بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

سوئیچ زنی تمام نوری سالیتون فضایی در مزدوج موازی گرافنی غیرخطی

مهین حسین‌زاده، محسن حاتمی، سید مهدی حسینی

شیراز، دانشگاه صنعتی شیراز، گروه فیزیک

چکیده - در این مقاله با توجه به خواص گرافن و اثرات غیر خطی آن یک کوپلر گرافنی طراحی و سوئیچزنی سالیتون فضایی را در آن بررسی کردیم. نتایج نشان می‌دهد که رفتار غیر خطی کوپلر گرافنی به نحوی است که می‌توان با کنترل توان ورودی، مؤلفه‌ی خروجی را کنترل کرد و به یک سوئیچ تمام نوری راهیاب دست یافت. با توجه به ابعاد کوچک گرافن، می‌توان انتظار داشت از این کوپلرها برای طراحی سوئیچ‌های فوق سریع و مدارهای منطقی تمام نوری استفاده کرد.

.کلید واژه- اثرهای غیرخطی، سالیتون، گرافن، مزدوج موازی

All Optical Spatial Soliton Switching with in Nonlinear Graphene Coupler

Mahin Hosseinzadeh, Mohsen Hatami, Mehdi Hosseini

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

In this paper we have designed a graphene coupler and studied the spatial soliton switching by considering the characterization of graphene and its nonlinear effects. The results show that the nonlinear behavior of the graphene coupler can be controlled by the input power component and reached to an all optical routher switch. Because of the small dimensions of the graphene coupler it can be expected that they can use in ultra high speed all optical switches and optical logic gates.

Key Words: Nonlinear Effects, Soliton, Graphene, Directional Coupler.

[Downloaded from opsi.ir on 2025-12-18]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

گرافن، کریستال دو بعدی با ساختار لانه زنبوری از اتم کربن با ویژگی جالب توجه می‌باشد. خاصیت نوری منحصر به فرد گرافن باعث اهمیت و جذابیت آن در جامعه محققین شده است[۱]. پاسخ نوری گرافن توسط یک سطح به پتانسیل شیمیایی گرافن و انرژی فرمی آن مربوط می‌شود و نمی‌توان در شرایط عادی آن را تغییر داد [۱-۲]. در فرکانس‌های خاصی گرافن مثل فلز رفتار می‌کند، و جفت‌شدگی آن با امواج الکترومغناطیسی می‌تواند انواع مختلفی از پلاریتون پلاسمون‌های سطحی را تولید کنند [۳]. اخیراً نیز خواص اپتیک غیرخطی ساختار گرافنی بسیار جذاب و مورد توجه قرار گرفته است. [۴]. در این مقاله به صورت عددی انتشار غیر خطی نور در دو لایه‌ی جفت‌شده‌ی گرافنی را مطالعه می‌کنیم و نشان می‌دهیم که این دو لایه‌ی ساختاری - به عنوان یک مزدوج موازی نوری- می‌تواند به عنوان یک سوئیچ تمام نوری سالیتونی راهیاب عمل کند.

۲ - معادلات و ملاحظات نظری

یک ساختار مسطحی که از دولایه‌ی موازی گرافن ساخته شده را طبق شکل (۱) در نظر می‌گیریم. با فرض این‌که اطراف آن با ماده‌ی دی الکتریک همگن با ضریب گذردهی الکتریکی ε باشد، از معادلات ماکسول شروع کرده و به توصیف انتشار نور تک فرکانس که میدان آن متناسب با $e^{-i\omega t}$ است، می‌پردازیم.

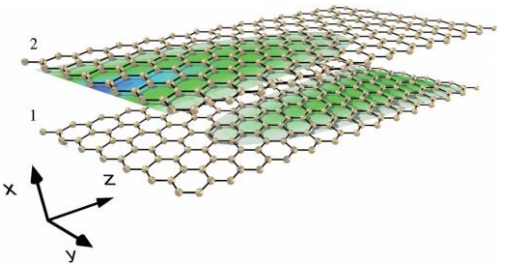
$$\nabla\times E = ik_0 \mathrm{H} \tag{۱}$$

$$\nabla\times H = -ik_0\varepsilon E + \frac{4\pi}{C}[\delta(x+\frac{d}{2})+\delta(x-\frac{d}{2})]J \tag{۲}$$

که $k_0=\frac{\omega}{c}$ عدد موج در فضای آزاد، ω فرکانس زاویه‌ای و c سرعت نور است. فرض می‌کنیم لایه‌های گرافنی در $x=\pm\frac{d}{2}$ قرار گرفته باشد که با تابع دلتای دیراک δ نمایش داده شده است. J نیز چگالی جریان القایی لایه‌های گرافنی است که در حالت خطی طبق رابطه‌ی $J=\sigma E_\tau$ جریان القا شده با مؤلفه‌ی مماسی میدان الکتریکی متناسب است که در آن

$$\sigma \equiv \sigma^{(R)} + i\sigma^{(I)} \tag{۳}$$

ضریب هدایت خطی وابسته به فرکانس سطحی گرافن است. هر لایه‌ی گرافنی به طور مجزا حامل یک پلاسمون سطحی جایگزیده با قطبش TM است.



شکل (۱) نمایی از یک مزدوج غیرخطی گرافنی که از دولایه‌ی گرافن تشکیل شده است. قسمت‌های سایه‌دار بیانگر تونل زنی پرتوهای پلاسمونیکی از لایه‌ی بالایی به لایه‌ی پایینی است. (نتایج عددی به مقیاس نیستند.) لایه‌ی پایینی لایه‌ی (۱) و لایه‌ی بالایی لایه‌ی (۲) به ترتیب در مکان $x=\frac{-d}{2}$ و $x=\frac{d}{2}$ قرار دارند [۴].

در کارهای قبلی [۴]، معادلات برای دامنه‌ی کندتغییر پلاسمون به دست آورده شده است با در نظر گرفتن

$$\kappa = k_0\sqrt{\beta^2-\varepsilon} \tag{۴}$$

رابطه عدد موج بهنجار β، از رابطه‌ی زیر به دست آمده:

$$\frac{2\varepsilon}{k_0\sqrt{\beta^2-\varepsilon}} = \frac{4\pi}{\omega}\sigma^{(I)} \tag{۵}$$

معادلات ماکسول (۱) نبز به شکل زیر بازنویسی شده است:

$$\nabla\times E_{1,2} = ik_0 \mathrm{H}_{1,2} \tag{۶}$$

$$\nabla\times H_{1,2} = -ik_0\varepsilon E_{1,2} + \frac{4\pi}{C}[\delta(x\pm\frac{d}{2})\hat{\sigma}(\mathrm{E}_{1,2\tau}+\mathrm{E}_{2,1\tau})] \tag{۷}$$

بطوری که مجموع میدان‌ها $\mathrm{H}=\mathrm{H}_1+\mathrm{H}_2$ و $\mathrm{E}=\mathrm{E}_1+\mathrm{E}_2$ در معادلات اصلی صدق می‌کنند. در نهایت معادلات غیرخطی برای دامنه کندتغییر $\mathrm{A}_{1,2}$ از انتشار پلاسمون‌های قطبیده‌ی TM انتشاری در هر لایه به‌دست می‌آید.

$$2i\mathrm{K}_0\beta(\partial\mathrm{A}_{1,2}/\partial z+\gamma\mathrm{A}_{1,2})+\partial^2\mathrm{A}_{1,2}/\partial y^2 + g\left|\mathrm{A}_{1,2}\right|^2\mathrm{A}_{1,2} = Q\mathrm{A}_{1,2} \tag{۸}$$

که γ، g و Q به ترتیب ضریب جذب خطی، ضریب جذب غیرخطی و ضریب جفت‌شدگی هستند که روابط آن‌ها به صورت زیر می‌باشد.

$$\gamma = \frac{2\pi}{c\varepsilon\beta}\sigma^R(\beta^2-\varepsilon)^{3/2}K_0$$

$$g = \frac{4\pi}{c\varepsilon}(\beta^2-\varepsilon)^{3/2}i\sigma^{NL}K_0^2$$

$$Q = \frac{4\pi}{C\varepsilon}e^{-\kappa d}\sigma^{(I)}(\beta^2-\varepsilon)^{3/2}\mathrm{K}_0^2$$

[Downloaded from opsi.ir on 2025-12-18]

جریان القایی نیز به شکل زیر به دست می‌آید

$$J=\sigma E_\tau=(\sigma+\sigma^{NL}|E_\tau|)E_\tau,$$
$$\sigma^{NL}=\frac{\sigma_3}{4}(3+\frac{\beta^2}{\beta^2-\varepsilon}) \qquad (۹)$$

که σ_3 رسانندگی غیرخطی مرتبه‌ی سه در گرافن است[۴].

در چارچوب معادلات با دامنه‌ی غیرخطی عبارت زیر را برای خاصیت رسانندگی گرافن به کار خواهیم برد [۲و۳]:

$$\sigma=\frac{ie^2}{\pi\hbar}\left[\frac{1}{\Omega+i\nu_{intra}}+\frac{1}{4}\ln\frac{2-\Omega}{2+\Omega}\right] \qquad (۱۰)$$

$$\sigma_3=-i\frac{3}{32}\frac{e^2}{\pi\hbar}\frac{(eV_F)^2\hbar^2}{\varepsilon_F^4\Omega^3} \qquad (۱۱)$$

که $\Omega=\hbar\omega/\varepsilon_F$ و $\nu_{intra}=\hbar/(\varepsilon_F)$ می‌باشد.

رابطه‌ی (۸) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد.

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial z}+\gamma A_{1,2}-\frac{i\partial^2 A_{1,2}}{2K_0\beta\partial y^2}-\frac{ig|A_{1,2}|^2 A}{2K_0\beta}=\frac{-iQA}{2K_0\beta} \qquad (۱۲)$$

با تغییر متغیرهای $U=\frac{A}{\sqrt{P_0}}$، $\Psi=\frac{Z}{L_D}$ و $\rho=\frac{y}{y_0}$ و با ساده سازی به عبارت زیر می‌رسیم:

$$-\frac{i\partial^2 U_{1,2}}{2K_0\beta y_0^2\partial\rho^2}-\frac{igp_0|U_{1,2}|^2U_{1,2}}{2K_0\beta}=\frac{-iQU_{1,2}}{2K_0\beta} \qquad (۱۳)$$

با جایگذاری $L_{SC}=K_0\beta y_0^2$ به عنوان طول پراکندگی $L_{NL}=2K_0\beta/gp_0$ به عنوان طول غیرخطی و همچنین استفاده از نسبت این دو طول $N=L_{SC}/L_{NL}$ رابطه‌ی زیر به دست می‌آید.

$$\frac{\partial U_{1,2}}{L_{SC}\partial\xi}+\gamma U_{1,2}-\frac{i\partial^2 U_{1,2}}{2L_{SC}\partial\rho^2}-\frac{igp_0|U1,2|^2}{2K_0\beta}U_{1,2}=\frac{-iQU}{2K_0\beta} \qquad (۱۴)$$

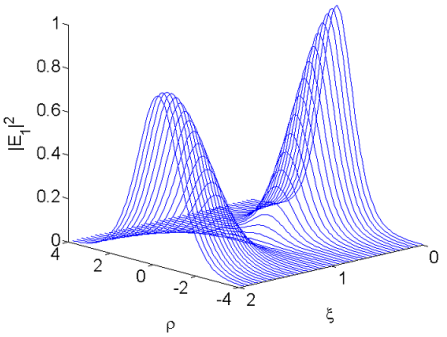
در نهایت با تعریف $U=\frac{R}{N}$ به عنوان ضریب نرمالایز به رابطه‌ی زیر می‌رسیم.

$$\frac{\partial R_{1,2}}{\partial\xi}+\gamma L_{SC}R_{1,2}-\frac{i\partial^2 R_{1,2}}{2\partial\rho^2}-i|R_{1,2}|R_{1,2}+iKR_{1,2}=0 \qquad (۱۵)$$

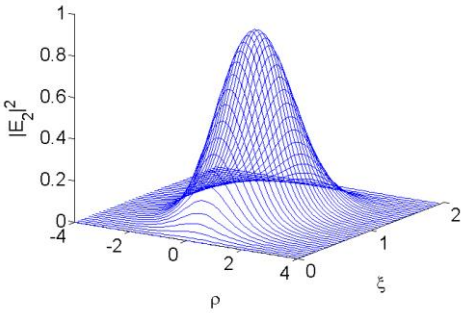
که K ضریب بهنجارشده جفت شدگی می‌باشد. این معادله شبیه معادله شرودینگر غیرخطی جفت‌شده است که در حالت غیرجفت شده دارای جواب سالیتون پایه به شکل $\sec h$ می‌باشد.

۳- شبیه‌سازی

دراین قسمت به شبیه سازی انتشار پالس سالیتون فضایی در مزدوج گرافنی می‌پردازیم. پالس ورودی را یک سالیتون پایه به صورت $R(\rho)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}\left(\sqrt{p_0}\rho\right)$ در نظر می‌گیریم که در آن p_0 قله توان ورودی است. به این منظور با ترکیبی از روش کرانک-نیکلسون و رانگ کوتای مرتبه ۴ با نرم‌افزار متلب به حل معادله‌ی (۱۵) پرداختیم. شکل (۲) تا شکل (۷) نتیجه شبیه سازی انتشار پالس در موجبر بالا و پایین مزدوج غیرخطی گرافنی با استفاده از معادله (۱۵) به ازای توان ورودی متفاوت است. در تمام نمودارها کمیت‌ها نرمالایز شده‌اند.



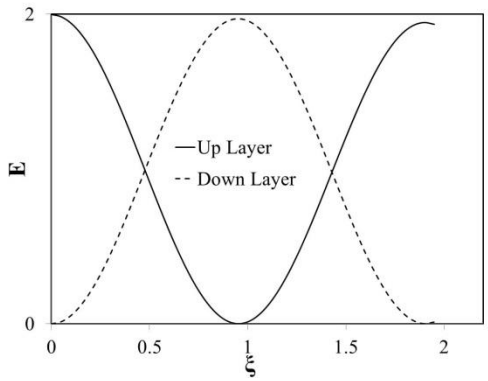
شکل (۲) نمودار انتشار پالس در موجبر بالای مزدوج موازی گرافنی برای توان ورودی کم در طول مزدوج گرافنی



شکل (۳) نمودار انتشار پالس در موجبر پایین مربوط به مزدوج موازی گرافنی برای توان ورودی کم

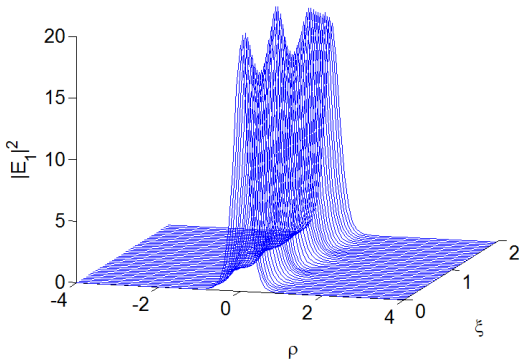
شکل (۲) و شکل (۳)، به ترتیب نمودار انتشار پالس را در موجبرهای بالا و پایین مربوط به مزدوج موازی گرافنی را برای توان ورودی کم $P_0=1$ را نشان می‌دهد.که رفتار خطی از خود نشان می‌دهد.

[Downloaded from opsi.ir on 2025-12-18]

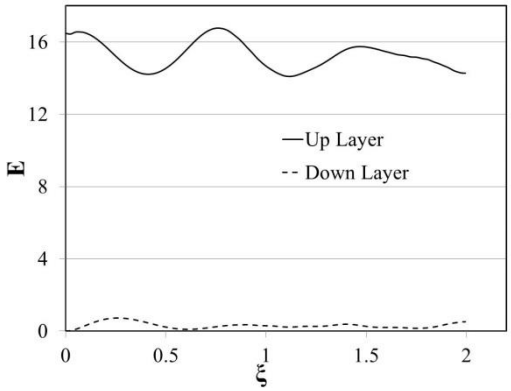


شکل (۴) نمودار انتقال انرژی در موجبر بالا به پایین به ازای توان ورودی کم

شکل (۴) نمودارانتقال انرژی از موجبر بالا به موجبر پایین به ازای توان ورودی کم می‌باشد. مشاهده می‌شود که به ازای توان‌های کم، اثرات غیرخطی ظاهر نمی‌شود یعنی در واقع پدیده‌ی جفت شدگی از لایه‌ی بالایی گرافن به لایه‌ی پایینی اتفاق می‌افتد.

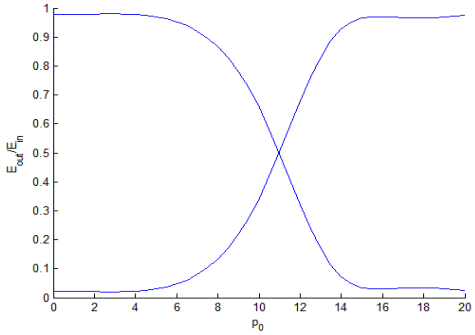


شکل (۵) نمودار انتشار پالس در موجبر بالای مربوط به مزدوج موازی گرافنی را در با مقدار $P_0 = 20$ می‌باشد



شکل (۶) نمودار انتقال انرژی در موجبر بالا به پایین به ازای توان ورودی زیاد با مقدار $P_0 = 20$.

شکل (۶) نمودارانتقال انرژی از موجبر بالا به موجبر پایین به ازای توان ورودی زیاد می‌باشد. مشاهده می‌شود که به ازای توان‌های زیاد، اثرات غیرخطی ظاهر می‌شود یعنی در واقع پدیده‌ی جفت شدگی از لایه‌ی بالایی گرافن به لایه‌ی پایینی اتفاق نمی‌افتد.



شکل (۷) نسبت انتقال انرژی در موجبر بالا به پایین به ازای توان‌های ورودی متفاوت

شکل (۷) نمودارمربوط به نسبت توان خروجی به توان ورودی به ازای قله توان‌های ورودی مختلف می‌باشد. همانطور که ملاحظه می‌شود نسبت انرژی خروجی به ورودی با افزایش توان تغییر می‌کند. طوری که برای توان ورودی‌های کم خروجی از موجبر پایین بیشینه و در توان های ورودی زیاد خروجی فقط از بالا صورت می‌گیرد. این به معنی سوئیچزنی با کنترل دامنه که همان سوئیچزنی تمام نوری است.

۴ - نتیجه‌گیری

با توجه به خواص گرافن و اثرات غیر خطی آن یک کوپلر گرافنی طراحی و سوئیچزنی سالیتون فضایی را در آن بررسی کردیم. نتایج نشان می دهد که رفتار غیر خطی کوپلر گرافنی به نحوی است که می توان با کنترل توان ورودی، خروجی را کنترل کرد و به یک سوئیچ تمام نوری راهیاب دست یافت. مزیت این نوع سوئیچها نسبت به سوئیچهای قبلی به کار رفتن گرافن در آن است که یکی از خصوصیت‌های جالب این ماده ابعاد کوچک آن است. با توجه با ابعاد کوچک گرافن می‌توان انتظار داشت از این کوپلرها برای طراحی سوئیچهای فوق سریع و مدارهای منطقی تمام نوری استفاده کرد.

مراجع

[۱]. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **۹۹**, ۰۱۶۸۰۳ (۲۰۰۷).

[۲]. A. V. Gorbach, Phys. Rev. A **۸۷**, ۰۱۳۸۳۰ (۲۰۱۳).

[۳]. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, J. Phys.: Condens. Matter **۲۰**, ۳۸۴۲۰۴ (۲۰۰۸).

[۴]. S. Kivshar and V. Shadrivov, Phys Rev B **۸۸**, ۰۴۵۴۴۳ (۲۰۱۳)

[Downloaded from opsi.ir on 2025-12-18]