

# 旋转磁光光纤光栅的磁圆相关损耗特性研究

韩 瑞 武保剑 文 峰

(电子科技大学光纤传感与通信教育部重点实验室, 四川 成都 611731)

**摘要** 采用耦合模微扰理论推导了旋转磁光布拉格光纤光栅(MFBG)的耦合模方程,利用打靶法数值分析了旋转导致的折射率变化对光栅光谱旁峰的影响,得到了与文献一致的结果。提出“磁圆相关损耗”的概念,并用于分析旋转磁光光纤光栅的磁场敏感性。研究表明,高速旋转(或各向同性)MFBG的磁圆相关损耗特性具有最佳的磁场敏感性;而适当低速旋转的MFBG可获得更高的磁圆相关损耗峰值,有助于提高光栅磁场敏感性的测量精度。与“偏振相关损耗”方法相比,“磁圆相关损耗”方法对线双折射的依赖性更小,理论分析也更简便。

**关键词** 光栅;磁圆相关损耗;打靶法;旋转光纤

**中图分类号** O436.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP50.090502

## Research on Magnetically-Induced Circular-Polarization Dependent Loss of Spun Magneto-Optical Fiber Bragg Gratings

Han Rui Wu Baojian Wen Feng

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

**Abstract** According to the coupled-mode perturbation theory, the coupled-mode equations for spun magnetically-induced fiber Bragg gratings (SMFBG) is derived. The dependency of grating spectra on the spun-induced refractive index change is numerically analyzed by using the shooting method and the theoretical results are identical with the experimental data from literatures. The concept of magnetically-induced circular-polarization dependent loss (MCDL) is proposed for analyzing the magnetic field sensitivity of SMFBG. It is shown that the MCDL of high-speed spun (or isotropic) SMFBG possesses optimal magnetic field sensitivity; however, the appropriately low-speed spun MFBG has a larger peak MCDL, which is helpful to magnetic measurement. Compared with the polarization-dependent loss (PDL) method, the MCDL method is less dependent on linear birefringence and is more convenient for theoretical analyses.

**Key words** gratings; magnetically-induced circular-polarization dependent loss; shooting method; spun fiber

**OCIS codes** 050.2770; 230.2240; 130.6010

## 1 引言

光纤布拉格光栅(FBG)作为一种重要的光无源器件,在光纤通信和光纤传感领域有着广泛的应用。近年来,一些特种功能光纤光栅,如光子晶体FBG、磁光FBG(MFBG)、旋转FBG(SFBG)等,也引起人们的关注。其中磁光光纤光栅是具有磁光效应的光纤光栅,可以通过在磁光光纤中写入光栅的方式获得<sup>[1]</sup>。由于磁光效应的作用,磁光光纤光栅在磁可调光子带隙<sup>[1]</sup>、动态色散补偿<sup>[2]</sup>、降低非线性功率阈值<sup>[3]</sup>等方面具有良好的应用前景。旋转光纤光栅则是在旋转光纤中写入的光纤光栅,在小旋转周期和特定线双折射的情况下,旋转光纤光栅表现出某些新颖的特性,其反射谱出现多级旁峰结构<sup>[4]</sup>。

本文研究旋转磁光FBG(SMFBG),即在旋转光纤光栅中引入磁光效应,建立更加通用的光纤光栅耦合模方程,并采用打靶法对其进行数值求解。为分析磁圆双折射在旋转磁光光纤光栅中的作用,提出了磁圆相关损耗(MCDL)的概念,并通过数值模拟研究了光纤旋转等微扰因素对光纤光栅磁圆相关损耗特性的影响。

**收稿日期**: 2013-01-29; **收到修改稿日期**: 2013-04-08; **网络出版日期**: 2013-06-04

**基金项目**: 国家973计划(2011CB301703)、国家自然科学基金(61271166)

**作者简介**: 韩 瑞(1985—),男,硕士研究生,主要从事光通信方面的研究。E-mail: harryuestc@gmail.com

**导师简介**: 武保剑(1970—),男,博士,教授,主要从事光通信方面的研究。E-mail: bjwu@uestc.edu.cn(通信联系人)

## 2 SMFBG 中导波光的耦合模方程

图 1 是旋转磁光光纤光栅的示意图,  $(x, y, z)$  为实验室坐标系, 在始端  $x, y$  轴分别与光纤的快、慢轴重合,  $z$  轴取为光纤轴线方向。光纤沿右手螺旋方向旋转, 旋转率  $\alpha$  保持恒定。光栅栅区长度为  $L$ , 外磁场的加载方向沿光纤轴向。

根据导波光的微扰理论, 外磁场作用下产生的磁光效应、光纤旋转带来的截面折射率不均匀分布、光栅结构引入的光纤轴向折射率周期性变化, 这些因素都可以视为对理想圆对称光纤的微扰, 它们引起的附加相对介电系数张量如下。

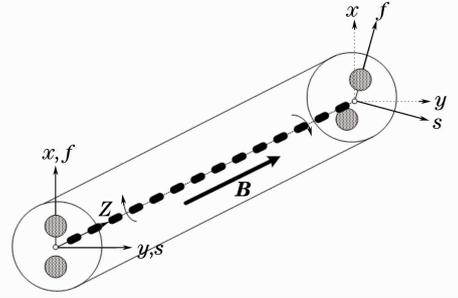


图 1 旋转磁光光纤光栅

Fig. 1 Schematic of SMFBG

1) 磁光效应<sup>[5]</sup>:

$$\Delta\epsilon_r^M = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{2jnVH_z}{k} & 0 \\ \frac{2jnVH_z}{k} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中  $V$  为光纤材料的维尔德常数, 它反映了光纤的磁光特性;  $H_z$  为外加磁场沿光纤轴向的分量,  $k = \omega/c$ ,  $n$  为折射率。

2) 光纤旋转<sup>[6]</sup>:

$$\Delta\epsilon_r^S = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{xx}^L \cos^2\theta + \Delta\epsilon_{yy}^L \sin^2\theta & -\frac{1}{2}(\Delta\epsilon_{xx}^L - \Delta\epsilon_{yy}^L) \sin 2\theta & 0 \\ -\frac{1}{2}(\Delta\epsilon_{xx}^L - \Delta\epsilon_{yy}^L) \sin 2\theta & \Delta\epsilon_{xx}^L \sin^2\theta + \Delta\epsilon_{yy}^L \cos^2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中  $\Delta\epsilon_{xx}^L, \Delta\epsilon_{yy}^L$  为由应力区引起的相对介电系数变化量, 与光纤固有线双折射相关;  $\theta = \alpha z$ ,  $\alpha$  为光纤旋转率, 它与旋转周期  $P_s$  成反比例关系。

3) 光栅结构<sup>[7-8]</sup>:

$$\Delta\epsilon_r^G = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{g,x} \cos(2\beta_G z) & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_{g,y} \cos(2\beta_G z) & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\epsilon_{g,z} \cos(2\beta_G z) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中  $\beta_G = \pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  为光栅周期,  $\Delta\epsilon_{g,p} \approx 2n_{\text{eff},p} \delta n_p$  ( $p = x, y, z$ ),  $n_{\text{eff},p}$  为栅区的有效折射率,  $\delta n_p$  为折射率调制项。值得注意的是, 由于光纤旋转会形成应力区的螺旋结构, 当用紫外光写入布拉格光栅时, SMFBG 的折射率分布同时受到两组周期结构的调制, 分别为光栅周期  $\Lambda$  和旋转周期  $P_s$ <sup>[4]</sup>。此时折射率调制项  $\delta n_p$  不再是一个常数, 而是以  $P_s$  为周期的周期函数。 $\delta n_p(z)$  可用傅里叶级数展开, 表示成一系列三角函数的和:

$$\delta n_p(z) = \delta n_0 + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(m \frac{2\pi}{P_s} z\right), \quad (4)$$

式中  $\delta n_0$  为常数项。若  $P_s \rightarrow \infty$ , 则所有正弦函数项的值等于 0, 此时  $\delta n_0$  即为光栅折射率的交流调制系数;  $C_m$  为第  $m$  次谐波的系数。

综合以上三种微扰, 可以得到 SMFBG 中总的附加介电系数张量表达式:

$$\Delta\epsilon_r = \Delta\epsilon_r^M + \Delta\epsilon_r^S + \Delta\epsilon_r^G = \begin{bmatrix} 0 & \Delta\epsilon_{rxy}^M & 0 \\ \Delta\epsilon_{rxr}^M & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{rxx}^S & \Delta\epsilon_{rxy}^S & 0 \\ \Delta\epsilon_{rxr}^S & \Delta\epsilon_{ryy}^S & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{rxx}^G & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_{ryy}^G & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\epsilon_{rzz}^G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{rxx} & \Delta\epsilon_{rxy} & 0 \\ \Delta\epsilon_{rxr} & \Delta\epsilon_{ryy} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\epsilon_{rzz} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

令微扰单模光纤中光场的表达式为

$$\begin{cases} E_x(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \xi_x(x, y) \{ C_x^+(z) \exp[j(\omega t - \beta z)] + C_x^-(z) \exp[j(\omega t + \beta z)] \} + c. c. \\ E_y(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \xi_y(x, y) \{ C_y^+(z) \exp[j(\omega t - \beta z)] + C_y^-(z) \exp[j(\omega t + \beta z)] \} + c. c. \end{cases}, \quad (6)$$

式中  $\xi_p(x, y)$  为正交归一化横向电场分量,  $C_p^\pm(z)$  为本征波的复振幅, 上标的“±”分别代表沿  $z$  轴正方向和反方向传播,  $\beta$  和  $\omega$  分别为传播常数和角频率,  $c. c.$  代表前项的复数共轭。

将(5)、(6)式代入微扰波动方程<sup>[9]</sup>

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r0} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\Delta \boldsymbol{\epsilon}_r \cdot \mathbf{E}], \quad (7)$$

可以得到如下形式的耦合模方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} A_x^+(z) \\ A_y^+(z) \\ A_x^-(z) \\ A_y^-(z) \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} \delta + \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha z) & -j\kappa_m + \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha z) & \frac{\pi}{2n_{\text{eff},x}\Lambda} \delta n_x(z) & 0 \\ j\kappa_m + \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha z) & \delta - \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha z) & 0 & \frac{\pi}{2n_{\text{eff},y}\Lambda} \delta n_y(z) \\ -\frac{\pi}{2n_{\text{eff},x}\Lambda} \delta n_x(z) & 0 & -\delta - \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha z) & j\kappa_m - \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha z) \\ 0 & -\frac{\pi}{2n_{\text{eff},y}\Lambda} \delta n_y(z) & -j\kappa_m - \frac{1}{2} \Delta\beta \sin(2\alpha z) & -\delta + \frac{1}{2} \Delta\beta \cos(2\alpha z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x^+(z) \\ A_y^+(z) \\ A_x^-(z) \\ A_y^-(z) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

(8)式用到了代换关系  $A_p^\pm(z) = C_p^\pm(z) \exp[\pm j(\beta_G - \beta)z]$ 。其中  $\Delta\beta$  为光纤应力区引入的固有线双折射<sup>[6]</sup>,  $\kappa_m = VB$  为磁光耦合系数<sup>[2]</sup>,  $\delta = 2\pi(n_{\text{eff},x} + n_{\text{eff},y})/\lambda - \beta_G$  为光栅失谐量。(8)式即为 SMFDBG 中导波光的耦合模方程, 与适当的边界条件配合, 可以分析 SMFDBG 的光学特性; 同时, 由于考虑了磁光效应、光纤旋转、光栅结构等微扰因素的作用, (8)式可以用来分析多种类型的简化波导结构, 例如当  $\kappa_m = 0$  时, 其退化为与文献<sup>[4]</sup>基本一致的旋转光纤光栅的耦合模方程, 而当  $\alpha = 0$  时, 其退化为线双折射磁光光纤光栅中导波光的耦合模方程。

### 3 耦合模方程的数值计算方法

观察 SMFDBG 中导波光的耦合模方程, 其系数矩阵的各个元素都是坐标  $z$  的函数并且形式复杂, 无法求得解析解, 需要采用数值计算的方法。对于长度为  $L$  的 SMFDBG, 当导波光在  $z=0$  处入射时, (8)式的边界条件可以表示为

$$\begin{bmatrix} A_x^+(0) \\ A_y^+(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{0x} \\ A_{0y} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} A_x^-(L) \\ A_y^-(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

从以上边界条件可以看出, SMFDBG 中导波光的耦合模方程实际上是微分方程组的双边边值问题。此类问题通常采用打靶法<sup>[10]</sup>进行数值计算。该方法的思路为, 首先对始端的未知边界条件做出假设, 将双边边值问题转化为初值问题, 利用初值问题的算法计算出分布, 根据末端已知边界条件与计算结果的差值修正始端的未知边界条件, 重复上述过程直至满足精度要求。

利用打靶法计算(8)式可以数值分析多种光纤光栅。图 2 给出了利用该方法计算出的均匀 FBG 和各向同性 MFBG 的反射谱。这两种光栅的耦合模方程可以求得解析解, 反射系数存在解析表达式<sup>[1,11]</sup>, 将利用解析方法获得的反射谱与打靶法计算出的反射谱进行比较, 发现二者完全吻合。证明打靶法的计算结果是正确可靠的。

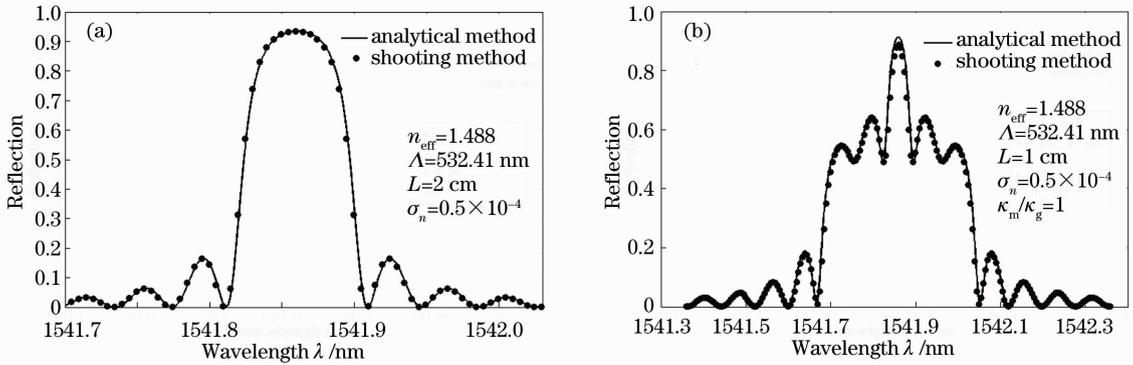


图 2 打靶法与解析法计算结果对比。(a) 均匀 FBG; (b) 各向同性 MFBG

Fig. 2 Comparison of the calculated results by shooting method and analytical method. (a) Uniform FBG; (b) MFBG

## 4 SMFBG 的光谱特征

根据前两节的分析,利用打靶法数值求解耦合模方程(8)式,可以研究旋转磁光光纤光栅的光谱特征。

### 4.1 无外加磁场作用时 SMFBG 的光谱

若不存在外加磁场,则 SMFBG 中的磁光效应微扰不发挥作用。此时,SMFBG 相当于普通的 SFBG, (8)式中  $\kappa_m=0$ 。利用打靶法得到的 SFBG 反射谱如图 3(a)所示,入射光为自然光(用多个不同偏振光的均值模拟)。表 1 给出了计算中使用的参数,在下文的计算中,除特殊说明的参数外,其余参数取值均与该表保持一致。

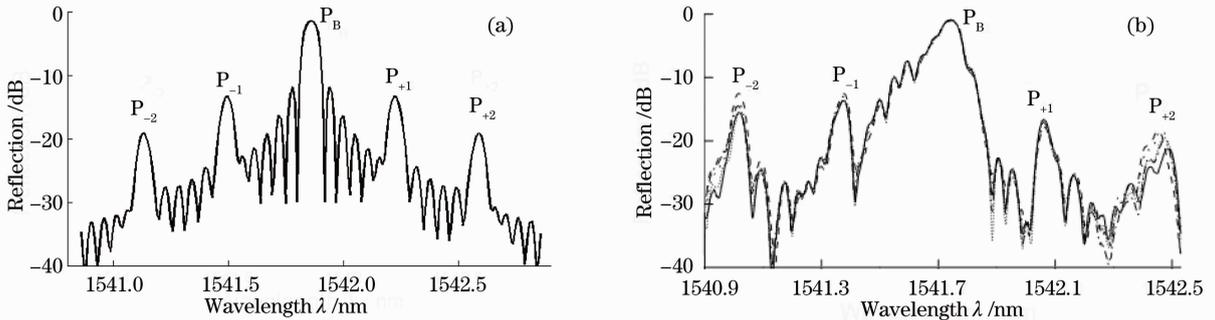


图 3 无外加磁场时 SMFBG 的反射谱。(a) 打靶法得到的反射谱;(b) 实验测量得到的反射谱<sup>[4]</sup>

Fig. 3 Reflection spectra of SMFBG without applied magnetic field. (a) Shooting method; (b) experimental measurement<sup>[4]</sup>

表 1 计算参数

Table 1 Parameters used for calculation

Parameter	Value
Fiber length $L$ /mm	15
Grating period $\Lambda$ /nm	532.41
Fiber spun period $P_s$ /mm	2.25
Effectiverefractive index $n_{\text{eff}}$	1.448
Linear birefringence $\Delta n_b$	$0.38 \times 10^{-4}$
AC modulation coefficient $\delta n_0$	$0.4 \times 10^{-4}$

### 4.2 有外加磁场作用时 SMFBG 的光谱

对于各向同性 MFBG,外加磁场会引入磁圆双折射,左、右旋圆偏光作为本征模,仍然可以在各向同性 MFBG 中独立传播但传播常数产生差异,如果入射光不是圆偏振光,则光谱形状会在外磁场的作用下发生改变<sup>[1]</sup>。利用外加磁场对光谱的此类影响,可以将 MFBG 用于磁场传感。然而,线双折射的存在会对由磁光效应引起的模式转换产生影响,一个明显的变化是外加磁场作用下的 MFBG 光谱不再具有对称性<sup>[12]</sup>,这一改变势必会影响 MFBG 的磁场传感特性。

文献[4]中给出了相同参数条件下光栅反射谱的实验结果,如图 3(b)所示。通过比较可以发现,计算结果与实验结果中都出现了多级旁峰,而且计算结果中旁峰间距、峰值高度等与实验结果基本一致。从图 3 中还可以看出,各级旁峰与主峰之间相差 12~18 dB,因此,在研究外加磁场对 SMFBG 的作用时,可重点关注反射主峰附近的变化。

而对于 SMFBG,外加磁场作用下的反射谱如图 4 所示,其中各向同性 MFBG 和线双折射 MFBG 的反射谱作为对照,磁光耦合系数  $\kappa_m$  取 100 rad/m。

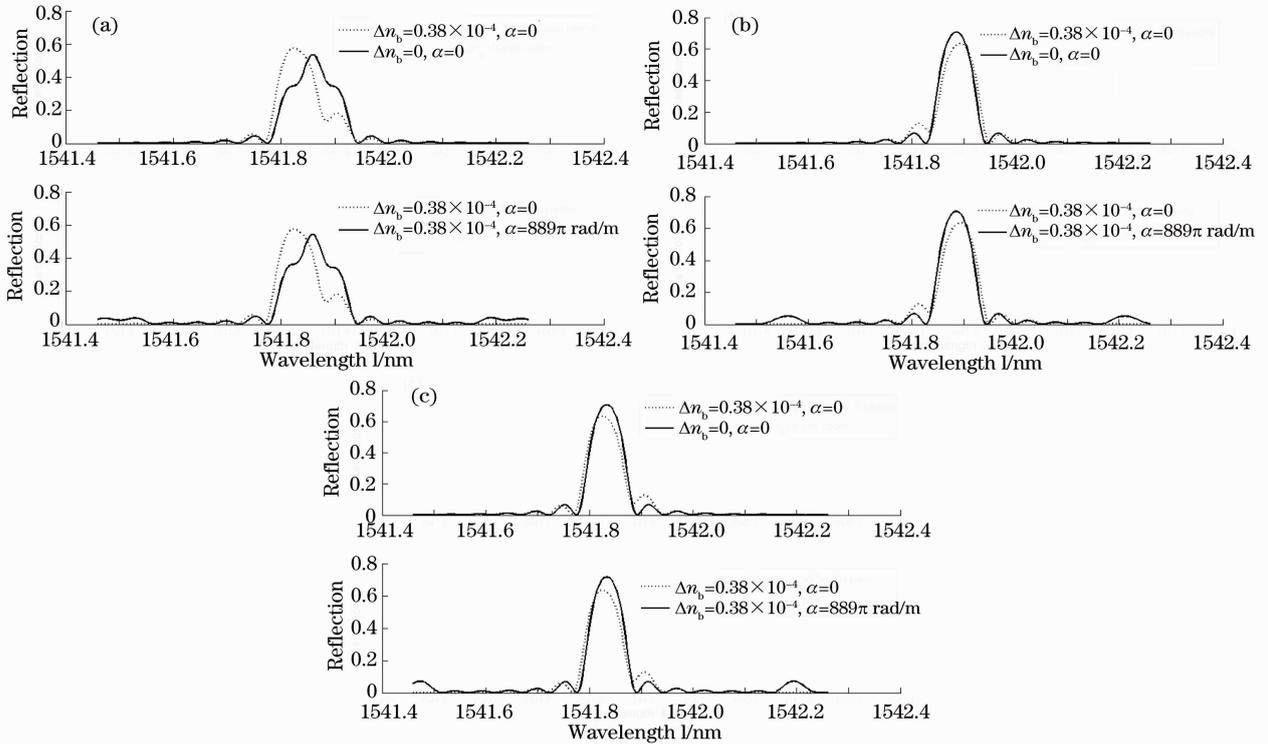


图 4 外加磁场作用下 SMFBG 的反射谱。(a)入射光为 y 轴线偏光;(b)入射光为左旋圆偏光;(c)入射光为右旋圆偏光  
Fig. 4 Reflection spectra of SMFBG under applied magnetic field. (a) For y linearly polarized light input; (b) for left-handed circularly polarized light input; (c) for right-handed circularly polarized light input

观察图 4 可以发现,在相同磁场的的作用下,SMFBG 和各向同性 FBG 在布拉格波长附近的光谱形状保持一致;在外加磁场的的作用下,左、右旋圆偏光的反射主峰分别向长波长和短波长方向移动,而整体形状未发生改变。这些现象说明线双折射对磁光效应的负面影响被有效降低,SMFBG 表现出与各向同性 MFBG 相似的磁场传感特性。需要指出的是,上述现象是在 SMFBG 的旋转周期较小时,即高速旋转的情况下产生的,而在低速旋转时,线双折射的影响并不能被完全消除,如图 5 所示。下面将具体分析旋转速度不同所导致的差异。

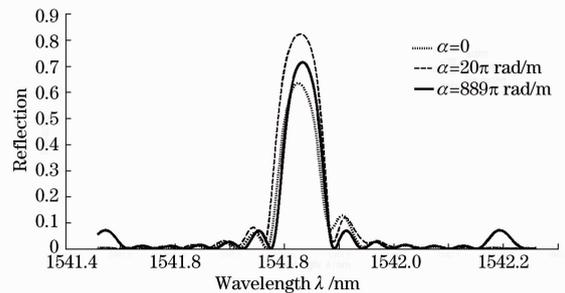


图 5 不同旋转速度的 SMFBG 反射谱  
Fig. 5 Reflection spectra of SMFBG at different spun speed

## 5 SMFBG 的磁圆相关损耗特性

利用磁场对 MFBG 光谱的影响可以进行磁场传感,其具体方法为测量左、右旋圆偏光的反射主峰间隔,用该间隔的大小来表征磁场强弱<sup>[13]</sup>,然而在磁场较弱时,该方法对光谱仪的分辨率要求较高;文献[14]提出一种利用磁光光栅的偏振相关损耗(PDL)峰值进行磁场测量的方法,该方法在保证精度的同时降低了对测量仪器的要求,但是测量过程较为复杂;文献[15]则提出了一种基于偏振消光比的磁场测量方法,选取一对正交线偏光作为参考偏振光,并用二者透射光功率的差异来表征磁场的大小,该方法使理论分析和实验操作都大为简化。

从磁场测量的目的考虑,磁光效应的本质是在光波导中引入磁圆双折射,因此左、右旋圆偏振光与磁光效应的联系最为紧密,它们之间的透射光功率差异能最直接地反映磁场的影响。为此,提出磁圆相关损耗的

概念,其定义如下:

$$L_{\text{MCD}}(\lambda) = \left| 10 \lg \frac{T_l(\lambda)}{T_r(\lambda)} \right|. \quad (10)$$

该式与 PDL 的定义有着类似的形式,不同之处在于 MCDL 固定选取左、右旋圆偏振光作为参考偏振光,并用二者的透射光功率  $T_l(\lambda)$  和  $T_r(\lambda)$  的差异来反映磁场的影响,而 PDL 需遍历各种偏振光,并选取透射光功率中的最大值和最小值来表征光学元件的偏振相关性。与 PDL 的概念相比,MCDL 更易于理论计算和实验测量,并且在多种微扰共同作用的情况下,最能反映磁光效应作用的本质。而对于各向同性磁光光栅,MCDL 与 PDL 的计算公式保持一致<sup>[12,16]</sup>。

利用打靶法求解(8)式,可以方便地计算出 SMFBG 的 MCDL 谱。图 6 给出了相同磁场作用下( $\kappa_m = 10 \text{ rad/m}$ ),旋转率  $\alpha$  对 MCDL 谱的影响。可以看出,在磁场作用下,MCDL 谱呈现对称的双峰结构,当  $\alpha$  取值不同时,MCDL 谱的峰值大小以及双峰的宽度都会发生改变,并且这种变化的趋势较为复杂,并不是随  $\alpha$  的变化而单调变化。

在磁光光栅的磁场测量应用中,往往用谱线的峰值大小来表征磁场强弱,所以我们重点关注  $\alpha$  对 MCDL 峰值大小的影响,如图 7 所示。在低速旋转时,随着  $\alpha$  的增加,MCDL 峰值迅速变大,在 A 区域达到极大值,这个过程中旋转周期远大于光栅长度;随着  $\alpha$  继续增加,MCDL 峰值又急剧减小,曲线在 B 区域出现拐点,此时旋转周期与光栅长度可比拟;而在高速旋转时,如 C 区域,MCDL 峰值趋于稳定,其大小不再随  $\alpha$  的增加而发生明显变化,此时光栅长度内包含多个旋转周期。

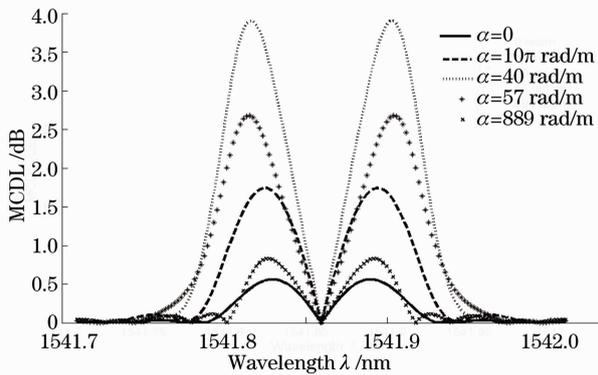


图 6 旋转率  $\alpha$  对 MCDL 谱的影响

Fig. 6 Influence of spun rate  $\alpha$  on MCDL spectra

在图 7 中还可以发现,除 B 区域外,MCDL 峰值随  $\kappa_m$  的增加而变大,在 A、C 两个区域,这种变化最为明显并且表现为线性关系。利用 MCDL 峰值的这一特点,可以实现磁场测量。图 8 给出了不同旋转速度下 MCDL 峰值随  $\kappa_m$  的变化关系,其中  $\alpha=40\pi \text{ rad/m}$  位于 A 区域, $\alpha=800\pi \text{ rad/m}$  则在 C 区域,作为对比图中还给出了各向同性 MFBG 和线双折射 MFBG 的情况。

在磁场较小时,MCDL 峰值随  $\kappa_m$  的增大而线性增大,随着  $\kappa_m$  进一步增大,MCDL 峰值逐渐趋于饱和。其中 MCDL 峰值与  $\kappa_m$  呈线性关系的范围即为磁场测量范围,该范围内曲线的斜率反映了光栅的磁场敏感性。

在图 8 中,各向同性 MFBG 具有最佳的磁场敏感性,而线双折射的存在会使其磁场敏感性降低。值得注意的是,线双折射虽然改变了光栅的磁场敏感性,但在一定范围内保持了 MCDL 峰值与  $\kappa_m$  的线性关系,这是 MCDL 与 PDL 的不同之处,若采用 PDL 的概念,则很

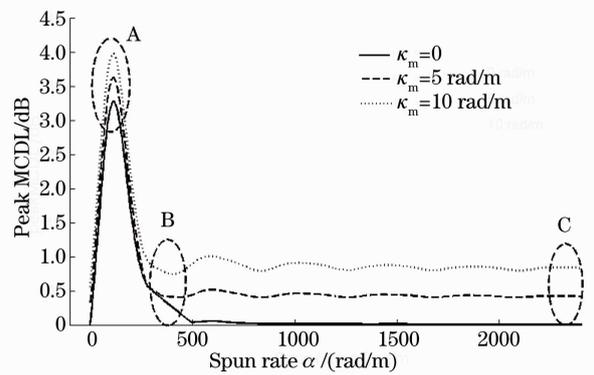


图 7 旋转率  $\alpha$  对 MCDL 峰值的影响

Fig. 7 Influence of spun rate  $\alpha$  on peak MCDL

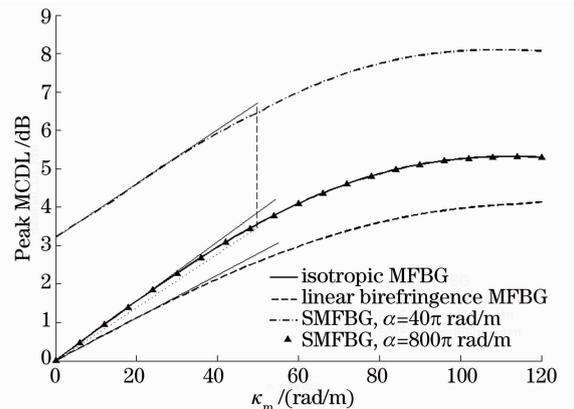


图 8 MCDL 峰值随磁光耦合系数的变化曲线

Fig. 8 Peak MCDL versus magneto-optic coupling coefficient

小的线双折射就会使 PDL 峰值不再随  $\kappa_m$  线性变化,从而影响磁场测量效果<sup>[14]</sup>。相比之下,利用 MCDL 的概念进行磁场测量能够在一定程度上减小线双折射对测量精度的影响。

而对于线双折射带来的磁场敏感性变化,则可以通过光纤旋转加以抑制。如果持续提高旋转率,理论上可以得到趋近于各向同性 MFBG 的 MCDL 峰值曲线,在图 8 中可以看出,当  $\alpha=800\pi$  rad/m 时,SMFBG 的 MCDL 峰值曲线已经和各向同性磁光光栅吻合得非常好,这说明高速旋转的 SMFBG 与各向同性 MFBG 一样具有最佳的磁场敏感性;计算结果还表明,当  $\alpha=40\pi$  rad/m 时(图 7 中的 A 区域内)时,SMFBG 的磁场敏感性介于线双折射 MFBG 和各向同性 MFBG 之间,说明适当的低速旋转同样可以改善线双折射对光栅磁场敏感性的影响。

另一个值得注意的现象是,当  $\alpha=40\pi$  rad/m 时,SMFBG 的 MCDL 峰值曲线明显高于各向同性 MFBG,特别是在  $\kappa_m=0$  时,各向同性 MFBG 的 MCDL 峰值等于 0,而 SMFBG 的 MCDL 峰值约为 3.2 dB。这在磁场测量中具有现实意义,由于各种外界因素以及光栅自身缺陷的影响,在没有外磁场作用时,光栅 PDL 的实际测量值并不为 0,而是存在一个约 0.3 dB 的噪声<sup>[17]</sup>,这会严重影响磁场测量效果,而通过光纤旋转的偏置作用,可以使 MCDL 峰值曲线具有一个较大的初值,从而降低噪声对测量结果的影响,提高磁场测量的准确性。以上讨论说明,与普通 MFBG 相比,SMFBG 更适合应用于磁场测量领域。

## 6 结 论

推导了旋转磁光光纤光栅中导波光的耦合模方程,并采用打靶法进行数值求解。通过分析磁场对 SMFBG 光谱特征的影响,发现光纤旋转可以降低线双折射带来的负面影响。提出了磁圆相关损耗的概念,此概念与磁光效应的本质相联系,主要用于 MFBG 的磁场测量应用,它既减小了线双折射对测量精度的影响,又简化了理论分析和实验操作。利用 MCDL 的概念研究了光纤旋转微扰对光栅磁场敏感性的影响,发现调节旋转率可以优化 MCDL 峰值对磁场的灵敏度并提高测量精度。以上特性使 SMFBG 在磁场传感器等方面展现出应用潜力。

## 参 考 文 献

- 1 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.
- 2 Wu Baojian, Lu Xin, Qiu Kun. Magneto-optic fiber gratings useful for dynamic dispersion management and tunable comb filtering[J]. *Chin Phys Lett*, 2010, 27(6): 067803.
- 3 Qiu Kun, Wu Baojian, Wen Feng. Nonlinear propagation of circularly polarized light in magneto-optic fiber Bragg gratings [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(3): 1726–1730.  
邱 昆, 武保剑, 文 峰. 磁光光纤 Bragg 光栅中圆偏振光的非线性传输特性[J]. *物理学报*, 2009, 58(3): 1726–1730.
- 4 Wang Yong, Xu Changqing. Bragg gratings in spun fibers[J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2005, 17(6): 1220–1222.
- 5 J L Arce-Diego, D Pereda-Cubian, M A Muriel. Polarization effects in short- and long-period fiber gratings: a generalized approach [J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2004, 6(3): S45–S51.
- 6 Qian Jingren, Wang Xuxu. Coupled-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.
- 7 M S Muller, L Hoffmann, A Sandmair, *et al.*. Full strain tensor treatment of fiber Bragg grating sensors[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2009, 45(5): 547–553.
- 8 M S Muller, H J El-Khozondar, A Bernardini, *et al.*. Transfer matrix approach to four mode coupling in fiber Bragg gratings[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2009, 45(9): 1142–1148.
- 9 Liu Gongqiang, Le Zhiqiang, Shen Defang. Magneto-Optics[M]. Shanghai: Shanghai Scientific & Technical Publishers, 2001. 110–119  
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. 110–119.
- 10 Y H Ja. Using the shooting method to solve boundary-value problems involving nonlinear coupled-wave equations[J]. *Opt Quantum Electron*, 1983, 15(6): 529–538.
- 11 T Erdogan. Fiber grating spectra[J]. *J Lightwave Technol*, 1997, 15(8): 1277–1294.
- 12 Li Chongzhen. Research on Birefringence and Magnetic Adjustability of Magneto-Optic Fiber Bragg Gratings[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2011. 22–26  
李崇真. 磁光光纤光栅的双折射特性与磁可调性研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2011. 22–26.

- 13 A D Kersey, M J Marrone. Fiber Bragg grating high-magnetic-field probe[C]. SPIE, 1994, 2360(9): 53–56.
- 14 Baojian Wu, Chongzhen Li, Kun Qiu, *et al.*. Characteristics of light polarization in magneto-optic fiber Bragg gratings with linear birefringence[J]. Chin Opt Lett, 2011, 9(1): 010601.
- 15 Cheng Liwei, Wu Baojian. Analysis of the characteristics of polarization extinction ratio in magneto-optic fiber Bragg gratings[J]. Laser & Infrared, 2010, 40(3): 272–276.  
程立伟, 武保剑. 磁光光纤 Bragg 光栅中偏振消光比特性分析[J]. 激光与红外, 2010, 40(3): 272–276.
- 16 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.
- 17 Peng Hui, Su Yang, Li Yuquan. Analysis of a new measurement for electromagnetic with fiber grating[C]. SPIE, 2008, 7134: 71342C.