

doi:10.3788/gzxb20134211.1267

旋转磁光光纤的偏振控制特性研究

武保剑, 韩瑞, 文峰, 邱昆

(电子科技大学 光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

摘要:采用耦合模分析法研究了旋转磁光光纤中线双折射、光纤旋转以及磁光效应等因素对导波光传播特性的影响. 结果表明: 1) 旋转磁光光纤中本征光波的特征是椭圆率始终保持不变; 2) 就输入/输出特性而言, 旋转磁光光纤可等效为一个等长度的线双折射磁光光纤后跟一个旋转器, 该线双折射磁光光纤的磁光耦合系数取决于光纤旋转和磁场加载方式. 在此基础上分析了旋转磁光光纤的磁控偏振特性, 对于适当的线偏振光入射情形, 通过改变磁光耦合系数可实现输出偏振光椭圆率从-1到+1的线性连续可调, 同时也伴随着方位角的线性改变, 据此可进一步设计出具有磁可调功能的新型偏振控制器.

关键词: 旋转光纤; 磁光效应; 耦合模理论; 偏振控制器

中图分类号: O436

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2013)11-1267-5

Polarization Control Characteristics of Spun Magneto-optic Fibers

WU Bao-jian, HAN Rui, WEN Feng, QIU Kun

(Key Lab of Optical Fiber Sensing and Communications, Ministry of Education, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

Abstract: According to the coupled-mode method, the propagation of guided optical waves in spun magneto-optic fibers (SMOFs) was investigated by considering the coupling of linear birefringence, fiber spun and the magneto-optic (MO) effect. The results show that, 1) the SMOF's eigen optical waves are of constant ellipticity along the SMOF; 2) from the viewpoint of input/output properties, the SMOF may be regarded as a linearly birefringent MO fiber (LB-MOF) followed by a polarization rotator, in which the LB-MOF has the same length as the SMOF and its MO coupling coefficient is equal to that of the SMOF minus fiber rotation ratio. The polarization characteristics of the SMOF under magnetic control were analyzed as well. For the case of incident linear polarization, the ellipticity and azimuth of light output from the SMOF can be linearly adjusted by changing the MO coupling coefficient or magnetic field, which is helpful for the design of magnetically tunable polarization controllers.

Key words: Spun fiber; Magneto-optic effect; Coupled-mode theory; Polarization controller

0 引言

偏振控制器是一种重要的光学元件,它能够改变光的偏振态,从而降低各种偏振相关效应对整个光学系统的影响,是光纤通信系统中的关键控制器件. 目前常用的偏振控制器主要分为机械式和电控式两类. 机械式偏振控制器制作简单,成本较低,但

响应速度慢,主要用于准确度不高的场合^[1]. 电控式偏振控制器使用电光材料,响应速度快,但成本较高,实现任意偏振态的控制较困难^[2-3].

Yang Zhang 等人于 2006 年提出了一种基于磁光晶体和 1/4 波片的偏振控制器^[4],利用磁光效应实现对偏振态的控制. 该器件响应速度快,控制准确度高,但对波长较为敏感. 可见,以磁光效应作为控

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(No. 2011CB301703)和国家自然科学基金(No. 61271166)资助

第一作者: 武保剑(1970-),男,教授,博士,主要研究方向为光通信. Email: bjwu@uestc.edu.cn

收稿日期: 2013-04-22; 录用日期: 2013-05-30

制手段可获得更好的偏振控制效果。

本文研究磁光效应对旋转光纤传光特性的影响,探索磁光旋转光纤在偏振控制方面的应用.旋转光纤是指在拉丝过程中高速旋转而制成的光纤,在光纤通信或传感应用中用于抑制光纤的线双折射^[5-7].另一方面,在光纤材料中掺入稀土元素或者使用磁光晶体拉制光纤,可以获得具有较高磁光效应的磁光光纤^[8-9].原则上,同时采用上述两种手段也有望获得旋转磁光光纤,但制作工艺更加复杂.因此,理论研究旋转磁光光纤的特性及其潜在应用十分必要.

本文首先从导波光的微扰理论出发,考虑到线双折射、光纤旋转和磁光效应等微扰因素的影响,推导了旋转磁光光纤中导波光的耦合模方程;并利用参量变换的方法,求出了其转移矩阵.根据转移矩阵的特点,得到了一对特殊的正交偏振光,它们在旋转磁光光纤中传输时椭圆率保持不变,称为旋转磁光光纤的本征波.分析了光纤旋转与线双折射、磁光效应大小可比拟的情况下,用磁场调节偏振光椭圆率的可行性,提出了基于旋转磁光光纤的新型偏振控制器件.

1 旋转磁光光纤的耦合模方程

图1是一段单模旋转磁光光纤的示意图. (x, y, z) 为实验室坐标系,在光纤始端 y, z 轴分别与光纤的快、慢轴重合, x 轴取为光纤轴线方向. 光纤沿右手螺旋方向旋转,旋转率 α 保持恒定. 外磁场的加载方向沿光纤轴向.

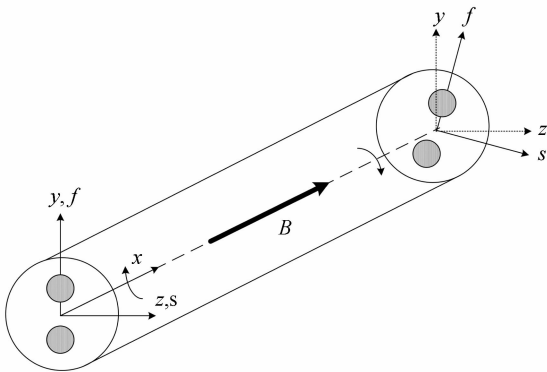


图1 旋转磁光光纤

Fig. 1 Spun magneto-optic fibers

将单模光纤中导波光的光场表示为

$$\begin{cases} E_z(x, y, z, t) = \frac{1}{2} C_z(x) \xi(y, z) e^{j(\omega t - \beta x)} + c. c. \\ E_y(x, y, z, t) = \frac{1}{2} C_y(x) \xi(y, z) e^{j(\omega t - \beta x)} + c. c. \end{cases} \quad (1)$$

式中 $C_{y,z}(x)$ 为复振幅, $\xi(y, z)$ 为横向电场分量, β 为传播常量, ω 为角频率, $c. c.$ 表示前项的复共轭.

根据微扰耦合模理论,任何微扰项都可归结为附加电极化强度 $\Delta \mathbf{P} = \epsilon_0 \Delta \boldsymbol{\epsilon}_r \mathbf{E}$, 其中 $\Delta \boldsymbol{\epsilon}_r$ 为附加相对介电系数张量^[10]. 对于旋转磁光光纤,磁光效应和光纤旋转引起的微扰可表示为

$$\Delta \boldsymbol{\epsilon}_r = \begin{pmatrix} \Delta \epsilon_{rxx} & \Delta \epsilon_{rxy} & \Delta \epsilon_{rxz} \\ \Delta \epsilon_{ryx} & \Delta \epsilon_{ryy} & \Delta \epsilon_{ryz} \\ \Delta \epsilon_{rzx} & \Delta \epsilon_{rzy} & \Delta \epsilon_{rzz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \epsilon_{ryz}^M \\ 0 & \Delta \epsilon_{rzy}^M & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta \epsilon_{rxx}^S & \Delta \epsilon_{rxy}^S & \Delta \epsilon_{rxz}^S \\ \Delta \epsilon_{ryx}^S & \Delta \epsilon_{ryy}^S & \Delta \epsilon_{ryz}^S \\ \Delta \epsilon_{rzx}^S & \Delta \epsilon_{rzy}^S & \Delta \epsilon_{rzz}^S \end{pmatrix} \quad (2)$$

右边第一项为磁光效应引起的微扰 $\Delta \epsilon_r^M$; 第二项表示光纤旋转引入的微扰 $\Delta \epsilon_r^S$, 与固有线双折射和旋转相联系. 将式(1)、(2)代入微扰波动方程^[11], 可得耦合模方程(3).

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} C_y(x) \\ C_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -j\kappa_{yy}^S & \kappa_{yz}^M - j\kappa_{yz}^S \\ \kappa_{zy}^M - j\kappa_{zy}^S & -j\kappa_{zz}^S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_y(x) \\ C_z(x) \end{pmatrix} \quad (3)$$

式中,耦合系数

$$\kappa_{yz}^M = -j \frac{\mu_0 \epsilon_0 \omega^2}{2\beta} \frac{\iint \Delta \epsilon_{rpy}^M \xi(y, z) \xi(y, z)^* dS}{\iint \xi(y, z) \xi(y, z)^* dS} \quad (4)$$

$$\kappa_{yz}^S = \frac{\mu_0 \epsilon_0 \omega^2}{2\beta} \frac{\iint \Delta \epsilon_{rpy}^S \xi(y, z) \xi(y, z)^* dS}{\iint \xi(y, z) \xi(y, z)^* dS} \quad (5)$$

由文献[12-13]可知,磁光耦合系数 $\kappa_{zy}^M = -\kappa_{yz}^M = k_0 f_1 M_0 / (2\sqrt{\epsilon_r}) = \kappa_m$, 其大小可由磁场来控制,其中 f_1 为一级磁光系数, M_0 为磁化强度矢量 x 向分量, ϵ_r 为相对介电系数; 旋转耦合系数为 $\kappa_{yy}^S = -\kappa_{zz}^S = -\Delta\beta \cos(2\alpha x)/2$, $\kappa_{yz}^S = \kappa_{zy}^S = \Delta\beta \sin(2\alpha x)/2$, 其中旋转率 α 的单位为 rad/m, $\Delta\beta = \beta_z - \beta_y$ 代表固有线双折射. 于是,耦合模方程(3)可进一步表示为

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} C_y(x) \\ C_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha x) & -\kappa_m - j \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha x) \\ \kappa_m - j \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha x) & -j \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_y(x) \\ C_z(x) \end{pmatrix} \quad (6)$$

该式描述了实验室坐标系下,旋转磁光光纤中固有线双折射、旋转及磁光效应等微扰对光场慢变复包络 $C_y(x), C_z(x)$ 的影响,可用于分析导波光在旋转磁光光纤中的传播规律.

为了求得式(6)的解析解,先要将其化为常系数耦合模方程. 引入参量代换,即

$$\begin{pmatrix} C_y(x) \\ C_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha x) & -\sin(\alpha x) \\ \sin(\alpha x) & \cos(\alpha x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_y(x) \\ A_z(x) \end{pmatrix} \quad (7)$$

可以获得旋转坐标系下的耦合模方程为

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} A_y(x) \\ A_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\frac{1}{2}\Delta\beta & \alpha - \kappa_m \\ \kappa_m - \alpha & -j\frac{1}{2}\Delta\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_y(x) \\ A_z(x) \end{pmatrix} \quad (8)$$

该式与线双折射磁光光纤的耦合模方程有相似的形式^[14]. 可以理解为,在旋转坐标系下,旋转磁光光纤等效为线双折射是 $\Delta\beta$ 、磁光耦合系数是 $\kappa_m - \alpha$ 的线双折射磁光光纤.

当给定光纤长度 L 时,由式(7)和(8)可以得到实验室坐标系下 $C_y(x)$ 、 $C_z(x)$ 的转移矩阵为

$$\begin{pmatrix} C_y(L) \\ C_z(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha L & -\sin \alpha L \\ \sin \alpha L & \cos \alpha L \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\kappa L) + j\frac{\kappa_b}{\kappa} \sin(\kappa L) & \frac{\alpha - \kappa_m}{\kappa} \sin(\kappa L) \\ -\frac{\alpha - \kappa_m}{\kappa} \sin(\kappa L) & \cos(\kappa L) - j\frac{\kappa_b}{\kappa} \sin(\kappa L) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_y(0) \\ C_z(0) \end{pmatrix} \quad (9)$$

式中 $\kappa_b = \Delta\beta/2$, $\kappa = \sqrt{\kappa_b^2 + (\alpha - \kappa_m)^2}$. 式(9)描述了旋转磁光光纤输入/输出偏振态的关系,可以看出,旋转磁光光纤可等效为一个等长度的线双折射磁光光纤后跟一个旋转器,该线双折射磁光光纤的磁光耦合系数取决于光纤旋转和磁场加载方式.

2 旋转磁光光纤的本征波

旋转磁光光纤中存在线双折射、磁光效应以及光纤旋转的共同作用,偏振演化情形较为复杂. 利用式(9)可以数值计算出不同长度光纤的输出偏振态. 使用斯托克斯参量来描述偏振态的演化,它与光场琼斯矢量的变换关系为^[15]

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{|E_y|^2 + |E_z|^2} \begin{pmatrix} |E_y|^2 - |E_z|^2 \\ 2|E_y| \cdot |E_z| \cdot \cos \varphi \\ 2|E_y| \cdot |E_z| \cdot \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (10)$$

式中 $|E_y|$ 、 $|E_z|$ 、 φ 分别表示电场两个正交偏振分量的振幅和相位差. 一组斯托克斯参量对应一个特定的偏振态,其中 S_3 与偏振态的椭圆率相关, S_2 和 S_1 则反映偏振态的方位角.

图 2 表示了 45° 线偏振光入射时各种微扰因素对偏振态演化的影响. 从图 2 可以看出,在磁光效应的作用下,各向同性(不存在线双折射)磁光光纤中光偏振态的方位角会发生改变(偏振面旋转),但椭圆率保持不变;而在线双折射磁光光纤中,光偏振态的椭圆率和方位角都有改变,会对某些磁光系统产生不良影响. 图 2 还给出了高速旋转磁光光纤中偏振态的演化曲线,它与各向同性磁光光纤的曲线基本重合,说明高速旋转光纤可有效消除光纤的线双

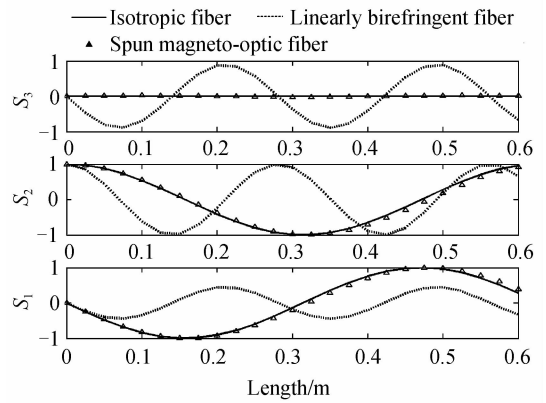


图 2 各种微扰光纤中光偏振态的演化
Fig. 2 State-of-polarization evolution in fibers with different perturbations

折射影响. 因此,旋转磁光光纤有着广泛的应用前景. 高速旋转磁光光纤意味光纤旋转率 α 要远大于 κ_b 、 κ_m .

由前面的分析可知,在旋转坐标系下,就导波光的复振幅而言,旋转磁光光纤可等效一个线双折射为 $\Delta\beta$ 、磁光耦合系数为 $\kappa_m - \alpha$ 的线双折射磁光光纤. 因此,旋转磁光光纤中不存在传统意义上(偏振态保持不变)的本征光波. 然而,我们注意到,当入射到旋转磁光光纤的导波光在上述等效线双折射磁光光纤的本征偏振态 $\mathbf{P}_+ = \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j\eta \end{pmatrix}$ 和 $\mathbf{P}_- = \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \begin{pmatrix} \eta \\ -j \end{pmatrix}$ 时,导波光偏振态方位角沿光纤发生

改变,但椭圆率恒定,其中 $\eta = \frac{(-\kappa_b \pm \kappa)}{\kappa_m}$ ^[16]. 或者说,旋转磁光光纤中总存在椭圆率恒定的一对正交偏振光 \mathbf{P}_+ 和 \mathbf{P}_- (在本地的线双折射主轴坐标系中),不妨称为旋转磁光光纤的本征光波,其特征是椭圆率恒定. 对于 $\alpha = \kappa_m$ 的情形, \mathbf{P}_+ 和 \mathbf{P}_- 分别对应于主轴偏光 $[1, 0]^T$ 和 $[0, 1]^T$.

图 3 给出了几种偏振光入射时输出偏振态椭圆率随 κ_m 的变化曲线,其中椭圆率的计算公式为^[17]

$$\eta = \tan \left[\frac{1}{2} \arcsin \left(-\frac{2\text{Im}(\xi)}{1 + |\xi|^2} \right) \right], \xi = \frac{C_z(L)}{C_y(L)} \quad (11)$$

κ_m 取负值表示反向加载磁场,其它计算参量取 $\kappa_b = 100$ rad/m, $\alpha = 100$ rad/m 和 $L = 0.1$ m.

由图 3 可以观察这几种偏振光入射时输出光的偏振特性. 以 y 轴线偏振光入射情形为例,当 $\kappa_m > \alpha$ 时,出射光椭圆率为非负,为右旋偏振光;当 $\kappa_m < \alpha$ 时,出射光椭圆率为非正,为左旋偏振光; $\kappa_m = \alpha$ 为左、右旋偏振光的分界点,出射光椭圆率为 0. 因此,利用旋转磁光光纤的磁可调特性,不但可以实现 α 的测量,还可以用于调节输出光偏振态,制作磁可调的光偏振控制器.

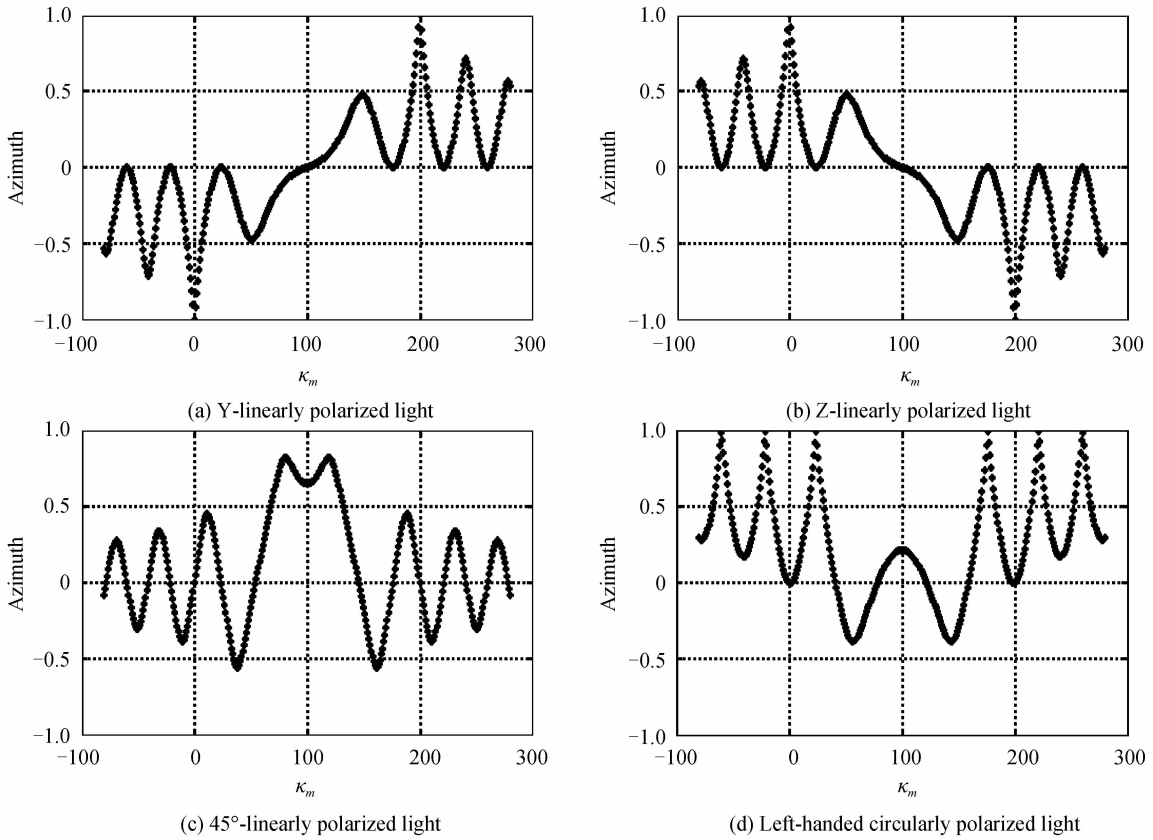


图3 输出光偏振态椭圆率随磁场的变化
Fig. 3 Variation of output light ellipticity with the magnetic field

3 旋转磁光纤的磁控偏振特性

现有的磁光效应光学元件,如法拉第旋转器、磁光隔离器等,往往是利用磁场控制偏振光的方位角.由图3可知,在 $\alpha, \kappa_b, \kappa_m$ 的大小可比拟的情况下,用外磁场控制偏振光的椭圆率是完全可行的.仍以 $[1, 0]^T$ 偏振光入射情形为例,为了保证输出光偏振态,椭圆率可以在 $-1 \sim +1$ 之间取值,根据式(9)和(11),旋转磁光纤参量应满足

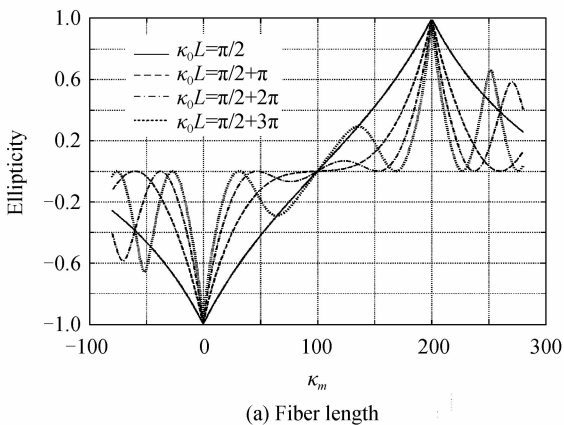
$$\frac{\cos^2 \alpha L}{\cos 2\alpha L} \left\{ \cos^2(\kappa L) + \sin^2(\kappa L) \left[\left(\frac{\kappa_b}{\kappa} \right)^2 - \left(\frac{\alpha - \kappa_m}{\kappa} \right)^2 \right] \right\} + \left[\frac{(\alpha - \kappa_m)^2 \pm \kappa_b (\alpha - \kappa_m)}{\kappa^2} \right] \cdot \sin^2(\kappa L) = 0 \quad (12)$$

为使式(12)成立,得到两组情况

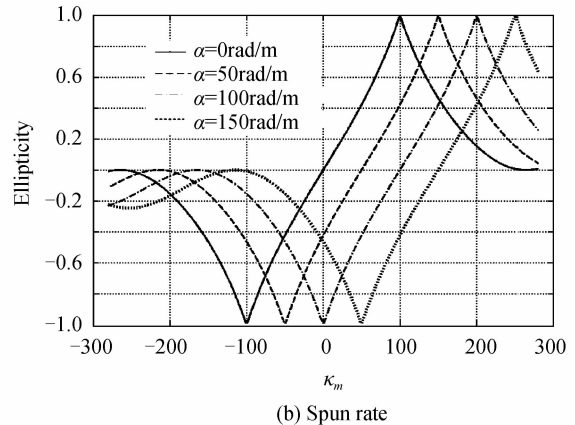
$$\begin{cases} \kappa_m = \alpha - \kappa_b \\ \cos \kappa L = 0 \end{cases} \text{ 和 } \begin{cases} \kappa_m = \alpha + \kappa_b \\ \cos \kappa L = 0 \end{cases} \quad (13)$$

它们分别对应左、右旋圆偏振光出射的情形,此时有 $\kappa = \kappa_0 = \sqrt{2} \kappa_b$,旋转磁光纤长度满足 $\kappa_0 L = \pi/2 + k\pi$,其中 $k=0, 1, 2, \dots$.

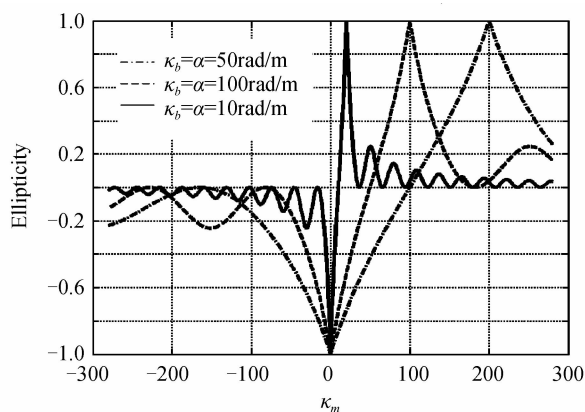
图4给出了光纤长度 L 、旋转率 α 以及线双折射 κ_b 参量取不同值时输出偏振态的磁控特性.由图4(a)可以看出,输出偏振光椭圆率的磁场依赖特性与光纤的长度取值密切相关,当 $L = \pi/(2\kappa_0)$ 时椭圆率可在 -1 到 $+1$ 范围内随 κ_m 近似线性变化,适合于磁可调偏振控制器的开发,此时光纤的长度也最短.



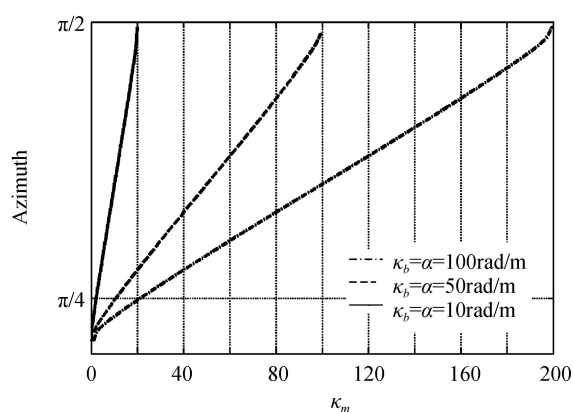
(a) Fiber length



(b) Spin rate



(c) Linear birefringence



(d) Azimuth

图4 光纤长度 L 、旋转率 α 、线双折射和方位角对出射光椭圆率变化曲线的影响Fig. 4 Influence of fiber length L , spun rate α , linear birefringence and azimuth on output light ellipticity

图4(b)表明了磁控偏振的工作点可通过改变旋转率 α 的大小来设置. 例如, 在没有加载磁场的情形下, 当 $\alpha = \pm \kappa_b$ 时输出左右旋圆偏振光; 当 $\alpha = 0$ 时输出线偏振光. 由式(13)可知, 实现偏振控制的磁可调范围等于 $2\kappa_b$, 这样通过控制线双射大小可使磁场工作在最合适的范围内, 如图4(c)所示. 图4(d)给出了磁可调过程中光偏振态方位角的变化曲线, 方位角随磁场的变化近似呈线性关系, 与椭圆率有类似的变化规律. 以旋转磁光光纤的上述磁控偏振特性为基础, 可以构建偏振态转换器或者开发任意偏振态产生装置, 详细设计过程将在我们的专利中加以说明.

4 结论

从旋转磁光光纤的耦合模方程出发, 推导了导波光复振幅满足的转移矩阵. 分析了旋转磁光光纤与线双折射磁光光纤两者之间输入输出光场的等效性, 认为椭圆率恒定是旋转磁光光纤中本征波的特征. 然后研究了旋转磁光光纤的磁控偏振特性, 指出了通过适当选择光纤长度、旋转光纤的旋转率、以及线双折射的大小, 可实现输出光偏振态(椭圆率和方位角)的线性磁可调功能, 为磁可调偏振控制器件的研制提供了十分重要的理论基础.

参考文献

[1] AARTS W H J, KHOE G D. New endless polarization control method using three fiber squeezers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1989, **7**(7): 1033-1043.

[2] OH Y H, KWON M S, SHIN S Y, *et al.* In-line polarization controller that uses a hollow optical fiber filled with a liquid crystal [J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(22): 2605-2607.

[3] LI Wei-wen, JIN Xiao-feng, ZHANG Xi-min, *et al.* Research of polarization controller based on single rotatable-variable waveplate [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(1): 114-117.

李伟文, 金晓峰, 章献民, 等. 可变可转单波片偏振控制器研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(1): 114-117.

[4] ZHANG Yang, YANG Chang-xi, LI Shi-guang, *et al.* Complete polarization controller based on magneto-optic

crystals and fixed quarter wave plates [J]. *Optical Express*, 2006, **14**(8): 3484-3490.

[5] PAYNE D N, BARLOW A J, RAMSKOV HANSEN J J. Development of low- and high- birefringence optical fibers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982, **18**(4): 477-486.

[6] HE Jing, CHEN Lin, WEN Shuang-chun. Performance research on 40Gb/s DPSK format against polarization-mode dispersion [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(3): 660-664.

何晶, 陈林, 文双春. 40Gb/s 差分相移键控格式抗偏振模色散的性能研究 [J]. *光子学报*, 2009, **38**(3): 660-664.

[7] YUAN Fu-lai, LIU Han-kui, XIAO Shun-wen, *et al.* Evaluation of outage probability of optical communication system impaired by polarization effects [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(2): 329-333.

袁福来, 刘汉奎, 肖顺文, 等. 偏振效应损失的光通信系统失效概率估算 [J]. *光子学报*, 2009, **38**(2): 329-333.

[8] BALLATO J, SNITZER E. Fabrication of fibers with high rare-earth concentrations for Faraday isolator applications [J]. *Applied Optics*, 1995, **34**(30): 6848-6854.

[9] MAO T C, CHEN J C, HU C C. Effect of the pulling rate on the quality of cerium-substituted YIG single-crystal fibers by LHPG [J]. *Journal of Crystal Growth*, 2006, **296**(1): 110-116.

[10] 刘公强, 乐志强, 沈德芳. 磁光学 [M]. 上海: 上海科学技术出版社, 2001.

[11] 武保剑. 微波磁光理论与磁光信号处理 [M]. 成都: 电子科技大学出版社, 2009.

[12] WANG Yong, XU Chang-qing. Characterization of spun fibers with millimeter spin periods [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(10): 3841-3851.

[13] WU Bao-jian, LIU Xiao, QIU Kun. Characteristics of magneto-optic fiber Bragg gratings for use in optical signal processing [J]. *Optic Fiber Technology*, 2009, **15**(2): 165-171.

[14] LI Chong-zhen, WU Bao-jian. Evolution of polarized state in linearly birefringent magneto-optic fiber Bragg gratings [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3153-3158.

李崇真, 武保剑. 线双折射磁光光纤光栅中光偏振态演化 [J]. *光子学报*, 2010, **30**(11): 3153-3158.

[15] 杨俊. 高频地波雷达干扰抑制方法研究 [D]. 武汉: 武汉大学, 2004.

[16] WU Bao-jian, LI Chong-zhen, QIU Kun, *et al.* Characteristics of light polarization in magneto-optic fiber Bragg gratings with linear birefringence [J]. *Chinese Optical Letters*, 2011, **9**(1): 010601.

[17] SAKEGUCHI S, SUGINOTO N. Transmission properties of multilayer films composed of magneto-optical and dielectric materials [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, **17**(6): 1087-1092.