

# 基于瞬态光栅频率分辨光学开关法 测量飞秒脉冲的研究\*

黄杭东<sup>1)2)</sup> 滕浩<sup>2)†</sup> 詹敏杰<sup>2)</sup> 许思源<sup>1)2)</sup>  
黄沛<sup>2)3)</sup> 朱江峰<sup>1)</sup> 魏志义<sup>2)3)‡</sup>

1) (西安电子科技大学, 物理与光电工程学院, 西安 710126)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2019年1月28日收到; 2019年2月18日收到修改稿)

超宽光谱的飞秒脉冲测量一直是超快激光领域的重要研究方向之一. 常规的飞秒脉冲自相关方法是通过测量自相关倍频信号来获得, 而倍频信号具有波长选择性, 不同中心波长的飞秒脉冲测量需要更换不同的倍频晶体, 十分不方便. 因此, 提出了一种改进型的瞬态光栅频率分辨光学开关 (TG-FROG) 方法用于测量飞秒脉冲. 该方法结合四波混频和频率分辨光学开关方法, 其基本过程是将待测脉冲分为三束, 其中两束脉冲经过精密的延时控制并聚焦在光学介质上达到时空重合, 利用三阶非线性效应产生稳定的瞬态光栅作为开关光; 另一束脉冲作为探测光与产生的瞬态光栅进行相互作用产生一个信号光, 使用光谱仪对该信号光的光谱与延迟时间进行测量, 并通过反迭代算法处理而获取待测飞秒脉冲的光谱与电场信息. 该方法只需要待测光的功率密度达到三阶非线性效应就可以实现测量, 因此可以应用于任意中心波长的飞秒脉冲测量. 利用该方法对中心波长分别为 800 nm, 400 nm 的飞秒脉冲, 以及超连续亚 10 fs 的周期量级超宽光谱飞秒脉冲进行了测量, 并与常规的干涉自相关仪器测量结果进行了比较, 所得测量结果基本一致. 实验结果表明, 建立的基于 TG-FROG 方法对不同中心波长, 不同脉冲宽度的飞秒脉冲测量是十分有效的.

**关键词:** 飞秒脉冲, 频率分辨光学开关, 瞬态光栅

**PACS:** 06.60.Jn, 42.60.Jf, 78.47.jj

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190165

## 1 引言

20 世纪 70 年代碰撞锁模环形染料激光器的出现, 使超短脉冲在脉宽上实现了飞秒量级<sup>[1]</sup>, 标志着激光从此进入了飞秒阶段. 在过去的几十年里, 飞秒激光脉冲不断刷新着最短脉冲宽度纪录<sup>[2]</sup>, 同时也朝着更高能量、更宽光谱的方向快速发展. 例如使用空心光纤或固体薄片对超短脉冲进行光

谱展宽, 再通过色散元件对脉冲进行压缩, 可以得到小于 5 fs、毫焦量级的输出结果<sup>[3-5]</sup>; 也可以通过对宽光谱脉冲的不同光谱成分进行独立调控, 最后相干叠加合成亚周期量级乃至阿秒的脉冲输出<sup>[6,7]</sup>; 另外, 新一代光参量啁啾脉冲放大 (optical parametric chirped-pulse amplification, OPCPA) 技术可以获得几百纳米甚至更大光谱带宽, 同时具有更高的输出脉冲能量<sup>[8]</sup>. 随着飞秒激光的发展, 如何精确测量高能量、宽光谱的超短脉冲也成了极

\* 中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB070303000) 和国家自然科学基金 (批准号: 11674386) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

具挑战的研究内容之一。

最早用于飞秒脉冲测量方法是 Weber<sup>[9]</sup> 于 1967 年提出的强度自相关技术, 但它只能提供脉冲的时间宽度信息, 无法得到脉冲的相位和形状等参数; 这种技术在计算脉冲宽度时需要假设脉冲波形, 因此往往会产生较大误差. 随后发展的干涉自相关技术可以用来准确地测量数十飞秒的超短脉冲<sup>[10]</sup>, 但对于短于 10 fs 的激光而言, 它不能提供精确的脉冲相位和载波波长等参数, 因此也无法得到实际脉冲的完整信息. 1993 年, Kane 和 Trebino<sup>[11]</sup> 报道了一种频率分辨光学开关 (frequency-resolved optical gating, FROG) 测量方法. 该方法可以在较宽尺度内精确地给出超短激光脉冲随时间变化的强度与相位等详细参数, 但需要通过脉冲还原迭代算法获得脉冲信息<sup>[12]</sup>, 因此计算时间长. 根据非线性效应的不同大致可以分为偏振光频率分辨光学开关 (PG-FROG)、二倍频频率分辨光学开关 (SHG-FROG) 和自衍射频率分辨光学开关 (SD-FROG)<sup>[13–15]</sup> 等. 尽管 PG-FROG 可以实现自动相位匹配, 但它需要在系统中使用偏振元件, 因此会对脉冲产生脉宽展宽作用, 不适用于极短脉冲与紫外脉冲的测量; SHG-FROG 具有阈值低, 灵敏度高的优点, 但它需要考虑倍频晶体相位匹配及晶体厚度等问题, 也不适用于极紫外脉冲的测量, 又由于它产生的行迹图是对称的, 会影响脉冲在时间方向上的判断; 由于倍频晶体具有波长选择性, 不同波长需要不同的倍频晶体, 测量十分不方便, 另外光路系统相对较复杂, 且脉冲重建速度较慢. 为了解决 FROG 运算周期长的缺点, Iaconis 和 Walmsley<sup>[16]</sup> 于 1999 年报道了自参考光谱相干电场重建 (self-referencing spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction, SPIDER) 方法. 该方法只需利用傅里叶变换就可计算脉冲的光谱与电场信息, 而且灵敏度高, 然而它同样也涉及到倍频及相位匹配问题, 对入射光波长具有选择性; 同时光路较复杂, 调节难度较大.

基于上述各种测量方法的缺点, 结合三阶非线性的四波混频和频率分辨光学开关方法发展的瞬态光栅频率分辨光学开关 (transient-grating frequency-resolved optical gating, TG-FROG)<sup>[17]</sup> 由于自动满足相位匹配条件, 且无任何偏振元件, 恰好解决这个问题, 但传统的 TG-FROG 光路结构复杂, 对操作要求高<sup>[18]</sup>, 为此, 我们通过优化光路结构与分光

设计, 建立了一台 TG-FROG 测量装置, 并利用该装置分别对中心波长为 800 nm 和 400 nm<sup>[19]</sup> 的钛宝石飞秒激光, 以及对超连续亚 10 fs 激光脉冲进行了测量研究. 为了验证测量的准确性, 将测量结果与商用 SPIDER 以及干涉自相关仪的测试结果进行对比, 结果基本保持一致, 表明了该方法适用于不同中心波长激光脉冲和不同脉冲宽度的相位, 以及电场分布等信息的精确测量. 另外, 多波段的脉冲相干合成是实现周期量级激光脉冲的重要研究, 其基本思想是先将超过倍频程的宽光谱脉冲分成不同波段, 再对每个波段脉冲进行啁啾镜压缩, 最后将各个脉冲进行相干合成输出超宽光谱亚周期量级的超短激光脉冲, 该方法也用于不同波段的脉冲测量和脉冲的延时相位控制研究<sup>[20]</sup>.

## 2 实验原理

FROG 测量方法的主要思路是先将得到的自相关信号进行频率分辨, 再利用反迭代算法对数据进行对数处理, 最终得到脉冲的电场、光谱以及相位分布等信息. 基本原理是首先将入射脉冲分成两部分, 一部分作为待测光, 另一部分作为开关光; 然后, 待测光与开关光经过非线性晶体进行相互作用得到非线性信号, 通过扫描开关光的时间延时, 对每个延时的信号进行光谱分辨得到光强信息; 最后, 利用反迭代算法获得脉冲的光谱, 电场以及相位等参数. 根据产生非线性过程的不同可分为 PG-FROG, SHG-FROG, SD-FROG 和 TG-FROG 等.

FROG 的脉冲迭代算法是计算得到入射光脉冲实际电场分布而获得脉冲的详细信息. 不同类型的 FROG 在反迭代算法原理上基本一致, 只是不同的非线性过程采用不同的反演约束条件. 假设非线性信号可表示为

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) \cdot g(t - \tau), \quad (1)$$

式中  $E_{\text{sig}}(t, \tau)$  为信号光的电场;  $E(t)$  为入射光中的探测光电场;  $g(t - \tau)$  为光开关电场. 经傅里叶变换后, 其频谱的强度为

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{sig}}(t, \tau) \cdot \exp(-i\omega t) dt \right|^2. \quad (2)$$

(2) 式即为实际探测到的信号光强度分布, 对此进行迭代运算即可得出脉冲的电场和光谱信息.

以上表达式给了两个约束条件 (1) 和 (2), 先假定一个初始的脉冲电场, 代入约束条件 (1) 得到初始信号场, 再将信号场代入约束条件 (2) 得到初始光谱强度分布, 将计算得到的光谱强度分布与实验测量值进行分析比较, 修正计算得到新的光谱强度分布, 再将修正得到的光谱进行傅里叶逆变换得到新的脉冲电场, 其中傅里叶逆变换得到的实部为电场强度, 虚部为电场相位, 这就完成第一次迭代; 然后将第一次迭代得到的电场重复上述步骤进行多次迭代, 当计算得到的光谱强度分布与实验测量得到的光谱强度分布之间的误差很小时, 就可以认为得到与实际脉冲接近的电场分布. FROG 反演迭代算法流程图如图 1 所示.

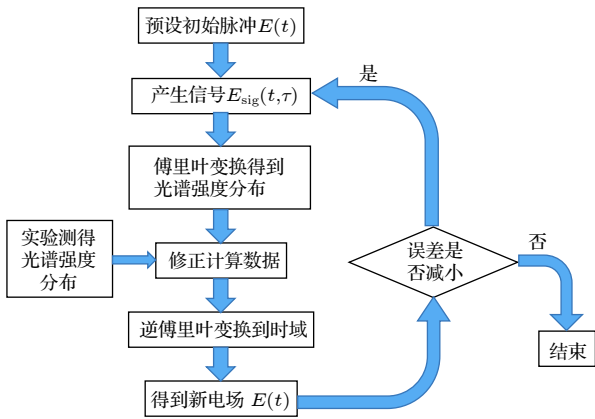


图 1 FROG 迭代算法流程图  
Fig. 1. Flow chart of FROG iterative algorithm.

TG-FROG 是一个基于四波混频的非线性过程 [21], 其光路结构和相位匹配条件如图 2(a) 所示. 入射脉冲分成三束, 其中两束脉冲经过精密的延时控制在光学介质上时空重合, 利用三阶非线性效应产生稳定的瞬态光栅, 将该脉冲作为开关光; 同时另一束脉冲作为探测光与产生的瞬态光栅进行相互作用产生多个信号, 选取满足相位匹配条件的信号光进行后续迭代处理, 就可获取待测光的光谱与电场信息. 图 2(b) 为产生的瞬态光栅信号, 其中黄色箭头的脉冲为满足相位匹配的信号光. 值得注意的是, 选取不同的探测光对应不同的自相关信号, 当选取波矢为  $k_1$  或  $k_3$  的脉冲作为探测光时, 信号光表达式为  $E_{\text{sig}}^{\text{TG1}}(t, \tau) = E_1(t) \cdot g(t - \tau) \cdot E_3(t)$ , 由于通常情况下三束脉冲基本相同, 信号光又可表示成  $E_{\text{sig}}^{\text{TG1}}(t, \tau) = E(t)^2 \cdot E(t - \tau)$ ; 而若选取波矢为  $k_2$  的脉冲作为探测光时, 同理, 信号光的表达式则为  $E_{\text{sig}}^{\text{TG2}}(t, \tau) = E(t) \cdot |E(t - \tau)|^2$ .

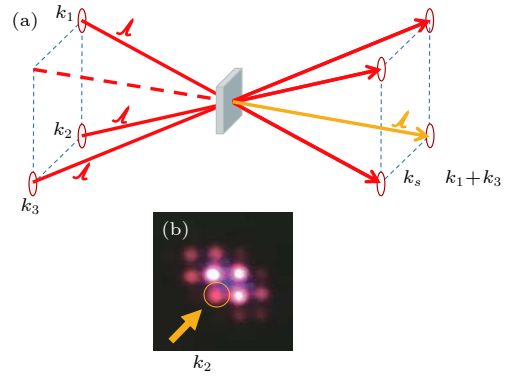


图 2 (a) TG-FROG 光路结构和相位匹配条件示意图; (b) 产生的瞬态光栅信号光  
Fig. 2. (a) Schematic of TG-FROG optical structure and phase-match condition; (b) signal pulses generated by transient-grating.

### 3 实验装置

TG-FROG 采用三束脉冲 BOXCARS 结构 [22], 而传统光路通常利用两块分束片将待测光分为三束脉冲, 每束脉冲均采用延时线精确控制以实现时空重合, 因此对三路延时控制要求较高 [18]. 我们通过优化设计分光结构, 使用一个三孔光阑将入射光分成相同的三束光, 其中两束在一片 D 型镜反射, 较传统光路结构减少了两个延时线, 大大降低调节延时对系统的干扰, 并使用凹面镜替代透镜, 减小了系统材料色散, 提高了整个装置的稳定性, 详细装置结构见图 3. 由于压缩器输出的光斑口径都比较大, 一般大于 10 mm, 利用一个孔径为 1 mm, 孔间距离 5 mm 的三孔光阑将入射光分成相同的三束脉冲, 呈矩形排列. 其中两束脉冲在一片固定的 D 型镜片上反射, 聚焦至 50  $\mu\text{m}$  厚度的熔石英玻璃片上, 利用三阶非线性产生瞬态光栅. 另一束脉

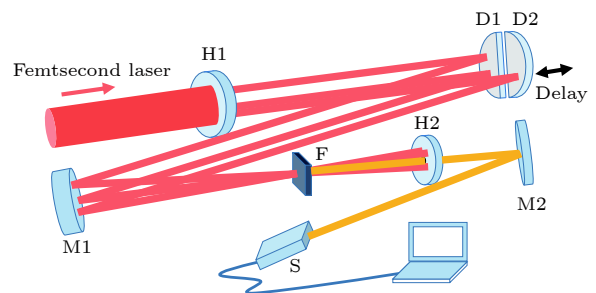


图 3 自动满足相位匹配的 TG-FROG 装置图 H1: 三孔光阑; H2: 小孔光阑; D1、D2: D 型反射镜; M1、M2: 凹面银镜; F: 熔石英玻璃片; S: 光谱仪  
Fig. 3. Schematic diagram of the phase-matched TG-FROG apparatus.

冲反射在由压电陶瓷 (PZT) 驱动控制的 D 型镜片上, 再聚焦至介质上与另外两束脉冲重合, 通过一个单选光阑选取满足相位匹配的第四束脉冲即信号光; 然后对 PZT 进行扫描控制, 利用光谱仪对产生的信号光进行光谱测量, 按扫描延时拟合光谱强度分布得到 FROG 行迹图, 最后利用迭代算法反演计算得到原始脉冲的光谱与电场信息.

#### 4 实验结果与分析

首先采用组建的 TG-FROG 测量装置对一套商品化的钛宝石飞秒激光放大器 (FemtoPower Compact Pro CEP, Femtolasers Inc.) 输出的脉冲进行了测量. 该激光器的重复频率为 1 kHz, 输出脉冲的中心波长为 800 nm, 最高单脉冲能量为 0.8 mJ, 脉冲宽度约为 27 fs. 实验选取了能量为 10  $\mu$ J 的激光进行了测量, 结果如图 4 所示.

从图 4(a) 与图 4(b) 中非对称的 FROG 行迹图可以发现, 待测脉冲存在明显的线性啁啾, 通过调节激光放大系统中的压缩器可以改善脉冲啁啾情况, 因此从另一方面说明 TG-FROG 装置可以

用于激光放大系统的优化. 图 4(c) 显示待测脉冲实际光谱与反演结果的对比, 两者强度分布越接近, 表示计算结果越接近实际脉冲, 但实际测量中由于非线性材料损伤及光谱仪准直测量等客观因素本身会引入一点误差. 图 4(c) 中红色虚线表示光谱的相位分布, 反映脉冲的色散补偿效果. 经过反演迭代后获得的测量脉冲宽度为 28.1 fs, 见图 4(d).

为了验证 TG-FROG 装置测量的准确性, 使用商用 SPIDER 装置 (VENTEON, laser technologies) 与干涉自相关仪 (femtometer, Femtolasers Inc.) 对相同的待测光进行实验比较. 图 5 和图 6 分别为 SPIDER 装置与干涉自相关仪的测量结果, 其中 SPIDER 的脉宽测量结果为 27.6 fs, 干涉自相关仪的结果为 26.8 fs. 测量结果的误差主要由各自装置结构及算法的不同引起, 因此可以认为几种测量结果基本保持一致.

由于 TG-FROG 测量装置内无偏振元件和倍频晶体, 可用于从紫外脉冲到中红外不同中心波长以及亚 10 fs 的周期量级激光脉冲的测量, 对不同

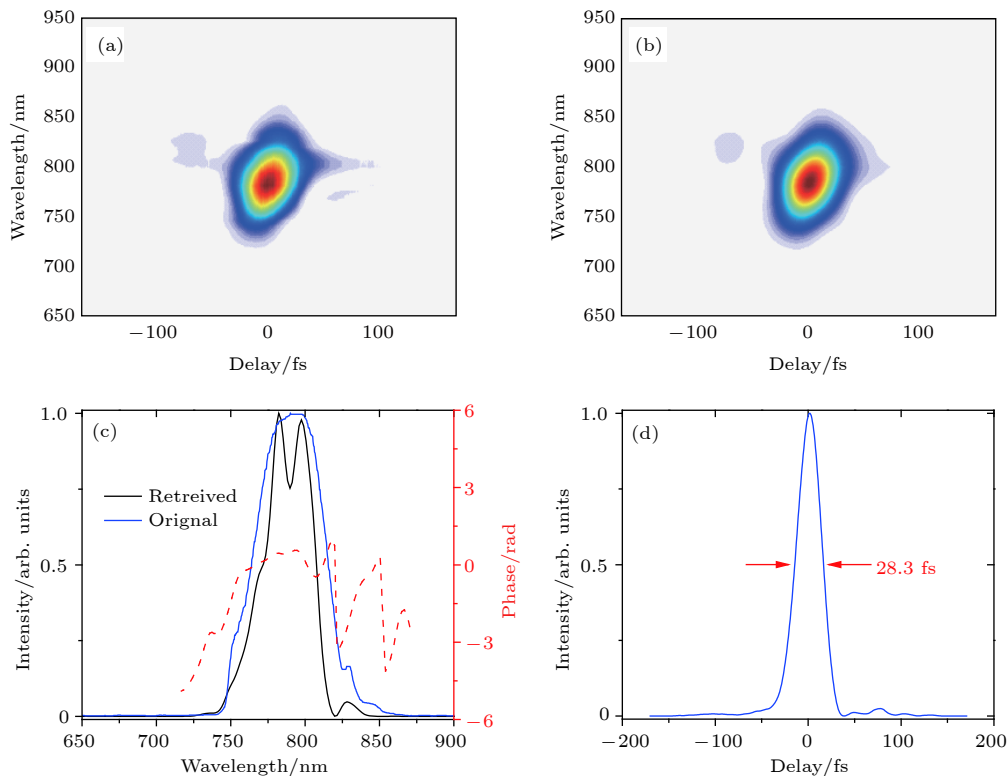


图 4 TG-FROG 测量钛宝石激光脉冲结果 (a) 实验测量的行迹图; (b) 反演计算的行迹图; (c) 光谱和相位信息; (d) 脉冲电场强度分布

Fig. 4. Results of TG-FROG measurement for Ti sapphire laser pulse: (a) Measured trace; (b) reconstructed trace; (c) spectral intensity and phase; (d) distribution of retrieved temporal intensity.

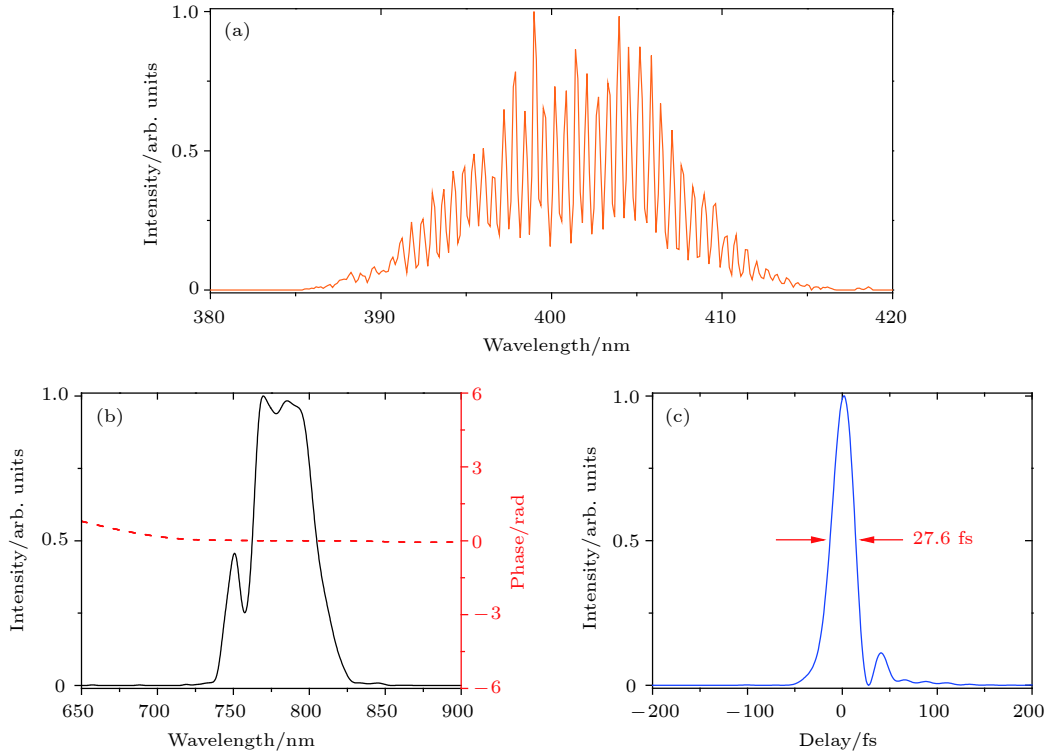


图 5 SPIDER 测量钛宝石激光脉冲结果 (a) 光谱干涉条纹; (b) 光谱和相位信息; (c) 脉冲电场强度分布

Fig. 5. Results of SPIDER measurement for Ti sapphire laser pulse: (a) Measured spectral interferogram; (b) spectral intensity and phase; (c) distribution of retrieved temporal intensity.

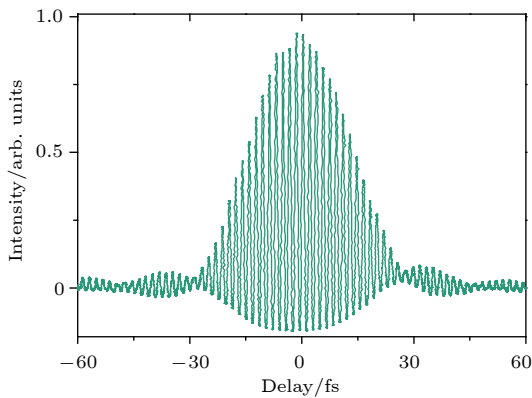


图 6 干涉自相关仪测量钛宝石激光脉冲结果

Fig. 6. Result of interference autocorrelator measurement for Ti sapphire laser pulse.

波长的输入脉冲, 光路无须任何改动, 相对于其他结构的测量装置, 其优越性不言而喻. 为此, 我们将 800 nm 和 400 nm 的飞秒激光, 以及超宽光谱的亚 10 fs 激光脉冲作为待测光, 使用相同的 TG-FROG 装置进行了测量, 分别得到 69.1 fs 的 400 nm 二倍频测量结果 (见图 7), 以及 8.2 fs 超连续光谱脉冲的测量结果 (见图 8). 400 nm 飞秒激光是将 800 nm 飞秒激光通过  $K_3B_6O_{10}Cl$  倍频晶体来获得的 [19], 因为倍频晶体引入了材料色散, 所以获得

400 nm 倍频信号的光谱相位出现畸变, 导致脉冲宽度偏离了傅里叶变换极限脉冲的时域分布. 而超连续光谱脉冲由于本身光谱范围宽, 且脉宽小于 10 fs, 得到复杂的行迹图, 因此对材料的非线性系数以及光谱仪的分辨率要求更高. 上述结果都证明了 TG-FROG 方法的有效性.

## 5 结 论

飞秒脉冲的研究正朝着更高能量、更宽光谱和更窄脉冲的方向发展, 而多波段的飞秒激光脉冲相干合成是实现高能量短脉冲的有效方法之一, 但需要对每个波段的脉冲进行测量才能有效实现相干合成. 由于传统的自相关测量方法是基于倍频信号进行测量的, 倍频晶体具有波长选择性, 对不同中心波长的激光进行测量需要更换倍频晶体, 操作十分不便. 本文提出的基于瞬态光栅光学频率测量方法不需要倍频晶体和偏振元件, 适合不同波段的飞秒脉冲的测量, 对不同波长的输入脉冲, 光路无须任何改动, 只需要将待测激光注入即可. 为了验证该方法准确性, 分别对中心波长为 800 nm 和 400 nm 的飞秒脉冲, 以及超连续亚 10 fs 的脉冲进行了该

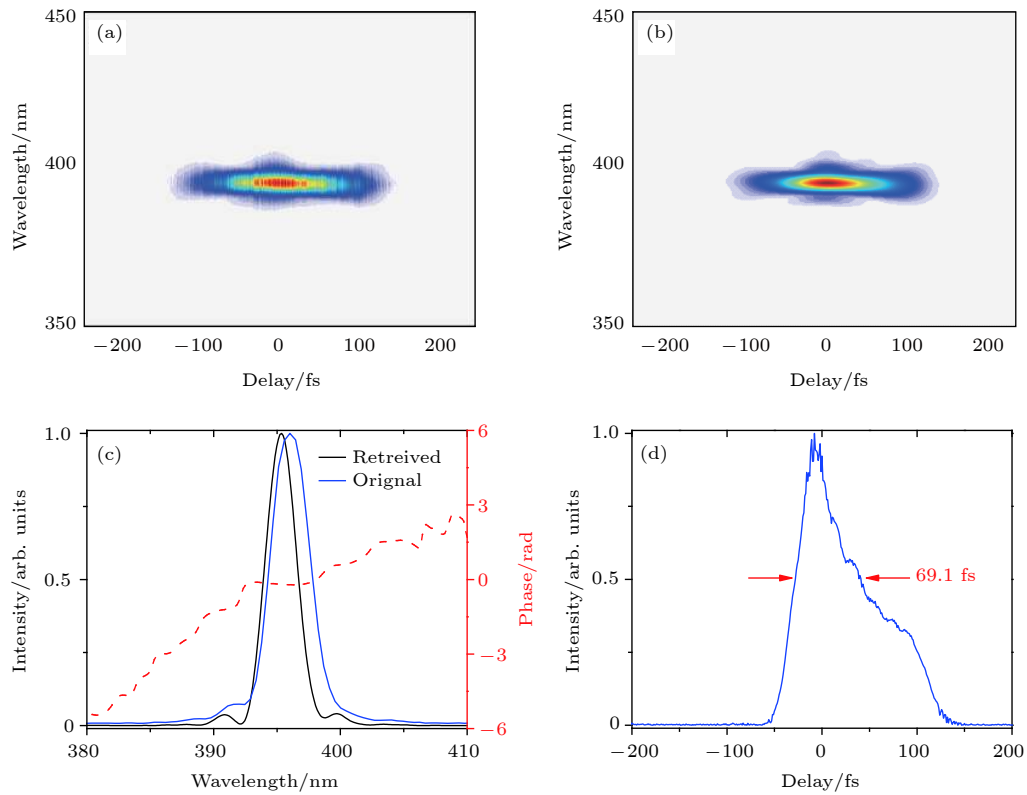


图 7 TG-FROG 测量二倍频脉冲结果 (a) 实验测量的行迹图; (b) 反演计算的行迹图; (c) 光谱以及相位信息; (d) 脉冲电场强度分布  
 Fig. 7. Results of TG-FROG measurement for SHG laser pulse: (a) Measured trace; (b) reconstructed trace; (c) spectral intensity and phase; (d) distribution of retrieved temporal intensity.

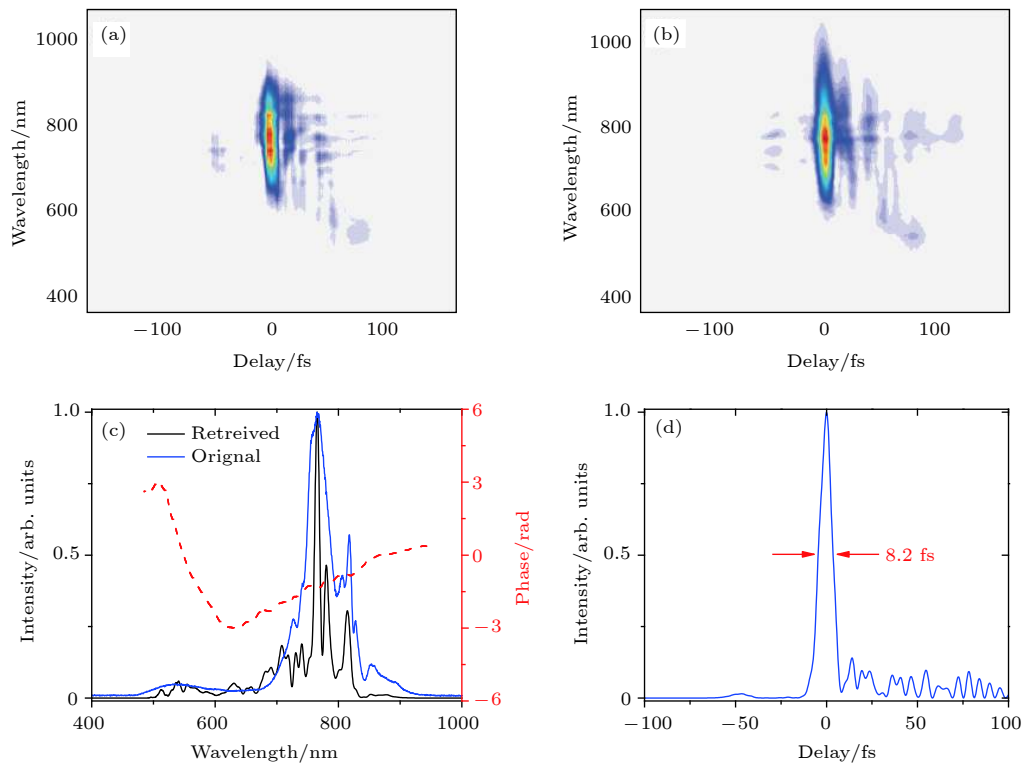


图 8 TG-FROG 测量超连续光谱的脉冲结果 (a) 实验测量的行迹图; (b) 反演计算的行迹图; (c) 光谱以及相位信息; (d) 脉冲电场强度分布  
 Fig. 8. Results of TG-FROG measurement for supercontinuum laser pulse: (a) Measured trace; (b) reconstructed trace; (c) spectral intensity and phase; (d) distribution of retrieved temporal intensity.

方法的测量,并与商品化 SPIDER 和干涉自相关测量进行了对比,结果表明 TG-FROG 方法能准确测量不同波段、不同宽度的飞秒激光脉冲,也成功地应用在超连续分波段相干合成的研究中,具有很高的实用价值。

## 参考文献

- [1] Fork R L, Greene B I, Shank C V 1981 *Appl. Phys. Lett.* **38** 671
- [2] Ell R, Angelow G, Seitz W, Lederer M J, Heinz H, Kopf D, Birge J R, Kärtner F X 2005 *Opt. Express.* **13** 9292
- [3] Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793
- [4] Zhang W, Teng H, Yun C X, Zhong X, Hou X, Wei Z Y 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 054211
- [5] He P, Liu Y Y, Zhao K, Teng H, He X K, Huang P, Huang H D, Zhong S Y, Jiang Y J, Fang S B, Hou X, Wei Z Y 2017 *Opt. Lett.* **42** 474
- [6] Wirth A, Hassan M T, Grguraš I, Gagnon J, Moulet A, Luu T T, Pabst S, Santra R, Alahmed Z A, Azzeer A M, Yakovlev V S, Pervak V, Krausz F, Goulielmakis E 2011 *Science* **334** 195
- [7] Hassan M Th, Wirth A, Grguraš I, Moulet A, Luu T T, Gagnon J, Pervak V, Goulielmakis E 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 111301
- [8] Dubietis A, Jonusauskas G, Piskarskas A 1992 *Opt. Commun.* **88** 437
- [9] Weber H P 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 2231
- [10] Diels J C, Stryland E W V, Gold D 1978 *Picosecond Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag) pp117–120
- [11] Kane D J, Trebino R 1993 *IEEE J. Quantum Elect.* **29** 571
- [12] Delong K W, Trebino R 1994 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 2429
- [13] Trebino R, Kane D J 1993 *J. Opt. Soc. Am. A* **10** 1101
- [14] Kane D J, Trebino R 1993 *Opt. Lett.* **18** 823
- [15] Delong K W, Trebino R, Hunter J, White W E 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2206
- [16] Iaconis C, Waalsley I A 1999 *IEEE J. Quantum Elect.* **35** 4
- [17] Li M, Nibarger J P, Guo C L, Gibson G N 1999 *Appl. Optics* **38** 5250
- [18] Sweetser J N, Fittinghoff D N, Trebino R 1997 *Opt. Lett.* **22** 519
- [19] Zhang N H, Teng H, Huang H D, Tian W L, Zhu J F, Wu H P, Pan S L, Fang S B, Wei Z Y 2016 *Chin. Phys. B* **25** 124204
- [20] Huang P, Fang S B, Huang H D, Zhao K, Teng H, Hou X, Wei Z Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214202 (in Chinese) [黄沛, 方少波, 黄杭东, 赵昆, 滕浩, 侯洵, 魏志义 2018 物理学报 **67** 214202]
- [21] Eichler H J, Gunter P, Pohl D W 1985 *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Berlin: Springer-Verlag) pp193–198
- [22] Eckbreth A C 1978 *Appl. Phys. Lett.* **32** 421

# Measurement of femtosecond pulses based on transient grating frequency-resolved optical gating\*

Huang Hang-Dong<sup>1)2)</sup> Teng Hao<sup>2)†</sup> Zhan Min-Jie<sup>2)</sup> Xu Si-Yuan<sup>1)2)</sup>

Huang Pei<sup>2)3)</sup> Zhu Jiang-Feng<sup>1)</sup> Wei Zhi-Yi<sup>2)3)‡</sup>

1) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710126, China*)

2) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 28 January 2019; revised manuscript received 18 February 2019 )

## Abstract

Femtosecond pulse measurement of ultrafast spectrum is one of the important research directions in the ultrafast laser field. The conventional femtosecond pulse autocorrelation method is implemented by measuring the autocorrelated frequency-doubling signal, and the frequency-doubling signal has wavelength selectivity, so the femtosecond pulse measurement for the case of different central wavelengths needs to replace different frequency-doubling crystals, which is very inconvenient. This paper reports a kind of modified transient grating frequency resolution optical gating for measuring the femtosecond pulses. The method combines frequency-resolved optical gating (FROG) method with four-wave mixing. Its basic process is to divide the pulse to be measured into three beams. Two of the pulses can reach spatiotemporal coincidence on optical medium through precise delay control and focus. The other pulse interacts with the transient grating, and serves as the detection light to produce signal light. The spectrum and delay time of the signal light are measured by a spectrometer, and the spectrum and electric field information of the femtosecond pulse to be measured are obtained through the inversion iterative algorithm. Because this method only needs the power density of the measured light to reach the third-order nonlinear effect, it can be applied to the femtosecond pulse measurement of any central wavelength. We use this method to measure the femtosecond pulses with the central wavelengths of 800 nm and 400 nm respectively, and the ultra-wide spectrum femtosecond pulses with the period magnitude of sub-10 fs, and compare the measurement results with the results obtained with the conventional interferometric autocorrelation instrument. They are basically consistent. The experimental results show that our frequency-resolved optical switching method based on transient grating is very effective for measuring the femtosecond pulses with different central wavelengths and pulse widths.

**Keywords:** femtosecond pulse, frequency-resolved optical gating, transient grating

**PACS:** 06.60.Jn, 42.60.Jf, 78.47.jj

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190165

\* Project supported by the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB070303000) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11674386).

† Corresponding author. E-mail: [hteng@iphy.ac.cn](mailto:hteng@iphy.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zywei@iphy.ac.cn](mailto:zywei@iphy.ac.cn)