

مهندسی گاف نوار فوتونی در بلورهای فوتونی یک بعدی با استفاده از ضرایب فرنل و مقایسه آن با نتایج روش ماتریس انتقال

صمد روشن انتظار^۱، عبدالله رحمت نظام آباد^۱، حسین افخمی^۲ و باقر رحمت نظام آباد^۳

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

۲. گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز

۳. گروه فیزیک، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

پست الکترونیکی: afkhami@azaruniv.edu

(دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۹/۲۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۳/۲/۱۷)

چکیده

در این مقاله گاف نوارهای بلور فوتونیک یک بعدی با استفاده از دو روش ماتریس انتقال و روش ضرایب فرنل مقایسه می شود. در روش استفاده از ضرایب فرنل، با در دست داشتن ضرایب شکست هر یک از لایه ها و همچنین زاویه تابش اولیه به سطح بلور، ضرایب فرنل عبوری و بازتاب بلور محاسبه شده و بعد شرط های لازم و کافی برای بازتاب صد درصدی از سطح بلور متشکل از دی الکتریک های دو لایه ای به دست می آیند. با در نظر گرفتن این نکته که برای داشتن گاف نوار باید ضریب بازتاب به واحد میل کند گاف نوارهای بلور به دست می آید. ولی روش ماتریس انتقال دارای پیچیدگی هایی هست که می توان به حل معادلات دیفرانسیل جزئی مرتبه دوم، اعمال شرط های پیوستگی مؤلفه های مماسی میدان ها و اعمال شرط بلوخ اشاره کرد. هر چند در نهایت نتیجه هایی که با این دو روش برای گاف نوار بلورها به دست می آیند کاملاً با هم مطابقت دارند.

واژه های کلیدی: بلورهای فوتونی، گاف نوار، ضرایب فرنل، ضریب بازتاب، ماتریس انتقال

۱. مقدمه

ممنوعه سبب می شوند تا از این بلورها، برای اهداف مختلف مانند ساختن آینه ها، موج برها، صافی ها و ... استفاده شود [۴]. بلورهای فوتونی را بسته به اینکه تناوب ضریب شکست آنها در یک، دو یا سه بعد باشد به سه دسته بلورهای فوتونی یک، دو و سه بعدی طبقه بندی می کنند. روش های مختلفی برای به دست آوردن ساختار نوار بلورهای فوتونی وجود دارد که می توان به روش هایی مانند روش ماتریس انتقال، روش بسط

از نظر اپتیکی، بلورهای نوری ساختار تناوبی از دی الکتریک ها در یک، دو یا سه بعد هستند که ضریب شکست در آنها به صورت تناوبی تغییر می کند [۲۱]. این تناوب سبب ایجاد نواحی ممنوعه یا گاف نواری برای امواج الکترومغناطیسی می شود [۳]. با انتخاب صحیح پارامترهای بلور، این گاف نواری برای طول موج های مختلف قابل تنظیم می باشد. نواحی

می‌توانیم R را به روش مقابل حساب کنیم:

$$r = \frac{E(r)}{E(i)} \quad \text{و} \quad R = r \times r^* = |r|^2 = \left| \frac{E(r)}{E(i)} \right|^2, \quad (3)$$

که این انعکاس تابعی از عناصر ماتریس انتقال خواهد بود و خود عناصر ماتریس انتقال نیز تابعی از ضخامت لایه‌ها و ضریب شکست آنها هستند. در نتیجه با اندازه‌گیری بازتابندگی در فرکانس معلوم خواهیم توانست گاف نوارهای بلور فوتونی را به دست آوریم [۵-۹].

برای مثال برای یک ساختار متناوب متشکل از دو لایه، با مشخصات n_1, d_1 و μ_1, ϵ_1 برای لایه اول و n_2, d_2 و μ_2, ϵ_2 برای لایه دوم که d_1 و d_2 ضخامت لایه‌ها و ϵ_1 و ϵ_2 به ترتیب ضریب گذردهی لایه‌های اول و دوم و μ_1 و μ_2 به ترتیب ضریب تراوایی لایه‌های اول و دوم هستند و θ هم زاویه تابش اولیه به سطح بلور است. از شرط پیوستگی مؤلفه مماسی میدان‌ها و اعمال شرط بلوخ برای مد TE خواهیم داشت:

$$M_1 = \begin{bmatrix} \cos k_{1z} d_1 & \frac{\mu_1}{k_{1z}} \sin k_{1z} d_1 \\ -\frac{k_{1z}}{\mu_1} \sin k_{1z} d_1 & \cos k_{1z} d_1 \end{bmatrix}, \quad M_2 = \begin{bmatrix} \cos k_{2z} d_2 & \frac{\mu_2}{k_{2z}} \sin k_{2z} d_2 \\ -\frac{k_{2z}}{\mu_2} \sin k_{2z} d_2 & \cos k_{2z} d_2 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$k_{1z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\mu_1} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_1 \mu_1}}, \quad (5)$$

$$k_{2z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\mu_2} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_2 \mu_2}}, \quad (6)$$

به‌طوری‌که k_{1z} و k_{2z} مؤلفه بردار موج بلوخ در راستای محور z ، راستای تناوبی بلور، هستند. که M_1 و M_2 ماتریس‌های انتقال به‌دست آمده برای لایه‌های اول و دوم هستند که میدان‌های ورودی و خروجی را در هر لایه به هم نسبت می‌دهند. و برای مد TM خواهیم داشت:

برحسب امواج تخت و روش تفاضلات متناهی حوزه زمان FDTD^۱ و روش ضرایب فرنل^۲ اشاره کرد. در این مقاله به مقایسه نتایج حاصل از دو روش ماتریس انتقال و روش ضرایب فرنل برای محاسبه گاف نوارهای سه نوع بلور فوتونی پرداخته‌ایم، و در مورد همخوانی دو روش فوق تحقیق نموده‌ایم.

۲. مفاهیم عمومی

۲.۱. محاسبه ساختار نوار بلورهای فوتونی با استفاده از

روش ماتریس انتقال

روش ماتریس انتقال یک روش ساده برای محاسبه و بررسی ساختار نوار یک بلور فوتونی است که برای حل مسئله‌هایی استفاده می‌شود که دارای معادلات دیفرانسیل جزئی مرتبه دوم هستند که به دلیل ماتریس 2×2 بودن آنها به‌طور مستقیم در یک کامپیوتر محاسبه می‌شود.

وقتی که یک موج الکترومغناطیسی را بر یک ساختار متناوبی از لایه‌ها می‌تابانیم، با استفاده از معادلات ماکسول و پیوستگی مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی و اعمال شرط بلوخ، ضرایب دامنه و امواج بازتابشی در داخل هر لایه را به‌وسیله ماتریس انتقال به‌دست آمده به ضرایب دامنه تابش و بازتابیده موج در لایه قبلی ارتباط می‌دهیم. در نهایت، دامنه امواج تابشی و بازتابشی ورودی را توسط ماتریس انتقال کل که متشکل از حاصل ضرب ماتریس انتقال تک تک لایه‌ها می‌باشد به دامنه میدان خروجی ارتباط می‌دهیم [۵]، یعنی:

$$\begin{bmatrix} E_i \\ E_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_t \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

که در آن E_i و E_r دامنه میدان تابشی و منعکسی در لایه اول و E_t دامنه میدان خروجی در لایه نهایی است. ویژگی‌های ماتریس انتقال به‌صورت مقابل هستند:

$$A = D^* \quad \text{و} \quad B = C^* \quad \text{و} \quad AD - BC = 1. \quad (2)$$

یعنی با داشتن دو عنصر A و B ، ماتریس انتقال معلوم بوده و

۱. Finite Difference Time Domain

۲. Fresnel coefficients

(۱۳) برقرار باشد

$$|\cos k_z(d_1 + d_2)| > 1, \quad (13)$$

که طبیعتاً برای هیچ مقدار حقیقی k_z برقرار نخواهد بود. در نتیجه شرط محاسبه و تشخیص گاف نوار یک بلور با روش ماتریس انتقال در رابطه زیر خلاصه می‌شود:

$$\left| \cos(k_{1z}d_1)\cos(k_{2z}d_2) - \frac{1}{\gamma} \left(x + \frac{1}{x}\right) \sin(k_{1z}d_1)\sin(k_{2z}d_2) \right| > 1. \quad (14)$$

۲.۲. روش استفاده از ضرایب فرنل در محاسبه گاف نوار

یک بلور فوتونی یک بعدی

مطابق شکل ۱ یک دی الکتریک متشکل از دو لایه را در نظر می‌گیریم که مشخصات هر یک از لایه‌ها، n_1, d_1, t_1, r_1 برای لایه اول و n_2, d_2, t_2, r_2 برای لایه دوم هستند. n ضریب شکست، d ضخامت هر یک از لایه‌ها و t و r هم ضرایب عبور و بازتاب هر یک از لایه‌ها هستند. مطابق شکل ۱ برای محاسبه t داریم:

$$t = t_1 t_2 + t_1 t_2 r_1 r_2 + t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 + \dots \quad (15)$$

با در نظر گرفتن قسمت‌های فاز و اندازه هر یک از ضرایب در رابطه بالا داریم:

$$t = \frac{|t_1||t_2|e^{i(\phi_1+\phi_2)}}{1 - |r_1||r_2|e^{i(\phi_1+\phi_2)}}, \quad (16)$$

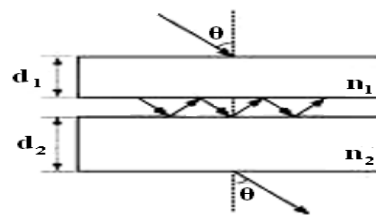
که برای محاسبه $|t|$ داریم:

$$|t| = \frac{|t_1||t_2|}{\sqrt{1 + (|r_1||r_2|)^2 - 2|r_1||r_2|\cos(\phi_1 + \phi_2)}}. \quad (17)$$

با ضرب کردن صورت و مخرج رابطه (۱۷) در مزدوج مخرج و جدا سازی قسمت‌های حقیقی و موهومی آن می‌توان نوشت:

$$t = \frac{|t_1||t_2|\cos(\phi_1 + \phi_2) + |t_1||t_2||r_1||r_2|}{\sqrt{1 + (|r_1||r_2|)^2 - 2|r_1||r_2|\cos(\phi_1 + \phi_2)}} + i \frac{|t_1||t_2|\sin(\phi_1 + \phi_2)}{\sqrt{1 + (|r_1||r_2|)^2 - 2|r_1||r_2|\cos(\phi_1 + \phi_2)}}. \quad (18)$$

در نتیجه می‌توانیم ϕ را محاسبه کنیم:



شکل ۱. روش محاسبه ضریب بازتاب و عبور r و t در یک دی الکتریک متشکل از دو لایه با مشخصات اپتیکی n_1 و d_1 برای لایه اول و n_2 و d_2 برای لایه دوم.

$$M_1 = \begin{bmatrix} \cos k_{1z}d_1 & \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} \sin k_{1z}d_1 \\ -\frac{k_{1z}}{\epsilon_1} \sin k_{1z}d_1 & \cos k_{1z}d_1 \end{bmatrix}, \quad M_2 = \begin{bmatrix} \cos k_{2z}d_2 & \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} \sin k_{2z}d_2 \\ -\frac{k_{2z}}{\epsilon_2} \sin k_{2z}d_2 & \cos k_{2z}d_2 \end{bmatrix}. \quad (19)$$

در نتیجه با در نظر گرفتن شرایط مرزی که همان پیوستگی مؤلفه مماسی و عمودی میدان‌ها است و اعمال شرط بلوخ داریم:

$$\begin{bmatrix} E(d_1 + d_2) \\ \frac{1}{\mu} \frac{\partial E(d_1 + d_2)}{\partial z} \end{bmatrix} = M_2 M_1 \begin{bmatrix} E(0) \\ \frac{1}{\mu} \frac{\partial E(0)}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad (20)$$

در نتیجه از معادله (۲۰) داریم:

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ \frac{1}{\mu} \frac{\partial E(0)}{\partial z} \end{bmatrix} = (M_2 M_1)^{-1} \begin{bmatrix} E_1(d_1 + d_2) \\ \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_1(d_1 + d_2)}{\partial z} \end{bmatrix}. \quad (21)$$

حال ماتریس انتقال کلی از حاصل ضرب تک تک این ماتریس‌های انتقال به دست می‌آید. با محاسبه رد ماتریس انتقال داریم:

$$\cos k_z(d_1 + d_2) = \cos(k_{1z}d_1)\cos(k_{2z}d_2) - \frac{1}{\gamma} \left(x + \frac{1}{x}\right) \sin(k_{1z}d_1)\sin(k_{2z}d_2), \quad (22)$$

که برای مد TE داریم:

$$x = \frac{\mu_1}{\mu_2} \times \frac{k_2}{k_1}, \quad (23)$$

و برای مد TM داریم:

$$x = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \times \frac{k_2}{k_1}. \quad (24)$$

برای اینکه گاف نوارهای یک بلور را محاسبه کنیم باید رابطه

لایه در ساختار متشکل از دی الکتریک تک لایه داریم:

$$\Delta = nd \cos \theta'_0 = d \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta'_0} = \frac{\lambda_0}{4} \quad (24)$$

و چون θ'_0 می تواند هر مقداری بین صفر تا نود درجه داشته

باشد، باید سعی کنیم θ'_0 را چنان انتخاب کنیم که Δ حول $\frac{\pi}{4}$

به طور متقارن باشد و این زمانی حاصل می شود که:

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{0.5}{n + \sqrt{n^2 - 1}} \quad (25)$$

بیشینه انحراف Δ از رابطه روبرو به دست می آید:

$$\left| \Delta - \frac{\pi}{2} \right|_{\max} = \frac{\pi}{2} \times \frac{1 - \sqrt{1 - n^{-2}}}{1 + \sqrt{1 - n^{-2}}} \quad (26)$$

با افزایش n از یک به بینهایت، این میزان تغییرات به صفر میل می کند. اگر d از رابطه (۲۵) انتخاب شود، تغییرات Δ با θ

به طور متقارن حول $\frac{\pi}{2}$ خواهد بود. در این صورت $\sin \Delta_1 \sin \Delta_2$

حول عدد یک است و تغییرات $\cos^2 \left(\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} \right)$ نیز حول

صفر متقارن است، در نتیجه روابط (۲۲) و (۲۳) برقرار خواهند

شد. در این بخش برای مقایسه نتایج حاصل از دو روش

ماتریس انتقال و ضرایب فرنل، می خواهیم ساختار نوار مربوط

به سه تا از بلورهای فوتونیک با مشخصات اپتیکی متفاوت را

به دست آوریم.

۳. نتایج

۳.۱. محاسبه ساختار نوار بلور فوتونیک نوع اول با

مشخصات اپتیکی معلوم

برای این بلور فوتونیک که مشخصات اپتیکی آن به قرار زیر است:

$$\epsilon_0 = \mu_0 = 1, \quad \epsilon_1 = 3, \quad \epsilon_2 = 1 - \left(\frac{\omega_{ep}}{\omega} \right)^2,$$

$$\mu_1 = 1 - \left(\frac{\omega_{mp}}{\omega} \right)^2, \quad \mu_2 = 1.2, \quad d_1 = 10 \text{ mm}, \quad d_2 = 5 \text{ mm}$$

که در آن $\omega_{mp} = 10 \text{ GHz}$ و $\omega_{ep} = 12 \text{ GHz}$ می باشد.

با جایگذاری مقادیر فوق در روابط (۲۲) و (۲۳)، ساختار نوار

بلور فوق را برای دو حالت TE و TM رسم می کنیم که در

$$\phi_t = \tan^{-1} \left[\frac{\sin(\phi_{t_1} + \phi_{t_2})}{\cos(\phi_{t_1} + \phi_{t_2}) + |r_1||r_2|} \right] \quad (19)$$

با توجه به شرطهای زیر در مورد یک لایه دی الکتریک تک

لایه [۱۰] داریم:

$$|r| > |\sin(\phi_t)| \quad \text{و} \quad |t| < |\cos(\phi_t)| \quad (20)$$

در مورد دی الکتریک دو لایه می توان نوشت:

$$|t_1||t_2| < |r_1||r_2| - \cos(\phi_{t_1} + \phi_{t_2}) \quad (21)$$

که با جای گذاری ϕ_{r_1} و ϕ_{r_2} و $|r_1|$ و $|r_2|$ و $|t_1|$ و $|t_2|$ از بخش دی الکتریک تک لایه داریم:

$$\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{(1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)} \sin \Delta_1 \sin \Delta_2 > \cos^2 \left(\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} \right) \quad (22)$$

$$\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{(1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)} \sin \Delta_1 \sin \Delta_2 < -\sin^2 \left(\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} \right) \quad (23)$$

در روابط فوق ρ_1 و ρ_2 به ترتیب ضرایب بازتاب فرنل هر یک

از لایه ها و Δ_1 و Δ_2 به ترتیب جابه جایی فازی در هر تک

مسیر در هر یک از لایه ها می باشند. که روابط (۲۲) و (۲۳)

شروط لازم و کافی برای محاسبه گاف نوارهای یک بلور

فوتونی با استفاده از ضرایب فرنل هستند.

۳.۲. بحث

چون در روابط (۲۲) و (۲۳)، ضخامت و ضریب شکست هر

یک از لایه های دی الکتریک تشکیل دهنده ساختار دخالت دارند،

پس باید یک انتخاب مناسب برای ضخامت و ضریب شکست

هر یک از لایه ها داشته باشیم. ضخامت های d_1 و d_2 باید چنان

انتخاب شوند که رابطه های (۲۲) و (۲۳) برای تمامی زوایای

صفر تا نود درجه برقرار باشند. چون عبارت $\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{(1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)}$

در قطبش S بزرگتر از قطبش P است، اگر شرطهای فوق

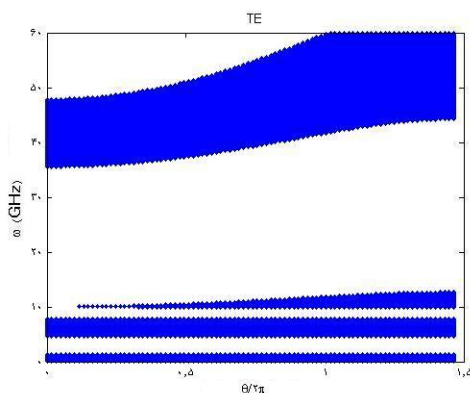
برای قطبش P برقرار باشد به طور خودکار برای قطبش S نیز

برقرار خواهد بود، پس برقراری شرطهای فوق را در قطبش P

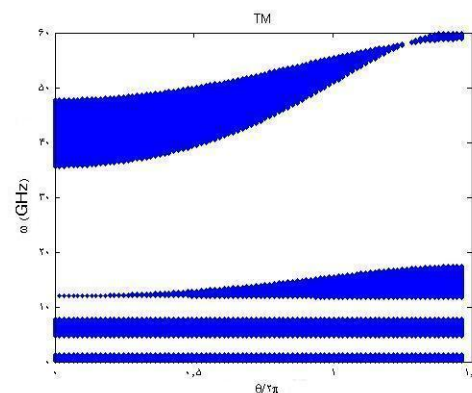
بررسی می کنیم. چون Δ طبق رابطه (۲۴) تعریف می شود، پس

مقدار آن برای بعضی از زوایا می تواند مساوی $\frac{\pi}{4}$ باشد که آن

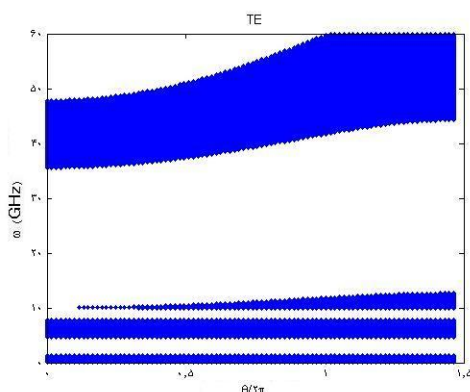
را $\theta = \theta_0$ در نظر می گیریم. با انتخاب d به عنوان ضخامت



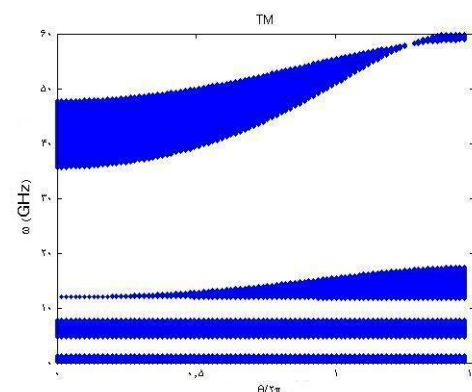
شکل ۳. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیکی نوع اول برای قطبش TE با استفاده از روش ضرایب فرنل.



شکل ۴. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیکی نوع اول برای قطبش TM با استفاده از روش ضرایب فرنل.



شکل ۵. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیکی نوع اول برای قطبش TE با استفاده از روش ماتریس انتقال.



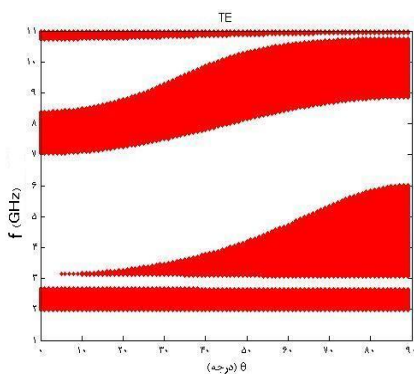
شکل ۶. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیکی نوع اول برای قطبش TM با استفاده از روش ماتریس انتقال.

نیز زیاد می‌شود و به شاخه پایینی آن گاف نوار زاویه‌ای می‌گویند که با افزایش زاویه پهنای آن نیز افزایش یافته است و دو شاخه پایینی هم به گاف نوارهای تمام سویه معروفند که پهنای آنها با تغییرات زاویه تغییری نکرده و ثابت مانده است. حال ساختار نوار بلور فوتونی فوق را با استفاده از روش ماتریس انتقال نیز محاسبه و رسم می‌کنیم، (شکل ۴ و شکل ۵):

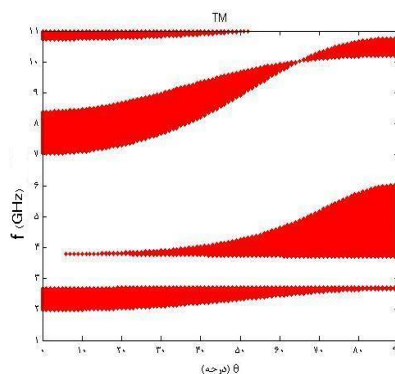
حال اگر نمودارهای ساختار نوار حاصل از روش ضرایب فرنل و روش ماتریس انتقال را برای این بلور با هم مقایسه کنیم [۱۱]، می‌بینیم که نمودارهای حاصل از دو روش فوق کاملاً با هم همخوانی دارند.

شکل ۲ و ۳ نمایش داده شده‌اند.

در شکل ۲ شاخه بالایی نمودار ساختار نوار برای قطبش TM معروف به گاف براگ است که وابسته به زاویه می‌باشد و همان‌طور که در شکل دیده می‌شود با افزایش زاویه پهنای آن کم می‌شود و به شاخه پایینی آن گاف نوار زاویه‌ای می‌گویند که این گاف نیز وابسته به زاویه بوده و با افزایش زاویه پهنای آن افزایش یافته است و به دو شاخه پایینی گاف نوارهای تمام سویه می‌گویند که پهنای آنها با تغییرات زاویه ثابت مانده است. در شکل ۳ نیز به شاخه بالایی نمودار ساختار نوار برای قطبش TE گاف براگ می‌گویند، همان‌طور که در شکل دیده می‌شود با افزایش زاویه پهنای آن



شکل ۷. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع دوم برای قطبش TE با استفاده از روش ضرایب فرنل.



شکل ۸. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع دوم برای قطبش TM با استفاده از روش ضرایب فرنل.

نوار حاصل از روش ماتریس انتقال برای بلور فوق نیز در شکل های ۸ و ۹ ارائه می شوند:

با مقایسه نمودارهای ساختار نوار حاصل از روش ضرایب فرنل و روش ماتریس انتقال [۱۲]، می بینیم که نمودارهای حاصل از دو روش فوق با هم مطابقت کامل دارند.

۳.۳. محاسبه ساختار نوری بلور فوتونیک نوع سوم با مشخصات اپتیکی معلوم

برای این بلور فوتونیک که مشخصات اپتیکی آن به قرار زیر است:

$$\epsilon_0 = \mu_0 = 1, \quad \epsilon_1 = 1, \quad \epsilon_2 = 4, \quad \mu_1 = 1, \quad \mu_2 = 2, \quad d_1 = 10 \text{ mm}, \quad d_2 = 10 \text{ mm}$$

با جایگذاری مقادیر فوق در روابط (۲۲) و (۲۳)، ساختار نوار بلور فوق را برای دو حالت TE و TM رسم می کنیم که در نمودارهای زیر نمایش داده شده اند:

در شکل های ۱۰ و ۱۱ همه شاخه های نمودار ساختار نوار برای قطبش های TE و TM مربوط به گاف نوارهای براگ هستند که وابسته به زاویه می باشند که در قطبش TM با افزایش زاویه ابتدا پهنای گاف ها کم شده و سپس زیاد می شوند و در قطبش TE برای شاخه بالایی نمودار مربوطه، با افزایش زاویه ابتدا پهنای گاف کم شده و سپس زیاد می شود. برای سایر شاخه ها با افزایش زاویه پهنای گاف ها ابتدا با سرعت کم و سپس با سرعت بیشتری افزایش یافته است.

۲.۳. محاسبه ساختار نوار بلور فوتونیک نوع دوم با مشخصات اپتیکی معلوم

برای این بلور فوتونیک که مشخصات اپتیکی آن به قرار زیر است:

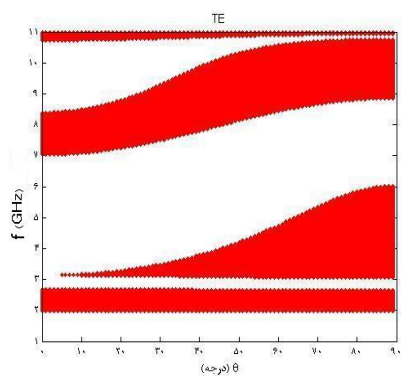
$$\epsilon_0 = \mu_0 = 1, \quad \epsilon_1 = 1, \quad \epsilon_2(f) = 1 + \frac{5^2}{0.9^2 - f^2} + \frac{10^2}{11.5^2 - f^2}, \quad \mu_1 = 1$$

$$\mu_2(f) = 1 + \frac{3^2}{0.902^2 - f^2}, \quad d_1 = 12 \text{ mm}, \quad d_2 = 6 \text{ mm}$$

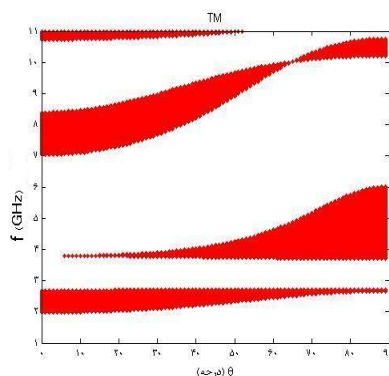
آن f فرکانس میدان تابشی برحسب GHz می باشد.

با جایگذاری مشخصات فوق در روابط (۲۲) و (۲۳)، نمودار ساختار نوار را برای دو حالت TE و TM رسم می کنیم که در نمودارهای زیر به طور مجزا نمایش داده شده اند:

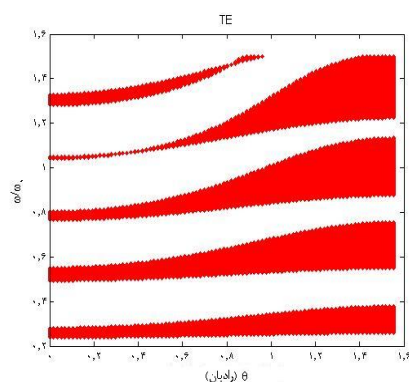
در شکل های ۶ و ۷ شاخه پایینی نمودارها مربوط به گاف نوار ضریب شکست متوسط صفر است که در قطبش TM با افزایش زاویه پهنای آن کم شده است ولی برای قطبش TE مستقل از تغییرات زاویه، پهنای آن ثابت مانده است. شاخه بالایی این گاف ها نیز در قطبش TM مربوط به گاف ضریب گذردهی الکتریکی صفر می باشد که با افزایش زاویه پهنای آن زیاد شده است ولی در قطبش TE این گاف نوار وجود ندارد و به جای آن، گاف نوار مربوط به ضریب تراوایی مغناطیسی صفر وجود دارد که با افزایش زاویه پهنای آن زیاد شده است و شاخه بالایی این گاف ها مربوط به گاف نوار براگ است که در قطبش TM با افزایش زاویه پهنای آن کم شده است، ولی برای قطبش TE با افزایش زاویه پهنای آن نیز زیاد شده است. نمودارهای ساختار



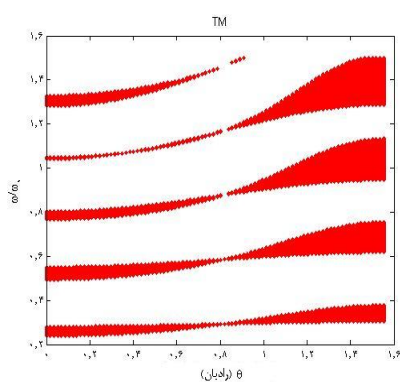
شکل ۹. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع دوم برای قطبش TE با استفاده از روش ماتریس انتقال.



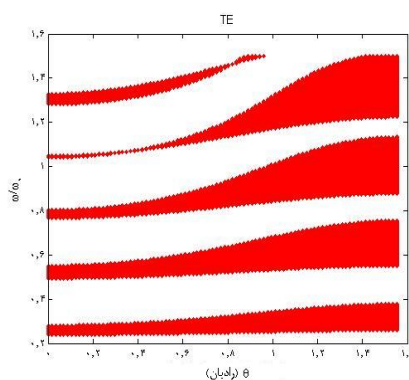
شکل ۸. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع دوم برای قطبش TM با استفاده از روش ماتریس انتقال.



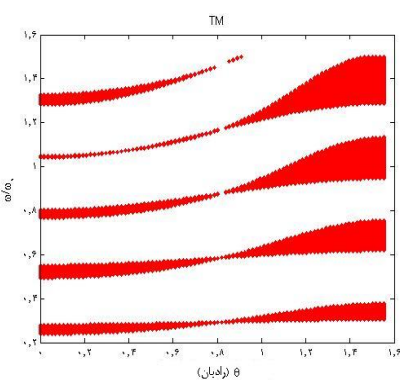
شکل ۱۳. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع سوم برای قطبش TE با استفاده از روش ماتریس انتقال.



شکل ۱۲. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع سوم برای قطبش TM با استفاده از روش ماتریس انتقال.



شکل ۱۱. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع سوم برای قطبش TE با استفاده از روش ضرایب فرنل.



شکل ۱۰. نمودار ساختار نوار مربوط به بلور فوتونیک نوع سوم برای قطبش TM با استفاده از روش ضرایب فرنل.

اگر نمودارهای ساختار نوار حاصل از دو روش را برای بلور فوق با هم مقایسه کنیم [۱۳]، می‌بینیم که نمودارهای حاصل از

نمودارهای ساختار نواری بلور فوق را با استفاده از روش ماتریس انتقال نیز رسم می‌کنیم (شکل‌های ۱۲ و ۱۳).

دو روش کاملاً با هم همخوانی دارند. با محاسبه ساختار نوار
سه نوع بلور فوتونی فوق با دو روش ضرایب فرنل و ماتریس
انتقال می‌بینیم که نتایج حاصل از دو روش در هر دو نوع
قطبش TE و TM کاملاً با هم همخوانی دارند.

مراجع

- (1992) 2772.
8. N H Liu, S Y Zhu, H Chen, and X Wu, *Phys. Rev. E* **65** (2002) 046607.
9. W Li-gang, L Nian-hua, L Qiang, and Z Shi-yao, *Phys. Rev. E* **70** (2004) 016601.
10. M Mansuripur, *Opt. Phot. News* **9**, 7 (1998) 53.
11. L-G Wang, H Chen, and S-Y Zhu, *Phys. Rev. B* **70** (2004) 245102.
12. A Ricardo M L Depine, J Martínez-Ricci, A Monsoriu, E Silvestre, P and Andrés, *Phys. Rev. Lett. A* **364** (2007) 352.
13. Z wang, D Liu, *Appl. Phys. B* **86** (2007) 473.
1. S John, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2486.
2. E Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059.
3. J D Joannopoulos, S G Johnson, J N Winn, and R D Meade “*Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*”, Princeton University Press (2008).
4. J D Joannopoulos, R D Meade, and J N Winn, “*Photonic Crystals*”, U. Princeton Press, Princeton (1995).
5. P Yeh, A Yariv, and C-S Hong “*Electromagnetic Propagation in periodic stratified media. I. General theory*”, Optical Society of America (1977).
6. P Yeh, “*Optical waves in layered media*”, John Wiley, New York (1998).
7. J B Pendry and A MacKinnon, *Phys. Rev. Lett.* **69**