

扫描干涉场曝光系统中干涉条纹周期精确测量方法

姜 珊^{1,2} 巴音贺希格¹ 潘明忠¹ 李文昊¹ 宋 莹^{1,2}

¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 扫描干涉场曝光系统中的干涉条纹周期是相位锁定系统的重要参数,为精确测量干涉条纹周期,根据扫描干涉场曝光系统的特点提出了分束棱镜移动测量干涉条纹周期的方法,根据高斯光束传播理论,分析了该方法的理论误差;提出了周期计数法对周期测量数据进行计算。为降低对系统二维工作台运行及稳定精度的要求,提出了小行程高精度位移台辅助测量周期的方法,并进行了相关实验验证。结果表明:小行程位移台辅助周期测量方法在原理上可行,对于干涉条纹线密度 1800 line/mm 的系统参数,小行程位移台辅助周期测量的重复性可达到 1.08×10^{-5} (σ 值),曝光实验的实测值与理论模型之间一致性较好,验证了该周期测量方法的可行性。

关键词 光栅; 扫描干涉场曝光系统; 干涉条纹周期测量; 相位锁定

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0705001

An Accurate Method for Measuring Interference Fringe Period in Scanning Beam Interference Lithography System

Jiang Shan^{1,2} Bayanheshig¹ Pan Mingzhong¹ Li Wenhao¹ Song Ying^{1,2}

¹Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Interference fringe period is a very important parameter of phase locking in scanning beam interference lithography system (SBIL). According to the feature of the SBIL system, a method that period is measured by moving beam-splitter is proposed. Based on Gaussian beam propagation theory, theoretical error is analyzed. Period counting method is proposed to calculate fringe period. In order to make it easy for two-dimension stage design, measuring period by short-stroke linear stage's assistance is put forward and experiments are done. The results show that: the method that measuring period by short-stroke linear stage's assistance is feasible in principle. When fringe density is 1800 line/mm in SBIL system, period measurement repeatability is 1.08×10^{-5} (1σ). Data measured in exposure experiments is consistent with the model, then the feasibility of this method is verified.

Key words gratings; scanning beam interference lithography system; fringe period measurement; phase locking

OCIS codes 050.2770; 220.3740; 120.2650

1 引 言

扫描干涉场曝光(简称SBIL)系统^[1-5]在制作方法上融合了全息光栅、激光直写^[6]和刻划光栅等的部分制作特点,可用于制作大尺寸脉冲压缩光栅掩模。扫描干涉场曝光系统的基本工作原理为两束小尺寸的高斯光束在光栅基底表面形成干涉场,光栅基底置于二维工作台上随之进行二维运动,从而制作出大面积的光栅。

由于小尺寸高斯光束相干形成的干涉场能量也呈高斯分布,为保证整个光栅基底表面曝光量的均匀性,相邻扫描间的曝光量需要有部分重叠。为补偿工作台在步进方向的运动误差、完成重叠曝光部分的相位匹配,

收稿日期: 2014-11-20; 收到修改稿日期: 2015-01-22

基金项目: 国家重大科研仪器设备研制专项(61227901)

作者简介: 姜 珊(1988—),女,博士研究生,主要从事扫描干涉场曝光系统方面的研究。E-mail: jiangshan0122@126.com

导师简介: 巴音贺希格(1962—),男,研究员,博士生导师,主要从事光栅理论、光栅制作技术及光谱技术等方面的研究。

E-mail: bayin888@sina.com

Konkola 等^[1,7]设计了 SBIL 中的动态相位锁定系统^[8-9],该锁定系统将基底的位移量转换为相位变化量,通过控制系统内的声光调制器(AOM)补偿基底位移引起的相位变化,而干涉条纹周期是相位锁定系统中基底位移与光栅相位之间转换的关键参数。文献[10-11]分析了干涉条纹周期测量误差对光栅掩模槽形和曝光刻线的影响,得出干涉条纹周期测量精度达到 10^{-5} 量级时对光栅掩模槽形及刻线误差的影响均较小,可以满足系统要求。

使用扫描电子显微镜或原子力显微镜测量曝光光栅周期的方法时间长、精度受限于显微镜的分辨率,并且给出的周期是所用显微镜本身的单位,而扫描曝光过程中采用双频激光干涉仪测量工作台位移,二者单位很难达到完全一致,影响相邻扫描曝光间的相位拼接精度。因此,使用与曝光过程中的同一双频激光干涉仪精确测量干涉条纹周期十分必要。本文提出了利用分束棱镜移动的测量干涉条纹周期的方法,并从高斯光束传播理论出发,分析了该方法的理论误差,同时提出了周期计数法对周期测量数据进行计算。高精度的周期测量对工作台的运行要求较高,尤其在制作大面积光栅时,二维工作台具有负载大、行程长等特点,若要求同时满足周期测量过程中的纳米级定位及稳定性、低速运行均匀性等特点,将使工作台的控制难度大大增加。为解决二维工作台的控制问题,本文提出了利用小行程高精度位移台辅助测量周期的方法,对其进行分析并进行了相关实验验证,这对 SBIL 系统中大尺寸全息光栅的制作具有重要意义。

2 干涉条纹周期测量基本原理

系统中波长为 λ 的两束曝光光束分别从两侧入射至光栅基底,两束曝光光束与光栅基底表面法线的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 ,从光束干涉理论可知,干涉场处实际的干涉条纹周期 p_0 为

$$p_0 = \frac{\lambda}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2}, \quad (1)$$

为使得扫描曝光过程中相邻扫描间的相位能够精确拼接,需对干涉条纹周期 p_0 进行精确测量。

图 1 为光栅基底处干涉条纹周期测量的示意图,分束棱镜的分束面与光栅基底垂直,则两侧曝光光束与分束面之间的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 。测量周期时利用分束棱镜将两侧曝光光束“整合”到一起,即左侧曝光光束的反射光与右侧曝光光束的透射光重合,经平面反射镜折转后在探测器表面相干涉形成干涉图样。分束棱镜沿步进方向移动时,入射至探测器表面的两束光的光程差和位置均发生变化,在探测器表面形成的干涉图样的光强分布和相位亦随之变化。使用光强探测器测量探测面处干涉场的总光强变化,分析探测器上的光强与分束棱镜位移之间的变化规律即可得到干涉条纹的周期值。

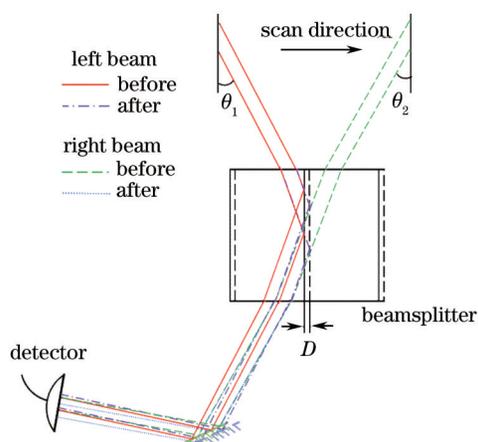


图 1 使用分束棱镜进行周期测量的示意图
Fig.1 Beam-splitter period measurement scheme

2.1 探测器上光强信号的变化与干涉条纹周期

假设分束棱镜的分束面垂直于光栅基底表面,且法线平行于步进方向,左右两侧曝光光束的入射角分别为 θ_1 和 θ_2 ,平面反射镜与光栅基底表面的夹角为 φ ,探测器与光栅基底表面的夹角为 β ,分束棱镜移动前两高斯光束中心相交于探测器上一点。图 2 为分束棱镜沿步进方向移动距离 D 时,两侧曝光高斯光束中心的位置及光程的变化示意图。经计算得到两侧高斯光束中心到达探测器上的位置变化为

$$\phi_L = k \left[z_L + \frac{(x - X_L)^2 + y^2}{2R_L} \right] - \arctan\left(\frac{z_L}{b_L}\right), \quad (7)$$

$$\phi_R = k \left[z_R + \frac{(x - X_R)^2 + y^2}{2R_R} \right] - \arctan\left(\frac{z_R}{b_R}\right), \quad (8)$$

式中 $z_L = z_{L0} + \Delta_L + (x - X_L)\sin\gamma_1$, $z_R = z_{R0} + \Delta_R + (x - X_R)\sin\gamma_2$, z_{L0} 和 z_{R0} 分别为分束棱镜移动前探测器面上的两侧高斯光束中心与高斯束腰位置的光程差。两光束在探测器表面相干叠加,形成的干涉图样强度分布可写为如下形式

$$I(x, y, D) = I_0(x, y, D) + I_1(x, y, D), \quad (9)$$

式中:

$$I_0(x, y, D) = A_L^2 \exp\left[-2\frac{(x - X_L)^2 + y^2}{\omega_L^2}\right] + A_R^2 \exp\left[-2\frac{(x - X_R)^2 + y^2}{\omega_R^2}\right], \quad (10)$$

$$I_1(x, y, D) = 2A_L A_R \exp\left[-\frac{(x - X_L)^2 + y^2}{\omega_L^2}\right] \exp\left[-\frac{(x - X_R)^2 + y^2}{\omega_R^2}\right] \cos(\phi_L - \phi_R), \quad (11)$$

式中的 A_L 和 A_R 为高斯光束振幅, ω_L 和 ω_R 为两侧光束在探测器上高斯能量分布的光斑半径。在扫描干涉场曝光系统中,曝光高斯光束的光斑半径约为 0.9 mm,分束棱镜的移动距离 $D < 2$ mm,探测器选用 Newport 公司的 Position Sensing Detector(PSD),可以同时探测位置和光强信号,探测器的有效探测面积为 9 mm×9 mm,因此两光束相干形成的干涉图样可全被 PSD 接收,因此,PSD 探测到的强度信号可写为

$$S(D) = \iint_{-\infty}^{+\infty} [I_0(x, y, D) + I_1(x, y, D)] dx dy. \quad (12)$$

由于两侧曝光光束光路对称,假设 $\omega_L = \omega_R = \omega$, $b_L = b_R = b$, $R_L = R_R = R$ 。将(2)式至(11)式代入(12)式积分即可得到 PSD 上的强度变化规律,积分过程此处不再赘述,积分结果为:

$$S(D) = (A_L^2 + A_R^2) \frac{\pi\omega^2}{2} + \pi A_L A_R \omega^2 \exp\left[-\frac{(X_L - X_R)^2}{2\omega^2}\right] \times \exp\left[-k^2 \omega^2 \frac{\left(\sin\gamma_1 - \sin\gamma_2 - \frac{X_L - X_R}{R}\right)^2}{8}\right] \times \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda} D(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) \left[1 - \frac{2\sin(\beta - 2\varphi)}{(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)\cos\gamma} \delta^2 - \frac{1}{k(b + z^2/b)}\right] + \varphi_0\right\} \quad (13)$$

式中 $\delta = (\theta_1 - \theta_2)/2$, $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$ 。(13)式略去了 δ 的高次项,其中 φ_0 为

$$\varphi_0 = k(z_{0L} - z_{0R}) - [\arctan(z_{0L}/b) - \arctan(z_{0R}/b)], \quad (14)$$

φ_0 是与初始状态有关、与分束棱镜位移量无关的值。根据(13)式计算可得到 PSD 上光强信号与分束棱镜位移量之间的关系如图 3 所示,图 3(b)为图 3(a)中两虚线中间部分的放大。

从图 3 中可以看出,PSD 上探测到的光强信号是关于分束棱镜位移 D 的具有一定包络的余弦函数。形成这种纺锤形包络的原因为,随着分束棱镜的移动,PSD 上的相干的光斑逐渐错开,又由于光斑的高斯型强度分布,使信号的余弦变化幅度逐渐降低。

从(13)式可以看出,当分束棱镜位移为 D 时,信号的余弦变化的周期数 N 为

$$N = \frac{D(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)}{\lambda} \left[1 - \frac{2\sin(\beta - 2\varphi)}{(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)\cos\gamma} \delta^2 - \frac{1}{k(b + z^2/b)}\right], \quad (15)$$

从(15)式可得信号变化的周期 p_m 满足:

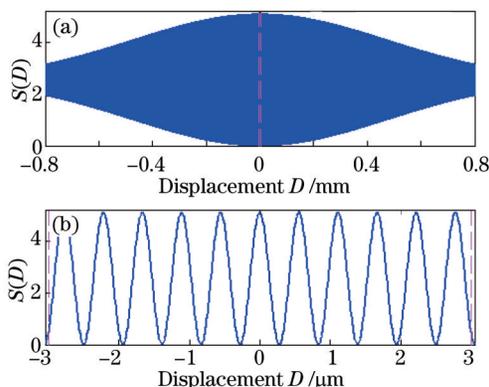


图3 PSD上光强信号与分束棱镜位移间的关系

Fig.3 Relationship between PSD power signal and beam-splitter displacement

$$\frac{1}{p_m} = \frac{N}{D} = \frac{\sin \theta_1 + \sin \theta_2}{\lambda} \left[1 - \frac{2 \sin(\beta - 2\varphi)}{(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \cos \gamma} \delta^2 - \frac{1}{k(b + z^2/b)} \right]. \quad (16)$$

结合(1)和(16)式可得信号变化的周期 p_m 与实际干涉场周期 p_0 之间的相对误差 δ_p 为

$$\delta_p = \frac{p_m - p_0}{p_m} = \frac{2 \sin(\beta - 2\varphi)}{(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \cos \gamma} \delta^2 + \frac{1}{k(b + z^2/b)}. \quad (17)$$

通过光束对准^[13],可以保证 δ 优于 $100 \mu\text{rad}$,则(17)式的第一项优于 10^{-8} 。而曝光光束的束腰半径为 0.9 mm ,波长为 413.1 nm ,可以计算得到(17)式中的第二项也为 10^{-8} 量级。从而可知,使用分束棱镜移动的方式测量干涉条纹周期,以PSD上强度信号的变化周期作为测量周期值时,相对理论误差为 10^{-8} 量级。

2.2 干涉条纹周期的计算方法

同步采集分束棱镜的位移和PSD光强信号数据,分束棱镜的总位移 D 除以PSD光强信号变化的周期数 N ,即可得到PSD信号变化的周期值,即

$$p_m = \frac{D}{N}. \quad (18)$$

图4给出周期计数法测量数据具体方法的示意图,其中图4(a)为分束棱镜的位移,图4(b)为对应的PSD信号形状的示意图。分束棱镜从初始位置开始记录数据,之后沿步进方向匀速运动至指定位置,运动终止后继续记录一定数据后停止记录,记录的PSD数据应如图4(b)所示。实际测量过程中会存在一定的噪声,因此在图4(b)中加入了一定的噪声。为准确地得到信号的周期数,计算时要对信号进行滤波,图4(c)为周期计数法计算过程的概念图。图4(c)中的数据是图4(b)中红色框线内数据的放大,其中蓝色虚线表示带有噪声的数据,红色实线为滤波后的数据。

计算过程中各个量的意义在图4(c)中给出。从图中可知,当分束棱镜的位移量为 D 时,对应的PSD强度信号变化的周期数 N 满足

$$N = N_s + N_m + N_e. \quad (19)$$

由(18)式可得由周期计数误差而引起的周期计算相对误差可写为

$$\frac{\Delta p_m}{p_m} = \frac{\Delta N}{N}. \quad (20)$$

对于系统预设的干涉条纹线密度 1800 line/mm ,分束棱镜总位移为 0.6 mm 时, $N=1080$,若要求周期计算的相对误差小于 10^{-5} ,则周期的计数值误差 $\Delta N < 1080 \times 10^{-5} = 0.01$,由于PSD探测过程中存在一定的噪声,使用运动过程中的单点进行计算的周期数无法满足 $\Delta N < 0.01$ 的要求,因此,在计算过程中采用图4中所示的位移及采样方式,保证起始和终止位置的分束棱镜的稳定性,对静止位置的位移和PSD数据连续采样并求平均作为起始和终止位置的位移和PSD数据,求平均的方法可有效消除图4(b)中所示的高频噪声对周期计数的影响。下面对该方法计算周期值时的误差进行分析。

对于起始和停止时分数部分的条纹的计算,需要准确测量出 I_s 和 I_e 的值,以“*”代表下标“s”和“e”,分

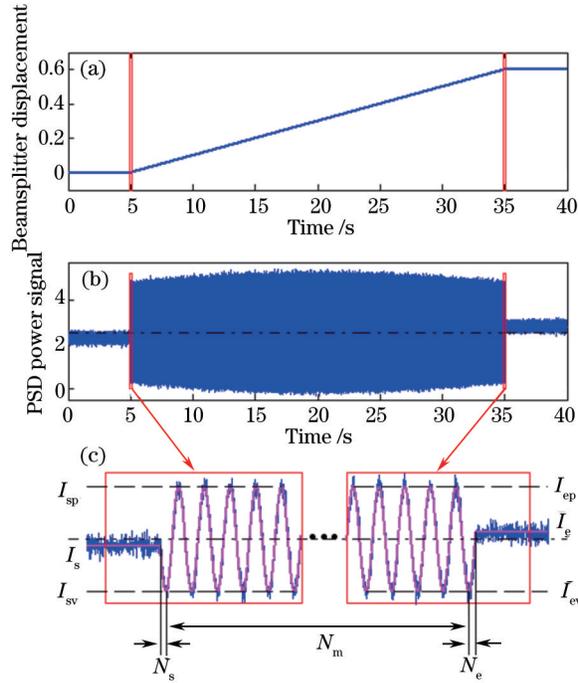


图4 周期计数法测量数据示意图
Fig.4 Scheme of period counting method

别代表起始和终止位置的量。由于纺锤形的信号包络变化趋势远远小于余弦信号的变化频率,如图3所示。在数十个余弦变化周期内,包络的变化量在百分之一量级,因此在计算中 I_{*p} 和 I_{*v} 均采用数十个余弦变化周期的峰谷值计算平均求得,则能量的直流偏量 B [图4(c)中间的黑色虚线]和正弦形信号的振幅 A_* 可表示为:

$$\begin{cases} A_* = (I_{*p} - I_{*v}) / 2 \\ B_* = (I_{*p} + I_{*v}) / 2 \end{cases} \quad (21)$$

式中 I_p 和 I_v 不是定值,而是代表每一个余弦的波峰和波谷值,由于信号的包络关于能量的直流偏量 B 上下对称,因此(21)式中的 B 由所有的余弦信号的波峰波谷计算平均值得到。易得周期数的分数部分:

$$N_* = \frac{1}{4} \pm \frac{1}{2\pi} \arcsin\left(\frac{I_* - B}{A_*}\right). \quad (22)$$

由(19)式和图4(c)可知,周期数 N 为三个部分之和,由于 N_m 为整数部分,为保证周期计算的精度,不允许存在误差,且由于图4(c)中所示数据以采样点(时间)为单位,为保证周期整数部分 N_m 计数的准确性,需要分束棱镜在运行过程中有良好的匀速特性,且运行停止时超调量不得大于四分之一周期。若计数过程中 $\Delta N_m = 0$,周期计数误差 ΔN 为

$$\Delta N^2 = \Delta N_s^2 + \Delta N_e^2, \quad (23)$$

$$\Delta N_*^2 = \frac{(\Delta I_*)^2}{\left[2\pi A_* \sqrt{1 - \frac{(I_* - B)^2}{A_*^2}}\right]^2} + \frac{(\Delta B)^2}{\left[2\pi A_* \sqrt{1 - \frac{(I_* - B)^2}{A_*^2}}\right]^2} + \frac{[(I_* - B)\Delta A_*]^2}{\left[2\pi A_* \sqrt{1 - \frac{(I_* - B)^2}{A_*^2}}\right]^2}, \quad (24)$$

下标*代表下标s和e,分别代表起始和终止位置的状态。令

$$S = \frac{1}{2\pi A_* \sqrt{1 - \frac{(I_* - B)^2}{A_*^2}}}, \quad (25)$$

则(24)式可写为

$$\Delta N_*^2 = S^2 \left[\Delta I_*^2 + \Delta B^2 + (I_* - B)^2 \Delta A_*^2 \right]. \quad (26)$$

由于 $S \leq \frac{1}{2\pi A_*}$, 当 $I_* = B$ 时, $S = \frac{1}{2\pi A_*}$, 即当起始和终止位置的光强接近能量包络中心时, 各项误差源对 ΔN 的影响最小。因此在测量过程中, 通过控制静态相位锁定时的初始相位偏移量, 可以将初始位置的能量调整至能量包络中心位置, 通过改变总位移 D 的大小, 可将终止位置的光强调整至接近能量包络中心位置。此时, ΔA_* 对系统的影响也会降到最低。在理想情况下

$$\begin{cases} A_* = A \\ I_* \approx B \\ \Delta I_* = \Delta I \end{cases}, \quad (27)$$

若满足(27)式, $I_* - B \approx 0$, 则 ΔA_* 的影响要远小于(26)式中的其他两项, 可以忽略。代入(23)和(26)式, 并化简得

$$\Delta N = \frac{1}{2\pi A} \sqrt{2\Delta I^2 + 2\Delta B^2}. \quad (28)$$

对于(28)式中的 ΔB 通过所有波峰波谷的平均, 易控制其误差, 而对于起始和终止位置处光强测量重复性 ΔI , 影响主要因素有: 工作台起始和停止位置的抖动及漂移、空气局部折射率变化引起的光程差变化、PSD测量的强度噪声、相位锁定误差等。

对于上述影响因素, PSD测量的强度噪声和相位锁定误差均可以看作是随机误差, 通过多点平均的方式可大大减小其对 ΔI 的影响, 空气局部折射率变化引起的光程差变化可通过光路封闭的方式减小。而工作台起始和终止位置的抖动和漂移带来分束棱镜的位移变化, 从而使 PSD测得的光强发生抖动或漂移。假设工作台理论上静止的位置的低频偏移量为 ΔD , 对 PSD上光强信号的影响为

$$\frac{\Delta I}{A} = 2f_x \Delta D. \quad (29)$$

若要求 $\Delta I/A$ 达到 10^{-5} 量级, 则由(29)式可得对工作台静止状态下的稳定性要求达到纳米量级, 虽然多点求平均后可以降低工作台稳定性的影响, 但这种方法仍是对工作台的运动特性及静止时稳定性提出了极高的要求。

3 小行程位移台辅助周期测量方法

从上面的分析可知, 为达到周期测量误差达到 10^{-5} 量级, 采用周期计数法对周期测量数据进行计算。若要满足周期测量的精度, 周期计数法对工作台的稳定性提出了极高的要求。当扫描干涉场曝光系统欲制作大尺寸的光栅时, 需要二维工作台具备相应的行程, 若同时要求其在周期测量过程中的高精度运动特性, 增加了二维工作台的控制难度。为解决此问题, 提出了利用小行程高精度位移台辅助周期测量的方法, 将分束棱镜固定在小行程高精度位移台上, 如图 5(b)所示, 位移台的运动方向与步进方向一致。按照上节中所述的方法进行测量及计算, 下面对其理论误差进行分析。

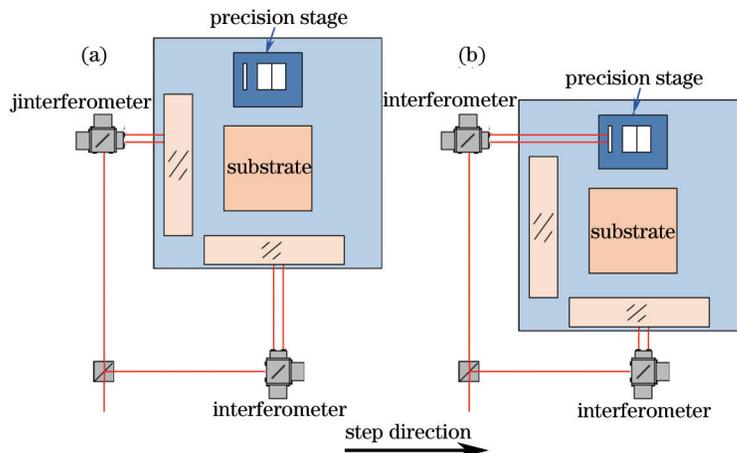


图 5 利用小行程高精度位移台辅助周期测量的示意图

Fig.5 A schematic of period measured by short-stroke linear stage's assistance

假设分束棱镜的分束面法线方向在光栅基底表面的平面内,且与步进方向的夹角为 δ_{\perp} ,小行程位移台的运动方向与步进方向间的夹角为 δ_d 。当小行程位移台的位移量为 D_d 时。结合 2.1 节中的推导过程,略去式中的后两项,容易证明信号的变化周期数 N 为

$$N = \frac{D_d \cos(\delta_d - \delta_{\perp})(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \cos \delta_{\perp}}{\lambda} = \frac{D_d \cos(\delta_d - \delta_{\perp}) \cos \delta_{\perp}}{p_0} \quad (30)$$

由于系统使用双频激光干涉仪测量分束棱镜的位移,假设小行程位移台的测量光束与工作台步进方向间的夹角为 δ_m ,则工作台运动方向与测量光束之间的夹角为 $\delta_d - \delta_m$,双频激光干涉仪测量到的位移 D_m 与工作台的位移量之间的关系为

$$D_m = D_d \cos(\delta_d - \delta_m), \quad (31)$$

将(31)式代入(30)式得到

$$N = \frac{D_m \cos(\delta_d - \delta_{\perp}) \cos \delta_{\perp}}{\cos(\delta_d - \delta_m) p_0} \quad (32)$$

使用小行程位移台进行周期测量[图 5(b)所示]时,使用与扫描曝光过程[图 5(a)所示]的同一双频激光干涉计,并使用平行光管可将小行程位移台的位移测量镜与工作台步进方向测量镜调平行,可以将 δ_{\perp} 调整到 $10 \mu\text{rad}$ 量级。同时可以通过光束对准将 δ_m 调整至 $10 \mu\text{rad}$ 量级,对上式化简并略去高次项,得到周期测量值 p_m 满足

$$\frac{1}{p_m} = \frac{N}{D_m} = \frac{1}{p_0} \left[1 - \frac{\sin(2\delta_d)(\delta_m - \delta_{\perp})}{2 \cos^2 \delta_d} \right], \quad (33)$$

从(33)式可以得到采用此方法得到的周期测量值 p_m 与实际干涉场周期 p_0 之间的理论相对误差为

$$\varepsilon = \frac{\sin(2\delta_d)(\delta_m - \delta_{\perp})}{2 \cos^2 \delta_d}, \quad (34)$$

从(34)式可知,当测量光束的方向与分束面法线方向一致时, $\delta_m - \delta_{\perp} = 0$,相对误差为极小量的高次项,可以忽略。一般情况下,可以保证 $\delta_m - \delta_{\perp}$ 在 $10 \mu\text{rad}$ 量级,保证工作台运动方向与步进方向之间的夹角为 0.01 rad 量级即可保证理论相对误差在 10^{-5} 量级,可以满足周期测量精度的要求。

4 实验结果

实验中的小行程位移台选用 PI 公司的压电陶瓷位移台 P-628.1CD,该工作台为一维工作台,闭环行程为 $800 \mu\text{m}$,其结构紧凑,具有快速的响应速度和高导向精度,其内部为压电陶瓷带动柔性铰链机构,在行程内可达纳米级精度。

按照上面两节所述的测量方法对干涉条纹周期进行测量,系统预设的干涉条纹线密度为 1800 line/mm ,测量过程中分束棱镜的总位移为 $600.77 \mu\text{m}$,位移台运动速度为 $20 \mu\text{m/s}$,数据采集频率为 25 kHz ,双频激光干涉仪的位移测量数据与 PSD 光强数据同步采集,测量结果如图 6(a)和(b)所示。从图 6(b)中可以看出,PSD 光强数据呈纺锤形包络,与前面的理论分析较为一致。为便于周期计数,对 PSD 的光强数据进行滤波,滤波后的结果如图 6(b)中红色实线所示。图 6(c)为图 6(b)中虚线中间部分的放大,从图 6(c)中可以看出,滤波后的数据呈较好的余弦分布。

对周期进行多次重复测量,并使用周期计数法对干涉条纹周期进行计算,得到干涉条纹周期的测量重复性达到 0.006 nm (σ 值, 1.08×10^{-5}),多次计算得到的周期的平均值为 555.716 nm (干涉条纹线密度为 1799.48 line/mm)。

由于目前没有其他方法对如此高精度的周期测量进行验证,而文献[10]给出周期测量误差对光栅掩模槽形的影响,因此,可以在曝光过程中人为的改变动态锁定系统中的干涉条纹周期(或线密度)设定值 p_s ,从而等效于人为控制了周期误差。在同一光栅基底上分七组进行扫描曝光,每组曝光间除了干涉条纹周期设定值不同之外,其他曝光条件均相同。各组在曝光时的动态相位锁定系统中的干涉条纹周期设定值满足的关系如表 1 所示。使用原子力显微镜对各组曝光光栅的不同位置进行测量,测得的槽深与理论模型之间的对比如图 7 所示。

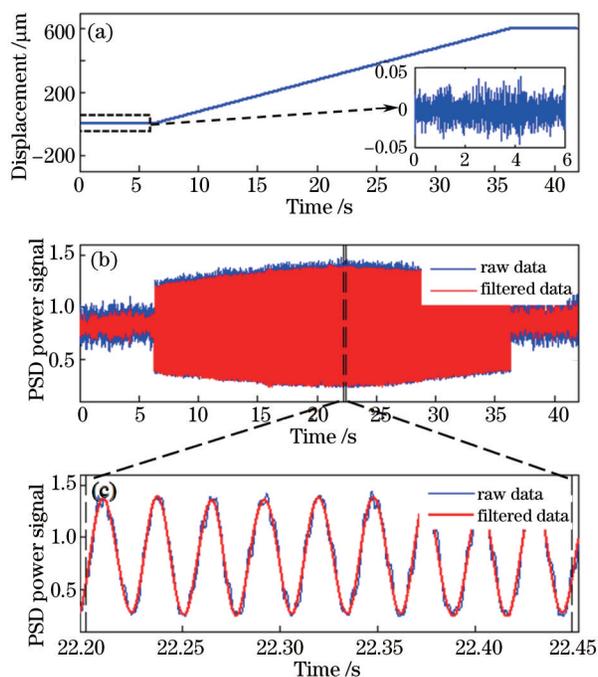


图 6 原始测量数据与滤波后的数据

Fig.6 Raw and filtered period measurement data

表 1 每组光栅周期设定参数

Table 1 Period setting value of each grating

Number	1	2	3	4	5	6	7
$S/P \times \delta_p$	0	0.067	0.133	0.2	0.3	0.4	0.5

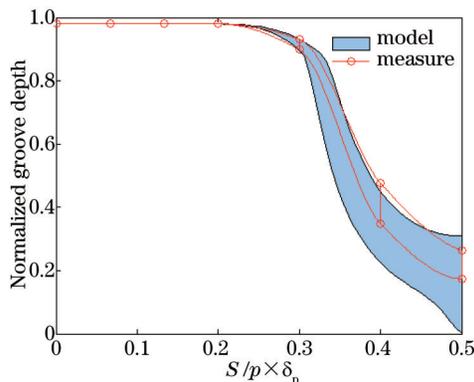


图 7 测得的槽深与理论模型的对比如

fig.7 Measured groove depth vs model groove depth

从图7中可以看出,测量得到的槽深变化趋势与理论计算值有较好的一致性,因此说明该周期测量方法可以满足扫描曝光系统的要求。

5 结 论

干涉条纹周期作为扫描干涉场曝光系统的重要参数,其测量精度决定了相邻扫描间的相位拼接精度。为精确测量系统中的干涉条纹周期,提出了周期测量方法,并根据根据高斯光束传播特点,分析了该周期测量方法的理论误差。同时,为解决系统制作大尺寸光栅时,二维工作台的长行程与高精度兼具之间的矛盾,提出了利用小行程高精度位移台辅助周期测量的方法,对其精度进行分析,并进行了相关实验,可得到如下结论:1)分束棱镜移动测量周期的方法理论误差优于 10^{-8} ,可满足周期测量的要求。2)周期计数法采用多点、多周期平均的方法计算周期,但对工作台运行停止后的稳定性要求较高。3)小行程高精度位移台辅助

周期测量的方法原理上可行,降低了周期测量时对系统二维行程工作台运行精度的要求。4)小行程位移台的周期测量重复性可达到 1.08×10^{-5} (σ 值),相关实验证明,利用该方法测量的周期值作为真值,进行曝光实验,得到实测值与理论模型之间的有较好的一致性,说明该周期测量方法可行。小行程位移台辅助周期测量的方法降低了对系统中二维长行程工作台运行精度的要求,对SBIL系统全息光栅的制作具有重要意义。

参 考 文 献

- 1 Paul Thomas Konkola. Design and Analysis of a Scanning Beam Interference Lithography System for Patterning Gratings with Nanometer-Level Distortions[D]. Boston: Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- 2 Carl G Chen. Beam Alignment and Image Metrology for Scanning Beam Interference Lithography — Fabricating Gratings with Nanometer Phase Accuracy[D]. Boston: Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- 3 Juan Montoya. Toward Nano-accuracy in Scanning Beam Interference Lithography[D]. Boston: Massachusetts Institute of Technology, 2006.
- 4 Yong Zhao. Ultra-High Precision Scanning Beam Interference Lithography and its Application - Spatial Frequency Multiplication [D]. Boston: Massachusetts Institute of Technology, 2008.
- 5 Bin Yu, Wei Jia, Changhe Zhou, *et al.*. Grating imaging scanning lithography[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(8): 080501.
- 6 Li Fengyou. Study on Technology of Laser Direct Writing Photolithography[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, 2002.
李凤有, 激光直写光刻技术研究[D]. 长春: 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 2002.
- 7 J C Montoya, C H Chang, R K Heilmann, *et al.*. Doppler writing and linewidth control for scanning beam interference lithography[J]. J Vac Sci Technol B, 23(6): 2640-2645.
- 8 Song Ying, Bayanheshig, Qi Xiangdong, *et al.*. Design of frequency-shift interference fringe locking system in holographic grating exposure[J]. Optics and Precision Engineering, 2014, 22(2): 318-324.
宋 莹, 巴音贺希格, 齐向东, 等. 移频式全息光栅曝光干涉条纹锁定系统的设计[J]. 光学精密工程, 2014, 22(2): 318-324.
- 9 Ralf K Heilmann, Paul T Konkola, Carl G Chen, *et al.*. Digital heterodyne interference fringe control system [J]. J Vac Sci Technol B, 19(6): 2342-2346.
- 10 Jiang Shan, Bayanheshig, Song Ying, *et al.*. Effect of measured interference fringe period error on groove profile of grating masks in scanning beam interference lithography system [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0405003.
姜 珊, 巴音贺希格, 宋 莹, 等. 扫描干涉场曝光系统中干涉条纹周期测量误差对光栅掩模槽形的影响[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0405003.
- 11 Jiang Shan, Bayanheshig, Li Wenhao, *et al.*. Effect of period setting value on printed phase in scanning beam interference lithography system[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(9): 0905003.
姜 珊, 巴音贺希格, 李文昊, 等. 扫描干涉场曝光系统中周期设定对曝光刻线相位的影响[J]. 光学学报, 2014, 34(9): 0905003.
- 12 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Tirong, *et al.*. Principles of Laser[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009.
周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.
- 13 Carl G Chen, Ralf K Heilmann, Paul T Konkola, *et al.*. A novel sub-microradian beam diagnostic and alignment system[C]. Proceedings of ASPE 16th annual meeting, 2001, 25: 216-219.

栏目编辑: 刘丰瑞