

# 用 SPIDER 法测量超宽带钛宝石振荡器的激光脉宽研究

王 鹏 赵 环 赵研英 王兆华 田金荣 李德华 魏志义<sup>†</sup>

(中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

(2006 年 3 月 20 日收到 2006 年 6 月 2 日收到修改稿)

用 SPIDER 方法测量了超宽带钛宝石振荡器输出激光的脉宽,得到 7.86 fs 的测量结果,这是目前国内所报道的仅用啁啾镜补偿色散、直接从振荡器输出的最短激光脉冲.简要介绍了振荡器的基本结构和 SPIDER 方法测量装置,并对计算得到的光谱相位进行了讨论和分析.

关键词:超宽带, SPIDER, 光谱相位, 色散

PACC: 4260, 4265F

## 1. 引 言

超短脉冲在非线性光学以及时间分辨光谱学中都有着重要应用<sup>[1]</sup>. 亚 10 fs 激光器早在 10 多年前国外就有相关报道<sup>[2]</sup>, 目前利用啁啾镜和棱镜对相结合可从振荡器直接产生 5 fs 激光脉冲<sup>[3,4]</sup>. 近年来, 输出 10 fs 以下的振荡器国内也有了相关报道<sup>[5]</sup>, 但这些获取亚 10 fs 激光脉冲的方法或是利用棱镜对、光栅和啁啾镜等元件组合补偿腔内色散而得到, 或是利用空心光纤将光谱展宽后利用色散元件将脉冲压缩获得, 因而整个系统昂贵繁琐, 且振荡腔的腔型复杂. 最近, 我们研究小组利用完全采用啁啾镜补偿色散的简单四镜腔型钛蓝宝石振荡器获得了小于 10 fs 的超宽带飞秒激光脉冲, 该成果是目前国内所报道的仅用啁啾镜补偿色散, 直接从振荡器输出的光谱最宽、脉宽最短的飞秒激光脉冲.

随着飞秒激光脉冲的不断缩短, 对脉冲宽度的准确测量已成为一个具有挑战性的关键问题. 虽然利用传统的自相关技术(干涉自相关或强度自相关)可以较为准确的测量数十飞秒的激光脉冲宽度, 但它不能给出脉冲的相位、形状等重要信息, 且对于 10 fs 以下的激光脉冲, 采用该方法测量其宽度是极不准确的, 因为测量到的相关曲线宽度, 必须除以一个数值  $D$  后才是其脉冲宽度, 而  $D$  的大小需要依

据事先假定的时域脉冲形状(如高斯型或双曲型等)来确定, 利用不同的  $D$  值计算得到的脉宽有一定的差别, 这些差别对于较长的激光脉冲或许关系不大, 但对于 10 fs 以下的飞秒脉冲则影响很大, 而且事先假定的脉冲形状可能很不准确, 因为 10 fs 以下的飞秒脉冲往往表现出复杂的结构, 而非简单的高斯型或双曲型等线型. 特别是对于干涉自相关法, 需将测量到的干涉条纹数换算成脉冲宽度, 换算过程要用到飞秒脉冲的波长, 我们一般取其中心波长, 但 10 fs 以下激光脉冲具有很宽的光谱范围, 只取其中心波长计算是不准确的. 对于 10 fs 以下的飞秒脉冲, 欲获得准确的时域脉冲宽度, 直接测量当然是不可能的, 人们经过多年的努力, 先后成功提出了多种测量方法, 其中频率分辨光学开关法(FROG)<sup>[6]</sup>和光谱相位干涉电场重构法(SPIDER)<sup>[7]</sup>等方法应用较为广泛, 由于 FROG 需要采集大量数据并对其进行繁杂的迭代运算才能得到结果, 相对而言, 由于 SPIDER 法具有测量过程没有硬件移动、无需迭代运算等优点, 因而可作为实时测量的适用工具, 因此本文采用 SPIDER 测量方法, 它是利用其光谱强度和相位数据经傅里叶变换得到其时域波形, 从而获得脉冲宽度. 我们用 SPIDER 法测量了自建的超宽带钛宝石振荡器输出激光脉冲的光谱相位, 再结合其光谱强度数据利用傅里叶变换得到其时域脉冲波形, 从而获得了 7.86 fs 的脉宽测量结果, 本文同时

<sup>†</sup> E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

也对激光脉冲的光谱相位进行了一定的讨论和分析.

## 2. 实验装置

图 1 是我们自建的超宽带飞秒振荡器的实验装置图,为了尽可能减小色散并保证有足够的激光输出效率,振荡器中所采用的钛蓝宝石晶体是具有重掺杂浓度的薄片,其通光长度仅为 2 mm,掺杂浓度约为 0.4 wt%,对 532 nm 波长的吸收系数为  $6.5 \text{ cm}^{-1}$ ,FOM 值大于 150.激光腔为四镜 Z 形结构, $\text{CM}_1$ — $\text{CM}_3$  均为腔内啁啾反射镜,其中  $\text{CM}_1$  是在 580—1020 nm 波段反射率大于 99.6% 的平面反射镜,在 700—1000 nm 波段内二阶色散的平均值为  $-60 \text{ fs}^2$ ;  $\text{CM}_2$  和  $\text{CM}_3$  均是曲率半径为 50 mm 的啁啾反射镜,其在 503—535 nm 波段的透过率大于 90%,在 700—950 nm 波段的反射率大于 99.9%,在 680—940 nm 波段的二阶色散的平均值为  $-50 \text{ fs}^2$ . 输出镜 OC 采用透过率随增益分段取值的特殊设计,在 680—730 nm 及 950—1100 nm 低增益波段的透过率为 4%,而在 700—900 nm 高增益波段的透过率为 10%. 这样的设计相当于降低了低增益区的激光阈值,提高了高增益区的激光阈值,从而有利于宽带激光光谱的获得,它的反射膜所引入的二阶色散相当小,基本上可以忽略不计.腔内正色散是 2 mm 钛蓝宝石晶体产生的  $116 \text{ fs}^2$  和 80 cm 空气产生的  $18 \text{ fs}^2$ ,腔内色散接近零.  $\text{CM}_4$  和  $\text{CM}_5$  都是腔外啁啾反射镜,用于补偿输出耦合镜及后面的测量装置中分束片引入的正色散,其中  $\text{CM}_4$  在 500—1000 nm 波段的反射率大于 99.6%,在 500—930 nm 波段内二阶色散的平均值为  $-40 \text{ fs}^2$ ;  $\text{CM}_5$  的参数与  $\text{CM}_1$  一样. WG 为熔石英材料的尖楔对,顶部角度为  $2^\circ 48'$ ,最薄处仅  $200 \mu\text{m}$ ,它们组合可引入  $15 \text{ fs}^2$ — $110 \text{ fs}^2$  的正色散,用来精确调节激光脉冲在腔外的色散.

图 2 是 SPIDER 测量装置图,用来测量图 1 中输出激光脉冲的光谱相位.  $\text{BS}_1$ — $\text{BS}_3$  均为分束片,其中  $\text{BS}_1$  的厚度为 2 mm,  $\text{BS}_2$  和  $\text{BS}_3$  的基片都是熔石英,厚度均为 1 mm;  $\text{SF}_{10}$  为布鲁斯特角切割的重玻璃,材料是  $\text{SF}_{10}$ <sup>[8]</sup>,通光长度为 80 mm,用于充分展宽经  $\text{BS}_1$  透过的激光脉冲;  $\text{BBO}$  为 I 类相位匹配晶体,厚  $20 \mu\text{m}$ ; 光谱仪是 Ocean Optics 公司产的 HR2000 系列光纤光谱仪; 装置中的其他  $45^\circ$  平面全反镜以及抛物面镜和凹面镜均为银膜反射镜. 激光

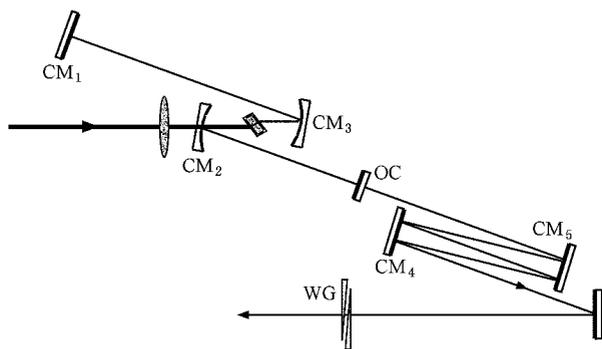


图 1 啁啾镜补偿色散的超宽带飞秒激光装置  $\text{CM}_1$ — $\text{CM}_5$  为啁啾镜, OC 为输出耦合镜, WG 为尖楔对

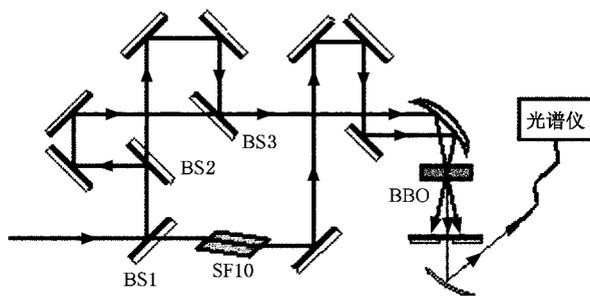


图 2 SPIDER 测量装置图  $\text{BS}_1$ — $\text{BS}_3$  为分束片,  $\text{SF}_{10}$  为  $\text{SF}_{10}$  重玻璃

脉冲进入测量装置后,经  $\text{BS}_1$  分为两束,透射的一束通过重玻璃  $\text{SF}_{10}$  进行时域展宽而产生具有较强啁啾特性的长脉冲;反射的一束经过类似迈克尔逊干涉仪的双臂延时后形成原光脉冲的两个拷贝但相互间具有确定时间延时  $\tau$ ,它们先后在  $\text{BBO}$  晶体中与展宽后的啁啾激光脉冲进行频率上转换<sup>[9]</sup>,产生的相干光谱由光谱仪接收.由于延时后的双脉冲是与展宽后的啁啾脉冲的不同时间片断(即不同频率)进行和频变换,因而产生的两个和频脉冲相互间具有时间延时  $\tau$  且光谱频移  $\delta\nu \approx \Delta\nu\tau/T$ ,它们在光谱仪中形成频域干涉条纹.因此对时间延时  $\tau$  和频移量  $\Omega$  的选择必须满足一定的条件,首先,展宽后的啁啾脉冲必须足够宽以确保在原脉冲宽度时间片断内是准连续的(即频率变化不大),假设待测脉冲光谱宽度(频率)为  $\Delta\nu$ ,其对应衍射极限脉宽为  $\Delta t$ ,展宽后的啁啾脉冲宽度为  $T$ ,所用光谱仪在和频波长附近的频率分辨率为  $\gamma$ ,由于光谱干涉条纹的频率周期大致等于  $1/\tau$ ,因此  $\tau$  的取值不能太大以免超过光谱仪的分辨率(一般每条纹 5 个采样点以上),但也不能太小,必须保证傅里叶变换时在时域上能够与直流分量分隔开,以便进行时域滤波( $\tau$  可取 10 倍

衍射极限以上) ;其次,频移量必须满足抽样定理,这可以通过选择合适的展宽器色散量得到满足.因此上述条件可用公式简单表示为  $10\Delta t < \tau < 1/5\gamma, T > 200\Delta t, \tau/T = 5\% - 20\%$ . 注意上述频率与角频率相差  $2\pi$ , 即  $\Omega = 2\pi\delta\nu, \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ .

### 3. 实验结果及讨论

如图 1 所示,从振荡器输出的激光脉冲在啁啾镜  $CM_4$  和  $CM_5$  上分别反射了两次,经过我们计算,它们产生的负色散刚好补偿由输出耦合镜 OC、尖楔对 WG 以及图 2 中经 BS1 反射的那束激光引入的正色散.图 3 是实验中光谱仪测量到的光谱相干强度曲线,由于进行光谱相干的两束激光的强度并非完全相等,所以某些干涉条纹的最小值不为零;由于 BBO 晶体的厚度仅为  $20 \mu\text{m}$ ,产生和频激光的效率必然很低,某些光谱成分强度太弱以至于光谱仪的 CCD 探测不到,因此图 3 中的相干光谱宽度较窄.

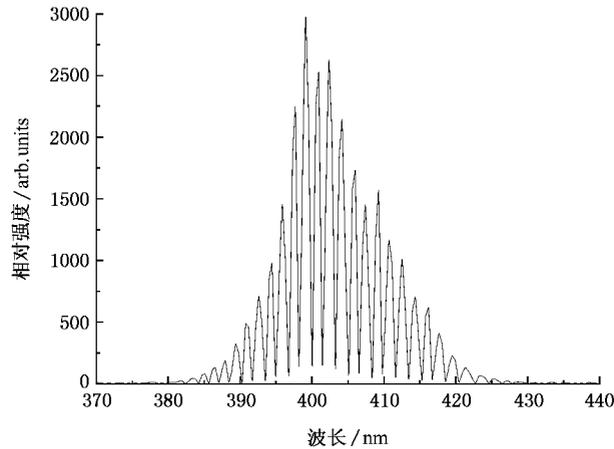


图 3 光谱相干强度曲线

利用图 3 中的光谱相干数据,经傅里叶变换、时域滤波、反傅里叶变换后做一定的数据处理,即可获得原输入脉冲的光谱相位,详见文献 [10]. 实验中我们测得延时  $\tau = 263 \text{ fs}$ , 频移  $\Omega = 3.33 \times 10^{13}$ , 图 4 (b) 是经计算得到的光谱相位曲线,而图 4 (a) 是用光谱仪测得原输入脉冲的光谱强度曲线,可以看出,在光谱成分较弱的位置,由于信噪比较低,计算出的光谱相位存在一定的振荡噪声,不过光谱相位的整体变化趋势是显而易见的.假定激光脉冲的光谱相位为  $\varphi(\omega)$ , 将其在频率  $\omega_0$  处 Taylor 展开, 则会有

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1[\omega - \omega_0] + \varphi_2[\omega - \omega_0]^2/2!$$

$$+ \varphi_3[\omega - \omega_0]^3/3! + \dots,$$

其中,  $\varphi_0 = \varphi(\omega_0), \varphi_1 = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}$  (一阶色散),  $\varphi_2 = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$  (二阶色散),  $\varphi_3 = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}$  (三阶色散), ... 下面分别讨论它们的物理意义,假设脉冲的光谱

振幅为  $\tilde{E}(\omega)$ , 时域振幅为  $E(t)$ . 若光谱相位为  $\varphi_0$ , 则将  $\tilde{E}(\omega)e^{i\varphi_0}$  傅里叶变换到时域的表达式为  $C_0 E(t)e^{i\varphi_0}$ , 表明  $\varphi_0$  为时域绝对相位;若光谱相位为  $\varphi_1[\omega - \omega_0]$ , 则将  $\tilde{E}(\omega)e^{i\varphi_1[\omega - \omega_0]}$  傅里叶变换到时域的表达式为  $C_1 E(t + \varphi_1)$ , 可以看出,  $\varphi_1$  恰为时域延时;同理,若光谱相位为  $\varphi_2[\omega - \omega_0]^2/2!$ , 则时域相位为  $\phi(t) = t^2/2\varphi_2$ , 由此可得到时域频率为  $\omega_{\text{inst}} = \frac{d\phi(t)}{dt} = t/\varphi_2$ , 该式表明时域频率随时间而线性增加,也就是说此脉冲具有线性啁啾特性;同理,若光谱相位为  $\varphi_3[\omega - \omega_0]^3/3!$ , 则脉冲具有二次啁啾特性.

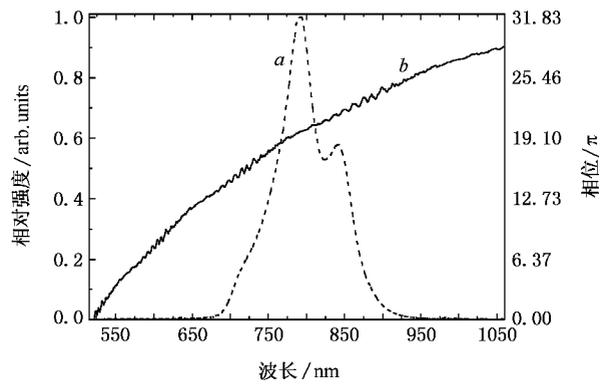


图 4 原输入脉冲的光谱强度和计算得到的光谱相位曲线 (a) 光谱强度曲线 (b) 光谱相位曲线

由以上讨论可知,当光谱的二阶或二阶以上色散不为 0 时,该激光就是啁啾脉冲<sup>[11]</sup>, 而一阶色散对脉冲时域波形并不影响.图 4 中的光谱相位随频率的变化关系如图 5 中曲线 A 所示,将曲线 A 进行线性拟合则可得到曲线 B, 对比两条曲线,两者符合较好,说明光谱相位随频率基本上是线性变化的,也就是说光谱只具有一阶色散,而二阶或二阶以上色散几乎为 0, 即原激光脉冲基本上不带啁啾,已接近傅里叶变换极限.

利用图 4 中的光谱强度和相位数据进行傅里叶变换,即可得到激光脉冲的时域波形,它的强度曲线

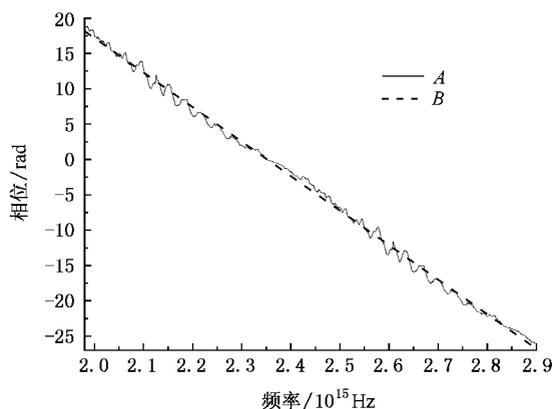


图 5 光谱相位随频率的变化曲线 (A 为原始曲线;B 为线性拟合曲线)

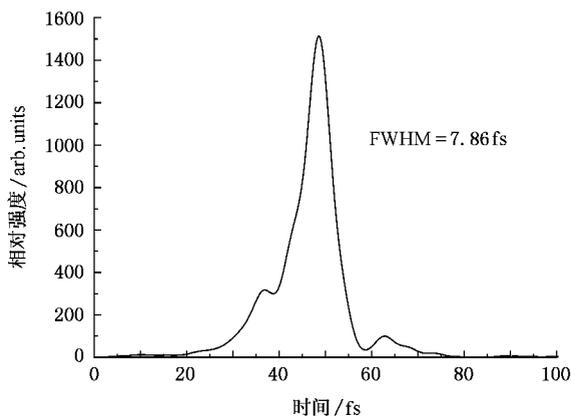


图 6 激光脉冲的时域波形强度曲线

如图 6 所示,半高全宽(FWHM)为 7.86 fs.作为对比验证,图 7 是用奥地利 Femtolasar 公司生产的商用干

涉自相关仪测量的自相关曲线,它测得半高全宽的条纹数是 5.4,给出了 7.5 fs 的脉冲宽度结果.两者的测量结果是相接近的,但 SPIDER 测量的结果经证明更为准确,因此可以确定,我们振荡器输出的最短脉宽为 7.86 fs,这是目前国内所报道的仅用啁啾镜补偿色散、直接从振荡器输出的最短激光脉宽.

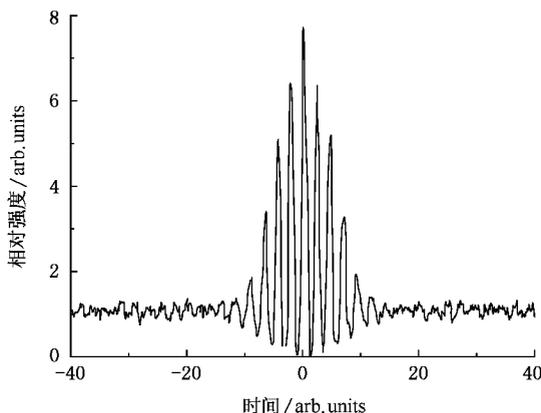


图 7 自相关曲线

## 4. 结 论

我们利用 SPIDER 测量装置,对自建的超宽带钛宝石振荡器的输出脉冲进行了测量,经计算获得其光谱相位,它基本上随频率线性变化,说明光谱无高阶色散,即激光脉冲不带有啁啾.最后利用光谱强度和相位数据,还原了脉冲时域波形,得到了 7.86 fs 的测量结果,该结果是目前国内所报道的仅用啁啾镜补偿色散、直接从振荡器输出的最短激光脉冲宽度.

- [ 1 ] Cerullo G, Lanzani G, Nisoli M *et al* 2000 *Appl. Phys. B* **71** 776
- [ 2 ] Fork R L, Brito C H, Cruz *et al* 1987 *Opt. Lett.* **12** 483
- [ 3 ] Morgner U, Kartner F X, Cho S H *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 411
- [ 4 ] Ell R, Fujimoto J G, Kartner F X *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 373
- [ 5 ] Liao Rui, Wen J H, Liu Z G *et al* 2002 *Science in China* **47** 345
- [ 6 ] Wang Z H, Wei Z Y, Teng H *et al* 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 362 (in Chinese)[王兆华、魏志义、滕浩等 2003 物理学报 **52** 362]
- [ 7 ] Gallmann L, Sutter D H, Matuschek N *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 1314
- [ 8 ] Zhang Z G, Sun H 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 1080 (in Chinese)

- [ 张志刚、孙虹 2001 物理学报 **50** 1080 ]
- [ 9 ] Liu T Z, Wang T, Qian L J *et al* 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1268 (in Chinese)[吕铁铮、王涛、钱列加等 2002 物理学报 **51** 1268]
- [ 10 ] Wang P, Wang Z H, Wei Z Y *et al* 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 3004 (in Chinese)[王鹏、王兆华、魏志义等 2004 物理学报 **53** 3004]
- [ 11 ] Tian J R, Sun J H, Wei Z Y *et al* 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 1200 (in Chinese)[田金荣、孙敬华、魏志义等 2005 物理学报 **54** 1200]

# Pulse width measurement of ultra-broad-bandwidth Ti :sapphire oscillator using SPIDER technique

Wang Peng Zhao Huan Zhao Yan-Ying Wang Zhao-Hua Tian Jin-Rong Li De-Hua Wei Zhi-Yi<sup>†</sup>

( *Laboratory of Optical Physics , Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics ,  
Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China* )

( Received 20 March 2006 ; revised manuscript received 2 June 2006 )

## Abstract

The pulse width generated by an ultra-broad-bandwidth Ti :sapphire oscillator is measured using SPIDER technique. The measurement result is 7.86 fs , which is , as presently reported in China , the shortest pulse output directly from an oscillator in which only chirped mirrors was used to compensate for the laser dispersion. Layout of the oscillator and the SPIDER setup are introduced in details , and the spectral phase of the laser pulse obtained through calculation is discussed.

**Keywords** : ultra-broad-bandwidth , SPIDER , spectral phase , dispersion

**PACC** : 4260 , 4265F

---

<sup>†</sup> E-mail : zywei@aphy.iphy.ac.cn