

用共焦法布里-珀罗干涉仪探测固体表面 超声脉冲的研究*

龚育良 王晓东 张 蓉

(北京科技大学物理系, 北京 100083)

提要 设计制作了一台腔长 30 cm, 频宽 6 MHz 的共焦法布里-珀罗干涉仪。着重介绍了用该干涉仪探测固体表面超声脉冲的原理、干涉仪的性能、特点和探测超声脉冲的实验结果。

关键词 法布里-珀罗干涉仪, 探测, 超声脉冲

1 引 言

激光超声由于它的激励和接收都是不接触进行的, 而且激光激励的超声脉冲时间短、幅度大, 因此这一技术自 70 年代一出现就引起各国的广泛注意, 其发展和应用前景在很大程度上依赖于超声的不接触接收技术的改进和完善。超声激光干涉探测有自差法、外差法和共焦法布里-珀罗干涉法等。自差法和外差法的共同特点是对表面位移灵敏, 但它无法消除工业现场各种振动对探测的干扰, 此外这种方法只有接收一个光斑时才有最佳的探测效果^[1,2], 因此这两种方法通常只适用于实验室条件下光滑表面的超声振动的探测。共焦法布里-珀罗干涉仪对固体表面的速度灵敏, 它对周围环境的位移不灵敏, 而且它可同时接收多个散射光斑, 有强的集光能力, 因此它适合于工业现场对工件表面超声振动的探测。但这种干涉仪结构复杂, 加工精度要求高, 调焦困难, 尤其是腔长控制和工作点的稳定更为困难。1985 年加拿大的 J. P. Monchalain 首先提出用共焦法布里-珀罗干涉仪探测激光超声^[3], 完全采用硬件的方法控制腔长和稳定工作点。我们设计制作了一台腔长 298 mm, 频宽 $\Delta\nu_m = 6.5$ MHz 和自由谱区 $\Delta\nu_f = 251$ MHz 和细度 $F = \Delta\nu_f/\Delta\nu_m = 38.5$, 反射率 $R = 98\%$ 的共焦法布里-珀罗干涉仪, 采用单片机软硬件相结合的方法实现了腔长和工作点的自动检测和控制, 使这种干涉仪更具实用价值, 我们用这台干涉仪探测了固体表面的超声脉冲, 获得了较好的实验结果。

2 共焦法布里-珀罗干涉仪探测固体表面超声振动的原理

2.1 表面振动对人射激光的散射调制

如图 1 所示, 设固体表面沿 x 方向的振动为 $\delta(t)$, 激光束以 θ_1 方向入射到振动表面上, 则 θ_2

* 该文是国家自然科学基金资助项目的研究成果之一。

方向的散射光的多普勒频移为^[4]

$$f_D = \frac{\delta'(t)}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \tag{1}$$

若入射光频率为 ν , 则 θ_2 方向散射光频率为 $\nu + (1/\lambda)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\delta'(t)$, 散射光场为

$$\exp i \left\{ 2\pi \int_0^t [\nu + (1/\lambda)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\delta'(t)] dt \right\} = \exp i [2\pi\nu t + (2\pi/\lambda)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\delta t]$$

可看出散射光为一调频信号, 其频率受到固体表面振动 $\delta(t)$ 的调制。

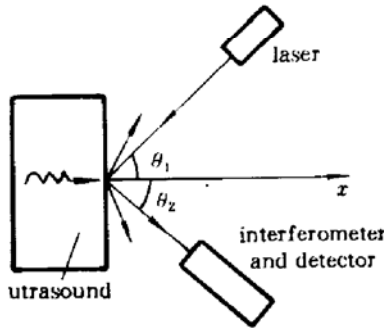


Fig. 1 Laser is scattered by the surface

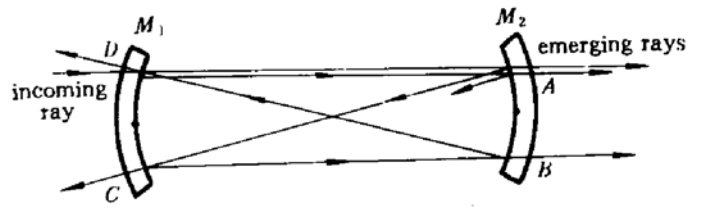


Fig. 2 Confocal Fabry-Perot interferometer

2.2 共焦法布里 - 珀罗干涉仪的解调原理 —— 对调频光信号的频率响应

共焦法布里 - 珀罗干涉仪的原理如图 2 所示。它由相距为 r 的两个半径为 r 的反射镜共焦放置而成。若入射的高斯光束与共焦腔相匹配, 即光束腰的位置恰在腔的中心平面上, 则进入腔内的光将在两球面间来回反射, 自动保持原来的光学模式并形成“8”字形环路。自 A, B 处透射的光束由探测器接收并转换为电信号。设入射光振幅为 A_0 , 镜面的反射率为 R , 则各次透射光振幅分别为 $a_0 = (1 - R)A_0, a_1 = R^2(1 - R)A_0, a_2 = R^4(1 - R)A_0, \dots, a_N = R^{2N}(1 - R)A_0, \dots$ 对于近轴光线, 相邻两透射光的光程差为 $4r$, 由此引起相差位为 $\phi = 8\pi r/\lambda$, 则合成光场为 $E = \sum_N [(1 - R)A_0 R^{2N} e^{i(\omega t - N\phi)}] = (1 - R)A_0 e^{i\omega t} / (1 - R^2 e^{i\phi})$, 合成光强为

$$I = E \cdot E^* = \frac{A_0^2}{(1 + R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1 - R^2)^2} \sin^2 \frac{\phi}{2}} \tag{2}$$

透射光强的频率响应如图 3 所示。假设干涉仪工作在半宽点 ν_n 上, 即令激光频率 $\nu = \nu_n$, 这时 $\sin(\phi_n/2) = (1 - R^2)/2R$ 。在频率调制幅度较小和 $(r/c)f_0 \ll 1$ 的条件下

$$\sin^2 \frac{\phi}{2} \approx \left(\frac{1 - R^2}{2R} \right)^2 + 2 \frac{1 - R^2}{2R} \frac{\sqrt{6R^2 - R^4 - 1}}{2R} \frac{4\pi r}{c} f_0 \tag{3}$$

透射光强 I 为

$$I = \frac{I_0}{2(1 + R)^2} + \frac{I_0}{2(1 + R)^2} \frac{\sqrt{6R^2 - R^4 - 1}}{1 - R^2} \frac{4\pi r}{c} \frac{1}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\delta'(t) \tag{4}$$

可看出透射光强 I 对固体表面超声振动的速度 $\delta'(t)$ 灵敏, 在上述条件下, 光强与速度成线性关系。如果超声振动为谐振动, 即 $\delta(t) = U \cos(2\pi f t + \varphi)$, 则透射光强为

$$I = I_0 \left[\frac{1}{2(1 + R)^2} + S(f \cdot U) \cos(2\pi ft + \pi/2 + \varphi) \right] \tag{5}$$

$$S(f \cdot U) = \frac{1}{2(1 + R)^2} \frac{\sqrt{6R^2 - R^4 - 1}}{1 - R^4} \frac{8\pi^2 r U f}{c \lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \tag{6}$$

由上看出，共焦法布里-珀罗干涉仪透射输出由两部分组成，直流分量，即工作点处的半峰值 $I_0/2(1 + R)^2$ ；交流分量为与超声振动频率 f 和超声振幅 U 成正比，相位差 $\pi/2$ 的超声响应。显然，输出的交流分量只对表面振动的速度灵敏，而对表面的位移不灵敏，所以通常把这种干涉仪称作速度干涉仪。

3 共焦法布里-珀罗干涉仪的结构、腔长控制和在工作点的稳定

图 4 是我们设计安装的一台共焦法布里-珀罗干涉仪的结构图，前后两个球面镜分别安装在两个套筒中，都可沿轴向作一定调整。前镜座是由一个压电陶瓷环控制的，随着加在压电陶瓷环上电压的变化，压电陶瓷相应伸长或缩短，从而带动镜座的轴向移动，以实现在共焦附近的扫描。后镜座能用手动调节环调整，以实现共焦的粗调。加工安装好的干涉仪必须进行共焦调整，保证两球面镜间距恰好等于球面镜的半径。干涉仪的干涉环如图 5 所示，利用共焦时干涉环半径最大，相邻干涉环间距最大的特点可以实现共焦的粗调。图 5(a) 为共焦时的干涉环，图 5(b) 为没有共焦时的干涉环。共焦的精确调节可利用干涉仪的透射谱线来完成。

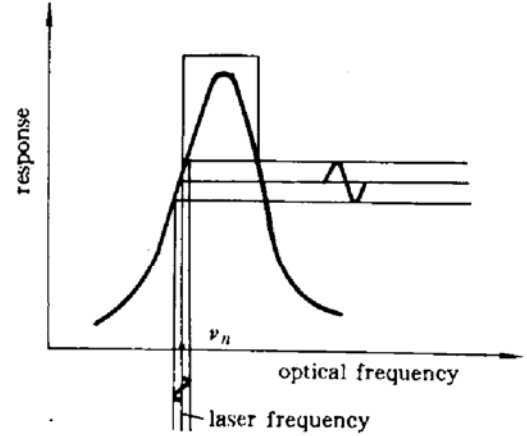


Fig. 3 Schematic diagram of detection principle

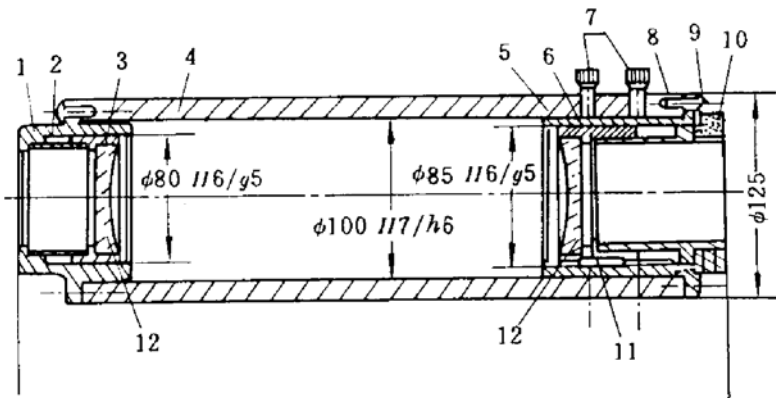


Fig. 4 Configuration of a confocal Fabry-Perot interferometer

为了保证探测系统的灵敏度，必须将激光频率稳定在干涉仪透射谱线的半高度或拐点上。即使一个共焦和工作点精确调节好的干涉仪，由于环境温度等随机因素引起的干涉仪腔长和激光器输出频率的变化都会引起工作点的不稳定，影响探测效果，甚至干涉仪根本不能工作。通常应用一个压电陶瓷环实现腔长控制以稳定工作点，近几年文献^[5]报道工作点的稳定都是通过硬件电路来实现的。这种腔长控制是通过检测法布里-珀罗腔的透射光强的大小间接实现

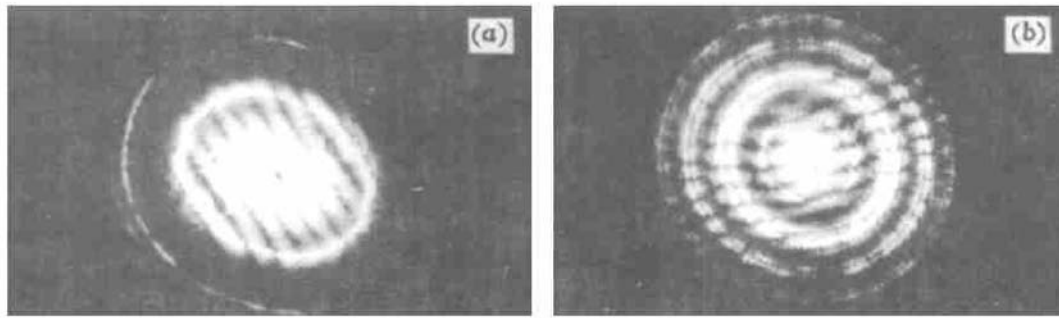


Fig. 5 Fringes of a Fabry-Parot interferometer. (a) Confocal, (b) Nonconfocal

的。但光路上任何一个透光器件的透光率的改变都会造成干涉仪透射光强的变化，但硬件电路的控制点已经固定，它不会随这些非腔长变化所引起的光强变化而自动修正控制点，而是认为所有光强变化都是由腔长变化造成的，因而会造成控制误差或产生误控制，尤其在环境恶劣的高温车间，就难以实现工作点的稳定。我们采用单片机，应用软件方法检测、计算透射光强，自动设置工作点，并且每隔一定时间刷新一次检测数值，从而实现对腔长变化的绝对跟踪，而不象硬件控制那样，工作点是在电路设计时确定的，在工作过程中无法更改。这种方法对腔长的变化反应迅速，控制准确，提高了反馈控制系统的抗干扰能力，使它更适合于现场使用。在我们所加到压电陶瓷环上的一定幅度的锯齿电压作用下，干涉仪透射光经光电转换、放大后在示波器上可观察到三个完整的透射峰，如图 6 所示。从图 6(b) 中可以看出有 6 个点可作为工作点。由于我们使用的是双纵模 He-Ne 激光器，每个主峰后面还迭加有另一个模的透射峰，为保证输出信号不失真，选择中间峰的 c 点作工作点为最佳，工作时无论峰向哪个方向漂移，都有较大的跟随余地。工作点 I_2 的确定是由初始化程序完成的，主控程序的任务是检测实际工作点 I_1 并使它跟踪目标工作点 I_2 。

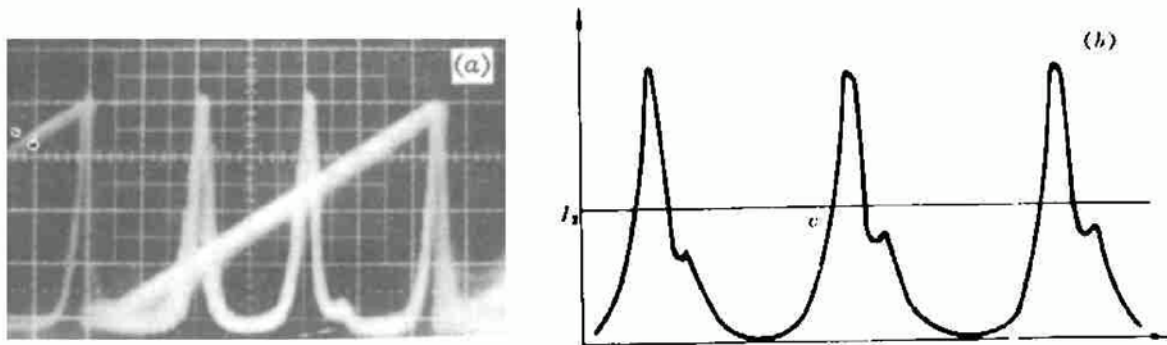


Fig. 6 Transmissive spectral distribution

(a) Transmissive spectral distribution oscillogram; (b) Working point for control

4 探测固体表面超声脉冲的实验装置、探测结果与讨论

实验装置如图 7 所示。我们利用一台超声探伤仪，连接一个 5 MHz 的探头，将超声脉冲耦合到铝质样品，在样品的另一侧用我们研制的共焦法布里-珀罗干涉仪探测样品表面的超声脉冲振动。如图 7 所示，一束 He-Ne 激光射向样品，其散射光经透镜后进入共焦干涉仪，透射光经一透镜，并用一个圆孔光阑挡住高阶干涉光，其零级干涉光由分光镜分为两束，分别聚焦在两个光电转换器上。其中一路用于工作点的调整和稳定，光电二极管输出的信号放大后由单片

机控制进行数据采集 A/D 转换, 经控制运算后再由 D/A 转换输出一个控制电压, 放大后加到干涉仪的压电陶瓷环上, 完成对腔长的调整, 实现工作点的稳定。另一路用于接收共焦法布里-珀罗干涉仪解调出的超声脉冲信号, 选用 PIN 管作为光电转换器件, 经高放和高通滤波器后送到示波器上观察。图 8 是没有超声脉冲信号时示波器上的波形, 它是一条带噪声的水平线, 它的电平对应于干涉仪输出的半峰光强, 平均噪声 1 V 左右。

图 9 是样品中有超声脉冲传递时示波器上的波形, 照片中纵坐标每格 1 V, 横坐标每格 0.1 ms, 两峰间隔为 0.4 ms, 与超声波探伤仪输出的重复脉冲周期完全一致。信号幅值为 4 V, 该实验的信噪比为 4:1。

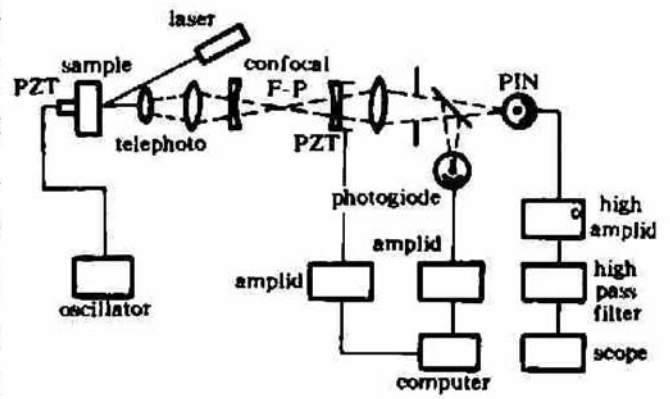


Fig. 7 Experimental arrangement

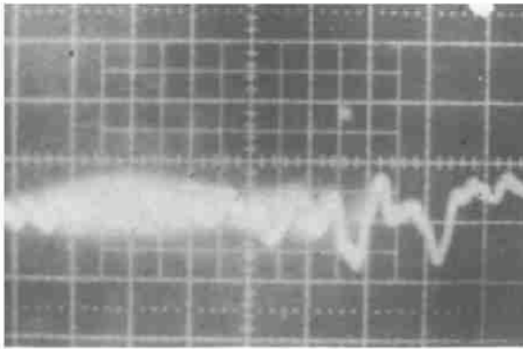


Fig. 8 Half-peak

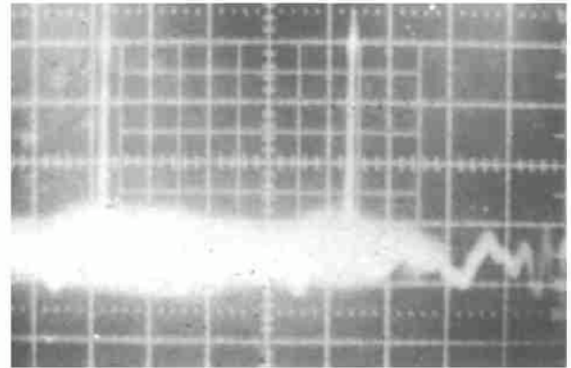


Fig. 9 Ultrasonic pulse

5 讨论

1) 信噪比和探测极限 接收器接收到的光信号为 $I = I_s + I_D$, 其中 I_s 为与超声有关的光强, I_D 为工作点光强。探测系统的信噪比为^[6]

$$\frac{i_s}{i_N} = I_s \sqrt{\frac{\eta}{2Bh\nu I_D}} \quad (7)$$

根据公式(5)和(6)可得本系统的信噪比

$$\frac{i_s}{i_N} = \frac{\sqrt{6R^2 - R^4 - 1}}{(1+R)(1-R^2)} \frac{4\pi^2 r f_s U}{c\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \sqrt{\frac{\eta I_0}{Bh\nu}} \quad (8)$$

式中 η 为量子效率, h 为普朗克常数, ν 为激光频率, U 为超声振幅, I_0 为进入干涉仪的光强。设 $\eta = 0.5$, 根据 $i_s/i_N = 1$ 即可估算出本探测系统的理论探测极限 $U_{\min} = 0.03 \text{ nm}$ 。从实验结果估算的探测极限为 0.06 nm 。从(8)式看出适当减小干涉仪带宽, 增加腔长 r , 增大反射率 R 可提高信噪比, 减小入射角 θ_1 也有利于信噪比的提高。

2) 干涉仪工作点的稳定是探测成败的关键 从实验结果看, 压电陶瓷环上的控制电压是有变化的, 但干涉仪半高光强输出是不变的。这说明采用单片机等软硬件相结合的方法稳定干涉仪工作点是可行的。

3) 从公式(4)和(6)可看出, 干涉仪只对高频振动灵敏, 而对低频振动或位移是不敏感的,

因而它能避开环境的各种低频振动的干扰。如果在干涉仪前配上适当的集光装置,可进一步提高信噪比,并用于现场工业表面超声振动的不接触检测。近几年国外已将类似的共焦法布里-珀罗干涉仪用于工业无损检测^[7]。

参 考 文 献

- 1 A. E. Siegman. The antenna properties of optical heterodyne receivers. *Appl. Opt.*, 1966, **5**: 1588
- 2 J. P. Monchalin. Heterodyne interferometric laser probe to measure continuous ultrasonic displacements. *Rev. Sci. Instrum.*, 1985, **56**(4): 543~546
- 3 J. P. Monchalin. Optical detection of ultrasound at a distance using a confocal Fabry-Perot interferometer. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**(1): 14~16
- 4 L. E. Drain 著, 王仕康, 沈 熊, 周作元 译. 激光多普勒技术. 北京: 清华大学出版社, 1985. 50
- 5 J. P. Monchalin, R. Heon. Laser ultrasonic generation and optical detection with a confocal Fabry-Perot interferometer. *Materials Evaluation*, 1986, **44**: 1231~1237
- 6 J. P. Monchalin. Optical Detection of Ultrasound. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 1986, **UFFC-33**(5): 485~499
- 7 J. P. Monchalin, J. D. Aussel, P. Bouchard *et al.*. Laser-ultrasonics for industrial applications. Industrial Materials Research Institute National Research Council of Canada 75 De Mortagne Blvd Boucherville Quebec, Canada J4B 6Y4 p. 1607~1614

Optical Detection of Solid Surface Ultrasonic Pulse Using Confocal Fabry-Perot Interferometer

Gong Yuliang Wang Xiaodong Zhang Rong

(Department of Physics, University of Science and Technology, Beijing 100083)

Abstract A confocal Fabry-Perot interferometer with the cavity length of about 30 cm and the bandwidth of 6 MHz is developed. The detection principle of the ultrasonic of solid surface using Fabry-Perot interferometer and its properties are described. The experimental results are presented.

Key words Fabry-Perot interferometer, detection, ultrasonic pulse