

跨尺度亚纳米分辨的可溯源外差干涉仪

贺寅竹 赵世杰 尉昊赞 李岩

Traceable trans-scale heterodyne interferometer with subnanometer resolution

He Yin-Zhu Zhao Shi-Jie Wei Hao-Yun Li Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 060601 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.060601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.060601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲激光探测平面目标特性对测距分布的影响

Effect of plane target characteristics on ranging distribution for pulse laser detection

物理学报.2016, 65(21): 210601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.210601>

基于重采样技术的调频连续波激光绝对测距高精度及快速测量方法研究

High precision and fast method for absolute distance measurement based on resampling technique used in FM continuous wave laser ranging

物理学报.2015, 64(23): 230601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.230601>

机载多脉冲激光测距特性及其不确定度研究

Ranging characteristic and uncertainty of airborne multi-pulse laser

物理学报.2015, 64(12): 120601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120601>

二次偏振调制测距系统中调制频率与测距精度的关系

Relationship between modulation frequency and range accuracy in the double polarization modulation range finding system

物理学报.2016, 65(10): 100601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.100601>

基于飞秒激光模间拍频法的大尺寸测距方法

Large-scale absolute distance measurement using inter-mode beat of a femtosecond laser

物理学报.2016, 65(8): 080602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.080602>

跨尺度亚纳米分辨的可溯源外差干涉仪*

贺寅竹¹⁾²⁾ 赵世杰^{3)†} 尉昊赞¹⁾ 李岩^{1)‡}

1)(清华大学精密仪器系, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

2)(清华大学深圳研究生院, 深圳 518055)

3)(北京航天控制仪器研究所, 北京 100854)

(2016年11月11日收到; 2016年12月23日收到修改稿)

提出了一种能够实现跨尺度测量具有亚纳米分辨力的可溯源外差干涉仪, 利用小型化碘稳频 532 nm 激光器, 将激光频率溯源至国际计量委员会推荐的复现米定义谱线之一的 R(56)32-O(a10) 上; 使用双频激光空间分离的设计方法, 抑制了双频激光混叠引起的测量位移非线性误差, 补偿了光纤与声光调制器引入的相位噪声; 通过高精度的相位测量技术, 使相位测量分辨率达到了 0.017° . 干涉仪的不确定度评估结果显示, 100 mm 的量程内, 其不确定度达 322 pm, 实现了跨尺度亚纳米分辨力可溯源的位移测量.

关键词: 跨尺度, 可溯源, 测量, 干涉仪

PACS: 06.20.Dk, 06.30.Bp, 07.60.Ly

DOI: 10.7498/aps.66.060601

1 引言

基础科学研究、微电子工业、超精密加工等领域迫切需要解决跨尺度亚纳米分辨力的可溯源位移测量问题. 所谓跨尺度就是要求对宏观尺度量程(几十至几百毫米)具备高分辨(亚纳米至皮米量级)测量能力; 可溯源即测量结果的计量意义. 例如在基础科学研究领域, 研究者通过原子沉积技术获得铬原子的光栅图形^[1,2], 由于光栅的周期是原子共振谱线波长的一半, 可以作为纳米结构长度的溯源标准^[3], 并能达到几何尺寸测量的目的, 这一研究迫切需要跨尺度超高精度位移的比对; 现代超精密加工中, 要求在直径为几百毫米的单晶硅基片上曝光出几十纳米的微结构^[4], 也迫切需要跨尺度的纳米量级运动定位与控制.

已有的商品化仪器双频激光干涉仪抗干扰能力强, 测量速度快, 不仅具有较大的测量范围, 而且能够达到纳米甚至亚纳米的分辨率. 但是双频光混叠引起了测量位移非线性误差, 且未采用国际计量

委员会推荐的复现米定义谱线为光源, 不具备严格的溯源意义. 而其他一些高精度测量仪器如原子力显微镜^[5]、法布里-珀罗腔干涉仪^[6]等虽然有极致的位移分辨力, 但量程小, 无法实现跨尺度测量.

本实验搭建了一套高精度的双频绿光干涉仪, 以 532 nm 的绿光激光器为光源, 运用调制转移光谱技术^[7-9], 将频率锁定到碘分子超精细谱线 R(56)32-O(a10)^[10] 上; 通过双声光调制器(acoustic-optic modulator, AOM)移频产生双频光, 增大了双频光之间的频差, 提高了测量速度; 并设计了一套将双频光空间分离的干涉方案, 对光学元件集成加工, 配合高分辨率的相位计数卡, 有效减小了测量误差, 达成了跨尺度亚纳米量级的可溯源测量.

2 双频绿光干涉仪的基本原理

双频绿光干涉仪的实验装置如图 1 所示. 光源采用中国计量科学研究院研制的碘稳频 532 nm 激光器^[11,12], 结合调制转移光谱技术, 将激光频

* 国家自然科学基金(批准号: 51575311)和国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2014YQ09070907)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhao_sj2012@163.com

‡ 通信作者. E-mail: liyan@mail.tsinghua.edu.cn

率锁定到国际计量委员会推荐的复现米定义谱线 R(56)32-O(a10) 上, 具有很好的溯源性. 同时, 出射激光较常用的碘稳频 He-Ne 激光器频率稳定性更高、抗干扰能力更强、波长更短、功率更高, 有利于提高干涉仪的测量精度. 532 nm 出射激光通过偏振片和分光棱镜分成光强相等的两束激光, 之后分别通过驱动频率为 80 MHz 与 82 MHz 的 AOM. 所述两个 AOM 的驱动频率来自同一个晶振, 1 kHz 频偏处的相位噪声优于 -120 dBc/Hz. 用光阑滤去从 AOM 中出射的零级光, 仅保留 +1 级衍射光, 因

此经过 AOM 的两束激光具有 2 MHz 频差. 与塞曼双频法相比, 双 AOM 产生双频光的方法能够扩大双频光之间的频差范围, 从而提高干涉仪的测量速度, 同时, 双频光空间分离使参考光与测量光在合光前不会产生偏振混叠, 有效减小了干涉非线性误差. AOM 出射的两束激光分别通过半波片调节各自的偏振态, 由光纤耦合器耦合进单模保偏光纤. 采用光纤传导可以避免激光器发热对被测对象的影响. 从单模保偏光纤出射的两束光分别通过半波片与偏振片, 进入真空环境.

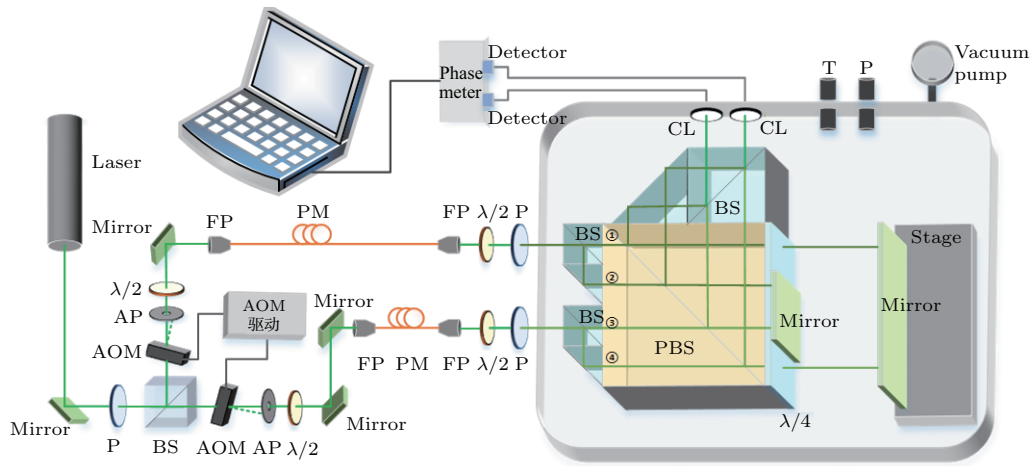


图 1 (网刊彩色) 双频绿光干涉仪的实验装置图, 其中, P, 偏振片; BS, 分光镜; AOM, 声光调制器; AP, 孔径光阑; $\lambda/2$, 半波片; FP, 光纤耦合器; PM, 单模保偏光纤; PBS, 偏振分光镜; $\lambda/4$, 四分之一波片; CL, 耦合镜
 Fig. 1. (color online) Schematic of the heterodyne green laser interferometer. P, polarizer; BS, beam splitter; AOM, acousto-optic modulator; AP, aperture; $\lambda/2$, half-wave plate; FP, fiber port; PM, polarization maintaining fibers; PBS, polarizing beam splitter; $\lambda/4$, quarter-wave plate; CL, coupling lens.

为了减少光学组件调节的难度, 提高测量精度, 将真空腔内的光学元件集成为一个整体, 假设两束激光频率分别为 f_1 和 f_2 , 偏振态均平行于纸面. 入射的 f_1 和 f_2 两束激光经过分光棱镜和反射镜后分成等光强的四束光, 分别记为①, ②, ③和④. 偏振态平行于纸面的四束光都透射过偏振分光棱镜, 各自通过四分之一波片后, 被反射镜反射, 原路返回, 再次通过四分之一波片. 由于所有的四分之一波片快轴方向与纸面的夹角都是 45° , 往返两次透过四分之一波片后, 四束光的偏振态都旋转了 90° 垂直于纸面, 通过偏振分光棱镜时, 四束光都被反射. 利用反射镜和分光镜将四束光两两合光, 由两个探测器分别探测光束①, ③合光以及光束②, ④合光后的拍频信号, 通过相位卡解算, 继而得出相应位移值. 整个测量过程在真空环境中进行, 有利于减小折射率变化带来的测量误差. 光路设计过程中, 将双频光空间分离, 减少由于偏振泄

漏^[13]带来的非线性误差^[14-16], 同时, 将干涉仪设计为四细分式, 提高了光学分辨率.

①, ②, ③, ④四束光光强由以下公式表示:

$$E_i = A \cos(2\pi f_1 t + \varphi_1 + \varphi_a + \varphi_l), \quad (1a)$$

$$E_j = A \cos(2\pi f_2 t + \varphi_2 + \varphi_b + \varphi_m), \quad (1b)$$

式中, $i = 1, 2; j = 3, 4$; A 是激光振幅; f_1, f_2 是激光频率; φ_1, φ_2 是激光初始相位; φ_a, φ_b 是光纤传播引入的相位噪声; φ_l, φ_m 是 AOM 引入的相位噪声. 若导轨上的反射镜静止不动, 那么两个探测器探测到的信号频率差为 2 MHz, 当导轨的反射镜移动时, 产生的多普勒频移为 Δf , 引入了 $\Delta\varphi$ 的相位变化, 那么探测器分别探测到的信号相位 Φ_1, Φ_2 表示为

$$\begin{aligned} \Phi_1 = & 2\pi(f_1 - f_2 + \Delta f) \\ & + (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_a - \varphi_b + \varphi_l - \varphi_m) \end{aligned}$$

$$+ \Delta\varphi, \tag{2a}$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 = 2\pi(f_1 - f_2 - \Delta f) \\ + (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_a - \varphi_b + \varphi_l - \varphi_m) \\ - \Delta\varphi. \end{aligned} \tag{2b}$$

以探测到的任意一束光为参考信号, 另一束为测量信号, 从(2a)和(2b)式可以看出探测器探测到的信号频率为 $f_1 - f_2 + \Delta f, f_1 - f_2 - \Delta f$, 相位差为 $2\Delta\varphi$. 引入的相位噪声作差抵消, 从而得到反射镜位移

$$L = \frac{\lambda}{8n\pi} \Delta\varphi = (N + \varepsilon) \frac{\lambda}{8n\pi}, \quad \varepsilon \in (0, 2\pi), \tag{3}$$

式中, n 为折射率, λ 为激光波长, N 是相位整数, ε 为相位小数.

3 双频绿光干涉仪误差测量

高精度双频绿光干涉仪的误差主要分为随机误差和系统误差两大类. 随机误差主要包括光源频率的不稳定与环境的不稳定, 系统误差主要有相位测量误差、干涉仪非线性误差等. 对所搭建的高精度双频绿光干涉仪的误差进行评估, 最终得到系统测量的合成不确定度.

3.1 绿光波长的不确定度

绿光波长的不确定度是影响干涉仪稳定性的一大因素, 主要与激光器的绝对频率和频率稳定性有关, 将中国计量院研制的碘分子稳频的 532 nm 固体激光频标装置作为比对基准^[17], 对绿光激光器的绝对频率和频率稳定性进行测量.

图 2(a) 是待测绿光激光器和光频标在 36 h 内的拍频数据, 拍频值呈正态分布, 峰峰值为 8.5 kHz, 标准差为 726 Hz. 图 2(b) 是利用拍频数据计算出的 Allan 方差曲线, 其中在 1 s 积分时间内相对 Allan 方差约 1.3×10^{-12} . 待测的 532 nm 激光器输出的绝对频率值为 563260263460 kHz, $k = 3$ (50 kHz), 对应的激光频率的标准不确定度 $u(v)$ 为

$$u(v) = \frac{a_v}{k} = \frac{50}{3} = 16.67(\text{kHz}), \tag{4}$$

式中, a_v 是对应置信概率 $p = 99.7\%$ 置信区间的半宽度 50 kHz, k 是包含因子. 进而得到激光器波长累计引入的不确定系数

$$a(\lambda) = \frac{u(v)}{v_0} = \frac{16.67}{563260263460}$$

$$\approx 2.9 \times 10^{-11}, \tag{5}$$

式中 v_0 是激光器输出的绝对频率值.

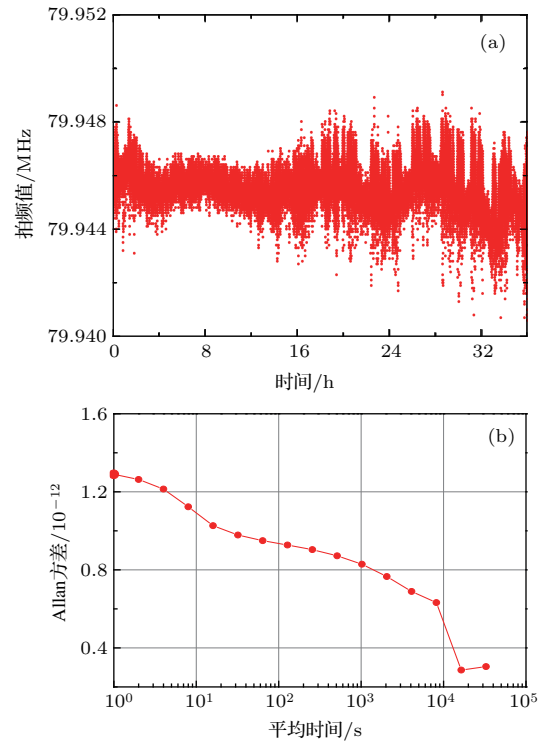


图 2 (a) 绿光激光器与光频标的拍频频率; (b) Allan 方差曲线
Fig. 2. (a) The recorded beat frequency between the green laser and optical frequency standard; (b) relative Allan deviation.

3.2 空气折射率变化造成的不确定度

环境温度和气压的变化改变了测量环境中的空气折射率, 影响干涉仪的测量精度. 对空气折射率不确定度进行评估时, 使用干泵抽气半小时, 待气压达到最小值, 锁紧抽气口, 关闭真空泵, 真空腔内状态稳定后, 记录腔内 1 h 内的温度与气压变化.

图 3 为稳定后真空腔内 1 h 的温度变化情况, 可以看出腔内温度在稳定后有一定的回升, 温度变化峰峰值为 0.052 K, 0.1 h 内温度变化反映出测温仪的随机噪声在 0.04 K 内. 对 1 h 的温度变化进行线性拟合, 首尾相减得到其变化量为 0.012 K.

图 4 为稳定后的气压变化情况, 气压上升了大约 5 Pa, 在估算稀薄空气折射率时, Lorentz-Lorenz^[18,19] 公式揭示了物质折射率和其本身的物质极化率间的关系, 对于真空度较高的空气, 其折射率约为 1. Lorentz-Lorenz 公式的表达式为

$$n \approx \sqrt{1 + \frac{3AP}{RT}}, \tag{6}$$

式中, n 为空气折射率, $R = 8.31441 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ 为普适气体常量, T 为温度, P 为气压, A 为摩尔折射率. 在稀薄气体条件下, 温度和气压小幅变化不会对摩尔折射率造成太大影响, 大致在 $(4.6\text{--}4.8) \times 10^{-6}\cdot\text{mol}^{-1}$. 将 $P = 30 \text{ Pa}$, $T = 297.978 \text{ K}$ 代入 (6) 式, 得 $n - 1 = 8.355 \times 10^{-8}$. 1 h 后 $P = 35 \text{ Pa}$, $T = 297.95 \text{ K}$, 得出 $n - 1 = 9.749 \times 10^{-8}$. 可以看出, 空气折射率长期变化约 1.627×10^{-7} . 由于测量过程一般短时间内就能够完成, 因此折射率的不确定度系数以短时间变化为主. 10 min 内气压变化约为 1 Pa, 对温度变化值进行直线拟合, 首尾相减得到温度变化为 $0.0007 \text{ }^\circ\text{C}$, 计算出折射率变化约 3×10^{-9} .

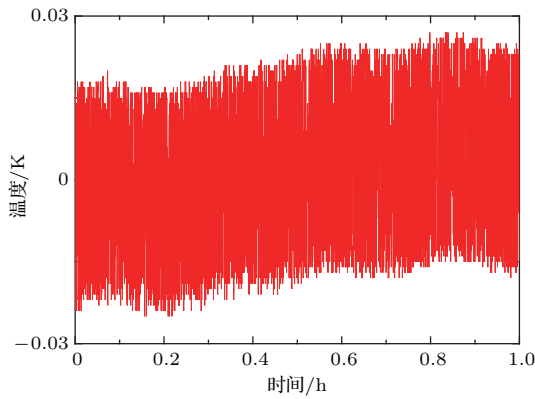


图3 1 h 内的温度变化

Fig. 3. Temperature variation in one hour.

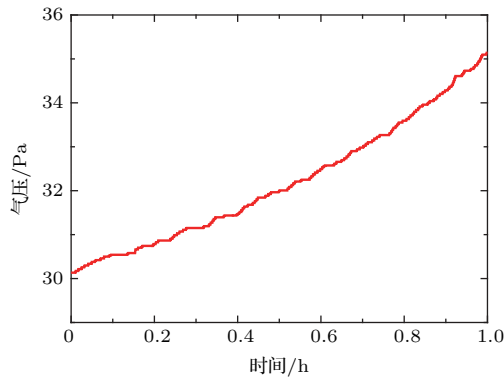


图4 1 h 内气压变化

Fig. 4. Atmospheric pressure variation in one hour.

3.3 相位卡测量的不确定度

计算位移时, 将测量信号与参考信号的拍频信号送入光电接收电路以及比较电路中, 之后转换为两路差分方波信号, 利用基于现场可编程门阵列的脉冲计数型相位卡比相得出相应的位移值. 其中, 光电接收电路与相位卡的测量精度影响了位移测量精度.

利用双通道波形发生器 (Keysight, 33622A) 产生两路标准正弦信号, 直接接入光电接收电路中电压比较器的输入端, 再接入相位卡测量相位变化值. 同步两路正弦信号的初始相位, 连续采集 1 h 的相位零漂值, 得到图 5. 输出的相位峰峰值在 $\pm 0.03^\circ$ 内, 折算成位移约 $\pm 11 \text{ pm}$, 标准差为 0.01° , 对应位移 3.7 pm .

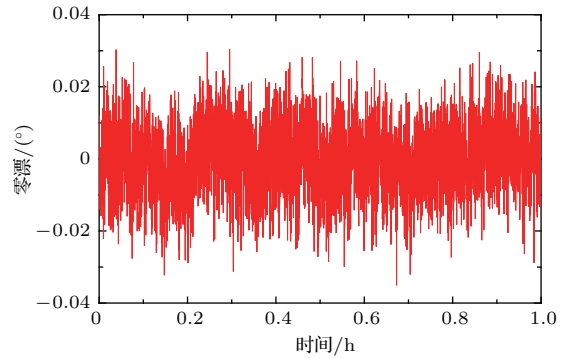


图5 1 h 内相位卡零漂

Fig. 5. Zero-drift of the phase meter in one hour.

为了检测相位卡测量的不确定度及分辨率, 将波形发生器的两路输出信号分别输入相位卡与锁相放大器 (SRS, SR830) 中测量相位并进行比较, 以 0.1° 为台阶步距阶跃改变测量信号的相位值, 得出台阶图, 每个台阶采样 100 个数据点, 连续采集 9 个台阶, 测量结果如图 6 所示.

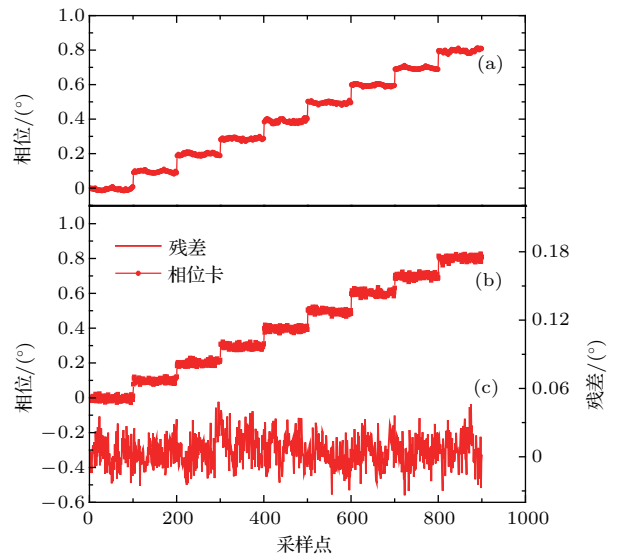


图6 (a) 锁相放大器测量分辨率; (b) 相位卡测量分辨率; (c) 相位卡与锁相放大器间残差

Fig. 6. (a) The displacement resolution using the lock-in amplifier; (b) the displacement resolution by the phase meter; (c) the residual between (a) and (b).

图6中可以清晰地分辨 0.1° 的相位改变量,计算出相位卡与锁相放大器间的残差,残差峰峰值在 $\pm 0.04^\circ$ 内,相位处理部分的系统分辨率优于 0.1° ,残差的标准差为 0.0135° ,与相位卡零漂基本处于同一水平.锁相放大器的相位测量不确定度为 0.01° ,经计算,相位卡测量的标准不确定度为 0.017° ,对应绿光干涉仪的位移 $6.3\text{ }\mu\text{m}$.

3.4 绿光干涉仪的残余非线性误差

在亚纳米精度的测量过程中,非线性误差是影响测量精度的重要因素之一,它的形成原因较为复杂,主要是因为双频光经过偏振分光棱镜后,发生了一定的偏振泄漏,叠加到干涉信号中,从而产生测量误差.非线性误差随着测量相移做周期变化,误差幅值与偏振泄漏呈正比,因此本实验采用幅值解调法^[20-22]测量绿光干涉仪的非线性误差,主要是将绿光干涉仪的输出信号输入到高精度的数字锁相放大器中,解调出幅值误差后得到相位误差.

测量时使用的锁相放大器带宽为 1 mHz — 102.4 kHz ,相位分辨率为 0.01° ,双频光频差控制在 60 kHz ,使得其二次谐波超出锁相放大器的测量范围,干涉仪的位移平台(PI, M-521.DD)以 $4\text{ }\mu\text{m/s}$ 的速度运动,细分数为4,两信号间的多普勒频差为 30 Hz .双频光信号输入锁相放大器,通过数集卡(NI USB-6366)采集输出的两路模拟正交分量,计算出幅值误差,从而得到位移偏差,再利用Hanning窗函数^[23]的快速傅里叶变换对位移偏差进行分析.为了使结果更加直观,本实验利用双通道信号发生器产生 60 kHz 与 60.03 kHz 的正弦信号模拟运动平台的连续运动,输入锁相放大器计算出非线性误差进行对比,得到数据如图7所示.

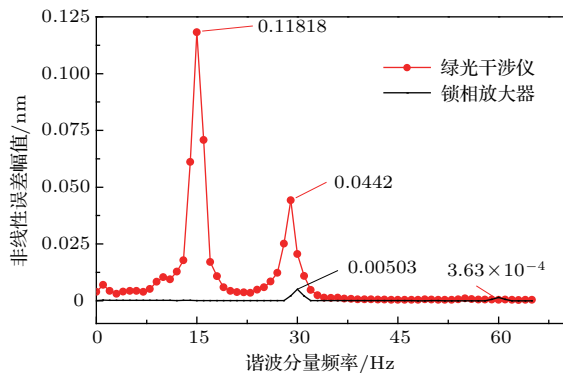


图7 非线性误差频谱图

Fig. 7. The spectrum of the nonlinearities.

绿光干涉仪在 30 Hz 时的非线性误差幅值为 $44\text{ }\mu\text{m}$, 60 Hz 处约 $4\text{ }\mu\text{m}$,在 15 Hz 处出现一个约 $118\text{ }\mu\text{m}$ 的尖峰,而锁相放大器 15 Hz 处十分平坦.对图1中的光路情况进行分析,发现当光束①和④从 $\lambda/4$ 入射到平面镜时,虽然在 $\lambda/4$ 上镀了一层增透膜,但依然有少量的寄生反射光,同时 $\lambda/4$ 与偏振分光镜之间由于材质不同,也存在少量镜面反射.以光束①为例,当光束①和③合光时,信号中掺杂了被偏振分光镜反射的光束①的微弱寄生反射光,使探测器输出一个额外的 2 MHz 谐波信号.光束④与光束①的情况相同,使得光束②和④合光时也掺杂了寄生反射光,而这两束合光信号分别为参考信号与测量信号,在计算相位差时掺杂的谐波信号产生了非线性误差,类似一个光学二细分干涉仪,因此在 15 Hz 处出现了亚纳米级非线性误差,最终得到绿光干涉仪产生的主要非线性误差为 $118\text{ }\mu\text{m}$.

3.5 与商用激光外差干涉仪位移比对

利用双频绿光干涉仪进行位移测量,并与商用激光外差干涉仪(Agilent, 5527B)比对.先将两组干涉仪系统的读数归零,在稳定的真空环境下,使位移平台产生台阶式增量位移.为了消除测量时钟的差异以及闭环锁定的抖动误差,每当位移台产生一个台阶位移且闭环锁定不动时,同时采集两组干涉仪的位移数据,求取平均值作为台阶评价值,并将两者测量结果进行比对.

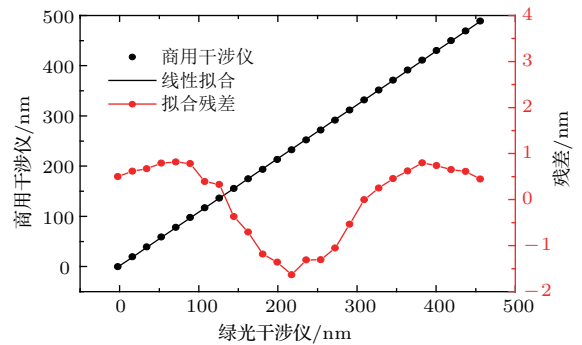


图8 (网刊彩色) 绿光干涉仪与商用外差干涉仪 500 nm 位移内的比对结果

Fig. 8. (color online) Displacement comparison of two interferometers in the range of 500 nm .

为了准确测量5527B的非线性误差,两组干涉仪必须进行波长量级的位移比对,控制纳米定位平台(PI P-753.11C)进行 20 nm 步距、 500 nm 量程的比对实验,得到图8中 500 nm 量程下绿光干涉仪

与5527B的比对结果. 图中, 黑色圆点为两组干涉仪的位移关系曲线, 利用最小二乘法对测量数据进行线性拟合, 消除光路不平行引入的余弦误差, 并将两组位移关系相减得到拟合残差. 残差值接近320 nm的周期变化, 对应He-Ne干涉仪的半波长, 残差幅值为2 nm. 由于两组干涉仪测量时的光轴在垂直方向上因人为调节存在2—3 mm的偏差, 且位移台运动过程中存在 10^{-6} arcsec的最大偏转角, 因而测量过程中存在 10^{-5} nm左右的阿贝误差, 较非线性误差可忽略不计, 最终得出5527B的非线性误差为 ± 2 nm.

3.6 绿光干涉仪不确定度评估

由上文分析可知, 系统中的位移测量不确定度主要来源于激光器的波长不确定度(A类)、空气折射率不确定度(B类)、相位测量不确定度(B类)和非线性误差(B类). 对以上不确定度进行合成, 得出绿光干涉仪在1 μm 和100 mm量程下的合成标准不确定度, 结果列于表1.

表1 1 μm 与100 mm位移下干涉仪的测量不确定度
Table 1. The uncertainty of the interferometer within 1 μm and 100 mm.

标准不确定度	1 μm 量程/pm	100 mm 量程/pm
A类 波长不确定度	2.9×10^{-5}	3
B类 折射率不确定度	3×10^{-3}	300
B类 相位测量不确定度	6.3	6.3
B类 非线性误差	118	118
合成不确定度	118	322

在1 μm 量程内双频绿光干涉仪的不确定度为118 pm, 主要由残余非线性误差造成; 当测量量程增大到100 mm时, 双频绿光干涉仪的不确定度为322 pm, 空气折射率的不确定度占干涉仪测量不确定度的主导地位. 可以看出, 绿光双频干涉仪在100 mm的量程内, 精度达到了亚纳米量级. 同时, 此双频绿光干涉仪具有可溯源的优势, 未来可运用到仪器标定、长度标准开发以及几何量测量领域.

4 结 论

为了在几十至几百毫米量程内提供高精度的测量, 建立了一套可溯源跨尺度绿光干涉仪, 将小型化碘稳频532 nm激光器作为测量光源, 使频率锁定至复现米定义谱线上. 利用空间光分离的光

路设计, 对光纤及AOM产生的相位噪声进行补偿, 减小了非线性误差, 实现了光学四细分. 选用分辨率达到 0.017° 的相位计数器提高测量精度. 最终, 100 mm的量程内, 其测量不确定度达322 pm, 具有跨尺度亚纳米分辨可溯源位移测量的能力.

参考文献

- [1] McClelland J J, Scholten R E, Palm E C, Celotta R J 1993 *Science* **262** 877
- [2] Li T B 2005 *Shanghai Measurement and Testing* **32** 8 (in Chinese) [李同保 2005 上海计量测试 **32** 8]
- [3] Zhang P P, Ma Y, Zhang B W, Li T B 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 190 (in Chinese) [张萍萍, 马艳, 张宝武, 李同保 2011 光学学报 **31** 190]
- [4] Bustillo J M, Howe R T, Muller R S 1998 *Proc. IEEE* **86** 1552
- [5] Zhang X J, Meng Y G, Wen S Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 728 (in Chinese) [张向军, 孟永刚, 温诗铸 2004 物理学报 **53** 728]
- [6] Zhu M H, Wu X J, Wei H Y, Zhang L Q, Zhang J T, Li Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 070702 (in Chinese) [朱敏昊, 吴学健, 尉昊赞, 张丽琼, 张继涛, 李岩 2013 物理学报 **62** 070702]
- [7] Zuo A B, Li W B, Peng Y X, Cao J P, Zang E J 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 164 (in Chinese) [左爱斌, 李文博, 彭月祥, 曹建平, 臧二军 2005 中国激光 **32** 164]
- [8] Cordiale P, Galzerano G, Schnatz H 2000 *Metrologia* **37** 177
- [9] Bi Z Y, Luo M, Ding J X, Ma L S 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1699 (in Chinese) [毕志毅, 罗明, 丁晶新, 马龙生 2000 光学学报 **20** 1699]
- [10] Galzerano G, Svelto C, Bertinetto F, Bava E 1999 *Proceedings of the 16th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, 1999, IMTC/99* **3** 1913
- [11] Lin B K, Cao S Y, Zhao Y, Li Y, Wang Q, Lin Y G, Cao J P, Zang E J, Fang Z J, Li T C 2014 *Chin. J. Lasers* **41** 8 (in Chinese) [林百科, 曹士英, 赵阳, 李焯, 王强, 林弋戈, 曹建平, 臧二军, 方占军, 李天初 2014 中国激光 **41** 8]
- [12] Zang E J, Cao J P, Zhong M C, Li C Y, Shen N C, Hong D M, Cui L R, Zhu Z, Liu A H 2002 *Appl. Opt.* **41** 7012
- [13] Badami V G, Patterson S R 2000 *Precis. Eng.* **24** 41
- [14] Quenelle R C 1983 *Hewlett Packard* **34** 10
- [15] Hou W, Wilkening G 1992 *Precis. Eng.* **14** 91
- [16] Cosijns S J A G, Haitjema H, Schellekens P H J 2002 *Precis. Eng.* **26** 448
- [17] Zang E J, Cao J P, Li Y, Deng Y K, Yang T, Li C Y, Li W B 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 203 (in Chinese) [臧二军, 曹建平, 李焯, 邓勇开, 杨涛, 李成阳, 李文博 2007 中国激光 **34** 203]
- [18] Born M, Wolf E 1992 *Principles of Optics (7th Ed.)* (Cambridge: Press of University of Cambridge) p92
- [19] Schwarz D, Wormeester H, Poelsema B 2011 *Thin Solid Films* **519** 2994
- [20] Wu C M, Lawall J, Deslattes R D 1999 *Appl. Opt.* **38** 4089

[21] Ellis J D, Meskers A J, Spronck J W, Munning R H 2011

Opt. Lett. **36** 3584

[22] Hu P C, Chen P, Ding X M, Tan J B 2014 *Appl. Opt.*

53 5448

[23] Pdoer P, Zaman Khan T, Haque Khan M, Muktadir

Rahman M 2014 *Int. J. Computer Appl.* **96** 1

Traceable trans-scale heterodyne interferometer with subnanometer resolution*

He Yin-Zhu¹⁾²⁾ Zhao Shi-Jie^{3)†} Wei Hao-Yun¹⁾ Li Yan^{1)‡}

1) (State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Graduate School at Shenzhen, Tsinghua University, Shenzhen 518055, China)

3) (Beijing Aerospace Control Device Institute, Beijing 100854, China)

(Received 11 November 2016; revised manuscript received 23 December 2016)

Abstract

In order to realize the traceable trans-scale displacement measurements with high resolutions in the fields of fundamental scientific research and ultra-precision machining, we demonstrate a trans-scale heterodyne interferometer with a sub-nanometer resolution, through assembling a compact iodine-stabilized laser at 532 nm. Using modulation transfer spectroscopy, the green laser is traced back to the transition line R(56)32-O(a10), which is one of the recommended spectral lines for ‘meter’ redefinition. The Allan standard deviation of the laser frequency is 1.3×10^{-12} within an average time of 1 s. Compared with most He-Ne lasers, the green laser has a short wavelength and good stability, which leads to a higher resolution. We use two acoustic-optic modulators driven by a two-channel acoustic-optic driver sharing the same crystal oscillator to separate input beams spatially. The frequency of one beam is shifted by 80 MHz and the other is shifted by 82 MHz, which results in a beat frequency of 2 MHz. As a result, the nonlinearity caused by source mixing substantially is reduced. The phase noises of the fibers and two acoustic-optic modulators are well compensated. In order to minimize the difficulty in adjusting the optical path and the error of the measurement, we integrate the interferometry components and design a monolithic prism. The optical resolution of the interferometer reaches to $\lambda/4$. The experiment is carried out in a vacuum environment to reduce the influence of the refractive index of air. High-precision phase measurement technology is used to improve the accuracy of the interferometer. The errors of the interferometer can be classified as random and systematic errors. Random errors include the error from the frequency instability of the laser and the error due to environmental effects. Systematic errors include the phase measurement error and the nonlinearity error. To verify the performance of the interferometer, these errors must be evaluated. In a span of 100 mm, the measurement uncertainties caused by laser wavelength uncertainty, the air refractive index uncertainty, the phase measurement uncertainty and the nonlinearity error are 3 pm, 300 pm, 6.3 pm and 118 pm, respectively. Finally, the performance evaluation shows that the combined uncertainty of the interferometer reaches 322 pm in a span of 100 mm, which is mainly due to the refractive index of air. The heterodyne interferometer meets the requirements for traceable trans-scale measurement with a sub-nanometer resolution, which can be widely used in instrument calibration, length standard making, and geometric measurement.

Keywords: trans-scale, traceable, measurement, interferometer

PACS: 06.20.Dk, 06.30.Bp, 07.60.Ly

DOI: 10.7498/aps.66.060601

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51575311) and the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project of China (Grant No. 2014YQ09070907).

† Corresponding author. E-mail: zhao_sj2012@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: liyan@mail.tsinghua.edu.cn