

基于多步相位恢复的激光远场焦斑测量方法

陈晓义^{1,2}, 段亚轩^{1*}, 王拯洲¹, 袁索超¹, 达争尚^{1**}¹中国科学院西安光学精密机械研究所先进光学仪器研究室, 陕西 西安 710119;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 为了实现激光远场焦斑的高精度测量, 提出一种基于多步相位恢复的激光远场焦斑测量方法。理论推导了基于多步相位恢复的激光远场焦斑重构模型, 其中为了解决焦斑计算中出现的欠采样问题, 引入了线性调频 z 变换 (CZT) 技术, 相较于传统的快速傅里叶变换 (FFT) 补零计算, 此方法避免了计算冗余。同时, 提出一种基于多步相位恢复的激光远场焦斑重构算法, 并仿真分析了扫描步长和探测位置数对所提方法收敛性的影响, 确定了最佳扫描步长和探测位置数。为了验证所提方法的有效性, 搭建了基于纯相位型液晶空间光调制器 (SLM) 的实验验证装置, 实验结果和理论值的相关系数为 0.9976。同时, 所提方法与传统长焦距透镜成像法相比, 测量精度更高, 可为激光远场焦斑高精度测量提供一种技术手段。

关键词 测量; 激光; 远场焦斑; 相位恢复; 线性调频 z 变换

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0704002

1 引言

激光远场焦斑强度分布是衡量激光光束质量的一个重要指标, 也是惯性约束聚变系统中体现激光束进洞能力的主要参数^[1-4]。激光远场焦斑强度分布的测量精度, 决定了激光系统整体性能的评估结果, 无论是在激光装置的理论设计阶段, 还是在研制阶段和投入实际运转阶段, 均具有非常重大的指导意义。

对激光远场焦斑的研究经历了从直接测量到间接重构的过程。早期普遍采用长焦距透镜成像法^[5-6]对激光远场焦斑进行直接测量, 但高能激光装置中激光远场焦斑强度的动态范围远远大于探测器的线性响应范围, 因此无法探测到完整的焦斑强度分布。同时, 由聚焦透镜像差引入的波前畸变影响了远场焦斑强度分布的测量精度。为了克服透镜成像法的缺点, Laumann 等^[7]采用阵列相机法, 利用劈板的分割比例以及探测器的线性响应范围, 从阵列图中重构出激光远场焦斑的强度分布。谢旭东

等^[8-9]在星光 II 装置上也采用阵列相机法测量激光远场焦斑强度分布。但是, 在阵列相机法的测量过程中, 尖劈的面形误差将会给实际光束引入额外的波像差, 而且聚焦后的细光束进入尖劈中, 在其每两次的内表面反射都会引入额外的光程差, 这就导致最终探测的子光斑并非严格意义上的远场焦斑。美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室在 Bemalet 装置上采用纹影法分别获取高能激光远场焦斑的主瓣和旁瓣, 再利用图像重构算法求得完整的激光远场焦斑分布^[10]。李铭等^[11]提出一种基于数字微镜器件 (DMD) 的高功率激光远场焦斑纹影测量法, 利用 DMD 对焦斑的主瓣和旁瓣进行分离。但纹影法容易受探测器的时域噪声、环境气流扰动和激光束指向不稳定的影响。

根据基尔霍夫标量衍射理论, 激光从近场向远场传输的过程为夫琅禾费衍射过程^[12], 通过测量激光近场复振幅便可间接重构激光远场焦斑强度分布。美国罗切斯特大学在 OMEGA EP 激光装置^[13-14]上采用夏克-哈特曼波前传感器测量激光近

收稿日期: 2021-07-20; 修回日期: 2021-08-25; 录用日期: 2021-09-02

基金项目: 国家自然科学基金(61705254)、陕西省重点研发计划项目(2020GY-114)

通信作者: *duanyaxuan@opt.ac.cn; **dazhengshang@opt.ac.cn

场复振幅,并利用快速傅里叶变换(FFT)方法计算重构光斑,从而求得远场焦斑强度分布。相较于直接测量法,夏克-哈特曼波前传感器测量方法可避免受到附加光学元件波像差和探测器动态范围的影响,但其频响特性导致中高频波前信息出现不同程度的丢失,并且 FFT 通过补零避免焦斑欠采样,会造成大量的计算冗余。

为了实现激光远场焦斑的高精度测量,本文提出一种基于多步相位恢复的激光远场焦斑测量方法。该方法通过多步相位恢复得到被测激光近场的复振幅,由于对其直接进行 FFT 计算得到的激光远场焦斑出现欠采样^[15],扩维补零的 FFT 会产生计算冗余,本文引入了线性调频 z 变换(CZT)技术,以降低计算复杂度。首先,讨论基于多步相位恢复的激光远场焦斑重构理论模型,阐述激光远场焦斑重构算法及其流程;然后,对所提方法进行理论仿真验证及分析;最后,搭建基于 SLM 的焦斑测量实验装置,将所得实验结果与传统长焦距透镜成像法的结果进行对比分析。

2 理 论

2.1 多步相位恢复

由 Gechberg 和 Saxton 提出的 GS 算法,是最早的相位恢复算法^[16]。GS 算法利用对象域和频域的实际探测光强替代计算光强的投影操作,经过多次迭代计算,求取得测相位,但该算法极易受初始猜测值的影响,从而导致算法停滞^[17-18]。为了解决该问题,多步相位恢复方法通过记录多个衍射面的探测光强,为相位恢复的迭代计算提供了强约束条件,可快速收敛求解物平面的近场复振幅^[19]。基于多步相位恢复方法的激光近场复振幅测量原理如图 1 所示。

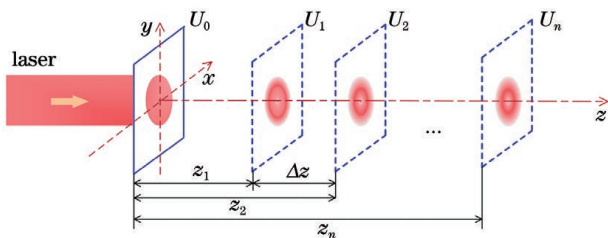


图 1 基于多步相位恢复的激光近场复振幅测量原理图

Fig. 1 Schematic of laser near-field complex amplitude measurement based on multistep phase retrieval

物平面的待测光场 U_0 衍射传输至距其 z_1 位置处的探测面,衍射光强 I_1 被探测面的 CCD 相机接收,随后 CCD 每次移动相同的扫描步长 Δz ,重复

$n-1$ 次,直至接收相应的衍射光强 $I_2, \dots, I_k, \dots, I_n$ 。第一个探测面的衍射光场 U_1 可由瑞利-索末菲衍射公式^[19-20]计算得到

$$U_1 = C \iint \tilde{U}_0 \exp\left(-i \frac{2\pi z_1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 f_x^2 - \lambda^2 f_y^2}\right) \times \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y, \quad (1)$$

式中: \tilde{U}_0 为待测光场 U_0 的傅里叶变换形式; λ 为波长; f_x 和 f_y 分别为 x 和 y 方向的傅里叶频率; C 为常数。利用 CCD 探测的衍射光强 I_1 更新该探测面的光场,获得更新后的光场 U'_1 :

$$U'_1 = \sqrt{I_1} \frac{U_1}{|U_1|}. \quad (2)$$

将距离 z_1 变成 $-z_1$,再次利用瑞利-索末菲衍射公式将更新后的光场 U'_1 传输至物平面,获得物平面的更新光场 U'_0 。重复以上过程,直至 CCD 探测的其他衍射面的探测光强 I_2, \dots, I_n 和相应的距离值 z_2, \dots, z_n 都参与一次计算,此时算完成一次迭代计算。经过多次迭代计算,最终收敛求得物平面的近场复振幅 U_0 。

2.2 距离误差修正

多步相位恢复方法的关键操作是通过平移 CCD,多次获得衍射面的探测光强,为物平面光场复振幅的求解提供约束条件。若距离 z_1, z_2, \dots, z_n 的测量存在误差,则实验中记录的衍射光强将是包含距离误差($\delta_{z_1}, \delta_{z_2}, \dots, \delta_{z_n}$)的探测光强 I'_1, I'_2, \dots, I'_n 。于是利用(2)式进行光强替换,相位保留时,光场 U'_1 的更新公式将变为

$$U'_1(z_1) = \sqrt{I'_1(z_1 + \delta_{z_1})} \frac{U_1(z_1)}{|U_1(z_1)|}. \quad (3)$$

为了便于分析,在(3)式中将距离与该处的光场联系起来,即在投影操作更新光场时,由于存在距离误差,将距离 $z_1 + \delta_{z_1}$ 处的探测光强当作从距离 z_1 处获得的探测光强,并对距离 z_1 处的光场进行更新。同样地,后续更新 z_2, \dots, z_n 处的光场,相应利用包含距离误差的 $z_2 + \delta_{z_2}, \dots, z_n + \delta_{z_n}$ 处的探测光强。多步相位恢复方法能保证算法收敛的关键操作是光强替换、相位保留,因此距离误差的存在会影响算法的收敛以及最终的求解精度。

所提方法中距离参数的优化求解在数学上属于寻优计算,因此本文引入量子遗传算法(QGA)对距离误差进行修正。QGA 是一种基于量子计算原理的遗传算法,在量子的态矢量表达中引入遗传编码,并利用量子逻辑门实现染色体的演化,从而取得比常规遗传算法更好的效

果^[21-22]。QGA 的寻优计算,针对 n 个距离值,设定如下目标函数

$$f_{\text{obj}} = \min[f_{\text{obj}}(z_1), f_{\text{obj}}(z_2), \dots, f_{\text{obj}}(z_k), \dots, f_{\text{obj}}(z_n)], \quad (4)$$

式中: $f_{\text{obj}}(z_k) = \sum ||U_k| - \sqrt{I_k}|^2 / (M \times N)$, 其中 M 和 N 分别为沿物平面横向和纵向的采样点数量; \min 表示最小值的求解符号。在 QGA 寻优计算过程中,当目标函数达到设定阈值时,便可求得最佳的距离值,从而消除距离误差的影响。

2.3 激光远场焦斑重构

激光近场复振幅通过 CZT^[23-25],由近场计算到远场,即可重构激光远场焦斑。相较于传统的 FFT, CZT 可自由定义焦斑的采样率,获得更丰富的焦斑主瓣和旁瓣信息,并且避免了计算冗余。将

2.1 节中求得的物平面近场复振幅 U_0 代入 CZT 计算,重构的远场焦斑强度分布为

$$I_f(x, y) = |a_{\text{CZT}}[U_0(x, y)]|^2, \quad (5)$$

式中: $a_{\text{CZT}}[\cdot]$ 为 CZT 算子。

以一维函数 $f(x)$ 为例,其 CZT 变换为

$$F_a(p) = \sum_{q=-Q/2}^{Q/2} f(q) \exp(-i2\pi \frac{\alpha pq}{Q}), \quad (6)$$

式中:频域采样点 $p = -P/2, \dots, P/2$; 空域采样点 $q = -Q/2, \dots, Q/2$, 取值均为整数。缩放因子 α 表征 CZT 频域采样间隔和 FFT 频域采样间隔的比值,通过 α 的变化即可实现频域采样间隔的缩放 ($\alpha < 1$, CZT 频域采样间隔变小,焦斑放大)。由于 P 不一定等于 Q , (6) 式无法直接进行计算,因此将其整理为卷积计算形式

$$F_a(p) = \exp(-i\pi \frac{\alpha p^2}{Q}) \sum_{q=-Q/2}^{Q/2} f(q) \exp(-i\pi \frac{\alpha q^2}{Q}) \exp[i\pi \frac{\alpha(q-p)^2}{Q}] = \exp(-i\pi \frac{\alpha p^2}{Q}) [g(q) \otimes h(q)], \quad (7)$$

式中: $g(q) = f(q) \exp(-i\pi \frac{\alpha q^2}{Q})$; $h(q) = \exp(i\pi \frac{\alpha q^2}{Q})$; \otimes 为卷积操作。(7) 式的求解过程如下:

1) 对 $g(q)$ 左、右两端同时补零,使其长度为 $S = 2^l$ (l 为正整数),且 $S \geq P + Q - 1$, 即

$$g(q) = \begin{cases} f(q) \exp(-i\pi \frac{\alpha q^2}{Q}), & q \in [-\frac{Q}{2}, \frac{Q}{2} - 1] \\ 0, & q \in [-\frac{S}{2}, -\frac{Q}{2} - 1] \cup [\frac{Q}{2}, \frac{S}{2} - 1] \end{cases}; \quad (8)$$

2) 利用 FFT 计算 $g(q)$ 的离散傅里叶变换,记为 $G(s)$,其长度为 S , $s = -S/2, -S/2 + 1, \dots, S/2 - 1$;

3) 同样对 $h(q)$ 左右两端同时补零,其长度也为 S , 则

$$h(q) = \begin{cases} \exp(i\pi \frac{\alpha q^2}{Q}), & q \in [-\frac{Q+P}{2}, \frac{Q+P}{2} - 1] \\ 0, & q \in [-\frac{S}{2}, -\frac{Q+P}{2} - 1] \cup [\frac{Q+P}{2}, \frac{S}{2} - 1] \end{cases}; \quad (9)$$

4) 利用 FFT 计算 $h(q)$ 的离散傅里叶变换,记为 $H(s)$;

5) 计算 $G(s)$ 和 $H(s)$ 乘积的傅里叶逆变换 (IFFT),最后乘以 (7) 式卷积外的二次相位因子得到 (10) 式,取 $F_a(s)$ 中间的 P 个采样点,即为 $F_a(p)$, 则

$$F_a(p) = \exp(-i\pi \frac{\alpha p^2}{Q}) \mathcal{F}^{-1} [G(s) \times H(s)]. \quad (10)$$

由激光近场复振幅求解激光远场焦斑分布时,需要使用一次 FFT 计算,此时的计算复杂度为

$$C_{\text{FFT}} = O[M \times N \log_2(M \times N)], \quad (11)$$

但使用 FFT 计算焦斑时,如果没有扩维补零,会导

致远场焦斑欠采样。因此,为了获得与 CZT 相同的采样率,FFT 扩维补零的维度将变为 $(M/\alpha) \times (N/\alpha)$, 此时扩维补零的 FFT 计算复杂度为

$$C_{\text{a-FFT}} = O\{(M/\alpha) \times (N/\alpha) \times \log_2 [(M/\alpha) \times (N/\alpha)]\}. \quad (12)$$

本文中使用时 CZT 计算时,物平面和频域的采样点相同,即 $P = Q = M = N$, 其计算复杂度为

$$C_{\text{CZT}} = O\{(M + M) \times (N + N) \times \log_2 [(M + M) \times (N + N)]\}, \quad (13)$$

而且 $M/\alpha \gg (M + M)$, $N/\alpha \gg (N + N)$, 因此使用

CZT 的计算复杂度远远小于扩维补零的 FFT 的计算复杂度, CZT 可避免计算冗余。

3 本文算法

激光远场焦斑重构算法主要包括两部分: 先利用多步相位恢复方法求取物平面的待测激光近场复振幅; 再利用 CZT 计算得到激光远场焦斑的强度分布。本文算法的流程如图 2 所示, 具体的算法步骤如下。

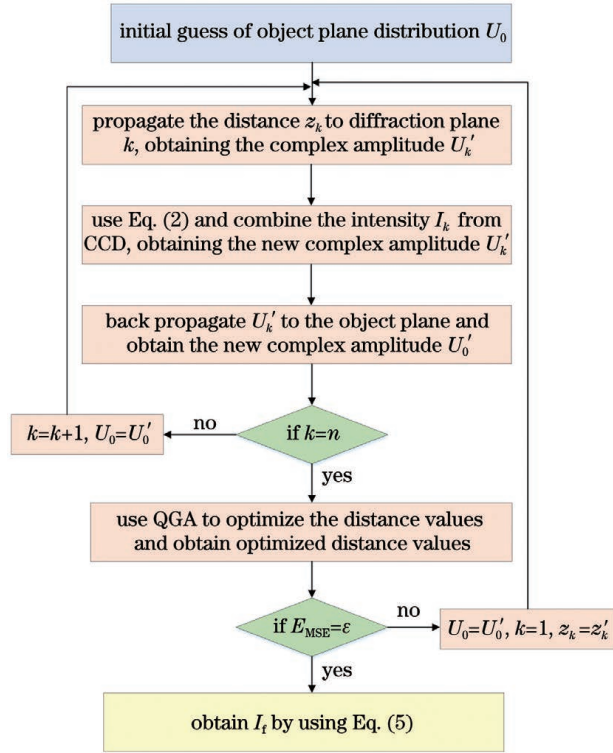


图 2 激光远场焦斑重构算法流程

Fig. 2 Flow chart of laser far-field focal spot reconstruction algorithm

Step 1: 假设初始物平面的光场复振幅分布 $U_0 = A \exp(i\phi_0)$, 其中振幅 $A = 1$, 相位 $\phi_0 = 0$ 或一组随机分布值。

Step 2: U_0 传输距离 $z_k = z_1 + (k-1)\Delta z$ 至第 k 个衍射光强接收面, 复振幅分布为 $U_k = \rho(U_0, z_k)$, k 的取值范围为 $[1, n]$, ρ 为角谱计算因子, 由 (1) 式直接推导得到。因此, U_k 的计算公式^[26] 如下:

$$U_k = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} [U_0] \exp(i2\pi z_k \sqrt{\lambda^{-2} - f_x^2 - f_y^2}) \right\}. \quad (14)$$

Step 3: 利用 (2) 式和 CCD 接收的衍射光强 I_k 组成新的复振幅分布 $U'_k = \sqrt{I_k} \frac{U_k}{|U_k|}$ 。

Step 4: 将 U'_k 逆向传输至物平面, 获得物平面新的复振幅分布 $U'_0 = \rho(U'_k, -z_k)$ 。

Step 5: 若 $k = n$, 此时遍历 CCD 接收的衍射光强 I_1, \dots, I_n , 完成一次内循环, 跳转至 Step 6; 否则, $k = k + 1, U_0 = U'_0$, 跳转至 Step 2。

Step 6: 利用 QGA 对距离 z_1, z_2, \dots, z_n 进行优化, 获得优化后的距离值 z'_1, z'_2, \dots, z'_n 。

Step 7: 判断两次外循环下物平面光场复振幅之间的强度误差是否满足 $E_{\text{MSE}} = \frac{\sum |U'_0|^2 - |U_0|^2|^2}{\sum |U'_0|^2} < \epsilon$, ϵ 为设定阈值。若成立, 则跳出循环, 最终求得物平面的光场复振幅 $U_0 = U'_0$; 否则 $U_0 = U'_0, k = 1, z_k = z'_k$, 重复 Step 2~5。

Step 8: 将物平面的近场复振幅分布 U_0 代入 (5) 式, 利用 CZT 变换求得激光远场焦斑分布 $I_t(x, y)$ 。

4 理论仿真及分析

在多步相位恢复方法中, 利用 CCD 相机在空间位置上多次平移, 以实现相位差异, 获得多个不同的衍射光强, 为相位恢复增加约束条件。如 2.1 节所述, 从本质来看, 多步相位恢复方法相较于 GS 算法可以加快收敛速度, 是因为多步相位恢复方法的单次迭代包含 n 次投影操作, 而 GS 算法的单次迭代只有一次投影操作。因此, 多步相位恢复方法中的扫描步长 Δz 和探测位置数 n 是实现相位差异的关键变量。从理论上讲, 扫描步长 Δz 越大, 两次探测的衍射光强差异就越大, 多步相位恢复方法的收敛速度就越快。探测位置数 n 越多, 单次迭代包含的投影操作越多, 多步相位恢复方法的收敛速度也就越快。

考虑到实验操作方便以及计算成本, 并不是扫描步长 Δz 越大越好, 探测位置数 n 越多越好。通常需要选取合适的扫描步长 Δz 和探测位置数 n , 既满足多步相位恢复方法的收敛要求, 又节约计算成本。在仿真中, 选取相位恢复实验中常用的两张经典图片, 分别作为理论振幅和理论相位样本。这两张图片的复杂度很高, 因此它们常作为相位恢复技术的已知理论物^[27-28]。将理论振幅的大小归一化在 $[0, 1]$ 之间, 相位的大小在 $[0, \pi]$ 之间, 如图 3(a)、(b) 所示。设定如下仿真参数: 激光波长 $\lambda = 1053 \text{ nm}$, 初始距离 $z_1 = 50 \text{ mm}$, 采样点数 $M \times N = 256 \times 256$, 物平面采样间隔 $\Delta x_0 = 2.4 \text{ } \mu\text{m}$, CCD 像

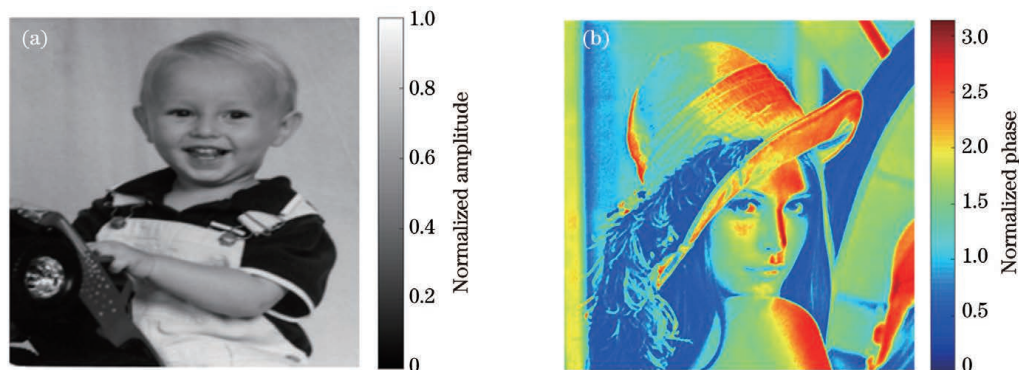


图 3 理论近场复振幅。(a)理论振幅;(b)理论相位

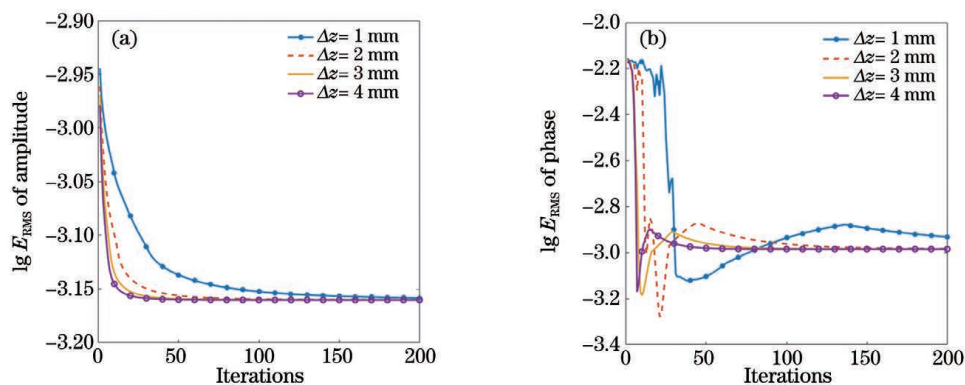
Fig. 3 Theoretical complex amplitude of near-field. (a) Theoretical amplitude; (b) theoretical phase

元间隔 $\Delta x = 7.4 \mu\text{m}$, 迭代计算 $m_{\max} = 200$ 。使用方均根误差 (E_{RMS}) 评价多步相位恢复的收敛性, 定义^[27]如下

$$E_{\text{RMS}} = \frac{\sqrt{\sum_{M,N} [|X(M,N)| - |\bar{X}(M,N)|]^2}}{M \times N}, \quad (15)$$

式中: $\bar{X}(M,N)$ 和 $X(M,N)$ 分别为理论值和恢复值。由于迭代收敛后, 几种情况下的 E_{RMS} 值接近, 因此均以 10 为底的对数形式显示。

为了获得合适的扫描步长, 当探测面数量 $n = 5$ 时, 不同扫描步长 $\Delta z = 1, 2, 3, 4 \text{ mm}$ 下的仿真结果如图 4(a)、(b)所示。在 4 种扫描步长下, 多步相位恢复方法均收敛, 并且扫描步长越大, 收敛速度越快, 与前面理论分析的结果一致。当扫描步长 $\Delta z \geq 2 \text{ mm}$ 时, 随着迭代次数增加至 200 次, 振幅和相位的 E_{RMS} 最终都趋于相同值, 因此在接下来的仿真和实验中扫描步长为 $\Delta z = 2 \text{ mm}$ 。

图 4 $n = 5$ 时, 不同扫描步长 Δz 下, 振幅和相位的 $\lg E_{\text{RMS}}$ 值随迭代次数的变化。(a) 振幅的 $\lg E_{\text{RMS}}$; (b) 相位的 $\lg E_{\text{RMS}}$ Fig. 4 When $n = 5$, $\lg E_{\text{RMS}}$ values of amplitude and phase changed with iterations under different Δz ; (a) $\lg E_{\text{RMS}}$ of amplitude; (b) $\lg E_{\text{RMS}}$ of phase

为了获得合适的探测位置数 n , 仿真了扫描步长 $\Delta z = 2 \text{ mm}$ 时不同探测位置数 $n = 4, 5, 6, 7$ 的恢复结果, 如图 5(a)、(b)所示。同样地, 4 种不同的探测位置数下, 多步相位恢复方法均收敛, 并且探测位置数越多, 收敛速度越快, 这与理论分析结果一致。当扫描步长 $n \geq 5$ 时, 随着迭代次数增加至 200 次, 振幅和相位的 E_{RMS} 都趋于相同值。因此, 接下来的仿真和实验中探测位置数 $n = 5$ 。

通过以上仿真, 确定了合适的步长 $\Delta z = 2 \text{ mm}$ 和探测位置数 $n = 5$, 该条件下的恢复振幅和相位如图 6(a)、(b)所示, 理论振幅和恢复振幅的极差以及

理论相位和恢复相位的极差分别如图 6(c)、(d)所示, 振幅的极差值为 10^{-3} 量级, 相位的极差值为 10^{-2} 量级。迭代收敛后, 理论振幅和恢复振幅的 $E_{\text{RMS}} = 2.54 \times 10^{-4}$, 理论相位和恢复相位的 $E_{\text{RMS}} = 10^{-3}$ 。

设定 CZT 计算的尺度因子 $\alpha = 1/32$, 分别根据理论和恢复的近场复振幅, 计算得到的理论和恢复远场焦斑归一化强度分布分别如图 7(a)、(b)所示。恢复焦斑和理论焦斑具有相同的主瓣和旁瓣分布。图 7(c)所示为 FFT 计算得到的理论远场焦斑分布, 与图 7(a)所示的 CZT 计算的理论焦斑相比, FFT 计

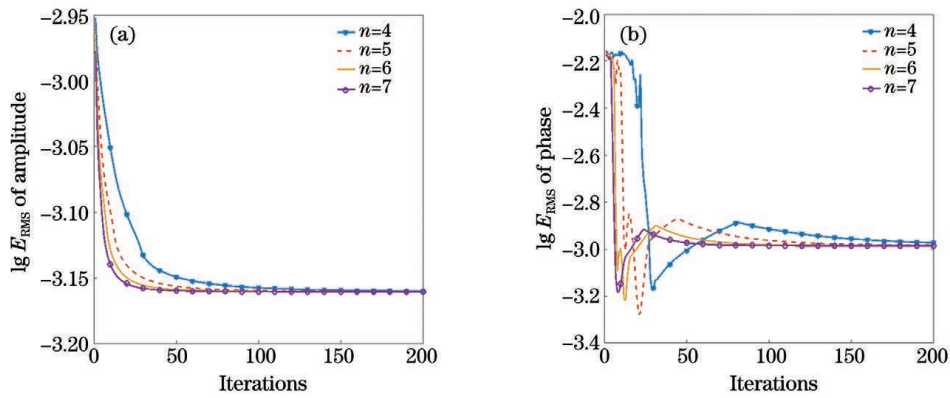


图 5 $\Delta z = 2 \text{ mm}$ 时,不同探测位置数 n 下,振幅和相位的 $\lg E_{\text{RMS}}$ 值随迭代次数的变化。(a)振幅的 $\lg E_{\text{RMS}}$; (b)相位的 $\lg E_{\text{RMS}}$
 Fig. 5 When $\Delta z = 2 \text{ mm}$, $\lg E_{\text{RMS}}$ values of amplitude and phase changed with iterations under different n . (a) $\lg E_{\text{RMS}}$ of amplitude; (b) $\lg E_{\text{RMS}}$ of phase

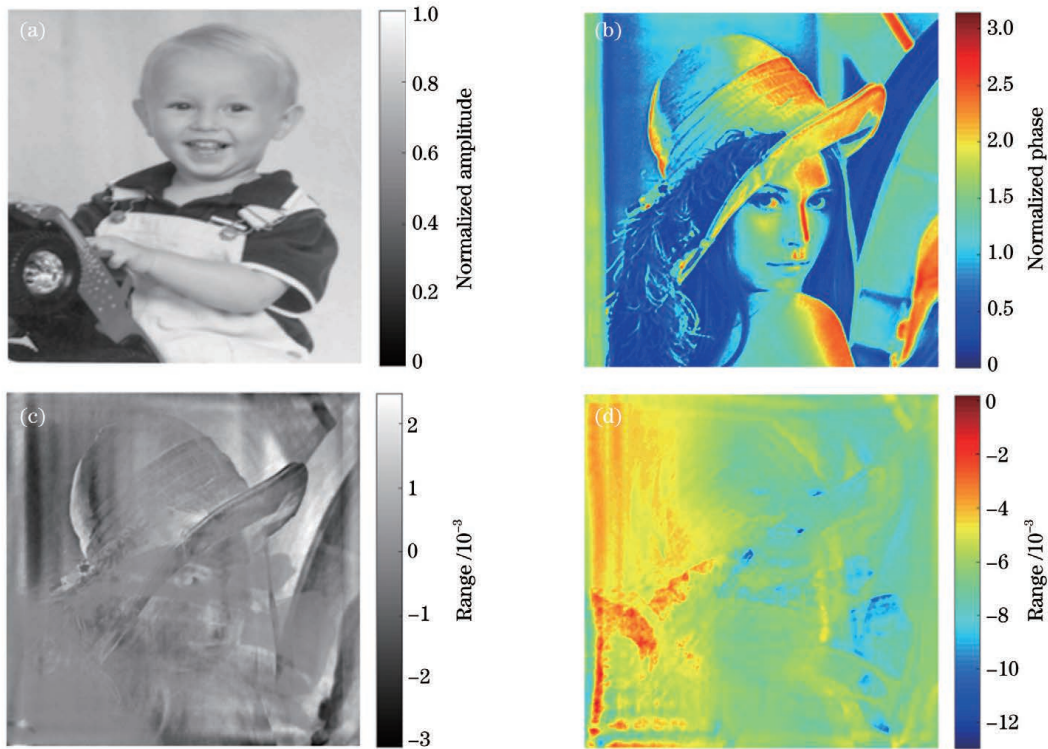


图 6 恢复的近场复振幅。(a)恢复振幅;(b)恢复相位;(c)恢复振幅和理论振幅的极差;(d)恢复相位与理论相位的极差
 Fig. 6 Retrieved complex amplitude of near-field. (a) Retrieved amplitude; (b) retrieved phase; (c) range of theoretical and retrieved amplitudes; (d) range of theoretical and retrieved phases

算的焦斑出现欠采样,以及部分细节信息丢失。

为了进一步比对恢复焦斑和理论焦斑,以环围能量(PIB)曲线来评价远场焦斑,定义为远场焦斑给定尺寸的“桶”中围住的激光能量占总能量的百分比,在极坐标系下的表达式^[29-30]为

$$R_{\text{PIB}} = \frac{\int_0^b \int_0^{2\pi} I(r, \theta) dr d\theta}{\int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} I(r, \theta) dr d\theta}, \quad (16)$$

式中: $I(r, \theta)$ 为激光远场焦斑强度分布; b 为“桶”半径; $0 \leq R_{\text{PIB}} \leq 1$ 。不同桶半径下,恢复焦斑和理论焦斑的 PIB 曲线如图 7(d)所示。可以看到,理论焦斑 PIB 值和恢复焦斑的 PIB 值在整个桶半径的积分区域完全重合,证明了基于多步相位恢复的激光远场焦斑测量方法的有效性。

5 实验结果及分析

波长为 1053 nm 的光纤点源出射光经小孔光

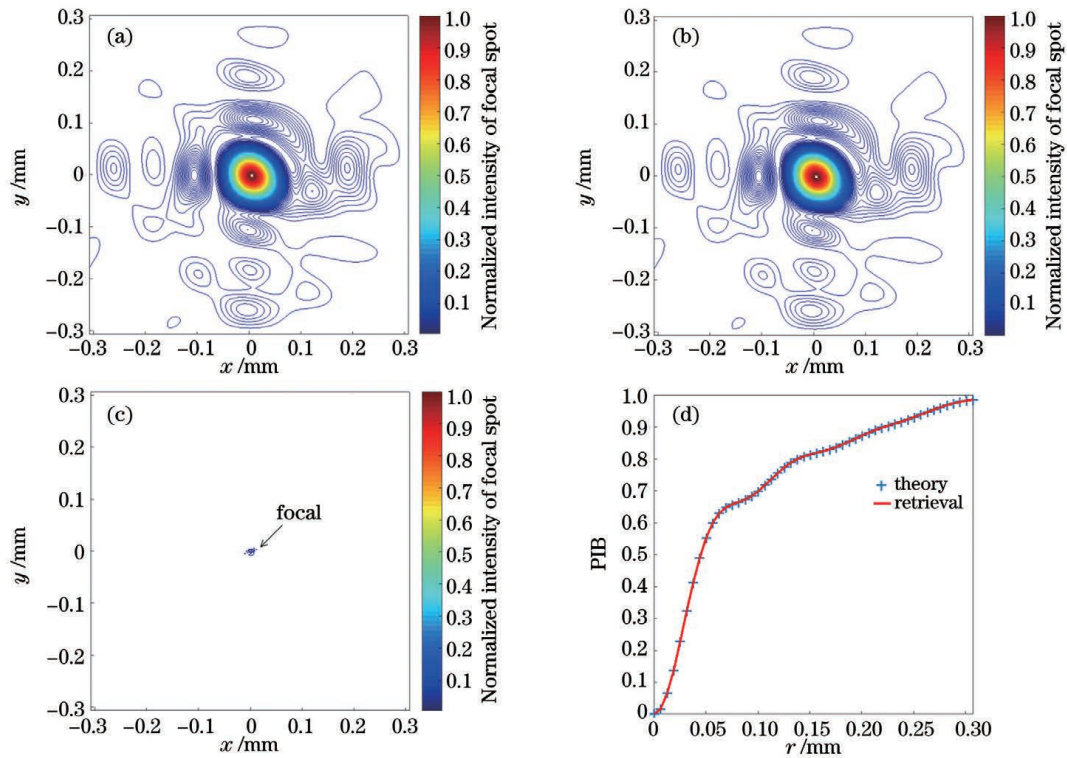


图 7 焦斑仿真结果。(a)CZT 计算的理论焦斑光强;(b)CZT 计算的恢复焦斑光强;(c)FFT 计算的理论焦斑光强;
(d)不同桶半径下,恢复焦斑和理论焦斑的 PIB 曲线对比

Fig. 7 Simulated results of focal spot. (a) Theoretical intensity of focal spot using CZT; (b) retrieved intensity of focal spot using CZT; (c) theoretical intensity of focal spot using FFT; (d) comparison of PIB curves between retrieved and theoretical focal spots under different bucket radii

阑和准直镜准直为平行光后,入射至格兰棱镜,并调整经准直镜准直后的平行光,使其偏振态和 SLM 液晶的偏振态相同。格兰棱镜的出射光传输至 SLM,经其表面反射,衍射光强由位于平移台上的 CCD 相机接收,实验装置如图 8(a)所示。CCD 像元间隔 $\Delta x = 7.4 \mu\text{m}$,待测波前与 CCD 的初始距离 $z_1 = 133.94 \text{ mm}$,CCD 共探测 5 次,每次移动 2 mm,采样点数 $M = N = 100$ 。使用 QGA 进行距离误差修正后的距离值 z_1, z_2, \dots, z_5 分别为 133.3560, 135.3101, 137.4033, 139.3882, 141.3640 mm。图 8(b)为长透镜焦距法的实验装置图,透镜焦距 $f = 300 \text{ mm}$ 。实验结果如图 9 所示,图 9(d)~(f)中内圆半径 $r_1 = 0.07 \text{ mm}$,包含了焦斑的主瓣分布,外圆半径 $r_2 = 0.137 \text{ mm}$ 。

图 9(a)所示为 SLM 加载的理论相位,峰谷 (Φ_{PV}) 值为 0.25λ ,方均根误差 (Φ_{RMS}) 值为 0.055λ ,梯度方均根 (Φ_{GRMS}) 值为 $0.0029\lambda \text{ mm}^{-1}$ 。图 9(b)所示的恢复相位峰谷值 $\Phi_{\text{PV}} = 0.18\lambda$,方均根误差 $\Phi_{\text{RMS}} = 0.024\lambda$,梯度方均根值 $\Phi_{\text{GRMS}} = 0.0030\lambda \text{ mm}^{-1}$ 。理论相位和恢复相位的 Φ_{PV} 值和

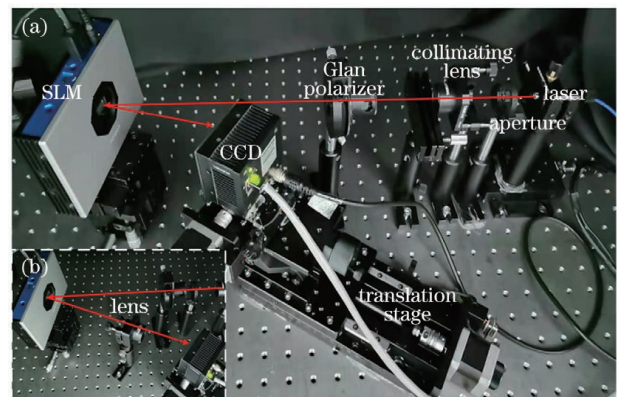


图 8 实验装置。(a)多步相位恢复实验装置;(b)长焦距透镜法实验装置

Fig. 8 Experimental setup. (a) Experimental setup of multistep phase retrieval method; (b) experimental setup of long-focal-length lens imaging method

Φ_{RMS} 值存在差异,但 Φ_{GRMS} 值十分接近,这是因为恢复相位与理论相位的轮廓一致,但恢复值和理论值的大小存在差异,所以图 9(d)、(e)所示的理论远场焦斑主瓣分布和恢复远场焦斑的主瓣分布一致,但实验光路中由光学元器件引入较小的像差以及元器件表面的光会相互干涉,导致恢复的远场焦斑旁

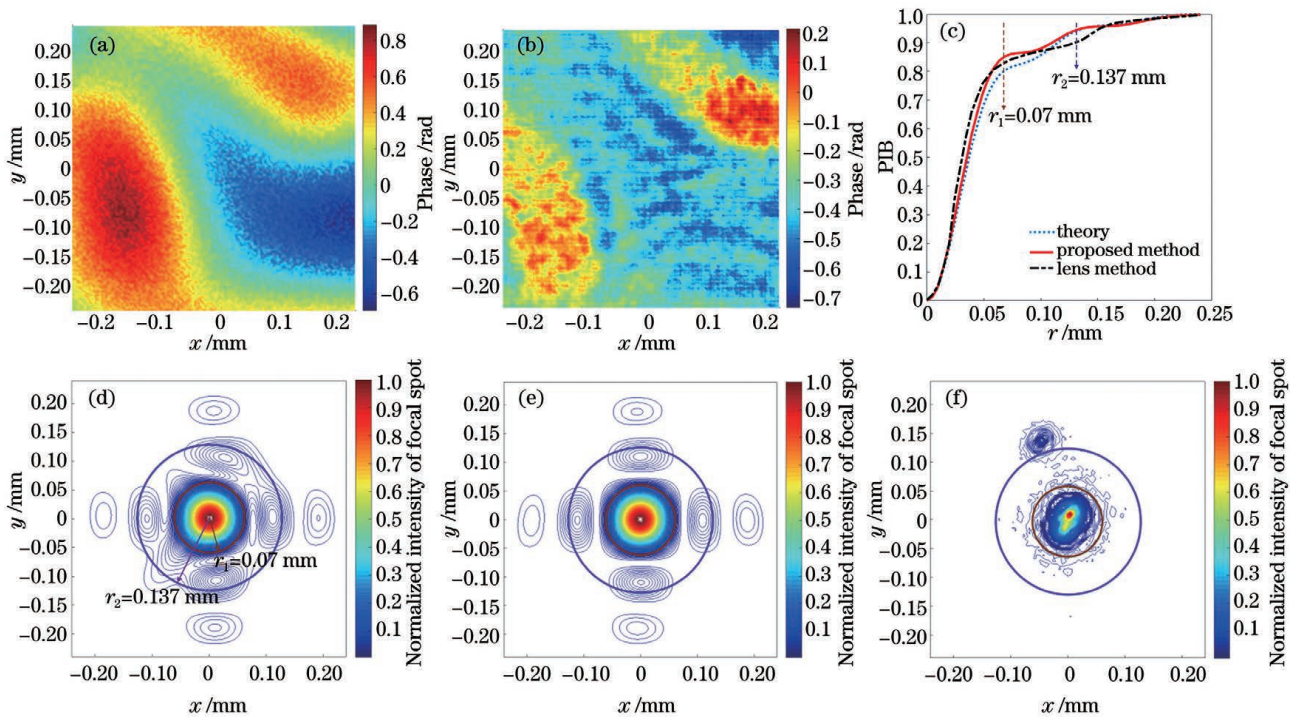


图 9 实验结果。(a)SLM 加载的理论相位;(b)所提方法的恢复相位;(c)不同桶半径下,所提方法、长焦距透镜成像法获得的焦斑和理论焦斑的 PIB 曲线对比;(d)理论焦斑;(e)所提方法恢复焦斑;(f)长焦距透镜成像法测量的焦斑

Fig. 9 Experimental results. (a) Theoretical phase loaded by SLM; (b) retrieved phase by proposed method; (c) comparison of PIB curves between focal spots obtained by proposed method and long-focal-length lens imaging method (lens method) and theoretical focal spot under different bucket radii; (d) theoretical focal spot; (e) retrieved focal spot using proposed method; (f) focal spot obtained by long-focal-length lens imaging method

瓣和理论的远场焦斑旁瓣存在较小的差异。图 9(f)所示为长焦距透镜法下 CCD 直接采集的远场焦斑分布,长焦距透镜也会引入像差,因此相较于理论焦斑,利用该方法恢复的焦斑主瓣和旁瓣都存在较大的误差。此外,受到 CCD 动态范围的影响,焦斑旁瓣信息会损失,长焦距透镜法的测量精度不高。图 9(c)所示为所提方法以及长焦距透镜成像法获得的焦斑和理论焦斑的 PIB 曲线,可以看到,所提方法和理论计算的 PIB 曲线在 $r_1 \leq r \leq r_2$ 区域存在一定的差异,这主要是由焦斑旁瓣的差异引起的,这和图 9(d)、(e)所示的差异一致。利用长焦距透镜成像法获得的焦斑和理论焦斑的 PIB 值存在较大差异,这是因为该方法引入了较大的透镜像差以及 CCD 动态响应范围不足。另外,利用所提方法获得的焦斑和理论焦斑的相关系数为 0.9976,而利用透镜成像法获得的焦斑与理论焦斑的相关系数为 0.9477,这也证明了所提方法的焦斑测量精度远高于长焦距透镜成像法。

6 结 论

提出一种基于多步相位恢复的激光远场焦斑测

量方法,分别通过理论仿真和实验测量验证了该方法的有效性。在理论仿真结果中,恢复振幅和相位与相对应的理论振幅和相位的 E_{RMS} 分别为 2.54×10^{-4} 和 10^{-3} ,激光近场复振幅得到了有效恢复;并且理论焦斑和恢复焦斑的 PIB 曲线完全重合,激光远场焦斑也得到了有效恢复。在实验结果中,恢复波前相位和 SLM 加载的理论波前相位轮廓一致,恢复焦斑和理论焦斑的主瓣具有一致性,旁瓣存在较小的差异,两者的相关系数为 0.9976;利用传统的长焦距透镜成像法测量激光远场焦斑时,损失了部分焦斑旁瓣信息,与理论焦斑的相关系数为 0.9477。因此,相较于传统的长焦距透镜成像法,所提方法具有更高的激光远场焦斑测量精度。

参 考 文 献

- [1] Peng H S, Zhang X M, Fan D Y, et al. Status of high-power solid state lasers and engineering science [J]. Engineering Science, 2001, 3(3): 1-8.
彭翰生, 张小民, 范滇元, 等. 高功率固体激光装置的发展与工程科学问题[J]. 中国工程科学, 2001, 3(3): 1-8.

- [2] Moses E I. Ignition on the national ignition facility: a path towards inertial fusion energy [J]. *Nuclear Fusion*, 2009, 49(10): 104022.
- [3] Edwards C B, Danson C N. Inertial confinement fusion and prospects for power production [J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015, 3: e4.
- [4] Zhang B, Peng Z T, Xia Y W, et al. Conjugate-reflection-based measurement of time-synchronization in high-power laser facility [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0104002.
张波, 彭志涛, 夏彦文, 等. 基于共轭反射的高功率激光装置脉冲同步测试技术 [J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0104002.
- [5] Van Wonterghem B M, Burkhart S C, Haynam C A, et al. National ignition facility commissioning and performance [J]. *Proceedings of SPIE*, 2004, 5341: 55-65.
- [6] Zhi T T, Huang K X, Lin Z Q, et al. Laser far filed CCD diagnostic device [J]. *Laser & Optronics Progress*, 1997, 34(4): 29-35.
支婷婷, 黄奎喜, 林尊琪, 等. 激光远场 CCD 诊断仪 [J]. *激光与光电子学进展*, 1997, 34(4): 29-35.
- [7] Laumann C W, Miller J L, Thompson C E, et al. ICF Quarterly Report [R]. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory, 1991: UCRLJC-106786.
- [8] Xie X D, Chen B, He L, et al. Algorithm research on focal spot reconstruction for high power laser output [J]. *High Power Laser & Particle Beams*, 2003, 15(3): 237-240.
谢旭东, 陈波, 何凌, 等. 强激光远场焦斑重构算法研究 [J]. *强激光与粒子束*, 2003, 15(3): 237-240.
- [9] He L, Chen B, Liu H, et al. Experimental investigation in far-field test technique for high power laser output [J]. *High Power Laser & Particle Beams*, 2003, 15(3): 245-248.
何凌, 陈波, 刘华, 等. 激光远场焦斑测试技术的实验研究 [J]. *强激光与粒子束*, 2003, 15(3): 245-248.
- [10] Wegner P J, Barker C E, Caird J A, et al. Third-harmonic performance of the Beamlet prototype laser [J]. *Proceedings of SPIE*, 1997, 3047: 370-380.
- [11] Li M, Yuan S C, Li H G, et al. Far-field focal spot measurement based on DMD [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(12): 1217001.
李铭, 袁索超, 李红光, 等. 数字微镜器件的远场焦斑测量方法 [J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(12): 1217001.
- [12] Goodman J W. Introduction to Fourier optics [M]. Qin K C, Liu P S, Chen J B, et al., Transl. 3th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2011: 54-61.
顾德门. 傅里叶光学导论 [M]. 秦可诚, 刘培森, 陈家璧, 等, 译. 3 版. 北京: 电子工业出版社, 2011: 54-61.
- [13] Bromage J, Zuegel J D, Bahk S W, et al. High-intensity laser diagnostics for OMEGA EP [J]. *Journal De Physique IV (Proceedings)*, 2006, 133: 705-707.
- [14] Bromage J, Bahk S W, Irwin D, et al. A focal-spot diagnostic for on-shot characterization of high-energy petawatt lasers [J]. *Optics Express*, 2008, 16(21): 16561-16572.
- [15] Zhang D J, Zhu P, Xie X L, et al. Focal spot deterioration analysis of plasma mirrors in high-power ultrashort laser systems [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(2): 0232001.
张栋俊, 朱坪, 谢兴龙, 等. 高功率超短脉冲系统等离子体镜的焦斑退化分析 [J]. *光学学报*, 2020, 40(2): 0232001.
- [16] Lu X Y, Zhao C L, Cai Y J. Research progress on methods and applications for phase reconstruction under partially coherent illumination [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500016.
卢兴园, 赵承良, 蔡阳健. 部分相干照明下的相位恢复方法及应用研究进展 [J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500016.
- [17] Gerchberg R W, Saxton W O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures [J]. *Optik*, 1972, 35(2): 237-250.
- [18] Fienup J R, Wackerman C C. Phase-retrieval stagnation problems and solutions [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1986, 3(11): 1897-1907.
- [19] Pedrini G, Osten W, Zhang Y. Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(8): 833-835.
- [20] Sun Y Y, Zhang Z B, Zhong J G. A parameters study of the multi-plane diffraction iterative algorithm of the single-beam phase retrieval [J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8556: 85560.
- [21] Zhu Y T, Niu X Q, Wang J M, et al. Inverse analysis of the partitioning deformation modulus of high-arch dams based on quantum genetic algorithm [J]. *Advances in Civil Engineering*, 2020, 2020: 1-12.
- [22] Cheng G F, Wang C H, Xu C. A novel hyper-chaotic image encryption scheme based on quantum genetic algorithm and compressive sensing [J]. *Multimedia Tools and Applications*, 2020, 79(39/40): 29243-

- 29263.
- [23] Li Y Y, Guo J, Liu L S, et al. Wide-window angular spectrum method for optical field propagation through ABCD systems[J]. *Journal of Modern Optics*, 2014, 61(18): 1519-1528.
- [24] Jurling A S, Fienup J R. Phase retrieval with unknown sampling factors via the two-dimensional chirp z-transform[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(9): 1904-1911.
- [25] Jurling A S, Bergkoetter M D, Fienup J R. Techniques for arbitrary sampling in two-dimensional Fourier transforms[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2018, 35(11): 1784-1796.
- [26] Pan A, Zhou M L, Zhang Y, et al. Adaptive-window angular spectrum algorithm for near-field ptychography[J]. *Optics Communications*, 2019, 430: 73-82.
- [27] Chen X Y, Duan Y X, Li H G, et al. A new phase retrieval method using sequential phase modulations[J]. *Applied Physics B*, 2020, 126(5): 1-10.
- [28] Rajora S, Butola M, Khare K. Mean gradient descent: an optimization approach for single-shot interferogram analysis[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 36(12): D7-D13.
- [29] Duan Y X. Research on the technology and application of spatial-frequency response optimization of Shack-Hartmann wavefront measurement[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2019: 123.
段亚轩. 频响特性优化的夏克-哈特曼波前测量技术与应用研究[D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2019: 123.
- [30] Li Q, Liu X K, Ren X M, et al. Effect of cylindrical mirror rotation on the far-field spot of a shaping beam[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(11): 1105001.
李卿, 刘现魁, 任晓明, 等. 柱面镜旋转对整形光束远场焦斑的影响[J]. *中国激光*, 2020, 47(11): 1105001.

Laser Far-Field Focal Spot Measurement Method Based on Multistep Phase Retrieval

Chen Xiaoyi^{1,2}, Duan Yaxuan¹, Wang Zhengzhou¹, Yuan Suochao¹,
Da Zhengshang^{1*}

¹Advanced Optical Instrument Research Department, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710119, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective The intensity distribution of the laser far-field focal spot is an essential index for measuring the quality of laser beams. It is also the main parameter that reflects the laser beam's ability to enter the hole in the inertial confinement fusion system. How to measure the intensity distribution of the laser far-field focal spot with high precision determines the evaluation result of the overall performance of the laser system. It is of great guiding significance in the theoretical design stage, development stage, or final stage of practical operation of the laser device. Direct measurement methods of far-field focal spots include the long-focal-length imaging, array camera, and schlieren methods. The long-focal-length lens imaging method is limited by the linear response range of the detector. The array camera method uses a wedge, which introduces additional optical path difference and wave aberration. The schlieren method measures the main lobe and side lobe of the focal spot separately, which is easily affected by the measured environment and noise. The Shack-Hartmann wavefront measurement is an indirect measurement method and causes the loss of middle and high frequency information due to its frequency response characteristics. To achieve a high-precision measurement of far-field focal spot, this paper proposes a method based on multistep phase retrieval for measuring far-field focal spots. Theoretically, a focal spot reconstruction model based on multistep phase retrieval is derived. Then, the chirp-z transform (CZT) is introduced to solve the problem of under-sampling in calculating focal spots. Compared with the traditional fast Fourier transform (FFT) with zero-padding, using CZT to calculate the focal spot avoids calculation redundancy. The proposed method has a higher measurement accuracy of a focal spot than the traditional long-focal-length lens imaging method.

Methods The proposed laser far-field focal spot measurement method based on multistep phase retrieval can be divided into two parts. First, the multistep phase retrieval method is used to obtain the near-field complex amplitude of the object plane. Then, it is substituted into the reconstructed model of the laser far-field focal spot and uses CZT to obtain the intensity distribution of the laser far-field focal spot. Meanwhile, considering that the multistep phase retrieval method will introduce distance errors due to the translation of the detector, the quantum genetic algorithm (QGA) is used to optimize the distance errors. The laser far-field focal spot reconstruction algorithm based on multistep phase retrieval is presented. We use the theoretical simulation to analyze the influence of scanning step size and the number of detection positions on the convergence of the proposed method. Thus, the optimal scanning step size and the number of detection positions are determined. Furthermore, a verification device based on a pure phase liquid crystal spatial light modulator (SLM) is set up experimentally to verify the effectiveness of the proposed method. We also compare the experimental results of the proposed method and traditional long-focal-length lens imaging method.

Results and Discussions In the simulation, the laser near-field complex amplitude of the object plane is effectively retrieved. The retrieved and theoretical focal spots have the same distribution of main lobe and side lobe in the focal spot (Fig. 7). Compared with CZT, the focal spot calculated using FFT is under-sampled, and the detailed information in the focal spot is lost (Fig. 7). The power in the bucket (PIB) curves of theoretical and retrieved focal spots are completely coincident in the integral area of the entire bucket radius (Fig. 7). In the experiment, the main lobe distribution between the theoretical and retrieved far-field focal spots is consistent (Fig. 9). However, the optical components introduce small aberrations, and the surfaces of these optical components will interfere with each other, resulting in a small difference between the distribution of side lobes for the theoretical and retrieved far-field focal spots (Fig. 9). In the traditional long-focal-length lens imaging method, the introduction of lens aberrations and insufficient dynamic response range of the CCD lead to larger errors in the main lobe and side lobe of focal spots than those in the theoretical focal spot (Fig. 9). The correlation coefficient between the retrieved focal spot using the proposed method and the theoretical focal spot is 0.9976. However, the correlation coefficient between the measured focal spot using the long-focal-length lens imaging method and the theoretical focal spot is 0.9477. This also confirms that the measurement accuracy of focal spots using the proposed method is much higher than that of the long-focal-length lens imaging method.

Conclusions This paper proposes a laser far-field focal spot measurement method based on multistep phase retrieval. The effectiveness of the method is verified through theoretical simulation and experiments. The theoretical simulation results show that the near-field complex amplitude and far-field focal spot of lasers are effectively retrieved. Additionally, the PIB curves of the theoretical and retrieved focal spots are coincident. Moreover, the experimental results show that the profile of the retrieved phase is consistent with that of the theoretical phase loaded using SLM. Therefore, the retrieved and theoretical focal spots have the same distribution of the main lobe. However, there is a small difference in the side lobes because the optical components introduce small aberrations, and the surfaces of these optical components will interfere with each other. The side lobe information of focal spots using the long-focal-length lens imaging method is lost because of the limited dynamic response range in CCD. Therefore, the proposed method has higher precision of laser far-field focal spot than the traditional long-focal-length lens imaging method. The results show that the proposed method can provide a technical means for the high-precision measurement of laser far-field focal spots.

Key words measurement; laser; far-field focal spot; phase retrieval; chirp-z transform