

doi:10.3788/gzxb20154412.1206003

保偏光纤陀螺轴向磁敏感特性研究

张彩妮, 杨梦放, 赵宇翔, 张登伟, 舒晓武, 刘承

(浙江大学 光电学院现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘 要:研究了与光纤线圈敏感轴平行的轴向磁场作用下保偏光纤陀螺的漂移特性,建立了保偏光纤陀螺产生的非互易相位差与入射光偏振态关系的数学模型,并对该模型进行了实验验证.结果表明:轴向磁场对保偏光纤陀螺产生的非互易相位差源于光纤线圈内光纤的弯曲,且与线圈中光纤扭转分布具有密切关系,即当线圈绕制完毕,光纤扭转分布固定时,对应的保偏光纤陀螺轴向磁场灵敏度不变;保偏光纤陀螺轴向磁场灵敏度与射入光纤线圈内光的偏振态密切相关,通过改变入射偏振光的入射角,可在 $0\sim 5^\circ/\text{h}/\text{mT}$ 范围内改变典型保偏光纤陀螺的轴向磁场灵敏度.

关键词:保偏光纤陀螺;轴向磁致非互易相位差;光纤线圈;光纤弯曲;光纤扭转;入射光的偏振态

中图分类号:TP216

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2015)12-1206003-6

Research on the Axial Magnetic Characteristic in a Polarization Maintaining Fiber Optic Gyroscope

ZHANG Cai-ni, YANG Meng-fang, ZHAO Yu-xiang, ZHANG Deng-wei,
SHU Xiao-wu, LIU Cheng

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: The output characteristics of polarization maintaining fiber optic gyro were studied in the influence of the axial magnetic field parallel to the sensitive axis of the sensing coil. The mathematical model of the relationships between the nonreciprocal phase difference in polarization maintaining fiber optic gyro and the polarization state of incident light was established and verified by experiments. The results show that the drift caused by the magnetic field in the polarization maintaining fiber optic gyroscope come from the fiber's bending when coil is wounded, and the drift is closely related with the distribution of the fiber in the coil. The sensibility will not change after the sensing coil is completely manufactured because of the invariant distribution of the fiber twist. By changing polarization state of the incident light to some extent, the sensitivity of the axial magnetic field of polarization maintaining fiber optic gyro can be changed.

Key words: Polarization maintaining fiber optic gyroscopes; Axial magnetic drift; Nonreciprocal phase difference; Fiber coil; Fiber's bending; Fiber's twist

OCIS Codes: 060.2310;060.2370;060.2420;060.2800

0 引言

光纤线圈是干涉式保偏光纤陀螺磁致非互易相位差的主要来源^[1].与陀螺敏感轴方向夹角不同的磁场对保偏光纤陀螺产生影响的机理不同,其中与陀螺敏感轴垂直的径向磁场对保偏光纤陀螺产生磁致非互易相位差,其机理来自于磁光 Faraday 效应及光纤拉制、

光纤线圈绕制过程中光纤存在扭转而产生的圆双折射和自身固有线双折射的共同作用^[2-6].当绕制光纤线圈时,每圈光纤存在螺旋角,这使得与陀螺敏感轴平行的轴向磁场可分解为与光传播方向平行的平行分量与传播方向垂直的正交分量.平行分量对保偏光纤陀螺的影响与径向磁场类似,都源于磁光 Faraday 效应,由于平行分量很小(一般小于正交分量的 1%),因此平

基金项目:国家自然科学基金(No.61203190)资助

第一作者:张彩妮(1973-),女,副教授,博士,主要研究方向为光纤传感技术. Email:Zhangcn@zju.edu.cn

通讯作者:张登伟(1978-),男,副教授,博士,主要研究方向为光纤传感及系统. Email:seaskyzdw@zju.edu.cn

收稿日期:2015-07-01;录用日期:2015-10-08

<http://www.photon.ac.cn>

行分量产生的磁致非互易相位差也很小,相比于本文所讨论的正交分量对陀螺的影响可以忽略^[2, 7-8]. 而轴向磁场中与光传播方向垂直的正交分量,由于光纤线圈绕制后存在弯曲,对陀螺依然产生磁致非互易相位差,其机理源于另外一种新型的磁光效应^[9-12]. 该磁光效应主要表现为垂直于光传播方向的正交磁场分量依然对弯曲光纤中的光产生较大的影响,原因是正交分量改变了弯曲光纤中光的传播常量,且改变是非互易的,因此在光纤线圈上累积后,正反两束光具有较大的相位差^[10-11]. 保偏光纤线圈尾纤与调制器尾纤 0°耦合的保偏光纤陀螺系统由于正交分量产生的非互易相位差对于不同的保偏光纤线圈是不同的,而 45°耦合的保偏光纤陀螺系统,对于同一几何尺寸和光纤长度绕制的不同保偏光纤线圈,其正交磁场分量产生的非互易相位差基本不变^[12].

由于轴向磁场的平行分量可以忽略,因此可以称轴向磁场的正交分量为轴向磁场. 本文研究在此轴向磁场作用下保偏光纤陀螺产生的非互易相位差,并建立描述该非互易相位差与耦合角度(入射光偏振态)关系的数学模型,并对该理论结果进行实验验证.

1 轴向磁场对保偏光纤陀螺影响的理论

如图 1,空间任意磁场在光纤线圈上可分解为 X、Y、Z 三个方向,其中 Z 平行于光纤陀螺敏感轴,X 和 Y 在光纤线圈平面内,且垂直于陀螺敏感轴,由于 X 分量和 Y 分量对光纤陀螺的作用源于磁光法拉第效应,因此可以将 X 分量和 Y 分量合成为径向磁场 B_R (垂直于陀螺敏感轴),而磁场的 Z 分量对陀螺的作用源于另外一种磁光效应,称之为轴向磁场 B_A (平行于陀螺敏感轴).

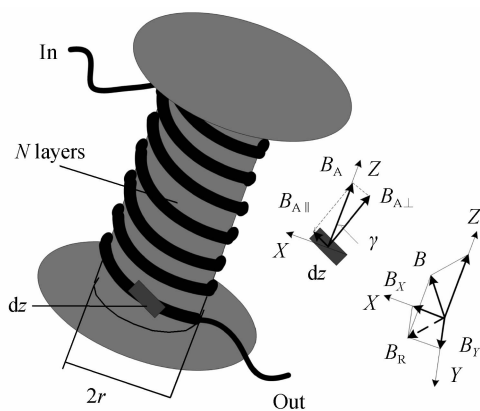
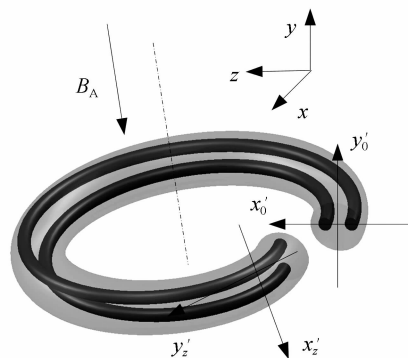


图 1 空间磁场作用下的光纤线圈

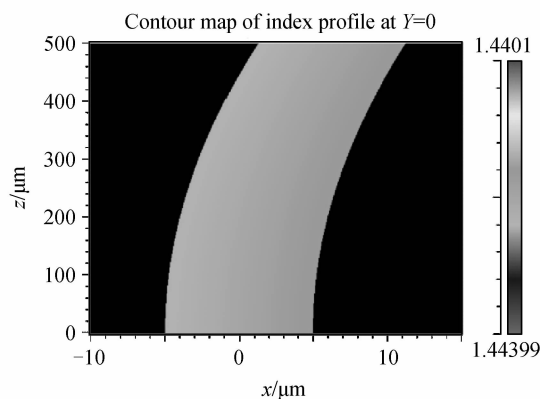
Fig. 1 The fiber coil under the space magnetic field

如图 2(a),坐标系 x, y, z 分别为平行于光纤线圈平面、垂直于光纤线圈平面的方向及在光纤 z 处光的传播方向,保偏光纤存在两相互正交的应力轴:快轴

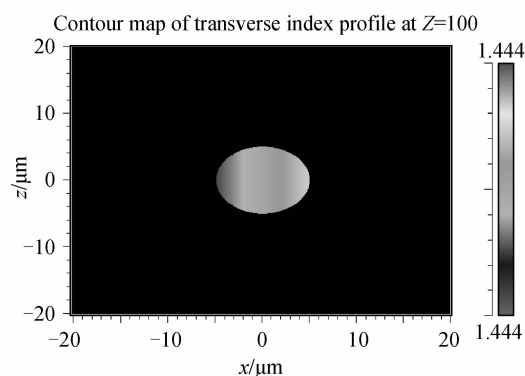
(x')和慢轴(y'),不同轴上光的传播常量不同. 而光纤及线圈制作过程中光纤存在扭转,导致两应力轴与陀螺敏感轴的夹角不固定. 光纤线圈绕制完成后,存在必然的弯曲(弯曲半径即是光纤线圈的半径),使保偏光纤相对处于笔直状态,其折射率分布总是在靠近曲率中心一侧增加,远离中心一侧减小^[11-15],图 2(b)、(c)所示的是使用RSOFT软件仿真的弯曲光纤的折射率



(a) One turn polarization maintaining fiber with twisting



(b) The refractive index distribution in the XZ cross-section of the bending fiber



(c) The refractive index distribution in the XY cross-section of the bending fiber

图 2 存在扭转和弯曲的光纤及折射率分布

Fig. 2 The diagram of optical fiber with bending and twisting and its refractive index distribution

分布,可以看到弯曲后光纤的折射率在弯曲平面内发生变化. 由于光纤扭转的存在,保偏光纤的快轴模式(q -TM 模式)和慢轴模式(q -TE 模式)使得 $x(y)$ 与 x'

(y')不平行(默认 x 方向始终垂直于陀螺的敏感轴), 设 x 与 x' 的夹角在任意 z 点为 θ_z , 而两模式下点 z 处的电场分量分别为^[15] $(E_{q-M}) = (E_{x'}, 0, E_z)$ 和 $(E_{q-E}) = (0, E_{y'}, E_z)$. 在轴向磁场 B_A 作用下, q-TM 模式和 q-TE 模式在 z 处的正反向传播常量分别为^[13]

$$\beta_{q-M\pm, z} = \beta_F \pm \delta\beta_z \quad (1)$$

$$\beta_{q-E\pm, z} = \beta_S \pm \delta\beta_z \quad (2)$$

式中

$$2\delta\beta_z = 2\lambda V B_A \frac{\cos^2 \theta_z}{\pi n} \cdot \frac{\iint_{c.s.} \frac{\partial |E_{x'}|^2}{\partial x'} dx' dy'}{\iint_{c.s.} |E_{x'}|^2 dx' dy'} =$$

$$2 \frac{\lambda V B_A}{\pi n} \chi \cos^2 \theta_z = \delta\beta_0 \cos^2 \theta_z$$

$2\delta\beta_z = \delta\beta_0 \sin^2 \theta_z$, β_F 、 β_S 分别是保偏光纤 q-TM 模式和 q-TE 模式的传输常量, λ 为光纤中传播光的波长, V 为费尔德常量, n 为光纤折射率, χ 为弯曲带来的 q-TM 模式中电场分量 E_x 分布的不对称度.

因此, 当保偏光纤中任一传播模式 (q-TM 或 q-TE) 的两电场分量与磁场 B_A 垂直时, 则该传播模式具有非互易性(此时该模式的两电场分量平行于弯曲平面), 其非互易性与光纤直径、光纤线圈直径、光纤长度及轴向磁场 B_A 相关. 而轴向磁场 B_A 对实际陀螺产生的非互易相位差, 取决于该模式传播过程中其能量在弯曲平面内所占的比例, 保偏光纤在拉制及线圈绕制过程中, 扭转总是存在而且不均匀, 这使得位于弯曲平面内的 q-TM 或 q-TE 模式时刻变化, 因此轴向磁场 B_A 对实际保偏光纤陀螺产生的非互易相位差具有不确定性.

图 3 是一种保偏光纤陀螺系统示意图, 集成光学元件(Integrated Optical Component, IOC)内部集成了起偏器 P 和 Y 波导分支, 及对其中传播的光具有调制作用的电极, 起偏器 P 的方向平行于纸面, 保偏光纤线圈的一端与保偏光纤 L_2 之间放置一偏振控制器(Polarization Controller, PC), 偏振控制器 PC 由保偏光纤制成, 通过扭转其中的三个扭圈实现偏振态的控制, 光纤线圈的另一端的尾纤 L_1 和保偏光纤 L_2 的快轴与 P 平行, 设为 x' 方向, 慢轴与 P 垂直, 设为 y' 方向, 即初始状态下的传输光全部是 q-TM 模式. 光的传播方向为 z 向, 对于顺时针光, 在端口 1# 处 $z=0$, 而对于逆时针光, 在端口 2# 处 $z=0$. 光纤线圈的平均半径为 R , 轴向磁场 B_A 垂直于光的传播方向. 参照图 1, 对于顺时针(Clockwise, CW)光, in 表示入射口(图 3 中的 1# 端口), out 表示 CW 光经过光纤线圈后的出射口(图 3 中的 2# 端口), 而对于逆时针(Counter-Clockwise, CCW)光, out 则表示入射口, in 表示出射口.

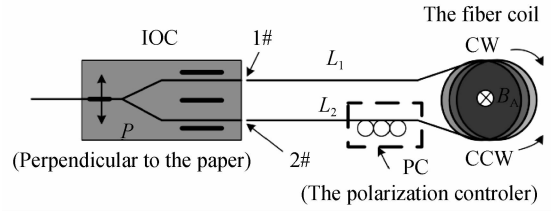


图 3 保偏光纤陀螺敏感部分

Fig. 3 The sensing part of a polarization maintaining fiber optical gyro

假设光纤线圈中的 N 层光纤都处在半径为 R 的圆上, 每层光纤有 M 匝, 在 z 处取微小段保偏光纤 δz , 则光纤线圈上微小段保偏光纤的总数为 $k = 2\pi R N M / \delta z$, 设在第 z 段上由于扭转使得 x 方向与 q-TM 模式的夹角为 θ_z . 令光从光源经过起偏器 P 后的电场分量为 $\sqrt{2} E_0 = [\sqrt{2} E_{0x} \ 0]^T$, 则经过 Y 波导后平分成两束, 电场分量都是 $E_0 = [E_{0x} \ 0]^T$, 传输光 CW 向经过整个光路系统再次经过起偏器 P 后到达公共端口时的电场矢量记为 E_+ , 传输光 CCW 向经过整个光路系统再次经过起偏器 P 后的电场矢量记为 E_- , 则 E_+ 为

$$E_+ = \begin{bmatrix} E_{\xi+} \\ E_{\psi+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} C[\alpha] C_{q-M+, k} \cdots C_{q-M+, 1} \cdot$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} E_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} C[\alpha] \begin{bmatrix} \bar{A} & \bar{B} \\ -\bar{B}^* & \bar{A}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot$$

$$E_0 = E_{0x} \begin{bmatrix} \cos \alpha \bar{A} + \sin \alpha \bar{B}^* \\ 0 \end{bmatrix} =$$

$$E_{0x} \begin{bmatrix} \cos \alpha A e^{-j\varphi_A} + \sin \alpha B e^{j\varphi_B} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中, $C[\alpha] = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$ 为偏振控制器的传输矩阵, α 是光的入射角, A 为 \bar{A} 的振幅, φ_{A+} 为 \bar{A} 的相位, B 为 \bar{B} 的振幅, φ_{B+} 为 \bar{B} 的相位,

$$C_{q-M+, z} = \begin{bmatrix} A_z & B_z \\ -B_z^* & A_z^* \end{bmatrix}; B_z = \frac{\theta_z}{\eta_{q-M+, z}} \sin \eta_{q-M+, z} \delta z;$$

$$A_z = \cos \eta_{q-M+, z} \delta z - j \frac{\beta_{q-M+, z}}{2\eta_{q-M+, z}} \sin \eta_{q-M+, z} \delta z;$$

$$\eta_{q-M+, z} = \sqrt{(\beta_{q-M+, z}/2)^2 + \theta_z^2}.$$

同理

$$E_- = \begin{bmatrix} E_{x-} \\ E_{y-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} C_{q-M-, 1} \cdots C_{q-M-, k} \cdot$$

$$C[\alpha] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} E_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{C} & \bar{D} \\ -\bar{D}^* & \bar{C}^* \end{bmatrix} \cdot$$

$$C[\alpha] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} E_0 = E_{0x} \begin{bmatrix} \cos \alpha \bar{C} + \sin \alpha \bar{D}^* \\ 0 \end{bmatrix} =$$

$$E_{0x} \begin{bmatrix} \cos \alpha C e^{-j\varphi_C} + \sin \alpha D e^{j\varphi_D} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中, C 为 \bar{C} 的振幅, φ_{C-} 为 \bar{C} 的相位, D 为 \bar{D} 的振幅, φ_{D-} 为 \bar{D} 的相位

$$C_{q-M-,z} = \begin{bmatrix} C_z & D_z \\ -D_z^* & C_z^* \end{bmatrix},$$

$$C_z = \cos \eta_{q-M-,z} \delta z - j \frac{\beta_{q-M-,z}}{2\eta_{q-M-,z}} \sin \eta_{q-M-,z} \delta z,$$

$$D_z = \frac{\theta_z}{\eta_{q-M-,z}} \sin \eta_{q-M-,z} \delta z, \eta_{q-M-,z} = \sqrt{(\beta_{q-M-,z}/2)^2 + \theta_z^2}.$$

经过光纤线圈后 CW 和 CCW 两束光分别包含两列波,由于干涉式光纤陀螺中使用的是宽谱光源,因此,该两列波将分别干涉,设由于转动引起的 Sagnac 相位差为 φ_s ,则 CW 和 CCW 两束光干涉后的光强为

$$I = E_{0x}^2 \{ \cos^2 \alpha [A^2 + C^2 + 2AC \cos(\varphi_{C-} - \varphi_{A+} + \varphi_s)] + \sin^2 \alpha [B^2 + D^2 + 2BD \cos(\varphi_{B+} - \varphi_{D-} + \varphi_s)] \} \quad (5)$$

对干涉后的光强进行 $\pi/2$ 调制,则在探测器上得到的相位引起的光强变化为

$$\Delta I = 2E_{0x}^2 AC \cos^2 \alpha \sin(\varphi_{C-} - \varphi_{A+} + \varphi_s) + 2E_{0x}^2 BD \sin^2 \alpha \sin(\varphi_{B+} - \varphi_{D-} + \varphi_s) \quad (6)$$

式(6)表示,轴向磁场 B_A 对图 3 所示的光纤陀螺引起的非互易相位差为

$$\Delta\varphi_{B_A} = \frac{AC \cos^2 \alpha (\varphi_{C-} - \varphi_{A+}) + BD \sin^2 \alpha (\varphi_{B+} - \varphi_{D-})}{AC \cos^2 \alpha + BD \sin^2 \alpha} \quad (7)$$

设光纤线圈中的光纤没有扭转,则 $\theta_z = 0$,因此 $B = D = 0$ 且 $\varphi_{B+} = \varphi_{D-} = 0$,所以式(7)可改写成

$$\Delta\varphi_{B_A} = (\varphi_{C-} - \varphi_{A+}) \quad (8)$$

式(8)表明轴向磁场产生的非互易相位差完全依赖于入射偏振光能量在 x' 轴上的比例(没有扭转时, x' 轴与 x 轴重合,偏振态全部平行于光纤线圈敏感轴).如果偏振光全在 x' 轴上,即 $\alpha = 0$,则轴向磁场 B_A 对保偏光纤陀螺产生的非互易相位差最大,为 $\Delta\varphi_{B_A} = 2\pi RNM\delta\beta$;而如果入射偏振光全部位于 y' 轴上,即 $\alpha = 90^\circ$,则 B_A 产生的非互易相位差为 0;而对于一般情况下的 α 值,则 B_A 产生的非互易相位差为在 $0 \sim 2\pi RNM\delta\beta$ 之间.对于典型光纤陀螺,光纤线圈中光纤层数 N 为 20,每层匝数 $M = 120$,光纤线圈的平均半径为 R 为 40 mm,轴向磁场 B_A 为 1 mT,产生的非互易相位差最大值为 1.86×10^{-5} rad,对应的角速率为 $5^\circ/h$.

实际光纤往往存在扭转,从式(7)可以看到,轴向磁场对光纤陀螺产生的非互易相位差不但与光纤线圈一端偏振光的入射角有关,即与入射线偏振光在快轴(x' 轴)和慢轴(y' 轴)能量的比例有关,还与光纤上扭转的分布 $\cos \theta_z$ 有关,光纤线圈不同的光纤陀螺系统,具有不同的轴向磁场灵敏度.当光纤线圈绕制完毕后,扭转的分布 $\cos \theta_z$ 是固定的,轴向磁场产生的非互易相位差与轴向磁场 B_A 呈线性关系.通过改变如图 3 所

示光纤线圈一端的偏振控制器 PC,使得 CCW 偏振光入射到光纤线圈中时,在 x' 轴上的能量比例发生改变,致使非互易的有用信号的比例也发生改变;同时,使得 CW 偏振光在到达公共干涉端 P 之前,参与干涉的非互易的有用信号的比例也发生变化.因此,改变偏振控制器 PC 能使保偏光纤陀螺的轴向磁场灵敏度发生改变.

2 轴向磁漂移的实验结果

实验采用图 3 和图 4 所示的保偏光纤陀螺系统,光纤外径为 165 μm ,纤芯直径为 6 μm ,光源波长 $\lambda =$

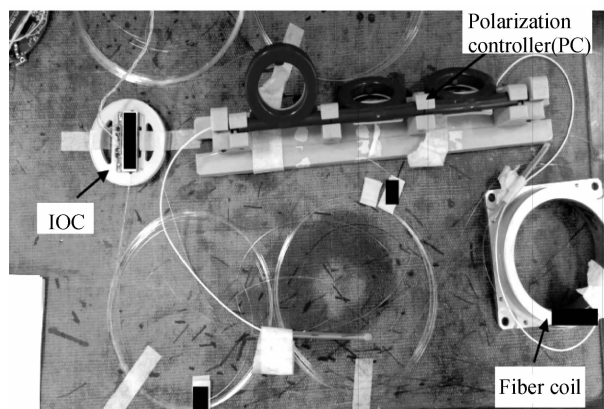


图 4 保偏光纤陀螺系统

Fig. 4 A polarization maintaining fiber optical gyro 1 310 nm,光纤线圈半径为 40 mm.实验分两种配置:

1)其他光学元件不变,将图 3 中虚框内的偏振控制器 PC 去掉,依次焊接长度分别为 605 m、599 m 和 608 m 的三个光纤线圈,形成三个保偏光纤陀螺系统,进行三次轴向磁场灵敏度实验,三个光纤线圈都采用对称四极子绕法进行绕制,编号分别为 coil_1 、 coil_2 、 coil_3 ,实验中除了光纤线圈之外的其他元器件远离磁场,光纤线圈通过两尾纤与系统相连,保持线圈敏感轴与磁场方向平行,磁场大小为 1 mT.实验结果如图 5 (图中将三个光纤线圈分别组成的保偏光纤陀螺系统的实验结果放在了一张图上),实验中,由于三只光纤线圈直径相同,所用光纤直径相同,保偏光纤的长度也基本相同,因此没有磁场时,三个系统的输出也基本相同.但三只保偏光纤线圈组成的系统分别在正交磁场作用下输出差异很大.原因在于三只光纤线圈绕制时没有控制扭转,导致不同光纤线圈内的光纤扭转分布不同,当较多有用信号处在 x' 轴上时,则相应的轴向磁场灵敏度较高;反之,较低.而实际到底有多少有用信号存在于 x' 轴的模式上,在绕制光纤线圈时是不知道的.通过改变进入光纤线圈光的能量分布,即增加有用信号在 x' 轴上的分布或增加非互易的信号变换成有用信号的比例,就能够提高光纤陀螺系统的轴向磁场灵敏度.

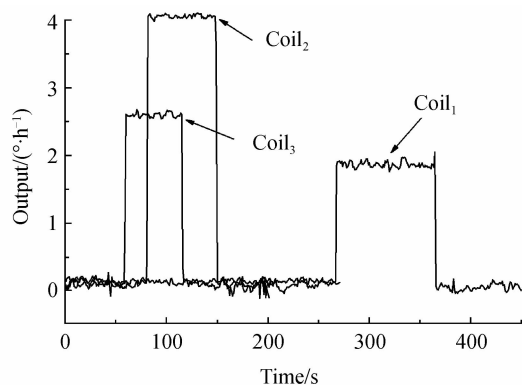


图5 B_A 作用下3只保偏光纤线圈的输出
Fig. 5 The outputs of three PMF coils under B_A

2)保持图4中的其他光学元件不变,且加上偏振控制器PC,采用图4所示的保偏光纤陀螺系统,分别接入长度分别为605m、599m和608m的三个光纤线圈,光纤线圈放置于磁场中,光纤线圈敏感轴与磁场方向平行,分别对三只保偏光纤线圈组成的保偏光纤陀螺系统进行实验,如图6,图中P表示施加1mT的轴向磁场、R表示去掉轴向磁场、C表示改变偏振控制器的偏振态(通过扭图4所示的偏振控制器PC的三个扭转环),实验过程为:对于coil1,先保持偏振控制器的偏振态不变,此时陀螺输出的零位恒定,均值为 $0^\circ/\text{h}$,在90s时施加1mT轴向磁场,轴向磁场的作用使得陀螺零位产生偏移,陀螺输出均值为 $-1.5^\circ/\text{h}$,在160s去掉轴向磁场,陀螺回到施加磁场前的零位,陀螺在此偏振状态下的轴向磁场灵敏度为 $-1.5^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$;在200s改变偏振控制器,使得射入光纤线圈内光的偏振态改变,可以看到此时陀螺零位基本不变,在240s施加1mT的轴向磁场,陀螺输出变成 $-3.3^\circ/\text{h}$,300s时去掉轴向磁场,陀螺输出回到未加磁场前的零位,陀螺在此偏振状态下的轴向磁场灵敏度为 $-3.3^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$;后面在350s、460s、670s、970s分别改变偏振控制器的状态,再分别施加1mT的轴向磁场,对应的轴向磁场灵敏度分别为 $-2.5^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$ 、 $2.1^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$ 、 $0.8^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$ 、 $2.1^\circ \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$.因此,从图6中coil1的实验结果可以看到,光纤陀螺的轴向磁场灵敏度与入射光的偏振态关系密切,从coil2和coil3也发现了相同的实验现象,原因在于:如图4所示的保偏光纤陀螺系统,对于CCW光,偏振控制器改变了入射到光纤线圈中 x' 轴的能量比例,使得非互易的有用信号的比例发生变化;同时,对于CW光,对于一给定的光纤线圈,到达偏振控制器时两种偏振模式的非互易量的比例都不变,但偏振控制器使得两种模式都部分变成了有用信号,使得参与干涉的非互易的有用信号的比例发生变化.以上两种变化,导致干涉后的光纤陀螺产生的非互易相位差发生相应的变化,因此,改变如图4所示系统的偏振控制器的偏振态将

导致光纤陀螺系统产生不同的磁场灵敏度,这与理论分析是一致的.

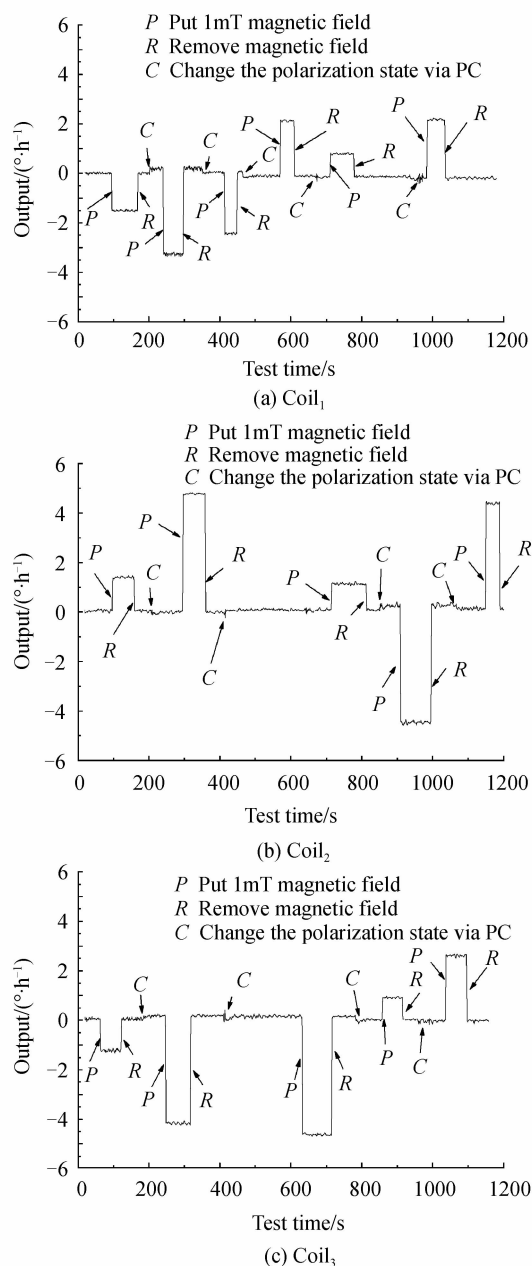


图6 改变偏振控制器时三只不同光纤线圈的轴向磁场灵敏度实验结果

Fig. 6 The sensitivity experiment results of three different fiber coils in axial magnetic field when changing the polarization controller

从图6中的coil1、coil2和coil3的实验对比结果还发现,抛开入射光的偏振态对光纤陀螺的轴向磁场灵敏度影响之外,不同的光纤线圈,在改变入射光的偏振态之后,其最大轴向磁场灵敏度是不同的,主要原因在于光纤线圈绕制过程中光纤的扭转分布是不同的,如果扭转使得有用的信号处在 x' 轴上较多,则改变入射光的偏振态时,光纤陀螺的轴向磁场灵敏度最大值也较大;反之,较少.这与理论分析也是一致的.

必须指出的是,虽然保偏光纤的轴向磁场灵敏度与入射光的偏振态具有非常密切的关系,但轴向磁场并没有改变光纤中传播光的偏振态,不同偏振态的入射光只是使得有用信号在非互易模式(x' 轴)上的分布不同,导致光纤陀螺对轴向磁场敏感的根本原因在于与传播光正交的轴向磁场改变了弯曲光纤中光的传播常量,且传播常量的改变对于正反两束光是相反的,具有一定的非互易性,最终导致光纤陀螺产生轴向磁场灵敏度。

3 结论

与光纤敏感轴平行的轴向磁场 B_A 对保偏光纤陀螺依然产生较大影响,影响的机理源于轴向磁场 B_A 使弯曲光纤中与弯曲平面平行的模式具有非互易性。理论分析和实验结果表明,对于其他光学元件相同,仅光纤线圈不同的保偏光纤陀螺系统,轴向磁场产生的非互易相位差是不同的,与光纤线圈中光纤的扭转分布有关,如果光纤没有扭转,且信息光位于与光纤线圈轴向平行的模式中,则轴向磁场产生的非互易相位差为0,而信息光位于与光纤线圈轴向垂直的模式中时,则轴向磁场产生的非互易相位差最大。对于通常的保偏光纤陀螺系统,由于事先不知道光纤扭转的分布,因此事先不知道其轴向磁场灵敏度,但光纤线圈一旦制作完毕,则其轴向磁场灵敏度是恒定的。通过改变射入光纤线圈内光的偏振态,可以在一定程度上改变轴向磁场对保偏光纤陀螺的影响。

参考文献

- [1] 张桂才. 光纤陀螺原理与技术[M]. 北京:国防工业出版社, 2008:121-153.
- [2] ZHANG Deng-wei, SHU Xiao-wu, MOU Xu-dong, *et al.* Theoretical study on radial magnetic field in fiber-optic depolarized gyro[J]. *Journal of Transduction Technology*, 2005, **34**(10): 1561-1564.
- [3] ANDRONOVA I, MALYKIN G. How random twists of a single-mode fiber lightguide affect the sensitivity of fiber gyroscopes to an external magnetic field [J]. *Journal of Optical Technology*, 2002, **69**(10): 774-777.
- [4] ZHANG Deng-wei, ZHAO Yu-xiang, FU Wen-lan, *et al.* Nonreciprocal phase shift caused by magnetic-thermal coupling of a polarization maintaining fiber optic gyroscope[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(6): 1382-1385.
- [5] LI Jian, NING Ti-gang, YAN Feng-ping, *et al.* Study on the Faraday effect of the magneto optic effect in interferometric fiber-optic gyroscope[J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*, 2007, **18**(4): 400-403.
李坚,宁提纲,延凤平,等. 干涉型光纤陀螺中磁光 Faraday 效应的研究[J]. *光电子·激光*, 2007, **18**(4): 400-403.
- [6] CELIKEL O, SAMETOGLU F. Assessment of magneto-optic Faraday effect-based drift on interferometric single-mode fiber optic gyroscope (IFOG) as a function of variable degree of polarization (DOP) [J]. *Measurement Science and Technology*, 2012, **23**(025104): 1-17.
- [7] ZHANG Deng-wei, MOU Xu-dong, SHU Xiao-wu, *et al.* Theory study on axial magnetic field in single-mode fiber loop [J]. *Journal of Transduction Technology*, 2005, **18**(3): 672-675.
- [8] WANG L, LU Y, XU Y, *et al.* Error characteristics of magnetic field in depolarized interferometric fiber optic gyroscope[J]. *Optical Engineering*, 2010, **49**(6): 064402.
- [9] LOGOZINSKII V. Magnetically induced non-Faraday nonreciprocity in a fiber-optic gyroscope [J]. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2006, **51**(7): 836-840.
- [10] ZHANG Deng-wei, WANG Zhi-fei, CHEN Lei, *et al.* Nonreciprocity in single-mode fiber coil induced by orthogonal magnetic field[J]. *Journal of Optics*, 2013, **15**(5): 055706.
- [11] ZHANG Deng-wei, ZHAO Yu-xiang, SHU Xiao-wu, *et al.* Magnetic drift in single depolarizer interferometric fiber-optic gyroscopes induced by orthogonal magnetic field[J]. *Optical Engineering*, 2013, **52**(5): 054403.
- [12] ZHANG Deng-wei, DONG Dan-dan, CHEN Kan, *et al.* Research of orthogonal magnetic drift of fiber optic gyroscope [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, **41**(1): 0105004.
张登伟,董丹丹,陈侃,等. 光纤陀螺正交磁漂移研究[J]. *中国激光*, 2014, **41**(1): 0105004.
- [13] FINI J. Large mode area fibers with asymmetric bend compensation[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(22): 21866-21873.
- [14] FINI J. Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(1): 69-81.
- [15] MYNBAEV D, SCHEINER L. Fiber-optic communications technology[M]. Upper Saddle River; Prentice Hall, 2000: 187-260.