

# 光纤法布里-珀罗 (FFP) 传感器

邹运庐 孙黎

(北京邮电学院应用物理系) (航空航天工业部)

本文介绍了光纤法布里-珀罗传感器作为分析仪器和传感元件的基本原理,并以温度传感为例着重讨论了测量相位变化的方法以及判断相位变化方向的手段。

光纤传感器具有高分辨率、高精度、灵活性大、适应能力强、应用范围广以及易于小型化等特点,受到人们广泛的重视。光纤传感器种类很多,其中相位调制型传感器主要有三种型式:第一种是作为陀螺仪的萨尼亚克 (Sagnac) 型<sup>[1]</sup>;第二种是马赫-曾特 (Mach-Zehnder) 型<sup>[2]</sup>;第三种是法布里-珀罗 (Fabry-Perot) 型<sup>[3]</sup>。萨尼亚克型是测量角速度的专用干涉仪,而后两种干涉仪则可以测量多种物理参量,如压力、温度、速度、加速度、位移、形变、振动、磁场、电压、声波等。与双臂型干涉仪比较,FFP 具有以下一些优点:首先因为它是单光纤干涉仪,不需要参考臂,所以不存在参考臂的屏蔽和隔离问题,也没有分束、合束问题,它的结构更紧凑、简单,灵敏度也更高。其次,由于 FFP 是多光束干涉,它还可作光谱分析仪用<sup>[4]</sup>。不同于普通 F-P 标准具的是,FFP 对两个反射端面的倾角不敏感,并且只要光源的相干性及光纤的损耗能达到要求,腔体可以很长,因而其光谱分辨率也就可以很高。此外,它还可以通过外场(如机械力、温度)来调制 FFP 的腔长,使其成为一台扫描 F-P 干涉仪。如果直接在光纤的端面上镀反射膜,则其稳定性和使用寿命都比普通 F-P 腔高得多。把 FFP 作为传感元件的概念首先由 Cielo 提出<sup>[5]</sup>,Yoshino 最先做出实验模型<sup>[6]</sup>。目前人们对 FFP 的研究已越来越深入。

物理

## 一、基本原理

FFP 传感器的最基本思想就是把一段单模光纤作为 Fabry-Perot 腔体,激光在这段光纤中来回反射形成多光束干涉,输出锐利的干涉条纹。当作用在腔体上的外场变化时,腔体(光纤)的物理参量也随着变化,导致输出的干涉条纹变化。通过检测条纹变化的大小和方向可推出外场变化的大小和方向。FFP 传感器的结构如图 1 所示,其中作为 F-P 腔体的单模光纤两端面被抛光和镀膜。下面采用类似于普通 F-P 的分析方法进行分析<sup>[4]</sup>。设激光波长为  $\lambda$ ,光纤长度为  $L$ ,折射率为  $n$ ,则光在光纤中走一个来回带来的位相延迟为

$$\phi = 2kL \approx 4\pi nL/\lambda, \quad (1)$$

此处  $k$  为光纤模式的波矢常数,  $n$  表示导模的有效折射率。由于是单模工作,所以可忽略光线角度偏差的影响。如果光纤两个端面的反射系数为  $r_1$  和  $r_2$ ,则 FFP 的透射光强为<sup>1)</sup>

$$I = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\phi/2)} \quad (R = r_1 r_2), \quad (2)$$

$R$  为 F-P 的平均反射率,  $I_0$  为最大透过光强。

1) 可以探测 FFP 的透射光强,也可探测其反射光强(如图 1 中探测器 2)。分析方法类同,但输出的光强互补,即透射极大时,反射极小,反之亦然。

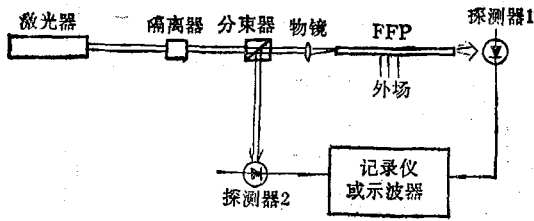


图1 FFP干涉仪结构图

引入参量  $F$  (标准具性能常数),

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}, \quad (3)$$

则(2)式变为

$$I = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)}. \quad (4)$$

当  $\phi$  为  $2\pi$  的整数倍时, 透过光强  $I$  达到极大, 而  $\phi$  的变化可从(1)式得到, 即

$$d\phi = \frac{4\pi}{\lambda} (ndL + Ldn) - \frac{4\pi nL}{\lambda^2} d\lambda, \quad (5)$$

只要  $n, L, \lambda$  中任一随时间变化, 则输出光强  $I$  随时间逐渐变到极大或极小, 因此得到的干涉条纹是时间域的. 如果固定激光的波长  $\lambda$ , 则外场的变化引起光程  $nL$  的变化, 从而得到一个传感元件; 如果固定  $nL$ , 而  $\lambda$  变化, 就得到一个光谱分析仪. 在参考文献[7]中, 用温度调谐的方法亦可以分析光谱.

由(4)式得到 FFP 的位相灵敏度

$$\frac{dI}{d\phi} = -I_0 \frac{F \sin \phi}{2[1 + F \sin^2(\phi/2)]^2}. \quad (6)$$

最大位相灵敏度点  $\phi_0$  可以从  $d^2I/d\phi^2 = 0$  中获得, 即

$$\phi_0 = \arccos [1/2(9 + 4/F + 4/F^2)^{1/2} - 1/F - 1/2], \quad (7)$$

因此在这一点上的最大灵敏度为

$$\left| \frac{dI}{d\phi} \right|_{\max} = \frac{I_0}{2F} \frac{\cos^2 \phi_0}{\sin^3 \phi_0}. \quad (8)$$

在普遍情况下  $F \gg 1$ , 则近似有

$$\cos \phi_0 \approx 1 - 2/3F, \quad (9)$$

代入(8)式, 得

$$\left| \frac{dI}{d\phi} \right|_{\max} \approx 0.32 I_0 \sqrt{F}. \quad (10)$$

从上式看出, FFP 的位相灵敏度随  $F$  值的提高而增大. 实验上  $\sqrt{F}$  一般可达到几十到几百的量级<sup>[8]</sup>. 而双臂型干涉仪的最高灵敏度为  $0.5I_0$ <sup>[9]</sup>. 所以 FFP 传感器的灵敏度比其它类型传感器的灵敏度至少高一个量级.

当 FFP 作为一个光谱分析仪时, 对应于每个最大透过光强点  $\phi = 2\pi N$  ( $N$  为整数), 有离散的谐振频率值  $\nu_N = Nc/2nL$ , 其间距

$$\Delta\nu = \nu_{N+1} - \nu_N = c/2nL, \quad (11)$$

它代表了 FFP 的自由光谱范围. 如果设 FFP 的脉冲响应半宽度为  $\delta\nu$ , 则根据文献[4]可以导出 ( $F \gg 1$ )

$$\delta\nu = 2\Delta\nu/\pi F, \quad (12)$$

则频率分辨率为

$$A = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi\nu\sqrt{F}}{2\Delta\nu} = \frac{k}{2} nL\sqrt{F} \propto L. \quad (13)$$

因此, 作为谐振腔的光纤越长, 其分辨率越高. 例如,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ,  $n = 1.45$ ,  $L = 30\text{mm}$ ,  $F = 450$  ( $R = 0.91$ ), 则  $A \approx 5 \times 10^6$ .

如果激光器的波长固定, 设作用在 FFP 的外场为  $Q$ , 则由(5)式得到

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dQ} &= \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{d(nL)}{dQ} \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} \left( n \frac{dL}{dQ} + L \frac{dn}{dQ} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

从(14)式可以看出, 任何外场的变化, 只要能直接或间接地引起 FFP 光程的变化, 就能通过其位相的变化检测出这个外场变化的大小, 最典型的例子就是温度传感. 设外界温度为  $T$ , 则(14)式变为

$$\frac{d\phi}{dT} = \frac{4\pi L}{\lambda} \left( n \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{dn}{dT} \right), \quad (15)$$

其中  $(1/L)(dL/dT) = \alpha$  代表光纤介质的相对热膨胀系数,  $dn/dT = \beta$  代表光纤折射率的温度系数.  $\alpha, \beta$  与  $n$  一样都是光纤介质的特性常数, 可以事先获得. 因此只要测得位相变化  $\Delta\phi$ , 就可以根据(15)式求出  $\Delta T$ . 或者用一个灵敏度更高的温度计事先校准这个传感器, 实际测量时对照校准曲线就可直接得到所测的温

度值<sup>[10]</sup>。

## 二、测量 $\Delta\phi$ 的方法

从(4)式可以看出, FFP 输出光强随  $\phi$  周期性变化。因此测量  $\Delta\phi$  有两种最基本的方法。一种方法是当参量  $nL$  和  $\lambda$  中的任何一个变化时, 控制另一参量变化, 而使  $\phi$  固定在一个干涉级序  $K$  上。当然, 最好是固定在位相最灵敏点  $\phi_0$  [见(7)式] 上。以温度传感为例, 控制  $d\phi/dT = 0$ , 即

$$\frac{4\pi L}{\lambda} (n\alpha + \beta) - \frac{4\pi nL}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{dT} = 0, \quad (16)$$

得到  $\Delta T = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad \gamma = \alpha + \beta/n \quad (17)$

调节半导体激光器的结电流, 使激光器的输出波长  $\lambda$  自动跟踪温度的变化, 从结电流与温度变化的对应关系, 即可获取所需的信息<sup>[10]</sup>。这种方法的优点是可以从波长变化的方向上直接判断出温度变化的方向, 但其测量范围受半导体激光器结电流调谐范围的限制。

第二种方法是直接计数干涉条纹(时间域)。典型的温度输出信号如图 2 所示。



图 2 温度变化输出条纹

定义 FFP 的相对相移温度灵敏度为[参看(15)

式]  $S = \frac{\Delta\phi}{\phi\Delta T} = \alpha + \frac{\beta}{n} = \gamma, \quad (18)$

由(1)式有  $\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta(nL)$ , 而当  $\Delta\phi = 2\pi M$  ( $M$  为整数) 时, 输出  $M$  个脉冲, 即

$$\Delta(nL) = M\lambda/2, \quad (19)$$

从而有  $S_{\text{实际}} = \frac{M \cdot \lambda/2}{(nL) \cdot \Delta T}, \quad (20)$

综合(18)和(20)式, 得到

$$\Delta T = \frac{M\lambda}{2\gamma nL}. \quad (21)$$

因此, 由脉冲数  $M$  就可得到温度变化值  $\Delta T$ 。利

物理

用 Kist 分析光谱的实验数据<sup>[7]</sup>, 可以验证以上分析结果。  $\alpha = 1.9 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$ ,  $\beta = 1.0 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$ ,  $n = 1.45$ , 由(18)式得  $S_{\text{理论}} \approx 2.59 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$ 。另外,  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ,  $L = 29.5 \text{mm}$ , 当  $\Delta T = 0.85^\circ\text{C}$  时, 输出三个脉冲, 从而得到  $S_{\text{实际}} \approx 2.61 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$ , 理论与实验符合得很好。

以上讨论只确定了温度变化的大小, 而没有涉及到变化方向。从图 2 的条纹上无法直接判断温度变化的方向。要直接判断温度变化的方向, 需要采用以下几种方法: 第一种方法是使用双频激光器, 则 FFP 的输出模式有两种, 通过两个模式相对位置的变化就可以确定温度变化的方向<sup>[3]</sup>, 其输出条纹如图 3 所示; 第二种方法是利用抽样保持电路, 比较两个瞬间的透过光信号  $I_x, I_y$ , 它们随时间的变化组成一个 Lissajons 图, 图形的旋转方向就确定了温度变化的方向<sup>[11]</sup>; 第三种方法是把 FFP 腔体分为两部分, 一部分传感, 另一部分作参考(见图 4)。参考部分由压电陶瓷在 FFP 中产生一个固定的相移  $\phi_r$ , 而传感相移为  $\phi_s$ , 则探测到的总相移为  $\phi = \phi_r + \phi_s$ , 如图 5 所示, 由输出脉冲间隔的变宽或变窄就可以判断出相移变化方向<sup>[12]</sup>。

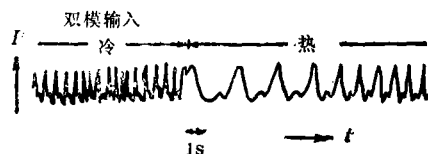


图 3 FFP 双模工作的温度条纹(降温时小峰在大峰的右边; 升温时位置互换)

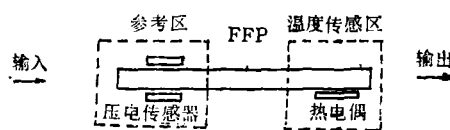


图 4 用附加常位移的方法确定温变方向

## 三、讨论

FFP 的灵敏度很高, 就温度传感来说, 目前实验上已可测到  $\text{mK}$  量级的变化<sup>[11]</sup>。即使是人体走近也能探测到<sup>[3, 11]</sup>。对于其它物理参量的探测, 原理类似, 有些已有了实验结果<sup>[3, 8]</sup>。归纳起来, 对一般的 FFP 的主要要求如下: (1) 要有单色性较好的激光光源。原因之一是光源

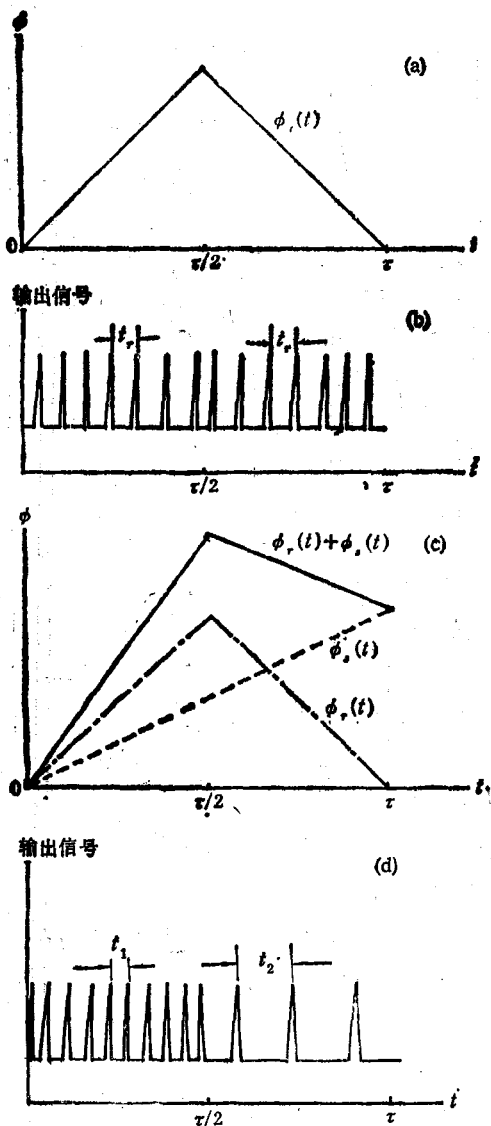


图5 位相延迟及相应的 FFP 透过信号

[\$\phi\_s(t)\$ 为一对称三角波形, 周期为 \$\tau\$]

(a) \$\phi\_s(t) = 0\$; (b) 和 (d) 分别为相应的透光信号; (c) \$\phi\_r\$ 随时间线性增加

相干长度 \$L\_c\$ 与 F-P 腔长 \$h\_c\$ 的关系为 \$L\_c \ge 20\$

(上接第 169 页)

- on-the-Lake Ontario, Canada, (1987); H. E. Gove et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **B29**(1987), 1.
- [13] M. S. Thomsen et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **B31**(1988), 425.
- [14] W. Kutschera et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 592.
- [15] D. Elmore et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980),

\$\pi h\_c\$, 对于几十厘米长的腔体, 要求光源线宽小于 10MHz<sup>[13]</sup>, 另一个原因是光源的线宽越窄, 可能获得的 FFP 频率分辨率越高<sup>[2]</sup>; (2) 要有作为 F-P 腔体的低损耗单模光纤或保偏光纤; (3) 光纤两个端面要抛光和镀膜; (4) 为保证光源的稳定性, 必须用光学单向器在光源与 F-P 之间进行隔离; (5) 要采用位相补偿的伺服电路。

以上讨论的都是纵向耦合, 对于横向耦合的 FFP 已有专门的文章介绍<sup>[12]</sup>, 这种类型的 FFP 甚至可以作为光纤激光器的腔体。

- [1] A. Vali and R. W. Shorthill, *Appl. Opt.*, **15**(1976), 1099.
- [2] G. B. Hocker, *Appl. Opt.*, **18**(1979), 1445.
- [3] T. Yoshino et al., *J. Quan Elect.*, **QE-18**(1982), 164.
- [4] 梁铨廷编, 物理光学, 机械工业出版社, (1987).
- [5] P. G. Cielo, *Appl. Opt.*, **18**(1979), 2933.
- [6] T. Yoshino, in Proc. 3rd Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Commun. Apr. 1981 paper WL2.
- [7] R. Kist and W. Sohler, *J. Lightwave Technol.*, **LT-1**(1983), 105.
- [8] J. Stone and D. Marcuse, *IEEE LOSA J. Lightwave Technol.*, **LT-42**(1986), 382.
- [9] S. J. Petuchowski et al., *IEEE J. Quan Electron.*, **QE-17**(1981), 2168.
- [10] R. Kist et al., Recent Results in Cancer Research, Spring-Verlag Berlin, Heidelberg **101**(1986), 103.
- [11] T. Ito, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 1072.
- [12] S. M. Tseng and C. L. Chen, *Appl. Opt.*, **27**(1988), 547.
- [13] Y. Ohtsuka, *Appl. Opt.*, **21**(1982), 4316.
- [14] D. R. Huber and J. B. Carroll, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 2386.
- [15] M. Brierley and P. Urquhart, *Appl. Opt.*, **26**(1987), 4841.

1) FFP 的频率分辨率亦依赖于它的脉冲响应, 关于这个问题的详细讨论, 读者可参阅文献[14].

- 589.
- [16] D. Frekers et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 1756.
- [17] W. Kutschera et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **233**(B5)(1984), 430.
- [18] H. J. Hofmann et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **B29**(1987), 32.
- [19] M. Paul et al., *Phys. Lett.*, **B94**(1980), 303.
- [20] R. J. Scheneider et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **B29**(1987), 271.