



## بلور فوتونی یک بعدی تشدیدی مبتنی بر نقاط کوانتومی InAs/InGaAs: ساختاری با پاسخ‌دهی تنظیم پذیر برای کاربردهای مخابرات نوری

سپهر رازی\*<sup>۱</sup> | فاطمه قاسمی<sup>۲</sup> | صمد روشن انتظار<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه، گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه

<sup>۲</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

**چکیده:** در این مقاله، دو ساختار بلور فوتونی تشدیدی پیشنهاد می‌شود که پاسخ نوری آن‌ها افزون بر مدولاسیون تابع دی الکترونیک در بلور، وابسته به اندرکنش تحریک‌های درونی با امواج تابیده به ساختار است. لایه‌های متناوب GaAs (به‌عنوان لایه سد) و نقاط کوانتومی InAs/InGaAs (لایه دوقطبی فعال) به‌عنوان بلوک‌های اصلی تشکیل دهنده بلورها انتخاب شده‌اند. نظم بلوری ساختارها با وارد کردن لایه‌های نقص عمودی بهم ریخته شده است. روش ماتریس انتقال برای بررسی مشخصه‌های نوری بلورها مورد استفاده قرار گرفته و به منظور مدل‌بندی شرایط واقعی، نقش پذیرفتاری موثر اکسایتونی و عوامل پهن شدگی‌های همگن و ناهمگن نیز لحاظ شده که در مطالعات پیشین بسیار کمتر مورد توجه بوده‌اند. وابستگی پاسخ دهی نمونه‌ها (چه از پهنا و گستره طول موجی ناحیه باند توقف و مدهای تشدیدی) به پارامترهای ساختاری همچون تعداد لایه‌های تناوبی، ضخامت لایه‌های سد و نقطه کوانتومی و همچنین مقدار همگن بودن لایه‌ها در گام اول مورد بررسی قرار می‌گیرد. پس از استخراج مقادیر بهینه، تنظیم پذیری مشخصه‌های نوری با عوامل خارجی همچون دمای بلور و زاویه تابش نور به آن بصورت منسجم بررسی می‌شوند. نتایج نشانگر پتانسیل بالای ساختارهای پیشنهادی برای کاربردهایی همچون فیلترها، تفکیک کننده‌های فرکانسی و سویچ‌های تمام نوری تنظیم پذیر هستند.

**واژگان کلیدی:** بلور فوتونی تشدیدی، ساختار نقص دار، باند توقف، ماتریس انتقال، پاسخ اپتیکی تنظیم پذیر

[s.razi@uut.ac.ir](mailto:s.razi@uut.ac.ir)

بازه‌های مجاز و ممنوعه (مشابه با باندهای الکترونی در بلورهای نیم‌رسانا) تفکیک شوند [۳-۴]. پژوهشگران در دو دهه اخیر با بهره‌مندی از این مشخصه منحصر به فرد بلورهای فوتونی توانسته‌اند قطعات متعدد مهندسی را طراحی کرده و بسازند [۵-۶]. افزون بر شاخه مهندسی، با بهره‌مندی از این بلورها در زمینه درک بهتر پدیده‌های فیزیکی مهمی همچون سازوکار گسیل خود به خودی در سامانه‌های اتمی یا کنترل سرعت گروه یک موج الکترومغناطیسی نیز پیشرفت‌هایی تحقق یافته‌اند [۷-۸]. در بین بلورهای فوتونی یک، دو و سه بعدی که نام‌گذاری آن‌ها بر اساس

تاریخ دریافت: ۱۳۹۸/۱۲/۱۲

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۲/۰۱

پاییز ۱۳۹۹ | شماره ۳ | سال هفتم

### ۱- مقدمه

پس از پیشنهاد مفهوم بلور فوتونی برای نخستین بار توسط جان و یابلانویچ [۱-۲]، در پژوهش‌های انجام یافته به خوبی اثبات شده است که طیف پیوسته یک موج الکترومغناطیسی در حین عبور از یک بلور فوتونی دست‌خوش تغییرات چشمگیری می‌شود. در حقیقت مدولاسیون متناوب تابع دی‌الکترونیک در ساختار درونی این بلورها باعث می‌شود که نواحی فرکانسی به دسته‌هایی از

تعداد راستاهایی است که تناوب ساختاری در آن‌ها وجود دارد، بلورهای یک بعدی به دلیل امکان طراحی دقیق با کمترین تقریب‌های محاسباتی و ساخت آسان‌تر بصورت گسترده‌ای مورد توجه پژوهشگران بوده‌اند [۳-۴، ۸-۹]. در اغلب موارد ساختارهای پیشنهادی متشکل از لایه‌های متناوبی از مواد با جنس دی‌الکتریک، نیم‌رسانا، ابر رسانا، بسپارها و حتی مواد الکتروپتیک یا پلاسما هستند [۹-۱۱]. افزون بر بلورهای ایده‌آل، بلورهای نقص دار نیز همواره مورد توجه بوده و بخوبی اثبات شده است که بهم ریختن نظم ساختاری با تغییر یک یا چند مشخصه فیزیکی در بخشی از بلور یا وارد کردن لایه‌هایی با جنس متفاوت در میان بلوک‌های اصلی باعث می‌شود که مد(های) تشدیدی در باند(های) توقف خلق شوند [۱۰-۱۲]. مطالعات با ارزشی نیز در سال‌های اخیر در ارتباط با کنترل این مدها و استفاده از ساختارهای نقص‌دار در ساخت ادوات فوتونیکي همچون فیلترها و یا سویچ‌های تمام نوری تنظیم پذیر انجام شده است. در این راستا استفاده از موادی که مشخصه‌های الکترونیکی یا نوری آن‌ها حساس به دما، فشار یا تنش مکانیکی بوده و یا استفاده از مواد با مشخصه‌های الکترونوری، مغناطونوری یا آکوستونوری بصورت گسترده پیشنهاد شده است [۱۱-۱۳]. بلورهای فوتونی که در آن‌ها لایه‌های گرافنی استفاده شده است نیز از جمله دیگر ساختارهای با ارزش پیشنهاد شده در یک دهه اخیر هستند که حتی امکان پاسخ دهی تنظیم پذیر در ناحیه فرکانسی تراهرتز را نیز فراهم کرده‌اند [۴، ۱۰ و ۱۱].

از جمله دیگر ساختارهای جدید پیشنهاد شده در این ارتباط، می‌توان به بلورهای فوتونی تشدیدی اشاره کرد. از این بلورها تحت عنوان بلورهای فوتونی با محیط فعال نوری نیز یاد می‌شود. چراکه در ساختار آن‌ها از مواد با دوقطبی فعال استفاده می‌شود [۱۴-۱۵]. این بلورها که اغلب متشکل از چاه‌های کوانتومی چندگانه هستند. در حقیقت می‌توانند به عنوان دوگان شبکه‌های نوری یک بعدی نیز در نظر گرفته شوند که در آن‌ها اتم‌های با دوقطبی فعال می‌توانند بصورت همدوس به یک باریکه نوری کوپل شده و بنابراین، تحقق پدیده‌های نوری همچون تابش‌های تشدیدی در آن‌ها ممکن است. بصورت مشابه، پاسخ نوری بلورهای تشدیدی نیز افزون بر اثرات فیزیکی مربوط به مدولاسیون تابع دی‌الکتریک در بلور، وابسته به تحریک‌های

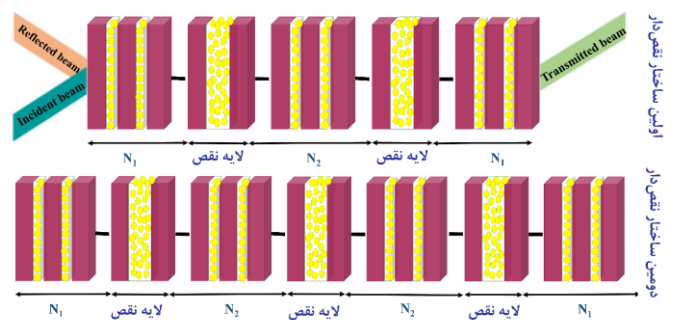
درونی و اندرکنش آن‌ها با امواج بیرونی تاییده به ساختار است. به عبارت دیگر، از آنجاییکه در چاه‌های کوانتومی تابع دی‌الکتریک چاه و سد متفاوت هستند، پس در ساختار متشکل از تناوبی از چاه‌های کوانتومی، افزون بر اینکه مشخصه‌های بلور فوتونی (مدولاسیون متناوب تابع دی‌الکتریک) قابل مشاهده است، به واسطه حضور اکسایتون‌ها، تحریک‌های نوری نیز ممکن هستند و هر دوی این موارد در پاسخ نهایی ایفای نقش می‌کنند. در این بلورها اکسایتون‌های محصور در چاه‌های کوانتومی نقش المان-های با دوقطبی فعال را بازی می‌کنند. در صورتی که ابعاد سدها به اندازه کافی ضخیم انتخاب شوند، اکسایتون‌های چاه‌های مجاور قادر به اندرکنش مستقیم با یکدیگر نخواهند بود. با این حال اندرکنش آن‌ها با میدان منتشر شونده در بلور همواره ممکن است. در این ارتباط توجه ویژه‌ای بر ساختارهای تحت عنوان بلورهای تشدیدی براگ شده است که در آن‌ها طول موج اکسایتونی در تشدید براگ با تناوب ساختاری بوده و لذا یک کوپلاژ تابشی بسیار قوی ممکن است [۱۵-۱۶]. این کوپلاژ باعث اثرات جالبی در نزدیکی فرکانس‌های تشدید می‌شود که بخوبی می‌تواند در افزایش (یا کاهش) مقدار دوشاخگی‌های قابل مشاهده در نمودارهای پلاریتونی نیز تاثیر گذار باشد [۱۴ و ۱۵]. در سال‌های اخیر، مطالعات با ارزشی در ارتباط با تجزیه و تحلیل ساختاری این بلورها انجام گرفته‌اند [۱۴-۱۷]. با این حال بنا به پیچیدگی و تعدد پدیده‌های فیزیکی که می‌توانند در پاسخ دهی بلور نقش بازی کنند، هنوز چالش‌های جدی در مدل‌بندی ریاضی و پس شبیه‌سازی دقیق این ساختارها وجود دارند. افزون بر این، اغلب پژوهش‌های پیشین، استفاده از چاه‌های کوانتومی چندگانه را توصیه کرده‌اند. در این مطالعه در نظر داریم که یک ساختار بلور فوتونی تشدیدی جدید با پاسخ دهی در ناحیه فرکانسی  $1 \sim \mu\text{m}$  را طراحی کرده و با استفاده از یک روش تحلیلی توسعه یافته و بهره‌مندی از نرم‌افزار متلب پاسخ نوری آن را مورد مطالعه قرار دهیم. در بلور پیشنهادی برخلاف بسیاری از منابع قبلی و به‌جای استفاده از ناحیه فعال متشکل از چاه‌های کوانتومی، لایه‌هایی از نقاط کوانتومی بکار گرفته شده‌اند. افزون بر این، در اغلب مطالعات پیشین اثراتی همچون پهن شدگی‌های ناهمگن ناشی از هر گونه افت و خیز ناخواسته در ابعاد لایه‌ها و بخش‌های تشکیل دهنده بلور در مدل‌بندی‌های ریاضی آورده

شده لحاظ نشده است. با این حال، این مهم در مراحل ساخت بلور و لایه نشانی‌ها همواره ممکن بوده و تحقق ناهمگنی‌های ابعادی، خلق نقص‌ها و بی‌نظمی‌ها در ساختار بلور کاملاً ممکن هستند. بنابراین، وارد کردن این پدیده‌های فیزیکی در فرمول بندی‌های ریاضی برای انجام شبیه‌سازی‌های واقعی‌تر یکی از ضروریات است. در ادامه، ابتدا به معرفی مشخصات مواد و رهیافت ریاضی مورد استفاده پرداخته و سپس نتایج مدل‌بندی و محاسبات ریاضی مربوط به پاسخ نوری بلورهای پیشنهادی آورده شده و مورد بحث قرار گرفته‌اند.

## ۲- ساختار، مواد و رهیافت ریاضی

### ۲-۱- هندسه و ساختار بلور فوتونی

طرح‌واره از بلورهای فوتونی تشدیدی ایده‌آل و نقص‌دار پیشنهادی در شکل ۱ نمایش داده شده‌اند. این بلورها متشکل از لایه‌هایی از جنس GaAs هستند که همانند سدهایی دو طرف لایه‌های شامل نقاط کوانتومی InAs/InGaAs را احاطه کرده‌اند. بلورها از تکرار این سلول واحد تشکیل شده‌اند. بلورهای نقص‌دار از افزودن سلول‌هایی در ساختار بلور تشکیل می‌شوند که در آن‌ها ضخامت لایه شامل نقاط کوانتومی دو برابر شده است.



شکل ۱. طرح‌واره بلورهای فوتونی تشدیدی یک بعدی پیشنهاد شده.

### ۲-۲- فرمول بندی تئوری

معادله ماکسول، رهیافت استاندارد برای بررسی انتشار نور در هر محیط، از جمله بلورهای فوتونی است:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \frac{1}{c^2} (\epsilon_{\infty}(z)\vec{E} + 4\pi\vec{P}_{ext}). \quad (1)$$

در این رابطه محور Z راستای رشد بلور فرض شده و  $\epsilon_{\infty}$  تابع دی‌الکتریک زمینه است که وابسته به مکان است،

$$\vec{P}_{exc} = -S(\omega) \sum_i \phi_i(z) \int dz \phi_i(z') E(z'), \quad (2)$$

زیر تعریف میشود [۱۵]:

$$S(\omega) = \frac{\alpha}{\omega_0 - \omega - i\gamma}. \quad (3)$$

پارامتر کوپلاژ نور با اکسایتون برابر است با:  $\alpha = \epsilon_b \omega_{LT} a_B^3 \omega_0^2 / 4c^2$  و دو پارامتر  $\omega_0$  و  $\gamma$  به ترتیب نشانگر فرکانس تشدید اکسایتون و سرعت واهلش غیرتابشی اکسایتون هستند.  $\phi_i(z)$  تابع موج اکسایتون جایگزیده در لایه I ام است.  $\omega_{LT}$  شکافتگی طولی - عرضی اکسایتون بوده و  $a_B$  شعاع بوهر را نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن نخستین حالت برای تحریک حفره سنگین و نادیده گرفتن پاشندگی‌های صفحه‌ای، می‌بایستی که میدان الکتریکی را با مولفه  $\vec{E}_{\perp}$  آن جایگزین کنیم. این تغییر بنا به این واقعیت که ممان دو قطبی این تحریک‌ها در صفحه لایه قرار دارند، دارای اهمیت بسیاری است. نکته تاثیر گذار دیگر در ارتباط با نوع قطبش باریکه مورد بررسی است. اثبات شده است که در انتشار نور از یک بلور فوتونی، دو قطبش S و P از روابط ریاضی متفاوتی تبعیت می‌کنند [۱۹]. از طرف دیگر، تا زمانیکه توابع موج اکسایتون‌های واقع در لایه‌های مختلف همپوشانی نداشته باشند (بنا به خطی بودن روابط) می‌توان از روش ماتریس انتقال برای مطالعه انتشار امواج با هر نوع قطبش دلخواه استفاده کرد. این روش در عین سادگی با توجه به اینکه تاثیر قطبش نور و شرایط مرزی را بصورت دقیق در نظر می‌گیرد، در مطالعه خواص نوری بلورهای فوتونی از جایگاه ویژه‌ای برخوردار است [۲۰-۲۱].

برای موج الکترومغناطیسی با قطبش S که میدان الکتریکی آن عمود بر صفحه متشکل از محور Z و بردار موج  $(\vec{E} \perp \vec{k}, \hat{z})$  است، می‌توان میدان الکتریکی را بصورت زیر در نظر گرفت:

$$\vec{E}(z, \vec{r}) = \hat{z} \sum_n \hat{c}_n e^{i(k_z z - \omega t)}. \quad (4)$$

در این رابطه  $\hat{c}_n$  بردار یکه قطبش است. دامنه میدان الکتریکی می‌تواند از رابطه زیر استخراج شود:

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{cn(\omega)L} \text{Im}[X_{1s}^{2D}(\omega)]. \quad (10)$$

که در آن [۲۶]:

$$X_{1s}^{2D}(\omega) = \frac{-g}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{|d_{cv}|^2}{i\gamma}$$

و

$$g = |\phi_{1s}^{2D}(r=0)|^2 = 8/\pi a_B^2$$

هستند.

$E_{1s}$ ،  $d_{cv}$  و  $\gamma$  به ترتیب انرژی اکسایتون S 1، ممان دو قطبی و پهن شدگی غیر تابشی اکسایتون هستند. ماتریس انتقال برای لایه شامل نقاط کوانتومی InAs برابر است با [۱۷-۱۸]:

$$M_d = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_d} [1 - iS(\omega)] & -iS(\omega) \\ iS(\omega) & e^{-i\varphi_d} [1 + iS(\omega)] \end{pmatrix}. \quad (11)$$

همانگونه که در بالا نیز اشاره شد  $S(\omega)$  نشانگر پذیرفتاری اکسایتون بوده و  $\varphi_d = \omega n_d L_d \cos \theta_d / c$  است.

برای مدل بندی دقیق تر ساختارهای پیشنهادی ضروری است که پهن شدگی ناهمگن ناشی از افت و خیز در فرکانس گذار اکسایتون  $\omega_0$  نیز در نظر گرفته شود. این افت و خیزها را می توان به ناخالصی ها، آلودگی و یا ناهمگنی اندازه نقاط کوانتومی ربط داد. بنابراین برخلاف بسیاری از گزارش های قبلی که در آن ها بلور کاملا ایده آل در نظر گرفته می شود، قاعدتا می بایستی که اثر این ناهمگنی ها در فرکانس گذار اکسایتون لحاظ شده و پذیرفتاری نسبت به تابع توزیع آن متوسط گیری شود. پذیرفتاری متوسط نسبت به تابع توزیع فرکانس اکسایتون را می توان بصورت زیر در نظر گرفت:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma_0}{\hbar} \frac{1}{-\Delta E + \Delta E_s + i\gamma} \times G(\Delta E / E_0) d(\Delta E / E_0) \quad (12)$$

در محاسبات یک توزیع گاوسی برای پهن شدگی ناهمگن در نظر گرفته شده است:

$$G(\Delta E / E_0) = (1/\sqrt{2\pi} \sigma_E) \exp(-(\Delta E / E_0)^2 / (2\sigma_E^2)) \quad (13)$$

$\sigma_E$  نشانگر انحراف معیار پهن شدگی ناهمگن اکسایتونی در مقایسه با انرژی گذار مرکزی  $E_0$  اکسایتون است. انرژی حالت پایه اکسایتون در تقریب کروی می تواند بصورت زیر در نظر گرفته شود:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k_s^2(z) E(z) = -S(\omega) \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \sum_i \phi_i(z) \int dz \phi_i(z') E(z') \quad (5)$$

که در آن  $k_s^2(z) = \omega^2 \varepsilon(z) / c^2 - k^2$  سمت راست رابطه فوق را می توان بصورت ناهمگنی در معادله دیفرانسیلی مرتبه دوم در نظر گرفت. با حل این رابطه و استفاده از رهیافت ماتریس انتقال می توان انتشار نور را بررسی کرد [۲۰-۲۳]. در این روش با استفاده از ماتریس های پراکندگی و انتشار مربوط به هر لایه از سلول واحد، میدان های الکتریکی و مغناطیسی در دو سمت سلول به صورت زیر به یکدیگر مربوط می شوند:

$$M_{unitcell} = M_b^{1/2} M_\rho M_d M_\rho^{-1} M_b^{1/2}, \quad (6)$$

$$M_b^{1/2} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_b/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_b/2} \end{pmatrix}.$$

در این رابطه  $M_b^{1/2}$  ماتریس انتشار مربوط به نصف لایه سد بوده و  $\varphi_b = \omega n_b L_b \cos \theta_b / c$  و دو پارامتر  $n_b$  و  $\theta_b$  به ترتیب نشانگر ضریب شکست سد و زاویه بین بردار موج درون سد و راستای Z است. ماتریس پراکندگی موج الکترومغناطیسی در فصل مشترک لایه های مجاور بصورت زیر است که در آن  $\rho$  ضریب بازتاب فرنل است:

$$M_\rho = \frac{1}{1+\rho} \begin{pmatrix} 1 & \rho \\ \rho & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

برای موج با قطبش S ضریب فرنل از رابطه زیر محاسبه می شود [۱۹]:

$$\rho = \frac{n_d \cos \theta_d - n_b \cos \theta_b}{n_d \cos \theta_d + n_b \cos \theta_b}. \quad (8)$$

ضرایب شکست و جذب مطابق روابط ۹ و ۱۰ قابل محاسبه هستند که همان طوری که مشاهده می شود این روابط وابسته به فرکانس، ضخامت لایه شامل نقاط کوانتومی، L، ضریب شکست زمینه،  $n_b$  و پذیرفتاری اکسایتون،  $X_{1s}^{2D}(\omega)$  هستند [۲۰].

$$n(\omega) = \sqrt{\left(0.5(n_b^2 + \frac{1}{L} \text{Re}[X_{1s}^{2D}(\omega)] + \left\{n_b^2 + \frac{1}{L} \text{Re}[X_{1s}^{2D}(\omega)]\right\}^2 + \left(\frac{1}{L} \text{Im}[X_{1s}^{2D}(\omega)]\right)^2\right)^{0.5}}, \quad (9)$$

(۲۱)

بازتاب از بلورها در یک بازه فرکانسی اختیاری را می‌توان با استفاده از مولفه‌های ماتریس انتقال و روابط زیر محاسبه کرد [۲۲-۲۱]:

$$R(\omega) = \frac{r_{01} + r(\omega)}{1 + r_{01}r(\omega)}, \quad r(\omega) = -\frac{M_{21}(\omega)}{M_{22}(\omega)} \quad (22)$$

که در آن‌ها  $r_{01} = -(n_b \cos \theta_b - \cos \theta_a) / (n_b \cos \theta_b + \cos \theta_a)$  ضریب بازتاب فرنل بین لایه هوا و نخستین لایه است. جدول ۱ مقادیر عددی پارامترهای فیزیکی مورد استفاده در شبیه‌سازی‌های ریاضی را نمایش می‌دهد که اغلب این مقادیر از منابع تجربی انتخاب شده‌اند.

جدول ۱: مقادیر عددی پارامترهای فیزیکی مورد استفاده در شبیه‌سازی خواص نوری بلورهای پیشنهادی [۲۴-۲۶].

پارامتر	مقدار	واحد	پارامتر	مقدار	واحد
$n_b$	۳.۳۰۳	-	$\gamma_0$	$12 \times 10^{-6}$	ژول
$n_d$	۳.۴۶۰	-	$\gamma_{LO}$	$47 \times 10^{-3}$	ژول
$L_b$	۱۷۹.۵	نانومتر	$\Delta E_{ph}$	$36 \times 10^{-3}$	ژول
$L_d$	۸	نانومتر	$E_0$	۰.۹۹۹	ژول
$L_{defect}$	۲.۸	میکرومتر	$\beta$	$0.055 \times 10^{-15}$	ژول متر بر ولت
$n_{defect}$	۳.۴۶۰	-	$m_{hh}$	$0.41 \times m_0$	کیلوگرم
$\gamma_{AC}$	$0.8 \times 10^{-6}$	ژول بر کلونین	$a_0$	۸	نانومتر

### ۳- نتایج و بحث

#### ۳-۱- وابستگی پاسخ دهی بلور به پارامترهای ساختاری

در این بخش تحول مشخصه‌های نوری بلورهای پیشنهادی با تغییر تناوب، ابعاد و همگنی لایه‌های بلور مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج شکل ۲ نشان می‌دهند که طیف بازتاب کاملاً وابسته است، بطوریکه با تغییر مقادیر آن‌ها باند  $N_1$  و  $N_2$  به تناوب‌های توقف و مدهای تشدیدی واقع در آن‌ها تحت تأثیر قرار می‌گیرند. در اغلب موارد افزایش تعداد لایه‌های تناوبی منجر به شکل گیری هرچه بهتر باند توقف و تیزتر شدن مدهای تشدیدی میشود. با این حال با افزایش بیشتر تناوب تغییرات پهنای باند توقف قابل چشمپوشی بوده و جابجایی فرکانس مرکزی مدهای تشدیدی نیز قابل چشمپوشی هستند. این در حالی است که

$$E_0 = E_g + \frac{\hbar}{2m_{eh}a^2}, \quad (14)$$

که در آن  $m_{eh} = (me \times m_{hh}) / (me + m_{hh})$  و  $a$  به ترتیب نشانگر جرم کاهیده الکترون و حفره سنگین و شعاع نقاط کوانتومی هستند. با در نظر گرفتن مقدار  $a_0$  برای شعاع متوسط نقاط کوانتومی، رابطه بین انحراف معیار انرژی و افت و خیز اندازه نقاط کوانتومی برابر خواهد بود با:

$$\sigma = \frac{m_{eh}a_0^2 eE_0}{\hbar} \sigma_T. \quad (15)$$

در رابطه ۱۲ شیفت استارک نوری و پهن شدگی  $\gamma$  که مربوط به پراکندگی حاملین بار - فونون در نقاط کوانتومی هستند با روابط زیر قابل محاسبه هستند [۱۹]:

$$\Delta E_S = -\beta E_P^2, \quad (16)$$

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_{AC} T + \frac{\gamma_{LO}}{\exp(\Delta E_{ph} / k_B T) - 1}, \quad (17)$$

در این رابطه  $\gamma_0$  و  $\gamma_{AC} T$  به ترتیب نشانگر پهن شدگی ناشی از واهلش تابشی و پهن شدگی توسط فونون‌های آکوستیکی هستند. جمله آخر در رابطه ۱۷ نشانگر تابع بُز (Bose function) در دمای T است.  $\Delta E_{ph}$  مربوط به فونون‌های کوپل شده به اکسایتون بوده و  $\beta$  قطبش پذیری اکسایتون است. افزون بر این میدان الکتریکی  $E_P$ ، بصورت زیر به شدت پمپ ربط داده می‌شود:

$$E_P = \sqrt{2I_P \epsilon_d / \epsilon_0 C}. \quad (18)$$

در نهایت ماتریس انتقال کل توصیف کننده تحول میدان عبوری از تعداد N تناوب از سلول واحد را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$M(\omega) = M_b^{1/2} (M_{unit\ cell})^N M_b^{1/2} = \begin{pmatrix} M_{11}(\omega) & M_{12}(\omega) \\ M_{21}(\omega) & M_{22}(\omega) \end{pmatrix} \quad (19)$$

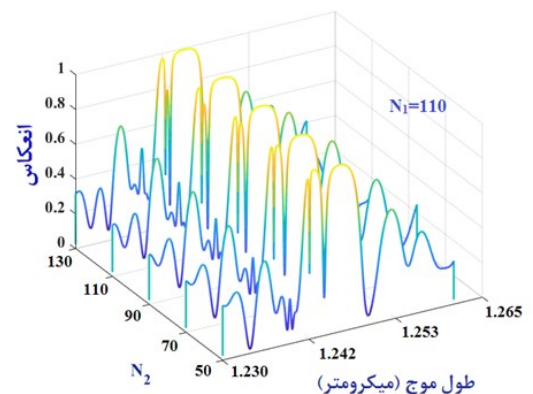
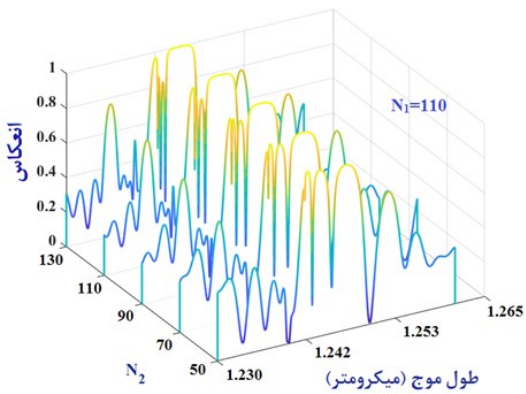
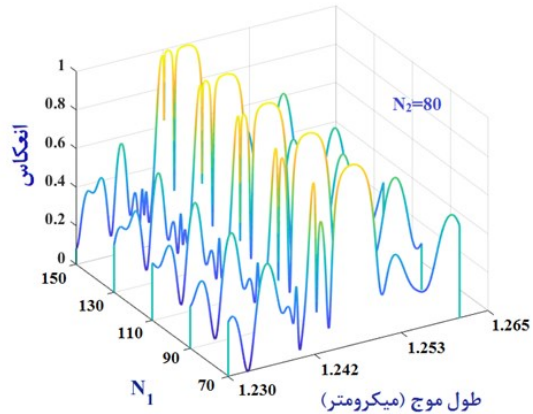
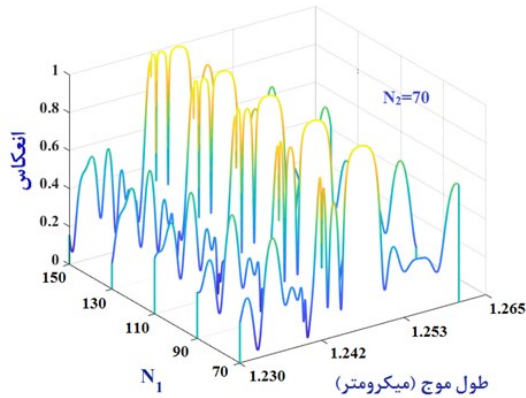
بنابراین، برای بلورهای نقص‌دار پیشنهادی نیز بصورت مشابه می‌توان از روابط زیر استفاده کرد:

$$M_{FDPC}(\omega) = M_b^{1/2} (M_{unit\ cell})^{N_1} M_{Defect} (M_{unit\ cell})^{N_2} M_{Defect} (M_{unit\ cell})^{N_1} M_b^{1/2}, \quad (20)$$

$$M_{SDPC}(\omega) = M_b^{1/2} (M_{unit\ cell})^{N_1} M_{Defect} (M_{unit\ cell})^{N_2} M_{Defect} (M_{unit\ cell})^{N_2} M_{Defect} (M_{unit\ cell})^{N_1} M_b^{1/2}.$$

کننده‌ها و سویچ‌های فوتونیکی مورد توجه باشد که در آن‌ها نیاز به کنترل دقیق طیف عبوری در یک بازه مشخص فرکانسی یا مدهای معین است.

پهنای مدهای تشدیدی و همچنین، مقدار بازتابندگی در این مدها با تغییر مقدار تناوب‌ها بصورت چشمگیری تغییر می‌کند. این پاسخ دهی می‌تواند برای کاربردهایی همچون فیلترها، تقسیم-



شکل ۲. طیف بازتاب بلورهای فوتونی برای مقادیر مختلف تناوب لایه‌ها. ستون سمت راست مربوط به نخستین ساختار نقص دار و ستون سمت چپ اطلاعات مربوط به دومین ساختار نقص دار را نشان می‌دهد.

یک مقدار معین از  $N_1=110$  پهنای هر سه مد تشدیدی کاهش می‌یابد.

جدول ۲. مقادیر عددی FWHM مدهای تشدیدی در ناحیه باند توقف طیف بازتاب برای تناوب‌های مختلف از لایه‌های تشکیل دهنده بلورهای فوتونی نقص دار.

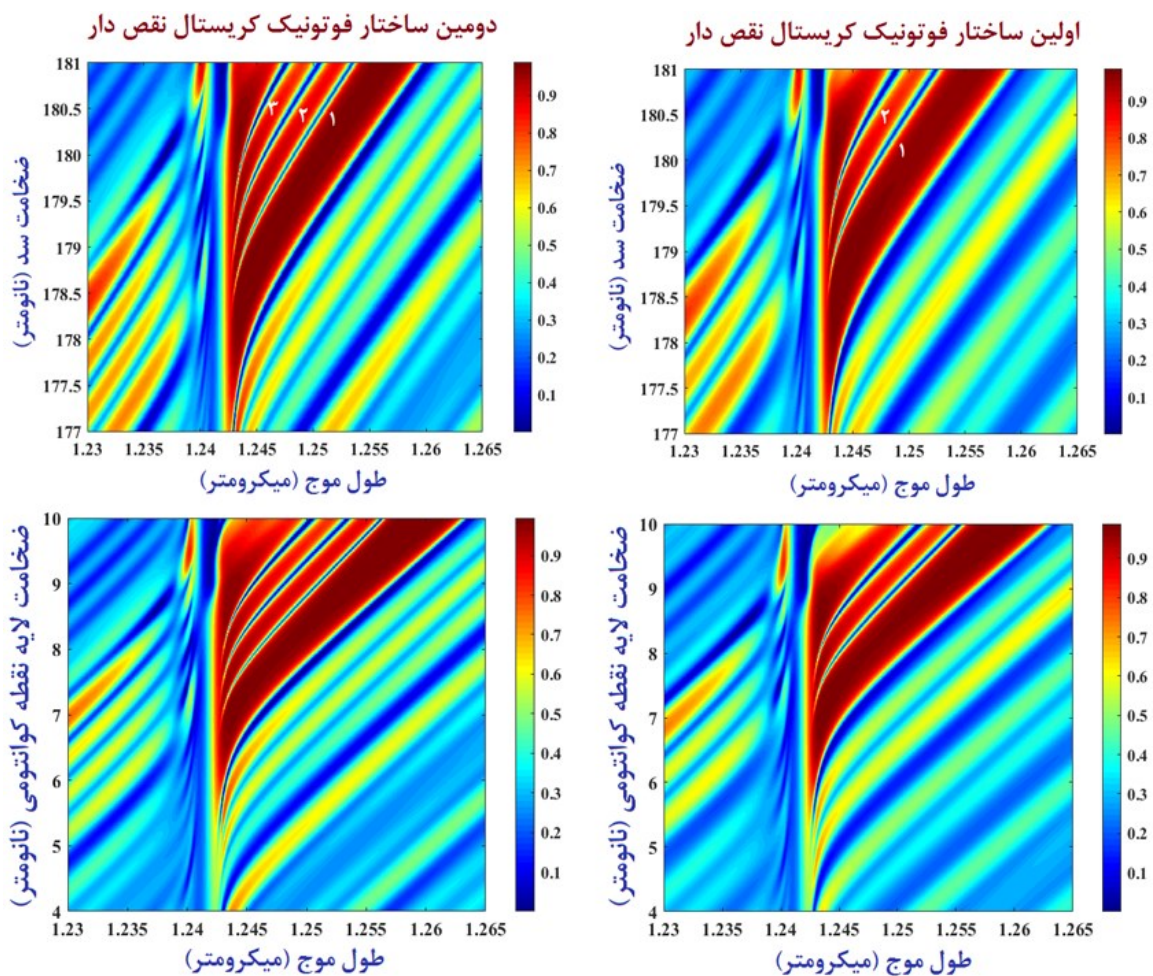
برای بررسی هر چه دقیق‌تر مقدار تغییر مشخصه‌های نوری نمونه‌ها با تغییر تناوب لایه‌ها مقادیر عددی پهنای کامل در نیم بیشینه (FWHM) برای مدهای تشدیدی دو ساختار نقص دار پیشنهادی استخراج شده و در جدول ۲ آورده شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند برای نخستین ساختار نقص دار با افزایش تناوب  $N_1$  مقدار FWHM هر دو مد تشدیدی بصورت قابل توجهی کاهش می‌یابد. در تغییر تناوب  $N_1$  از ۷۰ تا ۱۵۰ مقدار کاهش برای مد اول  $\sim 85\%$  و برای مد دوم  $\sim 75\%$  است. با این حال در یک مقدار ثابت از  $N_1=110$  با افزایش مقدار تناوب  $N_2$  از ۶۰ به ۱۴۰ پهنای مد تشدیدی اول باریک‌تر می‌شود ( $\sim 43\%$ ) ولی پهنای دومین مد تشدیدی افزایش می‌یابد ( $\sim 78\%$ ). برای دومین ساختار نقص دار پیشنهادی هم با افزایش مقدار  $N_1$  در یک مقدار معین از  $N_2=70$  و همچنین، با افزایش مقدار  $N_2$  در

اولین ساختار فوتونیک کریستال نقص دار (دو نقص)					
FWHM (nm)		عدد تناوب	FWHM (nm)		عدد تناوب
اولین مد تشدیدی	دومین مد تشدیدی	$N_1=110$	اولین مد تشدیدی	دومین مد تشدیدی	$N_2=80$
		$N_2$			$N_1$
۰.۵۴۱	۰.۱۰۶	۶۰	۱.۲۶	۰.۲۶۵	۷۰
۰.۴۳۴	۰.۱۱۱	۸۰	۰.۷۲۵	۰.۲۰۵	۹۰
۰.۳۶۸	۰.۱۳۶	۱۰۰	۰.۴۳۴	۰.۱۱۳	۱۱۰
۰.۳۲۸	۰.۱۵۸	۱۲۰	۰.۲۷۴	۰.۰۸۱	۱۳۰
۰.۳۰۷	۰.۱۸۹	۱۴۰	۰.۱۷۷	۰.۰۶۶	۱۵۰
دومین ساختار فوتونیک کریستال نقص دار (سه نقص)					
FWHM (nm)		عدد تناوب	FWHM (nm)		عدد تناوب
اولین مد تشدیدی	دومین مد تشدیدی	$N_1=110$	اولین مد تشدیدی	دومین مد تشدیدی	$N_2=70$
		$N_2$			$N_1$
۰.۵۹۲	۰.۲۲۲	۵۰	۱.۰۷	۰.۵۶۶	۷۰
۰.۳۹۳	۰.۲۰۴	۷۰	۰.۶۰۳	۰.۳۴۵	۹۰
۰.۳۰۰	۰.۱۸۸	۹۰	۰.۳۹۳	۰.۲۰۴	۱۱۰
۰.۲۴۰	۰.۱۸۱	۱۱۰	۰.۲۷۲	۰.۱۲۴	۱۳۰
۰.۲۱۳	۰.۱۷۰	۱۳۰	۰.۱۹۴	۰.۰۸۴	۱۵۰

می‌دهیم. شایان ذکر است که در انتخاب مقادیر عددی بهینه، هدف تعیین شرایط ساختاری است که در آن باند گاف پهن با بازتاب صد درصد به همراه مدهای تشدیدی با کمترین مقدار بازتابندگی و FWHM کمینه در طیف بازتاب شکل گیرند. افزون بر پهنای فرکانسی ناحیه باند توقف، فرکانس مرکزی مدهای تشدیدی طیف بازتاب نمونه‌ها نیز با افزایش ابعاد لایه‌ها تغییر یافته و به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود.

مد تشدیدی دوم در مقایسه با دیگر مدها، زمانیکه  $N_1$  متغیر و  $N_2$  ثابت است بیشترین مقدار تغییرات (۸۶٪) و برعکس زمانیکه  $N_2$  متغیر و  $N_1$  ثابت است کمترین مقادیر تغییرات (۲۳٪) را در بازه انتخاب شده تجربه می‌کند.

پس از بررسی وابستگی بازتابندگی ساختارهای پیشنهادی به تعداد لایه‌های تناوبی و انتخاب  $N_1$  و  $N_2$  به ترتیب برابر با ۱۱۰ و ۸۰ برای ساختار با دو نقص و ۱۱۰ و ۷۰ برای ساختار سه نقص، در ادامه تاثیر ضخامت لایه سد و لایه شامل نقاط کوانتومی را بر روی پاسخ نوری ساختارها مورد بررسی قرار



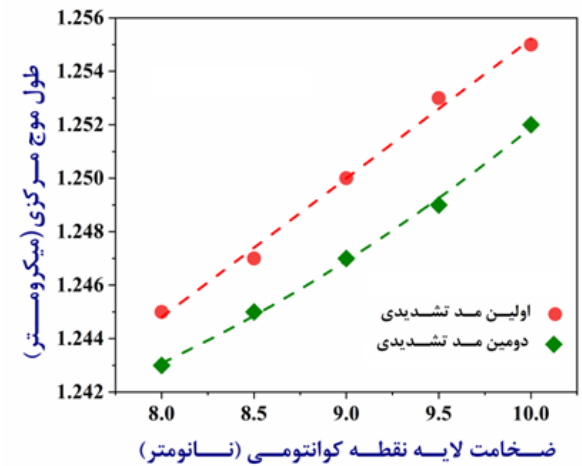
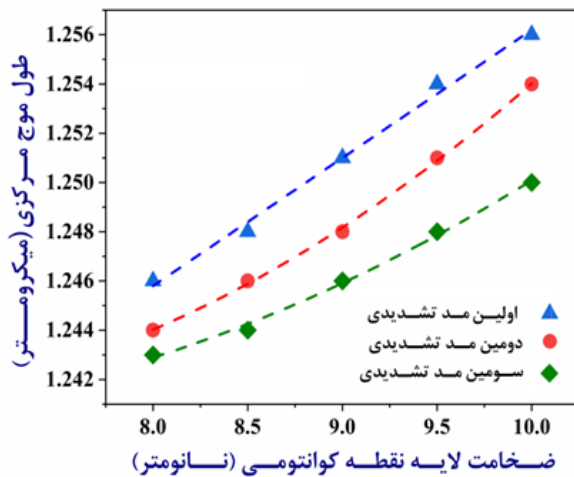
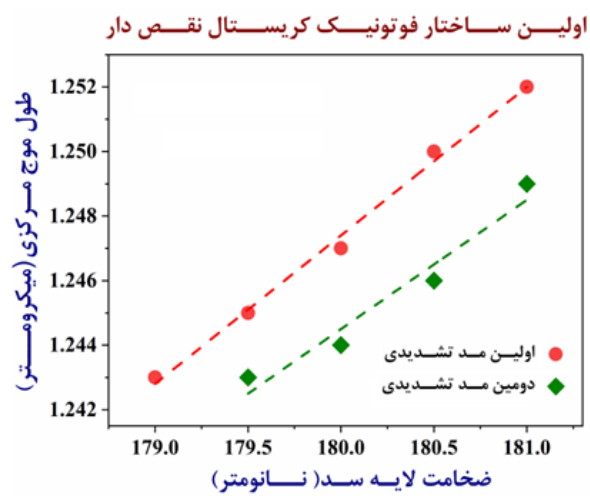
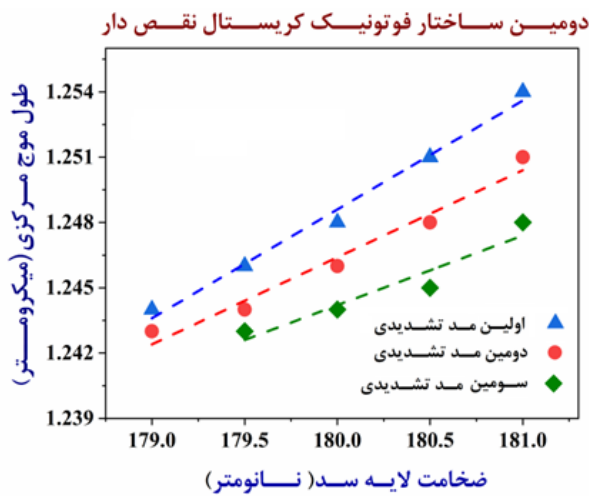
شکل ۳. بازتاب بلورهای فوتونی برحسب طول موج برای مقادیر مختلف ابعاد لایه‌ها. اعداد نشانگر شماره مدهای تشدیدی هستند. زاویه تابش و تعداد لایه‌های تناوبی به ترتیب عبارتند از:  $\theta = 5^\circ$ ,  $N_1=110$  برای هر دو ساختار، همچنین، برای ساختار اول  $N_2=80$  و برای ساختار دوم  $N_2=70$  است.

که در شکل ۳ نیز مشخص شده است از طول موج‌های بلند به کوتاه‌تر هستند. در نخستین ساختار نقص دار و در ضخامت ۱۷۹ nm از لایه سد فقط یک مد تشدیدی در ناحیه باند توقف ظاهر می‌شود. با افزایش ضخامت لایه تا ۱۷۹/۵ nm دو مد بخوبی شکل گرفته و با ضخیم‌تر کردن لایه هر دو مد به سمت طول

رفتار هر دو ساختار نقص دار مشابه بوده و وابستگی آن‌ها به تغییر ابعاد لایه‌های سد و نقطه کوانتومی یکسان هستند. به منظور بررسی کمی این تغییرات، طول موج مرکزی مدهای تشدیدی و وابستگی آن‌ها به ابعاد لایه‌ها استخراج شده و نتایج در شکل ۴ نمایش داده شده‌اند. ترتیب نام‌گذاری مدها همانگونه

کوانتومی نیز طول موج مرکزی مدهای تشدیدی شیفت قرمز می‌یابند.

موج‌های بلندتر شیفت می‌یابند. همانگونه که در شکل ۳ نیز مشخص است، بصورت مشابه با افزایش ضخامت لایه نقطه



شکل ۴. طول موج مرکزی مدهای تشدیدی بر حسب ضخامت لایه های سد و نقطه کوانتومی. زاویه تابش و تعداد لایه های تناوبی به ترتیب عبارتند از:  $\theta = 5^\circ$ ,  $N_1=110$  برای هر دو ساختار، همچنین برای ساختار اول  $N_2=80$  و برای ساختار دوم  $N_2=70$  است.

بیشتر از مد اول است، پس مدهای تشدیدی با افزایش ضخامت لایه سد رفته رفته از یکدیگر جدا می‌شوند. وابستگی مدهای تشدیدی به ضخامت لایه نقطه کوانتومی نیز بصورت مشابه بوده و با افزایش ضخامت لایه مدها شیفت قرمز یافته و فاصله آنها از یکدیگر تغییر می‌کند. شیب تغییرات برای مد سوم در مقایسه با مدهای اول و دوم بسیار کمتر است بطوریکه برخلاف ضخامت ۸ nm از لایه نقطه کوانتومی که دو مد تشدیدی ۱۰ nm و سوم در فاصله اندکی از یکدیگر هستند، در ضخامت ۱۰ nm سومین مد تشدیدی در بیشترین فاصله از دو مد دیگر است.

در حد فاصل ۸ تا ۱۰ nm از ضخامت لایه نقطه کوانتومی دو مد تشدیدی به وضوح در ناحیه باند توقف وجود دارند. از طرف دیگر نتایج نشان می‌دهند که شیب تغییرات برای لایه نقطه کوانتومی در مقایسه با لایه سد بیشتر است. برای دومین ساختار نقص دار نیز در ضخامت ۱۷۹ nm از لایه سد دو مد تشدیدی در باند توقف وجود دارد و با افزایش ضخامت، تعداد مدها به سه مورد افزایش می‌یابد. مشابه با ساختار اول، افزایش ضخامت باعث جابجایی مدهای تشدیدی به سمت طول موج‌های بلندتر می‌شود. افزون بر این، نتایج نشان می‌دهند که شیب تغییرات برای مد تشدیدی اول در مقایسه با دو مد دیگر تندتر است. از طرف دیگر از آنجاییکه مقدار تغییرات برای مد دوم نیز اندکی

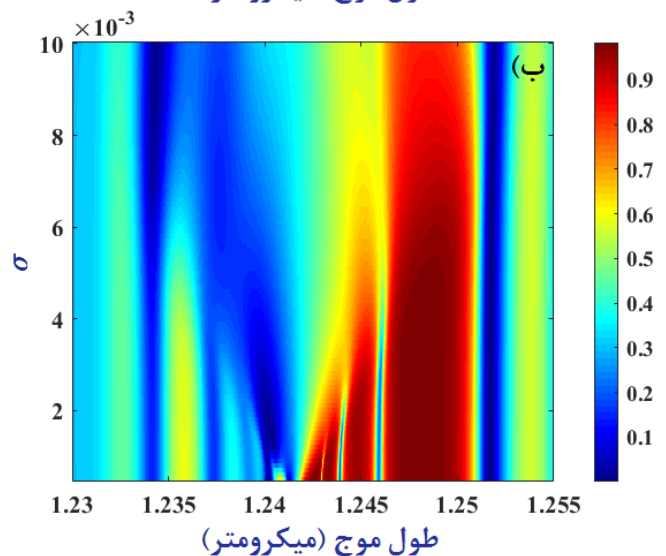
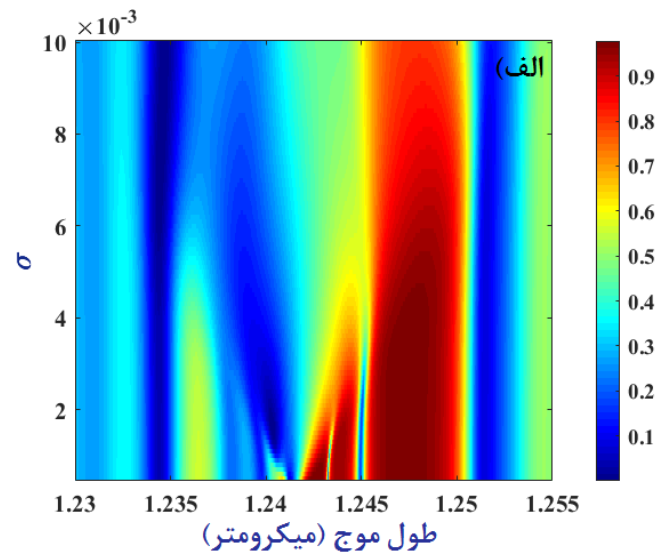


افزایش مقدار  $\sigma$  تغییر نکرده ولی مرز سمت چپ شیفت قرمز پیدا می‌کند. تغییرات به نحوی هستند که بعد از  $\sigma = 2.2 \times 10^{-3}$  برای ساختار اول و  $\sigma = 3.1 \times 10^{-3}$  برای ساختار دوم هیچ مد تشدیدی در باند توقف قابل مشاهده نیست. با افزایش بیشتر مقدار  $\sigma$ ، پهنای ناحیه توقف تغییر چشمگیری نمی‌کند. بنابراین نتایج بخوبی نشان می‌دهند که می‌توان با کنترل مقدار این پارامتر نه تنها پهنای فرکانسی باند توقف بلکه تعداد مدهای تشدیدی موجود در طیف بازتاب را نیز کنترل کرد.

## ۲-۳- تنظیم پذیری مشخصه‌های نوری با عوامل کنترل خارجی

پس از تعیین مقادیر مناسب برای تعداد و ابعاد لایه‌ها و همچنین، بررسی وابستگی پاسخ نوری ساختارهای پیشنهادی به مقدار ناهمگنی  $\sigma$ ، در ادامه تنظیم‌پذیری پاسخ نوری ساختارهای پیشنهادی توسط عوامل خارجی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. برای این منظور وابستگی بازتابندگی به دمای بلور و زاویه تابش نور به آن مطالعه می‌شوند. نتایج نشان می‌دهند که در ساختار اول با افزایش دما، پهنای ناحیه توقف کمتر می‌شود. بطوریکه لبه سمت چپ باند توقف با افزایش دما به تدریج از بین رفته و در نتیجه پهنای باند توقف کاهش می‌یابد. لبه سمت راست باند توقف در مقایسه با مرز سمت چپ به مراتب کمتر تحت تاثیر تغییرات دما قرار می‌گیرد. افزایش دما تاثیری بر اختلاف فرکانسی بین دو مد تشدیدی این ساختارها ندارد. با این حال عمق هر دو پیک تشدیدی با افزایش دما کمتر می‌گردند و با توجه به اینکه لبه سمت چپ باند توقف به شدت تحت تاثیر دما قرار می‌گیرد، مدهای نزدیک به آن لبه نیز به تدریج با افزایش دما از بین می‌روند. وابستگی دمایی پاسخ نوری نمونه‌ها تا حدی هستند که در دمای  $T = 100 \text{ K}$  فقط یک مد تشدیدی در طیف بازتاب قابل مشاهده است.

تغییرات دمایی پاسخ دهی نمونه نقص‌دار دوم مشابه با ساختار اول بوده و کاهش پهنای باند بویژه کج شدگی در مرز سمت چپ این ناحیه با افزایش دما و لذا کاهش عمق مدهای تشدید و در نهایت حذف این مدها در دماهای بالا و باقی ماندن فقط یک مد در  $100 \text{ K}$  برای این نمونه نیز قابل مشاهده است.

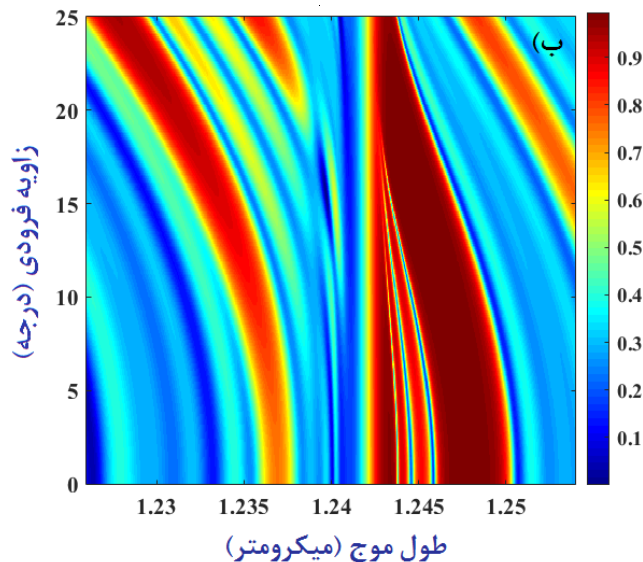
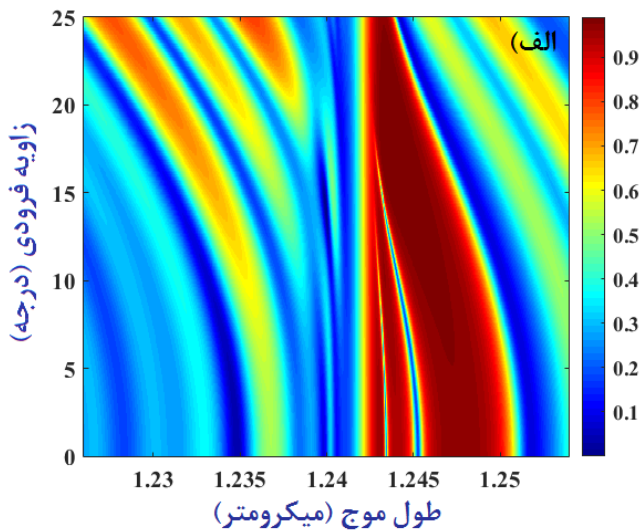


شکل ۵. طیف بازتاب (الف) نخستین ساختار و (ب) دومین ساختار نقص‌دار برحسب طول موج برای مقادیر مختلف پارامتر ناهمگنی  $\sigma$ . زاویه تابش، دمای بلور و تعداد لایه‌های تناوبی به ترتیب عبارتند از:  $\theta = 5^\circ$ ,  $T = 10 \text{ K}$ ,  $N_1 = 110$  برای هر دو ساختار، همچنین برای ساختار اول  $N_2 = 80$  و برای ساختار دوم  $N_2 = 70$  است.

به منظور بررسی هر چه دقیق‌تر وابستگی پاسخ نوری بلورهای پیشنهادی به مشخصه‌های ساختاری آن‌ها، در ادامه تغییرات مقدار بازتابندگی بلور برحسب طول موج برای مقادیر مختلف پارامتر ناهمگنی ابعاد نقاط کوانتومی نیز مورد بررسی قرار گرفته است.

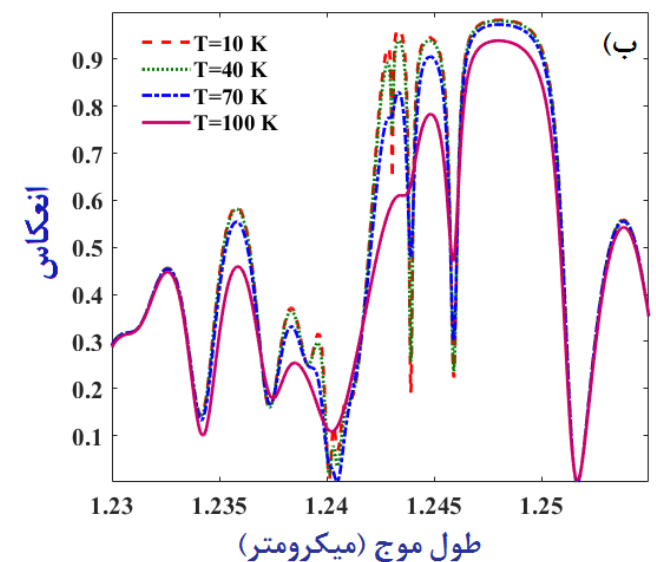
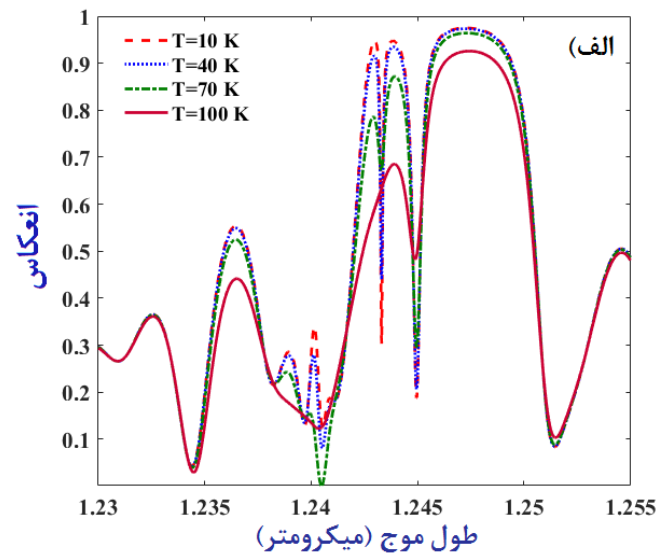
نتایج نمایش داده شده در شکل ۵ نشان می‌دهند که پاسخ نوری هر دو ساختار کاملاً وابسته به مقدار  $\sigma$  است. بطوریکه برای هر دو ساختار با افزایش این مقدار، پهنای ناحیه باند توقف کمتر می‌شود. بطوریکه مرز سمت راست ناحیه باند توقف با

و پس از آن هیچ مدی در باند توقف طیف بازتاب دو ساختار پیشنهادی وجود ندارد.



شکل ۷: طیف بازتاب (الف) نخستین ساختار و (ب) دومین ساختار نقص دار بر حسب طول موج برای زاویه‌های تابشی مختلف. دمای بلور و تعداد لایه‌های تناوبی به ترتیب عبارتند از:  $T = 10 \text{ K}$ ,  $N_1 = 110$  برای هر دو ساختار، همچنین برای ساختار اول  $N_2 = 80$  و برای ساختار دوم  $N_2 = 70$  است.

از طرف دیگر افزایش زاویه باعث کاهش پهنای باند توقف طیف بازتاب ساختار پیشنهادی می‌شود. بطوریکه بیشترین پهنای تابش عمود قابل مشاهده بوده و با افزایش زاویه، مرز سمت راست ناحیه توقف یک شیفت آبی را تجربه می‌کند. با این حال مرز سمت چپ ناحیه توقف تقریباً مستقل از زاویه است. بنابراین، نتایج به‌خوبی نشان می‌دهند که با کنترل زاویه تابش نور به بلور نیز می‌توان پهنای باند توقف، فرکانس مرکزی، تعداد مدهای تشدید و اختلاف فرکانسی مدها را کنترل کرد.



شکل ۸: طیف بازتاب (الف) ساختار نقص دار اول و (ب) ساختار نقص دار دوم برای دماهای مختلف بلور. زاویه تابش و تعداد لایه‌های تناوبی به ترتیب عبارتند از:  $\theta = 5^\circ$ ,  $N_1 = 110$  برای هر دو ساختار، همچنین برای ساختار اول  $N_2 = 80$  و برای ساختار دوم  $N_2 = 70$  است.

در مرحله بعدی، وابستگی مشخصه‌های نوری بلورهای پیشنهادی به زاویه تابش نور مورد بررسی قرار گرفته است. با افزایش زاویه تابش، هر دو مد تشدید در باند توقف ساختار اول و همچنین هر سه مد تشدید ساختار دوم به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابجا می‌شوند. با این حال وابستگی مدهای تشدید واقع در طول موج‌های کوتاه‌تر در مقایسه با مدهای دیگر کمتر بوده و پس با افزایش زاویه اختلاف فرکانسی مدهای تشدید رفته رفته کاهش می‌یابد. در زاویه  $\sim 20^\circ$  مدهای تشدید کاملاً در دیواره سمت چپ ناحیه باند توقف ادغام شده

می‌رود. طول موج مرکزی مد تشدیدی سوم این ساختار در یک دمای معین مستقل از زاویه تابش نور به بلور است.

جدول ۳. وابستگی مشخصه‌های مدهای تشدیدی ساختار نقص‌دار اول به دمای بلور و زاویه تابش نور به آن.

ساختار دو نقص	اولین مد تشدیدی						دومین مد تشدیدی					
	T <sub>1</sub> =10 K		T <sub>2</sub> =40 K		T <sub>3</sub> =70 K		T <sub>1</sub> =10 K		T <sub>2</sub> =40 K		T <sub>3</sub> =70 K	
دما	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)
زاویه فرودی												
θ <sub>r</sub> =5°	۱.۲۴۵	۱۹	۱.۲۴۵	۲۰	۱.۲۴۵	۳۰	۱.۲۴۴	۳۰	۱.۲۴۴	۴۴	۱.۲۴۴	۶۷
θ <sub>r</sub> =10°	۱.۲۴۴	۲۰	۱.۲۴۴	۲۵	۱.۲۴۴	۴۲	۱.۲۴۳	۶۱	۱.۲۴۳	۷۰	-	-
θ <sub>r</sub> =15°	۱.۲۴۳	۴۱	۱.۲۴۳	۵۴	۱.۲۴۲	۷۳	-	-	-	-	-	-

جدول ۴. وابستگی مشخصه‌های مدهای تشدیدی ساختار نقص‌دار دوم به دمای بلور و زاویه تابش نور به آن.

ساختار سه نقص	اولین مد تشدیدی						دومین مد تشدیدی					
	T <sub>1</sub> =10 K		T <sub>2</sub> =40 K		T <sub>3</sub> =70 K		T <sub>1</sub> =10 K		T <sub>2</sub> =40 K		T <sub>3</sub> =70 K	
دما	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)
زاویه فرودی												
θ <sub>r</sub> =5°	۱.۲۴۶	۲۲	۱.۲۴۶	۲۴	۱.۲۴۶	۳۰	۱.۲۴۴	۱۹	۱.۲۴۴	۲۵	۱.۲۴۴	۴۸
θ <sub>r</sub> =10°	۱.۲۴۵	۲۴	۱.۲۴۵	۲۶	۱.۲۴۵	۳۸	۱.۲۴۳	۳۰	۱.۲۴۳	۴۲	۱.۲۴۳	۶۶
θ <sub>r</sub> =15°	۱.۲۴۴	۳۱	۱.۲۴۴	۴۱	۱.۲۴۴	۶۵	۱.۲۴۳	۷۹	۱.۲۴۳	۸۱	-	-

سومین مد تشدیدی												
ساختار سه نقص	T <sub>1</sub> =10 K				T <sub>2</sub> =40 K				T <sub>3</sub> =70 K			
	دما	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	انعکاس (%)	انعکاس (%)	طول موج مرکزی (μm)	انعکاس (%)	انعکاس (%)	انعکاس (%)
زاویه فرودی												
θ <sub>r</sub> =5°	۱.۲۴۳	-	-	-	۱.۲۴۴	۲۴	-	-	-	-	-	-
θ <sub>r</sub> =10°	۱.۲۴۳	-	۸۴	-	-	-	-	-	-	-	-	-
θ <sub>r</sub> =15°	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

افزایش دما (در یک زاویه تابش معین) و همچنین افزایش زاویه تابش (در یک دمای معین از بلور) باعث افزایش درصد بازتابندگی مدهای تشدیدی هر دو ساختار نقص‌دار می‌گردند. از لحاظ فیزیکی این افزایش در حقیقت نشانگر از بین رفتن تدریجی مدهای تشدیدی در باند توقف و حتی کاهش کارایی بلورها برای کاربردهایی همچون فیلترهای نوری خواهد شد که در آن‌ها مدهای تیز با بازتابندگی تا حد ممکن کم نیاز ضروری هستند.

### ۳-۳- بحث

همانگونه که پیش‌تر نیز اشاره شد، برخلاف بلورهای فوتونی عادی، پاسخ نوری این بلورها توسط پدیده‌های فیزیکی متعددی کنترل می‌شوند که افزون بر مدولاسیون تابع دی‌الکتریک به اندرکنش تابش با تحریک‌های درونی بلور نیز وابسته هستند. با این حال به نظر می‌رسد وابستگی پاسخ نوری بلورهای پیشنهادی به تعداد تناوب و ابعاد لایه‌ها و همچنین زاویه تابش نور به بلور را می‌توان به تغییر طول موثر نوری نور در بلور و لذا تحت تاثیر قرار گرفتن تحقق شرط براگ ( $n_a d_a = n_b d_b = \lambda/4$ ) ربط داد. بطوریکه بنا به این رابطه با

به منظور بررسی هرچه دقیق‌تر وابستگی پاسخ نمونه‌ها به دو عامل کنترل کننده خارجی، مقادیر عددی طول موج مرکزی و درصد بازتاب مدهای تشدیدی طیف‌های بازتاب برای دماها و زاویه‌های مختلف استخراج شده و در جدول‌های ۳ و ۴ گزارش شده‌اند. برای ساختار نخست با افزایش دما در زاویه تابش ۵° نمی‌کنند. وابستگی مد تشدیدی اول به تغییرات دما در زاویه های ۱۰ و ۱۵ درجه نیز بصورت مشابه بوده و تغییری در طول موج مرکزی با افزایش دما مشاهده نمی‌شود. تنها استثنا مربوط به کاهش بسیار ناچیز تحقق یافته در زاویه ۱۵° در افزایش دما از ۴۰ K به ۷۰ K است. برای مد تشدیدی دوم و در زاویه تابش ۱۰° با افزایش دمای بلور از ۱۰ K به ۴۰ K طول موج مرکزی تغییر نمی‌کند ولی با افزایش بیشتر دمای بلور تا ۷۰ K مد تشدیدی دوم از بین می‌رود. این مد با افزایش بیشتر زاویه تابش به ۱۵° حتی در کمترین دمای ۱۰ K نیز شکل نمی‌گیرد. برای دومین ساختار نقص دار نیز رفتار مشابهی قابل مشاهده است. بطوریکه نخستین مد تشدیدی که در طول موج بلندتر ظاهر میشود همواره در هر سه زاویه ۵، ۱۰ و ۱۵° وجود داشته و با افزایش دمای بلور طول موج مرکزی آن تغییر نمی‌کند. دومین مد تشدیدی نیز در دو زاویه ۵ و ۱۰° قابل رؤیت بوده و طول موج مرکزی آن مستقل از دماست. با افزایش زاویه تابش تا ۱۵° این مد تشدیدی فقط در دماهای ۱۰ و ۴۰ کلون شکل گرفته و در ۷۰ K از بین می‌رود. مد سوم به دما و زاویه بیشتر حساس بوده و در زاویه ۵° در دمای ۷۰ K از بین می‌رود. این در حالی است که در زاویه ۱۰° فقط در دمای ۱۰ کلون ظاهر شده و در زاویه بالاتر بطور کامل از بین می‌رود.

همچنین، نتایج نشان می‌دهند که با افزایش زاویه تابش در یک دمای معین، فرکانس مرکزی مد تشدیدی اول کاهش یافته و برای مد دوم تغییری مشاهده نمی‌شود. با افزایش زاویه تابش برای نخستین مد تشدیدی از دومین ساختار نقص دار نیز طول موج مرکزی در تمام دماهای مورد بررسی کاهش می‌یابد. برای مد تشدیدی دوم با افزایش زاویه از ۵ به ۱۰° طول موج مرکزی کاهش یافته و با افزایش بیشتر زاویه تغییری نمی‌کند. شایان ذکر است که در دمای ۷۰ K و زاویه تابش ۱۵° این مد از بین

## ۴- نتیجه گیری

در این مقاله دو بلور فوتونی نسل جدید تشدیدی تنظیم پذیر در راستای نیازهای مخابرات نوری معرفی شدند. بلورهای پیشنهادی شامل لایه‌هایی از نقاط کوانتومی InAs/InGaAs هستند که در بین لایه‌هایی از جنس GaAs (به عنوان سد) محصور شده‌اند. با توجه به اینکه لایه‌های شامل نقاط کوانتومی دارای دوقطبی فعال هستند، تحریک‌های اکسایتونی در آن‌ها می‌توانند با نور منتشر شونده اندرکنش کرده و انتشار آن را تحت تاثیر قرار دهند. بنابراین پاسخ دهی نوری این ساختار توسط تاثیر مشترک مدولاسیون تابع دی‌الکتریک در راستای رشد بلور و اندرکنش تحریک‌های درونی با نور تاییده تعیین میشود. در بلورهای پیشنهادی نظم ساختاری با وارد کردن نقص‌های عمدی بهم ریخته است. افزایش تناوب لایه‌ها در این ساختارها منجر به شکل‌گیری بهتر ناحیه باند توقف (بازتاب تقریباً ۱۰۰٪) به همراه کاهش مقدار FWHM مدهای تشدیدی میشود. با این حال تعداد تناوب لایه‌ها تاثیر چندانی بر روی فرکانس مرکزی این مدها ندارد. از طرف دیگر افزایش ضخامت هر دو لایه سد و نقطه کوانتومی باعث افزایش پهنای باند توقف شده و فرکانس مرکزی مدهای تشدیدی شیفت قرمز می‌یابد. افزون بر این با کنترل ابعاد لایه‌ها می‌توان تعداد مدهای تشدیدی در ناحیه باند توقف را نیز کنترل کرد. شیب تغییرات برای تحولات لایه نقطه کوانتومی در مقایسه با لایه سد بیشتر است. از طرف دیگر مشخصه‌های نوری هر دو بلور کاملاً وابسته به مقدار همگنی لایه نقاط کوانتومی (پارامتر  $\sigma$ ) است. تغییرات به نحوی است که با افزایش این پارامتر لبه سمت چپ باند توقف شیفت قرمز یافته و پس، ضمن کاهش پهنای باند مدهای تشدیدی از بین می‌روند. در مقادیر بزرگ‌تر از  $10^{-3} * 2/2$  برای ساختار اول و  $10^{-3} * 3/3$  برای ساختار دوم هیچ مد تشدیدی در باند توقف قابل مشاهده نبوده و پهنای این باند نیز تقریباً ثابت می‌ماند. افزون بر پارامترهای ساختاری، طیف بازتابی بلور توسط عوامل بیرونی همچون دمای بلور و زاویه تابش نور به آن نیز قابل کنترل است. بطوریکه بیشترین پهنای ناحیه باند توقف در تابش عمود قابل مشاهده بوده و با افزایش زاویه، مرز سمت راست ناحیه توقف شیفت آبی را تجربه می‌کند. با این حال مرز سمت

افزایش طول نوری، می‌بایستی طول موج مرکزی (و لذا کل گستره فرکانسی) باند توقف به سمت طول موج‌های بالاتر شیفت یابد. این رفتار در شکل‌های ۲، ۳، ۴ و ۷ کامل قابل مشاهده است. شایان ذکر است که در مورد زاویه تابش، بیشترین طول نوری در تابش عمود بوده و بنابراین، بیشترین پهنای باند توقف نیز در این زاویه قابل رؤیت است. از طرف دیگر، اثبات شده است که خلق مدهای تشدیدی نیازمند تحقق شرایط تطبیق امپدانس است [۲۱]. پس، با تغییر طول مسیر نوری بواسطه تغییر زاویه تابش نور به بلور، اختلاف فاز ( $\varphi = k_{z1}d_1$ ) نیز تغییر کرده و بنابراین، باید طول موج مرکزی مدهای تشدیدی شیفت آبی پیدا کنند تا همان تغییر فاز تحقق پیدا کند. این رفتار کاملاً در شکل ۷ قابل مشاهده است. افزون بر این با افزایش دما انتظار می‌رود که مقدار پهن شدن ناشی از فونون‌ها افزایش یابد (رابطه ۱۷). بنابراین، اندرکنش اکسایتون با فونون بیشتر شده و در نتیجه جذب اکسایتونی در تشدید با بازتاب براگ نخواهد بود. این درحالی است که برای داشتن ناحیه باند توقف پهن با مقدار بازتابندگی بالا، تحقق این تشدید بسیار ضروری است. نتایج شکل ۶ و داده‌های ارائه شده در جدول‌های ۳ و ۴ بخوبی در توافق با این مهم هستند. از طرف دیگر، نتایج (شکل ۵) نشان می‌دهند که پاسخ دهی ساختارهای پیشنهادی به شدت وابسته به مقدار ناهمگنی ابعاد نقاط کوانتومی هستند. این رفتار را می‌توان به این واقعیت ربط داد که ترازهای انرژی و گذارهای اکسایتونی کامل به ابعاد نقاط کوانتومی وابسته هستند [۲۷]. بنابراین، با افزایش ناهمگنی در لایه شامل نقاط کوانتومی تحقق گذارهای متعددی ممکن می‌شود. افزون بر جذب و نشرهای تشدیدی، از طرف دیگر گسیل خود به خودی نیز دارای پهنای زیادی است. لذا تابع توزیع فرکانس اکسایتون و پذیرفتاری متوسط گیری شده نسبت به آن (رابطه ۱۲) حساس به پارامتر ناهمگنی  $\sigma$  بوده و بنابراین مقدار کوپلاژ بین گذارهای محتمل اکسایتونی و بازتاب‌های براگ، با افزایش مقدار این پارامتر از بین می‌رود. بنابراین، ضروری است که به منظور داشتن پاسخ نوری مناسب، از هرگونه پهن شدن تابشی و غیر تابشی ناشی از اندرکنش بین اکسایتون و فونون‌ها (با کنترل دما) و یا ناهمگنی ابعاد نقاط کوانتومی در حین رشد تا حد امکان جلوگیری شود.

[7] P. and R. V. Nair, "Scaling the spatial fluctuation of spontaneous emission suppression in photonic crystals," *Optics Letters* 44, 2811-2814, 2019.

[8] M. K. Moghaddam, R. Fleury, "Slow light engineering in resonant photonic crystal line-defect waveguides," *Opt Express*. 27, 26229-2623, 2019.

[9] D. Nobahar, K. Hajisharifi, H. Mehdian, "Twisted beam shaping by plasma photonic crystal," *Journal of Applied Physics* 124, 213102, 2018.

[10] F. Ghasemi, S.R. Entezar, S. Razi, "Terahertz tunable photonic crystal optical filter containing graphene and nonlinear electro-optic polymer," *Laser Physics* 29, 056201, 2019.

[11] Z. Arefinia, A. Asgari, "Novel attributes in the scaling and performance considerations of the one-dimensional graphene-based photonic crystals, for terahertz applications," *Physica E*, 54, 34-39, 2013.

[12] A. Ghasempour Ardakani, F. Bahmani Firoozi, "Highly tunable bistability using an external magnetic field in photonic crystals containing graphene and magneto-optical layers," *journal of applied physics*, 121, 023105, 2017.

[13] S. Razi, F. Ghasemi, "Broad band temperature independent photonic crystal based optical filter with response in visible wavelength range," *Laser Physics* 29, 046204, 2019.

[14] C. Pina-Hernandez, A. Koshelev, S. Dhuey, S. Sassolini, M. Sainato, S. Cabrini, K. Munechika1, "Nanoimprinted High-Refractive Index Active Photonic Nanostructures Based on

چپ تقریباً مستقل از زاویه است. بنابراین پهنای باند توقف و تعداد مدهای تشدیدی کاهش می‌یابند. تغییر دمای بلور نیز افزون بر ناحیه باند توقف بر روی تعداد، پهنای و مقدار بازتابندگی مدهای تشدیدی تاثیر گذار است. بنابراین نتایج به خوبی نشانگر پتانسیل بالای ساختارهای پیشنهادی برای کاربرد در مدارهای مجتمع نوری تنظیم پذیر در قالب المان هایی همچون فیلترها، سوئیچ ها و یا تفکیک کننده های فرکانسی هستند.

## مراجع

[1] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattice," *Phys. Rev. Lett.* 58, 1987.

[2] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.* 58, 1987.

[3] S. Razi, F. Ghasemi, "Tunable photonic crystal wavelength sampler with response in terahertz frequency range," *Optical and Quantum Electronics* 51, 104, 2019.

[4] A. Rashidi, A. Namdar, A. Hatef, "Magnetic field induced enhanced absorption using a gated graphene/1D photonic crystal hybrid structure: Quantum regime," *Optical Materials*, 83, 73-77 2018.

[5] S. Olyaei, M. Seifouri, R. Karami, A. Mohebzadeh-Bahabady, "Designing a high sensitivity hexagonal nano-cavity photonic crystal resonator for the purpose of seawater salinity sensing," *Optical and Quantum Electronics*, 51, 97.

[6] K. Jamshidi-Ghaleh, R. Karimzadeh, "Possibility of optical spectral singularity in scattering spectrums of 1D multilayer structure," *Optik*, 178, 8-13, 2019.

applications in terahertz optical integrated circuits,” *Physica B: Condensed Matter*, 566, 77-85, 2019.

[23] S. Razi, F. Ghasemi, “One-dimensional structure made of periodic slabs of SiO<sub>2</sub>/InSb offering tunable wide band gap at terahertz frequency range,” *Chin. Phys. B*, 28, 124205, 2019.

[24] J.J. Finley, M. Sabathil, P. Vogl, G. Abstreiter, R. Oulton, A. I. Tartakovskii, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, S. L. Liew, A.G. Cullis, M. Hopkinson, “Quantum-confined Stark shifts of charged exciton complexes in quantum dots,” *Phys. Rev. B*, 70, 201308-1–201308-4, 2014.

[25] T.M. Hsu, W.H. Chang, C.C. Huang, N.T. Yeh, J. I. Chyi, “Quantum-confined Stark shift in electroreflectance of InAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As self-assembled quantum dots,” *Appl. Phys. Lett.* 78, 1760–1762, 2001.

[26] V.I. Puller, L.I. Deych, M.V. Erementchouk, A. A. Lisyansky, “Screening of external electric field by photoinduced carriers in Bragg multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* 87, 052104-1–052104-3, 2005.

[27] A. Asgari, S. Razi, “High performances III-Nitride Quantum Dot infrared photodetector operating at room temperature,” *Optics express*, 18, 14604, 2010.

Quantum Dots for Visible Light.” *Scientific Reports*, 7, 17645, 2017.

[15] T. Wang, G. Li, Zh. Chen, “The theoretical investigation of all-optical polarization switching based on InGaAs(P) Bragg-spaced quantum wells,” *Opt. Exp.* 16, 127, 2008.

[16] M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A. A. Lisyansky, “Spectral properties of exciton polaritons in one-dimensional resonant photonic crystals,” *Phys. Rev. B*, 73, 115321, 2006.

[17] L.I. Deych, M.V. Erementchouk, A.A. Lisyansky, “Effects of inhomogeneous broadening on reflection spectra of Bragg multiple quantum well structures with a defect,” *Phys. Rev. B*, 69, 075308, 2004.

[18] L. I. Deych, A. Yamilov, A. A. Lisyansky, “Optical spectra and inhomogeneous broadening in CdTe/CdZnTe MQW structures with defects,” *Nanotechnology*, 13, 114, 2000.

[19] Zh. Hu, B. Xiang, Y. Xing, “Controllable transmission photonic band gap and all-optical switching behaviors of 1-D InAs/GaAs quantum-dot photonic crystal,” *Opt. Mater.* 62, 419-423, 2016.

[20] J. P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy, “Resonant photonic band gap structures realized from molecular-beam-epitaxially grown InGaAs/GaAs Bragg-spaced quantum wells,” *J. Appl. Phys.* 100, 063101, 2006.

[21] F. Ghasemi, S.R. Entezar, S. Razi, “Graphene based photonic crystal optical filter: Design and exploration of the tunability,” *Physics Letters A* 383, 2551-2560, 2019.

[22] S. Razi, F. Ghasemi, “Tunable graphene based one dimensional photonic crystal with



# One dimensional resonant photonic crystal based on InAs/InGaAs quantum dots; structure with tunable response for optical communication applications

S. Razi<sup>1\*</sup>, F. Ghasemi<sup>2</sup>, S. Roshan Entezar<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Optics and laser engineering group, Urmia University of Technology (UUT), Urmia

<sup>2</sup> Department of Physics, Tabriz University, Tabriz

**Abstract:** In this paper two resonant photonic crystals is proposed that their optical response depends not only to the modulation of the dielectric function but also to the interaction of the incident light with the crystal's internal excitations. Alternating layers made of GaAs (as the barrier layer) and InAs/InGaAs quantum dots (dipole active layer) are selected as the main building blocks of the crystals. Structural order is disturbed by adding defects. Transfer Matrix Method (TMM) is applied to evaluate the optical features of the crystals and in order to model the real situation, the roles of the effective excitonic susceptibility besides the homogenous and non-homogenous broadenings are considered in calculations. Dependence of the structures response (including width and wavelength range of the stop band and resonant modes) to the structural parameters such as layers period number, size of the slabs and homogeneity of the layers are studied at the first step. Extracting the optimum values, tunability of the optical features with external parameters such as crystal temperature and light incident angle is explored systematically. Results clearly show the great potential of the proposed crystals for applications such as all optical tunable filters, frequency dividers and switches.

**Keywords:** resonant photonic crystals, defective structure, stop band, transfer matrix, tunable optical response