

## 不同波长飞秒脉冲的相位测量\*

张慧<sup>1)</sup> 卢娟<sup>1)</sup> 文锦辉<sup>1)†</sup> 雷亮<sup>2)</sup> 焦中兴<sup>1)</sup> 赖天树<sup>1)</sup>

1)(中山大学物理科学与工程技术学院,光电材料与技术国家重点实验室,广州 510275)

2)(广东工业大学物理与光电工程学院,广州 510006)

(2010年12月29日收到;2011年8月11日收到修改稿)

飞秒脉冲技术的不断发展能够较方便地产生不同波段和结构特性的飞秒脉冲. 对已有的改进型零附加相位光谱相位相干电场重构系统进行优化整合,使之胜任不同特性飞秒脉冲的测量. 利用该系统测量了两台飞秒激光系统输出不同波长的脉冲及其通过厚度为 80 mm 的 BK7 玻璃块而得到的啁啾脉冲. 实验结果表明,该系统的适用范围较宽.

**关键词:** 光谱相位相干直接电场重构法, 飞秒脉冲测量, 波长

**PACS:** 42. 65. Re, 42. 30. Rx, 42. 25. Hz

## 1. 引言

超短激光脉冲技术经历了几十年的不断发展,飞秒脉冲已成为很多研究和应用领域的重要工具. 结合各种非线性频率变换技术,人们已经能够较方便地得到从紫外到红外波段的不同结构特性的飞秒脉冲<sup>[1-6]</sup>. 目前许多飞秒激光振荡器、光参量振荡器以及光参量放大器都能够在较宽的范围内调谐. 在此情况下,人们自然也希望能拥有一台适用范围较宽的脉冲测量装置,能够较方便地测量不同波段、带宽和脉冲宽度的超短脉冲. 目前光谱相位相干直接电场重构(SPIDER)法已成为飞秒脉冲测量的主要工具之一<sup>[7-10]</sup>,研究人员为扩充它的适用性作了多方面的努力. 例如,零附加相位的光谱相位相干电场重构法<sup>[11]</sup>可避免在测量过程中引入附加相位,从而提高了脉冲重构的准确性,尤其适用于宽频带的飞秒脉冲;空间编码型光谱相位相干电场重构(SEA-SPIDER)法<sup>[12]</sup>显著降低了测量系统对光谱仪分辨率的要求,并且能准确测量结构比较复杂的脉冲. 我们最近提出的改进型零附加相位的光谱相位相干电场重构(MZAP-SPIDER)系统<sup>[13]</sup>以及同期出现的滤波片 SEA-SPIDER 方法<sup>[14]</sup>和宽时间范围光谱剪切干涉法<sup>[15]</sup>都能准确测量啁啾脉冲,因而能够测量较大脉冲宽度范围内的超短脉冲. 但后两

种方法并不能方便地测量不同波长和不同带宽的飞秒脉冲.

本文通过对已有 MZAP-SPIDER 系统实施进一步的优化整合,使之成为一台通用型的脉冲测量系统,能够胜任不同特性的超短脉冲的测量. 在实验上,利用新系统测量了不同中心波长的飞秒脉冲,证明了该系统的通用性.

## 2. 实验系统的优化

如文献[7]所述,为了保证脉冲相位重构的准确性,SPIDER 系统在参数设置上有以下要求:若待测脉冲的带宽为  $\Delta\omega$ ,则参与和频的两个准单色辅助脉冲(片段)的带宽  $\delta\omega \leq \Delta\omega/100$ ,而它们的圆频率差  $\Omega$ (即光谱剪切量)应为  $\Delta\omega$  的 5%—10%. 一旦完成了系统参数校正,在实际测量过程中要求  $\Omega$  不发生变化,而  $\delta\omega \leq \Delta\omega/100$  始终得到满足,否则需重新进行系统参数的调整和校正. 而传统的 SPIDER 系统以及其他采用强啁啾脉冲作为辅助脉冲的测量系统,其参数  $\Omega$  和  $\delta\omega$  与待测脉冲的啁啾量和脉冲宽度有关,因而在测量啁啾脉冲和其他复杂脉冲时,上述要求常常不能得到满足,容易出现重构误差. 而且在产生强啁啾的辅助脉冲时,一般使用长玻璃块或光栅对作为脉冲展宽器,其群延时色散(GDD)都与波长有关. 因而测量不同波段的脉

\* 国家自然科学基金(批准号:10674184,10874247)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wenjh@mail.sysu.edu.cn

冲时,需重新调整展宽器的 GDD 以满足上述脉冲相位重构的条件,这会引起辅助脉冲光程的改变,必须重新调节待测脉冲与辅助脉冲之间的同步.

Witting 等<sup>[14]</sup>提出的滤波片 SEA-SPIDER 方法是利用两块窄带滤波片来制备两个准单色辅助脉冲,使之与待测脉冲进行和频. 该方法切断了参数  $\Omega$  和  $\delta\omega$  与待测脉冲特性的关系,因而可准确测量啁啾脉冲,但若测量不同带宽的超短脉冲就不太便利. 尽管转动滤波片可以改变剪切量  $\Omega$ ,但调节范围很有限. 特别是所用滤波片的通光带宽为 3—5 nm(由目前镀膜工艺水平所决定),在测量非宽带脉冲时, $\delta\omega \leq \Delta\omega/100$  无法满足,这将因辅助脉冲单色性较差而引入附加相位,导致脉冲相位测量准确性的下降. 而若要测量不同中心波长的脉冲,也更

换合适的滤波片,并重新调节滤波片的角度和校正剪切量. 至于 Tomita 等<sup>[15]</sup>提出的宽时间范围光谱剪切干涉法,是用很薄的标准具制作一个共线双频脉冲,使之与待测脉冲和频. 它可将准单色场的带宽大大缩小,因而可测量带宽较窄的脉冲,脉冲宽度可拓展到数十皮秒以上. 但若测量不同带宽和不同波段的脉冲,则需不断更换厚度不同和工作波段不同的标准具,这显然不太现实.

文献[13]所建立的 MZAP-SPIDER 系统具有明显的灵活性和便利性,能够根据不同波段、带宽和宽度的待测脉冲来设置合适的系统参数,以达到脉冲相位测量所需的条件. 经过进一步的优化整合,可望成为通用型的脉冲测量装置. 优化后的系统结构如图 1 所示.

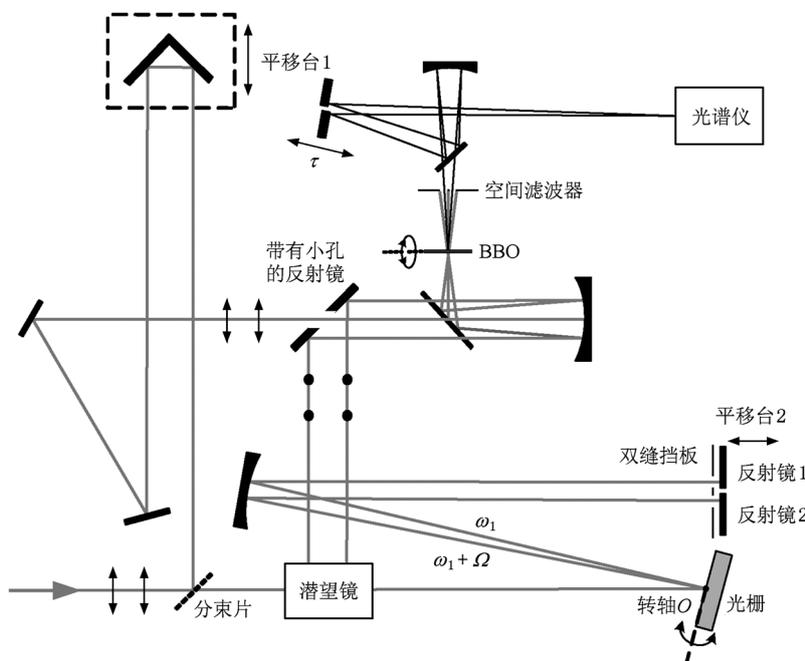


图 1 优化后的 MZAP-SPIDER 系统结构示意图

实际上,为了扩充系统的适用范围,我们采取了六项措施. 一是选用镀银反射镜(包括凹面镜)来反射待测复制脉冲和准单色辅助脉冲,使之同步入射和频晶体;选用镀铝反射镜来引导两个和频脉冲进入光谱仪. 这样可减少脉冲测量过程中的能量损耗,提高和频效率及系统的信噪比. 但这个选择决定了系统只能测量中心波长大于 500 nm 的超短脉冲. 二是仔细调整光栅位置,使其反射面与旋转轴  $O$  相切,并调节入射光束照射在  $O$  轴上. 于是在旋转光栅时,尽管两个准单色脉冲的频率发生了改变,但其光程和传播路径维持不变,因而不必重调

三光束的同步. 这可为系统测量不同波段的脉冲提供较大的便利. 三是选用刻线为  $1200 \text{ mm}^{-1}$ 、闪耀波长为 750 nm 的光栅代替原来的刻线为  $1800 \text{ mm}^{-1}$  的光栅,可将系统的测量范围延伸到近红外区域. 假设入射光为 TM 偏振,则这个光栅对波长为 750—1600 nm 的一级衍射光的反射率接近 80%,而对 400—750 nm 的二级衍射光也有较高的反射率. 因而在测量不同波段的脉冲时,可通过光栅旋转选择合适的衍射光级数,从而获得较强的准单色辅助脉冲. 四是更换  $4f$  结构内的凹面镜,焦距从 20 cm 增至 30 cm,以弥补更换光栅引起的  $4f$  结构线色散

的下降,其线色散倒数维持在 2.5 nm/mm 左右. 五是用微加工方法制备了一块含有多组不同间距和宽度的双缝挡板,每组双缝的间距与缝宽之比皆为 8:1. 这样根据待测脉冲带宽  $\Delta\omega$  来切换双缝时可同时满足  $\Delta\omega/\Omega = 10-20$  和  $\delta\omega \approx \Delta\omega/100$  的条件. 由于切换双缝不会改变两个辅助脉冲的传播路径和光程,因而不必重调三光束的同步. 因此,使用本系统测量不同带宽的脉冲尤为方便. 六是选用 150  $\mu\text{m}$  厚的  $\beta$  型硼酸钡 (BBO) 晶体,通过旋转晶体可在 530—3000 nm 波长范围内实现二类匹配和频,相位匹配带宽最高可达 200 nm 以上.

综上所述,使用本系统测量 530—1600 nm 波段脉冲,就只需解决分束片的工作区域这个限制. 当待测脉冲的波段不在当前分束片的工作区域时,只需更换厚度相同的合适分束片并仔细调节反射光束按照原来光路传播即可. 当然,如能拥有一片超宽带分束片<sup>[16]</sup>,则上述操作可以省略,脉冲测量将变得更加方便.

另外,本系统中延时  $\tau$  的取值对待测脉冲特性的依赖关系并不强烈,因而测量不同的脉冲时可选用相同的  $\tau$  值. 延时  $\tau$  的校正可通过选取两个剪切量来测量同一脉冲的方法<sup>[17]</sup>.

总之,经过上述优化措施后,只需通过转动光栅、切换双缝及转动晶体等简单操作,就能胜任较大范围内任意脉冲的测量. 其适用范围是中心波长为 530—1600 nm、带宽为 5—200 nm、脉冲宽度小于 5 ps. 需要说明的是,5 nm 带宽所对应的转换极限脉冲的宽度约为 200 fs (具体数值与脉冲形状和中心波长有关),因此系统能够测量的带宽大于 5 nm 的皮秒脉冲,实际上是飞秒脉冲经色散展宽为若干皮秒的啁啾脉冲,而不是从皮秒激光器输出的窄带脉冲.

另外,上述测量范围是通过对系统所使用元件参数的综合分析得到的. 实际上,脉冲测量能否成功还取决于待测脉冲能量、脉冲宽度、光束质量以及电荷耦合器件 (CCD) 相机灵敏度等因素.

### 3. 实验结果

为证明系统的通用性,选用两台飞秒激光系统输出的不同中心波长的脉冲作为测量对象. 其中一台是美国光谱物理公司生产的 Mai Tai HP 型钛宝石飞秒激光振荡器,其脉冲重复率为 80 MHz,调谐

范围为 690—1040 nm,平均功率最高达 2.8 W;另一台是西班牙 Radiantis 公司生产的 Opium auto 型飞秒光参量振荡器,它由 Mai Tai HP 激光振荡器输出的飞秒脉冲倍频后作同步抽运,其中信号光的调谐范围为 490—750 nm,平均功率约为 300 mW. 我们利用优化后的系统测量了由 Mai Tai HP 激光振荡器输出的中心波长分别为 700, 800, 900 和 1000 nm 的脉冲,以及 Opium auto 光参量振荡器输出的中心波长分别为 600 和 680 nm 的脉冲. 这些待测脉冲的带宽在 6—15 nm 之间. 在测量不同波长的脉冲时延时  $\tau$  取值不变,经校正得到  $\tau = 2786.0$  fs. 此外,为了验证该系统相位测量的准确性,我们还测量了上述脉冲通过 80 mm 厚的 BK7 玻璃块后展宽得到的啁啾脉冲. 由于展宽前后脉冲的光谱并无改变,因而不需重新设定  $\Omega$ ,  $\delta\omega$  和  $\tau$  这些参数.

图 2 给出了中心波长为 1000 nm 脉冲的测量结果. 从图 2 可以看出,通过 BK7 玻璃块后,脉冲宽度由 108 fs 展宽至 148 fs. 色散展宽的效果并不明显,原因是该脉冲的带宽较窄,且玻璃块在此波长的 GDD 不太大.

图 3 给出了中心波长为 600 nm 脉冲的测量结果. 从图 3 可以看出:通过 BK7 玻璃块后,脉冲宽度从 84 fs 展宽至 179 fs. 色散展宽效果较明显,原因是玻璃块在 600 nm 处的 GDD 要比在 1000 nm 处大一倍左右.

通过测量不同波长的脉冲透过 BK7 玻璃块后的相位变化,可以导出该玻璃块的 GDD 随波长的变化关系,其与理论模拟曲线基本符合 (图 4).

此外,我们曾试图测量 Opium auto 光参量振荡器输出的 1200—1600 nm 空闲光脉冲. 尽管经由 4f 结构都可产生满足相位测量条件的两个准单色辅助脉冲,但它们与复制脉冲的和频信号因为太弱而未被观测到. 这是由于空闲光脉冲的能量只有 0.9 nJ,且脉冲宽度大于 100 fs,因而脉冲的峰值功率不高;另外还由于空闲光脉冲的光束质量较差,聚焦入射晶体内的光斑较大. 这些因素导致较低的和频效率,从而对脉冲测量产生不利影响.

如上所述,脉冲测量能否成功,除了决定于测量系统的适用范围,还与待测脉冲能量、脉冲宽度、光束质量以及 CCD 相机灵敏度等因素有关. 由于 SPIDER 要利用和频效应来产生两个光谱剪切的脉冲,因而和频效率的高低对脉冲测量至关重要. 而和频效率与脉冲的峰值功率成正比,因而对于相同

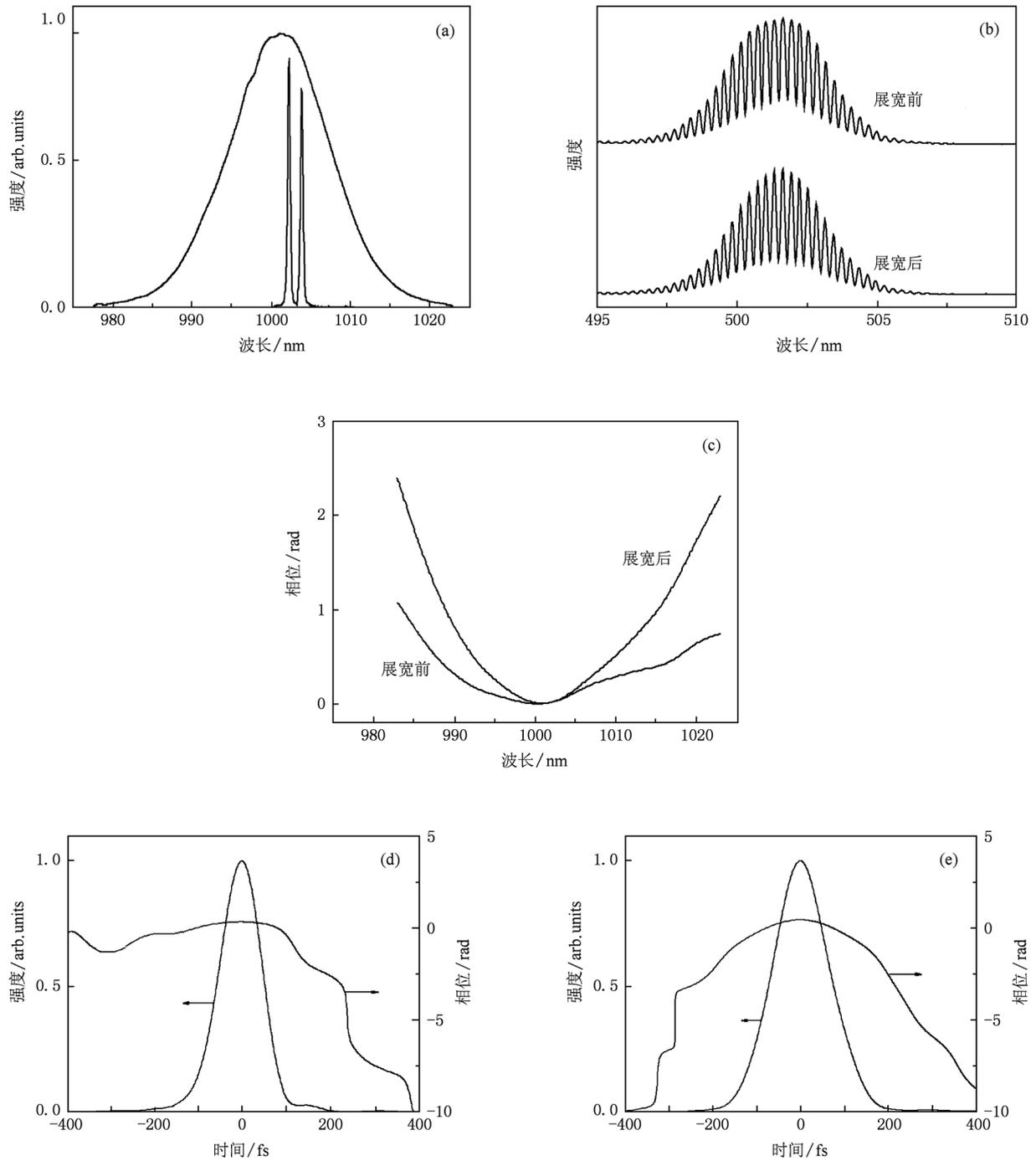


图2 中心波长为1000 nm的飞秒脉冲的测量结果 (a)待测飞秒脉冲及两个窄单色辅助脉冲的光谱,(b)经BK7玻璃展宽前后待测脉冲的SPIDER干涉谱,(c)重构出的展宽前后脉冲的频域相位,(d)展宽前脉冲的时域包络和相位,(e)展宽后脉冲的时域包络和相位

脉冲能量但脉冲宽度相差10倍的两个脉冲,和频效率也将相差10倍左右.另外,和频效率还正比于和频晶体长度 $L$ 的平方,而相位匹配带宽与 $L$ 成反比并与脉冲所在波段有关,因而对不同带宽和波长的脉冲,可选择适当厚度的晶体.这样,和频效率的大小就与许多因素有关系.

探测器的灵敏度也相当重要.我们目前使用的是常温背照明CCD相机,测量灵敏度很有限.在现有条件下曾成功测量中心波长为800 nm、带宽为30 nm、脉冲宽度约为25 fs、脉冲能量约为0.3 nJ的脉冲.按照上述规律来推算,要使用本系统测量5 ps的脉冲,则该脉冲的能量至少要达到60 nJ.但这样

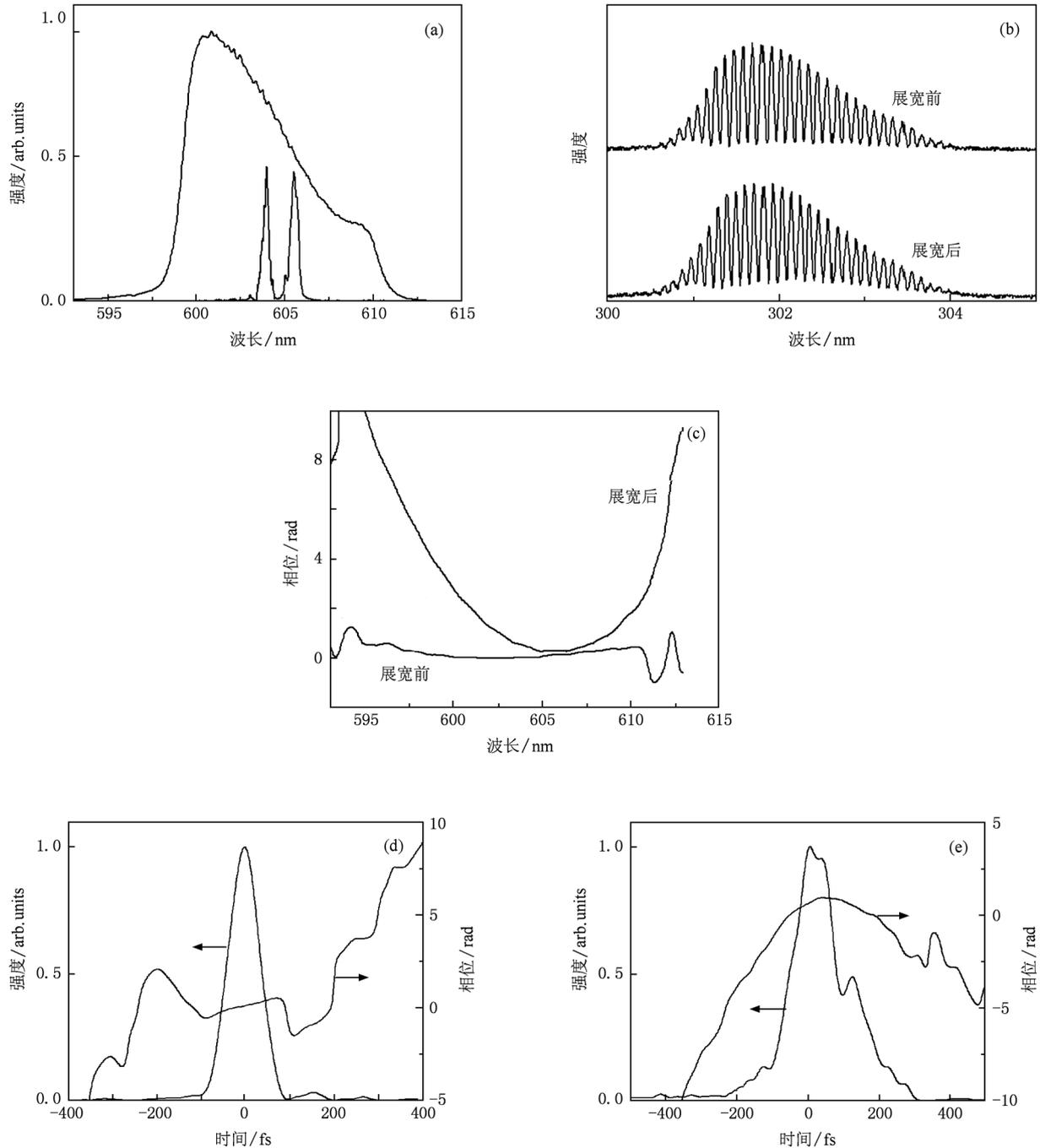


图3 中心波长为600 nm的飞秒脉冲的测量结果 (a)待测飞秒脉冲及两个准单色辅助脉冲的光谱,(b)经BK7玻璃展宽前后待测脉冲的SPIDER干涉谱,(c)重构出的展宽前后脉冲的频域相位,(d)展宽前脉冲的时域包络和相位,(e)展宽后脉冲的时域包络和相位

高的能量下,系统内的光栅和银镜也会损坏. 因而要测量峰值功率较低的皮秒脉冲,必须配备高性能低温 CCD 相机. 这类相机的温度可降至  $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,灵敏度将提高 1000 倍以上,因而能够测量很弱的信号.

当然,在现有条件下可通过更换合适的元件来提高测量灵敏度. 针对待测脉冲所在的波段,选用

反射率高的光栅,例如对于波长大于 600 nm 的脉冲,选用镀金光栅可使反射率提高 15% 左右;在相位匹配带宽允许的情况下换用较厚的晶体;选用缝宽较大的双缝挡板可增大准单色脉冲的能量,但这样做的代价是辅助脉冲的单色性下降而使测量准确度降低. 这些方法可使测量灵敏度提高 2—10 倍,但对较弱的脉冲仍然无能为力.

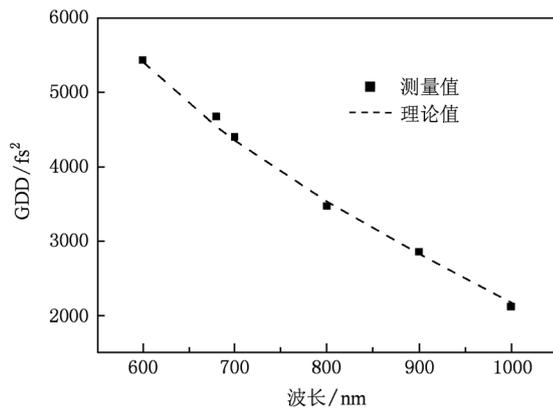


图4 80 mm厚BK7玻璃块的GDD随波长的变化

## 4. 结 论

为了建立一台通用型的超短脉冲测量装置,本文对已有MZAP-SPIDER系统实施了一些优化整合工作.目前系统能够较方便地测量较大范围内不同的波长、带宽和脉冲宽度的超短脉冲.测量了两台飞秒激光系统输出的不同中心波长的脉冲及其通过80 mm厚的BK7玻璃块后得到的啁啾脉冲,由此导出了该玻璃块的GDD随波长的变化关系曲线,与理论预期基本符合,表明本系统能够准确测量不同波段的超短脉冲.结合以前利用本系统准确测量啁啾脉冲的工作,可以说明本系统具有较为突出的通用性.

- [1] Keller U 2004 *Prog. Opt.* **46** 1
- [2] Zhang Q, Zhao Y Y, Wei Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3244 (in Chinese) [张青、赵研英、魏志义 2010 物理学报 **59** 3244]
- [3] Tillman K A, Reid D T, Artigas D, Hellstrom J, Pasiskevicius V, Laurell F 2003 *Opt. Lett.* **28** 543
- [4] Liu H G, Hu M L, Liu B W, Song Y J, Chai L, Wang Q Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3979 (in Chinese) [刘华刚、胡明列、刘博文、宋有建、柴路、王清月 2010 物理学报 **59** 3979]
- [5] Li S G, Zhang W, Wei Z Y, Zhou G Y, Hou L T 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1996
- [6] Zhang W, Han H N, Teng H, Wei Z Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1105
- [7] Iaconis C, Walmsley I A 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 501
- [8] Wen J H, Lei L, Jiao Z X, Lai T S, Lin W Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1883 (in Chinese) [文锦辉、雷亮、焦中兴、赖天树、林位株 2006 物理学报 **55** 1883]
- [9] Wang P, Wang Z H, Wei Z Y, Zheng J A, Sun J H, Zhang J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3004 (in Chinese) [王鹏、王兆华、魏志义、郑加安、孙敬华、张杰 2004 物理学报 **53** 3004]
- [10] Chai L, He T Y, Yang S J, Wang Q Y, Zhang Z G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 114 (in Chinese) [柴路、何铁英、杨胜杰、王清月、张志刚 2004 物理学报 **53** 114]
- [11] Baum P, Lochbrunner S, Riedle E 2004 *Opt. Lett.* **29** 210
- [12] Kosik E M, Radunsky A S, Walmsley I A, Dorrer C 2005 *Opt. Lett.* **30** 326
- [13] Wen J H, Liu J, Zhang H, Chen J L, Huang Z Z, Jiao Z X, Lai T S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 370 (in Chinese) [文锦辉、刘俊、张慧、陈佳龙、黄梓柱、焦中兴、赖天树 2010 物理学报 **59** 370]
- [14] Witting T, Austin D R, Walmsley I A 2009 *Opt. Lett.* **34** 881
- [15] Tomita H, Nishioka H 2009 *Opt. Express* **17** 14023
- [16] Kim J, Birge J R, Sharma V, Fujimoto J G, Kaertner F X, Scheuer V, Angelow G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1569
- [17] Gorza S P, Wasylczyk P, Walmsley I A 2006 *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies* (Washington: Optical Society of America) CF02

## Phase measurement of femtosecond pulses at different wavelengths\*

Zhang Hui<sup>1)</sup> Lu Juan<sup>1)</sup> Wen Jin-Hui<sup>1)†</sup> Lei Liang<sup>2)</sup> Jiao Zhong-Xing<sup>1)</sup> Lai Tian-Shu<sup>1)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology, School of Physics and Engineering,  
Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China*)

(Received 29 December 2010; revised manuscript received 11 August 2011)

### Abstract

The continuous development of femtosecond technique has made it convenient to generate ultrashort pulses with variant structures in different wave ranges. In this paper we optimize the modified-zero-additional-phase spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction system, so as to measure femtosecond pulses with different features. Pulses delivered from two femtosecond sources as well as the pulses stretched by an 80 mm-thick BK7 glass block are characterized with this system. The experimental results show sufficiently the versatility of our system.

**Keywords:** spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction, measurement of femtosecond pulse, wavelength

**PACS:** 42.65.Re, 42.30.Rx, 42.25.Hz

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674184, 10874247).

† Corresponding author. E-mail: wenjh@mail.sysu.edu.cn