدست می آید[7]:

$$\left[\frac{X_{L}(r)}{X_{L}(r_{0})}\right]^{k}\left[\frac{X_{S}(r_{0})}{X_{S}(r)}\right] = \left[\frac{\alpha_{l}(r)}{\alpha_{l}(r_{0})}\right]^{k-1}$$
(f)

با استفاده از این رابطه با تخمین ضریب خاموشی مربوط به طول موج بزرگتر در نقطه مرزی r_0 ($\alpha_l(r_0)$)، ضریب خاموشی این طول موج در دیگر نقاط محاسبه می شود.

۴–اندازه گیری

در این پژوهش از داده های جمع آوری شده توسط لیدار محلی دانشگاه شیراز در سال ۱۳۸۵ استفاده شد و معادله لیدار با استفاده از روشهای فرنالد و دو طول موج حل شد. در شکل(۱) نمودار پروفایل ضریب خاموشی بدست آمده از روش فرنالد مربوط به داده های روز سه شنبه دوم خرداد ماه سال ۱۳۸۵ در ساعت ۱۲ شب دیده می شود. مشاهده می شود با افزایش ارتفاع ، ضریب خاموشی و غلظت آلاینده ها کاهش می یابد و در ارتفاع ۱۳۳۴ متری یک افت شدید در هواویزهای جوی دیده می شود، همچنین بعد از ارتفاع شود. سپس با استفاده از داده های مذکور معادله لیدار با روش دو طول موج حل شد و پروفایل ضریب خاموشی هواویزها محاسبه شد. در شکل(۲) نتایج این محاسبات دیده می شود. در نهایت در شکل (۳) پروفایل ضریب خاموشی

¹ - Photomultiplier Tube ⁰

¹ - Avalanche Photodiodes

¹ -Lidar Ratio

¹ - Range Corrected Signal





مرجعها

[1] R. S. Maheskumar, P. C. S. Devara, G. Pandithural, P. E. Raj, and K. K. Dani, 'Study of winter aerosol optical depths over a tropical urban station', *Atmosfera*, vol. 14, no. 4, pp. 159–169, 2001.

[2] G. Shi, B. Wang, and H. Zhang, 'The radiative and climatic effects of atmospheric aerosols.', *Chinese J. Atmos. Sci.*, vol. 32(4), pp. 826–840, 2008.

[3] J. Wu, Y. Zhang, T. Wang, and Y. Qian, 'Rapid improvement in air quality due to aerosol-pollution control during 2012–2018: An evidence observed in Kunshan in the Yangtze River Delta, China', *Atmos. Pollut. Res.*, vol. 11, no. 4, pp. 693–701, 2020, doi: 10.1016/j.apr.2019.12.020.

[4] S. Lolli *et al.*, 'Impact of varying lidar measurement and data processing techniques in evaluating cirrus cloud and aerosol direct radiative effects', *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 11, no. 3, pp. 1639–1651, 2018, doi: 10.5194/amt-11-1639-2018.

[5] V. A. Kovalev and W. E. Eichinger, *Elastic Lidar*. 2005. doi: 10.1002/0471643173.

[6] F. G. Fernald, 'Comments on the analysis of atmospheric lidar observations.', *Appl. Opt.*, vol. 23, 1982.

[7] J. Ackermann, 'Analytical solution of the twofrequency lidar inversion technique', *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 36, p. 7414, 1999, doi: 10.1364/ao.38.007414.

[8] T. Bangia, A. Kumar, R. Sagar, P. K. Agarwal, and S. K. Singh, 'Development of Mie LIDAR system and initial cloud observations over Central Himalayan region', *Sci. Res. Essays*, vol. 6, no. 4, pp. 896–907, 2011, doi: 10.5897/SRE10.920.

[9] W. Gong, B. Liu, Y. Ma, and M. Zhang, 'Mie LIDAR observations of tropospheric aerosol over Wuhan', *Atmosphere (Basel).*, vol. 6, no. 8, pp. 1129–1140, 2015, doi: 10.3390/atmos6081129.

[10] N. Cao, S. Yang, S. Cao, S. Yang, and J. Shen, 'Accuracy calculation for lidar ratio and aerosol size distribution by dual-wavelength lidar', *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 125, no. 9, 2019, doi: 10.1007/s00339-019-2819-y. استخراج شده از دو روش فرنالد و دو طول موج رسم شده است.

۵- نتیجه گیری

همخوانی خوب و مناسب دو روش مزبور برای لیدار محلی مذکور در شهر شیراز می تواند با استفاده از داده های دیگری که در سال های بعد از ۱۳۸۵ اخذ شده است وضعیت کلی هواویزهای شهر شیراز را در یک بازه زمانی مشخص و قابل استفاده تعیین نماید. این مطالعه همچنان ادامه دارد و می تواند برای مطالعات تغییر اقلیم در شهرهایی با آب و هوای مانند شیراز مفید باشد.



شکل(۱)نمودار ضریب خاموشی بدست آمده با استفاده از روش فرنالد بر حسب ارتفاع از لیدار، در روز دوم خرداد ماه سال ۱۳۸۵



شکل(۲): نمودار ضریب خاموشی محاسبه شده با استفاده از روش دو طول موج بر حسب ارتفاع از لیدار ،در روز دوم خرداد ماه سال ۱۳۸۵





طراحی اتصالات داخلی نوری در مالتی پلکسر فزود و فرود نوری قابل چینش

مجدد

پویا وردی کردی پور، کامبیز عابدی

Pouyakordipour@gmail.com

K abedi@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله طرحی پیشنهادی از یک سیستم مالتی پلکسینگ فزود و فرود نوری به همراه موجبر جهت اتصال داخلی در سیستم، ارائه شده است. سیستمهای مالتی پلکسینگ فزود و فرود نوری قابل چینش مجدد گزینهای مطلوب برای بررسی اتصالات داخلی نوری میباشند. با در نظر گرفتن پارامترهای ا سا سی ات صالات داخلی نوری نظیر تلفات الحاقی، تلفات بازگشتی، نویز هم شنوایی و نیز سادگی در پیاده سازی مداری، مالتی پلکسر فزود و فرود نوری قابل چینش مجدد ۴درجه طراحی شد که در آن یک مدل موجبر مبتنی بر *Si*₃N₄ و انشعاب نوری **Y** شکل با تلفات الحاقی برای طول موج ۱/۵ میکرومتر در حدود ۱/۵ دسیبل بر میلیمتر بکار رفته است.

کلید واژه- اتصالات داخلی، اتصالات داخلی نوری، مدارات مجتمع نوری، اپتوالکترونیک، فوتونیک، مدارات فوتونیکی، مالتی پلکسرهای نوری، شبکهی انتقال نوری، مالتی پلکسرهای فزود و فرود با قابلیت چینش مجدد

Design of optical interconnect in Reconfigurable Add/Drop Multiplexer Pouya Verdi Kordipour, Kambiz Abedi

In this article, a proposed design of an optical add drop multiplexing system along with optical interconnect in the system is presented. Stackable optical add drop multiplexing systems are desirable options for checking optical interconnect. By considering the basic optical interconnect such as insertion loss, return loss, cross connect noise and also simple in circuit implementation, 4-degree reconfigurable optical add drop

multiplexer are designed in which a model is created on Si_3N_4 and optical Y-splitter with additional loss for 1.5 μ m wavelength is used at about 0.15 dB/mm.

Keywords: Maximum five keywords related to the paper subjects, sorted in alphabetical order separated by comma are required.

WSS هارا می توان با استفاده از کراس کانکت یا اتصالات نوری طراحی کرد. در طرح نهایی نیز بلوک WSS توسط سوییچی ۸ × ۸ با معماری OXC و درگاه فزود و فرود

با استفاده از اسپلیتر Yشکل، طراحی شده است[۱] جهت مقایسه، یکی از نمونههایی که برای طراحی سوییچ انتخابی طول موج استفاده شده است، یک دیمالتی پلکسر مجموعهای از ۴۰ طول موج وارد شده و در خروجی هر درگاه، یک سوییچ 4 × ۱ قرار گرفته که خروجی سوییچها به کوپلرهای نوری 1 × M میرسد که M میتواند مقداری از ۱ تا ۴ داشته باشد. این ساختار تا ۴۰ طول موج با فضای کانال ۲۰۰۲ را میتواند داشته باشد. با فضای کانال ۱۰۰ GHz را میتواند داشته باشد. میکرومتر و تلفات هم شنوایی ۱۹٫۴ د سیبل گزارش شده است.[۳]

ساختار سوییچهای 4×1 به کار رفته در این ساختار مشابه شکل زیر از معماری ماخزندر به همراه Phase shifter است.



شکل ۱ : ساختار سوییچ انتخابی طول موج با المانهای سوییچ و کوپلر ماخزندر[۲]

با استفاده از سوییچ انتخابی طول موج و اسپلیتر Y شکل، بلوک WSS به کار رفته در مالتی پلکسر فزود و فرود نوری

۱–مقدمه

اتصالات داخلی نوری به دلیل بهره گیری از فناوری فوتونیک و حامل انتقال فوتون، میتوانند سرعت مورد نیاز را برطرف کنند، تلفات پایینی داشته با شند و همچنین راه حلی برای مشکل گلوگاه شدن در افزارههایی باشند که در گاه انتقال آن ها توانایی انتقال داده ها با سرعتی به اندازه ی پردازش آن ها را ندارند. یکی از اصلی ترین ادوات در اتصالات داخلی نوری، سوییچهای نوری و موجبرها میباشند. در این مقاله جهت استفاده در یک سیستم مالتی پلکسینگ فزود و فرود نوری ۴ درجهی بدون جهت، مالتی پلکسینگ فزود و فرود نوری ۴ درجهی بدون بهت، مالتی را نویز همشنوایی پایین و نیز قابلیت مجتمع سازی با مدارات مجتمع نوری، از ویژگی های مهم آن ها بشامار میآید.

۲-تئوری طراحی سیستم سوییچ انتخابی طول موج

مالتی پلکسرهای فرود و فزود نوری متداول برپایهی مالتی پلکسینگ تقسیم طول موج به طور معمول در طول موجهای ۱٬۴۸۰ ، ۱٬۴۸۰ و ۱٬۵۵۵ نانومتر مورد استفاده قرار میگیرند. تلفات نفوذ در حدود ۱ دسی بل دارند و تلفات برگشتی بین ۴۰ تا ۶۰ د سی بل است. مزایای آنها سادگی و هزینهی پایین ساخت و افزایش ظرفیت شبکه نسبت به تکنیکهای سنتی مالتی پلکسینگ است. اجزای کلیدی این سیستم های مالتی پلکسینگ، سوییچهای نوری هستند[۲]

طراحی شد. این سیستم در مسیر مستقیم قادر است طول موج ورودی را ابتدا از یک واحد انشعاب نوری عبور دهد و اگر مایل باشیم میتوانیم طول موجی انتخابی را از آن جدا کنیم (فرود) و سپس سیگنال وارد یک سویچ انتخابی طول موج میشود که خروجی اول به شکل مستقیم به بلوک WSS مقابل وارد شده و دیگر درگاهها به سایر WSSها انتقال داده می شوند. از قسمت مسیر مستقیم، سیگنالی را دریافت میکنیم که وارد یک ترکیب کنندهی نوری می شود که بتواند با دیگر سیگنال هایی که از wSS Sus مای دیگر و همچنین قسمت Add گرفته شدهاند، تلفیق شود و در خروجی ظاهر شود. همچنین در خروجی از یک تقویت کنندهی نوری استفاده کردهایم.

۳- طراحی مالتی پلکسر فزود و فرود نوری

ساختارهای «جهتی» در ROADMها بدین معنا که داده از یک جهت وارد شده و در جهتی دیگر خارج می شود و برعکس این مسیر امکان پذیر نیست. مزیت این طراحی سادگی و تلفات هم پوشانی پایین است اما عیب آن هم محدودیت بالا بابت انتقال داده در جهتهای مختلف است. با استفاده از ۴ بلوک WSS که در بخش قبل طراحی شد، یک مالتی پلکسر بدون جهت طراحی می کنیم که هر بلوک وظیفهی اضافه کردن طول موج جدید یا جدا کردن بخشی از طول موج از سیستم را دارد، بدین ترتیب مالتی پلکسر ۴ درجه فزود و فرود ساخته می شود. مسیرهای مختلف انتقال داده در شکلهای زیر نمایش داده شده است.



شکل ۲ : معماری تکمیلی سیستم پیشنهادی ROADM چهار درجهی بدون جهت

در این سیستم میتوانیم از هر نقطه به سه نقطهی دیگر داده ها را منتقل کنیم. واحد کنترل نیز متشـکل از یک سـوییچ ۸ × ۸ اسـت که میتواند با اسـتفاده از تغییر درایه های ماتریس کنترل مسیر، به شـکل دو به دو در هر بلوک WSS طول موجی را اضافه کند. این طرح در بخش بعد شـبیهسازی شـده و نتایج آن ارائه میشود. مزیت ساختار پیشنهادی آن است که اتصالات به شکلی طراحی شدهاند که نویز هم شنوایی در ساختار به شکل بالقوه پایین باشد زیرا مسیر رفت و برگشت داده جدا از یکدیگر و نیز مسـیر افزودن و جدا کردن طول موج نیز جدا طراحی شـدهاند. همچنین قابلیت چینش مجدد را در سـه سـطح سـوییچ نوری، واحد WSS و نیز واحد کنترل مسیر، خواهیم داشت.

۴-شبیه سازی و نتایج

در این بخش ابتدا شــبیهسـازی سـوییچ نوری را انجام میدهیم سپس به بررسی نقش آن در سیستم می پردازیم. به منظور ایجاد یک شـبکه سـوئیچ نوری، چندین عنصـر سوئیچ $X \times T$ در چند اسـتیج به هم متصـل می شـوند. سوئیچ $X \times T$ در چند اسـتیج به هم متصـل می شـوند. برای یک سیسـتم سـوئیچینگ با N ورودی، N خروجی، برای یک سیسـتم سـوئیچینگ با N ورودی، N در هر اسـتیج مورد نیاز اسـت. شـکل زیر سـاختار یک سـوییچ $X \times T$ را نشـان می دهد که با توجه به نحوه ی چینش،

هر سـوییچ میتواند در یکی از دو حالت عبور مســـتقیم یا کراس کانکت قرار گیرد.

ساختار سوییچهای ۴ × ۴ به این گونه است که در هر ا ستیج، دو سوییچ قرار دارد و خروجی دوم سوییچ بالا به ورودی اول سوییچ پایین در ا ستیج بعد متصل میگردد و نیز خروجی اول سوییچ پایین به ورودی دوم سوییچ بالا در استیج بعد متصل می شود.

دقیقا مشابه با سوییچ ۲ × ۲ ، این بخش را طراحی کردهایم. حال برای تشکیل یک سوییچ ۸ × ۸ با توجه به رابطهی مذکور، این بار با تعداد ۸ ورودی و ۸ خروجی، تعداد ۵ استیج و در هر استیج تعداد ۴ سوییچ ۲ × ۲ خواهیم داشت.

متقارن با یک بلوک WSS، در طرفی دیگر نیز ساختاری را ر سم مینماییم. سپس هر دو ساختار را ترکیب کرده تا هرکدام را به شکل پکیج برر سی کرده و به لایهی بالاتر در طراحی برویم و بتوانیم اتصالات در لایهی بعدی را رسم کنیم.

در این لایه هر دو بلوک WSS به هم اتصال داده می شوند. خروجی بلوک اول به شکل مسیر مستقیم با ورودی هایی که در لایهی زیرین، از طریق درگاه های فزود در خود بلوک یا از طریق سوییچ ۴ × ۸ به ساختار اضافه شدهاند، ترکیب می سود و به خروجی WSS دوم انتقال می ابد. ورودی های هر WSS نیز از طریق درگاه های فرود در هر بلوک، امکان انع شاب گرفتن یا حذف برخی طول موجها را خواهند داشت.

در گام بعد، مشابه لایههایی قبل، تمامی مدار بالا را فشرده کرده و سیستم به شکل زیر تبدیل می شود:



شکل۳: مدار تست ROADM دو درجهی بدون جهت و نتیجهی خروجی شبیه سازی شدهی آن

در خروجیای که از این مدار گرفته شده، تمامی آرایههای ماتریس کنترل مسیر چه در سوییچ واحد کنترل و چه در سوییچهای به کار رفته در هر بلوک WSS، به صورت پیشفرض بر روی مقدار ۰ قرار داشتند، لذا مشاهده می شود که مقدار ورودی سیستم، به همراه مقدار افزوده شده از کانال Add در خروجی سمت چپ مدار نیز دیده می شود.

۵-طراحی موجبر rib تک مود جهت اتصـالات داخلی

مهم ترین جزء از اتصالات داخلی در مدارات مجتمع نوری را می توان موجبر دانست که وظیفهی اصلی انتقال سیگنال های نوری را برعهده دارد.

در این ساختار یک موجبر با شکل Rib و بستر سیلیکون طراحی شده است. جهت سادگی شبیه سازی، ساختار در نرم افزار به شـکل دو بعدی طراحی شـده و با توجه به قابلیتهای نرم افزار، نتایج برای سـاختار موجبر در طول نیز بسط پیدا میکند[۳] در طرح پیشـنهادی موجبری با بسـتر سـیلیکون به عرض در طرح سیدیمادی موجبری با بسـتر سیلیکون به عرض شده است. همچنین به عنوان روکش از دو لایه اسـتفاده

شده است. لایهی اول که ضخامت بیشتری دارد از جنس
SiO₂ با ضریب شکست ۱/۴۶ استفاده شده هسته موجبر نیز از جنس Si₃N₄ قرار داده شده ا ست تا نور به خوبی در هسته تحدید شود و تلفات به مقدار قابل توجهی کاهش پیدا کند. در شـکل ۴ پروفایل مود انتشـاری در موجبر مشـاهده میشـود. در شـکل ۶ نیز مشـاهده می گردد که مشـاهده می قدار ۱/۹ تلفات الحاقی در طول موج ۱/۵ میکرومتر، مقدار ۶/۱۶ دسـیبل بر میلیمتر بدسـت آمد که تلفات مورد قبولی میباشد.



شکل ۴ : ساختار موجبر پیشنهادی در نرم افزار



شکل ۵ : پروفایل مود انتشار نور در موجبر پیشنهادی



شکل۶: تلفات موجبر در بازهی طول موجی بین ۱/۵ تا ۱/۶ میکرومتر

۶-نتیجهگیری

سوییچ نوری انتخابی طول موج با یک درگاه فزود و یک درگاه فرود در دو مسیر رفت و برگشت جدا از یکدیگر طراحی شد. سپس سیستم ROADM «چهاردرجهی بدون جهت» طراحی شد. در این سیستم از هر نقطه به سایر نقاط امکان ار سال و دریافت اطلاعات وجود دارد و با توجه به ساختار طراحی شده نویز همشنوایی به شکل بالقوه در این ساختار پایین است. به دلیل آنکه اتصالات نوری در رفت و برگشت در مسیر متفاوتی قرار داشته و تداخلی میدانی با هم نخواهند داشت. همچنین از نظر چینش مجدد احتمالات فراوانی دراختیار کاربر وجود دارد که هر زمان طول موجی را به سیستم ا ضافه کرده و یا از آن حذف نماید.

ابتدا سیستم ROADM شبیه سازی شد و سپس موجبر پیشنهادی نیز طراحی شد که میزان تلفات الحاقی آن در طول موج ۱/۵ میکرومتر، ۱/۶ دسی بل بر میلیمتر محاسبه شد. تلفات قابل قبولی است همچنین این موجبر از نظر ساختاری قابلیت مجتمع سازی در مدار را به خوبی خواهد داشت.

مرجعها

- Bănică, Mihai, and Victor Croitoru. "Optimized Clos OXC Architecture and Performance." 2018 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). IEEE, 2018.
- [2] Wang, Yu, and Nicola Calabretta. "Novel fold-back $1 \times 20\ 100\ \text{GHz}\ \text{mux/demux}\ \text{planar}\ \text{Echelle grating}$

for low loss photonic switches." *CLEO: Applications and Technology*. Optica Publishing Group, 2022.

- [3] .Yoshida, Takemasa, et al. "Switching Characteristics of a 100-GHz-Spacing Integrated 40\lambda Wavelength Selective Switch." *IEEE Photonics Technology Letters* 26.5 (2013): 451-453.
- [4] Asha, K., Narayan Krishnaswamy, and N. K. Suryanarayana. "Analysis of ARROW Waveguide Based Microcantilever for Sensing Application." *Wireless Personal Communications* (2022): 1-19.



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



طراحی و ساخت لوکسمتر مبتنی بر اینترنت اشیاء برای ثبت شدت نور مرئی در بازه زمانی و مکانی تنظیم پذیر

علیرضا اسکندرنیا، علی کمال نوش آبادی، فاضل جهانگیری تهران، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما a.eskandarnia@mail.sbu.ac.ir, a.kamalnoshabadi@mail.sbu.ac.ir, f_jahangiri@sbu.ac.ir

چکیده- در این مقاله به طراحی و ساخت یک دستگاه اندازه گیری شدت نور مرئی مبتنی بر اینترنت اشیاء می پردازیم که دارای امکان برقراری ارتباط لحظهای بین دستگاه با نرمافزار تعبیه شده در آن است. این دستگاه قادر است که اطلاعات خروجی اندازه گیری شده را به صورت عددی و یا با رسم نمودار گرافیکی به صورت Real-Time و Registered در اختیار کاربر قرار دهد. عملکرد این دستگاه برای ثبت خروجی شدت در یک آزمایش عبور نور از تک شکاف مورد تست قرار گرفته و نتایج ارائه شده است. مشخصات دستگاه ساخته شده نشان می دهد که می توان آن را به عنوان وسیله مناسبی برای اندازه گیری تغییرات طرحهای تداخلی در کاربردهای متعدد اندازه گیری بر مبنای نور پیشنهاد کرد.

کلید واژه- لوکسمتر، تداخل سنجی، طیف نگاری، اینترنت اشیاء

Design and Fabrication of a Lux-meter Based on Internet of Things for Recording Visible Light Intensity in Adjustable Space and Time Ranges

Alireza Eskandarnia, Ali Kamal Noushabadi, Fazel Jahangiri

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran a.eskandarnia@mail.sbu.ac.ir, a.kamalnoshabadi@mail.sbu.ac.ir, f_jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate a device that is designed and fabricated to measure the visible light intensity based on the Internet of Things (IoT), with the feasibility of communication between the device and the provided software. This device could also provide the user with the option to register the data as analog or digital through the real-time and registered graphic diagram. We have tested the device in a single-slit transmission experiment, and the results are presented. The features of the proposed device reveal that it could be utilized for recording the variation of interferometric fringes in optical meteorology applications.

Keywords: Lux-meter, Interferometry, Spectroscopy, IoT

1. Introduction

Digital Lux-meters are nowadays commercially available in various models. The most famous of these models are known by the trade name FT3424, which has been qualified under Japan's Measurement Act. This instrument is an illuminometer with the highprecision luminosity characteristics that are required for use in plants where next-generation lighting fixtures such as LEDs are manufactured and in locations where such lighting has been installed [1]. The common commercial Lux-meters need to be equipped with data storage capability, or they can connect to the Internet or any software [2]. Therefore, we focus on a novel model as a digital IoT Lux-meter, a BH-1750 module with GY-30 series. This model can detect the light intensity in the visible range without relying upon the source's wavelength. It has a wide sensing range that can detect up to 65535 lx value as analog data and send it to the Arduino Uno microcontroller. It then processes the data and sends it to the application interface by HC-05 Bluetooth module in windows or android applications [3, 4].

All the controls will execute in the application that can show the data in numeric and diagram styles. Registered data will be stored in a database and excel file formats for more analysis in the application.

In the present work, we propose a new alternative way to register the data with adjustable accuracy in terms of the time and space. For such a purpose, we considered the previous version of the mentioned Lux-meter [2], which is easily in access. We designed and released an analysis application for windows and android operating systems, which can help the Lux-meter to present the recorded light intensity based on adjustable space and time ranges. Moreover, we provide the system with both automatic and manual mode options. The manual mode could be utilized for arbitrarily adjusting the movement step. Therefore, the adjustable time in registration and adjustable position variations in this Lux-meter will allow ignoring the selection and registration of worthless data.

2. System Performance Method

We practically examine the performance of the Luxmeter system in Young's interference experiment. A He-Ne laser with a wavelength of 632.8nm is irradiated on the slit. The light transmitted to the other side of the slit is collected and steered toward the Lux-meter that is placed on a translation stage with positioning accuracy of the order of one millimeter. In this manual mode, the movement step can be defined arbitrarily, and then the Lux-meter device can start recording data in an adjustable position. In addition to showing the recorded data in the device's LCD, it sends the data to the data logger simultaneously via Bluetooth module or UART protocol through a wire. After the recording, it is time to convert the data to be stored in the database. Fig. 1 depicts the Lux-meter device which is used in the experiments. Also, This Lux-meter can work in the automatic mode, measuring light intensity in time variations. Time variations in adjustable mode can help to log the data at a variable speed for different experiments.



Fig. 1: Three Lux Meter Devices, which are fabricated in portable version

3. Proposed System Design

Since the data needs to be collected, processed, stored, and analyzed, an IoT setup is designed to monitor the electrical and environmental parameters. Here we utilize Arduino Uno for processing, the BH-1750 module for capturing analog data from the environment, the HC-05 module for transferring the data into the applications, and the Display module for showing the data. These electrical components are in different communication protocols, including the Serial Peripheral Interface, Inter-Integrated Circuit, and UART protocols, a hardware communication that uses asynchronous serial communication with configurable speed. Fig. 2 shows the user's interface of the system, which includes both automatic and Manual mode options and Fig. 3 illustrates the proposed system design.

Auto-Control Time Step (ms) :	Status: Measurement		
Start Recording	Stop Recording		
Clear DataGrid	View and Graph		
Manual-Control			
Start Position :	Step :		
Set O	ptions		
Export			
DataBase	Excel		

Fig. 2: Automatic mode and Manual mode section in fabricated Lux-meter



Fig. 3: Block diagram of the overall system with fritzing software

4. **Results and discussion**

The different devices can measure the light intensity in terms of temporal or spatial variations and send the data to store in SD cards with a Wi-Fi module. However, in this device, light intensity measuring in terms of temporal and spatial variations with an adjustable mechanism helps to record the data with different accuracy in different works. Moreover, it can save the data in a permanent database or excel file to use all the time without any limitations [2]. Figures 2 and 3 depict the advantages of the introduced device, which can show the system's working modes in Manual and automatic, respectively, for space and time range variations. Also, Figures 4 and 5 depicts the registered data from a single slit experiment, showing the effects of time and different aperture sizes on central intensity size, which this experiment executed with the fabricated Lux-meter in this paper.

No	Position	Illumination	Time	Date		^
33	8 - 31	40	12:35:11:29	22-10-2022		
34		40	12:35:12:80	22-10-2022		
35		31	12:35:14:30	22-10-2022		
36	123	31	12:35:14:43	22-10-2022		
37		31	12:35:1 <mark>4:5</mark> 9	22-10- <mark>20</mark> 22		
38		41	12:35:15:59	22-10-2022		
39		41	12:35:16:60	22-10-2022		
40		40	12:35:17:61	22-10-2022		~
<					>	

Fig. 4: Database section of the application, which shows the registered Illumination in terms of time

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



Fig. 5: Excel chart file of five experiments with different aperture sizes (0.05mm - 0.25mm)

5. Conclusion

This Digital Lux Meter is a useful device for data registration and analyzing the data in real-time and the helpful for the industry due to the automatic data registration. For example, we can use this device in interferometer spectroscopy to analyze surface defects of objects or extend the device to show the profile of the beams like a Beam Profiler device. Also, it can use AI methods to analyze light intensity in captured images without using any module like BH-1750 in the upcoming devices.

6. References

- [1] Kitazawa, Makio. "Lux Meter FT3424." *Engineering Division* 51, no. 1 (2015): 1-8.
- [2] Ahmad, M. D., SZ Mohammad Noor, NF Abdul Rahman, and Faranadia Abdul Haris. "Lux Meter Integrated with Internet of Things (IoT) and Data Storage (LMX20)." In 2021 IEEE International Conference in Power Engineering Application (ICPEA), pp. 138-142. IEEE, 2021.
- [3] Gao, Jing, Jinming Luo, Aoran Xu, and Jia Yu. "Light intensity intelligent control system research and design based on automobile sun visor of BH1750." In 2017 29th Chinese Control and Decision Conference (CCDC), pp. 3957-3960. IEEE, 2017.

[4] Cheddadi, Youssef, Hafsa Cheddadi, Fatima Cheddadi, Fatima Errahimi, and Najia Essbai. "Design and implementation of an intelligent low-cost IoT solution for energy monitoring of photovoltaic stations." *SN Applied Sciences* 2, no. 7 (2020): 1-11



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



بررسی محاسباتی بازتاب آینهای و پخشی نور خورشید از ماه

زهرا احمدی، مائدہ پیریایی، علی یادگاری، مسعود رضوانی جلال

گروه فیزیک و مهندسی اپتیک و لیزر دانشگاه ملایر، ملایر

چکیده – در این مقاله با ا ستفاده از نرم افزار مثمتیکا بازتاب نور خور شید از سطح ماه هنگام ماه نو در حالت های سطح صیقلی و سطح غیر صیقلی و نیز قطبش s و قطبش p در زوایای مختلف شبیه سازی شده ا ست. تغییرات قطبش نور بازتابی بر حسب زاویه این موضوع را فاش کرد که قطبش p دارای تغییرات جالبی می باشد و میزان آن به شدت بر حسب زاویه بازتاب کاهش می یابد و در یک زاویه به صفر می رسد از این موضوع می توان در پایه ریزی روش های نوین استهلال ماه نو استفاده کرد.

كليد واژه- بازتاب، بازتاب آينه اي، بازتاب نامنظم، فرود خراشان، ماه نو.

Investigating Specular Reflection and Diffuse Reflection of Sunlight from the Moon

Zahra Ahmadi, Maede Piriyaei, Ali Yadegari, Masoud Rezvani Jalal

Physics and Optics and Laser engineering department, Malalyer University, Malayer.

Abstract - In this article, the reflection of sunlight from the surface of the moon during the new moon in the states of polished surface and non-polished surface, as well as s polarization and p polarization at different angles, has been simulated using Mathmatica software. The changes of the reflected light polarization depending on the angle revealed that the p-polarization has interesting changes and its amount decreases strongly depending on the angle of reflection and reaches zero at an angle. This issue can be used in the foundation of new methods for ushering in the new moon.

Keywords: reflection, specular reflection, diffuse reflection, new moon.

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

مقدمه

ماه تنها ماهواره طبیعی زمین است که یک جرم سیارهای با جسم سنگی با قطری در حدود یک چهارم زمین میباشد. ماه فاقد هر گونه جو هیدروسفر یا میدان مغناطیسی قابل توجه می باشد. ماه برای بازتاب نور خورشید در تاریخ اولیه یونان توسط آناکساگوراس ۵۰۰ سال قبل از میلاد کشف شد. او معتقد بود ماه از خود نوری تولید نمی کند بلکه نور ماه بازتابی از نور خورشید است که این ادعا را با مطالعات خود در ماه گرفتگی اثبات کرد .

ماه می درخشد زیرا سطح آن نور خورشید را منعکس می کند و با وجود اینکه گاهی اوقات به نظر می رسد که ماه بسیار درخشان است اما فقط بین ۳ تا ۱۲ درصد از نور خورشید که به ماه برخورد می کند از سطح آن بازتاب میشود [1].

ماه یکی از اجرام آسمانی میباشد که همواره مطالعه بر روی آن به دلیل جذابیت بالا خواهان بسیاری دارد. در زمینه های متعدد از جمله سال شناسی، روزیابی، تقویم شناسی، بررسی حالت های مختلف ماه، طیف سنجی نور ماه [2]، قطبش سنجی نور ماه [3]، تاثیر نور ماه بر روی اکوسیستم [4] و مورد بحث و بررسی قرار گرفته است و دارای تاریخچه طولانی میباشد.

زمینه ای که در این مقاله قصد بررسی آن را داریم بازتاب نورخورشید از سطح ماه نو در فرود خراشان است که در ماه نو ایجاد می شود. این کار با یک شبیه سازی توسط برنامه ی مثمتیکا مورد بررسی قرار خواهد گرفت. نتایج حاصل از آن میتوانند در استهلال، تقویم شناسی، مطالعه پدیده شناختی سطح ماه و مورد استفاده قرار گیرند.

فرمول های بازتاب

قانون بازتاب می گوید که وقتی پرتویی به سطح جداکننده دو محیط یکنواخت برسد پرتو بازتابیده در صفحه فرودی شامل پرتو فرود و خط عمود بر نقطه فرود ایجاد می شود به گونه ای که زاویه تابش و بازتاب با یکدیگر برابرند [5]. قانون بازتاب را می توان اثبات کرد که سادهترین راه آن استفاده از اصل هویگنس است. اصل هویگنس در واقع روشی برای تحلیل انتشار موج در میدان دور و پراش میدان نزدیک است و بر اساس مکان هندسی نقاط هم فازی استوار میباشدکه صفحه آنها عمود بر راستای انتشار نور باشد [5].

به راحتی می توان قانون بازتاب و حتی قانون شکست را با اصل هویگنس اثبات کرد. در شکل ۱ این موضوع نشان داده شده است:

L ADX = L 1DG A DIG = A DIM L 1DM = L 1DG

شکل ۱: اثبات قانون بازتاب با اصل هویگنس.

$$DM = v_t t = v_t \left(\frac{DG}{v_i}\right) = \left(\frac{n_i}{n_t}\right) DG \qquad (1)$$
$$\theta_i = \theta_r \qquad (2)$$

البته قانون بازتاب برای سطوح صاف برقرار است که به آن بازتاب طیفی یا منظم هم گفته می شود. به عبارت دیگر بازتاب منظم بازتابی است که روی سطوح صاف و صیقلی مانند آینه صورت گرفته و در آن پرتو های موازی نور یا امواج با همان زاویه ای که به جسم برخورد کرده اند از آن دور می شوند [6].

غیر از بازتاب منظم، بازتاب واقعی تر دیگری هم وجود دارد که از سطوح ناصاف رخ می دهد و به آن بازتاب غیرمنظم یا غیرطیفی گفته می شود. اگر نور به سطحی برخورد کند که صیقلی و هموار نباشد پرتو های نور به صورت کاتوره ای از پستی بلندی های سطح بازتابیده و در تمام جهات پراکنده می شوند که به این نوع بازتاب، بازتاب پخشنده یا نامنظم گفته می شود.

در بازتاب پخشی نیز می توان قانون بازتاب را برقرار دانست ولی باید دقت کرد که در هر نقطه، خط عمود بر سطح و صفحه فرود به درستی شناخته شود.

می دانیم که میزان بازتاب نور از سطح به قطبش نور فرودی نیز بستگی دارد. دو نوع قطبش می توان برای نور فرودی در نظر گرفت که شامل قطبش ۶ و قطبش p است. در قطبش s که به قطبش TE نیز معروف است وقتی میدان مغناطیسی با صفحه تابشی موازی است ولی میدان الکتریکی بر صفحه تابشی عمود است. ضریب بازتاب شدت در این قطبش به شکل زیر می باشد [7]:

$$R_{s} = \left| \frac{n_{1} \cos \theta_{i} - n_{2} \cos \theta_{t}}{n_{1} \cos \theta_{i} + n_{2} \cos \theta_{t}} \right|^{2}$$
$$= \left| \frac{n_{1} \cos \theta_{i} - n_{2} \sqrt{1 - (\frac{n_{1}}{n_{2}} \sin \theta_{i})^{2}}}{n_{1} \cos \theta_{i} + n_{2} \sqrt{1 - (\frac{n_{1}}{n_{2}} \sin \theta_{i})^{2}}} \right|^{2}$$
(3)

در قطبش p که به قطبش TM نیز معروف است میدان الکتریکی با صفحه تابشی موازی است ولی میدان مغناطیسی بر صفحه تابش عمود است. ضریب بازتاب شدت در این قطبش نیز به صورت زیر می باشد:

$$R_{p} = \left| \frac{n_{1} \cos \theta_{t} - n_{2} \cos \theta_{i}}{n_{1} \cos \theta_{t} + n_{2} \cos \theta_{i}} \right|^{2}$$
$$= \left| \frac{n_{1} \sqrt{1 - (\frac{n_{1}}{n_{2}} \sin \theta_{i})^{2}} - n_{2} \cos \theta_{i}}{n_{1} \sqrt{1 - (\frac{n_{1}}{n_{2}} \sin \theta_{i})^{2}} + n_{2} \cos \theta_{i}} \right|^{2}$$
(4)

با داشتن این ضرایب می توان بازتابش نور خورشید از ماه را بررسی کرد. برای انجام این کار یک برنامه کامپیوتری به زبان متمتیکا طراحی شده است که بتواند بازتاب نور را مخصوصاً در شروع ماه نو به دست دهد. از آنجایی که

بازتاب نور خورشید از ماه از نوع بازتاب پخشی است می توان رابطههای (۳) و (۴) را در هر نقطه از سطح ماه با در نظر گرفت جهتگیری تصادفی خط عمود بر سطح به کار برد. در ادامه به این موضوع پرداخته می شود.

شبیه سازی بازتاب پخشی نور خور شید از ماه

برنامه ای به زبان متمتیکا توسط نویسندگان مقاله نوشته شده است که بازتاب طیفی و پخشی نور از سطح کروی (مثل سطح ماه) را به دقت شبیه سازی می کند. در این مقاله وضعیت مربوط به هلال ماه نو مد نظر قرار دارد. در این وضعیت بازتاب نور خورشید از ماه دارای حالت فرود خراشان (یعنی با زاویه فرود ⁹00 است). نمایی از ماه نو در شکل ۲ نشان داده شده است:



شکل ۲: ماه نو.

اگر از نمای مایل به این وضعیت نگاه شود وضعیتی دو بعدی مشابه با شکل ۳ خواهد داشت:



شکل ۲: فرود خراشان نور خورشید به سطح ماه در ماه نو.

حال با استفاده از برنامه مفروض به بازتاب نور از سطح ما برای هر دو قطبش p و 8 پرداخته می شود. در شکل ۳-بالا بازتاب نور با قطبش p نشان داده شده است. در شکل ۳-پایین نیز بازتاب قطبش 8 دیده می شود. از این دو شکل مشخص است که میزان بازتاب رو به جلو در هر دو قطبش دارای بیشینه است. این موضوع با این دانش از الکترومغناطیس که طی فرود خراشان میزان بازتاب طیفی نور افزایش می باید در تطابق است. از بازتاب پخشی قطبش p نیز به وضوح معلوم است بازتاب نور خورشید در یک زاویه صفر است. این زاویه همان زاویه بروستر است که حتی در فرود خراشان نیز شکل گرفته است. علت این موضوع به نامنظم بودن و پخشی بودن بازتاب مربوط می باشد.



شکل ۳: بازتاب نور خورشید از سطح ماه در ماه نو با قطبش p (شکل بالا) و قطبش s (شکل بالا) و قطبش s

از شکل ۳-پایین و مقایسه آن با شکل ۳-بالا نیز مشخص است که چنین خاصیتی برای قطبش S وجود ندارد. به عبارت دیگر به این موضوع پی برده می شود که در لحظه هلول ماه نو، بازتابی که از سطح ماه ایجاد می شود دارای توزیع قطبشی خاصی می باشد. همانطور که در بالا هم اشاره شد این خاصیت از زوایه بروستر نشات می گیرد که تحت آن بازتاب برای قطبش p صفر می شود. به عبارت دیگر، می توان از زاویه بروستر و نقش آن در بازتاب پخشی نور از سطح ماه در فرود خراشان راهی برای شناخت ماه نو و استهلال ابداع کرد.

نتيجەگىرى

در این مقاله با استفاده از یک برنامه mathematica بازتاب نور خورشید از سطح ماه در وضعیت هلال ماه نو که فرود خراشان نور است مورد بررسی قرار گرفت. از شکل ۳ معلوم شد که بازتاب پخشی رو به جلوی نور در این حالت برای هر دو قطبش زیاد می باشد. تغییرات قطبش نور بازتابی بر حسب زاویه نیز این موضوع را فاش کرد که قطبش p دارای تغییرات جالبی می باشد و میزان آن به شدت بر حسب زاویه بازتاب کاهش می یابد و در یک زاویه به صفر می رسد. این زاویه همان زاویه باوستر است که بازتاب قطبش p را صفر می کند. نکته جالب در اینجاست که چنین زاویه ای برای زوایه فرود خراشان در حالت بازتاب پخشی نیز وجود دارد و می تواند خودش را در بازتاب نور از ماه نشان دهد. گزارشی از این یافته تا کنون در هیچ جایی دیده نشده است و به نوعی می تواند یک کشف تلقی شود که نویسندگان مقاله با استفاده از مفاهیم ساده بازتاب به آن دست یافته اند. از این موضوع می توان در پایه مناهیم ساده بازتاب به آن دست یافته اند. از این موضوع می توان در پایه ریزی روش های نوین استهلال ماه نو استفاده کرد. انجام کارهای تجربی برای تایید یافته های این مقاله جزء کارهای آیی نویسندگان مقاله می باشد.

سپاسگزاري

از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت از این کار پژوهشی تشکر می کنیم.



[1] Why Does moon shine? (By Elizabeth Peterson ,published may 30\2014)

[2] The Moon (By Jun-ichi Watanabe, published November 7\2012)

[3] Investigation of the polarization properties of the surfaceofthemoonE.K.Kohan

(polkovo observatory.leningard U.S.S.R 1962)

[4] Insect orientation to polarized moonlight (nature publishing group 2003)

[5] Fundamentals of Optics By Francis Arthur Jenkins and Harvey Elliott White(June 1,1976)

[6] K.Torrance and E.Sparrow(theory for off-specular Reflection from Roughened surfaces 1967)

[7]Hecht,Eugene(1987)Optics(2nd ed)AddisonWesley

Hecht, Eugene (2002) Optics (4 th ed) Addison Wesle.



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



بررسی ماده مقاوم نوری اقتصادی (SPE-60) در ساخت قالب کانالهای میکروسیال

سجاد آقاجری^۱، الهام ایلبیگی، مجید شیرازی، علی شریفی خانکهدانی و روح الله کریمزاده^۲ گروه فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران، ۱۹۸۳۹۶۹۴۱۱، ایران s.aghajari@Mail.sbu.ac.ir, ^۲r_karimzadeh@sbu.ac.ir

چکیده – از نیازهای اولیه در ساخت کانال میکروسیال، داشتن قالب اولیه مناسب است که به طور متداول به کمک ماده مقاوم نوری تهیه می شود. در این پژوهش تلاش شده که بهجای ماده مقاوم نوری پرکاربرد، معروف و پرهزینه SU-3، جایگزین اقتصادی SPE-60 را معرفی و برر سی کنیم. جهت برر سی توانایی این ماده در ساخت قالب از روش مر سوم فوتولیتوگرافی ا ستفاده می شود. طی این فرآیند لایه مقاوم نوری منفی SPE-60 با زمان چرخش ۴۰۶، در سرعت پایین، لایه ضخیم تری حاصل می کند. در مرحله پختنرم، در مورد ضخامت کمینه و بیشینه، زمان پخت تا دوبرابر افزایش یافت. پس از قرارگیری ماسک نوری، زمان بهینه تابش اشعه ماوراءبنفش برای ضـخامتهای مختلف بررســی و افزایش ضـخامت، موجب افزایش چشــمگیر مدت زمان نوردهی شــد. در نهایت، در مرحله بهبوددهنده، تفاوت زمانی خاصی برای ضخامتهای مختلف مشاهده نمی شود که مطابق انتظار است. تصاویر مطلوبی از ساخت کانال بهبوددهنده، تفاوت زمانی خاصی برای ضخامتهای مختلف مشاهده نمی شود که مطابق انتظار است. تصاویر مطلوبی از ساخت کانال به کمک قالب 60-SPE نشان داده شده که توانایی تشکیل سطح یکنواخت، زاویههای واضح و اشکال پیچیده در آنها مشهود است. در نتیجه طبق یافتههای تجربی و هزینه بسیار مقرون به صرفه، SPE-60 را می توان به عنوان ماده مقاوم نوری اقتصادی معرفی کرد. در نتیجه طبق یافتههای تجربی و هزینه بسیار مقرون به صرفه، SPE-60 را می توان به عنوان ماده مقاوم نوری اقتصادی معرفی کرد.

Considering Photoresist Material (SPE-60) In Mold-Making For Microfluidic Channels

Sajjad Aghajari¹, Elham Ilbeygi, Majid Shirazi, Ali Sharifi Khankahdani and Rouhollah Karimzadeh²

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, 1983969411, Iran ¹s.aghajari@Mail.sbu.ac.ir, ²r_karimzadeh@sbu.ac.ir

Abstract- One of the basic requirements in the construction of microfluidic channels is a suitable initial mold, which is generally prepared with the help of a photoresist material. In this research, we introduce and investigate the economical alternative of SPE-60 instead of the widely used, famous, and expensive photoresist SU-8. The conventional photolithography method is used to check the ability of this material in mold making. During this process, the SPE-60 negative photoresist layer obtains a thicker layer with a 50 s rotation time at low speed. In the case of the minimum and maximum thickness at the soft baking stage, the time increased to twice. After placing the light mask, the optimal time of UV radiation for different thicknesses was checked, and increasing the thickness caused a significant increase in the exposure time. Finally, in the developer phase, no specific time difference is observed for different thicknesses, as expected. The ability to form uniform surfaces, sharp angles, and complex shapes is seen in clear images of channel construction using SPE-60 mold. As a result, according to the experimental findings and the very affordable cost, SPE-60 can be introduced as an economic photoresist material.

Keywords: Microfluidic, Photolithography, Photoresist, SPE-60, SU-8.

مقدمه

میکروسیال ((Microfluidic (MF))، علم و فناوری سیستمی است که حجمی کم از سیال (^{T}L) را با استفاده از کانالهایی با ابعاد کمتر از μ پردازش یا دستکاری می کند و نقش بسیار پررنگی در علوم زیستی، میکروالکترونیک و میکروسیال نوری ((OM) Opto-Microfluidic) دارد. از اینرو توسعه و تولید سامانههای مفید در این حوزهها مورد توجه قرار گرفته که دارای مراحل ساخت مختلفی همچون تولید ماسک، قالب و شکلدهی میکروکانال است. وابسته به حوزه تحقیقاتی مراحل دیگری همچون گنجاندن ادوات اپتیکی

در ساختار و شکل دهی پرتو نیز مورد توجه است[۱]. منشا بسیاری از پیشرفتها در MF، حوزه میکروالکترونیک در اواخر قرن ۲۰ بوده و بعد از اختراع ترانزیستورها در ۱۹۴۷، ابداع فرآیند فوتولیتوگرافی(Photolithography (Ph)) نقطه عطفی در تولید MF شد. در Ph زیرلایه پوشش داده شده با ماده حساس به نور، تحت تابش نور قرار گرفته و با فعال شدن واكنش شيميايي، تغيير حالت مايع به جامد روى مى دهد. با الگوبر دارى از اين فرآيند، ساخت ادوات اوليه مثل قالب گیری ماکت، برجسته سازی با توجه به نیازهای حوزه تحقیقاتی شروع به رشد کرد. در این راه، گام اساسی تعیین مواد مقاوم نوری (Photoresist (PR)) و انتخاب آنها است[۲]. ماده PR ترکیبی شیمیایی از عوامل چسبنده، عناصر حساس به نور و حلالها میباشد که بعد از تحت تابش قرار گرفتن، دچار حلالیت بیشتر و یا کمتر نسبت به ماده حلال شده و براین اساس به دو نوع + و - دستهبندی می شوند. به عبارت دیگر، PR مثبت، مادهی غیرقابل حل، به هنگام تابش نور، ساختار شیمیایی آن تغییر کرده و قسمتهای نور دیده به ماده قابل حل تبديل مىشوند. برعكس، ماده قابل حل PR منفی بعد از قرار گرفتن در نور، غیرقابل حل می شود. به طور کلی انرژی نور تابشی توسط PR جذب، به انرژی شیمیایی تبدیل و واکنش زنجیره پلیمری را شکل میدهد.

با بهم پیوستن مولکولها، وزن مولکولی پلیمر بیشتر و در محلول بهبوددهنده ((Developer (De)) غیرقابل حل شده و در نهایت سطحی که تحت تابش نبوده، از بین میرود[۳]. در سال ۱۹۹۸، یک PR توسط IBM ثبت اختراع شد که SU-8 نام گرفت که برای ایجاد ساختارهای لایهای و اشکال سهبعدی بسیار موفق عمل کرده و محبوبیت زیادی یافت. SU-8 که نام خود را از حضور ۸ گروه اپوکسی در ساختارش گرفته، PR منفی زیستسازگار است که تحت تابشUV، زنجیرههای مولکولی بلند آن بهم متصل و پلیمریزاسیون در آن شکل می گیرد. گامابوتیرولاکتون یا سیکلوپنتانون از حلالهای De سری SU-8 می باشند. این PR پرکاربرد در صنعت الکترونیک و ساخت قالب برای سامانههای MF و OM، دارای حساسیت بالا، خواص چسبندگی به انواع بسترها، پردازش ساده و شفافیت نوری می باشد. به کمک این ماده، با تغییر پارامتر زمان پخت و پرتودهی، تهیه لایه-های مسطح با ضخامتهای مختلف امکان پذیر و مهمتر این که قابلیت شکلدهی عدسیها و موجبرها و زاویههای واضح را دارد[۴و۳]. اما قیمت بالا این ماده، حلال آن و دسترسی سخت به ماده با کیفیت مطلوب، به خصوص در ایران، موجب شد تیم تحقیقاتی ما به دنبال PR مناسب دیگری جهت ساخت قالب باشد. برای جایگزینی SU-8، پس از تست و بررسی فراوان، ماده جوهر مقاوم در برابر اچینگ قابل تصویربرداری (Photoimageable Etching Resist Ink) با نام تجاری SPE-60 را انتخاب کردیم که مادهای مفید در صنعت خودروسازی، مخابرات، LED و زیرلایه الکترونیکی است. این PR منفی با وضوح بالا، قابل حذف توسط De قلیایی و با مقاومت اسیدی عالی است. همچنین، علاوه بر تفاوت فاحش قيمت SPE-60 با SU-8، حلال (NaOH به مقدار اندک) آن نیز هزینه خاصی را شامل نمی شود.

مواد و روش ساخت

ماده SPE-60 ساخت شرکت SPE-60 ماده SPE-60 ماده Laboratory Co, Ltd

قالب انتخاب کردیم. جهت بررسی توانایی کنترل ضخامت، وضوح و تمیزی گوشهها، همواری و یکنواختی کانالها و توانایی عملکرد مناسب مانند SU-8، از روش Ph کمک گرفتیم.



شكل(۱): فرآيند فوتوليتوگرافي (Ph) معمولي.

مطابق شكل (۱)، ابتدا يك زير لايه جامد غير پليمري تميز و بدون آلودگی (شیشه) روی دستگاه لایهنشان چرخشی قرار گرفته و مقداری از SPE-60 روی آن ریخته و لایهای يكنواخت از آن شكل مي گيرد. ضخامت اين فيلم PR، با زمان و سرعت چرخش دستگاه کنترل میشود. زیرلایه پوشش داده شده، تحت فرآیند پختنرم در دما و زمان مناسب قرار می گیرد. این مرحله جهت تبخیر حلالهای موجود در PR بوده و زمان پخت نیز با توجه به ضخامت متفاوت است. همچنین جهت جلوگیری از فعالیت حرارتی، از دمای بالا در این مرحله اجتناب می شود. پس از خنک شدن در دمای اتاق، یک ماسک تماسی سخت با الگوی مورد نظر روی مجموعه قرار گرفته و تحت تابش پرتو UV قرار می گیرد. مناطق تحت تابش، به دلیل منفی بودن PR، صلب شده و پس از قرار گرفتن در محلول De باقی میمانند. در نهایت طرح باقی مانده از PR به عنوان قالب جهت ساخت کانالها در سامانه MO و MF استفاده می شود [۲].

نتايج تجربى

در ادامه، دادههای آزمایش هر کدام از مراحل Ph را گزارش میدهیم. سه پارامتر دستگاه لایهنشان چرخشی شامل زمان کل، سرعت چرخش، و زمان رسیدن به حداکثر سرعت

چرخش مورد بررسی قرار گرفت. با انجام آزمونهای متعدد دو پارامتر، مقدار زمان کل چرخش (۴۰۶) و زمان رسیدن به حداکثر سرعت چرخش برای ضخامتهای مختلف (۱۰۶) انتخاب و در کل آزمایشها ثابت درنظر گرفته شدند. نتیجه اندازه گیری ضخامت با دقت ۱۰μ۳± گزارش شده اند.

٩۵	۶۵	۴۵	۳۵	۲۵	فخامت (μm)	شماره رديف
1	10	۲۰۰۰	۲۵۰۰	۳۰۰۰	سرعت چرخش (rpm/min)	١
۲۰	10	۱۵	۱۵	۱۰	زمان پختنرم (min)	۲
40	1	220	۱۰۰	۶۰	زمان تابش UV (s)	٣
180	180	1	1	1	دما پسپخت (C ⁰ C)	۴
۵	۵	٣	٣	٣	زمان پس پخت (min)	۵
۴	۴	٣	٣	٣	زمان حضور در (min) De)	۶

جدول (۱): نتایج تجربی فرآیند Ph برای ضخامتهای مختلف SPE-60 .

جهت بررسی سرعت چرخش بر ضخامت لایه، آزمایشهایی انجام گرفت که در ردیف ۱ جدول(۱) نتایج آن مشاهده می شود. طبق انتظار، با افزایش سرعت، ضخامت PR روی زیرلایه کاهش و یکنواختی در یخش ماده مشاهده شد. پس از یوشش PR روی زیرلایه، باید آن را آهسته یخت تا حلال تبخير و لايه غليظ شود. يک منبع گرمايي با کنترل حرارتي خوب و یکنواخت در مرحله پختنرم توصیه می شود. با انجام آزمایش در دماهای متفاوت، ۱۳۰⁰C به عنوان دمای ثابت یختنرم انتخاب شد. در دماهای کمتر، PR به خوبی صلب نشده و در دماهای بالاتر نیز به دلیل سفت شدن زیاد، امکان انتقال طرح ماسک وجود ندارد. پس از آزمایش ضخامت لایه-سرعت، تلاش شد تا برای هر ضخامت، زمان پخت مناسب یافت شود. در ردیف ۲ جدول (1) نتایج بیان شده و افزایش زمان پخت دو برابری برای ضخامت کمینه و بیشینه مشاهده می شود. بعد از قرار گیری ماسک، در مرحله تابش، از شدت ٪ ۱۰۰ لامپ UV دستگاه (۲۵W) استفاده شد. دادههای مربوط به زمان نوردهی برای ضخامتهای مختلف در ردیف *۳ جدول (۱)* گزارش شده که افزایش زمان تابش برای شکل گیری طرح بر روی لایه PR ضخیم تر، از

مرتبه min به h قابل توجه است. مجموعه یس از نوردهی، تحت فرآیند پس یخت قرار گرفته و پس از آن تصویر ماسک روی پوشش PR قابل مشاهده است. در *ردیف^۴ و ۵ جدول* (1) نتایج آزمایشهای انتخاب دما و زمان روند یس یخت گزارش شده و تاییدی است بر این که لایه ضخیمتر هم زمان و هم دمای بیشتری برای دستیابی به نتیجه مطلوب را لازم دارد. عدم انتقال الگوی ماسک به صورت واضح به دلیل اشکال در طی مراحل یخت یا بعد از آن، میباشد. در مرحله De، حمام شيميايي NaOH و آب مقطر با غلظت ۵mg/ml آماده شد و زمان قرار گیری مجموعه با ضخامت-های مختلف به عنوان مولفههای متغیر، مورد آزمایش قرار گرفت که نتایج آن در ردیف ۶ جدول (۱) ثبت شده است. یس از ارزیابی پارامترهای مختلف SPE-60، جهت سنجش توانایی رقابت با SU-8، از آن در ساخت کانال MF استفاده شد. در شکل (۲) تصاویری از همواری و یکنواختی سطوح ساخته شده توسط قالبهای SPE-60 برای ضخامتهای مختلف مشاهده می شود. شکل گیری دقیق زاویه ها، ساخت شیارها و میکروعدسیها موضوع مهمی در سامانههای OM است که در شکل (۳) توانایی SPE-60 در این زمینه نمایش داده شده است. در شکل (۴) نیز قسمتهای مختلف قالبی مشاهده می شود که عدم یکنواختی لایه به دلیل مدت زمان کم تابش UV در آن مشهود است (بزر گنمایی ۲۰ برابر).

نتيجهگيرى

در این بررسی به کمک آزمایشهای تجربی، استفاده از PR منفی SPE-60 را در تولید قالبهایی با ضخامت گوناگون مورد بررسی قرار دادیم. با سنجش پارامترهای ساخت به روش Ph توانستیم جایگزین مناسبی برای PRهای مرسوم بیابیم که در جهت کاهش هزینه ساخت سامانههای OM گام مهمی است. در حال حاضر ایراد اساسی قالبگیری ماکت برای تولید قطعات MF، فقدان فرآیند خودکار و توان عملیاتی کافی جهت تولید در مقیاس صنعتی است که

ساخت و بررسی مادههای نوظهور می تواند گامی در رفع این ایراد باشد.



شكل(٢): تصاوير قالبهاي SPE-60 با ضخامتهاي مختلف.



شکل(۳): تواناییSPE-60 در ساخت قالب با زاویههای تیز و طرحهای



شکل(۴): تصویری از ناهمواری مناطق مختلف قالب SPE-60 به دلیل زمان کم پرتودهی UV.

مرجعها

- [1] W.C. Tian and E. Finehout, *Microfluidics for biological applications* (Eds.), Springer Science & Business Media, Vol. 16, 2009.
- [2] A. Alrifaiy, O.A. Lindahl, and K. Ramser, "Polymer-based microfluidic devices for pharmacy, biology and tissue engineering," *Polymers*, 4(3), 1349-1398, 2012.
- [3] R. Martinez-Duarte, and M. Madou, *SU-8 photolithography and its impact on microfluidics* (Handbook), Microfluidics and Nanofluidics, 231-268, 2006.
- [4] D. Huh, W. Gu, Y. Kamotani, J.B. Grotberg, and S. Takayama, "Microfluidics for flow cytometric analysis of cells and particles," *Physiological measurement*, 26(3), R73, 2005.



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



طراحی حسگر های نوری میدان های الکترومغناطیسی با الکترودهای چند بخشی

مهدی آقائی پیرکوهی، علیرضا قلی پور

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله یک حسگر الکترواپتیک معرفی می شود که در بازه فرکانسی MHz 10 MHz تا 3.6 GHz کار می کند و محدوده پویای قابل ملاحظه دارد. الکترودهای بکار رفته در این حسگر به صورت چند بخشی تحقق پیدا کرده اند که تطبیق منا سبی بین آنتن و ساختار الکترواپتیک ایجاد نمایند. نشان داده خواهد شد که حسگر معرفی شده عملکرد منا سبی دارد. چنین حسگرهایی کاربردهای وسیعی در مخابرات سلولی، مهندسی پزشکی، اینترنت اشیاء و و اندازه گیری میدان های الکتریکی در حوزه های دفاعی و صنعتی دارند.

کلید واژه۔ الکترود های چند بخشی، پروب های الکترواپتیک، حسگرهای نوری، سنسورهای میدان الکتریکی نوری، تعدیل کننده ماخ زندر

Design of Optical Sensors for Electromagnetic Field Measurement Using Segmented Electrodes

Mehdi Aghaei Pirkoohi, Alireza Gholipour

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

m.aghayipirkoohi@Mail.sbu.ac.ir, a gholipour@sbu.ac.ir

Abstract- This article will introduce an electro-optic sensor that works in the frequency range of 10 MHz to 3.6 GHz showing a significant dynamic range. The electrodes used in this sensor have been realized in a segmented form to create a suitable match between the antenna and the electro-optical structure. It will be demonstrated that the proposed sensor has good performance. These sensors have wide applications in cellular telecommunications, medical engineering, internet of things, and measurement of electric fields in defense and industrial areas.

Keywords: Segmented electrodes, Electro-optic probes, Optical sensors, Optical electric field sensors, Mach-Zehnder modulator

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

1. Introduction

In recent years, the use of electro-optic sensors for measuring electric field have attracted the attention of researchers in different areas of applications including medical, industrial, and electromagnetic compatibility (EMC) [1]. The measurement of the electric field requires the probe to not disturb the electric field under study and be immune to electromagnetic interference (EMI) [2]. This requirement entails the use of a sensor to be compact, lightweight, highly accurate in its measurements, low in noise, highly sensitive, and has a wide band bandwidth. Since in these probes the optical signal is propagated through the fiber, we can have lower losses compared to the RF cables. These sensors use a Mach-Zehnder modulator (MZM) that can be placed on substrates such as lithium niobate (LiNbO3), indium phosphide (InP), silicone, etc. The electro-optic effect, or Pockels effect is the phenomenon that is deployed in these types of sensors. Where an externally applied electric field changes, the refractive index of the crystal, and consequently changes the phase of the wave passing through the crystal [3]. To construct a field probe, we need to use proper antennas together with the electro-optic electrode, hence the field amplitude enhanced in the crystal which is used in the modulating arms. LiNbO3 is crystal with considerable electro-optic property. The Mach-Zehnder interferometer (MZI) senses the electric field through its arms, and modulates the light [4]. The optical receiver is used for the extraction of the amplitude and phase of the modulating electric field. The total bandwidth of the system is usually limited by photodetectors that work at a certain bandwidth and the length of the modulator electrodes as well.

In the following, in Section II, we will study the functional characteristics of the desired electric field sensors. In Section III, we will introduce an antenna that can enhance the field strength on the optical waveguide and boost the sensor sensitivity. Finally, concluding remarks are presented in Section IV.

2. Functional Parameters of Optical Electric Field Sensors

Fig. 1 shows an optical electric field sensor that works based on MZM. In these sensors the light emitted from the laser source is modulated by the field incident on the antenna, which produces a voltage on the modulator electrodes. This modulated optical signal is sent to the photodetector by a fiber optic transmission line. The radio signal is detected by the photodetector and usually processed after a reinforcement step.



The switching voltage in the modulator that uses the transverse electro-optic property is given as follows:

$$V \propto \frac{\lambda d}{n^3 r G L} \tag{1}$$

where λ is the operating wavelength, *d* is the distance between the electrodes, *r* the electro-optic coefficient, *G* is a filling factor that shows the nonuniformity of the field, and *L* is the length of the modulator where the interaction between the applied electric field and the optical waves take place.

As can be observed, one way to decrease V and improve sensitivity is to increase the interaction length of the electrode. But because the electrode's capacitance increases linearly with its length, decreasing V by increasing the interaction length causes a significant mismatch between antenna impedance and electrode impedance. To solve this problem, segmented structures are proposed [5]. Therefore, instead of one antenna alone feeding one piece of the electrode structure, there are several antennas that work together and each of them feed a piece of the electrode. As a result, each part of the antenna must be matched to the impedance of the respective electrode part, which is now shorter and has a lower capacitance due to its decreased length. An example of such a configuration has been shown in Fig. 2. Therefore, a proper sensor practically requires that the electrodes and antennas be optimized designed and altogether, hence simultaneously accomplish acceptable impedance matching, adequate overlapping of electric and optical fields, and match the speed of radio and optical wave groups. Fig. 3 illustrates the proposed segmented antenna-electrode structure, which can exhibit good sensing performance by having a suitable filling factor. The design procedure of this structure and the comparison of its performance with the one showed Fig. 2 will be covered in the following section.



Fig. 2. U-shaped antenna configuration

3. Meander Line Structure, Results, and Performance

The main parameters of the suggested structure are as follows (see Fig. 3): the width of the antenna electrodes (W), the distance between each row of antenna's electrodes (D), and the gap between the upper and lower row of the antennas (G). In this structure, 10 meander line antennas, each of which is 3.28 mm long, are connected together. The optical



waveguide, with a width of 0.07 mm, has been placed in the middle of two rows of upper and lower antennas. These antennas have been placed on a LiNbO3 substrate with a dimension of $34.5 \times 1.5 \times$ $0.25mm^3$. The distance between the antennas causes them to have a segmented structure in terms of implementation, which benefits from the same advantages as of the U-shaped structure of Fig.3 regarding the impedance matching between the dipole antenna and electrodes. Both structures are analyzed in the same excitation conditions i.e. same polarization and the same direction of incidence and same power. The transverse electric fields for both structures as a function of distance have been measured in the cross section of the optical waveguide at various depths of optical waveguide and are compared one by one. As has been shown in Fig. 4, at the same depth inside the optical waveguide the proposed meander line structure, induces electric fields that is almost four times (or equivalently 6dB), greater than its U-shaped counterpart.

Additionally, a comparison of the electric fields for two structures as a function of distance in different widths of the optical waveguide has been carried out, and the results are displayed in Fig. 5. In this case also, we have a significant improvement in the electric field, approximately four times in the middle of the optical waveguide width. The field enhancement obtained in the proposed structure, (see figures 5 and 6), will generate higher voltages along the optical waveguide accordingly to (2).



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



$$V = \int E \,.\, dL \tag{2}$$

This is the voltage that alters the optical waveguide's light refractive index. Higher values result in a stronger phase difference at the modulator's output and a more sensitive probe compared to [5].

Furthermore, the distribution of electric fields at different frequencies has been tested for the antenna-electrode meander line structure. The results have been displayed in Fig. 6, which clearly demonstrates a decrease in electric field strength increasing frequency. То study with the performance of the proposed structure, electric fields when the gap between the antennas in the top and bottom rows is 12, 13, and 14 μm have been measured, and the results have been shown in Fig. 7. It can be seen that the maximum electric field is obtained when the gap between the antenna rows is equal to 13 μm .





fields at differen

3. Conclusion

In this paper, a new electric field optical sensor was introduced, which has a segmented electrode structure and uses the meander line antenna design. The suggested sensor shows good sensitivity by matching the appropriate impedance, matching the speed of the radio and optical field groups, as well as benefiting from a high filling factor. In the proposed design, the parameters of the meander line structure have been optimized for the best performance.

References

- [1] J. Zhang, X. Wan, Y. Li, Z. Zhao, and C. Li, "An integrated electro-optic magnetic field sensor based on reflected Mach-Zehnder interferometer," Optik (Stuttg)., vol. 157, pp. 315–318, Mar. 2018, doi: 10.1016/j.ijleo.2017.11.095.
- [2] J. Zhang, Z. Zhao, C. Li, and Y. Li, "Broad-Band Integrated Optical Electric Field Sensor Using Reflection Mach-Zehnder Waveguide Modulator," http://dx.doi.org/10.1080/01468030.2017.1357770, vol. 36, no. 4–5, pp. 157–164, Sep. 2017, doi: 10.1080/01468030.2017.1357770.
- [3] J. Zhang, D. Yang, C. Zhang, and Z. Zhao, "A Single Chip LiNbO3 Photonic 2D Electric Field Sensor Using Two Perpendicular Electrodes," IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 32, no. 23, pp. 1501– 1504, Dec. 2020, doi: 10.1109/LPT.2020.3038280.
- [4] J. Zhang, Y. Li, C. Jiang, and Z. Zhao, "Optical Waveguide Electric Field Sensor Based on Dual Parallel Mach-Zehnder Interferometer," IEEE Sens. J., vol. 21, no. 18, pp. 20099–20106, Sep. 2021, doi: 10.1109/JSEN.2021.3099975.
- [5] Z. Fuwen, C. Fushen and Q. Kun, "An integrated electro-optic E-field sensor with segmented electrodes", Microwave and Optical Technology Letters, vol. 40, no. 4, pp. 302-305, 2004.





تصویربرداری شبح کوانتومی تمام دیجیتال با استفاده از الگوهای تولید شده توسط مدل آیزینگ

حميدرضا عليايي مقدم، محمود حسيني فرزاد

ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، بخش فیزیک

چکیده- ما الگوهای روشنایی جدیدی را برای سیستمهای تمام-دیجیتال تصویر برداری شبح کوانتومی (GI) ارائه میکنیم. الگوهای دیجیتال با استفاده از مدل معروف فرومغناطیسی آیزینگ تولید شده و به عنوان هولوگرام های تولید شده توسط کامپیوتر بر روی مدولاتورهای فضایی نور (SLM) ذخیره می شوند. به طور کلی، الگوهای آیزینگ تحت تأثیر دو پارامتر دما (T) و میدان مغناطیسی (H) قرار می گیرند. در اینجا، میدان مغناطیسی را صفر اختیار میکنیم و روشی را برای اعمال الگوهای آیزینگ ساخته شده توسط کامپیوتر داری

کلید واژه - تصویر بر داری شبح، مدل آیزینگ

All-digital quantum ghost imaging using patterns generated by the Ising model

Hamidreza Oliaei-Moghadam and Mahmood Hosseini-Farzad

Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran

oliaeimoghaddam@gmail.com

hosseinif@shirazu.ac.ir

Abstract- We present new illumination patterns for quantum ghost imaging (GI) systems that are entirely digital. The digital patterns are produced using the well-known ferromagnetic Ising model and stored as computer-generated holograms on spatial light modulators (SLM). In general, Ising patterns are affected by two parameters: temperature (T) and magnetic field (H). Here, we set H to 0 and offer a method for applying Ising patterns made with various T values to produce high-quality images in relation to the random pattern scheme.

Keywords: Ghost imaging, Ising model

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

1. Introduction

GI is an alternative imaging technology that may be employed in both the quantum [1,2] and classical regimes [3,4]. This technique has received a lot of attention in recent years due to its advantages over traditional imaging, including super-resolution, superior picture quality in a challenging optical environment, and higher detection sensitivity [5,6].

GI reconstructs an image of the object or scene using the correlation data between the object beam and the reference beam. After the object beam illuminates the object, all transmitted light is monitored by а single-pixel detector. Simultaneously, the reference beam, without any interaction with the object, is monitored by a spatial resolution detector (an imaging detector). The spatial information of the object cannot be determined independently by any of the detectors. But considering that the two beams are spatially correlated, the image of the object can be reconstructed using the data of both detectors [2,7].

Correlation of the object beam and the reference beam can be caused by a quantum source (entangled photons) or a classical source (pseudothermal light).

Traditional quantum ghost imaging uses a single element, a raster-scanned imaging detector, which significantly lowers the system's overall effective quantum efficiency in relation to the number of pixels in the image. The ideal imaging detector would be a detector array; however, the cumulative noise of such arrays is too high to accurately measure a single photon's position within the field of view [8].

Earlier raster scanning implementations evolved to all-digital quantum ghost imaging, which only uses two single-pixel detectors and a set of pre-computed binary intensity fluctuation patterns.

In this technique, the reference beam interacts with an SLM while the object beam (signal photon) interacts with the object. The resemblance of the item to the pattern shown on the SLM is determined by two-photon detection of the signal and idler photons. This technique proposes a more economically advantageous utilisation of photons for quantum imaging [9]. However, to reconstruct a good quality image, many measurements must be performed. Earlier single pixel imaging methods used random patterns; later Hadamard [12] and Fourier patterns [11] were used, which led to much better results. In this paper, we present new illumination patterns for single-pixel quantum imaging systems. These patterns are generated by the Ising model, a wellknown ferromagnetic model [13]. Ising patterns GI have some benefits, such as quick detection of the location and approximate size of the object (objects) and less background noise.

2. Theory





Ghost imaging: The GI imaging method necessitates several measurements. The object is illuminated in each measurement by an expanded light beam with an intensity cross-section of $I_i(x, y)$. After that, a bucket detector gathers and measures all the light that is going through the object. The measured intensity is proportional to [8,9,14]

 $c_i = \iint I_i(x, y) T(x, y) dx dy,$ (1) where T(x, y) is the transmission function of the object. Traditional GI employs a beam with speckle-pattern cross-sections, and image estimate (ghost image) of the object is achieved by

$$T'(x,y) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} (c_i - \langle c \rangle) I_i(x,y), \qquad (2)$$

where $\langle c \rangle$ is the ensemble average over M measurements. A typical setup for all-digital ghost imaging in two classical and quantum regimes is shown in Figs. 1.a and 1.b, respectively. The setup in Fig. 1(a) is commonly called computational ghost imaging and first developed by Shapiro. It should be noted that in the quantum setup (Fig. 1(b)), the measured intensity can be calculated using the coincidence count signal (CCS) for the detectors. The CCS for the detectors at x_1 and x_2 is proportional to the normally ordered correlation function:

$$C(\mathbf{x}_{1}, \mathbf{x}_{2}) = \left| \left\langle 0 \left| \hat{E}^{(+)}(\mathbf{x}_{1}) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{x}_{2}) \right| \psi \right\rangle \right|^{2}.$$
(3)

By adjusting the distances of objects and SML and detectors so that the Gaussian thin lens relationship is established for them, CCS can be rewritten as

$$c_{m} = \int d\mathbf{x}_{1} d\mathbf{x}_{2} C(\mathbf{x}_{1}, \mathbf{x}_{2})$$

$$\propto \sum_{n=1}^{N} |I_{m}(-\boldsymbol{\xi}_{n})|^{2} |T(\boldsymbol{\xi}_{n})|^{2}, \qquad (4)$$

where N is the number of pixels in the SLM. By correctly turning the modulator pixels on and off, beams with the desired cross-section may be produced in SLM-based GI systems. For instance, random patterns might be used to imitate speckle patterns. Here, by "random pattern," we mean a certain number of zeros and ones that are randomly distributed in a two-dimensional array. By multiplying all the elements of these random patterns and subtracting 1 from them, we can get arrays containing the numbers 1 and -1. As a result, a pixel array may be thought of as a spin array that can be studied using statistical models. In real images, adjacent pixels tend to have similar values. With this in mind, we use the Ising model, which considers the interaction of nearest neighbours, driving nearby spins to orient.

Ising model: In statistical mechanics, the Ising model is a well-known model of ferromagnetism. The spins are represented by discrete variables $(s_j = \pm 1)$ specified on a quadratic lattice site in the 2D Ising model. At very low temperatures even if H = 0, it is expected that most of the spins will have the same direction. At very high temperatures on the other hand, the interaction between the spins becomes insignificant, and their orientation becomes random. Therefore, temperature can be regarded as a cause of disorder, and by changing It, the system will transit from the ordered phase to the unordered phase. The magnetization $m = \langle s_i \rangle$,

which behaves differently in two phases, is called the order parameter, and the temperature at which the phase transition occurs is called the critical temperature (T_c).



Fig. 2: Ising patterns at different values of β' . The size of the speckles grows as β' is increased

In this paper, we use spin configurations in the regime of $T > T_c$ to generate the illumination patterns required in all-digital ghost imaging systems. For simplicity, it is more convenient to work with the inverse temperature instead of T. By defining the inverse temperature parameter β = $\frac{1}{k_{R}T}$, the desired regime is $(\beta < \beta_{c})$. For more simplicity, we also divide the β by the β_c to get the dimensionless parameter β' . The spin configuration is completely random if $\beta' = 0$, but magnetic domains can be formed if $\beta' > 0$. Fig. 2 shows examples of these configuration obtained at different β' . As β' increases, so do the number and size of the magnetic domains. When the system reaches its critical point ($\beta' \cong 1$), the magnetic domains appear at all scales Fig. 2(d).

3. Simulation Results and discussion

To simulate GI, we need to simulate object T(x, y) and illumination patterns. Here, we used the logo of Shiraz University as an object that we intended to image. This logo is provided as a 64×64 binary image. Traditionally random patterns used for single pixel imaging systems. By using N = 4096 (64×64) random patterns, one can reconstruct the logo as Fig.3 (b).



(a) Ground truth (b) Random GI

Fig. 3: An object (a) and its ghost image (b) using N = 4096 random patterns. PCC=0.6092

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

It should be noted that to construct a better-quality image, we need to use more samples. But the challenge is to get a better-quality image using fewer samples. To check the quality of the ghost images, we used Pearson correlation coefficient (PCC). PCC is a number between -1 and 1. The more similar the GI is to the object (Ground truth), the closer the PCC is to 1.

For implementing Ising GI, we have generated Ising patterns for several $\beta' = 0, 0.3, 0.55, 0.75$, and 0.9 as a pre-measurement step. We used the $M = 0.3 \times N$ Ising patterns with $\beta' = 0.75$ to get a GI Fig 4 (a), and then we used a threshold to binarize it (Fig. (b)). The binarized GI will approximately show the size and position of the objects in GT, and we used it as an auxiliary mask to generate new patterns using lower $\beta' = 0.55$. By using $M = 0.7 \times N$ samples from the new patterns, we reconstruct a GI with PCC of 0.833 (Fig 4. (d)).

As it is evident from Fig. 3(b) and Fig. 4(c), the result obtained from the Ising model has much less background noise than the random patterns, which has caused the quality of Ising ghost imaging to be 0.23 better than that of random ghost imaging.



(a) $GI \ (\beta = 0.75)$ (b) Binarized GI (c) Ising GI (M=N)

Fig. 4: In total we used N=4096 samples to get the final result (c) with PCC=0.8330

4. Conclusion

Ghost imaging offers several advantages over conventional imaging, such as improved image quality in a harsh optical environment and higher detection sensitivity. Even with all its advantages, GI has a serious disadvantage. Reconstructing the image requires several measurements, indicating that the imaging speed is inadequate. In quantum imaging systems, photon efficiency is a crucial component in addition to imaging speed. In the modern imaging method that uses SLM, it is possible to achieve a better imaging speed and better photon efficiency by choosing suitable patterns and algorithms. With the help of new pattern sets (Ising patterns) and an application strategy we developed for them, we were able to reconstruct ghost images with very little background noise and with

significantly fewer measurements than the conventional GI.

References

- [1] H. Wang, S. Han, and M. I. Kolobov, "Quantum limits of super-resolution of optical sparse objects via sparsity constraint," Opt. Express, Vol. 20, pp. 23235-23252, 2012.
- [2] C. Moodley and A. Forbes, 2022. "Super-resolved quantum ghost imaging," Scientific Reports, 12(1), pp.1-9.
- [3] A. Valencia, G. Scarcelli, M. D'Angelo, and Y. Shih, "Two-Photon Imaging with Thermal Light," Phys. Rev. Lett. Vol. 94, 063601, 2005.
- [4]] L. Basano and P. Ottonello, "Experiment in lensless ghost imaging with thermal light," Appl. Phys. Lett. Vol. 89, 091109, 2006.
- [5] R. E. Meyers, K. S. Deacon, and Y. Shih, "Turbulence-free ghost imaging," Appl. Phys. Lett. Vol.98, 111115, 2011.
- [6] C. Fan, C. Qiao, D. Shi, H. Shen, J. Zhang, P. Zhang, and Y. Wang, "Two-wavelength ghost imaging through atmospheric turbulence," Opt. Express Vol.21, pp. 2050-2064, 2013.
- [7] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, and L. A. Lugiato, "Quantum and Classical Coincidence Imaging," Phys. Rev. Lett. Vol. 92, 093602, 2004.
- [8] M. J. Padgett and R. W. Boyd, "An introduction to ghost imaging: quantum and classical," Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 375, 20160233, 2017.
- [9] P. Zerom, K. W. C. Chan, J. C. Howell, and R. W. Boyd, "Entangled-photon compressive ghost imaging," Phys. Rev. A Vol. 84, 061804(R), 2011.
- [10] J. H. Shapiro, "Computational ghost imaging," Phys. Rev. A Vol. 78, 061802(R), 2008.
- [11] Z. Zhang, X. Ma and J. Zhong, "Single-pixel imaging by means of Fourier spectrum acquisition," Nat. Commun Vol.6, pp.1-6, 2015.
- **[12]** L. Wang and S. Zhao, "Fast reconstructed and highquality ghost imaging with fast Walsh–Hadamard transform," Photonics Res. Vol. 4, pp.240-244, 2016.
- **[13]** I. Herbut, "A modern approach to critical phenomena," Cambridge University Press, pp. 1 22, 2007.
- [14] D. S. Simon, G. Jaeger, and A. V. Sergienko, Quantum Metrol. Imaging, Commun. pp.131–158, 2017.



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



سوییچ زنی و دینامیک لیزر سالیتون های کاواک خود پالسی

احمدرضا صمدی، منصور اسلامی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

چکیده- سالیتون های کاواک به دلیل اینکه توانایی بالقوه ای برای استفاده در مدارات منطقی تمام نوری به عنوان بیت اطلاعات دارند توجهات زیادی را در اپتیک غیرخطی جلب کرده اند. دینامیک خودپالسی در سالیتون های کاواک می تواند ویژگی های جدیدی به این المان های منطقی نوری اضافه کند، نظیر رفتار تحریک پذیر و رفتار جمعی. لیزرهای نیم رسانا با جاذب اشباع پذیر یکی از بسترهای مناسب برای تحقق چنین دینامیکی برای سالیتون های کاواک هستند که در این مقاله از آنها برای مطالعه شرایط سوییچ زنی و همچنین دینامیک سالیتون های کاواک هستند مد است.

کليد واژه- ساليتون هاي کاواک، خود پالسي، جاذب اشباع پذير

Switching and dynamical characteristics of self-pulsing laser cavity solitons

Ahmadreza Samadi, Mansour Eslami

A.samadi07@gmail.com

Abstract- Cavity solitons have attracted a lot of attention in nonlinear optics due to their potential ability to be used in all-optical logic circuits as information bits. Self-pulsing dynamics of cavity solitons can add new features to these optical logic elements, such as excitable and collective behavior. Semiconductor lasers with saturable absorbers is one of the suitable platforms to realize such dynamics for cavity solitons, which is used in this article to study the switching conditions and also the dynamics of self-pulsing cavity solitons. Keywords: Cavity Solitons, self-pulsing, saturable absorbers

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

1. Introduction

Cavity solitons (CSs) are bright (dark) intensity peaks (dips) over a dark (bright) homogeneous background. They arise in the coherent field transmitted by nonlinear optical resonators, and are generated through diffraction-mediated lightmatter interaction which leads to field selflocalization within the cavity [1]. CSs occur in broad-area optical devices, under conditions where patterned state coexists with a stable a homogeneous emission profile with low intensity. The resulting profile thus shows a number of bright spots (CSs) embedded in a darker background, which are bistable in the sense that they can be switched on and off by means of coherent pulses or incoherent injections [2]. CSs are independent from the system's boundaries and from each other, provided that they remain separated by at least a critical distance. CSs have typical been experimentally demonstrated in broad area, driven vertical cavity surface emitting laser (VCSELs) operated as amplifiers, i.e., biased slightly below the lasing threshold [3].

In a laser with a saturable absorber (LSA) it is possible to achieve the optimal condition where a patterned stationary state coexists with a dark state of pure spontaneous emission corresponding to a laser below threshold [4]. Under this condition the contrast between the CSs and the homogeneous background is maximum. On the other hand, since such a device will be able to generate CSs without an external holding beam, it is the realization of a cavity soliton laser. LSA also display a rich variety of nonlinear dynamics due to the interplay between the two media inside the cavity, i.e., the amplifier and the absorber. One such interesting dynamics is that of the self-pulsing where pulsation of CSs occurs in its optimal form as the system returns to off state in every cycle with a repetition time of about 1 ns [5]. Self-pulsation occurs in LSA owing to the Andronov-Hopf bifurcation that creates passively Q-switched CSs, i.e. pulses that are localized both in space and in time. In this article, we focus on the switching process and show in particular that there are two available bands of switching amplitudes (energies) leading to selfpulsing CSs. Parameter-dependent dynamical behavior of self-pulsing CSs has also been investigated in terms of trajectories in sub-spaces and oscillation frequencies.

Model equations and parameters are presented in section 2, switching process is discussed in section

3, dynamical self-pulsing CSs are detailed in section 4 and conclusions are drawn in section 5.



Fig. 1. Schematic representation of a VCSEL with an intracavity saturable absorber. DBR, QW, and SA stand for distributed Bragg reflector, quantum well, and saturable absorber, respectively.

2. The model

The system of interest is a VCSEL type broad-area semiconductor laser with intracavity saturable absorber schematically shown in Fig. 1. We consider a slightly modified set of equations with respect to [6], which include the effects of radiative recombination of carriers through the quadratic decay terms $-B_1D^2$ and $-B_2d^2$:

$$\dot{F} = [(1-i\alpha)D + (1-i\beta)d - 1 + i\nabla_{\perp}^2]F \qquad (1a)$$

$$\dot{D} = b_1 [\mu - D(1 + |F|^2) - B_1 D^2]$$
 (1b)

$$\dot{d} = b_2[-\gamma - d(1+s |F|^2) - B_2 d^2]$$
(1c)

where F is the slowly varying amplitude of the electric field and D and d are population variables related to the carrier densities in the active and passive materials, respectively. The parameters α and b_1 (β and b_2) are the linewidth enhancement factor and the ratio of the photon lifetime to the carrier lifetime in the active (passive) material, μ is the pump parameter of the active material, γ measures absorption in the passive material and s is the saturation parameter. The ratio of the carrier lifetime in the amplifier to that in the absorber is denoted by r and is used as a control parameter here. Although r is fixed in the fabrication process of the semiconductor materials, it is possible to use the pump parameter to achieve the same effects. For more details of the definition of these parameters see [7]. The values of the fixed parameters are $\alpha=2$, $\beta = 1$, B=0.1, $\gamma = 2$, s=1 and b₁=0.01 and $\mu = 5$. The integration is done with a time step of dt=0.05 and space step of dx=0.5 corresponding to time unit of few ps and simulation box size of $256 \times 256 \ \mu m$ [7]. Convergence of the algorithm is guaranteed by maintaining $dt < dx^2/4$ and the effects of spontaneous emission noise are simulated adding stochastic terms in the form of Gaussian white-noise sources with zero mean and unit variance,

uncorrelated both in time and in space. The stability of the results are verified through long simulation times.

3. Coherent switching of self-pulsing CSs

For switching self-pulsing cavity solitons, we use a coherent switching method by an address beam in the following Gaussian shape:

$$F_{inj}(i,j) = F_{inj}e^{i\phi_{inj}}e^{\frac{([(x-x_0)dx]^2 + [(y-y_0)dy]^2)}{2w^2}}$$
(2)

where F_{inj} is the injection amplitude, ϕ_{inj} and w are the phase and width incident on the location (x_0, y_0) during injection time of t_{inj}. We have set the phase of the address pulse equal to zero which means that the injected pulse is in phase with the field inside the cavity. Also, the pulse width w=2 is kept constant and we change the amplitude and injection time to optimize the switching process. The governing physical mechanism in the coherent method is explained by the population inversion created by the address pulse, which creates an additional population inversion and gain at the point of incidence in the transverse plane. However, keeping the light spot stable and giving it its soliton character require other mechanisms, put forward by interactions between nonlinearity related to the material, diffraction, and loss/feedback related to the cavity geometry.

Using injection duration of 2 ns, we find available bands of injection amplitudes for a successful switching of self-pulsing CSs, shown in Fig. 2. We observe that with the increase of r, we need lower values of switching amplitudes (energy). In the gaps between these allowed bands and beyond them, the switching leads to the spatiotemporal chaos. In Fig. 3 we have shown the trajectories of a successful switching and an unsuccessful switching leading to spatiotemporal chaos. Self-pulsing cavity soliton branch is then found in the range of 1.68 to 1.80 preceding by stationary CSs, as shown in Fig. 4.



Fig. 2 The allowed amplitudes for successful switching of self-pulsing CSs in r scan.



Fig. 3. Trajectories in argand plane for (a) successful switching leading to self-pulsing CS and (b) failed switching leading to spatiotemporal chaos.



Fig. 4. Stationary and self-pulsing CS branches in r scan. Amplitude of oscillation for selfpulsing CSs are shown by vertical bars.



with r=1.77. Time is shown by colours according to the colour bars on the right.

4. Dynamical behaviour of self-pulsing CSs

After a short transient dynamic followed by a successful switching of self-pulsing CSs, the CS begins emitting regular pulses. As an example, the trajectories of a self-pulsing CS in the intensity-gain and intensity-phase subspaces are shown in Fig. 5. In Fig.5a, one observes a clear increase (and depletion) of optical gain shortly before (and after) the pulse is emitted by the CS. In Fig.5b instead we see that the phase of self-pulsing CSs freely sweeps across the entire range when pulses are emitted one after the other.

Depending on the value of the control parameter, r, different self-pulsing dynamics is expected from CSs, see Fig. 6 for representations of the dynamics in the complex plane with increasing r. They are also shown in Fig.7 (with the exception of the stationary CS in Fig.6a) in terms of intensity time traces and power spectrum of oscillations. Frequency components involved in the pulsations

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

are depicted in Fig.8 for the entire range of available r values. It is seen that on the one hand the frequency components are equally spaced for every r value, and on the other hand more frequency components are added to the oscillations when r is increased.

5. Conclusions

Considering a broad-area semiconductor laser with saturable absorber, we numerically studied the selfpulsing regimes of cavity solitons. We particularly characterized and explained switching conditions and existence range of self-pulsing CSs. We also investigated the dynamical behavior of self-pulsing CSs and presented their trajectories in complex planes. Their oscillation features including power spectra have also been detailed.



Fig. 6. Different dynamics of self-pulsing CSs in the complex plane representation for (a) r=1.67, (b) r=1.75, (c) r=1.77, and (d) r=1.81.



Fig. 7 Diagrams of time variations of the CS intensity and the corresponding power spectra. r values for the top, middle and bottom rows are respectively equal to 1.75, 1.77 and 1.81.



Fig. 8. Various frequency components involved in pulsations for every r value. Note that there are more than one frequency involved in a selfpulsating CS and they are shown by colours.

References

- [1] L.A. Lugiato, IEEE J. Quantum Electron. QE-39, 193 (2003) and references therein
- [2] E. Taghavi, M. Eslami, and R. Kheradmand, "Coherent and incoherent switching of cavity solitons in an optically injected VCSEL," Journal of Optics, vol. 21, no. 1, pp. 015402, 2018.
- [3] F. Prati, P. Caccia, G. Tissoni, L. A. Lugiato, K. Mahmoud Aghdami, and H. Tajalli, "Effects of carrier radiative recombination on a VCSEL-based cavity soliton laser," *Applied Physics B*, vol. 88, no. 3, pp. 405-410, 2007/08/01, 2007.
- [4] H. Vahed, F. Prati, M. Turconi, S. Barland, and G. Tissoni, "Periodic and chaotic solitons in a semiconductor laser with saturable absorber," *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 372, no. 2027, pp. 20140016, 2014.
- [5] T. Ackemann, W. Firth, and G. L. Oppo, "Fundamentals and applications of spatial dissipative solitons in photonic devices," *Advances in atomic, molecular, and optical physics,* vol. 57, pp. 323-421, 2009.
- [6] M. Bache, F. Prati, G. Tissoni, R. Kheradmand, L. Lugiato, I. Protsenko, and M. Brambilla, "Cavity soliton laser based on VCSEL with saturable absorber," *Applied Physics B*, vol. 81, no. 7, pp. 913-920, 2005.
- [7] K. Talouneh, C. Rimoldi, R. Kheradmand, G. Tissoni, and M. Eslami, "Control of spatiotemporal rogue waves by harmonic pump modulation in a semiconductor laser with a saturable absorber," *Physical Review A*, vol. 102, no. 3, pp. 033508, 2020.



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



پیش بینی خصوصیات هندسی روکش کاری لیزری با استفاده از شبکه عصبی مصنوعی و عصبی فازی تطبیقی

ابراهیم غلامی و سعید باطبی

دانشکده فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

e-gholami@phd.guilan.ac.ir , s_batebi@guilan.ac.ir

چکیده – با استفاده از یک لیزر فیبر ۲ کیلووات پیوسته، در ۲۷ نمونه با پارامترهای ورودی مختلف، پودر فولادHP-4P را بر روی زیر لایه فولادSt37 روکش داده و عرض و ارتفاع لایه روکشی هر نمونه را اندازهگیری میکنیم. سپس با استفاده از دادههای بهدستآمده بهنجارشده، از مدلهای شبکه عصبی مصنوعی و عصبی فازی تطبیقی جهت پیشبینی خصوصیات هندسی روکش استفاده کرده و عملکرد آنها را مورد ارزیابی قرار میدهیم. نتایج بهدستآمده نشان میدهد که هر دو مدل طراحیشده کارآمد بوده ولسی مسدل شبکه عصبی مصنوعی دارای دقت بیشتری است.

کلیدواژه- روکشکاری لیزری، شبکه عصبی مصنوعی، عصبی فازی تطبیقی

Prediction of Geometric Characteristics of Laser Cladding Using ANN & ANFIS

Ebrahim Gholami, Saeed Batebi

Department of Physics, University of Guilan, Rasht

e-gholami@phd.guilan.ac.ir , s_batebi@guilan.ac.ir

Abstract- Using a CW- 2kW fiber laser, in 27 samples with different input parameters, 17-4PH steel powder is cladded on the St37 steel substrate and the width and height of the cladding layer of each sample are measured. Then, using normalized obtained data, ANN and ANFIS models are used to predict the cladding geometry characteristics and evaluate their performance. The obtained results show that each method is efficient but the ANN model is more accurate.

Keywords: Laser cladding, Artificial neural network, Adaptive neuro-fuzzy

مابین روکش و مواد زیرلایه است و اساساً به نسبت عناصر ترکیب شده مابین زیرلایه و مواد روکش کاری در مذاب شکل داده شده برمی گردد و از رابطه (۱) محاسبه می شود. نسبت هندسی، نسبت عرض به ارتفاع روکش، یکی دیگر از پارامترهای نشان دهنده کیفیت روکش است. نسبت هندسی از رابطه (۲) بدست می آید که هرچه درصد آمیختگی کمتر و نسبت هندسی بالاتر باشد، روکش ایجاد شده دارای کیفیت بهتری است [۱].



شكل ۱ - سطح مقطع روكش

$$d = \frac{d}{d+h} \times 100\% \tag{1}$$

$$AR = \frac{n}{h} \tag{(1)}$$

بین عرض و ارتفاع روکش ایجادشده و پارامترهای فرایند شامل توان لیزر،سرعت روبش لیزر و نرخ تغذیه پودر یک ارتباط غیرخطی وجود دارد. بدینصورت که با تغییر هرکدام از این پارامترها خواص هندسی روکش ایجادشده و درنتیجه کیفیت روکش تغییر میکند. اندازه گیری پارامترهای مذکور با مشاهده سطح مقطع روکش و اندازه گیری عرض و ارتفاع آن صورت می گیرد.



شکل۲- روکش کاری لیزری

مقدمه

در فرایند روکشکاری لیزری هندسه روکش نقش مهمی را در تعیین کیفیت روکش ایفا میکند. خصوصیات هندسی شامل عرض، ارتفاع ، نسبت هندسی و درصد آمیختگی به پارامترهای ورودی فرایند همچون توان لیزر، سرعت روبش ليزر، نرخ تغذيه پودر، ميزان گاز محافظ فرودی، قطر باریکه لیزر و خصوصیات ماده پودر و زیرلایه برمی گردد [۱]. جهت پیدا کردن ارتباط بین پارامترهای ورودی و خروجی و رسیدن به حالت مطلوب می بایستی تعداد زیادی آزمایش صورت گیرد که این فرایند اندازهگیری خواص روکش را زمانبر و پرهزینه میسازد. ازاینرو دستیابی به یک مدل کارآمد و دقیق که با تعداد مشخصی از دادههای تجربی به پیشبینی خواص موردنظر بپردازد، از اهمیت زیادی برخورداراست. پیشبینی خواص هندسي روكش يك مسئله رگرسيون غيرخطي چندمتغيره است که از روشهای آماری و استخراج داده بر طبق کارهای تجربی استفاده می شود. در این میان روش های یادگیری ماشین بهصورت یک ابزار کارآمد جهت توصیف ارتباط غيرخطي مابين پارامترهاي ورودي و خروجي فرایند روکشکاری لیزری استفاده می شود. در سالهای اخیر از شبکههای عصبی جهت پیشبینی خواص روکش استفادهشده است [۲]. در اینجا به پیشبینی خواص هندسی روکش ماده St37 بر روی زیرلایه St37 با استفاده از مدلهای شبکه عصبی مصنوعی و شبکه عصبی فازی تطبیقی پرداخته و عملکرد آنها را جهت رسيدن به يک روکش مطلوب مورد مقايسه و ارزيابي قرارمی دهیم.

تئوری و مبانی نظری

پارامترهایی که کیفیت روکش کاری را تعیین می کند؛ آمیختگی و نسبت هندسی است. آمیختگی، نسبت ترکیب تغذیه پودر و لایه خروجی با ۲ نورون عرض و ارتفاع روکش و تعداد دو لایه مخفی با ۴ نورون در هر لایه است.



شکل۴-دادههای بهنجار شده عرض و ارتفاع نمونه های روکش شده

٪۷۰ دادهها را آموزش، ٪۱۵ را اعتبارسنجی و ۱۵٪ را دادههای آزمایش در نظر گرفته و از الگوریتم آموزشی لونبرگ– مارکوارت استفاده می کنیم. نتایج مربوط به رگرسیون دسته دادههای مذکور در شکل ۶ مشخص است.



شکل۵- مدل شبکه عصبی مصنوعی با دو خروجی



شکل⁹- رگرسیون مربوط به دادههای آموزش،اعتبارسنجی و آزمایش در مرحله بعد از ترکیب شبکه عصبی و منطق فازی به شکل مدل سیستم استنتاجی عصبی فازی تطبیقی (انفیس)

روش آزمایش

از لیزر فیبر دو کیلووات پیوسته با قطر باریکه یک میلیمتر در کانون جهت انجام روکش پودر 4PH-17 بر روی زیرلایه St37 استفاده میکنیم.در اینجا پارامترهای ورودی فرایند شامل توان لیزر، سرعت روبش لیزر و نرخ تغذیه پودر را هرکدام در سه سطح مختلف بهصورت جدول(۱) در نظر میگیریم. تعداد کل آزمایشهای ممکن عدل 13 = 32 است که نمونه خطوط روکش شده در شکل قابل مشاهده است. با انجام عملیات روکشکاری هر نمونه روکش، عرض و ارتفاع روکش ایجادشده را بعد از یک سری فرایند شیمیایی و فیزیکی مشخص با استفاده از میکروسکوپ نوری اندازه گیری میکنیم.

جدول ۱- توان لیزر،سرعت روبش لیزر و نرخ تغذیه پودر در ۳ سطح مختلف

نرخ تغذیه پودر (گرم بر دقیقه)	سرعت روبش لیزر (میلیمتر بر ثانیه)	توان ليزر (وات)
۴	۵	40.
۵	۶	۵۵۰
۶	٧	۶۵۰



شکل۳- نمونه خطوط روکش شده

نتايج و بحث

قبل از به کارگیری هر نوع مدل میبایستی دادههای تجربی بهدست آمده از عرض و ارتفاع روکش را مطابق شکل ۴ بهنجار کنیم. در مدل سازی با استفاده از شبکه عصبی مصنوعی کمترین خطای پیش بینی با یک شبکه عصبی پیش رونده با دو خروجی نسبت به دو شبکه عصبی مجزا به دست می آید. شبکه طراحی شده مطابق شکل ۵ شامل لایه ورودی با ۳ نورون توان لیزر، سرعت روبش لیزر و نرخ

استفاده می کنیم. از آنجایی که در این مدل می توانیم فقط یک خروجی داشته باشیم از این رو برای هر دو خروجی عرض و ارتفاع رو کش دو شبکه مجزا را تشکیل می دهیم. بعد از انجام آز مایش های مختلف، بهترین حالت ممکن با تعداد ۳ گره در هر ورودی برای هر شبکه مطابق شکل با تعداد ۳ می آید که نتایج مربوط به رگرسیون مدل های طراحی شده را می توان در شکل های ۸ و ۹ مشاهده کرد.



شکل۷-الگوریتم شبکه عصبی فازی با تک خروجی



شکل۸- نمودار دادهای عرض روکش برحسب دادههای پیش بینیشده



شکل۹- نمودار دادهای ارتفاع روکش برحسب دادههای پیشبینی شده

معیار عملکرد مدلهای به کاربرده شده، مقدار خطای اندازه گیری است که می توان از مقدار ضریب همبستگی و مقدار خطای جذر میانگین مربعات استفاده کرد؛ به طوری که هرچه ضریب همبستگی بیشتر و مقدار خطای جذر میانگین مربعات کمتر باشد آن مدل دارای دقت بیشتری است [۳]. با توجه به نتایج مندرج در جدول ۳،

شبکه عصبی مصنوعی در پیشبینی عرض و پهنای روکش نسبت به شبکه عصبی فازی دارای عملکرد بهتری است. جدول۲-نتایج اندازه گیری مدلهای شبکه عصبی مصنوعی و عصبی فازی

ضریب همبستگی	خطای جذر میانگین مربعات	مدل	خصوصیات هندسی
•/٩٩	۰/۰۵	عصبى مصنوعى	عرض
٠/٨٢	•/•۶٨	عصبی فازی	رو نس
•/٩٩	۰/۰۵	عصبى مصنوعى	ارتفاع
٠/٩٣	۰/۰ ۸۵	عصبی فازی	رو کش

نتيجهگيرى

دو مدل شبکه عصبی مصنوعی و عصبی فازی در پیشبینی خصوصیات هندسی روکش کارآمد هستند؛ با این تفاوت که شبکه عصبی مصنوعی با دقت بیشتری نسبت به شبکه عصبی فازی عرض و ارتفاع روکش را پیشبینی میکند. لازم بذکر است از شبکه عصبی مصنوعی میتوان جهت تعیین سایر خواص روکش در فرایند روکشکاری لیزری نیز بهره جست.

مرجعها

- [1] Cavaliere, P., A. Silvello, and A. Perrone, *Laser Cladding of Metals*. 2021: Springer.
- [2] Ye, J., et al., Predictions of in-situ melt pool geometric signatures via machine learning techniques for laser metal deposition. International Journal of Computer Integrated Manufacturing, 2022: p. 1-17.
- [3] Mondal, S., A. Bandyopadhyay, and P.K. Pal, Application of artificial neural network for the prediction of laser cladding process characteristics at Taguchi-based optimized condition. Advanced Manufacturing Technology, 2014. 70(9): p. 2151



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



شبیهسازی بهداماندازی نوری ذرات در ابعاد میکرومتر داخل تراشه میکروسیال

مرضیه رجبعلی پور، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی

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

m.rajabalipour@Mail.sbu.ac.ir, a arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده – از زمان کار ا شکین و همکارانش در سال ۱۹۷۰، د ستکاری نوری سلولهای بیولوژیکی جذابیت روزافزونی در میان جامعه علمی بد ست آورده ا ست که امکان د ستکاری سلولها را بدون تماس فیزیکی و بدون تأثیرگذاری بر قابلیت زندهمانی آنها فراهم می کند. در این مقاله یک تکنیک برای بهداماندازی ذرات میکرومتری داخل تراشه میکروسیال با استفاده از دو باریکه واگرا خروجی از دو فیبر نوری متقابل با توان ۲۰۰ میلیوات و طول موج ۶۳۲ نانومتر پیشنهاد می شود. این رویکرد می تواند امکان بهداماندازی ذرات میکرومتری (قطر ۵ میکرومتر تا ۲۰ میکرومتر) داخل تراشه میکروسیال را با تقریب اپتیک هندستی (قطر ذرات بزرگ تر از طول موج نور) فراهم کند. در اینجا ابتدا م سیر حرکت ذره به سمت محل تله با حل معادلات نویر ا ستوکس نشانداده شده ا ست. سپس توزیع نیروهای وارد به ذره با ادغام نیروهای مربوط به باریکه لیزر و سیال محاسبه و نحوه بهداماندازی ذرات به قطرهای ۵، ۱۰

کلیدواژه - انبرک نوری، بهداماندازی نوری در تراشه میکروسیال، تراشه میکروسیال، دستکاری نوری

Simulation of optical trapping of micrometer-sized particles inside a microfluidic chip

Marziyeh rajabalipour, Atoosa Sadat Arabanian, Reza massudi

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

m.rajabalipour@Mail.sbu.ac.ir, a arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract- Since the work of Ashkin and his colleagues in 1970, optical manipulation of biological cells has gained increasing interest among the scientific community. It provides the possibility of manipulating cells without physical contact and without affecting their viability. In this article, a technique for trapping micrometer particles a inside microfluidic chip is proposed using two divergent beams emerging from two mutual optical fibers with a power of 200 mW and a wavelength of 632 nm. This approach can provide the possibility of trapping micrometer particles (diameter 5 μ m to 20 μ m) inside the microfluidic chip with geometric optics approximation (particle diameter larger than the wavelength of light). Here, first, the trajectory of the particle towards the trap location is shown by solving the Navier-Stokes equations. Then, the distribution of the forces entering the particle is calculated by integrating the forces related to the laser beam and fluid, and the way to trap the particles with a diameters of 5, 10, 20 microns is displayed inside the chip.

Keywords: Microfluidic chip, Optical manipulation, Optical trapping in microfluidic chip, Optical tweezer

اصول و تئوری

اگر یک باریکه لیزر به یک کره شفاف تابانده شود برای محاسبه نیروی کل باریکه فرودی باید نیروهای اپتیکی ناشی از تمامی عبورها و بازتابهای باریکه را در نظر گرفت. در این حالت نیروی وارد بر یک ذره دقیقاً برابر با تغییر تکانه دره در طول زمان است که به صورت رابطه ۱ تعریف می شود:

 $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \tag{1}$

رابطه تغییرات تکانه با توان باریکه فرودی بهصورت رابطه ۲ تعریف میشود[۴]:

 $\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{n P_{Beam}}{c} \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \tag{(Y)}$

r دراینرابطه r سرعت نور در خلأ، P_{Beam} توان نور فرودی، r ضریب شکست محیط سیال، $\frac{k}{|\vec{k}|}$ بردار یکه باریکه فرودی است. چون تغییرات تکانه متناسب با توان نور فرودی است در نتیجه نیرو نیز با توان نور فرودی متناسب است. نیروی کل نوری وارد بر ذره، \vec{F}_{ray} به دو مؤلفهٔ نیروی پراکندگی اپتیکی $\vec{F}_{ray,s}$ که به در راستای پرتوی فرودی و نیروی \mathcal{T}_{lego} فرودی و نیروی برتوی فرودی و نیروی پرتوی فرودی وارد می شود به صورت رابطه r تعریف می شود [4]:

 $\vec{F}_{ray} = \vec{F}_{ray,s} + \vec{F}_{ray,g}$ (۳) که نیروی پراکندگی ناشی از تمامی عبورها و بازتابهای

باریکه به صورت رابطه ۴ بدست می آید: n

 $\vec{F}_{ray,s} = \frac{n}{c} P_{Beam} Q_s \hat{r}_{\parallel} \tag{(f)}$

 Q_s در اینجا \hat{r}_{\parallel} بردار یکه در جهت انتشار باریکه و Q_s = 1 - $R\cos(\pi - 2 heta)$

$$+\frac{T^2(\cos(2\theta-2r)+R\cos(2\theta))}{1+R^2+2R\cos(2r)} \tag{(b)}$$

در این رابطه T ضریب عبور، R ضریب بازتاب، θ زاویه تابش پرتو به ذره، r زاویه شکست پرتو داخل ذره است و نیروی گرادیان ناشی از تمام عبورها و بازتاب های باریکه بهصورت

مقدمه

انبر کهای نوری ابزارهایی برای بهداماندازی، دستکاری و مرتبسازی ذرات کوچک هستند. اهمیت بهداماندازی ذرات میکرونی بیش از هر چیز خود را در علوم پزشکی، بیولوژی، غذایی و دارویی نشان میدهد. باتوجهبه اینکه ابعاد اکثر سلولها از مرتبهی میکرومتر است جداسازی آنها امری بسیار مهم در زمینهی بیولوژی و شیمی میباشد. همچنین کاربرد مهم دیگر در این حوزه تشکیل اسفروئید است که با جمع آوري سلولها در يک نقطه و ايجاد چسبندگي سلولي مناسب امکان کشت سه بعدی سلول را بدون نیاز به داربست فراهم میکند. این پدیده برای مطالعه روی سلولهای سرطانی در سالهای اخیر از اهمیت بالایی برخوردار بوده است[۱]. از دیگر کاربردهای به دام انداختن سلول ها در داخل کانال های میکروسیال، مرتب کردن آنها بسته به ویژگی های خاص آنها (ابعاد یا جنس ذره) است[۲]. در سال های اخیر روش های متعددی برای به دام اندازی ذرات در سیستم های میکروسیال مورد استفاده قرار گرفته است. استفاده از فیبرهای نوری به دلیل انعطاف پذیری بالا، اندازه بسیار کوچکتر نسبت به عدسی های شیئی و نقطه عطفی در این پیشرفتها بوده است[۳]. هدف از این مقاله شبیه سازی یک تله نوری در تراشه میکروسیال با استفاده از دو باریکه واگرا خروجی از دو فیبر نوری متقابل می باشد. طراحی تراشه میکروسیال به گونهای می باشد که انبرکها (فیبر) هم راستا و در جهت مخالف هم و در راستای عمود بر میکروکانال هدایت کننده جریان سیال حاوی ذرات میکرونی قرار دارند و با محاسبه مسیر حرکت ذرات و تمامی نیروهای وارد بر ذرات داخل سیال (اعم از نیروهای نوری و هیدرودینامیکی سیال) امکان به دام اندازی ذرات با ابعاد مختلف توسط انبرك نورى داخل تراشه ميكروسيال مورد بررسی قرار می گیرد. رابطه ۶ بدست میآید: $ec{F}_{ray,g}=rac{n}{c}P_{Beam}\,Q_g\,\,\hat{r}_{\perp}$ (۶) در اینجا \hat{r}_{\perp} بردار یکه در جهت عمود بر انتشار باریکه و Q_a :

 $Q_g = R \sin(2\theta) + \frac{T^2(\sin(2\theta - 2r) + R \sin(2\theta))}{1 + R^2 + 2R \cos(2r)}$ (Y)

در روابط $(\Delta e_{1}, e_{2}, e$

در شبیه سازی به دام اندازی ذرات داخل تراشه میکروسیال علاوه بر روابط نیروهای نوری، روابط نیروهای هیدرودینامیکی نیز در نتیجه نهایی اثر گذار خواهند بود و باید آنها را در نظر گرفت که مهم ترین آن نیروی پسار استوکس (رابطه ۹) خواهد بود و برای به دست آوردن آن از حل معادله نویر استوکس ساده شده استفاده می شود. رابطه ۸ معادله نویر استوکس ساده شده (با در نظر گرفتن شرایط پایدار زمانی) را معرفی می کند [۵].

(A) $\Psi \nabla^2 \vec{V} = \nabla P$ (A) در این رابطه μ ویسکوزیته سیال، \vec{V} سرعت سیال و ∇P \mathcal{P} رادیان فشار بوده که معادل نیرویی است که به دلیل اختلاف فشار به ذره داخل سیال از اطراف وارد می شود. با حل معادله ۸ نیروی پساراستوکس توسط رابطه ۹ به صورت زیر بدست می آید.

$$ec{F}=6\pi\mu Rig(ec{V}_{\infty}-ec{V}ig)$$
 (۹)
در این رابطه $ec{V}$ سرعت سیال اطراف ذره و $ec{V}_{\infty}$ سرعت
سیال در فواصل دور از ذره و R شعاع ذره است[۵].

نتايج شبيهسازى

تله نوری طراحی شده جهت بهداماندازی ذرات میکرونی سیلیکا داخل تراشه میکروسیال مطابق شکل ۱ متشکل از یک کانال ورودی محلول نمونه (۱) (به طول ۴۰۰ میکرومتر و عرض ۸۰ میکرومتر) و دو کانال ورودی جریان بافر (۲) (به طول ۸۰ میکرومتر و عرض ۲۵ میکرومتر) و دو فیبر

نوری همراستای متقابل (۳) میباشد. باریکه لیزری با طول موج ۶۳۲ نانومتر و توان ۲۰۰ میلیوات بهوسیله فیبر نوری از دو طرف میکرو کانال به ذرات ۱۰ میکرومتری داخل سیال نیروی نوری وارد میکند.



شکل ۱: هندسه کانال متشکل از ورودی محلول نمونه (۱)، دو ورودی جریان بافر (۲)، فیبرنوری (۳)

برای شبیه سازی تله نوری در تراشه میکروسیال از نرمافزار کامسول نسخه ۸/۶ استفاده می شود. ابتدا توزیع سرعت سیال در میکروسیال با استفاده از ماژول جریان آرام و معادله نویر استوکس رابطه ۸ مورد بررسی قرار می گیرد. توزیع سرعت سیال داخل میکروکانال به صورت شکل ۲ بدست می آید. همان طور که در شکل مشخص است به علت تقارن مسئله، ورود جریان بافر باعث ایجاد فشار یکسانی از دو طرف به سیال حاوی ذرات می شود که توزیع سرعت در محل تله نوری بین دو فیبر را یکنواخت می کند. سیال در حالت جریان آرام با سرعت m/s – ۱۰ × ۵/۱ حرکت می-کند و سرعت آن برای هر سه ورودی کانال ها یکسان است.



شکل ۲: توزیع سرعت سیال در میکرو کانالهای: ورودی محلول نمونه (۱)، جریان بافر (۲)، فیبر نوری (۳) سپس نیروهای وارد شده به ذره از طرف سیال با واردکردن پارامترهای موردنیاز (ویسکوزیته سیال pa.s/۹ و شعاعهای مختلف ذره) محاسبه میشوند. برای بررسی تله نوری در

رژیم اپتیک هندسی از ماژول ردیابی پرتو استفاده می شود و نیروهای نوری در این ماژول به ذره وارد می شوند. بدین ترتیب توزیع برآیند نیروها در محل تله مطابق شکل ۳ بدست می آید و ذره در ناحیه کمینه نیرو یعنی در محل بین دو فیبر نوری به دام می افتد.



شکل ۴ مسیر حرکت ذرات میکرومتری سیلیکا (قطر ۱۰ میکرون) را به سمت محل تله و به دام افتادن دو ذره را در محل دام (مشخص شده با پیکان) نشان میدهد. باتوجهبه توزیع نیروهای شکل ۳، در شکل ۴ حرکت برخی از ذرات (ذرات اطراف دو ذره بهدامافتاده) به بالا و پایین محل تله نشاندادهشده است.



شکل۴: به دام افتادن ذرات سیلیکا با قطر ۱۰ میکرون داخل میکروکانال در محل بین دو فیبر نوری

در ادامه شبیه سازی ها، مشاهده شد که به ازای توان های نوری ۱۳۰ و ۲۵۰ میلی وات خروجی از فیبر های نوری، ذرات سیلیکا با قطر ۵µ*m* و ۲۰µ۳ به دام می افتند.

نتيجهگيرى

نتایج شبیهسازی برای ذرات با ابعاد متفاوت نشان میدهد که پارامترهای بسیاری نظیر (سایز ذره، توان لیزر،و ...)، در پایداری تله نوری نقش دارند. در این مقاله شبیهسازی تله نوری با دو باریکه نوری واگرا خروجی از دو فیبر نوری متقابل داخل تراشه میکروسیال در تقریب اپتیک هندسی ارائه شد. بررسی نتایج شبیهسازی برای دو پارامتر سایز ذره و توان لیزر نشان داد که بهازای ابعاد ذره (۵ و ۱۰ و ۲۰ میکرون) به ترتیب توانهای (۱۳۰ و ۲۰۰ و ۲۵۰ میلیوات) لازم است تا یک تله پایدار بدست آید. دردستداشتن یک شبیهسازی مناسب کمک میکند تا با تغییر این پارامترها به یک تله پایدار با خواص موردنیاز و مطابق با کاربرد موردنظر تراشه میکروسیال دستیافت.

مرجعها

- Fontes, A., et al., Measuring electrical and mechanical properties of red blood cells with double optical tweezers. J Biomed Opt, 2008. 13(1): p. 014001.
- [2] Li, Y., Z. Guo, and S. Qu, *Living cell* manipulation in a microfluidic device by femtosecond optical tweezers. Optics and Lasers in Engineering, 2014. 55: p. 150-154.
- [3] Zhan, W., M. Yang, and W. Song, Optical fiberbased manipulation of microparticles in microfluidic channel through thermal convection. Applied Physics Express, 2019. 12(12): p. 122004.
- [4] Ashkin, A., et al., Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. Optics Letters, 1986. 11(5): p. 288-290.
- [5] Fujii, T., PDMS-based microfluidic devices for biomedical applications. Microelectronic Engineering ,2002 .61-62 :p. 907-914.



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



بهبود جذب نور در سلولهای خورشیدی ارگانیکی پلاسمونیکی با ترکیب نانوکرههای نقرهای روکش شده با اکسید قلع ایندیوم

خجسته زارعی، فرزین امامی

دانشگاه صنعتی شیراز

چکیده– در این مقاله، شبیه سازی سلول خور شیدی ارگانیکی پلا سمونیکی نانوکره هسته– روکش Ag@ITO انجام شده است. از روش دامنه زمانی تفاضل محدود سه بعدی (FDTD) برای تجزیه و تحلیل استفاده شده است. تأثیر ضخامت روکش و مواد روکش بر عملکرد نوری سلول خورشیدی ارگانیکی پلاسمونیکی بررسی شدند. نشان داده شد که استفاده از اکسید قلع ایندیم (ITO)، بعنوان روکش محافظ برای هسته نانوکره نقره (Ag)، مناسب تر از استفاده دی اکسید سیلیسیم (SiO₂) بعنوان روکش محافظ است. در واقع، اســـتفاده از اکســید قلع ایندیم بعنوان روکش مناسب تر از استفاده دی اکسید سیلیسیم (SiO₂) بعنوان روکش محافظ است. در واقع، پلا سمونیکی شده است. علاوه بر این، با افزایش ضخامت روکش اکسید قلع ایندیم از ۱ نانومتر به ۵ نانومتر، هیچ تغییری در بهبود جذب حا صل نشده است، در حالیکه در مورد دی اکسید سیلیسیم، با افزایش ضخامت این روکش، توان جذب سلول خور شیدی ارگانیکی پلاسمونیکی، کاهش می یابد.

كليد واژه- نانوكره، پلاسمونيك، سلول خور شيدى ارگانيكى، بهبود جذب.

Improving Optical Absorption in Plasmonic Organic Solar Cells by Incorporating Indium Tin Oxide-Coated Silver Nano-Spheres

Khojasteh Zarei, Farzin Emami

Shiraz University of Technology, Kh.Zarei@sutech.ac.ir, Emami@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a simulation of a core-shell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell, is done. A 3-D finite-difference time-domain method (FDTD) is used for analysis. The influence of the shell thickness and the shell materials on the optical performance of the plasmonic organic solar cell, are investigated. It was shown that the use of ITO, as a protective coating for the Ag nano-sphere core, was more appropriate than using SiO₂ as a protective coating. Indeed, using ITO as a nano-sphere coating of Ag, has led to increase power absorption in the structure of the plasmonic organic solar cell. Furthermore, by increasing the thickness of the ITO coating from 1nm to 5nm, no change in the absorption enhancement has been achieved; whereas in the case of SiO₂, by increasing the thickness of this coating, power absorption of the plasmonic organic solar cell, would be decreased.

Keywords: nano-sphere, plasmonic, organic solar cell, absorption enhancement.

1. Introduction

The characteristics of organic solar cells (OSCs), such as semi-transparency, large-scale fabrication, flexibility etc., make them promising photovoltaic technologies for converting solar energy into electricity [1]. Although the performance of OSCs has improved rapidly in recent years, the efficiency of the devices still lags behind the inorganic photovoltaics [2]. To increase the light absorption of OSCs, researchers have shown that many types of plasmonic nano-spheres have been adapted in the active layer of OSCs with excellent photoelectrical properties, which are suitable for improving the efficiency of OSCs [3]. Metal nano-spheres have been used to get effective light trapping in the plasmonic organic solar cells because metal nanospheres in the active layer lead to localized surface plasmon resonances [4]. Bare metal nano-spheres have a short lifetime in the plasmonic organic solar cell, because quickly oxidized under ambient conditions [5]. To remove this problem, should protect nano-spheres with dielectric shells [6]. Researchers have shown that embedding Ag nanospheres with a SiO₂ shell, leads to an increase in intrinsic optical absorption in a P3HT: PCBM active layer relative to the case without the Ag nanospheres and the bare Ag nano-spheres [7]. In another research, the researchers have shown that the shell thickness effect from Au@SiO2 integration of metal nano-spheres in plasmonic organic solar cells has been investigated as a pathway to improve photovoltaic performance [8]. In this study, an organic solar cell is simulated with incorporation of Ag@ITO nano-spheres by using 3D finitedifference time-domain (FDTD) method. The effect of the indium tin oxide coating on the performance of light in an organic plasmonic solar cell is investigated, too.

2. Theory, structure and mathematical calculation

Generally, an organic solar cell consists of an insulation oxide substrate, a transparent conductive oxide layer acts as an anode that allows light to reach the active layer, a hole transporting layer that prevents electrons from reaching the anode, an active layer, where most of the incident energy is absorbed to generate excitons and a metallic cathode [9]. The basic structure of the organic solar cell is presented in Fig. 1.



Fig. 1: Structure of a plasmonic organic solar cell

A periodic square array of Ag nano-spheres with ITO shell in the active layer and electromagnetic field distribution is embedded in an organic solar cell. Periodic boundary conditions are set along xdirection and y-direction. The incident light is a plane wave propagating at normal incidence along the z-direction with a wavelength varying between 350nm and 700nm. The chosen optical wavelength is 450 nm, because other optical wavelengths have a sharp decrease in absorption observed with nanosphere incorporation. ITO is as an anode with 180nm thickness. Al is as a cathode with 100nm thickness. PEDOT: PSS is a buffer layer with 20nm thickness and P3HT: PCBM is a very thin active layer. To optimize optical absorption enhancement, an ultra-thin ITO shell is needed. The electric field localization stimulated by Ag nano-spheres with and without ITO shell. Ag is selected as the metal core. Due to low absorption and localized surface plasmon resonance wavelength corresponds to the spectrum of organic materials. ITO is selected as a dielectric shell due to its transparency.

3. Simulation results

The absorption enhancement in the active layer of P3HT: PCBM with a thickness of 50nm is calculated. The nano-spheres spacing is considered with the periodic of 50nm. Simulation results are shown in Fig. 2 for several of Ag nano-spheres core diameters (30nm-70nm) without ITO coating.


Similar results for calculated absorption enhancement inside the 50nm thick P3HT: PCBM active layer, by the period 150nm for several of Ag nano-spheres core diameters without ITO coating, are illustrated in Fig. 3.



The absorption is very low when nano-spheres are very close to each other and absorption enhancement is less than one. When the period increases, a higher value of absorption enhancement is obtained. This can be explained that as the nanospheres become larger, they penetrate more into the P3HT: PCBM active layer. Thus, the spatial concentration of energy associated with the nearfield plasmonic resonance of nano-spheres provides more photons to be absorbed within the P3HT: PCBM active layer. Power absorption inside the P3HT: PCBM active layer of Ag nano-spheres without ITO coating is 0.25 for a wavelength of 450nm. When the nano-spheres are placed near the active region, the electric field intensity, focused near the nano-spheres, can increase absorption because of localized surface plasmon resonance. In this simulation, the active layer thickness is fixed at 50nm. The period is considered to be 160nm and the diameter of the Ag nano-spheres core is 50nm. For these parameters, the influence of the shell thicknesses, on power absorption, is studied while the shell thicknesses are varied from 1nm to 5nm. Effect of Ag nano-spheres core with ITO shell with the thickness of 1nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell is shown in Fig. 4.



Power absorption inside the P3HT: PCBM active layer of Ag nano-spheres core with ITO shell thickness of 1nm is 0.37 for a wavelength of 450nm. Effect of Ag nano-spheres core with SiO₂ shell thickness of 1nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell is shown in Fig. 5.



Silicon dioxide is chosen as a protective coating for transparency. Amount of power absorption at wavelength 450nm for SiO_2 shell thickness of 1nm is 0.34 which is less than the amount of Ag nanospheres core with ITO shell thickness of 1nm. This can be explained by the fact that the refractive index of protective coating material has an effect on the optical absorption enhancement. The influence of Ag nano-spheres core with ITO shell thickness of 5nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell, is shown in Fig. 6.



At a wavelength of 450nm, the absorption power in the P3HT: PCBM active layer is equal to a shell thickness of 1nm. Therefore, by increasing the thickness of the ITO shell there is no effect on power absorption and does not decrease the amount of power absorption. ITO has attractive properties including transparency and a high level of transmittance in the visible region as well as its electrical conductivity which is unique. Effect of Ag nano-spheres core with SiO_2 shell thickness of 5nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell, is shown in Fig. 7.



Fig. 7: Power absorption for Ag nano-spheres with SiO₂ dielectric shell of 5nm

At the wavelength of 450nm, the power absorption inside the P3HT: PCBM active layer has decreased due to the increase in the thickness of the SiO₂ shell and its value has reached 0.33. Thus, the amount of power absorption decreases by increasing thickness of SiO₂ shell. The influence of the increasing shell thickness on optical absorption enhancement was studied and results are presented in Fig. 8.



Fig. 8: Effect of ITO dielectric shell and SiO₂ dielectric shell on Absorption Enhancement

It is shown that increasing shell thickness of SiO_2 rapidly decreases the optical absorption enhancement, but by increasing shell thickness of ITO, there is negligible decrease on optical absorption enhancement due to the properties of ITO material. Therefore, absorption enhancement makes better by changing the refractive index of the protective coating materials.

4. Conclusions

Application of ITO as a dielectric shell for the Ag nano-spheres core was more appropriate than using SiO₂. In fact, ITO increases power absorption in the structure of the plasmonic organic solar cell. By increasing the thickness of the ITO coating from 1 nm to 5 nm, no change in the power absorption has been achieved, contrary to SiO₂ coating, which by increasing the thickness of the coating the amount of power absorption, decreases. The core-shell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell is more stable than Ag@SiO₂ nano-sphere plasmonic organic solar cell. The cost of the coreshell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell is lower than Ag@SiO₂ nano-sphere plasmonic organic solar cell.

References

- [1] S. Liu, Y. Sun, L. Chen, Q. Zhang, X. Li, and J. Shuai, "Review Plasmonic Nanostructures for Efficiency Enhancement of Organic Solar Cells," *Materials Today Physics*, Vol. 24, pp. 100680, 2022.
- [2] L. Shabani, A. Mohammadi, and T. Jalali, "Numerical study of plasmonic effects of Ag nanoparticles embedded in the active layer on performance polymer organic solar cells," *Plasmonics*, Vol. 17, pp. 491-504, 2022.
- [3] K. Chan et al., "Plasmonics in organic and perovskite solar cells: optical and electrical effects," *Advanced Optical Materials*, Vol. 5, pp. 1600698, 2017.
- [4] A. Ciesielski, D. Switlik, T. Szoplik, "General rules for incorporating noble metal nanoparticles in organic solar cells," *Metamaterials XI*, pp. 102270R, 2017.
- [5] K. Zarei, F. Emami, "Absorption enhancement and efficiency improvement of an organic solar cell embedded with core-shell Au@ ITO nanoparticles," *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 52, pp.1-14, 2020.
- [6] K. Yao et al., "Plasmonic metal nanoparticles with core–bishell structure for high-performance organic and perovskite solar cells," *ACS nano*, Vol. 13, pp. 5397-5409, 2019.
- [7] K. N'Konou, L. Peres, P. Torchio, "Optical absorption modeling of plasmonic organic solar cells embedding silica-coated silver nanospheres, Plasmonics," *Plasmonics*, Vol. 13, pp. 297–303, 2018.
- [8] K. N'Konou et al., "Effect of shell thickness of goldsilica core-shell nanospheres embedded in an organic buffer matrix for plasmonic solar cells," *Journal of Applied Physics*, Vol. 123, pp. 063102, 2018.
- [9] P. Mandal, "Application of plasmonics in solar cell efficiency improvement: a brief review on recent progress," *Plasmonics*, Vol. 17, pp. 1-21, 2022.



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



بهبود جذب نور در سلول های خورشیدی ارگانیکی پلاسمونیکی با ترکیب نانوکره های نقره ای روکش شده با اکسید قلع ایندیوم

خجسته زارعی، فرزین امامی

دانشگاه صنعتی شیراز Kh.Zarei@sutech.ac.ir, Emami@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله، شبیه سازی سلول خور شیدی ارگانیکی پلاسمونیکی نانوکره هسته – روکش Ag@ITO مخامت روکش و مواد روکش بر روش دامنه زمانی تفاضل محدود سه بعدی (FDTD) برای تجزیه و تحلیل استفاده شده است. تأثیر ضخامت روکش و مواد روکش بر عملکرد نوری سلول خورشیدی ارگانیکی پلاسمونیکی بررسی شدند. نشان داده شد که استفاده از اکسید قلع ایندیم (ITO)، بعنوان روکش محافظ برای هسته نانوکره نقره (Ag)، مناسب تر از استفاده دی اکسید سیلیسیم (SiO₂) بعنوان روکش محافظ است. در واقع، اســتفاده از اکسـید قلع ایندیم بعنوان روکش نانوکره نقره، منجر به افزایش توان جذب در سـاختار سـلول خورشـیدی ارگانیکی پلا سمونیکی شده است. علاوه بر این، با افزایش ضخامت روکش اکسید قلع ایندیم از ۱ نانومتر به ۵ نانومتر، هیچ تغییری در بهبود جذب حاصل نشده است. در حالیکه در مورد دی اکسید سیلیسیم، با افزایش ضخامت این روکش، توان جذب سلول خور ایدی از گانیکی پلاسمونیکی، کاهش می یابد.

كليد واژه- نانوكره، پلاسمونيك، سلول خورشيدي ارگانيكي، بهبود جذب.

Improving Optical Absorption in Plasmonic Organic Solar Cells by Incorporating Indium Tin Oxide-Coated Silver Nano-Spheres

Khojasteh Zarei, Farzin Emami

Shiraz University of Technology, Kh.Zarei@sutech.ac.ir, Emami@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a simulation of a core-shell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell, is done. A 3-D finite-difference time-domain method (FDTD) is used for analysis. The influence of the shell thickness and the shell materials on the optical performance of the plasmonic organic solar cell, are investigated. It was shown that the use of ITO, as a protective coating for the Ag nano-sphere core, was more appropriate than using SiO₂ as a protective coating. Indeed, using ITO as a nano-sphere coating of Ag, has led to increase power absorption in the structure of the plasmonic organic solar cell. Furthermore, by increasing the thickness of the ITO coating from 1nm to 5nm, no change in the absorption enhancement has been achieved; whereas in the case of SiO₂, by increasing the thickness of this coating, power absorption of the plasmonic organic solar cell, would be decreased.

Keywords: nano-sphere, plasmonic, organic solar cell, absorption enhancement.

1. Introduction

The characteristics of organic solar cells (OSCs), such as semi-transparency, large-scale fabrication, flexibility etc., make them promising photovoltaic technologies for converting solar energy into electricity [1]. Although the performance of OSCs has improved rapidly in recent years, the efficiency of the devices still lags behind the inorganic photovoltaics [2]. To increase the light absorption of OSCs, researchers have shown that many types of plasmonic nano-spheres have been adapted in the active layer of OSCs with excellent photoelectrical properties, which are suitable for improving the efficiency of OSCs [3]. Metal nano-spheres have been used to get effective light trapping in the plasmonic organic solar cells because metal nanospheres in the active layer lead to localized surface plasmon resonances [4]. Bare metal nano-spheres have a short lifetime in the plasmonic organic solar cell, because quickly oxidized under ambient conditions [5]. To remove this problem, should protect nano-spheres with dielectric shells [6]. Researchers have shown that embedding Ag nanospheres with a SiO₂ shell, leads to an increase in intrinsic optical absorption in a P3HT: PCBM active layer relative to the case without the Ag nanospheres and the bare Ag nano-spheres [7]. In another research, the researchers have shown that the shell thickness effect from Au@SiO2 integration of metal nano-spheres in plasmonic organic solar cells has been investigated as a pathway to improve photovoltaic performance [8]. In this study, an organic solar cell is simulated with incorporation of Ag@ITO nano-spheres by using 3D finitedifference time-domain (FDTD) method. The effect of the indium tin oxide coating on the performance of light in an organic plasmonic solar cell is investigated, too.

2. Theory, structure and mathematical calculation

Generally, an organic solar cell consists of an insulation oxide substrate, a transparent conductive oxide layer acts as an anode that allows light to reach the active layer, a hole transporting layer that prevents electrons from reaching the anode, an active layer, where most of the incident energy is absorbed to generate excitons and a metallic cathode [9]. The basic structure of the organic solar cell is presented in Fig. 1.



Fig. 1: Structure of a plasmonic organic solar cell

A periodic square array of Ag nano-spheres with ITO shell in the active layer and electromagnetic field distribution is embedded in an organic solar cell. Periodic boundary conditions are set along xdirection and y-direction. The incident light is a plane wave propagating at normal incidence along the z-direction with a wavelength varying between 350nm and 700nm. The chosen optical wavelength is 450 nm, because other optical wavelengths have a sharp decrease in absorption observed with nanosphere incorporation. ITO is as an anode with 180nm thickness. Al is as a cathode with 100nm thickness. PEDOT: PSS is a buffer layer with 20nm thickness and P3HT: PCBM is a very thin active layer. To optimize optical absorption enhancement, an ultra-thin ITO shell is needed. The electric field localization stimulated by Ag nano-spheres with and without ITO shell. Ag is selected as the metal core. Due to low absorption and localized surface plasmon resonance wavelength corresponds to the spectrum of organic materials. ITO is selected as a dielectric shell due to its transparency.

3. Simulation results

The absorption enhancement in the active layer of P3HT: PCBM with a thickness of 50nm is calculated. The nano-spheres spacing is considered with the periodic of 50nm. Simulation results are shown in Fig. 2 for several of Ag nano-spheres core diameters (30nm-70nm) without ITO coating.



Similar results for calculated absorption enhancement inside the 50nm thick P3HT: PCBM active layer, by the period 150nm for several of Ag nano-spheres core diameters without ITO coating, are illustrated in Fig. 3.



The absorption is very low when nano-spheres are very close to each other and absorption enhancement is less than one. When the period increases, a higher value of absorption enhancement is obtained. This can be explained that as the nanospheres become larger, they penetrate more into the P3HT: PCBM active layer. Thus, the spatial concentration of energy associated with the nearfield plasmonic resonance of nano-spheres provides more photons to be absorbed within the P3HT: PCBM active layer. Power absorption inside the P3HT: PCBM active layer of Ag nano-spheres without ITO coating is 0.25 for a wavelength of 450nm. When the nano-spheres are placed near the active region, the electric field intensity, focused near the nano-spheres, can increase absorption because of localized surface plasmon resonance. In this simulation, the active layer thickness is fixed at 50nm. The period is considered to be 160nm and the diameter of the Ag nano-spheres core is 50nm. For these parameters, the influence of the shell thicknesses, on power absorption, is studied while the shell thicknesses are varied from 1nm to 5nm. Effect of Ag nano-spheres core with ITO shell with the thickness of 1nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell is shown in Fig. 4.



Power absorption inside the P3HT: PCBM active layer of Ag nano-spheres core with ITO shell thickness of 1nm is 0.37 for a wavelength of 450nm. Effect of Ag nano-spheres core with SiO₂ shell thickness of 1nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell is shown in Fig. 5.



Silicon dioxide is chosen as a protective coating for transparency. Amount of power absorption at wavelength 450nm for SiO_2 shell thickness of 1nm is 0.34 which is less than the amount of Ag nanospheres core with ITO shell thickness of 1nm. This can be explained by the fact that the refractive index of protective coating material has an effect on the optical absorption enhancement. The influence of Ag nano-spheres core with ITO shell thickness of 5nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell, is shown in Fig. 6.



At a wavelength of 450nm, the absorption power in the P3HT: PCBM active layer is equal to a shell thickness of 1nm. Therefore, by increasing the thickness of the ITO shell there is no effect on power absorption and does not decrease the amount of power absorption. ITO has attractive properties including transparency and a high level of transmittance in the visible region as well as its electrical conductivity which is unique. Effect of Ag nano-spheres core with SiO_2 shell thickness of 5nm on the power absorption of the plasmonic organic solar cell, is shown in Fig. 7.



Fig. 7: Power absorption for Ag nano-spheres with SiO₂ dielectric shell of 5nm

At the wavelength of 450nm, the power absorption inside the P3HT: PCBM active layer has decreased due to the increase in the thickness of the SiO₂ shell and its value has reached 0.33. Thus, the amount of power absorption decreases by increasing thickness of SiO₂ shell. The influence of the increasing shell thickness on optical absorption enhancement was studied and results are presented in Fig. 8.



Fig. 8: Effect of ITO dielectric shell and SiO₂ dielectric shell on Absorption Enhancement

It is shown that increasing shell thickness of SiO_2 rapidly decreases the optical absorption enhancement, but by increasing shell thickness of ITO, there is negligible decrease on optical absorption enhancement due to the properties of ITO material. Therefore, absorption enhancement makes better by changing the refractive index of the protective coating materials.

4. Conclusions

Application of ITO as a dielectric shell for the Ag nano-spheres core was more appropriate than using SiO₂. In fact, ITO increases power absorption in the structure of the plasmonic organic solar cell. By increasing the thickness of the ITO coating from 1 nm to 5 nm, no change in the power absorption has been achieved, contrary to SiO₂ coating, which by increasing the thickness of the coating the amount of power absorption, decreases. The core-shell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell is more stable than Ag@SiO₂ nano-sphere plasmonic organic solar cell. The cost of the coreshell Ag@ITO nano-sphere plasmonic organic solar cell is lower than Ag@SiO₂ nano-sphere plasmonic organic solar cell.

References

- [1] S. Liu, Y. Sun, L. Chen, Q. Zhang, X. Li, and J. Shuai, "Review Plasmonic Nanostructures for Efficiency Enhancement of Organic Solar Cells," *Materials Today Physics*, Vol. 24, pp. 100680, 2022.
- [2] L. Shabani, A. Mohammadi, and T. Jalali, "Numerical study of plasmonic effects of Ag nanoparticles embedded in the active layer on performance polymer organic solar cells," *Plasmonics*, Vol. 17, pp. 491-504, 2022.
- [3] K. Chan et al., "Plasmonics in organic and perovskite solar cells: optical and electrical effects," *Advanced Optical Materials*, Vol. 5, pp. 1600698, 2017.
- [4] A. Ciesielski, D. Switlik, T. Szoplik, "General rules for incorporating noble metal nanoparticles in organic solar cells," *Metamaterials XI*, pp. 102270R, 2017.
- [5] K. Zarei, F. Emami, "Absorption enhancement and efficiency improvement of an organic solar cell embedded with core-shell Au@ ITO nanoparticles," *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 52, pp.1-14, 2020.
- [6] K. Yao et al., "Plasmonic metal nanoparticles with core–bishell structure for high-performance organic and perovskite solar cells," *ACS nano*, Vol. 13, pp. 5397-5409, 2019.
- [7] K. N'Konou, L. Peres, P. Torchio, "Optical absorption modeling of plasmonic organic solar cells embedding silica-coated silver nanospheres, Plasmonics," *Plasmonics*, Vol. 13, pp. 297–303, 2018.
- [8] K. N'Konou et al., "Effect of shell thickness of goldsilica core-shell nanospheres embedded in an organic buffer matrix for plasmonic solar cells," *Journal of Applied Physics*, Vol. 123, pp. 063102, 2018.
- [9] P. Mandal, "Application of plasmonics in solar cell efficiency improvement: a brief review on recent progress," *Plasmonics*, Vol. 17, pp. 1-21, 2022.

شبیه سازی الگوی شدت هماهنگ دوم در بلورهای فوتونی غیر خطی مبتنی بر شبه جورشدگی فاز سه بعدی سیده نجمه موسوی^۱، حسن پاکارزاده^۱، محمد محمدی^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، بلوار مدرس، شیراز ۲ دانشکده علوم و فناوری نانو و زیستی - گروه فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

Moosavi.najme68@gmail.com, pakarzadeh@sutech.ac.ir, phymohammadi@gmail.com

چکیده – جور شدگی شبه فاز (QPM) یک روش در اپتیک غیر خطی، برای رسیدن به بالاترین بازدهی انرژی مبادله شده میان امواج نوری در بسامد های متفاوت، با استفاده از مدولاسیون فضایی ضریب غیر خطی مرتبه دوم (⁽²⁾) ماده مورد نظر می باشد. به منظور درک کامل فرایندهای QPM، مدولاسیون فضایی سه بعدی ⁽²⁾χ مورد نیاز است که این مهم، اخیراً به صورت تجربی و آزمایشگاهی به لطف اختراع لیزر فمتو ثانیه بر اساس مهندسی غیر خطی در بلور های فروالکتریک امکان پذیر شده است. در این تحقیق شبه جور شدگی فاز سه بعدی برای تولید هماهنگ دوم در یک سیستم بلوری مکعبی غیر خطی شبیه سازی و همچنین الگوی توزیع شدت برای این سیستم بلوری خاص، به ازای پارامتر های مختلف بررسی شده است . نتایج این تحقیق، به درک کامل و جامع از فرایندهای اپتیک غیر خطی در مواد متناوب سه بعدی کمک می کند.

کلید واژه- بلورهای فوتونی غیر خطی، تولید هماهنگ دوم، شبه جور شدگی فاز

Simulation of second- harmonic intensity pattern in nonlinear photonic crystals based on 3D quasi-phase matching

Seyedeh Najmeh Moosavi¹, Hassan Pakarzadeh¹, Mohammad Mohammadi²

1 Faculty of Physics, Shiraz University of Technology, Modares Boulevard, Shiraz 2 Faculty of Nano and Biological Sciences and Technology - Department of Physics, Persian Gulf University, Bushehr

Moosavi.najme68@gmail.com, pakarzadeh@sutech.ac.ir, phymohammadi@gmail.com

Abstract- Quasi-phase matching (QPM) is a technique in nonlinear optics for achieving efficient energy exchange among optical waves at different frequencies, by spatially modulating the quadratic nonlinearity ($\chi^{(2)}$) of the medium. To realize the full potential of QPM, 3D spatial modulation of $\chi^{(2)}$ is required. This has become experimentally feasible recently thanks to the invention of femtosecond laser- based nonlinearity engineering in ferroelectric crystals. In this research, the three-dimensional quasi-phase matching for the second harmonic generation in a nonlinear cubic crystal system has been simulated and also the intensity distribution pattern for this particular crystal system has been investigated for different parameters. The results of this work contribute to a comprehensive understanding of nonlinear optical processes in 3D periodic media.

Keywords: Nonlinear photonic crystals, quasi-phase matching, second harmonic generation

مقدمه مقدمه نقش های زیبایی که روی بال پروانه ها وجود دارد. خواص نوری ساختارهای متناوب را می توان در سرتاسر ساختارهایی با دوره تناوب یک بعدی که به شکل پشته طبیعت مشاهده کرد از تغییر رنگ سنگ عقیق گرفته تا های لایه نازک هستند، سال ها است که مورد مطالعه

قرار گرفته اند اما بلورهای فوتونی سه بعدی برای اولین بار در سال ۱۹۸۷ توسط یابلونوویچ و جان معرفی شد[۱،۲].

Nonlinear Photonic بلورهای فوتونی غیر خطی (Crystal نامیده می شوند، ریز (Crystal) که به اختصار NPC نامیده می شوند، ریز ساختارهایی با پذیرفتاری غیر خطی مرتبه دو ($^{(2)} \chi$) هستند که به صورت گسترده به منظور کنترل و تولید نور همدوس در فرکانس های جدید مورد استفاده قرار می گیرند[۳].

به لطف اختراع اخیر بلورهای سه بعدی با پذیرفتاری غیر خطی مرتبه دو با استفاده از روش های مهندسی مبتنی بر پالس های لیزری فمتو ثانیه، مطالعات برهمکنش نور با شدت زیاد با بلور های فوتونی غیر خطی سه بعدی، به صورت آزمایشگاهی امکان یذیر شده است[۳].

به صورت واضح مشخص شده است که شرط جور شدگی فاز، نقش بسیار مهمی را در تعیین بازدهی فرایند های پارامتری نوری در اپتیک غیر خطی ایفا می کند. در اصل، به دلیل پاشندگی مواد، موج قطبشی غیر خطی و امواج نوری ساطع شده، با سرعت فاز متفاوتی منتشر می شوند که این امر منجر به تولید یک نور خروجی با شدت کم خواهد شد[۴]. برای حل این مشکل، می توان از دو شکستی محیط برای اطمینان از این که قطبش غیر خطی و امواج نوری ساطع شده، سرعت فاز یکسانی دارند

بهره گرفت. اما از آن جایی که این روش تطبیق فاز دو شکستی نمی تواند در بررسی همه اثرات نوری غیر خطی جدید مورد استفاده قرار گیرد، روش های دیگری برای افزایش بازدهی فرایند تبدیل فرکانسی، تهیه و تدوین شدند. یکی از این روش ها استفاده از شرط شبه جور

شدگی فاز (QPM) [۵–۵]، که شامل مدولاسیون فضایی پذیرفتاری غیر خطی ماده مورد نظر، به منظور جبران عدم تطبیق فاز، با استفاده از بردارهای شبکه متقابل(Reciprocal Lattice Vectors) که به اختصار RLVs نامیده می شوند می باشد[۴].

یکی از ساده ترین فرایند های پارامتری که از آن به عنوان شروع اپتیک غیر خطی یاد می شود، فرایند تولید هماهنگ دوم(Second Harmonic Generation) یا به اصطلاح SHG می باشد که در آن یک پرتو بنیادی قوی، پاسخ غیر خطی ماده مورد نظر را تحریک کرده و در نتیجه آن یک پرتو جدید با بسامد دو برابر پرتو اولیه پدیدار خواهد شد[۳].

در این تحقیق بر آن هستیم که از شبکه های براوه با سیتم بلوری مکعبی، که با استفاده از روش وارونی دامنه فرو الکتریک به وجود آمده اند، استفاده کرده و به ازای RLV های دلخواه، شدت نور خروجی برای QPM سه بعدی در فرایند تولید هماهنگ دوم، شبیه سازی نماییم.

مب**انی نظر**ی

به منظور تجزیه و تحلیل زوایای انتشار SHG اصل ساخت کره غیر خطی ایوالد به کار گرفته شده است. در واقع می توان ادعا کرد که شرط جور شدگی فاز برای تولید هماهنگ دوم در امتداد جهت هایی که انتهای یک RLV روی کره ایوالد قرار دارد اتفاق می افتد. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، مرکز کره ایوالد به فاصله K_1 از RLV ها قرار گرفته و شعاع کره k_7 می باشد که $k_1 e_7 k_1$ بردار موج بنیادی و بردار موج خروجی از بلور بوده و همچنین در این شکل α زاویه انتشار و φ



شکل ۱:کره غیر خطی ایوالد متناظر با بلور های مکعبی غیر خطی برای QPM سه بعدی SHG[۴].

RLV های در دسترس در بلور های فوتونی غیر خطی مکعبی، می تواند به شکل زیر بیان شود [۴]: (۱) $G_{h,k,l}=hG_x+kG_y+lG_z$ (۱) $G_y=(2\pi/\Lambda)\hat{x}$ ، $\hat{y}(\Lambda)=G_y=(2\pi/\Lambda)\hat{z}$ $G_y=(2\pi/\Lambda)\hat{z}$ اعداد صحیح می $G_z=(2\pi/\Lambda)\hat{z}$ باشند. از طرفی با فرض ناچیز بودن شدت موج بنیادی، شدت موج تولید شده QPM در فرایند تولید هماهنگ دوم، از رابطه زیر پیروی می کند[۴]:

 $I_{20} \propto d_{eff^2} |g_{h,k,l}|^{2} sinc^{2} (\frac{\Delta KL}{2})$ (۲) که در این رابطه $d_{eff} = d_{eff} + d_{eff}$ ضرایب $g_{h,k,l}$ فوریه وابسته به بردارهای شبکه متقابل $G_{h,k,l}$ و L هم مسافتی است که موج بنیادی در بلور مورد نظر طی می کند همچنین ΔK اختلاف سرعت فاز موج ورودی و خروجی از بلور می باشد که این کمیت برای مورد خاص فرایند تولید هماهنگ دوم از رابطه زیر پیروی می کند:

$$\Delta K = K_2 - 2K_1 - G_m \tag{(7)}$$

هر چند که RLV های شبکه های مکعبی غیر خطی، با یک معادله یکتا بیان می شوند، اما ضرایب فوریه وابسته به آن ها برای شبکه های گوناگون، متفاوت است. با بررسی نقاط شبکه برای سیستم مکعبی ساده، ضرایب فوریه این ساختار می تواند به صورت زیر بیان شود [۴]:

(٤) (٤) که در این رابطه D چرخه وظیفه نامیده می شود و همچنین H از رابطه زیر پیروی می کند [۴]: H=2π(h²+k²+l²)^{1/2} (۵) در شبکه های مکعبی ساده، چرخه وظیفه نقش بسیار مهمی را در بازدهی نور خروجی از بلور ایفا می کند که به منظور جلوگیری از هم پوشانی نقاط شبکه مکعبی،

این کمیت برای شبکه مکعبی ساده باید کوچک تر یا مساوی با ۵,۰ می باشد. در این تحقیق بر آن هستیم که الگوی توزیع شدت برای نور خروجی از بلور لیتیوم نیوبات (LiNbo3)که با استفاده از روش وارونی دامنه فروالکتریک به وجود آمده را به ازای چرخه های وظیفه گوناگون، در نواحی دور شبیه سازی نماییم.

نتایج شبیه سازی و بحث



شكل ۲: الگوی توزیع شدت QPM هماهنگ دوم خروجی از بلور مكعبی ساده لیتیوم نیوبات، به ازای l=1 و چرخه وظیفه 0.029 .



بیش ترین مقدار چرخه وظیفه که مقدار آن ۵٫۰ است به حد بالا تر و متمرکزتر از شدت، نسبت به بقیه مقادیر D خواهیم رسید.

مراجع

[1] E.Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", Phys.Rev.Lett, Vol.58, pp.2059-2062, 1987.

[2] S.John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", Phys.Rev.Lett, Vol.58, pp.2486-2489, 1987.

[3]Y.Zhang,Y.Sheng,S.Zhu,M.Xiao,W. Krolikowski, "Nonlinear photonic crystals: from 2D to 3D", Optica, Vol.8, pp. 372-380,2021.

[4]Y.Chen, C.Yang, S.Liu, S.Wang, N.Wang, Y.Liu, Y.Sheng, R.Zhao, T.Xu, W. Krolikowski, "Optically induced nonlinear cubic crystal system for 3D Quasi-Phase Matching", Adv.Photonics.Res, Vol.3, pp.2100268(1-9), 2022.

[5]J.A.Armstrong, N.Bloembergen, J.Ducuing, P.S.Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dieelectric", Phys. Rev, Vol. 127, pp. 1918-1939, 1918.

[6]L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M Fejer, R.L. Byer,

W.R.Bosenberg, J.W Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3", Optica. Soc. Am. B, Vol.12, pp.2102-2116, 1995.

[7]S. Zhu, Y. Zhu, N. Ming, "Quasi-Phase-Matched Third-Harmonic Generation in a Quasi-Periodic Optical Superlattice", Science, Vol.278, pp.843-846, 1997.

[8]C. Canalias, V. Pasiskevicius, "Mirrorless optical parametric oscillator", Nat. Photonics, Vol. 1, pp.459-462, 2007.



شکل۳ : الگوی توزیع شدت QPM هماهنگ دوم خروجی از بلور مکعبی ساده لیتیوم نیوبات، به ازای 1=1 و چرخه وظیفه 0.5 .

همان طور که در شکل ۳ و ۲ به صورت واضح مشخص است، کمیت D عامل بسیار مهم و تعیین کننده ای در بازدهی نور خروجی از بلورهای مکعبی ساده می باشد و همچنین شدت هماهنگ دوم خروجی از یک بلور مکعبی ساده با اندازه چرخه وظیفه رابطه مستقیم دارد. در واقع می توان ادعا کرد که شدت هماهنگ دوم با چرخه وظیفه نوسان می کند، هر چه در بلور های مکعبی از نوع ساده، چرخه وظيفه افزايش يابد، با توجه به رابطه (۴) ضرايب فوریه مقادیر بالاتری به خود گرفته و در نتیجه آن، شدت نور خروجی در میدان های دور افزایش پیدا کرده و همان طور که در شکل ۳ مشاهده می شود الگوی شدت برای چرخه وظیفه بزرگ تر، متمرکز تر و پر قدرت تر خواهد بود. در اصل، نقاط روشن در شکل۳ و ۲ نمایان گر دیواره دامنه های وارون فروالکتریک در بلور لیتیوم نیوبات می باشند که برای به دست آوردن بازدهی بیشتر و بالا بردن چرخه وظیفه به صورت عملی و آزمایشگاهی باید اندازه این دامنه های وارون را در بلور مورد نظر افزایش داد.

نتيجه گيرى

در این تحقیق شدت هماهنگ دوم خروجی از یک بلور مکعبی ساده از جنس لیتیوم نیوبات که با استفاده از روش وارونی دامنه فرو الکتریک به وجود آمده بود را در میدان های دور به ازای چرخه های وظیفه متفاوت شبیه سازی کردیم که نتایج شبیه سازی به وضوح تأثیر مستقیم چرخه وظیفه بر بازدهی QPM سه بعدی در تولید هماهنگ دوم در این نوع از بلور های غیر خطی را نشان می دهد. همچنین نتایج شبیه سازی همان طور که در شکل ۳ مشخص است نشان می دهد که ما به ازای





جاذب نوری دو کاناله بلور فوتونی یک بعدی حاوی لایه نقص شبه فلز دیراک-دی الکتریک

بهروز رضائی ، رویا علی فام

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

چکیده – در این مقاله به بررسی خواص جذب نوری بلور فوتونی یک بعدی حاوی لایه نقص شبه فلز دیراک-دی الکتریک با استفاده از روش ماتریس انتقال می پردازیم. نتایج عددی نشان میدهند که ساختار پیشنهادی دارای دو کانال جذب نوری است. نشان داده شده است که فرکانس این کانال ها را می توان با تغییر انرژی فرمی شبه فلز دیراک و زاویه تابش نور کنترل کرد. این نتایج ممکـن است برای طراحی دستگاه های نوری مجتمع بر پایه بلورهای فوتونی مفید باشد.

كليد واژه- بلور فوتونى، شبه فلز ديراك، جاذب نورى، روش ماتريس انتقال.

One-dimensional photonic crystal dual channel optical absorber containing Dirac semimetal-dielectric defect layer

B. Rezaei, R. Alifam

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz

Abstract- In this article, we investigate the optical absorption properties of one-dimensional photonic crystal containing Dirac semimetal-dielectric defect layer using the transfer matrix method. The numerical results show that the proposed structure exhibits two optical absorption channels. It is shown that the frequency of these channels can be controlled by changing the Fermi energy of the Dirac semimetal and the light incident angle. These results may be useful for designing integrated optical devices based on photonic crystals.

Keywords: Photonic crystal, Dirac semimetal, optical absorber, transfer matrix method.

مقدمه

بلورهای فوتونی یک بعدی لایه های متناوب از مواد با ضرایب شکست متفاوت هستند که در یک جهت آرایش یافته اند. به دلیل خاصیت تناوبی و شرط انعکاس براگ، طیف فرکانسی این ساختارها دارای نواحی مجاز و ممنوع (معروف به گاف نواری فوتونی) فرکانس هستند. بلورهای فوتونی به علت دارا بودن گاف نواری فوتونی و خاصیت بازتابی برای محدوده خاصی از طول موج ها، می توانند دارای کاربردهای وسیع از قبیل آینه های دی الکتریک، کاواکهای فابری پرو و فیلترهای نوری باشند [1]. وجود بی نظمی در بلور فوتونی می تواند عملکرد نوری آن را تحت تاثیر قرار دهد. اگر نقص ها در بلور فوتونی به طور مناسب طراحی شوند، می توانند پایه و اساس بسیاری از کاربردها مانند کاواک برای لیزرها، موجبرها و جاذب ها باشند. جاذب های نوری با توجه به ویژگی جالب آنها، تحقیقات قابل توجهی را در زمینه های مختلف از جمله سلولهای خورشیدی فتوولتائیک به خود اختصاص داده اند [۲]. جاذبهای نوری معمولا از فلزات نجيب مانند طلا، نقره و مس ساخته مي شوند، اما به دلیل خواص فلزی، به دست آوردن جاذب نوری کامل قابل تنظیم دشوار است. با توسعه شبیه سازی امواج الكترومغناطيس و فناورى پردازش ميكرو و نانو، دانشمندان انواع جاذبهای نوری کاملی را پیشنهاد کردهاند که می توانند امواج نور را بر اساس ساختارهای مختلف میکرو یا نانو، مانند فرامواد [۳]، فراسطح [۴] و بلورهای فوتونی [۵] به طور کامل جذب کنند. در سالهای اخیر، تلاش های زیادی برای طراحی جاذبهای نوری قابل تنظیم مبتنی بر مواد با ضریب شکست قابل تنظيم مانند گرافن صورت گرفته است [8]. اخيراً نوع جدیدی از ماده کوانتومی بنام شبه فلز دیراک سه بعدی توجه محققین را به خود جلب کرده است [۷]. مهمترین مزیت این ماده در مقایسه با گرافن تحرک پذیری بالای حاملین، مقاومت مغناطيسي فوق العاده بالا و برخي خواص الكتريكي عالى مي باشد. علاوه بر این، شبه فلز دیراک می تواند پاسخ فلزی و دی الکتریک را به ترتیب در فرکانسهای پایین تر و بالاتر از انرژی فرمی آن نشان دهد. همچنین می توان خواص نوری آن را بطور دینامیکی از طریق اعمال ولتاژ خارجی و تغییر انرژی فرمی آن کنترل کرد.

در این مقاله، یک بلور فوتونی یک بعدی متشکل از لایه های دی الکتریک با لایه نقص حاوی شبه فلز دیراک-دی الکتریک در نظر گرفته شده است. خواص جذب نوری این ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال برای قطبش الکتریکی (TE) مورد مطالعه قرار گرفته است و محاسبات عددی تحت نرم افزار متلب انجام یافته است.

روش محاسبات

بلور فوتونی مورد مطالعه با ساختار نامتقارن بصورت $(AB)^9(CMC)(BA)^3$



شكل ۱: نمایش طرح وار بلور فوتونی یک بعدی حاوی لایه نقص

لايه هاى A ، B ، A و C لايه هاى دى الكتريك با ضخامت هاى $B - A_{c}$ و $B - A_{c}$ و ثابتهاى دى $d_{c} = 1 \ \mu m$ ، $d_{B} = 8 \ \mu m$ ، $d_{A} = 4 \ \mu m$ الكتريك $d_{A} = 4 \ \mu m$ و $\epsilon_{B} = 3.9$ ، $\epsilon_{A} = 11.9$ و $\epsilon_{B} = 3.9$ ، $\epsilon_{A} = 11.9$ و تابع دى M شبه فلز ديراك با ضخامت $m = 4.4 \ \mu m$ و تابع دى الكتريك $\sigma_{0} = \epsilon_{b} + i\sigma/\omega\epsilon_{0}$ بيانگر fo الكتريك موثر زمينه، σ_{3} گذردهى خلاء و σ رسانندگى نورى شبه فلز ديراك با قسمتهاى حقيقى و موهومى زير است [y]:

$$\operatorname{Re} \sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{\mathrm{g}k_F}{24\pi} G(\Omega/2) \tag{1}$$

$$\operatorname{Im} \sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{gk_F}{24\pi} \left[\frac{4}{\Omega} \left(1 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{E_F} \right)^2 \right) + 8\Omega \int_0^{\varepsilon_C} \left(\frac{G(\varepsilon) - G(\Omega/2)}{\Omega^2 - 4\varepsilon^2} \right) \varepsilon d\varepsilon \right]$$
(7)

که در آن n(E) , G(E) = n(-E) - n(E) تابع توزیع فرمی، E_F انرژی فرمی، $F = E_F/\hbar v_F$ ممانتوم فرمی، $F_F = E_F/\hbar v_F$ سرعت فرمی، $10^6 m/s$ فرکانس بهنجار، $10^6 m/s$ سرعت فرمی، E_c ، $\varepsilon_c = E_c/E_F$ پاشندگی شبه فلز دیراک خطی نیست، T دما، g بار الکترون، \hbar ثابت کاهش یافته پلانک و g ضریب تبهگنی است. با توجه به شکل ۱، برای قطبش TT راستای انتشار نور در جهت محور

z و میدان الکتریکی در راستای محور x است. ماتریس انتقال لایه *l* ام بصورت زیر است [۸]:

$$M_{l} = \begin{bmatrix} \cos(k_{z,l}d_{l}) & \frac{-i}{q_{l}}\sin(k_{z,l}d_{l}) \\ -iq_{l}\sin(k_{z,l}d_{l}) & \cos(k_{z,l}d_{l}) \end{bmatrix}$$
(7)

 d_l و ε_l ، μ_l ، $k_{z,l} = k_0 \sqrt{\mu_l \varepsilon_l - sin^2(\theta)}$ و l_l و r_l به ترتیب مولفه Z بردار موج، تراوایی مغناطیسی، ثابت دی $q_l = 1$ مخامت لایه l_l ام، θ زاویه نور فرودی، $q_l = q_l$ اکتریک و ضخامت لایه l_l ام، θ زاویه نور است. ماتریس $k_0 = \omega/c$ ، $k_{z,l}/(\mu_l k_0)$ انتقال کل ساختار از حاصلضرب ماتریس انتقال تمام لایه ها حاصل می شود:

$$X = \prod_{l=1}^{N} M_l = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix}$$
(f)

بنابر این ضرایب عبور و بازتاب بصورت زیر حاصل می شوند:

$$t = \frac{2\eta_0}{(\eta_0 x_{22} + \eta_S x_{11}) - (\eta_0 \eta_S x_{12} + x_{21})} \tag{(d)}$$

$$r = \frac{(\eta_0 x_{22} - \eta_s x_{11}) - (\eta_0 \eta_s x_{12} - x_{21})}{(\eta_0 x_{22} + \eta_s x_{11}) - (\eta_0 \eta_s x_{12} + x_{21})} \tag{9}$$

در رابطه فوق برای محیطهای ورودی و خروجی ساختار مورد مطالعه $\eta_{0} = \eta_{s} = \cos(\theta)$ است. با معلوم بودن ضرایب عبور و بازتاب می توان ضریب جذب را طبق رابطه زیر بدست آورد:

$$Ab = 1 - |t|^2 - |r|^2 \tag{Y}$$

نتايج و بحث

در این مقاله، شبه فلز دیراک از جنس شبه بلور Na_3Bi یا $\mathcal{C}_c = 3$ ، $\mathcal{E}_b = 13$ ، g = 4 و دما $\mathcal{C}d_3As_2$ و دما $\mathcal{C}d_3As_2$ با مشخصات $\mathcal{E} = 13$ ، $\mathcal{E} = 30$ و دما $\mathcal{T} = 300K$ با مشخصات $\mathcal{T} = 300K$ است. با در نظر گرفتن پارامترهای ذکر شده، محاسبات عددی بر پایه روش ماتریس انتقال نشان می دهد که در طیف جذبی ساختار مورد مطالعه بلور فوتونی قرار دارند. شکل ۲ طیف عبوری (منحنی آبی رنگ) بلور فوتونی قرار دارند. شکل ۲ طیف عبوری (منحنی آبی رنگ) تراهر تراهرتز نشان می دهد که به ازای انرژی فرمی 20 meV و می شود که به ازای انرژی فرمی 100 g و $f_1 = 4.413THz$ می شود که کانالهای جذبی در فرکانسهای $f_1 = 4.413THz$

و $f_2 = 4.972THz$ و میزان جذب این $f_2 = 4.972THz$ کانالها به ترتیب برابر 0.9847 و 0.9982 است.



مطالعه تحت تابش عمود.

حال اثر انرژی فرمی بر روی طیف جذبی ساختار مورد نظر تحت تابش عمود بررسی می شود. برای این منظور تاثیر انرژی فرمی را بر روی فرکانس کانالهای جذبی و میزان جذب آنها مورد مطالعه قرار می دهیم. شکل ۳ تغییرات فرکانس کانالهای جذبی را بر حسب تابعی از انرژی فرمی شبه فلز دیراک نشان می دهد.



مشاهده می شود که با افزایش انرژی فرمی فرکانس کانالهای جذبی افزایش می یابند، اما میزان افزایش فرکانس کانال جذبی اول (آبی رنگ) بیشتر از کانال جذبی دوم (قرمز رنگ) است و در انرژیهای فرمی بالاتر فاصله فرکانسی دو کانال جذبی کاهش می یابد. نتایج محاسبات نشان می دهد که با تغییر انرژی فرمی در بازه ۲۰ تا ۶۰ میلی الکترون ولت، فرکانس کانال اول در محدوده 4.413 تا 5.11 تراهرتز و کانال دوم در بازه 4.972 تا 5.3 تراهرتز تغییر می کند. همچنین اثر انرژی فرمی بر روی میزان جذب کانالها در شکل ۴ نمایش داده شده 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

نتيجهگيرى

در این مقاله ساختار بلور فوتونی یک بعدی متشکل از لایه های دی الکتریک با لایه نقص حاوی شبه فلز دیراک-دی الکتریک را برای طراحی جاذب نوری دو کاناله در نظر گرفته شد. طیف جذبی ساختار پیشنهادی با تغییر انرژی فرمی شبه فلز دیراک، همچنین زاویه تابش نور فرودی مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان داد که فرکانس کانالهای جذبی و میزان جذب شدیداً به تغییرات انرژی فرمی وابسته است. همچنین معلوم شد که تغییرات انرژی فرمی وابسته است. همچنین معلوم تغییرات زاویه تابش نسبتاً قابل ملاحظه است. جاذبهای نوری قابل تنظیم می توانند در طراحی سلولهای خورشیدی، جاذب های انتخابی و آشکارسازهای حرارتی کاربرد داشته باشند.

مرجعها

- [1] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd Ed., Princeton University, 2008.
- [2] H. Atwater, and A. Polman, "Plasmonics for improved photovoltaic devices", Nat. Mater.9, 205 (2010).
- [3] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith ,and W. J. Padilla, "Perfect metamaterial absorber", Phys. Rev. Lett. 100, 207402 (2008).
- [4] D. Huo, X. Ma, H. Su, C. Wang, and H. Zhao, "Broadband Absorption Based on Thin Refractory Titanium Nitride Patterned Film Metasurface", Nanomaterials 11, 1092 (2021).
- [5] J. Zhou, L. Jin, and Y.B. Pun, "Tunable multichannel nonreciprocal perfect absorber based on resonant absorption", Opt. Lett. 37, 2613-2615 (2012).
- [6] P. Sun, C. You, A. Mahigir, T. Liu, F. Xia, W. Kong, G. Veronis, J. Dowling, L. Dong, and Y. Maojin, "Graphene-based dual-band independently tunable infrared absorber", Nanoscale 10, 15564 (2018).
- [7] Z. K. Liu, *et al*, "Discovery of a three-dimensional topological Dirac semimetal, Na₃Bi", Science 343, 864 (2014).
- [8] E. Hecht, *Optics*, 2nd Ed, Addison-Wesley, 2002.



شکل ۴: اثر انرژی فرمی بر میزان جذب کانالها تحت تابش عمود.

با توجه به شکل ۴ مشاهده می شود که میزان جذب کانال اول ابتدا با افزایش انرژی فرمی، افزایش و سپس کاهش می یابد. اما میزان جذب کانال دوم با افزایش انرژی فرمی رفتار نزولی دارد. نتایج محاسبات نشان می دهد که تنظیم پذیری میزان جذب کانال اول برابر 0.0975 و کانال دوم 0.3413 است. لذا میزان جذب کانال دوم در مقایسه با کانال اول شدیداً به تغییرات انرژی فرمی وابسته است. در نهایت تغییرات فرکانس کانالهای جذبی را بر حسب زاویه تابش نور به ازای مقدار معین انرژی فرمی مورد بررسی قرار می دهیم. نتایج حاصل به ازای انرژی فرمی 20 meV در شکل ۵ نشان داده شده است.



ملاحظه می شود که با افزایش زاویه فرودی، فرکانس هر دو کانال جذبی به سمت مقادیر بالا جابجا می شوند و این تغییرات نسبتاً قابل ملاحظه است. نتایج حاصل نشان می دهند که با تغییر زاویه تابش نور فرودی می توان فرکانس کانالهای جذبی را کنترل نمود.



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



مشخصه یابی آشکار ساز بهمنی تک فوتون احمدرضا رضوی^۱، محمد واحدی^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

¹a_razavi@physics.iust.ac.ir ²mvahedi@iust.ac.ir

چکیده – در این مقاله، چیدمانهای مربوط به مشخصهیابی آ شکار سازهای بهمنی تک فوتون مورد برر سی قرار گرفته و سپس دو نمونه آ شکار ساز بهمنی تک فوتون متعلق به شرکت Thorlabs مشخصه یابی شدند. میزان بهرهی آ شکار سازی تک فوتون (PDE)، ۲۱٪ و ۱۳٪ همچنین نرخ شمارش تاریکی (DCR)،۳۸ تا ۸۸ هر تز و ۴۴ تا ۹۶ هر تز برای دو آ شکارساز بهمنی با میانگین تعداد فوتون در هر پالس ۰۱٫۱اندازه گیری شده است. نتایج نا شان میدهد که دو آ شکار ساز نویز و بهرهی متفاوتی را ارائه میدهند که نان دهندهی وابستگی بالای این پارامترها به فرایند ساخت آ شکارساز میباشد.

کلید واژه- آشکارساز بهمنی تک فوتون، بهرهی آشکارسازی فوتون، نرخ شمارش تاریکی، لیزر تضعیف شده

Characterization of single-photon detectors

Ahmadreza Razavi, Mohammad Vahedi

Physics Department, Iran University of Science and Technology ,Tehran

¹A_razavi@physics.iust.ac.ir ² Mvahedi@iust.ac.ir

Abstract- The setup related to the characterization of single photon avalanche detectors has been investigated and two samples of single photon avalanche detectors owned by Thorlabs have been characterized and the single photon detection efficiency (PDE) is 21% and 13%. Also, we measured the dark count rate (DCR), 38 to 88 Hz and 44 to 96 Hz for two avalanche detectors with an average number of photons per pulse of 0.1. The results showed that two detectors of the same model can provide different noise and gain, which indicates the high dependence of these parameters on the detector manufacturing process.

Keywords: Single photon avalanche diode (SPAD), Photon detection efficiency (PDE), Dark count rate (DCR), Attenuated laser

آشکارساز های بهمنی باید در دمای پایین کار کنند تا نرخ شمارش تاریکی ناشی از تحرکات حرارتی کاهش یابد. اما این کاهش دما برای همه ی آشکارسازهای بهمنی به یک میزان نرخ شمارش تاریک را کاهش نمیدهد که به علت وابستگی نرخ شمارش تاریک به ساختار قطعه میباشد. مشاهده شده است که آشکارسازهای بهمنی ایندیوم گالیوم آرسنید (InGaAs) و ژرمانیوم (Ge) نرخ شمارش تاریکی نسبتاً بالاتری در مقایسه با آشکارسازهای بهمنی سیلیکونی، دارند[۷].

بهرهی آشکارسازی فوتون(PDE) به عنوان احتمال اینکه سیستم آشکارساز سیگنال خروجی مطلوبی را در پاسخ به برخورد یک فوتون تولید کند، تعریف میشود[۵].

 $PDE = \eta_{coup} \times \eta_{abs} \times \eta_{inj} \times \eta_{ava} \qquad (1)$

بهرهی کوپلینگ $(\boldsymbol{\eta}_{coup})$ وابسته به عوامل متعددی از قبیل تلفات داخلی و بازتاب از سطح و ناحیهی فعال آشکارساز می باشد و بهرهی جذب $(\boldsymbol{\eta}_{abs})$ از طریق رابطهی زیر محاسبه میشود[۵]:

$$\eta_{abs} = 1 - e^{-ad} \tag{(1)}$$

که در آن a ضریب جذب و b عمق ناحیهی جذب آشکارساز می باشد. η_{inj} ، بهرهی ورود حاملهای برانگیخته نوری از لایهی جذب به لایهی ضرب و η_{ava} ، احتمال یک بهمن قابل تشخیص پس از ورود حامل به لایه ی ضرب میباشد که هر دو وابسته به میدان می باشند. به دلیل هزینه بر بودن و عدم دسترسی به منبع تک فوتون، در این مقاله، برای رسیدن به حد تک فوتونی شدت نور ورودی را تا حد تک فوتون کاهش میدهیم. توزیع احتمال منبع تضعیف شده همانند حالت همدوسی به صورت پواسونی است و از رابطه ی زیر پیروی میکند [۸]:

$$P(\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \tag{(7)}$$

مقدمه

کمترین مقدار انرژی قابل اندازه گیری نور و یا حداقل انرژی غير قابل تقسيم نور را تک فوتون ميناميم. در طيف وسيعي از كاربردها (فوتولومينسانس، طيفسنجي، توزيع كليد كوانتومى، پردازش اطلاعات كوانتومى و...) نياز به آشکارسازهای تک فوتون احساس می شود. از جمله آشکارسازهای تک فوتون موجود که می توان به آنها اشاره کرد: اتصالات ابررسانا، آشکارسازهای بهمنی و فوتومولتی یلایرها می باشند. آشکار سازهای بهمنی با اعمال ولتاژ بایاس معکوس پایین تر از ولتاژ شکست، در ناحیه ی خطی کار می کنند. اما زمانی که ولتاژ بایاس معکوس از ولتاژ شکست آشكارساز بالاتر مىرود، آشكارساز اصطلاحا وارد ناحيهى گایگر می شود. در مد گایگر توان ایتیکی فرودی با جریان نوری خروجی نسبت خطی ندارد [۵]. پس از جذب فوتون ، یک جفت الکترون- حفره ایجاد می شود. یکی از حامل ها به ناحیهی تخلیه وارد شده و بهمنی خود پایدار و به موجب آن یک جریان خروجی در بازه ی زمانی چند صد پیکوثانیه ایجاد می کند. پارامترهای موثر در تعیین مشخصات اپتیکی آشکارساز تک فوتون شامل، نرخ شمارش تاریکی، بهرهی آشکارسازی فوتون، نرخ پس پالس و جیتر میباشد. مشخصه يابى اپتيكى آشكارساز تك فوتون مستلزم مشخصه يابى الكترونيكي أشكارساز از جمله تعيين ولتاژ شکست و دمای کاری آشکارساز برای بهینه سازی عملکرد آشکارساز در مد گایگر میباشد.

نرخ شمارش تاریکی آشکارساز بهمنی تک فوتون، به تعداد شمارش های ثبت شده توسط آشکارساز که تحت ولتاژ بایاس معکوس بالاتر از ولتاژ شکست قرار گرفته (مد گایگر) اما فوتونی توسط منبع نور به آن تابیده نمی شود، اشاره دارد. انرژی گرمایی الکترونهای برانگیخته و بهمن ایجاد شده سبب شمارش تاریکی می شوند که ناشی از مکانیسم برانگیختگی حرارتی و برانگیختگی تونلی می باشد [۷]و [۶].

در این رابطه **µ** میانگین تعداد فوتون در هر پالس و یا همان شدت نور را به ما ارائه میدهد و n تعداد فوتون میباشد. با استفاده از نرم افزار متلب نمودار توزیع احتمال منبع تضعیف شده را برای میانگین تعداد فوتون های مختلف در هر پالس رسم کردیم.



نمودار ۱: توزیع احتمال منبع تضعیف شده برای میانگین فوتون های مختلف، در نمودار mu اشاره به میانگین تعداد فوتون در هر پالس (µ) دارد.

طبق نمودار بالا برای $\mu = 0.1$ احتمال داشتن یک عدد فوتون در هر پالس حدود %9 می باشد و با احتمال کمتر از ۱٪ بیش از یک فوتون می توان داشته باشیم.

میزان تضعیف مورد نیاز برای رسیدن به سطح تک فوتون به کمک رابطهی زیر حساب می شود:

$$AT = -\log[\frac{f_{p} \cdot \mu \cdot E_{single}}{P_{laser}}]$$
(*)

در رابطهی بالا $\mathbf{f_p}$ فرکانس لیزر و $\mathbf{E_{single}}$ انرژی تک فوتون و $\mathbf{P_{laser}}$ توان خروجی لیزر میباشد.

فرايند انجام تست

برای تعیین نرخ شمارش تاریک آشکارساز، ابتدا ناحیه ی فعال آشکارساز را با استفاده از دربپوش میپوشانیم تا اطمینان حاصل کنیم که فوتون های موجود در محیط به سطح آشکارساز برخورد نمی کنند. سپس پس از اعمال ولتاژ

$$DCR = \frac{C_{off}}{\text{time bin(ms)}} \times 10^{-3}$$
 (a)

در رابطهی بالا DCR نرخ شمارش تاریکی و Coff تعداد شمارشهای ثبت شده در عدم حضور نور و time bin بازه ی زمانی ثبت میباشد. در نمودار ۲ نرخ شمارش تاریک را مشاهده میکنیم.



نمودار ۲: رویداد های ثبت شده در عدم حضور نور توسط آشکارساز شماره ۱



شکل ۱: چیدمان مربوط به اندازه گیری بهره ی آشکار سازی تک فوتون

نرخ شمارش تاریکی برای آشکارساز شماره ۱ پس از انجام فرایند تست حداقل ۳۸ هرتز و حداکثر ۸۸ هرتز ثبت گردید و همچنین برای آشکارساز شماره ۲ حداقل ۴۴ هرتز و حداکثر ۹۶ هرتز ثبت گردید، که با نرخ اعلام شده توسط شرکت سازنده(حداکثر ۲۰۰ هرتز) همخوانی دارد.

برای اندازه گیری بهره آشکارساز (شکل ۱)، ابتدا ضریب عبور هریک از وجه های بیم اسپلیتر را محاسبه کرده، سپس میزان عبور دهی هریک از فیلترهای تضعیف کننده را بدست می آوریم در نهایت با قرار دادن تضعیف گرها به صورت سری پشت سر هم، میزان تضعیف مورد نیاز را به باریکه ی خروجی از لیزر اعمال می کنیم. در نهایت با به آشکارساز بهمنی شماره ۱ بین ۳۸ تا ۸۸ هرتز و برای آشکارساز بهمنی شماره ۲ بین ۴۴ تا ۹۶ هرتز اندازه گیری شد که با نرخ اعلام شده توسط شرکت سازنده همخوانی دارد. همچنین میزان بهره ی ۲۱٪ و ۱۳٪ به ترتیب برای آشکارساز بهمنی شماره ۱ و ۲ اندازه گیری شد که به وابستگی بالای مشخصات اپتیکی آشکارساز به نحوهی فرایند ساخت، اشاره دارد.

مرجعها

- [1] Hadfield, Robert H. "Single-photon detectors for optical quantum information applications", Nature Photonics 3 (2009): 696-705.
- [2] Dauler, Eric A. et al. "Photon-numberresolution with sub-30-ps timing using multielement superconducting nanowire single photon detectors", Journal of Modern Optics 56 (2009): 364 - 373.
- [3] Schmidt, Ekkehart et al. "AlN-Buffered Superconducting NbN Nanowire Single-Photon Detector on GaAs." IEEE Transactions on Applied Superconductivity 27 (2017): 1-5.
- [4] Photonics H. Photomultiplier tubes. Hamamatsu; 2000
- [5] Kurilla, Boldizsár. "SinglePhoton Communication with Avalanche Diodes and the General Basics of Photon Counting", Academic and Applied Research in Military and Public (2016): n. pag.
- [6] Zhang, J., Itzler, M., Zbinden, H. et al. "Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication", Light Sci Appl 4, e286 (2015).
- [7] Jie, Lim Zheng, and Christian Kurtsiefer. "Characterisation of Single Photon Avalanche Detectors", Undergraduate Final Year Project Thesis, National University of Singapore (2016).
- [8] Takesue, Hiroki et al. "Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors", Nature Photonics 1 (2007): 343-348.

حداقل رساندن نویزهای محیطی تعداد فوتون های ثبت شده توسط آشکارساز را ثبت میکنیم. همچنین خروجی آشکارساز مرجع را برای محاسبهی تعداد فوتونهای فرودی بر آشکارساز ثبت میکنیم. در نهایت بهره (DE) را به کمک رابطهی زیر میتوان محاسبه کرد[۶]:

$$DE = \frac{c_{out} - c_{off}}{c_{in}} \times 100\%$$
 (8)



در رابطهی بالا C_{out} تعداد فوتونهای شمارش شده توسط آشکارساز بهمنی تک فوتون (SPAD) و C_{in} تعداد فوتونهای فرودی بر روی آن است که بر اساس توان اندازه گیری شده توسط آشکارساز مرجع محاسبه می شود. در فرایند انجام تست لیزر He-Ne را توسط فیلترهای تضعیف کننده به میزان B7.25 dB را توسط فیلترهای تضعیف کننده به میزان هماره N می مانطور که در نمودار ۳ مشاهده می کنید نرخ شمارش فوتون به میزان نمودار ۳ مشاهده می کنید نرخ شمارش فوتون به میزان بهره ی ۲۱٪ اشاره دارد و همچنین برای آشکارساز شماره ۲ میزان ۹۳۰۸۴ هرتز برای همان شدت نور اندازه گیری شده که به بهره ی ۱۳٪ می انجامد.

نتايج

مشخصهیابی بهره و نرخ شمارش تاریک دو آشکارساز بهمنی که هر دو از مدل SPCM50A شرکت Thorlabs میباشند، انجام شد. میزان نرخ شمارش تاریک برای



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



طراحی ساختار بلور فوتونی توپولوژی یک بعدی در ناحیه فرکانسی تراهر تز

مریم شریفی'، بهروز رضائی'، حمید پاشائی عدل'، محمدصادق ذاکرحمیدی'

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

۲دانشکده علوم مواد، دانشگاه والنسیا

چکیده – در این مقاله یک ســاختار نامتجانس بلور فوتونی یک بعدی را برای ایجاد مد توپولوژی در نظر گرفتیم. با تجزیه و تحلیل ساختار نوار فوتونی بلورهای فوتونی با استفاده از مدل کرونیگ-پنی و فاز زاک نوارها با استفاده از روش ماتریس انتقال، پارامترهای ساختاری بهینه شدند. طیف عبوری ساختار پیشنهادی نشان می دهد که یک مد توپولوژی در فصل مشترک دو بلور فوتونی با فرکانس ۱۰/۳۰۴۹ تراهرتز، پهنای ۰/۰۱۳۷ تراهرتز و میزان عبور ۰۹۹۶۸ ظاهر می شـود. مدهای توپولوژی میتوانند در بسـیاری از قطعات نوری از قبیل فیلترهای نوری، حسگرها و سوئیچ های نوری کاربرد داشته باشند.

کلید واژه- بلور فوتونی توپولوژی، فاز زاک، ماتریس انتقال، مد توپولوژی بیشینه.

Designing a one-dimensional topological photonic crystal structure in terahertz frequency domain

Maryam Sharifi¹, Behrooz Rezaei¹, Hamid Pashaei Adl², Mohammad Sadegh Zakerhamidi¹

¹Faculty of Physics, University of Tabriz

²Instituto de Ciencias de los Materiales de la Universidad de Valencia

Abstract- In this paper, we consider a heterostructure one-dimensional photonic crystal to create a topological mode. By analyzing the photonic band structure of photonic crystals using the Kronig-Penny model and the Zak phase of bands using the transfer matrix approach, the structural parameters were optimized. The transmission spectrum of the proposed structure shows that a topological mode with frequency of 10.3049THz, width of 0.0137THz and transmission value of 0.9968 appears at the interface of two photonic crystals. Topological modes can be used in many optical devices such as optical filters, sensors, and optical switches.

Keywords: Topological mode, Topological photonic crystal, Transfer matrix method, Zak phase.

که $d_b = d_b$ ثابت شبکه، $d_b = d_b$ و خامت لایه های $\Lambda = d_a + d_b$ دی الکتریک، $\Lambda = d_a + d_i$ ، $\eta_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}}$ ، $k_i = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_i}$, بردار موج بلاخ، دی الکتریک، $\epsilon_i = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_i}$, بردار موج بلاخ، σ سرعت نور در خلاء، $s_i = i$, $\mu_i = i$ گذردهی نسبی و نفوذپذیری لایه alo دی الکتریک را نشان می دهد. ساختار نوار فوتونی بلورهای فوتونی با استفاده از معادله (۱) محاسبه می شود. فاز زاک هر نوار مجزا را می توان با مطالعه توزیع فضایی میدان الکتریکی در سلول واحد تعیین کرد [۹]. میدان الکتریکی در لایه A طبق روش ماتریس انتقال از رابطه زیر حاصل می شود [۷]:

$$E_A(z) = t_{12} \exp\left[ik_a\left(z + \frac{d_a}{2}\right)\right] + \left[\exp(iq\Lambda) - t_{11}\right] \exp\left[-ik_a\left(z + \frac{d_a}{2}\right)\right]$$
(Y)

که

$$t_{11} = \exp(ik_a d_a) \left[\cos(k_b d_b) + \frac{i}{2} \left(\frac{\eta_a}{\eta_b} + \frac{\eta_b}{\eta_a}\right) \\ \times \sin(k_b d_b)\right]$$

$$t_{12} = \exp(-ik_a d_a) \left[\frac{i}{2} \left(\frac{\eta_a}{\eta_b} - \frac{\eta_b}{\eta_a}\right) \sin(k_b d_b)\right]$$
و میدان الکتریکی در لایه B بصورت زیر است:
$$E_B(z) = s_{11} \exp\left[ik_b \left(z + \frac{d_a}{2}\right)\right] + s_{12}$$
$$\times \exp\left[-ik_b \left(z + \frac{d_a}{2}\right)\right]$$

ضرایب t_{11} ، t_{12} ، s_{12} و s_{12} مطابق رابطه زیر به هم مربوط می شوند:

$$\begin{pmatrix} e^{ik_{b}d_{a}} & e^{-ik_{b}d_{a}} \\ e^{ik_{b}d_{a}} & -e^{-ik_{b}d_{a}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{12} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e^{ik_{a}d_{a}} & e^{ik_{a}d_{a}} \\ \frac{\eta_{b}}{\eta_{a}}e^{ik_{a}d_{a}} & -\frac{\eta_{b}}{\eta_{a}}e^{-ik_{a}d_{a}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{12} \\ e^{iq\Lambda} - t_{11} \end{pmatrix}$$
(7)

با تعیین ضرایب میدانها در لایه های A و B می توان وابستگی فضایی میدان الکتریکی را به ازای مقدار معینی از بردار موج بلاخ p بدست آورد. حال برای تعیین فاز زاک هر نوار، توزیع فضایی میدان الکتریکی را برای دو مد واقع در مرکز و لبه ناحیه بریلوئن میدان الکتریکی را برای دو مد واقع در مرکز و لبه ناحیه بریلوئن اول، بعبارتی در 0 = p و $\Lambda/\Lambda = p$ ، رسم می کنیم. بدین ترتیب اگر $0 \neq |(E_{n,q=\pi/\Lambda}(z=0))| = |E_{n,q=\pi/\Lambda}(z=0)|$

مقدمه

جستجوی راههای جدید برای دستکاری نور توسط ساختارهای نوری، تمرکز اصلی تحقیقات در علم فوتونیک است. در سالهای اخير فوتونيک توپولوژی چارچوبی کليدی برای چنين مطالعاتی بوده و بعنوان منبعی از مفاهیم جدید برای ابزارهای فوتونیک پیشرفته مانند موجبرها [۱]، تقسیم کننده های پرتو [۲] و مشددها [۳] رشد می کند. عایقهای توپولوژی فوتونی به دلیل ویژگیهای منحصر به فرد مدهای لبه ای محافظت شده از نظر تویولوژی، توجه زیادی را در شاخه اپتیک و فوتونیک به خود جلب کرده اند [۴]. اخیراً پدیده توپولوژی در سیستمهای فوتونی مختلفی از جمله بلورهای فوتونی مورد مطالعه قرار گرفته است. بلورهای فوتونی به دلیل توانایی آنها در کنترل انتشار نور نقش عمده ای را در فوتونیک توپولوژی ایفا می کنند. اخیراً روشهای مختلفی برای ایجاد بلورهای فوتونی توپولوژی یک بعدی که از نظر ساخت آسان هستند، گزارش شده است [۵، ۶]. در این مقاله یک ساختار نامتجانس بلور فوتونی متشکل از دو بلور فوتونی یک بعدی معمولی را در نظر می گیریم. ساختار نوار فوتونی بلورهای فوتونی یک بعدی را با استفاده از مدل کرونیگ-پنی محاسبه نموده و فاز زاک نوارها را با رسم توزیع فضایی میدان الکتریکی مدهای لبه ای ناحیه بریلوئن بر اساس روش ماتریس انتقال تعیین می کنیم. با معلوم بودن فاز زاک نوارها و محاسبه طیف عبوری ساختار پیشنهادی با روش ماتریس انتقال، مد توپولوژی ایجاد شده را مطالعه خواهیم کرد.

ساختار پیشنهادی و روش محاسبات

مد توپولوژی در فصل مشترک دو بلور فوتونی با گاف نواری فوتونی در محدوده فرکانسی مشترک که نوارهای اطراف آن دارای فاز زاک مختلف هستند، ایجاد می شود [۷]. برای این منظور رابطه پاشندگی بلور فوتونی یک بعدی را بر اساس مدل کرونیگ-پنی محاسبه می کنیم [۸]:

$$\cos(q\Lambda) = \cos(k_a d_a) \cos(k_b d_b) - \frac{1}{2}(\eta_a/\eta_b + \eta_b/\eta_a)\sin(k_a d_a)\sin(k_b d_b)$$
(1)

یا $0 \neq |(z = 0)| = |E_{n,q=0}| = 0 = |E_{n,q=0}|$ ، در اینصورت فاز زاک صفر است و در غیر اینصورت مقدار فاز زاک برابر π خواهد بود [۹]. فاز زاک برای پایینترین نوار با استفاده از رابطه تعیین می شود [۷]:

$$\exp(i\theta_0) = 1 - \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} \tag{(f)}$$

هنگامی که فاز زاک نوارهای مجاور گاف نواری فوتونی مشترک دو بلور فوتونی تغییر میکند، یک مد مرزی درون گاف نواری فوتونی ظاهر می شود که به عنوان مد لبهای توپولوژی شناخته میشود. برای نشان دادن وجود مد توپولوژی، طیف عبوری ساختار کل را با استفاده از روش ماتریس انتقال مورد مطالعه قرار میدهیم [۱۰]. ساختار مورد مطالعه در این مقاله در شکل ۱ نشان داده شده است که از دو بلور فوتونی یک بعدی، یعنی SiO2 و SiC از لایه های متناوب دی الکتریک Si و SiO2 تشکیل یافته و به ترتیب دارای ضریب شکست ۲/۸۲ و ۱/۴۶ در ناحیه فرکانسی تراهرتز هستند [۷].



بعدى

ضخامت لایه های دی الکتریک در بلور فوتونی PhC1 برابر با $d_{Si} = 3.2 \mu m$ و در بلور فوتونی $d_{SiO_2} = 4.14 \mu m$ برابر $d_{SiO_2} = 4.56 \mu m$ و $d_{SiO_2} = 4.56 \mu m$ و تعداد دوره های تناوبی هر دو بلور فوتونی برابر A = N انتخاب شده است.

نتايج و بحث

در این بخش، به ازای پارامترهای معرفی شده در بخش قبل ساختار نوار فوتونی دو بلور فوتونی را با استفاده از معادله (۱) برای قطبش *TM* تحت نرم افزار متلب محاسبه می کنیم. نتایج محاسبات در شکل ۲(الف) و (ب) برای هر دو بلور فوتونی نشان داده شده است. همانطور که در بخش قبلی بیان شد، توزیع

فضایی میدان الکتریکی مربوط به دو مد ویژه واقع در مرکز و لبه ناحیه بریلوئن اول را برای تعیین فاز زاک هر نوار درون یک سلول اولیه رسم می کنیم. توزیع فضایی میدان الکتریکی مدهای A و B از نوار دوم بلور فوتونی PhC1 ، همچنین مدهای C و D از بلور فوتونی PhC2 به ترتیب در شکلهای T (الف-ج) نشان داده شده است.





(ب) B از نوار دوم بلور فوتونی PhC1 و مدهای واقع در نقاط (ج) C و (د) B از نوار دوم بلور فوتونی PhC2.

ابا توجه به شکل ۳(الف) ملاحظه می شود که = $|(E_A(z = 0)| = 0, 0)|$ با توجه به شکل ۳(الف) ملاحظه می شود که از شکل ۳(ب) داریم 0 $= |E_B(z = 0)| = 0$ ا $|E_D(z = 0)| = 0$ ا $|E_C(z = 0)| = 0$ شرایط بوجود آمده معلوم می شود که فاز زاک نوار دوم بلورهای فوتونی 1 مشرایط بوجود آمده معلوم می شود که فاز زاک نوار دوم بلورهای فوتونی با پایین ترین نوارها با توجه به رابطه (۴) دارای مقادیر π و مفر هستند که در شکل ۲ نشان داده شده است. بلورهای فوتونی با گاف نوار فوتونی در محدوده فرکانسی یکسان و ویژگیهای توپولوژی مافاوت میتوانند مدهای لبهای توپولوژی را در فصل مشترک ساختار پشتیبانی کنند [۹]. بنابراین، با توجه به نتایج

مرجعها

- [1] S. Iwamoto, Y. Ota, and Y. Arakawa, "Recent progress in topological waveguides and nanocavities in a semiconductor photonic crystal platform", Opt. Mater. Express 11, 319-337, 2021.
- [2] M. Makwana, R. Craster, and S. Guenneau, "Topological beam-splitting in photonic crystals", Opt. Express 27, 16088-16102, 2019.
- [3] M. Jalali Mehrabad, A. P. Foster, R. Dost, E. Clarke, P. K. Patil, I. Farrer, et al, "A semiconductor topological photonic ring resonator", Appl. Phys. Lett. 116, 061102, 2020.
- [4] L. Lu, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, "Topological photonics", Nat. Photon. 8, 821-829, 2014.
- [5] L. Wang, W. Cai, M. Bie, X. Zhang, and J. Xu, "Zak phase and topological plasmonic Tamm states in one-dimensional plasmonic crystals", Opt. Express 26, 28963, 2018.
- [6] H.-X. Wang, G.-Y. Guo, and J.-H. Jiang, "Band topology in classical waves: Wilson-loop approach to topological numbers and fragile topology", New J. Phys. 21, 093029, 2019.
- [7] M. Xiao, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan, "Surface impedance and bulk band geometric phases in onedimensional systems", Phys. Rev. X 4, 021017, 2014.
- [8] A. Yariv, and P. Yeh, *Optical waves in crystals*, Wiley New York, 1984.
- [9] X.-J. Liu, M.-L. Ren, Q. Pan, X.-R. Zhang, J. Ma, and X.-Y. Wu, "The Zak phase calculation of onedimensional photonic crystals with classical and quantum theory", Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures 126, 114415, 2021.
- [10] E. Hecht, *Optics*, 2nd Ed., Addison-Wesley, 2002.
- [11] V. D. Lago, M. Atala, and L. E. F. Foa Torres, "Floquet topological transitions in a driven onedimensional topological insulator", Phys. Rev. A. 92, 023624, 2015.

حاصل ساختار پیشنهادی میتواند امکان وجود مد توپولوژی را در فصل مشترک دو بلور فوتونی فراهم نماید.



شكل۴: طيف عبورى ساختار نامتجانس PhC1-PhC2.

شکل ۴ طیف عبوری ساختار نامتجانس PhC1-PhC2 را نشان می دهد و ملاحظه می شود که یک مد توپولوژی با میزان عبور ۰/۹۹۶۸ و پهنای ۰/۰۱۳۷ تراهرتز در فرکانس ۱۰/۳۰۴۹ تراهرتز در فصل مشترک دو بلور فوتونی ظاهر می شود.

نتيجهگيرى

در این مقاله، ساختار نامتجانس بلور فوتونی توپولوژی یک بعدی متشکل از دو بلور فوتونی یک بعدی را در نظر گرفتیم. پارامترهای ساختاری بلورهای فوتونی را به منظور ایجاد یک مد توپولوژی در فصل مشترک دو بلور فوتونی بهینه کردیم. بررسی فاز زاک نوارها نشان داد که نوارهای اطراف گاف نواری فوتونی مشترک دو بلور فوتونی دارای خواص توپولوژی متفاوت هستند. با رسم طیف عبوری ساختار نامتجانس توپولوژی نشان داده شد که یک مد توپولوژی در فصل مشترک دو بلور فوتونی و در ناحیه فرکانسی تراهرتز درون گاف نواری مشترک دو بلور فوتونی ظاهر شد. این نتایج میتوانند در طراحی بسیاری از قطعات نوری از قبیل فیلترهای نوری، حسگرها و سوئیچ های نوری مفید واقع شوند.



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



بررسی اثرات ضخامت لایه تکثیر بر مشخصه های دیود شکست بهمنی InP/InGaAs

رامین اسکندانی'، بیژن غفاری'، شهاب نوروزیان علم'*

ramin_eskandani@physics.iust.ac.ir, ghafary@iust.ac.ir, *norouzian@iust.ac.ir

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده- در این مطالعه، رابطه ی بین ضخامت لایه تکثیر و میزان جریان تاریک، ولتاژ شکست و ولتاژ پانچ یک دیود شکست بهمنی با ساختار SAGCM (لایه های مجزا ی جذب، پله ، بار و تکثیر) مبتنی بر InP/InGaAs مورد بر سی قرار گرفت. شبیه سازی تو سط نرم افزار سیلواکو انجام گرفت و مدل های فیزیکی ا سا سی مانند مدل های بازترکیب شاکلی-رد-هال، بازترکیب اوژه، بازترکیب تابشی و مدل های یونیزا سیون ضربه ای و تونل زنی باند-باند مورد ا ستفاده قرار گرفتند. نتایج حاکی از آن ا ست که میزان جریان تاریک به شدت به ضخامت لایه تکثیر وابسته است. از طرفی دیگر، ولتاژ پانچ به صورت خطی و ولتاژ شکست به صورت غیر خطی با تغییر ضخامت لایه تکثیر تغییر می کنند.

کلید واژه- دیود شکست بهمنی، شبیه سازی، سیلواکو ویکتوری

Effect of the multiplication layer width on the characteristics of an InP/InGaAs avalanche photodiode

Ramin Eskandani¹, Bijan Ghafary¹, Shahab Norouzian Alam^{1*}

¹ Physics Department, Iran University of Science and Technology

Abstract- In this study, the correlation between the multiplication layer width and the dark current, the breakdown voltage, and the punch-through voltage of a SAGCM (separate absorption, grading, charge, and multiplication layer) InP/InGaAs APD was studied. The simulation took place using Silvaco Victory TCAD. The substantial models were utilized, namely the SRH, auger, and optical recombinations, in addition to impact ionization and band-to-band tunneling models. The results suggest that the multiplication layer width significantly impacts dark current. Moreover, the punch-through voltage varies linearly with the multiplication layer width, while the breakdown voltage varies non-linearly.

Keywords: Avalanche photodiode, Simulation, Silvaco Victory

1. Introduction

The avalanche photodiodes (APDs) are considered to be one of the superior devices in single photon detection, which is commonly utilized in the field of quantum key distribution and lidar 3D laser ranging systems. (APD)s are also appointed to be fantastic apparatuses when time-of-flight and time-resolved photoluminescence are to be practiced [1]. Moreover, the APDs are predominant nominees in near-infrared detection and compete with p-n and pi-n junctions when high sensitivity, surpassing speed, and excellent bandwidth are in demand [2]. Nonetheless, in comparison with other detectors, APDs are notorious for their sizeable dark current, which sets limitations to their performance [1]. Additionally, understanding the APDs subtle mechanisms and discovering novel remedies is the large portion of studies dedicated to APDs in semiconductors research [2]. This paper will scrutinize the APD structure and illustrate the dependencies of the dark current, the punchthrough, and the breakdown voltage on the multiplication layer width.

2. Device structure and simulation model

This research uses the standard APD structure design and fabrication method [3]. An InP highly Si-doped wafer with (100) lattice orientation is considered as the substrate. A 200 nm InP buffer layer is grown on the substrate, and in the next step, a lightly doped InGaAs layer with 2 um width is grown employing the MOVPE method.



Fig. 1: Schematics of the simulated APD

Thereupon, an InGaAsP graded layer with 60nm width is grown to elude lattice mismatch and hole accumulation in InP/InGaAs heterojunction. Afterward, an 80nm charge layer with 2.7e17 doping concentration is grown on the InGaAsP layer to mitigate the electric field and decrease band to band tunneling rate in the absorption layer. Then, a 600 nm InP undoped layer is added to act as a multiplication layer. Finally, a p+ InP layer is formed using the Zn diffusion procedure to construct the active region p-n junction fig.1 [4].

The simulation was performed using Silvaco Victory TCAD and SRH, Auger, and Optical recombination models altogether, with Selberherr impact ionization, Bandgap narrowing, Fielddependent mobility, TAT and band-to-band tunneling models included in the simulation [5]. The required parameters for each model can be found in the references [1-9]. The impact ionization parameters were calibrated separately to meet the least critical accuracy since the breakdown voltage highly depends on the impact ionization phenomenon [8]. The calibration results are shown in fig.2 [8].



Fig. 2: The simulation performed in this work versus the experimental data [8].

3. Result and discussion

3.1. The punch-through and the breakdown voltage analysis

To demonstrate the dark current, the breakdown, and the punch-through voltage trend, the multiplication layer width was swept from 0.1um to 2.0 um, and the results are shown in fig3. The punch-through voltage is a voltage in which the multiplication, the charge, and the grading layer are fully depleted [2, 6]. On the other hand, the breakdown voltage is a voltage in which, as immediately as an avalanche is triggered in the depletion layer by either a hole or electron, the avalanche chain would never cease to exist [2, 6]. For this phenomenon to happen, a proportionately high electric field in the depletion layer is required to achieve ionization coefficients high enough that allow this type of avalanche. According to fig.3, The punch-through voltage increases linearly from 10 to 63 volts as multiplication layer width increases. which conforms with theoretical principles [8]. The breakdown voltage, however, does not follow a linear trend. In contrast, the breakdown voltage decreases when the multiplication layer width is increased from 0.1um to 0.4um, therefrom it increases respectively when the multiplication layer width is increased from 0.4um to 2.0um.



Fig. 3: Breakdown and Punch-through voltage vs. multiplication layer width

We assume that when the multiplication layer is thin, from which we can say the active region is also thin, to create an avalanche that never ceases to exist, a higher electric field is required (which is achieved by higher reverse bias) [7]. Particularly, at the 0.4um multiplication layer width, the electrical field distribution in the depletion layer allows us to form an avalanche that never quenches in a relatively lower reverse bias since the electrical field (consequently the ionization coefficients), and the depletion layer width are settled in a sweet spot fig.4. However, as the multiplication layer width increases further, the electric field shrinkage in the mentioned layer (caused by the electrical field distribution over the whole device) would not allow the activation of an unceasing avalanche to happen at the lower voltages since the ionization coefficient has also decreased accordingly. Therefore, in relatively higher voltages, the breakdown occurs.



Fig. 4: Electrical field profile in breakdown voltage for different multiplication layer width

3.2. The dark current analysis

The APDs biased below the breakdown voltage provide a large photocurrent when exposed to optical illumination, being considered a linear operation mode APD [1-6, 8]. When biased over the breakdown voltage, namely Geiger operation mode, APDs produce a substantial current when exposed to only a single photon [1-6, 8]. Therefore, we considered both modes to study the dark current trends, as shown in fig.5 and fig.6. When the device was biased in the linear operation mode, an increment in multiplication layer width resulted in larger dark currents. In our belief, In the lower electrical field limits, when the active region volume is increased, the number of recombination centers would also increase; hence more generationrecombinations would occour, and consequently, a more extensive dark current would be expected in fig.5 [9].

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



Fig. 5: the Dark current in the linear operation mode for three devices with 0.5um, 1.0um, and 1.5um multiplication layer width. V-Vpth: Voltage minus Punch-through voltage

However, according to fig.6 and fig.4, when the device was biased over the breakdown operation voltage, an increment in multiplication layer width resulted in lower dark currents. When operated in the Geiger mode, the band-to-band tunneling, the trap assisted tunneling and the impact generation component of the dark current would dominate the total dark current since the electrical field in the active region would reach higher extents. By increasing the active region width and, as a result, by distributing the electric field amongst the whole device [1, 8], the dark current would significantly decrease due to the impact generation and band-toband tunneling rate decline [1]. These results are in good accord with APD design criteria in which APDs with thin multiplication layers are preferred over APDs with thick multiplication layers [6]. This is contrary to SPADs which prefer thick multiplication layers over thin layers [6]. However, due to strict physics-related trade-offs, the optimization procedure is performed considering several objectives (e.g., DCR, PDE), which limit the multiplication layer widths to a specific range for APDs and SPADs.



Fig. 6: The dark current in the Geiger operation mode for three devices with 0.5um, 1.0um, and 1.5um multiplication layer width

3. Conclusion

We simulated the APD with various multiplication layer widths and demonstrated that the punch through voltage increases monotonously with multiplication layer increment. The breakdown voltage trend was not monotonous and decreased when the multiplication layer width varied from 0.1um to 0.4um but increased when the multiplication layer width changed from 0.4um to 2.0um when biased in linear operation mode; the dark current decreased by multiplication layer width increment but in contrast, when biased in the Geiger operation mode, the dark current decreases when multiplication layer width increased.

Acknowledgments

The first author would like to express his cordial thanks to the "Optoelectronics research center" team members for their precious support.

References

- J. Zhang, M. A. Itzler, H. Zbinden, and J.-W. Pan, "Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication," *Light Sci. Appl.*, vol. 4, no. 5, pp. e286-e286, 2015.
- [2] Y. Liang *et al.*, "A review on III-V compound semiconductor short wave infrared avalanche photodiodes," *J. Nanotechnol.*, 2022.
- J. David and C. Tan, "Material considerations for avalanche photodiodes," *IEEE J Sel Top Quantum*, vol. 14, no. 4, pp. 998-1009, 2008.
- [4] Y. Liu, S. R. Forrest, J. Hladky, M. Lange, G. H. Olsen, and D. Ackley, "A planar InP/InGaAs avalanche photodiode with floating guard ring and double diffused junction," *J. Light. Technol.*, vol. 10, no. 2, pp. 182-193, 1992.
- [5] W. Wei *et al.*, "NP type CMOS APD with high-frequency bandwidth," *Infrared Laser Eng.*, vol. 44, no. 2, pp. 699-704, 2015.
- [6] F. Acerbi, M. Anti, A. Tosi, and F. Zappa, "Design criteria for InGaAs/InP singlephoton avalanche diode," *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 2, pp. 6800209-6800209, 2013.
- [7] T. Grasser, H. Kosina, and S. Selberherr, "Influence of the distribution function shape

and the band structure on impact ionization modeling," *J. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 12, pp. 6165-6171, 2001.

- [8] M. A. Khamis, W. E. Rashid, P. J. Ker, and K. Lau, "Effect of multiplication and absorption layers width on avalanche multiplication gain in InGaAs/InP avalanche photodiode," *Int. J. Eng. Technol.*, vol. 7, no. 4.35, pp. 559-563, 2018.
 [9] R. Pagano *et al.*, "Dark current in silicon
- [9] R. Pagano *et al.*, "Dark current in silicon photomultiplier pixels: Data and model," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 59, no. 9, pp. 2410-2416, 2012.



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



مدلسازی افزایش دما و تفکیکپذیری فضایی در اپتوژنتیک دو فوتون به روش انتقال فلورسانس

آراد اباذری، محمد اسماعیل زیبائی

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

چکیده – ترکیب اپتوژنتیک و برانگیختگی دو فوتون، باعث تحریک سلولهای عصبی در مغز با دقت زمانی بالا در حدود میلی ثانیه و دقت مکانی بالا در حدود میکرومتر میشود. یکی از روشهای کارآمد و جدید در اپتوژنتیک دوفوتون، استفاده از پروتئینهای فلورسنت با سطح مقطع دوفوتون بالا در مجاورت اپسین است. در این مقاله میزان افزایش دما در اپتوژنتیک دوفوتون به روش انتقال فلورسانس و همچنین تفکیکپذیری فضایی آن مدلسازی شده است. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که تحت تابش کوتاه مدت ۲/۰ ثانیه و توان لیزر ۴/۷ میلیوات، میزان افزایش دما به ۲۵/۵ کلوین می در د و تابش بلندمدت ۲۰ ثانیه و توان لیزر ۶/۸ میلیوات منجر به افزایش دمای ۴/۹ کلوین خواهد شد. همچنین شدت نور تابشی توسط سلول هدف به سلول عصبی مجاور در فاصله ۲۵ میکرومتری، دچار کاهش ۹۸ درصدی خواهد شد که نشاندهنده وضوح فضایی بالا در این تکنیک و تحریک در ابعاد تک سلولی است.

کلید واژه- اپتوژنتیک، انتقال فلورسانس، جذب دو فوتون، مدلسازی دمایی، معادله زیست-گرمایی

Modelling temperature rise and spatial resolution in optogenetic stimulation by two-photon excitation fluorescence transfer

Arad Abazari, Mohammad Ismail Zibaii*

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

*m_zibaye@sbu.ac.ir

Abstract- The combination of optogenetics and two-photon excitation causes neurons in the brain to be stimulated with a high temporal precision of about milliseconds and a high spatial precision of about micrometers. One of the most efficient and new methods in two-photon optogenetics is the use of fluorescent proteins with a high two-photon cross-section in the vicinity of opsin. In this paper, the amount of temperature increase in optogenetic stimulation by the two-photon excitation fluorescence transfer method is modeled, as well as its spatial resolution. The simulation results show that after 0.3 seconds of irradiation with a laser power of 4.7 mW, the temperature rises by 0.35 K, and after 20 seconds of irradiation with a laser power of 8.6 mW, the temperature rises by 0.79 K. Furthermore, the intensity of the light emitted by the target cell to the adjacent nerve cell at a distance of 25 micrometers will decrease by 98%, which indicates the high spatial resolution in this technique.

Keywords: Bio-Heat equation, Fluorescence transfer, Optogenetics, Thermal simulation, Two-Photon absorption

1. Introduction

Optogenetics has started a new era in the field of potent and precise control of various aspects of the nervous system function. Using the idea of twophoton excitation to analyse nervous systems has many advantages. In this optical method, fluorescence is exposed in the focal plane of the laser in a tiny area with a volume of one femtoliter. Features such as high penetration depth, local light beam, and low heat production rate in the targeted provide а unique opportunity area for neuroscientists to investigate the neurons of the brain. In the two-photon excitation fluorescence transfer (TEFT) method, instead of directly activating opsins, a two-photon laser is used to stimulate the fluorophores adjacent to opsins. The TEFT technique converts the two-photon excitation into a local single-photon point source. By placing fluorophores in the cytoplasm and its two-photon stimulation, a focal single-photon light source is created that can locally and effectively stimulate nearby opsins.

In this article, the temperature rise in the neuron during stimulation is simulated for short-term and long-term radiations, and then the intensity of the light emitted by the neuron in space is simulated to check the ability of single-cell stimulation.

2. Theory

2.1. Light transmission and Heat generation

Light absorption is a process in which the energy of photons is taken by biological tissue. In the absorption phenomenon, the radiation cross section is defined as the following equation where \hat{a} represents the propagation direction of the wave plane relative to the absorbent tissue, P_a is the absorption power, and I_l is the light intensity [1].

$$\sigma_{\rm a}(\hat{\rm a}) = \frac{P_{\rm a}}{I_{\rm l}} \tag{1}$$

Therefore, an absorbent medium with the definition of absorption constant μ_a is expressed as follows, where ρ is the numerical density of the absorbent material.

$$\mu_{a} = \rho_{a}\sigma_{a} \tag{2}$$

The amount of photon flux is equal to the total number of photons passing through a certain part of

the light beam per unit of area and time, where P is the laser power and I is the intensity of the laser beam in the following equation.

$$\phi_{\rm p} = \frac{P}{A} \frac{\lambda}{hc}$$
$$= I \frac{\lambda}{hc}$$
(3)

The light beam of many laser sources has a Gaussian profile and this mode of propagation is an example of transverse electromagnetic wave propagation with TEM_{00} mode. The Gaussian function is a combination of an exponential and a quadratic function, which can be seen in the following equation.

$$f(x,y) = A \exp\left[-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)\right]$$
(4)

A represents the amplitude of the beam. The centre of the laser light beam can be moved by changing the size of x_0 and y_0 and also the width of the beam is controlled by changing the σ_x and σ_y coefficients. To study the change of tissue temperature during light propagation in the brain at a distance d from the surface, the Bio-Heat equation is used, taking into account the effects of blood perfusion (ω_a) and tissue metabolism (H_m).

$$\rho C_{\rm p} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (k \nabla T) - \rho_{\rm a} \omega_{\rm a} C_{\rm a} (T - T_{\rm a}) + H_{\rm s} + H_{\rm m}$$
(5)

In this equation, C_P is the specific heat of the tissue, K is the thermal conductivity, ρ_a is the blood density, C_a is the specific heat of the blood, and T_a is the blood temperature. Also, H_s is the heat source due to photon absorption and H_m is the heat produced due to metabolism. The heat produced in biological tissues is described by the following equation [2].

$$H(x, y, z) = P(1 - R) \frac{\mu_{a}}{\pi \sigma_{x} \sigma_{y}} exp[-(\frac{(x - x_{0})^{2}}{2\sigma_{x}^{2}}) + \frac{(y - y_{0})^{2}}{2\sigma_{y}^{2}}] exp(-\mu_{a} z)$$
(6)

In this regard, the first exponential function expresses two-dimensional Gaussian the distribution of the laser beam in the x-y plane. The second exponential function also shows the exponential decay caused by absorption. Furthermore, reflection (R) and absorption coefficients are assumed to be constant.

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

2.2. Fluorescence irradiance calculation

The number of photons emitted from each tdTomato fluorophore in each light pulse is equal to the following equation [3].

$$F_{\rm m} = \eta \frac{\sigma}{\tau f^2} \left(\frac{\pi (NA)^2}{hc\lambda} \right)^2 P^2 \tag{7}$$

The following table shows the radiation parameters required for the above equation.

variable	value
Fluorophore quantum	0.60
efficiency (ŋ)	0.09
Two-photon absorption	108*10 ⁻⁵⁰
cross section (σ)	s.cm ⁴ /photon
Laser pulse duration (τ)	100 fs
Pulse repetition rate (f)	20 MHz
Excitation wavelength (λ)	1050 nm
Numerical aperture (NA)	1
Average excitation power	10-2 L/s
(P)	10 ⁻ J/S

Table I. radiation parameters in TEFT technique

After placement, the number of photons emitted from each molecule in each pulse is equal to 18. Furthermore, in order to calculate the volume of the light spot in Two-photon radiation, the following equations are established.

$$Wx, y = \frac{0.325\,\lambda}{\sqrt{2}NA^{0.91}} \tag{8}$$

$$W_{Z} = \frac{0.532\,\lambda}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{n - \sqrt{n^{2} - NA^{2}}}\right) \tag{9}$$

$$Volume = \pi^{\frac{3}{2}} W^2 x, y W z \tag{10}$$

$$Flux = F_{\rm m} * Volume * c * A * f \tag{11}$$

In Eq. (11), c represents Fluorophore concentration that is 10^{-5} Mol/L, and the fluorophore Flux will be equal to $6.08*10^{11}$ photons/s.

Finally, irradiance of fluorophore is equal to the following equation.

$$Irradiance = \frac{Flux*\frac{hc}{\lambda}}{4\pi r^2}$$
(12)

After placement, the irradiance is equal to 0.445 mW/mm², which is sufficient for excite ReaChR opsins in optogenetics.

2.3. Spatial resolution in TEFT

To study the spatial resolution in TEFT, according to Fig. 1, two neurons are assumed to be in the vicinity. The radius of each cell is 10 μ m and the distance between two cells is 25 μ m.



Fig. 1: Estimation of the TEFT illumination to a neighbouring cell.

The illumination ratio of light from the adjacent cell to the target cell is obtained from the following geometric equations.

$$Illumination ratio = \frac{Spherical cone cap area}{Total sphere area} = \frac{h}{2R}$$
(13)

$$h = R - R\cos\theta \tag{14}$$

Illumination ratio =
$$\frac{1 - \cos\theta}{2}$$
 (15)

$$\cos\theta = \arcsin\frac{r_2}{r_1 + r_2 + d} \tag{16}$$

3. Results and Discussion

study the temperate rise in targeted cell, first, a short-term radiation of about 0.3s and laser power of 4.7mW (Fig. 2) and then long-term radiation of 20s with laser power of 8.6mW (Fig. 3) are simulated in MATLAB software.

According to the Fig. 2, the temperature increases by 0.35K in the center of the cell body. The advantage of the TEFT method is on the rapid decrease of intensity and, as a result, the rapid decrease in temperature. So, temperature rise reaches 0.09K at a distance of 20 µm from the cell.



Fig. 2: Temperature rise under TEFT in 0.3s stimulation

For determining the localization of the light, the size of the soma of neuron is shown in Fig. 2.



Fig. 3: Temperature rise under TEFT in 20s stimulation

According to Fig. 3, Temperature increases by 0.79K in the centre of neuron and 0.2K at a 20 μ m from it. Furthermore, by modelling Eq. (15,16) for neurons with different radii, the spatial resolution will be investigated.



Fig. 4: Illumination ratio between the target and neighbour cells at different radii and distances

In the proposed model, the distance between two cells is 20 μ m and their radius is 10 μ m. Therefore, according to Fig. 4 and Fig.5, the light intensity that reaches the neighbouring neuron is equal to 0.02 of the intensities in the centre of the target cell body.



Fig. 5: Fluorescence radiation from target cell. Inner: experimental in vivo optogenetics of single neurons using TEFT method [3]

4. Conclusion

The low light intensity in the TEFT method and the use of fluorophore has caused the temperature increase to be less than 1K under different irradiation times, in addition to not needing high power lasers. Also, due to the rapid drop of the radiation profile, TEFT may provide an ideal method for optogenetic experiments requiring high resolution such as those of single dendritic spines.

References

- [1] H. M. Peixoto, R. Moreno, T. Moulin, and R. N. Leão, "Modeling the effect of temperature on membrane response of light stimulation in optogenetically-targeted neurons," 2018.
- [2] A. Picot, S. Dominguez, C. Liu, I.-W. Chen, D. Tanese, E. Ronzitti, P. Berto, E. Papagiakoumou, D. Oron, G. Tessier, B. C. Forget, and V. Emiliani, "Temperature rise under two-photon optogenetic brain stimulation," Cell Reports, vol. 24, no. 5, 2018
- [3] L. Tong, P. Yuan, Y. Xue, M. Chen, F. Chen, J. Bewersdorf, J. Zhou, and J. Grutzendler, "Single Cell in vivo optogenetic stimulation by two-photon excitation fluorescence transfer," *SSRN Electronic Journal*, 2022.



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



شبیهسازی پاسخ جریان نوری غشاءو نوسانات گاما به افزایش دما در تحریک نوری سلولهای عصبی

آراد اباذری، محمد اسماعیل زیبائی

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

چکیده– در دو دهه گذ شته اپتوژنتیک به ابزار قدرتمندی برای تحریک یا مهار فعالیت سیستمهای عصبی تبدیل شدها ست. با این حال افزایش دما ناشـی از جذب نور لیزر توسـط بافت، منجر به تغییراتی در عملکرد سـلولهای عصبی میشـود که نیازمند مدلسازیهای دمایی پیش از انجام آزمایش است. در این مقاله اثرات افزایش دما بر برخی از پاسخهای غشایی سلول عصبی بررسی می شود. نتایج شبیه سازی نشان میدهد با افزایش ۲ درجهای دما از ۳۷ به ۳۹ درجه سانتیگراد، شدت جریان پایدار با افزایش ۳ درصدی به ۱۷ پیکوآمپر و حداکثر شدت جریان القایی واردشده به غشاء با کاهش ۱/۵درصدی به ۲۶/۱ پیکوآمپر میرسد. همچنین این افزایش دما باعث کاهش زمان همگامسازی فعالیتهای عصبی در محدوده فرکانس نوسانات گاما به میزان ۵۵

کلید واژه- اپتوژنتیک، جریان نوری، قطار اسپایک، نوسانات عصبی

Simulation the response of membrane photocurrent and gamma oscillation to temperature rise in optical stimulation of neurons

Arad Abazari, Mohammad Ismail Zibaii*

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

*m_zibaye@sbu.ac.ir

Abstract- In the last two decades, optogenetics has become a powerful tool to stimulate or inhibit the activity of nervous systems. However, the increase in temperature caused by the absorption of laser light by the tissue leads to changes in the function of cells, which requires thermal modeling before the experiment. In this paper, the effects of temperature rise on some responses of neurons' membrane are investigated. The simulation results show that with a 2-degree increase in temperature from 37 to 39 degrees Celsius, the intensity of the steady state current increases by 3% to 17 pA, and the peak intensity of the induced current reaches to 26.1 pA with a 1.5% decrease. Moreover, this temperature rise reduces the synchronization time of neural activities in the frequency range of gamma oscillations by 75%.

Keywords: Neural oscillation, Optogenetics, Photocurrent, Spike train

1. Introduction

Optogenetics is a revolutionary strategy that combines optical techniques with genetically encoded photosensitive tools that are capable of fast and reversible neural stimulation along with neural network mapping to reveal their function in the regulation of particular behaviours. Continuous light stimulation can alter both neuronal and hemodynamic activities by changing the temperature. It has been proven that small temperature changes can cause physiological changes such as the deformation of the action potential, the firing rate of neurons or the conduction of channels in cells, and temperature changes over a certain threshold (3-4 K) cause Denaturation of protein and tissue degradation [1]. In this paper, by modelling a temperature-sensitive neuron, the effects of a two-degree increase in temperature on the biological characteristics of the cell, such as the membrane photocurrent and the synchronization time of neural activities, are simulated and investigated.

2. Theory

2.1. Biophysics of neuronal activity

The Hodgkin-Huxley model is a mathematical model to explain how action potentials are initiated and propagated in neurons, which includes a set of nonlinear ordinary differential equations that approximate the electrical properties of excitable cells such as neurons and cardiac muscle cells. In this model, every part of the cell is considered as an electrical element. The lipid layer is represented as a capacitor (C_m). The voltage-gated ion channels, which depend on both time and voltage, are represented as electrical conductors (gn). In this model, the leakage channels are shown as linear conductors (g_L). The electrochemical gradient that causes the current to flow in the ion is shown with a battery (E_L). The ion pump is also introduced with a current source (I_P). The current that passes through the lipid layer and ion channels is equal to the following equations, respectively [2].

$$I_C = C_m \frac{dV_m}{dt} \tag{1}$$

$$I_i = g_i (V_m - V_i) \tag{2}$$

Where V_i is the reversal potential of i-th ion channel. Therefore, for a neuron containing sodium and potassium channels, the sum of the current that passes through the membrane is equal to the following equations, where g_{Na} and g_K are the sodium and potassium conductance per unit area, and g_i and v_i represent the conductance and potential of the leaky channel, respectively[3].

$$I_{C} = C_{m} \frac{dV_{m}}{dt} + g_{k}(V_{m} - V_{k}) + g_{N_{a}}(V_{m} - V_{N_{a}}) + g_{l}(V_{m} - V_{l})$$
(3)

$$I_{C} = C_{m} \frac{dV_{m}}{dt} + g_{k} n^{4} (V_{m} - V_{k}) + g_{N_{a}} m^{3} h (V_{m} - V_{N_{a}}) + g_{l} (V_{m} - V_{l})$$
(4)

$$\frac{dn}{dt} = \alpha_n(V_m)(1-n) - \beta_n(V_m)n \tag{5}$$

$$\frac{dm}{dt} = \alpha_m(V_m)(1-m) - \beta_m(V_m)m \tag{6}$$

$$\frac{dh}{dt} = \alpha_h(V_m)(1-h) - \beta_h(V_m)h \tag{7}$$

Where α , β are variable functions in terms of voltage for ion channels. One of the common models in the study of the channelorhedopsin (ChR2) light cycle is the fourstate Markov model[4]. This model has two open mode functions (O₁ and O₂) and two closed mode functions (C₁ and C₂). Transition coefficients between states are expressed with the symbol G. For example, G_{02C2} represents the coefficient of transition from the open state of O₂ to the closed state of C₂. The rate equations of ChR2 molecules in open and closed states are as follows[5].

$$\frac{do_1}{dt} = G_{C_1o_1}(\varphi)c_1 + G_{o_2o_1}(\varphi)o_2 - G_{o_1c_1}o_1 - G_{o_1o_2}(\varphi)o_1$$
(8)

$$\frac{do_2}{dt} = G_{C_2o_2}(\varphi)c_2 + G_{o_1o_2}(\varphi)o_1 - G_{o_2c_2}o_2 - G_{o_2o_1}(\varphi)o_2$$
(9)

$$\frac{dc_1}{dt} = G_{o_1c_1}o_1 + G_{c_2c_1}c_2 - G_{c_1o_1}(\varphi)c_1$$
(10)

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

2.2. Modelling temperature-sensitive neuron

To model the physical characteristics of the neuron, NEURON software has been used to design a CA1 pyramidal cell. The main feature of NEURON is the transformation and modelling of cell components into small and interconnected units (Fig. 1) [6].



Fig. 1: Cell structure model in NEURON software[6]

To model the cell, the radius is 10 μ m and the dendrite length is 17700 μ m. The axon of CA1 area cells has a long part of about 400 μ m without a myelin and a short part of about 100 μ m with a myelin. To study the effects of temperature on the cell, it is necessary to enter the temperature coefficient Q10 in the Hodgkin-Huxley equations. This coefficient expresses the temperature sensitivity of the cell based on chemical reactions.

$$Q_{10} = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{10/(T_2 - T_1)} \tag{11}$$

This coefficient shows the rate of change of reaction speed(R) per 10-degree increase.

3. **Results and Discussion**

In order to investigate the changes in the induced optical current, modelling has been done for temperatures of 37 and 39 degrees and an excitation time of 5s. This stimulation induces a current of 26.5 pA at a temperature of 37 degrees Celsius (Fig. 2). The intensity of steady state current will increase from 16.5 picoamperes to 17 pA, about 3%, with a 2 degree increase in temperature. But this issue does not apply to the peak intensity of the induced current to the membrane. In this case, with an increase of 2

degrees in temperature, this intensity decreases from 26.5 to 1.26 pA. Using these data, it seems that although the increase in temperature will cause more intensity of current to neurons, the maximum value of this intensity will decrease at the moment of the starting point of radiation.



Fig. 2: Photocurrent induced to membrane at 37(blue) and 39(red) degrees Celsius

Moreover, Local interactions between cells can lead to coordination of spike activity and form the basis of oscillatory activity. In this section, the role of temperature in the synchronization speed of a neural network at gamma frequency will be investigated. In this modelling, the number of 100 nerve cells connected and interacting with each other at the temperature of 37 and 39 degrees Celsius has been investigated in the gamma frequency range (Fig. 3).



Fig. 3: Point diagram of action potential firing for the intercellular network in the gamma frequency range at the temperature of a) 37 and b) 39 degrees Celsius.

According to Fig. 3, with a 2-degree increase in temperature, the time required to synchronize firing spikes in the gamma range, decreases by 75% from 200 ms to 50 ms. To investigate thus more closely, two neurons with different initial firing time have been simulated at two temperatures of 37 and 39 degrees Celsius (Fig. 4) [7-8].



Fig. 4: Synchronization speed of the action potential of two neurons in the gamma frequency range at a) 37 and b) 39 degrees Celsius

In this modeling, as in Figure 3, increasing the temperature will increase the speed of the spiking synchronization of nerve cells. As a result, changing the temperature from 37 to 39 degrees Celsius reduces the synchronization time of two nerve cells by 75%, from about 200 milliseconds to 50 milliseconds.

4. Conclusion

In this paper, channelrhodopsin-2 empirical model has been implemented in a single neuron model in NEURON software to test the interaction of temperature and optocurrent. To make the neuron sensitive to temperature changes, the Q10 factor was placed in the equations related to the biophysical function of neurons.

In this paper, the effects of temperature rise on membrane photocurrent and gamma oscillation are studied. The results show that a two-degree increase in temperature, which is common in optogenetic experiments, has significant effects on the function of neurons. Among the effects of this temperature change, we can mention an increase in the intensity of the induced photocurrent to the membrane and a decrease in the synchronization time of neural activities in the frequency range of gamma oscillations. Therefore, it is crucial to study and simulate the thermal effects before optogenetic control of the brain.

References

- [1] J. M. Stujenske, T. Spellman, and J. A. Gordon, "Modeling the spatiotemporal dynamics of light and heat propagation for in vivo optogenetics," *Cell Reports*, vol. 12, no. 3, pp. 525–534, 2015.
- [2] J. C. Williams, J. Xu, Z. Lu, A. Klimas, X. Chen, C. M. Ambrosi, I. S. Cohen, and E. Entcheva, "Computational optogenetics: Empirically-derived voltage- and light-sensitive channelrhodopsin-2 model," PLoS Computational Biology, vol. 9, no. 9, 2013.
- [3] N. Grossman, K. Nikolic, C. Toumazou, and P. Degenaar, "Modeling study of the light stimulation of a neuron cell with channelrhodopsin-2 mutants," IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. 58, no. 6, pp. 1742–1751, 2011.
- [4] K. Nikolic, N. Grossman, M. S. Grubb, J. Burrone, C. Toumazou, and P. Degenaar, "Photocycles of channelrhodopsin-2," Photochemistry and Photobiology, vol. 85, no. 1, pp. 400–411, 2009.
- [5] V. Renault, M. Thieullen, and E. Trélat, "Optimal control of infinite-dimensional piecewise deterministic Markov processes and application to the control of neuronal dynamics via optogenetics," Networks & amp; Heterogeneous Media, vol. 12, no. 3, pp. 417–459, 2017.
- [6] M. Hines and T. Carnevale, "Neuron simulation environment," Encyclopedia of Computational Neuroscience, pp. 2012–2017, 2015.
- [7] H. Hasegawa, "Responses of a hodgkin-huxley neuron to various types of spike-train inputs," Physical Review E, vol. 61, no. 1, pp. 718–726, 2000.
- [8] G. Buzsáki and X.-J. Wang, "Mechanisms of Gamma Oscillations," Annual Review of Neuroscience, vol. 35, no. 1, pp. 203–225, 2012.



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



تحليل نوفه شدت نسبی در ليزر نقطه کوانتومی InAs/InP تحت پسخوراند نوری

زهرا ابراهیم زاده و حمید نادگران

^{۱۰۲}بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز

¹ebrahimzade10@yahoo.com ²Nadgaran@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله برر سی اثر پسخوراند نوری خارجی بر نوفه شدت نسبی لیزر نقطه کوانتومی InAs/InP ارائه شده است. با به کارگیری آنالیز سیگنال کوچک معادلات نرخ، مشخصات نوفه شدت نسبی را به صورت نظری و با افزودن عبارت های نوفه لنجواین مورد مطالعه قرار داده ایم. اثر فاز و نسبت پسخوراند آینه خارجی بررسی شده است. نتایج نشان می دهد که برای پسخوراند تاخیر – کوتاه در حالت پسخوراند هم فاز (نا هم فاز) همواره با افزایش قدرت پسخوراند نوفه شدت نمی رود. برای پسخوراند تاخیر می رود.

كليد واژه- پسخوراند نورى، ليزر نيمه رسانا، نقطه كوانتومى، نوفه شدت نسبى

Analysis of Relative Intensity Noise in InAs/InP Quantum Dot Laser Under Optical Feedback

Zahra Ebrahimzadeh¹ and Hamid Nadgaran²

^{1,2}Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran ¹ebrahimzade10@yahoo.com ²Nadgaran@shirazu.ac.ir

Abstract- The influence of external optical feedback on the relative intensity noise of an InAs/InP quantum dot laser is discussed in this article. We studied relative intensity noise features theoretically by applying small signal analysis to rate equations and adding Langevin noise. The influence of the external mirror's phase and feedback ratio has been considered. The results show that the relative intensity of the noise always drops (increases) with increasing feedback strength for short-delay feedback in the in-phase (out-of-phase) feedback mode. For long-delay feedback, however, this phase dependence disappears at high feedback values.

Keywords: Optical feedback, quantum dot, relative intensity noise, semiconductor laser
مقدمه

لیزرهای نقطه کوانتومی به دلیل محدودشدگی حامل ها در نقاط کوانتومی و در نتیجه آن داشتن چگالی حالت شبه تابع دلتا، مزایای عملکردی متعددی نسبت به سایر لیزرهای نیمه رسانا از خود نشان می دهند از جمله: جریان آستانه پایین تر، عملکرد دمایی بالاتر، فاکتور میرایی بالا، فاکتور افزایش پهنای خط نزدیک به صفر و در نتیجه پایداری بهبود یافته در برابر یسخوراند خارجی [۱]. به خاطر طبیعت کوانتومی نور، لیزرهای نیمه رسانا به طور ذاتی دستگاه های دارای نوفه نسبی اند. نوفه کوانتومی معادل با افت و خیزهای ذاتی در تعداد فوتون، تعداد حامل و فاز است که در حین فرایندهای برهم کنش کوانتومی میدان لیزر تولید می شود. در نتیجه حتی زمانی که لیزر با جریان ثابت، با افت و خیز قابل صرف نظر، بایاس می شود خروجی لیزر نیمه رسانا افت و خیزهایی در فاز و شدت از خود نشان می دهد. نوفه شدت در خروجی لیزر نیمه رسانا اعتمادپذیری به آن ها را وقتی به عنوان منابع نور در سیستم های ارتباطی، دیسک های نوری، اندازه گیری نوری و غیره به کار گرفته می شوند محدود می کند. از آن جا که این افت و خیزها بر روی عملکرد لیزر اثر می گذارند پس تخمین اندازه آن ها در سیستم ها دارای اهمیت است. افت و خیزهای شدت با نوفه شدت نسبی^۱ (RIN) مشخصه یابی می شود. پسخوراند نوری خارجی که گاهی از پیش طراحی شده است و گاهی ناخواسته، مانند آن چه از اجزای سیستم های ارتباطی نوری به درون کاواک اصلی لیزر بازتابیده می شود، حتی در درصدهای بازتاب بسیار پایین می تواند به طور قابل توجهی روی عملکرد لیزر اثر بگذارد و تغییرات چشمگیری در ویژگی های نوفه لیزر از جمله نوفه شدت نسبی تحت تاثیر پسخوراند رخ دهد[۲]. در این مقاله ما به بررسی اثر پسخوراند نوری بر نوفه شدت لیزر نقطه کوانتومی InAs/InP يرداخته ايم.

مدل معادلات نرخ ليزرهاي نقطه كوانتومي

تصویر طرحواره لیزر کوانتوم دات تحت پسخوراند نوری در شکل ۱ نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود حامل ها به لایه وتینگ^۲(WL) تزریق می شوند و از آن جا به درون کوانتوم دات ها واهلش می یابند. در حقیقت لایه دو بعدی وتینگ به صورت چاه کوانتومی تامین کننده حامل برای کوانتوم دات ها عمل می کند. برای مطالعه رفتار دینامیکی لیزر کوانتوم دات از مدل نظری معادلات نرخ لانگ_کوبایاشی^۳ برای شبیه سازی لیزر تحت پسخوراند نوری استفاده کرده ایم.



شکل ۱: تصویر طرحواره لیزر QD تحت پسخوراند نوری و طرح معادل دینامیک حامل ها در ناحیه فعال [۳].

معادلات نرخ توصیف کننده دینامیک تعداد حامل ها، تعداد معادلات نرخ توصیف کننده دینامیک تعداد حامل ها، تعداد فوتون ها و فاز میدان الکتریکی برای لیزر QD تحت پسخوراند نوری به صورت زیر تعریف می شوند [۳]: $\frac{dN_{WL}}{dt} = \frac{I}{q} + \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{ES}^{WL}} f_{ES} - \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{SP}} + F_{WL} \quad (1)$ $\frac{dN_{ES}}{dt} = \frac{N_{WL}}{\tau_{ES}^{WL}} f_{ES} + \frac{N_{GS}}{\tau_{ES}^{GS}} f_{ES} - \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} + F_{ES}$ (1)

² Wetting layer

³ Lang- Kobayashi

'Relative intensity noise

لنجواین حامل ها، فوتون و فاز اند. تفاوت فاز θ توسط رابطه لنجواین حامل ها، فوتون و فاز اند. تفاوت فاز θ توسط رابطه صورت $\tau_0 = \phi_0 + \phi(t) + \phi(t - \tau)$ داده می شود. فاز اولیه به صورت $\tau_0 = \phi_0$ است که در آن ω فرکانس لیزر بدون پسخوراند خارجی است. به دلیل آن که فاز اولیه به شدت حساس به تاخیر پسخوراند (τ) است، در این کار ϕ را به عنوان پارامتر آزاد و مستقل از تاخیر پسخوراند در نظر می گیریم. از طریق یک آنالیز سیگنال کوچک، خطی سازی معادلات نرخ انجام می شود و پس از نوشتن معادلات در معادلات نرخ انجام می شود و پس از نوشتن معادلات در QD تحت پسخوراند نوری خارجی به صورت شبه تحلیلی توسط $2 S / 2 |(\omega) S | = (\omega) RIN$ محاسبه می شود که فرکانس و S میانگین تعداد فوتون ها است. نحوه انجام آنالیز سیگنال کوچک و خطی سازی به تفصیل در منبع [4] آمده سیگنال کوچک و خطی سازی به تفصیل در منبع [4] آمده است.

بحث و بررسی نتایج

شبیه سازی را در دو رژیم تاخیر-کوتاه و تاخیر-بلند انجام داده ایم. تفاوت این دو رژیم بر حسب تفاوت نسبت بین فرکانس نوسانی واهلشی f_{RO} که جزء خصوصیات ذاتی لیزر است و فرکانس کاواک خارجی $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{r}$ تعریف می شود. به این صورت که وقتی $f_{RO} < f_{ext}$ لیزر در رژیم تاخیر-کوتاه قرار دارد و وقتی $f_{RO} < f_{ext}$ در رژیم تاخیر-بلند قرار دارد. در این جا حداکثر مقدار نسبت پسخوراند را ۵٪ در نظر گرفته ایم تا از پایداری خروجی لیزر مطمئن باشیم.

شکل ۲ طیف RIN برای لیزر QD تحت پسخوراند نوری خارجی در رژیم تاخیر-کوتاه به ازای مقادیر مختلف R_{ext} با جریان بایاس Ith و ۶٫۶۷ و $\tau = ۶٫۶۷$ ییکوثانیه نشان داده شده است. مشاهده می شود برای پسخوراند هم فاز ($0=0\phi$) در شکل (a) افزایش قدرت پسخوراند همواره باعث کاهش سطح RIN نسبت به حالت لیزر آزاد (بدون پسخوراند خارجی) می شود. در حالی که برای پسخوراند نا هم فاز ($\phi_0=\pi$) شکل

⁴Cramer's rule

$$\frac{dN_{GS}}{dt} = \frac{N_{ES}}{\tau_{GS}^{ES}} f_{GS} - \frac{N_{GS}}{\tau_{ES}^{GS}} f_{ES} - \Gamma_P v_g gS$$

$$-\frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{SP}} + F_{GS}$$
(7)

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_P v_g g S - \frac{1}{\tau_P} S + \beta_{SP} \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{SP}} + 2\kappa \sqrt{S(t)S(t-\tau)} \cos(\theta) + F_S$$
(*)

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} \Gamma_P \nu_g g \alpha_H -\kappa \sqrt{\frac{S(t-\tau)}{S(t)}} \sin(\theta) + F_{\phi}$$
 (Δ)

که در آن $au_{_{ES}}^{_{WL}}$ زمان گیرافتادن حامل های وتینگ در کوانتوم دات ها در حالت برانگیخته (ES)، کوانتوم دات ها در حالت برانگیخته کان به حالت پایه (GS)، $T_{ES}^{GS} = T_{WL}^{GS}$ به ترتیب زمان فرار از حالت به WL و از GS به حالت ES، $\tau^{SP}_{WL, ES, GS}$ مربوط به زمان ES گسیل خود به خودی از سطوح وتینگ، برانگیخته و پایه GS, ES, WL است. NWLES, GS به ترتيب تعداد حامل ها در NWLES, GS اند. S نمایشگر تعداد فوتون، I جریان پمپ است و فاکتورهای $f_{ES} = 1 - \frac{N_{ES}}{4N_{R}}; f_{GS} = 1 - \frac{N_{GS}}{4N_{R}}$ مسدودشدگی پائولی هستند. ϕ به فاز، eta گسیل خود به v_s خودی، $arGamma_P$ فاکتور محدودشدگی، au_p طول عمر فوتون، $arGamma_P$ سرعت گروه و α_H فاکتور تقویت پهنای خط اشاره می کند و $g = a_{GS} \frac{N_B}{V_B} (\frac{N_{GS}}{N_B} - 1)$ و $g = a_{GS} \frac{N_B}{V_B} (\frac{N_{GS}}{N_B} - 1)$ در آن a_{GS} بهره دیفرانسیلی، N_B تعداد کل کوانتوم دات ها و V_B حجم ناحیه فعال است. نرخ پسخوراند به صورت R تعریف می گردد که در آن $\kappa = \frac{1}{\tau} (1-R) \sqrt{\frac{R_{ext}}{R}}$ بازتاب از وجه لیزر، Rext نسبت پسخوراند و τ_{in} زمان رفت و برگشت درون کاواک لیزر است. هم چنین در معادلات ۲ هم بیان گر زمان رفت و برگشت در کاواک خارجی می باشد. در این جا F_{δ} $F_{WL,ES,GS}$ و F_{ϕ} به ترتیب منابع نوفه

(b) ۲ این گونه نیست و با افزایش قدرت پسخوراند سطح RIN افزایش می یابد. بنابراین فاز اولیه پسخوراند تاثیر قابل توجهی روی طیف RIN لیزر QD می گذارد.



شکل ۲: طیف RIN لیزر QD در رژیم تاخیر-کوتاه برای حالت (a) پسخوراند هم فاز (φ=0) و (b) پسخوراند نا هم فاز (φ=π)



شکل ۳: طیف RIN لیزر QD در رژیم تاخیر-بلند برای حالت پسخوراند نا هم فاز ($\phi = \pi$)

نتيجهگيرى

دراین مقاله بر مبنای معادلات نرخ اثر پسخوراند نوری خارجی بر مشخصه RIN لیزر نقطه کوانتومی InAs/InP بررسی شد. نتایج نشان داد که فاز پسخوراند نوری به طور عمده مقدار طیف RIN در فرکانس های پایین را تغییر می دهد. از آن جا که فاز پسخوراند، تاخیر پسخوراند، به طور مستقیم مرتبط است با فاصله آینه خارجی از کاواک اصلی، بنابراین در حالت پسخوراند تاخیر-کوتاه که مقدار RIN به شدت تحت تاثیر فاز است، کنترل دقیق طول کاواک خارجی از اهمیت خاصی برخوردار می شود. در حالی که برای حالت پسخوراند تاخیر-بلند و قدرت پسخوراند بالا این نگرانی وجود ندارد.

مرجعها

- [1] C. Wang, F. Grillot, "Impacts of Wetting Layer and Excited State on the Modulation Response of Quantum-Dot Lasers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 48.9, pp. 1144-1150, 2012.
- [2] B. Zhao, X. Wang, J. Zhang, and C. Wang, "Relative intensity noise of a mid-infrared quantum cascade laser: insensitivity to optical feedback", Opt. Express, Vol. 27, pp. 26639-26647, 2019.
- [3] F. Grillot, C. Wang, N. Naderi, and J. Even., "Modulation properties of self-injected quantum-dot semiconductor diode lasers", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., Vol. 19.4, pp. 1900812-1900812, 2013.
- [4] J. Duan, X. Wang, Y. Zhou, C. Wang, and F. Grillot "Carrier-noise-enhanced relative intensity noise of quantum dot lasers", IEEE J. Quantum Electron. Vol. 54(6), pp. 1-7, 2018.



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



بررسی اثر پارامترهای ضریب تقویت و اتلاف و تغییرات ضریب شکست لایهها بر روی طیف عبوری از بلورهای فوتونی یک بعدی با تقارن پاریته زمان

دکتر مهدی سلیمانی، دکتر ملیحه نجاتی و زهرا سادات خجسته راد

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم

ma.nejati@qom.ac.ir, solaimani@qut.ac.ir, zahrasadatkhojasterad@gmail.com

چکیده – در این تحقیق بلور فوتونی یک بعدی به صورت لایه های دی-الکتریک متناوب که ضرایب شکست لایه ها از تقارن پاریته زمان پیروی می کند در نظر گرفته شده است. با استفاده از روش ماتریس انتقال میزان عبور امواج الکترومغناطیسی از بلور مفروض با تغییر پارامتر های آن بررسی شده است. نتایج حاکی از آن است که با تغییر ضریب تقویت و اتلاف دی الکتریک ها و تعداد لایه ها، می توان خواص نوری در ساختار مطرح شده را کنترل کرد و طیف عبوری را تغییر داد.

کلید واژه - «بلورهای فوتونی یک بعدی»، «تقارن پاریته-زمان»، «چند لایه ای دی الکتریک»، «روش ماتریس انتقال»، «ضریب عبور»

Investigating the effects of gain and loss factors and refractive index changes on the transmission spectrum of one-dimensional photonic crystals based on time-parity symmetry

Dr.Mahdi Soleimani, Dr. Malihe Nejati and Zahra Sadat Khojaste Rad

Physics Department, Faculty of Science, University of Qom

solaimani@qut.ac.ir, ma.nejati@qom.ac.ir, zahrasadatkhojasterad@gmail.com

Abstract - In this paper One-Dimensional photonic crystals is considered in the form of alternating dielectric layers, where the refractive indices of the layers based on PT-Symmetry. With using the Transfer matrix method, the amount of electromagnetic interference from the assumed crystal has been investigated by changing its selections. The results indicate that by changing the refractive index, gain and loss indices of dielectrics and wellnumber, the optical properties of proposed structure can be controlled.

Keywords: Dielectric Multilayer, One-Dimensional Photonic Crystals, Parity Time Symmetry, Transfer Matrix Method, Transmittance index. شکست لایهها و ضریب تقویت و اتلاف، بر روی طیف عبوری امواج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی مبتنی بر تقارن پاریته زمان با استفاده از روش ماتریس انتقال و کدهای نوشته شده در نرم افزار متلب، بررسی شده است.

روش ماتریس انتقال و معادلات حاکم

در این مقاله یک بلور فوتونی یک بعدی چهار لایهای (Upperform) در نظر گرفته ایم. هر یک از لایههای بلور فوتونی دارای ضریب شکست تعریف شده به صورت زیر فوتونی دارای ضریب شکست تعریف شده به صورت زیر می افتد که در نهایت از تقارن پاریته زمان پیروی می کند. $n_1(x) = n_0 + \Delta n + \Delta n_i,$ (۲)

. $mL \le z \le (m + \frac{1}{4}) L$ در

$$n_2(x) = n_0 - \Delta n + \Delta n_i, \qquad (\texttt{``})$$

$$(m + \frac{1}{4}) L \le z \le (m + \frac{1}{2}) L$$
 در $L \le z \le (m + \frac{1}{2}) L$

$$n_3(x) = n_0 - \Delta n - \Delta n_i, \qquad (f)$$

$$(m + \frac{1}{2}) L \le z \le (m + \frac{3}{4}) L$$
 در

 $(m + \frac{3}{4}) L \le z \le (m+1) L$.

$$n_4(x) = n_0 + \Delta n - \Delta n_i,$$
 (Δ)



شكل ۱: ساختار بلور فوتوني

مقدمه

بلورهای فوتونی ساختارهای متناوبی هستند که در آنها لایه های دیالکتریک به صورت متناوب کنار هم چیده شده است. مهم ترین اثر ناشی از تناوب بلورها، وجود محدودههایی پیوسته و کراندار در حوزهی بسامد است که در آنها امکان انتشار موج در ساختار وجود ندارد. به این نواحی باند ممنوعه فوتونی گفته میشود [1]. بلورهای فوتونی مبتنی بر تقارن پاریته زمان به نوعی از بلورهای فوتونی گفته میشود که ضرایب شکست لایههای آن از شرط تقارن پاریته زمان پیروی می کند [2]. بلور فوتونی بسیار پاشنده است و میزان گذردهی و انعکاس آن به شدت وابسته به طول موج نور فرودی می باشد. دلیل پژوهش بر روی بلورهای فوتونی، کاربردهای آن در ناحیههای تحقیقاتی مانند فیلترها، موجبرها، کلیدهای اپتیکی و...

در این تحقیق ساختار یک بلور فوتونی یک بعدی چند لایهای دیالکتریک مبتنی بر تقارن پاریته زمان مورد بررسی قرار گرفته است. در ساختار پاریته زمان یک بعدی، توزیع ویژه ضریب شکست با رعایت شرط زیر قابل قبول است.

$$n(x) = n^*(-x) \tag{1}$$

در نتیجه در سیستمهای دارای تقارن پاریته زمان، بخش حقیقی ضریب شکست، باید تابع زوج مکان و بخش موهومی ضریب شکست، تابع فرد از مکان باشد [2]. هنگامی که طول کل سیستم را ثابت نگه میداریم و هندسه داخلی یا خصوصیات فیزیکی آن را تغییر می دهیم، ممکن است بتوانیم پارامترهای فیزیکی بهینه را در دستیابی به نتایج نهایی مطلوب خود بدست آوریم. به این ترتیب امکان ابداع دستگاه های کوچکتر به وجود می آید زیرا ما کل طول سیستم را ثابت نگه داشته ایم [4]. به همین روش اثر پارامترهایی از قبیل تغییرات ضریب بوده و

که در این روابط m = 1,2,3,...,N و N تعداد سلول های واحد در ساختار بلور فوتونی است. همچنین n_0 ضریب شکست محیط و Δn تغییرات دامنه موهومی و حقیقی ضریب شکست ها و L طول کلی بلور میباشد. در ادامه روش ماتریس انتقال که مؤثرترین تکنیک برای تجزیه و تحلیل خواص عبور در بلورهای فوتونی دوره ای محدود است، بیان میشود. [d] ماتریس انتقال برای موج الکترومغناطیسی در زاویه برخوردی θ_0 از محیط به بلور فوتونی یک بعدی از طریق معادله زیر محاسبه میشود:

$$\mathbf{M}[\mathbf{d}] = \prod_{i=1,2,3,4} \begin{bmatrix} \cos \gamma_i & \frac{-i}{p_i} \sin \gamma_i \\ -ip_i \sin \gamma_i & \cos \gamma_i \end{bmatrix} \quad (\mathbf{\hat{r}})$$

(اعداد ۱ و ۲ و ۳ و ۴ به ترتیب مربوط به لایه A و B و (اعداد ۱ و A و D و C و C

i که در آن C سرعت نور در خلاً، θ_i زاویه پرتو درون لایه d_i با ضریب شکست n_i و ضخامت d_i است و همچنین می γ_i ، p_i و γ_i ، p_i به صورت زیر تعریف می شوند [4].

$$p_{i} = \sqrt{\epsilon_{0}/\mu_{0}} (n_{i}\cos\theta_{i})$$
 (Y)

$$\gamma_{i=}\left(\frac{\omega}{c}\right)n_{i}d_{i}\cos\theta_{i} \tag{A}$$

$$\cos\theta_i = \sqrt{1 - (n_0^2 \sin^2\theta_0/n_i^2)} \tag{9}$$

ماتریس انتقال برای N دوره تناوب ^N[[M[d]] است و همچنین ضریب عبور ساختار به صورت زیر محاسبه می-شود [1]:

$$\mathbf{t} = \frac{2p_0}{(m_{11} + m_{12})p_0 + (m_{21} + m_{22}p_s)} \tag{(1.1)}$$

$$p_0 = (n_0 \cos \theta_0), p_s = (n_s \cos \theta_s) \quad (11)$$

$$T = (p_s/p_0)|t|^2$$
 . (17)

در این بخش با استفاده از روشهای عددی و برنامه نویسی متلب طیف عبور از بلور فوتونی مذکور را ترسیم کردیم و اثر پارامترهای ضریب تقویت و اتلاف موج الکترومغناطیسی بر روی طیف عبوری را بررسی میکنیم. بدین منظور مشخصههای بلور را مانند جدول ۱ در نظر گرفته با این تفاوت که مقدار ضریب تقویت و اتلاف را از ۸۷ تا ۹۶ تغییر دادهایم.

مشخصه	پارامتر	مقدار
بازه فرکانسی	ω	5.5-6.5 × 10 ¹⁵
ضریب شکست محیط	n ₀	1
تغییرات دامنه ضریب شکست	Δn	2
ضريب تقويت و اتلاف	q	90
تعداد لایه ها	wellnum	3

جدول ۱: مقادیر مفروض برای بلور فوتونی یک بعدی مبتنی بر تقارن پاریته زمان



نتيجه گيرى

در این مقاله، انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک بلور فوتونی یک بعدی مبتنی بر تقارن پاریته زمان، با تغییر پارامترهای ضرایب تقویت و اتلاف و تغییرات ضریب شکست بررسی شد. نتایج عددی نشان داد که با ساختار پیشنهادی و پارامترهای ثابت، با افزایش ضرایب تقویت و اتلاف طیف عبور انتقال به سرخ دارد و با افزایش تغییرات ضریب شکست، موقعیت باند ممنوعه انتقال به آبی دارد. نتایج حاکی از آن است که کنترل باند ممنوعه در ساختار بلور فوتونی پیشنهادی امکان پذیر می باشد.

مراجع

[1]. Aghajamali, A. (2016). Transmittance properties in a magnetized cold plasma superconductor periodic multilayer. *Applied optics*, *55*(23), 6336-6340.

[2]. C. M. Bender and S. Boettcher, Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry, Phys. Rev.Lett.80, 5243–5246 (1998).

[3]. Bin, G. (2009). Transfer matrix for obliquely incident electromagnetic waves propagating in one dimension plasma photonic crystals. plasma Science and Technology, 11(1), 18.

[4]. Solaimani, M., Ghalandari, M., & Aghajamali, A. (2020). Band gap engineering in constant total length nonmagnetized plasma-dielectric multilayers. *Optik*, 207, 164476.

[5]. Wang, L., Liu, F., Liu, F., Qin, Z., Zhang, Y., Zhong, D., & Ni, H. (2022). Optical fractal and exceptional points in pt symmetry Thue-Morse photonic multilayers. *Optical Materials*, *123*, 111821.



شکل ۲: نمودار طیف عبور بر حسب فرکانس موج فرودی به ازای اثر ضریب تقویت و اتلاف موج با مقادیر مختلف ضرایب تقویت و اتلاف q شامل: q=87,90,93,96

با مشاهده نمودار تغییرات عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی به ازای تغییرات ضریب تقویت و اتلاف **p**، در مییابیم که تعداد نقاط اوج عبور افزایش یافته است. همچنین در نمودار عبور با افزایش مقدار ضریب تقویت و اتلاف، انتقال به سرخ اتفاق میافتد. در تقارن پاریته زمان، عبور از میان بلور الزاما کوچکتر از از واحد نیست [5]. بلکه طیف عبور، بر حسب فرکانسهای محدود، شدت بیشتر از واحد را ارائه میدهد و در سایر فرکانسها، امواج، جذب یا بازتاب میشوند.

اثر تغییرات ضرایب شکست دیالکتریک بر طیف عبوری از بلور فوتونی مبتنی بر تقارن پاریته زمان

در این بخش تاثیر تغییرات ضرایب شکست دی الکتریک بر روی طیف عبوری از بلور فوتونی با ساختار مذکور بررسی می شود. بدین منظور مشخصههای بلور را مانند جدول ۱ در نظر می گیریم با این تفاوت که مقدار تغییرات ضرایب شکست دی الکتریک را از ۲ تا ۲/۵ تغییر داده و اثر آن را بر روی طیف عبوری بررسی کردهایم. با مشاهده شکل ۳ که تاثیر تغییرات دامنه حقیقی ضریب شکست بر طیف عبور امواج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی یک بعدی مبتنی بر تقارن پاریته زمان را نمایش می دهد، می توان نتیجه گرفت که شدت و دفعات عبور موج الکترومغناطیسی در دو حالت 2.5 و 3.5 افزایش می یابد. همچنین مشهود



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



سنتز و اندازه گیری دوشکستی کریستال مایع دو بعدی دیسولفید مولیبدن (MoS₂)

مجید شیرازی*، علی شریفی خانکهدانی،سجاد آقاجری، روح اله کریم زاده

دانشکدهفیزیک، دانشگاهشهیدبهشتی، ولنجک، تهران

*maj.shirazi@mail.sbu.ac.ir

چکیده – در این پژوهش کر یستال مایع دو بعدی دی سولفید مولیبدن با روش لایهبرداری فاز مایع آماده شد. طیف سنجی مرئی فرابنفش دو پیک مشخ صه در ۶۱۴ و ۶۷۶ نانومتر نشان میدهد. در طیف سنجی رامان نمونه نیز دو مد ارتعا شی مربوط به واکنش گوگرد و مولبیدن مشاهده می شود که فا صله کم آنها، دلیلی بر تشکیل کریستالهای کملایه میبا شد. اندازه صفحات کریستال به کمک آنالیز پراکندگی نوری دینامیکی، حدود ۵۰۰m گزارش میشود. با سنجش طیف فلوئور سانس و مشاهده شدت قوی آن، تعداد کم لایههای محصول فر آیند سنتز، تایید شده است. خاصیت دوشکستی MOS حاصل شده به روش شهودی مشاهده و با اندازه گیری تجربی مقداری عددی ۲۰۰۳، برای آن گزارش شده که تاییدی بر رهیافت موفق سنتز کریستال مایع MoS2

كليد واژه- دىكالكوژنيدهاى فلزات واسطه، فازنماتيك، كريستال مايع، دىسولفيد موليبدن.

Synthesis and Birefringence Measurement of Molybdenum Disulfide Two-Dimensional Liquid Crystal (MoS₂)

Majid Shirazi*, Ali Sharifi khankahdani,Sajad aghajari, Rouhollah Karimzadeh

Faculty of Physics, Shahid Beheshti University, Valenjak, Tehran

*maj.shirazi@mail.sbu.ac.ir

Abstract- In this research, molybdenum disulfide two-dimensional liquid crystal has been prepared by liquid phase exfoliation method. Visible-ultraviolet spectroscopy shows two characteristic peaks at 614 and 676 nm. In the Raman spectroscopy of the sample, two vibrational modes related to the reaction of sulfur and molybdenum are observed and their small distance is a reason for the formation of low-layer crystals. The size of the crystal plates is reported to be about 500 nm using Dynamic Light Scattering analysis. By measuring the fluorescence spectrum and observing its strong intensity, the low number of product layers of the synthesis process has been confirmed. The birefringence property of the obtained MoS₂ was observed intuitively and with experimental measurement, a numerical value of 0.003 has been reported for it which is a verification of the successful synthesis of MoS₂ liquid crystal.

Keywords: Liquid Crystal, Molybdenum Disulfide, Nematic Phase, Transition Metal Dichalcogenides.

پژوهش تلاش شده که به روشی مقرون به صرفه و پربازده MoS2 را سنتز کرده و مشخصهیابی کنیم.

مواد و روش سنتز MoS₂

پس از مطالعه روشهای سنتز متفاوت، با هدف دستیابی به محصولات همگن، بدون آلودگی، ساده و مقرون به صرفه، روش لایهبرداری در فاز مایع را برای ساخت کریستال مایع MoS2 کردیم[۳]. در ابتدا، ۳۵ پودر MoS2 (محصول شرکت مرک با چگالی ۵/۰۶ gr/cm) به ۳۱ (محصول شرکت مرک با چگالی ۵/۰۶ gr/cm) به gr/cm حلال NMP (محصول شرکت مرک با چگالی gr/cm محلال ۱/۰۲۸ (محصول شرکت مرک با چگالی وr/cm زمان مرک با چگالی و مدت اولتراسونیک (ultrasonic 20KHZ probe) تحت امواج صوتی قرار می گیرد. پس از انجام آزمایشهای متعدد، توان مناسب قرار می گیرد. پس از انجام آزمایشهای متعدد، توان مناسب پراب ۲۰۰۷ و مدت زمان فرآیند ۱۰۰min انتخاب شد. در پایان، جهت جداسازی ذرات سنگین با تعداد لایههای بالا، محلول به مدت اماز با سرعت ۱۵۰۰rpm سانتریفیوژ میشود و محلول تیره رنگ باقیمانده به عنوان کریستال مایع دیسولفید مولیبدن مورد بررسی قرار می گیرد.

نتايج و مباحث

محصول سنتز شده، جهت مشخصهیابی، مورد طیفسنجی مرئی-فرابنفش قرار می گیرد(شکل (۱)). طیف حاصل شده از نمونه با دو پیک جذبی در محدودهی ۶۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر در تطابق با گزارشات تجربی و دلیلی بر تشکیل MoS2 می-باشد[۳].



شکل (۱): طیف مرئی-فرابنفش نمونهی MoS2 سنتز شده.

مقدمه

اخیرا دی کالکوژنهای فلزات واسطه با ساختار لایهای گرافیت گونه و تنوع کاربردی بالا در زمینههای مختلف، بسیار مورد توجه قرار گرفتهاند. فرمول کلی این مواد بهصورت MX2 است که M نمایشگر عنصری از فلزات واسطه از جمله M0، Se و T میباشد که در گروه ۴ تا ۷ جدول تناوبی قرار دارند و X نیز عنصری از گروه کالکوژنها (عناصر گروه ۱۶ معروف به خانواده اکسیژن) میباشد. مطالعات نشان داده که در مقیاس نانو، این مواد به صورت یک یا چندلایهای، مشخصههای جدیدی از خود نشان میدهند که از محدودیتهای کوانتومی ناشی میشود[۱].

عضوی از این خانواده، ساختار کریستالی دیسولفید مولیبدن (MoS2) از مشهورترین مواد دوبعدی، دارای لایه-های متشکل از پیوند بین یک عنصر مولیبدن با دو عنصر گوگرد است. از ویژگیهای این ساختار میتوان موارد متعددی نام برد برای مثال: پیوند قوی کووالانسی در هر لايه، پيوند ضعيف واندروالسي بين لايهاي، شكاف نواري قابل تنظیم، خواص نوری غیرخطی، خاصیت دوشکستی در حالت تكلايه، افزايش شدت فوتولومينسانس با كاهش ضخامت، جذب بالا در ناحیه مادون قرمز و زیستساز گاری. همچنین MoS2 نوعی کریستال مایع لیوتروپیک به حساب میآید و از آنجا که کریستالهای مایع در زندگی روزمره نقش پررنگی پیدا کردهاند برای مثال استفاده در رنگ اتومبیل، سیستم پردازش داده نوری، باتری لیتیومی، ساخت نمایشگر، سلول خورشیدی و دارو رسانی...در نتیجه این ماده نیز کاندید مناسبی برای مطالعه میباشد و امکان توسعه در زمینههای تحقیقاتی فراوانی را دارد[۲]. از اینرو در این

برای بررسی فرآیند ساخت و لایهبرداری، از طیفسنجی رامان کمک گرفتیم (شکل (۲)). دو باند واضح در ۳۸۵ و¹⁻۴۰۴ مشاهده میشود که از دو مد ارتعاشی واکنش بین اتمهای S و Mo نتیجه شده است. هرچه فاصلهی بین این دو باند کمتر باشد، نمونه تعداد لایه کمتری دارد. با مقایسه نتیجه با دیگر مطالعات، تخمین زده میشود که نمونه به خوبی لایهبرداری و نانوصفحاتی با تعداد لایه خیلی کم تشکیل شده است[۴].



جهت اطمینان از تعداد کم لایهها، میتوان از بررسی طیف فلوئورسانس کمک گرفت. زیرا MoS2 در حالت بالک و حجیم دارای فلوئورسانس بسیار ضعیف و ناچیزی است. تحقیقات تجربی نشان داده که با کاهش ضخامت، مقدار فلوئورسانس افزایش و در حالت تکلایه، طیف فلوئورسانس قوی از ویژگیهای این ماده میباشد[۵]. در شکل (۳) طیف فلوئورسانس قوی نمونهی سنتز شده MoS2 مشاهده می-فلوئورسانس از تعداد لایهی خیلی کم محصول را دارد.



برای تعیین سایز ذرات سنتز شده از آنالیز پراکندگی نور دینامیکی (DLS) استفاده کردهایم (شکل(۴)). اندازهی

صفحات MoS2 حدود ۵۰۰nm به دست می آید و پهنای باریک نمودار، نشاندهنده توزیع یکنواخت صفحات کریستال مایع و درنتیجه مطلوب بودن روش سنتز است [۵].



شكل (۴): طيف DLS نمونهى MoS2 سنتز شده.

بعد از اطمینان از سنتز کریستال مایع دو بعدی MoS2 ، به بررسی دوشکستی نمونه می پردازیم. جهت بررسی شهودی این پدیده از چیدمان ساده شکل (۵) استفاده می کنیم که از دو قطبشگر، منبع نور و سل تشکیل شده است. وقتی محور نوری دو قطبشگر عمود برهم است، هیچ نوری از آنها عبور نمی کند. بعد از تزریق نمونه به سل بین دو قطبشگر، در صورت وجود خاصیت دوشکستی، قطبش نور چرخیده و نور می تواند از قطبشگر دوم عبور کند.



شکل (۵): چیدمان اپتیکی برای بررسی شهودی دوشکستی نمونه.

در شکل (۶) تصویری از سل حاوی نمونه دیده می شود. روشن بودن سل و وضوح تصویر گویا پدیده ی دوشکستی قوی در نمونه کریستال مایع دوبعدی MoS2 سنتز شده است. پس از بررسی شهودی دوشکستی نمونه، اندازه گیری آن مورد توجه قرار می گیرد. می دانیم که اگر پرتو تک رنگ موازی به مرز جدایی دو محیط همسانگرد و ناهمسانگرد بتابد، بخشی از نور عبور و بخش دیگر بازتاب می شود. در این صورت نور بازتابی برای قطبش عمود (مد TE) و قطبش مقدار دوشکستی نمونه با عدد **۵**-۰۱×**۵** گزارش شده که نسبت به MoS2 دوشکستی کمتری دارد. بررسی پارامترهای سنتز همچون حلال و غلظت متفاوت مواد ممکن است، پتانسیل تغییر و بهبود نتیجه را در پی داشته باشد.

نتيجهگيرى

سنتز کریستال مایع دو بعدی MoS2 به روش لایهبرداری فاز مایع و بررسی خاصیت دوشکستی آن ارائه شد. مشخصهیابیهای انجام شده کملایه بودن و احتمال تکلایه بودن محصول را نشان میدهد. مشاهده خاصیت دوشکستی نمونه توضیح داده و به صورت تجربی مورد اندازه گیری قرار گرفت و مقدار **T**-**۱**×**T** برای آن گزارش شد.

مرجعها

[1] M. Cotrufo, L. Sun, J. Choi, A. Alù, and X. Li, "Enhancing functionalities of atomically thin semiconductors with plasmonic nanostructures," Nanophotonics, 8(4), 577-598, 2019.

[2] O. Samy, S. Zeng, M. D. Birowosuto, and A. El Moutaouakil, "A Review on MoS2 properties, synthesis, sensing applications and challenges," Crystals, 11(4), 355, 2021.

[3] J. N. Coleman, M. Lotya, A. O'Neill, S. D. Bergin, P. J. King, U. Khan, ... and V. Nicolosi, "Twodimensional nanosheets produced by liquid exfoliation of layered materials," Science, 331(6017), 568-571, 2011.

[4] K.Gołasa, M. Grzeszczyk, R. Bożek, P. Leszczyński, A. Wysmołek, M. Potemski, and A. Babiński, "Resonant Raman scattering in MoS2—From bulk to monolayer," Solid state communications, 197, 53-56, 2014.

[5] G. Eda, H. Yamaguchi, D. Voiry, T. Fujita, M. Chen, and M. Chhowalla, "Photoluminescence from chemically exfoliated MoS2," Nano letters, 11(12), 5111-5116, 2011.

[6] M. Arshadi Pirlar, Y. Honarmand, M. Rezaei Mirghaed, S. M. Movahed, and R. Karimzadeh, "Birefringent Graphene Oxide Liquid Crystals in Microchannel for Optical Switch", ACS Applied Nano Materials, 3(3), 2123-2128, 2020.

[7] C. Lane, D. Rode, and T. Rösgen, "Birefringent properties of aqueous cellulose nanocrystal suspensions," Cellulose, 1-15, 2022

موازی (مد TM)، برای حالتی که زاویه محور اپتیکی ماده موازی (مد TM)، برای حالتی که زاویه محور اپتیکی ماده $R_s = \left(\frac{N\cos \theta_i - \sqrt{n_o^{r} - N^{r}\sin \theta_i^{r}}}{N\cos \theta_i + \sqrt{n_o^{r} - N^{r}\sin \theta_i^{r}}}\right)^{r}$ $R_p = \left(\frac{n_o n_e \cos \theta_i - N\sqrt{\left(n_e^{r} - N^{r}\sin^{r} \theta_i\right)}}{n_o n_e \cos \theta_i + N\sqrt{\left(n_e^{r} - N^{r}\sin^{r} \theta_i\right)}}\right)^{r}$ به کمک روابط بالا و چیدمان مقاله [۶] اندازه گیری دوشکستی کریستال مایع MoS2 مورد بررسی قرار گرفته و نمودار نور بازتابی برحسب زاویه ورودی برای قطبش عمود



شکل (۶): تصویر سل ثبت شده از چیدمان اپتیکی نشان دهنده خاصیت



درنهایت ضرایب شکست عادی و غیرعادی MoS_2 به ترتیب $\Delta n = -\sqrt{-\infty}$ حاصل میشود که با توجه به نتایج تحقیقاتی مطلوب است. برای قیاس نتیجه با دوشکستیهای گزارش شده، برای مثال نمونهی سوسپانسون نانوکریستال سلولز که در مقالهی [۷] مورد بررسی قرار گرفته است را مطرح میکنیم. در این مقاله



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



تفکیک نوع ذرات جوی دریاچه ارومیه با استفاده از اندازه گیریهای ISPL

سالار علیزاده^۱، روحاله مرادحاصلی^۲، حمیدرضا خالصیفرد^{۳۹۱}

۱– دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان ۲– گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، ایران، کدپستی ۵۸۱۴۵ – ۴۵۱۵۶ ۳– پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان salizadeh@iasbs.ac.ir, r.moradhaseli.iauz@gmail.com, khalesi@iasbs.ac.ir

چکیده – دریاچه ارومیه یک دریاچه اشباع شده با نمک بوده که با بحران خشکیدن کامل رو به رو است. بخشهای خشک شده آن تبدیل به زمینهای شورزار شده که می تواند منشأ تولید هواویزها باشند. برای اینکه نوع هواویزهای موجود در جو دریاچه ارومیه مورد مطالعه قرار گیرد، ایستگاه ISPL در کنار ساحل دریاچه ارومیه مستقر گردید. با استفاده از اندازهگیریهای لیداری و الگوریتم کلت– فرنالد به دنبال محاسبه ضریب واقطبش ذرات هستیم. تا بتوانیم ذرات را براساس نوع آنها جداسازی و درنهایت بروفایل غلظت ذرات را به تفکیک نوع آنها استخراج کنیم.

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

Separation of the type of atmospheric particles of Urmia Lake using ISPL measurements

Salar Alizadeh¹, Ruhollah Moradhaseli², and Hamid R. Khalesifard^{1,3}

- 1- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS)
- 2- Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran
- 3- Center for Research in Climate Change and Global Warming (CRCC), IASBS

Abstract- The Urmia Lake (UL) is a salt-saturated lake that is facing the crisis of completely drying up. Its dried lands have become marshlands that can be the source of the production of aerosols. In order to study the types of aerosols in the atmosphere of UL, the ISPL station was installed next to UL. Using LiDAR measurements and the Klett-Fernald algorithm, we calculate the particulate depolarization ratio (PDR). So that we can separate the particles based on their type and finally extract the concentration profile of the particles according to their type.

Keywords: aerosol, particulate depolarization ratio, polarization LiDAR, Urmia Lake.

مقدمه

دریاچه ارومیه در شمال غرب ایران یک دریاچه اشباع شده با نمک است. طی ۳ دهه گذشته با کاهش تراز آب آن، بخش وسیعی از بستر دریاچه تبدیل به زمینهای شورزار شده است. بدون شک خشکیدن این دریاچه یک فاجعه زیست محیطی است. از پیامدهای احتمالی خشکیدن دریاچه ارومیه تبدیل شدن این منطقه به چشمه تولید ریزگرد است [1].

طی یک دهه گذشته، مطالعات مختلفی با استفاده از اندازه گیریهای فضابرد و زمین پایه در راستای مطالعه جو این دریاچه انجام شده است [۳–۱]. اما نبود یک ایستگاه لیدار زمین پایه در منطقه برای مطالعه جو آن با دقت زمانی و فضایی بالا به نسبت اندازه گیریهای فضابرد احساس میشد. از سپتامبر ۲۰۱۸، لیدار قطبشی جاروبگر دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان (RSBS Scanning) تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان (RASBS Scanning) دریاچه مستقر شد [۴]. با استفاده از اندازه گیریهای لیداری به دنبال بررسی ویژگیهای ذرات معلق در جو دریاچه هستیم. برای تفکیک نوع ذرات معلق، لازم است ضریب واقطبش ذرات (PDR) از سیگنال لیدار استخراج شود. در نهایت به دنبال استخراج پروفایل غلظت غبار-خالص، غبار-نمکی و آلودگی شهری-صنعتی بصورت جداگانه هستیم.

روش کار

حوضه آبریز دریاچه ارومیه تحت تأثیر غبار برخاسته از چشمههای غباری همسایه قرار دارد. بدلیل وجود شهرهای بزرگ و پرجمعیتی مانند تبریز و ارومیه و شهرکهای صنعتی در حوضه آبریز دریاچه ارومیه انتظار میرود جو دریاچه ارومیه تحت تأثیر آلودگی شهری–صنعتی نیز باشد. بستر خشکیده و مناطق اطراف دریاچه ارومیه میتوانند منشأ تولید هواویزها از جنس غبار و غبار–نمکی باشند [۱و۲]. بر این اساس در دستهبندی هواویزها توسط اندازهگیریهای لیداری ISPL، ذرات را به ۳ دسته غبار خالص (pure-dust, pd)، غبار–نمکی (salt-dust, sd) و

آلودگی شهری-صنعتی (non-dust, nd) تقسیمبندی میکنیم.

شکل ۱، نمونهای از اندازه گیری انجام شده توسط لیدار ایستگاه ISPL را نشان میدهد. در این سری زمانی، سیگنال تصحيح فاصله شده (RCS) كانال موازى از ۱۵:۳۰ ل روز ۱۹ اوت ۲۰۲۰ تا ۱۱:۵۰ UTC روز ۲۰ اوت ۲۰۲۰ از سطح زمین تا ارتفاع ۴ کیلومتر به تصویر کشیده شده است. تغییرات زمانی و مکانی یک لایه از هواویزها از سطح زمین تا ارتفاع ۳ کیلومتری مشاهده می شود. ناحیه مشخص شده در سری زمانی، ما بین دو خط چین قرمز، برای استخراج ضریب واقطبش ذرات (PDR) مورد استفاده قرار گرفته است (شکل ۱). برای محاسبه این پارامتر از الگوریتم کلت-فرنالد [۵] استفاده شده است. با این روش می توان سهم واقطبش ذرات را از مولکولها جدا کرد و با استفاده از پارامتر PDR می توان جنس ذرات را تشخیص داد. در ادامه برای استخراج پروفایل ضریب پسپراکنشی (β) ذرات بصورت جداگانه، می توان از روش تشه و همکاران [۶] استفاده کرد و ذرات موجود در جو را به دو دسته تقسیم کرد. اما در کار دیگر که توسط ماموری و آنسمن ارائه شده است و از روش تشه و همکاران الهام گرفتهاند، میتوان ذرات را به ۳ دسته تقسیم کرد و بصورت جداگانه پروفایل ضریب پس پراکنشی (β) را محاسبه کرد [۷]. در این مقاله از همین روش برای جداسازی سهم ذرات استفاده شده است. برای محاسبه ضریب خاموشی ذرات (α) لازم است نسبت لیداری (۶) مناسب برای ذرات انتخاب شود و در رابطه $\frac{\alpha}{\rho} = S$ قرار گیرد. مقادیر مناسب S برای غبار-خالص، غبار-نمکی و آلودگی شهری-صنعتی به ترتیب برابر است با sr ،۴۰ sr و sr ۶۰ [۸]. از رابطه (۱) می توان برای محاسبه پروفایل غلظت ذرات (mass concentrations, Mass) استفاده کرد. در این رابطه، دانستن مقادیر چگالی ذرات (p)، -extinction-to

(α) و ضریب خاموشی volume conversion factors (c_v) لازم است.

$$Mass_x = \rho_x c_{v,x} \alpha_x \tag{1}$$

در رابطه بالا بجای x میتوان sd ، pd و یا nd را قرار داد [۷]. به ترتیب مقادیر [$\rho[g/cm^3]$ برای غبار-خالص، غبار-نمکی و آلودگی شهری-صنعتی برابر با ۲٫۶، ۱٫۱ و ۱٫۵۵ بوده و مقادیر $[10^{-12}Mm]$ برای غبار-خالص، غبار-نمکی و آلودگی شهری-صنعتی برابر با ۲٫۷۹، ۲٫۶۵ و ۲٫۲۵ است [۸].



شکل ۱: سری زمانی سیگنال تصحیح فاصله شده کانال موازی از ۱۵:۳۰UTC روز ۱۹ اوت ۲۰۲۰ تا ۱۱:۵۰UTC روز ۲۰ اوت ۲۰۲۰ از سطح زمین تا ارتفاع ۴ کیلومتر از آن، ثبت شده توسط ایستگاه ISPL.

نتايج

در شکل۲، برای ناحیه مشخص شده سری زمانی سیگنال لیدار (شکل۱)، پروفایل پارامترهای استخراج شده برای تشخیص نوع ذرات و غلظت آنها آورده شده است. در شکل ۲–آ پروفایل PDR از سطح زمین تا ارتفاع ۲۵۰۰ متری رسم شده است. PDR در نزدیکی سطح تا ۰٬۲۲ افزایش یافته و با افزایش ارتفاع از مقدار آن کاسته شده است. شکل

۲-ب پروفایل ضریب پس پراکندگی کل ذرات (β_p) و مقادیر β به تفکیک ذرات را نشان می دهد. مشخص است بیشینه مقدار ضریب پس پراکنشی مربوط به β_{sd} است. شکل ۲-ج ضریب خاموشی ذرات را به تفکیک نشان می دهد. مقدار α_{nd} و α_{nd} ضریب خاموشی ذرات را به تفکیک نشان می دهد. مقدار α_{nd} و α_{nd} با افزایش ارتفاع کاهش یافته اما مقادیر β_{sd} و α_{nd} علیت خییرات قابل توجهی نداشته اند. در شکل ۲-د پروفایل غلظت ذرات به تفکیک رسم شده است. بوضوح مشخص است بیشینه مقدار مقدار مقدار توجهی نداشته اند. در شکل ۲-د پروفایل مع مقدار قابل توجهی نداشته اند. در شکل ۲-د پروفایل مع مقدار β_{rd} با افزایش ارتفاع کاهش یافته اما مقادیر γ_{rd} و α_{rd} مقدار مع مقدار توجهی نداشته اند. در شکل ۲-د پروفایل مقطت ذرات به تفکیک رسم شده است. بوضوح مشخص است غلظت ذرات به تفکیک رسم شده است. بوضوح مشخص است بینیه مقدار β_{mass} و به × 10- مقدار g_{mass} است مقدار است. مقادیر $Mass_{rd}$ و $Mass_{rd}$ نسبت به تغییر ارتفاع، تقریبا یکنواخت بوده اما مشخص است غلظت نیار -نمکی ($mass_{rd}$) از غلظت آلودگی شهری-صنعتی غبار-نمکی ($mass_{rd}$) بیشتر است.



شکل ۲: پروفایل آ) ضریب واقطبش ذرات (PDR)، ب) ضریب پسپراکنشی (β)، ج) ضریب خاموشی (α) و غلظت ذرات (Mass) استخراج شده از سیگنال لیدار ISPL برای ناحیه مشخص شده در سری زمانی (شکل ۱) از سطح زمین تا ارتفاع ۳۵۰۰ متر.

نتيجهگيرى

در این مقاله برای یک نمونه از اندازه گیریهای لیداری انجام شده توسط ایستگاه ISPL، از الگوریتم کلت-فرنالد استفاده شد تا پارامتر PDR استخراج شود. سپس با روشی که ماموری و آنسمن ارائه دادند برای تفکیک نوع ذرات استفاده شد و ذرات به ۳ نوع دستهبندی شدند. در نهایت پروفایل غلظت ذرات بصورت جداگانه استخراج شد. نتایج نشان

میدهد، برای نمونه اندازه گیری انجام شده، غلظت غبار-خالص بیشنه است. با اینکه غبار-نمکی و آلودگی شهری-صنعتی با بیشینه غلظت کمتر از $[\frac{g}{m^3}]$ $^{4}-10 \times 2 \sim c$ در جو وجود دارند.

سپاسگزاری

این پروژه با حمایت ستاد توسعه فناوریهای فوتونیک، لیزر، مواد پیشرفته و ساخت، معاونت علمی و فناوری ریاست جمهوری و ستاد احیای دریاچه ارومیه با شماره طرح ۹۶۱۰۰۲۰۱ در حال انجام است. نویسندگان مقاله از اداره محیط زیست استان آذربایجان غربی، بابت مهماننوازی و اسکان ایستگاه ISPL در دوره اندازهگیری در پارک ملی دریاچه ارومیه نهایت قدردانی را دارند.

مرجعها

- Ghomashi, F. and H. R. Khalesifard (2020). "Investigation and characterization of atmospheric aerosols over the Urmia Lake using the satellite data and synoptic recordings." *Atmospheric Pollution Research* 11(11): 2076-2086.
- [2] Mardi, A. H., et al. (2018). "The Lake Urmia environmental disaster in Iran: A look at aerosol pollution." *Science of The Total Environment* 633: 42-49.
- [3] Ahmady-Birgani, H., Ravan, P., Schlosser, J. S., Cuevas-Robles, A., AzadiAghdam, M., & Sorooshian, A. (2020). On the chemical nature of wet deposition over a major desiccated lake: Case study for Lake Urmia basin. *Atmospheric Research*, 234, 104762.
- [4] Khalesifard, H. R., Panahifar, H., Ghomashi, F., Alizadeh, S., & Moradhaseli, R. (2020). Monitoring Atmospheric Aerosols Over the Urmia Lake by CALIPSO and a Ground Based Depolarized Lidar. In EPJ Web of Conferences (Vol. 237, p. 02025). EDP Sciences.
- [5] Klett, J. D. (1981). Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. Applied optics, 20(2), 211-220.
- [6] Tesche, M., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Engelmann, R., Freudenthaler, V., & Groß, S. (2009). Vertically resolved separation of dust and smoke over Cape Verde using multiwavelength Raman and polarization lidars during Saharan Mineral Dust Experiment 2008. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 114(D13).
- [7] Mamouri, R. E., & Ansmann, A. (2014). Fine and coarse dust separation with polarization

lidar. Atmospheric Measurement Techniques, 7(11), 3717-3735.

[8] Panahifar, H., Moradhaseli, R., & Khalesifard, H. R. (2020). Monitoring atmospheric particulate matters using vertically resolved measurements of a polarization lidar, in-situ recordings and satellite data over Tehran, Iran. *Scientific reports*, 10(1), 1-15.



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



بررسی ویژگی های الکترواپتیکی نانوساختار گرافداین R

حامد جعفرزاده، محمد حسين غلاميان

h.jafarzadeh@qiet.ac.ir, Hossein.gholamyan.14@gmail.com

چکیده – در این پژوهش ویژگی های الکترواپتیکی دو صفحه نانوساختار گرافاینR و گرافداین R بررسی شده است. محاسبات به کمک بسته محاسباتی Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) و براساس نظریه تابعی چگالی (DFT) انجام شده است. نتایج نشان می دهد برای گرافداینR همانند گرافاینR گاف انرژی صفر است و ساختار سلول واحد هردو صفحه مستطیلی می باشد. برای هردو نانو صفحه نمودارهای جذب، هدایت نوری، ضریب شکست و ثابت دی الکتریک بررسی و مقایسه شده است.

کلید واژه- گرافداینR، گرافاینR، ویژگی های الکترواپتیکی، نانوصفحه دوبعدی، نظریه تابعی چگالی

Investigation of electro-optical properties of R graphdyne nanostructure

Hamed Jafarzadeh, mohammad Hossein gholamyan

h.jafarzadeh@qiet.ac.ir, Hossein.gholamyan.14@gmail.com

We study electrooptical properties of R graphyne and R graphdyne nanostructures. calculations have been done based on density of functional theory (DFT) by Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) package. The results show that For R graphdyne as same as R graphyne band gap energy is zero. For both nanosheets, Calculated absorption, optical conductivity, refractive index and dielectric constant have been reviewed and compared.

Keywords: R graphyne, R graphdyne, Two-dimensional nanosheet, electroptical properties, density functional theory

مقدمه

اتم های کربن می توانند دارای هیبریداسیون های و SP^2 و SP^2 باشند و بنابراین میتوانند پیوندهای SP^3 مختلفی را تشکیل دهند که علاوه بر گرافن می توان به فلورنس، نانو تيوب ها و نانو حلقه ها اشاره كرد[۲].برهمين اساس می توان با کربن مواد صفر ، یک و دو بعدی تشکیل داد [۴]. گرافن به عنوان یک ساختار دوبعدی کربنی در سال ۲۰۰۴ مطرح شد که دارای ویژگی های فیزیکی منحصر بفردی می باشد. به مرور زمان تلاش فراوانی صورت گرفت تا ساختار های دوبعدی بیشتر بررسی بشود تا ویژگی های جذابی همانند گرافن داشته باشد که در این میان ساختار های دوبعدی کربن، گرافاین ها و گرافداین ها گزینه های جدی تری بوده است[۱]. گرافداین برای اولین بار توسط باگمن وهمکارانش در سال ۱۹۸۷ پیشنهاد و در سال ۲۰۱۰ توسط گروه لی سنتز شد [۱]. بند گپ انرژی برای انواع مختلف گرافاین ها بین ۰٫۴۶eV تا ۱٫۲۲eV گزارش شده است [۲]. گرافاین R یک آلتروپ مستطیلی یایدار از کربن میباشد [8]گرافداین R مانند همه گرافداین ها با اضافه شدن اتم های کربن به اتصالات استیلنی گرافاین مربوطه شكل مي گيرند.ويژگي هاي الكترواپتيكي گرافاين ها و گرافداین ها به عنوان رقبای جدی گرافاین مورد توجه متخصصان است و در این میان گرافاینR باتوجه به تقارن مستطیلی می تواند ویژگی های جالبی داشته باشد.در این میان تاکنون هیچ گزارشی در مورد ویژگی های الكترواپتيكى گرافداين R در دسترس نيست.

در این مقاله ما به بررسی و شبیه سازی ویژگی های الکترواپتیکی صفحات گرافاین و گرافداین R می پردازیم و آنها را باهم مقایسه می کنیم. در [۴و۵و۶]ساختار های دوبعدی دیگری از کربن بررسی شده است و اولین بار است که شبیه سازی ها برای گرافداینR انجام می شود.

روش انجام محاسبات

صفحه گرافداینR یک ساختار افزایش یافته از صفحه گرافاینR می باشد، بدین صورت که در بازوهای اتصالی گرافاینR دو اتم کربن اضافه شده است. شبیه سازی این ساختار جدید با استفاده از نرم افزار Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) صورت گرفته است. رابط کاربری گرافیکی نرم افزار (VNL) کاربری گرافیکی نرم افزار نامیده می شود. ATK-VNL یک شبیه ساز در مقیاس اتم برای سیستم های نانو می باشد. در این شبیه سازی از روش محاسباتی تئوری تابع چگالی (DFT) و تقریب استفاده شده است. برای بهینه سازی هندسی GGAحداکثر اندازه قابل قبول ۰,۰۱ و دقت نیرو۰,۰ و دقت خطای استرس ۰٫۰۱ درنظر گرفته شده است. ویژگی های ایتیکی محاسبه شده عبارتند از نمودارهای جذب، هدایت نوری، شاخص انکسار و ثابت دی الکتریک که نمودارها برای انرژی بین ۰ تا ۱۰ eV در ۵۰ نقطه محاسبه شده و حداکثر مجاز گستردگی۰,۱ eV و از چهار باند بالا و چهار باند پایین تر از خط فرمی استفاده شده است.

نتايج و بحث

در شکل ۱ صفحه گرافاین و گرافداین R نشان داده شده است. سلول واحد هردو ساختار مربعی می باشد. همچنین در شکل ۲ ساختار نواری الکترونی و چگالی حالت های الکترونی (DOS) بررسی شده است. گاف انرژی برای هردو نانوصفحه مانند بیشتر نانوساختارهای گرافاینی و گرافداینی صفر می باشد و هردو ساختار شبه فلز می باشند. همچنین نقاط دیراک در ساختار نواری دیده نمی شود. در نمودارهای چگالی حالت های الکترونی نیز رسانا بودن ساختارها با غیر صفربودن نمودارها در حوالی انرژی فرمی مشخص است.



شكل ۱: الف) ساختار صفحه گرافاينR ب) ساختار صفحه گرافداينR



شکل ۲: الف) ساختار نواری گرافاین R ب) چگالی حالت های الکترونی گرافاین R ج) ساختار نواری گرافداین R د) چگالی حالت های گرافداین R

در شکل۳ نمودار جذب اپتیکی گرافاین و گرافداین بررسی شده است. در تمام نمودار ها XXو YY دوجهت صفحه میباشند.





شکل۳: الف)نمودار جذب اپتیکی گرافاین ب)نمودار جذب اپتیکی گرافداین

شکل نمودار برای هردو جهت منطبق بر هم شده است. پهنای نمودار جذب برای گرافداین در انرژی های کمتری می باشد.

درشکل ۴ ضریب شکست برای گرافاین و گرافداین نشان داده شده است. پهنای نمودار برای گرافداین کاهش یافته 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



شکلل۵: الف) تابع دی الکتریک گرافاین ب) تابع دی الکتریک گرافداین

شکل۵ قسمت های حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک را نشان می دهد. این نتایج برای دو راستای قطبش میدان الکتریکی موازی با محورهای y z نشان داده شده است.

در شکل ۶ نمودار قسمت های حقیقی و موهومی هدایت نوری نشان داده شده است. این نتایج برای دو راستای قطبش میدان الکتریکی موازی با محورهای ۷و z نشان داده شده است.



شکل۶: نمودار هدایت نوری گرافاین ب) نمودار هدایت نوری گرافداین

نتيجهگيرى

در این پژوهش ویژگی های الکترواپتیکی دو صفحه گرافداین*R* و گرافاین*R* بررسی شد که گاف انرژی هردو صفر بدست آمد و لذا هردو شبه فلز می باشند. پهنای نمودار جذب و مقدار آن برای گرافداین کاهش یافته است. نتایج نشان می دهد که با پرکربن ترشدن ساختار از گرافاین به گرافداین، در ضریب شکست نیز تغییرات در انرژی های کمتری اتفاق می افتد ولی مقادیر تغییرات چشمگیری نداشته است. در نمودارهای قسمت های حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک نیز تغییرات در انرژی های کمتر برای گرافداین بوده است. این روند در مورد هدایت نوری نیز در گرافداین قابل مشاهده است.

مرجعها

- [1] A. Ivanovskii, "Graphynes and graphdyines", Progress in Solid State Chemistry, Vol.41, pp.1,2013.
- [2] R. Baughman; H. Eckhardt, and M. Kertesz; "Structure-property predictions for new planar forms of carbon: Layered phases containing sp 2 and sp atoms"; The Journal of chemical physics 87, No. 11 (1987) 6687-6699.
- [3] H. Jafarzadeh, S. Zahedi, A. M Bayani; "Electronic and Optical properties of 14, 14, 18 Graphyne as an anti-visible ray coating"; Optik (2019) 163905.
- [4] H. Jafarzadeh; M.R. Roknabadi; N. Shahtahmasebi and M. Behdani; "Electronic properties of αgraphyne nanoribbons under the electric field effect"; Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 67, (2015) 54-58.
- [5] H. Jafarzadeh, and M. Ghodrati; "Investigation of Electronic and Optical Properties of Zigzag α-Graphyne Nanotubes by Using a Tight-Binding Method"; Journal of Electronic Materials 48, No. 7
- [6] W. Yin,Y. Xie, L Liu, R. Wang, X. Wei, L. Lau, J. Zhong and Y. Chen, "R-graphyne: a new twodimensional carbon allotrope with versatile Diraclike point in nanoribbons", J. Mater. Chem. A., Vol. 17, No. 1, pp. 5341-5346, 2013.



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



بررسی ویژگی های الکترواپتیکی نانو نوارهای دسته صندلی ${f R}$ گرافداین

حامد جعفرزاده، محمد حسين غلاميان

دانشگاه صنعتی قوچان، قوچان، ایران h.jafarzadeh@qiet.ac.ir

گروه برق، واحد بجنورد، دانشگاه آزاد اسلامی، بجنورد، ایران Hossein.gholamyan.14@gmail.com

چکیده – در این پژوهش ویژگی های الکترواپتیکی نانو نوارهای دسته صندلی گرافداین R بررسی شده است. محاسبات با استفاده از بسته محاسباتی (Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) و براساس نظریه تابعی چگالی (DFT) انجام شده است. برای سه نوع نانو نوار با عرض های مختلف گاف انرژی صفر است و نانو نوارها از صفحه گرافداینR با سلول واحد مستطیلی درست شده اند. برای نانو نوارهای مختلف، ویژگی های جذب اپتیکی، بازتاب نوری و شاخص انکسار بررسی و مقایسه شده است.

کلید واژه- نانو نوار دسته صندلی، گرافداینR ، نظریه تابعی چگالی، ساختار نواری الکترونی

Electro-optical properties investigation of armchair R graphdyne nanoribbons

Hamed Jafarzadeh, Mohammad Hossein Gholamyan

Quchan university of technology, h.jafarzadeh@qiet.ac.ir

Department of electrical engineering, Bojnourd Branch,Islamic Azad University, Bojnourd, Iran, Hossein.gholamyan.14@gmail.com

Abstract- In this research, the electro-optical characteristics of one-, two-, and three-row Graphdyne R nanoribbons have been investigated. Calculations have been done based on density of functional theory (DFT) by Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) software. For all nanoribbons band gap energy is zero and the nanoribbons are made from R Graphdyne sheet with rectangular unit cell. For different nanoribbons, optical absorption, optical conductivity and refractive index has been investigated and compared.

Keywords: armchair nanoribbon, R graphdyne, density of functional theory, electronic band structure

روش انجام محاسبات

بررسی و شبیه سازی نانو نوار های دسته صندلی گرافداین نوع R با استفاده از نرم افزار R با استفاده از نرم افزار Toolkit (ATK) و بر مبنای رابط کاربری گرافیکی نرم افزار که Virtual Nano Lab (VNL) نامیده می شود، انجام شد. ATK-VNL یک شبیه ساز در مقیاس اتم برای سیستم های نانو می باشد. روش محاسباتی بر پایه نظریه تابعی چگالی (DFT) در شبیه سازی ها استفاده شده است. گرافداینR با اضافه کردن ,n اتم کربن به بازوهای اتصالی در ساختار گرافاین بدست می آید. سلول واحد صفحه گرافاین و گرافداین نوع R بصورت مربعی می باشد. بهینه سازی هندسی ساختار اصلی گرافداین R از از روش DFT و با استفاده از تقریب GGA می باشد که برای حداکثر اندازه قابل قبول ۲۰٫۰ و دقت نیرو ۲۰٫۰ و دقت خطای استرس ۰٫۰۱ درنظر گرفته شده است. ویژگی های اپتیکی محاسبه شده عبارتند از نمودارهای جذب، هدایت نوری، شاخص انکسار و ثابت دی الکتریک که نمودارها برای انرژی بین ۰ تاV۰ در ۵۰ نقطه محاسبه شده و حـداکثر مجاز پهن شـدگی ۰٫۱ eV و از چهار نوار بالاتر و چهار نوار پایین تر از انرژی فرمی استفاده شده است.

نتايج و بحث

در شکل ۱ ساختار صفحه گرافاینR وگرافداینR همچنین ساختارنواری الکترونی آنها نشان داده شده است که گاف انرژی صفر بدست میآید و شبه فلز است. بنابراین با پرکربن تر شدن ساختار ویژگی شبه فلزی تغییری پیدا نمی کند. در شکل ۲ ساختار نانو نوار های گرافداین R بصورت یک و دو و سه ردیفی نشان داده شده است .

مقدمه

 SP^3 کربن می تواند دارای هیبریداسیون های SP^3 و SP^3 و SP^3 باشد و بنابراین می تواند پیوندهای مختلفی را تشکیل دهد کے علاوہ بر گرافن می توان به فولرین(C60) ، تیوب های نانو ونوار های نانو اشاره کرد. برهمین اساس می توان با کربن مواد صفر ، یک و دو بعدی تشکیل داد. گرافن به عنوان یک صفحه دوبعدی کربنی در سال ۲۰۰۴ مطرح شد که دارای ویژگی های فیزیکی منحصر بفردی می باشد. به مرور زمان تلاش فراوانی صورت گرفت تا ساختار های دوبعدی بیشـتر بررسی بشود تا ویژگی های جذابی همانند گرافن داشته باشد که در این میان ساختار های دوبعدی کربن، گرافاین ها و گرافداین ها گزینه های جدی تری بوده است[1]. گرافداین برای اولین بار توسط باگمن وهمکارانش در سال ۱۹۸۷ پیشینهاد و در سال ۲۰۱۰ توسط گروہ لی سنتز شد[۲]. گاف انرژی برای انواع مختلف خانواده گرافاین ها بین ۰٫۴۶e۷ تا ۱٫۲۲e۷ گزارش شده است. با اضافه شدن به ترتیب یک، دو و ... اتم کربن به اتصالات استيلنى موجود درساختارهاى گرافاينى، نانوساختارهای گرافداین، گرافداین ۲ و ... شکل می گیرد. از طرفی محاسبات نظری و نتایج آزمایشگاهی موید تغییر ویژگی های فیزیکی نانوساختارها با محدودیت های کوانتومی است و لذا نانو ساختارهای شبه یک بعدی مانند نانو نوار ها و یا نانو لوله ها می توانند گزینه های مناسبی برای تغییر ویژگی هـا بـا تغییر بعد باشـــند[۵–۳]. تاکنون گزارشی در مورد ویژگی های الکترواپتیکی نانو نوارهای R گرافداینی در دسترس نیست.

در این مقاله ما به بررسی و شبیه سازی ویژگی های الکترواپتیکی نانو نوار های دسته صندلی گرافداین R می پردازیم که ساختاری شبیه به گرافاینR [۶] دارد.گرافاین و گرافداین R یک آلتروپ مستطیلی پایدار از کربن میباشند[3].

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





شکل ۲: الف)نانو نوار گرافداین R یک ردیفی ب) نانو نوار گرافداین R دو ردیفی ج) نانو نوار گرافداین R سه ردیفی

نوار های باند انرژی برای نانونوارهای یک و دو و سه ردیفی در شکلهای ۳ آورده شده است. گاف انرژی در تمام حالت ها صفر می باشد و شاهد ویژگی شبه فلزی در این نانو نوارها می باشیم که با نانو ساختارهای مشابه گرافن متفاوت است که در نانونوارهای دسته صندلی گرافن گاف انرژی بوجود می آید.





شکل۳: ساختارنواری الکترونی نانو نوار گرافداین R الف)یک ب)دو ج)سه ردیفی

نمودارهای جذب اپتیکی، شاخص انکسار، نمودار بازتاب، برای دو نانو ریبون یک و دو ردیف به ترتیب در شکلهای ۴، ۵و۶ آورده شده است که در تمام شکلها XX مربوط به قطبش میدان الکتریکی در راستای طول کانال و ZZ عمود بر آن می باشد.



شکل ۴: نمودار جذب اپتیکی برای نانو نوار گرافداین R الف)یک ردیفی ب) دو ردیفی

همان طور که از شکل های ۴، ۵ و ۶ مشخص می شود با افزایش عرض نانو نوار میزان جذب، شاخص انکسار و بازتاب

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

به سمت انرژی های کمتر شیفت می کند. همچنین برای دو نوع قطبش بررسی شده میزان جذب متفاوت است. 1.75 -1.50 1.25 الف e 1.00 0.75 0.50 0.25 0.00 8 10 Energy (eV) уу 3.5 77 3.0 2.5 c 2.0 1.5 1.0 0.5 0.0 2 8 10 0 Energy (eV)

شکل۵: شاخص انکسار برای نانو ریبون گرافداین R الف)یک ردیفی ب) دو ردیفی ج) سه ردیفی



شکل ۶: نمودار بازتاب برای نانو ریبون گرافداین R الف) یک ردیفی ب) دو ردیفی ج) سه ردیفی

نتيجهگيرى

محاسبات ساختار نواری الکترونی و چگالی حالات الکترونی نشان می دهد که برخلاف نانو نوارهای دسته صندلی گرافنی، نوانو نوارهای دسته صندلی R گرافداینی شبه فلز می باشند و تغییر عرض نوار تاثیری براین ویژگی ندارد. همچنین بررسی ویژگی های اپتیکی نشان دهنده روند کلی افزایش میزان جذب و بازتاب و شاخص انکسار با افزایش عرض نوار و به سمت انرژی های کمتر است. همچنین این ویژگی ها با تغییر جهت قطبش در دو راستای موازی و عمود بر راستای نوار تفاوت می کند.

مرجعها

- [1] A. Ivanovskii, "Graphynes and graphdyines", Progress in Solid State Chemistry, Vol.41, pp. 1, 2013.
- [2] R. Baughman; H. Eckhardt, and M. Kertesz; "Structure-property predictions for new planar forms of carbon: Layered phases containing sp 2 and sp atoms"; The Journal of chemical physics 87, No. 11 (1987) 6687-6699.
- [3] H. Jafarzadeh, S. Zahedi, A. M Bayani; "Electronic and Optical properties of 14, 14, 18 Graphyne as an anti-visible ray coating"; Optik (2019) 163905.
- [4] H. Jafarzadeh; M.R. Roknabadi; N. Shahtahmasebi and M. Behdani; "Electronic properties of αgraphyne nanoribbons under the electric field effect"; Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 67, (2015) 54-58.
- [5] H. Jafarzadeh, and M. Ghodrati; "Investigation of Electronic and Optical Properties of Zigzag α-Graphyne Nanotubes by Using a Tight-Binding Method"; Journal of Electronic Materials 48, No. 7
- [6] W. Yin,Y. Xie, L Liu, R. Wang, X. Wei, L. Lau, J. Zhong and Y. Chen, "R-graphyne: a new twodimensional carbon allotrope with versatile Diraclike point in nanoribbons", J. Mater. Chem. A., Vol. 17, No. 1, pp. 5341-5346, 2013.



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



مطالعه ویژگی های اپتیکی نانو روبان زیگزاگ گرافداینR

حامد جعفرزاده، محمد حسين غلاميان

دانشگاه صنعتی قوچان، قوچان، ایران h.jafarzadeh@qiet.ac.ir

گروه برق، واحد بجنورد، دانشگاه آزاد اسلامی، بجنورد، ایران Hossein.gholamyan.14@gmail.com

چکیده – در این پژوهش خواص الکترواپتیکی نانو روبان های زیگزاگ ۱ و ۱٫۵ و ۲٫۵ ردیفی گرافداین R بررسی شده است. محاسبات به کمک نرم افزار (DFT) Quantumwise Atomistix Toolkit مسده است. گاف انرژی برای ۱ ردیفی۱٫۴۸e۷، برای ۱٫۵ ردیفی ۶٫۶۵e۷ و برای ۲٫۵ ردیفی صفر بدست می آید و نانو روبان ها از صفحه گرافداینR با ساختار سـلول واحد مسـتطیلی درست شده اند. برای نانو روبانها نمودارهای جذب، هدایت نوری و ضریب شکست بررسی و مقایسه شده است.

کلید واژه- نانو روبان زیگزاگ، گرافداینR، ویزگی های اپتیکی، نظریه تابعی چگالی، نانو ساختارهای کربنی

Investigating the optical properties of zigzag R-graphdyne nanostrips

Hamed Jafarzadeh, Mohammad Hossein Gholamyan

Quchan university of technology, h.jafarzadeh@qiet.ac.ir

Department of electrical engineering, Bojnourd Branch,Islamic Azad University, Bojnourd, Iran, Hossein.gholamyan.14@gmail.com

Abstract- In this research, the electro-optical properties of 1, 1.5 and 2.5 row zigzag nanoribbons of R-Graphdyne have been investigated. Calculations have been done by Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) software based on density of functional theory (DFT). For 1, 1.5 and 2.5 nano ribbon energy band gap are 1.48, 0.65 and 0 eV respectivly. Absorption, optical conductivity and refractive index have been investigated and compared for nanoribbons.

Keywords: zigzag nanoribbon, R graphdyne, optical properties, density of functional theory, carbon nanostructures

روش تهيه مقاله

ساختار صفحه گرافاین و گرافداین R بهمراه ساختارنواری الکترونی در شکل ۱ آورده شده است. سلول واحد هردو مربعی می باشد. با افزودن دو عدد کربن در در بازوهای اتصالی ساختار گرافاین R به صفحه گرافداین R خواهیم رسید. صفحه گرافداین R طراحی شده توسط نرم افزار بر مبنای Quantumwise Atomistix Toolkit (ATK) رابط کاربری گرافیکی نرم افزار Virtual Nano Lab (VNL) صورت گرفته است. ATK-VNL یک شبیه ساز در مقیاس اتم برای سیستم ها نانو می باشد. محاسبات و بهینه سازی مقیاس این صفحه و نانو روبان ها بر اساس روش محاسباتی تئوری تابع چگالی (DFT) و با استفاده از تقریب GGA انجام شده است. برای بهینه سازی مقیاس اتمى اين گرافداين، حداكثر اندازه قابل قبول ۲٫۰۱ و تلرانس نیرو۰٫۰۵ و تلرانس خطای استرس ۰٫۰۱ درنظر گرفته شده است . ویژگی های اپتیکی محاسبه شده عبارتند از نمودارهای جذب، هدایت نوری، شاخص انکسار و ثابت دی الکتریک که نمودارها برای انرژی بین • تا ۱۰eV در ۵۰ نقطه محاسبه شده و حداکثر مجاز پهن شدگی۰٫۱ eV و از چهار نوار بالاتر و چهار نوار پایین تر از انرژی فرمی استفاده شده است.



الکترونی صفحه گرافاینR د) ساختارنواری الکترونی صفحه گرافداینR

مقدمه

کربن دارای هیبریداسیون های SP³ و SP² و SP می باشد کے می تواند پیوندھای مختلفی را تشکیل دھد. برھمین اساس میتوان با کربن مواد صفر ، یک و دو بعدی تشکیل داد که علاوه بر گرافن می توان به فولرین(C60) ، نانو لوله ها ونانوروبان ها اشاره كرد. گرافن به عنوان يك صفحه دوبعدی کربنی در سال ۲۰۰۴ مطرح شد که دارای خواص فيزيكي منحصر بفردي مي باشد. بعدها تلاش فراواني صورت گرفت تا ساختار های دوبعدی بیشتر بررسی بشود تا ویژگی های جذابی همانند گرافن داشـــته باشــد که در میان ساختار های دوبعدی کربن، گرافاین ها و گرافداین ها گزینه های جدی تری بوده است[1]. گرافداین برای اولین بار توسط باگمن وهمکارانش در سال ۱۹۸۷ پیشنهاد و در سال ۲۰۱۰ توسط گروه لی سنتز شد[۲]. بند گپ انرژی برای گرافاین ها بین ۰٫۴۶eV تا ۱٫۲۲eV گزارش شده است. ساختارهای مختلف گرافاینی و گرافداینی تاکنون بررسی نظری شده اند[۵–۳]. اما گزارش های معدودی از ساختار R گرافاین در دسترس است [۶]. و در مورد R گرافداین هیچ مطالعه ای یافت نشده است. از دیگر سو، مشتقات صفر بعدی و شبه یک بعدی ویژگی های متفاوتی از ساختار دوبعدی نشان می دهند.در مورد گرافن که یک نانوساختار دوبعدی شبه فلز است، نانوروبان های با لبه زیگزاگ نیز دارای انرژی گاف صفر و بنابراین شبه فلز می ىاشند.

در این مقاله ما به بررسی و شبیه سازی ویژگی های الکترواپتیکی نانو روبان های زیگزاگ گرافداین R می پردازیم که ساختاری شبیه به گرافاین R دارد.گرافاین R و گرافداین R دو آلوتروپ مستطیلی پایدار از کربن میباشد[6].در [3,4,5] ویژگی مشابه در ساختار های دیگر دوبعدی کربن بررسی شده است.

در شکل ۲ ساختار نانو نوار گرافداینR زیگزاگ ۱ و ۱٫۵ و

۲٫۵ ردیفی را نشان میدهد.



شکل۲: نانور نوار های گرافداینR زیگراگ الف)یک ردیفی ب) ۱٫۵ ردیفی ج)۲٫۵ ردیفی

ساختار نواری الکترونی برای سه نانو نوار گرافداین R در شکل ۳ بررسی شده است. گاف انرژی برای ۱ ردیفی ۹۸٫۴۸e برای ۱٫۵ ردیفی ۶۵e۷ و برای ۲٫۵ ردیفی صفر بدست میآید.همان طور که مشخص است برخلاف رویه معمول در نانوروبان های با لبه زیگزاگ که شبه فلز هستند، درمورد این نانوروبان ها در دوحالت اول گاف انرژی غیر صفر است و ویژگی نیمه رسانایی وجود دارد.



شكل ٢: ساختار نواري الكتروني الف)يك رديفي ب١,٥ (ديفي ج)٢,٥ رديفي

نمودارهای جذب اپتیکی، ضریب شکست، نمودار بازتاب و ثابت دی الکتریک برای نانو نوارها به ترتیب در شکل های۴، ۵، ۶و ۷ آورده شده است. YY در راستای طول و ZZ در راستای عرض روبان میباشد.



شکل۵: نمودار جذب الف)یک ردیفی ب)۱٫۵(ردیفی ج)۲٫۵ ردیفی

نمودارهای جذب اپتیکی دارای دو پیک می باشند و در دو نانوروبان با عرض کمتر با توجه به نیمه هادی بودن جذب در انرژی های کمتر ندارند اما در مورد سوم جذب در انرژی و های کم وجود دارد که به دلیل عدم وجود گاف انرژی و ویژگی شبه فلز بودن است. نمودارجذب مربوط به دو جهت قطبش نور فرودی به خصوص در پیک با انرژی کمتر، تفاوت کمی با یکدیگر دارند. در انرژی های کمتری آغاز می شود. همچنین نمودار مربوط به دو جهت قطبش نور فرودی دتفاوت کمی با یکدیگر دارند.

نتيجهگيرى

در این مقاله ویژگی های الکترواپتیکی نانو نوار های زیگزاگ گرافداینR بررسی شده است. گاف انرژی برای ۱ ردیفی۲٫۵۸۷، برای ۱٫۵ ردیفی۶۵۹۷ و برای ۲٫۵ ردیفی صفر بدست آمده است که دو مورد اول نیمه هادی و مورد سوم شبه فلز می باشند. نمودار جذب اپتیکی، ضریب شکست و بازتاب بررسی شد که پاسخ های متفاوتی بدست آمد. با افزایش عرض روبان بیشتر تغییرات ویژگی ها به انرژی های کمتر شیفت می کند. محاسبات برای دو جهت قطبش نورفرودی انجام شد که تفاوت چشمگیری در مقادیر پارامترهای محاسبه شده دیده نمی شود.

مرجعها

- [1] A. Ivanovskii, "Graphynes and graphdyines", Progress in Solid State Chemistry, Vol.41, pp.1, 2013.
- [2] R. Baughman; H. Eckhardt, and M. Kertesz; "Structure-property predictions for new planar forms of carbon: Layered phases containing sp 2 and sp atoms"; The Journal of chemical physics 87, No. 11 (1987) 6687-6699.
- [3] H. Jafarzadeh, S. Zahedi, A. M Bayani; "Electronic and Optical properties of 14, 14, 18 Graphyne as an anti-visible ray coating"; Optik (2019) 163905.
- [4] H. Jafarzadeh; M.R. Roknabadi; N. Shahtahmasebi and M. Behdani; "Electronic properties of α graphyne nanoribbons under the electric field effect"; Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 67, (2015) 54-58.
- [5] H. Jafarzadeh, and M. Ghodrati; "Investigation of Electronic and Optical Properties of Zigzag α-Graphyne Nanotubes by Using a Tight-Binding Method"; Journal of Electronic Materials 48, No. 7
- [6] W. Yin,Y. Xie, L Liu, R. Wang, X. Wei, L. Lau, J. Zhong and Y. Chen, "R-graphyne: a new twodimensional carbon allotrope with versatile Diraclike point in nanoribbons", J. Mater. Chem. A., Vol. 17, No. 1, pp. 5341-5346, 2013.



درنمودارهای ضریب شکست هرچه عرض روبان بیشتر می شود، مقدار کلی ضریب شکست افزایش می یابد. بخش پیوسته نمودار در انرژی های کمتری آغاز می شود. همچنین نمودار ضریب شکست مربوط به دو جهت قطبش نور فرودی در هر نوار، تفاوت کمی با یکدیگر دارند.



درنمودارهای بازتاب هرچه عرض روبان بیشتر می شود، مقدار کلی تغییرات چندانی نمی یابد و بخش پیوسته نمودار



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



مطالعه تجربی فضای پیرامون شعله یک شمع دو-فتیلهای با تداخلسنج مایکلسون

عليرضا آل كثيرى، مسعود رضواني جلال (alirezaallkasir@gmail.com)

گروه فیزیک و مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه ملایر، ملایر

چکیده – تداخل سـنجی روشـی برای مطالعه پدیدههای فیزیکی به وسـیله برهم نهی دو یا چند باریکه نور اسـت. در این مقاله به بررسـی طرح تداخلی حاصـل از یک شـمع دو-فتیلهای از طریق یک تداخل سنج لیزری مایکلسون پرداخته میشود. از مشاهدات تجربی معلوم میگردد که به دلیل وجود توزیع حرارتی و تغییرات ضریب شکست، جهت تقعر فریزهای تداخلی ناحیه بین دو فتیله تغییر میکند. می توان از این پدیده جهت ساخت دماسنج تداخلی استفاده کرد.

كليد واژه- تداخل سنج مايكلسون ليزرى، شمع دو-فتيلهاى، ضريب شكست، توزيع دمايي.

Experimental study of the area around the flame of a two-wick candle by a Michelson interferometer

Alireza Alkasiri, Masoud Rezvani Jalal

Department of Physics and Engineering of Optics and Lasers, Malayer University, Malayer

Abstract-Interferometry is a method of investigating physical phenomena by superposition of two or more beams of light. This paper aims to investigate the interference pattern of a two-wick candle by laser Michelson interferometer. By the experimental observations, it is found that due to thermal distribution and refractive index variations, the curvature direction of interference fringes in the area between two wicks changes. This phenomenon can be used to fabricate an interference thermometer.

Keywords: Michelson laser interferometer, dual-wick flame, refractive index, thermal distribution.

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

مقدمه

تداخلسنجی و روشهای اجرای آن در اندازه گیری و مطالعه ناشناختهها اهمیت بسیار دارد. مخصوصاً محیطهای پلاسمایی مانند لامپ پلاسمایی، لیزرهای گازی، لامپهای طیفی و حتی شعله شمع محیطهایی هستند که با روشهای تداخلسنجی روی آنها کار شده است [۱–۳].

در این مقاله به مطالعه کلی شعله یک شمع با تداخلسنج لیزری مایکلسون پرداخته می شود. مشابه این کار با شعله شمع تک شعله ای انجام شده و اطلاعات بسیار خوبی در مورد ناحیه بالایی شمع و نواحی وسط و پایین آن به دست آمده است [۴]. در این مقاله قصد بر این است که شعله یک شمع دو-فتیله ای با تداخل سنج مایکلسون مورد مطالعه قرار گیرد. این موضوع از این جهت می تواند ارز شمند باشد که راه را به سوی توسعه کاربرده ای تداخل سنجی همچون ساخت دماسنج هایی با دقت بالا و اندازه کوچک تر هموار سازد.

در مقاله حاضر ابتدا به چیدمان آزمایش پرداخته می شود. سپس، ارائه نتایج و بحث و بررسی آنها مورد نظر قرار می گیرد. در انتها نیز جمع بندی و نتیجه گیری ارائه می گردد.

شرح انجام آزمایش

برای انجام آزمایشها از یک تداخلسنج لیزری مایکلسون که با لیزر هلیوم-نئون کار میکند استفاده شد. در شکل ۱ تصویری از این تداخلسنج آورده شده است:



شکل ۱: تصویری از تداخلسنج لیزری مایکلسون استفاده شده در آزمایش.

هدف از این مقاله مطالعه فضای اطراف شعله شمع و نواحی پیرامون فتیلهها از حیث طرح تداخلی میباشد. بدین منظور یک شمع با فتیله دوگانه تهیه شد. در یکی از این شمع ها دو فتیله با فاصله زیاد (بیشتر از cm ۵٫۰) و در شمع دیگر با فاصله کم (کمتر از mm ۲) استفاده شد. در شکل ۲ تصویری از این دو شمع آورده شده است. در (شکل ۲-پایین) تصویری از شمع در حال اشتعال دیده می شود.







شکل ۲: تصویری از یک شمع دو-فتیلهای با فاصله بین فتیلهای زیاد (شکل بالا) و کم (شکل وسط) و شمع در حال اشتعال (شکل پایین).

این شمع روشن شد و در یکی از بازوهای تداخلسنج قرار گرفت و طرح تداخلی آن روی پرده نمایش تشکیل گردید و مورد بررسی واقع شد. مشاهدات نشان داد که در طرح تداخلی ناشی از دو فتیله دور، ناحیه برهمکنشی خاصی وجود ندارد و طرح تداخلی آن مشابه دو طرح تداخلی شعلههای مجزا میباشد و به همین خاطر از مطالعه بیشتر آن صرفنظر شد. 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







شکل ۳: طرحی تداخلی قبل از قرارگیری شمع (شکل بالا)، بعد از قرارگیری شمع و قبل از اشتعال (شکل وسط) و در حین اشتعال (شکل پایین).

سپس مطالعه شمعی که دو فتیله آن به هم نزدیک تر بودند مد نظر قرار گرفت. طرح تداخلی آن قبل از قرار گرفتن شمع، قبل از روشن شدن آن و بعد اشتعال ثبت گردید. در شکل ۳ این طرحهای تداخلی نشان داده شده است. در شکل ۳-وسط و ۳-پایین موقعیت فیتیلیه ها با مستطیل نازک مشخص شده است.

با انجام آزمایش های متعدد پایدار بودن و تکرارپذیر بودن طرحهای تداخلی، مورد تایید قرار گرفت. محیط آزمایشگاه نیز به اندازه کافی تاریک و آرام بود تا از ایجاد جریانهای هوایی مختل کننده شعله جلوگیری شود. فریزهای تداخلی به دست آمده نیز فریزهای واقعی بودند و این ادعا با وارد کردن ضربات آهسته به میز و مشاهده لرزش در آنها تایید شد. بررسی دقیق طرح تداخلی قبل و بعد از اشتعال شمع نشان می دهد که تغییراتی در آنها ایجاد می گردد. این تغییرات را می توان به صورت زیر دسته بندی کرد:

۱- تقعر فریزهای تداخلی در فضای بین دو فتیله قبل از
 اشتعال به سمت بالا و بعد از اشتعال به سمت پایین است.
 این تفاوت در شکل های ۳-وسط و ۳-پایین با دایره نشان
 داده شده است.

۲- در فریزهای ناحیه بالایی شعلهها نیز قبل و بعد از اشتعال شمع تغییر خاصی مشاهده نگردید.

۳- مشاهده گردید که فریزهای تداخلی قبل از اشتعال هیچ نفوذی در داخل فتیله ندارند ولی به محض ایجاد اشتعال، این طرحهای تداخلی به درون فیلیتهها نیز نفوذ می کنند. این وضعیت در شکلهای ۳-وسط و ۳-پایین در داخل مستطیلهایی که بیانگر موقعیت فتیلهها هستند قابل مشاهده می باشد.

بحث و بررسی

در قسمت قبلی مشاهداتی انجام شد که بعضی از آنها در این بخش مورد بحث و بررسی قرار می گیرند. مورد اول که در فریزهای بالای شعله تغییر خاصی حاصل نشد، بیانگر این است که شعلهها در قسمت بالا از هم دور میشوند و برهمکنش خاصی ندارند. ناحیه تداخلی بین دو فتیله که در آن جهت تقعر فریزها ناحیه تداخلی بین دو فتیله که در آن جهت تقعر فریزها تغییر کرد از فرمول تداخل سنج مایکلسون در رابطه ۱ قابل توجیه است [Δe^2]: (1)

نتيجهگيرى

در این مقاله، تداخلسنجی یک شمع دو-فتیلهای بهوسیله تداخلسنج مایکلسون مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شد که فضای بالای شعلهها تغییر خاصی در طرح تداخلی ندارد ولی در فضای بین شعلهها تقعر عوض می شود و فضای قرار گرفتن فتیلهها نیز مورد نفوذ فریزهای تداخلی قرار می گیرد. این موضوع می تواند به عنوان موضوع کاری جدید و پدیدهای کمتر دیده شده مد نظر باشد. خاصیت مویینگی و شفافیت ناشی از آن می تواند طرح تداخلی را به نواحی که نفوذ نور ناممکن است بکشاند که پیشنهاد می گردد پژوهشگران در آن ناحیه مطالعه کنند.

فضای بین فتیله ها جذابیت مطالعاتی بیشتری داشت و با مطالعه آن مشخص شد تغییرات دمایی که در آن ناحیه اتفاق میافتد میتواند تغییرات ناشی از اختلاف شیب و اختلاف راه اصلی تداخلسنج را خنثی کرده و حتی آن را وارون کند. این موضوع دارای ارزش دماسنج تداخلی است.

> **سپاسگزاری** از دانشگاه ملایر صمیمانه تشکر می شود.

مرجعها

- [1] A. M. HAMED, "Study of the refractive index distribution of air around a candle flame", 1993.
- [2] A. M. HAMED, "Refractive index profiling across a candle flame using speckle techniques", 1993.

[۳] یحیی نگین تاجی، مسعود رضوانی جلال، "فرایند موجبری با ضریب شکست تناوبی به وجود آمده در یک گاز مشتعل"، بیست و ششمین کنفر انس اپنیک و فوتونیک، دانشگاه خوار زمی.

- [4] Varun Kumar, "Measurement of temperature and temperature profile of candle flame using holo-shear lens and Fourier fringe analysis technique", 2015.
- [5] P Hariharan, "Basics of interferometry".

تقعر به سمت بالا يعنی فریزهای هم شیب که مختص تداخلسنج مايلكسون است. وقتى كه جهت اين تقعر به سمت پایین تبدیل شده است نشانگر آن است که تغییرات دمایی بین فتیلهها طوری بوده که این اختلاف راه را حذف نموده است و حتى آن را برعكس نيز كرده است. تداخل بين دو فتیله زمانی که هنوز فتیلهها مشتعل نشدهاند از رابطه ۱ تبعيت مىكند ولى وقتى شعله روشن گردد اين ناحيه برعکس می شود، (شکل ۳ وسط). همه این اتفاقات از توزیع حرارتی و اختلاف ضریب شکست گاز یا هوای بین دو فتیله نشات می گیرد. معلوم است که هوای بین دو فتیله از بالا به پایین غلیظتر میشود زیرا هوای سرد چگالتر است پس در نتيجه از بالا به يايين اختلاف راه بيشتر مى شود. براى مدلسازی این تداخل از یک برنامه متمیتکا استفاده شد که گویای این واقعیت است که بر حسب شعاع تقعر خطوط تداخلي و نيز جابجايي آنها به سمت بالا يا يايين و مقايسه با تابعیت ضریب شکست به دما می توان توزیع دمایی را مشخص کرد. در شکل ۴ طرحی از تداخل این شبیهسازی آورده شده است.



ذکر جزئیات این شبیهسازی و مدل اپتیکی به کار رفته در آن فراتر از حجم این مقاله است و در جای دیگری گزارش خواهد شد.



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



تحلیل تصویر حرکت باکتری باسیلوس در مجاورت پلهٔ غلظت نانوذرات نقره

بهناز رضائی، جعفر مصطفوی امجد، محمد دهقان نیری*

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

m.d.niry@iasbs.ac.ir

چکیده – نانوذرات نقره به دلیل ویژگیهای ضدباکتریایی که دارند در زمینههای مختلف از جمله مقاصد بهداشتی کاربرد دارند. این نانوذرات با ایجاد اختلال در عملکرد دیوارهٔ سـلولی و سازوکارهای زیستی باکتری سبب توقف رشد و تکثیر باکتریها میشوند. در این پژوهش نانوذرات نقره با روش تبادل یون و سـپس بازپخت در ماتریس شـیشه ایجاد شدند. سپس از شیشههای بازپخت شده، محفظهای میکرونی دارای پلهٔ غلظتی سـاخته شـد. باکتری باسیلوس به این محفظه با زیرلایهای از شیشهٔ بازپخت شده برای تحلیل حرکت باکتری تزریق شـد. در ادامه با استفاده از میکروسکوپ تباین فازی، نحوهٔ حرکت باکتریها در محفظهٔ میکرونی در مجاورت نانوذرات نقره در مقایسه با نمونهٔ کنترل سنجیده شد. در نهایت با تحلیل آماری تصاویر میکروسکوپی نوری، فعالیت باکتریها بسته به موقعیت باکتری نسبت به پلهٔ غلظت بررسی شد.

كليد واژه- اثرات ضدباكتريايي نانوذرات نقره، باز پخت، تبادل يون، محفظهٔ ميكروني.

Image Analysis of the Motion of Bacillus Bacterium In the vicinity of the Concentration Step of Silver Nanoparticles

Behnaz Rezaei, Jafar Mostafavi Amjad, Mohammad D. Niry*

*m.d.niry@iasbs.ac.ir

Abstract- Silver nanoparticles are used in various fields for their antibacterial properties, including healthcare. These nanoparticles disrupt the function of a cell wall and the metabolism of bacteria, thereby stopping bacterial growth and multiplication. In this study, silver nanoparticles were generated in the glass matrix by the ion exchange method and then annealing. By using this annealed glass, a microchamber with a concentration step was made. Bacillus bacteria were injected into a microchamber with a substrate of annealed glass to analyze their movement. By a phase contrast microscope, we next measured the motion of bacteria in the microchamber close to the silver nanoparticles. Finally, by statistical analysis of optical microgaphs, the activity of bacteria was investigated depending on the location relative to the concentration step of silver nanoparticles. Finally, by statistical analysis of bacteria was investigated depending on bacteria bacteria index of the concentration step.

Keywords: antibacterial effects of silver nanoparticles, ion-exchange, annealing, microchamber.

مقدمه

نانوذرات نقره از رایجترین عناصر در علم و فناوری نانو هستند که در زمینههای مختلفی از جمله پزشکی و سلامت کاربرد دارند. یکی از کاربرهای مهم نانوذرات نقره خاصیت ضدمیکروبی آنها است [1]. امروزه روشهای بسیار متنوعی برای تولید نانوذرات نقره به کار برده می شود که یکی از آن ها تبادل یون است [7]. نقره در ابعاد نانو بر متابولیسم و تنفس میکروارگانیسم زنده اثر می گذارد. باکتریها مهمترین و متنوعترین میکروار گانیسمها هستند. در مطالعات مختلف، خواص ضدمیکروبی این نانوذرات و استفاده مفید از آن در زمینه بیوتکنولوژی و مهار اختصاصی میکروبها بررسی شده است [۱،۶]. مصرف آنتیبیوتیکها، راه اصلی درمان عفونتهای باکتریایی است. متاسفانه با افزایش مقاومت باكترىها به آنتى بيوتيكهاى قوى تر، خطر افزايش بیماریهای عفونی جان انسانها را تهدید میکند. امروزه روشهای مختلفی به یاری انسانها آمده تا مصرف این آنتي بيوتيكها روز به روز كاهش يابد. نانوذرات نقره بدون افزایش مقاومت دارویی، باعث مهار رشد و تکثیر باکتریها می شود [۱]. در این مطالعه تمرکز ما روی باکتری باسیلوس که نوعی باکتری گرممثبت است خواهد بود. باکتری باسیلوس دو نوع حرکت روبه جلو و رقص درجا دارد که از تکرار این دو حرکت با زمان بندی مناسب برای جستجوی محیط اطراف برای یافتن غذا و اجتناب از آلودگی و مواد زائد بهره می جوید [۳].

روشها

در این پروژه برای داشتن یک منبع مناسب از یون و نانوذرات نقره جهت غیرفعال کردن باکتریها، از روش تبادل یون در ماتریس شیشههای سودا-لایم برای تهیهٔ پلهٔ غلظتی نانوذرات نقره استفاده شد. این روش یک روش ارزان با آلودگی کمتر نسبت به روشهای دیگر است [۲]. برای بررسی رفتار باکتریها در برابر یون و نانوذرات نقره، پلهٔ غلظتی باید به گونهای آماده شود که فقط در نیمی از شیشه یون و نانوذرات نقره باشد و نیمهٔ دیگر شیشه تمیز بماند. به این منظور از روش لایه نشانی آلومینیوم به روش تبخیر حرارتی در قسمتی از شیشه که

بازپخت فقط در یک نیمه از شیشه که با آلومینیوم پوشش داده نشده است انجام شد. نهایتاً پوشش آلومینیوم پاک خواهد شد.

روش تبادل يون

برای انجام آزمایش، ابتدا شیشههای سودا-لایم با ابعاد ۲/۵×۲ سانتیمترمربع با ۴ درصد وزنی از نمک نیترات نقره بههمراه ۹۶ درصد وزنی نیترات سدیم تبادل یون شدهاند و در مرحلهٔ دوم شیشهها پس از تبادل یون، به مدت ۱ ساعت نیز در کوره در دمای ۴۰۰ درجه سیلسیوس قرار گرفته و بازپخت شدهاند. طیف جذبی نمونههای تبادل یونشده و بازپخت شده است. طولموجی ۳۲۰ تا ۲۰۰ نانومتر در شکل ۱ نشان داده شده است. قلهٔ جذبی در طولموج ۴۰۰ نانومتر مربوط به نمونهٔ تبادل یونشده (منحنی نارنجی)، نشاندهندهٔ حضور یون نقره و قلهٔ جذبی در طولموج ۴۳۴ نانومتر مربوط به نمونهٔ تبادل و سپس بازپختشده (منحنی قهوهای)، نشاندهندهٔ حضور نانوذرات نقره در سطح شیشه است. این قلهها با پیکان در شکل ۱ مشخص شدهاند.



شکل ۱: طیف جذبی نمونههای تبادل یون و بازپخت برای ۴ درصد وزنی از نمک نیترات نقره نسبت به شیشهٔ تمیز. قلهٔ چذب در نمونهٔ تبادل یونشده در طولموج ۴۰۰ نانومتر و در نمونهٔ تبادل یونشده و سپس بازپختشده در طول موج ۴۳۴ نانومتر، ظاهر شده است. این قلهها به ترتیب بر وجود یون و نانوذرات نقره در ماتریس شیشه دلالت دارند.

به منظور بررسی اندازه، شکل و نحوهٔ توزیع نانوذرات نقره روی شیشههای سودا-لایم بعد از مرحلهٔ بازپخت با میکروسکوپ نیروی اتمی در حالت غیرتماسی تصویری از نانوذرات نقره روی سطح نمونه گرفته شد (شکل ۲). ناهمواریهای سطح شیشه ناشی از تولید نانوذرات نقره با اندازهٔ کسری از میکرون هستند.

نتیجه گرفته شد که نانوذرات نقره بعد از مرحلهٔ بازپخت روی سطح شیشه با توزیع یکنواخت تشکیل شدهاند (اندازهٔ نانوذرات ۷۰ تا ۲۰۰ نانومتر) [۵].



شکل ۲: تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) از نمونهٔ تبادل یون شده و سپس بازپخت شده با ۴ درصد وزنی نیترات نقره.

نتایج بررسی واکنش باکتری باسیلوس به نانوذرات نقره

محفظههایی میکرونی ساخته شدند که در کف آن از شیشههای بازپختشده با شرایط یکسان استفاده شده است. جهت بررسی رفتار باکتری باسیلوس در مقابل یون و نانوذرات نقره باکتریها به محفظههای ساخته تزریق شدند. سپس از باکتریها بهترتیب در منطقههای ۱ تا ۱۰ تصویربرداری میکروسکوپی اپتیکی انجام شد (شکل ۳).



شکل ۳: ستارهها مکانهای تصویربرداری از هر نمونه و شمارهها ترتیب تصویربرداری میکروسکوپی را نشان میدهند.

پس از اتمام تصویربرداری از نمونهها و آنالیز تصویر، تابع توزیع اندازهٔ سرعت باکتری محاسبه شد (شکل ۴). در هر منطقه ضریب eta مطابق رابطهٔ

$$\beta = \frac{\int_{v_c}^{\infty} p(v,t)dv}{\int_0^{\infty} p(v,t)dv} \times 100 \tag{1}$$

محاسبه شد. v_c مرز جدایی بین دو قله در شکل ۴ است. ضریب β درصد باکتریهای فعال در هر منطقه از زیرلایهٔ محفظهٔ میکرونی را نشان میدهد. شکل ۴ مقایسهٔ رفتار باکتری در

محیطی با آلایش نقره با محیط تمیز که به ترتیب از آخرین منطقهٔ آلوده به نقره و اولین منطقهٔ تمیز محفظهٔ میکرونی به مدت ۱۰ ثانیه فیلمبرداری شدند را نشان میدهد. همان طور که در شکل ۴ مشخص است، در محیط آلوده به نقره نسبت به محیط تمیز، قلهٔ سمت راست ناپدید شده و ارتفاع قلهٔ سمت چپ بیشینه شده است. این یعنی هیچ فعالیت حرکتی از باکتریها مشاهده نمی شود.



شکل ۴: مقایسهٔ تابع توزیع سرعت باکتری برای مجموعه تصاویر میکروسکوپی در بازهٔ زمانی ۳ ثانیه برای نمونهٔ تمیز (منحنی سبز) و نمونهٔ با آلایش بستر با نقره (منحنی قهوهای). قلهٔ سمت راست مربوط به حرکت روبهجلو و قلهٔ سمت چپ مربوط به حرکت رقص درجا یا براونی در باکتریهای غیرفعال است.

منحنی شکل ۵ میانگین تغییرات β در موقعیتهای مختلف محفظهٔ میکرونی را به همراه خط خطا نشان میدهد. β_{IE} (منحنی نارنجی) درصد باکتریهای زنده در نمونهٔ بازپخت شده را نشان میدهد که افت منحنی در سمت راست به دلیل پلهٔ غلظت نانوذرات نقره ایجاد شده است. با توجه به شکل نتیجه گرفته شد که با دور شدن از مناطق آلودهٔ سمت راست، درصد باکتریهای فعال افزایش مییابد. بنابراین درصد باکتریهای فعال در مناطق تمیز (۲، ۴، ۶، ۸ و ۱۰) نسبت به مناطق آلوده، بیشتر است. برای اطمینان از این که تنها نانوذرات نقره عامل کاهش فعالیت باکتریها هستند، از محفظهٔ میکرونی شیشهٔ تمیز به عنوان نمونهٔ کنترل استفاده شد. β (منحنی سبز رنگ) به همراه خط خطا در شکل ۵ درصد باکتریهای فعال در نمونهٔ معراه خط خطا در شکل ۵ درصد باکتریهای فعال در نمونهٔ محمزان تمونه گار و منت زمان و ترتیب خاص ثبت نمونهها، منحنی میانگین β_0 در دو سمت خط نقطه چین، افت متقارن

آخرین مناطقی هستند که تصویربرداری از آنها انجام شده است و محدودیت غذا و افزایش مواد زائد ناشی از متابولیسم در فضای محدود محفظهٔ میکرونی بر آنها تأثیر گذاشته است.



شکل ۵: منحنی تغییرات β در موقعیتهای مختلف محفظهٔ میکرونی. β_{IE} و ₀β به ترتیب برای نمونهٔ با زیرلایهٔ بازپختشده و معمولی اندازه گیری شدهاند. خط افقی ضخیم کنار محور، ناحیهٔ بازپختشده در بستر محفظهٔ میکرونی را نشان میدهد.

به منظور این که اثرات محیطی و افت زمانی در محفظهٔ میکرونی تمیز خنثی شود و فقط اثرات یون و نانوذرات نقره بر باکتری بررسی شوند، تغییرات نسبی β را نسبت به نمونهٔ تمیز محاسبه شده است تا سایر اثرات غیر از آلایش نقره حذف شود. منحنی شکل *۶،* β نسبی را در موقعیتهای مکانی مختلف نشان میدهد. از این شکل پیداست غلظت یون و نانوذرات نقره در محفظهٔ یونی تحت تأثیر پلهٔ غلظت به سمت راست محفظه افزایش یافته است و به تبع آن β نسبی کاهش یافته است.



نمونه کنترل (^βIE/_{β0}) در موقعیتهای مکانی مختلف در محفظهٔ میکرونی. خط افقی، ناحیهٔ آلوده را مشخص میکند.

نتيجهگيرى

بعد از انجام روش تبادل یون و بازپخت وجود یون و نانوذرات نقره در شیشههای سودا-لایم با طیفسنجی جذبی-فرابنفش-

مرئی و با استفاده از میکروسکوپی نیروی اتمی بررسی شد. با لایهنشانی آلومینیوم بر روی یک دوم سطح شیشههای سودا-لایم، به روش تبخیر حرارتی پلهٔ غلظتی ساخته شد. از زیرلایهٔ پلهٔ غلظتی در ساخت محفظهٔ میکرونی برای بررسی تأثیرپذیری باکتریها از محیط آلوده به یون و نانوذرات نقره استفاده شد. کسر باکتریهای فعال (β) بر حسب موقعیت مکانی نسبت به پلهٔ غلظت در مقایسه با نمونههای تمیز اثرپذیری باکتریها از آلایش نقره را نشان می دهد. برای حذف سایر اثرات محیطی بر باکتریها نقره را نشان می دهد. برای حذف سایر اثرات محیطی بر باکتریها نقره تر نسبی β محاسبه شد. در شکل β افت یکنوای β نسبی به سمت راست با افزایش آلایش در محیط محفظه مشخص است. در شکل β پلهٔ واضح در β مشاهده نمی شود زیرا غلظت آلایش نقره تحت تأثیر زیرلایهٔ آلوده در محفظهٔ میکرونی است اما پدیدههای دیگر نظیر پخش تغییرات غلظت داخل محفظه را

مرجعها

- [1] Hsueh, Y., Lin, K. S. *at al.* The antimicrobial properties of silver nanoparticles in bacillus subtilis are mediated by released Ag+ ions. *PLOS One*, 10:e0144306, 2015.
- [2] Mostafavi Amjad, J. Nucleation and growth of silver clusters inside the matrix of a Ag+/Na+ ionexchanged soda-lime glass as a result of interaction with Ar+ laser beam and investigation of induced thermal and quantum effects. 2012. Ph.D. Thesis, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS).
- [3] Eisenbach, M., Tamada A. *at al. Chemotaxis*. (World Scientific, 2004).
- [4] B. S. Atiyeh, M. Costagliola, S. N. Hayek, and S. A. Dibo, "Effect of silver on burn wound infection control and healing: review of the literature," Burns, 33:139, 2007.
- [5] Iri, L. *et al.* Relation of wavelength to the size of the Ag nanoparticles induced in the ion-exchanged soda-lime glass matrix by thermal annealing method, 22th ICOP 2016, Yazd, Iran.
- [6] Tavassoli, Koupaei, A. *et al.* The study of antibacterial effects of ion-exchanged glass with silver salt on E. coli K-12 strain MG1655, 27th ICOP 2021, A-10-2521-2.



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



اثر ناصافی سطح در پراشسنجی به وسیله پله فازی

مرتضی جعفری سیاوشانی^۱، الیاس نسیم دوست^۲، پرویز الهی^۳، محمدتقی توسلی^۴، علیرضا مرادی^{*۲} ۱دانشکده فیزیک، دانشگاه شریف ^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان ^۳دانشکده فیزیک، دانشگاه بغازیچی، استانبول، ترکیه ^۴دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران

m.siavashani@sharif.edu, e.nasimdoust@iasbs.ac.ir, parviz.elahi@boun.edu.tr, tavassoly@ut.ac.ir, moradika@iasbs.ac.ir

چکیده –در تمام کاربردهای پراشســنجی به کمک پلهفازی فرض شــده است که سطوح پله فازی از نظر اپتیکی کاملا صاف و هموار اســت. اما در عمل امکان ســاختن چنین پلههای ایدهآلی، حتی با دقیقترین روشهای ســاخت، وجود ندارد. در این پژوهش تاثیر ناصـافی سطوح پله در پراشسنجی به روش پله فازی مورد بررسی قرار گرفته است. ابتدا توصیف نظری ارائه گردیده و سپس نتایج پیشبینی شده با شبیهسازی و انجام آزمایش مورد تأیید قرار گرفته است.

کلید واژه- پراش فرنل، پله فازی، پراش سنجی، سطح ناصاف.

The effect of surface roughness on phase step diffractometry

Morteza Jafari siavashani¹, Elyas Nasimdoust², Parviz Elahi³, Mohammad Taghi Tavassoly⁴, Ali-Reza Moradi^{2*}

¹Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran ²Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran ³Department of Physics, Bogazici University, Istanbul, Turkey ⁴Department of Physics, College of Science, University of Tehran, Iran

m.siavashani@sharif.edu, e.nasimdoust@iasbs.ac.ir, parviz.elahi@boun.edu.tr, tavassoly@ut.ac.ir, moradika@iasbs.ac.ir

Abstract- In all of the predated applications of phase steps, the surfaces of the incorporated phase steps are considered to be optically smooth and flat. However, practically, fabrication of such elements is impossible and some amount of roughness and unflatness is unavoidable even in a precise and careful fabrication process. In this research, we address the effect of the roughness of the phase step surfaces on optical diffractometry. We provide the theoretical description and confirm the results with simulations and experiments.

Keywords: Fresnel diffraction, Phase step, Diffractometry, Rough surface.


شکل۱: نمایی از یک پله فازی بازتابی با سطوح ناصاف و لبه غیرتیز.

محاسبه می شود که در آن λ طول موج $\frac{i}{\lambda}$ فاکتور میل، A دامنه میدان، $\frac{\pi}{\lambda} = X$ عدد موج و \Re ضریب بازتاب از پله فازی است [۵]. در به دست آوردن انتگرال فوق از تقریب فرنل استفاده شده است و همچنین تابع h(x) نشان دهنده نحوه تغییرات سطح بازتابنده از سطح بالایی به سطح پایینی است. برای بررسی اثر ناصافی تابع h(x) را به صورت زیر تعریف می کنیم.

 $h(x) = h \times rSig(x) + f_n(x)$ (2)

که در آن (rSig(x) معکوس تابع (x) sigmoid (ست که نشان دهنده یک پله فازی غیر تیز ولی با سطوح صاف است. همچنین sprand(x) = $h_r \, sprand(x)$ است که در آن تابع (r) sprand(x) اعداد تصادفی بین صفر و یک برای ایجاد نوفه روی پله فازی در طول x تولید می کند و h_r فاکتور تاثیر شدت آن است که در آن ضرب میشود [۵]. با استفاده از دو رابطه فوق، طرح پراش پله فازی با ناصافیهای مختلف سطوح شبیه سازی شده است، (شکل ۲). در این شکلها، انحراف از معیار پستی و بلندی های سطح (σ)، به عنوان معیار زبری سطح در نظر گرفته شده است. طرح پراش پله فازی با ناصافی سطوح $m = 31.4 \, nm$ مقدمه

هر تغییر ناگهانی در فاز، دامنه، گرادیان فاز یا قطبش جبههموج باعث به وجود آمدن پراش فرنل می شود [۲و۲]. پراش فرنل حاوی اطلاعات از آنچه باعث پراش می شود است. در پراش از یک جسم شفاف یا نیمه شفاف که یک جسم فازی نامیده می شود بخش فازی جبههموج دچار تغییر سریع می گردد و اثرات پراش روی پرده مشاهده می شود. نقش پراش از پله به ضریب شکست، زاویه فرود و قطبش باریکه فرودی وابسته است. در دو دهه اخیر پراش فرنل از پلههای فازی در حالتهای بازتابی و عبوری توجه زیادی را به خود جلب کرده است و کاربردهای مهمی برای پراش از پله فازى يافتهاند، مانند: سطحسنجى، فاصلهسنجى، اندازه گيرى ضریب شکست، اندازه گیری ضخامت و تصویر برداری سهبعدی که در همه موارد بالا دقت اندازه گیری هم مرتبه با روشهای تداخل سنجی و حتی بهتر از روشهای تداخل سنجی بوده است [۴و۴]. به هنگام استفاده از پله فازی همواره فرض می شد که پله فازی دارای یک لبه کاملا تیز است و همچنین سطح پله کاملا صاف و هموار است. اما میدانیم در عمل ساخت یک سطح بازتابنده کاملا صاف و پله کاملا تیز ممکن نیست. اخیراً نشان دادهایم که برای اندازه گیریهای برپایه پله فازی نیازی نیست که پله کاملا تیز باشد [۵]. در این پژوهش تأثیر میزان ناصافی سطح پله در اندازه گیری های برپایه پله فازی مورد مطالعه قرار گرفته است.

مبانی نظری

ابتدا نقش پراش از پله فازی بازتابی یک بعدی مورد بررسی قرار می گیرد. مطابق شکل ۱ جبهه موج استوانهای ساطع شده از منبع نوری S به پله فازی تابیده و از آن پراشیده می شود. طرح پراش نهایی در صفحه مشاهده قابل رویت است. h اختلاف ارتفاع دو سطح و l فاصلهای است که طی آن سطح بالایی به سطح پایینی می رسد. با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهف می توان دامنه مختلط و توزیع شدت پراش در نقطه مشاهده دلخواه P را محاسبه کرد: بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران، ۱۱–۱۲ بهمن ۱۴۰۱

> سختی قابل تشخیص است. در نتیجه نمیتوان از چنین سطوحی در چیدمان پله فازی برای پراشسنجی استفاده کرد.

مبانی تجربی

منظور از پله فازی بازتابی ساختاری متشکل از دو سطح موازی بازتابنده نور است که باهم اختلاف ارتفاع دارند. این دوسطح ممکن



شکل۲: شبیهسازی طرح پراش و نمایه شدت آنها برای پلههایی با ناصافی سطوح متفاوت.

است وضعیتهای مختلفی نسبت به هم داشته باشند و یا به روشهای مختلفی ساخته شوند. به عنوان مثال میتوان به روش لیتوگرافی دو سطح بازتابنده با اختلاف ارتفاع ساخت و از آن در چیدمان به عنوان پله فازی استفاده کرد. اما در این روش اختلاف ارتفاع دو سطح قابل تغییر نیست و برای افزایش یا کاهش آن باید پله دیگری ساخت. در این پژوهش برای داشتن یک پله فازی بازتابی که اختلاف ارتفاع دو سطح بازتابنده آن قابل تنظیم باشد، از یک چیدمان مایکلسون استفاده شده، به گونهای که نصف آینه هر بازوی تداخل سنج توسط تیغ پوشانده شده است. اختلاف راه مابین باریکههای بازتابی از آینهها برابر با اختلاف فاز ایجاد شده از یک پله فازی بازتابی است (شکل ۳). برای ایجاد پله با سطوحی ناصاف از آینههایی که توسط سمبادههای با دانهبندیهای مختلف

سمباده کاری شدهاند استفاده شده است. دانه بندی سمباده ها بر اساس اینکه در یک اینچ مربع چه تعداد دانه زبر قرار دارد شماره بندی می شود. به عنوان مثال سمباده ۲۰۰۰ در یک اینچ مربع دارای ۳۰۰۰ دانه است. در آماده سازی آینه ها از ۷ شماره سمباده مختلف و ۳ زمان برای سمباده کاری (۲،۴ و۶ دقیقه) استفاده شده است که نتیجه آن ۲۱ جفت آینه برای قرار دادن در چیدمان فوق به عنوان سطح بازتابنده است. طرح پراش و نمایه شدت ۴ پله فازی با ناصافی سطوح مختلف در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۳: چیدمان آزمایش پله فازی که شامل لیزر هلیوم-نئون، پالایه فضایی، عدسی موازی کننده، باریکه شکن، آینههای سمباده شده، تیغ ایجاد کننده پله فازی و دوربین.

انتظار میرود که هرچه سمباده زبرتر یا مدت سمباده زدن بیشتر شود طرح پراش از پله فازی دچار تغییرات شدیدتری شود. برای اثبات این موضوع بعد از ثبت طرح پراش هر یک از آینههای یاد شده فریزهای پراش شمارش شدهاند. هرچه سمباده زبرتر یا مدت سمبادهزنی بیشتر شود، فریزهای کمتری قابل شمارش است. برای تحلیل نتایج یاد شده تعداد فریزهای پراش مربوط به هر آینه شمارش و این اطلاعات بر حسب زمان سمباده شدن هر آینه رسم شدهاند، (شکل ۵). هرچه سمباده زبرتر شود، طرح پراش از آینه مورد نظر خرابتر و تعداد فریزهای پراش کمتری قابل شمارش است. از طرف دیگر در یک شماره سمباده یکسان هرچه مدت زمان سمباده کاری بیشتر شود، طرح پراش از آینه مورد نظر



شکل ۴: طرح پراش تجربی و نمایه شدت آنها برای پلههایی با ناصافی سطوح متفاوت.



شکل ۵: نمودار تعداد فریزهای شمرده شده برحسب شماره سمباده و مدت زمان سمباده زنی.

برای مقایسه پلهها با ناصافی مختلف و بررسی تاثیر آنها در طرح پراش پلههای فازی، تابع خود همبستگی به عنوان تابعی از جابهجایی فضایی الگوی پراش در نظر گرفته شده است. این تابع مقایسهای بین یک طرح پراش و طرح پراش جابهجا شده در راستای محور x است. اگر این دو طرح کاملا شبیه باشند نتیجه تابع مقدار یک و اگر هیچ شباهتی به یکدیگر نداشته باشند نتیجه صفر است. انتظار می ود هرچه در آزمایش سمباده زبرتر و یا در شبیه سازی σ بیشتر

شود، در میزان جابهجایی کمتری در محور x، تابع خود همبستگی به مقدار صفر برسد. نمودارهای رسم شده تایید کننده این نتیجه هستند که با افزایش جابهجایی فضایی شباهت طرح پراش به طرح اولیه هم در دادههای تجربی و هم نتایج شبیهسازی کاهش مییابد.

نتيجه گيرى

در این پژوهش اثر ناصافی سطح بازتابنده را بر پراش از پله فازی مورد بررسی قرار گرفت. پیش از این در تمام آزمایشهای پله فازی سطوح بازتابنده کاملا ایدهآل و صاف در نظر گرفته شدهاند. نشان داده شده اگر ناصافی سطوح از یک حد مشخص عبور نکند نتایج حاصل از پراش آن سطح قابل استفاده و مورد تایید است. این حد را میتوان با تفاوتها و شباهتهای پراش از پله بدون ناصافی و طرحهای پراش گرفته شده از سطوحی که ناصافیهای مختلفی دارند بهدست آورد.

مرجعها

[1] M. Amiri, and M.T. Tavassoly, "Fresnel diffraction from 1D and 2D phase steps in reflection and transmission modes", Opt. Commun., Vol. 272, No. 2, 2007.

[2] M. T. Tavassoly, and et al, "Optical diffractometry", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 26, No. 3, 2009.

[3] M. J. Siavashani, and et al., "Characterization of transparent thin films by low-coherent diffractometry", J. Opt. Vol. 20, No. 035601, 2018.

[4] M. J. Siavashani, and et al., "3D imaging using scanning diffractometry", Sci. Rep., Vol. 11, No. 482, 2021.

[5] M. J. Siavashani, and et al., "The effect of edge sharpness on phase-step diffractometry, Opt. Lasers Eng., Vol. 145, No. 106666, 2021.



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



كنترل توزيع فضايى ميدان لكوپيس براى كنترل حركت جمعى كلوئيدها

الیاس نسیم دوست^۱، فائزه عمارلو^۱، رامین جمالی^۱، ساباریش ولو^۲، علیرضا مرادی^{*۱} ادانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران ۲کالج هنر و علم راتینام، کویمیاتور، هند

e.nasimdoust@iasbs.ac.ir, faeze.amarloo@iasbs.ac.ir, raminjamali@iasbs.ac.ir, sabareesh.velu@gmail.com, moradika@iasbs.ac.ir

چکیده – طرح لکوپیس، توزیع شدت تصادفی نور، را میتوان با تاباندن نور به سطح زبر، عبور آن از محیطی پخش کننده، انتشار آن از درون فیبر چندمدی، و یا با اســتفاده از مدوله کننده فضایی نور و اعمال طرح پراشی مناسب روی آن تولید کرد. انبرک لکوپیس روشــی غیرمخرب، کم هزینه، غیرتماسی برای تلهاندازی دسته جمعی میکروذرات کلوئیدی، با ضریبشکستهای بیشتر و کمتر از محیط و یا حتی ذرات فلزی اسـت. در این پژوهش، از طرح لکوپیس ایجاد شـده به کمک مدوله کننده فضایی نور برای تلهاندازی و همچنین جابجایی دسـته جمعی میکروذرات کلوئیدی اســتفاده شده است. نتایج تجربی پیشبینی نظری امکان کنترل رفتار دسته جمعی ذرات با میدان لکوپیس را تایید میکنند.

کلید واژه- طرح لکوپیس، انبرک لکوپیس، میکرودستکاری، کلوئید.

Controlling the spatial distribution of speckle fields for multimanipulation of colloids

Elyas Nasimdoust¹, Faeze Amarloo¹, Ramin Jamali¹, Sabareesh Velu², Ali-Reza Moradi^{1*}

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

²Rathinam College of Arts and Science University in Coimbatore, India

e.nasimdoust@iasbs.ac.ir, faeze.amarloo@iasbs.ac.ir, raminjamali@iasbs.ac.ir, sabareesh.velu@gmail.com, moradika@iasbs.ac.ir

Abstract- Speckle pattern, random intensity distribution of light, can be produced by shining light on a rough surface, passing it through a diffusing medium, propagating it through a multimode fiber, or by using a spatial light modulator and applying a suitable diffraction pattern on it. Speckle tweezers are a non-destructive, low-cost, non-contact method for the collective trapping of colloidal microparticles of higher and lower than the medium refractive indices or even metal particles. In this research, speckle pattern created with the help of spatial light modulator is used for trapping and collective translocation of colloidal microparticles. Experimental results confirm the theoretical predictions for the possibility of controlling the collective behavior of particles with the speckle field.

Keywords: Speckle pattern, Speckle tweezers, Micro-manipulation, Colloids.

تله اندازی با طرح لکوپیس

در بسیاری از کاربردها نیازمند تله چندگانه برای بررسی تعداد زيادي ذرهي ميكروني هستيم. معمولا براي ايجاد تله چندگانه از ادوات مدوله کننده فضایی نور استفاده می شود و با لیزر شدت بالا تلههای چندگانه بهصورت آرایههای از پیش تعریف شده و منظم ایجاد می شوند [۲و۳]. اما، از یک طرف، برای بسیاری از کاربردها نیازی به آرایهی منظم از ذرات وجود ندارد. از طرف دیگر، در بسیاری از کاربردها، نیازی به اینکه تلههای چندگانه خیلی محکم و پایدار باشند نیست [۴]. از اینرو طرح لکوپیس که حاوی نقاط روشن و تاریک زیاد و نامنظم در میدان دید است به واسطهی داشتن گرادیانهای موضعی در هر دانه لکوپیس، میتواند گزینه مناسبی برای کاربردهای فوق باشد. برای ایجاد طرح لکوپیس لزوما نیاز به استفاده از مدوله کننده فضایی نور و ادوات گران قیمت دیگر نیست و با استفاه از فیبرهای چند حالته و با حداقل تجهیزات می توان انبرک لکوپیس ایجاد کرد. از طرف دیگر به واسطه حضور ناحیههای تاریک مابین دانههای روشن در طرح لکوپیس، از یک طرح لکوپیس می توان هم برای تلهاندازی ذرات با ضریب شکست بیشتر از محیط اطراف و هم تلهاندازی برای ذرات با ضریب شکست کمتر از محیط اطراف، به طور همزمان استفاده کرد همهی اینها قابلیت بسیار بالای تلهاندازی لکوپیس را نشان میدهد. برای کنترل رفتار جمعی تعداد زیادی ذره نیازی به تله سخت و منظم بودن آن نداریم از این رو تله لکوپیس با ویژگیهای یاد شده گزینه مناسب و کم هزینهتری برای انجام این گونه کارها است. دینامیک میکروذراتی که حرکت براونی دارند همواره مورد توجه دانشمندان بوده است. در این پژوهش از میدان نوری لکوپیس برای اعمال محدودیت روی حرکت براونی و همچنین غربال کردن، مرتبسازی میکروذرات کلوئیدی و همچنین هدایت آنها به محل دلخواه استفاده می شود. به صورت تجربی نشان داده شده

مقدمه

تلهاندازی نوری به وسیله باریکه لیزر با توزیع شدت گاوسی که توسط یک عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا کانونی شده است ساخته می شود. در پژوهش های مربوط به این روش به طور معمول از میکروذرات دیالکتریک با ضریب شکست بیشتر از محیط استفاده می شود. تله اندازی نوری یکی از مناسب ترین روش ها برای مطالعه و دست کاری ذرات کلوئیدی است. با این روش می توان نیروهایی از مرتبه پیکونیوتن را اندازه گیری کرد. در سالهای اخیر، پژوهشهای متعددی به ویژه در زمینهی علوم زیستی، مواد نرم و فیزیک آماری با استفاده از انبر کهای نوری گزارش شده است. با توجه به اهمیت این روش در سال ۲۰۱۸ بخشی از جایزهی نوبل در فیزیک به آرتور اشکین اختصاص یافت. در بسیاری از کاربردهای انبرک نوری نیاز است تا چند یا چندین ذره به طور همزمان تلهاندازی شوند و مورد مطالعه قرار گیرند. برای این دست از کاربردها به سراغ تله چندگانه میروند. تلههای چندگانه را معمولا بصورت آرایههای منظم با استفاده مدوله کننده فضایی نور و مهندسی جبههی موج و یا با استفاده از مدوله کنندههای اکوستواپتیکی ایجاد میکنند. اما برای طیف بزرگی از کاربردها نیازی به آرایه مرتب و منظمی از تلههای چندگانه نیست. از طرف دیگر بسیاری از کاربردها نیازمند تلههایی با سختی بالا نیستند. نشان داده شده است که انبرک لکوپیس روش بسیار مناسبی برای چنین کاربردهایی است. انبرک لکوییس با توزیع تصادفی میدان نور به روشهای مختلف امکان پذیر است. در این پژوهش با تنظیم توزیع فضايى ميدان لكوپيس حركت جمعى ميكرو ذرات كلوئيدى را كنترل مىكنيم. كنترل حركت دسته جمعى میکروذرات کاربردهای بسیار حائز اهمیتی در مواد نرم و مواد زیستی و غیره دارد.[1] 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

> است که با این میدان و تنظیم شدت و دانهبندی لکوپیس میتوان سرعت و جهت حرکت تعداد زیادی ذره کلوئیدی با ضرایب شکست بیشتر و کمتر از محیط اطرافشان را کنترل کرد [۱].

مبانی تجربی و نتایج

چیدمان پیشنهادی ما برای کنترل روی اندازه دانهبندیهای طرح لکوپیس و همچنین کنترل روی موقعیت مکانی میدان لکوپیس از مدوله کننده فضایی نور استفاده می کند. مزیت چیدمان پیشنهادی ما نسبت به چیدمانهای مبتنی بر فیبر نوری این است که به کمک مدوله کننده فضایی نور کنترل بسیار خوبی روی دانهبندیهای طرح لکوپیس داریم. در چیدمان انبرک لکوپیس به کمک فیبر نوری امکان تغییر محل تله لکوپیس وجود ندارد در حالیکه به طرح لکوپیس را با دقت مناسبی کنترل کرد. برای ایجاد طرح لکوپیس مناسب برای تله اندازی ذرات نیاز داریم که کنترل خوبی روی اندازه نقاط روشن و تاریک طرح لکوپیس همچنین شدت متوسط نقاط روشن و محل آنها داشته باشیم ویژگیهای گفته شده از خواص طرح لکوپیس هستند.



شکل ۱: نمایی از چیدمان مورد استفاده شامل لیزر حالت جامد، پالایه فضایی، آینه، مدوله کننده فضایی نور، آینه ۲، عدسیهای

چیدمان ۴ کانون، آینه دو رنگی، عدسی کانونی کننده، نمونه، عدسی شیئ، فیلتر شدت، عدسی تصویر ساز و آشکار ساز. (M:Mirror, L:Lense, DM:Dicoric Mirror, NF:Natural Filter)

ابتدا با استفاده از شبیهسازی در کامپیوتر نحوه کنترل دانهبندی طرح لکوپیس و توزیع آنها را بررسی کردهایم. نتایج شبیهسازی طرح های لک و پیس با دانههای مختلف در شکل ۲ آورده شدهاست. بهصورت مشابه در آزمایشگاه با چیدمان گفتهشده طرحهای لکوپیس با دانهبندیهای مختلف را نیز در شکل ۳ نشان دادهایم. بنابراین مطابق شکل مختلف را نیز در شکل ۳ نشان دادهایم. بنابراین مطابق شکل دانهبندی و محل نقاط روشن و تاریک طرح لکوپیس داریم. در انجام این پژوهش از ذرات پلی استایرن و سیلیکا با اندازههای مختلف استفاده شده است.



شکل ۲: طرحهای لکوپیس شبیه سازی شده در نرم افزار متلب



شکل ۳: نتایج تجربی طرح لکوپیس با اندازه دانهبندیهای مختلف



شکل۴ : توزیع فضایی خاصی از میدان لکوپیس برای محدود سازی حرکت ذرات در سمت راست میدان دید

نتيجهگيرى

در این پژوهش حرکت جمعی ذرات پلی استایرن تحت تأثیر میدان لکوپیس با توزیع فضایی خاص مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان میدهد حرکت ذرات در ناحیه روشن لکوپیس محدود شده است و بعد از محدود سازی به راحتی با جابهجایی محل توزیع شدت میتوان ذرات را به محل دل خواه در میدان دید هدایت کرد. پیش بینی میشود این نتایج به عنوان روشی در انتقال دارو به طریق جابجایی دسته جمعی دارو رسانها که در طرح لکوپیس در ناحیه ای از فضا مقید شدهاند و با حرکت این ناحیه جابجا میشوند، مورد استفاده قرار بگیرد. همچنین در مطالعه و کنترل حرکت جمعی ذرات در فیزیک مواد نرم و مکانیک شارهها این روش کاربردهای بالقوه مهمی میتواند داشته باشد.

مرجعها

- [1] R. Jamali, F. Nazari, A. Ghaffari, Sabareesh K. P. Velu and Ali-Reza Moradi, Speckle tweezers for manipulation of high and low refractive index micro-particles, Nanophotonics, 2021.
- [2] Applegate, R. W., Squier, J., Vestad, T., Oakey, J., Marr, D. W. (2004) "Optical trapping, manipulation, and sorting of cells and colloids in microfluidic systems with diode laser bars", Optics express, 348, 12(19), 4390-4398.
- [3] Svoboda, K., Block, S. M. (1994). "Biological applications of optical forces.", Annual review of biophysics and biomolecular structure, 348, 23(1), 247-285.
- [4] Volpe, G., Kurz, L., Callegari, A., Volpe, G., Gigan, S. (2014). "Speckle optical tweezers: micromanipulation with random light fields", Optics express, 348, 22(15), 18159-18167.

در شکل ۴ بازتوزیع فضایی ناحیهی روشن شده با طرح لکوپیس در میدان دید نمایش داده شده است. در ناحیههای خالی از میدان لکوپیس (در سمت چپ تصویر)، انتظار به دام افتادن ذرات نمی رود. اما در سمت راست میدان دید که با طرح لکو پیس روشن شده، ذرات به دام خواهند افتاد. شکلهای ۵ و ۶ که مسیر ردیابی شده ذرات در سمت چپ و راست میدان دید را نشان میدهند تایید کننده این موضوع هستند. همان طور که در شکل ۶ مشاهده می شود، ذره در منطقهای گیر افتاده است نتایچ ردیابی شده برای ۱۰۰ثانیه اول از انجام آزمایش است.



شکل۵ : مسیر ردیابی شده از ذرمای که در سمت چپ میدان دید قرار دارد.



شکل۶ : مسیر ردیابی شده ذرهای که در سمت راست میدان دید قرار دارد.



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



طراحی وشبیهسازی نانوحسگر پلاسمونیکی ضریبشکست مبتنی بر ساختار فلز-عایق-فلز و کاواک ششضلعی

رامین حسنزاده و امین قادی

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

r.hasanzadeh@stu.umz.ac.ir , a.ghadi@umz.ac.ir

چکیده – در این مقاله نانوحسـگر پلاسـمونیکی ضـریبشـکست، متشکل از ساختار فلز – عایق – فلز (MIM) و چهار عدد کاواک شـشضنـلعی با شـکافهایی با علامت بهعلاوه، طراحی و شبیهسازی شده است. این ساختار با بستری از جنس نقره بوسیلهی مدل درود شـبیه سـازی شده و در بازهی طولموجی ۱۱۰۰ تا ۱۹۰۰ نانومتر با طول موج تشدید ۱۳۸۸٬۰۹۰ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته اسـت. با استفاده از روش شبیهسازی تفاضل محدود حوزهی زمان (FDTD)، جابجایی طول موجی حاصل از تغییرات ضریبشکست در بازهی ۱ تا ۱٫۱ با گام ۲۰٫۲ بررسی شده است. بامحاسبهی حساسیت (S)، معیارشایستگی (FOM) و فاکتورکیفیت (Q) که بیشینهی آنها بهترتیب ۱٫۹*۷ سر ۱۳۷۳ ما*۲۰۱۱ و ۱۱۶۰٫۹۵۲ میباشد، میزان عملکرد حسگراندازهگیری شده است.

كليد واژه-پلاسمونيك، حساسيت، روش تفاضل محدود حوزهى زمان، فلز-عايق-فلز، نانوحسگر ضريب شكست

Design and Simulation of Refractive Index Plasmonic Nano-Sensor Based on Metal-Insulator-Metal Structure and Hexagonal Cavity

Ramin HassanZadeh & Amin Ghadi

Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Basic Sciences, Mazandaran University, Babolsar

Abstract - In this paper, a refractive index plasmonic nanosensor based on metal - insulator - metal (MIM) structure and four hexagonal cavities slots with plus sign is designed and simulated. This structure is simulated by a background of silver and is investigated with drude model in the wavelength range 1100 to 1600 nm and resonance wavelength 1388.090 nm. By finite difference time domain (FDTD) simulation method, the wavelength shift induced by refractive index change is investigated in the range of 1 to 1.1 with step of 0.02. The sensor performance has been measured by calculating the sensitivity (S), figure of merit (FOM) and quality factor (Q) that their maximum are 1373 nm/RIU, 116.951 RIU^{-1} and 120.703, respectively.

Keywords: FDTD, Metal-Insulator-Metal, Plasmonic, Refractive Index Nano-Sensor, Sensitivity

شش ضلعی و مقایسه ی ضریب حساسیت و بهبود معیار شایستگی، با تغییر ابعاد هندسی ساختار می باشد. [۴]

ساختار پیشنهادی و تحلیل نظریه

در ساخت حسگرها، تغییرات هندسی ساختار از جمله شعاع، فاصلهی کاواکها از هم، فاصلهی جفتشدگی بین نانوکاواک و موجبر و نیز تغییر ضریبشکست به ما در رسیدن به نتایج مطلوبمان یاری می کند که با نتایج بهدست آمده از FDTD^{*} مطابقت خوبی دارد. در شبیهسازیهای اولیه که قبل از ساختار اولیه انجام شد، یک تککاواک ششضلعی شکافدار به کار برده شده بود که در آن اشکال و ابعاد شکاف و اندازهی ششضلعی تغییر داده می شد. با بررسی پارامترهای مهم در ساخت حسگرها و توجه به ایدهی مقالهی[۴] به ساختار پیشنهادی نشان داده شده در شکل ۱ رسیدیم. از نظر فیزیکی و عملی تغییر ضریبشکست را با وارد کردن گاز با غلظتهای مختلف، اعمال خواهیم کرد.



شکل ۱: نمای دو بعدی نانوحسگر ضریب شکست پلاسمونیکی با مشخصههای ساختاری ۲۰۰۰ k = ۲۵ ، g = ۲۰ ، L = ۲۰۰۰ w = ۵۰ ، X,Y = ۴۰۰۰ ۴۴۰۰، ۱۶۳۲.۲۰۵ یا و ۱۴۹ b نانومتر.

همان طور که از شکل مشخص است ساختار ما شامل یک موجبر و چهار کاواک شش ضلعی شکاف دار یکسان و متصل به هم است و روی بستری از نقره که با مدل درود شبیه سازی شده است، قرار دارد. هم چنین شکاف هایی با علامت به علاوه مانند نیز از جنس بستر می با شند [۴].

مقدمه

پلاسمونیک علم مطالعه ی برهم کنش نور با ساختارهای فلزی است و پلاسمون ها نوساناتی گروهی از الکترون های لایه ی ظرفیت فلز هستند که در اثر میدان حاصل از نور تابیده ایجاد می شوند. پلاریتون پلاسمون های سطحی (SPPs)¹، امواج الکترومغناطیسی طولی هستند که در مرز فلز و عایق انتشار پیدا می کنند و از کاربرد آن ها می توان به خواص محدود کردن میدان، قابلیت انتشار در زیر حد پراش، امکان طراحی در ابعاد نانو و ساختار کوچک تر، اتلاف توان کمتر، سرعت پردازش بالاتر اطلاعات و ساخت دستگاههای نوری زیرطول موج اشاره کرد[1].

عملکرد گسترده در سامانه مخابرات نوری، فیلترها، دىمالتى پلكسرها، حسكرها، شكافندەها، تقسيم گرها سوئیچها و گیتهای منطقی تمامنوری از کاربردهای موجبرهای یلاسمونیکی فلز – عایق – فلز (MIM)^۲ هستند. حسگرها به نوعی به دو دستهی پلاسمونیکی و فوتونیکی تقسیم می شوند، و دلیل اینکه حسگرهای پلاسمونیکی بیشتر استفاده می شوند هزینه یکمتر، ساخت آسان تر، عدم تداخل الكترومغناطيسي، حساسيت بالا، گسترەي ديناميكي وسيع وابعاد كوچكتر نسبت به حسگر فوتونيكي ميباشد. حسگرهای ضریب شکست مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی (SPR)^۳ به دلیل تقویت میدان موضعی و حساسیت بالا مهم هستند. ساختار دندانهای شکل، موجبرهای پلاسمونیکی با مشددهای حلقوی، کاواک شکافدار و مشدد نانودیسک از جمله ساختار حسگرهای SPP هستند[۲, ۳]. هدف از انجام این پژوهش طراحی یک نانوحسگر ضریب شکست با استفاده از ساختار شامل چند کاواک

^{*} Surface Plasmon Resonance

⁴ Finite Difference Time Domain

¹ Surface Plasmon Polaritons

² Metal– Insulator- Metal

برای الکترون آزاد در فرکانسهایی بسیار بزرگتر از فرکانس پلاسما، تابع دی الکتریک به سمت صفر میل می کند، همچنین مد عرضی TM^۵ است که باعث تحریک امواج SPP می شود. برای توصیف فلزات و ساختارهای پلاسمونیک در حسگرها و دیگر ادوات نانوپلاسمونیکی، از مدل درود^۶ استفاده می شود:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \tag{1}$$

که ω فرکانس زاویهای، ۳.۷ = ε_{∞} ثابت دیالکتریک در فرکانس بینهایت، (rad/s) $(rad/s) \times 1.5 \times \gamma = 1.70 \times 10^{18}$ فرکانس پلاسما و $(rad/s) \gamma = 7.27 \times 1.5 \times \gamma = 7.90$ فرکانس نوسان الکترون است[۵].

بررسى نتايج شبيهسازى

 P_{in} و P_{out} به ترتیب نمایشگرهای اندازه گیری موج ورودی و موج ورودی و موج خروجی هستند و میزان عبور $T = P_{out}/P_{in}$ است. در شکل ۲ نخستین طول موج تشدید ۱۳۸۸,۰۹۰ نانومتر در بازهی طول موجی ۱۹۰۰ تا ۱۶۰۰ تا ناومتر می باشد.



با توجه به نمودار اشکال ۳ و ۴ پیداست که با افزایش ضریب شکست، طول موجهای تشدید و میزان عبور شان به-ترتیب با فاصلهی میانگین ۲۷٬۴۴۶ نانومتر و ۰٫۰۲۵ افزایش می یابند.





شکل ۴: نمودار طولموج تشدید برحسب ضریبشکست

شکل ۵ تصویر خوبی از شیوهی انتشار میدان مغناطیسی H پلاسمون پلاریتونها برای طولموج تشدید ۱۳۸۸٬۰۹۰ در ضریبشکست ۱ و در بستر نقره را نشان میدهد.



شکل ۵: توزیع میدان مغناطیسی (H) در طولموج تشدید ۱۳۸۸٬۰۹۰ نانومتر با ضریبشکست ۱

با بهینه کردن پارامترهای حساسیت (S)^۷، معیارشایستگی (FOM)^۸ و فاکتورکیفیت (Q)^۹ که در زیر به آنها اشاره می کنیم، می توان حسگر با عملکرد بهتری طراحی و شبیه-سازی کرد.

(٢)

$$S = \frac{\Delta\lambda_{Res}}{\Delta n} \left(\frac{nm}{RIU}\right)$$

- ^a Transverse Magnetic
- ⁹ Drude
- ^v Sensitivity

- [^] Figure Of Merit
- ⁹ Quality Factor

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

همراه با تغییرات ضریبشکست، میانگین حساسیت ۱۳۷۲.۲۶۰ *nm/RIU*، میانگین معیارشایستگی ^{۱۰} ۱۱۱.۲۱۴ و میانگین فاکتور کیفیت ۱۱۹,۳۵۰ است که بسیار نزدیک به بیشینه مقدار آنها میباشد. خی و همکاران در مقاله [۴]، به بالاترین حساسیت خی و همکاران در مقاله [۴]، به بالاترین حساسیت یافتند و ما درپژوهش خود به حساسیت ۱۶۹۰ *nm/RIU* یافتند و ما درپژوهش خود به حساسیت ۱۹۶۰ ۲۲۷۳ *nm/RIU* و معیار شایستگی ^{۱۰} ۱۱۶.۹۵۱ *ر*سیدیم.

نتيجهگيرى

در این مقاله ما با استفاده از تغییر ضریب شکست چهار کاواک شش ضلعی از ۱ تا ۱٫۱ با گام ۰٫۰۲ که با استفاده از مدل درود و با روش FDTD شبیه سازی شده بود حسگری پلاسمونیکی ساختیم. در پژوهش ما بالاترین حساسیت اسمونیکی ساختیم. در پژوهش ما بالاترین حساسیت مالایمونیکی ساختیم. در پژوهش ما بالاترین و مالایمونیکی ساختیم. معیار شایستگی پژوهش فاکتورکیفیت ۱۲۰٬۷۰۳ می باشد و معیار شایستگی پژوهش ما ۲٫۸۷ برابر شده است .

مرجعها

- [1] Maier, S.A., *Plasmonics: fundamentals and applications*. 2007: Springer Science & Business Media.
- [2] Moradiani, F., et al., Systematic engineering of a nanostructure plasmonic sensing platform for ultrasensitive biomaterial detection. Optics Communications, 2020. 474: p. 126178.
- [3] Shi, X., et al., Dual Fano resonance control and refractive index sensors based on a plasmonic waveguide-coupled resonator system. Optics Communications, 2018. 427: p. 326-330.
- [4] Xie, Y.-Y., et al., A novel plasmonic sensor based on metal-insulator-metal waveguide with side-

$$FOM = \frac{S}{FWHM} \left(\frac{1}{RIU}\right) \tag{(7)}$$

$$Q = \frac{\lambda_{Res}}{FWHM} \tag{(f)}$$

در معادلههای (۲)، (۳)و (۴) Δλ_{Res} اختلاف طول موج تشدید، Δ*n* اختلاف ضریب شکست محیط و ^۱·FWHM پهنا در نصف مقدار بیشینه است [۶, ۷].

در شکل ۶ نمودارهای حساسیت، معیارشایستگی و فاکتورکیفیت بر حسب ضریب شکست مورد بررسی قرار گرفته است. تغییر ضریب شکست باعث جابجایی طول موجهای تشدید و نیز تغییر FWHM آنها می شود درنتیجه مطابق فرمول های ۲، ۳ و ۴، کاهش و افزایش S، FOM و Q در بازه های مختلف را مشاهده می کنیم.

همچنین خط نقطهچین در شکل ۶، خط درون یابی شده به روش تقریب کمترین مربعات نسبت به مقادیر به دست آمده با روش شبیهسازی است.



¹ Full Width at Half Maximum

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

and its application for human blood group identification. Sensors and Actuators B: Chemical, 2017. **249**: p. 168-176.

[7] Chou Chao ,C.-T., et al., *Highly sensitive and tunable plasmonic sensor based on a nanoring resonator with silver nanorods*. Nanomaterials, 2020. **10**(7): p. 1399.

coupled hexagonal cavity. IEEE Photonics Journal, 2015. **7**(2): p. 1-12.

- [5] Ye, Y., et al., *Tunable plasmon-induced transparency in dual hexagonal resonators with rotatable embedded bar.* IEEE Photonics Journal, 2019. **11**(6): p. 1-13.
- [6] Rakhshani, M.R. and M.A. Mansouri-Birjandi, *High sensitivity plasmonic refractive index sensing*



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



تابع همدوسی مرتبه دوم در حد میدان تحریکی ضعیف

بابک پروین

مراغه، دانشگاه مراغه، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، صندوق پستی ۸۳۱۱۱–۵۵۱۸۱

چکیده – یک اتم سه ترازی با پیکربندی ۸ در یک کاواک اپتیکی تک مد محصور شده است. تحول زمانی معادله اصلی این سامانه در پایه های مختلف اتم-کاواک و آمیخته محاسـبه شده است. در هر دو روش، جواب معادلات مربوطه در حد میدان تحریکی ضعیف در حالت پایا محاسـبه شـده اند. در نهایت از هر دو روش برای بدست آورن تابع همدوسی مرتبه دوم با تاخیر زمانی صفر استفاده شده است. نتایج بدست آمده نشان میدهند که جوابهای این دو مورد کاملاً با هم برابر هستند.

كليد واژه- اتم سهترازي، پايههاي اتم-كاواك، پايههاي أميخته، حد ميدان تحريكي ضعيف، معادله اصلي.

The Second Order Coherence Function in the Weak Driving Limit

Babak Parvin

Physics Department, Faculty of Basic Sciences, University of Maragheh, P.O. Box 55181-83111

parvin@maragheh.ac.ir

Abstract- A three-level atom in the Λ configuration is enclosed in a single-mode optical cavity. The temporal evolution of the master equation of this system has been calculated in different atom-cavity and hybrid basis. In both methods, the solution of the relevant equations has been calculated in the weak driving limit in the steady-state. Finally, to obtain the second order coherence function at zero-time delay, both approaches have been used. The obtained results show that the answers of these two cases are completely identical.

Keywords: Atom-cavity basis, Hybrid basis, Master equation, Three-level atom, Weak driving limit.

تراز $\langle 2 |$ و تراز سوم $\langle 3 |$ است. فرض بر این است که فرکانس گذار ۳-۲ اتم در حالت تشدید با فرکانس کاواک باشد. معادله اصلی در پایههای اتم-کاواک به صورت زیر نوشته می شود:

$$\begin{split} \dot{\rho}_{n,l;n,l} &= - \left(\Gamma' + \kappa n \right) \rho_{n,l;n,l} + \Gamma \rho_{n,2;n,2} \\ &+ \kappa \left(n+1 \right) \rho_{n+1,l;n+1,l}, \end{split} \tag{(1)}$$

$$\begin{split} \dot{\rho}_{n,2;n,2} &= -ig\sqrt{n}\rho_{n-1,3;n,2} + ig\sqrt{n}\rho_{n,2;n-1,3} \\ &-\gamma\rho_{n,3;n,3} - (\Gamma + \kappa n)\rho_{n,2;n,2} \\ &+\kappa(n+1)\rho_{n+1,2;n+1,2}, \end{split} \tag{(4)}$$

$$\begin{split} \dot{\rho}_{n-1,3;n,2} &= -ig\sqrt{n}\rho_{n,2;n,2} + ig\sqrt{n}\rho_{n-1,3;n-1,3} \\ &- 0.5(\gamma + \Gamma + \kappa(2n-1))\rho_{n-1,3;n,2} \qquad (\texttt{f}) \\ &+ \kappa\sqrt{n(n+1)}\rho_{n,3;n+1,2}, \end{split}$$

$$\begin{split} \dot{\rho}_{n,3;n,3} &= -ig\sqrt{n+1}\rho_{n+1,2;n,3} + ig\sqrt{n+1}\rho_{n,3;n+1,2} \\ &+ \Gamma'\rho_{n,1;n,1} - (\gamma + \kappa n)\rho_{n,3;n,3} \\ &+ \kappa (n+1)\rho_{n+1,3;n+1,3}, \end{split}$$

که در آن پایههای اتم-کاواک بصورت که در آن پایههای اتم-کاواک بصورت (n, j); n = 0, 1, 2, ...; j = 1, 2, 3این معادلات را در حد میدان ضعیف $\gamma \Box ' \Gamma$ که در آن جمعیت تراز اول را نزدیک به ۱ در نظر می گیریم، حل کرد. در این حالت مرتبه ضرایب ماتریس چگالی نسبت به ' Γ بصورت زیر است:

$$\begin{array}{l}
\rho_{n,1;n,1} \Box \Gamma^{\prime n}, \rho_{0,2;0,2} \Box \Gamma^{\prime}, \rho_{n,2;n,2} \Box \Gamma^{\prime n}, \\
\rho_{n-1,3;n,2} \Box \Gamma^{\prime n}, \rho_{n,3;n,3} \Box \Gamma^{\prime n+1}
\end{array}$$
(۶)

با ساده سازی این معادلات در حد میدان ضعیف تا مرتبه دوم ′۲ و همچنین تا مرتبه غالب در هر معادله داریم:

 $\dot{\rho}_{0,0,1} = 0 \tag{Y}$

$$\dot{\rho}_{0,2;0,2} = -\gamma \rho_{0,3;0,3} - \Gamma \rho_{0,2;0,2} + \kappa \rho_{1,2;1,2}, \qquad (\lambda)$$

$$\begin{split} \dot{\rho}_{0,3;0,3} &= -ig\,\rho_{1,2;0,3} + ig\,\rho_{0,3;1,2} + \Gamma'\rho_{0,1;0,1} \\ &-\gamma\rho_{0,3;0,3}, \end{split} \tag{9}$$

مقدمه

در کار قبلی ثابت شد که اتم سهترازی محصور در کاواک، تحت چندین شرط خاص میتواند رفتاری شبیه به یک اتم دوترازی را از خود نشان دهد، که در آنجا جمعیت تراز دوم و تعداد فوتون میانگین محاسبه شده بود [۱،۲]. چون در این حالت، سامانه نور پادخوشهای گسیل می کند و همچنین چون تعداد معادلات جفت شده اتم-کاواک در حالت کلی نامتناهی است، بنابراین تمرکز بر روی تعیین فرم صریح کمیتهای فیزیکی مختلف تحت شرایط خاص مورد توجه است، به همین دلیل، در اینجا محاسبات مربوط به تعیین تابع همدوسی انجام شده است. به منظور تکمیل مباحث مطرح شده در آن کار، میتوان تابع همدوسی مرتبه دوم را در پایههای اتم-کاواک و پایههای آمیخته بدست آورد. از آنجائیکه ذکر تمامی مباحث در اینجا امکانپذیر نیست، لذا

پایههای اتم-کاواک

یک اتم سهترازی با پیکربندی ۸ در یک کاواک اپتیکی تک مد به دام افتاده است که میتوان معادله اصلی این سامانه را از رابطه زیر بدست آورد:

$$\begin{split} \dot{\rho} &= -i \Big[g \left(a \hat{A}_{32} + a^{\dagger} \hat{A}_{23} \right), \rho \Big] \\ &+ \frac{\Gamma'}{2} \Big(2 \hat{A}_{31} \rho \hat{A}_{13} - \hat{A}_{11} \rho - \rho \hat{A}_{11} \Big) \\ &+ \frac{\gamma}{2} \Big(2 \hat{A}_{23} \rho \hat{A}_{32} - \hat{A}_{33} \rho - \rho \hat{A}_{33} \Big) \\ &+ \frac{\Gamma}{2} \Big(2 \hat{A}_{12} \rho \hat{A}_{21} - \hat{A}_{22} \rho - \rho \hat{A}_{22} \Big) \\ &+ \frac{\kappa}{2} \Big(2 a \rho a^{\dagger} - a^{\dagger} a \rho - \rho a^{\dagger} a \Big), \end{split}$$
(1)

که در آن g ضریب جفت شدگی گذار ۳-۲ اتم با کاواک، Γ آهنگ پمپاژ غیرهمدوس از تراز ۱ به ۳، γ و Γ به ترتیب نرخ گسیل های خودبخودی از تراز ۳ به ۲ و ۲ به ۱ و K ضریب واپاشی کاواک است. تراز پایه اتم $\langle 1 |$ ، دومین جوابهای بدست آمده نشان میدهند که مراتب در نظر \mathcal{R} فراتب در نظر \mathcal{R} فرفته شده برای این مجهولات بر حسب Γ' درست هستند و این تاییدی بر محاسبات انجام شده است. حال تابع همدوسی مرتبه دوم را میتوان تا مرتبه غالب از رابطه زیر بدست آورد:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\left\langle a^{\dagger 2} a^{2} \right\rangle}{\left\langle a^{\dagger} a \right\rangle^{2}} \Box \frac{2\left(\rho_{2,1;2,1} + \rho_{2,2;2,2}\right)}{\left(\rho_{1,1;1,1} + \rho_{1,2;1,2}\right)^{2}}, \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

که بعد از جایگذاری مقادیر محاسبه شده، خواهیم داشت:

$$g^{(2)} = \frac{2\Gamma(\Gamma+2\kappa)(\Gamma+\kappa)^{-2}(\Gamma+\gamma+\kappa)(4g^{2}+\Gamma\gamma+\gamma\kappa)}{(\Gamma+\gamma+3\kappa)((\gamma+\kappa)(\Gamma+2\kappa)+8g^{2})}.$$

(74)

سپس می توان تقریبهای $2g \square \kappa \square 2$ و $\gamma_E \square \gamma_E$ را بر تابع همدوسی مرتبه دوم مفروض اعمال کرد.

پایههای آمیخته

در این قسمت، پایههای آمیخته را بصورت زیر در نظر میگیریم:

$$C_n = \left\langle a^{\dagger n} a^n \right\rangle,\tag{Ya}$$

$$D_{n} = i \left\langle \hat{A}_{32} a^{\dagger n-1} a^{n} - \hat{A}_{23} a^{\dagger n} a^{n-1} \right\rangle, \tag{(79)}$$

$$F_n = \left\langle \hat{A}_{22} a^{\dagger n} a^n \right\rangle,\tag{YY}$$

$$J_{n} = \left\langle \hat{A}_{33} a^{\dagger n} a^{n} \right\rangle, \tag{1}$$

تحول زمانی این مقادیر چشمداشتی با استفاده از معادله اصلی (۱)، از روابط زیر بدست میآید:

$$\dot{C}_n = ngD_n - \kappa nC_n, \tag{19}$$

$$\dot{D}_n = -2gF_n + 2gJ_n + 2gnJ_{n-1}$$

$$-0.5(\gamma + \Gamma + \kappa(2n-1))D_n,$$
($\Upsilon \cdot$)

$$\dot{F}_n = gD_{n+1} + ngD_n + \gamma J_n - (\Gamma + \kappa n)F_n, \qquad (\texttt{T1})$$

$$\dot{\rho}_{1,1;1,1} = -\kappa \rho_{1,1;1,1} + \Gamma \rho_{1,2;1,2}, \qquad (1 \cdot)$$

$$\dot{\rho}_{1,2;1,2} = -ig \rho_{0,3;1,2} + ig \rho_{1,2;0,3} - (\Gamma + \kappa) \rho_{1,2;1,2},$$
 (11)

$$\begin{split} \dot{\rho}_{0,3;1,2} &= -ig\,\rho_{1,2;1,2} + ig\,\rho_{0,3;0,3} \\ &- 0.5 \big(\gamma + \Gamma + \kappa\big)\rho_{0,3;1,2}, \end{split} \tag{17}$$

$$\dot{\rho}_{1,203} = ig \rho_{2,12} - ig_{0,303} -0.5 (\gamma + \Gamma + \kappa) \rho_{1,203} ,$$
 (17)

$$\begin{split} \dot{\rho}_{1,3;1,3} &= -ig\sqrt{2}\rho_{2,2;1,3} + ig\sqrt{2}\rho_{1,3;2,2} \\ &+ \Gamma'\rho_{1,1;1,1} - (\gamma + \kappa)\rho_{1,3;1,3}, \end{split} \tag{14}$$

$$\dot{\rho}_{2,1,2,1} = -2\kappa\rho_{2,1,2,1} + \Gamma_{2,2,2,2} , \qquad (1\Delta)$$

$$\begin{split} \dot{\rho}_{2,2;2,2} &= -ig\sqrt{2}\rho_{1,3;2,2} + ig\sqrt{2}\rho_{2,2;1,3} \\ &- (\Gamma + 2\kappa)\rho_{2,2;2,2}, \end{split} \tag{17}$$

$$\dot{\rho}_{1,3;2,2} = -ig\sqrt{2}\rho_{2,2;2,2} + ig\sqrt{2}\rho_{1,3;1,3}$$

-0.5($\gamma + \Gamma + 3\kappa$) $\rho_{1,3;2,2}$, (1Y)

$$\dot{\rho}_{2,2;1,3} = ig\sqrt{2}\rho_{2,2;2,2} - ig\sqrt{2}\rho_{1,3;1,3} \\ -0.5(\gamma + \Gamma + 3\kappa)\rho_{2,2;1,3},$$
(1A)

این معادلات یک دستگاه ۱۱ مجهولی بسته را تشکیل میدهند که با حل آنها در حالت پایا، میتوان جواب تعدادی از آنها را بصورت زیر نوشت:

$$\rho_{1,1;1,1} = \frac{4\Gamma\Gamma'g^2}{\kappa(\Gamma + \gamma + \kappa)(4g^2 + \Gamma\gamma + \gamma\kappa)}, \qquad (19)$$

$$\rho_{1,2;1,2} = \frac{4\Gamma'g^2}{\left(\Gamma + \gamma + \kappa\right)\left(4g^2 + \Gamma\gamma + \gamma\kappa\right)},\tag{(1)}$$

$$\rho_{2,l;2,l} = \frac{4\Gamma\Gamma'g^{2}\left(\Gamma+\gamma+3\kappa\right)^{-1}\rho_{l,l;l,l}}{\kappa\left(\Gamma\left(\gamma+\kappa\right)+2\kappa\left(\gamma+\kappa\right)+8g^{2}\right)}, \qquad (\Upsilon)$$

$$\rho_{2,2;2,2} = \frac{8\Gamma' g^2 \left(\Gamma + \gamma + 3\kappa\right)^{-1} \rho_{1,1;1,1}}{\left(\Gamma\left(\gamma + \kappa\right) + 2\kappa\left(\gamma + \kappa\right) + 8g^2\right)},$$
 (YY)

محاسبات را نشان میدهد. حال می توان تابع همدوسی مرتبه دوم با تاخیر زمانی صفر را از رابطه زیر بدست آورد:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\left\langle a^{\dagger 2} a^2 \right\rangle}{\left\langle a^{\dagger} a \right\rangle^2} = \frac{C_2}{C_1^2}, \qquad (f\Delta)$$

که بعد از جایگذاری مقادیر بدست آمده، میتوان نوشت:

$$g^{(2)} = \frac{2\Gamma(\Gamma+2\kappa)(\Gamma+\kappa)^{-2}(\Gamma+\gamma+\kappa)(4g^{2}+\Gamma\gamma+\gamma\kappa)}{(\Gamma+\gamma+3\kappa)((\gamma+\kappa)(\Gamma+2\kappa)+8g^{2})}.$$

(46)

که این رابطه دقیقاً با معادله (۲۴) برابر است. حال می توان شروط $2g \square K \square 2g$ و $\gamma \square \gamma_E \square \gamma_E$ را بر تابع همدوسی مرتبه دوم داده شده اعمال کرد. بنابراین هر دو روش منجر به نتایج یکسانی برای تابع همدوسی مرتبه دوم می شوند.

نتيجهگيرى

در این مقاله از دو روش مختلف برای محاسبه تابع همدوسی مرتبه دوم در حد میدان ضعیف در حالت پایا استفاده شده است. نتایج نهایی بدست آمده، نشان میدهند که جواب این دو روش کاملاً با هم یکسان هستند و این تاییدی بر محاسبات انجام شده در دو پایه مختلف بکار رفته است. همچنین می توان گفت با توجه به اینکه در پایههای آمیخته، تعداد مجهولات کمتر است، بنابراین حل معادلات در این نمایش ساده تر است.

مرجعها

- [1] B. Parvin, "The behavior of a three-level laser in the steady-state regime", Eur. Phys. J. Plus, Vol. 137, pp. 290 (1-9), 2022 and references therein.
- [2] H. J. Carmichael, *Statistical Methods in Quantum Optics 2: Non-Classical Fields*, Springer-Verlag, 2008.

$$\dot{J}_n = -gD_{n+1} + \Gamma'C_n - \Gamma'F_n - (\Gamma' + \gamma + \kappa n)J_n,$$
(TY)

حال می توان این معادلات را در حد میدان ضعیف حل کرد.
مرتبه این مقادیر چشمداشتی را می توان بصورت زیر نوشت:
$$C_n \square \Gamma'^n, D_n \square \Gamma'^n, F_0 \square \Gamma', F_n \square \Gamma'^n, J_n \square \Gamma'^{n+1}$$
 (۳۳)
با ساده سازی این معادلات در حد میدان ضعیف تا مرتبه
دوم 'T و همچنین تا مرتبه غالب در هر معادله داریم:

$$\dot{F}_0 = gD_1 + \gamma J_0 - \Gamma F_0, \tag{(74)}$$

$$\dot{J}_0 = -gD_1 + \Gamma'C_0 - \gamma J_0, \tag{7a}$$

$$\dot{C}_1 = gD_1 - \kappa C_1, \tag{(\%)}$$

$$\dot{D}_{1} = -2gF_{1} + 2gJ_{0} - 0.5(\gamma + \Gamma + \kappa)D_{1}, \qquad (\Upsilon Y)$$

$$\dot{F}_1 = gD_1 - (\Gamma + \kappa)F_1, \qquad (\text{TA})$$

$$\dot{J}_1 = -gD_2 + \Gamma'C_1 - \Gamma'F_1 - (\gamma + \kappa)J_1, \qquad (\Upsilon \mathfrak{l})$$

$$\dot{C}_2 = 2gD_2 - 2\kappa C_2, \tag{(f.)}$$

$$\dot{D}_2 = -2gF_2 + 4gJ_1 - 0.5(\gamma + \Gamma + 3\kappa)D_2, \quad (\texttt{f1})$$

$$\dot{F}_2 = 2gD_2 - (\Gamma + 2\kappa)F_2, \qquad (\text{fr})$$

معادلات بالا یک دستگاه ۹ معادله ۹ مجهولی بسته را تشکیل میدهند که میتوان آن را در حالت پایا حل کرد که تعدادی از جوابهای آن به صورت زیر است:

$$C_{1} = \frac{4\Gamma'g^{2}(\Gamma + \kappa)}{\kappa(\Gamma + \gamma + \kappa)(4g^{2} + \Gamma\gamma + \gamma\kappa)},$$
 (FT)

$$C_{2} = \frac{8\Gamma\Gamma'g^{2}\kappa^{-1}(\Gamma+2\kappa)(\Gamma+\kappa)^{-1}C_{1}}{(\Gamma+\gamma+3\kappa)((\gamma+\kappa)(\Gamma+2\kappa)+8g^{2})}, \quad (\texttt{ff})$$

از روی جواب مجهولات بدست آمده مشخص می شود که مرتبههایشان نسبت به Γ' درست است و این صحت



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



سوئیچ پلاسمونیک فوق پهنباند مستقل از قطبش مبتنیبر تشدیدگرهای مربعی شکل GST

سامان حیدری، نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

چکیده – مواد تغییردهنده فاز مانند GST مواد مناسبی برای استفاده در ادوات پلاسمونیک تنظیمپذیر هستند. در این مقاله، یـک سوئیچ پلاسمونیک فوق پهنباند متشکل از تشدیدگرهای مربعی شکل GST در ناحیه فروسرخ نزدیک ارائه شده است. بـا تغییـر دمای ماده GST و سوئیچینگ بین حالتهای آمورف و کریستال نسبت خاموشی ۱۹/۹۲ dB در طولموج ۱۴۹۷ nm به دست می آید. بهترین زمان پاسخ ساختار برابر fs ۱۲/۵ fs در طولموج ۱۶۰۰ nm است. همچنین، تاثیر زاویههای تابش و قطبش و پارامترهای هندسی بروی عملکرد ساختار بررسی شده است. سوئیچ فوق پهنباند و تنظیمپذیر پیشنهادی با داشتن قابلیت سوئیچینگ خوب می تواند

كليد واژه- پلاسمونيك، جذب، سوئيچ، فوق پهنباند، ماده تغييردهنده فاز GST

Polarization-independent Ultra-Wideband Plasmonic Switch Based on GST Square-shaped Resonators

Saman Heidari, Najmeh Nozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

Abstract- Phase change materials such as GST are suitable materials for use in tunable plasmonic devices. In this paper, an ultra-wideband plasmonic switch consists of GST square-shaped resonators in the near-infrared region is presented. By changing the temperature of GST and switching between amorphous and crystalline states, the extinction ratio of 19.92 dB is obtained at the wavelength of 1497 nm. The best response time of the structure is equal to 12.5 fs at the wavelength of 1600 nm. Also, the effects of polarization and incident angles and geometrical parameters on the performance of the structure are investigated. The proposed adjustable and ultra-wideband switch with good switching capability can be also used in various optical devices such as optical integrated circuits and photodetectors.

Keywords: Absorption, Phase Change Material GST, Plasmonic, Switch, Ultra-Wideband.

مقدمه

پلاسمونیک بخشی از علم جذاب نانوفوتونیک است که توصیف کننده برهم کنش امواج الکترومغناطیسی و نوسانهای الکترونهای آزاد نانوساختارهای فلزی است. زمانی که مرز ساختار فلزی به اندازه کافی بزرگ باشد، پلاسمونهای سطحی میتوانند منتشر شوند، که به آنها پلاسمونهای سطحی انتشاری می گویند. در غیر این صورت آنها در مکان خود نوسان می کنند، که پلاسمونهای سطحی محلی نام دارند [۱].

GST^{*} یک ماده تغییر فاز^۵، با حالتهای آمورف و کریستال است. در حالت آمورف اتمها بهصورت نامنظم قرار دارند، اما در حالت کریستال بهصورت منظم در کنار هم قرار گرفتهاند. ضریب شکست GST وابسته به دما است، بهطوریکه با افزایش دما به بالای ۱۶۰ درجه سانتیگراد (توسط یک فرآیند نوری یا الکتریکی) از حالت آمورف به حالت کریستال تبدیل میشود و ضریب شکست این ماده در حالت کریستال بیشتر از حالت آمورف است. میدهد. برای آمورفسازی مجدد، باید یک روند گرم کردن سریع در دمای ۶۴۰ درجه سانتیگراد صورت گیرد. GST با توجه به ویژگیهای منحصربهفردی که دارد در سوئیچها، حسگرها، جاذبها، و حافظههای چند سطحی کربرد دارد [۲].

در این مقاله یک سوئیچ پلاسمونیک فوق پهنباند مستقل از قطبش مبتنیبر GST در ناحیه فروسرخ نزدیک طراحی و شبیهسازی شده است. در ابتدا قابلیت سوئیچینگ ساختار پیشنهادی نشان داده شده است. سوئیچ

پیشنهادی دارای عملکرد خوب سوئیچینگ در بازه وسیع طول موجی است. سپس تاثیر پارامترهای هندسی و زاویههای تابش و قطبش برروی عملکرد ساختار بررسی می شود.

ساختار پیشنهادی

شکل (۱) یک سلول واحد سوئیچ را نشان میدهد که متشکل از تشدیدگرهای مربعی شکل از جنس GST است که برروی لایه عایق Mgf₂ قرار گرفته است. در زیر لایه Mgf₂، یک لایه نقره و زیرلایه کوارتز وجود دارد.



شکل ۱: نمای (الف) سه بعدی و (ب) دید از بالای سوئیچ پیشنهادی. h1=۳۰۰ nm ،p=۵۵۰ nm ،w=۲۰۰ nm ،g=۶۰ nm ،s=۱۰۰ nm. hm=۱۹۰ nm ،h3=۵۰ nm ،h2=۸۰ nm.

ثابتهای دیالکتریک کوارتز و Mgf₂ بهترتیب برابر ۲/۲۵ از [۲] و ۱/۹۶ [۳] است. ثابت دیالکتریک ماده GST از دادههای آزمایشگاهی مرجع [۴] استخراج شده و برای مدل کردن فلز نقره از دادههای تجربی بابار-ویور^۲ استفاده شده است [۵].

نتايج شبيهسازى

برای شبیه سازی ساختار شکل (۱)، از نرم افزار CST براساس روش المان محدود استفاده شده است. شرایط مرزی در راستای x و y به صورت متناوب و در راستای z باز است. یک موج الکترومغناطیسی در جهت z- به ساختار تابیده می شود. ضریب جذب توسط رابطه

¹ Surface Plasmons (SPs)

² Propagating Surface Plasmons (PSPs)

³ Localized Surface Plasmons (LSPs)

 $^{^4}$ Germanium-Antimony-Tellurium or $Ge_2Sb_2Te_5\left(GST\right)$

⁵ Phase Change Material (PCM)

⁶ Babar-Weaver

 $R(\lambda)$ محاسبه می شود، که $A(\lambda) = 1 - T(\lambda) - R(\lambda)$ و $T(\lambda)$ بهترتیب ضریبهای بازتاب و عبور هستند. در شکل (۲) طیف جذب ساختار ترسیم شده است. در حالت کریستال، ساختار دارای جذب بالاتر از ۹۰٪ در بازه بسیار وسيع طول موجى از ۹۴۹ nm تا ۱۶۲۴ nm. زمانی که GST از کریستال به آمورف تغییر حالت می دهد، جذب ساختار در بازه وسیع طولموجی nm ۱۱۰۰ تا ۳۲۰۰ nm به کمتر از ۰/۱ کاهش می یابد، به طوری که در طول موج nm ۱۴۹۷ جذب از مقدار ۰/۹۸۲ به ۰/۰۱ کاهش یافته و نسبت خاموشی ۱۹/۹۲ dB بهدست می آید. $\eta(dB) = 10 log(A_{ON}/A_{OFF})$ نسبت خاموشی از رابطه محاسبه می شود، که AON و AOFF به ترتیب جذب در حالتهای روشن و خاموش هستند. همچنین ساختار در بازه طول موجی ۱۱۳۳ nm تا ۲۲۰۰ nm دارای کمینه نسبت خاموشی B ۱۰ است. بهترین زمان پاسخ ساختار برابر ۱۲/۵ fs در طول موج ۱۶۰۰ nm است.



در شکل (۳) توزیع اندازه میدان الکتریکی ساختار در حالتهای آمورف و کریستال GST در طولموج ۱۴۹۷ nm نشان داده شده است. در حالت کریستال، میدان الکتریکی در لبههای تشدیدگرهای GST متمرکز میدان الکتریکی در لبههای تشدیدگرهای GST متمرکز میدان الکتریکی در اسهای تشدیدگرهای کاهش ساختار کاهش پیدا کرده، بنابراین جذب ساختار کاهش مییابد.



در شکلهای (۴) و (۵) بهترتیب تاثیر طول تشدیدگرهای مربعی کوچک (s) و بزرگ (w) برروی طیف جذب بررسی شده است. با افزایش s بهدلیل نزدیک شدن LSPهای تشکیل شده در ساختار و تزویج و تقویت آنها، جذب ساختار بیشتر شده است. در شکل (۵) نیز مشاهده میشود با افزایش ابعاد تشدیدگر، جابهجایی به سمت طول موجهای بزرگتر اتفاق افتاده است. بررسی تغییر ارتفاع تشدیدگرها برروی طیف جذب نیز در شکل (۶) نشان داده شده است.





سریع fs ۱۲/۵ در طول موج nn ۱۶۰۰ است. با تغییر حالت GST عملکرد سوئیچینگ خوب در بازه بسیار وسیع طول موجی به دست میآید. همچنین اثر پارامترهای ساختاری برروی عملکرد سوئیچ بررسی شد و نشان داده شد که ساختار پیشنهادی مستقل از زاویه قطبش نور تابشی است. سوئیچ پیشنهادی میتواند در ادوات پلاسمونیک مختلفی مانند مدولاتورها و گیتهای منطقی استفاده شود.

مرجعها

- [1] Y. Lim, S. C. An, H. Y. Jeong, T. H. Y. Nguyen, G. Byun, Y. C. Jun, "Multipole resonance and Vernier effect in compact and flexible plasmonic structures", Sci. Rep., Vol. 11, No. 22817, pp. 1-10, 2021.
- [2] S. Heidari, N. Nozhat, "Wideband polarizationindependent plasmonic switch based on GST phase change material", Appl. Opt., Vol. 61, No. 14, pp. 4068-4073, 2022.
- [3] M. J. Dodge, "Refractive properties of magnesium fluoride", Appl. Opt., Vol. 23, No. 12, pp. 1980-1985, 1984.
- [4] W. H. P. Pernice, H. Bhaskaran, "Photonic nonvolatile memories using phase change materials", Appl. Phys. Lett., Vol. 101, No. 17, pp. 171101-1-9, 2012.
- [5] S. Babar, J. H. Weaver, "Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited", Appl. Opt, Vol. 54, No. 3, pp. 477-481, 2015.



وابستگی ساختار به زاویههای تابش و قطبش بهترتیب در شکلهای (۷) و (۸) بررسی شده است. مشاهده میشود ساختار تا زاویه ^{۴۰۰} به زاویه تابش حساس نیست، اما بهدلیل وجود تقارن، ساختار مستقل از زاویه قطبش است.







نتيجهگيري

در این مقاله یک سوئیچ مبتنیبر GST بر اساس مکانیسم جذب در محدوده فروسرخ نزدیک ارائه شده است. سوئیچ دارای نسبت خاموشی بالای ۱۹/۹۲ dB در طولموج ۱۴۹۷ nm



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



حسگر تبدیل افزایشی فرکانس اکسیژن

جواد امیراحمدی، اسماعیل حیدری*، محمدحسین مجلس آرا

آزمایشگاه سنسورهای نانو فوتونیکی و اپتوفلویدیک ،دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی

*<u>e. heydari@khu.ac.ir</u>

سـنسـورهای زیسـتی نانوفوتونیکی با قابلیت برانگیزش با منابع نوری فروسـرخ نزدیک با ویژگی هایی از جمله قرار گرفتن منبع برانگیزش در پنجره اول اپتیکی بافت، کمینه بودن میزان آسیب و عمق نفوذ بالا در کاربردهای بسیاری مورد توجه قرار گرفته اند. در اینجا با ترکیب نانوذرات تبدیل افزایشـی فرکانس ⁺³ Tm³⁺, Tm و کمپلکس پروفیرین پلاتین، حسـگر فوتونیکی اکسـیژن توسـعه داده شده است که قابلیت برانگیزش با منبع نوری فروسرخ نزدیک ۹۸۰ نانومتر را دارد. نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس با مکـانیزم انتقـال انرژی فورسـتر انرژی فوتون های ورودی ۹۸۰ نانومتر را به کمپلکس پلاتین منتقل کرده و تابش قرمز رنگ نهایی حسگر، حساس به اکسیژن بوده و تابع کار آن با فناوری طیف سنجی تفکیک زمانی بدست آمده است.

نانوذرات تبديل افزايشي فركانس، طيف سنجي تفكيك زماني، كمپلكس پلاتين، حسگر اكسيژن

Upconversion Oxygen Sensor

Javad Amir Ahmadi, Esmaeil Heydari, Mohammad Hossein Majles Ara

Nanophotonic Sensors and Optofluidics Lab, Faculty of Physics, Kharazmi University

NIR excited nanophotonic biosensors have attracted attentions since their excitation wavelength lies in the first optical window of the tissue where there is low tissue destruction and consequently have high penetration depth. Here, we develop photonic oxygen sensor by combination of NaYF4; Yb³⁺, Tm³⁺ upconversion nanoparticles and platinum porphyrin complex capable of excitation with 980 nm NIR source. Upconversion nanoparticles transfer the energy of 980 nm photons to platinum complex via Förster resonance energy transfer which the sensor red emission is oxygen sensitive and the work function achieved using time- resolved spectroscopy.

Upconversion Nanoparticles, Time-Resolved Spectroscopy, Platinum porphyrin Complex, Oxygen sensor

مقدمه

اندازه گیری دقیق غلظت اکسیژن برای کاربردهای بسیاری از جمله پزشکی، زیست فناوری، صنایع غذایی، پرورش آبزیان و هوافضا دارای اهمیت می باشد. در سال های اخیر فناوری حسگرهای فوتونیکی اکسیژن توسعه قابل توجه ای پیدا کردهاند و در حال جایگزین شدن با حسگرهای الكتروشيميايي كلارك هستند زيرا حسگرهاي الكتروشيميايي معايبي مانند مصرف كردن اكسيژن و نياز به کالیبراسیون های پیاپی دارند. از مزیت های حسگرهای فوتونيكي اكسيژن ميتوان به عدم نياز به كاليبراسيون مکرر، قابلیت کوچک سازی، عدم مصرف اکسیژن، سازگاری با نمونه های زیستی و قابلیت اندازه گیری غیر تماسی و اندازه گیری راه دور اشاره کرد. [۱،۲] فناوری اندازه گیری اکسیژن در حسگرهای فوتونیکی عمدتا بر پایه تغییرات شدت یا طول عمر تابش فسفرسانس آن ها است. کمپلکس های حساس به اکسیژن از کمپلکس های فلزی روتنیم، پلاتینیوم یا پالادیوم تشکیل می شوند. شدت و طول عمر تابش کمپلکس های حساس به اکسیژن به صورت پویا و برگشت پذیر در برخورد با مولکول های اکسیژن کاهش پیدا می کند. اندازه گیری های برپایهی طول عمر تابش که طیف سنجى تفكيك زماني ناميده مي شوند نسبت به اندازه گيري های شدتی دارای مزیت هایی هستند. طیف سنجی تفکیک زمانی به غلظت ماده، ضخامت، رنگ پریدگی نوری و جابجایی بستگی ندارد و در نتیجه می تواند با کاهش تاثیر تابش های زمینه ای و نوسانات محیطی دقت اندازه گیری را افزایش دهد. مولکول های کمپلکس حساس به اکسیژن با دریافت انرژی فوتون های منبع برانگیزش به ترازهای سه تایی برانگیخته می شوند. زمانی که مولکول های کمپلکس در مجاورت مولکول های اکسیژن قرار گیرند، انرژی خود را به صورت برخوردی به آن ها منتقل کرده و شدت و طول عمر تابش آن ها کاهش می یابد. [۳،۴] این تغییرات نسبت به غلظت اكسيژن طبق معادله استرن- ولمر تشريح مي شود.

در زیر معادله استرن ولمر چند جمله ای نشان داده شده است. برای مواد همگن این تغییرات به صورت خطی بوده و با معادله استرن- ولمر خطی شرح داده می شود.

$$\frac{I_0}{I} = \frac{\tau_0}{\tau} = \left(\sum_{1 + K_{SV_i^*/O2_i}}^{f_{0j}} \right)^{-1} \tag{1}$$

در اینجا I_0 و τ_0 شدت و طول عمر تابش در غلظت صفر اکسیژن، f_0 درصد مشارکت و تاثیر هر جمله در کل تغییرات، K_{SV} ثابت استرن ولمر و $[O_2]$ غلظت اکسیژن میباشد. [۵،۶]

در سال های اخیر، نانوذرات لانتانیدی به دلیل خواص ایتیکی مانند یایداری نوری بالا و قابلیت ترکیب همزمان چند یون مورد توجه بسیاری قرار گرفتهاند. در این مواد یون های لانتانید در یک شبکه کریستالی به عنوان ماتریس میزبان آلاییده میشوند. بیشتر مواد نورگسیل موجود در طبيعت طبق قانون جابجايي استوكس، فوتون با انرژى بیشتر جذب و فوتون با انرژی کمتر تابش میکنند. اما نانوذرات لانتانیدی تبدیل افزایشی فرکانس با جابجایی پاد استوکس و طی فرآیند غیرخطی دو یا چند فوتون کم انرژی فروسرخ نزدیک را به یک فوتون پرانرژی تر تبدیل می کنند. در سال های اخیر نانوذرات تبدیل افزایشی در کاربردهایی همچون حسگرهای دمایی، لیزرهای حالت جامد، سلول های خورشیدی، برچسب های امنیتی، عکسبرداری و حسگر های زیستی مورد استفاده قرار گرفته اند.[۹،۸] تابش این مواد بر خلاف رنگینه های آلی و کوانتوم دات ها مستقل از ابعاد نانوذرات بوده و مقاومت بالا در برابر رنگ پریدگی نوری، طول عمر طولانی میکرو تا میلی ثانیه، جابجایی پاد استوکس و پیکربندی 4f از ویژگی های آن ها میباشد. نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس از یک ماتریس میزبان، که از لحاظ اپتیکی غیرفعال است و یون های لانتانید که مرکز جذب و تابش لومینسانس هستند تشکیل شده است. قسمت فعال اپتیکی از دو یون لانتانید تشکیل شده است، یون های

می شوند و توسط مکانیزم های انتقال انرژی تبدیل افزایشی، فوتون های مرئی تابش می کنند. حال با وجود همپوشانی بین طیف تابشی نانوذرات و این کمپلکس، تابش فسفرسانس تحت تاثیر مولکول های اکسیژن محیط تغییر مییابد. در اینجا با به کار گیری فناوری طیف سنجی تفکیک زمانی و استفاده از منبع برانگیزش ۹۸۰ نانومتر تابع کار حسگر نانوفوتونیکی اکسیژن بدست می آید

مواد و روش

ساخت نانوکامپوزیت: نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس لانتانیدی از روش آب گرمایی تهیه شدهاند. برای ساخت نانوکامپوزیت حساس به اکسیژن تبدیل افزایشی ۱۰ میکرولیتر از نانو ذرات ⁺³ NaYF4; Yb³⁺, Tm³⁺ با غلظت ۳۸ میلی گرم بر میلی لیتر با ۵۰ میکرولیتر پی تی تی اف پی پی با غلظت ۴ میلی گرم بر میلی لیتر تولوئن درون ماتریس پلیمری پلی استایرن ترکیب شده است.[۱۰]

اندازه گیری: در شکل ۱ تصویر میکروسکوپ الکترونی عبورى نانوذرات تبديل افزايشي فركانس نشان داده شده است. با توجه به تصویر متوسط ابعاد حدود ۵۰ نانومتر میباشد و دارای دو فاز شش وجهی و مکعبی هستند. در نمودار داخلی شکل ۱ طیف تابشی آبی رنگ نانوذرات تبدیل افزایشی و طیف تابشی قرمز رنگ نانوکامپوزیت در برانگیزش با لیزر ۹۸۰ نانومتر نشان داده شده است. انرژی از نانوذرات تبديل افزايشي فركانس به كمپلكس پلاتين طبق مكانيزم فورستر انتقال مىيابد. لازمه انتقال انرژى مطابقت طيف تابشی نانوتابشگرها و طيف جذبی کمپلکس حساس به اکسیژن می باشد. اندازه گیری اکسیژن با فناوری طیف سنجى تفكيك زماني انجام شده است. بدين منظور پالس های کوتاه لیزر، نانوکامپوزیت را برانگیخته کرده و سپس تابش نانوكامپوزيت توسط فوتوديود آشكارسازى مى شود. فروافت تابش حسگر با تابع نمایی درجه اول برازش شده و مقادیر طول عمر بدست می آید. برای کالیبرہ کردن، حسگر درون محفظهای قرار داده شده و با تزریق گاز نیتروژن به

حساس کننده، فوتون های فروسرخ نزدیک را جذب می کنند و انرژی آن را به یون های فعال کننده انتقال می دهند. مکانیزم انتقال انرژی بین حساس کننده و فعال کننده از طریق فرآیند های جذب تراز برانگیخته، تبدیل افزایشی انتقال انرژی، تبدیل افزایشی جمعی، فروافت بین ترازی و بهمن فوتونی انجام می پذیرد. [۵]

در کاربردهای زیستی منابع فروسرخ، عمق نفوذ بیشتر و تخریب کمتری دارند. در حالی که پرتو های مرئی و فرابنفش برای پوست ضرر دارد، باعث نابودی میکرو ارگانیسم های زنده می شود و به دلیل جذب و پراکندگی بالا عمق نفوذ اندکی دارند. [۶،۶] بازه طول موجی فروسرخ نزدیک (حدود ۱۱۰۰–۸۰۰ نانومتر) که به پنجره اول اپتیکی بافت معروف است، بازه مناسب برای کاربردهای زیستی میباشد، در این بازه بیشترین عمق نفوذ درون بافت وجود دارد و این دسته پرتو ها کمترین آسیب به پوست و بافت را وارد می کنند. در این پژوهش با ترکیب نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس با کمپکلس پلاتین، حسگر نانوفوتونیکی اکسیژنی ساخته می شود که قابلیت برانگیزش با منابع نوری



شكل ۱: تصوير ميكروسكوپ الكترونى عبورى نانوذرات تبديل افزايشى فركانس نشان داده شده است. شكل درونى طيف تابشى نانوكامپوزيت تبديل افزايشى كه طيف قرمز رنگ حساس به اكسيژن مى باشد. افزايشى فركانس براى برانگيزش كمپلكس حساس به اكسيژن با استفاده از منبع نور فروسرخ استفاده مىشود. اين نانوتابشگرها با جذب پرتوهاى فروسرخ برانگيخته 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

برانگیزش در ناحیه فروسرخ توسعه داده شده است. بدین منظور پس از ساخت نانوکامپوزیت، حساسیت به اکسیژن آن با منبع برانگیزش ۹۸۰ نانومتر و از طریق فناوری طیف سنجی تفکیک زمانی مورد بررسی قرار گرفت. این حسگر برای بازه غلظت اکسیژن صفر تا ۲۰ درصد کالیبره شده و پس از برازش نمودار آن با معادله استرن-ولمر دو جمله ای، تابع کار آن بدست آمد.

سپاسگزاری

با سپاس از خانم دکتر ناهید غضیانی برای تهیه نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس

مرجعها

- X. D. Wang and O. S. Wolfbeis, Chem. Soc. Rev., Vol. 43, pp. 3666–3761, 2014
- [2] Y. Amao, Microchim. Acta, Vol, 143, pp, 1–12, 2003
- [3] Q. A. Acton, Boron compounds—advances in research and application: 2012 Edition, Scholarly edn, 2012.
- [4] X. Wei and B. Gu, Optical imaging in human disease and biological research, Springer Singapore, 2021.
- [5] Dong, Hao, Ling-Dong Sun, and Chun-Hua Yan. "Energy transfer in lanthanide upconversion studies for extended optical applications." Chemical Society Reviews, vol. 44, no.6, pp, 1608-1634, 2015
- [6] D. Papkovsky, A. V. Zhdanov, A. Fercher, R. Dmitriev and J. Hynes, Phosphorescent Oxygen-Sensitive Probes, Springer Basel, 2012.
- [7] C. L. McNeil and E. A. D'Asaro, Limnol. Oceanogr.: Methods, Vol, 12, pp, 139–154, 2014
- [8] T. Koizuka, M. Yamamoto, Y. Kitagawa, T. Bulletin of the Chemical Society of Japan, vol. 90, no. 12, 1287-1292, 2017
- [9] Qin, X. Liu, W. Huang, M. Bettinelli, and X. Liu, "LanthanideActivated Phosphors Based on 4f-5d Optical Transitions: Theoretical and Experimental Aspects," Chemical Reviews, vol. 117, no. 5, pp. 4488-4527, 2017
- [10] Heydari, E., AmirAhmadi, J., Ghazyani, N., Bai, G., Zare-Behtash, H., & MajlesAra, M. (2022). Dualmode nanophotonic upconversion oxygen sensors. Nanoscale, Vol, 14(36), pp, 13362-13372, 2022.



شکل ۲: نمودار کالیبراسیون نانوکامپوزیت تبدیل افزایشی اکسیژن در برانگیزش با لیزر ۹۸۰ نانومتر را نشان می دهد. مقادیر معادله استرن-ولمر نظیر آن در شکل نوشته شده است. نمودار داخلی فروافت تابش برای دو غلظت و ۲۰ درصد اکسیژن را نشان می دهد.

درون آن، غلظت اکسیژن به صفر رسانده می شود. سیس تزريق گاز نيتروژن قطع شده و با بالا آمدن غلظت اکسيژن از صفر تا ۲۰ هر یک درصد مقدار طول عمر تابش ثبت می شود. نمودار داخلی شکل ۲ تفاوت بین فروافت تابشی برای دو غلظت مشخص صفر و ۲۰ درصد اکسیژن را نشان می دهد. نمودار قرمز و مشکی به ترتیب مربوط به فروافت تابش در غلظت صفر و ۲۰ درصد اکسیژن می باشند. پس از برازش، طول عمر در غلظت صفر برابر با ۲۰۹ میکروثانیه و طول عمر در غلظت ۲۰ درصد اکسیژن ۱۱۰ میکروثانیه بدست آمد. پس از تکمیل ازمایش کالیبراسیون طبق نمودار شکل ۲ مقادیر نسبت طول عمر تابش در غلظت صفر به غلظت های دیگر رسم شده است. این نمودار با معادله ۱ برازش داده شده است که مقادیر پارامترهای Ksv1 f₂ f₁ Ksv2 درون شکل نشان داده شده است. حال با داشتن تابع کار و بدست آوردن طول عمر تابش در هر غلظت دلخواه می توان غلظت اکسیژن محیطی را با حسگر تبدیل افزایشی فركانس اكسيژن بدست آورد.

نتيجهگيرى

در اینجا با ترکیب نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس و کمپلکس پلاتین، حسگر فوتونیکی اکسیژن با قابلیت بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران. ۱۴۰۱ بهمن ۱۴۰۱



فرالنز دىالكتريك دوكانونه باقابليت كانونى كردن نور با قطبش دلخواه

الهه بازوبند٬، فاطمه بازوبند٬ و مهدیه هاشمی٬

بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

٬بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه فسا، فسا، ایران

چکیده – در این مقاله با استفاده از فرااتمهای صلیبی شکل سیلیکونی به گونهای که همزمان عملکردهای مختلفی به مولفههای متعامد نور تابشی اعمال میکند، به طراحی فرالنز دوکانونه ای پرداخته شده که میتواند برای یک چیدمان واحد، نور قطبیده خطی [°]45 و نور قطبیده دایروی را در محلهای دلخواه کانونی کند. برخلاف بسیاری فرالنزهای طراحی شده پیشین که تنها برای قطبش خاصی کاربرد داشتند، فرالنز مورد نظر بدون تغییر چیدمان فرااتمهای مورد استفاده، میتواند نور تابشی با قطبشهای متفاوت را در محلهای دلخواه کانونی کند.

كليد واژه- فرااتم صليبي شكل، فرالنز دىالكتريك دوكانونه، قطبش خطي و دايروي.

Bifocal dielectric metalens with ability to focus the light with arbitrary polarization

Elaheh Bazouband¹, Fatemeh Bazouband², and Mahdieh Hashemi² ¹Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran, elahe.bazouband@hafez.shirazu.ac.ir ²Department of Physics, College of Science, Fasa University, Fasa, Iran f.bazouband@fasau.ac.ir M.hashemi@asau.ac.ir

Abstract- In this paper, by using silicon cross shaped meta-atom with ability to have different functionality for both orthogonal components of incident light simultaneously, a bifocal metalens which can focus the 45° linear and circular polarized light in desired positions with one structure was simulated. In comparison with previous simulated metalenses that work for just one specified polarization, the proposed metalens can focus incident light with various polarizations in desirable position without changing its structure.

Keywords: Cross shaped Meta-atom, Bifocal Dielectric Metalens, Linear and Circular Polarization.

مقدمه

فراسطوح به علت قابلیت فوق العادهای که در کنترل فاز و دامنه نور تابشی را دارند توجه زیادی را به خود جلب کردهاند [۱]. بخاطر ضخامت نازک و سادگی هندسه فراسطوح، فرالنزها با کارکردهای مختلفی از جمله تشکیل چند کانون، مورد بررسی قرار گرفتهاند که کانونها همزمان یا بطورجداگانه، ازطرق مختلف تشکیل شدهاند [۸-۲]. درمراجع [۲و۳] دوکانون موردنظر بطور همزمان تشکیل نمی شوند بلکه یکی با تابش یک نوع قطبش و دیگری تحت تابش قطبش دیگر تولید می شود علاوه بر این هر کانون تنها بواسطه تنها بخشی از ساختار تشکیل می شود [^۳]. در مرجع[۴] فرالنز دوکانونه ای معرفی شده که برای قطبش خطی و دایروی مناسب است ولی هر بخش ساختار برای تشکیل یکی از کانونها طراحی شده است. در مرجع [5و8] از کل ساختار فرالنز برای تشکیل دوکانون همزمان استفاده می شود ولی تنها برای قطبش خطی بوده است. درفرالنز دوكانونه مرجع [6] كه از طريق الكتريكي تنظيم پذير است، كانونها بصورت جداگانه تحت تابش قطبش دايروى راستگرد یا چپ گرد حاصل می شوند. در مراجع [۲، 3 و 7] كانونها با تغيير قطبش تابش ورودي قابل كنترل هستند.

در این مقاله فرالنز دوکانونه به گونه ای طراحی شده است که علیرغم تحقیقات پیشین، هم تحت تابش قطبش خطی و هم دایروی بدون تغییر چیدمان ساختار، نور را در محل-های موردنظر کانونی میکند. علاوه بر این تشکیل همزمان دوکانون در یک مکان منجر به ایجاد شدت بالا در نقطه کانونی میشود.

فرااتمهای صلیبی شکل

فرااتمهای صلیبی شکل مورد استفاده در این مقاله با هدف به کاربردن در ساختار فرالنز چند کانونه، شامل دو فرااتم مستطیلی است که به صورت عمود روی هم قراگرفتهاند، شکل 1 این فرااتمها دارای این ویژگی هستند که می توانند همزمان مولفه های x و y نور فرودی با هر قطبشی را بکار

گیرند و با اعمال عملکردهای متفاوت روی هر کدام از مولفه-های قطبش، لنزی دوکانونه ایجاد کنند. در این صورت مولفههای متعامد نور تابشی با قطبش دلخواه از جمله خطی یا دایروی در محلهای متفاوت و دلخواه کانونی میشوند. در صورت اعمال عملکرد یکسان به مولفهها، کانون مربوط به هردوی آنها در یک مکان ایجاد شده و نقطه کانونی با شدت بالا ایجاد میشود. این فرااتمها از ماده سیلیکون که بر روی زیر لایهای از سیلیکا قرار گرفتهاند، ساخته شده ست. ابعاد مستطیل کشیده شده در راستای X با طول X با است. ابعاد مستطیل کشیده شده در راستای X با طول Y با مول y و عرض W مشخص میشود. عمق این مستطیل-ها که در واقع فرااتمهایی سه بعدی هستند در راستای Z با مشان داده شده است. نور از سمت زیر لایه سیلیکا تابیده شده و در جهت Z– منتشرمیشود. ابعاد این فرااتمها روی مقدار فاز و دامنه نور عبوری از آنها تاثیر میگذارد.

از آنجا که این فرااتم ها در چیدمان فرالنز به کار برده می-شوند باید پوشش فازی $\pi = 0$ را دارا باشند. بر این اساس در این بخش روی ابعاد فرااتم وقتی نور قطبیده دایروی راستگرد با طول موج $\pi = 700 nm$ وقتی نور قطبیده شده جاروب انجام گرفته است. بدین ترتیب که ابعاد شده جاروب انجام گرفته است. بدین ترتیب که ابعاد 3 nm شده جاروب انجام گرفته است. بدین ترتیب که ابعاد برای سه مقدار 270 nm و 180 و 90 = w تغییر داده شده است. است. h = 200nm نشده است. شده است. است. شده است. r = 0 دارای مقداری ثابت است.



شکل ۱: نمایی از فرااتم صلیبی شکل که تحت تابش نور قطبیده دایروی قرارگرفته است.

فراات_مها هنگامی که تحت تابش نور با قطبش دایروی راست گرد قرار گرفتهاند، در شکل ۲ آورده شده است. ستون سمت چپ و راست به ترتیب فاز مولفههای x و y نور عبوری سمت چپ و راست به ترتیب فاز مولفههای x و y نور عبوری برای L_x های مختلف و با سه مقدار مختلف w = wبرای L_x و 270 nm را نشان میدهد که پوشش فازی مورد نظر در بازه $2\pi = 0$ حاصل شده است.



شکل ۲: نمایش فاز مولفههای xو y نور عبوری از فرااتم صلیبی شکل (ستون چپ و راست به ترتیب) تحت تابش نور قطبیده دایروی راستگرد (RCP) به ازای تغییر ابعاد L_x, L_y برای مقادیر $w = 90 \ nm$ (a, d) $w = 90 \ nm$. w = 180nm (c, f) و (b, e) 180nm

فرالنز دوكانونه با قطبشهاى مختلف

فرااتمهای صلیبی شکل معرفی شده در قسمت قبل به گونهای در راستای x کنار هم چیده میشوند که پروفایل فازی یک لنز همگرا را برآورده کنند.

 $\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^2 + f^2}) - f \tag{1}$

در این رابطه x فاصله هر فرااتم از مرکز فرالنز، f فاصله کانونی و λ طول موج نور ورودی میباشد. از آنجا که هدف طراحی یک لنز دوکانونه میباشد، عملکردهای مختلف برای

مولفههای متعامد نور ورودی درنظر گرفته شده و لذا رابطه فازی ذکر شده باید برای هر دو مولفه نور ورودی به طور همزمان برقرار باشد:

$$\varphi_{x}(x) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^{2} + f_{x}^{2}}) - f_{x}$$
$$\varphi_{y}(x) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^{2} + f_{y}^{2}}) - f_{y}$$
(2)

که در آن f_x و f_y کانونهای فرالنز برای دو مولفه x و yنور ورودی میباشد. از بین فرااتمهای حاصل از شکل ۲ تعداد ۴۰ فرااتمی که همزمان فاز مولفه x و y در روابط (۲) را ارضا کند با کد متلب انتخاب شده و در راستای x و در (۲) را ارضا کند با کد متلب انتخاب شده و در راستای x ر در (۲) را ارضا کند با کد متلب انتخاب شده و در راستای x ر راستای CST کنار هم چیده شدهاند. شرط مرزی تناوبی در راستای y به آنها اعمال شده است. دوره تناوب هر فرااتم در راستای x و y میباشد، که در این چیدمان m $R_x = P_v = 360$ nm

شکل ۳-الف پروفایل فاز فرااتم های انتخاب شده را با رابطه فازی موردنیاز مقایسه می کند. نمودارهای خط پر آبی و خط چین قرمز رابطه فازی مورد نیاز و مربع های آبی و دایره-های قرمز فاز فرااتم های انتخاب شده برای کانونی کردن مولفه x و y نور فرودی با قطبش دایروی در مکان های مولفه x و y نور فرودی با قطبش دایروی در مکان های مولفه x و $f_x = 10\lambda$ و $f_x = 15\lambda$ بین فاز تئوری و فاز فرااتم های انتخابی قابل مشاهده است. پروفایل دامنه فرااتم های انتخابی قابل مشاهده است. های آبی و دایره های انتخابی در شکل ۳-ب که با مربع-داده شده، نشان می دهد که فرااتم های انتخابی بیش از ۸۰ درصد نور فرودی را عبور داده و گزینه های بسیار مناسب درصد نور فرودی را عبور داده و گزینه های بسیار مناسب

شکل ۴-الف توزیع میدان نور عبوری از فرالنز در صفحه -xz را وقتی تحت تابش نور با قطبش دایروی راستگرد قرارگرفته است نشان میدهد. تشکیل دو کانون در محل-های مورد نظر $f_x = 15\lambda$ و $f_y = 10\lambda$ که مربوط به مولفههای x و y هستند، بخوبی قابل مشاهده است. بدون تغییر چیدمان فرااتمها، به فرالنز حاصل نور با قطبش

خطی [°]45 درجه نیز تاباندهایم.

چیدمان فرااتمها نور با قطبش خطی °**45** را نیز در محل-های مورد نظر کانونی می کند. برخلاف بسیاری از تحقیقات پیشین که فرالنزها برای قطبش خاصی کاربرد داشتند، فرالنز دوکانونه طراحی شده در این مقاله می تواند با یک ساختار هم برای قطبش خطی و هم برای قطبش دایروی کارآمد باشد.



شکل ۴: توزیع میدان عبوری از فرالنز دوکانونه در صفحه x-z وقتی تحت تابش نور با قطبش الف) دایروی راستگرد و ب) قطبش خطی [°]45 قرار گرفته است.

مرجعها

[1] Hu, J., et al. "A review on metasurface: from principle to smart metadevices." *Front. Phys.* 8 (2021) 586087.

[2] Markovich, H. et al. "Bifocal Fresnel lens based on the polarization-sensitive metasurface." *IEEE Trans. Antennas Propag.* 66.5 (2018) 2650-2654.

[3] Qian, Z., et al. "Broadband achromatic longitudinal bifocal metalens in the visible range based on a single nanofin unit cell." *Opt. Express* 30.7 (2022) 11203.

[4] Wang, W., et al. "Polarization-independent longitudinal multi-focusing metalens." *Opt. Express.* 23 (2015): 29855.

[5] Bazouband, F. et al. "Efficient arbitrary polarized light focusing by silicon cross-shaped metaatoms." *J. Phys. D: App. Phys.* 55.9 (2021) 095108.

[6] Badloe, T, et al. "Electrically Tunable Bifocal Metalens with Diffraction-Limited Focusing and Imaging at Visible Wavelengths." *Adv. Sci.* 8 (2021) 2102646.

[7] Yao , Z. and Chen, Y. "Focusing and imaging of a polarization-controlled bifocal metalens" *Opt. Express.* 29 (2021) 3904.

[8] Shanei, M. Hashemi, M., Zapata-Rodríguez, C. "Unconventional, efficient and flexible bifocal lens design by metalens and AFA beam combination " *J. Opt.* 21 (2019) 055101.



 $f_{\mathcal{V}} = f_{\mathcal{X}} = 15\lambda$ و حرمکانهای $f_{\mathcal{X}} = 15\lambda$ و $f_{\mathcal{X}} = f_{\mathcal{X}}$ و $f_{\mathcal{X}} = 15\lambda$ و $f_{\mathcal{X}} = 10\lambda$. الف) پروفایل فاز تئوری مورد نیاز و فاز فرااتههای انتخاب شده. ب) دامنه تئوری و دامنه فرااتههای انتخاب شده برای مولفههای x و y نور فرودی با قطبش دایروی راستگرد.

از آنجا که قطبش خطی 45° نیز دو مولفه x و y دارد که علیرغم قطبش دایروی، محدودیت و شرط خاصی هم بین فاز مولفهها برقرار نیست، انتظار میرود که فرالنز حاصل، مولفههای متعامد این قطبش را نیز در دو محل مورد نظر کانونی کند. توزیع میدان نور عبوی از این فرالنز تحت تابش نور با قطبش خطی 45° در شکل 4^{-} ب آورده شده است. همانطور که انتظار میرود نور در محلهای مورد نظر بخوبی کانونی شده است.

نتيجهگيرى

باتغییر ابعاد فرااتمهای صلیبی شکل، فاز میدان عبوری را هنگامی که تحت تابش نور قطبیده دایروی راستگرد قرارگرفتهاند بدست آوردیم. سپس با انتخاب ^۴ فرااتم به گونهای هر کدام از آنها بطور همزمان شرط فازی مورد نیاز برای کانونی کردن مولفه x و y نور فرودی با قطبش دایروی را برآورده کند، به یک فرالنز دوکانونه دست یافتیم. نوآوری فرالنز دوکانونه حاصل در آن است که بدون تغییر



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



حسگر فراسطح پلاسمونیک متشکل از آرایه نانو دیسک طلا بر روی یک لایه سیلیکا و TiN با جداکننده طلا

عصمت جعفری'، محمدعلی منصوری بیرجندی'، و علیرضا طاوسی"

^۱دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران (es.jafari@pgs.usb.ac.ir)

^۲دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران (mansouri@ece.usb.ac.ir)

^۳دانشکده مهندسی، دانشگاه ولایت، ایرانشهر، ایران (a.tavousi@velayat.ac.ir)

چکیده– این مفاله؛ یک حسـگر فراسطح پلاسمونیک، متشکل از آرایه متناوب دوبعدی از نانو دیسکهای طلا را بررسی میکند. در این سـاختار ما از یک لایه TiN و یک آینه طلا اسـتفاده می کنیم که از انتقال نور از رزوناتورها جلوگیری می کند و باعث می شود طیف انتقال نزدیک به صـفر و طیف انعکاس دارای کمینه بزرگتری شـود. لایه TiN موجب ایجاد کمینه واضـحی در طیف انعکاس میشـود و عملکرد حسـگر را بهبود می بخشد. ما نشان میدهیم که این ساختار عملکرد خوبی برای ضریب شکستهای بین ۱ تا ۲ دارد، بنابراین میتوان از آن در بسیاری از زمینهها از جمله سنجش ویروسها استفاده کرد. حداکثر حساسیت بیش از MYY nm/RIU بدست آمد.

كليد واژه- زيست حسكري، فراسطح، نانوديسك، پلاسمونيك

A Plasmonic Metasurface Sensor Comprising a Gold Nano-Disk Array on a Silica and TiN Layer with a Gold Spacer

Esmat Jafari¹, Mohammad Ali Mansouri-Birjandi², and Alireza Tavousi³

¹Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran (es.jafari@pgs.usb.ac.ir)

²Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran (mansouri@ece.usb.ac.ir)

³Department of Electrical Engineering, Velayat University, Iranshahr, Iran (a.tavousi@velayat.ac.ir)

Abstract- This paper; investigates a plasmonic metasurface sensor, consisting of a two-dimensional periodic array of gold nanodisks. We use a TiN layer and a gold mirror in this structure. It prevents light transmission from the resonators,

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

making the transmission spectrum near zero and a deeper reflection dip. The TiN layer makes clear dip reflection and improves sensing performance. We show this structure has a good performance for refractive indices between 1 and 2 so it can be used in many fields like virus sensing. The maximum sensitivity is obtained over 377 nm/RIU.

Keywords: Biosensing, Metasurface, Nano-disk, Plasmonic

1. Introduction

Various sensor platforms based on propagating surface plasmons (SP) have been developed and optimized, with the characteristics predetermined by the optical properties of SP [1]. Parts of the efforts concentrate on designing novel types of plasmonic nanostructures, based on shaping and arranging metallic nanostructures and surfaces [2]. Surface plasmons are particularly useful for refractive index sensing because of the dependency of the characteristics of SPs on the refractive index of the surrounding medium [2,3]. The sensing function in an SP-based sensor is based on the resonance wavelength changes due to the refractive index changes of the adjacent material [1].

On the other hand, Electromagnetic metamaterials and metasurfaces are growing research fields in recent years because of their anomalous and magnificently tunable properties of light scattering ultracompact volume. Performances in of metamaterials and metasurfaces depend on their separation subwavelength and geometric parameters of each meta-atom, which is a fundamental constituent of metamaterial and metasurface [4-6]. Meta-atoms are engineered to present desired effective local optical responses, which may be shown in terms of amplitude and phase or electric and magnetic polarizabilities [4,6]. Overall, metasurfaces can overcome the challenges encountered in bulk metamaterials while their interactions with the incident waves can be still sufficiently strong to obtain very useful functionalities. Hence, plasmonic metasurface structures have been very attractive in recent years because of their unique ability to ultrasensitive detection of various materials.

Recently, has numerically it been and experimentally investigated over the years. A plasmonic metasurface was presented to detect Zika-virus (ZIKV) envelope protein [7]. Ollanik et al presented a sensing platform that uses dielectric Huygens source metasurfaces with an experimentally measured sensitivity of 323

nm/RIU, a figure of merit (FOM) of 5.4 [8]. Baneriee et al have designed, fabricated, and measured different sets of symmetric and asymmetric SRR-based terahertz metasurfaces to sense ultra-thin sub-wavelength dielectric film. The maximum sensitivity is 0.742 THz/RIU [9]. Another highly sensitive refractive-index sensor provides maximum numerical sensitivity of 110 nm/RIU and experimental sensitivity of 235.2 nm/RIU [10]. A hybrid metasurface-based perfect absorber uses the amorphous silicon (a-Si) nanodisk arrays on top of the gold mirror that shows an average sensitivity of 325 nm/RIU and a maximum sensitivity of 350 nm/RIU over the sensing range of 1.33 to 1.41 [11]. Moreover, a high-performance refractive index sensor based on Fano resonance in an all-dielectric metasurface presents a sensitivity of 452 nm/RIU. But it is supposed as a free-standing structure and is not practical [12].

In the present study, we report a plasmonic metasurface sensor, consisting of a metasurface with a two-dimensional periodic array of gold nanodisks. We use a TiN layer and gold mirror to improve sensitivity. The simulated results show the maximum sensitivity to the refractive index reaches 377.636 nm/RIU and the figure of merit is obtained at about 5.

2. Structure Design and Theory

The schematic diagram of the designed plasmonic metasurface is shown in Fig. 1. The structure consists of a periodic lattice of the gold nano-disks on the fused silica film separated from the TiN layer with a gold spacer.

Metal-nitrides are very promising in the plasmonic materials field or metasurface devices. Among them, titanium nitride (TiN) is one of the most investigated compounds to date. TiN has physicochemical and optical properties making it the first-choice material in many applications such as low resistivity, high reflectance in the infrared spectral range, good corrosion resistance, good chemical inertness, good thermal stability, and high hardness. Moreover, Au is the most commonly used The 29th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2023) The 15th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2023) Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran, Jun. 31-Feb. 2, 2023

material due to its oxidation resistance, relatively good temperature stability, and low loss in the visible and NIR ranges.

The TiN and Au prevent light transmission and reflect light back into the resonators. It helps to excite the surface plasmon by scattering light through it at the normal incident. It makes the transmission spectrum near zero and deeper reflection dip.

The periods of the unit cells are equal in both x and y directions, Px = Py. The diameter and thickness of nano-disks are d and t respectively. All geometrical parameters of the designed metasurface sensor are shown in Table 1. The sensitivity of a sensor can be obtained from Eq. (1).

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \tag{1}$$

In this equation, Δn shows the changes in the refractive index of the environment around the resonator and $\Delta\lambda$ shows the changes in the resonance wavelength in nanometers after adding the analyte. Another comprehensive parameter to evaluate the performance of a sensor is the figure of merit (FOM), FOM is defined as the ratio between the sensitivity (S) and the full width at half maximum (FWHM) of the reflectance dip or absorption peak.

$$FOM = \frac{S}{FWHM}$$
(2)



Fig. 1: The unit cell of the designed metasurface.

We have studied this structure using the finite difference time domain (FDTD). Perfectly matched layer (PML) boundary conditions have been applied in the z-direction and periodic boundary conditions have been used along the horizontal direction. The incident electromagnetic field is assumed to be a plane wave with electrical fields polarized along the x-axis. Light waves shine from the positive z direction to the resonators.

3. **Results and Discussions**

First, we have obtained the spectral response of the designed structure. We can see the reflection, absorption, and transmission characteristics of the proposed sensor and electrical field distribution at the resonance wavelength in Fig. 2. It can be clearly seen that the transmission spectrum is near zero while there is a clear peak and dip at 579.48 nm in absorption and reflection characteristics. In addition, the absorption is near 1 at this wavelength.

Table I. The quantities of the parameters

Parameter	Symbol	Quantity (nm)
Periods in x and y directions	P_x , P_y	110
Diameter of nanodisks	d	100
Thickness of nanodisks	t	90
Thickness of silica film	ts	100
Thickness of A _u layer	t _{Au}	50



Fig. 2: Spectrum response and electric field distribution at the resonance wavelength.

It happens because the TiN film and gold mirror. They prevent the light transmission from the resonators which helps to excite the surface plasmon by scattering light through it at the normal incident. Hence, we can see the transmission spectrum near zero and a deeper reflection dip. The potential of the structure for sensing in reflection configuration has been demonstrated. The 29th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2023) The 15th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2023) Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran, Jun. 31-Feb. 2, 2023

The reflection spectra of the sensor for different refractive indices of media have been obtained. The results show that this structure presents high sensitivity for the refractive indices between 1 and 2 so it can be used for various applications in this range. The maximum sensitivity is obtained over 377 nm/RIU and FOM is about 5. Fig. 3 shows the resonance wavelength changes for various refractive indices. It is noticeable that the resonance wavelength grows almost linearly by increasing the refractive index of the medium. The results show that this structure can be used in various applications such as virus sensing.

Furthermore, we have studied the effect of adding a TiN layer and gold mirror to the structure. In addition to TiN layer, the gold film also helps to improve the reflection characteristic. By removing the TiN and Au layer, the transmission spectrum will no longer be close to zero, and the reflection dip will be shorter, so the performance of the sensor will be poorer as shown in Fig. 4.



Fig. 3: The resonance wavelength shifts for different refractive indices.of surrounding medium



Fig. 4: The effect of adding a TiN and gold layer to the structure

References

- [1] J. Homola, S.S. Yee, and G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors: review," Sensors and Actuators B: Chemical, Vol. 54, pp. 3–15, 1999.
- [2] M.E. Stewart, C.R. Anderton, L.B. Thompson, J. Maria, S.K. Gray, and J.A. Rogers, "Nanostructured plasmonic sensors," Chem. Re., Vol. 108, pp. 494– 521, 2008.
- [3] S.A. Maier, *Plasmonics: Fundamental and Applications*, Springer, US, New York, 2007, pp. 21–37.
- [4] W. Cai and V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, 1st ed., Springer: New York, NY, USA, pp. 1–8, 2010.
- [5] N.I. Zheludev and Y.S. Kivshar, "From metamaterials to metadevices," Nat. Mater., Vol. 11, pp. 917–924, 2012.
- [6] N. Meinzer, W.L. Barnes, and I.R. Hooper, "Plasmonic meta-atoms and metasurfaces," Nat. Photonics, Vol. 8, pp. 889–898, 2014.
- [7] A. Ahmadivand, B. Gerislioglu, P. Manickam, A. Kaushik, S. Bhansali, and M. Nair, "Rapid detection of infectious envelope proteins by magnetoplasmonic toroidal metasensors," ACS Sens., Vol. 2, no. 9, pp. 1359–1368, 2017.
- [8] A. J. Ollanik, I. O. Oguntoye, G. Z. Hartfield, and M. D. Escarra, "Highly Sensitive, Affordable, and Adaptable Refractive Index Sensing with Silicon-Based Dielectric Metasurfaces," Adv. Mater. Technol., Vol. 4, No. 2, 1800567, 2019.
- [9] S. Banerjee, C. S. Amith, D. Kumar, G. Damarla, A. K. Chaudhary, S. Goel, B. P. Pal, and D. R. Chowdhury, "Ultra-thin subwavelength film sensing through the excitation of dark modes in THz metasurfaces," Opt. Commun., Vol. 453, 124366, 2019.
- [10] D. U. Yildirim, A. Ghobadi, M. C. Soydan, M. Gokbayrak, A. Toprak, and B. Butun, "Colorimetric and near-absolute polarization-insensitive refractive-index sensing in all-dielectric guided-mode resonance based metasurface," J. Phys. Chem. C, Vol. 123, No. 31, pp. 19125–19134, 2019.
- [11] A. A. Rifat, M. Rahmani, L. Xu, and A. E. Miroshnichenko, "Hybrid metasurface based tunable near-perfect absorber and plasmonic sensor," Materials, Vol. 11, No. 7, 1091, 2018.
- [12] G.D. Liu, X. Zhai, L.L. Wang, Q. Lin, S.X. Xia, and X. Luo, "A High-Performance Refractive Index Sensor Based on Fano Resonance in Si Split-Ring Metasurface," Plasmonics, Vol. 13, pp.15–19, 2018





بررسی تغییرات روزانه و فصلی محتوای کلی الکترون پلاسمای یونسپهری در ایستگاههای همدان و تهران مربوط به سال ۲۰۱۹

بنفشه تاجى *، محمدحسين معماريان

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

b.taji@stu.yazd.ac.ir

memarian@yazd.ac.ir

چکیده – پوشش پلاسمایی زمین و یا به عبارتی یونسپهر، یک لایهٔ تغییرپذیر اطراف زمین است که باید تغییرات آن موردتوجه قرار گیرد. یکی از روشهای اندازهگیری یونسـپهر، اندازهگیری GPS-TEC است، تأثیر شکست یونسپهر بر سیگنالهای ساطع شده توسط ماهواره GPS به محتوای کلی الکترون بستگی دارد. برایناساس در پژوهش حاضر تغییرات محتوای کلی الکترون (TEC) در ایستگاههای همدان با مختصات (E 34.6 N;48.5 و تهران با مختصات (35.6 N;51.5E) در سال ۲۰۱۹ بهصورت روزانه و فصلی و در شـرایط آرام فعالیت ژئومغناطیسـی مورد بررسـی قرار گرفته است. نتایج نشان میدهد که بیشترین مقدار TEC مربوط به ساعت ۸۰ـ ۸۰ـ ۱۷–۱۷ است. همچنین بیشترین تغییرات TEC به انقلاب ژانویه و کمترین آن به انقلاب دسامبر مربوط میشود.

كليدواژه - يونسپهر، TEC، تغييرات فصلى ، تغييرات روزانه

Investigating the daily and seasonal changes in the total electron content of the

ionosphere plasma in Hamadan and Tehran stations in 2019.

Banafsheh Taji*, Mohammad Hossein Memarian

Faculty of Physics, Yazd University

b.taji@stu.yazd.ac.ir

memarian@yazd.ac.ir

Abstract- The plasma cover of the earth, or in other words, the ionosphere, is not a simple single layer around the earth, and its changes should be taken into account. One of the ionosphere measurement techniques is GPS-TEC measurements. The effect of ionospheric refraction on the signals emitted by the GPS satellite depends on the overall electron content. Based on this, in the current research, the changes in total electron content (TEC) in Hamedan stations with coordinates (34.6 N; 48.5 E) and Tehran with coordinates (35.6 N; 51.5 E) in 2019 on a daily and seasonal basis and in the conditions Aram geomagnetic activity has been discussed. The results show that the highest TEC value is related to 8-10 UT hours. Also, most TEC changes are related to the January revolution and the least is related to the December revolution.

Keywords: Ionosphere, TEC, seasonal changes, daily changes



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



مقدمه

یونسپهر یکی از لایههای بسیار تأثیرگذار جو و یکی از اجزای مدار الکتریکی جهانی، از دیرباز به روشهای گوناگون و از دیدگاههای متفاوت مورد تحقیق و بررسی قرار گرفته است. یون-سپهر یک محیط پیچیده است که عوامل مختلفی باعث تغییرات مکانی، زمانی و چگالی الکترون آن میشود. از بخش فوقانی میانسپهر تا ارتفاع تقریبی ۱۰۰۰ کیلومتری جو زمین، بار الكتريكي شديدي حاكم است كه زاييده وجود يونها و الكترون هاى آزاد است[1]. زمين بهطور مداوم تحت تابش و بمباران پرتوهای مختلف از فضای بیرونی قرار می گیرد. هنگامی که مولکولها و اتمهای موجود در جو بهاندازه کافی انرژی خارجی دریافت کنند، باعث جداشدن الکترون از آنها می شود، این فرایند را یونیزاسیون مینامند[۲]. میزان یونیزاسیون در یون سپهر بسته به شدت، نوع تابش خور شیدی و همچنین مواد تشکیلدهنده یونسپهر متفاوت است. منبع اصلی یونیزاسیون در یون سپهر، پرتو ماورابنفش با طول موج کمتر از ۱۰۲/۷ nm است[۳].

TEC یک کمیت قابل استخراج است و می تواند با یونوسوندهای قائم موجود در یون سپهر، چرخش سیگنال های ماهواره مانند EISCAT-GLONASS و ارتفاع سنجهای دو بسامدی POSEIDON/TOPEX محاسبه شود. TEC، تعداد کل الکترون های ادغام شده در طول مسیر از گیرنده به هر ماهواره GPS است که از رابطه (۱) به دست می آید و در آن Ne نشان دهنده توزیع چگالی الکترون است که واحد آن TECU می باشد:

TEC= $\int N_e \, ds$ رابطه (۱) پژوهشگران در مقالات متفاوتی تغییرات محتوای کلی الکترون را مناطق حاره مورد بررسی قرار دادهاند. اندرو و همکاران (۲۰۲۱) به مطالعه تغییرات TEC استوایی در مناطق آفریقای مرکزی در بازه سال (۲۰۱۱–۲۰۱۴) پرداختهاند[۴]. پیشازاین، فایوس و همکاران (۲۰۱۲) تغییرات TEC را در آکوره، نیجریه با استفاده از دادههای

GPS یکساله (۲۰۱۰) مورد مطالعه قرار دادند [۵] در سایر نقاط آفریقا، نویسندگانی چون؛ ابرو و همکاران (۲۰۰۹)، وابستگی فعالیت خورشیدی و TEC را در ایستگاه استوایی عاج کورهوگو مطالعه نمودهاند [۶].

بر همین اساس در پژوهش حاضر به بررسی تغییرات روزانه و فصلی محتوای کلی الکترون (TEC) در شرایط آرام فعالیت ژئومغناطیسی پرداخته شده است.

روش کار

دادههای GPS در سال ۲۰۱۹ از سایت (-https://stdb2.isee.nagoya

(u.ac.jp/GPS/shinbori/AGRID2/nc/index.html

دریافت شده است که شامل ایستگاههای همدان با مختصات (34.6 N; 48.5 E) و ایستگاه تهران با مختصات (35.6 N; (51.5 E) می باشد.

دادههای TEC با مختصات (طول و عرض جغرافیایی) و وضوح زمانی ۵ دقیقه بوده است و با میانگین گیری یکساعته در مقیاسهای زمانی روزانه و فصلی مورد بررسی قرار گرفتهاند. دادههای فصلی باتوجهبه روش به کار برده شده در مقاله یامو و همکاران (۲۰۲۰) مورد استفاده قرار گرفته که شامل: اعتدال مارس (بهمن، مارس و آوریل)؛ انقلاب ژوئن (مه، ژوئن و جولای)، اعتدال سپتامبر (اوت، سپتامبر و اکتبر) و انقلاب دسامبر (نوامبر، دسامبر و ژانویه) است[۷].

از سویی دیگر فعالیت مغناطیسی مقیاس سیارهای بهوسیله شاخص Kp اندازه گیری می شود. شاخص Kp به منزله یک شاخص سیاره ای معرفی شده و با میانگین گیری از شاخص K حاصل از ۱۳ رصدخانه تحت عرض های بالا به دست می-آید[۱۱]. این روش اندازه گیری برای خنثی کردن تغییرات فصلی و روزانه بین مقادیر K حاصل از رصدخانه های منفرد به کار می رود. از آنجا که شاخص Kp به طور پیوسته از سال

۱۸۱۱ محاسبه شده، برای مطالعات آشفتگیهای مغناطیسی که در بسیاری از دورههای خورشیدی اتفاق می-افتد بسیار آشناست، نام Kp از شاخص سیارهای "Kennziffer planetarische" ریشه می گیرد. شاخص Kp نهایی مقادیر ۹–۱دارد و هر یک از این مقادیر حالت خاصی از درجه فعالیت ژئومغناطیسی را توصیف می کند که از فعالیت بسیار اندک تا طوفانهای شدید را در بر می گیرند [۸]. مقادیر بیشتر از ۴ شاخص Kp نشاندهنده وقوع طوفان ژئومغناطیسی است. به همین دلیل برای اطمینان از شرایط آرام فعالیتهای مغناطیسی روزهای با 3–80، داده-های TEC مربوطه از تجزیهوتحلیل حذف شدهاند که شامل ۱۱ روز از سال ۲۰۱۹ است.





شکل۱: تغییرات روزانه محتوای کلی الکترون یونسپهر در سال ۲۰۱۹. a: ایستگاه همدان، b : ایستگاه تهران


- [1] Misra, P., Enge, P., Global Positioning System Signals, Measurements, and Performance. United States of America, 2012
- [2] Avakyan, S.V., 2013. The role of solar activity in global warming. Herald of the Russian Academy of Sciences, 83(3), pp.275-285
- [3] Misra, P., Enge, P., Global Positioning System Signals, Measurements, and Performance. United States of America, 2012
- [4] Akala, A. O. O., Oyedokun, O. J., & Bello, D. (2021). Seasonal variation of quiet-time TEC over West and Central African equatorial/low-latitude ionosphere (2011–2014). Acta Geophysica, 69(6), 2483-2495.
- [5] Fayose RF, Rabiu B, Oladosu O, Groves K (2012) Variation of total electron content (TEC) and their efect on GNSS over Akure, Nigeria. Appl Phys Res 4(2):105–109
- [6] Obrou O, Mene NM, Kobea AT, Zaka KZ (2009) Equatorial total electron content (TEC) at low and high solar activity. Adv Space Res 43:1757–1761
- [7] Oyedokun OJ, Akala AO, Oyeyemi EO (2020) Characterization of African Equatorial Ionization Anomaly (EIA) during the maximum phase of solar cycle 24. J Geophys Res Space Phy
- [8] Arikan F., Arikan O., Ugurlu O., Sadeghimorad A., "Online, automatic, near-real time estimation of GPS-TEC: IONOLABTEC," Space Weather, 11(5), 297-305., 2013, doi: 10.1002/swe.20054



شکل ۲ : تغییرات فصلی محتوای کلی الکترون در سال ۲۰۱۹. a : ایستگاه همدان، b: ایستگاه تهران

نتيجهگيرى

فعالیتهای خورشیدی و رفتار میدان مغناطیسی از جمله پارامترهایی هستند که یونسپهر را تحریک می کنند[۲–۸]. در شکل ۱ هر دو نمودار محور افقی زمان بر حسب UT (مقیاس زمانی جهانی) و محور عمودی روز از سال را نشان میدهد که نمودار ۵) مربوط به ایستگاه همدان و نمودارها مربوطه به ایستگاه تهران میشود. همان طور که از نمودارها مشخص است بیشترین مقدار TEC مربوط به ساعتUT دامه ملک در ایران ۲۰۲ دقیقه مشخص است. زمان جهانی با زمان محلی در ایران ۲۰۰ دقیقه تفاوت دارد. به این صورت که اگر بخواهیم به صورت LT (زمان محلی) بیان کنیم، بیشترین مقدار TEC مربوط به زمان محلی ۲۰/۳۰–۱۳/۱۱ است که به یونیزاسیون حاصل از تابش فرابنفش خورشیدی ارتباط دارد.

شکل ۲ تغییرات فصلی TEC را در دو ایستگاه همدان و تهران مورد بررسی قرار گرفته شده است. محور افقی تغییرات ساعتی بر حسب TU و محور عمودی مقدار TEC را بر حسب واحد TECU نشان میدهد. آنچه از نمودارها حاصل میشود این است که بیشترین تغییرات TEC مربوط به انقلاب ژانویه (نمودار قرمز رنگ) و کم ترین مقدار TEC به انقلاب دسامبر(نمودار سبز رنگ) است.



بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه صنعتی شیراز، شيراز، ايران. 11-11 بهمن 1^۴۰۱



سرشت غیرمارکوفی و حد سرعت کوانتومی در سامانه آمیخته پلاسمونیکی

نرگس ایمانی'، مالک باقری هارونی^۲

دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب، اصفهان، ایران

چکیده – یک سامانه آمیخته شامل یک گسیلنده کوانتومی در مجاورت یک نانوکره فلزی در هوا در نظر گرفته شده و فرایند گسیل خودبخودیِ گسـیلنده مورد بررسـی قرار گرفته اسـت. هدف، تحقیق اثر سـامانه پلاسـمونی بر حد سـرعت کوانتومی و دینامیک غیرمارکوفی سـامانه اسـت. با اسـتفاده از تابع گرین دیادیک سـامانه تاثیر پارامترهای هندسی مانند شعاع نانو ذره فلزی و فاصله گسـیلنده تا نانو ذره بر تحول و رفتار فیزیکی پارامترهای مورد نظر بررسـی شده است. طبق نتایج به دست آمده، با افزایش فاصله گسـیلنده از نانوکره، دینامیک گسـیل خودبخودی از غیرمارکوفی به مارکوفی تبدیل شده و مقدار سنجه غیرمارکوفی به صفر میل میکند. همچنین، در این شرایط حد سرعت کوانتومی افزایش یافته و برابر با زمان تحول سامانه میشود.

كليد واژه- سامانه آميخته، پلاسمونيک كوانتومي، حد سرعت كوانتومي، سنجه غيرماركوفي

Non-Markovian nature and the quantum speed limit of a hybrid plasmonic system

Narges Imani, Malek Bagheri Harouni

Department of Physics, University of Isfahan, Hezar Jerib Str., Isfahan, Iran

Abstract- A hybrid system consisting of a quantum emitter in the vicinity of a metal nanosphere in the air is considered, and the spontaneous emission dynamics of the emitter are investigated. Our purpose is to study the influences of the plasmonic subsystem on the quantum speed limit and non-markovian dynamics of the system. By using dyadic green's function, the roles of geometrical parameters such as nanosphere radius and quantum emitter distant until the nanosphere are investigated. According to the results, by increasing the distance of the emitter from the nanosphere, the dynamics of spontaneous emission switch from non-Markovian to Markovian, and the non-Markovian measure value tends to zero. Also, in the same situation, the quantum speed limit is increased and becomes equal to the evolution time of the system.

Keywords: Hybrid system, Quantum Plasmonic, Quantum speed limit, Non-Markovian Measure

imani94@sci.ui.ac.ir m.bagheri@sci.ui.ac.ir 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

مقدمه

در حوزه پلاسمونیک کوانتومی، جفت شدگی قوی بین گسیلنده كوانتومي^٣ و ميدان الكترومغناطيسي تغيير يافته به سبب حضور نانوساختار پلاسمونیکی به دلیل کاربردهای نوظهورش[۱]، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. با تاباندن میدان مناسب به فصل مشترك فلز/دى الكتريك، پلاسمون پلاريتونهاى سطحى برانگیخته شده و این برانگیختگی منجر به میدان اپتیکی نزدیک به شدت تقویت شده در سطح فلز می شود. اگر گاز الکترونی در سه بُعد محصور شده باشد، مشابه حالتی که ذرهای با ابعاد زیر طول موجى داريم، تاباندن ميدان سبب جابهجايي گاز الكتروني نسبت به شبکه بارهای مثبت پس زمینه می شود. در این وضعیت گاز الکترونی از سوی بارهای مثبت نیروی بازگردانندهای را تجربه می کند و این نیرو سبب به وجود آمدن یک تشدید ذره-پلاسمون پلاریتون جایگزیده می شود. بسامد این تشدید به هندسه ذره بستگی دارد. برخلاف مورد دو بُعدی که تحریک پلاسمونها به سازوکار ویژهای(پیکربندی اتو^۴ و کرشمن^۵) نیاز دارد، در نانوذرات زیرطول موجی به دلیل کوچک شدن ابعاد نیازی به استفاده از پیکربندیها نیست. با رسم ضریب پارسل^۶ گسیلنده در مجاورت نانوذره می توان بسامد تشدید این برانگیختگیها را مشخص نمود[۲].



شکل ۱: پیکربندی یک گسیلنده کوانتومی دوترازی با بسامد گذار ω_0 که در فاصله D از سطح یک نانوذره فلزی کروی با شعاع R قرار گرفته است. این گسیلنده دارای گشتاور دوقطبی $|\mu = |\mu| (0,0, \hat{z})$ است. این سامانه آمیخته در هوا($\varepsilon_b = 1$) قرار داده شده است.

در تحول زمانی، جفتشدگی قوی نور-ماده خود را به صورت دینامیک غیرمارکوفی و برگشتپذیرِ گسیل خودبخودیِ

گسیلنده کوانتومی نشان میدهد. معمولا گسیلنده کوانتومی را در مجاورت فلزهای نجیب (نوعاً طلا یا نقره) در نظر می گیرند که این مواد از مُدهای پلاسمون سطحی پشتیبانی می کنند و باعث ایجاد رژیم برهمکنش قوی می شوند. در این مقاله غیرمار کوفی بودن دینامیک گسیلنده را توسط یک سنجه غیرمار کوفی [۳] و حد سرعت کوانتومی را توسط سنجه معرفی شده در [۴] مورد تحقیق و بررسی قرار می دهیم.

ديناميک يک گسيلنده کوانتومی

مطابق شکل ۱ یک گسیلنده کوانتومی دوترازی با بسامد گذار ω_0 را در فاصله D از یک نانوکره فلزی با شعاع R در نظر می گیریم. مبدا دستگاه مختصات در مرکز کره و گسیلنده روی محور z قرار گرفته است [۵, ۶]. هامیلتونی کل سامانه با استفاده از تقریب موج چرخان(RWA) به صورت ($\hbar=1$)

$$\hat{H} = \omega_0 |e\rangle \langle e| + \int d\mathbf{r}' \int_0^\infty d\omega \,\omega \,\hat{\mathbf{f}}^{\dagger}(\mathbf{r}', \omega) \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}', \omega)$$
$$+ \int d\mathbf{r}' \int_0^\infty d\omega \,g(\mathbf{r}', \omega) |g\rangle \langle e| \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}', \omega)$$
$$+ \int d\mathbf{r}' \int_0^\infty d\omega \,g^*(\mathbf{r}', \omega) |e\rangle \langle g| \hat{\mathbf{f}}^{\dagger}(\mathbf{r}', \omega)$$

نوشته می شود. اولین جمله انرژی گسیلنده کوانتومی، دومین جمله انرژی میدان الکترومغناطیسی، سومین و چهارمین جمله مربوط به برهمکنش بین گسیلنده کوانتومی و میدان الکترومغناطیسی است. در اینجا فرض کردهایم که مبدا انرژی بر روی تراز پایه قرار دارد. کمیت (g(**r**, *w*) ثابت جفت شدگی گسیلنده کوانتومی با میدان بوده و به صورت

$$g(\mathbf{r},\omega) = -i\sqrt{\frac{1}{\pi\varepsilon_0}}\frac{\omega^2}{c^2}\int d\mathbf{r}'\sqrt{\varepsilon_1(\mathbf{r}',\omega)}\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega).\boldsymbol{\mu}$$

تعریف می شود. $\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)$ تانسور گرین کلاسیکی نانو کره است که تمام هندسه و شرایط مرزی را در خود دارد[۷]. همچنین c سرعت نور، \mathcal{E}_{I} قسمت موهومی تابع دی الکتریک

[&]quot; Quantum Emitter

⁴ Otto

⁵ Kretschmann

^{&#}x27; Purcell Factor

^v Rotating Wave Approximation

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

نانو ذره و **µ** گشتاور دوقطبی الکتریکی گسیلنده است. حالت سامانه در زمان t به صورت

 $\left|\psi(t)\right\rangle = C_{e}(t) e^{-i\omega_{0}t} \left|e,0_{\omega}\right\rangle + \int d\mathbf{r} \int_{0}^{\infty} d\omega C(\mathbf{r},\omega,t) \left|g,1_{\mathbf{r},\omega}\right\rangle$

در نظر گرفته می شود که $|g,1_{\mathbf{r},\omega}\rangle = \hat{\mathbf{f}}^{\dagger}(\mathbf{r}',\omega)|g,0_{\omega}\rangle$ در نظر گرفته می شود که است. $|n\rangle(n=e,g)$ ویژه پایههای $|n\rangle\otimes|a\rangle$ هامیلتونی گسیلنده دو ترازی و $(a = 1_{\mathbf{r},\omega}, 0_{\omega})$ پایههای خلا الكترومغناطيسي تغييريافته به سبب حضور نانوذره فلزى است. با بکارگیری معادله شرودینگر $\hat{H} | \psi(t) \rangle = \hat{H} | \psi(t) \rangle$ ، معادله ديفرانسيل انتگرالى $\dot{C}_e(t) = i \int dt \ K(t-t') C_e(t)$ بدست $\Gamma(\omega)$.[۶] میآید که در آن K(t-t') هسته انتگرال است نرخ واهلش گسیلنده در حضور نانوذره فلزی است. ضریب تناسب بین (ω) و نرخ واهلش در فضای آزاد گسیلنده ($\Gamma_0(\omega)$ ضریب $\Gamma(\omega)$ پارسل $\Gamma(\omega) = \lambda(D, \omega) \Gamma_0(\omega)$ نامیده می شود. با استفاده از تقريب پيوستار تخت^۸ (*FCA*)، $\Gamma_0(\omega) \approx \Gamma_0(\omega)$ است. همچنین $au_0 = \Gamma_0(\omega_0) = 1/\tau_0$ و au_0 زمان واهلش فضای آزاد گسیلنده کوانتومی است. در اینجا $\tau_0 = 4 ns$ در نظر گرفته شده است. برای حل معادله دیفرانسل انتگرالی $C_e(t)$ از روش معادلات ديفرانسيل مد موثر^٩ (*EMDEs*) بهره مي گيريم [۶]. طبق این روش هسته انتگرال، ('K(t-t)، را به صورت مجموع جمله، برحسب بسامدهای موثر ω_i ، تا دقت مطلوب بسط Mمیدهیم و معادله ماتریسی به صورت $\tilde{\mathbf{C}}(t) = i\mathbf{H}.\tilde{\mathbf{C}}(t)$ بدست می آوریم که در آن H ماتریس ضرایب مستقل از زمان است. $H_{1i}=1$ ، $H_{11}=-\omega_0$ برابر با H مولفه های غیر صفر ماتریس H مولفه ماتریس (i=2, M+1) $H_{ii}=-\omega_i$ $H_{i1}=J_{FCA}(\omega_i)$. هستند. با کمک ویژه مقادیر α_i و \mathbf{L} ، ماتریس ویژه بردارهای ماتریس ضرایب، میتوان $\mathbf{\hat{C}}(t)$ را به صورت بدست آورد. در این $ilde{\mathbf{C}}(t) = \mathbf{e}^{i\mathbf{H}_{t}} \, ilde{\mathbf{C}}(0) = \mathbf{L}^{-1} \, \mathbf{e}^{i\mathbf{H}_{D^{t}}} \, \mathbf{L} \, ilde{\mathbf{C}}(0)$ ارابطه \mathbf{H}_{D} ماتریس قطری شامل ویژه مقادیر است. ماتریس \mathbf{H}_{D} هرميتى نيست و بنابراين $\mathbf{L}^{-1}
eq \mathbf{L}^{\dagger}$ است. پاسخ الكترومغناطيسي نانوكره نقره را توسط تابع دىالكتريك درود

 $\mathcal{E}_{m,\infty} = 3.718 \text{ eV}$ توصيف می کنیم که در آن $\mathcal{E}_{m,\infty} = -\omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$ آن $\mathcal{E}_{m,\infty} = 9.176 \text{ eV}$ بسامد پلاسما، $\mathcal{E}_{m,\infty} = 3.718 \text{ eV}$ پاسخ بسامدهای بالا و $\mathcal{P} = 0.021 \text{ eV}$ اتلاف اهمی است. در نتایج این مقاله از 101 = M و بازه بسامدی $\mathcal{P} = 3.5 \text{ eV}, 4.5 \text{ eV}$ استفاده شده است. با رسم ضریب پارسل نانو کره نقره و در نظر استفاده شده است. با رسم ضریب پارسل نانو کره ای به شعاع \mathcal{P} فتن مد دوقطبی، درمی یابیم که تشدید در نانو کره ای به شعاع $\mathcal{P} = 5 nm$ در بسامد $\mathcal{P} = 3.8296 \text{ eV}$ می دهد. همچنین در صورتی که شعاع کره تغییر کند، بسامد تشدید مد دوقطبی نیز تغییر می کند [۶].



شکل ۲: تحول جمعیت تراز برانگیخته به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانوکره نقره با شعاع ۵ نانومتر.

در این مقاله ما تنها مدهای دوقطبی را در نظر می گیریم و از مدهای مراتب بالاتر صرفنظر می کنیم. تحول زمانی جمعیت تراز برانگیخته گسیلنده برای نانوکره به شعاع ۵ نانومتر و به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانوکره در شکل ۲ رسم شده است. درصورتی که جمعیت تراز برانگیخته در طی زمان به صورت نوسانی افت کند، دینامیک غیرمارکوفی است. مطابق شکل، با افزایش فاصله گسیلنده از نانوکره فلزی، میزان غیرمارکوفی بودن دینامیک گسیلنده کاهش یافته و رفتار دینامیک، مارکوفی میشود. همچنین به ازای m 10 n = D و فواصل کمتر از آن، جمعیت تراز برانگیخته کاملا صفر نشده و به یک حالت ایستا میرا میشود. بنابراین، دینامیک به ازای فواصل کمتر از آن، میرا میشود. بنابراین، دینامیک به ازای فواصل کمتر از آن،

حد سرعت کوانتومی و سنجه غیرمارکوفی

رفتار غیرمارکوفی دینامیک گسیل خودبخودی یک گسیلنده کوانتومی که در مجاورت نانوذره پلاسمونیکی قرار گرفته است را

 $^{\circ}$ Effective Mode Differential Equations $\Upsilon q \Upsilon$

می توان توسط سنجه های غیرمار کوفی ^۱ مختلفی تحقیق کرد. در اینجا از یک سنجه غیرمار کوفی به نام I استفاده می کنیم که توسط ریواس،هولگا و پلینو^{۱۱}(*RHP*) پیشنهاد شده است [۴]. برای محاسبه سنجه غیرمار کوفی، ابتدا نرخ واهلش وابسته به زمان را توسط $(f_e(t)/C_e(t))$ بدست آورده و سپس سنجه به صورت $(t) \gamma (t) = -2 \operatorname{Re}(t)$ تعریف می شود.



شکل ۳: سنجه غیرمارکوفی به ازای شعاعهای مختلف نانوکره در فواصل ۱۲ تا ۲۲ نانومتری. شکل داخلی: مقدار لگاریتم سنجه غیرمارکوفی به ازای فواصل ۶ تا ۱۵ نانومتری.

مقدار این سنجه به ازای شعاعهای مختلف نانوکره و در فواصل ۱۲ تا ۲۲ نانومتری در شکل ۳ و لگاریتم سنجه در فواصل ۶ تا ۱۵ نانومتری در شکل داخلی آن رسم شده است. مطابق شکل دینامیک گسیلنده در فواصل نزدیک به نانوکره به شدت غیرمارکوفی است. با افزایش فاصله از نانوکره، میزان غیرمارکوفی بودن دینامیک نیز کاهش می یابد و از ۱۸ نانومتر به بعد به صفر میل می کند، اما در ۳۰ نانومتر به بعد (R = 5 nm) دقیقا صفر می شود. همچنین به ازای یک فاصله مشخص، میزان غيرماركوفي بودن با افزايش شعاع نانوكره افزايش مي يابد. حد سرعت کوانتومی یک حد کمینه بر روی زمان تحول کمینه ديناميک سامانه کوانتومی باز تعيين میکند و توسط $au_{QSL} = t \left/ \left[2 \tilde{N}(t) \left/ \left(1 - \left| C_e(t) \right|^2 \right) + 1 \right]
ight.$ توسط به میزان غيرماركوفي بودن سامانه باز مرتبط مي شود كه $\tilde{N}(t) = 0.5(\int \left| \partial_{t'} \left[C_e(t') C_e^*(t') \right] \right| dt' + \left[C_e(t') C_e^*(t') \right] - 1)$ است[۳]. شکل ۴ این سنجه را به ازای نانوکره نقره ۵ نانومتری و فواصل مختلف از گسیلنده نمایش می دهد. au_{OSI} به ازای

دینامیک مارکوفی برابر با زمان تحول سامانه کوانتومی، *t*، و به ازای دینامیک غیرمارکوفی کوچکتر از زمان تحول سامانه است.



شکل ۴: حد سرعت کوانتومی به ازای فواصل مختلفِ نانوکره نقرهی ۵ نانومتری از گسیلنده کوانتومی

نتيجه گيرى

با افزایش فاصله گسیلنده از نانوکره، دینامیک گسیل خودبخودی از غیرمارکوفی به مارکوفی تبدیل شده و مقدار سنجه غیرمارکوفی به صفر میل میکند. همچنین حد سرعت کوانتومی افزایش یافته و برابر با زمان تحول سامانه می شود.

مرجعها

- 1. Xu, D., et al., *Quantum plasmonics: new opportunity in fundamental and applied photonics.* Advances in Optics and Photonics, 2018. **10**(4): p. 703-756.
- 2. Maier, S.A., *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. 1st ed. 2007. ed. 2007, New York, NY: Springer US.
- Zeng, H.-S., et al., Equivalence of the measures of non-Markovianity for open two-level systems. Physical Review A, 2011. 84(3): p. 032118.
- 4. Xu, Z.-Y., et al., *Quantum speedup in a memory environment*. Physical Review A, 2014. **89**(1): p. 012307.
- Iliopoulos, N., et al., Counter-rotating effects and entanglement dynamics in strongly coupled quantumemitter--metallic-nanoparticle structures. Physical Review B, 2018. 97(11): p. 115402.
- Thanopulos, I., V. Yannopapas, and E. Paspalakis, Non-Markovian dynamics in plasmon-induced spontaneous emission interference. Physical Review B, 2017. 95(7): p. 075412.
- Hakami, J., L. Wang, and M.S. Zubairy, Spectral properties of a strongly coupled quantum-dot--metalnanoparticle system. Physical Review A, 2014. 89(5): p. 053835.

۳۹۴ Rivas, Huelga, Plenio ۳۹۴ "NonMarkovianity Measure



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



مقایسه خواص اپتیکی ساختارهای فوتونیکی شبه تناوبی یک بعدی فیبوناچی و تیو- مورس

نادر دانش فر

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی

Email: ndaneshfar@razi.ac.ir

چکیده –در این مقاله، خواص اپتیکی کریستالهای فوتونیکی شبه تناوبی یک بعدی همچون دنباله فیبوناچی و تیو-مورس، که دو تا از جالب ترین آرایش ها برای مطالعه خواص اپتیکی بلورهای فوتونیکی اسـت ، بطور نظری بررسـی و مقایسه می شوند. طیفهای تراگسـیلندگی، بازتابندگی و جذب که برای طراحی فیلترهای اپتیکی گزینشـی مناسـب هسـتند در ناحیه طول موجی ۳۵۰–۱۰۰۰ نانومتر با استفاده از رهیافت ماتریس انتقال برای فرود عمودی مطالعه و تحلیل می شود.

کلید واژه- خواص اپتیکی، ساختار فوتونی شبه تناوبی، دنباله فیبوناچی و تیو-مورس .

Comparison of optical properties of one-dimensional quasiperiodic Thue-Mosre and Fibonacci photonic structures

Nader Daneshfar

Department of Physics, Faculty of Science, Razi University

Abstract- In this paper, the optical properties of one-dimensional quasiperiodic photonics crystals such as Fibonacci and Thue-Morse sequences, which are two of the most interesting arrangements for studying the optical properties of photonic crystals, are theoretically investigated and compared. The spectra of the reflectance, transmittance and absorption that are suitable for design of selective optical filters in the wavelength region 350–100 nm of the electromagnetic spectrum are studied and analyzed by using the transfer matrix method for normal incidence.

Keywords: Optical properties, Quasiperiodic photonic structure, Fibonacci and Thue-Morse sequences.

مقدمه

کریستالهای فوتونیکی به عنوان نوع جدیدی از مواد با کاربرد فراوان، که از آنها برای کنترل نور در مقیاس طول موج استفاده می شود، همواره مورد توجه پژوهشگران بوده اند. ساختار های فوتونیکی چند لایه ای که به عنوان مواد گاف- باند فوتونیک نیز شناخته می شوند، ساختارهای ايتيكي هستند كه بر حركت فوتون ها و انتشار امواج الكترومغناطيس درون آنها تأثير مي گذارند [1]. كريستال های فوتونی راه را برای زمینه جدیدی از تحقیقات و کاربردهای مختلف هموار کرده اند. یک ساختار چند لایه فوتونیکی متشکل از N تیغه دی الکتریک با ضریب شکست متفاوت می باشد که کاربرد فراوانی در طراحی فیلترها، توری ها و ... دارند. ساختارهای فوتونیک را میتوان با توجه به ویژگیهای کریستالوگرافی (بلورشناسی) آنها به سه دسته تناوبی، شبه تناوبی، غیرتناوبی یا نامنظم تقسیم کرد [۲]. یک ساختار چند لایه فوتونیکی، می تواند در یک، دو و یا سه بعد تناوبی باشد. در یک کریستال فوتونی معمولی، گروهی از اتمها به شکل منظم تکرار میشوند و ساختار تناوبی است. اما ساختار شبه تناوبی ساختاری منظم اما غیر تناوبی است. ساختار های شبه تناوبی از تقارنهای خاصی در مقایسه با ساختارهای معمولی و منظم برخوردار می باشند. سیستم های شبه تناوبی دارای ویژگی هایی هستند که حد واسط بین سیستم های تناوبی و سیستم های نامنظم هستند [۳و۴]. برای تجزیه و تحلیل انتشار نور از طریق ساختارهای چندلایه فوتونیکی و بررسی خواص اپتیکی آنها از روش ماتریس انتقال استفاده می شود.

در این مقاله، خواص اپتیکی ساختارهای فوتونیکی شبه تناوبی همچون دنباله فیبوناچی و تیو– مورس [۵و۶و۷] یک بعدی با استفاده از رهیافت ماتریس انتقال که شامل ماتریس انتشار و انتقال است، بررسی می شود. در رهیافت ماتریس انتقال، دو نوع ماتریس وجود دارد: یکی ماتریس انتقال است

که میدانها را در عبور از یک فصل مشترک به هم مرتبط می کند و دیگری ماتریس انتشار است که میدانهای منتشر شده در یک محیط همگن را به هم مرتبط می کند.

تئوري مساله

در شکل ۱ یک ساختار چند لایه یک بعدی فوتونی برای دنباله های شبه تناوبی فیبوناچی و تیو-مورس را نشان داده شده است. لازم به ذکر است که ساختارهای شبه تناوبی دنباله های جایگزینی هستند که از دو ماده مختلف تشکیل شدهاند و یکی از جالبترین کریستالهای فوتونی برای به دست آوردن شکاف باند فوتونیک مناسب به علت پارامتر ساختاری در دسترس قابل تنظیم در مقایسه با سایر ساختاری در دسترس قابل تنظیم در مقایسه با سایر مورد بررسی، از دونوع ماده ی دی الکتریک A و B به مورد بررسی، از دونوع ماده ی دی الکتریک A و B به ترتیب با ضرایب شکست n_A و n_B ، و ضخامتهای d_B



شکل ۱: ساختار چندلایه فوتونیکی: a)دنباله فیبوناچی b) دنباله تومورس

روش های ماتریسی برای بررسی خواص اپتیکی ساختارهای فوتونیک یک- بعدی مناسب و کاربردی هستند. روش ماتریس انتقال، دامنه های موج فرودی، موج بازتابی و موج انتقالی را مرتبط می کند، که توسط یک ماتریس 2×2 بصورت زیر داده می شود[۴]. 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

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = M_0 P_1 M_1 \dots P_N M_N \begin{bmatrix} a_{N+1} \\ b_{N+1} \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{N+1} \\ b_{N+1} \end{bmatrix}$$
(1)

که ماتریس انتقال و انتشار به شکل زیر تعریف می شوند [۸].
$$M = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+eta_i & 1-eta_i \\ 1-eta_i & 1+eta_i \end{bmatrix}$$
و

$$P = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \exp(-ik_i d_i) & 0\\ 0 & \exp(+ik_i d_i) \end{bmatrix}$$

که $\lambda_0 \, \mathbf{e} \, k_i = (2\pi / \lambda_0) n_i \, \mathbf{e} \, \beta_i = n_{i+1} / n_i \, \mathbf{e}$ نور فرودی در خلا است. با توجه به رابطه ماتریسی بالا و آرایه های ماتریس $M = M_0 P_1 M_1 ... P_N M_N$ ، بازتابندگی و تراگسیلندگی موج الکترومغناطیس به شکل زیر تعریف می شوند:

$$\begin{cases} R = \left| \frac{m_{21}}{m_{11}} \right|^2 \\ T = \frac{1}{|m_{11}|} \end{cases}$$
(2)

که m₁₁ و m₂₁ عناصر ماتریس انتقال می باشند. بنابراین، جذب عبار تست از:

$$A = 1 - T - R \qquad (3)$$

نتايج و بحث

در این بخش خواص اپتیکی ساختارهای فوتونیکی فیبوناچی و تیو-مورس بررسی می شود. در محاسبات ضخامت تیغه ها ها A و B به ترتیب $d_A = 60$ nm ضخامت $d_B = 60$ nm. در نظر گرفته شده است. در شکل ۲ بازتابندگی و تراگسیلندگی برحسب طول موج

برای دو ساختار فوتونیکی فیبوناچی (ABAABABA) و

تیو- مورس (ABBABAAB) ، و در شکل ۳ طیف جذب برای دوساختار فوق رسم شده است. در شکل 20 و 20 ضریب شکست لایه A برابر ۲٫۵ است. در شکل 20 ضریب شکست لایه B برابر ۱٫۴۵ است در صورتی که در شکل 20 فرض شده است که ضریب شکست لایه B برابر فرض شده است که ضریب شکست لایه 20 برابر مشاهده می شود که وقتی محیط بهره در نظر گرفته می شود تراگسیلندگی نسبت به بازتابندگی بیشتر کاهش می یابد، که این به علت وجود محیط بهره است.

در شکل ۳ طیف جذبی دو ساختار فیبوناچی و تیو-مورس برحسب طول موج رسم شده است. در شکل 3a ضریب شکست لایه B برابر $B_B = 1.45 + 0.022 i$ است در صورتی که در شکل 3b ضریب شکست لایه A برابر که در شکل $n_A = 1.45 + 0.022 i$ است. با فرض ضریب شکست لایه A یا B بصورت مختلط، طیف جذبی تغییر کرده و متحمل جابجایی فرکانسی می شود.



نتيجهگيرى

در نتیجه، انتشار امواج الکترومغناطیسی در دو ساختار لایه ای شبه تناوبی مانند فیبوناچی و تیو-مورس مورد مطالعه قرار گرفته است. خواص اپتیکی همچون طیف جذب، بازتابندگی و تراگسیلندگی بلورهای فوتونی شبه تناوبی که دارای کاربردهایی در فیلترهای اپتیکی و حسگرها هستند، بررسی شده است. نشان داده شده است ساختار فیبوناچی جذب بیشتری نسبت به ساختار تیو-مورس دارد.

مرجعها

- [1] H. Liu, M Shoufie Ukhtary and R. Saito", Hidden symmetries in N-layer dielectric stacks', J. Phys.: Condens. Matter 29, 455303, 2017.
- [2] R. Aylo, G. Nehmetallah, H. Li, P. P. Banerjee, " Multilayer Periodic and Random Metamaterial Structures: Analysis and Applications", IEEE Access 2, 437, 2014.
- [3] M. Bellingeri, A. Chiasera, I. Kriegel, F. Scotognella, "Optical properties of periodic, quasiperiodic, and disordered one-dimensional photonic structures", Optic. Mat 72, 403-421, 2017.
- [4] C. Bauer, H. Giessen, "Optical properties of aperiodic metallic photonic crystal structures: quasicrystals and disorder", J. Opt. 16, 114001, 2014.
- [5] F. F. de Medeiros, E. L. Albuquerque and M. S. Vasconcelos, "Optical transmission spectra in quasiperiodic multilayered photonic structure", J. Phys.: Condens. Matter 18, 8737–8747, 2006.
- [6] Y. Trablesi, N. Benalt, Y. Bouazzi, and M. Kanzari, "Microwave Transmission Through One-Dimensional Hybrid Quasi-Regular (Fibonacci and Thue-Morse)/ Periodic Structures", Photonic Sensors 3, 246-2555, 2013.
- [7] B. K. Singh, P. C. Pandey, "Influence of graded index materials on the photonic localization in onedimensional quasiperiodic (Thue–Mosre and Double-Periodic) photonic crystals", Optics Communications 333, 84–91, 2014.
- [8] J. Blumberg, M. S. Ukhtary, R. Saito, "Enhancement of the Electric Field and Diminishment of the Group Velocity of Light in Dielectric Multilayer Systems; A General Description", Phys. Rev. Appl. 10, 06415, 2018.



شکل ۲: مقایسه طیف تراگسیلندگی و بازتابندگی ساختارهای چند لایه فوتونیکی شبه تناوبی فیبوناچی و تیو-مورس برای فرود عمود وقتی که تیغه B یک دی الکتریک با ضریب شکست ۱٫۴۵ است (a) و هنگامی که تیغه B یک متشکل از لایه بهره است (d). دنباله فیبوناچی(قرمز)، و دنباله تیو- مورس (آبی).



شکل ۳: مقایسه طیف جذبی بلورهای چند لایه فوتونیکی شبه تناوبی فیبو ناچی و تیو- مورس وقتی لایه B متشکل از محیط بهره است (شکل بالا) و وقتی لایه A محیط بهره است(شکل پایین).

طراحی و شبیه سازی گیت منطقی تمام نوری NOT براساس اثر کر نوری در تشدید کننده بلور فوتونی حبیب خوشسیما، ایمان سرام دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

khoshsima@tabrizu.ac.ir, imansarram0@gmail.com

چکیده –اپتیک غیرخطی مطالعه پدیدههایی است که در نتیجه تغییر خواص نوری یک سیستم مادی با حضور نور رخ میدهد. بر اساس اثر کرنوری ضریب شکست ماده در پاسخ به یک میدانالکتریکی پرتو تابش تغییر میکند. در این مقاله، از آن برای شبیهسازی گیتمنطقی تمامنوری NOT که یک گیت مبدل میباشد استفاده میشود. در ساختار بلورفوتونی و تشدیدکننده حلقهای، همچنین با استفاده از اثر کر نوری، کنترل فعال محیط انتشار نور در این گیت فراهم میگردد. از سیلیس ذوبشده به عنوان ماده غیر خطی استفاده شده و طراحی گیت به گونه ای میباشد که بتوان در پنجره سوم مخابراتی، طول موج ۱۵۵۰ نانومتر کارکرد. در ساختار با انتخاب مناسب مکان میلههای دی الکتریک مابین موجبر و تشدیدگر و تغییر در شعاع آنها به نصف و یک چهارم ، نسبت کنتراست ۱۹/۵۶ دسی بل و زمان پاسخ در حد پیکو ثانیه بدست آمد که ایدهآل برای این ساختار میباشد.

کلید واژه- اثر کر نوری، بلورفوتونی، تشدید کننده حلقهای، گیت منطقی تمام نوری

Designing and Simulation of All-optical NOT logic gates based on the optical Kerr effect in photonic crystal ring resonator

habib khoshsima, iman sarram

Faculty of physics, University of Tabriz, Tabriz

khoshsima@tabrizu.ac.ir, imansarram0@gmail.com

Abstract- Nonlinear optics is the study of phenomena that occur result of changing the optical properties of a material system with the presence of light. Based on the optical Kerr effect, the refractive index of the material changes in response to an electric field of the radiation beam which in this article, is used to simulate the all-optical NOT logic gate, which is a converter gate. In photonic crystal structure and the ring resonator, also using the optical effect, active control of the light emission environment in this gate will provided. Fused silica has been use as a non-linear material, and the gate design is such that it can work in the third telecommunication window, at a wavelength of 1550nm. In structure, by choosing the proper location of the dielectric rods between waveguide and the resonator, and choosing the desired lattice constant, the contrast ratio is 19.56 dB, and the response time is at Pico Second was obtained, which is ideal for this structure.

طراحی ساختار گیت و نحوه عملکرد

شکل ۱ برای گیت منطقی NOT طراحی شده است. که یک گیت تک ورودی تک خروجی است و در الکترونیک به مبدل نیز معروف است زیرا وارونگی سیگنال اعمال شده را انجام میدهد، یعنی صفر را به یک یا یک را به صفر تبدیل می کند. این گیت زمانی که ورودی آن کم است (گزاره ۰) خروجی بالایی (گزاره ۱) دارد و برعکس. باتوجه به شکل ورودی A بایاس می باشد که در حالت روشن قرار دارد. همین طور درگاه B که ورودي دوم است با توجه به کارکرد گيت مي تواند در حالت روشن یا خاموش باشد. هنگامی که هیچ میدان نوری برای ورودی B راه اندازی نمی شود، موج نوری از درگاه بایاس به تشدید کننده رفته و داخل آن جفت شده و به سمت خروجی درگاه C میرسد. حال با توجه به اینکه گیت مورد بررسی NOT میباشد اگر درگاه B نیز روشن باشد، در صورتی که میدانیم بایاس همیشه روشن است در نتیجه هر دو پرتو ورودی باهم ترکیب شده و به تشدیدکننده میرسند چون شدت پرتو رسیده به تشدیدگر بسیار زیاد است اثر کر نوری رخ میدهد و ضریب شکست میلهها تغییر می کند در نتیجه این تغییر، طول موج تشدید نیز تغییر می کند به همین علت موج جفت نمی شود و خروجی ای نخواهد بود.

شبیه سازی

شبیه سازی در دو مرحله انجام میشود. یکی آنکه ورودی A یا بایاس روشن و درگاه B خاموش باشد و مرحله دوم نیز درگاه B روشن باشد. در مرحله اول شبیه سازی میدانیم که اگر درگاه B خاموش باشد باید خروجی زیادی داشته باشیم. مقدار توان رسیده به خروجی ۶/۰توان ورودی میباشد [۳]. در قسمت دوم شبیه سازی که درگاه B نیز روشن میباشد با توجه به نحوه عملکرد گیت انتظار داریم خروجی بسیار پایینی داشته باشیم. با توجه به مقدار گزارش شده برای این شبیه سازی ۲۱/۰ورودی در خروجی ثبت شده است. نسبت کنتراست کمیتی است برای سنجش و بررسی نحوه عملکرد گیت های منطقی که هرچه این عدد مقدار بیشتری باشد گیت بهینه و به صرفه تر خواهد بود. فرمول به صورت زیر میباشد:

$$C.R = 10\log \frac{Pout 1}{Pout 0}$$
(1)

با توجه به رابطه و مقادیر گزارش شده برای[۳] نسبت کنتراست برابر ۶/۹سی بل است.

مقدمه

امروزه تشدید کنندههای حلقهای مبتنی بر بلور فوتونی به عنوان یکی از بهترین انواع طراحی دستگاههای تمام نوری شناخته شدهاند. تشدید کننده حلقهای بخش اصلی فیلتر مبتنی بر بلورهای فوتونی است که در آن میدان نوری که در موجبر مجاور حرکت میکند میتواند به داخل تشدید کننده نفوذ کند و به موجبر مجاور منتقل شود[۱]. در [۵] یک گیت منطقی در ساختار بلورفوتونی فوق فشرده، با اعمال اثر کر نوری برای بدست آوردن توان سوئیچینگ می توان استفاده کرد که از میلههای گالیم آرسناید در بستر هوا استفاده شده است که ابعاد ساختاری۱۹۴/۵۶ میکرمترمربع که بسیار کوچک است و نسبت کنتراست مناسبی بدست آمد. برای ایجاد بلور فوتونی از میلههای دی الکتریک در بستر هوا استفاده می شود. نوع شبکه برای ساختار یک شبکه شش ضلعی از میلهها میباشد. موجبر بلور فوتونی و تشدید کننده حلقهای با حذف تعدادی از میلههای دی الکتریک در ساختار بدست می آید. در این گیتها آستانه پرتو ورودی اکثرا باید به طور قابل توجهی بالا باشد تا اثر غیر خطی رخ دهد. پرتوهای نوری در اتصالات متقاطع فوتونیکی در یک محیط اتلاف بالایی دارندکه افت شدت ممکن است باعث شود اثركر نورى تضعيف يا اصلا رخ ندهد. شكل ۱ اين ساختار را نشان میدهد[۲]. از روشهای بسط موج تخت و دامنه زمانی تفاضل محدود براى شبيهسازى عملكرد گيت منطقى پيشنهادى استفاده شدهاند [⁴]. در این مقاله با استفاده از نرم افزار شبیه ساز-R softبه تحلیل و بررسی گیت منطقی NOT پرداخته می شود.



شکل ۱.ساختار مورد نظر که از میله های دی الکتریک در بستر هوا ایجاد شده اند[۲].

با تعیین مناسب مقادیر شعاع میلهها و ضریب شکست آنها و همچنین ثابت شبکه به یک طراحی مناسب برای گیتهای منطقی میتوان دست یافت. به طور کلی پدیدهای که رخ میدهد کنترل نور توسط خود نور خواهد بود.



در شکل۴ محدوده مشخص شده در حالت خطی بین۱/۷۶۲و ۱/۱۳۶ نانومتر است که در شکل a همان ثابت شبکه است. در حالت غیر خطی



شکل ۴. مقایسه طول موج تشدید در حالت خطی و غیر خطی

يا توان بالا شكل سمت چپ اين محدوده طول موجى بين ١/۶۶ و ۲/۹۲ نانومتر است که به علت توان بالای وارد شده به داخل تشدیدگر ضریب شکست به علت اثر کر نوری تغییر میکند، که به تبعیت از آن طول موج تشدید نیز تغییر کرده و جفت شدگی داخل تشدیدگر رخ نمىدهد و خروجى نخواهيم داشت. پس از تغيير شعاع ميلهها و ساختار شبکه وضعیت بهبود یافته سیستم در طول موج ۱/۵۵ نانومتر مشهود است. باتوجه به شکل ۳ میزان توان خروجی ۰/۸۲ برابر ورودی میباشد. شکل ۵ هم بیشترین میزان خروجی توان را در طول موج ۱/۵۵ نشان میدهد. برای محاسبه زمان پاسخ، مدت زمان رسیدن توان خروجي از مقدار صفر به ٪۹۰ مقدار نهايي را محاسبه مي كنند[۱]. كه با توجه به شکل۳، ۲۰۱/۱۶CT = CT میکرومتر میباشد. با توجه به دانستن مقدار سرعت نور، T یا زمان پاسخ ۰/۶۷ پیکو ثانیه بدست میآید. مرحله دوم را انجام میدهیم به این صورت که اینبار ورودی B نیز روشن خواهد بود. شکل ۶ میزان توان نوری رسیده به خروجی را در مدت زمان کارکرد سیستم نشان میدهد. زمان پاسخ در این حالت ۲۰۵/۲ میکرومتر است که به عبارتی ۰/۶۸ پیکو ثانیه خواهد شد.



بهینه سازی

برای بهینه سازی ساختار، برای افزایش میزان نسبت کنتراست، افزایش میزان انتقال داده ها و کاهش زمان تاخیر سیستم تغییراتی انجام میدهیم. ثابت شبکه ۰/۶۱۵ میکرومتر و شعاع میلهها در همه جا ۰/۱۲۴ میکرومتر در نظر می گیریم. ضریب شکست میلهها ۳/۴۶ از جنس سیلیکون در نظر گرفته شده است. در شکل۲ میلههای دی الکتریک در وسط تشدیدگر حلقهای که تعداد آنها ۱۱ عدد می باشد از ماده غیر خطی تشکیل شده که با رنگ تیره مشخص شدهاند. برای اجتناب از بازتابهای ناخواسته، از یک لایه کاملاً منطبق به نام لایه کاملا جاذب (PML) استفاده شده که این لایه از ورود سایر پرتوهای ناخواسته یا به عبارتی نویز به داخل ساختار جلوگیری میکند. ساختار را با مشخصات گفته شده ایجاد می کنیم. دو میله دی الکتریک را که مابین موجبر بالایی و حلقه تشدیدگر هستند که در شکل ۲ با اعداد ۱ و ۲ نشان داده شدهاند، همچنین دو میله دی الکتریک را که بین موجبر پایین و حلقه تشدیدگر هستند و با اعداد ۳ و ۴ مشخصاند را انتخاب میکنیم. از راست به چپ شعاع میله دی الکتریک بالایی را نصف میکنیم. در واقع شعاع میله شماره۲ به ۰/۰۶۲ میکرومتر کاهش پیدا مىكند. بدون ايجاد فاصله ميله دى الكتريك بعدى را انتخاب و شعاع آن را نصف شعاع میله قبلی قرار میدهیم که به این ترتیب شعاع میله شماره ۱ به ۰/۰۳۱ میکرومتر میرسد. دقیقا همین مراحل را برای دو میله دی الکتریک پایین ساختار نیز تکرار میکنیم که میله شماره۴ ۰/۰۶۲ و میله شماره ۳ به ۰/۰۳۱ میکرومتر تغییر پیدا میکنند. شکل ۲ تصویر نهایی ساختار را نمایش میدهد. در قسمت اول شبیه سازی ورودی A خاموش خواهد بود و فقط در گاه بایاس روشن می باشد.



شکل۲. ساختار بهینه شده

شکل ۳ میزان خروجی را نشان میدهد. با توجه به شکل و مقدار خروجی متوجه افزایش میزان خروجی نسبت به کارهای گزارش شده قبلی[۲و۳] میشویم. در شکل۴ تاثیر توان بالا که باعث ایجاد اثر غیر خطی، که سبب تغییر در طول موج تشدید میشود مشهود است.

شكل۵.طول موج كارى ساختار ۱٬۵۵ ميكرومتر



شکل۶.میزان نور خروجی رسیده به مانیتور خروجی

در شکل ۶ هم در مقایسه با کار گزارش شده قبلی [۳] مشاهده می کنیم که نور رسیده به مانیتور به مراتب کمتر است و این نکته مثبت برای طراحی سیستم میباشد. در واقع هرچه خروجی کمتر باشد گیت ما عملکرد بهتری دارد. زمانیکه هم درگاه A و هم بایاس روشن است به علت توان بالای وارد شده به تشدیدگر، طول موج تشدید تغییر کرده و جفت شدگی رخ نمی دهد و خروجی کم میباشد. برای بهینه سازی سیستم ۵۰ مرحله شبیه سازی از طول موج ۱/۵۴ تا ۱/۵۶ انجام شد که بهترین عملکرد در ۱/۵۵ میکرومتر بود که در شکل ۷ نشان داده شده که کمترین خروجی بدست آمد.



شکل ۸ نیز تصویری از محیط نرمافزاز میباشد که نشان میدهد زمانیکه هم درگاه A و هم بایاس روشن است به علت توان بالای وارد شده به تشدیدگر، طول موج تشدید تغییر کرده و جفت شدگی رخ نمی دهد و خروجی کمی خواهیم داشت.



شکل۸. تصویر عملکرد تشدیدگر حلقهای

میزان خروجی برابر ۰/۰۰۹ ورودی ثبت شد. بدین ترتیب مقدار نسبت کنتراست به صورت زیر خواهد شد:

$$C.R = 10\log\frac{0.82}{0.009} = 19.59dB \tag{(7)}$$

${ m B}$ ورودى باياس	ورودی درگاهA	توان(خروجي)
١	•	۸۲/۰ توان ورودی
١	١	۰/۰۰۹ توانورودی

جدول ۱.میزان ورودی و خروجی دریافتی گیت

با توجه به جدول ۱، مقادیر بدست آمده چند برابر کارهای قبلی میباشد. بر طبق [۳] که میزان نسبت کنتراست ۶/۹ دسی بل ثبت شده، با انجام بهینه سازی شاهد بهبود عملگر گیت منطقی بودیم و نسبت کنتراست ۱۹/۵۹ دسی بل بدست آمد که ۲/۸ برابر نتایج [۲و۳] است که اهمیت آن در سرعت بالای انتقال دادهها و دقت بالا در عملکرد سیستم در مدارهای مجتمع میباشد و همچنین سیستم تاخیر بسیار کمی را ثبت کرد که به تبعیت از آن سرعت سوئیچینگ گیت طراحی شده افزایش پیدا خواهد کرد.

نتيجهگيرى

با توجه به ساختار بهینه شده، میلههای دیالکتریک از جنس سیلیکون و میله های تشدیدگر از ماده غیر خطی سیلیس مذاب طراحی شده است که ضریب شکست غیر خطی آن $\frac{cm^2}{w}^{10-10} \times 8$ می باشد که ساخت این نوع سیستم ساده و ارزان خواهد بود. برای ساختار مطرح شده در این مقاله نسبت کنتراست در مقدار قابل قبول ۱۹/۵۶ دسی بل و زمان تاخیر دستگاه برای بدون و با ورودی A ، ۱۹/۵۷ و ۸۶/۰ پیکو ثانیه بدست آمد که حاکی از سرعت انتقال بالای اطلاعات است که زمان تاخیر بسیار کم و طول موج کاری نیز ۱۵۵۰ نانومتر میباشد که بسیار سریع تر و دقیق تر از کارهای گزارش شده قبلی خواهد بود.

مرجعها

- [1] A. Mohebzadeh Bahabadi, S. Olyaei, "design of an All-optical AND Logic gate based on photonic crystal with small dimensions suitable for integrated optical circuts," Journal of applied electromagnetics, Volume 6, issue 2, pages 53-59, Autumn & Winter 2018
- [2] A.Pashamehr, M.zavvari, H.Alipour-Banaei,"Alloptical AND/OR/NOT logic gates based on photonic crystal ring resonators," opteoelectron, , Vol. 9, 9(4):578-854, 2016
- [3] Vishakha Saini," Design and performance analysis of 2-D photonic crystal all Optical Logic Gate," Department of electronics and communication engineering, 2017
- [4] Aryan Salmanpour, Shahram Mohammadnejad, Pedram Taghinejad," All-optical photonic crystal NOT and OR logic gates using nonlinear Kerr

effect and ring resonators,"Optical and Quantum Electronics, Volume 62, issue 9,693-700, 2014

[5] Ehsan veisi, Mahmood seifouri, Saeed olyaee,"A novel design of all-optical high speed and ultracompact photonic crystal AND logic gate based on the Kerr effect"Applied physics B,127,70, 2021



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



شبیهسازی نوری و الکتریکی سلول خورشیدی CIGS با لایه بافر جایگزین ZnS

گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، ایران، اصفهان

محمدباقرطباطبایی نایینی، حمیدرضا فلاح، مرتضی حاجی محمودزاده، علی حیدری فرد

Baghertaba@sci.ui.ac.ir, hfallah@sci.ui.ac.ir, m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir, Alioptic0073@gmail.com

سلولهای خورشیدی لایه نازک CIGS، درمقایسه با سلولهای خورشیدی سیلیکون بلوری، می توان بر روی انواع زیرلایههایی مانند شیشه و فویلهای انعطاف پذیر با انواع روشهای تحت خلا و غیرخلا ساخت. در بیشتر ساختارهای استاندارد سلول خورشیدی CIGS از CdS به عنوان لایه بافر استفاده می شود. کادمیوم مادهای سمی است و احتمال آلودگی و مسمویت حین کار با این ماده در آزمایشگاه دور از ذهن نیست. به همین خاطر مواد جایگزینی برای CdS به عنوان لایه بافر مورد مطالعه و بررسی قرار گرفتهاند. در این مقاله قصد داریم تا قبل از ساخت، سلول خورشیدی CIGS را با استفاده از نرمافزار لومریکال با لایه بافر حوی سیس شبیه سازی کنیم. در این شبیه سازی ابتدا ساختاری با لایه بافر CGS را با استفاده از نرمافزار لومریکال با لایه بافر جایگزین ZnS شبیه سازی کنیم. در این شبیه سازی ابتدا ساختاری با لایه بافر CGS را شیه سازی کرده و به بازده ۲۲/۶۸ درصد رسیدیم و سپس با استفاده از لایه بافر جایگزین ZnS توانستیم به بازده ۲۲/۸۲ درصد برسیم.

Optical and electrical simulation of CIGS_based solar cell with ZnS alternative buffer layer

Department of Physics, Isfahan University, Isfahan, Iran

Mohammadbagher Tabatabae, Hamidreaza fallah, Morteza hajymahmoodzade, Ali heidaryfard

Baghertaba@sci.ui.ac.ir, hfallah@sci.ui.ac.ir, m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir, Alioptic0073@gmail.com

Abstract- CIGS thin film solar cells, compared to crystalline silicon solar cells, can be fabricated on a variety of substrates such as glass and flexible foils by a variety of vacuum and non-vacuum methods. In most standard CIGS solar cell structures, CdS is used as a buffer layer. Cadmium is a toxic substance and the possibility of contamination and poisoning while working with this substance in the laboratory is not out of mind. Therefore, alternative materials for CdS as a buffer layer have been studied and investigated. In this article, we are going to simulate the CIGS solar cell using Lumerical software with ZnS replacement buffer layer before manufacturing. In this simulation, we first simulated a structure with a CdS buffer layer and achieved an efficiency of 22.68%, and then using an alternative buffer layer of ZnS, we were able to achieve an efficiency of 22.82%.

Keywords: Thin film solar cell,CIGS_based solar cell,Buffer layer,Lumerical

مقدمه

بشر همچنان در تلاش است که بتواند روزی تمام انرژی الکتریکی خود را از خورشید تهیه کند. به پدیدهای که در اثر تابش نور، الکتریسیته تولید می کند پدیده فوتوولتائیک می گویند[۱]. سه ماده مختلف برای ساخت سلولهای خورشیدی لایه نازک استفاده می شود که عبارتند از: سیلیکون بی شکل، کادمیوم تلوراید(Cd) و مس ایندیوم گالیوم دی سلناید(CIGS).

ساختار نوعی سلول خورشیدی CIGS در شکل ۱ نشان داده شده است. در حالی که مطابق شکل ۱ ساختار Glass/Mo/CIGS/CdS/i:ZnO/ZnO:Al معمول و





شکل ۱: ساختار سلول خورشیدی لایه نازک CIGS [۲].

در بیشتر ساختارهای استاندارد سلول CIGS لایه بافر CdS است که به روش حمام شیمیایی رسوب داده میشود. در مسیر بهینه سازی و توجه به جنبههای زیست محیطی و آثار زیان بار CdS به محیط زیست، مواد جایگزین CdS توجه بیشتری را در اواخر قرن به خود جلب کردند. همچنین ماژولهای خورشیدی CIGS با لایههای بافر جایگزین بر پایه کالکوژنیدهای روی و ایندیوم در سالهای اخیر وارد تولیدات صنعتی شدهاند[۱]. جایگزینی لایه بافر CdS با مواد دیگر از دو جهت میباشد:

۱- افزایش چگالی جریان اتصال کوتاه با اجتناب از جذب
 در ناحیه طول موج آبی.

۲- مطابق با دستورالعملهای ROHS برای کاهش Cd در دستگاههای الکترونیکی[۱].

نتیجه گیری کلی در تحقیقات دو دهه گذشته مرتبطترین مواد برای جایگزینی CdS، فیلمهای مبتنی بر ZnS، مواد برای جایگزینی In₂S₃، Zn_{1_x}Mg_xO حمام شیمیایی، کندوپاش و غیره لایهنشانی شدهاند[۳]. حمام شیمیایی، کندوپاش و غیره لایهنشانی شدهاند[۳]. مزیت اصلی این مواد جایگزین بزرگتر بودن نوار انرژی آنها نسبت به CdS است (به جز برای In₂S₃ Zo نوار انرژی آنها آن بین ۲ev تا ۲/۸ev گزارش شده است) ، بنابراین جذب نور آبی در این مواد نسبت به بافر CdS بسیار کمتر میشود[۴]. CdS راین مواد نسبت به بافر CdS بسیار کمتر میشود[۴]. Nay Zn_{1_x}Mg_xO این مواد نسبت به بافر نوع n هستند و بنابراین برای جاذبهای کالکپیرایت نوع برای جایگزینی با CdS است[۵]. ZnS مادهای غیر سمی و با هزینه نسبتا پایین است. ZnS, ZnS یکی از مورد مطالعهترین لایههای بافر بدون CdS برای جایگزینی با CBD-CdS است[۵].

موارد جایگزین زیادی بویژه برای زیرلایه و لایه بافر تست و بررسی شدهاند و حتی خیلی از آنها توسط شرکتهای تولید کننده CIGS استفاده می شود.

شبیه سازی

شبیه سازی سلول خورشیدی در نرم افزار لومریکال در دو مرحله انجام میشود، در مرحله اول شبیه سازی نوری که

¹ Restriction on the use of certain Hazardous Substances.

در ماژول FDTD انجام میشود و میزان جذب نور در ساختار بررسی میشود و پس از آن با استفاده از نتایج شبیه سازی نوری، شبیه سازی الکتریکی در ماژول Device سلول انجام میشود. منبع نوری مورد استفاده در این طراحی بر اساس منبع نوری نرم افزار یک منبع نوری موج تخت قرار داده شد که طیف نوری ۳۰۰ نانومتر تا ۱۱۰۰ نانومتر را شامل میشود. مشخصات الکتریکی و ضخامت لایه های موجود در دو ساختار CdS و ZnS در جدول زیر آمده است:

جدول۱:مشخصات الکتریکی و ضخامت لایههای موجود در ساختار[۶]

	CIGS	CdS	ZnO	ZnS
Dc permittivity	13.6	10	9	8.37
Work function(ev)	4.83	6.07	4.71	5.4
$m_n(1/m_e)$	0.09	0.21	0.248	0.37
$m_p(1/m_e)$	0.72	1.015	0.801	0.57
Eg(ev)	1.2	2.56	3.3	3.54
$n_i(1/cm^3)$	2.68e08	0.0024	1.42e-09	1.43e-11
Thickness(µm)	2	0.05	0.05	0.1

برای این شبیه سازی از اطلاعات موجود در مرجع ۶ استفاده شده است، که در جدول۲ مشاهده میشود. ساختار مربوط به شبیه سازی سلول خورشیدی CIGS با لایه بافر CdS در شکل ۲ مشاهده می شود.



شکل ۲: تصویر سلول خورشیدی طراحی شده در ماژول FDTD با لایه بافر CdS

میزان جذب، عبور و بازتاب از ساختار سلول خورشیدی CIGS بالا را در شکل۳ مشاهده می کنیم. همانطور که

دیده می شود جذب بالا در ساختار به دلیل ضریب جذب بالای CIGS (۱۰^۵cm^{-۱}) میباشد.



شکل ۳:نمودار عبور،بازتاب و جذب سلول خورشیدیCIGS با لایه بافر CdS

با استفاده از نتایج شبیه سازی نوری، شبیه سازی الکتریکی را انجام داده و بازده سلول ٪۲۲/۶۸ بدست آمد. نمودار ولتاژ-جریان ساختار بالا در شکل۵ مشاهده می شود.



شبیه سازی سلول خورشیدی CIGS با لایه بافر ZnS

ساختار سلول خورشیدی CIGS با لایه بافر جایگزین ZnS مطابق شکل ۴ است. این ساختار پس از چند مرحله بهینه سازی در ضخامت لایههای ZnS و ZnO به دست آمده است. نمودار عبور،بازتاب و جذب برای این ساختار را در شکل ۸ به ترتیب مشاهده میکنیم. 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

توجه به اینکه لایه بافر ZnS نسبت به CdS دارای نوار انرژی بزرگتری است و در نتیجه میزان جذب نور آبی در لایه بافر ZnS نسبت به CdS کمتر است،که این موضوع را میتوان در نمودارهای مربوط به جذب دو ساختار با هم مقایسه کرد، درنتیجه ساختاری با لایه بافر جایگزین ZnS، پس از انجام بهینه سازی بازدهی آن ۰/۲ درصد بهبود یافته است.

جدول۲:مقایسه نتایج بدست آمده از شبیه سازی دو ساختار

Buffer	J _{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF(%)	Eff. (%)
CdS	31.23	0.85	85	22.68
ZnS	31.34	0.85	85	22.82

مرجعها

- [1] V. Petrova-Koch, R. Hezel, and A. Goetzberger, *High-efficient low-cost photovoltaics*. (Springer, 2008).
- [2] F. Elhady, M. Fedawy, and T. M. Abdolkader, Journal of Basic and Environmental Sciences 8, 36 (2021).
- [3] Nakamura, M., et al. (2019). "Cd-free Cu (In, Ga)(Se, S) 2 thin-film solar cell with record efficiency of 23.35%." (6): 1863-1867.
- [4] Witte, W., et al. (2014). "Substitution of the CdS buffer layer in CIGS thin-film solar cells: Status of current research and record cell efficiencies." 26(1): 23-27.
- [5] Naghavi, N., et al. (2010). Progress in Photovoltaics: Research and Applications **18**(6): 411-433(2010).
- [6] Reinhard, P., et al. (2012). Review of progress toward 20% efficiency flexible CIGS solar cells and manufacturing issues of solar modules. 2012 IEEE 38th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) PART 2, IEEE.



شکل ۴:تصویر سلول خورشیدی با لایه بافر جایگزین ZnS طراحی شده در ماژول FDTD شامل ناحیه شبیه سازی ، ناحیه نرخ تولید الکترون و حفره و منبع نور



شکل ۵: نمودار عبور،بازتاب و جذب سلول خورشیدیCIGS با لایه بافر CdS

با استفاده از نتایج شبیه سازی نور شبیه سازی الکتریکی برای سلول خورشیدی با لایه بافر جایگزین نیز انجام شد و بازدهی ٪۲۲/۸۲ بدست آمد. نمودار ولتاژ-جریان این ساختار نیز در شکل ۹ مشاهده می شود.



نتيجهگيرى

در جدول ۲ نتایج بدست آمده از شبیه سازی در دو ساختار مشاهده می شود. همانطور که در قبل دیدیم در با



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



بررسی دینامیک کلاستر آرگون ۳۰ نانومتر در برهمکنش با پالس لیزر فمتوثانیه براساس مدل اصلاح شدهی نانوپلاسما

صديقه سادات طبائي عقدائي، عليرضا نيكنام، رضا مسعودي*

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

s.tabaeeaghdaee@mail.sbu.ac.ir,a-niknam@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده-در این مقاله دینامیک برهمکنش کلاسـتر آرگون با پالس لیزر فمتوثانیه با استفاده از مدل اصلاح شدهی نانوپلاسما بررسی شـدهاسـت. همچنین بر اسـاس این مدل، تاثیر پالس گاوسی بر شعاع کلاستر، دما، چگالی و نرخ فرار الکترونها مورد بررسی قرار گرفت. با بهبود فرمولبندی فرکانس برخورد الکترون و به دست آوردن پارامترهای فیزیکی بهینه، رفتار کلاسترها با شعاع بزرگتر از ۲۰ نانومتر مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت.

كليد واژه- پالس فمتوثانيه، كلاستر آرگون، مدل نانوپلاسما

Investigation of 30nm argon cluster dynamics in interaction with femtosecond laser pulse based on modified Nano plasma model

Sedighe Sadat Tabaee Aghdaee, Ali Reza Niknam, Reza Massudi* Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran s.tabaeeaghdaee@mail.sbu.ac.ir,a-niknam@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract- In this article, the interaction dynamics of argon cluster with femtosecond laser pulse were investigated using a modified nanoplasma model. Based on this model, the effects of the Gaussian pulse on the cluster radius, temperature, density, and the electron escape rate were investigated. By improving the electron collision frequency formulation and obtaining the optimal physical parameters, the behavior of clusters with radii larger than 20 nm was analyzed.

Keywords: Femtosecond pulse, argon cluster, nanoplasma model

مقدمه

ذرات با انرژی بالا بودهاست. یکی از مهمترین چالشهای برهمکنش لیزر با ماده تعیین نوع هدفی است که مورد مطالعه قرار می گیرد. هدفهای گاز و جامد دو نوع هدف مرسوم هستند ولی بازدهی جذب انرژی هدف گاز کم است و برای هدف جامد وجود ذرات ناخواسته سبب کاهش بازدهی میشود ولی از طرفی جذب انرژی بالا است. در این بین کلاسترها خواص هر دو هدف گازی و جامد را که به ترتیب شامل تمیز بودن باریکه و جذب انرژی بالا است، دارا میباشند[1]. هدفهای کلاستری به دلیل عدم تعویض

در سالهای اخیر مطالعات فراوانی روی بررسی برهمکنش پالسهای لیزری فوق کوتاه (طول پالس کمتر از یک پیکوثانیه) و شدید (قله پالس بیش از $10^{15} W/_{cm^3}$) با مواد صورت گرفتهاست[1]. در این آزمایشها معمولا به مطالعهی برهمکنش پالس لیزری شدید با گازهای کم چگالی (با چگالی کمتر از $10^{19} atom/_{cm^3}$) و یا جامدات پرداخته با چگالی بالا (تقریبا برابر $10^{23} atom/_{cm^3}$) پرداخته شدهاست[2]. هدف این مطالعات تمایل به تولید فوتونها و

$$\begin{aligned} +\frac{3}{32} \left(\frac{I_P}{U_P}\right)^2] \times \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{I_P}{2U_P}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{I_P}{2U_P}}} - \left(\frac{7}{2} + \frac{3I_P}{8U_P}\right) \\ \times \sqrt{1 - \frac{I_P}{2U_P}} \\ \times \sqrt{1 - \frac{I_P}{2U_P}} \\ \times \sqrt{1 - \frac{I_P}{2U_P}} \\ \text{e and the equation of the$$

 $v_{ei} = 8 \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 (V_e)^3} \ln \Lambda$ (7) و برای مقادیر $\hbar\omega_{las} \gg kT_e$ از رابطهی زیر بدست

$$v_{ei} = 8 \frac{Z^2 e^4 n_i}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_e^2 (V)^3} \ln \Lambda$$
 (Y)

که در آن لگاریتم استاندارد کولنی عبارتست از[3]:

$$ln\Lambda = \frac{1}{4} \ln \left[\frac{m_e V_{osc}^2}{\hbar \omega_{las}} \right]$$
(۸)

آنها بعد از هر شات لیزری و عدم فرار الکترونهای پرانرژی مورد توجهی محققان قرار گرفتهاست[2]. ازاین رو محققان، با ارائهی مدلهای مختلف سعی در توصیف عملکرد کلاستر در اثر برهمکنش با لیزر داشتهاند. یکی از این روش ها مدل نانوپلاسما نامیده میشود که توسط آقای دتمایر و همکارانشان در سال ۱۹۹۶ برای توصیف مکانیسم جذب و یونیزاسیون در کلاسترهای بزرگ بیان شد[2]. در این پژوهش ما نیز از مدل نانوپلاسما استفاده می کنیم اما برای فرکانس برخورد الکترون، مدل اصلاح شده توسط میچئو و همکارانشان[3] و مگی و همکارانشان[4] را به کار میریم. بنابراین براساس این مدل، تغییرات پارامترهای یک کلاستر با شعاع ۳۰ نانومتر حین برهم کنش با پالس لیزر فمتوثانیه مورد بررسی قراردادیم.

مبانی نظری

طبق مدل نانوپلاسما فرآیند برهمکنش شامل سه بخش اصلی یونش، گرمایش و انبساط است. وقتی که پالس لیزری به کلاستر تابیده میشود اولین فرآیندی که رخ میدهد یونش اپتیکی است. طبق این مدل در ابتدای برهمکنش لیزر و کلاستر اتمها از طریق پدیدهی تونلزنی با آهنگ زیر یونیده میشوند[2]:

$$W_{tun} = \omega_s \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}|m|!(l-|m|)!} (2)^{2n^*}$$

$$\frac{1}{1} \qquad (1)$$

$$n^{*} \Gamma(n^{*} + l^{*} + 1) \Gamma(n^{*} - l^{*}) \\ \left(\frac{4\omega_{s}}{\omega_{t}}\right)^{2n^{*} - |m| - 1} exp \frac{-4\omega_{s}}{3\omega_{t}}$$

که $\frac{Ip}{\hbar}$, $\omega_s = \frac{Ip}{\sqrt{2m_l I_p}}$, $\omega_t = \sqrt{\frac{e E_0}{2m_l I_p}}$, $\omega_s = \frac{Ip}{\hbar}$ است. در این روابط I_p پتانسیل یونش، \hbar ثابت پلانک، E_0 پوش میدان الکتریکی لیزر، r^* عدد کوانتومی موثر، E_s^h پتانسیل یونیزاسیون هیدروژن، I_l , I به ترتیب عدد کوانتومی تکانهی زاویهای و مغناطیسی، p بار الکترون است. در ادامه به واسطهی برخورد الکترونهای آزاد با یونها و اتمها نرخ یونش افزایش پیدا میکند. آهنگ یونیزاسیون برخوردی ناشی از نوسان الکترون در میدان لیزری برابر خواهد بود با[2]:

$$W_{las} \approx n_e \frac{a_i q_i}{2\pi I_P (m_e U_P)^{\frac{1}{2}}} \{ [+\frac{I_P}{U_P}]$$
 (Y)

با توجه به رفتار ماده در حالت تشدید، سطح داخلی کلاستر به عنوان یک سطح پراکندگی در نظر گرفته می شود و عکس مدت زمانی که الکترون می پیماید تا به سطح برخورد کند به عنوان فرکانس برخورد با سطح برای الکترون تعریف می شود[4]:

$$v_s = \frac{V}{r} = \frac{\sqrt{V_{osc} + V_{kT}}}{r} \tag{9}$$

که در آن r شعاع کلاستر، $\frac{e E_0}{m_e \omega} = V_{osc}$ سرعت نوسان الکترون در میدان لیزر و $\frac{3 KT_e}{m_e} = \sqrt{V_{al}}$ میانگین سرعت گرمایی الکترون است. آهنگ گرمای انتقال یافته از میدان لیزر به کلاستر برابر با ذخیرهسازی انرژی درون یک دیالکتریک با تابع پاسخ 3 برابر است با[2]:

 $\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right) = \frac{1}{8\pi} \frac{9\nu_e \,\omega^2 \omega_p^2}{9\omega^2(\omega^2 + \nu_e^2) + \omega_p^2(\omega_p^2 - 6\omega^2)} \tag{(1.)}$

فرآیند انبساط درون کلاستر تحت تاثیر دو نیروی هیدرودینامیکی الکترونهای داغ و نیروی کولنی بین یونهای برجای مانده پس از فرار الکترونها رخ میدهد. با توجه به این دو نیرو تغییرات شعاع کلاستر به صورت زیر است[2]:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = 5 \frac{P_e + P_{coul}}{n_i m_i r}$$
(11)

که در آن $n_i e = n_e K T_e$ و جرم یون و $P_e = n_e K T_e$ و $P_{coul} = \frac{(Qe)^2}{8\pi r^4}$ به ترتیب فشار هیدرودینامیکی و کولنی بر هستند. طبق این رابطه نرخ تغییرات شعاع به بار کولنی بر جای مانده (Qe) وابسته است؛ با محاسبهی نرخ فرار الکترونها، میتوان بار برجای مانده را محاسبه کرد. با استفاده از هندسه کلاستر و مسافت آزاد میانگین الکترون نرخ فرار از رابطهی زیر به دست میآید[2]:

$$W_{FS} = n_e \frac{2\sqrt{2\pi}}{m_e^2 (kT_e)^{\frac{1}{2}}} (K_{esc} + kT_e)$$
(17)

$$\exp\left(\frac{-K_{esc}}{kT_{e}}\right) \times \begin{cases} \frac{1}{4r} (12r^{2} - \lambda_{e}^{2}) & \lambda_{e} < 2r \\ 4r^{2} & \lambda_{e} > 2r \end{cases}$$

$$E(2)$$

$$E(T)^{2}$$

$$\lambda_e(cm) = 7.7 * 10^{12} \frac{(KT_e)}{n_e z \ln \Lambda}$$
 (۱۳)
و K_{esc} حداقل انرژی لازم برای فرار الکترون از کلاستر برابر
با انرژی پتانسیل کولنی روی سطح کلاستر است[2]:

$$K_{esc} = \frac{(Q+1)e^2}{r}$$
(۱۴)
از طرفی انبساط کلاستر سبب کاهش دمای الکترونها
خواهد شد، به طوری که[2]:

$$\frac{dT_e}{dt} = -2\frac{T_e}{r}\frac{dr}{dt}$$
(۱۵)

محاسبات عددی

در این بخش با حل معادلات جفتشده ی (۱،۲،۳،۱۰،۱۱،۱۲،۱۵) به بررسی تغییرات پارامترهای کلاستر شامل شعاع کلاستر، دما و چگالی الکترونهای آن در حین برهم کنش با پالس لیزر فمتوثانیه می پردازیم. 30 nm تغییرات پارامترهای کلاستر آرگون با شعاع اولیه nm در تر اثر برهم کنش با پالس لیزر به طول زمانی fs 150 با در اثر برهم کنش با پالس لیزر به طول زمانی fs 150 با شدت $\frac{w}{cm^2}$ 10¹⁶ و طول موج nm 800 مطابق شکل (۱)



شکل ۱: (الف) میدان الکتریکی در داخل و خارج کلاستر (ب) تغییرات دمای الکترون (ج) تغییرات شعاع (د) نسبت فرار الکترونها به الکترونهای آزاد (ه) تغییرات چگالی الکترونها درون کلاستر آرگون به شعاع 30nm دراثر برهمکنش با پالس لیزر به طول زمانی 150 fs، شدت $\frac{w}{cm^2}$

با ورود پالس لیزر، الکترونهای کلاستر ابتدا از طریق یونش تونل زنی آزاد می شوند و چگالی الکترون به سرعت رشد پیدا می کند. با توجه به تابع پاسخ کلاستر برای

فرکانسهای کمتر از فرکانس تشدید، محیط همچون محيط رسانا عمل مي كند و بازتاب نور را خواهيم داشت. بنابراین در این حالت الکترونهای آزاد کلاستر نسبت به میدان خارجی به گونهای جهتگیری میکنند که میدان درون کلاستر به کمترین میزان ممکن خودش مىرسد(شكل١-الف). بنابراين يونش اپتيكى به كمترين مقدار خودش میرسد و سهم یونش برخوردی افزایش پیدا می کند. در اثر برخورد الکترونها با یونها از طریق تابش ترمزی معکوس انرژی لیزر درون کلاستر جذب می شود و باعث گرم شدن کلاستر می شود (شکل ۱-ب). دمای الكترون روند افزايشي پيدا ميكند و انبساط هیدرودینامیکی شروع می شود (شکل ۱-ج) و یون ها نیز به دنبال آن کشیده می شوند و در نتیجه ی این فرآیند چگالی کلاستر کاهش پیدا می کند(شکل۱-د). در ادامه، فرکانس ورودی با فرکانس تشدید برابر می شود انرژی الکترونها بیشینه می شود و یونش خارجی صورت می گیرد (شکل ۱-ه). بنابراین تجمع بار فضایی مثبت روی کلاستر افزایش یافته و انفجار کولنی خواهیم داشت. شعاع کلاستر به سرعت زیاد شده و خنکسازی و انبساط کلاستر اتفاق میافتد. بنابراین در اثر فرار الکترونها و انفجار کولنی چگالی الکترون کاهش چشمگیری خواهد داشت که در نتیجهی آن سهم برخوردها کاهش یافته و آهنگ جذب انرژی ناچیز میشود.

در اثر برخورد الکترون با یون، به دلیل نیروی کولنی، الکترون از مسیر حرکتش منحرف میشود. بنابراین الکترون آزاد شده داخل کلاستر در قید مجموعهای از یونها قرار دارد. به طوریکه هرگاه الکترون به سطح کلاستر نزدیک میشود، حرکتش تحت تاثیر پتانسیل یونها میباشد و از مسیر خود منحرف شده و با سطح برخورد میکند. تحت این شرایط اگر انرژی الکترون بیش از پتاسیل یونها باشد میتواند از قید کلاستر فرار کند و یونش خارجی اتفاق میافتد.

فرکانس برخورد الکترون-یون در نزدیکی تشدید کاهش پیدا می کند به طوریکه شاهد افزایش میدان داخلی نسبت به میدان خارجی می شویم(شکل۲ نمودار بنفش). بنابراین برای اینکه میدان داخل کلاستر واگرا نشود فرکانس

برخورد الکترون-سطح نیز در نظر گرفته شد تا کاهش فرکانس برخورد جبران شود و میدان داخل کلاستر به مقدار متعادلی برسد(شکل۲ نمودار قرمز).



شکل ۲: فرکانس برخورد الکترون بر حسب زمان. نمودار قرمز مجموع فرکانس برخورد الکترون-یون و سطح و نمودار بنفش فرکانس برخورد الکترون-یون

نتيجهگيرى

در این پژوهش با استفاده از مدل نانوپلاسما و فرکانس برخورد الکترون بهبودیافته، اثر پالس گاوسی فمتوثانیه بر شعاع کلاستر، دما، چگالی و نرخ فرار الکترونها مطالعه شد. نتایج نشان میدهد که ویژگیهای کلاستر به دامنهی مدان لیزر و فرکانس لیزر وابسته است. همچنین نشان دادیم که نتایج به دست آمده با استفاده از مدل برخوردی اصلاح شده به نتایج تجربی همخوانی بیشتری دارد.

مرجعها

- I. Yamada, J. Matsuo, N. Toyoda, T. Aoki, and T. Seki, "Progress and applications of cluster ion beam technology," *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, vol. 19, no. 1, pp. 12–18, Feb. 2015, doi: 10.1016/j.cossms.2014.11.002.
- T. Ditmire *et al.*, "The Interaction of Intense Laser Pulses with Atomic Clusters," *Phys. Rev. A*, vol. 53, no. 5, p. 3379, 1996, doi: 10.1103/PhysRevA.53.3379.
- [3] S. Micheau, H. Jouin, and B. Pons, "Modified nanoplasma model for laser-cluster interaction," *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 77, no. 5, May 2008, doi: 10.1103/PhysRevA.77.053201.
- [4] F. Megi, M. Belkacem, M. A. Bouchene, E. Suraud, and G. Zwicknagel, "On the importance of damping phenomena in clusters irradiated by intense laser fields," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 36, no. 2, pp. 273–282, Jan. 2003, doi: 10.1088/0953-4075/36/2/308.



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



بررسی اثر توزیع فضایی پالس فمتوثانیه بر شکل میکروساختار ایجاد شده روی سطح فیلم نازک فلزی ملیکا اسماعیلی، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران mel_esmaeili@sbu.ac.ir, a_arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده – تابش پالس لیزری فمتوثانیه روی سطح فیلم فلزی توانایی ایجاد ساختارهایی با ابعاد میکرومتری در سطح آن را دارد. امروزه این روش به یکی از روش های بسیار کاربردی در حوزه پردازش سطح مواد تبدیل شده است. شکل و اندازه این ساختارها در کاربرد آنها حائز اهمیت بوده و بسیار وابسته به مشخصات پالس تابیده شده و فیلم فلزی میباشد. در این مقاله اثر توزیع فضایی پالسهای فمتوثانیه روی شکل ساختار ایجاد شده در سطح فیلم نازک فلزی طلا با حل معادلات دو دمایی و مدل ترموالاستوپلاستیک نشان داده میشود. نتایج بدست آمده تاثیر مستقیم توزیع فضایی پالس را روی شکل ساختارها نشان میدهد. برای اطمینان از صحت این ادعا، آزمایش تجربی نیز انجام و نتایج مورد بررسی قرار گرفته شده است.

کلید واژه- لاگر-گوسی، لیزر پالسی فمتوثانیه، میکروجت، ، میکروماشینکاری

Investigating the effect of the spatial distribution of femtosecond laser pulse on the microstructure shape formed on the surface of the thin metal film

Melika Esmaeili, Atoosa Sadat Arabanian, Reza Masudi Laser And Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran mel esmaeili@sbu.ac.ir, a arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract –Irradiation of femtosecond laser pulse on the surface of the metal film has the ability to create micrometer-sized structures on its surface. Today, this method has become one of the most practical methods in the field of material surface processing. The shape and the size of these structures are important in the application of these structures and are highly dependent on the characteristics of the irradiated pulse and the metal film. In this article, the effect of different spatial distributions of femtosecond laser pulses on the structure created on the surface of gold metal thin film is shown by solving two-temperature equations and thermo-elastoplastic model. The obtained results illustrate the direct effect of the spatial distribution of femtosecond pulses on the shape of the structure. In order to ensure the validity of this purport, an experimental implementation is carried out.

Keywords: femtosecond pulse laser, Laguerre-Gaussian, microjet, micromachining

با توزیع فضایی مختلف نظیر (TEM00), (TEM01) و (TEM10)، حل و سپس معادلات الاستوپلاستیک برای محاسبه تغییر شکل فیلم مورد استفاده قرار می گیرد. سپس آزمایش تجربی جهت نشان دادن تاثیر مستقیم توزیع فضایی روی شکل ساختار انجام می شود.

اصول و تئوری

فرض کنید یک پالس فوق کوتاه با انرژی پالس مشخص، به سطح یک فلز میتابد. الکترونهای آزاد فلز انرژی فوتونهای تابشی را جذب میکنند، انرژی جنبشی آنها افزایش پیدا کرده و در نتیجه دمای آنها افزایش مییابد. سپس، الکترون ها بواسطه برخورد، در یک بازه زمانی در حدود طول پالس، به تعادل گرمایی میرسند. پس از آن برهمکنش این الکترون ها با شبکه سرد فلز (در چند ده پیکوثانیه) باعث می شود با شبکه سرد فلز (در چند ده پیکوثانیه) باعث زمانهای تعادل حرارتی الکترون-الکترون و الکترون-شبکه و مقایسه آنها با مدت پالس، یک رژیم غیرتعادلی برای دمای الکترون و شبکه بوجود میآید. مدل دو دمایی می تواند برای توصیف جذب انرژی لیزر توسط الکترون های آزاد، تعادل دمای الکترون-شبکه و محاسبه دمای شبکه استفاده شود. این مدل دمای الکترون و شبکه را به صورت زیر توصیف می کند[۲].

$$\begin{split} C_{e}(T_{e}) \frac{\partial T_{e}}{\partial t} &= k_{e} \nabla^{2} T_{e} - g(T_{e} - T_{l}) \\ &+ Q(r.t) \quad (1) \end{split}$$

$$\begin{split} C_{l} \frac{\partial T_{l}}{\partial t} &= k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \quad (\Upsilon) \\ c_{l} \frac{\partial T_{l}}{\partial t} &= k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \quad (\Upsilon) \\ c_{l} |_{bt} = k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \quad (\Upsilon) \\ c_{l} |_{bt} = k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \\ c_{l} |_{bt} |_{bt} = k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \\ c_{l} |_{bt} |_{bt} = k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \\ c_{l} |_{bt} |_{bt} |_{bt} = k_{l} \nabla^{2} T_{l} + g(T_{e} - T_{l}) \\ c_{l} |_{bt} \\ c_{l} |_{bt} |_{bt}$$

مقدمه

در سالهای اخیر، یردازش مواد مختلف از جمله فلزات، انواع دی الکتریک ها و ...، یکی از حوزههای مورد توجه برای محققین بوده است. ایجاد ساختارهای میکرومتری روی سطح مواد، منجر به تغییر خواص اپتیکی و مکانیکی آن خواهد شد. برای مثال ایجاد ساختار های نوک تیز بر سطح فیلم فلزی می تواند باعث ایجاد آبگریزی در آن و یا تغییر ضریب بازتاب فیلم شود. شکل گیری چنین ساختارهایی با روش هایی مانند لیتوگرافی و تابش پالس کوتاه و فوق کوتاه بر سطح ماده امکان پذیر است. در روش لیتو گرافی به واسطه استفاده از ماسک برای ایجاد ساختارها، امکان ایجاد ساختار هایی با اشکال متفاوت و خاص وجود دارد اما با وجود این مزیت، مستلزم هزینه های زیاد جانبی نظیر تنظیم کننده ماسک و ... می باشد. بعلاوه محدودیت هایی از جمله، قابلیت استفاده تنها برای موادی خاص و نیز عدم توانایی ایجاد ساختار بر روی سطوح دارای انحنا، را دارد. یک روش ساده تر استفاده از لیزر های یالسی فوق کوتاه است که مزایایی از جمله توانایی پردازش در سطح همه مواد و در سطوح متفاوت حتى غير تخت، توانايي ايجاد ساختار هايي با ابعاد متفاوت حتى كوچكتر از حد پراش اپتيكى سيستم و همچنین صرف زمان کم برای پردازش، است[۱]. با تابش پالس فوق کوتاه با انرژی مناسب بر فیلم نازک فلزی، دمای فیلم بصورت جایگزیده افزایش یافته و فیلم بدون ایجاد اثرات پخش حرارتی، تغییر شکل میدهد. این افزایش دما باید بگونهای باشد که دمای فیلم در مرکز ناحیه تابش، به بیشتر از دمای ذوب آن برسد اما تبخیر نشود. پارامترهای مختلف پالس نظیر انرژی، طول پالس و توزیع فضایی پالس می تواند بر شکل و اندازه ساختار ایجاد شده اثر گذار باشد. در این مقاله به بررسی اثر توزیع فضایی پالس بر شکل ساختارها پرداخته می شود. ابتدا معادلات دو دمایی برای محاسبه تغییر دمای فیلم نازک فلزی تحت تابش پالس ها

$$\frac{\partial \sigma_{\rm rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rm rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{\rm rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \qquad (\pounds)$$

$$\frac{\partial \sigma_{\rm rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rm zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{\rm rz}}{r}$$
$$= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \qquad (\nu)$$

$$\sigma_{zz}$$

$$= \lambda \operatorname{div} D + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \qquad (\lambda)$$

 $\sigma_{\rm rr} = \lambda \, div \, D + 2\mu \, \frac{\partial u}{\partial r} \tag{9}$

 $\sigma_{\theta\theta}$

$$= \lambda \operatorname{div} \mathbf{D} + 2\mu \frac{\mathbf{u}}{\mathbf{r}} \tag{1.1}$$

$$\sigma_{\rm rz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \tag{11}$$

در این روابط، ρ ، **D**، **u**، **w**، ρ و μ بترتیب چگالی ماده، جابجایی در راستای ارتفاع، جابجایی در راستای شعاع، بردار جابجایی و ثوابت لامه هستند. ثوابت لامه از مشخصات مکانیکی ماده میباشند.

نتايج شبيهسازى

محاسبات به ازای تک پالس فمتوثانیه به طول fs۱۰۰ و شار فرودی $J/_{cm^2}$ ۱/۴ ، با توزیع های فضایی لاگر-گاوسی با مرتبههای (۰و۰)، (۱و۰) و (۰و۱) که بر روی سطح فیلم طلا به ضخامت ۶۰ نانومتر لایه نشانی شده بر بستر شیشه، به شعاع باریکه ۱ میکرون کانونی شده است انجام میشود. نتایج برای توزیع حرارتی و تغییر شکل ایجاد شده در ناحیه تابش و تغییر شکل ایجاد شده در فیلم بصورت زیر است.



$$Q_{00} = \frac{2F_0}{\tau_L} \sqrt{\frac{ln2}{\pi}} (1 - Re_f)$$

$$\times exp\left(-4\ln\left(\frac{t}{\tau_L}\right)^2\right) exp\left(-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right) exp\left(-\frac{z}{d}\right) \qquad (r)$$

$$Q_{01} = \frac{2F_0}{\tau_L} \sqrt{\frac{ln2}{\pi}} (1 - Re_f)$$

$$\times exp\left(-4\ln\left(\frac{t}{\tau_L}\right)^2\right)\frac{r}{R_0}exp\left(\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right)exp\left(-\frac{z}{d}\right) \tag{(f)}$$

$$Q_{10} = \frac{1}{\tau_L} \sqrt{\frac{\pi}{\pi} (1 - Re_f)}$$

$$\times exp\left(-4 \ln\left(\frac{t}{\tau_L}\right)^2\right) \frac{1}{R_0 \left[1 + \left(\frac{z}{d}\right)^2\right]^{1/2}} exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{d}\right)^2\right)}\right)$$

$$\times \int_{\Gamma} \left(\frac{2r^2}{r^2}\right) = \frac{1}{r^2} \int_{\Gamma} \left(\frac{r^2}{r^2}\right) dr$$

$$\times \mathcal{L}_{1}\left(\frac{2r^{2}}{R_{0}^{2}\left(\left(1+\left(\frac{z}{d}\right)^{2}\right)\right)}\right) \tag{(d)}$$

در این روابط، **Re**_f،**τ**_L ،**F**₀ و **L** بترتیب، شار پالس فرودی، طول زمانی پالس، ضریب بازتاب فیلم فلزی، عمق نفوذ و تابع لاگرانژین میباشند. و توزیع فضایی هر کدام مطابق شکل ۱ میباشد[3].



شکل۱- توزیعهای فضایی لاگر گاوسی مرتبه (۱و۰) ((و۰) و (۱و۱) اگر انرژی پالس بیشتر از آستانه ذوب فیلم فلزی باشد، استرس حرارتی موجب تغییر شکل فلز خواهد شد. البته با توجه به توزیع غیر یکنواخت شار، ممکن است در برخی نقاط ناحیه تابش، ذوب رخ داده و در برخی نقاط دیگر، فیلم فلزی هنوز در فاز جامد باقی بماند. یکی از روش های توصیف جابجایی ایجاد شده در نقاط مختلف ماده تحت استرس حرارتی، و تغییر شکل ایجاد شده در آن، استفاده از معادلات الاستوپلاستیک است. این معادلات در مختصات استوانهای بصورت زیر بیان میشود [۲].

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



شکل ۴- بیشینه دمای شبکه و تغییر شکل ایجاد شده در فیلم فلزی تحت تابش پالس لاگر-گاوسی الف) مرتبه (۰و۰)، ب) مرتبه (۱و۰) و ج) مرتبه(۱و۱)

همانطور که مشاهده می شود توزیع دمای بدست آمده و تغییر شکل ایجاد شده در فیلم، متناسب با توزیع فضایی پالس فرودی است. بطوری که برای پالس گاوسی (۰و۰)، که قله شدت در مرکز است دمانیز در مرکز تا مقدار بیشتری افزایش یافته، بیشتر از نقطه ذوب طلا (۱۳۵۶ کلوین)شده و میکرو جت به ارتفاع ۲/۵ میکرون و شعاع ۱۰۰ نانومتر در این ناحیه ایجاد شده است. برای پالس دونات شکل (۱و۰) که قله شدت در لبه هاست، دمای لبهها افزایش بیشتری داشته و بیشترین جابجایی برای لبهها صورت می گیرد؛ در حالیکه مرکز پالس جابجایی نداشته است. و بدین ترتیب در مرکز ساختار یک حفره با ابعاد کمتر از ۱۰۰ نانومتر مشاهده می شود. برای پالس (۱و۱) علاوه بر مرکز در قسمت میانی منطقه تابش، افزایش دما تا ۱۳۷۰کلوین مشاهده می شود و نتيجتا در تغيير شكل فيلم، يک حلقه برآمده حول ميكروجت مركزي تشكيل شده است. پالس گاوسي (٠و٠) افزایش دما تا ۲۳۰۰ کلوین، دونات شکل تا ۱۷۰۰ کلوین و مرتبه (۱و۱) تا ۱۶۰۰ کلوین داشتهاند. و با توجه با رابطه مستقیم انبساط حرارتی با دما، ساختار ایجاد شده در مورد اول ارتفاع بیشتری دارد.

با توجه به نتایج بدست آمده از شبیه سازیها، شکل ساختار ایجاد شده ارتباط مستقیم با توزیع فضایی باریکه لیزری دارد. برای بررسی دقیقتر این نکته، چیدمان تجربی برای ایجاد این نوع ساختارها بصورت شکل ۵ برپا شده است.



شکل ۵- چیدمان میکروماشینکاری

پالس ۴۰۰ فمتوثانیه ای با طول موج ۱۰۴۰ نانومتر با انرژی nJ۲۵ بر فیلم نازک طلا با ضخامت ۶۰ نانومتر تابیده شده است. برای بررسی تاثیر توزیع فضایی بر ساختار، ابتدا توزیع فضایی پالس توسط دستگاه اندازهگیری پروفایل باریکه استخراج شده است. سپس تصویر میکروسکوپی ساختار ایجاد شده توسط سیستم AFM ثبت شده است. توزیع فضایی باریکه و ساختار ایجاد شده توسط آن در شکل ۶ قابل مشاهده است.



شکل ۶- توزیع فضایی باریکه لیزری و تصویر میکروسکوپی میکروجت همانطور که مشاهده می شود قله شدت پالس دقیقا در مرکز ناحیه تابش قرار نگرفته است و متمایل به یک طرف است. همچنین میکروجت ایجاد شده در ساختار هم متمایل به یک طرف ایجاد شده است.

نتيجهگيرى

تابش پالس فوق کوتاه به سطح فیلم ناز ک فلزی، توانایی ایجاد ساختارهایی با اشکال متفاوت را بر سطح آن دارد. شبیهسازی ها و آزمایش انجام شده در این مقاله به بررسی تاثیر توزیع فضایی پالس بر شکل این ساختار ها پرداخت و نشان داده شد افزایش دمای ایجاد شده در ناحیه تابش و تغییر شکل فیلم کاملا متناسب با توزیع فضایی پالس است.

مرجعها

.¹ Wortmann, D., et al., Experimental and theoretical investigation on fs-laser-induced nanostructure formation on thin gold films. Journal of Laser Applications, 2012. 24(4): p. 042017.

- .Y Meshcheryakov, Y.P. and N. Bulgakova, Thermoelastic modeling of microbump and nanojet formation on nanosize gold films under femtosecond laser irradiation. Applied Physics A, 2006. 82(2): p. 363-368.
- ." Papasimakis, N., et al., Generation of flying electromagnetic donuts. arXiv preprint arXiv:1707.06088, 2017.
- .* Cagniot, E., M. Fromager, and K. Ait-Ameur, Modeling the propagation of apertured high-order Laguerre-Gaussian beams by a user-friendly version of the mode expansion method. JOSA A, 2010. 27(3): p. 484-491.



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



بهینهسازی غلظت ستیل تری متیل آمونیوم بروماید جهت افزایش میزان حساسیت بیوسنسور مبتنی بر بلور مایع

حوریه سهرابنوی، محمد محمدی مسعودی*، حسن حاجقاسم صابون پز

h.sohrabnavi@ut.ac.ir, mo.masoudi@ut.ac.ir, hajghassem@ut.ac.ir

چکیده – حسـگرهای زیسـتی مبتنی بر بلور مایع نقش قابل توجهی را در تشخیص مولکولهای کوچک زیستی در حوزه پزشکی، صنعت و غیره ایفا میکنند. در این پژوهش، یک حسگر مبتنی بر بلور مایع به کار گرفته شده است که در آن به جای بستر شیشهای و یا شبکههای مش مسی و طلایی، از شبکه پارچه حریری به عنوان بستر بلور مایع استفاده شده است. در این مقاله، غلظت بهینه از یک ماده فعال سطحی به نام ستیل تری متیل آمونیوم بروماید (CTAB) برای استفاده در این حسگر تعیین شده است، به گونهای که مولکولهای بلور مایع بیشـترین نظم را در راسـتای عمودی داشته باشند. به این ترتیب می توان به کمک غلظت مناسبی از محلول CTAB در این حسگر، از مواد واسط زیستی استفاده کرده و کاربرد و حساسیت این حسگر مبتنی بر بلور مایع را افزایش داد.

کلید واژه- بلور مایع، بهینهسازی غلظت، بیوسنسور، بیوسنسور مبتنی بر بلور مایع، ستیل تری متیل آمونیم بروماید.

Sensitivity enhancement of liquid crystal-based biosensor by optimizing the concentration of cetyltrimethylammonium bromide

Houriyeh Sohrabnavi, Mohammad Mohammadimasoudi*, Hassan HajGhasem Saboonpaz

h.sohrabnavi@ut.ac.ir, mo.masoudi@ut.ac.ir, hajghassem@ut.ac.ir

Liquid crystal-based biosensors play a significant role in small biological molecules detection. In this research, a textile grids utilized as a liquid crystal substrate instead of a glass substrate or copper and gold grids. The optimum concentration of cetyltrimethylammonium bromide (CTAB) to increase the sensitivity of the sensor is obtained. The liquid crystal molecules are more ordered in the homotropic direction in the optimum concentration of CTAB.

Keywords: biosensor, cetyltrimethylammonium bromide, concentration optimization, CTAB, liquid crystal-based biosensor.

مقدمه

حسگرهای زیستی نقش مهمی را در حوزه صنعت، پزشکی و غیره ایفا می کنند. این حسگرها را می توان به عنوان دستگاههای تحلیلی تعریف کرد که مواد زیستی را شناسایی می کنند [۱]. از مهم ترین اجزای یک حسگر زیستی، می توان به گیرندههای زیستی آن اشاره کرد. اتصال مولکول هدف به گیرنده زیستی در حسگر، موجب تغییرات نوری، الکتریکی، مکانیکی، الکتروشیمیایی و غیره می شود. بنابراین، می توان این تغییرات را به اطلاعات قابل پردازش تبدیل کرد [۲].

با توجه به پیشرفتهای اخیر فناوری در زمینه حسگرهای نوری، حسگرهای زیستی مبتنی بر بلور مایع ویژگیهای ممتازی را در زمینههای مختلف تشخیصی از خود نشان دادهاند. تا به امروز، حسگرهای زیستی مبتنی بر بلور مایع براى تشخيص انواع باكترىها، پروتئينها، سلولهاى سرطانی، ویروسها و سایر ذرات زیستی معرفی و بررسی شدهاند [۳]. بلور مایع را می توان فازی بین جامدات بلوری و مایعات دانست که به دلیل ویژگی ناهمسانگردی که دارد، جهت گیری مولکول های آن در حسگر، پاسخهای نوری منحصر به فردی را در اختیار ما قرار میدهد [۴]. مولکول های بلور مایع در حضور عوامل خارجی، جهت گیری خود را تغییر میدهند. در نتیجه با قرارگیری این حسگر زیستی در بین دو قطبشگر متعامد، نور خروجی از قطبشگر دوم تغییر خواهد کرد [۵]. معمولا از بسترهای شیشهای برای حسگرهای بلور مایع استفاده شده است. اما برای ترازبندی مولکولهای بلور مایع در این روش، نیاز به عاملدار کردن بستر شیشهای است [۶]. ساختار دیگری که برای ترازبندی عمودی مولکولهای بلور مایع در حسگرها استفاده می شود، شبکه های مش از جنس طلا و یا مس روی بستر شیشه هستند. اما تهیه و تولید چنین سیستمی می تواند پیچیده و بسیار هزینهبر باشد [۷]. بنابراین ما نوع

جدیدی از حسگرهای مبتنی بر بلور مایع را به کار گرفتیم که از شبکههای پارچهای از جنس حریر تشکیل شدهاند. در چنین ساختاری، نیازی به مواد فعال سطحی برای القای جهت به مولکولهای بلور مایع نخواهیم داشت. چرا که مولکولها از دو سمت در مجاورت هوا قرار گرفته و به صورت عمودی جهت گیری می کنند [۸].

در این پژوهش، عملکرد حسگر زیستی مبتنی بر بلور مایع که متشکل از شبکه پارچهای است را در برابر یک ماده فعال سطحی (سورفکتانت) آمونیوم چهارتایی به نام ستیل تری متیل آمونیوم بروماید که به اختصار CTAB گفته میشود، بررسی کردهایم. CTAB به صورت پودری سفید رنگ است که قابلیت حل شدن در حلالهای رایج مانند آب، متانول، استون و کلروفرم را در دمای اتاق دارد. زمانی که مولکولهای آمفیفیلیک CTAB در مجاورت مولکولهای بلور مایع قرار می گیرند، جهت گیری عمودی را به آنها القا میکنند، در نتیجه تصویر خروجی از بین دو قطبشگر عمود بر هم تاریک خواهد بود [۹].

از طرف دیگر در حسگرهای زیستی، گیرندههای زیستی نقش مهمی را ایفا می کنند و حساسیت حسگر را به طور قابل ملاحظهای افزایش می دهند. سورفکتانت CTAB با بار مثبت می تواند از طریق برهم کنش الکترواستاتیکی با گیرندههای زیستی با بار منفی مانند آپتامر، عملکرد حسگر زیستی مبتنی بر بلور مایع را بهبود بخشد و حساسیت آن را برای تشخیص مولکولهای بیولوژیکی افزایش دهد [۱۰]. در این پژوهش، به غلظت بهینه برای CTAB دست پیدا کردهایم، به گونهای که نظم جهت گیری عمودی مولکولهای بلور مایع در حسگر متشکل از شبکه حریری را برهم نزند. بنابراین می توان در این ساختار از مادههای واسط زیستی و یا گیرندههای زیستی با بار منفی برای تشخیص بهتر و دقیق تر مولکولهای زیستی استفاده کرد.

روش اجرا

ساختار حسگر مبتنی بر بلور مایع که در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته است، مشابه ساختار به کار گرفته شده در مطالعه قبلی برای تشخیص ویروس کرونا است [۸]. شبکه حریر پارچهای از جنس پلیاستر (که بر روی یک چارچوب پلکسی کشیده شده) حاوی بلور مایع E7 در بین دو قطبش گر متعامد قرار داده میشود؛ تصاویر خروجی از این سیستم توسط میکروسکوپ دریافت و ثبت میشود. سپس، با استفاده از نرمافزار ImageJ تصاویر پردازش میشوند. در شکل ۱، تصویر خروجی از حسگر در دو وضعیت خالی و حاوی بلور مایع نشان داده شده است.



شکل ۱. تصاویر خروجی زیر میکروسکوپ نوری از حسگر زیستی متشکل از شبکه حریری در دو حالت الف) خالی، ب)حاوی بلور مایع.

غلظتهای مختلفی از محلول CTAB که با آب مقطر تهیه شده، بر روی بلور مایع اضافه شده و تصاویر خروجی ثبت شدند (شکل ۲). در شکل ۳ طرحی از حسگر مبتنی بر بلور مایع بعد از اضافه شدن محلول CTAB نشان داده شده است.

بحث و نتيجه گيرى

به کمک نرمافزار ImageJ میزان روشنایی تصاویر خروجی بررس شده است. در نهایت مقادیر میانگین روشنایی تصاویر بر حسب غلظت محلول CTAB رسم شده است (شکل ۴).

هر چه تصویر خروجی از حسگر تاریک تر باشد، نشان دهنده نظم بهتر مولکول های بلور مایع در راستای عمود است.



شکل ۲. تصاویر خروجی زیر میکروسکوپ نوری از حسگر زیستی برای غلظتهای مختلف محلول CTAB. الف)۸۵۰ ب) ۷۳۰ پ) ۶۰۰ ت) ۵۰۰ ث) ۴۳۰ چ) ۳۶۰ چ) ۳۰۰ ح) ۲۵۰ خ) ۱۲۲ د) ۶۰ میکرومولار.

مرجعها

- [1] Z. Balevičius, "Photonic Sensors in Chemical and Biological Applications.", Biosensors, Vol. 12, No. 11, pp. 1021, 2022.
- [2] G. Zanchetta, R. Lanfranco, F. Giavazzi, T. Bellini, and M. Buscaglia, "Emerging applications of labelfree optical biosensors", Nanophotonics, Vol. 6 (Issue 4), No. 4, pp. 627-645, 2017.
- [3] C. Luan, H. Luan, D. Luo, "Application and Technique of Liquid Crystal-Based Biosensors", Micromachines, Vol. 11, No. 2, pp. 176, 2020.
- [4] H. Wang, T. Xu, Y. Fu, Z. Wang, M.S. Leeson, J. Jiang, T. Liu, "Liquid Crystal Biosensors: Principles, Structure and Application", Biosensors, Vol. 12, No. 8, pp. 639, 2022.
- [5] Khan, M., Liu, S., Qi, L., Ma, C., Munir, S., Yu, L. and Hu, Q., "Liquid crystal-based sensors for the detection of biomarkers at the aqueous/LC interface", rAC Trends in Analytical Chemistry, Vol. 144, pp. 116434, 2021.
- [6] Woltman, S.J., Jay, G.D. and Crawford, G.P., "Liquid-crystal materials find a new order in biomedical applications", Nature materials, Vol. 6, No. 12, pp. 929-938, 2007.
- [7] Wang, K., Rai, P., Fernando, A., Szilvási, T., Yu, H., Abbott, N.L., Mavrikakis, M. and Twieg, R.J., "Synthesis and properties of fluorine tail-terminated cyanobiphenyls and terphenyls for chemoresponsive liquid crystals", Liquid Crystals, Vol. 47, No. 1, pp. 3-16, 2020.
- [8] Esmailpour M, Mohammadimasoudi M, Shemirani MG, Goudarzi A, Beni MH, Shahsavarani H, Aghajan H, Mehrbod P, Salehi-Vaziri M, Fotouhi F., "Rapid, label-free and low-cost diagnostic kit for COVID-19 based on liquid crystals and machine learning", Biosensors and Bioelectronics: X, Vol. 12, pp. 100233, 2022.
- [9] Chen J, Liu Z, Yang R, Liu M, Feng H, Li N, Jin M, Zhang M, Shui L., "A liquid crystal-based biosensor for detection of insulin driven by conformational change of an aptamer at aqueous-liquid crystal interface", Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 628, pp. 215-222, 2022.
- [10] Yang X, Zhao X, Liu F, Li H, Zhang CX, Yang Z., "Simple, rapid and sensitive detection of Parkinson's disease related alpha-synuclein using a DNA aptamer assisted liquid crystal biosensor", Soft Matter, Vol. 17, No. 18, pp. 4842-7, 2021.

از این رو غلظت مربوط به تصویری که حداقل روشنایی را دارد (۳۶۰ میکرو مولار)، به عنوان غلظت بهینه محلول CTAB برای ساختار حسگر مبتنی بر بلور مایع متشکل از شبکه حریری انتخاب شده است.



شکل ۳. طرحی از حسگر مبتنی بر بلور مایع بعد از اضافه شدن محلول CTAB.



نتيجهگيرى

در این پژوهش، غلظت بهینه ۳۶۰ میکرو مولار CTAB برای بهینه سازی جهت گیری مولکول های بلور مایع در راستای عمود، بدست آمد. در این غلظت حداکثر میزان تاریکی را خواهیم داشت و در نتیجه میزان حساسیت سنسور در بیشینه قرار دارد. با توجه به بار مثبت مولکولهای CTAB می توان از مواد واسط زیستی با بار منفی مانند آپتامر برای افزایش حساسیت حسگر استفاده کرد.





بررسی ساختار بهینه دو توری برای شتابدهی الکترون های غیرنسبیتی با استفاده از پالس فمتوثانیه

افشین رضایی منش، سمیه نجفی، رضا مسعودی

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

a.rezaeimanesh@Mail.sbu.ac.ir, S_najafi@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir,

چکیده – در این مقاله از روش تفاضـل محدود در فضای زمانی (FDTD) برای بررسی برهمکنش پالس لیزری با طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر، شـعاع کمر ۳ میکرومتر، پهنای زمانی ۱۰۰ فمتو ثانیه و انرژی ۵۰ نانوژول با سـاختار دو توری پراش به منظور معرفی سـاختار هندسی بهینه برای شتابدهی الکترون غیر نسبیتی با انرژی ۷۹ کیلوالکترون ولت استفاده شده است. در ساختار دو توری پراش، فیوز سیلیکا با ضریب شکست ۱/۴۵ به عنوان ماده دی الکتریک شفاف که آستانه تخریب لیزری بالایی دارد؛ به کار برده شده که این مواد قابلیت تحمل میدان الکتریکی تا ۱۰ گیگاولت بر متر را دارند. در ساختار معرفی شده، الکترون با بازدهی شتابدهی ۲۰۳۲ در کانال بین دو توری شـتاب داده می شود و با توجه به اینکه قله میدان الکتریکی پالس فرودی لیزر مورد استفاده در شبیه سازی برابر ۵ گیگاولت بر متر است، این بازدهی شتابدهی معادل گرادیان شتابدهی ۱۶۰ مگالکترون ولت بر متر است.

کلید واژه-بازدهی شتابدهی، شتابدهنده لیزری دی الکتریک، گرادیان شتابدهی

Investigation of optimum structure of dual gratings for acceleration of nonrelativistic electrons by femtosecond pulse

Afshin Rezaei Manesh, Somayeh Najafi , Reza Massudi

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

a.rezaeimanesh@Mail.sbu.ac.ir,S_najafi@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, finite difference time domain (FDTD) method is used to investigate the interaction of laser pulse with central wavelength of 800 nm, radius of 3 μ m, time width of 100 femtoseconds and energy of 50 nj with two parallel diffraction grating structures in order to introduce the optimal geometry for acceleration of nonrelativistic electron with energy of 79 keV. In such structure, fused silica with refractive index of 1.45 as a transparent dielectric material with a high laser damage threshold has been used which these materials can withstand electric field up to 10 GV/m. Then, the electron is accelerated with an efficiency of 0.032 in the channel formed by two gratings, considering that the electric field's peak of the incident laser pulse used in the simulation is equal to $5\frac{GV}{m}$, the resulting accelerating efficiency is equivalent to a gradient of $160\frac{MeV}{m}$.

Keywords: Accelerating efficiency, Accelerating gradient, Dielectric laser accelerator

مقدمه

امروزه شتابدهنده های ذرات باردار در زمینه های پزشکی و تحقیقات علمی اهمیت زیادی پیدا کرده اند. شتابدهنده ها به عنوان مولد اشعه ایکس، در درمان سرطان و تومور مورد استفاده قرار می گیرند. همچنین شتابدهنده ها در مطالعات ذرات بنیادی استفاده می شوند که کشف بوزون هیگز، در شتابدهنده LHC واقع در مرکز شتابدهی CERN، مهمترین دستاورد در این زمینه است.

شتابدهنده های متداول فرکانس رادیویی، قابلیت دستیابی به گرادیان شتابدهی ۳۵ مگا الکترون ولت در ساختاری عظیم، به طول یک کیلومتر را دارند که ایجاد ساختاری در این ابعاد هزینه های بسیار بالایی را در پی خواهد داشت[۱]. این ابعاد هزینه های بسیار بالایی را در پی خواهد داشت اما شتابدهنده های لیزری دی الکتریک که در سه ساختار تک توری[۲]، دو توری[۳و۴و۵]و چهار توری پراش معرفی شدهاند[۶]، با قابلیت دستیابی به گرادیان شتابدهی بسیار بالاتر از شتابدهنده های متداول، به همراه کاهش هزینه و ابعاد هندسی، به تدریج جایگزین شتابدهنده های متداول شدهاند.

طی آزمایشات اخیر، در شتابدهنده های لیزری دی الکتریک، گرادیان شتابدهی ۳۷۰ Mev برای الکترون های غیر نسبیتی [۳]و گرادیان شتابدهی ۶۹۰ Mev برای الکترون های نسبیتی[۴] اندازه گیری شده است. در این مقاله، تأثیر پارامترهای هندسی ساختار دو توری را بر بازدهی شتابدهی بررسی کرده و یک ساختار بهینه برای شتابدهی ذرات باردار ارائه میدهیم.

اصول و مبانی نظری

برای شتابدهی ذرات باردار توسط موج الکترومغناطیسی، برقراری شرط همزمانی بین سرعت ذره باردار و موج الکترومغناطیسی ضروری است، یعنی میبایستی سرعت ذره با مولفه سرعت فاز موج در راستای حرکت ذره برابر باشد. در برهمکنش ذره باردار و موج الکترومغناطیسی در خلا، با توجه به این که سرعت انتشار موج برابر سرعت نور است، این شرط نمی تواند برقرار باشد و ذره انرژی دریافتی خود از

نیم چرخه اپتیکی اول را در نیم چرخه دوم از دست داده و به طور کلی انرژی خالصی را به دلیل نوسانی بودن موج الکترومغناطیسی دریافت نمیکند. جهت ایجاد شرط همزمانی، کافی است فرکانس های فضایی مختلف را در راستای حرکت ذره داشته باشیم تا بتوانیم شرط همزمانی را برای ذره با هر سرعتی برقرار کنیم. برای ایجاد فرکانس های فضایی مختلف از ساختار توری پراش استفاده میکنیم. های فضایی مختلف از ساختار توری پراش استفاده میکنیم. در بر همکنش یک موج تخت با فرکانس مرکزی w که در جهت y منتشر میشود با توری پراشی که در راستای x با دوره تناوب q تکرار میشود(شکل۱)، مد های فضایی مختلفی ایجاد میشود. میدان الکترومغناطیسی مد n ام

 $A(x, y, t) = A_n e^{i(k_x^n x + k_y^n y - \omega t + \varphi_0)}$ (۱) *i* مولفه میدان الکتریکی یا مغناطیسی، k_i^n مولفه *k* مولفه های مد *n* ام و φ_0 فاز ثابت است. هر یک از مولفه های میدان الکترومغناطیسی باید در معادله موج صدق کنند. با قرار دادن مولفه های میدان الکترومغناطیسی معادله (۱) در معادله موج (۲)، رابطه بین مولفه های مختلف بردار موج به صورت رابطه (۳) بدست میآید.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)A = 0 \tag{(Y)}$$

$$k_x^2 + k_y^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0$$
 (٣)

با جایگذاری مولفه ی x فرکانس فضایی مد همزمان با ذره ای با سرعت βc در رابطه ی (۳)، مولفه y فرکانس فضایی مد مورد نظر به صورت رابطه (۴) بدست می آید.

- $k_{y} = \frac{ik_{0}}{\beta\gamma} \tag{(f)}$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 \beta^2}} \tag{(a)}$

که $_0 k$ فرکانس فضایی موج فرودی و γ عدد لورنتس است. از رابطه (۴) نتیجه می شود که مد همزمان با ذره به صورت نمایی در راستای γ افت می کند و در واقع ذره باردار با میدان نزدیک همزمان است. با مشخص بودن تمام مولفه های فرکانس فضایی مد همزمان با ذره، از طریق معادله

ماکسول تمام مولفه های میدان الکترومغناطیسی مد مورد نظر بدست می آید. در این مقاله، سعی داریم تا یک ذره باردار (الکترون) را در یک ساختار متشکل از دو توری روبرو به هم شتاب دهیم (شکل ۱). فرض کنید یک موج الکترومغناطیسی از سمت پایین به ساختار بتابد. پراش مد همزمان با سرعت ذره را از ساختار توری دوم به درون کانال را محاسبه می کنیم. برایند تمام مولفه های میدان الکترومغناطیسی درون کانال بین دو توری به صورت زیر بدست می آیند[۳].

$$B_{z} = \left(B_{0_{1}}^{n} \exp\left(-\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) + B_{0_{2}}^{n} \exp\left(\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right)\right) e^{i(\varphi(t))}$$
(\varphi)

$$E_x = \frac{ik_0c^2}{\omega\beta\gamma} \left(B_{0_2}^n \exp\left(\frac{k_0}{\beta\gamma}y\right) - B_{0_1}^n \exp\left(-\frac{k_0}{\beta\gamma}y\right) \right) e^{i(\varphi(t))}$$
(Y)

$$E_{y} = \frac{k_{x}c^{2}}{\omega} \left(B_{0_{1}}^{n} \exp\left(-\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) + B_{0_{2}}^{n} \exp\left(\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) \right) e^{i(\varphi(t))} \qquad (\Lambda)$$

 $\varphi(t) = k_x x - \omega t \tag{9}$

با قرار دادن معادلات (۶)، (۲) و (۸) در معادله نیروی لورنتس(۱۰) ، مولفه های نیروی وارد بر ذره ای با بار q و با معادله حرکت (۱۰) به صورت روابط (۱۲) و (۱۳) بدست می آیند.

$$F = q(E + v \times B) \tag{(1.)}$$

$$x = v_x t + x_0 \tag{11}$$

$$F_{x} = \frac{iqc}{\beta\gamma} \left(B_{0_{2}}^{n} \exp\left(\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) - B_{0_{1}}^{n} \exp\left(-\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) \right) e^{i\alpha}$$
(17)

$$F_{y} = \frac{qc}{\beta\gamma^{2}} \left(B_{0_{1}}^{n} \exp\left(-\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) + B_{0_{2}}^{n} \exp\left(\frac{k_{0}}{\beta\gamma}y\right) \right) e^{i\alpha}$$
(17)

$$\alpha = k_0 x_0 \tag{14}$$

که α اختلاف فاز ذره نسبت به موج، F_x نیروی شتابدهی در راستای حرکت ذره و F_y نیروی منحرف کننده ذره است. طبق معادله (۱۲)، نیروی شتابدهی وارد بر ذره با زمان نوسان نمی کند و همواره ذره باردار نیروی شتابدهی را در یک جهت دریافت میکند. به این معنی که انرژی داده شده به ذره در نیم چرخه اول اپتیکی، در نیم چرخه دوم از بین نمی رود و گرادیان شتابدهی حاصل از

برهمکنش ذره باردار با مد همزمان با سرعت خود، که به صورت میانگین میدان الکتریکی E_x در طول یک دوره تناوب توری، به شکل رابطه (۱۵) تعریف می شود، افزایش مییابد.

$$AG = \frac{1}{\lambda_P} \int_{0}^{\lambda_P} E_x(x(t), t) \, dx \tag{10}$$

با برابر قرار دادن سرعت ذره با سرعت فاز مد همزمان با ذره، رابطه (۱۶) حاصل می شود. این رابطه اساس کار شتابدهنده های لیزری دی الکتریک برای طراحی توری پراشی با دوره تناوب λ_p است. $\lambda_n = n\beta\lambda$ (18) بر این اساس، سرعت فاز مد n ام موج الکترومغناطیسی پراشیده شده توسط توری پراش با دوره تناوب λ_p ، با سرعت eta c مربوط به ذره برابر است. به طور کلی، برای بررسی ساختار های بهینه برای شتابدهنده های لیزری دی الکتریک، پارامتر بازدهی شتابدهی، که برابر نسبت گرادیان شتابدهی به قله میدان الکتریکی پالس لیزری فرودی است(۱۷)، بررسی می شود. $AE = \frac{AG}{E_0}$ (17) که E_0 قله میدان الکتریکی پالس لیزری فرودی است.



شکل ۱ نمای کلی از شتابدهنده لیزری در ساختار دو توری پراش

شبیه سازی و نتایج

برای بررسی ساختار بهینه جهت دستیابی به حداکثر بازدهی شتابدهی، که برابر با نسبت گرادیان شتابدهی به قله میدان الکتریکی پالس لیزر فرودی است، از یک پالس لیزری با طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر، شعاع کمر ۳

میکرومتر، پهنای زمانی ۱۰۰ فمتو ثانیه و انرژی ۵۰ نانوژول استفاده می کنیم که این مشخصات پالس، پیک میدان الکتریکی ۵ گیگاولت بر متر را ایجاد می کند. در این شبیه سازی، شتابدهی الکترونی با سرعت اولیه نصف سرعت نور در خلا، که معادل انرژی ۷۹ کیلوالکترون ولت است، توسط توری پراش از جنس فیوز سیلیکا (به دلیل شفافیت در طول موج موج ۸۰۰ نانومتر و آستانه تخریب بالا) بررسی می شود. برای تعیین ساختار بهینه، ابتدا ارتفاع پله (H) و عرض پله (A) ثابت و برابر ۲۰۰ نانومتر فرض شده و تغییرات بازدهی شتاب دهی با تغییر طول کانال (C) را بررسی می کنیم که نتایج آن در شکل (۲) ارائه شده است.



شکل ۲ تغییرات بازدهی شتابدهی بر حسب طول کانال

همان طور که انتظار میرود، با افزایش طول کانال به دلیل افت نمایی نیروی وارد بر ذره با فاصله گرفتن از هر دو توری، مقدار بازدهی شتابدهی کاهش می یابد. با وجود کاهش بازدهی شتابدهی با افزایش طول کانال، به دلیل اینکه بزرگ بودن طول کانال امکان استفاده از شاخه الکترونی بزرگتری را میدهد، طول ۲۰۰ نانومتر را برای طول کانال در نظر می گیریم. در ادامه دو پارامتر D و A را ثابت و برابر ۲۰۰ نانومتر قرار داده و تغییرات بازدهی شتابدهی را بر حسب طول H حساب می کنیم.



شکل ۳ تغییرات بازدهی شتابدهی بر حسب ارتفاع پله

هر کدام از پله های با ارتفاع H به بخشی از موج که از آن رد می شود یک تاخیر فازی اعمال می کند. با افزایش H، این اختلاف فاز بیشتر شده و زمانی که میدان در بین دو ستون در حالت بیشینه است، میدان در ناحیه مجاور به سمت صفر میل می کند(اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$) و تحت این شرایط، زمانی که ذره از فضای بین دو پله خارج شود، میدان ضعیف تری را نسبت به ناحیه بین دو پله تجربه می کند و در نتیجه بازدهی شتابدهی افزایش می یابد. بعد از یک طول مشخص از H، میدان در خارج از ناحیه بین دو پله افزایش پیدا می کند و شتابدهی کاهش می یابد. با توجه به نتایج شکل(۳)، بازدهی شتابدهی در ۲۴۰nm حداکثر مقدار خود را دارد. در شتابدهی در ۲۴۰nm اینکه C و H به ترتیب مقادیر ثابت شکل (۴) با فرض اینکه C و H به ترتیب مقادیر ثابت برحسب A حساب می کنیم.



شکل ۴ تغییرات بازدهی شتابدهی بر حسب عرض پله

میدان الکتریکی در ناحیه بین دو ستون روبروی هم، که عرضی برابر A دارد تقویت می شود. در ابتدا با افزایش این طول، ذره در طول بیشتری از دوره تناوب توری نیروی شتابدهی را در جهت حرکت خود دریافت می کند. اما بعد از طول مشخصی، ذره بعد از تغییر علامت میدان نیز همچنان از ناحیه با عرض A خارج نشده و بخشی از انرژی خود را از دست می دهد که باعث کاهش بازدهی شتابدهی می شود. طبق نتایج شکل(۴)، به ازای ۸۰m = Aبیشترین بازدهی شتابدهی را خواهیم داشت و بعد از این مقدار، بازدهی کاهش می یابد.

نتيجه گيرى

در این مقاله به بررسی تاثیر پارامترهای هندسی ساختار بر بازدهی شتابدهی پرداخته شد. نتایج عددی نشان میدهد که بیشترین بازدهی شتابدهی قابل دسترسی از طریق پالس لیزری با مشخصات ذکر شده و توری پراش از جنس فیوز سیلیکا، مقدار ۲۰۳۲ است که این حالت تحت شرایطی رخ می دهد که *H*، *A* و *C* به ترتیب مقادیر ۲۰۰،۲۴۰ و ۲۰۰ نانومتر را داشته باشند.

مراجع

- [1] T. Inagaki , et al , Phys. Rev. ST Accel. Beams 17,080702 (2014)
- [2] J. Breuer, et al , *J.Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 47, no. 23, p. 234004, 2014.
- [3] K. J. Leedle, et al , Opt. Lett. 40, 4344 (2015).
- [4] K. P. Wooton, et al, Opt. Lett. 41, 2696 (2016).
- [5] U. Niedermayer, et al ,Phys. Rev. Lett. 121, 214801 (2018).
- [6] Shojaie et al. Applied Optics (2020).


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



بررسی اثر دما بر میزان اکسیداسیون ترکیبات اصلی، پارامتر های جزئی از جمله رنگدانه ها و آنتی اکسیدانهای طبیعی روغن زیتون مرغوب (فرابکر) به روش طیف سنجی جذبی و فلورسانس

سجاد دوره'، عزالدین مهاجرانی'، احمد حسین زادگان'

^۱پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران. Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir, doreh37@gmail.com

چکیده: در جامعه جهانی کنونی بسیاری ازمردم از روغن های زیتون فرا بکر برای پخت و پز استفاده میکنند. در صورتی که بسیاری از خواص سلامتی این روغن در دمای بالا از بین می رود. در این مقاله به تاثیر دمای بالا بر روی کیفیت ترکیبات اصلی و جزئی روغن زیتون فرابکر با استفاده از روش های طیف سنجی جذبی و فلورسانس پرداخته شده است. از تحلیل اطلاعات طیفی بدست آمده می توان تاثیرات مخرب دما بر جذب و فلورسانس برخی از ترکیبات مهم روغن زیتون فرابکر از جمله میزان اکسیداسیون حرارتی اسید های چرب در ترکیبات اصلی و نرخ تغییرات در ترکیبات جزئی از جمله رنگدانه و آنتی اکسیدانها را با روشهای طیف سنجی جذبی و فلورسانس بررسی کنیم.

كليد واژه ها: طيف سنجي فلورسانس، طيف سنجي جذبي، اثر دما، روغن زيتون

Investigating the effect of temperature on the oxidation rate of main compounds, minor parameters including pigments and natural antioxidants of high-quality (extra virgin) olive oil by absorption and fluorescence spectroscopy

Sajad Doreh¹, Ezeddin Mohajerani¹, Ahmad Hosseinzadegan¹

¹Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir, doreh37@gmail.com

Abstract: Many people use extra virgin olive oil for cooking, while its properties are destroyed at high temperature. In this article, the effect of temperature on the quality of the main and minor components of extra virgin olive oil is discussed. Absorption and fluorescence spectroscopy methods help us to check some quality parameters. After analyzing the obtained spectral information, we were able to investigate the damaging effects of temperature on some important compounds of extra virgin olive oil, including the amount of absorption coefficient in the Thermal oxidation rate of fatty acids in main compounds and the rate of change in minor compounds such as pigment and tocopherols with absorption and fluorescence spectroscopy.

Keywords: fluorescence spectroscopy, absorption spectroscopy, temperature effect, olive oil

مقدمه

در جامعه جهانی کنونی بسیاری از مصرف کنندگان از روغنهای گیاهی برای پخت و پز وعدههای غذایی استفاده میکنند. روغن زیتون یکی از منابع بسیار خوب اسیدهای چرب می باشد که مردم از آن برای پخت و پز بهره میبرند. بررسیها نشان میدهد که افزایش برخی تنش های محیطی از جمله گرما، نور و اکسیژن، تاثیر بسزایی بر کیفیت روغن زیتون دارد[۱].

گزارشات فراوانی مبتنی بر تاثیر تنش های محیطی از جمله اکسیداسیون حرارتی بر کیفیت روغن زیتون فرابكر جهت حفظ تركيبات مفيد آن ارائه شده است[۲]. به طور کلی روغن زیتون شامل دو دسته از ترکیبات میباشد که شامل ترکیبات اصلی و ترکیبات جزئی میباشند. ترکیبات اصلی برگرفته گلیرسیریدها بدون احتساب اسیدهای چرب و ترکیبات جزئی شامل رنگدانهها و ترکیبات آنتی اکسیدانی میباشد. روغن زيتون فرابكر بخاطر تركيبات منحصر به فرد اسيدهاى چرب و ترکیبات آنتی اکسیدانی نسبت به سایر روغنهای گیاهی دارای اهمیت بیشتری میباشد. در این مقاله تاثیر قرار دادن روغن زیتون فرابکر تحت دمای بالا و تاثیرات مخرب آن بر ترکیبات اصلی و جزئی را با تکنیکهای طیف سنجی فلورسانس و جذبی به صورت آسان، سريع و بدون هزينه خاصي بررسي مى شود.

مواد و روش ها

نمونه روغن زیتون فرابکر داخلی مورد استفاده را در آزمایشگاه مورد ارزیابی قرار داده و با استاندارد ISIRI 1446 مطابق بود. برای ایجاد تنش دمایی به نمونه از

هات پلیت استفاده شد و در کل مدت آزمایش دما سنج جیوه (بازه دمایی ۰ تا ۲۵۰ درجه سانتی گراد) برای کنترل دما در محلول قرار داده شد.

طیف سنجی جذبی مطابق شکل ۱ شامل دستگاه اسپکترومتر آوانتس با رزولوشن ۵ نانومتر با بازه طیفی ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر ، منبع نور هالوژن – دوتریوم با گستره طیفی ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر، فیبر نوری با مشخصه عبور نور از طول موج ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر و کووت کوارتز استاندارد میباشد.



مطابق استاندارد ملی ایران ۱۵۰۵۳ (۱۳۳۳) ضرایب جذب اندازه گیری شد. در این روش محلول ۱% روغن زیتون در حلال ایزو اکتان مطابق با الگوی کاری به نسبت (۹۹ / ۱ محلول به حلال) تهیه شده و در طول موجهای مشخص اندازه گیری می شود [۳].

در چیدمان طیف سنجی فلورسانس، یکبار از ال ای دی با طول موج ۲۷۵ نانومتر و یکبار ۴۰۰ نانومتر به عنوان منبع تحریک فلورسانس استفاده شد. همانطور که در شکل ۲ آمده است پرتوهای تحریک و فلورسانس ساطع شده از کووت نمونه با استفاده از دو عدد لنز اپتیکی و فیبر نوری به طیف سنج، میرسد.



نتايج و بحث:

شکل۳ طیف جذب روغن زیتون فرابکر را برای دو حالت دمای اتاق و دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد در بازه طیفی ۲۵۰ تا ۳۲۰ نانومتر را نشان میدهد. با توجه به دادهها میزان جذب در روغن فرابکر قرار گرفته تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد برای مدت ۹۰ دقیقه، بطور قابل توجهی افزایش پیدا کرد که ناشی از تغییر در ساختار و تشکیل پیوندهای جدید دوگانه برخی از اسید های چرب روغن زیتون می باشد.



روغن زیتون فرابکر تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد به مدت زمان ۹۰ دقیقه (به رنگ قرمز) همانطور که در جدول ۱ نشان داده شده مقدار ضریب حذب با ای مذن نیته به ایک در دمای محرط تق با

جذب برای روغن زیتون فرابکر در دمای محیط تقریبا برابر ۰٫۲۴ بود. در حالی که پس از قرار دادن تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد به مدت ۹۰ دقیقه میزان ضریب جذب روغن زیتون به مقدار ۰٫۹۹ رسید. نرخ تغییرات ضریب جذب (Δε، ضریب جذب در طول موج

۲۶۸ نانومتر منهای میانگین ضریب جذب در طول موجهای ۲۶۴ و ۲۷۲ نانومتر[۳]) برای روغن زیتون فرابکر تحت شرایط محیطی و دمای بالا به ترتیب از ۰,۰۰۰۲ به مقدار ۰,۰۳۹۴ رسید.

جدول ۱: مقادیر ع و Δ۵ برای روغن زیتون فرابکر تحت دمای محیط (رنگ خاکستری) و دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد (رنگ قرمز).

$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$	ε_{268}	نمونه
0.0002	0.2422	روغن فرابکر دمای اتاق
0.0394	0.9907	روغن فرابکر دمای ۱۸۰ درجه

شکل ۴ طیف فلورسانس برای روغن زیتون تحت دمای محیط و نمونه قرار گرفته در دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد با طول موج تحریک ۴۰۰ نانومتر را نشان میدهد. مطابق شکل طیف فلورسانس در ناحیه طول موجی ۴۴۰ تا ۶۰۰ نانومتر افزایش پیدا کرد در حالی که ناحیه طول موجی ۶۵۰ تا ۸۰۰ نانومتر کاهش شدیدی



شکل ۴: طیف خام روغن زیتون تحت شرایط محیط و دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد

داشت.

شکل۵ تغییرات شدت فلورسانس با زمان را برای بازه طول موجی ۴۴۰ تا ۶۰۰ نانومتر میباشد که ناحیه اکسیداسیون روغن زیتون نامیده میشود. در عوض



شکل۵: مساحت فلورسانس ناحیه اکسیداسیون(قرمز) و رنگدانهها(آبی) روغن زیتون فرابکر تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد.

مساحت ناحیه رنگدانههای روغن زیتون در ناحیه طول موج ۶۴۰ تا۸۰۰ نانومتر دارای افت قابل توجهی در همین بازه زمانی می باشد[۴].

ترکیبات آنتی اکسیدانی طبیعی روغن زیتون عامل اصلی پایداری در برابر زوال اکسیداسیون میباشد[۴]. اثر این ترکیبات را با طیف سنجی فلورسانس با طول موج تحریک ۲۷۵ نانومتر بررسی کردیم. شکل۶





تغییرات طیف فلورسانس در بازه ۳۰۰ تا ۳۷۰ نانومتر با بیشینه در ۳۲۰ نانومتر مربوط به ترکیبات آنتی اکسیدانی روغن زیتون فرابکر را برای بازه زمانی الف) ۸ تا ۱۰ دقیقه و ب) ۵۸ تا ۶۰ دقیقه تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد را نشان میدهد. مقایسه شکل ۶ الف و ب نشان دهنده افت شدت فلورسانس در اثر زمان بیشتر تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد میباشد که دما اثر نامطلوبی بر میزان ماندگاری آنتی اکسیدانهای روغن زیتون و به طبع افت کیفیت آن دارد.

نتيجهگيرى

در این پژوهش اثر نامطلوب دمای بالا بر پارامترهای کیفی از جمله ترکیبات اصلی و جزئی روغن زیتون فرابکر به روشهای طیف سنجی جذبی و فلورسانس ارائه شد. میزان تغییرات ضریب جذب، ناحیه طول موجی محصولات اکسیداسیون و رنگدانهها پس از ۹۰ دقیقه تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد بررسی شد. دقیقه تحت دمای ۱۸۰ درجه سانتی گراد بررسی شر. بازه زمانی ۸ تا ۱۰ و ۵۸ تا ۶۰ دقیقه مورد بررسی قرار گرفت و مشاهده شد که دمای بالا اثر نامطلوبی بر زوال اکسیداسیون روغن زیتون فرابکر برجا میگذارد که باعث از بین رفتن خواص سلامتی روغن زیتون میشود. روغن زیتون از جمله ترکیب منحصر بفرد اسیدهای چرب، آنتی اکسیدانها و پارامترهای مفید دیگر، روغن تحت تنش حرارتی بالا قرار نگیرد.

مرجعها:

- [1] Dr. Cosimo A. De Caro, Dr. Markus Schubnell, Quality control of olive oil by UV/VIS spectroscopy and DSC
- [2] R,cheikhousman, m.zude, D.J.-R bouveresse, D.n. Rutledge and I. birlouez-aragon Fluorescence Spectroscopy for Monitoring Extra Virgin Olive Oil Deterioration Upon Heating

- [۳] سازمان ملی استاندارد. روغن زیتون، اندازه گیری ضریب خاموشی در ناحیه ماوراء بنفش به روش جذب. تجدید نظر اول. شماره ۱۰۵۰۳.
- [4] M Saleem, Naveed Ahmad, H Ali, S Mahmood, Investigating temperature effects on extra virgin olive oil

شکل ۳، تغییر در طیف جذب چه نتیجه ای را نشان میدهد؟

هنگامی که روغن تحت دمای بالا قرار میگیرد، باعث ایجاد تنش های شدید و نوسانات الکترون های بین پیوندی های مولکول ها می شود، این تنش ها باعث می شود که مولکول های روغن علل الخصوص اسید های چرب روغن که مستعد اکسید شدن هستند، تغییر ساختار بدهند. هنگامی که پیوند های بین اتمی مولکول های روغن جدا شوند، باعث ایجاد پیوند های جدید می شوند. جذب بیشتر در ناحیه طول موجی فرابنفش، در طول موج 268 نانومتر مختص جذب ناشی از پیوند می باشد. این پیوند های دو گانه ناشی از پیوند بین اتم های کربن_کربن و کربن _ اکسیژن می باشد. در یک مولکول اسید چرب ناش مزدوج و سه گانه مزدوج تشکیل شده که باعث افزایش جذب در این ناحیه طول موجی می شود.

پس این امر نشان می دهد که میزان تغییرات در مولکول های اسید چرب روغن با افزایش دما و همچنین مدت زمان قرار گرفتن تحت دما رابطه مستقیم داشته و دما عامل تخریب و اکسید شدن اسیدهای چرب، رنگدانه ها و آنتی اکسیدان های روغن میباشد.



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



بررسی میزان اکسیداسیون با روش ضریب جذب و مقایسه با طیف فلورسانس برای تعیین میزان مرغوبیت روغن زیتون به روش طیف سنجی جذبی و فلورسانس

سجاد دوره'، عزالدین مهاجرانی'، احمد حسین زادگان'

^۱پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران. Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir, doreh37@gmail.com

چکیده: روغن زیتون فرابکر/ بکر بخاطر خواص سلامتی منحصر به فرد در میان مردم جهان از جمله کشورهای حوزه دریای مدیترانه از اهمیت ویژهای برخوردار است. در حالیکه روغن زیتونهای نامرغوب بخاطر برخی مسائل از جمله نا سالم بودن میوه، شیوه روغن کشی، فرایندهای بهره برداری از بسیاری از پارامترهای کیفی برخوردار نیستند. بسیاری از مصرف کنندگان با ارزیابی اولیه و حسی میزان مرغوبیت روغن زیتون را بررسی میکنند، در حالی که این آنالیزها اطلاعات زیادی به ما نمیدهند و صرفا بر حسب تجربه میباشند. از طرفی دیگر بسیاری از آزمونهای شیمیایی در مورد کیفیت روغن زیتون نیاز به هزینه هنگفت داشته و همچنین زمان بر هستند. این روشها به ما کمک میکنند تا بتوانیم بصورت سریع، آسان و بدون هزینه خاصی روغن زیتون مرغوب (فرابکر/ بکر) و نامرغوب (تصفیه شده) را از یکدیگر متمایز نماییم. در این مقاله با استفاده از روشهای طیف سنجی جذبی و فلورسانس، به ارائه روشی به صرفه و مناسب برای ارزیابی و بررسی مرغوبیت روغن زیتون خواهی مینه حاصی روغن زیتون مرغوب (فرابکر/ بکر) و نامرغوب (تصفیه

كليد واژه ها: اكسيداسيون، بيواسپكتروسكوپى، طيف سنجى جذبى، طيف سنجى فلورسانس، مرغوبيت روغن زيتون Investigating the amount of oxidation by absorption coefficient method and comparing it with fluorescence spectrum to determine the quality of olive oil by absorption and fluorescence spectroscopy Sajad Doreh¹, Ezeddin Mohajerani¹, Ahmad Hosseinzadegan¹

¹Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir, doreh37@gmail.com

Abstract: Extra virgin/virgin olive oil is of special importance among the people of the world, including the countries of the Mediterranean Sea, due to its unique health properties. While low-quality olive oil does not have many quality parameters due to some issues, such as the unhealthy nature of the fruit, oil extraction method, and exploitation processes. Many consumers check the quality of olive oil with a preliminary and sensory evaluation, while these analyzes do not give us much information and are only based on experience. On the other hand, many chemical tests on the quality of olive oil require huge costs and are also time-consuming. These methods help us to be able to quickly, easily and without special cost distinguish high-quality (Extra virgin/virgin) and low-quality (refined) olive oil from each other. In this article, using absorption and fluorescence spectrometry methods, we will present a cost-effective and suitable method for evaluating and checking the quality of olive oil.

Keywords: absorption spectroscopy, bio spectroscopy, fluorescence spectroscopy, oxidation, quality of olive oil

مقدمه:

کشی و شرایط نگه داری در کیفیت روغن زیتون تاثیر دارند[۲]. بطور کلی روغن زیتون شامل دو دسته از ترکیبات بوده که شامل ترکیبات اصلی و ترکیبات جزئی میباشند.

ترکیبات اصلی حاوی گلیرسیریدها بدون احتساب میزان اسیدهای چرب است که ۹۷ درصد روغن زیتون را تشکیل دادهاند. که بیشترین میزان اسیدیته آن برگرفته از اسید اولئیک و لینولئیک که به ترتیب ۵۵ تا ۸۵ درصد و ۲٫۵ تا ۲۱ درصد اسیدیته روغن زیتون را تشکیل می دهند[۲]. ترکیبات جزئی شامل رنگدانهها و آنتی اکسیدانها، ترکیبات فنلی از جمله تیروزول و هیدروکسی تیروزول بوده که ۳ درصد از روغن زیتون را شامل می شوند[۲]. در این مقاله تفاوتهای روغن زیتون خوراکی مرغوب و نامرغوب را به

مواد و روش ها

در این پژوهش، از سطح بازار داخلی ۵ روغن زیتون تهیه گردید که شامل ۲ روغن زیتون بکر (یک مورد داخلی و دیگری وارداتی از کشور ترکیه) و ۳ روغن زیتون تصفیه شده می باشد. روغنهای فرابکر مورد استفاده را در آزمایشگاههای صحت سنجی کیفیت روغن زیتون از جمله ارزیابی ارگانولپتیکی، شاخص اسیدیته آزاد بر حسب اسید اولئیک، عدد پراکسید مورد ارزیابی قرار داده و با استاندارد ISIRI 1446



شکل ۱: ستاپ طیف سنجی جذبی

روغن زیتون بخاطر خواص سلامتی فراوان برای بدن در میان روغنهای گیاهی دارای جایگاه ویژهای میباشد. روغن زيتون بطور كلى شامل سه دسته 'روغن زيتون فرابكر/ بكر ، ^۲روغن زیتون تصفیه شده و ^۳روغن زیتون تفاله می باشد. دسته اول و دوم دارای قابلیت مصرف به عنوان خوراکی می باشند اما دسته سوم قابل مصرف نیست و فقط در صنعت قابل استفاده می باشد [1]. دسته اول و دوم روغن زیتون دارای تفاوتهای بسیاری در پارامترهای سلامتی می باشند. روغن زیتون فرابکر و بکر بخاطر ترکیبات منحصر بفرد از جمله میزان اسیدیته چرب آزاد، ترکیبات آنتی اکسیدانی و فنلی دارای خواص سلامتی بسیار می باشد که میتوان به جلوگیری از برخی سرطانها، گرفتگی و رسوب در رگها و شريان ها، ضد التهاب بودن، تنظيم قند خون، شفاف سازي پوست و مو و کاهش وزن اشاره نمود. روغن زیتونهای فرابکر و بکر هر دو با روش های مکانیکی گرفته شده و از مواد شیمیایی برای استخراج آنها استفاده نمی شود. تفاوت اصلی میان روغن زیتون فرابکر و بکر به میزان اسیدیته آزاد آن بر می گردد. در هر ۱۰۰ گرم اولئیک اسید به عنوان اسیدیته روغن زیتون برای روغن فرابکر <٫۸۰ روغن بکر ویژه ≤۲ و برای بکر معمولی ≤۳٫۳ گرم میباشد[۱]. اما در دسته دوم روغن زیتون که شامل روغنهای تصفیه شده و کیفیتهای پایین تر می باشند بسیاری از این خواص سلامتی را ندارند و میزان اسیدیته آزاد آنها متفاوت میباشد. گزارشات فراوانی در خصوص بررسی کیفیت روغن زیتون به روشهای مختلف طیف سنجی اشاره شده است[۲ و۳]. روشهای طیف سنجی به ما اجازه می دهند که بطور غیر مخرب، آسان، سريع و بدون هزينه خاصي برخي از پارامترهای کیفی روغن زیتون را ارزیابی کنیم. بطور کلی عوامل همچون نوع زيتون و محيط كشت، فرايند روغن

و فلورسانس برای آزمایشها استفاده شد. طیف سنجی جذبی شامل دستگاه اسپکترومتر آوانتس مدل ULS2048Cl با رزولوشن ۵ نانومتر و بازه طیفی ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر، منبع نور هالوژن-دوتریوم با بازه طیفی ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر، فیبر نوری با گستره عبور نور از طول موج ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر، کووت کوارتز استاندارد مطابق شکل ۱ استفاده گردید.

آزمون اندازه گیری ضریب جذب در ناحیه ماورائ بنفش بر اساس استاندارد ملی ایران ۱۵۰۵۳ (۱۳۳۳) انجام گرفت. ضریب جذب در این استاندارد با پارامتر عنشان داده می شود. در این روش محلول ۱٪ روغن زیتون در حلال ایزو- اکتان مطابق با الگوی کاری به نسبت (۹۹ / ۱ محلول به حلال)



شكل۲: ستاپ طيف سنجي فلورسانس

تهیه شد و میزان جذب در طول موجهای ۲۶۸ و ۲۷۲،۲۶۴ نانومتر اندازه گیری شد [۴].

در روش طیف سنجی فلورسانس چیدمان اپتیکی شامل ال ای دی ۴۰۰ نانومتر، دو عدد لنز اپتیکی برای هدایت نور، دستگاه اسپکترومتر آوانتس مدل ULS2048Cl ، فیبر نوری برای جمع کردن نور و کووت شیشهای مطابق شکل ۲ استفاده گردید.

نتايج و بحث

نتایج تغییرات ضریب جذب: ضریب جذب ٤ و تغییرات آن Δ٤ به روش طیف سنجی جذبی مطابق شکل ۳ اندازه گیری شد و مورد بررسی قرار گرفت.

میزان ضریب جذب در طول موج ۲۶۸ نانومتر برای روغن زیتون فرابکر، بکر ویژه و بکر معمولی طبق استاندارد شورای بین المللی روغن زیتون (IOC) باید به ترتیب مقادیر ضریب جذب $\leq 1,7$ ، ≤ 0.7 , و $\leq 7,$ داشته باشد و برای روغنهای زیتون تصفیه شده مقدار $\leq 1,7$ باشد. همچنین پارامتر ع Δ باید مقدار $\leq 1,7$ باشد[۱]. هر چه میزان ضریب پارامتر ع Δ باید مقدار $\leq 1,7$ باشد[۱]. هر چه میزان ضریب زیتون دارای کیفیت بهتری می باشد. جدول ۱ نشان دهنده تغییرات قابل توجه ضریب جذب در طول موج ۲۶۸ نانومتر و نرخ تغییرات پارامتر ع Δ روغن زیتونهای تهیه شده می باشد.

جدول ۱: مقادیر ضریب جذب در طول موج ۲۶۸ نانومتر و پارامترΦ*ε* روغن های زیتون

نمونه	ε_{268}	$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$
فرابكر خارجى	•,8188	٠,٠٠٠٩
(Foreign EVOO ¹)		
فرابكر داخلى	۰,۱۹۵۵	۰,۰۰۰۸
(Internal EVOO)		
تصفیه شده	1,7847	۰,۰۱۶۸
(ROO ²)		
تصفيه بدون بو	1,4771	۰,۰۸۵۱
(Odorless ROO)		
تصفیه بو دار	1,8890	•,•¥87
(Smeller ROO)		

جدول فوق نشان دهنده مقادیر بالای ضریب جذب در طول موج ۲۶۸ نانومتر برای روغن زیتونهای تصفیه شده 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

این افزایش جذب به علت به وجود آمدن دوگانه ها و سه-گانههای مزدوج بوده که بصورت پیوندهای دوگانه کربن_کربن و کربن_اکسیژن که باعث تغییر در ساختار اولیه اسیدهای چرب شده است.

طبق دادهها، روغنهای تصفیه شده از زیتونهای پوسیده، تفاله زیتون و حتی براساس روشهای شیمیایی روغن کشی شدهاند. براساس نتایج بدست آمدο (ویتری ریتری کری Pefined Olive Oil استاندارد بکر معمولی رسید که ناشی از شرایط نامناسب نگهداری میباشد. روغن زیتون فرابکر داخلی کمترین میزان ضریب جذب و پارامتر عΔرا داشت که نشان از کیفیت بالای این روغن میباشد.



شکل ۴: طیف فلورسانس روغن های زیتون در ناحیه محصولات اکسیداسیون با منبع تحریک ال ای دی ۴۰۰ نانومتر



شکل ۳: طیف جذب روغن های زیتون در حلال ایزواکتان (۱/۹۹) در طول موج ۲۶۸ نانومتر



شکل ۵: طیف فلورسانس رنگدانه های روغن های زیتون

نتايج تغييرات طيف فلورسانس ناحيه اكسيداسيون:

طیف فلورسانس در بازه طول موجی مرئی با طول موج تحریک ۴۰۰ نانومتر برای روغن زیتونهای بکر و تصفیه شده مطابق شکل ۴ گرفته شد. در این شکل شدت فلورسانس در بازه ۴۴۰ تا ۶۰۰ نانومتر با کاهش کیفیت روغن بیشتر می شود. این افزایش مساحت فلورسانس در بازه طول موجی ذکر شده مربوطه به محصولات اکسیداسیون روغن زیتون می باشد [۳].

تغییرات طیف فلورسانس رنگدانه ها:

همانطور که در شکل۵ مشاهده می شود روغن زیتون در ناحیه طول موجی ۶۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر دارای یک پیک اصلی ۶۷۵ نانومتر و پیک شانه در ۷۲۰ نانومتر است. این پیکهای فلورسانس بر گرفته از رنگدانههای موجود در روغن زیتون می باشد. رنگدانههای روغن زیتون شامل دو دسته کلروفیلها و کاروتنوئیدها می باشد.

نتيجەگىرى:

در این پژوهش پارامتر های کیفی از جمله اکسیداسیون ترکیبات اصلی و ترکیبات جزئی روغن زیتون بکر و تصفیه شده که عامل اصلی طعم و بوی روغن میباشند به روش های طیف سنجی جذبی و فلورسانس ارائه شد. ضریب جذب برای روغن فرابکر داخلی و بکر خارجی به ترتیب $\cdot, 19$

مقدار <۱ مشاهده شد. مطابق با افزایش ضریب جذب در طیف سنجی جذبی مساحت فلورسانس با طول موج تحریک ۴۰۰ نانومتر در ناحیه ۴۴۰ تا ۶۰۰ نانومتر افزایش یافت. این دادهها را میتوان مکمل اطلاعات بدست آمده از طیف سنجی جذبی دانست. در این پژوهش توانستیم روشی غیر مخرب، آسان، سریع و مقرون بصرفه را برای ارزیابی میزان مرغوبیت روغن زیتون پیشنهاد کنیم.

مرجعها:

- [1] International council olive oil, trade standard applying to olive oils and olive pomace oil
- [2] Dimas Firmanda Al Riza a,b, Naoshi Kondo a, Vincent Kipkirui Rotich a, Claudio Perone d, Ferruccio Giametta Cultivar and geographical origin authentication of Italian extra virgin olive oil using front-face fluorescence spectroscopy and chemometrics
- [3] Ewa Sikorska1, Igor Khmelinskii2 and Marek Sikorski3, Analysis of Olive Oils by Fluorescence Spectroscopy: Methods and Applicat
- [۴] سازمان ملی استاندارد. روغن زیتون، اندازه گیری ضریب خاموشی در ناحیه ماوراء بنفش به روش جذب. تجدید نظر اول. شماره ۱۰۵۰۳.