

频率分辨光学开关法测量飞秒脉冲

Measurement of Femtosecond Laser Pulse with Frequency-Resolved Optical Gating

刘文军¹ 王卫京² 戴恩文³ 周常河³

1 哈尔滨工业大学威海校区光电科学系, 威海 264209

2 威海职业学院, 威海 264200

3 中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学实验室, 上海 201800

LIU Wenjun¹ WANG Weijing² DAI Enwen³ ZHOU Changhe³

1 Department of Optics and Electronics Sciences, Harbin Institute of Technology at Weihai, Weihai 264209

2 Weihai Vocational College, Weihai 264200

3 Laboratory of Information Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800

摘 要 阐述了频率分辨光学开关法测量飞秒脉冲的原理,详细分析了模式尺寸效应和非线性效应对飞秒脉冲测量的影响。构建了一台用于飞秒脉冲测量的二次谐波-频率分辨光学开关装置,利用该装置对谐振腔输出的飞秒脉冲及压缩后的脉冲进行了测量。得到了飞秒脉冲的时间宽度及光谱宽度、电场及其相位在时域和频域的详细信息。谐振腔直接输出脉冲的时间宽度为 56 fs,光谱宽度为 27 nm,时间带宽积为 0.686,算法中的最小误差为 0.001792。脉冲压缩后的测量结果为 27 fs,光谱宽度为 92 nm,时间带宽积为 1.27,算法误差为 0.0093289。

关 键 词 飞秒激光; 脉冲测量; 频率分辨光学开关法

Abstract The basic concept underlying the frequency-resolved optical gating (FROG) pulse characterization technique is reviewed, and the influence of mode-size effect and nonlinear effect of second-harmonic generation medium on femtosecond pulse measurement are discussed in detail. A second harmonic FROG is set up to measure femtosecond laser pulses. The width, field and phase in temporal and spectral domains are retrieved. The temporal width of a femtosecond pulse coming from the resonant cavity directly is 56 fs, with spectral width 27 nm, time-bandwidth product 0.686, and the minimum error 0.001792. The femtosecond pulse is compressed by a prism pair, with pulse duration 27 fs, bandwidth 92 nm, time-bandwidth product 1.27, and the minimum error 0.0093289.

Key words femtosecond laser; pulse measurement; frequency-resolved optical gating

中图分类号 O439

1 引言

由于飞秒激光脉冲的时间宽度极短而瞬间强度高,因而被广泛应用于物理、化学和生物学等领域进行探测和分辨超快过程^[1~7],如电子的跃迁、揭示和控制化学生物反应。在这些应用中必须准确了解所用飞

秒脉冲的各种特性,通过对比入射脉冲和出射脉冲的变化,可以更好地理解和研究物质的特性。因此在飞秒激光的应用中,对脉冲的测量尤为重要。

飞秒激光脉冲的测量最初采用强度自相关法^[8],这种方法已被应用了几十年并且至今还应用于某些

超快过程分析。强度自相关法虽然能给出脉冲的时间宽度,但存在如下不足:1) 强度自相关图像中同一个强度分布曲线可对应于多个不同形状的脉冲,用强度自相关法很难把不同的脉冲分辨开,包括脉冲的形状和位相;2) 此法产生的是强度傅里叶变换的大小,无法反映出脉冲的位相和频域信息;3) 使用此法要求事先假定脉冲的形状才能够得出脉冲宽度大小。后来,在强度自相关的基础上又发展出频率分辨光学开关法 (Frequency-Resolve Optical Gating, FROG),测量的是飞秒脉冲的二维光谱图,也就是通常所说的描述图,对描述图进行相关的迭代运算,就可以得到飞秒脉冲的时域和频域特性。它是目前最准确和详细的飞秒脉冲测量方法^[9]。具有以下优点:1) 能够给出脉冲的强度、位相与时间或频率之间的关系;2) 测量方法方便;3) 装置简单,尤其是单发频率分辨光学开关法 (Grating-Eliminated Non-sense Observation of Ultrafast Laser-Light e-fields GRENOUILLE)^[10];4) 简单或复杂的脉冲都可以测量,从数飞秒到皮秒,从中红外到远紫外;5) 可进行单发和多发测量,测量的灵敏度最小可达 10^{-12} J。

2 频率分辨光学开关法测量原理

频率分辨光学开关法都使用了自相关式测量结构,它并不是一个单独的脉冲测量技术,而是属于光谱测量范围。该方法对非线性晶体中延迟相对变化的两个脉冲之间相互作用产生的信号进行光谱分辨,可以得到描述图;非线性光学效应产生的信号决定着描述图的准确形状,人们提出和展示了很多不同类型的频率分辨光学开关测量法,如偏振开关法,自衍射法和二次谐波法等,不同的测量法得到的描述图形状各不相同。最为广泛应用的是二次谐波-频率分辨光学开关法,它是最灵敏的且是唯一的能够对非放大脉冲进行测量的开关装置^[11, 12]。

忽略飞秒脉冲的空间因子,只考虑时间因子,可以把脉冲的电场看成是时间的函数。脉冲的时域、频域表达式为^[9]

$$E(t) = \sqrt{I(t)} \exp[i(\omega_0 t - \phi(t))] \quad (1)$$

$$\hat{E}(\omega) = \sqrt{\hat{I}(\omega - \omega_0)} \exp[i\phi(\omega - \omega_0)] \quad (2)$$

$\hat{E}(\omega)$ 为 $E(t)$ 的傅里叶变换, $\hat{I}(\omega - \omega_0)$ 为脉冲光谱, $\phi(\omega - \omega_0)$ 为光谱位相, $I(t)$ 为脉冲强度, $\phi(t)$ 为脉冲位相, ω_0 为脉冲载频。基于以上脉冲模型的频率分辨光学开关法所得到的描述图为

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{sig}}(t, \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (3)$$

不同结构的频率分辨光学开关法, $E_{\text{sig}}(t, \tau)$ 有着不同的表达形式。对于二次谐波频率分辨光学开关法而言,所得到的描述图为

$$\begin{aligned} I_{\text{FROG}}^{\text{SHG}}(\omega, \tau) &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{sig}}(t, \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} [E(t) \exp(-i\omega t)] [E(t-\tau) \exp[i\omega_0(t-\tau)]] \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t-\tau) \exp[-i(\omega - 2\omega_0)t] dt \right|^2 \end{aligned} \quad (4)$$

很明显,在二次谐波-频率分辨光学开关装置中实际是用输入的待测脉冲同时作为开关脉冲。

从描述图中再现出脉冲的算法称为广义投影频率分辨光学开关算法^[13, 14]。这种算法的框架如图1所示,算法从带有噪音的脉冲电场开始,并计算相应的信号场 $E_{\text{sig}}(t, \tau)$, 然后对信号场中的时间进行傅里叶变换产生 $E_{\text{sig}}(\omega, \tau)$, $E_{\text{sig}}(\omega, \tau)$ 的平方大小等于描述图 $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = |E_{\text{sig}}(\omega, \tau)|^2$, 用 $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau)$ 的大小逼近测得的描述图数据 $I_{\text{FROG}}^{\text{meas}}(\omega, \tau)$, 二者的大小关系为

$$E'_{\text{sig}}(\omega, \tau) = \frac{E_{\text{sig}}(\omega, \tau)}{|E_{\text{sig}}(\omega, \tau)|} \sqrt{I_{\text{FROG}}^{\text{meas}}(\omega, \tau)} \quad (5)$$

对信号场 $E'_{\text{sig}}(\omega, \tau)$ 进行逆傅里叶变换,得到时域的信号场 $E'_{\text{sig}}(t, \tau)$, 对这一信号场进行关于 τ 的积分,得到脉冲的电场 $E(t)$, 然后进行下一次迭代运算。从这些联系中提取脉冲电场 $E(t)$ 并继续进行迭代运算给出信号场,使算法逼近于有效的描述图,直到误差达到最小。误差的大小用于控制算法的收敛性,迭代运算中的误差为

$$Z = \sum_{i,j=1}^N |E_{\text{sig}}(t_i, \tau_j) - E(t_i) E(t_i - \tau_j)|^2 \quad (6)$$

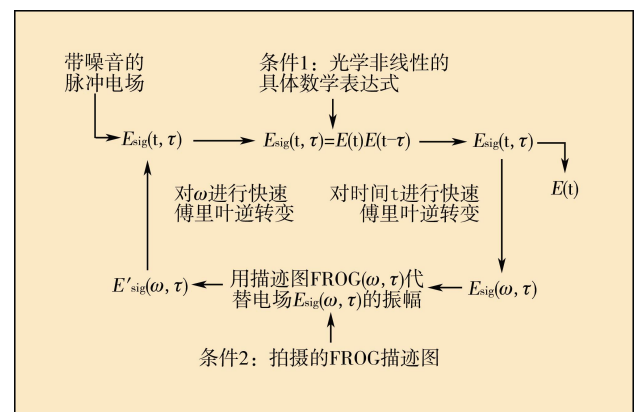


图1 广义投影算法流程示意图

(6)式中的第二项与频率分辨开关的结构有关,实际上(6)式是二次谐波频率分辨结构的表达式。从描述图的数据中再现出脉冲的迭代算法中以下列误差矩阵作为判断算法是否收敛的依据^[9]

$$G = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N |I_{\text{FROG}}(\omega_i, \tau_j) - \alpha I_{\text{FROG}}^{\text{meas}}(\omega_i, \tau_j)|^2} \quad (7)$$

$I_{\text{FROG}}^{\text{meas}}(\omega_i, \tau_j)$ 表示测量得到的描述图, $I_{\text{FROG}}(\omega_i, \tau_j)$ 表示从再现的脉冲中计算得到的描述图, α 是标量因子, 标量因子的选择将使 G 最小化。 G 是指频率分辨误差, 最小的误差依赖于描述图网格的尺寸 N 。

3 系统误差来源分析

目前,超短脉冲的振幅和位相测量技术都以空间积分方式进行。然而,光谱极宽的超短脉冲却表现出了极强的与频率模式有关的尺寸效应,导致了脉冲的光谱内容发生横向变化,使脉冲的时间轮廓与横向位置有关。另外,脉冲测量技术中使用了非线性光学过程,而与频率有关的变化在非线性光学过程会得到进一步加强,必然引入误差,尤其是对于放大的超宽脉冲或小于 10 fs 的脉冲。

3.1 模式尺寸对测量的影响

在脉冲的展宽、放大和频域整形等过程中,飞秒脉冲不可避免地发生空间畸变;尤其是脉冲的带宽极宽时,这种畸变更为严重。同时宽光谱光束的自由衍射效应,也会使脉冲的空间结构表现出与频率有关的模式尺寸效应。透镜锁模的 Ti:Sapphire 激光器的模式大小是由克尔透镜的非线性效应和腔内色散的相互作用共同决定的^[15]。在激光的增益介质中,克尔透镜效应与时间有关,因此可以把脉冲的时间强度形状转变为伴随的空间结构,反过来亦如此。所以,在这种激光器中,模式尺寸与脉冲的形状有关,模式大小对脉冲的形状有很强的依赖性(只是克尔透镜锁模激光器的特殊性质^[16])。表明频率的边缘与基谱的自卷积会产生偏差,一般情况下,由于输入光中的所有模式在非线性晶体中都以卷积的方式进行作用,与频率有关的模式大小在频率分辨光学开关的数据中很难校正。对高斯光束而言,光斑半径 w 与传播距离的关系为

$$w(z) = \sqrt{\frac{\lambda z_c}{\pi} \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (8)$$

λ 为波长, z_c 为共焦参量,对于来自线性谐振腔中的光束而言,共焦参量 z_c 为恒量。因此,离焦点一定距

离处的模式面积区域与波长成正比。对于 5 fs 的脉冲,这种效应导致模式面积区域的光谱变化会超过 50%^[15]。

无论是自相关还是互相关的频率分辨光学开关测量法,待测脉冲中每一光谱分量与开关脉冲中的每一光谱分量都以卷积的方式相混合,如图 2 所示。理想条件下,所有这些频率分量混合过程的转化效率相同;然而由于飞秒脉冲的宽光谱特性,许多空间模式不同的输入波长对于确定波长信号的产生都有贡献;因此,在实际转化过程中模式尺寸效应使得频率分量的转化效率各不相同,给脉冲测量带来误差。图 2(b)情形下,产生的信号光谱对应于极宽的光谱和类似于 δ 函数形式的窄光谱的卷积;混合过程中,与频率有关的模式尺寸对转化效率的影响极小,因此给脉冲测量带来的误差很小。

由于模式尺寸效应,即使是在理想的相位匹配条件下,能量转化效率也与频率有关^[16]。理论上,在进行脉冲再现算法时任何给定模式尺寸都应考虑在内;然而模式结构变得越复杂,再现算法的运算也就越困难。

3.2 非线性效应对测量的影响

传统非共线二次谐波-频率分辨光学开关测量装置中,两脉冲之间的有限光束交叉角度限制着装置的时间分辨率。在非线性晶体中的有限光束交叉角,导致了延迟对横向坐标的依赖性,如图 3 所示。两束光(一束为虚线,一束为实线)在非线性晶体中形成了一个交叉角。位相前沿与光束的传播方向垂直。确定的距离 Z 处,在中心交叉的两个位相前沿彼此之间的延迟为零,而其它位置的位相前沿之间有不同的相对延迟。在所有的单发测量结构中都有效地利用了这种效应;然而,对于多发测量装置而言,这种效应产生了局限性。因为在晶体中记录下空间

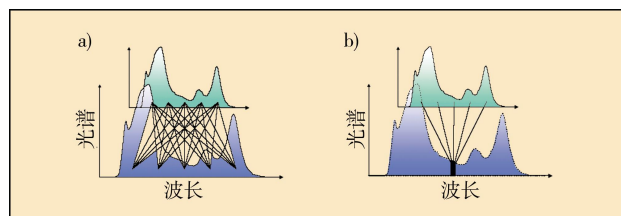


图 2 光谱混合过程示意图。(a)超宽脉冲的二次谐波混合,许多空间模式不同的输入波长对于确定波长信号的产生都有贡献;(b)一个超宽脉冲与一个准单色的光谱混合。信号的每一单独光谱分量只由单一的混合过程产生

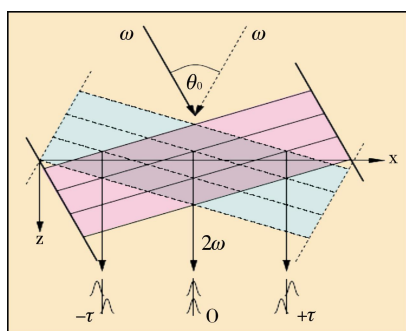
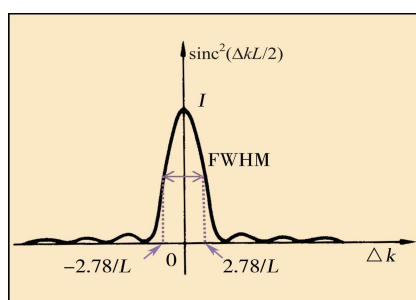


图3 延迟对横向坐标的依赖性

图4 $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 函数与相位匹配因子 Δk 之间的关系图像

积分信号,沿横向变化的延迟积分降低了时间分辨率。在非共线结构中,时间分辨率与干涉条纹的产生是相互联系的,时间分辨率越小越容易产生干涉条纹。假定脉冲在时间和空间上都是高斯轮廓,而且满足相位匹配条件,交叉角 θ_0 很小,则时间分辨率 δ_t 为

$$\delta_t = \theta_0 \frac{w_0}{c} \quad (9)$$

w_0 为焦平面处的光束半径, c 是光速, θ_0 需要根据记录描述图的抑制条纹要求进行选择。从畸变描述图中再现的脉冲宽度 τ_m 与有效的脉冲宽度 τ_p 之间的关系为^[17]

$$\tau_m^2 = \tau_p^2 + \delta_t^2 \quad (10)$$

$$\delta_t = \alpha d_t / c \quad (11)$$

$$2\alpha = d/f \quad (12)$$

$$d_t = f\lambda/\pi d \quad (13)$$

d_t 为光束在焦平面处的直径, 2α 为两束基频光在非线性晶体中的交叉角, d 表示基频光的直径, f 为透镜的焦距。由上式可以推导出

$$\delta_t = \lambda/(2\pi c) \quad (14)$$

因此,对于中心波长为 800 nm 的非共线二次谐波频率分辨光学开关测量法的最终时间分辨率为 $\delta_t = 0.4$ fs。对于理想的空间光束轮廓来说,远场发散角与近场光束尺寸 w_0 的乘积是恒量且只与波长有关,这一关

系决定了(9)式中最小的角度 θ_0 。在实验中,选择的角应该明显大于这一数值,以避免描述图中产生有害的干涉条纹。

飞秒脉冲测量的基础是谐波信号,其参数受相位匹配因子影响。对于飞秒脉冲来说,频带宽度很宽,必然影响脉冲的测量精度。在非线性介质中的信号场 $E_{\text{sig}}(L, t)$ 为

$$E_{\text{sig}}(L, t) = -i \frac{\mu_0 \omega_{\text{sig}}^2}{k_{\text{sig}}} P_{\text{sig}} \exp(i \Delta k L / 2) \left[\frac{\sin(\Delta k L / 2)}{\Delta k} \right] \quad (15)$$

信号场的强度 $I_{\text{sig}}(L, t)$ 为

$$I_{\text{sig}}(L, t) \propto |P_{\text{sig}}|^2 L^2 \text{sinc}^2(\Delta k L / 2) \quad (16)$$

其中相位匹配因子

$$\Delta k(\lambda) = 2k_1 - k_2 = \frac{4\pi}{\lambda} [n(\lambda) - n(\lambda/2)] \quad (17)$$

L 为非线性介质的厚度。当 $\Delta k L = \pm 2.78$ 时,函数 $\text{sinc}^2(\Delta k L / 2)$ 的值为最大值的 1/2,如图 4 所示,所以相位匹配带宽为 $|\Delta k| < 2.78/L$,即

$$-\frac{2.78}{L} < \frac{4\pi\delta\lambda}{\lambda_0} \left[n(\lambda_0) - \frac{1}{2}n(\lambda_0/2) \right] < \frac{2.78}{L} \quad (18)$$

由式(18)可以得出相位匹配的波带宽度为

$$\delta\lambda_{\text{FWHM}} = \frac{0.44/L}{\left| n(\lambda_0) - \frac{1}{2}n(\lambda_0/2) \right|} \quad (19)$$

式中的 λ_0 为中心波长,半峰全宽(FWHM)表示半峰值处的匹配带宽。

从(19)式可以看出,相位匹配的波带宽度 $\delta\lambda_{\text{FWHM}}$ 与非线性介质的厚度 L 成反比;因此在飞秒脉冲的测量过程中,在保证转换效率的前提下应尽可能地选择较薄的非线性介质,从而使飞秒脉冲的宽频带满足相位匹配条件,提高测量精度。图 5 给出了不同厚度 BBO 晶体的匹配带宽与波长的关系;从图中可以看出,对于中心波长为 800 nm 的飞秒脉冲而言,厚度为 10 μm 的 BBO 晶体相位匹配带宽约为 510 nm,厚度为 100 μm 的 BBO 晶体相位匹配带宽约为 50 nm。当待测飞

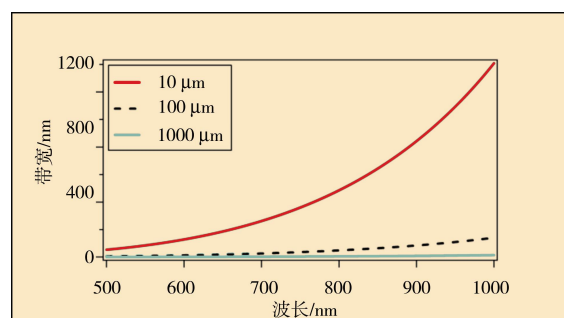


图5 BBO 晶体的相位匹配波带宽度与波长的关系

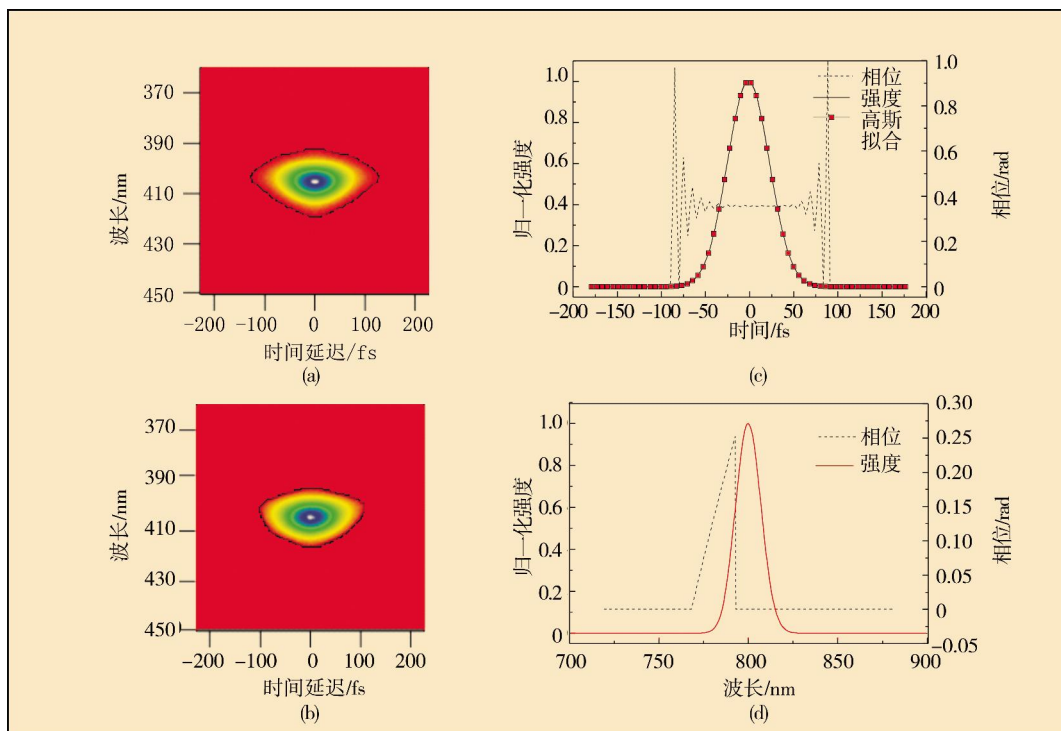


图7 用二次谐波-频率分辨光学开关法对谐振腔输出脉冲测量的结果。(a)实验中测得的描述图;(b)迭代算法再现出的描述图;(c)脉冲的强度和位相在时域的分布;(d)脉冲的强度和位相在频域的分布

秒脉冲的宽度为几十飞秒时,选择厚度为20~50 μm 的BBO晶体足以提供有效的匹配带宽。对于放大的超宽脉冲或小于10 fs的脉冲应选择更薄的非线性晶体。因此对于宽光谱的飞秒脉冲来说,在测量过程中可采用较薄的非线性晶体以提供有效的匹配带宽,脉冲带宽对测量精度的影响完全可以忽略。

4 实验

构建的二次谐波频率分辨光学开关测量装置如图6所示,来自谐振腔飞秒脉冲的中心波长约为805 nm,输入测量装置的飞秒脉冲被分光镜分为两束,其中一束经过固定臂作为待测脉冲,另一束经过延迟臂

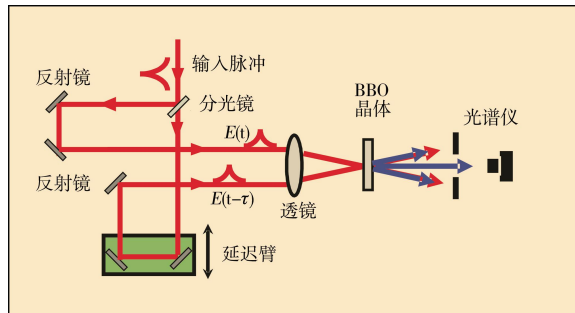


图6 二次谐波频率分辨光学开关测量装置示意图

作为开关脉冲,用焦距为20 cm的会聚透镜把两束飞秒脉冲会聚到厚度为30 μm 的BBO晶体中,两束光在BBO晶体中的交叉角约为 10° ,产生的和频信号光谱用光谱仪记录,整个光谱被分成100个分离的时间延迟,时间延迟的间隔为4.52 fs,波长的步幅为0.2377 nm。实验中测量得到的描述图如图7(a)所示,图7(b)为脉冲再现算法再现出的描述图;脉冲强度和位相在时域的分布如图7(c)所示,从图中可以看出从谐振腔中输出的脉冲形状为高斯脉冲;图7(d)为脉冲的强度和位相在频域的分布,再现算法中的最小误差为0.001792,算法给出的脉冲宽度为56 fs,时间带宽积为0.686,中心波长为810.3 nm,光谱宽度为27 nm。对谐振腔的输出脉冲用棱镜对进行压缩后,输入到二次谐波-频率分辨光学开关装置中进行测量,测量结果如图8所示,从图8(c)(d)中可以看出压缩后的脉冲形状发生了畸变,近似为高斯分布,同时压缩后的脉冲光谱被展宽。压缩后的脉冲宽度为27 fs,光谱宽度为92 nm,时间带宽积为1.27,误差为0.0093289。

从实验数据处理过程和实验结果可以看出,二次谐波-频率分辨光学开关法测量脉冲特点如下:(1)可以对结果进行过滤,减小噪音的影响,FROG描述图

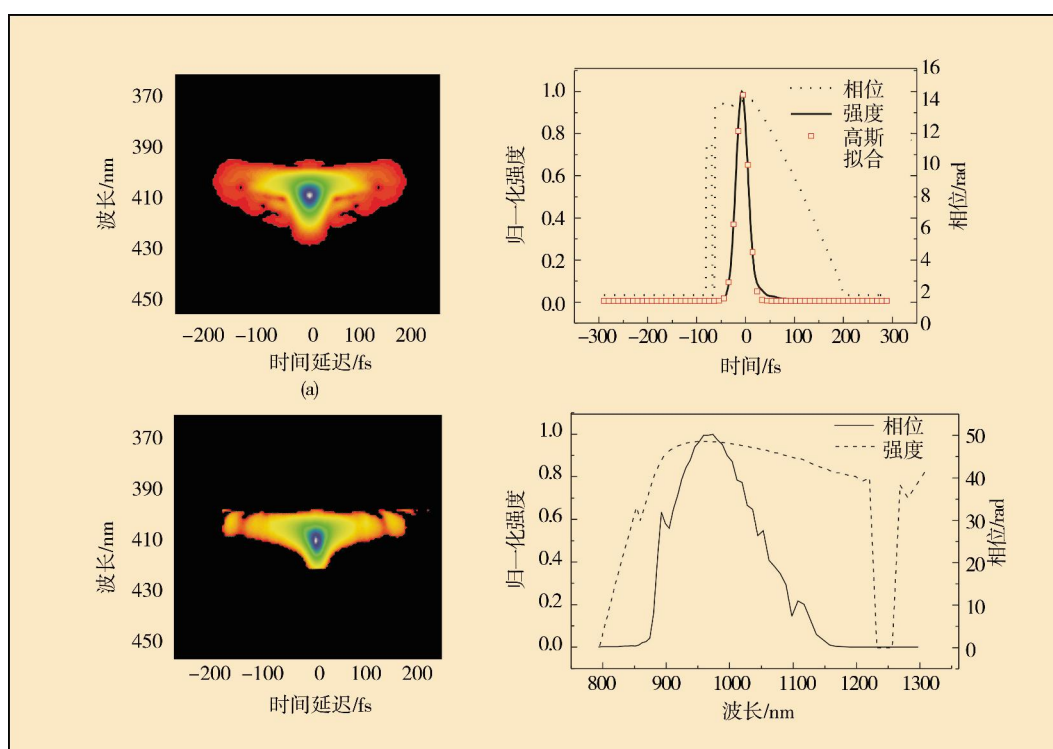


图8 用二次谐波-频率分辨光学开关法对压缩脉冲进行测量的结果。(a) 实验中测得的描述图;(b) 迭代算法再现出的描述图;(c) 脉冲的强度和位相在时域的分布;(d) 脉冲的强度和位相在频域的分布

中的噪音使得测量的结果不准确,可以采用去掉背景、边角压缩、低通滤波等方法去掉噪音的影响,算法的边界条件可以对测量进行检测,检测出系统误差,并对误差进行矫正;(2)能够给出脉冲的强度、位相在时域和频域分布的详细信息;(3)可以得到脉冲电场实部和虚部随时间变化的分布情况;(4)实验结果的误差极小;(5)误差很小说明飞秒脉冲的宽度为几十飞秒时,模式尺寸效应和非线性效应的影响并不大。从上述两组实验结果可以看出,二次谐波-频率分辨光学开关法能够实现对飞秒脉冲的准确详细测量。

5 结论

分析了利用频率分辨光学开关法测量飞秒脉冲

过程中系统误差的来源,并用构建的二次谐波频率分辨光学开关装置对谐振腔的输出脉冲及压缩后的脉冲进行了测量。从实验结果可以看出:当飞秒脉冲的宽度为几十飞秒时,模式尺寸效应和非线性效应对测量结果的影响并不大,实验中的误差极小。

收稿日期:2006-09-11;

作者简介:刘文军(1968-),男,山东威海人,哈尔滨工业大学光电科学系(威海)讲师,博士,主要从事飞秒激光测量和微加工方面的研究。

E-mail:liuwenjun86@163.com

导师简介:周常河(1966-),男,浙江人,中科院上海光学精密机械研究所研究员,博导,目前研究方向为微结构光学与飞秒信息处理技术。

E-mail:chazhou@mail.shcnc.ac.cn

参考文献

- 1 T. Feurer, J. C. Vaughan, K. A. Nelson. Spatiotemporal coherent control of lattice vibrational waves [J]. *Science*, 2003, **299**(5605): 374~377
- 2 H. Rabitz. Shaped laser pulses as reagents [J]. *Science*, 2003, **299**(5606): 525~527

- 3 P. Tian, D. Keusters, Y. Suzuki *et al.*. Femtosecond phase-coherent two-dimensional spectroscopy[J]. *Science*, 2003, **300**(5625): 1553~1555
- 4 袁冬青, 周明, 戴起勋等. GaAs 载流子的超快动力学特性[J]. 激光与光电子学进展, 2006, **43**(1): 36~39
- 5 王向贤, 谷渝秋, 蒋刚等. 瞬态碰撞激发 X 射线激光研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2006, **43**(1): 15~18
- 6 曾惠丹, 姜雄伟, 曲士良等. 激光诱导玻璃内部金纳米颗粒的析出及光谱[J]. 光学学报, 2003, **23**(9): 1076~1079
- 7 曲士良, 杜池敏, 宋瑛林. 基于 C60 结构的金纳米粒子合成物的非线性折射与光限幅[J]. 中国激光, 2002, **29**(4): 335~338
- 8 K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace, G. E. Hall. CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses [J]. *IEEE J. Quan. Electron.*, 1980, **16**(9): 990~996
- 9 R. Trebino. Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulse[M]. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2002
- 10 P. O'Shea, M. Kimmel, X. Gu *et al.*. Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(12): 932~934
- 11 L. Gallmann, G. Steinmeyer, D. H. Sutter *et al.*. Collinear type II second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating for the characterization of sub-10-fs optical pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(4): 269~271
- 12 E. Dai, C. Zhou, G. Li. Dammann SHG-FROG for characterization of the ultrashort optical pulses [J]. *Opt. Exp.* 2005, **13**(16): 6145~6152
- 13 R. Trebino, D. J. Kane. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1993, **10**(5): 1101~1111
- 14 K. W. DeLong, R. Trebino. Improved ultrashort pulse-retrieval algorithm for frequency resolved optical gating [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(9): 2429~2437
- 15 S. T. Cundiff, W. H. Knox, E. P. Ippen *et al.*. Frequency-dependent mode size in broadband Kerr-lens mode locking [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(9): 662~664
- 16 L. Gallmann, G. Steinmeyer, D. H. Sutter *et al.*. Spatially resolved amplitude and phase characterization of femtosecond optical pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(2): 96~98
- 17 Andrius Baltuska, Maxim S. Pshenichnikov, Douwe A. Wiersma. Second-harmonic generation frequency-resolved optical gating in the single-cycle regime [J]. *IEEE J. Quan Electron*, 1999, **35**(4): 459~478

中国知名光学期刊 有奖订阅抽奖名单揭晓

中国知名光学期刊

《光学学报》
《中国激光》
《光子学报》
《应用光学》
《应用激光》
《光散射学报》
《光电子技术》
《光学精密工程》
《中国激光医学杂志》
《红外与毫米波学报》
《量子电子学报》
《强激光与粒子束》
《原子与分子物理学报》
《光学与光电技术》
《激光生物学报》
《红外与激光工程》
《中国激光医学杂志》
《大气与环境光学学报》
《激光与光电子学进展》
Chinese Optics Letters

于2006年8月~12月,联合举行了用户有奖订阅活动,读者反馈十分踊跃。经过公开抽奖,产生了13名获奖者。

一等奖

阎军(北京)
赵顺明(苏州)

二等奖

吴谨(北京)
石枫(太原)
佟成国(哈尔滨)

三等奖

朱启亚(扬州)
丁晔(绵阳)
胡幼彪(上海)
张伟珠(上海)
卢常勇(武汉)
杨晓山(北京)
吴立(北京)
张庆礼(合肥)

一等奖
时尚背包一个

二等奖
时尚腰包一个

三等奖
时尚水壶一个

对本次活动的参与者表示衷心的感谢! 本活动最终解释权归光学期刊联合编辑部所有