

# 拍瓦级激光参数测量中脉宽测量可靠性分析

孔 雪<sup>1,2</sup>, 闫世森<sup>1,2</sup>, 于健伟<sup>1</sup>, 刘代中<sup>1</sup>, 欧阳小平<sup>1\*</sup>, 朱宝强<sup>1</sup>, 朱健强<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800;

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 高能拍瓦激光的高精度脉宽测量对离轴抛物面镜焦斑功率密度的诊断以及光栅损伤阈值的分析都具有重要意义。分析了光束指向性和近场分布的周期性调制这两方面的误差影响。结果表明,当反射镜稳定性在  $5 \mu\text{rad}$  时,光束指向性的误差最大为  $0.03\%$ 。当近场调制周期增加时,误差降低;而调制度增加时,误差增大。另外,采用镜像结构能降低近场缺陷导致的测量误差。当调制深度为 1.5、调制周期大于 10 时,综合误差小于  $20\%$ ,最小可降至  $10\%$ 。镜像结构的误差均小于  $15\%$ ,最小可降至 0。在拍瓦级激光脉宽测量实验中,证实了近场调制对于脉宽测量的影响及改善效果。

**关键词** 激光器; 超短脉冲; 单次自相关; 高能激光; 超短脉冲测量

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1104001

## Reliability Analysis of Pulse Width Measurement in Parameter Measurement of Petawatt-Class Laser

Kong Xue<sup>1,2</sup>, Yan Shisen<sup>1,2</sup>, Yu Jianwei<sup>1</sup>, Liu Daizhong<sup>1</sup>, Ouyang Xiaoping<sup>1</sup>,  
Zhu Baoqiang<sup>1</sup>, Zhu Jianqiang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** Precise pulsewidth measurement of petawatt laser with high energy is important to diagnosis of the focal intensity of the off-axis parabolic mirror and analysis of the gratings' damage threshold. Two sources of error are discussed in this article, namely, the beam pointing and the periodic modulation of the near field distribution. The results show that when the stability of mirrors is within  $5 \mu\text{rad}$ , the beam pointing error is  $0.03\%$ . The error decreases when the modulation period of near field increases. The error increases when the modulation depth increases. Besides, adopting mirror structure can reduce the measurement error caused by the near-field defects. When the period modulation depth of the near field is 1.5 and the modulation period is greater than 10, the comprehensive error is less than  $20\%$  and the minimum can be reduced to  $10\%$ . Total error of mirror structure is overall below  $15\%$  and the minimum can be reduced to 0. In the petawatt laser pulse width measurement experiment, the effect and improvement of the modulation of the near field on pulse width measurement is demonstrated.

**Key words** lasers; ultrashort pulses; single-shot autocorrelation; high-energy lasers; ultrashort pulse measurement

**OCIS codes** 140.7090; 320.7100; 320.7080

## 1 引 言

高能拍瓦激光为激光物质相互作用的研究工作提供了一个重要的技术手段,在 高能密度物理研究、惯性

收稿日期: 2017-06-21; 收到修改稿日期: 2017-07-10

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0401102)

作者简介: 孔 雪(1991—),女,硕士研究生,主要从事高功率激光参数测量方面的研究。

E-mail: kongxue0514@163.com

导师简介: 朱宝强(1964—),男,硕士,研究员,主要从事高功率激光技术方面的研究。E-mail: baoqzhu@siom.ac.cn

\* 通信联系人。E-mail: oyxp@siom.ac.cn

约束聚变(ICF)、快点火、先进射线能力(ARC)等领域具有重要的应用价值<sup>[1-3]</sup>。国内外有许多已建成或在建的高能超短脉冲激光装置<sup>[4-5]</sup>。美国罗切斯特大学研制的 OMEGA EP 拍瓦激光系统的脉宽设计值为 1~100 ps,单束能量高达 2.6 kJ<sup>[6]</sup>。美国劳伦斯利福摩尔国家实验室(LLNL)正在建造的 NIF ARC 激光系统,共 8 束光路,每束光路的能量预计为 0.4~1.7 kJ,脉宽设计值为 1~50 ps<sup>[7]</sup>。英国的 Vulcan 和 Orion 拍瓦激光系统的输出能量为 500 J,脉宽为 0.5 ps<sup>[8-9]</sup>。中国神光 II(SG-II)拍瓦激光系统的能量预计为 1 kJ,脉宽设计值为 1~10 ps<sup>[10]</sup>。

超短激光脉冲宽度的准确测量对于超短脉冲的产生和运用具有重要的指导意义<sup>[11-12]</sup>。Janszky 等<sup>[13]</sup>提出了测量超短脉冲的自相关法理论。Salin 等<sup>[14]</sup>提出了采用非共轴二次谐波转换测试短脉冲宽度的实验方案。现有的自相关测量方法分为扫描式测量和单次测量。对于能量输出稳定、重复频率较高的激光脉冲通常采用扫描测量方式;但对于强度达到拍瓦量级、重复频率较低的高能超短脉冲激光,则需要采用单次测量。拍瓦级激光系统的脉宽为亚皮秒或者皮秒量级,普遍采用了单次自相关方法作为脉宽测量的主要技术方案<sup>[6,8-9]</sup>。

在采用单次自相关方法作为脉宽测量技术方案的实验中,激光束的近场(横截面)分布默认是均匀的。在大型超短脉冲激光系统中,由于光学元件的增多、损伤的可能性增加、硬边剪切导致的衍射条纹等因素的影响,激光束的近场分布会逐渐退化。这将影响基于时间-空间变换原理的单次自相关方法的可靠性,产生误差源。郝欣等<sup>[15]</sup>分析了近场调制对单次自相关方法测量结果的影响,Ouyang 等<sup>[16]</sup>分析了待测脉冲近场的线性分布和台阶分布导致的测量误差,并提出采用镜像结构的方法改善测量结果。

为了进一步提高测量结果的准确性和可靠性,本文将深入分析并研究单次自相关法脉宽测量中的误差影响。

## 2 原理和方法

在非线性晶体的二次谐波产生过程中,波矢为  $k_\omega, k_{2\omega}$  的基波光电场  $E(\omega, z)$  和二次谐波光电场  $E(2\omega, z)$  满足如下耦合波方程<sup>[17]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{dE(\omega, z)}{dz} = \frac{i\omega^2}{k_\omega c^2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E(2\omega, z) E^*(\omega, z) \exp(-i\Delta k z) \\ \frac{dE(2\omega, z)}{dz} = \frac{2i\omega^2}{k_{2\omega} c^2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E^2(\omega, z) \exp(i\Delta k z) \end{cases}, \quad (1)$$

式中,基频波光强为  $I_\omega = \frac{n_1 c \epsilon_0}{2} |E_\omega|^2$ ,其中  $\omega$  为频率, $z$  为传播距离, $c$  为真空中光速, $n_1$  为基波折射率, $\epsilon_0$  为真空介电常数。可以得到二次谐波的小信号解为<sup>[17]</sup>

$$I_{2\omega} = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} I_\omega^2 \text{sinc}^2(\Delta k L / 2), \quad (2)$$

式中, $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$  为晶体的有效非线性极化率, $d_{\text{eff}} = 1/2\chi_{\text{eff}}^{(2)}$  为有效非线性光学系数, $n_2$  为二次谐波折射率, $\lambda_1$  为基波波长。 $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ , $L$  为晶体长度。当满足相位匹配时, $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega} = 0$ ,此时二次谐波产生的效率最高;当  $\Delta k \neq 0$  时,二次谐波产生的效率大大降低。

单次自相关方法的基本原理是:两束具有一定宽度的倾斜光束相交,在相交平面的不同位置产生不同的时间差,从而在单个脉冲条件下实现自相关过程中的时间延迟和扫描过程。参与自相关过程的两束脉冲具有相同的时间波形和脉冲强度,假设被测高斯脉冲强度为

$$I(t) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2}\right), \quad (3)$$

式中  $I_0$  表示被测脉冲强度,研究将其归一化为单位 1, $t$  表示时间, $\tau_{\text{FWHM}}$  表示被测脉冲的半峰全宽(FWHM)。则不同时间延迟  $\tau$  下的自相关信号可以表示为

$$I_A(\tau) = \int I(t - \tau) I(t) dt = I_0^2 \exp\left[-4 \ln 2 \frac{t^2}{(\sqrt{2} \tau_{\text{FWHM}})^2}\right], \quad (4)$$

可以看出,自相关信号  $I_A$  的半峰全宽为  $\sqrt{2}\tau_{\text{FWHM}}$ ,即自相关信号的脉冲宽度是被测脉冲宽度的  $\sqrt{2}$  倍。

### 3 数值分析

#### 3.1 光束指向性

在拍瓦级激光的测量光路中,取样后的脉冲需要经过两块直径 570 mm 的耦合反射镜导入后续的缩束单元和其他功能单元。在初建过程中需要多次调节并固定此类大型反射镜,并且需要 1~2 天的应力释放时间。在应力释放过程中将会造成光束的蠕变和漂移,需要增加调节工作使其恢复到正常状态。

当两块耦合反射镜  $M_1$ 、 $M_2$  平行放置时(图 1,其中  $\varphi$  为入射光与反射镜  $M_1$  的角度),理论情况下,出射光束与入射光束平行且同向;将  $M_1$ 、 $M_2$  同时顺时针分别偏转角度  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$ ,则经过  $M_1$ 、 $M_2$  的出射光束偏离角度为  $2|\gamma_1 - \gamma_2|$ ;将  $M_1$  顺时针偏转角度  $\gamma_1$ , $M_2$  逆时针偏转角度  $\gamma_2$ ,则出射光线偏离角度为  $2|\gamma_1 + \gamma_2|$ 。当两块耦合反射镜  $M_1$ 、 $M_2$  垂直放置时(图 2),理论情况下,出射光线反向平行出射,若将  $M_1$ 、 $M_2$  顺时针分别偏转角度  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$ ,则经过  $M_1$ 、 $M_2$  后出射光线偏离角度为  $2|\gamma_1 - \gamma_2|$ ;将  $M_1$  顺时针偏转角度  $\gamma_1$ , $M_2$  逆时针偏转角度  $\gamma_2$ ,此时出射光线偏离角度为  $2|\gamma_1 + \gamma_2|$ 。

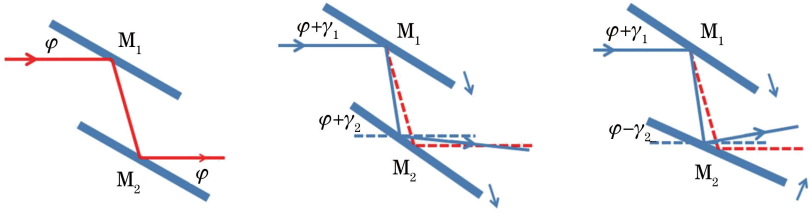


图 1 两个平行的反射镜不稳定性导致的光束指向性偏差

Fig. 1 Deviation of beam pointing due to instability of two parallel mirrors

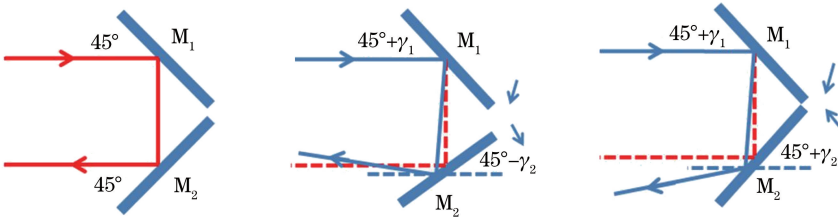


图 2 两个垂直的反射镜不稳定性导致的光束指向性偏差

Fig. 2 Deviation of beam pointing due to instability of two perpendicular mirrors

令两块耦合反射镜的不稳定性  $\Delta\gamma$  为

$$\Delta\gamma = \begin{cases} |\gamma_1 - \gamma_2|, & \text{same direction} \\ |\gamma_1 + \gamma_2|, & \text{opposite direction} \end{cases} \quad (5)$$

由此导致的光束指向性偏差为  $2\Delta\gamma$ ,假设单个反射镜的偏差概率相等,且考虑最大偏差,则  $\Delta\gamma = 2\gamma_1$ 。

在皮秒脉冲测量单元中(图 3,其中  $R$  为光束半径),被测脉冲经过分光镜(BS)后分为两个子脉冲,反射脉冲依次经过反射镜  $M_1$ 、 $M_2$ 、 $M_3$  后,入射到自相关晶体(ACGC)上;透射脉冲经过分光镜  $M_4$ ,反射脉冲入射到自相关晶体,两束成  $\phi$  角度的倾斜光束产生自相关过程,由 CCD 探测器采集自相关信号进行分析,计算得到脉冲宽度。时间延迟来自两脉冲之间的夹角  $\phi$  和不同位置的光程延迟。若自相关区域长度为  $\alpha$ ,则单侧最大时间延迟量为  $\tau_{\text{max}} = \alpha \sin(\phi/2)/c$ ,式中  $c$  表示真空中光速,自相关信号的时间观测窗口为  $[-\tau_{\text{max}}, \tau_{\text{max}}]$ 。

当光束与光轴成一定角度  $\theta$  入射至分光镜,参与自相关过程的两个脉冲的夹角  $\phi$  会随之改变,影响自相关信号的测量结果。当入射脉冲沿光轴下方入射,则晶体表面入射夹角为  $\phi' = \phi - 2\theta$ ;当入射脉冲沿光轴上方入射,则晶体表面入射夹角为  $\phi' = \phi + 2\theta$ 。

在皮秒脉冲诊断平台中,缩束单元导致测量光路的角度偏差是主激光的 8 倍,故缩束单元前的两块反射镜不稳定性  $\Delta\gamma$  导致光束以  $\theta = 16\Delta\gamma$  的偏差进入自相关测量单元。表 1 列出两块反射镜不稳定性  $\Delta\gamma$  所引

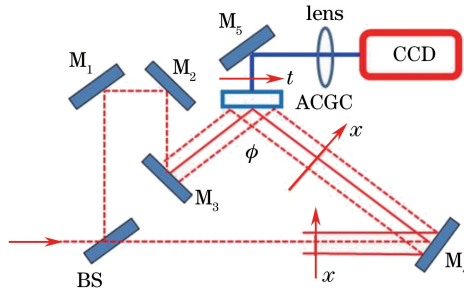


图 3 皮秒脉冲单次自相关测量原理图

Fig. 3 Schematic of single-shot autocorrelation measurement of picosecond pulse

起的测量误差  $\delta_1$ , 体现了不同测量精度所容许的反射镜不稳定性。

表 1 反射镜不稳定性引起的测量误差

Table 1 Measurement error caused by the instability of mirror

$\Delta\gamma / \text{mrad}$	0.01	0.1	0.3	0.5	0.7	1
$\delta_1 / \%$	0.03	0.3	1	1.5	2	3

在正常情况下, 大型反射镜的稳定性为小于  $5 \mu\text{rad}$ 。若单块反射镜不稳定性为  $5 \mu\text{rad}$ , 那么  $\Delta\gamma$  为  $10 \mu\text{rad}$ , 对应的测量误差约 0.03%。如果该项误差要求为 0.3%, 对于缩束单元之前的反射镜, 脉宽测量所需要的单块反射镜稳定性要求为  $50 \mu\text{rad}$ 。对于缩束单元之后的反射镜, 脉宽测量所需要的单块反射镜稳定性要求为  $400 \mu\text{rad}$ 。因此可知, 基于自相关方法的脉宽测量技术方案具有较大的角度容差和抗干扰能力。在脉宽测量单元的方案设计中, 只需要考虑反射镜应力释放导致的光束蠕变和漂移。

### 3.2 近场分布

在拍瓦级激光系统的运行过程中, 由于抽运不均匀、光学件损伤、取样镜均匀性下降等潜在因素的影响, 近场分布会退化, 出现不均匀、局部缺陷、周期性衍射条纹等现象。在研究近场分布退化导致的测量误差的报道中, 文献[16]中分析了线性函数和阶跃函数的近场分布导致的测量误差, 提出采用镜像结构可以降低该项误差; 文献[15]中分析了正弦函数的近场分布的测量误差。因此, 研究将基于正余弦函数分析镜像结构对于测量误差的改进效果。

由于单次自相关过程中存在时间-空间变换关系, 所以空间分布上的横坐标可以转换为时间量<sup>[14]</sup>。当近场为正弦分布时, 调制函数如图 4(a)中蓝色实线所示, 可以表示为

$$f_{\text{sinI}}(\tau) = \left(1 - \frac{1}{M}\right) \times \sin\left[n \times \pi \times \frac{\tau \times c}{2R \times \tan(\varphi/2)}\right] + \frac{1}{M}, \quad [-\tau_{\text{max}}, \tau_{\text{max}}], \quad (6)$$

式中  $M$  表示调制深度, 定义为最大值与平均值的比值, 大型激光装置终端输出脉冲的  $M$  一般在 1.5 左右;  $n$  表示调制周期;  $R$  为光束半径。一般结构的自相关信号如图 4(b)中的绿色实线所示, 为

$$I_{\Lambda, \text{sinI}}(\tau) = I_{\Lambda}(\tau) \times f_{\text{sinI}}^2(\tau). \quad (7)$$

镜像之后的调制函数如图 4(a)中绿色虚线所示, 可以表示为

$$f_{\text{sinII}}(\tau) = -\left(1 - \frac{1}{M}\right) \times \sin\left[n \times \pi \times \frac{\tau \times c}{2R \times \tan(\varphi/2)}\right] + \frac{1}{M}, \quad [-\tau_{\text{max}}, \tau_{\text{max}}], \quad (8)$$

镜像结构<sup>[16]</sup>的自相关信号如图 4(b)中的红色虚线所示, 为

$$I'_{\Lambda, \text{sin}}(\tau) = I_{\Lambda}(\tau) \times f_{\text{sinI}}(\tau) \times f_{\text{sinII}}(\tau). \quad (9)$$

如图 4 所示, 由于  $\tau=0$  时刻对应调制函数中间值, 非最大值, 故自相关信号峰值并不在  $\tau=0$  时刻, 有一定的偏移, 且不对称。若将正弦函数偏移  $+\pi/2$  相位, 自相关信号如图 5(a)所示(图中蓝色点画线表示理论自相关信号, 绿色实线表示一般结构的自相关信号, 红色虚线表示镜像结构的自相关信号),  $\tau=0$  时刻对应调制函数最大值, 故自相关信号的峰值出现在  $\tau=0$  处, 且呈对称状态; 若将其偏移  $-\pi/2$  相位, 自相关信号如图 5(b)所示,  $\tau=0$  时刻调制函数取最小值, 故  $\tau=0$  时出现波谷凹陷, 两侧出现峰值, 曲线呈对称状态。

当近场分布为余弦分布时, 调制函数可以表示为

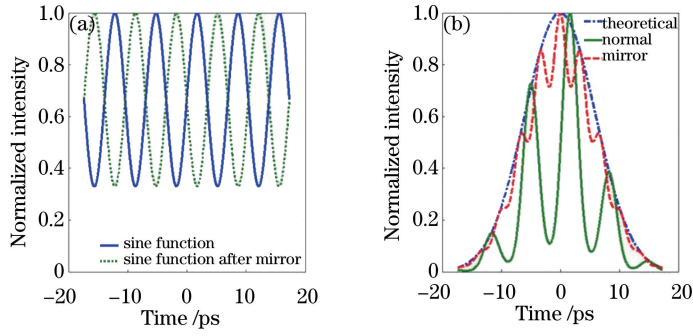


图 4 正弦 0 相位调制函数及自相关信号。(a)正弦函数和镜像后的正弦函数；  
(b)理论自相关信号、一般结构的自相关信号和镜像结构的自相关信号

Fig. 4 Modulation function and autocorrelation signal of sine distribution with 0 phase. (a) Sine function and sine function after mirror; (b) theoretical autocorrelation signal, normal structure autocorrelation signal and mirror structure autocorrelation signal

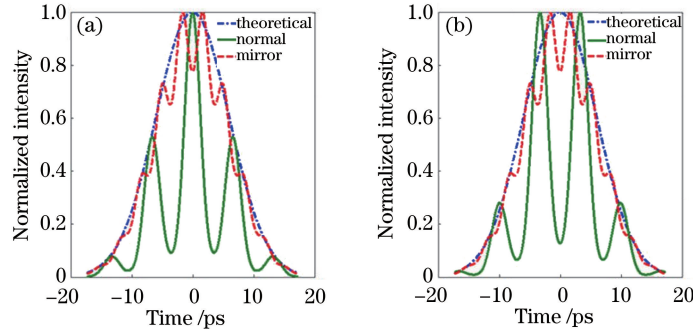


图 5 正弦调制下的自相关信号。(a) +π/2 相位; (b) -π/2 相位

Fig. 5 Autocorrelation signal by the sine modulation. (a) With +π/2 phase shift; (b) with -π/2 phase shift

$$f_{\cos I}(\tau) = \left(1 - \frac{1}{M}\right) \times \cos\left[n \times \pi \times \frac{\tau \times c}{2R \times \tan(\varphi/2)}\right] + \frac{1}{M}, \quad [-\tau_{\max}, \tau_{\max}], \quad (10)$$

自相关信号为

$$I_{A,\cos I}(\tau) = I_A(\tau) \times f_{\cos I}^2(\tau). \quad (11)$$

镜像之后的调制函数表示为

$$f_{\cos II}(\tau) = -\left(1 - \frac{1}{M}\right) \times \cos\left[n \times \pi \times \frac{\tau \times c}{2R \times \tan(\varphi/2)}\right] + \frac{1}{M}, \quad [-\tau_{\max}, \tau_{\max}], \quad (12)$$

镜像结构的自相关信号为

$$I'_{A,\cos}(\tau) = I_A(\tau) \times f_{\cos I}(\tau) \times f_{\cos II}(\tau). \quad (13)$$

从图 6 可以看出,与正弦 +π/2 相位分布一致,自相关信号的峰值出现在 τ=0 处,且对称。若将余弦函数偏移 -π/2 相位,自相关信号如图 7(a)所示,与正弦相位分布情况一致;若将其偏移 +π/2 相位,自相关信号如图 7(b)所示,此时与 -π/2 相位分布呈镜像关系。

表 2 列出了 10 ps 脉冲在调制深度 M=1.5、调制周期 n=5 时的脉宽测量误差 δ<sub>2</sub>。结合图(4)~(7)可以看出,相比于一般结构,采用镜像结构所测得的脉宽误差明显减小。

表 2 一般结构与镜像结构的测量误差

Table 2 Measurement error of normal structure and mirror structure

Phase	Sine modulation			Cosine modulation			
	-π/2	0	+π/2	-π/2	0	+π/2	
δ <sub>2</sub> / %	Normal	31.3	34.2	0.3	34.2	0.3	34.2
	Mirror	11.3	0.2	11.1	0.2	11.3	0.2

分析还发现,当调制周期 n 增大时,自相关信号曲线上的凹陷数量随之增多;当调制深度 M 增大时,自

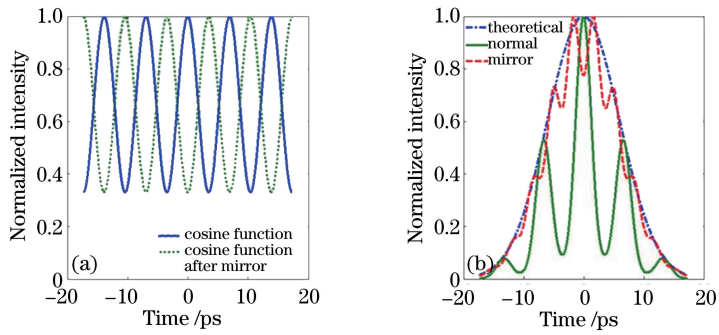


图 6 余弦 0 相位调制函数及自相关信号。(a)余弦函数和镜像后的余弦函数；  
(b)理论自相关信号、一般结构的自相关信号和镜像结构的自相关信号

Fig. 6 Modulation function and autocorrelation signal of cosine distribution with 0 phase. (a) Cosine function and cosine function after mirror; (b) theoretical autocorrelation signal, normal structure autocorrelation mirror and mirror structure autocorrelation signal

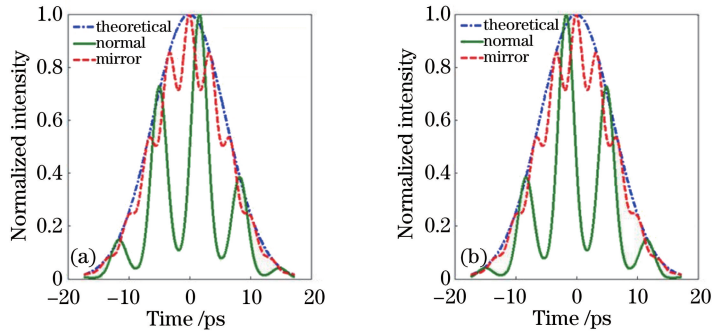


图 7 余弦调制下的自相关信号。(a)  $-\pi/2$  相位; (b)  $+\pi/2$  相位

Fig. 7 Autocorrelation signal by the cosine modulation. (a) With  $-\pi/2$  phase shift; (b) with  $+\pi/2$  phase shift

相关信号曲线上的凹陷深度也随之增加。因此,调制周期和调制深度对脉宽测量结果的准确度和稳定性产生重要影响。

以 10 ps 被测脉冲的近场余弦 0 相位分布为例,通过分析调制周期  $n$  对脉宽结果的影响[图 8(a)],可以看出,随着  $n$  增加,脉宽测量结果波动范围减小,误差  $\delta_2$  减小;当  $n$  取 5、10 等周期数时, $\delta_2$  非常小( $<2\%$ )。而  $n$  为其他周期数时, $\delta_2$  明显增大,研究认为,由于半峰全宽理论值在时间轴上  $\pm 7.071$  处,当调制函数峰值出现在  $\pm 7.071$  附近(与  $n$  有关), $\delta_2$  很小;偏离量越大, $\delta_2$  越大。将调制函数进行  $-\pi/2$  的相位变化,取 5、10 等周期数时,调制函数峰值对应的横坐标值偏离  $\pm 7.071$ , $\delta_2$  明显增大,与上述分析吻合。

当调制深度  $M$  发生变化时, $\delta_2$  变化如图 8(b)所示,随着  $M$  增加, $\delta_2$  增大,当  $M > 1.5$  后, $\delta_2$  趋于稳定。另外,选择适当的调制周期  $n$ ,使调制函数峰值出现在时间轴  $\pm 7.071$  附近, $\delta_2$  很小,且受调制深度  $M$  的影响较小。

因此,选取合适的调制深度  $M$  和调制周期  $n$ ,有利于将正、余弦特性的近场分布对脉宽测量结果的影响控制在较小的范围之内,这将有助于提升测量结果的准确度和稳定性。从图 8(a)和(b)中还可以看出,采用

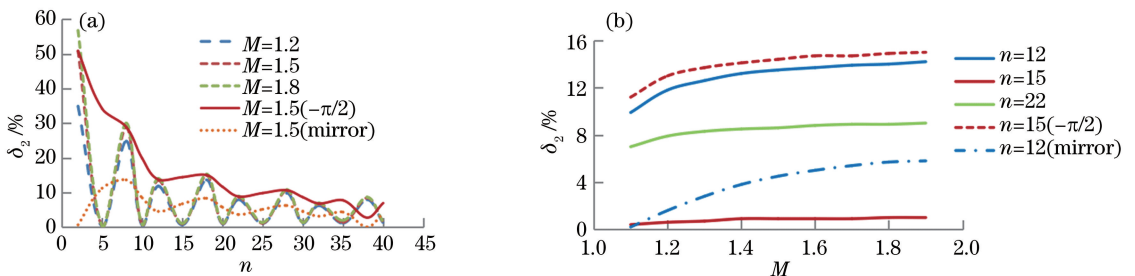


图 8 (a)调制周期和(b)调制深度对脉宽测量的影响

Fig. 8 Effects of (a) modulation period and (b) modulation depth on the pulse width measurement

镜像结构可以明显降低近场缺陷导致的测量误差。

### 3.3 同时考虑两个因素

在误差分析中,需要综合考虑多种来源的误差影响时,采用的是均方根方法。基于上文中光束指向性和近场分布对于脉宽测量结果的影响,可以发现近场分布是主要的误差来源。

根据表 1 可知,在光束指向性偏差所引入的测量误差  $\delta_1$  中,反射镜不稳定性所引入的误差不大于 0.03%。应力释放和蠕变所引入的误差比较大,但是该误差是可以通过准直单元的重新校准消除的。现有短脉冲测量系统的准直单元的远场精度为 0.1 mrad,因此对应的误差  $\delta'_1$  为 0.3%。在近场分布偏差所引入的测量误差  $\delta_2$  中,大型高功率激光系统的调制深度一般为 1.5 左右。在不同调制周期下,光束指向性、远场准直精度、近场分布所导致的综合误差为

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_1'^2 + \delta_2^2} \quad (14)$$

上式的分析结果如图 9 所示。可见,当调制周期  $n \geq 10$  时,  $\delta < 20\%$ 。当选取合适的  $n$  (如 5、10 等) 时,  $\delta < 10\%$ 。而且,采用镜像结构可以明显改善近场缺陷导致的测量误差,增加测量结果的稳定性。

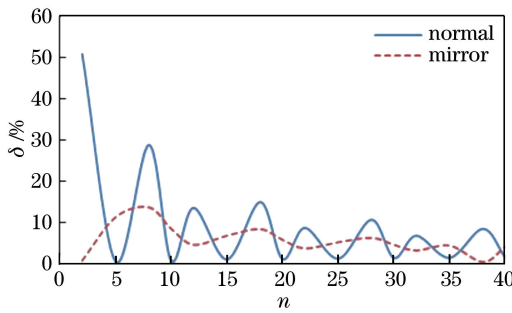


图 9 综合光束指向性和近场分布的脉宽测量误差

Fig. 9 Error of the pulse width measurement by combining with the effects of beam pointing and the near field distribution

## 4 实 验

神光 II 升级装置的皮秒参数测量系统的光路结构如图 10 所示。飞秒激光器 GLX-200 产生的种子脉冲的中心波长为 1053 nm,脉宽为 200 fs。该飞秒脉冲经过 Offner 展宽器展宽成 3.2 ns 的啁啾脉冲,展宽后的啁啾脉冲通过光学参量啁啾放大(OPCPA)单元将能量放大至 50 mJ<sup>[18]</sup>。在 OPCPA 和钕玻璃放大器之间设计了一个脉宽调节模块来改变拍瓦激光的脉宽,并用屋脊棱镜将啁啾脉冲反射回光路。脉冲经钕玻璃放大器后进一步被放大至 1700 J,脉宽压缩至 1.7 ns,光谱带宽也从 6.5 nm 窄化为 3.4 nm。钕玻璃放大链路中的空间滤波器(SF)用于改善光束质量并减小散射噪声。啁啾脉冲经由 4 个光栅组成的压缩器后变换为

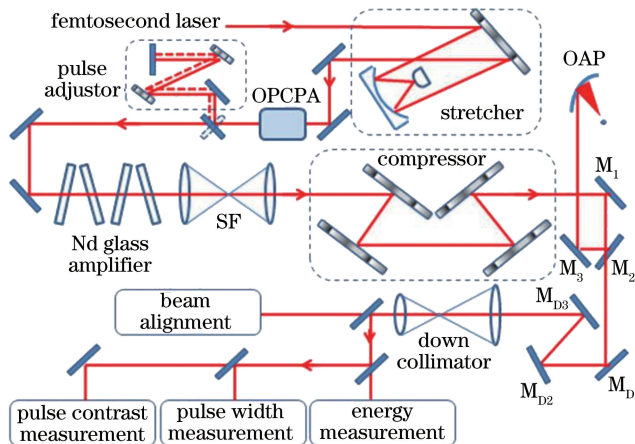


图 10 神光 II 升级的皮秒参数测量系统示意图

Fig. 10 Schematic diagram of picosecond parameter measurement system at the SG-II facility

脉宽1~10 ps、能量 1000 J 的拍瓦激光。压缩后的拍瓦激光通过反射镜  $M_1$ 、 $M_2$  和  $M_3$  之后,经过一个离轴抛物面镜(OAP),使其聚焦成直径为 20  $\mu\text{m}$ 、环围能量为 50% 的焦斑。

反射镜  $M_2$  为皮秒参数测量系统的取样镜,取样率约为 1.5%。在皮秒参数测量系统中,取样脉冲经反射镜  $M_{D1}$ 、 $M_{D2}$  和未镀膜的  $M_{D3}$  反射后,再经过缩束单元,光斑直径由 320 mm 减小至 40 mm。分光镜再将小口径光束分为几个部分,分别进入光束准直单元、能量测量单元、脉宽测量单元和信噪比测量单元等。

目前,单块多层介质膜衍射光栅的尺寸难以满足高能拍瓦激光中压缩器的口径需求<sup>[19-20]</sup>。OMEGA EP 中采用三块 470 mm×430 mm 的光栅组成 1410 mm×430 mm 的大口径光栅<sup>[19]</sup>。NIF ARC 中采用 4 组 450 mm×910 mm 口径的折叠光栅对组成压缩单元<sup>[21]</sup>。神光 II 拍瓦装置中用口径为 1025 mm×350 mm 的大光栅取代原来 4 块 430 mm×350 mm 的小口径光栅。受限于光栅加工水平和禁运政策,当前采用的大光栅是在大基板上经两次曝光完成<sup>[22]</sup>,如图 11(a)所示。在拍瓦级激光的运行过程中为了保护光栅,在第一阶段的实验光路中加入了条状光阑挡住中心区域,从而在近场上产生了衍射条纹,如图 11(b)所示。因此,在千焦级高能拍瓦级激光系统中,进入测量系统的光束近场分布均存在多个组成区域。

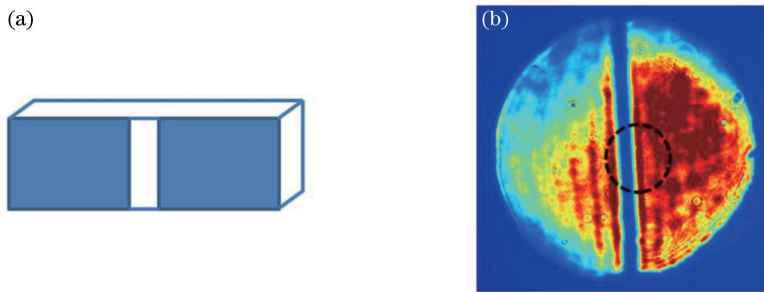


图 11 (a)大尺寸光栅示意图;(b)拍瓦激光的近场光斑图

Fig. 11 (a) Schematic of the large size grating; (b) spot map of the near-field of petawatt laser

在图 11(b)所示的近场分布中,近场调制可以分为两类:由狭缝光阑引起的主调制和衍射条纹引入的副调制。由图 8 可知,测量误差随调制深度的增加而增大,因此首要分析主调制的影响。拍瓦激光的光束直径是 320 mm,狭缝光阑的宽度为 20 mm。进入测量单元的光束直径为 40 mm,自相关测量模块中的光束直径为 10 mm,对应的狭缝宽度为 2.5 mm。由于建立调制函数理论模型的难度较大,研究假设调制周期  $n \leq 3$ ,经过图像处理可以知道,局部调制深度为 1.7[图 11(b)中标注区域]。

在拍瓦激光系统的测量实验中,当狭缝光阑方向与时间轴垂直[参见图 11(b)]时,自相关信号结果如图 12(a)所示。由于光束指向性和近场缺陷的影响,自相关信号存在明显凹陷且不对称,此时脉宽测量误差约为 17%。在测量光路中,通过反射镜组成的旋转偏振结构,可以把进入脉宽测量单元的狭缝旋转 90°,使狭缝的方向与时间轴平行,从而得到如图 12(b)所示的自相关信号。从实验结果中可以发现,自相关曲线的凹陷得到明显改善,与理论曲线吻合度更高。此时的脉宽测量误差为 6%。这也说明了狭缝光阑是影响近场分布和产生测量误差的重要因素。通过旋转狭缝可弥补时间轴的缺失,有效改善近场缺陷导致的测量误差。

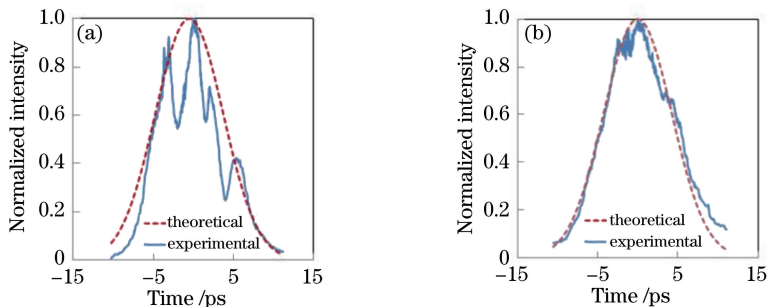


图 12 实验结果。(a)狭缝方向与时间轴垂直;(b)狭缝方向与时间轴平行

Fig. 12 Experimental results. (a) Slit is perpendicular to the axis of time; (b) slit is parallel to the axis of time



## 5 结 论

为了实现千焦拍瓦级激光脉冲时间特性的精密测量和诊断,从光束指向性和近场分布两方面入手,研究并分析了光束指向性和近场分布这两个方面偏差的影响。在光束指向性方面,高功率激光系统的角漂一般在  $5 \mu\text{rad}$  左右,由此引起的测量误差约  $0.02\%$ 。对于测量光路中的反射镜,不论是位于缩束单元之前还是之后,其常规稳定性对于脉宽测量单元的误差影响为  $0.03\%$ 。但是在使用过程中需要考虑应力释放和蠕变导致的角度偏差。当缩束单元之前的反射镜角度偏差为  $0.1, 0.3, 1 \text{ mrad}$  时,测量误差分别为  $0.3\%、1\%$  及  $3\%$ 。

在近场分布方面,基于余弦函数比较了镜像结构和一般结构的自相关光路的测量误差。当调制深度  $M$  增大时,误差增加;当调制周期  $n$  增大时,误差减小;当  $n$  为特殊值(如  $5、10$  等),误差较小,且受调制影响小。相同调制条件下,采用镜像结构比一般结构的测量精度更高。

在光束指向偏差为  $0.1 \text{ mrad}$  和  $M$  为  $1.5$  的情况下,在一般结构中,令  $n \geq 10$  可将测量误差控制在  $20\%$  以内;当  $n$  为特殊值(如  $5, 10$  等),误差可降至  $10\%$  以内。而采用镜像结构的误差小于  $15\%$ ,且测量稳定性更高。

拍瓦装置中保护光栅的条状光阑也引入了近场调制,通过旋转此狭缝光阑与时间轴平行,可明显改善近场主调制的影响。

在后续工作中,拍瓦激光链路将采用二元光学元件制作光阑,以消除衍射条纹的影响。在皮秒参数测量系统中,一方面,将尽快开展近场规则周期调制实验验证工作;另一方面,需要设法优化脉宽测量单元的近场分布,进一步降低测量误差。

**致谢** 感谢徐光研究员以及崔勇、李大为等人在实验中给予的帮助。

## 参 考 文 献

- [1] Roth M, Cowan T E, Key M H, *et al.* Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(3): 436-439.
- [2] Barty C P J, Key M, Britten J, *et al.* An overview of LLNL high-energy short-pulse technology for advanced radiography of laser fusion experiments[J]. Nuclear Fusion, 2004, 44(12): S266.
- [3] Mangles S P, Murphy C D, Najmudin Z, *et al.* Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. Nature, 2004, 431(7008): 535-538.
- [4] Danson C, Hillier D, Hopps N, *et al.* Petawatt class lasers worldwide[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2015, 3(3): 5-18.
- [5] Cai H B, Wu S Z, Wu J F, *et al.* Review of the current status of fast ignition research at the IAPCM[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2014, 2(6): 4-12.
- [6] Bromage J, Zuegel J D, Bahk S W, *et al.* High-intensity laser diagnostics for OMEGA EP[J]. Journal De Physique IV, 2006, 133(1): 705-707.
- [7] Bowers M, Wisoff J, Herrmann M, *et al.* Status of NIF laser and high power laser research at LLNL[C]. SPIE, 2017, 10084: 1008403.
- [8] Musgrave I, Galimberti M, Boyle A, *et al.* Review of laser diagnostics at the Vulcan laser facility[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2015, 3(3): 3-12.
- [9] Hopps N, Danson C, Duffield S, *et al.* Overview of laser systems for the Orion facility at the AWE[J]. Applied Optics, 2013, 52(15): 3597-3607.
- [10] Wang T, Xu G, Dai Y P, *et al.* A petawatt beamline on SG-II-U laser system[C]. European Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference, 2009: 5196348.
- [11] Sharma A K, Naik P A, Gupta P D. The effect of errors and detector noise on sensitive detection of chirp and pulse asymmetry of ultrashort laser pulses from interferometric autocorrelation signals[J]. Optics Communications, 2006, 259(1): 350-359.
- [12] Sharma P K, Pandey S L. Theoretical analysis of third order interferometric autocorrelation signals for enhanced sensitivity towards pulse chirp and asymmetry[J]. Optics Communications, 2011, 284(23): 5466-5471.
- [13] Janszky J, Corradi G, Gyuzalian R N. On a possibility of analysing the temporal characteristics of short light pulses[J].

- Optics Communications, 1977, 23(3): 293-298.
- [14] Salin F, Georges P, Roger G, *et al.* Single-shot measurement of a 52-fs pulse[J]. Applied Optics, 1987, 26(21): 4528-4531.
- [15] Hao Xin, Zhu Qihua, Wang Xiao, *et al.* Influence of the spatial irregular intensity distribution on the single-shot second-order autocorrelator[J]. Chinese J Lasers, 2008 35(10): 1553-1557.  
郝欣, 朱启华, 王道, 等. 空间光强分布不均匀对二阶单次自相关脉宽测量的影响[J]. 中国激光, 2008, 35(10): 1553-1557.
- [16] Ouyang X P, Ma J G, Yang L, *et al.* Accuracy of single-shot autocorrelation measurements of petawatt laser pulses [J]. Applied Optics, 2012, 51(18): 3989-3994.
- [17] Shi Shunxiang. Nonlinear optics[M]. Xi'an: Xidian University Press, 2012.  
石顺祥. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2012.
- [18] Xu G, Wang T, Li Z Y, *et al.* 1 kJ petawatt laser system for SG-II-U program[J]. The Review of Laser Engineering, 2008, 36(S): 1172-1175.
- [19] Qiao J, Kalb A, Nguyen T, *et al.* Development and operation of large-aperture tiled-grating compressors for high-energy, petawatt-class laser systems[C]. Frontiers in Optics, 2010: FTuR5.
- [20] Di Nicola J M, Yang S T, Boley C D, *et al.* The commissioning of the advanced radiographic capability laser system: experimental and modeling results at the main laser output[C]. SPIE, 2015, 9345: 93450I.
- [21] Crane J K, Page R H, Shverdin M Y, *et al.* Group delay measurement for balancing dispersion in complex stretcher-compressor systems [C]. Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science, 2008: JTuA52.
- [22] Qian Guolin, Wu Jianhong, Li Chaoming, *et al.* Study of gratings tiled by holographic exposure with wave aberration [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(3): 0305002.  
钱国林, 吴建宏, 李朝明, 等. 有像差情况下的全息光栅拼接研究[J]. 光学学报, 2015, 35(3): 0305002.