

含特异材料光子晶体隧穿模的偏振特性*

李文胜[†] 罗时军 黄海铭 张琴 是度芳

(湖北汽车工业学院理学系, 十堰 442002)

(2011年9月16日收到; 2011年10月20日收到修改稿)

构造了由普通材料 A(SiO₂) 和电单负材料 B 组成的 (AB)^N(BA)^N 型一维光子晶体. 数值计算表明原禁带的 1907.3 nm 处出现了一个十分尖锐的隧穿模. 入射角增加, 该隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变, 但位置发生蓝移, 入射角在 15°—65° 的区间内, 移动率的绝对值 |dλ/dθ| 较大. 当 B 介质的磁导率 μ_B 从 5 增加到 10 时, 只是隧穿模的位置发生了红移. 介质的几何厚度增加时, 隧穿模的透射率不变, 但其位置红移明显, 半峰全宽略有增加.

关键词: 光子晶体, 电单负材料, 隧穿模, 透射率

PACS: 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.70.Qs, 78.20.Bh

1 引言

由于特异材料具有特殊的电磁性质, 近年来, 含特异材料的光子晶体引起了人们的广泛关注^[1-4]. 人们把特异材料引入光子晶体, 得到了一系列新奇的性质, 并提出了一些潜在的应用前景, 如小型化的全向带隙滤波器^[1]、角度滤波器^[2]等. 目前研究较多的特异材料有左手材料(负折射率材料)和单负材料. 因为单负材料中电磁波的波矢为虚数, 所以其中只存在迅衰的电磁波模式, 即电磁波不能通过^[3]. 但如果将两种单负材料组合在一起, 这种结构对某些频率的电磁波是透明的, 这些波长的电磁波可以通过^[4]. Alù 和 Engheta^[5]研究了由电单负材料和磁单负材料组成的双层结构, 并利用等效传输线方法计算了这种双层结构发生共振隧穿时需要的条件(阻抗匹配和相位匹配), 分析了当满足上述条件时, 该结构中场的分布情况. 文献[6]在此基础上进一步研究了该结构中的透射特性, 特异材料中还可以存在波导模式, 即在结构两侧的真空中以迅衰场形式存在的电磁波. Ruppin^[7,8]先后分析了半无限以及有限厚度的双负材料表面等离子体极化激元(即波导模式)的存在情况, 文献[9]分析了含双负材料的多层结构中所存在的迅衰传播及隧道效应, 在文献[10]中则主要

分析了由两种单负材料组成的一维双层结构中的传播模式和波导模, 宋戈等^[11]分析了三层电单负材料结构中的电磁波模式. 上述研究的共同点是其研究对象都是由两种单负材料组成的光子晶体. 既然特异材料具有特殊的电磁性质, 那么, 由一种特异材料和普通材料交替组成的光子晶体也应该具有不同于普通光子晶体的带隙特征. 进一步研究此类光子晶体的带隙结构, 对于后续的实验和器件开发具有积极的意义. 为此, 构造了由普通材料 A 和电单负材料 B 组成的 (AB)^N(BA)^N 型一维光子晶体, 取这样的对称结构, 一是考虑到制作的方便, 显然, 只需要制备出 (AB)^N 膜系, 然后一分为二, 对折即成所需的光子晶体; 二是期待中心两个 B 介质层“耦合”成一谐振腔, 进而出现隧穿模. 为了探讨此类光子晶体的带隙特征, 利用传输矩阵法讨论了当入射角、磁导率和单负材料的几何厚度分别变化时, 在特定波长范围内, 该光子晶体的偏振情况, 旨在进一步探讨由单负材料和普通材料所构成的光子晶体的偏振特性, 为其实验研究和应用器件的开发提供有益的参考.

2 物理模型

材料 A 取常见的 SiO₂, 为使所得到的结果更

* 国家自然科学基金(批准号: 10974048)资助的课题.

[†] E-mail: liwensheng200099@sina.com

具有实际意义, 必须考虑该材料的色散, 由文献 [12] 不难得到 SiO₂ 的色散关系为

$$n_A(\lambda) = 0.3016\lambda^6 - 1.775\lambda^5 + 4.2667\lambda^4 - 5.3824\lambda^3 + 3.7878\lambda^2 - 1.4413\lambda + 1.6929, \quad (1)$$

(1) 式中 λ 是入射光的波长, 单位是 μm .

设 B 为电单负材料, 其磁导率为 μ_B , 介电常量满足 [13]:

$$\varepsilon_B = 1 - (\omega_{ep}^2/\omega^2) \quad (\omega < \omega_{ep}), \quad (2)$$

(2) 式中的 ω_{ep} 是电等离子体频率. 设 A, B 两介质的几何厚度分别 a, b .

采用传输矩阵法, 上述光子晶体的总传输矩阵为 [14]

$$M = \prod_k^N T_{kA} T_{kB} \cdot \prod_k^N T_{kB} T_{kA}, \quad (3)$$

其中 T_{kA} 和 T_{kB} 分别是第 k 周期中 A, B 两介质的特征矩阵, N 为周期数. 对于第 k 周期中的 j (j 分别取 A, B) 介质层, 其特征矩阵 T_{kj} 的具体表示是

$$T_{kj} = \begin{bmatrix} \cos \delta_{kj} & i \sin \delta_{kj} / \eta_j \\ i \eta_j \sin \delta_{kj} & \cos \delta_{kj} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\delta_{kj} = 2\pi d_j \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta_j} / \lambda$, η_j 是 j 介质的导纳, 对 TE 波, $\eta_j = \sqrt{\varepsilon_j / \mu_j} \cos \theta_j$; 而对 TM 波, $\eta_j = \sqrt{\varepsilon_j / \mu_j} / \cos \theta_j$. μ_j, ε_j 和 θ_j 分别为第 k 周期中 j 介质的磁导率、介电常数和光线在此介质层中的折射角. 若

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

则透射率为

$$T = \frac{4\eta_a^2}{|\eta_a m_{11} + \eta_a^2 m_{12} + m_{21} + \eta_a m_{22}|^2}, \quad (6)$$

(6) 式中 η_a 为光子晶体外侧介质的导纳.

3 计算结果及分析

设光子晶体两外侧都是空气, 电磁波的入射角为 θ . 对电单负材料 B, 取 $\mu_B = 7, \varepsilon_B$ 取 (2) 式, $a = 240 \text{ nm}, b = 200 \text{ nm}$, 电等离子体频率 ω_{ep} 取 10^9 Hz .

3.1 对称结构对透射谱的影响

为考察对称性结构对透射谱的影响, 光子晶体取上述参数, 取周期数 $N = 6$. 当入射角 θ 为

零时, 正常结构和对称型结构光子晶体的透射谱分别如图 1 中虚、实线所示. 从图中可见, 当光子晶体为正常的 $(AB)^6$ 结构时, 在 1252—2886 nm 的波长内是一严格的禁带. 而在此禁带外侧的短、长波端都是顶部有振荡的通带. 而当光子晶体取对称的 $(AB)^3(BA)^3$ 结构时, 其透射谱有明显的变化, 原对应禁带的短、长波边缘分别移动到 1194 和 3294 nm 处, 因而原禁带的宽度由 1634 nm 变宽为 2100 nm. 此外, 还在原禁带中 1907.3 nm 处出现了一个十分尖锐的隧穿模. 这一现象可解释为: 因在对称交界面处两层 B 介质叠合在一起, 使其厚度变为原来的 2 倍, 若记为 B', 这相当于在此处形成了 AB'A 型缺陷, 禁带中的隧穿模相当于缺陷模. 而对 $(AB)^6$ 结构, 因无缺陷层, 故此类正常结构光子晶体的禁带中不可能出现这种缺陷模, 若在这种结构中间加入另一 C 介质, 也能产生同样的效果 [15]. 这一结果也表明: 用 $(AB)^3(BA)^3$ 型光子晶体可以代替用两种单负材料来制作滤波器, 且具有明显的优势. 一是隧穿模十分尖锐, 故其单色性极好, 图中附图是隧穿模的放大图, 由附图进一步计算可得, 隧穿模的半峰全宽仅有 1.74 nm; 二是用一种普通材料代替单负材料, 有效降低了器件的制作成本. 因此, 进一步研究此类光子晶体带隙特征的实际意义是显而易见的.

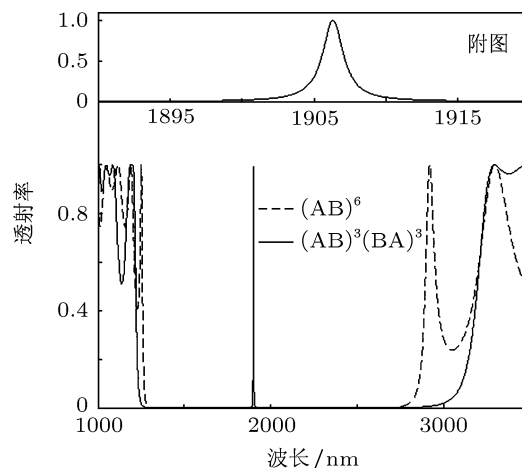


图 1 $(AB)^6$ 和 $(AB)^3(BA)^3$ 结构光子晶体的透射谱

3.2 入射角不同时的 TE 和 TM 波

在 3.1 的讨论中, 因入射角为零, 所以 TE 波和 TM 波的透射谱是完全相同的. 为探讨其偏振特性, 对 $(AB)^3(BA)^3$ 型光子晶体, 各参数保持不变, 当

入射角变化时, 其 TE 波和 TM 波的透射谱如图 2, 3 所示.

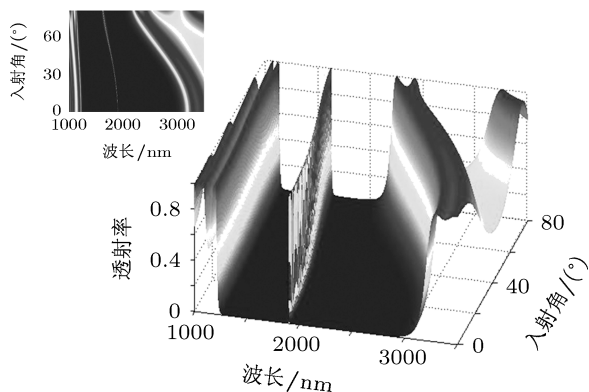


图 2 入射角不同时 TE 波的隧穿模

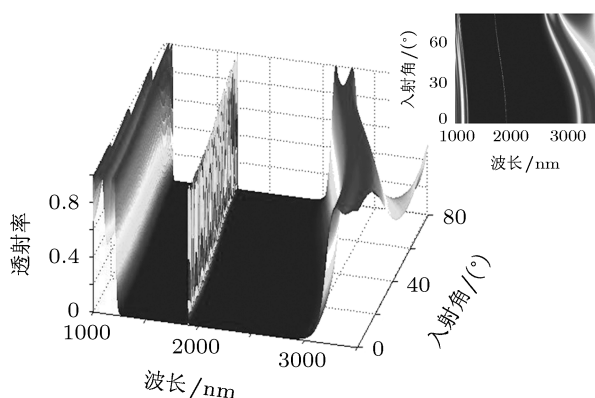


图 3 入射角不同时 TM 波的隧穿模

从图 2 中可见, 入射角增加时, TE 波隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变, 但其位置发生了蓝移. 隧穿模的位置随入射角的移动率 $\Delta\lambda/\Delta\theta$ 在中间的数值较大而在两端较小. 此外, 入射角增加, TE 波原禁带的边缘都发生了蓝移, 且位置移动 $\Delta\lambda$ 和入射角增量 $\Delta\theta$ 间呈非线性关系. 因短波端的移动量远小于长波端, 故入射角增加时, 原禁带宽度变窄. 从图 3 可见, 入射角增加时, TM 波透射谱的变化规律与 TE 波的相同, 但其隧穿模的位置随入射角的移动率要小于 TE 波的. 隧穿模随入射角的变化特征表明, 此类光子晶体作为滤波器, 无论对 TE 波还是 TM 波, 都具有较好的单色性和角度宽容性.

3.3 磁导率不同时的 TE 和 TM 波

为探讨磁导率不同时, 上述光子晶体隧穿模的变化情况, 光子晶体的各参数保持不变, 仅是 B 介质的磁导率 μ_B 变化. 数值计算表明, 当入射角

为 40° , μ_B 从 5 增加到 10 时, 上光子晶体的 TE 波和 TM 波的透射谱分别如图 4, 5 所示.

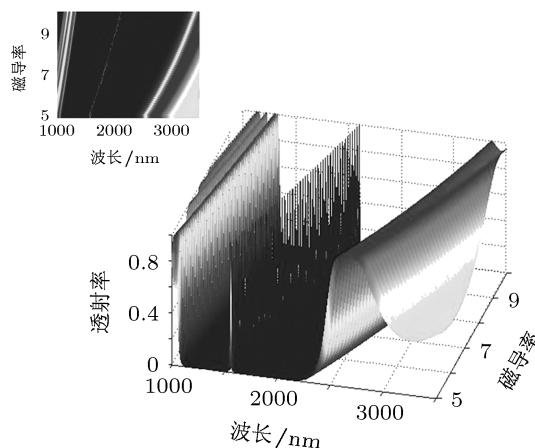


图 4 介质的磁导率不同时 TE 波的隧穿模

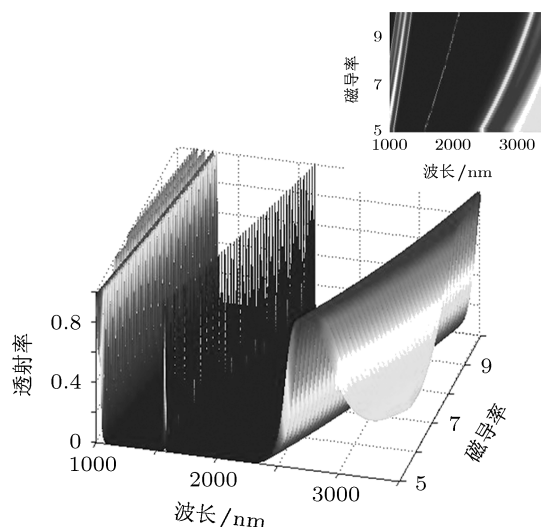


图 5 介质的磁导率不同时 TM 波的隧穿模

从图中可见, 在上述条件下, 磁导率增加时, TE 波隧穿模的透射率和半峰全宽度及原各通带的透射率均保持不变, 但禁带长、短波边缘和隧穿模的位置发生了红移. 因禁带长波端的红移量远大于短波端的, 故 μ_B 增加时, 原禁带变宽. 对 TM 波, 磁导率 μ_B 增加时, 其透射谱的变化和 TE 波的变化相仿, 但禁带长波端的移动量要比 TE 波的大. 进一步的计算表明, 入射角越小, 两者的相仿程度越高. 磁导率对隧穿模的影响表明, 磁导率对隧穿模的透射率和半峰全宽度没有影响, 但对其位置影响较大.

3.4 电单负材料厚度不同时的 TE 和 TM 波

为探讨电单负材料的几何厚度对 TE 和 TM 波

隧穿模的影响, 保持其他参数不变, 入射角取 40° , 当电单负材料的几何厚度从 100 nm 增加到 500 nm 时, TE 波和 TM 波的透射谱分别如图 6, 7 所示.

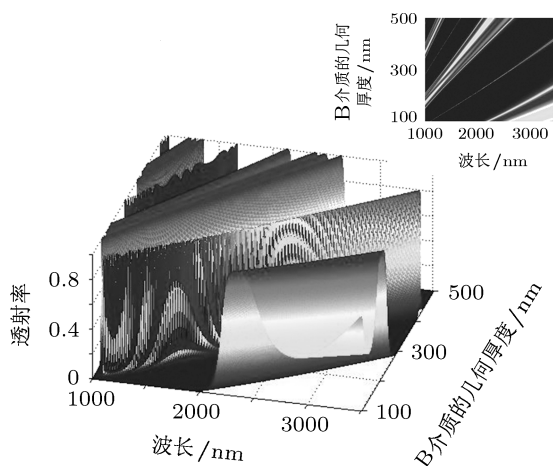


图 6 电单负材料几何厚度不同时 TE 波的隧穿模

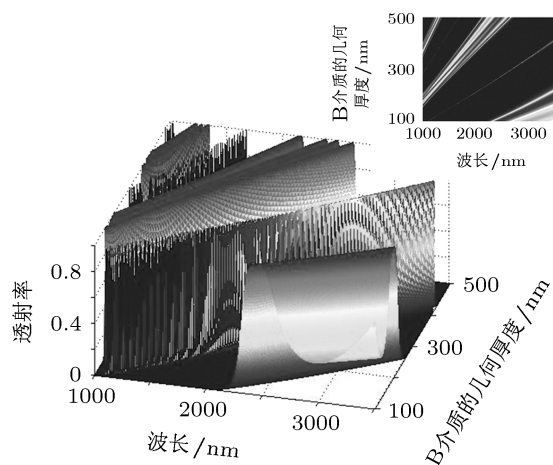


图 7 电单负材料几何厚度不同时 TM 波的隧穿模

从图 6 可见, 电单负材料几何厚度 b 的变化不影响 TE 波隧穿模和各通带的透射率, 只影响它们各自的位置和其半峰全宽, 即其几何厚度增加时, 隧穿模和各透射峰中心发生红移, 相应的半峰全宽略有增加. 从附图进一步可得, 隧穿模和原禁带长、短波边缘的移动量 $\Delta\lambda$ 与电单负材料几何厚度的增量 Δb 间呈线性关系. 因长波边缘的移动率大于短波边缘的, 故 b 增加时, 原禁带变宽. 从图 7 可见, 电单负材料的几何厚度 b 变化时, TM 波透射谱的变化与 TE 波的相同, 只是禁带长波边缘的移动率有所增加, 因而 b 增加时, TM 波禁带宽度的增量大于 TE 波的. 进一步的计算表明, A 介质的几何厚度增加时, 也有相仿的结果. 由此可知, 制作

此类光子晶体滤波器, 各介质层的几何厚度必须严格控制.

4 理论分析

对于上述光子晶体的隧穿模分别随入射角、磁导率和电单负材料的几何层厚度的变化规律, 可以从理论上做一简要分析. 依一维光子晶体及传输矩阵法的特点, 把两层介质作为一个基本的传输单元, 从左到右共有 AB 和 BA 两种传输单元. 设 AB 传输单元的传输矩阵为

$$T_A T_B = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{21} \\ T_{12} & T_{22} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

则第二类切比雪夫多项式的综量^[16]为

$$x = \frac{T_{11} + T_{22}}{2}. \quad (8)$$

由 (4) 式及 A, B 层介质的特点, 计算可得

$$x = \cos \delta_A \cos \delta_B - \frac{\eta_A^2 + \eta_B^2}{2\eta_A \eta_B} \sin \delta_A \sin \delta_B, \quad (9)$$

其中

$$\delta_A = 2\pi n_A a \cos \theta_A / \lambda, \quad (10)$$

$$\delta_B = 2\pi \sqrt{\varepsilon_B \mu_B} b \cos \theta_B / \lambda. \quad (11)$$

由切比雪夫多项式的性质^[17]可知, 当 $x = 1$ 时, 单元的传输矩阵 $T_A T_B$ 是单位矩阵, 对于 BA 传输单元也可做完全相同的分析, 因而上光子晶体的总传输矩阵也是单位阵. 此时的透射率 $T = 1$, 对应透射谱中的隧穿模. 由 (9) 式可知, 当 $\delta_A = \delta_B = 2k\pi$ 时, 切比雪夫多项式的综量满足 $x = 1$. 由 (10), (11) 式有:

$$n_A a \cos \theta_A = k\lambda, \quad (12)$$

$$\sqrt{\varepsilon_B \mu_B} b \cos \theta_B = k\lambda. \quad (13)$$

由 Snell 定律可知, 两介质中的折射角 θ_A 和 θ_B 满足

$$\theta_A = \sin^{-1}(n_0 \sin \theta / n_A), \quad (14)$$

$$\theta_B = \sin^{-1}(n_0 \sin \theta / \sqrt{\varepsilon_B \mu_B}). \quad (15)$$

由 (14) 和 (15) 式可见, 入射角 θ 增加, 两介质中的折射角 θ_A 和 θ_B 也增加, 由 (12) 和 (13) 式可见, 介质厚度 a, b 一定时, 满足 (12), (13) 式的波长 λ 变短. 这就是入射角增加时, 隧穿模向短波方向移动的简单解释. 由 (12) 或 (13) 式直接知, 入射角 θ 一定, μ_B 增加或介质的几何厚度 a, b 增加, 满足 (12) 或 (13)

式的波长变长. 这是隧穿模和禁带边缘随 μ_B 或 a , b 增加而红移的原因.

5 结论

由以上讨论可知, 用普通介质 SiO_2 和电单负材料 \mathbf{B} 组成的 $(\mathbf{AB})^3(\mathbf{BA})^3$ 对称型光子晶体, 具有与用两种单负材料或用两种普通材料中添加缺陷层的光子晶体同样的带隙结构, 即在原禁带中出现了隧穿模. 该隧穿模有如下特性: 1) 在入

射角增加时, 其透射率和半峰全宽度均保持不变, 但位置发生蓝移, 隧穿模的位置随入射角的移动率 $|\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}\theta|$ 在中间较大; 2) 其他条件不变, 仅是 \mathbf{B} 介质的磁导率 μ_B 从 5 增加到 10 时, 隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变, 但其位置发生了红移; 3) 介质的几何厚度增加时, 隧穿模的透射率不变, 但其位置红移明显, 半峰全宽略有增加. 上述结论对由电单负材料组成的此类光子晶体隧穿模特性的理论和实验研究具有一定的参考价值.

- [1] Guan G S, Jiang H T, Li H Q, Zhang Y W, Chen H, Zhu S Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 211112
- [2] Lindell I V, Tretyakov S A, Nikoskinen K I 2001 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **31** 129
- [3] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zhu S Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [4] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zi J, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [5] Alù A, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 2558
- [6] Dong L J, Jiang H T, Yang C Q, Shi Y L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4657 (in Chinese) [董丽娟, 江海涛, 杨成全, 石云龙 2007 物理学报 **56** 4657]
- [7] Ruppin R 2000 *Phys. Lett. A* **277** 61
- [8] Ruppin R 2001 *J. Phys. Condens. Matter* **13** 1811
- [9] Chen L, He S L, Shen L F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2386 (in Chinese) [陈龙, 何赛灵, 沈林放 2003 物理学报 **52** 2386]
- [10] Zhang R, Yang Y P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2451 (in Chinese) [张睿, 羊亚平 2010 物理学报 **59** 2451]
- [11] Song G, Xu J P, Yang Y P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074101 (in Chinese) [宋戈, 许静平, 羊亚平 2011 物理学报 **60** 074101]
- [12] Belov P A 2003 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **37** 259
- [13] Jim K L, Wang D Y, Leung C W, Choy C L, Chan H L W 2008 *Appl. Phys.* **103** 083107
- [14] Němec H, Duvillaret L, Garet F, Kuzel P, Xavier P, Richard J, Raully D 2004 *Appl. Phys.* **96** 4072
- [15] Liu Q H, Hu D S, Yin X G, Wang Y Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094101 (in Chinese) [刘其海, 胡冬生, 尹小刚, 王彦庆 2011 物理学报 **60** 094101]
- [16] Xiang Y J, Dai X Y, Wen S C, Fan D Y 2008 *Opt. Lett.* **33** 1255
- [17] Quan X L, Yuan X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5315

Polarization properties of one-dimensional photonic crystal tunneling mode containing metamaterials*

Li Wen-Sheng[†] Luo Shi-Jun Huang Hai-Ming Zhang Qin Shi Du-Fang

(Department of Basic Science Hubei University of Automotive Technology, Shiyan 442002, China)

(Received 16 September 2011; revised manuscript received 20 October 2011)

Abstract

An $(AB)^N(BA)^N$ -type one-dimensional photonic crystal is made from common material A(SiO_2) and electric single-negative material B. Numerical calculation results indicate that there is a very sharp tunneling model at 1907.3 nm of the original band. When the incident angle θ increases, the transmittance and the full-width half-maximum of the tunneling mode remains the same, but its position is blue shifted. The value of $|d\lambda/d\theta|$ turns larger when the incident angel is in a range from 15° to 65° . When permeability of B medium μ_B increases from 5 to 10, the position of the tunneling model is only red shifted. When geometric thickness of the dielectric increases, the transmittance of the tunneling model remains unchanged, but its position is red shifted obviously and its full-width half-maximum increase slightly.

Keywords: photonic crystal, electric single-negative materials, tunneling modes, transmittance

PACS: 41.20.Jb, 78.67.Pt, 42.70.Qs, 78.20.Bh

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974048).

[†] E-mail: liwensheng200099@sina.com