

线性啁啾脉冲频域-时域相移转换的模拟研究

董 军 彭翰生 魏晓峰 胡东霞 王晓东 周 维 赵军普 杨义胜 程文雍

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘要 在超快激光与物质相互作用的实验中, 实现单束实时的频谱干涉测量对提高测量精度很重要。基于频谱干涉原理和线性啁啾脉冲瞬时频率与时间的线性关系对啁啾脉冲频域相移直接映射为瞬态时域相移的原理进行了理论研究; 推导出这种频域-时域相移映射模式成立的限制条件。对相移直接映射过程进行了数值模拟和分析, 结果显示, 该方法可以得到具有瞬态特性的时域相移, 具有单束测量的能力; 在微扰和带宽一定的条件下, 增加探测脉冲的啁啾量, 可以减小频域-时域相移映射过程中产生的误差。

关键词 超快光学; 频域相移; 时域相移; 线性啁啾; 映射模式

中图分类号 TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS200828s2.0016

Simulation Investigation for Phase-Shifts Transformation of Linearly Chirped Pulse from Frequency-Domain to Time-Domain

Dong Jun Peng Hansheng Wei Xiaofeng Hu Dongxia Wang Xiaodong Zhou Wei
Zhao Junpu Yang Yisheng Cheng Wenyong

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

Abstract In ultrafast laser-matter interaction experiments, single-shot, real-time spectral interferometry is the significant for rapid and accurate measurement. Based on spectral interferometry and time-frequency linear relation of linearly chirped pulse, the method that spectral phase-shifts of chirped pulse are transformed to temporal phase-shifts in a directly frequency-to-time mapping mode is investigated theoretically. Restrictive conditions of this method are derived. The transformation process of phase-shifts is simulated. The results show that phase-shifts obtained is characteristic of temporal change, and this approach has single-shot measurement ability, which in perturbation and fixed pulse bandwidth, the transformation error of phase-shifts is reduced, as appropriate increase of the chirp of probe pulse.

Key words ultrafast optics; spectral phase-shifts; temporal phase-shifts; linear chirp; mapping mode

1 引 言

近年来,随着超短激光脉冲技术的发展,基于宽带脉冲的频域干涉测量技术(FDI)得到了广泛应用,如光纤自相位调制的测量^[1];飞秒激光等离子体的时间演变^[2];激光诱导的介质损伤^[3];对高功率超短脉冲激光诱导产生的等离子体波(尾场)的测量^[4~7]等。频域干涉中,采用一对具有相对时间延迟的超短脉冲,其中一个作为参考脉冲,另一个作为探测脉冲,当探测脉冲经历扰动后,与参考脉冲一同送入光谱仪在频域发生干涉,干涉条纹宽度与两个脉冲之间的相对延迟时间成反比,通过频谱干涉图来提取扰动相移。为了达到测量瞬态扰动的目的,早期这种技术必须采用多束脉冲来完成扰动时间内

的测量,因此不能实现实时测量^[8]。后来又提出基于两束线性啁啾脉冲对的频域干涉技术,利用线性啁啾脉冲的瞬时频率与时间的线性关系将线性啁啾脉冲的频域相移直接映射为时域相移,以此达到单束瞬态测量的目的^[9~12]。这些工作仅对这种频域-时域相移直接映射模式的时间分辨特性作了较为详细的讨论,并未对使用限制给出分析,这对具有几十飞秒至百飞秒左右振荡周期的激光尾场的瞬态测量来讲不够充分。

本文从两束线性啁啾脉冲的频谱干涉方程出发,阐述了基于线性啁啾脉冲瞬时频率与时间的线性关系将啁啾探测脉冲的频域相移直接映射为时域相移的原理和条件,并对这种频域-时域相移直接映

基金项目: 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室项目(9140C6803020804)资助课题。

作者简介: 董 军(1968-),男,博士研究生,主要从事飞秒激光尾场测量技术方面的研究。E-mail: jundong68@sohu.com

导师简介: 彭翰生(1937-),男,研究员,主要从事高功率激光技术和等离子体物理研究。E-mail: penghsh@caep.ac.cn

射的过程进行了模拟研究。

2 基本原理

设一高斯型参考脉冲 $E_r(t) = E_0 \exp(-at^2 + i\omega_0 t) \exp(ib t^2)$, 其中, $a = 2\ln 2 \times \tau_{\text{chirp}}^{-2}$, τ_{chirp} 为脉宽, b 为线性啁啾系数, ω_0 为脉冲中心频率。其频域电场为

$$\mathbf{E}_r(\omega) = \mathbf{E}_{r0} \exp\left[-\frac{a/4}{a^2 + b^2}(\omega - \omega_0)^2\right] \times \exp\left[-i \frac{b/4}{a^2 + b^2}(\omega - \omega_0)^2\right], \quad (1)$$

其中, 令 $\beta_2 = (\partial^2 \varphi / \partial \omega^2)_{\omega_0} / 2$, 为群延迟色散(GDD); $\varphi(\omega)$ 为参考脉冲频域相位, $\Delta\omega$ 为频谱宽度(FWHM)。

$$\text{则 } b \approx \frac{1}{4} \beta_2^{-1} [1 + 2\beta_2^{-2} (\Delta\omega)^{-4}]^{-1}. \quad (2)$$

当与参考脉冲具有相同时域-频域特性的探测脉冲受到外界扰动时, 引起时域相移 $\Delta\Phi(t)$, 对应的频域相移为 $\Delta\varphi(\omega)$ 。对 $\Delta\Phi(t)$ 进行泰勒级数展开, 忽略三次及以上高阶项

$$\Delta\Phi(t) = \phi_0 + \phi_1 t + \phi_2 t^2, \quad (3)$$

忽略扰动振幅的影响, 则受到扰动的探测脉冲为

$$E_{\text{pr}}(t) = E_0 \exp[-(a - ib)t^2] \exp[i\omega_0 t] \times \exp[i(\phi_0 + \phi_1 t + \phi_2 t^2)]. \quad (4)$$

对(4)式进行傅里叶变换, 得到受扰动探测脉冲的频域电场

$$\mathbf{E}_{\text{pr}}(\omega) = \int E_{\text{pr}}(t) \exp[-i\omega t] dt = \mathbf{E}_{\text{pr0}} \exp\left[-\frac{a}{4[a^2 + (b + \phi_2)^2]}(\omega - \omega_0 - \phi_1)^2\right] \times \exp\left[-i \frac{b + \phi_2}{4[a^2 + (b + \phi_2)^2]}(\omega - \omega_0 - \phi_1)^2 + i\phi_0\right]. \quad (5)$$

则参考脉冲与受扰动探测脉冲之间的频谱相位差为

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{(b^2 + b\phi_2 - a^2)}{4(a^2 + b^2)[a^2 + (b + \phi_2)^2]} \phi_2 (\omega - \omega_0)^2 = + \frac{b + \phi_2}{4[a^2 + (b + \phi_2)^2]} 2\phi_1 (\omega - \omega_0) - \frac{b + \phi_2}{4[a^2 + (b + \phi_2)^2]} \phi_1^2 + \phi_0. \quad (6)$$

由于参考脉冲和探测脉冲均为线性啁啾脉冲, 因此根据线性啁啾脉冲的瞬时频率和时间的线性关系

$$t = \frac{1}{2b}(\omega - \omega_0), \quad (7)$$

代入(6)式, 得

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{(b^2 + b\phi_2 - a^2)b^2}{(a^2 + b^2)[a^2 + (b + \phi_2)^2]} [\phi_2 t^2] + \frac{(b + \phi_2)b}{a^2 + (b + \phi_2)^2} [\phi_1 t] + \phi_0 - \frac{b + \phi_2}{4[a^2 + (b + \phi_2)^2]} \phi_1^2, \quad (8)$$

当扰动为微扰时,

$$\phi_2 \ll b, \quad (9)$$

则(8)式变为

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{(1 - a^2/b^2)}{(1 + a^2/b^2)^2} [\phi_2 t^2] + \frac{1}{a^2/b^2 + 1} [\phi_1 t] + \phi_0 - \frac{1}{4b[1 + a^2/b^2]} \phi_1^2, \quad (10)$$

当满足

$$b^2 \gg a^2, \quad (11)$$

由于(10)式中第四项与时间无关, 忽略该项, 考虑(3)式, 则(10)式变为

$$\Delta\varphi(\omega) \approx [\phi_2 t^2] + [\phi_1 t] + \phi_0 = \Delta\Phi(t), \quad (12)$$

由(12)式可以看出, 在满足(9)式和(11)式的条件下, 任意时刻的时域相移对应着某个瞬时频率下的频域相移, 因此只要通过频域和时域的坐标系变换, 就可以将线性啁啾脉冲的频域相移直接转换为时域相移。

令 $\rho = 1/(2b)$, 则 $t(\omega) = \rho(\omega - \omega_0)$, 式中

$$\rho = 2\beta_2(1 + (2\ln 2)^2 \beta_2^{-2} \Delta\omega^{-4}),$$

则(12)式变为

$$\Delta\Phi[t(\omega)] = \Delta\varphi[\rho(\omega - \omega_0)], \quad (13)$$

对于线性啁啾脉冲而言, 在脉冲频谱带宽 $\Delta\omega$ 一定的情况下, 线性啁啾系数 $b = \Delta\omega / \tau_{\text{chirp}}$ 与线性啁啾脉冲脉宽 τ_{chirp} 的一次方成反比; 而脉宽参数 a 与线性啁啾脉冲脉宽 τ_{chirp} 的平方成反比, 当探测脉冲的脉宽较短时, a^2 要比 b^2 增大得更快。因此, 要满足条件(11)式, 啁啾探测脉冲的脉宽不能过窄。

由脉宽系数 a 的定义以及(2)式, 有

$$a^2/b^2 \approx 2/(\beta_2^2 \Delta\omega^4), \quad (14)$$

即(11)式也可写为

$$\beta_2^2 \Delta\omega^4 \gg 1, \quad (15)$$

由公式(15)可以更加明确地得出, 探测脉冲的频谱带宽越宽, 频域-时域相移直接映射的近似误差就越小; 在脉冲带宽一定的情况下, 探测脉冲的脉宽被展宽的越大, 啁啾就越大(过大的 β_2), 频域-时域相移直接映射的精度越高。这也可理解为当线性啁啾脉冲的啁啾量越大时, 脉冲各频谱成份之间的相关性就越低, 探测脉冲在不同时刻所受到的外界扰动就等同于直接作用在各个时刻所对应的频谱成份上, 因此, 频域相移与时域相移之间也就产生了直接映

射的关系。但是,由于公式(9)的限制,啁啾量的增加将是有限的,因此不能为了增加测量扰动的时间窗口而任意地扩展探测脉冲的脉宽。

由频域干涉原理可知,两个同轴传输、具有相同特征、有一定时间延迟 $\Delta\tau$ 的线性啁啾脉冲,送入光谱仪后,在输出面发生干涉,频谱条纹方程为

$$I(\omega) = |\mathbf{E}_r(\omega)|^2 + |\mathbf{E}_{pr}(\omega)|^2 + 2|\mathbf{E}_r(\omega)||\mathbf{E}_{pr}(\omega)|\cos[\Delta\varphi(\omega) + \Delta\tau\omega], \quad (16)$$

式中 $|\mathbf{E}_r(\omega)|$, $|\mathbf{E}_{pr}(\omega)|$ 分别为参考脉冲和受扰动探测脉冲的频谱振幅。通过解条纹方程(16)即可求出两个脉冲间的频谱相位差 $\Delta\varphi(\omega)$ 。再通过(13)式转换为时域相移 $\Delta\Phi(t)$ 。因此,利用线性啁啾脉冲的这一特性,可用来实现瞬态物理量的单束测量,这是一般的多脉冲序列 FDI 技术无法达到的。

3 数值模拟

根据上面的分析对频域相移的提取和频域-时域相移之间的直接映射进程进行数值模拟。

一个脉冲波函数的相位由两部分组成,一个是空间相位因子;另一个是时间相位因子。对空间干涉而言,体现了频率相同的两列波在不同空间坐标下的相位差,通过引入空间载频可以分离出这种空间相位差。对频谱干涉而言,体现了两束脉冲相同频谱成份之间在时间坐标下的相位差,通过引入时间延迟可以分离出这种时间上的相位差。当两束脉

冲进入光谱仪后,频谱坐标系转换为空间坐标系,频谱干涉就以空间干涉条纹的形式表现出来的,因此,对频谱干涉条纹的处理就可以采用空间干涉条纹的处理方法来解决。

根据(16)式的频谱干涉方程,制定重构频域相移的算法流程并编制计算机程序。

在数值模拟计算中,假定参考脉冲和探测脉冲均为线性啁啾高斯脉冲,中心波长为 800 nm,带宽为 30 nm。脉冲频谱带宽 $\Delta\omega = 9.23 \times 10^{13}$ rad/s(半峰全宽),其对应的非啁啾脉冲宽度为 τ_{unchirp} (半峰全宽, FWHM), $a_{\text{unchirp}} = 2\ln 2 \times \tau_{\text{unchirp}}^{-2}$; $a = 2\ln 2 \times \tau_{\text{chirp}}^{-2}$, $\tau_{\text{chirp}} = \Delta\omega/b$, 令 $b = m \times a_{\text{unchirp}}$, 其中 m 为系数。在满足采样定理和最大分离干涉条纹中交流直流信号的两个原则下,假定两脉冲间的时间延迟 $\tau = 3$ ps。

当探测脉冲受到外界扰动时,引起时域相移 $\Delta\Phi(t)$, 对应的频域相移为 $\Delta\varphi(\omega)$ 。考虑时域相移中只包含时间的二次项下,即 $\Delta\Phi(t) = ct^2$ 。考虑条件(8)式,随机设定 $c = 0.000175 \times a_{\text{unchirp}}$ 。即在带宽和扰动一定的条件下,由设定参数模拟探测脉冲的时域相移,称为标准时域相移。分别在不同啁啾下,由探测脉冲频域相移按照(13)式进行时域转换,得到的相移称为映射时域相移;与标准时域相移之差,称为频域-时域相移直接映射模式下的绝对误差,其再与标准时域相移之比称为该模式下的相对误差。如图 1 所示。

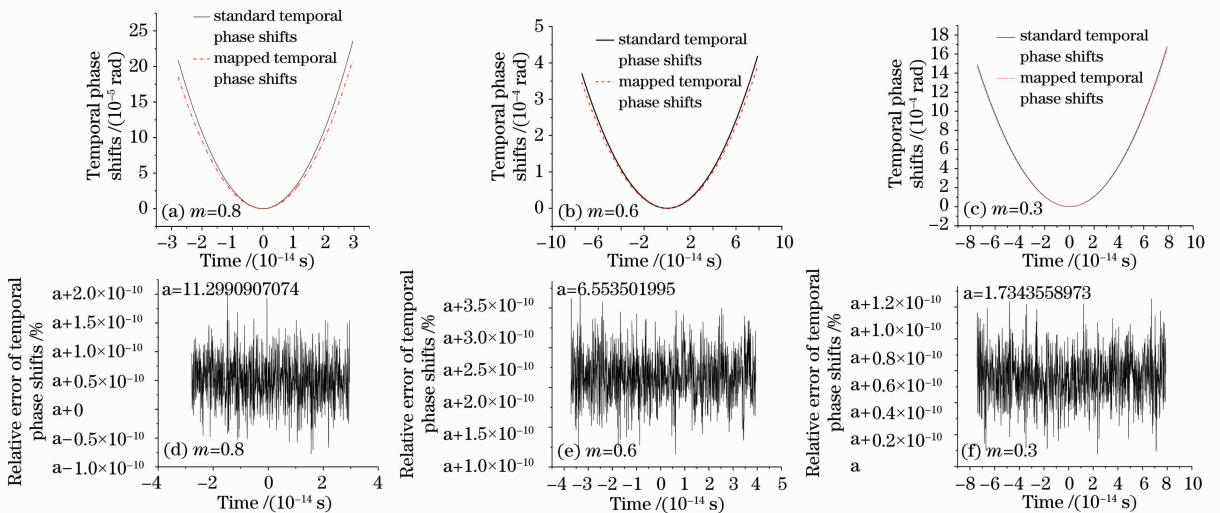


图 1 不同啁啾下,探测脉冲的标准时域相移、映射时域相移和频域-时域相移直接映射模式下的相对误差

Fig. 1 Under difference chirp, standard temporal phase shifts, mapped temporal phase shifts and relative phase shifts errors of the probe pulse

从图 1 可以看出,随着系数 m 的减少,探测脉冲的啁啾增大,群延迟色散 β_2 也增加,导致条件(15)式中的 $\beta_2^2 \Delta\omega^4$ 由较小到变得更大。因此,探测

脉冲的频域相移更加接近时域相移,图 1(d)~图 1(f) 显示出频域-时域相移直接映射模式下的相对误差在逐渐变小,图 1(d) 的情况下, $\beta_2^2 \Delta\omega^4 = 12$, 因此误

差最大。

根据图 1 中的模拟参数,继续增大探测脉冲的啁啾,依然考察在不同啁啾下,探测脉冲的标准时域相移、映射时域相移和频域-时域相移直接映射模式下相对误差的变化。如图 2 所示。

从图 2 可以看出,随着系数 m 进一步减少,探测脉冲的啁啾变得更大,群延迟色散 β_2 也进一步增

加,导致条件(15)式中的 $\beta_2^2 \Delta\omega^4$ 非常大,充分满足条件(15)式的要求,但是同时 m 的减少,使得线性啁啾系数 b 变小,导致条件(9)式中的 φ_2/b 逐渐变大,探测脉冲的频域相移会远离时域相移。图 2(d)~图 2(f) 显示出频域-时域相移直接映射模式下的相对误差在逐渐变大,在图 2(f) 的情况下, $\varphi_2/b = 0.175$, 因此误差最大。

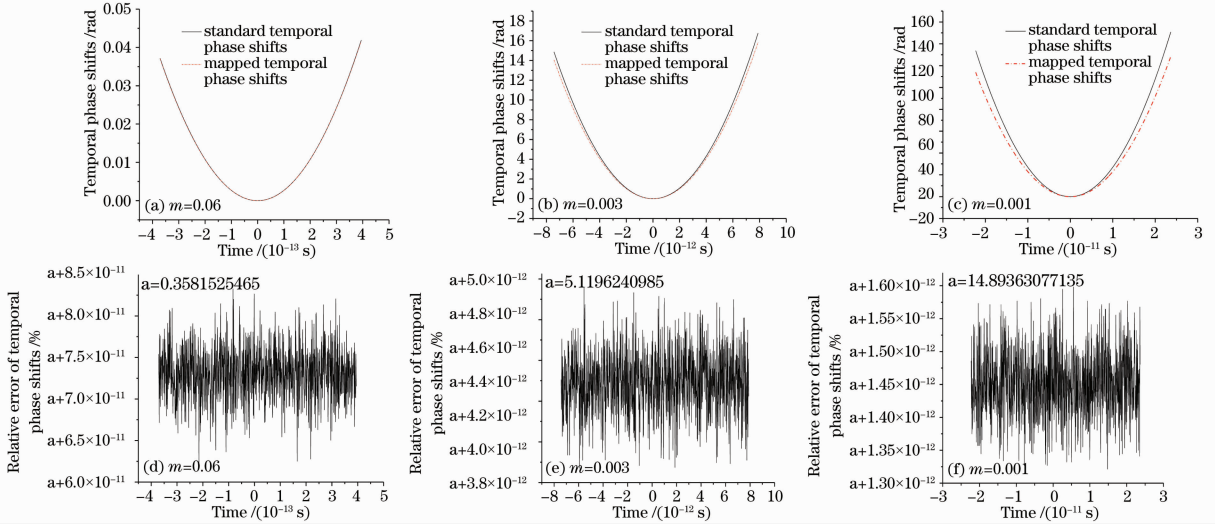


图 2 不同啁啾下,探测脉冲的标准时域相移、映射时域相移和频域-时域相移直接映射模式下的相对误差
Fig. 2 Under difference chirp, standard temporal phase shifts, mapped temporal phase shifts and relative phase shifts errors of the probe pulse

综合图 1 和图 2,可以看出条件(9)式和(15)式之间的相互制约,增大探测脉冲的啁啾,可以增加探测扰动的时间窗口大小,但是同时受到扰动大小的制约,不能任意增大时间窗口。

4 结 论

对两束线性啁啾脉冲的频域-时域相移直接映射模式的基本原理进行理论分析,得出在微扰和 $\beta_2^2 \Delta\omega^4 \gg 1$ 的条件下,将频谱干涉和一对线性啁啾脉冲(一个作为参考脉冲,另一个作为探测脉冲)结合起来可以实现单束脉冲瞬态时域相移的测量。得出在探测脉冲带宽一定的条件下,增大探测脉冲的啁啾可以减少这种方法的误差,但是受到外界扰动大小的制约,过量的啁啾将反而增大这种方法的误差。

参 考 文 献

- 1 Reynaud F, Salin F, Barthelemy A. Measurement of phase shifts introduced by nonlinear optical phenomena on subpicosecond pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(5): 275~277
- 2 Geindre J P, Audebert P, Rousse A *et al.*. Frequency-domain interferometer for measuring the phase and amplitude of a femtosecond pulse probing a laser-produced plasma [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(23):1997~1999

- 3 P. Audebert, P. Daguzan, A. Dos Santos *et al.*. Space-time observation of an electron gas in SiO₂ [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**: 1990~1993
- 4 Marques J R, Geindre J P, Amiranoff F *et al.*. Temporal and spatial measurements of the electron density perturbation produced in the wake of an ultrashort laser pulse[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(19): 3566~3569
- 5 Marques J R. Laser wakefield; experimental studies of nonlinear radial oscillations[J]. *Phys. Plasmas*, 1998, **5**: 1162~1177
- 6 Takahashi E. Observation of spatial asymmetry of THz oscillating electron plasma wave in a laser wakefield[J]. *Phys. Rev. E*, 2000, **62**: 7247~7250
- 7 Hideyuki Kotaki, Masaki Kando, Takatsugu Oketa *et al.*. Direct measurement of coherent ultrahigh wakefields excited by intense ultrashort laser pulses in a gas-jet plasma[J]. *Phys. Plasmas*, 2002, **9**: 1392~1400
- 8 C. W. Siders, S. P. Le Blanc, D. Fisher *et al.*. Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**: 3570~3572
- 9 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
- 10 J.-P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo *et al.*. Single-shot spectral interferometry with chirped pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**: 1612~1614
- 11 K. Y. Kim, I. Alexeev, H. M. Milchberg. Single-shot supercontinuum spectral interferometry[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**: 4124~4126
- 12 Y.-H. Chen, S. Varma, I. Alexeev *et al.*. Measurement of transient nonlinear refractive index in gases using xenon supercontinuum single-shot spectral interferometry [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**: 7458~7467