

Extraordinary Response of Graphene Layered Structures to Incident Light¹

Vahideh Mohadesi²

Abstract

Multilayered graphene structures have emerged as promising materials for designing novel optical devices due to their unique light-matter interactions. One of the intriguing phenomena observed in these structures is plasmonic resonance, which occurs in specific configurations known as Kretschmann and Otto geometries. In this paper, we investigate the behavior of a multilayered structure consisting of bilayer graphene under incident light using reflection coefficient calculations and wave dispersion equation solutions. Our results demonstrate that the number of plasmonic resonance positions in the reflection coefficient can vary depending on the structural parameters. This is attributed to the positioning of the dispersion curves of the hybrid modes in relation to the light line of the prism. For certain structural values, the dispersion curves may not be in the leaky range and do not cause a change in the reflection. This phenomenon opens up exciting possibilities for highly tunable optical device design. The findings of this study are not only relevant to the investigated configurations but also extend to the design of other optical devices such as waveguides, antennas, and multiplexers that utilize multilayered structures. Our results provide valuable insights for device designers, enabling them to precisely engineer multilayered structures by considering the importance and desirability of confined or leaky surface plasmon modes.

Keywords: *Double Layer Graphene, Otto Configuration, Plasmonic Resonance, Leaky Surface Plasmon Waves, Tunability.*

¹ DOI:10.22051/ijap.2024.47196.1411

² Assistant Professor, Department of Physics, Sarab Branch, Islamic Azad University, Sarab, Iran. Email: v.mohadesi@gmail.com

بررسی پاسخ غیرعادی ساختارهای لایه‌ای گرافن در برابر نور تابنده^۱

وحیده محدثی^۲

چکیده:

ساختارهای لایه‌ای گرافن به دلیل رفتارهای غیرعادی در برابر نور تابنده، در طراحی برخی ادوات اپتیکی از جمله حسگرها به کار می‌روند. یکی از پدیده‌هایی که در این ساختارها مشاهده می‌شود، تشدید پلاسمونی است که در پیکربندی‌های چندلایه‌ای معروف کرشمن و اتو اتفاق می‌افتد و مبنای کاربرد آن‌ها در طراحی ادوات می‌باشد. در این مقاله، با استفاده از محاسبه ضریب بازتاب و حل معادلات پاشندگی امواج، رفتار ساختار لایه‌ای شامل گرافن دولایه، در مقابل نور تابنده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بررسی نشان می‌دهد که با توجه به مقادیر ساختاری، به دلیل قرار گرفتن منحنی‌های پاشندگی مدهای ترکیبی در جایگاه‌های متفاوت نسبت به خط نوری منشور، امکان برانگیختگی امواج نشتی برای این مدها لزوماً امکان‌پذیر نبوده و بنابراین تعداد جایگاه‌های تشدید پلاسمونی در ضریب بازتاب می‌تواند متفاوت باشد. این مسئله می‌تواند امکان تنظیم‌پذیری بالایی را در طراحی ادوات فراهم کند. نتایج این بررسی، افزون بر پیکربندی‌های مورد مطالعه، در طراحی ادوات اپتیکی دیگر نظیر موجبرها، آنتن‌ها، کلیدهای چندگانه و غیره که از ساختارهای لایه‌ای تشکیل شده‌اند، با اهمیت است. همچنین، به طراحان ادوات مرتبط امکان می‌دهد تا ساختارهای لایه‌ای را با در نظر گرفتن اهمیت و مطلوبیت مقید یا نشتی بودن مدهای پلاسمون سطحی در آن‌ها به صورت دقیق‌تر طراحی و مهندسی کنند.

واژگان کلیدی: گرافن دولایه، پیکربندی اتو، تشدید پلاسمونی، امواج پلاسمون سطحی نشتی، تنظیم‌پذیری.

¹ DOI:10.22051/ijap.2024.47196.1411

² استادیار، گروه فیزیک، واحد سراب، دانشگاه آزاد اسلامی، سراب، ایران. Email: v.mohadesi@gmail.com

۱. مقدمه

گرافن^۱ یکی از آلوتروپ‌های کربن است که در آن اتم‌های کربن در یک آرایه شش گوشه به شکل لانه زنبوری قرار گرفته‌اند و دارای ویژگی‌های اپتیکی و الکترونیکی منحصر به فرد است [۱]، [۲]. در سال‌های کنونی، ویژگی‌های نوری گرافن به صورت گسترده به صورت نظری [۳-۶] و تجربی [۷-۹] مورد مطالعه قرار گرفته است. از آنجایی که غلظت حامل بار در گرافن (و در نتیجه رسانایی وابسته به بسامد آن) را می‌توان با اعمال ولتاژ خارجی به صورت موثر در محدوده گسترده‌ای تنظیم کرد [۱۰]، این ماده یک ماده بالقوه برای اجزای فوتونیک قابل تنظیم به شمار می‌رود. توانایی گرافن در تشکیل پلاسمون پلاریتون سطحی یکی از موضوعات مورد توجه پژوهشگران بوده است و نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که در محدوده بسامد تراهرتز، گرافن آلائیده می‌تواند انتشار امواج پلاسمون سطحی با قطبش TM را در فصل مشترک دو محیط دی‌الکتریک فراهم کند [۱۱-۱۴]. بنابراین استفاده از آن در طراحی ادوات تنظیم‌پذیر بر پایه پلاسمونیک، به سرعت رو به افزایش است [۱۵-۱۸]. برای مثال، می‌توان دستگاه‌هایی چون کلیدهای تنظیم‌پذیر مبتنی بر گرافن [۱۹-۲۱]، قطبنده‌ها [۱۸، ۲۲]، حسگرها [۲۳-۲۵] و آنتن‌های تنظیم‌پذیر [۱۶، ۲۶-۲۸] ساخت. در این زمینه استفاده از دو لایه موازی [۲۹-۳۲] یا بیشتر [۳۳-۳۵] گرافن منجر به افزایش برهمکنش حامل‌های بار لایه‌های مختلف با امواج الکترومغناطیسی شده و بنابراین رفتار ویژه و امکان تنظیم‌پذیری بالاتری را فراهم می‌آورد.

در برخی از ساختارهای رایج پلاسمونیک از امواج میرا شونده برای برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی استفاده می‌شود. در چنین ساختارهایی نور از راه یک محیط با ضریب شکست بالا که به اصطلاح منشور نامیده می‌شود، به سطح مورد نظر می‌تابد. هنگامی که زاویه برخورد برای یک موج با قطبش TM از زاویه بحرانی بازتاب داخلی بیشتر شود، برانگیختگی یک حالت سطحی الکترومغناطیسی، امکان‌پذیر است. برانگیختگی این حالت سطحی منجر به پاسخ غیرعادی به موج الکترومغناطیسی فرودی می‌شود و با تغییر در شدت نور بازتابی می‌تواند به عنوان مبنای تشخیصی استفاده شود، که مبنای استفاده این پیکربندی‌ها در کاربردهای عملی می‌باشد. پیکربندی‌های موسوم به اتو (منشور- هوا- ماده) و کرشمن (منشور- ماده- هوا) از این دسته هستند که در برخی از ادوات پلاسمونیک چون حسگرها، استفاده می‌شوند [۳۶-۳۸]. در مورد گرافن تک‌لایه استفاده از پیکربندی کرشمن به دلیل ماهیت دوبعدی آن امکان‌پذیر نیست و از پیکربندی اتو که در آن منشور

¹ Graphene

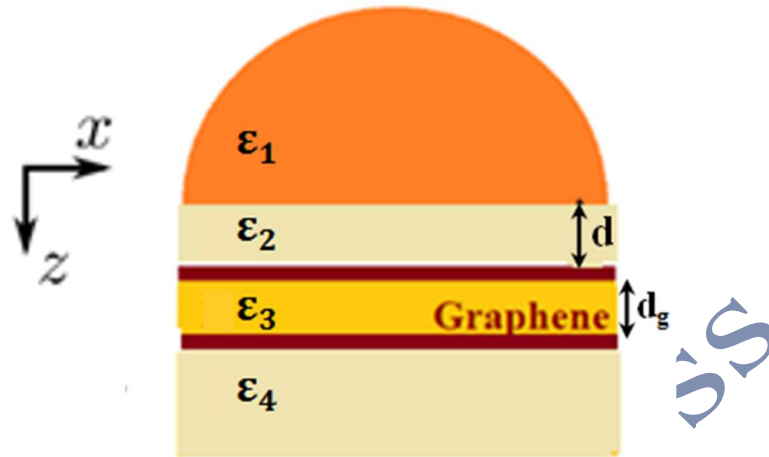
با فاصله از لایه گرافن قرار می‌گیرد، استفاده می‌شود [۳۹]. در مقاله‌های پیشین نویسندگان، ساختار لایه‌ای مشابه اتو با گرافن تک‌لایه مورد بررسی دقیق قرار گرفته و رفتار ویژه در مواجهه با امواج الکترومغناطیسی با استفاده از امکان جفت‌شدگی نور به امواج پلاسمون سطحی گرافن و واجفت‌شدگی نور از آن‌ها (برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی نشتی) مورد بحث قرار گرفته است [۱۲، ۴۰].

هدف این پژوهش دو جنبه دارد. در این مقاله ابتدا برهمکنش پرتو الکترومغناطیس با دو لایه موازی گرافن را در ساختاری مشابه پیکربندی اتو، در شرایطی که پرتو تابیده زاویه دلخواه θ دارد، مورد بحث قرار می‌دهیم. در ابتدا انتظار می‌رود این ساختار پاسخ‌های غیرعادی بیشتر و سپس امکان تنظیم‌پذیری بالاتری را فراهم کند. از سوی دیگر با محاسبه معادلات پاشندگی پیچیده مربوط به این ساختار و حل عددی آن‌ها و رسم منحنی‌های مربوطه، دلایل فیزیکی مهم و قابل قبول برای این رفتار ارائه می‌شود. یافته‌های این پژوهش می‌تواند به درک عمیق از رفتار امواج پلاسمون سطحی در ساختارهای لایه‌ای و پدیده تشدید پلاسمونی منجر شود که پیش‌بینی پاسخ الکترومغناطیسی ساختارهای مشابه و امکان تنظیم‌پذیری آن‌ها را فراهم کرده و زمینه جدیدی را برای طراحی و بهبود عملکرد انواع ادوات تنظیم‌پذیر اپتوالکترونیکی فراهم می‌کند.

۲. روش کار

۱.۲ فرمولبندی ساختار لایه‌ای با استفاده از روش ماتریس انتقال

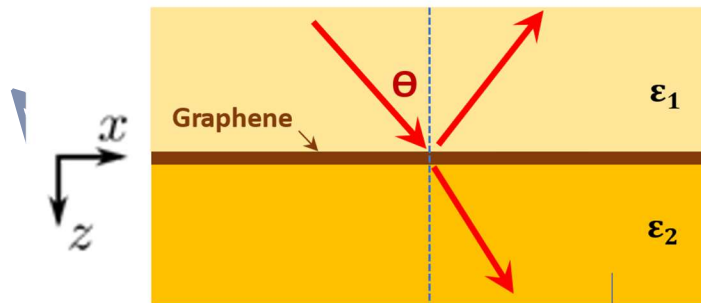
ساختار مورد بررسی، یک ساختار لایه‌ای مشابه ساختار اتو گرافنی است که در شکل (۱) نشان داده شده است. در این ساختار دو لایه گرافن با فاصله نزدیک، d_g ، از هم قرار گرفته و یک محیط با ضریب شکست بالا که در اینجا به عنوان منشور نام می‌بریم، در فاصله d از لایه گرافن بالایی قرار دارد. فاصله بین دو لایه گرافن با دی‌الکتریک، ϵ_3 ، پر شده است. در این بررسی محیط دو طرف گرافن دولایه یکسان فرض می‌شود، $\epsilon_2 = \epsilon_4 = 1$. جنس منشور، ژرمانیوم در نظر گرفته می‌شود که ضریب دی‌الکتریک آن در محدوده تراهرتز حدود $\epsilon_1 = 16$ می‌باشد و دو لایه گرافن کاملاً مشابه در نظر گرفته می‌شوند.



شکل ۱ ساختار اتو شامل گرافن دولایه.

پاسخ الکترومغناطیسی چنین ساختارهایی با استفاده از محاسبه ضرایب بازتاب، عبور و جذب به روش ماتریس انتقال^۱ و حل عددی آن امکان پذیر است. به همین دلیل در این بخش ابتدا به معرفی روش ماتریس انتقال برای این ساختارها می پردازیم.

روش ماتریس انتقال یک ابزار سودمند برای بررسی پستیکی ساختارهای لایه ای شامل دی الکتریک ها، فلزات و حتی ترکیبی از این مواد به شمار می رود [۴۳-۴۱]. این روش بر اساس ارتباط میدان های الکترومغناطیسی در نقطه X به میدان های مربوط به نقطه دیگری مانند X' با استفاده از یک ماتریس بنام «ماتریس انتقال» پایه گذاری شده است.



شکل ۲ یک لایه گرافن بین دو محیط دی الکتریک نیمه بینهایت (نور به صورت مایل از محیط ۱ به فصل مشترک شامل گرافن تابانده می شود).

^۱ Transfer Matrix Method

در این بخش ابتدا ماتریس انتقال در عبور از یک گرافن تک لایه را مورد بررسی قرار می‌گیرد. یک لایه گرافن که بین دو ماده با ضریب دی‌الکتریک ϵ_1 و ϵ_2 قرار گرفته است، در نظر گرفته شده و موج فرودی از محیط ۱ به آن تابانده می‌شود. میدان‌های الکترومغناطیسی به صورت امواج تخت با قطبش TM می‌باشند.

با فرض وابستگی زمانی $\vec{E}, \vec{H} \sim \exp(-i\omega t)$ ، برای ساختار مربوط به شکل (۲) جواب معادلات ماکسول برای محیط‌های دی‌الکتریک را می‌توان به صورت زیر در نظر گرفت:

$$\begin{cases} H_y^1(x, z) = \exp(ik_x x) \{H_{1+} e^{ik_{1z}z} + H_{1-} e^{-ik_{1z}z}\}, & z < 0 \\ H_y^2(x, z) = \exp(ik_x x) \{H_{2+} e^{ik_{2z}z} + H_{2-} e^{-ik_{2z}z}\}, & 0 < z \end{cases} \quad (1)$$

که در آن، $k_{mz}^2 = k_x^2 - \epsilon_m k_0^2$ و $m = 1, 2$ به ترتیب به محیط‌های ۱ و ۲ دلالت می‌کنند. مؤلفه‌های میدان الکتریکی با استفاده از معادلات ماکسول و با توجه به بخش زمانی از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\begin{aligned} E_x^m(x, z) &= -\frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} \frac{\partial H_y^m(x, z)}{\partial z} \\ E_z^m(x, z) &= \frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} \frac{\partial H_y^m(x, z)}{\partial x} \end{aligned} \quad (2)$$

شرایط مرزی حاکم بر امواج الکترومغناطیسی در عبور از گرافن را می‌توان با استفاده از رسانایی سطحی آن در معادلات مربوطه وارد کرد. به این ترتیب شرایط مرزی در مرز گرافن به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned} E_x^1(x, 0) &= E_x^2(x, 0) \\ H_y^1(x, 0) - H_y^2(x, 0) &= \sigma E_x^1(x, 0) \end{aligned} \quad (3)$$

که در آن، σ رسانایی سطحی گرافن است که در محدوده بسامدی تراهرتز و مادون قرمز با فرآیندهای درون نواری مرتبط است و می‌تواند با استفاده از بخش درون بانندی در تقریب کوبو به صورت زیر بیان شود [۴۴]:

$$\sigma_{intra}(\omega, E_f, \tau, T) = \frac{ie^2 E_f}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \times \left(1 + 2 \frac{k_B T}{E_f} \ln \left(e^{-\frac{E_f}{k_B T}} + 1 \right) \right) \quad (4)$$

که در آن، e بار الکترون، k_B ثابت بولتزمن^۱، T دما، \hbar ثابت پلانک^۲ و E_f تراز فرمی^۳ گرافن و τ زمان واهلش^۴ الکترون‌ها است.

با استفاده از روابط (۱) تا (۳) ماتریس عبور برای میدان‌های مربوطه در عبور از محیط ۱ به ۲ در حضور گرافن بدست می‌آید.

$$\begin{bmatrix} H_{2+} \\ H_{2-} \end{bmatrix} = T_{\sigma}^{2 \rightarrow 1} \begin{bmatrix} H_{1+} \\ H_{1-} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$T_{\sigma}^{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} - \frac{k_{1z} \sigma}{\omega \varepsilon_1 \varepsilon_0} & 1 - \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} + \frac{k_{1z} \sigma}{\omega \varepsilon_1 \varepsilon_0} \\ 1 - \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} - \frac{k_{1z} \sigma}{\omega \varepsilon_1 \varepsilon_0} & 1 + \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} + \frac{k_{1z} \sigma}{\omega \varepsilon_1 \varepsilon_0} \end{bmatrix} \quad (6)$$

همچنین با روش مشابه می‌توان ماتریس عبور از فصل مشترک ساده بین دو دی‌الکتریک را بدست آورد. این ماتریس با قرار دادن $\sigma = 0$ در ماتریس بالا هم بدست می‌آید. در این صورت ماتریس عبور بین دو محیط $\sigma = 0$ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{bmatrix} H_{j+} \\ H_{j-} \end{bmatrix} = T^{j \rightarrow i} \begin{bmatrix} H_{i+} \\ H_{i-} \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$T^{j \rightarrow i} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\varepsilon_j k_{iz}}{\varepsilon_i k_{jz}} & 1 - \frac{\varepsilon_j k_{iz}}{\varepsilon_i k_{jz}} \\ 1 - \frac{\varepsilon_j k_{iz}}{\varepsilon_i k_{jz}} & 1 + \frac{\varepsilon_j k_{iz}}{\varepsilon_i k_{jz}} \end{bmatrix}$$

(۷)

برای یک ساختار لایه‌ای ماتریس عبور امواج از دی‌الکتریک i با ضخامت d به صورت زیر بدست می‌آید:

¹ Boltzmann Constant

² Planck Constant

³ Fermi Level

⁴ Relaxation Time

$$D_d^i = \begin{bmatrix} e^{ik_{iz}d} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{iz}d} \end{bmatrix} \quad (8)$$

با توجه به آنچه گفته شد، می توان ماتریس انتقال را برای هر ساختار لایه ای دلخواه تشکیل داده و میدان های هر محیط را مشخص نمود. اگر محیط اول را i و محیط دوم را j در نظر بگیریم، به ازای هر مرز ساده یک ماتریس عبور $T^{j \rightarrow i}$ ، و به ازای هر مرز دارای گرافن یک ماتریس عبور $T_\sigma^{j \rightarrow i}$ و برای هر عبور از محیط i با ضخامت d یک ماتریس D_d^i در نظر گرفته می شود. اگر فرض کنیم که موج الکترومغناطیسی تخت با دامنه H_i به یک ساختار لایه ای بتابد و H_r و H_t به ترتیب دامنه میدان بازتابیده و عبوری از ساختار مورد نظر باشد، این میدان ها با ماتریس تبدیل نهایی M که با توجه به ساختار مورد بررسی تشکیل می شود، بهم مربوط می شوند. ماتریس نهایی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\begin{bmatrix} H_t \\ 0 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} H_i \\ H_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_i \\ H_r \end{bmatrix}; \quad (9)$$

و ضریب بازتاب، عبور و جذب با استفاده از مؤلفه های این ماتریس به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$r = \frac{H_r}{H_i}, \text{ and } t = \frac{H_t}{H_i}$$

$$R = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{22}} \right|^2, T = \frac{k_{fz}\epsilon_i}{k_{iz}\epsilon_f} |t|^2 = \frac{k_{fz}\epsilon_i}{k_{iz}\epsilon_f} \left| \frac{\det(M)}{M_{22}} \right|^2,$$

$$A = 1 - R - T \quad (10)$$

که در آن، i و f به ترتیب محیط های اول و آخر در ساختار هستند. اکنون که با فرمالیسم ماتریس انتقال آشنا شدیم می توانیم پاسخ نوری ساختارهای گرافنی مورد نظر را با استفاده از این روش مورد بررسی قرار دهیم. در بخش بعد جواب های مربوط به حل عددی ضرایب بازتاب، عبور و جذب برای ساختار مورد نظر آورده می شود.

۲.۲. نتایج محاسبات عددی ضریب بازتاب

پاسخ نوری ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال و در نظر گرفتن ماتریس تبدیل به شکل زیر قابل بررسی است.

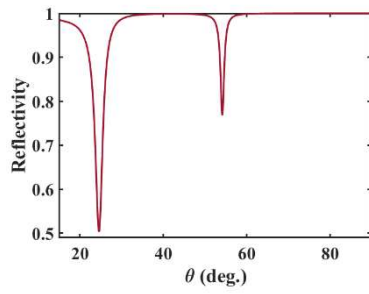
$$M = T_\sigma^{4 \rightarrow 3} D_{d_g}^3 T_\sigma^{3 \rightarrow 2} D_d^2 T^{2 \rightarrow 1}$$

با استفاده از ماتریس تبدیل ضرایب مربوط به بازتاب، عبور و جذب برای این ساختار برابر روابط بخش پیش قابل محاسبه است. با حل عددی در نرم افزار متلب این ضرایب برای ساختار شکل (۱) بر حسب زاویه و بسامد نور فرودی که در محدوده تراهرتز در نظر گرفته شده محاسبه شده‌اند.

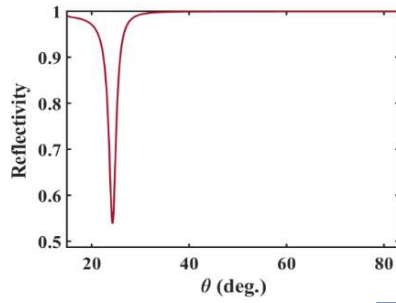
شکل (۳)، ضرایب بازتاب، عبور و جذب را برای ساختار نشان داده شده در شکل (۱) و به ازای کمیت‌های ساختاری $\tau = 0.22 \text{ eV}$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$, $\epsilon_1 = 16$, $d = 10 \text{ ps}$ ، (الف و ج) $1 \text{ }\mu\text{m}$ و (ب و د) $d=10\mu\text{m}$ نشان می‌دهد. با توجه به ثابت‌های دی‌الکتریک

محیط‌ها، زاویه بحرانی برای این ساختار از رابطه $\theta_c = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\max(\epsilon_i)}{\epsilon_1}}\right)$ بدست می‌آید. با جایگذاری مقادیر ثابت‌های دی‌الکتریک در این مورد زاویه بحرانی حدود ۱۴ درجه است. نتایج بررسی‌ها نشان می‌دهد که با توجه به کمیت‌های ساختار به ازای زوایای بیش از زاویه بحرانی یک یا دو کمینه در بازتاب ایجاد می‌شود.

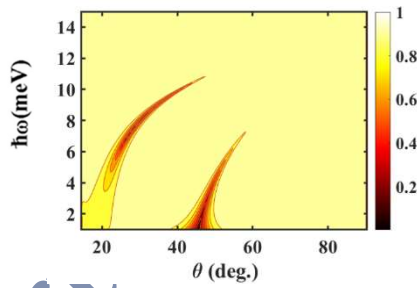
شکل (۳) ضریب بازتاب را برای دو مقدار متفاوت فاصله گرافن‌ها نشان می‌دهد که برای آن در (الف) و (ج): $d_g = 10\mu\text{m}$ و (ب) و (د): $d_g = 1\mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است. این شکل نشان می‌دهد که به ازای یک بسامد ثابت در (الف) یک کمینه و در (ب) دو کمینه ایجاد می‌شود. همچنین ضریب بازتاب به ازای تغییرات بسامد در شکل‌های (ج) و (د) رسم شده است. چگونگی رفتار این ساختار و دلیل ایجاد یک یا دو کمینه در ضریب بازتاب چالشی است که می‌تواند در طراحی ادوات مرتبط به وجود آید و بنابراین باید به دقت بررسی شده و تحلیل فیزیکی مناسب ارائه شود. ارائه تحلیل فیزیکی دقیق با محاسبه رابطه پاشندگی امواج پلاسمون سطحی نشی در این ساختار امکان‌پذیر است.



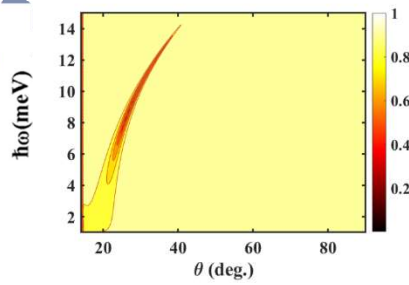
(الف)



(ب)



(ج)



(د)

شکل ۳ تغییرات زاویه‌ای ضریب بازتاب به ازای (الف) و (ب) بسامد ثابت و (ج) و (د) تغییرات بسامد. برای (الف)

و (ج) $d_g = 10\mu\text{m}$ و (ب) و (د) $d_g = 1\mu\text{m}$ سایر کمیت‌های ساختاری: $\varepsilon_1 = 16, \varepsilon_2 = \varepsilon_3 =$

$\varepsilon_4 = 1, E_f = 0.22\text{ eV}, \tau = 10\text{ ps}$

۳.۲ محاسبه معادله پاشندگی

معادله پاشندگی امواج پلاسمون سطحی در گرافن دو لایه شامل دو دسته جواب است که مربوط به مُدهای ترکیبی پلاسمون‌های سطحی است و با توجه به توزیع میدان مماسی، تحت عنوان جواب‌های متقارن و پادمقارن نامگذاری شده‌اند [۳۲]. در ساختارهای مشابه شکل (۱)، بدلیل حضور منشور در نزدیکی گرافن، ممکن است مُدهای مقید در ساختار معتبر نباشند [۱۲]. در این صورت جواب‌های معادله موج باید با استفاده از امواج غیرمعمول نوشته شوند. میدان‌های مغناطیسی در ساختار مورد نظر با در نظر گرفتن هر دو مد معمول و غیرمعمول به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲]:

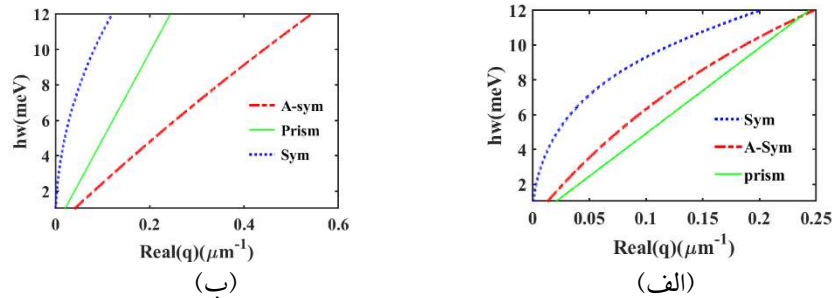
$$\begin{aligned} H_y^1(x, z) &= \exp(iqx) \{A_1 e^{\pm k_{1z}|z+d|}\}, & z < -d \\ H_y^2(x, z) &= \exp(iqx) \{A_2 e^{-k_{2z}|z|} + B_2 e^{k_{2z}|z|}\}, & -d < z < 0 \\ H_y^3(x, z) &= \exp(iqx) \{A_3 e^{-k_{3z}|z|} + B_3 e^{k_{3z}|z|}\}, & 0 < z < d_G \\ H_y^4(x, z) &= \exp(iqx) \{B_4 e^{-k_{4z}|z-d_G|}\} & z > d_G \end{aligned} \quad (11)$$

با استفاده از اعمال شرایط مرزی مناسب معادله پاشندگی مربوط به مُدهای این ساختار به صورت زیر بدست می‌آید.

$$\begin{aligned} e^{k_{2z}d} e^{k_{3z}d_G} & \left[\left(\pm \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} - \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \right) \left(\frac{\epsilon_3}{k_{3z}} + \frac{\epsilon_4}{k_{4z}} + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \left(\frac{\epsilon_2}{k_{2z}} + \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} \right) \right. \\ & \left. + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right] \\ & + e^{-k_{2z}d} e^{k_{3z}d_G} \left[\left(\pm \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} + \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \right) \left(\frac{\epsilon_3}{k_{3z}} + \frac{\epsilon_4}{k_{4z}} \right) \right. \\ & \left. + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \left(\frac{\epsilon_2}{k_{2z}} - \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \right] \\ & + e^{k_{2z}d} e^{-k_{3z}d_G} \left[\left(\pm \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} - \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \right) \left(\frac{\epsilon_3}{k_{3z}} - \frac{\epsilon_4}{k_{4z}} \right) \right. \\ & \left. - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \left(\frac{\epsilon_2}{k_{2z}} - \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \right] \\ & + e^{-k_{2z}d} e^{-k_{3z}d_G} \left[\left(\pm \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} + \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \right) \left(\frac{\epsilon_3}{k_{3z}} - \frac{\epsilon_4}{k_{4z}} \right) \right. \\ & \left. - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \left(\frac{\epsilon_2}{k_{2z}} + \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

علامت‌های بالا در رابطه بالا از نوع امواج معمول و علامت پایین از نوع امواج غیرمعمول است. ضمن اینکه در هر مورد دو نوع جواب ترکیبی خواهیم داشت. برای حفظ تقارن در ساختار، دو همسایگی گرافن دو لایه را یکسان در نظر گرفته شد. حضور منشور در یک طرف، تقارن ساختار را دستخوش تغییر می‌کند و امکان انتشار امواج پلاسمون سطحی نشستی را فراهم می‌کند. با این حال توزیع میدان در اطراف لایه‌های گرافن دچار تغییر اندکی در اندازه دامنه می‌شود و شکل کلی توزیع میدان (تنها در نزدیکی گرافن) ثابت می‌ماند. بنابراین می‌توان مدهای ترکیبی را با عنوان شبه‌متقارن و شبه‌پادمقارن در نظر گرفت، هر چند ویژگی‌های انتشاری آن‌ها با مدهای ترکیبی مقید ممکن است متفاوت باشد.

حل معادله (۱۳) با استفاده از روش نیوتن رافسون به صورت عددی امکان‌پذیر است. منحنی مربوط به دو دسته جواب به همراه خط نوری منشور در شکل (۴) رسم شده است. شکل (الف) برای $d_g = 10\mu\text{m}$ و شکل (ب) مربوط به $d_g = 1\mu\text{m}$ می‌باشد. شکل (۴) نشان می‌دهد که در شرایطی که فاصله دو لایه گرافن ۱۰ میکرومتر است، هر دو منحنی پاشندگی مربوط به مدهای ترکیبی متقارن و پادمقارن در بالای خط نوری منشور (در محدوده نشستی) قرار می‌گیرند و در شرایطی که فاصله آن‌ها ۱ میکرومتر باشد، منحنی مربوط به مدهای متقارن در پایین خط نوری منشور قرار گرفته و مدهای مقید خواهد بود. اگر منحنی پاشندگی یک مد ویژه، داخل محدوده نشستی قرار نگیرد، به این معنی است که امواج نشستی برای آن مدها برانگیخته نمی‌شوند. در نتیجه، چنین مدهای در تشدید پلاسمونی نقشی نخواهد داشت و حضور آن منجر به تغییر قابل توجهی در ضریب بازتاب نمی‌شود. جایگاه منحنی پاشندگی مدها نشان می‌دهد که در حالت (الف) مدهای متقارن و در حالت (ب) هر دو می‌تواند در ایجاد تشدید پلاسمونی و تغییرات ضریب بازتاب نقش داشته باشد. به این ترتیب پاسخ الکترومغناطیسی ساختار که در شکل (۳) برای مقادیر یکسان با شکل (۴) رسم شده است کاملاً قابل توجیه است.



شکل ۴ منحنی پاشندگی مدهای پلاسمون سطحی ترکیبی متقارن و پادمقارن در گرافن دو لایه (الف) $d_g = 10\mu\text{m}$ و (ب) سایر کمیت‌های ساختاری: $E_f = 0.22\text{ eV}, \tau = 10\text{ ps}$
 $\epsilon_1 = 16, \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$

۳. بحث و نتیجه‌گیری

رفتار غیرعادی برخی از ساختارها در برابر نور تابنده، مبنای طراحی ادوات نوری گوناگونی از جمله انواع حسگرها، کلیدها، آنتن‌ها و غیره می‌باشد. یکی از پدیده‌هایی که در این ساختارها مشاهده می‌شود، تشدید پلاسمونی است که در ساختارهای چندلایه‌ای از جمله پیکربندی‌های معروف کرشمن و اتورخ می‌هد. این پدیده به صورت تغییر در شدت نور بازتابی پدیدار می‌شود که می‌تواند به عنوان یک سیگنال تشخیص داده شود و در طراحی برخی از ادوات نوری به کار می‌رود. نسلی از این ادوات که در آنها از گرافن استفاده می‌شود، به دلیل برخی از ویژگی‌های منحصر به فرد از جمله تنظیم پذیری محبوبیت زیادی دارد. همچنین استفاده از گرافن‌های چندلایه، با افزایش ویژگی‌های ویژه در ساختارها امکان طراحی ادوات تنظیم پذیر با کارایی بسیار بالا را فراهم کرده است. در این میان، اغلب دید فیزیکی درستی از چگونگی عملکرد ویژه این ساختارها وجود ندارد و طراحان ادوات مرتبط، با ایجاد محدودیت در تغییر مقادیر ساختاری، از بروز رفتارهای ویژه و نامطلوب جلوگیری می‌کنند. در صورتی که با شناخت دقیق از روش عملکرد ساختارها، با پیش‌بینی عملکرد در شرایط مختلف می‌توان از امکان تنظیم پذیری بیشتری بهره برد و ادوات طراحی شده را به روش شایسته بهبود داد.

این مقاله بر روی یکی از این رفتارهای ویژه تمرکز دارد که در ساختارهایی شامل چندین لایه گرافن مشاهده می‌شود. در این مقاله نشان داده شد که در استفاده از گرافن دو لایه در ساختار اتو در برخی موارد، تنها یک جایگاه برای تشدید پلاسمونی مشاهده می‌شود و در شرایط دیگری از همان ساختار دو جایگاه تشدید در ضریب بازتاب قابل مشاهده است و با افزایش تعداد لایه‌ها

گزینه‌های بیشتری در روش پاسخ‌دهی ساختارها به وجود می‌آید. در این مقاله ضرایب بازتاب را برای فواصل مختلف گرافن دولایه مورد بررسی قرار داده شد. در فاصله ۱۰ میکرومتر دو افت بازتاب و در فاصله ۱ میکرومتری تنها یک افت بازتاب مشاهده شد. محاسبه معادله پاشندگی امواج مربوط به این ساختار با در نظر گرفتن هر دو نوع جواب‌های معمول و غیرمعمول برای میدان‌های الکترومغناطیسی، محاسبه و به روش عددی حل و بررسی شد. نتایج حل عددی معادله پاشندگی، نشان می‌دهد که در هر دو فاصله بررسی شده، انتشار هر دو نوع مد ترکیبی شامل مد متقارن و پادمقارن امکان‌پذیر است. به ازای هر دو فاصله در نظر گرفته شده برای لایه‌های گرافن، منحنی پاشندگی دو مد مربوطه، به همراه خط نوری منشور رسم گردیده است. اهمیت خط نوری منشور از این جهت است که مرز بین مقید یا نشتی بودن امواج سطحی برانگیخته شده در ساختار تلقی می‌شود. بخش‌هایی از منحنی پاشندگی که در بالای خط نوری قرار دارند، نشان‌دهنده امواج از نوع نشتی هستند. به این معنی که جفت‌شدگی امواج سطحی با امواج تابشی در داخل منشور برای آنها امکان‌پذیر است. در صورتی که امواج با منحنی پاشندگی در زیر خط نوری از نوع امواج مقید سطحی غیرتابشی هستند. در حقیقت، جایگاه‌هایی که به صورت افت بازتاب به ازای زاویه و بسامد ویژه در محدوده مربوط به بازتاب داخلی کامل رخ می‌دهند، به دلیل برانگیختگی امواج از نوع نشتی هستند. در شرایط مربوط به فاصله ۱۰ میکرومتر منحنی پاشندگی هر دو مد ترکیبی متقارن و پادمقارن در بالای خط نوری منشور قرار گرفته است و بنابراین هر دو مد از نوع نشتی بوده و منجر به تشدید پلاسمونی و بنابراین افت ویژه در ضریب بازتاب در دو موقعیت مختلف می‌شوند. برای فاصله ۱ میکرومتر، مد متقارن در بالای خط نوری و مد پادمقارن در پایین خط نوری است و بنابراین تنها مد متقارن می‌تواند به تشدید پلاسمونی منجر شده و جایگاه مربوط به مد متقارن به عنوان افت بازتاب قابل مشاهده است. این پدیده می‌تواند پیامدهای مهمی برای طراحی ابزارهای نوری قابل تنظیم بر پایه ساختارهای چندلایه گرافن داشته باشد. با انتخاب دقیق کمیت‌های ساختاری، مانند تعداد لایه‌های گرافن و فاصله بین لایه‌ها و سایر کمیت‌های ساختار می‌توان جایگاه منحنی‌های پاشندگی را هدایت کرد و بدین ترتیب، رفتار تشدید پلاسمونی ابزار را تنظیم نمود. برای مثال، اگر تشدید پلاسمونی مورد نظر در طیف بازتاب مشاهده نشود، ممکن است به این دلیل باشد که منحنی پاشندگی مربوطه، خارج از محدوده نشتی قرار گرفته است. در چنین شرایطی، با تنظیم پارامترهای ساختاری برای قرار دادن منحنی پاشندگی در محدوده نشتی، به صورت بالقوه می‌توان تشدید مورد نظر را ایجاد کرد. نتایج بدست آمده افزون بر پیکربندی‌های اشاره شده، در طراحی سایر ادوات نظیر موجبرها، آنتن‌ها، کلیدهای چندگانه و غیره که از ساختارهای لایه‌ای

تشکیل شده‌اند نیز دارای اهمیت است. همچنین، روشی را برای پیش‌بینی امکان نشت، جایگزینی یا تابش مدهای مختلف از این ساختارها فراهم می‌کند. بنابراین نتایج این بررسی می‌تواند اهمیت بالایی برای طراحان ادوات مرتبط داشته باشد چرا که با دانش بدست آمده از این بررسی می‌توان ساختارهای لایه‌ای را با توجه به اهمیت و مطلوبیت مقید یا نشتی بودن مدهای پلاسمون سطحی در آن‌ها به صورت دقیق طراحی و مهندسی کرد.

۴. تقدیر و تشکر

نویسنده مقاله از همراهی آقای دکتر اصغر عسگری و آقای دکتر وحید سیاهپوش اعضای هیأت علمی گروه فیزیک دانشگاه تبریز کمال تشکر و قدردانی را به عمل می‌آورد.

منابع

- [1] Aghaee, T. and Orouji, A. A., "Reconfigurable multi-band, graphene-based THz absorber: circuit model approach", *Results in Physics*, 16, 102855, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102855>.
- [2] Akowuah, E. K., Gorman, T. and Haxha, S., "Design and optimization of a novel surface plasmon resonance biosensor based on Otto configuration", *Optics express*, 17(26), 23511-23521, 2009. <https://doi.org/10.1364/OE.17.023511>.
- [3] Alaloul, M. and Khurgin, J. B., "Electrical control of all-optical graphene switches", *Optics express*, 30(2), 1950-1966, 2022. <https://doi.org/10.1364/OE.441710>.
- [4] Bludov, Y. V., Peres, N. M., & Vasilevskiy, M. I., "Unusual reflection of electromagnetic radiation from a stack of graphene layers at oblique incidence", *Journal of Optics*, 15(11), 114004, 2013. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/15/11/114004>.
- [5] Byrnes, S. J., "Multilayer optical calculations", *arXiv preprint arXiv:1603.02720*, 2016. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1603.02720>.
- [6] Chen, F., Yao, D., Zhang, H., Sun, L. and Yu, C., "Tunable plasmonic perfect absorber based on a multilayer graphene strip-grating structure", *Journal of Electronic Materials*, 48, 5603-5608, 2019. <https://doi.org/10.1007/s11664-019-07422-0>.
- [7] Cheng, J., Fan, F. and Chang, S., "Recent progress on graphene-functionalized metasurfaces for tunable phase and polarization control", *Nanomaterials*, 9(3), 398, 2019. <https://doi.org/10.3390/nano9030398>.
- [8] Cooper, D. R., D'Anjou, B., Ghattamaneni, N., Harack, B., Hilke, M., Horth, A., Majlis, N., Massicotte, M., Vandsburger, L., Whiteway, E. and Yu, V., "Experimental review of graphene", *International Scholarly Research Notices*, 2012(1), 501686, 2012. <https://doi.org/10.5402/2012/501686>.
- [9] Esquiús-Morote, M., Gómez-Dí, J. S. and Perruisseau-Carrier, J., "Sinusoidally modulated graphene leaky-wave antenna for electronic beamscanning at THz", *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(1), 116-122, 2014. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2013.2294538>.
- [10] Fuscaldo, W., Burghignoli, P., Baccarelli, P. and Galli, A., "A reconfigurable substrate-superstrate graphene-based leaky-wave THz antenna", *IEEE Antennas*

- and Wireless Propagation Letters*, 15, 1545-1548, 2016. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2016.2550198>.
- [11] Gosling, J.H., Makarovskiy, O., Wang, F., Cottam, N.D., Greenaway, M.T., Patané, A., Wildman, R.D., Tuck, C.J., Turyanska, L. and Fromhold, T.M., "Universal mobility characteristics of graphene originating from charge scattering by ionised impurities", *Communications Physics*, 4(1), 30, 2021. <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00518-2>.
- [12] He, Z., Li, L., Ma, H., Pu, L., Xu, H., Yi, Z., Cao, X. and Cui, W., "Graphene-based metasurface sensing applications in terahertz band", *Results in Physics*, 21, 103795, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103795>.
- [13] Heydari, M.B., Karimipour, M. and Mohammadi Shirkolaei, M., "Analytical study of highly adjustable plasmonic modes in graphene-based heterostructure for THz applications", *Journal of Optics*, 52(4), 1912-1918, 2023. <https://doi.org/10.1007/s12596-022-01084-8>.
- [14] Heydari, M.B. and Samiei, M.H.V., "TM-polarized Surface Plasmon Polaritons in Nonlinear Multi-layer Graphene-Based Waveguides: An Analytical Study", *arXiv preprint arXiv:2101.02536*, 2021. <https://doi.org/10.1007/s11468-020-01336-y>.
- [15] Huang, J., Fu, T., Li, H., Shou, Z. and Gao, X., "A reconfigurable terahertz polarization converter based on metal-graphene hybrid metasurface", *Chinese Optics Letters*, 18(1), 013102, 2020. <https://doi.org/10.1364/COL.18.013102>.
- [16] Katsidis, C.C. and Siapkas, D.I., "General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference", *Applied optics*, 41(19), 3978-3987, 2020. <https://doi.org/10.1364/AO.41.003978>.
- [17] Kazemi, F., "High Q-factor compact and reconfigurable THz aperture antenna based on graphene loads for detecting breast cancer cells", *Superlattices and Microstructures*, 153, 106865, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2021.106865>.
- [18] Khoubafarin Doust, S., Siahpoush, V. and Asgari, A., "The tunability of surface plasmon polaritons in graphene waveguide structures", *Plasmonics*, 12, 1633-1639, 2017. <https://doi.org/10.1007/s11468-016-0428-6>.
- [19] Kiani, N., Hamedani, F.T. and Rezaei, P., "Reconfigurable graphene-gold-based microstrip patch antenna: RHCP to LHCP", *Micro and Nanostructures*, 175, 207509, 2023. <https://doi.org/10.1016/j.micrna.2023.207509>.
- [20] Li, G., Semenenko, V., Perebeinos, V. and Liu, P.Q., "Multilayer graphene terahertz plasmonic structures for enhanced frequency tuning range", *Acs Photonics*, 6(12), 3180-3185, 2019. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.9b01597>.
- [21] Li, L., Liang, Y., Guang, J., Cui, W., Zhang, X., Masson, J.F. and Peng, W., "Dual Kretschmann and Otto configuration fiber surface plasmon resonance biosensor", *Optics express*, 25(22), 26950-26957, 2017. <https://doi.org/10.1364/OE.25.026950>.
- [22] Lin, I.T., "Optical properties of graphene from the THz to the visible spectral region", *University of California, Los Angeles ProQuest Dissertations & Theses*, 2012. 1512053.
- [23] Liu, J.T., Liu, N.H., Li, J., Jing Li, X. and Huang, J.H., "Enhanced absorption of graphene with one-dimensional photonic crystal", *Applied Physics Letters*, 101, 5, 2012. <https://doi.org/10.1063/1.4740261>.
- [24] Lu, H., Zeng, C., Zhang, Q., Liu, X., Hossain, M.M., Reineck, P. and Gu, M., "Graphene-based active slow surface plasmon polaritons", *Scientific reports*, 5(1), 1-7, 2015. <https://doi.org/10.1038/srep08443>.
- [25] Mehdizadeh, F. and Khazaei Nezhad Gharahtekan, M., "Design of Simple Plasmonic Sensors based on Graphene Circles in THz Region", *Iranian Journal of Applied Physics*, 13(4), 7-19, 2023. <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.43454.1319>.

- [26] Mohadesi, V., Asgari, A. and Siahpoush, V., "Radiation characteristics of leaky surface plasmon polaritons of graphene", *Superlattices and Microstructures*, 119, 40-45, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2018.04.030>.
- [27] Mohadesi, V., Asgari, A., Siahpoush, V. and Taheri, S.S., "Analysis and optimization of graphene based reconfigurable electro-optical switches", *Micro and Nanostructures*, 165, 207193, 2022. <https://doi.org/10.1016/j.micrna.2022.207193>.
- [28] Mohadesi, V., Siahpoush, V. and Asgari, A., "Investigation of leaky and bound modes of graphene surface plasmons", *Journal of Applied Physics*, 122(3), 2017. <https://doi.org/10.1063/1.5006061>.
- [29] Moradi, A., "Damping properties of plasmonic waves on graphene", *Physics of Plasmas*, 24,(7), 2017. <https://doi.org/10.1063/1.4993607>.
- [30] Moradi, A., "Canonical problems in the theory of plasmonics", *Springer International Publishing*, 230, 2020.
- [31] Moradi, A., "Theory of electrostatic waves in hyperbolic metamaterials", *Switzerland Springer*, 2023.
- [32] Nair, R.R., Blake, P., Grigorenko, A.N., Novoselov, K.S., Booth, T.J., Stauber, T., Peres, N.M. and Geim, A.K., "Fine structure constant defines visual transparency of graphene", *science*, 320(5881), 1308-1308, 2008. <https://doi.org/10.1126/science.1156965>.
- [33] Castro Neto, A.H., Guinea, F., Peres, N.M., Novoselov, K.S. and Geim, A.K., "The electronic properties of graphene", *Reviews of modern physics*, 81(1), 109, 2009. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.109>.
- [34] Ogawa, S., Fukushima, S. and Shimatani, M., "Graphene plasmonics in sensor applications: A review", *Sensors*, 20(12), 3563, 2020. <https://doi.org/10.3390/s20123563>.
- [35] Rodrigo, D., Tittel, A., Limaj, O., Abajo, F.J.G.D., Pruneri, V. and Altug, H., "Double-layer graphene for enhanced tunable infrared plasmonics", *Light: Science & Applications*, 6(6), e16277-e16277, 2017. <https://doi.org/10.1038/lsa.2016.277>.
- [36] Shibayama, J., Mitsutake, K., Yamauchi, J. and Nakano, H., "Kretschmann-and Otto-type surface plasmon resonance waveguide sensors in the terahertz regime", *Microwave and Optical Technology Letters*, 63(1), 103-106, 2021. <https://doi.org/10.1002/mop.32581>.
- [37] Sui, G., Wu, J., Zhang, Y., Yin, C. and Gao, X., "Microcavity-integrated graphene waveguide: a reconfigurable electro-optical attenuator and switch", *Scientific reports*, 8(1), 12445, 2018. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-30396-8>.
- [38] Tiwari, S.K., Sahoo, S., Wang, N. and Huczko, A., "Graphene research and their outputs: Status and prospect", *Journal of Science: Advanced Materials and Devices*, 5(1), 10-29, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.jsamd.2020.01.006>.
- [39] Wang, F., Zhang, Y., Tian, C., Girit, C., Zettl, A., Crommie, M. and Shen, Y.R., "Gate-variable optical transitions in graphene", *science*, 320(5873), 206-209, 2008. <https://doi.org/10.1126/science.1152793>.
- [40] Wu, D., Wang, M., Feng, H., Xu, Z., Liu, Y., Xia, F., Zhang, K., Kong, W., Dong, L. and Yun, M., "Independently tunable perfect absorber based on the plasmonic properties in double-layer graphene", *Carbon*, 155, 618-623, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2019.09.024>.
- [41] Xu, J., Qin, Z., Chen, M., Cheng, Y., Liu, H., Xu, R., Teng, C., Deng, S., Deng, H., Yang, H. and Qu, S., "Broadband tunable perfect absorber with high absorptivity based on double layer graphene", *Optical Materials Express*, 11(10), 3398-3410, 2021. <https://doi.org/10.1364/OME.439348>.
- [42] Yadav, R., Verma, A. and Raghava, N.S., "A dual-band graphene-based Yagi-Uda antenna with evaluation of transverse magnetic mode for THz applications",

- Superlattices and Microstructures*, 154, 106881, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2021.106881> .
- [43] Zhang, Z., Lee, Y., Haque, M.F., Leem, J., Hsieh, E.Y. and Nam, S., "Plasmonic sensors based on graphene and graphene hybrid materials", *Nano Convergence*, 9(1), 28, 2022. <https://doi.org/10.1186/s40580-022-00319-5>.
- [44] Zhen, Z. and Zhu, H., "Structure and properties of graphene", *Graphene* (pp. 1-12): Elsevier, 2018. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812651-6.00001-X>.

Article in Press