

基于共轭微腔和磁微腔耦合共振的多偏振态激光输出

吴义恒¹, 李小雪², 方云团^{2*}

¹ 安庆师范大学物理和电气工程学院, 安徽 安庆 246133;

² 江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了获得圆偏振和激光输出一体化的结构, 利用增益和损耗微腔、磁性微腔和金属层组成一个复合结构体系, 并借助 4×4 传输矩阵研究该结构的传输特性。结果发现, 该结构在一定结构参数范围内产生了较强的法拉第旋转效应, 并获得了增益传输模式, 实现了多种椭圆偏振或圆偏振激光的同时输出。此外, 在某些特定结构参数和特定波长条件下, 该结构会产生超强的圆偏振激光。

关键词 激光器; 磁光效应; 圆偏振; 增益传输; 耦合共振

中图分类号

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0801009

Multiple-Polarization Laser Based on Coupling of Conjugated and Magnetic Microcavities

Wu Yiheng¹, Li Xiaoxue², Fang Yuntuan^{2*}

¹ School of Physics and Electronic Engineering, Anqing Normal University, Anqing, Anhui 246133, China;

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

Abstract Herein, to obtain an integrated structure of circular polarization and laser output, we design a compound structure composed of gain and loss microcavities, magnetic microcavity, and metal layers. We use a 4×4 transfer matrix to study the optical properties of the structure. Results show that the compound structure can result in an intense Faraday rotation effect and gain transmission mode, and form multiple laser outputs with elliptical or circular polarizations in a certain range of structural parameters. In addition, for some specific structural parameters and wavelengths, the structure can produce an ultra-intense laser with circular polarization.

Key words lasers; magneto-optical effect; circular polarization; gain transmission; coupled resonance

OCIS codes 230.0230; 140.4780; 160.3820; 260.5430

1 引言

具有圆偏振特性的激光在大气传输中变化很小, 且圆偏振光具有旋转对称性, 系统的性能不受两通信终端相对运动的影响, 这不仅降低了技术的实现难度, 还具有很高的可靠性, 因此在移动通信终端和自由空间光通信领域有着重要应用。另外, 圆偏振光可以在强度和极化两方面存储信息, 在光通信系统中将通信带宽扩大 2 倍^[1-2]。但普通的半导体激光器仅能产生方向固定的线偏振光, 不能输出沿任意方向偏振的线偏振光和圆偏振光。如果需要各式各样偏振态的激光束, 只能将体积大且昂贵的偏

振片或波片等光学器件放置在激光器出射光束所通过的路径才能产生。为减小圆偏振激光设备的成本和体积, 研究者将等离子体纳米器件集成在激光器出射端面, 使激光器产生的光束不是立即释放, 而是先转化为在端面上传播的表面等离子体。通过对端面纳米结构的设计, 控制表面等离子体的传播方向, 以及各方向的强度和相位, 产生所需的偏振态输出^[3]。但在这种设计中, 激光的产生过程和偏振状态的控制过程是两个分离的阶段, 还涉及纳米量级的加工技术, 设计相当复杂。如果能把激光放大和偏振状态的控制合二为一, 无疑能减小设计的复杂性。还有其他一些设计, 但都需要极低的温度条件

收稿日期: 2019-03-20; 修回日期: 2019-04-01; 录用日期: 2019-04-19

基金项目: 安徽省教育厅重点科学研究项目(KJ2017A369)

* E-mail: fang_yt1965@sina.com

或复杂的结构设计^[4-7]。近年来,增益和损耗介质特定分布的光学 Parity-Time(PT)对称结构在光通信器件、光学元件和光操控的设计方面显示出独特的优势,为解决传统光子器件的难题提供了新的解决方案^[8-18],比较典型的有光开关^[12]、高灵敏传感器^[13]、激光吸收器^[14-15]、光隔离器^[16-17]、无线电能传输^[18]等。PT 对称结构的折射率空间分布需要满足实部和虚部分别为偶对称和奇对称的条件。折射率满足复共轭条件的一对耦合微腔是常见的 PT 对称系统。另外,基于薄膜磁光介质的光学属性已经被广泛研究^[19-24]。Inoue 等^[19]证明了在一维光子晶体中掺入磁光介质缺陷可以增强法拉第旋转效应,实现光隔离功能。但通常情况下材料的磁光效应很小,为提高磁光效应,研究者把磁光效应和金属表面等离子体相结合,并将其称为“磁等离子体”(magneto plasmonics),利用它们的相互调制作用设计可调控的等离子体器件(active plasmonic devices)^[24-28]。表面等离子体共振增强了磁光材料内部的电磁场强度,从而可以把磁光效应提高一个数量级。这种等离子体共振增强效应也体现在拉曼散射的研究中^[29]。但此种结构的损耗较大,不能实现增益放大。本研究将建立增益和损耗微腔、金属表面等离子体共振和磁性微腔的耦合系统,该系统由于金属的存在不满足 PT 对称条件,但耦合微腔和金属等离子体在特定匹配参数条件下,仍能产生超强的共振模式,极大地增强了法拉第旋转效应,实现多种偏振状态输出。特别地,通过优化结构参数,可同时实现激光放大和圆偏振输出,从而为圆偏振激光光源的设计提供了一种简单易行的方法。

2 结构模型与计算方法

如图 1 所示,一维层状结构沿 z 轴分布,在 xoy 平面内无限延伸。结构表示为 DADBDCD,其中,D 层为金属材料,A 层、C 层分别为损耗和增益材料,B 层为磁光材料构成的缺陷层。各层的厚度分别用 d_D, d_A, d_C, d_B 表示,总厚度为 d 。对于金属材料 D,其介电常数和磁导率分别表示为 $\epsilon_D = 1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega^2}$, $\mu_D = 1$,其中 ω_{ep} 为有效的金属等离子体频率。当 $\omega < \omega_{ep}$ 时, ϵ_D 是负数,电磁波在金属内部形成消逝场,在金属表面形成等离子体共振。一般情况下消逝场是不能传播的,但是如果入射波长远大于金属层厚度时,外部的电磁波就会通过消逝场进入介质层 A,A 层两边都是金属形成的微腔,电磁波受到双

向反射形成驻波共振,共振积累的能量又穿过第二层金属进入介质层 C。以此类推,对于特定的波长,整体结构会形成共振透射,产生传输模式。A 层和 C 层的介电常数分别为 $\epsilon_A = \epsilon_h + i\rho_A, \epsilon_C = \epsilon_h - i\rho_C$,其中, ϵ_h 为基底材料的介电常数;介电常数的虚部对电磁波的传播分别产生增益(负的虚部)和损耗(正的虚部),因此 ρ_A 和 ρ_C 分别称损耗和增益系数。增益层放大的能量由外部抽运源提供。如果 $\rho_A = \rho_C = \rho$,A 层和 C 层将形成共轭微腔,因为它们的介电常数构成共轭复数。该系统由于金属的存在而不满足 PT 对称条件,但在金属等离子体共振的共同作用下,仍具有 PT 对称结构光放大和法拉第旋转增强效应。

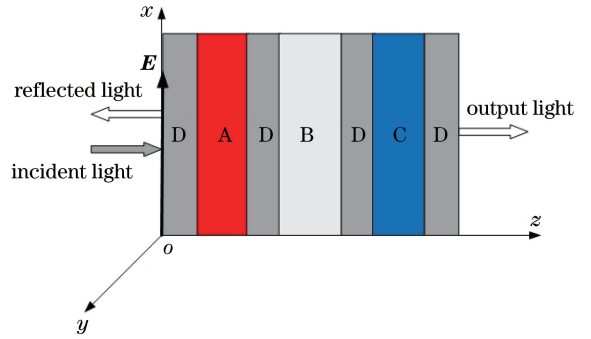


图 1 模型结构

Fig. 1 Model structure

电场在 xoy 平面中的任意方向上被极化,具有角频率为 ω 的平面波在 z 轴方向上传播,电磁波可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & E_x \hat{x} \exp[i(k_z z + \omega t)] + \\ & E_y \hat{y} \exp[i(k_z z + \omega t)], \end{aligned} \quad (1)$$

式中: \hat{x} 和 \hat{y} 分别是 x 和 y 方向的单位矢量; $E_{x(y)}$ 为电场强度在 x 和 y 方向的分量; k_z 为平面波波矢沿 z 轴的分量; ω 为入射光角频率; t 为时间。磁性材料(旋电介质)在外磁场的作用下,其介电常数转变成各向异性的张量形式,且与磁场的方向有关。当磁场方向沿 z 轴方向时,磁光介质的介电常数张量 $\tilde{\epsilon}$ 可以表示为^[30-31]

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中: ϵ_1 是对角元; ϵ_2 是非对角元,取决于材料和外磁场大小。一般情况下,旋电介质在红外波段可忽略色散和吸收损耗,介电张量设为定值。对于金属材料 D,其介电常数为实数,为统一起见,也将其

写为张量形式 $\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}_D = \begin{bmatrix} \epsilon_D & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_D & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_D \end{bmatrix}$ 。对于入射的单

色平面波,定义状态矢量为 $\mathbf{V}(z) = [e_x, e_y, h_x, h_y]$,其中 $e_{x(y)} = \epsilon_0 E_{x(y)}$, $h_{x(y)} = H_{x(y)}/c$ 。 $E_{x(y)}$ 是电场在 $x(y)$ 方向的分量, $H_{x(y)}$ 是磁场强度在 $x(y)$ 方向的分量, $e_{x(y)}$ 和 $h_{x(y)}$ 分别是归一化的电场强度和磁场强度分量(对电磁场大小作这样的变换,是为了让它们的数值处在同一数量级), ϵ_0 是真空介电常数, c 是真空光速。将(2)式代入麦克斯韦方程,可得

$$\frac{d\mathbf{V}(z)}{dz} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{V}(z), \quad (3)$$

对于磁光介质层 B, $\mathbf{H}_B = \frac{2\pi i}{\lambda} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 & 0 \\ \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 & 0 \end{bmatrix}$;

对于介质层 A 和 C, $\mathbf{H}_{A(C)} = \frac{2\pi i}{\lambda} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -\epsilon_{A(C)} & 0 & 0 \\ \epsilon_{A(C)} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$; 对于金属层 D, $\mathbf{H}_D =$

$\frac{2\pi i}{\lambda} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -\epsilon_D & 0 & 0 \\ \epsilon_D & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ 。因此,(3)式具有以下

通解^[30-31]

$$\mathbf{V}(z) = \bar{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{e}^{i\bar{\lambda}z} \cdot \mathbf{A}, \quad (4)$$

式中: $\bar{\mathbf{a}} = [\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3, \mathbf{a}_4]$ 是 4×4 矩阵,其中 \mathbf{a}_i 是对应本征值 λ_i 的本征矢量; $\mathbf{A} = [A_1, A_2, A_3, A_4]$ 是系

数矩阵, $\mathbf{e}^{i\bar{\lambda}z} = \begin{bmatrix} e^{i\lambda_1 z} & & & \\ & e^{i\lambda_2 z} & & \\ & & e^{i\lambda_3 z} & \\ & & & e^{i\lambda_4 z} \end{bmatrix}$ 。(4)式可

以写成

$$\mathbf{V}(z) = \bar{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{e}^{i\bar{\lambda}(z-z')} \cdot \bar{\mathbf{a}}^{-1} \cdot \bar{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{e}^{i\bar{\lambda}z'} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{T}_l(z, z') \cdot \mathbf{V}(z'), \quad (5)$$

式中: $\mathbf{T}_l(z, z') = \bar{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{e}^{i\bar{\lambda}(z-z')} \cdot \bar{\mathbf{a}}^{-1}$, 被称作 4×4 传输矩阵,下角标 l 表示介质层; z 和 z' 分别是介质层端面位置。对于多层介质,入射端状态矢量 $\mathbf{V}(z = z_0)$ 和出射端状态矢量 $\mathbf{V}(z = z_0 + d)$ 遵从以下关系:

$$\mathbf{V}(z = z_0) = \mathbf{T}_D \mathbf{T}_A \mathbf{T}_D \mathbf{T}_B \mathbf{T}_D \mathbf{T}_C \mathbf{T}_D \mathbf{V}(z = z_0 + d), \quad (6)$$

式中: z_0 是入射端面的 z 轴坐标; d 是结构的总几何长度。设入射电磁波为线极化电磁波,方向沿 x 轴。由于本研究只涉及电磁场强度的相对变化,故设入射电磁波电场强度幅度为无量纲值 1, 振动方向沿 x 轴正向,状态矢量表示为 $[1 \ 0 \ 0 \ 1]^T$ 。设 z_0 为坐标原点,在 $z < z_0$ 区域内,状态矢量可以表示为入射波和相互正交的两束反射波的叠加,即

$$\mathbf{V}(z) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ikz} + \left\{ C_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} + C_2 \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\} e^{-ikz}; \quad (7)$$

在 $z > z_0 + d$ 区域内,状态矢量可表示为相互正交的两束输出波的叠加,即

$$\mathbf{V}(z) = C_3 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ik(z-d)} + C_4 \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ik(z-d)}. \quad (8)$$

$C_1 \sim C_4$ 的值决定了反射波和入射波的幅度。把(7)式和(8)式代入(6)式,可以求出 $C_1 \sim C_4$ 的值。根据 $C_1 \sim C_4$ 的值,可以确定反射光和透射光的极化状态。 \mathbf{V} 是 4×1 矩阵,它的二分量 $\mathbf{V}(1)$ 和 $\mathbf{V}(2)$ 分别表示电场强度分量 E_x 和 E_y 的复数,即: $\mathbf{V}(1) = E_x e^{i\varphi_x}$, $\mathbf{V}(2) = E_y e^{i\varphi_y}$, φ_x 和 φ_y 分别是电场振动的初相位在 x 和 y 方向的分量。如果结构中没有磁光介质层 B, (3)式的 \mathbf{H} 矩阵中没有非对角元,电磁场的极化状态不发生改变,即沿 x 轴方向极化的入射电场不会产生沿 y 轴方向极化的电场。在存在磁光效应的条件下,沿 x 轴方向极化的入射电场会产生沿 y 轴方向极化的电场,两个相互正交的电场合成导致出射极化状态发生变化,这就是法拉第效应。法拉第效应的强弱取决于耦合产生的沿 y 轴方向极化电场矢量的大小。

3 结果与分析

在图 1 所示的结构(DADBDCD)中,首先选取结构参数: $d_A = d_C = 400 \text{ nm}$, $d_D = 205 \text{ nm}$, $d_B = 800 \text{ nm}$, $\omega_{\text{ep}} = 4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\epsilon_1 = 2$, $\epsilon_2 = 0.025$, $\rho_A = \rho_C = 0$ 。在上述结构中,由于金属层的介电常数在一定频率范围是负数,电磁波在其表面受到反射,形成反射腔壁。因此 A、C 和 B 层形成耦合微腔。通过(9)~(11)式分别计算出射光谱和反射光谱的强度 E_x^2 和 E_y^2 以及 E_x 和 E_y 的相位差 $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi = \varphi_x - \varphi_y$)。可以看出, E_x 和 E_y 有 4 个明显的出射峰,均

位于 $\lambda_1 = 1313.8 \text{ nm}$ 、 $\lambda_2 = 1323.4 \text{ nm}$ 、 $\lambda_4 = 1368.9 \text{ nm}$ 和 $\lambda_5 = 1376.0 \text{ nm}$ 处,其 E_x 和 E_y 均等于 0.25。每个出射峰对应反射下降的凹峰,说明在每个波长位置都存在出射和反射两种模式。 λ_1 和 λ_4 对应的出射相位分别为 1.5267π 和 1.5864π , λ_2 和 λ_5 对应的出射相位分别为 0.4513π 和 0.4515π 。因此,在 λ_1 、 λ_2 、 λ_4 和 λ_5 4 个波长处,出射和反射方向分别输出接近圆偏振的椭圆偏振光。 E_x 在 $\lambda_3 = 1350.2 \text{ nm}$ 处还出现了一个出射峰,其电场强度 E_x^2 值接近 1,说明在该波长处,出现共振完全透射,法拉第效应最小,相位在 2π 和 0 之间跃变,此时激光的偏振状态为线偏振,但偏振方向出现微小的偏转。5 个峰对应的偏振状态如表 1 所示。可以看出,在所有峰值处均满足能量守恒关系。在后面的研究中,还要研究在不改变磁场方向的情况下,入射方向改为 $-z$ 方向的传输结果,此时为了计算方便,可在图 1 所示的模型中将 A 层和 C 层对调,然后对磁场进行反向计算。当 $\rho_A = \rho_C = 0$ 时,A 层和 C 层是等价的。结果发现入射方向改变时,频谱没有发生任何变化,但在所有峰值处,两个偏振方向的相位差改变了 π ,这将导致矢量偏振状态的改变,即表 1 中所有极化状态的旋转方向变为反向(在表 1 中没有画

出)。若脱离坐标系,用左右手螺旋关系来描述偏振状态(拇指指向传播方向,四指指向合矢量旋转方向,适用于左手时称为左旋偏振,适用于右手时称为右旋偏振),发现对调入射方向将导致左右旋偏振方向的交换。可见本文设计的结构具有非互易传输的性质。

为了分析传输机理,针对图 2 所示的 5 个峰的波长画出结构内部场强的分布,每点的场值以 $E_x^2 + E_y^2$ 来表示,结果如图 3 所示。可以看出, λ_1 、 λ_2 、 λ_4 和 λ_5 4 个模式的场强均局域在 A、C 和 B 3 个微腔内部,且磁微腔 B 层中存在明显的共振模式,导致这 4 个模式具有较大的法拉第效应,形成圆偏振。但对于 λ_3 模式,场强只有在 A、C 层存在局域共振,在磁微腔 B 层中场强很小,没有形成共振,所以法拉第效应很小,输出光的偏振状态仍然是线偏振。场的分布和光谱的分析结果完全一致。

上述结构虽然能实现线偏振和椭圆偏振的同时输出,但模式没有增益放大。为此,先让介质层 A 和 C 形成共轭微腔,即 $\rho_A = \rho_C = \rho \neq 0$,此时 A 层和 C 层不再等价,保持磁场方向不变,考虑入射光沿 $+z$ 方向传播,并令 $\rho = 0.0196$,结果如图 4 所示。可以看出, λ_3 处的出射峰产生了模式分裂,在分裂

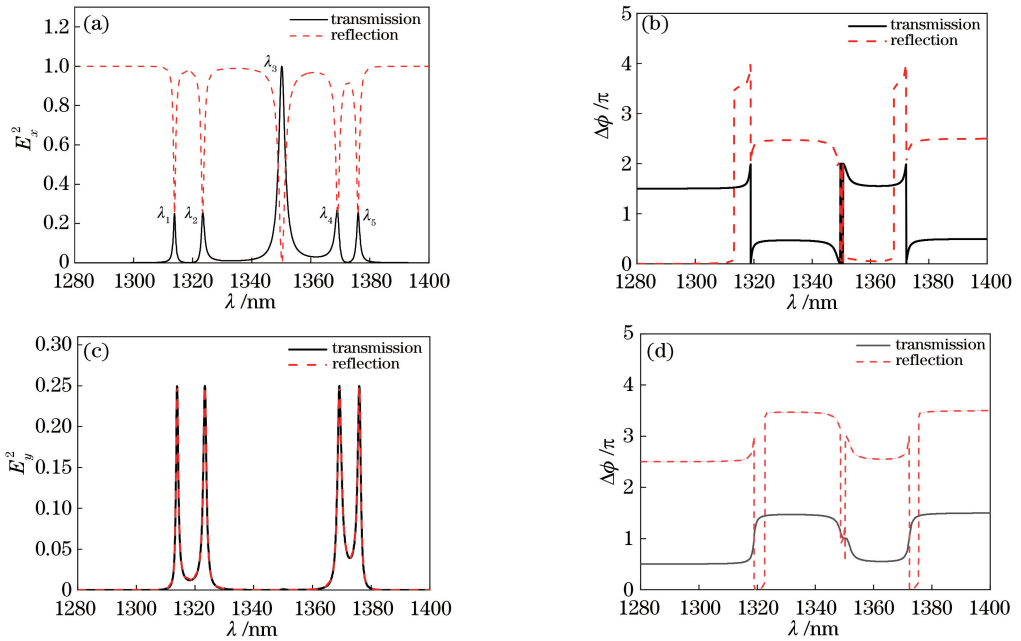


图 2 当 $\rho_A = \rho_C = 0$ 时, E_x 和 E_y 透射和反射光谱及相应的相位差 $\Delta\phi$ 。(a) E_x 透射和反射光谱; (b) $+z$ 入射方向 E_x 和 E_y 透射和反射的相位差; (c) E_y 透射和反射光谱; (d) $-z$ 入射方向 E_x 和 E_y 透射和反射的相位差

Fig. 2 Transmission and reflection spectra of E_x and E_y and corresponding phase difference $\Delta\phi$ for $\rho_A = \rho_C = 0$. (a) Transmission and reflection spectra of E_x ; (b) phase difference between transmission and reflection spectra of E_x and E_y in $+z$ incident direction; (c) transmission and reflection spectra of E_y ; (d) phase difference between transmission and reflection spectra of E_x and E_y in $-z$ incident direction

表 1 当 $\rho_A = \rho_C = 0$ 时, $+z$ 方向入射
特定波长处出射和反射的极化状态

Table 1 Polarization states of output and reflected lasers corresponding to special incident wavelength in $+z$ incident direction for $\rho_A = \rho_C = 0$

Wavelength /nm	Polarization for transmission	Polarization for reflection
$\lambda_1=1313.8$		
$\lambda_2=1323.4$		
$\lambda_3=1350.2$		None
$\lambda_4=1368.9$		
$\lambda_5=1376.0$		

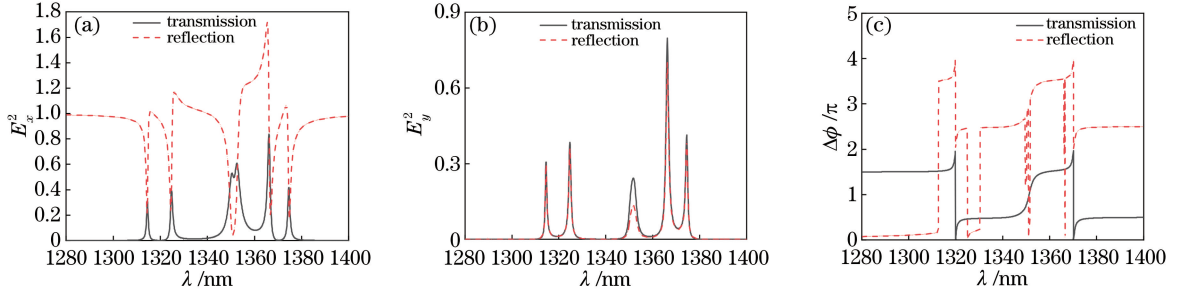


图 4 当 $\rho = 0.0196$ 时, $+z$ 方向入射光的 E_x 和 E_y 透射和反射光谱及相应的相位差 $\Delta\phi$ 。(a) E_x 谱; (b) E_y 谱; (c) 相位差

Fig. 4 Transmission and reflection spectra of E_x and E_y and corresponding phase difference $\Delta\phi$ along $+z$ incident direction for $\rho = 0.0196$. (a) Spectra of E_x ; (b) spectra of E_y ; (c) phase difference $\Delta\phi$

进一步设置 $\rho = 0.0356$, 两个方向的入射结果如图 5 所示, 在 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 和 λ_4 这 4 个波长处, E_x 和 E_y 两个偏振分别出现 4 个出射峰。 λ_4 处的峰值明显大于 1, 且 E_x 和 E_y 近似相等, $+z$ 方向的相位差为 0.49π 。因此, 在 λ_4 处形成放大的近似圆偏振的极化输出。在 λ_2 和 λ_4 附近, 反射谱由下凹峰变成凸起峰, 且与出射峰位置非常靠近。表 2 详细地给出了 $+z$ 方向入射光的 4 个峰值处出射和反射的偏振状态和强度。从图 4 和图 5 可以看出, 增益系数 ρ 的增加除了放大出射或反射的能量外, 还增强了法拉第效应, 促进模式向圆偏振转化。

为了获得更强的圆偏振输出, 取 $\rho = 0.041$, 两

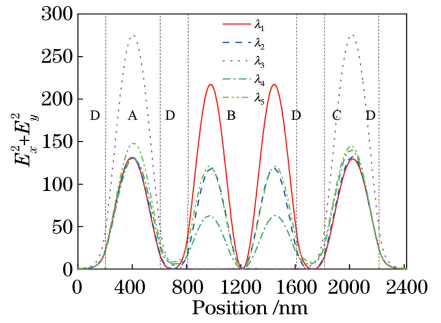


图 3 当 $\rho_A = \rho_C = 0$ 时, 结构在 5 个共振波长处对应的场分布
Fig. 3 Field distributions corresponding to five resonant wavelengths for $\rho_A = \rho_C = 0$

的下凹处出现 E_y 分量的峰值, 说明法拉第效应已延伸到该峰。其余 4 峰的峰值均获得不同程度的增强, 尤其以 λ_4 峰最为明显, 偏转状态也随之发生改变, 既不是标准的圆偏振, 也不是标准的线偏振, 只能用不同形状的椭圆偏振来描述。与 $\rho = 0$ 的情况相比, 当入射方向改变时, 其他规律均相同, 只有反射谱的峰值发生明显的变化, 这说明共轭微腔的引入导致反射结果对方向的依赖更敏感。当前情况下输出极化状态虽然发生变化, 但仍没有增益放大, 没有达到本研究设计的目的。

个方向入射光的输出结果如图 6 所示。在 $\lambda_1 = 1316.70$ nm, $\lambda_2 = 1329.77$ nm 和 $\lambda_3 = 1368.56$ nm 三个波长处, E_x 和 E_y 两个偏振分别出现 3 个出射峰。特别值得注意的是, λ_3 处峰值出现跃变, 且在该峰值处反射峰和透射峰的位置完全重合。经过准确计算, 对于 $+z$ 方向的入射光, 出射光谱对应于 $E_x = 44.338$, $E_y = 44.3086$, $\Delta\phi = 0.4995\pi$; 反射光谱对应于 $E_x = 41.0433$, $E_y = 41.3607$, $\Delta\phi = 0.5062\pi$ 。这样在 λ_3 处的出射和反射两个方向同时获得近乎标准的圆偏振激光输出。表 3 给出了 $+z$ 和 $-z$ 两个入射方向的三个峰值处出射和反射光谱的偏振状态和幅值。对于出射光谱, $+z$ 和 $-z$ 两个入射方

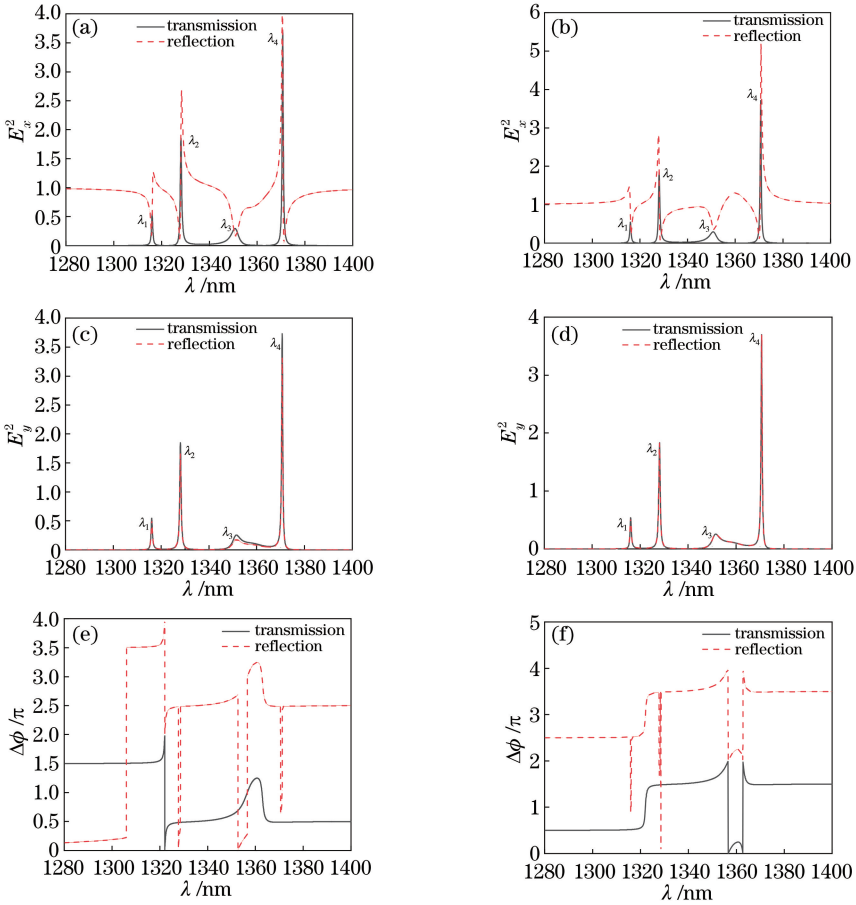


图 5 当 $\rho=0.0356$ 时,两个方向入射光的 E_x 和 E_y 透射和反射光谱及相应的相位差 $\Delta\phi$ 。(a) $+z$ 方向入射光的 E_x 谱; (b) $-z$ 方向入射光的 E_x 谱;(c) $+z$ 方向入射光的 E_y 谱;(d) $+z$ 方向入射光的 E_y 谱;(e) $+z$ 方向入射光的相位差;(f) $-z$ 方向入射光的相位差

Fig. 5 Transmission and reflection spectra of E_x and E_y along two incident directions and corresponding phase difference $\Delta\phi$ for $\rho=0.0356$. (a) Spectra of E_x along $+z$ incident direction; (b) spectra of E_x along $-z$ incident direction; (c) spectra of E_y along $+z$ incident direction; (d) spectra of E_y along $-z$ incident direction; (e) phase difference along $+z$ incident direction; (f) phase difference along $-z$ incident direction

向均输出圆偏振激光,且幅值相同,只是旋转方向相反;对于反射光谱, $+z$ 和 $-z$ 两个入射方向输出幅值不相等的圆偏振激光,旋转方向也相反。

结构的放大作用主要来源于共轭微腔,共轭微腔能够将外部的能量转化为电磁能量,从而使得结构可产生超强的透射谱和反射谱。另一方面,由于共轭微腔的耦合共振,电磁场能量从增益微腔向损耗微腔传递,导致磁微腔内电磁的相互作用增强。在磁性微腔内部,由于磁光效应可产生具有非对角元的介电常数,电场在其相同的偏振方向耦合出磁场的振动,从而在和原电场垂直的方向激发出电场振动,产生和原方向垂直的分量,形成圆偏振或椭圆偏振。本研究的目的是获得圆偏振激光,但标准的圆偏振激光需要电场在相互正交的两个方向上满足严格的幅度和相位条件,故一般情况下磁微腔输出的

是椭圆偏振。在本研究所设计的结构中,由于共轭微腔存在超强共振和对称结构,可在特定条件下输出标准的圆偏振激光。图 7 所示为图 6 的超强模式 λ_3 处沿 $+z$ 方向入射条件下结构内部的场分布,可以看到,结构内部的三个微腔激发出了超强的电场分布。

前面的研究都是基于增益和损耗微腔满足共轭匹配条件下得到的结果。在实际应用中,人们更关心增益和损耗微腔不满足共轭匹配条件下的结果。以表 3 的波长 $\lambda_3=1368.56$ nm 为例,取 $\rho_A=0.04$, $\rho_C=0.041$,其他参数不变。 $+z$ 方向入射光的出射和反射偏振状态如图 8 所示。与表 3 所示的结果相比,透射光的偏振状态(实线)虽然仍保持圆偏振,但幅度减小为原来的 $1/10$;反射光的偏振状态(虚线)不仅幅度减小为原来的 $1/10$,偏振状态也发生了较大变化。

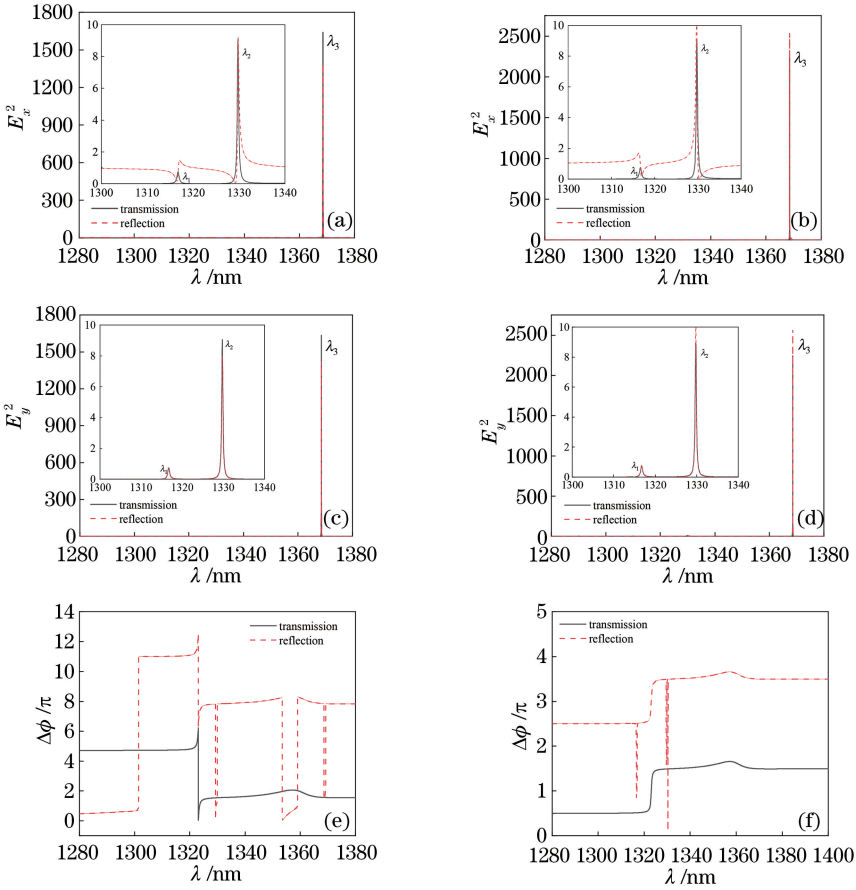


图 6 $\rho=0.041$ 时,两个方向入射光的 E_x 和 E_y 透射和反射光谱及相应的相位差 $\Delta\phi$ 。(a) $+z$ 方向 E_x 谱;(b) $-z$ 方向 E_x 谱;(c) $+z$ 方向 E_y 谱;(d) $-z$ 方向 E_y 谱;(e) $+z$ 方向相位差;(f) $-z$ 方向相位差

Fig. 6 Transmission and reflection spectra of E_x and E_y and corresponding phase difference $\Delta\phi$ in two incident directions for $\rho=0.041$ and. (a) Spectra of E_x in $+z$ incident direction; (b) spectra of E_x in $-z$ incident direction; (c) spectra of E_y in $+z$ incident direction; (d) spectra of E_y in $-z$ incident direction; (e) phase difference in $+z$ incident direction; (f) phase difference in $-z$ incident direction

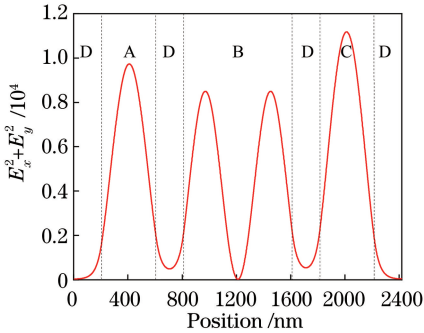


图 7 在图 6 的超强模式 λ_3 处沿 $+z$ 方向入射条件下结构内部的场分布

Fig. 7 Field distribution inside structure along $+z$ incident direction for ultra-intense mode at λ_3 in Fig. 6

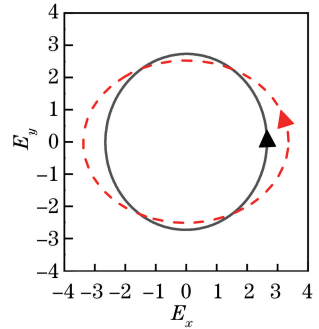


图 8 波长 $\lambda_3 = 1368.56$ nm 在非共轭匹配条件下透射(实线)和反射(虚线)的偏振状态

Fig. 8 Polarization states of transmission (solid line) and reflection (dashed line) for $\lambda_3 = 1368.56$ nm under non-conjugated matching condition

最后说明一下结果的实现问题。由于本研究基于单色平面波入射,实现偏振激光输出的前提是具有较高 Q 值(模式峰值与模式半角宽度的比值)的

共振模式,但实验光源一般是激光,因此必须选择波长可调谐的精密激光器。另外,为保证得到需要的

表 2 $\rho=0.0356$ 时, $+z$ 方向入射光在特定波长处的出射和反射的极化状态

Table 2 Polarization states of output and reflected lasers corresponding to special incident wavelength along $+z$ incident direction for $\rho=0.0356$

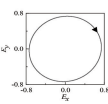
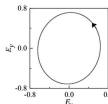
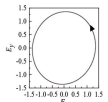
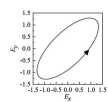
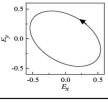
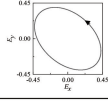

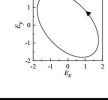
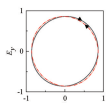
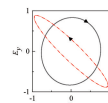
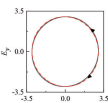
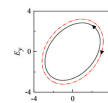
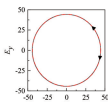
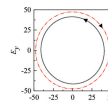
Wavelength /nm	Polarization for transmission	Polarization for reflection
$\lambda_1=1316.01$		
$\lambda_2=1328.07$		
$\lambda_3=1350.70$		
$\lambda_4=1370.70$		

表 3 $\rho=0.041$ 时, 特定波长处相反入射方向的出射光和反射光的偏振状态(实线表示沿 $+z$ 方向入射, 虚线表示沿 $-z$ 方向入射)

Table 3 Polarization states of output and reflected lasers corresponding to special incident wavelength along $+z$ (solid line) and $-z$ (dashed line) incident directions for $\rho=0.041$

Wavelength /nm	Polarization for transmission	Polarization for reflection
$\lambda_1=1316.7$		
$\lambda_2=1329.77$		
$\lambda_3=1368.56$		

输出模式, 可以输入有一定带宽且包含共振模式的激光, 这样经过结构的滤波作用, 只有符合所需共振波长的激光才能被输出, 非共振波长的光将被反射。作为理论研究, 本研究提出的磁性介质的对角元和非对角元取值与实际磁光介质铽铁石榴石在同一数量级^[32], 但通过超材料的设计, 可以任意调节磁性材料的非对角元^[32]和金属材料等离子体频率 ω_{ep}

的值^[33]。实际上即使材料参数取值发生变化, 其结果只影响到模式的波长和峰值大小, 本研究的基本结论仍然成立。

4 结 论

利用共轭微腔和磁微腔的耦合共振, 可将激光放大和圆偏振输出合二为一。结构受激放大的原因是由于外部抽运在共振条件下为增益介质提供能量, 极化状态的改变使能量在增益微腔和损耗微腔传递过程中增强了磁微腔内部电场和磁场的相互作用。因此, 本研究的结果实际上是多种物理过程相互作用、相互耦合的结果, 可为新型圆偏振激光光源的设计提供新思路。

参 考 文 献

- [1] Bhattacharya A, Baten M Z, Iorsh I, *et al.* Room-temperature spin polariton diode laser [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(6): 067701.
- [2] Saha D, Basu D, Bhattacharya P. High-frequency dynamics of spin-polarized carriers and photons in a laser [J]. *Physical Review B*, 2010, 82(20): 205309.
- [3] Yu N F, Wang Q J, Pflügl C, *et al.* Semiconductor lasers with integrated plasmonic polarizers [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(15): 151101.
- [4] Martín M D, Aichmayr G, Viña L, *et al.* Polarization control of the nonlinear emission of semiconductor microcavities [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(7): 077402.
- [5] Shelykh I, Kavokin K V, Kavokin A V, *et al.* Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device [J]. *Physical Review B*, 2004, 70(3): 035320.
- [6] Xu P, Xia G Q, Wu Z M, *et al.* Circular polarization switching and polarization bistability of optically pumped 1300 nm spin vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(4): 0401002.
- [7] 徐攀, 夏光琼, 吴正茂, 等. 光抽运下 1300 nm 自旋垂直腔面发射激光器输出激光的圆偏振转换及偏振双稳特性 [J]. *中国激光*, 2018, 45(4): 0401002.
- [8] Ohadi H, Kammann E, Liew T C H, *et al.* Spontaneous symmetry breaking in a polariton and photon laser [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(1): 016404.
- [9] Feng L, El-Ganainy R, Ge L. Non-Hermitian photonics based on parity-time symmetry [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(12): 752-762.
- [10] Yang F, Liu Y C, You L. Anti-PT symmetry in dissipatively coupled optical systems [J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053845.

- [10] Jahromi A K, Hassan A U, Christodoulides D N, *et al.* Statistical parity-time-symmetric lasing in an optical fibre network [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 1359.
- [11] Wu J Y, Yang X B. Ultrastrong extraordinary transmission and reflection in PT-symmetric Thue-Morse optical waveguide networks [J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 27724-27735.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] Chong Y D, Ge L, Stone A D. PT-symmetry breaking and laser-absorber modes in optical scattering systems [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093902.
- [15] 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.
- [16] Nazari F, Bender N, Ramezani H, *et al.* Optical isolation via PT-symmetric nonlinear Fano resonances [J]. *Optics Express*, 2014, 22(8): 9574-9584.
- [17] Chang L, Jiang X S, Hua S Y, *et al.* Parity-time symmetry and variable optical isolation in active-passive-coupled microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(7): 524-529.
- [18] Assaworarrat S, Yu X F, Fan S H. Robust wireless power transfer using a nonlinear parity-time-symmetric circuit [J]. *Nature*, 2017, 546(7658): 387-390.
- [19] Inoue M, Arai K, Fujii T, *et al.* Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers [J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, 83(11): 6768-6770.
- [20] Kato H, Matsushita T, Takayama A, *et al.* Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93(7): 3906-3911.
- [21] Takeda E, Todoroki N, Kitamoto Y, *et al.* Faraday effect enhancement in Co-ferrite layer incorporated into one-dimensional photonic crystal working as a Fabry-Pérot resonator [J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, 87(9): 6782-6784.
- [22] Steel M J, Levy M, Osgood R M. High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defects [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2000, 12(9): 1171-1173.
- [23] Steel M J, Levy M, Osgood R M, Jr. Photonic bandgaps with defects and the enhancement of Faraday rotation [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2000, 18(9): 1297-1308.
- [24] Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, *et al.* Magnetoplasmonics: combining combining magnetic and plasmonic functionalities [J]. *Advanced Optical Materials*, 2013, 1(1): 10-35
- [25] Chin J Y, Steinle T, Wehler T, *et al.* Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1599.
- [26] Belotelov V I, Kreilkamp L E, Akimov I A, *et al.* Plasmon-mediated magneto-optical transparency [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2128.
- [27] Tsakmakidis K. Non-reciprocal plasmonics [J]. *Nature Materials*, 2013, 12(5): 378.
- [28] Hu B, Wang Q J, Zhang Y. Broadly tunable one-way terahertz plasmonic waveguide based on nonreciprocal surface magneto plasmons [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(11): 1895-1897.
- [29] Wang X X, Bai X L, Pang Z Y, *et al.* Surface-enhanced Raman scattering effect of composite structure with gold nano-cubes and gold film separated by polymethylmethacrylate film [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(3): 037301.
王向贤, 白雪琳, 庞志远, 等. 聚甲基丙烯酸甲酯间隔的金纳米立方体与金膜复合结构的表面增强拉曼散射研究 [J]. *物理学报*, 2019, 68(3): 037301.
- [30] Fang Y T, Zhu N, Zhou J. Orthogonal decomposition of elliptically polarized light through resonators composed of magnetic film [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2012, 324(17): 2645-2648.
- [31] Wen X W, Li G J, Qiu G X, *et al.* One-dimensional magneto optical multi-layer film isolator with multi-defect [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(10): 3571-3576.
温晓文, 李国俊, 仇高新, 等. 多缺陷结构的一维磁光多层膜隔离器 [J]. *物理学报*, 2004, 53(10): 3571-3576.
- [32] Luo X G, Zhou M, Liu J F, *et al.* Magneto-optical metamaterials with extraordinarily strong magneto-optical effect [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(13): 131104.
- [33] Cai W S, Shalaev V. *Optical metamaterials: fundamentals and applications* [M]. New York: Springer, 2010: 59-74.