

سوئیچ‌های الکترواپتیکی بر پایه جابه‌جایی گوس هانچن در یک بره کایرال ساختاری شبه همسانگرد آلائیده شده با نانوذرات فلزی

سیمین شیرین^۱، امیر مدنی^۱ و صمد روشن انتظار^۲

۱. گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: s_shirin@ubonab.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۰۲/۱۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۰۹/۲۲)

چکیده:

در این مقاله، کنترل الکتریکی جابه‌جایی جانبی پرتوهای بازتابی از یک بره نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد به صورت نظری بررسی شده است. این محیط از یک ماده کایرال ساختاری شبه همسانگرد که در آن نانو ذرات نقره به طور تصادفی در محیط کایرال پراکنده شده‌اند، ساخته شده است. نتایج نشان می‌دهد که در غیاب میدان الکتریکی با بسامد پایین، ساختار هیچ گاف باند فوتونی ندارد و جابه‌جایی جانبی نور بازتابیده از این ساختار بسیار ناچیز است. با اعمال میدان الکتریکی با بسامد پایین یک گاف باند فوتونی در طیف عبور ساختار ظاهر می‌شود که تنها از انتشار امواج قطبیده دایروی راستگرد جلوگیری می‌کند. در لبه‌های این گاف باند، جابه‌جایی‌های جانبی مثبت و منفی بزرگی مشاهده می‌شود. در این مقاله از خواص فوق‌الذکر برای طراحی سوئیچ‌های الکترواپتیکی استفاده شده است. همچنین نشان داده شده است که این جابه‌جایی‌های جانبی با تغییر زاویه تابش نور، کسر پرشوندگی نانوذرات فلزی و ضخامت بره قابل کنترل است.

واژه‌های کلیدی: جابه‌جایی گوس هانچن، شبه همسانگرد، کایرال ساختاری، کسر پرشوندگی و نانوکامپوزیت

۱. مقدمه

زمانی که یک پرتو نور با پهنای محدود از یک محیط با ضریب شکست بیشتر به محیطی با ضریب شکست کمتر تحت زاویه‌ای بزرگ‌تر از زاویه بحرانی بتابد (بازتاب داخلی کلی)، پرتو بازتابی برخلاف پیش‌بینی اپتیک هندسی یک جابه‌جایی عرضی نسبت به محل فرود پیدا می‌کند که در نتیجه آن مرکز نور بازتابی و تابشی بر هم منطبق نمی‌شوند. این پدیده به جابه‌جایی گوس هانچن معروف است. دلیل این جابه‌جایی تغییر فاز

متفاوت هر کدام از مؤلفه‌های تشکیل‌دهنده نور است [۱] که باعث می‌شود پرتو نور قبل از بازتاب کامل، مسافت کوچکی را در داخل محیط با ضریب شکست کمتر پیماید [۲]. این پدیده در سال ۱۹۴۷ توسط فیزیکدانان آلمانی هرمان گوس و هیلدا هانچن با مشاهده یک جابه‌جایی پرتو غیرعادی مطرح شد و سپس منجر به تحقیقات گسترده‌ای در فیزیک شد [۳]. در ابتدا مطالعات بر روی جابه‌جایی گوس هانچن تنها محدود به بازتاب‌های داخلی کلی بود اما طولی نکشید که وجود جابه‌جایی جانبی در بازتاب‌های جزئی و عبوری نیز گزارش شد [۴-۵] و مقادیر مثبت و منفی از این جابه‌جایی برای مواد

داده‌است که جابه‌جایی جانبی این پرتو در لبه‌های گاف براگ متفاوت بوده و پرتو جابه‌جایی جانبی مثبتی را در لبه پایین گاف براگ و جابه‌جایی جانبی منفی را در لبه بالا تجربه می‌کند که با ضریب پُرشوندگی نانوذرات، زاویه تابش و ضخامت بره نانوکامپوزیت قابل تنظیم است. همچنین در پژوهش دیگری کنترل الکتریکی جابه‌جایی جانبی از یک بره نانوکامپوزیت کایرال ساختاری را با یک میدان الکتریکی با بسامد پایین بررسی کرده‌ایم [۱۹] و نشان دادیم که می‌توان از اثر پاکلز برای کنترل جابه‌جایی جانبی بهره‌برد.

نانوکامپوزیت کایرال ساختاری نسل جدیدی از نانوکامپوزیت‌های دی الکتریک - فلز هستند که از ترکیب مواد کایرال ساختاری با نانوذرات فلزی ایجاد می‌شوند. در این ساختارها نانوذرات به طور کاتوره‌ای در ماده کایرال ساختاری پراکنده می‌شود [۲۰]. مواد کایرال ساختاری، مواد پیوستار و ناهمگن با تغییرات مارپیچی دی الکتریک ناهمسانگرد در طول یک محور ثابت هستند که شامل بلورهای مایع کلستریک، الاستومرها و لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده کایرال اند [۲۲-۲۱].

از برجسته‌ترین ویژگی‌های مواد کایرال ساختاری می‌توان به پدیده براگ دایروی اشاره کرد که بازتاب انتخابی قطبش نور است. مطابق با این پدیده، یک موج تخت قطبیده دایروی موافق با دستوارگی ساختار در ناحیه بسامدی خاصی به شدت بازتاب می‌شود در حالی که موج مشابه با دستوارگی مخالف به شدت عبور می‌کند. ناحیه طیفی که پدیده براگ در آن رخ می‌دهد، ناحیه براگ دایروی نامیده می‌شود. در این نوع از ساختارها باند براگ، هم به عنوان جداکننده قطبش و هم فیلتر طول موجی مطرح است. از این رو، استفاده از مواد کایرال ساختاری در فناوری‌های نوری بسیار جذاب است [۲۳ و ۲۴]. نوع خاصی از این مواد کایرال ساختاری نیز، مواد کایرال ساختاری شبه همسانگرد می‌باشند. این ساختارها در غیاب میدان الکتریکی علیرغم وجود ناهمگنی و ناهمسانگردی محیط، شبیه به یک محیط همسانگرد و همگن

مختلفی به دست آمد [۶-۷]. از جابه‌جایی گوس هانچن می‌توان در حسگرهای اپتیکی، سوئیچ‌های اپتیکی، قطبشگرها، فیلترها و ... استفاده کرد [۸-۱۲].

اخیراً نیز با پدیدار شدن مواد با ویژگی‌های جدید، مطالعه درباره پدیده جابه‌جایی گوس هانچن وسعت یافته‌است. به عنوان مثال این پدیده در فرامواد به صورت وسیع بررسی شده و جابه‌جایی قابل ملاحظه‌ای به دست آمده است [۱۳]. علاوه بر این جابه‌جایی گوس هانچن قابل تنظیم در موادی با خواص اپتیکی قابل تغییر شامل گرافن [۱۴] و مولیبدن دی سولفات [۱۵] مورد بررسی قرار گرفته‌است.

در سال‌های اخیر نیز با توجه به خواص منحصر بفرد مواد کایرال ساختاری و قابلیت تنظیم پذیری و خواص جالب ناشی از ناهمسانگردی و کایرالیته ساختار در این مواد، مطالعات بر روی جابه‌جایی گوس هانچن در مواد کایرال ساختاری مورد توجه جامعه علمی قرار گرفته‌است. برای نمونه وانگ و همکارانش جابه‌جایی جانبی قابل توجهی را در بازتاب از لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده کایرال به دست آورده‌اند [۱۶]. این ساختارها لایه‌هایی ناهمسانگرد و مصنوعی هستند که می‌توان با ترکیبی از لایه‌نشانی مایل و زیرلایه چرخان تولید کرد [۱۷]. از دید ماکروسکوپی می‌توان لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده کایرال را به صورت محیط پیوستار ناهمگن متناوب دو محوری و از نظر میکروسکوپی آرایه‌ای از نانومارپیچ‌های موازی تصور کرد. بررسی‌های آنها نشان داده‌است که در این ساختار دو نوع جابه‌جایی جانبی برای پرتوهای بازتابیده گوسی رخ داده‌است. نوع اول جابه‌جایی به دلیل پدیده براگ دایروی است که می‌تواند رو به جلو یا عقب باشد. نوع دوم نیز تحت بازتاب داخلی کلی ایجاد شده‌است. نویسندگان در مقالات اخیرشان نیز به بررسی جابه‌جایی‌های جانبی پرتوهای قطبیده دایروی بازتابیده و عبوری در یک بره نانوکامپوزیت کایرال ساختاری راستگرد پرداخته و تنظیم پذیری جابه‌جایی جانبی در این ساختار را مورد بررسی قرار داده‌اند [۱۸]. نتایج نشان داده‌است که تنها پرتو راستگرد هم‌قطبش بازتابیده در این ساختار می‌تواند جابه‌جایی جانبی قابل توجهی را در لبه‌های گاف براگ تجربه کند. علاوه بر این، نتایج نشان

۲. مدل ساختار و تئوری

در شکل ۱، پیکربندی از یک بره الکترواپتیکی کایرال ساختاری راستگرد شبه همسانگرد ارائه شده است. فرض کنید که این ساختار ناحیه‌ای از فضای آزاد به ضخامت L را اشغال کرده باشد ($0 \leq x \leq L$). همچنین محور x را جهت ناهمگنی و تناوبی ساختار در نظر بگیرید. تصور کنید که این محیط حساس به اثر پاکلز باشد که در معرض یک میدان الکتريکی خارجی قرار گرفته است. میدان الکتريکی خارجی با استفاده از الکترودهای شفاف نوری مانند ITO بین دو صفحه‌ای که محیط نانوکامپوزیتی بین آنها قرار گرفته، اعمال می‌شود. موج فرودی نیز باریکه گوسی قطبیده دایروی با پهنای $a = 250\lambda_m$ که $\lambda_m = 425\text{nm}$ است. اگر یک موج الکترومغناطیسی به طور مایل به موازات صفحه x - y در زاویه θ به این محیط تابش کند و پیکربندی میدان الکتريکی خارجی اعمالی با روابط زیر معین شده باشد:

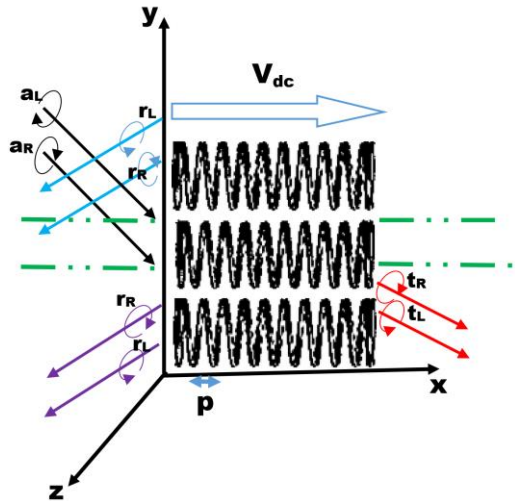
$$\begin{aligned} E_x^{dc} &= 0, \\ E_y^{dc} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$E_z^{dc} = \frac{V_{dc}}{L},$$

تانسور دی‌الکتريک ماده کایرال ساختاری تحت تأثیر میدان الکتريکی خارجی به صورت زیر به دست می‌آید [۲۵]:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1^{(e)} & -r_{\rho\sigma}\epsilon_1^{(e)}E_\rho^{dc} & -r_{\rho\tau}\epsilon_1^{(e)}\epsilon_\rho^{(e)}E_\rho^{dc} \\ -r_{\rho\sigma}\epsilon_1^{(e)}E_\rho^{dc} & \epsilon_1^{(e)} & -r_{\rho\tau}\epsilon_1^{(e)}\epsilon_\rho^{(e)}E_\rho^{dc} \\ -r_{\rho\tau}\epsilon_1^{(e)}\epsilon_\rho^{(e)}E_\rho^{dc} & -r_{\rho\tau}\epsilon_1^{(e)}\epsilon_\rho^{(e)}E_\rho^{dc} & \epsilon_\rho^{(e)} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

در اینجا دستگاه مختصات کارتزین اصلی با زیرنویس‌های ۱، ۲ و ۳ نشان داده شده و محور ۳ نیز به عنوان محور متمایز انتخاب شده است. همچنین E_k^{dc} ($k=1,2,3$) مؤلفه‌های اصلی میدان الکتريکی dc، $\epsilon_1^{(e)} = \epsilon_\rho^{(e)}$ و $\epsilon_\rho^{(e)}$ گذردهی‌های اصلی در ناحیه اپتیکی و ضرایب الکترواپتیکی با $1 \leq J \leq 6$ و $1 \leq k \leq 3$ هستند. به طور خاص، برای ساختار میزبان در نظر گرفته شده در اینجا که یک محیط موضعی تک محوره تقارن گروه نقطه‌ای $\bar{4}2m$ دارد، تنها ضرایب الکترواپتیکی $r_{\rho\tau}$ و $r_{\rho\sigma}$ غیر صفر هستند که $r_{\rho\sigma} = r_{\rho\tau}$ است.



شکل ۱. طرحواره‌ای از یک بره الکترواپتیکی نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد که در معرض میدان الکتريکی با بسامد پایین dc قرار گرفته و امواج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد به طور مایل به آن تابیده شده اند. در اینجا p ماده کایرال ساختاری است.

عمل می‌کنند و نمی‌توانند بین امواج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد تمایزی قائل شوند.

با این وجود در حضور میدان الکتريکی خارجی گاف فوتونی حساس به قطبش دایروی نشان می‌دهند که تنها از انتشار امواج هم‌قطبش موافق با دستوارگی ساختار جلوگیری می‌کنند [۲۵].

کاربرد اصلی این ساختارها در سوئیچ‌های اپتیکی است [۲۶]. ما نیز در این مقاله با بهره‌گیری از این ویژگی مواد کایرال ساختاری شبه همسانگرد به شبیه‌سازی یک سوئیچ الکترواپتیکی با استفاده از جابجایی گوس هانچن در محیط نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد پرداخته‌ایم. نشان داده شده است که با توجه به وابستگی جابجایی گوس هانچن پرتوهای بازتابی و عبوری به میدان الکتريکی خارجی و تنظیم‌پذیری این ساختارها می‌توان از آنها به عنوان سوئیچ الکترواپتیکی تنظیم‌پذیر استفاده کرد.

در این مقاله از نمادگذاری T_{RR} برای نمایش نور عبوری هم‌قطبش راستگرد، و از نمادگذاری T_{LR} برای نمایش نور عبوری با قطبش متقاطع راستگرد استفاده شده است. در این نمایش T_{LR} بیانگر این است که از یک نور فرودی قطبیده دایروی راستگرد، نور عبوری با قطبش دایروی چپگرد تولید شده است و به همین صورت برای مؤلفه‌های دیگر نیز می‌توان این نمادگذاری را به کار برد.

با اعمال شرایط مرزی و با بهره‌گیری از روش ماتریس انتقال و انجام محاسبات ریاضی، سرانجام ضرایب بازتاب و عبور با شکل ماتریسی زیر به دست می‌آید:

$$\begin{pmatrix} t_R \\ t_R \\ t_R \\ t_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{RR} & t_{RL} \\ r_{LR} & r_{LL} \\ t_{RR} & t_{RL} \\ r_{LR} & r_{LL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_R \\ a_L \end{pmatrix}, \quad (۸)$$

در این رابطه، t_{LR} و غیره ضرایب تراگسیل دایروی و r_{LR} و غیره ضرایب بازتاب دایروی هستند. مربع اندازه ضرایب بازتاب و عبور نیز متناظر با مقدار بازتاب و عبور است. بنابراین، $T_{RR} = |t_{RR}|^2$ عبور دایروی متناظر به ضریب عبور t_{RR} و غیره است.

برای محاسبه جابه‌جایی گوس-هانچن در محاسبات عددی، میدان تابشی باریکه گوسی با پهنای a که فرود مایل نسبت به صفحه $x-y$ داشته‌است را به صورت $E_i(y) = \exp(-\frac{y^2}{2a^2} + ik_y y)$ در نظر گرفته‌ایم که در این رابطه، $k_y = k \sin(\theta)$ مؤلفه موازی با سطح مشترک بردار موج تابشی است. طبق تعریف جابه‌جایی گوس-هانچن به صورت زیر است [۳۰-۳۱]:

$$\Delta = \frac{1}{a} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} y |E_j(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_j(y)|^2 dy}, \quad (j=r, t), \quad (۹)$$

که در آن پروفایل میدان باریکه بازتابی و عبوری که باید از باریکه تابشی به دست آید به صورت

$$E_r(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} r(k_y) \tilde{E}_i(k_y) \exp(ik_y y) dk_y, \quad (۱۰)$$

$$E_t(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} t(k_y) \tilde{E}_i(k_y) \exp(ik_y y) dk_y,$$

است. لازم به ذکر است که در روابط بالا، $r(k_y)$ و $t(k_y)$ به ترتیب ضرایب بازتاب و عبور و $\tilde{E}_i(k_y)$ تبدیل فوریه باریکه فرودی هستند.

شکل ماتریسی معادلات ماکسول در محیط غیرمغناطیسی با تعریف چهار مؤلفه $\psi(x) = (e_y, e_z, h_y, h_z)$ به شکل زیر است [۲۷]:

$$\frac{\partial \psi(x)}{\partial x} = ik_x A(x) \psi(x), \quad (۳)$$

که در آن ماتریس $A(x)$ عبارت است از:

$$A(x) = \begin{pmatrix} -\frac{k_y \epsilon_{xy}(x)}{k_0 \epsilon_{xx}(x)} & -\frac{k_y \epsilon_{xz}(x)}{k_0 \epsilon_{xx}(x)} & 0 & -\frac{k_y^2 \epsilon_{xy}(x)}{k_0^2 \epsilon_{xx}(x)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\epsilon_{zy}(x) & \frac{k_y^2}{k_0^2} - \epsilon_{zz}(x) & 0 & \frac{k_y \epsilon_{zx}(x)}{k_0 \epsilon_{xx}(x)} \\ \epsilon_{yx}(x) & \epsilon_{yz}(x) & 0 & -\frac{k_y \epsilon_{yx}(x)}{k_0 \epsilon_{xx}(x)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ \frac{\epsilon_{zx}(x) \epsilon_{xy}(x)}{\epsilon_{xx}(x)} & \frac{\epsilon_{zx}(x) \epsilon_{xz}(x)}{\epsilon_{xx}(x)} & 0 & 0 \\ -\frac{\epsilon_{yx}(x) \epsilon_{xy}(x)}{\epsilon_{xx}(x)} & -\frac{\epsilon_{yx}(x) \epsilon_{xz}(x)}{\epsilon_{xx}(x)} & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

در روابط بالا $k_x = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج در فضای آزاد و $\epsilon_{i,j}(x)$ عناصر تانسور دی الکتریک ماده کایرال‌اند. با آلایندن نانوذرات فلزی در ماده کایرال ساختاری و از طریق تئوری ماکسول گارنت تعمیم‌یافته [۲۰]، گذردهی‌های دی الکتریکی محیط مؤثر به صورت

$$\epsilon_r^e(\omega) = \epsilon_r^{(c)} \left[1 + \frac{f}{\frac{\epsilon_r^{(c)}}{\epsilon_m(\omega) - \epsilon_r^{(c)}} + \frac{1-f}{3}} \right], \quad (۵)$$

و

$$\epsilon_r^e(\omega) = \epsilon_r^{(c)} \left[1 + \frac{f}{\frac{\epsilon_r^{(c)}}{\epsilon_m(\omega) - \epsilon_r^{(c)}} + \frac{1-f}{3}} \right], \quad (۶)$$

به دست می‌آید.

یک جواب عمومی معادله (۳) برای انتشار موج از $x=0$ تا $x=L$ در یک محیط ناهمگن و ناهمسانگرد به صورت زیر است:

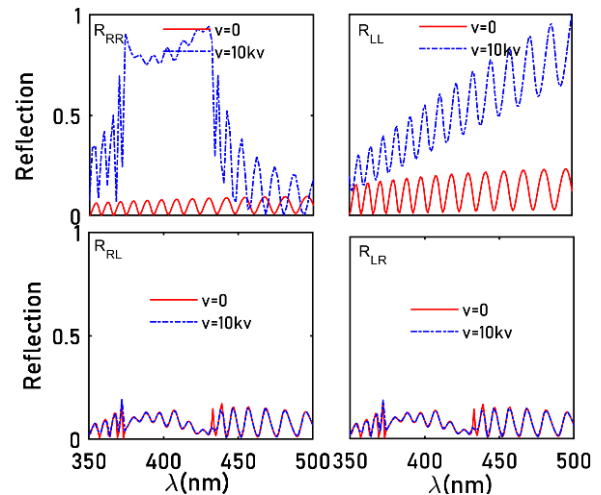
$$\psi(L) = M \psi(0) = \exp \left[ik_x \int_0^L A(x') dx' \right] \psi(0), \quad (۷)$$

M ماتریس انتقال کل ساختار است که بردار موج ψ در سمت چپ ساختار را به بردار موج در سمت راست مرتبط می‌کند. برای به دست آوردن ماتریس انتقال M از روش ارائه شده در مرجع [۲۸-۲۹] استفاده شده‌است.

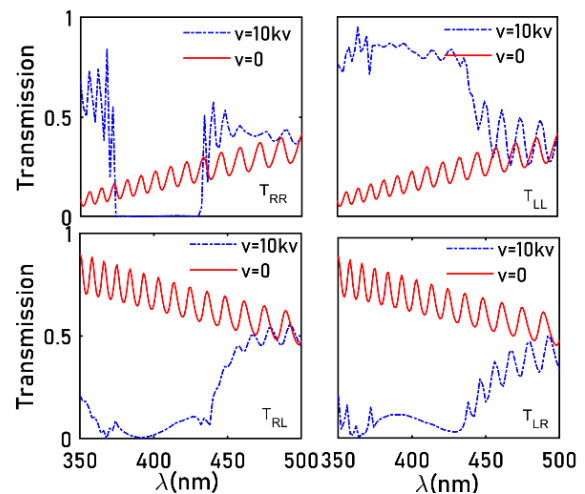
خط چین) که در آن زاویه تابش نور فرودی $\theta = 45^\circ$ است، نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که در اینجا میدان الکتریکی خارجی بسیار کمتر از قدرت میدان الکتریکی اتمی ویژه در نظر گرفته شده است [۲۶ و ۳۲] و احتمال شکستن اتم و اثر حرارتی را نیز در نظر نگرفته‌ایم. این امر به میزان قابل توجهی به زمان روشن شدن ولتاژ dc بستگی دارد. نتایج ما نشان می‌دهد که در غیاب ولتاژ خارجی، ساختار بازتاب قابل توجهی را برای هیچ یک از مؤلفه‌های باریکه نور فرودی نشان نمی‌دهد. با این حال در حضور ولتاژ خارجی $v = 10 \text{ kV}$ ، باریکه راستگرد هم‌قطبش در مقایسه با مؤلفه‌های دیگر بازتاب قابل ملاحظه‌ای را تجربه می‌کند. این شکل به وضوح نشان می‌دهد که یک گاف باند بازتابی در فاصله طول موج $374 - 432$ نانومتر برای باریکه راستگرد هم‌قطبش خلق شده است که به دلیل رفتار دوره‌ای ساختار نانوکامپوزیت کایرال ساختاری الکترواپتیکی در حضور ولتاژ خارجی ایجاد شده است. به عبارت دیگر، اعمال میدان الکتریکی، باعث باز شدن گاف براگ دایروی شده است که به قطبش نور تابشی وابسته است و تنها از انتشار امواج قطبیده دایروی راستگرد جلوگیری می‌کند.

در شکل ۳، طیف عبور هم‌قطبش و پادقطبش دایروی را به صورت تابعی از طول موج برای دو مقدار ولتاژ اعمال شده، $v = 0$ (خط ممتد) و $v = 10 \text{ kV}$ (خط چین) رسم کرده‌ایم. این شکل به وضوح عبور پادقطبش ناچیزی را بر خلاف عبور هم‌قطبش نشان می‌دهد. طیف عبور هم‌قطبش نیز در توافق با شکل ۲، یک گاف براگ دایروی بزرگ را در حضور ولتاژ خارجی برای امواج قطبیده دایروی راستگرد هم‌قطبش نشان می‌دهد. این شکل همچنین بیانگر این نکته است که اعمال ولتاژ خارجی در این شرایط منجر به ایجاد ناهمگنی و ناهمسانگردی در ساختار شده که به تشکیل گاف براگ دایروی منجر شده است.

در ادامه برای بررسی بیشتر اثر میدان الکتریکی بر خواص اپتیکی ساختار، ابتدا به بررسی تغییرات فازی و سپس به محاسبه جابه‌جایی جانبی باریکه‌های گوسی بازتابیده و عبوری با قطبش دایروی می‌پردازیم. با توجه به بازتاب و عبور بسیار



شکل ۲: طیف بازتاب هم‌قطبش و پادقطبش امواج قطبیده دایروی تحت فرود مایل $\theta = 45^\circ$ به صورت تابعی از طول موج در غیاب ولتاژ خارجی $v = 0$ (خطوط ممتد) و در حضور ولتاژ خارجی $v = 10 \text{ kV}$ (خطوط ممتد).



شکل ۳: طیف عبور هم‌قطبش و پادقطبش امواج قطبیده دایروی تحت فرود مایل $\theta = 45^\circ$ به صورت تابعی از طول موج در غیاب ولتاژ خارجی $v = 0$ (خطوط ممتد) و در حضور ولتاژ خارجی $v = 10 \text{ kV}$ (خطوط نقطه‌ای).

۳. نتایج و بحث

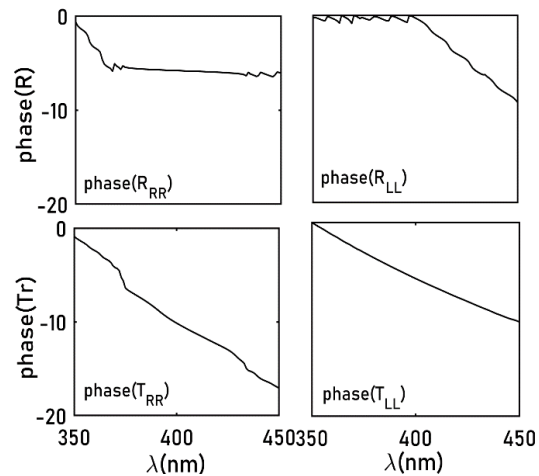
در محاسبات عددی محیط کایرال تک‌محوری الکترواپتیکی با تقارن \bar{C}_{2v} و با پارامترهای $\epsilon_1 = 2/7$ ، $\epsilon_2 = 3/2$ ، $\epsilon_3 = 3/2$ ، $r_{11} = 9 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$ ، $r_{21} = 3r_{11}$ و $r_{33} = 270 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است که در آن p گام ماده کایرال ساختاری است [۲۰].

شکل ۲ طیف‌های بازتاب هم‌قطبش و پادقطبش دایروی از ساختار فوق را به صورت تابعی از طول موج برای دو مقدار ولتاژ اعمال شده، $v = 0$ (خطوط ممتد) و $v = 10 \text{ kV}$ (خطوط

است که باریکه بازتابی راستگرد هم قطبش، مقادیر قابل توجهی از جابه‌جایی را تنها در حضور ولتاژ خارجی در لبه‌های بالا و پایین گاف براگ با علامت مخالف (جابه‌جایی مثبت و منفی) تجربه می‌کند که ناشی از تغییرات فازی بزرگ ضریب بازتاب نور راستگرد هم قطبش در این طول‌موج‌ها است. لازم به ذکر است که جابه‌جایی جانبی منفی عمدتاً در مواد چپگرد گزارش شده است [۲۲-۲۳]. در ساختار فعلی نیز علت شکل‌گیری جابه‌جایی منفی، ایجاد پدیده براگ دایروی در حضور ولتاژ خارجی است که ناشی از ناهمسانگردی و کایرالیته محیط است. همچنین علاوه بر لبه‌های گاف براگ در برخی از طول‌موج‌های دیگر نیز جابه‌جایی قابل توجهی مشاهده می‌شود. با این حال، با توجه به بازتاب کم در این طول‌موج‌ها، در ادامه ما فقط به بررسی جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم قطبش در طول‌موج‌های لبه پایین λ_L و لبه بالای λ_U گاف براگ می‌پردازیم و اثرات پارامترهای مختلف را در این نواحی بررسی می‌کنیم.

ابتدا به بررسی اثر کسر پُرشوندگی نانوذرات فلزی بر جابه‌جایی جانبی پرتو راستگرد هم قطبش بازتابی در لبه‌های گاف براگ می‌پردازیم. مقدار جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم قطبش در لبه‌های پایین (λ_L) و بالایی (λ_U) گاف براگ به ترتیب در شکل ۶ الف و ب به صورت تابعی از طول‌موج برای سه مقدار کسر پُرشوندگی $f = 0$ ، $f = 0.0003$ و $f = 0.0005$ رسم شده است. این شکل به وضوح نشان می‌دهد که مقدار جابه‌جایی جانبی مثبت باریکه بازتابی راستگرد هم قطبش در لبه پایین گاف براگ و جابه‌جایی جانبی منفی باریکه بازتابی راستگرد هم قطبش در لبه بالای گاف براگ در حضور ولتاژ خارجی، با افزایش کسر پُرشوندگی نانوذرات کاهش می‌یابد. نتایج ما نشان می‌دهند که حضور نانوذرات فلزی علاوه بر تأثیر بر مقدار جابه‌جایی جانبی بر موقعیت طول‌موج‌های لبه گاف باند براگ نیز تأثیر گذاشته و منجر به انتقال آنها می‌شود. یعنی با افزایش کسر پُرشوندگی نانوذرات فلزی، هر دو لبه گاف براگ کمی به سمت طول‌موج‌های پایین‌تر انتقال پیدا می‌کنند. میزان انتقال طول‌موج در لبه بالا، قسمت (ب) بیشتر از لبه پایین گاف براگ است.

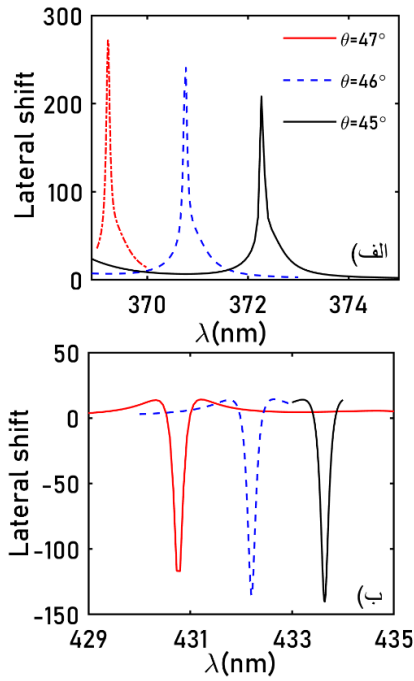
ناچیز باریکه‌های پادقطبش، در اینجا فقط به بررسی تغییرات فازی باریکه‌های بازتابی و عبوری هم قطبش می‌پردازیم.



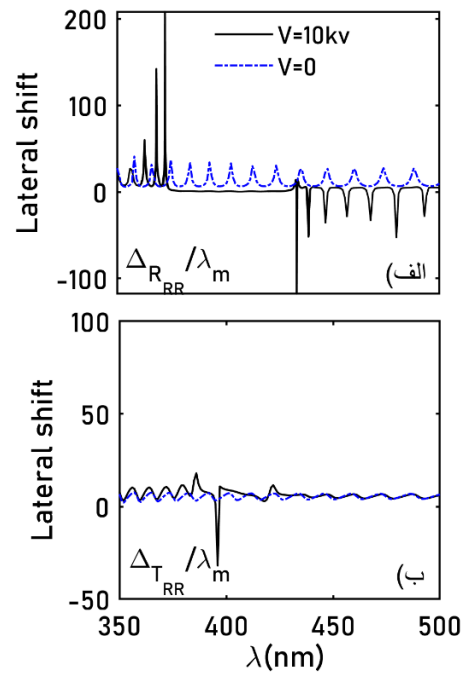
شکل ۴. تغییرات فازی ضریب بازتاب و عبور امواج قطبیده دایروی هم قطبش به صورت تابعی از طول موج در حضور ولتاژ خارجی $v = 10 \text{ kv}$.

در شکل ۴ تغییرات فازی ضریب بازتاب و عبور امواج هم قطبش دایروی را به صورت تابعی از طول‌موج در حضور ولتاژ $v = 10 \text{ kv}$ رسم کرده‌ایم. نتایج به دست آمده از این شکل نشان می‌دهد که تنها ضرایب بازتاب و عبور امواج قطبیده دایروی راستگرد مقادیر قابل توجهی از تغییرات فازی را در لبه‌های بالا و پایین گاف براگ در حضور ولتاژ خارجی تجربه می‌کنند. این در حالی است که ضرایب بازتاب و عبور امواج قطبیده دایروی چپگرد تغییرات فازی ناچیزی را نشان می‌دهند. بنابراین در گام بعدی، به بررسی رفتار باریکه بازتابی و عبوری راستگرد هم قطبش در حضور ولتاژ خارجی می‌پردازیم. انتظار داریم جابه‌جایی جانبی بزرگی را در نواحی که تغییرات فازی شدیدی رخ داده است، یعنی در لبه‌های گاف براگ دایروی، مشاهده کنیم.

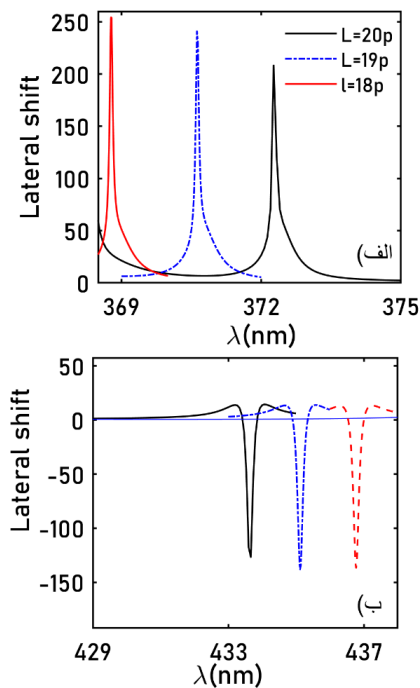
در شکل ۵ جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی و عبوری راستگرد هم قطبش را به صورت تابعی از طول‌موج تحت تابش مایل با زاویه تابش $\theta = 45^\circ$ در غیاب ولتاژ خارجی $v = 0$ (خطوط نقطه‌ای) و در حضور ولتاژ خارجی $v = 10 \text{ kv}$ (خطوط ممتد) رسم کرده‌ایم. در اینجا پارامترهای دیگر استفاده شده همانند شکل ۲ است. نتایج به دست آمده از این شکل نشان می‌دهد که جابه‌جایی جانبی باریکه عبوری بسیار ناچیز است. این در حالی



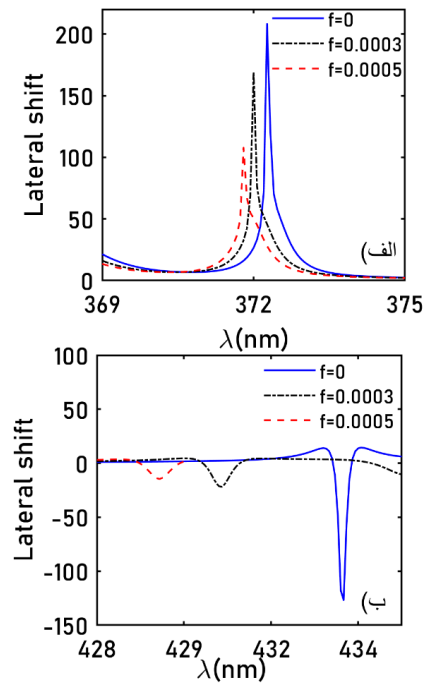
شکل ۷. مقدار جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم‌قطبش در لبه‌های (الف) پایین و (ب) بالایی گاف براگ به صورت تابعی از طول موج برای چندین زاویه تابش مختلف. سایر پارامترها همانند شکل ۲ هستند.



شکل ۵. جابه‌جایی‌های جانبی (الف) باریکه بازتابی راستگرد هم‌قطبش، (ب) باریکه عبوری راستگرد هم‌قطبش به صورت تابعی از طول موج در غیاب ولتاژ خارجی $V = 0$ (خطوط نقطه‌ای) و در حضور ولتاژ خارجی $V = 10\text{kv}$ (خطوط ممتد).



شکل ۸. مقدار جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم‌قطبش در لبه‌های (الف) پایین و (ب) بالایی گاف براگ به صورت تابعی از طول موج برای چندین ضخامت بره مختلف. سایر پارامترها همانند شکل ۲ هستند.



شکل ۶. مقدار جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم‌قطبش در لبه‌های (الف) پایین و (ب) بالایی گاف براگ به صورت تابعی از طول موج برای چندین کسر پرشوندگی مختلف. سایر پارامترها همانند شکل ۲ هستند.

ضخامت بره نانوکامپوزیتی کمی به سمت طول موج‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثر پاکلز بر روی خواص اپتیکی بره نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد مطالعه شد. نشان دادیم که می‌توان از اثر پاکلز برای کنترل طیف‌های اپتیکی ساختار تحت مطالعه با استفاده از یک میدان الکتریکی با بسامد پایین (dc) بهره برد. نتایج ما نشان داد که اثر پاکلز آنقدر چشمگیر است که یک گاف باند، فیلتر قطبش دایروی را زمانی که چنین گافی در غیاب میدان الکتریکی با بسامد پایین وجود ندارد، باز می‌کند. سپس تغییرات فازی پرتوهای بازتابی و عبوری از این ساختار را بررسی کردیم و نشان دادیم که تنها امواج قطبیده دایروی راستگرد هم‌قطبش در لبه‌های گاف براگ دایروی تغییرات فازی شدیدی را نشان می‌دهند. در ادامه جابه‌جایی‌های جانبی باریکه‌های قطبیده دایروی بازتابی و عبوری از این ساختار را در لبه‌های گاف باند فوتونی با استفاده از روش ماتریس انتقال بررسی کردیم. نشان دادیم که تنها باریکه راستگرد هم‌قطبش بازتابی جابه‌جایی جانبی قابل توجه در لبه‌های گاف براگ دارد. همچنین مطالعات ما نشان داد که این باریکه، جابه‌جایی جانبی مثبت را در لبه پایین گاف براگ و جابه‌جایی جانبی منفی را در لبه بالا تجربه می‌کند. علاوه بر این، اثر پارامترهای مختلفی مانند کسر پرشوندگی نانوذرات، زاویه تابش، و ضخامت بره بر جابه‌جایی جانبی در حضور و لنتاژ خارجی بررسی شد.

در ادامه، ما اثر زاویه تابش را بر جابه‌جایی جانبی باریکه راستگرد هم‌قطبش بازتابی در لبه‌های گاف براگ بررسی کرده‌ایم. شکل ۷. الف و ب به ترتیب مقدار جابه‌جایی جانبی را در لبه‌های پایین (λ_L) و بالایی (λ_U) گاف براگ به صورت تابعی از طول موج در غیاب نانوذرات فلزی و در حضور و لنتاژ خارجی $v=10\text{ kV}$ برای سه مقدار زاویه تابش مختلف نشان می‌دهد. در اینجا، جابه‌جایی جانبی در لبه پایین گاف باند با افزایش زاویه تابش، افزایش می‌یابد و جابه‌جایی جانبی منفی در لبه بالای گاف باند با افزایش زاویه تابش کاهش می‌یابد. همچنین، هر دو لبه گاف براگ با افزایش زاویه تابش کمی به سمت طول موج‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شوند.

سرانجام، ما می‌خواهیم اثر ضخامت بره الکترواپتیکی نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد را بر جابه‌جایی جانبی باریکه بازتابی راستگرد هم‌قطبش در حضور و لنتاژ خارجی مورد بررسی قرار دهیم. شکل ۸. الف و ب به ترتیب مقدار جابه‌جایی جانبی پرتو راستگرد هم‌قطبش بازتابی را در لبه‌های پایین (λ_L) و بالایی (λ_U) گاف براگ به صورت تابعی از طول موج در غیاب نانوذرات فلزی با $\theta = \pi/4$ و $v=10\text{ kV}$ برای سه ضخامت مختلف نشان می‌دهد. از این شکل واضح است که هر دو جابه‌جایی جانبی مثبت و منفی پرتو راستگرد هم‌قطبش بازتابی در لبه‌های پایین و بالا (λ_L و λ_U) به طور جزئی با افزایش ضخامت بره کاهش می‌یابند. برخلاف شکل ۶ و شکل ۷، مشاهده می‌کنیم که با افزایش ضخامت بره الکترواپتیکی نانوکامپوزیت کایرال ساختاری شبه همسانگرد لبه پایین گاف براگ λ_L ، جابه‌جایی به سمت طول موج‌های قرمز را تجربه می‌کند. این در حالی است که مشابه با قبل، λ_U با افزایش

مراجع

1. A Namdar, R Talebzadeh, and K Jamshidi-Ghaleh, *Opt. Laser. Technol* **49** (2013) 183.
2. M Cheng, *et al.*, *JOSA. B* **31** (2014) 2325.
3. K Artmann, *Annalen. Der. Physik* **437** (1948) 87.
4. MA Porras, *Opt. Commun* **135** (1997) 369.
5. A Haibel, G Nimtz, and AA Stahlhofen, *Phys. Rev. E* **63** (2001) 047601.
6. YS Dadoenkova, *et al.*, *Photonic Nanostruct* **11** (2013) 345.
7. D Zhao, *et al.*, *Opt. Quantum. Electron* **50** (2018) 323.
8. T Tang, *et al.*, *Appl. Phys. B* **122** (2016) 1.
9. K V Sreekanth, *et al.*, *Adv. Opt. Mater* **7** (2019) 1900081.
10. H Horng, *et al.*, *Appl. Phys. Lett* **85** (2004) 5592.
11. Y Wang, Y Liu, and B Wang, *Microstruct* **60** (2013) 240.
12. Y Bludov, M Vasilevskiy, and N Peres, *J. Appl. Phys* **112** (2012) 084320.

13. A Namdar, IV Shadrivo, and YS Kivshar, *Phys. Rev. A* **75** (2007) 053812.
14. A Madani and S Roshan Entezar, Superlattice. *Microst* **86** (2015) 105.
15. Q You, *et al.*, *Opt. Mater. Express* **8** (2018) 3036.
16. F Wang and A Lakhtakia, *Opt. Commun* **235** (2004) 107.
17. K Robbie, MJ Brett, and A Lakhtakia, *Nature* **384** (1996) 616.
18. S Shirin, A Madani, and S Roshan Entezar, *Opt. Mater* **107** (2020) 110026.
19. S Shirin, A Madani, and S Roshan Entezar, *Phys. Scr* **95** (2020) 095504.
20. J Mendoza, J Reyes and, C Avendaño, *Phys. Rev. A* **94** (2016) 053839.
21. J Fergason, *Mol. Cryst* **1** (1966) 293.
22. H Finkelmann, *et al.*, *Adv. Mater* **13** (2001) 1069.
23. A Lakhtakia and R Messier, “Sculptured Thin Films: Nanoengineered Morphology and Optics”, SPIE (2005).
24. I J Hodgkinson, *et al.*, *Opt. Commun* **239** (2004) 353.
25. A Lakhtakia, Microw. *Opt. Technol. Lett.* **34** (2002) 5. J A Reyes and A Lakhtakia, *Opt. Commun* **259** (2006) 164.
26. C Avendano, I Molina, and J Reyes *Liq. Cryst* **40** (2013) 172.
27. I Abdulhalim, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt* **1** (1999) 646.
28. D Berreman, B Laboratories, and M Hill, *J. Opt. Soc. Am* **63** (1973) 1374.
29. I V Shadrivov, *et al.*, *Opt. Express* **13** (2005) 481.
30. J He, Yi J and, S He, *Opt. Express* **14** (2006) 3024.
31. R Boyd, “Nonlinear Optics”, USA: Academic, (2008).