

光频梳频域干涉测距主要参数分析及一种改进的数据处理方法*

陈嘉伟# 王金栋# 曲兴华 张福民†

(天津大学, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072)

(2019年5月29日收到; 2019年7月7日收到修改稿)

本文对光学频率梳频域干涉测距中的测距范围、分辨力、非模糊范围等的影响因素进行了分析, 并说明了传统傅里叶变换法的局限性和系统误差产生原因; 提出了一种等频率间隔重采样数据处理方法, 该方法基于三次样条插值, 修正了傅里叶变换法因频率量不等间隔造成的误差; 在此基础上提出峰值位置拟合算法, 解决了包络随距离展宽的问题. 模拟光谱仪数据并使用算法处理, 仿真结果表明系统误差小于 $0.2 \mu\text{m}$, 且可将测量范围扩展至周期内任意位置. 最后搭建经典 Michelson 测距系统并进行了绝对距离测量实验, 将测量结果与干涉仪测量值进行对比, 达到了任意位置 $3 \mu\text{m}$ 以下的误差.

关键词: 光学频率梳, 频域干涉, 光谱干涉, 绝对距离测量

PACS: 06.60.Jn, 42.62.Eh, 42.25.Hz, 06.30.Bp

DOI: 10.7498/aps.68.20190836

1 引言

高精度绝对测距在当今科研、航空、工业生产等领域扮演着重要的角色, 现代工艺的不断发展也使得人们一直在追求微米甚至纳米级的绝对测距精度^[1-18]. 飞秒激光光学频率梳的出现为解决这一问题开辟了崭新思路, 相关概念最早由 Hänsch 在 1978 年提出^[5], 其独特的梳状光谱结构形成等间距分立的频率, 溯源至铷原子钟等基准源后可以使重复频率 f_{rep} 和偏移频率 f_{CEO} 实现与外部频率源一致的稳定性 (铷原子频率稳定度可达 10^{-11} — 10^{-12}), 若将光梳对应梳齿偏频锁定到超窄线宽高稳定的激光, 秒级稳定度能达到 10^{-15} , 形成频率锁定的超稳光源^[4,8,19,20], 并在高精度绝对测距方面有重要应用^[20,21]. 2000 年, Minoshima 和 Matsumoto^[6] 首次

采用锁模飞秒激光实现了 240 m 大长度距离测量, 其精度为 $8 \mu\text{m}/\text{m}$. 此后, 飞行时间法^[17,18]、合成波长法^[7,12]和频域干涉法^[9,13]等利用光频梳高相干性、频率稳定性的测距方案被相继提出. 2006 年, Joo 与 Kim 等^[9,10]提出通过光谱频域干涉实现绝对测距的方案, 并在 0.89 m 测量范围内取得了 1.46 mm 非模糊范围和 7 nm 的分辨力. 2011 年, Cui 等^[13,14]结合 Joo 和 Ye 的方法, 进行了 50 m 范围大长度测距, 以测量微小位移代替光谱仪校准, 达到 $1.5 \mu\text{m}$ 的测量精度, 再次证明了此方案在长距离测量中的可行性.

现有光谱频域干涉测距算法有基于傅里叶变换法的峰值间隔法、相位斜率法和基于两种原理的结合方案等. 峰值间隔法原理简单速度快, 以变化后的峰值位置确定叠加频率, 但在信噪比低或频率过低时, 频谱因混叠而寻峰困难, 且 FFT 分辨力

* 国家自然科学基金 (批准号: 51675380, 51775379)、国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB2003501) 和天津市重点研发计划科技支撑重点项目 (批准号: 18YFZCGX00920) 资助的课题.

共同第一作者.

† 通信作者. E-mail: zhangfumin@tju.edu.cn

受点数限制导致数据重复. 相位斜率法首先通过窗函数选定被测频率, 再利用逆傅里叶变换解相位卷裹求得频率, 有较高分辨力, 但滤波器的参数对结果有影响^[15]. 同时, 由于光谱仪是等波长间隔采样, 直接处理光谱数据会导致累积性的系统误差.

2014年, 安慰宁等^[15]结合复小波理论改进了相位斜率法, 对色散等问题进行了一定修正, 在近距离范围内取得较好的结果, 但距离较大时仍存在脉冲展宽问题, 其高精度测量范围仅能在较小光程差内. 2015年, 吴翰钟等^[16]对频域干涉测距进行了模拟, 对相关参数进行了理论分析, 但未提及光谱仪等波长间隔采样的问题.

为了解决上述问题, 本文对光频梳频域干涉测距的重要参数的影响因素、原理和现有问题进行了定性分析和推导, 根据分析结果, 提出了一种基于三次样条插值的光谱重构算法, 该算法可增加干涉结果的信噪比, 修正传统FFT算法系统误差. 为提升系统分辨力, 在上述算法基础上进一步提出了峰值拟合算法, 可将测距拓展至整个非模糊范围, 减小了系统误差并显著提升系统分辨力. 因算法复杂度低, 可用于后续实验高速测量的实时修正和即时显示. 最后对上述算法进行了仿真和实验验证.

2 光频梳频域干涉测距原理

光学频率梳在频域上可以提供一系列分立的偏移频率为 f_{CEO} , 频率间隔为 f_{rep} 的频率纵模^[11], 如图1所示.

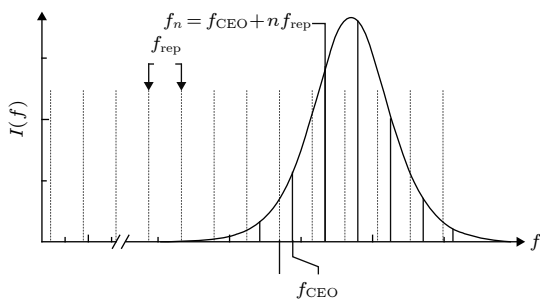


图1 光频梳频谱

Fig. 1. Spectrum of optical frequency comb.

时域上表现为一系列等间隔的飞秒级脉冲序列, 时间间隔 $T_R = 1/f_{\text{rep}}$, 群速度和相速度差异产生的载波包络相位偏移 $\Delta\varphi_{\text{ce}} = 2\pi f_{\text{CEO}}/f_{\text{rep}}$. 由于光频梳具有相位锁定特性, 相邻脉冲间的相位关系固定, 使不同脉冲之间可以相互干涉^[16].

频域干涉法又叫光谱干涉法或色散干涉法, 测量系统结构为经典 Michelson 干涉仪^[11,19], 如图2(a)所示. 其中参考镜 Ref 固定, 测量镜 Target 可前后移动以改变光程差 $2L$, 光频梳发出的脉冲经分束镜 BS 分束后被分别反射并产生时间差 τ , 再次汇聚于 BS 时在频域内发生干涉, 光谱仪接收干涉信号并输出结果.

受分光比、光路准直等因素的影响, 参考脉冲 $E_{\text{ref}}(v)$ 和测量脉冲 $E_t(v)$ 的功率难以保证严格相等, 表现为电场信号强度不一致, 可分别表示为:

$$E_{\text{ref}}(v) = aE(v), \quad E_t(v) = bE(v), \quad (1)$$

(1) 式中, a 和 b 为对应功率因数, 理想情况下 $a = b$ 且均小于 1, 实际受环境等因素影响而通常不相等, 造成干涉信号 $I(v)$ 调制深度变化:

$$\begin{aligned} I(v) &= (E_{\text{ref}}(v) + E_t(v))^2 \\ &= \langle (aE(v) + bE(v)) * (aE(v) + bE(v))^* \rangle, \\ &= (a^2 + b^2)|E(v)|^2 + 2ab\text{Re}[E(v)E^*(v)] \\ &= E^2(v) [a^2 + b^2 + 2ab\cos(2\pi\tau v)]. \end{aligned} \quad (2)$$

由(2)式可见直流项功率因数为 $a^2 + b^2$, 载波信号功率因数为 $2ab$, 调制深度为 $2ab/a^2 + b^2$, 又有 $|\cos(2\pi\tau v)| \leq 1$, 仅当调制深度最大, 即 $a = b$ 时, 干涉条纹振荡幅度最强, 由于空间光路的衰减效应和准直等问题, 系数 b 受距离影响较大, 表现为载波振荡幅度随 L 增大逐渐减小, 需及时通过衰减器调整调制深度, 避免影响信噪比. $I(t)$ 经 FFT 变换后的结果为

$$\begin{aligned} I(t) &= \text{FFT}[I(v)] = I_0(t) \otimes [ab\delta(t - \tau) \\ &\quad + (a^2 + b^2)\delta(t) + ab\delta(t + \tau)]. \end{aligned} \quad (3)$$

由(3)式可知, 变换到伪时域的 $I(t)$ 将会出现 $\delta(t - \tau)$ 和 $\delta(t + \tau)$ 两冲激函数, 其中 τ 即为对应振荡频率, 即 $\Delta t = f_{\text{ac}}[I(v)] = \tau$, L 和 τ 有简单对应关系, 即 $L = c\Delta t/2n = c\tau/2n$, n 为折射率, c 为光速, 对 L 测量等价于对 τ 的计算.

3 主要参数分析

本节对频域干涉中的测量范围、距离分辨力 ΔL 、非模糊范围 L_{NAR} 的影响因素及使用原始光谱数据造成的系统误差进行分析.

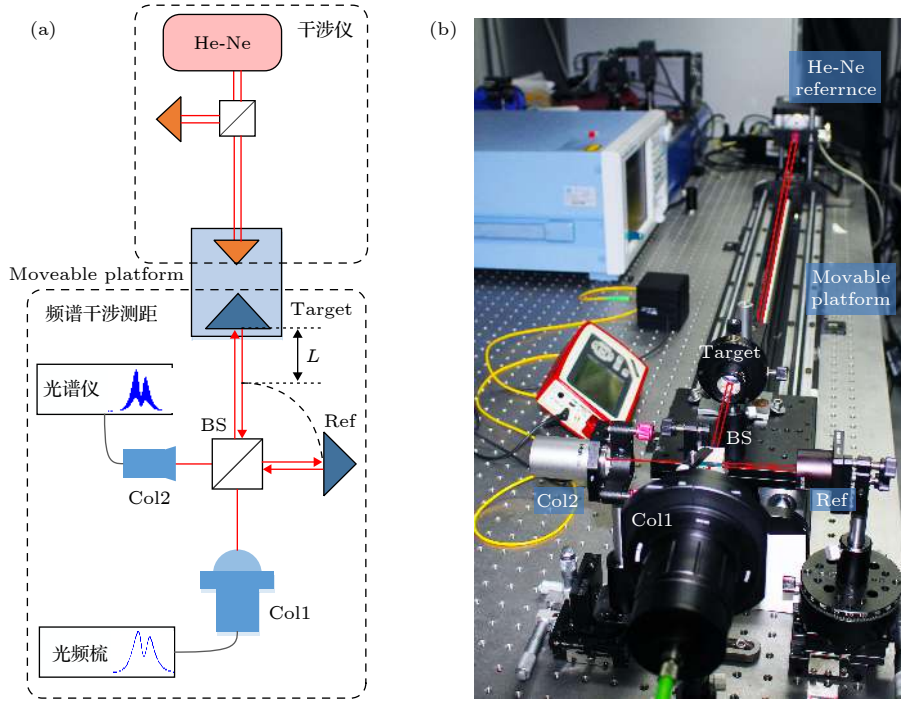


图 2 (a) 频域干涉法原理图; (b) 测距系统实物图

Fig. 2. (a) Principle of frequency domain interference method; (b) the experimental setup of the measurement system.

3.1 测量距离上下限

频域干涉测距依靠频谱干涉数据, 时域上的脉冲是否重合不影响测量, 根据相干长度计算公式 $L_c = c/n\partial f$, ∂f 为频率梳的梳齿线宽, 光纤光频梳自然线宽约为几十 kHz, 基于固体钛宝石光梳在 kHz 左右, 而锁定到超稳激光上的窄线宽光梳的线宽能达到 1 Hz 左右, 在相干距离内该方法仅受光强与调制深度影响, 其测距上限在真空等干扰较小的环境可达数十公里.

测距下限由干涉信号伪时域混叠程度决定, 当 L 较小导致时延 Δt 低于阈值 τ_0 时, 将因混叠导致难以测量, 此时 $L_{\min} = c\tau_0/2n$.

3.2 分辨力的影响因素

峰值间隔法或相位斜率法均涉及 FFT 变换, 其分辨力受多个条件的直接影响. 假设干涉结果采样为等频率间隔, 其频谱范围 W 和频谱宽度 B 可以表示为

$$W = \left(\frac{c}{\lambda_{\text{cen}} + \frac{1}{2}\Delta w}, \frac{c}{\lambda_{\text{cen}} - \frac{1}{2}\Delta w} \right),$$

$$B = \frac{c\Delta w}{\left(\lambda_{\text{cen}} - \frac{1}{2}\Delta w \right) \left(\lambda_{\text{cen}} + \frac{1}{2}\Delta w \right)}, \quad (4)$$

其中, Δw 为波长范围之差, λ_{cen} 为中心波长. 频率分辨力 $\Delta\nu$ 、采样频率 f_s 和采样点数 N 可分别表示为:

$$\Delta\nu = f_s/N, N = \Delta w/\Delta\lambda, f_s = N/B, \quad (5)$$

(5) 式中, $\Delta\lambda$ 为波长采样间隔, 得出 FFT 变换的距离分辨力 ΔL 为

$$\Delta L = \frac{\Delta\nu * c}{2} = \frac{c}{2 * B}$$

$$= \frac{\left(\lambda_{\text{cen}} - \frac{1}{2}\Delta w \right) \left(\lambda_{\text{cen}} + \frac{1}{2}\Delta w \right)}{2\Delta w}, \quad (6)$$

(6) 式参数均为已知光谱的参量. 由此可见, ΔL 仅与 W 有关, 改变 N , f_s 等不影响 ΔL . 设定分析范围为 $W = 1500\text{--}1600\text{ nm}$, $\Delta\lambda = 0.02\text{ nm}$, $\lambda_{\text{cen}} = 1560\text{ nm}$, 对应 $N = 5000$, 代入可得 ΔL 约为 $12\text{ }\mu\text{m}$.

由以上推导可知傅里叶变换法分辨力仅受光频梳频谱宽度影响.

3.3 非模糊范围的影响因素

频域干涉法的非模糊范围 L_{NAR} 与光谱仪的频率分辨力 df 和光频梳光谱参数均有关, 理想情况下 $L_{\text{NAR}0}$ 仅与 f_{rep} 有关:

$$L_{\text{NAR}0} = c/2(f_{\text{rep}} \cdot n). \quad (7)$$

由 (3) 式可将干涉信号 $I(\nu)$ 简要表示为

$$I(v) = I_0(v) [1 + \cos(2\pi\tau v)]. \quad (8)$$

由于 τ 受 L 影响, 通常在 L 较大时 τ 远大于光谱仪的 df 而进入死区, df 与波长微分量 $d\lambda$ 的关系为:

$$\frac{df}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}, df = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda. \quad (9)$$

f_s 与采样间隔互为倒数关系, 结合 Nyquist 定律, τ 值为 $[0, 1/2df]$, 因此 L_{NAR1} 满足:

$$L_{\text{NAR1}} \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{2df} = \frac{\lambda^2}{4n \cdot d\lambda}. \quad (10)$$

由 (10) 式可知, L_{NAR1} 仅与 $d\lambda$ 和 λ 相关, 代入计算可得 $L_{\text{NAR1}} < 28 \text{ mm}$; 另外, 由于反射镜使光路往返, L 的计算还应再乘 $1/2$ 以获得绝对距离. 提升 L_{NAR} 可采用两种方式: 可使用更大波长分辨力的光谱仪, 或是采用高 f_{rep} 的光频梳, 如国内可实现 $f_{\text{rep}} = 40 \text{ GHz}$ 及以上的片上微谐振腔光梳^[1,22], 其梳齿密度低, 时域上相邻脉冲间距可达 7.5 mm , 可得 f_{rep} 与 L_{NAR} 关系, 如图 3 所示.

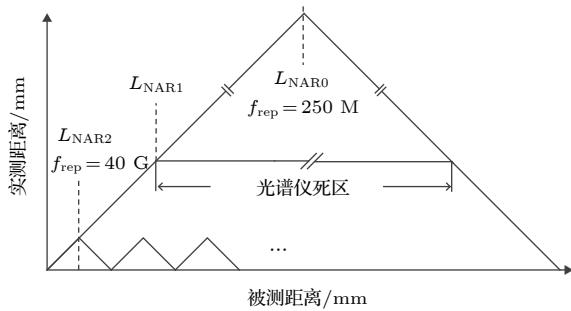


图 3 实测距离与被测距离关系

Fig. 3. Relationship between actual distance and measured distance.

易知 $L_{\text{NAR2}} < L_{\text{NAR1}} \ll L_{\text{NAR0}}$, 高 f_{rep} 光频梳作为光源时, L 未达到 L_{NAR1} 极限即进入下个非模糊范围, 避免光谱仪 df 影响进入死区, 且无需移动位移台、变化参考光路等, 使用高 f_{rep} 的光频梳的频域干涉法有大长度任意绝对距离测量的前景.

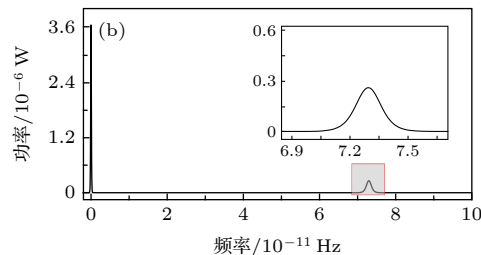
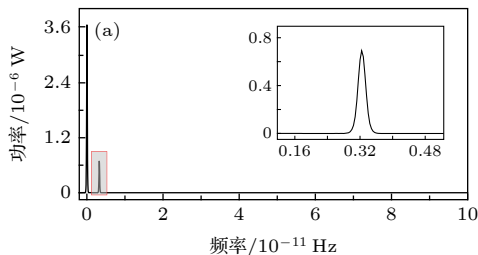


图 4 传统 FFT 法脉冲包络展宽现象 (a) $\tau = 3.3 \times 10^{-12}$; (b) $\tau = 7.5 \times 10^{-11}$

Fig. 4. Broadening of the pulse envelope using original FFT: (a) $\tau = 3.3 \times 10^{-12}$; (b) $\tau = 7.5 \times 10^{-11}$.

3.4 采样方式的影响

本节将分析因采样原理而造成的系统误差. 光谱仪采样方式有两种: 等频率间隔 Δf 采样和等波长间隔 $\Delta\lambda$ 采样, 绝大部分采样方式为后者. 数据处理时波长需转化为频率量, Δf 在时域内遵从 (11) 式:

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_1 + \Delta\lambda} = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_1(\lambda_1 + \Delta\lambda)}, \quad (11)$$

其中 λ_1 为对应波长, 由 (11) 式可知, Δf 由 λ_1 决定, 且为非线性关系. 由 (4)—(6) 式知, f 不等间隔范围受 B 影响相应变化, 又因为 FFT 变换基于点运算, 仅适用于等间隔数据, 处理不等 Δf 数据必然造成系统误差.

由图 4 可知, 当忽略 Δf 变化直接计算, 尖峰包络随 τ 增大而展宽, τ 较小时展宽尚不明显, τ 较大时 Δf 相应增大, 经 FFT 处理时因非线性造成误差累积, 形成随 L 变化且难以补偿的展宽, 导致测量值漂移、信噪比下降而影响计算.

传统 FFT 法和相位斜率法均应用 FFT 变换先行处理, 其处理的准确与否直接影响后续 τ 的提取: 前者需定位变换后峰值所在位置, 展宽使得尖峰形状接近原始光谱, 导致信噪比急剧下降、环境干扰更加重, 影响定位精度. 后者同样受此影响, 窗函数参数对滤波效果影响较大^[15], 难以控制系统误差.

综上, 基于 FFT 变换的相关算法若要解决累积性系统误差, 必须考虑采样方式对原始光谱数据的影响.

4 等频率间隔重采样和峰值位置拟合算法

本节针对上文提到的分辨力问题和频率不等

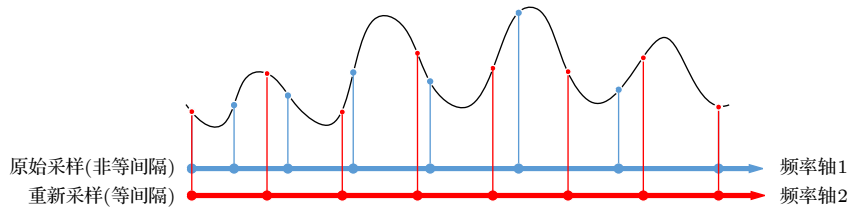


图 5 等频率间隔重采样原理

Fig. 5. Principle of equal frequency interval resampling.

间隔问题, 提出了基于等频率间隔重采样法和峰值位置拟合的改进算法, 该算法修正了脉冲包络展宽的系统误差, 将测距范围拓展至整个非模糊范围, 并大幅提高系统分辨力, 解决数据重复和跳变的问题.

4.1 等频率间隔重采样法

对于因光谱仪采样方式造成的问题, 提出了一种获得等 Δf 数据的算法. 等频率间隔重采样基于三次样条插值 (cubic spline interpolation), 是利用函数连续且一、二阶均连续可导的特性进行的插值, 已知叠加高频信号为固定频率余弦函数, 此前提与 (8) 式符合. 其原理如图 5 所示.

以等 $\Delta \lambda$ 采样值作为原始数据, 使用三次样条插值进行光谱重构, 默认非扭结边界条件, 再通过等 Δf 点横轴反向寻找重构函数对应值, 完成重采样并获得等 Δf 光谱数据, 使解算更接近 FFT 变换原始定义, 减少原理问题导致的系统误差.

4.2 峰值位置拟合算法

基于傅里叶变换的算法均受分辨力影响, 数据重复原因在于 ΔL 大于 L 变化量, 即传统 FFT 法仅能测量整数倍 ΔL , 位置位于两 ΔL 之间将使结果就近显示, 导致 τ 值重复或无规律跳变, 如图 6 所示.

经上述处理后分辨力问题仍存在, 故误差将呈

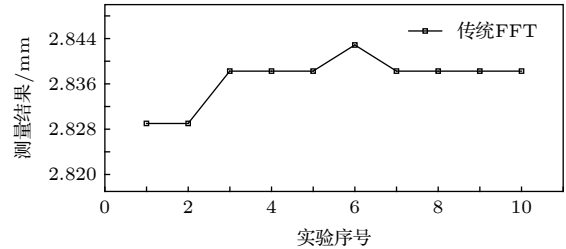


图 6 传统 FFT 法结果重复和跳变

Fig. 6. Repetition and hopping of the measurement result.

现周期性变化, 峰值附近靠近 τ 形成多段折线, 如图 7(a) 所示, 仿真频率 $\tau = 3 \times 10^{-11}$, 经重采样修正的脉冲峰值与真实值仍有一定偏差. 结合上文等频率间隔重采样法, 本段提出峰值位置拟合法: 结合峰值点与相邻点的微小斜率变化, 对尖峰进行二项式拟合以减小周期性误差并提高系统分辨力.

二项式拟合基于最小二乘法, 得最小残差平方和的二次函数, 其形式如下:

$$p(x) = p_1 x^2 + p_2 x + p_3, \quad (12)$$

式中 p_1, p_2, p_3 对应函数的二、一次项和常数项, 采用峰值点和相邻两点这三个数据点进行二项式拟合以提取峰值附近点斜率信息, 并减小数据冗余影响, 以对称轴横坐标为修正值.

其修正效果如图 7(b), 峰值位置拟合使分辨力提升, 拓展测量范围并减小周期性出现的系统误差.

实际上, 也可采用三次多项式、高斯函数拟合

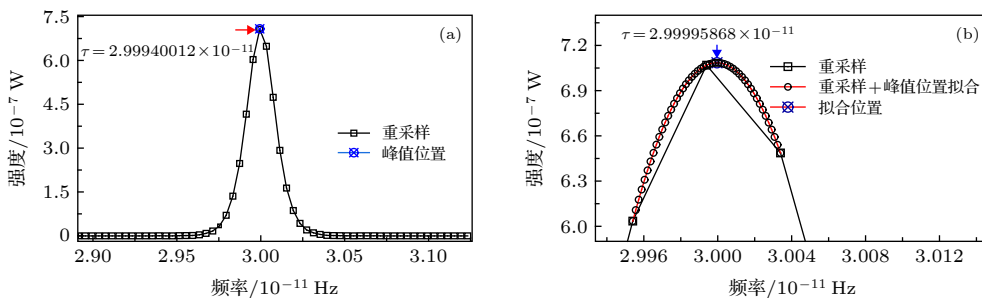


图 7 当 $\tau = 3 \times 10^{-11}$ 时, 仿真效果对比 (a) 等频率间隔重采样; (b) 峰值位置拟合

Fig. 7. Comparison of simulation effect when $\tau = 3 \times 10^{-11}$: (a) Equal frequency interval resampling; (b) peak position fitting.

等更复杂的拟合,但在仿真及后续实验的误差修正效果与二项式拟合相比差异不大,故采用在处理不同采样分辨力、数据量的原始数据时均性能良好的二项式拟合法。

4.3 数值模拟及分析

仿真采用 $W = 1500\text{--}1600\text{ nm}$, $\Delta\lambda = 0.02\text{ nm}$ 的 sech^2 函数作为模拟光谱包络,叠加高频余弦仿真信号, $2ab = 0.4$, 频率分别为 $\tau = 3.335 \times 10^{-12}$, 3.335×10^{-11} , 7.500×10^{-11} ; 对应 $2L = 1.005$,

10.05, 22.5 mm, 如图 8 所示。

由图 8 看出,直接使用等 $\Delta\lambda$ 数据进行 FFT 运算,会造成因 τ 变化导致的波形展宽,而等频率间隔重采样法则没有明显的展宽,其脉宽基本不受 L 影响,对比结果见表 1。

由表 1 可见,等频率间隔重采样和峰值位置拟合的误差远小于传统 FFT 法,误差基本不随 L 变化,而传统 FFT 法由于频率非线性导致累积误差逐渐增大,也是许多基于 FFT 法测距方案仅可测量较小 L 原因。

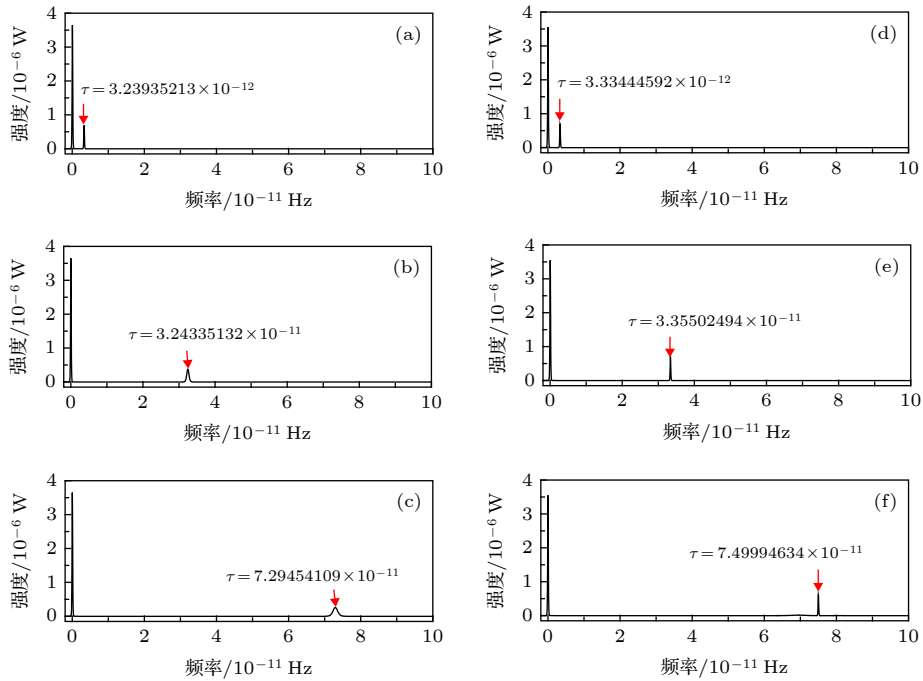


图 8 峰值定位仿真传统 FFT (a) 3.335×10^{-12} , (b) 3.335×10^{-11} , (c) 7.500×10^{-11} ; 等频率间隔重采样和峰值位置拟合 (d) 3.335×10^{-12} , (e) 3.335×10^{-11} , (f) 7.500×10^{-11}

Fig. 8. Peak position fitting simulation. Original FFT: (a) 3.335×10^{-12} , (b) 3.335×10^{-11} , (c) 7.500×10^{-11} . Equal frequency interval resampling and peak position fitting (d) 3.335×10^{-12} , (e) 3.335×10^{-11} , (f) 7.500×10^{-11} .

表 1 传统 FFT、等频率间隔重采样和峰值位置拟合法仿真结果误差比较

Table 1. Simulation error comparison of three methods.

实验序号	L/mm	传统FFT法误差/ μm	等频率间隔重采样误差/ μm	峰值拟合误差/ μm
1	0.5250	9.1031	2.8944	0.161990
2	0.8250	21.1607	2.8344	0.165549
3	0.9000	24.1751	-0.1799	0.010804
4	1.0005	28.6943	-4.6991	-0.166222
5	1.2000	36.2327	-0.239	0.000102
6	1.5000	36.2927	-0.2999	-0.008146
7	1.9950	51.3887	-3.3983	-0.183495
8	3.0000	84.5830	-0.5998	-0.038114
9	4.9950	135.9718	-3.998	-0.177303
10	7.0050	190.3629	1.5986	0.114618

由图 9 可知, 因峰值位置拟合改善分辨力而减小了误差, 在 L 全范围稳定了误差变化趋势. 弥补了传统 FFT 变换引起的累积性系统误差无法补偿的缺陷, 使信号变换结果维持较窄脉宽, 扩展测量范围, 与理论分析一致.

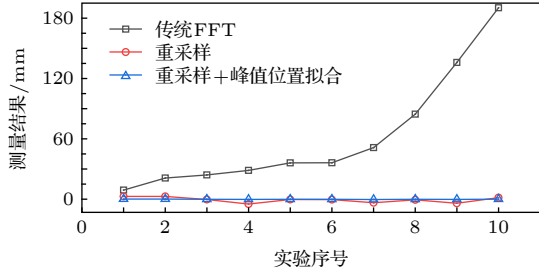


图 9 传统 FFT、等频率间隔重采样和峰值位置拟合仿真误差比较

Fig. 9. Simulation error of three methods.

5 实验验证及分析

图 2(b) 为 Michelson 干涉测距的实物图, 光源使用 Onefive Origami-15 超快激光器, 输出 $f_{\text{rep}} = 250$ MHz, 功率稳定于 50.3 mW, 输出脉宽 130 fs, 经光纤光路后脉宽受色散影响展宽至 ps 级. 具体程度与光纤光路长度相关, 因窄脉宽包含更多的频率纵模量, 展宽后的脉冲将损失少量频率, 表现为光谱有效分析范围减少. 由增量干涉仪测得测量镜 Target 位移量并作为准确值, 检验相关算法改进效果.

5.1 非模糊范围验证

L_{NAR} 影响因素已由前文推导, $W = 1510 - 1610$ nm, $\Delta\lambda = 0.01$ nm, 通过分析波形展宽并将

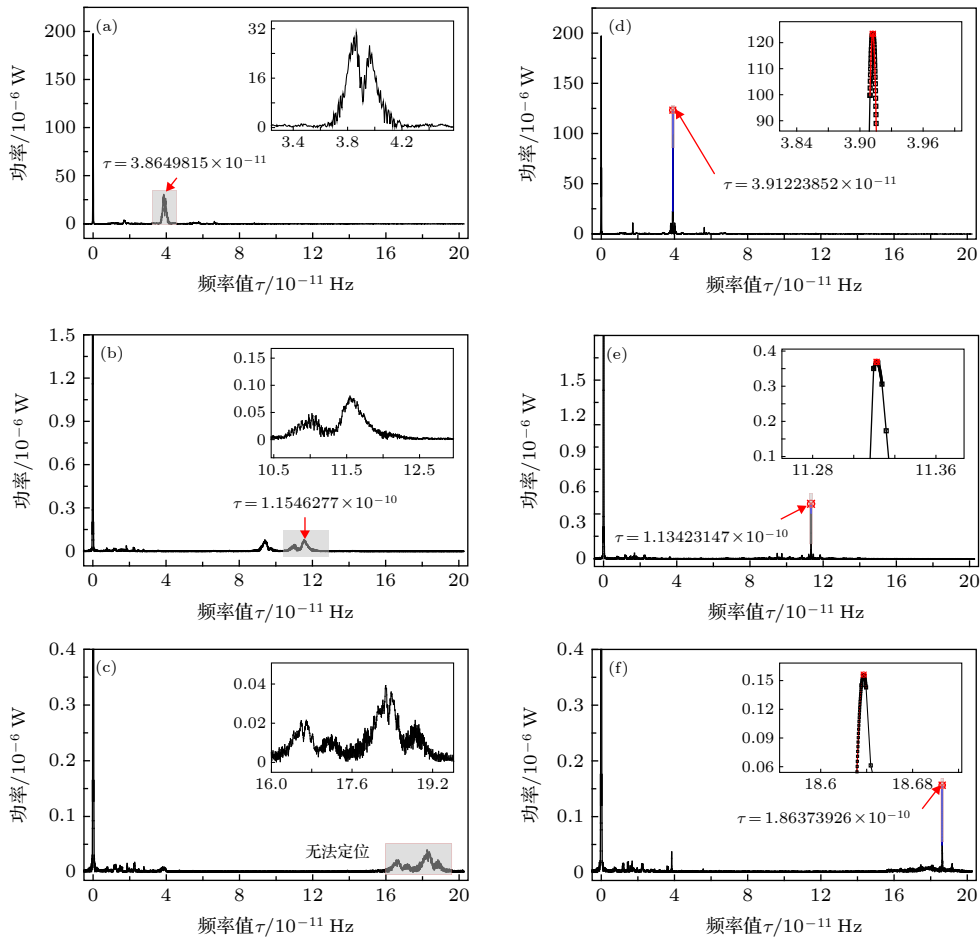


图 10 峰值定位效果对比传统 FFT (a) $L = 5.8600$ mm, (b) $L = 16.9850$ mm, (c) $L = 27.9100$ mm; 等频率间隔重采样和峰值位置拟合 (d) $L = 5.8600$ mm, (e) $L = 16.9850$ mm, (f) $L = 27.9100$ mm

Fig. 10. Effect contrast of peak position fitting. Original FFT: (a) $L = 5.8600$ mm, (b) $L = 16.9850$ mm, (c) $L = 27.9100$ mm. Equal frequency interval resampling and peak position fitting: (d) $L = 5.8600$ mm, (e) $L = 16.9850$ mm, (f) $L = 27.9100$ mm.

测量距离与干涉仪结果相对比, 验证等频率间隔重采样和峰值位置拟合法的误差修正和对测量范围的提升效果.

由图 10(a)—(c) 可知传统 FFT 法的误差累积明显, 超过 $L_{\text{NAR}}/2$ 时波形展宽已不能正常计算, 本算法有效修正了该问题, L 较大时仍保持明显的窄脉冲. 与干涉仪结果相对比以验证修正效果, 见表 2.

由图 10(d)—(f) 和表 2 可知, 等频率间隔重采样维持窄脉宽并显著降低寻峰难度, 峰值位置拟合在此基础上提升了系统分辨力, 在测量范围的任意

位置稳定误差至 $3 \mu\text{m}$ 以下并减小了因 ΔL 导致的周期性误差. 其中, 实验 1、2 相对位移小于 ΔL , 传统 FFT 法得到结果一致, 故误差增大. 另外, L 较大时的展宽使原方法已不能定位, 该算法仍可保持较小误差.

5.2 分辨力及重复性验证

前文分析得知傅里叶变换法受限于 ΔL 而导致数据重复. 仍使用上述光路, 改变 L 并测量, 与干涉仪测量值进行误差比对, 如图 11 所示.

表 2 传统 FFT、等频率间隔重采样和峰值位置拟合法误差比较
Table 2. Measurement results of different distance.

实验序号	L/mm	传统FFT法误差/ μm	等频率间隔重采样误差/ μm	峰值拟合误差/ μm
1	0.0023	-2.3015	1.6570	0.0218
2	0.0037	-3.6001	3.0337	-0.7335
3	0.1000	3.2167	0.1031	0.8437
4	0.4997	-1.8309	0.4975	0.2267
5	0.9998	2.0097	1.0011	-0.9828
6	3.1307	-4.2793	3.1336	1.1003
7	4.9980	-13.2375	4.9995	-0.1739
8	6.2364	157.3300	6.2308	-1.9198
9	6.2511	无法定位	6.2551	-2.9791
10	9.3629	无法定位	1.5705	-2.1087

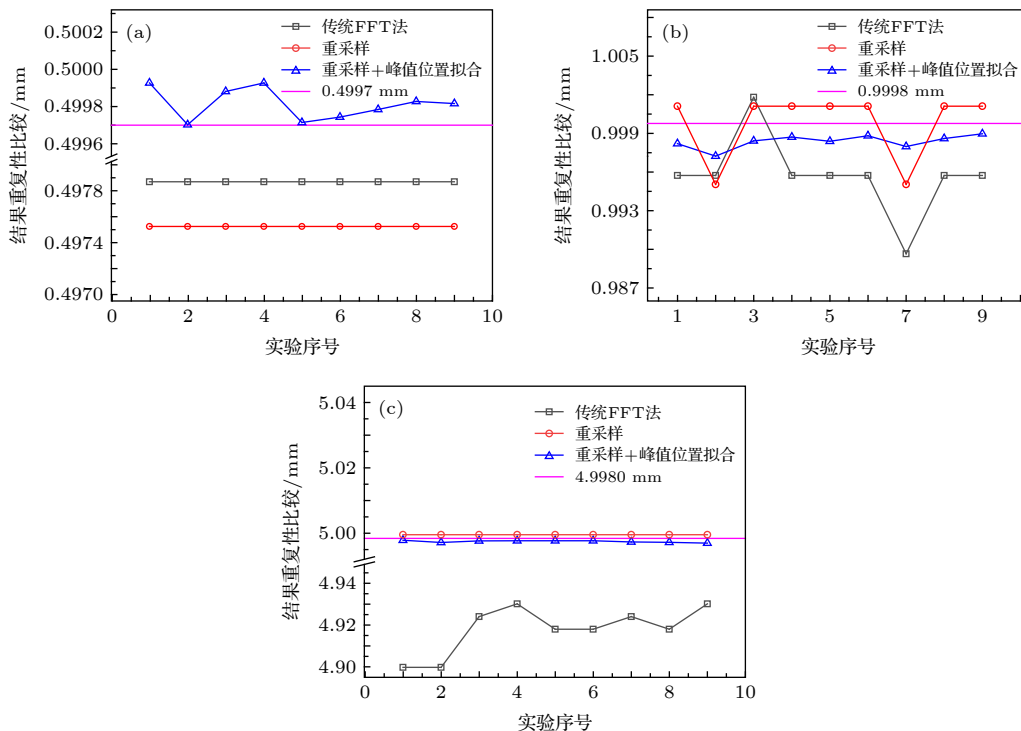


图 11 传统 FFT、等频率间隔重采样和峰值位置拟合法分辨力修正效果对比 (a) 0.4997 mm; (b) 0.9998 mm; (c) 4.9980 mm

Fig. 11. Correction of repetition result by three methods: (a) 0.4997 mm; (b) 0.9998 mm; (c) 4.9980 mm.

图 11(a) 为 $L = 0.4997$ mm, 可明显看出传统 FFT 法所有结果重复, 重采样不改变原有分辨力, 仍有重复结果, 峰值位置拟合处理后分辨力提升, 误差减小至 $0.3 \mu\text{m}$ 以下. 图 11(b) 为 $L = 4.998$ mm, 存在重复和跳变, 拟合后误差由最大 $8 \mu\text{m}$ 减小至 $2 \mu\text{m}$ 以下. 图 11(c) 为较远距离 $L = 4.9980$ mm, 传统方法误差已达几十 μm 并仍有重复, 本方法误差仍小于 $2 \mu\text{m}$.

由上述实验结果可知, 等频率间隔重采样和位置拟合有效修正结果重复和跳变, 系统分辨力显著提升, 减小测量误差并将结果抖动减小至 $\Delta L/10$ 以下, 将高精度测量范围由仅限近距离扩展至整个 L_{NAR} . 本实验系统可能仍存在机械原因导致的系统误差, 进行误差补偿处理后可获得更高精度测量结果.

6 结 论

本文详细分析了光频梳光谱范围、采样点数、采样率等对测量分辨力的影响, 指出测距分辨力仅受光梳频谱宽度影响. 讨论了非模糊范围的影响因素, 提出了使用高分辨力光谱仪或高重频光频梳光源两种解决方案. 分析了传统 FFT 方法的局限性, 指出该方法对系统分辨力的限制. 根据分析结果, 本文提出一种基于等频率间隔重采样和峰值位置拟合的数据处理算法, 该算法可将测距拓展至整个非模糊范围, 并大幅提高系统分辨力. 仿真结果表明此方法在被测距离接近死区极限时 (7.5 mm), 系统误差小于 $0.2 \mu\text{m}$. 我们搭建了 Michelson 干涉系统对所提出的方法进行实验验证, 结果表明该方法大大提高了系统的分辨力, 并将测量范围拓展至整个非模糊范围, 且在所有待测位置, 绝对误差均小于 $3 \mu\text{m}$. 本文提出的数据算法大幅提高了系统的测量范围、分辨力和测距精度, 让光频梳频域干涉测距仪的商业化、仪器化成为可能.

附录 A

附表 A1 文章参数表
Table A1 Parameter list.

f_{CEO}	光频梳偏移频率
f_{rep}	光频梳重复频率
T_{R}	光频梳脉冲时域间隔
$\Delta\varphi_{\text{ce}}$	群、相速度差异造成的相位偏移
$E(v)$	光频梳脉冲电场信号
$E_{\text{ref}}(v)$	参考光电场信号
$E_i(v)$	测量光电场信号
a	参考光功率因数
b	测量光功率因数
$I(v)$	光谱仪接收的频域干涉信号
$2ab/a^2 + b^2$	调制深度
$I(t)$	经FFT变换后的 $I(v)$
L	测量臂和参考臂光程差/2
Δt	$2L$ 造成时间差
τ	干涉信号振荡频率 $\tau = L/c$
c	真空光速
n	折射率
L_c	相干长度
∂f	相干长度公式中的频率带宽
Δv	FFT变换的频率分辨力
ΔL	FFT变换的距离分辨力 $= \Delta v * c$
L_{NAR}	频域干涉法的非模糊范围
f	频率
df	光谱仪频率分辨力
$d\lambda$	光谱仪波长微分量
W	频谱范围
Δw	波长范围上下限之差
B	频谱宽度
λ_{cen}	W 的中心处波长
f_s	光谱仪采样频率
$\Delta\lambda$	光谱仪采样波长间隔
N	光谱仪采样点数
L_{NAR0}	$f_{\text{rep}} = 250\text{MHz}$ 理想情况下非模糊范围
L_{NAR1}	光谱仪的非模糊范围
L_{NAR2}	$f_{\text{rep}} = 40\text{GHz}$ 非模糊范围
Δf	波长需转化为频率时的频率变化量
λ_1	波长需转化为频率时的对应波长
$p(x)$	二项式拟合公式
p_1	二项式拟合二次项
p_2	二项式拟合一次项
p_3	二项式拟合常数项

参考文献

- [1] Trocha P, Karpov M, Ganin D, Pfeiffer M H P, Korcdts A, Wolf S, Krockenberger J, Marin-Palomo P, Weimann C, Randel S, Freude W, Kippenberg T J, Koos C 2018 *Science* **359** 887
- [2] Zhang J T, Wu X J, Li Y, Wei H Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 100601 (in Chinese) [张继涛, 吴学健, 李岩, 尉昊赞 2012 物理学报 **61** 100601]
- [3] Xing S J, Zhang F M, Cao S Y, Wang G W, Qu X H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 170603 (in Chinese) [邢书剑, 张福民, 曹士英, 王高文, 曲兴华 2013 物理学报 **62** 170603]
- [4] Wu X J, Li Y, Wei H Y, Zhang J T 2012 *Laser Optoelectron. Prog.* **49** 5 (in Chinese) [吴学健, 李岩, 尉昊赞, 张继涛 2012 激光与光电子学进展 **49** 5]
- [5] Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 847
- [6] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [7] Minoshima K, Arai K, Inaba H 2011 *Opt. Express* **19** 26095
- [8] Liu T Y, Zhang F M, Wu H Z, Li J S, Shi Y Q, Qu X H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 020601 (in Chinese) [刘亭洋, 张福民, 吴翰钟, 李建双, 石永强, 曲兴华 2016 物理学报 **65** 020601]
- [9] Joo K N, Kim S W 2006 *Opt. Express* **14** 5954
- [10] Joo K N, Kim Y, Kim S W 2008 *Opt. Express* **16** 19799
- [11] Zhou W H, Shi J K, Ji R Y, Li Y, Liu Y 2017 *J. Sci. Instrum.* **38** 1859 (in Chinese) [周维虎, 石俊凯, 纪荣祚, 黎尧, 刘娅 2017 仪器仪表学报 **38** 1859]
- [12] Yang R T, Florian P, Karl M H, Michael K, Tan J B, Harald B 2015 *Meas. Sci. Technol.* **26** 084001
- [13] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P 2011 *Opt. Express* **19** 6549
- [14] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P, Braat J J M 2009 *Opt. Lett.* **34** 1982
- [15] An W N, Zhang F M, Wu H Z, Qu X H 2014 *J. Sci. Instrum.* **35** 2458 (in Chinese) [安慰宁, 张福民, 吴翰钟, 曲兴华 2014 仪器仪表学报 **35** 2458]
- [16] Wu H Z, Cao S Y, Zhang F M, Qu X H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 020601 (in Chinese) [吴翰钟, 曹士英, 张福民, 曲兴华 2015 物理学报 **64** 020601]
- [17] Lee J, Kim Y J, Lee K, Lee S, Kim S W 2010 *Nat. Photon.* **4** 716
- [18] Ye J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1153
- [19] Li Y 2017 *J. Sci. Instrum.* **38** 1841 (in Chinese) [李岩 2017 仪器仪表学报 **38** 1841]
- [20] Wang G C, Yan S H, Yang J, Lin C B, Yang D X, Zou P F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 070601 (in Chinese) [王国超, 颜树华, 杨俊, 林存宝, 杨东兴, 邹鹏飞 2013 物理学报 **62** 070601]
- [21] Zhu M H, Wu X J, Wei H Y, Zhang L Q, Zhang J T, Li Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 070702 (in Chinese) [朱敏昊, 吴学健, 尉昊赞, 张丽琼, 张继涛, 李岩 2013 物理学报 **62** 070702]
- [22] Lu Z Z, Wang W Q, Zhang W F, Liu M L, Wang L R, Chu S T, Little B E, Zhao J G, Xie P, Wang X Y, Zhao W 2018 *Opt. Mater. Express* **8** 2662

Analysis of main parameters of spectral interferometry ranging using optical frequency comb and an improved data processing method*

Chen Jia-Wei[#] Wang Jin-Dong[#] Qu Xing-Hua Zhang Fu-Min[†]

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

(Received 29 May 2019; revised manuscript received 7 July 2019)

Abstract

With the rapid development of modern technology, high-precision absolute distance measurement is playing an important role in many applications, such as scientific research, aviation and industry measurement. Among the above various measurement methods, how to realize higher-accuracy, larger-scale, and faster-speed measurement is particularly important. In the traditional technique for long-distance measurement, the emergence of optical frequency comb (OFC) provides a breakthrough technology for accurately measuring the absolute value of distance. The OFC can be considered as a multi-wavelength source, whose phase and repetition rate are locked. The OFC is a very useful light source that can provide phase-coherent link between microwave and optical domain, which has been used as a source in various distance measurement schemes that can reach an extraordinary measurement precision and accuracy. A variety of laser ranging methods such as dual-comb interferometry and dispersive interferometer based on femtosecond laser have been applied to the measuring of absolute distance.

In this paper, the factors affecting the resolution and the non-ambiguous range of spectral interferometry ranging using OFC are particularly discussed. We also analyze the systematic errors and the limitations of traditional transform methods based on Fourier transform, which can conduce to the subsequent research.

To address the problem caused by low resolution and unequal frequency interval, we propose a data processing method referred to as equal frequency interval resampling. The proposed method is based on cubic spline interpolation and can solve the error caused by the frequency spectrum broadening with the increase of distance. Moreover, we propose a new method based on least square fitting to calibrate the error introduced by the low resolution of interferometry spectrum obtained with fast Fourier transform (FFT). With the proposed method, the simulation results show that the systematic error is less than 0.2 μm in the non-ambiguity range and the system resolution is greatly improved. Finally, an absolute distance measurement system based on Michelson interferometer is built to verify the proposed method. The measurement results compared with those obtained by using a high-precision commercial He-Ne laser interferometer show that the distance measurement accuracy is lower than 3 μm at any distance within the non-ambiguity range. The experimental results demonstrate that our data processing algorithm is able to increase the accuracy of dispersive interferometry ranging with OFC.

Keywords: optical frequency comb, frequency domain interferometer, spectral interferometry, absolute distance measurement

PACS: 06.60.Jn, 42.62.Eh, 42.25.Hz, 06.30.Bp

DOI: 10.7498/aps.68.20190836

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51675380, 51775379), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFB2003501) and the Key Technologies R&D Program of Tianjin, China (Grant No. 18YFZCGX00920).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: zhangfumin@tju.edu.cn