

# 采用透镜列阵与光谱色散改善三倍频小焦斑辐照均匀性\*

江秀娟<sup>1)†</sup> 李菁辉<sup>2)</sup> 李华刚<sup>3)</sup> 周申蕾<sup>2)</sup> 李扬<sup>1)</sup> 林尊琪<sup>2)</sup>

1) (广东工业大学信息工程学院, 广州 510006)

2) (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)

3) (广东第二师范学院物理系, 广州 510303)

(2011年8月22日收到; 2011年9月14日收到修改稿)

通过数值模拟研究了高功率激光驱动器的光束均匀辐照情况, 分析了三倍频激光辐照下小焦斑的光强分布及空间功率谱. 采用透镜列阵可降低光束近场畸变的影响并控制靶面焦斑的包络形状; 采用二维光谱色散匀滑技术可明显地消除焦斑内部大反衬度的强度调制, 且该方法在焦斑非常小的情况下也仍然有效. 大量的数值模拟结果表明, 光谱色散匀滑技术应用于尺寸不同的焦斑时, 其效果是有差异的. 对大焦斑而言, 光谱色散匀滑主要抹平其内部细密的条纹, 即消除中高空间频率范围的强度调制; 对小焦斑而言, 光谱色散匀滑主要消除中低空间频率范围的强度调制, 故将影响焦斑的整体包络形状. 本文所得的数值结果对间接驱动实验中激光束匀滑方案的选择和优化具有参考价值.

**关键词:** 高功率激光驱动器, 靶面均匀辐照, 透镜列阵, 光谱色散匀滑

**PACS:** 42.25.Bs, 42.30.Kq

## 1 引言

高功率激光驱动器应用于惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF)、高能密度物理及等离子体物理等研究时, 必须在靶面实现均匀辐照<sup>[1,2]</sup>. 直接驱动 ICF 实验中, 激光束需要直接辐照到球形靶丸上, 因此对靶面均匀辐照的要求非常苛刻. 间接驱动 ICF 实验中, 氘氚小球放在黑洞靶腔内, 激光束先射入靶腔, 靶腔内壁吸收激光能量产生强度极高的 X 射线, 再由 X 射线辐照、压缩靶丸. 间接驱动方式会降低激光能量的利用率, 因此需要更高的辐照激光能量, 但是它对激光驱动的均匀性和对称性要求比直接驱动要略低.

到目前为止, 国内外已经发展了多种靶面均匀辐照技术. 空间匀滑手段可以降低光束近场相位

及强度畸变所引起的辐照不均匀性, 这类技术有分布相位板 (distributed phase plate, DPP)<sup>[3,4]</sup>、连续相位板 (continuous phase plate, CPP)<sup>[5,6]</sup> 和透镜列阵 (lens array, LA)<sup>[7]</sup> 等. 光束通过上述空间元件会被分割成大量子光束, 这些子光束叠加时会产生干涉, 使焦斑上出现高空间频率的散斑. 采用光谱色散匀滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD) 技术可在一定程度上消除这类散斑<sup>[8,9]</sup>. 一维 (one-dimensional, 1-D) SSD 使用一个相位调制器展宽激光束的带宽, 然后再利用衍射光栅使激光束发生色散, 从而降低激光束的时间与空间相干性. 二维 (two-dimensional, 2-D) SSD 采用两套上述器件, 激光带宽在互相垂直的两个方向上发生色散.

SSD 技术目前已经被国内外多个高功率激光驱动器采用<sup>[10-14]</sup>. “神光 II” 装置在多年前已经开始 SSD 的基础研究<sup>[13,15-17]</sup>, 并于 2011 年初在

\* 中国科学院高功率激光物理重点实验室开放基金 (批准号: SG-001103) 资助的课题.

† E-mail: jiangxj@gdut.edu.cn

第九路上进行了大能量联机实验, 获得了较好的物理实验结果. 今后, “神光 II” 将视乎具体的实验要求把 SSD 与 LA, CPP 或 DPP 等空间匀滑手段结合起来实现靶面均匀辐照. 在实际应用中, 不同的实验所需要的焦斑大小是不同的, 比如, 直接驱动实验中焦斑尺寸不小于靶镜的 100 倍远场衍射极限 (diffraction limitation, DL), 而间接驱动实验所需的焦斑一般仅为 30—70 DL. 现有的靶面均匀辐照研究主要针对采用大焦斑的直接驱动情形. 在间接驱动中, 激光虽然不直接辐照球靶, 但激光在腔壁上的空间分布对 X 射线辐射场的均匀性有影响. 不均匀的辐照会导致成丝, 加剧受激拉曼散射和受激布里渊散射等非线性过程, 降低激光 - X 射线的能量转换率, 并对实验产生有害的影响. 因此, 在间接驱动实验中激光均匀辐照也是必须的 [18]. 张锐等研究人员已于近期进行了能量测试实验, 证明采用 SSD 技术后激光束仍可在间接驱动实验中顺利穿孔 [19], 但是在此类情形下小焦斑的均匀辐照表现需要更深入的研究.

目前, LA 仍然是 “神光 II” 装置上最为成熟的一种空间匀滑手段, 本文用数值方法研究了 2-D SSD 与 LA 联合使用的规律, 分析了三倍频激光在靶面形成的小焦斑的均匀辐照表现. 文中对焦斑的强度分布及空间功率谱进行了详细的分析, 数值结果表明, 即使在焦斑尺寸非常小的情况下, 采用上述技术仍可使焦斑的辐照均匀性得到非常明显的

改善, 但 SSD 应用于尺寸不同的焦斑时, 其效果会有差异. 本文所得结论对于扩展 LA 和 SSD 技术的应用范围具有重要的理论参考价值.

## 2 基本原理

2-D SSD 和 LA 在高功率激光驱动器中的位置如图 1 所示 [9,20]. 振荡器产生的相干激光束首先经过 SSD 系统, 其带宽被电光相位调制器 (electro-optic modulator, EOM) 展宽, 然后再被光栅色散, 在空间展开. 从 SSD 系统出来的光束将继续通过包括空间滤波器和放大器等器件在内的很长一段光路. 因为短波长激光的能量耦合效率更高, 所以激光束在驱动器终端还将经过三倍频晶体, 从波长为 1053 nm 的基频红外光 (IR) 转换为波长为 351 nm 的紫外光 (UV). 三倍频后得到的紫外光通过 LA, 然后被靶镜聚焦成一个很小的光斑穿入柱形靶腔. 如果靶面正好位于靶镜的焦平面上, 激光束在靶面上形成的光场是其远场, 但在 LA 的实际应用中, 为了削弱透镜元边缘衍射引起的大尺度不均匀性, 靶面通常会稍微离开靶镜的焦平面, 这时其上面的光场就是准近场. 但无论是哪一种情形, 光束的传输都遵守菲涅耳衍射规律 [21]. 为了研究靶面焦斑的光强分布, 本文用数值方法模拟经过 2-D SSD 与 LA 后的激光束的传输, 该方法在文献 [16] 中已经做过详细介绍.

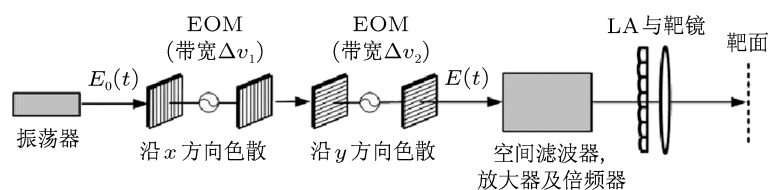


图 1 高功率激光驱动器中的 2-D SSD 与 LA

经过靶镜后的光场将具有如下形式:

$$E(x, y, t) = E_0(x, y, t) \exp[i\varphi_{SSD}(x, y, t)] \times T_{LA}(x, y)T_{FL}(x, y), \quad (1)$$

式中  $E_0(x, y, t)$  是入射光的包络,  $\varphi_{SSD}(x, y, t)$  是光束通过 SSD 系统时的时空相位变化,  $T_{LA}(x, y)$  和  $T_{FL}(x, y)$  分别是 LA 和靶镜的复透过率函数.

2-D SSD 引起的相位变化可以写为 [9,11]

$$\varphi_{SSD}(x, y, t) = \delta_1 \sin(\omega_1 t + \alpha_1 x) + \delta_2 \sin(\omega_2 t + \alpha_2 y), \quad (2)$$

其中  $\omega_{1,2} = 2\pi\nu_{1,2}$  是两个 EOM 调制器的调制角频率,  $\delta_{1,2}$  则为其调制幅度. 每一个 EOM 能获得的调制带宽可近似表示为  $\Delta\nu = 2\delta\nu$ . 式中  $\alpha_{1,2} = 2\pi \cdot (\Delta\theta/\Delta\lambda)_{1,2} \cdot (\omega_{1,2}/\omega_0)$ , 其中  $\Delta\theta/\Delta\lambda$

是光栅的色散系数,  $\omega_0$  是激光束的中心频率. 参量  $\alpha$  描述了光栅色散引起的光束沿横截面的相位变化. 当激光束经过三倍频转换器从 IR 转换成 UV 时, 2-D SSD 引起的相位变化为

$$\varphi_{\text{SSD}}(x, y, t) = 3\delta_1 \sin(\omega_1 t + \alpha_1 x) + 3\delta_2 \sin(\omega_2 t + \alpha_2 y). \quad (3)$$

因此, 激光调制带宽也将相应地变为原来的 3 倍.

频率转换对激光束的带宽和空间色散有限制, 在“神光 II”装置中, 为了使三倍频能量转换效率不低于 60%, 入射到三倍频晶体的基频光带宽一般不大于 30 GHz. 在本文所做的数值模拟中, 入射到光栅的光束口径为 35 mm, 2-D SSD 系统的参数如下:  $\nu_1 = 3$  GHz,  $\Delta\nu_1 = 30$  GHz,  $(\Delta\theta/\Delta\lambda)_1 = 3000$   $\mu\text{rad}/\text{nm}$ ;  $\nu_2 = 10$  GHz,  $\Delta\nu_2 = 30$  GHz,  $(\Delta\theta/\Delta\lambda)_2 = 1220$   $\mu\text{rad}/\text{nm}$ . 在驱动器终端, 激光束口径将扩大到 350 mm, 三倍频后 UV 沿  $x$  和  $y$  方向的调制带宽均为 90 GHz.

LA 由大量相同的小透镜元构成, 它将入射光束分割成大量子光束. 设 LA 包含  $M \times M$  个透镜元 (本文中取  $M$  为奇数), 每一个透镜元的口径均为  $d$ , 焦距均为  $f$ . 位于第  $m_1$  行第  $m_2$  列的透镜元的中心坐标为  $(m_1 d, m_2 d)$ , 此处  $m_1, m_2$  均为整数, 且有  $-(M-1)/2 \leq m_1, m_2 \leq (M-1)/2$ . 在激光传输中, 透镜元的作用是产生一个空间相位调制, 其值为  $-(k/2f)(x^2 + y^2)$ , 其中  $k$  是入射光波数. 设透镜的振幅透过率函数为 [22]

$$P(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{透镜内,} \\ 0, & \text{透镜外,} \end{cases} \quad (4)$$

则 LA 的复透过率函数为

$$T_{\text{LA}}(x, y) = \sum_{m_1 m_2} P(x - m_1 d, y - m_2 d) \times \exp \left\{ -i \frac{k}{2f} [(x - m_1 d)^2 + (y - m_2 d)^2] \right\}. \quad (5)$$

其后, 激光束将被靶镜聚焦到靶面上形成一个焦斑. 设靶镜的口径和焦距分别为  $D$  和  $f_a$ , 则其复透过率函数为

$$T_{\text{FL}}(x, y) = P(x, y) \cdot \exp \left[ -i \frac{k}{2f_a} (x^2 + y^2) \right]. \quad (6)$$

本文中  $D = 350$  mm,  $f_a = 1750$  mm, 则 UV 经过靶镜后的远场衍射极限 (即 DL) 为  $3.51$   $\mu\text{m}$ . 使用 LA

将令焦斑变大并具有更好的辐照均匀性, 焦斑的大小  $a$  可由下式得出 [7]:

$$a = \frac{df_a}{f}, \quad (7)$$

如前所述, 其中的  $d$  和  $f$  分别是透镜元的口径和焦距. 当 LA 由  $M \times M$  个矩形透镜元组成时,  $D = Md$ . 易见, 采用不同参数的 LA (比如具有不同的焦距) 即可获得不同大小的焦斑.

### 3 数值模拟与讨论

我们模拟了经过 2-D SSD 与 LA 后的激光束的传输, 并对焦斑的光强分布进行了分析. 模拟计算中, LA 的单元数为  $7 \times 7$  (即每个单元的口径为 50 mm), 靶面离靶镜焦平面的距离为 500  $\mu\text{m}$ . 如上文所指出, 在靶镜不变的情况下选用焦距不同的 LA 可得到尺寸不同的焦斑. 图 2 所示的是单色激光束通过 LA 得到的焦斑, 其大小为 50 DL. 入射激光被分割成 49 束子光束, 它们再在靶面叠加. 多光束干涉导致焦斑上出现大量散斑, 散斑之间的距离  $\Delta = \lambda / \sin(d/f_a)$  [23]. 该距离主要由入射光波长和 LA 的结构参数决定, 根据前面给出的数据, 可算得  $\Delta = 12$   $\mu\text{m}$ .

当激光束经过 2-D SSD 时, 由两个 EOM 展开的带宽在互相垂直的方向上发生色散, 此时激光束包含一系列独立的频率模式, 不同模式所产生的干涉散斑略有差异, 当所有这些光斑非相干叠加在一起, 某些波峰和波谷就会互补, 使得焦斑内部的强度调制被抹平. 图 3 所示的是通过 LA 和 2-D SSD 匀滑后的 50 DL 焦斑.

为了考察 2-D SSD 应用前后不同空间频率成分的能量分布情况, 我们对图 2 和图 3 中的焦斑进行了空间功率谱分析, 结果如图 4 所示. 设焦斑内部强度调制的空间周期为  $\lambda_{\text{SN}}$ , 图中波数的定义为  $k_{\text{SN}} = 2\pi/\lambda_{\text{SN}}$ , 且功率  $P$  以焦斑总功率为单位进行了归一化. 由图 4 可见, 采用 SSD 后, 中高频强度调制部分的功率比重明显降低, 而低频部分的比重增大. 为了定量地比较不同焦斑的匀滑水平, 我们引入一个不均匀度参数  $\sigma_{\text{rms}}$  为 [11]

$$\sigma_{\text{rms}}(k_{\text{SN}0}) = \left[ \frac{\int_{k_{\text{SN}} > k_{\text{SN}0}} P(k_{\text{SN}}) dk_{\text{SN}}}{\int_{k_{\text{SN}} \leq k_{\text{SN}0}} P(k_{\text{SN}}) dk_{\text{SN}}} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

其中  $k_{SN0}$  是高频与低频临界点对应的波数.  $\sigma_{rms}$  实际上表示的是高频成分总功率与低频成分总功率的对比, 其值越小, 说明空间频率高的成分在焦斑中所占的能量比例越小, 焦斑越匀滑. 由 (8) 式可见,  $\sigma_{rms}$  是临界波数  $k_{SN0}$  (或者说临界波长  $\lambda_{SN0}$ ) 的函数, 本文中, 如果没有特别说明,  $\lambda_{SN0}$  均取为焦斑尺寸的 1/5. 在 50 DL 焦斑的情况下, 焦斑大小为  $175 \mu\text{m}$ , 则  $\lambda_{SN0} = 35 \mu\text{m}$ ,

其对应的波数  $k_{SN0} = 0.18$ . 计算结果显示, 采用 SSD 前 50DL 焦斑大部分的能量包含在高频成分中,  $\sigma_{rms} = 128.5\%$ , 采用 2-D SSD 后不均匀度显著降低,  $\sigma_{rms} = 18.2\%$ . 我们对 30 DL, 70 DL 和 100 DL 的焦斑进行了类似的分析. 图 5 所示的是采用了 LA 和 2-D SSD 两种匀滑手段的上述几种尺寸的焦斑, 可以发现, 其中大焦斑的均匀性较好, 小焦斑内部的干涉散斑相对还较明显.

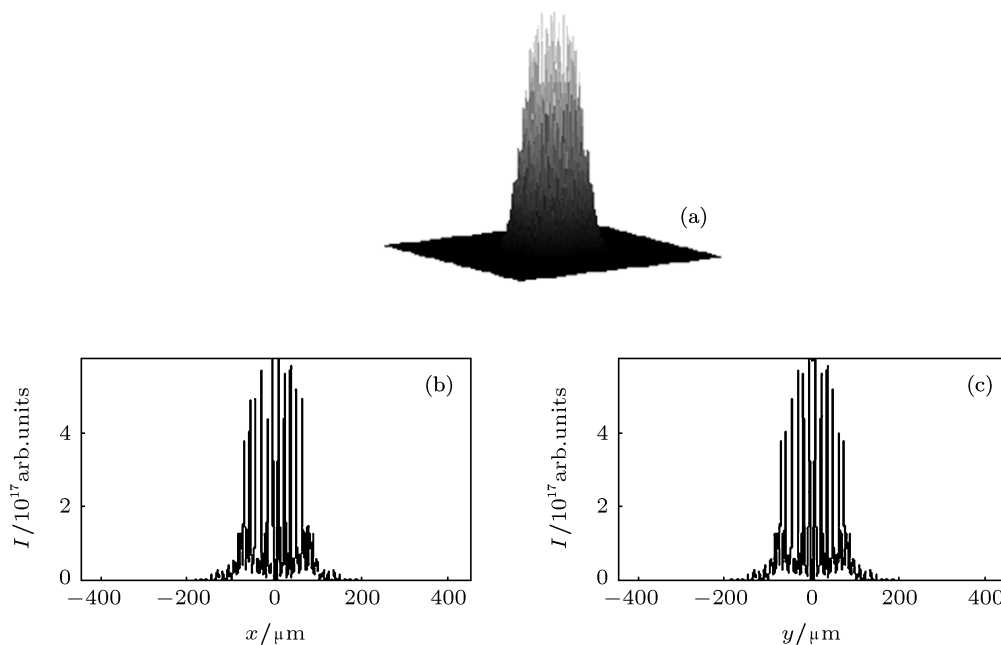


图 2 (a) 仅采用 LA 时 50 DL 焦斑的二维光强分布; (b) 和 (c) 分别为该焦斑经过中心点沿  $x$  和  $y$  方向的一维光强分布

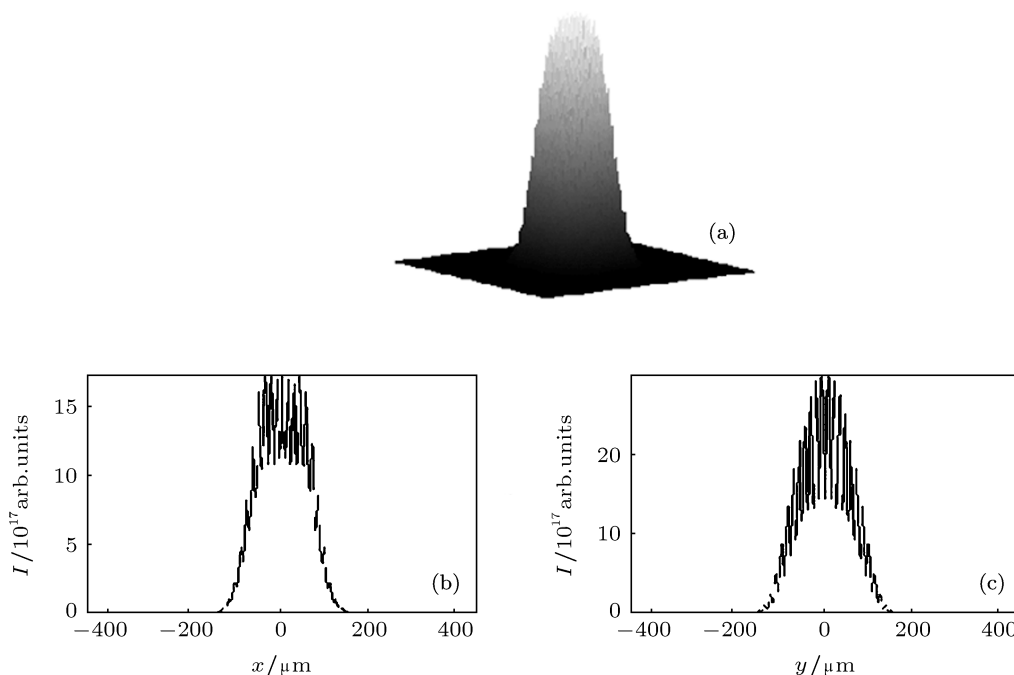


图 3 (a) 采用 LA 和 2-D SSD 时 50 DL 焦斑的二维光强分布; (b) 和 (c) 分别为该焦斑经过中心点沿  $x$  和  $y$  方向的一维光强分布

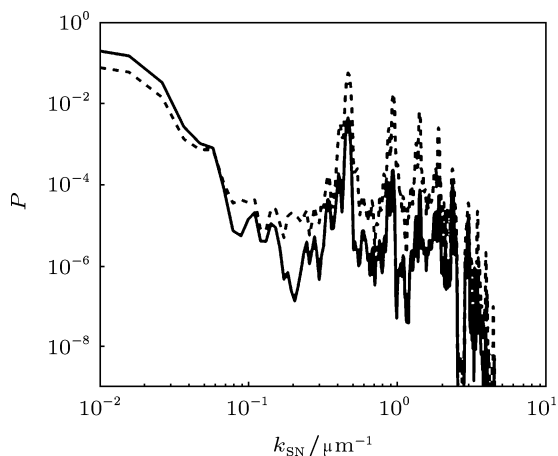


图4 50 DL 焦斑的功率谱 (其中虚线表示的是仅采用 LA 时的情况, 实线表示的是采用 LA 和 2-D SSD 时的情况)

我们做了更进一步的模拟计算, 得到了  $\sigma_{\text{rms}}$  随焦斑尺寸变化的曲线, 见图 6(a). 从图中可以发现, 较大的焦斑均匀性较好, 比如 30DL 焦斑  $\sigma_{\text{rms}} = 21.5\%$ , 而 100 DL 焦斑  $\sigma_{\text{rms}}$  值为 9.2%. 我们把该曲线延伸至 150 DL 的焦斑

点, 发现其不均匀值仅为 7.0%. 图 6(a) 中的虚线对应于仅使用 LA(无 SSD) 的情形, 此时当焦斑从 30 DL 变化到 100 DL 时,  $\sigma_{\text{rms}}$  从 167.9% 减小到 84.8%.

如前所述, LA 把光束分割成许多子光束, 子光束叠加产生干涉条纹, 对于 UV 而言, 在本文的参数条件下干涉条纹间距是  $12 \mu\text{m}$ , 因此我们希望知道采用 SSD 后这些干涉散斑将会得到怎样的匀滑. 当焦斑内部强度调制的空间周期  $\lambda_{\text{SN}} = 12 \mu\text{m}$  时, 对应的波数  $k_{\text{SN}} = 0.52$ , 我们特地以此为临界波数计算了不均匀度  $\sigma_{\text{rms}}$ , 其随焦斑尺寸变化的曲线见图 6(b). 此时, 曲线的变化趋势与图 6(a) 中的情形基本相似, 但不均匀度值更小, 即使在仅使用 LA 的情况下 (见虚线所示),  $\sigma_{\text{rms}}$  整体也都小于 80.0%. 使用 LA 和 2-D SSD 后, 30 DL 焦斑的  $\sigma_{\text{rms}}$  为 14.0%, 100DL 焦斑的则为 5.0%. 出现这种结果是因为  $12 \mu\text{m}$  的空间调制周期比我们所考虑的所有焦斑尺寸的 1/5 都要更小, 其对应的临界波数  $k_{\text{SN}0}$  更大.

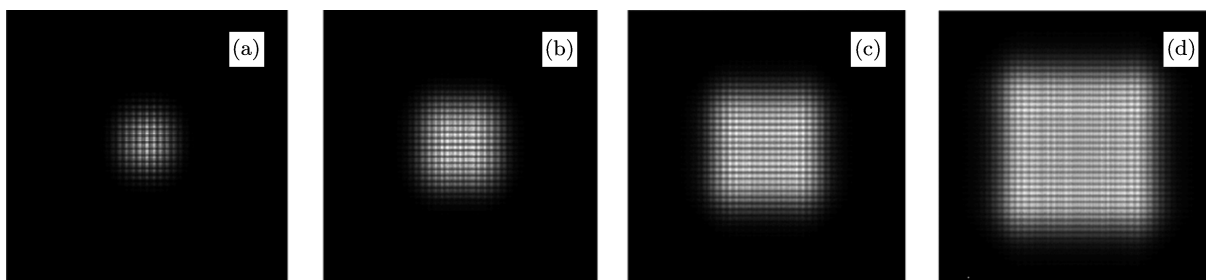


图5 采用 LA 和 2-D SSD 时不同尺寸的焦斑图 (a), (b), (c) 和 (d) 对应的焦斑大小分别为 30 DL, 50 DL, 70 DL 和 100 DL

为什么焦斑较大时  $\sigma_{\text{rms}}$  会较小呢? 该现象可从两个方面来理解. 首先, 仅使用 LA 时焦斑内部会有干涉条纹, LA 的口径参数  $d$  确定后, 条纹的间距也是一定的. 在小焦斑中, 干涉条纹在焦斑总能量中所占的比例相对而言比较大, 在大焦斑中干涉条纹能量所占的比例则较小. 另一方面, 对于不同尺寸的焦斑, SSD 的匀滑效果有所不同. 我们已经知道, 经过 SSD 展宽的激光束包含着很多频率分量, 这些频率分量在靶面形成不同的光斑. SSD 可以平滑的最大不均匀性尺度由光斑的最大位移决定, 该位移取决于激光束带宽以及光栅引起的色散量, 而且在光束传输过程中受到空间滤波器小孔尺寸的制约<sup>[17]</sup> (在本文的讨论中, 我们假定空间滤波器的

小孔大小总能允许激光束顺利通过). 图 7 分别给出了激光中心频率分量及最高频率分量产生的光斑的横向位置. 对于小焦斑, 光谱色散所引起的光斑横向位置变化量与光斑本身的尺寸是可比的, 例如, 图 7(a) 中焦斑尺寸为 30 DL, 光斑最大位移量约为焦斑尺寸的一半, 此时 SSD 将主要对焦斑内部具有中低空间频率的强度不均匀分布产生匀滑作用. 图 7(b) 中焦斑大小为 150 DL, 光斑的最大位移量与焦斑本身的尺寸相比仍然是很小的, 所以 SSD 将抹平焦斑内部精细的干涉结构, 从而降低中高空间频率的不均匀性. 图 8 给出了 30 DL 与 150 DL 两焦斑的空间功率谱, 它进一步证明了 SSD 对不同尺寸的焦斑确实有着不同的匀滑效果. 从该图可以发

现,与没有SSD的情形比较起来,采用SSD后两焦斑的曲线低频段均上升而中高频段均下降,但它们在

细节上有区别,即30 DL焦斑在低频段的变化更为明显,而150 DL焦斑在中高频段的变化更为明显.

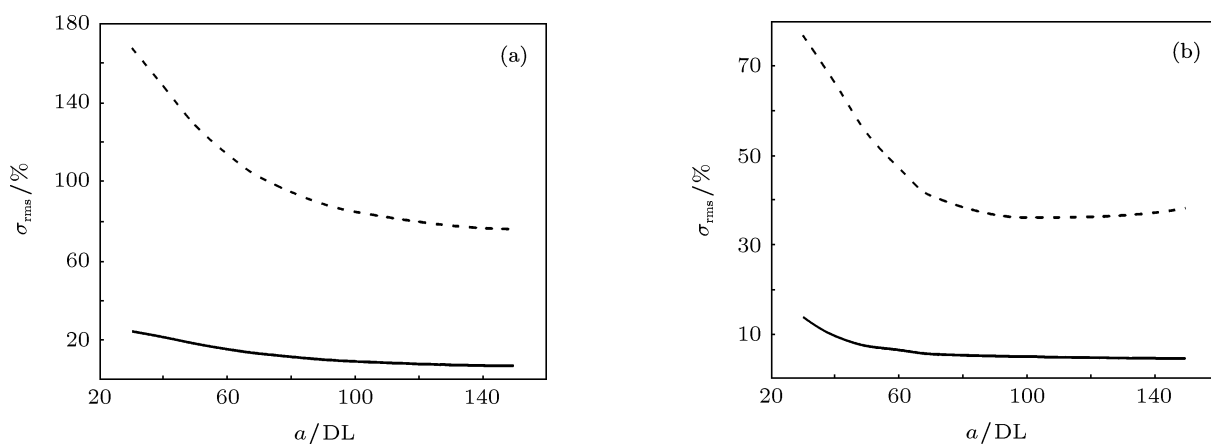


图6 不均匀度  $\sigma_{rms}$  随焦斑尺寸的变化 (虚线对应仅采用 LA 的情形,实线对应采用 LA 与 2-D SSD 的情形) (a) 临界空间周期  $\lambda_{SN0}$  为焦斑尺寸的 1/5; (b)  $\lambda_{SN0}$  为  $12 \mu\text{m}$ .

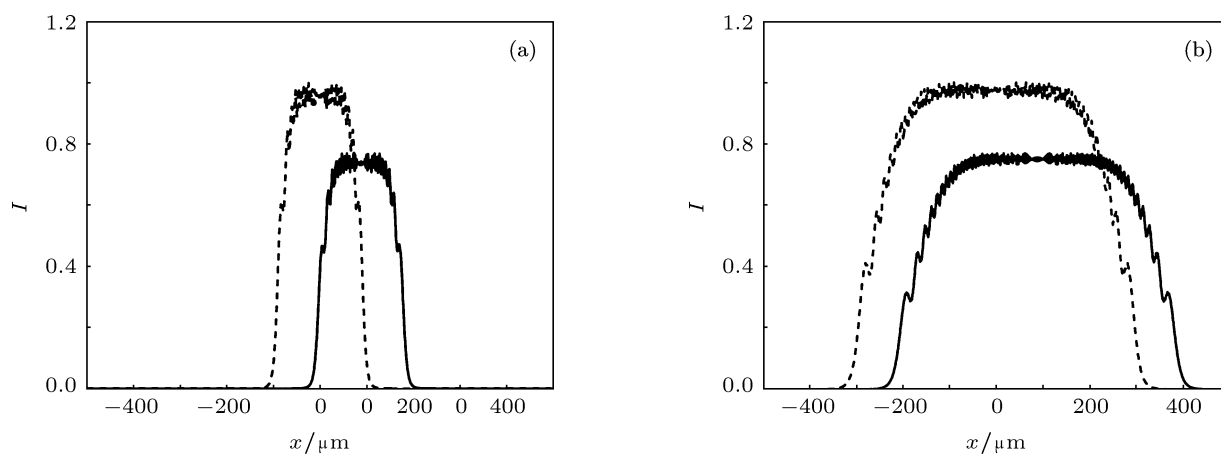


图7 采用 SSD 后,激光中心频率分量 (虚线) 与最高频率分量 (实线) 产生的光斑横向位置比较 (a) 对应于 30 DL 焦斑; (b) 对应于 150 DL 焦斑. (最高频率分量的实际强度远小于中心频率分量的强度,为了清楚起见,图中已将其放大)

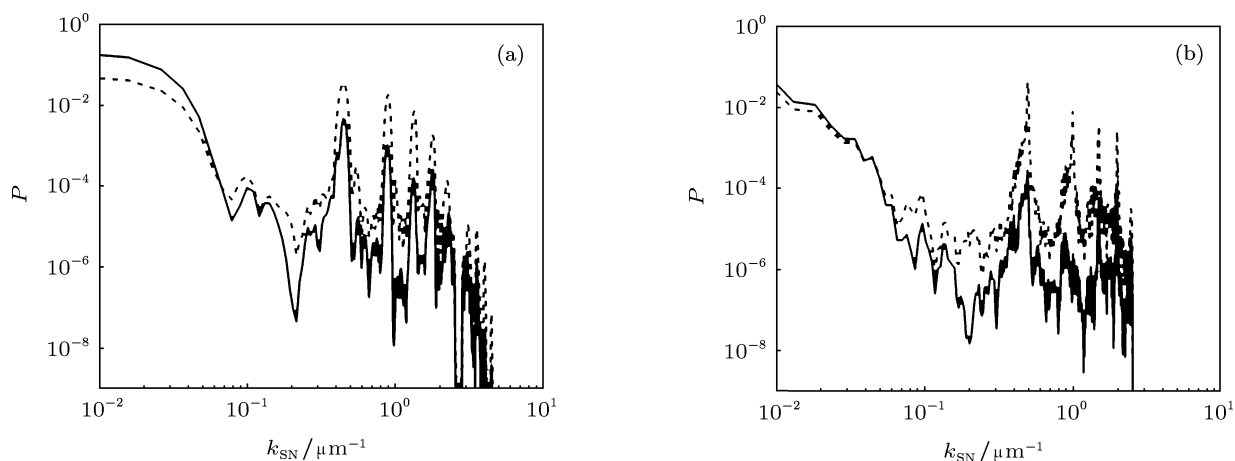


图8 小焦斑与大焦斑的功率谱比较 (虚线与实线分别表示采用 2-D SSD 前后的功率谱) (a) 对应于 30DL 焦斑; (b) 对应于 150DL 焦斑

如前所述, 激光束在驱动器终端经过频率转换, 从波长为 1053 nm 的 IR 转换成波长为 351 nm 的 UV, 然后再通过靶镜会聚成焦斑. 频率三倍频对光束匀滑有两方面的影响. 一方面, 采用 SSD 技术可以达到的光束匀滑水平与激光展开的带宽有关, IR 激光束经过三倍频以后, 其带宽也将为原来的 3 倍, 所以光束的匀滑效果会更好. 另外一方面, 干涉条纹的间距正比于激光波长, 所以 UV 产生的不均匀分布结构比 IR 产生的更为细密, 更容易通过 SSD 得到匀滑.

## 4 结论

本文研究了高功率激光驱动器中三倍频小焦

斑的辐照均匀性. 采用 LA 和 2-D SSD 作为光束匀滑手段时, LA 可消除光束近场不均匀性的影响, 2-D SSD 能抹平焦斑内部细密的强度调制, 而且在焦斑非常小的情况下 (如 30DL 的焦斑尺寸仅为 105  $\mu\text{m}$ ) 作用仍然很显著. 数值结果显示, SSD 对不同尺寸的焦斑匀滑作用有所不同. 对小尺寸焦斑, SSD 主要抹平中低空间频率的强度不均匀, 所以会影响焦斑的包络形状, 而对大尺寸焦斑, SSD 可抹平其内部细密的干涉条纹结构, 降低中高空间频率的强度调制. 在间接驱动 ICF 实验中, 同时采用 LA 和 2-D SSD 两种匀滑方法将可获得包络清晰的均匀辐照小焦斑, 显著改善实验结果.

作者与上海光机所邬融博士进行了有益的讨论, 在此表示感谢.

- [1] Skupsky S, Lee K 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3662
- [2] Jiang S E, Zhang B H, Liu S Y, Yang J M, Sun K X, Huang T X, Ding Y K, Zheng Z J 2007 *Scientia Sinica G* **37** 502 (in Chinese) [江少恩, 张保汉, 刘慎业, 杨家敏, 孙可煦, 黄天暄, 丁永坤, 郑志坚 2007 中国科学 G 辑 **37** 502]
- [3] Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N 1995 *Opt. Lett.* **20** 764
- [4] Liu Q, Wu R, Zhang X B, Li Y P, Tian Y C 2008 *Chinese J. Lasers* **35** 1165 (in Chinese) [刘强, 邬融, 张晓波, 李永平, 田杨超 2008 中国激光 **35** 1165]
- [5] Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N 1996 *Opt. Lett.* **21** 1703
- [6] Tan Q F, Yan Y B, Jin G F, Wu M X 2001 *Optics and Lasers in Engineering* **35** 165
- [7] Deng X, Liang X, Chen Z, Yu W, Ma R 1986 *Appl. Opt.* **25** 377
- [8] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [9] Skupsky S, Craxton R S 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2157
- [10] Miyaji G, Miyanaga N, Urushihara S, Suzuki K, Matsuoka S, Nakatsuka M 2002 *Opt. Lett.* **27** 725
- [11] Regan S P, Marozas J A, Craxton R S, Kelly J H, Donaldson W R, Jaanimagi P A, Jacobs-Perkins D, Keck R L, Kessler T J, Meyerhofer D D, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A, Skupsky S, Zuegel J D 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 9982
- [12] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, Bowers M W, Dixit S N, Erbert G V, Heestand G M, Hennesian M A, Hermann M R, Jancaitis K S, Manes K R, Marshall C D, Mehta N C, Menapace J, Moses E, Murray J R, Nostrand M C, Orth C D, Patterson R, Sacks R A, Shaw M J, Spaeth M, Sutton S B, Williams W H, Widmayer C C, White R K, Yang S T, VanWanterghem B M 2007 *Appl. Opt.* **46** 3276
- [13] Zhou S, Zhu J, Li X, Lin Z, Dai Y 2006 *Chinese J. Lasers* **33** 321 (in Chinese) [周申蕾, 朱俭, 李学春, 林尊琪, 戴亚平 2006 中国激光 **33** 321]
- [14] Cheng W Y, Zhang X M, Su J Q, Zhao S Z, Li P, Dong J, Zhou L D 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 015709
- [15] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5824 (in Chinese) [江秀娟, 周申蕾, 林尊琪, 朱俭 2006 物理学报 **55** 5824]
- [16] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 023109
- [17] Li J H, Zhang H J, Zhou S L, Feng W, Zhu J, Lin Z Q 2010 *Acta Optica Sinica* **30** 827 (in Chinese) [李菁辉, 张琥杰, 周申蕾, 冯伟, 朱俭, 林尊琪 2010 光学学报 **30** 827]
- [18] Zhang B, Lv B D, Xiao J 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1998 (in Chinese) [张彬, 吕百达, 肖峻 1998 物理学报 **47** 1998]
- [19] Zhang R, Su J Q, Wang J J, Liu L Q, Li P, Jing F, Zhang X M, Xu L X, Ming H 2011 *Appl. Opt.* **50** 687
- [20] Lehmburg R H, Rothenberg E 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1012
- [21] Siegman A E 1986 *Lasers* 1st ed. (California: University Science Books) p630
- [22] Goodman J W 1968 *Introduction to Fourier Optics* 1st ed. (San Francisco: Mcgraw-hill Book Company) p83
- [23] Nishi N, Jitsuno T, Nakatsuka M, Nakai S 1998 *Opt. Rev.* **5** 285

# Smoothing of small on-target spots produced by frequency-tripled beams using lens array and spectral dispersion\*

Jiang Xiu-Juan<sup>1)†</sup> Li Jing-Hui<sup>2)</sup> Li Hua-Gang<sup>3)</sup> Zhou Shen-Lei<sup>2)</sup>  
Li Yang<sup>1)</sup> Lin Zun-Qi<sup>2)</sup>

1) (*School of Information Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China*)

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

3) (*Department of Physics, Guangdong Institute of Education, Guangzhou 510303, China*)

(Received 22 August 2011; revised manuscript received 14 September 2011)

## Abstract

The performances of the smoothing of small target spots with a lens array (LA) and two-dimensional smoothing by spectral dispersion (2-D SSD) in frequency-tripled high-power laser driver are numerically studied. Intensity distributions and spatial power spectra of the spots are analyzed. Simulative results show that LA can reduce the near-field nonuniformity of the beam and control the envelope of on-target intensity distribution. The 2-D SSD has obvious effects in eliminating high-contrast intensity modulation, even in the case that the spots are very small. The results indicate that SSD mainly smoothes the intensity modulation at low-to-middle spatial frequency for small spots, and this would lead to the modifying of the spot profile, while for large spots, SSD sweeps the fine speckle structure to reduce nonuniformity at middle-to-high frequency. These results are valuable for choosing the suitable beam smoothing method in indirect-drive experiment.

**Keywords:** high-power laser driver, uniform irradiation, lens array, smoothing by spectral dispersion

**PACS:** 42.25.Bs, 42.30.Kq

---

\* Project supported by the Open Fund of Key Laboratory for High Power Laser Physics of Chinese Academy of Sciences (CAS) (Grant No. SG-001103).

† E-mail: jiangxj@gdut.edu.cn