

激光与光电子学进展

大口径透镜色差对多程结构钕玻璃拍瓦激光聚焦时空特性的影响

李佳美^{1,2}, 李大为^{1*}, 王韬³, 余惠^{1,2}, 徐光¹, 王利¹, 卢兴强^{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中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049;³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 本文基于宽频带激光在透镜中的衍射传输理论, 针对国内多程放大结构的高能拍瓦激光系统设计, 研究了大口径透镜导致的脉冲时间延迟 (PTD) 对宽频带激光焦斑时空特性的影响。研究发现, 当宽带激光口径达到 $360\text{ mm} \times 360\text{ mm}$ 时, 透镜导致的最大 PTD 约为 2.5 ps , 当在 3.2 nm 的傅里叶变换极限带宽下脉冲宽度为 0.5 ps 和光束质量为 1 倍衍射极限 (DL) 时, 聚焦过程时空耦合效应最强, 时间波形发生畸变的同时, 90% 的能量集中度对应的焦斑尺寸也将增加一倍; 但当压缩脉冲宽度在 $\geq 1\text{ ps}$ 或远场光束质量不小于 5 倍 DL 时, 焦斑的时空耦合效应变弱, PTD 带来的影响可以忽略。该研究结果将为国内高能拍瓦激光系统的透镜色差补偿和聚焦性能提升提供重要的理论依据。

关键词 超快光学; 透镜色差; 脉冲时间延迟; 多程放大结构; 焦斑时空特性; 高能拍瓦激光系统

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP223079

Influence of Chromatic Aberration of Large Aperture Lens on Focusing Spatiotemporal Characteristics in Multi-Pass Nd: Glass Petawatt Laser

Li Jiamei^{1,2}, Li Dawei^{1*}, Wang Tao³, Yu Hui^{1,2}, Xu Guang¹, Wang Li¹, Lu Xingqiang^{1*}¹Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;³Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China

Abstract The influence of pulse time delay (PTD) caused by the large-diameter lens on the spatiotemporal characteristics of a broadband laser focal spot is studied to design a high-energy laser system. To this end, diffraction transmission theory of broadband lasers in lenses, which is used in high-energy petawatt laser system with multi-pass amplified structure, is employed. It is found that when the aperture of the broadband laser reaches $360\text{ mm} \times 360\text{ mm}$, the maximum PTD caused by the lens is approximately 2.5 ps . The spatiotemporal coupling effect peaks when the pulse width is 0.5 ps under the Fourier-transform-limit bandwidth of 3.2 nm and the beam quality is 1 diffraction-limited (DL). The time waveform is distorted, and the focal spot size corresponding to 90% energy concentration is doubled. However, when the compressed pulse width is more than 1 ps or the far-field beam quality is $\geq 5\text{ DL}$, the spatiotemporal coupling effect weakens, and the influence of the PTD on focus can be neglected. The research results provide an important theoretical basis for the lens chromatic aberration compensation and focus performance improvement of domestic high-energy petawatt laser systems.

Key words ultrafast optics; lens chromatic aberration; pulse time delay; multi-pass amplified structure; spatiotemporal characteristics of focal spot; high-energy petawatt laser system

1 引言

随着高峰值功率激光放大技术的不断进步^[1-2], 短脉

冲激光装置正朝着更短脉冲和更高输出能量的方向发展^[3], 高能量短脉冲激光聚焦后具有极高的功率密度, 为高能物理实验创造极端的条件^[4-5]。在惯性约束聚变研

收稿日期: 2023-01-06; 修回日期: 2023-02-27; 录用日期: 2023-03-10; 网络首发日期: 2023-03-16

基金项目: 中国科学院国际合作局对外合作重点项目 (181231KYSB20170022)

通信作者: *xingqianglu@siom.ac.cn; **lidw135@siom.ac.cn

究领域,基于钕玻璃增益介质的高能短脉冲拍瓦激光主要应用于快点火^[6]、诊断激光照明^[7]和双锥点火^[8]等实验,这些应用要求高能量拍瓦激光具有良好的聚焦特性,以此来保障激光与物质相互作用所需的光强。但是,与纳秒级长脉冲聚焦只关注波前畸变和利用变形镜提升远场焦斑不同,宽频带激光的焦斑具有时空耦合效应,这主要是由于光束在透镜中传输时引入的色差导致的。光束在透镜中传输时,光束横截面内的脉冲前沿和波前前沿传播速度不同,引起脉冲时间延迟(PTD)效应^[9-12],又称径向群时延,会使得光束聚焦过程中时间和空间具有相关性。进一步地,当宽频带激光在高功率激光装置中传输放大时,会多次经过大口径透镜组,虽然对于纳秒级长脉冲情形,透镜色差的影响可以忽略,但是对于宽频带拍瓦激光系统,由透镜材料色散引入的累积 PTD 对焦斑时空特性分布的影响,却是高能拍瓦激光系统聚焦过程必须考虑的重要因素。

在 PTD 对焦斑时空特性分布的影响方面,1988 年, Bor^[9]研究了飞秒激光经过透镜和透镜组由于群速度和相速度差异带来的 PTD 效应,发现宽频带短脉冲激光聚焦的时空耦合效应。1992 年, Kempe 等^[11]对飞秒激光经过透镜系统的时空传输做了公式推导和理论分析,分析了理想情况下 PTD 对时域和空域的影响。2006 年, Heuck 等^[13-14]分析了拍瓦激光系统压缩脉宽为 0.5 ps 且光束质量为理想情况下,PTD 对聚焦过程中光强变化趋势的影响。2018 年,朱坪等^[15]、余惠等^[16]针对高功率激光装置中的色差和 PTD 等进行了理论分析,研究其对系统信噪比的影响以及在变焦过程中的应用。上述研究都是在脉宽为傅里叶转换极限(FTL)和焦斑为衍射极限(DL)的理想宽频带激光入射的情况下,对透镜引入的 PTD 做理论分析研究,并未考虑到实际物理实验中脉宽变化和实际光束质量对焦斑时空特性的影响。此外,针对装置 PTD 的补偿情况, PETAL、OMEGA EP 等激光装置上开展了 PTD 补偿的方案研究^[17-18]; ARC^[19]的多程结构拍瓦激光装置未使用相应的 PTD 补偿措施。

针对国内多程放大结构的拍瓦激光装置,为了更准确地分析 PTD 的影响,提供 PTD 补偿依据,本文结合装置设计中所使用的透镜参数,利用宽频带激光在

透镜中的衍射传输理论,采用数值分析的方法,研究了实际调节脉宽和光束质量情况下激光系统大口径透镜引入的 PTD 对聚焦光斑时空特性的影响,为装置建设和升级改造提供依据。

2 基本原理

2.1 单透镜对宽频大激光聚焦时空特性的模型

当宽频带振幅为 $E_0(\omega)$ 的激光经过单透镜后传输 z 时,如图 1 所示,光场分布^[11]可以描述为

$$(x_2, y_2, z, \omega) = \iint P(x_1, y_1) E_0(\omega) \Theta(x_1, y_1) \exp\left\{\frac{jk_a}{2z} \left[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 \right]\right\} dx_1 dy_1, \quad (1)$$

式中: $P(x_1, y_1)$ 为光瞳函数; $\Theta(x_1, y_1)$ 为透镜引入的相位因子,表示为

$$\Theta(x_1, y_1) = \exp(jk_1 d) \cdot \exp\left[-j\left(k_1 - k_a\right) \frac{x_1^2 + y_1^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)\right], \quad (2)$$

式中: k_a 和 k_1 分别表示空气中和透镜中的波矢; d 为透镜厚度; R_1 、 R_2 为透镜曲率半径。 ω_0 对应的透镜焦距为 $f_0 = \frac{1}{(n_0 - 1)} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)^{-1}$ 。宽频带激光带宽表示为 $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ 。将 k_1 按二阶色散展开: $k_1 = \frac{\omega}{c} n(\omega) \approx k_0 n_0 [1 + a_1 \Delta\omega + a_2 (\Delta\omega)^2]$, 其中 $a_1 = \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{n_0} \frac{dn}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$, $a_2 = \frac{1}{\omega_0 n_0} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2n_0} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0}$; $k_1 - k_a = \frac{\omega}{c} [n(\omega) - 1] \approx k_0 n_0 [1 + b_1 \Delta\omega + b_2 (\Delta\omega)^2]$, 其中 $b_1 = \frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{n_0 - 1} \frac{dn}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$, $b_2 = \frac{1}{\omega_0 (n_0 - 1)} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2(n_0 - 1)} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0}$; $k_0 = k_a(\omega_0)$, $n_0 = n_a(\omega_0)$, $k_a = \frac{\omega}{c} = k_0 \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)$ 。

对于圆形口径的光束,在极坐标下,式(1)^[11]可以化为

$$U(v, u; t) \propto \int_0^\infty d(\Delta\omega) E_0(\Delta\omega) \int_0^1 dr r J_0 \left[r v \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) \right] \exp\left(-j \frac{ur^2}{2}\right) \times \exp\{j(\Delta\omega)^2 [\delta' - \delta r^2]\} \cdot \exp\{-j\Delta\omega [t - \tau' + \tau(u)r^2]\}, \quad (3)$$

式中: $r_1 = rr_0$, $r \in [0, 1]$; $v = r_0 k_0 r_2 / f_0$; $u = r_0^2 k_0 (1/f_0 - 1/z)$; $\tau(u) = \frac{r_0^2 k_0}{2f_0} \left(b_1 - \frac{f_0}{z\omega_0}\right)$; $\tau' = k_0 n_0 d a_1$; $\delta = \frac{r_0^2 k_0}{2f_0} b_2$; $\delta' = k_0 n_0 d a_2$ 。与 δ 和 δ' 有关

的相位项是由透镜的群速度色散(GVD)引起,焦平面与半径 r 有关的延迟项 $\Delta\omega \tau r^2$ 表示光束脉冲前沿与相位前沿的时间延迟差即 PTD 效应引起的相位项。

对于脉宽为 T 的高斯脉冲,当 $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, 且仅考虑 PTD 效应时,可以得到焦平面光场分布^[11]近似为

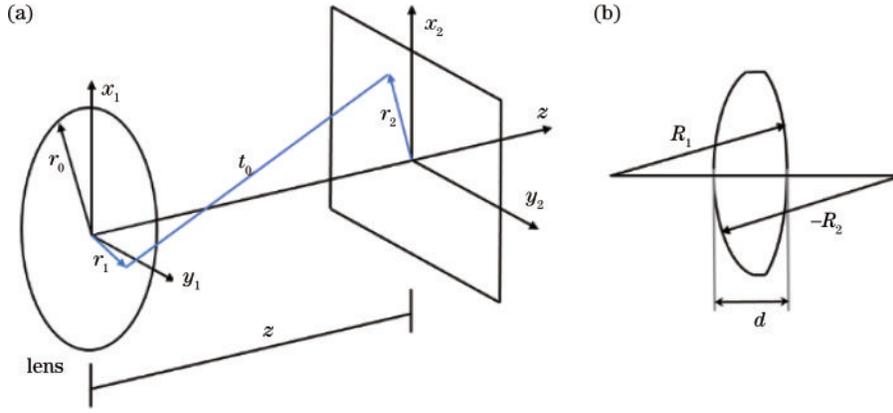


图 1 光束经过单透镜后的衍射传输示意图。(a)衍射传输示意图;(b)透镜结构示意图

Fig. 1 Diffraction transmission schematic of beam after passing through a single lens. (a) Schematic of diffraction transmission; (b) schematic of lens structure

$$U(v; t) \propto \int_0^1 dr r J_0(rv) \exp\left[-\left(\frac{t}{T} + \frac{\tau r^2}{T}\right)^2\right]. \quad (4)$$

当不考虑透镜材料带来的 GVD 时,PTD 对聚焦过程时域的影响结果,如图 2(a) 所示,脉冲时间

波形不变,但是在透镜中间传输部分会有所延迟,使得光束的脉冲包络在时域上被延展。当考虑 GVD 时,脉冲延展的同时,波形也会发生变化,如图 2(b) 所示。

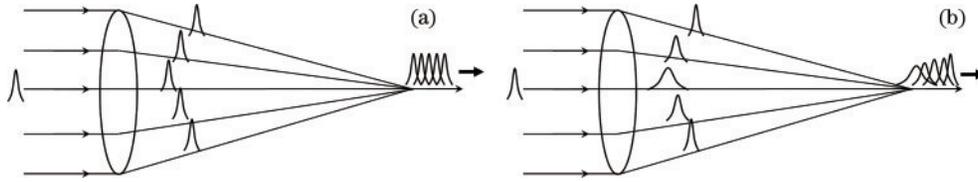


图 2 宽频带激光脉冲通过透镜后的变换示意图。(a) 不考虑 GVD;(b) 考虑 GVD

Fig. 2 Schematic of broadband laser pulse transformation by a lens. (a) Without considering GVD; (b) considering GVD

由式(3)可以得到单透镜引入的 PTD 为 $\tau(u) = \frac{r_0^2 k_0}{2f_0} \left(b_1 - \frac{f_0}{z\omega_0}\right)$, 由 $\frac{dn}{d\omega} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{dn}{d\lambda}$, 则焦平面单透镜引入的 PTD^[10] 表示为

$$\tau_{\text{PTD, lens}} = \frac{-\lambda_0 r_0^2}{2cf_0(n_0 - 1)} \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}. \quad (5)$$

多透镜引入的 PTD 累积之和^[9, 15] 则可以表示为

$$\tau_{\text{PTD}} = \sum \tau_{\text{PTD, lens}} = \sum \frac{-\lambda_0 r^2}{2cf_0(n_0 - 1)} \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}. \quad (6)$$

由式(5)和式(6)得到 PTD 与光束半径 r 相关, r 越大, PTD 越大。当入射光束为方形光束时,如图 3 所示,在关于 PTD 的影响和补偿的文献报道中,一般选取方形光束的内切圆半径计算 PTD^[18], 但这样选取的光束半径偏小会低估影响,所以本文中选取外接圆半径进行评估。

2.2 激光系统中透镜宽频带激光聚焦时空特性的模型

在单透镜中,宽频带激光的聚焦特性可以用式(3)描述。但在实际的激光系统中,激光系统采用多个空间滤波器级联的传输方式,远场焦斑的时空特性不存在解析表达式,计算时只能采用数值迭代的求解方法。每个空间滤波器作为一个 $4f$ 系统,在数值求解过程

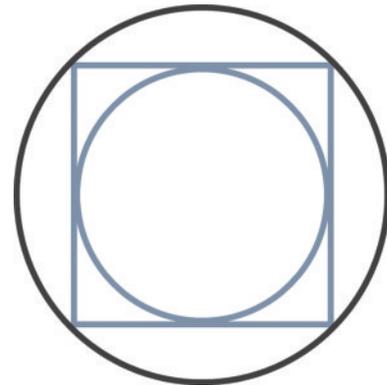


图 3 光束半径选择示意图

Fig. 3 Schematic of beam radius selection

中,可以用菲涅耳衍射传输公式描述,在这里采用笛卡尔坐标系 $(x = r\cos\theta, y = r\sin\theta)$ 描述为

$$U(x_2, y_2) = \frac{\exp(jk_a z)}{j\lambda z} \iint E_0(x_1, y_1) \exp\left\{\frac{jk_a}{2z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1. \quad (7)$$

在自由空间传输时用衍射传输公式,经过透镜时光场分布中引入式(2)的透镜变换相位因子,经过每一级 $4f$ 系统的数值迭代计算后,最终得到光束焦斑分布。透镜变换相位因子中与 a_1 有关的相位变化使光束波前具有相同的相位延迟量,而使脉冲到达焦斑处

产生相同的时间延迟,在计算焦斑分布时可以忽略 a_1 的影响,即计算中取 $a_1 = 0$ 。

对于时间波形为高斯分布的线性啁啾宽频带激光,电场描述为

$$E_0(0, t) = E_0 \exp[-2 \ln 2 (\frac{t}{T})^2] \cdot \exp[-iC \frac{2 \ln 2 t^2}{T^2} + i\omega_0 t], \quad (8)$$

式中: T 表示高斯脉冲的半峰全宽; C 为宽带激光的啁啾系数。啁啾脉冲的时间带宽积为 $\Delta\nu \cdot \Delta T \geq C_B$, 则 FTL 脉宽为 $\Delta T = C_B / \Delta\nu = (C_B \lambda_0^2) / (c \Delta \lambda)$, 其中高斯函数 $C_B = 0.441$, 对于中心波长为 1053 nm、带宽为 3.2 nm 的激光, 其 FTL 为 0.5 ps。

经过展宽器压缩器调制后,若只考虑展宽器引起的相移 $\phi(\omega) = \beta(\omega)z$, 则经过展宽器后宽带激光场表示为

$$E(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(0, \omega) \exp[-i\omega t + i\phi(\omega)] d\omega. \quad (9)$$

对于宽带激光 $\phi(\omega)$ 按中心频率展开, 则 $\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1(\Delta\omega) + \frac{1}{2}\phi_2(\Delta\omega)^2 + \dots$, 对于皮秒、亚皮秒量级的激光, 高阶色散可以忽略^[20], 只考虑二阶色散, 通过控制二阶色散量的大小来控制输出脉宽的宽度。

对于远场的光束质量, 实际的光场分布会受到相位畸变和振幅畸变调制, 这些畸变会影响焦斑尺寸和形态, 考虑激光系统调制影响, 根据统计光学模型将光

场^[21]描述为

$$E(x, z, t) = E_0(x, z, t) \exp[-(x/x_0)^2 \sigma_p^2 / L_p^2] + \sigma_A^2 \exp[-(x/x_0)^2 (1/L_A^2 + \sigma_p^2 / L_p^2)], \quad (10)$$

式中: x_0 为光束 1/e 的口径; L_A 、 L_p 分别表示振幅调制和相位调制的尺度; σ_A^2 、 σ_p^2 分别表示光强调制和相位调制的幅度。通过控制畸变调制的尺度和幅度, 可以改变入射光场的分布, 使远场光束焦斑质量发生改变。

本文在分析实际激光系统的 PTD 对焦斑时空特性的影响时采用数值迭代计算方法, 忽略放大过程后的增益窄化, 光束带宽按 3.2 nm 计算, 计算中选取的时域方向与文献[11]相同, 时域上的负号表示延迟后到的脉冲。

3 分析与讨论

基于多程放大结构的高能钕玻璃拍瓦激光装置设计光路排布示意图如图 4^[22] 所示, 输出光束口径尺寸为 360 mm×360 mm、中心波长为 1053 nm、频谱带宽为 3.2 nm 的拍瓦激光, FTL 下最短压缩脉宽约为 0.5 ps。基于该结构放大链路中的大口径透镜排布, 其中传输空间滤波器透镜(TSF-1 和 TSF-2)焦距都为 30 m, 腔空间滤波器透镜(CSF-1 和 CSF-2)焦距都为 11 m, 透镜材料为康宁-7980 玻璃, 其折射率为 $n_0 = 1.4498$, 且 $\lambda_0 dn/d\lambda = -0.01274$ 。根据式(5), 结合透镜参数和光束经过透镜的次数, 得到各透镜引入的 PTD 值如表 1 所示。

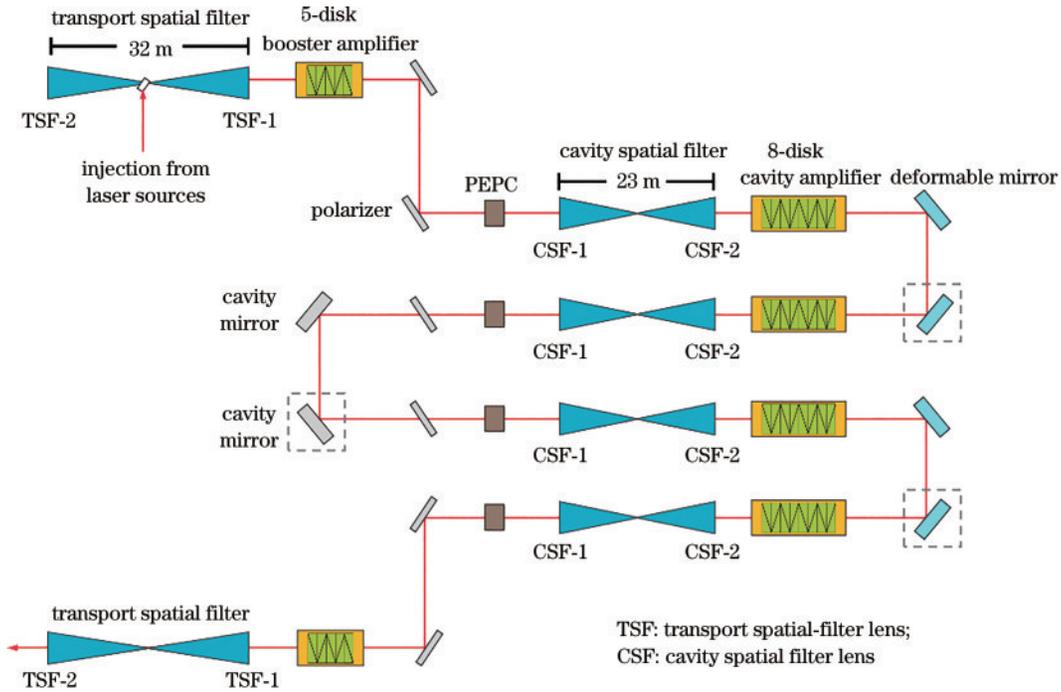


图 4 基于多程放大结构的高能钕玻璃拍瓦激光装置光路排布示意图

Fig. 4 Layout diagram of high-energy Nd:glass petawatt laser facility with multi-pass amplification structure

由图 4 所示的多程放大结构的激光系统光路排布, 以及表 1 的透镜参数所带来的累积 PTD, 当光束口

径为 360 mm×360 mm 的拍瓦激光经放大链路时, 其估算最大值约为 2.5 ps, 为最短压缩脉冲宽度的 5 倍。

表 1 激光系统透镜参数和透镜产生的 PTD

Name of lens	Focal length /m	Number of pass	PTD by single pass /ps	PTD by accumulation /ps
TSF-1	30	2	0.102	0.204
TSF-2	30	1	0.102	0.102
CSF-1	11	4	0.279	1.116
CSF-2	11	4	0.279	1.116

下文将从理想情况和时间脉冲脉宽、光束质量等方面研究 PTD 对焦斑时空特性的影响。由于 PTD 是由大口径透镜引起的,与脉冲的增益放大无关,为了便于分析 PTD 对焦斑的影响,在数值计算时不考虑增益对宽频带激光放大过程的影响。此外,本文在研究分析理想情况下 PTD 对焦斑特性的影响时,未考虑实际多程放大系统的传输过程中脉宽变化和实际光束质量对焦斑时空特性的影响;在研究时间脉冲宽度和光束质量对 PTD 的影响时,本文基于宽频带激光的传输模型,与啁啾脉冲放大相比,这里只是考虑传输和聚焦过程。下面将开始研究不同条件下,PTD 对激光系统的影响。

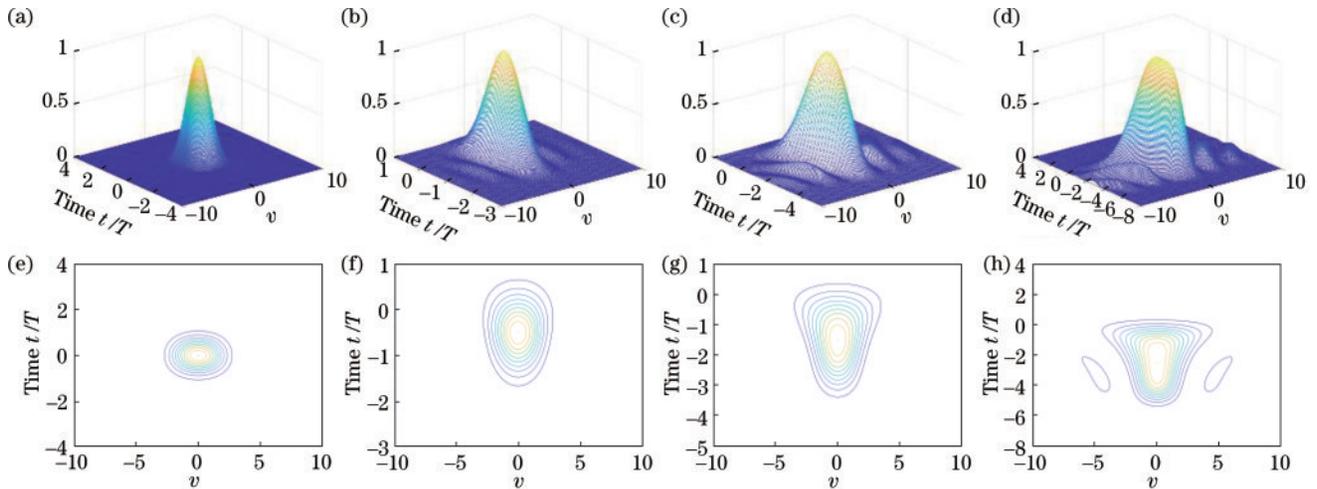


图 5 PTD/T 不同对焦斑分布的影响。(a)、(b)、(c)、(d) 分别为 PTD/T = 0, 1, 3, 5 时焦斑时空特性三维图;(e)、(f)、(g)、(h) 分别为 PTD/T = 0, 1, 3, 5 时焦斑等强度分布曲线

Fig. 5 Influence of different PTD/T on focal spot distribution. (a), (b), (c), and (d) are 3D distributions of spatiotemporal characteristics of focal spot at PTD/T = 0, 1, 3, and 5, respectively; (e), (f), (g), and (h) are iso-intensity curves of focal spot at PTD/T = 0, 1, 3, and 5, respectively

为了进一步定量说明不同 PTD 对焦斑的影响,不同 PTD 下焦斑的时间脉冲波形、焦斑空间相对强度分布和焦斑能量集中度的变化如图 6 所示。

图 6(a) 是图 5(a)~5(d) 三维分布下,对空间积分后的脉冲时间波形,可以看出,随着 PTD 的增大,脉冲受 PTD 的影响发生展宽,使得脉宽逐渐增大,偏离极限压缩脉宽,接近于 PTD 的值,这里忽略了 GVD 的影响,情形与图 2(a) 类似。图 6(b) 是图 5(a)~5(d) 三维分布下,对时间积分后焦斑的相对光强分布,由图 6(b) 可以看出,随着 PTD 的增加,焦斑旁瓣的相对强度增大。图 6(c) 对应图 6(b) 的焦斑能量集中度随

3.1 理想傅里叶变换极限脉宽和衍射极限焦斑注入下,PTD 对焦斑时空特性的影响

当宽频带激光输出光谱宽度为 3.2 nm、拍瓦激光系统展宽器和压缩器的色散完全匹配时,宽频带激光的压缩极限脉宽 T 为 0.5 ps,由表 1 可知多程放大系统大口径透镜引入的最大 PTD 约为 2.5 ps。为了说明理想傅里叶变换极限脉宽和衍射极限焦斑(1 倍 DL)近似下,PTD 对焦斑时空特性的影响,本文利用式(4)数值分析了 PTD 值分别为 0、0.5、1.5、2.5 ps,即 PTD/T=0、1、3、5 时,得到极坐标下归一化焦斑时空特性分布图如图 5 所示,其中图 5(a)~5(d) 为三维分布,图 5(e)~5(h) 为等强度分布曲线。从图 5(a) 和 5(e) 可以看出,对于不存在 PTD 效应时,焦斑在时间和空间上不存在关联,类似纳秒长脉冲的情形,即 PTD 与脉冲宽度的比值接近于 0,不需要考虑 PTD 对焦斑的影响。随着 PTD 值的增大,可以看出焦斑处的脉冲在时间上会被拉长,即不再保持 FTL 下的压缩脉冲宽度;同时随着 PTD/T 的增大,焦斑在空间上会出现旁瓣,这些都会降低焦斑的聚焦功率密度。

PTD/T 的变化曲线,由图 6(c) 得到,随着 PTD/T 增大,焦斑能量集中度下降明显,对于 90% 的焦斑能量集中度,当 PTD/T 由 1 增大到 5 时,对应的焦斑口径增大了近 2 倍。从上述的结果可以看出,在转换极限和理想衍射极限焦斑下,对于纳秒长脉冲可以忽略的 PTD 效应,在宽频带激光系统中需要考虑其对焦斑时空特性的影响。

根据上述结果对高能拍瓦激光装置进行 PTD 补偿分析。对于已建的单程放大结构的神光 II 九路高能拍瓦激光系统^[23],其输出口径为 310 mm 的圆形光束,系统透镜累积 PTD 约为 0.6 ps,最短压缩脉宽约为

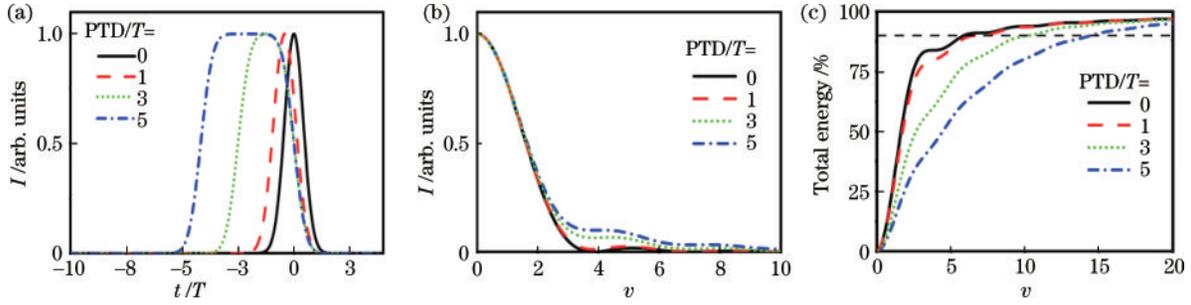


图 6 不同 PTD 下焦斑特性的变化。(a) 远场脉冲形状; (b) 空间焦斑相对光强; (c) 焦斑能量集中度

Fig. 6 Variations of focal spot characteristics with different PTDs. (a) Far-field pulse shape; (b) relative intensities of spatial focal spots; (c) energy concentrations of focal spots

0.5 ps, $PTD/T=1.2$, 与图 6 中 $PTD/T=1$ 的情况类似, 同理想情况下相比, 对焦斑大小和能量集中度分布基本无差异; 且考虑物理实验中脉宽 $1\sim 10$ ps 使用条件来说, 当 PTD 为 0.6 ps 时, $PTD/T < 1$, 此时并不需要额外的补偿, 由此在实际的装置建设中, 根据理论分析结果, 并未对 PTD 进行补偿。而对于光束口径为 $360\text{ mm}\times 360\text{ mm}$ 的多程放大结构的拍瓦激光系统, 其 PTD(最大值) 约为 2.5 ps, $PTD/T=5$, 在傅里叶变换极限脉冲和理想焦斑下, 理论上脉宽将增大 5 倍, 相同能量集中度下光斑口径增大 2 倍, 此时聚焦的光强将下降至约为原来的 $1/20$, 宽带激光引入的 PTD 严重破坏了焦斑的聚焦时空质量, 使得焦斑峰值光强下降, 由此得到当 PTD/T 较大时, 就需要考虑对系统的 PTD 进行补偿措施。康俊等^[24]对波长为 808 nm、脉宽为 0.03 ps 的 SG-II 5 PW 激光系统进行了研究, 研究结果表明, 当 $PTD/T > 5$ 时, PTD 带来的影响需要补偿, 本文的分析与该结果相符。

在实际中, 物理实验需要输出的脉冲宽度为 $1\sim 10$ ps, 且实际的光束质量并不是 1 倍 DL。由此, 为了对实际激光系统设计中的 PTD 补偿判断提供进一步

的依据, 本文将进一步分析脉冲宽度和光束质量对焦斑时空特性的影响。

3.2 衍射极限焦斑注入时, 不同脉宽下 PTD 对焦斑时空特性的影响

当考虑实际情况下, 不能再利用式(4)对焦斑进行计算, 根据衍射传输理论使用式(7)来分析多程放大后焦斑的时空特性。这里, 选用不会额外增加 PTD 的离轴抛物面反射镜($f=19\text{ m}$)作为光学终端的聚焦元件, 整个激光装置系统的最大 PTD 仍为 2.5 ps。

宽带激光脉冲在多程结构中传输时, 光谱成分并不发生变化, 通过系统中的微调压缩器引入二阶色散, 可以改变压缩后的脉冲宽度, 考虑 GVD 由式(2)、式(7)和式(8)计算。当入射光束远场为衍射极限时, 利用宽频带激光的传输模型, 数值迭代计算得到光学终端的聚焦远场分布。在透镜系统引入最大 PTD 为 2.5 ps 的情况下, 分析了初始光谱带宽为 3.2 nm 的脉冲在不同压缩时间脉宽下对焦斑的影响。当控制脉宽分别为 0.5、1、5、10 ps 时, 笛卡儿坐标下焦斑的时空分布如图 7 所示, 可以看出, 随着压缩脉冲宽度的增加, 旁瓣的数量在逐渐减小, PTD 对焦斑时空特性的影响在减弱。

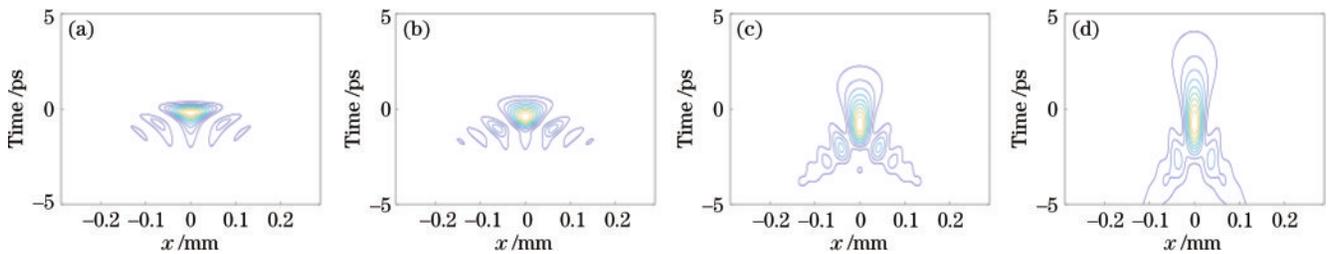


图 7 当 3.2 nm 宽频带激光以理想 1 倍 DL 焦斑的光束质量注入且 PTD 为 2.5 ps 时, 不同压缩脉宽下的焦斑时空特性分布。

(a) $T=0.5\text{ ps}$; (b) $T=1\text{ ps}$; (c) $T=5\text{ ps}$; (d) $T=10\text{ ps}$

Fig. 7 Spatiotemporal characteristics of focal spot under different compression pulse widths with injecting laser of 3.2 nm broadband and ideal beam quality of 1 DL, and when PTD is 2.5 ps. (a) $T=0.5\text{ ps}$; (b) $T=1\text{ ps}$; (c) $T=5\text{ ps}$; (d) $T=10\text{ ps}$

进一步地, 对比不同压缩脉冲宽度下 PTD 的影响, 如图 8 所示。其中图 8(a) 和 8(b) 为不同压缩脉宽下焦点处光谱-空间的二维分布和对时间积分后的空间分布, 可以得到在理想衍射极限焦斑光束质量下, 不同压缩脉宽下的光谱分布和远场的分布相同, 光谱宽度都是 3.2 nm, 对时间积分的累积焦斑能量轮廓相

同。对空间积分的时间脉冲波形分布如图 8(c) 所示, 得到对于脉宽 $T=0.5\text{ ps}$ 情况下, 2.5 ps 的 PTD 延迟影响最大, 随着脉宽的增加, 其作用逐渐减小, 脉宽宽度为 5 ps 和 10 ps 情况下, PTD 的影响可以忽略。此外, 考虑 GVD 如图 2(b) 所示, PTD 会导致透镜中心位置的脉冲延迟到达, 并且脉宽会变宽, 因此在脉冲的后

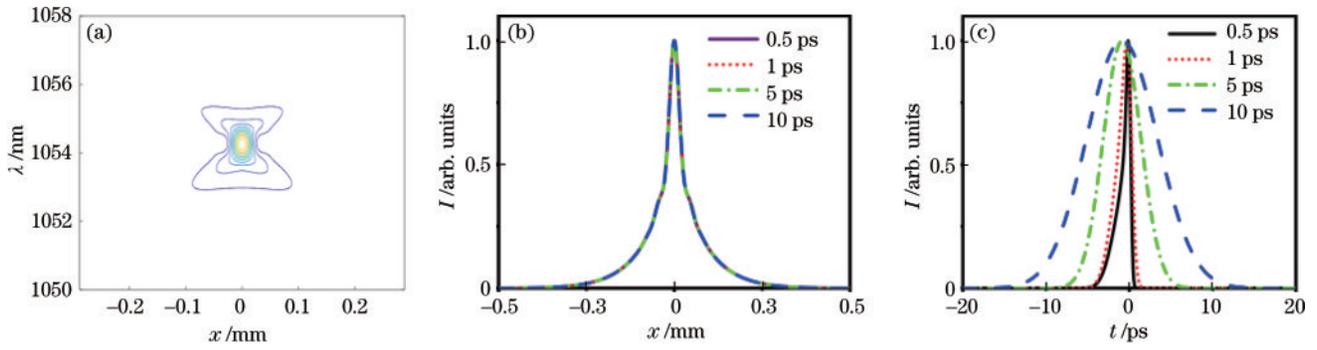


图 8 不同压缩脉宽下的焦斑特性。(a) 焦点处的光谱分布;(b) 焦斑的空间脉冲波形;(c) 焦斑的时间脉冲波形

Fig. 8 Focal spot characteristics under different compression pulse widths. (a) Spectrum distribution of focal point; (b) spatial waveform of focal spot; (c) temporal waveform of focal spot

延迟会产生非对称、缓慢变化的后延,但并不会影响压缩脉冲的信噪比。

从图 7 和图 8 可以看出,在入射理想光束为衍射极限的情况下,压缩脉宽的变化不会引起光束光谱和焦斑空间分布的变化,但压缩脉宽越短,PTD 对焦斑脉冲时间分布影响越大,而随着压缩脉宽逐渐增大,即 PTD/T 减小时,PTD 对焦斑脉冲畸变的影响逐渐弱化直至可以忽略。

3.3 傅里叶转换极限压缩脉冲时,不同远场光束质量下 PTD 对焦斑时空特性的影响

在实际的激光系统中,激光的远场光束质量并不是理想的 1 倍 DL 焦斑,而是光场在相位上受泵浦热畸变、光学元件面形和颗粒物污染等因素影响而产生畸变,如式(10)所示,虽然可以通过变形镜校正来提升激光远场,但是远场的光束质量仍会在 5~10 倍 DL 之间^[25]。为了分析光束质量对 PTD(2.5 ps)下焦斑时空特性的分布影响,利用式(10),通过控制光束的相位调

制和振幅调制,改变光束质量,选取 $\sigma_A = 0.8, L_A = 1$, 分别选取 $\sigma_v^2/L_p^2 = 0, 10, 20, 70$ 使得输入的光束质量控制在 1 倍 DL、3 倍 DL、5 倍 DL 和 7 倍 DL,在 FTL 变换极限为 0.5 ps 下,计算远场焦斑的时空变换,如图 9 所示。

从图 9(a)~9(d)可以看出,当远场光束质量为 1 倍 DL、脉冲宽度为 0.5 ps 时,在 2.5 ps 的 PTD 影响下焦斑出现旁瓣,与图 7(a)相同,但是当光束由 1 倍 DL 分别增大到 3 倍 DL、5 倍 DL 和 7 倍 DL 时,焦斑处时空耦合的效应降低,并未出现明显的旁瓣。同时,从图 9(e)中对空间积分后的时间波形对比可以看出,当光束质量接近理想光束时,PTD 引起的聚焦光束脉宽展宽,主要是由透镜材料的 GVD 导致的;当光束质量远离理想光束情况时,由 PTD 引起的脉冲波形畸变效果会弱化,类似纳秒级长脉冲的 PTD 影响可以忽略,当光束质量偏离 1 倍 DL 增大到 3 倍 DL 以上时,由 PTD 引起的时空耦合效应也会降低。对于实际激光

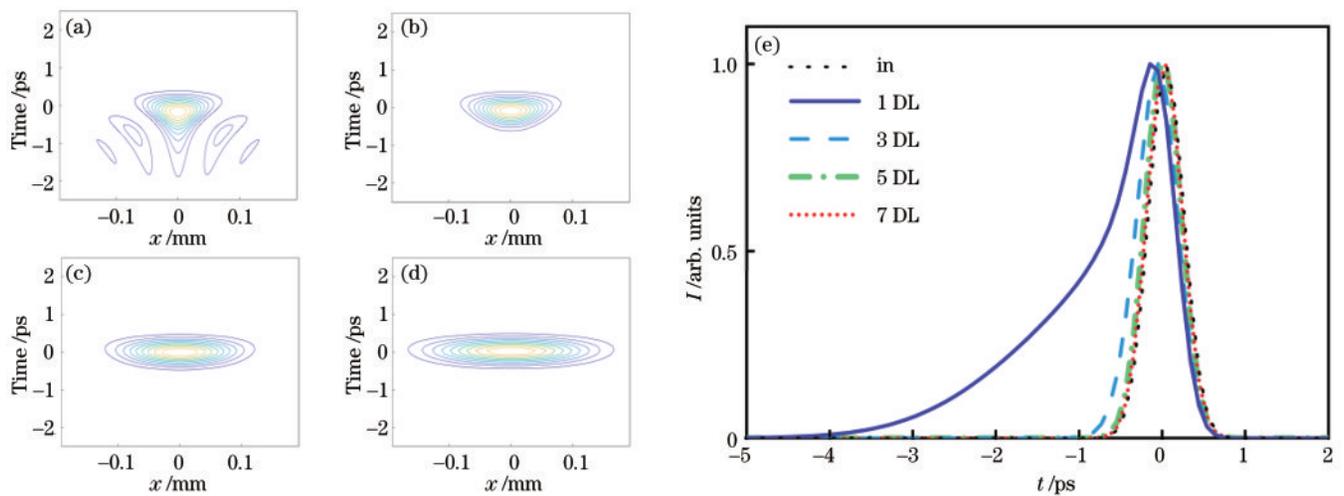


图 9 不同注入光束质量下 PTD 对焦斑的影响。(a)、(b)、(c)、(d) 分别为光束质量为 1 倍 DL、3 倍 DL、5 倍 DL 和 7 倍 DL 时,焦斑的时空分布特性;(e) 为对空间积分后的时间波形对比

Fig. 9 Influence of PTD on focal spot under different injected beam qualities. (a), (b), (c), and (d) are spatiotemporal characteristics of focal spot when beam qualities are 1 DL, 3 DL, 5 DL, and 7 DL, respectively; (e) comparison of temporal waveform after spatial integration

系统,远场光束质量仍在 5~10 倍 DL 之间,此时 PTD 带来的影响可以忽略。

由上述分析结果可以看出,对于光束口径为 360 mm×360 mm 的多程放大结构的拍瓦激光装置设计,大口径透镜系统引入 PTD 为 2.5 ps。在光束质量接近理想衍射极限(1 倍 DL)情况下,只有当压缩脉宽接近光谱傅里叶变换极限,且 $PTD/T \geq 5$ 时,PTD 对焦斑的时空特性影响才明显,此时需要补偿 PTD,这与文献报道结果相符^[26]。而对于光束质量为 1 倍 DL 时,随着压缩脉冲宽度由 1 ps 增大到 10 ps,PTD 对时间维度的影响会减弱;类似地,对于脉冲时间宽度为傅里叶变换极限时,随着光束远场质量由 3 倍 DL 增加到 7 倍 DL,PTD 的影响同样会减弱。只有在压缩脉冲宽度在转换极限且光束质量接近衍射极限时,才需要考虑 PTD 的影响,并对其进行补偿;对于目前的实际大口径拍瓦激光系统,其光束质量通常大于等于 5 倍 DL^[25],物理实验所需的压缩脉冲宽度为 1~10 ps,PTD 对焦斑时空特性的影响可以忽略,结果与文献^[19]报道的装置结构类似。因此,在基于实际多程放大结构的拍瓦激光装置设计中,目前不需要对 PTD 进行补偿,但随着激光技术的发展,当光束质量接近转换极限且脉宽为近转换极限时,则必须要考虑 PTD 的影响,并对其进行测量和补偿。

4 结 论

本文针对国内基于多程放大结构的拍瓦激光系统,利用宽频带激光的衍射传输理论,对 360 mm×360 mm 方形光束的宽频带激光,经系统大口径空间滤波器传输时引入的 PTD 进行了数值分析,根据物理应用和实际光束质量,研究了不同脉宽和不同入射光束质量下,激光系统引入的最大为 2.5 ps 的 PTD 对焦斑时空特性的影响。发现只有当光束质量接近 1 倍 DL,且压缩脉宽接近傅里叶变换极限脉宽时,激光系统才需要考虑并补偿 PTD 的影响。根据对不同脉宽和光束质量对焦斑的时空特性的影响进行分析,发现对于脉宽为 1~10 ps 且光束质量大于等于 5 倍 DL 的脉冲,无需进行额外的 PTD 补偿,但对于更小焦斑的光束质量和压缩脉冲宽度,为了提升聚焦功率密度,则需要考虑 PTD 的补偿和测量。本文结果对国内基于多程放大构型高能拍瓦激光的 PTD 补偿以及可聚焦光强提升研究具有重要的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] Matousek P, Ross I N, Collier J L, et al. Multi-petawatt optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) [C]//Summaries of Papers Presented at the Lasers and Electro-Optics, May 24, 2002, Long Beach, CA,

- USA. New York: IEEE Press, 2002: 51.
- [3] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7(3): e54.
- [4] Yang X H, Ren C, Xu H, et al. Transport of ultraintense laser-driven relativistic electrons in dielectric targets[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8(1): 2.
- [5] Zhu X M, Prasad R, Swantusch M, et al. Relativistic electron acceleration by surface plasma waves excited with high intensity laser pulses[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8(2): 15.
- [6] Kitagawa Y, Fujita H, Kodama R, et al. Petawatt laser for fast ignitor and laser matter interaction research[C]// Technical Digest CLEO/Pacific Rim 2001 4th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, July 15-19, 2001, Chiba, Japan. New York: IEEE Press, 2001.
- [7] Heebner J E, Acree R L, Jr, Alessi D A, et al. Injection laser system for Advanced Radiographic Capability using chirped pulse amplification on the National Ignition Facility[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(31): 8501-8510.
- [8] 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.
- [9] Bor Z. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems[J]. *Journal of Modern Optics*, 1988, 35(12): 1907-1918.
- [10] Bor Z. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses[J]. *Optics Letters*, 1989, 14(2): 119-121.
- [11] Kempe M, Stamm U, Wilhelmi B, et al. Spatial and temporal transformation of femtosecond laser pulses by lenses and lens systems[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1992, 9(7): 1158-1165.
- [12] Fuchs U, Zeitner U, Tünnermann A. Ultra-short pulse propagation in complex optical systems[J]. *Optics Express*, 2005, 13(10): 3852-3861.
- [13] Coic H, Airiau J P, Blanchot N, et al. Modeling of the petawatt PETAL laser chain using Miró code[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(34): 9491-9501.
- [14] Heuck H M, Neumayer P, Kühl T, et al. Chromatic aberration in petawatt-class lasers[J]. *Applied Physics B*, 2006, 84(3): 421-428.
- [15] Zhu P, Xie X L, Kang J, et al. Systematic study of spatiotemporal influences on temporal contrast in the focal region in large-aperture broadband ultrashort petawatt lasers[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6(1): e8.
- [16] Yu H, Li J M, Li D W, et al. Potential continuous zooming scheme based on high-power broadband laser[J]. *Optik*, 2022, 258: 168652.
- [17] Néauport J, Blanchot N, Rouyer C, et al. Chromatism compensation of the PETAL multipetawatt high-energy laser[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(9): 1568-1574.
- [18] Blanchot N, Behar G, Berthier T, et al. Overview of PETAL, the multi-Petawatt project on the LIL facility[J].

- Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008, 50(12): 124045.
- [19] Williams W H, Crane J K, Alessi D A, et al. Spatio-temporal focal spot characterization and modeling of the NIF ARC kilojoule picosecond laser[J]. Applied Optics, 2021, 60(8): 2288-2303.
- [20] Li D W, Wang T, Yin X L, et al. Design of third-order dispersion compensation for the SG PW laser system using a birefringent crystal[J]. Applied Sciences, 2022, 12(8): 4078-4090.
- [21] Manes K R, Simmons W W. Statistical optics applied to high-power glass lasers[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1985, 2(4): 528-538.
- [22] Zhu J Q, Zhu J, Li X C, et al. Status and development of high-power laser facilities at the NLHPLP[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2018, 6(4): e55.
- [23] 李大为, 王韬, 尹晓蕾, 等. 皮秒拍瓦激光系统宽带激光放大的精确模型和性能分析[J]. 物理学报, 2021, 70(10): 104202.
- Li D W, Wang T, Yin X L, et al. Accurate model and performance analysis of broadband pulsed amplification in picosecond petawatt laser system[J]. Acta Physica Sinica, 2021, 70(10): 104202.
- [24] 崔自若, 康俊, 谢兴龙, 等. 基于变焦像传递的飞秒拍瓦激光系统色差补偿[J]. 中国激光, 2019, 46(9): 0905001.
- Cui Z R, Kang J, Xie X L, et al. Compensation for chromatic aberration in femtosecond petawatt laser systems based on zoom image transfer[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(9): 0905001.
- [25] Raffestin D, Lecherbourg L, Lantuéjoul I, et al. Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser[J]. Matter and Radiation at Extremes, 2021, 6(5): 056901.
- [26] Ohland J B, Eisenbarth U, Zielbauer B, et al. Ultra-compact post-compressor on-shot wavefront measurement for beam correction at PHELIX[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2022, 10(3): e18.