

# Investigating Plasmonic Properties of Graphene Nanoribbon Waveguide on hBN and Substrate in the MID-IR Spectrum Range

Zeinab Zanbouri<sup>1</sup>, Mohammad Sabaecian<sup>1,2</sup>, Yaser Hajati<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Physics Department, Faculty of Science, Shahid Chamran university of Ahvaz, Iran

<sup>2</sup>Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran university of Ahvaz, Iran

Received: 26.02.2017    Final revised: 06.05.2019    Accepted: 26.06.2019

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14907](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14907)

## Abstract

In this study, waveguide properties of graphene nanoribbon on hBN and a substrate were investigated. Precisely, the plasmonic mode properties including the real part of refractive index, the propagation length, figure-of-merit (FoM) on frequency, the Fermi energy of graphene, and the substrate in the mid-IR spectrum range were inspected. The simulated results show that graphene waveguide is intensively sensitive to the frequency, Fermi energy and structural geometry in the mid-IR range. Also, the propagation length for a Fermi energy of 0.3 (0.9) eV in the frequency range of 1375 cm<sup>-1</sup> to 1600 cm<sup>-1</sup> reaches from 0.1 (0.4) to 0.38 (4.15) μm, where it shows a 3-(10)-fold enhancement.

**Keywords:** Plasmon, Finite element method, Propagation length, Waveguide, graphene nanoribbon, hexagonal boron nitride

---

\*[yaserhajati@gmail.com](mailto:yaserhajati@gmail.com)



## بررسی خصوصیات پلاسمونی موج بر نانونوار گرافینی قرار گرفته بر

### بورنیتريد شش گوشى و زیرلایه در ناحیه فروسرخ میانی

زینب زنبوری<sup>1</sup>، محمد صبائیان<sup>2</sup>، یاسر حاجتی<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

<sup>2</sup>مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

دریافت: 1396/12/07 ویرایش نهایی: 1398/02/16 پذیرش: 1398/04/05

Received: 26.02.2017 Final revised: 06.05.2019 Accepted: 26.06.2019

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14907](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14907)

#### چکیده

در این مقاله، ویژگی‌های موج‌بری نانونوار گرافینی قرار گرفته بر بورنیتريد شش گوشى ( $hBN$ ) و یک زیرلایه بررسی شده‌اند. به‌طور مشخص، وابستگی خصوصیات مدهای پلاسمونی شامل بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر، طول انتشار و ضریب عملکرد ساختار به‌سامد، انرژی فرمی گرافین و جنس زیرلایه در ناحیه فروسرخ میانی بررسی شده است. نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند که موج بر نانو نوار گرافینی در طول موج‌های فروسرخ میانی به‌شدت به‌تغییر بسامد و انرژی فرمی گرافین و هندسه ساختار حساس می‌باشد. همچنین طول انتشار برای انرژی فرمی  $0,3(0,9)$  الکترون ولت در بازه بسامدی  $1375\text{ cm}^{-1}$  تا  $1600\text{ cm}^{-1}$  از مقدار  $0,1(0,4)$  میکرومتر به مقدار  $0,38(4,15)$  میکرومتر می‌رسد که نشان‌دهنده افزایش حدود  $3(10)$  برابری است. **کلیدواژگان:** پلاسمون، روش المان محدود، طول انتشار، موج بر، نانونوار گرافین، بورنیتريد شش گوشى

#### مقدمه

پلاسمونیکى شناخته می‌شدند [5]. با این حال، فلزات نجیب تلفات اهمی بزرگ رنج می‌برند. علاوه بر این، پلاسمون‌های سطحی در فلزات قابلیت کنترل و تنظیم‌پذیری ندارند [6]. در سال‌های اخیر، تلاش‌های زیادی برای بهبود عملکرد مدارهای فوتونیکى انجام شده است تا موج‌برهایی طراحی شوند که در محدوده فروسرخ میانی تا تراهرتز، قابلیت محصورشدگی بسیار بالای نور را داشته باشند و به‌طور هم‌زمان، طول انتشار نسبتاً بالایی نیز داشته باشند. در جستجو برای یافتن مواد پلاسمونی جدید، گرافین یکی از بهترین جایگزین‌ها

کوانتای نوسانات دسته‌جمعی چگالی گاز الکترونی یک فلز یا نیم‌فلز، پلاسمون<sup>1</sup> نامیده می‌شود [3-1]. پلاسمون پلاریتون‌های سطحی<sup>2</sup> در فصل مشترک یک فلز و دی‌الکتریک را می‌توان با استفاده از امواج الکترومغناطیسی طولی یا توسط الکترون‌ها برانگیخته کرد. این پلاسمون‌های سطحی می‌توانند در سطح رسانا انتشار یابند [4]. امواج الکترومغناطیسی می‌توانند در فلزات نجیب متداول مانند طلا، نقره و مس برانگیخته شوند. این مواد برای مدت‌ها به‌عنوان بهترین مواد

\* نویسنده مسئول: [yaserhajati@gmail.com](mailto:yaserhajati@gmail.com)

<sup>1</sup> Plasmon

<sup>2</sup> Surface Plasmon-Polaritons

سطحی فرسرخ تنظیم‌پذیر و محصور شد [28]. در مقالات بسیاری، زیر لایه‌های متفاوتی مانند  $MgF_2$  [29]،  $AL_2O_3$  [30]،  $HDPE$  [31] و غیره برای بهبود خواص پلاسمونی گرافین بررسی شده‌اند.

اخیراً زیرلایه  $hBN$  توسط محققان مورد بررسی قرار گرفته است. این ماده، یک فراماده هذلولی طبیعی با گاف پلاریتونی است [32,33]. این ماده دارای یک سطح اتمی کاملاً صاف و هموار و ثابت شبکه‌ای شبیه به گرافیت است [32]، به‌گونه‌ای که مؤلفه‌های ثابت دی‌الکتریک آن در صفحه و خارج از صفحه، علامت‌های قرینه دارند. این ویژگی باعث می‌شود که  $hBN$  توانایی محصور کردن شدید مدهای پلاریتون فونون را داشته باشد. پلاریتون فونون‌ها مدهای دسته‌جمعی‌ای هستند که از جفت‌شدگی امواج الکترومغناطیس با فونون‌های نوری یک محیط قطبی به‌وجود می‌آیند [33].

علاوه بر ویژگی‌های ذکرشده،  $hBN$  می‌تواند به‌دلیل سطح صاف، به‌عنوان محیطی بسیار تمیز برای گرافین عمل کند، زیرا به‌دلیل هموار بودن سطح، بی‌نظمی کمتری دارد و لذا تحرک‌پذیری و خواص پلاسمونی گرافین را بهبود می‌بخشد [34]. ساختارهای متفاوتی که از گرافین و  $hBN$  تشکیل شده‌اند، توانایی ارائه ابزارهای بسیار متنوع برای کنترل برهم‌کنش نور و ماده در مقیاس نانو را دارند. تنظیم‌پذیری خواص پلاسمونی گرافین از یک‌سو و محصورشدگی شدید فونون پلاریتون‌ها در  $hBN$  از سوی دیگر، باعث شده است تا ساختار گرافین  $hBN$  به‌عنوان فراماده‌ای جدید با ویژگی‌های منحصربه‌فرد معرفی شود [33]. این کار نشان می‌دهد که ساختارهای گوناگون متشکل از گرافین تک‌لایه و فیلم‌های  $hBN$  می‌توانند

برای فلزات نجیب معرفی شد [7-9]. در ساختار دوبعدی گرافین اتم‌های کربن در یک آرایش شش‌گوشی لانه زنبوری شکل قرار گرفته‌اند [10,11]. خصوصیات فوق‌العاده پلاسمون‌های سطحی گرافین در محدوده تراهرتز از جمله تنظیم‌پذیری بالا، محصور شدگی قوی و اتلاف پایین آن را یک کاندید مناسب برای برنامه‌های کاربردی متفاوت کرده است [12]. پیشرفت‌های اخیر در ساخت وسایل گرافین پلاسمونی در محدوده تراهرتز توجه بسیاری را به‌خود جلب کرده است [13-15]. پلاسمون‌های سطحی تراهرتز، کاربردهای زیادی در ساخت مدولاتورهای<sup>1</sup> پهن‌بند تراهرتزی گرافینی دارند [16]. آنتن‌های مبتنی بر موج‌برهای گرافین در محدوده تراهرتز، قطعات کلیدی در مدارات مجتمع نوری هستند [17,18].

سال 2012 به‌بررسی خصوصیات پلاسمونی در نانونوار گرافینی پرداخته شده است [5]. پس از کشف خصوصیات پلاسمونی در صفحات گرافین، ساختارهای متفاوتی صفحات گرافینی شامل صفحات تک‌لایه و دولایه [19,20]، نوارها [21,22]، سیم‌ها [23]، دیسک‌ها و حلقه‌ها [24,25] برای بهبود خصوصیات پلاسمونی همچون محصور شدگی، تلفات و غیره ارائه شد. سیلینگ هی<sup>2</sup> و همکاران، ساختار موج‌بر گرافین روی زیر لایه  $SiO_2/Si$  را پیشنهاد کردند که در این هندسه، آنها کاهش اتلاف انتشاری و افزایش ضریب عملکرد ساختار<sup>3</sup> موج‌بر پلاسمونی را مشاهده کردند [26]. همچنین، تأثیر پهنای کلی نانونوار و پتانسیل شیمیایی گرافین بر روی ساختار  $Si-SiO_2-G$  بررسی شده است [27]. در ساختار دیگر، یک لایه بافر دی‌الکتریک بین ورقه گرافین و زیرلایه‌های  $SiO_2/Si$  قرار گرفته که منجر به پلاسمون

<sup>3</sup> Figure of merit (FoM)

<sup>1</sup> Modulators

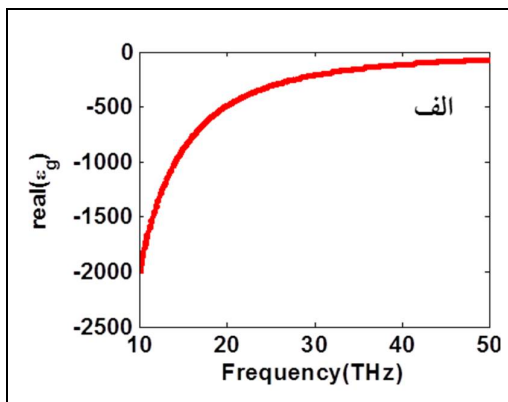
<sup>2</sup> Sailing He

برای شبیه‌سازی گرافین به روش المان محدود<sup>1</sup> (FEM) ، گرافین به‌عنوان یک لایه بسیار نازک با ضخامت نانومتری و با رسانندگی نوری  $\sigma_g = \sigma_{inter} + \sigma_{intra}$  در نظر گرفته شده که  $\sigma_{inter}$  و  $\sigma_{intra}$  به ترتیب رسانندگی مربوط به گذارهای بین نواری و درون نواری بوده که از طریق فرمول کوبو قابل محاسبه می‌باشند [6]. رسانندگی نوری گرافین به پارامترهای بسامد زاویه‌ای ( $\omega$ )، انرژی فرمی ( $E_f$ )، زمان واهلش حامل‌های بار ( $\tau$ ) و دما ( $T$ ) وابسته می‌باشد. گذردهی نسبی گرافین را می‌توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$\varepsilon_g(\omega) = 1 + \frac{i\sigma_g(\omega)}{\varepsilon_0\omega\Delta} \quad 1$$

در این رابطه،  $\Delta$  و  $\varepsilon_0$  به ترتیب ضخامت مؤثر گرافین و گذردهی فضای آزاد می‌باشند [31].

در این مقاله در تمامی شبیه‌سازی‌ها، با توجه به مقالات متعدد، ضخامت گرافین تک لایه  $\Delta = 0.5 \text{ nm}$  در نظر گرفته شده است [27-29]. به منظور محاسبه رسانندگی نسبی گرافین و پس از آن گذردهی نسبی گرافین در محاسبات مقادیر انرژی فرمی  $0.3 \text{ eV}$  زمان واهلش  $0.5 \text{ ps}$  و دما  $300 \text{ K}$  در نظر گرفته شده‌اند [27-29].

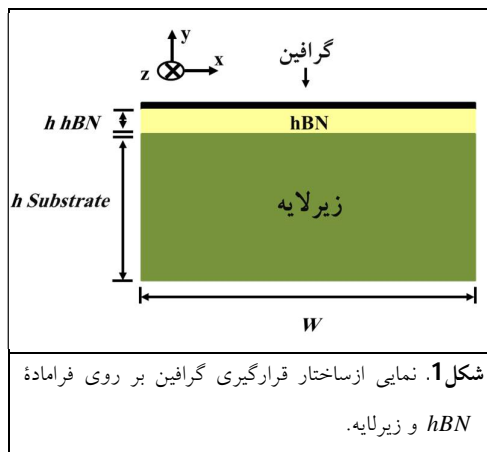


پلاسمون‌های سطحی فونون پلاریتون، را بهتر از ساختار گرافین تک‌لایه یا  $hBN$  پشتیبانی کنند [35].

در این مقاله وابستگی موج‌بر پلاسمونی به بسامد در ناحیه فرسوخ میانی در یک نانو نوارگرافینی قرار گرفته بر  $hBN$  و زیرلایه بررسی شده است. برای این منظور پارامترهای مهم پلاسمونی ساختار نانو نوار گرافینی از جمله گذردهی گرافین، ضریب شکست مؤثر، طول انتشار و ضریب عملکرد ساختار در طول موج‌های فرسوخ میانی مورد بررسی قرار گرفته است.

### مبانی نظری و روش محاسباتی

شکل 1 ساختار موج‌بر پلاسمونی مورد نظر در این کار را نشان می‌دهد. پهنای کلی موج‌بر پیشنهادی 25 نانومتر و ضخامت زیرلایه با توجه به محصور شدگی بالا نسبت به دیگر ضخامت‌ها [36]، 15 نانومتر در نظر گرفته شده است.



اکنون به بررسی خواص نوری گرافین و  $hBN$ ، دو ماده اصلی استفاده شده در شبیه‌سازی ساختار مورد نظر، خواهیم پرداخت.

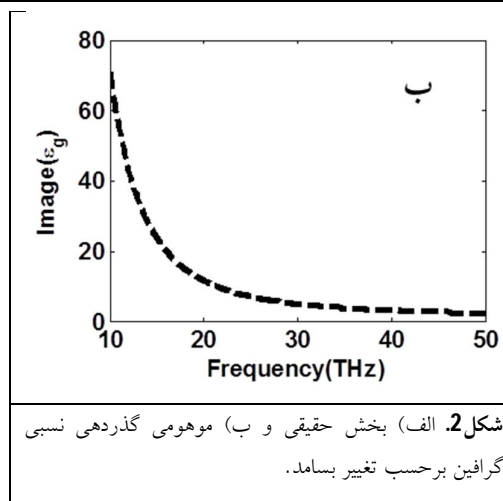
گرافین:

<sup>1</sup> Finite element method

که در اینجا  $m = \perp, \parallel$  است.  $hBN$  دو مد فونونی هذلولوی در ناحیه فروسرخ دارد. یکی از مدها مد فونونی درون صفحه  $E_{1U}$  است (نوع II) که دارای بسامد مد عرضی نوری  $\omega_{TO} = 1375 \text{ cm}^{-1}$  و بسامد مد طولی نوری  $\omega_{LO} = 1610 \text{ cm}^{-1}$  است. بین بسامدهای این دو مد، محور موازی با محور  $C$  مثبت می‌شود در حالی که محور عمود بر محور  $C$  منفی است ( $\epsilon_{\parallel} > 0, \epsilon_{\perp} < 0$ ).

مد دیگر، مد فونونی  $A_{2U}$  خارج از صفحه است (نوع I) که دارای بسامد مد عرضی  $\omega_{TO} = 780 \text{ cm}^{-1}$  و بسامد مد طولی نوری  $\omega_{LO} = 830 \text{ cm}^{-1}$  است. بین بسامدهای این دو مد، محور موازی با محور  $C$  منفی می‌شود در حالی که محور عمود بر محور  $C$  مثبت است ( $\epsilon_{\parallel} < 0, \epsilon_{\perp} > 0$ ). دیگر پارامترها به صورت  $\text{cm}^{-1}$   $\epsilon_{\infty, \parallel} = 2,95$ ،  $\epsilon_{\infty, \perp} = 4,87$  و  $\Gamma = 5 \text{ cm}^{-1}$  هستند [35-34]. شکل 3 بخش حقیقی مؤلفه موازی و عمودی تابع دی‌الکتریک  $hBN$  را نشان می‌دهد که در این شکل دو ناحیه بسامدی به‌خوبی نمایش داده شده‌اند.

در ناحیه دوم بسامدی، مؤلفه موازی تابع دی‌الکتریک  $hBN$  ( $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ ) مثبت است که این امر سبب شده است رفتار  $hBN$  شبیه به صفحات گرافین شود. گرافین دارای رسانندگی نوری دو بعدی است. با استفاده از رسانندگی نوری آن گذردهی مؤثر در صفحه، می‌تواند منفی شود بدین ترتیب، ورقه‌های  $hBN$  و ورقه‌های گرافین در ناحیه دوم بسامدی هستند که در محدوده فروسرخ میانی می‌باشند. لذا با توجه به شکل 3، برای شبیه‌سازی ساختارهای مورد نظر محدوده بسامدی  $1375 \text{ cm}^{-1}$  تا  $1600 \text{ cm}^{-1}$  در نظر گرفته شده است.



شکل 2. الف) بخش حقیقی و ب) موهومی گذردهی نسبی گرافین بر حسب تغییر بسامد.

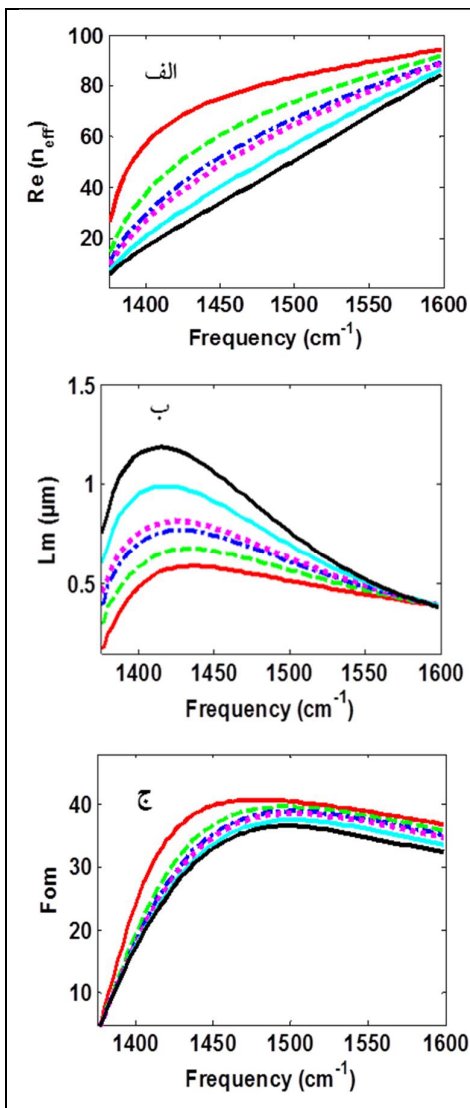
وابستگی مؤلفه حقیقی و موهومی بهنجار شده گذردهی نسبی گرافین به تغییر بسامد در شکل 2 نشان داده شده است. اگر بخش حقیقی گذردهی الکتریکی گرافین منفی باشد، گرافین همانند لایه نازک فلزی رفتار می‌کند و می‌تواند امواج پلاسمون سطحی را پشتیبانی کند. در این شکل می‌توان مشاهده کرد که با افزایش بسامد، مؤلفه موهومی گذردهی نسبی گرافین کاهش می‌یابد که به معنی کاهش تلفات است.

## $hBN$

بور نیتريد شش‌گوشی ( $hBN$ ) فراماده‌ای هذلولوی طبیعی است.  $hBN$  دارای دو ناحیه است که در آن نواحی حاصل ضرب مؤلفه عمودی  $\epsilon_{\perp}(\omega)$  در مؤلفه موازی تابع دی‌الکتریک  $\epsilon_{\parallel}(\omega)$  منفی می‌باشد (شکل 3). به منظور محاسبه مدهای لبه‌ای فونون پلاریتون، از رابطه تابع دی‌الکتریک  $hBN$  به صورت زیر استفاده می‌شود [7]:

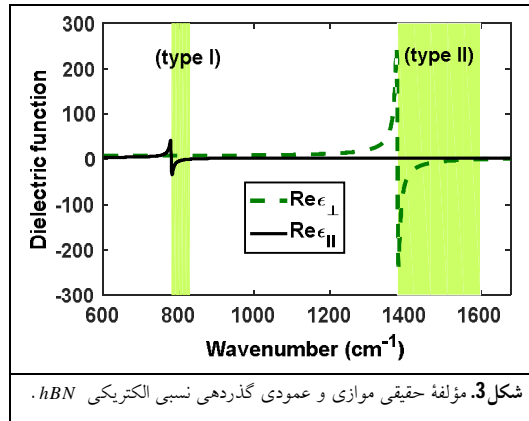
$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_{m,\infty} + \frac{\omega_{LO,m}^2 - \omega_{TO,m}^2}{\omega_{TO,m}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \quad 2$$

به سمت یک عدد میل می‌کند. شکل 4 ج ضریب عملکرد کلی ساختار را نشان می‌دهد. هرچه بسامد افزایش یابد ضریب عملکرد ساختار با کاهش ضخامت  $hBN$ ، افزایش پیدا می‌کند و در محدوده بسامدی ( $1570 - 1420 \text{ cm}^{-1}$ ) ضریب عملکرد ساختار بیشینه می‌شود و پس از آن به میزان کمی کاهش می‌یابد.



شکل 4. تأثیر تغییر بسامد بر خصوصیات پلاسمونی ساختار گرافین  $MgF_2 - hBN$  برای ضخامت‌های 1 (قرمز)، 3 (سبز خط چین)، 5 (آبی نقطه خط چین)، 6 (بنفش نقطه چین)، 10 (آبی فیروزه‌ای) و 15 (مشکی) نانومتری  $hBN$ . الف) بخش حقیقی

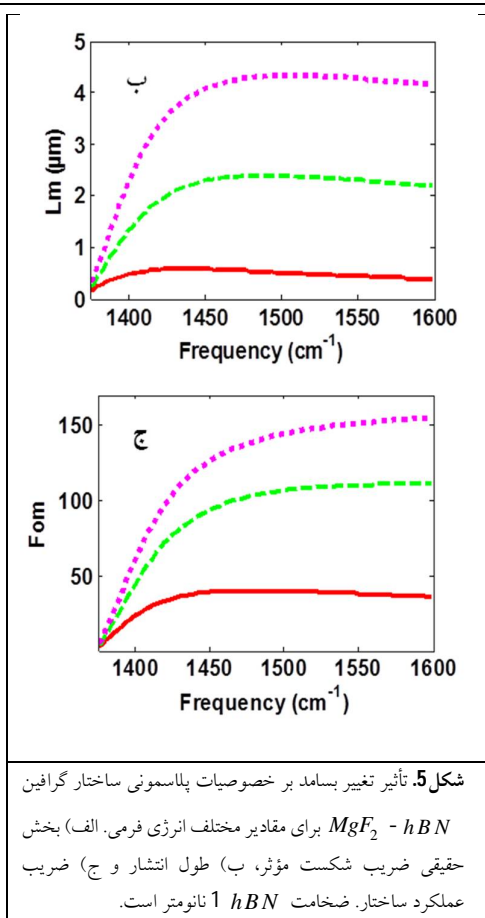
همچنین علاوه بر این دو ماده ذکر شده، از زیرلایه  $MgF_2$  با گذردهی نسبی 1/7 استفاده شده است.



شکل 3. مؤلفه حقیقی موازی و عمودی گذردهی نسبی الکتریکی  $hBN$ .

## نتایج

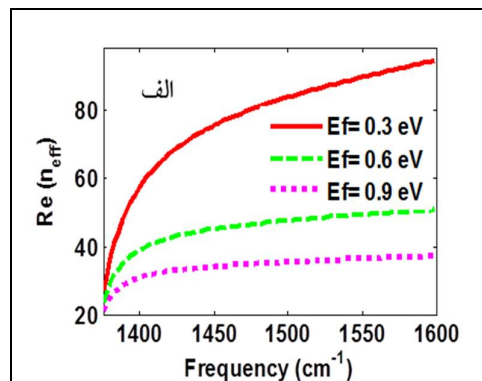
تغییرات خصوصیات پلاسمونی ساختار مورد مطالعه برای ضخامت‌های مختلف  $hBN$  بر حسب تغییرات بسامد در شکل 4 رسم شده است. این شکل به ترتیب بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر  $Re(n_{eff})$ ، طول انتشار ( $L_m$ ) و ضریب عملکرد ساختار ( $FoM$ ) مدهای پلاسمون-فونونی را نشان می‌دهند. ضخامت زیرلایه را 15 نانومتر در نظر گرفته‌ایم و جنس زیرلایه در این بخش  $MgF_2$  انتخاب شده است. بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر با افزایش بسامد برای تمام ضخامت‌های  $hBN$ ، افزایش می‌یابد ولی برای ضخامت 1 نانومتر مقدار بیشتری نسبت به دیگر ضخامت‌های  $hBN$  از خود نشان می‌دهد. به عبارت دیگر با افزایش بخش حقیقی ضریب شکست محصورشدگی مدهای لبه‌ای در ساختار پیشنهادی افزایش می‌یابد. شکل 4 ب طول انتشار مربوط به مدهای شکل 4 الف را نشان می‌دهد. در تمامی ضخامت‌های لایه  $hBN$ ، با افزایش بسامد و ضخامت زیرلایه  $hBN$  طول انتشار به بیشترین مقدار خود در محدوده بسامدی ( $1570 - 1420 \text{ cm}^{-1}$ ) می‌رسد و سپس طول انتشار کاهش می‌یابد و در بسامدهای بالا تمام نمودار



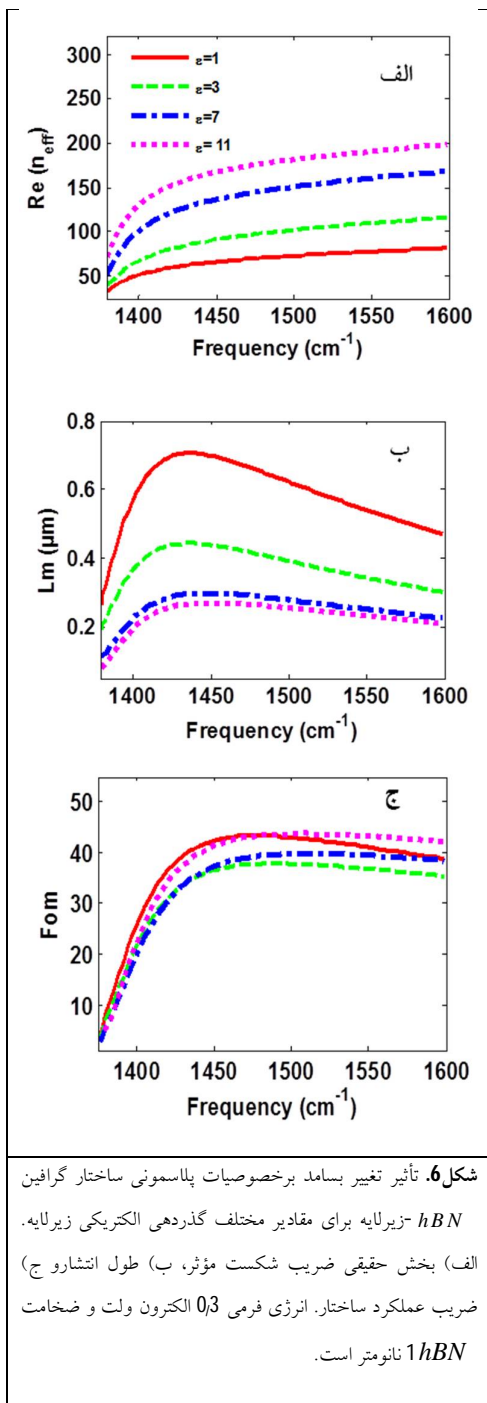
ضریب شکست مؤثر، ب) طول انتشار و ج) ضریب عملکرد ساختار. انرژی فرمی 0,3 الکترون ولت در نظر گرفته شده است.

تغییرات خصوصیات پلاسمونی برای انرژی فرمی های مختلف برحسب تغییرات بسامد برای مقادیر مختلف ضخامت زیرلایه  $hBN$  در شکل 5 رسم شده است. این شکل به ترتیب بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر، طول انتشار و ضریب عملکرد ساختار را نشان می دهد. در این شکل ضخامت لایه  $hBN$  را 1 نانومتر و ضخامت زیرلایه را 15 نانومتر در نظر گرفته ایم. جنس زیرلایه در این بخش  $MgF_2$  انتخاب شده است. در شکل 5 الف بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر با افزایش بسامد، افزایش می یابد و برای انرژی فرمی 0,3 الکترون ولت مقدار بیشتری نسبت به انرژی فرمی های دیگر از خود نشان می دهد. لذا با کاهش انرژی فرمی از 0,9 الکترون ولت به 0,3 الکترون ولت و افزایش بسامد، محصورشدگی مدهای لبه ای در ساختار پیشنهادی افزایش می یابد.

شکل 5 ب طول انتشار مربوط به مدهای شکل 5 الف را نشان می دهد. با افزایش بسامد طول انتشار برای انرژی فرمی 0,3 الکترون ولت تغییر چندانی از خود نشان نمی دهد.



از طرفی هرچه انرژی فرمی افزایش یابد طول انتشار با افزایش بسامد ابتدا به صورت خطی افزایش پیدا می کند و سپس با افزایش بیشتر بسامد تقریباً ثابت می ماند. به عنوان مثال طول انتشار برای انرژی فرمی (0,3/0,9) الکترون ولت با افزایش بسامد از  $1375\text{ cm}^{-1}$  تا  $1600\text{ cm}^{-1}$  از مقدار (0,4) (0,1) میکرومتر به مقدار (4,15) (0,38) میکرومتر می رسد که نشان دهنده افزایش حدود (10) 3 برابری است. شکل 5 ج ضریب عملکرد کلی ساختار را نشان می دهد. هرچه بسامد افزایش یابد ضریب عملکرد ساختار افزایش پیدا می کند. به عنوان مثال بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر برای انرژی فرمی (0,3/0,9) الکترون ولت با افزایش بسامد از  $1375\text{ cm}^{-1}$  تا  $1600\text{ cm}^{-1}$  از مقدار (20,28) (25,20) به مقدار



همچنین از شکل 6ج مشاهده می‌شود با انتخاب زیرلایه‌هایی با گذردهی پایین در بسامدهای زیر  $1500 \text{ cm}^{-1}$ ، ضریب عملکرد ساختار افزایش پیدا می‌کند.

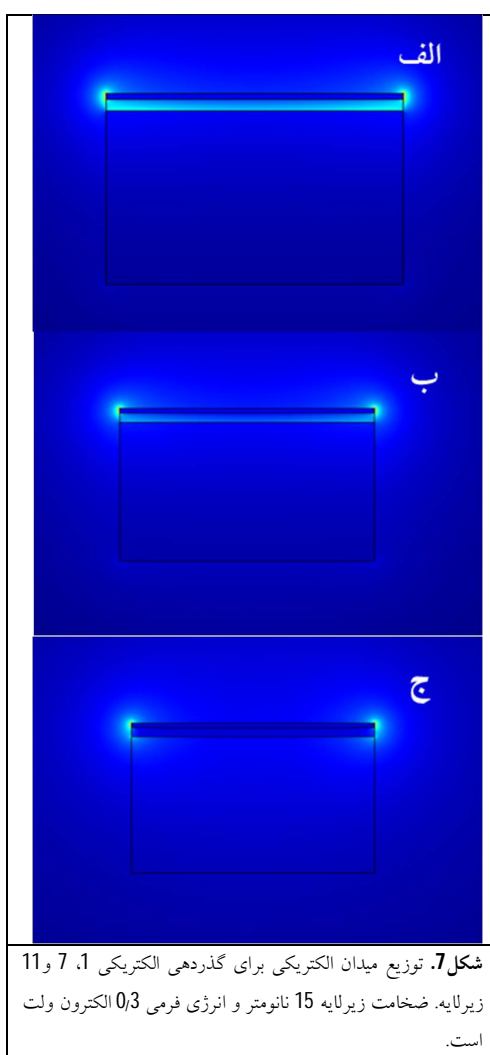
94/35 (37/18) می‌رسد که نشان‌دهنده افزایش حدود (2) 4 برابری است. در کل می‌توان گفت بسامدهای بالاتر و انرژی فرمی‌های پایین‌تر محصورشدگی قوی‌تر را ایجاد می‌کند، در حالی که طول انتشار و ضریب عملکرد ساختار با افزایش بسامد و انرژی فرمی گرافین افزایش پیدا می‌کنند.

به‌منظور بررسی اثر گذردهی زیرلایه بر روی خصوصیات پلاسمونی ساختار گرافین- *hBN* بر روی زیرلایه، بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر، طول انتشار و ضریب عملکرد ساختار برحسب تغییرات بسامد برای زیرلایه‌های مختلف در شکل 6 رسم شده است. در اینجا ضخامت *hBN*، 1 نانومتر است. در واقع در این شکل دیده می‌شود که خصوصیات پلاسمونی ساختار به‌شدت به گذردهی الکتریکی زیرلایه وابسته است.

از شکل 6الف مشاهده می‌شود که بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر با افزایش بسامد و افزایش گذردهی الکتریکی زیرلایه افزایش یافته که این امر منجر به محصورشدگی بیشتر مد نوری در ساختار می‌شود. از طرفی در شکل 6ب مشاهده می‌شود که طول انتشار با افزایش گذردهی الکتریکی زیرلایه بیشتر کاهش می‌یابد. با مقایسه شکل 6الف و شکل 6ب می‌توان به این نتیجه رسید که با انتخاب زیرلایه با گذردهی کم، می‌توان به‌شدت تلفات انتشاری را کاهش و در نتیجه طول انتشار را افزایش داد ولی با انتخاب زیرلایه با گذردهی بالا می‌توان محصورشدگی مد نوری را افزایش داد.



عملکرد ساختار پیشنهادی خواهد شد. اگر ضخامت زیرلایه افزایش یابد تلفات افزایش و ضریب عملکرد ساختار کاهش می‌یابد. همچنین هر چه گذردهی الکتریکی زیرلایه افزایش یابد، بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر افزایش پیدا کرده که منجر به افزایش محصورشدگی مد نوری و افزایش شدت میدان الکتریکی در موجبر پیشنهادی می‌شود.



شکل 7. توزیع میدان الکتریکی برای گذردهی الکتریکی 1، 7 و 11 زیرلایه. ضخامت زیرلایه 15 نانومتر و انرژی فرمی 0,3 الکترون ولت است.

شکل 7 توزیع میدان الکتریکی برای ساختار گرافین  $hBN$  زیرلایه برای مواد مختلف زیرلایه با گذردهی‌های الکتریکی 1، 7 و 11 را نشان می‌دهد. بسامد در این شکل  $1400 \text{ cm}^{-1}$  است. هنگامی که زیرلایه با گذردهی الکتریکی بالا ( $\epsilon = 11$ ) وجود دارد، به دلیل برهم‌کنش قوی بین پلاسمون سطحی گرافین و فونون پلاریتون‌ها در  $hBN$ ، حضور یک زیرلایه با گذردهی الکتریکی بالا با توجه به شکل 7 الف باعث می‌شود نور از گرافین به زیرلایه  $hBN$  متمرکز شود. استفاده از زیرلایه با گذردهی پایین‌تر ( $\epsilon = 7$ ) منجر به محصورشدگی مد نوری در زیرلایه  $hBN$ ، با توجه به شکل 7 ب می‌شود. اما میزان محصورشدگی با توجه به کاهش گذردهی الکتریکی نسبت به حالت قبلی، کاهش یافته است. همان‌طور که شکل 7 ج نشان می‌دهد وقتی مقدار گذردهی الکتریکی پایین باشد ( $\epsilon = 1$ ) میدان الکتریکی در لبه‌های نانونوار گرافین قوی ولی در  $hBN$  و زیرلایه ضعیف است. بنابراین، بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر به‌طور قابل توجهی برای گذردهی الکتریکی ( $\epsilon = 1$ ) در مقایسه با شکل 7 الف، ( $\epsilon = 11$ ) کاهش یافته است.

### بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله، با شبیه‌سازی خواص موج‌بری گرافین همراه با  $hBN$ ، تأثیر گذردهی الکتریکی زیرلایه و انرژی فرمی گرافین با تغییر بسامد در ناحیه دوم (به متن رجوع شود) بررسی شده است. نشان می‌دهد که هرچه ضخامت  $hBN$  کاهش یابد تلفات که قسمت موهومی ضریب شکست است کمتر و ضریب عملکرد ساختار پیشنهادی بیشتر می‌شود. دوماً با افزایش انرژی فرمی گرافین، ضریب عملکرد ساختار افزایش و تلفات کاهش می‌یابد. هرچه گذردهی ماده کوچک‌تر باشد بخش موهومی ضریب شکست (تلفات) کمتر و ضریب

- مرجع‌ها
- [13] M. Jablan, M. Soljačić, H. Buljan, Plasmons in graphene: fundamental properties and potential applications, *Proceedings of the IEEE* **101** (2013) 1689-1704.
- [14] T. Low, P. Avouris, Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications, *ACS Nano* **8** (2014) 1086-1101.
- [15] G. Abajo, F. Javier, Graphene plasmonics: challenges and opportunities, *ACS Photonics* **1** (2014) 135-152.
- [16] B. Sensale-Rodriguez, R. Yan, M.M. Kelly, T. Fang, K. Tahy, W.S. Hwang, D. Jena, L. Liu, H.G. Xing, Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions, *Nature Communications* **3** (2012) 780-787.
- [17] M. Dragoman, A.A. Muller, D. Dragoman, F. Coccetti, R. Plana, Terahertz antenna based on graphene, *Journal of Applied Physics* **107** (2010) 104313.
- [18] M. Dragoman, D. Neculoiu, A. C. Bunea, G. Deligeorgis, M. Aldrigo, D. Vasilache, A. Dinescu, G. Konstantinidis, D. Mencarelli, L. Pierantoni, M. Modreanu, A tunable microwave slot antenna based on graphene, *Applied Physics Letters* **106** (2015) 153101.
- [19] Y. Francescato, V. Giannini, S.A. Maier, Strongly confined gap plasmon modes in graphene sandwiches and graphene-on-silicon, *New Journal of Physics* **15** (2013) 063020.
- [20] J. Chen, M. Badioli, P. González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenović, Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons, *Nature* **487** (2012) 77-81.
- [21] H. Yan, T. Low, W. Zhu, Y. Wu, M. Freitag, X. Li, F. Guinea, P. Avouris, F. Xia, Damping pathways of mid-infrared plasmons in graphene nanostructures, *Nature Photonics* **7** (2013) 394-399.
- [22] J.H. Strait, P. Nene, W.M. Chan, C. Manolatu, S. Tiwari, F. Rana, J.W. Kevek, P.L. McEuen, Confined plasmons in graphene microstructures: Experiments and theory, *Physical Review B* **87** (2013) 241410.
- [23] Y. Gao, G. Ren, B. Zhu, H. Liu, Y. Lian, S. Jian, Analytical model for plasmon modes in
- [1] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, *Nature* **424** (2003) 824-830.
- [2] M.L. Brongersma, P.G. Kik, *Surface plasmon nanophotonics*, Springer, New York, (2007).
- [3] M.S. Jang, *Plasmonics and electron optics in graphene*, Doctoral dissertation, California Institute of Technology, (2013).
- [4] S.A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*, Springer, Science & Business Media, (2007).
- [5] W. Cai, V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer, New York, (2010).
- [6] X. Luo, T. Qiu, W. Lu and Z. Ni, Plasmons in graphene: recent progress and applications, *Materials Science and Engineering* **74** (2013) 351-376.
- [7] P.A.D. Gonçalves, N.M.R. Peres, *An introduction to graphene plasmonics*, Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, (2016).
- [8] X. He, P. Gao, W. Shi, A further comparison of graphene and thin metal layers for plasmonics, *Nanoscale* **8** (2016) 10388-10397.
- [9] A. Grigorenko, M. Polini, K. Novoselov, Graphene plasmonics, *Nature Photonics* **6** (2012) 749-758.
- [10] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov, Electric field effect in atomically thin carbon films, *Science* **306** (2004) 666-669.
- [11] M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, Graphene: New bridge between condensed matter physics and quantum electrodynamics, *Solid State Communications* **143** (2007) 3-13.
- [12] J. Christensen, A. Manjavacas, S. Thongrattanasiri, F.H. Koppens, F.J. García de Abajo, Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons, *ACS Nano* **6** (2011) 431-440.

- [31] X. Zhou, T. Zhang, L. Chen, W. Hong, X. Li, A graphene-based hybrid plasmonic waveguide with ultra-deep subwavelength confinement, *Journal of Lightwave Technology* **32** (2014) 3597-3601.
- [32] C.R. Dean, A.F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Sorgenfrei, Wang, S.K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K.L. Shepard, J. Hone, Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics, *Nature Nanotechnology* **5** (2010) 722-726.
- [33] S. Dai, Q. Ma, M.K. Liu, T. Andersen, Z. Fei, M.D. Goldflam, M. Wagner, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, F. Keilmann, Graphene on hexagonal boron nitride as a tunable hyperbolic metamaterial, *Nature Nanotechnology* **10** (2015) 682-686.
- [34] A. Woessner, M.B. Lundeberg, Y. Gao, A. Principi, P. Alonso-González, M. Carrega, K. Watanabe, T. Taniguchi, G. Vignale, M. Polini, J. Hone, Highly confined low-loss plasmons in graphene-boron nitride heterostructures, *Nature Materials* **14** (2015) 421-425.
- [35] B. Zhao, Z.M. Zhang, Enhanced photon tunneling by surface plasmon-phonon polaritons in Graphene/hBN heterostructures, *Journal of Heat Transfer* **139** (2017) 2701.
- [36] Y. hajati, Z. Zانبوری, M. Sabaeian, Low-loss and high-performance mid-infrared plasmon-phonon in graphene-hexagonal boron nitride waveguide, *Journal of the Optical Society of America B* **35** (2018) 446-453.
- graphene-coated nanowire, *Optics Express* **22** (2014) 24322-24331.
- [24] H. Yan, F. Xia, Z. Li, P. Avouris, Plasmonics of coupled graphene microstructures, *New Journal of Physics* **14** (2012) 125001.
- [25] Z. Fang, Y. Wang, A. E. Schlather, Z. Liu, P. M. Ajayan, F.J. García de Abajo, P. Nordlander, X. Zhu, N.J. Halas, Active tunable absorption enhancement with graphene nanodisk arrays, *Nano Letters* **14** (2013) 299-304.
- [26] S. He, X. Zhang, Y. He, Graphene nano-ribbon waveguides of record-small mode area and ultra-high effective refractive indices for future VLSI, *Optics Express* **21** (2013) 30664-30673.
- [27] M. Hajati, Y. Hajati, Investigation of plasmonic properties of graphene multilayer nano-ribbon waveguides, *Applied Optics* **55** (2016) 1878-1884.
- [28] M. Hajati, Y. Hajati, Dynamic tuning of mid-infrared plasmons in graphene-buffer-SiO<sub>2</sub>-Si nanostructures, *Journal of the Optical Society of America B* **33** (2016) 1303-1310.
- [29] M. Hajati, Y. Hajati, High-performance and low-loss plasmon waveguiding in graphene-coated nanowire with substrate, *Journal of the Optical Society of America B* **33** (2016) 2560-2565.
- [30] C. Liu, X. He, Z. Zhao, F. Lin, W. Shi, Tunable graphene near-IR dielectric loaded waveguides, *Journal of Physics D: Applied Physics* **49** (2016) 265102.