

# 全反射相干自相关法测量飞秒脉冲的特性分析\*

卢娟, 文锦辉, 李聪, 朱伟强, 焦中兴, 赖天树  
(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275)

**摘要:** 全反射相干自相关法在测量紫外-X光波段的超短脉冲和宽频带脉冲方面具有优势。借助数值模拟, 比较了全反射相干自相关和传统相干自相关方法测量不同相位结构脉冲时信号特征的异同。利用自建的组合式自相关装置测量了钛宝石激光器输出的飞秒脉冲及经由40 mm厚BK7玻璃块展宽而成的啁啾脉冲。理论分析和实验结果表明, 同一脉冲的两种自相关曲线是基本相似的, 因而在传统自相关方法不适用或操作不便的情况下, 可以用全反射相干自相关法来替代。

**关键词:** 非线性光学; 飞秒脉冲测量; 相干自相关; 全反射

**中图分类号:** O 437; TN247 **文献标志码:** A **文章编号:** 0529-6579(2012)04-0023-05

## Characteristic Analysis on the Measurement of Femtosecond Pulses by All-Reflective Interferometric Autocorrelation

LU Juan, WEN Jinhui, LI Cong, ZHU Weiqiang, JIAO Zhongxing, LAI Tianshu  
(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology,  
Sun Yet-sen University, Guangzhou 510275, China)

**Abstract:** All-reflective interferometric autocorrelation is advantageous for the measurement of ultrashort pulses within UV to X-ray region or wideband pulses. By means of numerical simulation, comparison of the signal characteristics between the conventional and the all-reflective interferometric autocorrelations is made for ultrashort pulses with varied spectral phases. Femtosecond pulses from a Ti: sapphire laser as well as the chirped pulses stretched by a 40-mm-thick BK7 glass are measured by a home-made combined interferometric autocorrelator. The results show that the traces of two interferometric autocorrelations are quite similar for the same test pulses. Therefore, in situations that conventional autocorrelation is incapable or inconvenient for pulse measurement, all-reflective interferometric autocorrelation is competent to carry out the duties.

**Key words:** nonlinear optics; measurement of femtosecond pulses; interferometric autocorrelation; all-reflective

随着飞秒激光技术的不断发展, 人们已经能产生从紫外到近红外波段不同结构的超短脉冲<sup>[1-4]</sup>, 进而利用高次谐波产生(HHG)方法可在X光波段产生阿秒脉冲<sup>[5-6]</sup>。自相关方法一直以来都是测量超短脉冲的主要技术<sup>[7-9]</sup>, 具有结构简单、信噪比高等优点。它一般分为强度自相关和相干自相

关, 后者主要用于测量短于50 fs的脉冲。目前大部分自相关系统都采用迈克尔逊干涉仪结构, 由分束片将待测脉冲分成两个复制脉冲, 然后通过扫描延时和非线性频率变换来获得脉冲宽度的信息。使用分束片难免要引入色散, 脉冲的波长越短或者带宽越宽, 分束片引入的色散对测量结果的影响就越

\* 收稿日期: 2012-02-22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10674184, 61078027)。

作者简介: 卢娟(1986年生), 女, 硕士研究生; 通讯作者: 文锦辉; E-mail: wenjh@mail.sysu.edu.cn

大。另外, 由于难以制备对真空紫外 - X 光波段透明的分束片, 因而传统自相关仪不适于测量该波段的脉冲 (包括阿秒脉冲)。Mashiko 等<sup>[10-11]</sup>提出的全反射相干自相关方法可解决上述问题, 并具有结构紧凑、调节方便等优点, 目前已有用于测量阿秒脉冲的报道<sup>[12-14]</sup>。由于消除了分束片的限制, 该方法的适用范围较广, 尤其适于测量宽带的以及宽调谐范围的超短脉冲。

目前, 全反射相干自相关法理论研究的对象主要集中于傅里叶转换极限脉冲。本文对该方法的公式重新作了推导, 从而可推广到非转换极限脉冲的情形, 并从理论上和实验上对比全反射相干自相关和传统相干自相关信号特征的相似之处和不同点。

## 1 理论分析与数值模拟

单个超短脉冲的电场复振幅可表示为

$$\bar{E}(t) = f(t) \exp\{i[\Omega t - \varphi(t)]\} \quad (1)$$

其中  $f(t)$ ,  $\Omega$  和  $\varphi(t)$  分别是脉冲的振幅包络、中心圆频率和时域相位。

全反射相干自相关法使用两块非常靠近的反射镜将入射脉冲的光斑分割为相等的两瓣<sup>[8]</sup>, 其中一块反射镜安装在压电平移台上, 用于扫描两瓣光斑之间的相对延时  $\tau$ , 然后由凹面镜将两瓣光斑聚焦到光电二极管的感光面, 获得基于双光子吸收效应的相干自相关信号。光电二极管上的 (三维) 光场振幅可表示为

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, y, t) = & \bar{E}(t) |\tilde{U}_1(x, y)| \exp[i\varphi_1(x, y)] + \\ & \bar{E}(t - \tau) |\tilde{U}_2(x, y)| \exp[i\varphi_2(x, y)] \quad (2) \end{aligned}$$

其中  $|\tilde{U}(x, y)|$  和  $\varphi(x, y)$  分别是聚焦光斑的空间复振幅分布和相位分布, 它们都是一阶合流超几何函数<sup>[8]</sup>。可证明  $|\tilde{U}_1(x, y)| = |\tilde{U}_2(x, y)|$  以及  $\varphi_1(x, y) = -\varphi_2(x, y)$ 。

于是, 全反射相干自相关信号可表示为

$$G_2^{AR}(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{E}(x, y, t)|^4}{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4} =$$

$$\begin{aligned} & F_1(\tau) + F_{2a}(\tau) [S_1(\tau) \cos \Omega\tau + S_2(\tau) \sin \Omega\tau] + \\ & F_{2b}(\tau) [S_1(\tau) \sin \Omega\tau - S_2(\tau) \cos \Omega\tau] + \\ & F_{3a}(\tau) [S_3(\tau) \cos 2\Omega\tau + S_4(\tau) \sin 2\Omega\tau] + \\ & F_{3b}(\tau) [S_3(\tau) \sin 2\Omega\tau - S_4(\tau) \cos 2\Omega\tau] \quad (3) \end{aligned}$$

式中的时域参数

$$F_1(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \{f(t)^4 + f(t - \tau)^4 + 4f(t)^2 f(t - \tau)^2\},$$

$$F_{2a}(\tau) = 4 \int_{-\infty}^{\infty} dt \{f(t)f(t - \tau) [f(t)^2 + f(t - \tau)^2] \cdot \cos[\varphi(t) - \varphi(t - \tau)]\}$$

$$F_{2b}(\tau) = 4 \int_{-\infty}^{\infty} dt \{f(t)f(t - \tau) [f(t)^2 + f(t - \tau)^2] \cdot \sin[\varphi(t) - \varphi(t - \tau)]\}$$

$$F_{3a}(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} dt \{f(t)^2 f(t - \tau)^2 \cos[2\varphi(t) - 2\varphi(t - \tau)]\}$$

$$F_{3b}(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} dt \{f(t)^2 f(t - \tau)^2 \sin[2\varphi(t) - 2\varphi(t - \tau)]\} \quad (4)$$

以及空间因子

$$S_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4 \cos[\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)]}{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4}$$

$$S_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4 \sin[\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)]}{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4}$$

$$S_3 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4 \cos[2\varphi_1(x, y) - 2\varphi_2(x, y)]}{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4}$$

$$S_4 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4 \sin[2\varphi_1(x, y) - 2\varphi_2(x, y)]}{\int_{-\infty}^{\infty} ds |\tilde{U}(x, y)|^4} \quad (5)$$

由于  $\varphi_1(x, y) = -\varphi_2(x, y)$  以及  $\sin(2\varphi_1(x, y))$  是奇函数, 因而  $S_2 = S_4 = 0$ 。另外可计算得到  $S_1 = 0.406$  和  $S_3 = 0$ <sup>[10]</sup>。于是自相关信号可以化简为

$$G_2^{AR}(\tau) = F_1(\tau) + 0.406 [F_{2a}(\tau) \cos \Omega\tau + F_{2b}(\tau) \sin \Omega\tau] \quad (6)$$

实际上, 采用迈克尔逊干涉仪结构的传统相干自相关法, 其聚焦光斑的复振幅分布也可用 (2) 式表示, 只是式中的  $|\tilde{U}(x, y)|$  和  $\varphi(x, y)$  与全反射自相关法略有差异。其中  $|\tilde{U}(x, y)|$  通常为对称的高斯分布, 而  $\varphi_1(x, y) = \varphi_2(x, y) = \text{常数}$ 。由此可得  $S_1 = S_3 = 1$  和  $S_2 = S_4 = 0$ 。于是该自相关信号可以化简为

$$G_2^{MI}(\tau) = F_1(\tau) + [F_{2a}(\tau) \cos \Omega\tau + F_{2b}(\tau) \sin \Omega\tau] +$$

$$[F_{3a}(\tau)\cos 2\Omega\tau + F_{3b}(\tau)\sin 2\Omega\tau] \quad (7)$$

需要指出的是，文献 [10] 中的相应公式并未考虑  $\varphi(t)$  的影响，因而只适用于  $\varphi(t) \equiv 0$  的转换极限脉冲；而本文公式 (2) - (7) 可推广到非转换极限脉冲的情形。

由 (6) 和 (7) 式可以看出，两种自相关信号的特征既有相似之处，又存在一定差异。为此我们通过数值模拟，对比测量光谱强度分布相同而光谱相位不同的脉冲时两种自相关信号的特点。图 1

给出了中心波长为 800 nm、带宽为 44 nm（频带宽度 21 THz）的几个脉冲的频域分布、时域分布和两种自相关曲线。其中 (a) 为转换极限脉冲，色散为零，其脉宽约为 22 fs；(b) 为线性啁啾脉冲，含有二阶色散  $GDD = 1\ 000\ \text{fs}^2$ ，其脉宽为 133 fs；(c) 为非线性啁啾脉冲，含有三阶色散  $TOD = 10\ 000\ \text{fs}^3$ ，其脉宽为 32 fs，并且一侧出现几个卫星脉冲；(d) 亦为非线性啁啾脉冲，含有色散  $GDD = 1\ 000\ \text{fs}^2$  和  $TOD = 10\ 000\ \text{fs}^3$ ，其脉宽约为 72 fs。

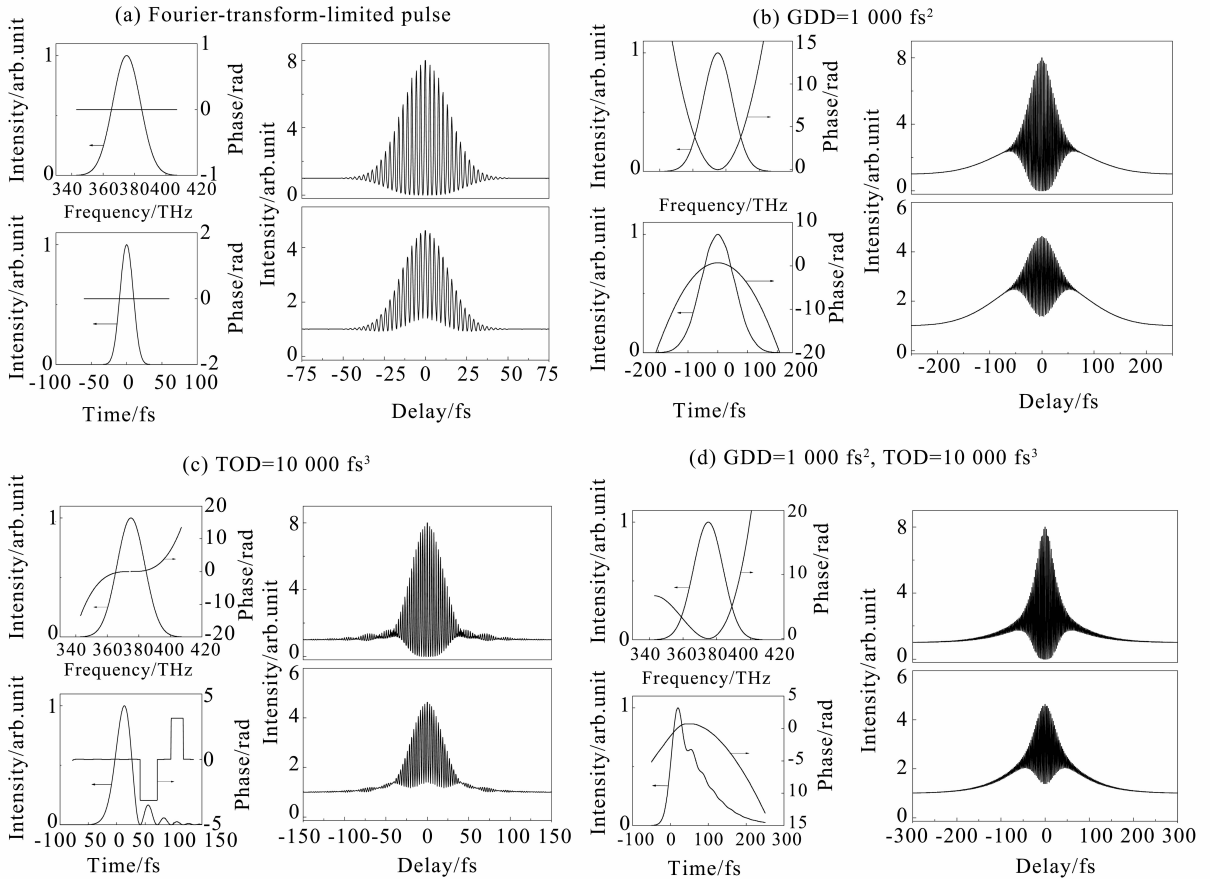


图 1 不同结构飞秒脉冲的频域和时域包络，以及对应的两种相干自相关曲线

Fig. 1 Spectral and temporal profiles of femtosecond pulses with different features, and the responding curves of two kind of interferometric autocorrelations

由图 1 可以看出，不论脉冲的具体结构如何，对同一脉冲来说两种相干自相关曲线是基本相似的，具体表现在出现条纹的区域以及条纹分布的特征基本相同。例如图 1 (c) 中两个自相关曲线主峰的两边都出现几个小幅振荡的包络；而在图 1 (d) 中两个自相关曲线两翼条纹的振幅都逐渐减小。两种相干自相关曲线的主要差异在于极大值与本底之比以及低于本底的份额的多少。其中传统相干自相关曲线的极大值与本底之比为 8:1，信号强

度的最小值为零；而全反射相干自相关曲线的比值为 4.6:1，而且低于本底的成份较少甚至没有，信号强度的最小值与本底差不多。

也就是说，全反射相干自相关曲线的特征与传统相干自相关是较为相似的，同等条件下应该有相同的准确度，因而也能在一定程度上分辨出待测脉冲所含有的各阶色散，进而可指导脉冲激光器色散补偿的调节。如前所述，由于消除了分束片的限制，全反射相干自相关法的适用范围要比同等条件

下的传统自相关方法要宽广许多,因而在后者不适用或者操作不方便的情况下可用它来替代。例如光学参量振荡器(OPO)或光学参量放大器(OPA)系统中的抽运光、信号光和空闲光通常处于不同的波段,若用单台传统自相关仪测量这些脉冲,就需多次更换适于相应波段的分束片和光电二极管,并且要重新调整光路,这在操作上很不方便;而全反射相干自相关法只需更换光电二极管并调整其感光面至凹面镜的焦点处,就可测量很宽波段范围内的超短脉冲。

## 2 实验结果

为了验证上述分析,我们建立了一台组合式相干自相关装置(见图2)。该装置可通过平面镜M1和M3的同时升降,分别切换为传统相干自相关和全反射相干自相关系统。除了分束片外,其它反射镜都选用镀银反射镜。其中反射镜SM1和SM2可将脉冲光斑分为相等的两瓣;延时的扫描由最小步长为20 nm的精密延迟线来实现;PD是GaAsP光电二极管,利用其双光子吸收效应来产生相干自相关信号。

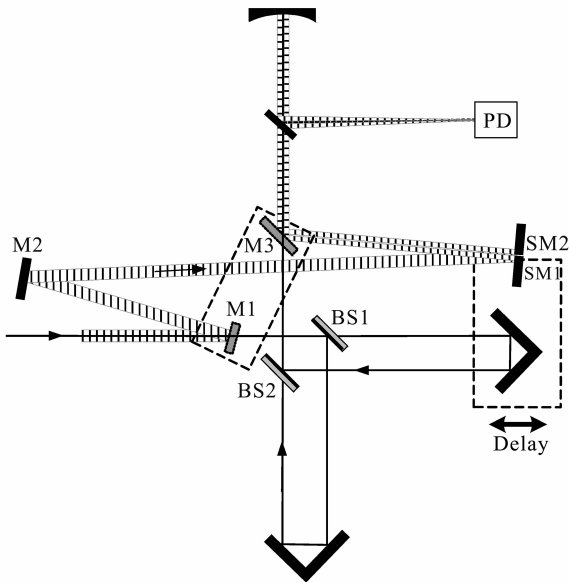


图2 组合式相干自相关装置图

Fig. 2 Sketch of combined interferometric autocorrelator

我们利用该装置测量了自建的钛宝石激光器所输出的飞秒脉冲,其光谱强度曲线和两种相干自相关曲线见图3。可以看出两种自相关曲线的特征确实比较相似。假设待测脉冲是双曲正割型的,由传

统相干自相关曲线可计算得到脉冲的宽度为 $\tau_p = 28.4$  fs。而根据双曲正割型脉冲的全反射自相关曲线宽度与脉冲宽度之比为1.66<sup>[11]</sup>,可得 $\tau_p = 28.5$  fs。证实两种方法测量同一脉冲宽度的结果是非常接近的。由图3(a)可得脉冲带宽 $\Delta\nu = 20.0$  THz,则脉冲的时间带宽积 $TBP = \tau\Delta\nu \cdot \dot{\tau}_p = 0.57$ ,大于双曲正割型转换极限脉冲的理论值0.315,表明待测脉冲含有一定色散。

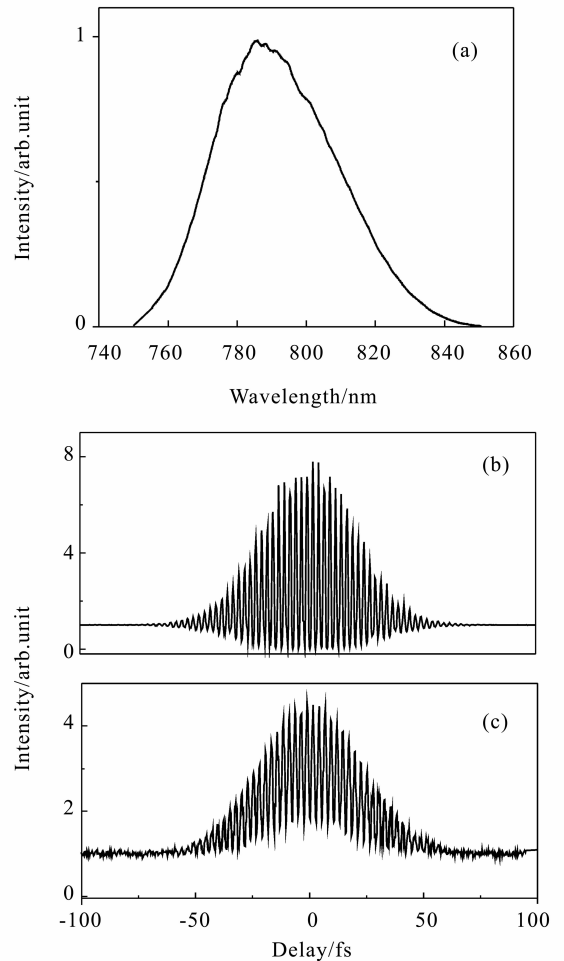


图3 待测飞秒脉冲的测量结果:(a) 光谱强度曲线;(b) 传统相干自相关曲线;(c) 全反射相干自相关曲线

Fig. 3 Experimental results of the test pulse

然后,我们让上述脉冲通过40 mm厚BK7玻璃块而展宽为啁啾脉冲。利用上述装置测量该啁啾脉冲,得到的两种相干自相关曲线如图4所示。可以看出这时两种自相关曲线的特征还是比较相似,都显示出线性啁啾脉冲的特征,即干涉条纹只在中部出现,对称的两翼无条纹且缓慢降至本底。这与图1(b)中的数值模拟结果相近。

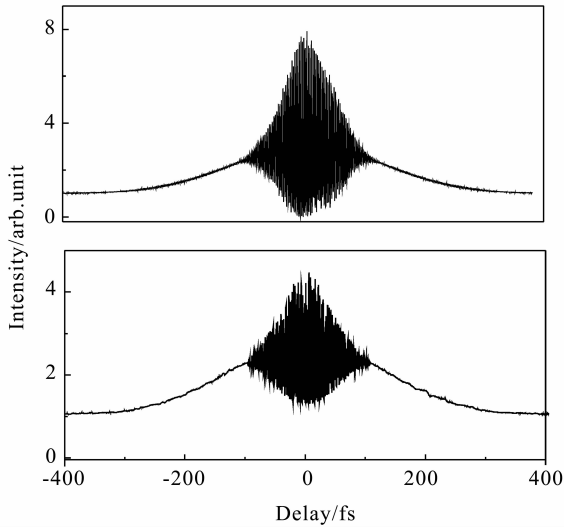


图4 展宽后脉冲的两种相干自相关曲线

Fig. 4 Measured curves of two interferometric autocorrelations of the stretched pulse

### 3 结 语

全反射相干自相关法在测量紫外-X光波段的超短脉冲和宽频带脉冲方面具有优势。我们对该方法的公式进行了重新推导,使之适用于非转换极限脉冲。然后借助数值模拟,比较了全反射相干自相关和传统相干自相关方法测量不同相位结构脉冲的信号特征。在实验上利用自建的组合式相干自相关装置测量了钛宝石激光器输出的飞秒脉冲及经由40 mm厚BK7玻璃块展宽而成的啁啾脉冲。理论分析和实验结果表明,对同一脉冲来说两种相干自相关曲线的特征基本相似的,并且具有相同的准确度。这样在传统自相关方法不适用或操作不便的情况下,完全可用全反射相干自相关方法来替代。

#### 参考文献:

[1] SARTANIA S, CHENG Z, LENZNER M, et al. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate [J]. *Opt Lett*, 1997, 22(20): 1562-1564.  
 [2] 赵研英,王鹏,张伟,等. 采用啁啾反射镜色散补偿的7 fs掺钛蓝宝石激光振荡器[J]. *中国科学*, 2007, 37(1): 123-128.

[3] 廖睿,文锦辉,邓莉,等. 自锁模钛宝石激光器突破10飞秒[J]. *中山大学学报:自然科学版*, 2001, 40(1): 123-124.  
 [4] 文锦辉,郭冰,张海潮,等. 低泵浦功率自启动KLM锁模钛宝石飞秒激光器[J]. *中山大学学报:自然科学版*, 2000, 39(3): 133-134.  
 [5] UIBERACKER M, UPHUES T, SCHULTZE M, et al. Attosecond real-time observation of electron tunneling in atoms [J]. *Nature*, 2007, 446: 627-632.  
 [6] 曾志男,李儒新,谢新华,等. 采用双脉冲驱动产生高次谐波阿秒脉冲[J]. *物理学报*, 2004, 53(7): 2316-2319.  
 [7] 王兴涛,印定军,帅斌,等. 应用全反射二阶自相关仪测量超短脉冲脉宽[J]. *中国激光*, 2004, 31(8): 1018-1020.  
 [8] RANKA J K, GAETA L, BALTUSKA A, et al. Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode[J]. *Opt Lett*, 1997, 22(17): 1344-1346.  
 [9] 赵江山,张志刚,柴路,等. 基于半导体光二极管GaAsP的实时自相关仪[J]. *光子学报*, 2002, 31(12): 1467-14693.  
 [10] MASHIKO H, SUDA A, MIDORIKAWA K, et al. All-reflective interferometric autocorrelator for the measurement of ultra-short optical pulses [J]. *Appl Phys: B*, 2003, 76: 525-530.  
 [11] MASHIKO H, SUDA A, MIDORIKAWA K, et al. Second-order autocorrelation functions for all-reflective interferometric autocorrelator [J]. *Appl Phys: B*, 2007, 87: 211-226.  
 [12] HÖRLEIN R, NOMURA Y, TZALLAS P, et al. Temporal characterization of attosecond pulses emitted from solid-density plasmas [C]. *2010 New J Phys*, 2010: 12 043020  
 [13] MÖHRING J, BUCKUP T, LEHMANN C S, et al. Generation of phase-controlled ultraviolet pulses and characterization by a simple autocorrelator setup [J]. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26(8): 1538-1544.  
 [14] TZALLAS P, CHARALAMBIDIS D, PAPAIOGIANNIS N A, et al. Second-order autocorrelation measurements of attosecond XUV pulse trains [J]. *J Mod Opt*, 2005, 52(2/3): 321-340.