

光子晶体磁性微腔非对称耦合的非互易传输

汤月明¹ 方云团^{2*} 吕翠红¹ 王纪俊¹

¹江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013

²江苏大学计算机学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了实现光的非互易性传输,在一维光子晶体中插入两个非对称的金属磁性材料缺陷层。插入的金属磁性材料在光子晶体中形成了不对称的磁性微腔。运用适用于磁光材料的传输矩阵方法研究结构的传输特性。由于金属磁性材料破坏时间反转对称,同时非对称微腔结构打破了空间反转对称,使得结构产生了非互易性的传输。随着入射角度的增大,非互易通道的间距也不断增加,并在50°时达到最大值,然后逐渐减小。当外加磁场增大时,非互易通道的间距也随之不断增大并且在某一特定值时达到最大值。最终的结果采用基于有限元法的电磁场仿真软件进行仿真验证。

关键词 物理光学; 光子晶体; 非互易性; 缺陷模; 磁光效应; 磁性微腔

中图分类号 O734

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0606003

Nonreciprocal Transmission Based on Nonsymmetric Coupling of Magnetic Microcavity in Photonic Crystal

Tang Yueming¹ Fang Yuntuan² Lü Cuihong¹ Wang Jijun¹

¹Department of Physics, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

²School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

Abstract A one-dimensional photonic crystal structure including two nonsymmetric magneto-optical (MO) metal defects is proposed to achieve nonreciprocal transmission. The nonsymmetric magnetic microcavities are made of the MO metal defects in photonic crystal. The transmission properties of the structure are studied by the transfer matrix method based on the MO material. The MO effect breaks the time-reversal symmetry while the coupling of two nonsymmetric microcavities breaks the mirror symmetry, which results in nonreciprocal transmission. With the increase of incident angle, the interval of two nonreciprocal tunneling channels increases and reaches its maximum at 50°. When the external magnetic field increases, the interval of two nonreciprocal tunneling channels increases and reaches a maximum at a certain value. The results are demonstrated through an electromagnetic field simulation based on the finite element solver.

Key words physical optics; photonic crystal; nonreciprocity; defect mode; magneto-optical effect; magnetic microcavity

OCIS codes 160.3820; 230.3240; 310.2790

1 引 言

光子晶体概念在1987年由Yablonovitch^[1]和John^[2]分别提出,是由不同折射率的介质周期性排列而成的人工微结构材料。在一维周期性光子晶体中引入一个缺陷结构,会在光子带隙中产生一个频率极窄的缺陷模,符合缺陷模频率的光子可以高效地传播。目前光波的非互易传输备受瞩目。人们已经探讨了不同的方

收稿日期: 2014-12-15; 收到修改稿日期: 2015-02-11

基金项目: 国家自然科学基金(11304126)

作者简介: 汤月明(1991—),女,硕士研究生,主要从事光电子和光学超材料方面的研究。E-mail: tym_0203@163.com

导师简介: 王纪俊(1966—),男,博士,教授,主要从事光电子理论和器件等方面的研究。E-mail: wjj4461@mail.uj.edu.cn

*通信联系人。E-mail: fang_yt1965@sina.com

法来实现^[3-6],在这些方法中时间和空间对称性的破坏在实现非互易传播中起主导作用。

近年来,以磁性介质作为组分元或缺陷的光子晶体由于具有独特的光学和磁性性质,已经受到科学界广泛的关注。磁性材料按性质可分为金属和非金属两类,前者主要有镍基合金等,后者主要是铁氧体材料^[7]。由于光通信等领域巨大的发展空间,人们在空间结构以及金属插层等方面进行了大量的尝试,取得了明显的效果^[8-10]。在此基础上,在一维光子晶体中插入两个磁化方向相反的金属磁性材料缺陷层,形成两个不对称的耦合磁性微腔,使结构在具有更强非互易性的同时实现非互易通道的调节。

在光子晶体的理论计算方面,主要的方法有平面波法^[11]、传输矩阵法^[12]和时域有限差分法^[13]等。对一维光子晶体和金属磁性材料的理论研究均采用修正的传输矩阵法。

2 模型和理论方法

根据图1的描述,结构表示为 $AB\cdots ABDCD'BA\cdots BA$ 。 $AB\cdots AB$ 和 $BA\cdots BA$ 构成两个对称的半无限一维光子晶体。 A, B 分别为 Ta_2O_5 和 SiO_2 材料, D 层和 D' 层是磁化方向不同(即 $\Delta_{D'} = -\Delta_D$)的金属磁性材料。 C 层为普通玻璃材料。 Ta_2O_5 和 SiO_2 的介电常数分别为 $\varepsilon_A = 4.7$, $\varepsilon_B = 2.1$ 。 $n_A, n_B, n_C, E_D, E_{D'}$ 分别为 Ta_2O_5, SiO_2 , 普通玻璃和两个磁光金属(MO Metal)的折射率,其中 $n_C = 1.5$ 。 $d_A, d_B, d_C, d_D, d_{D'}$ 分别是其光学厚度, λ_p 为等离子体在自由空间波长,不同介质材料的光学厚度与 λ_p 的关系为 $d_A = 0.5\lambda_p/n_A, d_B = 0.5\lambda_p/n_B, d_C = 0.1\lambda_p/n_C, d_D = 0.25\lambda_p/\sqrt{E_D}, d_{D'} = 0.25\lambda_p/\sqrt{E_{D'}}$,入射角可表示为 θ ,如图1所示。在 Cotton-Mouton 构型中, D 层的介电张量描述为

$$\varepsilon_D(\omega) = I - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_b^2} \begin{bmatrix} 1 + i\frac{1}{\tau\omega} & 0 & i\frac{\omega_b}{\omega} \\ 0 & \frac{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_b^2}{\omega(\omega + i/\tau)} & 0 \\ -i\frac{\omega_b}{\omega} & 0 & 1 + i\frac{1}{\tau\omega} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 I 为单位矩阵, ω_p 是等离子体频率, $\omega_b = eB/m$ 代表了电子回旋频率,其中 e 是电子电荷, m 是电子质量,金属损耗用衰变时间 τ 表示。首先考虑的是损耗无穷小,也就是 $\tau = \infty$ 时的情况。此时

$$\varepsilon_D(\omega) = \begin{bmatrix} \varepsilon_D & 0 & -i\Delta_D \\ 0 & -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} & 0 \\ i\Delta_D & 0 & \varepsilon_D \end{bmatrix}, \quad (2)$$

而 D' 层与 D 层磁化方向不同,

$$\varepsilon_{D'}(\omega) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{D'} & 0 & -i\Delta_{D'} \\ 0 & -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} & 0 \\ i\Delta_{D'} & 0 & \varepsilon_{D'} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $\varepsilon_D = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_b^2}$, $\varepsilon_{D'} = \varepsilon_D$, $\Delta_D = \frac{\omega_b}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_b^2}$, $\Delta_{D'} = -\Delta_D$ 。整个结构沿 z 轴放置,背景是空气。 H 场方向沿 y 轴,电场方向在 xz 平面。电磁波在 xz 平面传播。 k_x 是波矢的 x 分量,在层状结构中保持不变。 k_{zj} 表示波矢在 j 层的 z 分量。在任意层中,磁场是传输波和反射波的叠加,可以写作:

$$H(x, z) = H_0^+ \exp[i(k_x x + k_{zj} z)] + H_0^- \exp[i(k_x x - k_{zj} z)] = H^+ + H^-, \quad (4)$$

设定电磁场在 j 层和 i 层界面处连续,所以

$$T_j \begin{bmatrix} H_j^+ \\ H_j^- \end{bmatrix} = T_i \begin{bmatrix} H_i^+ \\ H_i^- \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中 $T_{j(i)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\frac{ik_x \Delta_{j(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)}} + \frac{k_{z(j)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{j(i)}} & -\frac{ik_x \Delta_{j(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)}} - \frac{k_{z(j)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{j(i)}} \end{bmatrix}$, $\varepsilon'_{j(i)} = \frac{\varepsilon_{j(i)}^2 - \Delta_{j(i)}^2}{\varepsilon_{j(i)}}$ (j 或 $i=A, B, C, D$ 或 D')。 $T_{j(i)}$ 是动力学矩阵, 引导界面处的波传输。 $k_{z(j)} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_{j(i)} - k_x^2}$ 是 j 层或 i 层波矢的 z 分量。 为了保持符号的一致性, 所有不是金属磁性介质层的介电常数都表示为 $\varepsilon_D = \begin{bmatrix} \varepsilon_D & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_D & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_D \end{bmatrix}$, 即令方程中 $\Delta = 0$ 。 (5) 式可以被简化为^[14]

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

式中 $T_{ji} = T_j^{-1} T_i = \frac{1}{2N_j} \begin{bmatrix} N_j - M_j + (N_i + M_i) & N_j - M_j - (N_i - M_i) \\ N_j + M_j - (N_i + M_i) & N_j + M_j + (N_i - M_i) \end{bmatrix}$, $M_{j(i)} = -\frac{ik_x \Delta_{j(i)}}{\varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)}}$, $N_{j(i)} = \frac{ik_{z(j)}}{\varepsilon'_{j(i)}}$ 。

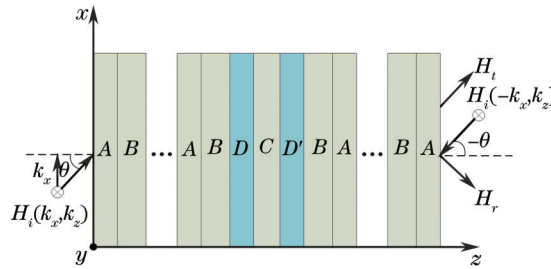


图 1 结构示意图表示为 $AB \cdots ABDCD'BA \cdots BA$

Fig.1 Schematic of the designed system donated as $AB \cdots ABDCD'BA \cdots BA$

整个结构 $AB \cdots ABDCD'BA \cdots BA$ 在空气背景下 ($j=0$) 的完整传输矩阵为

$$M = T_{0A} (P_A T_{AB} P_B T_{BA})^{n-1} P_A T_{AB} P_B T_{BD} P_D T_{DC} P_C T_{CD'} P_{D'} T_{D'B} P_B T_{BA} P_A (T_{AB} P_B T_{BA} P_A)^{n-1} T_{A0}, \quad (7)$$

式中 n 为光子晶体周期数。 两侧的光子晶体周期数相同, 入射面和出射面的磁场关系可以写作

$$\begin{bmatrix} H_{in}^+ \\ H_{in}^- \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} H_{out}^+ \\ H_{out}^- \end{bmatrix}, \quad (8)$$

因为最后的空气层没有反射波 ($H_{out}^- = 0$), 可以得到透光度

$$t = \frac{H_{out}^+}{H_{in}^+} = \frac{1}{|M(1, 1)|}, \quad (9)$$

由(9)式可以得到整个系统的传输特性。

3 计算结果和仿真

如图 1 所示, 一维光子晶体上两个方向的入射光用两个不同方向的箭头表示。 入射波矢的 x 分量和 z 分量分别表示为 k_x , k_z 和 $-k_x$, k_z 。 对应的入射角表示为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 对应两个相反的入射方向。 由于受到光子晶体周期性结构本身的限制, 由布拉格散射引起的光子带隙, 其带隙位置很难随外加磁场的改变而改变。 但当电磁波通过插入金属磁性材料的一维光子晶体时, 由于外加磁场或自发磁化强度的影响, 使金属磁性材料产生了不同的光学各向异性电磁特性, 光子带隙也会随之发生一系列的变化。 当在周期性光子晶体结构中加入某种程度的缺陷时, 就会使光子带隙中形成缺陷态并出现相应的导带, 导带中的光子会被完全限制在光子晶体的缺陷位置, 产生很强的谐振, 极窄频率范围内光波可以高效地传播。

首先考虑对称的结构 $(AB)^{12} DCD(BA)^{12}$ 。 结构参数为 $d_A = 0.5\lambda_p/n_A$, $d_B = 0.5\lambda_p/n_B$, $d_D = 0.25\lambda_p/\sqrt{\varepsilon_D}$, $d_C = 0.1\lambda_p/n_C$ ($\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$), $d_{D'} = 0.25\lambda_p/\sqrt{\varepsilon_{D'}}$, $\omega_b = 0.1\omega_p$, $\theta = 45^\circ$ 。 首先考虑无损情况 $\tau = \infty$ 。 由(9)式可以得到入射角为 $\pm\theta$ 时的传输光谱。 如图 2 所示, 在一维光子晶体禁带中出现了透射率几乎为 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。 但是 $+\theta$ 和 $-\theta$ 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。 这是因为尽管已经通过金属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。

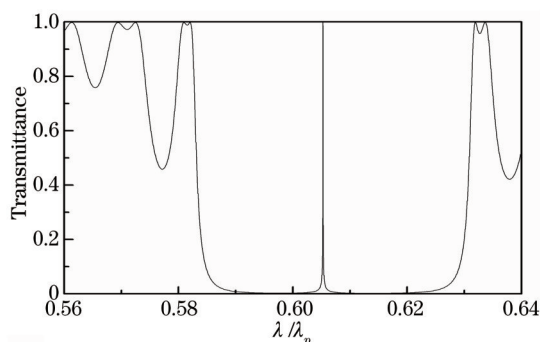


图2 $(AB)^{12}DCD(BA)^{12}$ 在 $\theta = \pm 45^\circ$ 时的透射谱

Fig.2 Transmission spectra of the designed system $(AB)^{12}DCD(BA)^{12}$ for incidence angles $\theta = \pm 45^\circ$

为了得到非互易的行为,下面将考虑不对称的结构 $(AB)^{12}DCD'(BA)^{12}$ 。D'层是与D层磁化方向不同的金属磁性材料。即 $\Delta_{D'} = -\Delta_D$ 。但D'层与D层厚度相同,即 $d_{D'} = d_D$ 。在用matlab软件模拟计算的过程中发现,所研究的一维金属磁性缺陷结构的非互易性随入射角度的变化不断发生改变。因此计算出当入射角为不同值时正反两方向入射的传输光谱,结果如图3所示。

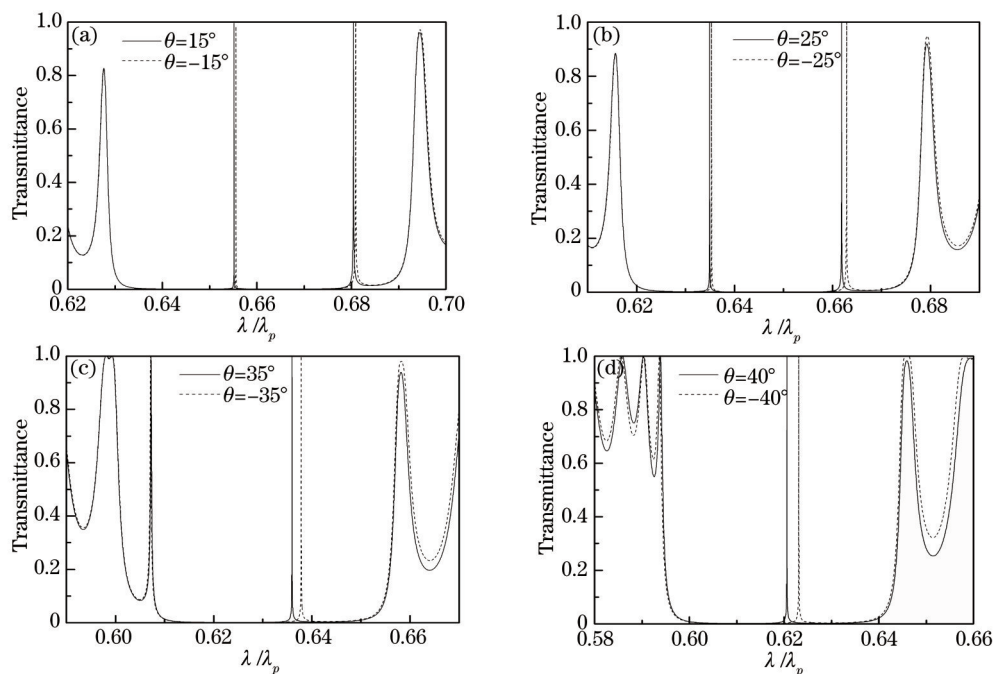


图3 $(AB)^{12}DCD'(BA)^{12}$ 结构在不同入射角正反两方向入射时的透射谱

Fig.3 Transmission spectra of the designed system $(AB)^{12}DCD'(BA)^{12}$ for two incidence directions at different incidence angles

在图3(a)中,一维光子晶体禁带中出现了两个透射峰,对应结构中插入的两个金属磁性缺陷耦合形成的两个缺陷模。两个透射峰在正反方向入射时对应的位置都有分离,说明缺陷模是非互易的。因为金属磁性缺陷去除了时间反演对称,同时非对称磁性微腔打破空间反演对称,所以在结构中实现了非互易性传输。在改变入射角的时候,可以发现,禁带的位置随着入射角的增大将不断左移且逐渐变窄,两个缺陷模在禁带中的位置也不断的左移,而当入射角增大到一定程度时,左边的峰将移出禁带,此时禁带中只剩下右边的峰。这是由于随着入射角度的增大,两个耦合磁性微腔的抑制关系将愈加明显,左边的磁性微腔受到右边磁性微腔的抑制,不能将缺陷模形成在禁带中。下面将对两个谐振峰随角度的变化情况进一步研究。

为了更清楚地说明,把入射角为正时,峰出现的位置记为 λ^+ ,入射角为负时,峰的位置记为 λ^- , $\lambda(-\theta) - \lambda(+\theta)$ 表示不同入射方向时两谐振峰的分离。保持图2中的结构参数不变,只改变入射角度,此时左

边的谐振峰位置以及分离度随角度的变化情况见图4。图4中, $\lambda(-\theta) - \lambda(+\theta)$ 的值非常小, 最大时仅有 $4.2 \times 10^{-4} \lambda_p$, 而且不同位置的峰的透射率也有很大差别, 很少位置可以达到单位透射率。随着角度的增大, 正反方向的峰几乎不分离。

同样的, 也画出了右边谐振峰的位置轨迹(不是所有的峰值都能达到单位透光率), 结果如图5所示。随着入射角的增加, 正反方向入射时峰位置的波长都在减小。但 $\lambda(-\theta) - \lambda(+\theta)$ 的值在 $0 \sim 50^\circ$ 间不断增大, 说明非互易性不断增强, 在 50° 达到最大后逐渐降低。这个结果为通过改变入射角调整非互易通道提供了方向。

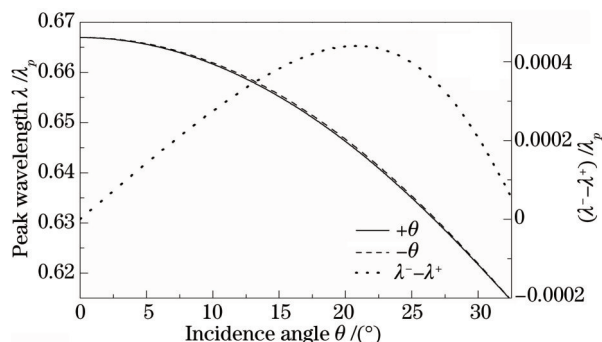


图4 正反方向入射的左峰峰值和波长差和随入射角度的变化

Fig.4 Dependence of the left peak wavelength on the different angles of incidence

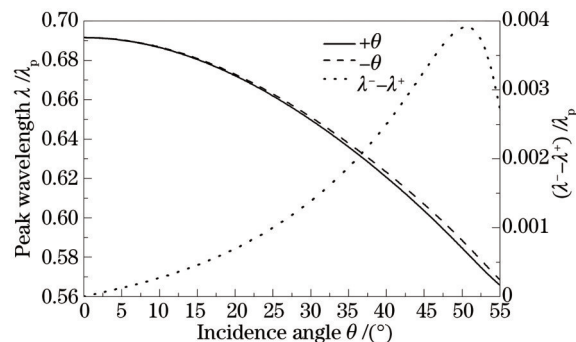


图5 正反方向入射的右峰峰值和波长差和随入射角度的变化曲线

Fig.5 Dependence of the right peak wavelength on the different angles of incidence

下面针对 $\theta = \pm 45^\circ$ 时的情况作具体的研究, 如图6所示。图6的传输光谱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的光通道。可以看出, 在 λ^+ 处, 对应的入射角为 $-\theta$ 时的透射率很小, λ^- 处入射角为 $+\theta$ 时情况相同。可以计算 λ^+ 和 λ^- 处的消光比 $[T(+\theta) - T(-\theta)] / [T(+\theta) + T(-\theta)]$, 得到的结果分别为 0.9921 和 -0.9928。消光比从另一个方面体现了通道的非互易性能。由于消光比很大, 把 λ^+ 和 λ^- 处的耦合模叫做非互易性谐振通道。

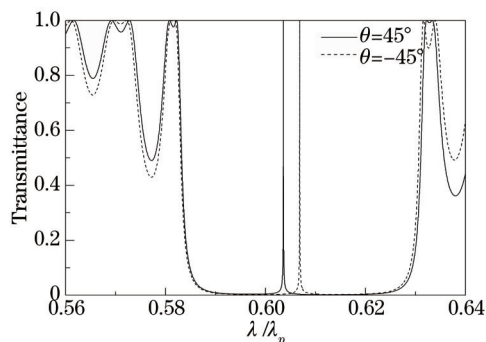


图6 $(AB)^{12}DCD'(BA)^{12}$ 结构在 $\theta = \pm 45^\circ$ 入射时的透射谱

Fig.6 Transmission spectra of the designed system $(AB)^{12}DCD'(BA)^{12}$ for incidence angles $\theta = \pm 45^\circ$

为了进一步理解非互易性谐振信道, 在图7中描绘了在 λ^+ 和 λ^- 处入射角分别为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 时的场分布。在 λ^+ 处, 入射角为 $+\theta$ 时, 场分布如图7(a)所示, 在金属磁性材料处出现了最大的场值, 这表示在金属磁性材料处发生了强烈的共振。当场离开金属时, 沿着两边两个光子晶体衰减。在 λ^+ 处, 入射角为 $-\theta$ 时, 如图7(b)所示, 在入射处场值很大, 进入光子晶体和金属磁性材料内部后迅速衰减, 说明光波有强反射。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7(c)和图7(d)分别为在 λ^- 处, 入射角分别为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 时的情况。在 λ^- 处, 入射角为 $-\theta$ 时, 情况与在 λ^+ 处, 入射角为 $+\theta$ 时相似。这两种情况的场形状相似, 但是前者场值的最大值比后者大一点。同样的, 在 λ^- 处, 入射角为 $+\theta$ 时, 情况与在 λ^+ 处, 入射角为 $-\theta$ 时类似。在金属磁性材料和普通玻璃材料内部, 场分布有所不同, 如图7(a)和图7(d)右上角的小图所示。

当外磁场作用于光子晶体时, 由于洛伦兹力对带电粒子的影响, 使得介电函数变成各向异性的张量, 并在介电函数中出现新的频率参数——回旋频率。介电函数张量不仅依赖于光波的频率, 还依赖于外磁场的

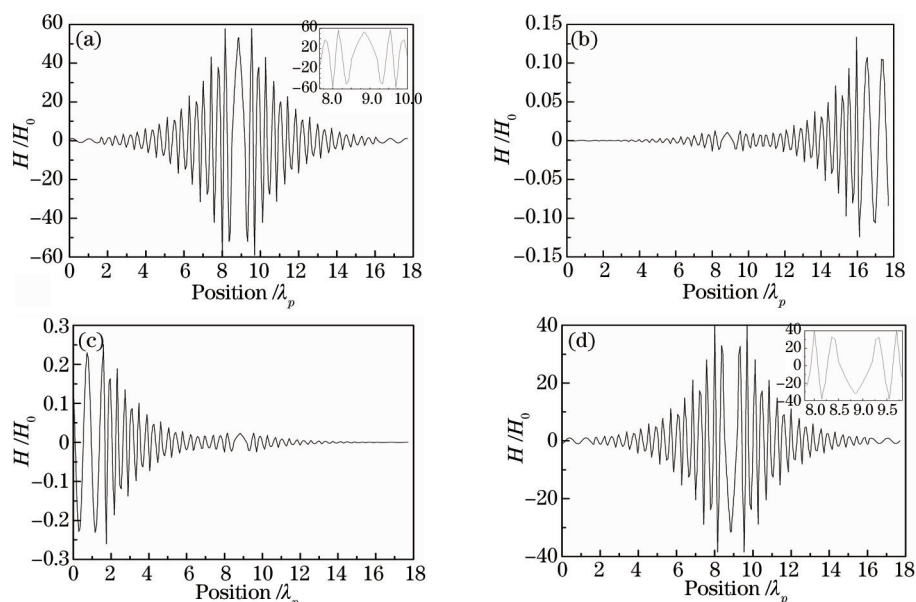


图7 λ^+ 和 λ^- 处入射角分别为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 时的场分布

Fig.7 H field distribution corresponding to the two peak wavelengths at λ^+ and λ^- with two incidence directions $+\theta$ and $-\theta$ 大小。因此可以通过改变外部磁场来改变折射率。接下来考虑回旋频率对非互易性的影响。保持图6中除 ω_b 外其他参数不变,研究非互易通道位置随 ω_b 的变化,结果如图8所示。

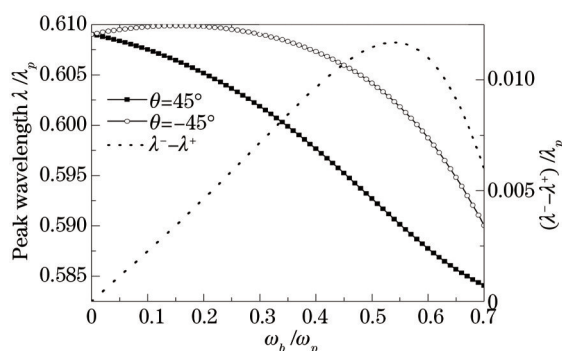


图8 正反方向入射的峰值波长随 ω_b 的变化曲线

Fig.8 Dependence of the peak wavelength on the two incidence directions with different ω_b

图8中可以明显看出随着 ω_b 强度的增加, $\lambda(-\theta) - \lambda(+\theta)$ 的值先增大,在达到最大值后又不断减小。说明非互易性在 ω_b 不断增大的过程中先增强,在 $\omega_b = 0.54\omega_p$ 时达到最强,之后又开始减弱。这种结果为通过调节外加磁场来改变非互易的强度提供了参考。

为了使非互易性共振通道的结果可视化并且得到验证,采用有限元求解器来模拟电磁波的传播。在软件模型的设计中使用二维 xz 平面, x 方向使用周期性边界条件。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。基于图5中的结构参数和相同的入射角,入射光在出平面的磁场分布如图9所示。在 λ^+ 处,入射角为 $+\theta$ 时,光能够全部传输过去没有任何反射。在金属和光子晶体界面处能看到有很大的增强。然而,在 λ^+ 处,入射角为 $-\theta$ 时,光几乎都被反射了,在右边的空气区域能看到清楚的干扰模式,如图9(a)所示。另一个峰值 λ^- ,入射角为 $\pm\theta$ 时进行了同样的模拟。在 λ^- 处,入射角为 $-\theta$ 时,光能够全部传输过去没有任何反射。然而,在 λ^- 处,入射角为 $+\theta$ 时,光几乎都被反射了,在左边的空气区域能看到清楚的干扰模式,如图9(b)所示。这些场模式与之前图6和图7的结果完全一致。

4 结 论

设计的金属磁性缺陷夹层结构通过改变入射角和外部磁场的方式都可以调节非互易谐振通道的位置

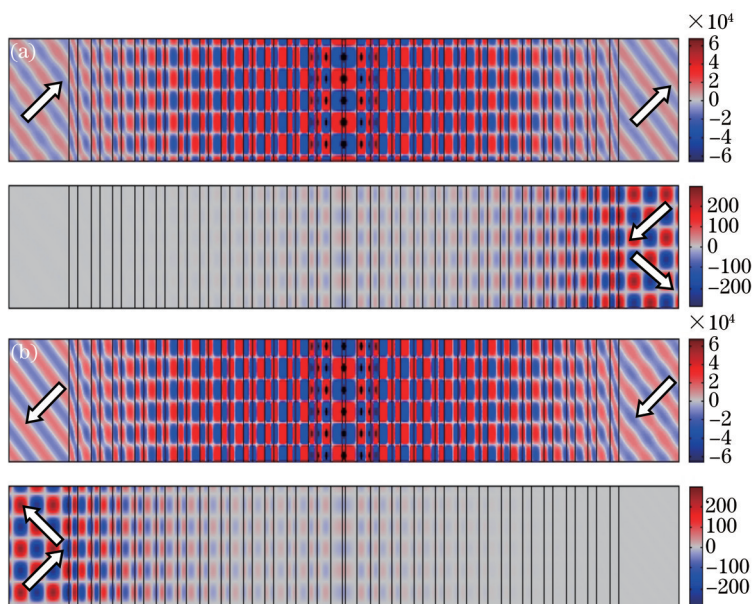


图9 λ^+ 和 λ^- 处不同入射方向时出平面的磁场分布。(a) 入射波频率 $\lambda = 0.6034456\lambda_p$, 左下方 45° 入射

(b) 入射波频率 $\lambda = 0.60672\lambda_p$, 右上方 45° 入射

Fig.9 Out-of-plane magnetic field profiles of the incident lights at λ^+ and λ^- with opposite incidence directions.

(a) $\lambda = 0.6034456\lambda_p$, bottom left incidence angle of 45° ; (b) $\lambda = 0.60672\lambda_p$, upper right incidence angle of 45°

置。与传统的非互易器件相比,这种模型结构简单,便于制造,且在调节通道位置的过程中始终保持高传输,具有较好的非互易性。为实现非互易性传输提供了方法,在设计光隔离器和光二极管的应用上也有一定的参考价值。

参考文献

- 1 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.
- 2 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(23): 2486-2489.
- 3 Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. Phys Rev Lett, 2008, 100(1): 013904.
- 4 Raghu S, Haldane F D M. Analogs of quantum-Hall-effect edge states in photonic crystals[J]. Phys Rev A, 2008, 78(3): 033834.
- 5 Rueter C E, Makris K G, E Ganainy R, et al.. Observation of paritytime symmetry in optics[J]. Nature Phys, 2010, 6(3): 192-195.
- 6 Feng L, Ayache M, Huang J, et al.. Nonreciprocal light propagation in a silicon photonic circuit[J]. Science, 2011, 333(6043): 729-733.
- 7 Ren Shangkun, Zhang Fengming, Du Youwei. Half etallic magnetic materials[J]. Progress in Physics, 2004, 24(4): 381-397.
任尚坤, 张凤鸣, 都有为. 半金属磁性材料[J]. 物理学进展, 2004, 24(4): 381-397.
- 8 Jin C J, Cheng B Y, Man B Y, et al.. Two-dimensional dodecagonal and decagonal quasi-periodic photonic crystals in the microwave region[J]. Phys Rev B, 2000, 61(16): 10762-10767.
- 9 Biswas R, Sigalas M M, Subramania G, et al.. Photonic band gaps of porous solids[J]. Phys Rev B, 2000, 61(4): 4549-4553.
- 10 Artiagas D, Torner L. Dyakonov surface waves in photonic metamaterials[J]. Phys Rev Lett, 2005, 94(1): 013901.
- 11 Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. Phys Rev Lett, 1990, 65(25): 3152-3155.
- 12 Pendry J B, Mackinnon A. Calculation of photon dispersion relations[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(19): 2772.
- 13 Wang Hui, Li Yongping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals[J]. Acta Phys Sin, 2001, 50(11): 2172-2178.
王 辉, 李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构[J]. 物理学报, 2001, 50(11): 2172-2178.
- 14 Fang Y T, Ni Y X, He H Q, et al.. Effect of hybrid state of surface plasmon-polaritons, magnetic defect mode and optical Tamm state on nonreciprocal propagation[J]. Opt Commun, 2014, 320: 99-104.

栏目编辑: 张浩佳