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

چرخش فارادی ساختار $Graphene/SiO_2/Ta_2O_5$ با اعمال میدان مغناطیسی خارجی و نور پمپ لیزری

طاهره دژآلود[۱،*]، رضا عبدی قلعه[۱]، جعفر پورصمد بناب[۱]

[۱]گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

[*]نویسنده مسیول: *t.dezhaloud@ubonab.ac.ir*

چکیده – در این مقاله، اثر فارادی در یک ساختار لایه‌ای $Graphene/SiO_2/Ta_2O_5$ با اعمال میدان مغناطیسی خارجی و نور پمپ لیزر هلیم-نئون با طول موج ۶۳۲٫۸ نانومتر و در ناحیه‌ی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج ما نشان می‌دهد که با افزایش اندازه‌ی میدان مغناطیسی، فرکانس بیشینه چرخش فارادی به سمت فرکانس‌های بالاتر جابجا شده و در عین حال اندازه‌ی چرخش فارادی بیشینه نیز افزایش می‌یابد. با افزایش توان نور پمپ، اندازه‌ی چرخش فارادی تغییر نکرده، ولی فرکانس بیشینه چرخش فارادی، به سمت فرکانس‌های پایین‌تر جابجا می‌شود. تغییرات قابل توجهی در طیف تراگسیل با تغییر میدان مغناطیسی و توان نور پمپ مشاهده نمی‌شود.

کلید واژه- چرخش فارادی، گرافن، میدان مغناطیسی، نور پمپ لیزری.

Faraday rotation of the Graphene/SiO_2/Ta_2O_5 structure under applying an external magnetic field and a laser pump light

Tahereh Dezhaloud[1,*], Reza Abdi-Ghaleh[1], Jafar Poursamad Bonab[1]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

****Corresponding author: t.dezhaloud@ubonab.ac.ir***

Abstract- In this paper, the Faraday effect in a Graphene/SiO_2/Ta_2O_5 layered structure under applying an external magnetic field, and a pump light of a Helium-Neon laser with a wavelength of 632.8 nm is investigated in the THz frequency region. Our results show that, as the magnetic field strength increases, the maximum Faraday rotation frequency shifts to the higher frequencies, and at the same time, the value of the maximum Faraday rotation angle increases. Also, as the power of pump light increases, the value of the Faraday rotation angle remains unchanged, but the maximum Faraday rotation frequency shifts to the lower frequencies. The noticeable changes in the transmission spectrum were not observed by changing the magnetic field strength and the pump light power.

Keywords: Faraday rotation, Graphene, Magnetic field, Laser pump light.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-21]

مقدمه

چرخش فارادی، اثر مگنتواپتیکی است که در این پدیده، صفحه‌ی قطبش باریکه‌ی نوری که همراستا با میدان مغناطیسی از محیط شفافی عبور می‌کند، چرخش پیدا می‌کند. چرخش فارادی در دیودهای اپتیکی، مدولاتورهای فارادی خیلی سریع و...کاربرد دارد [۱]. در اغلب موارد چرخش فارادی با تغییر میدان مغناطیسی کوک‌پذیر است. گرافن یکی از موادی است که با استفاده از آن می‌توان چرخش فارادی کوک‌پذیر بدست آورد. در دهه‌ی اخر، گرافن به دلیل بالا بودن تحرک‌پذیری حامل‌های بار، خاصیت نوری کوک‌پذیر، قابل تغییر بودن چگالی حامل‌ها و ... مورد توجه زیادی واقع شده است. ویژگی‌های گرافن با میدان مغناطیسی، میدان الکتریکی، دما و نور پمپ می‌تواند تغییر کند [۲]. این کار ما یک روش جایگزین برای توسعه مدولاتورهای قطبشی تنظیم‌پذیر نوری در امواج تراهرتز است. ما در این مقاله، چرخش فارادی و تراگسیل ساختار لایه‌ای *Graphene/SiO2/Ta2O5* را در ناحیه‌ی تراهرتز و با اعمال میدان مغناطیسی و نور پمپ مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

روش محاسباتی

در این مقاله، همانطور که در شکل ۱ نمایش داده شده، ساختار ما به صورت $Graphene/SiO_2/Ta_2O_5$ است، که تحت تابش موج تراهرتز، نور پمپ و میدان مغناطیسی در راستای محور z قرار گرفته است. در صورتی که نور پمپ ضعیف باشد، چگالی حامل‌های بار در گرافن عبارتست از [۳]:

$$\Sigma=\frac{\pi}{12}\left(\frac{k_BT}{\hbar v_F}\right)^2+\frac{\ln 2}{\pi}\left(\frac{k_BT}{\hbar v_F}\right)^2\eta_F,\ \eta_F=12\alpha\left(\frac{\hbar v_F}{k_BT}\right)^2\frac{\tau_R I_\Omega}{\hbar\Omega}, \quad (۱)$$

عبارت اول، چگالی حامل‌های بار در گرافن در حالت بدون پمپ و عبارت دوم در رابطه‌ی (۱)، عامل افزایش چگالی حامل‌های بار در گرافن تحت نور پمپ است. $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، v_F سرعت فرمی، k_B ثابت بولتزمن، T دمای محیط، Ω و I_Ω فرکانس و شدت نور پمپ، $\alpha=1/137$ ثابت ساختار ریز و $\tau_R=1ns$ زمان بازترکیب هستند [۴]. رسانندگی گرافن در ناحیه‌ی تراهرتز، بصورت تانسوری نمایش داده می‌شود و عبارتست از [۵]:

$$\sigma_{xx}(\omega)=\sigma_{yy}(\omega)=\sigma_\circ\frac{1+\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2+(1+i\omega\tau)^2}, \quad (۲)$$

$$\sigma_{xy}(\omega)=-\sigma_{yx}(\omega)=-\sigma_\circ\frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2+(1+i\omega\tau)^2}, \quad (۳)$$

که $\omega_c=eBv_F/\hbar K_F$ فرکانس سیکلوترونی دورانی، $\sigma_\circ=4e^2/2\pi\hbar$ رسانندگی dc، B میدان مغناطیسی، $K_F=\sqrt{4\pi\Sigma}$ عدد موج فرمی، e بار الکترون، $\tau=0.5ps$ زمان پراکندگی و ω فرکانس نور فرودی است [۴]. تحت این شرایط، اگر گرافن را بصورت تک لایه‌ی نازک با ضخامت d_g در نظر بگیریم، تانسور گذردهی الکتریکی نسبی آن به‌صورت زیر بیان می‌شود [۶]:

$$\varepsilon_g=\begin{pmatrix}1+\left(-i\sigma_{xx}/\omega\varepsilon_\circ d_g\right) & -i\sigma_{xy}/\omega\varepsilon_\circ d_g & 0\\ i\sigma_{xy}/\omega\varepsilon_\circ d_g & 1+\left(-i\sigma_{xx}/\omega\varepsilon_\circ d_g\right) & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}, \quad (۴)$$

در این مقاله ما برای محاسبه‌ی ضرایب تراگسیل، بازتاب و زاویه‌ی چرخش فارادی، روش ماتریس انتقال 4×4 را برای ساختار مورد نظر بکار می‌بریم. ماتریس انتقال کلی ساختار M، از ضرب کردن ماتریس‌های تک تک لایه‌ها حاصل می‌شود [۷]:

$$M=\left[D^{(\circ)}\right]^{-1}\left(S_G S_{SiO_2} S_{Ta_2O_5}\right)D^{(\circ)}, \quad (۵)$$

$D^{(\circ)}$ ماتریس دینامیکی هوا، عبارتست از:

$$D^{(\circ)}=\begin{pmatrix}1 & 1 & 0 & 0\\ 1 & -1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1 & 1\\ 0 & 0 & 1 & -1\end{pmatrix}, \quad (۶)$$

عناصر ماتریس انتقال هر لایه عبارتند از:

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-21]

$$S_j = \begin{pmatrix} \cos(\beta^+) & B\frac{i}{N_j^+}\sin(\beta^+) & 0 & 0 \\ iN_j^+\sin(\beta^+) & \cos(\beta^+) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\beta^-) & B\frac{i}{N_j^-}\sin(\beta^-) \\ 0 & 0 & iN_j^-\sin(\beta^-) & \cos(\beta^-) \end{pmatrix}, \quad (۷)$$

که برای لایه‌ی jام، $\beta^{\pm} = \omega N_j^{\pm} d_j / c$ می‌باشد و در نهایت طیف تراگسیل، بازتاب نور و زاویه‌ی فارادی از روابط زیر حاصل می‌شوند:

$$T = \frac{1}{2}\left(\left|1/M(1,1)\right|^2 + \left|1/M(3,3)\right|^2\right), \quad (۸)$$

$$R = \frac{1}{2}\left(\left|M(2,1)/M(1,1)\right|^2 + \left|M(4,3)/M(3,3)\right|^2\right), \quad (۹)$$

$$\theta_F = \left(-\tfrac{1}{2}\right)\arg\left(M(1,1)/M(3,3)\right). \quad (۱۰)$$

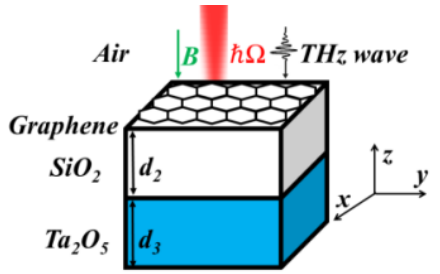
که در آن $M(i,j)$، درایه‌های ماتریس انتقال کل هستند.

نتایج و بحث

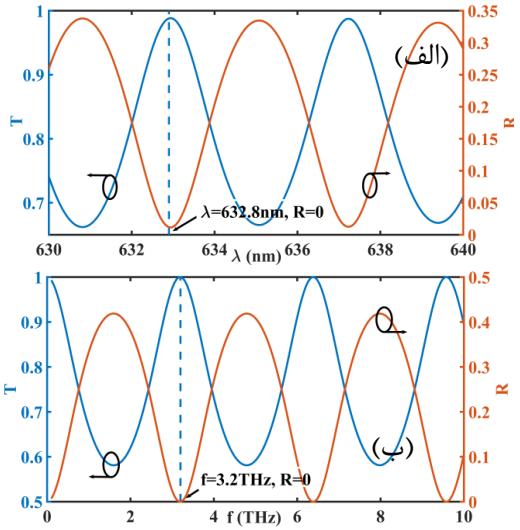
در این قسمت طیف‌های تراگسیل، بازتاب و چرخش فارادی ساختار $Graphene/SiO_2/Ta_2O_5$ برای نور پمپ با طول موج ۶۳۲٫۸ نانومتر و در دمای ۳۰۰ درجه‌ی کلوین برای گرافن با ضخامت ۰٫۳۳۵ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۱، شماتیکی از ساختار لایه‌ای که تحت تاثیر لیزر هلیم-نئون، موج تراهرتز و میدان مغناطیسی قرار گرفته، نمایش داده شده است. تراوایی مغناطیسی، ضرایب شکست و ضخامت لایه‌های SiO_2 و Ta_2O_5به‌ترتیب در ناحیه‌ی تراهرتز عبارتند از:

$$\mu_{SiO_2} = \mu_{Ta_2O_5} = 1, \quad N_{SiO_2} = 1.47, \quad N_{Ta_2O_5} = 2.16, \quad d_{SiO_2} = 0.16\ \mu m, \quad d_{Ta_2O_5} = 21.7\ \mu m. \quad (۱۱)$$

همانطور که در شکل ۲-الف و ۲-ب مشاهده می‌شود، ضخامت لایه‌های SiO_2 و Ta_2O_5 را به گونه‌ای تنظیم کرده‌ایم که به ازای $\lambda = 632.8nm$، $R \simeq 0$ و ضریب تراگسیل بیشینه است و همچنین در $f = 3.2THz$، نیز $R = 0$ و بیشینه‌ی ضریب تراگسیل را داریم. بدین ترتیب از حذف کلی بازتاب به داخل صفحه‌ی گرافن جلوگیری خواهد شد.



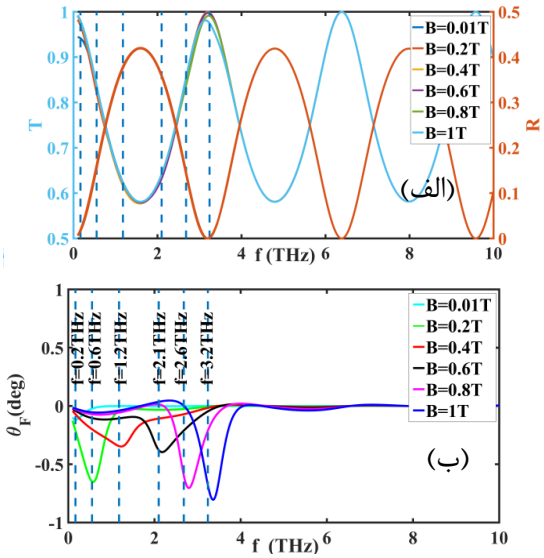
شکل ۱: شماتیکی از ساختار لایه‌ای که تحت تاثیر میدان مغناطیسی *(B)*، نور لیزر هلیم-نئون ($\hbar\Omega$) و موج الکترومغناطیس *(THz wave)* قرار گرفته است.



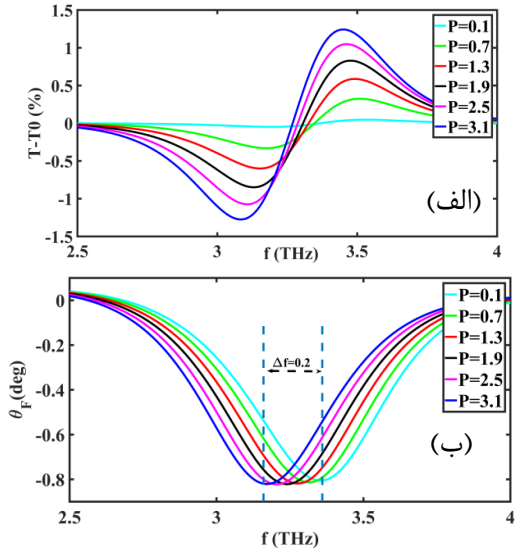
شکل ۲: طیف های تراگسیل و بازتاب ساختار شکل ۱ در ناحیه‌ی الف) نور ۶۳۲٫۸ نانومتر ب) موج ۳٫۲ تراهرتز.

در شکل ۳-الف و ۳-ب، طیف‌های تراگسیل، بازتاب و چرخش فارادی در ناحیه‌ی فرکانس تراهرتز برای میدان-های مغناطیسی متفاوت ترسیم شده است و مشاهده می-شود که با افزایش میدان مغناطیسی از ۰٫۰۱ تسلا تا ۱ تسلا، تراگسیل به مقدار قابل اغماضی در فرکانس ۳٫۲ تراهرتز کاهش می‌یابد که ناشی از افزایش جذب در لایه‌ی گرافن است، اما چرخش فارادی با افزایش میدان مغناطیسی علاوه بر این که از ۰٫۱- درجه به ۰٫۸- درجه، افزایش می‌یابد، بلکه جابجایی فرکانسی از ۰٫۲۱ تراهرتز به ۳٫۲ تراهرتز را نیز نشان می‌دهد، که این رفتارها با توجه به روابط تراگسیل و چرخش فارادی بامیدان مغناطیسی قابل توجیه است [۸].

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-21]



شکل ۳: طیف‌های الف) تراگسیل و بازتاب، ب) چرخش فارادی ساختار در ناحیه‌ی تراهرتز برحسب میدان‌های مغناطیسی مختلف به ازای توان نور پمپ $P=0$.



شکل ۴: طیف‌های الف) اختلاف تراگسیل نسبت به حالت $P=0$ (ب) چرخش فارادی ساختار در ناحیه‌ی تراهرتز برحسب توان‌های مختلف نور لیزر هلیم-نئون به ازای $B=1$.

در شکل ۴-الف و ۴-ب، طیف‌های اختلاف تراگسیل نسبت به تراگسیل حالت $P=0$، و چرخش فارادی در ناحیه‌ی فرکانس تراهرتز برای توان‌های مختلف نور پمپ به ازای میدان مغناطیسی $B=1T$ ترسیم شده است، که با افزایش توان پمپ از $۰/۱W$ به $۳/۱W$ وات، طیف تراگسیل نسبت به حالت $P=0$ در بیشترین حالت کمتر از ۳ درصد اختلاف نشان می‌دهد. اندازه چرخش فارادی بیشینه تغییری نداشته و فقط دچار جابجایی فرکانسی از ۳/۳۶ به ۳/۱۶ تراهرتز شده است، درواقع، با تغییر توان نور پمپ، مولفه‌های رسانندگی گرافن تغییر می‌کند، و اثر آن در چرخش فارادی مشاهده می‌شود. باتوجه به این نتایج، می‌توان برای رفع عیب شیفت فرکانسی، دستگاه‌های مغناطیسی استفاده کرد.

نتیجه‌گیری

ویژگی‌های مگنتو-اپتیکی ساختار $Graphene/SiO_2/Ta_2O_5$ مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. نتایج ما نشان می‌دهد که با افزایش میدان مغناطیسی، فرکانسی که در آن چرخش فارادی بیشینه اتفاق می‌افتد، به سمت فرکانس‌های بالاتر جابجا شده و در عین حال اندازه‌ی چرخش فارادی بیشینه نیز افزایش می‌یابد، و با تغییر توان نور پمپ، اندازه‌ی چرخش فارادی تغییر نکرده، اما فرکانس بیشینه چرخش فارادی، دچار جابجایی فرکانسی به سمت فرکانس‌های پایین‌تر می‌شود و تغییرات در طیف تراگسیل با تغییر میدان مغناطیسی و توان نور پمپ قابل اغماض می‌باشند.

مرجع‌ها

[1] *M. Tamagnone, et al, "Near optimal grapheme terahertz non-reciprocal isolator", Nat. Commun., Vol. 7, No. 1, pp. 1-6, 2016.*

[2] *G.X. Ni, et al, "Ultrafast optical switching of infrared plasmon polaritons in high-mobility graphene", Nat. Photonics., Vol. 10, No. 4, pp. 244-247, 2016.*

[3] *V. Ryzhii, et al, "Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping", J. Appl. Phys., Vol. 101, No. 8, pp. 083114, 2007.*

[4] *A.N. Grebenchukov, et al, "Faraday effect control in graphene-dielectric structure by optical pumping", J. Magn. Magn. Mater., Vol. 472, pp. 25-28, 2019.*

[5] *D. L. Sounas, et al, "Gyrotropy and Nonreciprocity of Graphene for Microwave Applications", IEEE Trans. Microw., Vol. 60, No. 4, pp. 901, 2012.*

[6] *X. Lin, et al., "Atomically thin nonreciprocal optical isolation", Sci. Rep. B., Vol. 4, No. 1, pp. 1-5, 2014.*

[7] *S. Visnovsky, et al., "Magneto-optic polar Kerr and Faraday effects in magnetic super lattices", Czech. J. Phys., Vol. 51, No. 9, pp. 917-941, 2001.*

[8] *A .Ferreira, et al., "Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids", Phys. Rev. B., Vol. 84, No. 235410, pp. 917-941, 2011.*

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-21]