

用于电流传感器的高线性双折射高扭转光纤

钱景仁

(中国科学技术大学无线电电子学系,合肥)

李陆燊

(英国南安普大学电子与计算机科学系)

摘 要

本文用耦合模理论分析了扭转的线性双折射光纤。高线性双折射光纤在熔融态下扭转后形成高椭圆双折射光纤。具有合适扭转率的这种光纤是检测 Faraday 效应的功能型光纤,可在很大程度上消除线性双折射对检测的影响。用上述光纤对电流进行的测量证明了这一观点。

关键词: 光纤,双折射,电流传感器

一、引 言

利用磁场作用下光在光纤中的 Faraday 效应所制成的电流传感器具有一系列优越性,可用于高压电力传输线系统^[1]及各种恶劣环境之下。然而光纤中线性双折射严重地扰乱了电流引起的光偏振面的 Faraday 旋转,从而限制了这一应用。

多年来,人们在探索适合用于电流感应的新的功能型光纤。将具有适量线性双折射的普通单模光纤在拉丝过程中熔融态下扭转,使其具有极低的线性双折射^[2]。虽然内在的线性双折射不存在,但外面的影响,诸如弯曲、外应力等引起的线性双折射将起主导作用,因此在架设和缠绕这种光纤时必须特别小心。

最近又提出具有螺旋芯的圆双折射光纤^[3,4]。这种光纤由于其较高的圆双折射控制住了内部和外部的线性双折射,因此可用于电流传感。但由于光纤芯呈螺旋状而使光纤的外径过粗,不便于缠绕半径较小的光纤线圈;另外这种光纤的激励和与普通光纤的连接也存在困难。

本文提出的这种新的扭转光纤能抵制外界线性双折射的影响,且可将光纤缠绕成多层的小尺寸线圈。

这种光纤的制造并不困难,只将原来拉制高线性双折射光纤的坯棒在拉丝时旋转,其旋转率并不象在制造低双折射光纤那样远大于原来光纤的线性双折射率^[2],而取扭转与线性双折射比 $2\tau/\Delta\beta$ (下称扭转比 η) 在 1 到 2 的范围内,此时线性双折射因扭转仅部分相消。由于扭转是在熔融态下进行的,因此光纤内不产生剪应力和由此应力而引起的圆双折射^[5]。扭转比 $\eta > 1$ 将使光纤中圆双折射部分占优势,微弱的 Faraday 效应不会被残余的线性双折射所抑制。

由于本地的(线性)双折射和合成的(椭圆)双折射都很高,外界的影响,不论是微观的扰动(如微弯),还是宏观的扰动(如外应力或缠绕),所引起的双折射都将被高的内在的双折射所抑制。这就使这种光纤在架设和缠绕时,不必加以严格的限制;这种光纤的另一个优点是便于激励和连接。

二、扭转光纤的耦合模分析

以常扭转率 τ 旋转的线性双折射单模光纤表示于图 1 中,其中 (x_0, y_0, z) 坐标系统是固定的, (x, y, z) 坐标系统是个 x 轴与光纤快轴重合的旋转坐标系。

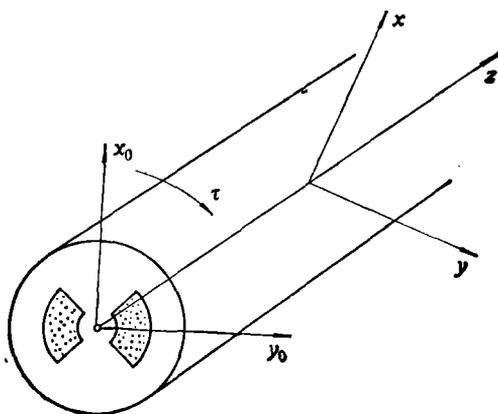


图 1 扭转的线性双折射光纤

假定光纤无损耗又无内在的圆双折射,在 (x, y, z) 系统中,光纤中本地模的耦合模方程可表示为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_x}{dz} &= -j\left(\beta - \frac{\Delta\beta}{2}\right)A_x + \tau A_y \\ \frac{dA_y}{dz} &= -j\left(\beta + \frac{\Delta\beta}{2}\right)A_y - \tau A_x \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

其中 A_x 和 A_y 为两个互相正交的线偏振基模的振幅, β 为基模的传输常数, $\Delta\beta$ 为原光纤在扭转前的线性双折射。

用矩阵变换^[6]

$$\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\phi & j\sin\phi \\ j\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\tau z} & 0 \\ 0 & e^{-i\tau z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_x \\ W_y \end{bmatrix} \quad (2)$$

可将(1)式转换成超本地模的耦合模方程

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} W_x \\ W_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j(\beta - g + \tau) & 0 \\ 0 & -j(\beta + g - \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_x \\ W_y \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中

$$\phi = \frac{1}{2} \arctg(2\tau/\Delta\beta) = \frac{1}{2} \arctg \eta, \quad (4)$$

$$g = \frac{\Delta\beta}{2} \sqrt{1 + \eta^2} = \tau \sqrt{1 + (1/\eta)^2}, \quad (5)$$

又 W_x 和 W_y 是两个互相正交的超本地模的振幅。这两个超本地模是椭圆偏振的，且其电场矢量在截面上的椭圆轨迹形成的椭圆度(短轴与长轴比)就是 $\text{tg } \phi^{[7]}$ 。

由 (3) 式可见，超本地模即是扭转光纤的本征模，因此椭圆双折射就是两本征模的相位常数差，即 $2(g - \tau)$ ，相应的拍波长为

$$L'_p = \frac{L_p}{(\eta^2 + 1)^{1/2} - \eta} \tag{6}$$

其中 L_p 是扭转前原光纤拍波长，即 $L_p = \frac{2\pi}{\Delta\beta}$ 。

(6) 式在图 2 上表示成一系列的实线，其中 $L_t = \frac{2\pi}{\tau}$ 为扭转间距。为了设计方便，图 2 上还示出 $\eta = 1, 2, 4$ (相应的偏振椭圆度为 0.414, 0.518 和 0.781) 的虚线。当椭圆度大于 0.5 时，光纤中圆双折射占优势，由下文可见，这时线性双折射对 Faraday 效应的检测影响甚小。

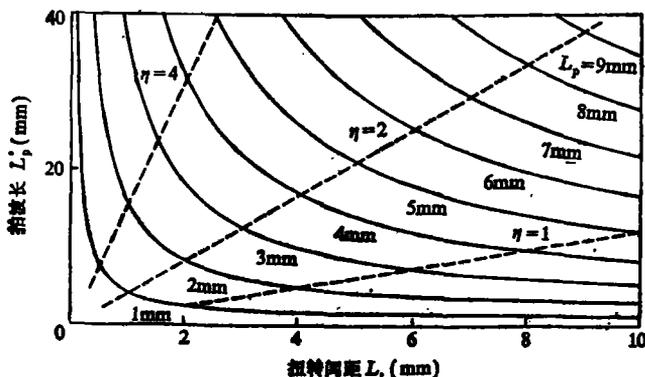


图 2 椭圆双折射光纤的拍波长

现在来研究外界扰动对扭转光纤的影响。诸如弯曲、缠绕和外应力一类的外界扰动所引起的线性双折射通常并不会随扭转而旋转，因此为了便于分析，需将耦合模方程转换到 (x_0, y_0, z) 系统，为此将

$$\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \tau z & \sin \tau z \\ -\sin \tau z & \cos \tau z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0} \\ A_{y_0} \end{bmatrix} \tag{7}$$

代入 (1) 式，得

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_{x_0} \\ A_{y_0} \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} \left(\beta - \frac{\Delta\beta \cos 2\tau z}{2} \right) & -\Delta\beta \frac{\sin 2\tau z}{2} \\ -\frac{\Delta\beta}{2} \sin 2\tau z & \left(\beta + \frac{\Delta\beta \cos 2\tau z}{2} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0} \\ A_{y_0} \end{bmatrix}, \tag{8}$$

其中 A_{x_0} 和 A_{y_0} 分别为 x_0 和 y_0 方向上的两个互相耦合的基模幅度。(8) 式中出现的耦合项是由于内在线性双折射 $\Delta\beta$ 引起的，显然它在固定坐标系中是随扭转而旋转的。如果外界扰动引起的双折射的快轴与 x_0 轴相重合，则 (8) 式耦合矩阵中第一和第二个对角线项分别需另加 $(-b/2)$ 和 $(b/2)$ ，其中 b 是外界线性双折射，这里假定是常数。

耦合矩阵中带有上述附加项的 (8) 式可用 (2) 及 (7) 式转换成超本地模的耦合方程，即

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} W_x \\ W_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\left(\beta - g + \tau - \frac{b}{2} \cos 2\tau z \cos 2\psi\right) & c^* \\ c & -j\left(\beta + g - \tau + \frac{b}{2} \cos 2\tau z \cos 2\psi\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} W_x \\ W_y \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中

$$c = \frac{b}{2} (\cos 2\tau z \sin 2\psi - j \sin 2\tau z) e^{j2\tau z} \quad (10)$$

是两个超本地模间由外界扰动而引起的耦合系数; c^* 是 c 的复共轭。这样, 就可以由 (9) 式来衡量扭转光纤的外界扰动对超本地模传输的影响。为此将 (10) 式改写成

$$c = \frac{b}{2} (\cos^2 2\tau z \sin^2 2\psi + \sin^2 2\tau z)^{1/2} e^{j2(\tau - \xi)z}, \quad (11)$$

其中

$$\xi(z) = \frac{1}{2z} \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} 2\tau z / \sin 2\psi).$$

可见当 $\sin 2\psi$ 较大时, ξz 值在 τz 附近摆动且其平均值即为 τz 。例如通常 $\eta > 1$, 由 (4) 式可知 $\sin 2\psi > 0.707$, 因此 $(\tau - \xi)z$ 远小于 2π 。这样 (11) 式右边的指数项可近似为 1, c 的平均值可写为 $\frac{b}{4} (1 + \sin 2\psi)$ 。耦合模间的能量交换可用耦合能力 Q 来衡量^[2], 按定义它是 2 倍耦合系数与耦合模的相位常数差之比。在 $b \ll \Delta\beta$ 与 $b \ll \tau$ 的情况下,

$$Q = \frac{b}{4(g - \tau)} (1 + \sin 2\psi) = \frac{bL_p'}{4\pi} (1 + \sin 2\psi). \quad (12)$$

如果扰动引起的外界线性双折射 b 值不变, 无扭转的原光纤中基模间的耦合能力为 $bL_p / (2\pi)$, 相比之下, 扭转后耦合能力将增加, 因此超本地模间能量交换也将增加。扭转比较大, Q 也越大。文献 [2] 中描叙的扭转光纤都有很大的扭转比 ($\eta \gg 1$), 它的传输特性也就易受到外界的影响。为了减小外界的影响, Q 值必须远小于 1, 这就要求合理地减小 L_p' 值。可见对扭转光纤由 (6) 式确定的拍波长仍不失为一个衡量抵制外界影响能力的重要光纤参数。

为了得到较小的 L_p' 值, 由图 2 可知, 扭转前的光纤需是高线性双折射的, 拍波长 L_p 在 633 nm 工作波长时需低至 2—3 mm, 且扭转比取 1—2 是合理的。需要指出的是拍波长的测量并不象在无扭转光纤情况那样简便, 附录中将证明这是因为光在传输 L_p' 距离后, 其偏振态并不会重现的缘故。

三、检测灵敏度

Payne 等人曾推出扭转光纤检测 Faraday 效应的相对灵敏度公式。这里就用这些公式计算高双折射高扭转光纤的灵敏度。

检测 Faraday 旋转角时, 是用方向沿着主轴的线偏振光来激励光纤输入端, 在输出端测量两个互相正交且与主轴成 45° 角方向上的光强 J_1 和 J_2 , 从而确定其输出端偏振态, 其相对灵敏度^[4]

$$R = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} \quad (13)$$

可按文献 [2] 得到的公式进行计算。图 3 中示出了不同 η 值时 R 随 Faraday 旋转角变化的

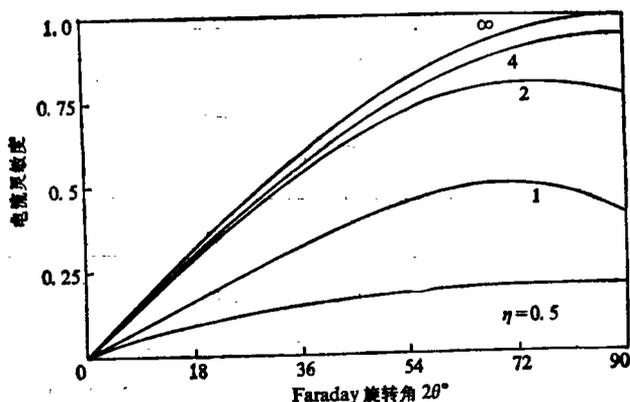


图 3 不同 η 值高双折射扭转光纤的电流灵敏度

曲线。由图可见,在线性变化部分 (Faraday 旋转角小于 20° 时), η 大于 2 的曲线与理想圆双折射光纤 ($\eta \rightarrow \infty$) 的曲线差别甚微。由 (6) 式可知 $\eta = 2$ 对应于拍波长 $L'_p = 4.24L_p$, 因此为保证有足够大的椭圆双折射 ($L'_p < 15 \text{ mm}$), 扭转前的原光纤的拍波长 L_p 就需小于 3—4 mm。

从这些曲线中也可看出,只要圆双折射占优势,扭转光纤内在的残余线性双折射对 Faraday 效应的检测是无妨的。

四、实验结果

我们在拉丝过程中扭转领结形光纤制造了 3 种椭圆双折射光纤。扭转前的领结形光纤在 633 nm 波长时拍波长范围是 1.8 mm 到 3 mm。采用不同的扭转间距 L_t (7.7, 6.25 和 2.8 mm) 使 3 种光纤 η 值是 (a) 2.44, (b) 1.09, (c) 0.456。用上述光纤缠绕成直径为 33 和 55 mm 的光纤线圈,线圈匝数分别为 (a) 100T, (b) 140T, (c) 60T。实验中采用约 1 m 长的同样光纤做导引光纤,由输出光 (633 nm) 偏振态的旋转角测得了通过光纤线圈高至 400 A 的电流。

图 4 表示了电流测量的实验结果。纵坐标表示偏振检测器输出的相对幅度,横坐标有两个,一是电流和匝数的乘积;另一是该电流在理想光纤中引起的 Faraday 旋转角 ($2\theta = 5.30 \times 10^{-4} nI$, 这里 I 是电流, n 是线圈匝数)。图中实线是用上述 3 种光纤作测试时灵敏度的理论计算结果。可见实验点与理论值符合较好,有些点偏离较大估计是由于光源的不稳定造成的。

由于领结形光纤的线双折射对温度是敏感的,因此作为一个实用装置就需要某种形式的温度补偿。这里采用如下结构:用两根等长度且同样特征参数但扭转方向相反的光纤连接在一起,然后缠绕成线圈,在连接处两光纤的主轴需互相垂直。

如图 5 所示,两根光纤并排绕在线圈架上,1, 3 和 2, 4 端分别为两根光纤的始末,2 和 3 两端相连,1 和 4 即是整个线圈的始末。这是一种自补偿的原理,前一节光纤中本征模相位差

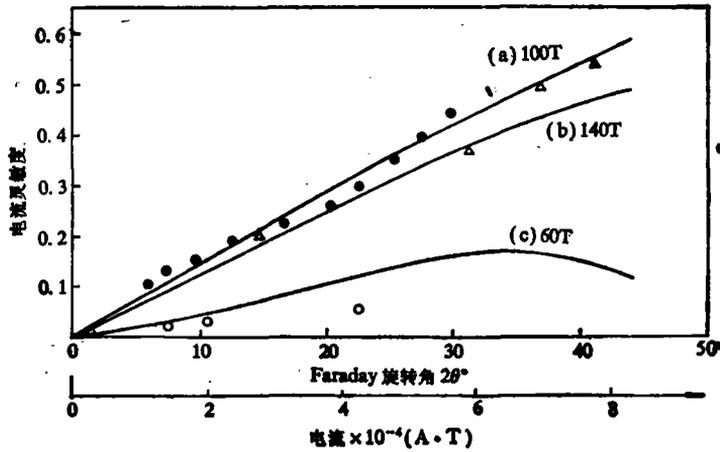


图4 3种领结形光纤的实验结果

(●——(a) 光纤的实验点, △——(b) 光纤的实验点, ○——(c) 光纤的实验点)

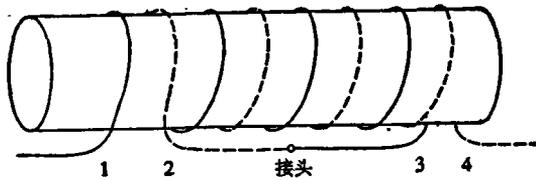


图5 电流传感器的一种温度补偿法

因温度而引起的改变量将被后一节的改变量相抵消。这种补偿是自动的,但实际上温度效应不能完全补偿掉,这是由于两节光纤长度不同和它们间接头不理想的缘故。图4上曲线(b)附近的点就是用上述两节光纤绕成的线圈测得的,它与只用一节的光纤所得结果基本一致,但对温度的敏感性显著减弱。

五、结 论

高双折射扭转光纤中的两个本征模式通常是椭圆偏振的,由它们相位常数差决定的拍波长仍是一个衡量这种光纤抵制外界扰动能力的重要参数。

实验证明,用领结形光纤制成的高椭圆偏振光纤能有效地检测 Faraday 效应。其检测灵敏度为理想情况的 80% 以上,还不怕外界扰动对检测的影响。因此这种光纤将会在电流传感方面得到广泛应用。

除了用扭转领结形光纤外,其他光纤如扭转“熊猫”光纤,扭转椭圆芯光纤等也能用来达到同样的目的。

感谢 W. A. Gambling 教授和 D. N. Payne 博士对本文提出的有用建议。同样感谢 G. Wylangowski 博士, L. Poyntz-Wright 女士和 R. Bailey 先生在制造这种光纤时给予的协助。

附 录

假如一偏振光从常参数的扭转光纤的一端 $z = 0$ 处输入 (见图 1), 经过 z 距离后输出。在固定坐标系中, 输入端基模幅度 ($A_{x_0}^i, A_{y_0}^i$) 和输出端 ($A_{x_0}^o, A_{y_0}^o$) 的关系可由 (2), (3) 和 (7) 式得到:

$$\begin{bmatrix} \cos \phi & -j \sin \phi \\ -j \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \tau z & \sin \tau z \\ -\sin \tau z & \cos \tau z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0}^i \\ A_{y_0}^i \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} e^{-j(\beta-\tau)z} & 0 \\ 0 & e^{-j(\beta+\tau)z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & -j \sin \phi \\ -j \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0}^o \\ A_{y_0}^o \end{bmatrix} \quad (14)$$

或

$$\begin{bmatrix} A_{x_0}^o \\ A_{y_0}^o \end{bmatrix} = e^{-j\beta z} \begin{bmatrix} \cos \tau z & -\sin \tau z \\ \sin \tau z & \cos \tau z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 2j \cos^2 \phi \sin g z + e^{-j2g z} & \sin 2\phi \sin g z \\ -\sin 2\phi \sin g z & -2j \cos^2 \phi \sin g z + e^{j2g z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0}^i \\ A_{y_0}^i \end{bmatrix}. \quad (15)$$

对于接近圆双折射的光纤, $\eta \gg 1$, 即 $\phi \approx 45^\circ$, (15) 式可近似表为

$$\begin{bmatrix} A_{x_0}^o \\ A_{y_0}^o \end{bmatrix} = e^{-j\beta z} \begin{bmatrix} \cos(\tau - g)z & \sin(\tau - g)z \\ -\sin(\tau - g)z & \cos(\tau - g)z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0}^i \\ A_{y_0}^i \end{bmatrix}. \quad (16)$$

由 (16) 式可见, 如果输入光是线偏振的, 我们可以在切割光纤末端的同时, 观察输出光偏振的旋转, 旋转 180° 所需切割的长度就是拍波长。此时从光纤某侧面观察 Rayleigh 散射的变化也是一个测拍波长的简便方法。

对于接近线双折射的光纤, $\eta \ll 1$, 即 $\phi \ll 1$, (15) 式可近似为

$$\begin{bmatrix} A_{x_0}^o \\ A_{y_0}^o \end{bmatrix} = e^{-j\beta z} \begin{bmatrix} \cos \tau z e^{j2g z} & -\sin \tau z e^{-j2g z} \\ \sin \tau z e^{j2g z} & \cos \tau z e^{-j2g z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{x_0}^i \\ A_{y_0}^i \end{bmatrix}. \quad (17)$$

可见, 这种情况下用切割光纤末端的方法来测拍波长是不行的。

在一般情况下, Rayleigh 散射的变化图案很复杂, 难以由此推算拍波长。然而, 对圆双折射占优势的光纤, 切割光纤末端的方法仍然可以使用。

参 考 文 献

- [1] Papp, A. and Harms, H., *Appl. Opt.*, 1980, 3729—2745.
- [2] Payne, D. N., Barlow, A. J. and Ramskov Hansen, J. J., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18 (1982), 477—488.
- [3] Varnham, M. P., Birch, R. D. and Payne, D. N., *Proc. IOOC-ECOC*, Venice, 1985, 135.
- [4] Qian, J. R. and Hussey, C. D., *Electronics Letters*, 22(1986), 10: 515—517.
- [5] Ulrich, R. and Simon, A., *Appl. Opt.*, 1979, 2241—2251.
- [6] Huang, H. C. and Qian, J. R., *Optical Waveguide Sciences*, The Hague, 1983, 57—68.
- [7] Ramachandra, G. N. and Ranesesham, S., *Handbuch der Physik* (Ed. Flugge, S.), Springer Berlin, 25 (1962), 1: 1.
- [8] Huang, H. C., *Radio Science*, 16(1983), 4: 495.