

文章编号: 1001-3806(2009)02-0195-03

## 复合介质柱缺陷光子晶体波导透射谱的研究

周萍, 闫明宝, 王海龙\*

(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

**摘要:** 为了更好地利用光子晶体的导光和滤波性质, 采用时域有限差分方法研究了在光子晶体波导中引入复合层状介质柱缺陷后, 复合层状介质层的材料在折射率、厚度等参量改变时, 2 维光子晶体透射率随入射光频率变化的关系。结果表明, 随着介质柱半径及折射率的增大, 透射谱中导带内出现更多模式的缺陷态, 当介质柱半径接近光子晶体空气柱半径时, 可以产生频率范围更大的导带, 介质柱折射率比较大时, 会在导带内形成窄的禁带。实际应用时可根据具体需要调节。该研究为利用光子晶体制作滤波器和光开关等器件提供了理论基础。

**关键词:** 光电子学; 层状介质缺陷; 光子晶体; 时域有限差分方法; 带隙宽度

**中图分类号:** O734 **文献标识码:** A

## Research of the transmission spectra of photonic crystal waveguide with layered composite medium cylinder

ZHOU Ping, YAN Ming-bao, WANG Hai-long

(College of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

**Abstract:** The transmission property of the two-dimension photonic waveguide after introducing layered composite medium cylinder defect was studied by means of the finite-difference time-domain method when changing the radius and refraction index of the cylinder. The results show that more defect states appear in guided gap with the radius and refractive index of the medium cylinder increasing. Even broader guided gap appears when radius of medium cylinder is close to that of air cylinder. Narrow forbidden gap appears in guided gap with big refraction index of the cylinder. The results are very meaningful for design of 2-D photonic crystal devices.

**Key words:** optoelectronics; layered medium taper; photonic crystals; finite-difference time-domain method; width of band gap

### 引言

光子晶体<sup>[1-2]</sup>是由两种不同介电材料在空间中周期性交替排列而构成。在光子晶体中, 频率处于带隙中的电磁波将被禁止传播, 辐射波的色散关系、电磁模的密度都将发生改变。光子晶体具有很强的控制光的能力, 可以用来做滤波器<sup>[3]</sup>、光开关<sup>[4]</sup>和波导<sup>[5]</sup>等光器件, 有着很广泛的应用前景。当光子晶体中存在缺陷时, 在光子晶体的禁带中就可能出现频宽极窄的缺陷态或局域态。光子晶体波导就是在完整的光子晶体内部引入线缺陷, 原先处于光子禁带范围的光就沿着线缺陷传播, 线形缺陷能形成一个传输效率很高的光波导。

带隙分布和传输特性是光子晶体研究的核心内

容, 人们通过改变构成光子晶体的介质的介电常数, 介质柱的形状(填充率)来研究其带隙的宽度及传输特性, 为自己的实际需要提供理论指导。近年来在介质柱中引入多种介质材料构成环状复合介质柱<sup>[6-7]</sup>成为人们研究光子晶体的新的手段, 这种方法使得光子晶体的可调因素更多, 为更好地利用光子晶体提供了条件。作者利用时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)方法<sup>[8-9]</sup>研究了介质背景中 2 维三角空气孔所构成的光子晶体波导, 通过适当地引入复合层状柱缺陷, 调节介质柱的半径和材料的折射率, 得到了一些有意义的结果, 为更好地实现光子晶体的导光和滤波作用提供理论基础。

### 1 基础理论与计算公式

#### 1.1 光子晶体中麦克斯韦方程

采用如图 1 所示的三角晶格排列的光子晶体波导, 假设 2 维圆柱光子晶体在  $(x, y)$  面内周期排列, 在  $z$  方向无限且均匀。晶格常数  $a$  取为 1.0, 即对  $a$  进行

作者简介: 周萍(1981-), 女, 硕士研究生, 主要从事光子晶体理论研究工作。

\* 通讯联系人。E-mail: phyhlwang71@126.com

收稿日期: 2007-11-13; 收到修改稿日期: 2007-12-17

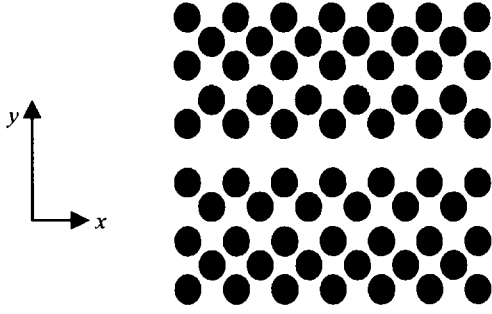


Fig. 1 2-D triangle lattice photonic crystal waveguide with linear defect 归一化。本底材料介电常数为 10.5, 黑色圆柱空气孔为无损耗的, 介电常数取为 1.0, 半径  $R_0$  取为  $0.36a$ 。在光子晶体中, 麦克斯韦旋度方程为:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -\varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  分别是光子晶体中的电场矢量与磁场矢量,  $\nabla$  为哈密顿算符,  $\mathbf{r}$  为空间位置矢量,  $t$  为时间,  $\varepsilon(\mathbf{r})$  是光子晶体介质的折射率,  $\mu$  是磁导率。

## 1.2 时域有限差分方法

FDTD 方法求解上面的麦克斯韦方程组的具体方法是: 将其在直角坐标系中化成标量场分量的方程组, 然后用 2 阶精度的数值差商代替微商。将连续的空间和时间问题离散化, 得到标量场分量的差分方程组。由数值色散关系和所关心光波场的大小来确定空间离散步长的大小, 进而用此空间步长将所要研究的光子晶体沿坐标轴方向分成很多的 Yee 氏网格单元, 求出每一个网格的有效介电常量。为了保证迭代收敛得到稳定解,  $\Delta x, \Delta y, \Delta t$  的选择需满足稳定性条件<sup>[10]</sup>:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \left[ \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

式中,  $\Delta x, \Delta y$  表示离散空间步长,  $\Delta t$  表示时间步长,  $c$  为光速。由空间步长和时间步长所满足的数值稳定性条件关系, 得出相应的时间步长。

以 2 维光子晶体 TE 模为例,  $H_x = H_y = E_z = 0$ , FDTD 公式为:

$$E_x^{n+1}(i, j) = E_x^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j)} \cdot \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \quad (4)$$

$$E_y^{n+1}(i, j) = E_y^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j)} \cdot \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta x} \quad (5)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + \frac{\Delta t}{\mu(i, j)} \cdot$$

$$\left[ \frac{E_x^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - E_x^n\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - E_y^n\left(i - \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta x} \right] \quad (6)$$

式中,  $i, j$  分别为网格中  $x, y$  方向的节点序数,  $n$  为时间步数。对 TM 模式同样可以得到类似的关于  $H_x, H_y, E_z$  计算式。

由于运用 FDTD 方法计算光子晶体是在有限的范围内进行的, 要保证计算中在光子晶体的边界光没有明显反射, 即光在光子晶体边界保持“外向行进”的特点, 给光子晶体加上边界条件, 以达到上述要求。计算中, 采用完全匹配层 (perfectly matched layer, PML) 为吸收边界条件<sup>[11]</sup>。在 TE 模的演化计算中, 采用满足  $H_z$  的零散度要求与周期性 (布洛赫定理) 的初始场<sup>[8]</sup>为:

$$H_z = -\exp[-(5x/a + 1)^2 - (5y/a)^2]/3 + 3(1 - 5x/a)^2 \exp[-(5x/a)^2 - (5y/a + 1)^2] - 10[x/a - (5x/a)^3 - (5y/a)^5] \times \exp[-(5x/a)^2 - (5y/a)^2] \quad (7)$$

$$E_x = E_y = 0 \quad (8)$$

## 2 计算结果与分析

开始计算时建立如图 1 所示的光子晶体波导模型。采用高斯光源沿  $x$  轴正向入射,  $y$  方向取 13 行,  $x$  方向取 30 列, 本底折射率为  $n_0 = 3.24$  (InP/GaInAsP 介电常数  $\varepsilon_0 = 10.5$ ), 原始介质柱是无损耗的空气柱, 介电常数为 1.0, 折射率为 1.0, 半径  $R_0$  为  $0.36a$ 。计算时将光子晶体  $y$  方向正中央的一行移去, 以形成光子晶体线缺陷波导, 在靠近波导的上下层空气柱内分别引入介质柱, 形成复合介质柱缺陷, 介质柱的半径为  $R_1$ , 折射率为  $n_2$ , 具体研究时的复合介质柱的材料同样用无损耗介质, 复合介质柱体截面见图 2。为了不

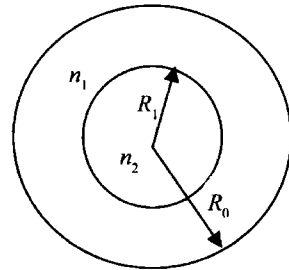


Fig. 2 The schematic diagram of cross section of composite medium cylinder 失一般性, 在数据处理作图时, 横轴采用归一化频率, 纵轴采用归一化透射系数。  $x, y$  方向步长设定为  $\Delta x = \Delta y = 0.05a, \Delta t = 0.95$ 。计算得到在 TE 极化下的光子晶体禁带宽度为  $0.2400a/\lambda \sim 0.3653a/\lambda$ 。

### 2.1 一层空气环柱时的透射谱

先在靠近波导上方一层空气柱内同心地放置与基质相同折射率  $n_2 = n_0 = 3.24$  的圆柱, 构成折射率是

$n_1 = 1.0$  的空气环柱的 2 维光子晶体波导, 取不同内介质柱半径  $R_1$  (即不同厚度的空气环柱) 计算得到如图 3 所示的透射谱。

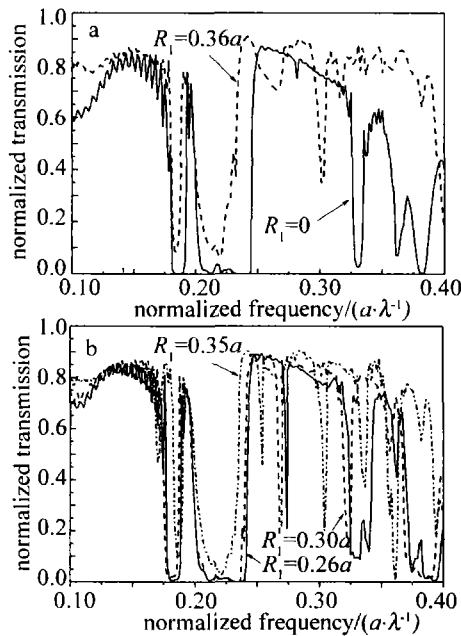


Fig. 3 The transmission spectroscopy with different inner radius  $R_1$

从图上看, 随着内柱半径的增大, 导带内缺陷模式不断增加, 处于  $0.33a/\lambda \sim 0.3653a/\lambda$  频段的透射强度逐渐增大, 形成更多更窄的导带, 半径增大到  $0.36a$  时, 形成了更宽的导带。图 3a 中情形相当于无缺陷时情况。

保持内柱半径  $R_1 = 0.26a$  不变, 改变内柱的折射率, 在  $n_2 < 4.0$  时, 随着折射率的增大, 导带和禁带变化不大。当  $n_2$  取值为  $4.0, 5.0, 6.0$  时, 透射谱见图 4,

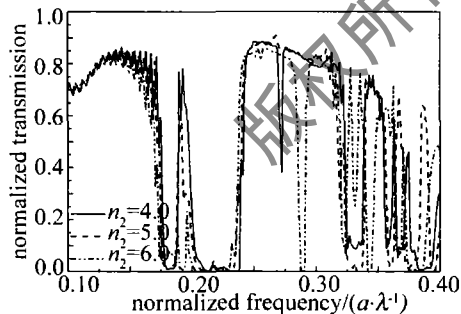


Fig. 4 The transmission spectroscopy with different  $n_2$

导带内逐渐形成带宽很窄的禁带, 把导带分成更多的带宽很窄的导带, 并且处于  $0.19a/\lambda$  频率处的透射峰逐渐减小, 在  $n_2 = 6.0$  时, 其透射率为  $0.25$ , 更宽的禁带逐渐形成。

### 2.2 两层介质环柱时的透射谱

在波导的下方一层中再次引入介质柱缺陷, 此时构成的结构中有两层介质柱缺陷, 取不同的内柱半径  $R_1$  时, 得到的透射图如图 5 所示。

从图 5 中可以看出, 相比于如图 4 所示的一层缺

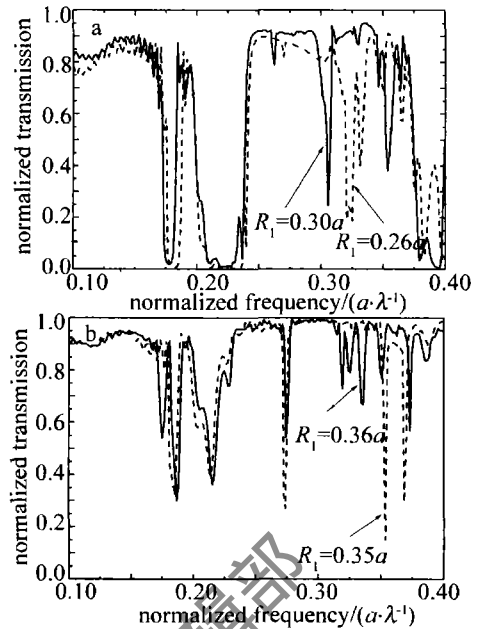


Fig. 5 The transmission spectroscopy with different inner radius  $R_1$

陷态的透射谱, 其缺陷模式更多, 随着半径的增大, 其透射率增大, 并且导带变得更宽, 只是更窄的频率范围的电磁波被禁止传播。 $R_1 = 0.36a$  情形下的光子晶体波导构型相当于 W3 波导构型。

保持内柱半径  $R_1 = 0.26a$  不变, 改变内柱的折射率  $n_2$ , 当  $n_2$  取值较小时, 透射图与引入一层缺陷时基本相似, 只取折射率为  $n_2 = 6.0$  时作为对比, 见图 6。频率为  $0.2a/\lambda$  附近的透射峰值逐渐增大, 所形成的导带更宽。

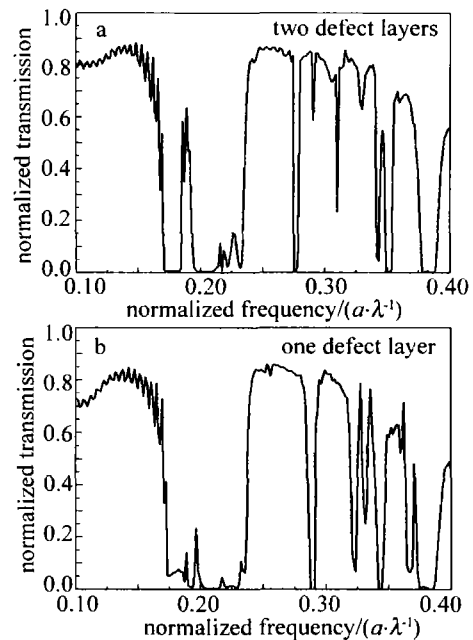


Fig. 6 The transmission spectroscopy with  $n_2 = 6.0$

## 3 结论

用时域有限差分数值方法研究了带有复合介质层  
(下转第 220 页)

半径分别为  $5\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$  时偏振度随散射角的变化关系。粒子半径对偏振度的影响很大。对同一气溶胶粒子半径来说,起初,其偏振度随散射角度的增加呈振荡加强的趋势,并且在散射角大约为  $60^\circ \sim 70^\circ$  间存在  $P \approx 1$ ,也就是说存在完全偏振光,然后随角度增加而振荡下降,且振荡程度与上升阶段相比减弱。

#### 4 小 结

采用累计相乘算法模拟了单球形粒子 Mie 散射,并同其它算法进行比较,具有精度高,收敛快的优点。对激光大气通信中常用的  $1064\text{nm}$  激光在低层大气中的散射特性进行了研究,得出气溶胶粒子分布主要集中在前向散射小角度的结论,可以将这种散射应用到激光大气散射通信中,并且结合模拟图像,研究了其偏振特性。对于粒子多次散射的范畴,则需要采用蒙特卡罗多次散射模型进行研究<sup>[9-10]</sup>。

#### 参 考 文 献

[1] YANG Y, ZHANG Z X, JIANG D Z. Numerical calculation of Mie scattering [J]. Journal of Applied Optics, 1997, 18(4): 17-19 (in Chinese).

Chinese).  
 [2] LENTZ W J. Generating Bessel functions in Mie scattering calculation using continued fractions [J]. Appl Opt, 1976, 15(3): 668-671.  
 [3] WANG X D, WU J. Improved algorithm for Mie scattering coefficient [J]. Opto-electronic Engineering, 2006, 33(3): 24-27 (in Chinese).  
 [4] SHAW G A, NISCHAN M. Short-range NLOS ultraviolet communication test bed and measurement [J]. SPIE, 2001, 4396: 31-40.  
 [5] SHAW G A, SIEGEL A M, MODEL J, et al. Recent progress in short-range ultraviolet communication [J]. SPIE, 2005, 5796: 214-225.  
 [6] CHENG Y B, SUN X Q, ZHANG M H, et al. Analysis of the signal detection of laser scattering in the air [J]. Laser Technology, 2006, 30(3): 276-230 (in Chinese).  
 [7] YUAN Y J, REN D M, HU X Y. Computing scattering phase function by recursive formula of Mie theory [J]. Chinese Journal of Light Scattering, 2006, 17(4): 366-369 (in Chinese).  
 [8] WISCOMBE W J. Improved Mie scattering algorithms [J]. Appl Opt, 1980, 19(9): 1505-1509.  
 [9] JIA H H, CHANG S L, LAN Y, et al. Non-line-of-sight light propagation model based on Monte Carlo method [J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2007, 18(6): 690-697 (in Chinese).  
 [10] JIA H H, CHANG S L, YANG J K, et al. Monte Carlo simulation of atmospheric transmission characteristics in non-line-of-sight ultraviolet communication [J]. Acta Photonica Sinica, 2007, 36(5): 955-959 (in Chinese).

(上接第 197 页)

缺陷的 2 维光子晶体的传输性质,结果表明,通过改变复合介质柱体的半径大小、折射率大小等,可调节光子晶体波导导带的宽度,从而得到实际应用所需的光子晶体。由于复合介质有较多的可调因素,比如构成柱体的材料类型,如无损介质、金属、甚至是负折射率材料,组成介质的几何尺寸、层数等,因此,实际应用时可根据具体需要调节,这为滤波器和光开关等的制作提供了理论基础。

#### 参 考 文 献

[1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.  
 [2] JOHN S. Strong localization of photons in disordered dielectric superlattices [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2486-2489.  
 [3] CHEN Ch, LI X Ch, XU K, et al. Photonic crystal waveguide sampled gratings [J]. Opt Commun, 2007, 276(2): 237-241.  
 [4] LUO Zh M, SUN J Q, LIU J. All-optical switch based on two-dimensional nonlinear photonic crystal waveguide [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2006, 27(6): 683-689 (in Chinese).

[5] CHEN X Y, SHUM P, HU J J. Special control of the cutoff frequencies in a 2-D photonic crystal coupled-cavity waveguide [J]. Opt Commun, 2007, 276(1): 93-96.  
 [6] QIU M, HE S L. A nonorthogonal finite-difference time-domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusions [J]. A P L, 2000, 87(12): 8268-8275.  
 [7] TANG B Sh, YIN G W, XU J L, et al. Study on the transmission spectra of two-dimension photonic crystals with layered composite medium cylinder [J]. Laser Technology, 2007, 31(2): 127-130 (in Chinese).  
 [8] QIU M. Effective index method in heterostructure slab waveguide based two-dimensional photonic crystals [J]. A P L, 2002, 81(7): 1163-1165.  
 [9] HE Y Z, SHI F G. Finite-difference imaginary-distance beam propagation method for modeling of the fundamental mode of photonic crystal fibers [J]. Opt Commun, 2003, 225(1/3): 151-156.  
 [10] TAFLOVE A. Computational electrodynamics; the finite difference time domain method [M]. 2nd ed. Norwood, USA: Artech House, 2000: 127-156.  
 [11] GE D B, YAN Y B. Finite-difference time-domain method for electromagnetic waves [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2005: 67-76 (in Chinese).