

文章编号: 0258-7025(2010)12-3098-05

# 基于含负折射率材料一维光子晶体的宽带相位补偿器

张 林 韩 鹏 陈 溢 杭

(华南师范大学物理与电信工程学院, 广东 广州 510006)

**摘要** 运用传输矩阵法, 计算了由正、负折射率材料构造的一维光子晶体的反射波的相位特性。在该结构的零平均折射率( $zero-\bar{n}$ )带隙范围内, TE 波和 TM 波的反射相位差随着入射角的增大而增大, 且在很宽的频率范围内(相对带宽  $\Delta\omega/\omega > 19\%$ )保持一定值。利用此特性, 可以设计一种反射型相位补偿器。计算了缩放因子、材料厚度比、折射率和周期对相位补偿器的影响。

**关键词** 一维光子晶体; 负折射率材料; 零平均折射率带隙; 反射相位; 相位补偿器

**中图分类号** O483 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103712.3098

## Phase Compensator Based on One-Dimensional Photonic Crystals Containing Negative Index Materials

Zhang Lin Han Peng Chen Yihang

(School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China)

**Abstract** Properties of reflection phase in one-dimensional photonic crystals constituted by alternating layers of negative- and positive-index materials were investigated by transfer matrix method. The results show that the reflection phase difference between TE and TM waves in the  $zero-\bar{n}$  gap increases with the incident angle, and remains almost unchanged in a broad frequency band (the relative spectral bandwidth  $\Delta\omega/\omega > 19\%$ ). Based on properties, phase compensators with some advantages such as working effectively in a broad frequency range and continuously tunable compensatory phase etc. The influences of the changes of the scale factor, the thicknesses ratio, the refractive index and the period number on the phase compensators were also investigated.

**Key words** one-dimensional photonic crystals; negative-index materials;  $zero-\bar{n}$  gap; refraction phase; phase compensator

### 1 引 言

1967 年, Veselago<sup>[1]</sup> 首先提出了负折射率材料的概念。这种材料同时满足  $\epsilon < 0$  和  $\mu < 0$  时, 电磁波在其中会呈现出一些奇异的特性, 如波传播的电矢量、磁矢量和波矢量三者满足左手定则、负折射率、反多普勒效应和反常光压等特性<sup>[1~3]</sup>。自然界中并不存在负折射率材料, 人们主要是通过金属或半导体上刻划出周期性排列的分裂环和细导体线的振荡结构<sup>[4]</sup> 或集成电感、电容的传输线结构<sup>[5]</sup> 人工合成这种特殊材料, 使得两个常数在某些频率段小于零。光子晶体作为另外一种新型人工材料, 因

其对光子传输具有独特的控制效应, 最近引起了广泛的关注<sup>[6~10]</sup>。在光子晶体中引入负折射率材料, 将会有许多区别于传统正折射率材料构造的光子晶体的性质<sup>[11~15]</sup>。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 带隙不同的零平均折射率( $zero-\bar{n}$ )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。

人们对含负折射率材料的光子晶体做了大量的研究, 对其潜在的应用前景也有了很深的认识。但目前的研究主要集中在波的透射谱、反射谱的性质,

收稿日期: 2010-06-22; 收到修改稿日期: 2010-08-19

基金项目: 国家自然科学基金(10704027)和广东省自然科学基金(9151063101000040, 07300205)资助课题。

作者简介: 张 林(1987—), 女, 硕士研究生, 主要从事光子晶体方面的研究。E-mail: zhanglin82707@163.com

导师简介: 陈溢杭(1979—), 男, 博士, 副教授, 主要从事光子晶体方面的研究。E-mail: yhchen@sncu.edu.cn

对透射波或反射波的相位特性的研究很少。TE 波和 TM 波通过光子晶体后相位变化不同,两个偏振态之间会引入一个相位差,通过改变光子晶体的结构或入射角度等条件,可以调节两种偏振态之间的相位差为任意的值,进而设计一种相位补偿器。传统一维光子晶体相位补偿器适用的波长范围很窄。本文通过计算发现含负折射率材料的一维光子晶体在零平均折射率带中,TE 波和 TM 波的反射相位差随入射角增大而增大。若固定入射角度,该反射相位差值在很宽的频率范围内保持为一定值,可以用于制作宽带相位补偿器。

## 2 结构模型与计算原理

考虑由正、负两种材料沿  $z$  轴方向交替排列组成的光子晶体(如图 1 所示),结构为  $(AB)^N$ ,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,介电常数为  $\epsilon_B$ ,磁导率为  $\mu_B$ ,物理厚度为  $d_B$ 。A 的介电常数和磁导率可分别表示为<sup>[11~15]</sup>

$$\epsilon_A = \epsilon_1 - \alpha/\omega^2, \quad \mu_A = \mu_1 - \beta/\omega^2, \quad (1)$$

(1)式所表示的色散材料可通过集总 L-C 负荷传输线在微波段实现<sup>[5]</sup>。 $\omega$  为角频率, $\alpha = \beta = 100$ 。

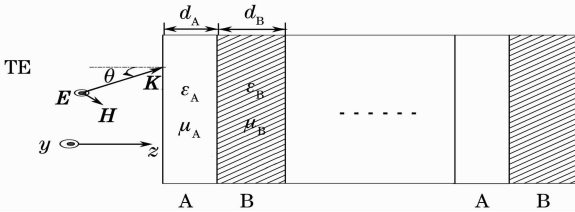


图 1 一维光子晶体结构  $(AB)^N$  示意图

Fig. 1 Schematic of one dimensional photonic crystal with structure  $(AB)^N$

假设平面电磁波在真空中沿与  $z$  轴正方向夹角为  $\theta$  角入射一维光子晶体。同一层介质内任意两点  $z$  和  $z + \Delta z$  处的电场和磁场可通过传输矩阵<sup>[16,17]</sup>

$$M_j(\Delta z, \omega) = \begin{bmatrix} \cos(k_z^j \Delta z) & -i \sin(k_z^j \Delta z) / p_j \\ -i p_j \sin(k_z^j \Delta z) & \cos(k_z^j \Delta z) \end{bmatrix} \quad (2)$$

联系起来。式中  $k_z^j = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - \sin^2 \theta / (\epsilon_j \mu_j)}$  为介质中  $z$  轴方向的波矢分量。对于 TE 偏振,  $p_j = \sqrt{\epsilon_j} / [\sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - \sin^2 \theta / (\epsilon_j \mu_j)}]$ , 对于 TM 偏振,  $p_j = \sqrt{\mu_j} / [\sqrt{\epsilon_j} \sqrt{1 - \sin^2 \theta / (\epsilon_j \mu_j)}]$ 。式中  $j = A, B$  分别对应负折射率材料、正折射率材料。整个光子晶体的总传输矩阵为

$$X_N = \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^{2N} M_j(d_j, \omega), \quad (3)$$

由传输矩阵理论可得到光子晶体的反射系数和反射率分别为

$$r(\omega) = \frac{(x_{22} - x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} + x_{21})}{(x_{22} + x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} - x_{21})}, \quad (4)$$

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2, \quad (5)$$

可计算对应的反射相位  $\Phi_r = \arctan \left[ \frac{\text{Im}(r)}{\text{Re}(r)} \right]$ , 其中  $\text{Im}(r)$  和  $\text{Re}(r)$  分别为反射系数  $r(\omega)$  的虚部和实部。

## 3 计算结果与分析

计算中选择的结构参量为  $\epsilon_1 = 1, \mu_1 = 1, N = 16, \epsilon_B = 16, \mu_B = 1$ , 材料的厚度分别为  $d_A = 6 \text{ mm}, d_B = 12 \text{ mm}$ 。缩放后厚度分别为  $d_A = 6\rho \text{ mm}, d_B = 12\rho \text{ mm}$ , 系数  $\rho$  为缩放因子。由(1)式知当  $\omega < 10 \text{ GHz}, n_A = \sqrt{\epsilon_A} \sqrt{\mu_B} < 0$ 。用传输矩阵法(TMM)计算了其透射谱,如图 2 所示。

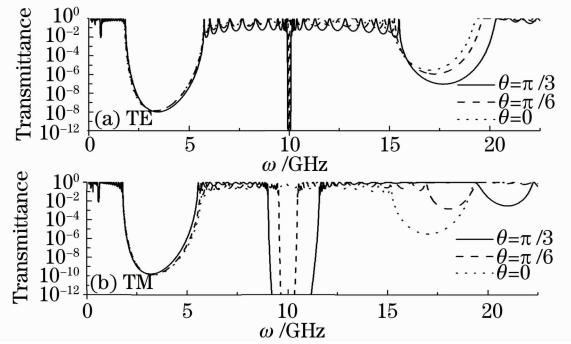


图 2 一维光子晶体结构  $(AB)^{16}$  的透射谱

Fig. 2 Transmission spectra of the 1D photonic crystal  $(AB)^{16}$

由图 2 可见,在 0~20 GHz 的频率范围内出现了两个禁带,一个在 18 GHz 附近,是传统的 Bragg 带隙,其位置和深度随入射角度发生明显的变化。随着入射角度的增大,TE 和 TM 模带隙的位置发生明显偏移,相位变化较复杂,实际应用价值不大,故不作讨论。另一个禁带出现在 2~5.5 GHz 范围内,为 zero- $\bar{n}$  带隙,带隙的宽度和深度对入射角的变化不敏感。反射波的相移与光子晶体每个周期的总相位厚度以及材料的光学导纳密切相关。TE, TM 偏振分别对应的光学导纳不同,故两偏振反射波的相位存在差异  $\Delta\varphi$ 。若入射波频率发生变化,则光子晶体每个周期的相位厚度发生改变,因此对于正折射率材料构造的光子晶体,两偏振反射波的相对相差  $\Delta\varphi$  随频率而改变。而对于正、负折射率材料构造的一维光子晶体,在 zero- $\bar{n}$  带隙中心附近频率范围,每个周期的总相位厚度接近为零,故在该区

域  $\Delta\varphi$  几乎不随频率而变化。这里只研究  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙内反射相位的特性,图 3 为当入射角度  $\theta=\pi/3$  时的反射相位谱。

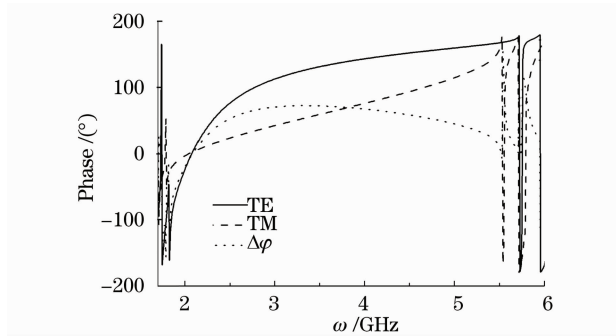


图 3 入射角  $\theta=\pi/3$  时,一维光子晶体结构  $(AB)^{16}$  的反射相位谱

Fig. 3 Dependence of the reflection phase on the frequency in structure  $(AB)^{16}$  at incident angle  $\theta=\pi/3$

如图 3 所示,当频率由  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙的左带边过渡到右带边,TE 波和 TM 波的反射相位均由  $-180^\circ$  过渡到  $+180^\circ$ 。此外,还计算了两种偏振的相对相位差  $\Delta\varphi(=\varphi_{\text{TE}}-\varphi_{\text{TM}})$ ,如图 3 中点线所示。由图 3 可见,在通带频率范围内, $\Delta\varphi$  值迅速在  $-180^\circ\sim+180^\circ$  之间变化,而在  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙内, $\Delta\varphi$  值随频率变化相对缓慢。特别在  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙的中央区域, $\Delta\varphi$  变化很小。如图 3 所示, $\Delta\varphi$  在  $3.01\sim 3.72$  GHz 内几乎保持不变,该性质可用于实现宽带相位补偿器。

为了深入探讨入射角度对  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙内波的反射相位的调制特性,令频率固定,研究反射相位随入射角度的变化特性。这里选择频率在  $\text{zero-}\bar{n}$  带

隙中央区域  $\omega=3$  GHz,如图 4 所示。

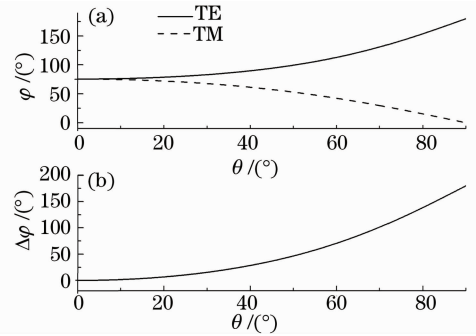


图 4 当  $\omega=3$  GHz 时,  $(AB)^{16}$  中 TE 波和 TM 波的反射相位(a)及反射相位差  $\Delta\varphi$ (b)随入射角度的变化  
Fig. 4 (a) Reflection phase of TE and TM waves and (b) reflection phase difference  $\Delta\varphi$  of structure  $(AB)^{16}$  as functions of the incident angle at  $\omega=3$  GHz

由图 4 可见,TE 波的反射相位随入射角的增大而增大,而 TM 波的反射相位随入射角的增大而减小。因此,随着入射角的增大, $\Delta\varphi$  也随之增大。综合图 3,利用  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙的反射相位特性可设计一种宽带相位补偿器,通过改变入射角度,可以调节 TE 波和 TM 波的反射相位差为  $0^\circ\sim 180^\circ$  范围内任意所需值。

进一步研究介质层缩放因子、厚度比、折射率和周期对相位补偿器的影响。根据文献[5]报道, $\rho$  的变化对  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙的频率位置和宽度几乎没有影响。而这里的计算结果显示,若  $\rho$  在小于 1 范围内变化,则对  $\text{zero-}\bar{n}$  带隙的影响不明显;若  $\rho$  在大于 1 范围内变化,则带隙将发生明显变化。图 5 给出了

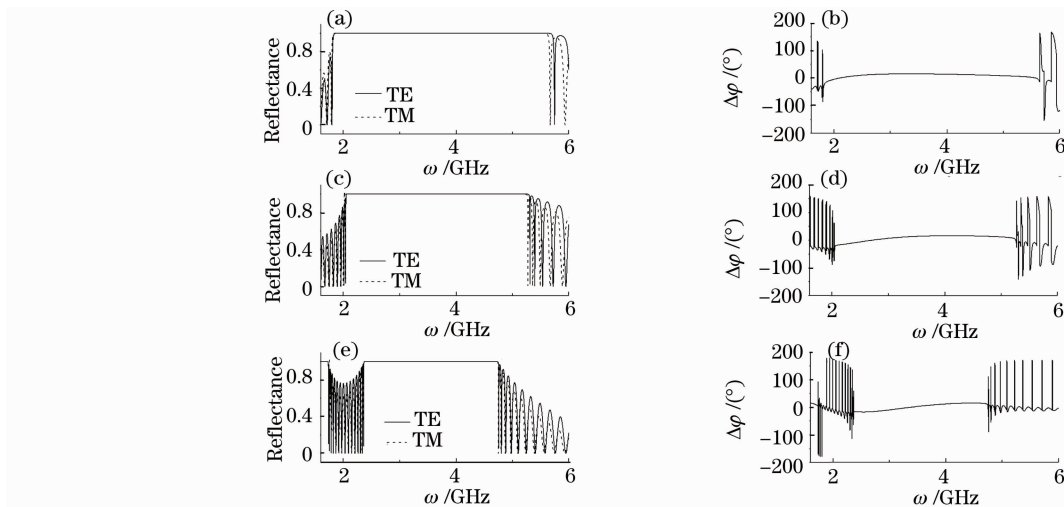


图 5 入射角度  $\theta=\pi/6$  时,  $(AB)^{16}$  中 TE, TM 模的反射谱和反射相位差  $\Delta\varphi$  随缩放因子  $\rho$  的变化。

其中(a),(b)  $\rho=1$ ; (c),(d)  $\rho=2$ ; (e),(f)  $\rho=3$

Fig. 5 Dependence of the reflectance and reflection phase difference  $\Delta\varphi$  of structure  $(AB)^{16}$  on the scale factor  $\rho$  at  $\theta=\pi/6$ . (a),(b)  $\rho=1$ ; (c),(d)  $\rho=2$ ; (e),(f)  $\rho=3$

TE 波和 TM 波的反射谱和反射相位差  $\Delta\varphi$  随  $\rho$  (大于 1) 的变化, 其中入射角为  $\theta = \pi/6$ 。如图 5 所示, zero- $\bar{n}$  带隙的宽度随  $\rho$  的增大而变窄, 带隙内相位差保持恒定的频率范围也随之变窄。因此, 相对较小的缩放因子  $\rho$  有利于实现有较大工作带宽的相位补偿器。

TE 波和 TM 波的反射谱和反射相位差随材料的厚度比  $\delta$  的变化如图 6 所示, 其中  $d_B = 12$  mm,  $\delta = d_A/d_B$ , 入射角  $\theta = \pi/6$ 。由图 6 可知, zero- $\bar{n}$  带隙的宽度几乎不随材料厚度比  $\delta$  的变化而变化, 但

带隙中心随  $\delta$  增大逐渐往高频方向移动。因此可以通过改变两种材料的厚度比来控制带隙的位置, 进而调节相位补偿器适用的范围。

还研究了 TE 波和 TM 波的反射谱和反射相位差随正折射率材料的折射率的变化, 如图 7 所示。由图 7 可见, 随着正折射率材料的折射率的增大, zero- $\bar{n}$  带隙的宽度逐渐增大, 相位补偿器的工作也随之增宽。因此可以选择折射率较大的正折射率材料, 增大相位补偿器的适用范围。

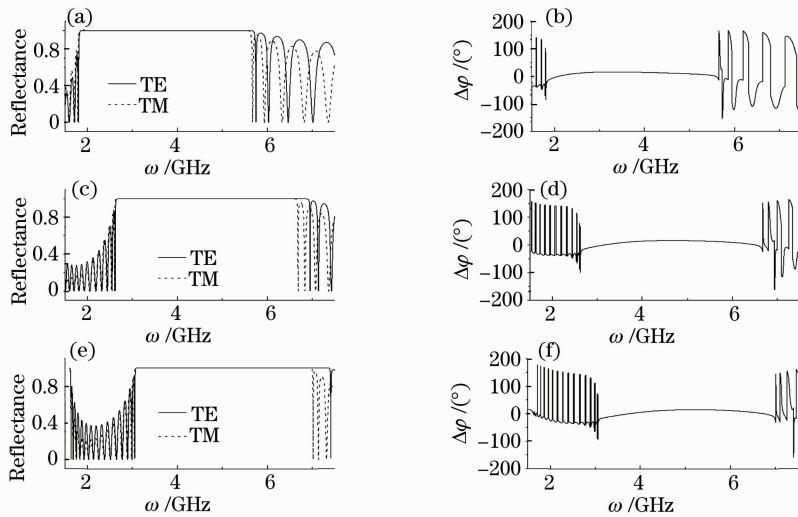


图 6 入射角度为  $\theta = \pi/6$  时,  $(AB)^{16}$  中 TE, TM 模的反射谱和反射相差  $\Delta\varphi$  随厚度比  $\delta$  的变化。(a), (b)  $\delta = 1/2$ ; (c), (d)  $\delta = 1$ ; (e), (f)  $\delta = 4/3$

Fig. 6 Dependence of the reflectance and reflection phase difference  $\Delta\varphi$  of structure  $(AB)^{16}$  on the thickness ratio  $\delta$  at  $\theta = \pi/6$ . (a), (b)  $\delta = 1/2$ ; (c), (d)  $\delta = 1$ ; (e), (f)  $\delta = 4/3$

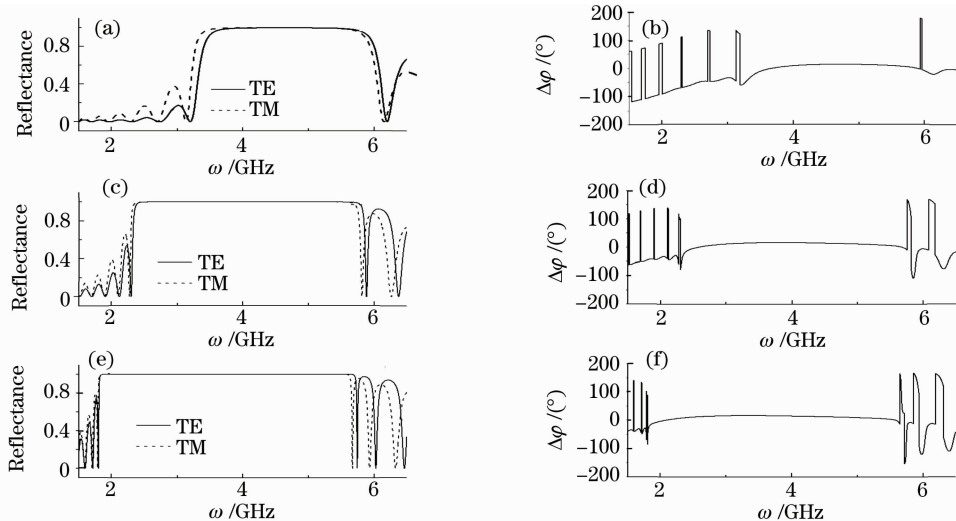


图 7 入射角度为  $\theta = \pi/6$  时,  $(AB)^{16}$  的反射谱和反射相差  $\Delta\varphi$  随正折射率材料的折射率  $n_B$  的变化。(a), (b)  $n_B = 2$ ; (c), (d)  $n_B = 3$ ; (e), (f)  $n_B = 4$

Fig. 7 Dependence of the reflectance and reflection phase difference  $\Delta\varphi$  of structure  $(AB)^{16}$  on the refractive index  $n_B$  of the positive-index materials at incident angle  $\theta = \pi/6$ . (a), (b)  $n_B = 2$ ; (c), (d)  $n_B = 3$ ; (e), (f)  $n_B = 4$

计算结果显示,光子晶体周期数的改变对反射谱和反射相位几乎不产生影响。根据以上结果设计了一个宽带一维光子晶体相位补偿器,其反射谱和反射相位差如图 8 所示。其中  $\epsilon_1 = 1, \mu_1 = 1, \epsilon_B = 16, \mu_B = 1, N = 16, d_A = 6 \text{ mm}, d_B = 12 \text{ mm}$ , 入射角度  $\theta = 0.37\pi$ 。从图 8 可见,若允许相位误差为  $\pm 1^\circ$ , 则相位补偿器对频率在 3.01~3.72 GHz 范围内调制相位差为  $90^\circ$ 。相对于中心频率的带宽  $\Delta\omega/\omega > 19\%$ 。该反射型一维光子晶体相位补偿器适用范围宽,反射率高,能量损耗较少,具有潜在的应用价值。

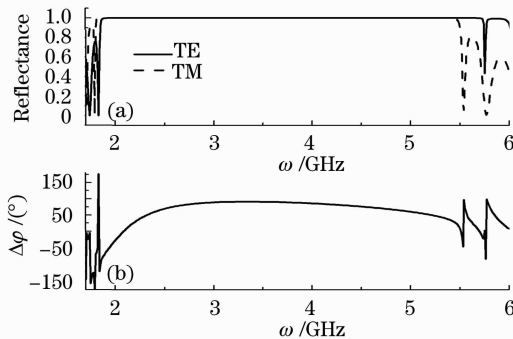


图 8 入射角度  $\theta = 0.37\pi$  时,  $(AB)^{16}$  的反射谱(a)和反射相位差  $\Delta\phi$ (b)随频率的变化

Fig. 8 (a) Reflectance spectrum and (b) dependence of the phase difference  $\Delta\phi$  on the frequency for structure  $(AB)^{16}$  at incident angle of  $\theta = 0.37\pi$

## 4 结 论

计算了由正、负折射率材料构成的一维光子晶体的反射谱, zero- $\bar{n}$  带隙的位置和深度不随入射角度变化, Bragg 带隙的位置和深度随入射角度发生明显变化。计算了 zero- $\bar{n}$  带隙内反射波的相位特性,在固定的入射角度下, TE 和 TM 模的反射相位随频率变化缓慢,反射相位差在带隙中央几乎不变;反射相位差随入射角度近似成线性变化。利用此特性可以设计一种相位补偿器,此种相位补偿器具有适用频率范围宽、补偿相位连续可调等优点。计算发现随缩放因子的缩小, zero- $\bar{n}$  带隙变宽;随材料厚度比增大,带隙向高频移动;正折射率材料的折射率增大,带隙的宽度增大;周期数对带隙无影响。综上所述,通过改变光子晶体的结构参数,可以调节相位补偿器适用的范围。

## 参 考 文 献

- 1 V. S. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**: 509~514
- 2 V. V. Klimov. Spontaneous emission of an excited atom placed

- near a "left-handed media" [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **211** (4): 183~187
- 3 J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(14): 3966~3969
- 4 D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. A composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 5 T. Fujishige, C. Caloz, T. Itoh. Experimental demonstration of transparency in the ENG-MNG pair in a CRLH transmission-line implementation [J]. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 2005, **46**(5): 476~481
- 6 Li Changhong, Tian Huiping, Lu Hui *et al.*. Effect of waveguide basic structure on slow light in photonic crystal coupled resonator optical waveguide [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(7): 2108~2115
- 李长红, 田慧平, 鲁辉等. 波导基本结构对光子晶体耦合腔光波导慢光特性的影响 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(7): 2108~2115
- 7 Feng Shuai, Yang Yuping, Wang Yiquan. Absolute photonic band gap of the two-dimensional hollow-dielectric triangular-lattice photonic crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1173~1177
- 冯帅, 杨玉平, 王义全. 二维空心介质柱型三角晶格光子晶体的完全光子禁带 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 1173~1177
- 8 Qi Yuefeng, Bi Weihong, Liu Yanyan *et al.*. Research on transmission spectrum characteristics of the photonic crystal Bragg fiber grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1178~1183
- 齐跃峰, 毕卫红, 刘燕燕等. 光子晶体光纤布拉格光栅传输谱特性研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 1178~1183
- 9 Chen Jian, Wang Qingkang, Li Haihua. Effect of random perturbation of structural parameters on the light extraction efficiency of light emitting diode with photonic crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 233~236
- 陈健, 王庆康, 李海华. 光子晶体结构参数的随机扰动对光子晶体 LED 出光效率的研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 233~236
- 10 Fu Haiwei, Zhao Hui, Qiao Xueguang *et al.*. Study on temperature response of photonic crystal microcavity [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 237~240
- 傅海威, 赵辉, 乔学光等. 光子晶体微腔温度响应特性研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 237~240
- 11 H. T. Jiang, H. Chen, H. Q. Li *et al.*. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(26): 5386~5388
- 12 Y. H. Chen, J. W. Dong, H. Z. Wang. Conditions of near-zero dispersion of defect modes in one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(4): 776~781
- 13 Y. H. Chen. Tunable omnidirectional multichannel filters based on dual-defective photonic crystals containing negative-index materials [J]. *J. Phys. D*, 2009, **42**(7): 075106
- 14 Y. H. Chen. Unusual transmission bands of one-dimensional photonic crystals containing single-negative materials [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(22): 20333~20341
- 15 Lin Mi, Ouyang Zhengbiao, Xu Jun. Reflection phase properties in the omni-directional gap of one-dimensional photonic crystals with  $\mu$ -negative or double-negative materials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(8): 1946~1952
- 林密, 欧阳征标, 徐军. 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 [J]. *光子学报*, 2009, **38**(8): 1946~1952
- 16 L. G. Wang, H. Chen, S. Y. Zhu. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials [J]. *Phys. Rev. B*, 1997, **70**(24): 245102
- 17 Dong Jianwen, Chen Yihang, Wang Hezhou. Dispersion and localization of defect state in one-dimensional photonic crystal consisting of materials [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(1): 268~273
- 董建文, 陈溢杭, 汪河州. 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 [J]. *物理学报*, 2007, **56**(1): 268~273