

含奇异材料的掺杂一维光子晶体色散 关系和空间局域度理论*

董建文 陈溢杭 汪河洲†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 12 月 12 日收到 2006 年 1 月 13 日收到修改稿)

给出了描述掺杂的一维光子晶体结构缺陷态的变化规律及其空间局域度特性的理论表达式. 该式对由具有任意色散关系材料组成的、中间掺杂、两边对称的一维光子晶体结构均成立. 通过研究含奇异材料的光子晶体组态发现, 当缺陷层材料为右手材料时, 光子带隙中缺陷态的频移方向随缺陷层厚度的增大而红移; 当缺陷层材料是左手材料时, 频移方向刚好相反, 表现为蓝移. 该缺陷态的空间局域度只与两边对称结构有关. 两边对称结构含奇异材料的光子晶体的缺陷态比传统右手材料的结构具有更强的空间局域度.

关键词: 一维光子晶体, 缺陷态, 空间局域度, 奇异材料

PACC: 4270Q, 7820P

1. 引言

光子晶体^[1,2]以其独特的性质成为了当前世界研究热点之一. 光子晶体具有的完全能隙性质, 使它非常有效地控制光在晶体中的传播行为, 从而被广泛应用于制作各种光子器件, 例如光波导^[3]、全角负折射^[4,5]等. 另一方面, 光子晶体周期性对电磁场产生多重散射, 其直接结果是有效地改变了空间辐射场的态密度函数分布, 从而达到压制或增强原子的自发辐射^[2]或吸收^[6]. 含缺陷的光子晶体结构会在原来的带隙频率区域内出现缺陷态. 这些缺陷态是态密度很高的局域态, 具有许多有趣特性和潜在应用, 如微腔激光^[7]和低阈值激光器^[8]、滤光片^[9-11]等.

另外, 一类利用单元结构的局域响应机理所做成的新型人造材料——奇异材料, 为我们提供了在微波段^[12,13]乃至近红外和可见光波段^[14,15]中, 介电常数和磁导率同时或只有一个为负数. 这些都是自然界不存在的人造材料. 这大大拓宽了光子晶体结构在材料层面上的选择范围. 近年来人们都正在为此而努力, 发现了许多奇特的性质^[16-18]. 但是, 人们并没有对奇异材料组成的、各种掺杂一维光子晶体

结构进行详细研究和对比分析. 同时, 目前还欠缺一个通用的理论来研究缺陷态的色散关系和空间局域度等性质.

本文从基本的 Maxwell 方程出发, 得到了一组普适的理论表达式. 利用该组式子可用于研究含任意色散关系材料的一维光子晶体结构的缺陷态性质. 然后, 我们计算了四种含不同材料的光子晶体结构的缺陷态频移情况和空间局域度, 直观地给出了这些组态各自的规律, 同时详细讨论了它们之间的异同.

2. 两边对称的一维光子晶体缺陷态的理论

2.1. 掺杂一维光子晶体模型

考虑这样一个一维系统: 中间是单一缺陷层 D , 两边是半无限的、膜层顺序按周期性交替排列的两层 1 和 2, 如图 1 所示. 这里假设层 1, 2, D 是任意的色散 (即频率依赖) 关系材料, 其介电常数、磁导率、几何厚度分别为 (ϵ_1, μ_1, d_1) , (ϵ_2, μ_2, d_2) , (ϵ_D, μ_D, d_D) 两边周期排列的周期为 $\Lambda = d_1 + d_2$.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10674183), 国家重点基础研究发展规划 (973) 项目 (批准号: 2004CB719804) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: stshwh@zsu.edu.cn

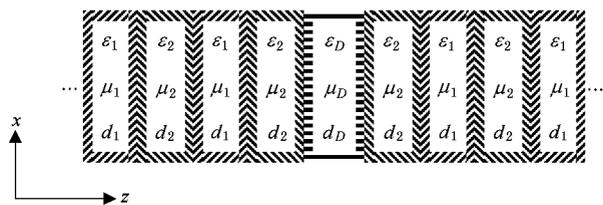


图1 中间掺杂、两边对称的一维光子晶体结构示意图

假设电磁波沿 z 轴传播, 则在第 l 层的电场分量可表示为

$$E_l(x, z) = [a_l \exp(-ik_{lz}d_l) + b_l \exp(ik_{lz}d_l)] \exp(ik_x x), \quad (1)$$

其中 k_x 和 k_z 分别为波矢在 x 和 z 轴的分量, 且 $k_{lz} = [\varepsilon_l \mu_l (2\pi f/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$, f 为入射平面波频率, c 为真空中光的传播速度. 系数 a_l 和 b_l 为前向和后向传播平面波的振幅. 这样根据膜层界面处的电场切向分量连续和 Bloch 定理, 我们运用传输矩阵方法推导得出了含任意色散关系材料的一维周期性光子晶体和中间掺杂、两边对称的一维光子晶体的色散关系理论表达式.

2.2. 一维光子晶体结构的色散关系

重新考察我们研究的系统, 容易看出, 任意一边半无限的结构都可以看作是完整周期的一维光子晶体结构. 因此, 首先推导出适用于含任意色散关系材料的一维周期光子晶体的普适能带结构表达式. 我们知道, 根据电磁场的边界连续条件, 可以得到经过一个周期后, 第 0 层的电场振幅系数 $[a_0, b_0]^T$ 和第 3 层的电场振幅系数 $[a_3, b_3]^T$ 满足

$$\begin{aligned} [a_0, b_0]^T &= D_0^{-1} \prod_{l=1}^2 (D_l P_l D_l^{-1}) D_3 [a_3, b_3]^T \\ &= D_0^{-1} \prod_{l=1}^2 (M_l) D_3 [a_3, b_3]^T, \end{aligned} \quad (2)$$

其中矩阵满足

$$\begin{aligned} P_l &= \begin{pmatrix} \exp(ik_{lz}d_l) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{lz}d_l) \end{pmatrix} \\ D_l &= \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \eta_l & -\eta_l \end{pmatrix}, & \text{s 偏振,} \\ \begin{pmatrix} 1/\eta_l & 1/\eta_l \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \sqrt{\varepsilon_l/\mu_l}, & \text{p 偏振,} \end{cases} \quad (3) \\ M_l &= \begin{pmatrix} \cos k_{lz}d_l & i \sin k_{lz}d_l / \eta_l \\ i \eta_l \sin k_{lz}d_l & \cos k_{lz}d_l \end{pmatrix}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中, 对于 s 偏振 $\eta_l = \eta_l^s = ck_{lz}/\omega\mu_l$, 对于 p 偏振 η_l

$= \eta_l^p = \omega\varepsilon_l/ck_{lz}$. 因此, 得到一个周期的传输矩阵 $M = M_2 M_1$, 其矩阵元素为

$$M_{11} = \cos k_{1z}d_1 \cos k_{2z}d_2 - (\eta_2/\eta_1) \sin k_{1z}d_1 \sin k_{2z}d_2, \quad (5a)$$

$$M_{12} = i \left[\sin k_{1z}d_1 \cos k_{2z}d_2 / \eta_1 + \sin k_{2z}d_2 \cos k_{1z}d_1 / \eta_2 \right], \quad (5b)$$

$$M_{21} = i \left[\eta_1 \sin k_{1z}d_1 \cos k_{2z}d_2 + \eta_2 \sin k_{2z}d_2 \cos k_{1z}d_1 \right], \quad (5c)$$

$$M_{22} = \cos k_{1z}d_1 \cos k_{2z}d_2 - (\eta_1/\eta_2) \sin k_{1z}d_1 \sin k_{2z}d_2. \quad (5d)$$

值得注意的是 (5) 式中各矩阵元素虽然在形式上与传统右手材料相同, 但是各参数表达式有别于传统情况. 对于一维周期光子晶体结构, 由于在 z 方向满足平移对称性, 应用 Bloch 定理, 其能带关系满足

$$\begin{aligned} \cos(K_B \Lambda) &= \frac{1}{2} (M_{11} + M_{22}) \\ &= \zeta^{12} - \eta_+^{12} \xi^{12}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 K_B 为 Bloch 波矢, $\zeta^{\alpha\beta} = \cos k_{\alpha z} d_\alpha \cos k_{\beta z} d_\beta$, $\xi^{\alpha\beta} = \sin k_{\alpha z} d_\alpha \sin k_{\beta z} d_\beta$, $\eta_\pm^{\alpha\beta} = (\eta_\alpha/\eta_\beta \pm \eta_\beta/\eta_\alpha)/2$ ($\alpha, \beta = 1, 2, D$). 这里, K_B 有两个解. 当 K_B 为实数时, 电磁波表现为传播态; 当 K_B 为纯虚数时, 电磁波表现为禁止态.

对于含缺陷的、两边为对称的、半无限的一维光子晶体结构 (6) 式依然成立. 但是由于缺陷层的存在破坏了原有的平移对称性, 此时原来禁止态所对应的 K_B 为复数, 且满足^[19] $K_B = n\pi/\Lambda + iq$ ($q > 0, n = 0, 1, 2, \dots$). 于是 (6) 式变成

$$(-1)^n \cosh(q\Lambda) = \zeta^{12} - \eta_+^{12} \xi^{12}. \quad (7)$$

另一方面, 两边半无限周期结构是通过缺陷层加以连接的. 它满足以下关系:

$$[a_2^{\text{left}}, b_2^{\text{left}}]^T = V [a_2^{\text{right}}, b_2^{\text{right}}]^T. \quad (8)$$

同时应用 Bloch 理论和简单代数运算, 重写 (2) 式, 有

$$(K - 1)^n U \exp(-q\Lambda) [a_2^{\text{right}}, b_2^{\text{right}}]^T = 0, \quad (9)$$

其中, I 为单位矩阵, $U = D_2^{-1} M_1 M_2 D_2$, $V = D_2^{-1} M_D M_2 D_2$. 显然, U 和 V 的各矩阵元素具有相同形式, 这里统一用 W 表示. 下面进一步给出矩阵 U 和 V 的显式表达. 将 (3) (4) 式代入矩阵 U 和 V , 经化简, 有

$$W_{11} = \zeta^{j2} - \eta_+^{j2} \xi^{j2} + [\psi^{2j} + \eta_+^{j2} \psi^j], \quad (10a)$$

$$W_{22} = \zeta^{j2} - \eta_+^{j2} \xi^{j2} + [\psi^{2j} - \eta_+^{j2} \psi^j], \quad (10b)$$

$$W_{12} = \eta_-^{j2} (\xi^{j2} + i\psi^{2j}), \quad (10c)$$

$$W_{21} = \eta_-^{j2} (\xi^{j2} - i\psi^{2j}), \quad (10d)$$

其中 $\psi^{ij} = \sin k_{az} d_a \cos k_{\beta z} d_\beta$; $ij = 1$ 为矩阵 U , $ij = D$ 为矩阵 V . 联立(8)(9)式并化简, 可得

$$(-1)^n \sin(kq\Lambda) = \frac{(\psi^{21} + \eta_+^{12} \psi^{12}) \chi (\psi^{2D} + \eta_+^{D2} \psi^{D2}) - \eta_-^{12} \eta_-^{D2} \xi^{1D}}{(\xi^{D2} - \eta_+^{D2} \xi^{D2})}. \quad (11)$$

至此(7)和(11)式共同决定掺杂中间掺杂、两边对称的、一维光子晶体的色散关系. 进一步联立(7), (11)式, 有

$$(\xi^{12} - \eta_+^{12} \xi^{12}) \chi - \frac{[(\psi^{21} + \eta_+^{12} \psi^{12}) \chi (\psi^{2D} + \eta_+^{D2} \psi^{D2}) - \eta_-^{12} \eta_-^{D2} \xi^{1D}]}{(\xi^{D2} - \eta_+^{D2} \xi^{D2})} - 1 = 0, \quad (12)$$

$$\tan(kq\Lambda) = \frac{(\psi^{21} + \eta_+^{12} \psi^{12}) \chi (\psi^{2D} + \eta_+^{D2} \psi^{D2}) - \eta_-^{12} \eta_-^{D2} \xi^{1D}}{(\xi^{12} - \eta_+^{12} \xi^{12}) \chi (\xi^{D2} - \eta_+^{D2} \xi^{D2})}, \quad (13)$$

其中 $\xi^{ij}, \psi^{ij}, \eta_{\pm}^{ij}$ 为结构参数 (ϵ, μ, d) 传播平面波的频率 f 和横向波矢 k_x 的函数. 在求解过程中, 首先给定系统的 (ϵ, μ, d) 和 k_x (12)式变成含缺陷态特征频率 f_D 的单变量函数, 可以用数值法或图像法求出. 然后把 f_D 代入(13)式, 求得 q_D 值, 其大小代表对应缺陷态的电场分量在空间的衰减快慢, 即是衡量局域程度大小. 同时, 对于 $q_D < 0$ 的 f_D 解(伪模解)予以剔除, 以确保条件 $q_D > 0$ 成立. 至此, 利用(12)(13)式, 我们可以从理论上得到, 含任意色散关系材料的、掺杂一维光子晶体结构的缺陷态性质.

3. 计算结果及其讨论

利用上节的理论分析, 我们研究了四种掺杂一维光子晶体结构. 在下面的讨论中, 我们将给定两边无限周期结构的结构参数, 即 (ϵ_1, μ_1, d_1) 和 (ϵ_2, μ_2, d_2) 以及缺陷层材料参数, 即 (ϵ_D, μ_D) 来研究缺陷态的特征频率 f_D 和对应局域度 q_D 随缺陷层厚度 d_D 的变化. 为了简化讨论, 所有讨论仅限于 $k_x = 0$ 的情况.

图2是由传统右手材料 $(\epsilon > 0, \mu > 0)$ 组成的一维光子晶体结构, 其结构式子是为 $(P_1 P_2) D_P (P_2 P_1)$, 其中 $(\epsilon_1, \mu_1, d_1) = (9, 1, 30.5 \text{ mm})$ $(\epsilon_2, \mu_2, d_2) = (2.25, 1, 61 \text{ mm})$ $(\epsilon_D, \mu_D) = (9, 1)$. 从图2(a)可见, 随着 d_D 的增大, f_D 产生红移, 从带隙的上边缘移向下边缘. 在 d_D 较小时 ($d_D < 80 \text{ mm}$), 禁带内只存在一个缺陷态. 当 d_D 较大时 ($80 \text{ mm} < d_D < 110 \text{ mm}$), 禁带内出现多个缺陷态. 图2(b)反应了不同的缺陷态所对应的空间局域度不同. 带边的缺陷

态局域度趋于零, 而带中间的空间局域度较大, 且在中心波长的半整数倍 (即 $\sqrt{\epsilon_D \mu_D} d_D = c/2f_0$) 处达到最大值. 物理上, 位于带边的缺陷态是从传播态演化而来, 主要表现为散射态, 因此空间局域度很小. 位于带中央的缺陷态受到禁带局域影响较大, 传播态的影响很小, 主要表现为局域态, 因此空间局域度较大.

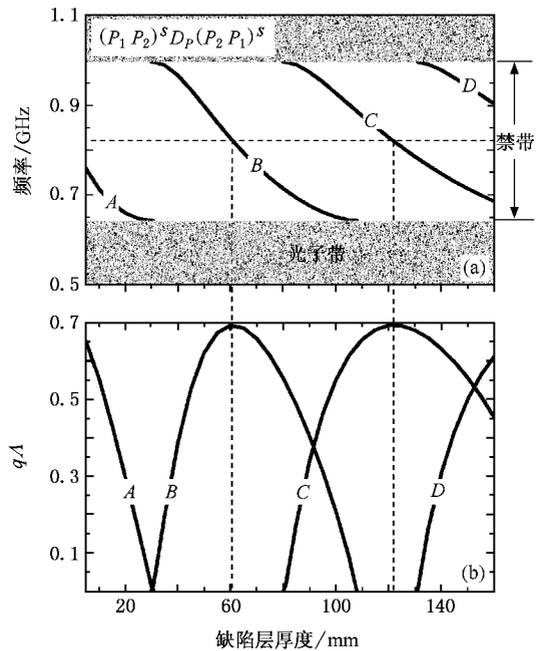


图2 传统掺杂一维光子晶体结构的缺陷态频率(a)和局域度(b)随缺陷层厚度的变化规律(该结构为 $(P_1 P_2) D_P (P_2 P_1)$, $\epsilon_{P1} = 9, \mu_{P1} = 1, d_{P1} = 30.5 \text{ mm}$; $\epsilon_{P2} = 2.25, \mu_{P2} = 1, d_{P2} = 61 \text{ mm}$, $\epsilon_D = 9, \mu_D = 1$)

图3的光子晶体结构是缺陷层为左手材料的情况, 其结构式子为 $(P_1 P_2) D_L (P_2 P_1)$. 层 P_1 和 P_2 同上, 缺陷层的材料色散关系满足^[17] $\epsilon_D = 1.21 -$

$100(2\pi\nu)^2, \mu_D = 1.0-100(2\pi\nu)^2$. 比较右手材料的组态(图 2), 可以发现 f_D 的移动规律只与缺陷层材料的符号有关. 当 $\epsilon_D > 0, \mu_D > 0$ f_D 随着 d_D 增加红移, 当 $\epsilon_D < 0, \mu_D < 0$ f_D 随着 d_D 增加蓝移. 图 3(b) 表明, 位于光子禁带中间的缺陷态的空间局域度达到最大值. 这与传统组态的情况相同. 也就是说, 空间局域度的最大值与两边对称结构的材料无关. 对如图 3 结构组态的缺陷态的角度特性研究表明, 在局域度为最大值时所对应的 f_D 具有在大角度范围内近零色散的特殊性质. 所谓近零色散, 是指 f_D 几乎不随角度变化. 利用该性质我们可以实现单频单角滤光片^[11].

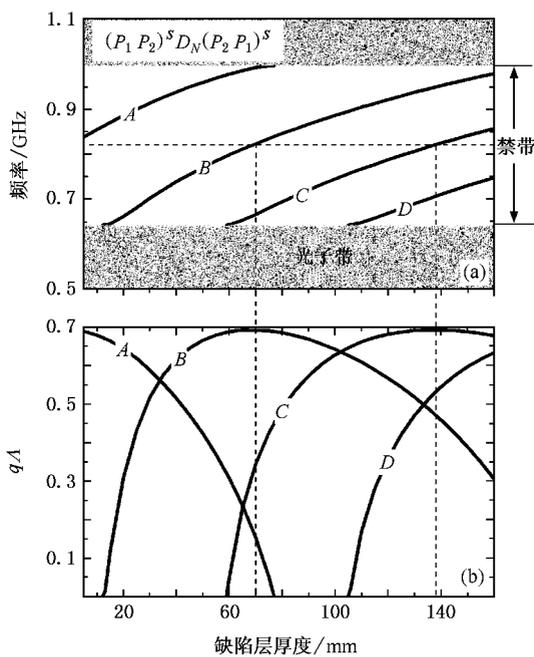


图 3 缺陷层为左手材料的光子晶体结构的缺陷态频率 (a) 和局域度 (b) 变化规律 (该结构为 $(P_1 P_2)^S D_N (P_2 P_1)^S, \epsilon_{P_1} = 9, \mu_{P_1} = 1, d_{P_1} = 30.5 \text{ mm}, \epsilon_{P_2} = 2.25, \mu_{P_2} = 1, d_{P_2} = 61 \text{ mm}, \epsilon_D = 1.21-100(2\pi f)^2, \mu_D = 1.0-100(2\pi f)^2$)

图 4 是两边半无限层含奇异材料层, 空间局域度随着缺陷层厚度的变化规律情况. 实线为含左手材料的组态, 其结构式子为 $(NP)^S D_P (PN)^S$, 相应的结构参数是 $\epsilon_N = 1.21-100(2\pi\nu)^2, \mu_N = 1.0-100(2\pi\nu)^2, d_N = 51 \text{ mm} (\epsilon_P, \mu_P, d_P) = (9, 1, 25.5 \text{ mm}), (\epsilon_D, \mu_D) = (4.65^2, 1)$; 虚线为含单负材料的组态, 其结构式子为 $(N_\epsilon N_\mu)^S D_N (N_\mu N_\epsilon)^S$, 相应的结构参数是 $\epsilon_{N_\epsilon} = 1.0-100(2\pi f)^2, \mu_{N_\epsilon} = 3, d_{N_\epsilon} = 30 \text{ mm}; \epsilon_{N_\mu} = 3, \mu_{N_\mu} = 1.0-100(2\pi f)^2, d_{N_\mu} = 6 \text{ mm}; \epsilon_{D_N} = 1.21-100(2\pi\nu)^2, \mu_{D_N} = 1.0-100(2\pi\nu)^2$. 点线和点划线的结构分别对应于图 2 和 3)

$(2\pi\nu)^2, \mu_{D_N} = 1.0-100(2\pi\nu)^2$. 同时图中还把不含奇异材料的组态(即图 2, 3 的情况)列出. 从图中可以看出, 对于两边结构含奇异材料的光子晶体结构, $q_{D, \max}$ 大于 1, 这表明电场分量基本集中在缺陷层中. 而对于两边半无限周期结构均为右手材料时, $q_{D, \max}$ 基本相同且小于 1, 这表明该结构的等效局域长度 $(1/q_D)$ 大于缺陷层厚度, 即电场在缺陷层旁边的一个周期内还存在较大幅度的振荡. 这是因为 $q_{D, \max}$ 是由两边半无限周期结构的材料所决定的. 对于含奇异材料的半无限周期结构, 所形成的势阱深度比右手材料时要大, 因此使得在带隙中的缺陷态具有更高的局域特性, 空间场模分布更集中于缺陷层. 同时, 对于 $q_{D, \max} > 1$ 的结构 (7) (11) 式的 n 均为偶数, 而当 $q_{D, \max} < 1$ 时, n 均为奇数. 值得注意的是, 本文所说的 q_D 仅反映电场在传播方向的变化情况, 并没有涉及缺陷层内电场峰值的讨论. 进一步研究表明, 含左手材料和单负材料两种组态的缺陷态电场空间分布不同, 表明两者的缺陷态性质存在一定的差异.

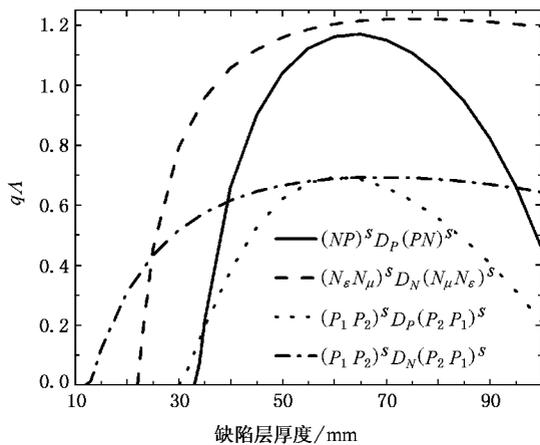


图 4 四种结构的缺陷态空间局域度 (实线结构为 $(NP)^S D_P (PN)^S, \epsilon_N = 1.21-100(2\pi f)^2, \mu_N = 1.0-100(2\pi f)^2, d_N = 51 \text{ mm}, \epsilon_P = 9, \mu_P = 1, d_P = 25.5 \text{ mm}, n_D = 4.65, \mu_D = 1$. 虚线结构为 $(N_\epsilon N_\mu)^S D_N (N_\mu N_\epsilon)^S, \epsilon_{N_\epsilon} = 1.0-100(2\pi f)^2, \mu_{N_\epsilon} = 3, d_{N_\epsilon} = 30 \text{ mm}; \epsilon_{N_\mu} = 3, \mu_{N_\mu} = 1.0-100(2\pi f)^2, d_{N_\mu} = 6 \text{ mm}; \epsilon_{D_N} = 1.21-100(2\pi\nu)^2, \mu_{D_N} = 1.0-100(2\pi\nu)^2$. 点线和点划线的结构分别对应于图 2 和 3)

4. 结 论

本文详细推导了一维完整周期光子晶体和中间掺杂、两边对称的一维光子晶体的缺陷态理论表达

式. 该式子适用于由任意色散关系材料(包括右手材料、左手材料和单负材料)组成的各种组态结构. 利用该严格的理论结果, 我们研究了四种由不同材料排列组合的掺杂一维光子晶体结构. 研究表明, 在所有这些光子晶体结构中, 都会在某些缺陷层厚度下出现多个缺陷态. 这些缺陷态的频移方向只与缺陷层材料的符号有关. 随着缺陷层厚度的增大, 当缺陷层材料是右手材料时, 缺陷态的频移表现为红移; 当缺陷层材料是左手材料时, 频移表现为蓝移. 其次,

缺陷态在带隙中的位置与其空间局域度有着密切关系. 位于禁带带边缺陷态的局域度很小, 而位于禁带中央的缺陷态局域度达到最大值. 同时, 该最大值的大小只与两边半无限对称结构有关. 在两边对称结构含左手或单负材料时, 空间局域度最大值大于 1; 而两边对称结构只含右手材料时, 其空间局域度只能小于 1. 利用本文的理论推导方法, 将有利于对各种含任意色散关系材料的一维光子晶体结构的缺陷态进行深入的研究和探讨.

- [1] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] Schilling J, Muller F, Matthias S, Wehrspohn R, Gosele U, Busch K 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1180
- [4] Luo C, Johnson S G, Joannopoulos J D, Pendry J B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 201104
- [5] Hu X H, Chan C T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1520
- [6] Lin S Y, Fleming J G, Li Z Y, El-Kady I, Biswas R, Ho K M 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1538
- [7] Noda S, Chutinan A, Imada M 2000 *Nature* **407** 608
- [8] Lončar M, Yoshie T, Scherer A, Gogna P, Qiu Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2680
- [9] Chen Y H, Liang G Q, Dong J W, Wang H Z 2006 *Phys. Lett. A* **351** 446
- [10] Liang G Q, Han P, Wang H Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2197 (in Chinese) [梁冠全、韩 鹏、汪河洲 2004 *物理学报* **53** 2197]
- [11] Chen Y H, Dong J W, Wang H Z 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2237
- [12] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [13] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [14] Enkrich C, Wegener M, Linden S, Burger S, Zschiedrich L, Schmidt F, Zhou J F, Koschny Th, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203901
- [15] Grigorenko A N, Geim A K, Gleeson H F, Zhang Y, Firsov A A, Khrushchev I Y, Petrovic J 2005 *Nature* **438** 335
- [16] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [17] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zhu S Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [18] Wang S L, Zhang Y W, He L, Li H Q, Chen H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 226 (in Chinese) [王素玲、张治文、赫 丽、李宏强、陈 鸿 2006 *物理学报* **55** 226]
- [19] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z, Wang J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4629

Dispersion and localization of defect state in one-dimensional photonic crystal consisting of metamaterials^{*}

Dong Jian-Wen Chen Yi-Hang Wang He-Zhou[†]

(*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Zhongshan (Sun Yat-Sen) University , Guangzhou 510275 , China*)

(Received 12 December 2005 ; revised manuscript received 13 January 2006)

Abstract

The expressions of the dispersion relationship and space localization in the one-dimensional photonic crystal (1DPC) with symmetric semi-infinite period number and a central defect layer are deduced , which are valid for the defect 1DPC consisting of materials with arbitrary frequency-dependence . Based upon them , we found that the eigenfrequency of defect state is red-shifted with the increasing geometry thickness of defect layer in right-handed materials . On the contrary , the frequency is blue-shifted when the defect layer is a left-handed material . Moreover , the defect state is more localized for symmetric semi-infinite period structures consisting of metamaterials than those of conventional right-handed materials .

Keywords : one-dimensional photonic crystal , defect state , localization , metamaterials

PACC : 4270Q , 7820P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674183) , the National 973 (Grant No. 2004CB719804) Project of China .

[†] Corresponding author. E-mail : stswzh@zsu.edu.cn