

反射式棱栅对展宽器用于啁啾脉冲放大激光的研究*

郭淑艳 叶蓬 滕浩‡ 张伟 李德华 王兆华 魏志义†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2012年10月16日收到; 2012年11月20日收到修改稿)

在啁啾脉冲放大 (CPA) 系统中, 脉冲的展宽是实现安全有效放大的重要保证. 本文介绍了一种新型的由色散棱镜与光栅组合而成的反射式棱栅对展宽器. 并利用光线追迹法对色散进行了数值模拟, 测量实验结果验证了理论计算的正确性. 在此基础上, 分析了以棱栅对为展宽器和 ZF7 玻璃材料为压缩器的下啁啾 (down-chirped) 脉冲放大系统中的色散比较传统的上啁啾脉冲放大系统, 结果表明棱栅对可以同时提供负的二阶色散和三阶色散, 这样能更好地补偿放大器中材料的高阶色散, 从而获得近傅里叶变换极限的压缩脉冲. 此外以块材料作为压缩器不仅提高了传输效率, 而且简化了实验装置, 增强了系统的稳定性. 这样的展宽压缩组合在高重复频率的飞秒啁啾脉冲放大系统中具有明显优势.

关键词: 反射式棱栅对, 啁啾脉冲放大, 色散, 飞秒脉冲

PACS: 42.15.Dp, 42.60.-v, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.62.094202

1 引言

啁啾脉冲放大 (chirped-pulse amplification, 简称 CPA)^[1] 是迄今实现飞秒脉冲激光能量放大最成功的技术方案. 在该技术方案中, 脉冲展宽和压缩过程中色散的精确补偿是实现高效放大的关键环节, 其需要设计和配置合理参数的展宽器和压缩器. 传统的啁啾脉冲放大系统中, 展宽器和压缩器的组合通常有两种类型: 一种是马丁内兹展宽器/欧浮纳展宽器和光栅对压缩器的组合; 另外一种棱镜对展宽器和块材料压缩器的组合. 通常情况下, 马丁内兹展宽器/欧浮纳展宽器在脉冲展宽过程中提供给脉冲的是正二阶色散和负三阶色散, 光栅对压缩器提供给脉冲的是负二阶色散和正三阶色散, 但两者的组合并不能完全补偿放大过程中由于材料引入的高阶色散, 因而得不到傅里叶变换极限的压缩脉冲, 而且压缩器光栅的低传输效率会损失大量的能量. 而棱镜对提供的二阶色散与三阶色散均是负值, 在波长小于 $1 \mu\text{m}$ 的情况下, 透明块材料提供

的二阶色散和三阶色散都是正值. 通过棱镜对展宽器和块材料压缩器相结合, 可以补偿到四阶色散. 但当展宽比达到 10^4 时, 对于宽光谱的飞秒激光脉冲, 实验装置将会非常庞大. 如果展宽器支持整个带宽, 棱镜的大小将会超出可以接受的范围. 并且第二个棱镜处较大的材料插入量将引入大量的正色散, 从而破坏展宽能力. 近年来出现的棱栅对为上述问题的解决提供了一种有效的途径^[2]. 所谓“棱栅对”是一种由色散棱镜和光栅组合而成的光学元件, 它结合了光栅和棱镜两者的色散性质, 在合适的条件下, 可以同时提供负的二阶色散和三阶色散^[3-5].

目前已有相关文献报道了人们对棱栅对色散特性的一些研究^[1-10]. 并已应用于光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA)^[2,6,7]、CPA^[4,5,8] 和光纤放大^[9,10] 等系统中. 相对于传统的 CPA 系统, 用棱栅对作为展宽及压缩的单元器件, 在补偿材料的三阶及更高阶色散方面具有显著的优势. 它们提供的二阶色散量在 10^4 fs^2 量级, 尺寸比传统的展宽器有所减小. 本文介绍的新型反射式结构棱栅对秉承了上述优

* 国家科技支撑计划 (批准号: 2012BAC23B03)、国家自然科学基金 (批准号: 11074298, 91126008) 和中国科学院科研装备研制项目 (批准号: 2010004) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

‡ 通讯作者. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

点, 在结构尺寸更进一步紧凑化的同时, 所能提供的二阶色散量提高了一个数量级, 可以达到 10^5 fs^2 . 与传统的光栅展宽器相比较, 棱栅对展宽器中没有成像系统, 光束直接入射到棱镜表面, 很容易实现准直, 避免了空间啁啾; 而且棱栅对展宽器可以同时提供负的二阶色散和三阶色散, 可与块材料压缩器相结合, 提高了系统的传输效率和稳定性.

本文采用光线追迹法对上述的反射式棱栅对的色散进行了数值模拟, 测量实验验证了计算结果的正确性. 根据模拟结果, 分析了以此棱栅对为展宽器、ZF7 透明块材料为压缩器的钛宝石激光多通啁啾脉冲放大系统的色散特性, 并传统的啁啾脉冲放大系统进行了比较. 结果表明, 以棱栅对为展宽器的放大系统在补偿材料的高阶色散方面具有优势, 压缩后的脉冲接近傅里叶变换极限. 目前, 反射式棱栅对可以将飞秒脉冲展宽到数十皮秒, 用其作为展宽器, 这种 CPA 系统将是产生高重复频率亚毫焦量级能量飞秒脉冲的一种新方案.

2 实验系统与理论分析

2.1 实验结构和理论构型

我们采用的棱栅对展宽器结构示意图以及光线的轨迹如图 1 所示. 此棱栅对包括两个平行放置的棱镜和一个将光束原路返回的反射镜. 入射光束在棱镜的第一个表面折射后, 在第二个表面处发生全反射, 再经光栅表面以接近利特罗角的方向衍射, 由棱镜的第二个表面折射出来, 进入第二个棱镜, 经历一个相反的过程, 最后通过反射镜将光束沿入射光束的正上方原路返回. 棱镜的材料为 BK7 玻璃, 光栅常数为 1200 线/mm, 第一个棱镜 (上面) 中棱镜的尺寸为 $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, 棱镜和光栅之间的空气间隙为 0.787 mm , 第二个棱镜 (下面) 中棱镜的尺寸为 $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$, 棱镜和光栅之间的空气间隙为 1 mm . 利用光线追迹法对此棱栅对的色散进行数值模拟. 根据图 1 中的光程信息, 此棱栅对引入的相位 $\varphi(\lambda)$ 为

$$\varphi_{\text{总}}(\lambda) = 2 \times \left[\frac{2\pi}{\lambda} (\text{GD} + \text{DH} + \text{KP} + \text{ST} + \text{VT} + \text{UZ}) + \frac{2\pi n}{\lambda} (\text{EF} + \text{FG} + \text{HK} + \text{PS} + \text{VR} + \text{RU}) + R(\lambda) \right], \quad (1)$$

n 是棱镜材料的折射率. $R(\lambda)$ 是相位修正相, 因子 2 是因为光线经过棱栅对两次.

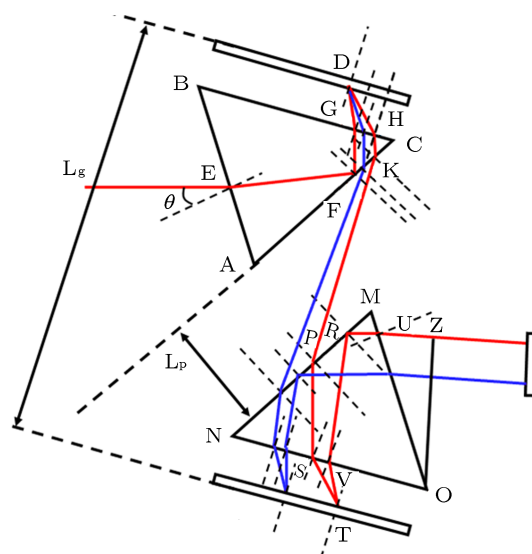


图 1 棱栅对的结构示意图以及光线的轨迹图

那么群速度延时 $\text{GD}(\lambda)$ 、二阶色散 $\text{GDD}(\lambda)$ 和三阶色散 $\text{TOD}(\lambda)$ 依次为

$$\text{GD}(\lambda) = \frac{d\varphi}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\varphi_{\text{总}}}{d\lambda}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{GDD}(\lambda) &= \frac{d^2\varphi_{\text{总}}}{d\omega^2} \\ &= \frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^2} \frac{d^2\varphi_{\text{总}}}{d\lambda^2} + \frac{\lambda^3}{2\pi^2 c^2} \frac{d\varphi_{\text{总}}}{d\lambda}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{TOD}(\lambda) &= -\frac{\lambda^6}{8\pi^3 c^3} \frac{d^3\varphi_{\text{总}}}{d\lambda^3} - \frac{3\lambda^5}{4\pi^3 c^3} \frac{d^2\varphi_{\text{总}}}{d\lambda^2} \\ &\quad - \frac{3\lambda^4}{4\pi^3 c^3} \frac{d\varphi_{\text{总}}}{d\lambda}. \end{aligned} \quad (4)$$

2.2 结果与分析

当第一个棱镜的插入量 AE 为 10 mm , 棱镜之间的垂直距离 L_p 为 10 mm , 光栅之间的垂直距离 L_g 为 80 mm 以及中心波长为 800 nm 的条件下, 模拟得到了二阶色散以及三阶色散与二阶色散的比值与入射角 θ 的关系, 如图 2(a), (b) 所示,

当第一个棱镜的插入量 AE 为 10 mm , 棱镜之间的垂直距离 L_p 为 10 mm , 入射角 θ 为 19° 以及中心波长为 800 nm 的条件下, 模拟了二阶色散以及三阶色散与二阶色散的比值与两个光栅之间的垂直距离 L_g 的关系, 如图 3(a), (b) 所示,

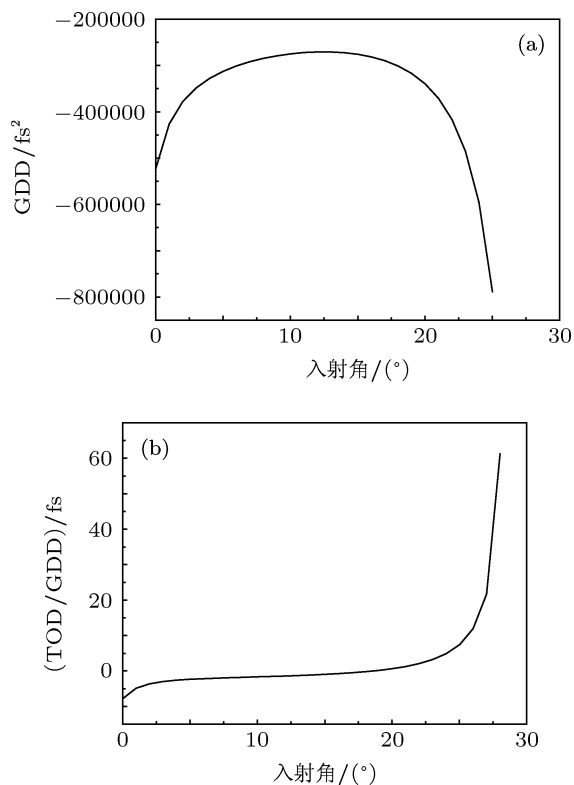


图2 (a) 二阶色散与入射角的关系; (b) 三阶色散与二阶色散的比值与入射角的关系

在当第一个棱镜的插入量 AE 为 10 mm, 光栅之间的垂直距离 L_g 为 80 mm, 入射角 θ 为 19° 以及中心波长为 800 nm 的条件下, 模拟了二阶色散以及三阶色散与二阶色散的比值与两个棱镜之间的垂直距离 L_p 的关系, 如图 4(a), (b) 所示,

根据图 2 至图 4 中的曲线, 此棱栅对在中心波长 800 nm 处提供的二阶色散为负值, 三阶色散值的正负主要由入射角度来决定. 当入射角度 θ 大于 18° 时, 提供负的三阶色散值. 三阶色散与二阶色散比值的大小可以通过改变棱镜对之间的垂直距离 L_p 和光栅对之间的垂直距离 L_g 精确调节.

实验上, 我们采用飞秒钛宝石激光输出的飞秒激光脉冲作为待展宽的种子源. 首先, 用光纤光谱仪 (AvaSpec-3648-UB2) 测量记录了该种子激光入射棱栅对前后的光谱, 如图 5(a), (b) 所示, 其传输效率为 45%. 由于棱栅对展宽器对不同波长的透过率不同和光谱切边效应, 光谱图 5(b) 的形状变得瘦长. 在光束的入射角 θ 为 19.6° , 棱镜的插入量 AE 为 10 mm, 棱镜之间的距离 L_p 为 10 mm, 光栅之间的距离 L_g 为 65 mm, 中心波长 800 nm 的条件下, 计算得到的二阶色散值为 -298000 fs^2 . 结合光谱图 5(b), 采用傅里叶变换的方法, 得到的时域脉冲波形

如图 5(c) 所示, 对应的脉宽为 38 ps.

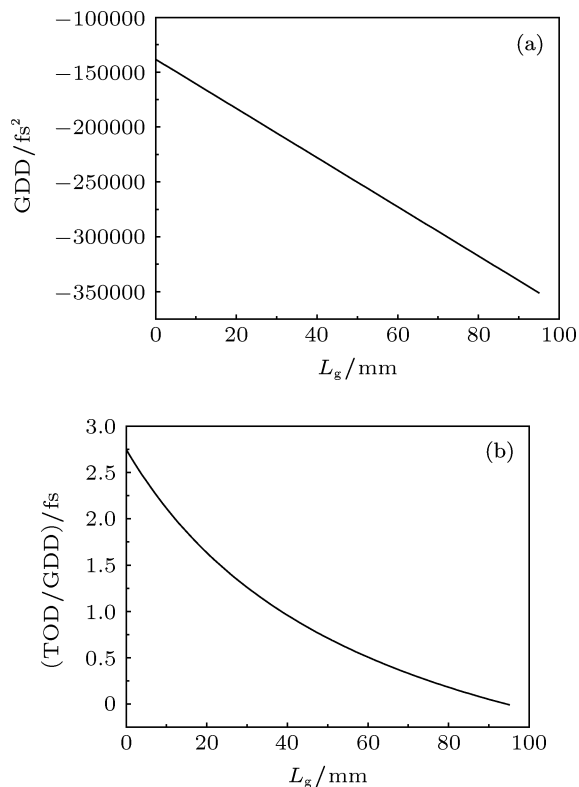


图3 (a) 二阶色散与 L_g 的关系; (b) 三阶色散与二阶色散的比值与 L_g 关系

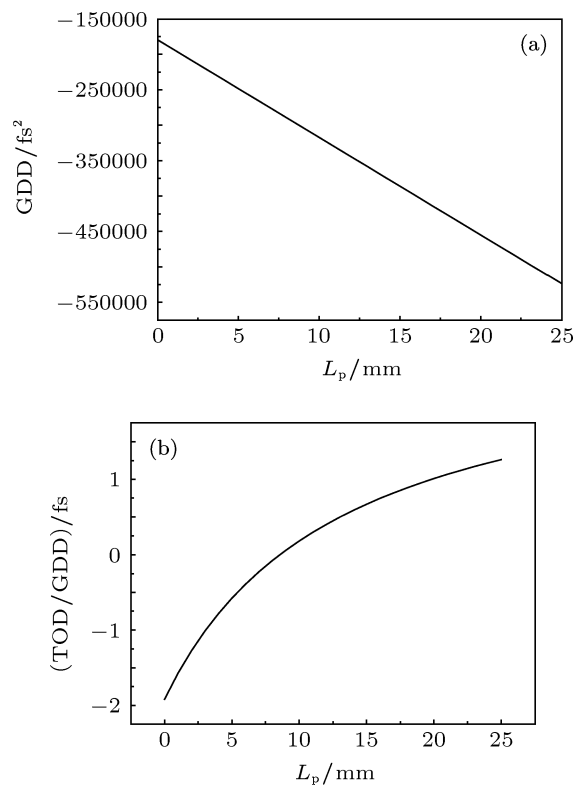


图4 (a) 二阶色散与 L_p 的关系; (b) 三阶色散与二阶色散的比值与 L_p 关系

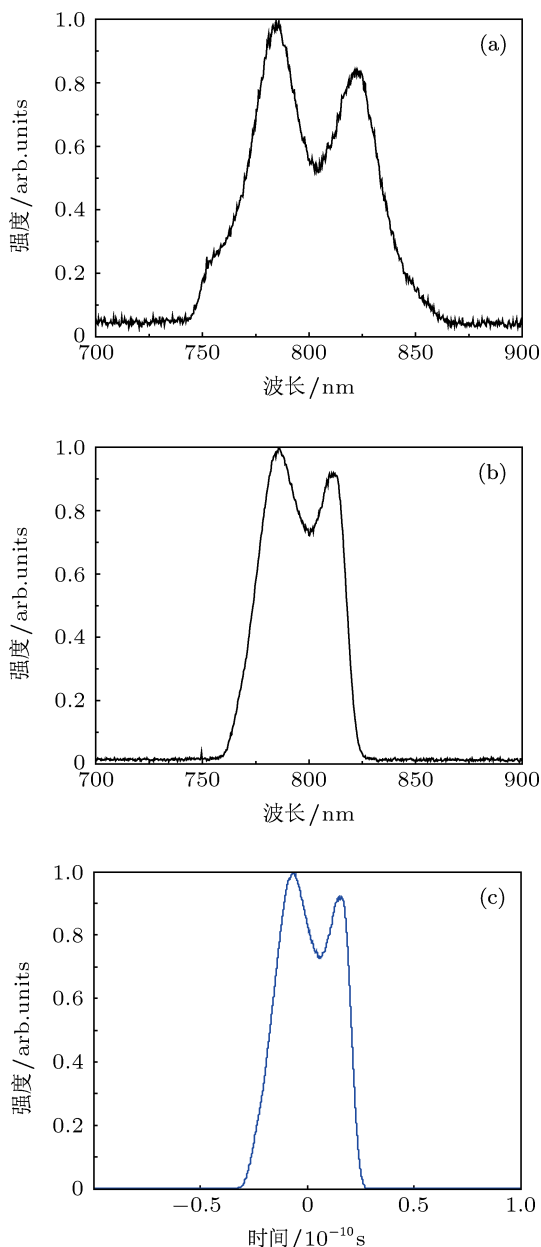


图5 (a) 棱栅对展宽器前的光谱; (b) 棱栅对展宽器之后的光谱; (c) 计算得到的棱栅对展宽器后的脉冲时域波形

为了检验光线追迹分析及模拟计算结果的正确与否, 利用快速光电二极管 (Agilent 86118A 光模块) 与高速示波器 (Agilent 86100C) 相结合的直接测量方案, 测量了经过上述棱栅对展宽器之后

的展宽脉冲宽度. 由于所用快速二极管的上升时间为 10 ps, 示波器的带宽为 80 GHz, 因此保证了对 40 ps 量级脉宽测量的有效性. 图 6 所示是示波器显示的典型脉宽图, 所对应的脉宽为 39 ps, 两者的偏差为 2.56%. 考虑到测量中的误差, 表明我们的计算分析结果是准确和合理的.

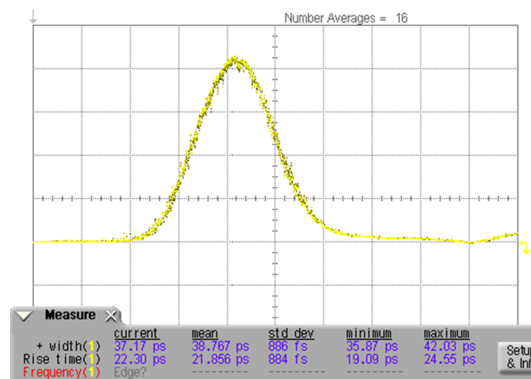


图6 测量得到的棱栅对展宽器后的脉宽

3 新型放大系统的设计与分析

在上节计算结果的基础上, 我们设计了一个以棱栅对为展宽器和以透明块材料 ZF7 为压缩器的钛宝石啁啾脉冲放大系统, 其结构框图如图 7 所示. 此系统包括棱栅对展宽器, 四通钛宝石预放大, 选单元件 (普克尔盒), 四通钛宝石主放大和 ZF7 块材料压缩器. 其中棱栅对展宽器中光束的入射角 θ 为 19.6° , 棱镜的插入量为 9 mm, 棱镜之间的垂直距离 L_p 为 10 mm, 光栅之间的垂直距离 L_g 为 68.1 mm, 此时它提供负的二阶色散和三阶色散. 放大器中的材料包括 80 mm 的钛宝石晶体 (光束通过 10 mm 的钛宝石晶体 8 次)、30 mm 的熔石英材料 (格兰棱镜和透镜材料) 和 5 mm 的 KDP 晶体 (普克尔盒晶体). 压缩器是 1.5 m 长的 ZF7 块材料放在 800 nm 波长处, 此系统提供的具体色散值如表一所示. 当系统的二阶色散为 0 时, 剩余有 -3000 fs^3 的三阶色散.

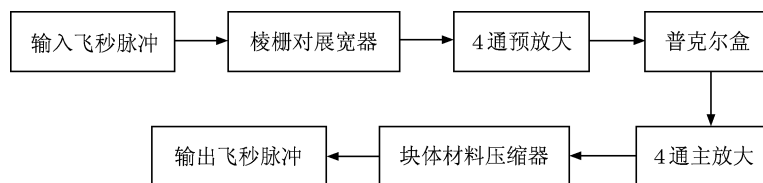


图7 以棱栅对为展宽器, 块材料为压缩器的啁啾脉冲放大系统的结构框图

表 1 以棱栅对为展宽器, ZF7 块材料为压缩器的啁啾脉冲放大系统的色散分布

色散类型	二阶色散/fs ²	三阶色散/fs ³
棱栅对展宽器	-298816	-195978
材料色散	5956	4428
压缩器	292860	188550
系统色散的失配量	0	-3000

计算中我们模拟采用的种子光为 30 fs 的钛宝石激光, 图 8 为光谱曲线. 将其注入进图 7 所示的放大系统中, 在不考虑光谱窄化的情况下, 其对应的压缩脉冲的时域波形如图 9 所示. 但实际上由于上述剩余负的三阶色散的影响, 在脉冲的前部有轻微的振荡, 如图 10 所示. 尽管如此, 脉宽也没有明显的变化.

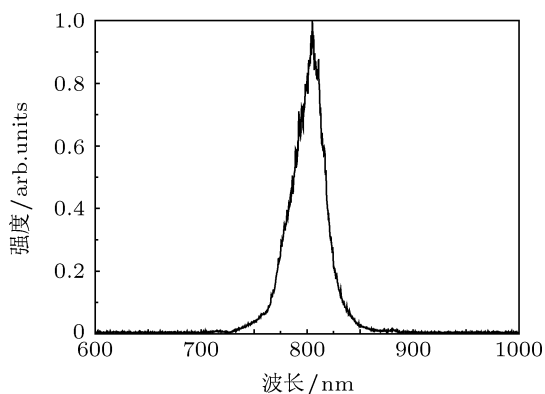


图 8 输入脉冲的光谱

考虑采用传统 CPA 系统的情形如图 12 的结构框图所示. 其包括马丁内兹展宽器, 4 通钛宝石预放大, 选单元件 (普克尔盒), 4 通钛宝石主放大和光栅对压缩器. 除了展宽器和压缩器与图 7 系统不同之外, 其余部分均相同. 在马丁内兹展宽器中, 光束的入射角为 22°, 凹面镜的曲率半径是 1210 mm, 光栅的刻线密度是 1200 线/mm, 光栅与凹面镜之间的距离是

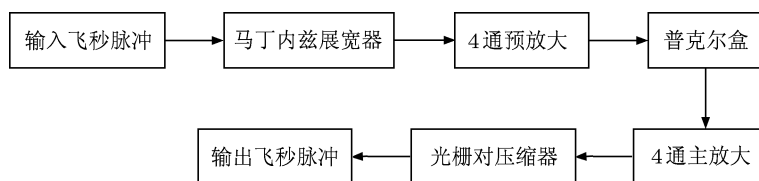


图 12 传统的马丁内兹展宽器与光栅对压缩器的啁啾脉冲放大系统

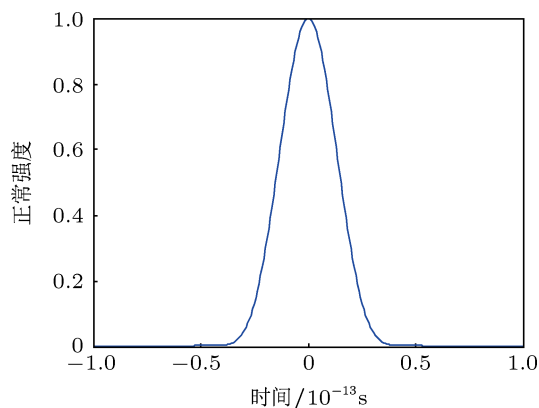


图 9 输入脉冲在傅里叶变换极限下的脉宽

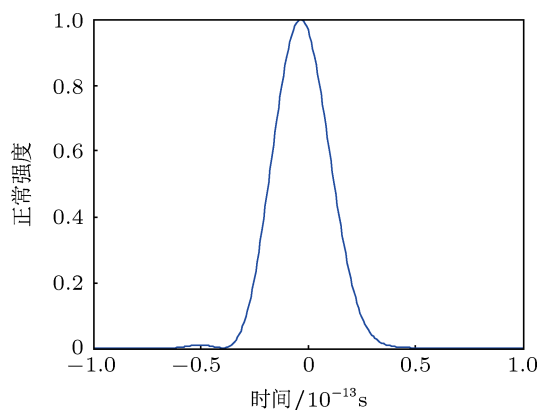


图 10 余有 -3000 fs³ 脉冲的时域波形

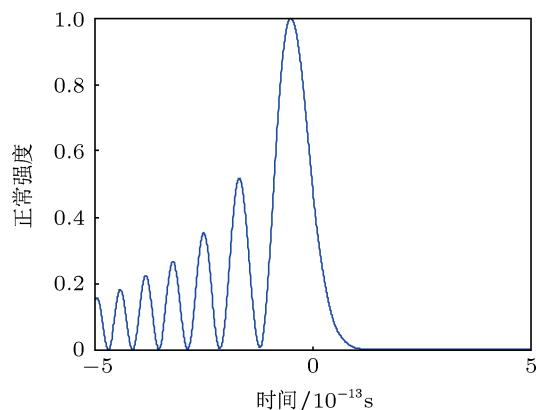


图 11 余有 $-2.83372 \times 10^5 \text{ fs}^3$ 脉冲的时域波形

405 mm. 在光栅对压缩器中, 光束的入射角为 52° , 光栅的刻线密度是 1480 线/mm, 光栅之间的距离是 317.67 mm. 此系统具体的色散量值如表 2 所示. 当系统的二阶色散为 0 时, 剩余有 $-2.83372 \times 10^5 \text{ fs}^3$ 的三阶色散. 将与图 7 方案同样的飞秒脉冲注入此放大系统中, 在不考虑光谱窄化的情况下, 由于剩余有大量负三阶色散, 光栅对压缩后的脉冲前部有多个振荡前沿, 如图 11 所示而且脉宽由入射的 30 fs 变为压缩后的 63 fs, 严重偏离了傅里叶变换极限.

表 2 传统的马丁内兹展宽器与光栅对压缩器的啁啾脉冲放大系统的色散分布

色散类型	二阶色散/ fs^2	三阶色散/ fs^3
马丁内兹展宽器	1.65448×10^6	-3.9704×10^6
材料色散	5956	4428.867
光栅对压缩器	-1.660436×10^6	3.6826×10^6
系统色散失配量	0	-2.83372×10^5

4 结论

棱栅是棱镜与光栅组合而成的一种光学元件, 它的色散性质结合了棱镜色散与光栅色散. 平行光栅对提供负的二阶色散和正的三阶色散. 棱镜对提

供负的二阶色散和三阶色散, 在合适的光栅刻线密度、棱镜材料和光束入射角的条件下, 棱栅对可以同时提供负的二阶色散和三阶色散, 能够更好地补偿放大器中的高阶材料色散. 本文理论上利用光线追迹法对一种新型反射式棱栅对色散进行了数值模拟. 结果表明, 当入射角大于 18° 时, 在 800 nm 波长处, 此棱栅对可以同时提供负的二阶色散和三阶色散, 色散量的大小由棱镜之间的垂直距离和光栅之间的垂直距离精确调节. 实验上, 我们采用快速光电二极管和高速示波器测量了实际的脉宽, 验证了计算结果的正确性. 在此基础上, 我们设计并分析了以棱栅对为展宽器和 ZF7 玻璃材料为压缩器的下 CPA 系统的色散及对脉冲的补偿特性, 并与传统的上 CPA 系统进行了比较. 结果表明, 棱栅对展宽器可以更好的补偿放大器材料中的高阶色散, 获得更接近傅里叶变换极限的压缩脉冲. 以块材料作为压缩器不仅提高了传输效率, 而且也简化了实验装置, 使系统更加紧凑. 这种新型的啁啾脉冲放大系统在高重复频率亚毫焦量级能量的飞秒脉冲放大中优势显著.

感谢北京应用电子技术研究所马红梅、龚鹏伟、马喆等人在脉冲测量中提供的帮助及有益讨论.

- | | |
|--|--|
| <p>[1] Strickland D, Mourou G 1985 <i>Opt. Commun.</i> 56 279</p> <p>[2] Tavella F, Nomura Y, Veisz L, Pervak V, Marcinkevicius A, Krausz F 2007 <i>Opt. Lett.</i> 32 2227</p> <p>[3] Kane S, Squier J 1995 <i>IEEE J. Quantum Electron.</i> 31 2052</p> <p>[4] Kane S, Squier J 1997 <i>J. Opt. Soc. Am. B</i> 14 661</p> <p>[5] Gibson E A, Gaudiosi D M, Kapteyn H C, Jimenez R, Kane S, Huff R, Durfee C, Squier J 2006 <i>Opt. Lett.</i> 31 3363</p> <p>[6] Zheng J A, Zacharias H 2009 <i>Appl. Phys. B</i> 96 445</p> | <p>[7] Dou T H, Tautz R, Gu X, Marcus G, Feurer T, Krausz F, veisz L 2010 <i>Opt. Express</i> 18 27900</p> <p>[8] Ricci A, Jullien A, Forget N, Crozatier V, Tournois P, Lopez-Martens R 2012 <i>Opt. Lett.</i> 37 1196</p> <p>[9] Kuznetsova L, Wise F W, Kane S, Squier J 2007 <i>Appl. Phys. B</i> 88 515</p> <p>[10] Chauhan V, Bown P, Cohen J, Trebino R 2010 <i>J. Opt. Soc. Am. B</i> 27 619</p> |
|--|--|

A reflective grism pair stretcher for chirped pulse amplification*

Guo Shu-Yan Ye Peng Teng Hao[‡] Zhang We Li De-Hua
Wang Zhao-Hua Wei Zhi-Yi[†]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 16 October 2012; revised manuscript received 20 November 2012)

Abstract

A new reflective grism, which combines together the grating and prism, is introduced in this paper. The numerical simulation, based on the ray tracing, shows that the grism pair can introduce minus GVD and GDD; therefore it can well compensate for the material dispersions in the chirped pulse amplifier (CPA). Compared to the conventional CPA with up-chirp, the new scheme with down-chirp can support a near Fourier Transform-limited compressed pulse due to much better compensation for high-order dispersion of materials in amplifier, in which the grism acts as the stretcher and the ZF7 bulk material as the compressor. In addition, the improved transmission efficiency and simplified configuration makes it a promising way to amplify femtosecond laser pulses to sub-mJ at a high repetition rate.

Keywords: reflective grism pair, chirped pulse amplification, dispersion, femtosecond pulse

PACS: 42.15.Dp, 42.60.-v, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.62.094202

* Project supported by the National Key Technology Research and Development Program of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2012BAC23B03), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074298, 91126008), and the Instrument Developing Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2010004).

[†] Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: hteng@iphy.ac.cn