

光纤陀螺正交磁漂移研究

张登伟 董丹丹 陈侃 黄腾超 张彩妮 王冬云 舒晓武 刘承

(浙江大学光电系现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027)

摘要 提出了与陀螺敏感环平面垂直的正交磁场作用下保偏光纤(PMF)陀螺产生非互易相位差(NPD)的理论,建立了相应的数学模型,并对该模型进行仿真分析和实验验证。正交磁致非互易相位差源于光纤的弯曲,与光纤环的直径、光纤直径、光纤长度及正交磁场大小等参数密切相关。理论、仿真和实验结果表明,光纤环尾纤与集成光学元件(IOC)尾纤 0° 熔接的保偏光纤陀螺的正交磁漂移在一定范围内随机分布,而 45° 熔接的保偏光纤陀螺的正交磁漂移比较稳定,其正交磁漂移与正交磁场大小呈线性关系。

关键词 光纤光学; 保偏光纤陀螺; 正交磁漂移; 熔接角; 非互易相位差; 保偏光纤环

中图分类号 TP216 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0105004

Research on the Vertical Magnetic Drift in Fiber Optical Gyroscope

Zhang Dengwei Dong Dandan Chen Kan Huang Tengchao Zhang Caini
Wang Dongyun Shu Xiaowu Liu Cheng

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

Abstract The theory that the magnetic field vertical to the sensing coil plane may induce nonreciprocal phase difference (NPD) in polarization maintaining fiber (PMF) optical gyroscope is put forward. The corresponding mathematical model is established. Simulated analysis and experimental verification are carried out. The magnetic field error induced by vertical magnetic field in polarization maintaining fiber optical gyroscope arises from the bending of the fiber. And the error is closely related with the diameter of the optical fiber coil, fiber's diameter, fiber's length and the strength of the vertical magnetic field and so on. The simulation analysis and experimental result show that, as to a fiber optical gyroscope, in which the angles of the two tail fibers between the integrated optical components (IOC) and the fiber loop are 0° , and the magnetic drift is random in some range. But in which the ones are 45° , the magnetic drift is very stable and is linear to the magnitude of the vertical magnetic field.

Key words fiber optics; polarization maintaining fiber optic gyroscopes; vertical magnetic drift; welding angle; nonreciprocal phase difference; polarization maintaining fiber loop

OCIS codes 060.2310; 060.2370; 060.2420; 060.2800

1 引言

由于磁光法拉第效应,干涉式光纤陀螺在磁场环境下产生非互易相位差(NPD),光纤环是陀螺磁漂移的主要来源^[1]。根据磁场影响光纤陀螺的不同机理,空间任意磁场可以分解为与陀螺敏感轴垂直的径向磁场和与敏感轴平行的轴向磁场。绕制光纤

环时螺旋角的存在,使得轴向磁场又可以分为与光的传播方向平行的平行分量和与光的传播方向垂直的正交分量。径向磁场对光纤陀螺产生的磁漂移,来自于磁光法拉第效应及光纤拉制、光纤环绕制过程中光纤存在扭转和本身的双折射^[2-4]。轴向磁场的平行分量对光纤陀螺的影响与径向磁场类似,都

收稿日期: 2013-08-12; 收到修改稿日期: 2013-09-04

基金项目: 国家自然科学基金(61203190)

作者简介: 张登伟(1979—),男,博士,副教授,主要从事光纤传感及其系统等方面的研究。

E-mail: seaskyzdw@zju.edu.cn

是基于磁光法拉第效应,不同之处在于前者产生的磁漂移来源于光纤环相邻两层光纤存在的长度差,由于平行分量很小(一般小于正交分量的1%),因此平行分量产生的磁漂移也很小,可以忽略。和光的传播方向垂直的正交磁场,由于光纤环绕制完成后存在弯曲,依然对陀螺产生磁漂移^[5-7]。基于文献[6]的研究内容,导出了在正交磁场作用下保偏光纤(PMF)陀螺产生的非互易相位差的表达式,并进行了仿真分析和实验验证。

2 正交磁场对保偏光纤陀螺影响的理论推导

如图1(a)所示,空间任意磁场在光纤环上可分解为径向磁场 B_r 和轴向磁场 B_a ,由于光纤环绕制过程中存在螺旋角 γ ,使得 B_a 又可分解为与光的传播方向平行的平行分量 $B_{a//}$ 和与光的传播方向正交的正交分量 $B_{a\perp}$,如图1(b)所示。如图2(a)所示,保偏光纤存在两个相互正交的应力轴,在各轴上光的传播常数不同,分为快轴模式(x' 方向)和慢轴模式(y' 方向)。而拉制光纤及绕制光纤环过程中存在扭转,且扭转具有随机性,导致这两个应力轴相对于陀螺敏感轴的方向也具有随机性。光纤环绕制时弯曲不可避免,弯曲导致保偏光纤折射率在靠近曲率

中心一侧总是增大,远离中心一侧总是减小^[8-9],如图2(b)所示。保偏光纤的快轴模式(q-TM模式)和慢轴模式(q-TE模式)的方向由于光纤扭转的存在使得 $x(y)$ 与 $x'(y')$ 并不总是平行(默认 x 方向始终垂直于陀螺的敏感轴),设 x 与 x' 的夹角在 z 处为 $\theta(z)$ 。而两模式下任意点 z 处的电场分量分别为^[10]: $(E_{q-M}, H_{q-M}) = (E_{x'}, 0, E_z, 0, H_y', H_z)$ 和 $(E_{q-E}, H_{q-E}) = (0, E_y', E_z, H_{x'}, 0, H_z)$ 。在正交磁场 $B_{a\perp}$ 作用下, q-TM 模式在 z 处的正反向传播常数分别为^[6]

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

$$\beta_{q-M-}(z) = \beta_F - \delta\beta(z), \quad (2)$$

式中

$$2\delta\beta(z) = 2\lambda V B_{a\perp} \cos^2\theta(z) \times \frac{\iint_{c.s.} \partial |E_{x'}|^2 / \partial x' dx' dy'}{\pi n \iint_{c.s.} |E_{x'}|^2 dx' dy'}$$

$$2\lambda V B_{a\perp} \chi \cos^2\theta(z) / (\pi n) = \delta\beta_0 \cos^2\theta(z),$$

其中 β_F 是保偏光纤 q-TM 模式的传输常数, λ 为光纤中传播光的波长, V 为费尔德常数, 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。

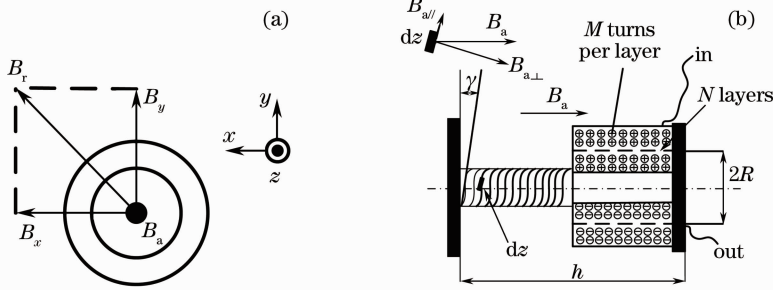


图1 (a) 空间磁场作用下的光纤环; (b) 磁场在光纤环上的分解

Fig. 1 (a) Fiber loop under the effect of space magnetic field; (b) magnetic field decompose in the fiber loop

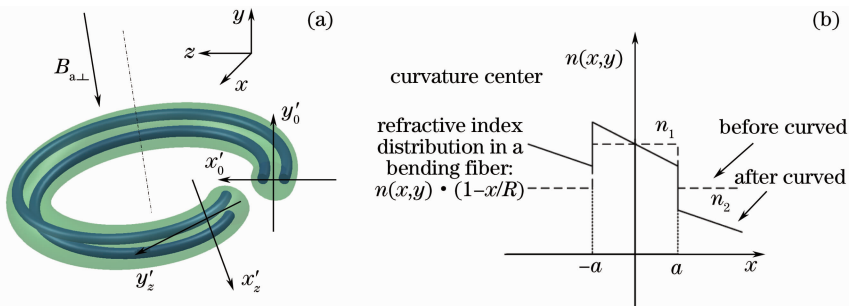


图2 (a) 存在扭转的一圈保偏光纤; (b) 弯曲光纤横截面上的折射率分布

Fig. 2 (a) One turn polarization maintaining fiber with twisting; (b) refractive index distribution on the cross-section of the bending fiber

而此时 q-TE 模式的正反向传播常数分别为^[6]

$$\beta_{q-E+}(z) = \beta_S + \delta\beta'(z), \quad (3)$$

$$\beta_{q-E-}(z) = \beta_S - \delta\beta'(z), \quad (4)$$

式中

$$2\delta\beta'(z) = 2\lambda VB_{a\perp} \sin^2\theta(z) \times \frac{\iint_{c.s.} \partial |E_{x'}|^2 / \partial x' dx' dy'}{\pi n \iint_{c.s.} |E_{x'}|^2 dx' dy'}$$

$$2\lambda VB_{a\perp} \chi \sin^2\theta(z) / (\pi n) = \delta\beta_0 \sin^2\theta(z),$$

其中 β_S 是保偏光纤 q-TE 模式的传输常数。

因此,当保偏光纤中传播模式(q-TM 或 q-TE)的电场分量与磁场 $B_{a\perp}$ 正交且相应的模式在弯曲平面内时,该传播模式具有非互易性,该非互易性与光纤的直径、光纤环的直径、光纤长度及正交磁场 $B_{a\perp}$ 相关。而正交磁场 $B_{a\perp}$ 对实际保偏光纤陀螺产生非互易相位差的大小,取决于该模式传播过程中有多少分量处于弯曲平面内,保偏光纤在控制过程及光纤环绕制过程中不可避免产生扭转,扭转会导致位于弯曲平面内的 q-TM 或 q-TE 模式时刻变化,因此正交磁场 $B_{a\perp}$ 对实际保偏光纤陀螺产生的漂移具有一定的不确定性。

如图 3 所示的保偏光纤陀螺系统中,集成光学元件(IOC)中存在起偏器 P,方向平行于纸面,保偏光纤 l_1 、 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, l_1 和 l_3 、 l_2 和 l_4 的熔接角分别为 1# 和 2#。光的传播方向为 z 向,对于顺时针光,在 1# 处 $z = 0$,而对于逆时针光,在 2# 处 $z = 0$ 。光纤环的平均半径为 R ,轴向磁场 B_a 的正交分量 $B_{a\perp}$ 垂直于光的传播方向。参照图 1(b),对于顺时针(CW)光,“in”表示入射口(图 3 中的 1# 端口),“out”表示 CW 光经过光纤环后的出射口(图 3 中的 2# 端口),而对于逆时针(CCW)光“out”则表示入射口,“in”表示出射口。

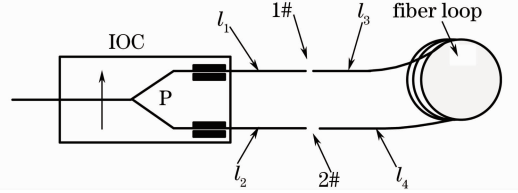


图 3 保偏光纤陀螺

Fig. 3 Polarization maintaining fiber optical gyroscope

假设光纤环中的 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 ,则光纤环上微小段保偏光纤的总数为 $n = 2\pi RNM / \delta z$,设在第 z 段上由于扭转导致 x 方向与 q-TM 模式的夹角为 $\theta(z)$ 。令光从光源经过起偏器 P 后的电场分量为 $\sqrt{2}E_0$,则经过 IOC 后平分成两束,电场分量都是 E_0 ,CW 向传输光横向电场矢量记为 E_{0+} ,CCW 向传输光横向电场矢量记为 E_{0-} ,则 E_{0+} 到达公共端口时的横向电场分量为

$$\mathbf{E}_+ = \begin{bmatrix} E_{x+} \\ E_{y+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{C}_{q-M+}(z_n) \cdots \mathbf{C}_{q-M+}(z_1) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp[-j \sum_{i=1}^n \beta_{q-M+}(z_i) \delta z / 2] \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp(-j\varphi_+) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\text{式中 } \mathbf{C}_{q-M+}(z_i) = \begin{bmatrix} \exp[-j\beta_{q-M+}(z_i) \delta z / 2] & 0 \\ 0 & \exp[j\beta_{q-E+}(z_i) \delta z / 2] \end{bmatrix}.$$

同理, E_{0-} 到达公共端口时的横向电场分量为

$$\mathbf{E}_- = \begin{bmatrix} E_{x-} \\ E_{y-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{C}_{q-M-}(z_1) \cdots \mathbf{C}_{q-M-}(z_n) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp[-j \sum_{i=1}^n \beta_{q-M-}(z_i) \delta z / 2] \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp(-j\varphi_-) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 $\mathbf{C}_{q-M-}(z_i) = \begin{bmatrix} \exp[-j\beta_{q-M-}(z_i) \delta z / 2] & 0 \\ 0 & \exp[j\beta_{q-E-}(z_i) \delta z / 2] \end{bmatrix}$ 。则经过光纤环后 CW 和 CCW 两束光的相位差为

$$\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = \delta\beta_0 \delta z \sum_{i=1}^n \cos^2\theta(i) = 2\lambda VB_{a\perp} \chi \delta z \sum_{i=1}^n \cos^2\theta(i) / (\pi n). \quad (7)$$

因此,当 l_1 与 l_3 和 l_2 与 l_4 的熔接角都为 0° 时,正交分量 $B_{a\perp}$ 在光纤环上产生的非互易相位差与光纤上扭转的分布有关。默认传输光的绝大部分能量在 q-TM 模式上,当光纤环中光纤的 q-TM 模式一直处于弯曲平面上时,正交分量 $B_{a\perp}$ 在光纤环上产生的相位差最大,为 $\Delta\varphi = 2\pi RNM\delta\beta_0$; 而当光纤环中光纤的 q-TE 模式一直处于弯曲平面上时,正交分量 $B_{a\perp}$ 在光纤环上产生的相位差为 0。因此,对

$$\mathbf{E}_+ = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{x+} \\ \mathbf{E}_{y+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{T}(45^\circ) \begin{bmatrix} \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-M+}(z_i)\delta z/2] & 0 \\ 0 & \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-E+}(z_i)\delta z/2] \end{bmatrix} \mathbf{T}(-45^\circ) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{E}_0 = \frac{E_{0x}}{2} \begin{bmatrix} \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-M+}(z_i)\delta z/2] + \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-E+}(z_i)\delta z/2] \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$\text{式中 } \mathbf{T}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}.$$

同理, \mathbf{E}_{0-} 到达公共端口时的横向电场分量为

$$\mathbf{E}_- = \frac{E_{0x}}{2} \begin{bmatrix} \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-M-}(z_i)\delta z/2] + \exp[-j\sum_{i=1}^n \beta_{q-E-}(z_i)\delta z/2] \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

则经过光纤环后 CW 和 CCW 两束光的相位差为

$$\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = \frac{\delta\beta_0}{2}\delta z \left[\sum_{i=1}^n \cos^2\theta(i) + \sum_{i=1}^n \sin^2\theta(i) \right] = L\lambda V B_{a\perp} \chi / (\pi n). \quad (10)$$

由(7)式、(10)式及图 2(b)可知,对于给定直径的光纤及其绕制的光纤环,弯曲导致的光纤折射率分布的不对称度不变,使得光纤中电场分量的不对称度 χ 恒定,从而使得其中传播光的相应模式的传播常数恒定,且费尔德常数 V 、光纤折射率 n 、传播光的波长 λ 、光纤长度 L 恒定,因此, q-TM 模式产生的非互易相位差和正交磁场 $B_{a\perp}$ 成正比。对于 0° 耦合的保偏光纤陀螺系统,正交磁场 $B_{a\perp}$ 作用下不同的光纤环产生的非互易相位差是不确定的,与光纤环绕制过程中光纤扭转的分布有关。而对于 45° 耦合的保偏光纤陀螺系统,不同的光纤环,正交磁场 $B_{a\perp}$ 产生的非互易相位差是恒定的。假设其他参数不变,则 q-TM 模式产生的非互易相位差与光纤环的直径有关。光纤环的直径越大,则成环后的光纤弯曲越小,不对称度 χ 越小,产生的非互易相位差越小。

于 IOC 和光纤环尾纤 0° 熔接的保偏光纤陀螺系统,正交磁场产生的磁漂移是不确定的,与光纤的扭转分布有关。但对于已经制作完毕的保偏光纤陀螺,可认为光纤环上扭转的分布是确定的,因此该保偏光纤陀螺的正交磁场灵敏度是恒定的。

而对于 45° 熔接的保偏光纤陀螺系统, \mathbf{E}_{0+} 到达公共端口时的横向电场分量为

3 仿真结果与不对称度参数 χ 的计算结果

为了验证上述理论,使用 Rsoft 软件对不同弯曲半径光纤中的 q-TM 模式电场分布进行仿真,仿真采用外径为 $165 \mu\text{m}$ 、纤芯直径为 $6 \mu\text{m}$ 的保偏光纤,快慢轴的折射率差 $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$, 光纤纤芯折射率 $n_1 = 1.456$, 包层折射率 $n_2 = 1.460$, 光波长为 1310 nm 。图 4 是直光纤、弯曲半径分别为 40、30、20 mm 的弯曲光纤中 q-TM 模式的归一化电场矢量在 xoz 平面上的分布。从图中可以看到,在弯曲平面内,电场分量关于光纤中心轴不再对称,且弯曲半径越小,电场分量的变形越严重,不对称度越大。

将图 4 中仿真得到的电场矢量 \mathbf{e}_x 值代入 $\chi = \iint_{\text{c.s.}} \partial |\mathbf{e}_x|^2 / \partial x dx dy / \iint_{\text{c.s.}} |\mathbf{e}_x|^2 dx dy$ 分别得到的 χ 如表 1 所示。可以看出,弯曲半径越小,不对称度 χ 越大。

取 $\lambda = 1310 \text{ nm}$ 、 $V = 8.4 \times 10^{-4} \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{mT}^{-1}$ 、 $B_{a\perp} = 1 \text{ mT}$ 、 $L = 600 \text{ m}$ 、 $n = 1.456$ ，根据(10)式计算得到不同半径光纤环中光纤 q-TM 模式产生的非互易相位差 $\Delta\varphi$ 如表 1 所示， $\Delta\varphi$ 与光纤环的直径密切相关。

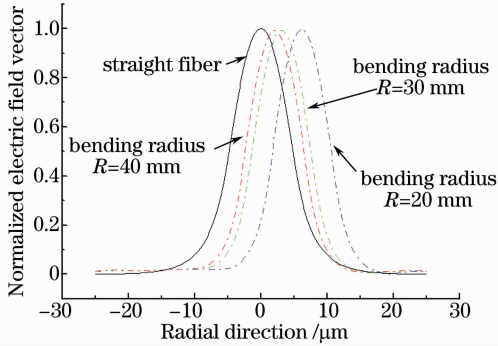


图 4 不同弯曲半径下光纤中电场矢量的分布图

Fig. 4 Distribution figure of the electric field vector in the fiber with different bending radii

表 1 不对称度 χ 值与非互易相位差计算结果

Table 1 Calculation results of the asymmetry χ and the nonreciprocal phase error $\Delta\varphi$

R / mm	$\chi / (\text{rad}/\mu\text{m})$	$\Delta\varphi / \text{rad}$
20	1.21×10^{-3}	8.35×10^{-5}
30	1.84×10^{-4}	4.46×10^{-5}
40	6.52×10^{-6}	1.42×10^{-5}

4 正交磁致漂移的实验结果

采用图 3 所示的保偏光纤陀螺系统，光源的中心波长 $\lambda = 1310 \text{ nm}$ ，保偏光纤长度为 600 m ，光纤直径为 $165 \mu\text{m}$ ，其中纤芯直径为 $6 \mu\text{m}$ 。其他光学元件不变，当 l_1 和 l_3 及 l_2 和 l_4 的熔接角都为 0° 时，对 3 个半径为 40 mm 光纤环(图 5)进行实验，光纤环敏感轴与磁场方向平行，磁场大小为 2 mT 。实验结果如图 6 所示，3 只保偏光纤环组成的系统在正交磁场作用下输出差异很大，计算漂移对应于相位差的大小，结果见表 2。其他参数不变，只将两个熔



图 5 3 只直径相同保偏光纤环

Fig. 5 Three PMF loops with same diameter

接角改为 45° ，结果如图 7 及表 3 所示。3 只保偏光纤环组成的系统在 2 mT 正交磁场作用下输出几乎相同。实验结果表明，光纤环与 IOC 尾纤应力轴 0° 耦合的保偏光纤陀螺，其正交磁漂移与扭转相关，而 45° 耦合的陀螺，其正交磁漂移比较稳定，这与理论推导结论是一致的。而对于 45° 耦合的陀螺， 1 mT 磁场产生的漂移为 $2.3 (^\circ)/\text{h}$ ，约为 $3 \times 10^{-5} \text{ rad}$ 的相位差，与仿真结果在同一数量级。

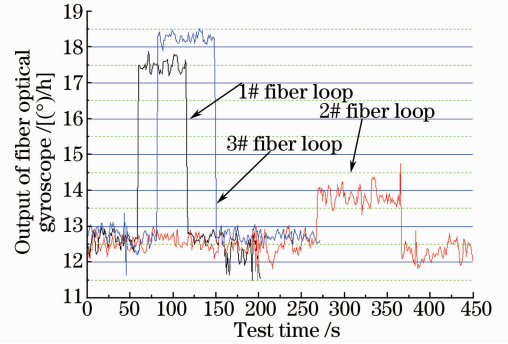


图 6 $B_{a\perp}$ 作用下 0° 耦合的 3 只保偏光纤环的输出

Fig. 6 Outputs of three PMF loops with 0° coupling angle under $B_{a\perp}$

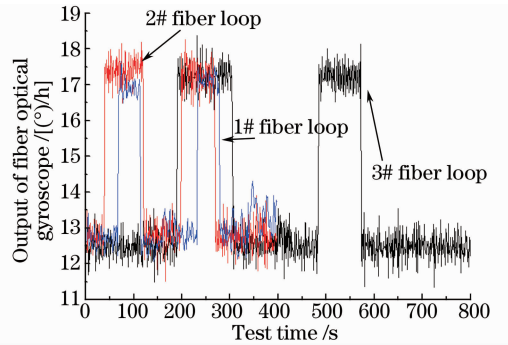


图 7 $B_{a\perp}$ 作用下 45° 耦合的 3 只保偏光纤环的输出

Fig. 7 Outputs of three PMF loops with 45° coupling angle under $B_{a\perp}$

表 2 $B_{a\perp}$ 作用下 0° 耦合的 3 只保偏光纤环产生的磁漂移

Table 2 Magnetic drifts of three PMF loops with 0° coupling angle under $B_{a\perp}$

Fiber optic ring number	1#	2#	3#
Magnetic drift / $[(^\circ)/(\text{h} \cdot \text{mT})]$	2.76	0.66	2.38

表 3 $B_{a\perp}$ 作用下 45° 耦合的 3 只保偏光纤环产生的磁漂移

Table 3 Magnetic drifts of three PMF loops with 45° coupling angle under $B_{a\perp}$

Fiber optic ring number	1#	2#	3#
Magnetic drift / $[(^\circ)/(\text{h} \cdot \text{mT})]$	2.34	2.33	2.36

5 结 论

轴向磁场中正交于光的传播方向的分量 $B_{a\perp}$ 对保偏光纤陀螺产生较大影响,影响的机理来自于正交磁场 $B_{a\perp}$ 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都表明,IOC 尾纤与光纤环应力轴 45° 熔接的保偏光纤陀螺,正交磁场 $B_{a\perp}$ 产生的漂移是稳定的,只和光纤直径、光纤环直径、光源波长、光纤长度及正交磁场大小有关。对于制作完毕的保偏光纤陀螺,其正交磁场灵敏度只和 $B_{a\perp}$ 呈线性关系。而 IOC 尾纤与光纤环尾纤 0° 耦合的保偏光纤陀螺,正交磁场 $B_{a\perp}$ 产生的非互易相位差在很大程度上依赖于光纤绕制过程中扭转的分布。而实际应用中外部的扰动,如机械振动、温度变化等都可能改变光纤环上光纤原有的剪切应力状态,从而对 0° 耦合的陀螺输出带来一定的不确定性。

参 考 文 献

- 1 H Lefevre. The Fiber-Optic Gyroscope[M]. London: London Artech House, 1993.
- 2 Zhang Dengwei, Shu Xiaowu, Mon Xudong, *et al.*. Theoretical study on radial magnetic field in fiber-optic depolarized Gyro[J].

- Chinese J Sensors and Actuators, 2005, 18(4): 867-870.
- 张登伟,舒晓武,牟旭东,等. 消偏光纤陀螺径向磁场问题的理论研究[J]. 传感技术学报, 2005, 18(4): 867-870.
- 3 K Hotate, K Tabe. Drift of an optical fiber gyroscope caused by the Faraday effect: influence of the earth's magnetic field[J]. Appl Opt, 1986, 25(7): 1086-1092.
- 4 Oguz Celikel, Ferhat Sametoglu. 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]. Meas Sci Technol, 2012, 23(2): 025104.
- 5 V N Logozinskii. Magnetically induced non-Faraday nonreciprocity in fiber-optic gyroscope [J]. Journal of Communications Technology and Electronics, 2006, 51(7): 836-840.
- 6 D W Zhang, Z F Wang, L Chen, *et al.*. Nonreciprocity in single-mode fiber coil induced by orthogonal magnetic field[J]. J Opt, 2013, 15(5): 055706.
- 7 D W Zhang, Y X Zhao, W L Fu, *et al.*. Magnetic drift in single depolarizer interferometric fiber-optic gyroscopes induced by orthogonal magnetic field[J]. Opt Eng, 2013, 52(5): 054402.
- 8 John M Fini. Large mode area fibers with asymmetric bend compensation[J]. Opt Express, 2011, 19(22): 21866-21873.
- 9 John M Fini. Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area[J]. Opt Express, 2006, 14(1): 69-81.
- 10 D K Mynbaev, L L Scheiner. Fiber-Optic Communications Technology[M]. London: Prentice Hall PRT, 2001.

栏目编辑:王晓球