

文章编号: 0253-2239(2010)11-3153-06

线双折射磁光光纤光栅中光偏振态演化

李崇真 武保剑

(电子科技大学宽带光纤传输与通信网技术教育部重点实验室, 四川 成都 611731)

摘要 根据导波光的微扰理论得到了线双折射磁光光纤光栅中导波光耦合模方程,并给出了其解析解。借助于归一化斯托克斯参量,研究了线双折射与磁圆双折射对光纤光栅中光偏振态的影响。研究表明,线双折射磁光光纤光栅中存在左旋和右旋两个本征的椭圆光偏振态,线双折射或磁圆双折射的大小只引起本征偏振态椭圆率的变化,而不改变主轴方位角。通过调节磁光光纤光栅中两种双折射的相对大小可方便地控制输出导波光的偏振态,从而使磁光光纤光栅在光纤通信与传感中具有广泛的潜在应用。

关键词 光纤光学; 光纤布拉格(Bragg)光栅; 磁圆双折射; 线性双折射; 本征波

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS20103011.3153

Evolution of Polarized State in Linearly Birefringent Magneto-Optic Fiber Bragg Gratings

Li Chongzhen Wu Baojian

(Key Laboratory of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks, the Ministry of Education, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 611731, China)

Abstract According to the perturbation theory for guided optical waves, coupled-mode equations in linearly birefringent magneto-optic fiber Bragg gratings (LB-MFBGs) as well as its analytical solution are presented. Dependence of optical polarization state in the LB-MFBGs on linear birefringence and magnetically circular birefringence is in detail investigated by means of normalized Stokes parameters. It is shown that, in the LB-MFBGs there exist two eigenstates of polarization (left-handed and right-handed elliptically polarized light), and the birefringence effects only change the ellipticity, instead of the azimuth of principal axis. By changing the relative magnitude of the linear and circular birefringence, the output polarization states could be controlled, which is helpful for the potential applications of the LB-MFBGs in optical fiber communication and sensing.

Key words fiber optics; fiber Bragg grating; magnetically circular birefringence; linear birefringence; eigen wave

1 引言

随着光栅写入技术的发展,人们可以在多种结构的光纤中写入光栅,从而适用于不同的应用环境。例如,使用线双折射光纤光栅可以解决传统光纤光栅中存在的交叉敏感问题,实现对应力和温度的同时测量^[1,2];基于线双折射光纤光栅的偏振特性,可以制作多轴应力传感器^[3]和高消光比偏振分束器^[4],在制作全保偏光纤器件^[5,6]方面也具有潜在的应用价值。而圆双折射光纤由于其能保持在光纤中产生的微弱法拉第效应,常用于光纤电流传感器^[7]。

最近研究表明,磁光光纤 Bragg 光栅^[8](MFBG),具有磁可调的光子带隙和双稳态反转等光信息处理特性,在智能光纤通信和光纤传感等领域有着广泛的应用前景。在各向同性的磁光光纤光栅中,法拉第效应引起的磁圆双折射不影响圆偏振光本征态的非互易性传输,这与扭转保偏光纤中的圆双折射现象有着本质区别^[9]。另一方面,由于光纤/光栅制作时其横截面很难做到理想的圆形,再加上材料的内部缺陷、光纤的弯曲和外界的扰动等因素,会产生线双折射。因此,研究线双折射磁光光纤布拉格(Bragg)光

收稿日期: 2010-01-20; 收到修改稿日期: 2010-03-15

基金项目: 国家 863 计划(2009AA01Z216)和新世纪优秀人才计划(NECT-08)资助课题。

作者简介: 李崇真(1984—),男,硕士研究生,主要从事光通信方面的研究。E-mail: czli2008@163.com

导师简介: 武保剑(1970—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事光通信方面的研究。

E-mail: bjwu@uestc.edu.cn(通信联系人,中国光学学会会员号:S040111641S)

栅(LB-MFBG)中导波光的耦合特性更具现实意义。

本文从导波光的微扰理论出发,推导了磁光光纤光栅中线双折射、磁圆双折射以及光栅 Bragg 衍射等多种物理效应之间的耦合方程,并用分离变量法求出了其解析解。在此基础上,分析线双折射磁光光纤光栅中本征偏振态的存在性,讨论光栅中光偏振状态随线双折射及磁圆双折射的演化规律。

2 线双折射磁光光纤光栅的耦合模方程

光纤中的线双折射定义为一对特殊的正交线偏振模(本征模)所对应的折射率之差^[10],相应的折射率可分别表示为

$$n_{\text{eff},x} = n_{\text{eff}} + \frac{\Delta n}{2}, \quad n_{\text{eff},y} = n_{\text{eff}} - \frac{\Delta n}{2}. \quad (1)$$

它们分别对应着线双折射光纤的慢轴(x 轴)和快轴(y 轴),式中 Δn 表示快慢轴折射率之差,根据耦合模理论,线双折射光纤中的总光场可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x,y,z,t) = & \frac{1}{2}F(x,y)[\hat{x}A_x(z) \times \\ & \exp(i\beta_x z - \omega t) + \hat{y}A_y(z) \exp(i\beta_y z - \omega t)] + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $F(x,y)$ 为归一化的横向场分布, $A_x(z)$ 和 $A_y(z)$ 为光场复振幅,c. c.表示前面各项的复共轭。将时间因子与光场复振幅合并,(2)式还可改写为如下形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x,y,z,t) = & \\ & \frac{1}{2} \sum_{s,p,l} \hat{\mathbf{p}} F(x,y) A_{s,p,l}(z,t) \exp(is\beta_{0pl}z), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $A_{s,p,l}(z,t)$ 表示慢变复包络, l,s,p 分别表示导波光的模数、传播方向和偏振方向。由于光纤中光波的传播常数的准确函数形式很难给出,这时可以在频率 ω_0 处展开成泰勒级数形式, β_{0pl} 表示该级数中的中心传播常数。将光栅的折射率变化和磁光效应当作微扰来处理,根据麦克斯韦方程,可得如下波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_G}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_M}{\partial t^2}, \quad (4)$$

式中 $\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$ 是光场引起的线性极化, χ_e 表示一阶线性极化率; $\mathbf{P}_G = \epsilon_0 \Delta \epsilon_r \mathbf{E}$ 为光栅的微扰引起的电极化强度矢量, $\Delta \epsilon_r = 2n_0 \Delta n_g$ 为附加介电系数, $\Delta n_g = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Delta n_m \exp(i2m\pi z/\Lambda)$ 为光栅引起的折射率变化, Δn_1 为光栅的一级折射率变化^[8]; $\mathbf{P}_M = \epsilon_0 \Delta \epsilon_r^{(0)} \cdot \mathbf{E}$ 表示磁光效应微扰引起的电极化强度矢量,其中 $\Delta \epsilon_r^{(0)}$ 为磁光效应引起的附加介电系数张量(因为一级磁光效应只引起介电张量非对角元素的变化,所以 $\Delta \epsilon_r^{(0)}$ 中只包含非对角元素,并且非对角元 $\Delta \epsilon_{rpp}^{(0)} = [\Delta \epsilon_{rpp}^{(0)}]^* = if_1 M_{0z}$,式中 f_1 为一级磁光系数, M_{0z} 表示磁极化强度的 z 分量), \bar{p} 表示不同于 p 的值。将(3)式带入(4)式并采用分离变量法求解,可得如下方程:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{s,p,l}(z,\omega)(\beta_{pl} - \beta_{0pl}) + is \frac{\partial \tilde{A}_{s,p,l}(z,\omega)}{\partial z} = & \\ - k_0 \Delta n_1 \tilde{A}_{-s,p,l}(z,\omega) \exp[-i2s(\beta_{0pl} - \beta_B)z] - & \\ \kappa_{pp} \tilde{A}_{s,\bar{p},l}(z,\omega) \exp[is(\beta_{0\bar{p}} - \beta_{0pl})z], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 β_{pl} 表示无微扰时沿 $\hat{\mathbf{p}}$ 方向偏振的光场的传播常数,对于这里考虑的线双折射磁光光纤光栅, $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$ 分别对应着沿慢轴和快轴的偏振方向, k_0 为真空中的传播常数, $\beta_B = \pi/\Lambda$ 表示光栅 Bragg 波数, $\kappa_{pp} = \frac{k_0}{2} \frac{\Delta \epsilon_{rpp}^{(0)}}{\sqrt{\epsilon_{r0}}}$ 为磁光耦合系数^[8], $\Delta \epsilon_{rx}^{(0)} = [\Delta \epsilon_{rx}^{(0)}]^* = if_1 M_{0z}$, f_1 为一级磁光系数, M_{0z} 为磁化强度矢量的 z 向分量, $\tilde{A}_{s,p,l}(z,\omega)$ 表示 $A_{s,p,l}(z,t)$ 的傅里叶变换形式。与各向同性的磁光光纤光栅的耦合方程不同,(5)式中 β_{0pl} 是偏振相关的,沿 x 轴和 y 轴方向偏振的情况可分别取 $\beta_{0xl} = \beta_B + k_0 \Delta n/2$, $\beta_{0yl} = \beta_B - k_0 \Delta n/2$ 。这种由线双折射导致的偏振相关性会在各向同性的磁光光纤光栅耦合模方程的光栅耦合项和磁光耦合项中引入相位失配,圆偏振光不再是其本征偏振态。

对(5)式进行傅里叶逆变换,并将 $A_{s,p,l}$ 写为向量的形式: $\mathbf{A}(z) = [A_x^+(z), A_y^+(z), A_x^-(z), A_y^-(z)]^T$ 其中上标的正负分别表示光波沿正向和反向传输,T表示转置。可得如下矩阵形式:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} A_x^+(z) \\ A_y^+(z) \\ A_x^-(z) \\ A_y^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i(\beta - \beta_B) & -\kappa_m \exp(-i\Delta\beta z) & i\kappa_g \exp(-i\Delta\beta z) & 0 \\ \kappa_m \exp(i\Delta\beta z) & i(\beta - \beta_B) & 0 & i\kappa_g \exp(i\Delta\beta z) \\ -i\kappa_g \exp(i\Delta\beta z) & 0 & -i(\beta - \beta_B) & \kappa_m \exp(i\Delta\beta z) \\ 0 & -i\kappa_g \exp(-i\Delta\beta z) & -\kappa_m \exp(-i\Delta\beta z) & -i(\beta - \beta_B) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x^+(z) \\ A_y^+(z) \\ A_x^-(z) \\ A_y^-(z) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_{\text{eff}}, \Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n, \kappa_m = \frac{k_0 f_1}{2\sqrt{\epsilon_{r0}}}M_{0z} = k_0 \Delta n_m, \kappa_g = k_0 \Delta n_{10} \epsilon_{r0}$ 为相对介电常数, Δn_m 表示磁圆双折射^[11]。由于(6)式中系数矩阵是关于 z 的变量, 难以对(6)式直接求解, 为此将复包络 $A_{s,p,l}$ 进行一些变换, 令 $A_{s,p,l} = B_{s,p,l} \exp\left[i \frac{s(\beta_{0pl} - \beta_{0pl})}{2} z\right]$, 则(6)式可变换为常系数矩阵形式:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} B_x^+(z) \\ B_y^+(z) \\ B_x^-(z) \\ B_y^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\delta_x & -\kappa_m & i\kappa_g & 0 \\ \kappa_m & i\delta_y & 0 & i\kappa_g \\ -i\kappa_g & 0 & -i\delta_x & \kappa_m \\ 0 & -i\kappa_g & -\kappa_m & -i\delta_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x^+(z) \\ B_y^+(z) \\ B_x^-(z) \\ B_y^-(z) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中 $\delta_x = \beta + \Delta\beta/2 - \beta_B = \delta + \Delta\beta/2, \delta_y = \beta - \Delta\beta/2 - \beta_B = \delta - \Delta\beta/2$ 。当导波光从前端 $z = 0$ 入射时, 有边界条件 $\begin{bmatrix} B_x^+(0) \\ B_y^+(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{0x} \\ B_{0y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{0x} \\ A_{0y} \end{bmatrix}$ 和 $\begin{bmatrix} B_x^-(L) \\ B_y^-(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$, L 为光纤光栅长度。于是, 上述微分方程组的解可以用如下解析形式给出:

$$B^+(z) = \frac{\kappa_m A_{0x} + i(\kappa - \Delta\beta/2)A_{0y}}{2\kappa S_L} (\delta + \kappa + q_L) \left\{ 1 - \frac{\delta + \kappa - q_L}{\delta + \kappa + q_L} \exp[2iq_L(L-z)] \right\} w_1 + \frac{\kappa_m A_{0x} - i(\kappa + \Delta\beta/2)A_{0y}}{2\kappa S_R} (\delta - \kappa + q_R) \left\{ 1 - \frac{\delta - \kappa - q_R}{\delta - \kappa + q_R} \exp[2iq_R(L-z)] \right\} w_2, \quad (8)$$

$$B^-(z) = \frac{\kappa_g [\kappa_m A_{0x} + i(\kappa - \Delta\beta/2)A_{0y}]}{2\kappa S_L} \exp(2iq_L L) \{ 1 - \exp[2iq_L(z-L)] \} w_3 + \frac{\kappa_g [\kappa_m A_{0x} - i(\kappa + \Delta\beta/2)A_{0y}]}{2\kappa S_R} \exp(2iq_R L) [1 - \exp[2iq_R(z-L)]] w_4, \quad (9)$$

式中 $w_1 = [(\Delta\beta/2 + \kappa)/\kappa_m, -i]^T \exp(iq_L z), w_2 = [(\kappa - \Delta\beta/2)/\kappa_m, i]^T \exp(iq_R z), w_3 = [(\Delta\beta/2 + \kappa)/\kappa_m, -i]^T \times \exp(-iq_L z), w_4 = [(\kappa - \Delta\beta/2)/\kappa_m, i]^T \exp(-iq_R z)$ 表示线双折射磁光光纤光栅的本征波, $q_L = \sqrt{(\delta + \kappa)^2 - \kappa_g^2}, q_R = \sqrt{(\delta - \kappa)^2 - \kappa_g^2}$ 为本征波的传播常数; $\kappa = \sqrt{|\kappa_m|^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} = k_0 \Delta n_{\text{eff}}, \Delta n_{\text{eff}}$ 表示线双折射磁光光纤光栅的等效双折射, $S_L = (\delta + \kappa + q_L) - (\delta + \kappa - q_L)E_p^2, S_R = (\delta - \kappa + q_R) - (\delta - \kappa - q_R)E_n^2, E_p = \exp(iq_L L), E_n = \exp(iq_R L)$ 。由(8)和(9)式可以看出, 光栅中导波光为本征波 w_1, w_2, w_3, w_4 的叠加形式。在给定输入的条件下, (8)与(9)式可以用来计算光栅内部的光场分布及光偏振态的演化, 还可以研究光栅透射、反射等特性。

3 线双折射磁光光纤光栅的本征偏振态

对于非磁性的线双折射光纤光栅, 其本征偏振态为两束分别沿快慢轴偏振的线偏振光^[10]; 而对于无线双折射的磁光光纤光栅, 其本征偏振态是一对左旋和右旋的圆偏振光^[8]。那么线双折射磁光光纤光栅中本征偏振态又如何。研究表明, 其本征偏振态是一对左旋和右旋的椭圆偏振光, 用琼斯矢量法表示:

$$P_1 = \frac{1}{\sqrt{\left(\kappa + \frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + \kappa_m^2}} \begin{bmatrix} \frac{\Delta\beta}{2} + \kappa \\ -i\kappa_m \end{bmatrix}, \quad P_2 = \frac{1}{\sqrt{\left(\kappa - \frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + \kappa_m^2}} \begin{bmatrix} \kappa - \frac{\Delta\beta}{2} \\ i\kappa_m \end{bmatrix}. \quad (10)$$

(10)式是由线双折射磁光光纤光栅的本征波 w_1, w_2 归一化得到, 由于光栅中反向传播的本征波的偏振态与正向的一致, 因此这里只需考虑正向传播的本征波的偏振态。当在光纤光栅前端 $z=0$ 依次输入偏振光 P_1 和 P_2 时, 由(2)和(8)式可知光栅中光场的分布形式分别为

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{S_L} (\delta + \kappa + q_L) \exp(iq_L z) \left\{ 1 - \frac{\delta + \kappa - q_L}{\delta + \kappa + q_L} \exp[2iq_L(L-z)] \right\} \left[\hat{x}(\Delta\beta/2 + \kappa) - i\hat{y}\kappa_m \right] \exp[i(\beta z - \omega t)], \quad (11)$$

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{S_R} (\delta - \kappa + q_R) \exp(iq_R z) \left\{ 1 - \frac{\delta - \kappa - q_R}{\delta - \kappa + q_R} \exp[2iq_R(L-z)] \right\} \left[\hat{x}(\kappa - \Delta\beta/2) + i\hat{y}\kappa_m \right] \exp[i(\beta z - \omega t)]. \quad (12)$$

从(11)和(12)式可以看出,光栅内部光场的偏振态并没有变化,只是光场的振幅、相位随 z 轴变化,因此 \mathbf{P}_1 和 \mathbf{P}_2 所表示的偏振光是线双折射磁光纤光栅的本征偏振态。当光栅中不存在线双折射时, $\Delta\beta=0$, (10)式所表示的两个本征偏振态的琼斯矢量变为: $\mathbf{P}_1 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{-i}{\sqrt{2}}\right)^T$, $\mathbf{P}_2 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{i}{\sqrt{2}}\right)^T$, 此时的本征偏振态是左旋和右旋圆偏振光,即各向同性磁光纤光栅的本征偏振模式^[8]。同样,当光栅中不存在磁圆双折射时, $\mathbf{P}_1 = [1, 0]^T$, $\mathbf{P}_2 = [0, 1]^T$, 此时的本征偏振态是线偏振光,对应于线双折射光纤光栅的本征偏振态^[10]。

当输入特定偏振态的光时,光栅内部光场的偏振态也可以直接数值求解(6)式得到,图1给出了左旋本征偏振态 \mathbf{P}_1 在光栅内的偏振态演化,图中采用椭圆度(η)和方位角(θ)两个参数来表示光的偏振态^[12],计算参量如表1所示。显然,解析方法求出的光栅内部光偏振态始终保持不变,而当光栅调制深度 Δn_1 及相应波长(波长取在光栅带隙内)取值不同时,数值计算引入的误差大小也略有不同,其中偏离较大的曲线对应的透射率很低,计算误差稍大,但其结果与解析解基本一致,说明(7)~(12)式的推导过程是正确的。

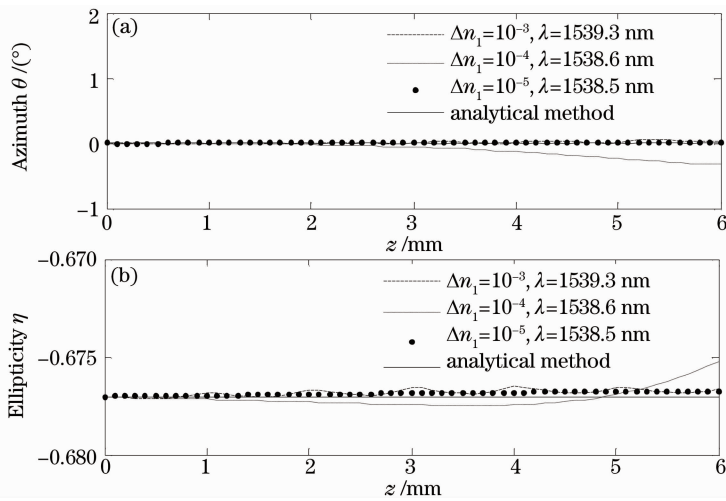


图1 本征偏振态的方位角(a)和椭圆率(b)在线双折射磁光纤光栅中的分布

Fig. 1 Distribution of azimuth (a) and ellipticity (b) of eigen polarization state in LB-MFBG

表1 计算参量

Table 1 Parameters for calculation

Parameters of MFBG	Value
Effective refractive index n_{eff}	1.4514
Linear birefringence Δn	2×10^{-5}
Magnetic circular birefringence Δn_m	2.5×10^{-5}
Length of grating L / m	0.006
Grating period Λ / nm	530

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{|\mathbf{E}_x|^2 + |\mathbf{E}_y|^2} \begin{bmatrix} |\mathbf{E}_x|^2 - |\mathbf{E}_y|^2 \\ 2|\mathbf{E}_x| \cdot |\mathbf{E}_y| \cos \varphi \\ 2|\mathbf{E}_x| \cdot |\mathbf{E}_y| \sin \varphi \end{bmatrix}, \quad (13)$$

式中 $|\mathbf{E}_x|$, $|\mathbf{E}_y|$, φ 分别表示电场两个正交偏振分量的振幅和相位差。另外,庞加莱球面上一点 P 表示偏振光的某一偏振状态,可以用经度 2θ 和纬度 2φ 来表示^[12], 2θ 表示半径 OP 在赤道面上的投影与 S_1 轴的夹角,即偏振光偏振主轴的方位; 2φ 表示半径 OP 与赤道平面的夹角,对应于椭圆率 $\eta = \tan \varphi$ 。

4 双折射对光偏振态的影响

光栅中线双折射与磁圆双折射的存在会使输入的非本征偏振态发生模式耦合。下面使用庞加莱球^[13]来直观地说明光栅输入/输出偏振态的演化规律。庞加莱球由三个归一化斯托克斯参量 S_1, S_2, S_3 所构成的归一化斯托克斯矢量 \mathbf{S} 确定,每一个斯托克斯矢量代表一个偏振态,它与光场琼斯矢量的变换关系如下^[14]:

根据(8)式,当光纤光栅的某一参量改变时,输出的导波光偏振态会发生改变。对于波长为 $\lambda = 1538.6$ nm 的 x 线偏振光,当线双折射 Δn 从 10^{-6} 变化为 10^{-3} 时输出光的偏振态演化轨迹如图2所示,其中光栅的调制深度 $\Delta n_1 = 0.5 \times 10^{-4}$,其它参量取值与表1相同。随着线双折射的增加,光纤光栅输出的偏振光椭圆率及方位角的变化轨迹呈螺旋状,并逐渐逼近线偏振光。图2还给出了线双折射

大小对磁光光栅本征光偏振态的影响,可以看出,随着线双折射的不断增大,本征偏振态趋近于线偏振光,演化过程中主轴方位角始终保持不变。

光栅后输出光的偏振态不再是圆偏振光,而是方位角与椭圆率不断变化的椭圆偏振光,最终趋近于左旋圆偏振光。而本征偏振态随着磁圆双折射的增大其主轴方位保持不变,但椭圆率会逐渐增大,最后趋近于圆偏振光。

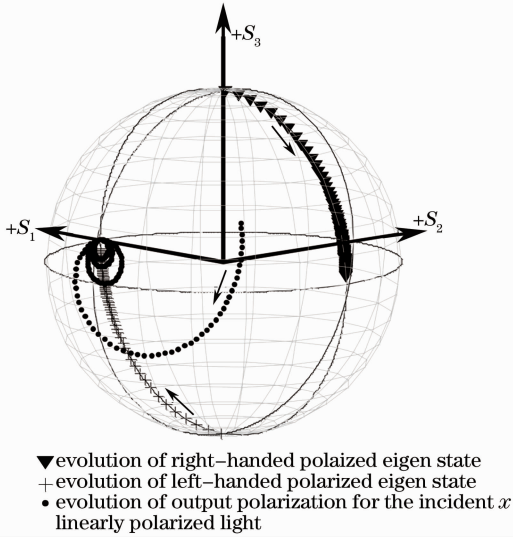


图 2 线双折射对输出光偏振态的影响

Fig. 2 Dependence of output polarized state on linear birefringence

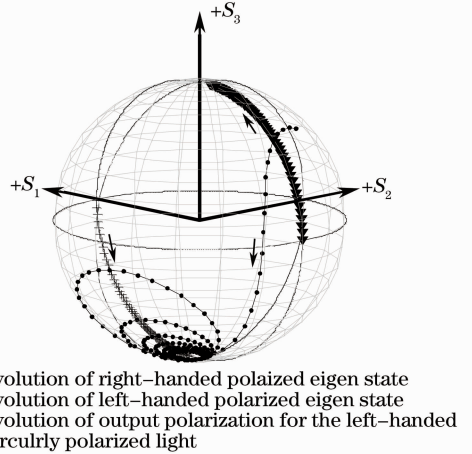


图 3 磁圆双折射对光偏振态的影响

Fig. 3 Dependence of output polarized state on magnetically circular birefringence

类似地,当左旋圆偏振光入射时也可得到输出光的偏振态演化规律,如图 3 所示,其中光纤光栅的磁圆双折射 Δn_m 在 $10^{-6} \sim 10^{-3}$ 范围内改变, $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$, $\lambda = 1538.6 \text{ nm}$, 光栅调制深度 $\Delta n_1 = 0.5 \times 10^{-4}$, 其余参量值同表 1。在磁圆双折射不断增大的情况下,由于线双折射的存在,左旋圆偏振光经过

由(8)和(9)式也可以分析非本征偏振态入射时导波光偏振态在光栅内的分布状况。图 4 给出了波长为 $\lambda = 1538.6 \text{ nm}$ 的 x 线偏振光入射时,光偏振态在长度为 $L = 0.02 \text{ m}$, 调制深度为 $\Delta n_1 = 0.5 \times 10^{-4}$ 的光栅内部的周期性变化(计算参数同表 1), 变化的周期大小取决于线双折射磁光光纤光栅的等

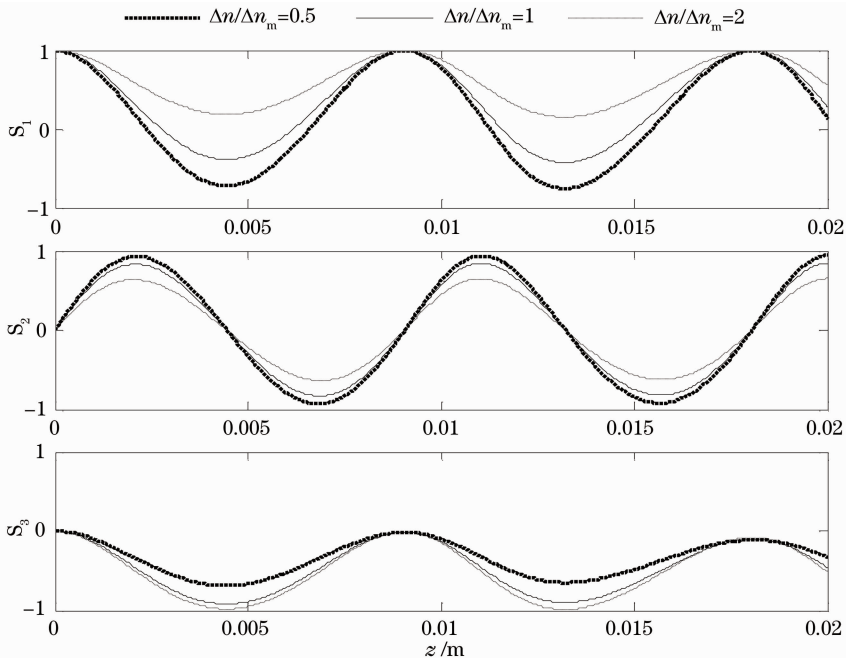


图 4 x 线偏振光在光栅内部的偏振态演化

Fig. 4 Evolution of the polarized state of x linearly polarized light in LB-MFBG

效双折射(这里取 $\Delta n_{\text{eff}} = 10^{-4}$),不依赖于线双折射和磁圆双折射的比值($\Delta n/\Delta n_m$)。

由以上分析可知,线双折射与磁圆双折射的相对大小影响输出光的偏振态,因此光纤光栅中线双折射的存在会对磁圆双折射的相关实验产生不利影响。根据本文给出的耦合模方程的解析解,也可以用于分析线双折射与磁圆双折射共同作用下的光纤光栅的其它特性,如偏振相关损耗^[15](PDL)、差分群时延^[16](DGD)等,还可以用来计算任意偏振态输入时光栅的反射、透射特性,从而可以设计开发磁控的光纤光栅器件。

5 结 论

基于微扰理论,考虑了线双折射、磁圆双折射及光栅 Bragg 衍射等物理效应,给出线双折射磁光光纤光栅的耦合模方程。并采用分离变量法求出耦合模方程的解析解。解析结果表明,线双折射磁光光纤光栅中导波光为本征波的线性叠加,而本征波的偏振态即光栅的本征偏振态——左旋和右旋椭圆偏振光。在此基础上研究了线双折射磁光光纤光栅中光的偏振特性,研究表明,线双折射与磁圆双折射只引起本征偏振态椭圆率的变化,不改变其主轴方位;非本征偏振态的光入射时,光栅内部导波光的偏振态周期性变化,周期长度取决于光栅等效双折射大小,不依赖于线双折射与磁圆双折射的相对大小。

参 考 文 献

- 1 Chen Guanghui, Liu Liying, Jia Hongzhi. Simultaneous strain and temperature measurements with fiber Bragg grating written in novel Hi-Bi optical fiber[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(1): 221~223
- 2 Jiao Mingxing, Zhao Enguo. Solutions of cross sensitivity of strain and temperature of fiber Bragg grating[J]. *J. Appl. Opt.*, 2003, **24**(2): 20~23
焦明星, 赵恩国. 光纤 Bragg 光栅应变、温度交叉敏感问题解决方案[J]. *应用光学*, 2003, **24**(2): 20~23
- 3 Wang Yiping, Yun Binfeng, Chen Na *et al.*. Characterization of a high birefringence fiber Bragg grating sensor subjected to non-homogeneous transverse strain fields[J]. *Meas. Sci. Technol.*, 2006, **17**(4): 939~942
- 4 Xia Li, Li Xuhui, Yin Yuzhe *et al.*. Study of writing fiber Bragg grating into birefringent fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(8): 1004~1007

- 夏 历, 李翔辉, 殷玉喆等. 在保偏光纤上制作光纤光栅的应用研究[J]. *光学学报*, 2002, **22**(8): 1004~1007
- 5 Feng Xinhuan, Sun Lei, Liu Yange *et al.*. Switchable and spacing-tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser using a PM fiber Bragg grating[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(2): 145~148
冯新焕, 孙 磊, 刘艳格等. 基于保偏光纤光栅的双波长掺铒光纤激光器[J]. *中国激光*, 2005, **32**(2): 145~148
- 6 Liu Yange, Feng Xinhuan, Dong Xiaoyi. Progress in room-temperature stable multi-wavelength fiber laser technologies[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(7): 883~894
刘艳格, 冯新焕, 董孝义. 室温稳定多波长光纤激光器技术的研究新进展[J]. *中国激光*, 2007, **34**(7): 883~894
- 7 Qian Jingren, Liu Fang, Su Jue. Investigation of frequency null drift in polarimetric fiber laser current sensors[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(6): 791~794
钱景仁, 刘 芳, 苏 觉. 激光型光纤电流传感器频率的零漂[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 791~794
- 8 Wu Baojian, Liu Xiao, Qiu Kun. Characteristics of magneto-optic fiber Bragg gratings for use in optical signal processing[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2009, **15**(2): 165~171
- 9 Qian Jingren, Wang Xuxu. Couple-mode theory for spun multi-lobe stress region fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(3): 550~554
钱景仁, 王许旭. 多叶应力区扭转光纤的耦合模理论[J]. *光学学报*, 2007, **27**(3): 550~554
- 10 Sebastien Bette, Christophe Caucheteur, Marc Wuilpart *et al.*. Theoretical and experimental study of differential group delay and polarization dependent loss of Bragg gratings written in birefringent fiber[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **269**(2): 331~337
- 11 Toshihiko Yoshino. Theory for the Faraday effect in optical fiber[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2005, **22**(9): 1856~1860
- 12 Zhang Lingfen, Li Ning. Several representations of state-of-polarization of light in fiber[J]. *J. Appl. Opt.*, 2002, **23**(1): 17~20
张玲芬, 励 宁. 光纤中光的偏振态的几种表示方法[J]. *应用光学*, 2002, **23**(1): 17~20
- 13 Yong Wang, Changqing Xu, V. Izraelian. Characteristics of fiber Bragg gratings in spun fibers[C]. *SPIE*, 2004, **5577**: 262~272
- 14 Yang Jun. The Research on Interference-Suppression Methods for the High-Frequency Groud Wave Radar[D]. Wuhan: Wuhan University, 2004, 27~31
杨 俊. 高频地波雷达干扰抑制方法研究[D]. 武汉: 武汉大学, 2004, 27~31
- 15 Peng Hui, Su Yang, Li Yuquan *et al.*. Measurement for magnetic field with fiber grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(9): 1717~1722
彭 晖, 苏 洋, 李玉权等. 基于光纤光栅的磁场测量新方法[J]. *光学学报*, 2008, **28**(9): 1717~1722
- 16 Peng Hui, Su Yang, Li Yuquan. New measurement for electromagnetic with the differential group delay of fiber grating[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 398~402
彭 晖, 苏 洋, 李玉权. 基于光纤光栅差分群时延的磁感应强度测量新方法[J]. *中国激光*, 2009, **36**(2): 398~402