

高功率超短脉冲系统等离子体镜的焦斑退化分析

张栋俊^{1,2}, 朱坪^{1**}, 谢兴龙^{1*}, 康俊¹, 杨庆伟¹, 朱海东¹, 郭爱林¹, 孙美智¹, 高奇¹, 朱健强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

摘要 等离子体镜是一种有效提升高功率超短脉冲激光信噪比的方法,但在一部分实验中使用等离子体镜后焦斑出现了退化现象。为了定量研究等离子体镜的焦斑退化问题,提出基于等离子体膨胀和衍射传输的时空聚焦多步传输算法,通过光束质量评价函数定量分析等离子体膨胀时间、波前误差幅值和空间频率对焦斑退化的影响。仿真结果表明,等离子体镜引起的远场焦斑退化主要是由等离子体膨胀时间和波前误差引起的等离子体膨胀不均匀所致,其中,等离子体膨胀时间是主导因素。并且波前误差的幅度越大、空间频率越低,对聚焦能力的影响相对越大。从高信噪比、高功率激光系统输出能力的角度考虑,对于使用等离子体镜的高功率超短脉冲激光系统提出时空上的光束质量要求,以避免远场焦斑的退化问题。

关键词 超快光学; 等离子体镜; 等离子体膨胀; 波前误差; 傅里叶变换

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0232001

Focal Spot Deterioration Analysis of Plasma Mirrors in High-Power Ultrashort Laser Systems

Zhang Dongjun^{1,2}, Zhu Ping^{1**}, Xie Xinglong^{1*}, Kang Jun¹, Yang Qingwei¹,
Zhu Haidong¹, Guo Ailin¹, Sun Meizhi¹, Gao Qi¹, Zhu Jianqiang¹

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

Abstract Plasma mirrors can be effectively used to improve the signal-to-noise ratio (SNR) of high-power ultrashort laser; however, some experiments conducted using plasma mirrors denote that plasma mirrors may cause focal spot deterioration. Herein, we establish a spatiotemporal focusing multistep propagation algorithm based on plasma expansion and diffraction propagation to quantitatively investigate the plasma-mirror-induced focal spot deterioration. Further, the influences of the plasma expansion time as well as the amplitude and spatial frequency of wavefront error on focal spot deterioration are quantitatively analyzed using a beam quality evaluation function. The simulation results reveal that the plasma-mirror-induced far-field focal spot deterioration can be mainly attributed to the non-uniform plasma expansion based on the plasma expansion time and wavefront error, with the plasma expansion time observed to be the dominant factor. Additionally, higher-amplitude and lower-spatial-frequency wavefront errors have a relatively greater influence on the focusing ability. From the perspective of high SNR ultraintense output capability, the spatiotemporal quality requirement of the pulse is introduced to avoid far-field focal spot deterioration when a plasma mirror is used in a high-power ultrashort laser system.

Key words ultrafast optics; plasma mirror; plasma expansion; wavefront error; Fourier transform

OCIS codes 320.7120; 350.5400; 070.7345; 080.1010

1 引 言

随着啁啾放大技术(CPA)^[1]和高功率超短脉冲

技术^[2-4]的不断发展,激光可达到的峰值功率密度越来越高,拍瓦量级激光装置的峰值功率已经可以达到 10^{21} W/cm²,进而促进了一系列的科学研究发

收稿日期: 2019-07-08; 修回日期: 2019-08-11; 录用日期: 2019-09-09

基金项目: 中国科学院重点实验室创新基金(CXJJ-2019S015)、上海市青年科技英才扬帆计划(19YF1453500)

* E-mail: xiexl329@mail.shenc.ac.cn; ** E-mail: zhp1990@siom.ac.cn

展,包括快点火、激光驱动粒子加速,以及高能等离子体诊断等。在更高的功率密度条件下,如功率密度大于 10^{22} W/cm²,将会产生激光与等离子体相互作用的新现象。然而,更高峰值功率的激光脉冲对信噪比有着更为苛刻的要求。这是因为其更强的噪声前沿和预脉冲更容易使激光提前与靶发生作用产生预等离子体,从而影响实验结果。因此,需要采取合适的方法来提升短脉冲的信噪比。传统的提升信噪比的方法有双啁啾脉冲放大(DCPA)时域滤波^[5]、交叉极化波(XPW)^[6]、自衍射^[7]、等离子体镜(PM)^[8]等。其中,PM由于具有响应速度快、效率高、信噪比提升能力好等特点,非常适用于高功率超短脉冲系统。目前,除了PM以外,还没有其他方法可以有效抑制皮秒域的噪声。PM的实质是在高透介质基片上产生的一层致密等离子体层。当一定强度的激光脉冲入射到基片上时,脉冲的前沿不断激发出等离子体,在主脉冲到来之前,等离子体密度不断上升并达到临界密度(等离子体电子振荡频率等于激光频率时的电子密度)形成PM,基片从原来的高透射状态瞬间变为高反射状态,使得脉冲的前沿透射而主脉冲被PM反射,从而实现信噪比的提升。

目前,以熔石英为基片材料的PM已经在实验中成功实现了高功率超短脉冲的信噪比提升,并且效果显著。但是,在实验过程中也发现了使用PM后远场焦斑出现畸变退化的现象^[9-12]。例如,Dromey等^[12]将不同强度的脉冲入射到基片上,发现在功率密度超过 10^{16} W/cm²的情况下,PM的反射率出现涨落现象,并且焦斑出现了退化。Scott等^[10]在研究双脉冲激发PM时发现,当脉冲之间的时延更长时,经PM反射后的焦斑出现了变大的情况。Kim等^[11]在研究双PM时,对比了脉冲经双PM反射前、后的焦斑形态,并发现在 90 J/cm²的能流情况下焦斑仅出现了一些退化现象,而在 290 J/cm²的情况下,焦斑的退化则变得十分严重。以上实验结果表明,PM在一定情况下的确会降低脉冲的光束质量,导致焦斑出现退化现象,极大地影响高功率超短脉冲系统的输出能力。前人的研究工作大多集中于PM的信噪比提升度和反射特性方面^[13-16],关于PM所引起的焦斑退化问题的研究相对较少。因此,对于高功率超短脉冲系统来说,进一步研究PM对焦斑退化的影响是十分必要的。基于此,本文结合等离子体膨胀和衍射传输,建立了基于PM的时空聚焦多步传输算法,并利用该算法模型

对PM的传输过程进行仿真计算,根据数值模拟结果,定量分析了等离子体膨胀时间、波前误差幅值和空间频率对PM引起的焦斑退化的影响。

2 PM时空聚焦多步传输算法模型

PM时空聚焦多步传输算法模型如图1所示,其中 x 、 y 和 z 表示光场传输中的三维空间坐标, T 和 f 分别为等离子体的膨胀时间和聚焦系统的焦距。首先,在初始光场 $U_{in}(x, y, 0)$ 中引入调制量 $H_{in}(x, y)$,接着计算传输到基片位置处的光场 $U_{pm}(x, y, z)$,其光强空间分布引起了PM的调制 $\varphi_{pe}(x, y, T)$,并反向影响光场的传输。其调制由激光强度分布和等离子体的膨胀时间共同决定。PM的形成时间很短(亚皮秒量级),持续时间为百皮秒量级。PM未形成前,基片表面产生的等离子体密度非常低,其膨胀可忽略不计。假定PM形成过程为瞬态,即等离子体的膨胀时间等于PM与主脉冲的时延,并且PM通常于主脉冲前几皮秒位置处形成,因此对于飞秒脉冲来说,其反射过程也可认为是一个瞬态过程。仿真的脉冲在空间上为超高斯分布,有效通光区域内的PM反射率差异很小,在不考虑强度对其反射率的影响的条件下,可假定模型中PM反射率在时空上恒定。调制后的光场继续传输至远场焦平面空间,得到远场的光场分布 $U_{out}(x, y, f)$ 。最后,通过光束质量评价函数对焦斑作出评价,表征PM对焦斑的影响。采用基于传统两步法的聚焦多步传输方法对传输过程进行仿真计算。

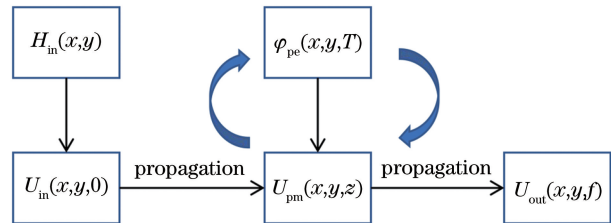


图1 PM时空聚焦多步传输算法模型示意图

Fig. 1 Schematic of model of spatiotemporal focusing multistep propagation algorithm for PM

高功率超短脉冲PM聚焦系统的示意图如图2(a)所示。首先,脉冲经离轴抛物镜(OAP)反射聚焦到基片上,基片表面产生PM来反射脉冲。由于整个过程中无非线性增长和B积分的影响,离轴抛物镜可被认为是理想的聚焦元件。其次,离轴抛物镜没有单色像差和展宽效应,满足线性传输条件。综上所述,为了简化计算,将离轴抛物面镜认为是理想的无像差透镜。

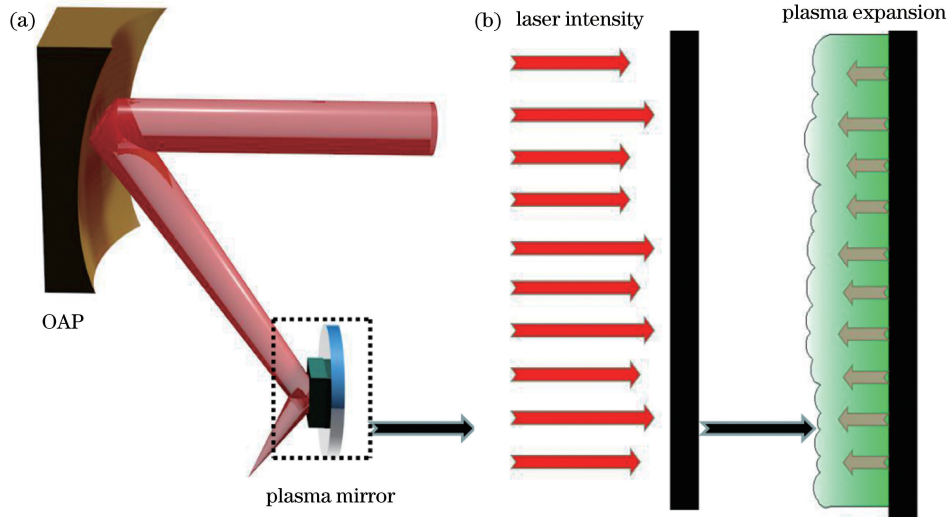


图 2 高功率超短脉冲 PM 聚焦系统示意图。(a) 传输过程;(b)非均匀等离子体膨胀
Fig. 2 Schematic of focusing system with PM for high-power ultrashort laser. (a) Propagation;
(b) inhomogeneous plasma expansion

2.1 等离子体膨胀的相位调制

传统意义上,因等离子体膨胀形成的 PM 被认为是无像差的理想平面镜。然而实际上,PM 的表面并不是绝对平坦的。如图 2(b)所示,不均匀分布的激光强度会导致基片不同位置处的等离子体膨胀速度有差异。对于存在较强预脉冲噪声的激光脉冲,其预脉冲会提前激发基片产生等离子体,过早形成 PM。在主脉冲到达之前,PM 具有相当长的膨胀时间,这将导致其表面变得不均匀,就像光学系统的波前误差一样。当激光入射到这类 PM 时,会引入相位调制,从而影响光束质量。

等离子体膨胀在短时间尺度下可近似为一维方向上的膨胀,其相位调制量可认为是一维方向膨胀尺度所引起的光程差。在远小于 PM 持续时间(百皮秒量级)的时间尺度内,其膨胀速度近似恒定并等于初始离子声速 C_s 。离子声速 C_s 与电子温度 T_e 有关,可表示为^[17]

$$C_s = 0.31 \times 10^6 \sqrt{\frac{Z}{M}} \sqrt{T_e}, \quad (1)$$

$$T_e = 119 \left(\frac{Z n_e}{10^{23}} \right)^{1/12} \left(\frac{I}{10^{15}} \right)^{1/3} \left(\frac{\tau}{100} \right)^{1/6}, \quad (2)$$

式中:电子温度的单位采用能量单位 eV; Z 为材料的有效电荷数; M 为材料的原子质量数; n_e 为初始电子

密度(当激光强度足够大,由于雪崩电离效应,假定电子完全电离,则初始电子密度等于材料固体密度); I 和 τ 分别为激光的功率密度和脉宽。选用熔融石英(SiO_2)材料,初始价电子密度为 $5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$,综合 $\text{Si} \left(\frac{Z}{M} = \frac{12}{28} \approx 0.43 \right)$ 和 $\text{O} \left(\frac{Z}{M} = \frac{6}{16} = 0.375 \right)$,其 $\frac{Z}{M}$ 比值为 0.4。当激光功率密度和脉宽分别是 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 和 20 fs 时,经计算,其对应的电子温度 T_e 约为 215 eV,离子声速 C_s 约为 $9.1 \times 10^4 \text{ m/s}$ 。将基片位置上的二维光强分布换算到对应的膨胀速度,则 PM 的二维相位调制可以近似认为是特定膨胀时间 T 内两倍的膨胀长度所相应的相位,即

$$\varphi_{pe}(x, y, T) = -2C_s(x, y) \cdot T \cdot k, \quad (3)$$

式中: k 为波矢量大小。因此,可认为 PM 是一个反射式的相位调制光学器件。

2.2 聚焦多步传输算法

考虑到衍射传输的计算效率,采用快速傅里叶变换(FFT)算法计算光场在空间中的传输过程。FFT 算法中要求输入源平面与输出观察面的空间尺度和采样率相同,导致焦平面的空间分辨率不足,故采用两步法^[18-19] 解决这一问题,即运用两次自由空间内传输的菲涅耳衍射积分公式。观察面 $U_2(x_2, y_2)$ 和源平面 $U_1(x_1, y_1)$ 的关系式为

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{L_2}{L_1} \exp(ikz) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \frac{L_1 - L_2}{L_2} (x_2^2 + y_2^2) \right] \cdot \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp \left[-i\pi\lambda z \frac{L_1}{L_2} (fx_1^2 + fy_1^2) \right] \cdot \mathcal{F} \left\{ U_1(x_1, y_1) \exp \left[i \frac{k}{2z} \frac{L_1 - L_2}{L_1} (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \right\}, \quad (4)$$

式中： \mathcal{F} 和 \mathcal{F}^{-1} 分别代表傅里叶变换和傅里叶逆变换；下标 1 和 2 分别代表源平面和观察面； z 代表观察面和源平面间的距离； L 代表空间窗口大小； λ 为激光波长； x 、 y 、 f_{x_1} 、 f_{x_2} 分别表示两维方向的空间坐标和频率空间坐标。在窗口从 L_1 变换到 L_2 的同时，保证采样点数不变，以避免空间缩放与衍射极限之间的矛盾。但是，传统两步法的采样条件十分苛刻：

$$\frac{\lambda z}{L_2} \leq \Delta x_1 \leq \frac{\lambda z}{L_1 - L_2}, L_2 \leq L_1 \leq 2L_2. \quad (5)$$

要满足全部采样条件，源平面窗口 L_1 不能大于两倍的观察面窗口 L_2 ，即在完美采样条件下，传

统两步法最多可实现两倍的空间分辨率提升，这对于远场焦斑的观察是不够的。实际中，传统两步法往往在非完美采样条件下使用，同时，大口径光束聚焦也会出现欠采样问题。为了实现大口径光束系统在满足采样条件下的高分辨传输计算，借鉴传统两步法，提出一种新的聚焦多步传输算法。

在初始光场 $U_0(x_1, y_1)$ 中引入相位因子，则聚焦光场可表示为

$$U_1(x_1, y_1) = U_0(x_1, y_1) \cdot \exp\left[-i \frac{k}{2f}(x_1^2 + y_1^2)\right], \Delta x_1 \leq \frac{\lambda f}{L_1}. \quad (6)$$

将(6)式代入(4)式，可得到新的两步法公式：

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{L_2}{L_1} \exp(ikz) \exp\left[-i \frac{k}{2z} \frac{L_1 - L_2}{L_2}(x_2^2 + y_2^2)\right] \cdot \mathcal{F}^{-1}\left\{\exp\left[-i\pi\lambda z \frac{L_1}{L_2}(fx_1^2 + fy_1^2)\right] \cdot \mathcal{F}\left\{U_0(x_1, y_1) \exp\left[i \frac{k}{2}(x_1^2 + y_1^2)\left(\frac{L_1 - L_2}{zL_1} - \frac{1}{f}\right)\right]\right\}\right\}. \quad (7)$$

令 $\frac{L_1 - L_2}{zL_1} - \frac{1}{f} = 0$ ，可解决聚焦相位因子在大口径下的欠采样问题，同时消除传统两步法的部分限制条件，并得到新的采样限制条件：

$$\frac{\lambda z}{L_2} \leq \Delta x_1 \leq \frac{L_1}{L_2} \frac{\lambda z}{|L_1 - L_2|}, \frac{L_2}{L_1} = 1 - \frac{z}{f}. \quad (8)$$

当 z 选取接近于 f 的特定值时， L_1 远大于 L_2 ，即在满足采样条件的情况下，可获得更高的分辨率。为了进一步提高空间分辨率，后续传输过程中继续多次采用传统两步法。为了满足其采样限制条件，计算中取 $L_1 = 2L_2$ ，即每一次可实现两倍的分辨率提高，多次使用后可获得更高的分辨率。将这种采用多次两步法的传输计算方法称为聚焦多步传输算法，如图 3 所示，下标 1、2、d 分别分别代表源平面、观察面和参考面， L 、 x 、 y 分别代表平面的窗口大小和两维方向的空间坐标， z_1 和 z_2 分别代表源平面和观察面与参考面间的距离。

3 算 例

利用 PM 时空聚焦多步传输算法，在初始光场中引入误差调制，计算光场经过 PM 调制后的远场焦斑，并通过光束质量评价函数表征其光束质量。引入的随机波前误差可表示为^[20-21]

$$H_{in}(x, y) = C_i R_i(-1, 1) * \exp\left\{-\left[\left(\frac{x}{S_{ix}}\right)^2 + \left(\frac{y}{S_{iy}}\right)^2\right]\right\}, \quad (9)$$

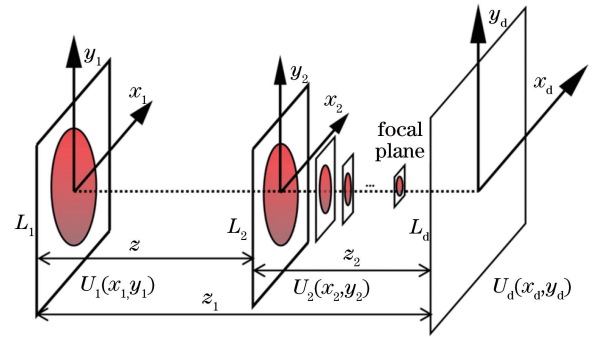


图 3 聚焦多步法示意图

Fig. 3 Schematic of focusing multistep propagation

式中： C_i 为波前误差的幅值； $R_i(-1, 1)$ 表示从 -1 到 1 的随机分布； $*$ 表示卷积运算； S_{ix} 和 S_{iy} 分别代表 x 和 y 方向的空间尺寸。系统中的总误差为不同空间频率误差的叠加。

波前误差会降低光束的聚焦能力，引起能量弥散，导致激光峰值功率密度下降。针对 PM 导致的远场焦斑退化问题，选取斯特列尔比 (Strehl ratio, S_R)^[22] 和环围能量^[23] 作为主要的光束质量评价函数来表征其退化影响。斯特列尔比作为光束质量的评价标准，其定义为实际光束焦斑峰值功率与理想光斑焦斑峰值功率的比值， $S_R \leq 1$ ，其值越大，光束质量越好。斯特列尔比易于计算，但是无法准确表征光束的整体聚焦能力。相较于斯特列尔比，环围能量能更好地表征光束的整体聚焦能力。环围能量定义为规范尺寸的同轴圆孔内的总能量占全部能量的比例。通常，规范尺寸可选取为理想光束远场光

斑上的几个特征尺寸,如理想光束衍射光斑各级暗纹对应的环围能量。对于圆形理想均匀平面波,其一级、二级、三级暗环衍射角对应的桶中区域能量分别占总能量的 83.8%、91.6%、93.6%。

本文使用的计算参数如下:激光中心波长为 800 nm,能量为 4 J,脉宽为 20 fs,光束尺寸为 60 mm×60 mm 的 8 阶超高斯光,离轴抛物镜的焦距为 500 mm,基片位置的功率密度为 5×10^{15} W/cm²。空间二维采样点数为 8192×8192(最大计算能力),采样窗口大小为 378.2 mm×378.2 mm。在此条件下,采用聚焦多步传输方法得到的焦平面空间分辨率达到了 0.259 μm,足以分辨大口径光束聚焦后的焦斑形态。

对初始光引入调制,加入幅值为 0.4λ 的高、中、低三类空间频率波前误差和低频振幅误差。初始光的强度与相位空间分布分别如图 4(a)和图 4(b)所示。在相同条件下,仅针对 10 ps 膨胀时间情况下经 PM 反射后的焦斑进行仿真模拟。图 4(c)和图 4(d)分别为不考虑和考虑 PM 调制情况下的远场焦斑。在 PM 调制情况下,焦斑出现了更多的旁瓣,并且中心光斑出现了畸变与变大的现象,整体焦斑严重退化。斯特列尔比从 0.725 下降到 0.091,光束的聚焦能力下降明显。环围能量如图 4(e)所示,点线、点划线和实线分别是标准无像差、无 PM 和有 PM 情况下的环围能量曲线。由于引入了初始调制,无 PM 情况下的环围能量有所下降,但是降幅较

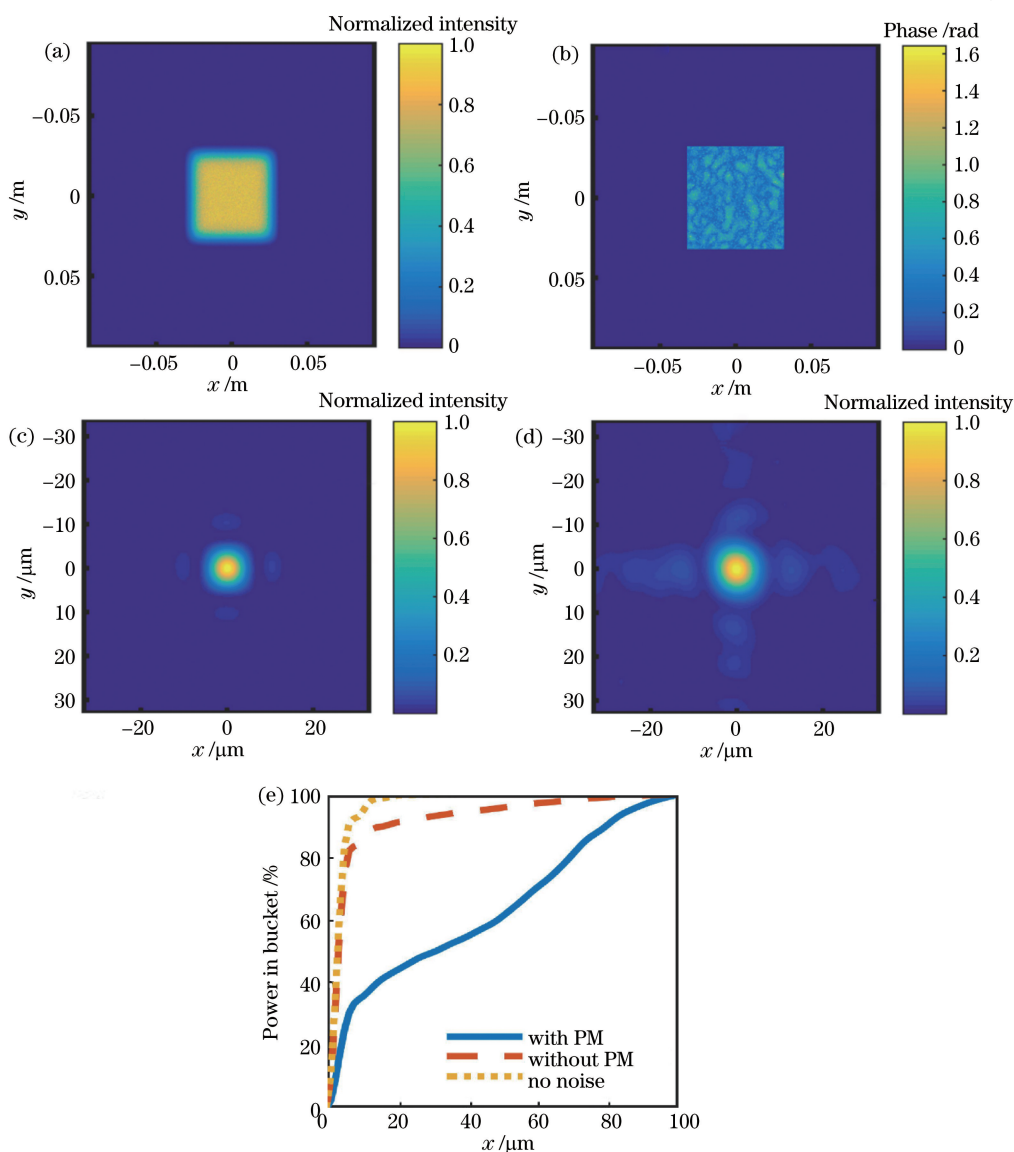


图 4 算例仿真结果。(a)强度空间分布;(b)相位空间分布;(c)无 PM 时的焦斑;(d)有 PM 时的焦斑;(e)环围能量

Fig. 4 Simulation results of example. (a) Spatial distribution of intensity; (b) spatial distribution of phase; (c) focal spot without PM; (d) focal spot with PM; (e) encircled power

小,其一阶暗纹区域内的环围能量为 83.56%。当考虑 PM 的调制影响时,环围能量下降十分明显,能量损失严重,环围能量下降为 33.83%。结果表明,在前述条件下,PM 可使焦斑出现严重的退化现象。

4 分析与讨论

根据上文分析,等离子体膨胀时间与波前误差是 PM 引起焦斑退化的主要原因之一。因此,利用时空聚焦多步传输算法模型在不同波前误差和等离子体膨胀时间的情况下对短脉冲经 PM 调制后的传输过程进行定量模拟,并利用评价函数表征 PM 对焦斑退化的影响。

4.1 等离子体膨胀时间

本小节主要讨论等离子体膨胀时间对焦斑退化的影响。选取幅值分别为 0.1λ 、 0.3λ 和 0.5λ 的三组空间分布形状相同的波前误差,分别模拟其 0~10 ps 膨胀时间下的传输过程,对应的斯特列尔比和

环围能量(一阶暗纹)如图 5 所示。显然,随着膨胀时间的增加,斯特列尔比和环围能量下降明显,这表明在波前误差相同的情况下,PM 的膨胀时间越长,其焦斑的光束质量越差。以图 5 实线为例,当膨胀时间为 10 ps 时,其斯特列尔比从 0.98 下降到 0.40,环围能量(一阶暗纹)从 91.78% 下降到 61.24%,光束质量退化严重。对于高功率超短脉冲激光系统,这样的焦斑退化是无法接受的。

PM 的启动可以通过能流阈值来表征。当其噪声前沿的能流通量达到阈值时,PM 启动,启动越早,其膨胀时间越长,造成的焦斑退化问题就越严重。对于脉冲来说,较大的本底噪声和台阶型基座或次脉冲都可能提前激发 PM 启动。同时,当脉冲过强时,其噪声前沿也会相应变强,导致 PM 提前启动。因此,过差的信噪比和过大的激光强度都会导致 PM 过早启动,影响焦斑光束质量。

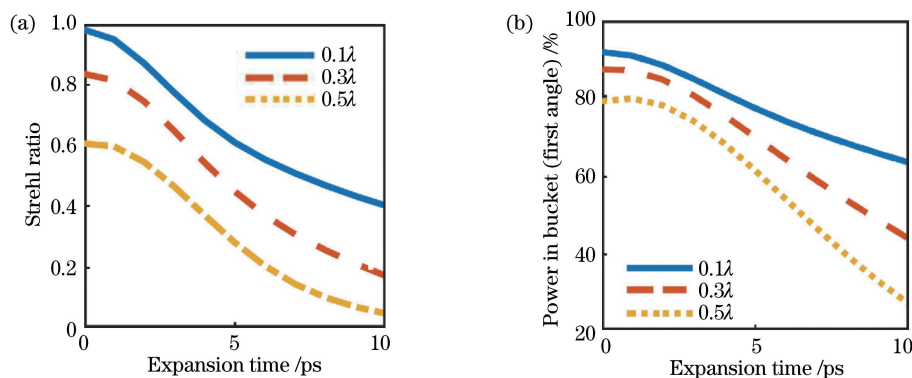


图 5 等离子体膨胀时间对焦斑退化的影响。(a)斯特列尔比;(b)一级暗纹衍射角环围能量

Fig. 5 Influence of plasma expansion time on focal spot deterioration. (a) Strehl ratios; (b) encircled power in bucket for first-order dark-pattern diffraction angle

通常 PM 使用的熔融石英材料的能流阈值为 $5\sim 10\text{ J/cm}^2$,而 PM 的持续时间约为百皮秒。因此,只要保证在主脉冲前沿 1 ns 时间内的能流低于基片材料的启动阈值,PM 就不会过早形成,从而影响光束质量。假设基片的峰值强度为 10^{15} W/cm^2 ,为了满足在 1 ns 时间内噪声能流低于 1 J/cm^2 (略低于材料的能流阈值),脉冲的信噪比需要大于 10^6 。因此,在不降低输出能力的前提下,信噪比过差的激光系统是不适于直接应用 PM 的,需要预先采用其他方法提高信噪比后再使用。对于皮秒和纳秒脉冲来说,由于其噪声基底相对较大,对信噪比的要求更高,所以 PM 通常仅用于飞秒脉冲。在利用 PM 净化皮秒脉冲的研究中,焦斑确实发生了严重的畸变退化^[24-25]。此外,相关文献报道,高信噪比的

激光形成的 PM 能够更好地再现入射激光的近场光束特性^[26]。除了信噪比外,过大的激光强度也会导致膨胀时间加长。PM 基片位置处的功率密度一般通过基片的离焦位置改变:离焦位置过近时,脉冲的噪声功率密度过大,导致 PM 启动过早,引起焦斑的退化;而离焦位置过远时,脉冲的前沿噪声又无法及时启动 PM,导致更多的能量损失,效率低下。这也较好解释了实验中发现的 PM 在更高的功率密度下产生焦斑退化^[12],而在更低的功率密度下反射率会降低的现象。因此,通常会在不同功率密度下进行重复实验,选取相对最优反射率对应的功率密度作为 PM 的工作条件。

4.2 波前误差幅值

本小节主要讨论波前误差幅值对焦斑退化的

影响。波前误差幅值大小分别为 0.1λ 、 0.3λ 和 0.5λ 。图5(a)中,三种情况下的斯特列尔比均随着膨胀时间的增长而下降。但是,由于初始的斯特列尔比有差异,无法很好地表征波前误差大小对焦斑退化的影响。因此,选取环围能量作为主要的光束质量评价指标。如图5(b)所示,在无调制情况下,环围能量虽然有差异,但是差异较小,随着膨胀时间增长,波前误差为 0.5λ 所对应的环围能量曲线下降速率更快。这表明波前误差的幅值大小会加剧等离子体膨胀时间对焦斑退化的影响,波前误差越大,退化影响越明显。这是因为更大的波前误差会导致更强的等离子体膨胀不均

匀,引入更大的 PM 波前误差。图6(a)~(c)分别是三种波前误差在 10 ps 膨胀时间情况下的焦斑形态图。结果表明,在波前误差更大的情况下,其远场焦斑出现了更强的退化现象,并且旁瓣增多。环围能量曲线如图6(d)所示,对于幅值越大的波前误差,其相同环内的环围能量更小,能量弥散严重。膨胀时间很小(亚皮秒)时,PM 带来的调制影响很小,系统的波前误差对 PM 带来的焦斑退化影响可忽略不计,但当存在更长的膨胀时间时,波前误差的幅值影响就不可忽略。因此,为了获得更高光束质量的激光,使用 PM 时,需要避免系统中引入过多的波前误差。

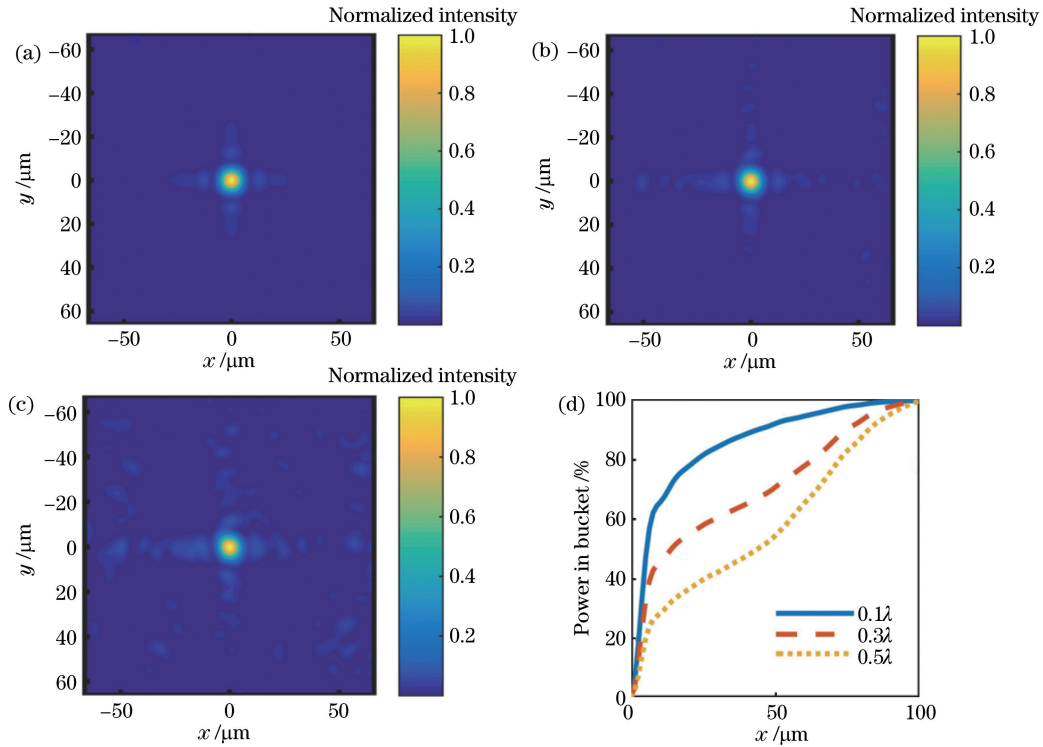


图6 波前误差幅值大小对焦斑退化的影响及环围能量。(a) 0.1λ 时的焦斑;(b) 0.3λ 时的焦斑;(c) 0.5λ 时的焦斑;(d) 环围能量

Fig. 6 Influence of amplitude of wavefront error on focal spot deterioration. (a) Focal spot with 0.1λ ; (b) focal spot with 0.3λ ; (c) focal spot with 0.5λ ; (d) encircled power in bucket

4.3 波前误差空间周期频率

本节主要讨论波前误差空间周期频率对焦斑退化的影响。不同空间频率分量的波前误差对光束传输有着不同的影响。根据仿真中的光束口径(60 mm),定义三种空间频率分量:低频($L_p > 8$ mm)、中频($1.5 \text{ mm} < L_p < 8$ mm)和高频($L_p < 1.5$ mm),其中, L_p 代表波前误差的空间周期尺度。

选取幅值为 0.5λ 的波前误差,针对不同空间频率分量模拟等离子体膨胀时间对焦斑的影响情况。图7(a)~(c)分别是 10 ps 膨胀时间情况下三

类空间频率分量对应的焦斑。低频误差对于焦斑的退化影响最大,中心焦斑出现退化现象,并且焦斑整体形态都发生变化;中频误差情况下的焦斑仍维持较好的形态,只在旁瓣区域出现了能量弥散的现象;高频误差对焦斑的影响最小,基本没有发生退化现象。三类空间频率分量的环围能量如图7(d)所示,低频误差曲线下降最为明显,中频次之,高频最小,尤其是对于低频分量,中心光斑能量损失严重,并且波前误差的空间频率越低,其环围能量越低。图7(e)是三类空间频率分量对应的

环围能量(一阶暗纹)与等离子体膨胀时间的关系曲线,三种环围能量均随时间下降,其中,低频曲线下降最快。结果表明,膨胀时间会加剧波前误差对焦斑退化的影响,并且误差频率越低,膨胀时间对其影响越强。原因在于,低频误差对于基片表面的等离子体膨胀不均匀影响更大,随着膨胀时间的增长,PM也产生了更强的低频波前误差,最终产生更差的焦斑形态。综合上述分析可知:

系统中的低频误差对于PM引起的焦斑退化现象影响最大,而中、高频误差的影响相对较小。对于应用PM的高功率超短脉冲激光系统,需要重点关注系统中波前误差的低频分量。基于对波前误差幅值的分析,当系统中低频误差控制在 0.1λ 以内时,其影响相对较小。此外,针对波前误差的低频分量,可以尝试采用一些特殊手段去提前补偿,比如采取自适应光学器件校正后再使用PM。

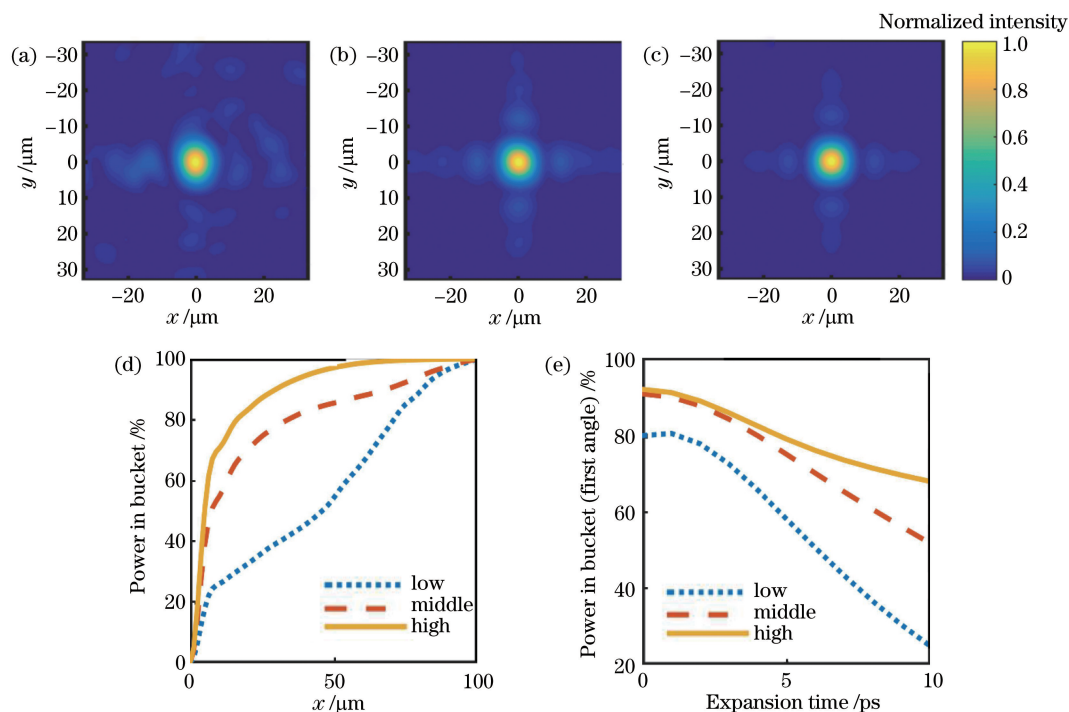


图7 波前误差空间周期频率对焦斑退化的影响及环围能量。(a)低频时的焦斑;(b)中频时的焦斑;(c)高频时的焦斑;(d)环围能量;(e)膨胀时间对应的环围能量(一级暗纹衍射角)

Fig. 7 Influence of spatial frequency of wavefront error on focal spot deterioration. (a) Focal spot with low spatial frequency; (b) focal spot with medium spatial frequency; (c) focal spot with high spatial frequency; (d) encircled power in bucket; (e) encircled power in bucket corresponding to expansion time for first-order dark-pattern diffraction angle

5 结 论

本文提出PM时空聚焦多步传输算法,并利用该算法对大口径情况下高功率激光经PM调制后的传输过程进行了仿真模拟,定量分析了等离子体膨胀时间、系统中波前误差幅值和空间频率对PM引起的焦斑退化的影响。仿真结果表明,PM引起的焦斑退化问题主要是由等离子体膨胀时间和波前误差引起的等离子体膨胀不均匀造成的,其中,等离子体膨胀时间是主导因素。过差的激光脉冲信噪比和基片放置在过近的离焦位置都会导致强预脉冲噪声的产生,从而提早激发PM,延长等离子体膨胀时间。对于波前误差,在相同条件下,波前误差的空间

频率越低,幅值越大,PM对焦斑退化的影响越强。综上,从激光系统输出能力的角度出发,对于使用PM提高激光信噪比的高功率超短脉冲激光系统,应该着重考虑激光的信噪比和低频波前误差情况。对于过差的信噪比或者低频波前误差,需要采取一定的手段来提高激光的光束质量,从而避免由PM引起的焦斑退化问题。希望该工作对于PM的实际应用能有所帮助,并可为超短脉冲激光中基于PM的信噪比提升系统的优化提供参考。

参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications,

- 1985, 55(6): 447-449.
- [2] Zhu J Q, Chen S H, Zheng Y X, et al. Review on development of Shenguang-II laser facility [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100002. 朱健强, 陈绍和, 郑玉霞, 等. 神光II激光装置研制 [J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100002.
- [3] Luo S Z, Chen Z, Li X K, et al. Controlling quantum states of atoms and molecules by ultrafast femtosecond laser fields [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126007. 罗嗣佐, 陈洲, 李孝开, 等. 超快飞秒激光场中原子分子量子态调控 [J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126007.
- [4] Leng Y X. Shanghai superintense ultrafast laser facility [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100001. 冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置 [J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100001.
- [5] Kalashnikov M P, Risse E, Schönnagel H, et al. Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally [J]. Optics Letters, 2005, 30(8): 923-925.
- [6] Xu Y, Leng Y X, Guo X Y, et al. Pulse temporal quality improvement in a petawatt Ti:sapphire laser based on cross-polarized wave generation [J]. Optics Communications, 2014, 313: 175-179.
- [7] Liu J, Okamura K, Kida Y, et al. Temporal contrast enhancement of femtosecond pulses by a self-diffraction process in a bulk Kerr medium [J]. Optics Express, 2010, 18(21): 22245-22254.
- [8] Gold D M. Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter [J]. Optics Letters, 1994, 19(23): 2006-2008.
- [9] Ge X L, Fang Y, Yang S, et al. Characterization and application of plasma mirror for ultra-intense femtosecond lasers [J]. Chinese Optics Letters, 2018, 16(1): 013201.
- [10] Scott G, Bagnoud V, Brabetz C, et al. Optimization of plasma mirror reflectivity and optical quality using double laser pulses [J]. New Journal of Physics, 2015, 17(3): 033027.
- [11] Kim I, Choi I W, Lee S K, et al. Spatio-temporal characterization of double plasma mirror for ultrahigh contrast and stable laser pulse [J]. Applied Physics B, 2011, 104(1): 81-86.
- [12] Dromey B, Kar S, Zepf M, et al. The plasma mirror: a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers [J]. Review of Scientific Instruments, 2004, 75(3): 645-649.
- [13] Inoue S, Maeda K, Tokita S, et al. Single plasma mirror providing 10^4 contrast enhancement and 70% reflectivity for intense femtosecond lasers [J]. Applied Optics, 2016, 55(21): 5647-5651.
- [14] Lévy A, Ceccotti T, D'Oliveira P, et al. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses [J]. Optics Letters, 2007, 32(3): 310-312.
- [15] Doumy G, Quéré F, Gobert O, et al. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses [J]. Physical Review E, 2004, 69(2): 026402.
- [16] Ziener C, Foster P S, Divall E J, et al. Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence [J]. Journal of Applied Physics, 2003, 93(1): 768-770.
- [17] Rödel C, Heyer M, Behmke M, et al. High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude [J]. Applied Physics B, 2011, 103(2): 295-302.
- [18] Yang M X, Zhong M, Ren G, et al. Discussion of short-wavelength laser beam focus using fast Fourier transform method [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(5): 0507001. 杨美霞, 钟鸣, 任钢, 等. 快速傅里叶变换方法计算短波长激光束聚焦的讨论 [J]. 光学学报, 2011, 31(5): 0507001.
- [19] Voelz D G, Roggemann M C. Digital simulation of scalar optical diffraction: revisiting chirp function sampling criteria and consequences [J]. Applied Optics, 2009, 48(32): 6132-6142.
- [20] Zhu P, Xie X L, Jiao Z Y, et al. Influence of wavefront error on temporal signal-to-noise ratio in large aperture ultrashort pulse focusing system [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(10): 1032001. 朱坪, 谢兴龙, 焦兆阳, 等. 大口径超短脉冲聚焦系统波前误差对时间信噪比的影响 [J]. 光学学报, 2014, 34(10): 1032001.
- [21] Chen Y H, Zheng W G, Chen W J, et al. Phase RMS gradient of the distorted wavefront for high power optical components [J]. High Power Laser & Particle Beams, 2005, 17(3): 403-408. 陈源画, 郑万国, 陈文静, 等. 高功率光学元件畸变波前位相均方根梯度计算 [J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(3): 403-408.
- [22] Mahajan V N. Strehl ratio for primary aberrations: some analytical results for circular and annular pupils [J]. Journal of the Optical Society of America, 1982, 72(9): 1258-1266.
- [23] Liu L, Wang C, Wang W T, et al. Evaluation on laser beam quality and its application on high power slab laser [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(s1):

s114006.

刘磊, 王超, 王文涛, 等. 光束质量评价及其在高功率板条激光器中的应用 [J]. 光学学报, 2013, 33 (s1): s114006.

- [24] Morace A, Kojima S, Arikawa Y, et al. Plasma mirror implementation on LFEX laser for ion and fast electron fast ignition [J]. Nuclear Fusion, 2017, 57 (12): 126018.

- [25] Arikawa Y, Kojima S, Morace A, et al. Ultrahigh-contrast kilojoule-class petawatt LFEX laser using a plasma mirror [J]. Applied Optics, 2016, 55 (25): 6850-6857.

- [26] Heinrich H. Plasma mirror for high contrast picosecond laser pulses for fast ignition fusion [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 112 (2): 022028.