

文章编号: 0258-7025(2008)03-0430-06

谐振式空心光子带隙光纤陀螺中的 光克尔效应

于秀娟^{1,2} 廖延彪¹ 张 敏¹ 余有龙² 李德杰¹

(¹ 清华大学电子工程系, 北京 100084; ² 黑龙江大学光纤技术研究所, 黑龙江 哈尔滨 150080)

摘要 谐振式光纤陀螺(PROG)采用空心光子带隙(HCPBG)光纤后,光克尔效应引入的系统漂移将会与普通单模光纤(SMF)谐振式陀螺系统中的有所不同。为了研究谐振式空心光子带隙光纤陀螺中光克尔效应的变化情况,采用光场叠加的方法,从理论上分析谐振式空心光子带隙光纤陀螺中的光克尔效应,同时针对光克尔效应引入的系统漂移进行了数值仿真,并且与普通单模光纤谐振腔陀螺中的光克尔效应进行对比。理论计算表明,采用空心光子带隙光纤的谐振式光纤陀螺比采用普通单模光纤谐振式陀螺的光克尔效应有明显的降低,在光源线宽不变时,不同光纤环长度对应的光克尔效应引起的旋转角速度漂移前者比后者降低了1~2个数量级。

关键词 光纤光学;谐振式光纤陀螺;光克尔效应;空心光子带隙光纤;空心光纤;漂移

中图分类号 TN 629.1;V 241.5⁺58 **文献标识码** A

Kerr Effect in an Optical Passive Ring-Resonator Gyro Using a Hollow-Core Photonic Band-Gap Fiber

Yu Xiujuan^{1,2} Liao Yanbiao¹ Zhang Min¹ Yu Youlong² Li Dejie¹

(¹ *Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China*
² *Optical Fiber Research Institute, Heilongjiang University, Harbin, Heilongjiang 150080, China*)

Abstract The rotation rate drift induced by optical Kerr effect in passive ring-resonator optical fiber gyroscope (PROG) using hollow-core photonic band-gap (HCPBG) fiber is different from that in the conventional single mode passive ring-resonator optical fiber gyroscope. To study the rotation rate drift induced by Kerr effect in the PROG system above, optical Kerr effect in the passive ring-resonator optical fiber gyroscope made from hollow-core photonic band-gap fiber is analyzed theoretically using a simple optical field overlap method, meanwhile, the numerical calculation is developed to study the system drift caused by Kerr effect. And it is compared with the Kerr effect of the passive ring-resonator optical fiber gyroscope made from conventional fiber. The theoretical evidence shows that optical Kerr effect induced by rotation rate shift in PROG made from hollow-core PBG fiber is reduced by 1~2 orders at different fiber loop lengths than that caused by ring-resonator optical fiber gyroscope made from conventional fiber when the spectral width optical source is fixed.

Key words fiber optics; passive ring-resonator optical fiber gyroscope; optical Kerr effect; hollow-core photonic band-gap fiber; hollow-core fiber; rotation rate shift

1 引 言

谐振式光纤陀螺(PROG)是利用环型谐振腔的萨尼亚克(Sagnac)效应来测量转动物体旋转角速度的一种高精度惯性传感器。与干涉型光纤陀螺相

比,谐振式光纤陀螺具有光纤长度短、检测精度高、动态范围大的优点。但由于谐振式光纤陀螺需用高相干光源,大的相干长度会引起噪声,此外谐振式光纤陀螺中还存在光克尔效应^[1]、瑞利背向散射^[2]、偏

收稿日期:2007-08-07; 收到修改稿日期:2007-10-25

基金项目:国家自然科学基金(60629401)资助项目。

作者简介:于秀娟(1980—),女,黑龙江人,博士研究生,主要从事光纤传感及光子晶体光纤传感方面的研究。

E-mail: yuxj06@mails. tsinghua. edu. cn

导师简介:廖延彪(1935—),男,江西人,教授,主要从事光纤传感方面的研究。E-mail: lyb-dee@mail. tsinghua. edu. cn

振效应^[3]及舒珀(Shupe)效应^[4]等噪声源。为降低这些噪声人们提出了一些解决方案,但在降低噪声的同时却增加了系统的复杂度和成本^[5,6]。空心光子带隙(HCPBG)光纤是近年来发展的一种特种光纤,具有基于光子带隙效应的导光机制与传输特性。它的纤芯是空气孔,包层是多层周期性排列的空气孔阵,光波模被限制在空气孔中进行传输(而传统的光纤光波模是在实心的石英纤芯中传输的)。由于光克尔效应、瑞利背向散射效应、法拉第效应和舒珀效应在空气中将比石英材料中低很多,所以空心光子带隙光纤中的这些效应将比普通光纤中小很多。近年来,人们已经成功研制成各种低损耗窗口中心波长的空心光子带隙光纤^[7],最小的传输损耗已经达到1.7 dB/km^[8]。这为降低谐振式光纤陀螺中的以上各种效应提供一种新的途径。本文利用光场叠加原理及非线性光学中光克尔效应引起的传播常数表达式的变化,从理论上分析谐振式空心光子带隙光纤陀螺的光克尔效应,研究了光源线宽对光克尔效应的影响。与普通光纤谐振腔陀螺相比,谐振式空心光子带隙光纤陀螺中的光克尔效应可以降低1~2个数量级,大大减小了由光克尔效应引起的系统零漂。

2 光克尔效应

谐振式空心光子带隙光纤陀螺的结构如图1所示,其中S为窄线宽激光器;C₁,C₂,C₃和C₄为普通单模光纤(SMF)定向耦合器;D₁,D₂为光电探测器;FS为声光移频器,光纤谐振腔部分是由空心光子带隙光纤环绕而成的,空心光子带隙光纤与耦合器C₂的尾纤采用熔接的方法连接。

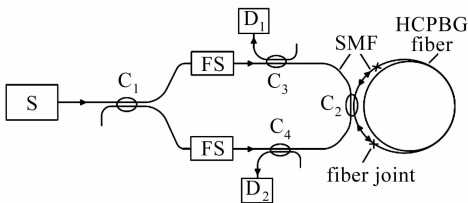


图1 谐振式空心光子带隙光纤陀螺装置图

Fig.1 Configuration diagram of passive ring-resonator optical fiber gyro using HCPBG

根据激光的相干理论,激光器的相干性可以理解为其输出光的时间相干性。与时间有关的激光器输出光波 $E(t)$ 可以表示成

$$E(t) = E_0 \exp\{i[\omega t + \phi(t)]\}, \quad (1)$$

式中 E_0 为光波幅度, $\phi(t)$ 为光波随机变化的相位部

分, ω 为激光器输出光波的中心角频率。利用激光器相位波动和其输出光谱展宽间的关系^[9],光波随机变化的相位满足时间关系

$$\overline{\{\exp[i\phi(t)] \cdot \exp[-i\phi(t - \tau_1)]\}} = \exp(-\Delta\omega\tau), \quad \text{当 } \tau_1 \geq 0 \text{ 时} \quad (2)$$

式中 $\Delta\omega$ 为光源线宽, τ_1 为时间间隔。

设耦合器 C₁ 的直通端口的功率耦合系数为 u_L 和 u_R ,其中已经考虑 C₁ 的插入损耗。设两个移频器的特性参数相同,同时设 C₃ 和 C₄ 的耦合比及插入损耗相同,则耦合器 C₁ 输出的两束光相同地作用到耦合器 C₄ 上。因此为了简化,这里不考虑声光移频器 FS 及 C₃,C₄ 的影响。到达耦合器 C₂ 处的两路光 E_R 和 E_L 分别为

$$E_R(t) = E_0 \exp\{i[\omega t + \phi(t)]\} \sqrt{u_R}, \quad (3)$$

$$E_L(t) = E_0 \exp\{i[\omega t + \phi(t)]\} \sqrt{u_L}, \quad (4)$$

E_L 经过耦合器 C₂ 后,有一部分光经过直通端口直接耦合出光纤环,这部分光不经过光纤环。另一部分光通过耦合器 C₂ 的交叉端口耦合进光纤环形谐振腔中,这部分光在光纤环内环绕传输,每次经过耦合器一次(恰好环绕一周)就有部分光从耦合器的交叉端口输出光纤环,此外还有一部分光继续在光纤环中传播,因此光纤环中的某一点 z 的光场是一系列光场的叠加。

2.1 谐振式光纤陀螺中的光克尔效应

谐振式光纤陀螺中的光克尔效应是一种由非线性光学克尔效应引起的非互易性误差。当光纤直径很小时,纤芯中的光功率密度很大,光的折射率将发生变化,引起光的非互易性传播,使光纤谐振腔中正反两个方向传播的光功率出现不平衡,产生一个小的非互易性频率差,从而使系统输出出现零漂。同时,耦合器分光比的缓慢变化也会直接转换为输出漂移,影响系统的检测精度。由克尔效应引起的传播常数的扰动可以表示为^[10]

$$\Delta\beta_{KR} = \frac{2\omega n_2 Z I_0}{cA} (I_R + 2I_L), \quad (5)$$

$$\Delta\beta_{KL} = \frac{2\omega n_2 Z I_0}{cA} (I_L + 2I_R), \quad (6)$$

式中 c 为真空中的光速, n_2 为光纤的克尔系数, Z 为光纤的阻抗, I_0 为对应于 E_0 的光功率, A 为光纤中功率传输的有效面积, I_R 和 I_L 分别为光纤谐振腔中正反两个方向传输的光强。

设光纤环中沿顺时针方向距耦合器 C₂ 的一点为 z ,则点 z 从两个方向传播的光场可以表示为

$$E_{iR} = C_{\text{direct}} e^{-\alpha_c z/2} \sum_{m=0}^{\infty} (R')^m e^{-im(\Delta\beta_R + \theta_{KR})} \times$$

$$e^{i\phi(t-m\tau)} e^{-\alpha_L z/2} \sqrt{u_R} E_0 e^{i(\omega t - \beta_{KR} z)}, \quad (7)$$

$$E_{iL} = C_{\text{cross}} e^{-\alpha_c/2} \sum_{m=0}^{\infty} (R')^m e^{-im(\Delta_L + \theta_{KL})} \times \\ e^{i\phi(t-m\tau)} e^{-\alpha_L(L-z)/2} \sqrt{u_L} E_0 e^{i(\omega t - \beta_{KL} z)}, \quad (8)$$

式中 C_{direct} 和 C_{cross} 分别为光纤耦合器在直通端口和交叉端口的光场耦合系数, α_c 为光纤耦合器的损耗, α_L 为单位长度光纤的传输损耗, τ 为光在光纤环中传输一周所用的时间 ($\tau = nL/c$, n 为光纤的折射率), m 为环绕光纤环的次数

$$\Delta_R = \omega\tau + \phi_{\text{op}} \sin pt - 2m'\pi, \quad (9)$$

$$\Delta_L = \omega\tau + \phi_{\text{oq}} \sin qt - 2m'\pi, \quad (10)$$

其中 m' 为整数。振荡项 $\phi_{\text{op}} \sin pt$ 和 $\phi_{\text{oq}} \sin qt$ 为由移频器产生的频率调制项, 用来设置工作点工作在谐振状态。 θ_{KR} 和 θ_{KL} 为由克尔效应引起的正反两个方向相位漂移, β_{KR} 和 β_{KL} 为由克尔效应引起的传播常数。

由(7)和(8)式可得谐振腔中 z 点处正反两个方向的光强表达式为

$$I_R(t, z) = \frac{\rho}{1-t_f^2} L(\Delta_R + \theta_{KR}) e^{-\alpha_L z} e^{-\alpha_c} u_R I_0, \quad (11)$$

$$I_L(t, z) = \frac{\rho}{1-t_f^2} L(\Delta_L + \theta_{KL}) e^{-\alpha_L(L-z)} e^{-\alpha_c} u_L I_0, \quad (12)$$

其中,

$$L(X) = \frac{(1-R_f)^2}{(1-R_f)^2 + 4R_f \sin^2(X/2)},$$

$$\rho = \frac{C_{\text{cross}}^2 (1-R_f^2)(1-t_f^2)}{[1-(R')^2](1-R_f)^2},$$

$$R_f = R' e^{-\Delta\omega\tau}, \quad R' = C_{\text{direct}} t_f,$$

$$t_f = e^{-\alpha_c/2} e^{-\alpha_L L/2} e^{-\alpha_s} = e^{-(\alpha_c + 2\alpha_s + \alpha_L L)/2},$$

α_s 为普通光纤和空心光子带隙光纤的熔接损耗(这里假设两个熔接点的损耗相等), 由(11)和(12)式可得 $\Delta\beta_{KR}$ 和 $\Delta\beta_{KL}$ 的表达式

$$\Delta\beta_{KR}(z) = \frac{2\omega Z n_2}{cA} \frac{\rho}{1-t_f^2} e^{-\alpha_c} \times \\ I_0 [u_R L(\Delta_R + \theta_{KR}) e^{-\alpha_L z} + \\ 2u_L L(\Delta_L + \theta_{KL}) e^{-\alpha_L(L-z)}], \quad (13)$$

$$\Delta\beta_{KL}(z) = \frac{2\omega Z n_2}{cA} \frac{\rho}{1-t_f^2} e^{-\alpha_c} \times \\ I_0 [u_L L(\Delta_L + \theta_{KL}) e^{-\alpha_L(L-z)} + \\ 2u_R L(\Delta_R + \theta_{KR}) e^{-\alpha_L z}], \quad (14)$$

由克尔效应引起的相移 θ_{KR} 和 θ_{KL} 为

$$\theta_{KR} = \int_0^L \Delta\beta_{KR} dz = \\ \delta [u_R L(\Delta_R + \theta_{KR}) + 2u_L L(\Delta_L + \theta_{KL})], \quad (15)$$

$$\theta_{KL} = \int_0^L \Delta\beta_{KL} dz = \\ \delta [u_L L(\Delta_L + \theta_{KL}) + 2u_R L(\Delta_R + \theta_{KR})], \quad (16)$$

$$\text{其中 } \delta = \frac{2\omega Z n_2}{cA(1-t_f^2)} \cdot \frac{1-e^{-\alpha_L L}}{\alpha_L} \rho e^{-\alpha_c} I_0.$$

频率调制项 p 和 q 可以通过相敏检测原理检测到, 调制项用来补偿反馈回路引起的相位漂移。在系统工作时, 正反两个方向的光的工作点总是处于谐振状态。因此, 考虑到 $L(x)$ 的谐振特性, 可以得到

$$\Delta_R^0 + \theta_{KR}^0 = 0, \quad (17)$$

$$\Delta_L^0 + \theta_{KL}^0 = 0, \quad (18)$$

其中 $\Delta_R^0, \theta_{KR}^0, \Delta_L^0, \theta_{KL}^0$ 分别为 $\Delta_R, \theta_{KR}, \Delta_L, \theta_{KL}$ 的直流项。由(15)~(18)式可得

$$\Delta_R^0 = -\delta [u_R \overline{L(\phi_{\text{op}} \sin pt)} + 2u_L \overline{L(\phi_{\text{oq}} \sin qt)}], \quad (19)$$

$$\Delta_L^0 = -\delta [u_L \overline{L(\phi_{\text{oq}} \sin qt)} + 2u_R \overline{L(\phi_{\text{op}} \sin pt)}], \quad (20)$$

其中上标表示时间平均。由克尔效应引起的角速度漂移可以表示为^[1]

$$\Omega_k = \frac{c\lambda}{4\pi La} (\Delta_R^0 - \Delta_L^0) \simeq \frac{c\lambda\delta}{4\pi La} \left(\Delta u + \frac{\sqrt{2R_f}}{1-R_f} \Delta\phi_0 \right), \quad (21)$$

其中 $\Delta u = u_R - u_L, \Delta\phi_0 = \phi_{\text{op}} - \phi_{\text{oq}}, a$ 为光纤环的半径。

2.2 空心光子带隙光纤的光克尔系数

空心光子带隙光纤中的光波模在空的纤芯中传播, 由于光克尔效应在空气中应远小于在石英纤芯中的, 所以空心光子带隙光纤中的光克尔效应应远小于普通光纤的光克尔效应。对于空心光子带隙光纤而言, 纤芯中基模的有效光克尔系数为^[11]

$$n_{2, \text{PBG}} = \eta n_{2, \text{silica}} + (1-\eta) n_{2, \text{air}}, \quad (22)$$

式中 η 为空心光子带隙光纤中基模的光功率被限制在实心(硅)部分的比例, $n_{2, \text{silica}}$ 和 $n_{2, \text{air}}$ 分别为硅和空气的克尔系数。由于空气的克尔系数 ($n_{2, \text{air}} \approx 2.9 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$)^[12] 比硅芯光纤的克尔系数小三个量级 ($n_{2, \text{silica}} \approx 2.32 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$)^[13], 而 $\eta \ll 1$, 所以空心光子带隙光纤的有效光克尔系数应远远小于普通硅芯光纤的克尔系数。单模空心光子带隙光纤的 η 一般为 $0.015 \sim 0.002$, 主要取决于光纤的纤芯直径、孔间距、空气填充比以及光的波长等^[14]。如果 η 分别取 0.015 和 0.002 , 则 $n_{2, \text{PBG}}$ 分别等于 $3.77 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}, 7.5 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$, 空心光子带隙光纤中的有效光克尔系数比其在普通光纤中小 2

~3 个数量级。

从上面的分析可以看出,如果利用空心光子带隙光纤制作谐振式光纤陀螺,则由光克尔效应引起的角速度的漂移将比普通光纤谐振式陀螺减小很多,这为提高谐振式光纤陀螺的性能及降低系统的复杂性和成本提供了一种新的途径。

3 数值计算

图 2 和图 3 分别给出了在不同光源线宽条件下,谐振式空心光子带隙光纤陀螺和普通单模光纤陀螺的系统零漂情况。采用 Crystal Fiber 公司的 HC-1550-02 空心光子带隙光纤的参数进行计算,其中纤芯直径为 10.9 μm,中心波长为 1550 nm,中心波长处传输损耗为 20 dB/km,模场直径为 7.5 μm,有效折射率 n 约为 0.99,则光纤阻抗为 380.53,取 η 为 0.015。普通单模光纤为康宁公司的 SM-28,纤芯直径为 0.84 μm,中心波长为 1550 nm,光纤传输损耗为 0.2 dB/km,模场直径取 8.4 μm,折射率为 1.45,光纤阻抗为 259.81。光纤耦合器 C_2 的耦合比为 9:1(即直通端口功率百分比为 90%,交叉端口功率百分比为 10%),设插入损耗为 0.5 dB,空心光子带隙光纤与普通单模光纤的熔接损耗为零(首先考

虑理想情况,下面的计算将考虑有损耗的情况)。光源发出的光功率为 1 mW,其中(a)图中取 $\Delta u = 10^{-4}$, $\Delta\phi = 0$, (b)图中取 $\Delta u = 0$, $\Delta\phi = 10^{-5}$ 。

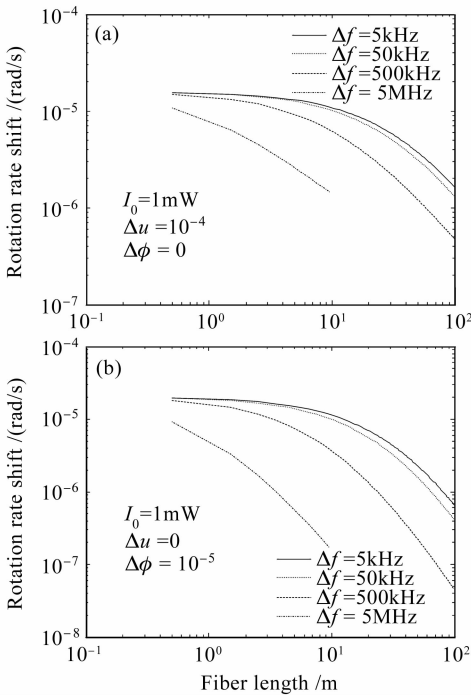


图 2 谐振式空心光子带隙光纤陀螺中不同线宽下由克尔效应引起的角速度漂移与光纤长度的关系曲线
Fig. 2 Curves of rotation rate shift versus optical fiber length induced by Kerr effect in PROG made from HCPBG fiber at different fiber lengths

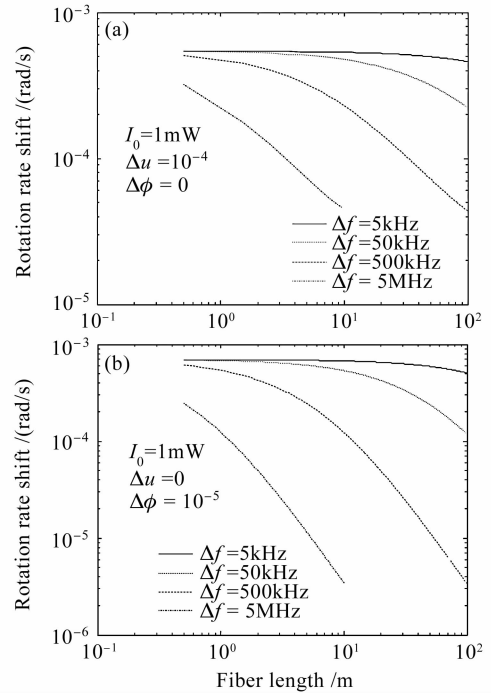


图 3 谐振式普通光纤的光纤陀螺中由克尔效应引起的角速度漂移与光纤长度的关系曲线
Fig. 3 Curves of rotation rate shift versus optical fiber length induced by Kerr effect in PROG made from conventional fiber

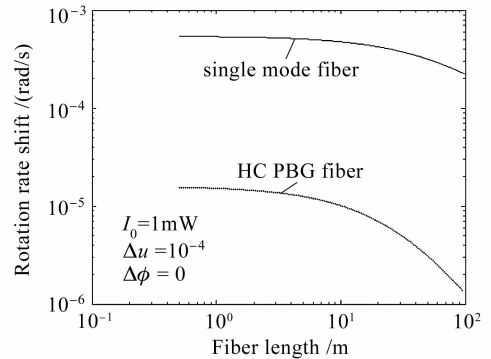


图 4 谐振式光纤陀螺中由克尔效应引起的角速度漂移与光纤长度的关系曲线
Fig. 4 Curves of rotation rate shift versus optical fiber length induced by Kerr effect in PROG

从图 2 和图 3 可以看出,当谐振腔的光纤总长度不变时,光克尔效应的影响随着光源线宽的增大而减小;在光源线宽不变的情况下,光克尔效应引入的系统零漂随光纤总长度的增加而减小。其原因是随着谐振腔光纤长度的增加,谐振腔的精细度减小,谐振腔中正反两方向的光功率随之减小,从而使光

克尔效应的影响减小。对比图 2 和图 3 中的曲线可以得出,谐振式空心光子带隙光纤陀螺中的光克尔效应引入的系统零漂要比其在普通单模光纤谐振腔陀螺中减小很多。在相同条件时(光源线宽光纤长度相同时),光克尔效应的影响会降低 1~2 个数量级。

图 4 给出了光源线宽为 50 kHz 时,两种谐振腔光纤陀螺中的光克尔效应引入的 Ω_k 与谐振腔光纤

表 1 光克尔效应引起的系统零漂

Table 1 Rotation rate shift induced by Kerr effect

| Fiber loop length /m | Spectral width of optical source 50 kHz | | | | |
|-------------------------------|-----------------------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | 1 | 5 | 10 | 50 | 100 |
| Ω_k (HCPBGF) / (rad/s) | 1.5141×10^{-5} | 1.2522×10^{-5} | 1.0109×10^{-5} | 3.1013×10^{-6} | 1.2884×10^{-6} |
| Ω_k (SMF) / (rad/s) | 5.3502×10^{-4} | 5.0667×10^{-4} | 4.7515×10^{-4} | 3.1655×10^{-4} | 2.2259×10^{-4} |

以上数值计算过程没有考虑空心光子带隙光纤与单模光纤的熔接损耗,但是目前该耦合损耗比较大^[15],一般小于 1.5 dB。设耦合损耗为 1 dB,取光源线宽为 50 kHz,重新计算空心光子带隙光纤陀螺中光克尔效应的影响,得到图 5 所示的曲线,图中实线和虚线分别代表没考虑熔接损耗以及考虑熔接损耗的曲线。从曲线可以看出,考虑到熔接损耗时,光克尔效应的影响进一步降低。其原因是由于耦合损耗使环形谐振中的光功率减小,从而使正反两个方向传播的光强差减小,因此光克尔效应引起的系统零漂会进一步降低。表 2 给出了光源线宽为 50 kHz,熔接损耗为 1 dB 时,不同谐振腔光纤环总长度值对应的 Ω_k 值。

对比表 1 和表 2 中的数据可知,考虑空心光子带隙光纤与单模光纤的熔接损耗后,空心光子带隙

表 2 考虑熔接损耗以后的光克尔效应引起的系统零漂

Table 2 Rotation rate shift induced by Kerr effect considering the coupler loss

| Fiber loop length /m | Spectral width of optical source is 50 kHz | | | | |
|-------------------------------|--------------------------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | 1 | 5 | 10 | 50 | 100 |
| Ω_k (HCPBGF) / (rad/s) | 2.0494×10^{-6} | 1.9206×10^{-6} | 1.7762×10^{-6} | 1.0433×10^{-6} | 6.2858×10^{-7} |

光纤谐振腔陀螺比普通单模光纤谐振腔陀螺中的克尔效应引入的漂移将进一步减小,光纤长度分别为 1 m, 10 m, 50 m 和 100 m 时,前者与后者相比,前者分别减小了 260, 268, 303 和 354 倍。

当减小空心带隙光纤基模的光功率被限制在实心(硅)部分的比例系数 η 时,如果取 $\eta = 0.002$,对应的空心光子带隙光纤的克尔系数比 $\eta = 0.015$ 时减小 7 倍,对应的由克尔效应引起的系统零漂也相应地减小 7 倍。因为通过对空心光子带隙光纤结构参数的设计,可以进一步减小 η 进而降低光克尔效

长度的关系曲线,表 1 列出了不同谐振腔光纤长度值对应的 Ω_k 值。

从表 1 中的数据可以看出,在光源线宽不变时,谐振式空心光子带隙光纤陀螺与普通光纤陀螺相比,光克尔效应引起的系统零漂有明显的降低。当光源线宽为 50 kHz 时,光纤长度分别为 1 m, 10 m, 50 m 和 100 m 时,由克尔效应引起的系统零漂前者比后者减小的倍数分别为 35, 47, 102 和 173 倍。

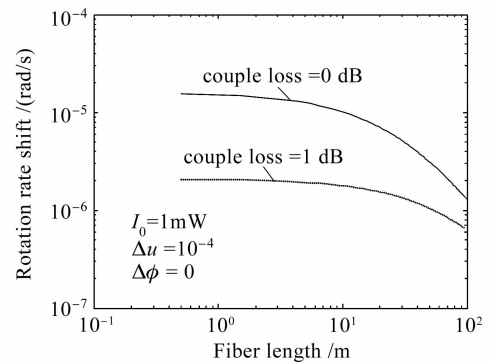


图 5 不同熔接损耗时空心光纤谐振式光纤陀螺中由克尔效应引起的角速度漂移与光纤长度的关系曲线

Fig. 5 Curves of rotation rate shift versus optical fiber length induced by Kerr effect at different coupler losses in PROG made from hollow-core photonic band-gap fiber

应带来的影响。

4 结 论

从理论上分析了谐振式空心光子带隙光纤中的光克尔效应,计算了不同光源线宽对光克尔效应的影响,对比了普通单模光纤和空心光子带隙光纤谐振腔中光克尔效应引入的系统零漂,通过计算可以得到以下结论:当采用空心光子带隙光纤以后,由于光波模在空的纤芯中传播,因而光克尔效应的影响会明显减小,数值计算的结果表明在光源线宽不变时,对于不同的光纤长度值,谐振式空心光子带隙光

纤中的光克尔效应引入的系统零漂比普通单模光纤谐振腔陀螺中的零漂降低 1~2 个数量级,这对改善谐振式光纤陀螺的性能及降低系统的成本具有重要的作用。此外,该理论分析的结果将对具体的实验具有指导意义。

随着空心光子带隙光纤制作工艺的成熟以及对其结构参数的改进,可以进一步降低空心光子带隙光纤中在石英部分的光功率的比例系数 η ,进而可以进一步降低光克尔效应的影响,从而使谐振式空心光子带隙光纤陀螺得到更好的改善,同时可以降低系统的复杂性及成本,为高性能谐振式光纤陀螺的发展提供了更广阔的前景。

参 考 文 献

- 1 K. Iwatsuki, K. Hotate, M. Higashiguchi. Kerr effect in an optical passive ring-resonator gyro [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1986, **LT-4**(6):645~651
- 2 K. Iwatsuki, K. Hotate, M. Higashiguchi. Effect of Rayleigh backscattering in an optical passive ring-resonator gyro [J]. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(21):3916~3924
- 3 B. Lamouroux, B. Prade, A. Orszag. Polarization effect in optical-fiber ring resonators [J]. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(8):391~393
- 4 D. M. Shupe. Fiber resonator gyroscope: sensitivity and thermal nonreciprocity [J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(2):286~289
- 5 K. Hotate. Noise sources and countermeasures in optical passive ring-resonator gyro [C]. in: IREE, eds. Proceedings of OFS'90. Sydney, Australia: IREE, 1990. 11~17
- 6 Zhang Xulin, Ma Huilian, Ding Chun *et al.*. Optical Kerr effect in phase modulation spectroscopy resonator fiber optic gyro [J]. *Chinese J. Laser*, 2006, **33**(6):814~818
张旭琳, 马慧莲, 丁纯等. 谐振式光纤陀螺调相检测技术中的光克尔效应[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6):814~818
- 7 see for example: www.crystallfiber.com and www.thorlabs.com
- 8 B. J. Mangan, L. Farr, A. Langford *et al.*. Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber [C]. OFC04, 2004. Feb., Postdeadline paper, PDP24
- 9 Y. Ohtsuka. Optical coherence effects on a fiber-sensing Fabry-Perot interferometer [J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(23):4316~4320
- 10 A. E. Kaplan, P. Meystre. Enhancement of the Sagnac effect due to nonlinearly induced nonreciprocity [J]. *Opt. Lett.*, 1981, **6**(12):590~592
- 11 H. K. Kim, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino *et al.*. Air-core photonic-bandgap fiber-optic gyroscope [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2006, **24**(8):3169~3174
- 12 E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco *et al.*. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(3):650~660
- 13 K. S. Kim, R. H. Stolen, W. A. Reed *et al.*. Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(4):257~259
- 14 D. G. Ouzounov. Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers [J]. *Science*, 2003, **301**(5640):1702~1704
- 15 Fang Hong, Lou Shuqin, Ren Guobin *et al.*. Theoretical analysis on splice loss of photonic crystal fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6):806~811
方宏, 娄淑琴, 任国斌等. 光子晶体光纤接续损耗的理论分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6):806~811