

基于光谱标定的光频扫描干涉绝对测距方法

尚岳, 吴腾飞*, 林嘉睿, 杨凌辉, 周强, 郝继贵

天津大学精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072

摘要 光频扫描干涉(FSI)绝对测距技术具有精度高、灵敏度高优点,受到了大型装备制造领域的广泛关注。为获得更高的测距精度,FSI系统中往往需要通过构建光纤辅助干涉仪以实现光频变化的精密监测。然而,受环境因素以及色散效应的影响,光纤辅助干涉仪的光程难以在测量过程中维持稳定,导致测量精度严重下降。针对这一问题,提出了一种基于光谱标定的FSI绝对测距方法,采用氰化氢(HCN)气体的吸收光谱特征为FSI系统辅助干涉仪光程的在位快速标定提供稳定、精确的光频参考。提出了一种色散失配误差的快速补偿方法以消除光纤辅助干涉仪引入的色散失配误差对测量结果的影响。为验证上述方法的有效性,在20 m的距离上与商用干涉仪进行精度对比实验。实验结果表明,在测量范围内该系统的最大测距偏差小于50 μm ,测量重复性优于 $\pm 4 \mu\text{m}$ 。

关键词 测量; 光频扫描干涉; 绝对距离测量; 吸收光谱; 色散效应

中图分类号 TH741

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1212001

Frequency Scanning Interferometry Absolute Distance Measurement Method Based on Optical Spectrum Calibration

Shang Yue, Wu Tengfei*, Lin Jiarui, Yang Linghui, Zhou Qiang, Zhu Jigui

State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Tianjin University,
Tianjin 300072, China

Abstract With high precision and sensitivity, frequency scanning interferometry (FSI) absolute distance measurement technique is getting more and more attention in the field of large-scale equipment manufacturing. Building an optical fiber auxiliary interferometer in an FSI system to realize the precise monitoring of optical frequency changes is necessary for achieving higher ranging accuracy. However, the stability of optical path of the auxiliary interferometer is limited by the environmental factors and dispersion effect, which would reduce the accuracy seriously. An optical spectrum calibration based FSI absolute distance measurement method is proposed in this paper for this problem. The optical path of the auxiliary interferometer in the FSI system is calibrated *in situ* with the help of the absorption spectrum of hydrogen cyanide (HCN) to provide stable and accurate optical frequency reference. What's more, a fast compensation method for dispersion mismatch error is proposed to eliminate the influence of dispersion mismatch effect caused by the fiber optic assisted interferometer on measurement results. The proposed method is verified by comparison experiments with commercial interferometer at a range of 20 m. The result shows that the largest ranging deviation of the system is less than 50 μm , and the repeatability is better than $\pm 4 \mu\text{m}$.

Key words measurements; frequency scanning interferometry; absolute distance measurement; absorption spectrum; dispersion effect

收稿日期: 2021-08-19; 修回日期: 2021-10-14; 录用日期: 2021-11-02

基金项目: 国家自然科学基金(52127810, 51835007, 51721003)

通信作者: *wtf@tju.edu.cn

1 引言

长距离、高精度测距技术是大型装备制造领域的重要支撑技术之一,在飞机装配、船舶制造、大型科学仪器建造等工程和科学任务中得到了广泛的应用^[1-5]。随着制造领域向数字化、信息化、智能化的方向转变,其对现有测距技术的测量精度、测量效率、测量灵活性和现场溯源的能力等提出了新的需求^[6-9]。自20世纪80年代起,光频扫描干涉(FSI)测距技术以其较高的测量精度与灵敏度受到了广泛的关注,其较好的测量灵活性和较高的灵敏度使其在回光较弱甚至无合作目标情况下完成距离测量,从而极大地丰富了其潜在应用场景^[10-16]。目前,FSI测距方法已可以在几十米的范围内获得优于 0.5×10^{-6} 的相对测距精度,该精度与商用干涉仪相当,完全能够满足大尺寸制造领域对测距精度的需求,因此FSI测距方法展现出极大的应用潜力与研究价值^[17-18]。

在FSI系统中,距离的测量主要通过解算光频变化与干涉信号相位变化间的线性关系实现,因此,高精度的光频测量手段是保证FSI系统测距精度的关键。早期FSI系统仅依靠激光器的注入电流与输出光频变化间的线性关系估算光频变化,受限于驱动电流的控制精度水平,该类系统的测距精度难以突破 10^{-4} 量级^[19]。1995年,德国弗朗禾费研究所的Thiel等^[20]在FSI测距系统中构建了一条光程差约为2.7 m的微晶玻璃辅助干涉仪,并通过测量与辅助干涉仪的信号、相位间的线性关系解算被测距离,在40 m的距离上获得了 $\pm 40 \mu\text{m}$ 的测量不确定度,这为FSI系统中光频变化的精密测量提供了新的思路。然而,受体积限制,空间光路辅助干涉仪并不易在工业现场实现。2005年,密歇根大学的Yang等^[21]采用一台高精度(>200)的法布里珀罗干涉仪(FPI)对FSI系统中激光器的输出光频进行监控,实现了对绝对距离和振动的高精度测量,最终该系统在0.1~0.7 m的测量范围内获得了50 nm左右的测距精度,该系统的测量精度较高,但只适用于环境稳定的实验室环境。2013年,清华大学的Wu等^[22]通过飞秒光频梳对可调谐激光器的光频进行校准,以提升激光频率扫描的精度,并以此搭建了一套外差FSI测距系统,该系统在1 m的距离上的测距精度优于 $5 \mu\text{m}$ 。然而,飞秒光频梳较高的成本使其目前难以在工业场景下得到推广应用。2014年,天津大学的时光等^[23]设计了一种双光路

FSI系统,将用长光纤搭建的参考干涉光路的信号作为时钟,用于测量光路干涉信号的重采样,系统紧凑,有效解决了传统空间光路辅助干涉仪的体积限制问题,最终在10 m的测量距离上获得了 $50 \mu\text{m}$ 的分辨率。在此之后,关于FSI系统中光频测量方法的相关研究主要集中于对FPI、飞秒光频梳和辅助干涉仪三类方法的改进与组合,以弥补各类方法的缺陷,提升系统测距精度^[24-25]。

工业测量现场不仅需要测距系统提供高精度的测量结果,同时还对系统的可靠性、稳定性和经济性提出了要求。综合考虑系统精度、体积和成本,构建光纤辅助干涉仪仍是目前FSI测距系统中最为经济可靠、同时也是应用最为广泛的光频测量手段。为获得更高的光频测量精度,辅助干涉仪的光程往往需要达到几十甚至上百米,然而,受温度变化等环境因素的影响,延时光纤的光程难以在测量过程中维持稳定,导致作为长度参考的辅助干涉仪光程发生漂移。此外,光纤的色散效应会在光频调谐过程中引入额外的相位变化,导致测量干涉仪与辅助干涉仪间的色散失配,从而降低测距精度。针对上述问题,本文研究了基于光纤辅助干涉仪的FSI测距系统原理,讨论并分析了环境温度变化与色散失配对最终测距精度的影响。在此基础上,提出了基于吸收光谱的光纤辅助干涉仪光程标定方法,通过特定吸收气体为FSI测距系统提供稳定、可溯源的光频参考,在最小化系统成本与体积的前提下实现了FSI系统中光纤辅助干涉仪光程的在位快速标定。同时,提出了色散失配误差快速补偿算法,通过二阶多项式拟合标定了光纤辅助干涉仪标定过程中的色散系数,并消除了色散失配误差对测距结果的影响。最后,通过实验验证了上述方法的有效性,将其与商用干涉仪在20 m的测量距离上进行精度对比实验,结果表明,系统的最大测距偏差小于 $50 \mu\text{m}$,测量重复性优于 $\pm 4 \mu\text{m}$ 。

2 FSI测距原理与误差模型

基于光纤辅助干涉仪的FSI测距系统光路设计如图1所示,可调谐激光器发出的激光经光纤传导后被光纤耦合器分为两部分:一部分进入测量干涉仪,经耦合器、环行器、准直器等射向目标表面并返回,在光电探测器位置与参考光发生干涉,从而完成对目标的绝对距离测量;另一部分进入辅助干涉仪,经过由长延时光纤构建的马赫-曾德尔光纤干涉仪后发生干涉,实现对激光器光频的监控。

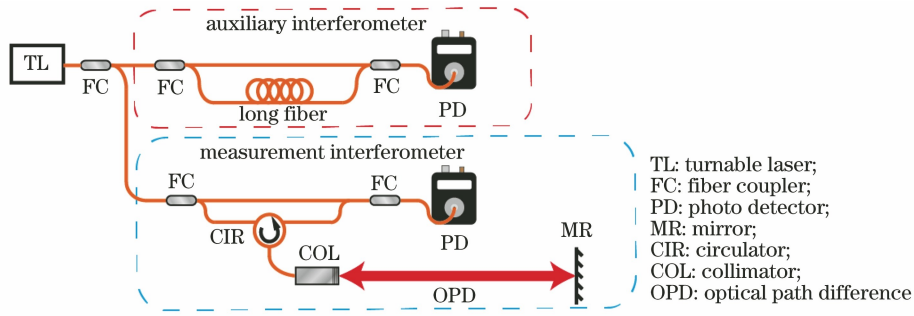


图 1 基于光纤辅助干涉仪的 FSI 测距系统

Fig. 1 FSI ranging system based on fiber auxiliary interferometer

设激光器在 t 时刻出射激光的角频率为 $\omega(t)$, 测量干涉仪与辅助干涉仪的光程差分别为 D_m 和 D_a , 理想情况下, 两路干涉仪信号的绝对相位可分别表示为

$$\begin{cases} \phi_m(t) = \frac{D_m}{c} \omega(t) \\ \phi_a(t) = \frac{D_a}{c} \omega(t) \end{cases}, \quad (1)$$

式中: c 为真空下光速。因此, 从 t_0 到 t 时刻两路干涉仪的相位变化分别为

$$\begin{cases} \Delta\phi_m(t) = \frac{D_m}{c} \Delta\omega(t) \\ \Delta\phi_a(t) = \frac{D_a}{c} \Delta\omega(t) \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $\Delta\omega(t)$ 代表从 t_0 到 t 时刻的激光角频率变化量。推导式(2), 可得

$$\begin{cases} D_m = \frac{\Delta\phi_m(t)}{\Delta\phi_a(t)} D_a \\ L_m = \frac{\Delta\phi_m(t)}{\Delta\phi_a(t)} \frac{D_a}{n_m} \end{cases}, \quad (3)$$

式中: n_m 为被测光路的介质折射率; L_m 为实际待测距离。

根据上述推导, FSI 系统中被测距离主要根据测量与辅助干涉信号相位变化间的比例关系、辅助干涉仪的光程和空气折射率解算。其中, 作为长度参考的辅助干涉仪光程直接影响测距精度, 因此需要长期保持高度的稳定性。然而, 作为一种对环境因素敏感的光学元件, 光纤容易受到室温变化和色散效应的影响。一方面, 在开放或半开放的工业现场, 环境温度波动剧烈, 光纤的等效折射率随之发生变化, 以典型的 SMF-28 单模光纤为例, 其折射率随温度的变化系数约为 $(8 \sim 12) \times 10^{-6}$, 不同温度下辅助干涉仪的光程存在巨大差异^[26]。另一方面, FSI 系统的调谐范围一般可达 100 GHz~1 THz, 由于

光纤介质存在较强的色散效应, 因此在单次光频调谐过程中辅助干涉信号相位还包含了色散效应引入的额外相位变化。而在由空气光路构成的测量干涉仪信号中, 色散效应的影响却可以忽略不计, 这也导致了两路干涉信号间存在色散失配问题, 从而降低了测距精度。

当考虑温度变化与光纤色散效应时, 式(2)应改写为

$$\begin{cases} \Delta\phi_m(t) = \frac{D_m}{c} \Delta\omega(t) \\ \Delta\phi_a(t) = \frac{D_a^{(0)} + \Delta D_a^{\text{temperature}}(t_0)}{c} \Delta\omega(t) + \Delta\phi_a^{\text{dispersion}}(t) \end{cases}, \quad (4)$$

式中: $D_a^{(0)}$ 为 0 时刻通过标定得到的辅助干涉仪光程; $\Delta D_a^{\text{temperature}}(t_0)$ 为从标定时刻到扫描起始时刻 t_0 由温度变化引起的辅助干涉仪的光程变化量; $\Delta\phi_a^{\text{dispersion}}(t)$ 为扫描起始时刻 t_0 到结束时刻 t 由色散效应引入的相位变化量, $t_0 \gg t - t_0$ 。温度变化导致辅助干涉仪光程产生缓慢、较大幅度的改变, 因此在单次扫描过程中温度对光程的影响几乎为零; 相反地, 色散效应主要体现在单次扫描过程中, 不影响辅助干涉仪光程的长期稳定性, 二者的作用相互独立, 因此二者间耦合效应可以忽略不计。下面就二者引起的误差分别进行分析。

首先设从 0 到 t_0 时刻室温的变化量为 $\Delta T(t_0)$, 辅助干涉仪的光程-温度变化系数为 η , 则在这个过程中, 辅助干涉仪的光程变化量为

$$\Delta D_a^{\text{temperature}}(t) = \eta \Delta T(t_0) L_a, \quad (5)$$

式中: L_a 为辅助干涉仪光纤长度差。不考虑色散效应的影响, 此时温度变化引起的测距误差为

$$\begin{aligned} \epsilon_m^{\text{temperature}} &= -\frac{\Delta D_a^{\text{temperature}}}{D_a^{(0)} + \Delta D_a^{\text{temperature}}} L_m = \\ &= -\frac{\eta \Delta T(t_0)}{n_{\text{fiber}} + \eta \Delta T(t_0)} L_m \approx -\frac{\eta \Delta T(t_0)}{n_{\text{fiber}}} L_m, \quad (6) \end{aligned}$$

式中: n_{fiber} 为光纤的群折射率。

接着对色散失配问题进行分析。考虑色散效应的影响,任意时刻辅助干涉仪的干涉信号瞬时相位为

$$\phi_a(t) = \beta(\omega)L_a, \quad (7)$$

式中: $\beta(\omega)$ 为角频率为 ω 的光在光纤中的传播常数,其大小为

$$\beta(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}, \quad (8)$$

式中: $n(\omega)$ 为相折射率。当激光器从 ω_0 扫描至 ω 时,干涉信号的相位改变量可表示为

$$\Delta\phi_a = [\beta(\omega) - \beta(\omega_0)]L_a. \quad (9)$$

将 $\beta(\omega)$ 关于 ω_0 进行泰勒展开,则有

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \sigma, \quad (10)$$

式中: β_1 为函数 $\beta(\omega)$ 在 ω_0 位置的一阶导数,其大小等于 $\frac{n_{\text{fiber}}(\omega_0)}{c}$,其中 $n_{\text{fiber}}(\omega_0)$ 为光纤在 ω_0 位置的群折射率; β_2 为函数 $\beta(\omega)$ 在 ω_0 位置的二阶导数,为光纤的群速度色散系数(GVD); σ 为高阶色散项,由于其远小于前两项,可忽略不计。因此从 t_0 到 t 时刻,辅助干涉仪的相位变化可表示为

$$\Delta\phi_a(t) = \left[\frac{n_{\text{fiber}}(\omega_0)}{c} \Delta\omega(t) + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2(t) \right] L_a. \quad (11)$$

可以看到,辅助干涉仪的相位变化主要由两部分组成:第一部分为光频扫描导致的干涉信号的相位变化;第二部分为由光纤的色散效应引入的相位误差,其大小主要由群速度色散系数、光频改变量和辅助干涉仪的长度决定。

将式(11)代入式(3),最终得到由色散效应引起的测距误差为

$$\epsilon_m^{\text{dispersion}} = - \frac{\frac{\beta_2 c}{2} \Delta\omega^2(t)}{\left[n_{\text{fiber}}(\omega_0) \Delta\omega(t) + \frac{\beta_2 c}{2} \Delta\omega^2(t) \right]} L_m = - \frac{\beta_2 c \Delta\omega(t)}{2n_{\text{fiber}}(\omega_0) + \beta_2 c \Delta\omega(t)} L_m \approx - \frac{\beta_2 c \Delta\omega(t)}{2n_{\text{fiber}}(\omega_0)} L_m. \quad (12)$$

可以看到,最终的测距误差与光纤群折射率、群速度色散系数、光速、光频扫描范围和被测距离有关。

为进一步评估上述两项误差对测距结果的影响,结合上面推导的误差模型进行了仿真。仿真中,

辅助干涉仪光纤长度差为 100 m,采用 SMF-28 型单模光纤构建,其在 20 °C 下的 1550 nm 附近有效折射率为 1.4682,群速度色散系数为 $-23 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$,折射率-温度变化系数取 8×10^{-6} 。测量过程中,激光器从 1545 nm 调谐至 1555 nm,调谐速度为 20 nm/s,测量频率为 1 Hz。

首先评估温度对测距精度的影响,一天之内气温波动的变化曲线如图 2 中方形+实线所示,24 h 内气温波动范围在 5 °C 内,被测光距离为 10 m,空气群折射率取 1.00027455,群速度色散忽略不计。采用上述系统对其进行 24 h 连续监测,暂不考虑色散效应的影响,得到的测量结果如图 2 中三角形+实线所示。可以看到,随着温度的改变,最大测量误差可达 254.19 μm 。

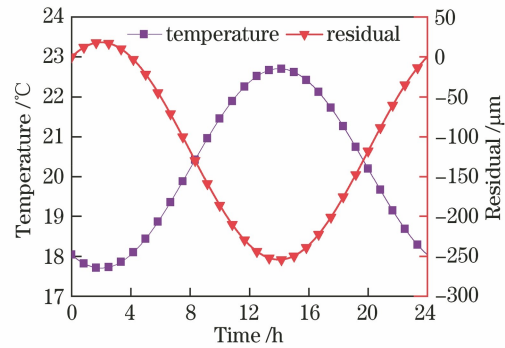


图 2 温度变化对 FSI 系统测距精度的影响

Fig. 2 Influence of temperature variation on distance measurement accuracy of FSI system

接着对色散失配问题引起的测距误差进行评估。被测距离从 0 m 开始,以 5 m 为间隔逐步增加到 50 m。仿真结果如图 3 所示。图 3(a)为测量与辅助干涉信号经线性回归得到的相位残差。显然,相位残差中仍存在一个由色散失配引入的高阶项,而且随着被测距离的增加,高阶项系数越来越大。图 3(b)为不同被测距离下由色散失配引入的测量误差,其与被测距离呈现了良好的一致性,这也与上面的推导结果相吻合。

3 光程标定与色散失配误差的补偿方法

通过上述仿真结果可知,辅助干涉仪的光程漂移以及色散对 FSI 系统的测距精度造成了严重的影响,必须采取措施予以修正。针对上述问题,本节提出了基于吸收光谱的光纤辅助干涉仪光程标定方法,以解决恶劣环境下 FSI 系统中辅助干涉仪光程的长期不稳定性问题;接着提出了基于二次多项式拟合的色散失配误差补偿方法,在修正色散失配误

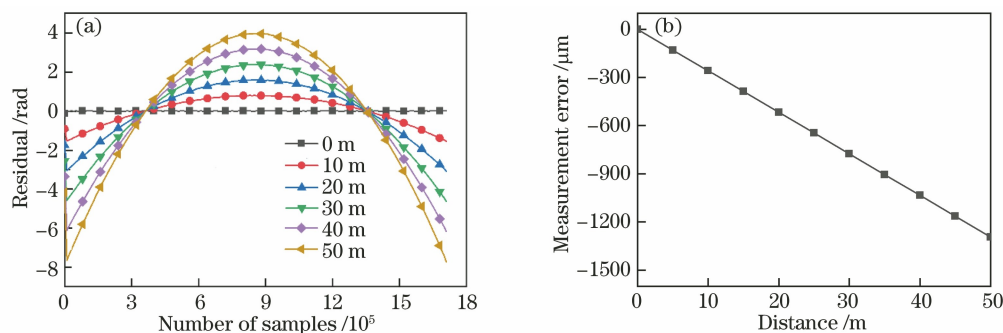


图 3 色散失配对测距精度的影响。(a)不同距离下的相位残差曲线;(b)不同距离下的测量误差曲线

Fig. 3 Influence of dispersion mismatch on distance measurement accuracy. (a) Phase residual for different distance; (b) measurement error for different distance

差的同时提供了标定过程所需的色散啁啾系数。

3.1 基于吸收光谱的光纤辅助干涉仪光程标定方法

环境温度对辅助干涉仪光程的影响严重限制了 FSI 系统的测距精度,一般通过定期标定辅助干涉仪光程解决该问题,即利用商用干涉仪提供标准长度,并采用待测 FSI 系统对该段距离进行测量,最后通过逆向使用测距公式完成标定过程。该方法需要长直线导轨作为辅助装置,操作繁琐,无法在工业现场实现。因此亟须研究一种高精度、可溯源的快速现场标定方法,以实现辅助干涉仪光程的在位更新。2014 年,牛津大学的 Dale 等^[27]将经 NIST 标定的标准 HC_{13}N 气体吸收池应用于 FSI 系统中,实现了辅助干涉仪光程的在线校准,并取得了良好的效果,最终在 0.2~20 m 的测量范围内获得了 0.41×10^{-6} 的相对不确定度,这为解决上述问题提供了新的思路。然而,该方法仍存在一些局限性:1)标准气体吸收池的吸收谱线与气体压强相关,受加工精度的影响,其很难与 NIST 提供的检定证书完全一致;2)NIST 提供的吸收峰对应的波长精度仅为几 μm ,难以满足 FSI 测距系统的精度需求;3)上述实验中辅助干涉仪为通过钢结构搭建的自由空间辅助干涉仪,体积庞大,无法应用于工业现场,而光纤辅助干涉仪在光频调谐过程中存在色散效应,这对标定结果产生影响,因此必须对其进行补偿。

针对上述问题,本文提出了一种基于吸收光谱的光纤辅助干涉仪标定方法。首先,采用锁定至铷钟的飞秒光频梳对气体吸收池的吸收光谱进行预标定,由于飞秒光频梳具有丰富且准确可溯源的光谱特征,因此可以精确地确定吸收光谱间的距离,提升标定精度。基于飞秒光频梳的气室标定系统的示意图如图 4 所示。可调谐激光器发出的激光分为三个

部分:1)第一部分与锁定至铷钟的飞秒光频梳经光学耦合器混合产生干涉;2)第二部分直接通过光电探测器接收,用于监控激光强度的波动;3)第三部分进入气体吸收池,透射信号被光电探测器接收。

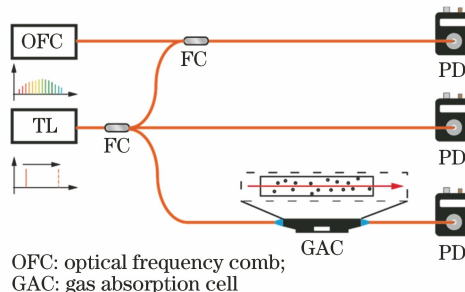


图 4 基于飞秒光频梳的气体吸收池标定系统

Fig. 4 Gas absorption cell calibration system based on femtosecond optical frequency comb

具体的标定流程如图 5 所示。可调谐激光器发出的扫频激光与飞秒光频梳发生干涉,产生多个不同频率的拍频信号,通过调节 PD 带宽或增加电学滤波器,滤出扫频激光与最近的一根梳齿产生的拍频信号。该信号的频率将随光频扫描呈现周期性改变。当拍频信号为零时,说明扫频激光与某一光频梳齿发生重合,此时扫频激光的光频即为该光频梳齿对应的光频。与此同时,经过气体吸收池的扫频光在特定谱线位置发生吸收,透射光强度降低,对信号强度进行归一化后,通过高斯拟合算法即可获得每根吸收谱线峰值对应的时间。通过光频梳测得光频-时间曲线,并采用插值方法计算谱线间对应的光频差,从而实现对气体吸收池的精确标定。

接着将标定好的气体吸收池引入 FSI 系统中,完成对光纤辅助干涉仪光程的标定,改进后的 FSI 系统如图 6 所示。可调谐激光器产生的激光被分为 4 部分:第一部分进入辅助干涉仪,用于实时监控可调谐激光器的输出光频;第二部分进入测量干涉仪,

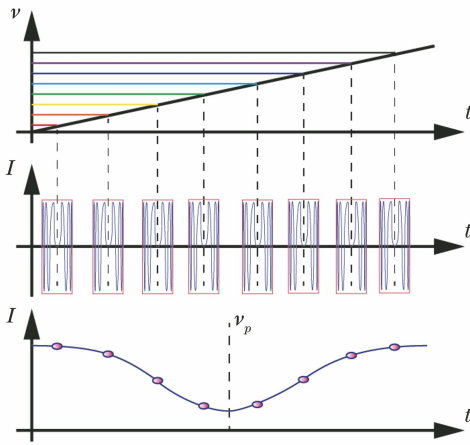


图 5 基于飞秒光频梳的吸收光谱标定过程

Fig. 5 Calibration of absorption spectrum based on femtosecond optical frequency comb

用于绝对距离测量;第三部分用于直接监控激光器的输出强度波动,并用于吸收光谱强度信号的归一化处理;第四部分光经气体吸收池透射并被光电探测器接收,用于辅助干涉仪光程的实时标定。

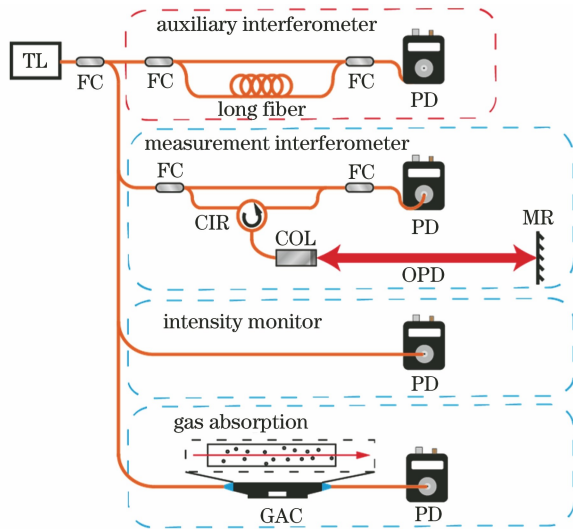


图 6 基于吸收光谱的 FSI 系统

Fig. 6 FSI system based on absorption spectrum

当激光器的输出光频随时间发生连续改变时,根据式(1),在任意吸收谱线位置均有

$$\phi_a = \frac{2\pi D_a}{c} \nu_i, \quad (13)$$

式中: ϕ_a 为辅助干涉信号的瞬时相位; ν_i 为第 i 根吸收谱线对应的绝对光频率。因此,辅助干涉仪的光程可表示为

$$D_a = \frac{\Delta\phi_a}{\nu_q - \nu_p} \frac{c}{2\pi}, \quad (14)$$

式中:下标 p, q 分别为扫描起始、终止时刻对应的吸收谱线序号; ν_p, ν_q 分别为第 p, q 根吸收谱线对

应的绝对光频。实际上,受激光器非线性调谐的影响,气体吸收池产生的吸收谱线存在畸变,导致峰值提取精度下降;受辅助干涉仪中延时光纤色散效应的影响,干涉信号的相位与激光器的输出频率并非严格呈线性关系。针对上述问题,对标定过程进行进一步优化,在辅助干涉信号的过零位置构建采样时钟信号;对吸收光谱信号进行等光频重采样,以校正光频扫描非线性引起的光谱畸变。通过高斯拟合获得第 i 根吸收谱线对应的重采样点序号 k_i ,由于色散效应的存在,其与谱线对应的光频间存在以下关系:

$$2\pi(\nu_q - \nu_p) = \frac{c}{D_a(\omega_p)}(k_q - k_p)\pi + \frac{\beta_2 c^3}{2n_{\text{fiber}}^3(\omega_p)L_a^2}(k_q - k_p)^2\pi^2 = \frac{c}{D_a(\omega_p)} \left[(k_q - k_p)\pi + \frac{\beta_2 c^2}{2n_{\text{fiber}}^2(\omega_p)L_a} (k_q - k_p)^2\pi^2 \right], \quad (15)$$

式中: k_p, k_q 为第 p, q 根吸收谱线对应的采样点序号; ω_p 为第 p 根谱线对应的激光角频率; $D_a(\omega_p)$ 为该时刻辅助干涉仪的光程。注意到标定方程中存在一个色散啁啾系数 $\frac{\beta_2 c^2}{2n_{\text{fiber}}^2(\omega_p)L_a}$,该系数引起了重采样光谱形状的畸变。因此,为标定辅助干涉仪的光程,除需要已知吸收谱线位置的精确光频与对应的采样点序号外,还需要已知光纤的群速度色散系数 β_2 。然而,受加工精度的影响,不同批次光纤的群速度色散系数存在较大差异,生产厂家提供的参数仅为一个大致范围,无法代入公式进行运算。这一问题将通过测量干涉信号相位进行二次多项式拟合的方法得到解决。

3.2 色散失配误差补偿方法

根据第 2 节建立的色散失配误差模型,当辅助干涉仪存在色散效应时,其相位变化表现为扫频引起的一阶相位变化以及色散引起的二阶相位变化的叠加。针对这一特点,提出了一种基于二阶多项式拟合的色散失配误差修正方法。为消除激光器的光频调谐非线性问题,通过辅助干涉信号中过零点构建时钟信号,并基于此对测量干涉仪信号进行重采样。当激光器输出光频正向调谐时,根据式(11),有

$$k\pi = \left[\frac{n_{\text{fiber}}(\omega_0)}{c} \Delta\omega(t) + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2(t) \right] L_a, \quad (16)$$

式中: k 为重采样点序号, $k = 1, 2, \dots$ 。求解关于 $\Delta\omega(t)$ 的一元二次方程,得到

$$\Delta\omega(t) = \frac{-\frac{n_{\text{fiber}}(\omega_0)L_a}{c} + \sqrt{\left[\frac{n_{\text{fiber}}(\omega_0)L_a}{c}\right]^2 - 4k\pi\frac{\beta_2}{2}L_a}}{\beta_2 L_a}, \quad (17)$$

对式(17)在 $k=0$ 位置进行泰勒展开,保留至二阶项,最终得到光频变化量 $\Delta\omega(t)$ 与重采样点数 k 的关系为

$$\Delta\omega(t) = \frac{c}{n_{\text{fiber}}(\omega_0)L_a}k\pi + \frac{\beta_2 c^3}{2n_{\text{fiber}}^3(\omega_0)L_a^2}k^2\pi^2, \quad (18)$$

将式(18)代入式(2),得到重采样信号序列为

$$\Delta\phi_m(k) = \frac{D_m}{D_a(\omega_0)}k\pi + \frac{\beta_2 c^2}{2n_{\text{fiber}}(\omega_0)^2 L_a} \frac{D_m}{D_a(\omega_0)}(k\pi)^2. \quad (19)$$

显然,重采样信号的相位为 $k\pi$ 的二次函数,对重采样干涉信号的相位进行二阶多项式拟合,其一次项系数表征了测量干涉仪与辅助干涉仪的光程比。结合标定好的辅助干涉仪光程即可求解被测距离的真实距离,消除色散失配效应对结果的影响。同时,注意到二次项系数与一次项系数之比与式(15)中色散啁啾系数相同,通过多项式拟合可完成对这一参数的标定,进而补全了辅助干涉仪光程标定所需的参数。

4 实验与讨论

为评估上述方法的有效性,根据图 4 以及图 6 搭建了气体吸收池标定系统与 FSI 绝对测距系统,并进行了验证实验。该系统中,可调谐光源采用是德科技(Keysight)生产的 81606A 型可调谐激光器,实验过程中调谐速度及范围分别设置为 20 nm/s 以及 1520~1535 nm。用于标定气体吸收池的飞秒光频梳(MenloSystem, FC 1500-250-ULN)的重复频率设定为 250 MHz,并被锁定到铷钟上。气体吸收池选用 Wavelength Reference 公司生产的混合气体吸收池(TRI-H(80)-5/150/150-FC/APC),包含 HCN, $C_{12}O$, $C_{13}O$ 三种气体,光谱范围覆盖 1519~1632 nm,其中 HCN 气体的吸收光谱如图 7 所示,其能够在 1519~1557 nm 的范围内提供 54 根吸收谱线,平均间隔为 0.6~0.7 nm。辅助干涉仪采用 SMF-28 型单模光纤搭建,延时光纤的长度约为 110 m。所有光电信号均通过光电探测器(PDB450C, Thorlabs)接收,并经一台高速数

字化仪(National Instruments, PXIe-5162)以 20 MSa/s 的速度采集并存储到上位机,数据的处理通过 Matlab 离线实现。

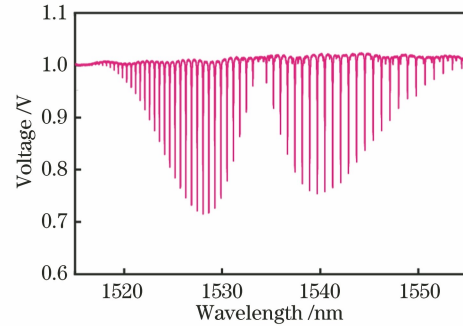


图 7 HCN 吸收光谱图

Fig. 7 Absorption spectrum of HCN

首先,借助飞秒光频梳对气体吸收池的吸收光谱进行标定。由于光电探测器的饱和阈值较低,因此采用光学滤波器滤出调谐范围内的光频梳齿,并通过掺铒光纤放大器(EDFA)进行放大以提升干涉信号的强度。为分离不同梳齿与扫频激光干涉产生的拍频信号,光电探测器接收的信号经放大后通过一个带通滤波器(带宽:4 MHz,中心频率:3 MHz)筛选出特定的拍频。在设定的调谐范围内,整个扫描过程共产生 26 个吸收峰(R23 branch~P2 branch),重采样后的吸收光谱信号与光梳拍频信号分别如图 8(a)、(b)所示。由于光谱吸收深度较小,信号中包含了大量随机噪声。为降低其对频谱拟合精度的影响,对信号进行低通滤波处理,滤除信号中的高频噪声成分。之后对每根梳齿进行高斯拟合,拟合效果如图 8(c)所示,可以看到,拟合曲线与原信号呈现了较好的一致性,能够准确地定位吸收峰对应的位置,标定后的谱线间隔如表 1 所示。

在完成了预标定工作后,首先采用该系统在不同的温度下对同一距离进行重复测量实验,以验证上述方法的有效性。由于实验室内环境温度相对稳定,难以进行有效调节,因此对光纤辅助干涉仪进行防水处理后,将其浸没于水中,使其温度随水温发生变化。通过使用温水自然降温的过程来模拟环境温度变化对辅助干涉仪光程的影响。在此过程中,测距系统对同一目标的距离进行连续监测,与此同时,通过高精度温度计监测水温随时间的变化。在实验过程中,为保证辅助干涉仪与水体温度保持一致,在实验前应先使系统静置 1 h,以使辅助干涉仪与水温趋于相同。本实验中,开始测量时刻的水体温度为 40.1 $^{\circ}\text{C}$,经约 1.6 h 后降至 30.3 $^{\circ}\text{C}$ 。整个过程

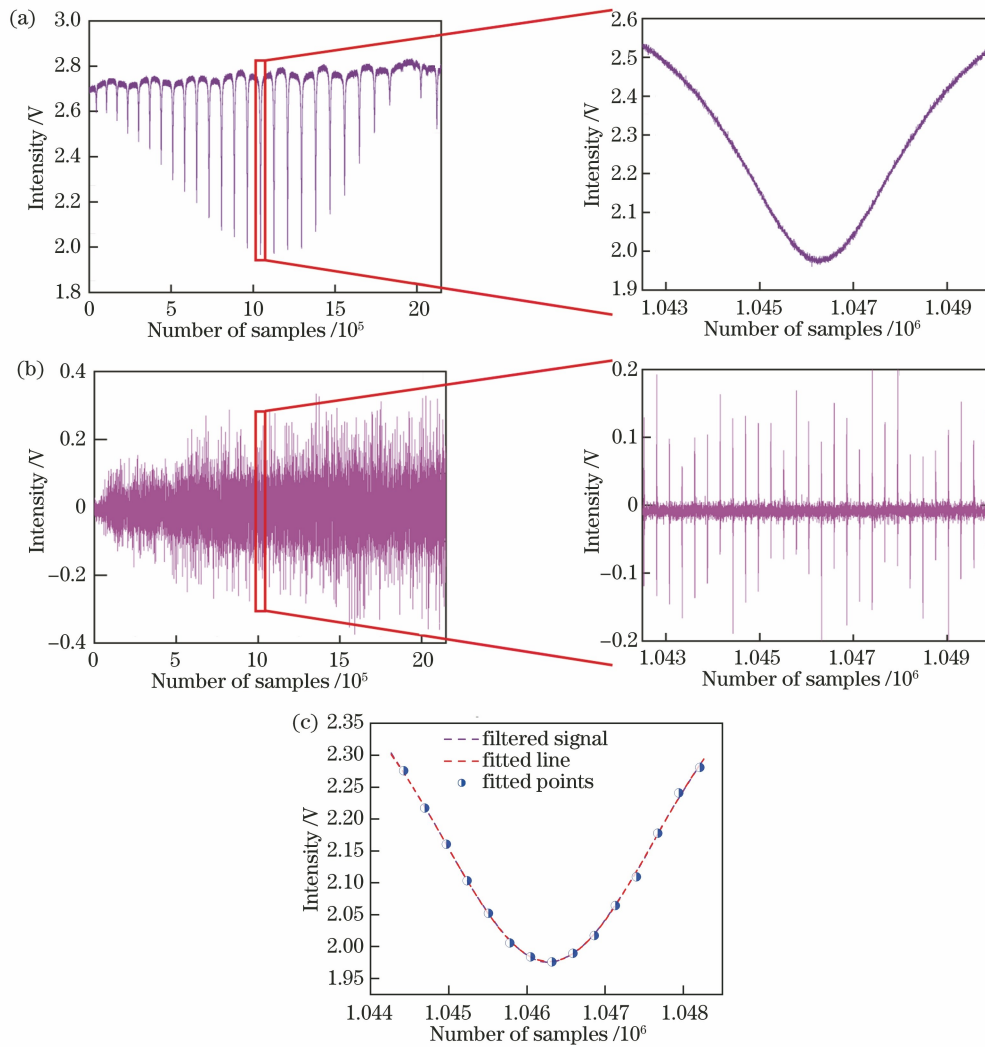


图 8 基于光频梳的吸收光谱标定。(a)重采样后的吸收光谱;(b)重采样后的拍频信号;(c)吸收光谱拟合曲线
 Fig. 8 Absorption spectrum calibration based on optical frequency comb. (a) Absorption signal after resampling;
 (b) heterodyne signal after resampling; (c) fitting curve of absorption spectrum

表 1 标定后的吸收谱线光频间隔

Table 1 Calibrated optical frequency interval between absorption lines

Branch	Mean value /THz	Standard deviation /MHz	Branch	Mean value /THz	Standard deviation /MHz
R22	—	—	R9	0.8685	89.05
R21	0.0590	74.82	R8	0.9443	90.77
R20	0.1193	82.51	R7	1.0215	88.44
R19	0.1809	89.47	R6	1.0999	86.95
R18	0.2438	90.02	R5	1.1796	87.73
R17	0.3080	90.20	R4	1.2606	90.67
R16	0.3736	88.56	R3	1.3428	85.62
R15	0.4404	91.81	R2	1.4264	89.50
R14	0.5085	88.05	R1	1.5112	93.85
R13	0.5779	88.70	R0	1.5973	87.01
R12	0.6486	85.46	P1	1.7733	119.33
R11	0.7206	89.20	P2	1.8632	116.11
R10	0.7939	89.41			

中,FSI 测距系统以约 20 s/次的速度对目标距离进行连续测量,同时每 5 min 记录一次水体温度。最终实验测得的结果如图 9 所示。图 9(a)中平滑曲线为水温随时间的变化规律,波动曲线为通过气室标定得到的光纤辅助干涉仪的光程,可以看出,二者变化趋势非常近似,这也印证了第 2 节推导的结论。图 9(b)为系统在使用光谱标定辅助干涉仪前后对同一目标的测距结果,由于未标定的系统只能采用 0 时刻的辅助干涉仪光程,随着温度逐渐降低,距离测量误差逐渐增大,在水温降低 10 °C 后,测距误

差已经达到了 1.8 mm 左右。相较之下,通过气体吸收池标定后的 FSI 系统测距结果基本不变,这也证明了该方法的有效性。最终在 12 m 左右的距离下,该系统的测距标准差为 68 μm ,相对重复性精度约为 5.28×10^{-6} ,这一误差主要来自辅助干涉仪标定过程中的光程的随机波动。在实际应用中,温度变化相较于本实验更加缓慢,因此可以认为在多次测量的过程中,辅助干涉仪的光程变化量极小,因此可以通过多次取平均的方法消除随机误差对测量结果的影响,以进一步提升系统的测距精度。

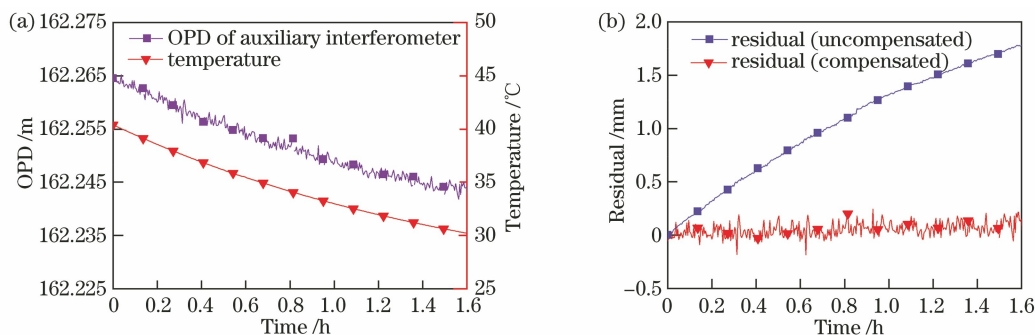


图 9 验证实验结果。(a) OPD 和温度随时间的变化曲线;(b) 标定前后的测距结果

Fig. 9 Results of verification experiment. (a) Variations of temperature and OPD with time; (b) distance measurement results before and after calibration

接着,采用系统与商用干涉仪(XL-80, Renishaw,精度优于 $0.5 \times 10^{-6} L$)进行了精度比对实验,以验证系统的准确性。实验示意图如图 10 所示,将商用干涉仪的反射镜与 FSI 测量干涉仪中的测量镜安装在同一个电控直线位移台上,以干涉仪的读数作为真值,其中干涉仪的反射镜与 FSI 测量干涉仪中的测量镜在同一高度放置,可降低阿贝误差对测量结果的影响。当反射镜位置发生改变时,商用干涉仪可以监测到其位移变化量 ΔL ,同时,FSI 测距系统测得的被测距离 L_m 也发生改变。受直线位移台的行程限制,实验仅在 19~20 m 范围内进行,每个位置进行 10 次重复测量,共得到 110 组数据。测量过程中的环境参数通过气象传感器(XC-80, Renishaw)进行监测并用于计算空气折射率,实验过程中平均气温为

25.25 °C,上下波动小于 0.5 °C,相对湿度为 70.56%,气压为 101.06 kPa,计算得到的空气折射率为 1.000264。最终测量得到的辅助干涉仪的光程为 162.225576 m,标准差为 $\pm 243 \mu\text{m}$ 。将这些结果用于最终的距离解算,得到的结果如图 11 所示,在 1 m 的测量范围内,测量结果的最大偏差约为 44.4 μm ,最大单点测量重复性约为 3.8 μm 。可以看到,测距结果的单点测量重复性较好,而测量结果的准确度稍差,这主要是由阿贝误差、余弦误差等因素导致的。如果通过合理的方法对上述误差进行补偿及控制,该系统的精度能够得到进一步提升。

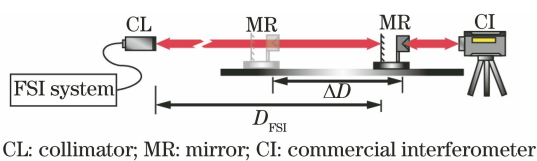


图 10 精度对比实验示意图

Fig. 10 Schematics of accuracy comparison experiment

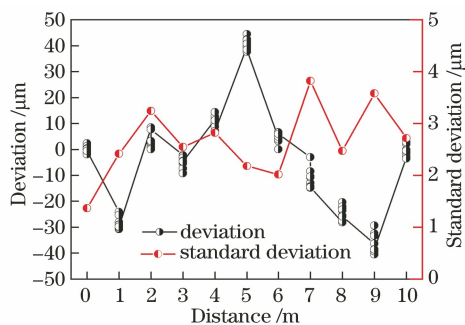


图 11 实验结果

Fig. 11 Results of experiment

5 结 论

针对大型装备制造领域对高精度绝对测距技术的需求,研究了基于 FSI 的高精度绝对测距方法。针对 FSI 系统中光纤辅助干涉仪光程易受环境因素影响的问题,提出了基于吸收光谱的光纤辅助干涉仪光程标定方法,特定气体精确且稳定的吸收光谱为辅助干涉仪的标定提供了高精度光频基准,有利于实现 FSI 系统长度参考的在位标定;同时,提出了色散失配误差快速补偿算法以消除宽带扫频引入的测距误差。上述方法通过精度对比实验得到了有效验证,最终该系统在 20 m 的测量距离上获得了优于 50 μm 的测距精度,测量重复性优于 $\pm 4 \mu\text{m}$ 。

参 考 文 献

- [1] 赵建国, 郭洪杰. 飞机装配质量数字化检测技术研究及应用[J]. 航空制造技术, 2016, 59(20): 24-27.
Zhao J G, Guo H J. Study and application of digital measurement technology for aircraft assembly precision [J]. Aeronautical Manufacturing Technology, 2016, 59(20): 24-27.
- [2] 赵潇, 杨海马, 强佳, 等. 基于卡尔曼滤波的高精度相干激光测距方法[J]. 光学学报, 2020, 40(14): 1412001.
Zhao X, Yang H M, Qiang J, et al. High-precision coherent laser ranging method based on Kalman filtering [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(14): 1412001.
- [3] 崔鹏飞, 杨凌辉, 林嘉睿, 等. 飞秒光学频率梳在精密绝对测距中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(12): 120011.
Cui P F, Yang L H, Lin J R, et al. Application of femtosecond optical frequency comb in precise absolute distance measurement [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(12): 120011.
- [4] 张洪英, 田晓宁, 雷艳阳, 等. 同时测距和测速的注入锁定调频连续波激光雷达[J]. 光学学报, 2020, 40(15): 1528001.
Zhang H Y, Tian X N, Lei Y Y, et al. Frequency modulated continuous wave LIDAR based on injection-locking technology for simultaneous distance and speed measurement [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(15): 1528001.
- [5] Collaboration T A, Aad G, Abat E, et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider[J]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(8): S08003.
- [6] 王一霖, 杨凌辉, 林嘉睿, 等. 基于飞秒光学频率梳相关探测的绝对测距[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0112003.
Wang Y L, Yang L H, Lin J R, et al. Absolute distance measurement based on coherent detection by femtosecond optical frequency comb [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0112003.
- [7] Peggs G N, Maropoulos P G, Hughes E B, et al. Recent developments in large-scale dimensional metrology [J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture, 2009, 223(6): 571-595.
- [8] 吴冠豪, 周思宇, 杨越棠, 等. 双光梳测距及其应用[J]. 中国激光, 2021, 48(15): 1504002.
Wu G H, Zhou S Y, Yang Y T, et al. Dual-comb ranging and its applications [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(15): 1504002.
- [9] Yan L P, Chen B Y, Zhang S H, et al. Note: laser wavelength precision measurement based on a laser synthetic wavelength interferometer[J]. The Review of Scientific Instruments, 2016, 87(8): 086101.
- [10] Kikuta H, Iwata K, Nagata R. Absolute distance measurement by wavelength shift interferometry with a laser diode: some systematic error sources [J]. Applied Optics, 1987, 26(9): 1654-1660.
- [11] Schneider R, Thuermel P, Stockmann M. Distance measurement of moving objects by frequency modulated laser radar [J]. Optical Engineering, 2001, 40: 33-37.
- [12] 陶龙, 刘志刚, 吕涛, 等. 频率扫描干涉仪漂移误差正反向扫描补偿法[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0212002.
Tao L, Liu Z G, Lü T, et al. Drift error compensation method of frequency sweeping interferometer by consecutive forward and reverse optical frequency scanning [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0212002.
- [13] Mateo A B, Barber Z W. Precision and accuracy testing of FMCW ladar-based length metrology [J]. Applied Optics, 2015, 54(19): 6019-6024.
- [14] 张雅雅, 郭寅, 任永杰, 等. 光频扫描干涉绝对测距漂移误差与补偿方法研究[J]. 光学学报, 2017, 37(12): 1212001.
Zhang Y Y, Guo Y, Ren Y J, et al. Study of drift error and its compensation method in absolute distance measurement by optical frequency scanning interferometry [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(12): 1212001.
- [15] Lu C, Liu G D, Liu B G, et al. Method based on chirp decomposition for dispersion mismatch compensation in precision absolute distance measurement using swept-wavelength interferometry [J]. Optics Express, 2015, 23(25): 31662-31671.

- [16] 柴晓博, 吴腾飞, 殷璞芙. 基于激光自混合测振的 FSI 测距误差补偿方法 [J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(11): 1112005.
Chai X B, Wu T F, Yin P F. FSI ranging error compensation method based on laser self-mixing vibration measurement [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(11): 1112005.
- [17] Pan H, Qu X H, Zhang F M. Micron-precision measurement using a combined frequency-modulated continuous wave lidar autofocus system at 60 meters standoff distance [J]. Optics Express, 2018, 26(12): 15186-15198.
- [18] Pollinger F, Meiners-Hagen K, Wedde M, et al. Diode-laser-based high-precision absolute distance interferometer of 20 m range [J]. Applied Optics, 2009, 48(32): 6188-6194.
- [19] Kikuta H, Iwata K, Nagata R. Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light [J]. Applied Optics, 1986, 25(17): 2976-2980.
- [20] Thiel J, Pfeifer T, Hartmann M. Interferometric measurement of absolute distances of up to 40 m [J]. Measurement, 1995, 16(1): 1-6.
- [21] Yang H J, Deibel J, Nyberg S, et al. High-precision absolute distance and vibration measurement with frequency scanned interferometry [J]. Applied Optics, 2005, 44(19): 3937-3944.
- [22] Wu X J, Wei H Y, Zhang H Y, et al. Absolute distance measurement using frequency-sweeping heterodyne interferometer calibrated by an optical frequency comb [J]. Applied Optics, 2013, 52(10): 2042-2048.
- [23] 时光, 张福民, 曲兴华, 等. 高分辨率调频连续波激光绝对测距研究 [J]. 物理学报, 2014, 63(18): 184209.
Shi G, Zhang F M, Qu X H, et al. Absolute distance measurement by high resolution frequency modulated continuous wave laser [J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(18): 184209.
- [24] Deng Z W, Liu Z G, Gu S W, et al. Frequency-scanning interferometry for depth mapping using the Fabry-Perot cavity as a reference with compensation for nonlinear optical frequency scanning [J]. Optics Communications, 2020, 455: 124556.
- [25] Jia L H, Wang Y, Wang X Y, et al. Nonlinear calibration of frequency modulated continuous wave LIDAR based on a microresonator soliton comb [J]. Optics Letters, 2021, 46(5): 1025-1028.
- [26] 苑立波. 温度和应变对光纤折射率的影响 [J]. 光学学报, 1997, 17(12): 1714-1717.
Yuan L B. Effect of temperature and strain on fiber optic refractive index [J]. Acta Optica Sinica, 1997, 17(12): 1714-1717.
- [27] Dale J, Hughes B, Lancaster A J, et al. Multi-channel absolute distance measurement system with sub ppm-accuracy and 20 m range using frequency scanning interferometry and gas absorption cells [J]. Optics Express, 2014, 22(20): 24869-24893.