

# 频率扫描干涉法绝对测距中运动误差的补偿研究

李志栋<sup>1</sup> 江月松<sup>1</sup> 桑峰<sup>1</sup> 王林春<sup>1</sup> 邓士光<sup>1</sup> 辛遥<sup>1</sup> 郭泾平<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

<sup>2</sup>中国空间技术研究院, 北京 100094

**摘要** 在频率扫描干涉法绝对距离测量过程中,目标的运动会引入测量误差,经推导发现运动误差与激光扫描终点频率以及扫描过程中的光程差位移量有关。前者可直接通过高精度波长计测量,对于后者,提出了外差干涉频分复用技术,设计了一种新的频率扫描距离测量干涉仪,可同时实现目标绝对距离和光程差位移量的测量,通过剔除与扫描终点频率和光程差位移量有关的误差相位偏移量后即可实现运动补偿。分析了该绝对距离测量系统的可行性和运动补偿的不确定度,并对测量精度进行仿真验证。结果表明该方法快速有效,在较快速运动目标测距时可实现对纳米量级光程差位移量的测量。在几十米距离范围内,当频率扫描范围达到 100 GHz 时该补偿方法引入的误差约为几十微米。

**关键词** 激光光学;运动误差补偿;精度测量仿真;频率扫描干涉法;绝对距离

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0314001

## Movement Error Compensation in Frequency Scanning Interferometry for Absolute Distance Measurement

Li Zhidong<sup>1</sup> Jiang Yuesong<sup>1</sup> Sang Feng<sup>1</sup> Wang Linchun<sup>1</sup> Deng Shiguang<sup>1</sup>

Xin Yao<sup>1</sup> Guo Jingping<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>School of Electronics Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

<sup>2</sup>China Academy of Space Technology, Beijing 100094, China

**Abstract** Target movements can introduce movement error in absolute distance measurement using frequency-scanning interferometry. It is deduced that movement error depends on the optical path difference displacements during the scan and the laser frequency at the endpoint of the scan. The former can be obtained directly by using a high-accuracy wave meter; for the latter, heterodyne interference frequency division multiplexing technique is proposed and a novel frequency-scanning interferometer for absolute distance is designed to achieve simultaneous measurement of the absolute distance and the optical path difference displacements. Movement error-compensation can be fulfilled by eliminating the error phase offset related to laser frequency at the endpoint of the scan and the optical path difference displacements. Theoretical analysis of the feasibility of the system and the uncertainty of movement compensation with precision measurement simulation indicate that the compensation method is efficient and effective. Optical path difference displacements measurement can reach nanometer level for rather high-speed target. The error introduced by movement compensation is tens of microns with the frequency-scanning range of 100 GHz at tens of meters distance range.

**Key words** laser technique; movement-error compensation; precision-measurement simulation; frequency scanning interferometry; absolute distance

**OCIS codes** 140.3425; 140.3600; 280.3400

**收稿日期**: 2010-05-25; **收到修改稿日期**: 2010-11-02

**基金项目**: 中国科学院知识创新项目(AA20090024)资助课题。

**作者简介**: 李志栋(1985—),男,硕士研究生,主要从事激光稳频和绝对距离测量等方面的研究。

E-mail: lizhidongbuaa@163.com

**导师简介**: 江月松(1959—),男,博士,教授,主要从事光电成像遥感理论技术、微波、毫米波、太赫兹波光子学空间激光信息技术等方面的研究。E-mail: yuesongjiang@vip.sina.com

## 1 引 言

高精度绝对距离测量在精密探测、三维形貌测量、空间任务和卫星编队等领域均有重要应用。在各种测量方法中,使用频率扫描干涉法(FSI)进行绝对距离测量可彻底消除相位的  $2\pi$  缠绕模糊度问题,且系统结构简单。该方法采用频率可调激光器作为光源,激光的频率扫描范围可通过多种方法确定,例如分子饱和吸收谱法<sup>[1]</sup>和偏振光谱法<sup>[2]</sup>。其中最常用的方法是使用经过校准的法布里-珀罗(FP)腔的多个自由谱范围来确定扫频范围,扫频的起点和终点频率使用 Pound-Drever-Hall(PDH)<sup>[3]</sup>稳频方法锁定在 FP 腔的两个谐振频率处。在扫频过程中记录下光程差(OPD)上的外差干涉相位偏移量后,即可得到相应绝对距离。然而,频率扫描干涉法对于扫频过程中目标的运动十分敏感,目标运动会导致光程差发生变化继而产生一定相位偏移量。因此,在扫频过程中,系统无法分辨相位偏移量的来源是光程差变化还是频率扫描<sup>[4]</sup>,最终导致计算得到的绝对距离中存在较大运动误差。误差大小通常为光程差位移量的几千倍甚至上万倍,严重影响绝对距离测量精度。

文献<sup>[5]</sup>中通过继发的 4 次正反频率扫频实现运动补偿,使得运动误差主要受制于位移量的三阶导数,降低了测量对目标运动的敏感程度;文献<sup>[4]</sup>中假设在目标匀速运动的前提下,可通过两次已知测量时间的测量结果消除运动误差。这两种方法没有增加系统的复杂性,但均需多次测量,增加了测量时间,且补偿效果与目标的运动方式有关。文献<sup>[6]</sup>使用两个频率可调谐激光器,通过在测量过程中同时进行相互反向频率扫描的方法来消除运动误差,但是该方法需要使用斩光器来分离两组激光,降低了测量速度。而每个激光器在绝对距离上只能获取一半的干涉相位,另一半干涉相位需要通过 FP 腔的自由谱范围估算,增加了测量的复杂程度。

本文通过运动误差理论分析发现,运动误差与激光扫频终点频率以及扫频过程中的光程差位移量相关,依此提出了一种新的运动补偿方法。扫频终点频率可直接使用高精度波长计得到,对于光程差位移量,设计了一种新型的激光绝对距离测量系统,在 FSI 干涉仪中加入 He-Ne 激光器,通过外差干涉频分复用技术实现绝对距离和光程差位移量的同时测量,通过剔除与扫频终点频率和光程差位移量有关的误差相位偏移量后便可实现运动补偿。该方法无需使用斩光器,仅需一次测量,且不受制于目标位

移量的高阶导数,测量速度快,光程差位移量测量分辨率在纳米量级,通过理论分析及测量仿真证明了该方法的可行性,当扫频范围达到 100 GHz 时该补偿方法引入的误差仅为几十微米。

## 2 运动误差补偿理论分析

首先分析目标保持绝对静止(即光程差保持恒定)时,基于 FSI 的绝对距离测量过程。激光频率扫描时,光程差上的干涉条纹会随之发生移动,此时通过外差条纹计数方法<sup>[7]</sup>可测得光程差上的外差干涉相位偏移量(本文称作频率扫描干涉相位偏移量),表示为

$$\Delta\theta = \frac{2\pi\nu_e}{c} \cdot l - \frac{2\pi\nu_s}{c} \cdot l = \frac{2\pi\Delta\nu}{c} \cdot l, \quad (1)$$

式中  $\nu_e$  是激光扫频终点频率,  $\nu_s$  是激光扫频起点频率,  $\Delta\nu = \nu_e - \nu_s$  是激光扫频范围,  $l$  是光程差,当空气折射率为 1 时  $l$  即为待测绝对距离,  $c$  为真空中光速。

激光扫频范围  $\Delta\nu$  由校准后的 FP 腔的两个谐振频率点标定,因此  $\Delta\nu$  已知,从(1)式可推导出待测绝对距离  $l$

$$l = \frac{c\Delta\theta}{2\pi\Delta\nu}, \quad (2)$$

实际情况下,在激光频率扫描时目标通常会发生运动,使得扫频过程中光程差发生变化,实际情况中测量得到的频率扫描干涉相位偏移量  $\Delta\theta_m$  为

$$\Delta\theta_m = \frac{2\pi\nu_e}{c} \cdot l_e - \frac{2\pi\nu_s}{c} \cdot l_s, \quad (3)$$

式中  $l_e$  是激光扫频结束时对应的终点绝对距离,  $l_s$  是激光扫频开始时对应的初始绝对距离。

(3)式可改写成

$$\Delta\theta_m = \left(\frac{2\pi\nu_e}{c} - \frac{2\pi\nu_s}{c}\right)l_s + \frac{2\pi\nu_e}{c}(l_e - l_s) = \frac{2\pi\Delta\nu}{c} \cdot l_s + \frac{2\pi\nu_e}{c} \cdot \Delta l, \quad (4)$$

式中  $\Delta l = l_e - l_s$ , 是激光扫频过程中的光程差位移量。

把(2)式中的  $\Delta\theta$  替换为  $\Delta\theta_m$ , 计算得到绝对距离  $l_m$ :

$$l_m = \frac{c\Delta\theta_m}{2\pi\Delta\nu} = l_s + \frac{\nu_e}{\Delta\nu} \Delta l, \quad (5)$$

通过(5)式可知,计算结果中的第一项为所需  $l_s$ , 而第二项为扫频过程中目标运动导致的运动误差,相当于把光程差位移量  $\Delta l$  放大了  $\nu_e/\Delta\nu$  倍,在实际中可达几千倍甚至上万倍,严重影响测量精度。然而,假如可以测量得到  $\nu_e$  以及  $\Delta l$ , 运动误差即可被消

除,补偿后的绝对距离为

$$l_s = \frac{c\Delta\theta_m}{2\pi\Delta\nu} - \frac{\nu_c}{\Delta\nu}\Delta l, \quad (6)$$

存在波数  $k=2\pi\nu/c$ , (6)式可改写为

$$l_s = \frac{\Delta\theta_m}{\Delta k} - \frac{k_c}{\Delta k}\Delta l = \frac{\Delta\theta_m - \Delta\theta_{err}}{\Delta k}, \quad (7)$$

式中  $\Delta k$  是激光扫频范围对应的激光波数变化量,  $k_c$  是扫频终点频率对应波数,  $\Delta\theta_{err} = k_c\Delta l$  是目标运动导致的误差相位偏移量。在  $\Delta\theta_m$  中剔除  $\Delta\theta_{err}$  后, 便可实现运动补偿。

### 3 运动误差补偿的系统实现

#### 3.1 外差干涉频分复用功能的 FSI 系统

运动补偿的实现需要测量得到扫频终点频率  $\nu_c$  以及扫频过程中的光程差位移量  $\Delta l$ , 前者可使用高精度波长计进行测量, 对于后者, 本文设计了一种新的频率扫描距离测量干涉仪, 如图 1 所示, 其中 PD 是光电探测器, AOM 是声光调制器, FC 是光纤耦合器, BS 是非偏振分光镜, 通过外差干涉频分复用技术实现  $\Delta l$  的测量。

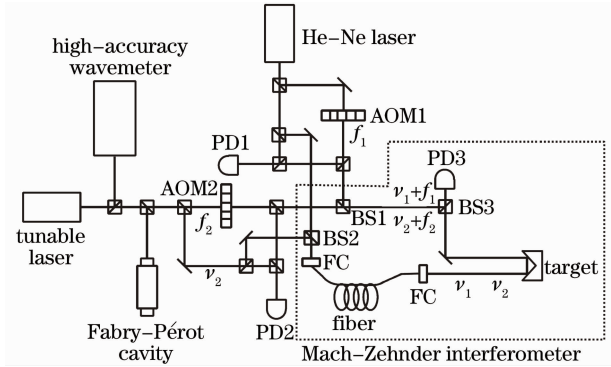


图 1 外差干涉频分复用功能的 FSI 系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram for heterodyne frequency division multiplexing FSI system

系统中可调激光器可采用 New Focus 公司的 TLB-6904, 无模跳扫频范围可达 100 GHz, 高精细度的 FP 腔用于 PDH 稳频和频率扫描范围的标定。为了增加扫频过程的稳健性和快速性, 系统中还需使用一个带有定长光纤的参考干涉仪来实时监测激光频率变化, 辅助可调激光器寻找 FP 腔的谐振频率点<sup>[8]</sup> (图 1 中未画出)。扫频终点频率  $\nu_c$  可使用 High-Finesse 公司的 WSU/2 高精度波长计直接测量, 同时在 FSI 系统中加入波长为 632.8 nm 的 Melles-Griot 高稳定 He-Ne 激光器, 实现  $\Delta l$  的测量。系统中的分光镜均采用非偏振分光镜以避免器件非理想特性对干涉相位造成的周期性非线性

误差<sup>[9,10]</sup>。

#### 3.2 外差干涉频分复用

为了实现频分复用, 声光调制器 AOM1 和 AOM2 对 He-Ne 激光器和可调激光器的频偏量不同, 分别为  $f_1=75$  MHz 和  $f_2=32$  MHz, 之后在光电探测器 PD1 和 PD2 处可分别获得 He-Ne 激光器和可调激光器的参考外差干涉信号  $I_{r1}$  和  $I_{r2}$  为

$$I_{r1} = b_1 + a_{r1} \cos(2\pi f_1 t), \quad (8)$$

$$I_{r2} = b_2 + a_{r2} \cos(2\pi f_2 t), \quad (9)$$

式中  $b_1, b_2$  是参考外差干涉信号的直流分量,  $a_{r1}, a_{r2}$  为参考外差干涉信号的振幅,  $f_1, f_2$  是参考外差干涉信号的频率。

两激光器的频偏光和未频偏光分别通过分光镜 BS1 和 BS2 进入马赫-曾德尔测量干涉仪得到测量外差干涉信号, 干涉仪的光程差即为待测绝对距离, 并且使用可活动的角隅棱镜来模拟目标运动带来的光程差变化。4 束光波在 BS3 汇合后进入光电探测器 PD3, 频率分别为  $\nu_1, \nu_2, \nu_1 + f_1$  和  $\nu_2 + f_2$ ; He-Ne 激光器激光频率  $\nu_1$  与可调激光器激光频率  $\nu_2$  之间应相差几十吉赫兹以上, 这可使得 PD3 上频率为  $\nu_1 - \nu_2$  的混频信号为高频分量, 继而滤除。PD3 上得到的测量外差干涉信号为<sup>[11]</sup>

$$I_m = b_3 + a_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1) + a_2 \cos(2\pi f_2 t + \theta_m), \quad (10)$$

式中  $b_3$  是直流项, 第二项  $a_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1)$  是 He-Ne 激光器的测量外差干涉信号  $I_{m1}$ , 第三项  $a_2 \cos(2\pi f_2 t + \theta_m)$  是可调激光器的测量外差干涉信号  $I_{m2}$ 。它们之间存在约为 40 MHz 的频差, 可使用带通滤波器分离它们, 得到下式, 实现外差干涉的频分复用为

$$\begin{cases} I_{m1} = a_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1) \\ I_{m2} = a_2 \cos(2\pi f_2 t + \theta_m) \end{cases}, \quad (11)$$

式中  $a_1, a_2$  是测量外差干涉信号的振幅,  $\theta_1$  和  $\theta_m$  分别为 He-Ne 激光器和可调激光器在干涉仪光程差上的瞬时外差干涉相位差。

利用外差条纹计数方法对参考外差干涉信号和测量外差干涉信号数据处理后, 可得到干涉相位差  $\theta_1$  和  $\theta_m$  的偏移量  $\Delta\theta_1$  和  $\Delta\theta_m$ ,  $\Delta\theta_m$  是频率扫描干涉相位偏移量。He-Ne 激光器频率  $\nu_1$  已知, 因此可通过  $\Delta\theta_1$  得到扫频过程中光程差位移量  $\Delta l$  为

$$\Delta l = \frac{c\Delta\theta_1}{2\pi\nu_1}, \quad (12)$$

误差相位偏移量  $\Delta\theta_{err} = k_c\Delta l$  可通过 (12) 式表示为

$$\Delta\theta_{err} = k_c\Delta l = \frac{k_c}{k_1}\Delta\theta_1, \quad (13)$$

式中  $k_1 = 2\pi\nu_1/c$  是 He-Ne 激光器的激光频率  $\nu_1$  对应的波数, 在  $\Delta\theta_m$  中剔除  $\Delta\theta_{err}$  后, 便可实现运动补偿。

## 4 运动补偿性能分析

### 4.1 光程差位移量测量分辨率

根据(12)式,  $\Delta l$  的不确定度  $\delta(\Delta l)$  为

$$\delta(\Delta l) = \sqrt{\left[\frac{c\delta(\Delta\theta_1)}{2\pi\nu_1}\right]^2 + \left[\Delta l \frac{\delta(\nu_1)}{\nu_1}\right]^2}, \quad (14)$$

式中  $\delta(\nu_1)/\nu_1$  是 Melles-Griot 公司 632.8 nm 的 He-Ne 激光器的频率相对不确定度, 小于  $5 \times 10^{-9}$ <sup>[5]</sup>,  $\delta(\Delta\theta_1)$  是外差条纹计数器对相位偏移量的测量不确定度, 与扫频起始时的相位测量不确定度和扫频结束时的相位测量不确定度有关。两者都会受到相位非线性误差的影响, 这是由系统排列误差以及光学元件的非理想特性导致引起的, 其中非理想偏振分光镜所带来的偏振混合以及频率混合是导致相位非线性误差的主要原因。由于本系统全部使用非偏振分光镜, 因此可有效减小相位非线性误差<sup>[12]</sup>。干涉相位非线性误差的典型值为  $2\pi/200$ , 因此相位偏移量的不确定度设为  $\delta(\Delta\theta_1) = 2\pi/100$ 。

扫频范围为 100 GHz 时, 实际测量一次所需时间约为 0.7 s, 若光程差位移量  $\Delta l$  较小, 在毫米甚至微米量级时, 可忽略(14)式中根号里的第二项, 此时  $\delta(\Delta l)$  约为 6.3 nm。若增大目标运动速度, 则随着  $\Delta l$  的增加会加大  $\delta(\Delta l)$ , 假设目标速度为 1 m/s, 此时  $\Delta l = 1.4$  m, 计算可得  $\delta(\Delta l)$  约为 9.4 nm, 仅增加 3 nm。因此, 该补偿方法同样适合在目标运动速度较大时进行运动补偿。

### 4.2 激光终点频率测量不确定度

激光扫频终点频率  $\nu_e$  的测量不确定度  $\delta(\nu_e)$  主要由波长计的测量不确定度  $\delta(\nu_{wave})$  决定; 若采用 WSU/2 高精度波长计,  $\delta(\nu_{wave})$  仅为 2 MHz。除此之外, FP 腔短期内的腔长温度漂移也会对稳频后的激光频率  $\nu_{lock}$  产生一定波动, FP 腔短期腔长漂移相对不确定度  $\delta(d)/d$  与稳频后的激光频率波动  $\delta(\nu_{lock})/\nu_{lock}$  的关系为<sup>[13]</sup>

$$\frac{\delta(\nu_{lock})}{\nu_{lock}} = \frac{\delta(d)}{d}, \quad (15)$$

式中  $\nu_{lock}$  是稳频后的激光频率, 此处即为激光扫频终点频率  $\nu_e$ ,  $d$  为 FP 腔腔长。综合考虑波长计的测量不确定度和 FP 腔短期腔长漂移, 得到  $\nu_e$  的不确定度  $\delta(\nu_e)$  为

$$\delta(\nu_e) = \sqrt{\left[\nu_e \frac{\delta(d)}{d}\right]^2 + [\delta(\nu_{wave})]^2}. \quad (16)$$

采用热膨胀系数极低的玻璃材料制作的高精度 FP 腔, 若置于真空装置并采取温度补偿和抖动补偿措施, 可使短期内的腔长漂移相对不确定度  $\delta(d)/d$  达到  $10^{-15}$  量级<sup>[13]</sup>。然而, 在绝对距离测量中, 不需要 FP 腔具有如此高的稳定度, 假定短期内腔长漂移不确定度  $\delta(d)/d$  约为  $1 \times 10^{-11}$ 。计算后得到激光终点测量不确定度  $\delta(\nu_e)$  约为 2 MHz, FP 腔腔长的短期漂移可以忽略。

### 4.3 运动补偿法引入的补偿误差

误差相位偏移量  $\Delta\theta_{err} = k_e \Delta l$ , 根据数值分析中的误差理论可得到  $\Delta\theta_{err}$  的误差  $\epsilon(\Delta\theta_{err})$  为

$$\epsilon(\Delta\theta_{err}) = \epsilon(k_e) \Delta l + \epsilon(\Delta l) k_e, \quad (17)$$

式中  $\epsilon(k_e)$  为终点频率对应波数的测量误差,  $\epsilon(\Delta l)$  为光程差位移量的测量误差。此处认为测量不确定度  $\delta(\Delta l)$  和  $\delta(\nu_e)$  近似等于测量误差  $\epsilon(\Delta l)$  和  $\epsilon(\nu_e)$ ,  $\epsilon(k_e) = \frac{2\pi\epsilon(\nu_e)}{c}$ 。计算可得, 光程差位移量  $\Delta l$  在几十米范围左右时,  $\epsilon(\Delta\theta_{err})$  约为  $2\pi/70$ , 若频率扫描范围可以达到 100 GHz,  $\epsilon(\Delta\theta_{err})$  对  $l_e$  引入的误差  $\epsilon(\Delta\theta_{err})/\Delta k$  仅为几十微米。

## 5 运动补偿精度测量仿真

对运动补偿过程进行 20 组测量仿真, 设待测绝对距离为 50 m, 频率扫描的设定要满足可调激光器频率和 He-Ne 激光器频率相差在几十吉赫兹以上, 同时保证扫频范围约为 100 GHz。因此设定在 0.65 s 内激光波长从 633.07 nm 扫描到 632.93 nm, 20 组测量中各组的光程变化量  $\Delta l$  如表 1 所示。

表 1 光程差位移量数据表

Table 1 Data table of optical path difference displacement

Number of scan	OPD change /m
1	-0.7804
2	-0.2419
3	0.6466
4	0.8465
5	0.7539
6	-0.4718
7	0.0886
8	-1.0661
9	-1.0096
10	-0.9456
11	0.4645
12	-0.0125
13	-0.8068
14	-0.0130
15	-0.9162

续表 1

Number of scan	OPD change /m
16	-1.1571
17	0.9119
18	0.1575
19	1.1170
20	0.5113

对(6)式和(7)式进行精度测量仿真,对其中的 $\Delta\nu$ 加入了相对不确定度为 $45 \times 10^{-6}$ [14]的标定误差,该误差即为FP腔自由谱范围的校准误差。对 $\Delta\theta_m$ 加入了FP腔腔长长期漂移以及短期漂移所带来的影响,并且加入了 $2\pi/100$ 的非线性误差。腔长长期漂移指的是FP腔腔长在测量时与校准时的差异,主要由FP腔的老化以及温度差异等因素造成,设腔长长期漂移相对不确定度为 $3 \times 10^{-7}$ ,腔长的长期漂移会使得20组测量的频率扫描范围同时存在相同的扫频误差,继而影响 $\Delta\theta_m$ ,腔长的短期漂移主要影响各组测量过程中的扫频起点频率和扫频终点频率,通过(3)式影响 $\Delta\theta_m$ 。(6)式中 $\Delta l, \nu_e$ 在仿真时均加入了第4.1节和第4.2节提到的不确定度。

(7)式中频率扫描干涉相位偏移量 $\Delta\theta_m$ 的补偿结果 $\Delta\theta_m - \Delta\theta_{err}$ 如图2所示,补偿前的 $\Delta\theta_m$ 波动较大,补偿后的相位偏移量 $\Delta\theta_m - \Delta\theta_{err}$ 基本趋于定值。当光程差位移量 $\Delta l$ 较大时,如第16组测量,修正前后 $\Delta\theta_m$ 相差可达约 $1.2 \times 10^7$  rad,除以 $\Delta k$ 转换成距离后,相当于修正前后存在5.7 km的距离差。

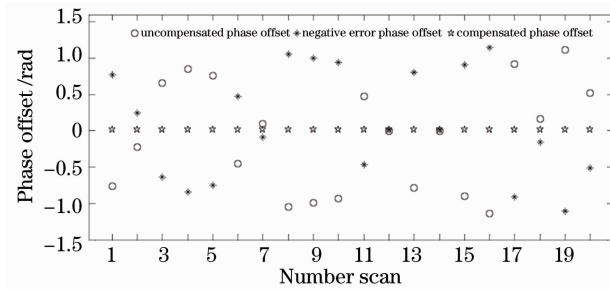


图2 频率扫描干涉相位偏移量的补偿  
Fig. 2 Compensation of frequency-scanning interferometric phase offset

补偿前带有运动误差的绝对距离是(5)式中的 $l_m$ ,补偿后的绝对距离是(7)式中的 $l_s$ ,补偿前后绝对距离对比如图3所示。从图中可知,未进行运动补偿的绝对距离存在很大运动误差,甚至会出现负值,这是由扫频过程中光程差位移量被放大几千倍所引起的。经过运动补偿后的绝对距离趋近于定值,补偿效果明显,补偿后的绝对距离 $l_s$ 的残差如图4所示。

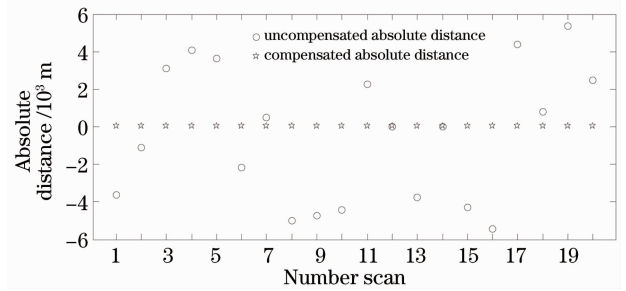


图3 补偿前后绝对距离的比较  
Fig. 3 Comparison between compensated absolute distance and uncompensated absolute distance

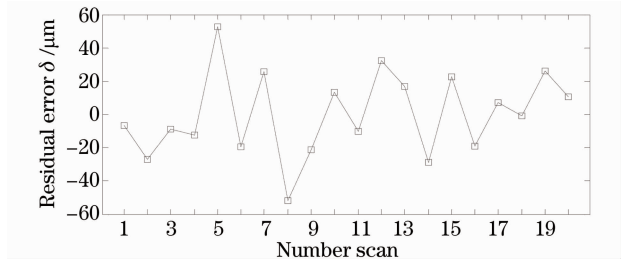


图4 补偿后的绝对距离测量残差  
Fig. 4 Residual error of compensated absolute distance

补偿后的绝对距离残差仅为几十微米。使用本文提出的运动补偿方法,可有效消除运动误差,且绝对距离重复测量精度较高。

## 6 结 论

在频率扫描绝对距离测量法中,扫频过程中的目标运动所引起测量结果中的运动误差由扫频过程中的光程差位移量以及扫频终点频率决定。提出了一种新的频率扫描绝对距离测量系统,通过外差干涉频复用技术可以实现绝对距离和光程差位移量的同时测量。通过不确定度分析可知,光程差位移量测量分辨率取决于He-Ne激光器频率稳定度以及相位测量的周期性非线性误差,因此需使用高频率稳定度的He-Ne激光器。非线性相位误差可通过避免使用偏振分光镜尽量克服,理想情况下光程差位移量测量分辨率可达几纳米。扫频终点频率的测量不确定度取决于波长计的测量精度和激光稳频后的频率波动,因此必须采用精度极高的波长计。为了增加PDH稳频效果,可对FP腔使用稳定措施以提高FP腔腔长稳定度,提出的运动补偿方法与目标具体运动方式无关,且适用于目标运动速度较大时的情况。经预测,若全部器件均满足要求,理想情况下该补偿方法引入的误差仅为几十微米。

## 参 考 文 献

- 1 Meng Tengfei, Wu Yuelong, Ji Zhonghua *et al.*. Frequency stabilized diode laser based on cesium molecular saturated absorption spectroscopy[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(5): 1182~1185  
孟腾飞, 武跃龙, 姬中华 等. 铯分子饱和吸收谱的半导体激光器稳频[J]. *中国激光*, 2010, **37**(5): 1182~1185
- 2 Wang Jing, Yang Baojun, He Jun *et al.*. Influence of the bandwidth of feedback loop in frequency stabilization of external-cavity diode laser by polarization spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 425~430  
王 婧, 杨保东, 何 军 等. 采用偏振光谱对外腔半导体激光器稳频时反馈环路带宽的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 425~430
- 3 E. D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. *Am. J. Phys.*, 2001, **69**(1): 79~87
- 4 A. Cabral, J. Reboradao. Accuracy of frequency-sweeping interferometry for absolute distance metrology[J]. *Opt. Engng.*, 2007, **46**(7): 073602-01~073602-10
- 5 B. L. Swinkels, N. Bhattacharya, J. J. M. Braat *et al.*. Correcting movement errors in frequency-sweeping interferometry [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(17): 2242~2244
- 6 H. J. Yang, S. Nyberg, K. Riles *et al.*. High-precision absolute distance measurement using dual-laser frequency scanned interferometry under realistic conditions [J]. *Nucl. Instrum. Meth. A.*, 2007, **575**(3): 395~401
- 7 L. M. Krieg, R. G. Klaver, J. J. M. Braat. Absolute optical path difference measurement with angstrom accuracy[C]. *SPIE*, 2001, **4398**: 116~126
- 8 B. L. Swinkels, A. Latout, N. Bhattacharya *et al.*. Absolute distance metrology for space interferometers[C]. *SPIE*, 2005, **5856**: 312~317
- 9 C. Wu, C. Su. Nonlinearity in measurements of length by optical interferometry[J]. *Meas. Sci. Technol.*, 1996, **7**(1): 62~68
- 10 Liu Binbin, Yuan Yonggui, Wang Xinxing *et al.*. Real time nonlinearity error correction method of polarizing laser interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2585~2589  
刘彬彬, 苑勇贵, 王新星 等. 偏振激光干涉仪的非线性误差实时校正方法[J]. *光学学报*, 2010, **30**(9): 2585~2589
- 11 R. Dandliker, R. Thalmann, D. Prongu. Two-wavelength laser interferometry using superheterodyne detection[J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(5): 339~341
- 12 C. Wu, R. D. Deslattes. Analytical modeling of the periodic nonlinearity in heterodyne interferometry[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(28): 6696~6700
- 13 J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky *et al.*. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Perot cavities[J]. *Phys. Rev. A.*, 2008, **77**(5): 053809-01~053809-10
- 14 A. P. Cabral, J. M. Reboradao. Calibration of the Fabry-Perot free spectral range using a tunable laser in a Michelson interferometer[J]. *Opt. Engng.*, 2006, **45**(10): 100501-1~100501-3