

采用双波长相移干涉测量光学非均匀性的研究

郑箫逸 王玉荣 王青圃 李 杰 杜延龙

(山东大学信息科学与工程学院光学工程系, 激光技术与应用山东省重点实验室, 山东 济南 250100)

摘要 传统光学非均匀性测量方法无法避免样品表面平行度、表面面形和系统误差所造成的影响。基于洛伦兹-洛伦茨色散公式,对材料的光学非均匀性与光波长的关系进行了分析,发现不同光波长下的光学非均匀性之差远小于实际应用中光学元件光学非均匀性的精度要求。根据这一分析结果及材料的色散特性,提出了采用双波长相移干涉实现光学非均匀性绝对测量的方法,给出了测量原理与实现方法,并通过计算机模拟实验和光学实验验证了该方法的正确性与可行性。

关键词 测量;光学非均匀性;色散;双波长;相移;干涉

中图分类号 O438 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201138.s108008

Measurement of Optical Inhomogeneity with Dual-Wavelength Phase-Shifting Interferometry

Zheng Xiaoyi Wang Yurong Wang Qingpu Li Jie Du Yanlong

(School of Information Science and Engineering, Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Technology and Application, Shandong University, Jinan, Shandong 250100, China)

Abstract Traditional measurement of optical inhomogeneity always obtain a globe inhomogeneity including surface parallelism, surface shape and systematic errors. Based on the Lorentz-Lorenz dispersion equation, the relationship between optical inhomogeneity and wavelength is analyzed. The difference of optical inhomogeneity in different wavelengths is much smaller than the required precision of optical components' inhomogeneity in practical application, according to which and optical material's dispersion properties, absolute measurement method of optical inhomogeneity with dual-wavelength phase-shifting interferometry is proposed. The measurement principle and the proposed formula are both confirmed in computer simulation and optical experiment.

Key words measurement; optical inhomogeneity; dispersion; dual-wavelength; phase-shifting; interferometry

OCIS codes 120.3180; 050.5080; 120.2650; 120.3940; 220.4840

1 引言

光学非均匀性^[1]定义为相同一块光学材料或元件内部的最大折射率与最小折射率之差,表征了光学材料或元件内部的折射率变化,主要是由材料分子或原子数密度或化学结构变化等因素引起的。光学元件的非均匀性会导致光波通过元件后波面发生畸变,会直接影响元件本身乃至整个光学系统的性能,研究寻求高准确度定量测量光学非均匀性的方

法和仪器系统具有十分重要的意义。光学元件国际标准(ISO10110)^[1]按实际应用中对光学元件的技术特性要求将光学非均匀性分为 6 个类别,类别序号为 0~5,与此对应所允许的折射率最大变化值依次为 $\pm 50 \times 10^{-6}$, $\pm 20 \times 10^{-6}$, $\pm 5 \times 10^{-6}$, $\pm 2 \times 10^{-6}$, $\pm 1 \times 10^{-6}$ 和 $\pm 0.5 \times 10^{-6}$,类别序号越高表示元件中所允许的折射率最大变化值越小,即要求越均匀。

收稿日期: 2011-07-21; 收到修改稿日期: 2011-08-30

基金项目: 国家自然科学基金(60777008,60907005,10804063)和山东大学独立创新基金(2010TB019)资助课题。

作者简介: 郑箫逸(1986—),女,硕士研究生,主要从事数字全息与干涉测量等方面的研究。

E-mail: shandazhengxiaoyi@163.com

导师简介: 王玉荣(1965—),男,博士,教授,主要从事数字全息与精密测量等方面的研究。

E-mail: yrw@sdu.edu.cn(通信联系人)

目前测量光学非均匀性的常用方法主要包括折射率匹配液法、传统的绝对测量法^[2]、改进的绝对测量法^[3]、波长相移干涉法、样品翻转法^[4]和三表面干涉条纹空域傅里叶分析法^[5]。折射率匹配液法需要在待测样品表面涂敷与待测样品折射率相近的折射率匹配液,并将待测样品夹在两块高质量的标准平板之间,然而折射率液的使用很不方便,而且某些应用条件下或某些元件的表面不允许涂抹折射率液。传统的绝对测量法需要将待测样品加工成具有一定楔角的楔形板,分4步分别测得样品透射光波、样品前、后表面反射光波和空腔引起的波前畸变(如Zygo公司GPI XP/D型激光干涉仪),该方法不适用于测量前后表面平行或面形复杂的光学元件。为了解决平行平板或非球面样品的光学检测问题,改进的绝对测量法采用短相干光源(如4D Technology公司的FizCam系列干涉仪),但实际测量中仍需微调样品角度或位置,使得两次通过样品的光波会有微小的错位。波长相移干涉法采用波长可连续改变的激光器来实现干涉信号相移(如Zygo公司近年推出的VeriFire MST™波长相移干涉仪^[6]),目前仪器价格昂贵,尚未广泛应用。样品翻转法是通过翻转样品分别测得待测样品前后表面引起的波前畸变,实际操作中难度很大且无法扣除系统误差。三表面干涉条纹空域傅里叶分析法目前尚处于原理与实验研究阶段。

在现有的常用测量方法中,为了避免待测样品前后表面面形及平行度对测量结果的影响,往往需要对待测样品进行特别的精密加工,并且在测量过程中需要对待测样品进行微调,这会造成难以完全消除系统误差。本文根据材料色散的物理机制,分析讨论材料的光学非均匀性与光波长的关系,得出同一种材料在不同光波长下的光学非均匀性之差远小于实际应用中对待测样品光学非均匀性的精度要求的结论;然后根据这一分析结果及材料的色散特性,提出采用双波长相移干涉测量光学非均匀性的原理和实现方法,并进行了实验验证。该方法能够自动消除待测样品前后表面面形、平行度和系统误差对光学非均匀性测量带来的影响,是一种绝对测量方法。

2 光学非均匀性与光波长的关系

按照洛伦兹的色散模型^[7,8],色散现象的实质是光波电磁场与介质分子作用的结果。由该色散模型得到洛伦兹-洛伦茨方程

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha, \quad (1)$$

式中 n 是材料折射率; N 是材料内部分子或原子数密度; α 是平均极化率,它与材料内部电子的固有振动角频率 ω_0 , 电子电量 e , 质量 m 和入射光波的角频率 ω 有关:

$$\alpha = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2)$$

由(1)式和(2)式可知,对于不同波长的入射光波材料的折射率不同。因为电子电量 e 与质量 m 是常数,所以同一波长下材料的折射率是由材料内部电子的固有振动角频率 ω_0 决定的,而 ω_0 由材料本身的化学结构决定,与入射光波长无关。因此,材料的光学非均匀性主要是由于材料中分子或原子数密度 N 的涨落变化引起的。分析材料折射率 n 及其非均匀性 Δn 与 N 之间的关系。由(1)式和(2)式整理可得

$$n^2 = \frac{8\pi N\alpha + 3}{3 - 4\pi N\alpha}, \quad (3)$$

对(3)式两边变量分别求导可得

$$\Delta n = \frac{36\pi N\alpha}{2n(3 - 4\pi N\alpha)^2} \frac{\Delta N}{N}, \quad (4)$$

结合(1)式和(2)式对(4)式进一步整理可得

$$\Delta n = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{\Delta N}{N}. \quad (5)$$

根据(5)式,对应于 λ_1 和 λ_2 两种波长下的光学非均匀性 Δn_1 和 Δn_2 之间的关系可表示为

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \frac{(n_1^2 - 1)(n_1^2 + 2)}{(n_2^2 - 1)(n_2^2 + 2)} \frac{n_2}{n_1}, \quad (6)$$

(6)式给出了同一种材料不同光波长下光学非均匀性之间的关系。采用色散公式及材料相应的色散系数,可以计算出该材料在不同波长下的折射率;再用(6)式就可以得到同一种材料不同光波长下光学非均匀性的比值。以 Schott BK7 玻璃和 400~700 nm 波长范围为例,采用 Sellmerier 色散公式和(6)式计算得到的 BK7 玻璃光学非均匀性随波长的变化关系如图 1 所示,图中纵轴所示是用波长为 550 nm 时的光学非均匀性归一化结果。从计算结果可以看出,在一定波长范围内的光学非均匀性 Δn 随波长的变化很小,即不同波长下的光学非均匀性之差远小于光学非均匀性本身。例如, BK7 玻璃对于波长 $\lambda_1 = 632.8$ nm 和 $\lambda_2 = 532$ nm 的折射率分别为 $n_1 = 1.51509$ 和 $n_2 = 1.51947$, $\Delta n_1 / \Delta n_2 = 0.9896$, $|\Delta n_1 - \Delta n_2| = 1.04 \times 10^{-2} \Delta n_2$ 。即使对于国际标准所要求的最大值 5×10^{-5} , $|\Delta n_1 - \Delta n_2|$ 也在 10^{-7} 量级。因此在一定波长范围内采用不同波长的光波测量光学材料或元件

的光学非均匀性时可近似认为 $\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n$, 该近似不会影响其测量精度。

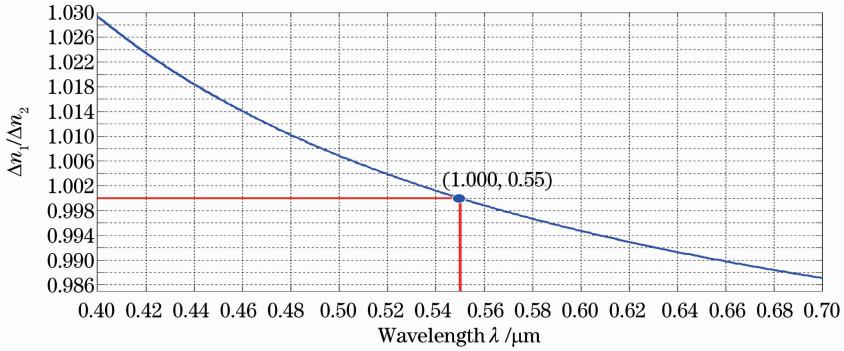


图1 BK7 玻璃光学非均匀性随波长的变化关系

Fig.1 Optical inhomogeneity versus wavelength of BK7

3 双波长相移干涉测量光学非均匀性的基本原理

干涉仪的光源采用两个不同波长的激光器(或波长可调谐激光器),其波长分别为 λ_1 和 λ_2 。设待测样品的厚度为 $d(x, y)$, 假设厚度与空间坐标 (x, y) 有关, 这样可表明该测量原理与方法对待测样品前后表面的面形、平行度和加工精度无特殊要求。厚度 $d(x, y)$ 可表示为

$$d(x, y) = d_0 + \Delta d(x, y), \quad (7)$$

式中 d_0 表示待测样品的平均厚度, $\Delta d(x, y)$ 是由待测样品表面面形变化引起的厚度变化。

假设待测样品对于波长 λ_1 和 λ_2 的折射率分别为 $n_1(x, y)$ 和 $n_2(x, y)$, 它们与空间坐标 (x, y) 有关, 表示待测样品的折射率随空间位置可能有微小变化, 该微小变化即是所要测量的光学非均匀性。根据第 2 节关于光学非均匀性与光波长的关系的讨论, 折射率 $n_1(x, y)$ 和 $n_2(x, y)$ 可分别表示为

$$n_1(x, y) = n_{10} + \Delta n_1(x, y) = n_{10} + \Delta n(x, y), \quad (8)$$

$$n_2(x, y) = n_{20} + \Delta n_2(x, y) = n_{20} + \Delta n(x, y), \quad (9)$$

式中 n_{10} 和 n_{20} 分别是待测样品在两种波长下的平均折射率(即采用通常方法测得的折射率), $\Delta n_1(x, y)$ 和 $\Delta n_2(x, y)$ 分别表示待测样品在两种波长下的折射率非均匀性, 二者近似相等。 $\Delta n(x, y)$ 正是所要测量的光学非均匀性。

以上分析与实际测量时采用的干涉仪具体结构无关。以泰曼-格林干涉仪为例来说明所提出的测量原理和方法。在图 2 所示结构中采用两个激光器作为干涉仪的光源, 两激光器出射光波的波长分别为 λ_1 和 λ_2 ; 反射镜 M_2 固定在压电陶瓷(PZT)微位移器上构成相移器, 实现相移; 电荷耦合器件(CCD)用于记录干涉条纹。待测样品放置在反射镜 M_3 与

分束器 BS_2 之间。其中 S_1 和 S_2 是电子快门, A_1 和 A_2 是光强衰减器, M_1, M_2 和 M_3 是反射镜, BE 是扩束准直器, L 是透镜。

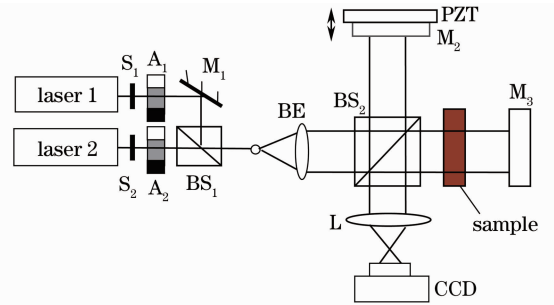


图2 用于测量光学非均匀性的双波长相移泰曼-格林干涉仪光路示意图

Fig.2 Schematic of dual-wavelength phase-shifting Twyman-Green interferometer used for measuring optical inhomogeneity

放入待测样品前, 通过控制电子快门 S_1 和 S_2 以及 PZT, 可分别得到与波长 λ_1 和 λ_2 对应的相移干涉光强图 I_{1k} 和 I_{2k} , I_{1k} 和 I_{2k} 可分别表示为

$$I_{1k} = I_{1o} + I_{1r} + 2\sqrt{I_{1o}I_{1r}}\cos(\varphi_{1o} - \varphi_{1r} + k\delta), \quad (10)$$

$$I_{2k} = I_{2o} + I_{2r} + 2\sqrt{I_{2o}I_{2r}}\cos(\varphi_{2o} - \varphi_{2r} + k\delta). \quad (11)$$

其中下标 1 和 2 分别对应于光波长 λ_1 和 λ_2 ; 下标 o 和 r 分别表示物光波和参考光波; δ 表示相移干涉中每步的相移量, $k = 0, 1, \dots, N$ 表示第 k 步相移, N 表示总相移步数; I 和 φ 分别表示光波场的强度分布与相位分布, 它们均随空间坐标 (x, y) 变化, 为表示简便在式中已将空间坐标 (x, y) 略去。放入待测样品后, 分别用两种波长的光得到的相移干涉光强图可表示为

$$I'_{1k} = I'_{1o} + I'_{1r} + 2 \sqrt{I'_{1o} I'_{1r}} \cos(\varphi'_{1o} - \varphi_{1r} + k\delta), \quad (12)$$

$$I'_{2k} = I'_{2o} + I'_{2r} + 2 \sqrt{I'_{2o} I'_{2r}} \cos(\varphi'_{2o} - \varphi_{2r} + k\delta). \quad (13)$$

采用相应的相移干涉相位恢复算法^[9~11],由(10)~(13)式可分别求得: $\varphi_{1o} - \varphi_{1r}$, $\varphi_{2o} - \varphi_{2r}$, $\varphi'_{1o} - \varphi_{1r}$ 和 $\varphi'_{2o} - \varphi_{2r}$ 。进而,用 $\varphi'_{1o} - \varphi_{1r}$ 与 $\varphi_{1o} - \varphi_{1r}$ 相减可得到 $\Delta\varphi_{1o} = \varphi'_{1o} - \varphi_{1o}$;用 $\varphi'_{2o} - \varphi_{2r}$ 与 $\varphi_{2o} - \varphi_{2r}$ 相减可得到 $\Delta\varphi_{2o} = \varphi'_{2o} - \varphi_{2o}$ 。 $\Delta\varphi_{1o}$ 表示在波长 λ_1 下放入待测样品前后物光波的相位变化, $\Delta\varphi_{2o}$ 表示在波长 λ_2 下放入待测样品前后物光波的相位变化。放入待测样品前后,对于波长为 λ_1 和 λ_2 的光分别有

$$\Delta\varphi_{1o} = \varphi'_{1o} - \varphi_{1o} = \frac{2\pi}{\lambda_1} [n_1(x, y) - n_a] d(x, y), \quad (14)$$

$$\Delta\varphi_{2o} = \varphi'_{2o} - \varphi_{2o} = \frac{2\pi}{\lambda_2} [n_2(x, y) - n_a] d(x, y), \quad (15)$$

式中 n_a 是空气折射率。空气折射率对不同波长的光都非常接近于1,不同环境下的差别也非常小(在 10^{-8} 量级),取为常数不会影响最终测量结果的精度,在常温常压下(20 ℃, 101.325 kPa)可取 $n_a = 1.00027$ 。将(7)~(9)式代入(14),(15)式整理得

$$\Delta n(x, y) = \frac{\lambda_2 \Delta\varphi_{2o} (n_{10} - n_a) - \lambda_1 \Delta\varphi_{1o} (n_{20} - n_a)}{\lambda_1 \Delta\varphi_{1o} - \lambda_2 \Delta\varphi_{2o}}, \quad (16)$$

$$\Delta d(x, y) = \frac{\lambda_1 \Delta\varphi_{1o} - \lambda_2 \Delta\varphi_{2o}}{2\pi(n_{10} - n_{20})} - d_0. \quad (17)$$

在(16)式和(17)式中, λ_1 和 λ_2 , n_{10} 和 n_{20} 及 n_a 都是已知的。在用相移算法得到 $\Delta\varphi_{1o}$ 和 $\Delta\varphi_{2o}$ 后,就可以由(16)式求得待测样品的光学非均匀性 $\Delta n(x, y)$,由(17)式求得待测样品的厚度变化 $\Delta d(x, y)$,其中厚度变化 $\Delta d(x, y)$ 包含样品前后表面的面形变化及表面粗糙度。由(16)式可知,该光学非均匀性测量方法对待测样品前后表面的面形及平行度没有特

殊要求,测量过程中不需要调整样品。此外,因为在得到 $\Delta\varphi_{1o}$ 和 $\Delta\varphi_{2o}$ 的过程中,参考光波的相位及由物光光路所引起的物光波相位畸变自动消除,所以该方法对于干涉仪光路系统自身引起的波前畸变还具有自动补偿功能。因此该方法是一种绝对测量方法,可提高测量精度。

4 计算机模拟实验

从前面的理论推导可以看出,只要知道两不同波长下光学材料放入干涉仪前后物光波的相位差 $\Delta\varphi_{1o}$ 和 $\Delta\varphi_{2o}$,就可以利用(16)式经过简单的数学计算来得到光学材料非均匀性 $\Delta n(x, y)$ 。采用 Matlab 编程模拟,模拟实验中设定参数:1)激光器1的波长 $\lambda_1 = 632.8$ nm,激光器2的波长 $\lambda_2 = 532$ nm;2)待测样品是一块掺钕钇铝石榴石(Nd:GKG)晶体,该晶体对波长 λ_1 和 λ_2 的折射率分别为 $n_{10} = 1.9652$ 和 $n_{20} = 1.9812$,其前后表面均为平面且抛光,楔角(前后表面的夹角)设为 8×10^{-4} rad,平均厚度 d_0 设为 9 mm,为不失一般性,假设该晶体内部的光学非均匀性 $\Delta n(x, y)$ 用 Matlab 中的 peaks 函数表示,其变化幅度设为 10^{-6} 量级,如图3(a)所示;3)参考光波与空腔物光波均为理想单位平面波,二者夹角为 $\pi/4096$ 。此外,模拟实验中采用等步长定相移量四步相移干涉($\delta = \pi/2$)及其相应的相位恢复算法^[9~11],同时采用改进的相位解包算法^[12]。依次得到 $\varphi_{1o} - \varphi_{1r}$, $\varphi_{2o} - \varphi_{2r}$, $\varphi'_{1o} - \varphi_{1r}$ 和 $\varphi'_{2o} - \varphi_{2r}$ 。进而得到 $\Delta\varphi_{1o} = \varphi'_{1o} - \varphi_{1o}$ 和 $\Delta\varphi_{2o} = \varphi'_{2o} - \varphi_{2o}$ 。再用(16)式得到 $\Delta n(x, y)$ 。图3(b)是采用本文方法由计算机模拟实验测得的结果。表1所示是计算机模拟实验测量数据与设定值的对比。由表1及图3(a)和(b)对比可以看出,模拟实验得到的结果与理论设定值吻合较好。

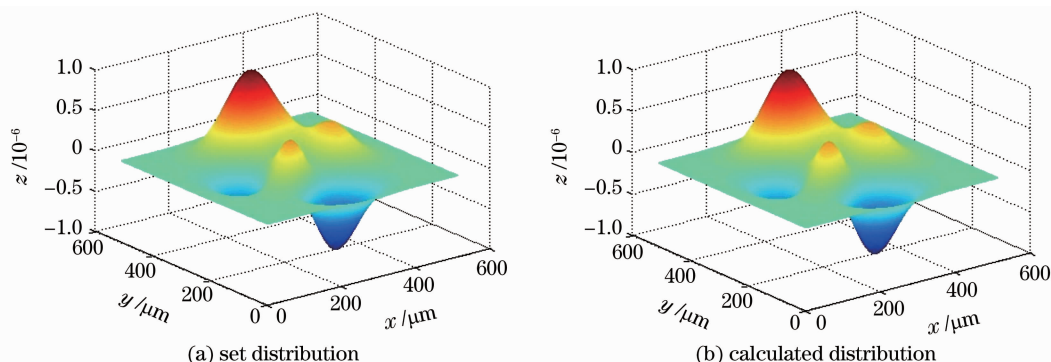


图3 光学非均匀性的计算机模拟测量

Fig. 3 Computer simulation measurement of the optical inhomogeneity

表 1 光学非均匀性的理论设定值与模拟实验结果的对比
Table 1 Comparison between the setting distribution of optical inhomogeneity and simulated one

Comparison	Value of peak-valley / 10^{-6}	Root-mean square / 10^{-6}
Setting	1.8082	0.23521
Simulation measured value	1.8082	0.23522

5 光学实验结果

光学实验采用泰曼-格林干涉仪结构,如图 2 所示。其中,激光器 1 采用 He-Ne 激光器 ($\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$),激光器 2 采用半导体抽运 YAG 倍频激光器 ($\lambda_2 = 532 \text{ nm}$)。待测样品是一块直径约为 98 mm、厚度约为 9 mm 的掺钕钇铝石榴石 (Nd:GSG) 晶体。实验测量按以下步骤依次进行:

1) 不放入待测样品。首先,关闭快门 S_2 ,开启快门 S_1 ,此时的物光波与参考光波的相位分布分别用 $\varphi_{1o}(x, y)$ 和 $\varphi_{1r}(x, y)$ 表示;用 PZT 驱动标准反射镜 M_2 实现相移干涉,采用等步长定相移量的四步相移干涉方法,用 CCD 依次记录下相移干涉形成的 4 幅干涉图 I_{1k}, k 取 $0 \sim 3$, I_{1k} 由(10)式表示。然后,关闭快门 S_1 ,打开快门 S_2 ,此时的物光波与参考光波的相位分布分别用 $\varphi_{2o}(x, y)$ 和 $\varphi_{2r}(x, y)$ 表示;采取同样的相移方法和记录方式得到四幅干涉图 I_{2k}, I_{2k} 由(11)式表示。

2) 放入待测样品。放入待测样品后物光波的相位分布发生变化,而参考光波的相位分布不发生变化。首先,关闭快门 S_2 ,开启快门 S_1 ,此时的物光

波的相位分布用 $\varphi'_{1o}(x, y)$ 表示,参考光波的相位分布仍为 $\varphi_{1r}(x, y)$;采取同样的相移方法和记录方式可得到 4 幅干涉图 I'_{1k}, I'_{1k} 由(12)式表示。然后,关闭快门 S_1 ,打开快门 S_2 ,此时的物光波的相位分布用 $\varphi'_{2o}(x, y)$ 表示,参考光波的相位分布仍为 $\varphi_{2r}(x, y)$;采取同样的相移方法和记录方式可得到 4 幅干涉图 I'_{2k}, I'_{2k} 由(13)式表示。

3) 用计算机进行数据处理,得到待测样品的光学非均匀性分布。对上面两步得到的 4 组共 16 幅干涉图采用相移干涉相位恢复算法和相位解包裹算法,分别求得对应 4 种情况下的物光波与参考光波之间的相位差,即 $\varphi_{1o}(x, y) - \varphi_{1r}(x, y), \varphi_{2o}(x, y) - \varphi_{2r}(x, y), \varphi'_{1o}(x, y) - \varphi_{1r}(x, y)$ 和 $\varphi'_{2o}(x, y) - \varphi_{2r}(x, y)$;进而得到 $\Delta\varphi_{1o}(x, y) = \varphi'_{1o}(x, y) - \varphi_{1o}(x, y)$ 和 $\Delta\varphi_{2o}(x, y) = \varphi'_{2o}(x, y) - \varphi_{2o}(x, y)$ 。最后利用(16)式求得材料的光学非均匀性 $\Delta n(x, y)$ 。干涉条纹分析处理算法采用 Matlab 编程实现。

光学实验测量结果如图 4(a)所示,它是由 Nd:GSG 晶体内部折射率非均匀性引起的波前畸变的三维分布。为了进行比较,采用 4D Technology 公司的 FizCam 2000 干涉仪对该样品进行了测量,测得的波前畸变三维分布如图 4(b)所示。表 2 给出了两种方法测得的光学非均匀性峰-谷(P-V)值和均方根(RMS)值的对比情况。从实验测量结果对比可以看出,光学实验测量结果与目前先进测试仪器所得到的结果符合得很好,这进一步证明了本文所提出的原理与方法的正确性与可行性。

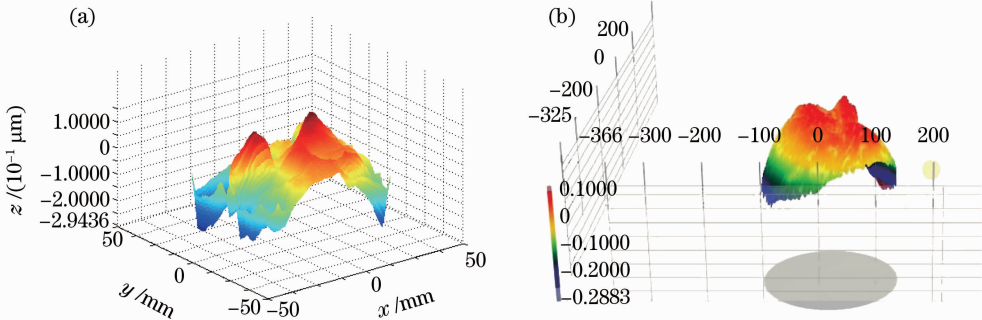


图 4 (a) 采用本文方法得到的结果与(b)采用 FizCam 2000 干涉仪测得结果的比较

Fig. 4 Comparison between (a) the experimental result obtained with the proposed method and (b) that obtained by FizCam 2000 interferometer

6 结 论

本文提出一种测量光学材料非均匀性的原理与方法,主要依据为材料的色散特性及不同光波长下

的光学非均匀性之差远小于实际应用中对光学元件光学非均匀性的精度要求,采用双波长相移干涉实现光学非均匀性的测量。通过计算机模拟及光学实

表 2 光学实验测得的光学非均匀性与 FizCam 2000 干涉仪测得结果的对比

Table 2 Comparison between the experimental result obtained with the proposed method and that obtained by FizCam 2000 interferometer

Comparison	Wavefront		Optical	
	distortion / μm		inhomogeneity / 10^{-6}	
	PV	RMS	PV	RMS
FizCam 2000	0.40	8.046×10^{-2}	44.44	8.94
Proposed method	0.42	8.082×10^{-2}	46.67	8.98

实验验证了该原理与方法的正确性与可行性。该原理与算法本身具有系统光路波前畸变自动补偿功能,对待测样品前后表面的面形、平行度和加工精度无特殊加工要求,只要在干涉测量方法通常所要求的测量范围内即可,测量过程中无需对待测样品进行微调。

参 考 文 献

- Xu Dehang, Wang Qing, Gao Zhishan *et al.*. Present Optical Element-Examination and International Standard[M]. Beijing: Science Press, 2009. 64, 245
徐德珩, 王青, 高志山等. 现行光学元件-检测与国际标准[M]. 北京: 科学出版社, 2009. 64, 245
- Lin Juan. Interference absolute measurement for homogeneity of large-aperture optical glass[J]. *Appl. Opt.*, 2008, **29**(1): 120~123
林娟. 大口径光学玻璃光学均匀性干涉绝对测量方法[J]. *应用光学*, 2008, **29**(1): 120~123
- Wang Jun, Chen Lei. Measurement of optical homogeneity of parallel plane glass with short coherent light source[J]. *Acta*

Photonica Sinica, 2008, **37**(12): 2515~2519
王军, 陈磊. 用短相干光源测量平行平板玻璃的光学均匀性[J]. *光子学报*, 2008, **37**(12): 2515~2519

- Y. A. Chia, C. W. James. Measurement of the inhomogeneity of a window[J]. *Opt. Engng.*, 1991, **30**(9): 1399~1401
- Xu Jiancheng, Shi Qikai, Chai Liqun *et al.*. Spatial Fourier fringe analysis with single three-surface interferogram[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(9): 1260~1264
徐建程, 石琦凯, 柴立群等. 三表面干涉条纹空域傅里叶分析[J]. *中国激光*, 2006, **33**(9): 1260~1264
- L. L. Deck, J. A. Soobitsky. Phase-shifting via wavelength tuning in very large aperture interferometers[C]. *SPIE*, 1999, **3782**: 432~442
- M. Born, E. Wolf. Principles of Optics (7th Edition)[M]. Yang Jiasun Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005. 76~88
玻恩, 沃尔夫. 光学原理(第七版)[M]. 杨葭孙译. 北京: 电子工业出版社, 2005. 76~88
- Zhao Jianlin. Advanced Optics[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002. 22~27
赵建林. 高等光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002. 22~27
- Cai lüzhong. Phase-shifting interferometry and generalized digital phase-shifting interferometry[J]. *College Physics*, 2008, **27**(9): 43~46
蔡履中. 相移干涉术及广义相移数字全息干涉术[J]. *大学物理*, 2008, **27**(9): 43~46
- Y. Surrel. Design of algorithms for phase measurements by the use of phase stepping[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(1): 51~60
- Li Wansong, Su Likun, Su Xianyu. Phase-measuring profilometry in big scale measurement[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(6): 792~796
李万松, 苏礼坤, 苏显渝. 相位检测面形术在大尺度三维面形测量中的应用[J]. *光学学报*, 2000, **20**(6): 792~796
- J. C. Estrada, M. Servin, J. A. Quiroga. Noise robust linear dynamic system for phase unwrapping and smoothing[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(6): 5126~5133

栏目编辑:何卓铭