

两种光谱相位相干电场重构法对复杂脉冲测量的准确度比较^{*}

文锦辉[†] 雷 亮 焦中兴 赖天树 林位株

(中山大学物理系, 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 8 月 22 收到, 2005 年 11 月 30 收到修改稿)

借助数值模拟的方法, 比较了传统的光谱相位相干直接电场重构 (SPIDER) 法和延时受控无条纹光谱相位相干电场重构 (DCFF-SPIDER) 法对复杂脉冲测量准确度的差异, 并分析其内在的原因. 理论计算表明, 传统 SPIDER 方法在测量光谱和相位结构存在突变的复杂脉冲时, 通常会出现一定程度的偏差, 而 DCFF-SPIDER 方法能够保持很高的准确度.

关键词: 光谱相位相干直接电场重构法, 飞秒脉冲测量, 超快信息光学

PACC: 4280W, 4260F, 4265R

1. 引言

目前, 飞秒激光技术得到了极大的发展, 已能将可见及近红外激光脉冲的宽度压缩至 5 fs 以内^[1-3], 飞秒脉冲的带宽也更为宽广. 与此同时, 不断进步的脉冲整形技术^[4-6], 能够在超过 1000 个点上对飞秒脉冲的各个光谱成分进行幅度和相位的调制, 从而合成出各种结构的脉冲以适应不同的实际需要. 脉冲整形在相干控制化学反应^[7]、光通信编码^[8]、太赫兹辐射的控制^[9]、全光开关^[10]等方面都有重要的应用.

飞秒脉冲的产生、整形和应用, 需要精确地测量脉冲的形状和相位结构. 目前频率分辨光学开关 (FROG) 法^[11, 12]和光谱相位相干电场重构 (SPIDER) 法^[13-15]因相对简单和实用并能够给出脉冲的全部信息, 已成为评价飞秒脉冲的标准方法.

相对于 FROG 方法, SPIDER 法需要采集的数据量少、反演算法较简单、能实时监测并能实现单个脉冲的测量. 但是它不能准确测量相位和光谱结构较复杂的脉冲以及宽度大于 2 ps 的脉冲, 因而限制了它的应用. 由于脉冲整形技术常会合成出比较复杂的脉冲, 因而很少采用 SPIDER 法来监测脉冲特性的改变, 而主要选用 FROG 法. 但 FROG 法需采集大

量数据、反演算法复杂、难以实时测量. 脉冲的结构越复杂, 重构过程就越慢. 基于此, 我们最近提出了延时受控无条纹光谱相位相干电场重构法 (delay-controlled fringe-free SPIDER, 简称 DCFF-SPIDER)^[16], 它克服了传统 SPIDER 方法的局限性, 能快捷、准确地重构各种特性的脉冲, 可望有较广阔的应用前景, 尤其适用于整形脉冲的实时监测.

本文将借助数值模拟的方法, 比较传统 SPIDER 和 DCFF-SPIDER 方法测量复杂脉冲准确度的差异, 说明新方法的优越性并分析其内在的原因.

2. 理论分析

传统 SPIDER 法采用两个共线传播的相对延时为 τ 的待测脉冲的复制脉冲, 分别与一个啁啾长脉冲的频率差为 Ω 的单色成分进行和频, 产生一对频谱剪切的和频脉冲, 并发生光谱干涉. 其干涉光谱的强度分布可表示为^[13]

$$I(\omega) = D_1(\omega) + D_2(\omega) + 2\sqrt{D_1(\omega)D_2(\omega)} \times \cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau], \quad (1)$$

式中, $D_1(\omega)$ 和 $D_2(\omega)$ 分别表示单个和频脉冲的光谱强度, $\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega)$ 是待测脉冲的间隔为 Ω (称为光谱剪切量) 的光谱成分之间的相

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10274107, 60490295) 及中山大学青年教师科研启动基金资助的课题.

[†] E-mail: wenjh@sysu.edu.cn

位差.将求得各个频率的 $\Delta\phi(\omega)$ 值串联起来,就可重构脉冲的光谱相位 $\phi(\omega)$ 曲线.

传统 SPIDER 法的结构决定了 τ 是一个很大的量(一般为 $0.5\sim 5$ ps).这样,在和频脉冲的整个频谱范围内, $\omega\tau$ 值分布在几十个乃至百多个余弦函数的单值区间,于是干涉频谱图呈现明显的条纹.在干涉条纹的任一个峰或谷的附近(即 $\omega\tau \sim n\pi$ 对应的频率区域, n 为较大的整数),由于余弦函数的周期性,一个 $\cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau]$ 值可有两个 $\Delta\phi(\omega)$ 值与之对应,于是就不能求出唯一的 $\Delta\phi(\omega)$. 存在非唯一解的频率区域的数目等于干涉频谱中的峰和谷的总数.因而无法由(1)式直接求解出正确的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线.

为了重构脉冲的相位, SPIDER 法假定 $D_1(\omega)$, $D_2(\omega)$ 和 $\Delta\phi(\omega)$ 随 ω 的变化比 $\omega\tau$ 缓慢得多,于是将(1)式等号右端的项划分为直流和交流两个部分,并进行傅里叶变换滤波处理^[13],以求解 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线.这实际上是试图利用相邻频率的 $\Delta\phi(\omega)$ 值差异不大的关联性,来消除某些频率区域求解 $\Delta\phi(\omega)$ 的非唯一性.可是,上述假定只适用于光谱和相位曲线都比较平滑的简单脉冲,而不适用于光谱和相位结构存在突变的复杂脉冲.

如果待测脉冲的光谱和相位含有瞬变的信息,则(1)式中原来所谓的直流和交流成分之间的界限就不清晰.若对脉冲的干涉频谱进行傅里叶变换滤波处理, $t=0$ 和 $t=\pm\tau$ 这三个包络就会发生部分的重叠.例如,如果 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线中存在与 $\omega\tau$ 的变化快慢可比拟的交流成分,则该交流成分与 $\omega\tau$ 发生拍频,将产生 $\tau - \delta\Delta\phi(\omega)\delta\omega$ 和 $\tau + \delta\Delta\phi(\omega)\delta\omega$ 的傅里叶成分,这会导致 $t=+\tau$ 的包络向两边延展.一方面会与 $t=0$ 的包络混合,另一方面会存在超高延时的成分.这样 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线中的一部分信息将处于中心为 $t=+\tau$ 的有限宽度的滤波窗之外.类似地,如果 $D_1(\omega)$ 和 $D_2(\omega)$ 中含有与 $\omega\tau$ 的变化快慢相当的交流成分,则这些信息的傅里叶成分也将使 $t=0$ 的包络向上延展,从而有一部分会混入 $t=+\tau$ 的滤波窗内.上述两种情况都会导致滤波窗内所包含的信息,并非全部和纯粹的 $\Delta\phi(\omega) + \omega\tau$ 的信息.一部分 $\Delta\phi(\omega)$ 的信息被滤掉,而一部分 $D_1(\omega)$ 和 $D_2(\omega)$ 的信息混了进来.于是,重构出来的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线就会与实际曲线有一定程度的偏离.由于待测脉冲的 $\phi(\omega)$ 曲线是通过将相邻的 $\Delta\phi(\omega)$ 串联起来而得到的,因此只要在少数几个频率位置上

$\Delta\phi(\omega)$ 的值有偏差,就会显著改变 $\phi(\omega)$ 曲线的形状,从而使脉冲重构的准确度大大降低.待测脉冲越复杂,光谱和相位中存在的瞬变信息越多,出现偏差的机会就越大.

与传统 SPIDER 法不同,我们在文献[16]中提出的 DCFF-SPIDER 方法是使用单个复制脉冲与两个频率差为 Ω 的准单色长脉冲同时和频,并将产生的两个和频脉冲之间的延时 τ 精确设定为一个很小的数值,为 $\cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau]$ 成为单值函数创造了条件.具体而言,对特定的延时 τ ,若对应于和频脉冲的某个频率 ω_a ,有 $\omega_a\tau = m\pi + \pi/2$ (m 为某个很小的整数),则由(1)式可得

$$\Delta\phi(\omega) = \pm \arcsin\{[D(\omega) - D_1(\omega) - D_2(\omega)] \div [2\sqrt{D_1(\omega)D_2(\omega)}]\} - \alpha(\omega), \quad (2)$$

式中 $\alpha(\omega) = (\omega - \omega_a)\tau = (m\pi + \pi/2)(\omega - \omega_a)/\omega_a$. (2)式中,当 m 为奇(偶)数时,等号右端第一项取“+”(“-”)号.

(2)式能够给出 $\Delta\phi(\omega)$ 在 $\{-\pi/2 - \alpha(\omega), \pi/2 - \alpha(\omega)\}$ 范围内的唯一解,而且 $|\alpha(\omega)| \ll \pi/2$ 通常可以满足.对于大多数的待测脉冲,上述单值范围也是足够的.因此,只要调整合适的延时 τ ,并用光谱仪录得 $D_1(\omega)$, $D_2(\omega)$ 和 $D(\omega)$ 三条光谱曲线,就可利用(2)式逐点计算出 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线.不论待测脉冲的相位结构如何复杂,只要各个 $\Delta\phi(\omega)$ 的实际值都没有超出上述单值范围,脉冲重构就不会出现明显的偏差.由于 $D_1(\omega)$ 和 $D_2(\omega)$ 直接参与了 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线的计算,因此,即使它们当中存在多个瞬变信息,也不会影响求解的准确性.

3. 数值模拟和讨论

DCFF-SPIDER 系统的其中一个优点,是它可以通过显著增大和频脉冲之间的 τ 值转化为等效的 SPIDER 系统,这样可方便地比较两种脉冲重构方法多种性能的异同.

假设通过脉冲整形,得到了两个复杂的脉冲:脉冲 1 和脉冲 2.如图 1 所示,它们有相同的相位结构,在某个频率区域附近有一个跳变;并且它们的光谱基本相同,只是脉冲 2 在某处有一剧烈的变化.它们的脉冲宽度都约为 50 fs,中心圆频率 $\omega_0 = 2\pi \times 375$ THz(即中心波长 $\lambda_0 = 800$ nm).这些曲线都用 1024 个数据点表示.将它们作为待测脉冲,由 DCFF-SPIDER 系统进行测量.这里,假设通过双缝选取的

两个准单色长脉冲的圆频率分别为 $\omega_1 = 2\pi \times 375$ THz 和 $\omega_2 = 2\pi \times 376$ THz (即 $\Omega = 2\pi \times 1$ THz).

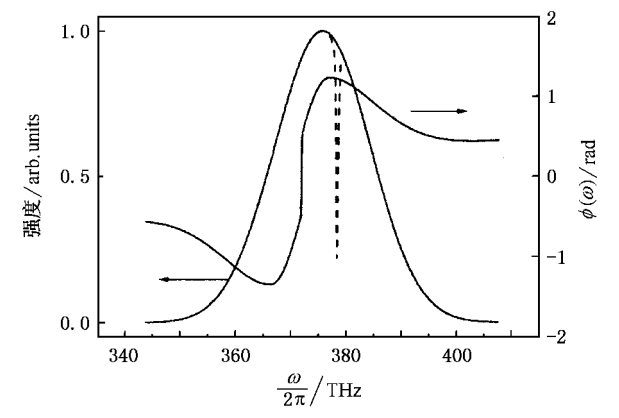


图 1 待测脉冲的光谱强度和相位曲线 脉冲 1 和脉冲 2 的曲线分别用实线和虚线表示,两个脉冲的相位曲线完全重合

首先调节 $\tau = 0.33$ fs,即对应于 $\omega_a = 2\pi \times 750$ THz,有 $\omega_a \tau = \pi/2$. 于是所有的 $\omega\tau$ 值处于单值区间 $\{0, \pi\}$ 的中央附近. 这样测得的两个脉冲的干涉频谱如图 2 所示. 从图 2 可以看出,干涉频谱图并无密集

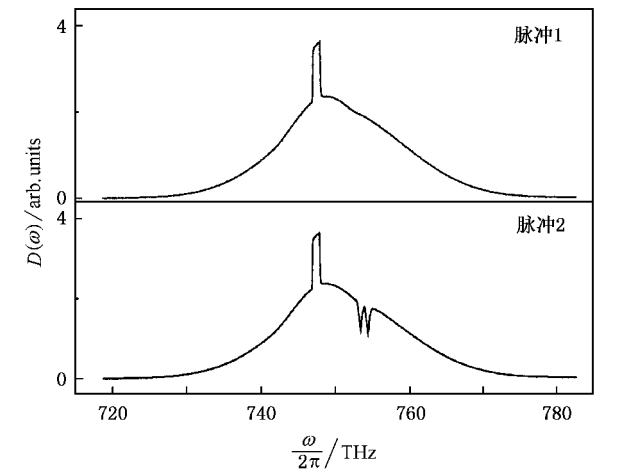


图 2 $\tau = 0.33$ fs 时两个待测脉冲的干涉频谱曲线

利用(1)式,可导出相应的 $\cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau]$ 曲线,实际上就是 $-\sin[\Delta\phi(\omega) + a(\omega)]$ 曲线. 两个待测脉冲的曲线是完全相同的,即脉冲 2 光谱中的瞬变成分对 $\Delta\phi(\omega)$ 的求解没有影响. 由于 $a(\omega)$ 是个小量,随频率 ω 作缓慢的线性变化,所以该曲线近似于 $-\sin[\Delta\phi(\omega)]$ 曲线,能够充分反映各处 $\Delta\phi(\omega)$ 的幅值和符号的信息(如图 3). 因为实际上每个

$\Delta\phi(\omega)$ 都没有超出单值范围 $\{-\pi/2 - a(\omega), \pi/2 - a(\omega)\}$,所以能直接从 $\cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau]$ 曲线导出准确的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线. 在理想条件下,脉冲重构不存在任何的误差.

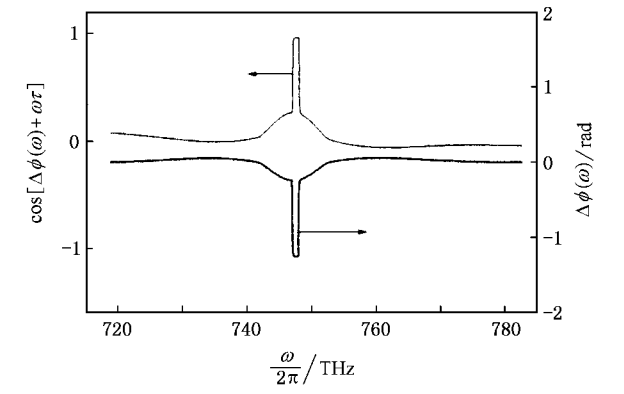


图 3 $\tau = 0.33$ fs 时求得两个待测脉冲的 $\cos[\Delta\phi(\omega) + \omega\tau]$ 曲线及实际的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线

若将延时 τ 显著增大,就可得到传统 SPIDER 的干涉频谱. 两个脉冲在延时 $\tau = 1300.25$ fs 的干涉频谱如图 4 所示. 由于 $\omega\tau \gg |\Delta\phi(\omega)|$,干涉图案主要由 $\omega\tau$ 决定,呈现稠密的干涉条纹, $D_1(\omega)$, $D_2(\omega)$ 和 $\Delta\phi(\omega)$ 中的瞬变信息隐藏在干涉条纹之中.

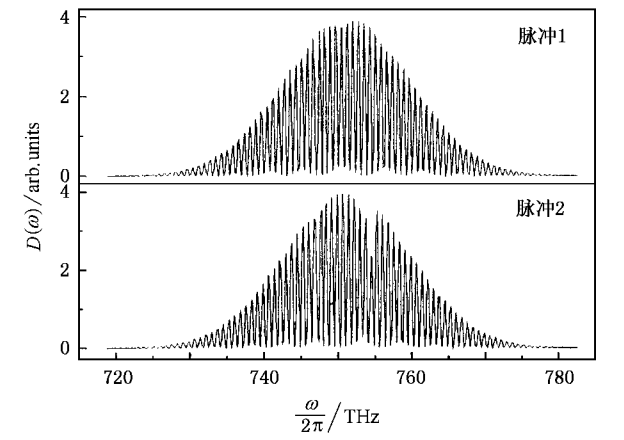


图 4 $\tau = 1300.25$ fs 时两个待测脉冲的干涉频谱曲线

脉冲相位的重构依照传统 SPIDER 的标准程序. 在对干涉频谱作傅里叶变换之前,先将数据点增加到 4096,并设置滤波窗的宽度等于延时 τ . 这样重构得到两个脉冲的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线如图 5 (只画出了与实际曲线有差异的部分)所示. 从图 5 可以看出,在脉冲的光谱和相位存在突变的频率区域附近,重构的 $\Delta\phi(\omega)$ 值出现了一定程度的偏差. 这表明有限宽度的滤波窗无法包含全部和纯净的 $\Delta\phi(\omega)$ 信息. 若

将计得的 $\Delta\phi(\omega)$ 串联起来,就可得到 $\phi(\omega)$ 曲线.另外,我们还发现 $\phi(\omega)$ 曲线的重构对 τ 值非常敏感,图 6 给出了 τ 值在 1300 fs 附近作微小变化时得到脉冲 1 的 $\phi(\omega)$ 曲线及其与实际曲线的偏差(用 $\delta\phi(\omega)$ 表示).表明在串联 $\Delta\phi(\omega)$ 的时候,在某些条件下 $\Delta\phi(\omega)$ 的误差会累积起来,从而导致较大的偏差,而有时误差又会部分抵消,得到较为接近实际的结果.这种情况会随 τ 值的缓慢变化周期性地出现.

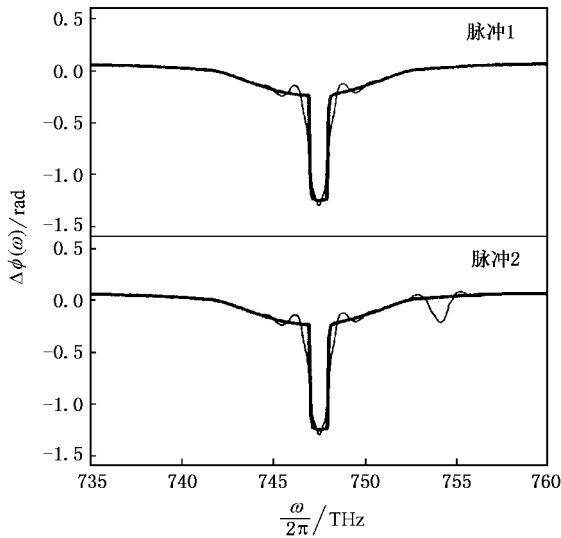


图 5 在 $\tau = 1300.25$ fs 时计得的两个待测脉冲的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线的局部 粗线为实际的曲线

本文采用文献 [17] 中定义的均方根光场误差,来表征传统 SPIDER 方法重构脉冲的准确度,

$$\epsilon = \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left(|\delta\tilde{E}(\omega)|^2 + |\delta\phi(\omega)|^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

式中 $|\tilde{E}(\omega)|^2$ 是待测脉冲频率为 ω 的光谱成分的强度,它满足归一化条件

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega = 1.$$

$|\delta\tilde{E}(\omega)|$ 表示重构的光谱振幅偏离实际值的幅度. ϵ 的取值在 0—2 之间, $\epsilon < 0.02$, $0.02 < \epsilon < 0.1$ 和 $\epsilon > 0.1$ 分别表示脉冲重构的准确性较高、一般和较差.

因本文只讨论相位重构的偏差,所以设 $|\delta\tilde{E}(\omega)| = 0$. 由 (3) 式计得,当 $\tau = 1300.25$, 1300.43 和 1300.65 fs 时,脉冲 1 的重构误差 ϵ 分别为 0.080, 0.049 和 0.068,属于重构准确度一般,但个别已接

近准确度较差的边缘.

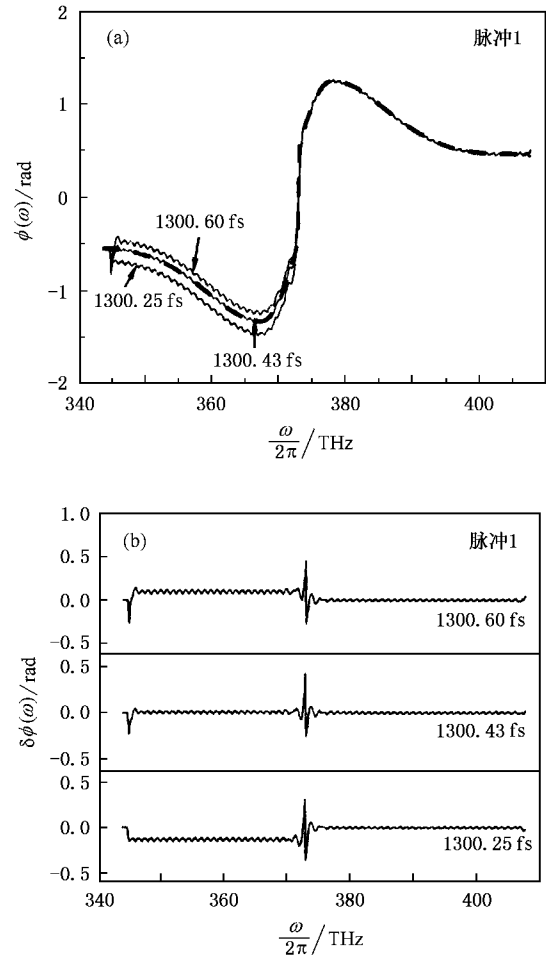


图 6 τ 值在 1300 fs 附近作微小变化时得到脉冲 1 的 $\phi(\omega)$ 曲线及其与实际曲线的偏差 (a)在不同 τ 值下重构的 $\phi(\omega)$ 曲线(虚线为实际的曲线)(b)重构与实际的 $\phi(\omega)$ 曲线的偏差

另外,由图 5 可知,在相同条件下重构的脉冲 2 的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线的误差要比脉冲 1 更大.通过串联得到脉冲 2 的 $\phi(\omega)$ 曲线如图 7 所示.由 (3) 式可得 $\epsilon = 0.15$,属准确度较差.经傅里叶变换将脉冲 1 和脉冲 2 转换为时域表示,可得到它们的强度包络和相位曲线(图 8).从图 8 可以看出,这些曲线与实际的曲线相比,有一定程度的偏离,其中脉冲 2 的偏差比脉冲 1 更显著.

以上的计算结果表明,在重构复杂脉冲的时候,如果 $\tau \gg |\delta\Delta\phi(\omega)|\delta\omega$ 且 $\tau \gg |\delta D_1(\omega)|\delta\omega$ 的条件不能同时满足,传统 SPIDER 法就会出现一定的误差,准确度就降低.事实上,上述两个待测脉冲分别只有一、二个瞬变成分,并不算太复杂.如要测量的是存在更多突变的复杂脉冲,传统 SPIDER 法的准确度必将进一步降低.重构出的 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线的误

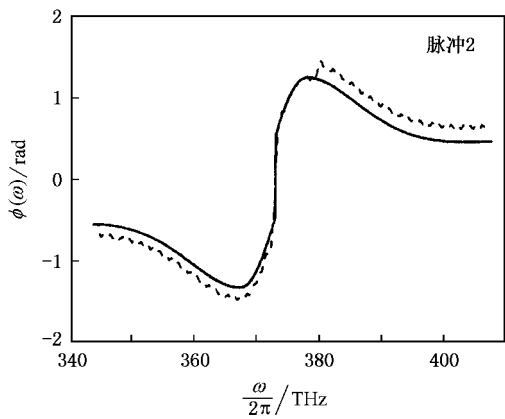


图 7 $\tau = 1300.25$ fs 时脉冲 2 的 $\phi(\omega)$ 曲线 虚线为重构曲线, 实线为实际曲线

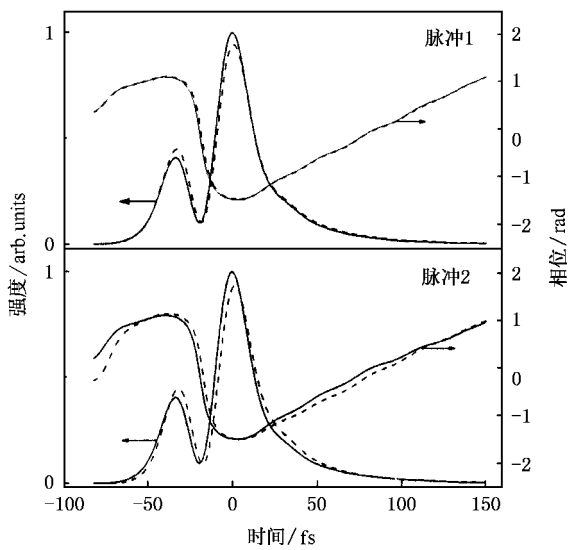


图 8 $\tau = 1300.25$ fs 时两个脉冲的时域包络和相位曲线 虚线为重构曲线, 实线为实际曲线

差, 在将各个 $\Delta\phi(\omega)$ 值串联起来的过程中必有一定程度的累积, 而能大致抵消的可能性极小. 相反, 只要单值条件 $-\pi/2 - \alpha(\omega) < \Delta\phi(\omega) < \pi/2 - \alpha(\omega)$ 得到满足, DCFF-SPIDER 法就能够保持很高的准确度.

这种准确性并不依赖于待测脉冲的具体特性.

另外, 传统 SPIDER 法的准确度显然与测量系统的参数选择有关. 由于要求 $\tau \gg |\delta\Delta\phi(\omega)\delta\omega|$ 并且 $\tau \gg |\delta D_1(\omega)\delta\omega|$, 所以待测脉冲的光谱强度和相位曲线中存在的突变越迅剧, τ 值就必须越大, 但这又受到光谱仪分辨率等因素的限制. 问题是在测量脉冲的时候, 脉冲的具体特性是未知的, 即不可预计 $|\delta\Delta\phi(\omega)\delta\omega|$ 和 $|\delta D_1(\omega)\delta\omega|$ 的具体大小, 这样就难以设置适当的 τ 值. 而且由于突变常常是小范围的, 只占整个曲线的较小部分, 所以与之有关的傅里叶成分的幅值会比较小, 容易淹没在遍布时间轴的噪声中而无法分辨. 因此, 在实际的脉冲重构过程中, 很难判断是否有一部分实际的相位信息被滤去, 或者有若干光谱信息混入滤波窗内, 从而导致误差的产生. 尽管增大滤波窗的宽度能容纳更多的 $\Delta\phi(\omega)$ 信息, 但同时也将纳入更多的噪声, 而且光谱强度的瞬变信息也更容易混入. 此外, Ω 值不同就意味着 $\Delta\phi(\omega)$ 曲线不同, 对应的傅里叶成分的分布也不一样, 自然也会影响相位重构的结果. 总之, 传统 SPIDER 法重构脉冲相位的准确度与脉冲的具体特性以及选择的系统参数有关. 测量简单脉冲的准确度, 通常要比复杂脉冲高得多.

4. 结 论

本文借助数值模拟的方法, 比较了传统 SPIDER 和 DCFF-SPIDER 方法对复杂脉冲的测量准确度的差异, 并分析了其中的机理. 计算结果表明, 传统 SPIDER 法在测量复杂的脉冲时, 通常会出现一定程度的偏差, 而新方法能够保持很高的准确度.

本文给出的是在无噪声的理想条件下的理论结果. 关于噪声和其他实验条件限制对 DCFF-SPIDER 方法测量精确度的影响以及相应的改进措施, 将在以后的文章中详细讨论. 相关的实验工作也正在开展中.

[1] Morgner U, Kärtner F X, Cho S H et al 1999 *Opt. Lett.* **24** 411
[2] Baltuska A, Wei Z, Pshenichnikov M S et al 1997 *Appl. Phys. B* **65** 175
[3] Sun T, Wong K S, Zhang W L et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2281 (in Chinese) [孙涛、黄锦圣、张伟力等 2002 物理学报 **51** 2281]

[4] Takasago K, Takekawa M, Suzuki M et al 1998 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4** 346
[5] Weiner A M, Leaird D E, Patel J S et al 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 908
[6] Weiner A M 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1929
[7] Assion A, Maupert T, Bergt M et al 1998 *Science* **282** 919



[8]

Salehi J A , Weiner A M , Heritage J P 1990 *J. Lightwave Technol.* **8** 478

[9]

Liu Y , Park S , Weiner A M 1996 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2** 709

[10]

Weiner A M , Silberberg Y , Fouckhardt H *et al* 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2648

[11]

Kane D J , Trebino R 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 571

[12]

Deng L , Liao R , Liu Y X *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1938(in Chinese) [邓 莉、廖 睿、刘叶新等 2003 物理学报 **52** 1938]

[13]

Iaconis C , Walmsley I A 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 501

[14]

Chai L , He T Y , Gao F *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1487

[15]

Chai L , He T Y , Yang S J *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 114(in Chinese) [柴 路、何铁英、杨胜杰等 2004 物理学报 **53** 114]

[16]

Lei L , Wen J H , Jiao Z X *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 244(in Chinese) [雷 亮、文锦辉、焦中兴等 2006 物理学报 **55** 244]

[17]

Dorror C , Walmsley I A 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1019

Comparison of accuracy between two spectral phase interferometric methods in the characterization of complex pulses^{*}

Wen Jin-Hui Lei Liang Jiao Zhong-Xing Lai Tian-Shu Lin Wei-Zhu
(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology , Department of Physics ,
Sun Yet-Sen University , Guangzhou 510275 , China)
(Received 22 August 2005 ; revised manuscript received 30 November 2005)

Abstract

By means of numerical simulation , a comparison is made between conventional spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER) and delay-controlled fringe-free SPIDER (DCFF-SPIDER) in the accuracy of characterization of complex pulses . The results show that errors occur likely when complex pulses with abrupt variations in spectra or/and phases are characterized with conventional SPIDER , while DCFF-SPIDER can give high accuracy . The underlying reasons for this difference are discussed .

Keywords : spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction , characterization of femtosecond pulses , ultrafast optics
PACC : 4280W , 4260F , 4265R

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 10274107 , 60490295) and the Science Foundation for Young Teachers of Sun Yet-Sen University , China .