

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۱، شمارهٔ ۴، زمستان ۱۴۰۰

تولید نور کُند توسط بلورهای فوتونی یک – بعدی جهت کاربرد در حافظههای کوانتومی

رامین شیری، علیرضا بنانج، حسین شاهرخ آبادی و تایماز فتحالهی خلخالی

پژوهشکدهٔ فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی، تهران

پست الكترونيكي: abananeg@aeoi.org.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۲/۲۴ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۴۰۰/۰۵/۱۰)

چکیدہ

در این تحقیق، یک ابزار نوری کارآمد و کم حجم برای کند کردن نور با استفاده از بلورهای فوتونی موج دار با الگوهای مختلف مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. ساختار پیشنهادی، تأخیر گروهی نسبتاً بزرگ با پهنای باند وسیع و پاشـندگی سـرعت گـروه تقریباً صفر را در ناحیـه فروقرمز نزدیک نشان میدهد. همچنین به دلیل پاشندگی سرعت گروه صفر اعمالی بر تپ عبوری، تپ خروجی با کیفیت باریکهٔ مطلوبی از ایـن روش حاصل میشود. برای مقایسه، سه ساختار مختلف بلور فوتونی با الگوهای مثلثی، سینوسی و سینوسی مـدرج مـورد بررسی قـرا گرفت. ضریب گروهی به بزرگی ۵ و پهنای باند حدود ۵۰ نانومتر با ساختار بلور فوتونی سینوسی به طول ۸ میکرون به دست آمد. این ساختار نور کُنـد جهت کاربرد در حافظههای کوانتومی بسیار امیدبخش است.

واژههای کلیدی: بلور فوتونی موجدار، تأخیر گروه، پاشندگی، نور کند، فروقرمز نزدیک، حافظهٔ کوانتومی

۱. مقدمه

اصطلاح نور کُند عموماً به سیگنالهای نوری اطلاق می شود که با سرعتی بسیار پایین تر از سرعت نور در خلاً منتشر می شوند [۱]. این امر به معنی کاهش سرعت گروه نور است که باعث فشردگی سیگنالهای نوری و به تبع آن متمرکز شدن انرژی نوری در فضا شده و لذا منجر به افزایش اندرکنش نور ماده می شود [۲]. اگرچه در فناوری انتقال دادهها، انتقال با سرعت نور مزیت بسیار خوبی به شمار می آید لیکن، این موضوع پردازش سیگنالهای نوری را در

حوزهٔ زمان مشکل میکند. توانایی کنترل شار انرژی حمل شده توسط تپهای نوری و به خصوص امکان دسترسی به سرعتهای گروه پایین در تحقق اسباب فوتونی مجتمع و کارآمد یک موضوع اساسی است [۳]. نور کُند در یک میکروچیپ کاربردهای بالقوه زیادی شامل بافرهای فشردهٔه نوری، خطوط تأخیر نوری و پردازشگرهای تمام-نوری سیگنال دارد [۲ و ۴-۷]. کُندسازی یک فرایند خطی بدون اتلاف است و لذا تمام ویژگیهای تپ نوری کُند شده، به ویژه حالت کوانتومی آن،

پایسته می ماند. بنابراین کُندشدگی سرعت گروه به منزلهٔ ذخیرهسازی موقت نور بوده و می تواند از نقطه نظر کاربرد در حافظه های کوانتومی جالب توجه باشد. وقتی یک تپ نوری در یک محیط بدون جذب با پاشندگی خطی منتشر می شود شار فوتونی آن با نسبت سرعت گروه، ی⁹ ، به سرعت نور در خلا، *م* کاهش می یابد به طوری که (*م*/g v=0*n*). با این حال، متوسط زمانی فوتون هایی که از صفحهٔ عمود بر امتداد انتشار عبور می کنند ثابت باقی می ماند. لذا، بایستی فوتون ها در مجموعهٔ ترکیبی اتم ها و تابش به طور موقت ذخیره شوند. گرایش به انتشار کُند امواج صرفاً به بسامدهای نوری محدود نبوده و در بسامدهای پایین تر از ناحیه فرو قرمز دور تا محدودهٔ میکرومتر نیز کاربردهای قابل توجهی دارد [۸–۹].

در دههٔ اخیر، چندین روش مختلف برای کُندسازی نور ارائه شده است که این روش ها را می توان در دو نوع عمدهٔ فرایندهای فیزیکی طبقهبندی کرد. نوع اول باعث تغییر پاشندگی ماده می شود که شامل شفافیت القائی الکترومغناطیسی [۱۰–۱۱] و نوسان همدوس جمعیت [۲۱– ۱۳] بوده و نوع دیگر باعث افزایش پاشندگی ساختاری محیط تناوبی چندساختاری از قبیل ساختارهای دی الکتریک [۱۴–۱۵] و بلورهای فوتونی [۱۶–۲۰] است. مزیت نوع اول، سرعت گروه پایین تر [۱۰] و مزایای نوع دوم که مد نظر این مقاله است عملکرد آن در دمای اتاق، قابلیت تجمیع با عناصر نوری دیگر، پهنای باند وسیع تر و ابعاد بسیار کوچک ابزار است.

بلورهای فوتونی موادی با ثابت دیالکتریک تناوبی هستند. چنانچه طولموج نور تابشی بر بلور از مرتبهٔ تناوب ساختار باشد تداخل امواج جزئی پراکنده شده از مرزهای دیالکتریک منجر به شکل گیری ساختار باند برای فوتونها میشود. اگر اختلاف ضرایب شکست مواد تشکیل دهندهٔ بلور فوتونی به اندازهٔ کافی بزرگ باشد یک گافباند فوتونی تشکیل میشود به طوری که در آن ناحیهٔ بسامدی، هیچ نوری با راستا و قطبش خاصی نمی تواند از ساختار عبور کند. اما گافباند فوتونی کامل

Archive of SID.ir

به معنی ایجاد یک ناحیهٔ بسامدی ممنوعه در تمامی جهات ممکن و برای تمامی قطبشها صرفاً در بلورهای فوتونی سـه-بعدی تشکیل میشود. اگرچه این بلورهای سه-بعدی بسیار امیدبخش به نظر میرسند و به طور گستردهای به صورت نظری مورد مطالعه قرار گرفتهاند ولي ساخت عملي آن هنوز هم چالشی بزرگ محسوب می شود [۲ و ۱۶-۲۵]. لذا، بلورهای با ابعاد پایین تر که ساخت آن آسان تر بوده و بیشتر ویژگی های جالب ساختارهای سه-بعدی را نیز دارند اهمیت زیادی پیدا كردهاند. اخیراً، بلورهای فوتونی یک-بعدی خواص نوری بسیار جالبی را نشان دادهاند که مورد توجه محققین قرار گرفته است [۲۹–۲۲]. ایجاد نور کند با این نوع بلورها نیز در چندین مقاله گزارش شده است [۳۱ و ۳۳–۳۴]. بـا اصـلاح مناسـب هندسـهٔ لايهها، به عنوان مثال با تغيير هندسة لايه از يك لاية نازك تخت به لاية موجى-شكل با الكوى سينوسى يا مثلثي مي توان میزان عبوردهی، بازتابندگی و همچنین رفتار پاشـندگی سـاختار را با درجهٔ آزادی بالایی کنترل کرد [۳۵] و به یک ابـزار نـوری كارآمدى جهت توليد نور كُند دست يافت.

دو مشکل اساسی ایجاد نور کُند در بلورهای فوتونی، میزان اتلاف و پاشندگی محیط است به طوری که هر مزیت ناشی از نور کُند با تلفات اضافی و پهنشدگی تپ زایل میشود [۳۶]. در محیطهای پاشنده، سرعت گروه وابستگی شدیدی به بسامد داشته و میزان آن معمولاً توسط پاشندگی سرعت گروه⁷ (GVD) مشخص میشود. از آنجا که هر تپ نوری مؤلفههای طیفی معینی دارد لذا به خاطر وجود GVD، تپ نوری در انتشار از یک محیط پاشنده دچار پهنشدگی خواهد شد که این امر باعث از بین رفتن بیشتر مزایای آن در حوزهٔ نور کُند شده و پهنای باند قابل استفاده نور را به شدت محدود میسازد [۲ و مختلف که هدف آن ایجاد سرعت گروه ثابت با بیشترین پهنای باند ممکن است برطرف میشود. هر چه حاصل ضرب تأخیر گروهی –پهنای باند بزرگتر باشد کارایی روش بالاتر خواهد بود [۲۰ و ۲۵–۳۲].



^{1.} Electromagnetically Induced Transparency (EIT)

Y. Coherent Population Oscillation (CPO)

۳. Group velocity dispersion

جلد ۲۱، شمارهٔ ۴



شـکل ۱. (رنگـی در نسـخه الکترونیکـی) طرحـوارهٔ بلـور فوتـونی موجدار: الف) ساختار مثلثی، ب) ساختار سینوسی.

است. ثابت افقی شبکهٔه بلوری برای ساختارهای مثلثی و سینوسی به ترتیب ۳۶۰ و ۴۱۵ نانومتر است.

دندانه های ساختار مثلثی شیب (۰/۹) tan^{-۱} دارند. به منظور قرار دادن بسامد قطع ساختار سينوسي در محدوهٔ برابر با بسامد قطع ساختار مثلثي، ثابت افقمي شبكه بلوري ساختار سینوسی بزرگتر انتخاب شده است. ضـخامت فیزیکـی هـر دو لايه ضريب شكست بالا و يايين در هر دو ساختار مورد مطالعـه برابر با ۲۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است، بنابراین ثابت عمودی شبکه در هر دو ساختار برابر با ۴۰۰ نانومتر است. مجموعاً ۲۰ جفت لایه در هر ساختار به کار رفته است، لـذا ارتفاع هر ساختار برابر ۸ میکرون است. محاسبات لازم در ایـن بررسی با استفاده از روش تفاضل محدود دامنهٔ زمان ٔ انجام شده و فرض شده است که نور فرودی قطبش TE دارد. در این روش، هندسهٔ مورد نظر را به حجمهای کوچکی به نام سلول یی ؓ تقسیم میکنیم. سپس معادلات تفاضلی ماکسول برای سه مؤلفهٔ بردار میدان مغناطیسی و الکتریکی نوشته شده و با شرایط مرزى سلولهاى مجاور حل مىشوند. بدين وسيله تحول زماني بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی محاسبه شده و برای محاسبة پاسخ طيفي ساختار نسبت به امواج الكترومغناطيسي فرودی، از تبدیل فوریه استفاده میشود [۴۸]. بررسی ویژگییهای نوری بلورهای فوتونی با استفاده از روش

۳. Yee cell

در این مقاله، یک بلور فوتونی موجدار یک-بعدی با الگوهای مختلف به عنوان یک ابزار جدید نوری جهت تولید نور کُند با GVD کنترل شده معرفی میشود. بلورهای فوتونی موج دار در مقایسه با بلورهای فوتونی یک-بعدی مرسوم، پارامترهای بیشتری جهت کنترل پاشندگی در دسترس قرار ميدهند و لذا ابزاري كاملاً مناسب جهت توليد نور كُند هستند. در این تحقیق، اثر دو الگوی مختلف شامل الگوهای مثلثی و سینوسی بر روی سرعت گروه و پاشـندگی نـور در یـک بلـور فوتونی مورد بررسی و بحث قرار گرفته است. پـس از انتخـاب الگوی موجی مناسب، از دو نوع متفاوت لایه شامل لایـههای دارای ضریب شکست یکنواخت و لایههای با ضریب شکست تدریجی در ساختار بلور استفاده شد. نتایج شبیهسازی نشان داد که ساختار سینوسی پیشـنهادی پهنـای بانـد وسـیعتـر و تـأخیر گروهی بیشتری نسبت به ساختارهای متداول دارد. برای ساختار سینوسی با طول ۸ میکرون تحت تابش عمودی، ضریب گروه ۳-۵ با پهنای بانـد ۳۰-۵۰ نـانومتر و پاشـندگی سـرعت گـروه نزدیک به صفر حاصل شد.

۲. مبانی نظری و ساختار

بلورهای فوتونی موج دار معرفی شده به روش اتو کلونینگ^۱ ساخته می شوند. جهت مطالعه اثرات تغییر پارامترهای طراحی لایههای بلور موج دار بر روی تأخیر گروه، ساختارهای موج دار سینوسی و مثلثی شکل ۱ مورد بررسی قرار گرفتهاند. در هر دو مورد، ساختار تقارن افقی و عمودی دارد و لذا می توان بلورهای مورد مطالعه در پژوهش حاضر را به صورت یک بلور فوتونی دو بعدی در نظر گرفت. ماده با ضریب شکست بالا نئوبیوم پنتوکساید (۵۰٫Nb) با ضریب شکست ۲۲۸ و ماده با ضریب شدهاند. تلفات اپتیکی و پاشندگی ضریب شکست مواد انتخاب شده در ناحیهٔ طول موجی به کار رفته در تحقیق حاضر قابل مرف نظر است [۴۴–۴۷]. سیلیکای مذاب با ضریب شکست شده شده نظر است (۲۴۵–۴۷]. سیلیکای مذاب با ضریب شکست



Y. Finite difference time domain (FDTD)

^{1.} Auto-cloning

۷۵۲

جلد ۲۱، شمارهٔ ۴

رامین شیری، علیرضا بنانج، حسین شاهرخآبادی و تایماز فتحالهی خلخالی



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تبدیل ساختار یکنواخت به ساختار تدریجی در بلور فوتونی دو بعدی موج دار سینوسی: الف) نمای طرحوارهٔ سلول واحد، ب) توزیع عمودی ضریب شکست درون سلول واحد.

تفاضل محدود دامنهٔ زمان توسط اوهترا^۱ و همکاران انجام شده است [۴۹]. برای طراحی بلور فوتونی با ضریب شکست تدریجی، هر سلول واحد ساختار سینوسی مطابق شکل ۲ به ۱۰ قسمت با ضریب شکست یکنواخت تقسیم شده است. در این ۱۰ قسمت ۵ قسمت مربوط به ماده با ضریب شکست کمتر و ۵ قسمت مربوط به ماده با ضریب شکست بالاتر است. در شکل ۲، مقادیر $m_L m_L$ و $7/(n_H + n_L) = m_N$ به ترتیب معرف ضریب شکست هستند.

در ساختار تدریجی، ضریب شکست از مقدار *n*_M شروع شده و در میانهٔ محیط با ضریب شکست پایین به مقدار *n*_L میرسد، سپس دوباره شروع به افزایش کرده و در محل شروع مادهٔ با ضریب شکست بالا مجدداً به مقدار *n*_M میرسد. از اینجا به بعد اندازهٔ ضریب شکست باز افزایش مییابد تا در میانهٔ محیط با ضریب شکست بالا به مقدار بیشینهٔ *n*_H برسد، و نهایتاً در انتهای این محیط برابر با *n*_M میشود. مقادیر میانی ضریب شکست از طریق ترکیب وزنی مناسب مواد با ضرایب شکست

```
1. Y. Ohtera
```


شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طرحوارهٔ بلور فوتونی موج دار سینوسی تدریجی طراحی شده.

بالا و پایین قابل دستیابی است. تقریب محیط موثر بروگمن توصیف کاملی از نحوهٔ به دست آوردن ضریب شکست با استفاده از ترکیب مواد را ارائه میدهد [۴۹]. رابطهٔ (۱) توزیع ضریب شکست درون سلول واحد بلور فوتونی سینوسی تدریجی را نمایش میدهد.

$$\begin{cases} n = n_M + (n_L - n_M) \sin(\frac{\pi y}{T_L}), & \circ \le y < T_L, \\ n = n_M + (n_H - n_M) \sin[\frac{\pi (y - T_L)}{T_L}], & T_L \le y \le T_L + T_H, \end{cases}$$
(1)

در رابطهٔ (۱)، پارامتر y نشانگر مسافت عمودی در طول سلول واحد است. همچنین TH و TL به ترتیب ضخامت بخشهای ضریب شکست پایین و بالا هستند. طرحوارهٔ بلور فوتونی موجدار سینوسی تدریجی در شکل ۳ نمایش داده شده است.

توزیع ضریب شکست در محور عمودی در بلور فوتونی موجدار تدریجی در شکل ۴ نمایش داده شده است.

در اینجا روش محاسبه سرعت گروه با استفاده از طیف عبور بلور فوتونی را بیان خواهیم کرد. ضریب شکست مختلط مؤثر با رابطهٔ (۲) بیان می شود:

n_{eff} (ω) = n(ω) + ik (ω) , (۲)
 ضریب شکست موثر رابطه(۲) را می توان با استفاده از ضریب
 عبور بلور فوتونی محاسبه کرد. چنانچه ضریب عبور با استفاده





شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) توزیع ضریب شکست در محور عمودی در بلور فوتونی موجدار تدریجی.

 $i = i\sigma(\omega)$

از رابطهٔ (۳) بیان شود خواهیم داشت:

$$t(\omega) = |t(\omega)|e^{i\varphi(\omega)},$$

$$n(\omega) = \frac{c\varphi(\omega)}{L\omega},$$
(*)

$$\psi_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\,\omega}} \,, \tag{(f)}$$

$$v_g = \frac{L\omega}{r\varphi(\omega) + \omega} \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} , \qquad (a)$$

لذا با استفاده از رابط ۵ (۵) سرعت گروه را می توان از روی ضریب عبور بلور فوتونی محاسبه کرد. از طرف دیگر سرعت گروه امواج الکترومغناطیسی را می توان از رابط ۵ (۶) محاسبه کرد:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} , \qquad (9)$$

در رابطهٔ (۶)، ۵ و k به ترتیب معرف سرعت زاویه ای و بردار موج در جهت محور بلور فوتونی هستند. ضریب پاشندگی سرعت گروه با استفاده از رابطهٔ (۷) به صورت زیر بیان می شود:

$$\beta = \frac{d\left(\frac{v}{v_g}\right)}{d\omega} = -\frac{v}{\left(\frac{d\omega}{dk}\right)^r} \frac{d^r \omega}{dk^r} = -\frac{v}{v_g^r} \frac{d^r \omega}{dk^r} , \qquad (V)$$

توصيف پديدۀ تأخير نورى و ايجاد نور كُند در موجبر بلور فوتونى با درنظر گرفتن انتشار نور در بلورهاى فوتونى به سهولت امكان پذير است. نور به طور همدوس در هر سلول واحد بلور پراكنده مىشود، بنابراين بلور همانند يك تورى پراش يك-بعدى عمل مى كند. زمانى كه امواج پراكنده شده در منطقۀ اول بريلوئن دقيقاً در فاز معكوس با امواج فرودى (كه در جهت محور بلور فوتونى در حال حركت هستند) قرار مى گيرد يك موج ايستا ايجاد مىشود كه در مرزهاى منطقۀ اول بريلوئن تقريباً ساكن است لذا بسيار كند بوده و در حالت آرمانى سرعت گروه برابر با صفر دارد.

۳. یافتهها و بحث

با تغییر بردار موج بلاخ در منطقهٔ اول بریلوئن و محاسبهٔ بسامد زاویهای مد عبوری، می توان منحنی پاشندگی یک بلور فوتونی را محاسبه کرد. شکل ۵ ساختار باند بلورهای فوتونی موج دار مثلثی و سینوسی را نمایش میدهد.

در بسامدهای پایین، در باند اول عبور هر دو ساختار طول موج فرودی به قدری بزرگ است که موج قادر به دیدن ساختارهای دندانهای بر روی بلورهای فوتونی نیست. بنابراین ساختار نوری را یک ساختار چند لایهای یکنواخت می بیند. این پدیده دلیل مشاهدهٔ ساختار باند مرتبهٔ اول در شکل ۵ است. بازه طول موجی مابین نقاط A و B ('A و'B) در ساختار مثلثی (سینوسی)، بازه طول موجی مد نظر پژوهش حاضر جهت بررسی نور کُند است. تپ نوری مورد بررسی در ناحیهٔ فرو قرمز نزدیک قرار گرفته است. ساختارهای مورد مطالعه

جلد ۲۱، شمارهٔ ۴

رامین شیری، علیرضا بنانج، حسین شاهرخآبادی و تایماز فتحالهی خلخالی



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی پاشندگی بلورهای فوتونی موجدار با الگوی: الف) مثلثی و ب) سینوسی.

به نحوی طراحی شدهاند که طولموج حامل تـپ نـوری یعنـی ۸۰۰ نانومتر در محدودهٔ مـرزی منطقـهٔ اول بریلـوئن سـاختارها قرار گیرد.

مطابق أنچه که توسط اوهترا و همکاران به تفصیل شرح داده شده است، در مرزهای منطقهٔ اول بریلوئن مشتق منحنی پاشندگی نسبت به بردار موج عمودی بسیار ناچیز است. لـذا در این منطقه پاشندگی و به طور کلی رفتار طیفی بلور فوتونی به ایجاد تغییرات در محور افقی بسیار حساس است [۴۴]. پارامترهای مختلفی برای توصیف پدیدهٔ نور کند مورد استفاده قرار می گیرد. در این بین تمرکز اصلی پروژهٔ حاضر بر روی سرعت گروه و پاشندگی سرعت گروه است. در منطقهٔ طیفی مورد بررسی، پاشندگی ضریب شکست و سرعت گروه، به ويژه شيب بسيار پايين پاشندگي سرعت گروه، بيانگر سرعت گروه بسیار پایین در محدودهٔ طول موج ۸۰۰ نانومتر است. نکتهٔ بسیار با اهمیت، کوچک بودن همزمان سرعت گروه و یاشندگی سرعت گروه در منطقهٔ طیفی مورد نظر است. طیف عبور، ضریب شکست مؤثر گروه، و پاشندگی تأخیر گروه، برای ساختارهای موجی مثلثی و سینوسی به ترتیب در شکلهای ۶ و ۷ نمایش داده شدهاند.

همان طور که شکل ۶ نشان میدهد، ساختار مورد نظر ضریب عبور تقریباً برابر با ۸۰ درصد در طول موج حامل دارد. به علاوه رفتار طیفی ضریب شکست مؤثر گروه نشان دهندهٔ قابلیت ساختار نوری برای کند سازی نور است. در حالی که

1. Y. Ohtera

پاشندگی ضریب شکست در محدودهٔ طول موج فرودی تقریباً تخت است، بیشینهٔ آن در طول موج حامل قرار دارد.

تخت بودن نسبی داده های برازش شدهٔ پاشندگی تأخیر گروه این اطمینان را حاصل میکند که تپ نوری با عبور از ساختار، شکل اولیهٔ خود را حفظ خواهد کرد. نتایج شبیه سازی ضریب گروه تقریباً برابر با ۳=n را برای پهنای طول موجی ۵۸–۸۵ نانومتر در بازه (۸۵۰ م۳۰ ۸۸) نشان می دهد.

محاسبات همانندی برای ساختار موج دار سینوسی نیز صورت گرفته است. مزیت اصلی ساختار سینوسی نسبت به ساختار مثلثی پهنای باند وسیعتر و نیز متوسط عبور بالاتر در باند عبور نسبت به ساختار مثلثی است. به علاوه تأخیر گروه و نیز تخت بودن رفتار طیفی تأخیر گروه نیز نسبت به ساختار مثلثی افزایش یافته است. در حالت مثلثی ضریب گروه در بازهٔ طول موجی ۵۰ نانومتر در محدودهٔ بسامد حامل تقریباً برابر با م=ng

منحنی پاشندگی تأخیر گروه مطابق شکل ۷ نشان میدهد که ساختار سینوسی قابلیت کُندسازی بسیار بالایی دارد، چرا که پاشندگی تأخیر گروه در این ساختار در محدودهٔ طیفی وسیعی برابر با صفر است. با ایجاد تغییرات در ساختار سینوسی و تبدیل آن به ساختار موج دار سینوسی تدریجی، مشاهده میکنیم که نسبت به هر دو ساختار موجدار مثلثی و سینوسی پیشین، بسامد شروع عبور ساختار تیزتر شده و همچنین نوسانات باند عبور کاهش یافته است.

از طرف دیگر، ساختار تدریجی تأخیر گروه کمتر، پهنای باند





شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف عبور، ضـریب گـروه و منحنی پاشندگی تـاخیر گـروه محاسـبه شـده بـرای سـاختار مـوجی سینوسی.

ضریب گروه برای ساختار موجی سینوسی تدریجی برابر با ng=۲/۷ در پهنای باند ۲۰=۵λ نانومتر در بازه (nm م۵۰–۸۳۰) است (شکل ۸).

نتایج شبیهسازی های انجام شده در پروژهٔ حاضر نشان میدهد استفاده از ساختار موج دار سینوسی یک راه کار مناسب



موثر و منحنی پاشندگی تأخیر گروه محاسبه شده برای ساختار موجی مثلثی.

عبور کمتر و نوسانات پاشندگی تأخیر گروه بیشتری را نشان میدهد. بنابراین اگرچه استفاده از ساختار تدریجی برای کاربردهایی نظیر فیلتر نوری برتری دارد [۵۰]، اما در کُندسازی تپ نوری برتری ویژهای نسبت به ساختار های مثلثی و سینوسی نشان نمیدهد.



شکل ۸. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف عبور، ضریب گروه و منحنی پاشندگی تاخیر گروه محاسبه شده بـرای سـاختار مـوجی سینوسـی تدریجی.

جهت تولید نور کُند است. یکی دیگر از مزایای بارز ساختار مذکور از آنجا ناشی می شود که پاشندگی تأخیر گروه در باند طیفی مورد نظر نزدیک به صفر بوده و لذا الگوی شدت تپ فرودی در گذار از ساختار طراحی شده تغییر نخواهد کرد. شدت طیفی ورودی و خروجی از ساختار موج دار سینوسی ساده با سه ضخامت مختلف زیرلایه، sG، برای یک تپ گوسی در حوزه بسامد مطابق شکل ۹ ترسیم شدهاند. بسامد مرکزی تپ متناسب با طول موج مرکزی ۲۰۰ نانومتر برابر با ۳۷۵ تراهر تز است.

همان طور که شکل ۹ نشان میدهد تپ عبوری از ساختار تقریباً همان الگوی گوسی ورودی خود را بدون تغییر قابل ملاحظهای حفظ کرده است. مشاهده می شود هر چه ضخامت زیرلایه بیشتر شده است الگوی خروجی از حالت اولیه کمی

منحرف شده است. این امر ناشی از پاشندگی مادهٔ زیرلایه است. زیرلایهٔ نازکتر دارای پاشندگی کمتری است و این موضوع از آنجا ناشی می شود که در زیرلایهٔ نازکتر به دلیل وجود مادهٔ دی الکتریک کمتر، نایکنواختی محیط کمتر است.

۴. نتيجه گيري

در این پژوهش، امکان ایجاد نور کند با استفاده از بلورهای فوتونی یک- بعدی موج دار با الگوهای مثلثی، سینوسی و سینوسی مدرج به صورت نظری مورد بررسی و شبیه سازی قرار گرفت. ساختار پیشنهادی قادر است در ناحیهٔ طول موجی فروقرمز نزدیک (nn ۵۰۸– ۵۰۰ نور کند با بیشینه ضریب گروه (n_g=0) و پهنای باند بالایی (۵۰– ۳۰هم) ایجاد کند. بهترین نتایج برای ساختار دارای سلولهای سینوسی - شکل





شکل ۹. (رنگی در نسخه الکترونیکی) الگوی شدت تپ نوری ورودی و خروجی از ساختار موج دار سینوسی ساده برای ســه ضـخامت مختلـف زیرلایه: الف) Ds=۵۰ ب) Ds=۵۰ و (ج) Ds=۱۰۰ س

مقادیر به دست آمده برای ضریب گروه، پهنای باند و پاشندگی سرعت گروه موجب می شود تپ نوری با حداقل اعوجاج و تغییر شکل از محیط مورد نظر انتقال یابد. ساختار مورد نظر به دلیل ایجاد نور کند برای کاربردهایی نظیر بافرهای نوری و افزایش برهمکنش نور و ماده مناسب است. به دست آمد. با به کارگیری لایههای مدرج در ساختار سینوسی، اگر چه طیف عبور ساختار مسطحتر شده و اعوجاجات آن نسبت به ساختارهای مثلثی و سینوسی به طور محسوسی کاهش مییابد لیکن تأخیر گروهی ایجاد شده و پهنای باند تأخیر یافته کاهش یافته و پاشندگی سرعت گروه نیز افزایش نشان داد.

(2001) 273.

- 8. S Savo et al., Appl. Phys. Lett. 98 17 (2011) 171907.
- 9. E Di Gennaro *et al.*, *Phys. Rev.* B **72** 3 (2005) 033110.
- 10. L V Hau et al., Nature 397 6720 (1999) 594.
- 11. C Liu et al., Nature 409 (2001) 490.
- 12. M S Bigelow, N N Lepeshkin, and R W Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 113903.
- 13. F A Yanez, O G Calderon, and S Melle, J. Opt. 12
- 1. R W Boyd and D J Gauthier, *Science* **326** (2009) 1074.
- 2. T Baba, Nature Photonics 2, 8 (2008) 465.
- 3. T F Krauss, *Nature Photonics* **2**, 8 (2008) 448.
- 4. V R Almeida et al., Nature 431 7012 (2004) 1081
- 5. A Shinya et al., Nat. Photonics 1, 1 (2007) 49.
- F Xia, L Sekaric, and Y Vlasov, *Nat. Photonics* 1 1 (2007) 65.
- 7. M D Lukin and A Imamoglu, Nature 413 6853

Archive of SID.ir

مراجع

جلد ۲۱، شمارهٔ ۴

V۵۸

- 33. N B Ali et al., J. Opt. 12 (2010) 045402.
- 34. M Danaie, A Geravand, and S Mohammadi, *Photon. Nanostruct.* **28** (2018) 61.
- 35. T Kawashima et al., IEEE J. Quantum Electron. 38 (2002) 899.
- 36. Y A Vlasov et al., Nature. 438 7064 (2005) 65.
- 37. J Goor et al., Phys. Rev. B 78 15 (2008) 153101.
- 38. S A Schulz et al., J. Opt. 12 10 (2010) 104004.
- 39. A Badolato et al., Sci. Rep. 8 1 (2018) 1.
- 40. M Khatibi Moghaddam, A R Attari, and M M Mirsalehi, J. Eur. Opt. Soc. 8 (2013) 13066.
- 41. N Matsuda et al., Opt. Lett. 39 8 (2014) 2290.
- 42. R Hao et al., Opt. Express 18 16 (2010) 16309.
- 43. R Hao et al., Opt. Express 18 6 (2010) 5942.
- 44. Y Ohtera et al., J. Lightwave Technol. 25 (2007) 499.
- 45. Y Ohtera, D Kurniatan, and H Yamada, *Opt. Express* **18** (2010) 12249.
- 46. L Gao, F Lemarchand, and M Lequime, *Opt. Express* **20** (2012) 15734.
- 47. C Tan, J. Non-Cryst. Solids 223 (1998) 158.
- 48. K Yee, IEEE Trans. Antennas Propag. 14 (1966) 302.
- 49. Y Ohtera, Jpn. J. Appl. Phys. 47 (2008) 4827.
- 50. H Shahrokhabadi *et al.*, *Physics Letters* A **384** 11 (2020) 126235.

(2010) 104002.

- 14. T Okamoto and A Fukuyama, *Opt. Express* 13 (2005) 8122.
- 15. P V Korolenko, A Y Mishin, and Y V Ryzhikova, J. *Opt. Technol.* **79** (2012) 754.
- 16. Y Huo et al., Opt. Lett. 36 (2011) 1482.
- 17. Y A Vlasov et al., Nature 438 (2005) 65.
- 18. K Hosomi et al., Opt. Rev. 11 (2004) 300.
- 19. D Mori and T Baba, Appl. Phys. Lett. 85 (2004) 1101.
- 20. M Notomi et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 253902.
- 21. J Schilling et al., Appl. Phys. Lett. 78 (2001) 1180.
- 22. A Birner et al., Adv. Mater. 13 (2001) 377.
- 23. S Noda et al., Science 289 (2000) 604.
- 24. A Blanco et al., Nature 405 (2000) 437.
- 25. S Y Lin et al., J. Opt. Soc. Am. B 18 (2001) 32.
- 26. Y H Cheng and W J Hsueh, *Opt. Lett.* **38** (2013) 3631.
- 27. C W Tsao et al., Opt. Lett. 38 (2013) 4562.
- 28. Y H Cheng et al., Phys. Rev. A 90 (2014) 023830.
- 29. C H Chang, C W Tsao, and W J Hsueh, *New J. Phys.* **16** (2014) 113069.
- 30. C W Tsao, Y H Cheng, and W J Hsueh, *Opt. Lett.* **40** (2015) 4237.

- 31. S A Schulz et al., Opt. Lett. 42 (2017) 3243.
- 32. K H Choi et al., Opt. Lett. 41 (2016) 1644.