

# 一维 sinc 函数型光子晶体塔姆态的带隙研究

王 筠

湖北第二师范学院物理与机电工程学院, 湖北 武汉 430205

**摘要** 应用传输矩阵法推导得到横磁波(TM)波斜入射到一维 sinc 函数型光子晶体时的反射系数、透射系数和电场、磁场表示式,在此基础上对由两个半有限光子晶体组成的异质结进行了细致全面的数值计算与分析,结果表明该异质结两侧的半有限光子晶体相当于负介电常数材料与负磁导率材料,满足匹配条件时塔姆态出现;通过减小两种介质层的光学厚度之比可以显著加宽横磁波(TM波)和横电波(TE波)的第一禁带宽度,同时第一禁带位置蓝移;当两种介质层折射率以相同倍率增大时, TM波和TE波的第一禁带宽度变化趋势相反,前者逐渐变宽,后者收缩变窄,第一禁带位置均发生红移;周期数和入射角对该异质结透射谱也有显著影响。

**关键词** 材料;一维函数光子晶体;传输矩阵法;塔姆态

**中图分类号** O734 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP51.101603

## Tamm States Bandgap of One-Dimensional Sinc Function Photonic Crystals

Wang Yun

*College of Physics and Mechanical and Electrical Engineering, Hubei University of Education,  
Wuhan, Hubei 430205, China*

**Abstract** The formulas of reflection coefficient, transmission coefficient, electric and magnetic fields of one-dimensional sinc function photonic crystals are deduced by the transfer matrix method on the condition of oblique incidence of the transverse magnetic (TM) wave. On this basis, a heterojunction composed of two semi-finite photonic crystals is analyzed in detail. It is found that the semi-infinite photonic crystals on both sides of the heterostructure are equivalent to the negative permittivity materials or the negative permeability materials. Under the matching conditions, Tamm states emerge. By reducing the ratio of the optical thickness of the two dielectric layers, the first bandgap of TM or TE wave is significantly widened, and blueshift occurs for the position of the first bandgap. When refractive indices of the two media are increased in the same magnification, width of the first bandgap of TM or TE wave changes in the opposite directions, the former is gradually widened, the latter is narrowed, and redshift occurs for the position of the first bandgap. Transmission spectrum of the heterojunction is also significantly affected by the cycle number and angle of incidence.

**Key words** materials; one-dimensional function photonic crystals; transfer matrix method; Tamm states

**OCIS code** 160.4670; 160.5298; 160.5293

## 1 引言

光子晶体是一种介电材料周期性排列的结构,它的重要特征是光子带隙<sup>[1-8]</sup>,人们可以利用光子带隙有效调控电磁波在其中的传输,近二十几年来对光子晶体的研究得到迅猛发展,光子晶体已被广泛应用于各种光学器件<sup>[9-10]</sup>。

近年来,超常材料由于其奇异特性和潜在应用价值受到极大关注<sup>[1-16]</sup>。超常材料包括介电常数  $\epsilon$  和磁导率  $\mu$  同时为负的双负材料 ( $\epsilon < 0, \mu < 0$ ) 和负介电常数 ( $\epsilon < 0, \mu > 0$ ) 或负磁导率 ( $\mu < 0, \epsilon > 0$ ) 的单负材料。电磁波在单负材料中的波矢量是复数,只能形成倏逝波,所以单负材料对电磁波是不透明的。然而,由两种不

收稿日期: 2014-04-27; 收到修改稿日期: 2014-05-22; 网络出版日期: 2014-07-02

基金项目: 湖北省教育厅科学技术研究计划指导性项目(B2013021)

作者简介: 王 筠(1966—),女,副教授,主要从事光子晶体理论及其应用等方面的研究。

E-mail: wangyun.2007.6.5@163.com

透明单负材料交替组成的光子晶体,一定频率范围的电磁波在其中发生共振隧穿而能够完全通过。光学塔姆态是由 Vinogradov 等提出的一种由于光子晶体异质结的界面隧穿形成的光学局域态,它的频率落在界面两侧周期结构的光子禁带内<sup>[11-14]</sup>。

文献[17]首次提出一种新型函数光子晶体的概念,这种光子晶体的介质层折射率是随空间位置变化的周期函数,光波在其中沿曲线路径传播。已有文献<sup>[17-20]</sup>研究了一维折线型、阶梯型和正弦函数型光子晶体光学传输特性,而对于一维 sinc 函数型光子晶体的传输特性的研究还很少<sup>[21]</sup>。本文利用传输矩阵法,借助于有效介电常数和有效磁导率的概念,对两个半有限一维 sinc 函数光子晶体组成的超晶格异质结周期结构的光学传输特性进行了细致的数值计算与分析,发现这两个半有限一维 sinc 函数型光子晶体的有效介电常数或有效磁导率的实部在同一频段内呈现不同的符号,类似于负介电常数材料或负磁导率材料,当二者结合之后,在它们的禁带内出现了隧穿模,即光学塔姆态。

## 2 理论模型

如图 1 所示是由两种一维 sinc 函数折射率介质层 A、B 交替组成的左右两个半有限光子晶体(BAB)<sub>m</sub> 和 (ABA)<sub>n</sub>,其中 *m* 和 *n* 为周期数,A、B 介质层折射率随空间位置变化,折射率关系式为

$$n_B(z) = n_B(0) + D_1 \operatorname{sinc}\left(\frac{4z - a + b}{4b}\right), \quad 0 \leq z \leq \frac{(a-b)}{2}, \quad (1)$$

$$n_A(z) = n_A(0) + D_2 \operatorname{sinc}\left(\frac{4z - 3a + b}{4a}\right), \quad \frac{(a-b)}{2} \leq z \leq a, \quad (2)$$

此时,介质层 B 和 A 的厚度分别为  $d_B = (a-b)/2$ ,  $d_A = (a+b)/2$ 。(1) 和 (2) 式满足  $n_B(0) = n_B\left(\frac{a-b}{2}\right)$ ,  $n_A\left(\frac{a-b}{2}\right) = n_A(a)$ 。如果取  $n_B(0) = 3.37, n_A(0) = 1.544, D_1 = 0.1, D_2 = 0.2, a = 483.211 \text{ nm}$ ,  $b = 179.557 \text{ nm}$ ,将这些数据代入(1)式和(2)式中可以绘出 sinc 函数型折射率随空间位置分布曲线,如图 2 所示。

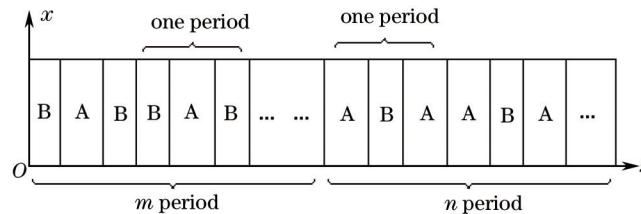


图 1 一维函数型光子晶体结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of one-dimensional function photonic crystal

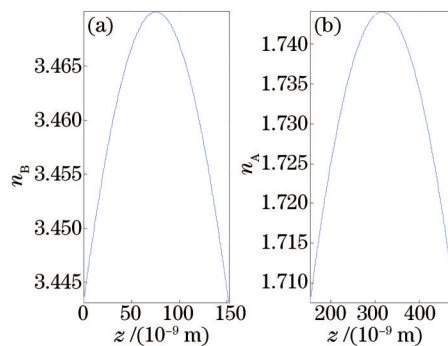


图 2 sinc 函数型光子晶体折射率随位置分布曲线

Fig.2 Refractive index curves of the sinc function photonic crystals with different positions

## 3 计算方法

### 3.1 一维函数型光子晶体的传输矩阵及透射率和反射率

设一磁场  $\mathbf{H}$  沿  $y$  轴正向的横磁波(TM 波)由空气以入射角  $\theta_i^0$  斜入射到由 B、A 两种函数介质层交替生成的一维函数型光子晶体 (BAB)<sub>m</sub> (ABA)<sub>n</sub> 超晶格结构上 ( $z > 0$ ),如图 1 所示。由于光在函数型光子晶体中沿曲

线传播,文献[15]由费马原理出发,利用电场和磁场的切向分量在分界面连续的条件推导得到,在该结构同一介质层的两个分界面位置  $z$  和  $z + \Delta z$  处的电场强度分量和磁场强度分量间满足以下矩阵关系<sup>[15-18]</sup>:

$$\mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) = \begin{pmatrix} \cos \delta_j & -\frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ -i\eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中  $j = A, B$ ,  $\delta_j$ ,  $\eta_j$  是与介质层的折射率,厚度以及波的入射角有关的量。

对介质层 B:

$$\delta_B = \frac{\omega}{c} n_B(0) \left\{ \cos \theta_i^I \cdot d_B + \sin \theta_i^I \int_0^{d_B} \frac{dz}{\sqrt{(1+k_1^2)[n_B(z)/n_B(0)]^2 - 1}} \right\}, \quad (4)$$

$$\eta_B = \frac{n_B(0)}{\cos \theta_i^I} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}. \quad (5)$$

对介质层 A:

$$\delta_A = \frac{\omega}{c} n_A(0) \left\{ \cos \theta_i^{II} \cdot d_A + \sin \theta_i^{II} \int_0^{d_A} \frac{dz}{\sqrt{(1+k_2^2)[n_A(z)/n_A(0)]^2 - 1}} \right\}, \quad (6)$$

$$\eta_A = \frac{n_A(0)}{\cos \theta_i^{II}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}, \quad (7)$$

式中  $k_1 = \cot \theta_i^I$ ,  $k_2 = \cot \theta_i^{II}$ ,  $\sin \theta_i^I = \frac{n_0}{n_B(0)} \sin \theta_i^0$ ,  $\sin \theta_i^{II} = \frac{n_0}{n_A(0)} \sin \theta_i^0$ ,  $\omega$  为入射波圆频率,  $c$  为真空的光速。则

一维函数光子晶体一个周期的传输矩阵  $\mathbf{M}$  为

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_B \mathbf{M}_A = \begin{pmatrix} \cos \delta_B & -\frac{i}{\eta_B^{\text{TM}}} \sin \delta_B \\ -i\eta_B^{\text{TM}} \sin \delta_B & \cos \delta_B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \delta_A & -\frac{i}{\eta_A^{\text{TM}}} \sin \delta_A \\ -i\eta_A^{\text{TM}} \sin \delta_A & \cos \delta_A \end{pmatrix}. \quad (8)$$

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

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \mathbf{M}_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

可以得到  $N$  个周期光子晶体的特征方程为

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} = M_1 M_2 \cdots M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = M_B M_A M_B M_A \cdots M_B M_A \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

式中  $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_B \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B)(\mathbf{M}_B \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B) \cdots$  为一维半无限函数型光子晶体的传输矩阵,  $E_1$  和  $H_1$  为图 1 周期结构左侧第一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度,而  $E_{N+1}$  和  $H_{N+1}$  为图 1 右侧最后一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度。

根据电磁场的边界条件可得,如图 1 所示的周期结构在垂直入射时 ( $\theta_i^0 = 0$ ) 的透射系数为

$$t = \frac{2\eta_{N+1}}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}, \quad (11)$$

透射率为

$$T = tt^*, \quad (12)$$

反射系数为

$$r = \frac{-A\eta_0 - B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}, \quad (13)$$

反射率为

$$R = rr^*, \quad (14)$$

式中  $t^*$ ,  $r^*$  为  $t$  和  $r$  的复共轭。

### 3.2 内部电场和磁场分布

由(10)式可得<sup>[15-18]</sup>

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1(d_1)\mathbf{M}_2(d_2)\cdots\mathbf{M}_{k-1}(d_{k-1})\mathbf{M}_k(\Delta z)\begin{pmatrix} E_k(\Delta z) \\ H_k(\Delta z) \end{pmatrix}$$

式中  $E_0$  和  $H_0$  为图 1 周期结构最左侧第一个界面上的入射切向电场强度和磁场强度,  $k$  表示第  $k$  个周期,  $\Delta z$  是第  $k$  个周期内的一部分,  $E_k(\Delta z)$  和  $H_k(\Delta z)$  分别为第  $k$  个周期内的电场强度和磁场强度, 经过变换可得

$$\begin{pmatrix} E_k(\Delta z) \\ H_k(\Delta z) \end{pmatrix} = \mathbf{M}_k^{-1}(\Delta z)\mathbf{M}_{k-1}^{-1}(d_{k-1})\cdots\mathbf{M}_c^{-1}(d_c)\cdots\mathbf{M}_2^{-1}(d_2)\mathbf{M}_1^{-1}(d_1)\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A'(\Delta z) & B'(\Delta z) \\ C'(\Delta z) & D'(\Delta z) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

进一步得到其电场和磁场分布为

$$\frac{E_N(d_1 + d_2 + d_{N-1} + \Delta z_N)}{E_i^1} = A'(\Delta z)(1-r) + B'(\Delta z_N)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(1+r), \quad (16)$$

$$\frac{H_N(d_1 + d_2 + d_{N-1} + \Delta z_N)}{H_i^1} = C'(\Delta z)(1-r) + D'(\Delta z_N)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(1+r), \quad (17)$$

式中  $E_i^1$ ,  $H_i^1$  为入射波电场和磁场。

### 3.3 有限周期结构的等效电磁参量

在一定条件下, 有限的一维介质光子晶体能够产生等同于均匀平板的反射与透射行为, 该周期结构的等效介电常数  $\varepsilon_{\text{eff}}$  和等效磁导率  $\mu_{\text{eff}}$  公式为<sup>[4,11-14]</sup>

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{eff}}}{z_{\text{eff}}}, \quad (18)$$

$$\mu_{\text{eff}} = n_{\text{eff}} z_{\text{eff}}, \quad (19)$$

式中  $z_{\text{eff}}$  为该周期结构的等效阻抗,

$$z_{\text{eff}} = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2}{(1-r)^2 - t^2}}, \quad (20)$$

$n_{\text{eff}}$  为其等效折射率,

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{k_0 d} \left\{ \text{Im} \left\{ \ln \left[ \left( \exp(in_{\text{eff}} k_0 d) \right) \right] \right\} + 2m\pi - i \text{Re} \left\{ \ln \left[ \left( \exp(in_{\text{eff}} k_0 d) \right) \right] \right\} \right\}, \quad (21)$$

且有

$$\exp(in_{\text{eff}} k_0 d) = \frac{t}{1 - r(z_{\text{eff}} - 1/z_{\text{eff}} + 1)}, \quad (22)$$

式中  $r$  和  $t$  为该周期结构的反射系数和透射系数,  $m$  取整数,  $k_0 = \omega/c$ ,  $d$  为有限光子晶体的总长度。(20)式等号右边的符号可以根据下面条件确定:

$$\text{Re}(z_{\text{eff}}) \geq 0,$$

和

$$\text{Im}(n_{\text{eff}}) \geq 0,$$

$\text{Re}()$  表示取实部,  $\text{Im}()$  表示取虚部。

尽管光子晶体是周期性的全介质结构, 但在一定条件下可把它等效为介电常数或磁导率为负的单负材料, 当两个分别等效为负介电常数材料和负磁导率材料的有限光子晶体组合之后, 满足如下等效阻抗匹配条件和等效相位匹配条件时, 界面隧穿模便会形成。

等效阻抗匹配条件和等效相位匹配条件分别为<sup>[4]</sup>

$$\text{Im}(Z_{\text{ENM}}) = -\text{Im}(Z_{\text{MNM}}), \quad (23)$$

$$\text{Im}(K_{\text{ENM}})d_{\text{ENM}} = -\text{Im}(K_{\text{MNM}})d_{\text{MNM}}, \quad (24)$$

式中  $Z_{\text{ENM}} = \frac{\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_{\text{eff1}} \varepsilon_{\text{eff1}}}}{j\omega \varepsilon_{\text{eff1}}}$ ,  $Z_{\text{MNM}} = \frac{\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_{\text{eff2}} \varepsilon_{\text{eff2}}}}{j\omega \varepsilon_{\text{eff2}}}$ ,  $K_{\text{ENM}} = -j\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_{\text{eff1}} \varepsilon_{\text{eff1}}}$ ,  $K_{\text{MNM}} = -j\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_{\text{eff2}} \varepsilon_{\text{eff2}}}$ ,

$$k_x = k_0 \sin \theta_i^0.$$

#### 4 数值计算与分析

本节主要研究的是由两个半有限一维 sinc 函数型光子晶体(BAB)<sub>10</sub>和(ABA)<sub>10</sub>组成的超晶格周期结构(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>。计算中B介质层折射率  $n_b(0) = 3.37$ , A介质层折射率  $n_a(0) = 1.544$ , (1)式和(2)式中其他参量取值分别为  $D_1 = 0.1$ ,  $D_2 = 0.2$ ,  $a = 483.211$  nm,  $b = 179.557$  nm, 其中B介质层厚度为  $d_b = 151.827$  nm, A介质层厚度为  $d_a = 331.384$  nm, 该周期结构单元长度为  $d = d_a + d_b = 483.211$  nm; 计算中取归一化圆频率为  $\omega_0 = 4.6026935 \times 10^{14}$  rad/s, 对应的波长为  $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 4.0933 \times 10^3$  nm, 表明该周期结构单元尺寸小于电磁波波长, 满足长波极限, 可以作为等效介质来处理。

图3中分别计算了两个半有限一维 sinc 函数型光子晶体(BAB)<sub>10</sub>和(ABA)<sub>10</sub>及其组成的超晶格异质结(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>在入射角  $\theta_i^0 = \pi/4$  时(TM波)第一禁带附近的透射谱。从图中可以发现, 超晶格周期结构(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>在两个半有限光子晶体的第一禁带频率区间出现了隧穿模即塔姆态。显然, 这是由于光子晶体异质结(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>的界面隧穿形成的光学局域态, 频率落在界面两侧周期结构的光子禁带内。计算还发现, 当横电波(TE波)以相同入射角斜入射到该异质结(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>时, 在两侧周期结构的第一禁带内也出现了光学塔姆态, 如图4所示。为了进一步弄清楚塔姆态形成的机制, 图5为根据等效介电常数和等效磁导率(18)~(22)式, 计算绘出界面两侧周期结构(BAB)<sub>10</sub>和(ABA)<sub>10</sub>的有效介电常数和有效磁导率的实部随入射TE波频率的变化曲线。图5表明, 周期结构(BAB)<sub>10</sub>相当于负磁导率介质 ( $\epsilon_{\text{eff}} > 0$ ,  $\mu_{\text{eff}} < 0$ ), 而周期结构(ABA)<sub>10</sub>相当于负介电常数介质 ( $\epsilon_{\text{eff}} > 0$ ,  $\mu_{\text{eff}} < 0$ ), 当它们满足阻抗匹配和相位匹配条件(23)式和(24)式时, 隧穿模形成, 这就是光学塔姆态形成的原因。

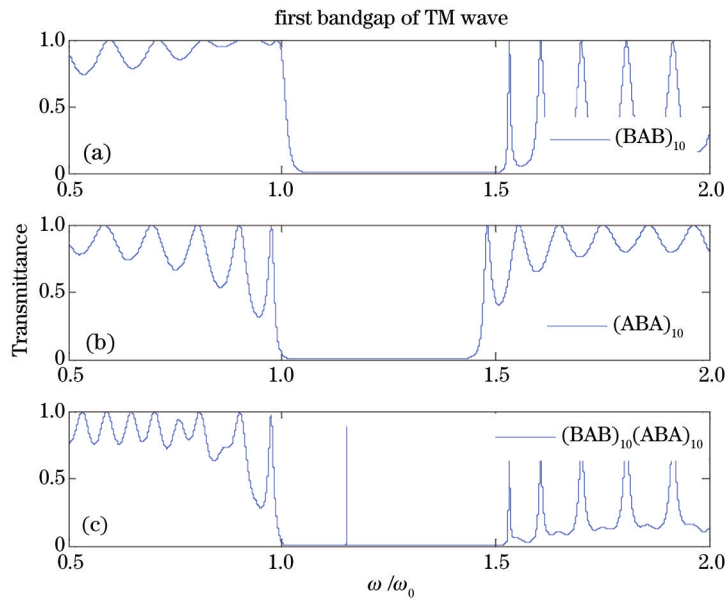


图3 (BAB)<sub>10</sub>、(ABA)<sub>10</sub>和异质结(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>的第一禁带附近的TM波透射谱

Fig.3 Transmission spectra of (BAB)<sub>10</sub>, (ABA)<sub>10</sub> and the heterojunction (BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub> in the vicinity of the first bandgap of TM wave

为了进一步考察异质结(BAB)<sub>10</sub>(ABA)<sub>10</sub>的光学传输特性, 图6~8中分别计算得到TM波和TE波的第一禁带宽度和位置随A、B介质层光学厚度之比  $n_a d_a / n_b d_b$ 、A、B介质层折射率  $n_b(0)$  和  $n_a(0)$  同时改变相同倍数  $\alpha$  以及入射角  $\theta_i^0$  的变化情况。为了尽量准确地确定第一禁带的宽度, 计算中规定透射率  $T \leq 10^{-3}$  作为确定第一禁带最小圆频率  $\omega_{\min}$  和最大圆频率  $\omega_{\max}$  的标准, 禁带位置以禁带中心频率  $\omega_c$  的大小来确定, 禁带中心频率定义为

$$\omega_c = \frac{\omega_{\max} - \omega_{\min}}{\omega_{\min} + \omega_{\max} - \omega_{\min}/2}, \quad (25)$$

第一禁带宽度用归一化的  $\frac{\Delta\omega}{\omega_c} = \frac{\omega_{\max} - \omega_{\min}}{\omega_c}$  表示。

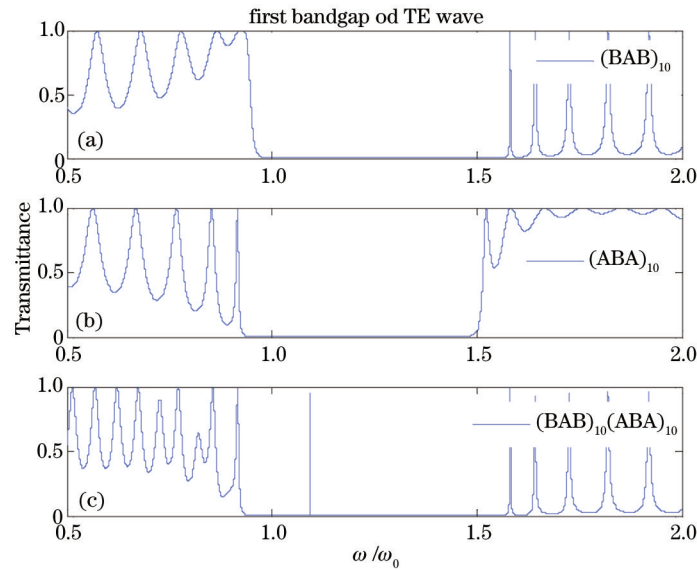


图4  $(BAB)_{10}$ 、 $(ABA)_{10}$ 和异质结 $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$ 的第一禁带附近的TE波透射谱

Fig.4 Transmission spectra of  $(BAB)_{10}$ ,  $(ABA)_{10}$  and the heterojunction  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  in the vicinity of the first bandgap of TE wave

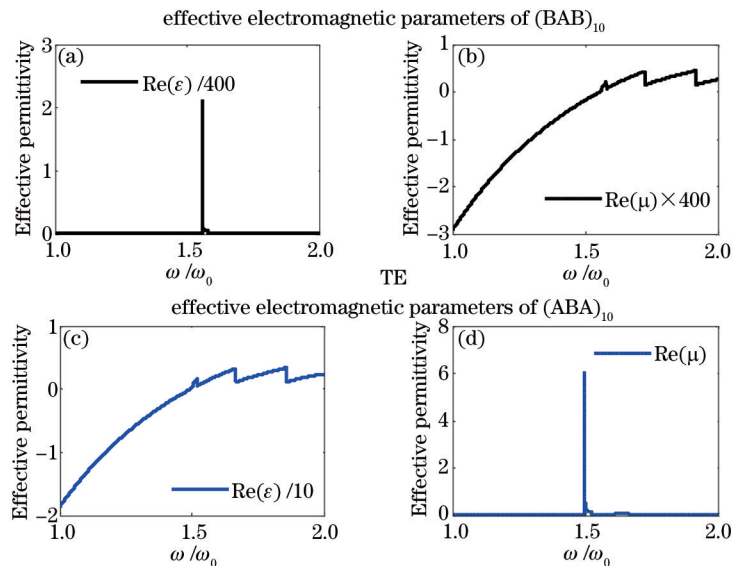


图5  $(BAB)_{10}$ 、 $(ABA)_{10}$ 的有效介电常数实部和有效磁导率实部随TE波的圆频率变化曲线

Fig.5 Real parts of the effective permittivity and the effective permeability with the circular frequency of TE wave

在图6计算中保持  $n_A(0)$ 、 $n_B(0)$ 、 $d_B$  不变,改变  $d_A$  来改变A、B介质层光学厚度之比  $n_A d_A : n_B d_B$ ,图6中横坐标轴为A、B介质层光学厚度之比  $n_A d_A : n_B d_B$ ,图6(a)中纵坐标轴为归一化第一禁带宽度  $\Delta\omega/\omega_c$ ,图6(b)中纵坐标轴为第一禁带中心频率  $\omega_c$ 。从图6(a)中可以看到随着A、B介质层光学厚度之比  $n_A d_A : n_B d_B$  的增大, TM波和TE波的第一禁带宽度  $[\Delta\omega/\omega_c]$  先增大而后缓慢减小。图6(b)表明 TM波和TE波的第一禁带位置随  $n_A d_A : n_B d_B$  的增大均发生红移。产生这种变化的原因在于,当  $n_A d_A : n_B d_B$  减小时,异质结两侧的光子晶体  $(BAB)_{10}$ 和  $(ABA)_{10}$ 在第一禁带区域满足相位匹配和阻抗匹配条件,第一禁带中的隧穿模发生分裂,出现许多个塔姆态,第一禁带因发生裂变而宽度变窄,同时禁带中心向着低频率方向移动。

数值计算发现 TM波和TE波的第一禁带宽度在A、B介质层折射率改变时呈现不一样的变化趋势。计算结果如图7所示,横坐标轴为A、B介质层折射率变化的比率  $\alpha = n'_A(0)/n_A(0) = n'_B(0)/n_B(0)$ 。从图7(a)可以看到,A、B介质层折射率  $n'_B(0) = \alpha n_B(0)$ 、 $n'_A(0) = \alpha n_A(0)$  在  $\alpha = 0.4, 0.5, \dots, 0.9, 1$  时, TM波的第一禁带宽度在

$\alpha < 0.5$  时急剧收窄, 在  $\alpha \geq 0.5$  之后缓慢加宽, 而 TE 波的第一禁带宽度随  $\alpha$  增大不断减小, 当  $\alpha = 1$  时 TE 波的第一禁带宽度比 TM 波稍宽, 图 7(b) 中第一禁带位置在  $\alpha \geq 0.6$  时 TM 和 TE 波的变化趋势一样, 均发生红移。在  $\alpha < 0.6$  时, TM 波与 TE 波表现不同, 其中 TM 波在  $\alpha = 0.5$  时第一禁带发生裂变, 出现许多个隧穿模, 变为通带, 而在  $\alpha = 0.4$  时, 第一禁带变得很宽, 禁带中不存在塔姆态, 这表明此时该异质结左右两侧的周期结构  $(BAB)_{10}$  和  $(ABA)_{10}$  不满足相位匹配和阻抗匹配的条件。

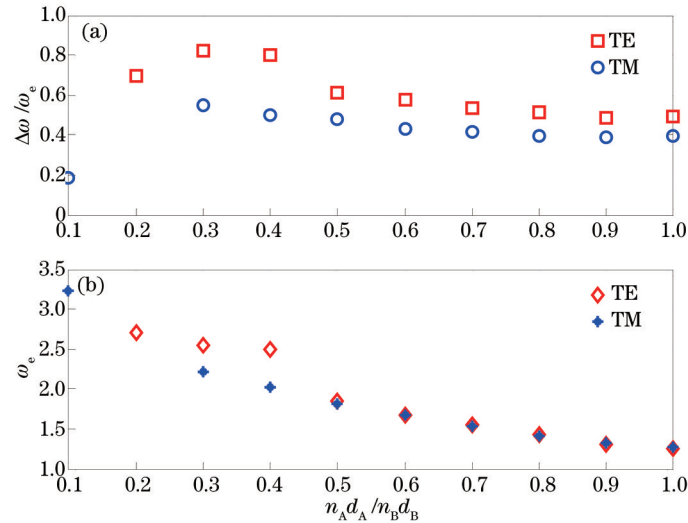


图 6 异质结  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  的 TM 波和 TE 波第一禁带宽度和位置随  $n_A d_A : n_B d_B$  的变化趋势

Fig.6 Width and position of the first bandgap of TM and TE for the heterojunction  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  with  $n_A d_A : n_B d_B$

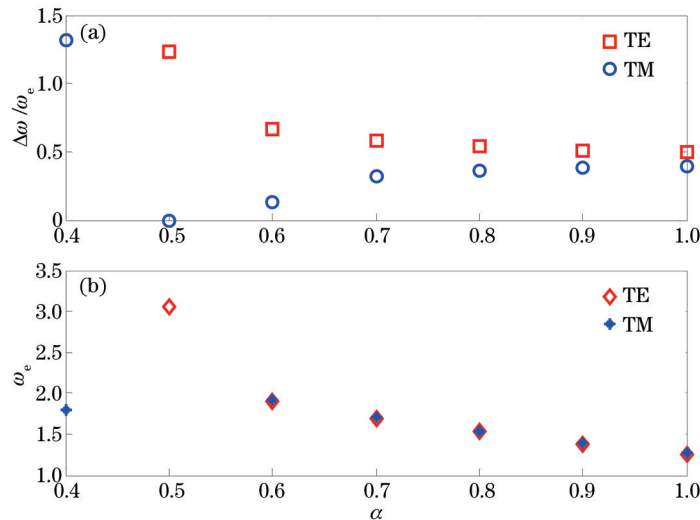


图 7 异质结  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  的第一禁带宽度和位置随  $\alpha$  的变化趋势

Fig.7 Variation in width and position of the first bandgap of TM and TE for the heterojunction  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  with  $\alpha$

图 8 中计算了入射角对透射谱的影响, 横坐标轴为 TM 波和 TE 波的入射角  $\theta_i^0$ , 从图 8(a) 中可以看到 TM 波和 TE 波在入射角增大时第一禁带宽度变化趋势是相反的, 其中 TE 波第一禁带宽度随入射角  $\theta_i^0$  增大而加宽, TM 波第一禁带宽度却在收窄, 但是, 二者的第一禁带位置均随着入射角  $\theta_i^0$  的增大向着频率减小的方向移动, 这主要是因为入射角的变化使得光波在周期结构中的光程发生变化, 从而使得第一禁带发生移动, 这与其他函数光子晶体性质相同。

图 9 考察的是超晶格异质结  $[(BAB)_{10}(ABA)_{10}]^n$  在周期数  $n = 1, 2, 3$  时的 TE 波透射谱, 可以看到, 随着周期数  $n$  的增大, 隧穿模位置不变, 透射率在减小, 这一变化规律与由单负介质组成的光子晶体的零相位带隙性质类似, 周期结构厚度的增大不会影响隧穿模位置。但是, 进一步计算表明当异质结  $(BAB)_m(ABA)_n$  的周期

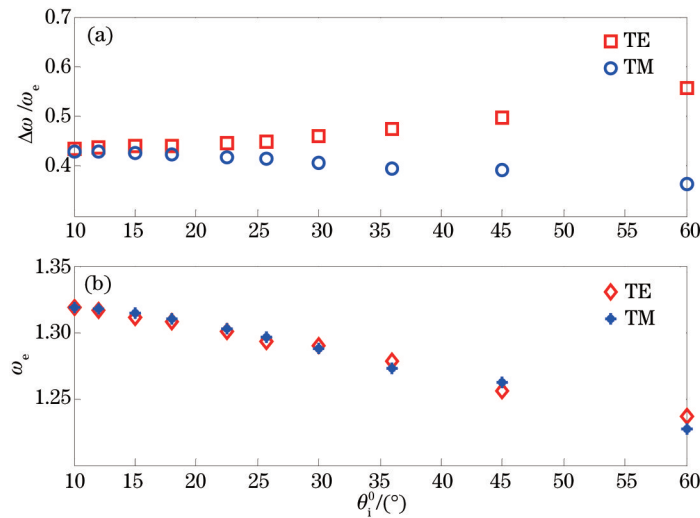


图8 异质结 $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$ 的第一禁带宽度和位置随入射角 $\theta_i^0$ 的变化趋势

Fig.8 Variation in width and position of the first bandgap of TM and TE for the heterojunction  $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$  with the incident angle  $\theta_i^0$

数  $m \neq n$  时,随着  $m$ 、 $n$  的增大,隧穿模消失,这主要是由于该周期结构两侧光子晶体  $(BAB)_{10}$  和  $(ABA)_{10}$  相位匹配和阻抗匹配条件与周期数关系紧密,当周期数  $m$ 、 $n$  增大时,异质结两侧周期结构的总厚度  $D$  增大,从而破坏了两侧周期结构的匹配条件,塔姆态消失。

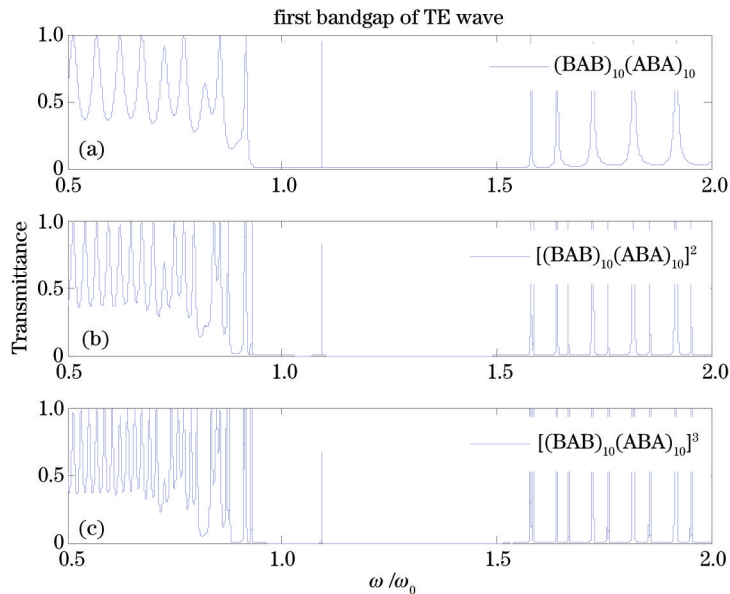


图9 异质结 $[(BAB)_{10}(ABA)_{10}]^n$ 的TE波第一禁带透射谱

Fig.9 Transmission spectra of the heterojunction  $[(BAB)_{10}(ABA)_{10}]^n$  in the vicinity of the first bandgap of TE wave

## 5 结 论

应用传输矩阵法研究了由两个半有限光子晶体 $(BAB)_{10}$ 和 $(ABA)_{10}$ 组成的超晶格异质结 $(BAB)_{10}(ABA)_{10}$ 的光学传输性质,得到以下结论:1)随着A、B介质层光学厚度之比的增大,不论是TM波还是TE波,第一禁带宽度均收缩变窄;2)在保持A、B介质层光学厚度比不变时,同时增大A、B介质层折射率,TE波第一禁带宽度收缩变窄,而TM波第一禁带宽度逐渐加宽;3)TE波第一禁带宽度随入射角增大而变宽,TM波第一禁带宽度却变窄,在以上3种情况下,随着相应参量的增大,TM和TE波的第一禁带位置均发生红移;4)该异质结的周期数发生改变时,只有满足相位匹配和阻抗匹配条件时,第一禁带内的塔姆态才会保持不动。



## 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 certain disordered dielectric superlattice[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(23): 2486-2489.
- 3 Liu Nianhua, Zhu Shiyao, Chen Hong, *et al.*. Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect[J]. Phys Rev E, 2002, 65(4): 046607.
- 4 Alù A, Engheta N. Pairing an  $\epsilon$ -negative slab with a  $\epsilon$ -negative slab: resonance, tunneling and transparency[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 2003, 51(10): 2558-2571.
- 5 Wang Ligang, Chen Hong, Zhu Shiyao. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals with single-negative materials[J]. Phys Rev B, 2004, 70(24): 245102.
- 6 Jiang Haitao, Chen Hong, Li Hongqiang, *et al.*. Properties of one-dimensional photonic crystals containing single-negative materials[J]. Phys Rev E, 2004, 69(6): 066607.
- 7 Fang Yuntuan, Shen Tinggen, Tan Xilin. Study on one-dimensional photonic crystal with impurity defects[J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(11): 1557-1560.  
方云团, 沈廷根, 谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模研究[J]. 光学学报, 2004, 24(11): 1557-1560.
- 8 Deng Xinhua, Liu Nianhua, Liu Genquan. Frequency response of photonic heterostructures consisting of single-negative materials[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(12): 7280-7285.  
邓新华, 刘念华, 刘根泉. 单负材料光子晶体异质结构的频率响应[J]. 物理学报, 2007, 56(12): 7280-7285.
- 9 Zhang Juan, Yu Shuai, Guo Sen, *et al.*. Design of flat-top polarization filters based on one-dimensional photonic crystal theory[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(1): 0105005.  
张娟, 于帅, 郭森, 等. 基于一维光子晶体理论的平顶偏振滤波器设计[J]. 中国激光, 2011, 38(1): 0105005.
- 10 Zhang W L, Yu S F. Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium[J]. Opt Commun, 2010, 283(12): 2622-2626.
- 11 Guo Jiyong, Chen Hong, Li Hongqiang, *et al.*. Effective permittivity and permeability of one-dimensional dielectric photonic crystal within a band gap[J]. Chin Phys B, 2008, 17(7): 2544-2552.
- 12 Chen Xudong, Tomasz M G, Bae-Ian W, *et al.*. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials[J]. Phys Rev E, 2004, 70(1): 016608.
- 13 Fang Yuntuan, Yang Lixia, Zhou Jun. Tamm states of one-dimensional photonic crystal based on surface defect[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2013, 32(6): 526-531.  
方云团, 杨利霞, 周骏. 基于表面缺陷一维光子晶体 Tamm 态的研究[J]. 红外与毫米波学报, 2013, 32(6): 526-531.
- 14 Chen Zefeng, Han Peng, Chen Yihang. Photonic band gap splitting based on optical Tamm states of photonic crystal[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(5): 0516002.  
陈泽锋, 韩鹏, 陈溢杭. 基于光子晶体塔姆态的带隙分裂[J]. 光学学报, 2012, 32(5): 0516002.
- 15 Wang Yun, Xiao Ming, Jin Haiqin, *et al.*. Frequency characteristics of symmetrical structured one-dimensional photonic crystal consisting of the cycle unit of three single-negative materials[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(6): 062602.  
王筠, 肖明, 靳海芹, 等. 三层单负材料为周期单元对称型一维光子晶体的频率特性[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(6): 062602.
- 16 Wang Yun, Xiao Ming, Jin Haiqin, *et al.*. Transmission characteristics of photonic heterostructures consisting of three single-negative materials cycle unit[J]. Optoelectronic Technology, 2012, 32(1): 28-32.  
王筠, 肖明, 靳海芹, 等. 三层单负材料为周期单元异质结构光子晶体的透射特性[J]. 光电子技术, 2012, 32(1): 28-32.
- 17 Wu Xiangyao, Zhang Baijun, Yang Jinghai, *et al.*. Function photonic crystals[J]. Physica E, 2011, 43(9): 1694-1700.
- 18 Ba Nuo, Wu Xiangyao, Wang Jing, *et al.*. Light transmission properties of one-dimensional function photonic crystals[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(6): 0606001.  
巴诺, 吴向尧, 王婧, 等. 一维函数型光子晶体的光学传输特性[J]. 中国激光, 2012, 39(6): 0606001.
- 19 Wang Guanghuai, Wang Qingcai, Wu Xiangyao, *et al.*. Research on one-dimensional function photonic crystals[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(13): 134208.  
王光怀, 王清才, 吴向尧, 等. 一维函数光子晶体的研究[J]. 物理学报, 2012, 61(13): 134208.

- 20 Wu Xiangyao, Zhang Bojun, Yang Jinghai, *et al.*. The characteristic of light transmission of function photonic crystals [J]. *Physica E*, 2012, 44(7): 1223-1229.
- 21 Wang Yun, Liu Dan, Liu Yong, *et al.*. Light transmission properties of one-dimensional sinc function photonic crystals containing a dispersive defect layer with negative refractive index[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(4): 0406001.
- 王 筠, 刘 丹, 刘 勇, 等. 含色散负折射率缺陷一维 Sinc 函数型光子晶体的光学传输特性[J]. *中国激光*, 2014, 41(4): 0406001.