

异形孔径光阑成像系统像方空间光强分布计算

金思宇^{1,2}, 刘英^{1*}, 党博石¹, 马俊林¹, 杜杰¹, 陈小林¹, 王成龙¹¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 基于异形孔径光阑的成像系统像方光强分布计算对显微系统自动对焦、景深扩展等成像技术领域发展有极其重要的理论价值,而传统的菲涅耳衍射光强分布计算公式仅适用于轴对称孔径光阑,且在焦平面处光强分布的问题。利用标量衍射理论,通过结合频谱变换与正交分离,推导出适用于异形孔径形状、任意离焦量的像方空间光场强度分布数理关系式;并利用离散傅里叶变换原理,获得了基于异形孔径光阑的光学成像系统像方空间光强分布的数值计算表达式。在圆形孔径光阑、焦平面处,对获得的表达式与传统计算公式进行了对比计算与分析,两组计算结果完全一致。针对半圆形孔径光阑,在相同的系统参数下,在离焦量分别为 0, 4, 8 μm 三个像方位置处,数理模型理论计算的结果与实验测试结果基本一致。从而证明所推导数理模型的准确性,其可适用于任意形状的孔径光阑。

关键词 异形孔径光阑; 光学成像系统; 像方空间; 傅里叶变换; 光强分布

中图分类号 O438.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221217

Calculation of Light Intensity Distribution in Imaging Space of Imaging System with Arbitrary Aperture Diaphragm

Jin Siyu^{1,2}, Liu Ying^{1*}, Dang Boshi¹, Ma Junlin¹, Du Jie¹, Chen Xiaolin¹, Wang Chenglong¹¹Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, Jilin, China;²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract The calculation of light intensity distribution for an imaging system based on special-shaped aperture diaphragm has a significant theoretical importance for developing imaging techniques such as the automatic focus and depth-of-field expansion of microscopic systems. The traditional Fresnel diffractive light intensity distribution calculation formula applies only to the problems of an axisymmetric aperture diaphragm and light intensity distribution in the focal plane. We derived the mathematical relationship between the optical field intensity distribution of the image space suitable for the arbitrary aperture shape and arbitrary out-of-focus amount using scalar diffraction theory along with a combination of spectral transformation and orthogonal separation. Furthermore, by using the principle of discrete Fourier transform, we obtained the numerical calculation expression of optical intensity distribution for the imaging space of an optical imaging system with a particular aperture diaphragm. Additionally, we compared the calculation and analysis of the obtained numerical calculation expression with that of the traditional calculation formula, which prove the accuracy of the derived mathematical model calculation at a circular aperture diaphragm and focal plane. For a semicircular aperture diaphragm, under the same system parameters, at the three image positions of 0, 4, and 8 μm , respectively, the results calculated using the obtained mathematical model theory agree with the experimental test results, thereby indicating that the derived mathematical model applies to any shape of the aperture diaphragm.

Key words special-shaped aperture diaphragm; optical imaging system; imaging space; Fourier transform; light intensity distribution

收稿日期: 2022-04-06; 修回日期: 2022-04-15; 录用日期: 2022-05-19; 网络首发日期: 2022-05-29

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFC0308100, 2018YFC0307900)

通信作者: liuy613@163.com

1 引言

傅里叶光学理论在微纳光学^[1-3]、光学信息处理^[4]、成像光学^[5-7]等光学领域有着广泛的应用。2010年, Sohail等^[8]运用傅里叶光学理论,通过波前编码的形式实现超分辨。2015年, Llombart等^[9]运用这一理论分析 THz 聚焦系统的焦面场强分布。2020年, Harness^[10]借助 Braunbek 方法构建了基于傅里叶光学的非标量散射理论。2020年, de Groot等^[11]运用傅里叶光学理论建模分析了影响干涉显微镜分辨率的因素。

多种不同方法被应用于计算像方空间光强分布。2012年, Su等^[12]运用 Zernike 多项式计算像方空间光强分布,用于矩形孔径计算全息图(CGH),但这种方法的通用性差,对不同的孔径需要推导不同的 Zernike 多项式。2015年, Sakita等^[13]运用光学传递函数(OTF)计算矩形孔径和圆形孔径的光强分布,用于景深扩展,但这种方法只能用于计算解析解的孔径光阑图形。2013年, Chen等^[14]计算了运动孔径光阑的焦面光强分布,用于解密计算。2019年, Davis等^[15]在 JUICE and Europa ultraviolet spectrographs 上对比了圆形孔径和矩形孔径的分辨率,但没有深入分析孔径对分辨率的影响。

鉴于当前成像光学系统缺乏对异形孔径光阑像方空间任意位置光强分布普适性进行计算的数理模型,本文利用标量衍射理论和空间频谱理论,推导了适用于任意孔径形状、任意离焦量下成像光学系统像方空间的光场强度分布数理模型,定义了离焦因子,分析了该数理模型的影响条件,并通过离散傅里叶变换,获得了其数值计算表达式。为了验证计算模型的准确性,在圆形孔径光阑、系统焦平面处,对比所提计算公式与传统菲涅耳衍射理论强度分布计算公式得到的光强分布,对比结果表明两种数理模型获得的结果完全一致。最后为了验证数理模型的普适性,针对非光轴对称的半圆形孔径光阑,在离焦量分别为 0, 4, 8 μm , 扩束镜

输出光斑直径为 20 mm, 显微物镜数值孔径(NA)为 0.75, 工作波长为 785 nm 时, 推导的数理计算模型计算的像方空间的光强分布图与在同样参数下搭建的试验测试平台获得的光强分布图基本一致, 验证了所推导的异形孔径光阑像方空间强度分布数理计算模型的准确性和可靠性。该数理模型的诞生, 为自动对焦技术^[16]、景深扩展技术等运用异形孔径的技术的应用提供了重要理论支撑, 为相关科学研究的发展奠定了重要的理论基础。

2 异形孔径光阑下离焦面场分布计算

为了方便推导计算, 建立了如图 1 所示的异形孔径光阑下光学成像系统场分布原理图, 并定义成像透镜左侧为物方空间, 成像透镜的右侧为像方空间, 光学成像系统的光轴与坐标轴 z 重合。对于每个平面, 坐标原点 o 位于光轴上, 法线方向为 z 轴方向, 平面入射波从物方空间经过任意形状、任意位置的孔径光阑, 通过成像透镜变换为球面波, 传输到像方空间的焦平面上或者离焦平面上。设入射平面波振幅为 A , 为了保证孔径光阑的任意性, 设定孔径光阑为光轴非对称, 场分布设为 $U_0(x_0, y_0)$, 复振幅透过率为 $t(x_0, y_0)$, 设其与透镜的距离为 d_0 , 紧靠透镜前表面的平面场分布设为 $U_l(x, y)$, 紧靠透镜后表面的平面场分布设为 $U_l'(x, y)$, 焦距为 f , 离焦量为 Δz , 离焦面场分布为 $U_z(x_z, y_z)$, 规定 Δz 在焦平面左边为负, 右边为正, 当 $\Delta z = 0$ 时, 离焦面场分布等于焦平面场分布 $U_f(x_f, y_f)$ 。

在非涅耳近似^[17]下, 观察面的场分布 $U(x, y)$ 可以由孔径面的场分布 $U_0(x_0, y_0)$ 决定:

$$U(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} e^{jkz} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \times \mathcal{F} \left\{ U_0(x_0, y_0) e^{j\frac{k}{2z}(x_0^2+y_0^2)} \right\}_{f_z = \frac{x}{\lambda z}, f_y = \frac{y}{\lambda z}}, \quad (1)$$

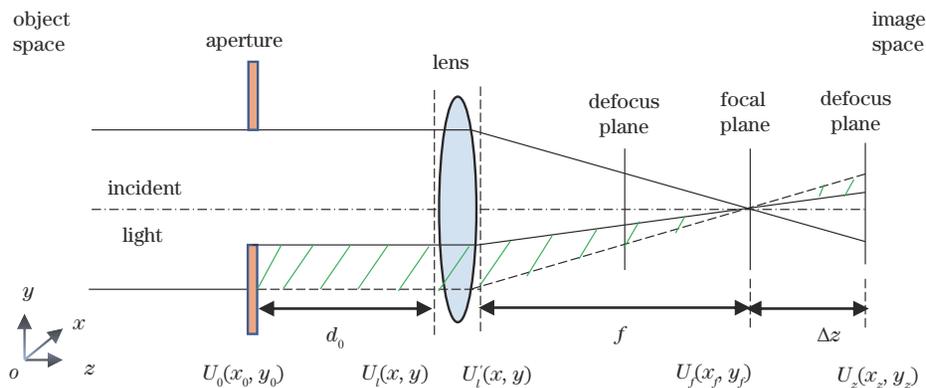


图 1 任意孔径光阑下光学成像系统场分布原理示意图

Fig. 1 Schematic of the field distribution principle of optical imaging system under arbitrary aperture diaphragm

式中: λ 为入射光波长; k 为波数; (x_0, y_0) 和 (x, y) 分别为孔径面和观察面上的坐标; z 为两个平面之间的距离; (f_x, f_y) 为频域坐标, $f_x = \frac{x}{\lambda z}$ 和 $f_y = \frac{y}{\lambda z}$ 表示频率取值与观察平面坐标的关系。

略去透镜产生的常量相位延迟, 透镜前后表面的场分布关系^[17]可表示为

$$U_l(x, y) = U_i(x, y) \times e^{-j\frac{k}{2f}(x^2+y^2)}. \quad (2)$$

因为离焦面处场分布 $U_z(x_z, y_z)$ 可以由透镜后表面场分布 $U_l(x, y)$ 经过菲涅耳衍射得到, 那么可令 $U_0(x_0, y_0) = U_l(x, y)$, $U(x, y) = U_z(x_z, y_z)$, $z = f + \Delta z$, 则 $f_x = \frac{x_z}{\lambda(f + \Delta z)}$, $f_y = \frac{y_z}{\lambda(f + \Delta z)}$, 将其和式(2)代入式(1), 得

$$U_z(x_z, y_z) = \frac{1}{j\lambda(f + \Delta z)} e^{jk(f + \Delta z)} e^{j\frac{k}{2(f + \Delta z)}(x_z^2 + y_z^2)} \times \mathcal{F} \left\{ U_l(x, y) \times e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\}. \quad (3)$$

式(3)为在离焦 z 处的场分布公式。为了简化式(3),

令 $A' = \frac{1}{j\lambda(f + \Delta z)} e^{jk(f + \Delta z)} \times e^{j\frac{k}{2(f + \Delta z)}(x_z^2 + y_z^2)}$, 整理得

$$U_z(x_z, y_z) = A' \mathcal{F} \left\{ U_l(x, y) \times e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\}. \quad (4)$$

式(4)为在离焦 z 处的场分布的简化公式。其中 $U_l(x, y)$ 与光阑的复振幅透过率函数 $t(x_0, y_0)$ 有关, 为了表示 $U_z(x_z, y_z)$ 与 $t(x_0, y_0)$ 之间的相互关系, 利用频域卷积定理对式(4)进行变换处理^[2], 得到

$$U_z(x_z, y_z) = \frac{A'}{2\pi} \mathcal{F} \left\{ U_l(x, y) \right\} * \mathcal{F} \left\{ e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\}. \quad (5)$$

光波传播到紧靠透镜前的平面上的场分布^[17]满足

$$\mathcal{F} \left\{ U_l(x, y) \right\} = A \times T(f_x, f_y) e^{-j\pi\lambda d_0(f_x^2 + f_y^2)}, \quad (6)$$

式中: A 为系统入射平面波的振幅; $T(f_x, f_y)$ 为复振幅透过率 $t(x_0, y_0)$ 的傅里叶变换。

将式(6)代入式(5), 整理得离焦面场分布函数为

$$U_z(x_z, y_z) = \frac{A}{2\pi j\lambda(f + \Delta z)} ET \left[\frac{x_z}{\lambda(f + \Delta z)}, \frac{y_z}{\lambda(f + \Delta z)} \right] * \mathcal{F} \left\{ e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\}, \quad (7)$$

式中: 离焦面场分布函数的相位因子 $E =$

$$e^{jk(f + \Delta z)} e^{j\frac{k}{2(f + \Delta z)} \left[1 - \frac{d_0}{(f + \Delta z)} \right] (x_z^2 + y_z^2)}, \text{ 且 } |E| = 1.$$

光强分布是场分布模的平方, 由此可得到离焦面光强表达式为

$$I_z(x_z, y_z) = \left| U_z(x_z, y_z) \right|^2 = \frac{A^2}{4\pi^2 \lambda^2 (f + \Delta z)^2} \times \left| T \left[\frac{x_z}{\lambda(f + \Delta z)}, \frac{y_z}{\lambda(f + \Delta z)} \right] * \mathcal{F} \left\{ e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\} \right|^2. \quad (8)$$

为方便计算, 令光阑面的坐标轴平行于透镜前表面的坐标轴, 两面坐标轴的坐标原点位于系统光轴上, 且各自坐标系下的单位长度相等, 则复振幅透过率 $t(x_0, y_0)$ 可表述为 $t(x, y)$, 又根据频域卷积定理^[18], 式(8)可变为

$$I_z(x_z, y_z) = \frac{A^2}{\lambda^2 (f + \Delta z)^2} \left| \mathcal{F} \left\{ t(x, y) e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)} \right\} \right|^2. \quad (9)$$

令离焦因子 $s(x, y) = e^{j\frac{-k\Delta z}{2f(f + \Delta z)}(x^2 + y^2)}$, 则式(9)可简化为

$$I_z(x_z, y_z) = \frac{A^2}{\lambda^2 (f + \Delta z)^2} \left| \mathcal{F} \left\{ t(x, y) s(x, y) \right\} \right|^2. \quad (10)$$

式(10)即为无穷远轴上点在异形光阑、任意像方空间位置的光强分布公式, 可以看出, 光强分布正比于光阑面的复振幅透过率函数 $t(x, y)$ 与离焦因子 $s(x, y)$ 乘积的傅里叶变换模的平方。复振幅透过率 $t(x, y)$ 随光阑形状和位置变化而改变, 离焦因子 $s(x, y)$ 代表离焦引起的相位分布变化, 在系统工作波长和焦距固定的情况下, 离焦因子只与离焦量 Δz 有关。

3 数值仿真计算与分析

3.1 坐标转换

利用式(10), 直接使用离散傅里叶变换(DFT)计算异形孔径光阑下离焦面处的光强分布时, 需要对原函数 $g(x, y) = t(x, y) s(x, y)$ 进行离散化采样, 为了方便分析计算, 令 $h(m, n)$ 表示 $g(x, y)$ 离散化采样后的矩阵。为了使用 DFT 输出矩阵表示离焦面光强分布, 需要利用频域分辨率公式^[19]计算出离焦面光强分布图像的空间分辨率。为了解决这一问题, 设原函数 $g(x, y)$ 的定义域为 $x \in [-a, a]$, $y \in [-b, b]$, 且 $a, b > 0$, 并将原函数离散化处理为 $M \times N$ 的矩阵 $h(m, n)$, $m = 0, 1, \dots, M - 1$, $n = 0, 1, \dots, N - 1$, 为大于 1 的整数, 令矩阵 $h(m, n)$ 对应的 DFT 输出矩阵

为 $H(f_m, f_n)$ 。

根据式(10), 离焦面光强分布用 DFT 矩阵可表示为

$$I_z(m_z, n_z) = \frac{A^2}{\lambda^2(f + \Delta z)^2} |H(f_m, f_n)|^2, \quad (11)$$

其中,

$$\begin{cases} f_m = \frac{m_z}{\lambda(f + \Delta z)} \\ f_n = \frac{n_z}{\lambda(f + \Delta z)} \end{cases}. \quad (12)$$

定义 $h(m, n)$ 两个维度的采样间隔 T_m 和 T_n 分别为

$$\begin{cases} T_m = \frac{2a}{M} \\ T_n = \frac{2b}{N} \end{cases}. \quad (13)$$

根据式(13), 定义矩阵 $h(m, n)$ 两个维度的采样速率 f_{ms} 和 f_{ns} 分别为

$$\begin{cases} m_z = -\frac{M}{2} \Delta m_z, -\frac{M-1}{2} \Delta m_z, \dots, 0, \dots, \frac{M-1}{2} \Delta m_z, \frac{M}{2} \Delta m_z \\ n_z = -\frac{N}{2} \Delta n_z, -\frac{N-1}{2} \Delta n_z, \dots, 0, \dots, \frac{N-1}{2} \Delta n_z, \frac{N}{2} \Delta n_z \end{cases}. \quad (17)$$

根据式(10)和式(17), 可以获得在对应空间区域内离焦面光强分布的数值解。

3.2 数值计算方法结果可靠性验证

为了验证所获得异形孔径光阑像方空间离焦面光强分布计算模型式(10)和式(17)的准确性和普适性, 分别从两个方面进行验证。一是采用圆形孔径光阑, 在合焦的情况下, 对本文推导公式计算的仿真模拟结果与传统菲涅耳衍射公式计算的仿真模拟结果进行对比计算; 二是采用半圆形孔径光阑, 在合焦和离焦情况下, 与实验测试结果进行对比分析。

3.2.1 圆形孔径光阑合焦下与传统公式对比验证

设定光学系统参数为: 系统焦距 $f=8$ mm, 工作波长 $\lambda=785$ nm, 孔径光阑为圆形, 其孔径 $D=20$ mm。利用推导的式(10)、式(17)与传统的圆孔菲涅耳衍射强度分布式(18)进行数值计算, 其中 θ 为衍射角, a 为孔径光阑半径, I_0 为中心点光强。

$$I = I_0 \left[\frac{2J_1(ka\theta)}{ka\theta} \right]^2. \quad (18)$$

获得的仿真结果如图 2 所示, 其中虚线代表本文推导公式计算的仿真模拟结果, 点状线代表传统的菲涅耳衍射强度分布公式求得的理论值。从图 2 可以看出两种计算结果完全吻合, 这可以验证推导的数值计算公式的正确性。

$$\begin{cases} f_{ms} = \frac{1}{T_m} = \frac{M}{2a} \\ f_{ns} = \frac{1}{T_n} = \frac{N}{2b} \end{cases}. \quad (14)$$

根据频域分辨率公式^[19]和式(14), 可得到 DFT 输出矩阵 $H(f_m, f_n)$ 两个维度的频域分辨率 Δf_m 和 Δf_n 分别为

$$\begin{cases} \Delta f_m = \frac{f_{ms}}{M} = \frac{1}{2a} \\ \Delta f_n = \frac{f_{ns}}{N} = \frac{1}{2b} \end{cases}. \quad (15)$$

对式(12)求微分, 并将式(15)代入, 得离焦面光强分布的两个维度的空间分辨率 Δm_z 和 Δn_z 分别为

$$\begin{cases} \Delta m_z = \Delta f_m \lambda (f + \Delta z) = \frac{\lambda(f + \Delta z)}{2a} \\ \Delta n_z = \Delta f_n \lambda (f + \Delta z) = \frac{\lambda(f + \Delta z)}{2b} \end{cases}. \quad (16)$$

通过对 $I_z(m_z, n_z)$ 进行循环移位, 将零频置于中心, 根据式(16)可知 m_z 和 n_z 的取值范围为

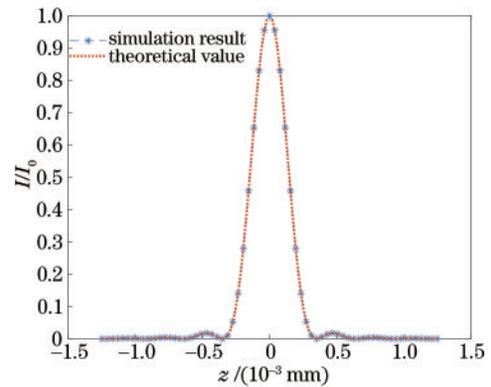


图 2 $D=20$ mm 圆形孔径衍射形成的艾里斑光强空间分布的仿真结果与理论值对比

Fig. 2 Comparison between simulation result of spatial distribution of Airy spot's light intensity formed by $D=20$ mm circular aperture diffraction and theoretical value

3.2.2 异形孔径光阑合焦和离焦情况下实验验证

为了验证式(10)和式(17)计算异形孔径光阑时在像方空间的光强分布的准确性和可靠性, 采用无对称中心的半圆形作为异形孔径光阑进行仿真计算和实验验证。实验平台按照仿真计算式设定的系统参数来搭建, 所搭建的实验平台如图 3 所示, 选用的显微物镜是 NIKON CFI PLAN APO LAMBDA 20X 物镜, 工业相机是 Basler beA4000-62km Camera Link 相机, 图

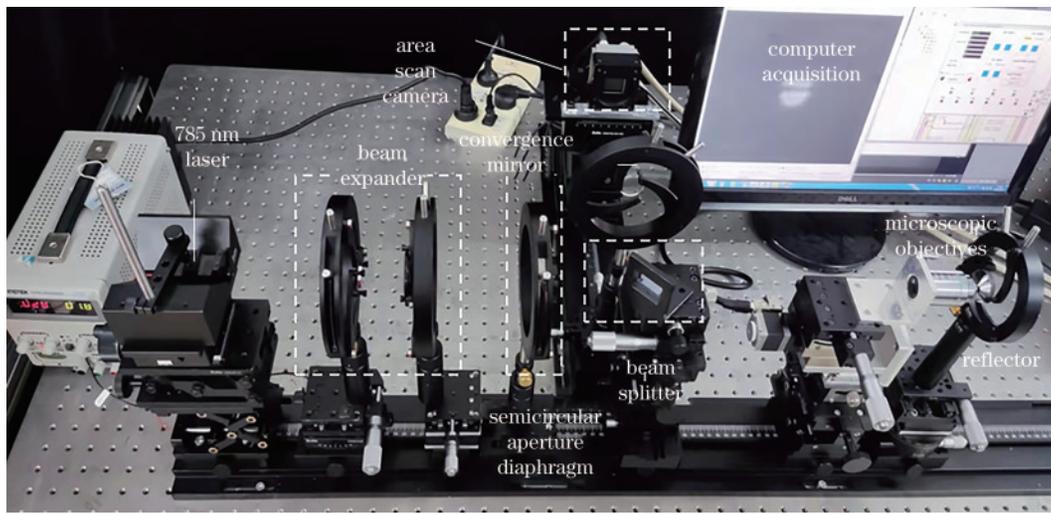


图 3 实验装置图

Fig. 3 Experimental apparatus diagram

像采集卡是 Silicon Software 公司的 microEnable 5 marathon ACL 图像采集卡,步进电机驱动器的型号是 DM422S,精密位移台是深圳新桥自动化设备有限公司的 BKCZV6020 型精密位移台。其中激光器波长为 785 nm,扩束镜组扩束直径为 20 mm,显微物镜焦距为 8 mm,放大倍率为 20×,成像会聚镜的焦距为 160 mm,光阑距离物镜 200 mm。系统采用面阵 CMOS 相机接收不同离焦位置光强度,显微物镜放置于一精密一维位移台上,位移精度为 0.1 μm,通过位移台精密控制,实现合焦和离焦控制,离焦量分别为 0,4,8 μm。

利用式(10)和式(17),仿真计算和实验平台采集获得的结果如图 4 所示,其中图 4(a)分别为半圆形孔径光阑通过光系统在 convergence mirror 焦面处的光强分布图,图 4(b)分别为对应位置的实验结果。

从图 4 仿真结果可以看出:当观察面位于焦平面处时,孔径光阑获得的光强分布呈现近似椭圆形的光斑形状,这完全不同于圆形光阑在焦平面处的圆对称光强分布,这是因为在不同方向上,非轴对称性孔径光阑图形的空间频率是不同的,也就是对应的衍射效应存在差异;当观察面位于离焦量较小的位置时,观察面光强分布主要受制于光阑衍射效应,因此无法用简单的几何关系式进行光强分布计算。实验结果的图形的面积相比理论结果图形偏大,根据实验,图像包络面积与仿真值偏差最大为 4.9%,这是实验装置装配存在偏差、镜片也存在一定的像差等导致的。

从图 4 的实验结果可以看出,所提计算模型在异形孔径光阑情况下合焦和离焦所计算的结果都是正确的,且数理模型计算结果能够很好地描述离焦过程中衍射产生的能量分布变化情况。因此该计算模型将会有效衔接传统物理光学与几何光学,为光学领域的相关研究提供重要理论支撑。

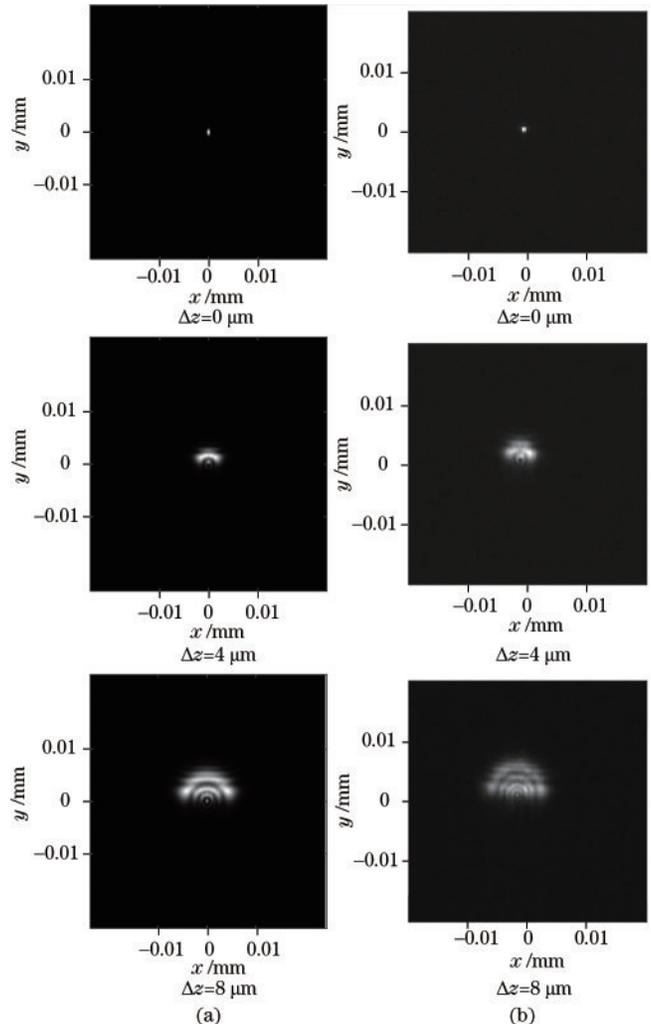


图 4 半圆形光阑在像方空间不同位置的光强分布仿真与实验结果

Fig. 4 Simulation and experimental results of light intensity distribution of semicircular diaphragm at different locations in the image space

4 结 论

推导了基于标量衍射理论的异形孔径形状,在像方空间任意位置处的光场强度分布的数理模型式(10),分析了该数理模型的物理含义和影响因素;根据离散傅里叶变换的性质,计算出所推导像方空间光强分布数理模型获得的离焦面光强分布计算式(17),为数理模型的数值计算提供可行性。在圆形孔径光阑、合焦情况下,对推导的数值计算公式和传统菲涅耳光强计算公式进行对比计算,两种计算模型获得的结果完全匹配;并利用所获得的数理模型,针对半圆形孔径光阑,模拟计算了在离焦量分别为 0, 4, 8 μm , 扩束镜输出光斑直径为 20 mm, 显微系统 NA 为 0.75, 工作波长为 785 nm 时像方空间的光强分布图;并在相同的仿真参数下搭建了实验测试平台,通过对不同离焦量下的强度分布图的对比分析,发现两种方式获得的强度分布图几乎一致,略有偏差,主要是装配过程中各元部件的偏差以及采用的光学元件不是完全无像差的理想元件导致的。通过两组对比数据、图形的对比分析,可以证明推导的计算公式(10)和(17)是正确可靠的,也具有普适性,可以分析计算任意形状孔径光阑的成像光学系统像方强度分布。本文的理论成果为成像光学系统像方空间光强分布分析计算相关的技术领域的应用研究与发展奠定了重要理论基础。

参 考 文 献

- [1] Xia W X, Oterkus E, Oterkus S. Ordinary state-based peridynamic homogenization of periodic micro-structured materials[J]. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 2021, 113: 102960.
- [2] Li Z F, Dong J, Zhang H X, et al. Sonochemical catalysis as a unique strategy for the fabrication of nano-/micro-structured inorganics[J]. *Nanoscale Advances*, 2021, 3(1): 41-72.
- [3] Sun Q S, Xue Z X, Chen Y, et al. Modulation of the thermal transport of micro-structured materials from 3D printing[J]. *International Journal of Extreme Manufacturing*, 2022(1): 22-33.
- [4] 邸江磊, 唐唯, 吴计, 等. 卷积神经网络在光学信息处理中的应用研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(16): 1600001.
Di J L, Tang J, Wu J, et al. Research progress in the applications of convolutional neural networks in optical information processing[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(16): 1600001.
- [5] Yang T, Duan Y Z, Cheng D W, et al. Design method of imaging optics using phase elements with flat/freeform-surface-based geometric substrate[C]//Freeform Optics 2021, June 27-July 1, 2021, Washington, DC, USA. Washington, D.C.: OPTICA, 2021: JW4D.5.
- [6] Ikoma H, Nguyen C M, Metzler C A, et al. Depth from defocus with learned optics for imaging and occlusion-aware depth estimation[C]//2021 IEEE International Conference on Computational Photography, May 23-25, 2021, Haifa, Israel. New York: IEEE Press, 2021.
- [7] Meng Z Y, Yuan X. Perception inspired deep neural networks for spectral snapshot compressive imaging[C]//2021 IEEE International Conference on Image Processing, September 19-22, 2021, Anchorage, AK, USA. New York: IEEE Press, 2021: 2813-2817.
- [8] Sohail M, Mudassar A A. Geometric superresolution by using an optical mask[J]. *Applied Optics*, 2010, 49(16): 3000-3005.
- [9] Llombart N, Blázquez B, Freni A, et al. Fourier optics for the analysis of distributed absorbers under THz focusing systems[J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2015, 5(4): 573-583.
- [10] Harness A. Implementing non-scalar diffraction in Fourier optics via the Braunbek method[J]. *Optics Express*, 2020, 28(23): 34290-34308.
- [11] de Groot P J, Colonna de Lega X. Fourier optics modeling of interference microscopes[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2020, 37(9): B1-B10.
- [12] Su P, Ma J S, Tan Q F, et al. Computer generated hologram null test of a freeform optical surface with rectangular aperture[J]. *Optical Engineering*, 2012, 51(2): 025801.
- [13] Sakita K, Ohta M, Shimano T, et al. Aperture shape dependencies in extended depth of focus for imaging camera by wavefront coding[J]. *Optical Review*, 2015, 22(1): 9-18.
- [14] Chen W, Situ G H, Chen X D. High-flexibility optical encryption via aperture movement[J]. *Optics Express*, 2013, 21(21): 24680-24691.
- [15] Davis M W, Osterman S N, Gladstone G R, et al. High-resolution aperture shape analysis for the JUICE and Europa ultraviolet spectrographs[J]. *Proceedings of SPIE*, 2019, 11118: 360-366.
- [16] Zhang X, Zeng F, Li Y, et al. Improvement in focusing accuracy of DNA sequencing microscope with multi-position laser differential confocal autofocus method[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 887-896.
- [17] Goodman J W. *Introduction to Fourier optics*[M]. 4th ed. New York: W.H. Freeman & Co. Ltd, 2017.
- [18] Mitra S K. *Digital signal processing: a computer based approach*[M]. 4th ed. New York: McGraw-Hill Companies, 2010.
- [19] Rao K R, Kim D N, Hwang J J. Integer fast Fourier transform[M]//Rao K R, Kim D N, Hwang J J. *Fast Fourier transform-algorithms and applications. Signals and communication technology*. Dordrecht: Springer, 2010: 111-126.