

高能量效率的大口径多台阶衍射光学元件*

邬融^{1)†} 华能¹⁾ 张晓波²⁾ 曹国威²⁾ 赵东峰¹⁾ 周申蕾¹⁾

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

2) (中国科学技术大学国家同步辐射实验室, 合肥 230029)

(2012年3月30日收到; 2012年6月18日收到修改稿)

在高功率激光装置的束匀滑元件应用中, 如何提高焦斑的能量集中度, 是系统的一大关键难题, 尤其是对于具有台阶相位突变的二元光学元件. 本文最近的研究表明, 通过抑制高衍射级次的能量损失, 多台阶相位板既能提供很好的均匀焦斑, 又能集中绝大部分能量于其中. 后续的理论分析和实验测试论证了此改进方案, 由此获得超过90%能量利用率的匀滑焦斑不再是口径 ($> 100 \text{ mm}$) 多台阶衍射光学元件无法逾越的障碍.

关键词: 束匀滑, 标量衍射, 傅里叶光学, 相位恢复

PACS: 42.40.My, 42.25.Fx, 42.30.Kq, 42.30.Rx

1 引言

自 RPP^[1] 以来, 2π 相位的多台阶衍射光学元件 (distributed phase plate, DPP) 可提供出色的均匀焦斑, 但是由于二元结构直边衍射的影响, 如何在远场尽可能将激光能量集中到某一衍射级 (通常是 0 级焦斑) 已经成为其应用的难点. 到目前为止, 据我们自己制作情况以及国内外文献报道来看, DPP 在高功率激光装置中实验能量利用率都低于 80%^[1-3]. 缘于其矩孔衍射在远场形成高级衍射斑 (high diffraction orders, HDOs), 散射损失了较多能量, 故国外自上世纪 90 年代中期、国内自本世纪初开始进行连续相位板 (continuous phase plate, CPP) 的研制^[4,5], 以提高焦斑能量集中度. 随着二维相位展开技术和磁流变工艺的发展, 高能量利用率的大口径 CPP 已在各装置上使用^[6-8]. 不过, 由于二维相位展开数学上无法完美解析, 会有断裂层突变, 导致 CPP 设计中必须用低通滤波来约束连续性, 那么在使用 G-S^[9] 等位相恢复算法过程中, 就会损失较多相位, 设计上也就很难收敛到强度均匀的焦斑, 通常是类似 LA 整形焦斑的深调制效

果^[10]. 随着未来直接驱动冲击点火方案的浮现以及当前状态方程实验的需求, 在我们装置的束匀滑应用中, DPP 主要瞄准大焦斑均匀照明, 而 CPP 则主要瞄准现有间接驱动的腔靶进洞, 并且近几年的实验均采用这样的方式来满足物理方需求.

经过多年发展, 大口径 DPP 的基本单元尺寸已经从数十毫米细化到如今的百微米. 从本质上讲 DPP 是具有随机子单元的衍射光栅, 为了提高其能量效率, 可以采用制作极为精细子单元结构 (1—10 μm) 的方法来消除远场的 HDOs. 对于小尺寸光束比如口径 $< 20 \text{ mm}$, 当然是可行的; 不过由于大口径 DPP 结构并非规则的光栅, 使用如此精细的基本单元进行设计和制作, 现阶段几乎是不可能的. 国内学者曾在近场扩大采样窗口以及细化子单元结构等方面有过探索^[11,12], 也在规避相位畸变以获取 2π 连续相位结构方面有过研究^[13]. 国外学者在 DPP 能量利用率上限方面进行了研究, 并给出了一些有用的推导和公式^[14-19]. 然而, 他们并没有考虑到焦斑尺寸的影响, 大大低估了整个傅里叶平面 (或者说远场焦平面) 上 HDOs 带来的能量损失; 由于已知公式并没考虑焦斑的尺寸和旁瓣, 实验上 DPP 能量利用率是永远不会接近、

* 国家高技术研究发展计划 (批准号:2011AA8043048) 资助的课题.

† E-mail: fantastic.rwu@gmail.com

甚至大幅低于其给出的上限. 因此, 如果不能事先准确估计能量效率, 大口径 DPP 的应用并不那么轻松和乐观.

本文通过理论分析和量化直边衍射能量损失, 展现了焦斑能量效率、基本单元大小和目标光斑尺寸是相互关联和相互制约的. 不过, 本文重点不是优化或改进相位恢复算法和加工工艺, 而是给出公式和计算方法来预测元件的真实能量利用率, 为执行具体的优化设计提供先验信息. 首先, 本文将从理论上研究如何抑制 HDOs 带来的能量损失, 以集中尽量多能量到目标焦斑中; 然后, 提供两块过去三年研制的大口径 DPP 的仿真和实验测试情况以展示所取得的进步和成果.

2 自 Sinc-Squared 包络的衍射推导

众所周知, 相位板通过调制近场相位可在焦平面产生所需衍射图样^[20]. 目标衍射图通常位于远场焦平面的有限区域, 例如, 束匀滑应用往往需要 50—150 倍衍射极限的均匀焦斑, 根据傅里叶变换性质, 意味着需要引入一定量的相位梯度变化才能达到此目标. 另一方面, 加工出来的 DPP, 其环形 (一维 DPP) 或矩形 (二维 DPP) 基本单元被陡峭的锐边分离, 不管设计上获得多么连续的相位结构, 制造出来的都是跃变的台阶形相位, 如文献 [15] 中图 1 所示.

由于本文涉及的基本单元尺寸为百微米量级, 远大于工作波长, 故可在标量衍射理论范围内来讨论. 令 (u, v) 和 (x, y) 分别表示近场和远场平面坐标. 简单起见, 下述分析推导设定目标光斑位于 0 阶衍射内, 并且基于 1D 模型; 扩展到 2D 很方便, 体积分即等效于沿 x 和 y 两正交方向积分的乘积. 文献 [17] 提供了 DPP 能达到的能量利用率上限, 如下式所示:

$$\eta_0 = [\sin(\pi/Z)/(\pi/Z)]^2 = \text{sinc}^2(1/Z). \quad (1)$$

(1) 式并未计入焦斑尺寸和旁瓣影响, 其中 Z 为量化的台阶数, 一般情况下, 对于不少于 16 台阶的 DPP, 该式给出的理论能量利用率上限超过 98%. 但是, 在实际大焦斑束匀滑应用中, 不论量化台阶数 Z 有多大, HDOs 带来的能量散射损失都可能会远超我们的想像和容忍度. 因此, 本文下面将详细推导一些公式提供实验能量利用率的先验信息, 便于研制出高效率的 DPP 元件.

满足采样定理的条件下, 透过 DPP 的近场复光场分布可由下式描述^[17]:

$$f(u) = [\exp(i\varphi(u))\text{comb}(u/\delta u)] \otimes \text{rect}(u/\delta u). \quad (2)$$

(2) 式假定入射光为标准平面波, 其中 δu 表示基本单元尺寸, $\phi(u)$ 是相位恢复算法获得的相位分布函数, \otimes 为卷积符号. 忽略一些常数项, 根据矩形 Fraunhofer 衍射, 整个焦平面上复光场分布可由下式计算:

$$F(x) = \left(\text{FT} \{ \exp [i\varphi(u)] \} \otimes \text{comb} \left(\frac{x\delta u}{\lambda f} \right) \right) \times \text{sinc} \left(\frac{x\delta u}{\lambda f} \right) \quad (3)$$

式中 λ 为波长, f 为焦距, $\text{FT}\{ \}$ 表示傅里叶变换. 根据 comb 函数性质, $F(x)$ 将等价于 sinc 包络和以 $R = \lambda f/\delta u$ 为周期 $A(x) = \text{FT}\{\exp[i\phi(u)]\}$ 的乘积; R 也可视为各衍射级次的间距. 则焦平面上光强分布可表述为

$$S(x) = |A(x) \otimes \text{comb}(x/R)|^2 \text{sinc}^2(x/R). \quad (4)$$

(4) 式是一个简单的 Sinc-Squared 包络, 物理含义即为多孔干涉和单孔衍射的卷积叠加. 极端边界条件下, 若 DPP 束匀滑焦斑充满第 0 衍射级, 则所有 HDOs 将充满包络的其余区域, 故该情况下, 数值统计表明焦斑最多只占有 $\sim 77.4\%$ 能量. 幸运的是, 一般情况下, 束匀滑焦斑只占据第 0 衍射级小部分区域, HDOs 由于位于 Sinc-Squared 包络零点附近, 故散射能量可以被降低. 为了量化散射能量, 令 ε 表示远场目标焦斑尺寸, 则它占据第 0 级包络的比例系数为

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{\varepsilon\delta u}{\lambda f}, \quad (5)$$

显然 α 取值区间为 $(0,1)$, 它也可视为相对 R 的占空比. 值得关注的是, 对于一个给定的光学系统和限定的目标光斑, 由 (4) 和 (5) 式可见, 唯一可调的物理自由度只有基本单元尺寸 δu . 可选择较小的 δu 以扩大衍射级次的间距 R , 获得更小的 α 系数, 从而使得 HDOs 既远离第 0 级远场焦斑, 又在 Sinc-Squared 包络 0 点附近强度分布相对很低. 如此一来, 绝大部分能量将集中到远场第 0 级焦斑中, 这正是本文改进的方向, 不过必须要数值上量化 δu 对能量利用率的影响. 简单起见, 假定位相恢复算法能在第 0 衍射级内计算获得一个理想的没

有任何旁瓣的平顶焦斑:

$$A(x) = \begin{cases} 1, & \text{焦斑主瓣: } |x/R| \leq \alpha/2, \\ 0, & \text{外围旁瓣: } \alpha/2 < |x/R| \leq 1/2. \end{cases} \quad (6)$$

$A(x)$ 定义在计算窗口 $[-R/2, R/2]$ 内, 图 1 给出了该情况下 (4) 式的卷积效果. 可见由于焦斑尺寸无法忽略, HDOs 在包络 0 点附近仍然有或多或少的

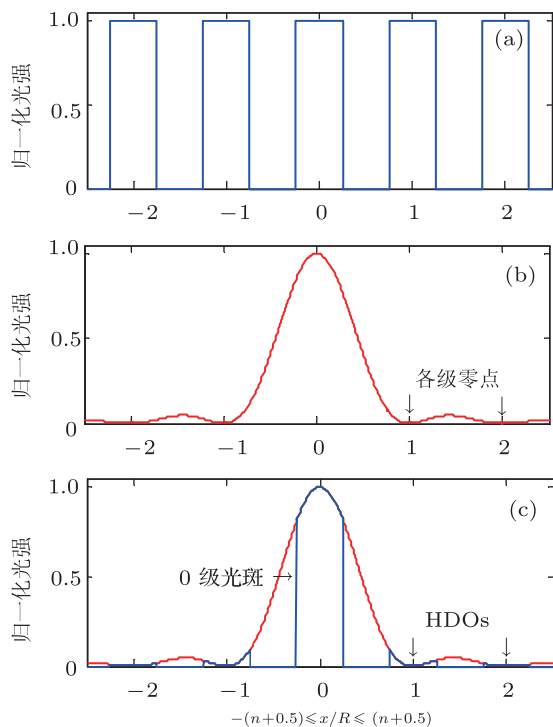


图 1 多孔干涉和单孔衍射的一维卷积叠加效果图 (a) 假设多孔干涉能得到的周期性理想平顶分布 $A(x)$; (b) 单孔衍射因子对应的 Sinc-Squared 包络; (c) 两者乘积得到整个焦平面的光强分布

令 w 为 (4) 式的归一化积分宽度, 则 $[0, w]$ 范围内焦平面的光强总和为

$$S_w = \int_0^w \text{sinc}^2(x) dx = \frac{2\pi w S_i(2\pi w) + \cos(2\pi w) - 1}{2\pi^2 w}, \quad (7)$$

$$S_i(x) = \int_0^x \text{sinc}(t) dt = \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{x^{2k-1}}{(2k-1)(2k-1)!}, \quad (8)$$

其中, S_i 为熟知的 sine 积分. 考虑 (4) 式偶函数性质, 则第 0 衍射级内的焦斑光强可简单由下式表述:

$$S_0 = 2S_{\alpha/2} = 2[\pi\alpha S_i(\pi\alpha) + \cos(\pi\alpha) - 1]/(\pi^2\alpha). \quad (9)$$

另一方面, 包络 0 点附近 HDOs 光强也可简单由下式计算:

$$S_n = S_{n+\alpha/2} - S_{n-\alpha/2}, \quad (10)$$

其中 $n = 1, 2, 3, \dots$ 表示衍射级次. 将 (7) 式代入到 (10) 式有

$$S_n = \frac{\beta_n}{\pi} + \frac{\alpha [1 - \cos(\alpha\pi)]}{2\pi^2 (n^2 - \alpha^2/4)}, \quad (11)$$

$$\beta_n = S_i(2n\pi + \alpha\pi) - S_i(2n\pi - \alpha\pi).$$

因此, 焦斑能量利用率 η 和 HDOs 散射损失率 σ 分别为

$$\eta_{\text{spot}} = S_0 / \left(S_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} S_n \right), \quad (12)$$

$$\sigma_{\text{HDOs}} = 1 - \eta_{\text{spot}}.$$

通常, 取 $n = 20$ (即正负 20 级) 即可估计 DPP 元件的能量效率, 但是在高功率激光装置中, 由于对能量集中度要求很高, 故一般取 $n = 50$.

接下来要再深入一点, 由于设计算法以及加工误差影响, 焦斑附近避免不了有一圈晕区状的旁瓣分布. 与焦斑类似, 旁瓣由于台阶位相的影响, 在包络的高级衍射区也将有类似分布. 考虑简单情况, 假定第 0 衍射级内旁瓣均匀分布, 即 (6) 式中 $A(x) = 1/\gamma, \alpha/2 < |x/R| \leq 1/2$, 则 γ 可视为焦斑相对旁瓣光强的对比度 (或者说信噪比 SNR). 仍然由 (7) 式可计算得到所有级次旁瓣的光强分布为

$$S_{\text{side},n} = \frac{S_{n-\alpha/2} - S_{n-1+\alpha/2}}{\gamma} = \frac{\tau_n}{\gamma\pi} + \frac{(1-\alpha)[1-\cos(\alpha\pi)]}{2\gamma\pi^2(n-\alpha/2)(n-1+\alpha/2)}, \quad (13)$$

$$\tau_n = S_i(2n\pi - \alpha\pi) - S_i(2n\pi - 2\pi + \alpha\pi).$$

因此, 统计整个远场 Fourier 平面并计入旁瓣光强, 焦斑的能量利用率和高级衍射区散射损失分别为

$$\eta_{\text{spot,side}} = S_0/S_{\text{all}}, \quad \sigma_{\text{HDOs,side}} = \frac{S_{\text{all}} - S_0 - 2(S_{1/2} - S_{\alpha/2})}{S_{\text{all}}}, \quad (14)$$

其中 S_{all} 为

$$S_{\text{all}} = S_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} S_n + 2 \sum_{n=1}^{\infty} S_{\text{side},n}. \quad (15)$$

(14) 式中 σ 公式分子有一个被减项, 源于本文 HDOs 设定为计算窗口 $[-R/2, R/2]$ 之外. 简单示例, 若 DPP 能输出矩形焦斑, 其焦斑尺寸占空比系数 $\alpha = 0.4$, 信噪比 $\gamma = 100$, 取 $n = 50$, 则 2D 数值计算为 $\eta_{\text{spot,side}} = 89.08\%$, $\sigma_{\text{HDO,side}} = 10.01\%$;

也就意味着即使光学系统是理想的, 不考虑任何波前扰动或畸变, 至少有 10% 的能量被损失掉, 焦斑能量集中度无法接近 90%.

3 2D 数值模拟和实验测试

自 2008 年来, 我们先后研制了两块大口径 16 台阶 DPP(根据年份分别标记为“08DPP”和“10DPP”), 设计均采用传统的 G-S 算法, 加工则采用离子束掩膜刻蚀技术 [21]. 第一块束匀滑焦斑是 1.0 mm×0.6 mm 矩形焦斑, 工作波长 $\lambda = 0.5265 \mu\text{m}$, 焦距 $f = 1575 \text{ mm}$, 基本单元尺寸 $\delta u = 500 \mu\text{m}$. 在研制第一块时, 还没有本文工作的先验信息, 低估了 HDOs 影响, 导致最终实验能量利用率很低. 幸运的是, 在研制第二块之前, 我们进行了上节所述的计算分析工作, 经过权衡选择, 使用了更精细基本单元 $\delta u = 157.5 \mu\text{m}$, 束匀滑目标为 $\phi 0.8 \text{ mm}$ 圆焦斑, 其余参数与前者一致. 表 1

列出了两块元件的输入输出参数和实验能量利用率测试数据, 其中 η, σ 两列为 (14) 式估计的焦斑能量利用率和 HDOs 散射率, $\text{AVG } \eta_{\text{test}}$ 列则为测试得到的平均能量利用率.

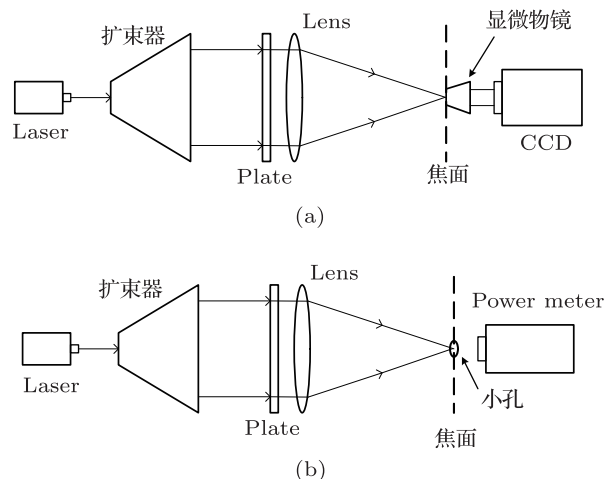


图 2 测量焦斑光强 (a) 和能量利用率 (b) 的光路图 (16-bit CCD 参数: 1024×1024 像素, 分辨率 13 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 使用 4× 显微镜并配置衰减片置于其探测窗口前方)

表 1 两块 DPP 元件的参数和能量性能状态

Item	Pixel	$\delta/\mu\text{m}$	R/mm	α_x	α_y	γ	$\eta/\%$	$\text{AVG } \eta_{\text{test}}/\%$	$\sigma/\%$
08DPP	640	500.0	1.658	0.603	0.362	13.57	69.4	66	19.7
10DPP	2048	157.5	5.265	0.152	0.152	940.9	93.6	91	3.1

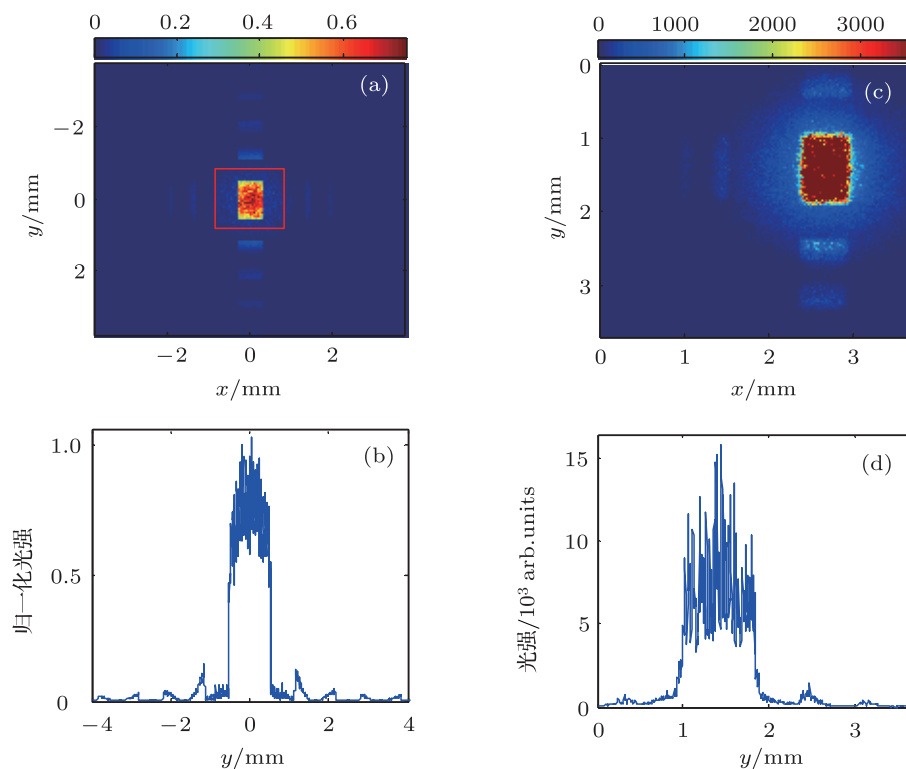


图 3 第一块 DPP 矩形焦斑的模拟和实测焦斑光强分布图 (a) 和 (b) 为模拟计算效果 (a) 中方框标记的是设计窗口 R ; (c) 和 (d) 为 CCD 实测焦斑效果

我们使用 16 bit 科学级 CCD 来采集焦斑图像以评价焦斑均匀性, 使用功率计、小孔以及一块空白基片来测量焦斑能量集中度, 两光路设置分别如图 2(a), (b) 所示. 在使用 CCD 采集焦斑时, 需要配置相应的显微镜和衰减片, 以方便捕获感兴趣的区域以及避免 CCD 过饱和. 图 3 和图 4 分别给出了两块 DPP 模拟计算和采集获得的焦斑图. 能量利用率测量则相对较复杂, 根据当前判定标准, 采用的是相对测量法.

1) 首先, 利用图 2(b) 所示光路测量插入 DPP 后的焦斑功率密度, 图中小孔作用是遮挡焦斑之外

的激光, 测量 5 次取平均值 P_{plate} .

2) 然后, 将同材料的空白基片替换 DPP 元件, 同样测量 5 次取平均值 P_{system} . 该空白基片作用是, 使得统计时不计入 DPP 基片本身镜面反射损失.

因此, $\eta_{\text{test}} = P_{\text{plate}}/P_{\text{system}}$ 即为实测的焦斑能量利用率. 测量时注意功率计要置于焦平面后一段距离, 避免过细焦点导致功率计响应出现问题. 我们这里将其探头置于小孔后约 10 mm 左右, 测量时光斑辐照在探头接收面的尺寸约 3—4 mm.

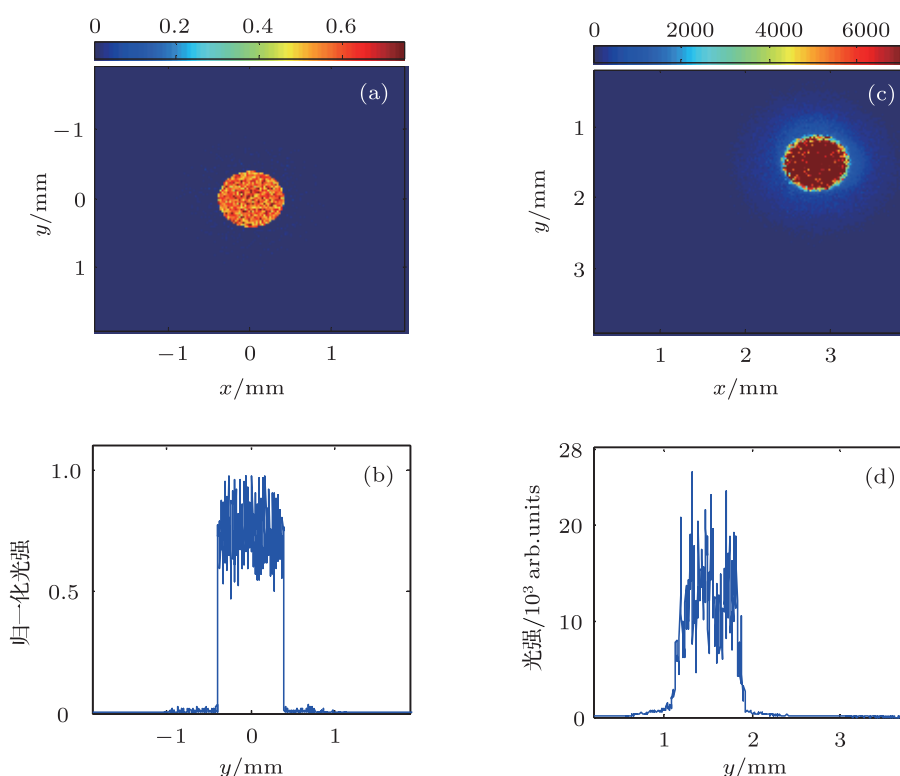


图 4 第二块 DPP 圆形焦斑 (由于 HDOs 远离第 0 级焦斑并且受宽幅 Sinc-Squared 包络调制, 在其 0 点附近的光强分布相对非常弱, 故计算和实测均无法探测到) (a), (b) 为模拟计算效果, (c), (d) 为实测焦斑光强图

自表 1 数据来看, 理论预测与实验测量的匹配度非常符合, 焦斑能量利用率从 $< 70\%$ 提高到 $> 90\%$, HDOs 散射损失从 $\sim 20\%$ 降低到 $\sim 3\%$. 另一方面, 自 CCD 采集的焦斑光强数据来看, $3.25 \mu\text{m}$ 分辨率下, 不考虑任何其他匀滑手段 (比如谱色散或者物理热电子传导), 改进后第二块 $\phi 800 \mu\text{m}$ 圆斑的均匀性 $\text{rms} < 0.5$, 并且计算和测试上均很难观测到相对很弱的 HDOs. 而第一块 DPP 元件, 由于占空比系数 α 较大并且设计时旁瓣也没有进行抑制, 所以加工完毕后测试时 HDOs 很明显,

计算上通过加密抽样扩大计算窗口也可见清晰的高级衍射斑分布, 故焦斑能量集中度很低, 基本无法在装置上应用.

尽管我们并没有在设计算法和加工工艺上进行太多改动, 可是焦斑能量性能却有了本质提升. 实际上, 在大口径 DPP 元件研制中, 只需注意两点就能获得很好的应用效果, 一是选择匹配焦斑尺寸的基本单元尺寸以使得占空比系数 α 较小, 二是迭代设计过程中, 注意对旁瓣进行抑制以获得较高信噪比的焦斑.

表2 不同 α 和 γ 配置下对应的能量效率和损失率

α	γ	$\eta_R/\%$	$\eta_{\text{plane}}/\%$	$\sigma_{\text{HDOs}}/\%$
0.10	1320	93.02	92.55	3.30
0.15	700	94.16	93.04	3.51
0.20	420	94.59	92.59	4.26
0.25	280	94.92	91.78	5.29
0.30	200	95.19	90.70	6.59
0.35	145	95.29	89.23	8.17
0.40	115	95.63	87.78	9.87
0.45	90	95.81	85.97	11.83
0.50	70	95.89	83.92	14.00

最后, 对 2D 应用, 为了给出一些建议的占空比系数 α 和信噪比 γ , 表 2 列出了对应的预估焦斑能量效率和 HDOs 能量损失率 ($n = 50$). 需要指出的是表中第 3 列, 在计算设计窗口 R 内, 位相恢复算法通常能计算获得 $\eta \approx 95\%$, 并且焦斑越

大计算值 η 会越高, 所以该列给出了一些递增估计值, 第 4,5 列则是利用 (14) 式计算得到的整个远场焦面上的能量效率和损失率. 从这些数据来看, $\alpha < 0.25$ 和 $\gamma > 300$ 是较好的参数配置, 能比较容易获得 $> 90\%$ 的焦斑能量效率.

4 结论

本文推导了一些基于标量衍射理论的公式, 用于预估元件的焦斑能量效率和高级次衍射损失率. 二维理论模拟计算和实验测量分析, 论证了大口径多台阶衍射光学元件也能提供超过 90% 能量效率的均匀焦斑, 预计对此类元件的应用和发展起到较好的推动作用, 尤其是面向要求苛刻的高功率激光系统的束匀滑应用.

感谢中科大为束匀滑实验提供的 DPP 元件, 感谢所有为本实验做出辛勤努力的其它研究人员.

- [1] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, Arinaga S, Kitagawa Y, Nakatsuka M, Yamanaka C 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1057
- [2] High-efficiency distributed phase plate generation and characterization http://www.lle.rochester.edu/media/publications/lle_review/documents/v65/v65-1-high-efficiency.pdf [1995]
- [3] Sueda K, Tsubakimoto K, Miyanaga N, Nakatsuka M 2004 *Opt. Express* **12** 2888
- [4] Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N 1996 *Opt. Lett.* **21** 1703
- [5] Wen S L, Xu Q, Ma P, Yang C L, Zhou L S, Yan H 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 3179 (in Chinese) [温圣林, 许乔, 马平, 杨春林, 周礼书, 颜浩 2009 光学学报 **29** 3179]
- [6] Marozas J A 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 74
- [7] Néauport J, Ribeyre X, Daurios J, Valla D, Lavergne M, Beau V, Videau L 2003 *Appl. Opt.* **42** 2377
- [8] Zhang R, Li P, Su J Q, Wang J J, Li H, Geng Y C, Liang Y, Zhao R C, Dong J, Lu Z G, Zhou L D, Liu L Q, Lin H H, Xu D P, Deng Y, Zhu N, Jing F, Sui Z, Zhang X M 2012 *Acta Phy. Sin.* **61** 054204 (in Chinese) [张锐, 李平, 粟敬钦, 王建军, 李海, 耿远超, 梁樾, 赵润昌, 董军, 卢宗贵, 周丽丹, 刘兰琴, 林宏奕, 许党朋, 邓颖, 朱娜, 景峰, 隋展, 张小民 2012 物理学报 **61** 054204]
- [9] Gerchberg R W, Saxton W O 1972 *Optik* **35** 237
- [10] Jiang X J, Zhou S L, Lin Z Q, Zhu J 2006 *Acta Phy. Sin.* **55** 5824 (in Chinese) [江秀娟, 周申蕾, 林尊琪, 朱俭 2006 物理学报 **55** 5824]
- [11] Tan Q F, Yan Y B, Jin G F, Wu M X, Xu D Y 2002 *Chinese Journal of Lasers A* **29** 29 (In Chinese) [谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 邬敏贤, 徐端颐 2002 中国激光 **29** 29]
- [12] Tan Q F, Yan Y B, Jin G F, Wu M X, Xu D Y 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **13** 611 (In Chinese) [谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 邬敏贤, 徐端颐 2001 强激光与粒子束 **13** 611]
- [13] Lv Y F, Dong Y, Li S T, Li Q S, Jin G Y, Zhang X H 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 0505001 (in Chinese) [吕彦飞, 董渊, 李述涛, 李青松, 金光勇, 张喜和 2012 光学学报 **32** 0505001]
- [14] Wyrowski F 1991 *Opt. Lett.* **16** 1915
- [15] Wyrowski F 1992 *Opt. Eng.* **31** 251
- [16] Krackhardt U, Mait J N, Streibl N 1992 *Appl. Opt.* **31** 27
- [17] Arriz'on V, Testorf M 1997 *Opt. Lett.* **22** 197
- [18] Zhou G Y, Yuan X C, Dowd P, Lam Y L, Chan Y C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1288
- [19] Soifer V A 2002 *Methods for computer design of diffractive optical elements* (New York: Wiley Series) p42
- [20] Swanson G J 1991 *Tech. Rep.* (Lexington: MIT Cambridge) p914
- [21] Liu Q, Zhang X B, Wu R, Tian Y C, Li Y P 2007 *Opto-Electr. Eng.* **34** 50 (In Chinese) [刘强, 张晓波, 邬融, 田扬超, 李永平 2007 光电工程 **34** 50]

Large-diameter multi-level diffractive optical elements with high energy efficiency*

Wu Rong^{1)†} Hua Neng¹⁾ Zhang Xiao-Bo²⁾ Cao Guo-Wei²⁾
Zhao Dong-Feng¹⁾ Zhou Shen-Lei¹⁾

1) (*National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai 201800, China*)

2) (*National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China*)

(Received 30 March 2012; revised manuscript received 18 June 2012)

Abstract

When large-diameter (> 100 mm) multi-level diffractive optical elements are applied to high-power laser systems in order to solve the problem of low energy efficiency, the energy efficiency can be greatly improved within uniform focal spot by reducing high diffraction orders. In this paper, we show both theoretically and experimentally that more than 90% energy can be focused into a desired spot as predicted previously by theoretical estimation.

Keywords: beam smoothing, scalar diffraction, fourier optics, phase retrieval

PACS: 42.40.My, 42.25.Fx, 42.30.Kq, 42.30.Rx

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No.2011AA8043048).

† E-mail: fantastic.rwu@gmail.com