

激光超声位移场的共焦法布里-佩罗干涉仪检测技术*

潘永东 钱梦骅

(同济大学声学研究所 上海 200092)

2001 年 5 月 14 日收到

2001 年 7 月 26 日定稿

摘要 一般共焦法布里-佩罗 (Fabry-Perot, FP) 干涉仪只能检测声场的法向位移分量, 而声场的切向位移分量含有法向位移分量所不能表达的材料特性。本文在检测声场法向位移分量共焦 FP 干涉仪的基础上, 自行研制了一新颖的双通道共焦 F-P 干涉仪, 它同时检测来自试样表面 $+\theta$ 和 $-\theta$ 角上的散射光, 通过对两路输出信号作简单的信号处理, 可以得到试样表面的位移点。用该 F-P 干涉仪测量了脉冲激光在 Ti 膜上激发的 Lamb 波的法向和切向位移, 结果与理论预计一致。

PACS 数: 43.35

The technique of detecting the laser-ultrasonic vector displacement with a confocal Fabry-Perot interferometer

PAN Yongdong QIAN Menglu

(Institute of Acoustics, Tongji University Shanghai 200092)

Received May 14, 2001

Revised Jul. 26, 2001

Abstract Generally, a confocal Fabry-Perot interferometer is only able to detect the out-of-plane component of a displacement field; while the in-plane component often has the information about the material which cannot be found in this out-of-plane component. Based on a confocal F-P interferometer set-up for detecting the out-of-plane component of a laser generated acoustic field, a novel two-channel confocal F-P interferometer is developed. The scattering lights at scattering angle $+\theta$ and $-\theta$ from sample surface are received by this F-P interferometer. The displacement vector can be obtained with simple signal processing of two channel output signals. The out-of-plane and in plane displacement component of Lamb wave generated by a laser pulse in a Ti film are measured with this F-P interferometer. The experimental results are in good agreement with the theoretical predictions.

引言

激光超声, 因其非接触式、高的空间和时间分辨率, 已被广泛应用于无损检测及材料的表征, 以及复合材料、各向异性媒质的声传播规律的研究等领域。大部分的激光超声检测系统仅限于法向位移检测, 难以开展切向位移占优的一些波模式的传播规律的研究。因此, 有必要开展研究能检测矢量位移的激光

干涉技术。

现有各种检测超声波切向位移的光学手段, 如散斑技术、差分多普勒技术等^[1]。但这些技术大多需要探测光严格聚焦试样表面, 而且对散焦非常敏感。因此, 它们很难同时检测法向和切向位移。然而, 共焦法布里-佩罗 (FP) 干涉仪对散焦不敏感, 比较适合检测超声场的矢量位移。由于切向位移的信息是包含在散射光束中, 为了得到有精确散射角和足够散

* 国家自然科学基金资助项目 (10174052 和 10134020)

射强度的散射光, 本文提出了采用反射光栅来修饰试样表面的测量技术。本文将基于反射光栅、能同时检测声场位移的法向和切向分量的双通道共焦 FP 干涉技术作一简单介绍。

1 共焦 FP 干涉仪的工作原理

一台典型的共焦 FP 干涉仪主要由一对曲率半径相同、凹面相对且间隔等于曲率半径的球面镜组成。一般球面镜表面镀增反膜以提高对所选检测光的反射率。

共焦 FP 干涉仪的光干涉腔如图 1(a) 示。在 i 点入射的一束幅度为 $E_0 = A_0 e^{i(\omega t + \phi_0)}$ 的激光将在 FP 干涉腔内来回反射和折射, 并分别在 4 个出光点 1, r , 2 和 i 透射出幅值为 $E_{10} = E_0 T e^{i2\pi d/\lambda}$, $E_{r0} = E_0 T \sqrt{R} e^{i4\pi d/\lambda}$, $E_{20} = E_0 T R e^{i6\pi d/\lambda}$ 和 $E_{i0} = E_0 T R \sqrt{R} e^{i8\pi d/\lambda}$ 的四束激光, 其中 T 和 R 分别为反射球面镜的光强透射系数和反射系数, $T + R = 1$, d 是两球面镜的间距。这样, 当激光束在两个球面镜内继续第二次来回反射和折射, 在这四个出光点又可透射出幅值分别为 $E_{11} = E_{10} R^2 e^{i\phi}$, $E_{r1} = E_{r0} R^2 e^{i\phi}$, $E_{21} = E_{20} R^2 e^{i\phi}$ 和 $E_{i1} = E_{i0} R^2 e^{i\phi}$ 的四束透射光, 且与对应前一透射光都相差同一因子 $R^2 e^{i\phi}$, 其中相位差:

$$\phi = \frac{8\pi d}{\lambda} = \frac{8\pi v d}{c}. \quad (1)$$

最后, 激光束在 FP 腔内多次反射而在相应出射点的总透射光为:

$$\begin{aligned} E_1 &= \sum_{j=0}^{\infty} E_{1j}, & E_r &= \sum_{j=0}^{\infty} E_{rj}, \\ E_2 &= \sum_{j=0}^{\infty} E_{2j}, & E_i &= \sum_{j=0}^{\infty} E_{ij}. \end{aligned} \quad (2)$$

且相应强度透射系数为:

$$\begin{aligned} T_{E1} &= \frac{|E_1|^2}{|E_0|^2} = \frac{T^2}{(1 - 2R^2 \cos \phi + R^4)}, \\ T_{Er} &= \frac{|E_r|^2}{|E_0|^2} = \frac{T^2 R}{(1 - 2R^2 \cos \phi + R^4)}, \\ T_{E2} &= \frac{|E_2|^2}{|E_0|^2} = \frac{T^2 R^2}{(1 - 2R^2 \cos \phi + R^4)}, \\ T_{Ei} &= \frac{|E_i|^2}{|E_0|^2} = \frac{T^2 R^3}{(1 - 2R^2 \cos \phi + R^4)}. \end{aligned} \quad (3)$$

注意到上述四个方程中有相同的因子:

$$f(\phi) = \frac{1}{(1 - 2R^2 \cos \phi + R^4)}, \quad (4)$$

这表明这 4 个透射光输出有相同的谱输出。如图 1(b), 这个谱的空间周期为 $\nu_s = c/4d$, 半高宽 $\delta\nu_\omega$ 为:

$$\delta\nu_\omega = \frac{c(1 - R^2)}{4\pi d R} = \frac{\nu_s}{F}, \quad (5)$$

其中细度 $F = \pi R/(1 - R^2)$, 是空间周期与半高宽之比。如表 1 所示, 这些参数是由球镜面的曲率半径及反射率决定的。根据检测的超声场的特性来选取 FP 干涉仪的细度。

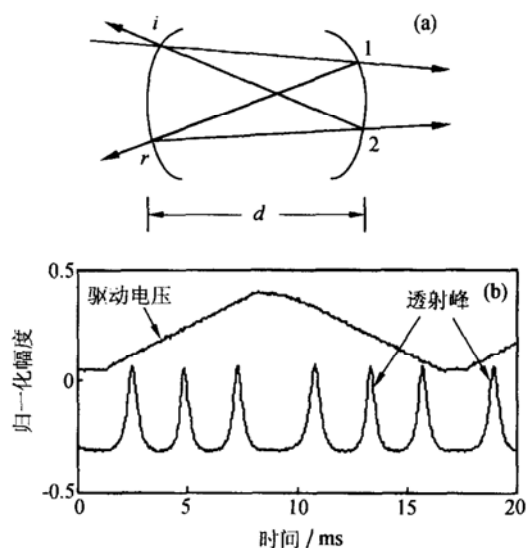


图 1 共焦 FP 干涉仪的特点, 共焦 FP 干涉仪的干涉光路示意图 (a) 和干涉谱 (b), 其中 (b) 中一个扫描高压作用在调整镜面间距的压电陶瓷上。

表 1 共焦 FP 干涉仪的有关参数

编号	曲率半径 /mm	镜面反射率 /%	空间周期 /MHz	细度	半高宽 /MHz
1	100	90	750	14.9	50.4
2	100	95	750	30.6	24.5
3	500	90	150	14.9	10.1
4	500	95	150	30.6	4.9
5	473	85	159	9.6	16.5
6	473	90	159	14.9	10.7
7	473	95	159	30.6	5.2

2 共焦 FP 干涉仪的稳定工作点

分析公式 (1) 和 (4), 若把 FP 干涉腔稳定在干涉谱半峰值点, 会发现共焦 FP 干涉仪能把散射光中多普勒频偏有效放大为 FP 输出光强的变化。由相位差 ϕ 、腔长 d 和光频 ν 关系式 (1) 可知, 腔长变化

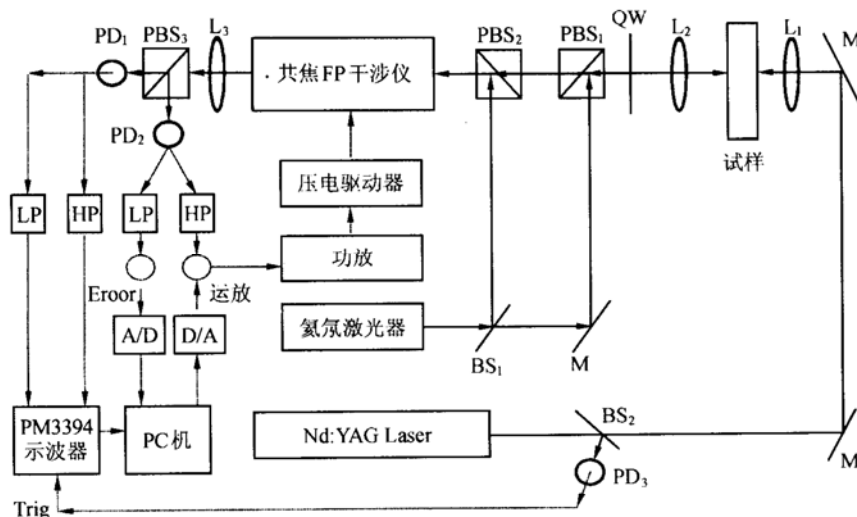


图2 共焦FP干涉仪的稳定工作点示意图

BS: 分光器, PBS: 偏振分光器, M: 100% 反光镜, $L_1 \sim L_3$ 双凸透镜, QW: 1/4 波片,

PD1 ~ PD3: 快速光电二极管, HP: 高通滤波器, LP: 低通滤波器, Error: 误差鉴别器

0.158 μm (对于 He-Ne 激光, 波长为 633 nm), 光频变化 159 MHz, 干涉仪输出强弱变化一次, 而干涉仪周围环境变化引起的腔长变化和温度引起的光频漂移可以分别接近甚至超过这两个数值, 因此必须设法控制腔长 d 在测量中尽量不变, 使共焦 FP 干涉仪能稳定工作。

图2是基于共焦FP干涉仪的激光超声系统^[2]。Nd:YAG 激光输出的光脉冲经一个凸透镜 (L_1) 聚焦至试样表面, 其中由分光镜 BS2 表面反射的光束被光电二极管 (PD3) 接收作为同步信号触发示波器 (PM3394) 去捕获超声信号。He-Ne 激光输出的单频偏振光被分光镜 (BS1) 分为两路: 一路为检测光经一个平面镜 M 和干涉仪一端的一个偏振分光镜 (PBS1)、一个 1/4 波片 (QW)、一个透镜 (L_2) 入射试样表面, 由透镜 (L_2) 回收的反射光, 再经此 1/4 波片而偏振方向旋转 90°, 从而直接透过两个偏振分光镜 (PBS2 和 3) 和共焦 FP 干涉仪 (CFPI), 由另一只光电二极管 (PD1) 检测到所携带的超声信号。另一路为稳定工作点激光, 经偏振分光镜 (PBS2) 直接进入共焦 FP 谐振腔再经另一端的偏振分光镜 (PBS3) 进入另一只稳定工作点光电二极管 (PD2)。稳定工作点光电二极管 (PD2) 的输出再经高通 (HP) 和低通 (LP) 分为两个回路: 快的和慢的回路。其中快的回路由一个低噪声的运放给控制信号加一个负反馈以减少高频噪声, 慢的回路由误差鉴别器 (Error) 和基于 PC 机的单通道的 A/D 和 D/A 组成, 用来把干涉仪工作点稳定在干涉谱半峰值处。

PC 机上的 A/D 模块将误差信号 $e(t)$ 数字化成 e_n , 经一定的算法计算成 P_n 后经 D/A 模块输出到

压电管上去控制干涉腔的间距。这个算法是比例积分算法:

$$P_n = P_{n-1} + K_p(e_n - e_{n-1}) + K_i e_n, \quad (6)$$

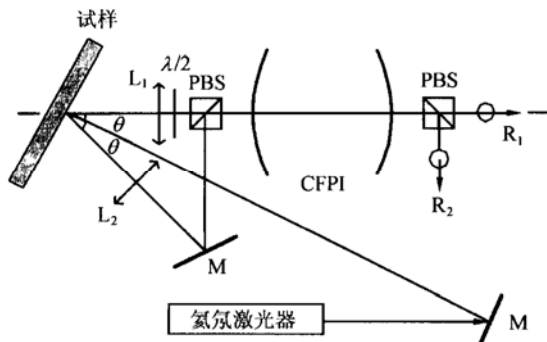
其中 K_p , K_i 分别为比例和积分增益, $n-1$ 和 n 分别代表不同的采集瞬间。快慢回路的输出由运放相加合并, 再经功率放大作用于贴在球面镜后的压电陶瓷管上来补偿因环境振动引起的镜距扰动和因温度变化引起的频偏。通过仔细调整以下三个参数可使共焦 FP 干涉仪有效稳定在半峰值处: 快回路的增益、慢回路的比例常数 K_p 和积分常数 K_i 。用个人计算机可提供满足实验要求的算法快速运行环境。

显然, 上述系统只有一路激光是携带由被检表面法向运动产生的多普勒频偏, 这个光学系统是一个只能检测法向位移的单通道共焦 FP 干涉仪。

3 矢量位移检测的原理和实验装置

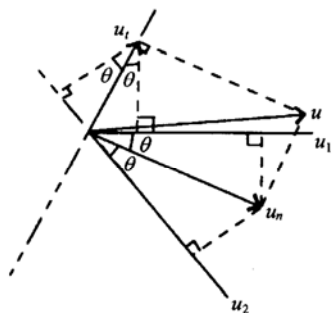
为了能检测矢量位移, 在单通道共焦 FP 干涉仪基础上, 我们自行设计和制作了新型双通道共焦 FP 干涉仪, 如图 3(a) 示。功率 15 mW 单频偏振 He-Ne 激光经聚焦垂直入射由小的反射光栅 (光栅常数为 $a = 1/300 \text{ mm}$) 修饰的试样表面, 可在 $\theta = \pm 10.94^\circ$ 一级衍射方向得两束 0.6 mW 衍射光。此两束衍射光经透镜 L_1 和 L_2 汇聚, 其中一束再经 1/2 波片使两束光的偏振方向互相垂直, 因而可以不相干扰地经过 FP 干涉腔两端的偏振分光镜, 分别被各自的光电二极管 R_1 和 R_2 接收。因为环境噪声振动的频率小于 1 kHz, 而超声信号的频率是远大于 1 kHz, 这样可以采用其中一路光电二极管输出的低频部分直接作为

反馈信号来稳定此 FP 干涉腔的工作点,而不必如图 2 中用单独一路光来稳定工作点。



(a) 光路设置

CFPI: 共焦 FP 干涉仪, PBS: 偏振分光镜, $\lambda/2$: 半波片, L_1 和 L_2 : 双凸透镜, R_1 和 R_2 : 快速光电二极管。



(b) 检测原理示意图

u_1 和 u_2 分别代表光电二极管 R_1 和 R_2 的输出,
 u_n 和 u_t 分别代表位移场的法向和切向分量。

图 3 共焦 FP 干涉仪矢量检测示意图

这个光学系统的检测原理如图 3(b) 所示, 图中位移场的法向和切向分量 (u_n 和 u_t) 是由两个光电二极管 (R_1 和 R_2) 的输出 u_1 和 u_2 来确定。如果在 $\pm\theta$ 方向两束散射光被此双通道共焦 FP 干涉仪接收, 且此两个通道的增益 K_1 和 K_2 都为 K , 则小的简谐振动的法向和切向分量能同时由下式确定:

$$\begin{cases} u_n = \frac{u_1 + u_2}{K \cos \theta}, \\ u_t = \frac{u_1 - u_2}{K \sin \theta}, \end{cases} \quad (7)$$

显然, 在 $\pm\theta$ 方向获得足够光强的散射光及精确确定散射角是攸关重要的。用一个大功率检测激光器虽非常简便, 但极其昂贵。而找寻方法修饰被检表面以在特定方向上提高散射光强度是一种非常实用的方法。例如, Monchalín^[3] 曾用砂纸沿某一方向轻轻打磨被检表面来增加散射光强, 但这种情况下, 散射角 θ 很难精确确定。用小片反射光栅粘贴被检表面, 可在 $\pm\theta_m$ 方向得一对对称的衍射光, 且 θ_m 可按下式精确确定:

$$a \sin \theta_m = m\lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (8)$$

其中 a 是光栅常数, λ 是检测激光的波长。这样的光学装置有以下 3 个优点:

(1) 巧妙应用反射光栅的特点, 在精确确定 $\pm\theta$ 两个对称方向得到两束增强了光强的散射光。

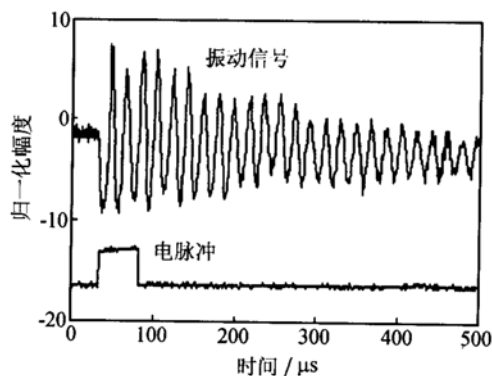
(2) 应用偏振分光镜 (PBS) 的特点把图 2 的单通道共焦 FP 干涉仪改进成能同时测量两路检测光多普勒频偏的双通道共焦 FP 干涉仪。

(3) 应用一个共焦 FP 干涉腔, 两个通道的增益可调一致, 且工作点稳定, 也不复杂。

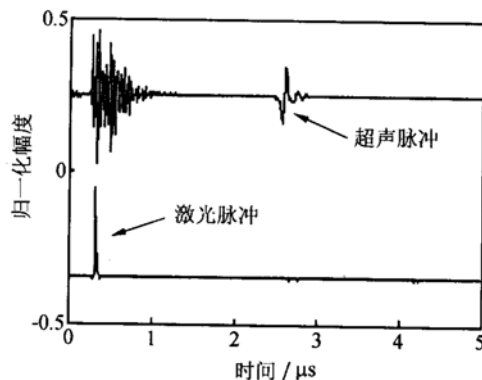
然而, 在被测试样表面粘贴光栅薄膜会引入耦合影响, 这是本技术的主要不足。如微量损伤可以容许, 直接在被检表面建立光栅可能是一个理想的解决方案。

4 实验结果和讨论

利用 PZT 换能器、铝板及钛膜为试样, 在所建立的 FP 干涉仪上进行了实验研究。用 PZT 换能器作试样的实验结果如图 4(a) 示。用稳定工作点后的共焦 FP 干涉仪可以检测到中心频率 50 kHz 换能器的衰减振动信号。这表明该共焦 FP 干涉仪已调整好, 且稳工作点单元可靠。



(a) 50 kHz 换能器的衰减振动信号

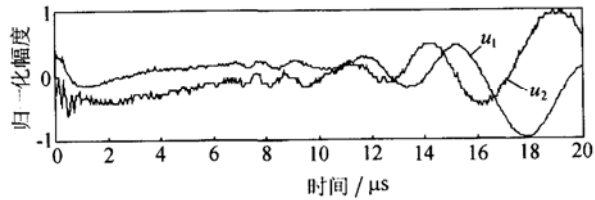


(b) 透射超声脉冲信号

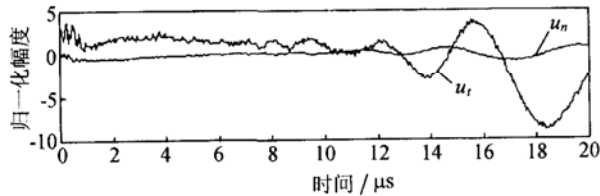
图 4 位移场法向分量的共焦 FP 干涉仪检测结果

用铝板试样获得的激光超声信号,如图4(b)示。用此干涉仪能检测到激光激发的超声脉冲。这个超声脉冲是由波长 533 nm, 功率 60 mJ, Q 开关 Nd:YAG 激光在 14 mm 厚铝板背中心激发产生的。检测光和稳定工作点激光是由波长 633 nm 功率 0.5 mW 的单色偏振 He-Ne 激光两分而成的。计算的铝块中纵波传播时间 2.19 μ s 与实验的 2.21 μ s 非常吻合。这表明建立的单通道共焦 FP 干涉仪能检测到声场的法向位移分量,而且研制的在 PC 上执行控制算法的稳定工作点单元是可行的。

在 55.8 μ m 厚的钛膜上用新型的双通道共焦 FP 干涉仪测量矢量位移的实验结果如图 5 所示。图 5(a)是在一级衍射角 $\pm\theta$ 方向检测到的两个位移信号 u_1 和 u_2 , 这两个位移信号归一化后按公式 (7) 作加和减, 得图 5(b) 切向和法向位移信号 u_t 和 u_n 。实验



(a) 检测的位移信号 u_1 和 u_2



(b) 计算的位移场法向和切向分量 u_n 和 u_t

图 5 Lamb 波位移场矢量的共焦 FP 干涉仪检测结果

中检测点与激光的间距为 6.0 mm。根据 Lamb 波定义,其反对称模式 a_0 的法向和切向位移分量为:

$$\begin{cases} u_n = D \frac{3k_x^2 - k_{2y}^2}{k_x^2 - k_{2y}^2} k_{2y} \sin(k_{2y}b) \sin(\omega t - k_x x), \\ u_t = D \frac{3k_x^2 - k_{2y}^2}{2k_x} k_{2y} b \cos(\omega t - k_x x), \end{cases} \quad (9)$$

其中:

$$\frac{\operatorname{tg} k_{1y} b}{\operatorname{tg} k_{2y} b} = \frac{4k_x^2 k_{1y} k_{2y}}{(k_x^2 - k_{2y}^2)^2},$$

$$k_x^2 + k_{1y}^2 = \omega^2 / c_1^2,$$

$$k_x^2 + k_{2y}^2 = \omega^2 / c_2^2,$$

c_1 和 c_2 分别是纵波、横波的速度, $2b$ 为膜厚, ω 为圆频率, D 为待定常数。显然,此 a_0 模式是频散的,且 u_n 和 u_t 有 90° 的相差,这是与实验的结果一致。

5 结论

利用共焦球面 FP 干涉仪的高灵敏度及对散焦不敏感的特性,以及个人微机运行快速的优点,所建立的双通道 FP 干涉仪是能够实现激光超声位移量的检测的。采用反射光栅来修饰试样表面,不仅可精确确定散射角,同时提高了检测的信噪比,但它的缺点是会引入耦合影响。如果试样表面允许微量损伤,在试样表面直接划刻反射光栅可能是一个较理想的检测方案。另一个解决方法就是采用较大功率的单频激光器作为干涉仪的光源,以提高检测所需的散射光强。

参 考 文 献

- 1 Scruby C B, Drain L E. Laser ultrasonics techniques and applications. Adam Hilger, Bristol, UK, 1990
- 2 Shan Q, Jawad S M, Dewhurst R J. An automatic stabilization system for a confocal Fabry-Perot interferometer used in the detection of laser generated ultrasound. *Ultrasonics*, 1993; **31**: 105—115
- 3 Cand A, Monchalain J P, Jia X. Detection of in plane and out-of-plane ultrasonic displacements by a two-channel confocal Fabry-Perot interferometer. *Appl. Phys. Lett.*, 1994; **64**(4): 414—416