

# 飞秒激光测距中空气色散补偿理论研究

武腾飞 梁志国 严家骅

(中航工业北京长城计量测试技术研究所, 计量与校准技术国防科技重点实验室, 北京 100095)

**摘要** 研究了飞秒激光测距中空气色散对其脉冲宽度的影响, 探讨了飞秒激光脉冲宽度随入射初始飞秒脉冲宽度、中心波长和激光传输距离等参数的变化关系。为保证飞秒激光测距精度, 提出采用高密度透射式光栅的飞秒激光测距空气色散补偿方法, 并详细分析了光栅周期、光栅对间距对不同中心波长的飞秒激光脉冲宽度压缩的影响。该方法具有体积小和操作方便等优点, 对采用飞秒脉冲激光进行长距离高精度测量实验研究具有一定的指导意义。

**关键词** 测量; 飞秒激光; 空气色散; 高密度; 透射式光栅; 补偿

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.1208004

## Theoretical Study on Air Dispersion Compensation in the Distance Measurement of Femtosecond Pulsed Laser

Wu Tengfei Liang Zhiguo Yan Jiahua

(National Key Laboratory of Metrology and Calibration Technology, Changcheng Institute of Metrology & Measurement, Aviation Industry Corporation of China, Beijing 100095, China)

**Abstract** Influence of air dispersion on the pulse width is studied in the distance measurement of femtosecond pulsed laser. The femtosecond pulsed width variations with input femtosecond pulsed width, central wavelength and the propagation distances are given in analysis. Compensation scheme of air dispersion based on high-density transmissive grating is put forward to maintain distance measurement accuracy. Then influence on compression of femtosecond pulsed laser width by grating period and distance is also given. The method has some advantages, such as compact volume and convenient operation. It will be helpful for high-accuracy long distance measurement by using femtosecond laser.

**Key words** measurement; femtosecond laser; air dispersion; high-density; transmissive grating; compensation

**OCIS codes** 050.1950; 320.2250; 140.7090

### 1 引言

激光具有单色性和相干性好、方向性强等优点, 在大尺寸加工测量、地球形貌绘制、空间遥感探测和卫星间精密定位中的精密位移测量等方面发挥着重要作用。通常的激光测距法分为干涉测量法和非干涉测量法两类, 非干涉测量法通过将激光传输的时间飞行信号转换为待测目标距离, 适合于绝对距离测量应用, 但此方法的测量精度和分辨力受限于电子仪器的响应时间。而传统的干涉测量法则是采用相位累积推算出位移增量, 这种方法的精度和分辨

力较高, 但是不适合于绝对距离测量。飞秒光学频率梳提供了一种有效的方法来解决高精度绝对距离测量问题。目前飞秒光学频率梳测距主要包括多波长干涉测距法、结合非相干原理和相干原理的测距法、基于时间飞行原理的非干涉测距法和集成时间飞行、光谱分辨干涉及合成波长的测距法<sup>[1,2]</sup>。

目前国际上相继开展了飞秒激光高精度测距技术研究工作。早在 2000 年, 日本的 Minoshima 等<sup>[3]</sup>利用锁模飞秒光纤激光器实现了 240 m 距离的高精度测量, 并提出利用 10 GHz 的高频飞秒脉冲来达到

**收稿日期**: 2012-07-11; **收到修改稿日期**: 2012-09-07

**基金项目**: 航空科学基金重点项目(KJJ81202580)和国防科工局技术基础“十二五”科研项目(KBA51202580)资助课题。

**作者简介**: 武腾飞(1983—), 男, 博士, 工程师, 主要从事基于飞秒激光频率梳的测距和测频技术方面的研究。

E-mail: tengfei.wu@163.com

微米量级测量分辨率的可能性。2004年,美国的Ye<sup>[4]</sup>提出结合非相干飞行时间法和干涉法的测距技术,明确指出该方法可实现分辨力达一个光学波长,测距范围达上千公里的优势,对未来飞秒激光测距的发展具有重要的指导意义。之后荷兰和美国学者分别对Ye的思想进行了实验验证<sup>[5,6]</sup>。2008年,韩国科学家Joo<sup>[7]</sup>提出基于飞秒光学频率梳的组合干涉测量技术,该技术结合了合成波长干涉测量法、时间飞行法和光谱分辨干涉测量法等3种测量原理的优点,实现了快速和大动态范围测量。2010年,韩国科学家Lee等<sup>[8]</sup>采用基于时间飞行原理的非干涉方法来实现长距离测量,从而将时间飞行测距法的测量精度提高到纳米量级。

不同于纳秒和皮秒脉冲激光测距,飞秒激光由于具有宽光谱的特点<sup>[9]</sup>,飞秒脉冲在空气中传输过程中其低频成分比高频成分的传播速度快,在传播较远距离后会导致严重的时域脉冲展宽和频域附加啁啾的现象,可以称之为群速度色散<sup>[10~12]</sup>。而群速度色散直接影响飞秒激光的测距精度,因此,为了实现高精度飞秒激光测距,如何对受大气环境影响后展宽的飞秒脉冲进行有效精确的色散补偿是飞秒激光测距领域亟待解决的问题。韩国的Lee等<sup>[13]</sup>提出采用一系列单模光纤和棱镜对组合的空气色散补偿方案,但该方案操作复杂、体积较大,在工程应用领域有一定的局限性<sup>[13]</sup>。本文基于高密度透射式光栅对的空气色散补偿方案,具有结构紧凑、操作方便的优点,对未来飞秒激光测距中的色散补偿具有一定

的参考价值。

## 2 空气色散补偿原理

飞秒光纤激光频率梳的中心波长为1550 nm,光谱宽度为30 nm,重复频率为250 MHz。通过将重复频率和载波包络相移锁定至氢原子微波频率标准上,飞秒激光频率梳的稳定度在1 s采样时间内可达 $10^{-13}$ 量级。在飞秒激光测距过程中,由于空气折射率对波长的二阶导数大于零,为正常色散介质。飞秒激光在经过长距离的传输后会引入正啁啾,进而导致脉冲展宽。为补偿空气正色散的影响,引入具有负色散的光栅对进行补偿,而且一般光栅对的色散补偿能力比棱镜对要大,因此,采用光栅对构造的色散补偿机构所占体积要小。

为了更准确地对飞秒激光在空气中传输过程所携带的正色散进行实时定量补偿,可在测量臂的返回光路中加入透射式光栅补偿机构( $G_1$ 和 $G_2$ )和频率分辨光学开关(FROG)。其中光栅 $G_2$ 固定于1 nm精度的微位移平台,以便调节两光栅的间距给飞秒激光提供不同的负色散补偿量。飞秒激光以利特洛角入射光栅对。在飞秒激光返回光路中加入一个分束镜 $M_9$ ,引入FROG中对带有频率啁啾和脉冲展宽的飞秒激光进行测量分析,将分析结果反馈至光栅色散补偿机构,通过控制两光栅产生的色散补偿量达到稳定飞秒激光脉冲宽度的目的。

空气色散补偿原理图如图1所示。

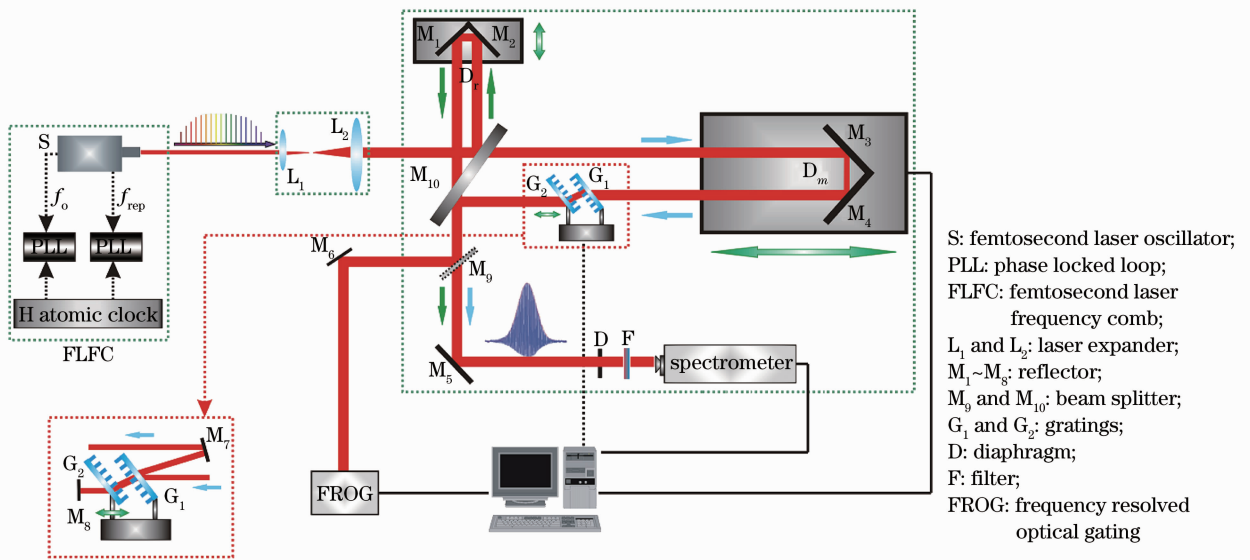


图1 飞秒激光测距中色散补偿原理图

Fig. 1 Principle schematic of air dispersion compensation in distance measurement using femtosecond pulsed laser

### 3 飞秒激光脉冲展宽和色散补偿理论模型

#### 3.1 飞秒激光脉冲展宽理论模型

当飞秒脉冲激光(低于临界能量时,不足以引起非线性自成丝等非线性光学现象)。在大气中传输时,由于空气中飞秒激光宽光谱和群速度色散的影响,所以飞秒激光经历相位畸变,进而导致脉冲宽度的增加。

在频域上,高斯脉冲可以表示为

$$E_0(\omega) = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\sigma}\right], \quad (1)$$

该脉冲在传播一定距离  $L$  后,可表示为

$$E(\omega, L) = E_0(\omega) \exp[-ik(\omega)L], \quad (2)$$

式中,  $k(\omega) = n\omega/c$ ,  $k(\omega)$  是与频率相关的传播因子,也称为波数,  $\sigma$  是与飞秒激光脉冲相关的高斯因子,  $\omega$  是飞秒激光在频域的变量,  $\omega_0$  是飞秒激光的中心频率,  $n$  是飞秒激光中相应频率的折射率,  $c$  为真空光速。为详细分析传播过程中群速度色散的影响,传播因子可以表示为关于角频率的泰勒级数展开式:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}k''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}k'''(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (3)$$

相应飞秒脉冲激光光谱可表示为

$$E(\omega, L) = \exp\left[-ik(\omega_0)L - ik'L(\omega - \omega_0) - \left(\frac{1}{4\sigma} + \frac{i}{2}k''\right)(\omega - \omega_0)^2\right]. \quad (4)$$

飞秒激光脉冲的电场随时间演化的关系可通过对(4)式进行逆傅里叶变换求得:

$$\epsilon(t, L) = \sqrt{\frac{\tau(L)}{\pi}} \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v_\phi(\omega_0)}\right)\right] \times \exp\left\{-\tau(L)\left[t - \frac{L}{v_g(\omega_0)}\right]^2\right\}, \quad (5)$$

式中,

$$v_\phi(\omega_0) = \left(\frac{\omega}{k}\right)_{\omega_0}, \quad (6)$$

$$v_g(\omega_0) = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{\omega_0}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{\tau(L)} = \frac{1}{\sigma} + 2ik''L, \quad (8)$$

$$k'' = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (9)$$

可以看出,飞秒脉冲激光在传播距离  $L$  后,中心频率  $\omega_0$  的相位发生的时延为  $L/v_\phi$ ,  $v_\phi$  为飞秒激光

相速度。由于该物理量不可测量,且看不到该物理量变化引起的结果。从(5)式第二个指数项可以得出,在传播距离  $L$  后,脉冲激光仍保持高斯包络。此包络发生的时延为  $L/v_g$ ,  $v_g$  为群速度。

飞秒脉冲激光的传输波矢大小为  $k = 2\pi/\lambda$ , 对波长为  $\lambda$  的激光在一般介质中的传输情况

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega n(\omega)}, \quad (10)$$

式中  $n(\omega)$  为该波长在介质中传输时对应的折射率。

飞秒激光在传输过程中,发生了脉冲包络畸变,主要体现在畸变因子  $\tau(L)$ , 可进一步表示为

$$\tau(L) = \frac{\tau}{1 + 4\sigma^2(k'')^2L^2} - i \frac{2\sigma^2k''L}{1 + 4\sigma^2(k'')^2L^2} = \frac{\sigma}{1 + \epsilon^2L^2} - i \frac{\sigma\epsilon L}{1 + \epsilon^2L^2}, \quad (11)$$

$$\epsilon = 2\sigma k''. \quad (12)$$

将(11)式替换(5)式中的  $\tau(L)$  项

$$\epsilon(t, L) = \sqrt{\frac{\tau(L)}{\pi}} \exp\left\{i\omega_0\left[t - \frac{L}{v_\phi(\omega_0)}\right]\right\} \times \exp\left\{-\frac{\sigma}{1 + \epsilon^2L^2}\left[t - \frac{L}{v_g(\omega_0)}\right]^2 + i \frac{\sigma\epsilon L}{1 + \epsilon^2L^2}\left[t - \frac{L}{v_g(\omega_0)}\right]^2\right\}, \quad (13)$$

式中  $\epsilon$  为飞秒脉冲激光的电场,  $t$  为脉冲电场的时间变量,  $\tau$  为飞秒脉冲激光传播距离  $L$  后的脉宽高斯因子。可知,飞秒脉冲激光在透明介质中传输一定距离后,会发生脉冲时间延迟,脉冲展宽和频率啁啾现象。

假设飞秒脉冲激光在时域上呈高斯分布,则该脉冲经过距离为  $L$  的透明介质(空气)后,脉冲宽度展宽为

$$\tau_{\text{FWHM}} = 2(\ln 2)^{1/2} \tau = \tau_i \sqrt{2\ln 2(1 + \epsilon^2L^2)} = \tau_i \sqrt{2\ln 2\left[1 + \frac{4(k'')^2}{\tau_i^4}L^2\right]}, \quad (14)$$

$\tau_i$  为入射飞秒激光的脉冲宽度(FWHM)。假设空气温度  $T$  为 20 °C、大气压强  $P$  为  $1.01325 \times 10^5$  Pa、空气相对湿度(RH)为 50%, 采用 Edlén 公式<sup>[14]</sup>, 对空气折射率求导得二阶扩展项的值为  $2.0964 \times 10^{-29}$ 。

通过模拟计算发现,飞秒脉冲激光在传输 100 m 距离后发生了脉冲展宽,展宽后的脉宽约为 500 fs, 此时光谱宽度为 30 nm, 很明显此时飞秒激光含有啁啾。飞秒高斯脉冲激光的啁啾量可表示为

$$b = \frac{\sigma\epsilon L}{1 + \epsilon^2L^2}. \quad (15)$$

初始飞秒脉冲宽度为 60 fs, 传输距离为 100 m, 可求得啁啾量  $b=1.7238 \times 10^{-4}$  rad/fs<sup>2</sup>。

### 3.2 飞秒激光色散补偿理论模型

结合光栅对进行飞秒激光脉冲色散补偿理论, 可得脉冲压缩前后的结果, 根据 Martinez 等的研究<sup>[15,16]</sup>, 当飞秒光以 Littrow 角入射到光栅上时, 参数  $\alpha$  和  $\beta$  可以表示为

$$\alpha = 1, \quad (16)$$

$$\beta = \frac{-\lambda_0^2}{2\pi c d \cos \theta} = \frac{-\lambda_0 \tan \theta}{\pi c}, \quad (17)$$

式中  $\lambda_0$  为入射飞秒激光的中心波长,  $\theta$  为出射角,  $d$  为两光栅间的实际距离。

带有正啁啾的飞秒激光脉冲的电场时域复振幅可以表示为

$$E_i(x, y, t) = E_i(t)E_i(x, y) = \exp\left(-\frac{2t^2 \ln 2}{\tau_i^2}\right) \exp(ibt^2), \quad (18)$$

式中  $b > 0$ , 表示啁啾为正, 可得出射脉冲的场振幅在谱域表示为

$$E_o(x, y, \omega) \propto E_i(\omega) \exp(ik\beta^2 \omega^2 D), \quad (19)$$

式中  $E_i(\omega)$  是  $E_i(t)$  的傅里叶变换,  $D \cos \theta$  为两块光栅之间的垂直距离。通过逆傅里叶变换, 可以得到脉冲时域场振幅的脉冲宽度

$$\tau_o = \tau \sqrt{(1 - 4bk\beta^2 D)^2 + \frac{(8k\beta^2 D \ln 2)^2}{\tau_i^4}}. \quad (20)$$

以上分析忽略了由透射光栅引入的材料色散, 相比光栅产生的色散, 材料色散很小忽略不计<sup>[17]</sup>。

## 4 结果与讨论

假设初始入射飞秒激光脉冲宽度为 100 fs, 分别研究中心波长为 800, 1064, 1550 nm 时, 飞秒激光脉冲宽度随传输距离 (传输 1000 m 时) 的变化情况。首先定义飞秒激光脉冲宽度的展宽系数为  $\chi = \tau_o / \tau_i$ 。从数值模拟结果可以看出, 当传输距离小于 10 m 时, 不同中心波长的飞秒激光脉冲宽度随传输距离增加而变化的幅度差异不大, 展宽系数的变化范围为  $1 < \chi < 1.0017$ ; 当传输距离在  $10 \text{ m} < L < 100 \text{ m}$  时, 不同中心波长的飞秒激光脉冲宽度随传输距离增加而变化的幅度出现较明显的差异, 中心波长为 800, 1064, 1550 nm 的最大展宽系数分别可达  $\chi = 1.16, 1.09$  和  $1.04$ 。从图 2 中还可以看出, 飞秒激光脉冲宽度的展宽系数随着传输距离的增加, 会出现较大幅度的变化。当传输距离在  $100 \text{ m} < L < 1000 \text{ m}$  时, 不同中心波长的飞秒激光脉冲宽度随传

输距离增加而变化的幅度很明显, 中心波长为 800, 1064, 1550 nm 的脉冲宽度展宽系数的变化范围分别为  $1.16 < \chi < 5.87, 1.09 < \chi < 4.38$  和  $1.04 < \chi < 3.08$ 。此时, 空气色散对飞秒脉冲宽度的影响变得较严重, 对带有频率啁啾的飞秒脉冲激光进行色散补偿, 从而达到压缩飞秒脉冲的工作就显得格外重要。

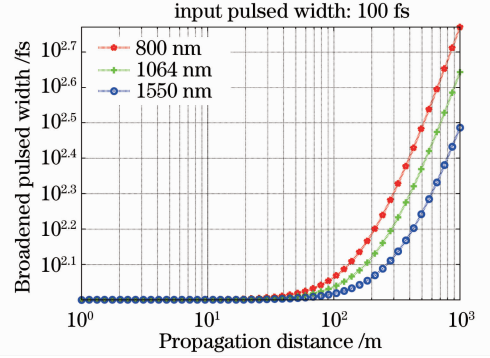


图 2 飞秒激光脉冲宽度随中心波长和传输距离的变化关系  
Fig. 2 Femtosecond pulsed laser width variation with central wavelengths and distance

考虑飞秒激光脉冲在中心波长为 1550 nm 的条件下, 分别研究入射飞秒激光脉冲宽度为 50、150、300 fs 时, 飞秒激光脉冲宽度随传输距离 (传输 1000 m 时) 的变化关系。可以观察到, 当初始入射飞秒激光脉冲宽度为 300 fs, 传输距离为  $1 \text{ m} < L < 1000 \text{ m}$  时, 整个传输过程中飞秒激光脉冲宽度的变化很小, 展宽系数的变化范围为  $1 < \chi < 1.05$ ; 而当初始入射飞秒激光脉冲宽度为 150 fs, 在传输距离为  $1 \text{ m} < L < 100 \text{ m}$  时, 飞秒激光脉冲宽度的变化也很小, 展宽系数的变化范围为  $1 < \chi < 1.02$ , 但是在传输距离为  $100 \text{ m} < L < 1000 \text{ m}$  时, 飞秒激光脉冲宽度出现较明显的变化, 展宽系数的变化范围为

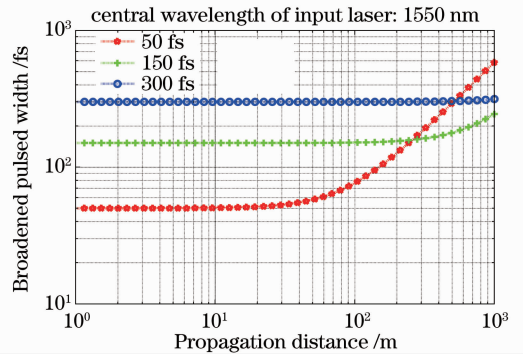


图 3 飞秒激光脉冲宽度随入射脉宽和传输距离的变化关系  
Fig. 3 Femtosecond pulsed laser width variation with input pulsed laser width and distance



$1.02 < \chi < 1.63$ ; 而当初始入射飞秒激光脉冲宽度为 50 fs, 可以看出, 在传输距离为  $1 \text{ m} < L < 10 \text{ m}$  时, 飞秒激光脉宽几乎没变化, 但传输距离为  $10 \text{ m} < L < 1000 \text{ m}$  时, 飞秒激光脉冲宽度的变化幅度在三者中最大, 展宽系数的变化范围为  $1.004 < \chi < 11.68$ 。因此, 采用飞秒激光进行高精度测距时, 选择脉冲宽度较大的激光在传输过程中脉冲展宽量较小, 对测距精度影响也随之降低。

在空气色散补偿分析方面, 参考图 2 选用中心波长为 1550 nm, 初始飞秒激光脉冲宽度为 60 fs, 飞秒激光在空气中传输 1000 m 后展宽为 487 fs。为保证测距精度, 研究光栅周期为 1500, 1200, 900 nm 时, 飞秒激光脉冲宽度随光栅对间距的变化关系。从图 4 中可以看出, 如果将展宽后的飞秒激光脉宽压缩回傅里叶变换极限的水平, 采用周期为 1200 nm, 间距为 0.669 mm 的光栅对就可以实现, 而采用周期为 1500 nm 的光栅, 则需将光栅对间距调整至 1.317 mm 才可实现同样的压缩。

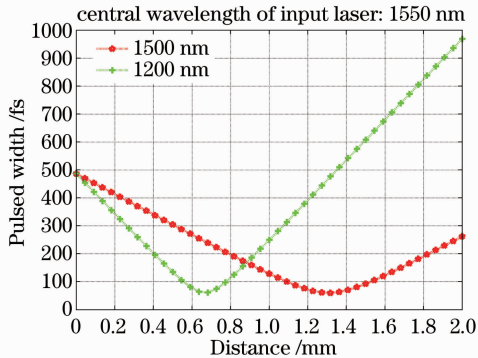


图 4 飞秒激光脉冲宽度随光栅周期和光栅间距的变化关系

Fig. 4 Femtosecond pulsed laser width variation with grating period, distance between first grating and second grating

图 5 为光栅周期为 900 nm 的脉冲压缩计算结果。可知, 当把光栅对间距调整至 0.166 mm 时, 就可以把在空气中传输展宽后的脉宽压缩至初始水平。所以, 采用较高密度的透射式光栅对, 可以在较小的光栅对空间结构内实现飞秒激光脉冲压缩, 有利于飞秒激光测距中小型化色散补偿机构的实现。

在光栅周期为 1200 nm 不变的情况下, 入射飞秒脉冲宽度为 60 fs, 当中心波长分别为 800, 1064, 1550 nm 时, 在空气中传输 1000 m 后脉宽分别展宽为 971, 716, 487 fs。当中心波长为 1550 nm 时, 根据图 4, 光栅对间距为 0.669 mm 时就可以将脉冲压缩至初始水平。

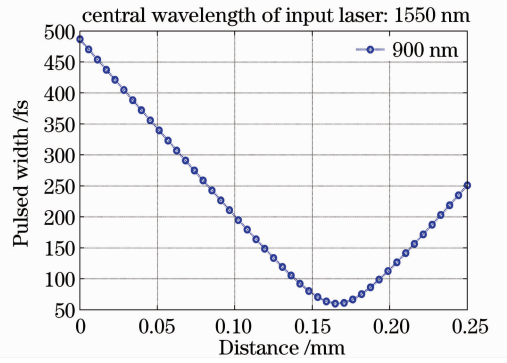


图 5 飞秒激光脉冲宽度随光栅周期和光栅间距的变化关系

Fig. 5 Femtosecond pulsed laser width variation with grating period, distance between first grating and second grating

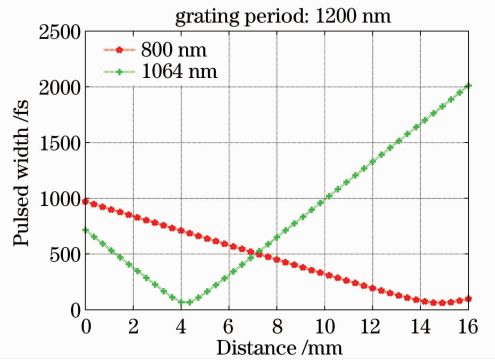


图 6 飞秒激光脉冲宽度随中心波长和光栅间距的变化关系

Fig. 6 Femtosecond pulsed laser width variation with central wavelength, distance between first grating and second grating

从图 6 可以看出, 对于中心波长分别为 800 nm 和 1064 nm 时, 需要使光栅对间距分别调节至 14.91 mm 和 3.99 mm, 才能使展宽后的飞秒激光脉宽压缩回傅里叶变换极限的水平。对比 3 个不同中心波长的飞秒激光传输情况知, 采用波长较大的 1550 nm 的飞秒激光进行测距, 脉冲展宽量最小, 对测距精度也影响最小。

当入射飞秒激光脉冲宽度和中心波长分别为 100 fs 和 1550 nm 时, 在空气中传播 1000 m 距离后, 脉冲的展宽系数在不同温度、湿度和大气压强情况下的值如表 1 所示。

当光栅周期为 900 nm 时, 对应表 1 中 3 种不同大气环境下, 光栅间距分别调整至 0.1639, 0.1668, 0.1683 mm 时, 展宽的飞秒激光脉冲可以压缩至傅里叶变换极限水平。

表 1 不同大气参数情况下光栅间距表

Table 1 Grating distances under different atmospheric conditions

Temperature / °C	Atmospheric pressure / Pa	Humidity / %	Pulse broadening factor	Distance between gratings / mm
15	$1.01005 \times 10^5$	30	3.09	0.1639
20	$1.01325 \times 10^5$	50	3.06	0.1668
25	$1.01925 \times 10^5$	80	3.04	0.1683

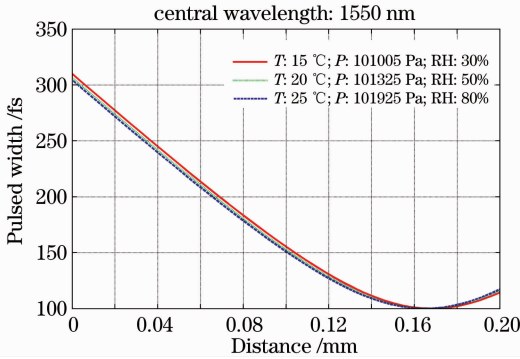


图 7 飞秒激光脉冲宽度随光栅间距的变化关系图

Fig. 7 Femtosecond pulsed laser width variation with distance between first grating and second grating

## 5 结 论

通过改变入射飞秒脉冲宽度、中心波长、光栅周期和传输距离等参数,研究了飞秒激光脉冲宽度的变化。研究表明,当入射飞秒脉冲宽度恒定时,波长越长,脉宽展宽量越小。在入射飞秒激光中心波长不变时,入射飞秒脉宽越宽,脉宽展宽量也越小。最后,针对脉冲展宽提出可通过色散补偿实现脉冲压缩的设计方案,分析得出采用较高密度的透射式光栅对和中心波长较大的飞秒光源,可以在较小的光栅对空间结构内实现飞秒激光脉冲压缩,有利于测距装置的小型化和工程化应用。

## 参 考 文 献

- 1 Wu Tengfei, Liang Zhiguo, Yan Jiahua *et al.*. The progress on distance measuring technique with a femtosecond optical frequency comb [J]. *Metrology & Measurement Technology*, 2011, **31**(5): 41~44  
武腾飞, 梁志国, 严家骅等. 飞秒光学频率梳测距技术的研究进展[J]. 计量技术, 2011, **31**(5): 41~44
- 2 Yue Shuaiying, Lin Chen, Gao Junyi. Absorption and emission characteristics of plasma channel produced by femtosecond laser pulse in air[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 241~245  
岳帅英, 林 晨, 高军毅. 飞秒激光空气等离子体通道的吸收和辐射特性[J]. 光学学报, 2010, **30**(1): 241~245

- 3 K. Minoshima, H. Matsumoto. High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(30): 5512~5517
- 4 J. Ye. Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(10): 1153~1155
- 5 M. Cui, R. N. Schouten, N. Bhattacharya *et al.*. Experimental demonstration of distance measurement with a femtosecond frequency comb laser[J]. *J. Euro. Opt. Soc. Rap. Public.*, 2008, **3**: 08003
- 6 I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic *et al.*. Rapid and precise absolute distance measurements at long range[J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(6): 351~356
- 7 K. N. Joo, Y. Kim, S. W. Kim. Distance measurements by combined method based on a femtosecond pulse laser[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(24): 19799~19806
- 8 J. Lee, Y. Kim, K. Lee *et al.*. Time-of-flight measurement with femtosecond light pulses [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(10): 716~720
- 9 Wu Tengfei, Zhou Changhe, Zhu Linwei. Periodic microstructures on chromium film induced by femtosecond laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(3): 722~725  
武腾飞, 周常河, 朱林伟. 飞秒激光诱导铬膜产生周期性微结构 [J]. 中国激光, 2010, **37**(3): 722~725
- 10 Wu Tengfei, Zhou Changhe, Zhu Linwei *et al.*. Reversible dark-center of the chromium films induced by femtosecond pulse and continuous-wave lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(7): 1726~1729  
武腾飞, 周常河, 朱林伟等. 激光诱导金属铬膜可逆暗斑现象的实验研究 [J]. 中国激光, 2010, **37**(7): 1726~1729
- 11 Tengfei Wu, Changhe Zhou, Jianguan Zheng *et al.*. Generation of double femtosecond pulses by using two transmissive gratings [J]. *Appl. Opt.*, 2010, **49**(24): 4506~4513
- 12 C. Rullière. Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments (2nd Edition)[M]. New York: Springer Science and Business Media, 2004. 32~33
- 13 S. H. Lee, J. Lee, Y. J. Kim *et al.*. Active compensation of large dispersion of femtosecond pulses for precision laser ranging [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(5): 4002~4008
- 14 J. A. Stone, J. H. Zimmerman. Index of Refractive of Air[EB/OL]. <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp>. [2001-05-16]
- 15 O. E. Martinez. Grating and prism compressors in the case of finite beam size[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**(7): 929~934
- 16 O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork. Negative group-velocity dispersion using refraction[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1984, **1**(10): 1003~1006
- 17 Wei Jia, Changhe Zhou, Jijun Feng *et al.*. Miniature pulse compressor of deep-etched gratings [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(32): 6058~6063

栏目编辑:何卓铭