

Nâng cao hệ số phẩm chất của bộ lọc phổ cộng hưởng Fano vùng khả kiến dựa trên sự giao thoa các mode dẫn sóng lệch pha trong phiên tinh thể quang tử 2D

Nguyễn Văn Ân, Ngô Quang Minh

Tóm tắt—Bài báo trình bày các kết quả nghiên cứu đạt được về thiết kế, tính toán và mô phỏng bộ lọc phổ cộng hưởng Fano vùng khả kiến dựa trên sự giao thoa của các mode dẫn sóng lệch pha trong phiên tinh thể quang tử hai chiều (PhC-2D). Việc giảm độ bán rộng phổ để tăng hệ số phẩm chất của bộ lọc cộng hưởng dẫn sóng của phiên PhC-2D bằng việc thêm vào giữa mỗi ô đơn vị một phần tử dạng hình trụ tròn hoặc hình trụ chữ nhật mà không thay đổi kích thước ô đơn vị ban đầu. Trong mỗi ô đơn vị của phiên PhC-2D có hai phần tử có hình dạng, kích thước khác nhau nhưng có cùng chỉ số chiết suất, nên tồn tại hai mode dẫn sóng tương ứng. Cả hai mode dẫn sóng trong phiên PhC-2D đều có tính chất là kết hợp với sóng tới từ môi trường ngoài và lệch pha nhau nên biên độ giao thoa tổng sẽ giảm và do vậy độ bán rộng phổ cộng hưởng sẽ bị thu hẹp và hệ số phẩm chất Q của bộ lọc cộng hưởng sẽ được tăng cường. Phương pháp đạo hàm hữu hạn trong miền thời gian (FDTD) được sử dụng để tính toán các phổ phản xạ và mô phỏng các tính chất và đặc trưng quang học của bộ lọc cộng hưởng dẫn sóng. Phổ cộng hưởng dẫn sóng thu được có dạng Fano được làm khớp với mô hình lý thuyết để xác định chính xác các tham số của phổ cộng hưởng: bước sóng cộng hưởng, hệ số phẩm chất, và hệ số bất đối xứng của phổ. Các kết quả thu được cho thấy phổ phản xạ, tính chất và đặc trưng quang học của cộng hưởng dẫn sóng dạng Fano phụ thuộc vào cách chọn hình dạng và các tham số hình học của phần tử được thêm vào phiên PhC-2D. Kết quả này rất có ý

nghĩa và là nền tảng cho nghiên cứu các linh kiện “quang học trong không gian” hiệu suất cao.

Từ khóa—Phiên tinh thể quang tử hai chiều; Bộ lọc quang học; Đạo hàm hữu hạn trong miền thời gian.

1 MỞ ĐẦU

Các phần tử quang chọn lọc bước sóng trong vùng khả kiến (bộ lọc quang học) được quan tâm nghiên cứu nhiều trong thời gian qua vì nó có nhiều ứng dụng cho các linh kiện hiển thị, cảm biến hình ảnh như màn hình tivi, máy tính, điện thoại di động, máy ảnh số, thiết bị đọc sách điện tử, máy chiếu kỹ thuật số và nhiều ứng dụng đặc biệt khác [1–3]. Nhiều vật liệu đã được nghiên cứu, sử dụng để chế tạo các phần tử quang chọn lọc bước sóng vùng khả kiến như hạt nano kim loại và các chất màu nhạy sáng [2, 4]. Tuy nhiên việc sử dụng các chất màu nhạy sáng và các hạt nano kim loại bộc lộ nhiều nhược điểm như hiệu suất quang thấp, hấp thụ ánh sáng và phát nhiệt nhiều, độ chọn lọc bước sóng không cao... Thời gian gần đây, việc nghiên cứu các cấu trúc nhân tạo có tính chất tuần hoàn của các phần tử có cùng chỉ số chiết suất trong mặt phẳng cho các bộ lọc quang học vùng khả kiến được quan tâm nghiên cứu thí dụ như cấu trúc siêu vật liệu, cấu trúc plasmonic và đặc biệt là cấu trúc tinh thể quang tử (PhC-2D) đã khắc phục được các nhược điểm của việc sử dụng vật liệu chất màu nhạy sáng, hạt nano kim loại [3, 5–11]. Tuy nhiên, việc sử dụng cấu trúc PhC-2D trên nền vật liệu phiên silic nitrite (Si_3N_4) với đế là thủy tinh cho các bộ lọc quang học là một hướng đi mới có tính thời sự trong công nghệ chế tạo linh kiện quang tử hiện

Ngày nhận bản thảo: 02-01-2018; Ngày chấp nhận đăng: 01-06-2018; Ngày đăng: 15-10-2018.

Tác giả Nguyễn Văn Ân,^{1,2} Ngô Quang Minh,^{1,3,*}. ¹Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam, ²Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế, ³Viện Khoa học vật liệu, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam

(email: minhng@ims.vast.ac.vn)

nay và hạn chế được các tổn hao của việc sử dụng kim loại và silic tinh thể trong vùng khả kiến [5–7, 12–14].

Tinh thể quang tử được thiết kế để điều khiển, giam giữ và kiểm soát ánh sáng trong không gian phụ thuộc vào sự tuần hoàn của cấu trúc theo một chiều (1D), hai chiều (2D) hoặc ba chiều (3D). PhC có thể cấm hoàn toàn các sóng điện từ có bước sóng trong vùng cấm quang (PBG) lan truyền qua nó. Việc điều chỉnh chu kỳ tuần hoàn và kích thước của từng phần tử trong PhC làm tần số (bước sóng) của PBG thay đổi từ GHz, THz đến vùng khả kiến. PhC cũng có thể tạo ra sự dẫn sóng ít bị mất mát năng lượng để hướng ánh sáng truyền theo một phương xác định (thậm chí với những chỗ rẽ cong đến 90°)... Trên thực tế, phiên PhC-2D được xem như linh kiện then chốt cho các mạch tích hợp quang phẳng dùng trong thông tin quang và các hệ thống máy tính lượng tử trong tương lai. Với khả năng kiểm soát sự lan truyền và bức xạ tự phát của ánh sáng, phiên PhC-2D có ảnh hưởng to lớn đến sự phát triển công nghệ chế tạo các bộ lọc quang, các chuyển mạch quang tốc độ cao, các hốc cộng hưởng quang, các điốt quang, các laser ngưỡng thấp, các kênh dẫn sóng với các nhánh rẽ ánh sáng đột ngột ứng dụng trong thông tin quang và các cảm biến hóa, sinh học [15–17]... Các bộ lọc quang dựa trên sự kết hợp của phiên PhC-2D dẫn sóng và hốc cộng hưởng yêu cầu sự chính xác của kích thước hốc cộng hưởng vì mỗi sự thay đổi nhỏ của kích thước hốc cộng hưởng thường đem lại những thay đổi rất lớn về bước sóng và hệ số phẩm chất của phổ cộng hưởng [18–20]. Ngoài tính chất dẫn truyền và điều khiển sóng trong mặt phẳng, phiên PhC-2D còn cho phép các sóng dẫn truyền trong phiên PhC-2D kết hợp với sóng tới từ môi trường ngoài để tạo thành cộng hưởng khi các điều kiện về pha giữa hai sóng được thỏa mãn và cộng hưởng này được gọi là cộng hưởng dẫn sóng của phiên PhC-2D [21–23]. Cộng hưởng dẫn sóng của phiên PhC-2D có ưu điểm là không cần chế tạo hốc cộng hưởng và dễ dàng kết hợp với các kênh dẫn sóng vào/ra. Hình dáng phổ cộng hưởng cũng khá đa dạng, có hai loại chủ yếu là đối xứng dạng Lorentz và bất đối xứng dạng Fano [21–26]. Vấn

đề đặt ra cho nghiên cứu cả hai loại cộng hưởng của phiên PhC-2D ứng dụng cho các bộ lọc quang học là hệ số phẩm chất Q cần phải cao và có thể đơn giản trong chế tạo linh kiện. Do vậy, cách tiếp cận của bài báo là đề xuất các cấu trúc phiên PhC-2D đơn giản, ứng dụng cho bộ lọc quang vùng khả kiến có hệ số phẩm chất cao và tính toán, mô phỏng để lý giải, chứng minh đề xuất là hợp lý.

Cộng hưởng Fano có nguồn gốc từ vật lý nguyên tử được nhà bác học người Ý Ugo Fano đề xuất năm 1961, trong việc quan sát các tán xạ cộng hưởng của điện tử trong môi trường khí He [27]. Với cộng hưởng Fano, pha được bảo toàn còn biên độ thì thay đổi tùy ý. Ngày nay, cộng hưởng Fano được sử dụng rộng rãi và đa dạng trong nhiều lĩnh vực của vật lý, trong đó có lĩnh vực quang tử [28]. Cộng hưởng Fano đã từng được khảo sát với nhiều cấu trúc quang tử micro và nano, hệ thống lượng tử như chấm lượng tử [28], PhC [29, 30], cấu trúc nano plasmonic và siêu vật liệu [31]. Tính bất đối xứng và độ dốc tán sắc của cộng hưởng dạng Fano đem lại các ứng dụng đa dạng cho các linh kiện quang tử như bộ lọc sóng quang học [32, 33], bộ điều biến [34, 35], cảm biến sinh học [36], bộ phản xạ băng rộng [37], laser [38], linh kiện quang tử lưỡng trạng thái ổn định [39–42], chuyển mạch toàn quang [43], linh kiện làm trễ lan truyền quang [44]. Đặc trưng phổ cộng hưởng bất đối xứng dạng Fano trong quang tử được định nghĩa bởi công thức:

$$R(\varepsilon) = F \frac{(\varepsilon + q)^2}{1 + \varepsilon^2} \quad (1)$$

Trong đó:

$$\varepsilon = 2 \frac{2\pi c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)}{\Gamma};$$

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Gamma} : \text{hệ số phẩm chất};$$

F : hệ số nhân của biên độ;

q : tham số bất đối xứng của phổ;

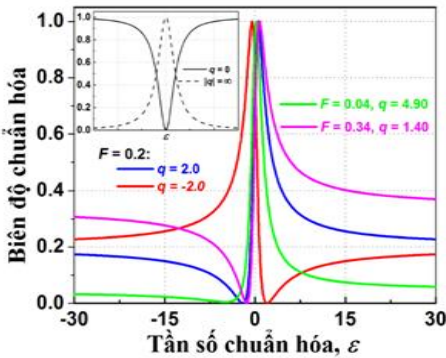
c : vận tốc ánh sáng;

Γ : độ bán rộng phổ;

λ_0 : bước sóng cộng hưởng.

Với $q = \pm 1$, tần số (bước sóng) cộng hưởng tâm nằm ở chính giữa của đỉnh và đáy của phổ cộng

hường. Hình 1 cho thấy hình dáng của phổ cộng hưởng Fano với một số giá trị của tham số bất đối xứng q . Với $q = 0$ hoặc $|q| = \infty$, cộng hưởng Fano suy biến thành cộng hưởng Lorentz (như hình nhỏ).



Hình 1. Phổ Fano với các giá trị khác nhau của hệ số bất đối xứng q và hệ số nhân F . $q = 0$ hoặc $|q| = \infty$, phổ Fano suy biến thành phổ đối xứng Lorentz nghịch và thuận tương ứng (hình nhỏ).

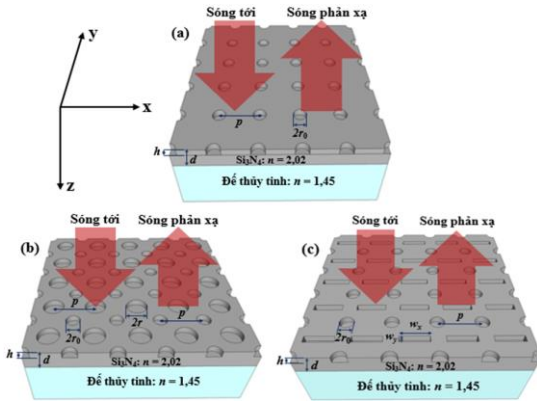
Trong bài báo này, chúng tôi trình bày các kết quả nghiên cứu, tính toán và mô phỏng cộng hưởng dẫn sóng dạng Fano từ hai dạng cấu trúc phiên PhC-2D ứng dụng cho bộ lọc quang học có bước sóng cộng hưởng trong vùng khả kiến với hệ số phẩm chất Q cao. Xuất phát từ phiên PhC-2D mạng hình vuông của các hình trụ tròn có kích thước xác định, hai cấu trúc mới được đề xuất bằng việc thêm vào giữa mỗi ô đơn vị một phần tử dạng hình trụ tròn khác hoặc hình trụ chữ nhật mà không thay đổi kích thước ô đơn vị, kết quả là độ bán rộng phổ cộng hưởng Γ của cấu trúc mới giảm và hệ số phẩm chất Q của bộ lọc phổ cộng hưởng dẫn sóng được tăng cường. Trong mỗi ô đơn vị của phiên PhC-2D có hai loại phần tử có hình dạng và kích thước khác nhau nhưng có cùng chỉ số chiết suất, nên sẽ tạo ra hai mode dẫn sóng tương ứng lệch pha nhau. Cả hai mode dẫn sóng trong phiên PhC-2D đều kết hợp với sóng tới từ môi trường ngoài nên biên độ giao thoa tổng sẽ giảm và do vậy độ bán rộng phổ cộng hưởng Γ sẽ bị thu hẹp và hệ số phẩm chất Q của bộ lọc cộng hưởng dẫn sóng sẽ được tăng cường. Độ bán rộng phổ Γ và hệ số phẩm chất Q được xác định gián

tiếp thông qua biểu thức đặc trưng của phổ Fano cho bởi công thức (1).

2 PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Cấu trúc PhC-2D cộng hưởng dẫn sóng được đề cập đến trong bài báo này được mô tả như hình 1. Hình 2(a) là cấu trúc PhC-2D ban đầu gồm lớp điện môi silic nitrite (Si_3N_4) có độ dày d và chiết suất $n = 2,02$ tại bước sóng vùng khả kiến đặt trên nền đế thủy tinh có chiết suất $n = 1,45$. Lớp điện môi Si_3N_4 có thể dễ dàng chế tạo trên đế thủy tinh bằng kỹ thuật bốc bay trong chân không hoặc phún xạ. Cấu trúc PhC-2D được tạo ra bằng cách tuần hoàn (mạng hình vuông với chu kỳ p) của các hình trụ tròn không khí có bán kính r_0 và độ sâu h tính từ bề mặt không khí. Ánh sáng chiếu tới cấu trúc (ánh sáng tới) vuông góc với mặt phẳng PhC-2D và kết hợp với mode dẫn sóng trong mặt phẳng PhC-2D tạo ra phổ phản xạ cộng hưởng khi điều kiện về pha giữa hai sóng được thỏa mãn. Hệ số phẩm chất của bộ lọc cộng hưởng dẫn sóng như cấu trúc hình 2(a) phụ thuộc vào bán kính hình trụ r_0 và độ sâu h . Khi r_0 và h giảm, hệ số kết hợp giữa mode dẫn trong PhC-2D và ánh sáng tới giảm, độ bán rộng phổ phản xạ cộng hưởng giữa chúng sẽ giảm và hệ số phẩm chất Q sẽ được tăng cường [42]. Tuy nhiên đây không phải là phương án tối ưu vì trong chế tạo thực nghiệm đối với cấu trúc như Hình 2(a), thì bán kính r_0 và độ sâu h không thể giảm quá một giới hạn cho phép. Do vậy, việc tìm kiếm các cấu trúc đơn giản và tối ưu để tăng được hệ số phẩm chất Q mà không thay đổi r_0 , h và p của cấu trúc ban đầu như được đề xuất tại Hình 2(b) và 2(c). Trong Hình 2(b) và 2(c) các hình trụ tròn có bán kính $r (\neq r_0)$ và hình trụ hình chữ nhật kích thước $w_x \times w_y$, cùng độ sâu h được thêm vào giữa mỗi ô đơn vị. Phương pháp đạo hàm hữu hạn trong miền thời gian (FDTD) được sử dụng để mô phỏng phổ phản xạ và đặc trưng quang học của hai kiểu cấu trúc phiên PhC-2D như hình 2(b) và 2(c), nhờ sử dụng điều kiện biên tuần hoàn theo phương x và y trong mặt phẳng và biên hấp thụ hoàn hảo (PML) được sử dụng theo phương thẳng đứng z . Tính toán và mô phỏng nhờ sử dụng phương pháp đạo hàm hữu hạn trong miền thời gian (FDTD) được như sau

trong phần mềm mã nguồn mở MEEP được phát triển bởi Viện Công nghệ Massachuset (MIT), Hoa Kỳ [45-47]. Hệ số phẩm chất Q được ước lượng qua việc làm khớp kết quả mô phỏng với phương trình đặc trưng phổ cộng hưởng bất đối xứng dạng Fano.

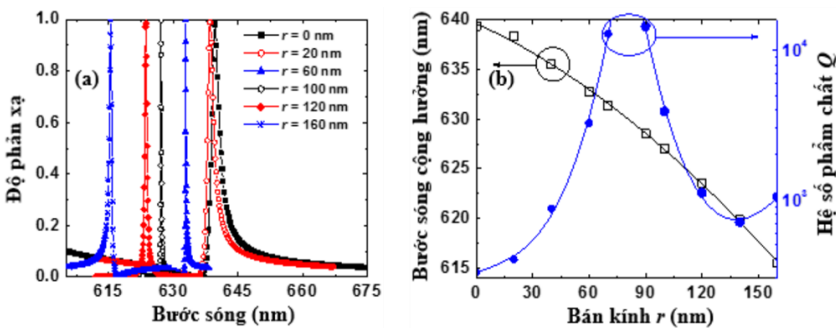


Hình 2. (a) Cấu trúc phiên PhC-2D mạng hình vuông của các hình trụ tròn không khí (bán kính r_0 , chu kỳ tuần hoàn p , độ sâu h) trong nền điện môi Si_3N_4 có độ dày d ; (b) và (c) là hai cấu trúc phiên PhC-2D sau khi thêm hình trụ tròn với bán kính $r (\neq r_0)$ và hình trụ chữ nhật kích thước $w_x \times w_y$, có cùng độ sâu h vào giữa mỗi ô đơn vị. Ánh sáng được phân cực và chiếu vuông góc với mặt phẳng PhC-2D.

3 KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Các tham số hình học của PhC-2D như hình 2(a) được lựa chọn để phổ phản xạ cộng hưởng dẫn sóng trong vùng khả kiến như sau: chu kỳ tuần hoàn $p = 370$ nm, độ dày lớp điện môi Si_3N_4 $d = 180$ nm, bán kính và độ sâu của hình trụ tròn

tương ứng là $r_0 = 80$ nm và $h = 70$ nm. Phổ cộng hưởng dẫn sóng dạng Fano được tính toán mô phỏng đối với hai cấu trúc tại hình 2(b) và 2(c) và so sánh với cấu trúc ban đầu tại hình 2(a) về hệ số phẩm chất Q , bước sóng tại đỉnh cộng hưởng và hình dáng phổ phản xạ thu được. Hình 3(a) là phổ phản xạ cộng hưởng dẫn sóng mô phỏng cho bởi cấu trúc ở hình 2(b) ứng với một số giá trị khác nhau của bán kính r của hình trụ tròn được thêm vào mỗi ô đơn vị. Kết quả cho thấy đỉnh cộng hưởng dịch chuyển về vùng sóng ngắn khi tăng bán kính r của hình trụ tròn, điều này hoàn toàn phù hợp với các công bố gần đây về cộng hưởng dẫn sóng cho rằng khi r tăng dần đến chiết suất hiệu dụng của cấu trúc giảm [48]. Hình 3(b) biểu diễn sự phụ thuộc của bước sóng cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q theo bán kính r của hình trụ tròn. Khi r tăng từ 0 và tiến dần về giá trị r_0 , hệ số phẩm chất Q tăng lên, thí dụ $Q = 328$ khi $r = 0$ và $Q = 12900$ khi $r = 70$ nm. Đặc biệt đối với trường hợp $r = r_0$ thì $Q \rightarrow +\infty$ và lúc này phổ phản xạ cộng hưởng dẫn sóng dạng Fano biến mất. Khi giá trị r lớn hơn và tiến ra xa r_0 , hệ số phẩm chất Q giảm dần, ví dụ $Q = 14500$ khi $r = 90$ nm và $Q = 710$ khi $r = 140$ nm và bước sóng cộng hưởng cũng dịch về bước sóng ngắn trong vùng khả kiến.



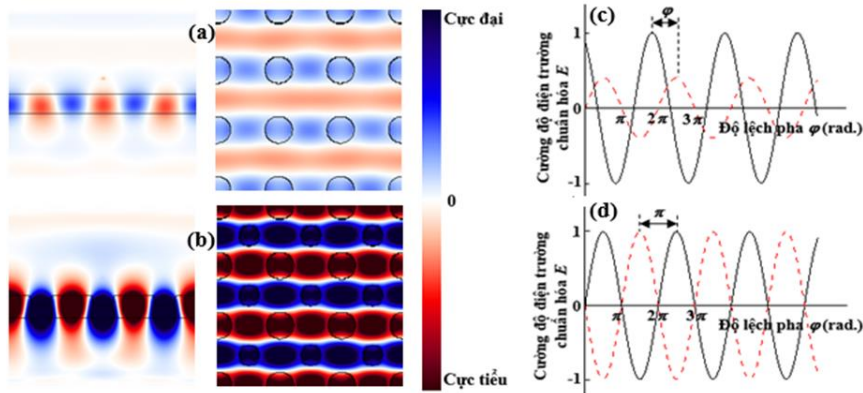
Hình 3. Phổ phản xạ của cấu trúc với các giá trị khác nhau của r (a), sự phụ thuộc của bước sóng cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q theo bán kính r (b)

Hình 4(a) và 4(b) mô tả phân bố điện trường trong mặt phẳng xz (mặt cắt) và mặt phẳng xy (mặt phẳng) tại bước sóng đỉnh phổ cộng hưởng đối với hai cấu trúc $r = 0$ và $r = 60$ nm tương ứng

với cùng một thang độ lớn của giá trị biên độ điện trường. Độ lớn biên độ (mật độ năng lượng) của điện trường biểu thị khả năng giam giữ ánh sáng trong cấu trúc, tức là cấu trúc nào có hệ số

phẩm chất Q lớn thì thời gian giam giữ ánh sáng trong cấu trúc sẽ lâu. Ngoài ra, với cấu trúc $r = 0$, chỉ có một mode điện trường phân bố trong mặt phẳng cấu trúc, trong khi với cấu trúc $r = 60$ nm, quan sát thấy có hai mode điện trường phân bố trong cùng một mặt phẳng của cấu trúc phiến PhC-2D. Điều này có thể giải thích bằng cách sử dụng lý thuyết giao thoa của hai sóng như sau: Trong mỗi ô đơn vị có hai phần tử có cùng chỉ số chiết suất nhưng khác nhau về kích thước hình học nên sẽ có hai mode dẫn sóng lệch pha và khác nhau về biên độ cùng tồn tại trong mặt phẳng phiến PhC-2D (hình 4(c)), cả hai mode dẫn cùng có sự kết hợp và làm suy yếu hệ số kết hợp của nhau đối với sóng tới từ môi trường ngoài chiếu tới mặt phẳng cấu trúc, do vậy độ

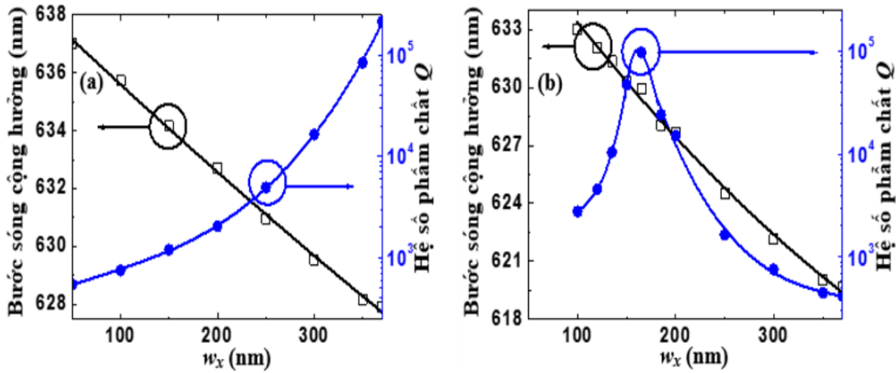
bán rộng của phổ phản xạ cộng hưởng sẽ giảm và hệ số phẩm chất Q của chúng tăng lên. Khi $r = r_0$, hai mode dẫn sóng có cùng biên độ nhưng ngược pha nhau (lệch pha π , hình 4(d)) nên hệ số kết hợp giữa hai mode dẫn sóng này với môi trường ngoài sẽ triệt tiêu nhau, dẫn đến không tồn tại hệ số kết hợp tổng và do vậy hệ số phẩm chất $Q \rightarrow +\infty$; nghĩa là đối với trường hợp $r = r_0$, cộng hưởng dẫn sóng không thể được kích thích trực tiếp bởi ánh sáng tới vuông góc với bề mặt PhC-2D và cộng hưởng Fano biến mất [49, 50]. Một ưu điểm nữa của cấu trúc như hình 2(b) là sự không phụ thuộc vào phân cực của sóng điện từ chiếu tới (TE - điện trường ngang và TM - từ trường ngang) vì cấu trúc này là đối xứng trong mặt phẳng.



Hình 4. Sự phân bố của điện trường tại bước sóng $\lambda = 639,3$ nm (a) và $\lambda = 632,8$ nm (b) tương ứng với các đỉnh cộng hưởng của cấu trúc như hình 2(b) với $r = 0$ và $r = 60$ nm.

Hình 5(a) và hình 5(b) mô tả các đường biểu diễn sự phụ thuộc của bước sóng tại đỉnh phổ cộng hưởng, hệ số phẩm chất Q cho bởi cấu trúc ở hình 2(c) theo độ dài khe (w_x) tương ứng với độ rộng khe $w_y = 50$ nm và 100 nm khi nguồn sáng tới phân cực TE với thành phần E_x . Sự dịch chuyển của đỉnh cộng hưởng Fano theo w_x ứng với hai giá trị không đổi của w_y hoàn toàn phù hợp với lý thuyết cộng hưởng dẫn sóng. Khi tăng w_x , kích thước của khe không khí tăng, dẫn đến chiết suất hiệu dụng của cấu trúc giảm nên đỉnh cộng hưởng sẽ dịch chuyển về vùng sóng ngắn. Hình 5 cho thấy bước sóng cộng hưởng giảm từ 637,02 nm đến 627,92 nm khi $w_y = 50$ nm và w_x tăng từ 50 nm đến 370 nm (hình 5(a)) và giảm từ 633,02 nm đến 619,68 nm khi $w_y = 100$ nm và w_x

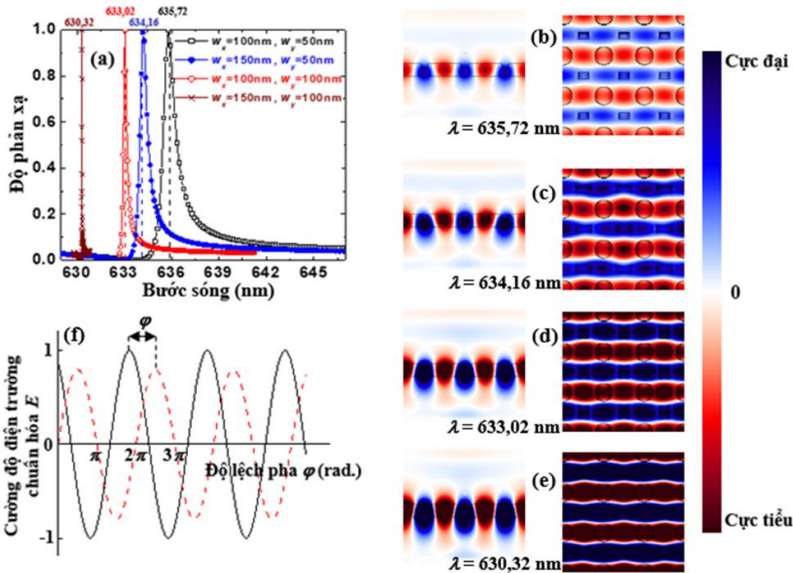
tăng từ 100 nm đến 370 nm (hình 5(b)). Sự biến thiên của bước sóng đỉnh cộng hưởng theo kích thước w_x có thể được xấp xỉ bởi một hàm tuyến tính. Hệ số phẩm chất Q của cộng hưởng thay đổi theo w_x phụ thuộc vào sự kết hợp giữa bức xạ tới từ môi trường ngoài với các mode dẫn sóng trong mặt phẳng cấu trúc PhC-2D, điều này phụ thuộc vào sự tương tác giữa hai mode dẫn sóng lệch pha và có biên độ và pha khác nhau tạo nên từ cấu trúc như hình 2(c). Hình 5(a) cho thấy với $w_y = 50$ nm, hệ số Q tăng đơn điệu từ 548 đến khoảng 217000 khi w_x tăng từ 50 nm đến 370 nm; với trường hợp $w_y = 100$ nm hình 5(b), hệ số Q ban đầu tăng và sau đó giảm khi tăng w_x , giá trị cực đại của $Q \sim 98200$ khi $w_x = 165$ nm.



Hình 5. Sự phụ thuộc của bước sóng tại đỉnh cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q theo w_x khi $w_y = 50$ nm (a) và $w_y = 100$ nm (b) với ánh sáng tới được phân cực TE và thành phần E_x .

Hình 6(a) hiển thị kết quả mô phỏng phổ phản xạ cho bởi cấu trúc như hình 2(c), ánh sáng tới được phân cực TE và dọc theo phương x cho các trường hợp $w_x \times w_y = 100$ nm \times 50 nm, 150 nm \times 50 nm, 100 nm \times 100 nm, 150 nm \times 100 nm. Hình 6(b) là kết quả mô phỏng của phân bố điện trường theo mặt cắt và mặt phẳng của cấu trúc PhC-2D tại các đỉnh cộng hưởng tương ứng là 635,72 nm,

$\lambda = 634,16$ nm, $\lambda = 633,02$ nm và $\lambda = 630,32$ nm với các kích thước hình trụ chữ nhật có phổ phản xạ như hình 6(a). Các kết quả cho thấy khi hình trụ chữ nhật và trụ tròn tương đồng nhau về kích thước, thì hệ số phẩm chất Q càng lớn tăng, nghĩa là mật độ năng lượng của điện trường được giam giữ trong cấu trúc PhC-2D tăng lên.



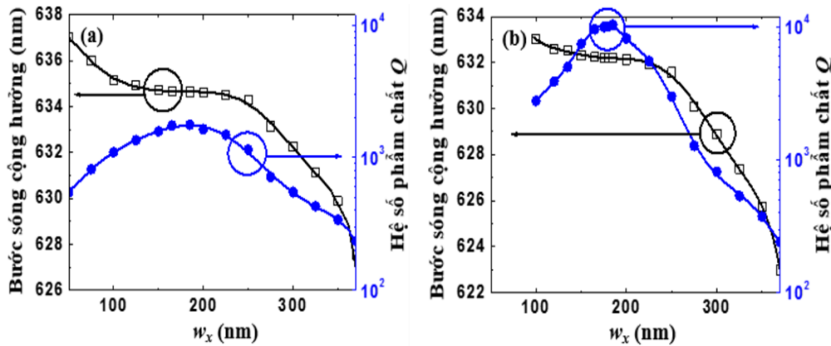
Hình 6. Phổ phản xạ của cấu trúc (a) và sự phân bố của điện trường tại bốn bước sóng đỉnh cộng hưởng $\lambda = 635,72$ nm (b), $\lambda = 634,16$ nm (c), $\lambda = 633,02$ nm (d) và $\lambda = 630,32$ nm (e) tương ứng với $w_x \times w_y = 100$ nm \times 50 nm, 150 nm \times 50 nm, 100 nm \times 100 nm và 150 nm \times 100 nm trong trường hợp nguồn sáng tới phân cực TE với thành phần E_x

Hình 7(a) và 7(b) lần lượt là các đường biểu diễn sự phụ thuộc của bước sóng tại đỉnh cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q cho bởi cấu trúc ở hình vẽ 2(c) theo w_x khi $w_y = 50$ nm và 100 nm

tương ứng khi nguồn sang phân cực TE với thành phần E_y . Hình 7 cho thấy với cả hai trường hợp w_y không đổi, bước sóng tại đỉnh cộng hưởng Fano dịch chuyển về vùng sóng ngắn khi

tăng w_x và giảm đơn điệu từ 637,02 nm đến 627,55 nm khi w_x tăng từ 50 nm đến 370 nm hình 7(a) và từ 633,02 nm đến 623,00 nm khi w_x tăng từ 100 nm đến 370 nm hình 7(b). Do sự giao thoa giữa hai mode dẫn được tạo ra trong mặt phẳng cấu trúc PhC-2D dẫn đến hệ số phẩm chất Q thay đổi theo w_x . Cả hai trường hợp giá trị

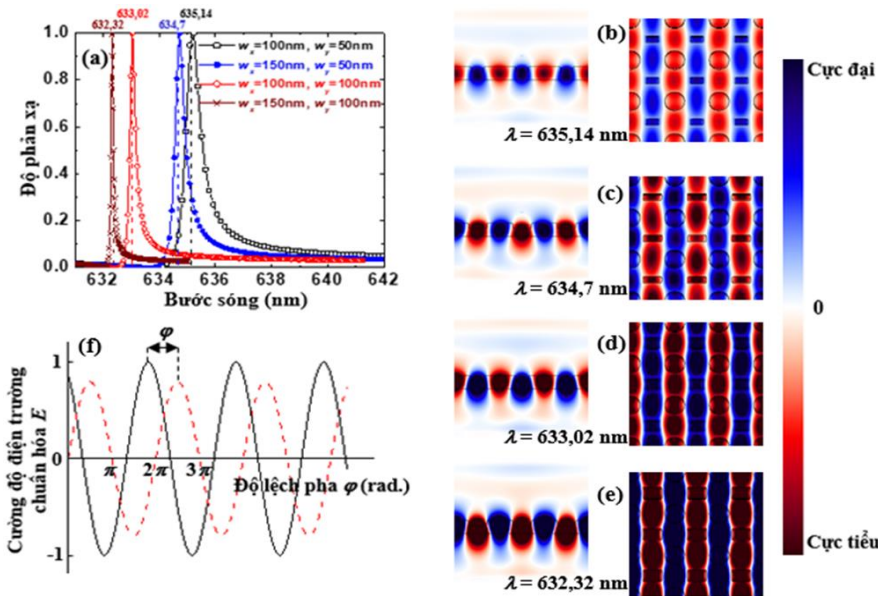
w_y được giữ cố định, ta đều thấy rằng hệ số Q ban đầu tăng và sau đó giảm khi tăng w_x . Tuy nhiên, với $w_y = 50$ nm (hình 7(a)), hệ số Q biến đổi ít hơn so với trường hợp $w_y = 100$ nm (hình 7(b)) và giá trị lớn nhất của $Q \sim 1776$ khi $w_x = 185$ nm (hình 7(a)) trong khi đó giá trị lớn nhất của $Q \sim 10423$ khi $w_x = 185$ nm hình 7(b).



Hình 7. Sự phụ thuộc của bước sóng cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q theo w_x khi $w_y = 50$ nm (a) và $w_y = 100$ nm (b) trong trường hợp nguồn sáng được phân cực TE với thành phần E_y

Hình 8 hiển thị kết quả mô phỏng phổ phản xạ Hình 8(a) cho bởi cấu trúc ở Hình 2(c) với các trường hợp $w_x \times w_y = 100 \times 50$ nm, 150×50 nm, 100×100 nm, 150×100 nm và sự phân bố điện trường bên trong cấu trúc PhC-2D tại các bước sóng của đỉnh cộng hưởng $\lambda = 635,14$ nm (Hình

8(b)), $\lambda = 634,70$ nm (Hình 8(c)), $\lambda = 633,02$ nm Hình 8(d) và $\lambda = 632,32$ nm Hình 8(e). Từ kết quả cho thấy hệ số phẩm chất Q càng lớn, mật độ năng lượng của trường điện được lưu trữ trong các cộng hưởng của hệ thống càng tăng.



Hình 8. Phổ phản xạ của cấu trúc (a) và sự phân bố của điện trường tại bốn bước sóng đỉnh cộng hưởng $\lambda = 635,14$ nm (b), $\lambda = 634,7$ nm (c), $\lambda = 633,02$ nm (d) và $\lambda = 632,32$ nm (e) tương ứng với $w_x \times w_y = 100$ nm x 50 nm, 150 nm x 50 nm, 100 nm x 100 nm và 150 nm x 100 nm trong trường hợp nguồn sáng phân cực TE với thành phần E_y

Tóm lại, bằng cách đưa thêm hình trụ tròn (bán kính r_0) hoặc hình trụ chữ nhật (kích thước $w_x \times w_y$) giữa mỗi ô đơn vị của mạng hình vuông của các hình trụ tròn (bán kính r), có thể tăng hệ số phẩm chất Q của cộng hưởng lên rất nhiều lần mà vẫn giữ bước sóng đỉnh cộng hưởng trong vùng khả kiến. Cấu trúc Hình 2(b) có tính đối xứng trong mặt phẳng xy nên đặc trưng phổ phản xạ cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q chỉ phụ thuộc vào bán kính r ; ngược lại, cấu trúc cho bởi Hình 2(c) là bất đối xứng trong mặt phẳng xy nên đặc trưng phổ phản xạ cộng hưởng và hệ số phẩm chất Q không chỉ phụ thuộc vào kích thước hình trụ chữ nhật (w_x và w_y) mà còn phụ thuộc vào sự phân cực của ánh sáng tới. Ngoài ra, bước sóng cộng hưởng và đặc biệt là hệ số phẩm chất Q cho bởi cấu trúc Hình 2(b) thay đổi mạnh theo bán kính r trong khi ít thay đổi theo w_x và w_y của hình trụ chữ nhật với cấu trúc hình vẽ 2(c).

Trang thiết bị sử dụng để chế tạo cấu trúc PhC-2D như Hình 2 với vật liệu nền silic, được nhiều phòng thí nghiệm quang tử tiên tiến trên thế giới ưu tiên sử dụng là hệ thiết bị ăn mòn bằng chùm điện tử có khả năng chế tạo được các phần tử (hình trụ không khí như Hình 2(a) có kích thước nhỏ nhất ~ 10 nm và sai số ± 3 nm [51]. Sai số chế tạo có ảnh hưởng đến hệ số phẩm chất Q và sai số đó $< 10\%$ (theo kết quả của tính toán mô phỏng được cho trên Hình 3). Sai số này đảm bảo các yêu cầu và mục tiêu đặt ra.

4 KẾT LUẬN

Bộ lọc phổ cộng hưởng dẫn sóng dạng Fano vùng khả kiến dựa trên sự giao thoa các mode dẫn sóng lệch pha trong phiên PhC-2D đã được thiết kế và tính toán mô phỏng với các thông số cụ thể. Hai cấu trúc phiên PhC-2D bằng cách thêm các hình trụ tròn và hình trụ chữ nhật vào giữa các ô đơn vị của cấu trúc ban đầu đã làm tăng hệ số phẩm chất Q và không thay đổi đáng kể bước sóng của đỉnh cộng hưởng trong vùng khả kiến của cấu trúc ban đầu. Cấu trúc hình trụ tròn cho thấy sự không phụ thuộc vào phân cực, trong khi cấu trúc hình trụ chữ nhật phụ thuộc vào phân cực của ánh sáng tới. Cả hai cấu trúc được đề xuất đều đơn giản và có thể ứng dụng cho các nghiên cứu của linh kiện quang tử trên nền tảng cộng hưởng dẫn sóng sử dụng phiên PhC-2D.

Lời cảm ơn. Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển khoa học và công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài mã số “103.03-2017.02”.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. J.A. Castellano, *Handbook of Display Technology* Academic Press: New York, 1992, 299–303, 1992.
- [2]. R.W. Sabnis, Color filter technology for liquid crystal displays, *Displays*, 20, 119–129, 1999.
- [3]. S. Kinoshita, S. Yoshioka, J. Miyazaki, Physics of structural colors, *Rep. Prog. Phys.* 71, 076401 (2008).
- [4]. T. Kudo, Y. Nanjo, Y. Nozaki, K. Nagao, H. Yamaguchi, W. Kang, G. Pawlowski, Pigmented photoresists for color filters, *J. Photopolym. Sci. Technol.* 9, 109–120, 1996.
- [5]. Y. Shen, V. Rinnerbauer, I. Wang, V. Stelmakh, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, Structural colors from Fano resonances, *ACS Photonics*, 2, 27–32, 2015.
- [6]. M.J. Uddin, R. Magnusson, Efficient guided-mode-resonant tunable color filters, *Photonics Technol. Lett. IEEE* 25, 1412–1415, 2013.
- [7]. A.C. Arsenault, D.P. Puzzo, I. Manners, G.A. Ozin, Photonic-crystal full-colour displays, *Nat. Photonics*, 1, 468–472, 2007.
- [8]. W. Wan, J. Gao, X. Yang, Full-color plasmonic metasurface holograms, *ACS Nano*, 10, 12, 10671–10680, 2016.
- [9]. F. Cheng, J. Gao, L. Stan, D. Rosenmann, D. Czaplewski, X. Yang, Aluminum plasmonic metamaterials for structural color printing, *Opt. Express*, 23, 11, 14552–14560, 2015.
- [10]. H. Kim, J. Ge, J. Kim, S.E. Choi, H. Lee, H. Lee, W. Park, Y. Yin, S. Kwon, Structural colour printing using a magnetically tunable and lithographically fixable photonic crystal, *Nat. Photonics*, 3, 534–540, 2009.
- [11]. H. Butt, Q. Dai, N.N. Lal, T.D. Wilkinson, J. J. Baumberg, G.A.J. Amaratunga, Metamaterial filter for the near-visible spectrum, *Appl. Phys. Lett.*, 101, 083106, 2012.
- [12]. M.J. Uddin, R. Magnusson, Highly efficient color filter array using resonant Si_3N_4 gratings, *Opt. Express*, 21, 10, 12495–12506, 2013.
- [13]. M.J. Uddin, T. Khaleque, R. Magnusson, Guided-mode resonant polarization-controlled tunable color filters, *Opt. Express*, 22, 10, 12307–12315, 2014.
- [14]. B. Michaelis, D.R.E. Snoswell, N.A.W. Bell, P. Spahn, G. P. Hellmann, C.E. Finlayson, J.J. Baumberg, Generating lithographically-defined tunable printed structural color,” *Adv. Eng. Mat.* 1–4, 2013. DOI: doi: 10.1002/adem.201300089.
- [15]. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton University Press, 2nd edition, 2008).

- [16]. A. Massaro, Photonic Crystals - Introduction, *Applications and Theory*, Publisher: InTech, 2012.
- [17]. S. Noda, T. Baba, Roadmap on photonic crystals (Springer Science & Business Media, B.V, 2002.
- [18]. S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure, *Nature*, 407, 608–610, 2000.
- [19]. Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, S. Noda, High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal, *Nature*, 425, 944–947, 2003.
- [20]. H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, S. Noda, Photonic crystal nanocavity with a Q-factor of ~9 million, *Opt. Express*, 22, 1, 916–924, 2014.
- [21]. R. Magnusson, S.S. Wang, New principle for optical filters, *Appl. Phys. Lett.* 61, 9, 1022–1024, 1992.
- [22]. Y. Ding, R. Magnusson, Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications,” *Opt. Express* 12, 23, 5661–5674, 2004.
- [23]. R. Magnusson, M. Shokoh-Saremi, Physical basis for wideband resonant reflectors, *Opt. Express*, 16, 5, 3456–3462, 2008.
- [24]. S. Fan, W. Suh, J.D. Joannopoulos, Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators, *J. Opt. Soc. Am. A* 20, 3, 569–572, 2003.
- [25]. Y. Shuai, D. Zhao, Z. Tian, J. H. Seo, D.V. Plant, Z. Ma, S. Fan, W. Zhou, Double-layer Fano resonance photonic crystal filters, *Opt. Express*, 21, 21, 24582–24589, 2013.
- [26]. Y. Shuai, D. Zhao, A.S. Chadha, J.H. Seo, H. Yang, S. Fan, Z. Ma, W. Zhou, Coupled double-layer Fano resonance photonic crystal filters with lattice-displacement, *App. Phys. Lett.* 103, 241106, 2013.
- [27]. U. Fano, Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts, *Phys. Rev.* 124, 1866, 1961.
- [28]. A.E. Miroshnichenko, S. Flach, Yu. S. Kivshar, Fano resonances in nanoscale structures, *Rev. Modern Phys.* 82, 2257–2298, 2010.
- [29]. C. Grillet, D. Freeman, B. Luther-Davies, S. Madden, R. McPhedran, D.J. Moss, M. J. Steel, B.J. Eggleton, Characterization and modeling of Fano resonances in chalcogenide photonic crystal membranes, *Opt. Express* 14,1, 369–376, 2006.
- [30]. M. Heuck, P.T. Kristensen, Y. Elesin, J. Mørk, Improved switching using Fano resonances in photonic crystal structures, *Opt. Lett.* 38, 14, 2466–2468, 2013.
- [31]. B. Luk'yanchuk, N.I. Zheludev, S.A. Maier, N.J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, C.T. Chong, The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials, *Nat. Mater.* 9, 707–715, Year published, 2010.
- [32]. L. Chen, Z. Qiang, H. Yang, H. Pang, Z. Ma, W. Zhou, Polarization and angular dependent transmissions on transferred nanomembrane Fano filters, *Opt. Express*, 17, 10, 8396–8406, 2009.
- [33]. Y. Shuai, D. Zhao, Z. Tian, J. H. Seo, D.V. Plant, Z. Ma, S. Fan, W. Zhou, Double-layer Fano resonance photonic crystal filters, *Opt. Express*, 21, 21, 24582–24589, 2013.
- [34]. L.Y. Mario, S. Darmawan, M.K. Chin, Asymmetric Fano resonance and bistability for high extinction ratio, large modulation depth, and low power switching, *Opt. Express* 14, 26, 12770–12781, 2006.
- [35]. W. Zhao, H. Jiang, B. Liu, Y. Jiang, C. Tang, J. Li, Fano resonance based optical modulator reaching 85% modulation depth, *Appl. Phys. Lett.*, 107, 171109, 2015.
- [36]. K.L. Lee, S.H. Wu, C.W. Lee, P.K. Wei, Sensitive biosensors using Fano resonance in single gold nanoslit with periodic grooves, *Opt. Express*, 19, 24, 24530–24539, 2011.
- [37]. S. Boutami, B.B. Bakir, H. Hattori, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, P. Viktorovitch, Broadband and compact 2-D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence, *IEEE Photonics Technology Letters*, 18, 835–837, 2006.
- [38]. S.L. Chua, Y. Chong, A.D. Stone, M. Soljacic, J. B. Abad, Low-threshold lasing action in photonic crystal slabs enabled by Fano resonances, *Opt. Express* 19, 2, 1539–1562, 2011.
- [39]. G.D. Aguanno, D. de Ceglia, N. Mattiucci, M.J. Bloemer, All-optical switching at the Fano resonances in subwavelength gratings with very narrow slits, *Opt. Lett.* 36, 11, 1984–1986, 2011.
- [40]. Q.M. Ngo, K.Q. Le, D.L. Vu, V.H. Pham, Optical bistability based on Fano resonances in single-and double-layer nonlinear slab waveguide gratings, *JOSA B* 31, 5, 1054–1061, 2014.
- [41]. Q.M. Ngo, K.Q. Le, T.T. Hoang, D.L. Vu, V.H. Pham, Numerical investigation of tunable Fano-based optical bistability in coupled nonlinear gratings, *Opt. Communications*, 338, 528–533, 2015.
- [42]. Q.M. Ngo, K.Q. Le, V.D. Lam, Optical bistability based on guided-mode resonances in photonic crystal slabs,” *J. Opt. Soc. Am. B* 29, 6, 1291–1295, 2012.
- [43]. Kozaki, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, E. Kuramochi, M. Notomi, Ultralow-energy and high-contrast all-optical switch involving Fano resonance based on coupled photonic crystal nanocavities, *Opt. Express* 21, 10, 11877–11888, 2013.
- [44]. Y. Zhang, X. Zhang X, Y. Wang, R. Zhu, Y. Gai, X. Liu, P. Yuan, Reversible Fano resonance by transition from fast light to slow light in a coupled-resonator-induced transparency structure, *Opt. Express*, 21, 7, 8570–8586, 2013.
- [45]. A. Taflove, *Computational Electrodynamics* (Artech House, 1995.
- [46]. A. Farjadpour, D. Roundy, A. Rodriguez, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, G. Burr, Improving accuracy by subpixel smoothing in FDTD, *Opt. Lett.* 31, 20, 2972–2974, 2006.
- [47]. A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the

- FDTD method, *Computer Physics Communications*, 181, 687–702, 2010.
- [48]. C. Lin, Z. Lu, S. Shi, G. Jin, D.W. Prather, *Appl. Phys. Lett.* 87, 9, 091102, 2005.
- [49]. W. Zhao, H. Jiang, B. Liu, Y. Jiang, C. Tang, J. Li, A tunable microwave plasma photonic crystal filter, *Appl. Phys. Lett.*, 107, 17, 171109, 2015.
- [50]. V.A. Nguyen, Q.M. Ngo, K.Q. Le, Efficient color filters based on Fano-like guided-mode resonances in photonic crystal slabs, *IEEE Photonics J.* 10, 2, 2700208, 2018.
- [51]. H. Duan, D. Winston, J.K.W. Yang, B.M. Cord, V.R. Manfrinato, K.K. Berggren, Sub-10-nm half-pitch electron-beam lithography by using PMMA as a negative resist, *J. Vac. Sci. Technol. B* 28, C6C58–C6C62, 2010

Design calculation and simulation of the Fano-like guided-mode resonances in the visible spectrum range based on the interference of the two in-plane waves

Nguyen Van An^{1,2} Ngo Quang Minh^{1,3,*}

¹Graduate University of Science and Technology, Vietnam Academy of Science and Technology

²University of Sciences, Hue University

³Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology

*Corresponding author: minhng@ims.vast.ac.vn

Received: 02-01-2018, Accepted: 01-06-2018, Published: 15-10-2018.

Abstract—This paper presented the design, calculation and simulation of the Fano-like guided-mode resonances (GMRs) in the visible spectrum range based on the interference of the two in-plane waves oscillate towards the opposite directions with a phase difference in two-dimensional photonic crystal slabs (2D-PhCs). Narrowing linewidth or enhancing Q -factor of the GMR in 2D-PhC slab was based on the innovative PhC lattice, which was formed by introducing an additional cylinder or rectangular in each unit cell to enhance the light confinement in the waveguide slab. As such the induced Fano-like GMRs' Q -factor was significantly increased about two orders of magnitude compared to the traditional PhC without additional cylinder or

rectangular. The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method was used to determine the reflection spectra and simulated optical characteristics of the GMRs. The simulated spectra had Fano forms and were fitted to the theoretical model to determine precisely the resonant characteristics such as Q -factor and asymmetric factor (q -factor). The results showed that the resonant spectrum, optical properties, and characteristics influenced the shape and size of the addition elements. As a result, the innovative 2D-PhC slab excited Fano-like GMRs in this work would find fascinating applications in efficient free-space optic devices.

Index Terms—Two dimensional photonic crystal slab, Optical filters; Finite-Difference Time-Domain method.