

基于频分复用技术的激光反馈干涉二维动态位移测量

杨秦, 陈磊, 郭冬梅*, 王洁, 夏巍, 郝辉, 王鸣

南京师范大学计算机与电子信息学院, 江苏 南京 210023

摘要 提出了一种基于频分复用技术的激光反馈干涉二维动态位移测量方法。激光器输出的光被分为两路, 分别以 ± 1 级自准直衍射角入射至反射光栅, 并沿原光路返回至腔内产生激光反馈干涉效应。在 ± 1 级衍射光路中放置电光晶体对光束相位进行高频调制, 利用频分复用技术实现二维动态位移的测量。实验结果表明, 所提方法能够重构出物体的二维动态位移, 位移分辨率可达 10 nm 量级。所提方案通过在激光反馈干涉仪中引入衍射光栅, 提高了激光反馈干涉测量系统的稳定性和抗环境干扰能力, 同时也为使用单光源进行多维度微位移测量提供了新的思路。

关键词 测量; 激光反馈干涉; 高频调制; 频分复用; 微位移测量

中图分类号 TN249

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1012003

Laser Feedback Interferometer for Two-Dimensional Dynamic Displacement Measurement Based on Frequency Division Multiplexing Technique

Yang Qin, Chen Lei, Guo Dongmei*, Wang Jie, Xia Wei, Hao Hui, Wang Ming

School of Computer and Electronic Information, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, Jiangsu, China

Abstract A laser feedback interferometer for two-dimensional dynamic displacement measurement based on frequency division multiplexing technique is proposed. The output beam of laser is divided into two channels, which incident to the grating at ± 1 st-order auto-collimation diffraction angles respectively, and then return to the cavity along the original optical path to generate laser feedback interference. Electro-optic crystals are placed at ± 1 st-order diffractive optical paths to produce high frequency phase modulation. Two-dimensional dynamic displacement measurement can be realized by using frequency division multiplexing technique. The experimental results show that the proposed method can reconstruct the two-dimensional dynamic displacement of the object, and the displacement resolution can reach the order of 10 nm. By introducing a diffraction grating into the laser feedback interferometer, the proposed scheme not only improves the stability and anti-environmental interference ability of laser feedback interference measurement system, but also provides a new idea for multi-dimensional micro-displacement measurement using single light source.

Key words measurement; laser feedback interference; high frequency modulation; frequency division multiplexing; micro-displacement measurement

1 引言

激光反馈干涉技术(自混合干涉技术)的研究始于 20 世纪 80 年代, 激光器发出的光入射至外部靶面, 反射光或者散射光重新耦合回激光腔内, 引起激

光器输出功率和频率的变化, 形成激光反馈干涉效应。激光反馈干涉系统仅有一个干涉通道, 具有结构简单紧凑、易准直和灵敏度高的优点, 故已被广泛应用于工业测量、科学研究和国防军事等众多领域中^[1-7]。普通的激光反馈干涉仪多以波长为测量基

收稿日期: 2021-10-18; 修回日期: 2021-12-02; 录用日期: 2021-12-20

基金项目: 国家自然科学基金(51875292, 51775283)

通信作者: *guodongmei@njnu.edu.cn

准^[8-9],对测量环境有比较苛刻的要求,空气温度、湿度和大气压力等因素都会造成激光波长漂移,进而限制系统的测量分辨率。同时,由于激光反馈本身也会带来激光器输出波长的变化。因此,现有的激光反馈测量研究多基于弱反馈条件,需要在光路中额外增加光学器件以控制反馈强度,进而减小反馈带来的波长调制^[10-14]。

本文创新性地设计了一种基于衍射光栅的激光反馈干涉仪,将光栅干涉的思路引入到了激光反馈干涉中,可将激光反馈干涉位移测量结果溯源至光栅栅距,而非波长,提高了系统的鲁棒性、稳定性和抗环境干扰能力。同时,由于光栅的衍射效率有限,故光路中无需额外增加光学器件来控制光反馈强度,优化了光路结构。分别设计了用于一维动态位移测量的单光源激光反馈光栅干涉仪和用于二维动态位移测量的双光源对称式激光反馈光栅干涉光路结构^[15]。本文在前期工作^[15]的基础上,进一步优化二维测量系统的光路结构,将频分复用技术引入

到测量信号的解调中,实现了单光源激光反馈干涉对二维面内、面外位移的同时测量。研究结果为使用单光源进行多维度微位移测量提供了新的思路。

2 基本原理

基于频分复用技术的激光反馈干涉二维动态位移测量系统如图 1 所示。激光器输出线偏振激光,经过分光棱镜 BS 和反射镜 M_2 后分为两路平行光束。第一路光束穿过电光晶体调制器 EOM_1 ,经反射镜 M_1 反射后,以 +1 级自准直衍射角入射至衍射光栅并沿原光路返回激光器谐振腔内。第二路光束穿过电光晶体调制器 EOM_2 ,经反射镜 M_3 反射后,以 -1 级自准直衍射角入射至衍射光栅处,也沿着原光路返回激光器谐振腔内。两路反馈光与腔内的光产生激光反馈干涉,可调制激光器的输出功率。干涉信号由置于激光器后端面的光电探测器 (PD) 接收,并输入后续的信号处理电路中。

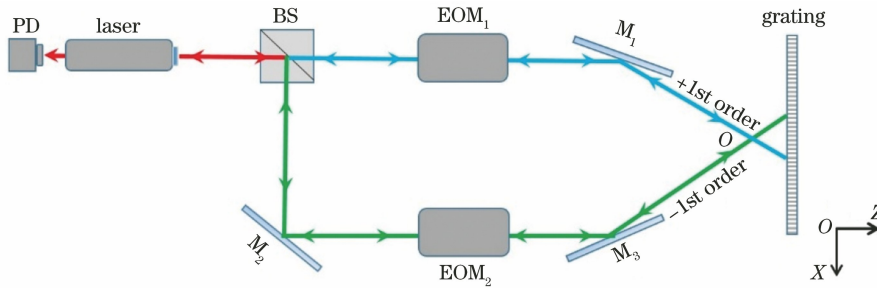


图 1 基于频分复用技术的激光反馈干涉二维动态位移测量示意图

Fig. 1 Schematic diagram of laser feedback interferometer for two-dimensional dynamic displacement measurement based on frequency division multiplexing technique

2.1 位移测量原理

如图 2 所示,在二维位移测量系统中,两束波长为 λ 的测量光线分别以 ± 1 级自准直衍射角 θ 入射至栅距为 p 的反射光栅处,由光栅方程可知

$$\theta = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{2p}\right), \quad (1)$$

式中: $m = \pm 1$ 是衍射光的级数。在图 2 中,当光栅沿着 X 方向以速度 v_x 运动时,+1 级衍射光将产生多普勒频移 ($\Delta f = v_x/p$)。当运动时间为 t 时,由光栅运动带来的 +1 级衍射光路的相位差 $\Delta\varphi_{+1,x}$ 可以表示为

$$\Delta\varphi_{+1,x} = \frac{2\pi v_x t}{p} = \frac{2\pi\Delta x}{p}, \quad (2)$$

式中: $\Delta x = v_x t$ 为光栅在 X 方向的位移大小。

同理,当光栅沿着图 2 中 Z 方向的位移为 Δz 时,由多普勒频移引起的 +1 级衍射光相位变化为

$-(2\pi\Delta z \tan \theta)/p$,而外腔长度变化引起的相位变化为 $4\pi\Delta z/(\lambda \cos \theta)$ 。因此,由位移 Δz 引起的相位变化可以表示为

$$\Delta\varphi_{+1,z} = 2\pi\left(\frac{2\Delta z}{\lambda \cos \theta} - \frac{\Delta z \tan \theta}{p}\right). \quad (3)$$

由式(2)、(3)可知,当光栅同时产生二维位移 Δx 、 Δz 时,+1 级衍射光的总相位变化为

$$\Delta\varphi_{+1} = \Delta\varphi_{+1,x} + \Delta\varphi_{+1,z} = \frac{2\pi\Delta x}{p} - \frac{2\pi\Delta z \tan \theta}{p} + \frac{4\pi\Delta z}{\lambda \cos \theta}. \quad (4)$$

类似地,当光栅沿着 X 、 Z 方向产生二维位移时,-1 级衍射光产生的总相位差为

$$\Delta\varphi_{-1} = \Delta\varphi_{-1,x} + \Delta\varphi_{-1,z} = -\frac{2\pi\Delta x}{p} - \frac{2\pi\Delta z \tan \theta}{p} + \frac{4\pi\Delta z}{\lambda \cos \theta}. \quad (5)$$

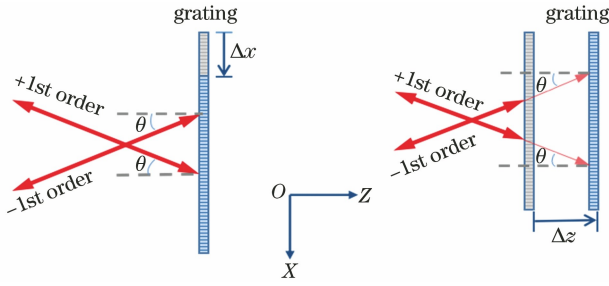


图 2 光栅二维位移示意图

Fig. 2 Schematic diagram of two-dimensional displacement of grating

由式(4)、(5)可知,若能从激光反馈干涉信号中分别解调出+1级衍射光和-1级衍射光的相位变化 $\Delta\varphi_{+1}$ 和 $\Delta\varphi_{-1}$,则可得到光栅的二维位移,相应的表达式为

$$\Delta x = \frac{p(\Delta\varphi_{+1} - \Delta\varphi_{-1})}{4\pi}, \quad (6)$$

$$\Delta z = \frac{\lambda p(\Delta\varphi_{+1} + \Delta\varphi_{-1}) \cos \theta}{4\pi(2p - \lambda \sin \theta)}. \quad (7)$$

2.2 基于频分复用的相位解调技术

为从激光反馈干涉信号中分别解调出 $\Delta\varphi_{+1}$ 和 $\Delta\varphi_{-1}$,将两个电光晶体 EOM_1 、 EOM_2 分别置于 ± 1 级衍射光路中,对 ± 1 级衍射光进行不同频率的相位调制,通过频分复用技术解调干涉信号。假设 ± 1 级衍射光路引入的相位调制函数为

$$\psi_{\pm 1}(t) = a_{\pm 1} \sin(2\pi f_{\pm 1} t), \quad (8)$$

式中: $a_{\pm 1}$ 是相位调制深度; $f_{\pm 1}$ 是调制频率。在图1所示的激光反馈干涉中, ± 1 级衍射光均两次经过电光晶体,此时可得到激光反馈干涉信号的交流部分,相应表达式为

$$P(t) = K_1 \cos[\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1} + 2a_{+1} \sin(2\pi f_{+1} t)] + K_2 \cos[\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1} + 2a_{-1} \sin(2\pi f_{-1} t)], \quad (9)$$

式中: φ_{01} 为+1级衍射光路的初始相位; φ_{02} 为-1级衍射光路的初始相位; K_1 、 K_2 为调制深度; $\Delta\varphi_{\pm 1}$ 为光栅位移引起的 ± 1 级衍射光路的相位变化。将式(9)进行贝塞尔展开可得

$$\begin{aligned} P(t) &= K_1 \cos[\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1} + 2a_{+1} \sin(2\pi f_{+1} t)] + K_2 \cos[\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1} + 2a_{-1} \sin(2\pi f_{-1} t)] = \\ &= K_1 J_0(2a_{+1}) + K_1 \cos(\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1}) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(2a_{+1}) \cos(2n \cdot 2\pi f_{+1} t) \right] - \\ &= K_1 \sin(\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1}) \left\{ 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(2a_{+1}) \sin[(2n+1) \cdot 2\pi f_{+1} t] \right\} + \\ &= K_2 J_0(2a_{-1}) + K_2 \cos(\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1}) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(2a_{-1}) \cos(2n \cdot 2\pi f_{-1} t) \right] - \\ &= K_2 \sin(\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1}) \left\{ 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(2a_{-1}) \sin[(2n+1) \cdot 2\pi f_{-1} t] \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

式中: $J(\cdot)$ 为贝塞尔函数; n 为贝塞尔函数阶数索引值。由式(10)可知干涉信号可以展开为以 f_{+1} 和 f_{-1} 为基频的 n 次谐波。其中,以 f_{+1} 为基频的一次谐波和二次谐波可以表示为

$$P(f_{+1}, t) = 2K_1 \sin(\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1}) J_1(2a_{+1}) \sin(2\pi f_{+1} t) = A_{+1}(t) \sin(2\pi f_{+1} t), \quad (11)$$

$$P(2f_{+1}, t) = 2K_1 \cos(\varphi_{01} + \Delta\varphi_{+1}) J_2(2a_{+1}) \cos(4\pi f_{+1} t) = B_{+1}(t) \cos(4\pi f_{+1} t). \quad (12)$$

类似地,以 f_{-1} 为基频的一次谐波和二次谐波可以表示为

$$P(f_{-1}, t) = 2K_2 \sin(\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1}) J_1(2a_{-1}) \sin(2\pi f_{-1} t) = A_{-1}(t) \sin(2\pi f_{-1} t), \quad (13)$$

$$P(2f_{-1}, t) = 2K_2 \cos(\varphi_{02} + \Delta\varphi_{-1}) J_2(2a_{-1}) \cos(4\pi f_{-1} t) = B_{-1}(t) \cos(4\pi f_{-1} t). \quad (14)$$

由式(11)~(14)可知,与光栅位移相关的相位 $\Delta\varphi_{\pm 1}$ 可以分别从以 $f_{\pm 1}$ 为基频的一次谐波和二次谐波的包络信号中解调出来, $\Delta\varphi_{\pm 1}$ 的表达式为

$$\Delta\varphi_{\pm 1} = \Delta \arctan \left[\frac{A_{\pm 1}(t) J_2(2a_{\pm 1})}{B_{\pm 1}(t) J_1(2a_{\pm 1})} \right]. \quad (15)$$

由式(15)中反正切函数计算出的相位差 $\Delta\varphi_{\pm 1}$,经去包裹处理之后,依据式(6)、(7)即可得到光栅的二维位移 Δx 、 Δz 。

2.3 实验结果

为验证频分复用技术在解调二维动态位移中的可行性,搭建了实验测量系统,如图3所示。系统主要包括一个激光器(中心波长为 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$)、一个分光棱镜BS、三个平面反射镜 $M_1 \sim M_3$ 、两个电光晶体相位调制器(EOM_1 、 EOM_2)、反射式全息光栅G(光栅栅距为 1000 mm^{-1})和探测器PD。两个电光晶体相位调制器分别置于 ± 1 级衍射光路中,反

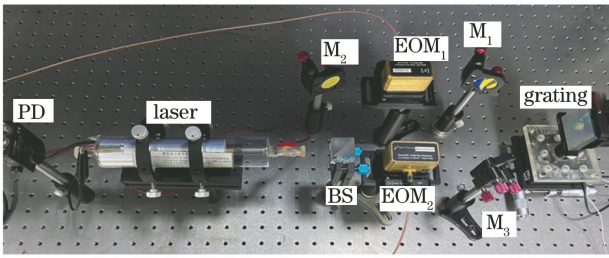


图 3 实验装置

Fig. 3 Experimental setup

射式全息光栅被固定于二维纳米位移平台上, 激光

反馈干涉信号由置于激光器后端的探测器 PD 接收。

图 4 为二维纳米位移平台在 X、Z 方向进行频率为 10 Hz, 峰峰值为 8 μm 的正弦运动, 且 X、Z 方向振动相位差为 π/4 的实验结果。在实验中, -1 级衍射光路的相位调制频率 f_{-1} 为 7 kHz, +1 级衍射光路的相位调制频率 f_{+1} 为 16.5 kHz, 调制幅度 $a_{\pm 1}$ 为 1.23 rad。图 4(a) 为实验获得的激光反馈干涉信号, 图 4(b) 为干涉信号的频谱, 图 4(c) 为恢复的 X、Z 方向的振动位移。

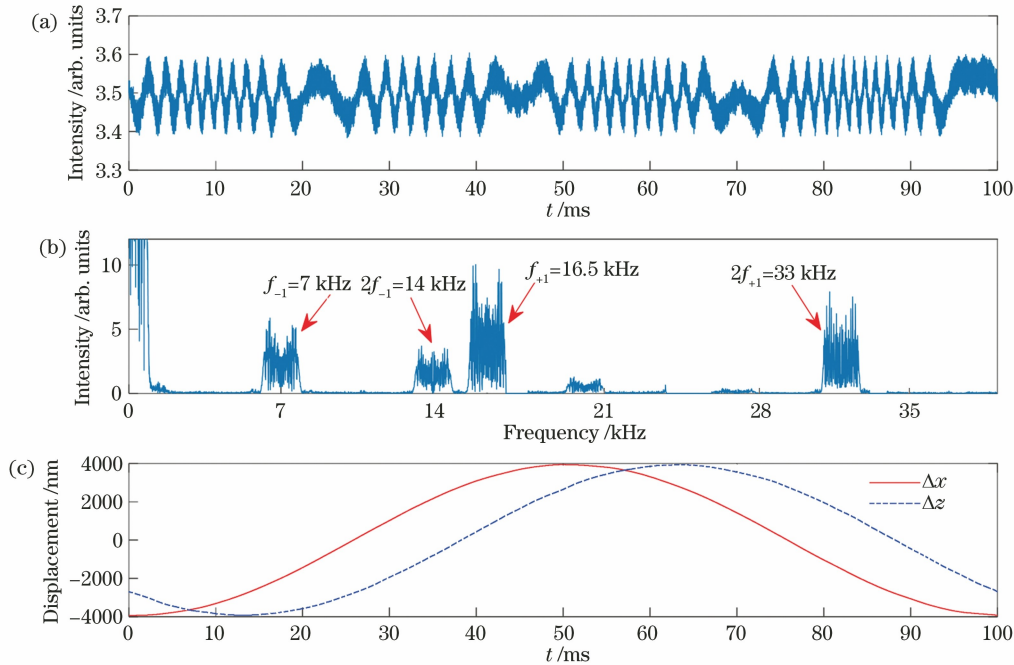


图 4 二维纳米位移平台在 X、Z 方向运动的实验结果。(a) 激光反馈干涉信号; (b) 干涉信号的傅里叶频谱; (c) 二维动态位移重构结果

Fig. 4 Experimental results of two-dimensional nano-displacement platform moving in X and Z directions. (a) Laser feedback interference signal; (b) Fourier spectrum of interference signal; (c) reconstruction result of two-dimensional dynamic displacement

图 5(a1)~(a3) 为二维纳米位移平台沿 X、Z 方向进行峰峰值均为 4 μm, 频率比 ($f_x : f_z$) 为 1:2, 相位差 ($\varphi_z - \varphi_x$) 为 0° 的二维正弦运动重构出来的实验结果, 其中 $f_x = 5$ Hz, $f_z = 10$ Hz。图 5(b1)~(b3) 为二维纳米位移平台沿 X、Z 方向均进行峰峰值为 8 μm, 频率比为 1:1, 相位差为 90° 的二维正弦运动重构出的实验结果, 其中 $f_x = f_z = 10$ Hz。

3 讨 论

3.1 光栅刻线误差

由式(6)、(7)可知, 所提出的二维动态位移测量方法是以光栅的栅距 p 为测量基准的, 故光栅的刻

线误差将影响二维动态位移的测量精度。光栅刻线误差是指光栅相邻两刻线之间的距离与光栅栅距 p 的差。对于刻线较密的衍射光栅, 入射至光栅上的光斑内包含多个光栅周期。从激光反馈干涉信号中解调出的相位是多个光栅周期共同作用的平均结果, 这一平均作用使得栅距的单周期误差对位移测量结果的影响被大大削弱。若假设某一光栅刻线周期的标准差为 σ_0 , 入射光斑直径范围内的刻线周期数为 n_1 , 则系统得到的干涉条纹的位置标准差为

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{n_1}} \quad (16)$$

本实验系统使用的光栅栅距为 1 μm, 入射至光栅表面的光斑直径约为 3 mm, 则

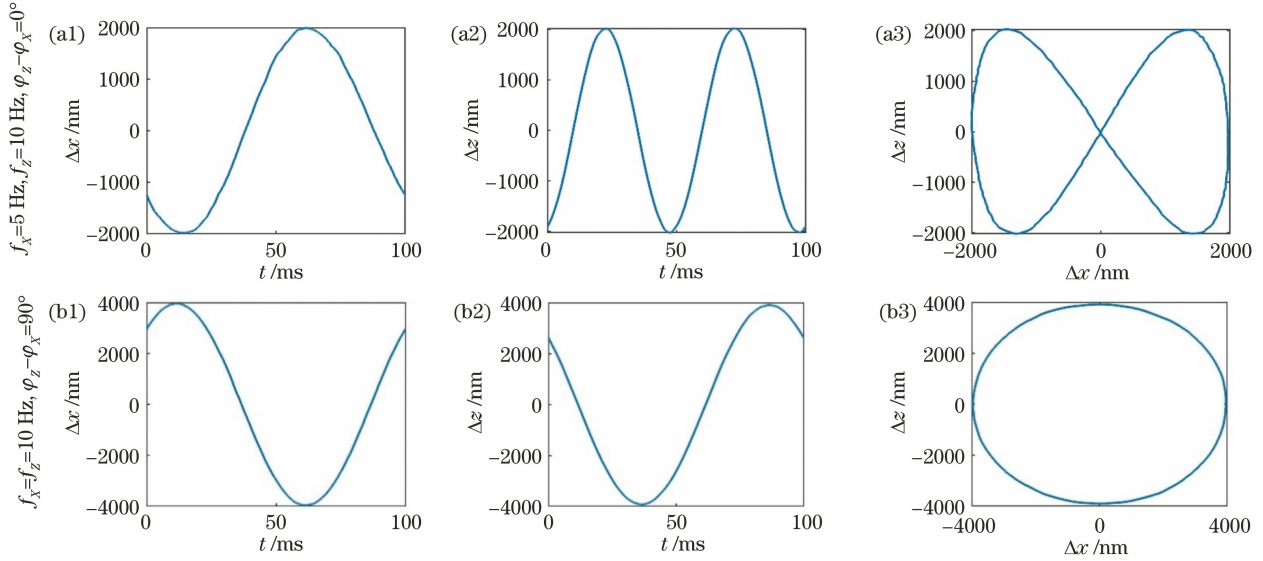


图 5 位移重构结果。(a1)(b1)X 方向光栅位移与运动时间的关系；(a2)(b2) Z 方向光栅位移与运动时间的关系；(a3)(b3) X、Z 方向位移重构的李萨如图

Fig. 5 Displacement reconstruction results. (a1)(b1) Relationship between grating displacement in X direction and motion time; (a2)(b2) relationship between grating displacement in Z direction and motion time; (a3)(b3) Lissajous images reconstructed by displacements in X and Z directions

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{1000}} \approx 0.032\sigma_0, \quad (17)$$

由此可见，光栅刻线误差对位移测量结果的影响因为平均效应被大大削弱。

3.2 角度误差校准

在实验中，光栅安装过程中的机械误差会导致光栅平面与二维纳米移动平台的运动轴不完全平行，而是存在一个夹角 θ_{yaw} ，进而带来测量误差，如图 6 所示。因此，实验系统在进行二维位移测量之前，需要进行角度校准。当位移平台沿运动方向 X_{stage} 进行一维运动时，因为存在夹角 θ_{yaw} ，所以可以解调出光栅的二维位移 $(\Delta x_G, \Delta z_G)$ 。由图 6 可知， Δx_G 和 Δz_G 的表达式为

$$\Delta x_G = \Delta x_{stage} \cos \theta_{yaw}, \quad (18)$$

$$\Delta z_G = -\Delta x_{stage} \sin \theta_{yaw}. \quad (19)$$

式中： Δx_{stage} 为纳米移动平台在 X 方向的位移。

由式(18)、(19)可以计算出光栅与位移平台的夹角 θ_{yaw} ，其表达式为

$$\theta_{yaw} = \arctan\left(-\frac{\Delta z_G}{\Delta x_G}\right). \quad (20)$$

校准后光栅的二维动态位移 $(\Delta x_G, \Delta z_G)$ 与纳米移动平台位移 $(\Delta x_{stage}, \Delta z_{stage})$ 之间的关系可以表示为

$$\Delta x_G = \Delta x_{stage} \cos \theta_{yaw} + \Delta z_{stage} \sin \theta_{yaw}, \quad (21)$$

$$\Delta z_G = -\Delta x_{stage} \sin \theta_{yaw} + \Delta z_{stage} \cos \theta_{yaw}. \quad (22)$$

如果光栅在发生二维位移的同时，有轻微绕轴旋转，此时只要衍射光可以反馈回激光器谐振腔中，就可以观察到激光反馈干涉信号，即可进行测量。由光栅轻微绕轴旋转产生的位移测量误差分析同上。

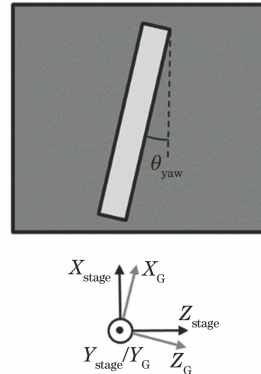


图 6 光栅平面和纳米位移平台运动轴之间的角度偏差示意图

Fig. 6 Schematic diagram of angular deviation between grating plane and moving axis of nano-displacement platform

3.3 调制频率的选择

基于频分复用的解调原理，需要合理地设置调制频率，以避免频谱重叠带来的测量误差。对式(4)进行变换，可以求得 +1 级衍射信号的瞬时频率 f ，其表达式为

$$f = \frac{d\Delta\varphi_{+1}}{2\pi dt} = \frac{1}{p} \frac{d\Delta x}{dt} + \frac{2p - \lambda \sin \theta}{p\lambda \cos \theta} \frac{d\Delta z}{dt}. \quad (23)$$

根据傅里叶变换原理, +1 级衍射信号的频谱带宽 F_{+1} 为

$$F_{+1} = 2(f_{\max} - f_{\min}) = \frac{2}{p} \left[\max\left(\frac{d\Delta x}{dt}\right) - \min\left(\frac{d\Delta x}{dt}\right) \right] + \frac{4p - 2\lambda \sin \theta}{p\lambda \cos \theta} \left[\max\left(\frac{d\Delta z}{dt}\right) - \min\left(\frac{d\Delta z}{dt}\right) \right], \quad (24)$$

式中: f_{\max} 为 +1 级衍射信号瞬时频率的最大值; f_{\min} 为 +1 级衍射信号瞬时频率最小值; $\max(\cdot)$ 为取最大值函数; $\min(\cdot)$ 为取最小值函数。可以看出, 自混合信号的频谱带宽和光栅运动的瞬时速度有关, 且光栅运动的速度越大, 信号产生的频谱带宽越宽。为防止信号的一次谐波和二次谐波的频谱发生重叠, 造成解调出来的相位产生失真, 所加调制信号的调制频率必须满足

$$f_{+1} > F_{+1}. \quad (25)$$

由于 -1 级衍射光路与 +1 级衍射光路对称, 故需要满足

$$f_{-1} > F_{-1}, \quad (26)$$

式中: F_{-1} 为 -1 级衍射光路信号的频谱带宽。

在该实验中默认 $f_{+1} > f_{-1}$, 通过对式 (24) ~ (26) 的分析, 只要各路调制信号的调制频率足够大, 理论上可测量光栅的运动速度就可以无限大。同时, 为避免两路信号的频谱相互发生混叠, 设置的两路信号的调制频率还须满足

$$\begin{cases} f_{+1} - \frac{F_{+1}}{2} > 2f_{-1} + \frac{F_{-1}}{2} \\ f_{+1} + \frac{F_{+1}}{2} < 3f_{-1} - \frac{F_{-1}}{2} \end{cases}, \quad (27)$$

即

$$\begin{aligned} 2f_{-1} + 0.5(F_{+1} + F_{-1}) < f_{+1} < \\ 3f_{-1} - 0.5(F_{+1} + F_{-1}). \end{aligned} \quad (28)$$

设光栅的运动轨迹为

$$\begin{cases} \Delta x = a_1 \sin(2\pi f_x t + \varphi_x) \\ \Delta z = a_2 \sin(2\pi f_z t + \varphi_z) \end{cases}, \quad (29)$$

式中: a_1, a_2 是光栅振动的幅度; φ_x, φ_z 是光栅振动的初始相位。

将式 (29) 代入到式 (25)、(28) 中, 进一步化简可以得到

$$\begin{aligned} 3f_{-1} > f_{+1} > 2f_{-1} > 2F_{-1} \approx \\ 8\pi \cdot 10^6 (f_x \cdot a_1 + 3f_z \cdot a_2). \end{aligned} \quad (30)$$

3.4 测量范围

系统的动态位移测量范围由 ±1 级衍射光在光栅上形成的光斑位置决定。系统测量范围图如图 7 所示。可以发现: 当光栅处于 ±1 级衍射光光斑的交点(A 位置)处时, 系统在 X 方向的可测位移达到

最大; 当光栅移动到 B 位置(±1 级衍射光光斑位于光栅两端)时, 系统在 Z 方向的可测位移达到最大。系统的动态位移测量范围可以用图 7 中的阴影区域表示。设光栅大小为 S_g , X、Z 方向的可测位移最大值 $\Delta x_{\max}, \Delta z_{\max}$ 可以表示为

$$\Delta x_{\max} = S_g, \quad (31)$$

$$\Delta z_{\max} = \frac{S_g}{2 \tan \theta}. \quad (32)$$

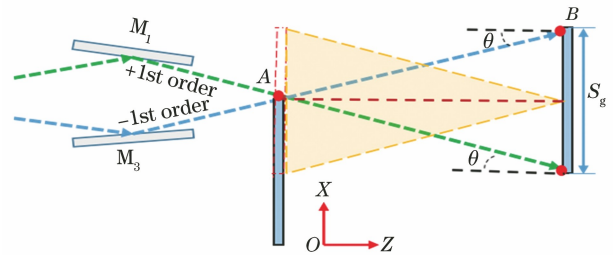


图 7 系统测量范围图

Fig. 7 Schematic diagram of system measurement range

3.5 系统稳定性和分辨率

为测试系统稳定性, 在二维纳米移动平台静止的情况下, 利用频分复用技术测量其二维位移。图 8 为在 200 ms 运动时间内稳定性测试的结果, 其中 X 方向噪声标准差约为 4.1 nm, Z 方向噪声标准差约为 4.5 nm。系统的高频噪声主要由放大电路的电子噪声、光电探测器噪声和电光晶体调制噪声组成, 这些也是限制系统测量分辨率的主要因素。系统的低频噪声主要来源于周围的环境波动。

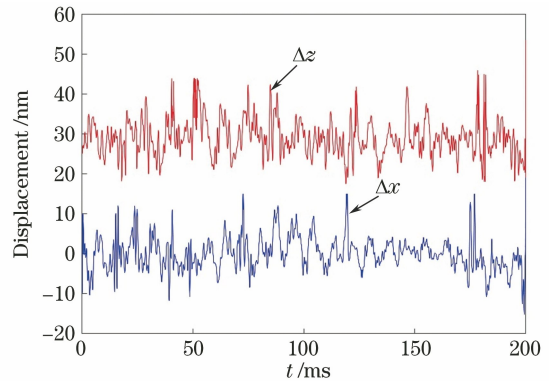


图 8 系统稳定性测试

Fig. 8 System stability test

4 结 论

设计了一种新的基于频分复用技术的激光反馈干涉系统,可用于二维动态位移的测量。实验结果显示,所设计的系统可以达到 10 nm 量级的位移分辨率。通过引入衍射光栅,所设计的系统可将二维位移测量结果溯源至相对稳定的光栅栅距,降低了激光反馈干涉仪对工作环境的要求,提高了测量系统的稳定性和鲁棒性。通过引入频分复用技术,优化了测量系统的光路结构,为使用单光源进行多维度微位移测量提供了新的思路。

参 考 文 献

- [1] Norgia M, Pesatori A, Donati S. Compact laser-diode instrument for flow measurement [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2016, 65(6): 1478-1483.
- [2] Wang Y F, Li Y H, Xu X, et al. All-fiber laser feedback interferometry with 300 m transmission distance[J]. Optics Letters, 2021, 46(4): 821-824.
- [3] Tu Y R, Zhao Y Y, Zhu D S, et al. Optical feedback interferometry with 40 km transmission distance based on a distributed feedback fiber laser[J]. Optics Letters, 2021, 46(15): 3805-3808.
- [4] Zhu D S, Zhao Y Y, Tu Y R, et al. Relaxation characteristics for efficient fluorescence lifetime detection of gain media in the fiber laser[J]. Applied Optics, 2021, 60(19): 5678-5681.
- [5] Xu Z, Li J Y, Zhang S L, et al. Remote eavesdropping at 200 meters distance based on laser feedback interferometry with single-photon sensitivity [J]. Optics and Lasers in Engineering, 2021, 141: 106562.
- [6] Zhao Y, Zhang H W. Displacement measurement method based on laser self-mixing interference in the presence of speckle [J]. Chinese Optics Letters, 2020, 18(5): 051201.
- [7] 徐赵龙, 解研, 王迎新, 等. 太赫兹量子级联激光器自混合干涉测量技术研究[J]. 光学学报, 2020, 40(11): 1114003.
Xu Z L, Xie Y, Wang Y X, et al. Self-mixing interferometry with terahertz quantum cascade lasers [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(11): 1114003.
- [8] Estler W T. High-accuracy displacement interferometry in air [J]. Applied Optics, 1985, 24(6): 808-815.
- [9] Zhao Y K, Zhou J F, Lu L. Measurement of the free spectral range of the laser cavity based on multi-longitudinal mode laser self-mixing vibrator [J]. Measurement, 2019, 135: 467-472.
- [10] 张晨, 陈涛, 赵宇. 基于激光自混合干涉技术的单个微纳颗粒探测 [J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(19): 192803.
Zhang C, Chen T, Zhao Y. Single micro-nano particle detection based on laser self-mixing interference technology [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(19): 192803.
- [11] 殷璞芙, 吴腾飞, 柴晓博. 基于激光自混调频特性的振动测量方法 [J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(7): 0712001.
Yin P F, Wu T F, Chai X B. Vibration measurement method based on laser self-mixing frequency modulation characteristics [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(7): 0712001.
- [12] Wang Y F, Zhu K Y, Lu Y Y, et al. Laser scanning feedback imaging system based on digital micromirror device [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2020, 32(3): 146-149.
- [13] Wang C C, Zhou J F, Zhao Y K, et al. Measurement of the feedback coefficient by monitoring the power difference at power jump point in self-mixing vibration signal [J]. Current Applied Physics, 2019, 19(5): 646-650.
- [14] Guo D M, Wang M, Tan S Q. Self-mixing interferometer based on sinusoidal phase modulating technique [J]. Optics Express, 2005, 13(5): 1537-1543.
- [15] 孔令雯, 蔡文魁, 施立恒, 等. 基于利特罗式激光反馈光栅干涉的微位移测量技术 [J]. 中国激光, 2019, 46(4): 0404012.
Kong L W, Cai W K, Shi L H, et al. Micro-displacement measurement technology based on Littrow-configured laser feedback grating interference [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(4): 0404012.