

太赫兹波在一维反铁磁/电介质准周期光子晶体的传输性质*

赵玉田 张强 白晶 付淑芳 周胜†

(哈尔滨师范大学物理与电子工程学院低维体系与介观物理实验室, 哈尔滨 150025)

(2010年12月14日收到; 2011年3月23日收到修改稿)

本文利用传递矩阵方法研究了电磁波倾斜入射时, 一维反铁磁/电介质准周期光子晶体的透射性质. 反铁磁层和电介质层按 Fibonacci 数列排列构成准周期光子晶体. 通过数值模拟发现光子禁带中有透射峰出现, 而且随着准周期光子晶体级数的增加透射峰的数目也在增加. 此外, 透射峰受电介质层的介电常数、入射角度和电磁波偏振影响明显.

关键词: 反铁磁层, 准周期光子晶体, 太赫兹波传输性质

PACS: 75.50.Ee, 42.70.Qs, 94.20.ws, 87.50.U-

1. 引言

随着通信、雷达和广播技术飞速发展, 微波以下电磁波频段全被占据, 因而开辟新的频段是非常必要的. 上世纪 90 年代, 人们提出了太赫兹 (THz) 技术的概念 (mm— μm 波段), 当前这项技术在世界范围上正在被广泛的研究. 对太赫兹波的研究主要集中于太赫兹波的产生和加工等几方面^[1].

反铁磁体是一种磁有序结构, 反铁磁磁化存在反铁磁共振, 共振频率与外加的直流磁场有关. 反铁磁体光学性质来源于磁化对电磁波磁场的响应, 而非磁性介质光学性质来源于电极化对电磁波电场的响应. 当电磁波的频率远离反铁磁共振频率时, 反铁磁磁化与非磁介质类似, 可近似认为等于 1; 而电磁波的频率在反铁磁共振频率附近时, 反铁磁磁化会变得很大, 由此可以产生许多新的性质^[2-4]. 因此我们利用反铁磁体的波段主要集中在其共振频率附近^[5-8]. 反铁磁体的共振频率^[9]正是处于 THz 区间, 因此可以利用反铁磁体来加工 THz 波.

反铁磁体的磁光性质不仅与外加直流磁场有关, 还与入射电磁波的偏振及反铁磁体系的结构有

关. 人们设计了很多体系来利用反铁磁体的光学性质, 其中最重要的是磁性光子晶体概念的提出. 随着磁光子晶体概念的提出, 人们发现许多有意义的性质, 如巨大的法拉第旋光性^[3,4], 光的传播的不可逆性^[5,6], 以及对反铁磁体非线性效应的放大作用^[7-10]等. 当光子晶体原有的周期性或对称性受到破坏时^[11,12], 其光子禁带中就有可能出现缺陷态. 人们对于周期性磁性光子晶体的带结构和缺陷态已经研究得比较深入, 然而对准周期磁性光子晶体^[13-15]的研究才刚刚起步.

自从 Marlin 等人^[16]在实验上制备出了具有 Fibonacci 序列准周期的超晶格之后, 准周期结构在近年来引起了一定重视. 准周期光子晶体^[17]与周期性光子晶体光学性质有许多不同, 体现了其介于有序体系和无序体系的结构特点. 由于磁性材料的光学性质可以通过外加磁场, 入射波偏振等方法控制, 使得磁性光子晶体具有很好应用前景. 近来对准周期磁性光子晶体性质^[18]的研究也受到研究者的关注. 准周期磁性光子晶体由于磁性层的存在有很多性质^[19-21]与非磁准周期光子晶体不同. 人们曾计算了反铁磁周期结构的线性和非线性性质^[7-9], 但对于磁性准周期光子晶体各种性质^[22-24]的研究开展得还不够充分. 本文主要研究太赫兹波在一维

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074061, 10947168), 哈尔滨师范大学省级预研项目 (批准号: 09XYs-01) 和哈尔滨市科技创新人才研究专项基金 (批准号: RC2011QN001011) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhousheng_wl@163.com

准周期反铁磁/电介质光子晶体中的传播性质, 可为太赫兹波器件的设计加工提供理论支持.

2. 理论模型

一维 Fibonacci 准周期反铁磁光子晶体是由反铁磁层 (A 层) 和电介质 (B 层) 构成. 二者按 Fibonacci 序列排列构成光子晶体, 其排列方式为 $S_1 = A, S_2 = AB, S_{j+1} = S_j S_{j-1}$, 其中 $j \geq 2$. 依次迭代就构成了任意阶的一维准周期磁性光子晶体, 其中 j 为准周期光子晶体的级数. 根据 Fibonacci 数列的排

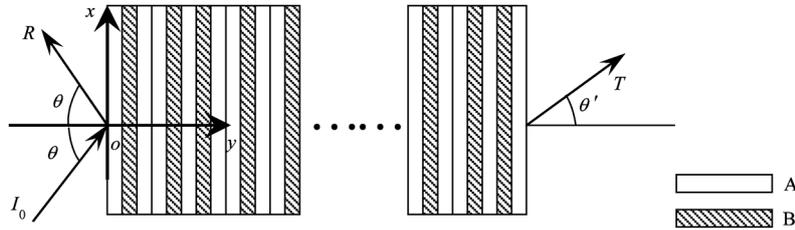


图 1 Voigt 位型下反铁磁准周期光子晶体位型图

布规律, 各级含有的层数分别为 $N(1) = 1, N(2) = 2, N(3) = 3, N(4) = 5, N(5) = 8, \dots$

Voigt 位型是研究反铁磁性时理论和实验中最常用的位型, 如图 1 所示. 外加静磁场 H_0 、子格饱和磁化 M_0 相互平行 (z 轴方向), 且平行反铁磁层表面, 入射面是 x - y 平面. 图 1 给出了准周期光子晶体的结构示意图. 光子晶体两侧为真空. A 层为反铁磁层, 厚度为 d_a , 介电常数为 ϵ_a ; B 层为电介质层, 厚度为 d_b , 介电常数为 ϵ_b . 在图中入射波 I , 反射波 R , 透射波 T , 入射角 θ , 反射角 $-\theta$, 透射角 θ' .

反铁磁体的光学性质来源于反铁磁磁化与电

磁波磁场的耦合. 仿照非线性光学中电极化率的表示, 反铁磁线性磁化可表示为 $m_i^{(1)}(\omega) = \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) H_j(\omega)$, 其中非零的量为^[6]

$$\chi_{xx}^{(1)} = \chi_{yy}^{(1)} = \omega'_a \omega_m \{ 1/[\omega_r'^2 - (\omega - \omega_0)^2] + 1/[\omega_r'^2 - (\omega + \omega_0)^2] \}, \quad (1)$$

$$\chi_{xy}^{(1)} = -\chi_{yx}^{(1)} = i\omega'_a \omega_m \{ 1/[\omega_r'^2 - (\omega - \omega_0)^2] - 1/[\omega_r'^2 - (\omega + \omega_0)^2] \}, \quad (2)$$

这里 $\omega_r' = [\omega'_a(2\omega_e + \omega'_a)]^{1/2}$, $\omega'_a = \omega_a - i\tau\omega$, $\omega_a = \gamma H_a$, $\omega_0 = \gamma H_0$ 和 $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$. H_a 是各向异性场, H_e 为交换场, H_0 是外加静磁场, M_0 是子格磁化. ω_r 是零外场时反铁磁共振频率, γ 为旋磁比. 反铁磁体磁化率可表示为

$$\boldsymbol{\mu} = \mathbf{1} + \boldsymbol{\chi} = \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx}^{(1)} & \chi_{xy}^{(1)} & 0 \\ -\chi_{xy}^{(1)} & 1 + \chi_{yy}^{(1)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

反铁磁线性磁化是非对角张量, 入射电磁波的偏振不同, 可以耦合的磁化分量也不同. 电磁波根据偏振可分为横电波 (TE 波) 和横磁波 (TM 波). TE 波电场分量垂直于入射平面, 磁场分量为 $(H_x, H_y, 0)$, 可与磁化 $m_x(\omega)$ 和 $m_y(\omega)$ 发生耦合. TM 波的磁场分量垂直于入射平面, 磁场分量为 $(0, 0, H_z)$, 可与磁化 $m_z(\omega)$ 发生耦合, 但 $m_z(\omega) = 0$, 即 TM 波入射时, 反铁磁体的光学性质与非磁电介质性质相同. 因此本文主要研究 TE 波在反铁磁准周期光子晶体中的传输性质.

设入射电磁波为 TE 波, 根据图 1 可对不同区间的电场作如下假设:

$$E_z = \exp(ik_x x - i\omega t) \times \begin{cases} I \exp(ik_l y) + R \exp(-ik_l y), & (\text{左侧空间}) \\ A_j \exp(ik_j y) + B_j \exp(-ik_j y), & (\text{第 } j \text{ 层}, j = 1, a), \\ T \exp(ik_r y), & (\text{右侧空间}), \end{cases} \quad (4)$$

其中, 角标 $j = 1, a$ 分别对应电介质层和反铁磁层, y 的取值限制在对应的介质内部. A 和 B 分别表示

向右和向左传播波的振幅, ω 为入射电磁波频率. 光子晶体两侧传播常数为 $k_l = k_r = [(\omega/c)^2 -$

$k_x^2]^{1/2}$, 电介质层内传播常数为 $k_l = [\varepsilon_1(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$, 反铁磁层内传播常数为 $k_a = [\varepsilon_a \mu_r(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$, 其中 $\mu_v = (\mu_{xx}^2 + \mu_{xy}^2)/\mu_{xx}$, $k_x = (\omega/c) \sin \theta$.

根据 $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ 可得到在电介质层和反铁磁层内电磁波磁场 x 分量为

$$H_x = \frac{\exp(ik_x x - i\omega t)}{\omega \mu_0} \times \begin{cases} k_l [I \exp(ik_l y) - R \exp(-ik_l y)], \\ k_l [A_1 \exp(ik_l y) - B_1 \exp(-ik_l y)], \\ (k_a/\mu_r) [(1 + \delta)A_a \exp(ik_a y) + (1 - \delta)B_a \exp(-ik_a y)], \\ k_r T \exp(ik_r y), \end{cases} \quad (5)$$

其中 $\delta = \frac{ik_x \mu_{xy}}{\mu_{xx} k_a}$. 同样也可以得到电磁波磁场 y 分量, 由于以后计算中没有用到这里没有给出.

利用边界条件可得到各层间的传递矩阵. 光子晶体左侧介质与反铁磁层间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \delta_l^+ & 1 - \delta_l^- \\ 1 - \delta_l^+ & 1 + \delta_l^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix} = T_{la} \begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix}. \quad (6)$$

电介质层与反铁磁层之间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \delta_1^+) \exp(-ik_1 d_1) & (1 - \delta_1^-) \exp(-ik_1 d_1) \\ (1 - \delta_1^+) \exp(ik_1 d_1) & (1 + \delta_1^-) \exp(ik_1 d_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix} = T_{1a} \begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix} = \frac{\mu_r k_l}{2k_a} \begin{pmatrix} (\delta_1^- + 1) \exp(-ik_a d_a) & (\delta_1^- - 1) \exp(-ik_a d_a) \\ (\delta_1^+ - 1) \exp(ik_a d_a) & (\delta_1^+ + 1) \exp(ik_a d_a) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = T_{a1} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

反铁磁层与光子晶体右侧介质间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix} = \frac{\mu_r k_r}{k_a} \begin{pmatrix} (1 + \delta_r^-) \exp(-ik_a d_a) & (\delta_r^- - 1) \exp(-ik_a d_a) \\ (\delta_r^+ - 1) \exp(ik_a d_a) & (1 + \delta_r^+) \exp(ik_a d_a) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} = T_{ar} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

这里 $\delta_j^\pm = \frac{k_a \pm k_x \mu_{xy} / \mu_{xx}}{\mu_v k_j}$, 其中 $\mu_v = (\mu_{xx}^2 + \mu_{xy}^2) / \mu_{xx}$, $j = l, 1, r$. 电介质层与光子晶体右侧介质间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2k_1} \begin{pmatrix} (k_r + k_1) \exp(-ik_1 d_1) & (k_1 - k_r) \exp(-ik_1 d_1) \\ (k_1 - k_r) \exp(ik_1 d_1) & (k_r + k_1) \exp(ik_1 d_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} = T_{1r} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

根据各层间的传递矩阵及准周期结构各层分布顺序可以得到反铁磁准周期光子晶体的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = \Pi \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

由(11)式可得到透射率表达式为

$$T = \frac{1}{\Pi_{11}}. \quad (12)$$

利用准周期光子晶体的透射率可以分析电磁波在光子晶体内的传输性质以及光子带结构.

3. 数值模拟与讨论

数值模拟中反铁磁层取为 MnF_2 , 相关物理参

数如下^[25]: 交换场 $H_e = 550$ kG ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 各向异性场 $H_a = 7.87$ kG, 子格磁化 $M_0 = 0.6$ kG, 旋磁比 $\gamma = 1.97 \times 10^{10} \text{ rads}^{-1} \text{ kG}^{-1}$, 相对介电系数 $\varepsilon_a = 5.5$. 当外加静磁场 $H_0 = 1.0$ kG 时, 反铁磁体两个共振频率 $\omega_1/2\pi c = 9.76 \text{ cm}^{-1}$ 和 $\omega_2/2\pi c = 9.83 \text{ cm}^{-1}$ 位于 0.3 THz 附近. 反铁磁体阻尼系数为 $\tau = 0.001$, 层厚为 $d_a = 98.6 \mu\text{m}$. 电介质材料为 SiO_2 , 介电常数为 2.3 , 厚度为 $d_l = 152.5 \mu\text{m}$. 光子晶体两侧为空气. 下面分别研究电磁波偏振, 光子晶体级数和电介质的介电性质对反铁磁准周期光子晶体的传输性质的影响.

电磁波偏振决定其可以耦合的反铁磁磁化分量, 进而对准周期光子晶体的传输性质产生影响. 图 2 给出 TM 波和 TE 波在第 9 级 (共计 55 层) 光子

晶体透射谱. 电磁波垂直入射时, 不论 TM 波还是 TE 波, 入射波频率在 $6.8\text{--}8.0\text{ cm}^{-1}$ 和 $11.8\text{--}13.0\text{ cm}^{-1}$ 区间存在明显的完全光子禁带, 频率在 4.4 cm^{-1} 和 15.0 cm^{-1} 附近存在不完全禁带. TM 波入射时, 反铁磁光子晶体相当于两层电介质构成的准周期结构, 透射谱如图 2 (a) 所示. 在 $8.0\text{--}12.0\text{ cm}^{-1}$ 区间有明显的三部分透射峰密集的区域, 这其中包含几个不完全禁带和几个透射率接近 1 的透射峰. 透射峰存在明显的双分岔结构, 这是准周期结构特有的. TE 波透射谱如图 2 (b) 所示, 与 TM 波透射谱比较可以发现, 在反铁磁共振频率处由于共振吸收比较强出现完全禁带, 共振频率附近的透射强度下降, 而频率远离共振频率时的透射峰变化不明显.

随着光子晶体级数增加, 光子晶体层数增加非常明显, 透射性质也发生变化. 图 3 给出了 7 至 10 级光子晶体透射谱. 横轴为入射电磁波频率, 范围在 $7.5\text{--}13.0\text{ cm}^{-1}$ 区间, 纵轴为电磁波入射角度, 灰度表示透射峰强度. 随着入射角增加, 透射峰向频率高的方向移动. 当级数较小时, 存在四个明显

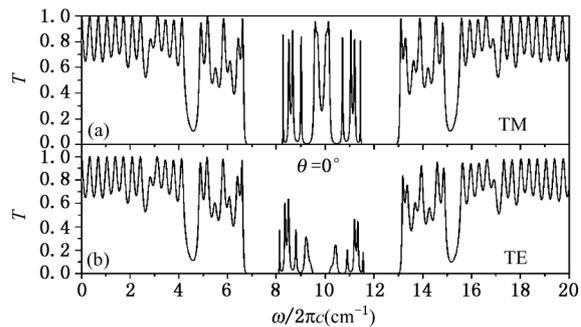


图 2 电磁波分别为 TM 波 (a) 和 TE 波 (b) 时的透射谱

的透射区域, 随着级数的增加, 透射峰发生劈裂出现双分岔结构, 同时透射峰的宽度变窄, 并且强度下降. 由于共振吸收的存在, 反铁磁共振频率附近存在明显的禁带; 并且随着级数增加, 反铁磁层增多, 禁带逐渐变宽. 由于禁带展宽, 小角度入射频率在 10.5 cm^{-1} 附近相应的透射峰消失. 光子晶体的级数较大时, 透射峰变得很窄, 可以利用这个特性来实现窄带滤波, 并且通过改变入射光的角度可以选择输出电磁波的频率.

电介质层的介电性质对透射谱也可以产生影

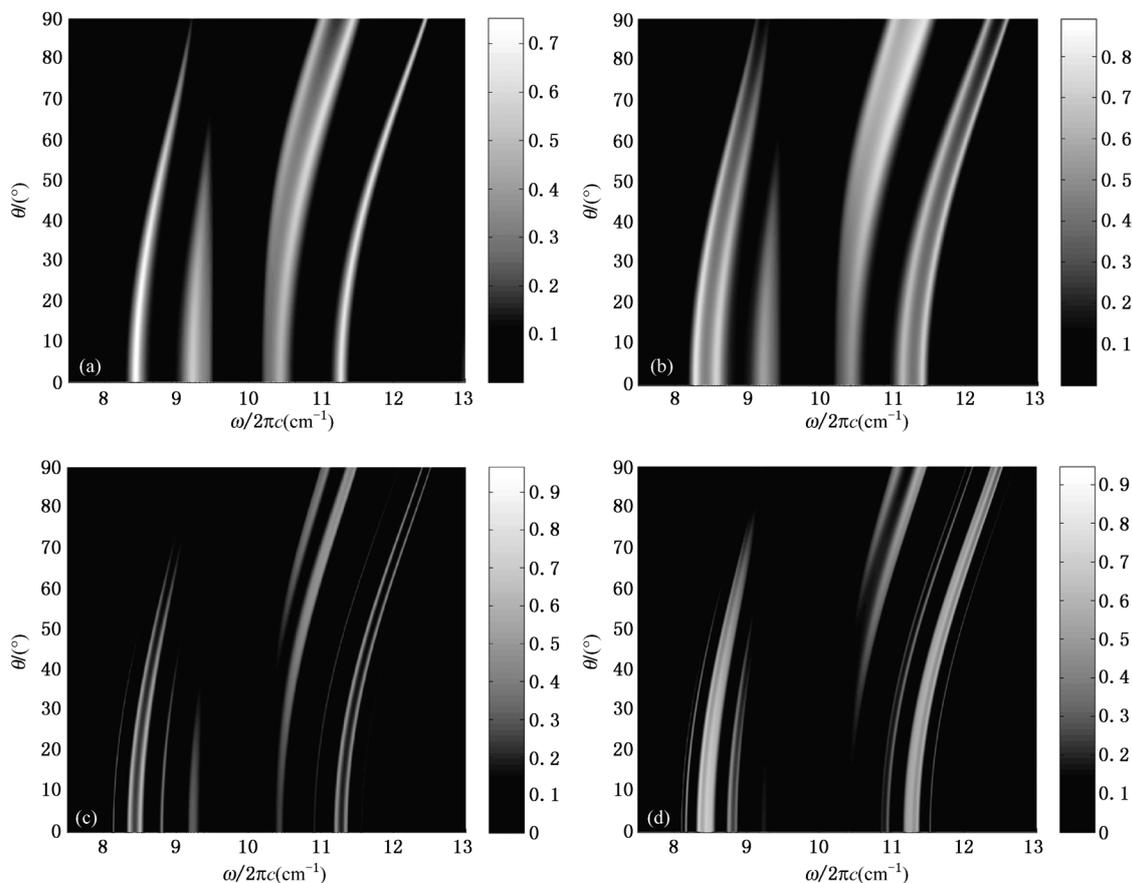


图 3 电磁波倾斜入射, 不同级数反铁磁准周期光子晶体透射谱 (a) $j = 7$; (b) $j = 8$; (c) $j = 9$; (d) $j = 10$

响. 设电介质层为 ZnF_2 , 介电常数为 8.0, 厚度 $d_1 = 89.6 \mu\text{m}$, 其光程与 SiO_2 层的光程相同. 由 $\text{MnF}_2/\text{ZnF}_2$ 构成的第 9 级准周期光子晶体透射谱如图 4 所示. 比较图 3(c) 可以发现随着电介质介电常数的增加, 原来四个透射较强的区域合并为两个, 且透射峰的数目增多. 同样随着入射角度的增加, 透射峰向频率高的方向移动, 但共振频率处禁带宽度基本不变.

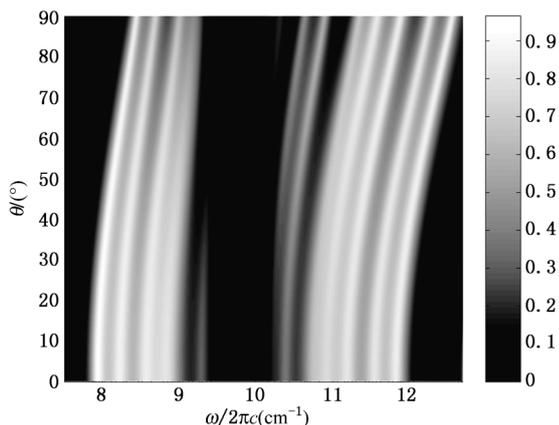


图4 $\text{MnF}_2/\text{ZnF}_2$ 反铁磁准周期光子晶体透射谱

4. 结 论

本文利用传递矩阵的方法研究了 Voigt 位型下反铁磁准周期光子晶体的传输性质. 准周期光子晶体由反铁磁层和电介质层构成, 按 Fibonacci 序列交替排列. 数值模拟中反铁磁体材料为 MnF_2 , 共振频率在 0.3 THz 附近. 我们发现准周期反铁磁光子晶体的光学性质与入射电磁波的偏振有关. 横磁波 (TM 波) 不与反铁磁磁化非零分量发生耦合, 反铁磁体光学性质与非磁电介质相同. 透射谱在反铁磁共振频率处有双分岔结构的透射峰出现. 横电波 (TE 波) 可以与反铁磁磁化非零分量发生耦合. 由于反铁磁体存在共振吸收, 透射谱在共振频率附近出现完全禁带. 随着光子晶体级数的增加, 透射峰的双分岔结构变得明显, 同时反铁磁共振频率处禁带宽度增加. 我们还发现随着入射角度的增大, 透射峰向入射频率大的方向移动; 电介质层的介电常数变大时, 透射峰数目增加. 利用准周期反铁磁光子晶体透射性质可以设计多通道滤波器, 从而有望在光波分复用通信系统中发挥作用.

- [1] Lyubchanskii I L, Dadoenkova N N, Lyubchanskii M I, Shapovalov E A, Th Rasing 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** R277
- [2] Zhou S, Li H, Fu S F, Wang X Z 2009 *Phys. Rev. B* **80** 205409
- [3] Inoue M, Fujii T 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5659
- [4] Wang X Z 2005 *J. Phys.: Condens. Matter* **17** 5447
- [5] Belov P A, Tretyakov S A, Viitanen A J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 016608
- [6] Figotin A, Vitebskiy I 2003 *Phys. Rev. B* **67** 65210
- [7] Zhou S, Wang X Z 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1639
- [8] Bai J, Zhou S, Liu F L, Wang X Z 2007 *J. Phys.: Condens. Matter* **19** 046217
- [9] Zhao Y, Gao H, Zhou S, Wang X Z 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 2696
- [10] Fedyanin A A, Yoshida T, Nishimura K, Marowsky G, Inoue M, Aktsipetrova O A 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **258-259** 96
- [11] Yablonovitch E, Gmitter T J, Meade R D, Rappe A M, Brommer K D, Joannopoulos J D 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3380
- [12] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 409724100
- [13] Yang X B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1185 (in Chinese) [杨湘波 2000 物理学报 **49** 1185]
- [14] Liao L G, Fu H, Fu X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7088 [廖龙光、付虹、傅秀军 2009 物理学报 **58** 7088]
- [15] Cao Y J, Yang X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3620 [曹永军、杨旭 2008 物理学报 **57** 3620]
- [16] Merlin R, Bajema K, Clarke R, Juang F Y, Bhattacharya P K 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1768
- [17] Baneel P A, Heiney P A 1986 *Phys. Rev. B* **33** 7917
- [18] Lusk D, Abdulhalim I, Placido F 2001 *Opt. Commun.* **198** 273
- [19] Peng R W, Huang X Q, Qiu F, Wang M, Hu A, Jiang S S, Mazzer M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3063
- [20] Wang J J, Wan W L, Zhou X F, Wang X Z, Tilley D R 1999 *J. Phys.: Condens. Matter* **11** 2697
- [21] Zhou X F, Wang J J, Wang X Z, Tilley D R 2000 *J. Magn. Magn. Mater.* **212** 82
- [22] Bezerra C G, Cottam M G 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **240** 529
- [23] Zvyagin A A 2010 *Phys. Rev. B* **81** 224407
- [24] Kang S S 2002 *Phys. Rev. B* **65** 064401
- [25] Kamsul, Abraha, Tilley D R 1996 *Surf. Sci. Rep.* **24** 125

Terahertz wave propagation of one-dimensional antiferromagnetic/dielectric quasi-periodic photonic crystals^{*}

Zhao Yu-Tian Zhang Qiang Bai Jing Fu Shu-Fang Zhou Sheng[†]

(Heilongjiang Key Laboratory for Low-Dimensional System and Mesoscopic Physics,
School of Physics and Electronic Engineering, Harbin Normal University, Harbin 150025, China)

(Received 14 December 2010; revised manuscript received 23 March 2011)

Abstract

The transmission of electromagnetic wave at oblique incidence through an antiferromagnetic/nonmagnetic multilayer with a Fibonacci quasi - periodic sequence is calculated by using the transfer matrix approach. Numerical simulations show that many transmission peaks appear in the band gap. Also more and more transmission peak appear as the number of layers in the sequence increases. In addition, the dependence of transmission peak on dielectric constant of nonmagnetic layer, incident angle and wave polarization is also discussed.

Keywords: antiferromagnetic layer, quasi-periodic photonic crystal, terahertz wave propagation

PACS: 75. 50. Ee , 42. 70. Qs , 94. 20. ws , 87. 50. U -

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074061, 10947168), the Advanced Project Foundation of Harbin Normal University (Grant No. 09XYS-01), and the Technological Innovation Talents Foundation of Harbin City, China (Grant No. RC2011QN001011).

[†] Corresponding author. E-mail: zhousheng_wl@163.com