

文章编号: 1001-3806(2012)06-0806-04

# 类比式相位差低同调光学反射技术的研究

娄本浊

(陕西理工学院 物理与电信工程学院 汉中 723003)

**摘要:** 为了获得更高的测量解析度,采用低同调光源和迈克尔逊干涉仪为主要结构,结合差动放大器与高倍显微镜测量发展了一套类比式相位差低同调光学反射系统。该系统其利用类似平衡检测的结构可获得高信噪比和高灵敏度的测量能力;使用频宽为100MHz的差动放大器,可得到高时间-频宽乘积的测量,能在表面形貌和移动速率测量上达到更高的灵敏度。结果表明,该系统使用了频宽较窄的超发光二极管与高数值孔径的显微物镜进行局域测量,使其具有相同的局域定位效果。

**关键词:** 激光技术;低同调外差干涉;相位差式低同调光学反射;类比式相位解调;波包检测

中图分类号: TN247 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.06.023

## Study on analogical differential-phase low homological optical reflecting technique

LOU Ben-zhuo

(College of Physics and Telecommunication Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723003, China)

**Abstract:** In order to obtain higher measurement resolution, an analogical differential-phase low homological optical reflecting system was developed with a differential amplifier combined with a high magnification microscope objective lens based on a low homological light source and a Michelson interferometer. High signal-to-noise ratio and high sensitivity can be obtained by means of the balanced detecting structure. The high time-frequency width product can be acquired by using the differential amplifier with frequency width of 100MHz. Thus a higher sensitivity can be achieved for measuring the surface morphology and moving rate. The result indicates that the local measurement by use of a super luminescent diode (SLD) with narrow frequency width and a microscope objective with large number aperture has the same effect on local location.

**Key words:** laser technique; low homological heterodyne interference; differential-phase low homological optical reflecting; analogical-phase demodulation; wave-packet detection

## 引言

低同调干涉技术<sup>[1-2]</sup>利用宽频光源进行干涉测量,通过同调局限提供了对待测样品在光轴上的精确定位能力,结合聚焦光学元件将光束聚焦于样品可达到极佳的横向解析度,用以取得断层影像和样品的光学特性。传统的光学同调反射系统<sup>[3]</sup>一般是以希尔伯特转换或自相干信号演算法来获取相位差,通过数位的解调方法并无法取得两正交偏振光之间的关联,因此无法达到共同相位噪声排斥模式。在许多的光学成像

应用<sup>[4]</sup>中,通过检测极微小的光程改变量可提供更有效的对比机制。相位灵敏式干涉技术<sup>[5]</sup>利用光波的相位信息提供了更高的测量精度,可达到次波长的解析能力。作者以迈克尔逊干涉仪<sup>[6-8]</sup>为主要结构,基于低同调光源与差动放大器设计搭建了一套新颖的相位差式光学同调反射系统。该系统结合了类比式相位差解调技术<sup>[9]</sup>与传统的波包检测技术<sup>[10]</sup>,并搭配高数值孔径的显微物镜,能获得极佳的测量解析度。

## 1 光学结构与测量原理

类比式相位差低同调光学反射系统的基本结构如图1所示。从低同调超发光二极管(super luminescent diode, SLD)发出的任意偏振状态的光经过一段光纤传输后变为椭圆偏光,接着用一个 $\lambda/2$ 波片(half-wave-plate, HWP)旋转其长轴调整信号至最佳强度,再经过极化分束器(polarization beam splitter, PBS)  $PBS_1$ 使 $p$ 光透射与 $s$ 光反射,此时穿透 $p$ 光变为线偏光,这束光

基金项目:国家自然科学基金资助项目(41105107);陕西省自然科学基金基础研究计划资助项目(2010JM5011);陕西省教育厅专项科研计划资助项目(11JK0553)

作者简介:娄本浊(1982-),男,讲师,硕士,主要从事光电检测技术在生物医学领域的应用研究。

E-mail: loubenzhuo@126.com

收稿日期:2011-12-23;收到修改稿日期:2012-03-27

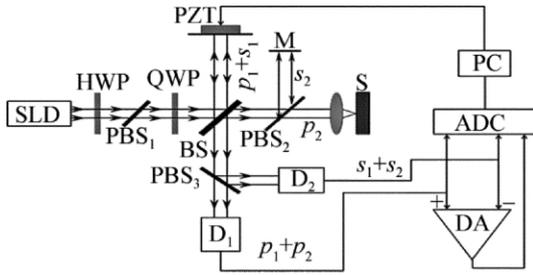


Fig. 1 Structure scheme of differential-phase

通过  $\lambda/4$  波片 (quarter wave-plate, QWP) 后成为圆偏光。此处的 HWP, PBS 与 QWP 组合等效于一个光学隔离器, 可防止反射镜反射回来的光打回激光共振腔内, 能增强激光的稳定性。从光学隔离器出射的圆偏光的琼斯矩阵可表示为:

$$E = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中  $E_0 = A_0(k) \exp(i\omega t)$ ,  $A_0(k)$  为电场振幅  $k = 2\pi/\lambda$  为波数。该电场可分解为水平分量  $E_p = E_0 [1 \ 0]^T$  与垂直分量  $E_s = E_0 [0 \ \pm i]^T$ ,  $T$  为矩阵转置。若激光为右旋圆偏光, 经过分光器 (beam splitter, BS) 后被分成两束振幅相等的光束; 在 BS 分光后的参考端以压电陶瓷 (piezoelectric transducer, PZT) 驱动参考端平面镜来回迅速振动, 以此调制参考光产生某个频率的多普勒频移, 用来与 BS 分光后的样品端信号作外差干涉。经由 PZT 调制的平面镜所反射的光经过 PBS<sub>3</sub> 后被分为  $p_1$  光和  $s_1$  光, 而信号端在经过 PBS<sub>2</sub> 后被分成  $p_2$  光和  $s_2$  光。 $p_2$  光是以显微物镜 ( $60\times$ , 数值孔径为 0.85) 聚焦在样品 S 上, 并将背向散射光收回作为信号光, 而  $s_2$  光则是由 M 反射作为参考光。最后两束  $p$  光 ( $p_1 + p_2$ ) 和两束  $s$  光 ( $s_1 + s_2$ ) 在 BS 处重合, 接着在 PBS<sub>3</sub> 分成两束相互正交的外差干涉信号且分别被探测器 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 所接收。 $p_1$ ,  $p_2$ ,  $s_1$  和  $s_2$  的电场可分别写为:

$$E_{p_1} = \sqrt{\frac{R_1}{2}} E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \exp(-i2kl_{p_1}) \quad (2)$$

$$E_{p_2} = \sqrt{\frac{R_S}{2}} E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \exp(-i2kl_{p_2}) \quad (3)$$

$$E_{s_1} = \sqrt{\frac{R_1}{2}} E_0 \begin{bmatrix} 0 \\ i \end{bmatrix} \exp(-i2kl_{s_1}) \quad (4)$$

$$E_{s_2} = \sqrt{\frac{R_M}{2}} E_0 \begin{bmatrix} 0 \\ i \end{bmatrix} \exp(-i2kl_{s_2}) \quad (5)$$

式中  $R_1$  为由 PZT 驱动的平面镜的反射率, 而  $R_S$  和  $R_M$  分别为样品 S 和平面镜 M 的反射率;  $l_{p_1}$  和  $l_{s_1}$  分别

为  $p_1$  光和  $s_1$  光在干涉仪中所走的光程, 而  $l_{p_2}$  和  $l_{s_2}$  分别为  $p_2$  光和  $s_2$  光在干涉仪中所走的光程。因此两组正交偏振光结合后其光强可分别写为:

$$i_p = \gamma \langle E_p^2 \rangle = \frac{\gamma A_0^2(k)}{4} \times [R_1 + R_S + 2\sqrt{R_1 R_S} \cos(2k\Delta l_p)] \quad (6)$$

$$i_s = \gamma \langle E_s^2 \rangle = \frac{\gamma A_0^2(k)}{4} \times [R_1 + R_M + 2\sqrt{R_1 R_M} \cos(2k\Delta l_s)] \quad (7)$$

式中  $\gamma$  为光电探测器的量子效率, 且有  $\Delta l_p = l_{p_1} - l_{p_2}$  与  $\Delta l_s = l_{s_1} - l_{s_2}$ 。假设 SLD 的功率频谱为  $A_0^2(k)$ , 且有  $A_0^2(k) = P_0 S(k)$ , 其中  $P_0$  为激光输出功率,  $S(k)$  为高斯频谱密度, 且有:

$$S(k) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta k} \exp\left[-\frac{\left((k - k_0) 2\sqrt{\ln 2}\right)^2}{\Delta k}\right] \quad (8)$$

式中  $k_0$  为 SLD 的中心波长波数,  $\Delta k$  为 SLD 频宽。将 (6) 式和 (7) 式对整个频谱积分可得干涉信号强度为:

$$I_p = \int_{-\infty}^{\infty} i_p dk = \frac{\gamma P_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S(k) [R_1 + R_S + 2\sqrt{R_1 R_S} \cos(2k\Delta l_p)] dk = \frac{\gamma P_0}{4} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l_p 2\sqrt{\ln 2}}{l_\omega}\right)^2\right] \times [R_1 + R_S + 2\sqrt{R_1 R_S} \cos(2k_0\Delta l_p)] \quad (9)$$

$$I_s = \int_{-\infty}^{\infty} i_s dk = \frac{\gamma P_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S(k) \times [R_1 + R_M + 2\sqrt{R_1 R_M} \cos(2k\Delta l_s)] dk = \frac{\gamma P_0}{4} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l_s 2\sqrt{\ln 2}}{l_\omega}\right)^2\right] \times [R_1 + R_M + 2\sqrt{R_1 R_M} \cos(2k_0\Delta l_s)] \quad (10)$$

式中  $l_\omega$  为光源的同调长度,  $\omega$  为光源频率, 且有  $l_\omega = 4(\ln 2) / \Delta k = 2(\ln 2) \lambda_0^2 / (\pi \Delta \lambda)$ ,  $\lambda_0$  为光源中心波长。由 (9) 式和 (10) 式可得到高斯型干涉信号。假设样品为光学平坦平面时, 则有  $\Delta l_p \approx \Delta l_s = \Delta l$ , 故满足  $\Delta l \ll l_\omega$ 。若只考虑交流信号, 差动信号可表示为:

$$I_{\text{diff}} = I_p - I_s = \frac{\gamma P_0 \sqrt{R_1}}{2} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l \sqrt{\ln 2}}{l_\omega}\right)^2\right] \times [\sqrt{R_S} \cos(2k_0\Delta l_p) - \sqrt{R_M} \cos(2k_0\Delta l_s)] \quad (11)$$

式中  $2k_0\Delta l_p = \omega_D t + \varphi_p$ ,  $2k_0\Delta l_s = \omega_D t + \varphi_s$ ;  $\omega_D$  为由 PZT 所调制而产生的多普勒频移,  $\varphi_p$  和  $\varphi_s$  为两相位项分别对应于 PBS<sub>2</sub> 到 S 和到 M 之间的距离。故差动信号可进一步该写为:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{diff}} &= \frac{\gamma P_0 \wedge R_1}{2} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l \wedge \ln 2}{l_\omega}\right)^2\right] \times \\
 \wedge R_S \cos(\omega_D t + \varphi_p) - \wedge R_M \cos(\omega_D t + \varphi_s) &= \\
 \frac{\gamma P_0 \wedge R_1}{2} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l \wedge \ln 2}{l_\omega}\right)^2\right] \times \\
 \wedge R_S \cos(\omega_D t + \varphi_p - \varphi_s) - \wedge R_M \cos(\omega_D t) &= \\
 \frac{\gamma P_0 \wedge R_1}{2} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l \wedge \ln 2}{l_\omega}\right)^2\right] \cos(\omega_D t) \times \\
 \left[ \wedge R_S \cos(\Delta\varphi) - \wedge R_M \right] + \sin(\omega_D t) \times \\
 \left[ - \wedge R_S \sin(\Delta\varphi) \right] &\quad (12)
 \end{aligned}$$

式中,  $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s$  为相位差。在(12)式的推导过程中,对两余弦函数项一起减去共同相位  $\varphi_s$ ,并不影响理论的正确性,因为由差动放大器输出的差动信号和外差干涉信号的起始点无关。实验中利用类比式数字转换器(analog-digital converter, ADC)获取(12)式的峰值,即:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{diff}M} &= \max\left\{ \frac{\gamma P_0 \wedge R_1}{2} \exp\left[-\left(\frac{2\Delta l \wedge \ln 2}{l_\omega}\right)^2\right] \times \right. \\
 \left. \wedge R_S + R_M - 2 \wedge R_S R_M \cos(\Delta\varphi) \cos(\omega t - \theta) \right\} &\quad (13)
 \end{aligned}$$

(13)式中的差动信号和相位差  $\Delta\varphi$  有关,而该相位随  $p_2$  和  $s_2$  光间的光程差而改变,亦即可从测量到的相位差改变反推光程差的改变。由数学计算可求得相位差  $\Delta\varphi$  为:

$$\Delta\varphi = \arccos\left[\frac{(I_{s,M})^2 + (I_{p,M})^2 - (I_{\text{diff}M})^2}{2I_{s,M}I_{p,M}}\right] \quad (14)$$

因此待测样品 S 相对于平面镜 M 的表面高度  $\Delta h$  可表示为:

$$\begin{aligned}
 \Delta h &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \Delta\varphi = \frac{\lambda_0}{4\pi} \times \\
 \arccos\left[\frac{(I_{s,M})^2 + (I_{p,M})^2 - (I_{\text{diff}M})^2}{2I_{s,M}I_{p,M}}\right] &\quad (15)
 \end{aligned}$$

但系统存在残留相位偏移,这是由光学元件或  $\text{PBS}_2$  到 M 和 S 间存在某一固定光程差所致,这将导致测量时系统存在一个固定高度  $\Delta h_0$ 。为了消除该高度,在测量前需先以平面镜为样品进行校正来获取得到  $\Delta h_0$ ,这样待测样品的表面高度可表示为:

$$\begin{aligned}
 \Delta h &= \frac{\lambda_0}{4\pi} \arccos\left[\frac{(I_{s,M})^2 + (I_{p,M})^2 - (I_{\text{diff}M})^2}{2I_{s,M}I_{p,M}}\right] - \\
 \Delta h_0 &\quad (16)
 \end{aligned}$$

## 2 结果与讨论

### 2.1 系统稳定性测试

PZT 以 1Hz 的频率作调制,其单向移动距离为  $2\mu\text{m}$ ,平均速率为  $4\mu\text{m/s}$ ,产生的多普勒频移为  $\omega_D = 60.32\text{rad/s}$ ; SLD 的输出功率为  $2\text{mW}$ ,频宽为  $25\text{nm}$ ,中心波长为  $\lambda_0 = 827\text{nm}$ ; 所用数据采集(data acquisition, DAQ)卡的取样频率为  $2 \times 10^5\text{Hz}$ 。为了测试系统的稳定性,以平面镜为样品测量其随时间所产生的纵向位移变化。图 2 为系统的轴向位移稳定度测量结果;在 100s 的测量时间内,轴向位移标准差为  $370\text{pm}$ ,因此可推得轴向位移解析度约为  $185\text{pm}$ 。但延长测量时间延长至十几分钟时,轴向位移标准差则提高至  $3\text{nm}$ ,这是因为长时间测量下干涉仪存在着环境干扰而导致相位飘移。

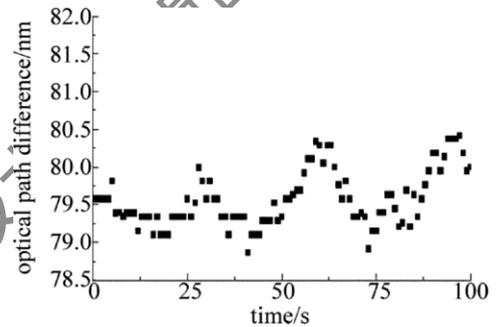


Fig. 2 Measured result of axial displacement stability

接着以光栅为样品进行 1 维表面形貌测量,图 3 为新发展系统的测量结果(黑点)与原子力显微镜测量结果(实线)的对比图。由该图可知,由相位差光学反射系统(differential-phase optical reflecting system, DP-OCR)与原子力显微镜(atomic force microscope, AFM)所测得的光栅沟槽深度均为  $53\text{nm}$ ,可见 DP-OCR 具有和 AFM 相当的表面形貌测量能力。但这两种方法的测量结果有些差异( $h_0 \approx 8\text{nm}$ ),这是因为光学元件缺陷产生了残余相位差,进而导致两相互正交偏振光之间出现固定的光程差。

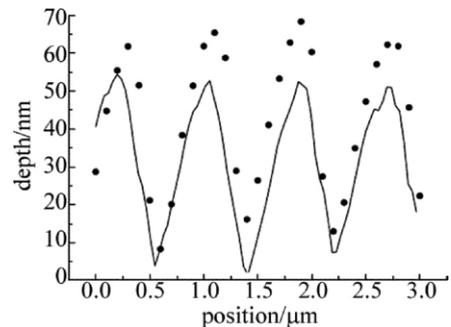


Fig. 3 Measured result of grating surface morphology

### 2.2 平面镜移动速率测量

在该实验中稍微调整平面镜表面与光轴之间的夹

角使其不为直角;由(16)式可得多普勒频移 $f_D$ 为:

$$f_D = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\Delta t} = \frac{1}{2\pi\Delta t} \times \arccos\left[\frac{(I_{s,M})^2 + (I_{p,M})^2 - (I_{diff,M})^2}{2I_{s,M}I_{p,M}}\right] \quad (17)$$

式中 $\Delta\varphi$ 和 $t$ 分别为相位差和两个连续测量之间的时间间隔;因此平面镜的移动速率可写为:

$$v = f_D\lambda_0/(2\cos\theta) \quad (18)$$

式中 $\theta$ 为信号光前进方向和镜子移动方向之间的夹角,即多普勒角。图4中给出了平面镜移动速率和多普勒频移之间的线性关系,其中实线表示对实验测量数据进行最小二乘拟合;在本实验中多普勒角为 $88.63^\circ$ 。由实验结果可知,测量误差范围随着移动速率加快而变大;这是由于平台在较高速率移动时的不稳定性所造成的。

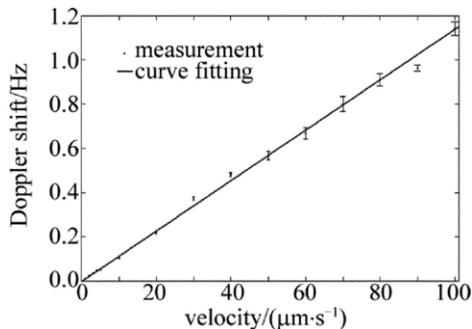


Fig. 4 Relationship between moving velocity and Doppler frequency shift

### 3 结论

类比式相位差低同调光学反射系统是以低同调光源和迈克尔逊干涉仪为主要结构,并结合差动放大器发展而来的一套类比式相位差解调技术,并以高倍物镜进行测量。由于类比式相位差解调可通过传统波包检测技术将相位调变转换成振幅调变,利用类似平衡检测的结构得到高信噪比和高灵敏度的测量能力。此外,由于相位差式极化同调断层扫描系统使用的差动放大器其总频宽为100MHz,因此,与数位解调方式相比可得到高时间-频宽乘积的测量,能在表面形貌测量

和移动速率上达到更高的灵敏度。未来研究中,相位差式极化同调断层扫描系统可以高倍物镜对透明生物组织进行折射率变化的测量,但需要解决参考面镜随PZT调制而产生振动的问题。相位差式极化同调断层扫描系统也可以某一时间间隔所测得的相位改变量反演深度解析的流速信息,可用于测量散射介质流速的断层扫描。此外,相位差式极化同调断层扫描系统也可与波长扫描式光源相结合,能大大提高系统灵敏度和测量速率。

### 参考文献

- [1] WANG L, DING Zh H, HUANG L N, *et al.* Numerical analysis on oxygen saturation measurement in human retinal blood vessel by dual-wavelength optical low-coherence interferometry [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, 36(6): 209-212 (in Chinese).
- [2] LI Zh Y, YU Y G, YE H Y. Measuring tiny displacement based on moderate optical feedback self-mixing interferometry [J]. *Laser Technology*, 2008, 32(5): 499-501 (in Chinese).
- [3] DAVÉ D P, MILLNER T E. Optical low-coherence reflectometer for differential phase measurement [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(4): 227-229.
- [4] SIAVASH Y, JOSEPH A I. Self-referenced Doppler optical coherence tomography [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(23): 2085-2087.
- [5] ADLER D C, HUBER R, FUJIMOTO J G. Phase-sensitive optical coherence tomography at up to 370 000 lines per second using buffered Fourier domain mode-locked lasers [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(6): 626-628.
- [6] LIU J J. Analysis of few problems in the experiment of measuring the wave length with Michelson interferometer [J]. *Experiment Science & Technology*, 2010, 8(1): 31-32 (in Chinese).
- [7] LIU Ch L, WANG H L, FANG X Y, *et al.* Research on the SPR sensor based on Michelson interferometer [J]. *Chinese Journal of Sensors and Actuators*, 2010, 23(5): 635-638 (in Chinese).
- [8] WANG F, QI X D. Grating heterodyne interferometer of high accuracy controlling photoelectric grating ruling engine [J]. *Laser Technology*, 2008, 32(5): 474-476 (in Chinese).
- [9] LI Sh M, MEI H P, QIAN X M, *et al.* Demodulating atmospheric turbulence random phase difference based on Hilbert transform [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, 31(7): 34-38 (in Chinese).
- [10] BIAN H L, CHEN G, LI L, *et al.* Measurement algorithm of nonstationary signal based on time and frequency optimization using wavelet packet transform [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2009, 30(3): 498-502 (in Chinese).