

多光束激光外差高精度测量玻璃厚度的方法^{*}

李彦超[†] 章 亮 杨彦玲 高 龙 徐博 王春晖

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 可调谐激光技术国家级重点实验室 哈尔滨 150001)

(2008 年 11 月 30 日收到, 2008 年 12 月 15 日收到修改稿)

利用基于激光外差测量技术和激光多普勒技术的非接触式多光束激光外差测量方法, 得到了光电探测器输出电流的谐波表达式. 讨论了该测量方法用于玻璃厚度超精密测量的可行性及理论依据, 并利用 Matlab 软件对不同情况进行了仿真实验. 结果表明, 该方法在不同入射角时测量平板玻璃厚度最大的误差为 0.3%, 明显比其他测量方法精度高.

关键词: 外差探测, 多光束激光外差, 激光多普勒技术, 非接触式测量

PACC: 4285F, 0760L, 4225K, 0630

1. 引 言

目前平板玻璃的厚度测量仍然沿用传统的接触式测量方法^[1-10]. 该方法主要存在采样困难、精度不高、耗费人力物力以及无法获知玻璃厚度变化情况等优点. 为此, 各国正在发展非接触式光学测厚方法. 这种测量方法的最大优点在于既可应用在一些恶劣的环境, 又可获得更高的测厚精度, 是目前研究的一个热点. 在光学测厚法中, 激光外差技术备受关注^[11-13], 它具有测量速度快、精度高、抗干扰能力强、重复性好等优点, 已成为现代超精密检测及测量仪器的标志性技术之一, 广泛应用于超精密测量、检测、加工设备、激光雷达系统等.

当激光束垂直照射到玻璃前后表面时, 经前后表面反射的光满足相干条件而发生混频干涉, 玻璃的厚度信息即被加载在干涉后的混合光场中. 但由于前后表面的反射光场频率未发生变化, 厚度信息只调制在相位的变化上而不宜被探测和解调. 利用激光外差技术与激光多普勒技术相结合的方法可以有效地解决这一问题.

激光外差测厚技术继承了激光外差技术和多普勒技术的诸多优点^[14-25], 是目前精确测量厚度的方法之一. 其基本思想是将玻璃的厚度信息不仅被调制在相位差上, 而且也被调制在频率差中, 便于后期

信号处理. 这种技术具有空间和时间分辨率高、精度高、线性度好、动态响应快、测量范围大的优点.

一般情况下, 外差测量厚度只采用双光束的激光外差, 其傅里叶变换(FFT)的频谱是单峰的, 即只能测量单一的频率, 虽然外差测量精度非常高, 但还是会存在测量误差. 本文在此基础上提出了一种提高外差厚度测量精度的方法, 即多光束外差测量方法. 利用此方法可以在频域测量多个频率值, 每个频率都包含厚度信息, 解调后得到厚度值, 通过加权平均提高了测量的精度. 同时进行了仿真实验.

2. 激光外差多普勒测量技术的理论模型

2.1. 激光外差多普勒测量玻璃厚度的基本原理及实验装置

在理想情况下, 激光正入射到平整度极好的平板玻璃, 外差测量实验原理如图 1 所示.

激光作为本振光束, 经反射镜和分束镜 BS1 反射后到达振镜. 振镜由驱动电源驱动锆钛酸铅(PZT)晶体振动, 使激光被反射后其光场产生多普勒效应, 光频率发生变化, 然后经振镜反射后分别通过分束镜 BS1 和 BS2 后入射到玻璃前后表面上. 由于激光到达前后表面历经的光程不同, 理想情况下

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60577032)资助的课题.

[†] E-mail: ycl.hit1982@yahoo.com.cn

后表面反射光多经过光程 $2nh$, 在满足干涉条件的情况下, 前表面在 $t - l/c$ 时刻反射的光将与后表面在 $t - l/c - 2nh/c$ 时刻的光经分束镜 BS2 后被探测

器接收, 满足一定条件下在探测器光敏面上发生拍频, 得到的中频电流为^[8]

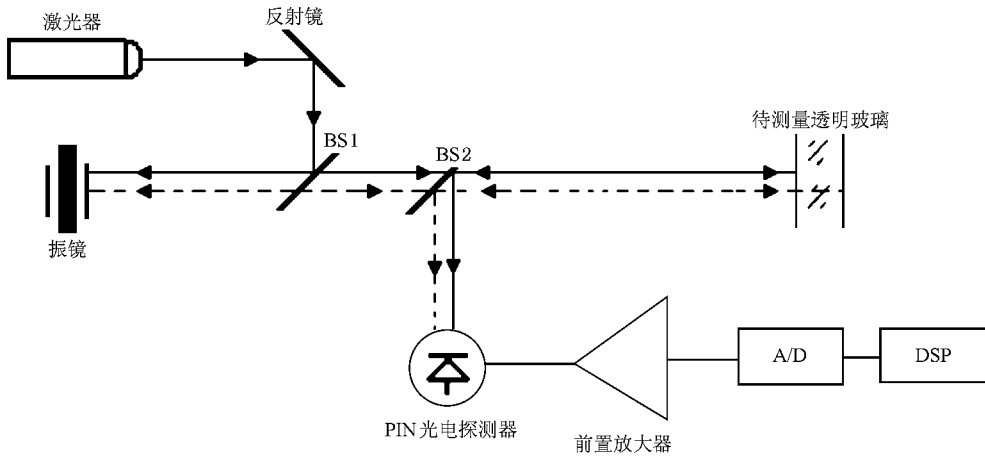


图1 理想的外差测量实验原理

$$\begin{aligned}
 I_{if} &= \frac{\eta e}{2h\nu} \frac{1}{Z} \iint_s |E_1(t)E_2^*(t) + E_1^*(t)E_2(t)| ds \\
 &= \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} \alpha^2 \alpha_1 \beta E_0^2 \cos\left[(4\omega_0 knd/c^2)t \right. \\
 &\quad \left. + \omega_0 \left(\frac{k(nh)^2}{2} / c^2 - 2nh \right) / c \right]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

这里, e 为电子电量, Z 为探测器表面介质的本征阻抗, η 为量子效率, D 为探测器光敏面的面积, h 为普朗克常数, ν 为激光频率, n 为待测玻璃的折射率, d 为玻璃厚度, ω_0 激光角频率, α 为玻璃前表面的反射系数, α_1 为后表面的反射系数, β 为前表面的透射系数. 不同时刻激光发生的多普勒频移是不同的,

前后表面反射光存在频差. 利用光外差测量技术, 通过光电转换和 FFT 来处理检测到的电信号, 得到玻璃前后表面反射光的频率差, 根据频率差与玻璃厚度的关系可以获得玻璃厚度.

2.2. 多光束激光外差理论建模

上述讨论的是采用双光束干涉原理的外差厚度测量方法, 而当玻璃折射率较高且激光斜入射到平板玻璃前表面时(图2), 激光束会在玻璃内部多次反射. 这种情况下, 应当利用多光束干涉理论进行测量分析.

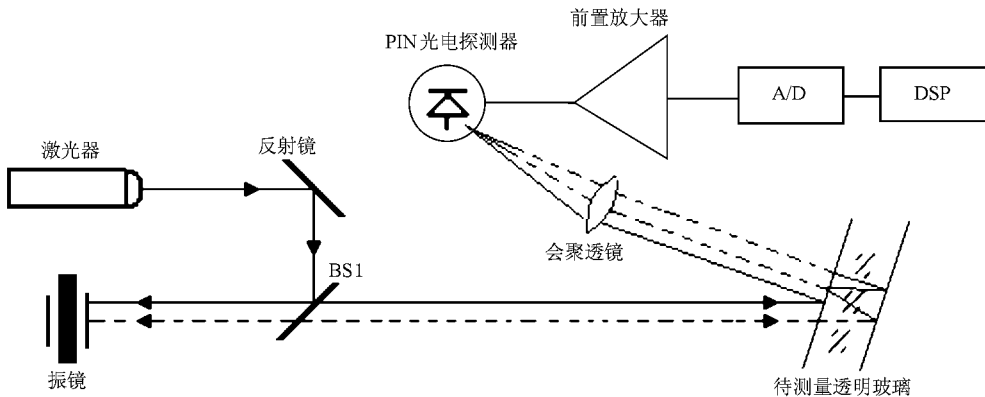


图2 斜入射多光束外差测量原理

当激光斜入射的情况下, 设其入射光场为 $E(t) = E \exp(i\omega_0 t)$. 定义入射角为 θ_0 多普勒振镜的

振动方程和速度方程分别是 $x(t) = k(t^2/2)$ 和 $v(t) = kt$. 由于振镜的运动, 反射光的频率变为 ω

$= \omega_0(1 + kt/c)$, 式中 ω_0 为激光角频率、 k 为比例系数、 c 为光速. 因而 $t - l/c$ 时刻到达被测物前表面的光场为

$$E_1(t) = \alpha_1 E_0 \exp\{i[\omega_0(1 + k(t - l/c)/c)t + \omega_0(k(t - l/c)^2/2)c]\}, \quad (2)$$

而经玻璃后表面不同时刻的多次反射光可以分别写为如下形式:

$$E_2(t) = \alpha_2 E_0 \exp\{i[\omega_0(1 + k(t - l/c) - 2nd\cos\theta/c)c)t + \omega_0(k(t - l/c - 2nd\cos\theta/c)^2/2 + 2nd\cos\theta)c]\},$$

$$E_m(t) = \alpha_m E_0 \exp\{i[\omega_0(1 + k(t - l/c) - \chi(m-1)nd\cos\theta/c)c)t + \omega_0(k(t - l/c - \chi(m-1)nd\cos\theta/c)^2/2 + \chi(m-1)nd\cos\theta)c]\}, \quad (3)$$

其中 $\alpha_1 = r$, $\alpha_2 = \beta\beta' r'$, \dots , $\alpha_m = \beta\beta' r'^{(2m-3)}$. 这样探测器接收到的混合光场为

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) + \dots + E_m(t). \quad (4)$$

因而探测器输出的光电流可以表示为

$$\begin{aligned} I &= \frac{\eta e}{h\nu} \frac{1}{Z} \iint_D \left[\frac{1}{2} [E_1(t) + E_2(t) + \dots + E_m(t)] [E_1(t) + E_2(t) + \dots + E_m(t)]^* ds \right. \\ &= \frac{\eta e}{2h\nu} \frac{1}{Z} \iint_D \left[\sum_{j=1}^m E_j^2(t) + \sum_{p=1}^{m-1} \sum_{j=1}^{m-p} (E_j(t)E_{j+p}^*(t) + E_j^*(t)E_{j+p}(t)) \right] ds. \end{aligned} \quad (5)$$

将(2)(3)式代入(5)式,并忽略 $1/c^3$ 的小项,探测器不响应高频项也可以忽略,而只考虑交流项,整理后可得中频电流为

$$\begin{aligned} I_{if} &= \frac{\eta e}{2h\nu} \frac{1}{Z} \iint_D \sum_{p=1}^{m-1} \sum_{j=1}^{m-p} (E_j(t)E_{j+p}^*(t) + E_j^*(t)E_{j+p}(t)) ds \\ &= \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} \sum_{p=1}^{m-1} \sum_{j=1}^{m-p} \{ \alpha_j \alpha_{j+p} E_0^2 \times \cos[(4\omega_0 kn(pdcos\theta)/c^2)t + \omega_0(kn^2(pdcos\theta)^2/c^2 - 2npdcos\theta)/c] \}. \end{aligned} \quad (6)$$

将(6)式表示为

$$\begin{aligned} I_{if} &= \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} \sum_{p=1}^{m-1} \sum_{j=1}^{m-p} \alpha_j \alpha_{j+p} E_0^2 \cos[\Omega(p)t + \Phi(p)] \\ &= \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} E_0^2 \sum_{p=1}^{m-1} \cos[\Omega(p)t + \Phi(p)] \\ &\quad \times \left(\sum_{j=1}^{m-p} \alpha_j \alpha_{j+p} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} \Omega(p) &= 4\omega_0 kn(pdcos\theta)/c^2, \\ \Phi(p) &= \omega_0(2kn^2(pdcos\theta)^2/c^2 - 2npdcos\theta)/c, \end{aligned}$$

p 为自然数.

由以上所述可知,外差检测法获得的干涉项频率差以及相位差中都有玻璃板的厚度信息. 因为采用 FFT 很容易实现频率测量,下面主要针对差频项进行分析. 干涉条纹的频率为

$$f_p = K_p d. \quad (8)$$

干涉条纹的频率与待测厚度成正比,比例系数

$$K_p = 4\omega_0 kn(pcos\theta)/c^2, \quad (9)$$

K_p 与光源角频率 ω_0 、玻璃板折射率 n 、折射角 θ 以及振镜常数 k 有关.

应当说明的是,在讨论平行平板玻璃双光束干涉时,两反射光的光程差计入了第一束反射光“半波损失”的贡献^[25];而在讨论平行平板玻璃多光束干涉时,除了第一个反射光外,其他相邻两反射光间的光程差相同,对于第一束反射光的特殊性已由菲涅耳系数 $\beta = -\beta'$ 加以表征. 通过(7)和(9)式可以看出,探测器输出的光电流由不同谐波组成,每一项分别对应着频率的自然倍数,也就是相邻频率差为固定值. 经 FFT 之后在频谱上可以看到不同谐波频率波峰. 通过测量不同谐波频率,根据(9)式可以计算得到对应的厚度,然后对测量值取平均,这样处理之后就可以提高厚度的测量精度.

3. 数值模拟结果及误差分析

应用 Matlab 软件进行仿真来验证本文提出方法的可行性,取多普勒振镜振动方程为 $x(t) = k(t^2/2)$, 式中取 $k = 4 \times 10^7 \text{ m/s}^2$, $t \in [0, 0.5]$ 取值间隔为 0.001. 一般光学玻璃的折射率在 1.5—1.85 之间,通常情况下光学玻璃的折射率取 $n = 1.52$. 激光的角频率 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$, 激光的光速 $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$, 固体激光器发出的激光波长 $\lambda = 2050 \text{ nm}$ (此激光对人眼安全)探测器的光敏面孔径 $D = 1 \text{ mm}$. 通过仿真

可以看到,当玻璃的实际被测厚度 d 分别为 0.001, 0.0015, 0.002 和 0.005 m 时,经处理后得到光电探测器

器输出信号的频谱如图 3 所示,其中虚线为激光正入射的理论曲线,实线为多光束干涉的频谱.

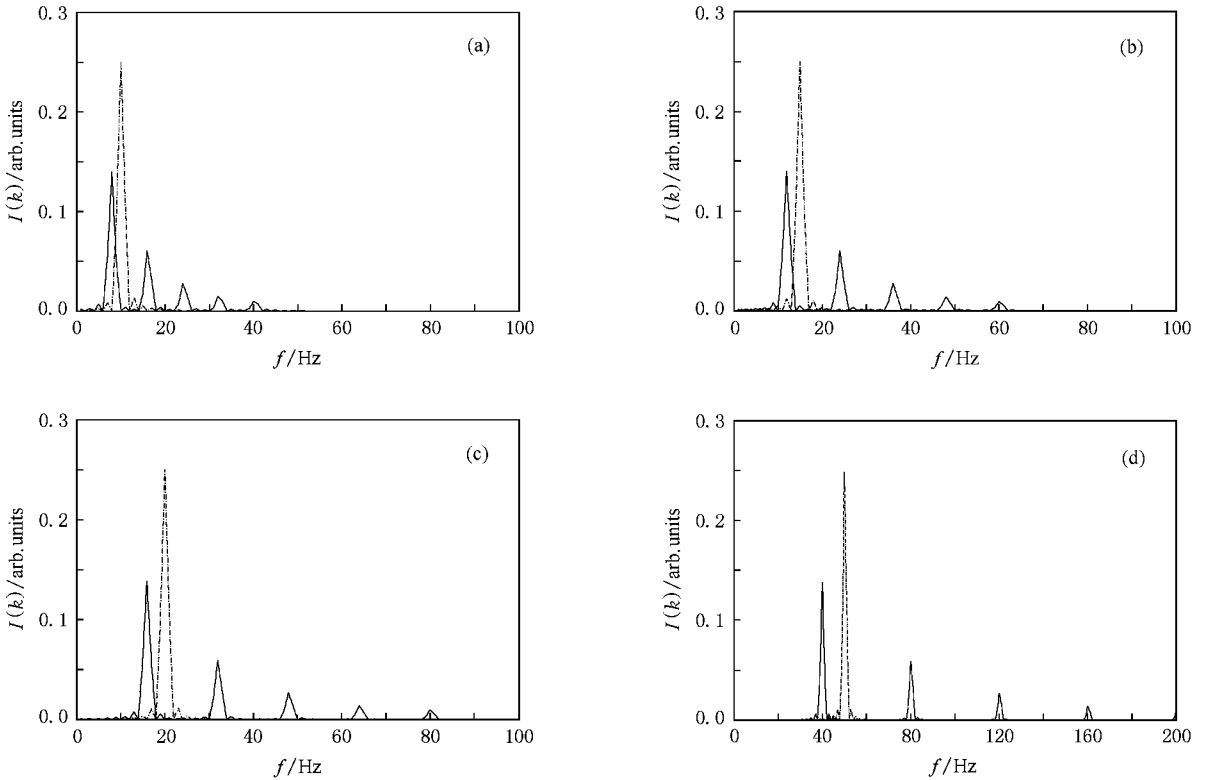


图 3 不同厚度情况下的 FFT 频谱 (a)厚度为 1 mm (b)厚度为 1.5 mm (c)厚度为 2 mm (d)厚度为 5 mm

图 3 可以看出,每幅图中信号频率是等间隔的,这与理论分析相符,不同的是随着厚度的增加,频谱的相对位置也随之移动.这进一步说明频率和玻璃厚度呈线性关系,即 $f_p = K_p d$.在 K_p 不变的情况下,随着测量厚度的增加,频率也呈现线性增加的趋势.图 3 很好地验证了以上理论分析的正确性.从图 3 中还可以看到,实验中给出了正入射的情况下的理论曲线,如图 3 虚线所示.在干涉频谱图中,可以得到斜入射时多光束第一个主峰的中心频率和正入射时理论曲线的中心频率值.这两个中心频率之比为

$$\zeta = \cos\theta. \quad (10)$$

通过(10)式可以算出多光束外差干涉的激光入射角 θ_0 的大小,由于正入射情况下,可以通过(9)式求得 K_p 值,从而就可以计算出任意入射角情况下平板玻璃的厚度值.

利用上述方法我们在 $\theta_0 = 36^\circ$ 的情况下对不同厚度的平板玻璃进行了仿真实验,测量结果如表 1 所示.

表 1 平板玻璃仿真实验的测量值与真实值

实际值/mm	测量值/mm	实际值/mm	测量值/mm
1.000000	1.003095	9.000000	8.998673
3.000000	2.998624	11.000000	10.997922
5.000000	4.998455	13.000000	12.997464
7.000000	6.998982	15.000000	14.997073

通过表 1 的实际值和仿真数据结果可以看出,测量误差最大为 0.3%,较之双光束外差精度有明显的提高.分析数据可知,仿真实验中的误差主要来自于 FFT 后的精度误差和计算过程中的舍入误差.

同时,通过仿真实验测量了实际厚度为 2 mm 的平板玻璃在不同入射角的余弦值情况下的厚度值,结果如表 2 所示.

表 2 不同 $\cos\theta_0$ 的 2 mm 平板玻璃厚度测量值

$\cos\theta_0$	测量值/mm	$\cos\theta_0$	测量值/mm
0.2	2.035155	0.6	2.000801
0.3	1.999965	0.7	1.999947
0.4	2.006864	0.8	1.998867
0.5	1.999491	0.9	1.999503

通过表 2 可以看出,除了在 $\cos\theta_0 = 0.2$ 时偏差较大外,其他情况下测量的最大误差依然是 0.3%,与表 1 中的测量精度相同.入射角为 84° 时的测量频谱如图 4(a)所示, $\cos\theta_0 = 0.2$ 时产生较大测量误差

的原因,主要是 $\cos\theta_0$ 值较小的情况下频谱发生重叠所致.解决的办法是通过增加 PZT 晶体的振动常数 k 值,这样就可以区分出不同的频率值以保证测量误差保持在 0.3% 以内,如图 4(b)所示.

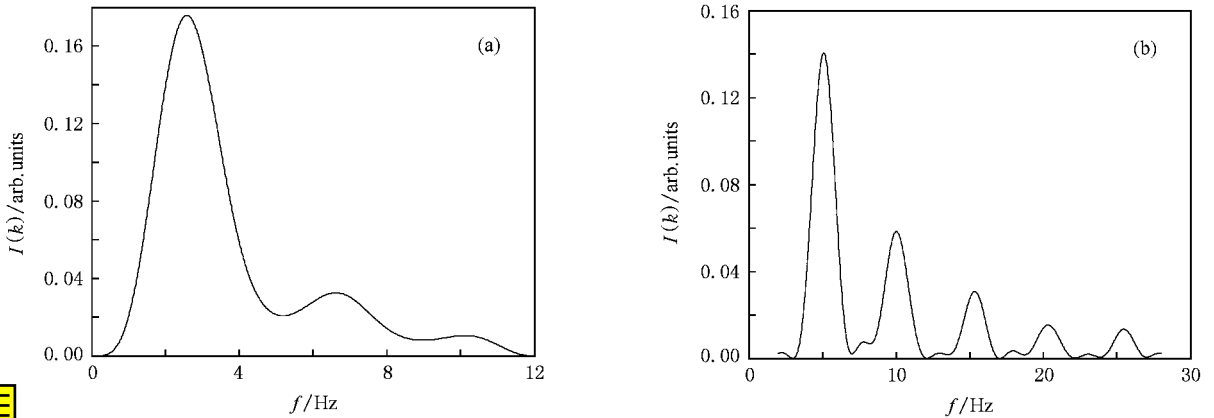


图 4 不同入射角情况下多光束干涉的频谱 (a)入射角为 84° , $k = 4 \times 10^7$ (b)入射角为 84° , $k = 1 \times 10^8$

4. 结 论

本文提出了多光束激光外差测量玻璃厚度的方法.与传统激光测量技术相比较,该方法具有很多优势.由于信号的差频分量中已经消除了频率分量中光程距离 l 的影响,从而避免了传统单激光测量时由于抖动所带来的误差;另外,系统不需使用双激光

技术来消除误差,因此降低了成本.该方法将激光外差技术和激光多普勒技术结合使用,使得调制、检测、处理简单易行.

仿真结果表明,该方法是一种良好的非接触测量玻璃厚度的方法,可以应用在测量条件恶劣以及非规则玻璃的厚度测量上.此方法测量玻璃厚度具有精度高、线性度好、测量速度快等优势,具有一定的应用前景.

- [1] Zhao W Q, Feng Z D, Qiu L R 2007 *Chin. Phys.* **16** 1624
- [2] Chen Z Q, Cheng N P, Shi Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1549
- [3] Liao N M, Li W, Jiang Y D, Kuang Y J, Qi K C, Li S B, Wu Z M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1542 (in Chinese) [廖乃镗、李伟、蒋亚东、匡跃军、祁康成、李世彬、吴志明 2008 物理学报 **57** 1542]
- [4] Chen X W, Ji X L, Tang M Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2607 (in Chinese) [陈晓文、季小玲、汤明 2008 物理学报 **57** 2607]
- [5] Fu W Y, Man S Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1271 (in Chinese) [付文羽、马书懿 2008 物理学报 **57** 1271]
- [6] Guo R, Huang C F, Liu S M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 908 (in Chinese) [郭儒、黄春福、刘思敏 2007 物理学报 **56** 908]
- [7] Wang Y T, Yang N, Wen X C 2008 *Microcomput. Inform.* **9** 309 (in Chinese) [王玉田、杨妮、闻学超 2008 微计算机信息 **9** 309]
- [8] Wang W, Wang Z B 2006 *Instrum. Techn. Sensor* **2** 44 (in Chinese) [王伟、王召巴 2006 仪表技术与传感器 **2** 44]
- [9] Chen Z C 2008 *Opt. Instrum.* **30** 20 (in Chinese) [陈志超 2008 光学仪器 **30** 20]
- [10] Yang G 2001 M. S. Dissertation (Xi'an : Xi'an Jiaotong University) p586 (in Chinese) [杨刚 2001 硕士学位论文 (西安 西安交通大学) 第 586 页]
- [11] Song C, Lü C, Guo Q, Hu Y R 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 1635 (in Chinese) [宋晨、吕岑、郭琪、扈映茹 2008 光子学报 **37** 1635]
- [12] Shukla R P, Udupa D V, Das N C, Mantravadi M V 2006 *Opt. Laser Technol.* **38** 552
- [13] Wahl K J, Chromik R R, Lee G Y 2008 *Wear* **264** 731
- [14] Maruyama H, Inoue S, Mitsuyama T, Ohmi M, Haruna M 2002 *Appl. Opt.* **7** 1315
- [15] Bing H, Cabestaing F, Postaire J G, Ruodan Z 2005 *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **1** 222
- [16] Liu S, Xiao F J, Zhang P, Zhao J L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2529 (in Chinese) [刘圣、肖俊俊、张鹏、赵建林 2008 物理学报 **57** 2529]
- [17] Hou J, Jiang Z F, Xiao R 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 853 (in Chinese) [侯静、姜宗福、肖瑞 2008 物理学报 **57** 853]

- [18] Pu J X , Wang T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6754(in Chinese)[蒲继雄、王 涛 2007 物理学报 **56** 6754]
- [19] Gu J F , Fu W J , Liu M , Liu Z W , Ma C Y , Zhang Q Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5979(in Chinese)[谷建峰、付伟佳、刘 明、刘志文、马春雨、张庆瑜 2007 物理学报 **56** 5979]
- [20] Cao L , Wang C M , Chen Y Q , Yang X H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6354(in Chinese)[曹 琳、王春梅、陈扬 、杨晓华 2006 物理学报 **55** 6354]
- [21] Ji X L , Lü B D , Xiao X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3996(in Chinese)[季小玲、吕百达、肖 希 2004 物理学报 **53** 3996]
- [22] Gong Q H , Jiang H J , Liu T T , Lu W X , Sun Q , Wang D W , Yang H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 864(in Chinese) [龚旗煌、蒋红兵、刘婷婷、陆伟新、孙 泉、王大威、杨 宏 2003 物理学报 **52** 864]
- [23] Gan C L , Nie Z Q , Li L , Shen L J , Zhang Y P , Song J P , Li Y Y , Zhang X C , Lu K Q 2007 *Chin. Phys.* **16** 3407
- [24] Ke J H , Lin Z Q , Wang X H 2003 *Chin. Phys.* **12** 443
- [25] Shi S X , Zhang H X , Liu J S 2003 *Physical Optics and Applied Optics*(Xi'an : Xidian University Press) p67(in Chinese)[石顺祥、张海兴、刘劲松 2003 物理光学与应用光学(西安 : 西安电子科技大学出版社) 第 67 页]

The method for multi-beam laser heterodyne high-precision measurement of the glass thickness^{*}

Li Yan-Chao[†] Zhang Liang Yang Yan-Ling Gao Long Xu Bo Wang Chun-Hui
(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)
(Received 30 November 2008 ; revised manuscript received 15 December 2008)

Abstract

Multi-beam laser heterodyne measurement of glass thickness is based on laser heterodyne measurement technology and laser Doppler technology. We deduced the harmonic expression of photodetector output current , discussed the feasibility and theory of the method which make use of the non-contact multi-beam laser heterodyne to increase the precision of the glass thickness measurement , and made simulation in different situation with Matlab. The results showed that the maximum error is 0.3% at different incidence angles in flat glass thickness measurement , which has an obvious advantage in accuracy over the other methods.

Keywords : heterodyne detection , multi-beam laser heterodyne , laser doppler technology , non-contact measurement

PACC : 4285F , 0760L , 4225K , 0630

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60577032).

† E-mail : ycl.hit1982@yahoo.com.cn