

«مقاله پژوهشی»

## تحلیل و بررسی ساختار گرافین نشانده شده بر نیتريد بور هگزاگونال

علیرضا دولت آبادی\*

استادیار، گروه مهندسی برق، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه آیت الله بروجردی

تاریخ دریافت: 1400/08/14 تاریخ پذیرش: 1400/10/30

## Analysis and Investigation of the Structure of Graphene Mounted over Hexagonal Boron Nitride

A. Dolatabady\*

Assistant Professor, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Ayatollah Borujerdi University

Received: 2021/11/05

Accepted: 2022/01/20

### Abstract

So far, most of researches and investigations have been based on absorption and surface plasmon waves propagation on graphene and its various realized patterns mounted over isotropic substrates. In this paper, at first the structure of graphene over hexagonal boron nitride, as an anisotropic substrate, its effective permittivity and reflection coefficient, and also, the possibility of their tuning through change in graphene Fermi level, is studied. Then, characteristics of surface plasmon waves propagation on graphene nano-ribbons mounted over uniaxial anisotropic substrate are investigated analytically and numerically. Employing such substrates can decrease propagation loss in comparison with other substrates dramatically. The results of this investigation can be utilized in analysis of absorbers and periodic arrays of graphene nano-ribbon over hexagonal boron nitride substrates.

### Keywords

Absorber, Graphene, HBN, Nano-Ribbon, Surface Plasmon

### چکیده

تاکنون بیشتر پژوهش‌ها و بررسی‌ها پیرامون جذب و انتشار امواج پلاسما سطحی بر گرافین و الگوهای مختلف ایجاد شده بر آن، بر اساس لایه‌های نشانده شده بر زیرلایه‌های همسانگرد بوده است. در این مقاله، ابتدا ساختار گرافین بر زیرلایه نیتريد بور هگزاگونال، به‌عنوان یک زیرلایه ناهمسانگرد، ضریب گذردهی الکتریکی مؤثر و ضریب بازتاب آن، و نیز امکان کنترل آنها از طریق تغییر در تراز پتانسیل شیمیایی گرافین مطالعه می‌شود. در ادامه، ویژگی‌های انتشار امواج پلاسما سطحی، بر نانونوارهای گرافین نشانده شده بر این زیرلایه ناهمسانگرد تک‌محوره به‌صورت تحلیلی و شبیه‌سازی بررسی می‌شود. به‌کارگیری چنین زیرلایه‌هایی می‌تواند تلفات انتشار را در مقایسه با دیگر زیرلایه‌ها به‌میزان قابل توجهی کاهش دهد. نتایج این بررسی می‌تواند در تحلیل جاذب‌ها و آرایه‌هایی متناوب از نانونوار گرافین بر زیرلایه‌های نیتريد بور هگزاگونال به‌کار گرفته شود.

### واژه‌های کلیدی

پلاسما سطحی، جاذب، گرافین، نانونوار، نیتريد بور هگزاگونال

## مقدمه

گرافین، دگرشکلی دوبعدی از اتم کربن است که با توجه به ویژگی‌های جالب الکتریکی، شیمیایی، مکانیکی، دمایی، و نوری، از جمله ضریب هدایت الکتریکی سطحی قابل تنظیم، نقل و انتقال بسیار سریع حامل‌های بار و نرخ جذب نوری بالا، همواره توجه پژوهشگران را به خود جلب کرده است [1]. این ویژگی‌ها، امکان پیاده‌سازی عملی ادوات مختلفی را مانند حسگرها [2]، موجبرها [3]، فیلترها [4]، جاذب‌ها [5] و سوئیچ‌ها [6] که قابل به‌کارگیری در مدارهای مجتمع در ابعاد زیر طول موج هستند، فراهم کرده است.

طی سال‌های اخیر، جذب کامل موج تابشی الکترومغناطیسی در طیف فرکانسی فرسوخ و بر اساس ایده‌های گوناگون، به‌طور گسترده بررسی شده است [7-9]. این مطلب در پیاده‌سازی ساختارهای بسیاری مانند سلول‌های خورشیدی [10]، حسگرهای پلاسمونی [11] و آشکارسازهای نوری [12]، دارای اهمیت است. علاوه بر این، کنترل انعطاف‌پذیر جاذب‌ها برای کاربرد در ادوات نوری نیز، بسیار مهم است. برای نیل به این هدف، به‌نظر می‌رسد استفاده از لایه گرافین در طراحی جاذب راهکار مطلوبی باشد. پژوهش‌های متعددی در مورد کنترل جاذب‌های گرافینی با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافین انجام شده است [13-15]. از سویی با توجه به ساختار باند الکترونی یکتا، گرافین در فرکانس‌های فرسوخ دور و ترانزیت شبه فلزات نجیب رفتار می‌کند که بنا بر آن می‌تواند نوسانات منسجم پلاسمون‌های سطحی را هدایت کند. به‌طور آزمایشگاهی و نیز نظری ثابت شده است که نوسانات پلاسمون‌ها در گرافین ویژگی‌های بسیار جالبی مانند طول عمر ذاتی بسیار طولانی، میدان الکترومغناطیس بسیار مقید، تقویت میدان محلی بسیار زیاد، جذب نور قوی، و تلفات نسبتاً پایین، از خود نشان می‌دهد [16]. برای به‌کارگیری در کاربردهای عملی، لازم است تا لایه گرافین بر یک زیرلایه مناسب نشانده شود. یکی از زیرلایه‌های رایج برای این امر، سیلیکا ( $\text{SiO}_2$ ) است. با این حال، وقتی گرافین بر چنین زیرلایه‌هایی قرار می‌گیرد، تلفات بسیار بیشتر از حالتی است که گرافین به‌صورت معلق در نظر گرفته می‌شود. برای غلبه بر چنین مشکلی، استفاده از زیرلایه نیتريد بور هگزائگونال (HBN)، به‌عنوان یک ماده

ناهمسانگرد تک‌محوری، پیشنهاد می‌شود. تاکنون مطالعه ساختارهای مختلفی بر اساس گرافین بر زیرلایه‌های ناهمسانگرد انجام شده است [17-19]. HBN، یک ماده جالب در کاربردهای نوری است که توجه زیادی را به‌خاطر پاسخ ناهمسانگرد خود در فرکانس‌های فرسوخ به خود جلب کرده است. این ماده، دارای ضریب گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد تک‌محوره است. به‌گونه‌ای که در صفحه انتشار، ضریب گذردهی یکسان و در جهت عمود بر آن، ضریب گذردهی متفاوت و با علامتی مخالف از خود نشان می‌دهد [20]. به دلیل وجود این ویژگی، می‌توان از HBN در تحقق کاربردهای متنوعی مانند شکست منفی [21]، سرعت فاز بسیار آهسته [22] و کانون‌سازی در ابعاد نانو [23]، استفاده کرد. همچنین، ساختارهای متعددی از گرافین بر زیرلایه HBN برای پیاده‌سازی ساختارهای مختلف مانند مقسم قطبش [24] و سوئیچ پلاسمونی فعال [25] به‌کار گرفته شده‌اند. تلفات انتشار امواج پلاسمون سطحی بر ساختار گرافین نشانده شده بر HBN، تنها یک پنجم مقدار تلفات انتشار بر ساختار گرافین بر زیرلایه  $\text{SiO}_2$  است [26]. به لحاظ نظری و نیز تجربی نشان داده شده است که جذب کامل در فرکانس‌های فرسوخ می‌تواند با استفاده از یک ساختار گرافین بر زیرلایه شبه نامنتاهی از HBN تحقق یابد [27]. با ایجاد ساختاری از گرافین بر زیرلایه HBN می‌توان به مشخصه‌های هذلولی و تنظیم‌پذیر دست یافت.

در این مقاله، پس از معرفی ضریب گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد تک‌محوره HBN و ضریب گذردهی مؤثر ساختار گرافین بر زیرلایه HBN، رفتار این ساختار به‌عنوان یک جاذب قابل کنترل بررسی می‌شود. همچنین، ساختاری از نانونوارهای گرافینی نشانده شده بر زیرلایه HBN به‌طور تحلیلی بررسی و نتایج شبیه‌سازی ویژگی‌های انتشار موج پلاسمون سطحی در ناحیه فرکانس‌های ترانزیت بر این ساختار ارائه می‌شود.

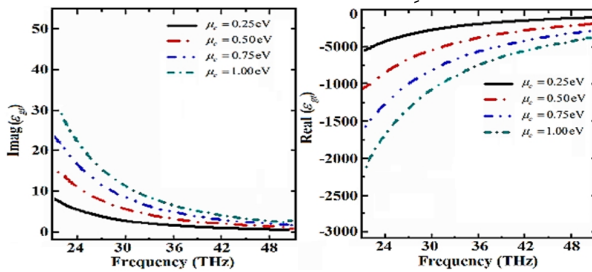
### ضریب گذردهی گرافین بر زیرلایه HBN

در نبود میدان مغناطیسی خارجی، رسانایی سطحی و همسانگرد گرافین به‌صورت رابطه زیر به‌نام کوبو تعیین می‌شود که شامل هر دو گذار درون و بین باندهای است [28]:

پارامترهای مختلف برای مختصات عرضی به صورت  $e_{\varphi} = 4.87$  ،  $w_{LO} = 830 \text{ cm}^{-1}$  ،  $w_{TO} = 780 \text{ cm}^{-1}$  ،  $g = 5 \text{ cm}^{-1}$  و برای مختصه عمودی به صورت  $w_{LO} = 1610 \text{ cm}^{-1}$  ،  $w_{TO} = 1370 \text{ cm}^{-1}$  ،  $g = 4 \text{ cm}^{-1}$  ،  $e_{\varphi} = 2.95$  هستند [31]. ضریب گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد تک‌محوره HBN به‌گونه‌ای است که در صفحه انتشار، ضریب گذردهی یکسان و در جهت عمود بر آن، ضریب گذردهی متفاوت و با علامتی مخالف از خود نشان می‌دهد، یعنی  $e_u, e_n < 0$  . برای بررسی دقیق‌تر رفتار ضرایب گذردهی گرافین و HBN، در شکل‌های (1) و (2)، به‌ترتیب طیف بخش‌های حقیقی و موهومی این دو ماده بین فرکانس‌های 21 تا 51 تراهرتز، در طیف موسوم به فروسرخ میانی، ارائه می‌شود. همان‌گونه که در شکل (1) نشان داده می‌شود، برای لایه گرافین، این ضرایب با تغییر پتانسیل شیمیایی، از طریق اعمال ولتاژ بایاس الکتروستاتیک خارجی، تغییر می‌یابد. ولتاژ بایاس خارجی، غلظت حامل‌های بار و در نتیجه تراز فرمی، را در ساختار باند الکترونی گرافین تغییر می‌دهد [32]. وابستگی پتانسیل شیمیایی لایه گرافین نشانده شده بر زیرلایه با ضریب گذردهی نسبی  $e_r$  ، به ولتاژ بایاس خارجی  $V_B$  ، می‌تواند به‌طور تقریبی توسط رابطه زیر بیان شود:

$$m_g = hV_F \sqrt{\frac{pe_r e_0 V_B}{et_g}} \quad (6)$$

که در آن  $V_F$  سرعت فرمی و برابر با  $10^6 \text{ m/s}$  است [32]. شکل (3)، تغییرات پتانسیل شیمیایی لایه گرافین، بر حسب ولتاژ بایاس اعمالی را نشان می‌دهد.



(الف) (ب)

شکل 1. بخش‌های (الف) حقیقی و (ب) موهومی ضریب گذردهی الکتریکی عرضی گرافین برای مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی.

$$s_g = \frac{ie^2 k_B T}{ph^2 (w + it^{-1})} + i \frac{e^2}{4ph^2} \ln \frac{\hat{e}^2 |m_g| - h(w + it^{-1})}{\hat{e}^2 |m_g| + h(w + it^{-1})} \quad (1)$$

که در آن  $h$  ،  $m_g$  ،  $w$  ،  $T$  ،  $t$  ،  $k_B$  ،  $e$  ،  $i$  ، ثابت بولتزمن، به‌ترتیب نمایان‌گر بیکه موهومی، بار الکترون، ثابت بولتزمن، زمان استراحت حامل‌های بار، دما، فرکانس زاویه‌ای، پتانسیل شیمیایی، و ثابت پلانک کاهش یافته هستند. در این مقاله، مقدار  $T$  ، 300 درجه کلوین در نظر گرفته شده است. در شرایط  $hw < 2|h_c|$  و از جمله در طیف فرکانسی فروسرخ، پاسخ نوری گرافین بیشتر توسط بخش هدایت سطحی درون باندی تعیین می‌شود که می‌تواند به‌صورت تقریب مدل شبه‌درود در رابطه زیر بیان شود [28]:

$$s(w) = \frac{e^2 m_g}{ph^2} \frac{i}{(w + it^{-1})} \quad (2)$$

بر این اساس ضریب گذردهی عرضی گرافین می‌تواند به‌صورت زیر ارائه شود [28]:

$$e_{gt} = 1 + i \frac{s(w)}{e_0 w t_g} \quad (3)$$

که در آن  $e_0$  و  $t_g$  ، به‌ترتیب ضریب گذردهی الکتریکی خلاء و ضخامت تک‌لایه گرافین هستند. با توجه به دوبندی بودن گرافین، میدان الکتریکی عمودی امکان تحریک جریان در لایه گرافین را ندارد و بنابراین، مؤلفه عمودی ضریب گذردهی به‌صورت  $e_{gn} = 1$  بیان می‌شود [29]. همچنین، تانسور مشخص‌کننده ضریب گذردهی الکتریکی نسبی HBN به صورت زیر بیان می‌شود [30]:

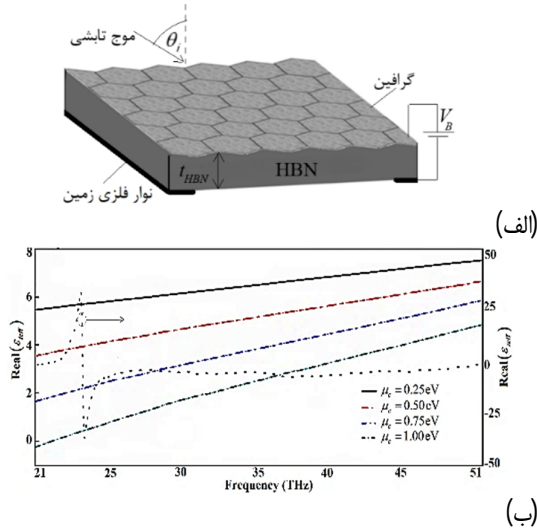
$$e(w) = \begin{pmatrix} \hat{e} e_u & 0 & 0 \\ \hat{e} 0 & e_u & 0 \\ \hat{e} 0 & 0 & e_n \end{pmatrix} \quad (4)$$

که در آن ضریب گذردهی عرضی  $e_u$  به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$e_u = e_{\varphi, u} \frac{\omega}{c} \left[ 1 + \frac{(w_{LO, u})^2 - (w_{TO, u})^2}{(w_{TO, u})^2 - w^2 - i w \omega_u} \right] \quad (5)$$

و در آن  $u = x, y$  ، مختصات عرضی، و  $u = z$  و مختصه عمودی را معرفی می‌کند. در (5)، مقادیر

ضریب گذردهی عمودی با تغییر پتانسیل شیمیایی ثابت است. با توجه به (8) می‌توان دریافت که نسبت پُرکندگی لایه گرافین بسیار کوچک است و نیز  $\epsilon_{gn} = 1$ ، بنابراین  $\epsilon_{z\text{eff}}$  تقریباً با ضریب گذردهی HBN برابر است و در نتیجه گرافین تأثیری بر بخش حقیقی ضریب گذردهی مؤثر عمودی ندارد.



شکل 4. (الف) طرح شماتیک ساختار گرافین بر زیرلایه HBN و (ب) بخش حقیقی ضرایب گذردهی الکتریکی عرضی و عمودی مؤثر ساختار گرافین بر زیرلایه HBN. نوار فلزی زمین، برای اعمال ولتاژ بایاس در نظر گرفته شده است.

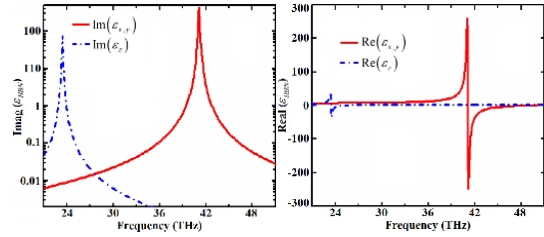
مطابق ضرایب اسنل برای موج تابشی با زاویه  $q_i$  از هوا به ساختاری متشکل از لایه گرافین بر زیرلایه HBN، می‌توان ضرایب بازتاب را برای دو مُد TM و TE به صورت زیر بیان کرد [34]:

$$G_{TM} = \frac{\cos^2 q_i - \sqrt{(e_{z\text{eff}} - \sin^2 q_i) / (e_{z\text{eff}} e_{\text{ueff}})}}{\cos^2 q_i + \sqrt{(e_{z\text{eff}} - \sin^2 q_i) / (e_{z\text{eff}} e_{\text{ueff}})}} \quad (9)$$

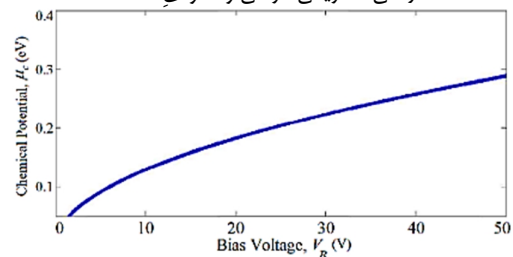
$$G_{TE} = \frac{\cos^2 q_i - \sqrt{e_{\text{ueff}} - \sin^2 q_i}}{\cos^2 q_i + \sqrt{e_{\text{ueff}} - \sin^2 q_i}} \quad (10)$$

از (9)، شرط بازتاب صفر، که معادل با جذب کامل است، برای امواج TM به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\cos^2 q_0 = \frac{e_{z\text{eff}} - 1}{e_{z\text{eff}} e_{\text{ueff}} - 1} \quad (11)$$



شکل 2. بخش‌های (الف) حقیقی و (ب) موهومی برای ضرایب گذردهی الکتریکی عرضی و عمودی HBN.



شکل 3. تغییرات پتانسیل شیمیایی با تغییرات ولتاژ بایاس اعمالی به لایه گرافین، مطابق (6)

بررسی ضریب بازتاب گرافین بر زیرلایه HBN در ادامه، مطابق شکل (4 الف)، ساختار گرافین بر زیرلایه HBN بررسی می‌شود. بر اساس نظریه محیط مؤثر، می‌توان ضرایب گذردهی مؤثر عرضی و عمودی کل ساختار گرافین بر زیرلایه HBN را به دست آورد [33]:

$$e_{\text{ueff}} = f_g e_{\text{gt}} + (1 - f_g) e_u \quad (7)$$

$$e_{z\text{eff}} = \frac{af_g}{e_{gn}} + \frac{1 - f_g}{e_z} \frac{\partial^{-1}}{\partial z} \quad (8)$$

که در آن  $f_g = t_g / t$ ، نسبت پُرکندگی از لایه گرافین و  $t = t_g + t_{\text{HBN}}$  که در آن  $t_{\text{HBN}}$  ضخامت زیرلایه HBN است. شکل (4 ب)، طیف بخش‌های حقیقی ضرایب گذردهی مؤثر عرضی و عمودی ساختار گرافین بر زیرلایه HBN را نشان می‌دهد. می‌توان دید که بخش حقیقی ضریب گذردهی عرضی، با افزایش پتانسیل شیمیایی کاهش می‌یابد. همچنین، این پارامتر در طیف فرکانسی مورد مطالعه، به ازای پتانسیل شیمیایی 1 الکترون‌ولت منفی است. بنابراین برای دستیابی به مقداری منفی برای این پارامتر، باید پتانسیل شیمیایی تا نزدیکی 1 الکترون‌ولت افزایش یابد و یا دیگر پارامترها، مانند نسبت پُرکندگی لایه گرافین بهینه شود. از سویی، دیده می‌شود که بخش حقیقی

$$E_{1x}|_{z=0^+} - E_{2x}|_{z=0^-} = 0 \quad (15\text{-الف})$$

$$H_{1y}|_{z=0^+} - H_{2y}|_{z=0^-} = s E_x \quad (15\text{-ب})$$

می‌توان رابطه پاشندگی زیر را برای مد TM به دست آورد:

$$\frac{e_r}{\sqrt{b_x^2 - e_r \frac{\omega^2}{c^2}}} + \frac{e_u}{\sqrt{\frac{e_u}{e_z} b_x^2 - e_u \frac{\omega^2}{c^2}}} = -\frac{is}{\omega \epsilon_0} \quad (16)$$

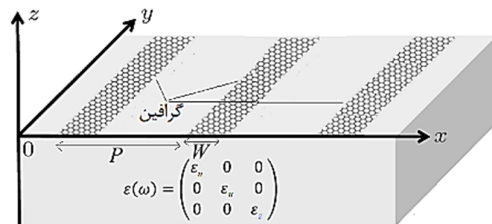
با فرض  $b_x \gg \omega c$ ، رابطه پاشندگی به صورت زیر خلاصه می‌شود:

$$b_x \gg e_0 \frac{e_r + \sqrt{e_u \times e_z}}{2} \frac{2i\omega}{s(w)} \quad (17)$$

که در آن،  $s(w)$ ، هدایت سطحی گرافین دوبعدی است. در ساختارهای نواری شکل با ابعاد چند صد نانومتر، می‌توان از اثرهای کوانتومی و پاسخ نوری لبه، در مدل‌سازی‌ها چشم‌پوشی کرد که البته هنگام مطالعه ساختارهایی با ابعاد چند ده نانومتر، بسیار مهم هستند. بنابراین در اینجا، نتایج نظریه الکترومغناطیس کلاسیک، کماکان معتبر هستند. با مقایسه (17) با رابطه پاشندگی گرافین، می‌توان ضریب گذردهی مؤثر ساختار مورد بررسی را به دست آورد [36]:

$$e_{\text{eff}} = \sqrt{e_u \times e_z} \quad (18)$$

رابطه نظری (18) را می‌توان تنها بر زیرلایه شبه نامتناهی اعمال کرد که با توجه به بسیار بیشتر بودن ضخامت زیرلایه HBN نسبت به لایه گرافین، از دقت خوبی برخوردار است. با استفاده از رابطه پاشندگی (17)، می‌توان فرکانس‌های تشدید پلاسمونی را برای بردار موج مشخص  $b_x$  تخمین زد [37].



شکل 5. نمای شماتیک آرایه‌ای از نانونوارهای گرافینی بر روی یک زیرلایه ناهمسانگرد برای انتشار مد TM که  $x$  که  $W$  پهناي نوارهای گرافینی و  $P$  دوره تناوب جای‌گیری آنها را نشان می‌دهد. این نوارها، در راستای  $y$ ، بی‌نهایت طویل فرض می‌شوند.

که در آن  $q_0$ ، زاویه تابشی است که در آن، انرژی نور تابشی به‌طور کامل جذب ساختار گرافین بر زیرلایه HBN می‌شود. در فرکانس‌هایی که در آن  $0 < \text{Re}(\cos^2 q_0) < 1$  و  $\text{Im}(\cos^2 q_0) = 0$ ، دارای پاسخ حقیقی است. در مورد مد TE، بر اساس (10)، بازتاب صفر در  $e_{\text{u,eff}} = 1$  رخ می‌دهد. البته با توجه به غیرصفر بودن  $\text{Im}(e_{\text{u,eff}})$ ، نمی‌توان به جذب کامل دست یافت، و تنها به‌خاطر بسیار کوچک بودن آن، می‌توان تقریب جذب کامل را پذیرفت.

### آرایه‌ای از نانونوار گرافین بر زیرلایه HBN

همانند فلزات نجیب، گرافین نیز می‌تواند هدایت و انتشار نوسانات منسجم امواج پلاسمون سطحی را که در آن مدهای سطحی، قطبش مغناطیسی عرضی (TM) دارند، فراهم سازد [35].

در این بخش، ویژگی‌های انتشاری پلاسمون‌های سطحی بر گرافین، با آرایش نشان داده شده در شکل (4) مطالعه می‌شود. آرایه‌ای از نانونوارهای گرافین بر یک زیرلایه ناهمسانگرد تک‌محوره نشانده شده است که محیط بالای گرافین، محیطی همسانگرد و با ضریب گذردهی  $e_r$  فرض می‌شود. در ناحیه بالای گرافین ( $z > 0$ )، مد TM، می‌تواند توسط میدان‌های زیر تعریف شود:

$$E_{1x} = -A_1 \frac{k_1}{i \omega \epsilon_0 e_r} \exp(i b_x x - k_1 z) \quad (12\text{-الف})$$

$$E_{1z} = -A_1 \frac{b_x}{\omega \epsilon_0 e_r} \exp(i b_x x - k_1 z) \quad (12\text{-ب})$$

$$H_{1y} = A_1 \exp(i b_x x - k_1 z) \quad (12\text{-ج})$$

همچنین میدان‌های الکترومغناطیسی در ناحیه  $z < 0$  (درون زیرلایه) می‌تواند به صورت زیر بیان شود:

$$E_{2x} = A_2 \frac{k_2}{i \omega \epsilon_0 e_u} \exp(i b_x x + k_2 z) \quad (13\text{-الف})$$

$$E_{2z} = -A_2 \frac{b_x}{\omega \epsilon_0 e_z} \exp(i b_x x + k_2 z) \quad (13\text{-ب})$$

$$H_{2y} = A_2 \exp(i b_x x + k_2 z) \quad (13\text{-ج})$$

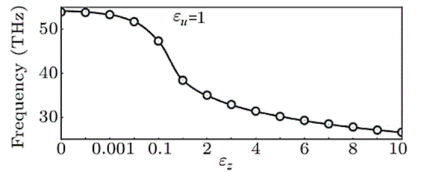
که بردارهای موج در جهت  $z$  با روابط زیر بیان می‌شوند:

$$k_1 = \sqrt{b_x^2 - e_r \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (14\text{-الف})$$

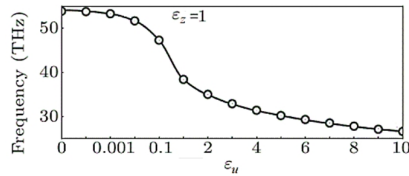
$$k_2 = \sqrt{\frac{e_u}{e_z} b_x^2 - e_u \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (14\text{-ب})$$

پس از اعمال شرایط مرزی در فصل مشترک  $z=0$ ، برای میدان‌های الکتریکی  $E_x$  و مغناطیسی  $H_y$  به صورت زیر:

متمرکزند. در واقع، مطابق (14-ب)، وقتی  $e_z < e_x$ ،  $k_z$  نسبتاً کوچک است و بنابراین، میدان الکتریکی به آهستگی با دور شدن از فصل مشترک، کاهش می‌یابد.

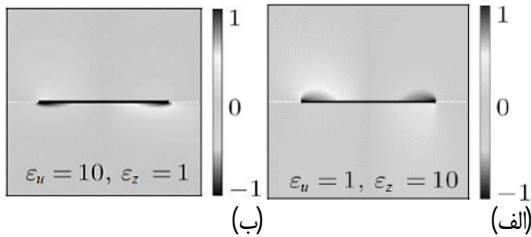


(الف)



(ب)

شکل 6. نتایج شبیه‌سازی فرکانس تشدید پلاسمونی به‌عنوان تابعی از مقادیر (الف)  $e_z$  و (ب)  $e_x$ .



شکل 7. توزیع میدان الکتریکی، در سطح مقطع عرضی از شکل (5)، برای دو حالت مختلف از مقادیر  $e_z$  و  $e_x$ .

### بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله، پس از بیان ضریب شکست مؤثر لایه‌های گرافین بر زیرلایه HBN، بازتاب مدهای تابشی TM و TE بررسی و شرط جذب کامل در آنها بررسی شد. همچنین، ویژگی‌های انتشار امواج پلاسمون سطحی بر گرافین نشانده شده بر این زیرلایه ناهمسانگرد تک‌محوره بررسی شد. مشاهده شد که دو مؤلفه هم‌صفحه  $e_x$  و عمود بر صفحه  $e_z$  ضریب گزردهی الکتریکی، نقش‌های مختلفی را در تحریک‌های مدی ایفا می‌کنند. وقتی که زیرلایه به اندازه کافی ضخامت دارد، این ناهمسانگردی می‌تواند به یک ضریب گزردهی مؤثر  $\sqrt{e_x \times e_z}$  کاهش یابد. این مطالعه‌ها می‌توانند در تحلیل ساختارهای گرافین نشانده شده بر HBN که کاربردهای متنوعی در پیاده‌سازی ادوات پلاسمونی گرافینی در فرکانس‌های تراهرتز دارد، به‌کار گرفته شود.

### نتایج شبیه‌سازی ساختار نانونوار بر زیرلایه HBN

در اجرای شبیه‌سازی‌ها از نرم‌افزار کامسول استفاده شده است. در مدل‌سازی‌های سه‌بعدی، گرافین به‌عنوان ماده‌ای به ضخامت 0/5 نانومتر در نظر گرفته شده است. برای بررسی و نیز صحت‌سنجی (18)، فرکانس‌های تشدید پلاسمونی در آرایه نانونوارهای گرافینی محاسبه شده‌اند که در آن، فرکانس‌های تشدید پلاسمونی، از نقاط بیشینه جذب ساختار استخراج می‌شوند. ساختار مورد بررسی، از نوارهایی با پهنای W، برابر با 100 نانومتر، با فاصله تکرار P، 300 نانومتر، بر روی زیرلایه ناهمسانگرد HBN تشکیل شده است. در اینجا، مقادیر t و m، به ترتیب 0/5 پیکواتنی و 0/4 الکترون‌ولت در نظر گرفته شده‌اند. با توجه به شکل (5)، که نوارهای گرافینی، عدم تغییر نسبت به جهت y از خود نشان می‌دهند، کافی است که پراکندگی میدان در صفحه سطح مقطع، صفحه X-Z، بررسی شود. یک تک‌نوار گرافینی (یک سلول تکلی) در مرکز یک موجبر مربعی، با شرط مرزی تناوبی، در جهت X و دو درگاه در جهت Z قرار می‌گیرند. در انتها، طیف جذب توسط پارامترهای S محاسبه می‌شود. در این مدل‌سازی، زیرلایه ناهمسانگرد می‌تواند مستقیماً از طریق تنظیم ماده و با تعیین مقادیر جملات قطری در ماتریس ضریب گزردهی پیاده‌سازی شود. به منظور ساده‌سازی بحث زیر، اثرات  $e_z$  و  $e_x$  جداگانه بررسی می‌شوند. برای مثال، هنگام مطالعه اثر  $e_x$ ، مقدار  $e_z$  ثابت و برابر با 1 فرض می‌شود (و نیز برعکس). در شکل‌های (6)، نتایج تغییرات فرکانس تشدید، بر حسب تغییرات مقادیر تانسور ضریب گزردهی، برگرفته از شبیه‌سازی ساختار، ارائه می‌شود. این دو منحنی، کاملاً یکسان هستند، زیرا مطابق رابطه (18)، ضریب گزردهی الکتریکی مؤثر، به حاصل ضرب ضرایب گزردهی مؤلفه هم‌صفحه  $e_x$  و عمود بر صفحه  $e_z$  وابسته است. البته این مطلب، در نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای توزیع میدان‌های الکتریکی که برای دو حالت  $e_x > e_z$  و  $e_x < e_z$  در شکل‌های (7) نشان داده می‌شود، متفاوت است. در زیرلایه‌های ناهمسانگرد، میدان‌های الکتریکی، به‌سرعت در جهت با ضریب گزردهی کم، کاهش می‌یابند، که بنابراین باعث می‌شود انرژی در جهت دیگر، متمرکزتر شود. مطابق شکل‌های (7)، وقتی  $e_x < e_z$ ، میدان‌های الکتریکی به‌صورتی عمیق‌تر در زیرلایه نفوذ می‌کند و در حالی که  $e_x > e_z$ ، میدان‌های الکتریکی، در فصل مشترک، بیشتر

## References

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Science*, Vol. 306, pp. 666-669, 2004.
- [2] A. Dolatabady, N. Granpayeh, and V. Foroughi Nezhad, "A nanoscale refractive index sensor in two dimensional plasmonic waveguide with nanodisk resonator," *Opt. Commun.* Vol. 300, pp. 265-268, 2013.
- [3] A. Dolatabady, N. Granpayeh, and M. Salehi, "Ferrite loaded graphene based plasmonic waveguide," *Opt. Quant. Electron.* Vol. 50, pp. 1-11, 2018.
- [4] F. Ghasemi, S. Roshan Entezar, and S. Razi, "Graphene based photonic crystal optical filter: Design and exploration of the tunability," *Phys. Lett. A*. Vol. 383, pp. 2551-2560, 2019.
- [5] S. Thongrattanasiri, F. H. L. Koppens, and F. J. García de Abajo, "Complete optical absorption in periodically patterned graphene," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 108, p. 047401, 2012.
- [6] M. Ono, M. Hata, M. Tsunekawa, K. Nozaki, H. Sumikura, H. Chiba, and M. Notomi, "Ultrafast and energy-efficient all-optical switching with graphene-loaded deep-subwavelength plasmonic waveguides," *Nat. Photon.* Vol. 14, pp. 37-43, 2020.
- [7] H. Deng, Z. Li, L. Stan, D. Rosenmann, D. Czaplewski, J. Gao, and X. Yang, "Broadband perfect absorber based on one ultrathin layer of refractory metal," *Opt. Lett.* Vol. 40, pp. 2592-2595, 2015.
- [8] M. Pu, C. Hu, M. Wang, C. Huang, Z. Zhao, C. Wang, Q. Feng, and X. Luo, "Design principles for infrared wide-angle perfect absorber based on plasmonic structure," *Opt. Express*, Vol. 19, pp. 17413-17420, 2011.
- [9] X. Cao, Y. Zhang, Z. Han, W. Li, G. Liu, Z. Xue, Y. Jin, and A. Wu, "Perfect near-infrared absorption of graphene with hybrid dielectric nanostructures," *J. Mater. Sci. Mater.* Vol. 31, pp. 5820-5826, 2020.
- [10] H.A. Atwater and A. Polman, "Plasmonics for improved photovoltaic devices," *Nat. Mater.* Vol. 9, pp. 205-213, 2010.
- [11] C. Huang, Y. Zhang, L. Liang, H. Yao, F. Qiu, and W. Liu, "Analysis of graphene-based tunable THz four-band absorption sensors," *Appl. Opt.* Vol. 61, pp. 2103-2107, 2022.
- [12] Y. Yao, R. Shankar, P. Rauter, Y. Song, J. Kong, M. Loncar, and F. Capasso, "High-responsivity mid-infrared graphene detectors with antenna-enhanced photocarrier generation and collection," *Nano Lett.* Vol. 14, pp. 3749-3754, 2014.
- [13] J. Linder and K. Halterman, "Graphene-based extremely wide-angle tunable metamaterial absorber," *Phys. Opt.* Vol. 1602, p. 01466, 2016.
- [14] G. Yao, F. Ling, J. Yue, C. Luo, J. Ji, and J. Yao, "Dual-band tunable perfect metamaterial absorber in the THz range," *Opt. Express*, Vol. 24, pp. 1518-1527, 2016.
- [15] Y. Zhang, Y. Feng, B. Zhu, J. Zhao, and T. Jiang, "Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency," *Opt. Express*, Vol. 22, pp. 22743-22752, 2014.
- [16] A. Dolatabady, N. Granpayeh, and M. Abedini, "Frequency-tunable logic gates in graphene nano-waveguides," *Photonic Netw. Commun.* Vol. 39, pp. 187-194, 2020.
- [17] H. Hajian, A. Ghobadi, B. Butun, and E. Ozbay, "Tunable, omnidirectional, and nearly perfect resonant absorptions by a graphene-hBN based hole array metamaterial," *Opt. Express*, Vol. 26, pp. 16940-16954, 2018.
- [18] V.W. Brar, M.S. Jang, M. Sherrott, S. Kim, J. J. Lopez, L.B. Kim, M. Choi, and H. Atwater, "Hybrid surfacephonon-plasmon polariton modes in graphene/monolayer h-BN heterostructures," *Nano Lett.* Vol. 14, pp. 3876-3880, 2014.
- [19] Y. Jia, H. Zhao, Q. Guo, X. Wang, H. Wang, and F. Xia, "Tunable plasmon-phonon polaritons in layered graphene-hexagonal boron nitride heterostructures," *ACS Photonics*, Vol. 2, pp. 907-912, 2015.
- [20] M. Yankowitz, Q. Ma, P. Jarillo-Herrero, and B.J. LeRoy, "van der Waals heterostructures combining graphene and

- hexagonal boron nitride,” *Nat. Rev. Phys.* Vol. 1, pp. 112-125, 2019.
- [21] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, and J.B. Pendry, “All-angle negative refraction without negative effective index,” *Phys. Rev. B*, Vol. 65, p. 201104(R), 2002.
- [22] A.Y. Nikitin, E. Yoxall, M. Schnell, S. Velez, I. Dolado, P.A. Gonzalez, F. Casanova, L.E. Hueso, and R. Hillenbrand, “Nanofocusing of hyperbolic phonon polaritons in a tapered boron nitride slab,” *ACS Photonics*, Vol. 3, pp. 924-929, 2016.
- [23] D.R. Smith and D. Schurig, “Electromagnetic wave propagation in a media with indefinite permittivity and permeability tensors,” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 90, p. 077405, 2003.
- [24] S. Shah, X. Lin, L. Shen, M. Renuka, B. Zhang, and H. Chen, “Interferenceless polarization splitting through nanoscale van der Waals heterostructures,” *Phys. Rev. Appl.* Vol. 10, p. 034025, 2018.
- [25] K. Moon and S.Y. Park, “Graphene-based plasmonic switch using resonant coupling to the local plasmon resonance,” *Phys. Rev. Appl.* Vol. 11, p. 034074, 2019.
- [26] A. Woessner, M.B. Lundeberg, Y. Gao, A. Principi, P.A. Gonzalez, M. Carrega, K. Watanabe, T. Taniguchi, G. Vignale, M. Polini, J. Hone, R. Hillenbrand, and F.H.L. Koppens, “Highly confined low-loss plasmons in grapheneboron nitride heterostructures,” *Nat. Mater.* Vol. 14, pp. 421-425, 2015.
- [27] D.G. Baranov, J.H. Edgar, T. Hoffman, N. Bassim, and J.D. Caldwell, “Perfect interferenceless absorption at infrared frequencies by a van der Waals crystal,” *Phys. Rev. B*, Vol. 92, p. 201405, 2015.
- [28] A. Dolatabady, S. Asgari, and N. Granpayeh, “Tunable mid-infrared nanoscale graphene-based refractive index sensor,” *IEEE Sens. J.* Vol. 18, pp. 569-574, 2017.
- [29] B. Zhu, G. Ren, S. Zheng, Z. Lin, and S. Jian, “Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices,” *Opt. Express*, Vol. 21, pp. 17089–17096, 2013.
- [30] Z. Jacob, “Nanophotonics: Hyperbolic phonon-polaritons,” *Nat. Mater.* Vol. 13, pp. 1081–1083, 2014.
- [31] S. Dai, Q. Ma, M. K. Liu, T. Andersen, Z. Fei, M. D. Goldflam, M. Wagner, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, F. Keilmann, G. C. A. M. Janssen, S. E. Zhu, P. Jarillo-Herrero, M. M. Fogler, and D. N. Basov, “Graphene on hexagonal boron nitride as a tunable hyperbolic metamaterial,” *Nat. Nanotechnol.* Vol. 10, pp. 682–686, 2015.
- [32] A. Dolatabady and N. Granpayeh, “Tunable far-infrared plasmonically induced transparency in graphene based nano-structures,” *J. Opt.* Vol. 20, p. 075001, 2018.
- [33] C. Zhang, B. Yang, X. Wu, T. Lu, Y. Zheng, and W. Su, “Calculation of the effective dielectric function of composites with periodic geometry,” *Physica B*, Vol. 293, pp. 16–32, 2000.
- [34] C.A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, 2<sup>nd</sup> Ed. John Wiley & Sons, 2012.
- [35] C. Tuo and L. Xuan-Lui, “Surface Plasmon and Fabry-Perot enhanced magneto-optical Kerr effect in graphene microribbons,” *Chinese. Phys. Lett.* Vol. 32, p. 024204, 2015.
- [36] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljagic, “Plasmonics in graphene at infrared frequencies,” *Phys. Rev. B*, Vol. 80, p. 245435, 2009.
- [37] G.W. Hanson, “Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide,” *J. Appl. Phys.* Vol. 104, p. 084314, 2008.

## COPYRIGHTS



© 2022 by the authors Licensee PNU, Tehran, Iran This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4 0 International (CC BY4 0) (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>)