

基于三阶色散的拍瓦激光信噪比主动调控技术

侯可^{1,2}, 欧阳小平^{1,3*}, 潘良泽^{1,3}, 丁福财^{1,2}, 肖奇^{1,2}, 潘雪^{1,3}, 张雪洁^{1,3}, 朱坪^{1,3}, 谢兴龙^{1,3}, 朱宝强^{1,3}, 朱俭⁴,
朱健强^{1,3}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240;

⁴中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800

摘要 拍瓦激光系统中剩余的高阶色散导致了脉冲波形的振荡,影响了拍瓦激光的信噪比。为了进一步优化拍瓦激光的信噪比特性,满足激光加速电子、质子等粒子的效率提升需求,本文提出了一种基于双折射晶体的新型超短脉冲的三阶色散主动调控方法,用于信噪比的主动调控。通过数值分析模拟了双折射晶体引入的二阶色散、三阶色散,针对中心波长为 1053 nm 的拍瓦激光系统,选择适当的晶体厚度,可以通过调节双折射晶体的面内旋转角改变系统剩余三阶色散。同时,基于神光 II 第九路拍瓦激光系统光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)预压缩的信噪比测量值,对比了不同量级剩余三阶色散对脉冲信噪比的影响,得出通过改变拍瓦激光系统中剩余三阶色散量,可实现不同量级信噪比的主动调控的结论。该研究结果对于高能激光系统剩余三阶色散的补偿以及信噪比的优化具有重要意义。

关键词 激光器与激光光学; 双折射晶体; 三阶色散; 信噪比; 拍瓦激光

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS221996

1 引言

随着人们对超快激光技术不断深入的研究,超短脉冲光源^[1-2]在高能物理、原子分子物理等领域的地位变得愈发重要。许多前沿科学实验除了对超短脉冲激光的输出能量提出了更高的要求外,如惯性约束核聚变(ICF)^[3-5],需要更高峰值功率的超短脉冲激光光源的发展和支 持,对脉冲信噪比也有较高的要求。例如,在皮秒激光脉冲与平面金靶作用产生电子时,脉冲的信噪比会影响预等离子体的密度标长^[6-10],进而影响产生电子的谱分布,合适量级的脉冲信噪比,是使得电子谱符合双锥对撞点火(DCI)^[11]实验中电子束能量沉积需求的关键^[12]。在基于啁啾脉冲放大(CPA)的拍瓦激光系统中^[13],光脉冲经展宽、放大与压缩后会引入高阶色散^[14],高阶色散主要来源于放大链路中BK7、钽玻璃等材料引入的色散以及展宽器与压缩器的不完全匹配产生的色散^[15]。2016年,Stuart等^[16]观测到了高阶色散对脉冲信噪比的影响,发现剩余的高阶色散将脉冲信噪比限制在 10^{-5} 量级。高阶色散在光脉冲的传输过程中导致脉冲信号时域和频域的漂移同时产生强烈的前沿或者后沿震荡,限制了脉冲信噪比的提升^[17]。

因此,可以通过对系统剩余高阶色散的调节改变脉冲的信噪比状态。

常见的高阶色散调控方式有棱镜对^[18]、光栅对^[19]、棱栅^[20]以及声光可编程色散滤波器(AOPDF)^[21]等。前两者基于角色散效应,能够补偿超短脉冲的群延迟色散(GDD),但光路调节较为复杂,难以实现三阶色散(TOD)的精准补偿。AOPDF是目前高功率飞秒激光器中常用的色散补偿元件,它基于声光效应,利用不同波长的光在介质中传播速度不同而产生的群速度延迟,能够对高阶色散实现精准控制,但缺点为损伤阈值低、TOD调节范围有限等。

双折射晶体损伤阈值高、加工难度低、使用方便,而且会对入射光束引入一定的光谱相位^[15,22],对该光谱相位进行分析可得到其引入的高阶色散数值。根据双折射晶体的这一特点,贾亚青等^[23]、张腾等^[24]对双折射晶体引入的高阶色散进行了模拟分析。本文提出了基于双折射晶体的 TOD 主动调控技术,提出利用特定参数的 α -BBO 晶体改变系统剩余三阶色散(RTOD),进而实现脉冲信噪比的主动调控的方法。通过模拟分析得到双折射晶体在仅引入较小二阶色散的情况下,选择适当的晶体参数可以引入正负、大小均可调节的

收稿日期: 2022-11-16; 修回日期: 2023-01-09; 录用日期: 2023-01-16; 网络首发日期: 2023-02-07

基金项目: 国家自然科学基金(62175247)、中国科学院战略性先导科技专项(XDA25020306)

通信作者: *oyxp@siom.ac.cn

TOD, 从而实现对系统 RTOD 的精准独立调控。在此基础上, 根据实验测量的神光 II 第九路皮秒拍瓦激光系统的预压缩信噪比状态, 对比了不同量级负的 RTOD 对脉冲信噪比的影响, 模拟结果证明了 RTOD 对脉冲信噪比的调制能力。

2 理论模型及方法

2.1 模型结构介绍

双折射晶体具有双折射效应, o 光和 e 光在其内部传播时因具有不同的折射率产生一定的相位差, 因而使得光束的偏振态发生改变。此外, 对于具有一定光谱宽度的入射光束, 在通过双折射晶体后, 由于晶体中不同波长的主折射率不同, 导致了不同波长的成分经过晶体后所经历的光程不同, 因而引入了特定的频域光谱相位, 将该相位进行泰勒展开便可得到其引入的高阶色散的表达式。

如图 1 所示, 双折射晶体色散调控装置包括双折射晶体以及偏振片 P1 和 P2, 其中双折射晶体的光轴平行于双折射晶体表面, 光轴与入射面的夹角简称为面内旋转角 ϕ 。 θ 为双折射晶体与水平面的倾斜角度, θ_i 为法线与水平面的夹角, d 为晶体的厚度, 偏振片 P1 和 P2 用于控制入射光以及出射光的偏振态。在偏振光学中常用琼斯矩阵对双折射晶体进行描述, 晶体的琼斯传输矩阵^[25]通常可以写成下式, 利用双折射晶体与偏振片的组合对晶体琼斯矩阵的矩阵元进行选择。

$$M(\theta, \phi, n_o, n_e) = (n_o^2 - \cos^2 \phi \cos^2 \theta)^{-1} \times \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: A 、 B 、 C 、 D 均是 d 、 θ 、 ϕ 的函数; n_o 、 n_e 是晶体的主折射率。 δ_o 与 δ_e 分别是 o 光和 e 光在双折射晶体中的相位延迟量。根据双折射晶体的类别, 将其对应的主折射率表达式代入式(1)即可得到双折射晶体的琼斯传输矩阵。在此基础上, 根据实验需求确定偏振片的偏振态, 计算得到出射光场的复振幅, 进而可以得出双折射晶体引入的光谱相位表达式。

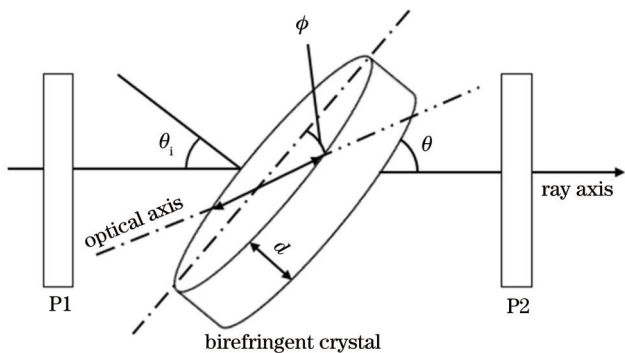


图 1 双折射晶体色散调控装置示意图

Fig. 1 Diagram of birefringent crystal dispersion regulation device

2.2 高阶色散理论分析

光束通过双折射晶体后, 出射光场的复振幅与入射光、出射光的偏振态联系密切, 不同偏振态的组合对双折射晶体的琼斯传输矩阵元的选择不同, 对出射光场的复振幅和相位的调制也不相同。以入射光和出射光同为 TM 偏振态为例, 得到双折射晶体引入的频域光谱相位表达式 $\varphi(\omega)$ 为

$$\varphi(\omega) = -\tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(E_{\text{TM}})}{\text{Re}(E_{\text{TM}})} \right] = -\tan^{-1} \left[\frac{n_o^2 \sin \delta_e \sin^2 \phi + (n_o^2 - \cos^2 \theta) \sin \delta_o \cos^2 \phi}{n_o^2 \cos \delta_e \sin^2 \phi + (n_o^2 - \cos^2 \theta) \cos \delta_o \cos^2 \phi} \right]. \quad (2)$$

将 $\varphi(\omega)$ 在中心频率 ω_0 处进行泰勒展开^[26] 可得:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \varphi'''(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (3)$$

式中与 ω 不成线性的部分称为色散, 其中 $\varphi''(\omega - \omega_0)$ 为二阶色散也叫群延迟色散, 提供光谱相位的二次项, 赋予输出脉冲一个线性啁啾, $\varphi'''(\omega - \omega_0)^3$ 为 TOD, 将导致具有振荡结构的非对称脉冲失真。由于四阶及以上的色散对皮秒激光系统的影响极小, 本文仅考虑二阶色散以及 TOD 的影响。由频域光谱相位的表达式可知, 二阶色散和 TOD 同样是面内旋转角 ϕ 、晶体倾斜角度 θ 、晶体厚度 d 以及晶体主折射率 n_o 、 n_e 的函数。在温度一定的情况下, 晶体主折射率是波长的函数, 不同波长引入的高阶色散存在差异。

2.3 系统 RTOD 对脉冲信噪比的影响

系统剩余的高阶色散是影响输出脉冲信噪比的重要因素, 其中 TOD $[\varphi'''(\omega - \omega_0)^3]$ 在中心频率 ω_0 附近具有正负的不对称的重新分布, 导致了信噪比的降低。假设频谱表达式^[27] 为

$$A(\omega) = e^{\frac{-\omega^2}{4\Gamma}} e^{i\gamma\omega^3}, \quad (4)$$

式中: γ 为三次方相位变化的大小; Γ 为实数, 则依赖于频率的延迟^[27] 为

$$\tau(\omega) = -3\gamma(\omega - \omega_0)^2. \quad (5)$$

假设 γ 为负, 易知 $\tau(\omega)$ 为开口向上的抛物线, 则对于所有的频率的延迟量均为正, 最高的频率具有最大的延迟, 在时域强度波形上产生了不对称的拖尾, 导致了脉冲波形的振荡。

本文以中心波长为 1053 nm、光谱宽度为 3.4 nm 的激光系统为例, 系统剩余二阶色散量设定为 0.15 ps², 以系统 RTOD 为变量对脉冲的信噪比进行模拟分析。结果如图 2 所示, 由模拟结果可以看出, 当 RTOD 为负且较小时, 脉冲前沿的信噪比受到了影响, RTOD 为 0 时, -60 ps 位置的信噪比约为 10^{-10} ,

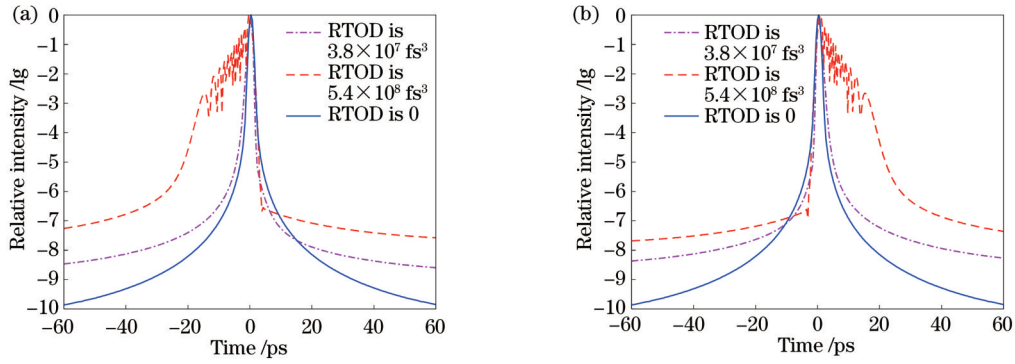


图 2 (a)负 RTOD 和 (b)正 RTOD 对脉冲信噪比的影响

Fig. 2 Effects of (a) negative residual third-order dispersion (RTOD) and (b) positive RTOD on pulse signal-to-noise ratio

RTOD 为 $-3.7 \times 10^7 \text{ fs}^3$ 时, -60 ps 位置的信噪比为 $10^{-8.5}$, RTOD 为 $-2.5 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 时, -60 ps 位置的信噪比为 $10^{-7.3}$ 。因此可以得出,随着 RTOD 量级的增加,脉冲前沿的信噪比变差。当 RTOD 为正时,脉冲后沿的信噪比状态受到了较大的影响,且与负值 RTOD 的影响具有对称的效果。根据以上 RTOD 与脉冲信噪比的关系,在其他量保持不变的条件下,可以通过改变系统 RTOD 的数值来改变脉冲的信噪比。

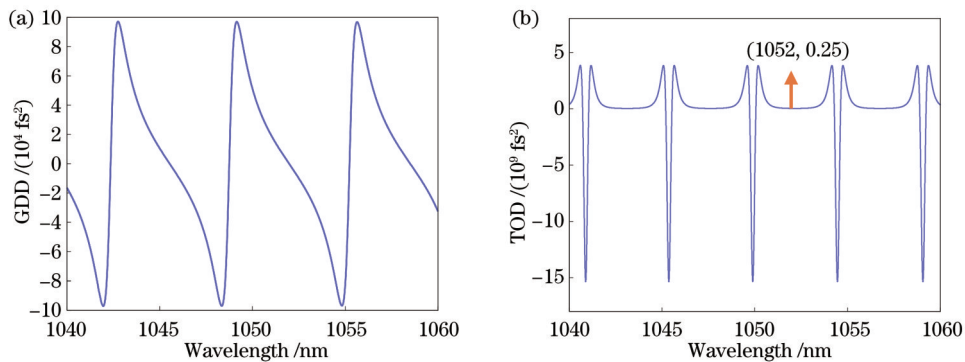
3 分析与讨论

入射光束中心波长、晶体厚度和晶体面内旋转角是双折射晶体引入高阶色散的函数,因此分别对其与高阶色散的关系进行了模拟分析。与其他双折射晶体相比, α -BBO 晶体具有较大的双折射,因此可提供更大的高阶色散量,以下模拟分析均使用 α -BBO 晶体,

温度 $T=25 \text{ }^\circ\text{C}$, 晶体倾斜角度设为 90° 。

3.1 中心波长对晶体引入高阶色散的影响

在晶体厚度、倾斜角度、面内旋转角均已确定的情况下,其引入的二阶色散、TOD 是入射光束波长的函数,双折射晶体引入的高阶色散与波长紧密相关。如图 3 所示,模拟了 α -BBO 晶体引入高阶色散量随波长的变化曲线,其中晶体厚度为 2 mm ,面内旋转角为 30° 。可以看出二阶色散和 TOD 随着波长近似呈周期性变化,色散曲线存在零点,且存在极大值。其中,二阶色散在 10^4 fs^2 量级内变化, TOD 峰值达到了 10^9 fs^3 量级。同时,注意到曲线存在变化较为平坦的区域, TOD 的量级为 10^8 fs^3 ,如在 1052 nm 处,引入 TOD 的数值为 $2.5 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 。因此,可以在曲线较为平坦的范围内对具有特定光谱宽度的激光系统进行 TOD 的引入进而实现 RTOD 的补偿。

图 3 晶体厚度为 2 mm 时 (a) GDD 和 (b) TOD 随波长的变化Fig. 3 Variation of (a) group delay dispersion (GDD) and (b) TOD with wavelength when crystal thickness is 2 mm

3.2 晶体厚度对引入高阶色散的影响

光束在晶体内部的传输相位是晶体厚度的函数,因此,分析了晶体厚度与引入高阶色散的变化关系。图 4 是入射波长为 1053 nm 时,不同厚度的 α -BBO 晶体引入二阶色散和 TOD 量的变化曲线。可以看出,随着晶体厚度的增加,二阶色散和 TOD 变化剧烈,同时振荡的峰值都呈现出不断增加的趋向,即晶体引入色散量与晶体厚度成正比。此外,二阶色散正负向振荡

幅度大致相同,而 TOD 的正负向振荡幅度不同,负向峰值更大。

TOD 随波长的变化具有一定的周期性,且在某些波段范围内变化平坦。通过进一步的模拟分析得知,晶体厚度同样对 TOD 平坦变化的波段范围有较大的影响。为此,本文对比了不同厚度的双折射晶体对其引入 TOD 随波长的变化曲线,并对结果进行了分析。

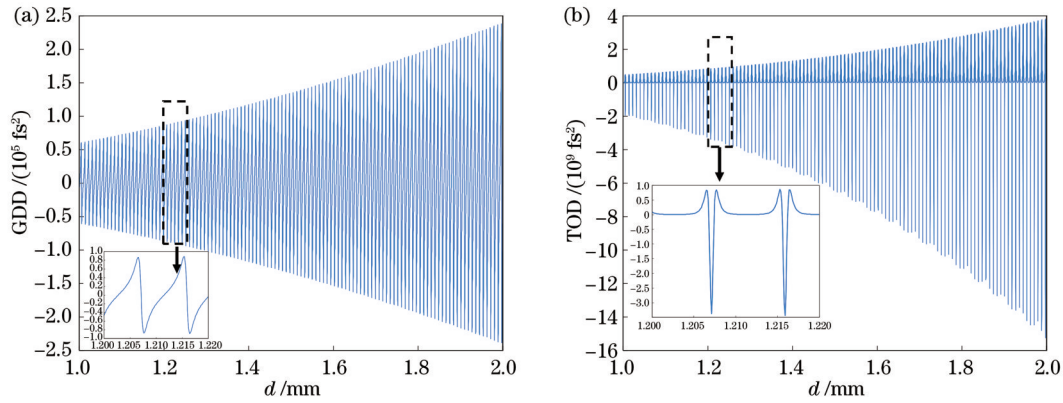


图 4 中心波长为 1053 nm 时 (a) GDD 和 (b) TOD 随晶体厚度的变化

Fig. 4 Variation of (a) GDD and (b) TOD with crystal thickness when central wavelength is 1053 nm

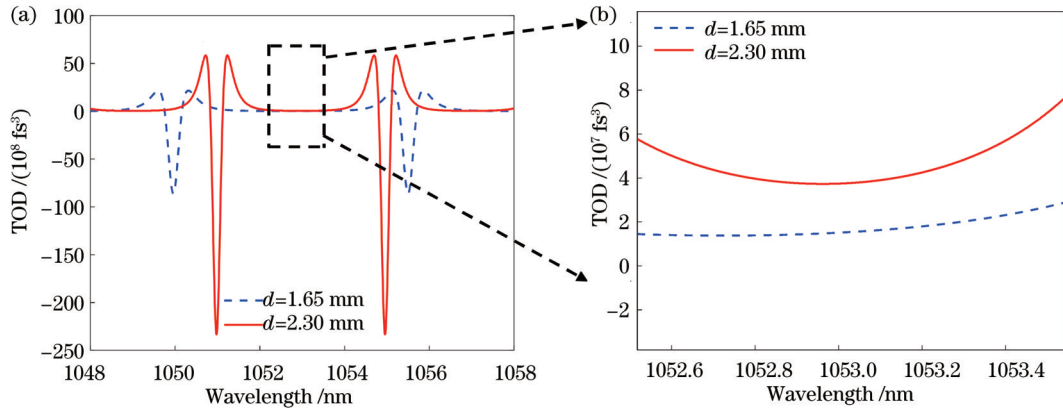


图 5 晶体厚度对 TOD 调控光谱宽度的影响

Fig. 5 Effect of crystal thickness on TOD tuning spectral width

如图 5 所示,面内旋转角设为 30° ,当晶体厚度为 1.65 mm 时,引入 TOD 随波长平坦变化的范围约为 4 nm,此时引入 TOD 为 $2 \times 10^7 \text{ fs}^3$ 。当晶体厚度为 2.30 mm 时,晶体引入 TOD 随波长平坦变化的范围约为 2 nm,TOD 量为 $4 \times 10^7 \text{ fs}^3$ 。由以上分析可知,晶体厚度同时影响了引入 TOD 量以及 TOD 随波长变化平坦的范围,晶体厚度越大,引入 TOD 量越大,但 TOD 随波长变化平坦的波段范围将减小。双折射晶体的这一特点使得需要根据激光系统的剩余色散量以及光谱宽度选择适当的晶体厚度进行 TOD 的调节。

3.3 晶体面内旋转角对引入高阶色散的影响

将入射光束的中心波长设为 1053 nm,以厚度为 2.35 mm 的晶体为例,模拟分析了晶体引入 GDD、TOD 随着面内旋转角 ϕ 的变化情况。由图 6 可知,各阶色散均随 ϕ 发生变化,其中 GDD 在 $\phi=22^\circ$ 附近达到峰值,在 $\phi=38^\circ$ 时符号发生改变,在 $\phi=53^\circ$ 附近达到另一峰值,而后的符号变换点在 90° 。TOD 与 GDD 的变化类似,在 $\phi=28^\circ$ 时首次达到峰值,在 $\phi=38^\circ$ 时符号发生改变,在 $\phi=48^\circ$ 再次达到峰值,此后变化放缓引入色散量基本为零。由于采取的是正入射方式,因此晶体引入的 GDD 和 TOD 随面内旋转角的变化曲线均在

$\phi=90^\circ$ 左右呈“镜像”分布。

在面内旋转角的变化过程中,晶体引入 GDD 的最大值为 10^5 fs^2 量级,且在大多区域仅为 10^4 fs^2 量级。根据 GDD 与脉宽的关系可知, 10^5 fs^2 的额外二阶色散仅使得脉冲宽度为 1 ps 的脉冲展宽为 1.038 ps,该影响基本可以忽略。因此,可以通过改变面内旋转角引入最大为 10^8 fs^3 量级、同时正负可以调节的 TOD。双折射晶体面内旋转角的调节方式简单,不需要改变原有光路便可实现色散调节,且 TOD 随面内旋转角的变化曲线较为简洁。因此,在根据激光系统的中心波长以及光谱宽度选择特定的晶体厚度后,通过改变晶体的面内旋转角即可改变系统的 RTOD。

3.4 TOD 对脉冲信噪比影响的模拟分析

为了研究 TOD 对信噪比的影响,使理论模拟在实验数据中得到检验,针对中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室的神光 II 第九路皮秒拍瓦激光系统,根据其脉冲信噪比测量数据,分析了不同量级 RTOD 对脉冲信噪比的影响。神光 II 第九路皮秒拍瓦激光系统的中心波长为 1053 nm,终端光谱宽度为 3.4 nm,通过调节光栅对可实现 1~10 ps 的脉宽调节范围^[28]。在保持系统其他参数不变的情况

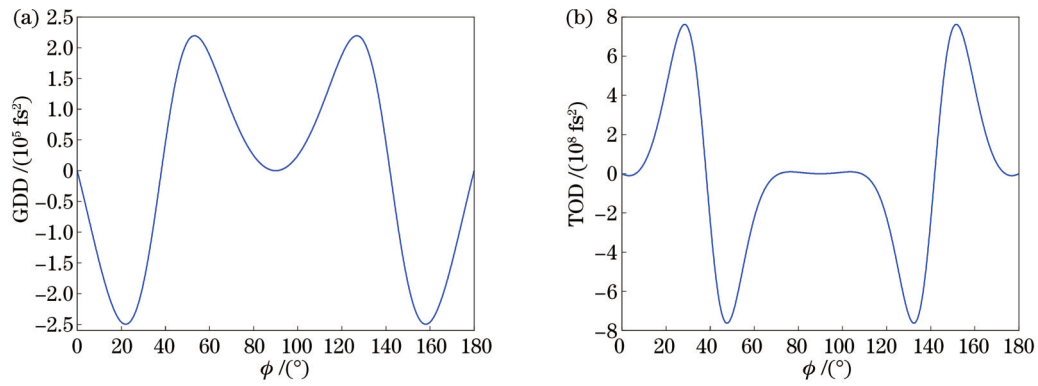


图 6 中心波长为 1053 nm、晶体厚度为 2.35 mm 时 (a) GDD 和 (b) TOD 随 ϕ 的变化

Fig. 6 Variation of (a) GDD and (b) TOD with ϕ when central wavelength is 1053 nm and crystal thickness is 2.35 mm

下,仅改变 RTOD 的数值,利用模拟值对神光 II 第九路皮秒拍瓦系统的光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)预压缩信噪比状态曲线进行了拟合。

图 7 中实线是商业仪器 Sequoia 测量的神光 II 第九路皮秒拍瓦 OPCPA 信噪比状态曲线,通过模拟发现,当系统 RTOD 为 $-6.1 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 时,信噪比状态曲

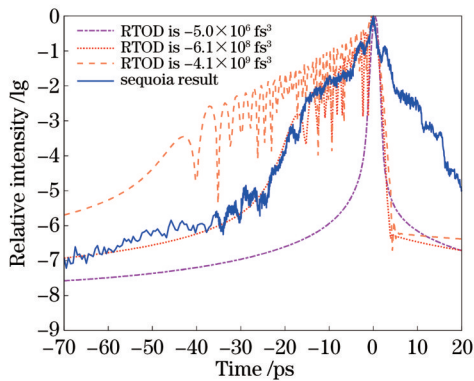


图 7 基于 TOD 主动调控的 OPCPA 脉冲信噪比测量数据的拟合及对比

Fig. 7 Fitting and comparison of OPCPA pulse signal-to-noise ratio measurement data based on active control of TOD

线在脉冲前沿 -70 ps 至主脉冲附近能够与实际测量的信噪比曲线接近拟合。因此,可以根据图 6 中的模拟结果将面内旋转角 ϕ 旋转至 23° 或 32° 附近引入大小为 $+6.1 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 的 TOD,对脉冲前沿 -70 ps 至主脉冲附近的信噪比进行优化。在此基础上,对出射晶体后光束的信噪比以及脉宽进行测量,用以判断信噪比的调控效果以及高阶色散对脉宽的影响。

神光 II 高能激光系统的光谱宽度为 3.4 nm,经模拟仿真的双折射晶体可调控的光谱宽度最大约为 5 nm,足以满足需求。晶体引入 GDD 的最大值为 10^5 fs^2 量级,对于神光 II 第九路皮秒拍瓦激光系统,额外引入的 GDD 可以通过观测脉宽测量软件上的脉宽数值,同时利用 Dazzler 进行补偿。如图 8 所示,双折射晶体色散调控模块位于 OPCPA 的光束出射后,经过晶体分别进入信噪比以及脉宽测量仪器。根据图 6(b) 的模拟结果,可以改变双折射晶体的面内旋转角引入特定大小的 TOD,通过 sequoia 获取调制后的信噪比结果。同时,利用自相关仪对脉宽进行监测,避免额外引入的 GDD 对信噪比调制产生影响。

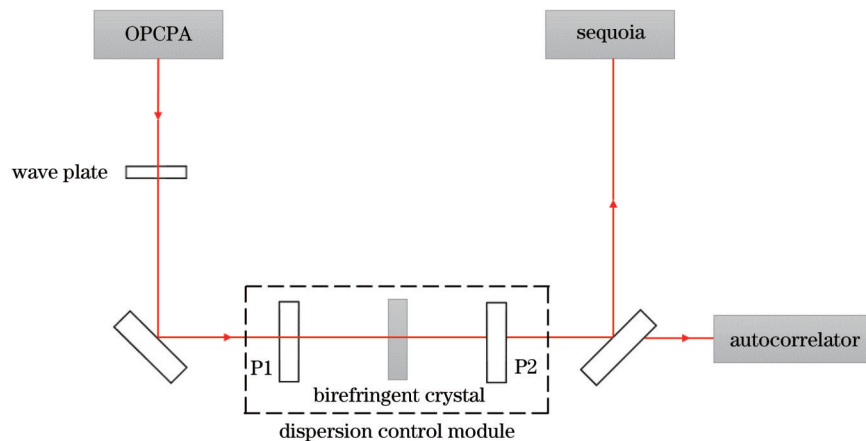


图 8 基于双折射晶体的 TOD 调控光路图

Fig. 8 Optical path diagram of TOD control based on birefringence crystal

4 结 论

提出了一种基于 α -BBO 双折射晶体改变系统的 RTOD 量, 进而实现脉冲信噪比主动调控的方法。以光轴平行于晶体表面的双折射晶体为理论模型, 得到了特定偏振模式下双折射晶体引入的频域光谱相位表达式, 将光谱相位对中心频率 ω_0 进行泰勒展开, 得到双折射晶体引入的高阶色散。模拟仿真了入射光束波长、双折射晶体的厚度、面内旋转角对引入高阶色散量的影响, 得出特定厚度的双折射晶体可以在仅引入少量二阶色散的情况下, 最大能够引入 10^8 fs^3 量级的正负可调节的 TOD 量, 相较于 AOPDF 提升了两个量级, 同时可以支持最大为 5 nm 可调节的光谱宽度。由于面内旋转角调节简单且 TOD 随角度变化简洁, 所以选择了改变晶体面内旋转角的方式来调控系统的 RTOD。

在利用双折射晶体实现系统 RTOD 独立调控的基础上, 分析了 RTOD 对脉冲信噪比产生影响的原因及结果。同时, 基于神光 II 第九路皮秒拍瓦激光系统的 OPCPA 预压缩信噪比测量值, 对比了不同量级负的 RTOD 对脉冲信噪比的影响。模拟结果表明, RTOD 对于信噪比具备一定的调控能力, 可以通过改变系统 RTOD 的数值来调节脉冲的信噪比。本文假设现有信噪比噪声中仅含有 TOD, 在此前提下 OPCPA 预压缩系统中 RTOD 约为 $-6.1 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 。在此基础上, 可选择厚度为 2.35 mm 的双折射晶体, 在晶体前后均放置偏振片, 且将该色散调控模块置于 OPCPA 光路的出射处。通过旋转双折射晶体的面内旋转角至 23° 或 32° 附近以引入 $+6.1 \times 10^8 \text{ fs}^3$ 的 TOD 对系统 RTOD 进行补偿。同时, 将经色散调制后的光束导入 sequoia 中进行信噪比测量, 通过测量结果对 TOD 的调控效果进行判断。针对该方法, 后续将使用双折射晶体对脉冲信噪比的调控效果做进一步的验证。利用双折射晶体改变拍瓦激光系统的 RTOD, 实现对信噪比调控的数值模拟分析具有重要意义, 相关研究结果可以为激光系统信噪比的优化提供理论基础。

参 考 文 献

- [1] Zhao K, Zhang Q, Chini M, et al. Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3891-3893.
- [2] He P, Liu Y Y, Zhao K, et al. High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 474-477.
- [3] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1229-1285.
- [4] Betti R, Hurricane O A. Inertial-confinement fusion with lasers[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(5): 435-448.
- [5] 刘会亚, 康宁, 冀胜哲, 等. SRS 与 TPD 产生超热电子特性研究[J]. *中国激光*, 2021, 48(23): 2308001.
- [6] Liu H Y, Kang N, Ji S Z, et al. Characterization of suprathermal electrons produced by SRS and TPD[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(23): 2308001.
- [7] Luther-Davies B. Plasma density fluctuations and the physics of short-pulse laser-produced plasmas[J]. *Journal of Modern Optics*, 1990, 37(11): 1873-1885.
- [8] Norreys P A, Zepf M, Moustazis S, et al. Efficient extreme UV harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(11): 1832-1835.
- [9] Rosen M D. The science applications of the high-energy density plasmas created on the Nova laser[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(5): 1803-1812.
- [10] Zepf M, Tsakiris G D, Pretzler G, et al. Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets[J]. *Physical Review E*, 1998, 58(5): R5253-R5256.
- [11] Ziegler T, Albach D, Bernert C, et al. Proton beam quality enhancement by spectral phase control of a PW-class laser system[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11: 7338.
- [12] Zhang J, Wang W M, Yang X H, et al. Double-cone ignition scheme for inertial confinement fusion[J]. *Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences*, 2020, 378(2184): 20200015.
- [13] 胡艳婷, 张昊, 邓宏祥, 等. 激光驱动离子加速的研究进展及其重要应用综述[J]. *中国激光*, 2021, 48(4): 0401006.
- [14] Hu Y T, Zhang H, Deng H X, et al. Review of research developments and important applications of laser-driven ion acceleration[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(4): 0401006.
- [15] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [16] Deng G, Pan W, Zou X H. Optical pulse compression using the combination of phase modulation and high-order dispersion compensation[J]. *Optical Review*, 2010, 17(5): 454-458.
- [17] Wu F X, Wang C, Hu J B, et al. A novel design of double chirped pulse amplification laser systems for fourth-order dispersion control[J]. *Optics Express*, 2020, 28(21): 31743-31753.
- [18] Stuart N, Robinson T, Hillier D, et al. Comparative study on the temporal contrast of femtosecond mode-locked laser oscillators[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(14): 3221-3224.
- [19] Osvay K, Csatári M, Gaál A, et al. Temporal contrast of high intensity femtosecond UV pulses[J]. *Journal of the Chinese Chemical Society*, 2000, 47(4A): 855-857.
- [20] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P. Negative dispersion using pairs of prisms[J]. *Optics Letters*, 1984, 9(5): 150-152.
- [21] Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5(9): 454-458.
- [22] Fork R L, Cruz C H, Becker P C, et al. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation[J]. *Optics Letters*, 1987, 12(7): 483-485.
- [23] Tournois P. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems[J]. *Optics Communications*, 1997, 140(4/5/6): 245-249.
- [24] Zhang S J, Chen X Y, Liu K, et al. Nonvolatile reconfigurable dynamic Janus metasurfaces in the terahertz regime[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(7): 1731-1743.
- [25] 贾亚青, 朱晓农. 双折射滤光片的色散特性研究[J]. *物理学报*, 2004, 53(9): 3065-3070.
- [26] Jia Y Q, Zhu X N. Study on dispersion characteristics of a tilted birefringent filter[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(9): 3065-3070.
- [27] 张腾, 李大为, 王韬, 等. 基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦激光系统光谱整形[J]. *物理学报*, 2021, 70(8): 084202.
- [28] Zhang T, Li D W, Wang T, et al. Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate

- birefringent crystal[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(8): 084202.
- [25] Zhu X N. Explicit Jones transformation matrix for a tilted birefringent plate with its optic axis parallel to the plate surface [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(16): 3502-3506.
- [26] White W E, Patterson F G, Combs R L, et al. Compensation of higher-order frequency-dependent phase terms in chirped-pulse amplification systems[J]. *Optics Letters*, 1993, 18(16): 1343-1345.
- [27] 安德鲁·温纳. 超快光学[M]. 郑铮, 赵欣, 刘建胜, 等, 译. 北京: 国防工业出版社, 2015: 84-86.
- Weiner A M. *Ultrafast optics*[M]. Zheng Z, Zhao X, Liu J S, et al., Transl. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 84-86.
- [28] 杨庆伟, 郭爱林, 谢兴龙, 等. 高能拍瓦激光装置中的展览系统[J]. *激光与光电子学进展*, 2008, 45(7): 66-71.
- Yang Q W, Guo A L, Xie X L, et al. Stretcher system in high-energy petawatt laser facility[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2008, 45(7): 66-71.

Active Control Technology of Petawatt Laser Signal-to-Noise Ratio Based on Third-Order Dispersion

Hou Ke^{1,2}, Ouyang Xiaoping^{1,3*}, Pan Liangze^{1,3}, Ding Fucui^{1,2}, Xiao Qi^{1,2}, Pan Xue^{1,3}, Zhang Xuejie^{1,3}, Zhu Ping^{1,3}, Xie Xinglong^{1,3}, Zhu Baoqiang^{1,3}, Zhu Jian⁴, Zhu Jianqiang^{1,3}

¹Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

⁴Shanghai Institute of Laser and Plasma, Chinese Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China

Abstract

Objective The chirped pulse amplification technology improves the peak energy of the pulse and greatly promotes the development of the ultrafast laser. However, high-order dispersion will be introduced in chirped pulse amplification technology, which leads to the oscillation of pulse waveform in the petawatt laser system and affects the signal-to-noise ratio (SNR) of the petawatt laser. To optimize the SNR characteristics of the petawatt laser and improve the efficiency of laser accelerating electrons, protons, and other particles, a new third-order dispersion control method based on birefringent crystal for the active control of SNR is proposed. The needs of petawatt laser cannot be well satisfied by conventional high-order dispersion compensation methods including grating pairs, prism pairs, and acousto-optic programmable dispersion filters due to their complex optical paths or limited dispersion adjustment. The active control method of the third-order dispersion based on the birefringent crystal is simple to operate. On the basis of the original optical path, the residual third-order dispersion in the system can be changed only by rotating the in-plane rotation angle of the birefringent crystal to realize the active control of SNR.

Methods When an incident beam with a certain spectral width passes through a birefringent crystal, it will follow different optical paths due to the inconsistent principal refractive indices of wavelengths for the crystal, introducing a specific frequency-domain spectral phase. In polarized optics, The Jones matrix is often employed to describe birefringent crystals. In front of and behind the birefringent crystal, polarizers are placed to control the polarization state of incident light and outgoing light and thus select the matrix elements of the Jones matrix. The complex amplitude of the outgoing light field in a specific polarization state can be obtained by calculation, and then the spectral phase expression introduced by the birefringent crystal and the high-order dispersion expansion are obtained. For the laser system with determined central wavelength, the high-order dispersion introduced by the birefringent crystal is a function of the crystal thickness and the in-plane rotation angle of the crystal. Therefore, the key parameters such as crystal thickness and crystal in-plane rotation angle in high-order dispersion introduced by crystal are simulated respectively. The results show that the crystal thickness affects the magnitude and the spectral width of the flat change of third-order dispersion, and the in-plane rotation angle of the crystal affects the specific value. When the crystal thickness is determined, the required third-order dispersion can be introduced by changing the in-plane rotation angle of the crystal. The possible additional group delay dispersion introduced by the birefringent crystal is also analyzed in this paper. It is shown that as the scheme is designed for the picosecond laser system, the introduced group delay dispersion has little effect on the pulse width which can be ignored. Additionally, Dazzler in optical paths can be adopted to compensate for the group delay dispersion according to the change in pulse width, which is monitored by the autocorrelation instrument after the dispersion control module.

Results and Discussions Firstly, the theoretical model for describing the dispersion control of birefringent crystal is built (Fig. 1), and an optical axis parallel to the crystal surface is considered. On this basis, with the TM polarization of the incident beam and the outgoing beam as an example, the expression of the spectral phase introduced by the birefringent crystal is obtained, the Taylor expansion of which is the expression of the high-order dispersion. The effects of several critical parameters on the introduction of high-order dispersion into birefringent crystal are analyzed, including the central wavelength of the incident beam, crystal thickness, and in-plane rotation angle of the crystal. In this paper, the influence of the residual third-order dispersion on SNR is analyzed for the picosecond petawatt laser system (central wavelength of 1053 nm and spectral width of 3.4 nm). It is concluded that the SNR can be changed with different values of the residual third-order dispersion. According to the fitting results of the OPCPA pre-compression SNR state curve of the SHENGUANG II ninth picosecond petawatt laser system (Fig. 7), a birefringent crystal with a thickness of 2.35 mm can be selected to compensate for the residual third-order dispersion. At the same time, according to the simulation results of the in-plane rotation angle and third-order dispersion (Fig. 6), the angle can be rotated to around 23° or 32° to compensate for the residual third-order dispersion of the system. Then, the dispersion modulated beam is imported into Sequoia to measure the SNR, and the control effect of third-order dispersion is judged according to the measured results.

Conclusions In this paper, the models for analyzing second-order and third-order dispersion of the birefringent effect are built. According to the central wavelength and spectral width of the picosecond petawatt laser system, the special crystal thickness and in-plane rotation angle are designed, which introduce the third-order dispersion with sufficient magnitude and adjustable positive and negative. In addition, a small group delay dispersion is also ensured to avoid the influence on pulse width. On this basis, combined with the SNR measurement data of the ninth picosecond petawatt laser of SHENGUANG II, the influence of third-order dispersion on the SNR of the petawatt laser pulse is simulated and analyzed, and an active SNR control scheme based on birefringent effect is proposed. Employing birefringent crystals to change the residual third-order dispersion of the petawatt laser system is of great significance to realize the numerical simulation analysis of SNR control. The results can provide a theoretical basis for the optimization of the SNR of laser systems.

Key words laser and laser optics; birefringent crystal; third-order dispersion; signal-to-noise ratio; petawatt laser