

# 含负磁导率或双负材料的一维光子晶体的全方位带隙中波的反射相位特性\*

林密<sup>1</sup>, 欧阳征标<sup>2,†</sup>, 徐军<sup>1</sup>

(1 电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054)

(2 深圳大学 a. 电子科学与技术学院 太赫兹技术研究中心; b. 深圳市微纳光子信息技术重点实验室, 深圳 518060)

**摘要:**运用传输矩阵法研究了含负磁导率或双负材料的一维光子晶体结构在全方位光子禁带中波的反射相位谱. 研究发现“负磁导率材料-正折射率材料”光子晶体和“双负材料-正折射率材料”光子晶体, 在所述带隙中, 对 TE 波而言, 反射相位随入射角的增大而增大; 对 TM 波而言, 禁带频率范围内波的反射相位随入射角的增大而减小; TE 波和 TM 波, 两种结构的反射相位均随介质层的厚度缩放因子增大而增大, 且都与周期数无关.

**关键字:**光子晶体; 传输矩阵; 负磁导率材料; 双负材料; 全方位光子带隙; 反射相位

中图分类号: O73

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2009)08-1946-7

## 0 引言

负折射率材料, 最早由 Veselago 在理论上提出<sup>[1]</sup>, 它具有负的介电常数和负的磁导率, 也称为“双负材料”. 电磁波在负折射率材料中传播时, 其波矢量的方向与能量的传播方向相反, 将会出现许多不寻常的现象, 例如, 逆 Doppler 效应、逆 Cerenkov 效应、反常光压等<sup>[2-3]</sup>. 一些材料的介电常数和磁导率中一个为正, 一个为负, 被称为“单负材料”. 利用负折射率材料或单负材料制作新型光子晶体, 具有与普通光子晶体<sup>[4-8]</sup>不同的许多性质. 例如, 由正负折射率交替组成的一维光子晶体有一种与传统 Bragg 带隙不同的全方位光子带隙, 该带隙的中心频率和带宽对入射角、介质厚度缩放因子以及入射波的偏振等参量不敏感<sup>[9]</sup>.

迄今为止, 人们对含负折射率材料和单负材料的光子晶体的光子禁带的计算做了比较多的研究<sup>[10]</sup>, 而对光子禁带区的波的反射相位的研究很少. 事实上, 在光子晶体的各种应用中都离不开光子晶体对波的反射作用, 而反射波的相位会对器件的工作特性产生很大的影响. 例如, 当用光子晶体作为反射镜构成激光器的谐振腔时, 反射波的相位变化将影响到激光器的工作波长. 因此, 对光子晶体的反射波相位特性做深入的研究是十分必要的.

本文研究了含负磁导率或双负材料的一维光子晶体的全方位带隙中, 波的反射相位与入射角、介质

厚度缩放因子以及周期数之间的关系和变化规律.

## 1 物理模型及理论基础

考虑由 A、B 两种材料组成的一维光子晶体, 介质层排列顺序为 (AB)<sup>N</sup>, 其中 A 为负折射率材料, 物理厚度为  $d_A$ , B 为正折射率材料, 它的介电常数为  $\epsilon_B$ , 磁导率为  $\mu_B$ , 物理厚度为  $d_B$ . 本文考虑了 A 为负磁导率和双负两种材料, 介电常数和磁导率可分别表示为<sup>[11-15]</sup>

负磁导率材料  $A_1$ :

$$\epsilon_{A_1} = \epsilon_1, \mu_{A_1} = \mu_1 - \alpha/\omega^2 \quad (1)$$

双负材料  $A_2$ :

$$\epsilon_{A_2} = \epsilon_2 - \beta/\omega^2, \mu_{A_2} = \mu_2 = \gamma/\omega^2 \quad (2)$$

式(1)和式(2)中, 角频率的单位为 GHz,  $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_2$  和  $\mu_2$  为正的常数,  $\alpha = \beta = \gamma = 100$ . 设介质层表面平行于  $xy$  平面, 电磁波从空气以  $\theta$  为入射角从  $xy$  平面进入并沿着  $z$  轴正方向传播. 电场分量和磁场分量由坐标  $z$  传播到  $z + \Delta z$  处对应的传输矩阵为<sup>[13-14]</sup>

$$\mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) = \begin{bmatrix} \cos k_{zj} \Delta z & -i/q_j \sin(k_{zj} \Delta z) \\ -iq_j \sin(k_{zj} \Delta z) & \cos(k_{zj} \Delta z) \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中  $k_{zj} = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - (\epsilon_j \mu_j)^{-1} \sin^2 \theta}$  是第  $j$  层沿  $z$  轴的波矢分量,  $i$  为虚数单位,  $\epsilon_j$  和  $\mu_j$  是第  $j$  层的介电常数和磁导率,  $c$  是真空中光速,  $\Delta z$  是该层厚度. 对于 TE 波,  $q_j = \epsilon_j^{1/2} / \mu_j^{1/2} [1 - (\epsilon_j \mu_j)^{-1} \sin^2 \theta]^{1/2}$ ; 对于 TM 波,  $q_j = \mu_j^{1/2} / \epsilon_j^{1/2} [1 - (\epsilon_j \mu_j)^{-1} \sin^2 \theta]^{1/2}$ . 整个光子晶体的传输矩阵为

$$\mathbf{X}_N = \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^{2N} \mathbf{M}_j(d_j, \omega) \quad (4)$$

考虑光子晶体前端和后端都是真空, 由传输矩

\* 国家自然科学基金(60877034)、广东省自然科学基金重点项目(8251806001000004)、深圳市科技计划项目和深圳市微纳光子信息技术重点实验室开放项目资助

† Tel: 0755-26535263 Email: zhouyang@szu.edu.cn  
收稿日期: 2008-08-19 修回日期: 2008-11-18

阵理论可以得到 TE 波和 TM 波的透射系数  $t(\omega)$  和反射系数  $r(\omega)$  为

$$t(\omega) = 2 \cos \theta / \{ [x_{11}(\omega) + x_{22}(\omega)] \cdot \cos \theta [x_{12}(\omega) \cos^2 \theta + x_{21}(\omega)] \} \quad (5)$$

$$r(\omega) = \frac{[x_{11}(\omega) + x_{12}(\omega) \cos \theta] \cos \theta - [x_{11}(\omega) + x_{12}(\omega) \cos \theta] \cos \theta + \left[ \frac{x_{21}(\omega) + x_{22}(\omega) \cos \theta}{x_{21}(\omega) + x_{22}(\omega) \cos \theta} \right]}{\dots} \quad (6)$$

对应的透射率和反射率分别为

$$T(\omega) = |t(\omega)|^2 \quad (7)$$

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2 \quad (8)$$

透射相位和反射相位分别为

$$\varphi_t = \arctan \left[ \frac{\text{Im}(t)}{\text{Re}(t)} \right] \quad (9)$$

$$\varphi_r = \arctan \left[ \frac{\text{Im}(r)}{\text{Re}(r)} \right] \quad (10)$$

式中  $\text{Im}(r)$  和  $\text{Re}(r)$  分别为反射系数  $r(\omega)$  的虚部和实部;  $\text{Im}(t)$  和  $\text{Re}(t)$  分别为透射系数  $t(\omega)$  的虚部和实部.

为了研究方便,定义缩放因子如下

$$\rho = d/d_0 \quad (11)$$

式中  $d_0$  表示缩放前的长度或厚度,  $d$  表示缩放后的长度或厚度.

## 2 计算结果和分析

### 2.1 “负磁导率材料—正折射率材料”光子晶体 $(A_1B)^N$ 的反射相位

单负材料包括负  $\epsilon$  和负  $\mu$  两种,这里我们研究负  $\mu$  的材料. 选择参量  $\epsilon_1 = 3, \mu_1 = 1$ , 正折射率材料  $\epsilon_B = 5, \mu_B = 1$ , 材料未缩放厚度分别为  $d_{A_1} = 12 \text{ mm}, d_B = 6 \text{ mm}$ , 缩放后的厚度分别为  $12 \rho \text{ mm}$  和  $6 \rho \text{ mm}$ , 周期数  $N = 16$ . 代入式(1), 运用传输矩阵法可计算出其传输谱, 如图 1.

由图 1 可知, 不论是 TE 波还是 TM 波, 在  $0 \sim 35 \text{ GHz}$  频率范围内出现了两个禁带, 其中一个出现在小于  $10 \text{ GHz}$ , 另一个出现在附近. 值得注意的

是, 处于低频区的禁带的宽度和深度对入射角的变化不敏感, 这是一种全方位带隙. 而处于高频区的禁带则随着入射角的变化而发生明显偏移和禁带深度的变化, 这是普通的 Bragg 带隙.

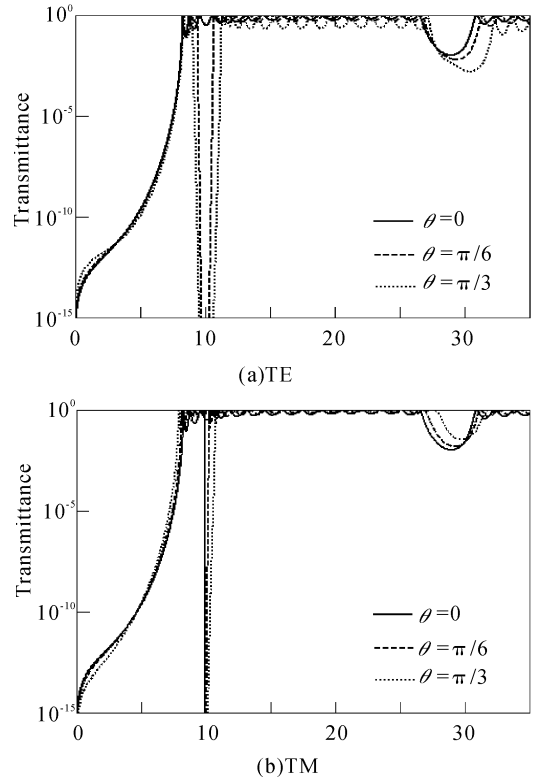
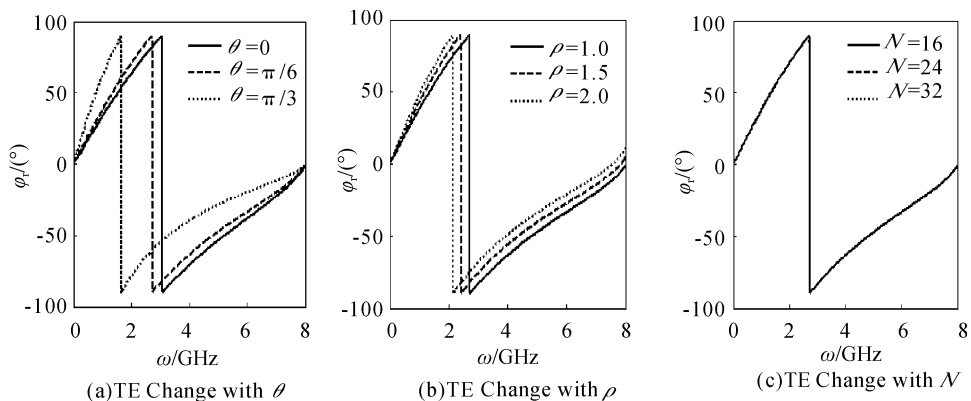


图 1 一维光子晶体结构  $(A_1B)^N$  传输谱  
Fig. 1 Transmittance spectrum of 1-D photonic crystals

全方位光子带隙频率范围(约  $0 \sim 8 \text{ GHz}$ )内波的反射相位特性. 模拟结果如图 2, 其中横坐标均为角频率  $\omega$ , 纵坐标均为反射位  $\varphi_r$ , 单位均为度. 在图 2 中, (a) 和 (d) 分别为 TE 波和 TM 波反射相位随入射角的变化特性, 其中缩放因子  $\rho = 1$ , 周期数  $N = 16$ ; (b) 和 (e) 分别为介质层厚度缩放变化时, TE 波和 TM 波反射相位的变化情况, 入射角  $\theta = \pi/6$ , 周期数  $N = 16$ ; (c) 和 (f) 分别为 TE 波和 TM 波反射相位随周期数的变化特性, 其中入射角  $\theta = \pi/6$ , 其中缩放因子  $\rho = 1$ .



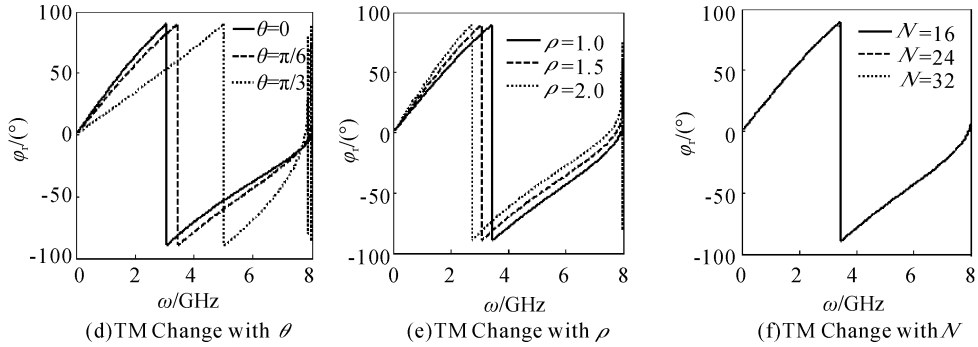


图 2 结构  $(A_1B)^N$  的 TE 模(a)~(c)和 TM 模(d)~(f)反射相位谱

Fig. 2 The reflection phase spectrum of structure  $(A_1B)^N$  for TE (a)~(c) and TM (d)~(f) modes

需要说明的是:图 2 和图 5 给出的是相对反射相位,其取值区间为 $(-\pi/2 \sim \pi/2)$ ,当相对反射相位超过  $\pi/2$  时,自动减去  $\pi$ ,从而出现相位跳变点.绝对反射相位等于相对反射相位加上“跳变次数乘以  $\pi$ ”.

由图 2 可知,在全方位光子带隙频率范围内,对 TE 波,反射相位随入射角的增大而增大.对 TM 波,反射相位随入射角的增大而减小.不论是 TE 波还是 TM 波,反射相位随介质层厚度缩放因子的增大而增大,且不随周期数  $N$  而改变.

为了更深入研究反射相位随入射角的变化情况,我们令频率固定,做反射相位与入射角的关系图,如图 3,其中缩放因子  $\rho=1$ ,周期数  $N=16$ .

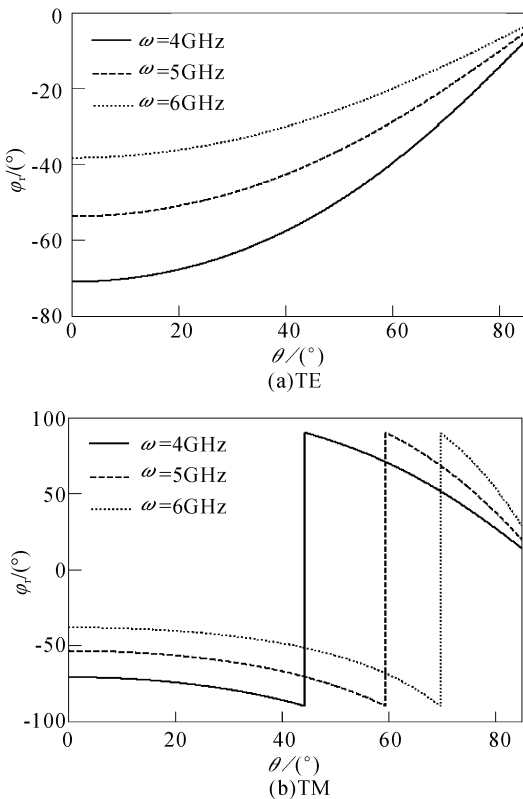


图 3 结构  $(A_1B)^N$  的反射相位  $\varphi_r$  与入射角  $\theta$  之间的关系  
Fig. 3 The reflection phase  $\varphi_r$  versus the incident angle  $\theta$  for structure  $(A_1B)^N$

由图 3 可知,对于 TE 波,反射相位随入射角的增大而增大,且当入射角较小时,反射相位增大的速

度较慢.对于 TM 波,反射相位随入射角的增大而减小,且当入射角较小时,反射相位减小的速度较慢.不论是 TE 波还是 TM 波,入射波频率越大,反射相位越大.

同样,令频率固定,做反射相位随缩放因子的变化关系图,如图 4,其中入射角  $\theta=\pi/6$ ,周期数  $N=16$ .

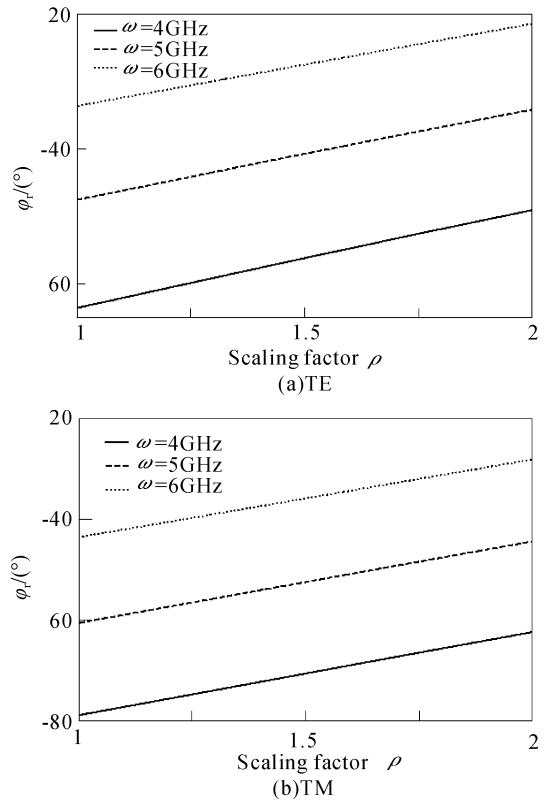


图 4 结构  $(A_1B)^N$  的反射相位  $\varphi_r$  与缩放因子  $\rho$  之间的关系  
Fig. 4 The reflection phase  $\varphi_r$  versus the scaling factor for structure  $(A_1B)^N$

由图 4 可知,不论是 TE 波还是 TM 波,反射相位随缩放因子的增大而增大,并且入射波频率越大,反射相位也越大.

值得注意的是,由图 2 (b) 和 (e) 可看出,在 0 GHz 频率附件,反射相位随频率非线性变化,且频率越接近 0 GHz,非线性越强;而对于远离 0 GHz 的情况,例如图 4 所示的 4~6 GHz 区,反射相位随频率接近线性增大.

## 2.2 “双负材料—正折射率材料” 光子晶体 $(A_2B)^N$ 的反射相位

由式(2)所表示的色散材料可以用周期性的金属装载传输线组装制作而成. 最近的研究表明这种负折射率材料具有很好的微波特性<sup>[15]</sup>, 例如, 具有很低的吸收损耗和较大的透射带宽. 本文选择参量  $\epsilon_2 = 1.21, \mu_2 = 1, \epsilon_B = 4, \mu_B = 1$ , 材料未缩放厚度分别为  $d_{A_2} = 6 \text{ mm}, d_B = 12 \text{ mm}$ , 缩放后的厚度分别为  $6\rho \text{ mm}$  和  $12\rho \text{ mm}$ ,  $N = 16$ . 将这些参量代入式(2), 则运用传输矩阵法可计算出类似于图 2 的禁带特性图. 由于禁带特性非本文所研究重点, 这里略去详图, 直接给出结论: 与单负折射材料组成的结构相类似, 不论是 TE 波还是 TM 波, 光子晶体在  $0 \sim$

$40 \text{ GHz}$  频率范围内出现了两个禁带, 左右的禁带是一种全方位光子带隙, 另一个出现在  $30 \text{ GHz}$  附近, 是普通的光子带隙.

全方位光子带隙频率范围(约  $3 \sim 6 \text{ GHz}$ )内波的反射相位特性的典型结果如图 5. 图 5 中, 横坐标都为角频率  $\omega$ , 纵坐标都为反射相位  $\varphi_r$ , 单位均为度; (a) 和 (d) 分别为 TE 波和 TM 波反射相位随入射角变化的情况, 其中缩放因子  $\rho = 1$ , 周期数  $N = 16$ ; (b) 和 (e) 分别为 TE 波和 TM 波反射相位随缩放因子的变化情况, 其中入射角  $\theta = \pi/6$ , 周期数  $N = 16$ ; (c) 和 (f) 分别为 TE 波和 TM 波反射相位随周期数的变化情况, 其中入射角  $\theta = \pi/6$ , 缩放因子.

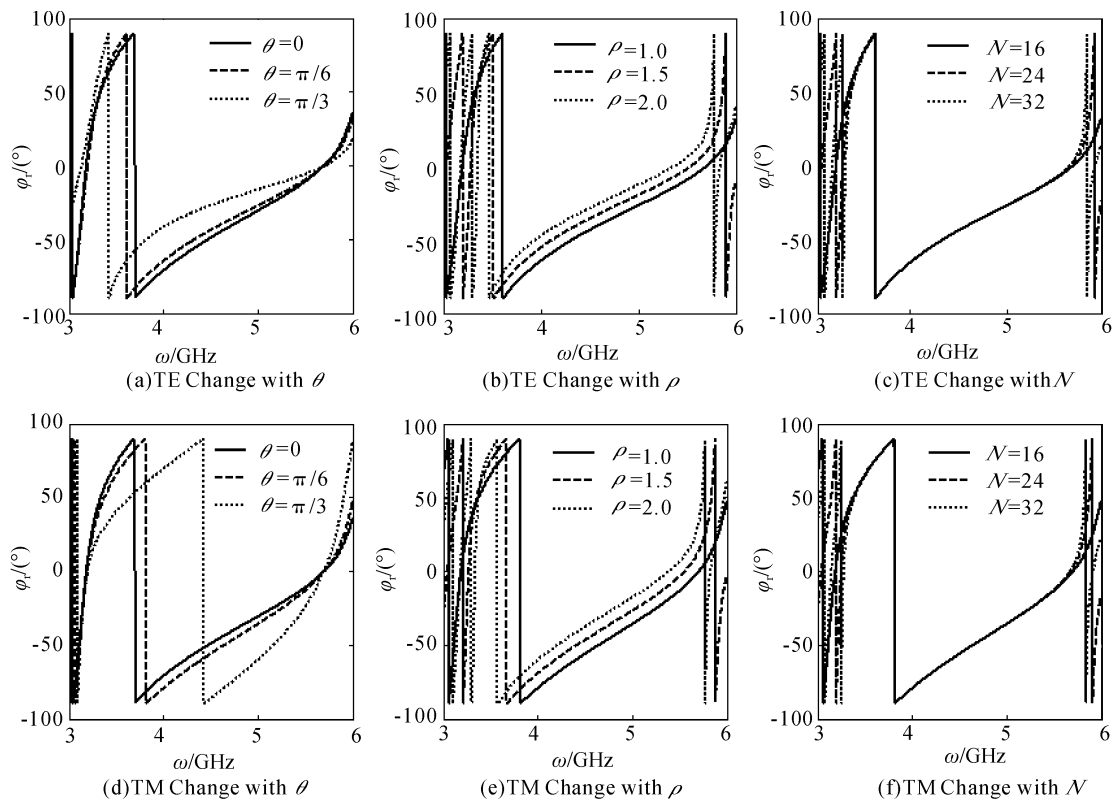
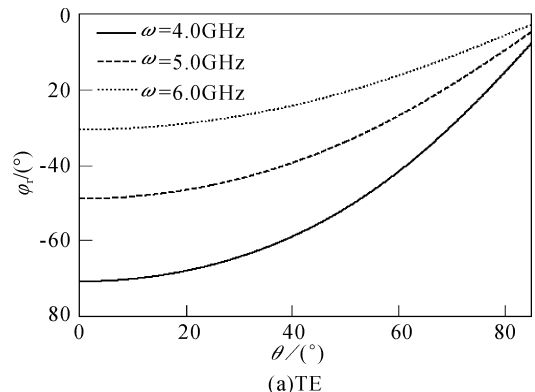


图 5 结构  $(A_2B)^N$  的 TE 模(a)~(c)和 TM 模(d)~(f)反射相位谱

Fig. 5 The reflection phase spectrum of structure  $(A_2B)^N$  for TE (a)~(c) and TM (d)~(f) modes

由图 5 可知, 在全方位光子带隙频率范围内, 对 TE 波而言, 反射相位随入射角的增大而增大. 对 TM 波而言, 反射相位随入射角的增大而减小. 不论是 TE 波还是 TM 波, 反射相位随缩放因子的增大而增大, 且随周期数  $N$  的变化不发生改变.

为了更深入研究反射相位随入射角的变化情况. 令频率固定, 做反射相位随入射角的变化关系图, 如图 6, 其中  $\rho = 1$ , 周期数  $N = 16$ .



(a)TE

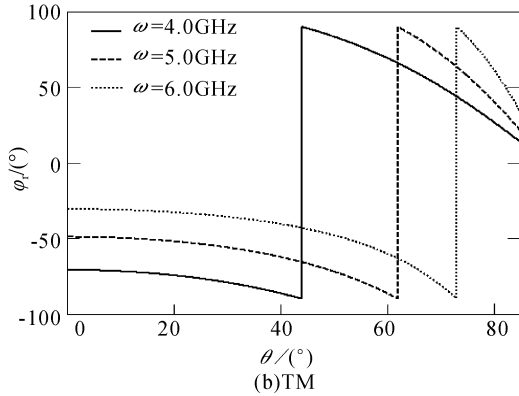


图6 结构 $(A_2B)^N$ 的反射相位 $\varphi_r$ 与入射角 $\theta$ 之间的关系  
Fig. 6 The reflection phase  $\varphi_r$  versus the incident angle  $\theta$  for structure  $(A_2B)^N$

由图6可知,对TE波而言,反射相位随入射角的增大而增大,且当入射角较小时,反射相位增大的速度较慢.对TM波而言,反射相位随入射角的增大而减小,且当入射角较小时,反射相位减小的速度较慢.不论是TE波还是TM波,入射波频率越大,反射相位越大.

此外,令频率固定,在正入射的情况下,做反射相位随缩放因子的变化关系图,如图7,其中入射角 $\theta = \pi/6$ ,周期数 $N = 16$ .

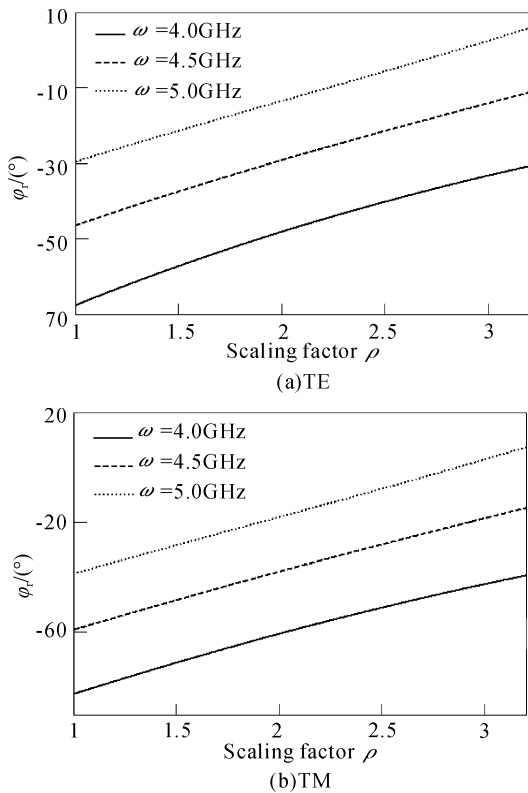


图7 结构 $(A_2B)^N$ 的反射相位 $\varphi_r$ 与缩放因子 $\rho$ 之间的关系  
Fig. 7 The reflection phase  $\varphi_r$  versus the scaling factor  $\rho$  for structure  $(A_2B)^N$

由图7可知,无论是TE波还是TM波,反射相位随缩放因子的增大而增大,且入射波频率越大,反射相位越大.

## 2.3 讨论

单负材料和正折射率材料交替排列而成的光子晶体的第一个禁带的产生原因是,单负材料的折射率为虚数,波在其中会被迅速衰减,能量守恒的结果是波被全反射,从而出现禁带.而由双负材料和正折射率材料交替排列而成的光子晶体的第一个禁带的产生机制则与之有所差异,它是由光子在这种光子晶体中的总光程近似趋于零而导致的.这两种光子晶体的第一个禁带的位置都基本与波的入射角无关.但是,由上一节的仿真结果可以看出,其反射相位是会随入射角做规律性变化的.对此可以做如下理论解释.

将光子晶体等效为有效折射率为 $n_{\text{eff}}$ 的单层介质,则光子晶体的反射相位可表示为

$$\varphi_r = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}} \times D_r \quad (12)$$

式中 $\omega$ 为角频率, $c$ 为真空中的光速, $D_r$ 为等效反射距离.等效反射距离 $D_r$ 本来只是频率 $\omega$ 的函数,但是在一维光子晶体中,由于每一层介质的厚度都很小,都需要数个周期的光子晶体才能使波发生全反射,故 $D_r$ 是缩放因子 $\rho$ 的函数.

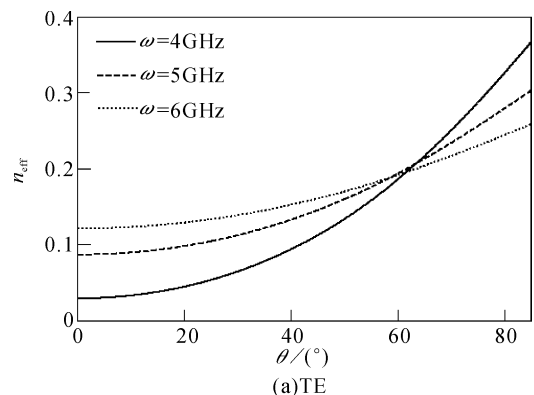
利用传输矩阵法,通过计算透射相位 $\varphi_t$ 可以很方便的得到有效折射率 $n_{\text{eff}}$ .透射相位可以表示为

$$\varphi_t = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}} L \quad (13)$$

式中 $L$ 为一维光子晶体总的几何长度.

对于负磁导率材料一维光子晶体,有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 随入射角的变化情况如图8,其中 $d_{A_1} = 12$  mm,  $d_B = 6$  mm 周期数 $N = 16$ .

由图8可知,对负磁导率材料组成的一维光子晶体,对于TE波,固定频率时有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 随着入射角的增大而增加.注意到,等效反射距离主要由系统的结构以及波的频率决定,则从式(12)可知,图8(a)给出的趋势与图3(a)所给出的趋势是一致的;对于TM波,固定频率时有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 随着入射角的增大而减少,同样从式(12)可知,图8(b)给出的趋势与图3(b)所给出的趋势是一致的.不过,波的入射角并不是完全对等效反射距离没有影响,这也是导致图8与图3的趋势不完全一致的原因.



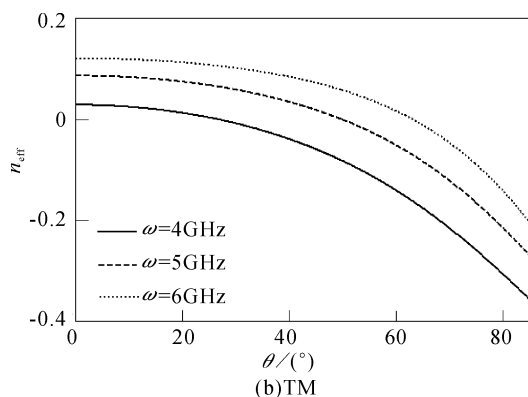


图 8 结构  $(A_1B)^N$  的有效折射率  $n_{\text{eff}}$  与入射角  $\theta$  之间的关系  
Fig. 8 The effective refractive index  $n_{\text{eff}}$  versus the incident angle  $\theta$  for structure  $(A_1B)^N$

对于 TE 波,从图 8(a)可以看出,当角度较小时,频率大则有效折射率也大,当角度较大时(如图 8(a)中  $\theta > \pi/3$ ),频率大时有效折射率反而小.但图 3(a)所给出的反射相位,不论角度大小,总是随频率的增大而增加.要理解这一现象,需要全面考虑  $n_{\text{eff}}$ 、 $\omega$  和  $D_r$  对反射相位的影响.由式(12)可以看出,反射相位与  $\omega$  成正比,又由金属(单负材料相当于金属)的趋肤深度公式可知, $D_r$  与  $1/\sqrt{\omega}$ 成正比,则可知反射相位与  $\sqrt{\omega}$ 成正比.因此,当频率较高时,频率对反射相位的影响将成为决定性因素.相对而言,有效折射率随频率的变化没有那么厉害.总体结果是,反射相位总是随频率的增加而增加.

对于图 2(b)、(e)和图 5(b)、(e)所给出的反射相位随缩放因子  $\rho$  增加而增加的现象可以做如下解释.考虑到对任意结构做比例缩放时,结构的有效折射率  $n_{\text{eff}}$  基本不变(如果不考虑色散,则完全不变),则此时有效折射率对反射相位的影响可以忽略,而只需要考虑频率  $\omega$  和等效反射距离  $D_r$  对反射相位的影响.由于波需要与几个周期的光子晶体作用才能发生全反射,因此,当对光子晶体按缩放因子  $\rho$  增大尺寸时,等效反射距离  $D_r$  也会随之增大,这样由式(12)可知反射相位也会随之增加,与模拟得到的结果相吻合.

类似地,可以对图 2(c)、(f)和图 5(c)、(f)所给出的反射相位不受光子晶体周期数影响的现象做出解释.因为周期数的增加丝毫不改变有效折射率的大小,同时也几乎不会影响等效反射距离的长度,所以反射相位是不受周期数影响的.

### 3 结论

本文深入研究了含负磁导率或双负材料的一维光子晶体的全方位光子带隙中,波的反射相位随入射角、各介质层厚度缩放因子以及周期数变化的规律,并对所得到的规律做了物理解释.发现不论是

“负磁导率材料-正折射率材料”光子晶体还是“双负材料-正折射率材料”光子晶体,所述带隙中,对 TE 波而言,波的反射相位随入射角的增大而增大;对 TM 波而言,反射相位随入射角的增大而减小;不论是 TE 波还是 TM 波,两种结构的反射相位均随介质层的厚度缩放因子增大而增大,且都与周期数无关.这方面的研究,弥补了理论上的不足,有利于全面理解由负折射材料与正折射材料组成的一维光子晶体结构的相位特性,也为一维光子晶体相位补偿器和色散补偿器的制作提供了理论依据.

### 参考文献

- [1] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  [J]. *Sov Phys Uspekhi*, 1966, **10**(4): 509-514.
- [2] KLIMOV V V. Spontaneous emission of an excited atom placed near a “left-handed media” [J]. *Opt Comm*, 2002, **211**(4): 183-187.
- [3] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(14): 3966-3969.
- [4] WANG Rui, ZHANG Cun-xi, NIE Yi-hang. Band Structure and propagation properties of one-dimension anisotropy photonic crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(1): 89-93.  
王瑞,张存喜,聂一行. 一维各向异性光子晶体的带隙结构和传输特性 [J]. *光子学报*, 2007, **36**(1): 89-93.
- [5] LIU Qi-neng. properties of polarization of defect mode of one-dimensional photonic crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8): 1431-1434.  
刘启能. 一维光子晶体缺陷模偏振特性的研究 [J]. *光子学报*, 2007, **36**(8): 1431-1434.
- [6] LIU Dan-dong, CHEN Guang-de, LI Jin-xuan, et al. Tunable transmittance of defect modes in one-dimensional photonic crystal with 3 defects [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(2): 286-289.  
刘丹东,陈光德,李晋选,等. 缺陷态透射率可调的三缺陷层的一维光子晶体 [J]. *光子学报*, 2006, **35**(2): 286-289.
- [7] ZHANG Hai-feng, MA Li, LIU Shao-bin. Periodic band gap structure for unmagnetized plasma photonic crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(8): 1566-1570.  
章海峰,马力,刘少斌. 非磁化等离子体光子晶体的禁带周期性研究 [J]. *光子学报*, 2008, **37**(8): 1566-1570.
- [8] LIU Guang-ping, XUAN Yi-min, HAN Yu-ge. Applications of one-dimensional photonic crystal in thermophotovoltaic [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 115-119.  
刘广平,宣益民,韩玉阁. 一维光子晶体在热光伏技术中的应用 [J]. *光子学报*, 2008, **37**(1): 115-119.
- [9] SHANG Ting-yi, ZHENG Yi, ZHANG Hui-yun, et al. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystal with negative-index materials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 663-665.  
尚廷义,郑义,张会云,等. 含负折射率材料一维光子晶体的全方位带隙和缺陷模 [J]. *光子学报*, 2007, **36**(4): 663-665.
- [10] CHEN Yue-gang, ZHANG Yan, LIU Shu-tian. Investigation

- of one-dimensional photonic crystals composed of dispersive materials[J]. *Opt Comm*, 2006, **265**(2): 542-550.
- [11] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(10):77-79.
- [12] PENDRY J B, HOLDEN A J, ROBBINS D J, *et al.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 1999, **47**(11): 2075-2084.
- [13] LIU Nian-Hua, ZHU Shi-Yao, CHEN Hong, *et al.* Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect[J]. *Phys Rev E*, 2002, **65**(4): 046607(1)-046607(8).
- [14] WANG Li-Gang, CHEN Hong, ZHU Shi-Yao. Superluminal pulse reflection and transmission in a slab system doped with dispersive materials[J]. *Phys Rev E*, 2004, **70**(6): 066602(1)-066602(6).
- [15] JIANG Hai-tao, CHEN Hong, LI Hong-qiang, *et al.* Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals with negative-index materials [J]. *Appl Phys Lett*, 2003, **83**(26): 5386-5388.

## Reflection Phase Properties in the Omni-directional Gap of One-dimensional Photonic Crystals with Mu-negative or Double-negative Materials

LIN Mi<sup>1</sup>, OU-YANG Zheng-biao<sup>2</sup>, XU Jun<sup>1</sup>

(1 School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(2 Shenzhen Key Laboratory of Micro-Nano Photonic Information Technology, College of Electronic Science and Technology, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong 518060, China)

**Abstract:** Reflection phase properties of one-dimensional photonic crystals (PhCs) with mu-negative or double-negative materials are investigated by the transfer matrix method. In both of the two structures—“mu-negative positive-index PhC” and “double-negative positive-index PhC”, the results show that the reflection phase in the omni-directional gap increases with the increase of incident angle for TE modes. For TM modes, the reflection phase decreases with the increase of incident angle. And the reflection phase increases with the increase of the scaling factor of layer thickness, while keeps invariant with the increase of periodic numbers for both TE and TM modes.

**Key words:** Photonic crystal; Transfer matrix; Mu-negative materials; Double-negative materials; Omni-directional gap; Reflection phase



**LIN Mi** is working for his Ph. D. degree. His main research interest is in the field of photonic crystals and their applications.