

动态聚焦中小焦斑的波前判据

黄小霞¹⁾²⁾ 高福华^{1)†} 袁强²⁾ 胡东霞²⁾ 张崑²⁾ 周维²⁾ 代万俊²⁾ 邓学伟²⁾

1) (四川大学, 高能量密度物理及技术教育部重点实验室, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2013年6月18日收到; 2013年7月17日收到修改稿)

在直接驱动中, 由于靶丸在内爆过程中不断压缩变小, 激光束的初始焦斑与压缩后的靶丸不再匹配, 导致能量从靶丸边缘流失. 光学动态聚焦是指在靶丸压缩变小的过程中, 动态减小辐照焦斑的尺寸, 这对提高光束与靶丸的耦合效率有着非常重要的意义. 靶丸压缩后期小焦斑的实现条件是解决光学动态聚焦的首要问题. 根据光的全频段传输规律, 本文采用构造低频和中高频波前畸变源的方法, 在不同目标焦斑的束匀滑条件下, 分别给出了小焦斑尺寸与低频波前、中高频波前的定标关系, 作为小焦斑实现方式的波前判据. 根据波前判据即可找出要实现不同的小焦斑需对低频和中高频波前畸变矫正控制的范围.

关键词: 直接驱动, 光学动态聚焦, 波前畸变, 焦斑尺寸

PACS: 52.57.Bc, 42.25.Kb, 42.25.Fx, 42.15.Dp

DOI: 10.7498/aps.62.205206

1 引言

在惯性约束核聚变 (ICF) 中, 直接驱动是将激光束直接辐照在靶丸表面, 通过与靶壳相互作用产生等离子体向外膨胀, 产生的反向应力压缩剩余靶丸产生聚变. 这种方式没有能量的转化, 直接将激光能量耦合到靶丸上, 可以更充分地利用激光能量. 但是, 直接驱动在辐照均匀性和流体力学稳定性上有着严格的要求, 因此美国国家点火装置 (NIF) 最初设计时并没有采用直接驱动. 现在, 湿润泡沫靶丸的发展使激光吸收得到了进一步提升^[1], 等熵参数整形提高了靶丸压缩的流体力学稳定性^[2-5], 直接驱动以其较高吸收率和较高增益的优势重新得到了重视.

然而在直接驱动中, 随着靶丸的压缩变小, 辐照在靶丸上的光束均匀性不断下降且很多能量会从靶丸的边缘流失^[6]. 光学动态聚焦 (optical zooming) 是指随着靶丸变小逐步减小焦斑尺寸, 使焦斑始终与之匹配, 这对解决靶丸压缩后光束与靶丸不匹配引起的一系列问题具有重要意义. 然而, 不同靶丸在压缩后期对焦斑尺寸的要求不同^[7]. 例

如, 在冲击点火实验^[8]中, NIF 装置采用直径约 2018 μm 的靶丸, 压缩前期采用直径约 1710 μm 的焦斑, 末级采用直径约 800 μm 的焦斑^[9]; Omega 装置采用直径约 930 μm 的靶丸, 压缩前期采用直径约 700 μm 的焦斑, 末级分别试验了直径约 240 和 440 μm 的焦斑, 试验表明压缩末级采用长短轴直径分别为 288 与 212 μm 的椭圆焦斑时激光与靶丸的耦合效率最高^[10]. 袁强等^[8]对直接驱动中靶丸的压缩过程进行了模拟, 模拟结果表明, 在压缩后期, 靶丸的临界密度面直径从 1600 μm 收缩到了 600 μm , 需要的末级辐照焦斑尺寸约为 540 μm . 一般来说, 辐照焦斑直径 d 与靶丸直径 D 满足 $d \leq 0.9D$ 时具有较高的耦合效率^[6]. 因此, 靶丸压缩末级小焦斑的实现条件是研究聚焦的首要问题, 必须首先对末级光脉冲波前进行分析.

实际装置中, 光束先经过复杂的光学系统, 然后到达束匀滑器件, 最后经过透镜形成焦斑. 光束在经过复杂的光学系统后有着不同程度的畸变, 使束匀滑条件下形成的焦斑变大, 找出波前畸变与束匀滑条件下焦斑尺寸的定标关系就是本文要研究的问题. 这个定标关系可以作为束匀滑条件下小焦斑与波前质量的判据, 通过此判据来逆向确定实现

† 通讯作者. E-mail: gaofuhua@scu.edu.cn

特定尺寸的小焦斑需控制的波前畸变范围.

2 设计原理

连续相位板 (CPP) 属于空域整形技术, 通过调节近场位相来实现远场的焦斑轮廓整形, 其相对于其他空域整形技术^[11]来说, 在消除焦斑大尺度不均匀性, 控制焦斑形态上有着明显的优势, 因此本文的束匀滑器件采用 CPP. CPP 设计来源于位相恢复问题, 其改进的算法流程如图 1^[12,13]所示.

在传统 Gerchberg-Saxton (GS) 算法的基础上, 此流程在迭代过程中加入了对相位板和焦斑的控制, 图 1 给出了算法第 m 次迭代的过程. 其中, 下标 ff 和 nf 分别表示远场和近场坐标, E_{in} 表示输入场,

E_{obj} 表示目标场, Φ 表示位相, 虚线框中表示相对于标准 GS 算法改进的步骤. 迭代算法从初始的随机连续位相代入流程开始, 在第 m 次迭代中, 若当前次的均方根误差比第 $m-1$ 次小, 则接受当前位相分布, 若否, 则继续迭代. 迭代过程中, 采用滤波后的远场振幅取代 E_{obj} , 然后通过逆傅里叶变换, 求得近场振幅 E_{nf} 和相位 Φ_{nf} , 并对近场相位做相位展开和低频滤波处理, 得到连续的近场相位, 进行第 $m+1$ 次迭代. 近场相位经相位解开后存在部分高频的不连续点, 因此需要对相位进行高频滤波才能成为连续分布, 高频滤波的截止频率为 CPP 实际加工最小尺寸的倒数. 目前, 国内加工 CPP 的刻蚀探头最小尺寸约为 9 mm, 本文算法中设置的最小加工尺寸为 10 mm.

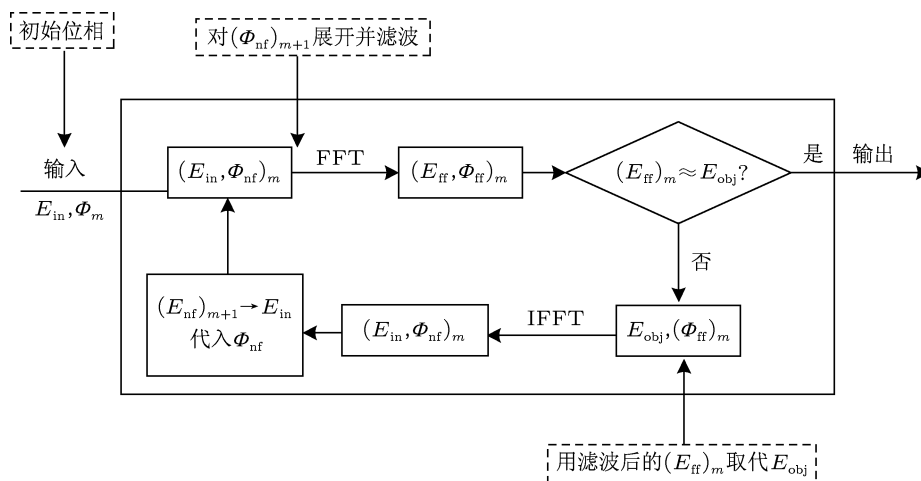


图 1 改进的 CPP 算法流程

CPP 可将理想光束整形为形态尺寸较好的一个目标焦斑, 但 CPP 对波前畸变的宽容度很小, 波前畸变越大, 经 CPP 后形成的焦斑越差^[14], 不同的波前畸变将形成不同尺寸和形态的焦斑^[15]. 束匀滑条件下的光束成像过程如图 2^[16]所示.

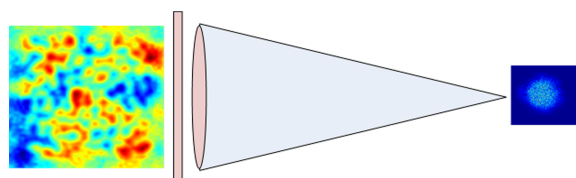


图 2 光束经过 CPP 和透镜后形成的散斑

劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 和 NIF 的研究结果表明, 焦斑的形态和尺寸是由传输过程中波前畸变决定的^[17], 其中低频波前畸变决定焦斑主瓣大小^[18], 中、高频波前畸变决定焦斑旁瓣大

小^[19]. 本文将构造不同频段的波前畸变源研究束匀滑条件下小焦斑与波前质量的判据.

低频畸变源的表达式^[15,18]为

$$\varphi(x, y) = A \cdot \text{rand}(-1, 1) * \exp \left\{ - \left[\left(\frac{x}{s_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{s_y} \right)^2 \right] \right\}, \quad (1)$$

其中, A 是缩放比例因子, 取值在 0 到 1 之间, 通过 A 可以获得不同畸变特征的低频畸变源, $\text{rand}(-1, 1)$ 为 -1 到 1 之间的均匀分布的随机数, “*” 表示卷积, s_x, s_y 分别表示波前在 x 方向和 y 方向的空间尺度. 低频波前用峰谷差 (PV) 值和梯度均方根误差 (GRMS) 来表征其畸变程度^[20], 通常畸变源的 PV 值要求在 5 个波长以内.

中高频畸变源满足的关系式^[21]为

$$\ln[A(f_x)] = a + b \ln(f_x), \quad (2)$$

其中, f_x 表示空间频率, $A(f_x)$ 表示频率为 f_x 成分的幅度, a, b 是与光学元件质量有关的常数. b 决定了波前畸变频谱分布的相对比例, a 决定了波前的总体畸变程度, 通过调整不同的 a, b 值, 可构造不同的线性功率谱密度 (PSD) 曲线, 再通过逆傅里叶变换便可以获得具有相应频谱分布的畸变波前. 中高频波前通常采用 PSD 曲线来描述^[20], 本文采用 a, b 值来构造不同 PSD 曲线下的波前畸变, 因此可采用 a, b 值的组合来描述中高频波前畸变程度.

3 计算结果

计算采用的近场尺寸为 $0.4 \text{ m} \times 0.4 \text{ m}$, 通光口径为 $0.36 \text{ m} \times 0.36 \text{ m}$, 激光波长为 $\lambda = 351 \text{ nm}$, 采样点数为 512×512 , 聚焦透镜的焦距为 4 m , CPP 的作用是将一个 10 阶矩形超高斯光束整形为数百微米的 6 阶圆形超高斯光束. 根据上文建立的波前畸变源表达式, 分别计算低频波前和中高频波前与焦斑尺寸的关系. 由于 CPP 设计过程中对近场位相进行了高频滤波, 这使得超高斯目标焦斑的陡边频谱信息丢失, 陡边在一定尺寸内发生塌陷, 形成

软边. 当目标焦斑较大时, 软边尺寸相对于整个焦斑尺寸并不显著, 对能量集中度影响不大; 但当目标焦斑较小时, 软边尺寸相对于整个焦斑尺寸来说变得非常显著, 表现为小焦斑的边缘塌陷, 大大降低能量的集中度. 为了选取适当的能量集中度比, 在 $400 \mu\text{m}$ 目标焦斑条件下设计出的实际焦斑, 其 90% 能量集中度与目标焦斑符合, 且 90% 能量已达到过孔能量要求, 因此可选取焦斑 90% 能量集中度来作为焦斑尺寸. 为保持判据的一致性且本文求的是能量集中度的相对变化, 因此其余目标焦斑条件下也都采用 90% 能量集中度作为实际焦斑尺寸.

3.1 低频波前畸变源下的焦斑尺寸变化

首先, 模拟了 $400 \mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件下附加低频波前畸变前后的焦斑变化图, 低频波前畸变的 PV 值为 4.7405 , GRMS 为 0.13 mm^{-1} . 为观察低频波前畸变与焦斑尺寸的关系, 做出其包含 90% 能量的焦斑尺寸随畸变波前 PV 值与 GRMS 值的变化图.

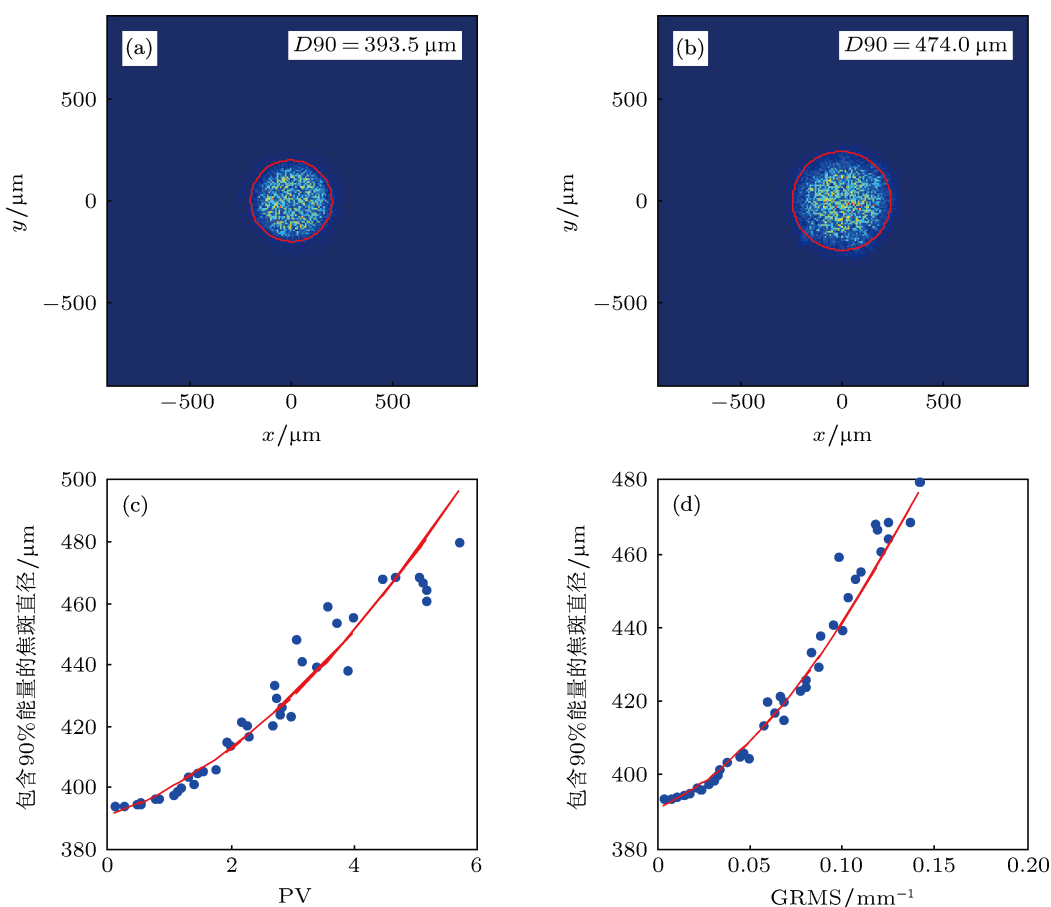


图3 $400 \mu\text{m}$ 目标焦斑设计条件下的远场焦斑以及焦斑尺寸随低频波前畸变量的关系 (a) 不加畸变波前的焦斑 (圆圈代表包含 90% 能量的范围); (b) 加了畸变波前的焦斑; (c) 90% 能量焦斑尺寸随 PV 值变化图及拟合曲线; (d) 90% 能量焦斑尺寸随 GRMS 值变化图及拟合曲线

从图 3(a), (b) 可以看出, 未加低频畸变时, 包含 90% 能量的焦斑尺寸为 $393.5 \mu\text{m}$, 而加了低频畸变后, 焦斑尺寸增加到 $474 \mu\text{m}$, 焦斑明显变大. 图 3(c), (d) 中给出了焦斑尺寸随着低频波前 PV 值与

GRMS 值的分布, 并对此分布进行拟合, 可以看出, 焦斑尺寸随着 PV 值和 GRMS 值的增大有明显的变化规律, 因此同时采用 PV 值与 GRMS 值来描述低频波前特征是比较全面的.

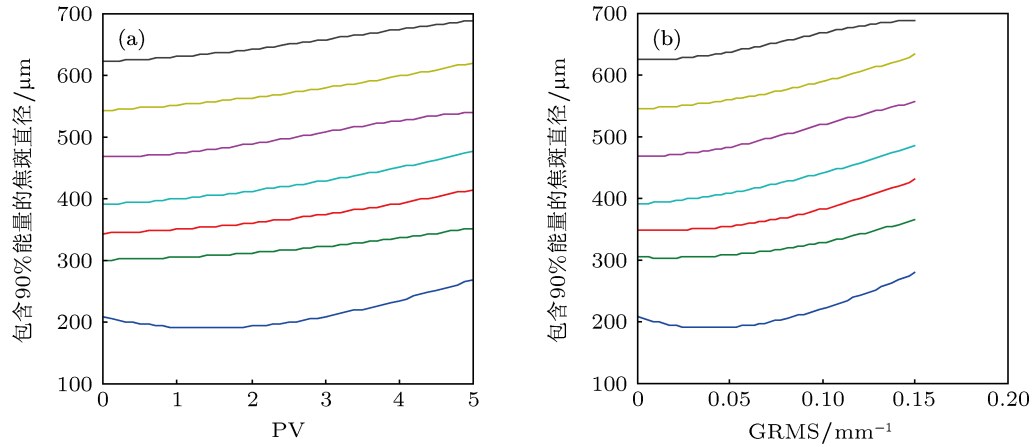


图 4 焦斑尺寸与低频波前畸变量的关系 (从下往上依次为 $100\text{--}700 \mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件) (a) 90% 能量焦斑尺寸随 PV 值变化的拟合曲线; (b) 90% 能量焦斑尺寸随 GRMS 值变化的拟合曲线

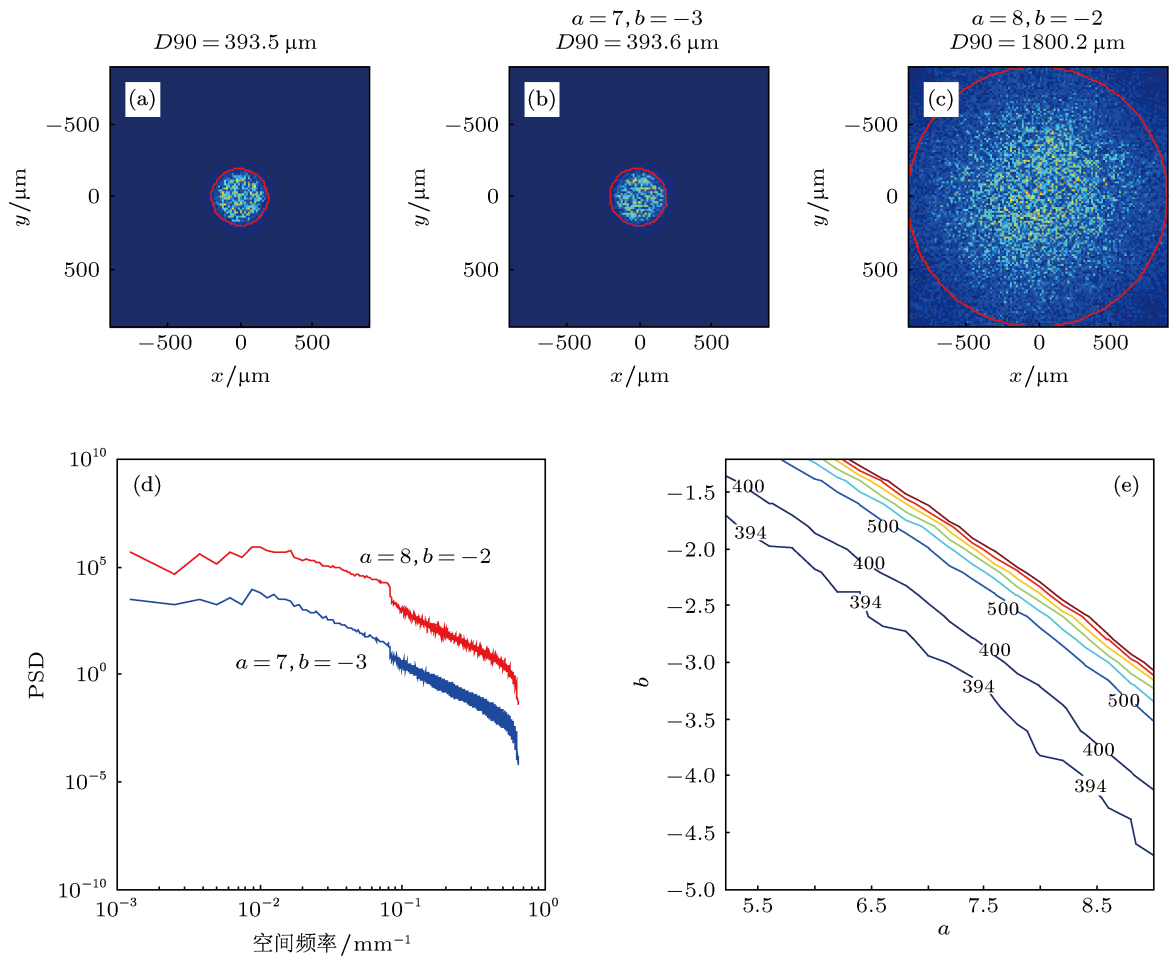


图 5 $400 \mu\text{m}$ 目标焦斑设计条件下的远场焦斑以及焦斑尺寸随中高频波前畸变量的关系 (a) 不加中高频波前畸变的焦斑; (b) 中高频畸变源中 $a=7, b=-3$ 时的焦斑; (c) 中高频畸变源中 $a=8, b=-2$ 时的焦斑; (d) $a=7, b=-3$ 与 $a=8, b=-2$ 构造的波前 PSD 图; (e) 不同 a, b 值与焦斑尺寸的关系

图 4 给出了 100—700 μm 目标焦斑的束匀滑条件下焦斑尺寸随 PV 值和 GRMS 值的变化图, 可以此作为低频波前判据. 从图 4 可以看出, 焦斑尺寸随着 PV 值和 GRMS 值的增大而总体呈增大的趋势, 在 5 个波长的 PV 值和 0.15 mm^{-1} 的 GRMS 值内, 每个束匀滑条件下焦斑尺寸的变化量约为 100 μm . 有了此判据图, 当在束匀滑条件下需要一

个小焦斑时, 可以从判据中得出低频波前需矫正到的范围. 从图 4 中还可以看出, 100—300 μm 目标焦斑设计条件下, 实际焦斑的起始线都大于目标焦斑尺寸, 而 500—700 μm 目标焦斑设计条件下, 实际焦斑的起始线都小于目标焦斑尺寸. 这是由于 CPP 设计中相位滤波导致高频信息丢失, 陡边塌陷, 越小的目标焦斑设计出的实际焦斑塌陷越严重, 能

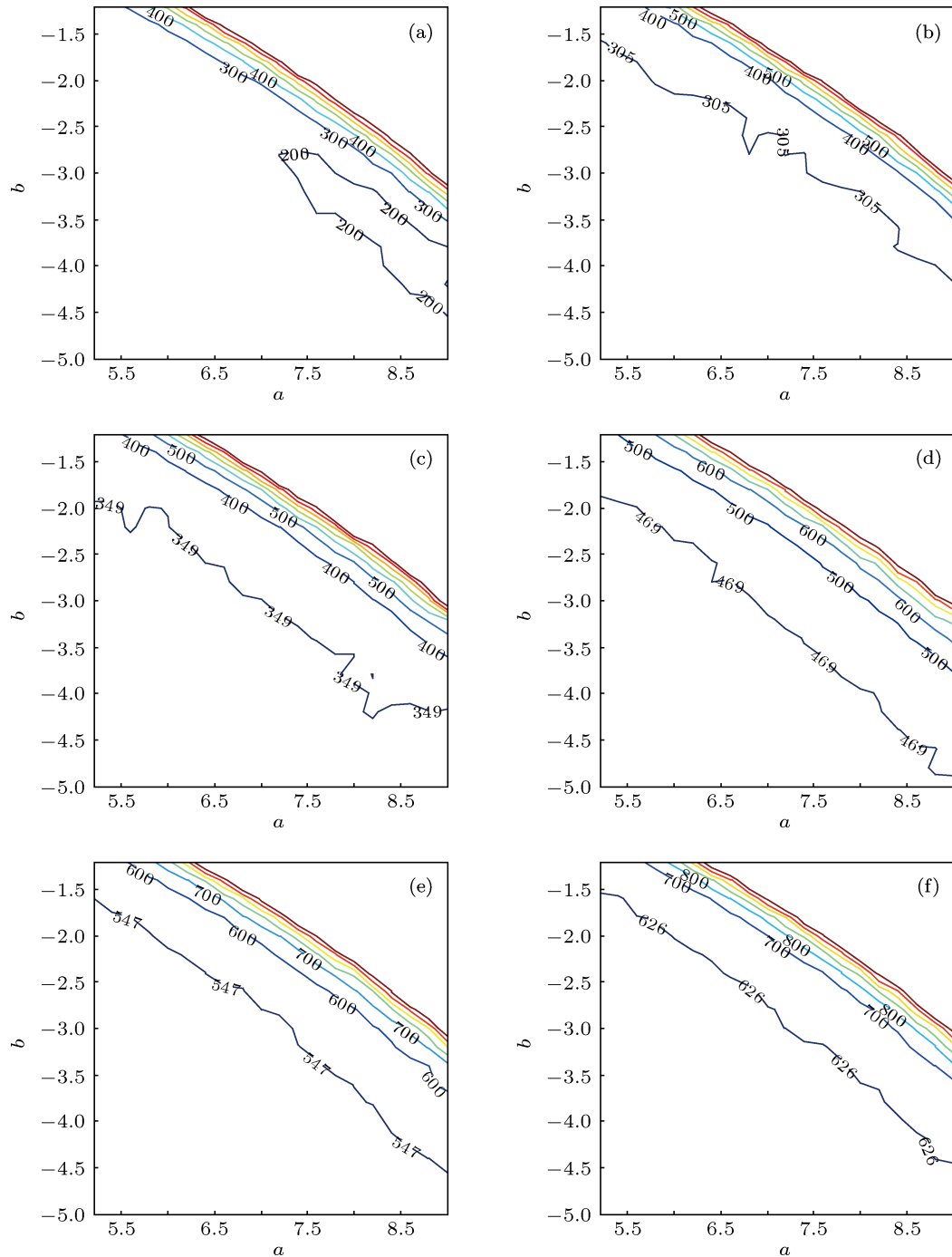


图 6 焦斑尺寸与 a, b 值的关系 (a)—(f) 依次为 100—300 μm 与 500—700 μm 目标焦斑的束匀滑条件, 400 μm 目标焦斑条件在图 5 中已给出, 除起始等高线外, 其余相邻等高线的值依次增加 100

量集中度越低,以 $400\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑作为标准,目标焦斑低于 $400\text{ }\mu\text{m}$ 的相对能量集中度就低些,而高于 $400\text{ }\mu\text{m}$ 的相对能量集中度受影响不大.另外, $100\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑设计条件下的曲线先随 PV 值和 GRMS 值的增大而减小,然后再增大,这是由于目标焦斑过小,算法的限制使得设计出的 CPP 位相不收敛的地方较多,因此在 2.2 个波长和 0.07 mm^{-1} 的畸变波前内,畸变波前反常地对 CPP 起到了补偿作用,当畸变大于 2.2 个波长和 0.07 mm^{-1} 后,焦斑仍然随着畸变的增大而增大.

3.2 中高频波前畸变源下的焦斑尺寸变化

首先给出了在 $400\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件下,中高频波前畸变对焦斑尺寸影响的模拟图,并给出两组 a, b 值的 PSD 曲线图,同时做出焦斑尺寸随 a, b 值变化的等高线图.

图 5(a) 没有附加任何波前畸变源;图 5(b) 附加了 $a = 7, b = -3$ 的中高频畸变源,焦斑与未加畸变源的焦斑相比几乎没有变化;图 5(c) 附加了 $a = 8, b = -2$ 的中高频畸变源,焦斑明显变大;图 5(d) 分别给出了 $a = 7, b = -3$ 与 $a = 8, b = -2$ 的 PSD 曲线.可以看出,不同的 a, b 组合参数构造的波前 PSD 图不同.图 5(b), (c), (d) 表明,不同的 a, b 组合参数构造的中高频波前畸变对焦斑尺寸的影响是不同的.为了更加清楚地说明 a, b 组合参数对焦斑尺寸的影响,图 5(e) 给出了 a, b 组合参数与焦斑尺寸的关系.从等高线可以看出,图 5(b), (c) 中的 a, b 两种取值造成的焦斑尺寸变化与图 5 (e) 中的等高线情况相符.

图 6 分别给出 $100\text{--}300\text{ }\mu\text{m}$ 与 $500\text{--}700\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件下焦斑尺寸随 a, b 值的变化关系,加上图 5(e),以此作为中高频波前判据.

由图 6 可看出,在此 a, b 值范围内,子图中焦斑的起始尺寸依次为 $190.0646, 303.9689, 348.1162, 468.8215, 546.2904, 624.8159\text{ }\mu\text{m}$. 为便于给出等高线,图 6(a) 以大于起始尺寸 $10\text{ }\mu\text{m}$ 作为起始等高线,其余子图都以大于起始尺寸 $1\text{--}2\text{ }\mu\text{m}$ 的值作为起始等高线; a, b 值的范围并不限定在图示范围内,只需将 a, b 值的取值范围扩大,就可得到更多 a, b 值与焦斑尺寸的对应关系.从图中可以看出,固定 a 值(或 b 值)时,焦斑尺寸随 a 值(或 b 值)的增大而呈增大趋势;每一组 a, b 值都能对应一个焦斑尺

寸,而一个焦斑尺寸可对应多组 a, b 值,在起始等高线范围内, a, b 值对焦斑尺寸影响很小,几乎使焦斑稳定在起始尺寸;通过此中高频波前判据进行判断时,只需将畸变波前进行 PSD 诊断分析并拟合出 PSD 曲线的 a, b 值,再将拟合的 a, b 值与判据图进行对比,即可判断畸变波前的矫正程度.中高频波前判据图为中高频段的波前畸变的矫正提供了一个非常方便的判断依据.从图 6 中仍然可以看到由于 CPP 设计时高频滤波导致的超高斯焦斑陡边软化塌陷,使得 $100\text{--}300\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑设计条件下,实际焦斑的起始线都大于目标焦斑尺寸,而 $500\text{--}700\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑设计条件下,实际焦斑的起始线都小于目标焦斑尺寸.

4 结 论

针对直接驱动中动态聚焦提升能量利用效率的需求,提出了小焦斑实现的问题,根据全频段光的传输规律与焦斑尺寸的关系,给出了已有的束匀滑条件下动态聚焦中小焦斑的波前判据.在低频波段,给出了 $100\text{--}700\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件下焦斑尺寸随波前的 PV 值和 GRMS 值的变化关系,作为低频波前畸变的判据.对低频波前进行 PV 值和 GRMS 值的诊断分析,对照低频波前判据,即可对低频波前畸变的矫正进行判断.在中高频波段,通过中高频波前畸变源的表达式,采用不同的 a, b 值构造出不同的中高频波前畸变源,同样给出了 $100\text{--}700\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑的束匀滑条件下焦斑尺寸随 a, b 值变化的等高线图,作为中高频波前畸变的判据.对中高频波前进行 PSD 诊断分析,拟合出 PSD 曲线的 a, b 值,对照中高频波前判据,即可对中高频波前畸变的矫正进行判断.针对袁强等对末级焦斑的尺寸要求约为 $540\text{ }\mu\text{m}$,从图 4 中低频判据可以看出,需采用目标焦斑为 $500\text{ }\mu\text{m}$ 的 CPP, PV 值约在 5 个波长以内, GRMS 值约在 0.13 mm^{-1} ;从图 6(d) 中 $500\text{ }\mu\text{m}$ 目标焦斑的中高频波前判据可以看出, a, b 组合值需在等高线 $500\text{--}600$ 之间的组合取值范围内.此外, CPP 的最小加工尺寸能力有待进一步提升,才能解决小尺度焦斑的陡边塌陷问题,提升波前判据的绝对准确性.波前判据是描述小焦斑的实现条件的重要依据,为实现焦斑的动态变化提供了简单方便的波前边界条件.

- [1] Skupsky S, Betti R, Goncharov V N 2001 *Inertial Fusion Sciences and Applications* Kyoto, Japan, September 10–24, 2001
- [2] Anderson K, Betti R 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4448
- [3] Goncharov V N, Knauer J P, McKenty P W, Radha P B, Sangster T C, Skupsky S, Betti R, McCrory R L, Meyerhofer D D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1906
- [4] Anderson K, Betti R 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5
- [5] Betti R, Anderson K, Knauer J, Collins T J B, McCrory R L, McKenty P W, Skupsky S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 42703
- [6] Canaud B, Garaude F 2005 *Nucl. Fusion* **45** L43
- [7] Cheng J X, Zheng Z J, Chen H S, Miao W Y, Chen B, Wang Y M, Hu X X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3419 (in Chinese) [成金秀, 郑志坚, 陈红素, 缪文勇, 陈波, 王耀梅, 胡昕 2004 物理学报 **53** 3419]
- [8] Yuan Q, Wei X F, Zhang X M, Zhang X, Zhao J P, Huang W H, Hu D X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 114206 (in Chinese) [袁强, 魏晓峰, 张小民, 张鑫, 赵军普, 黄文会, 胡东霞 2012 物理学报 **61** 114206]
- [9] Terry M R, Perkins L J, Sepke S M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 112705
- [10] Theobald W, Nara R, Lafon M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 102706
- [11] Yu L H, Liang X Y, Ren Z J, Wang L, Xu Y, Lu X M, Yu G H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 014201
- [12] Zhang G Q, Dong B Z, Yang G Z, Gu B Y 1996 *Chin. Phys. B* **5** 354
- [13] Li P 2008 *M. S. Dissertation* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [李平 2008 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [14] Feng Y J, Lin Z X, Zhang R Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104202 (in Chinese) [冯友君, 林中校, 张荣竹 2011 物理学报 **60** 104202]
- [15] Zhang Y H, Yang C L, Wen S L, Yan H, Wang J, Yang L M 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1741 (in Chinese) [张远航, 杨春林, 温圣林, 颜浩, 王建, 杨李茗 2012 强激光与粒子束 **24** 1741]
- [16] Garrec B J L, Hernandez-Gomez C, Winstone T, Collier J 2010 *J. Phys.: Conference Series* **244** 032020
- [17] Liu H J, Jing F, Zuo Y L 2006 *Acta Photon. Sin.* **35** 1464 (in Chinese) [刘红婕, 景峰, 左言磊 2006 光子学报 **35** 1464]
- [18] Su J Q, Wei X F, Ma C, Yuan J, Gao F H, Guo Y K 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 163 (in Chinese) [粟敬钦, 魏晓峰, 马驰, 袁静, 高福华, 郭永康 2000 强激光与粒子束 **12** 163]
- [19] Liu H J, Jing F, Zuo Y L, Hu D X, Su J Q, Peng Z T, Zhou W, Li Q, Zhang K 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 504 (in Chinese) [刘红婕, 景峰, 左言磊, 胡东霞, 粟敬钦, 彭志涛, 周维, 李强, 张崑 2006 中国激光 **33** 504]
- [20] Feng G Y, Zhou S H 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 1643 (in Chinese) [冯国英, 周寿恒 2009 中国激光 **36** 1643]
- [21] Wang D E 2011 *M. S. Dissertation* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [王德恩 2011 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]

Wavefront criterion of small focal spot in optical zooming

Huang Xiao-Xia¹⁾²⁾ Gao Fu-Hua^{1)†} Yuan Qiang²⁾ Hu Dong-Xia²⁾ Zhang Kun²⁾
Zhou Wei²⁾ Dai Wan-Jun²⁾ Deng Xue-Wei²⁾

1) (Key Laboratory for High Energy Density Physics and Technology, Ministry of Education, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 18 June 2013; revised manuscript received 17 July 2013)

Abstract

In the direct drive, since the target is becoming smaller in compression process, the initial focal spot will no longer match the compressed target, leading to large losses of energy from target edge. Optical zooming means making the focal spot smaller when the target compresses. In this way, the coupling efficiency between the beam and target can be improved. It has great significance. The primary problem of solving the optical zooming is the qualification of small focal spot. According to the full-band optical transmission rules, in this paper constructed are low and medium-high frequency wavefront distortion sources under different smoothing conditions, and then given is a scaling relation between wavefront and focal spot size. The scaling relation can be regarded as a wavefront criterion of small focal spot. Using this wavefront criterion, the correction range of low and medium-high frequency wavefront distortion can be known to achieve a small focal spot.

Keywords: direct drive, optical zooming, wavefront distortion, focal spot size

PACS: 52.57.Bc, 42.25.Kb, 42.25.Fx, 42.15.Dp

DOI: 10.7498/aps.62.205206

† Corresponding author. E-mail: gaofuhua@scu.edu.cn