

基于多光子脉冲内干涉相位扫描法对飞秒激光脉冲进行相位测量和补偿的研究*

赵冠凯 刘军[†] 李儒新

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

(2014年2月26日收到; 2014年3月27日收到修改稿)

研制了一套基于多光子脉冲内干涉相位扫描方法的可以同时飞秒激光脉冲进行相位测量和补偿的实验系统装置. 实验中, 通过自主研发的LabVIEW程序控制液晶空间光调制器和光纤光谱仪, 对待测飞秒激光脉冲施加相位扫描, 并同时记录受到调制的飞秒激光脉冲的倍频光谱, 得到了多光子脉冲内干涉相位扫描(MIIPS)轨迹图. 通过MIIPS轨迹图的三次测量和迭代运算, 还原出了经过预先啁啾调制的中心波长约为810 nm、重复频率为1 kHz的飞秒激光脉冲的光谱相位, 测量精度在0.1 rad以内. 根据测量结果, 利用液晶空间光调制器对该飞秒激光脉冲进行相位补偿, 得到了近似傅里叶变换极限的飞秒激光脉冲. 这一装置将在多光子显微成像、脉冲整形、飞秒激光光谱学等众多领域发挥重要作用.

关键词: 飞秒激光脉冲, 相位测量与补偿, 多光子脉冲内干涉相位扫描, 液晶空间光调制器

PACS: 42.65.Re, 42.30.Rx, 42.15.Eq, 42.40.My

DOI: 10.7498/aps.63.164207

1 引言

由于飞秒激光脉冲超强的峰值功率和超短的时域宽度, 其在超快时间分辨光谱、飞秒化学、飞秒生物学和强场激光物理等领域获得了广泛的应用^[1-4]. 飞秒激光脉冲的频谱形状和相位分布直接决定着它的脉冲形状和相位. 因此, 对飞秒激光脉冲的频谱相位测量与补偿就显得非常重要. 自从1981年Fork等首次获得脉冲宽度小于100 fs的激光脉冲以来, 飞秒激光脉冲的频谱相位测量与补偿技术就一直在不断地发展. 目前比较典型的获得飞秒脉冲频谱相位的方法有频率分辨光学开关(frequency resolved optical gating, FROG)法^[5]、自参考光谱相干电场重建(self-referencing spectral phase interferometry for direct electric reconstruction, SPIDER)法^[6]、自参考光谱干涉(self-reference spectral interferometry, SRSI)法^[7-9]、多光子脉冲内干涉相位扫描(multi-

photon intra-pulse interference phase scan, MIIPS)法^[10-15]等. 在这些方法中, MIIPS方法是唯一一种既可以测量脉冲频谱相位又可以补偿和调制激光脉冲频谱相位及频谱强度的方法. 这个优势使其能够得到几乎任意的光谱幅度和相位形状, 这对飞秒化学、飞秒生物学等领域的相关研究具有重要的意义. MIIPS是由多光子脉冲内干涉(multi-photon intra-pulse interference, MII)理论^[10]发展而来的一种飞秒激光脉冲频谱相位测量和补偿技术. MII理论最早是由飞秒激光脉冲对双光子跃迁过程的相干量子控制^[10,11]引入的. 该理论的核心内容为当飞秒激光脉冲光谱相位关于双光子跃迁中心频率成反对称分布时, 双光子跃迁强度最大. 基于该理论, 利用液晶空间光调制器(liquid crystal spatial light modulator, LC-SLM)调节飞秒激光脉冲的频谱相位分布, 可以显著地影响双光子跃迁强度. 后来, 文献^[12]又通过理论分析和实验证明了MIIP理论同样适用于一些非线性晶体, 如BBO

* 国家自然科学基金(批准号: 61178006, 11274327)、上海市浦江人才计划(批准号: 12PJ1409300)和国家青年千人计划资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: jliu@siom.ac.cn

的倍频过程, 即基频光谱中某一频率 ω 附近的相位分布关于 ω 处的相位成反对称分布时, 倍频光谱中频率为 2ω 的光谱强度相对较大. 据此, 该小组首次利用MII理论通过对飞秒激光脉冲进行正弦相位扫描得到MIIPS轨迹图. 2004年, Lozovoy和Dantus^[13]首次利用MIIPS轨迹图还原出待测脉冲的相位. 同年, Comstock和Dantus^[14]利用MII理论对飞秒激光脉冲相位进行二值化整形获得了光谱窄化的倍频光谱, 这对选择性双光子光谱学的研究具有重要意义. 2006年, Xu和Dantus^[15,16]利用MIIPS方法完成了光谱范围为620—1020 nm的飞秒激光脉冲光谱相位的测量和补偿. 2011年, Metzger和Giessen^[17]利用LC-SLM对飞秒激光脉冲进行光谱形状和相位的同时整形, 获得了中心波长从950—1100 nm连续可调的飞秒激光脉冲. 2013年, Lorient^[18]根据MII理论对飞秒激光光谱相位进行了啁啾扫描, 并将该方法与FROG, SRSI方法做了对比. 在国内, 对MIIPS方法的系统研究和装置的研制还鲜见报道.

本文对MIIPS方法进行了系统的研究, 设计并搭建了一套简单可行的MIIPS相位测量与补偿系统装置. 通过自主研发的LabVIEW实验控制程序实现了MIIPS方法的相位测量, 获得了飞秒激光脉冲相位信息, 测量精度达到 ± 0.1 rad以内. 同时, 根据测量得到的飞秒激光脉冲相位, 利用LC-SLM对光谱相位进行补偿, 得到近似傅里叶转换极限的飞秒脉冲. 在该近似转换极限的飞秒激光脉冲的基础上, 通过LC-SLM对其施加特定的正弦相位扫描调制, 得到了光谱宽度约为2 nm的连续可调的倍频光谱, 验证了该装置在飞秒激光脉冲相位测量及补偿和光谱整形上的前景.

2 实验装置

研制的实验装置如图1所示. 实验中所用到的飞秒激光脉冲光源是商用的Ti:sapphire再生放大飞秒激光系统(Coherent公司, Legend elite). 激光器输出的飞秒激光脉冲的单脉冲能量约为4 mJ, 中心波长约为810 nm, 重复频率为1 kHz, 变换极限脉冲宽度约为32 fs. 我们先通过调节飞秒激光系统压缩器的光栅对间距, 对飞秒激光脉冲引入一定的啁啾量. 然后对这个经过预先啁啾调制的飞秒激光脉冲进行相位测量和补偿. 激光器输出的飞秒激光首先通过分束镜、中性密度可变衰减片和软边光阑选出单脉冲能量约为100 μ J, 直径约为

8 mm的飞秒激光脉冲作为待测激光脉冲. 待测激光脉冲入射到刻线密度为1/600 mm的镀银膜闪耀光栅5, 将激光光谱以810 nm为中心波长展开, 展开后的光谱经过银镜6反射到焦距为500 mm的柱面反射镜7上, 调节展开的线状光谱与柱面反射镜的轴线垂直, 并保证光栅入射点到柱面反射镜中心的光程等于其焦距(500 mm). 然后, 调节柱面反射镜使展开后的线状激光光斑平行准直, 并垂直入射到LC-SLM的液晶板8上. 其中, 方形反射银镜6, 10的上边沿略低于整个系统的光路高度, 以保证经过光栅展开后的线状光谱能够从柱面反射镜水平地入射到LC-SLM的液晶板上. 从液晶板出射的线状光谱通过与图1所示的5, 6, 7完全对称的9, 10, 11后获得准直的经过调制的飞秒激光脉冲. 要实现LC-SLM对飞秒激光脉冲的调制, 必须先确定通过SLM的液晶板的线状光谱与液晶板上各个像素的对应关系, 即定标. 此时需要将折叠镜12折叠上来, 将上述4f系统的出射光反射, 经过透镜13聚焦到光纤光谱仪20 (Ocean Optics公司, HR4000), 测量激光光谱. 通过LabVIEW程序控制光纤光谱仪和LC-SLM实现定标过程. 定标完成后, 需要测量MIIPS轨迹图时将折叠镜12放下, 4f系统的出射光束沿原路入射到反射银镜14, 反射光被凹面反射铝镜15聚焦. 厚度为30 μ m的BBO晶体放置在焦点前20 mm处进行倍频. 光束经过17, 18两片反射400 nm, 透射800 nm的分色镜后, 被透镜19聚焦, 进入光纤光谱仪测量倍频信号的光谱. 通过LabVIEW程序控制光纤光谱仪和LC-SLM实现MIIPS轨迹的测量.

3 实验原理

在频域, 飞秒激光脉冲的光谱和相位可以表示为

$$E_1(\omega) = |E(\omega)| \exp[i\varphi(\omega)], \quad (1)$$

其中, $|E(\omega)|$ 是光谱幅度, $\varphi(\omega)$ 是光谱相位. 在MIIPS实验中, 通过计算机控制SLM对待测脉冲进行相位调制. 如果SLM的相位调制量为 $f(\omega)$, 同时保证SLM各个像素对飞秒激光脉冲光谱的振幅无调制, 则从4f系统出射的激光脉冲的光谱和相位可以表示为

$$E_2(\omega) = |E(\omega)| \exp[i\phi(\omega)], \quad (2)$$

其中, $\phi(\omega)$ 是4f系统出射的飞秒激光脉冲的光谱相位, $\phi(\omega) = \varphi(\omega) + f(\omega)$.

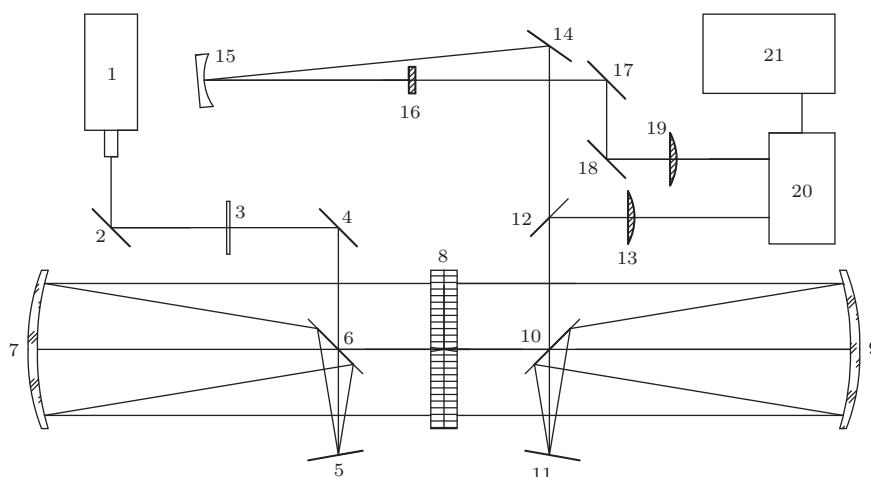


图1 实验装置光路图 1是飞秒激光光源; 2, 4, 14是介质反射镜; 3是中性密度可变衰减片; 5, 11是刻线密度为1/600 mm的镀膜膜闪耀光栅; 6, 10是方形反射银镜, 其上边沿略低于整个系统的光路高度; 7, 9是焦距为500 mm的镀膜膜柱面反射镜; 8是LC-SLM, 型号为JENOPTIK SLM-S640d; 12是折叠镜; 13, 19是聚焦透镜, 焦距分别为75 mm和50 mm; 15是镀铝膜的焦距为200 mm的凹面反射镜; 16是厚度为30 μm 的I类倍频BBO晶体; 17, 18是透射800 nm, 反射400 nm的分色滤光片; 20是测量范围从200 nm到1000 nm的光纤光谱仪; 21是计算机, 用于通过LabVIEW程序对光谱仪和LC-SLM进行控制

频谱为 $E_2(\omega)$ 的激光脉冲通过一片厚度为30 μm 的I类倍频BBO晶体进行倍频. 根据MII理论, 其倍频光谱中频率为 2ω 的频率成分的强度为^[13,15]

$$S(2\omega) \propto \left| \int |E(\omega + \Omega)| |E(\omega - \Omega)| \times \exp\{i[\phi(\omega + \Omega) + \phi(\omega - \Omega)]\} d\Omega \right|^2, \quad (3)$$

根据关系式(3)容易看出, 当该飞秒脉冲为变换极限脉冲, 即 $\phi(\omega) = 0$ 时, $S(2\omega)$ 达到最大. 由于各种物理过程对本实验研究的脉冲对应的光谱范围所产生的相位调制都是连续的, 因此, 可以将(3)式中的相位项写成泰勒展开的形式:

$$\begin{aligned} \phi(\omega + \Omega) + \phi(\omega - \Omega) \\ = 2\phi(\omega) + \phi''(\omega)\Omega^2 + \cdots + [2/(2n)!] \\ \times \phi^{2n'}(\omega)\Omega^{2n}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\phi^{2n'}(\omega)$ 是 $\phi(\omega)$ 的 $2n$ 阶导数, (4)式中奇次导数项相互抵消, 只剩下偶次导数项. 分析(3)式可得, 当其相位项, 即(4)式为线性函数时, $S(2\omega)$ 最大. 如果忽略(4)式中除二阶导数项以外的高阶导数项, 可得当 $\phi''(\omega) = 0$ 时, $S(2\omega)$ 最大.

如果在SLM上施加的相位函数为扫描的余弦函数

$$f(\omega, \delta) = \alpha \cos[\gamma(\omega - \omega_0) - \delta], \quad (5)$$

则 $S(2\omega)$ 取最大值的条件转化为

$$\begin{aligned} \phi''(\omega, \delta) &= \varphi''(\omega) + f''(\omega, \delta) \\ &= \varphi''(\omega) - \alpha\gamma^2 \cos[\gamma(\omega - \omega_0) - \delta] \\ &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, ω_0 是基频光谱的中心频率; α 为SLM上施加的调制相位的振幅, 一般取 1.5π ; γ 为调制频率, 一般取值为 $2\pi/(\omega_{\max} - \omega_{\min})$; δ 为扫描相位, 通常从0到 4π 进行扫描^[12-15].

记录不同 δ 扫描值条件下的光谱图像就可以得到MIIPS轨迹, 其中, 倍频光谱取极大值的位置 $\delta_m(\omega)$ 满足

$$\begin{aligned} \delta_m(\omega) &= \gamma(\omega - \omega_0) \pm \arccos\left(\frac{\varphi''(\omega)}{\alpha\gamma^2}\right) \\ &+ 2n\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots). \end{aligned} \quad (7)$$

由(7)式可得, 如果待测脉冲是变换极限脉冲, 即 $\varphi''(\omega) = 0$, 则MIIPS轨迹是一系列平行且等间隔的直线. 如果待测脉冲含有频率啁啾, 即 $\varphi''(\omega) \neq 0$, 则MIIPS轨迹会发生变形, 从而偏离四条等间隔的平行线模式. 因此, MIIPS轨迹图是飞秒激光脉冲相位分布的直接表征.

同时, 由(6)式可得, 待测飞秒激光脉冲的相位分布 $\varphi(\omega)$ 的二阶导数为

$$\varphi''(\omega) = \alpha\gamma^2 \cos[\gamma(\omega - \omega_0) - \delta_m(\omega)]. \quad (8)$$

由于飞秒激光脉冲的光谱域零阶相位和一阶相位对MIIPS轨迹图的测量没有影响, 而且对于飞秒激

光脉冲本身而言, 零阶相位的时域值和频域值相等, 在本实验中可以忽略; 而一阶相位只会造成脉冲在时间域的时移, 对脉冲本身的形状脉宽和频域特性也没有影响, 故在对 $\varphi''(\omega)$ 进行积分时, 可以令这两项为零.

这样, 根据 MIIPS 轨迹可以求出待测脉冲的相位分布为^[13,15]

$$\varphi''(\omega) = (1/2)\alpha\gamma^2 \cos[\gamma(\omega - \omega_0) - \delta_m(\omega)](\omega - \omega_0)^2. \quad (9)$$

通常情况下, 待测脉冲的相位分布存在高阶相位项, 不能通过一次 MIIPS 过程就完全求出待测脉冲的未知相位. 因此, 我们通过 MIIPS 获得待测脉冲的相位后, 先用 LC-SLM 对待测脉冲进行相位补偿, 然后再进行下一次的 MIIPS 过程, 即迭代. 一般情况下, 经过 3—5 次迭代就能测得精度很高的未知相位.

4 实验结果与分析

由于我们所采用的激光光源本身是近似无啁啾的, 所以先通过调节飞秒激光系统压缩器的光栅对间距对飞秒激光脉冲引入预啁啾调制, 使其具有一定的啁啾量. 具体方法是根据 MII 理论, 先将待测激光脉冲经过 30 μm 厚的 I 类倍频 BBO 晶体进行倍频, 并利用光纤光谱仪接收倍频光谱. 再调节飞秒激光系统压缩器的光栅对间距, 使倍频光谱能量变弱, 而且光谱形状出现双峰或者多峰. 根据 MII 理论, 这个现象表明待测激光已经存在较大的啁啾. 我们就将此时的飞秒激光脉冲作为待测脉冲.

实验的测量结果如图 2 所示, 图 2(a1), (a2), (a3) 分别是第一、第二、第三次测得的 MIIPS 轨迹图的俯视图; 图 2(b1), (b2), (b3) 分别是第一、第二、第三次测得的 MIIPS 轨迹图的等高线图, 与图 2(a1), (a2), (a3) 一一对应. 根据 MIIPS 原理, 如果待测飞秒激光脉冲是变换极限脉冲, 则倍频光谱取最大值的扫描位置 $\delta_m(\omega)$ 是 ω 的线性函数, 即 MIIPS 轨迹应当是一系列相互平行的线状轨迹, 如 (7) 式所示. 然而, 从图 2(a1) 和 (b1) 可以看出, 其 MIIPS 轨迹线两两相互靠近. 这表明待测飞秒激光脉冲存在较大的啁啾. 根据 MIIPS 轨迹图 (图 2(a1)) 计算得出待测飞秒激光脉冲的相位如图 2(c1) 所示, 记为 φ_1 . 由图 2(c1) 可知, 入射飞秒激光脉冲频谱相位存在较大的二阶色散、一定的三

阶色散和少量的高阶色散. 将 φ_1 反馈到 LC-SLM 进行相位的控制和补偿, 然后进行第二次的 MIIPS 轨迹图测量, 测量结果如图 2(a2) 和 (b2) 所示. 此时 MIIPS 轨迹已经近似成等间隔距离分布, 但是仍存在局部的弯曲和倾斜. 这个现象表明, 经过第一次的相位反馈, 已经完成对待测飞秒激光脉冲的大部分啁啾相位补偿; 但仍然存在一些剩余未补偿的相位误差. 通过 MIIPS 轨迹图 (图 2(a2)) 计算出的待测脉冲的剩余相位误差如图 2(c2) 所示, 记为 φ_2 . 此次所求出的相位误差范围在 ± 1 rad 以内, 与第一次相比, 已经明显趋于平缓. 根据图 2(c2) 的相位分布可以看出, 剩余的相位误差主要是少量的三阶色散引入的. 将前两次求出的相位值相加, 即将 $\varphi_1 + \varphi_2$ 反馈给 LC-SLM 进行相位补偿, 再进行第三次的 MIIPS 测量, 测量结果如图 2(a3), (b3), (c3) 所示. 从图 2(a3) 和 (b3) 所示的 MIIPS 轨迹图可以看出, 与第一、第二次的 MIIPS 轨迹相比, 这次的 MIIPS 轨迹几乎完全成相互平行等间隔分布, 即非常接近变换极限脉冲时的 MIIPS 轨迹. 根据第三次的 MIIPS 轨迹图 (图 2(a3)) 计算得出此时存在的相位误差如图 2(c3) 所示, 记为 φ_3 , 测量相位精度达到 ± 0.1 rad 以内.

受到本实验所采用的 LC-SLM 的阶梯状相位调制以及 LC-SLM 液晶板相位调制范围的限制, 本 MIIPS 实验系统的理论测量精度约为 ± 0.05 rad 以内, 啁啾测量范围约为 0—15 rad. 该 MIIPS 实验系统对于较为光滑的连续啁啾相位分布的测量和补偿具有较好的效果.

为了进一步研究 MII 理论, 并在一定程度上验证我们通过 MIIPS 方法所测得的飞秒激光脉冲相位的准确性, 对经过啁啾相位补偿的飞秒激光脉冲施加正弦扫描的相位调制^[19,20], 得到了如图 3(a) 所示的半高全宽约为 2 nm 的连续可调的倍频光谱.

图 3(b) 和 (c) 显示了图 3(a) 所示的连续可调窄带倍频光谱的内在机理, 即 MII 原理. 在近似变换极限的相位分布基础上对基频光谱施加了正弦扫描的相位调制. 正弦相位分布的波节所对应的基频光谱频率两侧的相位成反对称分布, 即满足 (4) 式中的条件:

$$\phi(\omega + \Omega) + \phi(\omega - \Omega) = 2\phi(\omega). \quad (10)$$

此时该基频成分的倍频分量达到最大值, 如图 3(c) 所示. 同时受到正弦相位调制的影响, 除了正弦相位分布的波节所对应的位置外, 其他的基频成分所对应的位置均不能满足 (9) 式所表示的条件, 即其

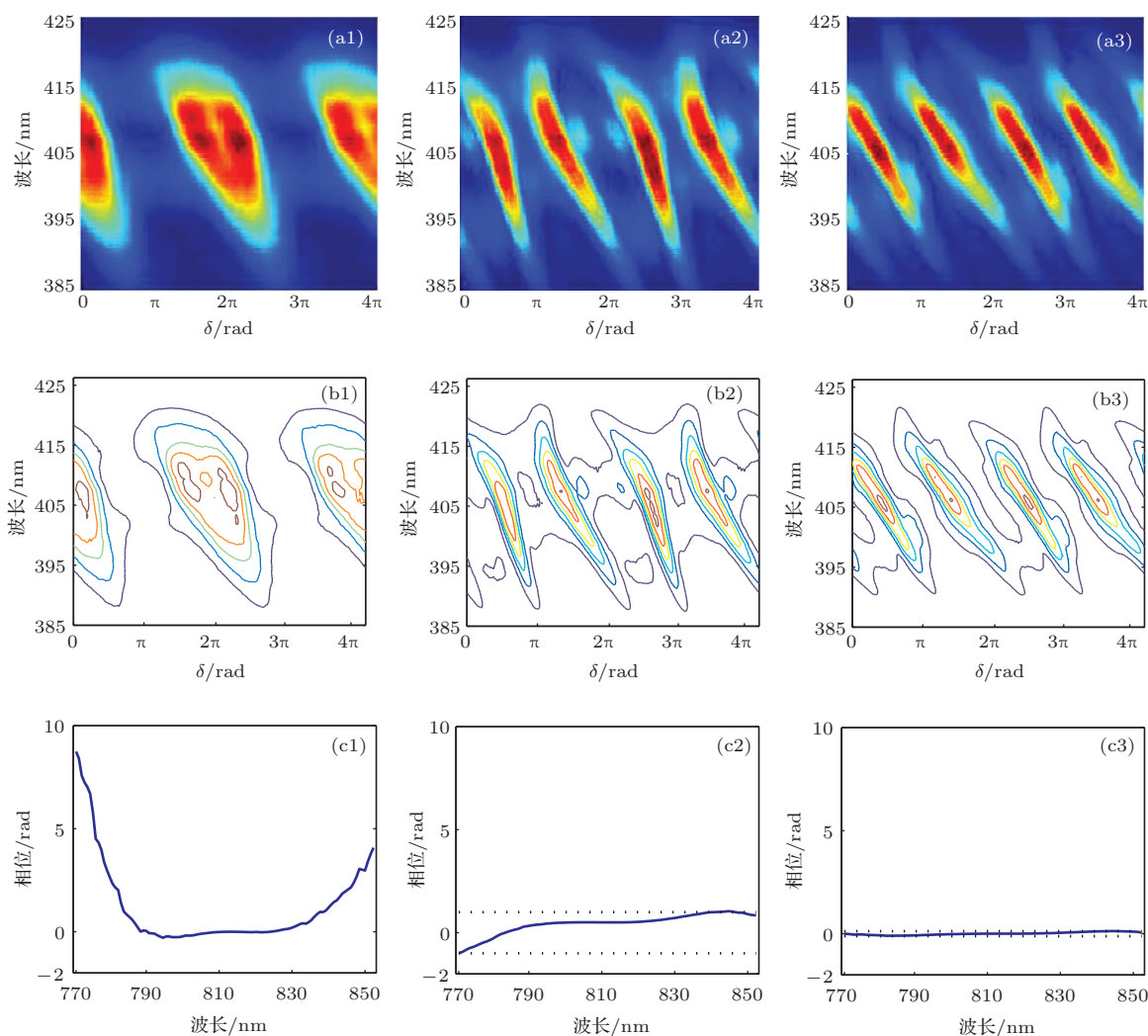


图2 实验结果 (a1) 和 (b1) 分别为第一次扫描得到的 MIIPS 轨迹图的俯视图和等高线图; (a2) 和 (b2) 分别是第二次扫描得到的 MIIPS 轨迹图的俯视图和等高线图; (a3) 和 (b3) 分别是第三次扫描得到的 MIIPS 轨迹图的俯视图和等高线图; (c1) 是由 MIIPS 轨迹 (a1) 计算得到的待测脉冲的相位; (c2) 是由 MIIPS 轨迹 (a2) 计算得出的待测脉冲相位; (c3) 是由 MIIPS 轨迹 (a3) 计算得出的待测脉冲相位

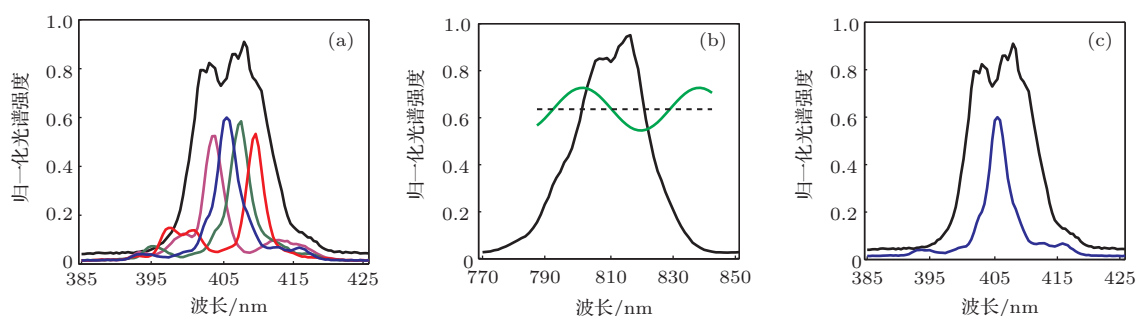


图3 (网刊彩色) 连续可调倍频光谱图及 MII 原理示意图 (a) 黑线为经过相位补偿的基频光的倍频光谱图, 即近似变换极限脉冲的倍频光谱图; 四条彩色曲线为对近似变换极限脉冲施加正弦相位扫描调制后所得到的半高全宽约为 2 nm、连续可调的倍频激光光谱; (b) 和 (c) 是由 MII 原理所引起的倍频光谱窄化的原理示意图, 图 (b) 中, 黑色实线为基频光谱, 黑色虚线为近似为 0 的光谱相位, 绿线为对近似变换极限脉冲所施加的正弦相位调制; 当没有施加正弦相位调制时, 该基频光谱的倍频光谱形状如图 (c) 中黑线所示, 当施加了正弦相位调制后, 倍频光谱如图 (c) 中蓝色线所示

他倍频光的幅度受到了抑制, 从而出现了如图 3(c) 所示的窄带倍频光. 当该正弦相位沿着基频光频谱分量进行扫描时, 则会出现连续可调的窄带倍频光

谱. 当然, 根据 MII 原理, 可以对基频光谱施加其他的成反对称分布的扫描函数^[14,19,20], 如多个正弦函数叠加、特定编码的方波函数、贝塞尔函数等实

现对倍频光谱的进一步窄带, 并可以实现窄光谱连续调谐和多脉冲产生.

5 结 论

本文设计研制完成了一套利用 MIIPS 方法对未知飞秒激光脉冲进行相位测量与补偿的系统装置. 我们自行编写了基于 LabVIEW 的 LC-SLM 和光纤光谱仪的控制程序, 以及 MIIPS 迭代算法程序, 最终完成了对中心波长为 810 nm、重复频率为 1 kHz、预先啁啾调制后的飞秒激光脉冲相位的精确测量, 测量精度达到 ± 0.1 rad. 同时将测量得到的相位反馈到 LC-SLM 对飞秒激光脉冲进行相位补偿, 得到近似傅里叶变换极限的飞秒激光脉冲. 进而, 对经过相位补偿的飞秒激光脉冲施加正弦扫描相位调制, 获得了光谱宽度约为 2 nm 的连续可调谐倍频光谱. 这既验证了我们测量得到的相位的准确性, 也从另一个角度验证了本文研制的系统装置的可靠性. 这一系统装置将在双光子荧光显微成像、飞秒化学、飞秒生物学、飞秒非线性光谱和显微成像等领域发挥重要应用.

参考文献

- [1] Sibbett W, Brown C T A 2012 *Opt. Express* **20** 6989
- [2] Huang S W, Cerullo G 2011 *Nature Photon.* **5** 475
- [3] Frostig H, Silberberg Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 1248
- [4] Cheng W, Zhang S, Jia T, Ma J, Feng D, Sun Z 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 041903
- [5] DeLong K W, Trebino R 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2206
- [6] Iaconis C 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [7] Liu J, Jiang Y, Kobayashi T, Li R, Xu Z 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 29
- [8] Li F J, Liu J, Li R X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064211 (in Chinese) [李方家, 刘军, 李儒新 2013 物理学报 **62** 064211]
- [9] Liu J, Li F J, Jiang Y L, Li C, Leng Y X, Kobayashi T, Li R X, Xu Z Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 4829
- [10] Meshulach D, Silberberg Y 1998 *Nature* **396** 239
- [11] Zhang H, Zhang S A, Sun Z R 2011 *Chin. Phys. B* **20** 083202
- [12] Walowicz K A, Dantus M 2002 *J. Phys. Chem. A* **106** 9369
- [13] Lozovoy V V, Dantus M 2004 *Opt. Lett.* **29** 775
- [14] Comstock M, Dantus M 2004 *Opt. Express* **12** 1061
- [15] Xu B W, Dantus M 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 750
- [16] Xu B W, Dantus M 2006 *Opt. Express* **14** 10939
- [17] Metzger B, Giessen H 2011 *Opt. Express* **19** 24354
- [18] Loriot V 2013 *Opt. Express* **21** 24879
- [19] Hacker M 2001 *Appl. Phys. B* **73** 273
- [20] Siqueira J P, Zilio S C 2012 *Appl. Phys. B* **108** 727

Spectral phase measurement and compensation of femtosecond laser pulse based on multi-photon intra-pulse interference phase scan^{*}

Zhao Guan-Kai Liu Jun[†] Li Ru-Xin

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 26 February 2014; revised manuscript received 27 March 2014)

Abstract

In this paper, we develop a system that can be used to measure and compensate spectral phase of femtosecond laser pulses based on the multi-photon intra-pulse interference phase scan (MIIPS). In the system, a liquid crystal spatial light modulator (LC-SLM) is used to impose phase scan on the femtosecond laser pulse, while a spectrometer is used to record the MIIPS trace. Both the LC-SLM and the spectrometer are driven by home-developed LabVIEW programs. By analyzing the MIIPS trace, we obtain the spectral phase of the pre-chirped femtosecond laser pulse with only 3-times iteration. The femtosecond laser pulse is centered at 810 nm and has a repetition of 1 kHz. The accuracy of our measurement is less than ± 0.1 rad. The measured phases are compensated by the LC-SLM, then we obtain a femtosecond laser pulse which is almost in the transform limit state. The device will be useful in many fields, for example, multi-photon microscopy, pulse shaping, and femtosecond laser spectroscopy etc.

Keywords: femtosecond laser pulse, phase measurement and compensation, multi-photon intra-pulse interference phase scan, liquid crystal spatial light modulator

PACS: 42.65.Re, 42.30.Rx, 42.15.Eq, 42.40.My

DOI: 10.7498/aps.63.164207

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 1178006, 11274327), the Pujiang Talents Program of Shanghai, China (Grant No. 12PJ1409300), and the Recruitment Program of Global Youth Experts of China.

[†] Corresponding author. E-mail: jliu@siom.ac.cn