

超短激光脉冲波形的单次测量技术

夏彦文 申淼 孙志红 彭志涛 卢宗贵 周松 张波 粟敬钦

A new technique for measuring single-shot ultrashort laser pulse

Xia Yan-Wen Shen Miao Sun Zhi-Hong Peng Zhi-Tao Lu Zong-Gui Zhou Song Zhang Bo Su Jing-Qin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 044204 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.044204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

像散正弦-高斯光束的分数傅里叶变换与椭圆空心光束产生

Fractional Fourier transform of astigmatic sine-Gaussian beams and generation of dark hollow light beams with elliptic geometry

物理学报.2016, 65(20): 204204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204204>

像散飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写双芯光波导的研究

Double-core optical waveguides fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam in silica glass

物理学报.2016, 65(19): 194210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194210>

四瓣高斯光束的 Gyrator 变换性质和矩形空心光束的产生

Gyrator transform of four-petal Gaussian beam and generation of rectangular hollow beam

物理学报.2016, 65(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124204>

熔石英损伤修复坑下游光场调制的数值模拟与实验研究

Study of downstream light intensity modulation induced by mitigated damage pits of fused silica using numerical simulation and experimental measurements

物理学报.2016, 65(2): 024205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024205>

利用 Kagome 光纤实现多芯光子晶体光纤的输出合束

The beam combination of multi-core photonic crystal fiber by using the Kagome fiber

物理学报.2016, 65(2): 024206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024206>

超短激光脉冲波形的单次测量技术*

夏彦文^{1)†} 申淼¹⁾²⁾ 孙志红¹⁾ 彭志涛¹⁾ 卢宗贵¹⁾ 周松¹⁾
张波¹⁾ 栗敬钦¹⁾

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 绵阳 621900)

(2016年9月19日收到; 2016年11月19日收到修改稿)

提出了一种测量单次超短激光脉冲波形的三阶相关技术. 该技术有别于频率分辨光开关法或自参考光谱相位相干电场重构法, 技术上采用级联的方式, 借助倍频晶体以及和频晶体的非共线频率转换, 将双延迟的三阶强度相关信号转换为对应的二维空间强度分布, 通过测量双延迟的二维三阶相关信号, 无需测量光谱信息, 利用解析方法获得脉冲的时间波形; 再将它与对应的光谱相结合, 利用 Gerchberg-Saxton 算法, 可以准确获得激光场强的时间特性. 该测量技术结构简单、算法简便, 既适用于单次超快激光脉冲测量, 也适用于高重复测量.

关键词: 脉冲波形, 三阶相关, 超短激光脉冲, 单发次

PACS: 42.60.Jf, 42.65.Ky, 42.25.Kb, 07.60.-j

DOI: 10.7498/aps.66.044204

1 引言

超短激光脉冲已经广泛应用于物理、化学、生物、材料学中的各种超快过程的研究, 随着研究的深入, 准确测定脉冲的时间特性日显重要. 完整的脉冲时间特性应该包含光场强度分布 $I(t)$ 和光场的相位分布 $\phi(t)$, 对于皮秒、飞秒量级的激光脉冲, 这两个参数都难以测量. 仅就脉冲强度 (即通常意义上的脉冲波形) 而言, 通用的条纹相机等电子测量技术已无能为力, 必须通过自身来测自身, 即采用不同的非线性技术^[1,2], 包括双光子荧光^[3] 技术、二次谐波技术^[4]、强度三阶相关仪^[5] 等. 由于通常的二阶、三阶强度相关函数 $G^{(2)}(\tau)$ 、 $G^{(3)}(\tau)$ 只有一个时间延迟变量 τ , 通过它们只能获得强度分布的傅里叶谱幅值信息, 而恢复脉冲波形必需的包络相位则缺失^[6-8]. 因此这类相关仪的主要用途是脉宽的测量以及对波形要求不高的对比度测量^[9-22], 由于不能准确测量脉冲波形本身, 获得的结果是难以令人信服的.

目前, 国际上通行的方法是通过测量相关信号的频谱来恢复波形, 即测量一个二维变量信号^[23-26], 最具代表性的是频率分辨开关法^[27] (frequency-resolved optical gating, FROG) 和自参考光谱相位相干电场重构法^[28,29] (self-referencing spectral phase interferometry for direct field reconstruction, SPIDER). FROG 采用将相关仪与光谱仪串联一起, 获得以时间延迟 τ 和频率 ν 为变量的二维函数 $E_{\text{FROG}}(\tau, \nu)$, 由于从 $E_{\text{FROG}}(\tau, \nu)$ 不能获得分离的谱强度和谱相位, 恢复波形需要采用迭代算法, 计算繁复; SPIDER 通过使一个具有一定延迟 τ 的脉冲对与一个展宽的脉冲和频后在频域中相干来获得相干光谱, 通过测相干光谱获得二维函数 $S(\tau, \nu)$, 然后采用一般的傅里叶变换获得相位信息, 再结合光谱仪给出的强度谱来恢复脉冲波形. 显然展宽器的性能是影响 SPIDER 测量结果的主要因素, SPIDER 的另一个缺点是结构比较复杂, 图形不直观, 为了计算脉冲宽度, 还必须同时测量脉冲的光谱.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61377102) 和国防基础科研计划 (批准号: B1520133010) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiayanwen1972@163.com

也可以不必测光谱直接从相关信号恢复波形. 例如, Gamo^[30]首次提出采用三阶相关的方法测量光脉冲, Blount和Klauder^[23]从理论上证明了利用双时间延迟 τ_1, τ_2 的三阶强度相关函数 $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 可以准确恢复脉冲强度分布; Lohmann等^[25]进一步建议利用非线性光学技术来实现三阶相关. 之后Paulter和Majumdar^[31], Zubov^[32], Liu等^[33]进行了不同的尝试. 然而, 双变量三阶相关法主要用于成像技术^[25], 目前的双延迟三阶相关仪几乎都采用扫描延迟方式, 需要测量的数据太多, 实验技术太复杂, 且没有找到可靠的技术手段, 因此至今难以适应单发次的皮秒、飞秒脉冲测量.

本文提出了一种采用级联的方式获得双延迟三阶相关函数 $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 的单发次超快脉冲波形测量技术, 并给出测量原理以及脉冲恢复步骤.

2 测量光路

采用级联的单发次二阶相关过程, 通过光束旋转技术将双延迟三阶相关信号 $G^{(3)}(\tau_2, \tau_1)$ 转换成二维空间强度信息 $G^{(3)}(x, y)$, 光路排布如图1所示.

被测的激光束 $I(t)$ 经过光束准直、偏振态控制后变成水平(x 轴)偏振的平行光, 经分束镜分成两束, 其中的一束再次分成等光程的两束, 以非共线I

类矢量位相匹配方式入射至倍频晶体, 通过倍频过程产生二倍频光 $I_{2\nu}(t)$, 产生的竖直(y 轴)偏振的倍频光束在水平 x 方向存在强度调制, 如果被慢响应的面探测器(例如电荷耦合器(CCD))接收, 则探测器接收的即为将时间延迟 τ_1 转换为空间坐标 x 变化的强度自相关信号 $G^{(2)}(x)$.

倍频光经导光镜组(见图1 A向视图)实现光束旋转. 导光镜组由四块反射镜构成, 前两块呈正交上下放置, 将光束拔高, 同时实现光束正交偏转: 将原来携带 x 方向相关信息 $G^{(2)}(x)$ 的竖直偏振的倍频光束 $I_{2\nu}(t; x)$ 旋转 90° , 变为携带 y 方向相关信息 $G^{(2)}(y)$ 的水平偏振的倍频光束 $I_{2\nu}(t; y)$; 后两块反射镜呈平行上下放置, 目的是将倍频光束回归到初始水平面; 该倍频光束再与基频光以非共线I类矢量位相匹配方式入射至和频晶体, 通过和频过程产生三倍频光 $I_{3\nu}(t)$, 该三倍频光束沿 x 方向的强度调制对应时间延迟 τ_2 的变化, 由于倍频光束已经带有竖直 y 方向的相关信息, 两者相结合在CCD上就构成了二维三阶相关信号 $G^{(3)}(x, y)$, 这样就将时间相关信息 $G^{(3)}(\tau_2, \tau_1)$ 转化为空间强度变化信息 $G^{(3)}(x, y)$.

根据被测光束的波长、非线性晶体的频率特征、探测器的频率效应等因素, 第二块晶体上的非线性过程也可以选取差频过程.

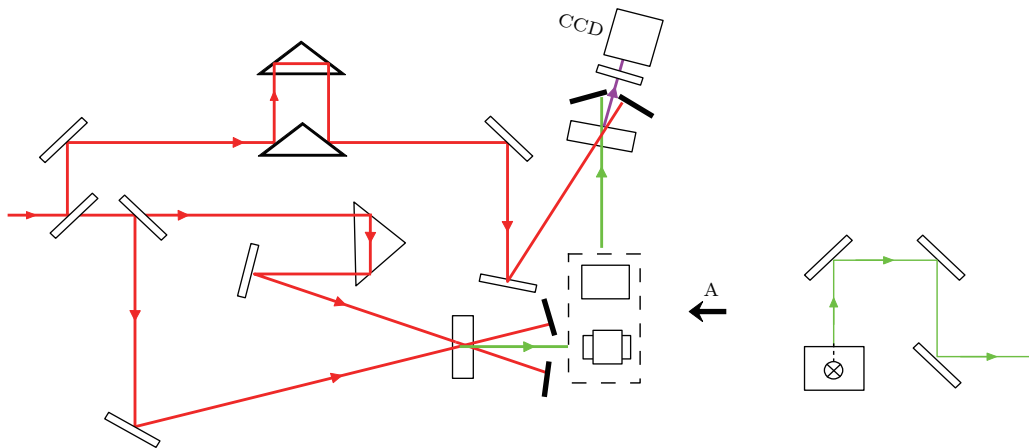


图1 双延迟三阶相关仪光路示意图

Fig. 1. Double time-delay three-order correlator layout to measure intensity profile of single-shot ultrashort laser pulse.

3 双延迟三阶相关信号产生原理

从测量角度上讲, 首先认为满足以下条件: 1) 频率转换效率不大, 认为在整个耦合过程中入射抽运光近似常量; 2) 选用的非线性材料在考虑的频

率范围内认为是透明的, 不考虑损耗; 3) 非线性晶体材料足够薄, 群速度色散效应可忽略; 4) 光束足够宽, 传输距离足够短, 不考虑衍射效应; 5) 光束空间分布均匀; 6) 相关信号沿非线性晶体表面法线方向输出; 7) 忽略各类杂光的影响; 8) 满足慢变包络

近似^[34]条件; 9) 满足位相匹配条件. 上述条件在实际的脉冲测量环境中一般能得到满足, 不同的偏离对结果的影响将在后续工作中给出, 也可参考文献^[2, 31]的相关讨论.

电磁波在非线性介质中的传播由如下的波动方程描述:

$$\nabla \times \nabla \times E + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P^{(l)}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P^{(nl)}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

式中 E 为光场; t 为时间; c 为真空中的光速; $P^{(l)}$, $P^{(nl)}$ 为线性、非线性极化强度. 只考虑二阶非线性效应, 假设介质满足克莱姆条件, 且不考虑空间色散. 在慢变包络近似下, 方程的解具有如下形式:

$$E = \sum_{i=1}^3 \mathbf{e}_i A_i(t; \mathbf{r}) e^{-i(2\pi\nu_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} + \text{c.c.}, \quad (2)$$

式中 \mathbf{e} 为单位矢量, A 为慢变复振幅, \mathbf{r} 为坐标矢量, \mathbf{k} 为波矢, ν 为频率, c.c. 为复共轭项. 将(2)代入(1)式, 获得激光脉冲的三波矢量耦合方程^[35]:

$$\begin{aligned} & [\mathbf{e}_1 \times (\mathbf{k}_1 \times \mathbf{e}_1)] \cdot \mathbf{s}_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} + [\mathbf{e}_1 \times (\mathbf{k}_1 \times \mathbf{e}_1)] \nabla A_1 \\ &= i \frac{8\pi^3}{c^2} (\mathbf{e}_1 \hat{\chi}^{\nu_3 - \nu_2} \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_2) \nu_1^2 e^{+i\Delta r} A_3 A_2^*, \\ & [\mathbf{e}_2 \times (\mathbf{k}_2 \times \mathbf{e}_2)] \cdot \mathbf{s}_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} + [\mathbf{e}_2 \times (\mathbf{k}_2 \times \mathbf{e}_2)] \nabla A_2 \\ &= i \frac{8\pi^3}{c^2} (\mathbf{e}_2 \hat{\chi}^{\nu_3 - \nu_1} \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_1) \nu_2^2 e^{+i\Delta r} A_3 A_1^*, \\ & [\mathbf{e}_3 \times (\mathbf{k}_3 \times \mathbf{e}_3)] \cdot \mathbf{s}_3 \frac{\partial A_3}{\partial t} + [\mathbf{e}_3 \times (\mathbf{k}_3 \times \mathbf{e}_3)] \nabla A_3 \\ &= i \frac{8\pi^3}{c^2} (\mathbf{e}_3 \hat{\chi}^{\nu_1 + \nu_2} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2) \nu_3^2 e^{-i\Delta r} A_1 A_2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 \mathbf{s} 为光线矢量, i 为单位虚数, $\hat{\chi}$ 为二阶极化率, Δ 为波矢失配量, * 表示复共轭. 由于谐波转换效率小, 忽略入射光的能量消耗, (3) 式中的前两个方程右边项为 0, 即可以认为入射光束线性传输, 并可以进行时间、空间分离, 其复振幅的解表示为^[35]

$$A_i = F_i(\mathbf{s}_i \times \mathbf{r}) f_i(t - \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (i = 1, 2), \quad (4)$$

式中 F 为光束横截面强度分布函数, f 为光场振幅时间包络函数. 根据测量条件, 采用宽光束照射时, 在实现频率转换的通光口径内, 认为光强均匀分布, F 为常量; 如果采用 90° ooe 矢量匹配, 光线矢量 \mathbf{s} 与光波矢量 \mathbf{k} 方向重合, 不存在空间走离现象, 因此针对入射光束只需考虑时间包络函数 f 对和频过程的影响.

取 z 方向为和频输出方向, y 方向为晶体光轴方向, xz 为光束入射面 (见图 2), 和频光的演变满足下列方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_3}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial A_3}{\partial t} \\ &= i \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}} \nu_3^2}{c^2 k_3 \cos(\mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{s}_3)} e^{-i\Delta r} \\ & \times A_1 \left(t - \frac{z \cos \alpha - x \sin \alpha}{u_1} \right) \\ & \times A_2 \left(t - \frac{z \cos \gamma + x \sin \gamma}{u_2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $u_1 = 1/|\mathbf{s}_1|$, $u_2 = 1/|\mathbf{s}_2|$, $u_3 = 1/|\mathbf{s}_3|$ 分别为晶体两入射光束、产生的和频光束的群速度数值, d_{eff} 为有效二阶非线性极化率, α 和 γ 分别为两入射光束在晶体内的夹角. 将(4)式代入(5)式, 并做坐标变换, $z' = z$, $t' = t - z/u_3$, 然后积分得:

$$\begin{aligned} & A_3(t'; x) \\ &= C \cdot \int_0^l f_1 \left(t' + \frac{z}{u_3} - \frac{z \cos \alpha - x \sin \alpha}{u_1} \right) \\ & \times f_2 \left(t' + \frac{z}{u_3} - \frac{z \cos \gamma + x \sin \gamma}{u_2} \right) dz \\ &= C_1 f_1 \left(t' + \frac{x \sin \alpha}{u_1} \right) f_2 \left(t' - \frac{x \sin \gamma}{u_2} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 l 为晶体厚度, C 和 C_1 为常量. 由于忽略了入射光能量的消耗, 因此时间包络函数 f_1 , f_2 与 z 无关: $f_1(z) = f_1(z = 0)$, $f_2(z) = f_2(z = 0)$, 这里也考虑了位相匹配条件: $\Delta r = 0$.

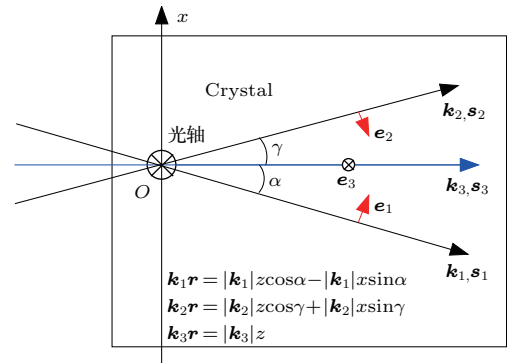


图 2 90° ooe 矢量位相匹配的三波的波矢方向关系
Fig. 2. Vector (noncollinear) phase matching of type I ("ooe") at $\theta_{\text{pm}} = 90^\circ$ in a uniaxial negative crystal.

通常的探测器为慢响应器件, 因此探测器 (如通常的 CCD) 上得到的信号为 $A_3 A_3^*$ 的时间积分. 对于倍频产生, $f_1 = f_2$, $A_3 = A_2 \nu$ 为产生的倍频光波慢变复振幅, 在晶体内 $\alpha = \gamma$, $u_1 = u_2 = u_{1\nu}$ 为

被测光波的群速度数值. CCD 采集的信号为

$$\begin{aligned}
 S_{2\nu}(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |A_{2\nu}|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{2\nu}(t; x) dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left| C_1 f_1 \left(t - \frac{x \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) \right. \\
 &\quad \left. \times f_1 \left(t + \frac{x \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) \right|^2 dt \\
 &= C \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} I \left(t - \frac{x \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) \\
 &\quad \times I \left(t + \frac{x \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) dt \\
 &= C \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I \left(t + \frac{2x \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) dt \\
 &\propto G^{(2)} \left(\tau_1 = x \cdot \frac{2 \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right). \quad (7)
 \end{aligned}$$

因此 CCD 上采集的沿 x 方向的谐波的强度变化等效于基频脉冲的强度自相关信号变化, 完成了时空转换.

接下来考虑产生的倍频光束与被测基频光束的和频过程, 即三次相关信号的产生过程. 在前述的导光镜组作用下, 将倍频光束 $A_{2\nu}(t; x, y)$ 正交旋转成 $A_{2\nu}(t; y, x)$, 倍频光束再与原始基频光沿 xz 平面以非共线矢量 ooe 位相匹配方式入射至和频晶体, 设基频、倍频光的入射角分别为 β, ε , 计算过程与 (6) 式类似, 产生的三倍频光束的光场分布为

$$\begin{aligned}
 A_{3\nu}(t; x, y) &= C'' \cdot f_1 \left(t - y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} - x \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) \\
 &\quad \times f_1 \left(t + y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} - x \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) \\
 &\quad \times f_1 \left(t + x \frac{\sin \beta}{u_{1\nu}} \right), \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中 $u_{2\nu}$ 为倍频光波的群速度数值, C'' 为常量. 新产生的相关方向为水平 x 方向, 由于倍频光束已经带有竖直 y 方向的相关信息, 两者相结合在 CCD 上就构成了二维空间信号 $S_{3\nu}(x, y)$:

$$\begin{aligned}
 S_{3\nu}(x, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |A_{3\nu}(t; x, y)|^2 dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_{3\nu}(t; x, y) dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left| C'' \cdot f_1 \left(t - y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} - x \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) \right. \\
 &\quad \left. \times f_1 \left(t + y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} - x \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) f_1 \left(t + x \frac{\sin \beta}{u_{1\nu}} \right) \right|^2 dt
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= C \int_{-\infty}^{+\infty} I(t') I \left(t' + y \frac{2 \sin \alpha}{u_{1\nu}} \right) \\
 &\quad \times I \left(t' + y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} + x \cdot \left(\frac{\sin \beta}{u_{1\nu}} + \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) \right) dt' \\
 &\propto G^{(3)} \left(\tau_1 = y \cdot \frac{2 \sin \alpha}{u_{1\nu}}, \tau_2 = y \frac{\sin \alpha}{u_{1\nu}} \right. \\
 &\quad \left. + x \cdot \left(\frac{\sin \beta}{u_{1\nu}} + \frac{\sin \varepsilon}{u_{2\nu}} \right) \right), \quad (9)
 \end{aligned}$$

这样就将时间信息 $G^{(3)}(\tau_2, \tau_1)$ 转化为空间信息 $S_{3\nu}(x, y)$. 在实际的测量过程中, 时间延迟与空间位移的数量关系通过实验标定的方法给出.

4 波形恢复基本理论

$G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 可以重新写成 $G^{(3)}(\tau_1, \tau = \tau_2 - \tau_1/2)$, 它的傅里叶变换 $G^{(3)}(\nu_1, \nu)$:

$$\begin{aligned}
 G^{(3)}(\nu_1, \nu) &= \iint G^{(3)}(\tau_1, \tau_2) e^{2\pi i(\nu_1 \tau_1 + \nu \tau)} d\tau_1 d\tau \\
 &= \iint I(t) I(t + \tau_1) I \left(t + \frac{\tau_1}{2} + \tau \right) \\
 &\quad \times e^{2\pi i(\nu_1 \tau_1 + \nu \tau)} dt d\tau_1 d\tau \\
 &= \int I \left(t + \frac{\tau_1}{2} + \tau \right) e^{2\pi i(t + \frac{\tau_1}{2} + \tau)\nu} d\tau \\
 &\quad \times \int I(t + \tau_1) e^{2\pi i(t + \tau_1) \cdot (\nu_1 - \frac{\nu}{2})} d\tau_1 \\
 &\quad \times \int I(t) e^{-2\pi i t \cdot (\nu_1 + \frac{\nu}{2})} dt \\
 &= I(\nu) I \left(\nu_1 - \frac{\nu}{2} \right) I^* \left(\nu_1 + \frac{\nu}{2} \right) \\
 &= \left| I(\nu) I \left(\nu_1 - \frac{\nu}{2} \right) I^* \left(\nu_1 + \frac{\nu}{2} \right) \right| \\
 &\quad \times \exp \left\{ i \left[\varphi(\nu) + \varphi \left(\nu_1 - \frac{\nu}{2} \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \varphi \left(\nu_1 + \frac{\nu}{2} \right) \right] \right\}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

式中 $\varphi(\nu)$ 表示脉冲的谱相位. 由于 $I(t)$ 是非负的实函数, 那么 $I(-\nu) = I^*(\nu)$, $\varphi(\nu)$ 是奇函数, $\varphi(\nu) = -\varphi(-\nu)$, $\varphi(0) = 0$, 从上式可以获得:

$$\begin{aligned}
 |I(\nu_1)| &= \sqrt{G^{(3)}(\nu_1, 0) / I(\nu = 0)}, \quad (11) \\
 \text{Im} \frac{\partial G^{(3)}(\nu_1, \nu)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=0} &= \left[\frac{\partial \varphi(\nu)}{\partial \nu} + \frac{\partial \varphi(\nu_1 - \nu/2)}{\partial \nu} - \frac{\partial \varphi(\nu_1 + \nu/2)}{\partial \nu} \right] \\
 &\quad \times G^{(3)}(\nu_1, \nu) \Big|_{\nu=0}
 \end{aligned}$$

$$= [\varphi'(0) - \varphi'(\nu_1)]G^{(3)}(\nu_1, 0). \quad (12)$$

(11)式相当于对 CCD 获得的 $S_{3\nu}(x, y)$ 沿 x 轴积分: $S_{3\nu}(y) = \int S_{3\nu}(x, y) dx$, 然后对获得的一维信号 $S_{3\nu}(y)$ 进行傅里叶变换. $I(\nu)$ 的偏导:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial I(\nu)}{\partial \nu} \right|_{\nu=0} &= \left. \frac{\partial}{\partial \nu} \int I(t) e^{i2\pi\nu t} dt \right|_{\nu=0} \\ &= i2\pi \int t I(t) dt \\ &= i \left. \frac{\partial \varphi(\nu)}{\partial \nu} \right|_{\nu=0} I(\nu=0) + \left. \frac{\partial |I(\nu)|}{\partial \nu} \right|_{\nu=0} e^{i\varphi(0)}, \quad (13) \end{aligned}$$

由于 $|I(\nu)|$ 是偶函数, 上式第二项为 0. 从相关函数恢复信号时不包括时间平均, 这样时间起点可以任意选取, 这里取 $\varphi'(0) = 0$, 相当于取平均时间 $\langle t \rangle = \int t \cdot I(t) dt = 0$. 从统计学上讲, 可以将 $I(t)$ 看作概率密度分布函数, 根据 (10) 和 (12) 式, 得:

$$\begin{aligned} \varphi'(\nu_1) &= - \left. \frac{\text{Im} \frac{\partial G^{(3)}(\nu_1, \nu)}{\partial \nu}}{G^{(3)}(\nu_1, 0)} \right|_{\nu=0} \\ &= - \frac{2\pi \iint \tau \cos(2\pi\nu_1 \tau_1) G^{(3)}(\tau_1, \tau) d\tau_1 d\tau}{\iint \cos(2\pi\nu_1 \tau_1) G^{(3)}(\tau_1, \tau) d\tau_1 d\tau}, \quad (14) \end{aligned}$$

因此, $\varphi(\nu)$ 按下式计算:

$$\varphi(\nu) = \int_0^\nu \varphi'(\nu_1) d\nu_1. \quad (15)$$

知道了 $|I(\nu)|$ 和 $\varphi(\nu)$, 进行傅里叶逆变换就可以恢复脉冲强度分布 $I(t)$.

以图 3(a) 的模拟 CCD 图像简要说明脉冲恢复步骤. 首先按在光路中插入标准具的方法标定扫描速度, 图 3(a) 中 x 与 y 方向的扫描速度相同, 一个像素点对应 0.02 ps 的时间延迟; 然后沿 x 方向积分, 对获得的一维信号 $S_{3\nu}(y)$ (等价于强度自相关信号 $G^{(2)}(\tau_1)$, 见图 3(b)) 进行傅里叶变换, 获得 $G^{(3)}(\nu_1, 0)$, 利用 (11) 式获得脉冲波形的傅里叶谱 $|I(\nu)|$, 见图 3(c); 接下来按照 (14) 和 (15) 式, 依据初始条件 $\varphi'(0) = 0, \varphi(0) = 0$ 计算出脉冲波形的傅里叶谱相位 $\varphi(\nu)$, 结果见图 3(d); 最后对获得的完整的脉冲波形傅里叶谱 $I(\nu) = |I(\nu)| \cdot \exp[i\varphi(\nu)]$ 求傅里叶逆变换, 获得脉冲强度分布 $I(t)$, 结果见图 4.

获得脉冲形状之后, 通过与被测的脉冲光谱相结合, 利用 Gerchberg-Saxton^[24] 算法就可以获得

光场的相位变化 $\phi(t)$, 这样就可以完整地确定光场 $E(t)$ 的时间特性.

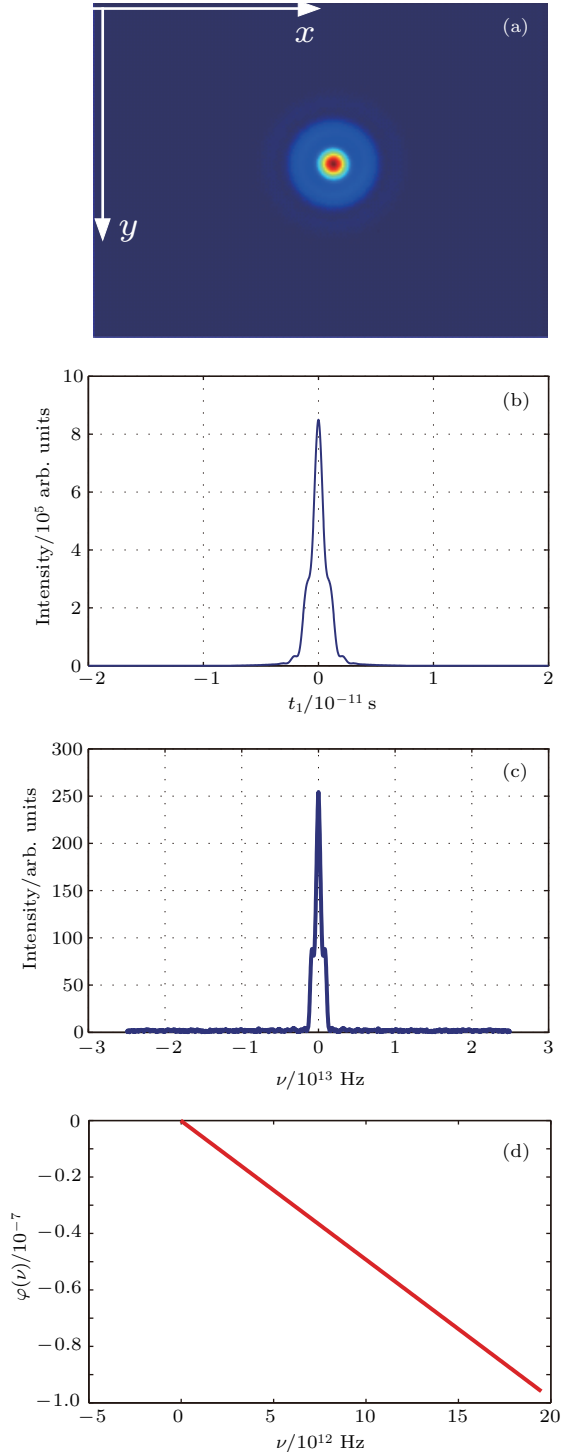


图 3 脉冲恢复演示 (a) 模拟的 $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 图像; (b) 按 (11) 式计算的 $G^{(2)}(\tau_1)$ 曲线; (c) 获得的脉冲强度傅里叶谱 $|I(\nu)|$ 和 (d) 它的位相 $\varphi(\nu)$

Fig. 3. Illustration of recovering temporal intensity curve from triple correlation traces: (a) Simulation CCD image of $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$; (b) $G^{(2)}(\tau_1)$ curve which is calculated according to Eqs. (11); (c) the modulus of spectrum $I(\nu)$ and (d) its phase $\varphi(\nu)$.

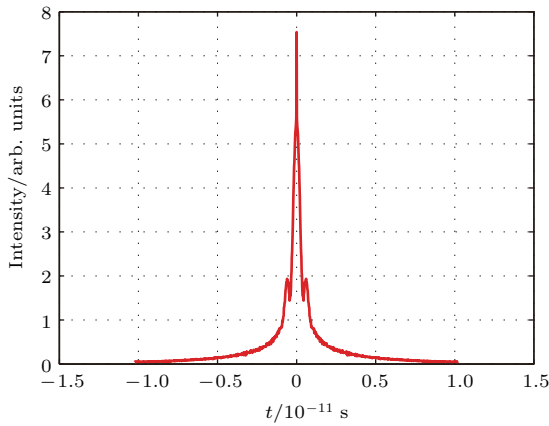


图4 从图3(a)恢复的时间波形 $I(t)$

Fig. 4. Recovered temporal intensity curve, corresponding to the triple correlation traces in Fig. 3 (a).

5 结 论

提出了一种全新的单发次超快激光脉冲波形测量技术, 该技术不同于FROG或SPIDER, 不是通过测量以时间延迟 τ 与光谱 ν 为自变量的某个二维函数 $f(\tau, \nu)$ 来还原脉冲波形, 而是通过测量双延迟 τ_1, τ_2 为自变量的三阶相关函数 $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 的方法恢复超快激光脉冲波形; 技术上采用级联的方式, 借助倍频晶体以及和频晶体的非共线频率转换, 将时间相关函数 $G^{(3)}(\tau_1, \tau_2)$ 转换为时间-空间坐标一一对应的、可以直接测量的空间强度分布 $G^{(3)}(y, x)$; 利用简单的解析方法就可以惟一求得脉冲的时间波形, 再将它与对应的光谱相结合, 利用Gerchberg-Saxton算法, 能够准确获得激光脉冲场强的位相变化特性. 该测量技术的时间分辨率依赖于晶体的瞬时响应时间和空间分辨率, 理论上可以达到fs量级. 该技术结构简单、算法简便, 既适用于单次超快激光脉冲测量, 也适用于高重频平均测量.

参考文献

[1] Ippen E P, Shank C V 1977 *Ultrashort Light Pulses-Picosecond Techniques and Applications* (Berlin: Springer-Verlag) pp83-119
 [2] Trebino R 2002 *Frequency-Resolved Optical Gating: the Measurement of Ultrashort Laser Pulse* (Boston: Kluwer Academic Publishers) pp61-97
 [3] Giordmaine J A, Rentzepis P M, Shapiro S L, Wecht K W 1967 *Appl. Phys. Lett.* **11** 216
 [4] Krivoshchekov G V, Stroganov V I, Tarasov V M, Samarin V I, Rybyanets V A 1970 *Russian Phys. J.* **13** 1658

[5] Eckardt R C, Lee C H 1969 *Appl. Phys. Lett.* **15** 425
 [6] Chung J H, Weiner A M 2001 *IEEE J. Quantum Electron.* **7** 204
 [7] Akhmanov S A, Dyakov Yu E, Chirkin A S 1981 *Introduction to Statistical Radio-Physics and Optics* (Moscow: Nauka) pp531-533 (in Russian)
 [8] Oppenheim A V, Hayes M H, Lim J S 1982 *Opt. Eng.* **21** 122
 [9] Luan S, Hutchinson M H R, Smith R A, Zhou F 1993 *Measur. Sci. Tech.* **4** 1426
 [10] Konoplev O 2000 *Ph. D. Dissertation* (New York: University of Rochester)
 [11] Wasylczyk P 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2221
 [12] Hong K H, Hou B, Nees J A, Power E, Mourou G A 2005 *Appl. Phys. B* **81** 447
 [13] Tavella F, Schmid K, Ishii N, Marcinkevicius A 2005 *Appl. Phys. B* **81** 753
 [14] Weber H P, Danielmeyer H G 1970 *Phys. Rev.* **2** 2074
 [15] Szatmári S, Schafer F P, Jethwa J 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 998
 [16] Brun A, Georges P, Saux G Le, Salin F 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 1225
 [17] Collier J, Danson C, Johnson C, Mistry C 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 1599
 [18] Collier J, Hernandez-Gomez C, Allott R, Danson C, Hau A 2001 *Laser and Particle Beams* **19** 231
 [19] Raghuramaiah M, Sharma A K, Naik P A, Gupta P D, Ganeev R A 2001 *Sadhana* **26** 603
 [20] Dorrer C, Bromage J, Zuegel J D 2008 *Opt. Express* **16** 13534
 [21] Koliopoulos G, Tzallas P, Bergues B, Carpeggiani P A, Heissler P, Schroder H, Veisz L, Charalambidis D, Tsakiris G D 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 926
 [22] Kim H N, Park S H, Kim K N, Han B, Shin J S, Lee K, Cha Y H, Jang K H, Jeon M Y, Miginsky S V, Jeong Y U, Vinokurov N A 2014 *J. Opt. Soc. Korea* **18** 382
 [23] Blount E I, Klauder J R 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 2874
 [24] Gerchberg R W, Saxton W O 1972 *Optik* **35** 237
 [25] Lohmann A W, Weigelt G, Wirtzner B 1983 *Appl. Opt.* **22** 4028
 [26] David P 1987 *Appl. Opt.* **26** 1782
 [27] Trebino R, Kane D J 1993 *J. Opt. Soc. Am. A* **10** 1101
 [28] Iaconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
 [29] Anderson M E, Monmayrant A, Gorza S P, Wasylczyk P, Walmsley I A 2008 *Laser Phys. Lett.* **5** 259
 [30] Gamo H 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 875
 [31] Paulter N G J, Majumdar A K 1991 *Rev. Sci. Instrum.* **62** 567
 [32] Zubov V A 1994 *Quantum Electron.* **24** 179
 [33] Liu T M, Huang Y C, Chern G W, Lin K H, Lee C J, Hung Y C, Sun C K 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1402
 [34] Akhmanov S A, Vysloukh V A, Chirkin A S 1992 *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York: American Institute of Physics) pp11-12
 [35] Akhmanov S A, Khokhlov R V 1972 *Problems of Non-linear Optics* (New York: Gordon and Breach) pp79-144

A new technique for measuring single-shot ultrashort laser pulse*

Xia Yan-Wen^{1)†} Shen Miao¹⁾²⁾ Sun Zhi-Hong¹⁾ Peng Zhi-Tao¹⁾ Lu Zong-Gui¹⁾
Zhou Song¹⁾ Zhang Bo¹⁾ Su Jing-Qin¹⁾

1) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Graduate School of Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 19 September 2016; revised manuscript received 19 November 2016)

Abstract

A new triple correlation technique for measuring intensity profile of single-shot ultrashort laser pulse is described. The technique uses two consecutive second-order nonlinear interactions of replicas of the pulse for generating a two-coordinate output intensity distribution that corresponds to a third-order correlation function and offers advantages over the previously techniques such as frequency-resolved optical gating, self-referencing spectral phase interferometry for direct field reconstruction because it requires no additional spectral information to profile the pulses. This intensity distribution is recorded, and the pulse profile can be obtained by analytical calculation. Combining the reconstructed intensity profile with its corresponding optical spectrum, the exact phase variation in time can be recovered with Gerchberg-Saxton algorithm through an iterative calculation.

Keywords: intensity profile, triple correlation, ultrashort laser pulse, single-shot

PACS: 42.60.Jf, 42.65.Ky, 42.25.Kb, 07.60.-j

DOI: 10.7498/aps.66.044204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61377102) and the National Defense Industrial Technology Development Program of China (Grant No. B1520133010).

† Corresponding author. E-mail: xiayanwen1972@163.com