

组合结构一维函数光子晶体界面态的可调性

刘晓静¹, 阿卜杜赛麦提·依米提¹, 张嘉玲¹, 王巧志¹, 刘倩¹, 李思琪¹,
马季², 于昭志², 孟奕彤², 赵崇旭², 孙璐璐²

(1. 吉林师范大学 物理学院, 吉林 四平 136000; 2. 辽宁石油化工大学 理学院, 辽宁 抚顺 113001)

摘要: 研究具有反转对称组合结构的光子晶体界面态特性, 其中构成晶体的介质采用函数型介质, 其折射率为空间位置的函数. 结果表明: 当介质折射率为常数时, 由两种不同组合结构(PC1+PC2 和 PC1+PC2+PC1)构成的光子晶体呈不同界面态特性, 由 PC1+PC2 构成的组合结构仅产生 1 个界面态, 由 PC1+PC2+PC1 构成的组合结构最多可产生 2 个界面态; 当介质折射率为空间位置函数时, 由 PC1+PC2 构成的组合结构光子晶体可实现对单个界面态与多个界面态的调控; 随着函数介质折射率 2 个端点值 $n_b(0)$ 和 $n_b(b)$ 的增大, 单个界面态发生明显红移, 其峰值强度显著衰减, 多个界面态的位置和数量保持不变, 其峰值强度显著增强.

关键词: 函数型介质; 光子带隙材料; 传输矩阵; 匹配矩阵; 界面态

中图分类号: O439 **文献标志码:** A **文章编号:** 1671-5489(2026)03-0665-10

Tunability of Interfacial States of One-Dimensional Functional Photonic Crystals with Composite Structures

LIU Xiaojing¹, ABUDUSAMAITI Yimiti¹, ZHANG Jialing¹, WANG Qiaozhi¹, LIU Qian¹,
LI Siqi¹, MA Ji², YU Zhaozhi², MENG Yitong², ZHAO Chongxu², SUN Lulu²

(1. College of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, Jilin Province, China;

2. College of Science, Liaoning Petrochemical University, Fushun 113001, Liaoning Province, China)

Abstract: We studied the characteristics of interface states of photonic crystals with inverted symmetric composite structures, where the media composing the crystals were functional media with refractive index that was a function of spatial position. The results show that when the refractive index of the medium is a constant, photonic crystals composed of two different composite structures (PC1+PC2 and PC1+PC2+PC1) exhibit different interface state characteristics. The composite structure composed of PC1+PC2 can only generate one interface state, while the composite structure composed of PC1+PC2+PC1 can generate at most two interface states. When the refractive index of the medium is a function of spatial position, the photonic crystal with the composite structure composed of PC1+PC2 can realize the regulation of a single interface state and multiple interface states. As the two endpoint values $n_b(0)$ and $n_b(b)$ of the refractive index of the functional medium increase, the

收稿日期: 2024-06-28.

第一作者简介: 刘晓静(1982—), 女, 汉族, 博士, 副教授, 从事光子晶体理论的研究, E-mail: xjliu_82@163.com. **通信作者简介:** 马季(1989—), 男, 汉族, 博士, 教授, 从事光子晶体理论的研究, E-mail: maji531@163.com.

基金项目: 国家自然科学基金(批准号: 62105132)、辽宁省抚顺英才计划项目(批准号: FSYC202306003)、辽宁省科技联合计划项目(批准号: 2025-MSLH-452)和大学生创新训练计划项目(批准号: D202510291909134544; D202510291849439453; D202511152007350422).

single interface state undergoes an obvious red shift, and its peak intensity is significantly attenuated. The position and number of multiple interface states remain unchanged, while the peak intensity is significantly enhanced.

Keywords: functional medium; photonic bandgap material; transmission matrix; matching matrix; interface state

光子晶体是一类折射率呈周期性调制的人工微结构材料,它对光子的调控作用与半导体对电子的操控相似,其核心设计目标即为调控光的传输行为^[1-3].光子晶体的关键特性是在周期方向上存在导带和禁带频率区间,禁带频率范围称为光子带隙(PBG)^[4-6],可在特定频段阻断光的传输,与半导体中的电子带隙机理相似.通过光子带隙可产生较多物理效应,如自发辐射调控与光子局域化现象^[7-10]等.光子晶体广泛应用于各类光学器件中,包括 Bragg 反射镜^[11]、滤波器件^[12]、传感器件^[13]、反射器件^[14]、激光器、光通信系统和光电集成电路等^[15-20].此外,光波在异质结构界面处会形成界面态^[21-23],其光场强度在垂直界面方向呈指数型局域衰减,一维光子晶体界面态在光通信、低阈值激光器、高反射镜及可调谐滤波等领域有应用潜力.

本文研究具有反转对称组合结构为 $(ACA)^N(BAB)^M$ 光子晶体的界面态,其中介质 B 为函数型介质,其折射率为空间位置的函数.当介质折射率均为常数时,由 PC1+PC2(PC1 表示 $(ACA)^N$ 结构,PC2 表示 $(BAB)^M$ 结构)构成的组合结构光子晶体只能产生 1 个界面态,由 PC1+PC2+PC1 构成的组合结构光子晶体最多可产生 2 个界面态.当介质折射率为空间位置函数时,由 PC1+PC2 构成的组合结构光子晶体不仅能产生单个界面态,还可产生多个界面态.数值计算结果表明,随着函数介质 B 的折射率端点值 $n_b(0)$ 和 $n_b(b)$ 变大,单个界面态红移,峰值明显变小,多个界面态的位置和数量不变,峰值变大.由光学 Kerr 效应可知,通过改变外加光强可改变介质 B 的折射率端点值 $n_b(0)$ 和 $n_b(b)$.即通过改变外加光强,可调节界面态的位置和峰值.

1 光在介质传播时的传输矩阵

下面推导光在介质内传播时的传输矩阵.对于自由电磁场,其平面波一个解的形式为

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t)}, \tag{1}$$

将一维层状结构介质垂直 z 轴放置,当光束沿与 z 轴成夹角 θ 传播时,有

$$\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r} = k_x x + k_z z = k \sin \theta + k z \cos \theta, \tag{2}$$

其中 $\boldsymbol{k}$ 为光波矢量, $\boldsymbol{r}$ 为空间位置矢量.

对于一维光子晶体,当光束在其第 n 层介质中沿 z 轴正、负方向传输时,将式(2)代入式(1)可得电磁波在第 n 层介质中沿 z 轴正、负方向传播时光波电场分别为

$$\boldsymbol{E}_n^+ = |\boldsymbol{E}_n^+| \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t - k_n z \cos \theta_n + \varphi)}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{E}_n^- = |\boldsymbol{E}_n^-| \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t + k_n z \cos \theta_n + \varphi)}, \tag{4}$$

其中 ω 为角频率, k_n 为第 n 层内光子晶体波矢的大小.在第 n 层介质中,电磁波在介质层内从入射处到出射处传输的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{n1}^+ \\ \boldsymbol{E}_{n2}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_n d_n \cos \theta_n} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_n d_n \cos \theta_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{n2}^+ \\ \boldsymbol{E}_{n1}^- \end{pmatrix}, \tag{5}$$

令

$$\boldsymbol{P}(k_n, d_n) = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_n d_n \cos \theta_n} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_n d_n \cos \theta_n} \end{pmatrix}, \tag{6}$$

则

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{n1}^+ \\ \boldsymbol{E}_{n1}^- \end{pmatrix} = \boldsymbol{P}(k_n, d_n) \begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{n2}^+ \\ \boldsymbol{E}_{n2}^- \end{pmatrix}, \tag{7}$$

其中 $\boldsymbol{E}_{n1}^+$ 和 $\boldsymbol{E}_{n1}^-$ 分别为第 n 层光子晶体介质内入口处的入射电场和反射电场, $\boldsymbol{E}_{n2}^+$ 和 $\boldsymbol{E}_{n2}^-$ 为第 n 层介质内

出口处的入射电场和反射电场, d_n 为第 n 层介质厚度, $\mathbf{P}(k_n, d_n)$ 为光波在第 n 层介质内部的传输矩阵.

函数型介质 B 可通过光学 Kerr 效应计算. 在非线性光学中, 介质折射率是光强 I 的函数, 称为光学 Kerr 效应, 其表达式为

$$n(I) = n_1 + n_2 I, \tag{8}$$

其中 n_1 为弱场折射率, 光学 Kerr 系数为

$$n_2 = \frac{3}{4n_1^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}, \tag{9}$$

其中 $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性光导率, ϵ_0 为真空中的介电常数. 用强激光(泵浦光)垂直照射非线性介质 B, 当激光光强 I 是空间位置的线性函数时, 即

$$I(x) = I_0 + k \cdot x, \tag{10}$$

将方程(10)代入式(8), 介质 B 的折射率成为空间位置的函数形式

$$n_b(x) = n_1 + n_2 I_0 + n_2 k \cdot x. \tag{11}$$

由方程(11)可见, 非线性介质 B 通过光学 Kerr 效应成为函数型介质, 即其折射率是空间位置的函数. 方程(11)可写为

$$n_b(x) = n_b(0) + (n_b(b) - n_b(0))x/b, \tag{12}$$

则有

$$n_b(0) = n_1 + n_2 I_0, \tag{13}$$

$$n_b(b) = n_b(0) + n_2 k \cdot b = n_1 + n_2 (I_0 + k \cdot b), \tag{14}$$

其中 b 为介质 B 的厚度. 由方程(13), (14)可知, 通过改变光强 I_0 即可改变函数型介质 B 折射率的起始端点值 $n_b(0)$, 通过改变光强 I_0 和参数 k 即可改变末端端点值 $n_b(b)$.

方程(6)的传输矩阵适于折射率为常数的常规型介质, 若介质折射率为空间位置函数, 则其传输矩阵需做以下修改.

当光在函数型介质中传播时, 光线沿曲线传播, 其在 $x \rightarrow x + dx$ 微元内的相位为

$$k(x) \cos \theta(x) dx = (2\pi/\lambda) n(x) \cos \theta(x) dx, \tag{15}$$

由折射定律

$$\sin \theta(x) \cdot n(x) = n_0 \sin \theta_i = \sin \theta_i, \tag{16}$$

$$\sin \theta(x) = (\sin \theta_i) / n(x), \tag{17}$$

有

$$\cos \theta(x) = \sqrt{1 - \sin^2 \theta(x)} = \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta_i}{n(x)} \right)^2}, \tag{18}$$

其中 n_0 为空气折射率, θ_i 为入射角. 因此相位可写为

$$k(x) \cos \theta(x) dx = \frac{2\pi}{\lambda} n(x) \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n^2(x)}} dx = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2(x) - \sin^2 \theta_i} dx, \tag{19}$$

则函数型介质的传输矩阵为

$$\mathbf{P}_b = \begin{pmatrix} \exp\left\{-i \int_0^{db} \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2(x) - \sin^2 \theta_i} dx\right\} & 0 \\ 0 & \exp\left\{i \int_0^{db} \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2(x) - \sin^2 \theta_i} dx\right\} \end{pmatrix}. \tag{20}$$

下面给出光在两种介质界面处的匹配矩阵. 当光波在 A 和 B 两种介质之间的界面处传播时, 第 n 层介质与第 $(n+1)$ 层介质界面处在分界面左侧的表面总电场为 $\mathbf{E}_n$, 总磁场为 $\mathbf{H}_n$, 在分界面右侧表面总电场为 $\mathbf{E}_{n+1}$, 总磁场为 $\mathbf{H}_{n+1}$. 分界面左侧入射和反射的电场和磁场分别为 $\mathbf{E}_n^+, \mathbf{H}_n^+$ 和 $\mathbf{E}_n^-, \mathbf{H}_n^-$, 分界面右侧入射和反射的电场和磁场分别为 $\mathbf{E}_{n+1}^+, \mathbf{H}_{n+1}^+$ 和 $\mathbf{E}_{n+1}^-, \mathbf{H}_{n+1}^-$. 由 Maxwell 边界条件可知, 在横电(TE)波中, 介质在界面处传输时左右表面电磁场切向分量是连续的, 在分界面处有

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_{n+1} = \mathbf{E}_n^+ + \mathbf{E}_n^- = \mathbf{E}_{n+1}^+ + \mathbf{E}_{n+1}^-, \tag{21}$$

$$\boldsymbol{H}_n=\boldsymbol{H}_{n+1}=\boldsymbol{H}_n^+\cos\theta_n-\boldsymbol{H}_n^-\cos\theta_n=\boldsymbol{H}_{n+1}^+\cos\theta_{n+1}-\boldsymbol{H}_{n+1}^-\cos\theta_{n+1},$$

(22)

将 $H_i=\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}E_{in_i}$ 代入式(22)可得

$$\boldsymbol{E}_n^+n_n\cos\theta_n-\boldsymbol{E}_n^-n_n\cos\theta_n=\boldsymbol{E}_{n+1}^+n_{n+1}\cos\theta_{n+1}-\boldsymbol{E}_{n+1}^-n_{n+1}\cos\theta_{n+1},$$

(23)

由式(21),(23)解得

$$\boldsymbol{E}_n^-=\frac{1}{2}\boldsymbol{E}_{n+1}^+\left(1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\right)+\frac{1}{2}\boldsymbol{E}_{n+1}^-\left(1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\right),$$

(24)

$$\boldsymbol{E}_n^+=\frac{1}{2}\boldsymbol{E}_{n+1}^+\left(1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\right)+\frac{1}{2}\boldsymbol{E}_{n+1}^-\left(1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\right),$$

(25)

方程(24),(25)可写成矩阵形式

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{E}_{n1}^+\\\boldsymbol{E}_{n1}^-\end{pmatrix}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}&1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\\1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}&1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{E}_{n+1}^+\\\boldsymbol{E}_{n+1}^-\end{pmatrix}=\boldsymbol{M}_{n\rightarrow n+1}\begin{pmatrix}\boldsymbol{E}_{n+1}^+\\\boldsymbol{E}_{n+1}^-\end{pmatrix},$$

(26)

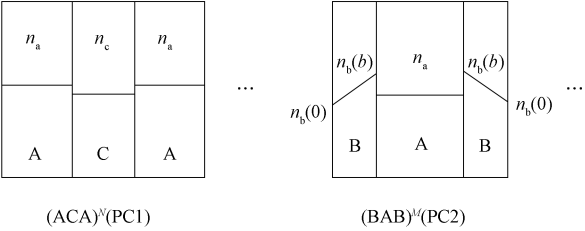
则光从第 n 层介质到第 $(n+1)$ 层介质界面处的匹配矩阵 $\boldsymbol{M}_{n\rightarrow n+1}$ 为

$$\boldsymbol{M}_{n\rightarrow n+1}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}&1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\\1-\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}&1+\frac{n_{n+1}\cos\theta_{n+1}}{n_n\cos\theta_n}\end{pmatrix},$$

(27)

其中 n_n 和 n_{n+1} 分别为第 n 层和第 $(n+1)$ 层光子晶体介质的折射率.

由 PC1 和 PC2 构成的光子结构示意图如图 1 所示. 一维反转对称光子结构 PC1 原胞的传输矩阵可表示为



$$\begin{aligned}T_{aca}&=\boldsymbol{P}(k_a,d_a)\cdot\boldsymbol{M}_{ac}\cdot\boldsymbol{P}(k_c,d_c)\cdot\\&\boldsymbol{M}_{ca}\cdot\boldsymbol{P}(k_a,d_a),\end{aligned}$$

(28)

PC2 结构原胞的传输矩阵可表示为

$$\begin{aligned}T_{bab}&=\boldsymbol{P}(k_{b1},d_b)\cdot\boldsymbol{M}_{ba}\cdot\boldsymbol{P}(k_a,d_a)\cdot\\&\boldsymbol{M}_{ab}\cdot\boldsymbol{P}(k_{b2},d_b).\end{aligned}$$

(29)

对于分别具有 N 和 M 周期的 PC1 和 PC2 型结构, 当两种结构分别单独位于空气中时, PC1 和 PC2 以及组合结构总的传输矩阵分别为

$$\boldsymbol{H}_{\text{PC1}}=\boldsymbol{M}_{va}\cdot\boldsymbol{T}_{aca}^M\cdot\boldsymbol{M}_{av},\quad\boldsymbol{H}_{\text{PC2}}=\boldsymbol{M}_{vb}\cdot\boldsymbol{T}_{bab}^N\cdot\boldsymbol{M}_{bv},$$

(30)

$$\boldsymbol{H}_{\text{PC1+PC2}}=\boldsymbol{M}_{va}\cdot\boldsymbol{T}_{aca}^M\cdot\boldsymbol{M}_{ab}\cdot\boldsymbol{T}_{bab}^N\cdot\boldsymbol{M}_{bv},$$

(31)

其中 v 表示空气层.

2 一维光子晶体中的透射率和反射率

将一维光子晶体结构总传输矩阵 $\boldsymbol{H}$ 定义为

$$\boldsymbol{H}=\begin{pmatrix}\boldsymbol{H}_{11}&\boldsymbol{H}_{12}\\\boldsymbol{H}_{21}&\boldsymbol{H}_{22}\end{pmatrix},$$

(32)

则光波通过一维常规光子晶体后, 入射和透射光波的电场满足

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{E}_0^+\\\boldsymbol{E}_0^-\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\boldsymbol{H}_{11}&\boldsymbol{H}_{12}\\\boldsymbol{H}_{21}&\boldsymbol{H}_{22}\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\boldsymbol{E}_{N+1}^+\\\boldsymbol{E}_{N+1}^-\end{pmatrix},$$

(33)

当入射区域和透射区域均为空气时, 由于 $E_{N+1}^-=0$, 因此通过该光子晶体的反射系数

$$r=E_0^-/E_0^+=H_{21}/H_{11},$$

(34)

进一步得到反射率

$$R=|r|^2=|H_{21}/H_{11}|^2,$$

(35)

反射相位

$$\varphi_r=\arctan(r_{\text{Im}}/r_{\text{Re}}),$$

(36)

其中 r_{Im} 为反射系数 r 的虚部, r_{Re} 为反射系数 r 的实部.

光子晶体表面阻抗 Z 与反射系数 r 的关系为

$$Z = [(1 + r)/(1 - r)]Z_0, \tag{37}$$

其中 $Z_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ 表示真空中的阻抗, ϵ_0 为真空介电常数, μ_0 为真空磁导率, 对于由左右 2 个无限大层状结构组合产生的光子结构, 其存在界面态的条件为 $Z_{\text{R}} + Z_{\text{L}} = 0$, Z_{R} 和 Z_{L} 分别为 2 个无限层状结构的阻抗. 由式(37)可知, 阻抗的实部和虚部可分别表示为

$$\left(\frac{Z}{Z_0}\right)_{\text{Re}} = \frac{1 - (r_{\text{Re}}^2 + r_{\text{Im}}^2)}{(1 - r_{\text{Re}})^2 + r_{\text{Im}}^2} = \frac{1 - R}{(1 - r_{\text{Re}})^2 + r_{\text{Im}}^2}, \tag{38}$$

$$\left(\frac{Z}{Z_0}\right)_{\text{Im}} = \frac{2r_{\text{Im}}}{(1 - r_{\text{Re}})^2 - r_{\text{Im}}^2}. \tag{39}$$

3 一维光子晶体界面态的数值分析

一维光子晶体的基本参数分别为入射角 $\theta=0$, PC1 和 PC2 的周期数均为 10, 介质 A 厚度 $d_{\text{a}}=100\text{ nm}$, 折射率 $n_{\text{a}}=1.86$, 介质 C 厚度 $d_{\text{c}}=90\text{ nm}$, 折射率 $n_{\text{c}}=1.15$, 介质 B 厚度 $d_{\text{b}}=50\text{ nm}$, 介质 B 折射率的函数形式为

$$n_{\text{b}}(x) = n_{\text{b}}(0) + (n_{\text{b}}(b) - n_{\text{b}}(0))x/d_{\text{b}}. \tag{40}$$

将介质 B 反转过来, 使折射率的端点值交换时折射率的函数形式为

$$\bar{n}_{\text{b}}(x) = n_{\text{b}}(b) + (n_{\text{b}}(0) - n_{\text{b}}(b))x/d_{\text{b}}. \tag{41}$$

如图 1 所示, 函数介质折射率的端点值分别为 $n_{\text{b}}(0)=4.5$ 和 $n_{\text{b}}(b)=5$.

3.1 单个界面态

对单个界面态的产生条件进行分析, 结果如图 2 所示, 其中图 2(A)为组合结构光子晶体中单个界

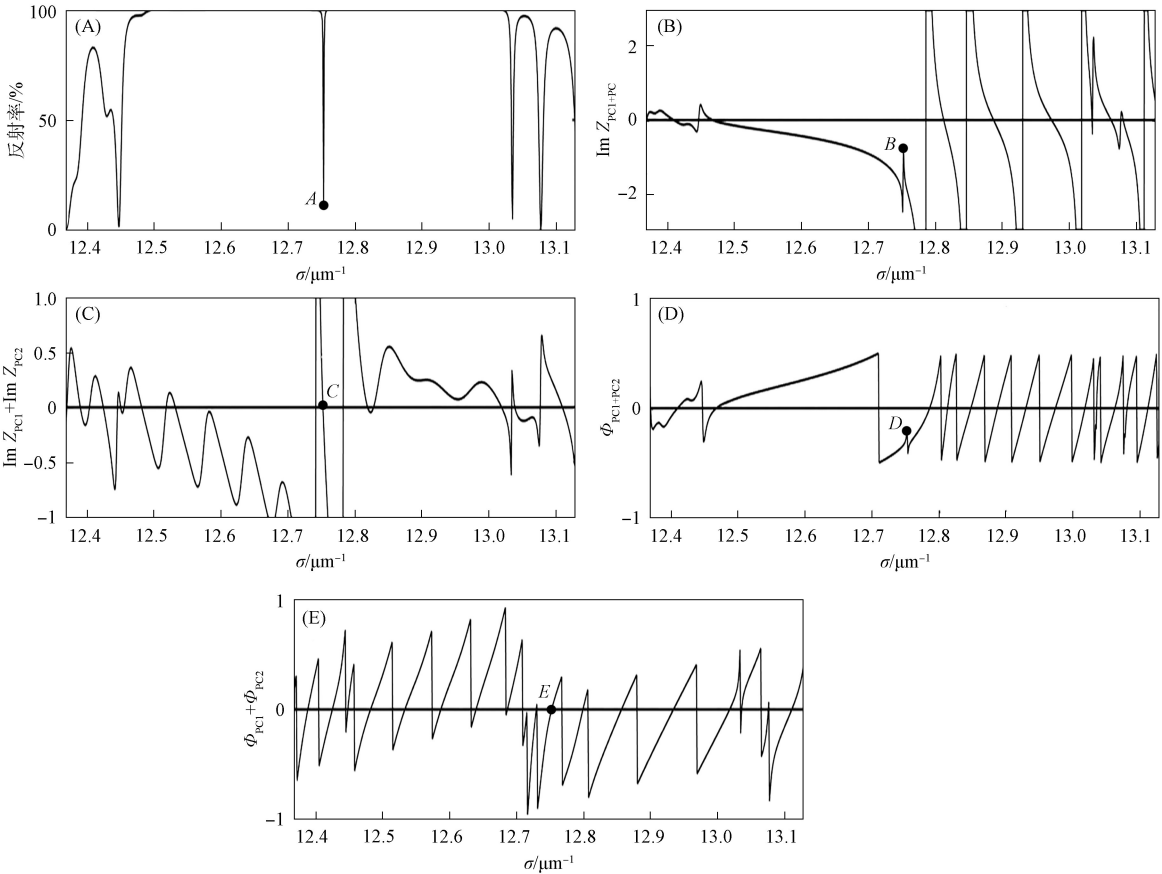


图 2 产生界面态的条件分析

Fig. 2 Analysis of conditions for generating interface states

面态的位置,图 2(B)为组合结构 PC1+PC2 阻抗虚部,图 2(C)为 PC1 与 PC2 阻抗虚部之和,图 2(D)为组合结构反射相位,图 2(E)为 PC1 与 PC2 反射相位之和. 由图 2 可见,在 A 点处产生一个界面态,在 B 点处组合结构 PC1+PC2 阻抗虚部产生跃变,在 C 点处 PC1 与 PC2 阻抗虚部之和为零,在 D 点处组合结构反射相位产生跃变,在 E 点处 PC1 与 PC2 反射相位之和为零, A,B,C,D,E 点对应的波长相同. 从而得到产生界面态的条件,在界面态的波长处,PC1 与 PC2 的反射相位和阻抗虚部之和为零,组合结构 PC1 与 PC2 的阻抗虚部和反射相位不为零,产生跃变.

介质 C 厚度 d_c 对界面态位置和峰值的影响如图 3 所示,其中(A),(B),(C)对应的 d_c 值分别为 90,89,88 nm,其他参数不变. 由图 3 可见,随着 d_c 变小,界面态位置不变,峰值明显变小. 因此,在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 C 的厚度 d_c ,即可实现对界面态峰值的调节.

介质 C 折射率 n_c 对界面态位置和峰值影响如图 4 所示,其中(A),(B),(C)对应的 n_c 值分别为 1.15,1.14,1.13,其他参数不变. 由图 4 可见,随着 n_c 变小,界面态位置不变,峰值变小. 因此,在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 C 的折射率 n_c ,即可实现对界面态峰值的调节.

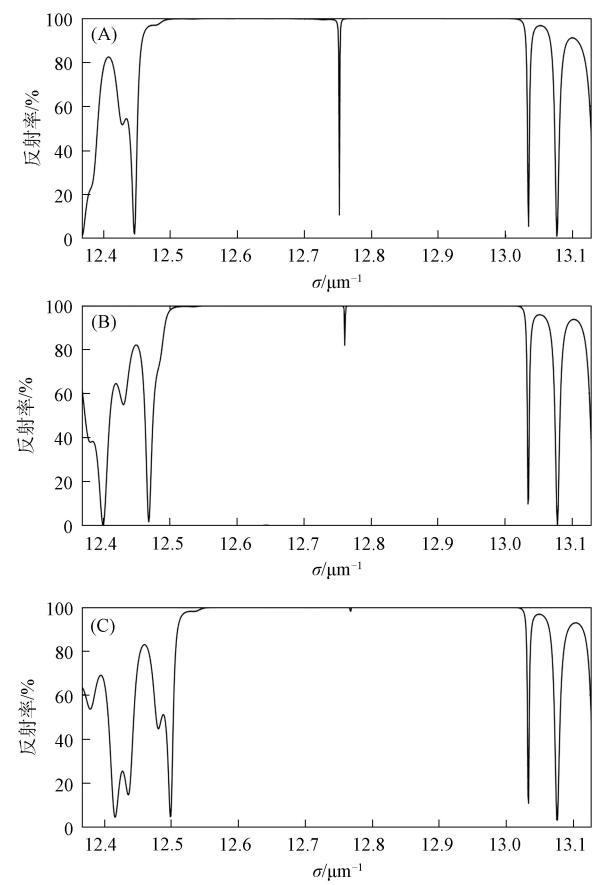


图 3 介质 C 厚度 d_c 对单个界面态的影响
Fig. 3 Effect of thickness d_c of medium C on single interface state

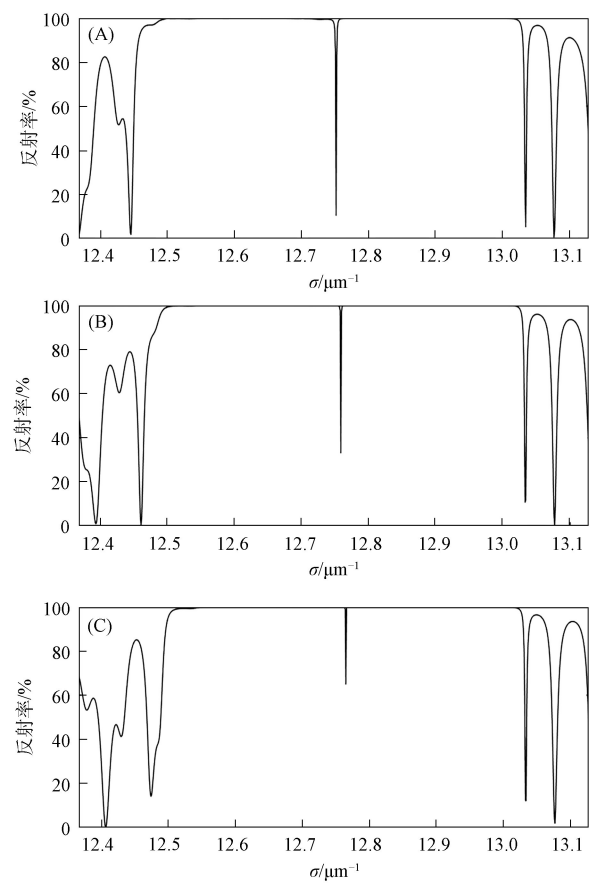


图 4 介质 C 折射率 n_c 对单个界面态的影响
Fig. 4 Effect of refractive index n_c of medium C on single interface state

介质 B 折射率端点值 $n_b(0)$ 对界面态位置和峰值的影响如图 5 所示,其中(A),(B),(C)对应的 $n_b(0)$ 值分别为 4.50,4.55,4.60,其他参数不变. 由图 5 可见,随着 $n_b(0)$ 变大,界面态红移,峰值明显变小. 因此,在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 B 的折射率端点值 $n_b(0)$,可同时实现对界面态位置和峰值的调节.

介质 B 折射率端点值 $n_b(b)$ 对界面态位置和峰值的影响如图 6 所示,其中(A),(B),(C)对应的

$n_b(b)$ 值分别为 5.00,5.05,5.10, 其他参数不变. 由图 6 可见, 随着 $n_b(b)$ 变大, 界面态红移, 峰值明显变小. 因此, 在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 B 的折射率端点值 $n_b(b)$, 可同时实现对界面态位置和峰值的调节.

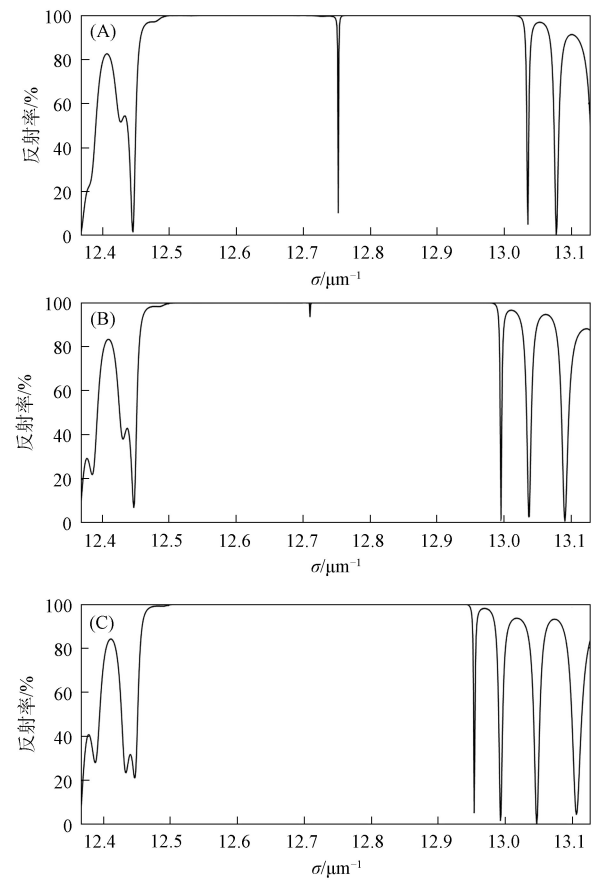


图 5 介质 B 的折射率端点值 $n_b(0)$ 对单个界面态的影响
Fig. 5 Effect of refractive index endpoint value $n_b(0)$ of medium B on single interface state

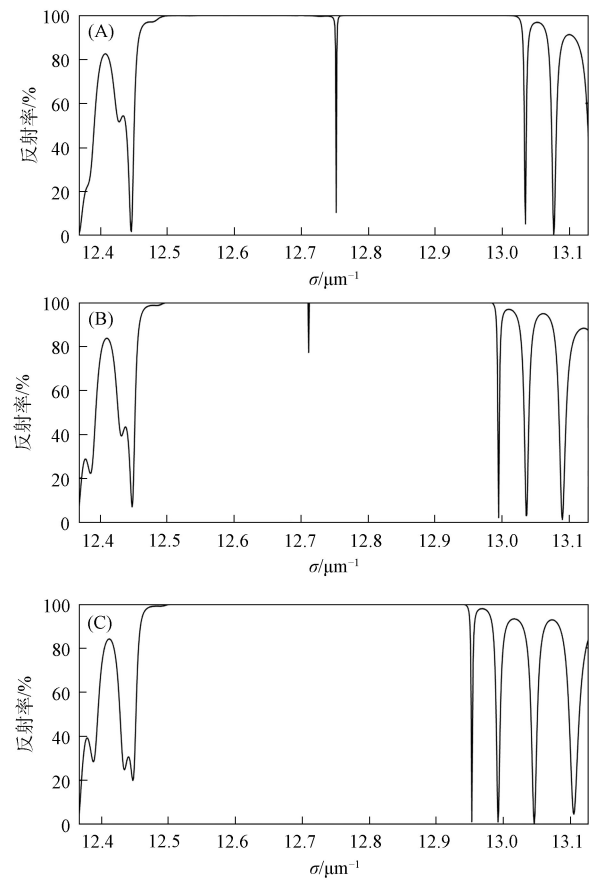


图 6 介质 B 折射率端点值 $n_b(b)$ 对单个界面态的影响
Fig. 6 Effect of refractive index endpoint value $n_b(b)$ of medium B on single interface state

3.2 多个界面态

当介质折射率均为常数时, 由 PC1+PC2 构成的组合结构光子晶体只能产生 1 个界面态, 由 PC1+PC2+PC1 构成的组合结构光子晶体最多产生 2 个界面态. 当介质折射率为空间位置函数时, 由 PC1+PC2 构成的组合结构光子晶体可产生多个界面态. 通过数值计算可得到组合结构 PC1+PC2 的多个界面态.

介质 C 厚度 d_c 对多个界面态位置和峰值的影响如图 7 所示, 其中(A),(B),(C)对应的 d_c 值分别为 90,85,80 nm, 其他参数不变. 由图 7 可见, 随着 d_c 变小, 界面态位置和数量不变, 峰值变大. 因此, 在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 C 的厚度 d_c , 即可实现对多个界面态峰值的调节.

介质 C 折射率 n_c 对多个界面态位置和峰值的影响如图 8 所示, 其中(A),(B),(C)对应的 n_c 值分别为 1.15,1.35,1.55, 其他参数不变. 由图 8 可见, 随着 n_c 变大, 界面态位置不变, 数量减少, 峰值变大. 因此, 在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 C 的折射率 n_c , 即可实现对界面态数量和峰值的调节.

介质 B 折射率端点值 $n_b(0)$ 对多个界面态位置、数量和峰值的影响如图 9 所示, 其中(A),(B),(C)对应的 $n_b(0)$ 值分别为 4.5,4.6,4.7. 由图 9 可见, 随着 $n_b(0)$ 变大, 界面态位置和数量不变, 峰值

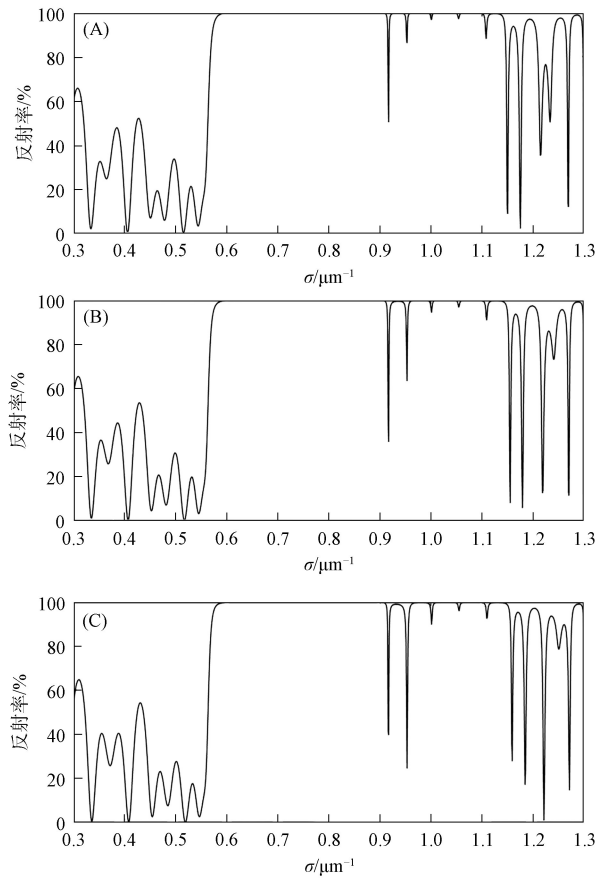


图 7 介质 C 厚度 d_c 对多个界面态的影响
Fig. 7 Effect of thickness d_c of medium C on multiple interface states

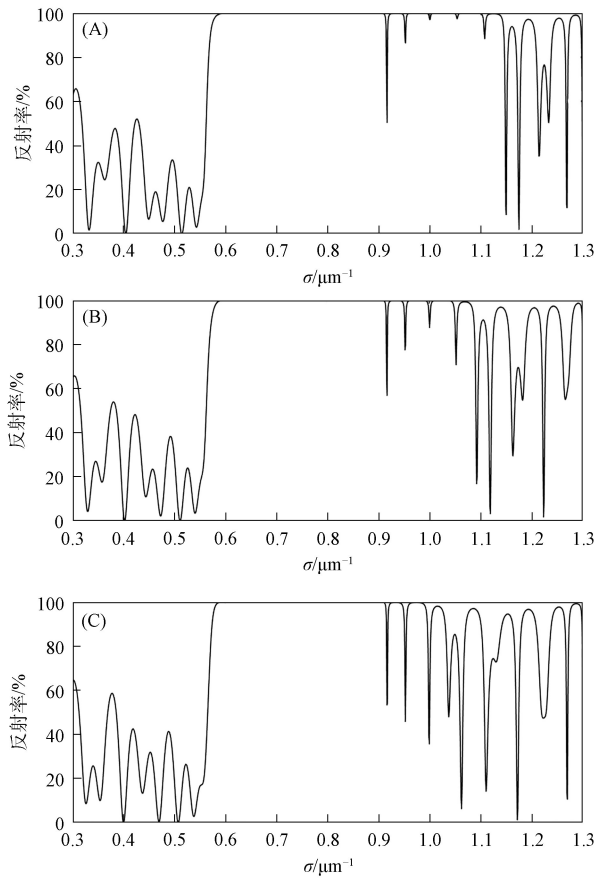


图 8 介质 C 折射率 n_c 对多个界面态的影响
Fig. 8 Effect of refractive index n_c of medium C on multiple interface states

变大. 因此, 在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 B 的折射率端点值 $n_b(0)$, 即可实现对界面态峰值的调节.

介质 B 折射率端点值 $n_b(b)$ 对多个界面态位置、数量和峰值的影响如图 10 所示, 其中 (A), (B), (C) 对应的 $n_b(b)$ 值分别为 5.0, 5.1, 5.2, 其他参数不变. 由图 10 可见, 随着 $n_b(b)$ 变大, 界面态位置和数量不变, 峰值变大. 因此, 在 PC1 与 PC2 光子晶体中改变介质 B 的折射率端点值 $n_b(b)$, 即可实现对界面态峰值的调节.

由 Kerr 效应可知, 介质 B 折射率端点值 $n_b(0)$ 和 $n_b(b)$ 的变化可通过改变外加光强实现, 即外加光强即可实现对界面态位置和峰值的调节.

综上, 本文研究了具有反转对称组合结构 $(ACA)^N(BAB)^M$ 的光子晶体界面态, 构成该光子晶体的介质 B 为函数型介质, 其折射率随空间位置呈函数化分布. 研究结果表明: 当介质折射率为常数时, 由 PC1+PC2 构成的组合结构仅产生 1 个界面态, 由 PC1+PC2+PC1 构成的组合结构最多可产生 2 个界面态; 当介质折射率为空间位置函数时, 由 PC1+PC2 构成的组合结构光子晶体可实现单个与多个界面态的灵活切换与调控, 突破了常数折射率介质下界面态数量的限制; 随着端点值的增大, 单个界面态出现明显红移现象, 且其峰值强度显著衰减; 多个界面态随端点值的增大不改变界面态的位置和数量, 但会显著增强其峰值强度. 基于光学 Kerr 效应, 函数介质折射率的端点值可通过调控外加光强实现精准调控, 进而达成对界面态位置与峰值强度的灵活、可调控, 为界面态的实际应用提供了可行的调控路径.

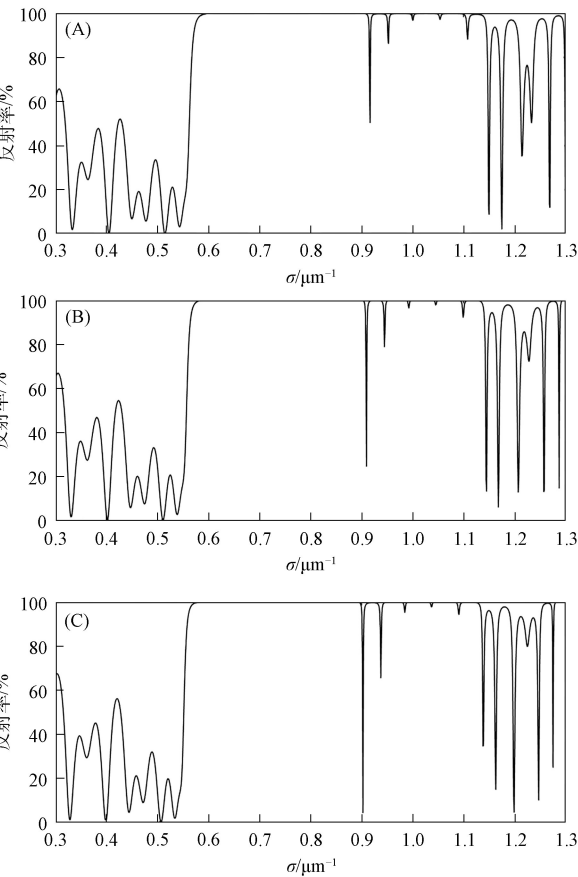


图 9 介质 B 折射率端点值 $n_b(0)$ 对多个界面态的影响
Fig. 9 Effect of refractive index endpoint value $n_b(0)$ of medium B on multiple interfae states

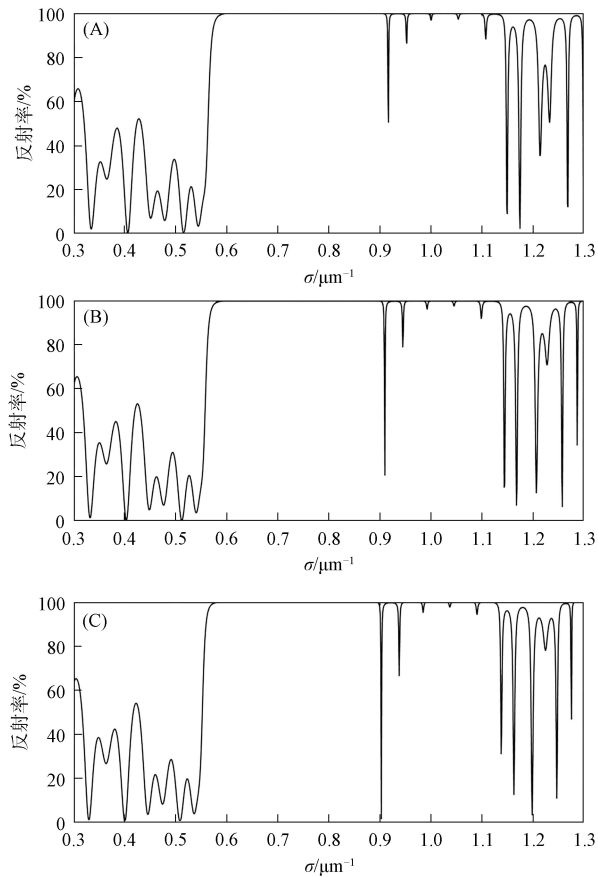


图 10 介质 B 的折射率端点值 $n_b(b)$ 对多个界面态的影响
Fig. 10 Effect of refractive index endpoint value $n_b(b)$ of medium B on multiple interface states

参 考 文 献

[1] HO K M, CHAN C T, SOUKOULIS C M. Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures [J]. Phys Rev Lett, 1990, 65(25): 3152-3155.

[2] FATHOLLAHI K T, REZAEI B, KALAFI M. Enlargement of Absolute Photonic Band Gap in Modified 2D Anisotropic Annular Photonic Crystals [J]. Opt Commun, 2011, 284(13): 3315-3322.

[3] YABLONOVITCH E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.

[4] 智文强, 费宏明, 韩雨辉, 等. 漏斗型完全光子带隙光波导单向传输 [J]. 物理学报, 2022, 71(3): 321-329. (ZHI W Q, FEI H M, HAN Y H, et al. Unidirectional Transmission of Funnel-Shaped Waveguide with Complete Bandgap [J]. Acta Phys Sin, 2022, 71(3): 321-329.)

[5] ELSAYED H A, EL-NAGGAR S A, ALY A H. Thermal Properties and Two-Dimensional Photonic Band Gaps [J]. J Mod Opt, 2014, 61(5): 385-389.

[6] 张正仁, 隆正文, 袁玉群, 等. 对称型单负交替一维光子晶体的能带结构 [J]. 物理学报, 2010, 59(1): 587-591. (ZHANG Z R, LONG Z W, YUAN Y Q, et al. Energy Band Structure of Symmetric Single-Negative Alternating One-Dimensional Photonic Crystals [J]. Acta Phys Sin, 2010, 59(1): 587-591.)

[7] ALY A H, SABRA W, ELSAYED H A. Cutoff Frequency in Metamaterials Photonic Crystals within Terahertz Frequencies [J]. Int J Mod Phys B, 2017, 31: 1750123-1-1750123-8.

[8] CHEN Y Y, HUANG Z M, SHI J L, et al. Frequency Bands of Negative Refraction in Finite One-Dimensional Photonic Crystals [J]. Chin Phys B, 2007, 16(1): 173-178.

- [9] STONE J R, LU X, MOILLE G, et al. Wavelength-Accurate Nonlinear Conversion through Wavenumber Selectivity in Photonic Crystal Resonators [J]. *Nat Photonics*, 2024, 18: 192-199.
- [10] MINKOV M, SAVONA V. Long-Distance Radiative Excitation Transfer between Quantum Dots in Disordered Photonic Crystal Waveguides [J]. *Phys Rev B*, 2013, 88(8): 081303-1-081303-5.
- [11] YEE K. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media [J]. *IEEE Trans Antennas Propag*, 1966, 14(3): 302-307.
- [12] JANKOWSKI M, LANGROCK C, DESIATOV B, et al. Ultrabroadband Nonlinear Optics in Nanophotonic Periodically Poled Lithium Niobate Waveguides [J]. *Optica*, 2020, 7(1): 40-46.
- [13] PERES N M R, BLUDOV Y V. Enhancing the Absorption of Graphene in the Terahertz Range [J]. *Europhys Lett*, 2013, 101(5): 58002-1-58002-9.
- [14] MARTINEZ-SALA R, SANCHEZ J, SANCHEZ J V, et al. Sound Attenuation by Sculpture [J]. *Nature*, 1995, 378(6554): 241-242.
- [15] TAO C, RANOJOY B, GLENN S S, et al. Controlled Coupling of Photonic Crystal Cavities Using Photochromic Tuning [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 141118-1-141118-10.
- [16] LI S Y, ZHOU C B, LIU T T, et al. Symmetry-Protected Bound States in the Continuum Supported by All-Dielectric Metasurfaces [J]. *Phys Rev A*, 2019, 100: 063803-1-063803-13.
- [17] LIU S Y, HAO T, FANG K J. Optomechanical Crystal with Bound States in the Continuum [J]. *Nat Commun*, 2022, 13(1): 3187-1-3187-7.
- [18] JIANG J Q, CHEN M K, FAN J A. Deep Neural Networks for the Evaluation and Design of Photonic Devices [J]. *Nat Rev Mater*, 2021, 6(8): 679-700.
- [19] AZZAM S, KILDISHE V A S. Photonic Bound States in the Continuum: From Basics to Applications [J]. *Adv Opt Mater*, 2021, 9: 2001469-1-2001469-14.
- [20] KALOZOUNIS P A, THEOCHARIS G, ACHILLEOS V, et al. Finite-Size Effects on Topological Interface States in One-Dimensional Scattering Systems [J]. *Phys Rev A*, 2018, 98(2): 023838-1-023838-12.
- [21] 代美芹, 张清悦, 赵秋玲, 等. 一维反转对称光子结构中界面态的可调控特性 [J]. *物理学报*, 2022, 71(20): 204205-1-204205-8. (DAI M Q, ZHANG Q Y, ZHAO Q L, et al. Controllable Characteristics of Interface States in One-Dimensional Inverted Symmetric Photonic Structures [J]. *Acta Phys Sin*, 2022, 71(20): 204205-1-204205-8.)
- [22] 毛维涛, 李杨, 赵秋玲, 等. 一维有限反转对称层状光子结构多个界面态的研究 [J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 284-292. (MAO W T, LI Y, ZHAO Q L, et al. Multiple Interface States of One-Dimensional Finite Layered Photonic Structure with Inversion Symmetry [J]. *Chin J Laser*, 2020, 47(8): 284-292.)
- [23] 高慧芬, 周小芳, 黄学勤. 二维声子晶体中 Zak 相位诱导的界面态 [J]. *物理学报*, 2022, 71(4): 135-140. (GAO H F, ZHOU X F, HUANG X Q. Zak Phase-Induced Interface States in Two-Dimensional Phononic Crystals [J]. *Acta Phys Sin*, 2022, 71(4): 135-140.)

(责任编辑:王 健)