

飞秒光学脉冲电场包络一阶时域微分实验研究

周聪华^{1,2}, 李百宏^{1,3}, 项 晓^{1,2}, 王少峰^{1,2}, 董瑞芳^{1,2}, 刘 涛^{1,2}, 张首刚^{1,2}

¹中国科学院国家授时中心时间频率基准实验室, 陕西 西安 710600;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³西安科技大学理学院, 陕西 西安 710054

摘要 光学脉冲的时域微分技术在时空测量领域有着重要应用, 利用微分脉冲可使时空测量的精度达到或超越标准量子极限。分别利用双折射晶体和傅里叶脉冲整形系统两种方法对中心波长为 813 nm、脉宽为 130 fs 的脉冲电场包络进行了一阶微分实验研究。利用双折射晶体得到的脉冲电场包络一阶微分能量转换效率为 0.36%, 电场强度的频谱分布只在中心频率附近的光谱半峰全宽范围内可与理论值较好地吻合, 重合度达到 91.36%, 距离中心频率越远, 与理论值差距越大。利用傅里叶脉冲整形系统得到的脉冲电场包络一阶微分能量转换效率达到 11.10%, 在空间光调制器的有效调制范围内, 电场强度与理论值的重合度超过 98.37%。与基于双折射晶体的脉冲微分方法相比, 基于傅里叶脉冲整形系统的脉冲微分方法具有更高的能量转换效率, 与理论值吻合的光谱范围更大, 且能方便地产生任意阶数的微分脉冲, 能更好地满足高精度时间同步领域的应用需求。

关键词 超快光学; 脉冲整形; 超快测量; 超快信息处理; 空间光调制器

中图分类号 O438 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0732001

First-Order Time Differentiation Experiment of Femtosecond Optical Pulse Electric Field Envelope

Zhou Conghua^{1,2}, Li Baihong^{1,3}, Xiang Xiao^{1,2}, Wang Shaofeng^{1,2},
Dong Ruifang^{1,2}, Liu Tao^{1,2}, Zhang Shougang^{1,2}

¹Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710600, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³College of Sciences, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an, Shaanxi 710054, China

Abstract The light pulse differentiation technology in time domain has shown important applications in the field of time-space metrology, and it makes the measurement precision reach or beyond the standard quantum limit. In this paper, a first-order differentiation experiment of the pulse electric field envelope with a central wavelength of 813 nm and pulse duration of 130 fs has been implemented based on the birefringent crystal and the Fourier pulse shaping system separately. Based on birefringent crystals, the pulse electric field envelop is achieved with energy conversation efficiency of 0.36%. By comparing the spectral distribution of the shaped pulse with the theoretical value, we find that a relatively good overlap can be seen within the full wavelength half maximum range near the central wavelength with an overlap rate of 91.36%, and the difference between them increases as the distance from the central frequency increases. For the first-order differentiated pulse electric field envelope generated by the Fourier pulse shaping system, the energy conversation efficiency rises to 11.10%. Meanwhile, its overlap rate with the theoretical value is over 98.37% within the effective modulation range of the utilized spatial light modulator. Compared with the former method, the latter can achieve much higher energy conversation efficiency and larger

收稿日期: 2017-01-22; **收到修改稿日期:** 2017-03-22

基金项目: 国家自然科学基金(91336108, 11273024, 91636101, Y133ZK1101)、中国科学院科研装备研制项目、中组部“青年拔尖人才”支持计划、中国科学院前沿科学重点研究项目(QYZDB-SSWSLH007)

作者简介: 周聪华(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事脉冲微分整形方面的研究。E-mail: zchua1992@gmail.com

导师简介: 董瑞芳(1977—), 女, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事量子时间同步方面的研究。

E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn(通信联系人)

overlap spectral range with the theoretical value. Furthermore, as it can be used to achieve random-order differentiated pulses, the Fourier pulse shaping system can meet the demand of high-precision time synchronization applications.

Key words ultrafast optics; pulse shaping; ultrafast measurement; ultrafast information processing; spatial light modulators

OCIS codes 320.5540; 320.7100; 320.7085; 070.6120

1 引 言

随着原子钟技术的迅猛发展,时间频率信号的准确度和稳定度均已进入 10^{-18} 量级^[1],高精度时间频率与精准时间同步已被广泛应用于基础科学研究以及工程技术等领域。根据爱因斯坦时间同步原理^[2],时间同步可达到的精度由测量飞行脉冲的时间延迟的准确度(又称为时间延迟测量精度)决定。这样的时间延迟可用两种方式测量:非相干飞行时间(TOF)测量^[3]和相干相位(PH)测量^[4-5]。与 TOF 测量方法相比,PH 测量的精度更高,但其测量范围只有一个光学波长^[6]。围绕如何进一步达到测量的精度极限,法国 Fabre 研究小组提出了基于量子测量方法的时延测量理论^[7],在进行平衡零拍探测时对本底参考光脉冲进行一阶时域微分整形,就可以同时提取飞行光脉冲的相位变化和飞行时间信息。基于该方法实现的时延测量精度理论上可达到 $10^{-22} \sim 10^{-24}$ s 量级。最新研究指出,利用零阶高斯脉冲和电场包络二阶微分脉冲的组合作为平衡零拍测量中的参考脉冲,还可使时延测量灵敏度免受温度、压强、湿度等大气参数变化的影响^[8]。因此,对本底参考脉冲的精确脉冲整形能力决定了目前量子优化时间传递技术可达到的精度。

目前,已有许多研究小组对脉冲微分工作进行了研究和报道。Preciado 等^[9]提出利用光纤布拉格光栅作为脉冲微分器进行脉冲包络的一阶微分,这种方案需要针对不同的输入脉冲设计加工不同的光纤光栅,且对光谱宽度及输入脉冲能量有一定限制;Park 等^[10]利用迈克耳孙干涉装置进行脉冲包络的微分整形;Labroille 等^[11]利用一块由石英晶体制成的 Soleil-Babinet 补偿器实现了对脉冲电场和脉冲包络的一阶微分整形,这两种方案能获得很高的保真度,但产生效率很低;张新亮小组利用有限长单位冲激响应片上绝缘硅电路进行脉冲微分^[12],这种方法能够对相位和振幅进行任意调制,因此能够产生任意阶数的微分脉冲,但其振幅调制精度较低,影响了所得微分脉冲的保真度;Weiner^[13-14]最早提出使用 $4f$ 傅里叶变换光学系统中的空间光调制器(SLM)来实现可编程的脉冲整形系统,该技术能够对光脉冲的电场振幅和相位进行任意精确整形,已有了许多方面的应用^[15-17]。本文阐述了利用双折射晶体和傅里叶脉冲整形系统进行脉冲微分的基本原理,并在实验上用这两种方法得到了脉冲电场包络的一阶微分,利用傅里叶光谱干涉^[18-19]的方法测量了微分脉冲的相位,最后对两种方法的实验结果进行了分析与比较。

2 基本原理

2.1 基于双折射晶体的光学脉冲微分

基于双折射晶体对脉冲电场 $E(t)$ 进行时间微分的基本原理是在两个相同脉冲之间引入一个时延 τ 后使两个脉冲之间发生相消干涉^[11],即

$$\frac{1}{2}E(t + \tau/2) - \frac{1}{2}E(t - \tau/2) \approx \frac{\tau}{2} \frac{dE(t)}{dt}。 \quad (1)$$

当引入的时延 τ 远小于一个光学周期时,得到的是脉冲电场的一阶微分。而当 τ 等于光学周期的整数倍时,能够得到脉冲电场包络的一阶微分,即

$$\frac{1}{2}E(t + \tau/2) - \frac{1}{2}E(t - \tau/2) \approx \frac{\tau}{2} \frac{dA(t)}{dt} \exp(-i\omega_0 t), \quad (2)$$

式中 $A(t)$ 为电场包络, ω_0 为脉冲的中心频率, $\tau = 2n\pi/\omega_0$, n 为任一正整数。

令电场包络的一阶微分为 $E_1(\omega)$,它在频域与原始电场的对应关系为

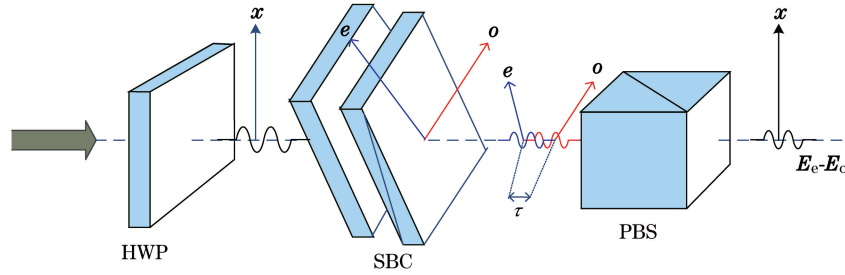
$$E_1(\omega) = -i(\omega - \omega_0)T_1E(\omega), \quad (3)$$

式中 T_1 为能量转换系数, $E(\omega)$ 为 $E(t)$ 的傅里叶变换。

考虑一个双折射晶体,如图 1 所示,其 o 轴与 e 轴分别与竖直方向成 45° 角,令入射脉冲的偏振方向为竖直方向,其电场矢量 $E_0(t)$ 可以表示为

$$E_0(t) = E_0(t)x = E_0(t)o/(\sqrt{2}g) + E_0(t)e/(\sqrt{2}g), \quad (4)$$

式中 x 为竖直方向的单位矢量, o 和 e 分别为晶体 o 轴和 e 轴方向的单位矢量, g 为



HWP: half wave plate; SBC: Soleil-Babinet compensator; PBS: polarization beam splitter

图 1 基于双折射晶体的脉冲微分原理图^[11]

Fig. 1 Schematic of pulse differentiation based on the birefringent crystal^[11]

当脉冲穿过一个厚度为 L 的双折射晶体后,其电场矢量在频域可以表示为

$$E'(\omega) = \frac{E_0(\omega)}{\sqrt{2}} \exp[ik_o(\omega)L] \cdot o + \frac{E_0(\omega)}{\sqrt{2}} \exp[ik_e(\omega)L] \cdot e, \quad (5)$$

式中 $k_o(\omega)$ 和 $k_e(\omega)$ 分别为沿 o 方向和 e 方向的波数。在初始坐标系中,(5)式可以写成

$$E'(\omega) = E_0(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] \left[x \cos \frac{\delta k(\omega)L}{2} + iy \sin \frac{\delta k(\omega)L}{2} \right], \quad (6)$$

式中 $\delta k(\omega) = k_e(\omega) - k_o(\omega)$, $\varphi(\omega) = [k_e(\omega) + k_o(\omega)]L/2$ 。为了产生脉冲电场包络的时间微分,选择双折射晶体的厚度为中心波长的整数倍,即 $\delta k(\omega_0)L/2 = n\pi$, 其中 n 为任意正整数。将 $\delta k(\omega)$ 在中心频率展开并保留到一阶项, $\delta k(\omega) = \delta k(\omega_0) + (\omega - \omega_0)\delta k'(\omega_0)$, (6)式可以写为

$$E'(\omega) \approx (-1)^n E_0(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] \left[x + i(\omega - \omega_0)\delta k'(\omega_0) \frac{L}{2} y \right]. \quad (7)$$

利用检偏器令沿 y 方向偏振的光透过,透过的光脉冲电场表达式为

$$E_y(\omega) = i(-1)^n \delta k'(\omega_0) \frac{L}{2} (\omega - \omega_0) E_0(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] y, \quad (8)$$

即 $E_y(\omega) = -i(\omega - \omega_0) T_1 E_0(\omega) y$, 其中 T_1 为能量转换系数, $T_1 = (-1)^{n-1} \delta k'(\omega_0) L/2$ 。透过光场即为入射光场电场包络的一阶微分。 n 值越大,对应的晶体厚度 L 越长,能量转换系数 T_1 越大。但是这也会令(7)式中的近似更不精确,从而使脉冲微分的保真度降低。为了得到更高的微分保真度,令 $n=1/2$, 此时 o 光和 e 光之间的相位差为 π , $\delta k(\omega_0)L/2 = \pi/2$, (6)式中的正弦项约等于 1, 此时(6)式在一阶近似下可以写为

$$E'(\omega) \approx iE_0(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] \left[i(\omega - \omega_0)\delta k'(\omega_0) \frac{L}{2} x + y \right], \quad (9)$$

此时,偏振方向为 x 方向的光场对应入射光电场包络的一阶微分。

2.2 基于傅里叶脉冲整形系统的光学脉冲微分

傅里叶变换极限脉冲中不同光谱成分的相位是相等的,脉冲的时域和频域具有确定的对应关系。如果能够在频域对脉冲的光谱进行精确的操控,便能够精确得到任意时域脉冲。因此利用傅里叶脉冲整形系统进行脉冲微分的关键在于补偿输入脉冲的色散,得到傅里叶变换极限的脉冲,并对频域内脉冲电场的振幅和相位进行精确的操控。傅里叶脉冲整形系统的基本装置如图 2 所示。

傅里叶脉冲整形系统由按照 $4f$ 系统结构放置的一对光栅、一对透镜以及一个整形掩模组成。入射脉冲被入射光栅反射,不同的光谱成分对应不同的衍射角,经入射透镜聚焦到位于其后焦平面上的整形掩模上,不同的光谱成分对应掩模上不同的位置。经过掩模的相位和振幅调制后,频域的电场被转换为需要的形式。出射透镜和光栅将在空间上散开的不同频率的光重新合束,输出的脉冲即为所需要的整形脉冲。

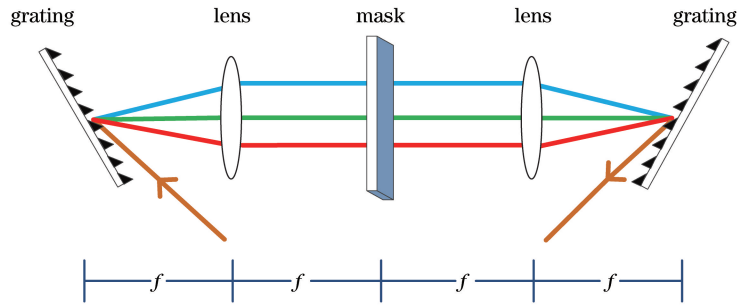


图 2 傅里叶脉冲整形系统原理图

Fig. 2 Schematic of the Fourier pulse shaping system

搭建傅里叶脉冲整形系统后,还需要保证输入脉冲符合傅里叶变换极限。由于激光器本身以及光路中各元件的色散,输入脉冲往往不是变换受限的。通常利用啁啾镜^[20]或色散补偿棱镜^[21]进行色散补偿,这两种方法需要预先知晓色散量的大小,补偿精度不高且难以补偿高阶色散。为了对色散进行精确补偿,可以利用已有的傅里叶脉冲整形系统,采用多光子脉冲内干涉相位扫描(MIIPS)方法^[22]进行色散补偿。

在 MIIPS 方法中,需要在整形掩模上写入参考相位 $f(\omega, p_0)$,其中 $p = p_0$ 为用来调节相位的参数。脉冲整形系统输出脉冲电场的相位为 $\Phi(\omega) = \varphi(\omega) + f(\omega, p_0)$,其中 $\varphi(\omega)$ 为输入脉冲的未知相位。输出脉冲被聚焦至倍频晶体处以产生和频信号:

$$S^{(2)}(2\omega) \propto \left| \int |E(\omega + \Omega)| |E(\omega - \Omega)| \exp\{i[\Phi(\omega + \Omega) + \Phi(\omega - \Omega)]\} d\Omega \right|^2, \quad (10)$$

式中 $\Phi(\omega)$ 为输出脉冲的总相位, Ω 为频率偏移。变换受限的脉冲能够产生最大的和频信号,此时满足 $\Phi(\omega) = 0$ 。不断扫描参数 p ,当观察到最大的和频信号时, p 对应最佳值 p_{opt} ,脉冲整形系统的输出为近似变换受限的脉冲。此时 $\Phi(\omega) = \varphi(\omega) + f(\omega, p_{opt}) \approx 0$, $f(\omega, p_{opt})$ 为相应的色散补偿函数。

脉冲整形系统中的整形掩模需要同时对电场的振幅和相位进行调制,实验中通常采用 SLM 作为整形掩模。SLM 具有可编程、调制精度高等优点,但目前大多数 SLM 都是纯相位型,无法直接对振幅进行调制。为了使纯相位型 SLM 具有振幅调制的功能,使用闪耀光栅法^[23]对电场振幅进行调制。该方法的主要思想是将 SLM 划分为两个区域,对应振幅调制器件的透光区和不透光区。不透光区域的相位调制为零,透光区域形成竖直方向的相位光栅,其透过率函数 $t(x) = \exp(i2\pi x/T)$,其中 T 为光栅常数。光束经过竖直相位光栅后,光强不发生改变,但传播方向发生一定偏转,偏转角度 $\theta = \lambda/T$ (λ 为波长)。实验中采用反射型 SLM,通过不透光区域的光遵循反射定律,等同于光栅的零级衍射,而通过透光区域的光反射角度发生一定偏折。在脉冲整形系统的输出端放置一个光阑挡住零阶衍射光,剩余由透光区域反射的光等效于进行了振幅调制。

3 实验结果

3.1 基于双折射晶体的光学脉冲微分

基于双折射晶体的光学脉冲微分实验装置如图 3 所示。

实验中光源为钛宝石激光器(Femtolaser Fusion 公司,奥地利,中心波长为 813.3 nm,光谱宽度为 6 nm),脉冲经过 1/4 波片与半波片后,偏振方向调整为竖直方向。Soleil-Babinet 补偿器的 o 轴与 e 轴均与竖直方向成 45° 角,其长度 $L = 45 \mu\text{m}$,对应 $n = 1/2$,在 o 光与 e 光之间引入相位差 π 。经过 PBS1 后,沿 o 方向和 e 方向的偏振均被投影到 x 方向,发生相消干涉,得到脉冲包络的一阶微分,其能量转换效率为 0.36%,微分脉冲光谱被 SM 记录。被 BS 反射的脉冲作为参考脉冲,在 PBS2 处与微分脉冲进行傅里叶光谱干涉测量,得到微分脉冲的相位信息。图 4(a)为参考脉冲与微分脉冲的光谱 $|E_0|^2$ 与 $|E_1|^2$, $|E_1|^2$ 在中心频率处有一个近似零点;图 4(b)为微分脉冲与参考脉冲的电场强度之比 $|E_1|/|E_0|$,其值在中心频率附近与 $\omega - \omega_0$ 呈线性关系,与(3)式预期相符。在光谱半峰全宽(367.5~370.2 THz)内微分脉冲电场强度与理论值重合度超过 91.36%,重合度可通过图 4(b)中实验值与理论值面积的重合比例得到。从图中可以看出,离中心频率越

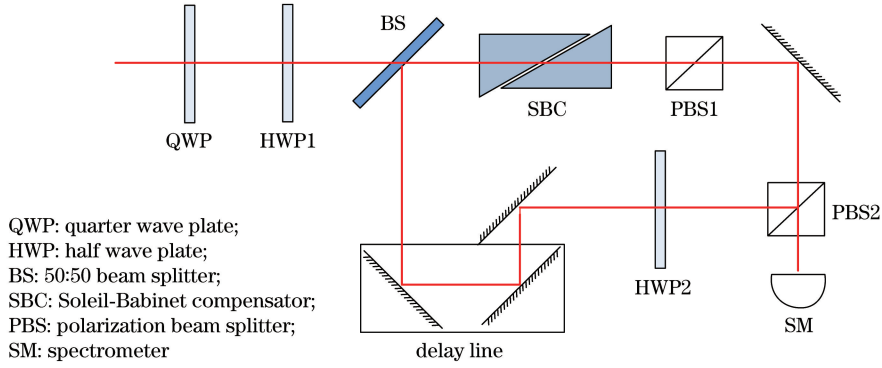


图 3 基于双折射晶体的光学脉冲微分实验装置图

Fig. 3 Experimental setup for light pulse differentiation based on birefringent crystal

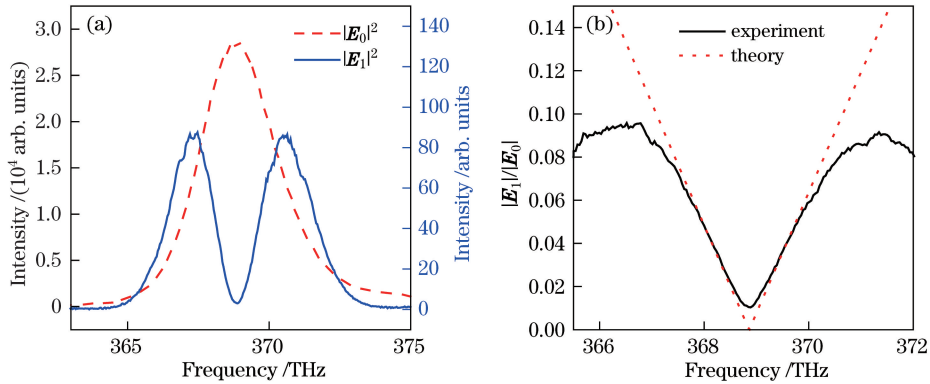


图 4 基于双折射晶体的脉冲微分实验结果。(a)参考脉冲与微分脉冲的光谱；(b)微分脉冲与参考脉冲电场强度之比
Fig. 4 Experimental results of pulse differentiation based on the birefringent crystal. (a) Spectra of the reference pulse and the differentiated pulse; (b) ratio of the electric field intensity of differentiated pulse and reference pulse

远,电场强度与理论值相差越大,这是由于(7)式与(9)式中的近似关系在中心频率处能够很好地满足,离中心频率越远,近似的误差越大。在中心频率处微分脉冲电场强度与零点有较大差距,主要是由脉冲的偏振态不纯导致。

图 5 所示为利用傅里叶光谱干涉方法测量得到的微分脉冲的相位,可以看到在中心频率处有大小为 π 的相位突变,与(3)式的预期吻合。

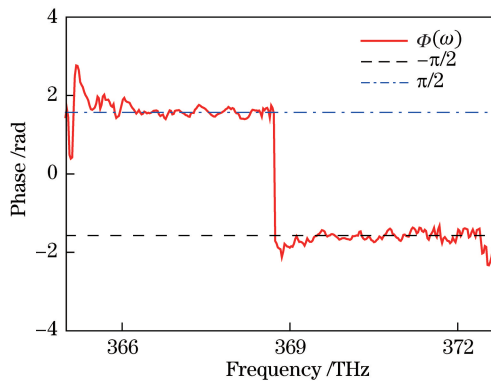


图 5 双折射晶体产生的一阶电场包络微分脉冲相位

Fig. 5 Phase of the first-order electric field envelope differentiated pulse generated through birefringent crystal

3.2 基于傅里叶脉冲整形系统的光学脉冲微分

基于傅里叶脉冲整形系统的光学脉冲微分实验装置如图 6 所示。钛宝石激光器输出的脉冲激光经过一对透镜(L1,L2)扩束,通过一对导光镜(M,D-M)进入脉冲整形系统(MIIPS-HD, Biophotonic 公司,美国)。高反镜 M 前的 HWP2 用以调整入射脉冲的偏振态使光栅 G 的衍射效率最大。在傅里叶脉冲整形系统中,

脉冲在光栅处发生衍射后,不同频率成分的光谱在水平方向上散开,被柱透镜准直到位于其傅里叶平面处的SLM(800 pixel×600 pixel,像素尺寸为 19.6 μm×19.6 μm,像素间隙为 0.4 μm)上。不同频率的光谱对应SLM上不同的水平位置,在确定光谱与SLM像素点的对应关系后,便能够在SLM上写入相位与振幅调制函数并进行脉冲微分。微分脉冲被SLM以一个小的竖直角度反射,在D-M的上方输出。D-M后的光阑用于遮挡闪耀光栅产生的零级衍射光。部分输出脉冲被PBS3反射至SM1来记录脉冲微分前后的光谱。透过PBS3的脉冲被聚焦至偏硼酸钡(BBO)晶体(L=10 μm)处产生和频信号,进行色散补偿。被PBS2反射的微分脉冲与被PBS1反射的参考脉冲在PBS4处合束,经HWP6改变偏振态后在PBS5处发生光谱干涉。

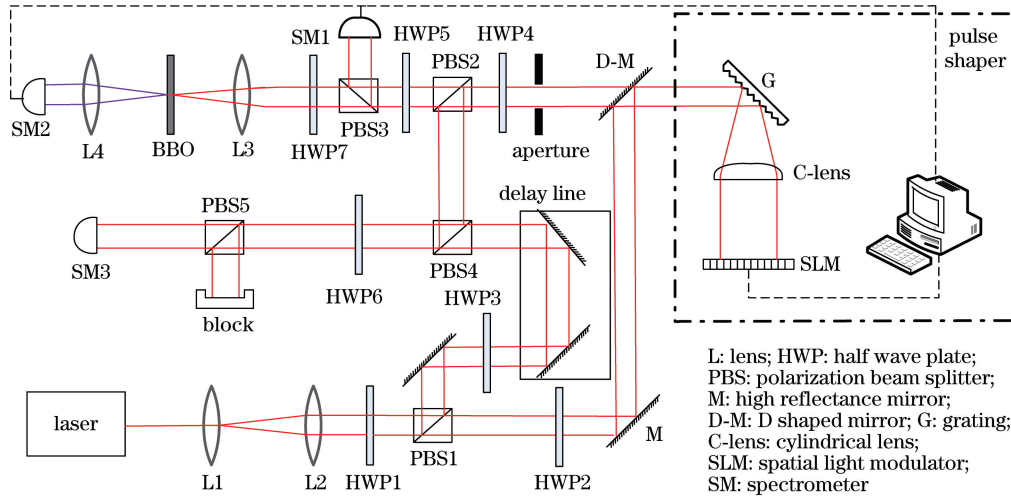


图 6 基于傅里叶脉冲整形系统的光学脉冲微分实验装置图

Fig. 6 Experimental setup for light pulse differentiation based on the Fourier pulse shaping system

在进行脉冲微分前,要对脉冲进行色散补偿,对高斯型脉冲需使其时间带宽积等于或接近 0.441。利用MIIPS方法得到理想的色散补偿效果,将脉冲时间带宽积从 0.697 补偿至 0.463,接近傅里叶变换极限。得到接近傅里叶变换极限的脉冲后,就可以对脉冲的频谱进行相应的操作从而得到所需要的时域微分脉冲。由(3)式可以得到脉冲一阶电场包络微分的振幅与相位调制函数。图 7(a)为光场的振幅调制函数,实验中对光场进行调制,其振幅调制函数为电场振幅调制函数的平方。图 7(b)为电场的相位调制函数,其中蓝色虚线表示理论值,由于脉冲微分是在色散补偿的基础上进行的,实际相位调制函数需要在理论值的基础上加上色散补偿函数,如图中红色实线所示。

经过上述步骤,傅里叶脉冲整形系统可输出电场包络一阶微分脉冲。若在SLM写入更高阶微分脉冲的振幅和相位调制函数,也能得到相应的高阶微分脉冲。图 8(a)为脉冲微分前后的光谱 $|E_0|^2$ 与 $|E_1|^2$,图 8(b)为微分脉冲与参考脉冲的电场强度之比 $|E_1|/|E_0|$ 。微分脉冲的能量转换效率为 11.10%,在SLM有

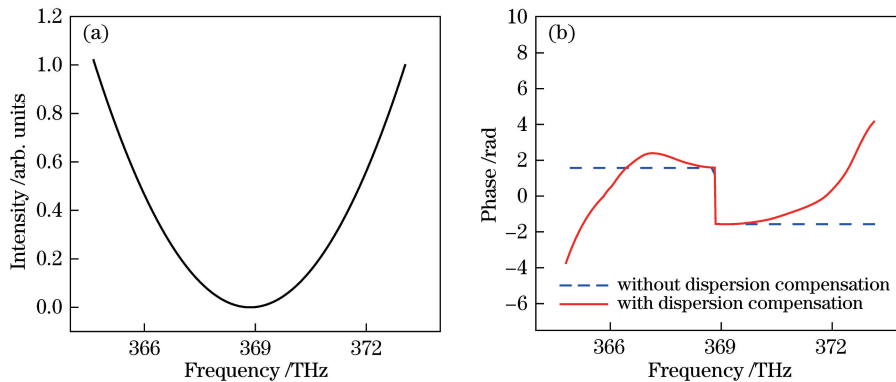


图 7 (a) 振幅调制函数;(b) 相位调制函数

Fig. 7 (a) Amplitude modulation function; (b) phase modulation function

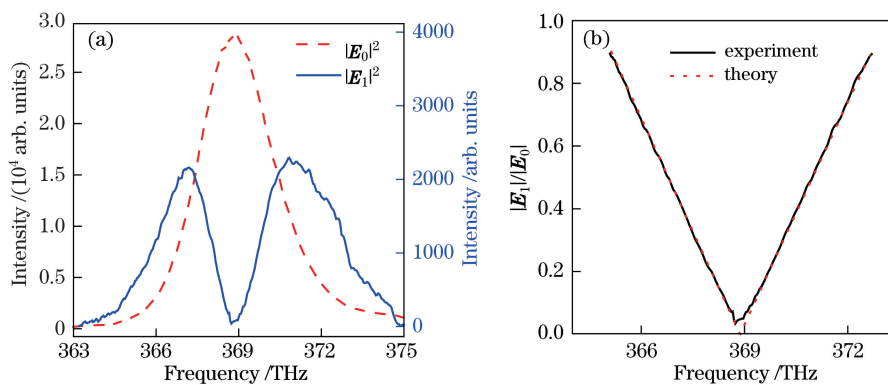


图 8 基于傅里叶脉冲整形系统的脉冲微分实验结果。(a) 经脉冲微分前后的光谱;
(b) 经微分脉冲与未经微分脉冲的电场强度之比

Fig. 8 Experimental results of pulse differentiation based on the Fourier pulse shaping system.

(a) Spectra before and after pulse differentiation;

(b) ratio of the electric field intensity of differentiated pulse and undifferentiated pulse

效调制范围(365~372.5 THz)内电场强度与理论值重合度超过 98.37%,与理论值的微小误差主要是由 SLM 像素间隙上的光谱成分未被调制引起的^[24]。微分脉冲的光谱有较明显的不对称,这是由输入脉冲光谱的不对称引起的。

同样地,微分脉冲的电场相位由傅里叶光谱干涉的方法测量得到,在中心频率处有大小为 π 的相位突变,如图 9 所示。

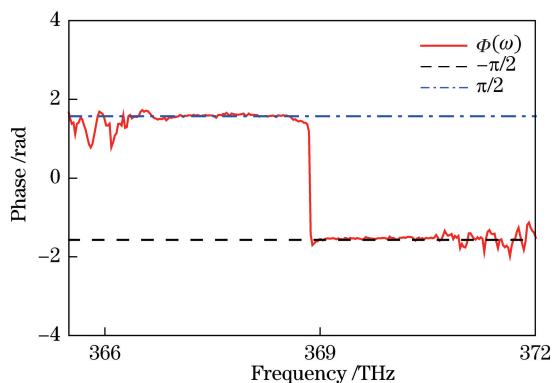


图 9 傅里叶脉冲整形系统产生的一阶电场包络微分脉冲相位

Fig. 9 Phase of the first-order electric field envelope differentiated pulse generated through the Fourier pulse shaping system

4 结 论

利用双折射晶体和傅里叶脉冲整形系统两种方法得到了脉冲电场包络的一阶微分。经过对比发现利用双折射晶体得到微分脉冲的电场强度只在中心频率附近光谱半峰全宽范围内与理论值吻合较好,距离中心频率越远,与理论值差距越大。利用傅里叶脉冲整形系统得到微分脉冲的电场强度在 SLM 的有效调制范围内均与理论值相吻合,与理论值吻合的光谱范围比双折射晶体得到的更大。另外,利用傅里叶脉冲整形系统进行脉冲微分能得到更高的能量转换效率,且能方便地产生任意阶数的微分脉冲,能更好地满足高精度时间同步领域的应用需求。

参 考 文 献

- [1] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, *et al.* Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty[J]. Nature Communications, 2015, 6: 6896.
- [2] Jaekel M T, Reynaud S. Space-time localisation with quantum fields[J]. Physics Letters A, 1996, 220(1/2/3): 10-16.

- [3] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum-enhanced positioning and clock synchronization[J]. *Nature*, 2001, 412(6845): 417-419.
- [4] Ni W T. Quantum-mechanical noise in an interferometer: Intrinsic uncertainty vs measurement uncertainty (A)[J]. *Physical Review D: Particles & Fields*, 1986, 3(10): 3002-3007.
- [5] Jaekel M T, Reynaud S. Quantum limits in interferometric measurements[J]. *Europhysics Letters*, 1990, 13(4): 301-306.
- [6] Liu Miao, Yang Xueyou, Liu Changjie. Phase shift laser range finding with a novel quadrature modulation method and system implementation[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(2): 0208004.
刘 邈, 杨学友, 刘常杰. 正交混频相位式激光测距方法与系统实现[J]. *中国激光*, 2012, 39(2): 0208004.
- [7] Lamine B, Fabre C, Treps N. Quantum improvement of time transfer between remote clocks[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(12): 123601.
- [8] Jian P, Pinel O, Fabre C, *et al.* Real-time displacement measurement immune from atmospheric parameters using optical frequency combs[J]. *Optics Express*, 2012, 20(24): 27133-27146.
- [9] Preciado M A, Muriel M A. Design of an ultrafast all-optical differentiator based on a fiber Bragg grating in transmission[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(21): 2458-2460.
- [10] Park Y, Azaña J, Slavik R. Ultrafast all-optical first- and higher-order differentiators based on interferometers[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(6): 710-712.
- [11] Labroille G, Pinel O, Treps N, *et al.* Pulse shaping with birefringent crystals: A tool for quantum metrology[J]. *Optics Express*, 2013, 21(19): 21889-21896.
- [12] Liao S S, Ding Y H, Dong J J, *et al.* Arbitrary waveform generator and differentiator employing an integrated optical pulse shaper[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 12161-12173.
- [13] Weiner A M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2000, 71(5): 1929-1960.
- [14] Weiner A M. Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(15): 3669-3692.
- [15] Weiner A M, Heritage J P, Salehi J A. Encoding and decoding of femtosecond pulses[J]. *Optics Letters*, 1988, 13(4): 300-302.
- [16] Weiner A M, Nelson K A. Femtosecond pulse sequences used for optical manipulation of molecular motion[J]. *Science*, 1990, 247(4948): 1317-1319.
- [17] Chu Saisai, Li Hongyun, Wang Shufeng, *et al.* Development of ultrashort laser pulse shaping technique and its applications in micro- and nano-optical systems[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026007.
褚赛赛, 李洪云, 王树峰, 等. 激光脉冲整形在微纳光学系统中的应用研究进展[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026007.
- [18] Lepetit L, Chériaux G, Joffre M. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, 12(12): 2467-2474.
- [19] Dorrer C, Salin F. Characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1998, 15(8): 2331-2337.
- [20] Song Youjian, Hu Minglie, Wang Yanzhi, *et al.* Studies on mode-locking features of sub-10-fs Ti: Sapphire oscillator with domestic chirped mirrors for intra-cavity dispersion compensation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(11): 3215-3220.
宋有建, 胡明列, 王胭脂, 等. 基于国产啁啾镜色散补偿的近 10 fs 钛宝石激光器锁模特性的研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(11): 3215-3220.
- [21] Zhang Liuyang, Jin Haiyang, Qu Yuqiu, *et al.* Optical design of ultrashort pulses compressor based on prism pairs[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(10): 102202.
张留洋, 金海洋, 曲玉秋, 等. 基于棱镜对的超短脉冲压缩器的光学设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(10): 102202.
- [22] Lozovoy V V, Pastirk I, Dantus M. Multiphoton intrapulse interference. IV. Ultrashort laser pulse spectral phase characterization and compensation[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(7): 775-777.
- [23] Xin Jingtao, Gao Chunqing, Li Chen, *et al.* Propagation of helical beams through amplitude diffractive optical elements and the measurement of topological charge[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(17): 174202.
辛璟焘, 高春清, 李 辰, 等. 螺旋光束经过振幅型衍射光学元件的传输特性及其拓扑电荷数的测量[J]. *物理学报*, 2012, 61(17): 174202.
- [24] Vaughan J, Feurer T, Stone K W, *et al.* Analysis of replica pulses in femtosecond pulse shaping with pixelated devices[J]. *Optics Express*, 2006, 14(3): 1314-1328.