

利用棱镜减小自衍射信号角色散的研究*

张素侠¹⁾ 李方家¹⁾²⁾ 刘军^{1)†}

1) (中国科学院, 上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

2) (同济大学物理科学与技术学院, 精密光学工程技术研究所, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2013年9月22日收到; 2013年10月17日收到修改稿)

自衍射效应在飞秒激光领域有非常重要的应用, 如提高飞秒脉冲的时域对比度、作为自参考光谱干涉脉冲测量法的参考光、作为频率分辨光学开关法的信号光等. 然而, 具有较宽光谱带宽的飞秒激光在自衍射效应过程中产生的信号光存在明显的角色散, 这给自衍射效应的应用带来不利影响. 本文研究发现通过在自衍射效应的一个光路中加入等腰直角棱镜, 当到棱镜的入射角为 23° 时可以明显地减小飞秒激光脉冲自衍射信号的角色散. 这就为以后将自衍射效应更好的应用到飞秒激光脉冲的研究提供了有用的参考.

关键词: 自衍射效应, 棱镜, 角色散, 飞秒激光脉冲

PACS: 42.65.-k, 42.79.Bh, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.63.054203

1 引言

随着飞秒激光技术与应用的不断发展, 对飞秒激光脉冲的要求也越来越高. 在激光电子加速, 实验室天体物理等强场激光物理的研究中, 需要使用高时域对比度的飞秒激光脉冲来防止飞秒激光前沿预脉冲提前损坏靶材, 影响实验结果. 2010年, 自衍射 (self-diffraction, SD) 方法作为一种新型的飞秒脉冲净化方法被提出来^[1], 相比于同是三阶非线性光学效应的交叉偏振波 (cross polarization wave, XPW) 产生方法, SD 方法不需要偏振光学元件, 没有偏振元件消光比的限制, 可望获得更高对比度的脉冲. 然而, SD 过程需要满足相位匹配. 因此, 对于宽带飞秒激光脉冲, SD 过程会在净化的自衍射信号光中引入角色散. 这就一定程度上限制了这种方法在宽带飞秒激光脉冲时域对比度提高中的应用^[1].

另外一个方面, 飞秒激光脉冲的时域形状和宽度测量技术也在不断地发展. SD 效应在飞秒激光脉冲的时域形状和脉宽测量中有非常重要的

应用. SD 效应从 1993 年开始就被 Kane 和 Trebino 应用于飞秒激光脉冲的时域形状测量中, 即自衍射频率分辨光学开关法 (self-diffraction frequency-resolved optical gating, SD-FROG)^[2-4]. 2010 年, Oksenhendler 提出了一种基于 XPW 效应的新型飞秒脉冲时域形状和宽度的测量方法——自参考光谱干涉法 (self-reference spectral interferometry, SRSI)^[5]. 这种方法需要一个相比于待测光束有较宽较平滑激光光谱, 并且光谱相位已知或可计算出来的信号光. 类似于 XPW 效应, SD 效应也可以获得符合以上要求的信号光. 因此, 在 XPW-SRSI 方法于 2010 年被首次提出以后, 我们很快就将 SD 效应拓展到了 SRSI 方法上面. 跟提高脉冲时域对比度一样, SD-SRSI^[6-8] 方法相对于 XPW-SRSI 方法不需要偏振元件, 不会引入附加色散, 并且光路中没有光谱范围的限制, 可以测量更宽光谱范围和更短的飞秒激光脉冲. 实验中, 我们采用 SD-SRSI 方法成功测量了 400 nm, 8 fs 的飞秒激光脉冲^[6]. 然而, 由于 SD 效应过程中产生的 SD 信号光存在明显的角色散. 通常在 SD-SRSI 测量中需要选取 SD 信号中心一小部分作为参考光进行光谱干涉来测

* 国家自然科学基金 (批准号: 61178006, 11274327, 61221064)、上海市浦江人才计划 (批准号: 12PJ1409300) 和国家青年千人计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jliu@siom.ac.cn

量脉冲, 否则测量时会产生一定的误差, 影响测量精度.

为了减少SD信号角色散给基于SD效应飞秒脉冲时域对比度提高研究和SD-SRSI的测量带来的不利影响, 我们希望通过一定的方法来补偿SD信号的角色散. 一般情况下对角色散的补偿都是通过信号产生后再采用棱镜对或光栅对来补偿角色散^[9], 但是这种补偿方法使得光路变得更复杂, 调节不方便. 本文我们提出采用等腰直角棱镜在一束入射光束中预先引入一定的角色散的方法来减小产生SD信号角色散. 实验结果表明在合适的入射角情况下, 产生的SD信号的角色散可以明显改善. 并且这种实验的光路简单、调节方便. 这一方法和实验结果为以后SD方法提高飞秒脉冲对比度和SD-SRSI的研究提供了有用参考, 使SD信号能够更好地应用到飞秒激光的研究中.

2 实验原理

2.1 自衍射效应原理

SD效应是级联四波混频过程^[10]. 由于两个入射光的波长相同, 自衍射过程也可以称为频率简并级联四波混频过程. 与其他级联四波混频一样, SD效应是三阶非线性光学参量过程, 需要满足相位匹配条件如图1所示.

$$k_{sd\pm m} = (m + 1)k_{\pm 1} - mk_{\mp 1}, \quad (1)$$

$$w_{sd\pm m} = (m + 1)w_{\pm 1} - mw_{\mp 1}, \quad (2)$$

其中 k 是波矢, w 是角频率, m 是SD信号的阶数.

从相位匹配情况可以看出在入射角比较小的情况下产生的SD信号的中心波长与入射光的中心波长相同. 由于一阶SD(简称SD1)过程是三阶非线性过程, 产生的SD1信号的强度与入射光光强是立方关系, 在时域内可以表示为

$$I_{sd1} \propto I_1^2(t)I_{-1}(t - z).$$

在克尔介质中, SD过程是一个飞秒量级的瞬时过程^[11]. SD1信号光在时域内的表达式表明SD1信号光的脉冲宽度相比于入射光会压缩变窄. 在频域内, 三阶电介质极化诱导的 w_{sd} 是所有基频排列组合的权重之和. 权重的大小由三阶磁化系数确定. 因此SD1信号光的强度表达式为^[4]

$$I_{sd1}(w_{sd1}) \propto \left| \iint dw_1 dw_{-1} \chi^{(3)} \tilde{E}_1^*(z, w_1) \tilde{E}_{-1}(z, w_{-1}) \right|^2$$

$$\times \tilde{E}_1(z, w_{sd1} - w_{-1} + w_1) \times \sin c(\Delta k(w_{sd1}, w_1, w_{-1})L/2) \Big|^2, \quad (3)$$

其中 w_{sd1} , w_1 , w_{-1} 分别是SD1信号和两个入射光的角频率, $\Delta k(w_{sd1}, w_1, w_{-1})$ 是相位失配因子, L 是晶体厚度. 由此可见, SD1信号的光谱强度是两个入射光光谱强度的积分. 因此, SD1信号在任意波长的强度都是入射光整个光谱贡献的平均. 所以, SD1信号光的光谱会由于积分作用自动平滑, 这种作用同时会使整个光谱中间减弱两翼增强, 从而光谱变宽. SD1信号光的光谱变宽的另外一个原因是由于相位匹配条件, 在产生的SD1信号光谱两端也会产生新的波长.

2.2 棱镜减小SD信号角色散原理

SD效应要满足相位匹配条件才可以产生. 由于入射光不是单色光, 有一定的带宽, 这使得在相位匹配过程中产生的SD信号的波矢存在一定的差异(如图2(a)). 波矢差异主要表现在波矢的大小和方向两个方面. 大小的不同导致产生的SD信号的波长的不同, 即产生的SD信号有一定的带宽. 方向的差异导致产生的SD信号是发散的, 所以在SD信号产生后发散更严重, 需要准直装置来准直. SD信号的波矢的差异在实际光路中的表现为不同的波长分布在不同的位置, 即SD信号存在一定的角色散. 一般情况下补偿角色散都是在SD信号生成后, 在后面的光路中加入补偿装置, 如棱镜对、光栅对等. 但棱镜对、光栅对的调节比较麻烦, 且使光路变得更复杂, 因此我们希望通过一个简单方便的方法来补偿SD信号的角色散. 以前补偿角色散的方法主要是在信号产生后, 而我们则是在信号产生前的一束入射光中引入一个预补偿角色散, 从而导致产生的SD信号不存在角色散. 我们采用的预补偿角色散方法是在SD信号产生前的一个光路中加入棱镜, 对入射光引入合适的角色散, 不同的波长分布在不同的位置. 当引入的角色散正好补偿SD信号生成时产生的角色散(如图2(b)), 则产生的SD信号将不存在角色散. 我们可以这么理解: 在没有加入棱镜时候, 产生的SD1信号光具有一定的角色散. 由自衍射图的对称性, 如果我们采用棱镜对其中一束入射光引入无棱镜时SD1信号光一样大小的角色散, 那么这时产生的SD1信号光将没有角色散. 棱镜引入的角色散的大小表达的式为^[12]

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{n \sin \alpha}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha - \sin^2 \varphi \cos 2\alpha + \sin 2\alpha \sin \varphi \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4)$$

其中 φ 为光束入射到棱镜的角度, α 为棱镜的顶角, n 为棱镜的折射率, $\frac{dn}{d\lambda}$ 为棱镜材料的一阶色散. 在实验中只要我们知道无棱镜情况下产生的 SD 信号角色散的大小, 然后根据 (4) 式计算预补偿角色散的大小进行预补偿 SD 信号的角色散, 这样产生的 SD 信号的角色散将会明显减小.

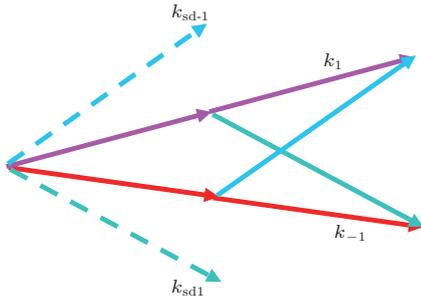


图1 自衍射效应原理图

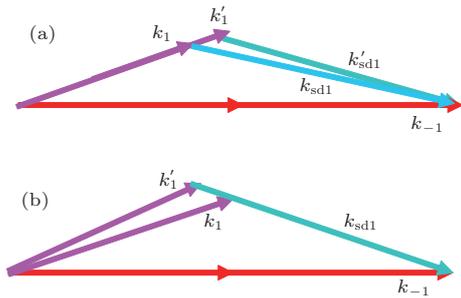


图2 SD 信号角色散产生补偿原理图

3 实验装置

实验所用的实验装置如图 3(a) 所示. 实验所用的飞秒激光脉冲是由商用 Ti: sapphire 再生放大飞秒激光系统 (Spectra Physics 公司, Spitfire) 产生, 激光器输出飞秒激光脉冲的单脉冲能量约为 0.6 mJ, 脉冲宽度约为 39 fs, 中心波长为 800 nm, 重复频率为 1 kHz, 光斑直径约 10 mm. 激光器输出激光脉冲先经过一个焦距为 1.1 m 的透镜聚焦, 焦点位于厚度为 500 μm 的融石英平片后方 2—5 cm 处, 这个距离的大小需要根据实际情况调节. 透过透镜的光束被分束器分为两束, 其中一束经几个反射镜入射到融石英平片上, 另一束经过延时器和等腰直角棱镜后入射到融石英平片上. 通过调节平

面反射镜 5 或 6, 可以调节入射到融石英平片上两束光的空间重合情况和入射角的大小. 两束光的入射角度小于 2° . 通过调节延时器, 当两束光之间延时合适时则在入射光两边产生 SD 信号. 自衍射效应可以产生多级 SD 信号, 将产生的 SD 信号通过一个小孔来选取 SD1 信号. 由于 SD 信号是发散的, 所以我们自己搭建了一个测量装置 (如图 3(b)). 通过小孔选出的 SD1 信号用焦距为 300 mm 的透镜准直, 透镜准直后再通过一个由凸型柱面镜和凹形柱面镜所组成的望远镜系统在水平方向进行扩束, 光斑大小在水平方向被放大 8 倍. 最后利用高光谱精度光谱仪 (Ocean Optics 公司, HR4000) 测量不同位置的光谱, 得到不同位置的 SD1 信号光谱, 从而可以得到 SD1 信号角色散的情况.

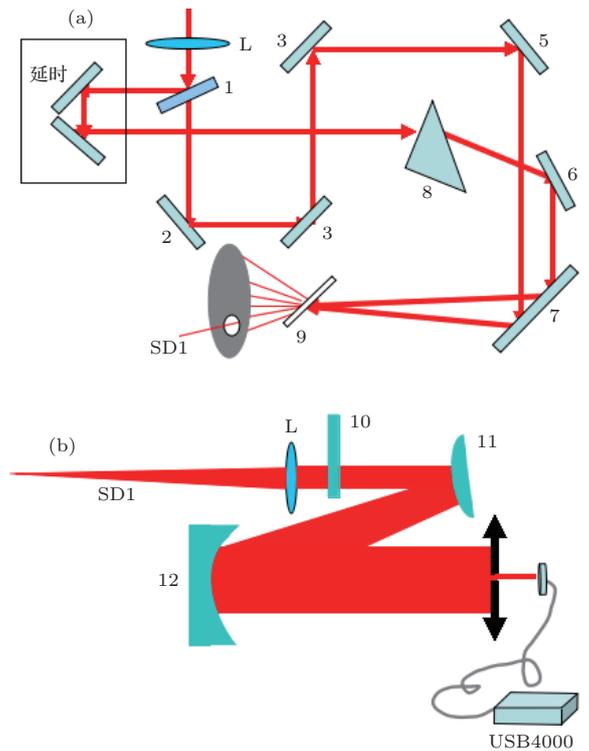


图3 (a) 实验装置图 (1, 分束镜; 2—7, 平面反射镜; 8, 等腰直角棱镜; 9, 0.5 mm 厚融石英平片); (b) 测量装置图 (10, 中性可变衰减片; 11, 焦距为 -25 mm 的凸型柱面镜; 12, 焦距为 200 mm 的凹型柱面镜)

4 实验结果与分析

实验中将无棱镜和有棱镜两种情况下得到的 SD1 信号的光谱图进行比较, 如图 4 和图 5 所示. 图 4 为 SD 光路中无棱镜情况下, 两束入射激光在

融石英平片上的入射角不同时得到的一系列光谱图. 图 4(a), (b), (c), (d), (e) 对应的到融石英平片的入射角分别为 1.12° , 1.32° , 1.50° , 1.64° , 1.78° . 每个光谱图包含 13 个光谱, 光谱测量点的位置相距 1 mm. 从图中我们可以看出, SD 信号光光谱的短波长方向的角色散较大, 长波长方向的角色散较小. 由于不同波长处的角色散大小不同, 为了使实验室数据具有可比性, 我们计算了光谱平均角色散. 图 4(a), (b), (c), (d), (e) 对应的光谱平均角色散的大小分别为 6.8 nm/mrad, 7.6 nm/mrad,

6.2 nm/mrad, 7.0 nm/mrad, 5.8 nm/mrad. 所计算的角色散的大小都与 SD 方法提高对比度实验研究^[1]中得到的角色散与 10 nm/mrad 相一致. 虽然图 4 中五种不同的情况下得到的光谱的角色散的差别较大, 但是由于在光谱选择的时候引入的误差本身就比较大, 所以我们仍然认为图 4 中五种不同情况下得到的光谱角色散的差别在误差允许的范围内. 我们认为在无棱镜情况下, 到融石英平片的入射角在 1.1° 到 1.8° 之间时得到的 SD1 信号角色散大小近似相同, 约为 6.7 nm/mrad.

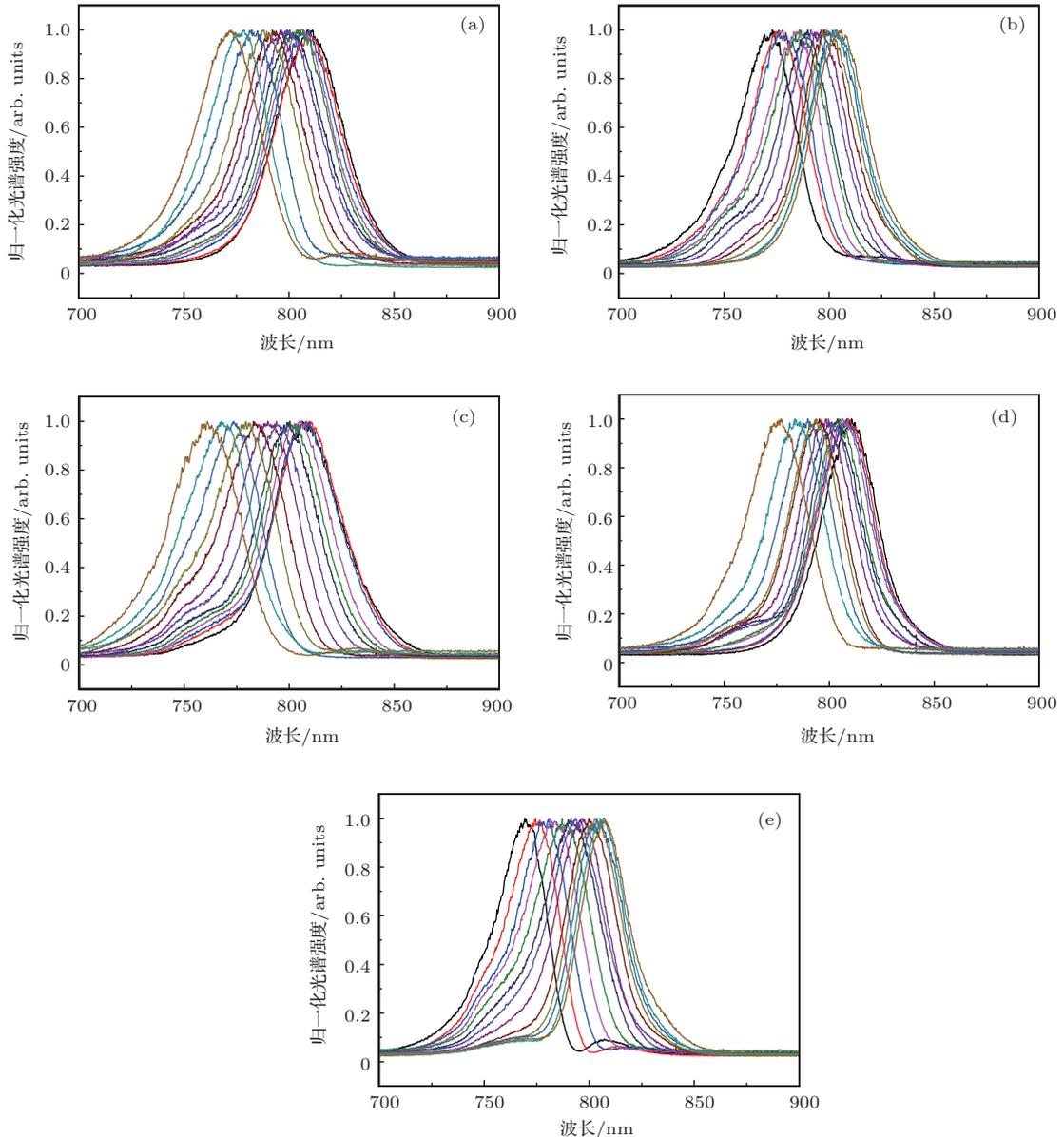


图 4 无棱镜情况下 SD 信号的光谱强度 (a), (b), (c), (d), (e) 分别对应的入射角为 1.12° , 1.32° , 1.50° , 1.64° , 1.78°

图 5 所示为 SD 光路中有棱镜情况下, 到等腰直角棱镜的入射角不同时得到的一系列光谱图. 图 5(a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) 对应的到

棱镜的入射角分别为 16° , 18° , 20° , 23° , 26° , 30° , 46° , 40° , 到融石英平片的入射角在 1.26° 至 1.56° 之间. 由图 4 得出的结论, 我们认为在有棱镜情况

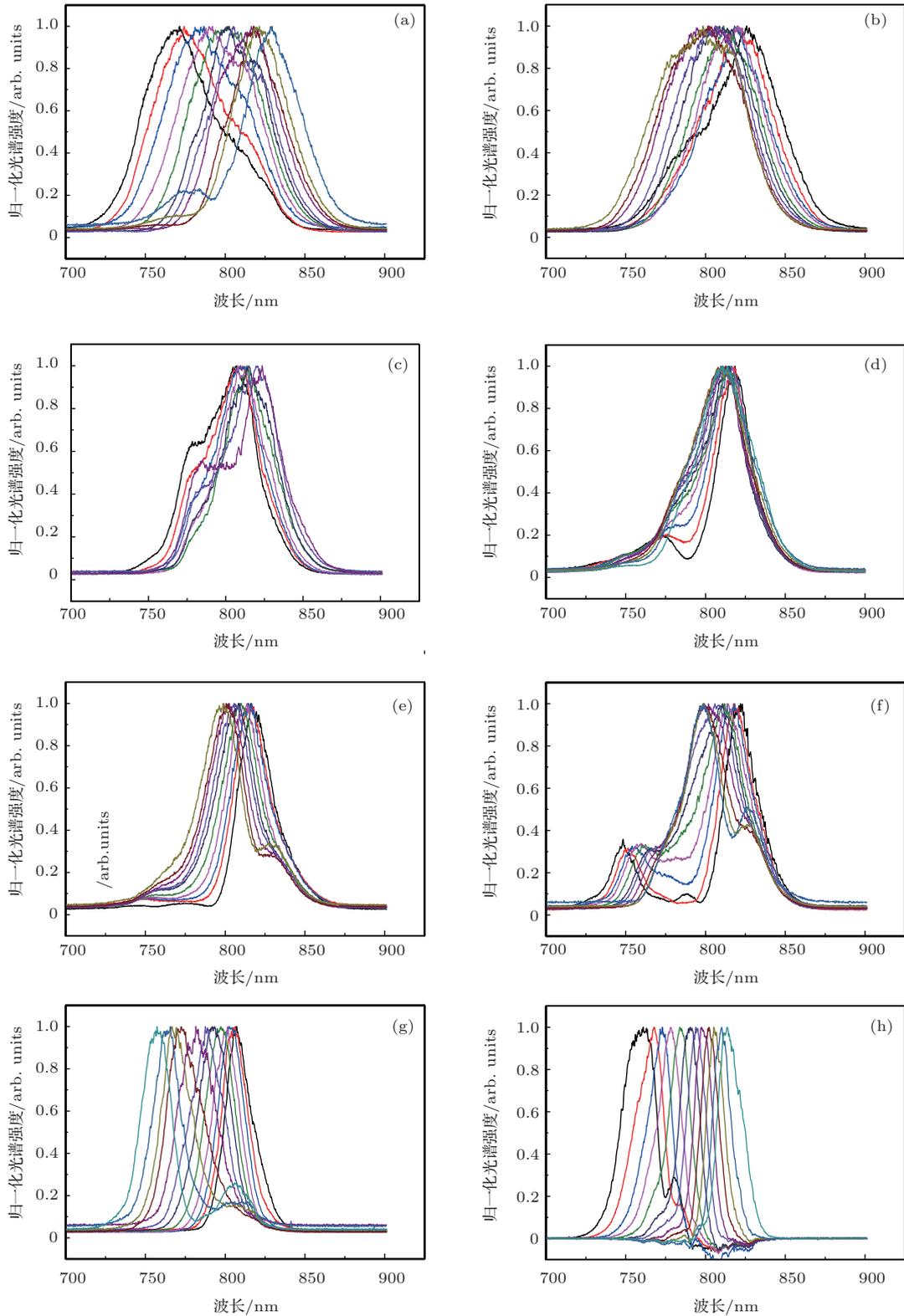


图5 有棱镜情况下SD信号的光谱强度 (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) 分别对应的棱镜入射角为 16°, 18°, 20°, 23°, 26°, 30°, 36°, 40°

下SD1信号角色散的变化主要是由于到棱镜的入射角不同引起的. 通过观察发现, 图5和图4一样都是SD信号光光谱短波长处的角色散较大, 长波长处的角色散较小. 所以图5各个光谱图还

是要计算光谱的平均角色散, 平均角色散大小分别为 12.6 nm/mrad, 6.6 nm/mrad, 5.0 nm/mrad, 1.8 nm/mrad, 4.2 nm/mrad, 5.1 nm/mrad, 9.9 nm/mrad, 10.5 nm/mrad. 产生的SD1角色散随

着入射角从 16° 增大到 40° , 获得的SD1信号光的角色散逐渐减小, 到入射角在 23° 左右达到最小(约为无棱镜情况下的四分之一), 然后又开始增加, 这就充分表明存在一个最佳的入射角. 通过比较平均角色散这一组数据大小发现当到棱镜的入射角为 23° 时, 中心波长为800 nm的脉冲按照(4)式计算对入射光引入的角色散是6.7 nm/mrad, 跟无棱镜情况下SD1信号角色散一样. 这个结果证实了在SD信号产生前引入一个与SD1信号大小相同的预补偿角色散, 可以减小产生的SD信号角色散的这一想法. 光束从棱镜出来后所经过的光程的大小会影响聚焦到融石英平片上焦点的大小, 从而影响转换效率. 我们的实验中光束从棱镜出来后所经过的光程近似为700 mm, SD1信号的单边转换效率为6%左右. 通过观察图5, 我们还发现各个图光谱的形状也存在一定的差异. 光谱形状的差异主要是由于以下三个原因造成的: 1) 整个实验经历的时间比较长, 由于激光器的稳定性, 不同的实验应用的入射光光谱可能存在差异. 2) 由于在融石英平片中不仅存在SD效应, 同时存在交叉相位调制. 当交叉相位调制比较强时, 产生的信号光的光谱形状会发生改变. 3) 棱镜不仅可以引入角色散, 同时可以引入波前倾斜^[13]. 当棱镜引入的波前倾斜和到融石英平片的入射角相同或相近时, 两个入射脉冲会重合的比较好, 自相位调制会进一步的加强, 从而导致光谱形状发生更大变化(图5(c), (f)).

5 结 论

通过比较无棱镜和有棱镜两种情况下的SD1信号的光谱角色散, 我们发现当棱镜的入射角为 23° , 到融石英平片入射角在 1.26° 到 1.56° 之间时,

SD1信号的角色散最小. 同时实验结果也证实了在SD信号产生前通过一个等腰直角棱镜引入一个与SD1信号大小相同的预补偿角色散, 可以减小产生的SD信号角色散的想法. 这个发现对以后自衍射效应的应用有非常重要的作用. 它可以应用到SD方法提高脉冲时域对比度的研究和SD-SRSI测量中, 改善SD信号光的质量, 提高SD-SRSI测量的精确度.

参考文献

- [1] Liu J, Okamura K, Kida Y, Kobayashi T 2010 *Opt. Express* **18** 22245
- [2] DeLong K W, Trebino R, Kane D J 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1595
- [3] Clement T S, Taylor A J, Kane D J 1995 *Opt. Express*. **20** 70
- [4] Trebino R 2000 *Frequency-Resolved Optical Grating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Kluwer Academic Publishers)
- [5] Oksenhendler T, Coudreau S, Forget N, Crozatier V, Grabielle S, Herzog R, Gobert O, Kaplan D 2010 *Appl. Phys. B* **99** 7
- [6] Liu J, Jiang Y L, Kobayashi T, Li R X, Xu Z 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 29
- [7] Liu J, Takayoshi T 2011 *IQEC/CLEO* 448
- [8] Li F J, Liu J, Li R X 2013 *Acta phys. Sin.* **62** 064211 (in Chinese)[李方家, 刘军, 李如新 2013 物理学报 **62** 064211]
- [9] Osvay K, Kovács A P, Heiner Z, Kurdi G, Klebniczki J, Csátsari M 2004 *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **10**. 213
- [10] Liu J, Kobayashi T 2010 *Sensors* **10** 4296
- [11] Schneider T, Wolfram D, Mitzner R, Reif J 1999 *Appl. Phys. B* **68** 749
- [12] Li D R, Lü X H, Wu P, Luo Q M, Chen W, Zeng S Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4729 (in Chinese)[李德荣, 吕晓华, 吴萍, 骆清铭, 陈伟, 曾绍群 2006 物理学报 **55** 4729]
- [13] Kobayashi T, Shirakawa A 2000 *Appl. Phys. B* **70** S239

Reduction of the angular dispersion in self-diffraction signals by using a prism*

Zhang Su-Xia¹⁾ Li Fang-Jia¹⁾²⁾ Liu Jun^{1)†}

1) (*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

2) (*MOE Key Laboratory of Advanced Micro-structured Materials, Institute of Precision Optical Engineering, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 22 September 2013; revised manuscript received 17 October 2013)

Abstract

Self-diffraction effect has very important applications in the field of femtosecond laser, such as to improve the temporal contrast of femtosecond pulses, to be used as the reference pulse of self-reference spectral interferometry, and as the signal of self-diffraction frequency-resolved optical gating, etc. However, in the self-diffraction signal of femtosecond pulses with a broadband spectrum angular dispersion exists obviously, which will limit the application of self-diffraction effect. In this paper, the self-diffraction signal angular dispersion of femtosecond pulses is obviously reduced, when a right-angle prism is located in the light path of an incident beam with an incident angle of 23° to the prism. The experimental result provides a useful reference for the application of the self-diffraction effect to the research of femtosecond laser pulse in the future.

Keywords: self-diffraction, prism, angular dispersion, femtosecond laser pulses

PACS: 42.65.-k, 42.79.Bh, 42.65.Re

DOI: [10.7498/aps.63.054203](https://doi.org/10.7498/aps.63.054203)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) (Grant Nos. 61178006, 11274327, 61221064), the Shanghai Pujiang Talent Plan (Grant Nos. 12PJ1409300), and the Recruitment Program of Global Experts.

† Corresponding author. E-mail: jliu@siom.ac.cn