



بررسی رایج ترین مکانیزم‌های سوئیچ‌زنی در بلورهای فوتونی

علی دوست رستمی زاده^۱، آزیتا رستمی زاده^۲ *

چکیده:

سوئیچ نوری یک حالت خاص و تعمیم یافته فیلتر نوری می‌باشد که روشن یا خاموش بودن پورت خروجی اش با شدت توان نور ورودی کنترل می‌شود. بطور کلی هر ساختاری عملکردش به شدت توان نوری وابسته باشد، از مکانیزم سوئیچ‌زنی نوری استفاده کرده است. با توجه به اینکه اساس کار گیت‌های معکوس‌پذیر تمام نوری مد نظر این پایان‌نامه نیز مبتنی بر سطح توان سیگنال ورودی است، لذا پرداختن به سوئیچ‌نوری و مکانیزم‌های مختلف سوئیچ‌زنی در بلورهای فوتونی ضروری است. در این مقاله سعی داریم که سوئیچ نوری را معرفی نموده و رایج ترین مکانیزم های سوئیچ زنی را معرفی می نماییم.

کلمات کلیدی: سوئیچ، سوئیچ نوری، بلور فوتونی، گیت‌های نوری

^۱ عضو هیات علمی دانشگاه، گروه مهندسی برق، دانشگاه فنی و حرفه ای، یاسوج، ایران

rostami0418@gmail.com

^۲ مدرس هنرآموز هنرستان فنی و حرفه ای سمیه ، یاسوج، ایران

Azita.ave@gmail.com

مقدمه

اساس کار سوئیچ نوری مبتنی بر بلور فوتونی بر تغییر طول موج رزونانسی فیلتر می‌باشد. بدین صورت که ابتدا فیلتر پایه با طول موج رزونانسی L_c طراحی می‌گردد، سپس نوری با طول موج L_i به فیلتر اعمال می‌گردد، در وهله اول چون این دو طول موج با هم برابر نمی‌باشند، نور ورودی به ساختار نمی‌تواند به خروجی منتقل شود و لذا سوئیچ خاموش خواهد بود، برای روشن کردن سوئیچ باید به طریقی طول موج مد رزونانسی فیلتر را چنان تغییر داد که یا طول موج نوری ورودی منطبق شود تا نور بتواند به خروجی ساختار منتقل شود [۲۶]. همانگونه که در بخش قبل ذکر شد طول موج رزونانسی ساختارهای مبتنی بر بلور فوتونی به پارامترهایی از قبیل ضریب شکست، شعاع میله‌های سازنده و ناراستی‌ها و نیز محل ناراستی‌ها وابسته است. پس با تغییر هر یک از این پارامترها می‌توان طول موج مد رزونانسی را بر طول موج نوری ورودی منطبق کرده و عمل سوئیچ‌زنی را تکمیل نمود.

رایج ترین مکانیزم‌های سوئیچ‌زنی در بلورهای فوتونی عبارتند از:

- سوئیچ‌زنی مغناطیسی نوری
- سوئیچ‌زنی الکتریکی نوری
- سوئیچ‌زنی حرارتی نوری
- سوئیچ‌زنی تمام نوری.

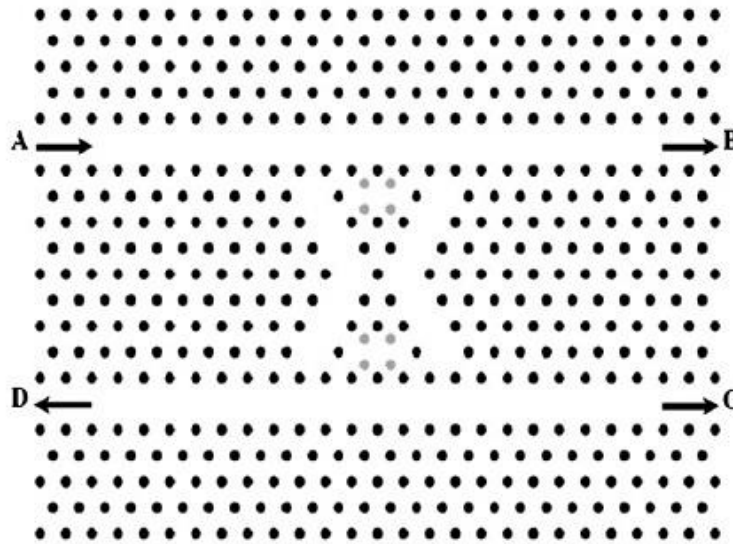
در سه روش اول با اعمال میدان مغناطیسی، الکتریکی و حرارت به مواد دی‌الکتریک ضریب شکست مواد دی‌الکتریک سازنده ساختار تغییر داده می‌شود که منجر به جابجایی طول موج مد رزونانسی ساختار می‌شود. در سوئیچ‌زنی تمام نوری وضعیت روشن یا خاموش بودن سوئیچ نوری تماماً توسط امواج نوری کنترل می‌شود و فرآیند تغییر ضریب شکست توسط امواج نوری انجام می‌شود. مکانیزم تغییر ضریب شکست با استفاده از شدت توان نوری ورودی از پدیده اثر کر [۱] ناشی می‌شود. ضریب شکست مواد دی‌الکتریک در توان‌های بالای نور ورودی از رابطه زیر تبعیت می‌کند [۱]:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (۱-۳)$$

که I شدت توان نور، و n_2 ضریب اثر کر ماده دی‌الکتریک است. بسته به طول موج و جنس دی‌الکتریک ضریب شکست با افزایش شدت توان نور می‌تواند کاهش یا افزایش یابد. یک نمونه سوئیچ نوری در شکل ۳-۸ [۲] نشان داده شده است.

که دارای یک مد رزونانسی در طول موج L_c می باشد وقتی که نور ورودی به ساختار دارای طول موج مرکزی L_i اعمال می شود، نسبت توان خروجی به توان ورودی (توان نرمالیزه خروجی) از رابطه زیر بدست می آید:

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{1 + (\lambda_c - \lambda) / \Delta\lambda} (2-3)$$



شکل ۳-۸. یک نمونه سوئیچ نوری مبتنی بر بلور فوتونی

که $\Delta\lambda$ پهنای باند طیف رزونانسی فیلتر می باشد حال با افزایش توان ورودی طبق رابطه ۳-۱ ضریب شکست ساختار افزایش می یابد و در نتیجه با افزایش ضریب شکست طول موج رزونانسی ساختار افزایش یافته و به سمت طول موج نور تابشی حرکت می کند. طبق رابطه ۳-۲ هرچه طیف رزونانسی سوئیچ به طول موج نور تابشی نزدیک تر می شود توان نرمالیزه خروجی نیز افزایش می یابد تا اینکه در $L_i = L_c$ توان نرمالیزه خروجی به حداکثر میزان خود می رسد. در ساختارهای دیجیتال تمام نوری مانند گیت های نوری و مخصوصا دیکدر نوری سرعت سوئیچ زنی، تاخیر زمانی و شدت نور لازم برای عملکرد صحیح ساختار مهمترین پارامترهای بکار رفته برای سنجش و مقایسه کارایی و راندمان این افزاره ها هستند. [2]

بلور های فوتونی آرایه های متناوبی از مواد دی الکتریک می باشند که تابع توزیع ضریب شکست در این ساختار ها متناوب می باشد. در حال حاضر بهترین گزینه برای تحلیل و حل معادلات ماکسول در ساختارهای متناوب استفاده از روشهای عددی است. بطور کلی پروسه طراحی ادوات نوری مبتنی بر بلور های فوتونی شامل دو مرحله محاسبات مجزا می باشد. مرحله اول، مربوط به محاسبه ساختار باند و

استخراج باند ممنوعه فوتونی این ساختارها می باشد. مرحله دوم محاسبات به شبیه سازی و مطالعه رفتار فوتونی قطعه طراحی شده و استخراج طیف خروجی آن مربوط می شود که برای این مرحله نیز از روش تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD) استفاده خواهد شد.

ضریب اثر کر

نور غیر خطی محدوده وسیعی دارد که شامل پدیده های بسیاری می شود. اولین وجه تمایز آن با حالت مکانیک کوانتومی می تواند به تفاوت بین پروسه های پارامتری و غیرپارامتری مربوط شود. پروسه پارامتری پروسه ای است که در آن حالت های اولیه و نهایی انرژی سیستم یکسان می باشد. در یک پروسه پارامتری تعداد الکترونها می تواند از حالت زمین برای مدت زمان کوتاهی جابجا شده و در یک سطح مجازی به مدت زمانی از مرتبه $\hbar/\delta E_V$ قرار گیرد که δE_V اختلاف انرژی بین دو سطح انرژی است. علاوه براین در پروسه های پارامتری انرژی فوتون همواره باقی است که یک حساسیت کاملاً حقیقی را نشان می دهد. [3,4]

در پروسه های غیرپارامتری جمعیت الکترونها می تواند از یک حالت واقعی به حالت واقعی دیگر منتقل شود. انرژی فوتون باقی نیست چون می تواند به رسانه ماده تبدیل شود. پس برخلاف پروسه های پارامتری، پروسه های غیرپارامتری باید بصورت مختلط بررسی شوند.

اثر کر یک پروسه مرتبه سوم است که به تغییر ضریب شکست منجر می شود که با شدت نور رابطه مستقیم و خطی دارد. اثر کر یک پروسه پارامتری است و لذا نیازمند انتقال الکترونیکی حقیقی نیست. همچنین اثر کر به عنوان یک اثر آنی توصیف می شود چون سرعتش از مرتبه ارتعاشات الکتریکی است.

در پروسه های جذب دو فوتون، دو فوتون بطور همزمان با تحریک یک الکترون جذب می شوند تا از حالت زمین (باند ظرفیت) به حالت تحریک شده (باند رسانایی) منتقل شوند. این فقط زمانی رخ می دهد که کل انرژی دو فوتون از اختلاف انرژی بین باند ظرفیت و رسانایی بیشتر باشد یعنی $2\hbar\omega > E_g$ که E_g شکاف انرژی است. حاصل جذب دو فوتون ایجاد حامل های آزاد است که آنهم به نوبه خود ویژگی های نوری و الکتریکی ماده را تغییر داده و باعث ایجاد اثرات غیرخطی بیشتر می شود. [5]

درواقع یک حامل آزاد می تواند فوتون را جذب کند و به حالت انرژی بالاتر درون باند منتقل شود. این پدیده جذب حامل آزاد نامیده می شود. که معمولاً اثر پلاسمای القا شده با جذب دو فوتون نیز معروف است. جذب حامل های آزاد عامل تغییر ضریب شکست ماده است. مدولاسیون ضریب شکست القاء شده توسط تولید حامل آزاد یک سرعت مشخصه را نشان می دهد که با زمان آرامش حامل ها محدود می شود. [5,6]

روابط ریاضی اثر کر

اثر کر را می توان یک اخلال در ضریب شکست بر اثر میدان الکترومغناطیسی تعریف کرد. این اخلال به صورت خطی به شدت نور وابسته است:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (3-3)$$

که n_0 ضریب شکست خطی ماده و n_{21} ضریب کر، و I هم شدت توان نور است. چون شدت توان نور می‌تواند بر حسب میدان الکتریکی بصورت زیر بیان شود:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c_0 n_0 |E|^2 \quad (۴-۳)$$

با این رابطه معادله (۳-۱) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (۵-۳)$$

که $\epsilon_0 = 8.854 * 10^{-12} \text{ F/m}$ ضریب گذردهی خلا و $c_0 = 3 * 10^8 \text{ m/s}$ سرعت نور در خلا می‌باشد. از معادله (۳-۵) روابط زیر بین ضرایب غیرخطی حاصل می‌شود:

$$n_2 = \frac{\epsilon_0 c_0 n_0}{2} n_{21} \quad (۶-۳)$$

نهایتا اثر جذب بطور خطی به شدت توان نور با رابطه زیر وابسته است: [6,7]

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_{21} I \quad (۷-۳)$$

که می‌تواند بصورت زیر نیز نوشته شود:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_2 |E|^2 \quad (۸-۳)$$

که α_0 ضریب تلفات خطی و α_{21} ضریب جذب دو فوتون است. منشا این اثر می‌تواند به تغییر پلاریزاسیون ماده بر اثر شدت نور مربوط شود.

روش بسط امواج مسطح (PWE)

روش عددی دیگر برای مطالعه ساختارهای فوتونی روش بسط امواج مسطح (PWE) می‌باشد. این روش معمولا برای محاسبه ساختار باند بلورهای فوتونی دو بعدی و سه بعدی بکار می‌رود. با این روش می‌توان باند ممنوعه فوتونی بلورهای فوتونی دو بعدی و سه بعدی را بدست آورد. این روش بطور مختصر معرفی می‌شود. [8]

ابتدا با معادلات ماکسول شروع می‌کنیم. چون بدنبال مدهای ویژه میدان و اثر متقابل بین میدان و ماده هستیم فرض می‌کنیم که بارهای آزاد و جریان الکتریکی وجود ندارد. با این فرضها معادلات ماکسول به شرح زیر می‌باشد:

$$\nabla \cdot D(r, t) = 0$$

$$\nabla \cdot B(r, t) = 0$$

$$\nabla \times E(r, t) = -\frac{\partial}{\partial t} B(r, t)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \frac{\partial}{\partial t} D(r, t)$$

برای حل معادلات موج حاصل از معادلات ماکسول باید معادلاتی را بیابیم که D را به E و B را به H مرتبط می‌سازد. از آنجاییکه در این پایان نامه به مواد مغناطیسی پرداخته نشده است فرض می‌شود که نفوذپذیری مغناطیسی بلورهای فوتونی برای فضای آزاد (μ_0) باشد لذا:

$$B(r, t) = \mu_0 H(r, t)$$

$$D(r, t) = \epsilon_0 \epsilon(r) E(r, t) \quad (۱۰-۳)$$

که ϵ_0 و μ_0 به ترتیب ضریب نفوذپذیری مغناطیسی و ضریب گذردهی الکتریکی خلا بوده و $\epsilon(r)$ ثابت نسبی دی‌الکتریک می‌باشد. طبق تناوب بلورهای فوتونی داریم: [9]

$$\epsilon(r + a_i) = \epsilon(r) \quad (i = 1, 2, 3) \quad (۱۱-۳)$$

که $\{a_i\}$ بردارهای اولیه شبکه بلور فوتونی می‌باشند. بعلا تناوب مکانی می‌توان $\epsilon^{-1}(r)$ را به سری فوریه بسط داد. برای این کار بردارهای اولیه شبکه معکوس $\{b_i; i = 1, 2, 3\}$ و بردارهای شبکه معکوس $\{G\}$ را معرفی می‌کنیم:

$$a_i \cdot b_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (۱۲-۳)$$

$$G = l_1 b_1 + l_2 b_2 + l_3 b_3 \quad (۱۳-۳)$$

که $\{l_i\}$ اعداد اختیاری و δ_{ij} دلتای کرونیکر می‌باشد. $\epsilon^{-1}(r)$ بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{1}{\epsilon(r)} = \sum_G \kappa(G) \exp(iG \cdot r) \quad (۱۴-۳)$$

فرض می‌کنیم که تابع دی‌الکتریک حقیقی است لذا $\kappa(-G) = \kappa^*(G)$. با جاگذاری (۹-۳) در معادلات (۳-۳) داریم:

$$\nabla \cdot \{\epsilon(r) E(r, t)\} = 0$$

$$\nabla \cdot H(r, t) = 0$$

$$\nabla \times E(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r, t)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r, t) \quad (۱۵-۳)$$

با حذف $E(r, t)$ یا $H(r, t)$ در (۱۵-۳) معادلات زیر بدست می‌آید:

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \{\nabla \times E(r, t)\} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(r, t)$$

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r, t) \right\} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} H(r, t) \quad (۱۶-۳)$$

که c سرعت نور در خلا به صورت زیر است:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (۱۷-۳)$$

با حل معادلات (۱۶-۳) داریم:

$$E(r, t) = E(r) e^{-i\omega t}$$

$$H(r, t) = H(r) e^{-i\omega t} \quad (۱۸-۳)$$

که ω فرکانس زاویه‌ای ویژه و $E(r)$ و $H(r)$ توابع ویژه معادلات موج هستند. این توابع ویژه باید در معادلات مقدار ویژه زیر صدق کنند: [11,12]

$$\mathcal{L}_E E(r) = \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \{\nabla \times E(r)\} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(r)$$

$$\mathcal{L}_H H(r) = \nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} H(r) \quad (۱۹-۳)$$

که دو عملگر تفاضلی $\mathcal{L}_H$ و $\mathcal{L}_E$ توسط اولین برابری در هر یک از معادلات فوق تعریف می‌شود. چون ε تابعی متناوب از مختص مکانی r است با اعمال تئوری بلاخ به معادلات (۳۲) و (۳۳)، $E(r)$ و $H(r)$ بصورت یک بردار موج k در اولین ناحیه بریلون و یک ضریب باند Π بصورت زیر بیان می‌شوند:

$$E(r) = E_{kn}(r) = u_{kn}(r) e^{ik \cdot r} \quad (۲۰-۳)$$

$$H(r) = H_{kn}(r) = v_{kn}(r) e^{ik \cdot r} \quad (۲۱-۳)$$

که $u_{kn}(r)$ و $v_{kn}(r)$ توابع برداری متناوب هستند که در روابط زیر صدق می‌کنند:

$$u_{kn}(r + a_i) = u_{kn}(r) \quad (۲۲-۳)$$

$$v_{kn}(r + a_i) = v_{kn}(r) \quad (i = 1, 2, 3) \quad (۲۳-۳)$$

باتوجه به متناوب بودن این توابع می‌توان آنها را برحسب سری فوریه بسط داد. با بسط فوریه توابع ویژه به صورت زیر بدست می‌آید: [12,13,14]

$$E_{kn}(r) = \sum_G E_{kn}(G) \exp\{i(k + G) \cdot r\} \quad (۲۴-۳)$$

$$H_{kn}(r) = \sum_G H_{kn}(G) \exp\{i(k + G) \cdot r\} \quad (۲۵-۳)$$

با جاگذاری معادلات (۳-۱۵)، (۳-۲۰) و (۳-۲۱) در (۳-۱۹) معادلات مقدار ویژه زیر برای ضرایب بسط $\{E_{kn}(G)\}$ و $\{H_{kn}(G)\}$ به شرح زیر بدست می‌آید:

$$-\sum_{G'} \kappa(G-G')(k+G') \times \{(k+G') \times E_{kn}(G')\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} E_{kn}(G) \quad (۳-۲۶)$$

$$-\sum_{G'} \kappa(G-G')(k+G') \times \{(k+G') \times H_{kn}(G')\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} H_{kn}(G) \quad (۳-۲۷)$$

که ω_{kn} فرکانس زاویه‌ای ویژه $E_{kn}(r)$ و $H_{kn}(r)$ است. با حل عددی معادلات فوق می‌توان رابطه پراکندگی مدهای ویژه یا ساختار باند فوتونی را بدست آورد. [15,16]

البته لازم با یادآوری است که در حال حاضر نیازی به حل دستی معادلات فوق نیست و با استفاده از نرم افزارهای شبیه سازی به کمک کامپیوتر ساختار باند بلورهای فوتونی به سادگی قابل محاسبه و استخراج است. یکی از رایج‌ترین نرم‌افزارهای تحلیل بلورهای فوتونی نرم افزار RSoft Photonic CAD می‌باشد که با استفاده از تولباکس BandSolve می‌توان ساختار باند و باند ممنوعه فوتونی بلورهای فوتونی را محاسبه کرد این تولباکس از روش PWE برای استخراج ساختار باند و باند ممنوعه فوتونی بلورهای فوتونی استفاده می‌کند.

روش تفاضل متناهی حوزه زمان (FDTD)

در بخش قبل روش PWE ارایه شد که با استفاده از این روش محاسبه حالات ویژه برای یک ساختار متناوب نامحدود امکان‌پذیر می‌باشد. با این روش می‌توان توزیع میدان متناظر با این حالات ویژه را محاسبه کرد اما اگر بخواهیم توزیع میدان را در ساختارهای پیچیده بیابیم یا مشخصه‌های دینامیک را بررسی کنیم روش PWE قادر به انجام این محاسبات نیست.

یکی از روش‌های بکار رفته برای مطالعه توزیع میدان در قطعات بلور فوتونی پیچیده روش تفاضل متناهی حوزه زمان (FDTD) می‌باشد که از انعطاف‌پذیری بالایی برای مطالعه مسایل پیچیده برخوردار است. روش FDTD یکی از پیشرفته‌ترین روش‌های بکار رفته برای محاسبه توزیع میدان درون قطعات مبتنی بر بلورهای فوتونی است. به عبارت ساده، این روش مبتنی بر گسسته سازی فضا جایگزینی فضای پیوسته با مجموعه گسسته‌ای از نقاط می‌باشد. سپس مشتقات معادلات ماکسول با تفاضل‌های متناهی جایگزین می‌شوند که به سیستمی از معادلات جبری با مختصات خطی منجر می‌شود. این سیستم معادلات بطور ترتیبی با شروع از شرایط اولیه و مرزی حل می‌شود. لذا با حل معادلات ماکسول روی یک مش گسسته توزیع میدان بدست می‌آید. این راه حل مبتنی بر اطلاعات زیر می‌باشد: [17,18,19,20]

- تابع توزیع گذردهی که شرایط انتشار تابش را تعیین می‌کند،
 - شرایط اولیه که شامل پارامترهایی مانند طول موج، دامنه و فاز اولیه می‌باشد،
 - شرایط مرزی که رفتار تابش را در مرزهای ناحیه محاسبه تعیین می‌کند.
- بعد از مشخص شدن همه این شرایط، توزیع میدان پله به پله با شروع از میدان تابش محاسبه می‌شود.

گسسته سازی معادلات ماکسول

قبل شروع محاسبات ابتدا باید معادلات ماکسول را به فرم تفاضل‌های متناهی درآوریم. برای اینکار معادلات کرل ماکسول را برای محیطی بدون پراکندگی، جذب و تولید نور می‌نویسیم:

$$\nabla \times E(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r, t) \quad (28-3)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r, t) \quad (29-3)$$

اگر کرل را بسط داده و معادلات هر مولفه برداری را بطور جداگانه بنویسیم دستگاه معادلات زیر بدست می‌آید: [21]

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

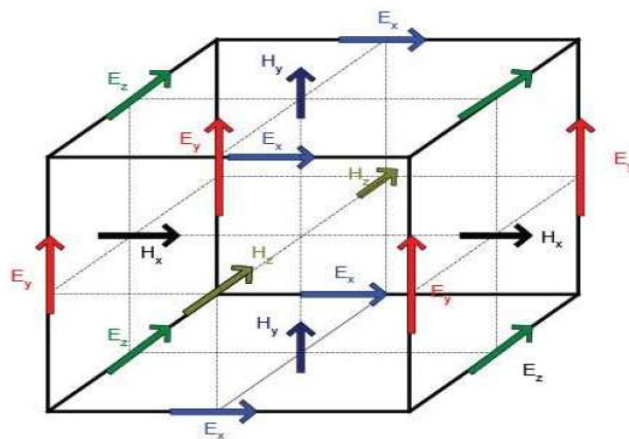
$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial t}$$

(30-3)



شکل ۳-۹ مش یی

رایج‌ترین روش حل معادلات فوق مبتنی بر مش یی می‌باشد که مولفه‌های میدان‌های E و H را در نقاط روی شبکه‌بندی حل می‌کند که فاصله نقاط شبکه‌بندی Δx ، Δy و Δz است. همانگونه که در شکل ۳-۹ نشان داده شده است مولفه‌های میدان‌های E و H در

هر سه بعد مکانی درهم آمیخته‌اند. علاوه براین زمان نیز به گام‌های گسسته‌ی Δt شکسته شده است. مولفه‌های میدان E در زمان-های $t = n\Delta t$ و میدان H در زمان‌های $t = (n + \frac{1}{2})\Delta t$ محاسبه می‌شود که n عدد نشان دهنده‌ی گام محاسبه است. بعنوان نمونه میدان E در زمان $t = n\Delta t$ برابر است با میدان E در زمان $t = (n - 1)\Delta t$ بعلاوه یک جمله‌ی اضافی محاسبه شده از تغییرات مکانی یا کرل میدان H در زمان t . با این روش شش معادله بازگشتی بدست می‌آید که می‌توان با استفاده از آنها میدان را در نقطه‌ای معین از مش که با اعداد i و j و k مشخص شده است محاسبه کرد. این شش معادله عبارتند از: [22]

$$\begin{aligned} E_{x(i,j,k)}^{n+1} &= E_{x(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i,j,k)} \left[\left(\frac{H_{z(i,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{z(i,j-1/2,k)}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) - \left(\frac{H_{y(i,j,k+1/2)}^{n+1/2} - H_{y(i,j,k-1/2)}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \right] \\ E_{y(i,j,k)}^{n+1} &= E_{y(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i,j,k)} \left[\left(\frac{H_{x(i,j,k+1/2)}^{n+1/2} - H_{x(i,j,k-1/2)}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) - \left(\frac{H_{z(i+1/2,j,k)}^{n+1/2} - H_{z(i-1/2,j,k)}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \right] \\ E_{z(i,j,k)}^{n+1} &= E_{z(i,j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i,j,k)} \left[\left(\frac{H_{y(i+1/2,j,k)}^{n+1/2} - H_{y(i-1/2,j,k)}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) - \left(\frac{H_{x(i,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{x(i,j-1/2,k)}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \right] \\ H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{x(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\left(\frac{E_{y(i,j,k+1/2)}^n - E_{y(i,j,k-1/2)}^n}{\Delta z} \right) - \left(\frac{E_{z(i,j+1/2,k)}^n - E_{z(i,j-1/2,k)}^n}{\Delta y} \right) \right] \\ H_{y(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{y(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\left(\frac{E_{z(i+1/2,j,k)}^n - E_{z(i-1/2,j,k)}^n}{\Delta x} \right) - \left(\frac{E_{x(i,j,k+1/2)}^n - E_{x(i,j,k-1/2)}^n}{\Delta z} \right) \right] \\ H_{z(i,j,k)}^{n+1/2} &= H_{z(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\left(\frac{E_{x(i,j+1/2,k)}^n - E_{x(i,j-1/2,k)}^n}{\Delta y} \right) - \left(\frac{E_{y(i+1/2,j,k)}^n - E_{y(i-1/2,j,k)}^n}{\Delta x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3-31)$$

معادلات فوق نشان می‌دهد که مقادیر شدت میدان مغناطیسی یا شیف‌ت زمانی به میدان الکتریکی مربوط می‌شوند. این واقعیت انجام پله به پله محاسبات میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی را با شروع از یک طرف مش و ادامه تا طرف دیگر را امکان‌پذیر می‌سازد. با حل گام به گام این معادلات در بازه‌های زمانی $\Delta t/2$ رفتار میدان مغناطیسی در ساختار مورد نظر بدست می‌آید. برای پایداری عددی شرط زیر همواره باید برقرار باشد: [23]

$$0 \leq \Delta t \leq \frac{1}{c} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (3-32)$$

انجام محاسبات فوق برای بلورهای فوتونی بصورت دستی بسیار سخت و زمان‌بر بوده و عاری از خطا نخواهد بود لذا برای رفع این مشکل و افزایش سرعت و توان محاسبات می‌توان از تولباکس شبیه‌سازی FullWAVE در نرم افزار RSoft استفاده کرد.

نتیجه گیری:

در این مقاله ابتدا انواع روش های سوئیچ زنی را مورد بررسی و ارزیابی قرار دادیم سپس در سه روش با اعمال میدان مغناطیسی، الکتریکی و حرارت به مواد دی الکتریک ضریب شکست مواد دی الکتریک سازنده ساختار تغییر داده شد که منجر به جابجایی طول موج مد رزونانسی ساختار شد. در سوئیچ زنی تمام نوری وضعیت روشن یا خاموش بودن سوئیچ نوری تماما توسط امواج نوری کنترل می شود و فرآیند تغییر ضریب شکست توسط امواج نوری انجام می شود. مکانیزم تغییر ضریب شکست با استفاده از شدت توان نوری ورودی از پدیده اثر کر [۱] ناشی می شود. ضریب شکست مواد دی الکتریک در توان های بالای نور ورودی از رابطه زیر تبعیت می کند.

منابع و مأخذ

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," Phys. Rev. Lett. , vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, May 1987.
- [2] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," Phys. Rev. Lett. , vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, Jun. 1987.
- [3] F. Mehdizadeh and H. Alipour-Banaei, "Bandgap management in two-dimensional photonic crystal thue-morse structures," J. Opt. Commun. , vol. 34, no. 1, pp. 61–65, 2013.
- [4] Z. Wu, K. Xie, and H. Yang, "Band gap properties of two-dimensional photonic crystals with rhombic lattice," Opt. - Int. J. Light Electron Opt. , vol. 123, no. 6, pp. 534–536, Mar. 2012.
- [5] M. Noori and M. Soroosh, "A comprehensive comparison of photonic band gap and self-collimation based 2D square array waveguides," Opt. - Int. J. Light Electron Opt. , vol. 126, no. 23, pp. 4775–4781, 2015.
- [6] M. H. M. Yusoff, H. A. Hassan, M. R. Hashim, and M. K. Abd-Rahman, "Hybrid photonic crystal 1. 31/1. 55μm wavelength division multiplexer based on coupled line defect channels," Opt. Commun. , vol. 284, no. 5, pp. 1223–1227, 2011.

- [7] K. Sakoda, Optical Properties of Photonic Crystals. Springer Science & Business Media, 2004.
- [8] Z. Qiang, W. Zhou, and R. a Soref, "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators. ," Opt. Express, vol. 15, no. 4, pp. 1823–1831, 2007.
- [9] S. Robinson and R. Nakkeeran, "Two dimensional Photonic Crystal Ring Resonator based Add Drop Filter for CWDM systems," Opt. - Int. J. Light Electron Opt. , vol. 124, no. 18, pp. 3430–3435, Sep. 2013.
- [10] M. A. Mansouri-Birjandi, A. Tavousi, and M. Ghadrddan, "Full-optical tunable add/drop filter based on nonlinear photonic crystal ring resonators," Photonics Nanostructures - Fundam. Appl. , vol. 21, pp. 44–51, 2016.
- [11] M. Djavid, F. Monifi, A. Ghaffari, and M. S. Abrishamian, "Heterostructure wavelength division demultiplexers using photonic crystal ring resonators," Opt. Commun. , vol. 281, no. 15–16, pp. 4028–4032, Aug. 2008.
- [12] R. Talebzadeh, M. Soroosh, Y. S. Kavian, and F. Mehdizadeh, "Eight-channel all-optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities," Opt. - Int. J. Light Electron Opt. , vol. 140, pp. 331–337, 2017.
- [13] M. Zavvari, "Design of Photonic Crystal-Based Demultiplexer with High-Quality Factor for DWDM Applications," J. Opt. Commun. , vol. 0, no. 0, 2017.
- [14] R. Talebzadeh, M. Soroosh, Y. S. Kavian, and F. Mehdizadeh, "All-optical 6- and 8-channel demultiplexers based on photonic crystal multilayer ring resonators in Si/C rods," Photonic Netw. Commun. , Feb. 2017.
- [15] E. A. Camargo, H. M. H. Chong, and R. M. D. La Rue, "2D Photonic crystal thermo-optic switch based on AlGaAs/GaAs epitaxial structure," Opt. Express, vol. 12, no. 4, pp. 588–592, Feb. 2004.
- [16] S. and P. P. P. Medhekar, "All Optical Switching and Tunable Wavelength Filtering in Grating Assisted," Nonlinear Opt. Quantum Opt. , vol. 36, pp. 81–90, 2007.
- [17] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi, "Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip," Opt. Lett. , vol. 30, no. 19, p. 2575, Oct. 2005.
- [18] M. M. Gupta and S. Medhekar, "All-optical NOT and AND gates using counter propagating beams in nonlinear Mach–Zehnder interferometer made of photonic crystal waveguides," Opt. - Int. J. Light Electron Opt. , Nov. 2015.
- [19] J. Bai, J. Wang, J. Jiang, X. Chen, H. Li, Y. Qiu, and Z. Qiang, "Photonic not and nor gates based on a single compact photonic crystal ring resonator," Appl. Opt. , vol. 48, no. 36, pp. 6923–6927, Dec. 2009.
- [20] H. Sharifi, S. M. Hamidi, and K. Navi, "A new design procedure for all-optical

- photonic crystal logic gates and functions based on threshold logic,” *Opt. Commun.* , vol. 370, pp. 231–238, 2016.
- [21] T. A. Moniem, “All optical active high decoder using integrated 2D square lattice photonic crystals,” *J. Mod. Opt.* , vol. 62, no. 19, pp. 1643–1649, Jul. 2015.
- [22] Z. Chen, Z. Li, and B. Li, “A 2-to-4 decoder switch in SiGe/Si multimode interference,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 7, p. 2671, Apr. 2006.
- [23] A. Taalbi, G. Bassou, and M. Youcef Mahmoud, “New design of channel drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.* , vol. 124, no. 9, pp. 824–827, May 2013.
- [24] H. P. Bazargani, “Proposal for a 4-channel all optical demultiplexer using 12-fold photonic quasicrystal,” *Opt. Commun.* , vol. 285, no. 7, pp. 1848–1853, Apr. 2012.
- [25] M. Zavvari and F. Mehdizadeh, “Photonic Crystal Cavity with L3-Defect for Resonant Optical Filtering,” *Frequenz*, vol. 68, no. 11–12, pp. 519–523, 2014.
- [26] M. Djavid and M. S. Abrishamian, “Multi-channel drop filters using photonic crystal ring resonators,” *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.* , vol. 123, no. 2, pp. 167–170, Jan. 2012.
- [27] H. Alipour-Banaei and F. Mehdizadeh, “Significant role of photonic crystal resonant cavities in WDM and DWDM communication tunable filters,” *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.* , vol. 124, no. 17, pp. 2639–2644, Sep. 2013.
- [28] S. M. Musavizadeh, M. Soroosh, and F. Mehdizadeh, “Optical filter based on photonic crystal,” *Indian J. Pure Appl. Phys.* , vol. 53, no. 11, pp. 736–739, 2015.
- [29] A. D. Petrenko, “Nonlinear Kerr effect in magnetic crystals,” *Phys. Solid State*, vol. 41, no. 4, pp. 591–594, Apr. 1999.
- [30] M. Youcef Mahmoud, G. Bassou, A. Taalbi, and Z. M. Chekroun, “Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Opt. Commun.* , vol. 285, no. 3, pp. 368–372, Feb. 2012.
- [31] B. M. Isfahani, T. A. Tameh, N. Granpayeh, and A. R. M. Javan, “All-optical NOR gate based on nonlinear photonic crystal microring resonators,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, no. 5, pp. 1097–1102, May 2009.
- [32] S. Afzal, V. Ahmadi, and M. Ebnali-Heidari, “All-optical tunable photonic crystal nor gate based on the nonlinear Kerr effect in a silicon nanocavity,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, no. 9, pp. 2535–2539, Sep. 2013.
- [33] M. Danaie and H. Kaatuzian, “Design and simulation of an all-optical photonic crystal AND gate using nonlinear Kerr effect,” *Opt. Quantum Electron.* , vol. 44, no. 1–2, pp. 27–34, Dec. 2011.

- [34] K. Goudarzi, A. Mir, I. Chaharmahali, and D. Goudarzi, "All-optical XOR and OR logic gates based on line and point defects in 2-D photonic crystal," *Opt. Laser Technol.*, vol. 78, pp. 139–142, Apr. 2016.
- [35] F. Parandin and M. M. Karkhanehchi, "Terahertz all-optical {NOR} and {AND} logic gates based on 2D photonic crystals," *Superlattices Microstruct.*, p. -, 2016.
- [36] M. Pirzadi, A. Mir, and D. Bodaghi, "Realization of Ultra-Accurate and Compact All-Optical Photonic Crystal OR Logic Gate," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no. 21, pp. 2387–2390, 2016.
- [37] H. Sharifi, S. M. Hamidi, and K. Navi, "A new design procedure for all-optical photonic crystal logic gates and functions based on threshold logic," *Opt. Commun.*, vol. 370, pp. 231–238, 2016.
- [38] S. Serajmohammadi, H. Alipour-Banaei, and F. Mehdizadeh, "All optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 5, pp. 1109–1115, 2014.
- [39] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, S. Serajmohammadi, and M. Hassangholizadeh-Kashtiban, "A 2*4 all optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators," *J. Mod. Opt.*, vol. 62, no. 6, pp. 430–434, Sep. 2014.
- [40] F. Mehdizadeh, M. Soroosh, and H. Alipour-Banaei, "A novel proposal for optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 1, p. 20, Dec. 2015.
- [41] S. Khosravi and M. Zavvari, "Design and analysis of integrated all-optical 2 × 4 decoder based on 2D photonic crystals," *Photonic Netw. Commun.*, vol. 35, no. 1, 2018.
- [42] F. Mehdizadeh, H. Alipour-banaei, and S. Serajmohammadi, "Study the role of non-linear resonant cavities in photonic crystal-based decoder switches," *J. Mod. Opt.*, vol. 0340, no. January, p. 0, 2017.
- [43] T. Daghooghi, M. Soroosh, and K. Ansari-Asl, "A novel proposal for all-optical decoder based on photonic crystals," *Photonic Netw. Commun.*, Dec. 2017.
- [44] T. Daghooghi, M. Soroosh, and K. Ansari-Asl, "Ultra-fast all-optical decoder based on nonlinear photonic crystal ring resonators," *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 9, pp. 2250–2257, 2018.
- [45] S. Salimzadeh and H. Alipour-Banaei, "A novel proposal for all optical 3 to 8 decoder based on nonlinear ring resonators," *J. Mod. Opt.*, vol. 65, no. 17, pp. 2017–2024, 2018.

Investigation of the most common switching mechanisms in photonic crystals

Ali Dost Rostamizadeh *, Seyed Jalaluddin Gharibi Karaik *

Abstract:

The optical switch is a special and generalized mode of the optical filter whose output port is on or off controlled by the intensity of the input light. In general, any structure whose performance depends on the intensity of optical power uses an optical switching mechanism. Considering that the basis of operation of all-optical reversible gates in this thesis is also based on the power level of the input signal, therefore it is necessary to deal with optical switching and different switching mechanisms in photonic crystals. . In this article, we try to introduce the optical switch and introduce the most common switching mechanisms.

Key words: switch, optical switch, photonic crystal, optical gates