

## 基于反射式光栅对的 THz-TDS 色散补偿技术

王文博<sup>1,2</sup>, 牟达<sup>1,2\*</sup>, 崔宗宇<sup>1,2</sup>, 杨帆<sup>1,2</sup>, 刘洋<sup>1,2</sup>, 张悦<sup>1,2</sup>, 孙大成<sup>2</sup><sup>1</sup>长春理工大学光电工程学院光电测控与光信息传输技术教育部重点实验室, 吉林 长春 130022;<sup>2</sup>长春理工大学光电工程学院光电工程国家级教学示范中心, 吉林 长春 130022

**摘要** 为解决飞秒激光脉冲在光纤中传输的色散效应引起的太赫兹波泵浦效率低的问题, 针对太赫兹时域光谱系统中飞秒激光脉冲的色散特性, 通过理论分析建立了角色散与时域色散的数学模型, 并采用光线追迹法数值模拟了在三种不同的光栅常数下光栅对间距和系统光路入射角对其色散补偿效果的影响。结果表明: 在给定光栅常数的情况下, 系统的色散随光栅对间距的增大而增大; 不同光栅常数下色散量随入射角的变化趋势不同, 但总体色散量随光栅常数的增大呈上升趋势。从间距和入射角两方面验证了选取光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的光栅的合理性。最终, 通过实验证明了光栅对的脉冲压缩效果满足太赫兹时域光谱系统对脉冲压缩的要求。

**关键词** 光栅; 脉冲压缩; 色散补偿; 光栅对; 光线追迹; 太赫兹

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1405004

## THz-TDS Dispersion Compensation Technology Based on Reflective Grating Pair

Wang Wenbo<sup>1,2</sup>, Mu Da<sup>1,2\*</sup>, Cui Zongyu<sup>1,2</sup>, Yang Fan<sup>1,2</sup>, Liu Yang<sup>1,2</sup>, Zhang Yue<sup>1,2</sup>, Sun Dacheng<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Photoelectric Measurement and Optical Information Transmission Technology of Ministry of Education, School of Opto-Electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, Jilin, China;

<sup>2</sup>National Demonstration Center for Experimental Opto-Electronic Engineering Education, School of Opto-Electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, Jilin, China

**Abstract** In order to solve the problem of low pumping efficiency of terahertz wave due to the dispersion effect of femtosecond laser pulse transmission in optical fiber, aiming at the dispersion characteristics of femtosecond laser pulse in terahertz time-domain spectrum system, the mathematical models of angular dispersion and time-domain dispersion are established through theoretical analysis. The effects of grating pair spacing and incident angle of system optical path on dispersion compensation are numerically simulated by ray tracing method under three different grating constants. The results show that the dispersion of the system increases with the raise of grating pair spacing when the grating constant is given. When different grating constants are selected, the variation trend of dispersion is different with the change of incident angle, but the total dispersion increases with the increase of grating constant. The rationality of selecting a grating with a grating constant of  $1200 \text{ mm}^{-1}$  is verified from the two aspects of spacing and incident angle. Finally, the pulse compression effect of the grating pair is proved by experiments, which meets the pulse compression requirements of terahertz time-domain spectroscopy system.

**Key words** gratings; pulse compression; dispersion compensation; grating pair; ray tracing; terahertz

## 1 引言

基于超快飞秒激光的太赫兹时域光谱仪 (THz-

TDS) 是太赫兹科学和技术研究中的重要实验仪器, 在材料研究、无损检测、光谱测量和半导体缺陷检测等科研与产业领域中具有广泛的应用<sup>[1-4]</sup>。目前, 为使

收稿日期: 2021-12-31; 修回日期: 2022-01-19; 录用日期: 2022-02-09

基金项目: 吉林省科技资源开放共享服务平台与科研条件保障项目(20191004022TC)、吉林省科技发展计划(201506230147C)

通信作者: \*muda@cust.edu.cn

THz-TDS 便于集成化和工业化,并提升系统的稳定性和紧凑性,许多实验室开始采用波长位于 1550 nm 附近的光纤飞秒激光器作为泵浦源,并将系统各模块间以纯光纤形式连接,不再采用传统的空间光路<sup>[5-7]</sup>。众所周知,光纤式 THz-TDS 系统通过光纤传输飞秒激光,故要考虑光纤引起的色散效应<sup>[8-9]</sup>、非线性效应<sup>[10-11]</sup>和光纤损耗所带来的影响。在 1550 nm 波段处,单模光纤损耗很小,且对于短距离传输,传输损耗可以忽略不计。对在单模光纤中传播的飞秒激光脉冲而言,在光纤中不同波长的谱分量以不同的速度传播是不可忽略的现象,即群速度色散(GVD),这会造成飞秒激光脉冲显著展宽。飞秒激光脉冲宽度的增大会降低飞秒激光脉冲的峰值功率,影响光电导天线(PCA)激发的太赫兹波的功率和带宽<sup>[12-14]</sup>。为消除飞秒激光脉冲展宽对 THz-TDS 系统带来的不良影响,必须对飞秒激光脉冲进行色散补偿。

在光纤式 THz-TDS 系统中,常使用色散补偿光纤(DCF)、棱镜对、啁啾反射镜和衍射光栅对等光学元器件进行色散补偿。其中,由于衍射光栅可以产生群速度色散且色散补偿可调,故已被广泛用于超快光学领域的脉冲压缩系统中。Treacy<sup>[14]</sup>提出了使用平行光栅对进行脉冲压缩的理论,并计算了各参数对压缩量的影响。Martinez<sup>[15]</sup>指出,基于光栅、棱镜等角色散元件总是能产生负值的群速度色散,且色散量是灵活可调的。目前,即便是在光栅对使用广泛的啁啾脉冲放大系统<sup>[16]</sup>中,也大多针对中心波长为 780 nm 的飞秒激光脉冲进行色散补偿。由于调整光路难度较大且光线追迹中对光栅参数的要求较严格,目前少有针对中心波长为 1550 nm 的飞秒激光进行色散补偿的研究。李伟等<sup>[17]</sup>和潘奕等<sup>[18]</sup>均指出光栅对压缩器可以实现二阶色散补偿,但没有从实验的角度验证补偿效果。Ellrich<sup>[8]</sup>提出通过精确裁剪正常色散光纤长度可以补偿 THz-TDS 系统中单模保偏光纤造成的群速度色散,但精确裁剪光纤无法实现飞秒激光脉冲脉宽压缩量的自由调控。为此,本文基于光线追迹法数值模拟了光栅对的色散补偿效果,系统分析了光栅元器件中光栅对间距和相关参数对色散的影响。同时,搭建了基于反射式光栅对的脉冲压缩系统,通过光纤耦合将压缩后的飞秒激光脉冲连入自相关仪中进行测试。由此便于在工程中提升 THz-TDS 系统中太赫兹波的辐射效率,使飞秒激光脉冲的脉冲宽度满足太赫兹的激发需求。

## 2 基本原理

### 2.1 光纤色散

当飞秒激光脉冲在光纤内部传输时,由于不同频率的光的群速度不同,故光在传输到终点时会具有不同的时延,进而产生时延差,这种现象即为光纤的色散效应,体现在时域波形上即为色散会展宽激光在时域上的脉冲宽度。根据光纤光学中的色散理论<sup>[19]</sup>,飞秒激光脉冲在通过光线内部时产生的二阶色散(SOD)

和三阶色散(TOD)的计算表达式为

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot D, \quad (1)$$

$$\beta_3 = \frac{\lambda^3}{(2\pi c)^2} \cdot \left( 2D + \lambda \frac{dD}{d\lambda} \right), \quad (2)$$

式中: $\lambda$ 为飞秒激光脉冲的中心波长; $c$ 为光在真空中的传播速度; $D$ 为光纤色散系数。

在不考虑光纤非线性效应的前提下,即定义光纤材料为线性介质,对非线性薛定谔方程求解,可得其通解

$$U(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U} K U(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega t\right) d\omega, \quad (3)$$

式中: $U(z, t)$ 为慢变振幅的归一化振幅; $\tilde{U}(z, \omega)$ 为 $U(z, t)$ 的傅里叶变换; $z$ 为脉冲在光纤中传输的距离; $\omega$ 为光波频率; $t$ 为时间。

通过对无啁啾的高斯脉冲的传输表达式进行推导可以计算出色散引起的脉冲展宽量。无啁啾的高斯脉冲的表达式为

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (4)$$

式中: $T_0$ 为飞秒脉冲的半峰全宽(光强为 $1/e$ 处, $e$ 为欧拉数); $T$ 为脉冲宽度。通过对非线性薛定谔方程通解求解,可得沿光纤方向任一点 $z$ 处的振幅为

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left[-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right], \quad (5)$$

高斯脉冲在传输过程中形状不变,但其脉冲宽度 $T$ 会随 $z$ 增加,变为

$$T(z) = T_0 \left[ \frac{(|\beta_2| \cdot z)^2}{t_0^2} + 1 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

式(6)也可写为

$$\begin{cases} T(z) = T_0 \left[ \left(\frac{z}{L_D}\right)^2 + 1 \right]^{1/2} \\ L_D = T_0^2 / |\beta_2| \end{cases}, \quad (7)$$

式中: $L_D$ 为色散长度,物理意义为高斯脉冲展宽到其初始脉冲的 $\sqrt{2}$ 倍的长度。式(7)还表明群速度色散可以引起脉冲展宽,对于给定一定长度的光纤,由于超短脉冲的色散长度较小,故光纤带来的时域展宽较为明显。

### 2.2 理论模型

假定场为不同频率平面波的叠加,这些平面波以相对 $z$ 轴 $\theta(\omega)$ 的角度在 $x-z$ 面传播,如图1所示。波前经过 $(0, 0)$ 和 $(0, L)$ 处与频率有关的相位差 $\varphi(\omega)$ 为

$$\varphi(\omega) = \frac{-\omega L n(\omega) \cos[\theta(\omega)]}{c}, \quad (8)$$

式中: $n(\omega)$ 为不同频率平面波在介质中的折射率。

将式(8)改写为

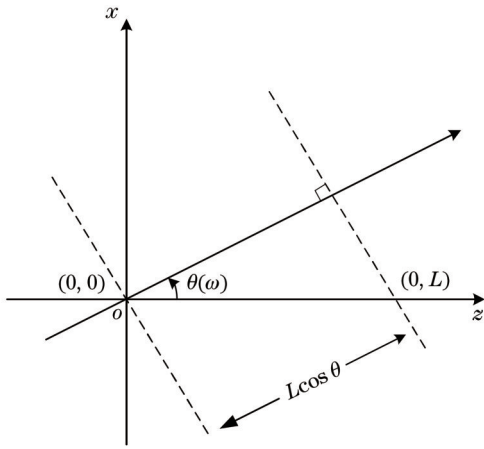


图 1 波前在场中的传播

Fig. 1 Wavefront propagation in field

$$\begin{cases} \varphi(\omega) = \frac{-\omega P(\omega)}{c} \\ P(\omega) = n(\omega)L \cos[\theta(\omega)] \end{cases}, \quad (9)$$

式中:  $P(\omega)$  为路径长度。

根据  $\lambda = 2\pi c/\omega$  和  $d\lambda/d\omega = -2\pi c/\omega^2 = -\lambda^2/(2\pi c)$ , 解得

$$\frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{-\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2}, \quad (10)$$

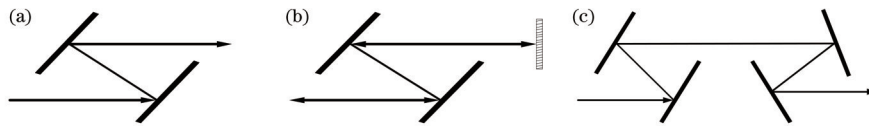


图 2 三种光栅对色散补偿系统。(a)双光栅单程补偿系统;(b)双光栅双程补偿系统;(c)四光栅单程补偿系统

Fig. 2 Three kinds of grating pair dispersion compensation system. (a) Double-grating one-way compensation system; (b) double-grating two-way compensation system; (c) four-grating one-way compensation system

光栅对色散补偿系统的光路如图 3 所示。飞秒激光脉冲以角  $\theta_0$  入射到第一个光栅上,接下来会以衍射角  $\theta$  反射到第二个光栅上。飞秒激光脉冲波前经过第一个光栅衍射后发生倾斜,经过第二个光栅后发生衍射,输出光线平行于输入光线输出,且输出光线的传播方向与频率无关,即此处不存在角色散和脉冲倾斜。两光栅间垂直距离用  $G$  表示,沿衍射方向的倾斜距离即光栅对产生的色散长度用  $b$  表示。

为使光栅的衍射效率尽可能大,在系统中采用闪耀光栅进行脉冲压缩,闪耀光栅的入射角和出射角的关系满足光栅方程

$$\sin \theta = \sin \theta_0 + \frac{m\lambda}{d}, \quad (14)$$

式中:  $d$  为光栅常数;  $m$  为衍射级数,为保证光栅衍射效率尽可能高,通常取  $-1$ 。式(14)中采用加号是为了保证衍射光的方向和入射光分居在光栅面法线两侧。对式(14)进行微分,可得

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta}. \quad (15)$$

此为基于角色散元件计算的色散量的普适公式。

对路径长度求微分,可得

$$\frac{\partial P}{\partial \lambda} = L \left\{ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cos \theta - n \sin \theta \left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right) \right\}, \quad (11)$$

故

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} = L \left\{ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cos \theta - 2 \frac{dn}{d\lambda} \sin \theta \left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right) - n \cos \theta \left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right)^2 - n \sin \theta \left( \frac{d^2 \theta}{d\lambda^2} \right) \right\}, \quad (12)$$

当沿参考方向计算色散时,即  $\omega = \omega_0$ , 且  $\theta = 0$ , 则有

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} = L \left\{ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - n \left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right)^2 \right\}, \quad (13)$$

式中:  $\frac{d^2 n}{d\lambda^2}$  为材料色散;  $\left( \frac{d\theta}{d\lambda} \right)^2$  由角色散产生。

目前,常使用的几种光栅对色散补偿系统如图 2 所示。其中,图 2(a)为双光栅单程补偿,图 2(b)为双光栅双程补偿,图 2(c)为四光栅单程补偿。考虑到节省系统空间和具有尽可能大的色散补偿量,目前多采用双光栅双程补偿方式,其补偿量为双光栅单程补偿的两倍,且只比双光栅单程补偿方式多使用了一块反射镜,进而达到了节省空间的目的。

结合式(13),由于采取光栅进行脉冲压缩,故材料色散为 0,可得

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} = b \frac{m^2}{(d \cos \theta)^2}, \quad (16)$$

故最终可得到光栅对脉冲压缩系统色散量的相位表示,即

$$\frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{m^2 \lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \cos^2 \theta}. \quad (17)$$

式(17)表明平行衍射光栅对结构能提供大小可调的反常色散,且光栅对系统的色散与入射角、光栅对间距和光栅常数等参数有关。为进一步了解光栅对的色散变化规律,便于将其应用于太赫兹时域光谱系统中进行色散补偿,进行了相应的数值模拟和色散计算。

### 3 数值模拟和实验测试

由理论模型的建立可知,光栅对脉冲压缩器的色散量主要取决于光栅常数、光栅对间距和入射角等结构参数。若采用中心波长为 1550 nm 的飞秒脉冲,长度为 4 m 的光纤,色散系数为  $-125 \text{ ps} \cdot (\text{km} \cdot \text{nm})^{-1}$  的单



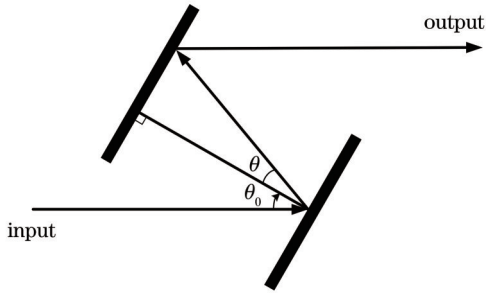


图3 光栅对压缩器光路图

Fig. 3 Optical path diagram of grating pair compressor

模保偏光纤,则飞秒脉冲通过4 m长的单模光纤后共产生  $6.37 \times 10^5 \text{ fs}^2$  的色散。

使用基于二次谐波自相关法的自相关仪针对以上参数的光纤和飞秒激光脉冲进行时域色散测量。图4为自相关仪内部结构图,其主要由分束镜、静臂反射镜M1、凹面反射镜M2、动臂反射镜M3、旋转棱镜组、90°角镜、非线性晶体和光电倍增管(PMT)等组成。除此之外,还在系统中加入了功率比为1:9的光纤分束器,主要作用是防止非线性晶体被高功率激光击穿。飞秒激光脉冲经过光纤耦合适配器连入自相关仪,经分束器分为两束光,其中:一束到达平行旋转棱镜组中,再经动臂反射镜M3沿原路返回并透过分束器投射到凹面反射镜M2上,相当于迈克耳孙干涉仪光程可变的测量端;另一束先经过分束镜,被静臂反射镜M1反射后打到90°角镜上,经光路平移反射,最终同样投射到M2上,相当于迈克耳孙干涉仪中的参考端。两束光经M2反射后会在非线性晶体中相遇,当晶体的角度满足相位匹配条件时,两束光会在晶体中相干产生二次谐波(SHG)信号。二次谐波向前传播最终到达PMT上,PMT将光信号转换成电信号,在示波器上即可观察到自相关函数信号。

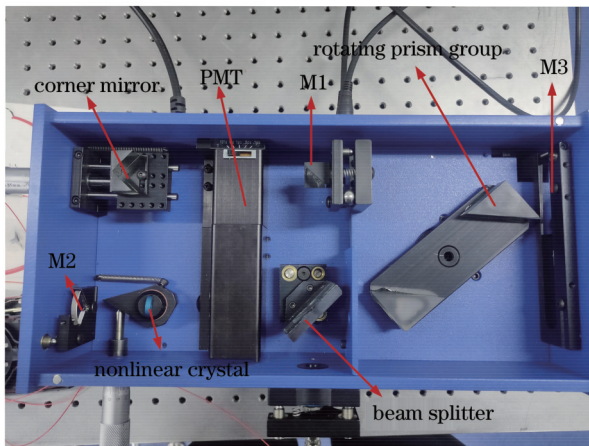


图4 自相关仪实物图

Fig. 4 Physical diagram of autocorrelator

图5为激光器连接4 m长的保偏光纤后经由自相关仪测试拟合出的自相关迹。由光电倍增管的光电信号转化关系可得,此时的脉冲宽度为5.403 ps。激光器的初

始脉宽为150 fs,经过保偏光纤后展宽到4.25 ps,其余展宽量是由光纤分束器和光纤的非线性效应造成的。

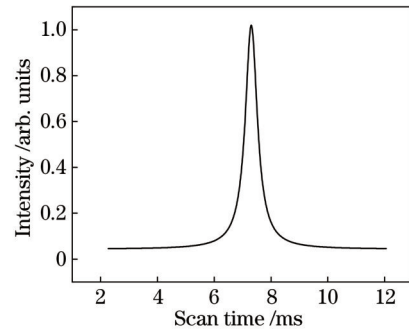


图5 激光器连接4 m长单模保偏光纤的自相关迹

Fig. 5 Autocorrelation trace after laser connecting with 4 m long single-mode polarization maintaining fiber

为研究不同光栅结构参数对色散补偿效果的影响,选取光栅常数分别为  $300, 600, 1200 \text{ mm}^{-1}$  的三种光栅进行数值模拟。图6为当光线入射角为  $70^\circ$  时,不同光栅对间距对光栅对脉冲压缩系统色散值的影响曲线。其中,由于光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的光栅产生的色散量数量级过大,在同一坐标轴下无法分析  $300 \text{ mm}^{-1}$  和  $600 \text{ mm}^{-1}$  情况下色散量的变化趋势,故在图6中对其进行了局部放大处理。可以发现:光栅对产生的色散量与光栅对间距成正比;光栅常数越大,在同入射角、同光栅对间距情况下的色散量越大。当光栅常数为  $300 \text{ mm}^{-1}$  和  $600 \text{ mm}^{-1}$  时,在给定光栅对间距范围内可得出的系统最大色散量不超过  $3.5 \times 10^5 \text{ fs}^2$ ,与系统需求的色散补偿量还有一定的距离,进而选择光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的光栅对更适合用于脉宽压缩。

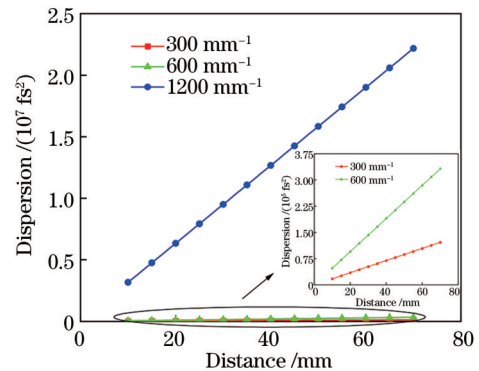


图6 不同光栅对间距对色散的影响

Fig. 6 Influence of different grating pair spacing on dispersion

图7为在三种光栅常数下当固定光栅对间隔为1 cm时,入射角和光栅对色散量的关系。与图6类似,图7也对光栅常数为  $300 \text{ mm}^{-1}$  和  $600 \text{ mm}^{-1}$  情况下的色散量进行了局部放大处理。根据式(17),当给定光栅常数时,光栅对系统的色散量主要取决于飞秒脉冲经过光栅后的衍射角。同时,可将色散长度  $b$  表示为  $G / \cos \theta$  的形式,所以系统的色散量变化趋势与  $\cos^3 \theta$

有关。当规定入射角为  $60^\circ \sim 80^\circ$  时: 在光栅常数为  $300 \text{ mm}^{-1}$  的情况下,  $\cos^3\theta$  呈现下降趋势; 在光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的情况下,  $\cos^3\theta$  呈现上升趋势; 在光栅常数为  $600 \text{ mm}^{-1}$  的情况下,  $\cos^3\theta$  呈现先上升后下降的趋势, 且在入射角为  $68^\circ$  时取得极大值。最后, 结合图 7 可得: 当光栅常数为  $300 \text{ mm}^{-1}$  时, 色散量与入射角成正比; 当光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  时, 色散量与入射角成反比; 当光栅常数为  $600 \text{ mm}^{-1}$  时, 色散量在入射角为  $60^\circ \sim 68^\circ$  时逐渐减小, 在入射角为  $68^\circ \sim 80^\circ$  时逐渐增大。光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  时的色散量与其他两种情况相差较多, 最小也可达到百万量级, 可以补偿光纤中的群速度色散。此外, 光栅常数为  $300 \text{ mm}^{-1}$  和  $600 \text{ mm}^{-1}$  时的色散量普遍不超过  $2 \times 10^5 \text{ fs}^2$ , 这是无法达到系统要求的, 从入射角方面再一次验证了光栅常数选取  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的合理性。

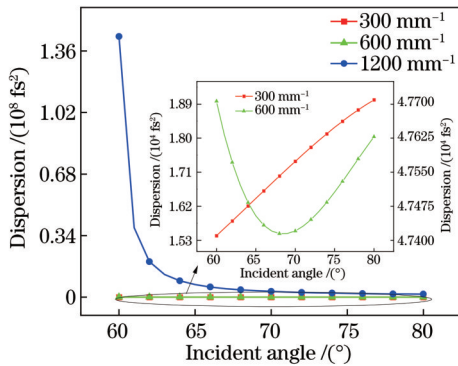


图 7 不同光线入射角对色散的影响

Fig. 7 Influence of different incident angles of light on dispersion

根据反射式闪耀光栅 Littrow 计算公式<sup>[20-21]</sup>,  $\alpha$  可表示为

$$\alpha = \arcsin \frac{Nm\lambda}{2}, \quad (18)$$

式中:  $N$  为光栅的线对数。计算可得光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的闪耀光栅在  $1550 \text{ nm}$  波段下的 Littrow 角为  $68.43^\circ$ 。为保证飞秒激光脉冲的利用率和光栅的衍

射效率, 采用此角为光栅对脉冲压缩系统的入射角。

图 8 为当选取光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  时, 在  $1500 \sim 1600 \text{ nm}$  波段下光栅对的二阶色散与三阶色散变化曲线。可以发现, 在中心波长  $1550 \text{ nm}$  处二阶色散值约为  $2 \times 10^6 \text{ fs}^2$ , 不仅可以补偿掉系统所需的色散, 还为系统扩展光纤长度留了一定的色散预补偿量。

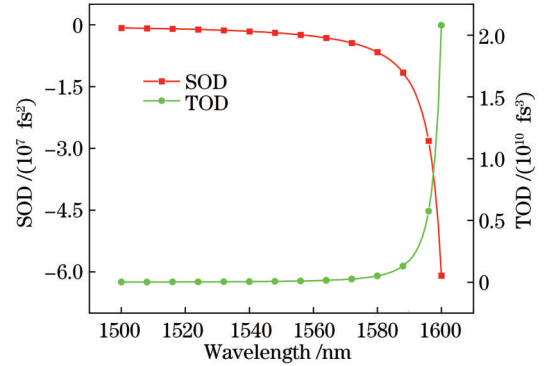


图 8 光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的光栅在  $1500 \sim 1600 \text{ nm}$  波段下的二阶色散和三阶色散变化趋势

Fig. 8 Variation trends of second-order dispersion and third-order dispersion of grating with grating constant of  $1200 \text{ mm}^{-1}$  in  $1500 \sim 1600 \text{ nm}$  band

图 9 为搭建好的光栅对色散补偿系统。为实现双光栅双程补偿的效果, 将飞秒激光脉冲通过光纤连入准直器中准直出射成空间光, 空间光通过光栅对一次补偿后打到反射镜上原路返回, 再一次通过脉冲压缩系统二次补偿, 最终耦合进准直器中并通过光纤连入自相关仪中进行脉宽测试。实验中通过角度转台控制光栅入射角为  $60^\circ$ , 通过位移台控制光栅对间距为  $2.3 \text{ cm}$ 。从图 9(b) 中可以看出, 未经过补偿的飞秒脉宽为  $5.403 \text{ ps}$ , 而经过光栅对后, 脉冲宽度被压缩至  $466.50 \text{ fs}$ , 压缩效果非常明显。实验表明, 通过适当调整系统入射角和光栅对间距, 可以补偿单模保偏光纤中的色散, 进而保证泵浦到光电导天线上的飞秒激光脉冲的质量。

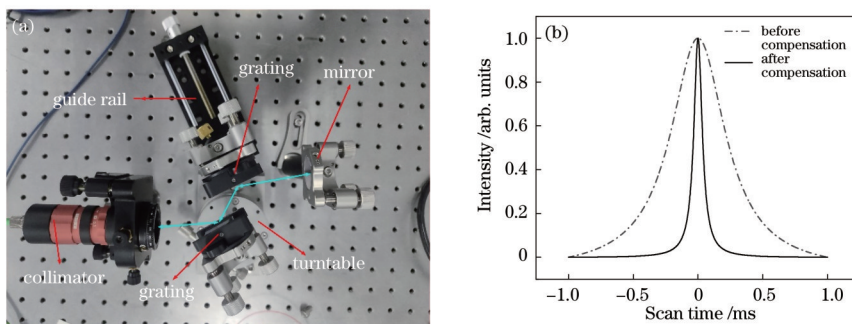


图 9 实验系统搭建和测试结果。(a) 系统光路; (b) 补偿前后的自相关迹

Fig. 9 Experimental system construction and test results. (a) Optical path of system; (b) Autocorrelation traces before and after compensation

## 4 结 论

采用光线追迹法,分析了光栅对脉冲压缩系统各项参数对其产生色散量的影响。在单模光纤损耗较低的 1550 nm 波段且给定光栅常数情况下,光栅对产生的色散量与光栅对间隔成正比。当光栅常数取  $300 \text{ mm}^{-1}$  时,色散量与入射角成正比。当光栅常数取  $1200 \text{ mm}^{-1}$  时,色散量与入射角成反比。当光栅常数取  $600 \text{ mm}^{-1}$  时,色散量呈现出先减小后增大的趋势。通过数值模拟验证了选取光栅常数为  $1200 \text{ mm}^{-1}$  的光栅对的合理性。同时,搭建了双光栅双程的脉冲压缩系统,通过将空间激光耦合进单模光纤并连入自相关仪中测量脉宽,验证了色散补偿效果。综上所述,光栅对色散量受光栅对间距、光线入射角和光栅常数影响,改变这些参数可以使光栅对脉冲压缩系统的色散量发生变化,从而满足实验设计需要。

### 参 考 文 献

- [1] Jepsen P U, Cooke D G, Koch M. Terahertz spectroscopy and imaging-modern techniques and applications[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, 5(1): 124-166.
- [2] Federici J F, Schulkin B, Huang F, et al. THz imaging and sensing for security applications: explosives, weapons and drugs[J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2005, 20(7): S266-S280.
- [3] Ho L, Pepper M, Taday P. Signatures and fingerprints [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(9): 541-543.
- [4] Lloyd-Hughes J, Jeon T I. A review of the terahertz conductivity of bulk and nano-materials[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2012, 33(9): 871-925.
- [5] Vieweg N, Rettich F, Deninger A, et al. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, 35(10): 823-832.
- [6] Han S P, Kim N, Ko H, et al. Compact fiber-pigtailed InGaAs photoconductive antenna module for terahertz-wave generation and detection[J]. *Optics Express*, 2012, 20(16): 18432-18439.
- [7] 袁英豪,周正. Mini-T 系列便携式实时太赫兹光谱仪的设计与应用[J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2017, 15(6): 909-915.  
Yuan Y H, Zhou Z. Design and application of mini-T series portable real-time terahertz spectrometer[J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2017, 15(6): 909-915.
- [8] Ellrich F, Weinland T, Molter D, et al. Compact fiber-coupled terahertz spectroscopy system pumped at 800 nm wavelength[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(5): 053102.
- [9] 刘佳. 光纤集成化太赫兹时域光谱成像关键技术研究[D]. 西安:中国科学院西安光学精密机械研究所, 2014.  
Liu J. Research on the key techniques of fiber-based terahertz time-domain spectroscopy and imaging[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2014.
- [10] 高梓宸,郭洁,梁晓燕. 全固态超快激光的非线性脉冲压缩[J]. *中国激光*, 2021, 48(5): 0501007.  
Gao Z C, Guo J, Liang X Y. Nonlinear pulse compression of all-solid-state ultra-fast laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501007.
- [11] 俞冰昊,郝强,曾和平. 55 fs, 510 mW 掺铒光纤飞秒激光器[J]. *光学学报*, 2021, 41(19): 1936001.  
Yu B H, Hao Q, Zeng H P. 55 fs, 510 mW erbium-doped fiber femtosecond laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(19): 1936001.
- [12] 李正,孙青,冯美琦,等. 光纤型变角度太赫兹时域光谱测量系统研究[J]. *光谱学与光谱分析*, 2020, 40(11): 3379-3383.  
Li Z, Sun Q, Feng M Q, et al. Research on variable angle fiber-type terahertz time-domain spectrometer[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2020, 40(11): 3379-3383.
- [13] 于国良. 太赫兹时域光谱技术应用[D]. 天津:南开大学, 2014.  
Yu G L. Application of terahertz time domain spectroscopy[D]. Tianjin: Nankai University, 2014.
- [14] Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5(9): 454-458.
- [15] Martinez O. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1987, 23(1): 59-64.
- [16] 李沐霖,张巧芬,史圣达,等. 基于啁啾补偿的自相似脉冲压缩光栅对的设计[J]. *光通信研究*, 2021(4): 56-60.  
Li M L, Zhang Q F, Shi S D, et al. Design of self-similar pulse compression grating pair based on chirp compensation[J]. *Study on Optical Communications*, 2021(4): 56-60.
- [17] 李伟,王道,胡必龙,等. 光学参量啁啾反转脉冲放大系统色散补偿方案[J]. *中国激光*, 2020, 47(6): 0601008.  
Li W, Wang X, Hu B L, et al. Dispersion-compensation scheme of optical parameter chirp reversal pulse amplification system[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(6): 0601008.
- [18] 潘奕,郑渚,李程,等. 1550 nm 激光激发的紧凑型太赫兹时域光谱仪[J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2018, 16(6): 943-949.  
Pan Y, Zheng Z, Li C, et al. Compact terahertz time-domain spectrometer excited by 1550 nm laser[J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2018, 16(6): 943-949.
- [19] Agrawal G P. *Nonlinear fiber optics*[M]. San Diego: Academic Press, 2007.
- [20] 徐光,钱列加,范滇元. 啁啾脉冲放大系统中单光栅展宽器的优化[J]. *中国激光*, 2002, 29(12): 1067-1070.  
Xu G, Qian L J, Fan D Y. Optimization of the single-grating stretcher in chirped-pulse amplification[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2002, 29(12): 1067-1070.
- [21] 孔伟金,范正修,邵建达. 全电介质脉宽压缩光栅的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2005, 42(1): 32-36.  
Kong W J, Fan Z X, Shao J D. Development of all dielectric pulse compressor grating[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2005, 42(1): 32-36.