

光学频率梳啁啾干涉实现绝对距离测量

刘亭洋 张福民 吴翰钟 李建双 石永强 曲兴华

Absolute distance ranging by means of chirped pulse interferometry

Liu Ting-Yang Zhang Fu-Min Wu Han-Zhong Li Jian-Shuang Shi Yong-Qiang Qu Xing-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 020601 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.020601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.020601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I2>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光学频率梳基于光谱干涉实现绝对距离测量

[Spectral interferometry based absolute distance measurement using frequency comb](#)

物理学报.2015, 64(2): 020601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.020601>

基于二次偏振调制的变频测距方法与系统实现

[Variable frequency range finding technology based on double polarization modulation method and system implementation](#)

物理学报.2014, 63(10): 100602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.100602>

一种光学频率梳绝对测距的新方法

[A new method of measuring absolute distance by using optical frequency comb](#)

物理学报.2014, 63(10): 100601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.100601>

飞秒光频梳的任意长绝对测距

[Arbitrary and absolute length measurement based on femtosecond optical frequency comb](#)

物理学报.2013, 62(17): 170603 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.170603>

一种双光梳多外差大尺寸高精度绝对测距新方法的理论分析

[Analysis of an innovative method for large-scale high-precision absolute distance measurement based on multi-heterodyne interference of dual optical frequency combs](#)

物理学报.2013, 62(7): 070601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.070601>

# 光学频率梳啁啾干涉实现绝对距离测量\*

刘亭洋<sup>1)</sup> 张福民<sup>1)†</sup> 吴翰钟<sup>1)</sup> 李建双<sup>2)</sup> 石永强<sup>3)</sup> 曲兴华<sup>1)</sup>

1)(天津大学精密测量技术与仪器国家重点实验室, 天津 300072)

2)(中国计量科学研究院, 北京 100013)

3)(北京控制工程研究所, 北京 100190)

(2015年7月24日收到; 2015年10月18日收到修改稿)

本文提出一种基于光学频率梳的啁啾脉冲干涉绝对距离测量的方法. 通过一对衍射光栅啁啾参考脉冲, 分析参考脉冲和测量脉冲的干涉光谱, 得到脉冲的中心频率偏移量, 从而解算出被测距离. 文中详细分析了脉冲啁啾原理和啁啾脉冲干涉测距原理, 以及影响测距范围的因素并给出仿真. 搭建了改进的 Michelson 干涉结构, 实验得出测距范围受啁啾参数的影响, 并与理论分析吻合; 在地下长导轨上, 进行大范围测距实验. 实验结果表明当, 在 65 m 范围内, 测量结果与参考测距仪相比, 测距精度为 33  $\mu\text{m}$ , 相对精度达到  $5.1 \times 10^{-7}$ . 此外, 根据理论分析, 通过实验优化了实验装置的测量不确定度.

**关键词:** 绝对距离测量, 啁啾脉冲干涉, 光频梳

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.020601

## 1 引言

高精度、大尺度的绝对距离测量技术在科学研究和工业生产中都发挥着重要的作用<sup>[1]</sup>. 长度是国际单位制中七个基本物理量之一, 1983年, 第十七届国际计量大会将米定义为光在真空中  $1/299792458$  s 所行进路程的长度<sup>[2]</sup>, 实现了长度和时间的统一, 时间频率的精确度决定了长度计量的精确度. 由于光学频率梳(简称“光频梳”)的重复频率和偏移频率直接锁定在外部时钟源上, 所以光频梳的频率具有与外部时钟源一样的精确度. 利用锁定到微波原子钟的光频梳, 理论上可以达到很高的测距精度. 时域内, 光频梳是连续的脉冲序列; 频域内, 光频梳是等间隔排列的纵模, 形状酷似梳齿, 故又称“光梳”. 光频梳具有频谱宽、脉宽窄、频率稳定度高等特点, 在高精度、大尺度的绝对距离测量方面有重要的应用<sup>[3,4]</sup>.

2000年, 光频梳被首次应用到空气环境中的绝对距离测量<sup>[5]</sup>, 它具有以下优势: 精确度高(相对精度优于  $10^{-6}$ )<sup>[6]</sup>, 测距范围大(高达 0.7 km)<sup>[7]</sup>, 响应速度快<sup>[8,9]</sup>和实验装置紧凑方便<sup>[10]</sup>. 目前已经提出了许多基于光频梳的测距方法, 大致可以划分为以下几类. 光频梳作为标准光源用来校准传统的连续波激光器<sup>[11]</sup>, 这样连续波激光器的频率可以很好地稳定, 并可溯源至时钟源, 极大地提高了测距精确度, 但是系统结构比较复杂. 另外, 光频梳直接作为测距光源进行测距, 采用脉冲互相关技术, 通过计算条纹包络的峰值位置<sup>[12,13]</sup>、干涉强度<sup>[14,15]</sup>, 测量互相关条纹的峰值位置移动<sup>[16]</sup>, 或者通过傅里叶变换提取波长的固定相位<sup>[17-19]</sup>, 都可以确定被测距离. 但是, 这种方法需要扫描台持续不断地改变脉冲之间的时间延迟, 导致测量系统包含可动的部件和较长的测量时间. 双光梳技术可以解决上述的局限性, 重复频率不同的两台光梳可以实现均匀的、精细的相互采样, 从而获得很多有用

\* 国家自然科学基金(批准号: 51327006, 51105274)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20120032130002)和航天科技5院 CAST 创新基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangfumin@tju.edu.cn

的信息, 比如脉冲飞行时间<sup>[20]</sup>、互相关条纹的峰值位置、特定波长的精确相位<sup>[21]</sup>和解卷裹光谱相位的斜率<sup>[22]</sup>, 而且该技术最大的优点是没有可移动的部件, 但是该技术实现的成本太高. 此外, 还有报道通过改变光频梳的重复频率使脉冲与脉冲对准<sup>[7,13]</sup>, 利用当前的重复频率计算出待测距离的方案. 在光频域, 可以通过色散干涉测量法<sup>[23-25]</sup>计算出解卷裹光谱相位的斜率, 确定被测距离, 这种方法需要多步数据处理过程, 实际测量范围仅为几个毫米, 而且无法分辨出测量脉冲相对参考脉冲的飞行时间是提前还是滞后.

本文首次提出一种啁啾脉冲干涉绝对距离测量的方法, 使用一对反射光栅啁啾参考脉冲, 和测量脉冲相遇产生干涉, 由光谱干涉条纹测量啁啾脉冲的中心频率发生的偏移量, 计算出被测距离. 此方法相比传统的色散干涉测量法, 数据处理过程简单, 实验现象明显, 并且可分辨出测量脉冲相对参考脉冲的飞行时间是提前还是滞后. 文中详细分析了光栅啁啾脉冲脉宽变化的原理和线性啁啾脉冲光谱干涉测距的原理, 并推导出测距公式. 搭建了基于光频梳的啁啾脉冲干涉测距系统, 在地下长导轨上进行了大范围测距实验, 实验结果表明, 在 65 m 测距范围内, 测量结果与参考测距仪相比, 测量精度为 33 μm. 此外, 通过实验优化了实验装置的测量不确定度.

## 2 原理

### 2.1 脉冲啁啾原理

一束脉冲光包含许多不同波长的单模光, 当它照射到光栅表面发生色散, 虽然入射角相同, 但不同波长的光的衍射角不同. 如图 1 所示, 图中  $i$  为入射角,  $\theta$  为衍射角,  $D$  为光栅间的垂直距离. 当衍射光经过第二个光栅衍射后平行射出. 此时, 不同波长的光经历的光程不同, 用  $l_{\text{total}}$  表示:

$$l_{\text{total}} = l_1 + l_2 = D(\cos^{-1} \theta + \cos i - \sin i \tan \theta). \quad (1)$$

由于入射光与衍射光在光栅法线异侧, 光栅方程为

$$d(\sin i - \sin \theta) = m\lambda. \quad (2)$$

分别对 (1) 和 (2) 式两边求导, 可得

$$\frac{\partial l_{\text{total}}}{\partial \theta} = \frac{\sin \theta - \sin i}{\cos^2 \theta} = -\frac{Dm\lambda}{d \cos^2 \theta}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = -\frac{m}{d \cos \theta}, \quad (4)$$

所以,

$$\begin{aligned} \frac{\partial l_{\text{total}}}{\partial \lambda} &= \frac{Dm^2\lambda}{d^2 \cos^3 \theta} \\ &= \frac{Dm^2\lambda}{d^2} \cdot \frac{1}{[1 - (\sin i - m\lambda d^{-1})^2]^{3/2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

对于一个带宽为  $\Delta\lambda$ , 中心波长为  $\lambda_c$  的复合光, 经过光栅对的线性展宽后, 展宽后的脉冲时域宽度可以近似表示为

$$\begin{aligned} \tau_{\text{chirp}} &= \frac{2Dm^2\lambda_c\Delta\lambda}{cd^2} \\ &\times \frac{1}{[1 - (\sin i - m\lambda_c d^{-1})^2]^{3/2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

由 (6) 式可以得出以下结论: 1) 展宽后的脉冲宽度与光栅对间的垂直距离  $D$  成正比; 2) 与衍射光的级次, 即  $m$  有关; 3) 与复合光的光谱宽度成正比; 4) 与复合光的入射角度、光栅常数和复合光的中心波长有关.

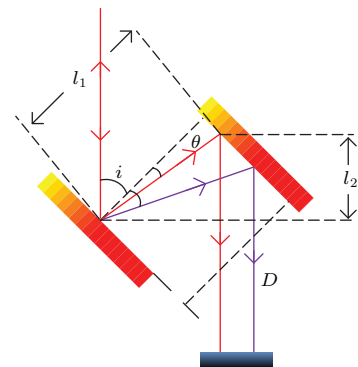


图 1 光栅的色散作用示意图

Fig. 1. Grating dispersion effect diagram.

### 2.2 啁啾脉冲干涉测距原理

脉冲光在介质中传播时, 中心频率发生偏移的现象称为脉冲的啁啾. 当啁啾为线性啁啾时, 脉冲中心频率的偏移量与脉冲的飞行时间成正比. 所以, 理论上可以通过脉冲中心频率的偏移量测量脉冲的飞行时间, 即可以通过脉冲啁啾实现绝对测距. 图 2 所示为基于脉冲啁啾的绝对距离测量原理示意图.

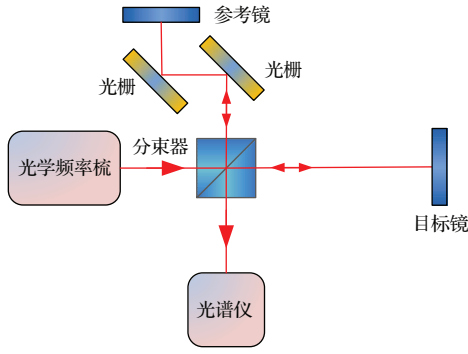


图2 啁啾脉冲干涉的实验原理示意图

Fig. 2. The schematic of chirped pulse interferometry.

假设光梳发出的脉冲为理想高斯脉冲, 则其光谱为理想高斯光谱. 参考脉冲经过一对色散光栅, 则啁啾后的参考脉冲和未啁啾的测量脉冲可以分别表示为

$$E_{\text{ref}}(t) = \alpha E_0 \exp[-a_1(t - \tau)^2] \times \exp[-i(\omega_c + b(t - \tau))(t - \tau)] \\ = \alpha E_0 \exp[-a_1(t - \tau)^2] \exp[-i\omega_c(t - \tau)] \times \exp[-ib(t - \tau)^2], \quad (7)$$

$$E_{\text{pro}}(t) = \beta E_0 \exp(-at^2) \exp(-i\omega_c t), \quad (8)$$

其中,  $a_1 = 2\ln 2/\tau_{\text{chirp}}^2$ ,  $\tau_{\text{chirp}}$  为啁啾后的脉冲宽度;  $b$  是脉冲的中心频率啁啾系数,  $b \approx \Delta\omega/(2\tau_{\text{chirp}})$ ;  $\Delta\omega$  是脉冲源的带宽. 这里假设啁啾为随时间变化的线性啁啾,  $\tau$  是参考脉冲和测量脉冲的飞行时间延迟,  $\tau = 2L/c_n$ ,  $c_n$  是脉冲在空气中的群速度. 对 (7) 和 (8) 式进行傅里叶变换有

$$E_{\text{ref}}(\omega) = \frac{\alpha E_0}{\sqrt{2(a_1 + ib)}} \times \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_c)^2 + 4\tau\omega(b - ia_1)}{4(a_1 + ib)}\right], \quad (9)$$

$$E_{\text{pro}}(\omega) = \frac{\beta E_0}{\sqrt{2a}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_c)^2}{4a}\right]. \quad (10)$$

参考啁啾脉冲和测量脉冲干涉的光谱由色散型光谱仪探测, 其测量光谱强度可以表示为

$$I(\omega) = (E_{\text{ref}}(\omega) + E_{\text{pro}}(\omega))^2 \\ = \langle (E_{\text{ref}}(\omega) + E_{\text{pro}}(\omega)) \times (E_{\text{ref}}(\omega) + E_{\text{pro}}(\omega))^* \rangle \\ = |E_{\text{ref}}(\omega)|^2 + |E_{\text{pro}}(\omega)|^2 \\ + 2\text{Re}[E_{\text{ref}}(\omega)E_{\text{pro}}^*(\omega)] \\ = |E_{\text{ref}}(\omega)|^2 + |E_{\text{pro}}(\omega)|^2$$

$$+ 2\cos(\phi(\omega)), \quad (11)$$

其中  $\phi(\omega)$  脉冲干涉的相位.  $\phi(\omega)$  可以表示为

$$\phi(\omega) = \frac{b(\omega - \omega_c)^2}{4(a_1^2 + b^2)} - \tau\omega - \frac{1}{2}\arg(a_1 + ib), \quad (12)$$

(12) 式表明相位函数是关于角频率的二次函数, 即余弦函数的振荡频率随着角频率的变化而变化. 对 (12) 式求导, 可以求得振荡频率的极小值, 在极小值处, 振荡频率最低; 从光谱干涉条纹上观察, 在极小值处, 振荡条纹最宽. 有

$$\frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} = \frac{2b(\omega - \omega_c)}{4(a_1^2 + b^2)} - \tau = 0. \quad (13)$$

进而, 极小值处的频率可以表示为

$$\omega_b = \omega_c + 2b\tau + \frac{2a_1^2\tau}{b} \approx \omega_c + 2b\tau \\ = \omega_c + \frac{4bn_g L}{c}, \quad b \gg a_1, \quad (14)$$

其中,  $c$  是光在真空中的传播速度,  $n_g$  是脉冲的群折射率. 在本文的实验中, 我们认为  $b(10^{24})$  远大于  $a_1(10^{19})$ . 则被测距离  $L$  可以表示为

$$L = \frac{c}{4bn_g}(\omega_b - \omega_c) = \frac{c\omega_{\text{shift}}}{4n_g b}, \quad b \gg a_1. \quad (15)$$

由 (15) 式可以看出, 由脉冲啁啾引起的中心频率偏移量  $\omega_{\text{shift}}$ , 即最宽条纹的移动量可以确定被测距离  $L$ .

### 2.3 影响测距范围的因素分析

由以上的分析, 我们知道被测距离可以由光谱干涉的最宽条纹的平移量求得. 可是不同的光栅啁啾脉冲参数 (例如光栅对间的垂直距离  $D$ 、衍射光的级次  $m$ 、入射角  $i$  等) 会影响测距的范围和最宽条纹的宽度. 将  $b \approx \Delta\omega/(2\tau_{\text{chirp}})$  代入 (15) 式可得

$$L = \frac{c}{4n_g b} \cdot \omega_{\text{shift}} = \frac{c\tau_{\text{chirp}}}{2n_g} \cdot \frac{\omega_{\text{shift}}}{\Delta\omega}. \quad (16)$$

根据 (6) 式和 (16) 式, 测量范围可以表示为

$$L_{\text{Range}} = \frac{1}{n_g} \cdot \frac{Dm^2\lambda_c\Delta\lambda}{d^2} \times \frac{1}{[1 - (\sin i - m\lambda_c d^{-1})^2]^{3/2}}. \quad (17)$$

由 (17) 式可以看出, 测量范围受几个因素的影响, 而在我们的实验装置中, 我们只能调节光栅对间的垂直距离  $D$ , 衍射光的级次  $m$ , 和入射角  $i$ . 当  $m = 1$  时, 仿真结果如图 3 所示, 可以看出, 当减小入射角  $i$  和增加光栅间距  $D$  时, 测量范围增加.

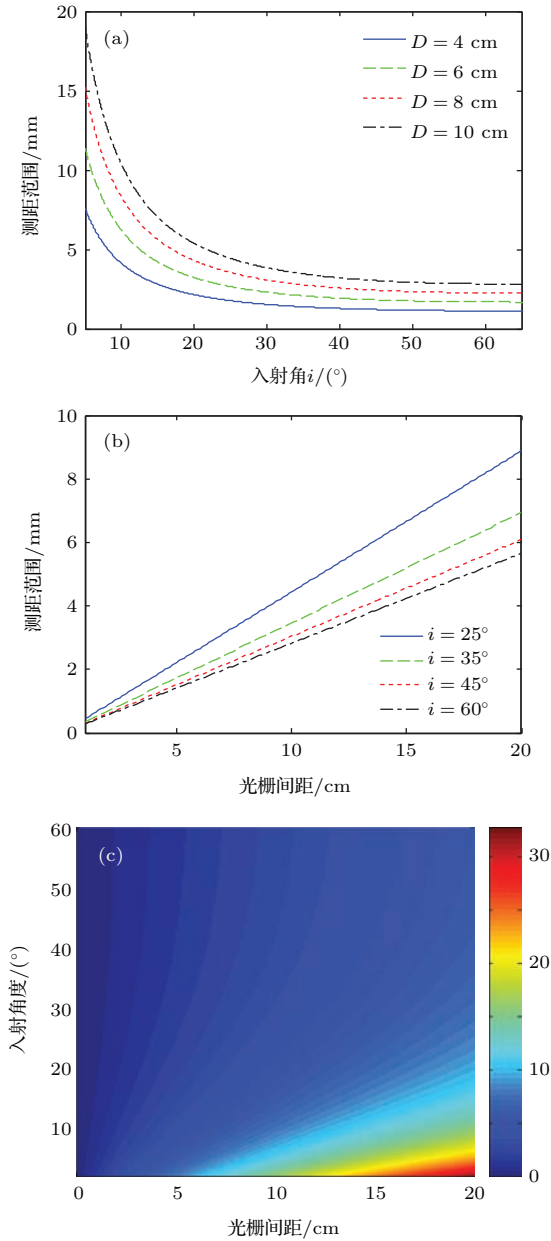


图3 (网刊彩色) (a) 不同的光栅间距, 测量范围与入射角的关系; (b) 不同的入射角, 测量范围与光栅间距的关系; (c) 测量范围与入射角和光栅间距的关系

Fig. 3. (color online) (a) Relation between the measuring range and the incidence angle with different grating intervals; (b) relation between the measuring range and the grating interval corresponding to different incidence angles; (c) overview of the measuring range.

当  $m = 2$  时, 测量范围如图 4 所示, 我们发现当入射角  $i < 60.5^\circ$  时, 测量范围为零, 说明此时没有 2 级衍射光; 当入射角  $i > 60.5^\circ$  时, 2 级衍射光出现, 其测量范围相比于  $m = 1$  时急剧扩大. 但是它的衍射效率相对比较低.

另外, 最宽条纹的宽度对测量精度有影响. 由 (12) 式可以看出, 当  $\phi(\omega) = 2k\pi$  ( $k$  是整数) 时, 光

谱相位达到最大值. 为方便讨论, 我们假设  $k = 0$ , 得到

$$\phi(\omega) = 0. \quad (18)$$

选择在最宽条纹两侧紧邻的波峰之间的间隔作为最宽条纹的宽度  $\Delta\omega_b$ . 解 (18) 式, 最宽条纹可以表示为

$$\Delta\omega_b \propto \frac{1}{\sqrt{D}}. \quad (19)$$

由 (19) 式可以看出最宽条纹的宽度随光栅间距增加而减小. 在这里暂不考虑入射角度的影响, 因为在实验中, 为了提高了的衍射效率, 选择 Littrow 角入射.

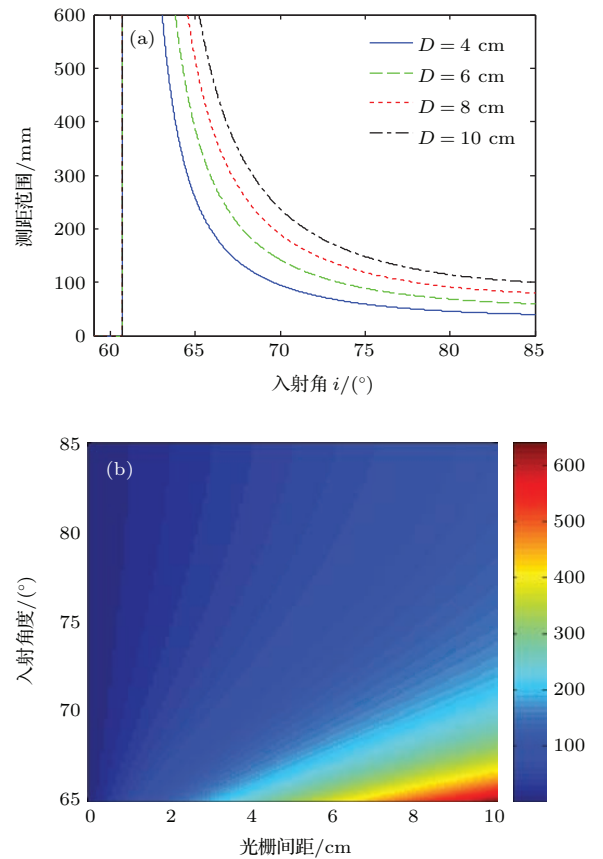


图4 (网刊彩色) (a) 不同的光栅间距, 测量范围与入射角的关系; (b) 测量范围与入射角度和光栅间距的关系

Fig. 4. (color online) (a) Relation between the measuring range and the incidence angle with different grating intervals; (b) overview of the measuring range.

### 3 实验

#### 3.1 实验装置

实验装置如图 5 所示. 光频梳发出的脉冲经过准直器后进入 Michelson 干涉结构, 被分束器 1 分



为两束光. 一束光经过一对光栅调制作为参考光. 另一束光射向目标镜, 作为测量光. 两束光经反射后在分束器1处相遇, 相互作用, 最终由色散型光谱仪(YOKOGAWA AQ6370D-20)探测并显示. 我们使用的飞秒激光器是Onefive Origami-15. 使用增量式测距仪(Agilent 5519B)来验证我们的测距结果. 系统中的测量光束和作为参考的He-Ne激光器的光束要严格的平行.

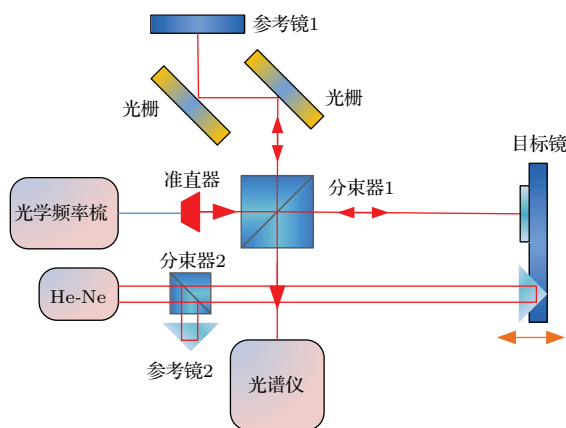


图5 实验装置框图

Fig. 5. The experimental setup.

### 3.2 验证不同光栅间距对测量范围的影响

根据(17)式, 测量范围与入射角有关, 并且正比于光栅间距. 在我们的实验中, 选用能提供最大衍射光强的Littrow角作为入射角. 因此, 我们验证了测量范围与光栅间距的关系, 实验结果如图6所示, 发现与理论分析吻合.

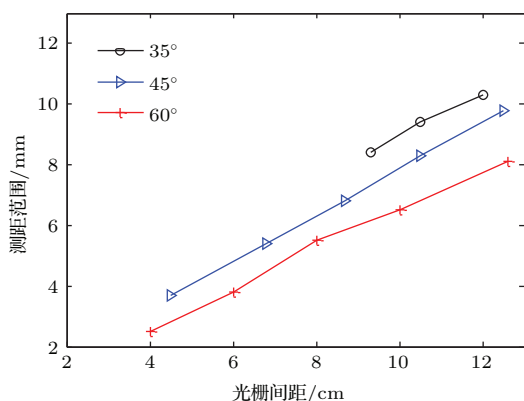


图6 测量范围与光栅间距的关系

Fig. 6. The relationship between the measuring range and the grating interval.

另外, 我们使用2级衍射光测距, 发现衍射光发散角度更大但光强衰减很大, 这不利于提高系统的信噪比. 而且, 只有入射角大于60°时, 才观察到明显的2级衍射条纹, 这与图4的分析结果相一致. 当入射角约为80°、衍射级次 $m = 2$ 和光栅间距是2.7 cm时, 测量范围能达到45 mm. 此时, 光栅间距只能在很小的范围内调节以避免由于光栅面积的限制造成的光谱泄漏. 因此正如理论分析的图4所示, 测量范围与衍射光的级次成正相关的.

根据(19)式, 最宽条纹的宽度随着光栅间距的增加而减小. 我们做实验测量不同的光栅间距下最宽条纹的宽度, 实验结果如图7所示, 与理论分析有较好的吻合.

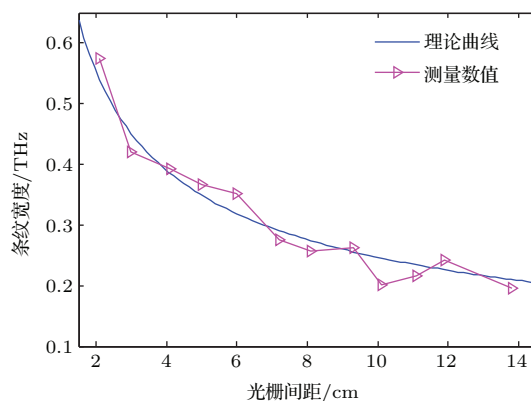


图7 最宽条纹与光栅间距

Fig. 7. The width of the widest fringe vs. the grating interval.

### 3.3 长距离测量实验

我们进行了大范围的测距实验. 测量系统采用如图5所示的Michelson干涉结构. 实验环境比较稳定, 温度22.4 °C, 气压1004.7 hPa, 湿度48.1%. 环境中的群折射率基于Ciddor方程<sup>[26]</sup>计算为1.0002649. 飞秒脉冲激光器的重复频率 $f_{\text{rep}} = 250.0121$  MHz, 可以计算出 $L_{\text{pp}} = c/(n_g f_{\text{rep}}) = 1.198852$  m. He-Ne激光干涉仪的稳定度在距离80 m处, 10 s内低于0.2  $\mu\text{m}$ , 10 min内低于0.8  $\mu\text{m}$ , 它在2 m处稳定度低于70 nm. 实验装置中光栅调制间距为3 cm, 参考光束入射角设置为28°. 实验照片如图8所示.

在本实验中, 脉冲光源的光谱如图9所示, 其中心波长1560 nm, 带宽约为55 nm.

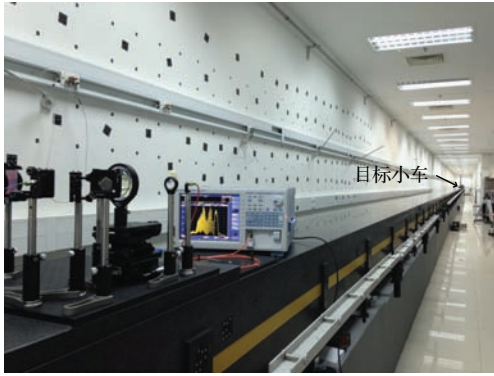


图8 实验照片

Fig. 8. The experimental photograph.

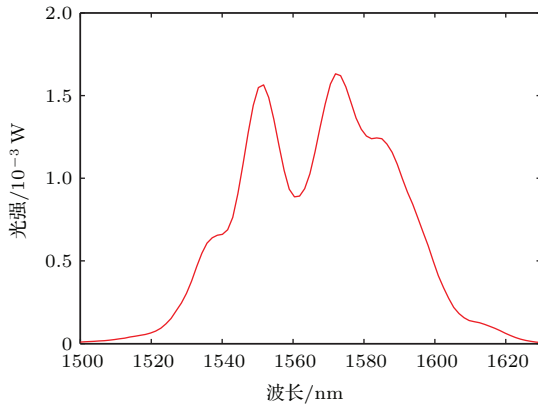


图9 Onefive Origami-15 脉冲激光器的光谱

Fig. 9. The spectrum of Onefive Origami-15 pulse laser.

### 3.3.1 距离标定

为了得到每 THz 代表的位移量, 我们将目标镜移动一固定长度  $L_c$ , 与此同时最宽条纹也在光谱范围内移动, 测量最宽条纹的移动量  $f_{\text{shift}}$ , 则每 THz 代表的位移量可以表示为  $L_c/f_{\text{shift}}$ . 当目标镜移动 1 mm 前后的光谱如图 10 所示.

为了测量最宽条纹的精确的位置, 我们选择了一种简单而有效的方法. 显然直接读取最宽条纹的中心位置是不可能的, 而紧邻最宽条纹两侧的两个波峰的位置则可以精确的读取分别用  $f_{\text{left}}$  和  $f_{\text{right}}$  表示, 则最宽条纹的位置  $f_{\text{widest}}$  可以表示为

$$f_{\text{widest}} = (f_{\text{left}} + f_{\text{right}})/2. \quad (20)$$

这种方法可以避免因为环境中的噪声和震动带来的精确求取相位的困难. 因此, 图 10(a) 所示的最宽条纹的位置是 195.414 THz, 图 10(b) 中最宽条纹的位置是 188.742 THz. 单位位移可以计算为

$$L_{\text{pTHz}} = \frac{2000}{195.414 - 188.742} = 299.760 \mu\text{m}. \quad (21)$$

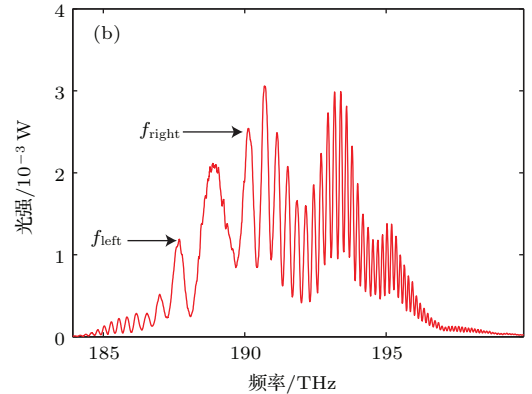
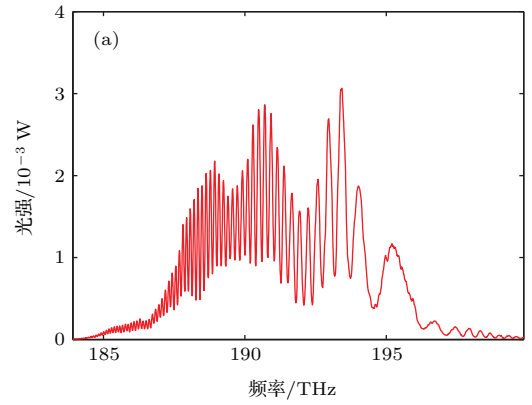


图10 (a) 移动目标镜之前的光谱; (b) 移动目标镜之后的光谱

Fig. 10. (a) Spectrogram before moving the target; (b) spectrogram after moving the target.

### 3.3.2 大范围测距

我们将这种方法应用于长距离测量实验. 在 Michelson 干涉结构中, 光谱干涉条纹出现在测量臂与参考臂光程差为  $L_{\text{pp}}$  整数倍的位置处, 所以我们每次移动目标镜  $L_{\text{pp}}/2$  (约 0.599 m), 并在每个位置处记录光谱干涉条纹. 每当移动的距离间隔达到 3 m 时, 我们重复测量该位置处的干涉条纹 5 次. 在距离为 1.8 m 处和 64.7 m 处光谱干涉条纹分别如图 11 (a) 和 (b) 所示. 我们观察到明显的光谱噪声, 这是由于在大范围实验中导轨的振动和空气的扰动影响显著. 同时发现光谱的强度和干涉条纹的调制深度都随着距离的增加而减小的.

绝对距离的计算公式为

$$L = \frac{1}{2}(N \cdot L_{\text{pp}} + f_{\text{shift}} \cdot L_{\text{pTHz}}), \quad (22)$$

$N$  是  $L_{\text{pp}}$  的个数,  $L_{\text{pp}}$  是脉冲间距,  $L_{\text{pp}} = c/(n_g f_{\text{rep}})$ ,  $f_{\text{shift}}$  最宽条纹的频率偏移,  $L_{\text{pTHz}}$  是每 THz 代表的位移量.

测距结果和参考的测距仪相比的结果如图 12 所示. 图 12(a) 为实验结果, 我们发现存在明

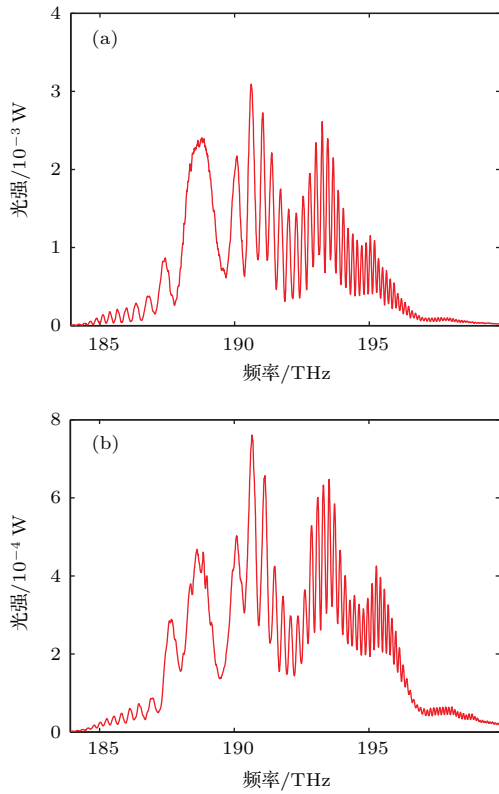


图 11 (a) 1.8 m 处的光谱; (b) 64.7 m 处的光谱  
Fig. 11. (a) The spectrogram at 1.8 m; (b) the spectrogram at 64.7 m.

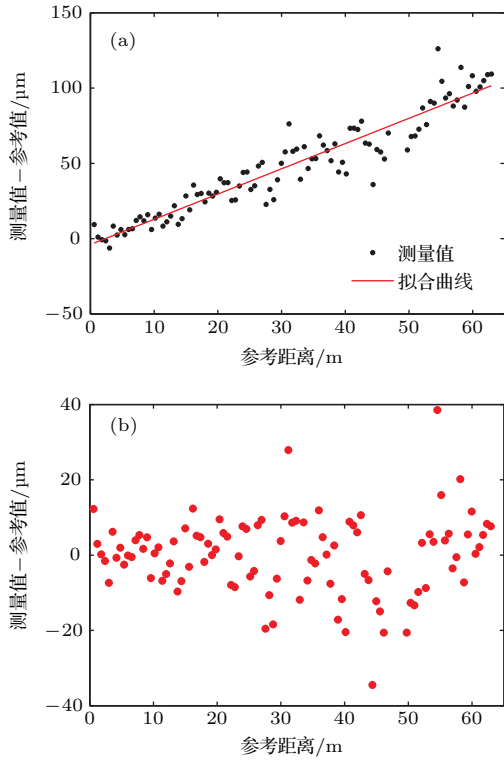


图 12 测距结果 (a) 原始的测量结果; (b) 修正后的测量结果  
Fig. 12. The ranging results: (a) The original measurement results; (b) the corrected measurement results.

显的阿贝误差. 为了消除阿贝误差, 我们反复搭建实验系统, 进行实验, 但是阿贝误差依然存在, 因为在长达 80 m 距离内很难严格的实现光束的对准. 图 12(a) 所示最大误差低于  $150 \mu\text{m}$ . 我们进行了实验结果的修正, 红色曲线是拟合的线性修正曲线, 为  $\rho = 1.677L - 3.909$ , 单位是微米. 经过修正后, 得到如图 12(b) 所示的结果, 获得了低于  $40 \mu\text{m}$  测量误差.

实验中, 每个位置测量 5 次, 实验结果的偏差和标准差如图 13 所示. 图 13 中的实验数据表明在 65 m 范围内, 测距结果和参考测距仪结果相比, 测距精度为  $33 \mu\text{m}$ , 相对测距精度为  $5.1 \times 10^{-7}$ , 低于  $10^{-6}$ .

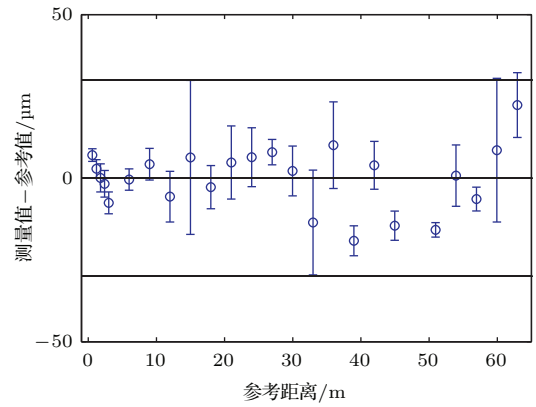


图 13 实验结果与测距仪比较  
Fig. 13. The experimental results compared with a cw counting interferometer.

## 4 测量不确定度的优化

为了分析影响测量不确定度的因素, 重写 (22) 式为

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} \cdot \left( N \cdot L_{\text{pp}} + \frac{c}{2n_g b} \cdot \omega_{\text{shift}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{n_g} \cdot \left( \frac{N}{f_{\text{rep}}} + \frac{\pi \cdot f_{\text{shift}}}{b} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

合成不确定度表示为

$$\begin{aligned} u_L &= \left[ \left( \frac{L}{n_g} u_{n_g} \right)^2 + \left( \frac{c \cdot N}{2n_g \cdot f_{\text{rep}}} 2u_{f_{\text{rep}}} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{c}{2n_g} \cdot \frac{\pi}{b} \cdot u_{f_{\text{shift}}} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (24)$$

(24) 式第一项是由群折射率的不确定度决定的. 在我们的实验中, 测量精度是我们的干涉仪测量结果与增量式测距仪结果之差, 它们都由同样的传感器



测量环境参数, 利用 Ciddor 公式修正空气折射率. 所以, 空气折射率的不确定度可以忽略. 第二项是由光频梳重复频率的不确定度决定的, 由于重复频率很好的锁定到外部频率源, 这一项可以忽略. 第三项是与最宽条纹的频率偏移不确定度有关, 通常, 空气湍流、光学导轨随机振动和环境突变都会对这一项产生影响, 理论上, 较大啁啾因子  $b$  可以减小测量不确定度. 基于 2.1 节的分析,  $b$  是与光栅间距成反比, 意味着  $D$  越小不确定度也越小. 我们通过实验验证  $D$  与测量不确定度的关系, 结果如图 14 所示. 因此, 实验中应选择较小的光栅间距.

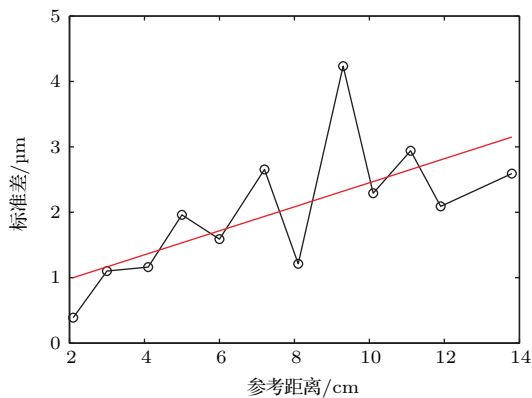


图 14 标准差与光栅间距

Fig. 14. The standard deviation vs. grating interval.

## 5 结 论

本文提出基于光频梳的脉冲啁啾干涉绝对距离测量的方法, 详细分析了脉冲啁啾和光谱干涉测距原理. 通过光谱干涉条纹最宽条纹的频移量, 解算出被测距离. 搭建了结合光栅的 Michelson 干涉结构, 实验证明这种测距方法可行, 并对影响测距范围的因素分析和实验验证, 得出测距范围随光栅调制间距增大而增大结论. 在地下长导轨上, 进行了大范围测距实验, 实现 65 m 范围内的测距实验, 测量结果与参考测距仪相比, 偏差低于 33  $\mu\text{m}$ , 相对精度  $5.1 \times 10^{-7}$ . 同时, 我们分析了影响测量不确定度的因素, 实验发现减小光栅调制间距有利于减小测量不确定度, 对今后实验有指导作用. 由于干涉条纹只能出现在整数的  $L_{pp}$  位置处, 有效的测距范围也仅十几个毫米, 所以, 今后需要解决任意位置处的大范围测距的难题.

## 参考文献

- [1] Qu X H, Dai J F, Zhang F M 2009 *Chinese Journal of Scientific Instrument.* **3** 481 (in Chinese) [曲兴华, 戴建芳, 张福民 2009 仪器仪表学报 **3** 481]
- [2] Hyun S, Kim Y J, Kim Y, Jin J, Kim S W 2009 *Meas. Sci. Technol.* **20** 095302
- [3] 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]
- [4] 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]
- [5] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [6] Doloca N R, Meiners-Hagen K, Wedde M, Pollinger F, Abou-Zeid A 2010 *Meas. Sci. Technol.* **21** 115302
- [7] Lee J, Kim Y J, Lee K, Lee S, Kim S W 2010 *Nat. Photonics.* **4** 716
- [8] Coddington I, Swann W C, Nenadovic L, Newbury N R 2009 *Nat. Photonics* **3** 351
- [9] Van den Berg S A, Persijn S T, Kok G J P, Zeitouny M G, Bhattacharya N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183901
- [10] Zhang H, Wu X, Wei H, Li Y 2015 *Photonics Journal* **7** 6801508
- [11] Schuhler N, Salvadé Y, Lévêque S, Dändliker R, Holzwarth R 2006 *Opt. Lett.* **31** 3101
- [12] Ye J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1153
- [13] Wei D, Takahashi S, Takamasu K, Matsumoto H 2011 *Opt. Express* **19** 4881
- [14] Wu H, Zhang F, Cao S, Xing S, Qu X 2014 *Opt. Express* **22** 10380
- [15] Wu H, Zhang F, Li J, Cao S, Meng X, Qu X 2015 *Appl. Opt.* **54** 5581
- [16] Matsumoto H, Wang X, Takamasu K, Aoto T 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 046601
- [17] Balling P, Mašika P, Křen P, Doležal M 2012 *Meas. Sci. Technol.* **23** 094001
- [18] Balling P, Křen P, Mašika P, van den Berg S A 2009 *Opt. Express* **17** 9300
- [19] 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
- [20] Zhang H, Wei H, Wu X, Yang H, Li Y 2014 *Opt. Express* **22** 6597
- [21] Yang R, Pollinger F, Meiners-Hagen K, Tan J, Bosse H 2014 *Opt. Lett.* **39** 5834
- [22] Lee J, Han S, Lee K, Bae E, Kim S, Lee S, Kim Y J 2013 *Meas. Sci. Technol.* **24** 045201
- [23] Joo K, Kim S 2006 *Opt. Express* **14** 5954
- [24] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P 2011 *Opt. Express* **19** 6549
- [25] 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]
- [26] Ciddor P E 1996 *Appl. Opt.* **35** 1566

# Absolute distance ranging by means of chirped pulse interferometry\*

Liu Ting-Yang<sup>1)</sup> Zhang Fu-Min<sup>1)†</sup> Wu Han-Zhong<sup>1)</sup> Li Jian-Shuang<sup>2)</sup>  
Shi Yong-Qiang<sup>3)</sup> Qu Xing-Hua<sup>1)</sup>

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

2) (*National Institute of Metrology, Beijing 100013, China*)

3) (*Beijing Institute of Control and Engineering, Beijing 100190, China*)

( Received 24 July 2015; revised manuscript received 18 October 2015 )

## Abstract

Large-range and high-accuracy absolute distance measurement plays an important role in many practical applications, such as industrial production, aerospace and scientific research, etc. In this paper, a method is proposed for absolute distance measurement by chirped pulse interferometry based on the femtosecond optical frequency comb. The interference spectra obtained in experiments are analyzed by means of the principle of the dispersive interference, and the distance can be determined by the shift of the widest fringe in the interference spectra. An absolute distance measurement system can be set up based on the modified Michelson interferometer with a pair of gratings to chirp the reference pulses in the reference arm. Experimental results are in agreement well within 33  $\mu\text{m}$  in a range up to 65 m, i.e. a relative precision of  $5.1 \times 10^{-7}$ . In addition, the optimization of the measurement uncertainty is theoretically and experimentally performed.

**Keywords:** absolute distance measurement, chirped pulse interferometry, optical frequency comb

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.020601

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51327006, 51105274), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20120032130002), and the China Aerospace Science and Technology CAST Innovation Fund.

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