

多功能磁光子晶体太赫兹可调偏振控制器件*

范飞 郭展 白晋军 王湘晖 常胜江[†]

(南开大学现代光学研究所, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2010年9月25日收到; 2011年3月24日收到修改稿)

通过对磁场控制下的二维磁光子晶体太赫兹波偏振传输特性的研究, 利用铁氧体磁光材料的磁导率随外磁场改变而变化的特点, 设计了具有可控起偏、偏振分束和可调谐波片功能的光子晶体太赫兹偏振控制器件. 利用平面波展开法和严格耦合波分析分别计算了光子晶体带隙位置和透过率随外磁场强度变化的关系, 用时域有限差分法计算了场分布和相位. 结果表明, 该结构可以实现高偏振消光比的偏振起偏器和分束器, 以及在 1 THz 附近 $-\pi$ — π 相位范围的连续可调谐波片.

关键词: 太赫兹, 光子晶体, 铁氧体, 偏振控制

PACS: 42.70.Qs, 85.70.Ge

1. 引言

太赫兹波是指频率在 0.1—10 THz (波长为 30 μm —3 mm) 的电磁波. 太赫兹技术在生物技术^[1]、光谱学^[2]、成像^[3]、安检^[4]等领域都有广阔的应用前景, 太赫兹辐射源和探测技术^[5—8]的逐步成熟大大促进了太赫兹应用技术的发展. 太赫兹功能器件 (如滤波器、开关、分束器、起偏器、相位延迟器等) 是太赫兹应用系统中必不可少的组成部分. 传统的金属栅起偏器^[9]、石英波片^[10]等太赫兹准光学器件功能单一、不可调谐、不便集成化. 研制具有良好性能、便于集成的起偏器、偏振分束器和波片等太赫兹偏振器件是当今太赫兹研究领域中的一个热点.

近年来, 用液晶或磁性材料设计太赫兹功能器件受到广泛关注, 这类器件能方便地通过改变外电场或外磁场实现调谐功能. Ghattan 等^[11]在实验上证实, 施加外电场以改变液晶的光轴方向, 可以改变二维光子晶体中太赫兹波的传输特性, 进而实现开关功能. Hsieh 等^[12]利用电场调控液晶实现了 1 THz 附近的 $\pi/2$ 相移和 1/4 波片, 又利用液晶的双折射性质设计了基于全反射的起偏器, 性能优于金属栅起偏器^[13]. Chen 等^[14]利用液晶双折射特性实现了磁控 0— 2π 可调谐相移器, 但该方法需要利用

机械装置对磁场进行调节, 不易操作. Lin 等^[15]论证了电控液晶相位光栅可以实现偏振分束功能. 上述这些基于液晶材料的偏振控制器件都属于空间分立元件, 体积大、不便于集成, 并且功能单一、调谐范围窄.

光子晶体已被理论和实验证实是传输和控制太赫兹波的重要器件^[16], 同时还具有便于小型化和集成化的优点^[17,18]. 铁氧体磁光材料可以通过调节外加直流磁场或温度来改变其光学性质. 对磁光子晶体施加外磁场可对其带隙结构进行有效调节, 以实现各种功能. Sigalas 等^[19]理论上分析了磁导率对光子晶体带隙的影响. Kee 等^[20]研究了二维磁光子晶体的一些性质, 发现在施加外磁场后, 其能带位置向低频移动, 带隙宽度变窄. 车明等^[21]研究了二维磁光子晶体中不同散射子形状对带隙结构的影响. 毕海星等^[22]对铁氧体材料光子晶体的磁导率和带隙进行了理论计算. 此外, 近期对铁氧体材料在太赫兹波段的电磁性质及其应用的研究表明, 铁氧体在太赫兹波段既具有较小的传输损耗又具有良好的磁场可控性^[23—25].

本文在理论上系统研究了磁场控制下的二维磁光子晶体太赫兹波传输的偏振特性, 设计了具有可控偏振起偏、偏振分束和连续可调谐波片三种功能的磁光子晶体太赫兹器件. 该器件只需调节外磁

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB310403)、国家自然科学基金 (批准号: 60772105)、天津市自然科学基金 (批准号: 10JCZDJC15200) 和教育部博士点基金 (批准号: 20090031110033) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

场大小,易于操控,避免了液晶器件调控和集成不方便、调谐范围窄等缺点.此外,由于铁氧体材料的磁导率变化对折射率影响较大,带隙变化明显,所以该器件功能较多且调谐范围也较宽.

2. 铁氧体磁导率和光子晶体带隙的理论计算

2.1. 铁氧体磁导率的理论计算

铁氧体是一种具有亚铁磁性的各向异性复合材料,有较高的介电性能和电阻率,且在高频时具有较高的磁导率^[26].铁氧体晶体在均匀极化的情况下,可实现低损耗太赫兹传输. Yang 等^[27]应用太赫兹时域光谱系统测定了 LuBiIG 单晶在 0.2—1 THz 范围内的吸收系数低于 0.3 cm^{-1} ,因此该材料的吸收损耗可以忽略.本文模拟中主要采用 LuBiIG 的电磁参数^[28],其中取介电常数 $\epsilon = 4.85$,饱和磁化强度 $M_s = 1.24 \times 10^5 \text{ A/m}$,铁磁谐振线宽 $\Delta H = 110 \text{ A/m}$.当施加沿铁氧体柱轴向(y 方向)的外磁场时,铁氧体的磁导率张量可写为^[29]

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix}. \quad (1)$$

磁导率张量的矩阵元为

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{m}}}{\omega_{\text{ex}}^2 - \omega^2} \right), \quad (2)$$

$$\kappa = \mu_0 \frac{\omega \omega_{\text{m}}}{\omega_{\text{ex}}^2 - \omega^2}. \quad (3)$$

这里 μ_0 为真空中磁导率; ω 为传输电磁波的圆频率; $\omega_{\text{ex}} = \gamma B_{\text{ex}}$,其中 γ 为旋磁比, B_{ex} 为外加磁场的磁感应强度; $\omega_{\text{m}} = \mu_0 \gamma M_s$.

本文中设定电磁波在垂直于外磁场的平面(x - z 平面)内传播,由于横磁模(TM波)的磁场 H_y 方向平行于外磁场方向,它不与磁性材料的偶极矩相互作用,所以 TM 波的磁导率与外磁场无关,由(1)式可得 $\mu_{\text{TM}} = \mu_0$,则 $n_{\text{TM}} = \sqrt{\epsilon} = 2.2$.而横电模(TE波)的磁场方向垂直于外磁场,它将引起偶极子的运动,因此 TE 波的磁导率 μ_{TE} 是 ω, B_{ex} 和 M_s 的函数,由(1)–(3)式可得

$$\begin{aligned} \mu_{\text{TE}} &= \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \\ &= \frac{(\omega_{\text{ex}} + \omega_{\text{m}})^2 - \omega^2}{\omega_{\text{ex}}(\omega_{\text{ex}} - \omega_{\text{m}}) - \omega^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

当考虑铁磁损耗时,(4)式中 ω_{ex} 由 $\omega_{\text{ex}} + j \frac{\mu_0 \gamma \Delta H}{2}$ 替换即可.

根据(4)式计算 TE 波磁导率在 1 THz 时随外加磁场的变化,所得结果如图 1 所示.由图 1 可见,当磁感应强度为 35.7—36.2 T 时,TE 波磁导率的实部在 2.2—1.2 范围内变化,虚部均近似为零,即没有铁磁谐振损耗,而对应的折射率 $n_{\text{TE}} = \sqrt{\epsilon \mu_{\text{TE}}}$ 在 3.2—2.4 范围内变化.本文利用铁氧体的双折射性质和外磁场变化时铁氧体材料折射率的可调性,通过光子晶体结构实现可控起偏、两正交偏振波的分束和可调谐波片的功能.

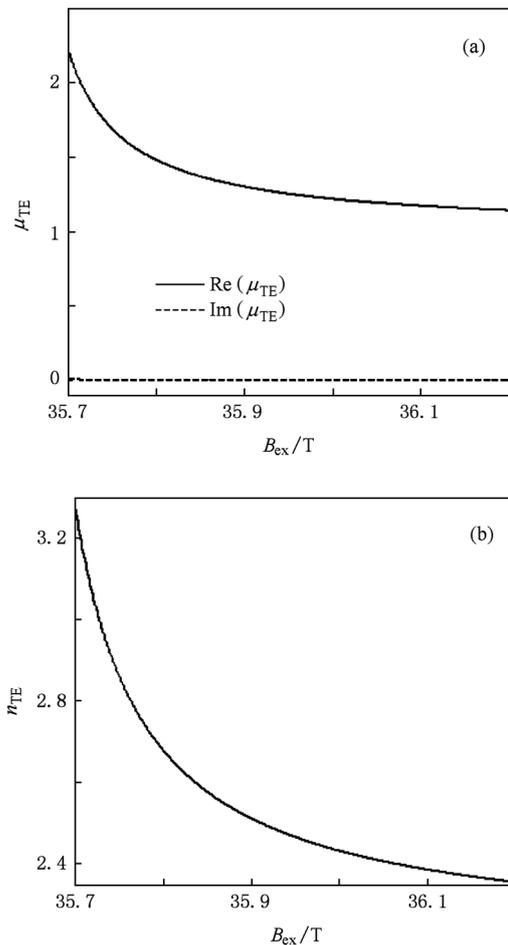


图 1 TE 波磁导率 μ_{TE} 和折射率 n_{TE} 随外加磁场的磁感应强度 B_{ex} 的变化 (a) μ_{TE} , (b) n_{TE}

2.2. 磁光子晶体带隙的理论计算

本文设计的器件结构为 31×17 铁氧体柱组成的二维六角晶格光子晶体,其截面如图 2 所示,铁氧体柱间为空气(折射率为 1).上下端面设置磁极,施

加沿铁氧体柱轴向的可调磁场. 光子晶体的晶格周期 $a = 105 \mu\text{m}$, 柱半径 $r = 0.35a$. 该光子晶体结构 1 THz 波对应的归一化频率 $\omega a / (2\pi c) = 0.35$, 其中 c 为真空中光速.

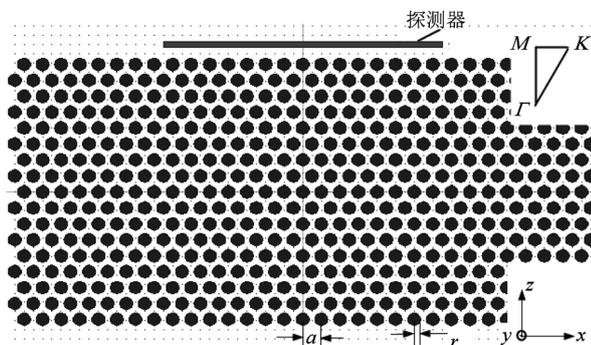


图2 二维光子晶体结构及其坐标系和布里渊区示意图

利用平面波展开法分别计算 TM 波和 TE 波的带隙结构, 所得结果如图 3 所示, 图中水平虚线标出了 1 THz 频率 (归一化频率为 0.35) 所在的位置. 由于 TM 波的传输与外磁场的变化没有关系, $n_{\text{TM}} = 2.2$ 保持不变, TM 波的能带不变化. 图 3(a) 为 TM 波的带隙结构, TM 波没有出现带隙, 频率为 1 THz 的光入射光子晶体能完全透过而不发生强的反射和折射. 对 TE 波, 不同磁场下的折射率是不同的, 图 3(b) 显示了 TE 波第一带隙位置随折射率 ($n_{\text{TE}} = 2.4-3.2$) 的变化, 随着磁场减小, 折射率增大, 带隙位置下降. 图 3(c), (d) 分别为 $n_{\text{TE}} = 2.4, 3.2$ 时 TE 波的带隙结构. 当磁感应强度为 36.2 T ($n_{\text{TE}} = 2.4$) 时, 1 THz 位于禁带内, TE 波将被光子晶体完全反射. 随着磁场减小, 带隙下降, 1 THz 移入导带内, TE 波可以透过光子晶体. 当磁感应强度下降为 35.7 T ($n_{\text{TE}} = 3.2$) 时, 1 THz 已经移到带隙外成为传导模式.

3. 起偏器和偏振分束器

利用严格耦合波分析 (RCWA) 计算了频率为 1 THz 的 TE 偏振光正入射光子晶体的透过率. 图 4 (a) 为光子晶体结构下 TE 波透过率随折射率的变化, TE 波透过率分为以下两个部分: $n_{\text{TE}} = 2.4-2.6$ 时透过率为零, 被光子晶体完全反射; $n_{\text{TE}} = 2.8-3.0$ 时透过率接近 100%, 基本全部透过光子晶体. 作为对比, 本文还计算了相同尺寸、相同材料块状晶体的 TE 波透过率随折射率的变化, 结果如图 4 (b) 所示. 从图 4(b) 可以看出, 曲线出现明显的周

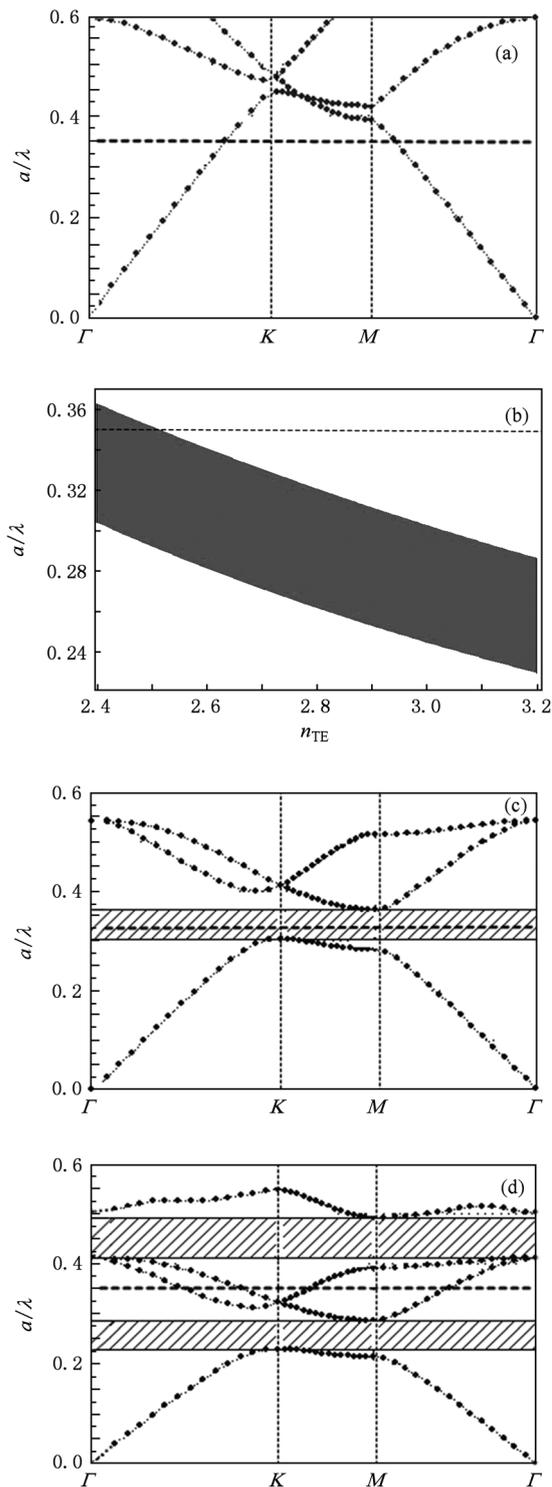


图3 TM 和 TE 波带隙结构 (a) TM 波; (b) TE 波第一带隙随折射率的变化; (c) TE 波, $n_{\text{TE}} = 2.4$; (d) TE 波, $n_{\text{TE}} = 3.2$

期性振荡, 这是由块状结构前后表面的法布里-珀罗干涉效应引起的.

利用时域有限差分 (FDTD) 方法, 我们还计算了频率为 1 THz 的两正交偏振波在光子晶体中传输

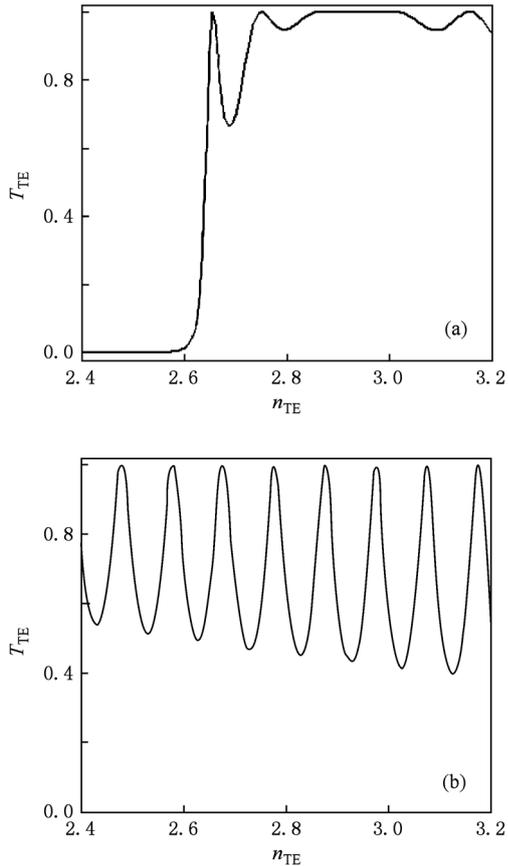


图4 光子晶体和块状结构的 TE 波透过率 T_{TE} 随折射率 n_{TE} 的变化 (a) 光子晶体结构, (b) 块状结构

时的电场分布. 图 5 为 $n_{TE} = 2.4, 3.0$ 时 TE 波的电场分布, 光源位于 $-10a$ 处. 从图 5(a) 可以看出, 当 $n_{TE} = 2.4$ 时, TE 波完全反射. 从图 5(b) 可以看出, 当 $n_{TE} = 3.0$ 时, TE 波完全透射. TE 波的电场分布与图 3 所示的带隙结构和图 4(a) 所示的透过率曲线都完全符合. 以上结果表明, 通过调控外磁场强度, 磁光子晶体在 1 THz 及邻近波段对 TE 波可以实现开关功能.

由 RCWA 方法计算得到 TM 波的透过率为 99.94%. 图 6 为 TM 波的电场分布, 与图 3(a) 所示带隙的结果完全符合. 当 $n_{TE} = 2.4-2.6$ 时, 入射的 TE 波 100% 反射而 TM 波接近 100% 透射并保持平面波特征而不发散, 实现了 TM 波的起偏. 并且这一起偏器是可控的, 当 $B_{ex} > 35.85$ T 时, 起偏器处于工作状态, 仅透过 TM 波. 当 $B_{ex} < 35.85$ T 时, 起偏器处于关闭状态, 不仅透过 TM 波还透过 TE 波 (即任意光波都可透过). 当 TE 波透过率也接近 100% 时, 磁光子晶体可以实现波片功能.

当入射光以 45° 角入射光子晶体时, 磁光子晶

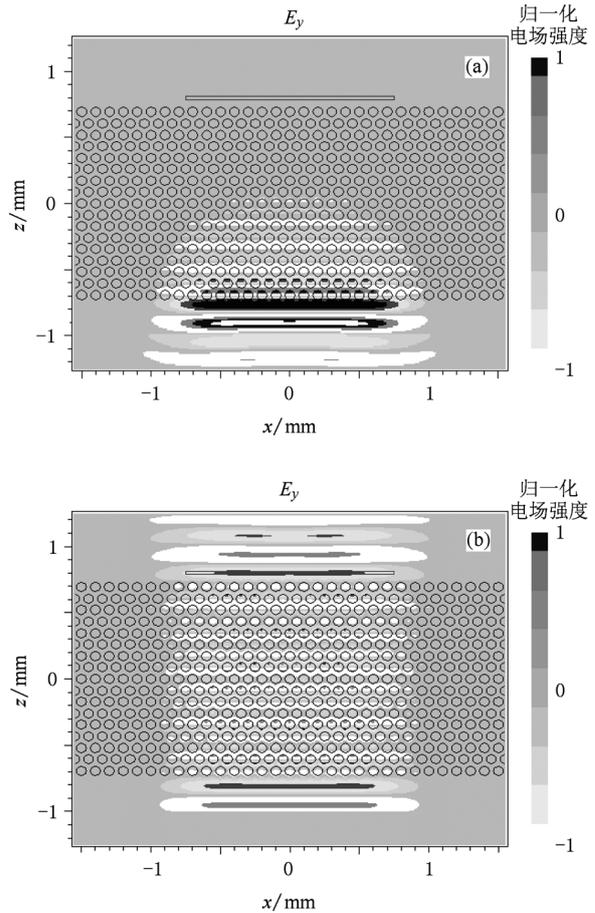


图5 TE 波电场分布 (a) $n_{TE} = 2.4$, (b) $n_{TE} = 3.0$

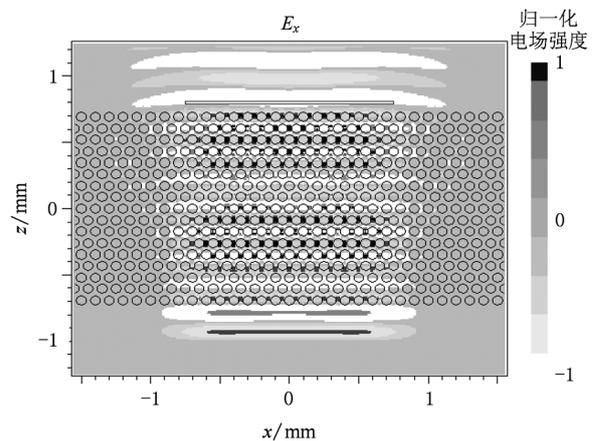


图6 TM 波电场分布

体即可实现两个正交偏振波的分束功能. 图 7 是频率为 1 THz 的两正交偏振波以 45° 角入射光子晶体时的场分布. 对于 TE 波, 当 $n_{TE} = 2.4$ 时, 由于 TE 波位于禁带内, 故完全反射; TM 波仍很好地透过光子晶体, 采用 RCWA 对 TM 波透过率的计算所得结果

为 99.28%, 仅略低于正入射的情况. 以 45° 角入射时的偏振消光比 $\rho_p = -10\lg(T_{TE}/T_{TM}) = 21.4$ dB, 其中 T_{TE} 和 T_{TM} 分别为两偏振波的透过率, 而正入射时的偏振消光比为 32.5 dB.

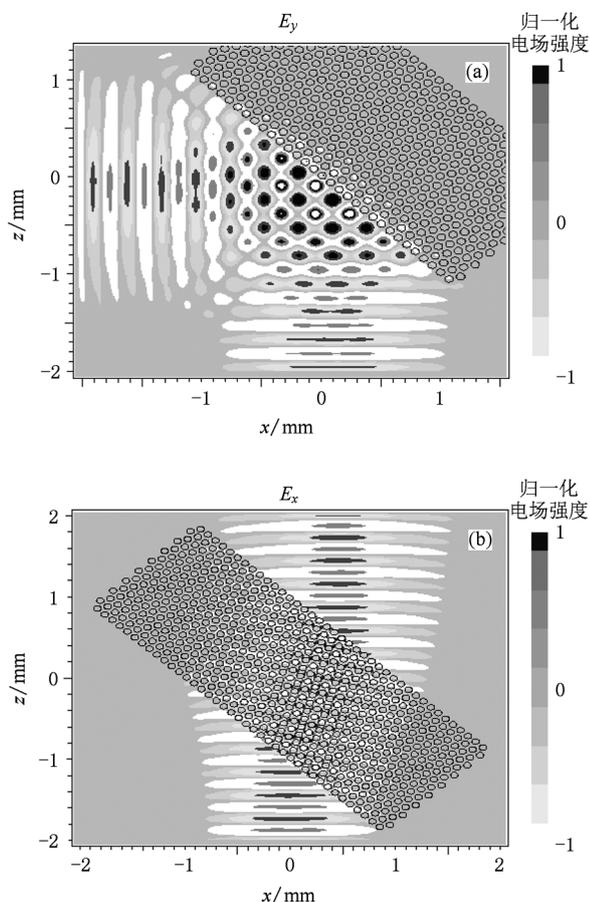


图 7 以 45° 角入射光子晶体时 TE 波和 TM 波的电场分布 (a) TE 波, (b) TM 波

4. 可调谐波片

波片是通过改变入射光中两个正交偏振分量的相位差, 从而改变出射光偏振态的器件. 当本文的器件工作在起偏器关闭状态时, 若 TE 波和 TM 波的透过率都接近 100% 时就形成性能优良的波片. 由图 4(a) 可知, 当 $n_{TE} = 2.8-3.0$ 时 TE 波透过率接近 100%, 保证了两个正交偏振光的强度基本相等. TM 波出射光的相位延迟是固定的, 经 FDTD 计算探测器处的相位为 232.09° . 而 TE 波的相位延迟将随折射率变化, 可以通过改变磁场实现连续可调相位延迟. 图 8(a) 为 FDTD 方法计算得到的探测器处 TE 波相位随折射率的变化. 图 8(b) 为 TE 与 TM

波的相位差随折射率的变化, 相位差在 $-\pi-\pi$ 之间连续变化, 即通过改变磁场的强度可得到连续可调谐的波片.

作为对比, 我们还计算了相同尺寸相同材料的块状晶体的 TE 波的相位, 得到与图 8(a) 相似的结果. 但从图 4(b) 可知, 其透过率随折射率剧烈变化, 仅有少数几个孤立的点可以达到 100%, 即只在特定磁场下实现特定相位延迟, 而不能连续可调. 由于块状材料没有光子带隙, 也不能实现以上所述可控起偏器的功能. 因此, 光子晶体结构比块状结构在功能上有明显的优势.

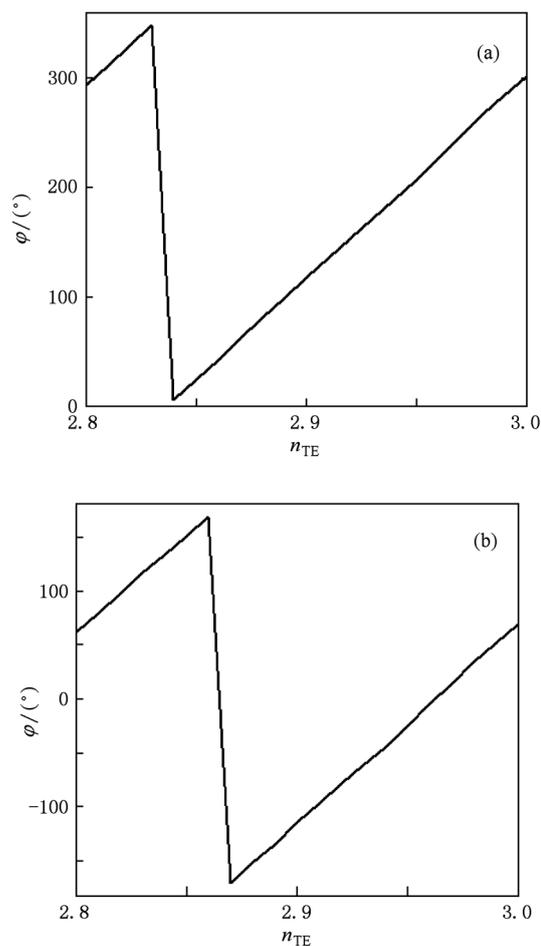


图 8 器件的相位 φ 随 TE 波折射率 n_{TE} 的变化 (a) TE 波的相移, (b) TE 波与 TM 波的相位差

5. 结 论

本文设计了一种基于铁氧体磁光材料光子晶体的磁控太赫兹多功能偏振控制器. 利用调节外磁场的大小来改变材料的磁导率, 以改变 TE 偏振波

的光子晶体带隙而 TM 偏振波不受外磁场的影响, 实现了可控起偏器、偏振分束器和连续可调谐波片的功能. 数值模拟结果显示, 该器件可以实现大于

21.4 dB 的高偏振消光比的偏振起偏和分束, 并且可实现 1 THz 频率附近在 $-\pi-\pi$ 之间连续可调相位延迟.

- [1] Nagel M, Bolivar P H, Brucherseifer M, Kurz H, Bosserhoff A, Buttner R 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 154
- [2] Yang Y P, Zhang Z W, Shi Y L, Feng S, Wang W Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 043302
- [3] Awad M M, Chevillat R A 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 221107
- [4] Woolard D L, Brown E R, Pepper M, Kemp M 2005 *Proc. IEEE* **93** 1722
- [5] Leitenstorfer A, Hunsche S, Shah J, Nuss M C, Knox W H 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1516
- [6] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, Jordan K, Neil G R, Williams G P 2002 *Nature* **420** 153
- [7] Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, Linfield E, Ritchie D 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1381
- [8] Hu M, Zhang Y X, Yan Y, Zhong R B, Liu S G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3877
- [9] Costley A E, Hursey K H, Neill G F, Wald J M 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 979
- [10] Masson J B, Gallot G 2006 *Opt. Lett.* **31** 265
- [11] Ghattan Z, Hasek T, Wilk R, Shahabadi M, Koch M 2008 *Opt. Commun.* **281** 4623
- [12] Hsieh C F, Pan R P, Tang T T, Chen H L, Pan C L 2006 *Opt. Lett.* **31** 1112
- [13] Hsieh C F, Lai Y C, Pan R P, Pan C L 2008 *Opt. Lett.* **33** 1174
- [14] Chen C Y, Hsieh C F, Lin Y F, Pan R P, Pan C L 2004 *Opt. Express* **12** 2630
- [15] Lin C J, Li Y T, Hsieh C F, Pan R P, Pan C L 2008 *Opt. Express* **16** 2995
- [16] Zhao Y G, Grischkowsky D 2006 *Opt. Lett.* **31** 1534
- [17] Zhang R, Cao J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3924 (in Chinese) [张 戎、曹俊诚 2010 物理学报 **59** 3924]
- [18] Zhao X X, Zhu Q, Zhang Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2864
- [19] Sigalas M M, Soukoulis C M, Biswas R, Ho K M 1997 *Phys. Rev. B* **56** 959
- [20] Kee C S, Kim J E, Park H Y, Park I, Lim H 2000 *Phys. Rev. B* **61** 15523
- [21] Che M, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4770 (in Chinese) [车 明、周云松、王福合、顾本源 2005 物理学报 **54** 4770]
- [22] Bi H X, Zhou Y S, Zhao L M, Wang F H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5718 (in Chinese) [毕海星、周云松、赵丽明、王福合 2008 物理学报 **57** 5718]
- [23] Wen Q Y, Zhang H W, Yang H Q, Li S, Xu D G, Yao J Q 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 047803
- [24] Langner M C, Kantner C L, Chu Y H, Martin L M, Yu P, Seidel J, Ramesh R, Orenstein J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 177601
- [25] Nakajima M, Namai A, Ohkoshi S, Suemoto T 2010 *Opt. Express* **18** 18260
- [26] Zhou Z G 1981 *Ferrite Magnetism Materials* (Beijing: Science Press) pp5—12 (in Chinese) [周志刚 1981 铁氧体磁性材料 (北京: 科学出版社) 第 5—12 页]
- [27] Yang Q H, Zhang H W, Li L Y, Wen Q Y, Zha J 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3957
- [28] Yang Q H, Zhang H W, Li L Y, Wen Q Y, Liu Y L, Syvorotka I M, Syvorotka I I 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 047401
- [29] Pozar D M 1998 *Microwave Engineering* (2nd ed) (New York: Wiley) p705

Magnetically tunable magneto-photonic crystals for multifunctional terahertz polarization controller*

Fan Fei Guo Zhan Bai Jin-Jun Wang Xiang-Hui Chang Sheng-Jiang[†]
(Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education,
Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China)
(Received 25 September 2010; revised manuscript received 24 March 2011)

Abstract

A multifunctional terahertz polarization controller is designed based on the two-dimensional photonic crystal structure and the ferrite material. The different working devices including a controllable polarizer, a polarization beam splitter and a tunable phase retarder with continuous phase retardations of $-\pi$ — π at 1 THz are controlled by the shift of photonic band gap with different external magnetic fields. By using the plane wave expansion method and the rigorous coupled wave analysis, we calculate the band gap positions and transmittances of device with the variation of magnetic field. The field distribution and phase are simulated by the finite difference time domain method.

Keywords: terahertz, photonic crystal, ferrite, polarization control

PACS: 42. 70. Qs, 85. 70. Ge

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB310403), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60772105), the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 10JCZDJC15200) and the Doctoral Foundation of Ministry of Education, China (Grant No. 20090031110033).

[†] Corresponding author. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn