

一种光学频率梳绝对测距的新方法*

吴翰钟¹⁾ 曹士英²⁾ 张福民^{1)†} 邢书剑¹⁾ 曲兴华¹⁾

1) (天津大学精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072)

2) (中国计量科学研究院时间频率计量研究所, 北京 100013)

(2013年12月18日收到; 2014年1月13日收到修改稿)

采用光学频率梳的高精度绝对距离测量技术在航空航天、科学研究和工业生产等领域都发挥着重要作用. 提出一种利用光学频率梳技术, 通过检测光强实现绝对距离测量的新方法, 研究了光学频率梳发出脉冲的时间相干性, 分析了光强与被测距离之间的关系、干涉条纹峰值点位置与被测距离之间的关系. 建立了基于 Michelson 干涉原理的测距系统, 通过测量光强信息得到被测距离. 以高精度纳米位移平台的位移量作为长度基准进行了绝对测距实验, 在每个被测距离点都重复进行了 10 次实验, 将 10 次实验测得的光强值取平均后用于距离的计算. 实验结果表明, 该方法可以实现绝对距离测量, 在 10 μm 测量范围内, 最大误差为 47 nm. 因此, 该方法可以应用于大尺寸高精度的绝对距离测量.

关键词: 光学频率梳, 绝对测距, 光强

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

DOI: 10.7498/aps.63.100601

1 引言

高精度的绝对距离测量技术在科学研究、航空航天和工业生产等领域都发挥着重要的作用. 在星体间距离测量、卫星编队飞行和大规模的工业制造等大尺寸距离 (不小于 10^6 m) 测量领域, 人们一直在追求纳米量级, 甚至皮米量级的测量精度, 而这样的测量精度只有超稳定的激光测距技术才能够实现^[1-10]. 飞秒光学频率梳 (以下简称光梳) 的出现开启了绝对距离测量领域的新篇章^[11]. 在时域内光梳是一连串等距的脉冲序列, 在频域内则是一系列等频率间隔的单独的纵模, 由于在频域内形似一把梳子, 所以被称为“梳”^[12,13]. 光梳的两个重要参数是重复频率 f_{rep} 和初始频率偏移 f_{ceo} . 这两个参数都可以被锁定在外部的频率源上, 比如铷原子钟 (测量不确定度为 10^{-12}) 或铯原子钟 (测量不确定度为 10^{-15}), 于是这两个参数就具有与外部频率源一样的稳定性^[14].

在过去的十几年时间里, 科学家们提出了许多基于光梳的绝对距离测量方法. 2000 年, Minoshima 和 Matsumoto^[15] 应用锁模飞秒激光器设计了一个高精度的测距仪, 在长达 240 m 的测量范围内实现了 8 $\mu\text{m}/\text{m}$ 的测量精度; 2004 年, Ye^[16] 在理论上提出了一种将非相干时间飞行法和相干时间飞行法相结合的测距方案, 此方案基于飞秒脉冲的时间相干性, 理论上可以达到亚波长量级的测量精度; 2006 年, Joo 和 Kim^[17] 提出了一种通过干涉色散实现测距的方案, 在 0.89 m 的测量距离范围内, 可以达到 7 nm 的测量精度; 2006 年, Schuhler 等^[18] 提出一种多波长干涉的测距方法, 此方法可以拓宽非歧义范围, 同时精度可以达到 0.2 $\mu\text{m}/\text{m}$; 2012 年, van den Berg 等^[19] 提出了一种采用高分辨率的光谱仪分析 Michelson 干涉仪输出干涉条纹的方法, 这个光谱仪可以在 1 GHz 频带内观察到每一个单独的纵模, 所以这种方法相当于结合了光谱干涉和零差干涉两种方法, 既有极高的精度, 又有

* 国家自然科学基金 (批准号: 51105274)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20120032130002) 和精密测试技术及仪器国家重点实验室基金 (批准号: pil1201) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangfumin@tju.edu.cn

较大的非歧义范围.

近年来, 光梳的绝对距离测量研究在大尺寸距离测量领域取得了很大的进展. 2009年, Coddington等^[20]提出了一种利用双光梳并将非相干时间飞行法和相干时间飞行法相结合的测距方案, 实验中测量距离为1.14 km, 精度达到纳米量级; 2010年, Lee等^[21]改进了时间飞行法, 实验中测量距离为0.7 km, 精度为117 nm; 2012年, Matsumoto等^[22]设计了一种超外差测距干涉仪, 在403.2 m的距离范围内测量误差为2.6 μm . 大尺寸距离的精确测量在未来的空间科学、卫星编队飞行和星体间距离测量等领域将会发挥越来越重要的作用, 是未来绝对距离测量技术的发展方向.

利用光梳技术, 本文提出了一种通过检测光强实现绝对距离测量的新方法, 研究了脉冲的时间相干性, 分析了光强与被测距离之间的关系、干涉条纹峰值点位置与被测距离之间的关系. 建立了基于Michelson干涉原理的测距系统, 通过测量光强信息得到被测距离. 以高精度纳米位移平台的位移量作为长度基准, 进行了绝对测距实验, 在每个被测距离点都重复进行了10次实验, 将10次实验测得的光强值取平均后用于距离的计算. 实验结果表明, 该方法可以实现绝对距离测量, 在10 μm 测量范围内, 最大误差为47 nm.

2 脉冲的时间相干性分析

图1所示为本文测距实验装置示意图, 光梳发出一串连续的脉冲光, 其在分束器 (BS) 处分为两束光, 一束进入参考臂, 在参考镜 M_R 处被反射, 一束进入测量臂, 在目标镜 M_T 处被反射, 两束被反射的光在BS处叠加干涉, 叠加后的光经过透镜后由光电探测器探测, 在示波器上显示出来. 理论分析时, 忽略了脉冲在空气中传播时由于空气色散和能量损耗等引起的包络变形等影响.

时域内, 光梳可以表示为^[23]

$$E_{\text{train}}(t) = A(t) \exp(i\omega_c t + i(\varphi_0 + \Delta\varphi_{\text{ce}} t)) \otimes \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT_R). \quad (1)$$

频域内, 光梳可以表示为

$$\tilde{E}_{\text{train}}(f) = \tilde{A}(f - f_c) \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(f - mf_{\text{rep}} - f_{\text{ceo}}). \quad (2)$$

这里 $A(t)$ 是脉冲的包络函数, ω_c 是光波中心波长的角频率, φ_0 是光波的任意初始相位, $\Delta\varphi_{\text{ce}}$ 是由于脉冲群速度和相速度存在差异而引起的相位漂移率, T_R 是脉冲周期, m 是光梳齿序数, f_c 是光波的中心频率, 脉冲重复频率 $f_{\text{rep}} = 1/T_R$, 脉冲初始频率偏移 $f_{\text{ceo}} = \Delta\varphi_{\text{ce}} f_{\text{rep}} / 2\pi$.

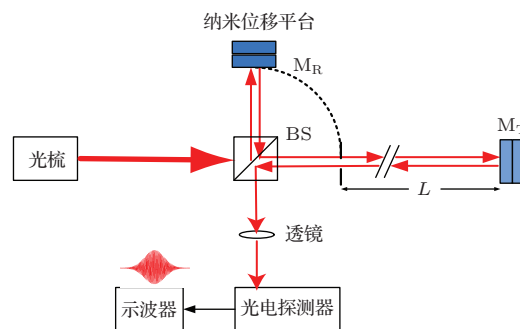


图1 测距系统装置示意图

一个任意的绝对距离 L 可以表示为

$$L = \frac{N \times l_{\text{pp}} + d}{2}, \quad (3)$$

$$l_{\text{pp}} = C_n \times T_R = C_n / f_{\text{rep}}, \quad (4)$$

其中, N 是脉冲序数; d 是探测脉冲偏离参考脉冲的位置, $d = 2L - N \times l_{\text{pp}}$; l_{pp} 是脉冲间的距离; C_n 是光在空气中的速度. 由 (3) 式可知, 确定了 N 和 d 两个参数值, 就可以进一步确定 L 值.

时域内, 考虑如下一个光脉冲:

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_c t + i(\varphi_0 + \Delta\varphi_{\text{ce}} t)). \quad (5)$$

如图1所示, 因为测量光经过了测量距离 L , 而参考光没有经过距离 L , 所以当测量光与参考光在BS处重新叠加时, 测量光与参考光是从不同的脉冲分束而来的. 假设参考光来自光梳发出的第 N 个脉冲, 测量光来自光梳发出的第一个脉冲, 则参考光可以表示为

$$E_2(t) = \frac{A(t) \exp(i\omega_c t + i\varphi_0 + iN \times \Delta\varphi_{\text{ce}})}{2}, \quad (6)$$

测量光可以表示为

$$E_1(t) = \frac{A(t - \Delta t) \exp(i\omega_c t - i\omega_c \Delta t + i\varphi_0)}{2}, \quad (7)$$

其中 $\Delta t = 2d/C_n$.

测量光与参考光叠加后的光可以表示为

$$E_{\text{tot}} = E_1(t) + E_2(t), \quad (8)$$

由光电探测器探测到的光强 I 可以表示为

$$I = \sum \langle |E_{\text{tot},m}|^2 \rangle = \sum \langle E_{\text{tot},m} E_{\text{tot},m}^* \rangle. \quad (9)$$

若光电探测器的响应周期为 T_d , 则

$$\begin{aligned} I &= \sum \frac{1}{T_d} \int_{T_d} |E_{\text{tot},m}|^2 dt \\ &= \sum \frac{1}{T_d} \int_{T_d} (E_1(t) + E_2(t))^2 dt \\ &= \sum \frac{1}{T_d} \int_{T_d} [E_1^2(t) + E_2^2(t)] dt \\ &\quad + \sum \frac{2}{T_d} \int_{T_d} \text{Re}[E_1(t)E_2^*(t)] dt. \end{aligned} \quad (10)$$

由于(10)式中的第一个积分是一个直流常数, 第二个积分为光波干涉的相关项, 所以只考虑第二个积分.

$\gamma(t)$ 是两个脉冲叠加的时间相关函数,

$$\gamma(t) \propto \sum \int_{T_d} \text{Re}[E_1(t)E_2^*(t)] dt. \quad (11)$$

将(11)式展开重写, 得到光梳发出脉冲的时间相关函数为

$$\begin{aligned} \gamma(t) &\propto \cos\left(\frac{2d\omega_c}{C_n} + N \times \Delta\varphi_{ce}\right) \\ &\quad \times \int_{T_d} A(t) \times A\left(t - \frac{2d}{C_n}\right) dt. \end{aligned} \quad (12)$$

由(12)式可知, 在时域上, 光强 I 是由参数 N , d 以及 $A(t) \times A\left(t - \frac{2d}{C_n}\right)$ 共同决定, $A(t) \times A\left(t - \frac{2d}{C_n}\right)$ 可以等效为光梳发出的脉冲光的功率密度. 光强 I 在时域上的变化规律是一个衰减的余弦函数, 角频率为 $\frac{2\omega_c}{C_n}$, 初始相位为 $N \times \Delta\varphi_{ce}$, 包络函数为 $\int_{T_d} A(t) \times A\left(t - \frac{2d}{C_n}\right) dt$. 综上可知, 光强 I 是由光梳发出的脉冲光的功率决定, 而不是由脉冲光的电场决定.

3 测距原理及仿真分析

由(3)式可知, 实现绝对距离测量需确定参数 N 和 d , 下面分别对这两个参数进行分析.

3.1 参数 N 的测量原理及仿真分析

理论分析时, 假设两个脉冲在空间上完全重合, 即 $d = 0$, (12)式可以表示为

$$\gamma(t) \propto \cos(N \times \Delta\varphi_{ce}), \quad (13)$$

由(13)式可知, 当两个脉冲完全重合时, 光强 I 与 N 的关系是一个标准的余弦函数. N 的非

歧义范围可以表示为 $\pi/\Delta\varphi_{ce}$, 对应的被测距离的非歧义范围可以表示为 $\pi C_n T_R / \Delta\varphi_{ce}$, 其中 $\Delta\varphi_{ce} = 2\pi f_{ceo}/f_{rep}$. 当光梳的重复频率 f_{rep} 较大, 初始频率偏移 f_{ceo} 较小时, $\Delta\varphi_{ce}$ 很小, N 的非歧义范围就会很大, 被测距离的非歧义范围随之也会很大. 例如, 若 $f_{rep} = 100$ MHz, $f_{ceo} = 1$ kHz, 则 $\Delta\varphi_{ce} = 2\pi/10^5$, N 可以达到 50000, 被测距离的非歧义范围可以达到 75000 m. 这说明该方法适用于大尺寸绝对距离测量.

对光强 I 与 N 的关系进行了仿真分析. 仿真分析中, 光梳的中心波长为 1550 nm, 重复频率为 100 MHz, 初始频率偏移为 1 MHz. 图2所示为一个周期内, 光强 I 与 N 的关系. 从图2可以看出, 光强 I 随 N 的变化规律是一个标准的余弦函数, 且不同的 N 值之间光强的差异较为明显.

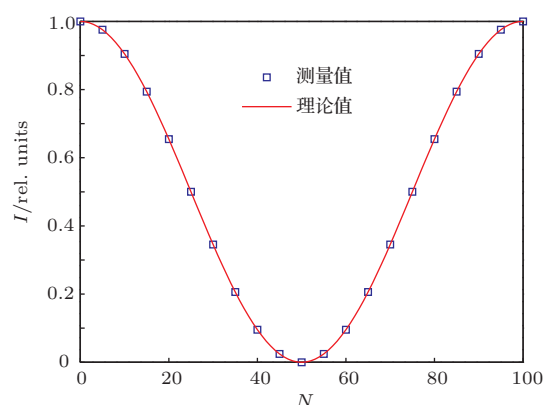


图2 当 $d = 0$ 时, 光强 I 随 N 的变化规律

3.2 参数 d 的测量原理及仿真分析

由(12)式可知, 对于一个确定的 N , 光强 I 随 d 的变化规律是一个左右对称的衰减的余弦函数. 余弦函数的角频率是 $\frac{2\omega_c}{C_n}$, d 的非歧义范围是 $\frac{\pi C_n}{2\omega_c}$.

由于实际的脉冲不是理想的数学脉冲模型, 所以分别采用高斯脉冲模型、sech²脉冲模型和不对称的高斯脉冲模型对光强 I 与 d 的关系进行了仿真分析, 为方便相互对比, 选择误差较小的脉冲模型进行测量. 仿真分析中, 光梳的中心波长为 1550 nm, 重复频率为 100 MHz, 初始频率偏移为 1 MHz, d 的扫描步长为 10 nm, 扫描范围为 100 μm .

高斯脉冲可以表示为

$$A(t) = A_1 \exp(-(a_1 t)^2), \quad (14)$$

其中, A_1 是幅度, a_1 是衰减因子.

sech² 脉冲可以表示为

$$A(t) = \frac{A_2}{\exp(-a_2 t) + \exp(a_2 t)}, \quad (15)$$

其中, A_2 是幅度, a_2 是衰减因子.

不对称的高斯脉冲可以表示为

$$A(t) = \begin{cases} A_3 \exp(-(a_3 t)^2) & (t > 0), \\ A_3 \exp(-(a_4 t)^2) & (t < 0), \end{cases} \quad (16)$$

其中, A_3 是幅度, a_3 是右衰减因子, a_4 是左衰减因子, $a_3 \neq a_4$. 当 $a_3 > a_4$ 时, 脉冲为右偏; 当 $a_3 < a_4$ 时, 脉冲为左偏.

图 3 所示为基于高斯脉冲、sech² 脉冲和不对称高斯脉冲的仿真干涉条纹, 仿真中脉冲的电场直流偏置分量均为零. 从图 3 可以看出, 分别基于高斯脉冲模型、sech² 脉冲模型和不对称高斯脉冲模型的干涉条纹的变化趋势相同, 干涉条纹都是关于 $d = 0$ 左右对称的衰减的余弦函数, 并且余弦函数振荡的角频率是一致的, 但由于脉冲数学模型的不同, 包络函数之间有一定的差异.

4 干涉条纹峰值点位置的分析

在绝对距离测量中干涉条纹峰值点的位置有着重要的参考价值. 干涉条纹峰值点的位置受被测距离、空气折射率和环境参数等因素的影响. 文献 [24, 25] 分别报道过条纹峰值点位置的变化规律. 在不考虑空气色散以及环境因素的前提下, 本文分析了干涉条纹峰值点位置与被测距离的关系.

当 (12) 式中余弦函数因子的相位为零时, 干涉条纹出现峰值, 即

$$N \times \Delta\varphi_{ce} + \frac{2d\omega_c}{C_n} = 0, \quad (17)$$

所以, 干涉条纹峰值点的位移量 Δd 可以表示为

$$\Delta d = -\frac{N \times \Delta\varphi_{ce} \times C_n}{2\omega_c}. \quad (18)$$

由 (18) 式可知, 干涉条纹峰值点的位移量 Δd 与 N 呈线性关系. N 值每增加 1, 干涉条纹峰值点的位置就向左移动 $\frac{\Delta\varphi_{ce} \times C_n}{2\omega_c}$. 对干涉条纹峰值点的位移量 Δd 与 N 的关系进行仿真分析, 仿真分析中, 光梳的中心波长为 1550 nm, 重复频率为 100 MHz, 初始频率偏移为 1 MHz, 扫描范围为 10 μm , 扫描步长为 10 nm.

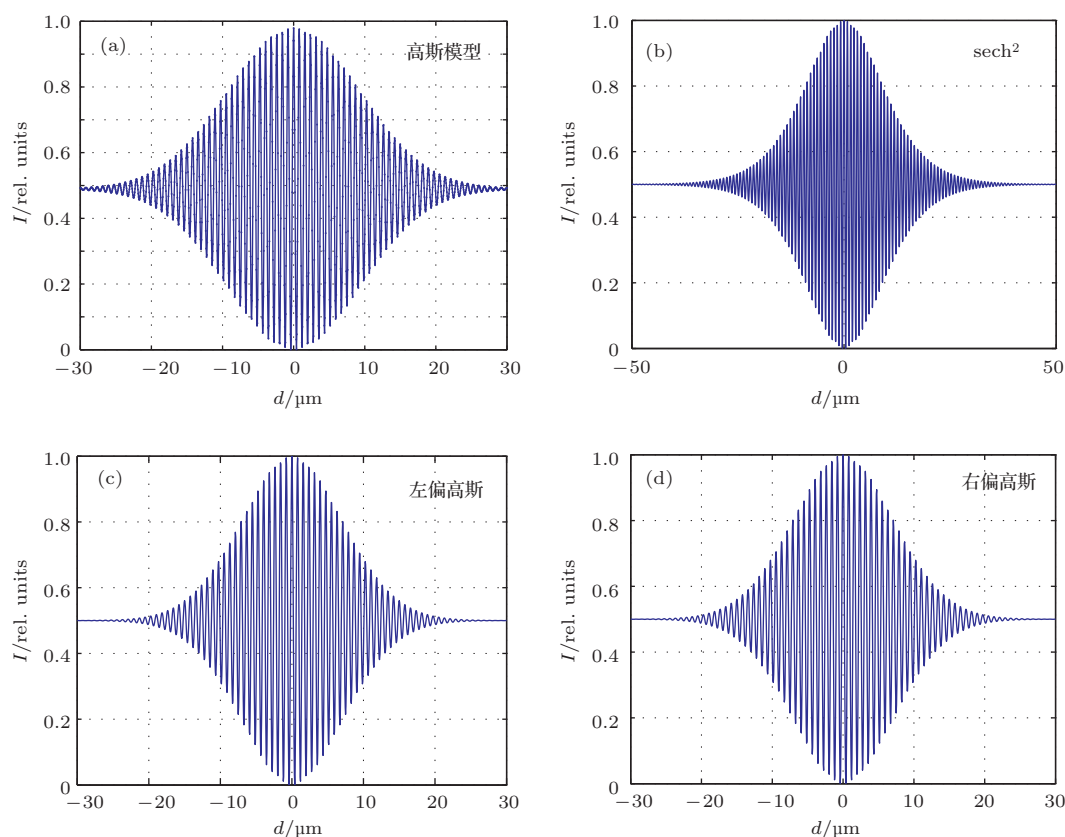
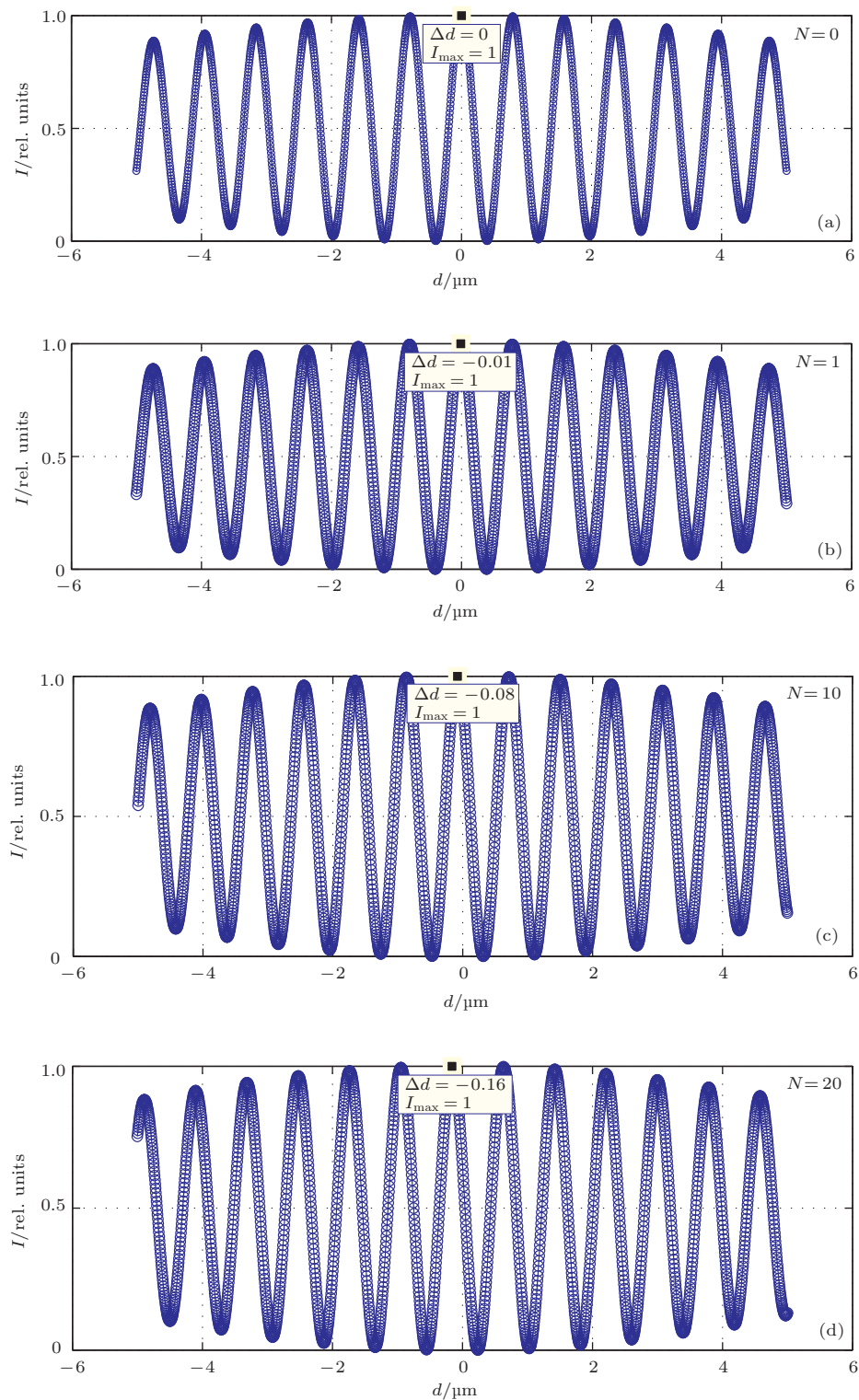


图 3 基于高斯脉冲、sech² 脉冲和不对称高斯脉冲的仿真干涉条纹 (a) 高斯脉冲模型; (b) sech² 脉冲模型; (c) 左偏高斯脉冲模型; (d) 右偏高斯脉冲模型

图4给出了 N 取不同值时,干涉条纹的峰值位置, Δd 为负值表示以 $d = 0$ 为参考点,干涉条纹峰值点的位置向左发生了平移, $I_{\max}$ 为归一化处理后的最大相对强度, $I_{\max} = 1$. 从图4可以看出, 当 $N = 0, 1, 10, 20, 30, 40$ 和50时,干涉条纹向左

的位移量分别为0, 0.01, 0.08, 0.16, 0.235, 0.315和0.395 μm . 图5所示为干涉条纹峰值点的位移量 Δd 与 N 的关系,可以看出位移量 Δd 与 N 呈线性关系. 因此,干涉条纹峰值点的位移量对绝对距离的测量有重要的参考价值.



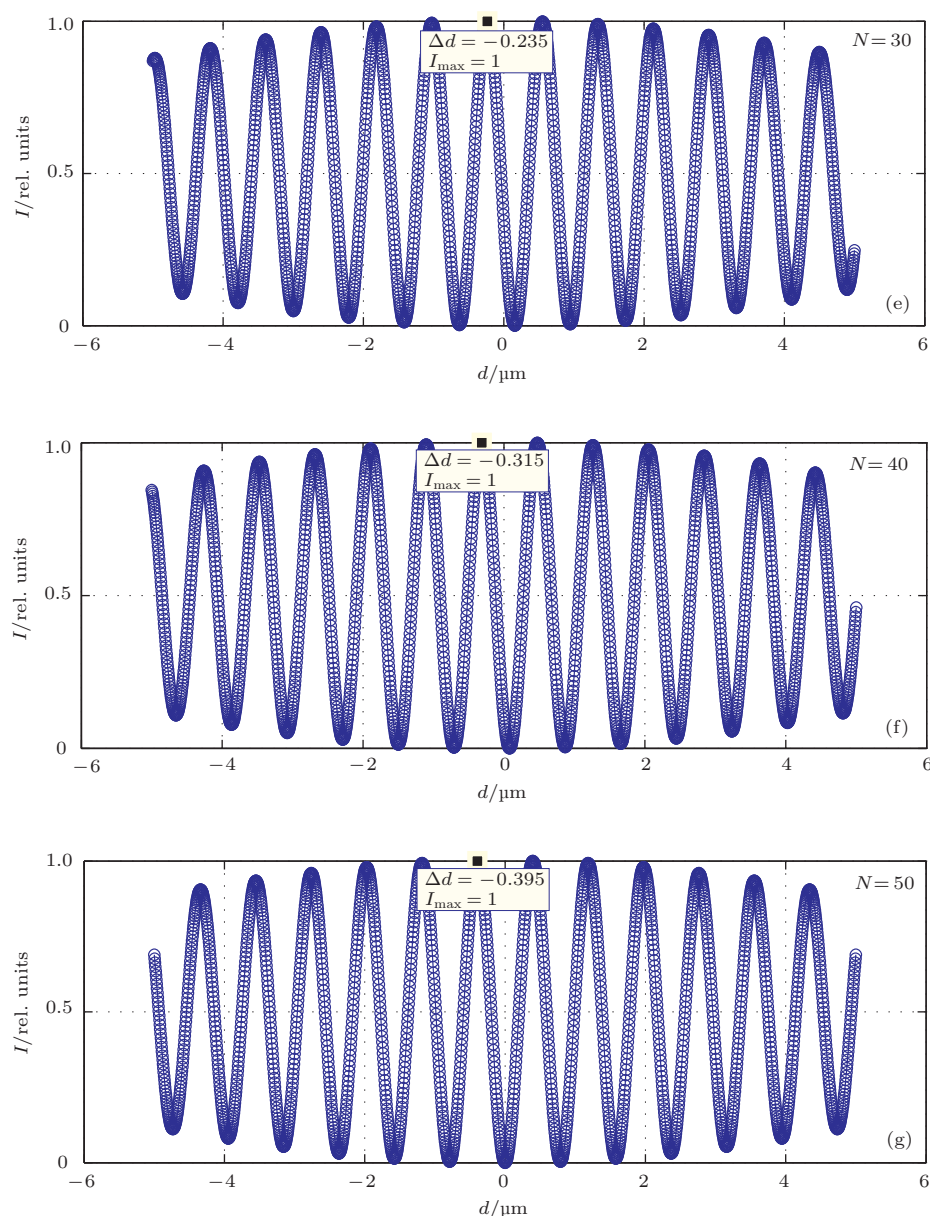


图4 N 取不同值时, 干涉条纹的峰值位置 (a) $N = 0$; (b) $N = 1$; (c) $N = 10$; (d) $N = 20$; (e) $N = 30$; (f) $N = 40$; (g) $N = 50$

5 实 验

实验中, 采用中国计量科学研究院时间频率计量研究所自制的光梳, 其重复频率为 200 MHz, 使用的其他主要仪器是 LeCroy 公司生产的 wave runner 104Xi 型示波器、Thorlabs 公司生产的 PDB150 型平衡放大光电探测器、PI 公司生产的 P-621.1 型纳米位移平台. 图 6 所示为本文测距系统的实物照片. 实验中, 被测距离在几十微米范围内, 所以 N 等于零.

图 7 给出了在 Michelson 干涉仪等臂处的扫描干涉条纹, 其中图 7(a) 为干涉条纹, 图 7(b) 为驱

动电压信号曲线.

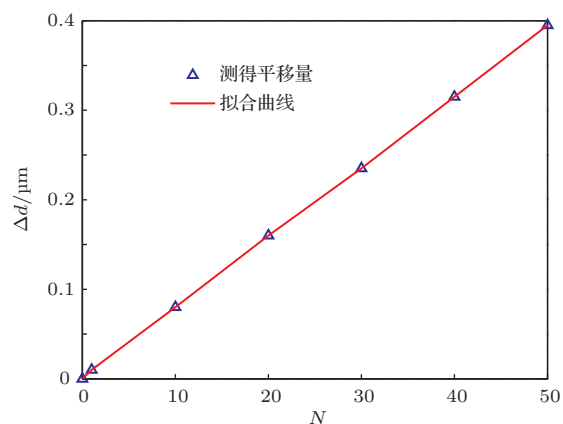


图5 干涉条纹峰值点的位移量 Δd 与 N 的关系

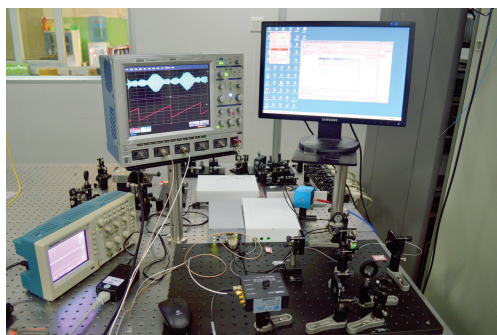
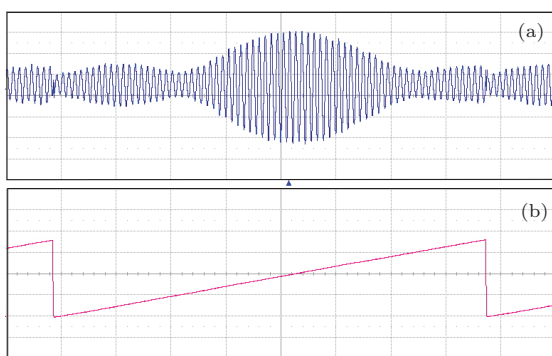


图6 测距系统实物照片

从图7可以看出, 在一个扫描周期中, 干涉条纹出现了多个峰值点. 在本实验环境中, 多个峰值点的出现是由光梳发出的脉冲本身的时域特性所引起, 由于光梳发出的脉冲不是理想的脉冲, 在时域上脉冲本身有小的波峰, 所以当两个脉冲叠加干涉时就会出现多个峰值点. 本方案中只参考最大峰值点的强度及位置变化情况.

图7 $N = 0$ 时 Michelson 干涉仪等臂处的干涉条纹
(a) 干涉条纹; (b) 驱动电压信号曲线

纳米位移平台的扫描范围 D 是 $55\ \mu\text{m}$, 扫描周期 T 是 $7.82\ \text{s}$, 光梳的中心波长 λ 是 $1550\ \text{nm}$, 所以干涉条纹频率 f_{coh} 为

$$f_{\text{coh}} = \frac{2D}{T\lambda} = \frac{2 \times 55 \times 10^3}{1550 \times 7.82} = 9.08\ \text{Hz}.$$

以高精度纳米位移平台的位移量作为被测距离真实值, 进行了绝对测距实验. 高精度纳米位移平台的精度为 $\pm 1\ \text{nm}$. 图7中, 把扫描干涉条纹的最大相对光强记为1. 从最大光强处, 即 $d = 0$ 处, 分别平移 $1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\ \mu\text{m}$, 并记录不同位移量对应的干涉条纹的光强值.

图8所示为本文选取的10个位移点在干涉条纹中的相对位置. 为了减小随机误差, 在每个被测距离点都重复进行了10次实验, 将10次实验测得的光强值取平均作为参考光强值, 图9给出了位移量分别为 $1, 2, 3, 4, 5\ \mu\text{m}$ 时对应的干涉条纹的光强值

强值, 图10给出了位移量分别为 $6, 7, 8, 9, 10\ \mu\text{m}$ 时对应的干涉条纹的光强值.

从图9和图10可以看出, 每一组数据的测量值之间都有微小差异的, 通过求平均值可以减小测量误差. 各个位移量对应的光强平均值分别为 $0.05611, -0.8887, 0.32954, 0.85437, -0.34645, -0.5822, 0.63823, 0.4452, -0.42319, -0.11197$.

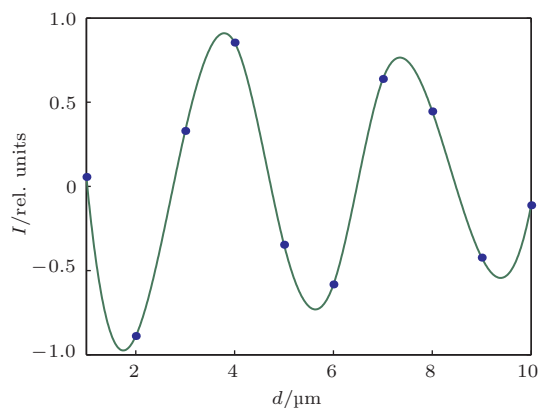
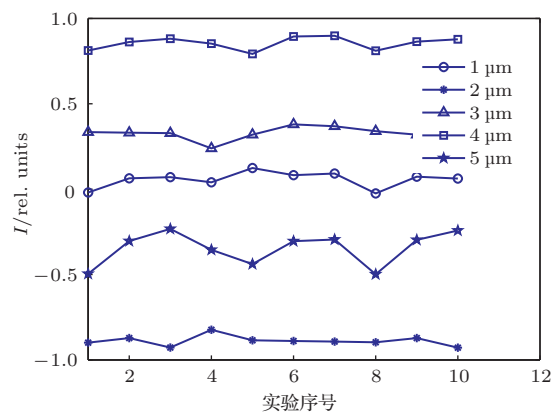
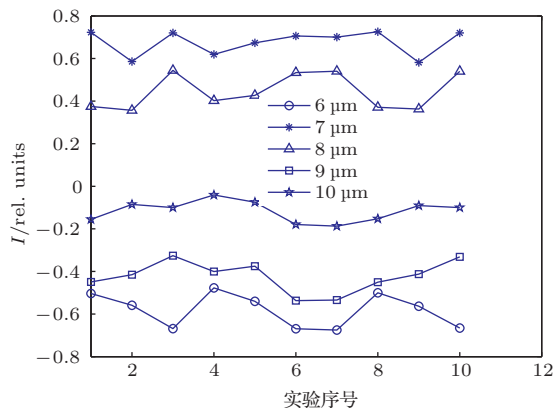


图8 选取的位移点在干涉条纹中的位置

图9 位移量分别为 $1, 2, 3, 4, 5\ \mu\text{m}$ 时对应的干涉条纹的光强值图10 位移量分别为 $6, 7, 8, 9, 10\ \mu\text{m}$ 时对应的干涉条纹的光强值

为了对比高斯脉冲模型、 sech^2 脉冲模型和不对称高斯脉冲模型的误差大小, 分别在图 3 所示的干涉条纹中, 找出各个光强平均值对应的位移量作为不同模型所对应的各个距离的测量值, 结果列于表 1, 其中 d_G , d_s , d_l 和 d_r 分别为高斯脉冲模型、 sech^2 脉冲模型、左偏高斯脉冲模型和右偏高斯脉冲模型所对应的测量值. 图 11 所示为在不同的位移量下, 高斯脉冲模型、 sech^2 脉冲模型和不对称高斯脉冲模型的测距误差.

由表 1 可知, 四个脉冲模型的测量值之间相差很小, 在 9 和 10 μm 处, 不对称高斯脉冲模型的测量值与高斯脉冲模型和 sech^2 脉冲模型的测量值相差最大, 均为 10 nm, 而其余位移点处相差均为若干纳米. 从图 11 可以看出: 在 3, 4 和 7 μm 处, 测量

误差最小, 分别为 3, 7 和 -3 nm; 在 9, 10 μm 处, 测量误差最大, 分别为 47, 40 nm. 引起误差的原因有很多, 脉冲的不稳定性、环境参数的变化、精密光学平台的随机振动、示波器等电子设备的分辨力、理想数学模型与真实脉冲间的差异以及数学模型的分辨率等因素都会引入测量误差. 从图 11 还可以看出, 不对称高斯脉冲模型的误差比高斯脉冲模型和 sech^2 脉冲模型的误差小. 考虑到实验环境较为稳定, 可以得出本实验中引入误差的主要因素应为理想数学模型与真实脉冲之间的差异, 建立一个完善全面的测距模型可以减小测距误差. 由上述实验结果可知, 本文提出的方法可以实现绝对距离的测量.

表 1 不同模型的测量结果与真实值的比较

平均光强/arb.units	平台位移量/ μm	$d_G/\mu\text{m}$	$d_s/\mu\text{m}$	$d_l/\mu\text{m}$	$d_r/\mu\text{m}$
0.05611	1.000	0.908	0.980	0.980	0.980
-0.88870	2.000	2.032	2.032	2.030	2.030
0.32954	3.000	3.003	3.003	3.004	3.004
0.85437	4.000	4.011	4.013	4.007	4.007
-0.34645	5.000	4.980	4.980	4.982	4.982
-0.58220	6.000	6.035	6.036	6.029	6.029
0.63823	7.000	6.993	6.996	6.997	6.997
0.44520	8.000	8.033	8.033	8.032	8.032
-0.42319	9.000	8.944	8.943	8.953	8.953
0.11197	10.000	10.050	10.050	10.040	10.040

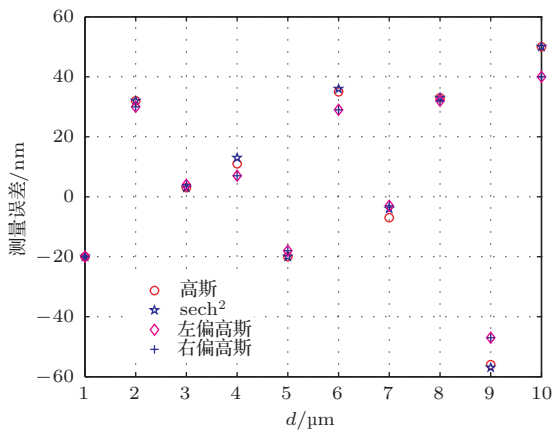


图 11 在不同的位移量下, 高斯脉冲模型、 sech^2 脉冲模型和不对称高斯脉冲模型的测距误差

6 结 论

利用光梳技术, 本文提出了一种通过检测光强实现绝对距离测量的新方法. 分析了光梳发出的脉

冲之间的时间相干性, 计算表明光强与脉冲的功率有关; 讨论了 N 的测量原理并进行了仿真分析, 这对大尺寸距离的绝对测量有参考价值; 分析了 d 的测量原理, 并分别基于高斯脉冲、 sech^2 脉冲和不对称高斯脉冲进行了仿真分析, 不同的脉冲模型得到干涉条纹的变化趋势相同; 分析了干涉条纹的峰值点位置与被测距离之间的关系, 得出干涉条纹峰值点的位移量与 N 成正比, 并进行了仿真分析, 这对绝对距离的测量有参考意义; 以高精度纳米位移平台的位移量作为参考, 分别得到了基于高斯脉冲模型、 sech^2 脉冲模型和不对称高斯脉冲模型的距离测量值, 并对测量值进行了分析比较, 实验结果表明, 不对称高斯脉冲模型的测量误差最小. 本文的方法可以实现绝对距离测量, 在 10 μm 测量范围内, 不对称高斯脉冲模型的最大测量误差为 47 nm. 大尺寸距离测量是绝对距离测量技术的发展方向. 进一步的工作包括以下两方面: 一是在理论分析

中, 考虑空气色散以及环境参数的影响, 建立一个全面的测距理论模型; 二是进行大尺寸的测距实验, 验证本文的方法在大尺寸距离测量应用方面的可行性.

感谢天津大学精密仪器与光电子工程学院张海伟博士对本文工作在计算方面提出有益的建议.

参考文献

- [1] Wu X J, Wei H Y, Zhu M H, Zhang J T, Li Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 180601 (in Chinese) [吴学健, 尉昊赞, 朱敏昊, 张继涛, 李岩 2012 物理学报 **61** 180601]
- [2] 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]
- [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] Meng F, Cao S Y, Cai Y, Wang G Z, Cao J P, Li T C, Fang Z J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 100601 (in Chinese) [孟飞, 曹士英, 蔡岳, 王贵重, 曹建平, 李天初, 方占军 2011 物理学报 **60** 100601]
- [5] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P 2011 *Opt. Express* **19** 6549
- [6] Joo K N, Kim Y, Kim S W 2008 *Opt. Express* **16** 19799
- [7] Balling P, Křen P, Mašika P, van den Berg S A 2009 *Opt. Express* **17** 9300
- [8] Joo K N, Kim S W 2007 *Opt. Lett.* **32** 647
- [9] 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]
- [10] Wang X N, Takahashi S, Takamasu K, Matsumoto H 2012 *Opt. Express* **20** 2725
- [11] Ye J, Cundiff S T 2005 *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications* (New York: Springer) pp12–23
- [12] Yi L, Yuan J, Qi X H, Chen W L, Zhou D W, Zhou T, Zhou X J, Chen X Z 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1409
- [13] Zhang Y C, Wu J Z, Li Y Q, Jin L, Ma J, Wang L R, Zhao Y T, Xiao L T, Jia S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 113701
- [14] Cao S Y, Meng F, Lin B K, Fang Z J, Li T C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134205 (in Chinese) [曹士英, 孟飞, 林百科, 方占军, 李天初 2012 物理学报 **61** 134205]
- [15] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [16] Ye J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1153
- [17] Joo K N, Kim S W 2006 *Opt. Express* **14** 5954
- [18] Schuhler N, Salvadé Y, Lévêque S, Dändliker R, Holzwarth R 2006 *Opt. Lett.* **31** 3101
- [19] van den Berg S A, Persijn S T, Kok G J P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183901
- [20] Coddington I, Swann W C, Nenadovic L, Newbury N R 2009 *Nat. Photon.* **3** 351
- [21] Lee J, Kim Y, Lee K, Lee S, Kim S 2010 *Nat. Photon.* **4** 716
- [22] Matsumoto H, Wang X N, Takamasu K, Aoto T 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 046601
- [23] Wei D, Takahashi S, Takamasu K, Matsumoto H 2009 *Opt. Express* **17** 7011
- [24] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P, Braat J J M 2009 *Opt. Lett.* **34** 1982
- [25] Zeitouny M G, Cui M, Bhattacharya N, Urbach H P, van den Berg S A, Janssen A J E M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 023808

A new method of measuring absolute distance by using optical frequency comb^{*}

Wu Han-Zhong¹⁾ Cao Shi-Ying²⁾ Zhang Fu-Min¹⁾[†] Xing Shu-Jian¹⁾ Qu Xing-Hua¹⁾

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

2) (Division of Time and Frequency Metrology, National Institute of Metrology, Beijing 100013, China)

(Received 18 December 2013; revised manuscript received 13 January 2014)

Abstract

High-accuracy ranging system is of significance both in future space-based sciences and in large-scale manufacture. Based on the light intensity, a method of measuring absolute distance in a long range by using the optical frequency comb is demonstrated. The temporal coherence of the pulses emitted from the optical comb is analyzed. The measurement principle is introduced. The peak position of the interference fringe is analyzed, which can contribute to the distance measurement, and numerical simulations are also developed correspondingly. The experimental results show that the absolute distance measurement can be realized. This method can be used to measure a large-scale distance.

Keywords: optical frequency comb, absolute distance measurement, intensity of light

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

DOI: 10.7498/aps.63.100601

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51105274), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Institution of Higher Education of China (Grant No. 20120032130002), and the Foundation of State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, China (Grant No. pil201).

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