



基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦激光系统光谱整形

张腾 李大为 王韬 崔勇 张天雄 王丽 张杰 徐光

Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate birefringent crystal

Zhang Teng Li Da-Wei Wang Tao Cui Yong Zhang Tian-Xiong Wang Li Zhang Jie Xu Guang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201719

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201719>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于双折射晶体的快拍穆勒矩阵成像测偏原理分析

Principle analysis of snapshot Mueller matrix imaging polarimeter using birefringent crystal

物理学报. 2018, 67(10): 104209 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172604>

饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响

Influence of linear chirp on the output characteristics of cross polarized wave with saturated power density

物理学报. 2017, 66(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.66.094206>

激光器内腔频差对双折射外腔激光回馈系统输出影响的理论及实验研究

Theoretical and experimental research on influence of cavity frequency difference in birefringent laser feedback system

物理学报. 2018, 67(15): 154201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180230>

高能质子照相中基于角度准直器设计的理论研究

Theoretical study of angle-cut collimator based design in high-energy proton radiography

物理学报. 2020, 69(3): 032901 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191691>

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

物理学报. 2019, 68(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

Nd:YSAG单晶的光谱和激光性能

Spectral and laser properties of Nd:YSAG single crystal

物理学报. 2017, 66(15): 154204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.154204>

基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦 激光系统光谱整形*

张腾¹⁾⁴⁾ 李大为^{1)4)†} 王韬²⁾ 崔勇²⁾ 张天雄²⁾
王丽³⁾ 张杰³⁾ 徐光^{1)‡}

1) (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, 上海 201800)

2) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

3) (上海市激光技术研究所创新研发中心, 上海 201800)

4) (中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049)

(2020年10月16日收到; 2020年11月20日收到修改稿)

为补偿皮秒拍瓦激光系统中钕玻璃宽带放大引起的增益窄化, 提出了一种基于铌酸锂双折射晶体的高能光谱整形方法. 在相同强度调制下, 对比了BBO、铌酸锂和石英3种晶体, 针对1053 nm激光, 选用了高双折射率、大口径且不易潮解的铌酸锂作为整形晶体. 理论分析了晶体厚度、倾斜角、面内旋转角对强度调制的影响, 发现它们分别决定调制的带宽、中心波长及深度. 并对整形过程中晶体引入的光谱相位进行了分析, 发现各阶色散量随晶体厚度、倾斜角、面内旋转角变化的规律, 因此可通过上述参数控制各阶色散量. 在此基础上, 开展了中心波长为1053 nm、带宽为10 nm、调制深度为80%的光谱整形实验和相位测量实验, 实验与理论分析相一致. 针对神光II皮秒拍瓦激光系统, 利用上述整形方案, 国内首次实现了1700 J, 6 nm (FWHM) 的高能宽带激光输出, 有效补偿了增益窄化. 研究结果对国内基于钕玻璃放大系统的宽频带激光装置的工程研制具有重要意义.

关键词: 高能光谱整形, 双折射晶体, 光谱相位, 高能拍瓦激光系统

PACS: 42.55.-f, 42.25.Lc, 42.65.Re, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.70.20201719

1 引言

啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA)^[1-3] 的提出, 为超强、超短激光^[4] 发展注入了活力, 激光系统在高能量、宽频带、高功率方面不断迈上新的台阶. 在以增益介质为基础的啁啾脉冲放大过程中, 由于介质的增益线型限制, 脉冲中心频率的增益大于边缘频率, 因此, 脉冲经增益介质放大时光谱不断变窄, 这种现象被称为增益

窄化效应^[5-7]. 它会对激光系统带来一系列不利影响, 一方面, 啁啾脉冲光谱窄化对应着时间窄化, 时间窄化后的啁啾脉冲对后续增益链的损伤阈值将提出更高要求^[8], 同时会带来更高B积分累积; 另一方面, 在傅里叶变换极限 (Fourier transform limit, FTL) 下, 光谱宽度和脉冲宽度的乘积是一个常数^[9], 光谱的窄化将限制后期的脉冲压缩, 不利于获得更短激光脉冲输出. 因此, 补偿放大过程中的增益窄化效应, 进行光谱整形具有重要意义.

目前, 常用的光谱整形技术有: 空间光调制器

* 张江国家自主创新示范区专项发展资金重大项目 (批准号: ZJ2020-ZD-006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lidw135@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: xuguang@siom.ac.cn

(spatial light modulator, SLM)^[10,11]、声光可编程色散滤波器 (acousto-optic programmable dispersive filter, AOPDF)^[12]、抽运光整形^[13]和双折射晶体整形^[14]等. 由于 SLM 和 AOPDF 损伤阈值较低, 两者仅能支持小能量的光谱整形; 而在光参量啁啾脉冲放大 (optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA) 中, 通过抽运光间接整形, 虽然可以支持高能量输出, 但增加了抽运光的制备难度, 同时会使 OPCPA 效率降低; 因此, 具备损伤阈值高、插入损耗小、使用方便等特点的双折射晶体, 被广泛应用于光谱整形中. 针对 800 nm 激光, 使用石英双折射晶体抑制增益窄化的光谱整形已趋于成熟, 例如: 1996 年 Bart 等^[15]将石英平板插入钛宝石再生放大器中, 将光谱半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 从 32 nm 展宽到 45 nm; 类似地, 2007 年陆效明等^[16]利用 761 μm 厚石英平板, 将光谱从 28 nm 展宽到 62 nm. 相对于钛宝石, 易获得大口径、高光学质量的钽玻璃 (中心波长 1053 nm) 更适合于高能量输出, 但是, 它的受激发射截面带宽仅为 20 nm^[17], 增益窄化效应更为严重, 更难补偿. 近来, 针对 1053 nm 的双折射光谱整形报道较少, 美国 NIF 装置^[18,19]于 2012 年对钽玻璃作为增益介质的再生放大器, 使用石英晶体将光谱从 3 nm (FWHM) 展宽到 5 nm; 2003 年国内朱鹏飞等^[20]使用 12 mm 厚石英对钽玻璃增益窄化进行补偿, 将光谱从 13 nm (FWHM) 展宽到 15 nm, 展宽效果不明显. 上述报道中, 无论是针对钛宝石还是钽玻璃的双折射晶体光谱整

形, 均未对整形过程中晶体引入的光谱相位^[21]进行分析. 随着脉冲压缩、相干组束、高信噪比输出等对光谱相位的要求越来越高, 对晶体引入的光谱相位进行分析具有重要意义. 此外, 国内高能拍瓦激光系统为获得更高能量、更短脉宽的高功率输出, 也急需开展针对 1053 nm 抑制钽玻璃增益窄化的光谱整形工作.

本文针对高能拍瓦激光系统中钽玻璃的增益窄化, 提出了一种基于铌酸锂双折射晶体的高能量光谱整形方法. 在理论上, 从双折射晶体严格琼斯矩阵^[22]出发, 研究了晶体厚度、倾斜角、面内旋转角对光谱强度调制和晶体引入相位的影响, 首次模拟了晶体引入的各阶色散量随晶体厚度、倾斜角、面内旋转角的变化情况, 发现通过上述参数可对晶体引入的各阶色散量进行控制. 在此基础上, 搭建了光谱整形模块, 利用神光 II 高能拍瓦激光系统, 有效补偿了钽玻璃放大的增益窄化效应, 在国内首次实现了 1700 J, 6 nm (FWHM) 的高能宽带激光输出, 是未整形时 3.2 nm 的 2 倍. 并开展实验对晶体引入的光谱相位进行测量, 实验与理论模拟相一致. 本文结果将为双折射晶体光谱整形中晶体的参数设计, 材料选择及后续光谱相位补偿提供依据, 也可为高能拍瓦激光系统信噪比的提升提供参考.

2 原理和分析

当晶体光轴在晶体表面时, 倾斜双折射平板的严格琼斯变换矩阵^[22]为

$$\mathbf{M}(\theta, \phi) = (n_o^2 - \cos^2\theta \cos^2\phi)^{-1} \times \begin{bmatrix} \exp(i\delta_e)(n_o^2 - \cos^2\theta)\cos^2\phi + \exp(i\delta_o)n_o^2\sin^2\phi & [\exp(i\delta_e) - \exp(i\delta_o)]n_o \sin\phi \cos\phi (n_o^2 \cos^2\theta)^{1/2} \\ [\exp(i\delta_e) - \exp(i\delta_o)]n_o \sin\phi \cos\phi (n_o^2 \cos^2\theta)^{1/2} & \exp(i\delta_e)n_o^2\sin^2\phi + \exp(i\delta_o)(n_o^2 - \cos^2\theta)\cos^2\phi \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 δ_o , δ_e 分别为 o 光、e 光通过双折射晶体后的相位改变量, 由下式表示:

$$\delta_e(\theta, \phi) = \frac{2\pi}{\lambda} n_e t \left[\frac{1 + \frac{\cos^2\theta \cos^2\phi}{n_e^2} - \frac{\cos^2\theta \cos^2\phi}{n_o^2}}{\left(1 - \frac{\cos^2\theta \sin^2\phi}{n_e^2} - \frac{\cos^2\theta \cos^2\phi}{n_o^2}\right)^{1/2}} \right], \quad (2)$$

$$\delta_o(\theta, \phi) = \frac{2\pi n_o t}{\lambda [1 - \cos^2\theta / n_o^2]^{1/2}}, \quad (3)$$

式中: n_o , n_e 为晶体主折射率; λ 为入射脉冲中心波长; t 为晶体厚度; θ 为入射光线和晶体表面的夹角, 记作倾斜角; ϕ 为晶体光轴和入射面的夹角, 记作面内旋转角. 由于双折射分裂相对于光斑半径较小, 此处予以忽略. 倾斜双折射平板的厚度 t 、倾斜角 θ 和面内旋转角 ϕ 如图 1 所示.

双折射晶体作为滤波元件, 要求入射光为 TM (transverse magnetic mode, TM) 偏振, 对于单位振幅入射光, 平板后表面的透射光为

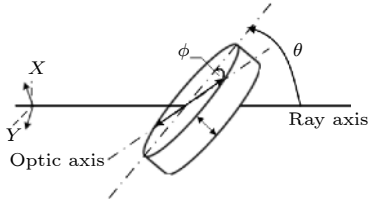


图 1 倾斜双折射平板的厚度 t 、倾斜角 θ 和面内旋转角 ϕ 示意图^[14]

Fig. 1. Schematic diagram of the thickness t , tilt angle θ , and in-plane rotation angle ϕ of the tilted birefringent plate^[14].

$$\begin{bmatrix} E_{TE} \\ E_{TM} \end{bmatrix} = \mathbf{M}(\theta, \phi) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

由 (1) 式和 (4) 式可得透射光电场复振幅^[14] 为

$$E_{TM} = [n_o^2 - \cos^2\phi \cos^2\theta]^{-1} [\exp(i\delta_e) n_o^2 \sin^2\phi + \exp(i\delta_o) (n_o^2 - \cos^2\theta) \cos^2\phi], \quad (5)$$

将 (5) 式代入 δ_o , δ_e , 可得双折射平板透过率函数:

$$I_{TM} = E_{TM} E_{TM}^* = 1 - \sin^2(2\phi) \frac{(n_o^4 - n_o^2 \cos^2\theta)}{(n_o^2 - \cos^2\phi \cos^2\theta)^2} \times \sin^2 \left\{ \frac{\pi t}{\lambda} \left[\frac{n_e (1 + \cos^2\theta \cos^2\phi / n_e^2 - \cos^2\theta \cos^2\phi / n_o^2)}{(1 - \cos^2\theta \sin^2\phi / n_e^2 - \cos^2\theta \cos^2\phi / n_o^2)^{1/2}} - \frac{n_o^2}{(1 - \cos^2\theta / n_o^2)^{1/2}} \right] \right\}, \quad (6)$$

双折射平板引入的光谱相位:

$$\varphi(\omega) = -\tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(E_{TM})}{\text{Re}(E_{TM})} \right] = -\tan^{-1} \left[\frac{n_o^2 \sin \delta_e \sin^2\phi + (n_o^2 - \cos^2\theta) \sin \delta_o \cos^2\phi}{n_o^2 \cos \delta_e \sin^2\phi + (n_o^2 - \cos^2\theta) \cos \delta_o \cos^2\phi} \right], \quad (7)$$

式中: ω 为激光圆频率, $\omega = 2\pi c/\lambda$; c 为真空中光速. 结合 (2) 式和 (3) 式可以看出, 厚度 t 通过影响 e 光、o 光的相位延迟量 δ_e , δ_o 来影响光谱总相位. 此外, (7) 式仅特定情况下 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$ 或 90°) 具有解析表达式, 因此本文使用数值模拟的形式分析了参数 t , θ 和 ϕ 对光谱相位的影响.

将 (7) 式光谱相位在中心频率 ω_0 处泰勒展开为

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\varphi''''(\omega - \omega_0)^4 + \dots, \quad (8)$$

式中, φ_0 为绝对相位, φ' 为群速度延迟 (group velocity delay, GVD), φ'' 为群延迟色散 (group delay dispersion, GDD), φ''' 和 φ'''' 分别为三阶色散 (third-order dispersion, TOD) 和四阶色散 (fourth-order dispersion, FOD). 考虑到目前的 AOPDF 仅能补偿到四阶, 与之相对照, 本文的分析中也只考虑到四阶色散.

2.1 光谱整形的强度和相位调制分析

双折射晶体通过在放大介质增益中心波长处增加损耗来抑制增益窄化效应, 即双折射晶体透过率函数在放大介质增益线型的中心波长处透过率低, 在中心波长两侧, 增益相对较小处透过率高, 以此来补偿放大过程中的增益窄化.

从 (6) 式可以看出, 透过率函数除了与晶体厚度 t 、倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ 有关外, 还与晶体主折射 n_o 和 n_e 有关, 因此, 本文对 BBO、铌酸锂 (LiNbO_3) 和石英 (quartz) 3 种不同双折射晶体进行了对比. 三者的双折射率如图 2(a) 所示, 双折射率由大到小依次为 BBO、铌酸锂、石英. 在实现如图 2(b) 的强度调制时, BBO、铌酸锂、石英的厚度 t 依次为 1.0, 1.5, 13.5 mm. 由此可见, 当强度调制相同时, 晶体双折射率越高, 所需厚度越小.

针对 1053 nm 激光脉冲, 本文选用了双折射率大于石英的铌酸锂作为分析和实验材料, 相对 BBO 晶体, 铌酸锂易大口径生长且不易潮解. 本文数值模拟了晶体透过率函数随厚度 t 、倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ 的变化情况, 并同时分析了各参数对晶体引入的光谱相位的影响.

透过率函数和晶体引入的光谱总相位随厚度 t 变化的曲线如图 3(a) 所示, 可见, 晶体厚度对透过率函数的调制中心位置及调制带宽均影响明显, 但对调制深度无明显影响. 同时, 随着 t 的增大, 晶体引入的光谱总相位变大. 为进一步分析总相位中各阶相位的变化规律, 运用 (8) 式进一步计算了 GVD, GDD, TOD, FOD 随 t 变化的曲线. 如图 3(b) 所示, GVD 随厚度在 10^4 fs 量级变化, 其余各阶色散随厚度 t 高频振荡, 且振荡幅值随厚度 t 增大. 在厚度为 1.5 mm 附近时, GDD, TOD, FOD 分别在 $\pm 10^5$ fs², $\pm 10^8$ fs³, $\pm 10^{11}$ fs⁴ 区间内振荡.

类似地, 倾斜角 θ 对透过率函数和晶体引入光谱总相位的影响如图 4(a) 所示, 可见, 透过率函数的衰减中心位置随 θ 变化明显, 但调制深度及带宽

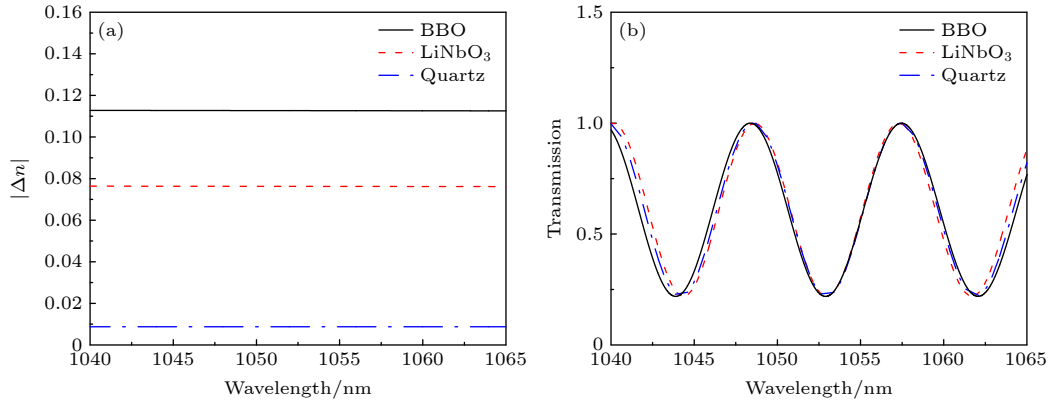


图 2 BBO、铌酸锂(LiNbO₃)和石英(quartz)3种晶体的对比图 (a) 3种晶体的双折射率曲线; (b) 3种晶体实现相同强度调制的透过率曲线

Fig. 2. Comparison graph of three crystals of BBO, LiNbO₃, and quartz: (a) The birefringence curves of three crystals; (b) the transmittance curves of the three kinds of crystals achieve the same intensity modulation.

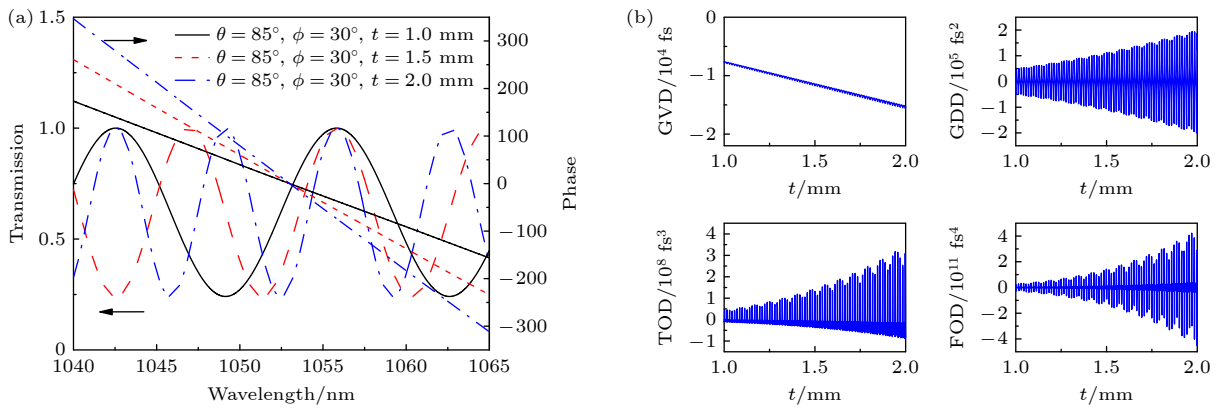


图 3 当 $\theta = 85^\circ$, $\phi = 30^\circ$, $t = 1.0, 1.5, 2.0$ mm 时, 透过率函数、晶体引入的光谱总相位及各阶色散的变化曲线 (a) $t = 1.0, 1.5, 2.0$ mm 时, 透过率函数、光谱总相位随波长的变化曲线; (b) GVD, GDD, TOD, FOD 随厚度 t 的变化

Fig. 3. The curve of transmittance function, total phase of the spectrum, and each order dispersion introduced by the crystal with $\theta = 85^\circ$, $\phi = 30^\circ$, $t = 1.0, 1.5, 2.0$ mm: (a) The transmittance function and total phase of spectrum changes with wavelength; (b) GVD, GDD, TOD, FOD changes with thickness t .

无明显变化. 此外, 晶体引入的光谱总相位随倾斜角 θ 变化不明显, 这主要是由于 GVD 的影响. 为了进一步研究 θ 对高阶相位的影响, 对光谱总相位进行泰勒展开, 得到高阶色散随 θ 变化情况, 如图 4(b) 所示, 各级色散随 θ 周期振荡, GDD, TOD, FOD 的振荡范围分别为 $\pm 10^5$, $\pm 10^7$, $\pm 10^{11}$ fs⁴.

同样地, 透过率函数与晶体引入的光谱总相位随参数 ϕ 的变化曲线如图 5(a) 所示, 可以看出, 随着 ϕ 的变化透过率函数的调制深度发生明显变化, 衰减中心、调制带宽变化不明显, 由 ϕ 取不同值时引入光谱总相位的对比可以看出, 光谱总相位随 ϕ 变化不明显, 这同样是由于 GVD 的影响. 如图 5(b) 所示, 各阶色散量随 ϕ 的变化, 起伏较为平缓, 如在 ϕ 从 25° 变化到 35° 的过程中, FOD 变化了 3×10^{11} fs⁴.

综上所述, 透过率函数的调制深度受面内旋转角 ϕ 影响, 衰减中心的位置由倾斜角 θ 控制, 调制带宽由厚度 t 决定. 引入的光谱总相位随晶体厚度变化显著, 且厚度越大引入的总相位越大, 倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ 对光谱总相位影响不明显. 此外, 高阶色散均可由厚度 t 、倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ 进行控制, 其中对厚度 t 的变化最敏感.

2.2 相位调制对时域脉冲的影响分析

由上述分析可以看出, 在激光放大链路中插入双折射晶体, 对光谱强度进行整形的同时, 还会产生附加相位调制. 随着各阶相位的引入, 对光束的脉宽、信噪比等均可能产生影响. 本文对光谱整形过程中双折射晶体引入的光谱相位对时域脉冲的影响进行了模拟分析.

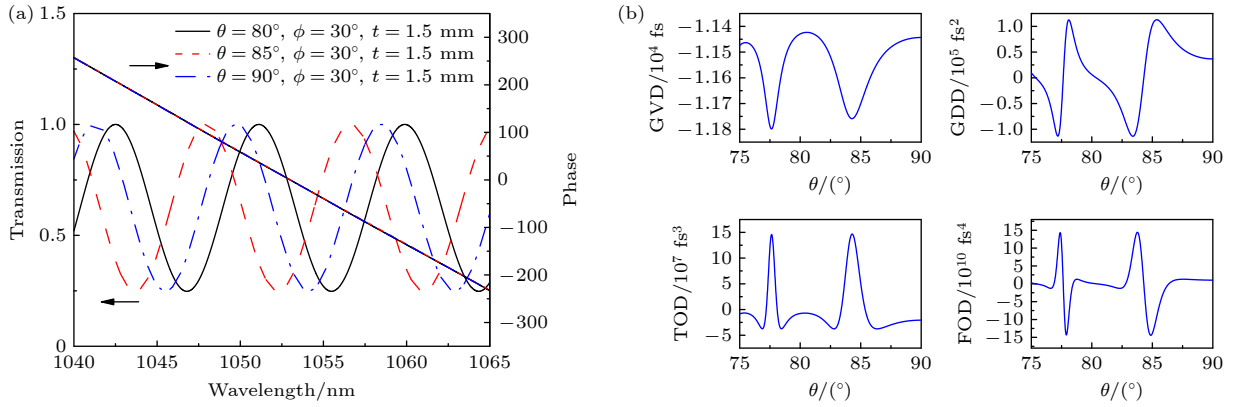


图 4 当 $\phi = 30^\circ$, $t = 1.5$ mm, $\theta = 80^\circ, 85^\circ, 90^\circ$ 时, 透过率函数、晶体引入的光谱总相位及各阶色散的变化曲线 (a) 透过率函数、光谱总相位随波长的变化曲线; (b) GVD, GDD, TOD, FOD 随厚度 θ 的变化

Fig. 4. The curve of transmittance function, total phase of the spectrum and each order dispersion introduced by the crystal with $\phi = 30^\circ$, $t = 1.5$ mm, $\theta = 80^\circ, 85^\circ, 90^\circ$: (a) The transmittance function and total phase of spectrum changes with wavelength; (b) GVD, GDD, TOD, FOD changes with thickness θ .

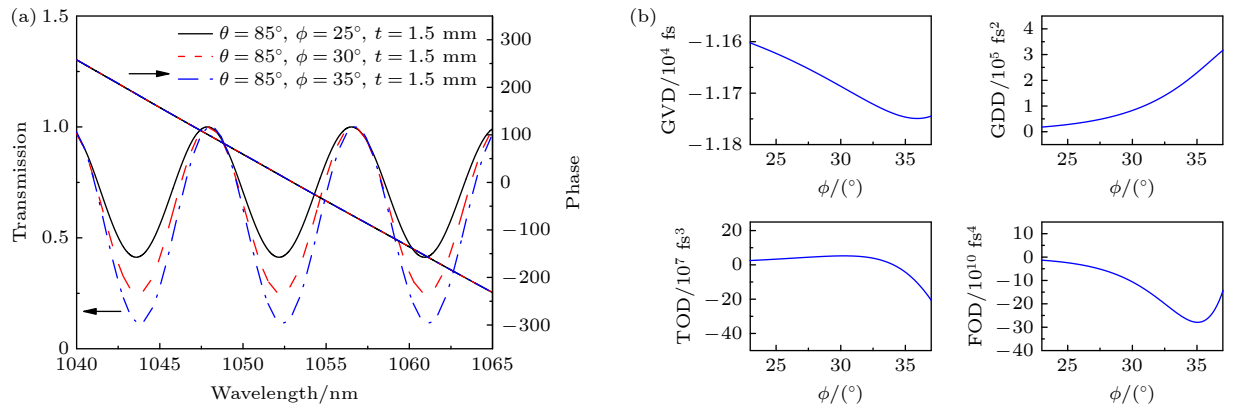


图 5 当 $\theta = 85^\circ$, $t = 1.5$ mm, $\phi = 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ 时, 透过率函数、晶体引入的光谱总相位及各阶色散的变化曲线 (a) 透过率函数、光谱总相位随波长的变化曲线; (b) GVD, GDD, TOD, FOD 随厚度 ϕ 的变化

Fig. 5. The curve of transmittance function, total phase of the spectrum, and each order dispersion introduced by the crystal with $\theta = 85^\circ$, $t = 1.5$ mm, $\phi = 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$: (a) The transmittance function and total phase of spectrum changes with wavelength; (b) GVD, GDD, TOD, FOD changes with thickness ϕ .

以理想高斯信号为例, 在频域加入双折射晶体引入的各阶光谱相位:

$$E_{\text{out}}(\omega) = E(\omega) \exp[i\varphi_j(\omega)], \quad (9)$$

之后将高斯信号变换到时域:

$$E_{\text{out}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (10)$$

考虑到一阶相位产生的延时, 以及二阶相位对脉宽的调制在光束延迟和压缩调节中可以补偿, 而更高阶相位影响较小, 本文主要对三、四阶相位进行了分析。

根据 2.1 节中各阶色散随晶体各参数的变化情况, 在晶体厚度为 1.5 mm 附近调节晶体各参数, 控制晶体引入的四阶色散分别取正最大 $1.4 \times$

10^{11} fs⁴、负最大 -1.4×10^{11} fs⁴ 及 0 fs⁴, 3 种情况下, 晶体引入的三、四阶相位如图 6 所示。

运用 (9) 式分别将图 6 中的三阶、四阶相位之和加入到中心波长为 1053 nm、脉宽为 230 fs、光谱宽度为 6.5 nm (FWHM) 的高斯信号中, 对时域脉冲的影响结果如图 7 所示。

可以看出, 当四阶色散取正最大值和负最大值时, 对脉冲有明显的调制作用, 并使脉冲信噪比下降到 10^{-5} 量级; 当四阶色散取零时, 三阶色散的影响得以显现, 使信噪比成不对称性下降; 此外, 四阶色散正最大与负最大对脉冲信噪比的影响几乎相同。

在神光 II 高能拍瓦激光系统中, 由于钜玻璃放大过程中的 B 积分累积, 将系统信噪比限制在

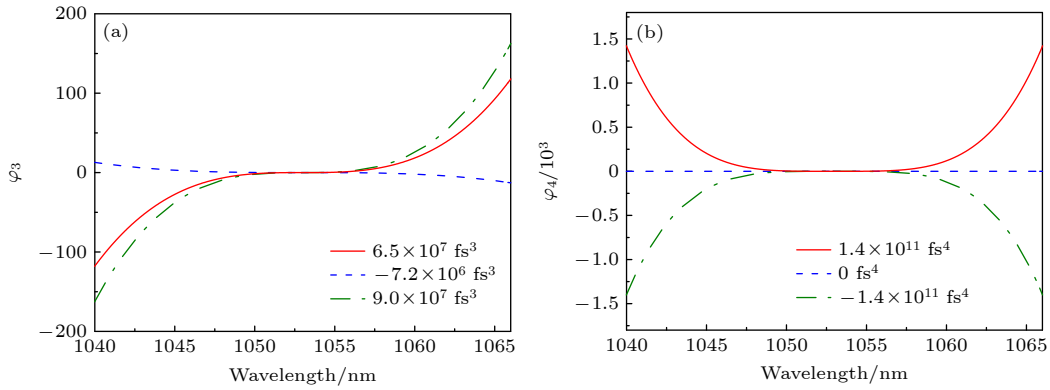


图 6 双折射晶体引入的三、四阶相位 (a) 三阶相位; (b) 四阶相位

Fig. 6. Third and fourth order phase introduced by birefringent crystal: (a) Third order phase; (b) fourth order phase.

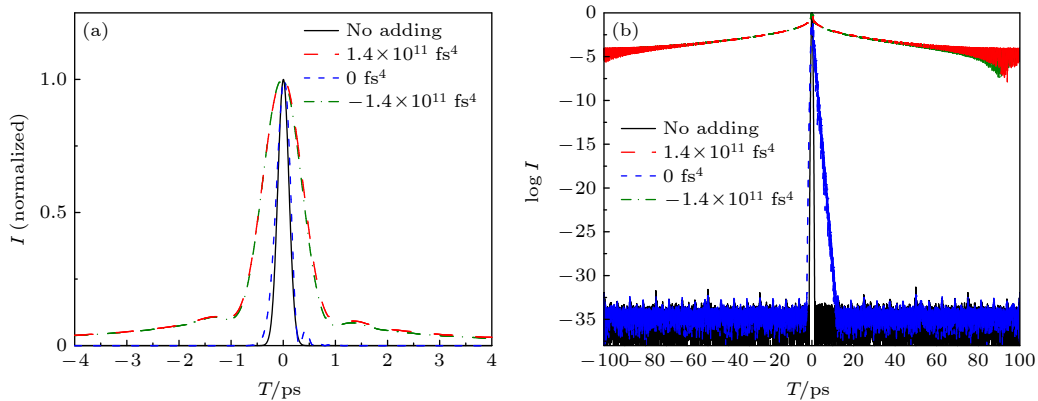


图 7 在高斯信号中加入三、四阶相位后的时域脉冲图 (a) 线性坐标时域图; (b) 对数坐标时域图

Fig. 7. Time-domain pulse diagram of third and fourth order phase added to Gaussian signal: (a) Linear coordinate time domain diagram; (b) logarithmic coordinate time domain diagram.

10^{-9} 量级; 展宽器、压缩器引起的光谱剪切, 将信噪比限制在 10^{-11} 量级^[23]; 展宽器、压缩器光栅带来的散射噪声和 OPCPA 的参量荧光会将数十皮秒外的信噪比限制在 10^{-8} 量级. 此外, 展宽器和压缩器的剩余三、四阶色散量分别在 10^7 fs^3 , 10^9 fs^4 量级, 其他材料引入的各阶色散在 10^5 量级以下^[24], 由上述模拟计算得到, 1.5 mm 厚的铌酸锂晶体, 引入的三、四阶色散量极值分别在 10^8 fs^3 , 10^{11} fs^4 量级, 由此可以看出, 当双折射晶体处于高阶色散量极值状态时, 将成为影响系统脉冲信噪比的限制因素. 因此, 在整形过程中, 需要通过调节参数来控制晶体引入的高阶色散, 以减小双折射晶体对系统信噪比的影响.

3 实验与数据

依据理论分析, 设计了光谱整形模块, 并对神光 II 高能拍瓦激光系统中钕玻璃宽带放大引起的

增益窄化进行了补偿. 神光 II 高能拍瓦激光系统装置框图如图 8(a) 所示, 振荡器输出的 230 fs, 6.5 nm (FWHM) 种子光经展宽器展宽为 3.2 ns, 由 OPCPA 放大后, 脉冲能量为 50 mJ, 光谱宽度为 10 nm (FWHM), 后通过由 2 个 $\Phi 40 \text{ mm}$ 、2 个 $\Phi 70 \text{ mm}$ 棒状放大器, 以及 2 个 $\Phi 100 \text{ mm}$ 、3 个 $\Phi 200 \text{ mm}$ 和 4 个 $\Phi 320 \text{ mm}$ 片状放大器组成的钕玻璃放大系统, 脉冲能量被放大到 1700 J, 之后通过可变形镜对像差和畸变修正后送入压缩器压缩到 1 ps, 最后经过离轴抛物面镜聚焦, 得到能量 1 kJ, 50% 能量集中在直径 25 μm 内^[23]. 如图 8(a) 所示, 本文设计的光谱整形模块放置在 OPCPA 后, 钕玻璃放大系统前的链路中, 对钕玻璃宽带放大引起的增益窄化效应进行预补偿.

如图 9(a) 中的光谱整形模块, 由偏振片 P1, P2 及铌酸锂晶体组成, 其中偏振片 P1, P2 透过偏振均为 TM 偏振. 根据强度调制的理论分析, 设置铌酸锂晶体参数为 $t = 1.5 \text{ mm}$, $\theta = 86^\circ$, $\phi = 31^\circ$,

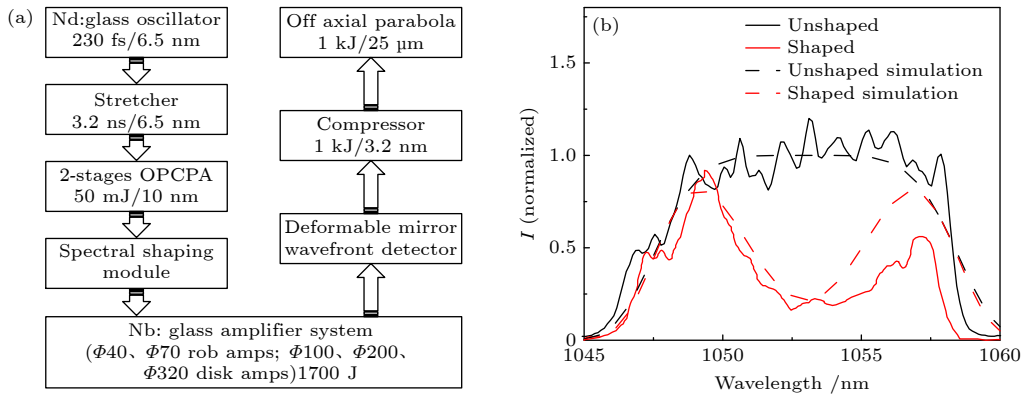


图 8 皮秒拍瓦激光系统装置框图及注入钕玻璃放大系统前的预补偿光谱图 (a) 神光 II 高能拍瓦激光系统装置框图^[23]; (b) 强度调制前后注入钕玻璃放大系统前的预补偿光谱实验和模拟图

Fig. 8. Block diagram of picosecond petawatt laser system and pre-compensation spectrum before injection of Nb:glass amplifier system: (a) Block diagram of Shenguang II high-energy petawatt laser system^[23]; (b) pre-compensation spectrum experiment and simulation diagram before and after intensity modulation before injection of Nb:glass amplifier system.

开展了中心波长为 1053 nm、调制带宽 10 nm、调制深度 80% 的光谱整形实验. 脉冲由 OPCPA 输出后, 经光谱整形模块得到的预补偿光谱如图 8(b) 所示, 其中黑色实线是未经整形的实验测量值, 黑色虚线是对应的模拟值, 红色实线是整形后的实验测量值, 红色虚线为模拟值, 与补偿前相比, 在中心波长处形成深度 80% 的调制, 且实验与模拟结果拟合良好.

同时为进一步研究整形过程中晶体引入的光谱相位, 本文设计实验使用 Wizzler 对光谱相位进行了测量. 光路如图 9(a) 所示, 激光脉冲由 500 fs, 30 μJ, 1038 nm 激光器输出后, 经过波片 WP (wave plate, WP)、反射镜 M1 进入光谱整形模块, 后经反射镜 M2 进入 Wizzler 进行光谱相位测量, 其中波片 WP 用于控制进入 Wizzler 的脉冲能量. 本文分别对不放入晶体及晶体处于上述强度整形状态时的各阶光谱相位进行测量, 两种状态所测数值做差, 进而得到晶体自身引入的各阶光谱相位, 其中光谱相位测量值如图 9(b) 实线所示. 实验中晶体实际厚度为 1.5018 mm, $\theta = 86^\circ$, $\phi = 31^\circ$. 为了更好地分析实验测量相位, 拟合中保留至五阶色散, 模拟结果如图 9(b) 所示, 可以看出, 模拟值与实验测量值变化趋势相同, 远离中心波长的偏差主要是由于相位拟合过程中忽略了高阶项引起的. 该实验验证了本文中对双折射晶体引入的相位及各阶色散计算方法的准确性.

针对神光 II 高能拍瓦激光系统, 光谱整形模块插入前后经钕玻璃放大系统输出的光谱如图 10(a) 所示, 其中黑色实线是整形前的输出光谱图, 红色

虚线是整形后的输出光谱图, 通过两者对比可以看出, 整形后光谱展宽 2 倍, 该实验在国内首次实现了 1700 J, 6 nm (FWHM) 激光输出. 图 9(b) 为输出光谱所能支持的傅里叶变换极限脉冲比较图, 可见, 补偿增益窄化后时域脉冲傅里叶变换极限由

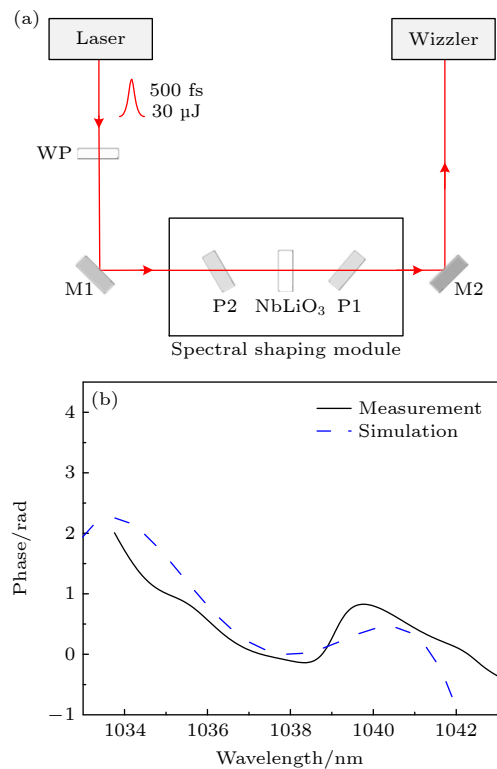


图 9 相位测量实验光路图及相位测量结果 (a) 相位测量实验光路图; (b) 晶体引入相位的实验测量与模拟图

Fig. 9. Beam path diagram of phase measurement experiment and phase measurement results: (a) Beam path diagram of phase measurement experiment; (b) experimental measurement and simulation diagram of the phase introduced by the crystal.

800 fs (FWHM) 减小到 400 fs, 这将使聚焦功率密度增加 1 倍, 在技术上解决压缩光栅的能量受限问题之后, 将对神光 II 高能拍瓦激光系统的性能提升具有重要意义.

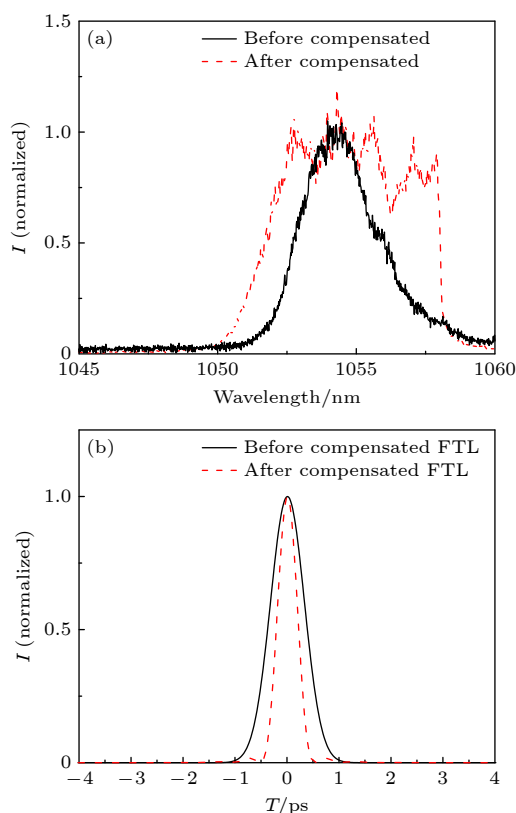


图 10 补偿增益窄化前后的输出光谱图与傅里叶变换极限脉冲比较图 (a) 补偿增益窄化与未补偿增益窄化的输出光谱实验图; (b) 补偿增益窄化与未补偿增益窄化的傅里叶变换极限脉冲

Fig. 10. Comparison of output spectrum and Fourier transform limit pulse before and after compensation gain narrowing: (a) Experimental graphs of output spectra of compensated gain narrowing and uncompensated gain narrowing; (b) the Fourier transform limit pulse with compensated gain narrowing and uncompensated gain narrowing.

4 结 论

提出了一种基于铌酸锂双折射晶体的高能量光谱整形方法, 解决了铌玻璃放大过程中光谱窄化的问题. 首先, 对比了 BBO、铌酸锂、石英 3 种双折射晶体, 确定了选用铌酸锂作为整形晶体; 通过控制晶体厚度 t 、倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ , 实现了对光谱强度调制的调制带宽、中心波长和调制深度的控制; 首次分析了整形过程中晶体引入的光谱相位及各阶色散, 数值模拟了各阶色散随晶体厚度 t 、倾斜角 θ 、面内旋转角 ϕ 的变化曲线. 其次, 在理

论分析的基础上, 搭建光谱整形模块, 实验测量了晶体引入的相位, 验证了理论分析的准确性. 最后, 利用神光 II 高能拍瓦激光系统, 使用上述光谱整形模块, 有效补偿了铌玻璃的增益窄化效应, 在国内首次实现了 1700 J, 6 nm (FWHM) 的高能宽带激光输出.

本文成功补偿了皮秒拍瓦激光系统中铌玻璃宽带放大引起的增益窄化效应, 实现了高能宽带激光输出, 并首次从相位角度对双折射晶体光谱整形进行了分析, 可以为高能激光的同步、相干组束、高信噪比输出等对光谱相位要求较高的研究领域提供指导, 对国内基于铌玻璃放大的高能拍瓦激光系统的工程研制具有重要意义. 针对双折射晶体引入的高阶色散量对脉冲信噪比影响的情况, 后续将开展实验进行研究.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 219
- [2] Sauteret C, Husson D, Thiell G, Seznec S, Gary S, Migus A, Mourou G 1991 *Opt. Lett.* **16** 238
- [3] Aoyama M, Yamakawa K, Akahane Y, Ma J, Inoue N, Ueda H, Kiriya H 2003 *Opt. Lett.* **28** 1594
- [4] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54
- [5] Stuart B C, Herman S, Perry M D 1994 *Conference on Lasers and Electro-Optics* (California: Anaheim) pJFA3
- [6] Cao D M, Wei Z Y, Teng H, Xia J F, Zhang J, Hou X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1202 (in Chinese) [曹东茂, 魏志义, 滕浩, 夏江帆, 张杰, 侯洵 2000 *物理学报* **49** 1202]
- [7] Wei X L, Zhang B, Cai B W, Wei X F, Zhu Q H, Huang X J, Yuan X D, Zeng X M, Liu L Q, Wang X, Wang X D, Zhou K N, Guo Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4696 (in Chinese) [楚晓亮, 张彬, 蔡邦维, 魏晓峰, 朱启华, 黄小军, 袁晓东, 曾小明, 刘兰琴, 王道, 王晓东, 周凯南, 郭仪 2005 *物理学报* **54** 4696]
- [8] Guo A L, Yang Q W, Xie X L, Gao Q, Xue Z L, Li M R 2007 *Acta Optica Sinica* **27** 272 (in Chinese) [郭爱林, 杨庆伟, 谢兴龙, 高奇, 薛志玲, 李美荣 2007 *光学学报* **27** 272]
- [9] Guo A L, Yang Q W, Zhang F L, Sun M Z, Bi Q Y, Xie X L, Zhu J Q 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 1582 (in Chinese) [郭爱林, 杨庆伟, 张福领, 孙美智, 毕群玉, 谢兴龙, 朱健强 2009 *光学学报* **29** 1582]
- [10] Yao Y H, Lu C H, Xu S W, Ding J X, Jia T Q, Zhang S A, Sun Z R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184201 (in Chinese) [姚云华, 卢晨晖, 徐淑武, 丁晶新, 贾天卿, 张诗按, 孙真荣 2014 *物理学报* **63** 184201]
- [11] Xia G, Fan W, Huang D J, Cheng H, Guo J T, Wang X Q 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** E9
- [12] Chu L Q, Peng H S, Wei X F, Zhu Q H, Huang X J, Wang X D, Zhou K N, Zeng X M, Wang X, Guo Y, Yuan X D, Peng Z T, Tang X D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2764 (in Chinese) [刘兰琴, 彭翰生, 魏晓峰, 朱启华, 黄小军, 王晓东, 周凯南, 曾小明, 王道, 郭仪, 袁晓东, 彭志涛, 唐晓东 2005 *物理学报* **54** 2764]
- [13] Rambo P 2008 *International Conference on Ultrahigh*

- Intensity Lasers* (China: Shanghai) pp27–31
- [14] Preuss D R, Gole J L 1980 *Appl. Opt.* **19** 702
- [15] Barty C P, Korn G, Raksi F, Rose-Petruck C, Squier J, Tien A C, Wilson K R, Yakovlev V V, Yamakawa K 1996 *Opt. Lett.* **21** 219
- [16] Lu X M, Li C, Leng Y X, Wang C, Zhang C M, Liang X Y, Li R X, Xu Z Z 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 493
- [17] Zhang Y, Wei X F, Zhu Q H, Xie X D, Wang F R, Zeng X M, Ying C T 2008 *Acta Optica Sinica* **28** 1767 (in Chinese) [张颖, 魏晓峰, 朱启华, 谢旭东, 王凤蕊, 曾小明, 应纯同 2008 *光学学报* **28** 1767]
- [18] Heritage J P, Weiner A M, Thurston R N 1985 *Opt. Lett.* **10** 609
- [19] Spaeth M L, Manes K R, Kalantar D H, et al. 2017 *Fusion Sci. Technol.* **69** 25
- [20] Zhu P F, Yang J X, Xue S L, Li M R, Lin Z Q 2003 *Chinese J. Lasers* **30** 1075 (in Chinese) [朱鹏飞, 杨镜新, 薛绍林, 李美荣, 林尊琪 2003 *中国激光* **30** 1075]
- [21] Wu F, Wang C, Hu J, Zhang Z, Yang X, Liu X, Liu Y, Ji P, Bai P, Qian J, Gui J, Xu Y, Leng Y 2020 *Opt. Express* **28** 31743
- [22] Zhu X 1994 *Appl. Opt.* **33** 3502
- [23] Xu G, Wang T, Li Z Y, Dai Y P, Lin Z Q, Gu Y, Zhu J Q 2008 *Rev. Laser Eng.* **36** 1172
- [24] Yang Q W 2009 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [杨庆伟 2009 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所)]

Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate birefringent crystal*

Zhang Teng¹⁾⁴⁾ Li Da-Wei^{1)4)†} Wang Tao²⁾ Cui Yong²⁾
Zhang Tian-Xiong²⁾ Wang Li³⁾ Zhang Jie³⁾ Xu Guang^{1)‡}

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

2) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China*)

3) (*Innovation Research and Development Center, Shanghai Institute of Laser Technology, Shanghai 201800, China*)

4) (*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 16 October 2020; revised manuscript received 20 November 2020)

Abstract

In recent years, chirped pulse amplification (CPA) technology injects vitality into the development of ultra-strong and ultra-short lasers. However, in the CPA based gain media, the gain narrowing effect limits the higher output of ultrashort pulse in energy, power, signal-to-noise ratio. In order to compensate for the gain narrowing caused by the broadband amplification of Nb:glass in picosecond petawatt laser system, a method of high-energy spectral shaping is proposed based on LiNbO₃ birefringent crystal, and the spectral phase introduced by the crystal is analysed for the first time. Based on the strict Jones matrix, the transmittance function of birefringent crystal and the spectral phase introduced by the crystal are obtained. Further, three kinds of birefringent crystals are compared among each other, and the results show that the higher birefringence and the smaller thickness are required to achieve the same intensity modulation. For the laser pulse at 1053 nm, LiNbO₃ is selected as the spectral shaping crystal due to its high birefringence, large diameter, and non-deliquescent. The influences of crystal thickness, tilt angle, and in-plane rotation angle on the spectral intensity modulation are simulated theoretically, and the results show the above parameters affect the modulation bandwidth, center wavelength, and modulation depth of the shaping. By analyzing the spectral phase introduced by the crystal, it is found that the dispersion of each order changes with the thickness of the crystal, the tilt angle, and the in-plane rotation angle, and it is the most sensitive to the change of thickness. In addition, by controlling the dispersion of each order, the influence on the pulse signal-to-noise ratio can be weakened during spectrum shaping. On the basis of theoretical analysis, the shaping experiment with a center wavelength of 1053 nm, modulation bandwidth of 10 nm, and modulation depth of 80% is carried out. And the phase introduced by the LiNbO₃ is measured. The experimental results are consistent with the theoretical analysis. For the Shengguang II high-energy petawatt laser system, by the above-mentioned shaping scheme, a high-energy broadband laser output of 1700 J and 6 nm (FWHM) is realized for the first time in China, which is 2 times that at 3.2 nm when it is not shaped. The research effectively compensates for the Nb:glass gain narrowing effect, and will provide references for the parameter design, material selection and spectral phase compensation in the birefringent spectral shaping.

Keywords: high-energy spectral shaping, birefringent crystal, spectral phase, high-energy petawatt laser system

PACS: 42.55.-f, 42.25.Lc, 42.65.Re, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.70.20201719

* Project supported by the Major Program of the Zhangjiang National Innovation Demonstration Zone Special Development Fund, China (Grant No. ZJ2020-ZD-006).

† Corresponding author. E-mail: lidw135@siom.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xuguang@siom.ac.cn