

基于磁表面等离子体共振耦合的电磁波单向吸收器

马荣坤¹ 汤月明¹ 王纪俊¹ 郑召文² 方云团^{2*}

¹江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013

²江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了实现电磁波单向吸收,设计含磁性材料和金属材料的一维光子晶体。用修正的特征矩阵法研究它的传输特性。在磁光材料与金属界面激发磁表面等离子体共振并产生耦合的条件下,该结构出现近似完美的非互易吸收。对于特定波长 409.725 nm,从左边以+45°入射的电磁波被完全吸收,而从右侧反方向以-45°入射时,电磁波被完全反射,没有任何传输和吸收。计算结果用基于有限元方法的仿真实验进行了验证。

关键词 物理光学; 一维光子晶体; 磁光效应; 金属表面等离子体共振; 单向吸收

中图分类号 O436.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0117001

One-Way Absorber Based on Coupling of Magnetic Surface Plasmonic Resonances

Ma Rongkun¹ Tang Yueming¹ Wang Jijun¹ Zheng Zhaowen² Fang Yuntuan²

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

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

Abstract In order to achieve one-way absorber, a one-dimensional photonic crystal including magnetic material layer and metal layer is designed. The transmission properties of the structure are studied using a modified transfer matrix method. Based on the coupling of magnetic surface plasmonic resonances, the structure achieves perfect nonreciprocal absorption. For a special wavelength of 409.725 nm, the electromagnetic wave is totally absorbed from left incidence with incident angle of +45°, whereas it is totally reflected from right incidence with incident angle of -45°. The results are demonstrated through simulations based on finite element method.

Key words physical optics; one-dimensional photonic crystal; magneto-optical effect; metal surface plasmonics resonance; one-way absorption

OCIS codes 350.4238; 240.6680; 230.3820

1 引言

电磁波吸收器件在太阳能收集^[1-2]、热电转换^[3]、传感^[4]、红外探测^[5]、热辐射调制^[6-7]等领域有着广泛的应用。基于金属和介质组成的一维层状结构是常见的电磁波吸收器的构型^[8-10]。但一般情况下这些吸收器都是互易的,即电磁波的吸收率与入射方向无关。近些年来,基于磁光效应非互易传输器件引起了人们极大的兴趣^[11-18]。磁光材料的介电常数或磁导率具有非对角元,它破坏了时间反转对称,但要实现非互易传播还必须同时破坏空间的反转对称^[11-12]。因此,人们进行了多种设计,例如使用复式晶格的一维磁光光子晶体^[11-13],或者在一维半无限磁光光子晶体和金属表面激发 Tamm 等离子体激元^[14]。He 等^[15]在一维半无限磁光光子晶体表面镀铁磁金属薄膜激发 Tamm 等离子体激元实现了非互易传播。在这些结构中很多使用了金属材料,

收稿日期: 2015-08-03; 收到修改稿日期: 2015-09-03

基金项目: 江苏大学高级专业人才科研启动项目 (13JDG003)

作者简介: 马荣坤(1963—),男,本科讲师,主要从事大学物理教学和光电子器件等方面的研究。E-mail: 2831373336@qq.com

*通信联系人。E-mail: fang_yt1965@sina.com

因为金属表面等离子体激元可以有效增强磁光效应^[14-17]。上述结构是以非互易传输为目的的,此时金属材料对电磁波的吸收是不利因素,要加以限制和克服,所以要尽量选择薄且吸收小的金属。但事物往往具备两面性,对电磁波吸收器件来说,金属的吸收恰恰是需要的有利因素。因此在研究非互易传输的结构中,若能增加金属的吸收,变不利为有利,将能形成非互易吸收,实现电磁波单向吸收器。电磁波单向吸收器将具有特别的功能,例如,如果在隐形飞机表面涂上单向吸收材料,不仅可以吸收敌方雷达的探测波,也可以防止自身的电磁信号向外泄露。

2 模型原理和计算方法

结构模型如图1所示,一维周期结构由A和B两种介质层组成,中间插入金属层C,金属层两边放置厚度相等的磁光材料D,整个结构表示为 $(AB)^n DCD (AB)^n$, n 为周期数目。此时D层和金属层的两个界面将分别产生表面等离子体共振,该共振受到磁光效应的调制,即磁表面等离子体共振。两个磁表面等离子体共振将产生耦合效应。在金属无吸收的理想情况下,这种耦合共振将会使电磁波产生隧穿效应,即共振透射;在有吸收的情况下,这种共振将会增强吸收效应,从而出现共振吸收。另外耦合共振还会增强磁光效应,使吸收出现非互易性,这就是设计单向吸收器的理论基础。A层和B层介质的介电常数和厚度分别表示为 ε_A 、 d_A 和 ε_B 、 d_B 。C层的介电常数用drude模型表示为

$$\varepsilon_c = 1 - \omega_{ep}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma), \quad (1)$$

式中 ω_{ep} 为等离子体的频率,为反映金属吸收的阻尼常数。C层厚度表示为 d_c 。D层为磁性材料。在Cotton-Mouton (Voigt) 构型条件下,磁性材料的相对介电常数用以下张量表示

$$\overline{\varepsilon}_d = \begin{bmatrix} \varepsilon_d & 0 & -i\Delta_d \\ 0 & \varepsilon_d & 0 \\ i\Delta_d & 0 & \varepsilon_d \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 Δ_d 的值与外磁场及材料性质有关。在Voigt构型条件下,电磁波的TM的模式和TE模式是解耦的^[14]。

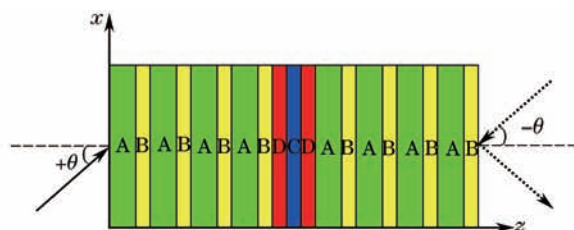


图1 结构模型

Fig.1 Schematic of designed structure

整体结构在空气中沿 z 轴放置。 z_N 是指一维光子晶体第 N 层结构的前端界面,整个结构前端界面是 $z_0(z=0)$ 。对TM模,入射电磁波磁场振动方向沿 y 轴,电场振动方向位于 xz 平面,入射面为 xz 平面。 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:

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

式中“+”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会导致

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

$$T_{j(i)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\frac{ik_k \Delta_{j(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)}} + \frac{k_{z(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{j(i)}} & -\frac{ik_k \Delta_{j(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)}} - \frac{k_{z(i)}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_{j(i)}} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中 $\varepsilon'_{j(i)} = (\varepsilon_{j(i)}^2 - \Delta_{j(i)}^2) / \varepsilon_{j(i)}$ 和 $T_{j(i)}$ 为过渡矩阵,表示界面处的波传输。 $k_{z(i)} = \sqrt{(\omega^2/c^2)\varepsilon'_{j(i)} - k_x^2}$ 为 j 层或 i 层波矢的 z 方向分量。对于A层或B层,仅需令式中的 $\Delta=0$ 就可以了。则(4)式又可以表示为

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

式中 $T_{ji} = T_j^{-1} T_i = \frac{1}{2N_j} \begin{bmatrix} N_j - M_j + (N_i + M_i) & N_j - M_j - (N_i - M_i) \\ N_j + M_j - (N_i + M_i) & N_j + M_j + (N_i - M_i) \end{bmatrix}$, $M_{j(i)} = -\left(ik_x \Delta_{j(i)} / \varepsilon_{j(i)} \varepsilon'_{j(i)} \right)$, $N_{j(i)} = k_{z(j)} / \varepsilon'_{j(i)}$ 。 M 的值是 k_x 的线性函数, 导致其值与入射角的正负有关, 这是磁性材料产生非互易性的一个根源。但是单纯依靠磁性材料本身是不能确保传输的非互易性的, 一般情况下还要通过结构的设计破坏空间反演对称才能实现非互易传输^[12-14]。在两个界面的磁场满足

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

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。整体结构以空气为背景, 其传输矩阵为

$$M = T_{0A} P_A T_{AB} (P_B T_{BA} P_A T_{AB})^n P_B T_{BD} P_D T_{DC} P_C T_{CD} T_{DA} P_A (T_{AB} P_B T_{BA} P_A)^n T_{AB} P_B T_{B0}. \quad (8)$$

平面波透射率 T 和反射率 R 分别为

$$T = \frac{1}{|M(1,1)|^2}, \quad (9)$$

$$R = \frac{|M(2,1)|^2}{|M(1,1)|^2}. \quad (10)$$

根据能量守恒条件, 电磁波在结构中的吸收率 A 为

$$A = 1 - T - R. \quad (11)$$

3 结果与分析

设计的结构为 $(AB)^n DCD(AB)^n$ 。结构参数为 $\varepsilon_A = 4.7$, $\varepsilon_B = 2.25$, $\varepsilon_d = 6.25$ 。不同介质材料的厚度为 $d_A = 52 \text{ nm}$, $d_B = 75 \text{ nm}$, $d_C = 10 \text{ nm}$, $d_D = 25 \text{ nm}$ 。 θ 表示入射角, $+\theta$ 和 $-\theta$ 分别表示 k_x 为正负的两个方向, 为突出非互易性, 分别从左右两个方向入射, 如图 1 所示。实际材料的非对角元很小, 为了突出研究结果, 非对角元

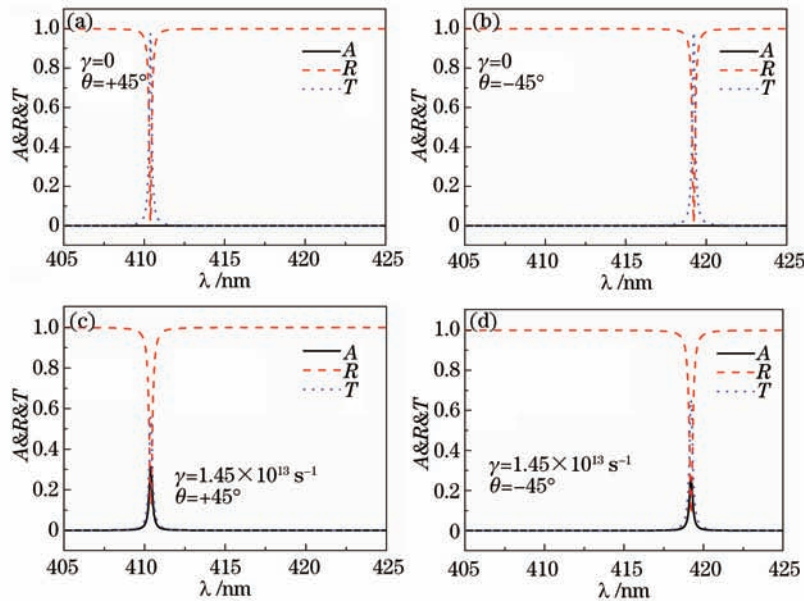


图 2 (a) $\gamma = 0, \theta = +45^\circ$; (b) $\gamma = 0, \theta = -45^\circ$; (c) $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, \theta = +45^\circ$; (d) $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, \theta = -45^\circ$ 入射时的吸收、透射、反射光谱

Fig.2 Spectra of absorption, transmission and reflection when (a) $\gamma = 0, \theta = +45^\circ$; (b) $\gamma = 0, \theta = -45^\circ$; (c) $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, \theta = +45^\circ$; (d) $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, \theta = -45^\circ$

$\Delta = 2.5$ 。当 $\theta = \pm 45^\circ$ 入射时, A, R, T 的光谱如图 2 所示。当 $\gamma = 0$ 时, 从左边入射的电磁波在 $\lambda = 410.39 \text{ nm}$ 处透射率达到峰值, $T = 0.976$, 此时 $R = 0.024, A = 0$, 如图 2(a) 所示; 从右边入射的电磁波在 $\lambda = 419.22 \text{ nm}$ 时透射率达到顶峰, $T = 0.983$, 此时 $R = 0.017, A = 0$, 如图 2(b) 所示。结果表明, 在光子晶体禁带中产生了谐振峰, 且两个入射方向谐振峰的位置完全不同。在所设计的结构中由于磁表面等离子体共振的耦合作用, 有效增强了磁光效应。这样即使 DCD 是对称的, 但整体结构 $(AB)^n \text{DCD} (AB)^n$ 非镜像对称, 实现了非互易传输。另外研究了镜像对称结构 $(AB)^n \text{DCD} (AB)^n$, 结果非互易消失。实际的金属材料中存在吸收损耗, 在同样的情况下再次考虑 $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 时的情况, 如图 2(c) 和 (d) 所示。电磁波从左边入射时在与图 2(a) 相同波长位置仍然存在一个小的谐振峰, $T = 0.5605, R = 0.126$, 然而在此位置上还出现了一个吸收峰, 峰值为 0.3135。这是由于金属损耗的存在, 使得谐振的效果发生了改变。同样地, 从右边入射时, 在 $\lambda = 419.22 \text{ nm}$ 处也出现了一个小的吸收峰, 此时 $T = 0.653, R = 0.0828, A = 0.2642$ 。不同入射方向的吸收峰位置不同, 表明了所设计结构的吸收具有非互易性或单向性。

由于部分电磁能的透射和反射, 图中吸收峰的值较小。为了做进一步的研究, 保持结构中其他参数不变, 入射角为 45° , 只改变金属层的厚度 d_c , 计算了不同金属层厚度时对应的吸收、透射、反射光谱, 结果如图 3 所示。从图中可以看出, 随着金属层厚度的增加, 吸收谱的峰值也一直在增大。当厚度增加到 134 nm 的时候峰值达到最大值 0.9761, 并一直保持这个值不再增加。在此过程中, 透射谱的峰值和反射谱的谷值一直在降低, 在 $d_c = 134 \text{ nm}$ 时反射率的谷值达到最小值 0.0239, 而透射率的峰值降为 0。在 d_c 变化的过程中, 相同 d_c 对应的吸收峰, 透射峰和反射谷对应的波长位置都相同, 而且一直满足 $A + T + R = 1$ 的关系。而在图 3 中的波长区域范围内从右边以 -45° 入射时反射率一直为 1, 透射率和吸收率一直为 0。为了简化, 此处没有画图说明。

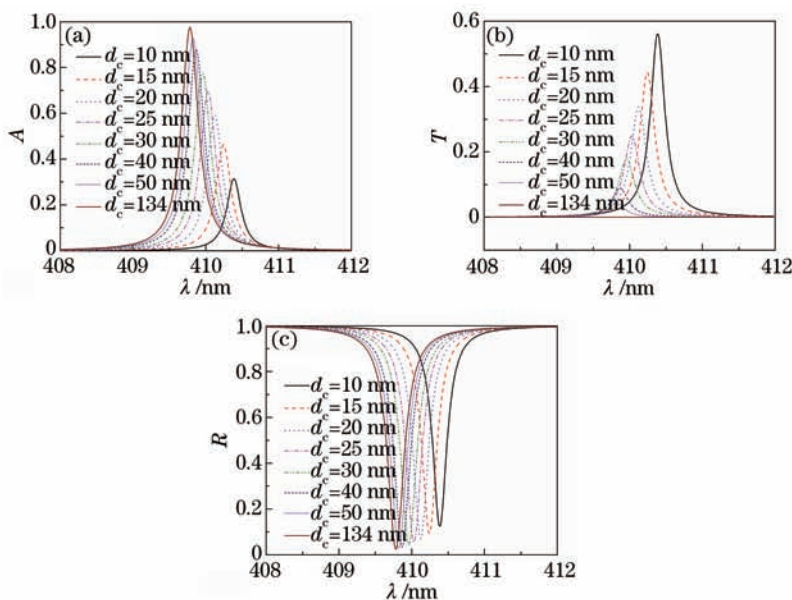


图 3 $\theta = +45^\circ$ 入射时, 不同 d_c 对应的 (a) 吸收; (b) 透射; (c) 反射光谱

Fig.3 Spectra of (a) absorption; (b) transmission; (c) reflection for different d_c with incident angle of $\theta = +45^\circ$

研究结果表现该结构具有明显的吸收非互易性, 因为从两个相反方向入射得到的吸收光谱完全不同。为了进行验证, 采用基于有限元法的仿真软件 COMSOL 进行仿真。选取图 3 中 $d_c = 134 \text{ nm}$ 时的结构参数, 分别验证 $\lambda = 409.725 \text{ nm}$ 时以 $\pm 45^\circ$ 角入射的情况, 结果如图 4 所示, 图中显示的是磁场 z 分量场值分布。从图中可以看出一个明显的非互易行为。从左边 $+45^\circ$ 角入射的电磁波被完全吸收且在结构右侧没有任何透射磁场, 如图 4(a) 所示。而且由于几乎没有反射波, 所以图中入射波的波形是典型的平面波形状, 除了略微的失真。然而, 从右侧 -45° 角入射时, 电磁波被完全反射了, 没有任何传输和吸收, 如图 4(b) 所示。图中在反射空间入射波和反射波干涉花样非常明显。

为了深入分析电磁波非互易吸收机制, 给出了一维磁场分布图, 如图 5 所示。图中显示的是磁场 z 分量场值的绝对值。图 5(a) 和 (b) 分别对应图 4(a) 和 (b), 横坐标代表空间位置, 纵坐标代表磁场强度绝对值。外侧

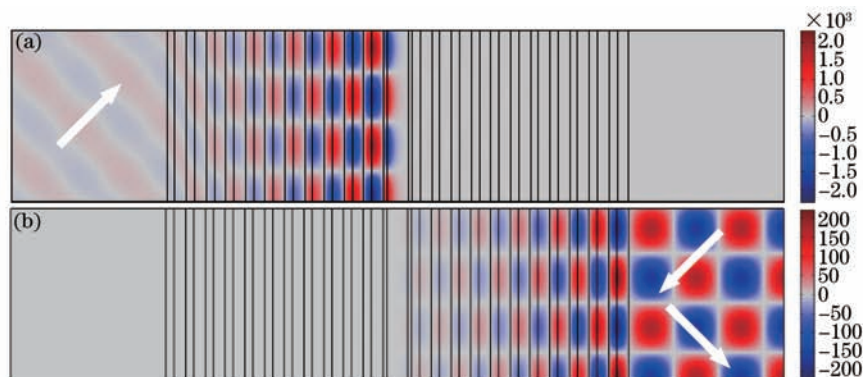


图4 $\lambda = 409.725$ nm时,以(a) $\theta = +45^\circ$; (b) $\theta = -45^\circ$ 入射时对应的磁场仿真

Fig.4 Electromagnetic field simulations for $\lambda = 409.725$ nm with incident angles of (a) $\theta = +45^\circ$; (b) $\theta = -45^\circ$

两虚线代表一维光子晶体前后端面位置,内侧两虚线代表金属层的两个端面位置。从左边入射时[见图5(a)],磁场在进入光子晶体后,由于磁表面等离子体共振效应,磁场在金属左边界面处逐渐增强,引起场强在结构内指数增长,在靠近金属左边界面处达到最大。但在进入金属层后磁场快速衰减并在离开金属层后降到0,磁场的变化幅度很大。磁场在金属层的快速衰减正是由于金属的吸收。而电磁波从右边入射时[见图5(b)],在结构右端面产生反射,入射波和反射波在界面处叠加使振幅增加,而在结构内部衰减至金属层后完全消失。电磁波在此种情况下的衰减是由于结构的反射,而不是金属的吸收。此时也没有任何透射。进一步表明了结构中电磁波的吸收是非互易的。

综上所述,对设计的特定结构吸收峰在410 nm左右,吸收波段窄,这是该设计的缺陷。但是根据光子晶体标度不变性,如果把各介质层的厚度同比例放大或缩小,则吸收峰的位置也将同比例移动。如果把它用作飞机的隐身材料,就可以针对敌方雷达波的波长,设计结构的尺寸把吸收峰置于雷达波波长位置,实现单向隐身的效果。

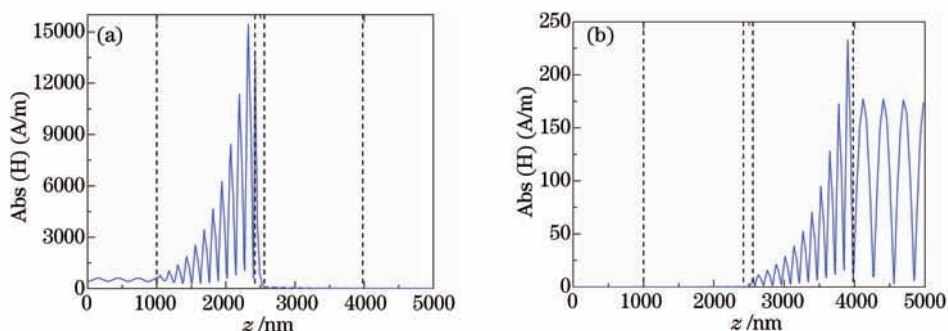


图5 $\lambda = 409.78$ nm处左右两边以(a) $\theta = +45^\circ$; (b) $\theta = -45^\circ$ 入射时对应的一维磁场分布

Fig.5 One-dimensional field distributions for $\lambda = 409.78$ nm with incident angles of (a) $\theta = +45^\circ$; (b) $\theta = -45^\circ$

4 结 论

研究一维光子晶体在掺杂金属和磁性材料条件下的电磁波吸收特性。由于电磁波的吸收在模式共振处达到最大,利用结构具有传输非互易性的物征,实现电磁波吸收的非互易性。在金属的吸收和磁表面等离子体共振耦合两种机制共同作用下,该结构产生完美非互易吸收,即在某特定波长,对正入射电磁波被完全吸收,对反入射电磁波被完全反射。研究结果为设计电磁波单向吸收器提供参考。

参 考 文 献

- 1 H A Atwater, A Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices[J]. Nat Mater, 2010, 9(3): 205.
- 2 Sai H, Yugami H, Kanamori Y, *et al.* Solar selective absorbers based on two-dimensional W surface gratings with submicron periods for high-temperature photothermal conversion[J]. Sol Energy Mater Sol Cells, 2003, 79(1): 35.
- 3 L P Wang, Z M Zhang. Wavelength-selective and diffuse emitter enhanced by magnetic polaritons for thermophotovoltaics[J]. Appl Phys

- Lett, 2012, 100(6): 063902.
- 4 N Liu, M Mesch, T Weiss, *et al.*. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor[J]. Nano Lett, 2010, 10(7): 2342–2348.
- 5 Li Yongqian, Su Lei, Wang Binbin, *et al.*. Optical properties of cross-shaped array optical absorber in the infrared region[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(1): 0123002.
- 黎永前, 苏磊, 王斌斌, 等. 红外波段十字阵列光吸收材料光学特性研究[J]. 光学学报, 2014, 34(1): 0123002.
- 6 J Lee, Z M Zhang. Design and fabrication of planar multilayer structures with coherent thermal emission characteristics[J]. J Appl Phys, 2006, 100(6): 063529.
- 7 A Narayanaswamy, G Chen. Thermal emission control with one-dimensional metallodielectric photonic crystals[J]. Phys Rev B, 2004, 70(12): 125101.
- 8 N Mattiucci, M J Bloemer, N Aközbeke, *et al.*. Impedance matched thin metamaterials make metals absorbing[J]. Sci Rep, 2013, 3: 3203.
- 9 Lu Suqing, Chao Xiaogang, Chen Xianfeng, *et al.*. TE polarization perfect absorption with dual-band in metal-photonic crystal-metal structure[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0116003.
- 陆苏青, 巢小刚, 陈宪锋, 等. 金属-光子晶体-金属结构中的双波TE偏振完美吸收[J]. 光学学报, 2015, 35(1): 0116003.
- 10 D Zhao, L Meng, H Gong, *et al.*. Ultra-narrow-band light dissipation by a stack of lamellar silver and alumina[J]. Appl Phys Lett, 2014, 104(22): 221107.
- 11 Z Yu, Z Wang, S Fan. One-way total reflection with one-dimensional magneto-optical photonic crystals[J]. Appl Phys Lett, 2007, 90(12): 121133.
- 12 A Figotin, I Vitebskiy. Nonreciprocal magnetic photonic crystals[J]. Phys Rev E, 2001, 63(6): 1–17.
- 13 A B Khanikaev, M J Steel. Low-symmetry magnetic photonic crystals for nonreciprocal and unidirectional devices[J]. Opt Express, 2009, 17(7): 5265–5272.
- 14 H Y Dong, J Wang, T J Cui. One-way Tamm plasmon-polaritons on the interface of magnetophotonic crystals and conducting metal oxides[J]. Phys Rev B, 2013, 87(4): 045406.
- 15 C He, X C Sun, Z Zhang, *et al.*. Nonreciprocal resonant transmission/reflection based on a one-dimensional photonic crystal adjacent to the magneto-optical metal film[J]. Opt Express, 2013, 21(23): 28933–28940.
- 16 Y T Fang. Tunable nonreciprocal tunneling based on nonsymmetric magnetoplasmonic resonance structure[J]. Plasmonics, 2014, 9(5): 1133–1141.
- 17 Y T Fang, L K Chen, J Zhen, *et al.*. Nonreciprocal channels of light through the coupling of two nonsymmetric Tamm magnetoplasmon polaritons[J]. IEEE Photonics Journal, 2014, 6(4): 4801611.
- 18 Tang Yueming, Fang Yuntuan, Lü Cuihong, *et al.*. Nonreciprocal transmission based on nonsymmetric coupling of magnetic microcavity in photonic crystal[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(6): 0606003.
- 汤月明, 方云团, 吕翠红, 等. 光子晶体磁性微腔非对称耦合的非互易传输[J]. 中国激光, 2015, 42(6): 0606003.

栏目编辑: 张雁