

基于宇称-时间对称结构的磁光调制器

易凌俊, 李长红*

青岛大学电子信息学院, 山东 青岛 266071

摘要 提出一种基于周期性宇称-时间(PT)对称结构的磁光调制器,该结构由在中间的水基 MnFe_2O_4 磁流体层和两侧周期性 PT 对称单元构成,利用磁流体的磁光效应,实现具有增益的高消光比光调制。利用传输矩阵法对结构进行仿真分析,结果表明,对于波长处于结构禁带低透射区域的人射光波,在以 1550 nm 为中心从 1513 nm 到 1587 nm 的波长范围内,调制器对入射光最大增益接近 25 dB,消光比最高接近 60 dB,最低可达 30 dB,同时入射光波透射率和波长移动的平均调制灵敏度最大分别可以达到 74.51 dB 和 108.2 nm。

关键词 光学器件; 宇称-时间对称; 磁光效应; 调制器; 传输矩阵法

中图分类号 O436.4; TN761; O484

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0223001

Mag-Optical Modulator Based on Parity-Time Symmetric Structure

Yi Lingjun, Li Changhong*

School of Electronic Information, Qingdao University, Qingdao, Shandong 266071, China

Abstract A mag-optical modulator based on periodic parity-time (PT) symmetry structure is proposed, which consists of hydro-based MnFe_2O_4 magnetofluid layer in the middle and periodic PT symmetry units on both sides. The high extinction ratio modulation with gain is realized by using the magneto-optic effect of the magnetic fluid. The transfer matrix method is used to simulate and analyze the structure, it turns out that, for the incident light wave whose wavelength is in the low transmission region of the structure gap band (in the wavelength range from 1513 nm to 1587 nm with 1550 nm as the center), the maximum gain of the modulator for incident light is close to 25 dB, the maximum and the minimum extinction ratio are close to 60 dB and 30 dB, respectively. Simultaneously, the average modulation sensitivity of incident light wave transmission and wavelength shift can reach the maximum of 74.51 dB and 108.2 nm, respectively.

Key words optical devices; parity-time symmetry; magneto-optic effect; modulator; transfer matrix method

1 引言

随着全光通信技术的发展,光调制器件已经成为光通信和光信息处理领域的重要光学器件^[1-2]。从本质上讲,光调制器的主要功能就是通过各种不同形式的电光效应、声光效应或者磁光效应等,使得通过波导的光波的相位和偏振态等特性发生改变,实现对输出光强的调整,从而达到光调制的目的。机械式光调制器是技术较为成熟的光调制器件,但系统响应时间较长,体积较大,并且操作也比较繁

琐,难以适应未来全光通信和高速光信息的处理。因此,对于非机械式光调制器的研究得到了广大学者的青睐。

光子晶体光调制器^[3-5]是光通信中常见的非机械式调制器件,主要包括基于光子晶体结构的电光调制器^[6-10]、声光调制器^[11]和磁光调制器^[12]等。基于光子晶体结构的磁光调制器的基本原理是在光子晶体结构中加入磁光材料,利用外界变化的磁场使磁光材料的光学性质发生改变,当入射光波通过磁光材料时,光的传播特性发生相应变化,进而达到磁

收稿日期: 2021-06-07; 修回日期: 2021-07-12; 录用日期: 2021-08-09

基金项目: 国家自然科学基金(61307050,61701271)、山东省自然科学基金(ZR2016AM27)

通信作者: *jiluch@126.com

光调制的目的。2006 年, Pu 等^[13]将磁流体置于光纤包层,通过调节外加磁场的强度来改变倏逝场的衰减程度,进而实现对输出光强信号的调制。次年, Pu 等^[14]又进一步分析了此光纤调制结构在施加(或关闭)外部磁场到光波达到稳态值的响应时间,进而定性地讨论了调制器弛豫特性的物理机制。2011 年, Bai 等^[15]通过调节入射光的偏振方向,实现了磁流体在外磁场作用下的可调磁光调制。对于目前已有的光调制器件,介质层对光波信号起到衰减作用,使得结构无法解决插入损耗和低消光比(ER)所造成的误码问题,同时在信号传输的过程中,还需要考虑连接器加工装备和光纤公差所引起的固有损耗而造成信号的二次衰减。为了解决信号的衰减问题,需要更为复杂的结构设计和无损介质层的引入,这不仅增加了调制器的制造成本,而且调制性能并没有得到大幅提高,因此需要设计一种新型的光调制结构用于解决上述问题。

宇称-时间(PT)对称的理论源于量子力学,定义宇称作用算符 P 和时间作用算符 T 分别为 $P\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(-\mathbf{r}, t)$ 和 $T\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi^*(\mathbf{r}, -t)$ (其中 $\Psi(-\mathbf{r}, t)$ 为波函数, \mathbf{r} 为粒子空间位置坐标矢量, t 为时间, 上角标 $*$ 表示反演函数的逆运算, 当哈密顿算符 $H = PTHPT$ 时, 表明该系统满足 PT 对称条件^[16]。对于光学系统而言, 当介质折射率满足实部偶对称分布、虚部奇对称分布时, 系统结构就满足 PT 对称条件, 从而产生特殊反射和透射以及非互易传输等特性^[17-19]。为此, 本文基于 PT 对称理论, 通过将满足 PT 对称条件的光学结构用

于磁光调制器件的设计, 引入水基 MnFe_2O_4 磁流体介质层, 构建一种带有缺陷共振腔的光子晶体微纳结构。与传统光学调制器相比, 光子晶体微纳结构尺寸微小便于集成。由于整体结构满足 PT 对称条件, 故其对调制信号具有放大效应, 可以实现较高消光比和灵敏度的信号调制。这一研究为光通信器件的设计和实际应用提供参考。

2 研究模型与分析方法

2.1 研究模型

本文设计的结构模型如图 1 所示, 主体结构可以表示为 $(A^+BA^-)^N D (A^-BA^+)^N$, 其中 N 表示 PT 对称单元的周期数, B 层取氧化锌作为匹配介质层, D 层取水基 MnFe_2O_4 磁流体缺陷层, A^- 层和 A^+ 层分别代表增益介质层和损耗介质层, A^- 层折射率可以表示为 $n^- = n_0 - i\rho$, A^+ 层折射率可以表示为 $n^+ = n_0 + i\rho$ ^[20], n_0 为折射率实部, ρ 为折射率虚部。在泵浦源的作用下, 增益介质层中的掺杂量子点就会以能级跃迁的方式来吸取能量, 当结构在特定频率点处满足耦合共振条件时, 泵浦能量就会转化为此频率点下光波的电磁能^[21], 从而实现透射率的放大。如图 1 所示, 主体层状结构的生长方向与光纤截面垂直, 结构外包层缠绕线圈, 通过线圈的电信号由信号发生器提供, 当线圈中有电流通过时, 主体结构外部就形成随电信号变化的磁场环境。通过对电信号的控制来改变磁场强弱, 从而改变光子晶体结构中磁流体层的折射率, 进而实现了磁光调制。

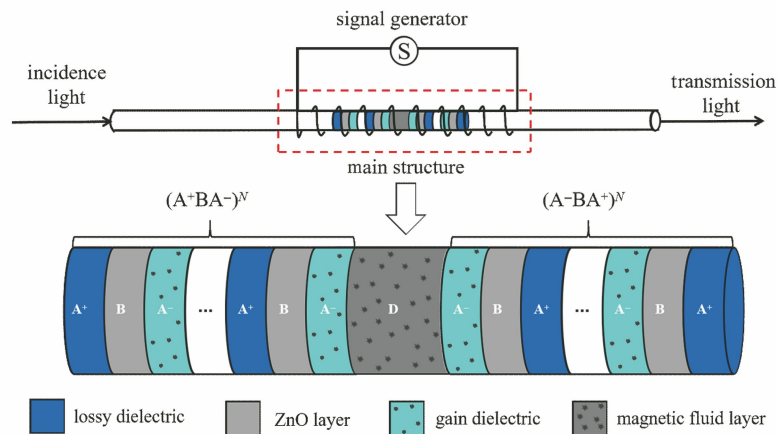


图 1 含磁流体缺陷层的 PT 对称光子晶体结构图

Fig. 1 Structure diagram of PT symmetric photonic crystal with defect layer of magnetic fluid

2.2 理论公式与分析方法

在外磁场的作用下, 水基磁流体中纳米磁性

MnFe_2O_4 粒子会受到磁化作用而排成纳米粒子链。基于介质磁化理论, 磁流体 D 层的有效介电常数 ϵ_M

满足^[22]

$$\frac{\epsilon_M - \epsilon_L}{\alpha_M \epsilon_M + (3 - \alpha_M) \epsilon_L} = p \frac{\epsilon_S - \epsilon_L}{\epsilon_S + 2\epsilon_L}, \quad (1)$$

式中： ϵ_L 为载液的介电常数； ϵ_S 为磁性 MnFe_2O_4 粒子的介电常数； α_M 为入射光电场分量平行纳米粒子链的外加磁性因子，与外界磁场强度大小有关 ($0 < \alpha_M < 1$)； p 为磁性 MnFe_2O_4 粒子在磁流体中的体积分数。对于水基 MnFe_2O_4 磁流体， $\epsilon_L = 1.77$ ， $\epsilon_S = 13.9876$ 。令 $Q = p \frac{\epsilon_S - \epsilon_L}{\epsilon_S + 2\epsilon_L}$ ，磁流体有效折射率可表示为

$$n_M = (\epsilon_M)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\epsilon_L (1 + 3Q - \alpha_M Q)}{1 - \alpha_M Q} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

磁性因子与磁场强度的关系可用悬架流体动力学和非平衡态动力学进行分析^[23]，本文用磁性因子大小表示磁场强度进行理论分析。

在普通基底材料中掺杂量子点，就可以实现对损耗介质层 (A^+ 层) 和增益介质层 (A^- 层) 的构建，当 A^+ 层和 A^- 层折射率满足实部偶对称分布、虚部奇对称分布时，整体结构就满足 PT 对称条件，它们的色散关系可以用洛伦兹模型定量描述为^[24]

$$n_{(A^+, A^-)} = \left(\epsilon_0 + \frac{\alpha_{PT} \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega \gamma i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

式中： $\epsilon_0 = 1.5$ 为基底材料的介电常数； $\gamma = 2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ 为阻尼系数； $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ 为共振角频率，对应于中心波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ ； ω 为入射光角频率； α_{PT} 为宏观洛伦兹振荡强度，反映了系统增益、掺杂量子点浓度、激发态量子点分布之间的关系^[25]，不同的 α_{PT} 取值反映了介质对入射光的增益或损耗程度，其值会对结构的调制性能产生影响，这将在第 3 部分对其进行讨论分析。

对于自由空间的层状结构，可以从 Maxwell 方程组出发，用传输矩阵来表示相邻空间场之间的关系，入射光选择垂直入射的 TE 波，则第 i 单层的传输矩阵可以表示为^[26]

$$\mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & -\frac{j}{\eta_i} \sin \delta_i \\ -j\eta_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中： $\eta_i = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} \cdot n_i$ 为第 i 层介质的阻抗， n_i 为第 i 层介质的折射率， μ_0 为真空磁导率； $\delta_i = -\frac{\omega}{c} \cdot n_i \cdot d_i$ 为相移，其中 d_i 表示第 i 层介质的厚度， c 为光速； $j = \sqrt{-1}$ 为虚数单位。对于所设计的由 $2N + 1$ 层介质组成的微腔结构，可以看作是 $2N + 1$

个传输矩阵的级联，当光在此层状结构中传输时，其传动方程、透射系数与透射率可分别表示为

$$\mathbf{M}_{PT} = (\mathbf{M}_{A^+} \mathbf{M}_B \mathbf{M}_{A^-})^N \mathbf{M}_D (\mathbf{M}_{A^-} \mathbf{M}_B \mathbf{M}_{A^+})^N = \prod_{i=1}^{2N+1} \mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$t_{PT} = \frac{2\eta_0}{(m_{11} + m_{12}\eta_1)\eta_0 + (m_{21} + m_{22}\eta_1)}, \quad (6)$$

$$T_{PT} = |t_{PT}|^2, \quad (7)$$

式中： η_0 和 η_1 分别为入射介质与出射介质的阻抗。

3 计算结果分析

对于整体结构而言，磁流体层相当于结构的缺陷腔，这样在结构禁带中就会出现与之对应的缺陷模式。当磁流体层的折射率随着磁性因子变化时，禁带中的缺陷模式也随之改变。下面主要研究磁性因子变化对结构缺陷模的波长位置及透射率的调制规律，以及宏观洛伦兹振荡强度 α_{PT} 对缺陷模透射特性的影响。

3.1 结构参数优化

从(2)式可以看出， p 的大小会影响磁流体层的有效折射率。图 2 给出了不同体积分数下，当磁性因子从 0 变化到 1.0 时，磁流体层的有效折射率曲线。从图 2 可以看出，随着体积分数的增加，在整个磁性因子变化区间内，磁流体层的有效折射率变化范围逐渐变大，当 p 分别为 0.5、0.6、0.7 和 0.8 时，磁流体层的有效折射率变化范围分别为 1.903~2.147、1.998~2.364、2.088~2.613 和 2.175~2.909。为了在更大范围内对缺陷模式进行调制， p 值应该尽可能大，但考虑到实际铁基磁流体的制备工艺和技术难度，本文选择 $p = 0.8$ 进行计算分析。

匹配层 B 取氧化锌介质层，其折射率 $n_B = 2$ ；当

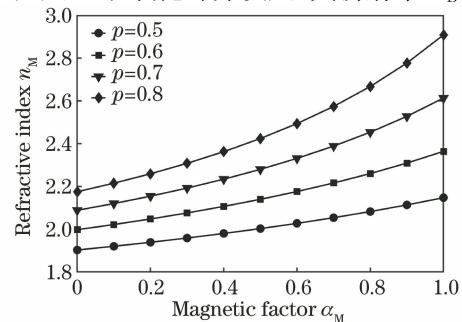


图 2 不同体积分数下磁流体层的有效折射率随磁性因子的变化曲线

Fig. 2 Effective refractive index of magnetofluid layer varies with magnetic factor at different volume fractions

磁性因子 $\alpha_M=0$ 时,中间磁流体 D 层的折射率 $n_D=2.175$;B 层与 D 层物理厚度的关系为 $d_D=2d_B$;对于 PT 对称单元中的增益损耗介质层,取宏观洛伦兹振荡强度 $\alpha_{PT}=1.5 \times 10^{-4}$,其他结构参数与 2.2 节中给出的参数相同。本文选取中心波长 $\lambda_0=1550$ nm,根据 (3) 式可知,当工作光波波长为 1550 nm 时, A^+ 层和 A^- 层的折射率分别为 $1.2247+0.0003i$ 和 $1.2247-0.0003i$,这满足实部相等,虚部奇对称,此时结构才严格满足 PT 对称条

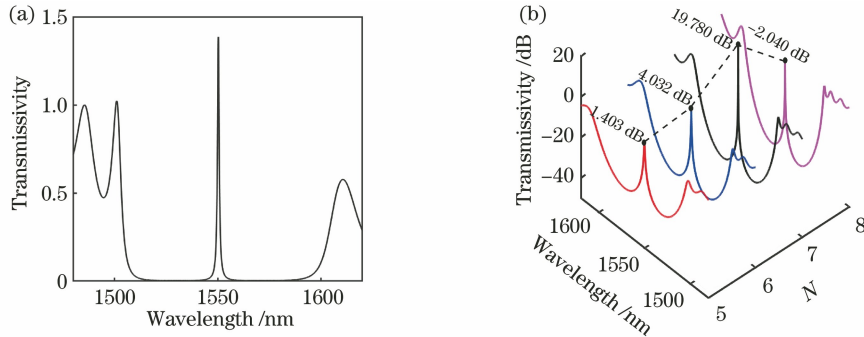


图 3 不同周期 N 下结构的透射谱。(a) $N=5$;(b) N 分别为 5、6、7 和 8

Fig. 3 Transmission spectrum of structure under different period N . (a) $N=5$; (b) N is 5, 6, 7, and 8, respectively

由于结构对入射光波的放大效应是由 PT 对称单元造成的,因此需要研究 PT 对称单元周期 N 对结构整体放大效应的影响。选取周期 N 为 5、6、7 和 8,并依次计算结构的透射率,结构的透射谱如图 3(b)所示。由于周期 N 对缺陷模式透射率的影响差异显著,因此在计算过程中对透射率取对数变换,并用 dB 作单位,其转化关系为 $T'=10\lg T$ 。从图 3(b)可以看出,当 N 分别为 5、6、7 和 8 时,透射率分别为 1.403 dB、4.032 dB、19.78 dB 和 -2.04 dB;由于结构满足 PT 对称条件,当 N 分别为 5、6 和 7 时,缺陷模式的透射率被放大;当 $N=7$ 时,透射率最大,此时整体结构的耦合共振效应使外界泵浦能量被更多地转化为入射光的电磁能;当 $N=8$ 时,光波在增益介质层的群速度大于在损耗介质层,使得光子与损耗介质作用的时间更长,结构对入射光波就产生了衰减作用,因此本文选取 $N=7$ 作为最终优化结果。

3.2 磁性因子 α_M 对禁带内缺陷模式的调制

为了实现禁带中单缺陷模式移动,本文选择 $0 \sim 0.7$ 作为磁性因子 α_M 的磁调制区间,研究 α_M 对结构缺陷模式的调制规律。通过计算分析发现,当 α_M 在所选定区间中心附近取值时,结构的禁带左右带边同时出现与之对应的缺陷模式。为了方便下面的研究,磁性因子 α_M 在 $0.20 \sim 0.50$ 之间以 0.05 为间

隔进行取值来研究 PT 对称结构的透射特性,不同 α_M 取值下的结构透射谱如图 4(a)所示。从图 4(a)可知,当 α_M 在 $0.20 \sim 0.50$ 之间取值时,透射谱在禁带左右带边附近出现两个透射峰,为了方便描述,将右带边附近长波透射峰称为模式一,将左带边附近短波透射峰称为模式二。

从图 4(a)可以看出,随着磁性因子 α_M 的增大,模式一、二向长波方向移动,且模式一的透射率逐渐减小,而模式二的透射率逐渐增大;当 $\alpha_M=0.35$ 时,左右带边处缺陷模式的透射率分别为 1.078 和 1.096,接近相等,此时模式一与模式二分别位于带边 1587 nm 和 1513 nm 波长处。当 $\alpha_M=0$ 和 $\alpha_M=0.70$ 时,缺陷模式一和二分别位于禁带中心,当 $\alpha_M=0.35$ 时,两个缺陷模式位于左右带边,因此将磁性因子区间分为 $0 \sim 0.35$ 和 $0.35 \sim 0.70$ 两个区间进行下一步分析。

图 4(b)和图 4(c)分别绘制了 α_M 在 $0 \sim 0.35$ 和 $0.35 \sim 0.70$ 两个区间以 0.07 为间隔的结构透射谱。从图 4(b)可以看出,随着磁性因子 α_M 从 0 变化到 0.35 ,模式一从 1550 nm 红移到右带边 1587 nm,其透射率随着波长位置的红移而逐渐减小,同时模式二一直处于短波带边附近,波长位置和透射情况变化较小;当磁性因子从 0 变化到 0.35 时,模式一为禁带中的主模式。从图 4(c)可以看

出,随着 α_M 从 0.35 变化到 0.70,模式二从左带边 1513 nm 红移到禁带中心 1550 nm,其透射率随着波长位置的红移而逐渐增大,同时模式一一直处于长带带边附近,波长位置和透射情况变化较小,此时模式二是禁带中的主模式。因此模式一与模式二分别随着 α_M 从 0 到 0.35 和 α_M 从 0.35 到 0.70 的变化而变化,其缺陷模频移区间覆盖了将近整个禁带波段,当其中一个模式作为主调制模式时,另外一个模式处于带边位置,两种模式所对应的光波调制区间不发生重叠,这使得通过调节对应 α_M 值实现禁带内光波的动态调制成为可能。

根据图 4(b)和图 4(c)中缺陷模式随磁场因子的变化规律可知,对于禁带中特定波长的入射光波,可以通过外部磁场来调整磁场因子的取值以改变结构中磁流体缺陷层的折射率,使得透射谱的缺陷模式移动到相应波长处,这时结构对于此波长下的光

波信号就处于“导通”状态。如果此时通过外部磁场来改变磁场因子的取值,缺陷模式将随之发生移动,那么之前缺陷模式所对应的高透射区将变为禁带中的低透射区,结构就由之前的“导通”状态切换为“断开”状态,由此实现对特定入射光波的动态调制。例如,当入射光波长取 1530 nm 时,对应模式二的移动区间,调整磁性因子 $\alpha_M=0.57$,使得结构的缺陷模式二波长移动至 1530 nm;同理,对于波长为 1570 nm 的入射光,对应模式一的移动区间,调整磁性因子 $\alpha_M=0.19$,使得结构的缺陷模式一波长移动至 1570 nm,这样对于波长为 1530 nm 和 1570 nm 的工作光波,结构就处于“导通”状态,此时入射光波长由禁带低透射区进入缺陷模式所对应的高透射区,从而实现结构对该波长入射光从“断开”状态到“导通”状态的切换。图 4(d)分别给出了缺陷模式一、二的中心波长随磁性因子的变化关系。

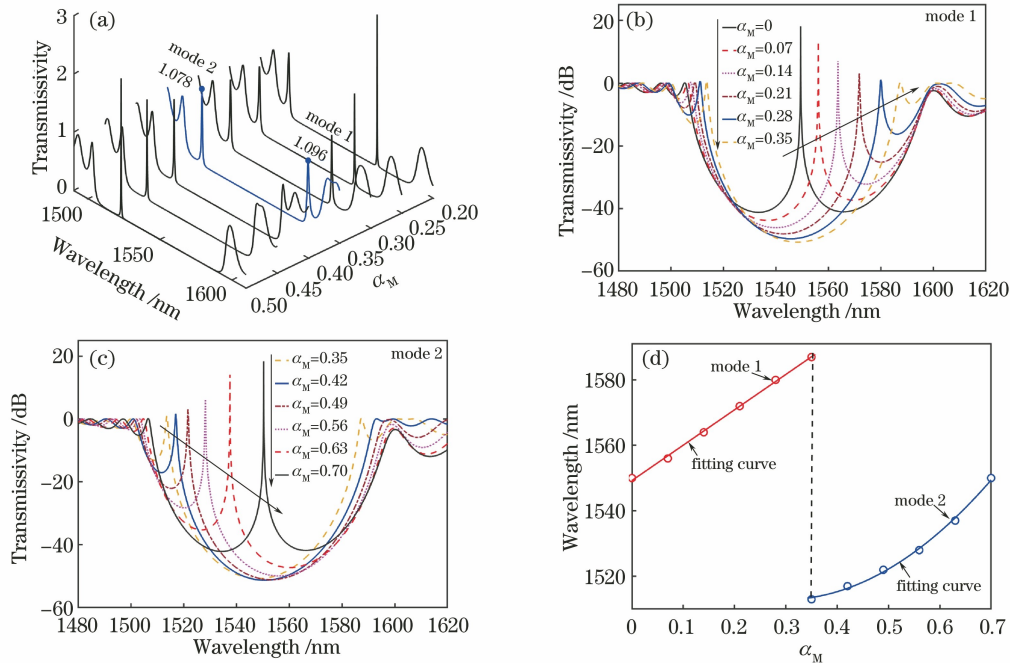


图 4 不同磁性因子范围内结构的透射谱及缺陷模式位置。(a) 0.20~0.50;(b) 0~0.35;(c) 0.35~0.70;(d)缺陷模一、二的中心波长随 α_M 的变化关系

Fig. 4 Transmission spectra and defect mode location of structures in different magnetic factors. (a) 0.20-0.50; (b) 0-0.35; (c) 0.35-0.70; (d) relationship between center wavelength of defect mode 1 and 2 with α_M

3.3 α_{PT} 对模式一与模式二透射率的影响

PT 对称单元的宏观洛伦兹振荡强度 α_{PT} 反映了介质对入射光的增益或损耗程度,调整 α_{PT} 值会影响结构对缺陷模透射率的放大效应,进而影响结构的调制性能。从(3)式可以看出, α_{PT} 的取值会对增益层和损耗层的折射率虚部产生影响。计算研究表明,当 α_{PT} 值从 10^{-3} 变化到 10^{-4} 时,在 1550 nm

波长处,PT 对称单元中损耗介质层的有效折射率从 $1.2247+0.002i$ 变化到 $1.2247+0.0002i$,增益介质层的有效折射率从 $1.2247-0.002i$ 变化到 $1.2247-0.0002i$,此时禁带中缺陷模的位置分别位于 1549.9890 nm 和 1549.9996 nm 处,移动了 0.0106 nm,其透射率分别为 -14.19 dB 和 7.96 dB。因此 α_{PT} 的数值变化基本不影响缺陷模

的位置,但对缺陷模的透射率产生显著影响。下面保持结构其他参数不变, α_{PT} 从 1.5×10^{-4} 增大到 1.9×10^{-4} 以 0.1×10^{-4} 为间隔计算不同 α_{PT} 取值

下,模式一与模式二在不同波长处缺陷模的透射率,计算结果如图 5 所示。

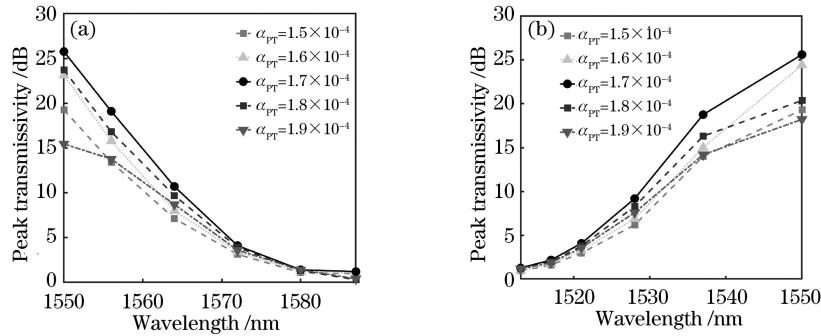


图 5 宏观洛伦兹振荡强度对结构透射率的影响。(a) α_M 从 0 到 0.35 所对应的波长区域; (b) α_M 从 0.35 到 0.70 所对应的波长区域

Fig. 5 Influence of macroscopic Lorentz oscillation intensity on structure transmittance. (a) Corresponding wavelength region of α_M from 0 to 0.35; (b) corresponding wavelength region of α_M from 0.35 to 0.70

从图 5(a)可以看出,随着磁性因子 α_M 从 0 变化到 0.35,模式一的位置从 1550 nm 移动至 1587 nm,同时结构对缺陷模透射率的放大效应逐渐减小。在模式一的整个波长移动区间内,缺陷模的透射率都随着 α_{PT} 的增大呈现出非单调变化,当 $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$ 时,模式一在 1550~1587 nm 波段上的透射率都是最大的,最大增益接近 25 dB,平均增益接近 10 dB。从图 5(b)可以看出,当磁性因子 α_M 从 0.35 变化到 0.70 时,模式二的缺陷模位置从 1513 nm 移动至 1550 nm,同时结构对缺陷模透射率的放大效应逐渐增大。 α_{PT} 对模式二缺陷模透射率的影响与模式一类似,同样当 $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$ 时,模式二在 1513~1550 nm 波段上的透射率最大,最大增益接近 25 dB,平均增益接近 15 dB。表 1 给出了当 $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$ 时,不同磁性因子 α_M 下模式一与模式二的缺陷模位置和透射率。对于下面的研究,均选取 $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$ 进行计算分析。

表 1 当 $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$ 时,不同 α_M 取值下模式一与模式二的缺陷模位置和透射率

Table 1 Defect mode positions and transmittances of mode 1 and mode 2 under different α_M values when $\alpha_{PT} = 1.7 \times 10^{-4}$

Mode	α_M	Wavelength /nm	Transmissivity /dB
1	0	1550	25.8
	0.007	1556	19.1
	0.140	1564	10.7
	0.210	1572	4.1
	0.280	1580	1.4
	0.350	1587	1.2
	0.350	1513	1.3
2	0.352	1517	2.2
	0.470	1521	4.1
	0.560	1528	9.2
	0.630	1537	18.8
	0.700	1550	25.6

4 磁光调制性能分析

消光比、调制灵敏度和插入损耗是衡量光调制器件的重要性能指标。由于 PT 对称结构对调制光波会产生放大效应,为了避免插入损耗的存在影响器件性能,本文主要研究 PT 对称结构中磁光调制器件的消光比和调制灵敏度等性能指标。

4.1 消光比

消光比(ER)被定义为器件处于“导通”和“断开”两种状态的光强之比。在光通信方面,结构的消光比过低就会导致误码的产生,进而影响信息的准

确性,消光比^[7]的表达式为

$$x_{ER} = 10 \lg(P_{on}/P_{off}), \quad (8)$$

式中: P_{on} 为结构处于“导通”状态的光强; P_{off} 为结构处于“断开”状态的光强。

当 $\alpha_M = 0$ 和 $\alpha_M = 0.70$ 时,模式一与模式二所对应的缺陷模都出现在 1550 nm 处,此时对于工作波长为 1550 nm 的入射光波而言,结构处于“导通”状态。为了分析 α_M 数值的变化,结构在 1550 nm 处透射率的变化规律,图 6(a)与图 6(b)分别给出了 α_{PT} 取 1.7×10^{-4} ,当磁性因子分别从 0 变化到 0.10 和从 0.60 变化到 0.70 时,结构在 1550 nm 波长处的透射率。从图 6 可以看出, α_M 在 0 和 0.70 处仅发生 0.01 的数值变化,1550 nm 波长处的透射率将

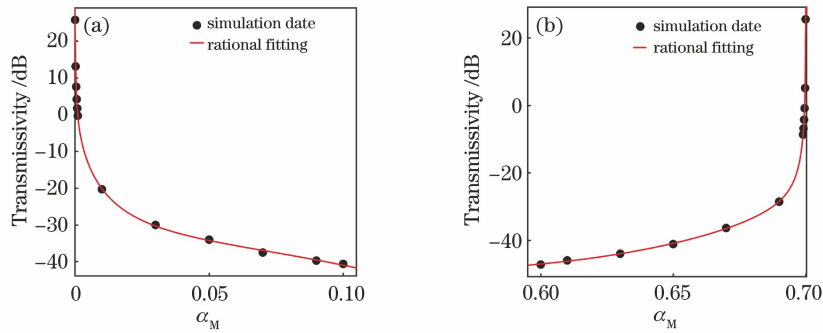


图 6 结构在 1550 nm 波长处的透射率随 α_M 的变化曲线。(a) α_M 从 0 变化到 0.10; (b) α_M 从 0.60 变化到 0.70

Fig. 6 Transmittance of structure at 1550 nm varies with α_M . (a) α_M changes from 0 to 0.10; (b) α_M changes from 0.60 to 0.70

会出现快速衰减,其衰减幅度超过 40 dB。

结构参数确定以后,“导通”状态下的透射率保持不变,因此 α_M 的数值变化使得结构的透射率在 1550 nm 波长处快速衰减,结构的消光比将出现快速上升。图 7(a)和图 7(b)分别给出了 α_M 分别在 0~0.10 和 0.60~0.70 区间内取值,结构对 1550 nm 光波的调制消光比随 α_M 的变化曲线。从图 7 可以看出,当 $\alpha_M=0.01$ 和 $\alpha_M=0.69$ 时,结构的消光比分别高达 54 dB 和 70 dB。对于实际的光调制器件,当消光比大于 15 dB 时,结构的消光比对

性能的影响就非常小。图 7 中虚线表示结构的 15 dB 消光比,可以看出磁性因子仅发生 10^{-4} 数量级的变化,就可以满足结构对 1550 nm 光波由“导通”到“断开”状态切换的要求。由于 $\alpha_M=0$ 对应无穷大的磁场强度^[27],在实际的应用中难以实现,因此对于波长为 1550 nm 的入射光波,可以设置 $\alpha_M=0.70$ 作为结构的“导通”状态取值,根据实际应用对结构消光比的要求来设置相应的 α_M 值作为结构的“断开”状态取值。

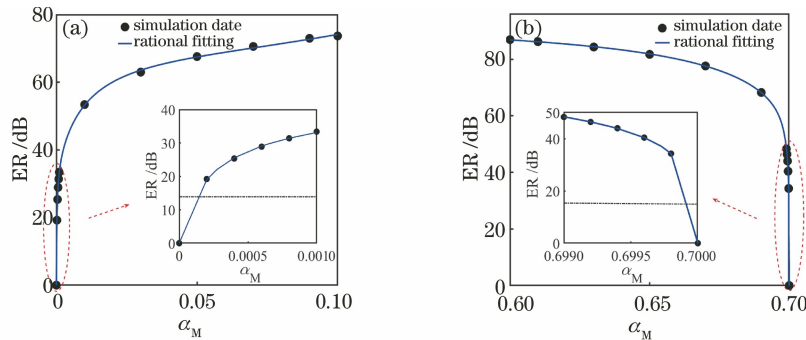


图 7 不同 α_M 取值下结构的消光比及其局部放大图。(a) α_M 从 0 变化到 0.10; (b) α_M 从 0.60 变化到 0.70

Fig. 7 Extinction ratio and local magnification of structure with different α_M values.

(a) α_M changes from 0 to 0.10; (b) α_M changes from 0.60 to 0.70

对于波长在 1513~1550 nm 和 1550~1587 nm 之间的入射光,当磁性因子 $\alpha_M=0.70$ 时,由于缺陷模式位于 1550 nm 波长处,故结构对于 1550 nm 的工作波长处于“导通”状态,而该波段内其他波长处于“断开”状态。这时可以通过调节磁性因子 α_M ,使 α_M 在 0~0.35 和 0.35~0.70 两个区间内取值,实现结构由“断开”到“导通”的状态切换。图 8 给出了磁性因子对模式一与模式二缺陷模的调制规律,使结构由“断开”状态到“导通”状态的切换,结构的消光比随入射光波长的变

化规律。从图 8(a)可以看出, α_M 从 0 变化到 0.35,可以实现对禁带内波长在 1550~1587 nm 之间的光波进行磁光调制,调制消光比总体上随入射光波长的增大而逐渐减小,其变化范围在 25 dB~60 dB 之间。从图 8(b)可以看出, α_M 从 0.35 变化到 0.70,可以实现对禁带内波长在 1513~1550 nm 之间的光波进行磁光调制,调制消光比总体上随入射光波长的增大而逐渐增大,其变化范围同样在 25 dB~60 dB 之间。这样的消光比对于光通信和光信息处理来说是足够大的。

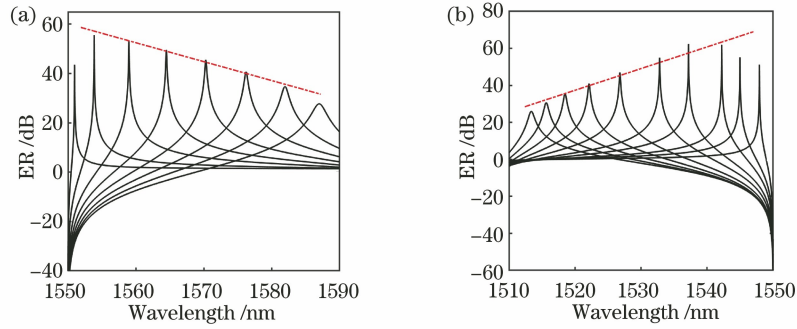


图 8 结构波长与消光比的关系。(a) α_M 从 0 到 0.35 所对应的波长区域;(b) α_M 从 0.35 到 0.70 所对应的波长区域
Fig. 8 Relationship between structure wavelength and extinction ratio. (a) Corresponding wavelength region of α_M from 0 to 0.35; (b) corresponding wavelength region of α_M from 0.35 to 0.70

4.2 调制灵敏度

调制灵敏度可以用来描述输出信号随磁性因子变化而变化的能力,其中信号的波长与光强是输出信号的两个变化参数。结构对调制信号波长与透射率的调制灵敏度^[9]分别被定义为

$$S_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\alpha_M}, \quad (9)$$

$$S_T = \frac{\Delta T}{\Delta\alpha_M}, \quad (10)$$

式中: S_λ 和 S_T 分别为波长与透射率的调制灵敏度; $\Delta\alpha_M$ 为磁性因子变化量; $\Delta\lambda$ 和 ΔT 分别为缺陷模位置变化量和透射率变化量。根据透射率调制灵敏度

的定义,对于波长在 1550 nm 处的入射光波,当调制消光比达到 15 dB 时,结构的透射率调制灵敏度可以达到 6×10^4 dB。下面主要研究 α_M 的变化对模式一与模式二缺陷模位置与透射率的调制灵敏度。

图 9 给出了模式一与模式二中,缺陷模的位置与透射率随磁性因子 α_M 从 0 到 0.35 和 0.35 到 0.70 的变化曲线。从图 9 可以看出,当磁性因子 α_M 从 0 变化到 0.35 时,结构对缺陷模透射率和位置的平均调制灵敏度分别为 74.51 dB 和 108.2 nm,如图 9(a)和图 9(b)所示;当磁性因子 α_M 从 0.35 变化到 0.70 时,结构对缺陷模透射率和位置的平均调制灵敏度分别为 71.92 dB 和 102.9 nm

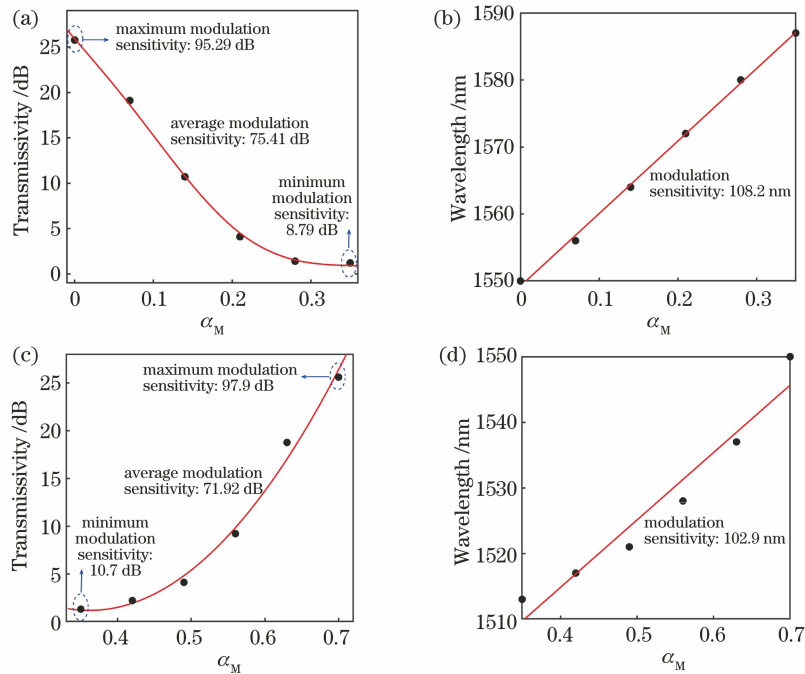


图 9 α_M 对缺陷模位置与透射率的调制灵敏度。(a)(c) α_M 对缺陷模透射率的调制灵敏度;(b)(d) α_M 对缺陷模位置的调制灵敏度

Fig. 9 Modulation sensitivity of α_M to defect mode position and transmittance. (a)(c) Modulation sensitivity of α_M to defect mode transmittance; (b)(d) modulation sensitivity of α_M to defect mode position

102.9 nm,如图 9(c)和图 9(d)所示。这表明对于波长在 1550~1587 nm 和 1513~1550 nm 之间的入射光波,缺陷模透射率和波长的平均调制灵敏度最大分别可以达到 74.51 dB 和 108.2 nm。本文所设计的调制器结构,波长调制区间可以覆盖 1513~

1587 nm 的波段,其波长调制灵敏度和透射率调制灵敏度也达到了较高水平,同时由于结构对调制信号具有放大效应,与传统调制器结构相比,该结构具有较高的调制消光比。表 2 对已研究的光学调制器的相关性能进行了总结。

表 2 相关光学调制器的性能对比

Table 2 Performance comparison of related optical modulators

Modulator type	Modulation wavelength /nm	Extinction ratio /dB
Mach-Zehnder modulator ^[7]	1541.0–1561.0	15.10
Electro-optic modulation ^[8]	1550.0	29.13
Electro-optic modulation ^[10]	1530.0, 1550.0	20.97, 22.05
Acousto-optic modulation ^[11]	1546.1–1553.8, 1548.8–1551.7	12.00–13.17
This work	1513.0–1587.0	30.00–60.00

5 结 论

本文基于 PT 对称结构的优良光学特性,利用结构对光波的放大效应和磁光效应,建立一种磁光调制器的理论模型 $(A^+BA^-)^N D(A^-BA^+)^N$,通过传输矩阵法对结构的调制性能进行计算分析。研究表明,对于波长处于结构禁带低透射区域的入射光波,磁性因子 α_M 从 0 调节到 0.35 和从 0.35 调节到 0.70,结构的缺陷模工作区域覆盖 1550~1587 nm 和 1513~1550 nm 之间的通信波段。当 $\alpha_{PT}=1.7\times 10^{-4}$ 时,结构对通信波段光波的缺陷模透射率最大增益接近 25 dB,调制消光比最高接近 60 dB,最低达到 25 dB,结构对入射光波透射率和波长的平均调制灵敏度最大分别可以达到 74.51 dB 和 108.2 nm;对于波长为 1550 nm 的入射光波,磁性因子 10^{-4} 数量级的变化即可实现消光比接近 15 dB 的光调制,其透射率调制灵敏度达到 6×10^4 dB。本文设计的磁光调制器不仅结构简单,便于集成,并且 PT 对称结构的引入,使得结构对调制信号产生增益,相比于现有调制器有较高的调制消光比,这在未来光通信和光信息处理方面有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Yang Z Y, Huang X X, Zhou Z F, et al. Application of square wave magneto-optic modulation to transmitting the azimuth between equipments without mechanical connection[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(11): 1112008.
杨志勇, 黄先祥, 周召发, 等. 基于磁光调制偏振光的空间方位失调角高精度测量新方法[J]. 光学学报, 2011, 31(11): 1112008.
- [2] Wang S, Wang Z B, Zhang M J, et al. High sensitive measurement of crystal electro-optic coefficients based on photo-elastic modulation [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(3): 0326001.
王爽, 王志斌, 张敏娟, 等. 弹光调制高灵敏测量晶体电光系数[J]. 光学学报, 2017, 37(3): 0326001.
- [3] Segovia-Chaves F, Vinck-Posada H, Trabelsi Y, et al. Transmittance spectrum in a one-dimensional photonic crystal with Fibonacci sequence superconductor-semiconductor [J]. Optik, 2020, 217: 164803.
- [4] Pan J H, Su A, Zhao H B, et al. Modulation of photonic crystal optical transmission characteristics by symmetrical double defects[J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(S1): 158-163.
潘继环, 苏安, 赵宏斌, 等. 对称双缺陷对光子晶体光传输特性的调制[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(S1): 158-163.
- [5] Yang D Q, Liu X, Li X G, et al. Photonic crystal nanobeam cavity devices for on-chip integrated silicon photonics[J]. Journal of Semiconductors, 2021, 42(2): 023103.
- [6] Meng C J, Wei J J, Su A, et al. Electro-control modulation of dual-channel filter on photonic crystal [J]. Infrared and Laser Engineering, 2020, 49(S2): 309-313.
蒙成举, 韦吉爵, 苏安, 等. 双通道光子晶体滤波器的电控调制研究[J]. 红外与激光工程, 2020, 49(S2): 309-313.
- [7] Hu Y C, Chen H M, Zhou H T. Mach-Zehnder modulator based on photonic crystal and nanowire waveguide [J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2019, 38(4): 499-507.
胡宇宸, 陈鹤鸣, 周昊天. 基于光子晶体和纳米线波导的马赫-曾德尔型调制器[J]. 红外与毫米波学报, 2019, 38(4): 499-507.

- [8] Zhou H T, Chen H M. A novel compact electro-optic modulator based on photonic crystals [J]. Study on Optical Communications, 2019(5): 46-51.
周昊天, 陈鹤鸣. 基于光子晶体的紧凑型电光调制器 [J]. 光通信研究, 2019(5): 46-51.
- [9] Yan C Q, Li C H, Wan Y. Dynamic modulation of wideband slow light with continuous group index in polymer-filled photonic crystal waveguide [J]. Applied Optics, 2017, 56(35): 9749-9756.
- [10] Liu X, Chen H M, Hu Y C. An integrated device for photonic-crystal electro-optic modulation and coarse wavelength-division multiplexing [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(3): 0306002.
刘雪, 陈鹤鸣, 胡宇宸. 光子晶体电光调制和粗波分复用集成器件研究 [J]. 中国激光, 2021, 48(3): 0306002.
- [11] Zhang R Y, Li P L, Gao H. Research on acousto-optic switch based on optical tamm state [J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(16): 164204.
张若羽, 李培丽, 高辉. 基于光学 tamm 态的声光开关的研究 [J]. 物理学报, 2020, 69(16): 164204.
- [12] Ji H Z, Pu S L, Wang X, et al. Influence of switchable magnetic field on the modulation property of nanostructured magnetic fluids [J]. Optics Communications, 2012, 285(21/22): 4435-4440.
- [13] Pu S L, Chen X F, Chen Y P, et al. Fiber-optic evanescent field modulator using a magnetic fluid as the cladding [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(9): 093516.
- [14] Pu S L, Chen X F, Di Z Y, et al. Relaxation property of the magnetic-fluid-based fiber-optic evanescent field modulator [J]. Journal of Applied Physics, 2007, 101(5): 053532.
- [15] Bai X K, Pu S L, Wang L W, et al. Tunable magneto-optic modulation based on magnetically responsive nanostructured magnetic fluid [J]. Chinese Physics B, 2011, 20(10): 107501.
- [16] Zhu X F, Peng Y G, Shen Y X. Parity-time symmetric acoustics [J]. Physics, 2017, 46(11): 740-748.
祝雪丰, 彭玉桂, 沈亚西. 宇称时间对称性声学 [J]. 物理, 2017, 46(11): 740-748.
- [17] Fang Y T, Zhang Y C, Wang J J. Resonance-dependent extraordinary reflection and transmission in PC-symmetric layered structure [J]. Optics Communications, 2018, 407: 255-261.
- [18] Sakhdari M, Farhat M, Chen P Y. PT-symmetric metasurfaces: wave manipulation and sensing using singular points [J]. New Journal of Physics, 2017, 19(6): 065002.
- [19] Wang Y Y, Xia J, Fang Y T. Unique non-reciprocal mode with a parity-time symmetric structure under magneto-optic effects [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(12): 1213001.
王誉雅, 夏景, 方云团. 磁光效应下 PT 对称结构独特的非互易传输模式 [J]. 中国激光, 2018, 45(12): 1213001.
- [20] Wong Z J, Xu Y L, Kim J, et al. Lasing and anti-lasing in a single cavity [J]. Nature Photonics, 2016, 10(12): 796-801.
- [21] Klimov V I, Mikhailovsky A A, Xu S, et al. Optical gain and stimulated emission in nanocrystal quantum dots [J]. Science, 2000, 290(5490): 314-317.
- [22] Gao J X, Wu J J. Study on the 1D photonic crystal magnetic field sensor based on magnetic fluids [J]. Laser & Infrared, 2017, 47(12): 1531-1534.
高金霞, 武继江. 基于磁流体的一维光子晶体磁场传感器的研究 [J]. 激光与红外, 2017, 47(12): 1531-1534.
- [23] Fan C Z, Huang J P. Second-harmonic generation with magnetic-field controllabilities [J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(14): 141906.
- [24] Zhang Y C, Jiang X M, Xia J, et al. Tunable high sensitivity temperature sensor based on transmittance changes of parity-time symmetry structure [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(7): 0710002.
张亦弛, 江晓明, 夏景, 等. 基于宇称-时间对称结构透射率变化的可调高灵敏度温度传感器 [J]. 中国激光, 2018, 45(7): 0710002.
- [25] Govyadinov A A, Podolskiy V A, Noginov M A. Active metamaterials: sign of refractive index and gain-assisted dispersion management [J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(19): 191103.
- [26] Chen Y, Shi J, Liu T, et al. Study on refractive index sensing property of one-dimensional mirror air gate photonic crystal [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(11): 1116003.
陈颖, 石佳, 刘腾, 等. 一维镜像空气栅光子晶体折射率传感特性研究 [J]. 光学学报, 2014, 34(11): 1116003.
- [27] Fan C Z, Wang G, Huang J P. Magnetocontrollable photonic crystals based on colloidal ferrofluids [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(9): 094107.