



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



دانشگاه صنعتی شیراز

شبیه‌سازی و اندازه‌گیری تجربی اختلاف راه نوری در تقویت کننده تیغه‌ای با دمش جزئی

مهنا نجفی^۱، مهدی شایگان منش^۲، آرزو سپهر^۱، محمد مهدی مجید اف^۱ و سید شهرام کاظمی^۱

^۱مرکز علوم و فنون لیزر ایران، تهران، ایران

^۲دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت، تهران، ایران

Mohanna_najafi@physics.IUST.ac.ir

چکیده - در این مقاله به بررسی توزیع اختلاف راه نوری (OPD) در تقویت کننده تیغه‌ای با دمش جزئی به دو روش تئوری و تجربی پرداخته ایم. توزیع OPD ناشی از توزیع گرمایی در داخل محیط فعال (کریستال در حال دمش) اصلی ترین عامل تخریب جبهه موج عبوری از آن است. نتایج شبیه سازی و تجربی به خوبی نشان می دهند که برای یک کریستال Nd:YAG با ابعاد $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ که بوسیله لیزر دیودی با توان ۳۰۰W دمیده می شود، ابعاد نمایه یک باریکه با جبهه موج تخت عبوری از داخل کریستال در فاصله دور ۷/۵ برابر بزرگتر از حالتی می شود که کریستال در حالت دمش خاموش قرار داد.

کلید واژه- تقویت کننده تیغه‌ای، Nd:YAG، اینوسلب، اختلاف راه نوری، پراش.

Simulation and experimental analysis of OPD of innoslab amplifier

Mohanna Najafy^{1,2}, Mahdi Shayagn Manesh² Arezue Sepehr¹, Mohamad Mahdi Majid¹ and Shahram Kazemi¹

¹Iranian National Centre for laser science and technology (INCL), Tehran, Iran. PO Box: 14665-576

² Physics Department, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

Abstract- In this paper the optical path difference (OPD) has been investigated in theoretical and experimental approaches. Formed by thermal distribution within active medium, OPD plays a key role in laser wave distortion passing through a crystal. Theoretical and experimental results show that, the profile size in far-field of a flat wave front beam passing through a $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ Nd:YAG slab is about 7.5 times greater in 300W pumping condition compared to zero pumping.

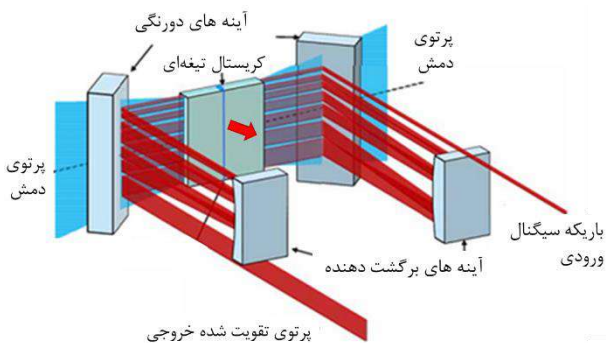
Keywords: slab Amplifier, Innoslab, optical path difference, diffraction

مقدمه

از یک لنز متمرکز کننده نمایه باریکه در بینهایت را در کانون این لنز ثبت گردید. در انتها مقایسه نتایج دو روش تئوری و تجربی تاییدی بر محاسبات و شبیه سازی OPD در کریستال اینواسلب است.

مشخصات ساختار تقویت کننده اینواسلب

در تقویت کننده اینواسلب، کریستال تیغه‌ای Nd:YAG با ابعاد $2 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ و غلظت آلایندگی 0.1% در راستای محور Z از دو طرف بصورت طولی و جزئی دمیده می‌شود (شکل ۱). باریکه پشته لیزر دیود با توان 300 W پس از فرم‌دهی به لکه‌ای به مساحتی $20 \times 0.16 \text{ mm}^2$ می‌رسد. بنابراین تنها جزئی از حجم کریستال بصورت صفحه ای دمش می‌شود. باریکه سیگنال در همان راستا و صفحه دمش به کریستال وارد و توسط دو آینه برگشت دهنده چندین بار از تیغه عبور کرده و تقویت می‌شود. خنکساز کریستال در دو سطح بزرگ آن و توسط خنکساز آبگرد مسی انجام می‌شود.



شکل ۱: طرحواره ماژول دمش و تقویت در تقویت کننده اینواسلب. خنکساز از سطوح بزرگ تیغه انجام می‌شود. جهت فلش قرمز جهت خنکساز سطح بزرگ روبرویی تیغه است.

مدلسازی عددی

در ابتدا با فرم‌دهی پرتو لیزر دیود و با داشتن ضریب جذب کریستال توزیع جذب در حجم کریستال بدست می‌آید. در کریستال Nd:YAG حدوداً 30% [۳] از توان جذب شده به گرما تبدیل می‌شود. در مرحله بعد با داشتن توزیع حجمی

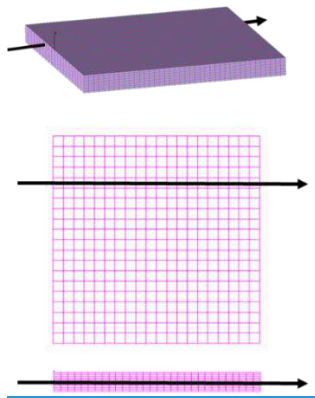
تقویت کننده تیغه‌ای با دمش جزئی که با نام اینواسلب شناخته می‌شود یک تقویت کننده با بهره متوسط است که در دهه گذشته برای تقویت باریکه های لیزر پیوسته و پالسی در محدوده وسیعی از طول موج‌ها بکار می‌رود [۲۱]. از مزایای استفاده از روش دمش جزئی، افزایش چگالی توان دمش و باریکه لیزر در کریستال و در نتیجه امکان تقویت چشمه‌های کم توان لیزر و افزایش بهره لیزر می‌باشد.

در این پژوهش به بررسی تخریب جبهه موج گذرنده از کریستال تیغه‌ای به علت وجود اثرات مخرب گرمایی می‌پردازیم. یکی از معیارهای سنجش تخریب جبهه موج گذرنده، محاسبه OPD در کریستال تحت دمش است. اختلاف راه نوری بوجود آمده در کریستال به علت توزیع دمایی و تنش بوجود آمده ناشی از دمش می‌باشد. موج لیزر در گذر از تیغه دمیده شده Nd:YAG بواسطه اختلاف راه نوری ایجاد شده در آن، دارای اختلاف فاز در جبهه موج تخت اولیه می‌شود که در شکل و کیفیت لکه باریکه در میدان دور تاثیر می‌گذارد. در این مقاله برای بررسی نحوه اثرگذاری OPD کریستال بر روی نمایه لیزر از دو روش شبیه سازی و تجربی استفاده شده است.

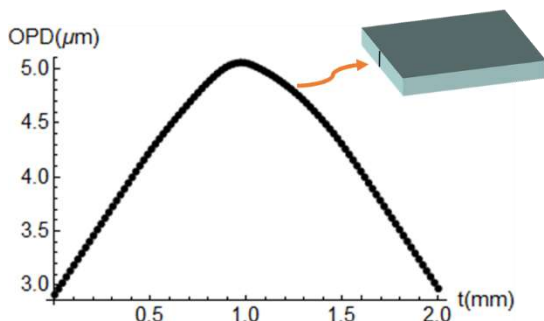
شبیه سازی انجام شده بر اساس اصل هویگنس و با استفاده از محاسبات پراش فرانیهوفر انجام شده است. طرح پراش باریکه لیزر علاوه بر اثر پراش ناشی از ابعاد دریاچه تیغه اینواسلب، تحت تاثیر اختلاف فاز پدید آمده از OPD می‌باشد. با اعمال همزمان این دو عامل، طرح پراش دریاچه تیغه اینواسلب تحت دمش محاسبه گردید. الگوی پراش بدست آمده در واقع نمایه لکه لیزر در میدان دور است.

در روش تجربی باریکه یک لیزر سبز با جبهه موج تخت را از کریستال اینواسلب در حال دمش عبور داده و با استفاده

شکست وابسته به دما و T_{ijk} دمای آن المان است. طول مسیر پرتو و ضریب شکست المان‌ها به ترتیب مطابق روابط (۲ و ۳) متناسب با دمای آن المان‌ها تغییر می‌کند. نمودار نشان داده شده در شکل ۴ توزیع OPD محاسبه شده در ضخامت تیغه اینواسلب در حین دمش جزئی را نشان می‌دهد.



شکل ۳: مسیر یک پرتو از کریستال تیغه‌ای مشبندی شده در جهات مختلف

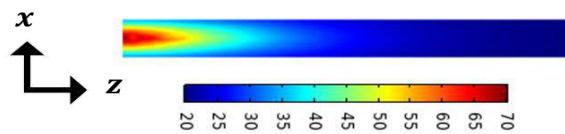


شکل ۴: توزیع OPD محاسبه شده راستای ضخامت تیغه (راستای نشان داده شده در شکل)

شبیه سازی نمایه نور لیزر در میدان دور

برای بدست آوردن نمایه لیزر گذرنده از تیغه در میدان دور کفایت مسئله پراش با تقریب فرانهور از یک شکاف دو بعدی را حل کنیم. می‌دانیم میدان پراشیده از یک دریچه بر روی صفحه پراش، معادل تبدیل فوریه دو بعدی تابع دریچه است. در مسئله حاضر علاوه بر پراش از دریچه تیغه، OPD تیغه نیز بر روی میدان موج اثر می‌گذارد. به منظور ثبت نمایه لیزر در میدان دور، توسط یک لنز متمرکز کننده

چگالی توان جذب شده در کریستال تیغه‌ای و استفاده از آن به عنوان چشمه تولید گرما توسط نرم افزار کامسول، تحلیل گرمایی و مکانیکی تیغه Nd:YAG در تقویت کننده اینواسلب محاسبه گردید. شکل ۲ توزیع دمایی کریستال در حال دمش یکطرفه در طول محور Z را نشان می‌دهد. با محاسبه توزیع دمایی در داخل کریستال، توزیع اختلاف راه نوری در صفحه XY و در راستای Z قابل محاسبه است.



شکل ۲: توزیع دمایی در طول تیغه اینواسلب در حال دمش یکطرفه

محاسبه OPD

برای محاسبه OPD در ابتدا باید مسیر هر پرتو درون کریستال مشخص شود. در شکل ۳ مسیر یک پرتو عبوری از کریستال مشبندی شده در جهات مختلف نمایش داده شده است. طول اپتیکی هر پرتو برابر مجموع حاصل ضرب طول هر المان در مسیر پرتو و ضریب شکست آن المان است که به روش ردیابی هندسی پرتو قابل محاسبه است. مطابق رابطه (۱). با محاسبه طول نوری هر پرتو می‌توان به راحتی اختلاف راه نوری که هر پرتو در تیغه دمیده شده تجربه می‌کند را به نسبت همان راه نوری در حالت دمش خاموش بدست آورد:

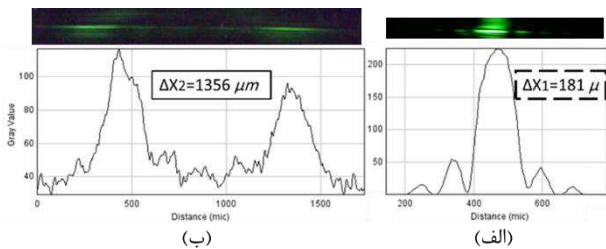
$$OPD_{ij} = \sum_k n_0 L_{ijk} - \sum_k n_{ijk} L_{ijk} \quad (1)$$

$$L_{ijk} = L_{ijk} (1 + \alpha_e (T_{ijk} - T_0)) \quad (2)$$

$$n_{ijk} = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T_{ijk} \quad (3)$$

در این روابط L_{ijk} به ترتیب ضریب شکست و طول مسیر پرتو المان ijk ام در دمای مرجع (قبل از دمش) است. همچنین L_{ijk} طول مسیر پرتو در المان ijk ام و n_{ijk} ضریب

تغییر قابل توجهی نمی‌کند. به عبارت دیگر به علت وجود گرادیان گرمایی در راستای ضخامت تیغه که بواسطه دمش و خنکسازی از سطوح بزرگ تیغه ایجاد شده است، OPD باعث افزایش ۷/۵ برابری اندازه لکه لیزر می‌شود. با مقایسه نمایه پرتو ثبت شده در آزمایشگاه (شکل ۶) و نتایج حاصل از شبیه سازی (شکل ۵) می‌توان شباهت در سایز لکه و همچنین در فرم ۵ تکه‌ای آن را به وضوح دید.



شکل ۶: (الف) تصاویر تجربی پراش باریکه لیزر عبوری از کریستال اینواسلب به‌مراه توزیع شدت آنها در دمش خاموش (ب) و روشن

نتیجه‌گیری

در این مقاله با شبیه سازی ساختار تقویت کننده اینواسلب به محاسبه OPD کریستال در توان دمش ۳۰۰ W پرداختیم. با داشتن الگوی OPD و استفاده از انتگرال پراش فرانیهوفر طرح پراش لیزر عبوری از تیغه را بدست آوردیم. در بخش تجربی، چیدمان آزمایشگاهی ترتیب داده شد و لکه لیزر پس از عبور از کریستال اینواسلب ثبت و پس از پردازش تصویر با نتایج حاصل در شبیه سازی مقایسه شد. با شباهت در اندازه و شکل نمایه مربوطه می‌توان به درستی الگوی OPD بدست آمده رسید.

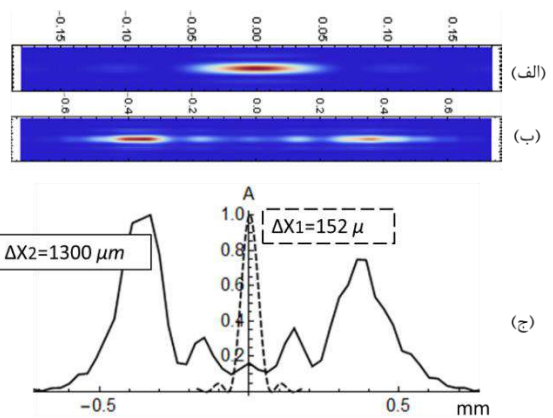
مرجع‌ها

- [1] P. Russbuedt, T. Mans, G. Rotarius and J. Weitenberg, "400 W Yb:YAG Innoslab fs-amplifier," OPTICS EXPRESS, Vol. 17, pp. 12230-12245, 2009.
- [2] P. Russbuedt et.al. IEEE journal of selected topics in Quantum electronics, Vol. 21, No. 1, 2015
- [3] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, 6th ed., (Springer Science, 2006).

با فاصله کانونی ۲۵۰ mm نمایه از بینهایت به کانون این لنز انتقال داده شد. تابع موج لیزر در صفحه پراش (X, Y) ، تبدیل فوریه تابع دریاچه ورودی تیغه در صفحه (x, y) به صورت رابطه زیر است:

$$E_p(X, Y) = \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_i^m \sum_j^m e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{Xx_i + Yy_j}{f} + OPD_{ij} \right)} \Delta x \Delta y \quad (۴)$$

با استفاده از نتایج OPD در بخش قبل و حل عددی معادله (۴) به روش سیمپسون ۳/۸ نمایه باریکه لیزر را پس از عبور از تیغه اینواسلب در حال دمش را بدست آوردیم (شکل ۵) اندازه لکه در حدود $1300 \mu\text{m}$ بدست آمده است.



شکل ۵: شبیه سازی نمایه پراش باریکه لیزر عبوری از کریستال اینواسلب قبل (الف) و بعد (ب) از اعمال دمش با توان ۳۰۰ W. (ج) توزیع شدت بهنجار شده لکه لیزر در دو حالت ذکر شده.

نتایج تجربی اندازه‌گیری OPD در کریستال اینواسلب

در بررسی تجربی اثر OPD، در یک چیدمان آزمایشگاهی تیغه اینواسلب را تحت توان دمش ۳۰۰ W قرار دادیم. همزمان پرتو لیزر سبز با طول موج ۵۳۲ nm را از تیغه عبور داده و طرح پراش ایجاد شده در کانون لنز با فاصله کانونی ۲۵۰ mm بر روی CCD ثبت گردید. شکل ۶ تصویر ثبت شده طرح پراش ایجاد شده در کانون لنز را نشان می‌دهد. نتایج تجربی نشان می‌دهند که اندازه لکه در راستای ضخامت تیغه قبل و بعد از دمش به ترتیب $181 \mu\text{m}$ و $1356 \mu\text{m}$ است. حال آنکه ابعاد آن در راستای عرض تیغه



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



بررسی ویژگی های اپتیکی خطی و غیر خطی نانوذرات کادمیم تلوراید

الهه رحیمی^۱، الناز ایرانی^۱، کسری بوریاپی^۱، الناز یزدانی^۱

گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

Rahimielah9574@gmail.com

e.irani@modares.ac.ir

kasrabouriaey@gmail.com

elnaz.yazdani@modares.ac.ir

چکیده: پاسخ های غیرخطی اپتیکی مواد کاربردهای زیادی در صنعت و مخبرات از جمله ساخت کلیدهای نوری، محدودکننده های نوری، طیف سنجی و ابزارهای اپتو الکترونیکی دارند. لذا پاسخ اپتیکی خطی و غیر خطی ماده کادمیم تلوراید در این پژوهش مورد تمرکز قرار گرفته است. بدین منظور نانوذرات کادمیم تلوراید با روش سنتز ترمو شیمیایی تولید شده و سپس پاسخ اپتیکی خطی به سه پارامتر موثر زمان و دمای سنتز و pH محلول مورد تحلیل قرار گرفته است. در ادامه با روش جاروب Z خواص غیر خطی آن یعنی ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی بررسی و تحلیل شده است.

کلید واژگان: اپتیک غیر خطی، نانو ساختار کادمیم تلوراید، روش جاروب Z

Linear and non-linear properties of CdTe nanoparticles

Elahe Rahimi¹, Elnaz Irani¹, Kasra Bouriaey¹, Elnaz Yazdani¹

¹Dept. of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

Rahimielah9574@gmail.com

Abstract: Nonlinear optical responses in materials have many applications in industry and telecommunications including the optical switches, optical limiters, spectroscopy, and optoelectronic devices. In this work we focus on the study of the linear and nonlinear optical response CdTe nanostructures. For this aim, CdTe nanoparticles are generated by thermochemical synthesis method and then the linear optical response to three effective parameters of synthesis such as synthesis time, temperature and the pH scale has been analyzed. In the following, the nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient are measured by Z-scan method.

Keywords: Non-linear optics, CdTe nanostructures, Z-scan method

۱- مقدمه

$$\beta = \frac{q_0}{I_0 L_{eff}} \quad (۴)$$

که T گذار بهنجار نمونه در Z، Z موقعیت نمونه نسبت به کانون نور فرودی است اما اگر شدت نور بالا باشد ویژگی‌های نور به شدت نور وابسته می‌شود و در نتیجه امواج نور باهمدیگر و با محیط برهمکنش خواهند داشت و فرایندهای غیر خطی حاصل می‌شود و پاسخ ماده به میدان اپتیکی به صورت یک رابطه غیر خطی می‌باشد. پاسخ‌های غیر خطی اپتیکی در مواد کاربردهای زیادی در صنعت و مخابرات دارند که می‌توان به ساخت کلیدهای نوری، محدودکننده‌های نوری و ابزارهای اپتو الکترونیکی اشاره کرد [۱، ۲]. برای یافتن پارامترهای غیر خطی روش‌های گوناگونی از جمله روش تداخل غیر خطی، چرخش بیضوی، ترکیب سه یا چهار موج و چیدمان جاروب Z نام برد که در این پژوهش از چیدمان جاروب Z استفاده می‌شود [۳، ۴].

۲- نتایج آزمایشات و تحلیل آن‌ها

نانوذرات کادمیوم تلوراید با روش سنتز ترموشیمیایی انجام شده است. رشد آبی نانوذرآت CdTe به واسطه واکنش بین HTe^- و Cd^{+2} در حضور تیول‌ها در دمای اتاق انجام می‌شود. زمان سنتز، دمای واکنش و pH محلول سه پارامتر موثر در تعیین شکل و اندازه نانوذرآت CdTe سنتز شده هستند که به تحلیل اثر آنها روی پاسخ اپتیکی ماده می‌پردازیم. بدین منظور از روش مشخصه‌یابی طیف سنجی فلورسانس استفاده شده است. سه زمان سنتز ۲، ۳ و ۴ ساعت، دو pH متفاوت ۹ و ۱۳ و سه دمای سنتز ۳۰، ۶۰ و ۸۰ درجه سلسیوس پارامترهای متغیری هستند که برای تحلیل در نظر گرفته شده است. شکل ۱ (الف) طیف‌های فلورسانس حاصل از سه زمان مختلف سنتز نمونه در شرایط یکسان $\text{pH}=9$ و دمای ۳۰ درجه سلسیوس را نشان می‌دهد. در واقع نانوذرآت نیمه رسانا دارای نورتایی وابسته به اندازه ذرات می‌باشند که برای مدت زمان سنتز بزرگتر شیفت فرکانسی جزئی به سمت طول موج‌های بزرگتر حدود ۵۳۰ نانومتر حاصل شده است که نشان‌دهنده این است که اندازه نانوذرآت سنتز شده کمی بزرگتر شده است و گاف انرژی‌شان کاهش یافته است. در مورد زمان سنتز بزرگتر رشد ذرات بیشتر بوده و ذرات به هم می‌چسبند که منجر به افت شدت در زمان واکنش ۶ ساعت شده است. شکل ۱ (ب) نیز طیف‌های فلورسانس حاصل از دماهای مختلف برای سنتز نمونه CdTe در شرایط یکسان ۴ ساعت برای زمان واکنش و $\text{pH}=9$ را نمایش می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش دما سرعت واکنش افزایش یافته و شدت فلورسانس افزایش می‌یابد. همچنین شیفت فرکانسی نورتایی جزئی نیز از ۵۲۸ نانومتر تا ۵۴۰ نانومتر با افزایش دما مشاهده می‌شود که نشان‌دهنده افزایش جزئی اندازه نانوذرآت تولید شده می‌باشد. در شکل ۱ (ج) نیز نتایج اثر pH محلول برای سنتز نمونه CdTe در شرایط

در نورهای با شدت کم، خصوصیات نوری مواد مستقل از شدت نور فرودی است اما اگر شدت نور بالا باشد ویژگی‌های نور به شدت نور وابسته می‌شود و در نتیجه امواج نور باهمدیگر و با محیط برهمکنش خواهند داشت و فرایندهای غیر خطی حاصل می‌شود و پاسخ ماده به میدان اپتیکی به صورت یک رابطه غیر خطی می‌باشد. پاسخ‌های غیر خطی اپتیکی در مواد کاربردهای زیادی در صنعت و مخابرات دارند که می‌توان به ساخت کلیدهای نوری، محدودکننده‌های نوری و ابزارهای اپتو الکترونیکی اشاره کرد [۱، ۲]. برای یافتن پارامترهای غیر خطی روش‌های گوناگونی از جمله روش تداخل غیر خطی، چرخش بیضوی، ترکیب سه یا چهار موج و چیدمان جاروب Z نام برد که در این پژوهش از چیدمان جاروب Z استفاده می‌شود [۳، ۴]. در این روش از پرتوی گوسین لیزر استفاده می‌شود و ماده مورد نظر در راستای انتشار این پرتو جاروب می‌شود. در اثر برهمکنش لیزر با نمونه، محیط بر اثر خوکانونی و یا خود واکانونی مانند یک عدسی همگرا یا واگرا عمل می‌کند. با جابجا شدن ماده و با تغییر شدت پرتو فرودی، فاصله کانونی موثر تغییر می‌کند. در این روش از دو چیدمان جاروب Z با دریچه بسته برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیر خطی و جاروب Z با دریچه باز برای محاسبه ضریب جذب غیر خطی استفاده می‌شود. روش متداول برای یافتن ضریب شکست غیر خطی با روش جاروب Z روزنه بسته با روابط زیر می‌باشد:

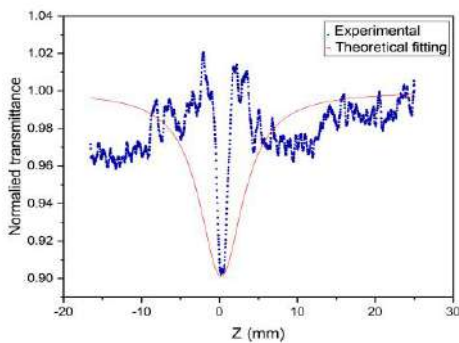
$$n_2 = \frac{\Delta T_{p-v}}{0.406(1-s)^{0.25} K I_0 L_{eff}} \quad (۱)$$

که ΔT_{p-v} اختلاف بین قله و دره ی عبور بهنجار شده، s کسر پرتوی عبوری از دریچه، k بردار موج، I_0 قله محور تابش در کانون، $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha l}) / \alpha$ که α ضریب جذب خطی و l طول نمونه می‌باشد. همچنین ضریب جذب غیر خطی با روش جاروب Z روزنه باز به صورت زیر بدست می‌آید [۳، ۴]:

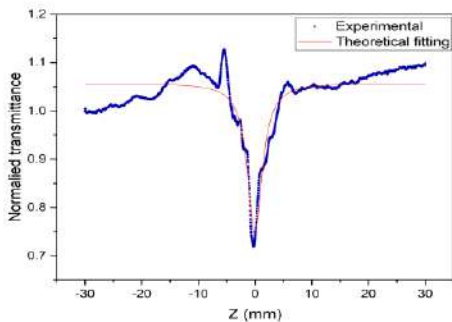
$$T(z, s = 1) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z,0)]^m}{(m+1)^{3/2}} \quad (۲)$$

$$q_0 = 2\sqrt{2} \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \Delta T(z) \quad (۳)$$

در ادامه به تحلیل ویژگی‌های غیرخطی نانوذرات CdTe با روش جاروب Z پرداخته شده است. شکل‌های ۲(الف) و (ب) نتایج میزان تراگسیل به ازای موقعیت‌های مختلف نمونه در روش روزنه باز به منظور محاسبه ضریب جذب غیرخطی نمایش می‌دهد. در این چیدمان از لیزر دیودی ماژول با طول موج ۵۳۲ نانومتر و دو توان مختلف ۳۲ و ۵۷ میلی وات استفاده شده است. مقدار کمی نتایج ضریب جذب به ترتیب برابر $0/27 \frac{cm}{W}$ و $0/41 \frac{cm}{W}$ است که همخوانی خوبی با نتایج موجود دارد [۵]. با توجه به اینکه بزرگی ضریب جذب غیرخطی وابسته به میزان ارتفاع دره گراف است لذا مشخص است که با افزایش توان لیزر میزان ضریب جذب غیرخطی و قدرت محدودکنندگی نوری نمونه که دارای منشا جذب دوفوتونی می‌باشد بیشتر می‌شود.



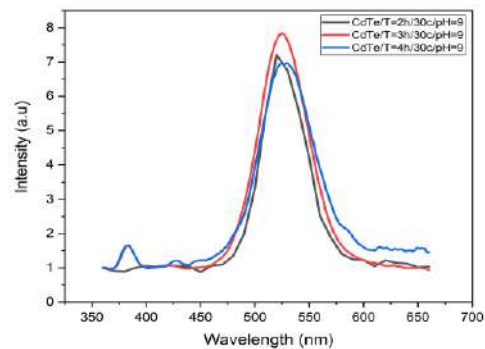
شکل ۲ (الف) نمودار میزان تراگسیل به ازای موقعیت مختلف نمونه در چیدمان روزنه باز در روش جاروب Z (الف) با استفاده از لیزر دیودی ماژول با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان لیزر ۳۲ میلی وات



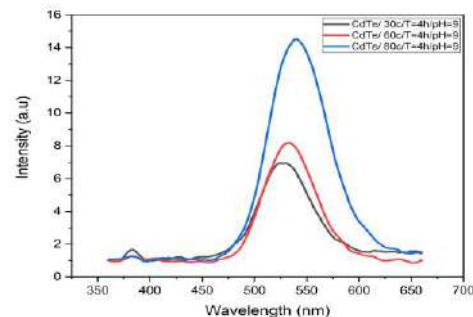
(ب) با استفاده از لیزر دیودی ماژول با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان لیزر ۵۷ میلی وات

همچنین چیدمان روزنه بسته در روش جاروب Z برای تحلیل ضریب شکست غیرخطی CdTe با دو توان مختلف ۳۲

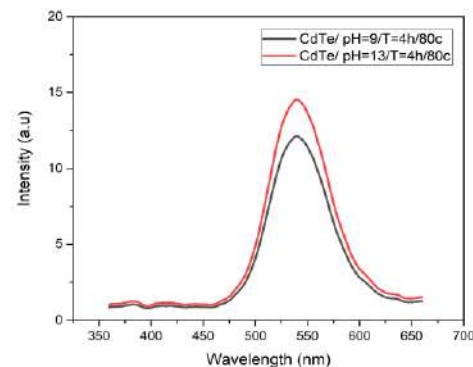
یکسان ۴ ساعت زمان واکنش و دمای ۸۰ درجه سانتی گراد را مشاهده می‌کنیم که با افزایش مقدار pH راندمان واکنش بیشتر شده و شدت فلورسانس افزایش می‌یابد و شیفت فرکانسی بسیار جزئی ۳ نانومتری نیز مشاهده می‌شود. در واقع افزایش مقدار pH باعث شده است که ذرات به هم نچسبند و شدت فوتولومینانس به طور مشهودی افزایش یافته است.



شکل ۱- (الف) طیف فلورسانس CdTe در سه بازه زمانی ۲ و ۳ و ۴ ساعت، دمای ۳۰ درجه و pH=9



(ب) طیف فلورسانس CdTe در سه دمای مختلف ۳۰، ۴۰، ۶۰ و ۸۰ درجه سلسیوس، زمان واکنش ۴ ساعت و pH=9



(ج) طیف فلورسانس CdTe در دو مقدار مختلف ۹، ۱۳، pH=9 زمان واکنش ۴ ساعت و دمای ۸۰ درجه سلسیوس

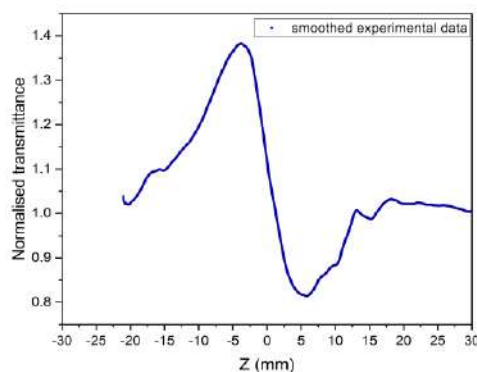
نتیجه گیری

در این پژوهش نتایج طیف‌سنجی فلورسانس نانو ذره کادمیوم تلوراید نشان می‌دهد که با افزایش سه پارامتر زمان، دما و pH محلول طول موج نشری افزایش یافته است، یعنی اندازه نانو ذرات تولیدی تا حدودی بزرگ‌تر گردیده و گاف انرژی آنها کاهش یافته است. همچنین در نتایج بررسی ویژگی‌های غیر خطی کادمیوم تلوراید مشاهده شد که با افزایش شدت توان ورودی، ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی آنها افزایش یافته است و نمونه دارای ویژگی خودواکانونی و محدودکنندگی نور می‌باشد.

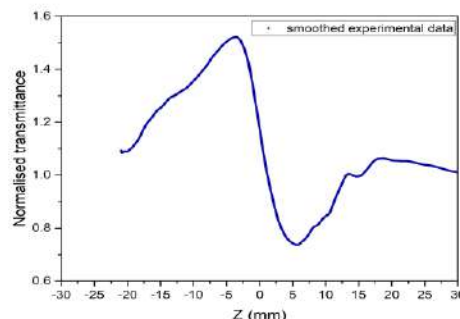
مرجع‌ها

- [1] Boyd, R.W., J.E. Sipe, and P.W. Milonni, Chirality and polarization effects in nonlinear optics. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2004. 6(3): p. S14.
- [2] Reshef, O., et al., Nonlinear optical effects in epsilon-near-zero media. *Nature Reviews Materials*, 2019. 4(8): p. 535-551.
- [3] Abazari, R., et al., Third-order nonlinear optical behavior of an amide-tricarboxylate zinc (II) metal-organic framework with two-fold 3D+ 3D interpenetration. *Inorganic Chemistry*, 2021. 60(13): p. 9700-9708.
- [4] Alrebdi, T.A., et al., Structural, linear and nonlinear optical properties of NiO nanoparticles-multi-walled carbon nanotubes nanocomposite for optoelectronic applications. *Radiation Physics and Chemistry*, 2022. 195: p. 110088.
- [5] Majles Ara, M., et al., Nonlinear optical properties of CdTe nanocrystals synthesized by a green room temperature solution method. *Applied Physics B*, 2015. 118(4): p. 567-572.

و ۵۷ میلی وات بکار گرفته شده است. مقدار کمی نتایج ضریب شکست به ترتیب برابر $0/360 \times 10^{-7} \frac{cm^2}{W}$ و $0/508 \times 10^{-7} \frac{cm^2}{W}$ است که همخوانی خوبی با نتایج موجود دارد [۵]. نمودارهای شکل ۳ (الف) و (ب) مربوط به میزان تراگسیل برای موقعیت‌های مکانی مختلف نمونه است. میزان ضریب شکست غیرخطی به فاصله قله تا دره وابسته است لذا میزان ضریب شکست غیرخطی برای توان لیزر ۵۷ میلی وات مقدار بیشتری است. همچنین از روی رفتار نمودار مشخص است که نمونه دارای ضریب شکست با علامت منفی است که به دلیل وجود اثر خودواکانونی می‌باشد. علت نامتقارنی نمودارها نیز ناشی از وجود جذب و پراگندگی غیرخطی طی برهمکنش لیزر با نمونه می‌باشد.



شکل 3- نمودار میزان تراگسیل به ازای موقعیت مختلف نمونه در چیدمان روزنه بسته در روش جاروب Z (الف) با استفاده از لیزر دیودی ماژول با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان لیزر ۳۲ میلی وات



(ب) با استفاده از لیزر دیودی ماژول با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان لیزر ۵۷ میلی وات

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و

فوتونیک ایران و پانزدهمین

کنفرانس مهندسی و فناوری

فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱



دانشگاه جامع شیراز

شبیه‌سازی عدسی خطی ساز و بررسی پارامترهای مؤثر بر آن با استفاده از نرم‌افزار کامسول

مهدی صفر بیرانوند، سجاد قاآنی غلامحسینی، ناصر سیاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران، ایران

Mahdi2750safarbiranvand@ihu.ac.ir, sajjadqaani@ihu.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir*

چکیده - برخی از کاربردهای لیزر به جای استفاده از لکه لیزری نیازمند بکارگیری باریکه لیزری به صورت خطی هستند و از عدسی‌های استوانه‌ای، فرنل خطی ساز دندان‌های برای چنین منظوری استفاده می‌شود. در این مقاله، عدسی خطی ساز دندان‌های در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی شده و اثرات ضخامت عدسی و میزان تیزی، زاویه راس، تعداد دندان‌ها بر خطی‌سازی نور و اندازه لکه در صفحه مشاهده بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که میزان تیزی بدون تغییر در اندازه لکه باعث یکنواختی توزیع شدت می‌شود و تعداد دندان‌ها و ضخامت عدسی تأثیری در خطی‌سازی نور ندارند. اما نتایج حاکی از وابستگی شدید اندازه لکه به زاویه راس دندان‌هاست.

کلید واژه - تعداد دندان‌ها، زاویه راس دندان‌ها، ضخامت عدسی، عدسی خطی‌ساز، تیزی دندان‌ها

Simulation of the linear spread lens and investigation the effective parameters on it using COMSOL software

Mahdi Safarbiranvand, Sajjad Qaani Gholamhosseini, Naser Siahvashi*

Department of Photonics, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

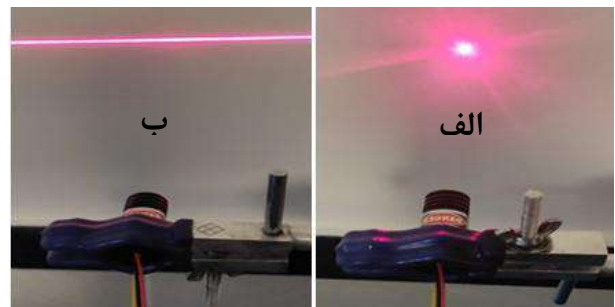
Abstract- Some laser applications require the use of a linear laser beam instead of using a laser point, and cylindrical lenses, Fresnel lenses, and linear spread lenses are used for this purpose. In this article, the linear spread lens was simulated in COMSOL software and the effects of the sharpness of the teeth, the angle of the apex, the number of teeth, and the thickness of the lens on the linearization of light and the spot size on the observation plane were investigated. The simulation results show that the sharpness of the teeth, without changing the spot size, causes the uniformity of the light distribution on the screen and the number of teeth and the thickness of the lens have no effect on the linearization of light. But the results indicate that the spot size is strongly dependent on the angle of the apex of the teeth.

Keywords: Apex angle of teeth, Lens thickness, Linear spread lens, Number of teeth, Teeth sharpness

۱. مقدمه

منابع لیزری با توجه به ویژگی‌های منحصر به فردی همچون همدوسی، تک‌رنگی، درخشندگی و جهت‌مندی همواره در کاربردهای متفاوتی از جمله پزشکی، نظامی، صنایع، ارتباطات، علم و فناوری مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۱-۳].

باریکه لیزر معمولاً به صورت لکه‌ای دایره شکل با پروفایل گاوسی می‌باشد که به علت واگرایی ذاتی پس از طی یک مسافت مشخص، قطر لکه آن بزرگ‌تر می‌شود. در برخی از کاربردهای لیزر پایه همچون ترازهای لیزری، بارکد خوان‌ها و نورپردازی‌ها به جای استفاده از لکه لیزری نیازمند بکارگیری باریکه لیزری به صورت خطی هستند. خطی کردن نور لیزر با استفاده از عدسی‌های خطی‌کننده مانند عدسی استوانه‌ای، عدسی فرنل و عدسی‌های خطی‌ساز دندان‌های قابل انجام است. به عنوان مثال عدسی‌های فرنل به دلیل جرم و حجم کم در فانوس‌های دریایی، چراغ‌های اتومبیل و لامپ‌های تزئیناتی استفاده می‌شود. نحوه عملکرد عدسی خطی‌ساز در شکل (۱) نشان داده شده است. در این مقاله عدسی خطی‌ساز دندان‌های با استفاده از نرم افزار کامسول، شبیه‌سازی شده و وابستگی اندازه لکه (طول خط) این عدسی به پارامترهای میزان تیزی، زاویه راس، تعداد دندان‌ها و ضخامت عدسی بررسی شده است.



شکل ۱: توزیع شدت باریکه لیزری الف: بدون عدسی خطی‌ساز و ب: با عدسی خطی‌ساز

۲. اصول و مبانی

هنگامی که نور منتشر شده از منبع به فصل مشترک دو محیط با ضرایب شکست n_1 و n_2 فرود می‌آید؛ بخشی از

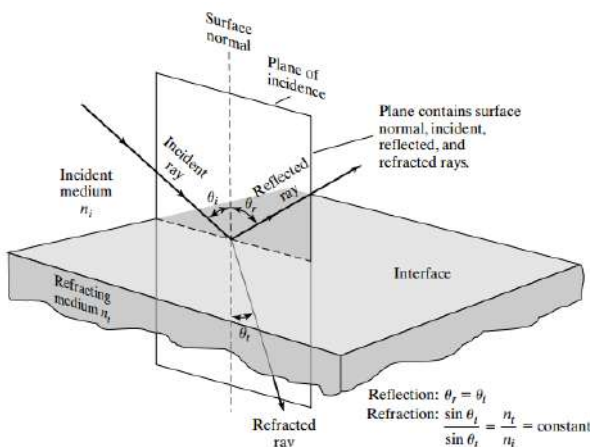
آن بازتاب و بخشی عبور می‌کند. مطابق شکل (۲)، پرتوها با زاویه θ_i بر فصل مشترک دو محیط فرود آمده و طبق اصل بازتاب با همان زاویه، برمی‌گردند [۴]:

$$\theta_i = \theta_r \quad (1)$$

بخش دیگر نور با عبور از محیط اول و ورود به محیط دوم، طبق قانون اسنل با زاویه شکست θ_t ، شکسته می‌شود [۵]:

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad (2)$$

که اگر $n_2 > n_1$ باشد؛ زاویه شکست θ_t به گونه‌ای است که پرتو شکسته شده به خط عمود بر سطح نزدیک‌تر می‌شود و اگر $n_1 > n_2$ باشد؛ پرتو شکسته شده از خط عمود بر سطح دورتر می‌شود. بنابراین با بزرگ‌تر شدن θ_i ، نور با زاویه ۹۰ شکسته می‌شود؛ که در این حالت زاویه فرود را زاویه بحرانی θ_c می‌نامند و با بزرگ‌تر شدن بیش‌تر زاویه تابش، $\theta_i < \theta_c$ ، بازتاب داخلی رخ می‌دهد.



شکل ۲: بازتاب و شکست در مرز بین دو محیط نوری [۴]

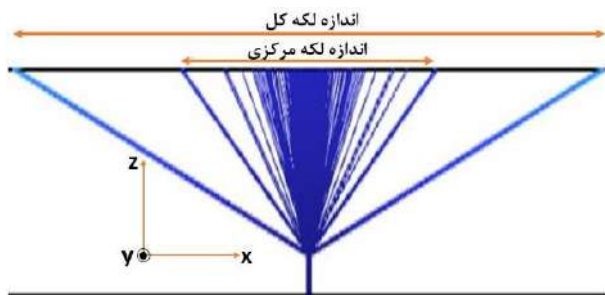
۳. شبیه‌سازی

در شبیه‌سازی عدسی خطی‌ساز، جنس عدسی Schott N-BK7 با ضریب شکست ۱,۵۱۵۱ در نظر گرفته شده است. شکل (۳) نمایه‌ای از این عدسی با شعاع انحنای نوک دندان (الف) صفر، (ب) ۰,۱ میلی‌متر، (پ) ۰,۲ میلی‌متر و (ت) ۰,۳ میلی‌متر را نشان می‌دهد که قطر، D ، و ضخامت، T ، عدسی به ترتیب ۸ و ۲ میلی‌متر می‌باشد و تعداد $N = 6$ دندان با زاویه راس، α ، ۶۰ درجه فرض شده است.

مطابق شکل (۴)، با افزایش شعاع انحنای نوک دندانه، اندازه لکه تغییری نمی‌کند اما توزیع یکنواخت‌تری بدست می‌آید. علت این یکنواختی ناشی از این است که در حالت ایده‌آل (دندانه‌های نوک تیز)، پرتوها در تمام نقاط دندانه‌ها به‌طور یکسان شکسته می‌شوند و در دو یا چند نقطه جمع می‌شوند؛ اما در حضور انحنای دندانه‌ها، پرتوها در زوایای مختلفی شکسته شده به‌طوری‌که پرتوهای عبوری از نوک دندانه تقریباً به صورت مستقیم عبور می‌کنند و با بیش‌تر شدن زاویه تابش در دیواره دندانه‌ها، زاویه شکست نور تغییر کرده و پخش نور به صورت یکنواخت‌تری اتفاق می‌افتد.

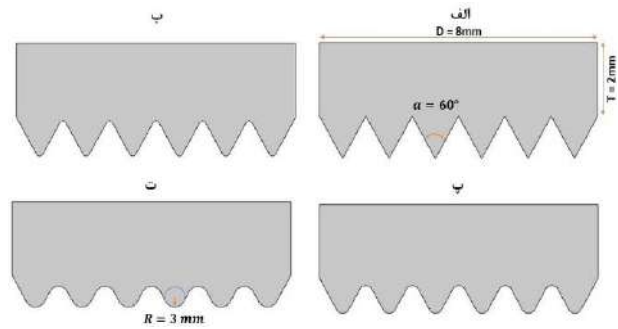
۲-۳. تأثیر زاویه راس دندانه‌ها

با تغییر زاویه راس دندانه‌ها، مطابق شکل (۵) عمده پرتوها به صورت منسجم در بخش مرکزی لکه، مشاهده می‌شوند که اصطلاحاً اندازه لکه مرکزی نامیده می‌شوند؛ در کنار این، در برخی از زوایا، به علت ظهور بازتاب‌های داخلی در دیواره‌های عدسی، تعدادی از پرتوها دورتر از این ناحیه تجمع، رؤیت می‌شوند، لذا با در نظر گرفتن این پرتوها، کل طول خط به عنوان اندازه لکه کل در نظر گرفته شده است.



شکل ۵: اندازه لکه کل و مرکزی در زاویه راس ۱۸ درجه و شعاع انحنای ۰,۳ میلی‌متر برای نوک دندانه‌ها

به منظور بررسی اثر زاویه راس دندانه‌ها بر اندازه لکه، زاویه راس دندانه‌ها از ۱۰ تا ۱۲۰ درجه تغییر داده شد. شکل (۶) نمودارهای تغییرات اندازه لکه کل و مرکزی را برحسب تغییرات زاویه راس نشان می‌دهد. مطابق شکل (۶) اندازه لکه کل در زاویه ۱۵,۸ درجه به بیشینه مقدار خود یعنی ۱,۱۷۶ متر می‌رسد و سپس روند آن نزولی می‌شود؛ اما

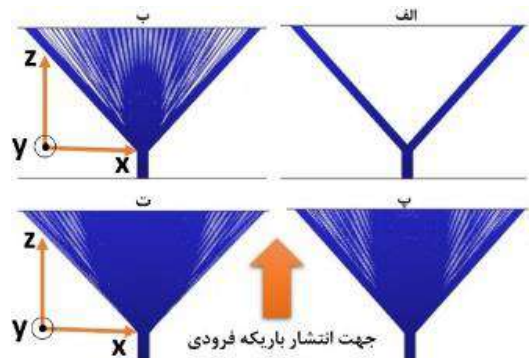


شکل ۳: طرحواره عدسی خطی ساز با شعاع انحنای الف: صفر، ب: ۰,۱ میلی‌متر، پ: ۰,۲ میلی‌متر، ت: ۰,۳ میلی‌متر.

باریکه لیزری با طول موج $(\lambda) 632,8 \text{ nm}$ و کمر باریکه (W_0) برابر با قطر عدسی و تعداد ۱۰۰۰ پرتو در راستای محور Z به عدسی تابیده شده و پس از عبور دچار تغییر مسیر می‌شوند. همچنین صفحه مشاهده در فاصله ۱۰ سانتی‌متری از عدسی قرار گرفته است، تا اندازه لکه روی آن معیاری از خطی‌سازی عدسی باشد. لازم به ذکر است بدون حضور عدسی، اندازه لکه لیزر در فاصله $L = 10 \text{ cm}$ تقریباً ۸ mm است. با توجه به این‌که ابعاد طول موج در مقایسه با ابعاد دندانه‌های عدسی بسیار کوچک است؛ پدیده پراش ظهور پیدا نمی‌کند و در شبیه‌سازی‌ها از ماژول اپتیک پرتویی کامسول استفاده شده است.

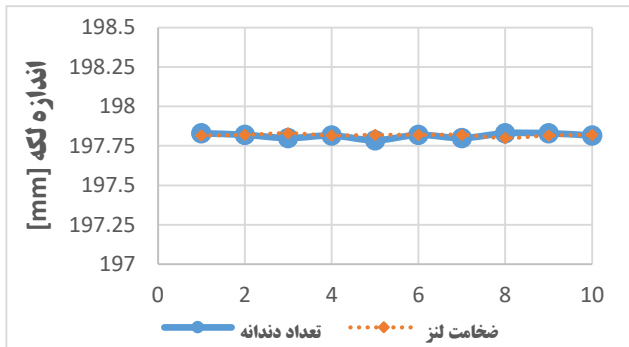
۱-۳. تأثیر میزان تیزی دندانه‌ها بر اندازه لکه

ابتدا تأثیر میزان تیزی دندانه‌ها بر اندازه لکه (طول خط) بررسی می‌شود. در مرحله اول نوک دندانه‌ها تیز و ایده‌آل فرض شد و سپس انحنایی به شعاع ۰,۱، ۰,۲ و ۰,۳ میلی‌متر



شکل ۴: انتشار پرتوها پس از عبور از عدسی خطی‌ساز برای شعاع انحنای مختلف نوک دندانه. الف: دندانه‌های کاملاً تیز، ب: ۰,۱ میلی‌متر، پ: ۰,۲ میلی‌متر و ت: ۰,۳ میلی‌متر

طول خطی‌سازی (اندازه لکه) آن ندارد؛ زیرا با تغییر این پارامترها، زاویه راس دندانها و در نتیجه زاویه تابش هیچ تغییری نکرده و اثری بر مسیر پرتوها نمی‌گذارد.



شکل ۷: تغییرات اندازه لکه مرکزی بر حسب تعداد دندانهای عدسی (نمودار آبی) و ضخامت عدسی (نارنجی) بر حسب میلی‌متر

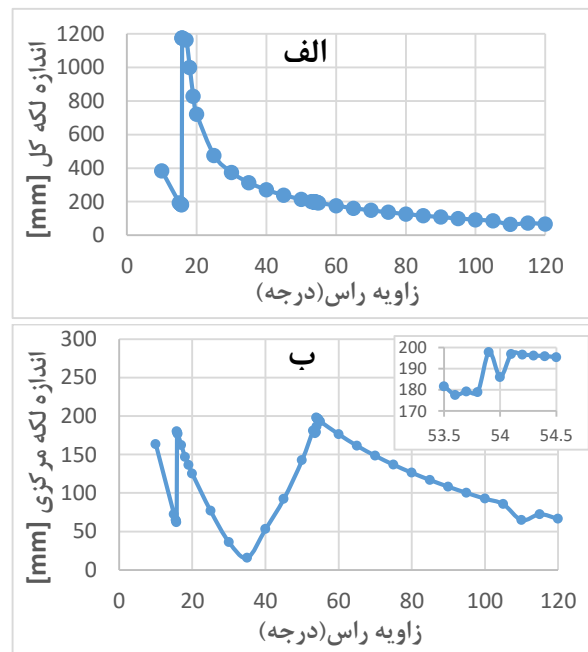
۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از نرم‌افزار کامسول یک عدسی خطی‌ساز دندانهای BK7 شبیه‌سازی شد و تأثیر پارامترهای مختلف آن بر اندازه لکه در صفحه مشاهده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که میزان تیزی دندانها در اندازه لکه در صفحه مشاهده تأثیری ندارد؛ اما باعث یکنواختی بیشتر توزیع شدت می‌شود. مشخص شد زوایای ۱۵,۸ و ۵۳,۹ درجه به ترتیب منجر به بیشترین اندازه لکه کل و مرکزی می‌شوند. همچنین تعداد دندانها و ضخامت عدسی تأثیر ناچیزی بر خطی کردن نور دارند.

مرجع‌ها

- [1] Peng, Q., et al., *Lasers in medicine*. Reports on Progress in Physics, 2008. 71(5): p. 056701.
- [2] Kaushal, H. and G. Kaddoum, *Applications of lasers for tactical military operations*. IEEE Access, 2017. 5: p. 20736-20753.
- [3] Ready, J.F., *Industrial applications of lasers*. 1997: Elsevier.
- [4] Hecht, E., *Optics 4th edition*. Optics 4th edition by Eugene Hecht Reading, 2001.
- [5] Pedrotti, F.L., L.M. Pedrotti, and L.S. Pedrotti, *Introduction to optics*. 2017: Cambridge University Press.

اندازه لکه مرکزی در زاویه ۱۵,۸ درجه تقریباً ۱۸۰ میلی‌متر است و پس از یک روند نزولی به کمترین مقدار خود در زاویه ۳۰ درجه می‌رسد و سپس اندازه لکه با افزایش زاویه در حال بزرگ شدن است تا زمانی که در زاویه ۵۳,۹ به بیشینه مقدار خود (۰,۱۹۸ متر) می‌رسد و بعد از آن مجدداً روند نزولی را در پیش می‌گیرد. این تغییرات اندازه لکه ناشی از تغییر زاویه راس دندانها و در نتیجه زاویه فرود پرتوها و همچنین ظهور پدیده بازتاب داخلی است. با توجه به کاربرد مدنظر که کدام اندازه لکه (مرکزی یا کل) مورد نیاز است؛ می‌توان یکی از زوایای بهینه را انتخاب نمود.



شکل ۶: نمودار تغییرات اندازه لکه کل (الف) و لکه مرکزی (ب) بر حسب تغییرات زاویه راس دندانهای عدسی

۳-۳. اثر تعداد دندانها و ضخامت عدسی

برای بررسی تعداد دندانها و ضخامت عدسی، زاویه راس دندانها 53.9° ، متناظر با بیشترین مقدار اندازه لکه مرکزی در نظر گرفته شد و تعداد دندانها از ۱ تا ۱۰ دندانها و ضخامت از ۱ تا ۱۰ میلی‌متر تغییر کرد. تغییرات اندازه لکه مرکزی بر حسب تعداد دندانها و ضخامت عدسی با رنگ‌های آبی و نارنجی در شکل (۷) نشان داده شده است. مطابق شکل، تعداد دندانها و ضخامت عدسی، تأثیری در

بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک

ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و

فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه صنعتی شیراز،

شیراز، ایران.

۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱



دانشگاه شیراز

افزایش کارایی سلول خورشیدی سیلیکونی ناهمگون با استفاده از لایه امیتر a-SiGe:H و درجه بندی آرایش آن

محمود روشندل بناء^۱، هادی بشیری^۲، محمد عظیم کرمی^{۳*}

^{۱,۲,۳} دانشکده مهندسی برق، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ۱۶۸۴۶۱۳۱۱۴، ایران

* karami@iust.ac.ir

چکیده - در این مقاله، تأثیر درجه بندی آرایش لایه امیتر a-SiGe:H بر روی عملکرد یک سلول خورشیدی سیلیکونی ناهمگون بررسی شده است. لایه امیتر a-Si:H به دلیل ضریب جذب بالا، چگالی نقص بالا و رسانایی کم، عملکرد سلول خورشیدی را بدتر می کند. در این مقاله با جایگزین کردن لایه ا-SiGe:H با لایه a-Si:H، و درجه بندی آرایش این لایه، توانستیم بازدهی ساختار را بهبود ببخشیم. مشخص شده است که با جایگزینی لایه امیتر a-SiGe:H با لایه a-Si:H و درجه بندی آرایش آن، بازدهی به اندازه ۳/۰۱٪ و ضریب پرشدن به اندازه ۵/۲۶٪ و ولتاژ مدار باز به اندازه ۲۸ mV و چگالی جریان اتصال کوتاه به اندازه ۸۶/۱ mA/cm²، نسبت به ساختار بدون درجه بندی آرایش و بدون لایه بافر افزایش می یابد. تحت شرایط جهانی AM 1.5، سلول بهینه شده دارای ولتاژ مدار باز ۰/۷۲ ولت، چگالی جریان اتصال کوتاه ۳۲/۶۶ mA/cm² و ضریب پرشدگی ۸۲/۸۶٪ و بازدهی ۱۹/۵۱٪ می باشد.

کلید واژه- سلول خورشیدی سیلیکونی ناهمگون، درجه بندی آرایش، لایه امیتر، a-SiGe:H، بازدهی

Increasing the efficiency of heterojunction silicon solar cells using a-SiGe:H emitter layer and its doping grading

Mahmood Roshandel bana¹, Hadi Bashiri², Mohammad Azim Karami^{3*}

^{1,2,3} School of Electrical Engineering, Iran University of Science & Technology (IUST), Narmak, Tehran, 1684613114, Iran

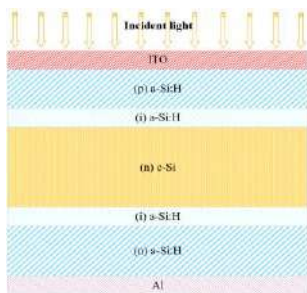
* karami@iust.ac.ir

Abstract- In this paper, the effect of the doping grading of the a-SiGe:H emitter layer on the performance of a heterojunction silicon solar cell is investigated. The a-Si:H emitter layer deteriorates the solar cell performance due to its high absorption coefficient, high defect density and low conductivity. In this article, we were able to improve the efficiency of the structure by replacing the a-SiGe:H layer with a-Si:H layer, and doping grading of this layer. It has been determined that by replacing the

a-SiGe:H emitter layer with a-Si:H layer and its doping grading, the efficiency is 3.01%, the filling factor is 5.26%, the open circuit voltage is 28 mV, and the short circuit current density is 1.86 mA/cm² increases compared to the structure without doping grading and without buffer layer. Under global AM 1.5 conditions, the optimized cell has an open circuit voltage of 0.72 V, a short circuit current density of 32.66 mA/cm², a filling factor of 82.86% and an efficiency of 19.51%.

Keywords: heterojunction silicon solar cell, doping grading, emitter layer, a-SiGe:H, efficiency.

مقایسه با نتایج تجربی مرجع [۴] در جدول ۱ بیان شده است. همچنین کمیت‌های فیزیکی لایه‌های سلول خورشیدی از مرجع [۵] گرفته شده است.



شکل ۱: شمای کلی سلول خورشیدی F-SHJ

جدول ۱: کمیت‌های خروجی سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده، در مقایسه با نتایج تجربی مرجع [۴].

J _{sc} (mA/cm ²)	V _{oc} (mV)	FF (%)	Eff (%)	
۳۱,۳	۶۸۴	۷۶,۸	۱۶,۴	تجربی [۵]
۳۰,۸	۶۹۲	۷۷,۶	۱۶,۵	شبیه‌سازی

۳- مدل‌سازی بازترکیب در سطح مشترک a-Si/c-Si

برای مدل‌سازی بازترکیب در رابط ناهمگون، از فرمالیسم توسعه‌یافته نظریه شاکلی-رید-هال (SRH) استفاده شده است. توزیع چگالی نقص در لایه‌های a-Si:H و سطح مشترک a-Si/c-Si توسط دو باند آویزان گاوسی و دو دنباله باند در لبه باندهای هدایت و ظرفیت مدل‌سازی می‌شود. طبق فرمالیسم SRH، سرعت بازترکیب سطحی وابسته به سطح حامل اضافی (SRV) عبارت است از:

$$SRV(\Delta n) = \frac{V_{th}(p_s n_s - n_i^2)}{\Delta n} \int_{E_v}^{E_c} \frac{D_{it}(E)}{\left(\frac{p_s + p_1}{\delta_n} + \frac{n_s + n_1}{\delta_p}\right)} dE \quad (1)$$

σ_p و σ_n سرعت حرارتی است، $V_{th} = 2 \times 10^{-7} \text{ cm/s}$

۱- مقدمه

سلول‌های فتوولتائیک سیلیکونی ناهمگون (SHJ) دارای V_{oc} بهتر، بازدهی بالاتر و ضرایب دمایی پایین‌تر هستند که آن‌ها را برای بسیاری از کاربردها، از سلول‌های خورشیدی c-Si معمولی بهتر می‌کند [۱]. لایه امیتر سلول خورشیدی ناهمگون با نیمه‌هادی a-Si:H به دلیل ضریب جذب بالا، غلظت بالای نقص و رسانایی کم، عملکرد سلول را بدتر می‌کند. جایگزینی یک لایه امیتر مناسب با a-Si:H علاوه بر افزایش میدان الکتریکی، باعث ایجاد خم‌شدن باند در این لایه، برای جداکردن و هدایت حامل‌های بار به سمت اتصالات فلزی می‌شود [۲]. برای گسترش کاربرد سلول‌های خورشیدی سیلیکونی ناهمگون، یک ساختار جدید با جایگزینی لایه‌ی a-SiGe:H با لایه a-Si:H، و درجه‌بندی آلایش لایه‌ی امیتر a-SiGe:H، برای افزایش عملکرد دستگاه، پیشنهاد کرده‌ایم. ما با درجه‌بندی آلایش لایه امیتر به دو لایه TF-(p)a-SiGe (لایه بالایی امیتر در قسمت جلوی ساختار) و BF-(p)a-SiGe (لایه پایینی امیتر در قسمت جلوی ساختار)، توانستیم بازدهی را به اندازه‌ی ۳۰۱٪ نسبت به ساختار بدون درجه‌بندی آلایش و بدون لایه بافر افزایش دهیم.

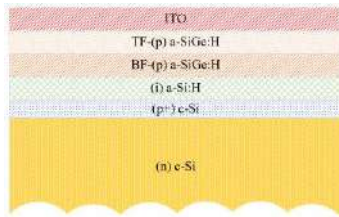
۲- جزئیات شبیه‌سازی سلول خورشیدی

شکل ۱ شماتیک سلول خورشیدی F-SHJ مورد مطالعه در مرجع [۳] را نشان می‌دهد که به عنوان سلول پایه در این مطالعه استفاده می‌شود. شبیه‌سازی این ساختار با استفاده از نرم افزار شبیه‌ساز TCAD-Silvaco انجام شده است. کمیت‌های خروجی سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده در

باتوجه به مرجع [۷] که به بررسی اثر شکافباند لایه امیتر پرداخته، بهترین بازدهی برای این ساختار در شکافباند 1.7 eV بدست آمد. ضخامت این لایه امیتر جدید برابر با 10 nm و غلظت آلایش آن نیز برابر با $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ می‌باشد. چگالی توزیع حالت‌ها برای همه لایه‌ها از مراجع استاندارد گرفته شده است [۸].

۲-۴- درجه‌بندی آلایش لایه (p)a-SiGe:H

در ابتدا، لایه امیتر به دو لایه TF-(p) a-SiGe و BF-(p) a-SiGe با ضخامت ثابت 5 nm برای هر دو لایه تقسیم می‌شود. شکل ۴ قسمت جلوی ساختار پیشنهادی را با درجه‌بندی آلایش لایه امیتر برای بهینه‌سازی عملکرد سلول نشان می‌دهد.



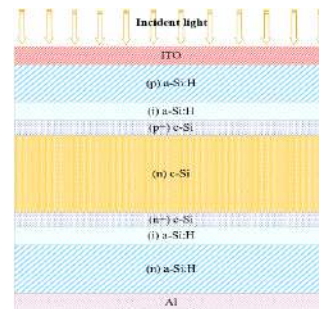
شکل ۴: قسمت جلوی ساختار پیشنهادی با درجه‌بندی آلایش لایه (p) a-SiGe:H

در ادامه، لایه TF-(p)a-SiGe با غلظت آلایش $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ و لایه BF-(p) a-SiGe با غلظت آلایش $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ مورد بررسی قرار گرفتند. در ابتدا با توجه به شکل ۵ غلظت آلایش لایه TF-(p) a-SiGe ثابت و برابر با $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ قرار می‌دهیم و غلظت آلایش لایه BF-(p) a-SiGe را برابر $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ قرار می‌دهیم. بهترین بازدهی در غلظت آلایش $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ بدست آمد. سپس غلظت آلایش لایه BF-(p) a-SiGe را ثابت و برابر با $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ قرار می‌دهیم و با توجه به شکل ۶ غلظت آلایش لایه TF-(p)a-SiGe را برابر $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ و $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ و

سطح مقطع تله‌های الکترونی و حفره‌ای هستند، و $D_{it}(E)$ چگالی نقص سطح مشترک a-Si:H/cSi است، $p_1 = n_1 \exp((E - E_i)/K_B T)$ و $n_1 = n_i \exp((E_i - E)/K_B T)$ چگالی‌های حامل گرمایی ساطع شده از مراکز باز ترکیب هستند. n_s ، p_s به ترتیب غلظت حامل بر اساس جمعیت الکترون و حفره در سطح c-Si است.

۴- بحث و نتایج

در شکل ۲ شمای کلی از ساختار سلول خورشیدی ناهمگون با استفاده از لایه‌های بافر، با توجه به مرجع [۶]، نشان داده شده است. اضافه کردن لایه بافر، حساسیت کمیت‌های خروجی سلول خورشیدی ناهمگون سیلیکونی در سطح جلو را به چگالی نقص سطح مشترک‌های سیلیکون آمورف ذاتی و سیلیکون کریستالی کاهش می‌دهد. همانطور که در جدول ۲ مشاهده می‌کنید، بازدهی با افزودن لایه‌های بافر به 18.1% می‌رسد.



شکل ۲: شمای کلی سلول خورشیدی ناهمگون با لایه‌های بافر

جدول ۲: کمیت‌های خروجی سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده با لایه‌های بافر در مقایسه با نتایج تجربی مرجع [۴].

Jsc (mA/cm ²)	Voc (mV)	FF (%)	Eff (%)	
۳۱.۳	۶۸۴	۷۶.۸	۱۶.۴	تجربی [۵]
۳۰.۷	۷۱۹	۸۲	۱۸.۱	شبیه‌سازی

۱-۴- لایه (p)a-SiGe:H به عنوان لایه امیتر

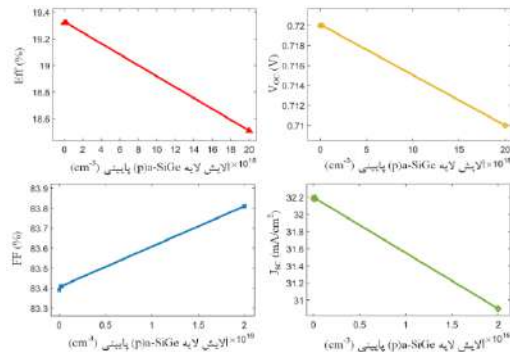
در این قسمت، با توجه به مرجع [۷]، از لایه (p) a-SiGe:H به جای لایه (p) a-Si:H به عنوان لایه‌امیتر استفاده کردیم.

بود که مربوط به بازده تبدیل ۱۹/۵۱٪ است. با درجه‌بندی آلایش، بازدهی به اندازه‌ی ۳/۰۱٪ و V_{oc} و FF نیز به ترتیب به اندازه‌ی ۲۸ mV و ۵/۲۶٪ نسبت به ساختار بدون درجه‌بندی آلایش و بدون لایه بافر افزایش یافتند.

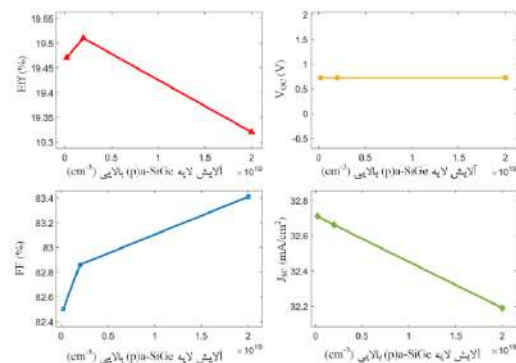
مرجع‌ها

- [1] Pakala PS, Pattnaik A, Tomar A. Comprehensive Study on Heterojunction Solar Cell. In Machine Learning, Advances in Computing, Renewable Energy and Communication 2022 (pp. 543-552). Springer, Singapore.
- [2] Schropp RE, Zeman M. Amorphous and microcrystalline silicon solar cells: modeling, materials and device technology. Boston: Kluwer Academic; 1998 Nov.
- [3] Shu Z, Das U, Allen J, Birkmire R, Hegedus S. Experimental and simulated analysis of front versus all-back-contact silicon heterojunction solar cells: effect of interface and doped a-Si: H layer defects. Progress in photovoltaics: Research and Applications. 2015 Jan;23(1):78-93.
- [4] Das AD, Kim DS, Nakayashiki K, Rounsaville B, Meemongkolkiat V, Rohatgi A. Boron diffusion with boric acid for high efficiency silicon solar cells. Journal of The Electrochemical Society. 2010 May 3;157(6):H684.
- [5] Peter Seif J, Descoedres A, Filipič M, Smole F, Topič M, Charles Holman Z, De Wolf S, Ballif C. Amorphous silicon oxide window layers for high-efficiency silicon heterojunction solar cells. Journal of Applied Physics. 2014 Jan 14;115(2):024502.
- [6] Bashiri, H., Karami, M.A. and Nejad, S.M., 2017. Heterojunction silicon solar cells performance optimization and sensitivity reduction to the interface defect states. Materials Research Express, 4(12), p.126308.
- [7] Kanneboina V. The simulated performance of c-Si/a-Si: H heterojunction solar cells with nc-Si: H, μ c-Si: H, a-SiC: H, and a-SiGe: H emitter layers. Journal of Computational Electronics. 2021 Feb;20(1):344-52.
- [8] Dwivedi N, Kumar S, Bisht A, Patel K, Sudhakar S. Simulation approach for optimization of device structure and thickness of HIT solar cells to achieve ~ 27% efficiency. Solar energy. 2013 Feb 1;88:31-41.

$2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ قرار می‌دهیم و پارامترهای سلول خورشیدی را بدست می‌آوریم. همانطور که مشاهده می‌شود، بهترین بازدهی در غلظت آلایش $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ بدست می‌آید.



شکل ۵: کمیت‌های سلول طراحی‌شده به عنوان تابعی از غلظت آلایش لایه p) a-SiGe پایینی (BF-p) a-SiGe



شکل ۶: کمیت‌های سلول طراحی‌شده به عنوان تابعی از غلظت آلایش لایه p) a-SiGe بالایی (TF-p) a-SiGe

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک ساختار جدید با جایگزین کردن لایه‌ی $a\text{-SiGe:H}$ با لایه $a\text{-Si:H}$ ، و درجه‌بندی آلایش لایه‌ی امیتر $a\text{-SiGe:H}$ ، به منظور دستیابی به حداکثر بازده، پیشنهاد شد. در سلول خورشیدی سیلیکونی ناهمگون مورد مطالعه، ابتدا لایه امیتر $a\text{-SiGe:H}$ با لایه $a\text{-Si:H}$ جایگزین شد و سپس این لایه امیتر به دو لایه TF-(p)-a-SiGe و BF-(p)-a-SiGe تقسیم شد. تحت شرایط جهانی AM 1.5، سلول طراحی‌شده دارای ولتاژ مدار باز ۰/۷۲ ولت، چگالی جریان اتصال کوتاه 32.66 mA/cm^2 و ضریب پر شدگی ۸۲/۸۶٪



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



دانشگاه شیراز

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 شده است. ضریب شکست غیرخطی و همچنین پذیرفتاری 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 نانومتر انجام شده است. با توجه به داده های تجربی به دست آمده، ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم به ترتیب از مرتبه $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{w}$ و 10^{-4} e.s.u اندازه گیری شده اند.

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 n_2 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 n_2 and $\chi^{(3)}$ values are in the order of magnitude of $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ and 10^{-4} e.s.u for MoSe₂ nanosheets.

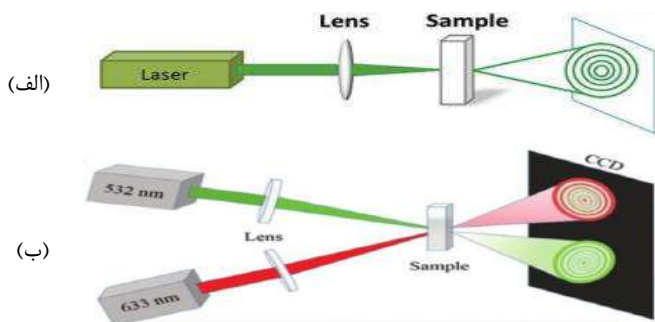
Keywords: Nonlinear Optic, Nonlinear Refractive Index, Spatial Self Phase Modulation (SSPM), Spatial Cross-Phase Modulation (SXPM), Third Order of Electrical Susceptibility.

الکتريکی مرتبه سوم اين 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 MoSe_2 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 Nd: YAG ۵۳۲ نانومتر و لیزر هلیوم-نئون ۶۳۲/۸ نانومتر، به ترتیب با توان‌های حداکثری ۷۰ میلی‌وات و ۱۰ میلی‌وات برای مشاهده پدیده SSPM و SXPM در آزمایشگاه استفاده شده است. شکل (۱)، چیدمان نوعی SSPM و SXPM 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

مقدمه

نانومواد دوبعدی، مانند گرافن و دیکالکوژنیدهای فلزات واسطه^۱ (TMDCs) از ویژگی‌های نوری غیرخطی قابل توجه-ای برخوردارند و از این رو کاندیداهای بالقوه‌ای برای استفاده در سیستم‌های فوتونیکی بحساب می‌آیند [۱]. مواد دوبعدی را می‌توان برای ساخت لیزرهای حالت جامد یا لیزرهای فیبر برای تولید پالس‌های لیزری با روش Q-Switch یا قفل-مدی استفاده کرد [۲]. تمام مدولاسیون‌های نوری بر اساس اثر اپتیک غیرخطی^۲ (NLO) در دستگاه‌های پایه-گرافن یا TMDCs ها، زمان پاسخ بسیار کوتاه و نرخ مدولاسیون بالا را نشان می‌دهند [۳]. TMDCs ها، مواد لایه‌ای گرافن‌مانندی هستند که دارای نوار باند انرژی و پاسخ‌های پراکندگی خوبی در محدوده مرئی و فرورسرخ 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 محدودکننده‌های نوری بر اساس این نوع مواد است، بسیار مهم است. یکی از روش‌های بررسی خواص اپتیکی غیرخطی مواد، روش مدولاسیون خود-فاز فضایی^۳ (SSPM) و مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی^۴ (SXPM) است، که روشی آسان، مقرون به صرفه و در دسترس به شمار می‌روند. با بررسی اثرات نور شدید لیزر، مقادیر ضریب شکست و ضریب گذردهی

^۱ Transition Metal Dichalcogenides
^۲ Nonlinear Optics
^۳ Spatial Self-Phase Modulation
^۴ Spatial Cross-Phase Modulation
^۵ N-Methyl-2-pyrrolidone

می‌توان ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم غیرخطی ماده را محاسبه کرد. ضریب شکست غیرخطی ماده را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد [۵]:

$$n_2 = \frac{\lambda}{2 n_0 L_{eff}} \frac{N}{I} \quad (1)$$

که در اینجا λ طول موج لیزر، n_0 ضریب شکست خطی حلال NMP، N 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 می‌شود [۵].

$$\chi^{(3)} = \frac{n_0^2 c}{12\pi^2 \times 10^3} n_2 \quad (2)$$

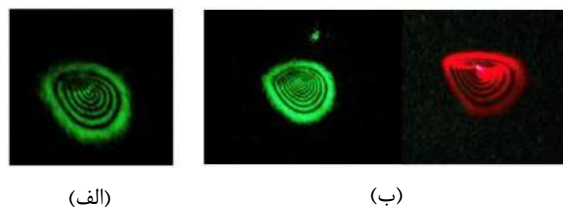
که c سرعت نور و λ طول موج لیزر است.

نتایج و بحث

شکل (۳)، گستره تغییر شدت متمرکز شده در نمونه $MoSe_2$ در حلال NMP را بر حسب تعداد حلقه‌های تشکیل شده، و نیز الگوهای مشاهده شده 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.

همچنین، مقادیر محاسبه‌شده‌ی ضریب شکست غیرخطی n_2 و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم ماده $\chi^{(3)}$ دارای مراتب یکسانی در هر دو آزمایش در غلظت‌های مختلف در دستگاه‌های اندازه‌گیری یکسان هستند. در جدول ۱، این

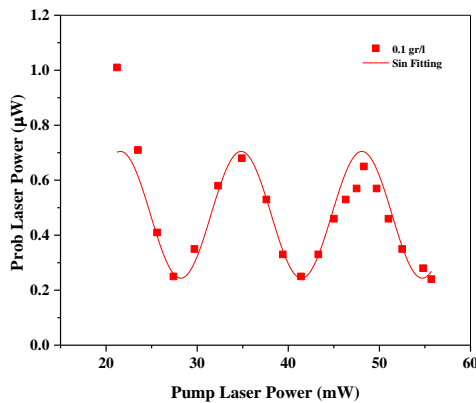
قرار می‌گیرند. همچنین، این روش مبنای انجام آزمایش‌های بعدی نظیر مطالعه کلیدهای نوری^۶ و محدودکننده‌های نوری^۷ می‌باشد. پس از عبور پرتو کانونی شده‌ی لیزر پمپ از محلول نمونه حاوی $MoSe_2$ ، طرح‌های پراش به صورت حلقه‌های متحدالمرکز بر روی صفحه در فاصله دور مشاهده می‌شوند، که این طرح‌ها و تعداد حلقه‌ها به شدت نور فرودی وابسته است. با آرایه SXPM تابش همزمان دو لیزر پمپ و آزمون، دو طرح تداخلی بر روی صفحه مشاهده می‌شوند. 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 می‌شود. 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) نمونه‌ای 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 می‌شود. طرح‌های 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 می‌شوند.



شکل ۲: نمایش نوعی پدیده: الف) SSPPM و ب) SXPM

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

افزایش می‌دهیم نقاط بیشینه و کمینه‌ای را می‌دهد که دقیقاً شبیه به کلیدهای الکتریکی می‌تواند قابلیت کلیدزنی را داشته باشد و به عنوان مواد مناسب در ساخت کلیدهای نوری مورد استفاده قرار گیرد.



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

نتیجه گیری

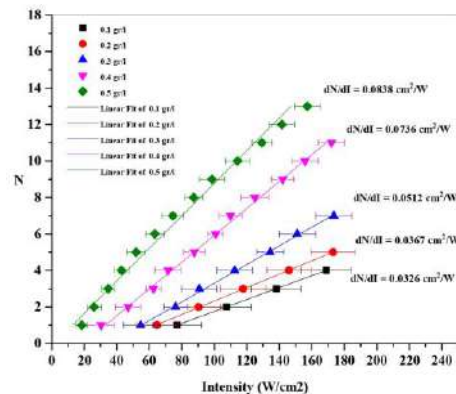
با استفاده از روش مدولاسیون خود-فاز فضایی و مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی، رفتار اپتیکی غیرخطی غلظت‌های متفاوت نانوذرات دوبعدی MoSe₂ در حلال NMP بررسی شد. ضرایب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم به ترتیب از مرتبه $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ و 10^{-4} e.s.u اندازه‌گیری شد. همچنین، مشخص شد که مقادیر ضریب شکست غیرخطی و پذیرفتاری الکتریکی مرتبه سوم با هر دو روش دارای مراتب یکسانی هستند.

منابع

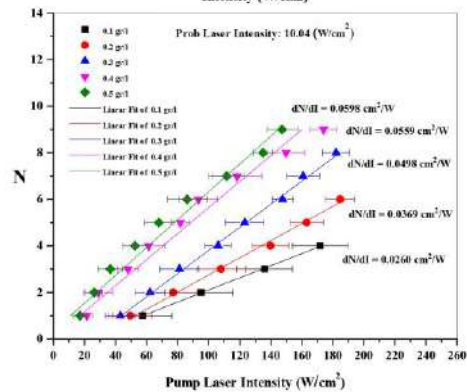
- [1] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A. C. Ferrari, Nat. Photonics 2010, 4, 611.
- [2] Z. P. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, D. Popa, G. Privitera, F. Q. Wang, F. Bonaccorso, D. M. Basko, A. C. Ferrari, ACS Nano 2010, 4, 803
- [3] W. Li, B. G. Chen, C. Meng, W. Fang, Y. Xiao, X. Y. Li, Z. F. Hu, Y. X. Xu, 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_2 و $\chi^{(3)}$ با روش SSPM و SXPM

MoSe ₂ g/l	$n_2 \times 10^{-6}$ (cm ² /W)		$\chi^{(3)}$			
	SSPM	SXPM	$\times 10^{-4}$ (e.s.u)		$\times 10^{-12}$ (m ² /V ²)	
			SSPM	SXPM	SSPM	SXPM
۰/۱	۵/۹	۴/۷۱	۳/۲۳	۲/۵۸	۴/۵۱	۳/۶۱
۰/۲	۶/۶۴	۶/۶۸	۳/۶۳	۳/۶۶	۵/۰۷	۵/۱۲
۰/۳	۹/۲۷	۹/۰۲	۵/۰۷	۴/۹۴	۷/۰۸	۶/۹۱
۰/۴	۱۳/۳	۱۰/۱	۷/۲۹	۵/۵۴	۱۰/۲	۷/۷۶
۰/۵	۱۵/۲	۱۰/۸	۸/۳	۵/۹۳	۱۱/۶	۸/۳



(الف)



(ب)

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 ۰/۱ مورد بررسی قرار گرفت. برای انجام این آزمایش از بررسی شدت نقاط تاریک و روشن الگوهای تشکیل شده در طول موج $632/8$ نانومتر استفاده شد. اندازه‌گیری 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.
۱۳-۱۱ بهمن ۱۴۰۱



اندازه‌گیری طیف خاموشی نور (ATN) در فیلترهای آلاینده جوی با استفاده از تصویربرداری فراطیفی

ابراهیم غفوری^۱، درنا بخشعلی‌زاده^۱، مجید پناهی^۱، امین عابدی^۲، علی بیات^۱

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان. ۲. اداره محیط زیست استان زنجان، زنجان

چکیده - کربن سیاه (BC) به طور گسترده‌ای در صنایع تولیدی مختلف به عنوان رنگدانه سیاه مورد استفاده قرار می‌گیرد و برای سلامت انسان مضر است و باعث گرم شدن جو زمین می‌شود. اندازه‌گیری جذب نور یک روش سریع و غیر مخرب برای تعیین غلظت BC است. روش اندازه‌گیری خاموشی نور (ATN) میزان جذب نور مرئی را هنگام عبور از نمونه‌های فیلتر آلاینده جوی اندازه‌گیری می‌کند. در این مقاله طیف ATN با استفاده از روش تصویربرداری فراطیفی بر حسب زمان و طول‌موج‌های مختلف اندازه‌گیری شده است. نتایج نشان می‌دهد که میزان ATN به طور مستقیم با مقدار BC متناسب است و در مقادیر بالاتر ATN و BC میزان جذب نور بیشتر است. علاوه بر این، میزان ATN در مقادیر بالاتر BC در طول‌موج‌های مختلف متفاوت بوده، در حالی که در مقادیر کمتر ATN و BC وابستگی به طول‌موج کمتر مشاهده می‌شود.

کلید واژه- تصویربرداری فراطیفی، کربن سیاه، طیف خاموشی نور، جذب نور، طول‌موج

Measuring spectral extinction (ATN) in aerosol particle using hyperspectral imaging

Ebrahim Ghafouri, Dorna Bakhshali Zadeh, Majid Panahi, Amin Abedi, Ali Bayat

Department of physics, Faculty of Science, University of Zanjan (dorna1107@gmail.com)

Abstract- Black carbon (BC) is widely used in various manufacturing industries as a black pigment and is harmful to human health and causes global warming. The light absorption measurement is a rapid and non-destructive method to determine BC concentration. The optical attenuation method (ATN) measures the amount of visible light absorption while crossing the aerosol filters. In this paper, the spectral of ATN is measured using hyperspectral imaging method based on time and wavelength. The results show that the amount of ATN is directly proportional to the amount of BC, and the higher the amount of ATN and BC, the higher the amount of light absorption. Moreover, the amount of ATN in higher values of BC is different in different wavelengths, while in lower values of ATN and BC, dependence on wavelength is less observed.

Keywords: Hyperspectral imaging, Black Carbon, Spectral extinction, Light absorption, Wavelength

مقدمه

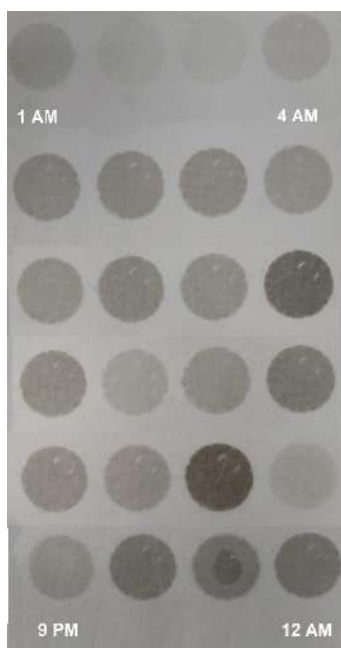
کربن سیاه (BC) در سال‌های اخیر به دلایل مختلفی مورد توجه قرار گرفته است. ذرات کربن سیاه موجود در جو ممکن است باعث اثرات زیست محیطی و همچنین مضراتی برای سلامتی انسان شود. کربن سیاه یک جذب کننده قوی در طیف مرئی و مادون قرمز نزدیک است، جایی که بیشترین انرژی خورشیدی در این نواحی توزیع می‌شود [۱]. کربن سیاه از طریق احتراق فراورده‌های سوختی، سوزاندن گیاهان، پساب‌های صنعتی و آگزوز وسایل نقلیه موتوری و ... به جو منتقل می‌شود [۲]. خاموشی نور (ATN) ناشی از هواپیزهای جو، معمولا به کربن سیاه نسبت داده می‌شود. از آنجایی که رابطه بین ATN و BC به منشاء ذرات کربن بستگی ندارد، اندازه‌گیری ATN به تنهایی می‌تواند تخمین مناسبی از غلظت BC را ارائه دهد [۳].

روش ATN میزان جذب نور مرئی را هنگام عبور از نمونه‌های فیلتر آلاینده جوی دارای BC اندازه‌گیری می‌کند. یکی از روش‌های سریع و غیر مخرب برای تعیین غلظت BC و میزان ATN اندازه‌گیری جذب نور با استفاده از ثبت شدت بوسیله‌ی دوربین‌های تصویربرداری است. از آنجایی که هدف اصلی این مقاله بررسی مقدار ATN بر حسب طول موج است از روش تصویربرداری فراطیفی استفاده شده است. هنگامی که روش طیف‌سنجی با تصویربرداری دیجیتال ترکیب شود، تصویربرداری فراطیفی حاصل می‌شود. چشم انسان و یک دوربین رنگی معمولی قادرند تنها سه نوار طیفی قرمز، سبز و آبی (RGB) را نمایش دهند، در حالی که دوربین فراطیفی طیف گسترده‌ای از طول موج‌ها را به صورت پیوسته ثبت می‌کند و با ایجاد یک مکعب طیفی اطلاعات دقیق‌تری را در مورد نمونه مورد بررسی ارائه می‌دهد [۴].

مواد و روش

در تصویربرداری فراطیفی، لامپ هالوژن به عنوان منبع نور مورد استفاده قرار می‌گیرد. لامپ‌های هالوژن منابع نوری هستند که ناحیه مرئی و مادون قرمز نزدیک را پوشش می‌دهند و با توجه به ناحیه جذبی کربن سیاه برای بررسی آن مناسب است. در اندازه‌گیری با استفاده از تصویربرداری فراطیفی از دوربین فراطیفی SPECAM در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۹۵۰ نانومتر استفاده شده است.

نمونه فیلترهای مورد مطالعه از جنس کاغذی استات سلولز هستند که بر روی آن لکه‌های غباری محیط در ساعت‌های مختلف شبانه روز در شهر زنجان ثبت شده است. در شکل ۱ تصویر ۲۴ لکه غباری مربوط به هر ساعت از یک شبانه روز نشان داده شده است که میزان سیاهی لکه بیانگر مقدار BC است.



شکل ۱: تصویر ۲۴ لکه غباری ثبت شده در هر ساعت از شبانه روز.

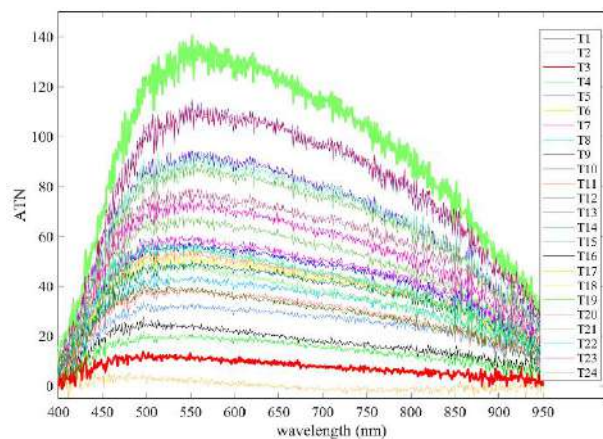
مطابق با شکل ۲، منبع نور هالوژن در مقابل کاغذ فیلتر آلاینده جوی قرار گرفته و از یک سیستم عدسی و موازی‌ساز برای ایجاد پرتوی نور با قطر مناسب با قطر لکه موجود بر روی کاغذ فیلتر استفاده شده است. تصویر طیفی مربوط به

می‌شود. سپس با استفاده از رابطه (۱) میزان ATN برای هر طول‌موج محاسبه شده و نمودار آن برای هر ۲۴ لکه غباری که در یک شبانه روز ثبت شده است، به طور همزمان بر روی یک نمودار رسم می‌شود (شکل ۴).

مطابق با شکل ۴، مقدار ATN برای برخی از لکه‌های غباری مقدار یکنواختی دارد و مقدار آن در طول‌موج‌های مختلف تغییر محسوسی ندارد. به طور مثال مقدار ATN برای لکه-های غباری مربوط به ۲ صبح (T2 با رنگ نارنجی) و ۲ صبح (T3 با رنگ قرمز) در نمودار مشخص شده است در طول-موج‌های مختلف مقدار تقریباً یکنواختی دارند. همانگونه که در شکل ۱ مشخص است، لکه‌های مربوط به این ساعات کمترین مقدار BC را دارند.

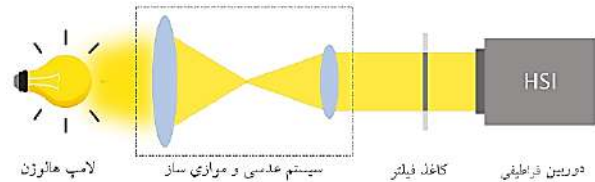
در مقابل مقدار ATN برای لکه غباری مربوط به ۷ عصر (T19) که در شکل ۴ با رنگ سبز مشخص شده است، در طول‌موج‌های مختلف تغییر محسوسی دارد. این حالت برای لکه‌های غباری T12 و T16 که به ترتیب مربوط به ساعات ۱۲ ظهر و ۴ عصر می‌باشند نیز صادق است. با توجه به شکل ۱، لکه‌ی مربوط به T12، T16 و T19 به ترتیب بیشترین مقدار BC را دارند.

همچنین با توجه به شکل ۴، مقدار ATN در ناحیه طول-موجی ۵۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر بیشترین اختلاف مقدار را دارد.



شکل ۴: نمودار ATN بر حسب طول موج برای ۲۴ لکه فیلتر آلاینده جوی.

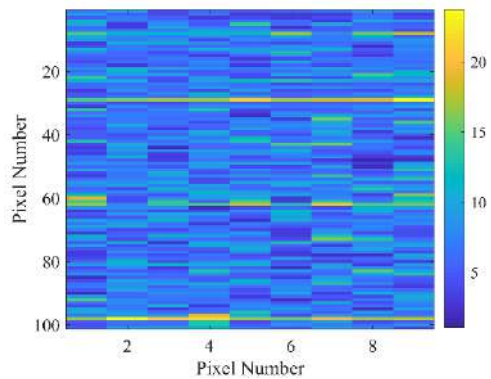
۲۴ لکه، مربوط به هر ساعت از شبانه روز، با استفاده از دوربین فراطیفی ثبت می‌شود که هر تصویر حاوی شدت عبوری لکه در طول‌موج‌های مختلف است.



شکل ۲: شماتیکی از چیدمان تجربی آزمایش برای ثبت داده‌های فراطیفی لکه‌های غباری

روش تحلیل داده‌ها و نتایج

روش‌های مختلفی برای تجزیه و تحلیل داده‌های فراطیفی وجود دارد که در این مقاله برای تحلیل داده‌های موجود از یک کد نوشته شده در نرم افزار MATLAB 2018b استفاده شده است. در شکل ۳، یک نمونه از تصاویر فراطیفی ثبت شده توسط دوربین فراطیفی نشان داده شده است.



شکل ۳: تصویر فراطیفی برای یک نمونه لکه غباری

برای محاسبه ATN می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد [۱]:

$$ATN = -100 \ln \frac{I}{I_0} \quad (1)$$

که در این رابطه I شدت متوسط بر روی کل لکه غباری است. همچنین I_0 شدت مرجع است که بر روی قسمتی از کاغذ فیلتر است که هیچ لکه غباری بر روی آن وجود ندارد.

برای هر لکه غباری، ابتدا مقدار میانگین شدت در هر طول-موج و مقدار میانگین شدت مرجع مربوط به آن محاسبه

سیاسگزاری

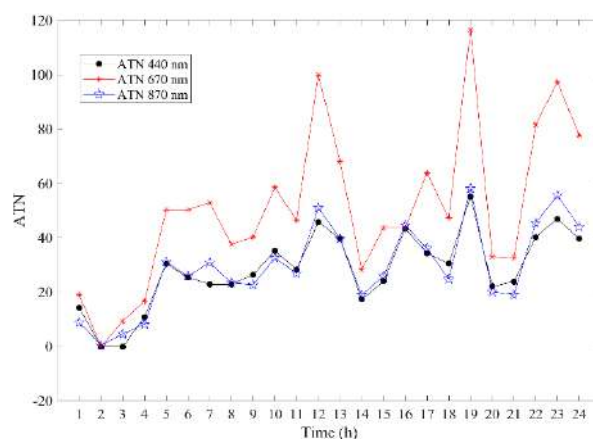
نویسندگان از جناب آقای مهندس امیر عابدی به دلیل در اختیار قرار دادن نمونه‌های فیلتر آلاینده جوی کمال تقدیر و تشکر را دارند.

مرجع‌ها

- [1] J. Tan, J.S. Fu, G.R. Carmichael, S. Itahashi, Z. Tao, K.Huang, X. Dong, K. Yamaji, T. Nagashima, X. Wang, and Y. Liu. "Why do models perform differently on particulate matter over East Asia? A multi-model intercomparison study for MICS-Asia III.", *Atmospheric Chemistry and Physics*, 20(12), pp.7393-7410. 2020.
- [2] J. Cutler, B. Hamso, and F. Sucre, "Zero Routine Flaring by 2030: a new global industry standard", *The APPEA Journal*, 58(2), pp.533-537, 2018.
- [3] L.A. Gundel, R.L. Dod, H. Rosen, and T. Novakov, "The relationship between optical attenuation and black carbon concentration for ambient and source particles", *Science of the Total Environment*, 36, pp.197-202, 1984.

C.I. Chang, *Hyperspectral imaging: techniques for spectral detection and classification (Vol. 1)*, Springer Science & Business Media, 2003.

علاوه بر این، مقدار ATN در سه طول موج شاخص (۴۴۰، ۶۷۰ و ۸۷۰ نانومتر) بر حسب زمان در شکل ۵ رسم شده است. مطابق با شکل ۵، مقدار ATN در طول موج ۶۷۰ نانومتر مقدار تغییرات بیشتری دارد. مقدار ATN در ساعت ۷ عصر (۱۹) و ۱۲ ظهر به ترتیب بیشترین مقدار را دارد و این نشان‌دهنده این است که این طول موج می‌تواند به عنوان شاخص اصلی برای اندازه‌گیری میزان ATN در طول شبانه روز مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۵: نمودار ATN بر حسب زمان برای ۲۴ لکه فیلتر آلاینده جوی در سه طول موج شاخص ۴۴۰، ۶۷۰ و ۸۷۰ نانومتر.

نتیجه‌گیری

بر اساس نتایج بدست آمده، میزان ATN به طور مستقیم با مقدار BC متناسب است و با افزایش مقدار BC میزان ATN نیز افزایش یافته است. علاوه بر این، میزان ATN در مقادیر بالاتر BC در طول موج‌های مختلف متفاوت است و در مقابل در مقادیر کمتر ATN و BC وابستگی به طول موج کمتر مشاهده می‌شود. همچنین با توجه به نتایج، طول موج ۶۷۰ نانومتر می‌تواند شاخص بهتری از میزان ATN در طول زمان را نشان دهد.



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



دانشگاه صنعتی شیراز

انتشار و برهمکنش پرتوهای ایری-گوس در محیط‌های نور شکست

زهرا منصوری و غلامرضا هنرآسا

0zahra.mansouri0@sutech.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده - در این مقاله با استفاده از حل عددی معادله انتشار امواج به بررسی نحوه انتشار پرتوهای ایری-گوس در یک محیط نورشکست مرکز تقارن پرداخته شده است. سپس برهمکنش دو پرتو ایری-گوس در حین انتشار در محیط‌های نور شکست مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد تنفس‌های یک یا سه جزیبی را می‌توان برای حالت درون فازی تنها زمانی مشاهده کرد که فاصله عرضی محدوده معینی داشته باشد.

کلید واژه- پرتوهای ایری-گوس، محیط نورشکست مرکز تقارن، برهمکنش پرتوها.

Propagation and Interaction of Airy-Gaussian Beams in Photorefractive Media

Zahra Mansouri, and Gholamreza Honarasa

0zahra.mansouri0@sutech.ac.ir

Physics Department, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, propagation of Airy-Gaussian beams passing through a centrosymmetric photorefractive medium is discussed by solving propagation equation numerically. Then, the interaction of two Airy-Gaussian Beams during propagation in centrosymmetric photorefractive media has been studied. The Results show that one- or three-component breathers can be observed for the in-phase case only when the transverse distance takes a certain range.

Keywords: Airy-Gaussian beams, centrosymmetric Photorefractive media, Beams interaction.

مقدمه

اصطلاح پرتو ایری از انتگرال ایری گرفته شده است که در دهه ۱۸۳۰ توسط سر جورج بیدل ایری توسعه یافت. امواج ایری برای اولین بار در زمینه مکانیک کوانتومی در سال ۱۹۷۹ معرفی شدند [۱]. انتشار پرتوهای ایری-گاوس نیز به صورت تئوری و تجربی در محیط‌های مختلف از جمله در بلورهای تک محوری، محیط‌های غیرخطی و محیط‌های کر بررسی شده است [۲-۴]. همچنین خواص برهمکنش پرتوهای ایری-گاوس در محیط غیرخطی مورد بررسی قرار گرفته است [۵]. خواص برهمکنش دو پرتو ایری-گاوس را می‌توان با تنظیم پارامترهای نسبی، فاصله عرضی و فاز نسبی دو پرتو فرودی کنترل کرد.

در سال‌های اخیر، مطالعه پرتوهای ایری به دلیل ویژگی‌های غیرمعمول توجه زیادی به خود جلب کرده است. متمایزترین ویژگی آنها انتشار در امتداد مسیرهای منحنی در فضای آزاد است. این پرتوها همچنین در طول مسیر خود دارای پراش ضعیفی هستند، یعنی ساختار خود را حفظ می‌کنند و اساساً بدون پراش می‌مانند. پرتو ایری خاصیت خود ترمیم شونده دارد و حتی در غیاب هرگونه پتانسیل خارجی یک ویژگی خود شتاب‌دهنده را نشان می‌دهد. چنین پرتوهای نوری بدون پراش هستند و دارای کاربردهای بالقوه‌ای از جمله ریزذرات دی الکتریک [۶]، کانال‌های پلاسمای خود خم‌شونده [۷]، اصلاحات مواد [۸] هستند که هم در ابعاد عرضی و هم در زمان شتاب میگیرند. از آنجا که پرتو گاوسی، به عنوان پرتوی ساده بسیار مورد توجه قرار گرفته است، بنابراین تصور می‌شد که پرتوهای ایری را می‌توان با دیافراگم گاوسی مدوله کرد تا پرتوهای ایری-گاوس را به دست آورد که خاصیت آنها را می‌توان با ضریب توزیع کنترل کرد. در سال‌های هستند که ضریب شکست

آنها با نور است که در بلورهای خاص و سایر موادی که با تغییر ضریب شکست خود به نور پاسخ می‌دهند، دیده می‌شود. دو نوع محیط نورشکستی وجود دارد که محیط‌های نورشکستی مرکز تقارن و نامرکزتقارن هستند. در محیط‌های نورشکستی نامرکزتقارن، غیرخطی بودن بر مبنای اثر الکترواپتیک خطی یعنی اثر پاکلز است، اما غیرخطی بودن محیط‌های نورشکستی مرکز تقارن بر مبنای اثر الکترواپتیک درجه دوم است [۲]. در این مقاله، به بررسی خواص انتشار و برهمکنش پرتوهای ایری-گاوس در محیط‌های نور شکست متقارن می‌پردازیم.

پرتوهای ایری-گاوس

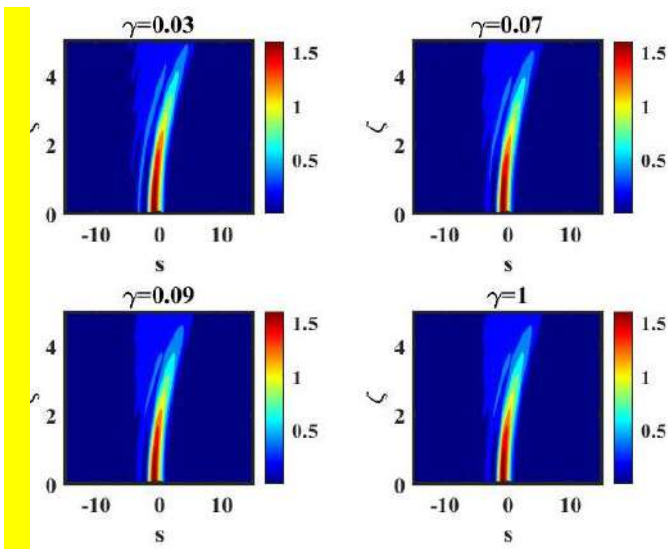
تابع ایری جواب معادله شرودینگر مستقل از زمان برای یک ذره محصور در یک چاه پتانسیل مثلثی و برای یک ذره در یک میدان نیروی ثابت یک بعدی به صورت زیر است [۳]:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} - xy = 0 \quad (1)$$

این ساده‌ترین معادله دیفرانسیل خطی مرتبه دوم است. یک پرتو نوری را در نظر بگیرید که در یک محیط نورشکست مرکزمتقارن در امتداد محور z منتشر می‌شود و فقط در امتداد جهت x پراشیده می‌شود. در این حالت معادله انتشار پرتو نوری یک بعدی در محیط‌های نور مرکز تقارن به صورت زیر خواهد بود [۵]:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \beta \frac{u}{(1 + |u|^2)^2} \quad (2)$$

که در آن u پوش بهنجار، β پارامتر غیرخطی نورشکستی است. پارامترهای بدون بعد ξ و s به صورت زیر تعریف می‌شوند:



شکل ۲: خواص انتشار پرتوهای ایری-گوس تحت پارامترهای کنترلی مختلف. به منظور بررسی خواص انتشار پرتوهای ایری-گوس معادله (۲) را به صورت عددی حل خواهیم کرد که نتایج آن در شکل ۲ آمده است. همانطور که در شکل نشان می‌دهد خاصیت خود شتابی پرتوهای ایری-گوس توسط غیرخطی بودن نورشکست محدود می‌شود. بخش اصلی پرتوهای ایری-گوس تنفس را تشکیل می‌دهد و دوره آن به تدریج با افزایش β کاهش می‌یابد. علاوه بر این، هنگامی که پارامتر کنترل $\gamma = 1$ ، پرتو نوری فرودی به پرتو گاوسی تبدیل می‌شود و خاصیت پراش آن توسط غیرخطی بودن محدود می‌شود و تنفس را نیز می‌توان مشاهده کرد. به منظور بررسی خواص برهمکنش دو پرتو ایری-گوس در محیط‌های نورشکست مرکز تقارن، پرتو فرودی متشکل از دو پرتو ایری-گوس جابجا شده با فاز ثابت را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$u(s, 0) = A_1 Ai(s-B) e^{\alpha(s-B)} e^{-(s-B)^2 \gamma^2} + e^{i\varphi} A_2 Ai(s+B) e^{\alpha(s+B)} e^{-(s+B)^2 \gamma^2} \quad (۴)$$

که در آن A_1 و A_2 دامنه های پرتوهای ایری-گوس، پارامتر B فاصله عرضی بین دو پرتو و φ فاز نسبی دو پرتو

$$s = \frac{x}{x_0}, \xi = \frac{z}{kx_0^2} \quad (۳)$$

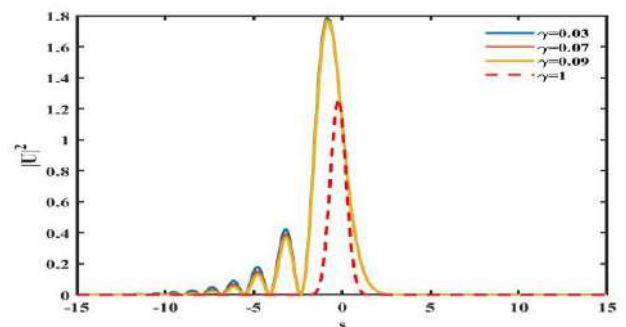
در اینجا x_0 پهناى فضایی دلخواه و k بردار انتشار است. پرتو ایری-گوس یک بعدی در صفحه فرودی را می‌توان به صورت بیان کرد [۹]:

$$u(s, 0) = A_0 A_i(s) \exp(\alpha s) \exp(-s^2 + \gamma^2) \quad (۴)$$

که در آن A_0 دامنه پرتو ورودی اولیه $A_i(0)$ تابع ایری، α ضریب برش نمایی و γ پارامتر کنترلی پرتوهای ایری-گوس است. پرتوهای ایری معرفی شده توسط بری و بالاز و پرتوهای ایری با انرژی محدود معرفی شده موارد خاصی از پرتوهای ایری-گوس هستند [۱۰].

انتشار و برهمکنش پرتوهای ایری-گوس

شکل ۱ نمایه شدت پرتو ایری-گوس به ازای پارامتر کنترلی مختلف را نشان می‌دهد. همانطور مشاهده می‌شود پرتو ایری-گوس هنگامی که γ به اندازه کافی کوچک است به پرتو ایری تمایل دارد و وقتی γ به اندازه کافی بزرگ باشد به پرتو گاوسی تبدیل می‌شود.



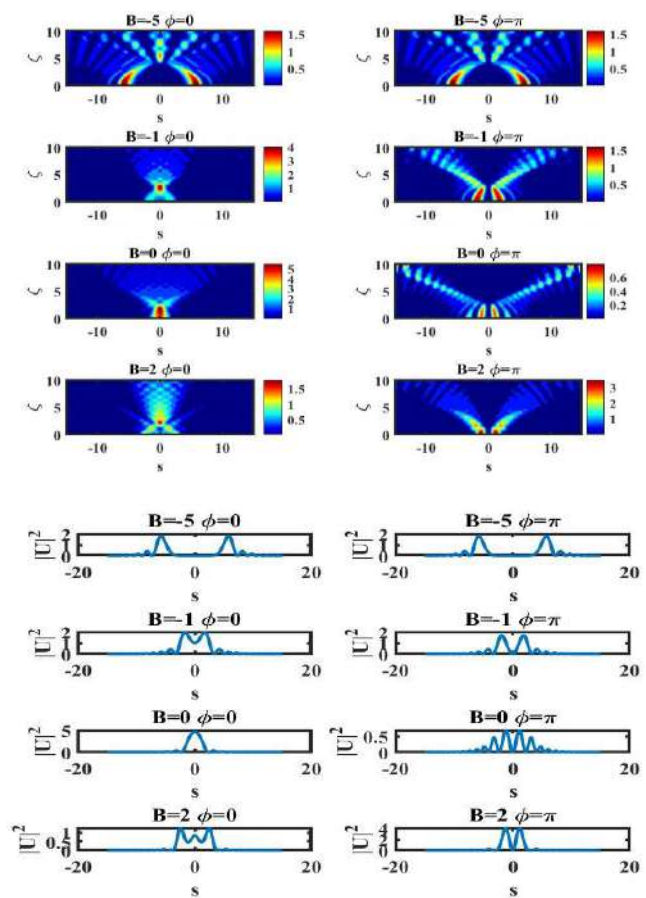
شکل ۱: نمایه شدت پرتو ایری-گوس به ازای پارامترهای کنترلی مختلف.

برهمکنش پرتوهای ایری-گوس دیدیم که می توان تنفس های منفرد و جفت های تنفسی برای حالت درون فاز $\phi = 0$ و خارج از فاز $\phi = \pi$ تولید کرد که می توان با تنظیم پارامترهای نسبی مانند تغییر فاز، فاصله عرضی و پارامتر کنترلی ویژگی های تنفس را کنترل کرد. با دامنه های A_1 و A_2 کوچک (کمتر از ۲)، هیچ تنفسی ایجاد نمی شود. برعکس، با دامنه های A_1 و A_2 بزرگ، جفت های تنفسی متعدد در انتشار ناپایدار ظاهر می شوند.

مرجع ها

- [1] Berry, Michael V., and Nandor L. Balazs. "Nonspreading wave packets." *American Journal of Physics* **47.3** 264-267 (1979).
- [2] Deng, D., and H. Li. "Propagation properties of Airy-Gaussian beams." *Applied Physics B* **106.3** 677-681 (2012).
- [3] Xiao, Yan, Jing Zhang, and Pengxiang Wang. "Controllable transmission of Airy-Gaussian beams in fractional Schrödinger equation under Gaussian potential." *Optik* **235** 166627 (2021).
- [4] Chen, Ye, et al. "Collapse arrest in a two-dimensional Airy Gaussian beam and Airy Gaussian vortex beam in nonlocal nonlinear media." *Communications in Theoretical Physics* **74.2** 025501.(2022).
- [5] Jiang, Qichang, et al. "Propagation properties of Airy-Gaussian beams in centrosymmetric photorefractive media." *Journal of Modern Optics* **65.19** 2243-2249(2018).
- [6] Zhang, Peng, et al. "Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams." *Optics letters* **36.15** 2883-2885 (2011).
- [7] Polynkin, Pavel, et al. "Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams." *Science* **324.5924** 229-232 (2009).
- [8] Amako, Jun, Daisuke Sawaki, and Eiichi Fujii. "Microstructuring transparent materials by use of nondiffracting ultrashort pulse beams generated by diffractive optics." *JOSA B* **20.12** 2562-2568 (2003).
- [9] Jiang Q.C., Su Y.L., Nie H.X., Ma Z.W. and Li Y.H. "New type gray spatial solitons in two-photon photorefractive media with both the linear and quadratic electro-optic effects", *J. Nonlin. Opt. Phys. Mat.*, **26** 1750006 (2017).
- [10] Peng, Yulian, et al. "Interaction of Airy-Gaussian beams in Kerr media." *Optics Communications* **359** 116-122 (2016).

است. شکل ۳ برهمکنش دو پرتو ایری-گوس برای حالت درون فاز $\phi = 0$ و خارج از فاز $\phi = \pi$ را نشان می دهد. مشاهده میکنیم که زمانی که فاصله عرضی $B=3$ و $B=-5$ باشد تنفس ۵ تک جزئی مشاهده می شود اما تنفس دو جزئی برای حالت خارج از فاز مشاهده می شود و این تمایز عمدتاً از برهمکنش دافعه بین دو پرتو ایری-گوس خارج از فاز ناشی می شود.



شکل ۳: برهمکنش پرتوهای ایری-گوس درون فاز و خارج از فاز

نتیجه گیری

به طور خلاصه، در این مقاله تأثیر غیرخطی بودن و فاصله عرضی را بر خواص انتشار و برهمکنش پرتوهای ایری-گوس در شرایط درون فاز و خارج از فاز بررسی کرده ایم. تنفس با یک، دو یا سه جزء را می توان تحت شرایط مختلف فاصله عرضی برای مورد داخل فاز مشاهده کرد. در بررسی



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



سوئیچ پلاسمونیک گرافنی در باند فروسرخ نزدیک همراه با مدار معادل

سامان حیدری، نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک سوئیچ پلاسمونیک تنظیم‌پذیر مبتنی بر گرافن و مستقل از قطبش در باند فروسرخ نزدیک ارائه شده است. با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن از 0.83 eV به 0.91 eV سوئیچ دارای نسبت خاموشی 19.2 dB و زمان پاسخ 0.176 ps در طول موج 912 nm است. همچنین به منظور بررسی درستی نتایج شبیه‌سازی، مدل مداری ساختار استخراج و نشان داده شده است که شباهت خوبی بین نتایج شبیه‌سازی و مدار معادل وجود دارد. سوئیچ پیشنهادی مستقل از قطبش، به دلیل داشتن نسبت خاموشی بالا، زمان پاسخ سریع، قابلیت تنظیم‌پذیری و طیف جذب باند باریک می‌تواند در ادوات نوری مختلف مانند مدولاتورها، حسگرها و گیت‌های منطقی نیز استفاده شود.

کلید واژه- پلاسمون سطحی، جذب، سوئیچ، گرافن، مدار معادل

Graphene-Based Plasmonic Switch in the Near-infrared Band with Equivalent Circuit

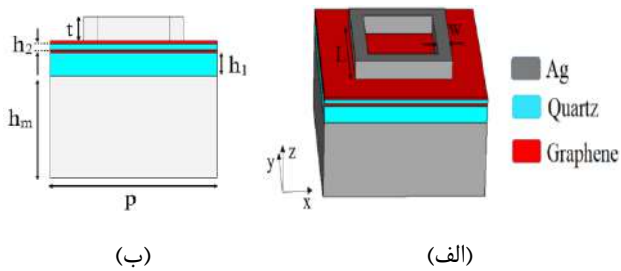
Saman Heidari, Najmeh Nozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

Sa.Heidari@sutech.ac.ir, nozhat@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a polarization-independent adjustable plasmonic switch based on graphene in the near-infrared region is presented. By changing the chemical potential of graphene from 0.83 eV to 0.91 eV , the switch has the high extinction ratio of 19.2 dB and the response time of 0.176 ps at the wavelength of 912 nm . Also, in order to prove the validity of simulation results, the circuit model of the structure is extracted and shown that there is good similarity between the simulation and equivalent circuit results. The proposed polarization-insensitive switch due to having high extinction ratio, fast response time, tunability and narrow-band absorption spectrum can be also used in various optical devices such as modulators, sensors and logic gates.

Keywords: Absorption, Equivalent Circuit, Graphene, Surface Plasmon, Switch.



شکل ۱: (الف) نمای سه بعدی و (ب) نمای جانبی سلول واحد سوئیچ. $h_2=2 \text{ nm}$, $h_1=30 \text{ nm}$, $t=50 \text{ nm}$, $L=360 \text{ nm}$, $w=50 \text{ nm}$, $p=550 \text{ nm}$ و $h_m=200 \text{ nm}$

برای مدل کردن نقره از داده‌های جانسون-کریستی استفاده شده است [۳] و ضریب گذردهی ماده کوارتز برابر $2/25$ [۴] است. رسانایی گرافن از فرمول کوبو محاسبه می‌شود که شامل قسمت‌های انتقال درون بانندی و انتقال بین بانندی است [۵]. پتانسیل شیمیایی (μ_c)، زمان استراحت (τ) و ضخامت لایه گرافن به ترتیب برابر 0.83 eV و 1 ps و 1 nm است.

نتایج شبیه‌سازی

یک موج الکترومغناطیسی با میدان الکتریکی در راستای x و در جهت $-z$ به ساختار می‌تابد. برای محاسبه جذب ساختار از رابطه $A=1-R-T$ استفاده می‌شود، که R میزان بازتاب و T میزان انتقال ساختار است [۲]. با توجه به اینکه ضخامت زیرلایه نقره بیشتر از عمق پوستی فلز در باند فرسرخ نزدیک است، $T=0$ است.

طیف جذب ساختار به‌ازای یک و دو لایه گرافن در شکل (۲) نشان داده شده است. در بازه فرسرخ نزدیک گرافن شبیه به یک ماده عایق تلف‌دار عمل می‌کند و در مرز گرافن و نقره LSP شکل می‌گیرد. تشدید به‌وجود آمده در ساختار به‌دلیل تحریک و تقویت LSP در مرز گرافن و فلز است. در حالتی که از یک لایه گرافن در ساختار استفاده شده است، یک قله جذب 93% در طول‌موج 925 nm به‌دست می‌آید. با اضافه شدن یک لایه گرافن دیگر، یک جذب ایده‌آل در طول‌موج 912 nm خواهیم داشت. در

مقدمه

با پیشرفت به سمت مدارهای مجتمع نوری، امکان ساخت نانو‌ساختارها، نیاز به کار کردن در سرعت‌های بالا و غلبه بر حد تفرق، مبحث پلاسمونیک مورد توجه قرار گرفت. پلاسمونیک براساس برهم‌کنش بین امواج الکترومغناطیسی تابشی و الکترون‌های آزاد در نانو‌ساختارهای فلزی بیان می‌شود و باعث تقویت میدان نوری در ابعاد زیر طول‌موج خواهد شد. پلاسمونیک به دو دسته عمده پلاریتون پلاسمون سطحی^۱ و پلاسمون سطحی محلی^۲ تقسیم می‌شود [۱].

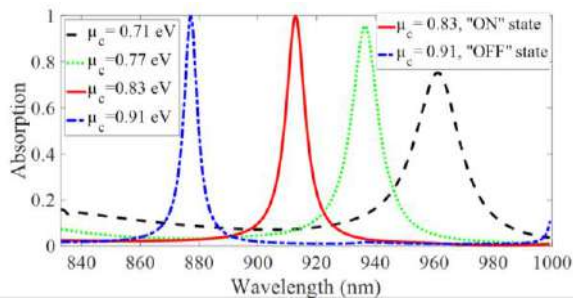
گرافن یک ساختار تک لایه با آرایش لانه زنبوری از اتم‌های کربن است و با توجه به ویژگی‌های نوری و الکترونیک خود مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. گرافن با داشتن مقاومت مکانیکی زیاد، تنظیم‌پذیری به‌وسیله تزریق شیمیایی و میدان‌های الکترومغناطیسی، ویژگی‌های منحصربه‌فرد در رسانایی الکتریکی و چگالی حامل زیاد به ماده‌ای خارق‌العاده تبدیل شده است [۲]. در این مقاله یک سوئیچ پلاسمونیک تنظیم‌پذیر مستقل از قطبش در محدوده فرکانسی فرسرخ نزدیک به همراه مدل مداری آن ارائه شده است.

هندسه سوئیچ پیشنهادی

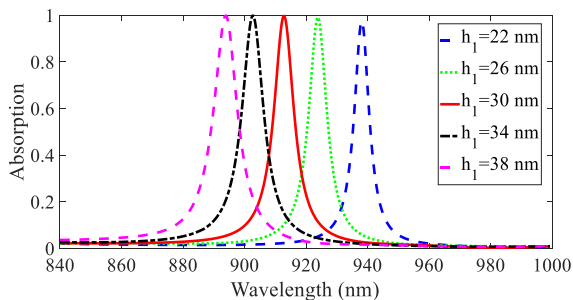
در شکل (۱) نمای سه بعدی سلول واحد سوئیچ پیشنهادی به‌همراه نمای جانبی آن نشان داده شده است. سوئیچ متشکل از یک نانوحلقه مربعی از جنس نقره است که در بالای لایه گرافن قرار گرفته است. بین دو لایه گرافن یک لایه کوارتز به ضخامت 2 nm استفاده شده است. در زیر لایه گرافن پایینی لایه کوارتز است و کل ساختار بر روی زیرلایه نقره قرار گرفته است.

^۱ Surface Plasmon Polariton (SPP)

^۲ Localized Surface Plasmon (LSP)

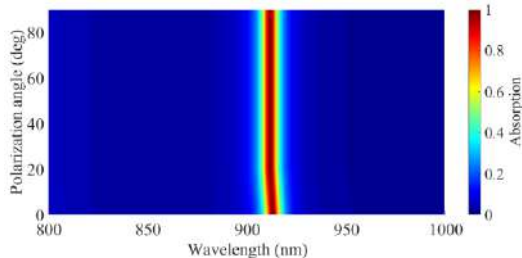


شکل ۴: تاثیر تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن بر روی طیف جذب

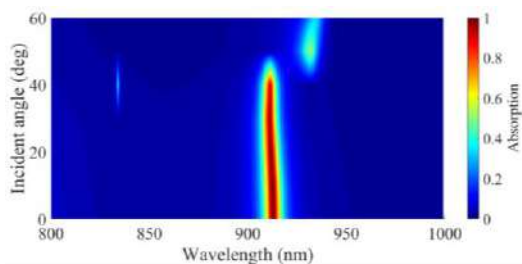


شکل ۵: طیف جذب ساختار به ازای تغییر ضخامت لایه کوارتز

در شکل‌های (۶) و (۷) به ترتیب عملکرد ساختار با تغییر زاویه‌های قطبش و تابش بررسی شده است. به دلیل تقارن ساختار، طیف جذب مستقل از زاویه قطبش است. همچنین، ساختار تا زاویه 40° به زاویه تابش حساس نیست.

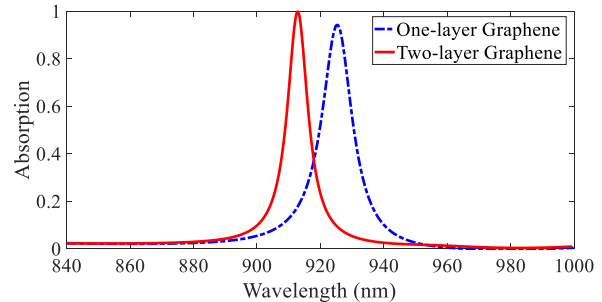


شکل ۶: طیف جذب سوئیچ پیشنهادی به ازای زاویه‌های قطبش مختلف

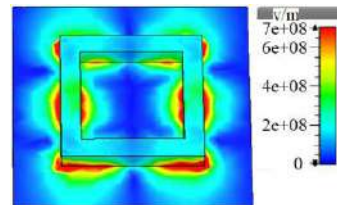


شکل ۷: طیف جذب سوئیچ پیشنهادی به ازای زاویه‌های تابش مختلف

ادامه عملکرد ساختار با دو لایه گرافن بررسی می‌شود. توزیع اندازه میدان الکتریکی در طول موج ۹۱۲ nm در شکل (۳) نشان داده شده، که تحریک LSPها در مرز نقره و گرافن قابل مشاهده است.



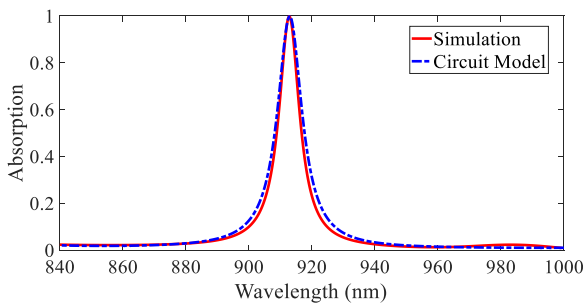
شکل ۲: طیف جذب ساختار با یک و دو لایه گرافن



شکل ۳: توزیع اندازه میدان الکتریکی در طول موج ۹۱۲ nm.

شکل (۴) تاثیر تغییر پتانسیل شیمیایی بر روی طیف جذب را نشان می‌دهد. قابلیت سوئیچینگ ساختار نیز به ازای پتانسیل‌های شیمیایی 0.83 eV و 0.91 eV در این شکل بررسی شده است. با تغییر μ_c از 0.83 eV به 0.91 eV میزان جذب ساختار از ۱ به 0.012 در طول موج ۹۱۲ nm کاهش یافته و ساختار از حالت روشن به خاموش سوئیچ می‌کند. ساختار پیشنهادی دارای نسبت خاموشی $\eta = 10 \log(A_{ON}/A_{OFF}) = 19.2 \text{ dB}$ و زمان پاسخ 0.176 ps است. A_{OFF} و A_{ON} به ترتیب میزان جذب در حالت‌های روشن و خاموش است.

در شکل (۵) اثر تغییر ضخامت ماده عایق (h_1) بر روی طیف جذب نشان داده شده است. لایه کوارتز شبیه کاواک فابری-پیرو رفتار می‌کند و با افزایش ضخامت آن، تعداد تشدیدهای ساختار افزایش یافته و جذب ساختار بیشتر می‌شود.



شکل ۹: طیف جذب حاصل از مدل مداری و شبیه‌سازی سوئیچ مبتنی بر گرافن دولایه

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک سوئیچ پلاسمونیک تنظیم‌پذیر مبتنی بر گرافن در محدوده فرکانسی فرورسرخ نزدیک طراحی شده است. ساختار پیشنهادی دارای عملکرد سوئیچینگ خوب با نسبت خاموشی بالای ۱۹/۲ dB در طول موج ۹۱۲ nm است. همچنین تاثیر پارامترهای هندسی و زاویه‌های قطبش و تابش بر روی عملکرد ساختار بررسی شده است. به منظور بررسی درستی نتایج شبیه‌سازی، روش تحلیلی مدار معادل برای ساختار پیشنهادی ارائه شد. طیف جذب به دست آمده از شبیه‌سازی و مدار معادل تطابق خوبی دارند.

مرجع‌ها

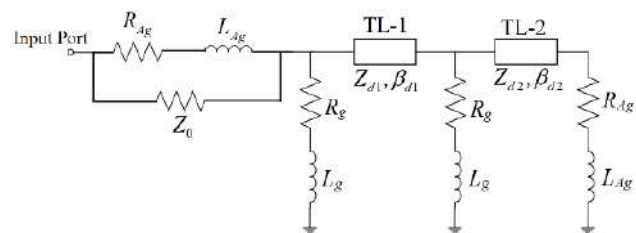
- [1] S. Bashiri, K. Fasihi, "An all-optical 1× 2 Demultiplexer Using Kerr Nonlinear Nano-plasmonic Switches", *Plasmonics*, Vol. 15, pp. 449-456, 2020.
- [2] S. Heidari, N. Nozhat, "Graphene-based triple-band switch with circuit model method in far-infrared region", *Opt. Quant. Electron.*, Vol. 54, No. 174, pp. 1-13, 2022.
- [3] P. B. Johnson, R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals", *Phys. Rev. B*, Vol. 6, No. 12, pp. 4370-4379, 1972.
- [4] T. Sun, Z. Deng, J. Sheng, Z. Chen, W. Zhu, W. Guo, et al., "A compact optical switch via plasmonics of subwavelength circular-sharp hole arrays in metal films", *Ann. Phys.*, Vol. 530, No. 3, pp. 1700299-1-6, 2017.
- [5] J. Han, R. Chen, "Tunable broadband terahertz absorber based on a single-layer graphene metasurface", *Opt. Express*, Vol. 28, No. 20, pp. 30289-30298, 2020.

در انتها برای اعتبارسنجی نتایج شبیه‌سازی، مدل مداری ساختار در شکل (۸) رسم شده است. گرافن براساس فرمول امپدانس $\left(Z_g = R_g + j\omega L_g = \frac{1}{\sigma_g} \right)$ مدل شده است [۲]. از نظر مداری لایه‌های عایق در ساختار مانند خط انتقال با طول الکتریکی $E_d = 2\beta \times t$ و امپدانس مشخصه $Z_d = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_d}}$ رفتار می‌کنند، به طوری که

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_d}$$

همچنین t ، ϵ_d و λ_0

به ترتیب ضخامت لایه عایق، ضریب گذردهی الکتریکی عایق و طول موج فضای آزاد هستند [۲]. با توجه به اینکه نقره در محدوده فرکانسی فرورسرخ نزدیک مشابه رسانای خوب رفتار می‌کند، از رابطه بیان شده در مرجع [۲] برای به دست آوردن امپدانس سطحی $(Z_{Ag} = R_{Ag} + j\omega L_{Ag})$ نقره استفاده شده است. مقادیر پارامترهای مدار معادل مطابق جدول ۱ انتخاب شده است. با توجه به طیف جذب شکل (۹) مشاهده می‌شود که بین نتایج مدار معادل و شبیه‌سازی تطابق بسیار خوبی وجود دارد.



شکل ۸: مدل مداری سوئیچ شکل ۱

جدول ۱: مقادیر پارامترهای مدل مداری

مقدار	پارامتر	مقدار	پارامتر
۰/۲۴۲ (nH)	L_g	۱۹۹۳۶ (Ω)	R_g
۰/۴ (fH)	L_{Ag}	۳۵ (Ω)	R_{Ag}
۱۲/۱۹°	E_{d1}	۲۵۱/۳۲ (Ω)	Z_{d1}
۳۶/۵۸°	E_{d2}	۲۵۱/۳۲ (Ω)	Z_{d2}
		۳۷۷ (Ω)	Z_0



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



بررسی تجربی و مدل بندی وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی براگ از بلورمایع کایرال نماتیک

رامین خلیل سرباز^{۱*}، محمدصادق ذاکر حمیدی^۱، بهروز رضایی^۱، عمید رنجکش سیاهکال^۲

*گروه اپتیک لیزر و فوتونیک، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران^۲ پژوهشکده جوزف استفان، دانشگاه لیوبلیانا، لیوبلیانا، اسلوانی.

r.sarbaz@tabrizu.ac.ir, zakerhamidi@tabrizu.ac.ir, b_rezari@tabrizu.ac.ir, Amid.ranjeksh@ijs.si

چکیده - در این مقاله وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتاب براگ را در بلورمایع کلستریک (کایرال نماتیک) به طور تجربی مورد مطالعه قرار داده ایم. همچنین با استفاده از فرض هالر و بر پایه معادلات ووکس برای بلورمایع نماتیک و تئوری فرگوسن برای بلورمایع کلستریک، مدل چهار پارامتری لی را به محیط کلستریک تعمیم داده ایم. برازش داده های تجربی با این مدل توافق بسیار عالی را نشان می دهد. داده های تجربی نشان می دهند که ماده کایرال S5011 استفاده شده در محیط بلورمایع نماتیک میزبان HTP بسیار بزرگی از خود نشان می دهند، که با افزایش دما منجر به فشردگی پهنای باند بازتابی می شود، بدون آنکه تغییر محسوسی در طول موج بازتاب مرکزی ایجاد شود، که این ویژگی پتانسیل بالای این نوع از مواد کایرال را به عنوان مواد گرما پایدار برای ساخت فیلترهای نوری نیمه بازتابنده گرما پایدار با تغییرات دمایی دور از نقطه گذار کلستریک به همسانگرد را نشان می دهد. کلید واژه- بلورمایع کلستریک، کایرالیت، پیچ کلستریک، توان پیچش ماریچ.

Experimental investigation and modeling of the temperature dependence of the maximum and minimum wavelength of Bragg reflection from a chiral nematic liquid crystal.

Ramin Khalil Sarbaz, Mohammadsadeg Zakerhamidi, Behroz Rezaei, Amid Ranjkesh Siahkal

^{1*} Optic Laser and Photonics Group, Research Institute For Applied Physics And Astronomy, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran, ²Jozef Stefan Institute, University of Ljubljana, Ljubljana, Slovenia

Abstract- In this article, we have experimentally studied the temperature dependence of the maximum and minimum wavelength of Bragg reflection in cholesteric liquid crystal (chiral nematic), also using Haller's assumption and based on Vouks equations for nematic liquid crystal and Ferguson's theory for cholesteric liquid crystal, model We have extended the four-parameter Li to the cholesteric environment. The fit of experimental data with this model shows excellent agreement. Experimental data show that the S5011 chiral material used in the nematic liquid crystal environment of the host shows a very large HTP, which leads to the compression of the width of the reflection band gap with increasing temperature, without causing a noticeable change in the wavelength of the central reflection. This feature shows the high potential of this type of chiral materials as thermo-stable materials for making stable semi-reflective optical filters with temperature changes away from the cholesteric to isotropic transition point.

Keywords: Cholesteric Liquid Crystal, Chirality, Cholesteric Pitch, Helical Twist Power.



مقدمه

که در این رابطه \bar{n} متوسط ضریب شکست مربوط به بلورماید نامتیک میزبان و p طول پیچ کلاستریک است. با این حال باید تاکید شود که برای فرود عمودی نور (انتشار موازی با محور مارپیچ) تنها یک نور بازتابی وجود دارد، بنابراین طول موج مرکزی باند بازتابی برای فرود عمودی مطابق با تئوری دوسر از رابطه زیر بدست می آید:

$$\lambda_c = \bar{n}p \quad (2)$$

که در این رابطه متوسط ضریب شکست به فرم $\bar{n} = \frac{n_e + n_o}{2}$ تعریف می شود که n_e ضریب شکست مربوط به پرتو غیر عادی و n_o ضریب شکست مربوط به پرتو عادی است. ضریب شکست بلورماید به شدت به تغییرات دمایی حساس است. در تئوری n_e و n_o تابعی از طول موج و دما هستند. از برازش داده های تجربی یک رابطه خطی برای وابستگی دمایی طول موج بازتاب مرکزی دست می یابیم:

$$\lambda_c(T) = A' - B'T \quad (3)$$

مطابق با تئوری فرگوسن ساختار کلاستریک منجر به ایجاد یک موج ایستاده در ناحیه طول موجی زیر می شود [۶]:

$$P\left(\bar{n} - \frac{\Delta n}{2}\right) < \lambda < P\left(\bar{n} + \frac{\Delta n}{2}\right) \quad (4)$$

که از این رابطه پهنای باند بازتابی و ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی به فرم زیر تعریف می شود:

$$\lambda\Delta = \lambda_{max} - \lambda_{min} \quad (5)$$

$$\lambda_{max} = P\left(\bar{n} + \frac{\Delta n}{2}\right) = n_e P \quad (6)$$

$$\lambda_{min} = P\left(\bar{n} - \frac{\Delta n}{2}\right) = n_o P \quad (7)$$

با استفاده از روابط مربوط به دوشکستی [۷] و استفاده از رابطه (۵) به رابطه ای برای توصیف وابستگی دمایی پهنای باند بازتابی در بلورماید کلاستریک به فرم زیر می رسیم:

$$\lambda\Delta(T) = (\Delta\lambda)_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \beta'\right) \quad (8)$$

در این رابطه $(\lambda\Delta)_0 = P(\Delta n)_0$ است. T_c در این رابطه دمای گذار از فاز کلاستریک به فاز همسانگرد است، و ثابت β' در اینجا ثابت ماده برای فاز کلاستریک است.

Jun Li بر مبنای مدل ووکس و تقریب هالر مدل چهار پارامتری را برای توصیف اثر دما بر روی ضرایب شکست عادی و غیرعادی بلورماید نامتیک معرفی کرد [۷]. ما با تعمیم رویکرد Li و استفاده از روابط

بلورماید های کلاستریک به خاطر ساختار مارپیچی ذاتی که دارند جزء دسته ای از مواد فوتونیک اصلی هستند که قادر به بازتاب گزینشی بخشی از طول موج نور فرودی که در توافق با پیچ کلاستریک است، هستند. این ویژه گی منحصر به فرد در این مواد باعث شده است که از این مواد به طور گسترده ای به عنوان فیلترهای نوری، نمایشگرهای رنگی، پنجره های هوشمند، ابر بازتابنده های مادون قرمز انعطاف پذیر و غیره مورد مطالعه قرار گیرند. [۱، ۲]

شکل گیری فاز کلاستریک مستلزم افزودن مقادیر کمی از یک ماده به هسته کایرال است که می توان با افزودن مقداری ناخالصی کایرال به یک بلورماید نامتیک یا استفاده از مزوژنهایی که خود دارای هسته کایرال هستند به این مقصود رسید. ویژه گی بازتاب گزینشی براگ در بلورماید کلاستریک به طور مستقیم تحت تاثیر ناهمسانگردی در ضریب شکست (دوشکستی) و پیچ کلاستریک است پهنای باند $(\Delta\lambda = p\Delta n)$ بازتابی در این مواد معمولاً بین ۵۰ تا ۱۰۰ نانو متر که متأثر از دوشکستی بلورماید و کایرالیته ماده کایرال است. پاسخ دمایی کلاستریک ها زمینه ای برای ساخت سنسورهای حرارتی، پنجره های هوشمند کم مصرف، برچسب های هوشمند و فیلم های تک لایه حساس به دما شده است. [۳، ۴]

در این مقاله بر مبنای معادلات ووکس و مدل چهار پارامتری لی و استفاده از تئوری فرگوسن برای بلورماید کلاستریک روابطی را برای اولین بار برای توصیف وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی از بلور ماید کایرال نامتیک معرفی کرده ایم. سپس با برازش داده های تجربی حاصل از سه نمونه (با غلظت های متفاوتی از ماده کایرال S5011 در بلورماید نامتیک E7) با مدل چهار پارامتری معرفی شده را اعتبارسنجی کرده نتایج حاصل توافق بسیار خوبی را بین داده های تجربی و مدل نشان می دهد.

تئوری

بازتاب گزینشی نور فرودی در بلورماید کلاستریک قابل قیاس با بازتاب براگ است، طبق قانون براگ برای تابش مایل، طول موج بازتاب مرکزی (λ_c) ، نور بازتابیده شده تحت زاویه تابش θ مطابق رابطه زیر توسط تئوری درهر معرفی می شود [۵]:

$$\lambda_c = \bar{n}p(1 - n^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (1)$$

۵۸ درجه سانتیگراد به عنوان میزبان و از ماده کاپرال S5011 با دستواره گی چپگرد (HCCH,China) به عنوان آلاینده در سه غلظت 2.298 wt%، 2.61 wt% و 2.91 wt% استفاده کرده ایم. سپس مخلوط های آماده شده را با استفاده از خاصیت موینگی و در بالای دمای گذار به داخل سل هایی با ضخامت حدود ده نانومتر تزریق کردیم. سطح زیر لایه سل های ساخته شده با محلول PVA یک درصد وزنی توسط دستگاه اسپنکوئینگ پوشانده شده و پس از دو مرحله خشک کردن و پخت در دمای های ۶۰ و ۸۰ درجه سانتیگراد به ترتیب، بوسیله پارچه مخملی شیارهای موازی بر روی سطح بستر برای ایجاد ترازبندی موازی مولکولهای بلورماید با سطح بستر ایجاد کردیم. طیف عبوری و به تبع آن پهنای باند بازتابی سل های ساخته شده توسط دستگاه اسپکتروفوتومتر (Shimadzo UV-250) و در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر و در بازه دمایی ۳۰ تا ۵۱ درجه سانتیگراد اندازه گیری کردیم.

(۶) و (۷) روابطی را برای توصیف وابستگی دمایی ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی در بلورماید کاپرال نماتیک به فرم زیر بدست آوردیم:

$$\lambda_{max}(T) = A' - B'T + \frac{2(\Delta\lambda)_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{\beta'} \quad (۹)$$

$$\lambda_{min}(T) = A' - B'T - \frac{(\Delta\lambda)_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{\beta'} \quad (۱۰)$$

همان طور که از معادلات (۹) و (۱۰) مشاهده می شود چهار پارامتر برای برازش داده های تجربی در این دو معادله به چشم می خورد. در واقع پارامترهای A' و B' را می توان از برازش داده های تجربی وابستگی دمایی طول موج بازتاب مرکزی $\lambda_C(T)$ و پارامترهای $(\Delta\lambda)_0$ و β' از برازش داده های تجربی پهنای باند بازتابی بدست آورد.

مواد و روش

در این مطالعه از بلورماید نماتیک E7 (MERCK) با دمای گذار

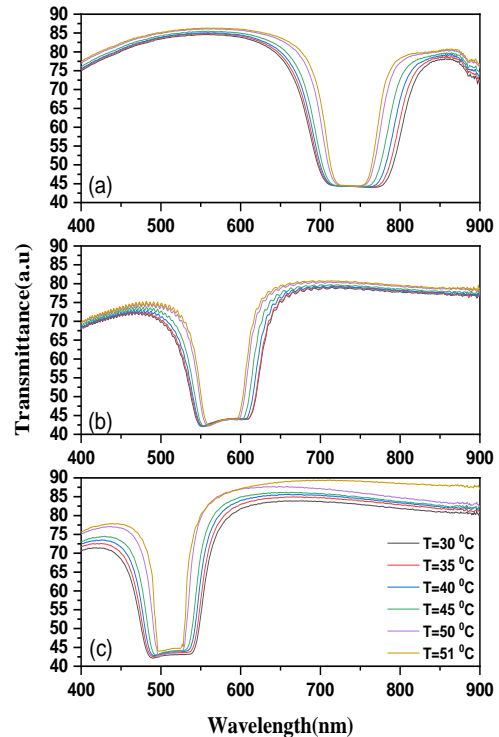
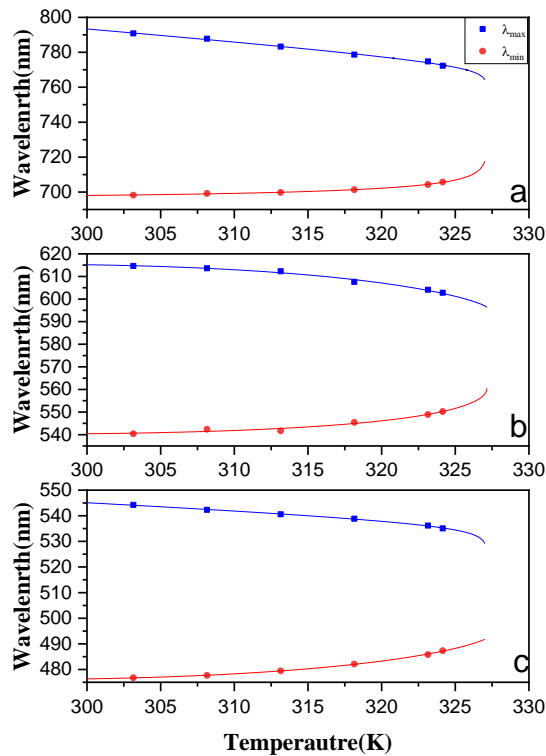
جدول ۱: پارامترهای برازش شده برای طول موج مرکزی بازتاب براگ و پهنای باند بازتابی برای سل هایی با غلظت های متفاوت از ماده کاپرال.

Concentration of S5011	λ_C		$\lambda\Delta$	
	$A'(nm)$	$B'(nmK^{-1})$	$(\Delta\lambda)_0(nm)$	β'
2.298 Wt%	820.95	0.2525	135.62	0.1506
2.61 Wt%	628.94	0.1689	115.71	0.1618
2.91 Wt%	558.89	0.1565	100.18	0.1545

موج بازتابی که به ترتیب طول موج لبه بالایی و لبه پایینی پهنای باند گاف بازتابی هستند اندازه گیری می شوند. در گام نخست با برازش داده های تجربی با استفاده از معادله (۳) دو پارامتر A' و B' تعیین می شوند. در گام دوم با برازش داده های مربوط به پهنای باند بازتابی با استفاده از معادله (۸) دو پارامتر β' و $(\Delta\lambda)_0$ تعیین می شوند. جدول شماره ۲ مقادیر پارامترهای چهارگانه حاصل از برازش را نشان می دهد. در نهایت ما با استفاده از این دو دسته از پارامترها در روابط (۹) و (۱۰) و محاسبه طول موج های ماکزیمم و مینیمم و مقایسه آنها با مقادیر تجربی بدست آمده همان طور که در شکل (۲) نشان داده شده است، پرداخته ایم توافق بسیار عالی بین داده های تجربی و مدل چهارپارامتری دیده می شود.

بحث و نتیجه گیری

شکل ۱ نشان دهنده طیف عبوری و به تبع آن طیف بازتاب براگ از سه سلول با غلظت های بیان شده را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود با افزایش غلظت ماده کاپرال طیف بازتابی شیف آبی از خود نشان می دهد همچنین با افزایش دما طیف بازتابی فشرده می شود. همان طور که از روابط مربوط به مدل چهارپارامتری برای ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی به نظر می رسد در نگاه اول ما با چهار پارامتر A' ، B' ، β' ، $(\Delta\lambda)_0$ روبرو هستیم، که طی دو مرحله برازش بدست می آیند. طیف عبوری و به تبع آن طیف بازتابی از بلورماید کلاستریک توسط اسپکتروفوتومتر اندازه گیری می شود، از روی داده های مربوط به طیف به طور مستقیم ابتدا طول موج بازتاب مرکزی λ_C اندازه گیری می شود همچنین ماکزیمم و مینیمم طول



شکل ۱: طیف عبوری و بازتابی برای سه غلظت (a) ۲.۲۹۸ (b) ۲.۶۱ (c) ۲.۹۱ درصد وزنی از ماده کایرال S5011

شکل ۲: ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی. (a) ۲.۲۹۸ (b) ۲.۶۱ (c) ۲.۹۱ درصد وزنی از غلظت ماده کایرال. مربع ها و دایره های توپر نشان دهنده داده های تجربی و خطوط آبی و قرمز توپر به ترتیب نشان دهنده ماکزیمم و مینیمم طول موج بازتابی حاصل از برازش با معادلات ۱۲ و ۱۳ هستند

coatable chiral-nematic liquid crystal polymer. Journal of Molecular Liquids, 2021. 339: p. 116804

[۵] Dreher, R., G. Meier, and A. Saupe, Selective reflection by cholesteric liquid crystals. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1971. 13(1): p. 17-26

[۶] Ferguson, J.L., Cholesteric structure-I optical properties. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1966. 1(2): p. 293-307

[۷] Li, J., S. Gauza, and S.-T. Wu, Temperature effect on liquid crystal refractive indices. Journal of applied physics, 2004. 96(1): p. 19-24

مرجع ها

[۱] Ranjesh, A. and T.-H. Yoon, Thermal and electrical wavelength tuning of Bragg reflection with ultraviolet light absorbers in polymer-stabilized cholesteric liquid crystals. Journal of Materials Chemistry C, 2018. 6(45): p. 12377-12385

[۲] Sadigh, M.K et al., Temperature dependent features of polymer stabilized cholesteric liquid crystals based on selected liquid crystal characteristics. Optik, 2021. 230: p. 166354

[۳] Ranjesh, A. and T.-H. Yoon, Fabrication of a single-substrate flexible thermoresponsive cholesteric liquid-crystal film with wavelength tunability. ACS applied materials & interfaces, 2019. 11(29): p. 26314-26322

[۴] Ranjesh, A. and T.-H. Yoon, Ultrathin, transparent, thermally-insulated, and energy-efficient flexible window using