

基于光纤色散相位补偿的高分辨率激光频率扫描干涉测量研究

许新科 刘国栋 刘炳国 陈凤东 庄志涛 甘雨

High-resolution laser frequency scanning interferometer based on fiber dispersion phase compensation

Xu Xin-Ke Liu Guo-Dong Liu Bing-Guo Chen Feng-Dong Zhuang Zhi-Tao Gan Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 219501 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.219501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.219501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高分辨率调频连续波激光绝对测距研究

Absolute distance measurement by high resolution frequency modulated continuous wave laser

物理学报.2014, 63(18): 184209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184209>

钛宝石激光抽运的被动锁模 Tm: YAG 陶瓷激光实验研究

Ti: sapphire pumped passively mode-locked Tm: YAG ceramic laser

物理学报.2014, 63(1): 014205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.014205>

单光子调制锁定 Fabry-Perot 腔

Fabry-Perot cavity locked by using single photon modulation

物理学报.2012, 61(20): 204203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.204203>

阵列型微波黑体的发射率分析

Emissivity study of the array shaped blackbody in the microwave band

物理学报.2012, 61(16): 164211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164211>

Fernald 前向积分用于机载激光雷达气溶胶后向散射系数反演的理论研究

Theoretical research of Fernald forward integration method for aerosol backscatter coefficient inversion of airborne atmosphere detecting lidar

物理学报.2011, 60(6): 064204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.064204>

基于光纤色散相位补偿的高分辨率激光频率扫描干涉测量研究*

许新科 刘国栋 刘炳国 陈凤东 庄志涛 甘雨†

(哈尔滨工业大学电气工程及其自动化学院, 哈尔滨 150001)

(2015年5月11日收到; 2015年6月28日收到修改稿)

为了实现更高分辨率的激光频率扫描干涉测量, 增大光源的扫频范围以及减小扫描频率的非线性成为关键. 采用外腔式大带宽扫频光源结合光纤辅助干涉仪构建的外部时钟频率采样非线性校正是目前较为常用的方法. 本研究随着扫频带宽和测量范围的增加, 光纤辅助干涉仪与测量光路中存在的色散失配导致频谱出现严重展宽, 极大的降低了测量的分辨率. 本文建立了辅助干涉仪和测量干涉仪色散失配影响的理论模型, 利用该模型分析了扫频带宽和测量范围与测量分辨率的变化关系, 与实验结果相一致, 并进而提出了基于峰值演化消畸变的色散相位补偿方法, 有效地提高了测量的分辨率, 在 2.53 m 处实现了接近理论值的 64.5 μm 的测量分辨率. 该色散失配模型及补偿方法为提高大尺寸激光频率扫描干涉仪的测量分辨率及测距范围提供了参考.

关键词: 干涉仪, 激光频率扫描干涉仪, 激光测距, 光纤色散

PACS: 95.75.Kk, 42.79.Qx, 42.60.Fc, 81.05.Ni

DOI: 10.7498/aps.64.219501

1 引言

激光干涉测量技术^[1-4]具有非接触测量、测量精度高、低信噪比探测等特点, 其中高分辨率激光频率扫描干涉测量技术具有探测漫反射目标、测量分辨率高等优点, 在表面形貌测量、计量领域中得到广泛应用^[5-8]. 激光频率扫描干涉测量方法首先在电流注入调频半导体激光器中得到广泛应用, 在调频范围几十到上百 GHz 的条件下, 测量分辨率可以达到毫米级. 增大调频带宽可以提高频率扫描干涉测量系统的测量分辨率, 通过向垂直腔面发射激光器注入电流, 获得了 830 GHz 的调频带宽, 并实现了 250 μm 的测量分辨率^[9]. 近年来随着宽带外腔调频激光器的出现, 进一步促进了高分辨率频率扫描干涉测量技术的发展. 在大尺寸高分辨率测量方面, 通过调制激光器产生 1.6 THz 的带宽, 在

1.5 m 处实现了 94 μm 的测量分辨率^[10]. 宽带扫频光源在光学频域反射计 (optical frequency domain reflectometry, OFDR) 中得到应用, 在调频带宽 40 nm 的条件下, 在 35 m 光纤端面获得了 22 μm 的测量分辨率^[11]. 相干断层层析 (optical coherence tomography, OCT) 测量技术自 1991 年引入以来得到大量研究, 主要用于对生物组织及材料的测量, 一般测量范围在毫米或厘米级, 在调频带宽十几 THz 条件下, 测量分辨率可以达到几 μm ^[12].

对于高分辨率激光频率扫描干涉测量系统, 色散失配是限制进一步提高测量分辨率的重要因素, 色散效应将导致测量信号峰值半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 展宽, 测量分辨率下降, 因此, 需要对色散进行补偿. 对于大尺寸宽带调频测量系统, 伺服反馈回路形成的拍频随光纤色散发生变化, 导致调频斜率发生变化, 进而引起测量信号频谱展宽, 光纤色散效应不仅降低了测量分辨率

* 国家自然科学基金 (批准号: 51275120, 61275096) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ganyu@hit.edu.cn

和测距精度, 而且限制了测距范围的进一步提高, 为解决色散影响, 可在参考干涉仪中同步引入啁啾频率抵消色散影响^[13]. 对于 OFDR 测量系统, 当校正拍频非线性的辅助干涉仪光纤和测量干涉仪的被测光纤色散系数相同时, 色散影响可以相互抵消^[14], 而当两者之间的色散系数不相同, 则色散影响无法抵消, 将导致测量干涉仪拍频随调频带宽发生变化^[14,15], 测量信号拍频谱峰发生展宽, 为补偿色散影响, 定义一个尺度因子并与相位导数相乘, 通过闭环反馈系统不断调节尺度因子, 当满足阈值后, 完成色散补偿. 在 OCT 测量系统中, 测量范围通常较小, 且辅助干涉仪光纤长度较短, 因此, 辅助干涉仪光纤色散对测量结果影响可以忽略, 导致测量分辨率下降的主要因素是被测组织色散^[16], 将原信号相位减去二次及三次色散相位项, 通过不断调整色散补偿系数, 使得锐度评价函数值达到最大, 完成色散补偿.

本文构建了大尺寸高分辨率频率扫描干涉仪, 采用频率采样法^[5,11]校正测量信号拍频非线性, 由于校正非线性的辅助干涉仪由光纤构成, 测量干涉仪在空气中, 两者色散系数不匹配, 导致采样后信号频率随调频带宽发生变化, 引起频谱展宽, 测量分辨率下降. 本文建立了频率采样法中辅助干涉仪光纤与测量光路色散失配的理论模型, 并提出了基于峰值演化消畸变的色散相位补偿方法, 同时满足了大尺寸和高分辨率测量的要求, 相比于测量峰值 FWHM 方法, 该方法可实现所有峰值的最佳补偿且具有操作方便、算法复杂度低等优点.

2 理 论

分析激光频率扫描干涉仪的测量原理. 采用锯齿波对激光器进行线性调频, 由激光器出射的光分成两路, 一路为本振光, 另一路为测量光. 激光器出射的本振光角频率 $\omega_L(t)$ 为

$$\omega_L(t) = 2\pi(f_0 + \mu t), \quad (1)$$

其中, f_0 为激光调频起始频率, μ 为调频斜率, t 为调频时间. 本振光信号 S_L 为

$$S_L \propto \exp \left[j2\pi \left(f_0 t + \frac{1}{2} \mu t^2 \right) \right]. \quad (2)$$

测量光到达被测目标并沿原路返回后与本振光进行拍频干涉, 形成的测量信号 S_b 为

$$S_b \propto \exp \left[j2\pi \left(\mu \tau t + f_0 \tau - \frac{1}{2} \mu \tau^2 \right) \right], \quad (3)$$

其中, τ 表示测量光与本振光之间的时延.

激光频率扫描干涉仪测量系统的理论分辨率 ΔR ^[9] 为

$$\Delta R = \frac{c}{2n\Omega}, \quad (4)$$

其中 c 为光速, n 为折射率, Ω 为激光器调频带宽. 由 (4) 式可知, 增大调频带宽可以提高测量分辨率.

实际中, 激光器调频特性无法满足理想线性调频的要求, 将导致测量信号频谱展宽, 目标谱峰提取错误, 引起较大测量误差. 为避免该影响, 采用频率采样法对测量信号拍频进行非线性校正. 激光频率扫描干涉仪测量系统如图 1 所示.

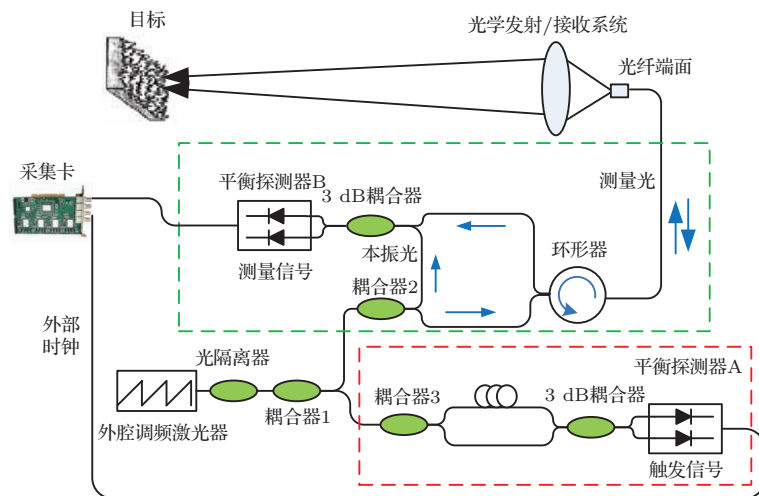


图1 (网刊彩色) 激光频率扫描干涉仪测量系统图

Fig. 1. (color online) Laser frequency scanning interferometer system.

激光器以锯齿波形式进行调频, 出射光经耦合器1后分为两路, 一路激光经220 m光程差的马赫泽德干涉光路(辅助干涉仪)后, 在平衡探测器A上形成拍信号(触发信号). 将触发信号的相位每经过 2π 的时刻作为外部采样时钟接入采集卡. 另一路为测量光路(测量干涉仪), 激光经耦合器2、环形器、光学发射/接收系统照射到目标, 由目标返回的光与本振光在平衡探测器B上形成拍信号(测量信号). 其中光纤端面为测量零点, 除光学发射/接收系统外, 其余均由单模光纤构成. 测量信号经触发信号同步采样后, 其拍频非线性得到校正, 进一步对采样后信号进行Fourier变换, 可以计算出目标距离.

经频率采样法校正拍频非线性后的测量信号为采样后信号 I_b , 可表示为

$$I_b \propto \exp\left(j2\pi\frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}}n\right), \quad n = 0, 1, \dots, N - 1. \quad (5)$$

其中 τ_{aux} 表示辅助干涉仪对应的时延, 根据奈奎斯特采样定理, 需要满足 $\tau_{\text{aux}} \geq 2\tau$. 由(5)式可知, 预先标定出辅助干涉仪时延 τ_{aux} 后, 被测目标时延 τ 可通过Fourier变换得到, 进而实现测距.

2.1 辅助干涉仪与测量干涉光路色散失配机理研究

分析(5)式, 若辅助干涉仪光路由空气构成, 则 τ_{aux} 为固定值, τ 和 τ_{aux} 之间成比例关系, 采样后信号的频率不随时间发生变化. 但在实际中, 为实现大尺寸测量, 需要对辅助干涉仪设置较大的光程差, 通常采用单模光纤. 为实现高分辨率测量, 要求激光器进行大带宽调频. 然而, 在采用宽带外腔调频激光器和220 m光程差的光纤辅助干涉仪后, 光纤色散效应将引起辅助干涉仪的时延 τ_{aux} 随着调频带宽的增加而变化, 此时, τ 和 τ_{aux} 之间将不具备比例关系, 表明采样后信号的频率随时间发生变化, 表现为频谱展宽, 测量分辨率下降. 对该过程的理论推导如下.

首先分析宽带调频情况下, 由单模光纤构成的辅助干涉仪形成的拍频^[14].

如图2所示, ω_0 为角调频起始频率, T_m 为调频周期. $\omega_T(t)$ 表示通过辅助干涉仪光纤长臂的传输光频率, 经过与辅助干涉仪本振光 $\omega_L(t)$ 之

的时延差 τ_{aux} 后, 在平衡探测器A上形成拍信号. $\tau_{\text{GVD}} = \beta_2\Delta\omega L_{\text{aux}}$ 表示由光纤色散效应引起的辅助干涉仪长臂时延变化量. 其中 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ 表示单模光纤的群速度色散, $\Delta\omega = 2\pi\mu t$ 为角调频带宽, L_{aux} 为辅助干涉仪光纤长度.

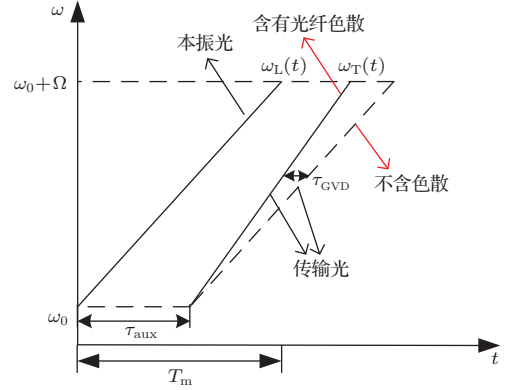


图2 (网刊彩色) 光纤色散效应对辅助干涉仪本振光及传输光的影响

Fig. 2. (color online) Influences of fiber dispersion on the local light and transmission light of the auxiliary interferometer.

通过辅助干涉仪长臂后的光频 ω_T 为

$$\omega_T = \frac{2\pi\mu}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}t + 2\pi f_0 - \frac{2\pi\mu\tau_{\text{aux}}}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}. \quad (6)$$

选用G.652.D标准的单模光纤, 1550 nm的有效群折射率为 $n_g = 1.4682$, $v_g = 2.0437 \times 10^8 \text{ m/s}$ 为群速度. 经过辅助干涉仪光纤长臂后的光相位 ϕ_T 为

$$\phi_T = \frac{\pi\mu}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}t^2 + \left(2\pi f_0 - \frac{2\pi\mu\tau_{\text{aux}}}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}\right)t. \quad (7)$$

激光器发出的光经过辅助干涉仪光纤短臂后的光信号为(2)式, 其与长臂发生干涉形成的拍信号相位 ϕ_{aux} 为

$$\phi_{\text{aux}} = \frac{2\pi\mu\tau_{\text{aux}}}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}(\pi\mu\beta_2v_g t^2 + t). \quad (8)$$

对(8)式求导, 可得辅助干涉仪的拍频 ω_{aux} 为

$$\omega_{\text{aux}} = \frac{2\pi\mu\tau_{\text{aux}}}{1 + 2\pi\mu\beta_2v_g\tau_{\text{aux}}}(2\pi\mu\beta_2v_g t + 1). \quad (9)$$

由(9)式可知光纤色散效应导致辅助干涉仪的拍频随调频时间发生变化, 即 $2\pi\mu\beta_2v_g t$ 项.

进一步推导激光频率扫描干涉仪中辅助干涉仪色散对测量信号的影响. 由于拍频与时延成正

比, 因此, 采用频率采样法对测量信号采样后, 测量干涉仪与辅助干涉仪的时延比值变为

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}(t)} = \frac{2\pi\mu\tau}{\frac{2\pi\mu\tau_{\text{aux}}}{1 + 2\pi\mu\beta_2 v_g \tau_{\text{aux}}}(2\pi\mu\beta_2 v_g t + 1)} = \frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}(2\pi\mu\beta_2 v_g t + 1)} \times (1 + 2\pi\mu\beta_2 v_g \tau_{\text{aux}}). \quad (10)$$

选择调谐波长范围为 1542—1562 nm, 等效于调频带宽 $\mu t = 2.4911$ THz. 由于 $2\pi\mu\beta_2 v_g t \ll 1$, 忽略二次以上的项后, (10) 式表示为

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}(t)} = \frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}}(1 + 2\pi\mu\beta_2 v_g \tau_{\text{aux}}) \times (1 - 2\pi\mu\beta_2 v_g t). \quad (11)$$

设置辅助干涉仪光程差为 220 m, 其对应的时延 $\tau_{\text{aux}} = 733$ ns. 经计算, $|2\pi\mu\beta_2 v_g \tau_{\text{aux}}| < 10^{-9}$, 影响可以忽略, 因此, 对 (11) 式整理后, 采样后信号的拍频为

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}(t)} = \frac{\tau}{\tau_{\text{aux}}}(1 - 2\pi\mu\beta_2 v_g t). \quad (12)$$

由 (12) 式可以看出在考虑辅助干涉仪光纤色

散情况下, 测量信号经频率采样法校正非线性后, 测量干涉仪和辅助干涉仪的时延将不具备比例关系, 而是在采样后信号中引入了啁啾分量 $2\pi\tau\mu\beta_2 v_g t$, 表明采样后信号的频率随调频带宽增加产生线性变化, 导致频谱展宽, 测量分辨率下降. 不同扫频波长范围对测距结果的影响仿真如图 3 所示, 其中真实距离为 4.55231257 m, 当选择

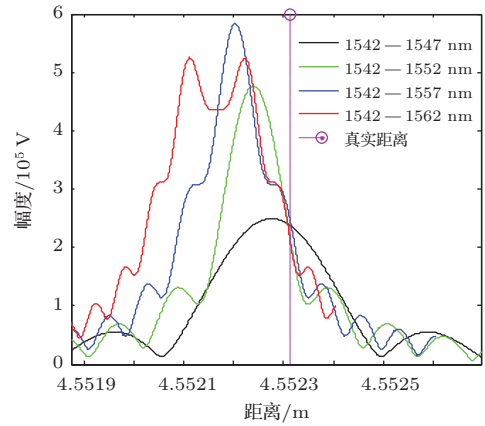


图 3 (网刊彩色) 采样后信号的谱峰随调频带宽增大的变化
Fig. 3. (color online) The peak spectrum of sampled signal changes with the tuning bandwidth..

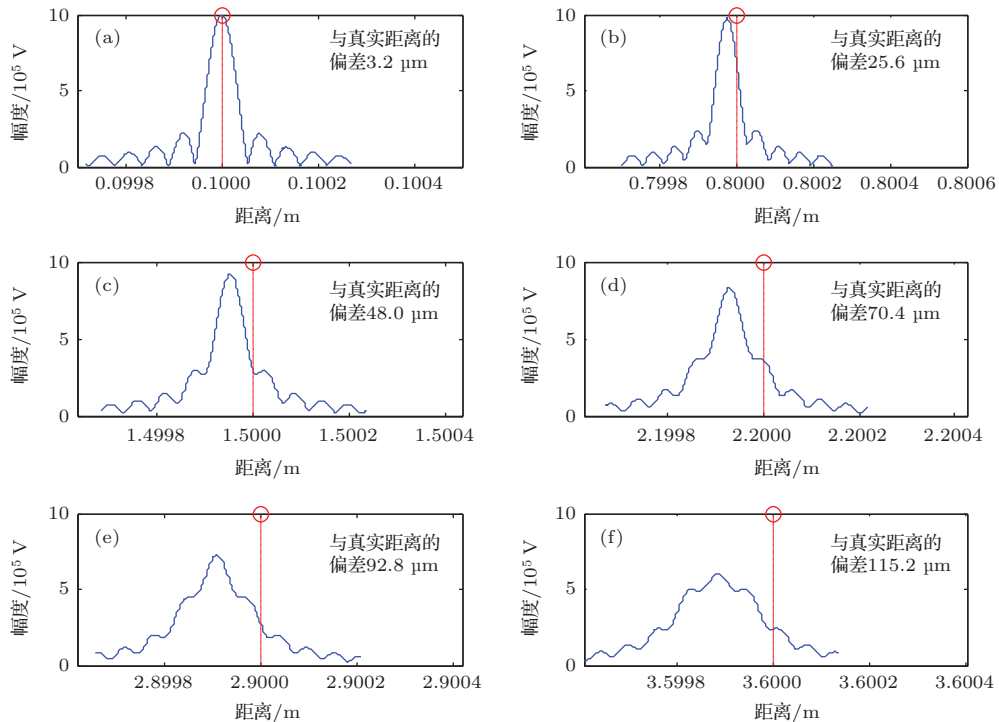


图 4 (网刊彩色) 在 20 nm 扫频带宽下, 采样后信号的谱峰随距离增加的变化 (a) 目标距离 0.1 m; (b) 目标距离 0.8 m; (c) 目标距离 1.5 m; (d) 目标距离 2.2 m; (e) 目标距离 2.9 m; (f) 目标距离 3.6 m

Fig. 4. (color online) The peak spectrum of measurement signal changes with the distance at the tuning bandwidth of 20 nm: (a) Target distance for 0.1 m; (b) target distance for 0.8 m; (c) target distance for 1.5 m; (d) target distance for 2.2 m; (e) target distance for 2.9 m; (f) target distance for 3.6 m.

扫频波长范围分别为1542—1547 nm, 1542—1552 nm, 1542—1557 nm, 1542—1562 nm 时, 测距峰值展宽越来越严重, 测量值与真实值之间的偏差分别为36.48 μm, 73.00 μm, 109.24 μm, 147.34 μm. 表明在测量大距离目标时, 随着扫频带宽增加, 测量分辨率下降的同时, 测距误差也在增大. 这主要是由于随着扫频带宽增加, 采样后信号的频率啁啾分量 $2\pi\tau\mu\beta_2v_g t$ 增大. 不同距离对测距结果的影响仿真如图4所示, 由图中可以看出在扫频波长范围为1542—1562 nm时, 随着被测距离增加, 测距峰值展宽越来越严重, 其与真实距离之间的误差也在增大. 由(12)式可知, 当测量干涉仪时延增加时, $2\pi\tau\mu\beta_2v_g\tau t$ 项相应增大, 从而导致频谱展宽加剧, 偏离真实谱峰.

2.2 辅助干涉仪光纤与测量干涉光路色散失配补偿研究

为实现大尺寸高分辨率测量, 需要对辅助干涉仪与测量干涉光路色散失配影响进行补偿. 本文提出基于峰值演化消畸变的色散相位补偿方法, 将频谱峰值幅度变化作为判断标准并结合相位补偿方法, 实现对色散影响的补偿, 提高测量分辨率. 该方法具有对所有频谱峰值进行最佳补偿的优点, 且算法复杂度低, 判断方便. 算法过程如下:

经光纤辅助干涉仪频率采样法校正非线性后的测量信号为

$$I_b = (A_T A_R \eta_H)^{1/2} \exp \left[j \left(2\pi \frac{\tau}{\tau_{aux}} n + \phi_{disp} \right) \right] \\ = (A_T A_R \eta_H)^{1/2} \\ \times \exp \left[j \left(2\pi \frac{\tau}{\tau_{aux}} n - \pi \sigma_{disp} n^2 \right) \right], \quad (13)$$

其中 A_T 为出射光功率, A_R 为本振光功率, η_H 为外差干涉效率. ϕ_{disp} 为采样后信号的畸变相位, 主要由辅助干涉仪光纤与测量干涉仪色散失配引入, σ_{disp} 为相位畸变系数. 为补偿采样后信号的相位畸变, 将其乘以复相位补偿项为

$$I_b = (A_T A_R \eta_H)^{1/2} \exp \left[j \left(2\pi \frac{\tau}{\tau_{aux}} n + \phi_{disp} \right) \right] \\ \times \exp(j\phi_{comp}) \\ = (A_T A_R \eta_H)^{1/2} \exp \left[j \left(2\pi \frac{\tau}{\tau_{aux}} n - \pi \sigma_{disp} n^2 + \pi \alpha_{comp} n^2 \right) \right], \quad (14)$$

其中补偿相位项为 $\phi_{comp} = \pi \alpha_{comp} n^2$, α_{comp} 表示相位补偿系数.

由(14)式可以看出当 α_{comp} 值逐渐趋近于 σ_{disp} 时, 采样后信号的啁啾分量将会减小, 则其对应的频谱峰值 FWHM 也将减小; 当 $\alpha_{comp} = \sigma_{disp}$ 时, 采样后信号的啁啾分量为0, 表明相位畸变被完全补偿. 提高测量分辨率的关键在于选择合理的 α_{comp} 值, 使其满足 $\alpha_{comp} = \sigma_{disp}$ 的条件.

通过测量峰值 FWHM 是否接近理论分辨率, 可以判断采样后信号的相位畸变是否得到消除. 但在实际中, 由于目标表面特性影响, 多个峰值发生严重频谱干涉时, 峰值 FWHM 的测量将比较困难, 且多个峰值无法区分时, 只能测量整体峰值的 FWHM, 无法实现对每个峰值的最佳补偿. 针对该问题, 本文通过分析峰值幅度变化与峰值 FWHM 之间的关系, 发现在峰值 FWHM 减小的同时, 峰值幅度呈现逐渐增大的趋势, 从而为通过测量峰值幅度判断峰值 FWHM 是否达到最小提供了依据.

分析采样后信号的函数特点, (13) 式为附录 A 中的函数形式, 则采样后信号的频谱幅度平方 $|S_{I_b}(f)|^2$ 为

$$|S_{I_b}(f)|^2 \\ = \frac{1}{8\sigma_{disp}} \left[\text{Fresnelc}(\xi_1) - \text{Fresnelc}(\xi_1 + \sqrt{2\sigma_{disp}T^2}) \right]^2 \\ + \frac{1}{8\sigma_{disp}} \left[\text{Fresnels}(\xi_1) - \text{Fresnels}(\xi_1 + \sqrt{2\sigma_{disp}T^2}) \right]^2. \quad (15)$$

由(15)式可知, $|S_{I_b}(f)|^2$ 的基本形状只与 $M = \sqrt{2\sigma_{disp}T^2}$ 有关. 由于菲涅耳积分较为复杂, 为方便分析, 采用数值仿真的方法研究 M 与测量信号频谱之间的关系. 假设 $T_m = 1$ s, 分别设置 $\sigma_{disp} = 6.5$, $\sigma_{disp} = 4.9$, $\sigma_{disp} = 3.3$, $\sigma_{disp} = 1.7$, $\sigma_{disp} = 0.1$, 则对应的 $M = 3.6056$, $M = 3.1305$, $M = 2.5690$, $M = 1.8439$, $M = 0.4472$. $|S_{I_b}(f)|^2$ 的谱峰随 M 值的变化如图5所示.

由图5可知 $|S_{I_b}(f)|^2$ 的峰值 FWHM 随 M 值减小而变窄, 同时峰值幅度逐渐增大. 表明可以通过测量采样后信号的谱峰峰值幅度变化进而判断峰值 FWHM 是否变窄. 通过比较目标形成的峰值幅度变化, 不断调整 α_{comp} 值, 使峰值幅度达到

最大值, 满足 $\alpha_{\text{comp}} = \sigma_{\text{disp}}$ 的条件, 完成色散影响补偿.

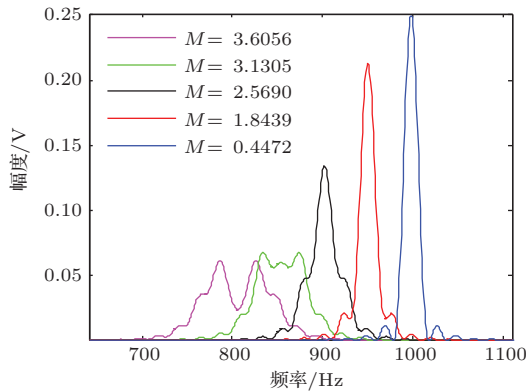


图5 (网刊彩色) $|S_{I_b}(f)|^2$ 的谱峰随不同 M 值的变化图
Fig. 5. (color online) The changes of $|S_{I_b}(f)|^2$ with M .

对色散补偿方法的仿真过程如下: 假设由四个点目标形成的测量信号拍频依次为 5500 Hz, 5800 Hz, 5900 Hz, 6000 Hz, 为便于说明原理, 增加对比效果, 其相应的最大畸变系数分别设为 4.88×10^4 , 5×10^4 , 5.04×10^4 , 5.08×10^4 . 采样后信号的时域图和频域图分别如图 6(a) 和 (b) 所示, 由图 6(b)

可以看出信号频谱发生严重干涉, 且产生伪峰, 4 个点目标无法区分和测量. 为消除该影响, 将采样后信号与 $\phi_{\text{comp}} = j\pi\alpha_{\text{comp}}n^2$ 相乘, 并分别设置相位补偿系数 $\alpha_{\text{comp}} = 48800$, $\alpha_{\text{comp}} = 50000$, $\alpha_{\text{comp}} = 50400$, $\alpha_{\text{comp}} = 50800$. 对补偿后的信号进行 Fourier 变换, 频谱如图 7 所示.

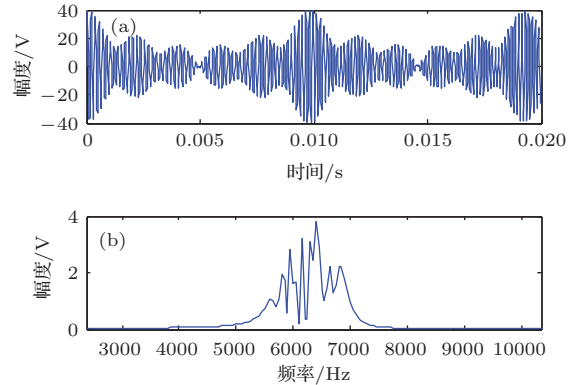


图6 (网刊彩色) 由四个点目标形成的采样后信号时域及频域图 (a) 时域图; (b) 频谱图.

Fig. 6. (color online) Sampled signal and its frequency spectrum formed by four targets: (a) Time-domain diagram; (b) frequency spectrum diagram.

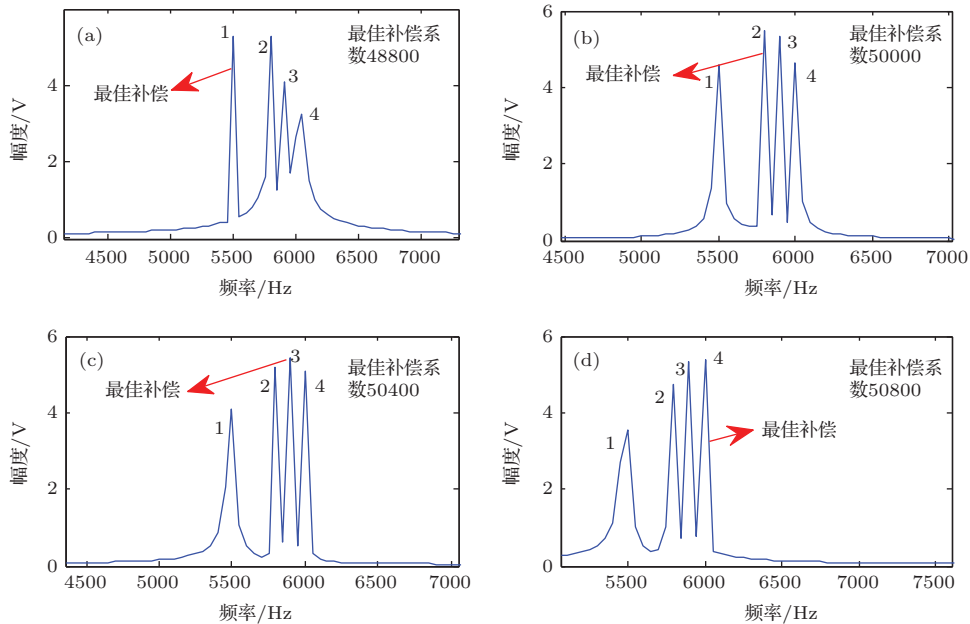


图7 (网刊彩色) 选择不同相位补偿系数对采样后信号补偿的频谱图 (a) 补偿系数选择 48800; (b) 补偿系数选择 50000; (c) 补偿系数选择 50400; (d) 补偿系数选择 50800
Fig. 7. (color online) The spectrograms of measurement signal after compensation at different coefficients: (a) 48800; (b) 50000; (c) 50400; (d) 50800.

对比图 7 和图 6(b), 可以看出采样后信号经过色散补偿后, 四个点目标形成的谱峰在频谱图上可清晰分辨. 由图 7(a) 可以看出, 当选择

$\alpha_{\text{comp}} = 48800$ 时, 频率为 5500 Hz 的拍信号相位畸变得完全补偿, 其对应的频谱峰值 1 得到最佳补偿, 其峰值高度相对于自身的变化达到最大值. 进

一步改变 α_{comp} 的值, 使其分别为 $\alpha_{\text{comp}} = 50000$, $\alpha_{\text{comp}} = 50400$, $\alpha_{\text{comp}} = 50800$, 则频率为 5800 Hz, 5900 Hz, 6000 Hz 的拍信号相位畸变依次得到完全补偿, 频率 2、频率 3 和频率 4 的峰值相对自身变化分别达到最大值, 如图 7 (b), (c) 和 (d) 所示. 由图 7 可知, 通过连续改变补偿系数 α_{comp} 的值, 可以实现对所有目标拍信号相位畸变的最佳补偿, 提高每个目标的测量分辨率.

在激光频率扫描干涉仪中, 辅助干涉仪的光纤长度与激光器调频带宽是固定的, 则在固定距离处, 由辅助干涉仪光纤色散引入测量信号的相位畸变系数是恒定的, 因此, 只需将采样后信号的相位畸变系数标定出来, 并在该值附近调整相位补偿系数, 即可找到频谱峰值幅度最大值, 消除频谱畸变, 提高算法补偿效率.

3 实验结果与讨论

构建高分辨率激光频率扫描干涉仪测量系统, 为减小外界振动对测量结果的影响, 将系统放在光学平台上, 且保持实验室环境温度、湿度和压力恒定. 激光器采用下调频方式, 输出功率 1.5 mW, 波长调谐范围选择 1542—1562 nm, 调频速度为 100 nm/s. 采用频率采样法校正测量信号拍频非线性, 其中辅助干涉仪的光程差为 220 m. 设置采集卡为外部触发和外部采样时钟的工作模式. 对距离激光频率扫描干涉仪 2.53 m 处的量块进行测量, 测量信号的时域图如图 8 所示. 图 9 是对图 8 (b) 进行 Fourier 变换后的距离谱图, 其中光纤端面为测量零点, 则被测量块距离为空气中的部分. 图 10 是采用 ChirpZ 算法对量块谱峰进行高精度细分图, ChirpZ 算法具有对任意感兴趣频带高倍细分的优点, 其频谱细分效果等效于补零 Fourier 变换, 但其比补零 Fourier 变换具有更高的运算效率. 在扫描波长范围为 20 nm 的条件下, 由 (4) 式计算的理论分辨率为 60.2 μm , 而实际测得量块的峰值 FWHM 为 166.8 μm , 与理论值相比频谱发生明显展宽, 这主要是由光纤构成的辅助干涉仪与在空气中的测量干涉仪的色散系数不匹配引起的.

辅助干涉仪光纤色散效应对测量结果的影响实验. 设置激光器的调频范围如表 1 中 $\Delta F1$ — $\Delta F5$, 分别对量块在空气中加光纤端面、光纤端面、空气中的部分进行测量, 结果如表 1 所示. 将表 1 中

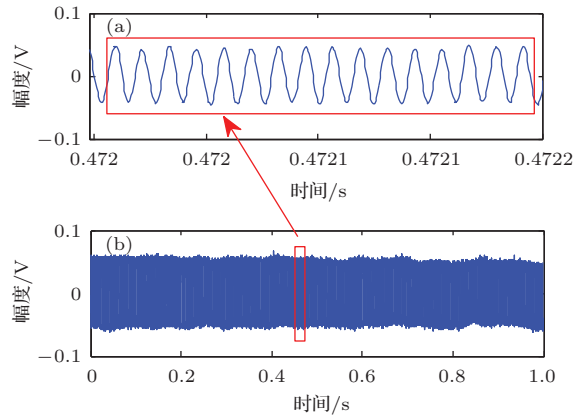


图 8 (网刊彩色) 经频率采样法校正非线性后的测量信号时域图 (a) 时域图局部; (b) 信号时域图
Fig. 8. (color online) Time-domain diagram of measurement signal after the frequency sampling method correcting the non-linearity: (a) Part of signal; (b) the whole signal.

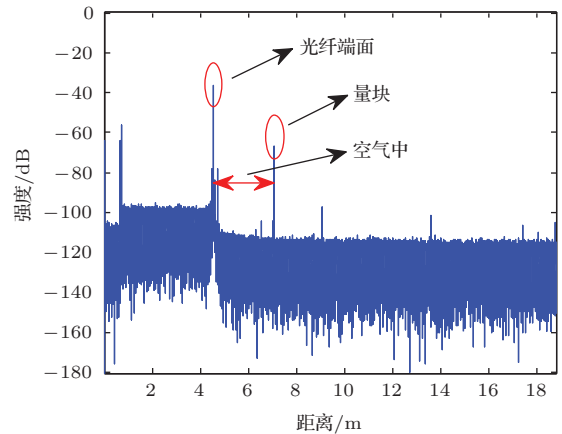


图 9 (网刊彩色) 对采样后信号进行 Fourier 变换的距离谱图
Fig. 9. (color online) The distance spectrogram of sampled signal after Fourier transformation.

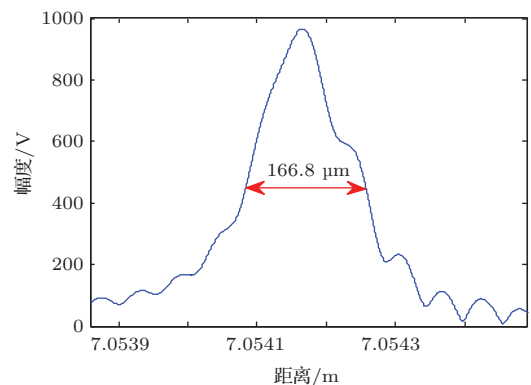


图 10 (网刊彩色) 采用 ChirpZ 算法对自由空间 2.53 m 处量块谱峰进行高精度细分图
Fig. 10. (color online) The high-precision subdivision graph of the peak of the gauge block at a distance of 2.53 m in the free space with ChirpZ algorithm.

表1 激光频率扫描干涉仪在不同调频起始频率下对量块的测距值
Table 1. The measurement distance of the gauge block under different starting tuning frequency.

调频范围/THz	空气中 + 光纤端面/m	光纤端面/m	空气中/m
$\Delta F1(194.55\text{—}194.05)$	7.0542671	4.5242753	2.5299918
$\Delta F2(194.05\text{—}193.55)$	7.0542177	4.5242751	2.5299426
$\Delta F3(193.55\text{—}193.05)$	7.0541732	4.5242696	2.5299037
$\Delta F4(193.05\text{—}192.55)$	7.0541352	4.5242651	2.5298701
$\Delta F5(192.55\text{—}192.06)$	7.0540871	4.5242516	2.5298355

的测量结果显示于图 11, 由图 11 (a) 可以看出测量值随着调频范围的增加而线性减小, $\Delta F5$ 对应的测量值相对于 $\Delta F1$ 最大偏移量为 180.0 μm . 由图 11 (b) 可以看出光纤端面的测量值随调频带宽变化很小, $\Delta F5$ 对应的测量值相对于 $\Delta F1$ 最大偏移量为 23.7 μm , 主要由于辅助干涉仪与测量干涉仪的光纤色散系数接近, 可以抵消掉测量干涉仪光纤端面的大部分色散影响, 图 12 显示测量光路接 4.5242 m 和 8.9014 m 长度的光纤, 光纤端面对应的峰值 FWHM 均未发生明显展宽, 与理论分辨率 60.2 μm 相差不大. 图 11 (c) 对应于空气中的测量值, 可以看出测量值随调频带宽增加呈现线性下降趋势, $\Delta F5$ 对应的测量值相对于 $\Delta F1$ 最大偏移

量为 156.3 μm , 显示由于辅助干涉仪光纤与测量干涉仪在空气中的色散系数不匹配, 引起采样后信号频率随调频带宽增加而线性下降, 导致频谱展宽, 测量分辨率降低. 采用本文推导的模型, 由 (12) 式计算空气中 2.53 m 距离处量块测量值的最大变化量为

$$\begin{aligned} \Delta L &= |6.28 \times 2.53 \times 2.4911 \times 10^{12} \\ &\quad \times (-20 \times 10^{-27}) \times 2.0437 \times 10^8| \\ &= 161.8 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

计算值与测量结果接近, 验证了模型的正确性.

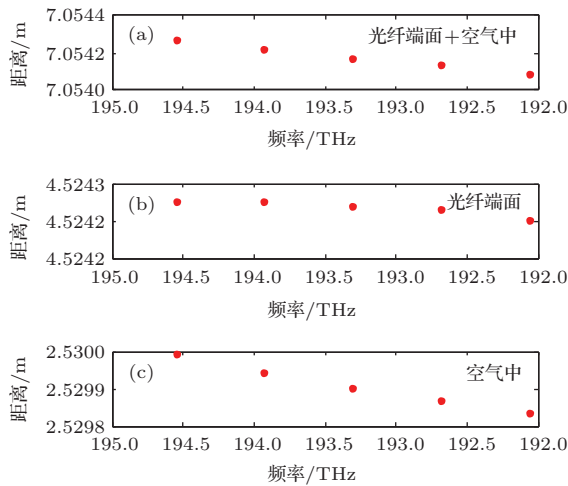


图 11 (网刊彩色) 量块的测距值随调频范围的变化 (a) 距离包括测量路光纤端面和空气中的部分; (b) 光纤端面的测距值; (c) 量块在空气中的测距值
Fig. 11. (color online) The measurement distance of gauge block changes with the different starting tuning frequency: (a) The measurement distance includes fiber end face and the part in the air; (b) the measurement distance of fiber end face; (c) the measurement distance of the gauge block in the air.

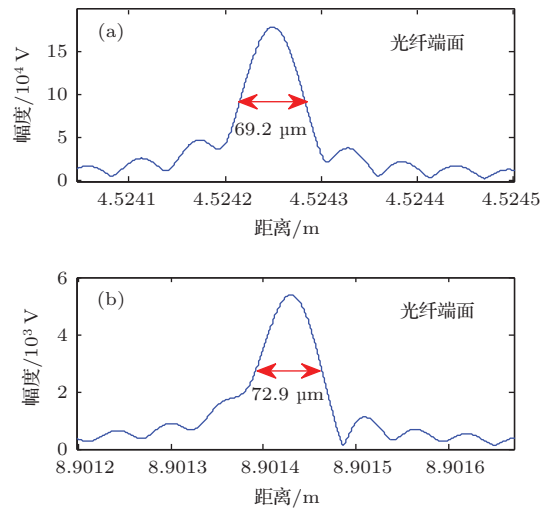


图 12 (网刊彩色) 在调频带宽 20 nm 条件下测量光路接不同长度光纤, 光纤端面的峰值 FWHM (a) 接 4.5242 m 光纤; (b) 接 8.9014 m 光纤
Fig. 12. (color online) The peak FWHM at the bandwidth of 20 nm when the measurement path is connected with different length of fibers: (a) The fiber length connecting the 4.5242 m; (b) the fiber length connecting the 8.9014 m.

不同调频带宽对激光频率扫描干涉仪测量分辨率的影响实验, 设置激光器调频范围为1542 nm到1562 nm, 将1552 nm作为中心波长, 并以4 nm间隔增加激光器的调频带宽, 对距离激光频率扫描干涉仪2.53 m处的量块进行测量, 结果如图13所示. 将信号频谱幅度进行归一化, 可以看出随着调频带宽增加, 测距峰值FWHM呈现出先减小后增大的趋势. 当调频带宽为193.05—193.55 THz, 192.80—193.80 THz, 192.55—194.05 THz时, 峰值FWHM展宽量大约为20 μm , 展宽量较小, 主要由于谱峰展宽位置首先由底部开始, 随着调频带宽增大, 展宽位置逐渐向上移动, 但还未到达峰值FWHM. 随着调频带宽继续增大, 即192.31—194.30 THz时, 展宽位置到达峰值FWHM, 其展宽量达到34.9 μm , 展宽效应更加明显, 测量分辨率开始恶化. 当调频带宽达到最大即192.06—194.55 THz时, 峰值FWHM为166.8 μm , 相比于理论值展宽量为106.6 μm , 测距分辨率严重偏离理论分辨率.

目标谱峰随自由空间距离增加的变化实验. 设置测量干涉仪光纤端面8.9014 m为测量零点, 在调

频范围为1542—1562 nm条件下, 随着目标在自由空间中距离增加, 被测目标谱峰的变化如图14所示, 可以看出随着被测距离增加, 谱峰展宽越来越严重, 验证了随着测量干涉仪在自由空间的时延 τ 增加, 采样后信号频率啁啾量 $2\pi\tau\mu\beta_2v_g t$ 增大, 从而导致频谱展宽增大.

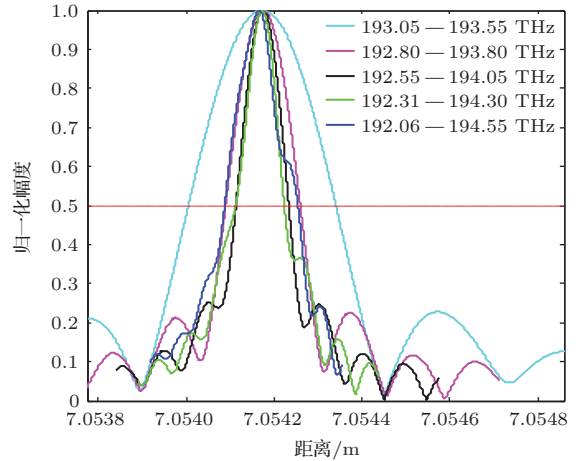


图13 (网刊彩色) 对空气中距离2.53 m处的量块进行测量, 谱峰轮廓随调频带宽增加的变化
Fig. 13. (color online) The peak broadening increases with the bandwidth when measuring the gauge block at a distance of 2.53 m in the air.

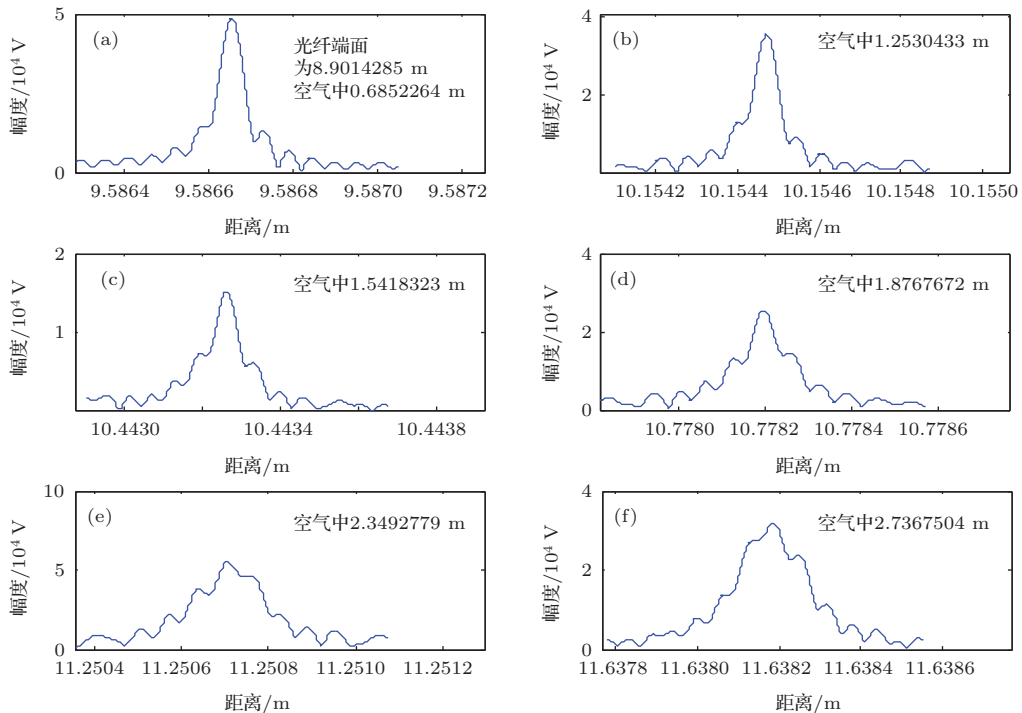


图14 (网刊彩色) 在调频带宽20 nm条件下, 目标谱峰轮廓随自由空间距离增加的变化 (a) 目标距离0.6852264 m; (b) 目标距离1.2530433 m; (c) 目标距离1.5418323 m; (d) 目标距离1.8767672 m; (e) 目标距离2.3492779 m; (f) 目标距离2.7367504 m

Fig. 14. (color online) The peaks change with the increase of free space distance at the bandwidth of 20 nm: (a) Target distance for 0.6852264 m; (b) target distance for 1.2530433 m; (c) target distance for 1.5418323 m; (d) target distance for 1.8767672 m; (e) target distance for 2.3492779 m; (f) target distance for 2.7367504 m.

辅助干涉仪光纤与测量干涉仪色散失配补偿实验. 采用本文方法对采样后信号进行相位补偿, 以光纤端面4.5242 m为测量零点, 对自由空间中2.53 m距离处的量块进行测量, 色散影响补偿前后的谱峰如图15所示, 图15(a)显示补偿前的峰值高度为965.3, 峰值FWHM为166.8 μm , 图15(b)显示补偿后的峰值高度为1396, 峰值FWHM为64.5 μm , 接近理论分辨率60.2 μm .

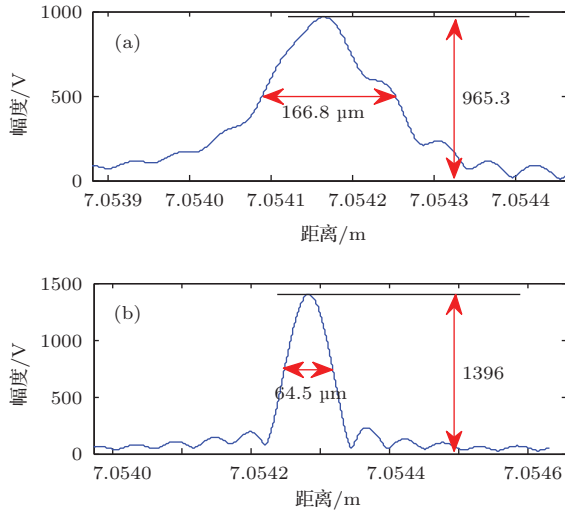


图15 (网刊彩色) 采样后信号的色散影响补偿对比 (a) 色散失配补偿前的谱峰; (b) 色散失配补偿后的谱峰
Fig. 15. (color online) The peaks comparison before and after dispersion mismatch compensation: (a) Before dispersion mismatch compensation; (b) after dispersion mismatch compensation.

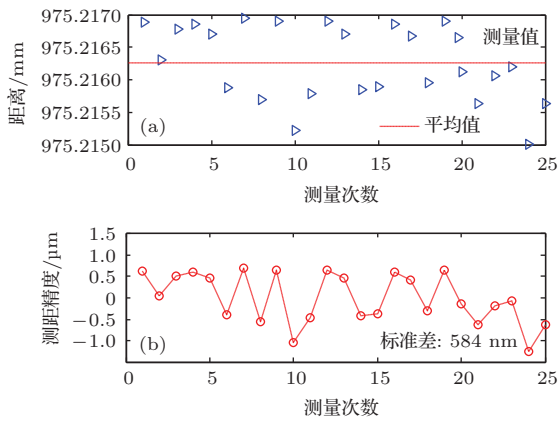


图16 (网刊彩色) 测量975.216254 mm距离处的静止目标结果 (a) 25次测量值的分布; (b) 测量值减去平均值后的结果
Fig. 16. (color online) The measurement results of the target at a distance of 975.216254 mm: (a) The distribution of the results of 25 times; (b) the results of measurement results subtracting the mean value.

采用本文方法对色散失配进行补偿后, 测量距离激光频率扫描干涉仪975.216254 mm处的静止

目标, 测量结果如图16所示. 图16(a)为25次测量值的分布, 其中红色虚线为测量平均值, 图16(b)为测量值减去平均值后的结果, 统计测量数据的标准差, 激光频率扫描干涉仪的测量精度为584 nm. 将激光频率扫描干涉仪与Renishaw激光干涉仪的测距结果进行对比, 结果如图17所示. 图17(a)显示随着角锥棱镜在直线导轨上移动次数增加, 激光频率扫描干涉仪与Renishaw激光干涉仪的位移量增大, 测量范围为0—692 mm. 图17(b)显示激光频率扫描干涉仪减去Renishaw激光干涉仪的测距值, 除第三个点以外, 其余点绝对误差值均分布于 $\pm 8 \mu\text{m}$ 之内, 其标准差为4.5 μm .

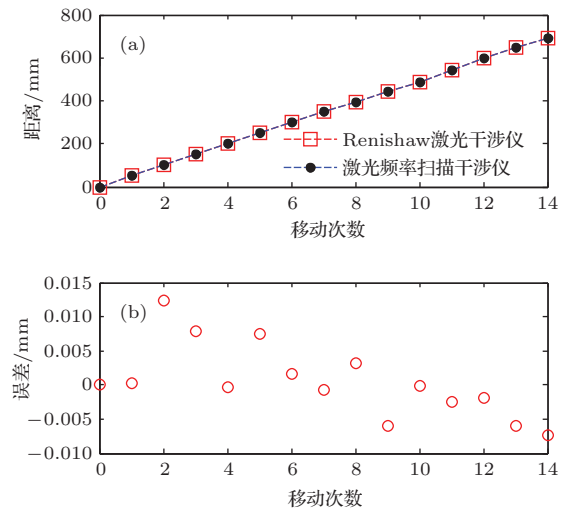


图17 (网刊彩色) 激光频率扫描干涉仪与Renishaw激光干涉仪的测距对比结果 (a) 靶标移动范围: 0—692 mm; (b) 激光频率扫描干涉仪与Renishaw激光干涉仪测距结果的绝对偏差
Fig. 17. (color online) The comparison of measurement results of laser frequency scanning interferometer and Renishaw laser interferometer: (a) The target movement range: 0—692 mm; (b) the absolute deviation of measurement results between laser frequency scanning interferometer and Renishaw laser interferometer.

设置激光器调频范围为1542—1562 nm, 对自由空间中2.4352 m距离处的200 μm 高度差台阶进行测量, 色散失配补偿前后结果如图18所示. 图18(a)显示对采样后信号进行色散失配补偿前, 峰值发生展宽, 由于频谱干涉效应, 谱峰轮廓产生畸变, 测得台阶高度为145.3 μm . 图18(b)显示采用本文提出的方法对采样后信号进行色散失配补偿后, 可清晰分辨台阶两个面形成的距离峰值, 且峰值FWHM变窄, 提高了测量分辨率, 测量台阶高

度为 199.5 μm . 补偿后的测距精度比补偿前提高了 109 倍.

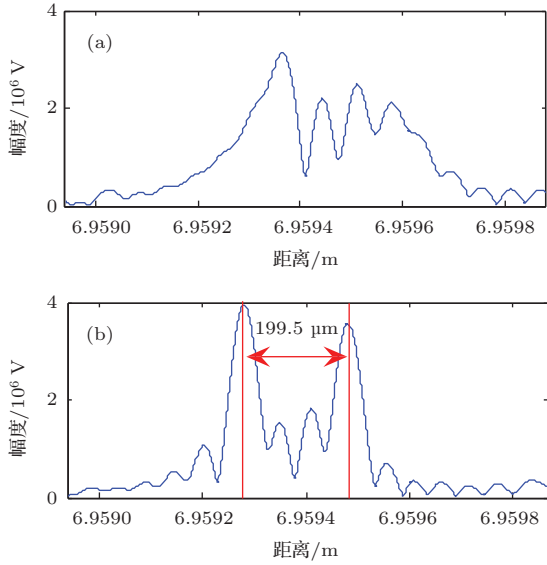


图 18 (网刊彩色) 对自由空间中 2.4352 m 距离处的 200 μm 高度差台阶测量结果 (a) 色散失配补偿前的距离峰; (b) 色散失配补偿后的距离峰

Fig. 18. (color online) The measurement results of the step with a height difference of 200 μm at a distance of 2.4352 m in the free space: (a) The peak before dispersion mismatch compensation; (b) after dispersion mismatch compensation.

4 结 论

我们构建了高分辨率激光频率扫描干涉仪, 并采用频率采样法校正测量信号拍频非线性, 研究发现随着调频带宽与被测距离的增加, 辅助干涉仪的光纤色散效应导致采样后信号拍频呈线性变化趋势, 引起谱峰展宽, 测量分辨率下降, 当目标表面有较大起伏时, 将产生伪峰, 导致测量错误. 本文建立了辅助干涉仪与测量干涉仪色散失配的理论模型. 为消除色散失配影响, 我们提出了峰值演化消畸变的色散相位补偿方法, 在自由空间 2.53 m 的距离, 使测量分辨率接近理论分辨率, 实现了大尺寸高分辨率测量. 随着激光频率扫描干涉仪的发展, 当高分辨率和大尺寸测量同时需要满足时, 辅助干涉仪光纤色散效应将成为影响测量的重要因素, 本文建立了辅助干涉仪光纤色散对测量结果影响的理论模型, 并提出了相应的解决方法, 为大尺寸高分辨率激光频率扫描干涉仪的研究提供了参考.

附录 A

假设信号函数形式为

$$I = P \cos(2\pi at - \pi bt^2), \quad (\text{A1})$$

其对应的频谱为

$$|S_I(f)| = \sqrt{[\text{Re}_I(f)]^2 + [\text{Im}_I(f)]^2}, \quad (\text{A2})$$

式中,

$$\text{Re}_I(f) = \int_0^T \cos(2\pi at - \pi bt^2) \cos(2\pi ft) dt, \quad (\text{A3})$$

$$\text{Im}_I(f) = \int_0^T \cos(2\pi at - \pi bt^2) \sin(2\pi ft) dt, \quad (\text{A4})$$

分别为信号频谱的实部和虚部. 一般情况下, 信号的幅频特性函数在正负半轴相应的成分不会发生混叠, 且具有对称分布特性. 因此, 只需取正频率(负频率)部分进行分析即可, 对频谱的实部和虚部分析如下:

$$\begin{aligned} \text{Re}_I^+(f) = & \sqrt{\frac{1}{8b}} \cos \left[\frac{\pi(a-f)^2}{b} \right] \\ & \times \left\{ \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \\ & - \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \left. \right\} \\ & + \sqrt{\frac{1}{8b}} \sin \left[\frac{\pi(a-f)^2}{b} \right] \\ & \times \left\{ \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \\ & - \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \left. \right\}, \quad (\text{A5}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Im}_I^+(f) = & \sqrt{\frac{1}{8b}} \cos \left[\frac{\pi(a-f)^2}{b} \right] \\ & \times \left\{ \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \\ & - \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \left. \right\} \\ & - \sqrt{\frac{1}{8b}} \sin \left[\frac{\pi(a-f)^2}{b} \right] \\ & \times \left\{ \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \\ & - \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \left. \right\}, \quad (\text{A6}) \end{aligned}$$

其中, $\text{Fresnelc}[\cdot]$ 和 $\text{Fresnels}[\cdot]$ 为菲涅耳积分. 则测量信号的正频率部分的幅频特性函数为

$$\begin{aligned} |S_I(f)|^2 &= \left[\text{Re}_I^+(f) \right]^2 + \left[\text{Im}_I^+(f) \right]^2 \\ &= \frac{1}{8b} \left\{ \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \text{Fresnelc} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \Big\}^2 \\
 & + \frac{1}{8b} \left\{ \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f) \right] \right. \\
 & \left. - \text{Fresnels} \left[\sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) \right] \right\}^2. \quad (\text{A7})
 \end{aligned}$$

令 $\xi_1 = \sqrt{\frac{2}{b}}(a-bT-f)$, $\xi_2 = \sqrt{\frac{2}{b}}(a-f) = \xi_1 + \sqrt{2bT^2}$, 则

$$\begin{aligned}
 & |S_1(f)|^2 \\
 & = \frac{1}{8b} \left[\text{Fresnelc}(\xi_1) - \text{Fresnelc}(\xi_1 + \sqrt{2bT^2}) \right]^2 \\
 & + \frac{1}{8b} \left[\text{Fresnels}(\xi_1) - \text{Fresnels}(\xi_1 + \sqrt{2bT^2}) \right]^2. \quad (\text{A8})
 \end{aligned}$$

感谢浦昭邦教授的指导.

参考文献

[1] Tan L Q, Hua D X, Wang L, Gao F, Di H G 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 224205 (in Chinese) [谭林秋, 华灯鑫, 汪丽, 高飞, 狄慧鸽 2014 物理学报 **63** 224205]
 [2] Hao Y Q, Ye Q, Pan Z Q, Cai H W, Qu R H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 110703
 [3] Wen X D, Ning T G, You H D, Kang Z X, Li J, Li C, Feng T, Yu S W, Jian W 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 034203

[4] Zhang R W, Sun X J, Yan W, Liu L, Li Y, Zhao J, Yan W X, Li H R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 140702 (in Chinese) [张日伟, 孙学金, 严卫, 刘磊, 李岩, 赵剑, 颜万祥, 李浩然 2014 物理学报 **63** 140702]
 [5] Eric D M, Robert R M 2008 *Opt. Express* **16** 13139
 [6] John D, Ben H, Andrew J L, Andrew J L, Armin J H R, Matthew S W 2014 *Opt. Express* **22** 24869
 [7] Tao L, Liu Z G, Lü T, Deng Z W, Gong H 2014 *Acta Optica Sinica* **34** 0212002 (in Chinese) [陶龙, 刘志刚, 吕涛, 邓忠文, 龚海 2014 光学学报 **34** 0212002]
 [8] Yan X, Dong J Q, Li Q H, Guo M S, Hu Y Q 2014 *Chinese Journal of Lasers* **41** 0908001 (in Chinese) [严鑫, 董俊卿, 李青会, 郭木森, 胡永庆 2014 中国激光 **41** 0908001]
 [9] Koichi I, Shin-ichiro M, Takao K, Takeo M 2011 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 703
 [10] Ana B M, Zeb W B 2015 *Appl. Opt.* **54** 5911
 [11] Brian J S, Dawn K G, Matthew S W, Mark E F 2005 *Opt. Express* **13** 666
 [12] Zhao C, Chen Z Y, Ding Z H, Li P, Shen Y, Ni Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 194201 (in Chinese) [赵晨, 陈志彦, 丁志华, 李鹏, 沈毅, 倪秧 2014 物理学报 **63** 194201]
 [13] Zeb W B, Wm R B, Brant K, Randy R R, Peter A R 2010 *Appl. Opt.* **49** 213
 [14] Yusuke K, Fan X Y, Fumihiko I, He Z Y, Kazuo H 2013 *J. Lightw. Technol.* **31** 866
 [15] Evan M L, Justin W K, Mark E F, Emily E H *US Patent* 105911[2014-07-03]
 [16] Maciej W, Vivek J S, Tony H K, James G F, Andrzej K, Jay S D 2004 *Opt. Express* **12** 2404

High-resolution laser frequency scanning interferometer based on fiber dispersion phase compensation*

Xu Xin-Ke Liu Guo-Dong Liu Bing-Guo Chen Feng-Dong Zhuang Zhi-Tao Gan Yu[†]

(School of Electrical Engineering and Automation, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 11 May 2015; revised manuscript received 28 June 2015)

Abstract

The laser frequency scanning interferometer has several advantages, such as non-contact, high accuracy and low signal to noise ratio in detection. In order to achieve higher resolution of the laser frequency scanning interferometer, increasing the tuning range of the light source and reducing the tuning non-linearity have become the key factors. The commonly used method is to correct the non-linearity of the wide bandwidth external cavity tuning laser by a fiber optical auxiliary interferometer constructed external frequency sampling clock. When using the broadband external cavity tuning laser and the auxiliary interferometer with an optical path difference of 220 m, it is found experimentally that the single-mode fiber dispersion makes the frequency of sampled signals change over time, causing the spectrum to broaden and resolution to decline. This paper has established the dispersion mismatch model which shows that the fiber dispersion of the auxiliary interferometer causes linear chirp frequency changes during the measurement of signals. The linear chirp frequency is proportional to the tuning bandwidth and measured distance. The phenomenon and theoretical model of dispersion mismatch is verified by experiments. The results for targets in the air are shown to linearly decrease as the tuning range increases with the maximum offset of 156.3 μm for the 20 nm tuning bandwidth. The experiment also proves the peak broadening intensifies with increasing distance measured, and thus verifies as the time delay of free space increase, and the peak broadening and distortion also increases. This result means that it will limit the ranging distance and make large errors in measurement result for long distance targets. The dispersion of the auxiliary interferometer should be compensated in the laser frequency scanning interferometer for large-sized high resolution measurements. In this paper, phase dispersion compensation method based on the evolution of peak variation distortion elimination is proposed, by taking the peak amplitude variation as the criterion; the phase compensation can offset the dispersion and improve the resolution. The original signal is multiplied by the complex phase compensation term, then regulating the phase compensation factor, the chirp becomes smaller as the phase compensation factor is approaching the distortion factor. Under the condition that the phase compensation factor is equal to the distortion factor, the chirp is offset. Then, the relationship between the amplitude and the peak FWHM is studied. It is found that the peak FWHM decreases while the amplitude shows a gradually increasing trend. Therefore, the amplitude can be referred to in order to determine whether the peak FWHM reaches the minimum. The resolution for target's peak can be improved by searching for the maximum amplitude of the spectrum and adjusting the phase distortion coefficient. The experiment shows that the peak FWHM of the target is obviously narrowed after dispersion compensation. The peak value becomes close to the theoretical resolution, and the static target at a distance of 975.216254 mm from the laser frequency scanning interferometer is measured. Results show the measurement accuracy of the interferometer is 584 nm. To further verify the accuracy of the laser frequency scanning interferometer, the laser frequency scanning interferometer is compared with the Renishaw laser interferometer in the measurement range of 0–692 mm. The standard deviation between them is 4.5 μm . The proposed method is put forward to provide basis for future studies on the large size high resolution laser frequency scanning interferometer.

Keywords: interferometry, laser frequency scanning interferometer, laser ranging, fiber dispersion

PACS: 95.75.Kk, 42.79.Qx, 42.60.Fc, 81.05.Ni

DOI: 10.7498/aps.64.219501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51275120, 61275096).

[†] Corresponding author. E-mail: ganyu@hit.edu.cn