

## FDTD 방법을 이용한 2차원 광자 크리스탈의 밴드 구조와 분산 곡선의 계산

홍수완 · 김창모 · 정교방<sup>†</sup>

홍익대학교 전파통신공학과

④ 121-791 서울특별시 마포구 상수동 72-1

(2001년 8월 8일 받음, 2001년 11월 19일 수정본 받음)

광자 크리스탈의 광자 밴드갭이나 비정상적인 광 분산 현상 등의 특성을 분석하려면 광자 크리스탈 구조에 따른 밴드 구조와 분산 곡선의 계산이 필요하다. 본 논문에서는 시간 영역에서의 계산 방법인 Finite-Difference Time-Domain 방법과 주기적 경계 조건을 이용하여 밴드 구조와 분산 곡선을 계산하였으며, 몇 가지 간단한 2차원 크리스탈 구조에 대하여 그 계산 결과를 제시하였다. 또한 밴드갭 내부에 존재하고, 공간적으로 지역화된 디펙트 모드를 계산하였다.

분류코드 : DI.010, UC.010.

### I. 서 론

광자 크리스탈(Photonic Crystals, PC)은 적절한 유전율 비율을 가진 유전체를 주기적으로 배열한 구조이다. 이러한 구조에 의해 광자 크리스탈 내에서는 특정 파장 범위에서 빛이 진행하지 못하는 차단 영역이 발생하게 되는데 이를 광자 밴드갭(Photonic Band Gap, PBG)이라 한다.<sup>[1]</sup> 주기적 구조에 디펙트가 존재하게 되면 지역화된 디펙트 모드가 존재하게 되는데, 이는 디펙트가 반사체에 둘러 쌓인 캐비티의 역할을 하기 때문이다. 또한 PBG 근처 주파수로 진행하는 빛에 대해서 파장의 미세한 변화에 따른 광자 크리스탈 내에서의 급격한 빛의 격임이나, 단일 파장의 빛이 두 갈래로 갈라지는 등의 비정상적인 광 분산 현상이 일어난다.<sup>[2]</sup> 현재 광자 크리스탈의 연구 분야로는 특정 주파수 대역을 차단하는 특징을 이용한 유전체 반사 거울, 디펙트의 지역화 모드를 이용한 공진 캐비티 및 직렬 디펙트로 구성된 도파로 또는 채널 드롭 필터, 비정상적인 광 분산 현상을 이용한 Superprism 등을 들 수 있다.

상술한 광자 밴드갭과 비정상적인 광 분산 현상은 광자 크리스탈 내에서 진행하는 빛의 주파수와 파동 벡터 사이의 관계를 나타내는 밴드 구조(Band Structure)와 분산 곡선(Dispersion Surface)을 이용하면 편리한 해석이 가능하다. 지금까지 이러한 계산에는 Plane-Wave Expansion Method,<sup>[3]</sup> Multiple-Scattering Theory(Korringa-Kohn-Rostoker Method)<sup>[4]</sup>나 Transfer Matrix Method<sup>[5]</sup> 등이 사용되어 왔다. 이러한 방법들은 모두 맥스웰 방정식을 주파수 영역에서 해석하는 방법이다. 이 방법들 중에서 특히 주로 사용되는 Plane-Wave Method의 경우 계산할 시스템의 크기가  $N$  만큼 증가하면 계산하는 양과 시간은  $N^3$ 에 비례하여 증가하게 된다.

본 논문에서는 시간 영역에서 직접 맥스웰 방정식을 해석하는 FDTD(Finite-Difference Time-Domain) 방법과 주기적 경

계 조건을 이용하여, 시스템 내에 존재하는 각각의 field를 계산한 다음 이를 푸리에 변환하여 특정 파동 벡터 값에 대해 존재할 수 있는 eigenmode 주파수를 찾아 밴드 구조와 분산 곡선을 계산하였다.<sup>[6]</sup> 이를 이용하면 시스템의 크기가  $N$  만큼 증가하여도 계산의 양과 시간은  $N$ 에 비례하여 증가하게 된다.

### II. FDTD 방법

일반적인 직교 좌표계에서의 맥스웰 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \mu_r(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

여기에서  $\epsilon_r(\mathbf{r})$ 과  $\mu_r(\mathbf{r})$ 은 위치  $\mathbf{r}$ 에서의 상대 유전율과 상대 투자율이다. 밴드 구조와 분산 곡선을 계산하는 경우 광자 크리스탈 내의 Brillouin 영역에 해당하는 파동 벡터에서만 계산을 하면 되므로, 정삼각형 구조와 같이 보다 일반적인 형태의 광자 크리스탈 구조 해석의 경우 그 결정 구조의 역 격자 벡터(Reciprocal Lattice Vector)를 이용한 좌표계를 사용하면 보다 간단히 계산할 수 있다.<sup>[7]</sup>

그럼 1과 같은 일반화 좌표계  $(q_1, q_2, q_3)$ 에 대하여 (1)식을 다시 쓰면

$$\begin{aligned} \nabla_q \times \bar{\mathbf{H}} &= \epsilon_0 \bar{\epsilon}(\mathbf{r}) \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} \\ \nabla_q \times \bar{\mathbf{E}} &= -\mu_0 \bar{\mu}(\mathbf{r}) \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2)$$

이 된다. (2)식에서 각 field 성분은  $\bar{E}_i = Q_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{E}$ ,  $\bar{H}_i = Q_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{H}$  ( $i = 1, 2, 3$ )이다. 여기에서  $Q$ 의 성분은 다음 식으로부터 얻을 수 있다.

$$Q_i = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i}\right)^2} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

<sup>†</sup>E-mail: kbchung@wow.hongik.ac.kr

또한  $\epsilon_r(\mathbf{r})$ 과  $\mu_r(\mathbf{r})$ 은 일반화 좌표계에서 다음과 같은 tensor 형태로 표시된다.

$$\overset{\pm}{\epsilon}_r(\mathbf{r}) = \epsilon_r(\mathbf{r}) g^{ij} |\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_2 \times \mathbf{u}_3| \frac{Q_1 Q_2 Q_3}{Q_i Q_j} \quad (4)$$

$i, j = 1, 2, 3$

$$\overset{\pm}{\mu}_r(\mathbf{r}) = \mu_r(\mathbf{r}) g^{ij} |\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_2 \times \mathbf{u}_3| \frac{Q_1 Q_2 Q_3}{Q_i Q_j} \quad (5)$$

(4)과 (5)식에서  $g^{ij}$ 는 metric tensor이며 그 역수는 다음과 같이 정의된다.

$$(g^{-1})^{ij} = \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{u}_j \quad (6)$$

(2)식의 시간과 공간에 대한 각각의 미분을 시간 증분  $\delta t$ , 공간 증분  $Q_i$ 에 대한 finite difference로 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial q_i} \mapsto \frac{\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r} + Q_i \mathbf{u}_i, t) - \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)}{Q_i} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{H}}}{\partial q_i} \mapsto \frac{\bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) - \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r} - Q_i \mathbf{u}_i, t)}{Q_i} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} \mapsto \frac{\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t + \delta t) - \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)}{\delta t} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{H}}}{\partial t} \mapsto \frac{\bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) - \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t - \delta t)}{\delta t} \quad (10)$$

(7)~(10)식을 (2)식에 대입하여 Yee Algorithm<sup>[8]</sup> 형태로 정리하면 일반화 좌표축의  $\mathbf{u}_1$  방향 성분의 전기장과 자기장은 다음과 같이 기술된다.

$$\bar{E}_1(\mathbf{r}, t + \delta t) = \bar{E}_1(\mathbf{r}, t)$$

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\epsilon}_r(\mathbf{r})]^{11} \delta t}{\epsilon_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{H}_3(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_3(\mathbf{r} - Q_2 \mathbf{u}_2, t)}{Q_2} \\ - \frac{\bar{H}_2(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_2(\mathbf{r} - Q_3 \mathbf{u}_3, t)}{Q_3} \end{array} \right\} \quad (11)$$

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\epsilon}_r(\mathbf{r})]^{12} \delta t}{\epsilon_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{H}_1(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_1(\mathbf{r} - Q_3 \mathbf{u}_3, t)}{Q_3} \\ - \frac{\bar{H}_3(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_3(\mathbf{r} - Q_1 \mathbf{u}_1, t)}{Q_1} \end{array} \right\}$$

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\epsilon}_r(\mathbf{r})]^{13} \delta t}{\epsilon_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{H}_2(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_2(\mathbf{r} - Q_1 \mathbf{u}_1, t)}{Q_1} \\ - \frac{\bar{H}_1(\mathbf{r}, t) - \bar{H}_1(\mathbf{r} - Q_2 \mathbf{u}_2, t)}{Q_2} \end{array} \right\}$$

$$\bar{H}_1(\mathbf{r}, t + \delta t) = \bar{H}_1(\mathbf{r}, t)$$

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\mu}_r(\mathbf{r})]^{11} \delta t}{\mu_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{E}_3(\mathbf{r} + Q_2 \mathbf{u}_2, t) - \bar{E}_3(\mathbf{r}, t)}{Q_2} \\ - \frac{\bar{E}_2(\mathbf{r} + Q_3 \mathbf{u}_3, t) - \bar{E}_2(\mathbf{r}, t)}{Q_3} \end{array} \right\}$$

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\mu}_r(\mathbf{r})]^{12} \delta t}{\mu_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{E}_1(\mathbf{r} + Q_3 \mathbf{u}_3, t) - \bar{E}_1(\mathbf{r}, t)}{Q_3} \\ - \frac{\bar{E}_3(\mathbf{r} + Q_1 \mathbf{u}_1, t) - \bar{E}_3(\mathbf{r}, t)}{Q_1} \end{array} \right\} \quad (12)$$
  

$$+ \frac{[\overset{\pm}{\mu}_r(\mathbf{r})]^{13} \delta t}{\mu_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{E}_2(\mathbf{r} + Q_1 \mathbf{u}_1, t) - \bar{E}_2(\mathbf{r}, t)}{Q_1} \\ - \frac{\bar{E}_1(\mathbf{r} + Q_2 \mathbf{u}_2, t) - \bar{E}_1(\mathbf{r}, t)}{Q_2} \end{array} \right\}$$

(11)과 (12)식에서  $\overset{\pm}{\epsilon}_r$ 과  $\overset{\pm}{\mu}_r$ 은 일반화 좌표계에서 상대 유전율과 상대 투자를 tensor의 역을 취한 값이다. 나머지  $\mathbf{u}_2$ ,  $\mathbf{u}_3$  방향의 각 field 성분 역시 유사한 방법으로 정리할 수 있다.<sup>[7]</sup> 여기에 사용된 전기장과 자기장은 모두 복소수 형태이다.

광자 크리스탈은 주기적인 구조이므로 아래의 (13)식과 같은 Bloch 정리에 의한 주기적 경계 조건<sup>[8]</sup>을 이용하면 크리스탈의 원시세포(Primitive Cell)에 대한 해석만으로 전체 크리스탈의 밴드 구조와 분산 곡선을 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) &= e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}} \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \\ \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) &= e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}} \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (13)$$

(13)식에서  $\mathbf{R}$ 은 격자 벡터(Lattice Vector)이다.

FDTD 방법은  $n$ 번째 time step의 field 값으로부터  $n+1$ 번째 time step의 field 값을 계산하게 되므로 초기 조건 ( $t=0$ )으로 주파수 영역에서 존재 가능한 모든 field 값을 인가해 주어야 한다. 이를 위하여 다음의 (14)식 및 (15)식과 같은 delta 함수 형태를 이용한다( $\mathbf{r}'$ 은 delta 함수의 위치).

$$\bar{E}_i(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_i \quad (14)$$

$$\bar{H}_i(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_i \quad (15)$$

2차원 구조를 해석하는 경우, 전자기장을 TE와 TM 모드로 분리할 수 있다. TE 모드는  $\mathbf{u}_1$ 과  $\mathbf{u}_2$ 의 2차원상에서 진행하는 전자파에 대하여 자기장 H-field가 진행 방향에 수직한  $\mathbf{u}_3$  성분만 존재하는 모드이고, TM 모드는 전기장 E-field가  $\mathbf{u}_3$  성분만 존재하는 모드이다.

그리므로 (14)식과 (15)식에서 TE 모드를 해석하는 경우에는 아래의 (16)식과 같은 형태의 초기 field를 인가하여 주고, TM 모드를 해석하는 경우에는 아래의 (17)식과 같은 형태로 인가하여 준다.

$$\begin{aligned} \bar{E}_1(\mathbf{r}')|_{t=0} &= -j \delta t Q_1, \bar{E}_2(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_2, \bar{E}_3(\mathbf{r}')|_{t=0} = 0 \\ \bar{H}_1(\mathbf{r}')|_{t=0} &= 0, \quad \bar{H}_2(\mathbf{r}')|_{t=0} = 0, \quad \bar{H}_3(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_3 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_1(\mathbf{r}')|_{t=0} &= 0, \quad \bar{E}_2(\mathbf{r}')|_{t=0} = 0, \quad \bar{E}_3(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_3 \\ \bar{H}_1(\mathbf{r}')|_{t=0} &= -j \delta t Q_1, \bar{H}_2(\mathbf{r}')|_{t=0} = -j \delta t Q_2, \bar{H}_3(\mathbf{r}')|_{t=0} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

또 다른 방법으로는 아래의 (18)식과 같이 특정 파동 벡터  $\mathbf{k}$  값에 대해 존재 가능한 모든 평면파 합의 형태로 인가해 줄

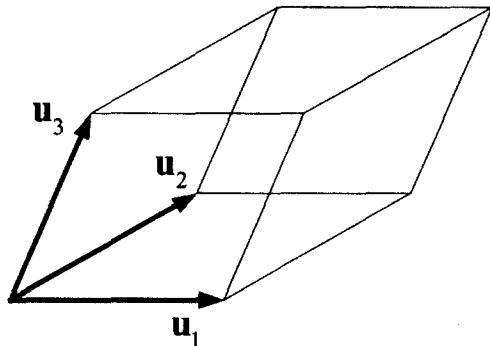


그림 1. 3차원 일반화 좌표계에서의 단위 벡터.

수 있다.<sup>[9]</sup>

$$\bar{H}(\mathbf{r})|_{t=0} = \sum_{\mathbf{G}} h_0(\mathbf{k} + \mathbf{G}) e^{j(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}} \quad (18)$$

(18)식에서  $\mathbf{G}$ 는 역 격자 벡터이며,  $h_0$ 는 다음 조건을 만족해야 한다.

$$h_0(\mathbf{k} + \mathbf{G}) = \mathbf{v} \times (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \quad (19)$$

(19)식에서  $\mathbf{v}$ 는  $Q_i$ 와 같은 크기를 가진 임의의 벡터이다.

FDTD 방법에서는 계산할 공간을 유한한 cell로 나누어 계산하므로 원통과 같은 일반적인 구조는 그 경계면에 해당하는 cell에서 정확한 물질의 성질을 정의하기 어렵다. 그러므로 유전체( $\epsilon_1$ )와 유전체( $\epsilon_2$ ) 사이의 경계면에서의 FDTD cell에 다음 (20)식의 Bruggeman 방정식<sup>[10]</sup>으로부터 구한 유효 유전율  $\epsilon_{eff}$  값을 사용하면 오차를 줄일 수 있다.

$$(1-f) \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{eff}}{\epsilon_1 + \epsilon_{eff}} + f \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{eff}}{\epsilon_2 + \epsilon_{eff}} = 0 \quad (20)$$

여기서  $f$ 는  $\epsilon_2$ 의 유전체가 cell 내에서 차지하는 면적의 비율이다.

### III. 밴드 구조와 분산 곡선의 계산

본 논문에서는 FDTD 계산을 수행함에 있어 (13)식의 주기적 경계조건을 적용하게 되므로 그림 2와 그림 3의 2차원 광자 크리스탈의 원시 세포에 대한 계산만으로 밴드 구조와 분산 곡선을 구할 수 있다.

그림 2의 정사각형 구조의 경우 좌표축으로 직교 좌표  $\hat{x}, \hat{y}$ 를 그대로 사용하였고, 그림 3의 정삼각형 구조의 경우 좌표  $\mathbf{u}_i$ 의 경우  $x$ 축을 그대로 사용하고  $\mathbf{u}_2$ 의 경우  $\mathbf{u}_2 = \hat{x}/2 + \sqrt{3}\hat{y}/2$ 을 사용하여 Brillouin 영역의 계산을 간단히 하였다.

먼저 FDTD 방법을 이용하여 특정한 위치의 파동벡터  $\mathbf{k}$  값의 각 경우에 대해서 원시 세포내의 field 값을 계산한다. 다음 계산된 field 값의 퓨리에 변환을 통해 spectral intensity를 계산하면 그림 4과 같은 결과를 얻는다. 서로 다른 eigenmode는 그 에너지가 서로 섞이지 않게 되므로 그림 4에서 각각의 피크는 그 주파수에 eigenmode가 존재함을 나타낸다. FDTD 계산에서 time-step의 수는 주파수 영역의 resolution을 결정하므로

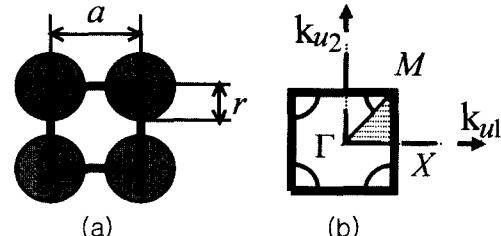


그림 2. 2차원 정사각형 기동 구조. (a) 광자 크리스탈 구조 (b) 원시 세포와 Brillouin 영역.

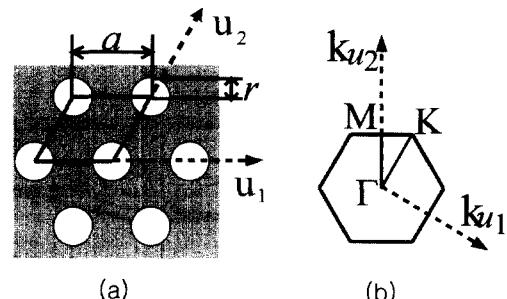


그림 3. 2차원 정삼각형 구멍 구조. (a) 광자 크리스탈 구조 (b) 원시 세포와 Brillouin 영역.

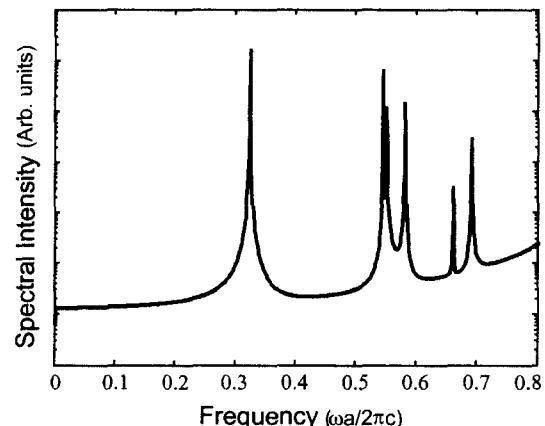
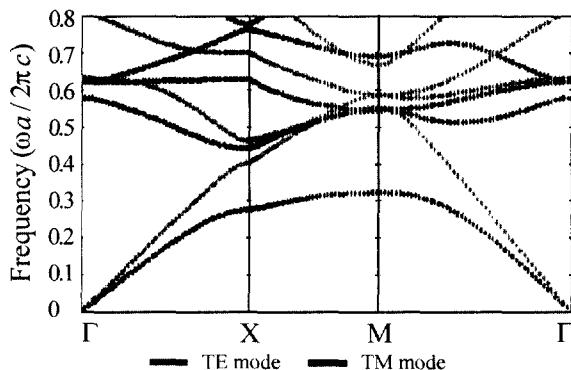
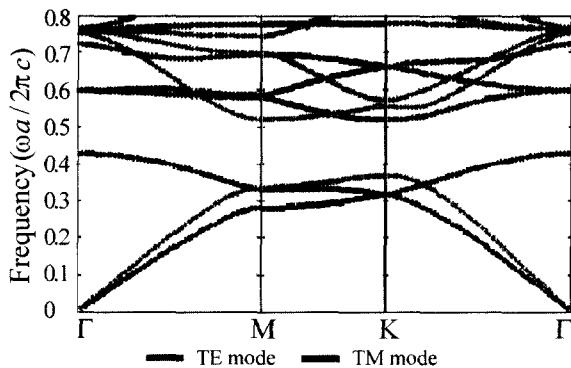


그림 4. 정사각형 기동 구조에서 파동 벡터가 M 위치일 때의 Spectral Intensity.

로 spectral intensity를 통해 정확한 주파수를 얻기 위해서 충분한 time-step의 수를 가져야 한다. 그러나 어느 정도 이상 (약 10,000Δt)의 time-step에 대해서는 주파수 영역의 resolution이 더 이상 증가하지 않는 것을 확인하였다.

최종적으로 밴드 구조를 구하기 위하여 Brillouin 영역의 각 위치의 파동 벡터 값에 따른 spectral intensity를 구하고, 각 피크 값에 해당하는 주파수를 취하여 그때의 파동 벡터 값과의 관계 그래프를 그리면 그림 5와 6과 같은 광자 크리스탈의 밴드 구조를 얻는다. 또한 (16)식이나 (17)식과 같이 초기 조건의 field 형태를 다르게 주어 TE와 TM 모드에 대해서 각각의 밴드 구조를 구할 수 있다. 이러한 밴드 구조 계산 결과는 참고문헌 [1]에서 Plane-Wave Expansion 방법으로 계산한 결과와 일치함을 확인하였다.

그림 5. 정사각형 기둥 구조의 밴드 구조( $\epsilon_r = 8.9$ ,  $r = 0.2a$ ).그림 6. 정삼각형 구멍 구조의 밴드 구조( $\epsilon_r = 13$ ,  $r = 0.48a$ ).

위에서 구한 밴드 구조와는 반대로 특정 주파수의 eigenmode가 존재하는 파동 벡터의 값을 2차원으로 표시하면 그림 7과 같이 특정 주파수에 해당하는 분산 곡선(Dispersion Surface, DS)<sup>[11]</sup>을 그릴 수 있다. 이 곡선은 Brillouin 영역 내부의 모든 파동 벡터 값에 대해서 spectral intensity를 계산하여 eigenmode를 구하고, 특정 주파수의 eigenmode에 해당하는 파동 벡터의 값을 궤적으로 표시한 것이다. 공기 중에서의 분산 곡선은 평면파를 가정하면 주파수를 반지름으로 하는 원의 형태로 다음 식으로 표시된다.

$$\omega a / 2\pi c = \sqrt{\left(\frac{ak_x}{2\pi}\right)^2 + \left(\frac{ak_y}{2\pi}\right)^2} \quad (21)$$

이러한 분산 곡선을 이용하면 광자 크리스탈 내에서 입사각과 주파수에 따른 빛의 진행 방향을 예상할 수 있다.

지금까지 FDTD 방법을 이용하여 디펙트 모드를 구할 때 주로 투과 계수를 이용하여 디펙트 모드가 존재하는 주파수를 얻었다.<sup>[12]</sup> 이 방법에서는 그림 8(a)와 같이 광자 크리스탈 양쪽에 PML(Perfectly Matched Layer)을 두어 불필요한 반사광을 흡수시키고, 광자 크리스탈을 통과한 빛의 스펙트럼으로부터 투과 계수를 구하여 밴드캡과 디펙트 모드를 얻는다. 한편 본 논문에서 사용된 주기적 경계 조건의 FDTD 방법을 사용하여도 디펙트 모드를 구할 수 있다. 그림 8(b)와 같이 격자의 개수를 적당히 늘려준 후 디펙트 근처에 delta 함수 형태의 field를 인가하여 주고, 충분한 시간 후에 각 파동 벡

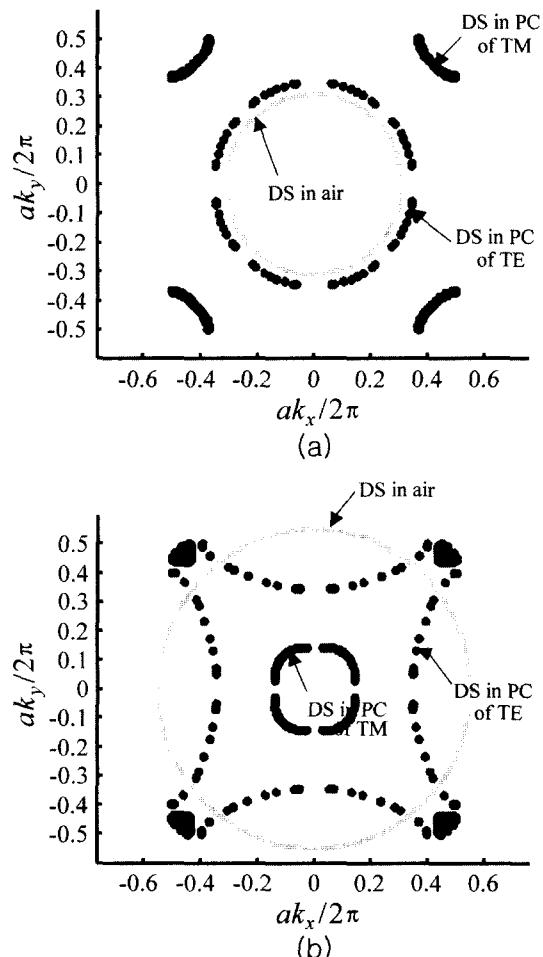
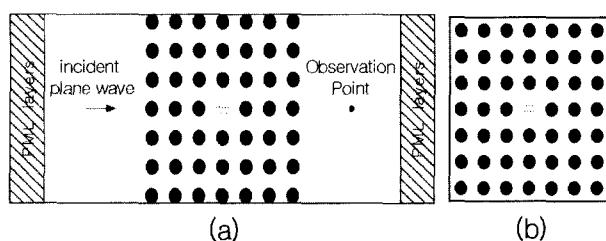
그림 7. 정사각형 기둥 구조의 주파수에 따른 분산 곡선( $\epsilon_r = 8.9$ ,  $r = 0.2a$ ). (a)  $\omega a / 2\pi c = 0.3$ 인 경우 (b)  $\omega a / 2\pi c = 0.55$ 인 경우.

그림 8. 디펙트 모드 계산을 위한 계산 영역. (a) 투과계수를 이용하는 경우, (b) DOS를 이용하는 경우.

터 값에 따른 spectral intensity를 계산하여 eigenmode를 구한다. 이를 Brillouin 영역 내부의 모든 파동 벡터 값에 대해 반복하여 더해 주면 디펙트 근처의 DOS(Density of States)를 구할 수 있다. 이를 통해서 디펙트 모드가 존재함을 확인 할 수 있다.<sup>[13]</sup> 그림 9와 10은 정사각형 기둥구조의 TM 모드에 대하여 디펙트가 있는 경우와 없는 경우에 각각 투과 계수와 DOS를 계산하여 디펙트 모드를 구한 결과이다. 디펙트 모드를 나타내는 각 피크의 위치가 정확히 일치함을 알 수 있다.

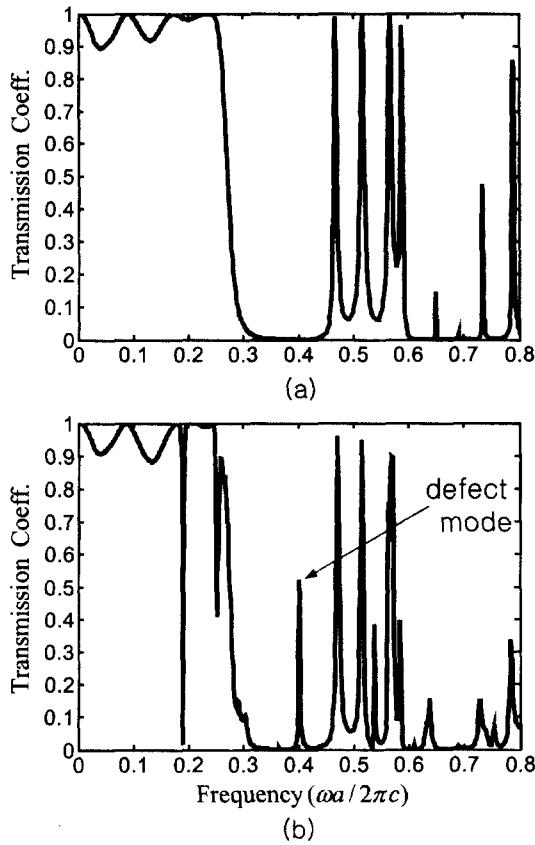


그림 9. 정사각형 기동구조에서 TM 모드에 대한 투과계수( $\epsilon_r = 8.9$ ,  $r = 0.2a$ ). (a) 디펙트가 없는 경우, (b) 디펙트를 포함한 경우.

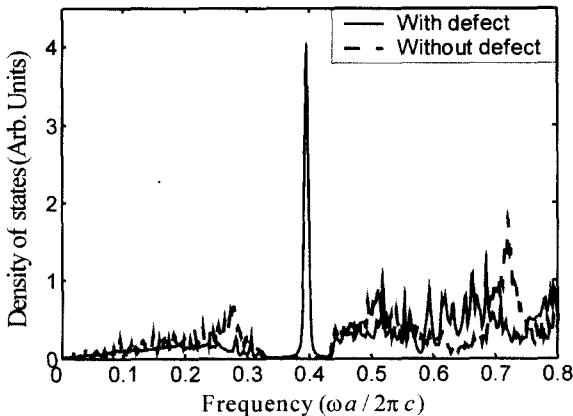


그림 10. 디펙트 근처에서의 TM 모드에 대한 DOS.

#### IV. 결 론

기존의 FDTD 방법은 시간 영역에서 해석이 수행되므로 특정 주파수와 파동 벡터 사이의 관계를 나타내는 밴드 구조나 분산 곡선의 계산에는 어려움이 있었다. 본 논문에서는 기술한 바와 같이 주기적 경계조건을 적용한 FDTD 방법을 사용하여 정확한 밴드 구조와 분산 곡선을 얻었다. 또한 디펙트를

포함한 구조의 디펙트 모드를 구하여 투과 계수를 이용하여 계산하는 방법의 결과와 일치된 결과를 얻었다.

본 논문에서 계산된 밴드 구조와 분산 곡선은 특정한 구조의 광자 크리스탈 내에서의 빛의 진행에 대한 이해에 필수적이므로, 광자 크리스탈 WDM(Wavelength Division Multiplexing) 소자의 해석 등에 응용될 예정이다.

#### 감사의 글

본 연구는 차세대 포토닉스 사업단과 차세대 광-무선가입자망 연구센타 및 교육부 BK21 핵심사업에 의해 지원되었습니다.

#### 참고문헌

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1995).
- [2] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawashima, "Surperprism phenomena in photonic crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 16, pp. R10096-R10099, 1998.
- [3] K. M. Leung and Y. F. Liu, "Photonic band structures: The Plane-wave method," *Phys. Rev. B*, vol. 41, no. 14, pp. 10188-10190, 1990.
- [4] K. M. Leung and Y. Qiu, "Multiple-scattering calculation of the two-dimensional photonic band structure," *Phys. Rev. B*, vol. 48, no. 11, pp. 7767-7771, 1993.
- [5] J. B. Pendry and A. MacKinnon, "Calculation of photon dispersion relations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, no. 19, pp. 2772-2775, 1992.
- [6] 홍수완, 김창모, 정교방, 제8회 광전자 및 광통신 학술회의, 대한전기학회, 한국광학회, 한국통신학회, 대한전자공학회, 무주, 2001, p. 339.
- [7] A. J. Ward and J. B. Pendry, "Refraction and geometry in Maxwell's equations," *J. Mod. Opt.*, vol. 43, no. 4, pp. 773-793, 1996.
- [8] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Second Edition (Artech House, Boston, 2000), Chapters 3, 13.
- [9] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, "Order-N spectral method for electromagnetic wave," *Phys. Rev. B*, vol. 51, no. 23, pp. 16635-16642, 1995.
- [10] A. Ishimaru, *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering* (Prentice Hall, New Jersey, 1991), Chapter 8.
- [11] A. J. Ward, J. B. Pendry, and W. J. Stewart, "Photonic dispersion surfaces," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 7, pp. 2217-2224, 1995.
- [12] 서영술, 정교방, "2차원 광자 밴드갭 구조의 디펙트 특성," 한국광학회지, 제11권 3호, pp. 198-201, 2000.
- [13] M. Qiu and S. He, "Numerical method for computing defect modes in two-dimensional photonic crystals with dielectric or metallic inclusions," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 19, pp. 12871-12876, 2000.

**Calculation of band structures and dispersion surfaces  
in two-dimensional photonic crystals using the FDTD method**

Soo Wan Hong, Chang Moh Kim, and Kyo-Bang Chung<sup>†</sup>

*Department of Radio and Communication Engineering, Hong Ik University, Seoul 121-791, KOREA*

<sup>†</sup>E-mail: kbchung@wow.hongik.ac.kr

(Received August 8, 2001 ; revised manuscript received November 19, 2001)

The analysis of photonic band gaps and anomalous dispersion phenomena in photonic crystals requires understanding of band structures and dispersion surfaces. We show the results of the calculation of band structures and dispersion surfaces for a few two-dimensional lattices, using the finite-difference time-domain method with periodic boundary conditions. In addition, localized defect modes that exist within the band gap are computed by the same method.

*Classification codes :* DI.010, UC.010.