

偏振态调制的偏振无关干涉型光纤传感器

周效东 汤伟中

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310008)

摘 要 针对低双折射光纤双束干涉型传感器两臂偏振态随机变化引起的信号衰落, 提出了一种新型的光纤传感器结构。通过在双束干涉仪的一臂中加入适当的对光波偏振态的高频三角波或正弦波调制, 可以在干涉信号可见度略有降低的情况下消除偏振衰落的影响, 实现偏振无关的干涉型光纤传感器。

关键词 光偏振态, 光纤, 干涉仪。

在光纤传感技术中, 干涉型光纤传感器以其极高的灵敏度引起了人们的重视, 已在水声、弱磁场、应变、压力、电流、旋转等物理量的测量方面得到应用。但由低双折射光纤构成的双束光纤干涉仪都无法避免由于光纤偏振态随机变化而引起的检测信号的随机衰落。特别当光纤干涉仪两臂中的偏振态正交时, 干涉仪的输出干涉信号为零。因而在低双折射率单模光纤干涉仪中, 干涉光偏振态变化导致的干涉信号衰落是光纤干涉型传感器走向实用化所必须解决的关键问题。尽管近几年人们提出了许多种光纤偏振控制或去偏振的方法^[1~3], 但都存在着一一定的局限性。本文提出了一种新的去偏振干涉仪结构, 可以使干涉信号达到一个稳定的可见度, 较好地消除低双折射光纤干涉仪中光纤偏振态变化引起的信号衰落。

1 系统结构及原理分析

本文所提出的新型干涉仪结构是在光纤干涉仪的一臂中加入一个高频调制的法拉第旋转器和一个高频调制的 KDP 晶体, 如图 1 所示。

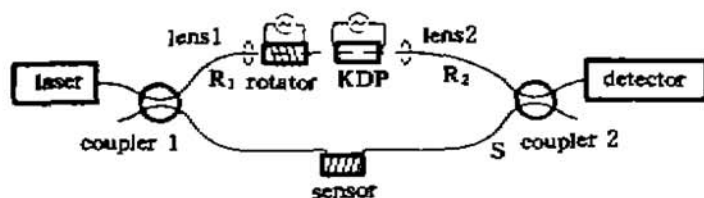


Fig. 1 The configuration of the system

法拉第旋转器导致臂中光波的偏振态旋转, KDP 晶体则使光波的相位延迟, 两者共同作用的结果使该臂的偏振态得到适当的高频调制, 通过在检测电路中对调制信号滤波, 可以检测到可见度稳定的低频光传感信号。KDP 晶体的高频调制电场加在晶体光轴上。

在下面的分析中取 KDP 晶体的慢轴为 x 轴建立直角坐标系。假设光纤干涉仪两臂的偏振

态为随机变化的椭圆偏振，光波干涉时光纤传感器的传感臂及参考臂的椭圆长轴方位和椭圆度分别为 θ_s, χ_s 和 θ_r, χ_r ，相应的该坐标系中的 x, y 轴光振幅比和相位延迟为 a_s, b_s 和 a_r, b_r ，则光纤干涉仪中两臂的光波偏振态用斯托克斯矢量表示为：

$$\begin{aligned} S_s &= S_{s0} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\chi_s \cos 2\theta_s \\ \cos 2\chi_s \sin 2\theta_s \\ \sin 2\chi_s \end{bmatrix} = S_{s0} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha_s \\ \sin 2\alpha_s \cos \delta_s \\ \sin 2\alpha_s \sin \delta_s \end{bmatrix} = S_{s0} \begin{bmatrix} 1 \\ a_s \\ b_s \\ c_s \end{bmatrix} \\ S_r &= S_{r0} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\chi_r \cos 2\theta_r \\ \cos 2\chi_r \sin 2\theta_r \\ \sin 2\chi_r \end{bmatrix} = S_{r0} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha_r \\ \sin 2\alpha_r \cos \delta_r \\ \sin 2\alpha_r \sin \delta_r \end{bmatrix} = S_{r0} \begin{bmatrix} 1 \\ a_r \\ b_r \\ c_r \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

其中 S_{s0} 和 S_{r0} 与传感臂及参考臂的光振幅 E_s, E_r 的平方成正比，记为 $S_{s0} = E_s^2, S_{r0} = E_r^2$ 。 a_s, b_s, c_s 和 a_r, b_r, c_r 分别为相应矩阵中各项的简写。

在光纤干涉仪输出信号中，两臂对应的光波电场矢量在直角坐标系中的投影为：

$$E_{sx} = E_s \cos \alpha_s e^{i\varphi_s}, E_{sy} = E_s \sin \alpha_s e^{i(\varphi_s + \delta_s)}, E_{rx} = E_r \cos \alpha_r e^{i\varphi_r}, E_{ry} = E_r \sin \alpha_r e^{i(\varphi_r + \delta_r)} \quad (2)$$

其中 φ_s 和 φ_r 为信号臂和参考臂光的相位，记传感臂和参考臂的相位差为 $\varphi = \varphi_s - \varphi_r$ ，则干涉仪的干涉信号为：

$$\begin{aligned} I &= (E_{sx} + E_{rx})(E_{sx}^* + E_{rx}^*) + (E_{sy} + E_{ry})(E_{sy}^* + E_{ry}^*) \\ &= E_s^2 + E_r^2 + 2E_s E_r \cos \alpha_s \cos \alpha_r \cos \varphi + 2E_s E_r \sin \alpha_s \sin \alpha_r \cos (\varphi + \delta_s - \delta_r) \\ &= E_s^2 + E_r^2 + 2E_s E_r \cos \eta \cos (\varphi + \gamma) \end{aligned} \quad (3)$$

$\cos \eta$ 为干涉信号的可见度，并可由(1)式写为：

$$\begin{aligned} \cos \eta &= \left\{ \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} \right) [\cos 2\alpha_s \cos 2\alpha_r + \sin 2\alpha_s \sin 2\alpha_r \cos (\delta_s - \delta_r)] \right\}^{1/2} \\ &= \left[\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} \right) (a_s a_r + b_s b_r + c_s c_r) \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

γ 为干涉仪两臂偏振态随机变化导致的相位差：

$$\sin \gamma = \sin \alpha_s \sin \alpha_r \sin (\delta_s - \delta_r) / \cos \eta \quad (5)$$

在本文所提出的系统中，设干涉仪参考臂中的光波在经过 R_1 段(见图1)后的偏振态椭圆长轴方位和椭圆度分别为 θ_{r1} 和 χ_{r1} ，法拉第旋转角为 θ ，KDP 晶体的相位延迟为 δ ，参考臂中的光波经过这两个器件后的传输效率分别为 κ_1 和 κ_2 ，则干涉仪参考臂的光经过这两个器件后的斯托克斯矢量为这两个器件的 Muller 矩阵的连乘^[4]，即：

$$\begin{aligned} S_r &= S_{r0} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\chi_{r1} \cos 2\theta_{r1} \\ \cos 2\chi_{r1} \sin 2\theta_{r1} \\ \sin 2\chi_{r1} \end{bmatrix} \\ &= S_{r0} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\chi_{r1} \cos (2\theta + 2\theta_{r1}) \\ \cos \delta \cos 2\chi_{r1} \sin (2\theta + 2\theta_{r1}) + \sin \delta \sin 2\chi_{r1} \\ -\sin \delta \cos 2\chi_{r1} \sin (2\theta + 2\theta_{r1}) + \cos \delta \sin 2\chi_{r1} \end{bmatrix} = S_{r0} \begin{bmatrix} 1 \\ a \\ b \\ c \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $S_{r0} = \kappa_1 \kappa_2 S_{r0}$ 为参考臂的光经过这两个器件后的光强。从式中可见，由于法拉第器件和 KDP 晶体均受到了高频调制，只要适当地选择调制频率，就能使 a, b, c 均为高频项。由此出

射的光在干涉前还要经过光纤 R_2 ，把这段光纤作为一个参数随时间变化的椭圆偏振器，其作用相当于一个系数 $M_{1j} = 0, M_{i1} = 0 (i, j = 2, 3, 4)$ 的 Muller 矩阵。设 $M_{ij} (i, j = 2, 3, 4)$ 为表征 R_2 光纤偏振态的 Muller 矩阵系数，则参考臂中干涉时光的偏振态斯托克斯矢量为：

$$S_r = S_w \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ 0 & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ 0 & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ a \\ b \\ c \end{bmatrix} = S_w \begin{bmatrix} 1 \\ M_{22}a + M_{23}b + M_{24}c \\ M_{32}a + M_{33}b + M_{34}c \\ M_{42}a + M_{43}b + M_{44}c \end{bmatrix} = S_w' \begin{bmatrix} 1 \\ a_r \\ b_r \\ c_r \end{bmatrix} \quad (7)$$

由于 M_{ij} 为一些变化的系数， a_r, b_r, c_r 仍为高频调制项。该信号与传感臂的信号进行干涉，从(3)~(5)式可以看出此时的干涉可见度和偏振态导致的相位差都受到了高频调制。

经光电检测后，将(3)式中 $E_s^2 + E_r^2$ 对应的直流项去除，对剩下的交变项平方后得到：

$$2E_s E_r [(1 + a_s b_r + a_r b_s + c_s c_r) / 2] [1 + \cos(2\varphi + 2\gamma)] / 2,$$

其中
$$\sin 2\gamma = \frac{\sin 2\alpha_s \sin 2\alpha_r \sin(\delta_s - \delta_r) + \sin^2 \alpha_s (1 - \cos 2\alpha_r) \sin(2\delta_s - 2\delta_r)}{2(1 + a_s a_r + b_s b_r + c_s c_r)} \quad (8)$$

该信号经低通滤波器，则与调制信号有关的高频项均被滤去，开方使该项变为 $2E_s E_r / 0.707 \cos(\varphi + \gamma)$ ，即达到可见度 $\cos \eta = 0.707$ 。由于(8)式中 $\cos 2\alpha_r$ 的频谱分量包含与 $\cos 2\delta_r, \sin 2\delta_r$ 同频的高频调制，因而与 $\sin(2\delta_s - 2\delta_r)$ 的积包含直流项，所以 γ 是与干涉仪两臂的偏振有关的某一值，它对干涉信号的影响等同于外界引入的干涉仪相位随机漂移，可通过无源零差或 PGC^[5] 等检测技术加以消除。因此能获得可见度为 0.707 的稳定干涉信号输出。

2 讨 论

该系统的物理意义可以在邦加球上表示，如图 2 所示。 θ 的变化对应于光的偏振态沿着等纬度线移动， δ 的变化相应于沿与 x 轴垂直的圆移动。两者的高速旋转相当于遍取邦加球上的各种偏振态而取得某一种平均值。

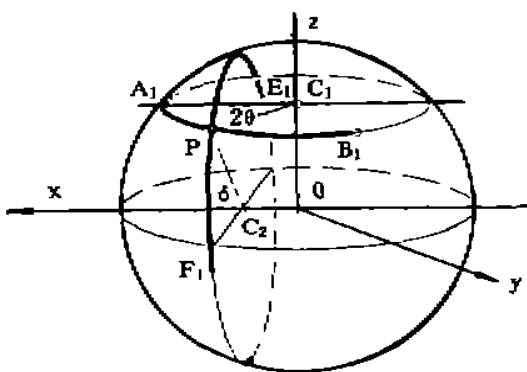


Fig. 2 Modulation of the polarization on the poincare sphere

对于法拉第旋转的调制，其表达形式为 $\theta = V B_m t = V t \mu I_m = k_1 I_m$ ，其中 $k_1 = V t \mu$ ， V 为维尔德常数， B_m 为调制磁场强度， t 为光在磁场中所通过的物质厚度， μ 为电流与磁场的转换系数， I_m 为所加的调制电流。KDP 晶体调制后的相位延迟为 $\delta = \delta_0 + (2\pi/\lambda) n_0^3 \beta V_m = \delta_0 + k_2 V_m$ ， δ_0 为光波通过 KDP 晶体引入的某一个固定附加相位， $k_2 = (2\pi/\lambda) n_0^3 \beta$ ， n_0 为 KDP 晶体的 o 光折射率， β 为 KDP 晶体的电光系数， V_m 为所加的调制电压。

法拉第旋转和 KDP 晶体高频调制信号波形的选择应使(7)式中各项均为高频项调制信号，例如可以选用高频三角波信号和高频正弦波信号，而方波信号含有许多频率分量，有可能会在某一频率分量上使两者调制频率相等或接近而影响滤波效果，所以不宜采用。

设所加的调制信号为三角波 $f(t) = (H/T)t$ ， H 和 T 分别为三角波的高度和周期。为了使 $\cos(2\theta + 2\theta_r)$ 为高频项，应使加在法拉第器件上的调制频率 ω_1 满足 $2\omega_1 = 2k_1 H/T$ 为高频，且周期 T 内的相位变化为 2π 的整数倍，即 $H = n\pi/k_1, n$ 为整数。为了使 $\cos \delta, \sin \delta$ 是高频项，则加在 KDP 晶体上的调制频率 $\omega_2 = k_2 H/T$ 应为高频，并满足 $H = 2n\pi/k_2$ 。而为了使(6)式 b 中

$\cos \delta$ 或 $\sin \delta$ 与 $\sin (2\theta + 2\theta_{r1})$ 的积也为高频, 宜取 $\omega_1 = \omega_2$ 。此调制信号在图 2 中相当于遍取 C_1 圆和 C_2 圆的值。

系统的调制也可以用正弦波实现。此时 $\theta = k_1 I_{p1} \cos \omega_1 t$, $\delta = \delta_0 + k_2 V_{p2} \cos \omega_2 t$, I_{p1} 、 V_{p2} 分别为调制电流和电压的幅度。将 $\cos (2\theta + 2\theta_{r1})$ 、 $\cos \delta$ 或 $\sin \delta$ 与 $\sin (2\theta + 2\theta_{r1})$ 之积和 $\cos \delta$ 、 $\sin \delta$ 展开可知, 在 $\omega_1 = 2\omega_2$ 时, 只要使 $J_0(2k_1 I_{p1}) = 0$, $J_0(k_2 V_{p2}) = 0$, 即使 $k_1 I_{p1} = 1.2025$ 、 $k_2 V_{p2} = 2.405$, 就能使以上每一项均为高频项。它在图 2 中相应的变化范围为两圆中的黑体部分 $A_1 B_1$ 和 $E_1 F_1$ 。

在实际应用中, 由于要求的法拉第最大旋转角为 2.405 rad , 且应工作在非饱和旋转范围, 故该系统应选用较好的法拉第旋转磁光晶体, 目前国产的高质量磁光晶体(例如 GdBIG 磁光晶体)在 $1.3 \mu\text{m}$ 波长上非饱和旋转角已达到近 $10 \pi \text{ rad/cm}^{[6]}$, 足以满足本系统要求。对于电路中所要求的平方及开方电路也能由较好的乘法器件实现。

结 论 本文提出的这种新型消偏振方式可以在可见度略有下降的情况下, 较好地消除偏振态变化引入的干涉信号可见度的随机变化。该方式的物理意义是通过偏振态的高速旋转获得各种可能偏振衰落的某一种平均值。其特点是能较完全地消除光纤干涉仪中偏振态的影响, 保持传感信号的高度稳定。

参 考 文 献

- [1] T. Okoshi, Polarisation-state control schemes for heterodyne or homodyne optical fiber communications. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1985, 3(6): 1232~1237
- [2] A. D. Kersey, M. J. Marrone, A. Dandridge *et al.*, Optimization and stabilization of visibility in interferometric fiber-optic sensors using input-polarization control. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1988, 6(10): 1599~1609
- [3] N. J. Frigo, A. Dandridge, A. B. Tveten, Technique for elimination of polarisation fading in fiber interferometers. *Electron. Lett.*, 1984, 20(8): 319~320
- [4] 龙槐生, 张仲先, 谈恒英, 光的偏振及其应用, 北京, 机械工业出版社, 1989: 167~198
- [5] A. Dandridge, A. B. Tveten, T. G. Giallorenzi, Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, QE-18(10): 1647~1653
- [6] Zhang Shouye, Zhang Zhiliang, Huang Min, Magneto-optic properties of GdBIG bulk crystals in near-infrared wavelength range. *Chinese Journal of Infrared & Millimeter Waves*, 1991, 11(1): 89~92

Modulated Polarization Independent Interferometric Fiber-Optic Sensor

Zhou Xiaodong Tang Weizhong

(The Information and Electronic Department, Zhejiang University, Hangzhou 310008)

(Received 25 December 1994; revised 27 February 1995)

Abstract A new kind of fiber-optic sensor is proposed, which can remove the polarization-induced fading (PIF) in conventional low-birefringe single-mode optical fiber. By adding high-frequency modulation to the state of polarization in one arm of the interferometer, the effect of PIF is eliminated at the visibility of 0.707.

Key words optical polarization, fiber, interferometer.