

doi: 10. 3788/gzxb20124110. 1193

# 一维新型阶梯函数光子晶体透射特性

刘晓静<sup>1</sup>, 李娜<sup>1</sup>, 张斯淇<sup>1</sup>, 王婧<sup>1</sup>, 巴诺<sup>1</sup>, 吴坤鹏<sup>1</sup>, 吴向尧<sup>1</sup>, 郭义庆<sup>2</sup>

(1 吉林师范大学 物理学院, 吉林 四平 136000)

(2 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

**摘 要:**研究了阶梯型折射率  $n_{22}$ 、 $n_{11}$  (阶梯分布高度) 的大小、对应的分布厚度、不同入射角以及缺陷模对阶梯函数型光子晶体透射特性的影响. 由费马原理给出光在函数光子晶体中的运动方程, 再由电磁传播理论给出函数光子晶体的传输矩阵, 进一步推导出函数光子晶体的透射率以及电场分布的表达式. 研究表明, 1) 随  $n_{22}$ 、 $n_{11}$  大小或者厚度改变, 其禁带变宽; 2) 随光的入射角增加, 其禁带变窄; 3) 当加入缺陷层时, 随着缺陷层介质折射率增加, 缺陷模强度减小且位置发生红移; 4) 在函数光子晶体中, 缺陷层前电场分布保持不变, 而在缺陷层处以及之后的电场强度都明显增强, 这不同于常规光子晶体的电场分布仅在缺陷层处局域增强.

**关键词:**函数光子晶体; 透射率; 缺陷模; 光传输特性

**中图分类号:** O436

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2012)10-1193-7

## 0 引言

一维光子晶体是按晶体的对称性制备的周期性介质结构, 当电磁波在其中传播时受到多重散射, 散射波之间的干涉作用使得光子晶体具有类似于晶体的能带结构, 在带与带之间存在带隙. 目前, 理论上对光子晶体带隙结构的分析有标量波法、平面波展开法、球面波法、传输矩阵法等<sup>[1-5]</sup>, 光子带隙的存在使光子晶体具有广泛的应用前景. 与半导体中的杂质能级类似, 通过在光子晶体中引入缺陷或杂质将会在带隙中产生定域的电磁波模式<sup>[6]</sup>. 利用掺杂光子晶体来抑制或增强自发辐射, 可制备出高效率 and 零阈值的激光器、高品质的激光谐振腔、及高效发光二极管等<sup>[7-8]</sup>, 特别是缺陷层为具有 Kerr 效应的非线性介质时, 还能使系统在光学响应中出现双稳态、多稳态及光学限制等特性<sup>[9-10]</sup>. 有缺陷层的一维光子晶体的缺陷模特性已有报道<sup>[10-11]</sup>, 显然缺陷模的存在影响光子晶体的带隙结构, 相当于使禁带变窄, 对光子晶体的应用产生不利影响, 一般通过消光系数来克服这种不利影响<sup>[12]</sup>.

文献[13]提出了一种新型函数光子晶体, 即它是两个介质层折射率随空间位置变化的周期性函数. 分别研究了正弦型、折线型函数光子晶体的透射率、色散关系及带隙结构, 给出了一些重要结果, 如函数光子晶体比常规光子晶体有更宽或更窄的带隙

结构, 并给出在光的任意入射角下的带隙结构, 从而能使函数光子晶体得到更广泛的应用.

本文在文献[13]基础上, 进一步研究一维阶梯型函数光子晶体. 首先由费马原理给出光在阶梯型函数光子晶体的运动方程, 由传输矩阵方法得到函数光子晶体的透射率, 再由光的传输理论计算光在函数光子晶体中电场分布, 并与常规光子晶体进行比较. 计算发现, 当改变  $n_{22}$ 、 $n_{11}$  大小时, 可以看到比常规光子晶体有更宽或更窄的禁带, 当增加折射率  $n_{22}$ 、 $n_{11}$  介质层厚度时, 其禁带变得更宽且位置发生红移. 当光的入射角增加时, 其禁带变窄且位置也发生红移. 除此之外给出了阶梯型函数光子晶体在有缺陷层和无缺陷层时光场分布曲线. 当有缺陷层时, 在缺陷层后光的电场强度分布得到明显增强. 这不同于常规光子晶体的缺陷层处的光场强度分布只在局域处增强.

## 1 一维函数光子晶体中的传输矩阵

本文研究的阶梯型函数光子晶体其结构如图1.

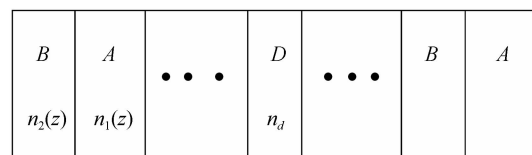


图 1 函数光子晶体的结构

Fig. 1 The structure of the conventional PCs

**基金项目:**吉林省科技发展计划基金(No. 20082112)资助的课题

**第一作者:**刘晓静(1982-), 女, 硕士, 讲师, 主要研究方向为凝聚态理论. Email: xjliu\_82@163.com

**通讯作者:**吴向尧(1965-), 男, 博士, 教授, 主要研究方向为凝聚态理论. Email: wuxy2066@163.com

**收稿日期:**2012-01-16; **修回日期:**2012-05-21

其中,  $B$  介质的折射率为空间位置的函数为  $n_2(z)$ ,  $A$  介质的折射率为空间位置的函数为  $n_1(z)$ .  $z$  为空间位置坐标,  $D$  为缺陷层介质, 其折射率为  $n_d$ .

文献[13]详细推导出了函数光子晶体传输矩阵  $M$ , 在第一半周期介质  $B$  中, 其传输矩阵  $M_b$  为

$$M_b = \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i\eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix} \quad (1)$$

在第二个半周期介质  $A$  中, 它的传输矩阵  $M_a$  为

$$M_a = \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i\eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中

$$\eta_b = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2(0) \cos \theta_i^I \quad \eta_a = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1(0) \cos \theta_i^I \quad (3)$$

$$\delta_b = \frac{\omega}{c} n_2(0) \left[ \cos \theta_i^I \cdot b + \sin \theta_i^I \cdot \int_0^b \frac{dz}{\sqrt{(1+k_0^2) \left( \frac{n_2(z)}{n_2(0)} \right)^2 - 1}} \right] \quad (4)$$

$$\delta_a = \frac{\omega}{c} n_1(0) \left[ \cos \theta_i^{II} \cdot a + \sin \theta_i^{II} \cdot \int_b^{b+a} \frac{dz}{\sqrt{(1+k_1^2) \left( \frac{n_1(z)}{n_1(0)} \right)^2 - 1}} \right] \quad (5)$$

式中

$$\sin \theta_i^I = \frac{n_0}{n_2(0)} \sin \theta_{i1}^0 \quad (6)$$

$$\sin \theta_i^{II} = \frac{n_2(b)}{n_1(0)} \sin \theta_i^I \quad (7)$$

$$k_0 = \cot \theta_i^I, k_1 = \cot \theta_i^{II} \quad (8)$$

式中,  $\theta_{i1}^0$  为入射角,  $\theta_i^I$  为折射角,  $\epsilon_0$  为真空的介电常量,  $\mu_0$  为真空的介质磁导率,  $n_1(0) = n_1(a) = n_1$ ,  $n_2(0) = n_2(b) = n_2$ ,  $n_0$  为空气折射率.

这样可以得到一个周期的传输矩阵  $M$  为

$$M = M_b M_a = \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i\eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i\eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix} \quad (9)$$

对于第  $N$  个周期, 电场强度  $E_N$ ,  $E_{N+1}$  和磁场强度  $H_N$ ,  $H_{N+1}$  满足的关系式为

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \quad (10)$$

最终得到  $N$  个周期光子晶体的特征方程, 其表达式为

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} = M_1 M_2 \cdots M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = M_b M_a M_b M_a \cdots M_b M_a \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \quad (11)$$

式中  $\mathbf{M} = M_b M_a M_b M_a \cdots M_b M_a$ , 就是一维函数光子晶体的传输矩阵.

## 2 一维函数光子晶体的透射率

根据第一个界面和第  $N+1$  界面上的电磁分量方程, 由方程(11)求出一维光子晶体的透射率为透射系数

$$t = \frac{E_{tN+1}}{E_{i1}} = \frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}} \quad (12)$$

透射率

$$T = t \cdot t^* \quad (13)$$

为了与常规光子晶体进行比较, 给出常规光子晶体当入射角为  $\theta_{i1}^0$  时的传输矩阵  $\mathbf{M}$ , 透射率及色散关系分别为

$$\mathbf{M} = M_b M_a \quad (14)$$

式中

$$M_b = \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i\eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$M_a = \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i\eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix} \quad (16)$$

$$\delta_b = \frac{\omega}{c} n_2(0) b \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_b^2} \sin^2 \theta_{i1}^0}} \quad (17)$$

$$\delta_a = \frac{\omega}{c} n_1(0) a \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_a^2} \sin^2 \theta_{i1}^0}} \quad (17)$$

$$\eta_b = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2(0) \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_b^2} \sin^2 \theta_{i1}^0} \quad (18)$$

$$\eta_a = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1(0) \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_a^2} \sin^2 \theta_{i1}^0} \quad (18)$$

又由

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} = M_b M_a M_b M_a \cdots M_b M_a \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \quad (19)$$

得到透射系数

$$t = \frac{E_{tN+1}}{E_{i1}} = \frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}} \quad (20)$$

透射率

$$T = t \cdot t^* \quad (21)$$

### 3 一维函数光子晶体中的电场分布

由一维函数光子晶体的传输矩阵,可以计算光在光子晶体中的电场分布,由方程(11)其分布为

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = M_1(d_1)M_2(d_2)M_3(d_3)\cdots M_{k-1}(d_{k-1}) \cdot M_k(\Delta z_k) \begin{pmatrix} E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \\ H_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \end{pmatrix} \quad (22)$$

式中: $k$ 为第 $k$ 周期, $\Delta z_k$ 为光在第 $k$ 周期内的传播距离; $E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k), H_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k)$ 分别是在第 $k$ 周期内的电场强度和磁场强度; $E_0, H_0$ 为入射电场强度和磁场强度.

通过变换,则有

$$\begin{pmatrix} E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \\ H_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \end{pmatrix} = [M_1(d_1)M_2(d_2)\cdots M_{k-1}(d_{k-1})M_k(\Delta z_k)]^{-1} \begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(\Delta z_k) & B(\Delta z_k) \\ C(\Delta z_k) & D(\Delta z_k) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

由方程(23)得到

$$E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) = A(\Delta z_k)E_0 + B(\Delta z_k)H_0 = \left( A(\Delta z_k) + B(\Delta z_k) \frac{1}{\mu c} \right) E_0 \quad (24)$$

比值为

$$\left| \frac{E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k)}{E_0} \right|^2 = \left| A(\Delta z_k) + B(\Delta z_k) \frac{1}{\mu c} \right|^2 \quad (25)$$

方程(25)函数光子晶体中无缺陷层的电场分布公式.当一维函数光子晶体有缺陷层时,电场分布为

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = [M_1(d_1)\cdots M_4(d_4)M(d)M_5(d_5)\cdots M_k(\Delta z_k)]^{-1} \begin{pmatrix} E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \\ H_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k) \end{pmatrix} \quad (26)$$

其中 $M(d)$ 为缺陷层的传输矩阵,其形式与常规光子晶体的传输矩阵相同.

通过计算,得到

$$\left| \frac{E_k(d_1+d_2+\cdots+d_{k-1}+\Delta z_k)}{E_0} \right|^2 = \left| A'(\Delta z_k) + B'(\Delta z_k) \frac{1}{\mu c} \right|^2 \quad (27)$$

### 4 数值分析

通过的理论计算给出了一维周期结构的函数光子晶体的透射率,由方程(13)可以画出其透射特性曲线.

本文中一维阶梯型函数光子晶体的折射率函数为

$$n_2(z) = \begin{cases} n_2 & (0 \leq z \leq \frac{b}{3}) \\ n_{22} & (\frac{b}{3} \leq z \leq \frac{2b}{3}) \\ n_2 & (\frac{2b}{3} \leq z \leq b) \end{cases} \quad (28)$$

$$n_1(z) = \begin{cases} n_1 & (0 \leq z \leq \frac{a}{3}) \\ n_{11} & (\frac{a}{3} \leq z \leq \frac{2a}{3}) \\ n_1 & (\frac{2a}{3} \leq z \leq a) \end{cases} \quad (29)$$

函数(28)、(29)的图形分布如图2中实线.其中, $n_2(z)$ 为介质B折射率在空间位置的分布函数, $n_1(z)$ 为介质A折射率在空间位置的分布函数, $b$ 为介质B的厚度, $a$ 为介质A的厚度, $n_1, n_{11}, n_2, n_{22}$ 均为折射率常量.

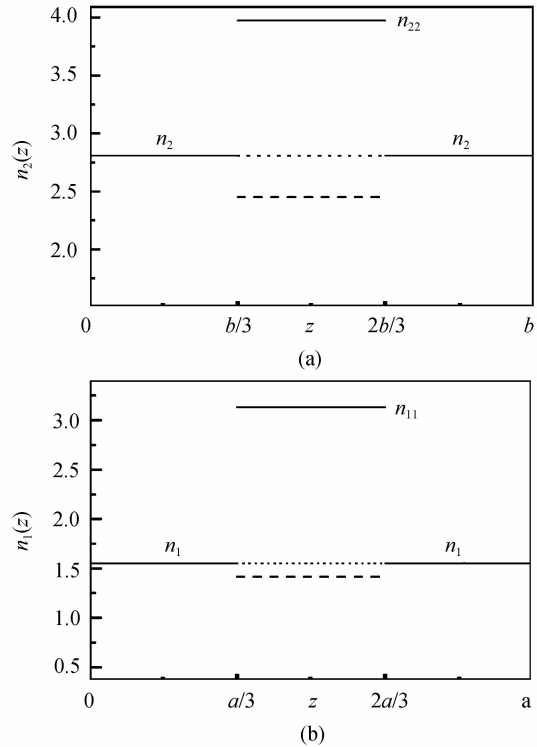


图2 阶梯型折射率函数的分布曲线  
Fig. 2 The line function of refractive index in a period

图2中,分别取 $n_2 = \sqrt{7.9}, n_1 = \sqrt{2.4}, b = 137.866 \text{ nm}, a = 250.13 \text{ nm}, \lambda_0 = 1.55 \times 10^{-6} \text{ m}, \omega_0 = 2\pi c/\lambda_0 = 1.215 \times 10^{15} \text{ Hz}$ ,入射角 $\theta = \pi/3$ ,其结构为(BA)<sup>16</sup>.为了研究折射率变化对透射特性影响,分别取 $n_{22}, n_{11}$ 三组不同值: $n_{22} = \sqrt{18.5}, n_{11} = \sqrt{9.8}$ 对应图2中实线; $n_{22} = \sqrt{7.9}, n_{11} = \sqrt{2.4}$ 对应图2中点线,由于此时 $n_{22} = n_2, n_{11} = n_1$ ,因此对应于常规光子晶体情形; $n_{22} = \sqrt{6}, n_{11} = \sqrt{2}$ 对应图2中划线.以上三组 $n_{22}, n_{11}$ 不同取值得到的透射率曲线分别对应图3中的(a)~(c)图.

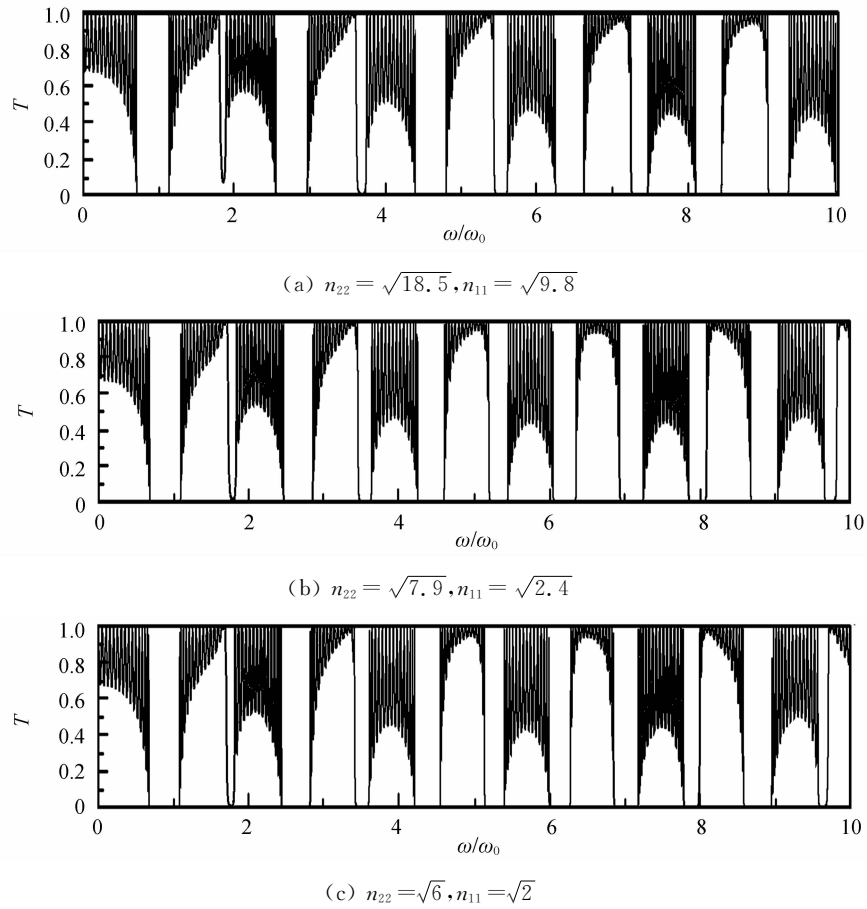


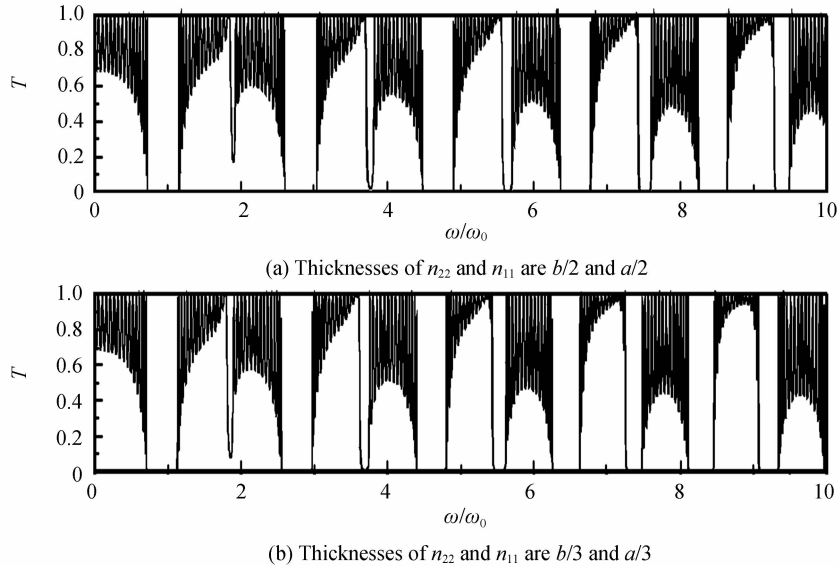
图3 改变  $n_{11}, n_{22}$  的值与其相对应的透射率曲线

Fig. 3 Comparing the transmissivity of the function PCs with change the  $n_{11}, n_{22}$  value

从图 3(a)~(c) 可看出:随着  $n_{22}, n_{11}$  从大变小变化,主禁带即第奇数个禁带越来越窄,次禁带即第偶数个禁带越来越宽,同时可进一步发现,当  $n_{22} > n_2, n_{11} > n_1$  时相比于常规光子晶体其禁带红移.当  $n_{22} < n_2, n_{11} < n_1$  时相比于常规光子晶体其禁带蓝移.

在研究折射率  $n_{22}, n_{11}$  厚度变化对透射率的影

响中,参量取为: $n_2 = \sqrt{7.9}, n_{22} = \sqrt{18.5}, n_1 = \sqrt{2.4}, n_{11} = \sqrt{9.8}, b = 137.866 \text{ nm}, a = 250.13 \text{ nm}$ ,入射角  $\theta = \pi/3$ ,其结构为  $(BA)^{16}$ .取  $n_{22}, n_{11}$  厚度分别为  $b/2, a/2$  和  $b/3, a/3$  并与常规光子晶体作比较,得到的透射率曲线分别为图 4(a)~(c) 所示.从图 4 可看出:随着  $n_{22}, n_{11}$  厚度越大,禁带越宽,且禁带位置相对常规光子晶体蓝移越多.



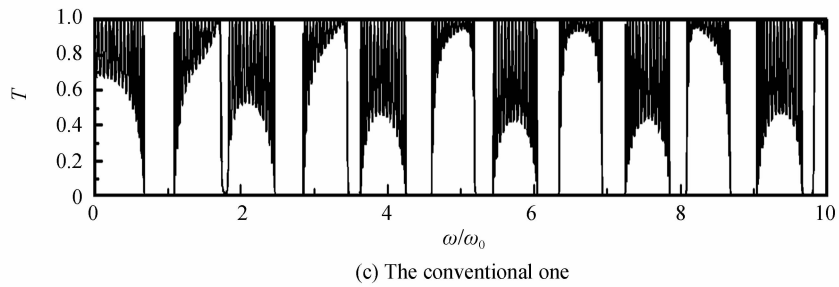


图4 函数光子晶体与常规光子晶体透射率和频率的关系曲线  
Fig.4 The transmissivity-frequency curves of the function PCs and the conventional PCs

图5给出了函数光子晶体在不同入射角时的带隙结构,可以看出随着入射角度的增加,禁带宽度越来越窄,而且位置红移。

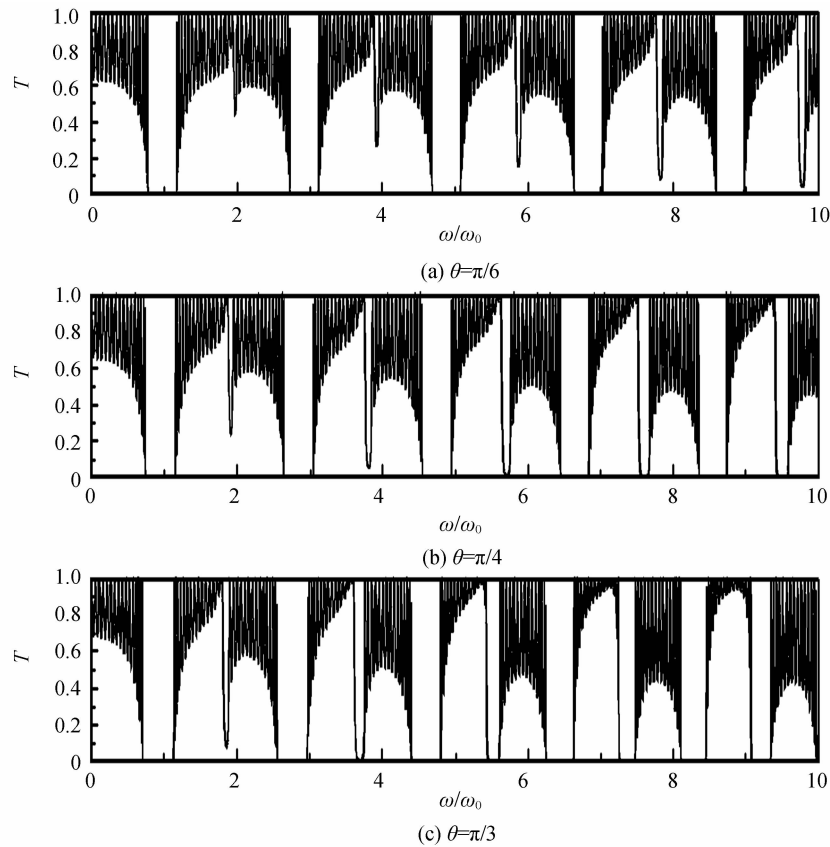


图5 不同入射角时函数光子晶体透射率曲线  
Fig.5 The transmissivity of function PCs with different incidence angles

在研究缺陷层对函数光子晶体透射特性影响中,其参量取为: $n_2 = \sqrt{7.9}, n_{22} = \sqrt{18.5}, n_1 = \sqrt{2.4}, n_{11} = \sqrt{9.8}, b=137.866 \text{ nm}, a=250.13 \text{ nm}$ ,入射角 $\theta=\pi/3$ ,结构为 $(BA)^8 D^3 (BA)^8$ .缺陷层折射率分别取值为 $n_d=7.2, n_d=6.3, n_d=3.23$ .得到的透射率曲线分别为图6(a)~(c)所示.从图6可以看出:随着缺陷层的折射率减小,其缺陷模强度增大,半高宽度增加,且位置发生蓝移。

在研究函数光子晶体中的电场分布中,其参量取为: $n_1 = \sqrt{2.4}, n_{11} = \sqrt{4.8}, n_2 = \sqrt{7.9}, n_{22} = \sqrt{15.8}, \theta=\pi/3$ ,结构为 $(BA)^{16}$ 时函数光子晶体无缺陷层的电场分布曲线.图中,横轴 $z$ 为光在函数光

子晶体中光传播距离,纵轴为 $|E(z)/E_0|^2$ .其中 $E_0$ 为入射光电场强度, $E(z)$ 为光在函数光子晶体 $z$ 处的电场强度.图7给出电场在函数光子晶体中分布,有四个峰值,最高峰值分别出现在第二周期、第六周期、第十周期、第十四周期的A介质中,且出现在折射率为 $n_{11}$ 处的位置。

图8为 $n_1 = \sqrt{2.4}, n_{11} = \sqrt{4.8}, n_2 = \sqrt{7.9}, n_{22} = \sqrt{15.8}, \theta=\pi/3$ 时函数光子晶体有缺陷层时的电场分布曲线.其结构为 $(BA)^9 D (BA)^8$ ,即在第九周期和第十周期之间加缺陷层,其中缺陷层折射率为 $n_d=3.23$ ,厚度为 $d=119.969 \text{ nm}$ .比较图7、图8可知:对函数光子晶体而言,缺陷层对电场分布产生

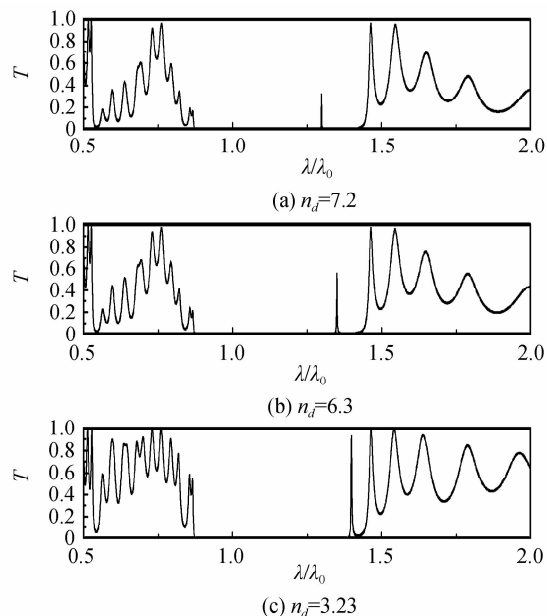


图 6 缺陷层折射率变化对函数光子晶体透射特性影响  
Fig. 6 The transmissivity of function PCs with different defect refractive indexes

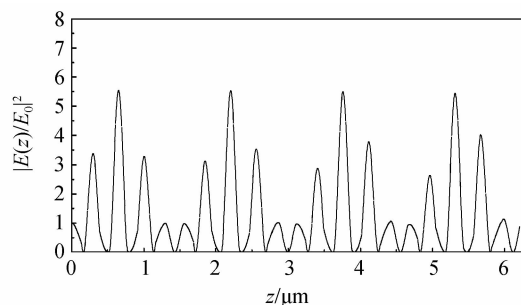


图 7 场强在结构为  $(BA)^{16}$  函数光子晶体中分布  
Fig. 7 The distribution of electric field without defect for function PCs

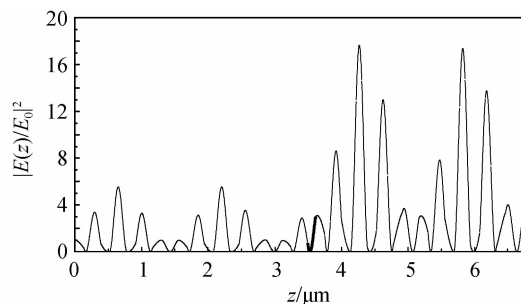


图 8 电场在结构为  $(BA)^9 D (BA)^8$  函数光子晶体中分布 (粗线为缺陷层位置)

Fig. 8 The distribution of electric field with defect for function PCs

影响. 具体来说, 在缺陷层前电场分布不变, 但在缺陷层处以及之后的电场都产生明显增强. 这不同于常规光子晶体情况, 常规光子晶体电场分布仅在缺陷层处才产生局域增强.

## 5 结论

本文提出了一种新型的函数光子晶体, 它的折

射率是空间位置函数. 由费马原理, 我们给出光在一维阶梯型函数光子晶体中的运动方程, 利用光的传输矩阵理论计算一维函数光子晶体的带隙结构和透射率, 通过理论计算, 我们给出函数光子晶体的透射率, 并与常规光子晶体进行比较, 通过计算发现当改变  $n_{22}, n_{11}$  大小时, 可以看得比常规光子晶体有更宽或更窄的禁带, 当增加折射率  $n_{22}, n_{11}$  介质层厚度时, 其禁带变得更宽且位置发生红移. 当光的入射角增加时, 其禁带变窄且位置也发生红移. 除此之外我们给出了阶梯型函数光子晶体在有缺陷层和无缺陷层时光场分布曲线. 当有缺陷层时, 在缺陷层后的光的电场强度分布得到明显增强. 这不同于常规光子晶体的缺陷层处的光场强度分布只在局域处增强. 又由于阶梯型函数光子晶体为不同常量折射率介质所组成, 这样在实验中比较容易实现. 因此, 我们认为新型函数光子晶体将具有更广阔的应用前景.

## 参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [3] SATPATHY S, ZHANG Z, SALEHPOUR M R. Theory of photon band in three-dimensional periodic structure [J]. *Physical Review Letters*, 1990, **64**(11): 1239-1243.
- [4] SAKODA K. Optical transmittance of a two dimensional triangular photonic lattice[J]. *Physical Review B*, 1995, **51**(7): 4672-4675.
- [5] WANG Hui, Li Yong-ping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(11): 2172-2178.  
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): 2172-2178.
- [6] LIU Nian-hua. Defect modes of stratified media[J]. *Physical Review B*, 1997, **55**(7): 4097-4100.
- [7] VILLENEUVE P R, FAN S, JOANNOPOULOS J D. Microcavities in photonic crystal; mode symmetry, tenability, and coupling efficiency[J]. *Physical Review B*, 1996, **54**(11): 7837-7842.
- [8] FAN S, VILLENEUVE P R, JOANHOPOULOS J D, *et al.* High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 1997, **78**(17): 3294-3297.
- [9] LIDORILIS E, BUSCH K, LI Q M, *et al.* Optical nonlinear response of a single nonlinear dielectric layer sandwiched between two linear dielectric structure[J]. *Physical Review B*, 1997, **56**(23): 15090-15099.
- [10] STANLEY R P, HOUDRE R, OESTERLE U, *et al.* Impurity modes in one-dimensional periodic systems; The transition from photonic band gaps to microcavities[J]. *Physical Review A*, 1993, **48**(3): 2246-2250.
- [11] SHANG Ting-yi, ZHANG Yi, ZHANG Hui-yun. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals with negative-index materials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 663-666.  
尚廷义, 郑义, 张会云. 含负折射率材料一维光子晶体的全方

- 位带隙和缺陷模[J]. 光子学报, 2007, **36**(4): 663-666.
- [12] LIU Qi-neng. Total reflection through effect of light in 1D photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(2): 232-235.
- 刘启能. 光在一维光子晶体中的全反射贯穿效应[J]. 光子学报, 2011, **40**(2): 232-235.
- [13] WU Xiang-yao, ZHANG Bai-jun, YANG Jing-hai, *et al.* Function photonic crystals[J]. *Physica E*, 2011, **43**(9): 1694-1700.

## Transmission Characteristic of Ladder Type Function Photon Crystals

LIU Xiao-jing<sup>1</sup>, LI Na<sup>1</sup>, ZHANG Si-qi<sup>1</sup>, WANG Jing<sup>1</sup>, BA Nuo<sup>1</sup>,  
WU Kun-peng<sup>1</sup>, WU Xiang-yao<sup>1</sup>, GUO Yi-qing<sup>2</sup>

(1 *Institute of Physics, Jilin Normal University, Siping, Jilin 136000, China*)

(2 *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

**Abstract:** Effects of refractive indexes  $n_{22}$ ,  $n_{11}$  (distribution height of ladder), their corresponding thicknesses, and different incident angles and defect layers on the transmission characteristic of function photonic crystals(PCs) with ladder type are studied. Based on Fermat principle, the motion equations of light are given, and by the theory of electromagnetic wave transmission, its transfer matrix is calculated. Further, the expression of transmissivity and the electric field are deduced. The results show that: 1) with the changes of the refractive indexes  $n_{22}$ ,  $n_{11}$  or their thicknesses, the width of band gaps become wider; 2) when the incident angles increase, the width of band gaps become narrow; 3) when adds defect layer, as refractive index of defect layer increasing, the intensity of defect mode decreases and its position becomes red shift; 4) light electric field distribution in the function PCs is studied and some new results different from the convention photonic crystals are obtained.

**Key words:** Function photon crystals; Transmissivity; Defect model; Transmission peculiarity