

## TM TE

(دریافت مقاله: ۱۳۸۷/۲/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۸/۶/۱۰)

$$\left( \frac{\beta}{k} \right)_{TM, TE} = \left( \frac{\beta}{\omega} \right)_{TM, TE}$$

خودبه‌خودی مزاحم در لیزرهاست [۶ و ۷]. امروزه همچنین در علم نانوفوتونیک و انتقال اطلاعات توسط انتشار امواج سطحی پلاسمایی بر روی سطوح فلزی از تکنیک گاف انرژی برای کنترل و حبس امواج پلاسمای الکترونی بر روی سطوح نازک فلزی که دارای آرایه‌های دو بعدی از حفره‌های بسیار ریزند، استفاده می‌شود [۹]. همچنین بلورهای فوتونی کاندید مناسبی برای مواد با ضریب شکست منفی نیز محسوب می‌شوند [۱۰].

فیبرهای بلور فوتونی را به دو دسته تقسیم می‌کنند. (۱) ضریب شکست پوسته از هسته کمتر است و مدهای انتشاری از طریق انعکاس کلی داخلی در مرز پوسته و هسته منتقل می‌شوند که مانند فیبرهای معمولی است. (۲) ضریب شکست هسته از پوسته کمتر است و مدها بر اثر باندهای فوتونیک پوسته در هسته و

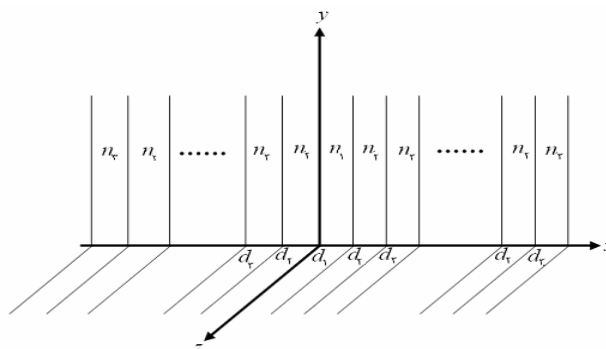
بلور فوتونی، یک ماده با ضریب شکست متناوب است که این تغییرات ضریب شکست می‌تواند در یک بعد، دو بعد یا سه بعد تکرار شود [۱]. تناوب این توده را ثابت شبکه می‌نامند که با ثابت شبکه بلور معمولی که متشکل از آرایه‌ای از اتم‌هاست، قابل قیاس می‌باشد [۲ و ۳ و ۴].

این بلورها می‌توانند در محدوده‌های خاصی از طول موج به نور اجازه انتشار ندهند و مانند یک عایق اپتیکی نور را بدون اتلاف در محیط با ضریب شکست کمتر محبوس کنند [۵]. یابلونویچ و جان [۶] الکترومغناطیس کلاسیک را با فیزیک حالت جامد ترکیب کردند و مفهوم بلور فوتونی دو بعدی و سه بعدی را ارائه کردند.

یکی از کاربردهای مهم این بلورها جلوگیری از تشعشع

روش بسط چند قطبی میدان‌ها [۱۷]، روش بسط فوریه [۱۸]، روش FDTD [۱۹]، روش انتشار پرتو [۲۰]، روش ماتریس ضرایب [۲۱] که برای تحلیل میدان در فیبرهای براگ نیز استفاده می‌شود و روش پارامتر  $V$  [۲۲].

روشی که ما در این مقاله به آن می‌پردازیم روش ماتریس انتقال است که میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در یک لایه را به این میدان‌ها در لایه دیگر ارتباط می‌دهد. در اینجا ما لایه‌های استوانه‌ای را به صورت لایه‌های یک تیغه تحت در نظر می‌گیریم. چون به دنبال ماتریس انتقال کل برای مدهای TE و TM در چنین ساختاری (شکل ۱) هستیم.



شکل ۱. فیبربرگ با تقریب لایه‌های تخت. ضریب شکست هسته  $n_1$  با ضخامت  $d_1$  و ضرایب شکست جفت لایه‌ها  $n_2$  و  $n_3$  با ضخامت‌های  $d_2$  و  $d_3$  می‌باشند.

اطراف آن انتقال می‌یابند.

فیبرهای براگ و فیبرهای هسته خالی جزء گروه دوم هستند. برجسته‌ترین خصوصیات فیبرهای بلور فوتونی توانایی آنها در انتقال نور در هسته‌ایی یا ضریب شکست کمتر است. اولین اثبات تجربی فیبر بلور فوتونی توسط نایت و گروهش در سال ۱۹۹۸ انجام شد و عملاً نشان دادند که گاف فوتونی پوسته می‌تواند عامل هدایت نور در هسته‌ی این نوع فیبر باشد [۱۱ و ۱۲].

ضریب شکست موثر که به صورت  $\beta/k$ ، عدد موج طولی به عدد موج در خلاء، تعریف می‌شود در این نوع فیبرها وابسته به طول موج ( $\lambda$ ) است و عمده پاشندگی براساس آن تعریف می‌شود.

همچنین اولین بار در فیبرهای بلور فوتونی با هسته سیلیکان، به خاطر امکان طراحی در پاشندگی آنها، سالیون‌های نوری در محدوده مادون قرمز و مری تولید شدند [۱۳]. امروزه فیبرهای بلور فوتونی یا هسته تو خالی در تولید و انتشار هارمونیک‌های مرتبه بالاتر در محدوده uv و اشعه x نقش به‌سزایی دارند [۱۴] و برای ایجاد اثرات غیر خطی جدید از جمله تولید نور ابر پیوسته که گسترده طیفی آنها می‌تواند از ۴۰۰ تا ۱۵۰۰ نانومتر باشد کاربرد دارند [۱۵].

روش‌های مختلفی برای بررسی فیبرهای بلور فوتونی تا به حال به کار گرفته شده است که برخی از آنها نیز در فیبر براگ بلور فوتونی مورد نظر نیز استفاده می‌شود. این روش‌ها عبارتند از: روش ضریب شکست موثر [۱۲]، روش امواج تخت [۱۶]،

### TM TE

با استفاده از معادلات ماکسول به‌عنوان مثال برای مد TM،  $H_z = 0$  خواهیم داشت [۲۳]:

$$\nabla^2 H_y + (n_i k)^2 H_y = 0 \quad (1)$$

اگر از تغییرات میدان در راستای  $y$  صرف نظر شود ( $\partial/\partial y = 0$ ) برای مدهای انتشاری در جهت  $z$  که به صورت  $H = H(x, y) e^{i(\beta z - \omega t)}$  بیان می‌شوند داریم:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (n_i^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2)$$

که در آن  $\beta$  ثابت انتشار در جهت  $z$  و  $k$  ثابت انتشار کل نور ورودی در خلاء است که دارای مولفه ثابت انتشار عرضی نیز می‌باشد.  $n_i$ ها ضریب شکست لایه‌های مختلف می‌باشند. با حل معادله (۲) و با توجه به معادله ماکسول  $\nabla \times H = \partial D / \partial t$ ، می‌توان  $E_z$  را از رابطه  $E_z = (i/\omega \epsilon_r \epsilon_0) \cdot \partial H_y / \partial x$  برای مد TM به دست آورد.

برای هر لایه می‌توان یک ماتریس نوشت که  $E_z(x')$  و  $H_y(x')$  در نقطه  $x = x'$  را به  $E_z(x)$  و  $H_y(x)$  در نقطه  $x = x$  همان لایه ارتباط می‌دهد. با یافتن این ماتریس و اعمال شرایط مرزی در بین لایه‌های مختلف می‌توان ماتریس انتقالی را پیدا کرد که میدان‌های دو لایه مجاور را به هم ارتباط می‌دهد. این ماتریس  $2 \times 2$  بوده و در اینجا می‌خواهیم برای ساختار مورد نظر آن را به دست آوریم. البته در حالت کلی اگر بخواهیم به غیر

بعدی توسط ماتریس انتقال ارتباط داد.

فیبر براگ بلور فوتونی یک ساختار متقارن است و مدل ساختار تیغه تخت آن برای مدهای TE و TM نیز نسبت به لایه تو خالی وسط متقارن است،

بر اساس شکل ۱ برای محاسبه ثابت انتشار این ساختار ( $\beta$ ) میدان‌های آخرین لایه را به میدان‌های لایه وسط ( $n_1 = 1$ ) توسط ماتریس انتقال کل ارتباط می‌دهیم. ماتریس انتقال کل را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$T = T_1(T_T T_r)^N = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$T_1$  ماتریس انتقال (ماتریس  $2 \times 2$  در فرمول (۵)) برای لایه وسط با  $n_1 = 1$  و ضخامت  $d_1$  می‌باشد.  $T_T$  و  $T_r$  نیز به ترتیب ماتریس انتقال برای جفت لایه‌های  $n_2$  و  $n_3$  با ضخامت‌های  $d_2$  و  $d_3$  می‌باشند که  $N$  بار تکرار شده‌اند. بنابراین میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در مرز آخرین لایه  $x_N$  را می‌توان به این میدان‌ها در مرز اولین لایه ( $x_1$ ) ارتباط داد، پس خواهیم داشت:

$$\begin{bmatrix} H_y(x_N) \\ E_z(x_N) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y(x_1) \\ E_z(x_1) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

از آنجا که ما به دنبال مدهای انتشاری در این ساختار بر اساس انعکاس براگ در پوسته این فیبر می‌باشیم انتظار داریم که اندازه میدان‌های  $H_y(x_N)$  و  $E_z(x_N)$  بسیار کوچک باشند و به سمت صفر بروند. بنابراین اگر طرف چپ رابطه (۷) صفر باشد برای یافتن ثابت انتشار این فیبر می‌بایست دترمینان ماتریس انتقال کل، AD-BC، نیز صفر شود. چون این دترمینان تابع  $\beta$  است با روش‌های عددی می‌توان  $\beta$  هایی را پیدا کرد که  $\det T$  برای آنها صفر باشد. برای این کار مشخصات لایه‌ها را به صورت  $n_1 = 1$ ،  $n_2 = 3$  و  $n_3 = 1/5$  و  $d_1 = 1 \mu m$  و  $d_2 = 0/25 \mu m$  و  $d_3 = 0/12 \mu m$  انتخاب می‌کنیم و با استفاده از نرم‌افزار Matlab به دنبال تعیین  $\beta$  های مورد نظر هستیم. پس می‌توان  $\det T$  که تابعی از  $\beta$  است را برای طول موج‌های متفاوت و تعداد لایه‌های مختلف رسم کنیم.

در شکل‌های ۲ و ۳ نمودار  $\det T$  بر حسب  $\beta$  برای طول ۱/۵۵ میکرومتر و مد TE به ترتیب برای تعداد ۳۰ و ۵۰

از مدهای TE و TM (مدل‌های با تقارن استوانه‌ای) مدهای هیبرید را نیز بررسی کنیم می‌بایست که ماتریس انتقال  $4 \times 4$  را برای مولفه‌های میدان  $H_\phi(r)$ ،  $E_\phi(r)$ ،  $H_z(r)$ ،  $E_z(r)$  در مختصات استوانه‌ای حساب کنیم که با توابع بسل سروکار خواهیم داشت. اما با توجه به بررسی‌های انجام شده توسط دیگران [۲۱ و ۲۴] که برای تحلیل میدان در فیبربرگ می‌توان از حد توابع بسل استفاده کرد و با توجه به اینکه ماتریس انتقال  $4 \times 4$  برای مدهای TE و TM به دو ماتریس  $2 \times 2$  تبدیل می‌شود، مناسب به نظر می‌رسد که برای بررسی میدان‌های مربوط به مد TE و TM در فیبربرگ بدنبال تحلیل این مدها در ساختار تیغه‌های تخت باشیم، پس به دنبال یافتن ثابت انتشار برای این دو مد اصلی در ساختاری شبیه شکل ۱ هستیم.

با حل معادله (۲) برای مد TM میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در لایه  $i$ م عبارتند از:

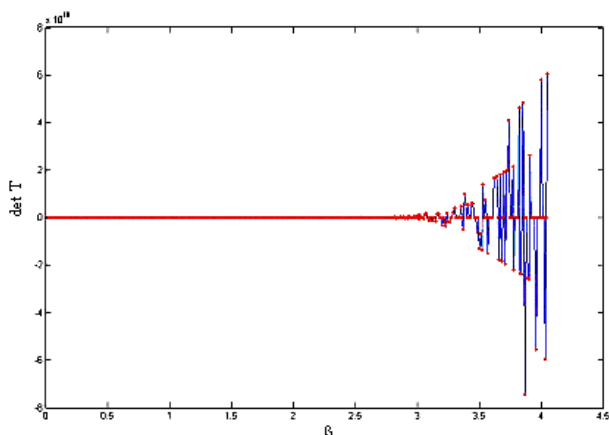
$$H_y(x) = A \cos \kappa_i x + B \sin \kappa_i x, \quad (3)$$

$$E_z(x) = AZ_i \sin \kappa_i x + BZ_i \cos \kappa_i x, \quad (4)$$

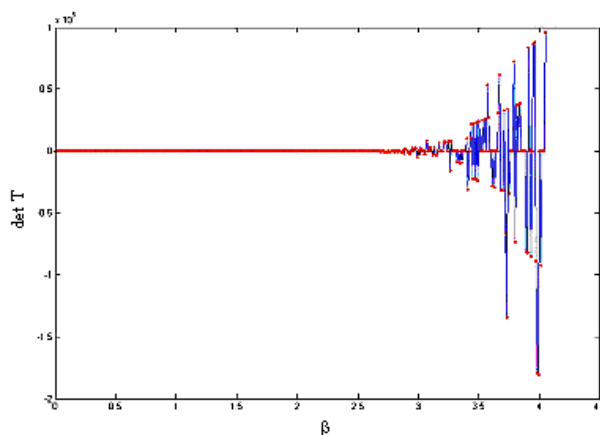
که در آنها  $\kappa_i = \sqrt{(n_i k)^2 - \beta^2}$  و  $Z_i = (i \kappa_i) / (\omega \epsilon_i n_i^2)$  می‌باشد. اگر همین میدان‌ها را در نقطه دیگری مانند  $x'$  در لایه  $i$  به دست آوریم یعنی:  $H_y(x')$  و  $E_z(x')$  می‌توان با محاسبه ضرایب A و B بر حسب  $H_y(x')$  و  $E_z(x')$  و قرار دادن آنها در روابط (۳) و (۴) رابطه بین میدان‌ها در دو نقطه از لایه  $i$  ام این ساختار مشخص می‌شود. بنابراین با انجام محاسبات لازم برای ماتریس انتقالی که میدان‌های در نقطه  $x = x'$  را به میدان‌های در نقطه  $x = x$  مرتبط می‌کند، داریم:

$$\begin{bmatrix} H_y(x) \\ E_z(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \kappa_i (x-x') & \frac{1}{Z_i} \sin \kappa_i (x-x') \\ -Z_i \sin \kappa_i (x-x') & \cos \kappa_i (x-x') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y(x') \\ E_z(x') \end{bmatrix}. \quad (5)$$

در رابطه (۵) اگر به جای  $x - x'$  ضخامت لایه  $i$  ام قرار دهیم میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی در یک مرز این لایه به مرز دیگر آن ارتباط پیدا می‌کند و با توجه به پیوستگی میدان‌های مماسی در مرز لایه‌ها می‌توان میدان هر لایه را به میدان لایه



شکل ۳. نمودار دترمینان  $T$  برحسب  $\beta$  برای مد TE و طول موج  $1/55$  میکرومتر و تعداد ۳۰ جفت لایه.



شکل ۴. نمودار دترمینان  $T$  برحسب  $\beta$  برای مد TE و طول موج  $1/55$  میکرومتر و تعداد ۵۰ جفت لایه.

فواصل مختلف از مرکز فیبر قرار دارند را به دست آورد و رفتار آنها را در لایه‌های مختلف بررسی کرد.

دامنه میدان الکتریکی به ازای طول موج‌هایی که در محدوده باند گاف فوتونی پوسته یا ثابت انتشار ساختار هستند، دارای نوسانات با دامنه بزرگ در هسته و اطراف آن و با دور شدن از هسته به صورت میرا در لایه‌های پوسته نفوذ کرده و به صفر میل می‌کند، در حالی که دامنه میدان الکتریکی به ازای طول موجی که در محدوده گاف فوتونی پوسته نیست به صورت نوسانی در لایه‌ها منتشر می‌شود و مقدار آن در لایه‌های دور از هسته توخالی فیبر کاهش نمی‌یابد. بنابراین چنین مدهایی در هسته و اطراف آن باقی نمی‌مانند و جزء مدهای انتشاری نیستند. شکل‌های ۴ و ۵ نمودار تغییرات میدان الکتریکی مد TE بر حسب فاصله از مرکز تو خالی فیبر را به ترتیب برای طول موج گاف  $1/55$  میکرومتر و طول موج بیرون از گاف  $1/1$  میکرومتر نشان می‌دهند.

این نمودارها برای فیبری با هسته تو خالی به قطر  $1 \mu m$  و ۳۰ جفت لایه که ضریب شکست و ضخامت هر جفت لایه به ترتیب  $n_2 = 3$  و  $d_2 = 0.13 \mu m$  و  $n_3 = 1/5$ ،  $d_3 = 0.265 \mu m$  می‌باشند.

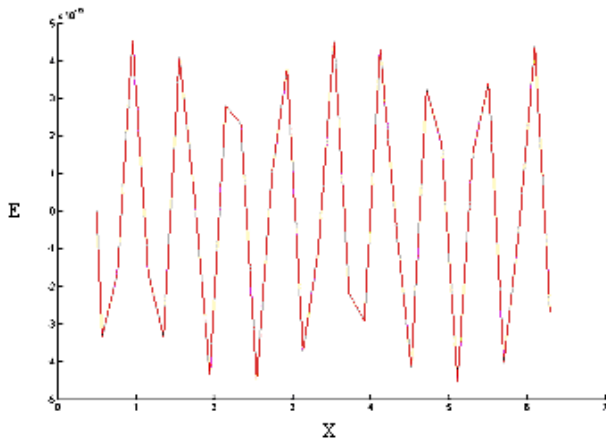
برای مشخص شدن محدوده گاف فوتونیک پوسته و اینکه

جفت لایه رسم شده‌اند. با کاهش تعداد لایه‌ها تعداد  $\beta$  های ساختار کاهش یافته و اگر تعداد لایه‌ها از حد مشخص کمتر باشند نمی‌توان  $\beta$  ای پیدا کرد که به ازای آن  $\det T$  صفر شود و بنابراین انتشار نخواهیم داشت و یا به عبارت دیگر خاصیت بلور فوتونی در پوسته فیبر مشاهده نمی‌شود. همان‌طوری‌که مشاهده می‌شود،  $\beta$  های ساختار (  $\beta$  هایی که  $\det$  را صفر می‌کنند) بیشتر در  $\beta$  های کوچک اتفاق می‌افتند ولی در  $\beta$  های بزرگتر از ۳ انحراف از ثابت انتشار ساختار بودن با تغییر تعداد لایه‌ها محسوس می‌شود.

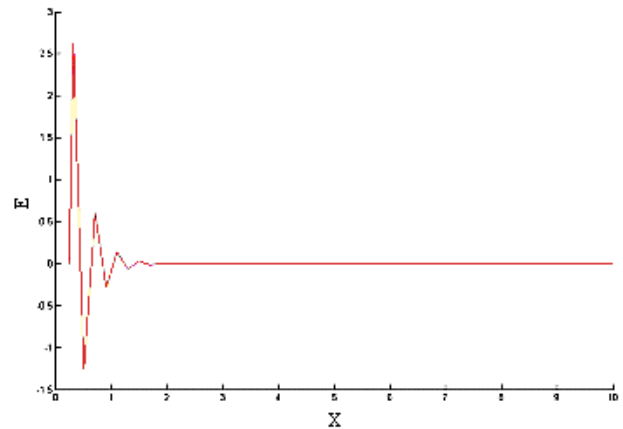
محاسبات نشان می‌دهند که اگر تعداد جفت لایه‌ها برای مد TM از ۲۹ عدد و برای مد TE از ۲۳ عدد کمتر شود، هیچ  $\beta$  ای وجود ندارد که  $\det$  ماتریس انتقال کل را صفر بکند. دترمینان تابعی از طول موج فرودی نیز می‌باشد و با تغییر طول موج  $\beta$  های ساختار نیز تغییر می‌کنند. با توجه به خواصی که قبلاً در مورد ساختارهای پرپودیک بیان شد این مطلب نیز قابل انتظار است.

## ۲.۲. بررسی رفتار میدان‌ها در فیبر براگ بلور فوتونی

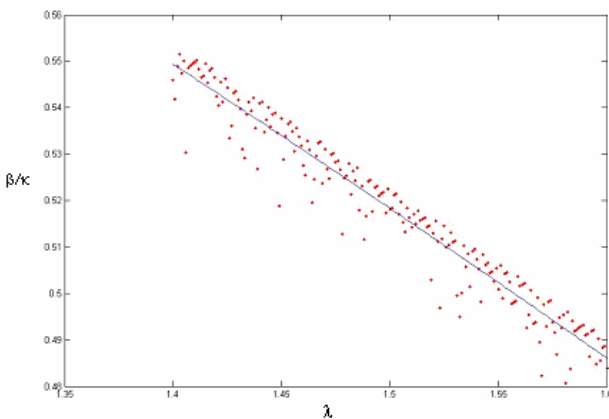
پس از حل دترمینان ماتریس انتقال کل و تعیین ثابت انتشار ساختار ( $\beta$  ها) به تحلیل رفتار میدان‌های الکتریکی مغناطیسی در این ساختار می‌پردازیم. با محاسبه  $K_T$  و قرار دادن آن در رابطه (۵) می‌توان مقدار میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی که در



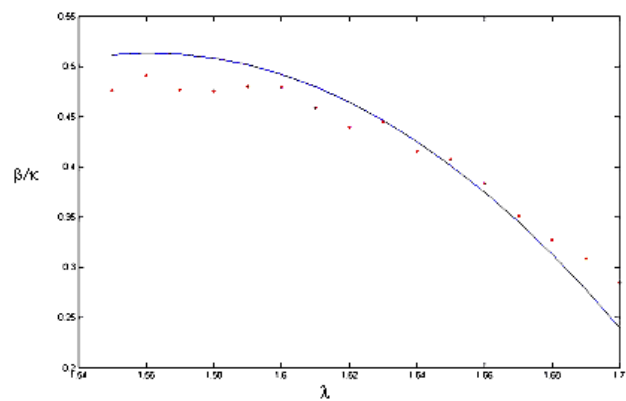
شکل ۵. میدان الکتریکی بر حسب فاصله  $x$  برای طول موج  $1/1$  میکرومتر و مد TE با  $30^\circ$  جفت لایه.



شکل ۴. نمودار میدان الکتریکی بر حسب فاصله  $x$  در ساختار فیبر براگ با  $50^\circ$  جفت لایه و طول موج  $1/55$  میکرومتر برای مد TE.



شکل ۷. نمودار پاشندگی برای مد اصلی TE و  $30^\circ$  جفت لایه، پارامترهای فیبر عبارتند از  $n_p = 3$  و  $d_p = 0.13 \mu m$  و  $n_r = 1/5$ ،  $d_r = 0.265 \mu m$  و  $n_1 = 1$  و  $d_1 = 1 \mu m$ .



شکل ۶. نمودار پاشندگی برای مد اصلی TM و  $30^\circ$  جفت لایه، پارامترهای فیبر عبارتند از  $n_p = 3$  و  $d_p = 0.13 \mu m$  و  $n_r = 1/5$ ،  $d_r = 0.265 \mu m$  و  $n_1 = 1$  و  $d_1 = 1 \mu m$ .

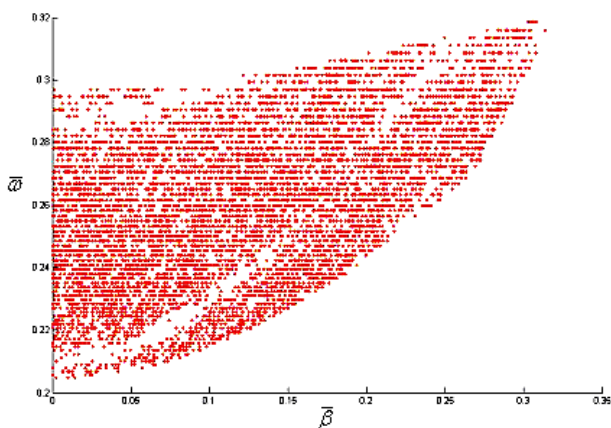
آنها میدان‌ها به صورت نوسانی در پوسته فیبر میرا می‌شوند و به طریقی محدوده‌ی گاف فوتونی را مشخص می‌کند. نمودار پاشندگی شکل ۷ با نمودار مشابهی در مرجع [۲۵]، شکل ۸، مقایسه شده که تطابق نسبتاً خوبی بین اعداد و ارقام روی محورهای مشاهده می‌شود.

در این مرجع، تحلیل میدان‌ها براساس قیافه حدی توابع بسط در ساختار استوانه‌ای فیبر انجام شده که با روش ما، ماتریس انتقال ساختار تیغه‌ای، هم خوانی مناسبی دارد.

انتخاب ضخامت لایه‌ها و ضریب شکست آنها براساس شرط بهینه محدودسازی یعنی:  $\kappa_1 d_1 = \kappa_2 d_2 = \pi/2$  و  $\kappa_1$  و  $\kappa_2$

درچه طول موج‌هایی در امتداد هسته و محور فیبر انتشار داریم می‌بایست منحنی پاشندگی (پاشندگی موجبر) برای مدهای TE و TM این ساختار رسم شود. نمودار  $\beta/k$ ، عدد موج طولی به عدد موج، بر حسب طول موج،  $\lambda$ ، منحنی پاشندگی فیبر بلور فوتونی را مشخص می‌کند.

با مقایسه شکل‌های ۶ و ۷ با نمودارهای تغییرات دامنه میدان الکتریکی بر حسب فاصله از محور فیبر برای مد TE، شکل‌های ۴ و ۵، مشاهده می‌شود که در محدوده‌ای که نمودار  $\beta/k$  بر حسب  $\lambda$  سیر نزولی یکنواختی را نشان می‌دهد (از  $1/4$  تا  $1/6$  میکرومتر)،  $\lambda$ هایی را معرفی می‌کند که به ازای



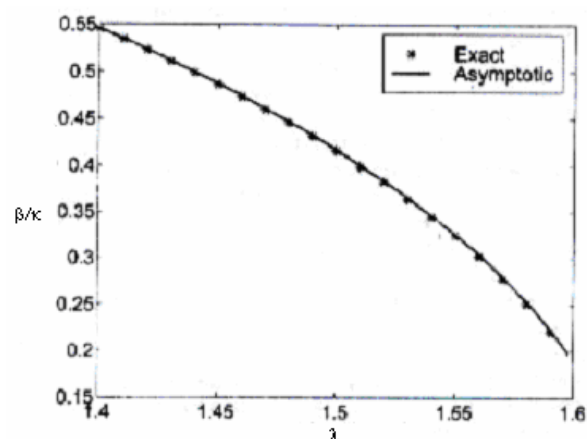
شکل ۹. نمودار  $\bar{\omega}$  بر حسب  $\bar{\beta}$ ، نواحی روشن گاف پوسته‌ی فیبر براگ بلور فوتونی را نشان می‌دهند. نمودار گاف برای فیبری با ۵۰ جفت لایه می‌باشد، ضخامت و ضریب شکست لایه‌ها مشابه شکل‌های ۶ و ۷ است.

خاص می‌توان نمودار،  $\bar{\omega}$  یا فرکانس زاویه‌ای متوسط  $(\omega(d_1 + d_2)/2\pi c)$ ، بر حسب  $\bar{\beta}$  یا عدد موج طولی متوسط،  $(\beta(d_1 + d_2)/2\pi)$ ، را برای این فیبر رسم کرد. برای فیبری با مشخصات شکل‌های ۶ و ۷ برای ۵۰ جفت لایه و ۱۰۰ جفت لایه نمودار  $\bar{\omega}$  بر حسب  $\bar{\beta}$ ، به ترتیب در شکل‌های ۹ و ۱۰ نشان داده شده‌اند. نواحی از فضای نمودار که خالی هستند گاف‌های فوتونی این ساختار را نشان می‌دهند. از مقایسه شکل‌های ۹ و ۱۰ با یکدیگر مشاهده می‌شود که مکان گاف‌ها تقریباً یکی است و نوار گاف واضح و مشخصی نمایان است.

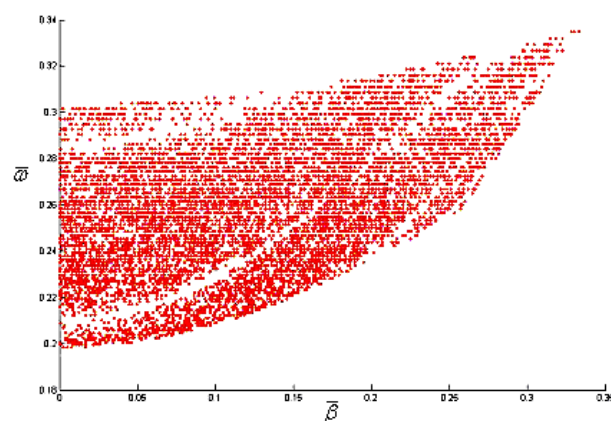
با توجه به بررسی‌هایی که در این مقاله بر روی فیبر براگ بلور فوتونی با هسته توخالی انجام شد می‌توان نتایج حاصل از این تحقیق را بدین صورت بیان کرد.

فیبرهای براگ به شکل پوسته‌های استوانه‌ای پرپودیک، با هسته توخالی، که جزء دسته بندی فیبرهای بلور فوتونی محسوب می‌شوند را می‌توان با استفاده از روش ماتریس انتقال و مدل لایه‌های تخت، مدهای TE و TM آنها را مورد بررسی قرار داد و خواص اپتیکی آنها را مشخص کرد.

از بررسی‌ها این طور برمی‌آید که فقط در محدوده باندگاف پوسته پرتونوری از هسته توخالی فیبر بلور فوتونی عبور می‌کند



شکل ۸. نمودار پاشندگی مد اصلی TE برای فیبر براگ با پارامترهای  $n_1 = 2$  و  $n_2 = 1$  و  $d_1 = 0.13 \mu m$  و  $d_2 = 0.265 \mu m$ ، که از مرجع [۲۵] اقتباس شده است.



شکل ۱۰. نمودار  $\bar{\omega}$  بر حسب  $\bar{\beta}$ ، تمام پارامترهای فیبر مشابه شکل ۹ می‌باشد فقط تعداد جفت لایه‌ها دو برابر شده است. نواحی روشن که معرف گاف پوسته فیبر می‌باشد مشابه نواحی روشن در شکل ۹ می‌باشد.

عدد موج عرضی در هر کدام از لایه‌هاست) انجام گرفته و به اصطلاح لایه‌های ربع موج در نظر گرفته شده‌اند.

همان‌طور که در شکل‌های ۶ و ۷ برای نمودار پاشندگی مشاهده می‌شود  $\beta/k$  که به آن ضریب موثر نیز می‌گویند، همیشه کوچکتر از یک است که این مشخصه خاص هدایت نور در فیبرهای براگ با هسته توخالی است [۲۵].

برای مشاهده بهتر مناطق گاف فوتونی در محدوده فرکانسی

نشاندهنده محدود طول موجی گاف پوسته است. این نمودار با نمودار مشابه در مرجع [۲۵] که به تحلیل میدانها بر اساس قیافه حدی توابع بسل در ساختار استوانه‌ای فیبر پرداخته، تطابق خوبی دارد. و نهایتاً برای مشاهده بهتر گافها نمودار  $\bar{\omega}$ ، فرکانس زاویه‌ای مؤثر، بر حسب  $\bar{\beta}$ ، ثابت انتشار طولی مؤثر ساختار، برای فیبر براگ (جفت لایه تکرار شونده در فیبر با ضرایب شکست ۳ و ۱/۵ می‌باشد) رسم کردیم که به خوبی نوارها و نواحی گاف پوسته را نمایش می‌دهد

و نور انتشاری داریم. از مطالعه رفتار میدانها این طور استنتاج می‌شود که در محدوده گاف پوسته میدانهای الکتریکی و مغناطیسی به صورت میرا در پوسته نفوذ کرده و مقدار آنها بعد از عبور از چندین لایه به صفر میل می‌کند که این خود معرف تجمع و انتشار پرتو در هسته فیبر اطراف آن است. برای درک بهتر مدهای فیبر از نمودار پاشندگی کمک گرفتیم. در نمودار پاشندگی موجبر برای مد اصلی TE یعنی  $\beta/k$  بر حسب  $\lambda$ ، ناحیه‌ای از طول موج که روند نمودار یکنواخت و نزولی است،

- (2005).
15. S Ceen, A H L Chao, et al., *Opt. Lett.* **26** (2001) 1356.
  16. A Ferrando, E Silvestre, J J Miret, P Andres and T V Andres, *J. Opt. Soc. Am. B* **17** (2000) 1333-1340.
  17. T P White, R C Mcphedran, et al., *Optics Express*, **9** No. 13 (2001) 721-732.
  18. L Poladian, N A Issa, T M Monro, *Optics ICS Express*, **10** (10) (2002) 449-454.
  19. M Qiu, *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, **30** (5) (2001) 327-330.
  20. A Cucinotto, S Selleri, L Vinetti and M Zobdi, *IEEE Photonics Tech. Lett.*, **14** (11) (2002) 1530-1532.
  21. T Kawanishi, M Izutsu, *Coaxial Periodic Optical Waveguide*, *Opt. Express*, **7** (1) (2000) 10-22.
  22. Martin D. Nielsen, Niels Asger Mortensen, *Opt. Express*, **11** (21) (2003) 2762-2768.
  23. Keigo Iizuka, *Elements of Photonics, for Fiber and Integrated Optics*, **2**, Chap. 9, John- Wiley (2002).
  24. Yong xu, Amnon Yariv, James G Fleming and Shawn- Yn Lin, *Opt. Express*, **11** (9) (2003) 1039-1049.
  25. Yong xu, Reginald K Lee, and Amnon Yariv, *Opt. Lett.*, **25** (24) (2000) 1756-1758.
  1. D Chigrin, A L Avrinenko, D Y Arotzky and S Gaponenko, *Appl. Phys. A* **68** (1999) 25-28.
  2. A Rosenberg, R Tonucci, H B Linand A Campillo, *Opt. Lett.*, **21** (1996) 830-832.
  3. S Mc call, P Platzman, R Dalichaouch, D Smith and S Schultz, *Phy. Rev. Lett.*, **67** (1991) 2017-2020.
  4. E Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am. B* **10** (1993) 283-295.
  5. S John, *Phy. Rev. Lett.*, **58** (23) (1987) 2486-2489.
  6. E Yablonivich, *Phy. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059-2062.
  7. S Lin, J Fleming, D Hetherington, B Smith, et al., *Nature*, **194** (1998) 251.
  8. P Evans, J Wierer and N Holonyak, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 1119-1121.
  9. William L Barnes, Alain Dereux and Thomas W Ebbesen, *Nature*, **424** (2003).
  10. D R Smith, et al., *Science*, **305** (2004) 788.
  11. J Knight, T Briks, D Atkin and P Russell, *Optical Fiber Communication Conference*, **2** (1996) 35901.
  12. J Knight, T Briks, P Russell and J Sandro, *J. Opt. Soc. Am. A* **15** (1998) 748-752.
  13. W J Wadsworth, J C Knight, et. al., *IEE Elect. Lett.*, **36** (2000) 53-55.
  14. Martin Wegener, *Extreme Nonlinear Optics*, Springer