

## 由单负材料组成的一维对称型光子晶体中的隧穿模\*

李文胜<sup>†</sup> 罗时军 黄海铭 张琴 付艳华

(湖北汽车工业学院, 十堰 442002)

(2012年2月1日收到; 2012年2月22日收到修改稿)

由电单负材料 A 和磁单负材料 B 构成了一维对称型光子晶体, 数值计算表明其带隙中出现了一隧穿模. 材料层数增加, 隧穿模宽度急剧变窄, 而其位置不变. 隧穿模的位置和宽度对入射角的变化都不太敏感. 材料的几何厚度减小, 隧穿模的位置蓝移, 而其宽度不变.  $\mu_A, \epsilon_B$  增加, 隧穿模的位置红移, 宽度减小. 利用隧穿模的以上特性可以实现对电磁波传播的动态调控.

**关键词:** 光子晶体, 单负材料, 隧穿模

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

## 1 引言

光子晶体是由不同折射率的材料周期排列而成的. 其最大的特点就是具有光子带隙, 出现光子带隙的原因可以用光在周期结构中的布拉格散射来解释<sup>[1-3]</sup>, 这种带隙被称为布拉格带隙, 该带隙对材料的几何尺寸和周期结构的变化比较敏感<sup>[4-6]</sup>. 自负折射率材料出现以后, 人们又发现了两种不同于布拉格带隙的光子带隙, 一种是由正、负折射率材料周期排列而成的光子晶体所具有的零平均折射率带隙<sup>[7,8]</sup>; 另一种是由两种单负材料周期排列而成的光子晶体所具有的零有效相位带隙<sup>[9]</sup>. 已有学者研究表明: 这两种带隙对结构尺寸的误差或周期性涨落, 甚至入射角度以及偏振方式的变化并不太敏感<sup>[10,11]</sup>. 为了进一步研究后一类光子晶体的带隙特征, 构造了由电单负材料 A 和磁单负材料 B 组成的  $(AB)^N (BA)^N$  对称型光子晶体, 并利用传输矩阵法研究了该光子晶体的带隙特征. 研究发现: 由电、磁单负材料组成的一维对称型光子晶体的带隙中出现了一隧穿模, 该隧穿模有一些新的特征. 光子晶体结构中材料的层数数只影响隧

穿模的宽度而不改变其位置; 而两材料几何厚度、电单负材料的磁导率或磁单负材料的介电常数的变化只影响隧穿模的位置而对其宽度影响不大, 隧穿模对入射角的变化不太敏感. 这些特征为我们利用此类结构的光子晶体动态调控电磁波的传播提供了有益的参考.

## 2 结构模型及计算方法

一维对称型光子晶体的结构如图 1 所示. 图中 A 为电单负材料, B 为磁单负材料. 对电单负材料, 其磁导率为  $\mu_A$ , 而介电常量为  $\epsilon_A$ , 满足<sup>[12]</sup>

$$\epsilon_A = \epsilon_a - \frac{\alpha}{\omega^2}, \quad (1)$$

对磁单负材料, 其介电常数为  $\epsilon_B$ , 而磁导率  $\mu_B$  满足

$$\mu_B = \mu_b - \frac{\beta}{\omega^2}, \quad (2)$$

式中  $\epsilon_a, \mu_b$  均为大于零的常数,  $\alpha, \beta$  分别电离化频率和磁化频率,  $\omega$  为入射光的频率.

采用传输矩阵法, 上述光子晶体的等效传输矩

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10974048) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: liwensheng200099@sina.com

阵为

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

其中  $T_{kA}$  和  $T_{kB}$  分别是第  $k$  周期中 A, B 两材料的特征矩阵,  $N$  为周期数. 对于第  $k$  周期中的  $j$  材料层, 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  $\delta_{kj} = 2\pi d_j \sqrt{\epsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta_j} / \lambda$ , 对 TE 模:  $\eta_j = \sqrt{\epsilon_j / \mu_j} \cos \theta_j$ ,  $\theta_j$  为第  $k$  周期中  $j$  材料层中光线的折射角. 若

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

则透射率为<sup>[13]</sup>

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

式中  $\eta_a$  为光子晶体外侧介质的导纳.

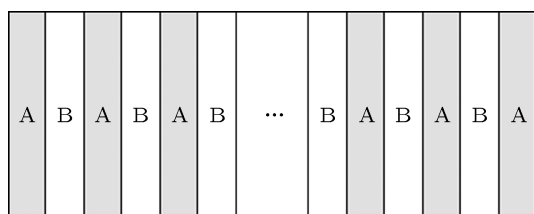


图1 一维对称型光子晶体结构示意图

### 3 隧穿模的特征

计算时 A, B 层的几何厚度取  $d_a = d_b = 500 \text{ nm}$ ,  $\mu_A = \epsilon_B = 5$ ,  $\mu_b = \epsilon_a = 1.8$ ,  $\alpha = \beta = 10^{15} \text{ Hz}$ .

#### 3.1 周期数对隧穿模的影响

为考察周期数不同时对称型光子晶体的透射特征, 光子晶体取上述参数, 入射角  $\theta$  为零, 当周期数  $N$  取 1—5 时, 其 TE 波的透射谱如图 2 中实线所示.

从图中可见, 当  $N = 1$  时, 在 1700—2400 nm 间是一通带, 且呈近似的左右对称, 其间最小的透

射率也有 0.24, 而在 2000 nm 处有一透射峰, 其透射率为 1. 随着  $N$  的增加, 原通带的底部迅速降低, 透射峰急剧变窄而成为禁带中一尖锐的隧穿模. 为理解该隧穿模的形成, 图中还给出了正常结构光子晶体 TE 波的透射谱, 从图中虚线可见, 当  $N = 1$  时, 相应区间是一准禁带, 随着  $N$  的增加, 原准禁带底部迅速降低而成为严格的禁带. 对称结构光子晶体禁带中出现的隧穿模可解释为<sup>[14]</sup>: 因对称交界面处两层 B 材料叠合在一起, 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一 AB'A 型缺陷, 禁带中的隧穿模相当于缺陷模. 而对  $(AB)^{2N}$  结构, 因无此缺陷层, 故此正常结构的光子晶体禁带中不可能出现这种缺陷模. 从图中可见, 对这两种结构的光子晶体,  $N$  越大, 禁带长、短波边缘越陡, 禁带宽度越窄. 而对  $(AB)^N (BA)^N$  型光子晶体而言,  $N$  越大, 其隧穿模越尖锐, 但隧穿模峰值所对应的位置始终保持在 2000 nm 处不变. 若以半峰全宽度表示隧穿模的宽度, 进一步的计算可得, 隧穿模的宽度和周期数  $N$  的关系如表 1 所示.

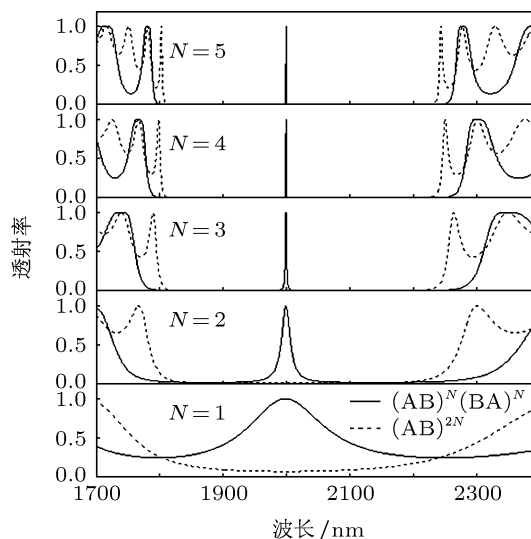


图2 周期数不同时的透射谱

表1 N 不同时隧穿模的宽度

$N$	1	2	3	4	5
$\Delta\lambda/\text{nm}$	164.5	15.89	2.027	0.2581	0.03225

从表中可见, 周期数  $N$  增加, 隧穿模宽度急剧下降, 且从  $N = 2$  开始,  $N$  每增加 1, 隧穿模宽度就下降 87.3%. 周期数  $N$  对两种光子晶体透射谱的影响可解释为: 随着周期数的增加, 各层材料间的调

制不断加强,从而使得其带隙边缘变陡,隧穿模宽度下降.

### 3.2 入射角对隧穿模的影响

为探讨入射角对上述隧穿模的影响,光子晶体保持原参数不变,周期数  $N$  取 3,入射角变化时,其 TE 波的透射谱如图 3 所示.

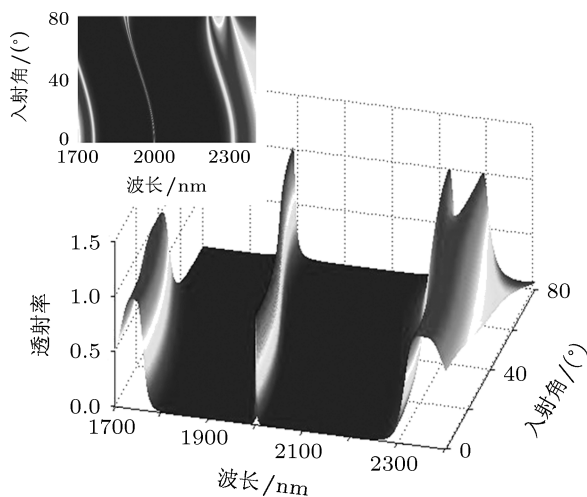


图3 入射角不同时的透射谱

从图中可见,当入射角  $\theta$  在  $0^\circ$ — $80^\circ$  之间变化时,1770—2210 nm 间的带隙总是存在,入射角增加,带隙长、短波边缘均向短波方向移动,但  $20^\circ$ — $70^\circ$  区间的移动率稍大而其他区间的移动率很小.附图更清楚地表明,入射角  $\theta$  增加,隧穿模也向短波方向移动,同样  $0^\circ$ — $20^\circ$  和  $70^\circ$ — $80^\circ$  两区间的移动率很小,  $20^\circ$ — $70^\circ$  区间的移动率稍大且基本保持为常量,计算表明,此区间的蓝移移动率  $|\Delta\lambda/\Delta\theta| = 1.98$ .从附图还可见,入射角增加,隧穿模的宽度也有所增加.只是在  $\theta < 60^\circ$  的区间,隧穿模宽度的增量很小,而在  $60^\circ$ — $80^\circ$  的区间稍大,其平均变化率  $|\Delta(\Delta\lambda)/\Delta\theta| = 0.16$ .隧穿模位置和宽度随入射角的变化情况表明,此类光子晶体的隧穿模对入射角的变化不大敏感.

### 3.3 介质厚度对隧穿模的影响

为讨论几何厚度对隧穿模的影响, A, B 两材料几何厚度的基本值均取 500 nm,周期数  $N$  取 3.当  $d_a, d_b$  在基本值上分别或同时变化 5%,若用实线、虚线和点划线分别表示  $d_a, d_b$  同时变化、

仅  $d_a$  变化和仅  $d_b$  变化时的透射曲线,则该光子晶体 TE 波的透射谱如图 4 所示.从图中可见,当 A 和 B 的几何厚度取基本厚度 (500 nm) 时,在 1790—2260 nm 间是一带隙,隧穿模在 2000 nm 处.材料的几何厚度减小,隧穿模的位置蓝移,反之亦然, A, B 材料的几何厚度同时变化时对隧穿模位置的影响最大, B 材料单独变化时对隧穿模位置的影响较小.两材料的几何厚度同时变化时隧穿模位置的移动率始终保持为 4.而隧穿模的宽度对材料几何厚度的变化并不敏感.

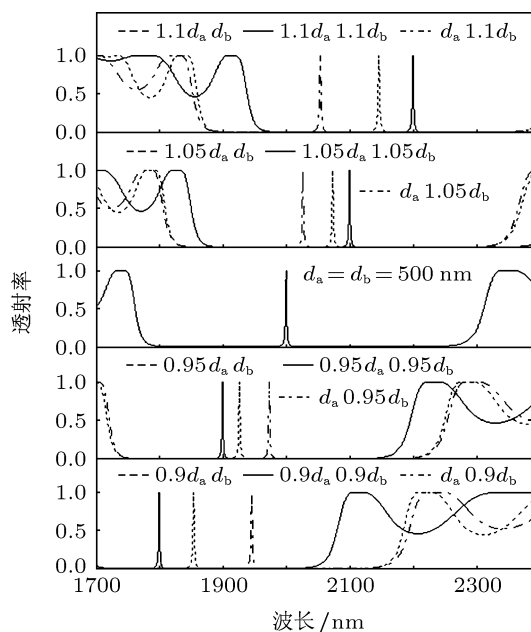


图4 材料厚度不同时的透射谱

### 3.4 介质常量和磁导率对隧穿模的影响

为讨论电单负材料 A 的磁导率  $\mu_A$  和磁单负材料 B 的介电常数  $\epsilon_B$  对隧穿模的影响, A, B 两材料的几何厚度均取基本值 500 nm,周期数  $N$  仍取 3,电磁波垂直入射.当  $\mu_A$  和  $\epsilon_B$  在 4—6 间以 0.5 为步长分别或同时变化,若用实线、虚线和点划线分别表示  $\mu_A, \epsilon_B$  同时变化、仅  $\epsilon_B$  变化和仅  $\mu_A$  变化时的透射曲线,则该光子晶体 TE 波的透射谱如图 5 所示.从图中可见,就原带隙而言,  $\mu_A, \epsilon_B$  增加,带隙红移;反之亦然.  $\mu_A, \epsilon_B$  同时变化比  $\mu_A$  或  $\epsilon_B$  单独变化时对带隙的影响大;  $\mu_A$  或  $\epsilon_B$  分别变化时对带隙的影响相当.  $\mu_A, \epsilon_B$  增加,带隙和隧穿模的位置红移;反之红移.  $\mu_A, \epsilon_B$  同时变化时对隧穿模

位置的影响最大;而  $\epsilon_B$  单独变化对隧穿模位置的影响最小.  $\mu_A, \epsilon_B$  增加,隧穿模变宽,隧穿模宽度与  $\mu_A, \epsilon_B$  的关系如表 2 所示.

从表 2 中可以看出有趣的规律:  $\mu_A$  (或  $\epsilon_B$ ) 取 4.0, 而  $\epsilon_B$ (或  $\mu_A$ ) 增加时,隧穿模宽度先减小后增大,变化呈对称性;  $\mu_A$  (或  $\epsilon_B$ ) 取 4.5, 而  $\epsilon_B$  (或  $\mu_A$ ) 增加时,隧穿模宽度先减小而最后增大,变化无对称性;  $\mu_A$  (或  $\epsilon_B$ ) 取 5.0, 5.5, 6.0, 而  $\epsilon_B$  (或  $\mu_A$ ) 增加或两者同时增加时,隧穿模宽度单调减小.

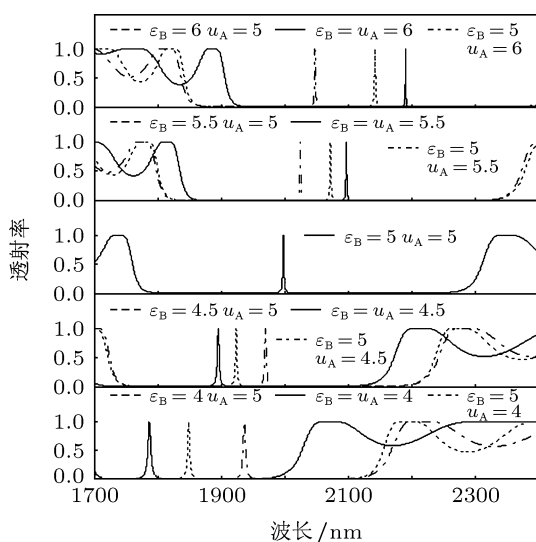


图 5 介电常数磁导率不同时的透射谱

表 2 电单负材料的磁导率  $\mu_A$  和磁单负材料的介电常数  $\epsilon_B$  不同时隧穿模的宽度

$\mu_A \backslash \epsilon_B$	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0
4.0	5.38 nm	4.61 nm	4.47 nm	4.79 nm	5.44 nm
4.5	4.24 nm	3.27 nm	2.76 nm	2.72 nm	2.90 nm
5.0	3.87 nm	2.58 nm	1.98 nm	1.71 nm	1.70 nm
5.5	4.10 nm	2.44 nm	1.66 nm	1.24 nm	1.15 nm
6.0	4.79 nm	2.53 nm	1.57 nm	1.11 nm	0.967 nm

### 4 理论分析

对于上述光子晶体的隧穿模随介质层厚度、入射角、介电常数或磁导率的变化规律,可以从理论上作一简要分析.依一维光子晶体及传输矩阵法的特点,为分析方便起见,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<sup>[15]</sup>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

$$\delta_A = 2\pi\sqrt{\epsilon_A \mu_A} d_A \cos \theta_A / \lambda, \quad (10)$$

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

由切比雪夫多项式的性质可知, 当  $x = 1$  时, 传输单元的传输矩阵  $T_A T_B$  是单位矩阵, 对于 BA 传输单元也可作完全相同的分析, 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和带隙边缘. 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) 式因而有

$$\sqrt{\epsilon_A \mu_A} d_A \cos \theta_A = k\lambda, \quad (12)$$

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

由此可知, 对于  $k$  取一定值, 当介质厚度  $d$  增加、 $\mu_A$  或  $\epsilon_B$  增加时, 满足 (12), (13) 式的波长  $\lambda$  也将增加, 即隧穿模和带隙边缘红移. 这就是介质厚度、 $\mu_A$  或  $\epsilon_B$  变化时, 隧穿模和带隙边缘移动的原因.

由 Snell 折射定律可知, 两介质中的折射角  $\theta_A$  和  $\theta_B$  满足

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

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

由 (14), (15) 式可见, 入射角  $\theta$  增加, 两介质中的折射角  $\theta_A$  和  $\theta_B$  也增加, 由 (12), (13) 式可见, 介质厚度一定时, 满足 (12), (13) 式的波长  $\lambda$  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.

### 5 结论

用电单负材料 A 和磁单负材料 B 构成一对称

型光子晶体, 数值计算表明该光子晶体的带隙中出现了隧穿模, 该隧穿模有如下特征: 1) 当两材料层数只影响隧穿模的宽度而不影响其位置, 材料层数增加, 隧穿模的宽度急剧减小. 2) 隧穿模对入射角的变化不太敏感. 3) 材料的几何厚度减小, 隧穿模的位置蓝移, 反之亦然. A, B 材料的几何厚度同时变化时对隧穿模位置的影响最大, 移动率始终保

持不变, B 材料单独变化时对隧穿模位置的影响最小. 而隧穿模的宽度对材料几何厚度的变化并不敏感. 4)  $\mu_A, \varepsilon_B$  增加, 带隙红移; 反之亦然.  $\mu_A, \varepsilon_B$  同时变化时对隧穿模位置的影响最大; 而  $\varepsilon_B$  单独变化对隧穿模位置的影响最小.  $\mu_A, \varepsilon_B$  同时增加时, 隧穿模的宽度单调减少. 隧穿模的以上特性为电磁波传播的动态调控提供了有益的参考.

- [1] Qiao F, Zhang C, Wan J Zi J 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698
- [2] Li Z Y, Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. B* **62** 1516
- [3] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [4] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Li J, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [5] Li Z Y, Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. B* **62** 1516
- [6] Belov P A 2003 *Microw. and Opt. Tech. Lett.* **37** 259
- [7] Chan D L, Soljacic M, Joannopoulos J D 2006 *Physical Review E* **74** 016609
- [8] Wang Z D, Liu N H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 559 (in Chinese) [王振德, 刘念华 2009 物理学报 **58** 559]
- [9] Xue H, Zheng Z R, Gu P F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3983 (in Chinese) [薛辉, 郑臻荣, 顾培夫 2009 物理学报 **58** 3983]
- [10] Quan X L, Yang X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5313
- [11] 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]
- [12] 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]
- [13] Li W S, Huang H M, Fu Y H, Zhang Q, Shi D F 2012 *Infrared and Laser Engineering* **41** 69 (in Chinese) [李文胜, 黄海铭, 付艳华, 张琴, 是度芳 2012 红外与激光工程 **41** 69]
- [14] 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]
- [15] Lin Y, Lu W 1990 *Principle of optical thin films* (Beijing: National defense industry Press) p40 (in Chinese) [林永昌, 卢维强 1990 光学薄膜原理 (北京: 国防工业出版社) 第 40 页]

# Tunneling mode in symmetrical one-dimensional photonic crystal of single-negative material\*

Li Wen-Sheng<sup>†</sup> Luo Shi-Jun Huang Hai-Ming Zhang Qin Fu Yan-Hua

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

(Received 1 February 2012; revised manuscript received 22 February 2012)

## Abstract

Electrical single-negative material A and magnetic single-negative material B are used to constitute a symmetrical one-dimensional photonic crystal. Numerical calculation results indicate that a tunneling mode will appear in its band gap. With material layers increasing, the width of the tunneling mode narrows sharply, but its position remains unchanged. The position and width of the tunneling model are not sensitive to the incident angle. With the geometry thickness of the material reducing, the position of the tunneling mode is blue-shifted, but its width remains unchanged. With  $\mu_A$  and  $\varepsilon_B$  increasing, the location of tunneling mode is red-shifted and the width decreases. Using the properties of the tunneling mode, it is possible to realise dynamic regulation for electromagnetic wave propagation.

**Keywords:** photonic crystal, single-negative material, tunneling mode

**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).

<sup>†</sup> E-mail: liwensheng200099@sina.com