

文章编号: 1001-3806(2009)03-0239-04

## 马赫-曾德尔外差干涉椭偏仪非线性误差分析

刘洪冰<sup>1,2</sup>, 李玉栋<sup>1,2</sup>, 崔国新<sup>1,2</sup>, 张艳峰<sup>1,2</sup>, 陈靖<sup>1,2</sup>, 许京军<sup>1,2</sup>, 孙 骞<sup>1,2\*</sup>

(1. 南开大学 弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300457; 2. 南开大学 光子学材料与技术天津重点实验室, 天津 300457)

**摘要:** 马赫-曾德尔外差干涉椭偏仪是一种重要的光偏振态实时测量技术。为了提高测量系统的精度、降低误差, 采用外差干涉光路分析和数值模拟的方法, 理论推导了透射式马赫-曾德尔外差干涉椭偏仪光路的误差公式。结果表明, 光源偏振的椭圆化程度, 偏振分光棱镜消偏比及倾斜都能引起测量误差; 同误差参量下待测光束不同的椭圆比和  $s, p$  分量相位差得到的测量误差不同; 马赫-曾德尔外差干涉仪的误差结果与迈克尔逊外差干涉仪相近。

**关键词:** 激光技术; 非线性误差; 外差干涉; 偏振

**中图分类号:** TH744.3 **文献标识码:** A

## Analysis of the nonlinearity in Mach-Zehnder heterodyne interferometric polarimeter

LIU Hong-bing<sup>1,2</sup>, LI Yu-dong<sup>1,2</sup>, CUI Guo-xin<sup>1,2</sup>, ZHANG Yan-feng<sup>1,2</sup>, CHEN Jing<sup>1,2</sup>,  
XU Jing-jun<sup>1,2</sup>, SUN Qian<sup>1,2</sup>

(1. Key Laboratory of Weak-Light Nonlinear Photonics of Ministry of Education, Nankai University, Tianjin 300457, China; 2. Tianjin Key Laboratory of Photonics Materials and Technique, Nankai University, Tianjin 300457, China)

**Abstract:** Mach-Zehnder heterodyne interferometric polarimeter can precisely measure the polarization state of light in real time. In order to improve the measurement precision and reduce the nonlinear error, which arises from the elliptical polarization of the laser, polarization leakage of the polarized beam splitter (PBS) and misalignment of the PBS were analyzed. The error formula was deduced. The simulation results showed that different amplitude ratio and phase difference of the measured beam had different nonlinear error output. The error was quite similar to the nonlinear error calculated in the Michelson heterodyne interferometer.

**Key words:** laser technique; nonlinear error; heterodyne interferometry; polarization

### 引言

自从 CRANE 在 1969 年首次报道以来<sup>[1]</sup>, 激光外差干涉仪由于具有测量速度快、精度高、抗干扰能力强等优点, 在测量领域得到广泛的应用。随着人们对测量精度要求的不断提高, 如何减小光外差干涉系统的测量误差变得愈发重要。1983 年 QUENELLE 首次提出了激光外差干涉非线性误差的概念<sup>[2]</sup>。SUTTON 通过实验证实了非线性误差的存在<sup>[3]</sup>。

基金项目: 国家九七三重点基础研究发展计划资助项目 (2007CB307003); 国际科技合作重点项目计划资助项目 (2005DFA10170); 天津市自然科学基金资助项目 (06TJJC13500)

作者简介: 刘洪冰 (1980-), 男, 博士研究生, 现主要从事光外差干涉测量的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: qiansun@nankai.edu.cn

收稿日期: 2008-01-17; 收到修改稿日期: 2008-02-20

基于迈克尔逊光外差干涉仪的非线性误差及其补偿技术已进行了大量研究<sup>[4-13]</sup>。如 XIE 等人分析了在激光光源偏振椭圆化和非正交偏振情况下的非线性误差<sup>[4]</sup>; de FREITAS 等人建立了由偏振分光棱镜 (polarized beam splitter, PBS) 旋转误差所引起的非线性误差模型<sup>[5]</sup>; HOU 等人建立了由激光光源偏振椭圆化和 PBS 旋转引起的误差模型<sup>[6]</sup>; WU<sup>[7]</sup>, COSIJNS 等人<sup>[8]</sup>建立了完整的迈克尔逊外差干涉仪的误差模型。

马赫-曾德尔外差干涉仪作为一类重要的外差测量技术, 在复折射率、气体密度、晶体光学性质测量等方面有着广泛应用<sup>[14-17]</sup>。在利用马赫-曾德尔外差干涉仪测量光的偏振态时, 同样存在着非线性误差, 但对其非线性误差分析却很少有人研究。作者研究了透射式马赫-曾德尔外差干涉椭偏仪的误差, 分析了存在激光偏振椭圆化, PBS 不完全消偏和倾斜情况下的非线性误差, 给出了非线性误差公式, 其结果将有助于降低马赫-曾德尔外差干涉仪的误差。

## 1 马赫-曾德尔外差椭偏仪测量原理

马赫-曾德尔外差干涉椭偏仪典型结构见图1。

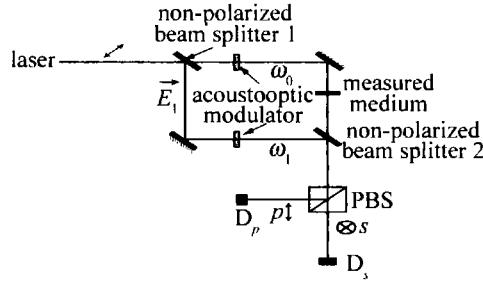


Fig. 1 Schematic experimental setup for Mach-Zehnder heterodyne interferometric polarimeter

偏振与水平成  $45^\circ$  角的线偏光,入射到马赫-曾德尔干涉仪上。测量光束经过待测物体,偏振态发生改变。经过不同频移的测量光束频率  $\omega_0$  与参考光束频率  $\omega_1$  形成外差干涉条纹,经 PBS 分解成竖直  $s$  偏振和水平  $p$  偏振方向上的干涉条纹。光电探头  $D_s, D_p$  分别测量  $s$  和  $p$  方向上干涉条纹的光强。

取  $p, s$  方向分别为  $x$  轴,  $y$  轴,在无非线性误差时,参考光束及测量光束的偏振态方程分别表示为:

$$\vec{E}_r = \begin{bmatrix} \vec{E}_{rx} \\ \vec{E}_{ry} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_1 \begin{bmatrix} \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1)] \\ \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1)] \end{bmatrix},$$

$$\vec{E}_m = \begin{bmatrix} \vec{E}_{mx} \\ \vec{E}_{my} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x \exp[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \omega_0 t + \varphi_0)] \\ A_y \exp[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \omega_0 t + \varphi_0 + \delta)] \end{bmatrix}.$$

其中,  $\vec{k}_0, \vec{k}_1$  分别为测量光束与参考光束的波矢;  $A_x, A_y$  为测量光束  $p$  偏振及  $s$  偏振分量的振幅;  $E_1$  是参考光束的振幅;  $\varphi_0$  及  $\varphi_1$  分别是测量光束与参考光束的初始相位;  $\delta$  是测量光束  $s$  与  $p$  偏振分量的相位差,  $\vec{r}$  表示空间位置,  $t$  表示时间。  $D_s, D_p$  探头上光强分别为:

$$I_s = A_y^2 + \frac{1}{2} E_1^2 + \sqrt{2} A_y E_1 \cos[(\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} + (\omega_0 - \omega_1)t + (\varphi_0 - \varphi_1) + \delta] \quad (1)$$

$$I_p = A_x^2 + \frac{1}{2} E_1^2 + \sqrt{2} A_x E_1 \cos[(\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} + (\omega_0 - \omega_1)t + (\varphi_0 - \varphi_1)] \quad (2)$$

在参考光强已知的情况下,通过测量  $D_s, D_p$  探头上的光强随时间变化的振幅,可以确定椭偏比  $\psi = A_y/A_x$ ,

$$I_s = \left| \vec{E}_s \right|^2 + \left| \vec{E}_{p'} \right|^2 = (\cos^2 \sigma - \varepsilon_2 \cos^2 \sigma + \varepsilon_1 \sin^2 \sigma) A_y^2 + (\sin^2 \sigma - \varepsilon_2 \sin^2 \sigma + \varepsilon_1 \cos^2 \sigma) A_x^2 + \frac{1}{2} (1 + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) (E_1^2 + \alpha^2) + \frac{1}{2} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 1) \sin 2\sigma (E_1^2 - \alpha^2) + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 1) A_x A_y \sin 2\sigma \cos \delta + \sqrt{[(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{1/2} \cos(\delta + \Delta\theta) + (\kappa_3^2 + \kappa_4^2)^{1/2}]^2 + (\kappa_1^2 + \kappa_2^2) \sin 2(\delta + \Delta\theta) \cos \tau} \quad (3)$$

式中,  $\tau = (\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} + (\omega_0 - \omega_1)t + (\varphi_0 - \varphi_1) - \theta' + \phi, \kappa_1 = \sqrt{2} A_y E_1 [(1 - \varepsilon_2) \cos \sigma (\cos \sigma - \sin \sigma) + \varepsilon_1 \sin \sigma (\cos \sigma +$

而  $D_s$  及  $D_p$  上光强的相位差即为  $\delta$ 。由此可以确定测量光的偏振态  $(\psi, \delta)$ 。

## 2 非线性误差公式

分析马赫-曾德尔外差干涉仪的光路可以看出,与迈克尔逊外差干涉仪测量系统相似,马赫-曾德尔外差干涉仪的误差主要来源为:激光光源的偏振椭圆化, PBS 的不完全消偏和倾斜。实际激光器的输出存在一定的偏振椭圆化,如图 2a 所示。除了与水平成  $45^\circ$ ,

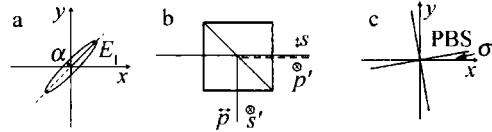


Fig. 2 Schematic diagram of errors

a—elliptical polarization of the laser, b—polarization leakage of the PBS, c—misalignment of the PBS

振幅是  $E_1$  的线偏分量外,还存在一个与水平成  $135^\circ$ , 振幅是  $\alpha$  的线偏分量,这就是激光光源偏振椭圆化。实际 PBS 是不完全消偏的,即在透射的  $s$  偏振光中会混有少量的  $p$  偏振光 ( $p'$ ), 反射的  $p$  偏振光中也会混有少量的  $s$  偏振分量光 ( $s'$ ), 如图 2b 所示,给椭偏仪带来了混频误差。PBS 偏振轴跟水平方向出现  $\sigma$  角的倾斜见图 2c,引入了 PBS 的倾斜误差。

实际系统中,激光光源偏振椭圆化, PBS 的非完全消偏和倾斜误差同时存在,参考光将偏离理想情况,其振幅表示成:

$$\vec{E}_r = \begin{bmatrix} \vec{E}_{rx} \\ \vec{E}_{ry} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} \times$$

$$\begin{bmatrix} E_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1)] - \alpha \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1 + \frac{\pi}{2})] \\ E_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1)] + \alpha \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \varphi_1 + \frac{\pi}{2})] \end{bmatrix}.$$

此时  $D_s$  探头上的光振幅为除了  $s$  偏振分量以外,还包含  $p'$  偏振分量,两者振幅分别为:  $\vec{E}_s = \sqrt{(1 - \varepsilon_2)} \times [(\vec{E}_{my} + \vec{E}_{ry}) \cos \sigma - (\vec{E}_{mx} + \vec{E}_{rx}) \sin \sigma], \vec{E}_{p'} = \sqrt{\varepsilon_1} [(\vec{E}_{mx} + \vec{E}_{rx}) \cos \sigma + (\vec{E}_{my} + \vec{E}_{ry}) \sin \sigma]$ 。

在分析中设  $\varepsilon_1$  为 PBS 透射方向上的  $p'$  的光强透过系数,  $\varepsilon_2$  为 PBS 反射方向上的  $s'$  的光强透过系数。

$s, p$  偏振方向相互垂直,所以  $D_s$  探头所得光强为:

$\sin\sigma]$ ,  $\kappa_2 = \sqrt{2}A_y\alpha[(1 - \varepsilon_2)\cos\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma) + \varepsilon_1\sin\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma)]$ ,  $\kappa_3 = \sqrt{2}A_xE_1[(1 - \varepsilon_2)\sin\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma) + \varepsilon_1\cos\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma)]$ ,  $\kappa_4 = -\sqrt{2}A_x\alpha[(1 - \varepsilon_2)\times \sin\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma) - \varepsilon_1\cos\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma)]$ ,  $\tan\theta = \kappa_2/\kappa_1$ ,

$$I_p = \left| \vec{E}_p \right|^2 + \left| \vec{E}_s \right|^2 = (\cos^2\sigma - \varepsilon_1\cos^2\sigma + \varepsilon_2\sin^2\sigma)A_x^2 + (\sin^2\sigma - \varepsilon_1\sin^2\sigma + \varepsilon_2\cos^2\sigma)A_y^2 + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_1 + \varepsilon_2)(E_1^2 + \alpha^2) + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sin 2\sigma(E_1^2 - \alpha^2) + (1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)A_xA_y\sin 2\sigma\cos\delta +$$

$$\sqrt{[(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)^{1/2}\cos(\delta + \Delta\xi) + (\gamma_3^2 + \gamma_4^2)^{1/2}]^2 + (\gamma_1^2 + \gamma_2^2)\sin^2(\delta + \Delta\xi)\cos\eta} \quad (4)$$

式中,  $\eta = (\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} + (\omega_0 - \omega_1)t + (\varphi_0 - \varphi_1) - \xi' + \phi'$ ,  $\gamma_1 = \sqrt{2}A_yE_1[(1 - \varepsilon_1)\sin\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma) + \varepsilon_2\cos\sigma(\cos\sigma - \sin\sigma)]$ ,  $\gamma_2 = \sqrt{2}A_x\alpha[(1 - \varepsilon_1)\sin\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma) + \varepsilon_2\cos\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma)]$ ,  $\gamma_3 = \sqrt{2}A_xE_1[(1 - \varepsilon_1)\times \cos\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma) + \varepsilon_2\sin\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma)]$ ,  $\gamma_4 = \sqrt{2}A_x\alpha[(1 - \varepsilon_1)\cos\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma) - \varepsilon_2\sin\sigma(\cos\sigma +$

$$\psi' = \frac{\sqrt{[(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{1/2}\cos(\delta + \Delta\theta) + (\kappa_3^2 + \kappa_4^2)^{1/2}]^2 + (\kappa_1^2 + \kappa_2^2)\sin^2(\delta + \Delta\theta)}}{\sqrt{[(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)^{1/2}\cos(\delta + \Delta\xi) + (\gamma_3^2 + \gamma_4^2)^{1/2}]^2 + (\gamma_1^2 + \gamma_2^2)\sin^2(\delta + \Delta\xi)}} \quad (5)$$

实际测量的光束  $s$  和  $p$  偏振分量的相位差为:

$$\delta' = -\theta + \phi - \phi' + \xi' \quad (6)$$

### 3 误差分析

(5)式和(6)式中给出了存在激光偏振椭圆化, PBS 不完全消偏和倾斜的非线性误差时  $\psi, \delta$  的实际值  $\psi', \delta'$ , 误差没有解析形式的解。下面讨论 3 种特殊情况下的误差。

(1) 只考虑激光器椭圆化输出, 即  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0, \sigma = 0$ 。

此时  $\Delta\psi = \psi' - \psi = 0, \Delta\delta = \delta' - \delta = -2\arctan(\alpha/E_1)$ , 由此可知, 激光器椭圆化输出不引起椭圆偏测量误差, 而激光器输出椭圆偏  $\alpha/E_1$  一般小于 0.04, 其反正切值近似等于  $\alpha/E_1$  本身, 所以, 其造成的相位测量误差  $\Delta\delta$  与  $\alpha/E_1$  近似成正比关系。

(2) 只考虑 PBS 不完全消偏, 即  $\alpha = 0, \sigma = 0$ 。

$$\psi' = \frac{\sqrt{(\kappa_1\cos\delta + \kappa_3)^2 + (\kappa_1\sin\delta)^2}}{\sqrt{(\gamma_1\cos\delta + \gamma_3)^2 + (\gamma_1\sin\delta)^2}} \quad (7)$$

$$\delta' = \arctan\left[\frac{\kappa_1\sin\delta}{\kappa_1\cos\delta + \kappa_3}\right] - \arctan\left[\frac{\gamma_1\sin\delta}{\gamma_1\cos\delta + \gamma_3}\right] \quad (8)$$

$\kappa_1 = \sqrt{2}(1 - \varepsilon_2)A_yE_1, \kappa_3 = \sqrt{2}\varepsilon_1A_xE_1, \gamma_1 = \sqrt{2}\varepsilon_2A_yE_1, \gamma_3 = \sqrt{2}(1 - \varepsilon_1)A_xE_1$ 。

PBS 消偏比为 1000, 即  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.001$  时计算所得的椭圆偏和相位差误差的最大值分别接近 1% 与 0.01rad; 而当 PBS 消偏比为 200, 即  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.005$

$$\tan\theta' = \frac{\kappa_4}{\kappa_3}, \Delta\theta = \theta' - \theta, \tan\phi = \frac{\sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}\sin(\delta + \Delta\theta)}{[\sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}\cos(\delta + \Delta\theta) + \sqrt{\kappa_3^2 + \kappa_4^2}]}$$

同理  $D_p$  探头上的光强为:

$$\sin\sigma], \tan\xi = \gamma_2/\gamma_1, \tan\xi' = \gamma_4/\gamma_3, \Delta\xi = \xi' - \xi, \tan\phi' = \frac{\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}\sin(\delta + \Delta\xi)}{[\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}\cos(\delta + \Delta\xi) + \sqrt{\gamma_3^2 + \gamma_4^2}]}$$

因此, 在考虑非线性误差情况下, 利用马赫-曾德尔外差干涉椭圆偏仪, 所得测量光束的振幅椭圆偏比并不等于实际值  $A_y/A_x$ , 而是等于:

时, 椭圆偏和相位差误差的最大值则分别达到了 5% 与 0.05rad。

(3) 只考虑 PBS 倾斜,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0, \alpha = 0$ 。

$\psi, \delta$  仍旧可以用(7)式、(8)式描述, 不过此时:  $\kappa_1 = \sqrt{2}A_yE_1\cos\sigma(\cos\sigma - \sin\sigma), \kappa_3 = \sqrt{2}A_xE_1\sin\sigma(\sin\sigma - \cos\sigma), \gamma_1 = \sqrt{2}A_yE_1\sin\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma), \gamma_3 = \sqrt{2}A_xE_1 \times \cos\sigma(\cos\sigma + \sin\sigma)$ 。

PBS 倾斜角在 0.01° 时计算所得最大误差分别为 0.1% 与 0.001rad; 倾斜角为 0.1° 时最大误差则达到了 1% 与 0.015rad。

由马赫-曾德尔外差干涉椭圆偏仪的非线性误差(5)

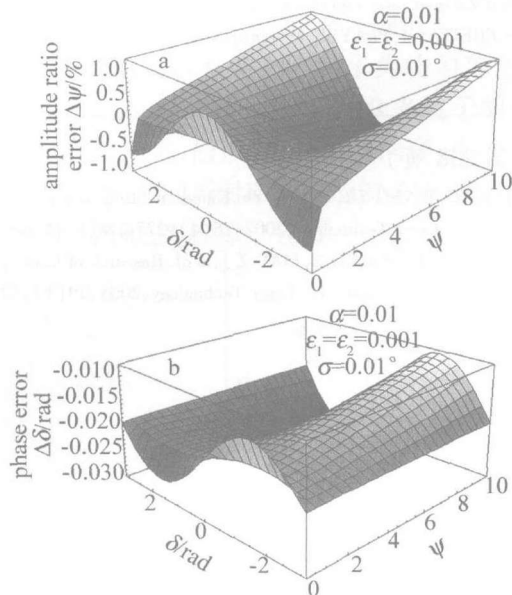


Fig. 3 Nonlinear error of the measured beam

式、(6)式可知,利用马赫-曾德尔外差干涉仪测量光的偏振态,非线性误差参量 $\alpha, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ 和 $\sigma$ 固定时,测量误差并非一个常量,还取决于待测光的椭圆偏比 $\psi$ 和 $s, p$ 分量相位差 $\delta$ 。图3中给出了测量误差与 $\psi$ 及 $\delta$ 的关系,图中所用的参量为 $\alpha = 0.01, \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.001, \sigma = 0.01^\circ$ 。由图3可知,马赫-曾德尔与迈克尔逊外差干涉仪测量误差相近,在实际应用中两者的误差近似相等。如在 $\psi = 1, \alpha = 0.01, \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.005, \sigma = 2^\circ$ 时,马赫-曾德尔外差椭圆偏仪的相位角误差相当于同参量下的迈克尔逊外差干涉仪在波长为532nm时距离测量的误差为3.38nm,与同误差参量下迈克尔逊外差干涉仪的误差计算结果相近<sup>[9]</sup>。

#### 4 结论

分析了马赫-曾德尔外差干涉椭圆偏仪非线性误差,给出了光源偏振椭圆化,偏振分光棱镜不完全消偏和倾斜引起的误差公式。测量误差不仅与误差参量 $\alpha, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \sigma$ 有关,同时还与测量光的椭圆偏比 $\psi$ 及两偏振分量的相位差 $\delta$ 有关。误差分析结果显示,马赫-曾德尔与迈克尔逊外差干涉仪误差相近。在利用马赫-曾德尔干涉技术测量时,需要优化参量 $\alpha, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \sigma$ 以提高测量精度。

#### 参考文献

- [1] CRANE R. Interference phase measurement [J]. Appl Opt, 1969, 8(3): 538-542.
- [2] QUENELLE R C. Nonlinearity in interferometer measurements [J]. Journal of Hewlett Packard, 1983, 34(4): 10-12.
- [3] SUTTON C M. Nonlinearity in length measurements using heterodyne laser Michelson interferometry [J]. J Phys, 1987, E20(10): 1290-1292.
- [4] XIE Y, WU Y Z. Elliptical polarization and nonorthogonality of stabilized Zeeman laser output [J]. Appl Opt, 1989, 28(11): 2043-2046.
- [5] de FREITAS J, PLAYER M. Importance of rotational beam alignment in the generation of second harmonic errors in laser heterodyne interferometry [J]. Measurement Science & Technology, 1993, 4(10): 1173-1176.
- [6] HOU W, WILKENING C. Investigation and compensation of the non-linearity of heterodyne interferometers [J]. Precision Engineering, 1992, 14(2): 91-98.
- [7] WU Ch M, DESLATTES R D. Analytical modeling of the periodic non-linearity in heterodyne interferometry [J]. Appl Opt, 1998, 37(28): 6696-6670.
- [8] COSIJNS S J A G, HAITJEMA H, SCHELLEKENS P H J. Modeling and verifying non-linearities in heterodyne displacement interferometry [J]. Precision Engineering, 2002, 26(4): 448-455.
- [9] ZHONG Zh, TAN J B, CHEN H F, et al. A novel method to measure the nonlinearity in laser heterodyne interferometer [J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2005, 16(7): 817-820 (in Chinese).
- [10] DAI G L, YIN Ch Y, XIE G P. Study on drift of nonlinearity in nanometer precision heterodyne interferometers [J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(12): 1697-1702 (in Chinese).
- [11] NING Zh G, CHENG Zh G, GAO H J. Error analysis of frequency mixing for heterodyne interferometer [J]. Chinese Journal of Lasers, 2005, 32(6): 852-855 (in Chinese).
- [12] CHEN H F, DING X M, ZHONG Zh, et al. Effect of nonlinearity by the rotation of the polarizer in laser heterodyne interferometric [J]. Chinese Journal of Lasers, 2005, 32(9): 1281-1285 (in Chinese).
- [13] LI Y Q, LI X Y, ZHU M Q. A new method to correct the nonlinear errors in heterodyne interferometry [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2005, 26(5): 542-546 (in Chinese).
- [14] XIANG Y J. Research on all-fibre optical heterodyne technique [J]. Laser Technology, 1994, 18(4): 207-210 (in Chinese).
- [15] CHIEN Ch T, CHIEN Ch, CHIEN Y H, et al. Determination of optical parameters of a twisted-nematic liquid crystal by phase-sensitive optical heterodyne interferometric ellipsometry [J]. Appl Opt, 2005, 44(35): 7509-7514.
- [16] HSIU F Ch, CHIEN Ch, HUI K T, et al. The use of polarization modulation and amplitude-sensitive optical heterodyne interferometry for linear birefringence parameters measurement [J]. Opt Commun, 2006, 260(5): 420-426.
- [17] DENG Y L, YAO J Q, RUAN Sh Ch, et al. Study on heterodyne ellipsometry and error analysis of frequency mixing [J]. Laser & Infrared, 2005, 35(6): 438-440 (in Chinese).

(上接第238页)

- [9] KONG B, WANG Zh, TAN Y Sh. Gaussian fitting technique of laser spot [J]. Laser Technology, 2002, 26(4): 277-278 (in Chinese).
- [10] WANG F R, ZHAO D X, LIAO Z J, et al. Research of laser spot center space orientation [J]. Laser Technology, 2005, 29(1): 87-89 (in Chinese).
- [11] XU Y M, XING Ch, LIU G L. Comparisons of several methods of laser spot center detection [J]. Hydrographic Surveying and Charting, 2007, 27(2): 74-76 (in Chinese).
- [12] LI H. Numerical analysis [M]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 2003: 63-70 (in Chinese).