

应用特征矩阵法研究介电常数受任意函数调制的一维光子晶体的带隙结构及其特性

林国华^{1,2}, 张 羽²

(1 镇江船舶学院物理系, 江苏 镇江 212003)

(2 南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏 南京 210097)

[摘要] 运用特征矩阵法研究了介电常数受任意函数调制的一维光子晶体中光的传播特性, 发现一维光子晶体的介电常数只要满足周期性分布, 就会具有与一般光子晶体相似的带隙结构. 还更具有一般性地研究了介电常数受随机函数周期调制时的光子晶体的带隙结构及其特点, 从而为灵活实现某特定带隙的晶体提供了新的方法.

[关键词] 光子晶体, 特征矩阵法, 随机调制函数, 带隙结构

[中图分类号] O 436 [文献标识码] A [文章编号] 1001-4616(2009)01-0047-04

Band Gaps and Characters of One-dimension Photonic Crystal With Dielectric Constant Modulated by Random Function

Lin Guohua^{1,2}, Zhang Yu²

(1 Department of Physics Zhenjiang Watercraft College Zhenjiang 212003, China)

(2 School of Physical Science and Technology Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China)

Abstract We studied the light propagation in one-dimension photonic crystal made of media whose dielectric constant modulated by a function from eigen matrix method and found that as long as the dielectric constant changes periodically, the media has the similar band gaps as general photonic crystal. More generally, we studied the band gaps of the photonic crystal with dielectric constant modulated by random function, and a new method for getting a special kind of band gaps was provided.

Key words photonic crystal, eigen matrix method, random function, band gaps

光子晶体是一种介电常数周期性变化的人工光学材料. 当光在这种晶体中传输时, 某些频率范围内的光子会受到抑制, 从而形成光子带隙, 类似于电子在半导体中的能带结构, 频率在带隙内的光子不能透过光子晶体. 和半导体相类似, 它的这些特性具有很重要的实际应用价值, 比如, 制作光子开关、光频率选择器、光滤波器等. 光子晶体的理论研究通常采用数值方法, 主要有: 平面波展开法、特征矩阵法和有限差分法^[1-5].

通常研究的光子晶体的介电常数在某些空间是常数, 本文用特征矩阵法研究一种介电常数在空间一个方向受某函数周期性调制, 而在其它方向保持不变的晶体结构. 实际上已经有人研究过介电常数受函数调制的光子晶体, 但他们只是研究了正弦周期性函数调制的晶体, 使用的是平面波展开法和时域有限差分法^[6]. 而本文应用的是特征矩阵法^[1-5], 调制的函数还应用了更具有一般性的随机函数.

1 特征矩阵法原理

假设两种不同相对介电常数 (ε_a , ε_b), 厚度为 (a , b) 的薄介质层 A, B 构成的一维周期性分布的层状介

收稿日期: 2008-04-10

基金项目: 国家教育部重点实验室合作项目 (NS2006005), 江苏省地理信息科学重点实验室开放基金 (JK20050304) 资助项目.

通讯联系人: 林国华, 讲师, 研究方向: 电磁场与光子晶体. E-mail: lingh79@163.com

质结构 (如图 1所示).

采用特征矩阵法来计算光波在此种晶体中的传播特性, 用 E_n 和 H_n 分别表示第 n 个界面上电偏振和磁偏振分量, 选取第一层为 B 介质, 若光波是垂直入射的, 且光波电偏振垂直于入射面. 根据电磁场边界条件, 对上界面 1 有:

$$\begin{cases} E_1 = E_{i1} + E_{r1} = E_{t1} + E'_{r2} \\ H_1 = H_{i1} - H_{r1} = H_{t1} - H'_{r2} \end{cases} \quad (1)$$

同理, 对各个界面也有类似的边界条件公式. 又因为

$$E_{i2} = E_{t1} \exp(-k_z b) = E_{t1} \exp(i\delta_b), \quad (2)$$

其中:

$$\delta_b = -k_z b = -\frac{\omega}{c} n_b b \quad n_b = \sqrt{\epsilon_b}. \quad (3)$$

同理,

$$E'_{r2} = E_{r2} \exp(i\delta_b). \quad (4)$$

根据 $H = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E \sqrt{\epsilon}$ (取 $\mu_r = 1$) 和 (1) ~ (4) 式可以得到:

$$\begin{cases} E_1 = \cos\delta_b E_2 - \frac{i}{\eta_b} \sin\delta_b H_2 \\ H_1 = -i\eta_b \sin\delta_b E_2 + \cos\delta_b H_2 \end{cases} \quad (5)$$

其中: $\eta_b = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{\epsilon_b}$, 将式 (5) 写成矩阵的形式有:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin\delta_b \\ -i\eta_b \sin\delta_b & \cos\delta_b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

对每个界面都使用上式可以得到:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_1 M_2 \dots M_N \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中:

$$M_N = \begin{bmatrix} \cos\delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin\delta_b \\ -i\eta_b \sin\delta_b & \cos\delta_b \end{bmatrix}, \text{ 式 (7) 中 } M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \text{ 就是一维周期性晶体的特征矩阵. 将第一个界}$$

面和第 $N + 1$ 个界面的电磁场分量代入 (7) 并展开就可以求得透射系数:

$$t = \frac{E_{tN+1}}{E_{i1}} = \frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}},$$

透射率: $T = t \times t^*.$

$$(8)$$

若将介质置于空气中, 则: $\eta_{N+1} = \eta_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}.$

2 结果和分析

介质的介电常数在 xy 平面内保持不变, 而在 z 方向受到函数的周期性调制, 表示为:

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 + f(z), \quad (9)$$

其中 $f(z) = f(z + a)$ 为周期性调制函数, ϵ_0 为常数, a 为调制周期. 本文的调制函数分别取正弦函数、线性函数和更一般性的随机函数, 对其特点分别进行了讨论. 只要对连续的函数进行离散化, 就可以用特征矩

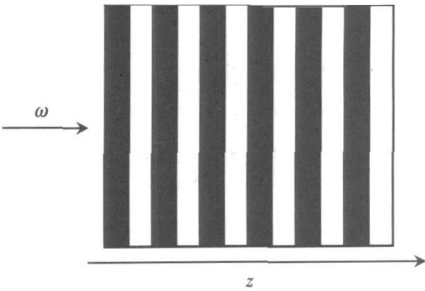


图 1 一维周期性晶体结构

Fig.1 The structure of one-dimension photonic crystal(PC)

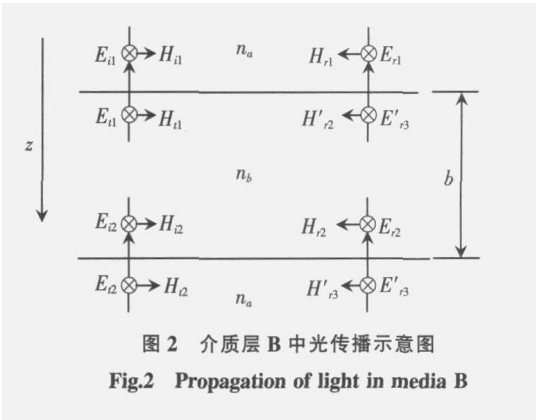


图 2 介质层 B 中光传播示意图

Fig.2 Propagation of light in media B

阵法来计算此光子晶体的特性了.

2.1 调制函数取正弦函数

选取常数 $\epsilon_0 = 2.01$, 调制函数 $f(z) = \sin(2\pi/a \times z)$, 取周期 $a = 2 \times 10^{-6} \text{m}$, 共选取晶体层数为 16(即周期数为 16). 在不同光频率 ω 的条件下计算透射率 T , 得到图 3(a) 所示的光子晶体的带隙结构, 图 3(b)、图 3(c) 分别为调制周期取 $a = 4 \times 10^{-6} \text{m}$ 和 $a = 16 \times 10^{-6} \text{m}$ 时的带隙结构. 从图 3 中不难看出, 受正弦函数周期性调制的晶体具有明显的带隙, 而且处于低频的带隙要宽些, 随着频率的升高, 带隙渐渐消失; 并且随着调制周期的增加, 带隙变窄, 且向低频方向移动.

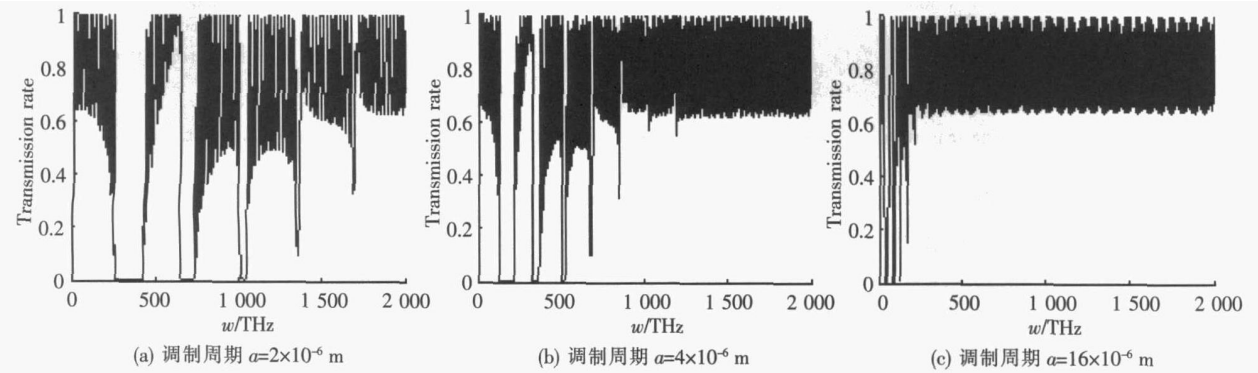


图3 介电常数受正弦函数调制时的透射率
Fig.3 The transmission spectrum of media with dielectric constant modulated by sine function

2.2 调制函数取线性函数

此时调制函数 $f(z) = z$, 取值范围为 $[-1, 1]$, 调制周期同样分别取前面的 3 个, 分别得到图 4(a) (b) (c) 所示的光子晶体的带隙结构. 从图 4 中不难看出, 受线性函数周期性调制的晶体也具有明显的带隙, 且带隙的宽度和分布几乎是均匀的, 但随着调制周期的增加, 带隙会变窄.

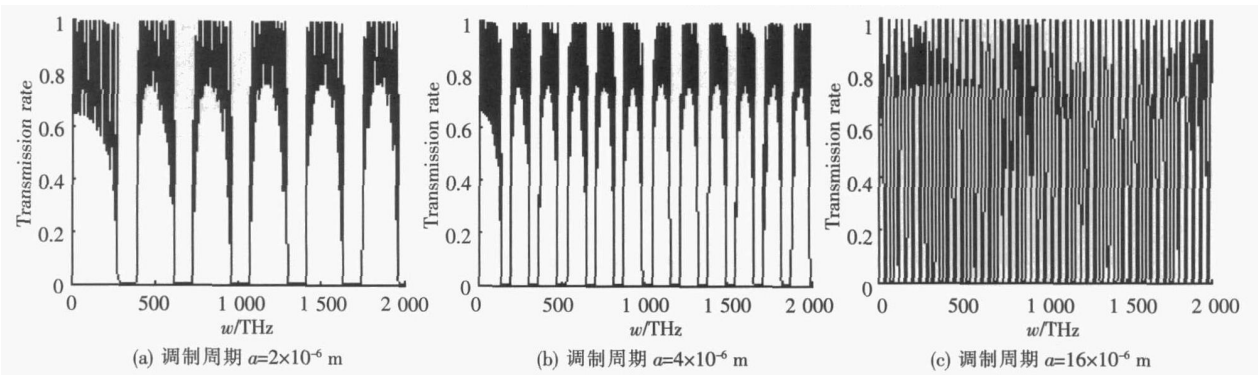


图4 介电常数受线性函数调制时的透射率
Fig.4 The transmission spectrum of media with dielectric constant modulated by linear function

2.3 调制函数取随机函数

更具有一般性, 取调制函数为随机变化的函数. 此时调制函数 $f(z) = \text{rand}(z)$, 是在 $[-1, 1]$ 范围内随机变化的函数. 上面 3 个调制周期分别对应的晶体带隙结构如图 5(a) (b) (c) 所示. 从图 5 中不难看出, 受随机函数周期性调制的晶体也具有很好的带隙, 但带隙的宽度和分布是不均匀的, 而且随着调制周期的增大, 带隙也会变窄、变随机, 如图 (a) 和图 (c) 所示, 图 (a) 对应的调制周期是图 (c) 的 1/8 图 (a) 所示的带隙比图 (c) 要宽许多, 也更具有规则性. 这是因为调制周期增大时, 随机函数调制的晶体整体的周期性就不明显造成的. 通过计算实验还发现, 每次所取的随机函数值不同, 得到的带隙结构也有所区别. 正是这种区别, 可以帮助我们更加方便地设计某种特定带隙结构的晶体.

3 结 论

一维光子晶体的介电常数只要满足周期性分布, 就会具有一定的带隙结构, 带隙结构的特性是和介电

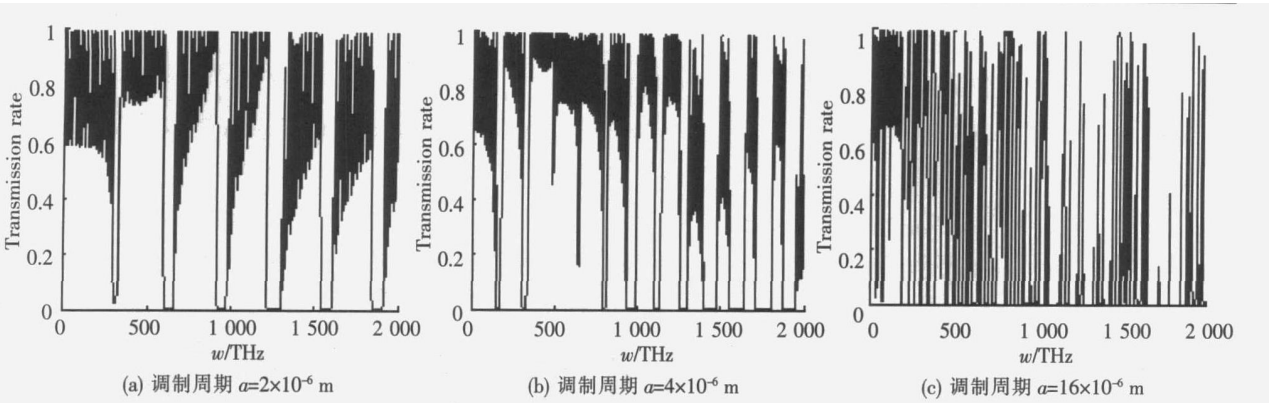


图 5 介电常数受随机函数调制时的透射率

Fig.5 The transmission spectrum of media with dielectric constant modulated by random function

常数的具体分布相关联的. 本文用特征矩阵法研究了 3 种具体的介电常数分布的光子晶体的带隙结构, 其中两种分布规律为一般的函数, 而第三种为随机函数, 更具有一般性. 计算表明, 不同介电常数的周期性分布具有不同特点的带隙结构, 从而为灵活实现某种特定带隙的光子晶体提供了理论依据.

[参考文献]

[1] 王辉, 李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构 [J]. 物理学报, 2001, 50(11): 2 172-2 178

[2] 顾国昌, 李宏强, 陈洪涛, 等. 一维光子晶体材料中的光学传输特性 [J]. 光学学报, 2001, 20(6): 728-733

[3] Thomas F K, Richard M. De La Rue. Photonic crystals in the optical regime-past, present and future[J]. Progress in Quantum Electronics, 1999, 23: 51-96

[4] 欧阳征标, 李景镇, 张道中, 等. 多层光子晶体滤波器研究 [J]. 光学学报, 2002, 22(1): 80-84

[5] 方云团, 余士林, 沈廷根. 一维随机光子晶体中的光子局域化 [J]. 激光与红外, 2004, 34(2): 137-139

[6] 方云团, 毕凯. 光在介电常数正弦调制的一维光子晶体中的传输 [J]. 人工晶体学报, 2007, 36(1): 66-69

[责任编辑: 顾晓天]

(上接第 46页)

[参考文献]

[1] Bahae M S, Said A A, Wei T H, et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam [J]. IEEE J Quantum Electron, 1990, 26(4): 760-769

[2] Gu B, Wang H T. Theoretical study of saturable Kerr nonlinearity using top-hat beam Z-scan technique [J]. Opt Commun, 2006, 263(2): 322-327.

[3] Xia T, Hagan D J, Sheik-Bahae M, et al. Eclipsing Z-scan measurement of $\lambda/10^4$ wave-front distortion [J]. Opt Lett, 1994, 19(5): 317-319.

[4] Tian J G, Zang W P, Zhang G Y. Two modified Z-scan methods for determination of nonlinear-optical index with enhanced sensitivity [J]. Opt Commun, 1994, 107(5/6): 415-419.

[5] Hughes S, Burzler J M. Theory of Z-scan measurements using Gaussian-Bessel beams [J]. Phys Rev A, 1997, 56 (2): 1 103-1 106

[6] Zhao W, Palffy-Muhoray P. Z-scan technique using top-hat beams [J]. Appl Phys Lett, 1993, 63(12): 1 613-1 615.

[7] 顾得门. 傅里叶光学导论 [M]. 詹达三, 董经武, 顾本源译. 北京: 科学出版社, 1979.

[8] Hughes S, Burzler J M, Spruce G, et al. Fast Fourier transform techniques for efficient simulation of Z-scan measurements [J]. J Opt Soc Am B, 1995, 12(10): 1 888-1 893.

[责任编辑: 顾晓天]