

磁光效应下 PT 对称结构独特的非互易传输模式

王誉雅, 夏景, 方云团*

江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 设计了一种嵌入磁性材料微腔的可调制的 PT 对称结构。通过传输矩阵法计算结构的传输谱, 研究了磁微腔共振对 PT 对称结构的调制效应, 得到一种可被入射角度方向和大小双重调制的增强的非互易带边模式, 调制结果是带边模式在左右带边的转换。磁场大小的增加会导致带边模式向高频移动, 磁场方向的变化也会引起带边模式在左右带边的转换。

关键词 微纳光学; PT 对称结构; 磁光调制; 非互易性传输; 带边模式

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.1213001

Unique Non-Reciprocal Mode with a Parity-Time Symmetric Structure under Magneto-Optic Effects

Wang Yuya, Xia Jing, Fang Yuntuan*

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

Abstract We design a tunable parity-time (PT) symmetric structure, in which magnetic microcavity is inserted. By transmission spectrum calculated by the transfer matrix method, we research the modulation effects of microcavity resonance under the applied magnetic field on PT symmetric structure. An enhanced non-reciprocal band-edge mode is obtained, which can be modulated by directions and sizes of incident angles. The modulation transforms the band-edge modes between the left and right edges of the band. Results reveal that the increase of the magnetic field causes the edge mode to move to high frequencies, and the change of magnetic field direction also causes the transformation of the band-edge modes between the left and right band edges.

Key words micro-nano optics; PT symmetric structure; magneto-optic modulation; non-reciprocal transmission; band-edge mode

OCIS codes 040.1880; 120.6780; 160.6840

1 引言

现代光通信系统对具有特定功能的新型元器件有迫切的需求, 其中大部分元器件可通过材料和结构的组合设计制成。例如光隔离器是基于材料的磁光效应与结构的相互作用设计的, 虽然能有效阻止光波反射, 但无法避免插入损耗, 更无法实现单向增益传输^[1-2]。近年来, 具有特定分布的光学 PT (Parity-Time) 对称结构的增益/损耗介质在光通信器件、光学元件和光操控的设计方面具有独特的优势。PT 对称源自量子力学, 系统的哈密顿算符 $\hat{H} = \hat{p}^2/2 + V(\hat{x})$ 和 $\hat{P}\hat{T}$ 算符是对易的, \hat{P} 和 \hat{T} 分

别是空间反演算符和时间反演算符^[3]。随后 PT 对称理论被移植到光学系统, 具有 PT 对称结构的折射率需要满足实部为偶对称、虚部为奇对称的条件。PT 对称具有以下物理特性, 如功率振荡^[4]、单向隐身^[5-6]、可重构的 Talbot 效应^[7]、光开关^[8]、高灵敏传感器^[9]和相干的完美激光吸收器^[10]等。此外, 在非线性和非线性领域, PT 对称已被用于实现光隔离器和循环器^[11-13]。

然而, 相关研究多集中在固定结构的介电常数分布或固定的透射、反射与入射方向的关系等方面。2018 年, Fang 等^[14-15]将电光材料添加到周期性分层的 PT 对称结构中, 通过电光调制与 PT 对称的

收稿日期: 2018-06-04; 修回日期: 2018-07-08; 录用日期: 2018-07-27

基金项目: 国家自然科学基金 (61701199)

* E-mail: fang_yt1965@sina.com

结合,成功实现了光学非互易传输。

普通的一维 PT 对称结构通常没有非互易传输属性,单向传输特性主要局限在反射^[5]。本文将磁光调制与 PT 对称结合,研究在共振腔磁光效应的调制下 PT 对称结构带边增益模式在正负入射角度、相反入射方向以及外加偏置磁场条件下的奇异演变和多重调制下的非互易传输特性。磁光调制会产生损耗,但 PT 对称结构能够产生超强的增益模式,克服磁光调制带来的损耗,从而具有独特的传输特性。文献[15]中的旋电介质参数和非互易模式的频率均为固定值。而本文使用旋磁材料,调制外加磁场可使 PT 对称结构在更大频率范围内工作,调

节模式频率可使其应用范围更广。

2 理论模型与计算方法

周期性 PT 对称结构模型如图 1 所示,结构由 A 层、B 层、C 层周期组成,整体结构可以表示为 $(ABC)^N$, N 为周期数。A 层和 C 层分别采用增益介质和损耗介质,二者的折射率在一定的入射率下互为共轭关系。A 层和 C 层的介电常数分别为 $\epsilon_A = \epsilon_h - i\rho$, $\epsilon_C = \epsilon_h + i\rho$, A 层对入射光具有放大作用,而 C 层可以产生衰减作用。式中: ϵ_h 为基底材料的介电常数; ρ 为增益或损耗系数。

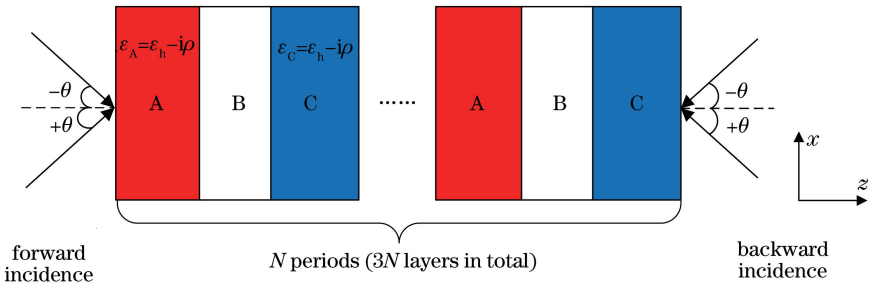


图 1 周期性 PT 对称结构 $(ABC)^N$

Fig. 1 Periodic PT symmetric structure $(ABC)^N$

作为理论研究,本文采用的增益介质和损耗介质的材料参数并非针对具体的实际介质,但两种介质的实现已在多篇文献中提及,如 Wong 等^[16]用 InGaAsP 多重量子阱结构构造增益介质,损耗层通过在增益介质上放置吸收材料 Cr/Ge 来实现。材料折射率的实部和虚部可以通过调节结构参数来设置。这种结构通常会产不寻常的现象,透射率和反射率同时大于 1^[17]。与文献[15]不同,该结构中 B 层选用磁光材料——掺杂钇铁石榴石(YIG),这种材料由于损耗低,且易获得被广泛应用于磁光开关设计和光隔离设计^[18]。

在 y 方向应用的外部直流磁场可引起超强的旋磁各向异性,在外加磁场的作用下, YIG 材料磁导率 $\tilde{\mu}$ 为张量,且满足^[19]

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_r & i\mu_k & 0 \\ -i\mu_k & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\mu_r = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \quad (2)$$

$$\mu_k = \mu_0 \left(\frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \quad (3)$$

式中: $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ 为拉莫频率,其中, μ_0 为真空磁

导率, γ 为旋磁比, H_0 为外加偏置磁场; $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$ 为特征频率,其中 M_s 为稳恒磁场导致的饱和磁化强度。YIG 材料的饱和磁化强度 $M_s = 1780$ Gauss,其中, Gauss(高斯)是电磁学高斯单位制中的单位,对磁感应强度 B , $1 \text{ Gauss} = 10^{-4} \text{ T}$,对于磁场强度 H ,高斯实际为 Oe, $1 \text{ Oe} = \frac{10^3}{4\pi} \text{ A/m}$ ^[18-19], YIG 的相对介电常数 $\epsilon_r = 15$ 。当外加磁场 H_0 为 1600 Gauss,入射光频率为 $f_0 = 4.28 \text{ GHz}$ 时,张量中的 μ_r 和 μ_k 分别为 $14\mu_0$ 和 $12.4\mu_0$ ^[20]。A 层、B 层和 C 层的厚度依 $d_A = d_C = \frac{\lambda_0}{3\sqrt{\epsilon_h}}$, $d_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$ 而定,其中, $\lambda_0 = c/f_0$ 为对应 f_0 的波长, c 为真空中的光速。当入射光频率和外加磁场变化时,旋磁材料的磁导率张量 $\tilde{\mu}$ 发生相应变化,由(2)式和(3)式决定。

如图 1 所示,一维层状结构材料沿 z 轴放置,理想情况下材料性质与坐标 x, y 无关。本文仅考虑 TE 波,对于 TE 模式,入射面为 xoz 。在介质层中,电场是正向波和反向波的叠加,可以表示为^[21]

$$E_y(x, z) = E_{y0}^+ \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] + E_{y0}^- \exp[i(k_x x - k_z z - \omega t)] = E_y^+ + E_y^-, \quad (4)$$

式中: +、- 分别表示正向波和反向波。根据麦克斯韦方程组和在 i 和 j 两层之间的界面上的电磁

(EM)场的连续性, 两边界面上的电场服从

$$\mathbf{T}_i \begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} = \mathbf{T}_j \begin{bmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{T}_{i(j)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik_x \mu_{ki(j)}}{\omega \mu_0 \mu'_{i(j)} \mu_{ri(j)}} - \frac{k_{zi(j)}}{\omega \mu_0 \mu'_{i(j)}} & \frac{ik_x \mu_{ki(j)}}{\omega \mu_0 \mu'_{i(j)} \mu_{ri(j)}} + \frac{k_{zi(j)}}{\omega \mu_0 \mu'_{i(j)}} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中: $\mathbf{T}_{i(j)}$ 为 TE 波在界面一侧过渡矩阵, 其中, $\mu'_{i(j)} = \frac{\mu_{ri(j)}^2 - \mu_k^2}{\mu_{ri(j)}}$, $k_{zi(j)} = \pm \sqrt{(n'k_0)^2 - k_x^2}$ 为 i 或 j 层内波矢量的 z 分量, n' 为有效折射率。经过推导, (5) 式可以写成

$$\begin{pmatrix} E_{yi}^+ \\ E_{yi}^- \end{pmatrix} = \mathbf{T}_i^{-1} \mathbf{T}_j \begin{pmatrix} E_{yj}^+ \\ E_{yj}^- \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{ij} \begin{pmatrix} E_{yj}^+ \\ E_{yj}^- \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_{ij} = \mathbf{T}_i^{-1} \mathbf{T}_j = \frac{1}{2N_i} \begin{bmatrix} (N_i + M_i) + (N_j + M_j) & (N_i + M_i) - (N_j + M_j) \\ (N_i - M_i) - (N_j - M_j) & (N_i - M_i) + (N_j + M_j) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: $M_{i(j)} = \frac{ik_x \mu_{ki(j)}}{\omega \mu_0 \mu_{ri(j)} \mu'_{i(j)}}$; $N_{i(j)} = \frac{k_{zi(j)}}{\omega \mu_0 \mu'_{i(j)}}$ 。

(8) 式为电磁波从一种介质到另一种介质界面的过渡矩阵。对处于空气背景中的 n 层介质, 用 0 表示空气层, 则输入(in)和输出(out)界面的电磁场关系可以用连乘的矩阵表示, 即

$$\begin{pmatrix} E_{in}^+ \\ E_{in}^- \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{0A} P_A \mathbf{M}_{AB} P_B \mathbf{M}_{BC} P_C (\mathbf{M}_{CA} P_A \mathbf{M}_{AB} P_B \mathbf{M}_{BC} P_C)^{N-1} \mathbf{M}_{C0} \begin{pmatrix} E_{out}^+ \\ E_{out}^- \end{pmatrix} = \mathbf{M}_f \begin{pmatrix} E_{out}^+ \\ E_{out}^- \end{pmatrix}, \quad (9)$$

式中: $P_i = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{zi}d_i) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{zi}d_i) \end{bmatrix}$, 描述第 $i=A(B,C)$ 层介质内传输波和反射波相位的变化^[21], $\mathbf{M}_f = \mathbf{M}_{0A} P_A \mathbf{M}_{AB} P_B \mathbf{M}_{BC} P_C (\mathbf{M}_{CA} P_A \mathbf{M}_{AB} P_B \mathbf{M}_{BC} P_C)^{N-1} \mathbf{M}_{C0}$ 为正向入射的传输矩阵, 反向入射波传输矩阵为 $\mathbf{M}_b = \mathbf{M}_{0C} P_C \mathbf{M}_{CB} P_B \mathbf{M}_{BA} P_A (\mathbf{M}_{AC} P_C \mathbf{M}_{CB} P_B \mathbf{M}_{BA} P_A)^{N-1} \mathbf{M}_{A0}$ 。整体结构的正向(反向)传输系数 $[T_{f(b)}]$ 和反射系数 $[R_{f(b)}]$ 可以写成

$$T_{f(b)} = \left| \frac{E_{out}^+}{E_{in}^+} \right| = \frac{1}{|\mathbf{M}_{f(b)}(1,1)|}, \quad (10)$$

$$R_{f(b)} = \left| \frac{E_{in}^-}{E_{in}^+} \right| = \left| \frac{\mathbf{M}_{f(b)}(2,1)}{\mathbf{M}_{f(b)}(1,1)} \right|. \quad (11)$$

3 计算结果与分析

本文将分析 4 种调制情况下 PT 对称结构的传输特性。对图 1 所示的周期结构 $(ABC)^N$, $N=20$ 。不失一般性, 本文取 $\epsilon_h = 1.5$, $\rho = 0.038$ 。为了方便描述, 定义“T(F/B, $+\theta/-\theta$)”和“R(F/B, $+\theta/-\theta$)”表示透射谱和反射谱, “ $T(\omega, F/B, +\theta/-\theta)$ ”和“ $R(\omega, F/B, +\theta/-\theta)$ ”代表频率 ω 处的透射率和反射率, 其中, F 代表正向入射, B 代表反向入射, $+\theta$ 代表正角度入射, $-\theta$ 代表负角度入射。

3.1 角度正负调制

将外加磁场 H_0 设置为 1600 Gauss, 入射角度 θ 设为 30° , 通过改变入射角度, 观察结构的传输特性。结构反射谱如图 2(a) 所示。可以看出, 每一条反射谱都不是中心对称的, 这主要是由于 PT 对称破坏了结构的空问对称性。此外, 4 种入射条件下总有一个带边位置会出现峰值, 在相同入射方向, 入射角度的正负变化导致带边峰值位置在左右带边交换; 同样, 在相同入射角度, 入射方向的变化也会导致带边峰值位置在左右带边交换。而当入射方向和角度同时改变时, 带边峰值位置变换两次后还原。反射谱 $R(F, 30^\circ)$ 的带边出现在频率 23.2 GHz 处, $R(23.2 \text{ GHz}, F, 30^\circ) = 1.93$, 但 $R(23.2 \text{ GHz}, F, -30^\circ) \approx 0$; 反射谱 $R(F, -30^\circ)$ 的带边出现在 21.9 GHz, 有 $R(21.9 \text{ GHz}, F, -30^\circ) = 3.69$, 但 $R(21.9 \text{ GHz}, F, 30^\circ) \approx 0$, 故将其称之为由角度调制引起的单向传输特性。同样地, 反射谱 $R(B, 30^\circ)$ 的带边出现在 21.9 GHz 处, 有 $R(21.9 \text{ GHz}, B, 30^\circ) = 1.09$, 而 $R(21.9 \text{ GHz}, B, -30^\circ) \approx 0$; 反射谱 $R(B, -30^\circ)$ 的带边出现在 23.2 GHz, 有 $R(23.2 \text{ GHz}, B, -30^\circ) = 1.04$, 而 $R(23.2 \text{ GHz}, B, 30^\circ) \approx 0$, 故将其称之为由方向调制引起的单向传

输特性。值得注意的是,4种入射条件对应的4条谱线不重合。

透射谱如图2(b)所示,从图中可以明显地看到带边峰值,每一个峰称为带边模式。在左带边处,发现 $T(21.9\text{ GHz}, F, -30^\circ) = T(21.9\text{ GHz}, B, 30^\circ) = 2.41$, 而 $T(21.9\text{ GHz}, F, 30^\circ) = T(21.9\text{ GHz}, B, -30^\circ) = 0.12$ 。在右带边处, $T(23.2\text{ GHz}, F, 30^\circ) = T(23.2\text{ GHz}, B, -30^\circ) = 1.98$, 而 $T(23.2\text{ GHz}, F, -30^\circ) = T(23.2\text{ GHz}, B, 30^\circ) = 0.15$ 。与图2(a)相

比,透射谱的带边位置与反射谱的带边位置重合。可以看出,带边模式具有独特的双重调制的非互易特性,即相反的入射方向和正负入射角都会导致带边模式在左右带边交换。当两者同时变化时,透射谱带边位置交换了两次,从而回到了原来的位置。其中,磁光效应体现出角度的调制,PT对称体现出方向的调制。除此之外还发现,透射谱 $T(F, 30^\circ)$ 与透射谱 $T(B, -30^\circ)$ 重叠,透射谱 $T(F, -30^\circ)$ 与透射谱 $T(B, 30^\circ)$ 重叠,这与反射谱不同。

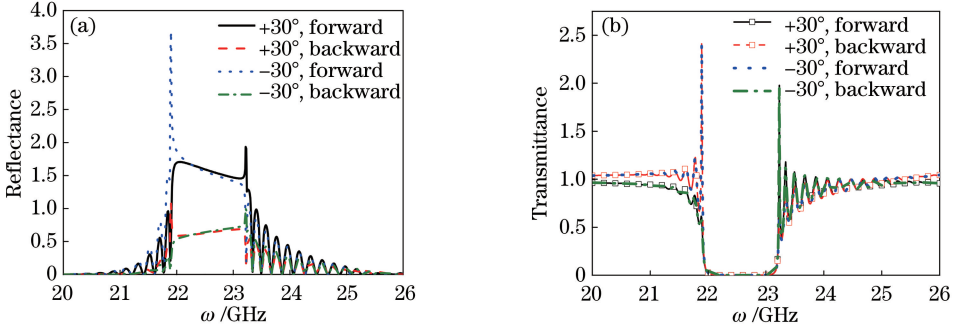


图2 角度 $\theta = 30^\circ$ 、磁场 $H_0 = 1600\text{ Gauss}$ 时,4种入射条件下的反射谱和透射谱。(a)反射谱;(b)透射谱

Fig. 2 Reflectance spectra and transmittance spectra under four incidence conditions with $\theta = 30^\circ$ and $H_0 = 1600\text{ Gauss}$. (a) Reflectance spectra; (b) transmittance spectra

3.2 角度大小调制

在实际应用中,希望上述带边模式出现在需要的频段,因此,通过改变入射角度,观察角度能否影响带边位置。首先研究入射角度对透射谱带边位置的影响。将外部磁场 H_0 设为 1650 Gauss ,不失一般性,角度分别设为 30° 、 45° 和 60° 。结果如图3所示,可以看出,该结构具有大于1的超强透射峰,并且每条透射谱都有明显的带边模式和非互易传输特性。由于4种入射条件对应的透射谱两两重叠,所以仅研究正角度入射条件下对应相反入射方向的两种情况,如表1所示。

表1 带边位置与角度大小的关系

Table 1 Relationship between the position of the band-edge mode and angle size

Incident direction	Incident angle / ($^\circ$)	Band-edge position /GHz	Transmission peak value
Forward	30	23.5	2.56
	45	23.9	7.39
	60	24.3	2.95
Backward	30	22.1	2.48
	45	22.5	3.22
	60	23.1	4.44

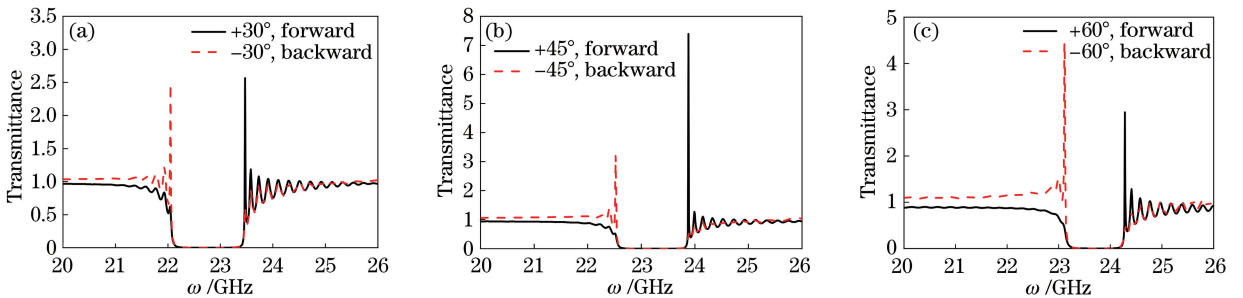


图3 $H_0 = 1650\text{ Gauss}$ 时不同入射角度下的结构透射谱。(a) $\theta = 30^\circ$; (b) $\theta = 45^\circ$; (c) $\theta = 60^\circ$

Fig. 3 Transmittance spectra of the structure with different incident angles and $H_0 = 1650\text{ Gauss}$.

(a) $\theta = 30^\circ$; (b) $\theta = 45^\circ$; (c) $\theta = 60^\circ$

从图3可以看出,随着角度的增大,带边模式向高频段偏移。将角度从 10° 增大至 80° ,带边模式位

置变化如图4所示,能更清晰地证明该结论。在带边模式向高频段偏移的同时,带隙宽度缓慢减小,角

度增大到一定程度时,带边模式逐渐消失。因此,可通过调节角度来调节透射谱的带边位置。但研究发现,随着角度的变化,透射峰峰值呈不规则变化。

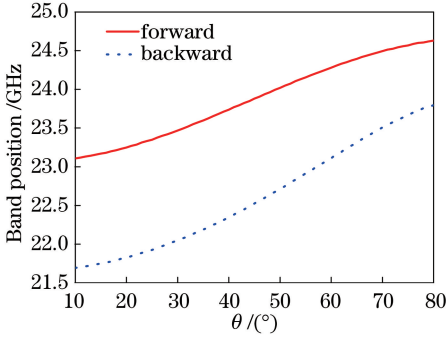


图 4 结构透射率带边位置与入射角度变化的关系
Fig. 4 Relationship between the incident angle and band-edge position of transmittance

3.3 磁场方向调制

除了角度,还应考虑外加偏置磁场对结构的影响。固定角度值,取 $\theta = 45^\circ$, 磁场的大小 H_0 设为 1600 Gauss, 改变磁场的方向, 观察磁场方向对 PT 对称结构传输特性的影响, 结果如图 5 所示。可以看出, 当正向入射时, $H_0 = 1600$ Gauss 时的带边模

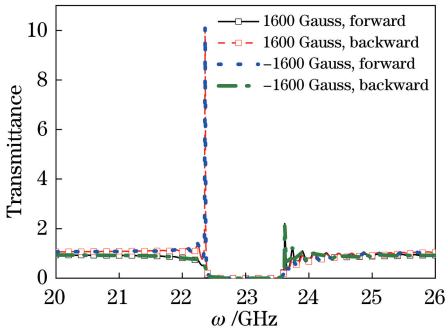


图 5 $\theta = 45^\circ$ 、磁场 $H_0 = \pm 1600$ Gauss 时的结构透射谱
Fig. 5 Transmittance spectra with $\theta = 45^\circ$ and $H_0 = \pm 1600$ Gauss

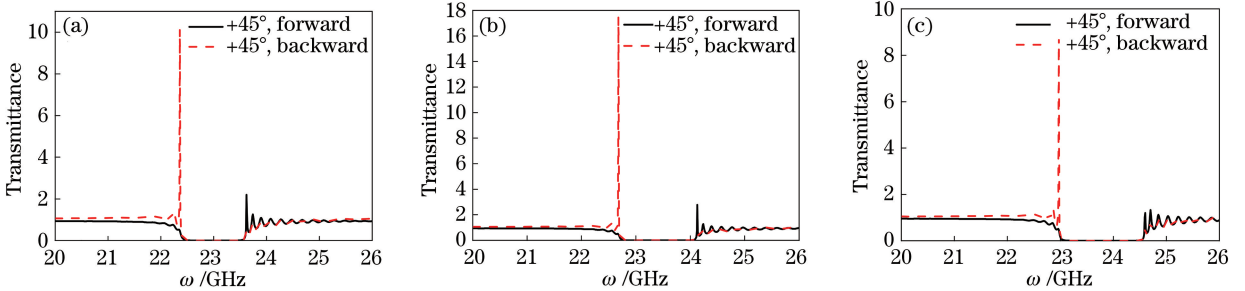


图 6 不同磁场大小下的结构透射谱。(a) $H_0 = 1600$ Gauss; (b) $H_0 = 1700$ Gauss; (c) $H_0 = 1800$ Gauss
Fig. 6 Transmittance spectra with different applied magnetic fields. (a) $H_0 = 1600$ Gauss; (b) $H_0 = 1700$ Gauss; (c) $H_0 = 1800$ Gauss

式出现在右带边 23.6 GHz, $T(23.6, F, 45^\circ) = 2.20$, 而 $H_0 = -1600$ Gauss 时的带边模式出现在左带边 22.4 GHz, 并且有超强的透射峰, 即 $T(22.4, F, 45^\circ) = 10.12$ 。可以看出, 改变磁场的方向同样会引起带边模式位置的变换, 因此, 磁场方向也具有调制通道位置的属性。

3.4 磁场大小调制

考虑外加偏置磁场大小对 PT 结构传输特性的影响, 依旧固定角度值, 取 $\theta = 45^\circ$, 分别将外加偏置磁场 H_0 设为 1600, 1700, 1800 Gauss, 结果如图 6 所示。从图中能够看出, 透射谱都具有大于 1 的超强透射峰值, 反向入射的透射谱在左带边的透射峰更大。此外, 随着磁场的增加, 带边模式向高频移动, 具体数据如表 2 所示。

表 2 带边模式位置与外加磁场大小的关系

Table 2 Relationship between the position of the band-edge mode and the applied magnetic field size

Incident direction	Applied magnetic field /Gauss	Band-edge position /GHz	Transmission peak value
Forward	1600	23.6	2.20
	1700	24.1	2.78
	1800	24.6	1.20
Backward	1600	22.4	10.12
	1700	22.7	17.42
	1800	22.9	8.75

从图 7 可以明显看出磁场大小的调制属性, 带边模式位置与磁场大小呈近似线性变化关系。随着磁场的增大, 带边模式向高频移动, 带隙宽度也缓慢增大。因此, 通过改变外加偏置磁场的大小, 能够在所需的频段实现透射的带边模式和非互易性传输。研究还发现, 透射峰值的大小随磁场无规则振荡, 该结果未在图中显示。

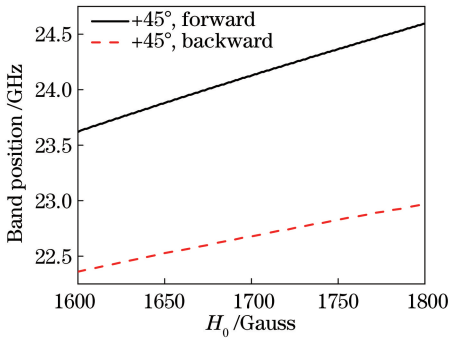


图 7 透射率带边位置随磁场变化关系

Fig. 7 Relationship between the magnetic field and band-edge position of transmittance

4 结 论

研究了磁光调制下周期性 PT 对称结构的独特光学性质。通过入射角度大小、入射角度方向、磁场大小和磁场方向的改变,可以实现透射率和反射率均大于 1 的带边模式在左右带边位置的交换,还可以改变光谱传输特性的频段,从而在特定频段获得需要的传输特性。本研究结果在光学隔离器等光学器件的设计中有着重要的应用。一方面,它解决了插入损耗的问题;另一方面,还实现了从单向反射增益模式到单向传输增益模式的转换。

参 考 文 献

[1] Gamet E, Varghese B, Verrier I, *et al.* Enhancement of magneto-optical effects by a single 1D all dielectric resonant grating [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(49): 495105.

[2] Girónsedas J A, Mejíasalazar J R, Moncadavilla E, *et al.* Enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect via resonant tunneling in trilayers containing magneto-optical metals [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(3): 033106.

[3] Bender C M, Boettcher S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry [J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(24): 5243-5246.

[4] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, *et al.* Observation of parity-time symmetry in optics [J]. *Nature Physics*, 2010, 6(3): 192-195.

[5] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, *et al.* Unidirectional invisibility induced by PT-symmetric periodic structures [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213901.

[6] Regensburger A, Bersch C, Miri M A, *et al.* Parity-time synthetic photonic lattices [J]. *Nature*, 2012, 488(7410): 167-171.

[7] Ramezani H, Christodoulides D N, Kovanis V, *et*

al. PT-symmetric Talbot effects [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(3): 033902.

[8] Nazari F, Nazari M, Moravvej-Farshi M K. A 2×2 spatial optical switch based on PT-symmetry [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(22): 4368-4370.

[9] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, *et al.* Enhanced sensitivity at higher-order exceptional points [J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 187-191.

[10] Longhi S. PT-symmetric laser absorber [J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 031801.

[11] Nazari F, Bender N, Ramezani H, *et al.* Optical isolation via PT-symmetric nonlinear Fano resonances [J]. *Optics Express*, 2014, 22(8): 9574.

[12] Peng B, Özdemir Ş K, Lei F, *et al.* Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities [J]. *Nature Physics*, 2014, 10(5): 394-398.

[13] Chong Y D. Asymmetry from symmetry [J]. *Nature Physics*, 2014, 10(5): 336-337.

[14] Fang Y T, Zhang Y C, Xia J. Reversible unidirectional reflection and absorption of PT-symmetry structure under electro-optical modulation [J]. *Optics Communications*, 2018, 416: 25-31.

[15] Fang Y T, Wang Y Y, Zhang Y C. Twofold unidirectional properties of parity-time symmetry structure under magneto-optical modulation [J]. *Optical Engineering*, 2018, 57(2): 027102.

[16] 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.

[17] Ge L, Chong Y D, Stone A D. Conservation relations and anisotropic transmission resonances in one-dimensional PT-symmetric photonic heterostructures [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(2): 023802.

[18] Yang K X. Ferrite absorbing material and application [J]. *Journal of Magnetic Materials and Devices*, 1996, 27(3): 19-23.
阳开新. 铁氧体吸波材料及其应用 [J]. *磁性材料及器件*, 1996, 27(3): 19-23.

[19] Wu R X, Li Q B, Li Z, *et al.* Self-collimated one-way light in gyromagnetic photonic crystals [C] // *Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS)*, August 8-11, Shanghai, China. New York: IEEE, 16462363.

[20] David M P. *Microwave engineering* [M]. New York: John Wiley & Sons Inc, 2009.

[21] Ma R K, Wang J J, Fang Y T. Transfer matrix method of one-dimensional photonic crystal composed of gyromagnetic materials [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(1): 011601.
马荣坤, 王纪俊, 方云团. 基于旋磁材料一维光子晶体传输矩阵算法 [J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(1): 011601.