

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2018.03.03

第三代激光干涉仪

——固体微片激光自混合测量技术的突破

张书练, 谈宜东

(清华大学 精密仪器与机械学系 光电工程研究所 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

摘 要: 微片激光自混合干涉仪原理上与迈克尔逊干涉仪不同。主要差别是: 激光自混合干涉仪的光束照射在被测物上并被反射回激光器被激光腔内放大介质放大。作者课题组研究的激光自混合干涉仪的测量速度达到了 1 m/s 以上, 10 m 空程的环境误差小到了 40 nm。它具有全固态、可测“黑”目标的位移等性能, 又达到了传统激光干涉仪的技术指标。如果第一代光学干涉仪是以光谱灯做光源, 第二代光学干涉仪是以 HeNe 气体激光器做光源的话, 固体激光自混合干涉仪因其激光“自混合”原理可看成是第三代激光干涉仪。

关键词: 固体微片激光器; 激光自混合干涉仪; Lang-Kobayash 模型; 仪器化; 位移测量

中图分类号: TB96 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-5795(2018)03-0043-17

Third-generation Laser Interferometer

——Breakthrough in Solid-state Microchip Laser Self-mixing Measurement Technology

ZHANG Shulian, TAN Yidong

(State Key Laboratory of precision measurement technology & instruments, Institute of photoelectric Engineering,
Department of Precision instruments & Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The microchip laser self-mixing interferometer is different from the Michelson interferometer in principle. The main difference is that the beam of the laser self-mixing interferometer is amplified by the amplifying medium in the laser after it has been irradiated on the object to be measured and reflected back. The laser self-mixing interferometer developed by the author's research group has achieved a measurement speed of more than 1 m/s, and the environmental error was as small as 40 nm for an air path of 10 m. It has all solid state, can measure the displacement of “black” target, and has reached the technical index of the traditional laser interferometer. If the optical interferometer using a spectral lamp as light source is considered as the first-generation interferometer and that using He-Ne laser as the second-generation interferometer, the solid laser self-mixing interferometer can be regarded as the third-generation laser interferometer because of its laser “self mixing” principle.

Key words: solid microchip laser; laser self-mixing interferometer; Lang-Kobayash model; instrumentation; displacement measurement

0 引言

1887 年物理学家阿尔伯特·迈克尔逊和爱德华·莫雷构建了基于分振幅干涉的测量系统, 否定了绝对静止参考系的存在^[1-2]。由于干涉测量的高精度以及可溯源性, 基于迈克尔逊基本结构的干涉测量方法和系统逐渐在科学研究和工业生产等领域发挥无可替代的作用。例如美国的 LIGO(激光干涉仪引力波天文台)于 2016 年首次探测到引力波涟漪事件^[3]; 商用产品 Agilent, Renishaw 以及 Zygo 等在高精度精密检测及制造领域发挥重大作用等。迈克尔逊式激光干涉仪已成

为人类认识和改造世界的强有力工具^[4-6]。

然而, 迈克尔逊基本结构的干涉仪仍存在一些缺点。一个最突出的缺点是对被测物体的表面反射率要求非常高, 绝大多数情况下需要靶镜来辅助测量, 使得产生的干涉强度达到信号处理的要求。表面无法装配靶镜的测量是迈克尔逊干涉仪从理论上就无法实现的。事实上, 这种无法施加配合靶镜的应用场合的数量远超过可以施加的, 例如微小、黑色、轻柔、粗糙、液面等目标都不允许装配靶镜, 此外对于一些研究材料物理特性的场合, 装配靶镜无疑会影响被测件本身

性能的准确测量。第二个缺点是, 迈克尔逊激光干涉仪使用气体(HeNe 混合气体)激光器做光源, 在连续工作的场合(在光刻机内做线条定位), 其寿命不够长, 经常要更换激光器。第三个缺点是对空程的环境误差补偿能力有限, 常需要使用温度、压力、湿度等辅助测量手段, 使系统变复杂。第四个缺点是抗干扰能力和非线性的不可兼得。由于组成双频干涉仪元件的误差, 双频干涉仪一个波长位移有几个 nm 的非线性, 其位数无法消除。而单频激光干涉仪没有非线性误差, 但抗干扰能力不足, 一旦测程长了, 干扰成了重要的误差源。

工业界和学术界都急需一种新原理的干涉仪, 它既具有溯源性, 能满足高测量精度需求, 又可以实现非配合目标的测量, 抗干扰能力强, 还具备等同于甚至优于迈克尔逊干涉仪的量程、分辨力、测量速度等性能指标。

1963 年, 英国的科学家 King P R G 等人发现了运动的腔外物体反射或散射回谐振腔的光能够引起激光功率的周期性波动, 调制周期与运动位移有关, 自此开始, 自混合效应开始作为一种光学传感测量手段出现在人们的视野中^[7]。由于回馈光与激光介质发生相互作用而被放大, 激光自混合干涉对回馈光具有非常高的敏感性, 如固体微片激光器, 其具有非常高的腔内光场衰减速率与反转粒子数衰减速率之比, 对返回到激光谐振腔内的光场的放大可达 10^6 , 能够在无需配合靶镜的情况下敏感大多数的非配合目标的回馈光^[8]。

以此效应测量激光器外目标位移的测量原理受到重视和研究。如日本 K. Ostuka 课题组^[11-13]、意大利 S. Donati 课题组^[14-15]、南京师范大学王鸣课题组^[16-18]采用半导体激光器、固体微片激光器以及 He-Ne 激光器进行了速度以及振动测量的研究; 法国 E. Lacot 课题组^[19]、澳大利亚 A. D. Rakic 课题组^[20]以

$$\frac{d(E(t)e^{j\omega t})}{dt} = \left\{ j\omega_m t + \frac{1}{2} \left(\Gamma G - \frac{1}{\tau_p} \right) \right\} \times E(t)e^{j\omega t} + \tilde{\kappa} E(t - \tau_{\text{ext}}) e^{j\omega(t - \tau_{\text{ext}})} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta_i I(t)}{qV} - \frac{N(t)}{\tau_n} - GS(t) \quad (1)$$

式中: $E(t)$ 为电场的缓变复振幅; $N(t)$ 为上能级反转粒子数; Γ 为光学限制因子; G 为谐振腔内的增益; $\tilde{\kappa}$ 为回馈耦合效率; τ_p 为腔内光子寿命; τ_n 为上能级反转粒子数寿命; τ_{ext} 为外腔往返时间; η_i 为电流注入效率。在一定的近似情况下求解方程组(1)的解析解, 或者直接求其数值解即可求得激光的功率随腔外回馈

及本课题组^[21-22]均开展了激光自混合干涉成像领域的研究等。

研究者期望该方法可以完成传统干涉仪无法实现的非配合目标测量^[9-10]。但是, 研究者多, 真正可应用的系统少; 物理学家研究者多, 工程科学领域的研究者少, 不能进入实际应用。从技术上看, 激光自混合干涉从激光器到被测物之间的光路全部属于测量光路, 自混合干涉测量光路上的光强容易受到环境折射率变化以及光学器件产生热蠕变带来的影响。于是, 在进行位移测量以及其他应用时, 这种环境扰动问题就凸显出来。S. Donati 课题组、王鸣课题组以及本课题组都尝试过对 He-Ne 激光器以及半导体激光器进行位移测量研究, 但是测量的稳定性以及精度有待提高才可与现在的激光干涉仪相比拟。

课题组所研制出的激光自混合干涉测量系统解决了激光回馈在精密测量应用中的关键技术问题, 包括死程补偿、频率稳定、提高灵敏度(1 nm)及测量速度(大于 1 m/s)等, 实现了测量范围大(10 m), 灵敏度高。本文称其为第三代干涉仪。目前在某些应用场合已可取代迈克尔逊干涉仪。

本文将介绍课题组在固体微片激光自混合干涉仪的研究, 包括在纳米分辨力位移测量、高精度相位测量和相位补偿, 并预测发展前景, 以及在一些应用(如折射率测量等)中的进展。

1 激光自混合干涉仪原理

1980 年, R. Lang 和 K. Kobayashi 研究报道了半导体激光器中, 外腔反射光对激光器性能的影响, 并在激光速率方程模型中增加了用来表示回馈光的复数项(幅值代表回馈光强度, 相位代表回馈光相位), 建立了著名的 Lang-Kobayashi 模型^[23], 该理论的提出为激光自混合干涉的研究奠定了理论基础, 而后来的科学研究现象和分析也证实了这一模型的可靠性。

光相位及强度的动态变化过程。

固体微片激光器具有 MHz 量级的弛豫振荡频率, 因而外腔移频自混合干涉会使得自混合干涉功率调制峰靠近弛豫振荡峰从而具有更大的放大倍数, 因此能够提高回馈光的测量灵敏度, 但是移频自混合干涉相对于非移频会产生更多的物理现象, 只有对物理现象研究透彻才能合理地转化为测量方法和技术。我们对

固体微片激光器移频自混合干涉进行了系统地研究,分别研究了外腔移频频率、回馈光强度对激光器频谱以及光功率谱的影响,丰富了激光自混合干涉的现象,同时也通过激光器速率方程模型对各参数如何影响激光器自混合效应进行了理论仿真,完善了激光移频自混合干涉的分区工作。

构建如图 1 所示的系统来对移频自混合干涉中各种参数的影响进行探究。图 1 中, ML1, ML2 为 Nd:YVO₄ 微片激光器; BS1, BS2, BS3 为分光镜; AOMs 为声光移频器组; ATT 为可调衰减片; T 为被测目标; PD 为光电探测器; OS 为示波器; PD&AF 为光电探测器和放大器; FS 为频谱仪。

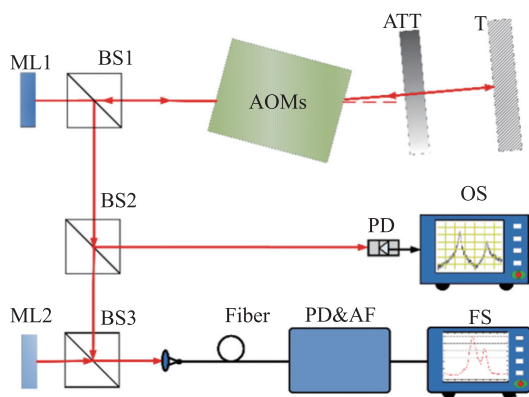


图 1 研究回馈光强度及移频频率对激光频谱和光功率谱影响实验装置图

其中, ML1, ML2 为两个完全相同的 LD 泵浦固体微片激光器。ML1 输出光被 BS1 分为两部分,在透射光的光路中加入了声光移频器组、可调衰减器以及被测物构成了外腔回馈系统,通过调节声光移频器组的驱动频率来改变外腔移频的频率,通过旋转可调衰减片来改变回馈光的强度。ML1 输出光被 BS1 反射的一部分又被分为两路:一路直接被光电探测器接收,进行光电转换后接入示波器观察输出激光的光功率谱特性;另一路与 ML2 的输出光干涉产生拍频信号,被光电探测器接收、放大后进入频谱仪,可了解“外差”移频自混合干涉光路中回馈光强度以及移频频率对激光器频谱和光功率谱的具体影响。

图 2 为移频频率 600 kHz 时,当回馈强度 κ 分别约为 0, 1×10^{-6} , 2×10^{-5} , 2×10^{-3} 时对应的拍频频谱,因为 ML2 的频谱固定,所以图 2 各子图所示由拍频获得的信号即表示激光器 ML1 对应不同回馈光强度时的频谱图。图 3 为当回馈强度为 1.2×10^{-5} 时,移频频率

Ω 分别为 0 Hz, 600 kHz, 1 MHz, 1.6 MHz 四种情况下激光器 ML1 输出激光的频谱。

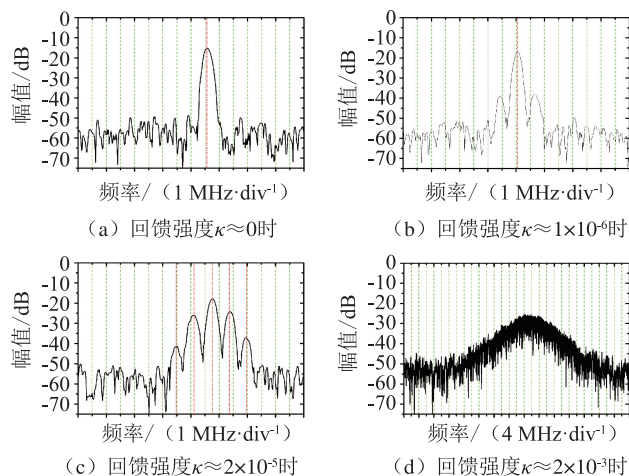


图 2 线宽随着回馈光强度的改变图

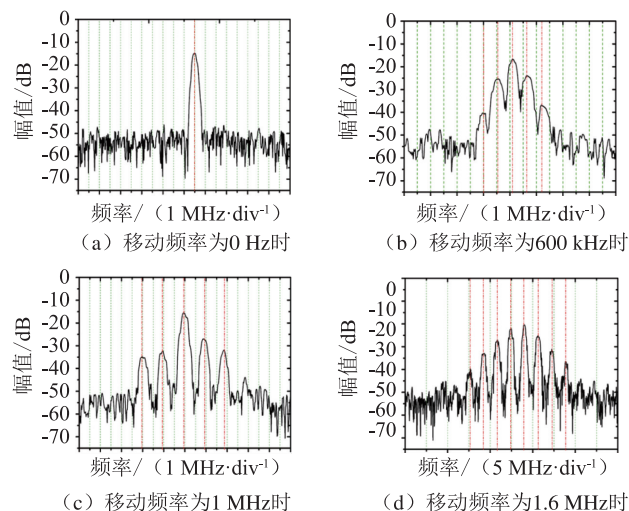


图 3 频谱随移频频率的改变

根据 Lang-Kobayashi 模型可知,外腔移频回馈光总会在激光器的光功率谱产生相同频率的功率调制峰,但是回馈光的强度对激光自混合干涉影响的物理现象也非常丰富,在图 1 所示的实验装置中,我们通过改变可调衰减片来控制回馈光的强度,通过示波器来观察微片激光器的光功率谱,实验现象如图 4 所示。图 4 给出了当移频频率为 600 kHz 时,激光光功率谱随回馈光水平的变化: (a) $\gamma_{\text{ext}} \approx 0$; (b) $\gamma_{\text{ext}} \approx 1 \times 10^{-6}$; (c) $\gamma_{\text{ext}} \approx 2 \times 10^{-5}$; (d) $\gamma_{\text{ext}} \approx 2 \times 10^{-3}$ 。

综上所述,通过系统研究发现了在“外差”移频自混合干涉中,激光的频谱更容易发生展宽,展宽频谱是由一个中心频率和两侧分布的一系列等间距频率“梳齿”构成,相邻频率“梳齿”间距等于外腔移频频率,即

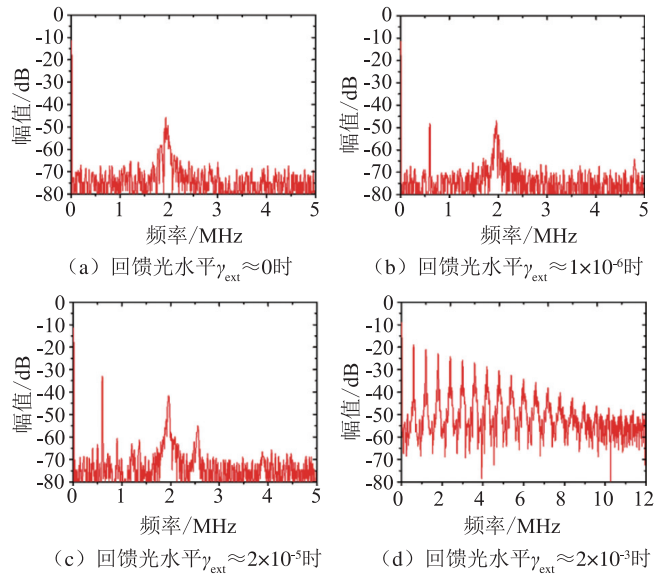


图4 激光光功率谱随回馈光水平的变化

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1 (N_0 - N(t)) - BN(t) |E_c(t)|^2$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2} (BN(t) - \gamma_c) E_c(t) + \gamma_{\text{ext}} E_c(t - \tau) \left[\cos \left(\Omega t - \left(\omega + \frac{\Omega}{2} \right) \tau + \Phi_c(t - \tau) - \Phi_c(t) \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{d\Phi_c(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha (BN(t) - \lambda_c) + \gamma_{\text{ext}} \frac{E_c(t - \tau)}{E_c(t)} \sin \left[\left(\Omega t - \left(\omega + \frac{\Omega}{2} \right) \tau + \Phi_c(t - \tau) - \Phi_c(t) \right) \right]$$

根据速率方程模型数值仿真所得到的回馈光强度和移频频率对激光光功率谱的影响也与实验结果非常一致, 这些结论对于依靠微片激光器移频自混合干涉原理进行测量的方法及系统仪器具有借鉴和参考的意义, 是后续仪器研究的基础。此外, 此研究结果作为一个重要的板块有助于完善“外差”移频自混合干涉理论的“T-C”分区图表, 促进整个激光自混合干涉知识体系的完善。

2 光源样机及参数评测

和 HeNe 激光器是传统激光干涉仪的心脏一样, 固体微片激光器是固体微片激光自混合干涉仪的心脏。课题组在完成固体微片激光器泵浦方案设计以及稳频方案设计之后, 实现了用于激光自混合干涉测量系统的小型化高性能激光光源, 并对其基本性能进行了评测。所研制的半导体激光器泵浦的固体微片激光器实物图如图 5 所示。

图 5 中半导体泵浦固体微片激光光源结构紧凑、功能齐全, 其体积只有 30 mm × 30 mm × 40 mm, 包含的功能模块有 LD 激光整形、微片角度旋转、光源整体温度控制、机械结构俯仰及偏摆调节等。因此由于其

激光展宽频谱的组成细节由外腔移频频率决定, 但是当外腔移频频率接近或者等于弛豫振荡频率时, 会发生相干塌缩。频谱的展宽宽度由回馈光强度和移频频率共同决定, 当回馈光水平过强时 ($\approx 1 \times 10^{-3}$), 分立的激光频谱迅速剧烈展宽为连续频谱, 进入“相干塌缩”; 激光光功率谱中调制信号频率等于外腔移频频率, 调制信号的幅值由回馈光的水平和外腔移频频率共同决定, 回馈光水平越高, 功率调制信号幅值越大, 移频频率越接近弛豫振荡峰, 功率调制信号幅值越大, 但是当回馈光水平过高 ($\approx 1 \times 10^{-3}$) 或者移频频率与弛豫振荡峰接近或重合时, 激光光功率谱会发生共振或者混沌的状态, 此时已无法从光功率谱中有效提取携带被测物体运动信息的信号。

作者课题组建立了包含激光器线宽展宽系数 α 的速率方程组, 并对上述实验现象进行了理论仿真和解释。

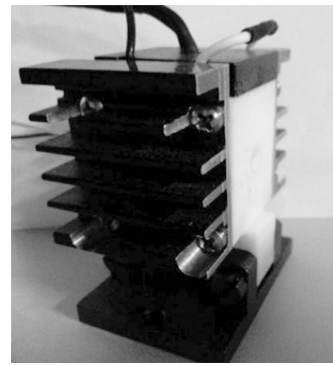


图5 固体微片激光器实物图

良好性能及小巧体积, 这种激光光源可用于多种自混合干涉测量的系统中。

为检验所设计的激光光源, 我们按照图 6 设计了激光器频率稳定度的测量系统。图 6 中, ML1 与 ML2 为两个完全一致的温控稳频 LD 泵浦固体微片激光器; BS 为分光镜; PD&AF 为光电二极管以及信号放大器; FS 为频谱仪。

图 6 中方案采用两个完全相同的光源进行对拍, 拍频的半高宽以及拍频频率的波动范围可以等价认为是两个激光器共同作用造成的, 两者的影响比例一致。

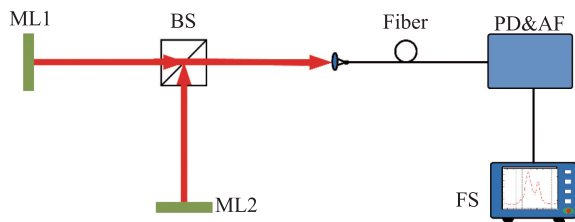


图6 双光束对拍测定激光频率稳定度及线宽

如图7所示为图6中系统得到的拍频频率值在7 h内的波动状况，可以得知拍频的波动范围大约在50 MHz左右，因此每一个激光器单独的频率波动范围大致为

$$\Delta\nu = \frac{50}{\sqrt{2}} \text{ MHz} \approx 35 \text{ MHz}$$

由此拍频测量得到的频率波动范围与根据系统温度波动范围所计算得到的微片激光器频率波动范围比较一致，较小的差别可能来源于半导体激光器的温度性能变化或者机械结构以及泵浦光的变化。总之，由系统的温度稳定度以及频率稳定度性能测量结果可知，我们为系统所设计的温控稳频达到了预期的效果。

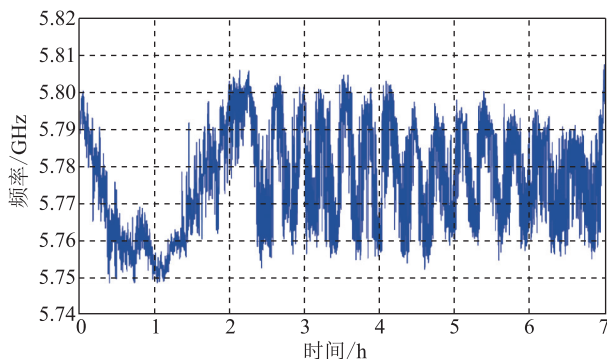
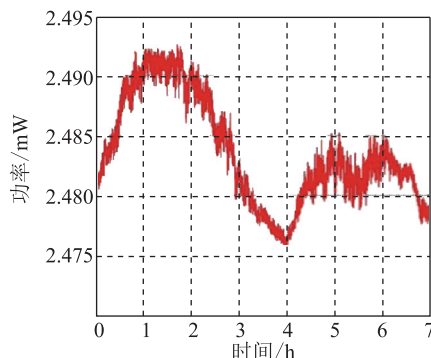
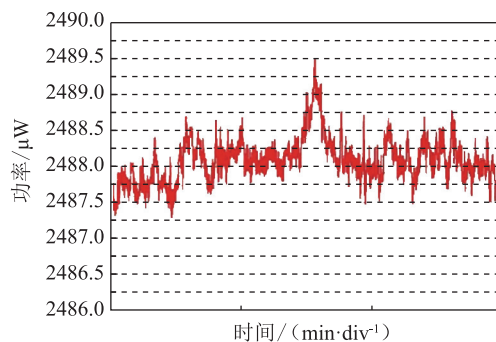


图7 拍频频率波动图

激光自混合干涉的最基本原理即回馈光的相位对激光器功率的调制，在“零差”激光自混合干涉系统中，外腔相位直接调制激光器的输出功率，而在“外差”自混合干涉测量系统中，外腔相位改变“外差”信号的相位，但激光器功率稳定度同样会对测量的精度有一定的影响。因此我们对所设计的激光光源的功率稳定性进行了测试评估，测试结果如图8所示。图8(a)所示为所涉及的LD泵浦Nd:YVO₄固体微片激光器在大约7 h范围内的功率波动状况。由图中数据可知激光功率的中心值大约为2.5 mW，在此基础上的功率波动范围大致为0.02 mW，相对波动大约为1%。图8(b)所示为短时间内激光器的功率波动情况，在20 min左右的时间内，激光器的功率最大波动为0.002 mW，对应的



(a) 长期波动



(b) 短期波动

图8 激光器功率

相对波动范围为0.1%，这样的波动范围即使对于“零差”自混合干涉系统也是可以接受的，对于“外差”移频自混合干涉来说其影响更小，因此所研制的激光器功率稳定性能够满足绝大多数的激光。

3 激光自混合干涉测量系统

激光自混合效应的输入为外腔的相位，因此能够体现为相位变化的物理量原则上讲都可以采用激光自混合干涉效应来测量。物体运动的位移、速度以及材料的折射率等都涉及到光程的改变，因此都可以通过构建相应的激光自混合干涉测量系统来实现高精度的测量。如引言中所述，由于激光自混合干涉的全部光路都属于测量光路，非常容易受到环境波动以及系统光学器件热蠕动的的影响，因此现有的基于激光自混合干涉效应的研究方案绝大多数集中于振动、速度、成像等对光程缓慢变化不敏感的领域，对于位移测量以及折射率测量的研究相对较少，测量精度有限，并且由于容易受干扰，多数停留在原理实验阶段，难以实现仪器化。

本课题组提出一系列的激光自混合干涉测量方法及技术，能够补偿由于环境波动以及光学器件热蠕动带来的光程变化对测量结果的影响，实现了高精度位

移及折射率等物理量的测量,并且实现了仪器化。其中固体微片激光回馈干涉仪是首台以激光自混合干涉效应为原理的激光干涉仪,具有能够实现非配合目标高精度位移、速度等几何量测量的能力,大大地拓展了激光精密干涉测量方法和仪器的应用范围。

3.1 频率复用激光自混合干涉仪

外差自混合干涉(外腔移频)将自混合干涉的现象从功率波动测量转换为高频功率调制的相位测量,测量方案对激光器本身功率波动以及环境噪声光的影响减小,相位测量也使得测量的分辨力更高。但是由于激光器本身以及移频器件热蠕动会带来光程较大范围的波动,外腔移频自混合干涉系统多数研究都集中于振动测量、速度测量等于光程缓变不敏感的测量领域,高精度的位移测量以及折射率测量难以实现。

我们提出了基于外腔移频频率复用的自混合干涉测量系统^[29]。此系统利用声光移频器的不同衍射级次额外引入了一路移频回馈光,使得激光器输出功率中有两个不同频率的调制信号。由于两路光在空间上比较接近,因此可以在一定程度上补偿有源光学器件的热蠕动以及环境扰动对相位测量的影响,有效地抑制了光回馈测量中的空程误差,大幅提高了非配合目标自混合干涉位移测量精度。其原理示意图如图 9 所示。

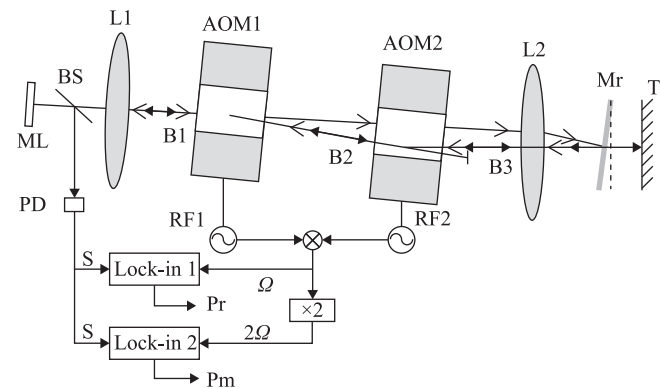


图 9 移频频率复用激光自混合干涉测量系统装置图

图 9 中由固体微片激光器发出的光再被分光镜 BS 分束后,一部分被光电探测器 PD 接收,另外一部分进入测量光路,测量光路中两个串联的声光移频器 AOM1(驱动频率为 70 MHz)和 AOM2(驱动频率为 70 MHz + Ω)用于改变测量光束的频率,激光的原始频率为 ω,经过透镜的激光束 B1 以 Bragg 角入射进 AOM1,产生 -1 级衍射光 B2,其频率为 ω - 70 MHz,声光移频器 AOM1 与 AOM2 之间的距离足够短,使得经过 AOM1 后的光束 B1 与 B2 都可进入到 AOM2,

穿过 AOM2 后光束 B2 产生 +1 级衍射光 B3, B3 的频率为 ω + Ω,同时 B1 也会产生 +1 级衍射光 B4(图 9 中未标出)。在声光移频器 AOM2 后设置光阑,保留光束 B1 与 B3,遮挡其它光束,光束 B1 与 B3 经过聚焦透镜,其中 B3 与透镜的光轴重合,因此穿过透镜 L2 后方向不变,而光束 B1 经过透镜 L2 后发生转折,两束光相交的位置放置一个一定分光比的参考镜,调整参考镜的角度使得 B1 的反射光束沿 B3 的反方向传播(同理, B3 的反射光也沿着 B1 的反方向传播),这两部分光束分别沿 B1 和 B3 的反方向传播进入到激光器的内部,两者经历完全相同的环路(方向相反),在激光器内部引起频率为 Ω 的功率调制峰,同时 B3 会耦合一部分透射光穿过参考镜照射在被测物体上并沿原路返回,此路光由于往返都经历了 Ω 的移频量,因此会在激光器的输出功率中产生 2Ω 的功率调制信号。参考光路与测量光路在参考镜与激光器之间的部分基本相同(并非完全重合),因此能够补偿由激光器本身热漂移、声光移频器热蠕动以及环境空气扰动带来的折射率变化给相位测量带来的误差。测量光路与参考光路在激光器的输出功率中引起的调制信号可分别表示为

$$\Delta I_m = G(2\Omega)K_m \cos(2\Omega t + P_m + \varphi_m)$$

$$\Delta I_r = G(\Omega)K_r \cos(\Omega t + P_r + \varphi_r)$$

式中: $G(2\Omega)$ 与 $G(\Omega)$ 分别为测量光路调制信号以及参考光路调制信号的增益系数; K_m 与 K_r 分别为测量光路与参考光路的光回馈强度; P_m 与 P_r 分别为测量光路与参考光路的外腔相位值;而 φ_m 与 φ_r 分别为测量光路与参考光路的初始相位值(保持不变)。

图 10 所示为经过光电转换以及示波器 FFT 之后的光功率谱信号,图 10(a)为同时存在参考信号(Ω)以及测量信号(2Ω)的光功率谱,而图 10(b)以及图 10(c)分别表示只有参考光或者测量光存在时的激光功率谱。从图 10 中可以看出,与我们分析一致,参考光路在激光器功率谱中引起频率为 Ω 的调制峰,测量信号在激光功率谱中引起 2Ω 的调制峰,通过滤波提取以及外差解相的方式可以得到参考光路与测量光路的相位变

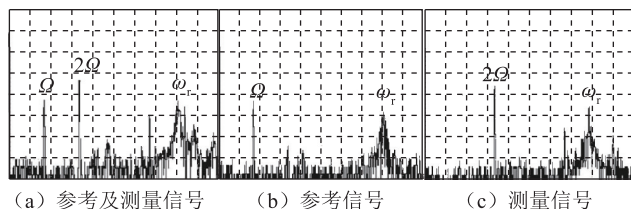
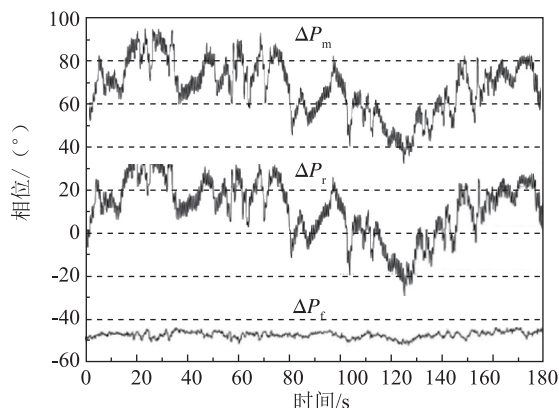


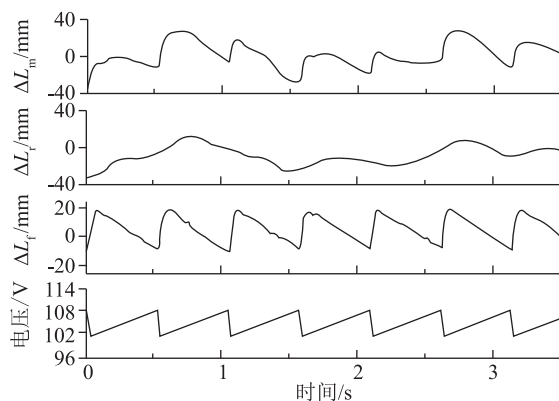
图 10 激光器光功率谱

化,两者做差即消除了光路中扰动的部分,从而得到高精度的被测物体运动相位信息。

对所构建的测量系统进行性能验证,参考镜保持静止,测量物体由 PZT 驱动运动,图 11 分别给出了测量物体保持静止时的系统相位漂移数据以及当被测物体由 PZT 做三角波驱动时参考光路、测量光路以及最终位移结果。



(a) 系统的零漂特性



(b) 位移分辨率测试数据

图 11 系统的零漂特性以及位移分辨率测试数据

由图 11(a)可以看出,当被测物体以及参考镜均保持静止时,由于系统内光学器件热蠕变以及环境波动带来的相位测量扰动大致在 50° 左右,而测量光路减去参考光路的最终相位波动则小于 6° ,说明了此外腔移频频率的方案在消除空程扰动方面效果显著。图 11(b)为参考镜保持静止,测量物体由 PZT 三角波驱动(最低曲线为 PZT 的驱动电压),由图 11(b)各条曲线给出的信息可知,在没有移频频率补偿时,测量光路所测量得到的位移曲线严重偏离三角波,从 11(b)最上面 ΔL_m 曲线难以精确获得被测物体的运动位移数据,而在经过移频频率复用消除扰动之后的最终结果(ΔL_t)能够清楚地反应驱动三角波的形状,并且通过对

最终位移的线性段进行分析可知,此方案的位移测量分辨力优于 2 nm 。实验证明:通过在微片激光器的输出功率中引入不同频率的调制信号作为参考信号,可以很大程度地提高系统的抗环境干扰能力,提高系统的相位和位移测量分辨力。基于此方案的激光自混合干涉测量系统已实现仪器化(如图 12 所示),是目前唯一能够进行非配合目标高精度位移、折射率等物理量测量的激光干涉仪。

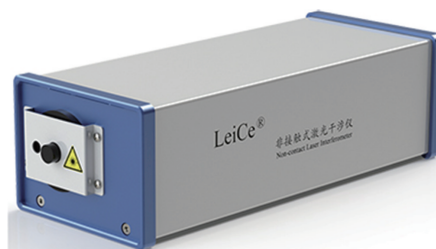


图 12 激光回馈干涉仪

3.2 全程准共路式激光自混合干涉仪

基于外腔移频频率复用的激光自混合干涉测量方案通过在激光输出功率中引入参考信号,从而在很大程度上消除了包括光源和声光移频器在内的光学器件热蠕变以及部分空程受环境扰动的影响,实现了高精度和高分辨力位移测量。

然而这种方案的应用范围具有一定的局限性,具体表现为:

1) 补偿范围有限

在频率复用结构中,由于参考光并非沿原路返回激光器,因此参考镜需要以某个特定的角度倾斜设置,光路调节困难,实际使用时只能放置在距离激光器较近的位置,因此也只能补偿近距离空程。当测量远距离物体时,残留的大空程在空气扰动的作用下会引入较大的测量误差,并且得不到有效补偿,导致激光自混合干涉仪只能实现小工作距离下的精密测量。

2) 测量速度较低

频率复用激光自混合干涉仪采用锁相放大器实现光强信号的相位解调。但锁相放大器相当于极窄带的滤波器,限制了系统的测量速度(只能达到 $100 \text{ } \mu\text{m/s}$),无法满足多数实际应用的需求。相比之下,双频激光干涉仪的测量速度可以达到近 1 m/s 。因此,微片激光回馈干涉仪的测量速度还有很大需要提高的空间。

3) 存在信号串扰

测量光束与参考光束之间夹角很小,在补偿镜反射参考光时也会使部分的测量光沿同样的光路返回到

激光器中,因此光功率谱中的参考调制信号既包括补偿镜相位信息又包括被测物相位信息,出现信号的串扰,这对相位(位移)测量的分辨力有一定的影响。

在综合考虑移频频率复用的激光自混合干涉仪所具有的不足之后,提出全程准共路式激光自混合干涉仪,可补偿远距离的空程误差,无信号串扰,且解决了测量速度低的问题,系统结构如图 13 所示。其中,LD₁, LD₂为半导体激光器;Nd:YVO₄为微片激光晶体;BS为分光镜;PIN₁, PIN₂为光电探测器;AOM₁, AOM₂为声光移频器;AOMD为声光移频器驱动器;L₁, L₂, L₃为透镜;ATT为可调衰减片;BE为扩束准直镜;T为被测目标;T_r为参考物体;B₁为参考光;B₂为测量光;Δφ_r为参考回馈光相位变化;Δφ_m为测量回馈光相位变化。

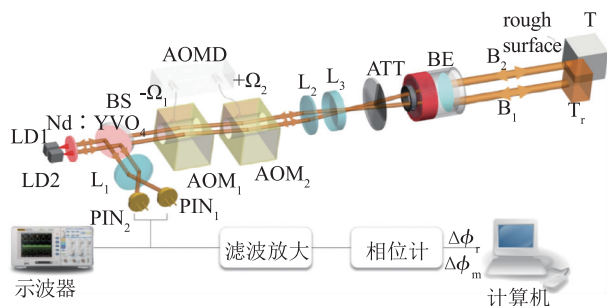


图 13 激光回馈干涉仪全程准共路补偿系统结构图

光源采用两个半导体激光器 LD₁ 和 LD₂ 泵浦同一片 Nd:YVO₄ 晶体,输出两路平行光 B₁ 和 B₂。经过分光镜 BS 后,B₁ 和 B₂ 各自被分成两束,反射光用于光强探测,透射光用于后续的移频回馈光路。其中,两路反射光被透镜 L₁ 会聚后发散,分别打在光电探测器 PIN₁ 和 PIN₂ 上。两路透射光以相同路径穿过声光移频器组 AOM₁ 和 AOM₂ 后,移频量都为 Ω。凸透镜 L₂ 和凹透镜 L₃ 用来减小光束有效截面半径和光束发散角。可调衰减片 ATT 用于调节回馈水平。BE 是扩束准直镜组,用于进一步减小光束发散角,并使两光传播方向平行。

从 BE 出射的光束 B₂ 作为测量光,打在远方的待测目标 T 上;B₁ 作为参考光,打在 T 附近的参考面 T_r 上。T 和 T_r 的部分散射光分别沿原路返回激光器。由于两束回馈光沿原路返回时都再一次经过 AOM₂ 和 AOM₁, 因此回馈光的总移频量都为 2Ω。

B₁ 和 B₂ 的功率分别受到参考回馈光和测量回馈光的调制,经 PIN 光电转换、滤波放大及相位计处理后,提取出各自回馈外腔的相位变化 Δφ_r 和 Δφ_m。在测量

过程中,参考物体保持静止,因此参考回馈光的相位变化 Δφ_r 仅来源于整个回馈光路中的空气扰动、元器件热效应及激光器自身不稳定因素,而测量回馈光的相位变化 Δφ_m 除了来源于此,主要还来源于被测物体的运动。通过做差便排除了外界因素的影响,消除了死程误差。物体的真实位移量 ΔL 为

$$\Delta L = \frac{\Delta \phi_m \lambda_2}{4\pi n_0} - \frac{\Delta \phi_r \lambda_1}{4\pi n_0}$$

式中:λ₁ 和 λ₂ 分别为参考光和测量光的波长;n₀ 为空气折射率。

全程准共路式激光自混合干涉仪由于参考光和参考面垂直设置,即使测量远距离物体也很容易找到回馈信号,因此可以实现远距离的空程补偿。此外,信号处理部分将之前采用的锁相放大器换成了滤波器和相位计,滤波器的通带带宽可以做大,因此干涉仪的测量速度不再受信号处理系统的限制,而主要取决于回馈光移频频率的范围。在频率复用激光自混合干涉仪中,移频频率小于弛豫振荡频率,移频范围受限于弛豫振荡频率的大小。然而,固体微片激光器在单纵模运转下的弛豫振荡频率存在上限(小于 8.8 MHz),限制了干涉仪的最大测量速度。为此,在全程准共路式结构中,令回馈光的移频频率为 8 MHz,大于弛豫振荡频率(2.5 MHz)。回馈信号频率在 6~10 MHz 范围内变化时,信号信噪比良好,都可用于相位计测量。因此,理论上可以实现的最大测量速度为

$$v_{\max} = \Delta f \frac{\lambda}{2} = \pm 2 \text{ MHz} \times \frac{1064 \text{ nm}}{2} = \pm 1.064 \text{ m/s}$$

而对于信号串扰问题,由于参考光和测量光从晶体的不同区域出射,腔长具有微小差异,并且泵浦源相互独立,因此两光无相干性。

下面对全程准共路式激光自混合干涉仪的性能进行测试,包括零漂测试、分辨力测试、抗干扰测试和最大测量速度测试。被测物体为一个表面粗糙度 Ra = 0.8 的钢块,放置在距干涉仪 10 m 远,测试环境为普通实验室(无恒温)。首先,令物体保持静止,同时记录参考光和测量光测得的位移漂移,如图 14 中蓝色和黑色曲线所示,红色是它们的差,即 ΔL = ΔL_m - ΔL_r。可以看出,100 s 内,参考光和测量光的零位漂移都接近 -900 nm,且变化趋势一致,而补偿后的漂移量小于 ±12 nm,补偿效果显著。而 5000 s 内,参考和测量光的零漂达到了 -6200 nm,补偿后小于 ±180 nm。

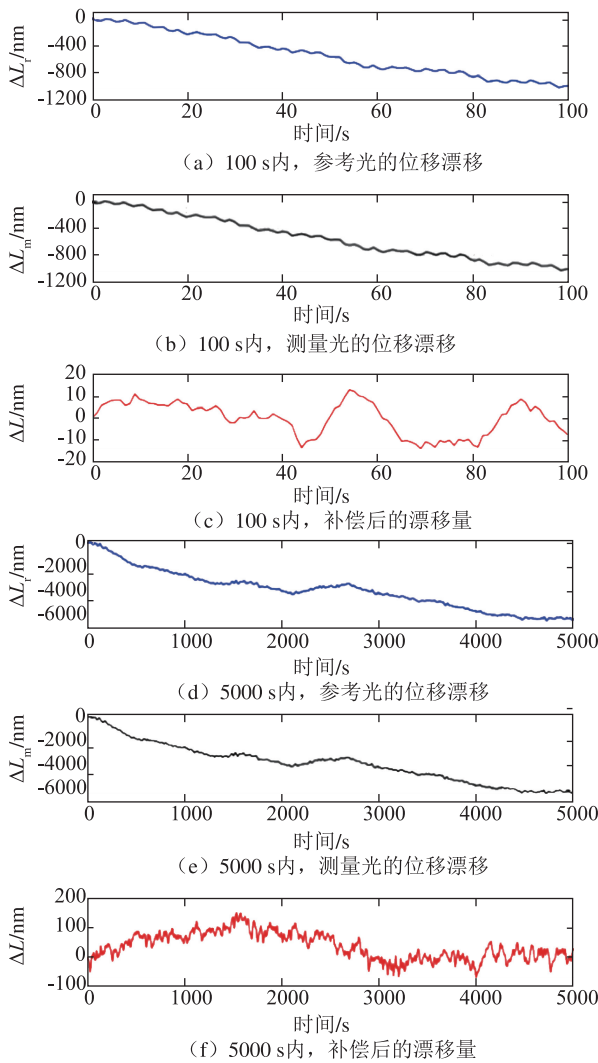


图 14 工作距离 10 m 零漂测试

随后将被测物体固定在 PI 微位移平台上，对仪器的分辨力进行测试。位移台型号 P-621.1CD，分辨力 0.2 nm，重复性 ± 1 nm。令物体做振幅为 40 nm 的往复运动，测量结果如图 15 所示。在空气扰动的作用

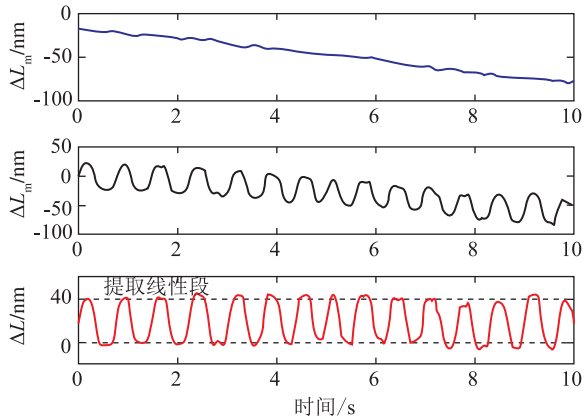
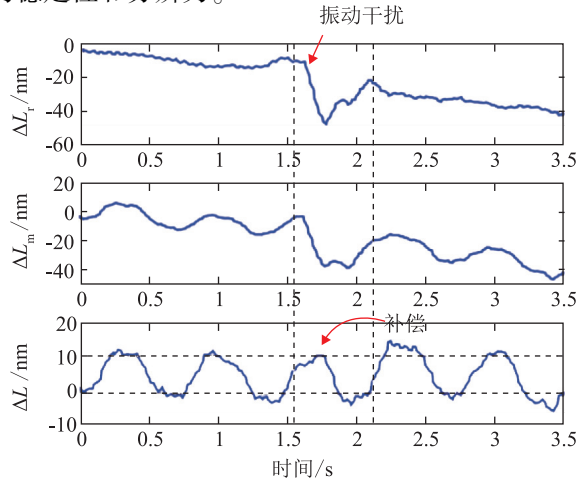


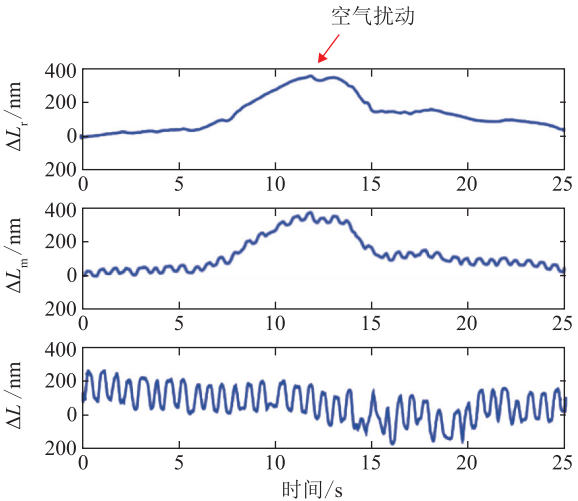
图 15 分辨力测试

下，物体位移呈逐渐减小的趋势，从测量光位移已经无法准确判定物体的运动。补偿后，位移幅值平稳，且振幅大小与设定值吻合良好。取 ΔL 中的线性段计算得最大非线性残差为 2.3 nm，表明全程准共路补偿激光回馈干涉仪在测量 10 m 远物体时的短期分辨力优于 3 nm。

接下来，对仪器的抗干扰性能进行测试。令物体做振幅 10 nm 的往复运动，如图 16(a) 所示。在 1.6 s 处加入振动干扰，参考光和测量光的位移因此而骤减了 40 nm，但补偿后干扰被成功消除。随后令物体做振幅为 30 nm 的往复运动，如图 16(b) 所示。人为扇动空气。参考光和测量光的位移逐渐增大到 400 nm，随着扰动的消失又逐渐减小。而补偿后，位移曲线的大鼓包被滤掉，幅值相对平稳。因此，全程准共路补偿能够有效消除外界扰动的影响，保证了激光回馈干涉仪的稳定性和分辨力。



(a) 当物体做振幅 10 nm 的往复运动时，仪器的抗干扰性



(b) 当物体做振幅 30 nm 的往复运动时，仪器的抗干扰性

图 16 抗干扰测试

最后,将被测物体固定在最大行程为 550 mm 的位移平台上,对仪器的最大运动速度进行测试。令物体运动 300 mm 后静止,再运动 300 mm 返回,设定的最大运动速度为 1 m/s,测量结果如图 17 所示。图 17(a) 是位移-时间曲线,记录了两个往返的周期。对位移求导,得到速度-时间曲线,如图 17(b) 所示。可以看到,最大速度达到了 ± 1 m/s,因此全程准共路式激光自混合干涉仪可以实现速度为 ± 1 m/s 的位移测量。

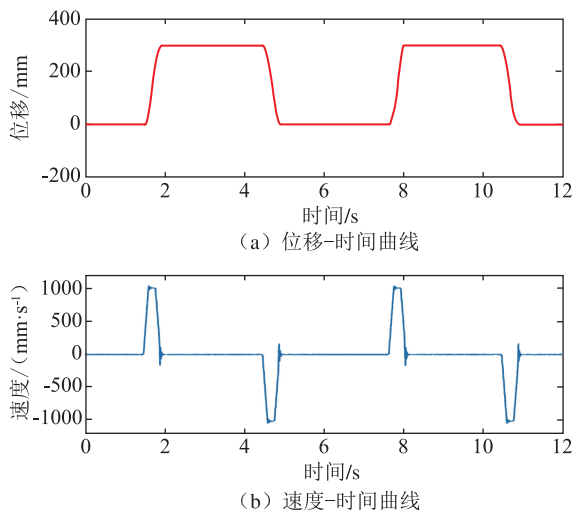


图 17 ± 1 m/s 运动位移测试

4 研究中的激光自混合干涉仪

上述的准共路干涉仪和全程共路干涉仪均已进入仪器化阶段。全程准共路式激光自混合干涉仪解决了补偿范围小、测量速度低及信号串扰等问题,拓展了自混合干涉仪的应用范围。但是该结构中参考光和测量光空间分离,空气扰动对两光相位的影响不完全一致。为此提出偏振复用激光自混合干涉仪,偏振复用+移频复用激光自混合干涉仪和光纤光路激光自混合干涉仪,都正在研究中。

4.1 偏振复用激光自混合干涉仪

全程准共路式激光自混合干涉仪解决了补偿范围小、测量速度低及信号串扰等问题,极大拓展了自混合干涉仪的应用范围。但是该结构中参考光和测量光空间分离,空气扰动对两光相位的影响不完全一致。为此提出偏振复用激光自混合干涉仪,使参考光和测量光在传播过程中完全共路,仅在目标附近分离,因此补偿效果更好。该结构也可以实现远距离补偿,具有无信号串扰的优点^[30]。系统方案原理如图 18 所示。图 18 中,LD1, LD2 为半导体激光器;ML 为 Nd:YVO₄

微片激光器;HWP 为 1064 nm 半波片;CC 为方解石晶体;A 为小孔光阑;BS 为分光镜;WP 为沃拉斯顿棱镜;PD 为光电探测器;AOMs 为声光移频器组;PBS 为偏振分光镜;RT 为参考目标;T 为被测目标。

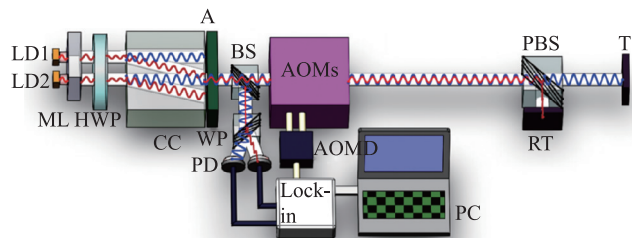


图 18 正交偏振激光自混合干涉仪原理示意图

两个串联的半导体激光器 LD1 和 LD2 泵浦 Nd:YVO₄ 微片激光器上的间距为 1.5 mm 的两个位置(在避免两个光束横模耦合的前提下,尽量保持出光位置接近使得两束光具有更一致的物理环境),泵浦功率达到出光阈值后, Nd:YVO₄ 微片输出两束相互平行的线偏振光,经过 1064 nm 的半波片后偏振方向被旋转一定角度,随后两束线偏振光穿过方解石平行分束器 CC, LD1 所泵浦出激光的非寻常光与 LD2 所泵浦出激光的寻常光在空间上重合,因此在方解石晶体的出射端共有三束激光,中间光束为空间重合的正交偏振光,两侧分别为来自 LD1 和 LD2 的线偏振光,方解石后设置的小孔光阑 A 允许正交偏振光通过,两侧的线偏振光被遮挡,随后正交偏振光被分光镜分为两部分,一部分被沃拉斯顿棱镜分光后由两个光电探测器接收,另一部分光被声光移频器组移频,移频后的正交偏振光在遇到偏振分光镜前保持共路传输,偏振分光镜将正交偏振光分开,一束光照射在参考目标上沿原路返回作为参考光路,另一部分照射在被测目标上沿原路返回作为测量光路。

被两个光电探测器分别接收的光信号经过光电转换及信号预处理后输入到锁相放大器,同时将声光移频器组的驱动信号作为参考信号输入锁相放大器,得到参考光路和测量光路的光程相位变化,由于在测量过程中参考目标保持静止,因此参考光路所得到的相位测量结果即为从激光器到参考目标之间的光路光程受环境变化以及光学器件热蠕变影响的结果,测量光路得到的相位测量结果包含激光器到被测目标之间光路光程的扰动以及被测目标运动的相位信息。将参考光路结果从测量光路结果中减去,可以消除从激光器到偏振分光镜之间光路由环境扰动或光学器件热蠕变带来的光程扰动影响,从而得到被测物体运动的精确信息。

这种偏振复用的方案相对于移频频率复用的优势在于：①偏振分光镜位置可变，可补偿绝大部分的空程，并且与正交偏振光在空间上完全重合，共路补偿效果更好；②测量光路和参考光路通过偏振态不同而实现分离，串扰更小。

根据上述原理及设计所构建的正交偏振激光自混合干涉仪样机如图 19 所示。仪器的整体尺寸大约为 50 mm × 70 mm × 120 mm，轻便小巧，结构紧凑。

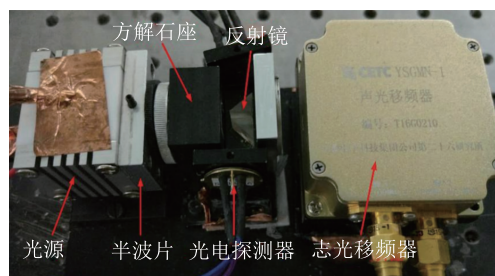


图 19 准共路正交偏振激光自混合干涉仪实物图

为检测图 19 中所示的准共路正交偏振激光自混合干涉仪的基本性能，进行了一系列测试实验。考虑到该系统所使用光源的弛豫振荡频率大小，实际实验中声光移频器组的驱动频率设置为 $\Omega = 1.5$ MHz，因此激光往返穿过声光移频器组所经历的移频量为 $2\Omega = 3$ MHz。将探测器接收到的光信号转换成电信号并接到示波器上进行 FFT 变换可得激光的光功率谱，正交偏振光两个正交分量的光功率谱如图 20 所示。

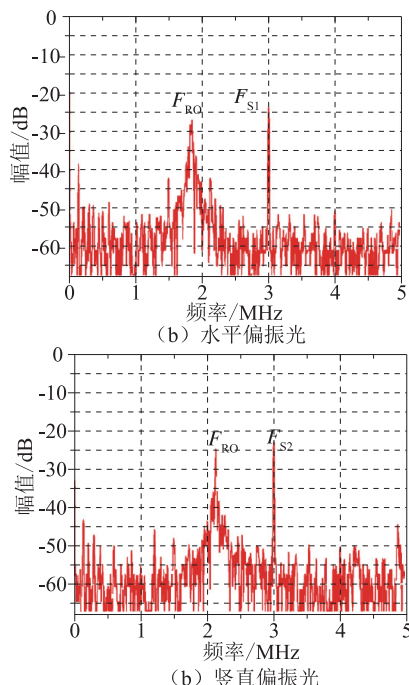


图 20 正交偏振激光光功率谱

图 20(a) 和图 20(b) 中的 F_{R0} 分别为正交偏振光中两个线偏振分量的激光弛豫振荡峰， F_{S1} 为水平偏振（参考光路）光中的移频回馈调制信号， F_{S2} 为竖直偏振（测量光路）光中移频回馈调制信号。

仪器零漂测试：将被测物体（表面发黑处理铝块）以及参考物体放置在距离干涉仪主体 800 mm 远处，保持静止。正交偏振光束的两个偏振分量分别测得测量物体和参考物体的位移扰动，并将测量光信号与参考光信号作差，得到补偿之后的最终结果。零漂测试的结果如图 21 所示。

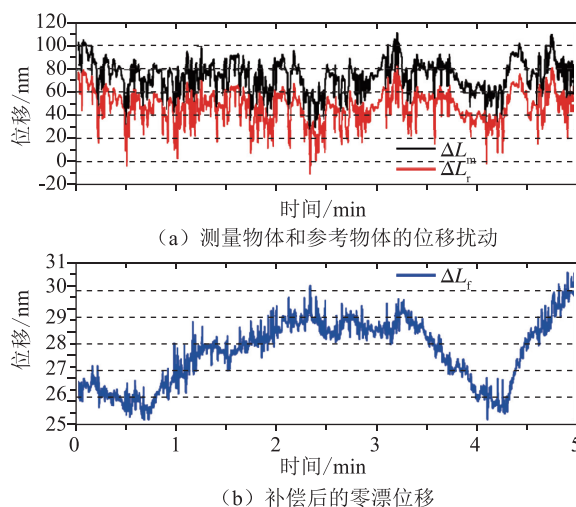


图 21 正交偏振光路各自测量的及补偿后的零漂位移

图 21 中的 ΔL_m ， ΔL_r 分别为测量光路与参考光路得到的零漂位移变化值，而 $\Delta L_f = \Delta L_m - \Delta L_r$ 为将参考光路的扰动从测量光路的结果中除去之后的最终结果。由图 21 的结果曲线对比可知，参考光路和测量光路各自的空程零漂值 5 min 内都在 100 nm 左右，而补偿环境以及系统光学器件扰动之后的零漂值只有 5 nm 左右。测量结果表明，依靠正交偏振光分别作为测量光路和参考光路的偏振复用方案能够很大程度地提高仪器的性能。

仪器位移分辨力测试：参考目标保持静止，被测目标固定在一个压电陶瓷上。给压电陶瓷一个频率为 1 Hz 的驱动信号，同时监测测量光路以及参考光路的位移变化。实验结果如图 22 所示。

由图 22 可知，无论从测量光路还是参考光路的测量结果中，都难以分辨出压电陶瓷的稳定周期往返运动，但是在将环境扰动以及系统光学器件热蠕动消除之后的结果（测量结果 - 参考结果）中可以清晰地分辨出 PZT 驱动压电陶瓷运动的轨迹，通过对位移曲线的线性段进行分析可以得出，系统的短期位移分辨力优于 2 nm。

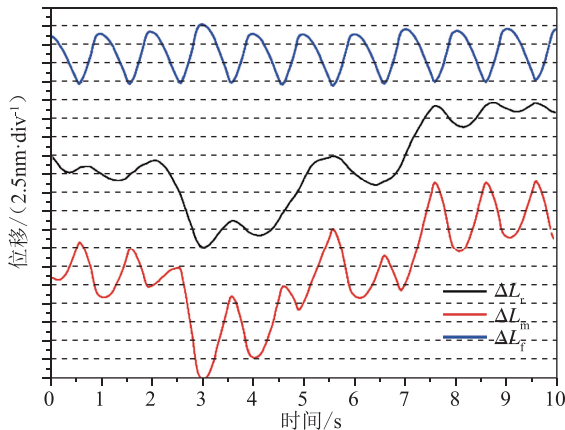


图 22 PZT 驱动压电陶瓷测试仪器位移分辨率

4.2 偏振复用 + 移频复用激光自混合干涉仪

基于偏振复用的正交偏振激光自混合干涉仪通过引入正交偏振光的方法补偿了测量光路中由于环境扰动和光学元器件热蠕变带来的测量误差,提高了自混合干涉测量的抗环境干扰性能以及位移分辨率。然而,这种方案虽然在补偿空程扰动方面有很大的进步,但是却引入了新的误差来源。图 18 系统中采用两个微片激光器提供正交偏振光的两个偏振分量,虽然两个激光器位于同一片 Nd:YVO_4 晶体上,并且通过缩小光束间距以及采取泵浦源 LD 串联供电的方式使得两个微片激光器的工作参数尽可能的接近,然而由于两个 LD 参数无法做到完全一致,并且在微片上以及微片到方解石之间的光路中,两束光处于非共路状态,这些都会为正交偏振的光路测量结果引入误差。

为了解决上述误差,并综合考虑外腔移频频率复用方案以及正交偏振复用方案的特点,提出在偏振复用的基础上使用移频频率复用的技术消除由于光源之间差异以及方解石以前光路的非共路部分带来的测量误差^[31]。这种偏振和频率复用的正交偏振自混合干涉仪光路结构如图 23 所示。图 23 中, ML1, ML2 为微片激光器; CC 为方解石晶体; PA 为小孔光阑; BS1, BS2 为分光镜; AOM1, AOM2 为声光移频器; WP 为沃拉斯顿棱镜; M1 为反射镜; Lens 为透镜; PBS 为偏振分光镜; T1 为待测目标; T2 为参考目标。

图 23 中涉及到两个激光器,每个激光器又涉及到两个不同的回馈光移频频率,为了清晰地表达系统中的光路走向,将其根据激光器以及移频频率进行归类。系统的具体光路如表 1 所示。

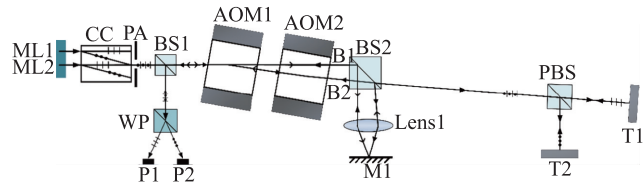


图 23 偏振及频率复用正交偏振激光自混合干涉仪系统光路图

表 1 偏振及频率复用正交偏振激光自混合干涉仪光路

编号	光路走向 (T: 透射; R: 反射; 0: 0 级衍射光; 1: 1 级衍射光)
光路 1	ML1→AOMs(0)→BS2(R)→Lens1→M1→Lens1→BS2(R)→AOMs(1)→ML1
光路 2	ML1→AOMs(1)→BS2(R)→Lens1→M1→Lens1→BS2(R)→AOMs(0)→ML1
光路 3	ML2→AOMs(0)→BS2(R)→Lens1→M1→Lens1→BS2(R)→AOMs(1)→ML2
光路 4	ML2→AOMs(1)→BS2(R)→Lens1→M1→Lens1→BS2(R)→AOMs(0)→ML2
光路 5	ML1→AOMs(1)→BS2(T)→PBS→T1→PBS→BS2(T)→AOMs(1)→ML1
光路 6	ML2→AOMs(1)→BS2(R)→PBS→T2→PBS→BS2(R)→AOMs(1)→ML2

如表 1 所示,在图 23 所示的光路中,光路 1 和光路 2 为来自 ML1 的光,两个光路经历相同环路(相反方向),因此移频频率相同,将其归为一种情况,视为通道 1,即 ML1 的一倍移频 Ω 回馈调制;同理,光路 3 和光路 4 也属于同一种情况,视为通道 2,它们在 ML2 中产生了一倍移频 Ω 的功率调制;光路 5 和光路 6 分别为正交偏振光中来自 ML1 和 ML2 的光在各自激光器中引起的两倍移频 2Ω 的功率调制,分别视为通道 3 和通道 4。

由上述光路分析可知,通道 1 与通道 2 光程的差别仅在于激光器 ML1 和 ML2 内部以及激光器到小孔光阑 PA 之间的非共路部分,因此将这两个光路所监测到的位移(相位)变化作差即可得到由于光源本身工作参数不同以及激光器到光阑之间的非共路环境扰动带来的影响。通道 3 和通道 4 分别为由 ML1 和 ML2 出射最终分别照射在被测物体和参考物体上的光路,这两个光路在方解石到被测物体前放置的偏振分光镜之间部分空间上保持重合,因此通道 3,4 测量结果之差反应了测量物体与参考物体的位移之差以及两者前端由光源工作状态差异以及非共路部分引起的

扰动,大部分空程中受环境扰动以及光学器件热蠕动的的影响依靠正交偏振光空间共路补偿。因此在通道3与通道4测量的相位差(结果1)中再减去通道1和通道2之间的相位差(结果2),就能够得到最终的补偿所有光程扰动的测量结果,即被测目标的位移及速度等信息。

根据上述原理,系统的信号处理方式如图24所示。

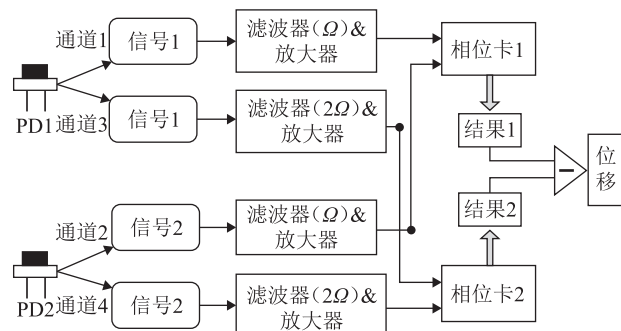


图24 准共路激光自混合干涉测量系统信号处理流程图

为了检验偏振及频率复用的正交偏振激光自混合干涉仪的基本性能,我们对其零漂性能以及位移分辨力进行了初步的测试。

图25所示为当被测目标以及参考目标都保持静止不动时系统的各个通道所测量到的位移变化,因此能够反映系统本身的性能(仪器外部空程800 mm,普通实验室环境)。由图25的通道1至通道4所显示的零漂位移值可知,在7 h内由环境扰动、系统光学器件热蠕变以及光源参数变化引起的零位位移漂移在10 μm左右,如果没有补偿措施的话难以实现高精度的位移测量。图25中的结果1和结果2分别是通道1、通道2之差和通道3、通道4之差,可以看出结果1与结果2的曲线已经非常平滑,各个通道中变化比较剧烈的部分都被很好地补偿掉。此时结果1和结果2两者比较一致,但7 h内的漂移仍然有5 μm左右,根据我们之前对各个光路的分析可知,这时的漂移数据是由两个激光器工作参数不一致以及前端非共路部分引起的,因此将结果1和结果2再作差即可得到最终的仪器零漂,如图25中“最终位移”所示,零漂位移的最大值在69~70 nm左右。根据最终位移与原始的各通道位移数据对比可知偏振及频率复用的正交偏振激光自混合干涉仪对于由环境扰动、光学器件热蠕变以及光源工作参数不一致引起的测量误差具有非常好的补偿效果。

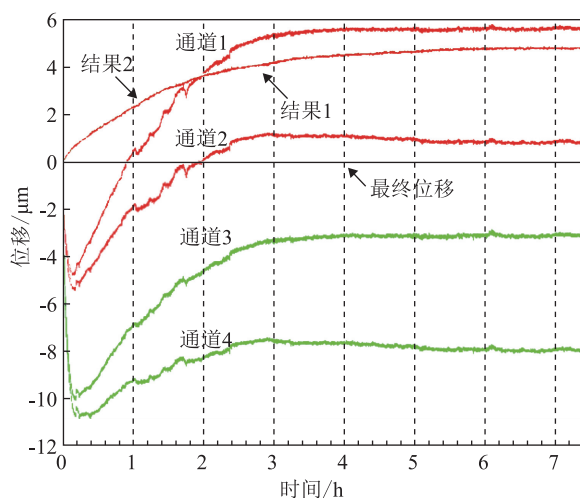


图25 偏振及频率复用正交偏振激光自混合干涉仪零漂检测

相同条件下对准共路激光回馈干涉仪进行位移零漂测试,测试结果如图26所示,在7 h内,仪器的最大位移零漂超过了2 μm,造成如此大零漂的原因并非准共路仪器本身性能不佳,而是其无法补偿仪器外部的800 mm空程受环境扰动的影响,而这也正是我们的仪器的优势所在(空程补偿范围大,补偿效果好)。

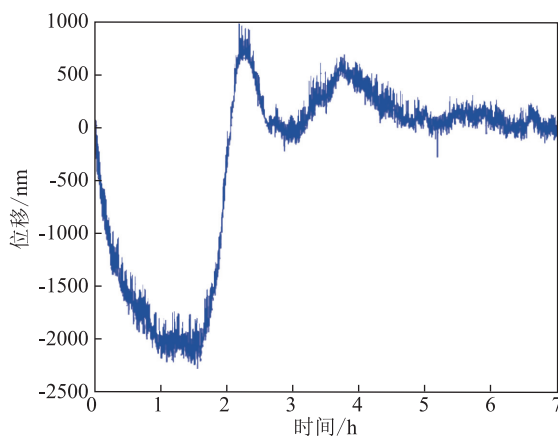


图26 准共路激光回馈干涉仪800 mm普通实验室零漂曲线

为了检验仪器的短期位移分辨力,通过压电陶瓷来驱动被测物体的方式来施加三角波信号。并将最终位移恢复的质量作为仪器位移分辨力好坏的评价依据。实验结果如图27所示。

图27(a)中通道3和通道4分别为参考目标通道和测量目标通道的位移信息,通道1和通道2为用于补偿仪器内部非共路部分的位移变化。图27(b)中的结果1为通道1和通道2的测量结果之差,因为这两个通道测量的都是反射镜M1的位移,其差异就在于光源部分以及光源到方解石间的非共路部分,因此结果1

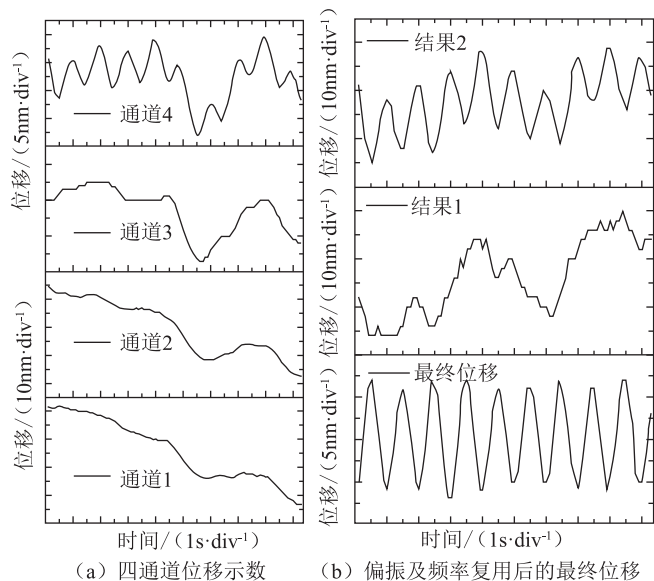


图 27 四通道位移示数以及偏振及频率复用后的最终位移

反映了两个激光器工作状态引起的误差。结果 2 为通道 3 和通道 4 的测量结果之差，包括激光器工作状态不同以及非共路部分光路和被测物体运动等信息。

此方案集成了移频频率复用以及偏振复用的优点，能够消除包括激光器本身以及光路中光学器件(以声光移频器为主)的热蠕动对外腔相位测量带来的影响，实现了准共路的测量，能够满足被测物体距离较远以及空程扰动较大情况下的相位(或位移)量测量。

4.3 光纤光路激光自混合干涉仪

自由空间式激光干涉仪(包括传统的迈克尔逊干涉仪以及激光自混合干涉仪)抗干扰性强，系统或仪器容易构建。但是现有的自由空间形式干涉仪在使用时要求干涉仪与被测目标之间不能有障碍物，在改变光束空间位置以及方向时，需要复杂的空间光路结构，使得整个测量系统庞杂且效率低下。此外，由于空间光路折转元件以及靶镜尺寸的限制，传统的空间形式干涉仪难以满足狭小空间内物体微小位移及速度等物理量的测量。

针对上述问题，提出了基于光纤光路的激光自混合干涉仪方案，基本思想是将偏振复用的自由空间式激光自混合干涉仪转化为光纤光路的形式^[32]。正交偏振的两个线偏振分量分别通过保偏光纤的快轴和慢轴传输，实现光纤式的微片激光自混合干涉仪，光路柔软可变形，对被测空间适应性强，能够实现远距离复杂空间内非配合目标的测量，在应用场合以及实施方式上相对于传统的干涉仪都有非常明显的优势。

图 28 为光纤光路正交偏振激光自混合干涉仪的原

理示意图。图 28 中，ML 为微片激光器；RP 为斜方棱镜；GRIN1，GRIN2，GRIN3，GRIN4 为自聚焦透镜；PBS1，PBS2，PBS3 为光纤式偏振分光器；BS 为保偏光纤分束器；AOMs 为声光移频器组；PM Fiber 为保偏光纤；PD1，PD2 为光电探测器；T1，T2 为被测目标以及参考目标。微片激光器 ML 上的两个不同位置发出两束 1064 nm 激光，微片激光器 ML 上两个出光点的间距设置为 1.5 mm。1.5 mm 的间距能够保证激光的性能，但对于后续的两束光分别耦合进保偏光纤带来了问题，因为所使用的光纤耦合器最小直径为 2.8 mm，如果不将两束平行光间距进一步分开的话，难以实施空间光到保偏光纤的有效耦合。因此在微片激光器后设置一个斜方棱镜用于平行地移动两束平行光中的一束，以此来扩大两束平行光之间的间距。

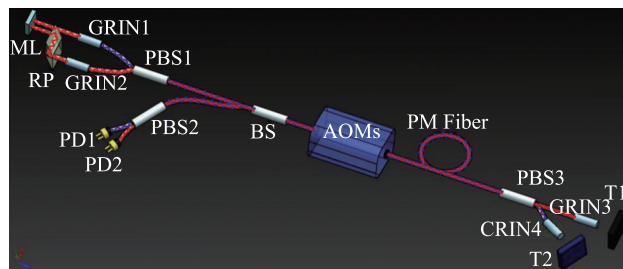


图 28 光纤式正交偏振自混合干涉仪原理示意图

经斜方棱镜分开后间距为 6.5 mm 的两束平行光通过自聚焦透镜(作为耦合透镜)耦合进入 PM 980 nm 保偏光纤中，沿光纤慢轴传播，随后经过光纤偏振合束器 PBS1 合束成为正交偏振光，其两个分量分别沿保偏光纤的快慢轴传播。正交偏振光经过保偏的声光移频器组，其两个分量都经过相同移频，随后经过一段距离的保偏光纤传播后采用光纤式偏振分束器 PBS3 分开为两束线偏振光，一束经自聚焦透镜组成的准直器输出并照射在被测物体上，另一束经自聚焦透镜准直输出照射在参考物体上。在绝大部分的保偏光纤中，两束线偏振光都是以正交偏振光的形式存在于保偏光纤中的，经历相同的环境扰动对光纤带来的影响，所以两通道所测量的结果中都包含由于环境扰动光纤而引入的测量误差，通过简单作差就可以消除环境对光纤扰动的影响，这是能够使用光纤光路来实现自混合干涉仪以及将其应用在长距离测量中的关键。

此方案在测量原理上与自由空间的偏振复用激光自混合干涉仪是一致的，光源都为固体微片激光器，补偿的方案都为正交偏振光偏振复用，信号的处理方式也完全相同。区别在于引入了保偏光纤柔性光路，

这使得它在持有自由空间偏振复用激光自混合干涉仪优势的基础上又增添了柔性光路的特点,克服了传统的干涉仪构建及测量对空间环境要求苛刻的难题。

在解决了系统关键问题以及完成关键部件的设计之后,完成了原理样机的构建。原理样机实物图见图 29。

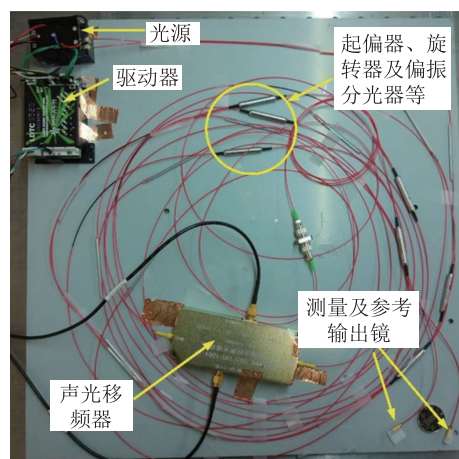


图 29 光纤式正交偏振激光自混合干涉仪

保偏光纤长度可以增加,图 29 中所示的总光纤长度为 10 ~ 20 m 之间,当需要进行长距离测量时可以增加保偏光纤长度,因为有正交偏振光共路补偿的作用,增加光纤长度不会引入明显的扰动误差。

固体微片激光器向保偏光纤耦合是一个关键环节,为保证此耦合环节稳定,我们将其与激光器设计为一体,系统光源实物如图 30 所示。

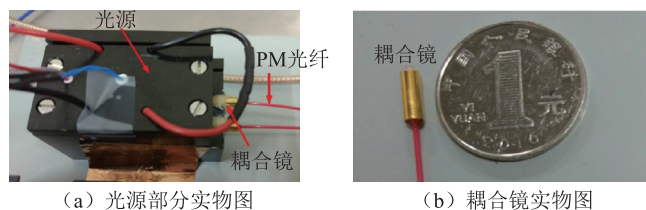


图 30 光源部分实物图以及耦合镜实物图

图 30(a) 中将光源部分做成小型一体化并且与后续的光纤光路很好的连接在一起,减小了系统的尺寸,提高了系统的稳定性,使得整个系统成为全光纤式的干涉仪。图 30(b) 所示为空间光向光纤耦合的耦合器以及测头处的光纤转化为空间光的耦合镜,其金属壳外径仅为 2.8 mm,能够适应狭小空间内的物体测量。

为测试光纤光路激光自混合干涉仪的基本性能,使参考物体保持静止,PI 位移台驱动被测物体以每步 10 nm 单方向运动来检验仪器的位移分辨力。由于参考

物体静止,参考光路测量结果的变化仅由光纤光路的扰动引起,而测量光路的结果既包括光纤光路的扰动,又包括被测物体的运动信息,两者作差从测量结果中减去参考光路的影响得到仪器的消除光纤扰动影响的最终测量结果。仪器的位移分辨力测量结果如图 31 所示。

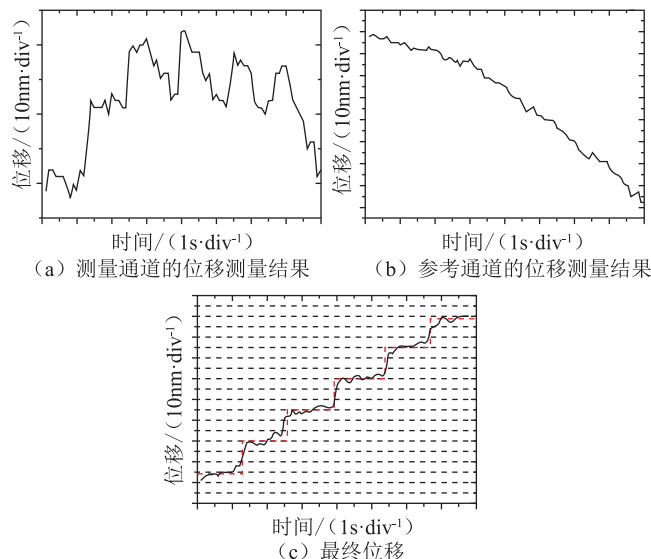


图 31 位移测量分辨力测试结果

图 31(a) 和图 31(b) 分别为测量通道和参考通道的位移测量结果,图 31(b) 的位移变化与位移台运动完全无关,只表示仪器本身受环境扰动的变化,图 31(a) 中隐约可以看到周期性的运动,但是运动的具体信息难以恢复。图 31(c) 表示用图 31(a) 的结果减去图 31(b) 的结果所得到的最终位移值,可以看出图 31(c) 中位移曲线很好地还原了 PI 位移驱动器的运动,由于位移台每步运动的位移是 10 nm,因此此仪器的位移分辨力应该优于 10 nm。

目前阶段,光纤光路式的激光自混合干涉仪位移分辨力低于自由空间光路形式的自混合干涉仪,这是由于原理样机中的工程技术问题使得测量与参考光束的非共路部分偏大,而光纤对环境机械振动、温度变化等比较敏感,在解决了这一部分问题后,相信光纤光路式激光自混合干涉仪的各项性能指标会有较大的提升。

5 结束语

迈克尔逊式激光干涉仪被称为“计量之王”,在科学研究和工业生产领域发挥着重要的作用。但是,迈克尔逊干涉仪需要靶镜来辅助测量,在很多应用场合都无法使用。作者课题组实现的激光自混合干涉仪具有高灵敏度的优点,可以直接测量低反射率、高散射

表面的非配合目标,并且具有与迈克尔逊干涉仪等等的量程、测速、精度和分辨力等指标,所使用的固体微片激光器具有体积小、寿命长、功耗低、输出功率高等优点,因此具有更广阔的应用前景。本文首先介绍了激光自混合干涉技术的研究现状,介绍了所用激光光源的性能。在自混合干涉仪构建的过程中,针对其共路补偿、测量速度、光信号串扰及应用场景等问题,课题组先后研制了频率复用式、全程准共路式、偏振复用式、偏振复用+移频复用式激光自混合干涉仪和光纤光路激光自混合干涉仪。五种方案的两种激光自混合干涉仪(频率复用激光自混合干涉仪和全程准共路激光自混合干涉仪)已经实现仪器化,是更高层面的提高和应用推广。其中,全程准共路激光自混合干涉仪的分辨力优于 2 nm,测量速度可达 ± 1 m/s,自动环境误差补偿(不需测量温度、气压、湿度,10 m 的空程补偿后漂移仅 40 nm)。这两类激光自混合干涉仪已经被实际应用到了光栅刻刀位置检测、液面高度检测、高温环境下热膨胀系数测量、变形镜测量、染料浓度测量,在干涉测量领域起到了不可替代的作用。看其发展前景,或许可替代现有的激光干涉仪的大部分功能。在未来的研究中,将进一步完善激光自混合干涉仪的设计,缩小体积,提高稳定性,挖掘更多潜在的应用,如远处振动、引力波探测、特殊环境(高温、高压)下微小运动的监测等。

本文的后三种激光自混合干涉仪的原理具有更诱人的预期,如利用光纤光路激光自混合干涉仪柔性传输的特点,还能实现复杂空间内非配合目标的测量,或通过光纤,不搬动干涉仪测量数十米外的目标运动。

参 考 文 献

- [1] Michelson AA, Morley E W. Relative motion of Earth and luminiferous ether [J]. Nineteenth-Century Aether Theories, 1972, 34(151): 144 - 160.
- [2] Michelson AA, Morley E W. 3 - ON THE RELATIVE MOTION OF THE EARTH AND THE LUMINIFEROUS ETHER [J]. Philosophical Magazine, 1972, 24(151): 144 - 160.
- [3] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger [J]. Phys. rev. lett, 2016, 116(6): 061102.
- [4] 关信安,袁树忠,刘玉照. 双频激光干涉仪[M]. 北京:中国计量出版社,1987.
- [5] 殷纯永. 现代干涉测量技术[M]. 天津:天津大学出版社,1999.
- [6] 张书练,李岩. 面向 21 世纪的双频激光及相关测量科学技术[J]. 中国机械工程,2000,11(3): 266 - 269.
- [7] King P G R. Metrology with an optical master[J]. New Scientist, 1963, 17: 180 - 182.
- [8] Lacot E, Day R, Stoeckel F. Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback [J]. Physical Review A, 2001, 64(4): 043815. doi: 10.1103/PhysRevA.64.043815.
- [9] 张书练. 正交偏振激光原理[M]. 北京:清华大学出版社,2005.
- [10] Zhang S, Holzapfel W. Orthogonal polarization in lasers: physical phenomena and engineering applications[M]. 北京:清华大学出版社,2014.
- [11] Otsuka K. Self-Mixing Thin-Slice Solid-State Laser Metrology [J]. Sensors, 2011, 11(2): 2195 - 2245.
- [12] Otsuka K, Abe K, Ko J Y, et al. Real-time nanometer-vibration measurement with a self-mixing microchip solid-state laser. [J]. Optics Letters, 2002, 27(15): 1339 - 1341.
- [13] Otsuka K. Long-haul self-mixing interference and remote sensing of a distant moving target with a thin-slice solid-state laser. [J]. Optics Letters, 2014, 39(10): 1069 - 1072.
- [14] Giuliani G, Norgia M, Donati S, et al. Laser diode self-mixing technique for sensing applications[J]. Journal of Optics A Pure & Applied Optics, 2002, 4(4): 1464 - 425840129.
- [15] Giuliani G, Bozzipietra S, Donati S. Self-mixing laser diode vibrometer[J]. Proc Spie, 2002, 4827(1): 353 - 362.
- [16] Wang M, Lai G. A self-mixing interferometer using an external dual cavity [J]. Measurement Science & Technology, 2003, 14(7): 1025 - 1031.
- [17] Guo D, Wang M, Tan S. Self-mixing interferometer based on sinusoidal phase modulating technique [J]. Optics express, 2005, 13(5): 1537 - 1543.
- [18] Wang M, Lu M, Hao H, et al. Statistics of the self-mixing speckle interference in a laser diode and its application to the measurement of flow velocity [J]. Optics communications, 2006, 260(1): 242 - 247.
- [19] Lacot E, Day R, Stoeckel F. Laser optical feedback tomography[J]. Optics letters, 1999, 24(11): 744 - 746.
- [20] R kić A D, T imre T, Bertling K, et l. Swept-frequency feedback interferometry using terahertz frequency QCLs: a method for imaging and materials analysis[J]. Optics express, 2013, 21(19): 22194 - 22205.
- [21] Xu C, Zhang S, Tan Y, et al. Inner structure detection by optical tomography technology based on feedback of microchip Nd:YAG lasers[J]. Optics express, 2013, 21(10): 11819 - 11826.
- [22] Xu C, Tan Y, Zhang S, et al. The structure measurement of micro-electro-mechanical system devices by the optical feedback tomography technology [J]. Applied Physics Letters, 2013,

- 102(22): 3648–3704.
- [23] Lang R, Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties [J]. IEEE journal of Quantum Electronics, 1980, 16(3): 347–355.
- [24] Koechner W. 固体激光工程[M]. 北京: 科学出版社, 2002.
- [25] 苑丹丹, 胡妹玲, 刘宏海, 等. 激光器稳频技术研究[J]. 激光与光电子学进展, 2011(8): 22–28.
- [26] Black E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization [J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79–87.
- [27] Ye J, Robertsson L, Picard S, et al. Absolute frequency atlas of molecular I₂ lines at 532 nm [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1999, 48 (2): 544–549.
- [28] 沈乃澂. 光频标[M]. 北京: 北京大学出版社, 2012.
- [29] Wan X, Li D, Zhang S. Quasi-common-path laser feedback interferometry based on frequency shifting and multiplexing [J]. Optics Letters, 2007, 32(4): 367–369.
- [30] Shaohui Zhang, Shulian Zhang, Yidong Tan, et al. Self-mixing interferometry with mutual independent orthogonal polarized light [J]. Optics Letters, 2016, 41 (4): 844–846.
- [31] Shaohui Zhang, Shulian Zhang, Yidong Tan, et al. Common-path heterodyne self-mixing interferometry with polarization and frequency multiplexing [J]. Optics Letters, 2016, 41 (20): 4827–4830.
- [32] Shaohui Zhang, Shulian Zhang, Liquan Sun, et al. Fiber self-mixing interferometer with orthogonally polarized light compensation [J]. Optics Express, 2016, 24 (23): 26558–26564.

基金项目: 国家自然科学基金(61775118, 61475082); 国家重大仪器专项(2011YQ04013603); 北京市科委项目(Z151100002415027)

作者简介



张书练, 清华大学、精密测试技术及仪器国家重点实验室(精密仪器与机械学系)教授, 光学工程博士生导师。曾任清华大学精密测试技术及仪器国家重点实验室主任 11 年, 光电工程研究所所长 12 年。SPIE, OSA, COS 会员, 曾任并现任中国计量测试学会理事、几何量专业委员会副主任, 中国宇航学会光电技术专业委员会委员, 中国光电专委会副主任。北京交通大学、浙江理工大学、华南师范大学兼职教授, 国防科技大学带教师。曾是德国卡塞尔大学、法国图卢兹理工客座教授。

主要研究方向为激光技术和激光谐振精密仪器的两个领域的学科交叉。作为第一完成人, 获国家技术发明二等奖 2 项, 教育部自然科学一等奖 2 项, 电子学会发明一等奖 1 项, 获省部级科技进步二等奖 3 项。发表论文 400 余篇(SCI 约 200 篇), 70 余项发明专利权。总结他自己的研究, 2005 年出版中文专著《正交偏振激光原理》(清华大学出版社出版); 2013 和 2014 年分别在中国大陆内和外发行出版英文专著“Orthogonal Polarization in Lasers: Physical Phenomenon and Engineering Applications”。

发明的重要仪器有: 双折射-塞曼双频激光器和双折射-塞曼双频激光干涉仪, 光学元件内应力、光学波片相位延迟测量仪器并建立了国家标准, 共路激光自混合干涉仪, 材料的大折射率高精度测量仪, 纳米测尺等。

基础研究成果和应用研究成果构成了一个《正交偏振激光器原理、现象及其应用》的学术体系。



谈宜东, 清华大学长聘副教授, 博士生导师。2008 年清华大学研究生毕业, 获博士学位, 随后进入清华大学仪器科学与技术博士后流动站, 开展激光与精密测量方面的研究, 2010 年博士后出站后留校工作至今, 曾在美国加州理工学院做访问学者。现任清华大学精仪系光电工程研究所副所长, 中国光学学会光学测试专委会委员, 光电技术专委会委员, 中国仪器仪表学会光机电技术与系统集成分会理事。担任《红外与激光工程》《应用光学》青年编委, 《激光技术》编委。

作为负责人承担国家自然科学基金项目 3 项, 重大科学仪器设备开发专项任务 1 项, 北京市自然科学基金和科委仪器专项各 1 项。发表 SCI 收录论文 80 余篇, SCI 他引 300 余次。获授权发明专利 20 余项。先后获清华大学优良毕业生、王大珩光学奖、清华大学优秀博士后、中国仪器仪表学会金国藩青年学子奖等奖励, 获省部级科技奖励 3 项, 2017 年获国家基金委优秀青年基金项目。

围绕激光技术及应用, 在激光器件、激光物理、精密测量和光学成像应用研究等方面开展了大量的研究工作, 构成了从基础器件的设计和发明, 到物理现象和效应的发现, 进而在发现基础上的仪器发明, 直至仪器的推广和应用这一完整体系。研制的无靶镜激光纳米测量仪器、光学元件内应力测量仪器和新型层析成像仪器已应用于高分专项、国防重点项目、激光-聚变等国家重大型号工程, 以及国内公司的生产线上。