

doi:10.3788/gzxb20154406.0623002

# 基于磁光效应和金属等离子体调制下的 非互易微腔模式光学隔离器

方云团, 胡坚霞, 何韩庆

(江苏大学 计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013)

**摘 要:**为实现高效的光学隔离器, 设计了两边镀金属薄膜带缺陷的一维磁光光子晶体系统, 并用修正的特征矩阵法研究了它的传输特性. 在磁光光子晶体微腔缺陷模式与金属等离子体产生耦合共振的条件下, 该结构呈现单向传输的特征. 隔离器的传输性能依赖于光的入射角度、微腔和两侧金属薄膜的厚度; 在入射角为  $45^\circ$ , 微腔和金属薄膜厚度分别为 449 nm 和 150 nm 时光隔离器具有较好的性能.

**关键词:**一维光子晶体; 磁光效应; 传输矩阵法; 光学隔离器; 金属等离子体

**中图分类号:**

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2015)06-0623002-7

## Optical Isolator Based on the Nonreciprocal Microcavity Mode Under the Common Modulation of Magneto-optical Effect and Metal Plasma

FANG Yun-tuan, HU Jian-xia, HE Han-qing

(School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University,  
Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

**Abstract:** In order to achieve optical isolator, a system of one-dimensional magnetic photonic crystals with two metal films coated at its two sides was designed. The transmission properties of the structure through the modified transfer matrix method were studied. Due to the coupling of microcavity mode and the metal plasma, the structure shows one-way transmission feature and realizes the function of optical isolator. The performance of optical isolator is dependent on the incidence angle, thickness of the microcavity as well as the thickness of the metal. The isolator has good performance for an incidence angle of  $45^\circ$ , a microcavity thickness of 449 nm and a metal film thickness of 150 nm. The results are demonstrated through an electromagnetic field simulation based on the finite element solver.

**Key words:** One-dimensional photonic crystal; Magneto-optical effect; Transfer matrix method; Optical isolator; Metal plasma

**OCIS Codes:** 230.0230; 160.3820; 160.5298; 230.3240

## 0 引言

光隔离器是未来集成光子回路不可缺少的元件之一, 与全光二极管类似, 它允许光波仅在一个方向传播. 为了实现光隔离器, 人们使用了包括磁光材料<sup>[1-2]</sup>、液晶材料<sup>[3]</sup>、非线性材料<sup>[4-5]</sup>、或手征各向异性介质<sup>[6]</sup>设计成的微光子结构. 然而, 这些研究的传输对比度都不大. Xue 等人设计了基于一维光子晶体含金属的复合异质结构, 传输对比度达到 0.984, 但透射率只有

42%<sup>[7]</sup>. 一个高效率的光隔离器不仅需要比较大的传输对比度, 也需要较高的透射率. 在一般情况下, 完美的透射需要对称结构, 而单向光传输是基于非对称结构, 因此很难同时实现高透射率和大的传输对比度. 为了解决这个问题, 许多研究人员一直在做各种努力<sup>[8-14]</sup>, 但所有这些设计不是结构复杂, 就是性能不能调节, 如基于准周期的多层结构<sup>[10]</sup>, Fibonacci 序列<sup>[11]</sup>, 非对称和非线性的光子层状结构<sup>[12]</sup>. 在实际应用中, 需要高效率光隔离器. 本文利用光子晶体的光局域性,

基金项目: 江苏大学高级专业人才培养启动基金(No. 13JDG003)资助

第一作者: 方云团(1965-), 男, 教授, 硕士, 主要研究方向为光子晶体, 光学超材料. Email: fang\_yt1965@sina.com

收稿日期: 2014-12-26; 录用日期: 2015-03-10

<http://www.photon.ac.cn>

采用磁性材料与普通介质的周期结构,中间插入一层普通介质作为缺陷层,在缺陷层两边的磁性材料磁化方向相反,由此形成不对称的磁性微腔.又在两边加上薄金属层,提高了结构的品质因子.在金属等离子体与磁光效应的共同调制下,实现了很强的非互易性.传统的基于体材料的磁光晶体法拉第旋转效应的光隔离器由于体积大,无法进行器件的集成.本文设计的结构由于微腔缺陷模式与金属等离子体产生耦合共振,磁光效应得到极大增强,在实现高效隔离效果的前提下可以把体积限制在微米范围.

## 1 设计模型和数值方法

本文设计一维层状光子结构  $M(AB)^8ADA'(BA')^8M$ ,如图1所示,M层为金属,B层和D层均为普通介质,折射率和厚度分别为  $n_B, d_B, n_D, d_D$ ,A层和A'层是同样的磁性材料,磁化方向相反.在结构

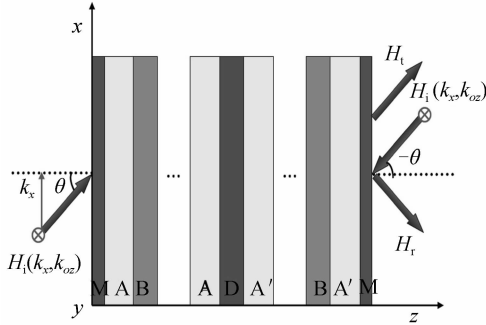


图1 结构示意图,  $k_x$  和  $k_z$  分别是入射波矢的 x 轴和 z 轴分量;  $\theta$  为入射角;  $H_i$  是入射波,  $H_r$  是反射波,  $H_t$  是透射波

Fig.1 Schematic of designed system.  $k_x$  and  $k_z$  are the x and z components of wave vector, respectively.  $\theta$  is the incidence angle

$(AB)^8ADA'(BA')^8$  的两边分别镀了同样厚度的金属薄膜 M 是为了得到更好的传输特性. M 层的介电常量用 drude 模型表示为<sup>[15]</sup>

$$\epsilon_M = 1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (1)$$

$\omega_{ep}$  是等离子体的频率,  $\gamma$  是金属损耗, 本文考虑理想情况, 取  $\gamma = 0$ . A 层选择磁性材料铋铁石榴石. 在 Cotton - Mouton 几何形状中, 铋铁石榴石<sup>[16-17]</sup> 的几何特性由其介电张量定义, 即

$$\bar{\epsilon}_A = \begin{bmatrix} \epsilon_A & 0 & -i\Delta_A \\ 0 & \epsilon_A & 0 \\ i\Delta_A & 0 & \epsilon_A \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\bar{\epsilon}_{A'} = \begin{bmatrix} \epsilon_A & 0 & i\Delta_A \\ 0 & \epsilon_A & 0 \\ -i\Delta_A & 0 & \epsilon_A \end{bmatrix}$$

式中非对角元  $\Delta_A$  是由外磁场产生, 其大小在饱和磁场条件下取决于材料的性质. 整体结构在空气中并沿 z 轴放置.  $z_N$  是指一维光子晶体第 N 层结构的前端界面, M 层的前端界面是  $z_0 (z = 0)$ . 对横磁 (Transverse Magnetic wave, TM) 波, 磁场方向是沿 y 轴和电场的方向在 xz 平面, 电磁波在 xz 平面传播.  $k_x$  是波矢的 x 轴分量, 在层状结构中保持不变. 在光子晶体的任何一层中, 电磁波可以写成传输波与反射波之和, 即

$$H(x, z) = H_0^+ \exp [i(k_x x + k_z z)] + H_0^- \exp [i(k_x x - k_z z)] = H^+ + H^- \quad (3)$$

“+”和“-”分别表示传输波和反射波. 在 j 层和 i 层之间的界面上施加电场连续条件得到

$$T_j \begin{bmatrix} H_j^+ \\ H_j^- \end{bmatrix} = T_i \begin{bmatrix} H_i^+ \\ H_i^- \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$T_{j(i)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\frac{ik_k \Delta_{j(i)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{j(i)} \epsilon'_{j(i)}} + \frac{k_{zj(i)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon'_{j(i)}} & -\frac{ik_k \Delta_{j(i)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{j(i)} \epsilon'_{j(i)}} - \frac{k_{zj(i)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon'_{j(i)}} \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中  $\epsilon'_{j(i)} = \frac{(\epsilon_{j(i)}^2 - \Delta_{j(i)}^2)}{\epsilon_{j(i)}}$ ,  $T_{j(i)}$  称为动态矩阵 (i, j 表示介质层), 表示界面处的电磁波的变化.  $k_{zj(i)} = \sqrt{(\omega^2/c^2)\epsilon'_{j(i)} - k_x^2}$  是 j 层或 i 层波矢的 z 方向分量. 对于 B 层, 令  $\Delta = 0$ . 式(4)又可以表示为

$$\begin{bmatrix} H_j^+ \\ H_j^- \end{bmatrix} = T_{ji} \begin{bmatrix} H_i^+ \\ H_i^- \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中  $T_{ji} = T_j^{-1} T_i =$

$$\frac{1}{2N_j} \begin{bmatrix} N_j - M_j + (N_i + M_i) & N_j - M_j - (N_i - M_i) \\ N_j + M_j - (N_i + M_i) & N_j + M_j + (N_i - M_i) \end{bmatrix},$$

$M_{j(i)} = -(ik_x \Delta_{j(i)} / \epsilon_{j(i)} \epsilon'_{j(i)})$ ,  $N_{j(i)} = k_{zj(i)} / \epsilon'_{j(i)}$ . 因此, 在  $z_N$  和  $z_{N+1}$  两个界面的磁场满足

$$\begin{bmatrix} H_N^+ \\ H_N^- \end{bmatrix} = T_{BA} P_B T_{AB} P_A \begin{bmatrix} H_{N+1}^+ \\ H_{N+1}^- \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} H_{N+1}^+ \\ H_{N+1}^- \end{bmatrix} \quad (T = T_{BA} P_B T_{AB} P_A) \quad (7)$$

式中

$$P_{A(B)} = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{zA(B)} d_{A(B)}) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{zA(B)} d_{A(B)}) \end{bmatrix}$$

表示一层内的相变. 整体结构  $M(AB)^8ADA'(BA')^8M$  以空气为背景, 其传输矩阵为

$$M = T_{0M} P_M T_{MA} (P_A T_{AB} P_B T_{BA})^n \quad (8)$$

$P_A T_{AD} P_D T_{DA'} P_{A'} (T_{A'B} P_B T_{BA'} P_{A'})^n T_{A'M} P_M T_{M0}$  平面波透射系数可以通过以下式子来计算

$$t = \frac{1}{|M(1, 1)|} \quad (9)$$

由式(9)可以得到系统的传输特性.

## 2 结果和分析

首先考虑对称的结构  $M(AB)^8 ADA(BA)^8 M$ . 不失一般性,选择结构参量  $\omega_{ep} = 1.5193 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ <sup>[15]</sup>;  $n_B = 3.34$ ,  $d_B = 449 \text{ nm}$ ;  $n_D = 1.5$ ,  $d_D = 449 \text{ nm}$ ;  $d_M = 150 \text{ nm}$ ,  $\epsilon_A = 6.25$ ,  $\Delta_A = 0.3$ ,  $d_A = 601 \text{ nm}$ . 考虑无损情况  $\tau = \infty$ . 由式(9)可以得到入射角为  $\theta = \pm 45^\circ$  时的传输光谱. 如图2,在一维光子晶体禁带中出现了透射

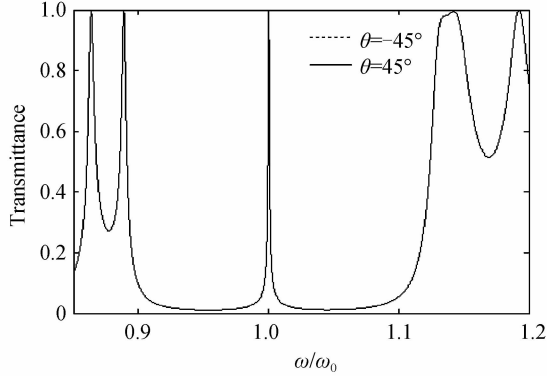


图2 结构  $M(AB)^8 ADA(BA)^8 M$  在  $\theta = \pm 45^\circ$  时频谱图. 对应两个角度的谱线重合

Fig. 2 Transmission spectra of the designed system  $M(AB)^8 ADA(BA)^8 M$  for  $\theta = \pm 45^\circ$ . The two spectra for the two incidence angles are the same

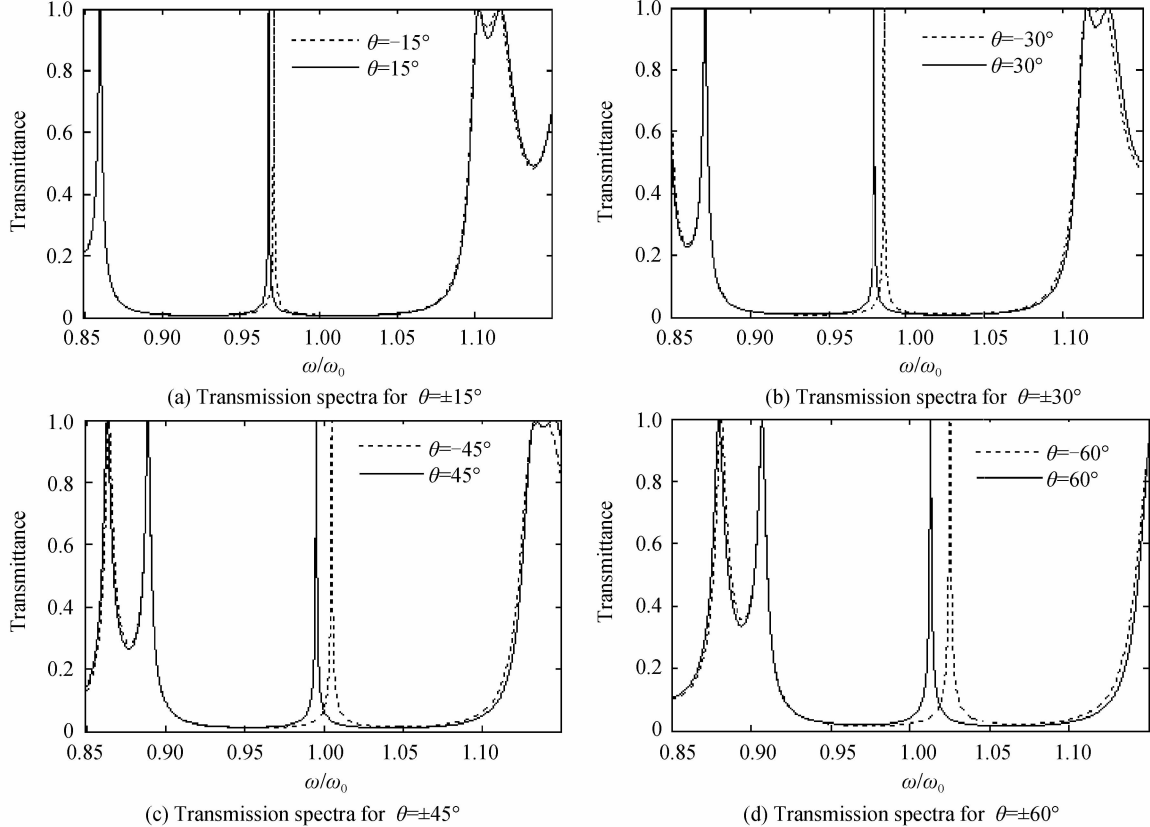


图3 结构  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  在不同入射角正反两方向入射时的透射谱

Fig. 3 Transmission spectra of the designed system  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  for different  $\pm \theta$

率几乎为1的高透射峰,说明在此谐振频率下光波在结构内部发生了强有力的共振,光几乎可以完全透射. 共振产生的原因是因为在结构中间周期性被破坏,其中 ADA 三层形成复合微腔结构. 但是正反方向对应的光谱在图中完全重合,说明在这个结构中的传输是互易的. 这是因为尽管通过磁性缺陷去除了时间反演对称,但空间反演对称仍未被打破.

为了实现非互易性,考虑不对称结构  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$ , A 层与 A' 层是磁化方向相反的同一种磁性材料,即  $\Delta_{A'} = -\Delta_A$ . 但 A 层与 A' 层厚度相同,即  $d_{A'} = d_A$ . 计算入射角不同时正反两方向入射的传输光谱,结果如图3所示. 可以发现正反方向透射峰对应的频率之差随入射角的增大而增大.

图4全面地描绘了正反方向透射峰位置随入射角度的变化. 透射峰位置随着角度的变大而不断向上移动,两条曲线随着角度的增加逐渐分离,且分离度越来越大. 该分离度从一个方面反映了隔离器的性能. 除了隔离度,还需要用消光比  $C = (T_{+\theta} - T_{-\theta}) / (T_{+\theta} + T_{-\theta})$  来描述隔离器的性能,图5给出了消光比  $C$  随入射角度的变化. 随着入射角度的增加,消光比变大,当入射角度到  $30^\circ$  左右时趋于平缓,  $40^\circ$  左右开始下降. 作为一个性能较好的隔离器,需要高分离度和高消光比,权衡

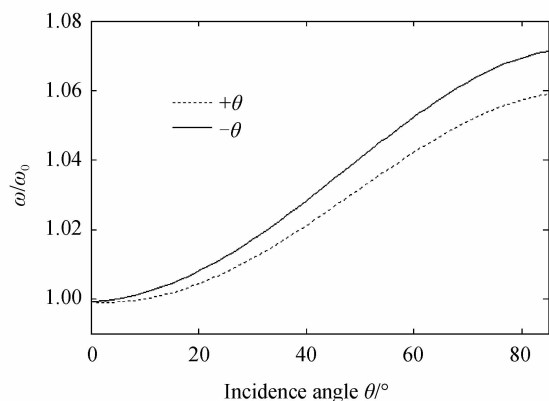


图 4 正反方向透射峰位置随入射角度的变化  
Fig. 4 The position of the transmission peak with different  $\pm\theta$

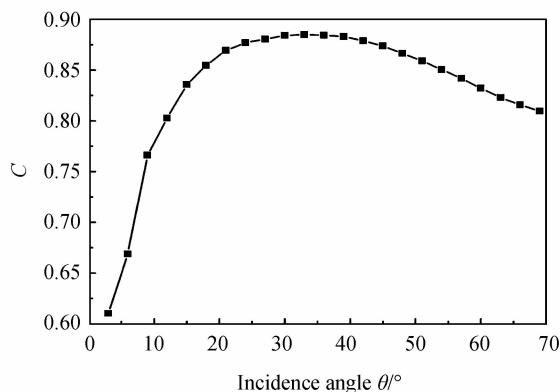


图 5 C 值随入射角度的变化

Fig. 5 The extinction ratios with different incidence angles 两方面的结果选择入射角为  $\theta = \pm 45^\circ$ . 因为低入射角时分离度太小, 非互易性不明显; 而高入射角时透射峰位置太靠近导带, 品质因子变低, 传输消光比变低.

固定入射角度为  $\theta = \pm 45^\circ$ , 改变 D 层厚度, 观察分离度的变化, 如图 6 所示. D 层厚度变大, 分离度变小, 本研究选择 D 层厚度为 449 nm. 因为 A 层和 A' 层是磁化方向不同的相同材料, 如果 D 层厚度太小, A 层和 A' 层靠得太近, 外磁场的方向不好有效地分离.

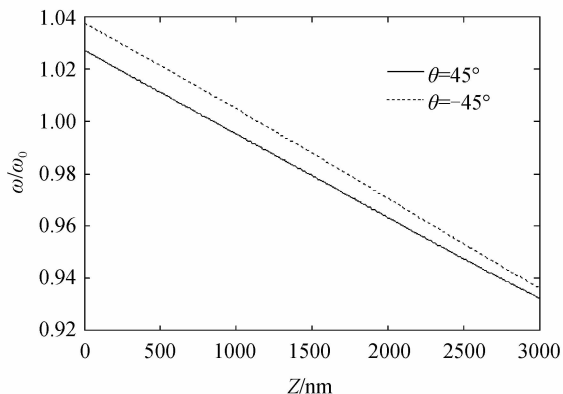


图 6  $\theta = \pm 45^\circ$  时透射峰位置随 D 层厚度的变化  
Fig. 6 The dependency of the transmission peak with the different thickness of layer D for  $\theta = \pm 45^\circ$

现在讨论两端金属的影响. 对这样的结构, 两端金属表面等离子体共振会加大微腔的局域共振效应, 使腔内场强得到极大地增强, 从而改变了微腔模式的品质因子, 即 Q 值<sup>[15]</sup>. 如图 7 所示,  $d_M = 0$  时, Q 值最低, 正反方向两透射峰交叠严重, 正反方向通道隔离性能最差;  $d_M = 300$  nm 时, Q 值最大, 正反方向通道隔离性能最好;  $d_M = 150$  nm 时, Q 值在  $d_M = 0$  与  $d_M = 300$  nm 之间. 理论上对完美无损耗金属其厚度越大, 其 Q 值越大, 但考虑实际的金属损耗, 厚度过大会使结构透射率降低, 反而影响其性能. 综合考虑两方面因素, 本文选择金属层厚度为 150 nm, 既提高了通道的品质因子, 又使隔离器具有完美的透射率.

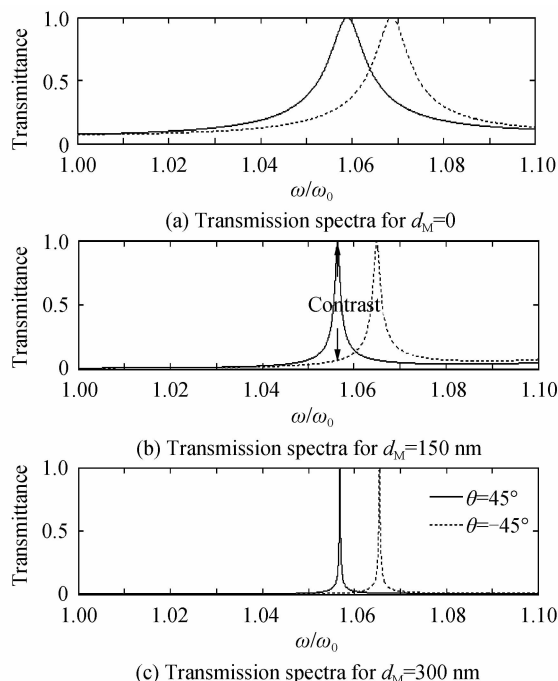


图 7 结构  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  在不同  $d_M$  时的频谱图  
Fig. 7 Transmission spectra of the designed system  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  for different  $d_M$

以下针对结构  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  在  $\theta = \pm 45^\circ$  时的情况作具体的研究, 如图 8. 图 8 的传输光谱

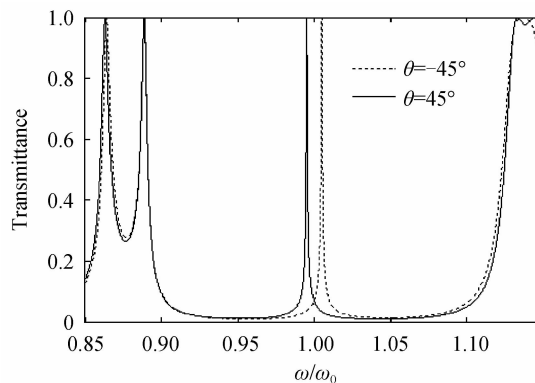


图 8 结构  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  在  $\theta = \pm 45^\circ$  时频谱图  
Fig. 8 Transmission spectra of the designed system  $M(AB)^8 ADA'(BA')^8 M$  for different  $\theta = \pm 45^\circ$

中在入射角为正值和负值时分别出现了透射率几乎为1的高透射峰,且可以明显看出两个峰的分离.这说明结构实现了非互易性.该共振峰对应磁光光子晶体微腔缺陷模式与金属等离子体耦合模式.磁性材料打破了时间反转对称性.对目前设计的结构,虽然A层与A'层为同一种材料,但具有不同的磁化方向,空间反对称也被破坏,使得磁性材料与微腔的耦合依赖于入射方向.这也是实现光隔离器的理论基础.

为了使研究结果可视化,验证非互易共振通道的效果,基于图8的结构参量和入射角度,采用了有限元软件进行了电磁场仿真实验.对TM波电磁场不随坐标y变化,在软件模型的设计中使用二维xz平面.在x方向截取有限长度代替介质面在该方向无限延伸,

并在该方向使用周期性边界条件.在结构的前后设置一定长度的空气层,在模型的前后两个界面分别使用输入和输出端口条件,利用该端口设置特定频率和特定方向的平面波.入射光的磁场分布如图9和10所示. $\omega/\omega_0=0.9954$ 对应 $+\theta$ 的透射峰,入射角为 $+\theta$ 时,光能够全部透射而不发生反射,如图9(a)所示;当入射角为 $-\theta$ ,光几乎都被反射掉了,可以清楚的看到反射光和入射光的干涉形成的驻波条纹,如图9(b).从一维场图9(c)和图9(d)也可以看出,当入射角为 $-\theta$ 时光场在结构内部迅速衰减;当入射角为 $+\theta$ 时入射光发生共振透射,场强在邻近的A和A'层的界面得到很大的增强.相反入射方向的场分布有很大不同显示了明显的非互易行为.

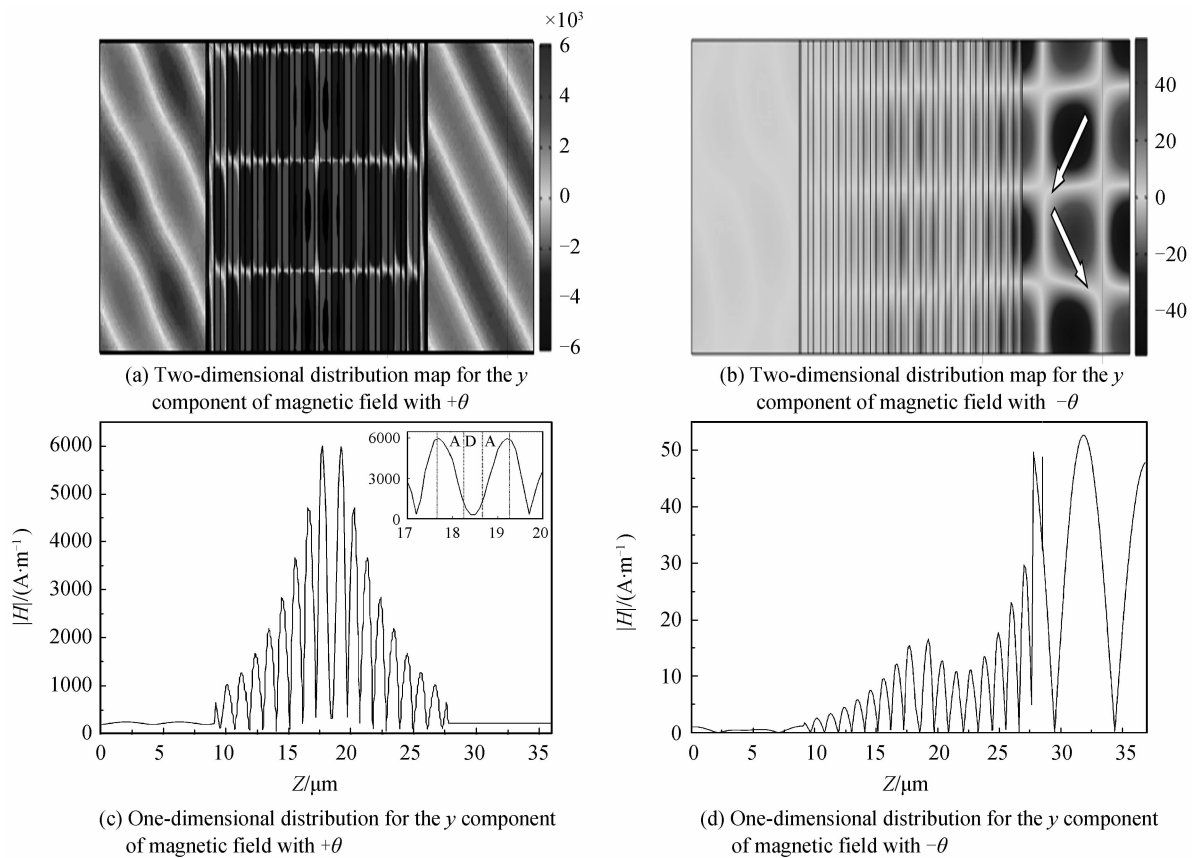


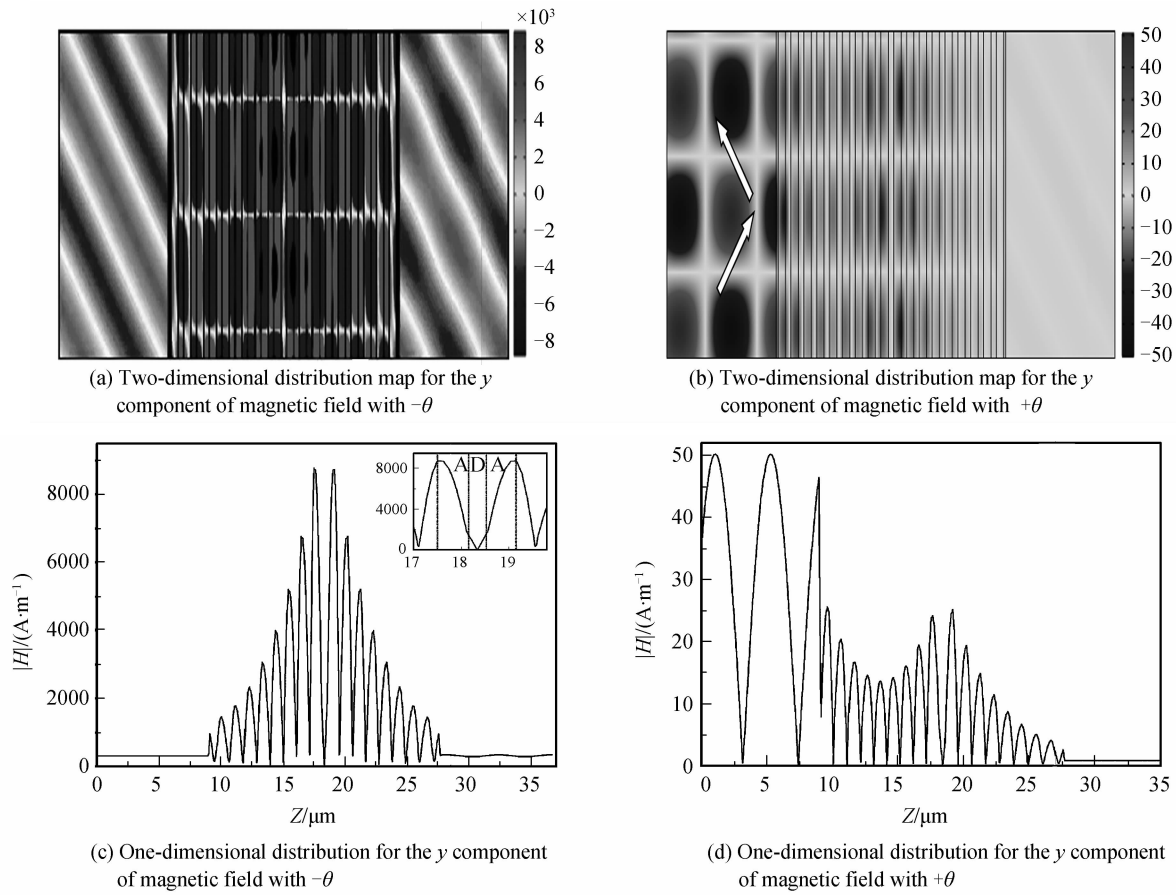
图9 入射波频率  $\omega/\omega_0=0.9954$  时磁场 y 分量的二维和一维场图

Fig. 9 Two-dimensional and one-dimensional distribution for the y component of magnetic field with  $\omega/\omega_0=0.9954$

虽然上述研究基本上是基于理论计算和数值仿真,但由于是一维层状结构,结构加工和材料的选取都容易实现,因此实验制作将是后期的工作.

取  $\omega/\omega_0=1.0051$  对应  $-\theta$  的透射峰,入射角为

$-\theta$ ,光全透射,如图10(a);入射角为 $+\theta$ ,发生全反射,如图10(b)所示.一维场图10(c)和10(d)也和图9(c)和9(d)相似,表明此结构作为光隔离器或光二极管具有非常良好的性能.

图 10 入射波频率  $\omega/\omega_0=1.0051$  时磁场  $y$  分量的二维和一维场图Fig. 10 Two-dimensional and one-dimensional distribution for the  $y$  component of magnetic field with  $\omega/\omega_0 = 1.0051$ 

### 3 结论

研究了一个两侧镀金属薄膜的一维磁光光子晶体非互易微腔的传输特性. 在磁光光子晶体微腔缺陷模式与金属等离子体产生耦合共振的条件下, 该结构呈现单向传输的特征. 通过改变入射角度, 微腔和金属薄膜的厚度来调节结构的性能. 该研究结构简单, 透射率高, 非互易性较强, 为实现非互易传输提供方法, 为设计光隔离器提供了重要参考.

#### 参考文献

- [1] DONG Hui-yuan, WANG Jin, CUI Tie-jun. One-way Tamm plasmon-polaritons on the interface of magnetophotonic crystals and conducting metal oxides[J]. *Physics Review B*, 2013, **87**(4): 045406-045409.
- [2] KHANIKAEV A B, BARYSHEV A V, INOUE M, *et al.* One-way electromagnetic Tamm states in magnetophotonic structures[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **95**(1): 011101.
- [3] HWANG J, SONG M H, PARK B, *et al.* Electro-tunable optical diode based on photonic bandgap liquid-crystal heterojunctions[J]. *Nature Mater*, 2005, **4**(5): 383-387.
- [4] XUE Chun-hua, JIANG Hai-tao, CHEN Hong. Highly efficient all-optical diode action based on light-tunneling heterostructures[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(7): 7479-7487.
- [5] WANG Wei-jiang, XIAO Wan-Neng, ZHOU Jin-yun. The unidirectional transmission properties of nonlinear photonic crystals[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(3): 439-443.
- [6] GEVORGYAN A H, HARUTYUNYAN M Z. Chiral photonic crystals with an anisotropic defect layer[J]. *Physical Review E*, 2007, **76**(3): 031701.
- [7] XUE Chun-hua, JIANG Hai-tao, CHEN Hong. Nonlinear resonance-enhanced excitation of surface plasmon polaritons[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(6): 855-877.
- [8] GALLO K, ASSANTO G, PARAMESWARAN K R, *et al.* All-optical diode in a periodically poled lithium niobate wave guide[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **79**(3): 314-316.
- [9] FANG Yun-tuan, HU Jian-xia, WANG Ji-jun. Double-frequency filter based on coupling of cavity modes and surface plasmon polaritons[J]. *IEEE Photonic Journal*, 2014, **6**(2): 4800307.
- [10] BIANCALANA F. All-optical diode action with quasiperiodic photonic crystals[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, **104**(9): 093113.
- [11] NAVA R, TAGUENA-MARTINEZ J, RIO J A. DEL, *et al.* Perfect light transmission in Fibonacci arrays of dielectric multilayers [J]. *Journal of Physics-Condensed Matter*, 2009, **21**(15): 155901.
- [12] ZHUKOVSKY S V, SMIRNOV A G. All-optical diode action in asymmetric nonlinear photonic multilayers with perfect transmission resonances [J]. *Physics Review A*, 2011, **83**(2): 023818.
- [13] GRIGORIEV V, BIANCALANA F. Bistability,

- multistability and non-reciprocal light propagation in Thue-Morse multilayered structures[J]. *New Journal of Physics*, 2010, **12**(5): 053041.
- [14] GRIGORIEV V, BIANCALANA F. Nonreciprocal switching thresholds in coupled nonlinear microcavities [J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(11): 2131-2133.
- [15] FANG Yun-tuan, YANG Li-xia, KONG Wa, *et al.* Tunable coupled states of a pair of Tamm plasmon polaritons and a microcavity mode[J]. *Journal of Optics*, 2013, **15**(12): 125703.
- [16] FANG Yun-tuan, NI Yue-xin, HE Han-qing, *et al.* Effect of hybrid state of surface plasmon-polaritons, magnetic defect mode and optical Tamm state on nonreciprocal propagation [J]. *Optics Communications*, 2014, **320**: 99-104.
- [17] ZHOU Hui, ZHANG Deng-guo, OU-YANG Zheng-biao, *et al.* Structure research on one-dimensional magneto-phonic crystals used in optical isolator[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 106-109.
- 周慧,张登国,欧阳征标,等. 应用于光隔离器的一维磁光光子晶体结构探索[J]. *光子学报*, 2008, **37**(1): 106-109.