

# 啁啾脉冲频谱相位的测量方法

范 伟, 刘东晓, 钱 凤, 巫殷忠, 席 涛, 税 敏, 韩 丹\*, 谷渝秋

中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900

**摘要** 啁啾脉冲频谱干涉仪(CPSI)是一种单发超快诊断仪器,其中采用大啁啾量的参考、探测脉冲并准确测量其频谱电场是仪器同时实现超高时间分辨和大量程测试的关键因素。基于变换极限飞秒脉冲和啁啾脉冲之间的频谱干涉,通过理论和数值计算研究提出了一种用于大啁啾量脉冲的频谱相位测量的线性光学测量方法,称之为非对称频谱干涉法。研究表明,当利用非对称频谱干涉法测量啁啾脉冲频谱干涉仪中的啁啾脉冲频谱相位时,时间延迟的平移误差和相对较小的飞秒脉冲啁啾会使测量结果产生一阶相位误差,并由此导致啁啾脉冲频谱干涉仪测量时域信号的结果产生时间上的平移,但是所测信号的相对时间演化过程不受其影响。

**关键词** 测量;干涉条纹;相位测量;频谱干涉;啁啾脉冲

**中图分类号** O438 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.1012003

## Measurement Method of Spectral Phase of Chirped Pulses

Fan Wei, Liu Dongxiao, Qian Feng, Wu Yinzong, Xi Tao, Shui Min, Han Dan, Gu Yuqiu

*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China*

**Abstract** Chirped pulse spectral interferometer (CPSI) is an ultrafast single-shot diagnostic instrument, the large chirped pulses reference, pulse detection and accurate measurement of its spectral of electric field are critical factors to realize ultra-high time-resolution and large range of testing simultaneously. Based on the spectral interference between transform limit femtosecond pulse and chirped pulse, a linear optical measurement method for spectral phase measurement of large chirp pulse is proposed by theoretical analysis and numerical calculation. It is called asymmetric spectral interference method. Investigations show that when employing the asymmetric spectral interference method to measure the spectral phase of chirped pulses in CPSI, translation error of the time delays and relative smaller chirp of femtosecond pulse will produce a first order phase error. Consequently, the time-domain signal measured by CPSI will generate a time translation, but the relative time evolution of the measured signal is not affected.

**Key words** measurement; interference fringe; phase measurement; spectral interference; chirped pulse

**OCIS codes** 120.2650; 120.3180; 120.3940; 120.5050

## 1 引 言

近十几年来,啁啾脉冲频谱干涉仪(CPSI)作为超快时间分辨的连续测试仪器,在超快激光与物质相互作用领域获得了广泛应用,如在飞秒激光尾场<sup>[1-3]</sup>、短脉冲激光驱动冲击波<sup>[4-6]</sup>、瞬态光学非线性<sup>[7-8]</sup>等超快物理过程<sup>[9-11]</sup>的实验研究中,啁啾脉冲频谱干涉仪均扮演了重要角色。在利用干涉仪诊断获得待测信号的过程中,信号重建是不可避免且非常重要的步骤,通常情况下,根据频谱干涉条纹重建待测时域信号有两种完成方式<sup>[12]</sup>,一种是通过直接映射的方式将重建过程中得到的啁啾探测脉冲频谱相移转化为时域相移,从而获得待测时域信号<sup>[13-14]</sup>;另一种是首先重建得到探测脉冲频谱电场,然后通过傅里叶变换转化为时域电场,

收稿日期: 2017-04-25; 收到修改稿日期: 2017-06-04

基金项目: 国家自然科学基金(11405159)、中国工程物理研究院科学技术发展基金(2014A0102003)

作者简介: 范 伟(1986—),男,博士,助理研究员,主要从事超快光学诊断技术方面的研究。

E-mail: fanwei\_2009@163.com

\* 通信联系人。E-mail: handan@caep.ac.cn

并与加载待测信号前的情况进行比较从而获得待测时域信号<sup>[15-17]</sup>。在这两种信号重建方式中,前者重建过程简单,且仅需已知探测脉冲的时-频映射关系,由于受限于局域的测不准原理<sup>[18-19]</sup>,所得结果的时间分辨相对较低,目前该重建方式主要应用在较大时间尺度(数十至数百皮秒)的信号测量中<sup>[10,20]</sup>;比较之下,后一种重建方式对已知参数的要求较高,如要求已知参考脉冲的频谱电场,由此带来的好处是,重建结果可以达到更高的时间分辨和精度,由于大啁啾量的参考脉冲频谱相位测量比较困难,至今该重建方式多使用在数皮秒时间尺度的信号测量中<sup>[21]</sup>。

对于上述两种重建方式,获得啁啾脉冲的时-频映射关系是进行信号精确重建的关键。1993年, Tokunaga 等<sup>[22]</sup>借助一束飞秒抽运激光,通过测量不同抽运-探测时间延迟下啁啾探测脉冲穿过(未被激发和激发状态下)CS<sub>2</sub> 液体后的光谱强度变化,实现了应用在频域干涉仪中的啁啾脉冲时-频映射关系的测量,显然,该方法属于非线性的光学测量方法。1999年, Benuzzi-Mounaix 等<sup>[14]</sup>在利用啁啾脉冲频谱干涉仪测量激光加载下铝样品靶后界面的速度时,使用耦合光谱仪的条纹相机直接测量获得了线性啁啾脉冲(~75 ps)的时-频特性,但是受限于条纹相机的时间分辨能力,该方法对于脉宽较小的脉冲测量无能为力。2002年, Kim 等<sup>[16]</sup>将宽带超连续脉冲引入频谱干涉仪以提高诊断系统的时间分辨能力,并基于非线性的互相位调制技术(XPM)实现了啁啾超连续脉冲的时-频特性测量。2009年,国内激光聚变研究中心的董军等<sup>[12]</sup>在利用啁啾脉冲频谱干涉仪开展激光尾场的超快诊断时,通过变换极限飞秒脉冲与啁啾脉冲(~1 ps)之间的频谱干涉,测量获得了啁啾脉冲的频谱电场,然而,该方法的适用范围仅限于短脉冲的测量。

本文通过对变换极限飞秒脉冲与啁啾脉冲之间的频谱干涉条纹进行理论研究,提出了一种非对称频谱干涉法,用于啁啾脉冲频谱相位的测量,并开展了数值计算验证。非对称频谱干涉法属于线性光学测量方法,针对其在实际应用中可能遇到的问题,如飞秒脉冲带有啁啾、确定延迟时间时存在平移误差等,本文研究了这些问题对啁啾脉冲频谱相位及频谱干涉仪测量信号结果的影响。

## 2 原 理

在啁啾脉冲频谱干涉仪中,参考、探测脉冲为飞秒脉冲展宽产生的时间啁啾脉冲,当对待测信号进行测量时,参考脉冲电场  $f_r(t)$  始终保持不变,探测脉冲电场  $f_p(t - T_0)$  在加载待测信号后变为  $f_{pr}(t - T_0) = f_p(t - T_0)\epsilon(t - T_0)$ , 其中  $\epsilon(t - T_0)$  为待测信号引起的探测脉冲变化,  $T_0$  为参考、探测脉冲之间的时间延迟差,测量实验数据一般为光谱仪记录的参考脉冲和探测脉冲之间的频谱干涉条纹,其强度分布为

$$I(\omega) = |E_r(\omega)|^2 + |E_{pr}(\omega)|^2 + 2|E_r(\omega)||E_{pr}(\omega)|\cos[\varphi_{pr}(\omega) - \varphi_r(\omega) - \omega T_0], \quad (1)$$

式中  $\omega$  为光束角频率,参考脉冲频谱电场  $E_r(\omega) = |E_r(\omega)|\exp[i\varphi_r(\omega)] = \mathcal{F}[f_r(t)]$ ,  $\varphi_r(\omega)$  为参考脉冲的频谱相位,  $\mathcal{F}$  为傅里叶变换符号,探测脉冲频谱电场  $E_{pr}(\omega) = |E_{pr}(\omega)|\exp[i\varphi_{pr}(\omega) - i\omega T_0] = \mathcal{F}[f_{pr}(t - T_0)]$ ,  $\varphi_{pr}(\omega)$  为探测脉冲的频谱相位。如果已知  $E_r(\omega)$ , 对(1)式进行傅里叶变换、滤波和傅里叶逆变换等操作可以求出  $E_{pr}(\omega)$ , 将其变换到时域并与初始探测脉冲比较即得到待测信号:

$$\epsilon(t - T_0) = \frac{f_{pr}(t - T_0)}{f_p(t - T_0)} = \frac{\mathcal{F}^{-1}[E_{pr}(\omega)]}{\mathcal{F}^{-1}[E_p(\omega)]}, \quad (2)$$

式中  $E_p(\omega)$  为初始探测脉冲的频谱电场。对于要求已知的参数  $E_r(\omega)$ , 其包含振幅  $|E_r(\omega)|$  和相位  $\varphi_r(\omega)$  两项,其中  $|E_r(\omega)|$  可以通过挡住探测脉冲使用光谱仪直接接收参考脉冲的方式得到,而  $\varphi_r(\omega)$  的获取则相对困难。当参考脉冲的啁啾较小时,采用一束辅助的变换极限飞秒脉冲与参考脉冲进行频谱干涉,然后对获得的频谱干涉条纹进行傅里叶变换、滤波和傅里叶逆变换等操作可以得到  $\varphi_r(\omega)$ <sup>[12]</sup>;但是,当参考脉冲的啁啾量较大时,由于记录系统不能分辨光谱范围内的全部干涉条纹<sup>[23-24]</sup>,如图1所示,该方法将不再适用。然而,通过对图1所示的频谱干涉条纹特征进行研究,可以发现在获得多幅频谱条纹的情况下仍然可以实现参考脉冲的频谱相位测量,具体细节如下。

图1为变换极限的飞秒脉冲与啁啾脉冲之间的频谱干涉条纹,模拟中飞秒脉冲采用30 fs的高斯型脉冲,啁啾脉冲的频谱电场为

$$E_r(\omega) = \exp[a_0(\omega - \omega_0)^2] \exp[i\varphi_r(\omega) - i\omega T], \quad (3)$$

式中  $a_0 = -114.57$ ,  $\varphi_r(\omega) = \beta_1\omega + \beta_2/2\omega^2 + \beta_3/6\omega^3$  (将频谱相位进行三阶泰勒展开,展开系数  $\beta_1 = 1.72 \times$

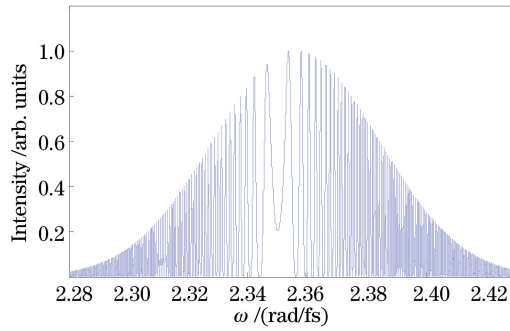


图 1 变换极限的飞秒脉冲与啁啾脉冲之间的频谱干涉条纹

Fig. 1 Spectral interference fringes between a transform-limited femtosecond pulse and the chirped pulse

$10^6$ ,  $\beta_2 = -6.0 \times 10^5$ ,  $\beta_3 = 6.7 \times 10^4$ , 对于常用的光栅展宽器, 其展宽得到的啁啾脉冲通常不考虑三阶以上的色散),  $\omega_0 = 2.3562$  rad/fs 为脉冲载频,  $T = 10$  ps 为飞秒脉冲和啁啾脉冲之间的时间延迟。由图 1 可以看出, 两端处的条纹周期较小, 没有光谱仪可以分辨, 这正是不能采用文献[12]中的方法测量参考脉冲频谱相位的原因; 对于图 1 所示的光谱干涉条纹, 一个明显特征是条纹中存在一个最大的条纹周期, 结合(1)式可以知道, 这个宽条纹的位置取决于两束干涉脉冲的频谱相位差, 如下式所示:

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi_r(\omega) - \omega T = \beta_1\omega + \frac{\beta_2}{2}\omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\omega^3 - \omega T, \quad (4)$$

具体地, 当频谱相位差存在极值时, 由于极值附近的函数值变化相对缓慢, 相应的余弦函数  $\cos \Delta\varphi$  周期最大, 因此频谱条纹中出现宽度极大的条纹。众所周知, 函数  $\Delta\varphi(\omega)$  在极值点满足关系式:

$$\left. \frac{\partial \Delta\varphi(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_s} = 0, \quad (5)$$

式中  $\omega_s$  为极值点处的角频率值, 对应着频谱干涉条纹中的宽条纹中心位置。结合(4)和(5)式得到:

$$T = \beta_1 + \beta_2\omega_s + \frac{1}{2}\beta_3\omega_s^2, \quad (6)$$

(6)式表明干涉脉冲之间的延迟时间差  $T$  可以表示为宽条纹中心位置  $\omega_s$  的二次函数, 这意味着只要测量获得不同时间延迟  $T$  下的宽条纹位置  $\omega_s$ , 通过二次多项式拟合便可得到  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  和  $\beta_3$ , 从而求出啁啾脉冲的频谱相位  $\varphi_r(\omega)$ 。本研究将这种测量啁啾脉冲频谱相位的方法称为非对称频谱干涉法。

通常情况下, 飞秒激光脉冲通过光栅展宽器展宽时, 主要引入二阶色散, 高阶色散相对较小, 如果忽略高阶色散, 展宽得到的脉冲为线性啁啾脉冲, 此时, (4)式变为

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi_r(\omega) - \omega T = \beta_1\omega + \frac{\beta_2}{2}\omega^2 - \omega T, \quad (7)$$

对  $\omega$  求导得:

$$\frac{\partial[\Delta\varphi(\omega)]}{\partial\omega} = \beta_1 + \beta_2\omega - T, \quad (8)$$

对于带宽一定的啁啾脉冲, 其啁啾量随着脉冲宽度的增加而增大, 而啁啾量增大意味着  $|\beta_2|$  增大, 根据(8)式可知, 其与飞秒脉冲进行频谱干涉所得干涉条纹中的最大条纹周期会逐渐变小, 如图 2 所示, 其中飞秒脉冲为 30 fs 的傅里叶变换极限脉冲, 啁啾脉冲的脉宽分别为 2 ps、20 ps、0.2 ns 和 1 ns, 两束脉冲之间的时间延迟  $T=0$ 。由此可知, 当啁啾脉冲的啁啾量足够大时, 最大条纹的周期内将仅有数个采样点, 不利于宽条纹位置  $\omega_s$  的精确确定, 此时, 非对称频谱干涉法不再适用于啁啾脉冲频谱相位的测量。对于 30 fs 的飞秒激光脉冲和商业可用的最小谱分辨为 0.02 nm 的成像型光谱仪, 非对称频谱干涉法适用于脉宽在纳秒量级以下的啁啾脉冲测量, 这对于啁啾脉冲频谱干涉仪是完全足够的。

实际操作中, 飞秒脉冲和待测啁啾脉冲之间的延迟时间差  $T$  变化可以精确地测量得到, 然而,  $T$  本身相对真实值往往存在一个平移常数误差, 由此导致根据(6)式求取的  $\beta_1$  存在相同的误差。幸运的是, 在啁啾脉冲频谱干涉仪中, 这个误差对测量结果  $\epsilon(t - T_0)$  的影响仅仅起到时间平移的效果。详细地, 假设延迟时间

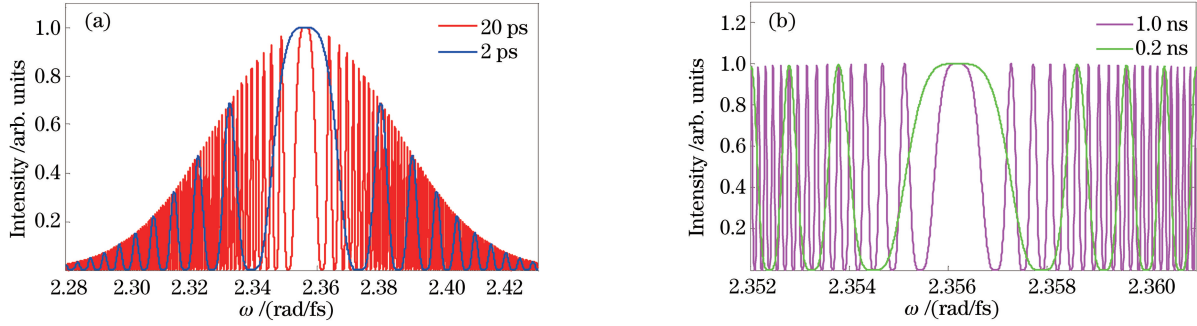


图 2 飞秒脉冲与啁啾量不同的啁啾脉冲之间的频谱干涉条纹。(a)啁啾脉冲脉宽为 2,20 ps;(b)啁啾脉冲脉宽为 0.2,1 ns  
Fig. 2 Spectral interference fringes between a femtosecond pulse and the chirped pulses with different chirp.

(a) Pulse widths of chirped pulses are 2, 20 ps; (b) pulse widths of chirped pulses are 0.2, 1 ns

差为  $T + \delta t$ ,  $T$  为真实值,  $\delta t$  为平移常数误差, 那么, 由此确定的参考脉冲频谱相位为  $\varphi_r(\omega) + \delta t \cdot \omega$ 。对于啁啾脉冲频谱干涉仪, 根据静态和动态频谱干涉条纹求出的探测脉冲频谱相位分别为  $\varphi_p(\omega) - \omega T_0 + \delta t \cdot \omega$  和  $\varphi_{pr}(\omega) - \omega T_0 + \delta t \cdot \omega$ , 即加载待测信号  $\epsilon(t - T_0)$  前后的频谱相位, 根据(2)式可知, 待测信号的测量值为

$$\epsilon_{sc}(t - T_0) = \frac{\mathcal{F}^{-1}[E_{pr}(\omega) \exp(i\delta t \cdot \omega)]}{\mathcal{F}^{-1}[E_p(\omega) \exp(i\delta t \cdot \omega)]} = \frac{f_{pr}(t - T_0 + \delta t)}{f_p(t - T_0 + \delta t)}, \quad (9)$$

也就是说, 测量获得的信号相对真实值存在时间上的平移, 由于一般情况下人们更关注信号的相对时间演化过程, 因此这里认为时间延迟的平移误差对信号测量结果的影响是可以忽略的。

综上所述, 在啁啾脉冲频谱干涉仪中, 啁啾参考脉冲的频谱相位可以借助一束辅助的变换极限飞秒脉冲测量获得, 不过, 具体需根据其自身啁啾量的大小确定不同的测量方法。

### 3 数值计算

为了验证非对称频谱干涉法测量啁啾脉冲频谱相位的可行性, 这里采用数值计算方式进行了相关研究。模拟参数同前文所述, 在模拟中, 通过变化飞秒脉冲和啁啾脉冲之间的延迟时间差  $T$ , 获得不同时间延迟下的频谱干涉条纹并分别求出相应的宽条纹中心位置  $\omega_s$ 。图 3 为宽条纹中心位置随时间延迟的分布, 对数据点进行二次多项式拟合得到  $\beta_1 = 1.727 \times 10^6$ ,  $\beta_2 = -6.03 \times 10^5$ ,  $\beta_3 = 6.74 \times 10^4$ , 标准差分别为  $\sigma_1 = 7.84 \times 10^3$ ,  $\sigma_2 = -3.33 \times 10^3$ ,  $\sigma_3 = 4.70 \times 10^2$ , 可以看出, 模拟测量结果与给定值符合得很好, 由此从数值计算方面反映出非对称频谱干涉法的可行性。

在上面的理论和数值计算研究中, 辅助脉冲均考虑为变换极限的飞秒脉冲。实际上, 由于实验光路中常常存在一些透射式光学元件(如分光片、透镜等), 飞秒脉冲因此会出现展宽, 在这种情况下, 非对称频谱干涉法测量啁啾脉冲频谱相位的适用性仍有待验证。对于这一问题, 先来看模拟测量的结果。模拟中, 辅助脉冲采用 200 fs 的高斯型啁啾脉冲, 待测啁啾脉冲同上文。图 4 为模拟测量得到的宽条纹中心位置  $\omega_s$  随时间延迟  $T$  的分布, 通过二次多项式拟合求得  $\beta_1 = 1.707 \times 10^6$ ,  $\beta_2 = -5.95 \times 10^5$ ,  $\beta_3 = 6.65 \times 10^4$ , 标准差分别为  $\sigma_1 = 4.81 \times 10^3$ ,  $\sigma_2 = -2.04 \times 10^3$ ,  $\sigma_3 = 2.89 \times 10^2$ 。与采用变换极限飞秒脉冲的模拟测量结果相比, 该结果虽然误差稍微增大, 但仍与给定值符合得较好。显然, 此时非对称频谱干涉法仍然适用于啁啾脉冲频谱相位的测量。

事实上, 当辅助的飞秒脉冲带有啁啾时, (4)式变为

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi_r(\omega) - \omega T - \varphi_f(\omega) = \frac{b_f \omega_0^2}{4(a_f^2 + b_f^2)} + \left[ \beta_1 - \frac{2b_f \omega_0}{4(a_f^2 + b_f^2)} \right] \omega + \left[ \frac{\beta_2}{2} + \frac{b_f}{4(a_f^2 + b_f^2)} \right] \omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \omega^3 - \omega T, \quad (10)$$

式中  $\varphi_f(\omega) = -b_f(\omega - \omega_0)^2/4(a_f^2 + b_f^2)$  为飞秒脉冲的频谱相位,  $a_f = 2\ln 2/\tau_f^2$ ,  $\tau_f$  为飞秒脉冲脉宽,  $b_f$  为飞秒脉冲线性啁啾系数的一半, 其绝对值  $|b_f| = \Delta\omega/(2\tau_f)$ ,  $\Delta\omega$  为脉冲谱宽。由(10)式可以看出, 辅助的飞秒脉冲啁啾的影响体现在频谱相位差的前三项中, 其中第一项为常数项, 对啁啾脉冲频谱相位的测量结果不产生任何影响, 可以忽略; 第二项为频率的线性项, 根据上文分析, 其对啁啾脉冲频谱干涉仪测量信号结果的影响

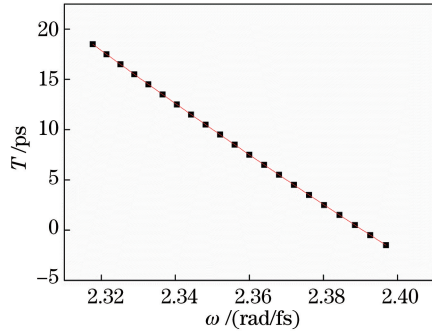


图 3 飞秒脉冲为变换极限脉冲时，宽条纹中心位置随延迟时间差的分布

Fig. 3 Distribution of wide fringe central position with time delay difference when femtosecond pulse is transform-limited pulse

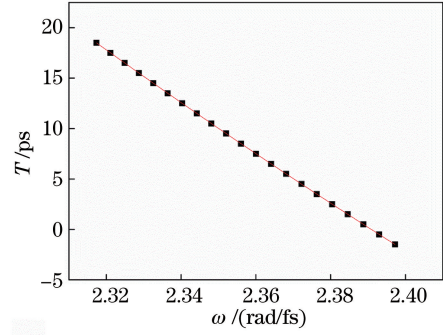


图 4 飞秒脉冲带有啁啾时，宽条纹中心位置随延迟时间差的分布

Fig. 4 Distribution of wide fringe central position with time delay difference when femtosecond pulse is chirped

相当于使待测信号产生时间上的平移，因此也可以忽略；可见，前两项对脉冲啁啾均没有贡献，第三项是频率的二次项，由啁啾脉冲和飞秒脉冲的群速度二阶色散构成，在啁啾脉冲频谱干涉仪中，参考脉冲啁啾一般由线性或接近线性的色散元件产生，即群速度二阶色散构成了啁啾的主要成份，因此，当飞秒脉冲引入的啁啾远小于参考脉冲时，有  $b_i / [4(a_i^2 + b_i^2)] \ll \beta_2 / 2$ ，此时(10)式近似为

$$\Delta\varphi(\omega) \approx -\frac{b_i\omega_0^2}{4(a_i^2 + b_i^2)} + \left[ \beta_1 - \frac{2b_i\omega_0}{4(a_i^2 + b_i^2)} \right] \omega + \frac{\beta_2}{2}\omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\omega^3 - \omega T, \quad (11)$$

对于飞秒脉冲和啁啾脉冲之间的频谱干涉条纹，延迟时间差  $T$  与宽条纹中心位置  $\omega_s$  的关系为

$$T \approx \left[ \beta_1 - \frac{2b_i\omega_0}{4(a_i^2 + b_i^2)} \right] + \beta_2\omega_s + \frac{1}{2}\beta_3\omega_s^2, \quad (12)$$

由此可见， $\beta_2$  和  $\beta_3$  仍然可以比较准确地测量得到。

综上所述，借助一束辅助的变换极限飞秒脉冲，利用非对称频谱干涉法可以实现啁啾脉冲频谱相位的测量。在啁啾脉冲频谱干涉仪中，当辅助测量的飞秒脉冲引入啁啾时，只要其啁啾量远小于待测参考脉冲，其对于干涉仪测量时域信号结果的影响可以忽略，此时非对称频谱干涉法仍然适用。

## 4 结 论

当变换极限飞秒脉冲和啁啾脉冲进行频谱干涉时，根据最大周期条纹的位置与两脉冲之间延迟时间差的关系，可以实现啁啾脉冲频谱相位的准确测量。对于实际测量操作中两个不可避免的问题：1) 飞秒脉冲带有较小的啁啾，2) 确定时间延迟时存在平移常数误差，本文通过理论研究发现，它们会使啁啾脉冲频谱相位的测量值相对真实值存在一阶相位误差，不过，当啁啾脉冲频谱干涉仪中的啁啾参考脉冲存在这类误差时，仅会引起干涉仪测量到的时域信号产生时间上的平移，不影响人们对信号相对时间演化过程的分析。在利用啁啾脉冲频谱干涉仪对大时间尺度(数十皮秒及以上)信号进行单发超快诊断时，通过非对称频谱干涉法测量参考脉冲频谱相位，为实现待测信号的飞秒时间分辨重建奠定了基础。

## 参 考 文 献

- [1] Matlis N H, Reed S, Bulanov S S, *et al.* Snapshots of laser wakefields[J]. Nat Phys, 2006, 2(11): 749-753.
- [2] Dong P, Reed S A, Yi S A, *et al.* Holographic visualization of laser wakefields[J]. New J Phys, 2010, 12: 045016.
- [3] Dong J, Peng Z T, Lu Z G, *et al.* Transient measurement of laser wakefield at the SILEX-I: Ti: sapphire laser[C]. San Jose: Conference on Lasers and Electro-Optics, 2012: JTh2A.21.
- [4] Chen J P, Li R X, Zeng Z N, *et al.* Simultaneous measurement of laser-induced shock wave and released particle velocities at Mbar pressure[J]. J Appl Phys, 2003, 94(2): 858-862.
- [5] Crowhurst J C, Armstrong M R, Knight K B, *et al.* Invariance of the dissipative action at ultrahigh strain rates above the strong shock threshold[J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(14): 144302.
- [6] Ashitkov S I, Komapov P S, Agranat M B, *et al.* Measurements of strength of metals in a picosecond time range[J].

- J Phys: Conf Ser, 2014, 500: 112006.
- [7] Wahlstrand J K, Cheng Y H, Milchberg H M. High field optical nonlinearity and the Kramers-Kronig relations[J]. Phys Rev Lett, 2012, 109(11): 113904.
- [8] Wahlstrand J K, Cheng Y H, Chen Y H, *et al.* Optical nonlinearity in Ar and N<sub>2</sub> near the ionization threshold[J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(10): 103901.
- [9] Zhou M L, Liu F, Li C, *et al.* Single-shot broad bandwidth terahertz pulse measurement[J]. Plasma Sci & Technol, 2012, 14(1): 20-23.
- [10] Churina I V, Cho B I, Bernstein A, *et al.* Single-shot optical conductivity measurement of dense aluminum plasmas [J]. Phys Rev E, 2009, 80(1): 015401.
- [11] Chen Z, Holst B, Kirkwood S E, *et al.* Evolution of ac conductivity in nonequilibrium warm dense gold[J]. Phys Rev Lett, 2013, 110(13): 135001.
- [12] Dong Jun. Research on laser wakefields measurement technology based on frequency domain holography [D]. Mianyang: China Academy of Engineering Physics, 2007: 48-57.  
董军. 基于频域全息法的激光尾场测量技术研究[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2007: 48-57.
- [13] Chien C Y, La-Fontaine B, Desparois A, *et al.* Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air[J]. Opt Lett, 2000, 25(8): 578-580.
- [14] Benuzzi-Mounaix A, Koenig M, Boudenne J M, *et al.* Chirped pulse reflectivity and frequency domain interferometry in laser driven shock experiments[J]. Phys Rev E, 1999, 60(3): R2488-R2491.
- [15] Geindre J P, Audebert P, Rebibo S, *et al.* Single-shot spectral interferometry with chirped pulses[J]. Opt Lett, 2001, 26(20): 1612-1614.
- [16] Kim K Y, Alexeev I, Milchberg H M. Single-shot supercontinuum spectral interferometry[J]. Appl Phys Lett, 2002, 81(22): 4124-4126.
- [17] Dong Jun, Peng Hansheng, Wei Xiaofeng, *et al.* Analysis for phase shifts transformation of chirped pulse from frequency-domain to time-domain based on Fourier transform[J]. Acta Phys Sin, 2009, 58(1): 315-320.  
董军, 彭翰生, 魏晓峰, 等. 基于傅里叶变换模式的啁啾脉冲频域-时域相移转换的研究[J]. 物理学报, 2009, 58(1): 315-320.
- [18] Sun F G, Jiang Z, Zhang X C. Analysis of terahertz pulse measurement with a chirped probe beam[J]. Appl Phys Lett, 1998, 73(16): 2233-2235.
- [19] Kim K Y, Yellampalle B, Rodriguez G, *et al.* Single-shot, interferometric, high-resolution, terahertz field diagnostic [J]. Appl Phys Lett, 2006, 88(4): 041123.
- [20] Whitley V H, McGrane S D, Eakins D E, *et al.* The elastic-plastic response of aluminum films to ultrafast laser-generated shocks[J]. J Appl Phys, 2011, 109(1): 013505.
- [21] Chen Y H, Varma S, Alexeev I, *et al.* Measurement of transient nonlinear refractive index in gases using xenon supercontinuum single-shot spectral interferometry[J]. Opt Express, 2007, 15(12): 7458-7467.
- [22] Tokunaga E, Terasaki A, Kobayashi T. Induced phase modulation of chirped continuum pulses studied with a femtosecond frequency-domain interferometer[J]. Opt Lett, 1993, 18(5): 370-372.
- [23] Dou T H, Tautz R, Gu X, *et al.* Dispersion control with reflection gratings of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave[J]. Opt Express, 2010, 18(26): 27900.
- [24] Wu H, Zhang F, Liu T, *et al.* Absolute distance measurement by chirped pulse interferometry using a femtosecond pulse laser[J]. Opt Express, 2015, 23(24): 31582-31593.