

基于 Ptychography 的极紫外光刻 投影物镜波像差检测技术

方 伟^{1,2} 唐 锋¹ 王向朝^{1,2} 朱鹏辉^{1,2} 李 杰^{1,2} 孟泽江^{1,2} 张 恒^{1,2}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学与光电技术实验室, 上海 201800

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 Ptychography 是一种基于扫描式相干衍射成像的相位恢复技术, 实验装置简单, 抗干扰能力强。将 Ptychography 技术用于投影物镜波像差的检测, 并分析了检测不同数值孔径投影物镜波像差所采用的光场传播公式、离散化条件及实验架构。数值仿真与实验结果表明, Ptychography 技术用于波像差检测时检测标记的通光率需要在 45%~80% 范围内; 增加标记图案的复杂性并在计算过程中增加配准环节可提高收敛速度与检测精度; 波像差检测精度在 $10^{-3}\lambda$ 以内。将 Ptychography 技术应用于极紫外光刻投影物镜波像差检测是可行的。

关键词 测量; 极紫外光刻; 波像差检测; Ptychography; PIE; 相位恢复; 投影物镜

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1012002

Measurement of Wavefront Aberration of Extreme Ultraviolet Lithographic Projection Lens Based on Ptychography

Fang Wei^{1,2} Tang Feng¹ Wang Xiangzhao^{1,2} Zhu Penghui^{1,2}

Li Jie^{1,2} Meng Zejiang^{1,2} Zhang Heng^{1,2}

¹Laboratory of Information Optics and Opto-Electronic Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

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

Abstract Ptychography, a phase retrieval technology based on scanning coherent diffractive imaging, shows such advantages as simple experimental setup and strong anti-noise ability. Ptychography is used in the field of wavefront metrology for projection lens. The formulas of optical field propagation, the conditions of discretion, and the experimental configurations are analyzed in detail for projection lenses with different numerical apertures. Numerical simulations and experimental results show that to achieve reasonable convergence and measurement accuracy, the transmittance of the object should be set between 45% and 80%. Increasing the complexity of the object pattern and adding registration process of probe and object into the iterative algorithm can also improve the convergence speed and the recovery accuracy. The wavefront aberration measurement accuracy can reach $10^{-3}\lambda$ or less. It is feasible to use ptychography in wavefront aberration measurement for extreme ultraviolet lithographic projection lenses.

Key words measurement; extreme ultraviolet lithography; wavefront aberration measurement; ptychography; PIE; phase retrieval; projection lens

OCIS codes 120.5050; 110.3010; 110.5220; 220.1010

1 引 言

投影物镜系统是光刻机的核心分系统之一, 对投影物镜系统的波像差进行高精度检测和控制是实现高

收稿日期: 2016-04-07; **收到修改稿日期:** 2016-05-11

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(61205102, 61275207, 61405210, 61474129)、中国科学院青年创新促进会项目

作者简介: 方 伟(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事衍射成像和波像差检测等方面的研究。

E-mail: fangwei20050200@163.com

导师简介: 唐 锋(1979—), 男, 副研究员, 硕士生导师, 主要从事信息光电子技术等方面的研究。

E-mail: tangfeng@siom.ac.cn

质量光刻成像的必要条件^[1]。当前最具代表性并已成功应用于主流光刻机中的波像差检测技术是 Shack-Hartmann 传感器和剪切干涉仪^[2-9]。这类技术的实现方法是将特定的光学元件(准直透镜、分光元件等)置于投影物镜波像差检测系统的光路中,通过某种技术手段从含有瞳面波前信息的探测结果中提取波像差的差分数据,再用某种数值方法(如 Rimmer 法)由波像差的差分数据重建波像差数据。这类技术稳定性高、计算速度快,但在极紫外光刻(EUVL)系统中难以克服系统误差。近年来美国劳伦斯-伯克利国家实验室在 EUVL 波像差检测领域开展了探索性工作,其中之一是将 Ptychography 技术应用于 EUVL 波像差检测^[10]。基于 Ptychography 的波像差检测技术通过对标记面与观测面之间光场传播过程的迭代优化找寻标记面光场的最优解,进而得到瞳面的波像差,系统结构相对简单,对系统误差相对不敏感^[10]。

本文研究了基于 Ptychography 的波像差检测技术原理及算法,给出了光场传播公式所需满足的条件,分析了不同检测标记、不同配准方式下的仿真结果,提出了可见光下的实验方案并得到实验结果,验证了 Ptychography 技术用于波像差检测的可行性。

2 基本原理

2.1 Ptychography 原理

Ptychography 是由相干衍射成像(CDI)技术发展而来的相位恢复技术,既保持了传统 CDI 无透镜成像和检测分辨率高的技术优势,又克服了传统 CDI 算法收敛速度较慢或收敛停滞的缺点。Ptychography 原理如图 1 所示,照明光波照射到检测标记上,检测标记在垂直于光轴的平面内进行步进扫描,每一步扫描均与上一步有部分重叠,观测面记录检测标记在每步扫描时形成的衍射图样,通过对检测标记所在平面(标记面)和 CCD 所在平面(观测面)间光场传播过程的反复迭代运算,得到照明光波或检测标记的相位信息。

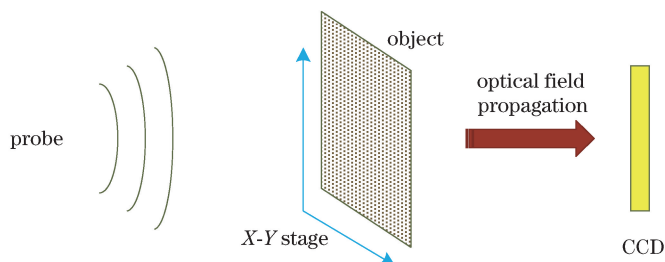


图 1 Ptychography 原理图

Fig. 1 Principle of Ptychography

基于 Ptychography 的相位恢复算法称为 PIE (Ptychographic Iterative Engine)算法^[11]。PIE 算法在恢复每步扫描结果的同时也满足其他扫描结果的约束,最后的恢复结果是所有扫描结果的共同解,所以与传统 CDI 的相位恢复算法[如 GS(Gerchberg-Saxton)算法、混合输入输出(HIO)算法]相比,PIE 算法的恢复精度更高^[12-13]。

应用 Ptychography 进行相位恢复时,扫描过程可以是等间距的步进扫描,也可以是旋转扫描^[14];照明光波可以是平面波,也可以是球面波^[15];光场传播过程可以是夫琅禾费衍射,也可以是非涅耳衍射^[16]。不同的实现方式会使相位恢复算法表现出不同的性能。后文将详细讨论 Ptychography 检测投影物镜波像差时的具体实现方式。

2.2 用 PIE 算法恢复照明光波进行波像差检测

PIE 算法最初应用于已知照明光波时的检测标记恢复,也可通过已知检测标记恢复照明光波,故该方法可用于投影物镜波像差检测。图 2 所示为 Ptychography 检测投影物镜波像差的两种实验架构。位于投影物镜物面的相干点光源照明投影物镜,检测标记位于投影物镜像点附近(前或后均可)的标记面上,CCD 位于投影物镜像点之后的观测面上。设标记面与投影物镜像点的距离为 δ_1 ,观测面与投影物镜像点的距离为 δ_2 。将自投影物镜出瞳面出射的球面波传播至标记面上形成的光场作为 Ptychography 的照明光波,其表达式为

$$P(x, y) = t(x, y) \exp[jkW(x, y)]L(x, y), \quad (1)$$

式中 $t(x, y)\exp[jkW(x, y)]$ 为光瞳函数传播至标记面处的函数形式, $t(x, y)$ 为光瞳在标记面处的振幅透过率, $W(x, y)$ 为光瞳在标记面处携带的波像差, $L(x, y)$ 为标记面处球面波相位因子, 其傍轴近似下的效果相当于焦距为 δ_1 的薄透镜进行相位变换, 表达式为

$$L(x, y) = \exp\left(\mp jk \frac{x^2 + y^2}{2\delta_1}\right), \quad (2)$$

式中“ $-$ ”代表会聚球面波, “ $+$ ”代表发散球面波。

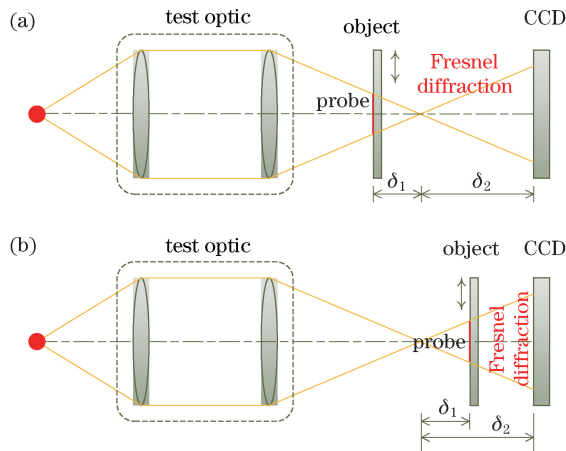


图 2 用 PIE 算法检测投影物镜波像差的两种实验架构。

(a) 检测标记位于投影物镜像点之前; (b) 检测标记位于投影物镜像点之后

Fig. 2 Two experimental configurations for wavefront aberration measurement of projection lens with PIE algorithm.

(a) Object is placed in front of the focus; (b) object is placed behind the focus

照明光波对满足一定要求的检测标记进行扫描, 将每次扫描的出射波作为 Ptychography 的出射光场。出射光场传播至观测面得到衍射光场, 该光场受观测面上 CCD 采集衍射图样的振幅约束。约束后的衍射光场逆传播至标记面得到更新后的出射光场, 由更新后的出射光场更新照明光波并改变检测标记的位置, 再进行下一次迭代。通过 PIE 算法恢复照明光波并进行波像差检测的迭代过程如图 3 所示。

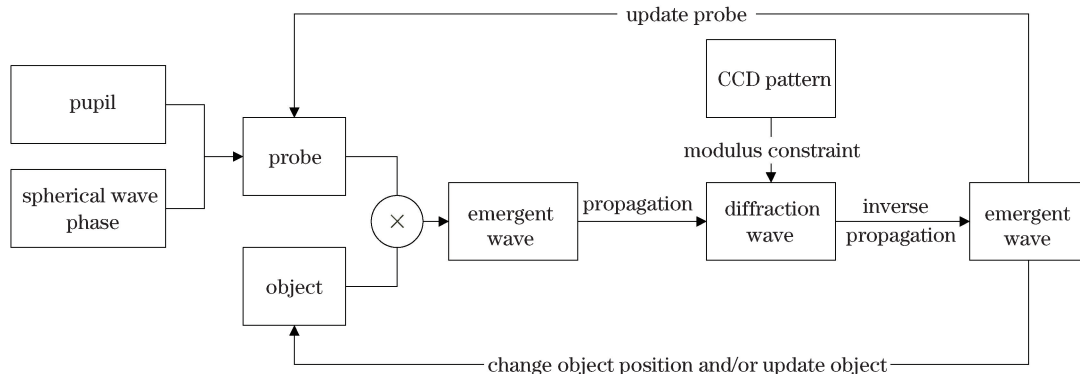


图 3 PIE 算法的流程图

Fig. 3 Flow chart of PIE algorithm

当约束前后衍射光场之间的误差平方和(SSE)充分小时, 迭代过程终止。与 PIE 算法相关的算法还有 pPIE 算法和 ePIE 算法, 这两种算法可以同时恢复照明光波和检测标记^[17-19]。实际应用中, 难以获知检测标记的准确分布, 因此采用改进的 PIE 算法可进一步提高照明光波的恢复精度。

PIE 算法恢复的照明光波经光场逆传播至投影物镜光瞳面并去掉球面波相位因子可得到投影物镜的光瞳函数, 提取光瞳函数的相位, 得到投影物镜的波像差。

2.3 PIE 算法中的光场传播过程

PIE 算法恢复照明光波并检测波像差, 需选取合适的光场传播公式并进行合理离散化以准确描述算法

中标记面至观测面的光场传播过程。在投影物镜波像差检测中,该过程为菲涅耳衍射。描述该菲涅耳衍射的公式的选取依赖于照明光波的光束发散角或投影物镜像方数值孔径(NA)。当 NA 较小时,可以用傍轴近似下的菲涅耳衍射公式;当 NA 较大时,傍轴近似不再适用,可以选取其他满足或近似满足亥姆霍兹方程的衍射公式。

2.3.1 小 NA 情形下的光场传播过程

2.3.1.1 菲涅耳衍射的单步傅里叶变换公式

在图 2(a)所示的实验架构中,检测标记置于投影物镜像点前 δ_1 处,CCD 置于投影物镜像点后 δ_2 处,衍射距离 $d = \delta_1 + \delta_2$ 。无检测标记时标记面上的出射光场 $\varphi(x, y) = P(x, y)$ 。

当投影物镜像方 $NA < 0.15$ 时,标记面至观测面的光场传播过程可认为满足傍轴近似条件。一维形式下,该过程可表达为

$$\psi(u) = \frac{\exp(jkd)}{\sqrt{j\lambda d}} \exp\left(\frac{jk}{2d}u^2\right) \text{FT}\left[x, \frac{u}{\lambda d}\right] \left\{ \varphi(x) \exp\left(\frac{jk}{2d}x^2\right) \right\}, \quad (3)$$

式中 $\varphi(x)$ 为一维形式下的出射光场, $\psi(u)$ 为一维形式下的衍射光场, $\text{FT}[x, u]\{\cdot\}$ 为坐标 x 到坐标 u 的傅里叶变换。

对(3)式离散化,将快速傅里叶变换(FFT)引入数值计算中,有

$$\begin{aligned} \psi(p\delta u) &= \frac{\exp(jkd)}{\sqrt{j\lambda d}} \exp\left[\frac{jk}{2d}(p\delta u)^2\right] \text{FFT}\left[n\delta x, \frac{p\delta u}{\lambda d}\right] \left\{ \varphi(n\delta x) \exp\left[\frac{jk}{2d}(n\delta x)^2\right] \right\}, \\ p, n &= -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 N 为取样数, δx 和 δu 分别为标记面和观测面的取样间隔,由离散傅里叶变换可得

$$\delta u = \frac{\lambda d}{N\delta x}. \quad (5)$$

(3)式可以描述傍轴近似下标记面至观测面的光场传播过程,但离散后的(4)式则不一定。如果离散的非涅耳衍射数值计算不能较为准确地反映连续的非涅耳衍射积分,也就不能较为准确地反映 CCD 所采集的衍射光斑数据,则在 PIE 算法中无法得到正确结果。

(4)式中离散化参数 δx 、 δu 和 N 所需满足的条件如下。

1) 光场传播公式中标记面和观测面的取样范围要包含照明光波沿几何光学传播到其所在位置的几何光斑,即

$$N\delta x > 2 \cdot NA \cdot \delta_1, \quad (6)$$

$$N\delta u > 2 \cdot NA \cdot \delta_2. \quad (7)$$

2) (4)式中傅里叶变换核的取样过程需满足奈奎斯特定理。将一维形式的(1)式代入(3)式,得到

$$\psi(u) = \frac{\exp(jkd)}{\sqrt{j\lambda d}} \exp\left(\frac{jk}{2d}u^2\right) \text{FT}\left[x, \frac{u}{\lambda d}\right] \left\{ t(x) \exp\left[jkW(x) + \frac{jk}{2}\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{\delta_1}\right)x^2\right] \right\}, \quad (8)$$

式中的变换核包含了标记面透过率函数、波像差因子和二次相位因子,前两者对后者而言空间变化率不大。如果二次相位因子相邻两个取样点间的最大变化值不超过 π ,可近似认为取样满足奈奎斯特定理^[20],即

$$\max\left\{ \left| \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{k}{2} \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{\delta_1} \right) (n\delta x)^2 \right] \right| \right\} \leq \pi. \quad (9)$$

(9)式在 $n = N/2$ 时取得最大值,由此可确定标记面取样间隔 δx 需满足

$$(\delta x)^2 \leq \frac{\lambda d}{N} \frac{\delta_1}{\delta_2}. \quad (10)$$

假设 $\delta_2 = m\delta_1$, (10)式可进一步转化为

$$\delta x \leq \frac{\delta u}{m}. \quad (11)$$

由(6)式和(11)式可得到(7)式,(6)式和(11)式给出了物像取样间隔满足(5)式的前提下由(4)式描述标记面至观测面的光场传播过程时,离散化参数 δx 、 δu 和 N 需满足的条件。进一步计算表明,对图 2(b)所示

的实验架构,采用(4)式计算菲涅耳衍射,离散化条件不变。

2.3.1.2 菲涅耳衍射的双步傅里叶变换公式

用(4)式计算菲涅耳衍射的不足之处是物像取样间隔需满足(5)式的恒定关系。实际测量时,标记面或观测面的分辨率常常是给定的,因此需要可自由选取物像取样间隔的菲涅耳衍射公式。两种双步传播的菲涅耳衍射计算公式分别为^[21]

$$\begin{aligned} \psi(u) &= -j\sqrt{\frac{\delta u}{\delta x}} \exp(jkd) \exp\left(\frac{jk}{2d} \frac{\delta x + \delta u}{\delta u} u^2\right) \cdot \\ &\quad \text{FT}[\nu_2, u] \left\{ \exp\left(j\pi\lambda d \frac{\delta x}{\delta u} \nu_1^2\right) \text{FT}[x, \nu_1] \left\{ \varphi(x) \exp\left(\frac{jk}{2d} \frac{\delta x + \delta u}{\delta x} x^2\right) \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \psi(u) &= \sqrt{\frac{\delta u}{\delta x}} \exp(jkd) \exp\left(-\frac{jk}{2d} \frac{\delta x - \delta u}{\delta u} u^2\right) \cdot \\ &\quad \text{IFT}[\nu_2, u] \left\{ \exp\left(-j\pi\lambda d \frac{\delta x}{\delta u} \nu_1^2\right) \text{FT}[x, \nu_1] \left\{ \varphi(x) \exp\left(\frac{jk}{2d} \frac{\delta x - \delta u}{\delta x} x^2\right) \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\text{IFT}[\nu, u]$ 表示傅里叶逆变换, $\nu_2 = \nu_1 d_1 / d_2$, 即第一步傅里叶变换得到的结果要进行 d_1 / d_2 的坐标缩放后才能用于下一步的傅里叶变换。坐标缩放并不影响 $\psi(u)$ 的相对分布, 实际计算时, 可先不进行坐标缩放, 只需在最后的最后的结果中乘以相应的常数项比例因子。

在投影物镜像方 NA 既定的情况下, 需合理地选取(12)式或(13)式的离散化参数使得数值计算公式能够较为准确地反映衍射积分。以(12)式为例, 采用图 2(a) 所示的实验架构, 离散化参数满足的首要条件依然是(6)式和(7)式。由于物像取样间隔可自由选取, 根据几何关系, 将观测面和标记面取样间隔之比设置为与观测面和标记面到投影物镜像点距离之比相等是合理的, 即

$$\frac{\delta u}{\delta x} = \frac{\delta_2}{\delta_1} = m. \quad (14)$$

在满足(14)式的前提下, 只要满足(6)式和(7)式中的其中一个, 另一个就自然满足。将一维形式的(1)式代入(12)式中, 提取该式两步傅里叶变换的变换核中的二次相位因子, 选择标记面取样间隔使相邻两个取样点间的最大变化值不超过 π 。第一步傅里叶变换的变换核中二次相位因子为

$$\frac{jk}{2} \left(\frac{1+m}{d} - \frac{1}{\delta_1} \right) x^2. \quad (15)$$

在满足(14)式的情况下, (15)式的结果为零, 即第一步傅里叶变换不再存在二次相位因子。第二步傅里叶变换的变换核中二次相位因子为

$$j\pi\lambda \frac{d}{m} \nu_1^2. \quad (16)$$

使其满足取样定理, 有

$$\max \left\{ \left| \frac{\partial}{\partial n} \left[j\pi\lambda \frac{d}{m} (n\delta\nu_1)^2 \right] \right| \right\} \leq \pi, \quad (17)$$

即

$$(\delta\nu_1)^2 \leq \frac{m}{N\lambda d}. \quad (18)$$

由于 $\delta\nu_1 = \frac{1}{N\delta x}$, (18)式可进一步转化为

$$(\delta x)^2 \geq \frac{\lambda d}{N} \cdot \frac{1}{m}. \quad (19)$$

由(14)式, (19)式可进一步转化为

$$N\delta x \delta u \geq \lambda d. \quad (20)$$

进一步计算表明, 对于图 2(b) 的实验架构, 采用(13)式计算菲涅耳衍射, 其离散化条件与(12)式所需满足的离散化条件相同。

2.3.1.3 两种计算公式的离散化条件

表 1 所示为单步傅里叶变换计算公式和双步傅里叶变换计算公式在图 2 所示的两种实验架构下计算菲涅耳衍射的离散化条件,两种公式的离散化条件决定了不同的适用范围。

表 1 公式的离散化条件

Table 1 Conditions of discretion for different formulas

Single-FFT formula	Double-FFT formula
$N\delta x \delta u = \lambda d$	$N\delta x \delta u \geq \lambda d$
$N\delta x > 2 \cdot NA \cdot \delta_1$	$N\delta x > 2 \cdot NA \cdot \delta_1$
$\frac{\delta u}{\delta x} \geq m$	$\frac{\delta u}{\delta x} = m$ (setting)

表 2 所示为投影物镜 $NA = 0.1$,照明波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$,CCD 分辨率 $\delta u = 7.4$ 时,两种公式计算菲涅耳衍射时离散化参数和实验架构参数的设计方案。

表 2 两种公式计算菲涅耳衍射时离散化参数和实验架构参数的设计方案

Table 2 Scheme of discretion parameters and experimental configurations while using different formulas to simulate Fresnel diffraction

Parameter	N	$\delta u / \mu\text{m}$	$\delta x / \mu\text{m}$	m	δ_1 / mm	δ_2 / mm
Single-FFT formula	512	7.4	1.26	5	1.50	7.50
Single/Double FFT formula	512	7.4	1.48	5	1.76	8.78
Double-FFT formula	512	7.4	1.48	5	1.50	7.50

表 2 第二行所示的设计方案是同时满足 $N\delta x \delta u = \lambda d$ 和 $\delta u / \delta x = m$ 情况下的离散化参数和实验架构参数。在临界情况下,应用单、双步傅里叶变换公式计算菲涅耳衍射都能在观测面得到较为准确的衍射光场振幅分布,且两种公式计算菲涅耳衍射的结果完全相同。

2.3.2 大 NA 情形下的光场传播过程

当投影物镜像方 $NA > 0.15$ 时,标记面至观测面的光场传播过程用傍轴近似条件下的菲涅耳衍射公式计算存在较大误差,因此需选取其他衍射公式。角谱公式严格满足亥姆霍兹方程,但对于图 2 的实验架构,由离散化条件决定的架构参数需至少满足

$$\delta_1 \geq \delta_2, \tag{21}$$

$$\delta u < \frac{\lambda}{2NA}. \tag{22}$$

无论是针对 193 nm 的大 NA 深紫外(DUV)光刻投影物镜,还是 13.5 nm 的小 NA EUVL 投影物镜,由于投影物镜工作距离和 CCD 分辨率的限制,(21)式和(22)式都很难实现。

(21)式和(22)式的限定主要由角谱公式中物像取样间隔必须相等的条件造成,为打破该限定,Bao 等^[22]提出一种在瑞利-索末菲公式基础上进行近似的模拟大 NA 情形下菲涅耳衍射过程的高数值孔径近似(HNAA)公式,该公式为

$$\psi(u', v') = \frac{1 - (\lambda u')^2 - (\lambda v')^2}{j\lambda d} \exp\left[\frac{jk d}{\sqrt{1 - (\lambda u')^2 - (\lambda v')^2}}\right] \text{FT}\{\varphi(x, y)\}, \tag{23}$$

式中坐标 u', v' 与观测面坐标 u, v 的关系为

$$u' = \frac{u}{\lambda \sqrt{u^2 + v^2 + d^2}}, v' = \frac{v}{\lambda \sqrt{u^2 + v^2 + d^2}}, \tag{24}$$

此时物像取样间隔的关系为

$$\delta x = \frac{\lambda \sqrt{\left(\frac{N\delta u}{2}\right)^2 + \left(\frac{N\delta v}{2}\right)^2 + d^2}}{N\delta u}, \delta y = \frac{\lambda \sqrt{\left(\frac{N\delta u}{2}\right)^2 + \left(\frac{N\delta v}{2}\right)^2 + d^2}}{N\delta v}. \tag{25}$$

由(24)式可知, u', v' 与 u, v 并非线性关系,由 CCD 采集到的衍射光斑要经过一定的插值处理才能与(23)式中的 $\psi(u', v')$ 实现坐标匹配,进而完成 PIE 算法中的振幅约束。由(25)式可知,HNAA 公式没有角

谱衍射公式中标记面取样间隔与观测面取样间隔必须相等这一限制条件,但前提是标记面的取样范围远小于观测面的取样范围,对于图 2 所示的实验架构,有 $\delta_1 \ll \delta_2$ 。仿真结果表明,采用该公式描述大 NA 情形下 PIE 算法中的光场传播过程也是有效的。

3 基于 Ptychography 的波像差检测仿真

3.1 不同 NA 时基于 Ptychography 的波像差检测仿真

对于图 2(a)所示的实验架构,设定小 NA 情形下投影物镜像方 $NA = 0.1$,照明波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$,检测标记置于投影物镜像点前的距离 $\delta_1 = 1.5 \text{ mm}$,CCD 置于投影物镜像点后的距离 $\delta_2 = 7.5 \text{ mm}$,标记面取样间隔 $\delta x = 1.48 \text{ }\mu\text{m}$,观测面取样间隔 $\delta u = 7.4 \text{ }\mu\text{m}$,取样数 $N = 438$ 。照明光波的振幅透过率是半径为 $NA \cdot \delta_1$ 的均匀圆孔,照明光波的波像差由系数为 $c_5 = 0.1, c_6 = 0.02, c_7 = 0.04, c_8 = 0.06, c_9 = 0.08$ 的泽尼克多项式构成。检测标记如图 4 所示,大小为 $812 \text{ }\mu\text{m} \times 812 \text{ }\mu\text{m}$ 。照明光波扫描检测标记 4×4 次,扫描距离为 $74 \text{ }\mu\text{m}$ 。



图 4 基于 Ptychography 的波像差检测仿真所采用的检测标记

Fig. 4 Object used in simulation for wavefront aberration measurement based on ptychography

用 ePIE 算法恢复照明光波检测波像差,以(3)式或(12)式计算标记面至观测面的光场传播过程,初始猜测的照明函数为 $P_0(x, y) = t(x, y)L(x, y)$,初始猜测的检测标记为透过率为 0.5 的均匀物(即检测标记完全未知),仿真结果如图 5 所示。

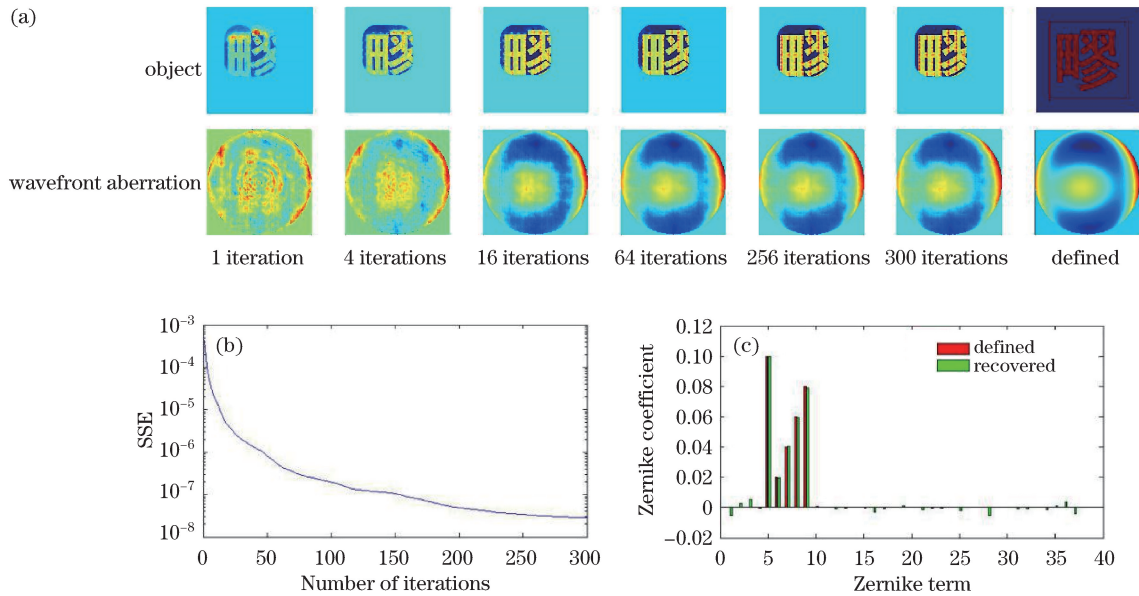


图 5 小 NA 下用 ePIE 算法检测波像差的仿真结果。(a) 不同迭代次数下恢复的检测标记和波像差;

(c) 300 次迭代后的 SSE 曲线; (d) 定义和恢复的泽尼克系数

Fig. 5 Simulation for wavefront aberration measurement based on ptychography under low NA experimental configuration.

(a) Recovered object and wavefront aberration under different number of iterations; (c) SSE curve after 300 iterations;

(d) defined and recovered Zernike coefficients

采用图 2(a)所示的实验架构,设定大 NA 情形下投影物镜像方 $NA = 0.3$,检测标记置于投影物镜像点前的距离 $\delta_1 = 0.5 \text{ mm}$,CCD 位置及其他参数不变。用 ePIE 算法恢复照明光波检测波像差,用 HNAA 公式计算标记面至观测面的光场传播过程。仿真结果如图 6 所示。

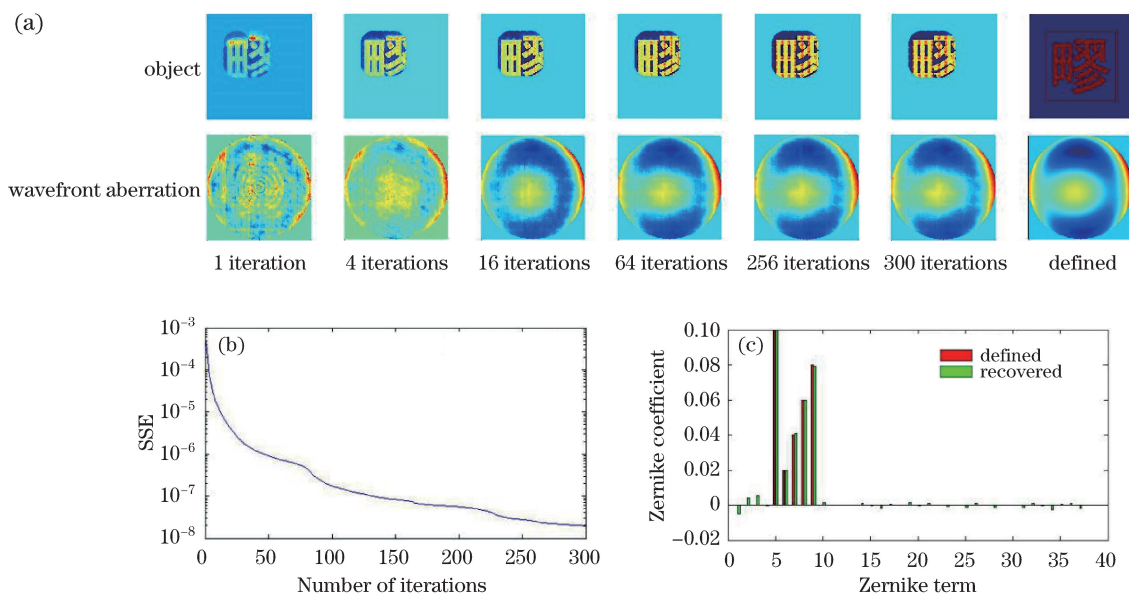


图 6 大 NA 下用 ePIE 算法检测波像差的仿真结果。(a) 不同迭代次数下恢复的检测标记和波像差；
(b) 300 次迭代后的 SSE 曲线；(c) 定义和恢复的泽尼克系数

Fig. 6 Simulation for wavefront aberration measurement based on Ptychography under high NA experimental configuration.

(a) Recovered object and wavefront aberration under different number of iterations; (b) SSE curve after 300 iterations;

(c) defined and recovered Zernike coefficients

两次仿真结果的 SSE 为 10^{-8} 量级, 泽尼克系数误差在 0.005 以内, 恢复波像差与定义波像差之间的均方根误差 (RMSE) 约为 0.008λ 。需要说明的是, 仿真所采用的 ePIE 算法假定检测标记完全未知, 但实际测量时, 或多或少地知道检测标记的一些分布信息, 给定检测标记的信息越多, 算法收敛越快, 恢复结果越准确。

3.2 不同检测标记下基于 Ptychography 的波像差检测仿真

选取合适的检测标记可使迭代算法收敛速度更快、恢复精度更高。虽然采用具有连续强度分布的检测标记可使 PIE 算法收敛更快, 但这种检测标记制作困难, 而且其振幅分布难以准确确定, 所以在实际测量时, 检测标记一般是二值标记。该二值标记的分布函数需满足两个先决条件: 1) 检测标记不具有任何周期性; 2) 检测标记在每次扫描下形成的标记函数的逻辑和为 1。条件 1) 是为了防止算法收敛于多个结果而引发不确定性, 条件 2) 是为了每个区域的照明光波都能被算法恢复。

当二值检测标记满足上述先决条件后, 检测标记的通光率和复杂性也会影响算法的恢复结果。为简化讨论检测标记的通光率对恢复结果的影响, 假设所设计的检测标记在每步扫描下的标记块的通光率相同。采用 3.1 节中小 NA 情形下的仿真参数并应用 PIE 算法 (即检测标记完全已知) 进行仿真。图 7 所示为通光率在 $1/16 \sim 15/16$ 范围内的共 15 种检测标记。应用 PIE 算法时, 照明光波扫描检测标记 4×4 次, 每次扫描距离为检测标记的 $1/4$ 宽度。图 8 所示为相应检测标记下恢复的波像差以及恢复波像差与定义波像差之间的均方根误差曲线。

由图 8 可知, 检测标记的通光率在 $9/16 \sim 13/16$ 之间时, 应用 PIE 算法的恢复结果较好, 恢复的波像差与定义的波像差之间的均方根误差在 $10^{-3}\lambda$ 以内。实际测量时, 也尽量将检测标记在每步扫描下形成的标记函数的通光率设计在 $55\% \sim 80\%$ 之间。

图 9 所示为检测标记的复杂性对恢复结果的影响, 4 种检测标记通光率均为 62.5% 但复杂度不同。图 9(a) 所示检测标记的最小特征尺寸为 $100 \mu\text{m}$, 图 9(b)~(d) 所示检测标记的最小特征尺寸为 $25 \mu\text{m}$ 。

图 9(a) 所示检测标记恢复波像差与定义波像差之间的均方根误差为 $3.5 \times 10^{-4}\lambda$, 图 9(b)、(c) 所示检测标记为 $4 \times 10^{-5}\lambda$, 而图 9(d) 所示检测标记为 $9 \times 10^{-8}\lambda$ 。结果表明, 在检测标记通光率相同的情况下, 检测标记越复杂 (检测标记复杂度可用标记图形的最小特征尺寸及特征数目衡量), 应用 PIE 算法的恢复结果越好。

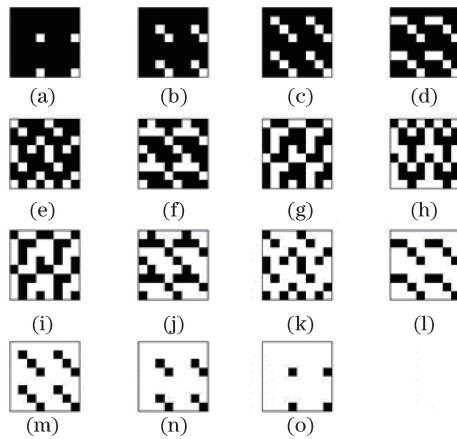


图 7 透光率在 1/16~15/16 范围内的 15 种检测标记。(a) 1/16;(b) 2/16;(c) 3/16;(d) 4/16;(e) 5/16;(f) 6/16;(g) 7/16;(h) 8/16;(i) 9/16;(j) 10/16;(k) 11/16;(l) 12/16;(m) 13/16;(n) 14/16;(o) 15/16
 Fig. 7 Objects with transmittance from 1/16 to 15/16. (a) 1/16;(b) 2/16;(c) 3/16;(d) 4/16;(e) 5/16;(f) 6/16;(g) 7/16;(h) 8/16;(i) 9/16;(j) 10/16;(k) 11/16;(l) 12/16;(m) 13/16;(n) 14/16;(o) 15/16

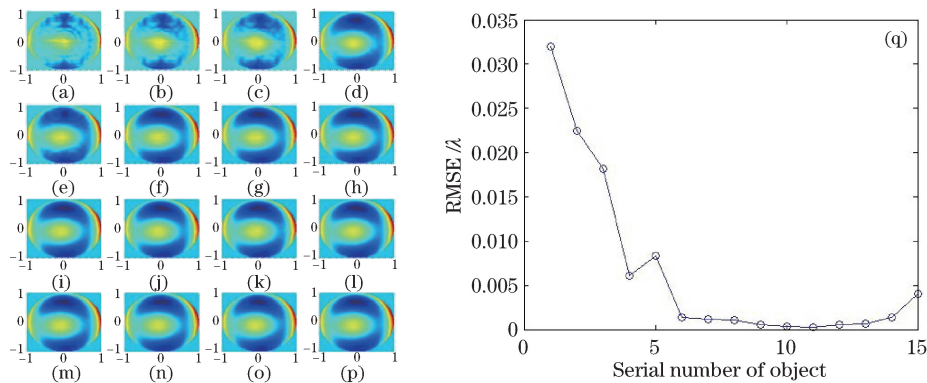


图 8 (a)~(o) 相应检测标记下恢复的波像差;(p) 定义的波像差;(q) 恢复波像差与定义波像差之间的均方根误差曲线
 Fig. 8 (a)-(o) Recovered wavefront aberrations corresponding to the objects in Fig. 7; (p) defined wavefront aberration; (q) RMSE between recovered and defined wavefront aberrations for corresponding objects

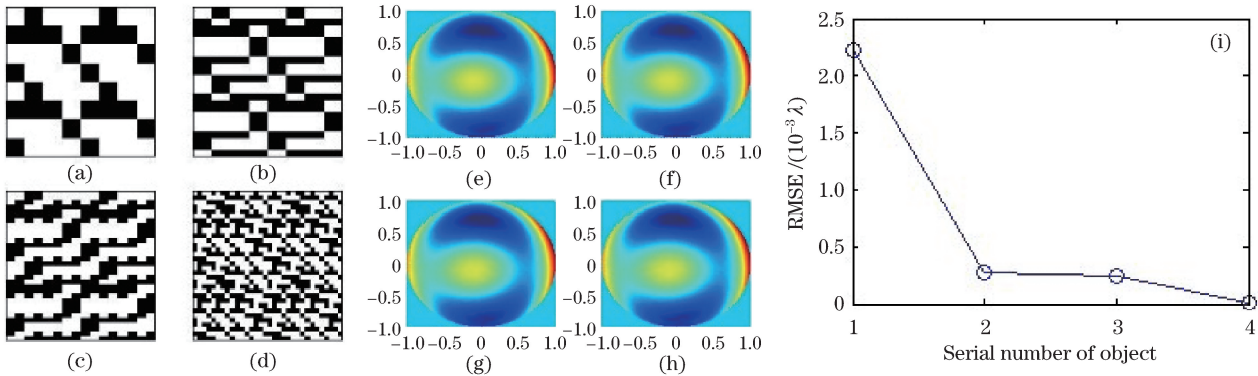


图 9 (a)~(d)不同复杂度的检测标记;(e)~(h)与图(a)~(d)对应的检测标记下恢复的波像差;
 (i)恢复波像差与定义波像差之间的均方根误差曲线

Fig. 9 (a)-(d) Objects with different complexity; (e)-(h) recovered wavefront aberrations corresponding to the objects in Figs. 9(a)-9(d), respectively; (i) RMSE between recovered and defined wavefront aberrations for corresponding objects

3.3 添加了配准过程的基于 Ptychography 的波像差检测仿真

检测标记与照明光波的配准精度也会影响迭代算法的恢复精度,在迭代算法中添加配准算法,可以进一步改善恢复结果。配准思路有正向配准和逆向配准。正向配准的思路为:首先初始猜测照明光波定位至检

测标记的大概位置,再在该位置附近逐像素检索,直至出射光场传播至观测面上的衍射光场与 CCD 采集到的衍射光斑实现最佳匹配。实现最佳匹配的方式为优化目标函数

$$\min_{X,Y} \frac{\sum_{u,v} \left| \text{FFT}\{P(x,y)O(x+X,y+Y)\} - \sqrt{I(u,v)} \right|^2}{\sum_{u,v} I(u,v)} \quad (26)$$

如果配准至像素级,可采用坐标轮换法、模式搜索法或者模拟退火法求取最优的配准位置 X, Y 。正向配准思路直观,结果准确,但计算效率低。

逆向配准的思路是由 CCD 采集到的衍射光斑附加初始猜测的相位得到衍射光场,将其逆传播至标记面得到出射光场,从出射光场中去除照明光波得到待定位的标记函数 $O'(x+X, y+Y)$,找寻该标记函数在检测标记上的位置,即优化目标函数

$$\min_{X,Y} \frac{\sum_{x,y} |O'(x+X, y+Y) - O(x, y)|^2}{\sum_{x,y} |O'(x+X, y+Y)|^2} \quad (27)$$

(27)式的极小化可以转化为 $O'(x, y)$ 和 $O(x, y)$ 相关函数的极大化^[23-24],所以(27)式又可以写为

$$\max_{X,Y} \sum_{x,y} O'(x, y)O^*(x-X, y-Y) \quad (28)$$

按以下步骤求取上述目标函数的最优解:1)对 O' 和 O 分别进行傅里叶变换得到 \bar{O}' 和 \bar{O} ;2)计算 $\bar{O}' \cdot \bar{O}$;3)对 $\bar{O}' \cdot \bar{O}$ 进行傅里叶逆变换,得到 O' 和 O 的相关函数 $r(X, Y)$;4)找出 $r(X, Y)$ 极大值下的坐标 (X, Y) 。

逆向配准采用互相关法优化目标函数,计算效率比正向配准高,但由于需要猜测衍射光场的相位和照明光波,其配准精度有时会不及正向配准。

无论是用(26)式进行正向配准还是用(28)式进行逆向配准,都需要猜测某些函数的分布,即预配准过程。用 PIE 算法(或 ePIE 算法)检测波像差时,需要在图 3 所示的迭代过程中增加配准步骤,即上一扫描的恢复结果用作下一扫描的配准过程中的猜测值。添加了配准过程的 PIE 算法(或 ePIE 算法)在实际的波像差检测中,会极大地提升波像差检测精度。

采用 3.1 节中小 NA 情形下的仿真参数和 PIE 算法(即检测标记完全已知)进行仿真。图 10(a)所示为检测标记与照明光波完全对准的情况下采用 PIE 算法的恢复结果, SSE 为 10^{-17} 量级,恢复的波像差与定义的波像差之间的均方根误差为 $5 \times 10^{-7} \lambda$ 。在图 10(a)的基础上对每步扫描下的标记函数添加相对于照明光波的随机定位误差,误差在 6 倍标记面间隔(即 $6 \times 1.48 = 8.88 \mu\text{m}$)以内。图 10(b)所示为检测标记相对照明光波存在上述随机定位误差时采用 PIE 算法的恢复结果,其 SSE 只收敛于 10^{-4} 量级,恢复的波像差与定义的波像差之间的均方根误差为 0.043λ 。采用逆向配准方式对检测标记和照明光波进行预配准后的恢复结果如图 10(c)所示, SSE 收敛精度提升至 10^{-5} 量级,恢复的波像差与定义的波像差之间的均方根误差为 0.0094λ 。在 PIE 算法中添加配准过程,恢复结果如图 10(d)所示, SSE 收敛至 10^{-6} 量级,恢复的波像差与定义的波像差之间的均方根误差为 0.0015λ 。

4 基于 Ptychography 的波像差检测实验

为验证 Ptychography 技术检测投影物镜波像差的可行性,搭建实验平台进行实验验证,如图 11 所示。所选用的实验参数如下:照明波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$,投影物镜(以显微物镜代替)像方 $NA = 0.1036$, CCD 像素数为 $1208 \text{ pixel} \times 1608 \text{ pixel}$,像素宽度为 $7.4 \mu\text{m}$,采用(12)式描述标记面至观测面的衍射过程。采用添加了配准过程的 ePIE 算法恢复波像差,进行两组对比实验。第一组对比实验观察采用相同检测标记在不同实验架构下的恢复结果:1)将 CCD 置于投影物镜像点后距离 $\delta_2 = 7.5 \text{ mm}$ 处,检测标记置于投影物镜像点前距离 $\delta_1 = 1.5 \text{ mm}$ 处;2)将 δ_2 设置为 $15 \mu\text{m}$, δ_1 设置为 $1.5 \mu\text{m}$ 。两种实验架构均采用图 12 所示的第一种检测标记。图 13、14 所示为该组对比实验的实验结果。

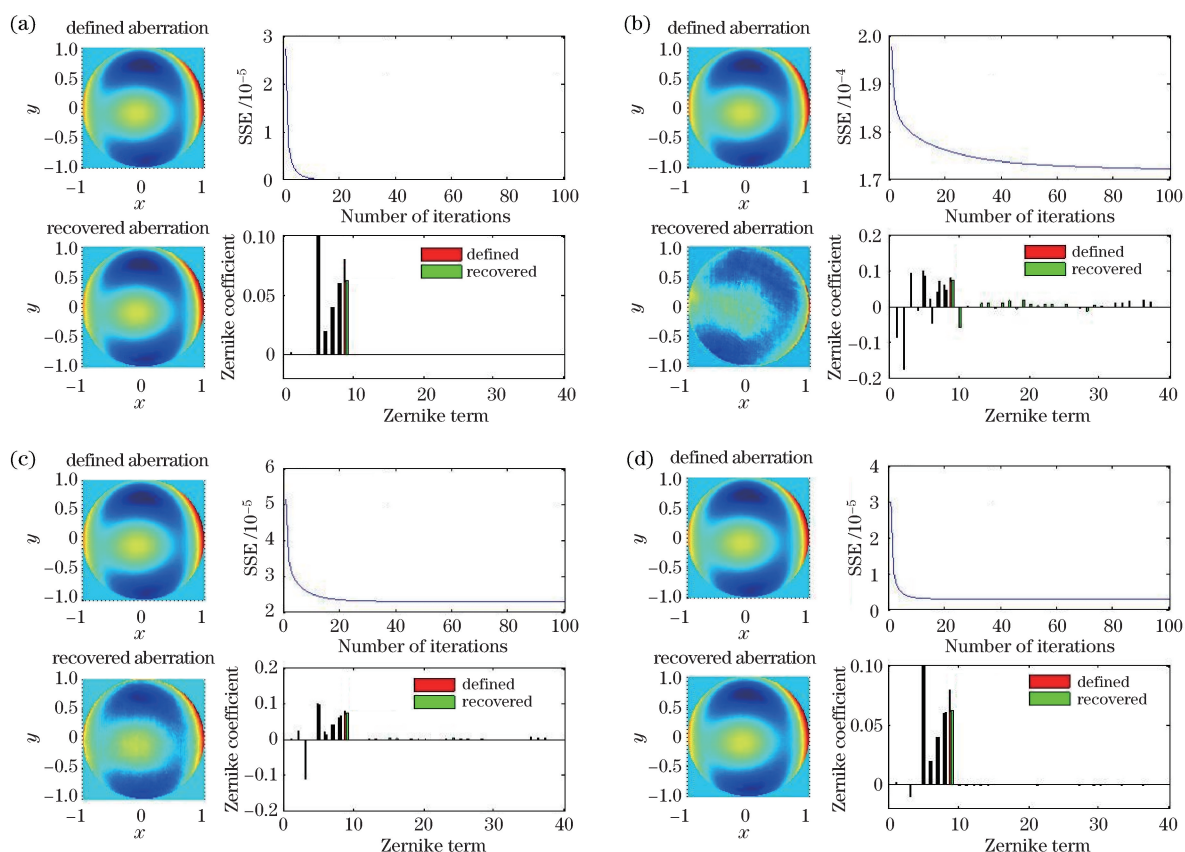


图 10 配准对 PIE 恢复结果的影响。(a) 检测标记与照明光波完全对准；(b) 检测标记相对照明光波有随机定位误差；(c) 检测标记和照明光波进行预配准；(d) PIE 算法中添加配准过程

Fig. 10 Influence of registration on PIE recovery results. (a) Object is fully aligned with probe; (b) object is misaligned with probe; (c) object and probe are pre-registered with the reverse-registering method; (d) registration process is added in the PIE algorithm

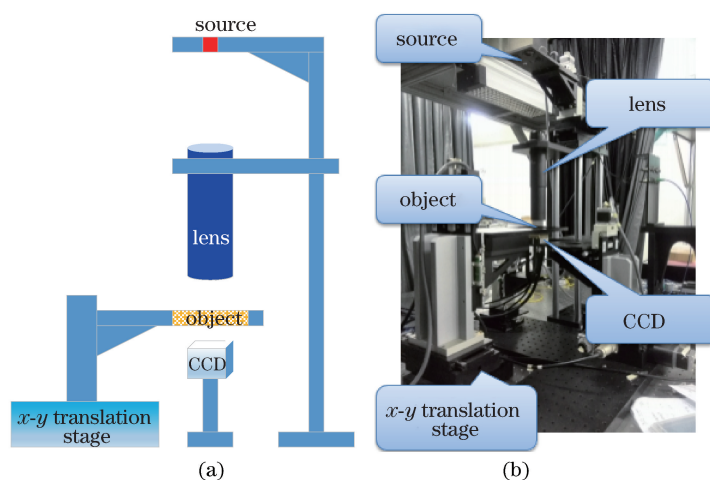


图 11 实验平台(a)示意图和(b)实物图

Fig. 11 (a) Schematic and (b) photograph of the experimental platform

两次实验恢复的波像差峰谷值在 0.3λ 以内,均方根误差在 0.04λ 以内,符合所测物镜的设计指标。两次实验去除前四项泽尼克像差后误差的峰谷值为 0.03λ ,均方根误差为 0.005λ ,表明实验有一定的复现性。

第二组对比实验是在相同实验架构下采用不同检测标记的恢复结果,实验架构参数为 $\delta_2 = 15 \text{ mm}$, $\delta_1 = 1.5 \text{ mm}$,采用图 12 所示的 3 种尺寸为 $812 \mu\text{m} \times 812 \mu\text{m}$ 的检测标记,实验结果如图 15~17 所示。

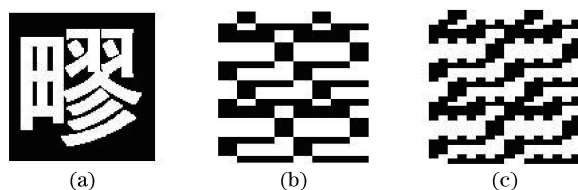


图 12 实验中所用的三种检测标记。(a) 检测标记 I; (b) 检测标记 II; (c) 检测标记 III

Fig. 12 Three objects used in experiments. (a) Object I; (b) object II; (c) object III

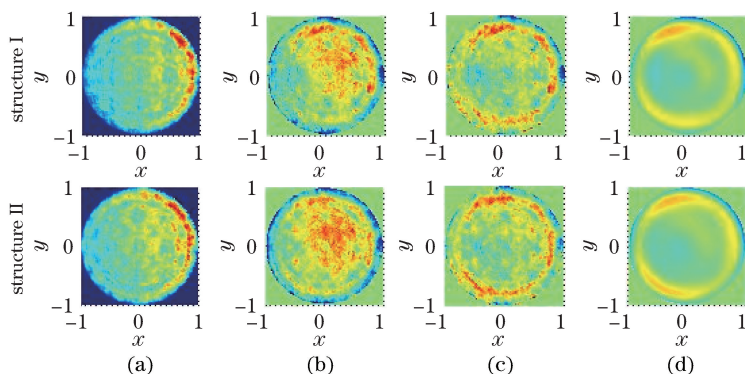


图 13 采用相同检测标记在不同实验架构下的实验结果。(a)恢复照明光波的振幅;(b)恢复的波像差;

(c)去掉前四项泽尼克像差后的波像差;(d)由恢复的泽尼克系数拟合的波像差

Fig. 13 Experimental results recovered by the same object under different experimental configurations.

(a) Recovered amplitude of probe; (b) recovered wavefront aberration; (c) wavefront aberration without the first four Zernike terms; (d) wavefront aberration fitted by recovered Zernike coefficients

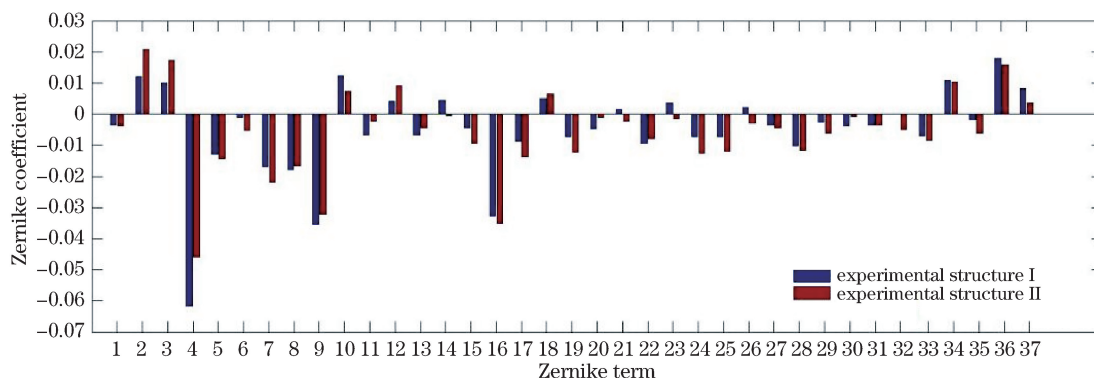


图 14 由第一组对比实验得到的泽尼克系数

Fig. 14 Zernike coefficients acquired from the first group of comparative experiments

如图 16 所示,添加了配准过程的 ePIE 算法可使 SSE 收敛至 10^{-4} 量级。图 16 所示的检测标记 III 曲线比检测标记 II 曲线收敛得更快且收敛至更小值,证明了检测标记越复杂,对算法的恢复结果越有利。图 17 所示为三种检测标记下恢复波像差的泽尼克系数,由图可知,去除前四项系数(依次对应常相位、 x 向倾斜像差、 y 向倾斜像差、离焦像差)后,由于检测标记离焦和倾斜等机械误差造成很大差异外,其余各项系数差别不大,反映了实验结果的有效性。

5 EUVL 投影物镜波像差检测系统设计与仿真

第 3、4 节分别给出了可见光下基于 Ptychography 的波像差检测仿真与实验,验证了 Ptychography 检测投影物镜波像差的有效性。基于 Ptychography 的 EUVL 投影物镜波像差检测系统与上述系统的主要区别在于照明波长为 $10\sim 19\text{ nm}$,被测波前 NA 为 $0.25\sim 0.33$ 。影响检测系统的主要原因为波长减小。设定照明波长为 13.5 nm ,被测波前 $NA=0.3$,选择像素大小为 $20\ \mu\text{m}\times 20\ \mu\text{m}$ 的极紫外面阵探测器,由前文所

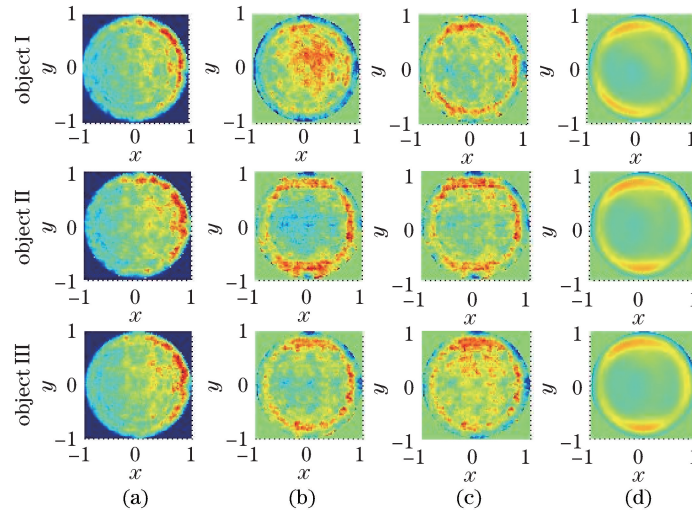


图 15 在相同实验架构下采用不同检测标记的实验结果。(a)恢复照明光波的振幅;(b)恢复的波像差;
(c)去掉前四项泽尼克像差后的波像差;(d)由恢复的泽尼克系数拟合的波像差

Fig. 15 Experimental results recovered by different objects under the same experimental configuration.
(a) Recovered amplitude of probe; (b) recovered wavefront aberration; (c) wavefront aberration without the first four Zernike terms; (d) wavefront aberration fitted by recovered Zernike coefficients

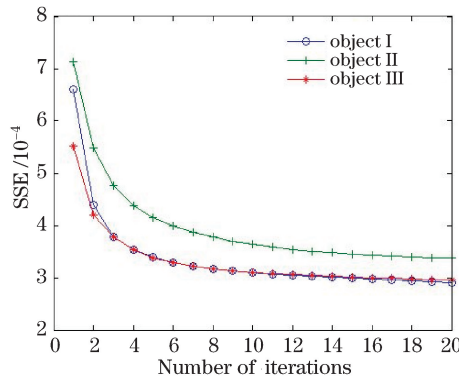


图 16 第二组对比实验中三种检测标记的 SSE 曲线

Fig. 16 SSE curves of the three objects in the second group of comparative experiments

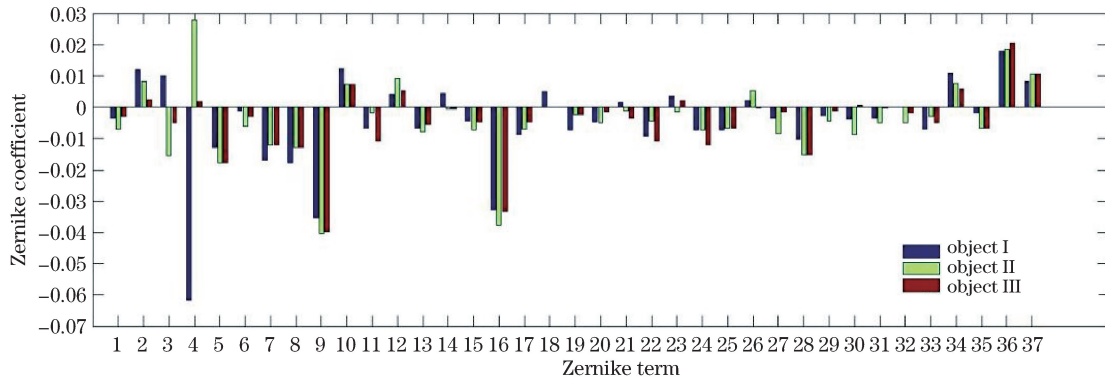


图 17 由第二组对比实验得到的泽尼克系数

Fig. 17 Zernike coefficients acquired from the second group of comparative experiments

述光场传播公式的离散化条件,设定检测标记与像面的距离为 $12.5 \mu\text{m}$,探测器光敏面与像面的距离为 15 mm 。由于 EUVL 投影物镜的波像差均方根小于 1 nm ,提高了对检测精度的要求。用 ePIE 算法检测 EUVL 投影物镜波像差,算法初始猜测的照明函数和检测标记均设定为未知。图 18 所示为仿真结果。

EUVL 投影物镜波像差数据参照文献[25],检测标记依然采用图 4 所示图样,其有效区域大小为 $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$,照明光波扫描该检测标记 4×4 次,扫描距离为 $2\ \mu\text{m}$ 。仿真结果给出的恢复波像差与定义波像差间的均方根误差为 $0.04\ \text{nm}$ 。如果在算法中给定检测标记的部分信息,可进一步提高恢复精度。

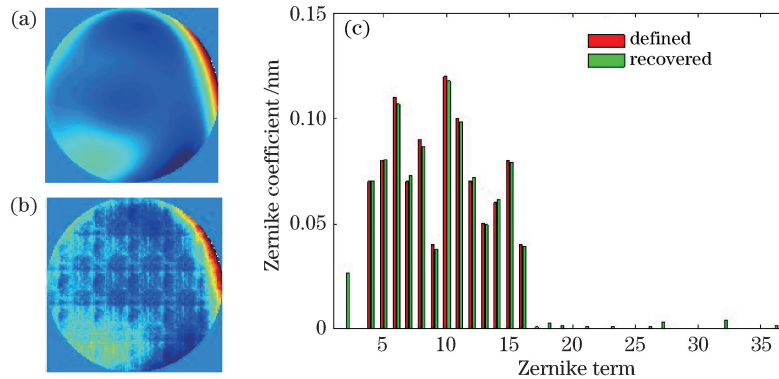


图 18 利用 ePIE 算法检测 EUVL 投影物镜波像差的仿真结果。(a) 定义波像差; (b) 恢复波像差; (c) 泽尼克系数
Fig. 18 Simulation results for wavefront aberration measurement of EUVL projection lens based on Ptychography.

(a) Defined wavefront aberration; (b) recovered wavefront aberration; (c) Zernike coefficients

目前 EUVL 投影物镜的 NA 与 DUV 光刻投影物镜的 NA 相比相对较小,且基于 Ptychography 技术的波像差检测系统结构相对简单,对系统误差相对不敏感,因而将 Ptychography 技术用于 EUVL 投影物镜波像差检测有一定的优势。

6 结 论

分析了 Ptychography 技术检测不同 NA 投影物镜波像差所采用的光场传播公式、离散化条件及实验架构,讨论了检测标记的通光率、复杂度及其与照明光波的配准对算法收敛性和波像差检测精度的影响。当 $NA < 0.15$ 时,选取傍轴近似下的菲涅耳衍射公式描述标记面至观测面的光场传播过程,给出了采用单步傅里叶变换和双步傅里叶变换算法时的离散化条件和相应检测系统的设计;当 NA 进一步增大时,分析发现采用经典的角谱公式很难建立实际的实验系统,需采用 HNAA 公式或者新的衍射场计算方法以适应实验条件。检测标记的通光率需要控制在 $45\% \sim 80\%$ 之间,增加标记图案的复杂性能获得更好的收敛速度与检测精度,在计算过程中增加正向或逆向配准能够进一步提高波像差的恢复精度。

在可见光条件下开展了小 NA 显微物镜的波像差检测实验,实验结果验证了该方法检测投影物镜波像差的可行性。EUVL 投影物镜的 NA 在 $0.25 \sim 0.33$ 之间,采用 Ptychography 技术的波像差检测系统结构简单,对系统误差敏感,有望成为一种实用的极紫外光刻机原位波像差检测手段。

参 考 文 献

- 1 Yuan Qiongyan, Wang Xiangzhao. Recent development of international mainstream lithographic tools [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2007, 44(1): 57-64.
袁琼雁, 王向朝. 国际主流光刻机研发的最新进展 [J]. 激光与光电子学进展, 2007, 44(1): 57-64.
- 2 Platt B C, Shack R. History and principles of Shack-Hartmann [J]. Journal of Refractive Surgery, 2001, 17(5): 573-577.
- 3 Fujii T, Kougo J, Mizuno Y, *et al.* Portable phase measuring interferometer using Shack-Hartmann method [C]. SPIE, 2003, 5038: 726-732.
- 4 Fujii T, Suzuki K, Mizuno Y, *et al.* Integrated projecting optics tester for inspection of immersion ArF scanner [C]. SPIE, 2006, 6152: 615237.
- 5 Miyakawa R H. Wavefront metrology for high resolution optical systems [D]. Berkeley: University of California, 2011.
- 6 van de Kerckhof M A, de Boeij W, Kok H, *et al.* Full optical column characterization of DUV lithographic projection tools [C]. SPIE, 2004, 5377: 1960-1970.
- 7 Wu Feibin, Tang Feng, Wang Xiangzhao, *et al.* Study on Ronchi shearing interferometry for wave-front aberration measurement of lithography projection lens [J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(3): 0308008.

- 吴飞斌, 唐 锋, 王向朝, 等. Ronchi 剪切干涉光刻投影物镜波像差检测技术研究[J]. 中国激光, 2015, 42(3): 0308008.
- 8 Wu Feibin, Tang Feng, Wang Xiangzhao, *et al.* Phase retrieval errors analysis of Ronchi phase-shifting shearing interferometer[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(6): 0612004.
吴飞斌, 唐 锋, 王向朝, 等. Ronchi 相移剪切干涉仪及其相位提取误差分析[J]. 光学学报, 2015, 35(6): 0612004.
- 9 Li Jie, Tang Feng, Wang Xiangzhao, *et al.* System errors analysis of grating lateral shearing interferometer[J]. Chinese J Lasers, 2015, 41(5): 0508006.
李 杰, 唐 锋, 王向朝, 等. 光栅横向剪切干涉仪及其系统误差分析[J]. 中国激光, 2015, 41(5): 0508006.
- 10 Wojdyla A, Miyakawa R, Naulleau P. Ptychographic wavefront sensor for high-NA EUV inspection and exposure tools [C]. SPIE, 2014, 9048: 904839.
- 11 Rodenburg J M, Faulkner H M L. A phase retrieval algorithm for shifting illumination[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(20): 4795-4797.
- 12 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.
- 13 Fienup J R. Phase retrieval algorithms: A comparison[J]. Applied Optics, 1982, 21(15): 2758-2769.
- 14 Wang H Y, Liu C, Pan X C, *et al.* Phase imaging with rotating illumination[J]. Chinese Optics Letters, 2014, 12(1): 010501.
- 15 Cheng Jun, Liu Cheng, Zhu Jianqiang. Influence of illumination to the PIE imaging method[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(9): 0911004.
程 君, 刘 诚, 朱健强. 照明方式对 PIE 成像质量影响的研究[J]. 光学学报, 2014, 34(9): 0911004.
- 16 Williams G J, Quiney H M, Dhal B B, *et al.* Fresnel coherent diffractive imaging[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(2): 025506.
- 17 Thibault P, Dierolf M, Menzel A, *et al.* High-resolution scanning X-ray diffraction microscopy[J]. Science, 2008, 321(5887): 379-382.
- 18 Thibault P, Dierolf M, Bunk O, *et al.* Probe retrieval in ptychographic coherent diffractive imaging [J]. Ultramicroscopy, 2009, 109(4): 338-343.
- 19 Maiden A M, Rodenburg J M. An improved ptychographical phase retrieval algorithm for diffractive imaging [J]. Ultramicroscopy, 2009, 109(10): 1256-1262.
- 20 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.
- 21 Rydberg C, Bengtsson J. Efficient numerical representation of the optical field for the propagation of partially coherent radiation with a specified spatial and temporal coherence function[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2006, 23(7): 1616-1625.
- 22 Bao P, Situ G. Lensless phase microscopy using phase retrieval with multiple illumination wavelengths [J]. Applied Optics, 2012, 51(22): 5486-5494.
- 23 Fienup J R. Invariant error metrics for image reconstruction[J]. Applied Optics, 1997, 36(32): 8352-8357.
- 24 Guizar-Sicairos M, Thuman S T, Fienup J R. Efficient subpixel image registration algorithms[J]. Optics Letters, 2008, 33(2): 156-158.
- 25 Kuerz P, Boehm T, Dinger U, *et al.* Optics for EUV lithography[C]. International Symposium on EUV Technology, Prague, 2009.