بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۴-۱۲ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

خواص عبوری امواج تراهرتز در بلورهای فوتونی یک بعدی حاوی گرافن و فراماده

رضا غیور[۱]، علیرضا کشاورز[۲]

۱- دانشجوی کارشناسی‌ارشد دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک
۲- دانشیار دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک

چکیده – در این مقاله به بررسی طیف جذب برای بلورهای فوتونی گرافن‌دار در حضور فراماده پرداخته شده است. با توجه به اینکه حضور گرافن در بلورهای فوتونی باعث افزایش جذب در ناحیه ی تراهرتز می‌شود، در این تحقیق با بهره گیری از روش ماتریس انتقال و حضور فراماده در کنار گرافن در بلورهای فوتونی، ضریب جذب در حضور فراماده با ضخامت های مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که با افزایش ضخامت لایه‌ی فراماده، جذب، افزایش بیشتری نسبت به حالت عدم حضور فراماده در پی خواهد داشت و این بهبود آشکارسازی در ناحیه ی تراهرتز را به دنبال دارد.

کلید واژه- بلورهای فوتونی، فراماده، گرافن، ماتریس انتقال

The properties of terahertz waves in one-dimensional photonic crystals containing graphene and metamaterial

Reza Ghayoor[1], Alireza Keshavarz[2]

1. Master student of Shiraz University of Technology, Physics Department
2. Associate Professor of Shiraz University of Technology, Physics Department

Abstract- In this paper, the absorption spectrum is investigated for photonic crystals containing graphene in the presence of the metamaterial. Since the presence of the graphene in the photonic crystals can be increased the absorption in the terahertz region, in this research, is calculated by using the transfer matrix method and the presence of the metamaterial together with graphene in photonic crystals, the absorption coefficient in the presence of metamaterial with different thicknesses. Results show that by increasing the thickness of the metamaterial, the absorption coefficient increases in comparison to the absence of metamaterial and this improves detection of the terahertz region.

Keywords: Photonic crystals, Metamaterials, Graphene, Transfer matrix

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-14]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی، نانو ساختارهای نوری دوره‌ای هستند که بر روی حرکت فوتون ها تاثیر می‌گذارند. این نوع بلورها از دی-الکتریک، فلز یا حتی از نانو ساختارها و میکروساختارهای ابر رسانا که به صورت دوره‌ای هستند تشکیل می شود که بر روی انتشار امواج الکترو مغناطیسی تاثیر می‌گذارند. بلورهای فوتونی شامل ناحیه‌های تکراری از دی الکتریک‌هایی با ثابت‌های کم و زیاد هستند [۱]. با قرار دادن لایه‌های گرافن که توسط این دی‌الکتریک‌ها از هم جدا می‌شوند، می‌توان یک ماده کامپوزیتی با خواص الکتریکی تک محوره ایجاد کرد. این نوع از چند لایه‌های گرافن-دی الکتریک برای طراحی ساختارهای تنظیم‌پذیر در یک محدوده طیفی فرکانسی وسیع از امواج میلی متری تا تراهرتز مورد استفاده قرار می‌گیرند که شامل تمام باند فرکانسی IR دور است. در ناحیه‌ی تراهرتز، طراحی لایه‌های القایی به دلیل افت فلز و پاشندگی فرکانس مشکل است که به‌همین دلیل الگوهای دوره‌ای گرافن-دی الکتریک مطرح می‌شود [۲]. در طول دو دهه گذشته با توسعه سریع نانوساختارها و علم نیم رساناها، فناوری لیزرهای فوق سریع، علم و فناوری تراهرتز، کاربرد-های بالقوه‌ای را به نمایش گذاشته است و به عنوان یک منبع موج همدوس در فیزیک، شیمی، پزشکی و دیگر زمینه‌های فنی به کار گرفته شده است [۳]. در این مقاله به بررسی ساختارهایی که می‌توانند جذب بیشتری از این امواج را داشته باشند پرداخته شده است. این نوع ساختارها در نهایت می‌توانند به طراحی آشکارسازهای این امواج کمک شایانی کنند.

۲- مبانی نظری

در این بررسی به منظور محاسبه‌ی ضرایب اپتیکی در مرزهای گرافن-دی‌الکتریک و گرافن-فراماده از روش ماتریس انتقال استفاده شده است. ایده‌ی اصلی ماتریس انتقال این است که می‌توان میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در موقعیتی را به موقعیت دیگر مربوط ساخت. در اینجا انتشار نور از لایه‌ی گرافنی را بررسی کرده و سپس به بررسی انتشار موج فرودی در مرز گرافن-فراماده می-پردازیم.

الف : ساختار دی الکتریک-گرافن

شکل۱ ساختار سلول واحد دی الکتریک-گرافن را نشان می دهد. σ



شکل۱: ساختار سلول واحد یک بلور فوتونی یک بعدی گرافن‌دار

در این ساختار ضخامت لایه‌ی دی‌الکتریک d در نظر گرفته می‌شود و لایه گرافن دارای رسانندگی σ می‌باشد. در این حالت ماتریس مرز گرافن–دی الکتریک را M در نظر می-گیریم که میدان در لایه ی n را به میدان در لایه‌ی n+1 مربوط می سازد [۴]:

$$M=\begin{bmatrix}(2+i\kappa\xi)/2u & -i\kappa\xi/2\\ i\kappa\xi/2 & (2-i\kappa\xi)u/2\end{bmatrix} \quad (۱)$$

که در آن متغیرهای ξ ، κو u به‌صورت زیر تعریف می-شوند:

$$\xi=\frac{\sigma\eta_0}{ik_0} \quad (۲)$$

$$\kappa=k_0\cos\theta \quad (۳)$$

$$u=\exp(ikd) \quad (۴)$$

در رابطه‌ی (۲) σ رسانندگی گرافن است که برای طول موج‌های بلند به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma=\frac{ie^2\mu_c}{\Pi\hbar^2(\omega+i\tau^{-1})} \quad (۵)$$

و η_0 امپدانس هوا، $k_0=\frac{2\Pi}{\lambda}$، e بار الکترون، μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن، τ زمان واهلش حامل‌های بار و θ زاویه‌ی پرتو فرودی به ساختار می‌باشد. اگر ساختار سلول واحد شکل۱ بصورت تناوبی در یک تعداد دوره‌ای مثل N تکرار شود، ماتریس کل بصورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$U=\prod_{n=1}^{N}M_n \quad (۶)$$

در این صورت پس از بدست آوردن ماتریس U می توان ضرایب اپتیکی بازتاب و عبور را از عناصر این ماتریس بدست

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-14]

آورد:

$$r = \frac{U(2,1)}{U(1,1)} \quad (۷)$$

$$t = \frac{1}{U(1,1)} \quad (۸)$$

ب: ساختار گرافن-فراماده

حال اگر یک ساختار دوره ای که از تکرار دو لایه با ضخامت و ضریب شکست متفاوت تشکیل شده باشد را در نظر بگیریم، ماتریس مشخصه هر دوره که تکرار این دو لایه می باشد، متناظر است با [۵]:

$$M = \begin{bmatrix} \cos\gamma_1 & \frac{-i}{p_1}\sin\gamma_1 \\ -ip_1\sin\gamma_1 & \cos\gamma_1 \end{bmatrix} \quad (۹)$$

$$\times \begin{bmatrix} \cos\gamma_2 & \frac{-i}{p_2}\sin\gamma_2 \\ -ip_2\sin\gamma_2 & \cos\gamma_2 \end{bmatrix}$$

که در ماتریس فوق، متغیرها به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\gamma_i = \frac{\omega}{c}(n_i d_i \cos\theta_i) \quad (۱۰)$$

$$p_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\mu_i}}\cos\theta_i \quad (۱۱)$$

$$\cos\theta_i = \sqrt{1-\frac{{n_A}^2\sin^2\theta_A}{{n_i}^2}} \quad (۱۲)$$

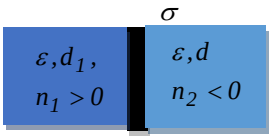
θ_A زاویه‌ی پرتو فرودی به ساختار ، θ_i زاویه‌ی برخورد پرتو به فصل مشترک در هر لایه، n_A ضریب شکست فضای آزاد و n_i ضریب شکست در هر لایه می‌باشد که برای فراماده به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$n_i = -\sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\mu_i}} \quad (۱۳)$$

در نهایت ضرایب بازتاب و عبور را می‌توان به‌صورت زیر تعریف کرد:

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0\gamma_t m_{12} - m_{21} - \gamma_t m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0\gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (۱۴)$$

$$t = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0\gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (۱۵)$$



شکل ۲: ساختار سلول واحد بلور فوتونی حاوی گرافن و فراماده

حال با ترکیب این ساختار با ساختار شکل۱ می‌توان به ساختار سلول واحد یک بلور فوتونی نظیر شکل۲ دست یافت.

۳- نتایج و بحث

با فرود عمودی نور از سمت چپ به ساختار شکل‌های ۱ و ۲ و با استفاده از روابط (۸)-(۷) و(۱۵)-(۱۴) می‌توان ضرایب اپتیکی و میزان جذب امواج تراهرتز در این ساختارها را بررسی کرد.

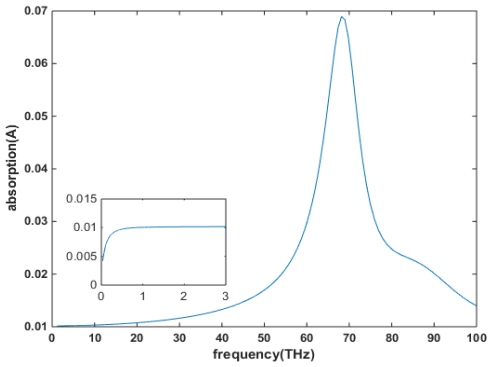
جدول۱: مقادیر پارامترها برای شکل۳

ε_1	$\mu_c(ev)$	$\tau(THz)$	$d(nm)$	N
۲/۱۳(۱/۴۶۲)	۰/۵	۰/۵	۳۰	۱۰۰

شکل۳ با توجه به جدول (۱)، نمودار جذب برای فرکانس ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز را برای ساختار شکل۱ نشان می‌دهد. همان-طور که از نمودار مشخص است، با توجه به خاصیت ذاتی گرافن در جذب امواج با طول موج های بلند و نیز با افزایش تعداد لایه‌ها به دلیل تداخل‌های متعدد موج درون لایه‌ها مقدار جذب دستخوش تغییراتی می شود و باعث به وجود آمدن قله‌ی جذبی تیزی می شود، به‌طوری که در اینجا یک قله جذب در فرکانس ۶۸ تراهرتز مشاهده می‌شود که مقدار بیشینه جذب این فرکانس ۰/۰۶۸ می باشد. قسمتی که در شکل به‌صورت مجزا نشان داده شده است، بازه‌ی فرکانسی ۰/۳ تا ۳ تراهرتز را نشان می‌دهد.؛ نتایج حاصل از شبیه سازی در این بازه نشان می دهد که با افزایش فرکانس، مقدار جذب در این محدوده افزایش می یابد تا در نهایت میزان جذب در این بازه به یک مقدار ثابت می رسد.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-14]



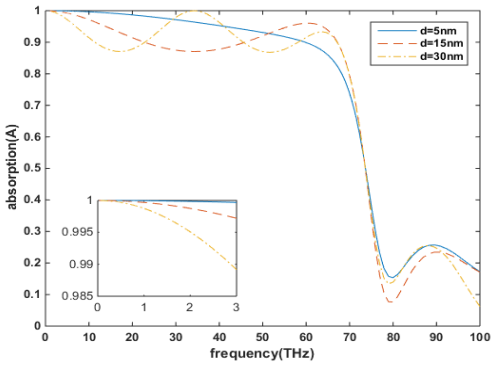
شکل۳: نمودار جذب برای ساختار شکل(۱) و جدول(۱). قسمت اول جذب برای بازه‌ی ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز و قسمت دوم نشان دهنده‌ی جذب برای همین ساختار در بازه‌ی ۰/۳ تا ۳تراهرتز.

حال به میزان جذب در شکل ۲ می پردازیم.

جدول(۲) مقادیر پارامترها برای شکل۴

n_1	n_2	$\mu_c(ev)$	$d_1(nm)$	N
۱/۴۶	-۱/۴۶	۰/۵	۲۵	۱۰۰

همان‌طور که نتایج شبیه سازی شده در شکل ۴ نشان می دهند، قله‌ی جذبی به فرکانس کمتری جابجا می شود به‌طوری که در فرکانس ۳۴ تراهرتز اولین قله‌ی جذبی با مقدار بیشینه ۰/۹۹۹ برای ضخامت d=۳۰ نانومتر را خواهیم داشت. به دلیل وابستگی انعکاس و عبور در لایه‌های مختلف به فرکانس موج فرودی و در واقع به ضریب γ_i در روابط گفته شده و پارامترهای داخلی و نیز به دلیل افزایش ضخامت لایه‌ی فراماده، تعداد قله‌های جذبی در فرکانس‌های مختلف افزایش می‌یابد که میزان جذب در این قله ها به دلیل وابستگی ضریب γ_i به فرکانس متفاوت خواهد بود و تعدد این قله ها منجر به افزایش تعداد فرکانس های قابل آشکارسازی در این ناحیه می‌شود. قسمت الحاقی شکل۴ که همانند شکل۳ نشان دهنده‌ی بازه ی ۰/۳ تا ۳ تراهرتز است، نشان می دهد که اگرچه در این بازه جذب کاهش می‌یابد اما بر خلاف ساختار شکل۲ و نمودار شکل ۳، جذب در این ناحیه مقادیر بین ۰/۹۸ تا ۱ را داراست که در مقایسه با ساختار شکل۱ جذب بیشتری در این محدوده را نشان می‌دهد. پس با توجه به نتایج شبیه سازی مشخص است که اضافه کردن لایه‌ی فراماده به بلور فوتونی گرافن‌دار، افزایش جذب در ناحیه‌ی تراهرتز را در پی خواهد داشت و افزایش ضخامت لایه‌ی فراماده میزان جذب بیشتری را به دنبال دارد و باعث بهبود آشکارسازی قله‌های فرکانسی بیشتر در این محدوده می‌شود.



شکل۴: نمودار جذب برای ساختار شکل۲ و جدول(۲). قسمت اول جذب برای بازه‌ی ۱ تا ۱۰۰ تراهرتز و قسمت دوم نشان دهنده‌ی جذب برای همین ساختار در بازه ی ۰/۳ تا ۳تراهرتز.

۴- نتیجه‌گیری

با گسترش روز افزون کاربرد امواج تراهرتز و نیاز به تولید و آشکارسازی این امواج، وجود ساختارها و طراحی‌هایی که بتواند این نیاز را برطرف سازد بیشتر حس می‌شود. با پیشرفت‌هایی که در زمینه‌ی مواد با ضریب شکست منفی صورت گرفته است، این امکان ایجاد شده است که بتوان از این نوع مواد در طراحی و ساخت آشکارسازهایی که در محدوده‌ی تراهرتز کار می‌کنند، بهره برد. در ساختاری که در این مقاله پیشنهاد گردید بلورهای فوتونی که علاوه بر وجود گرافن در آن‌ها فراماده نیز در ساختار خود دارند، جذب بیشتری در حوزه‌ی تراهرتز خواهند داشت و می توانند در آشکار سازی این امواج مورد استفاده قرار بگیرند.

مراجع

[1] N. Arora, R. Agrawal, “Broadening of Omnidirectional Photonic Band Gap in Graphene Based one Dimensional Photonic Crystals”, American Journal of Engineering Research (AJER), Vol. 4, No. 9, pp. 72-75, 2015.

[2] M. Othman, C. Guclu, F. Capolino, “Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption”, OSA, Vol. 21, No. 6, pp. 7614-7632, 2013.

[3] B. Zhu, Y. Chen, K. Deng, W. Hu, Z.S. Yao “Terahertz Science and Technology and Applications”, PIERS, pp. 1166-1170, 2009.

[4] B. Wang, X. Zhang, K.p. Loh, J. Teng, “Tunable broadband transmission and phase modulation of light through grapheme multilayers”, AIP, Vol. 21, No. 115, pp. 213102-1-213102-8, 2014.

[5] S. Awasthi, A. Mishra, U. Malaviya, S.P. Ojha “Wave propagation in a one-dimensional photonic crystal with metamaterial”, Journal of Elsevier, Vol. 149, pp. 1379-1383, 2009.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-14]