

像散 Bessel 光束自重建特性的理论和实验研究

杨艳飞 陈婧 吴逢铁 胡润 张惠忠 胡汉青

Theoretical and experimental study of self-reconstruction property of astigmatic Bessel beam

Yang Yan-Fei Chen Jing Wu Feng-Tie Hu Run Zhang Hui-Zhong Hu Han-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 224201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181416

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181416>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[强散射过程中基于奇异值分解的光学传输矩阵优化方法](#)

Transmission matrix optimization based on singular value decomposition in strong scattering process

物理学报.2018, 67(10): 104202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172688>

[准平行光干涉的滤波型多抖动相控方法研究](#)

Methodology of filter-type multi-dithering phase control for quasi parallel light interference

物理学报.2018, 67(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171562>

[高功率光纤中传输光模式与其波长相关性研究](#)

Analysis of wavelength dependence of mode in high power fiber laser

物理学报.2017, 66(19): 194202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.194202>

[四元裂解位相调制实现相干光通过散射介质聚焦](#)

Four-element division algorithm for focusing light through scattering medium

物理学报.2017, 66(11): 114202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.114202>

[基于空间域和频率域傅里叶变换 \$F^2\$ 的光纤模式成分分析](#)

Fiber modal content analysis based on spatial and spectral Fourier transform

物理学报.2016, 65(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154202>

像散 Bessel 光束自重建特性的理论和实验研究*

杨艳飞 陈婧 吴逢铁† 胡润 张惠忠 胡汉青

(华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 厦门 361021)

(2018年7月25日收到; 2018年10月2日收到修改稿)

基于菲涅耳衍射积分理论和巴比涅原理, 推导出像散 Bessel 光束经圆形障碍物后的光强分布一般表达式. 数值模拟了像散 Bessel 光束经圆形障碍物遮挡后光场的自重建过程, 并设计相关实验进行验证, 实验结果与理论模拟基本符合. 结果表明: 零阶像散 Bessel 光束经过轴上和离轴障碍物后均会发生光束重建现象. 随着传输距离的增加, 像散 Bessel 光束的外轮廓尺寸变大、中心光点阵列数增多, 逐渐重建出不同于障碍物前的完整光束. 并且观察到光束在重建过程中横向和纵向的重建速度并不一致, 存在一定的速度差. 利用螺旋相位板产生高阶像散 Bessel 光束, 验证了高阶像散 Bessel 光束经障碍物遮挡后同样具有自重建特性. 研究结果对像散 Bessel 光束在多层粒子操纵方面的应用具有参考价值.

关键词: 菲涅耳衍射, 像散 Bessel 光束, 自重建, 螺旋相位板

PACS: 42.25.Hz, 24.10.Ht, 41.85.-p, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.67.20181416

1 引言

自 1987 年第一束无衍射 Bessel 光束^[1]被提出以来, 便引起了广泛关注. 因该光束具有无衍射、自重建等特性, 使得它被有效应用于粒子微操控^[2,3]、量子通信^[4]、医学成像等^[5]领域. 近几年, 对 Bessel 光束的研究仍不断深入, 如 Luo 课题组^[6,7]提出了介电超表面的 Bessel 光束的产生和调控技术; 陈欢等^[8]提出了基于 Pancharatnam-Berry 相位调控产生 Bessel 光束; Rao 和 Samanta^[9]提出了利用不同阶的空心高斯光束入射轴棱镜产生 Bessel 光束. 然而对无衍射光束的研究中发现, 在实验光路的构建过程中, 由于光学元件(轴棱锥)的加工误差, 或者操作不当使得光路失去准直, 导致光束倾斜入射到光学元件, 引起像散, 这些均会导致轴棱锥后的衍射光场发生畸变, 从而产生像散 Bessel 光束. 近年来, 研究者对像散 Bessel 光束进行了深入研究. 1998 年, Zhao 和 Zhu^[10]通过观察光束斜入射轴棱锥的情况, 讨论了像散 Bessel 光束随入射倾角的变

化规律; 2003 年, Thaning 等^[11]通过对比斜入射圆锥和正入射椭圆轴棱锥的情况, 最终得到两束等价的像散 Bessel 光束; 2016 年, 刘莎等^[12]利用像散飞秒 Bessel 光束在石英玻璃中刻写出微米量级的双芯光波导结构, 实验证明该结构有望被用作高灵敏度的差分位移传感器. 特别是吴逢铁课题组对像散 Bessel 光束的光学特性做了较全面的研究, 如: 江新光 and 吴逢铁^[13]研究了像散对轴棱锥衍射特性的影响, 并提出利用可调精密旋转轴棱锥修正像散; 胡润等^[14]通过分析离轴像散对高阶 Bessel 光束的影响, 提出了一种检测拓扑电荷数的简单方案; 杨艳飞等^[15]对部分相干像散 Bessel 光束的产生及其传输特性做了进一步的研究.

自 2002 年 Garace-Chavez 等^[16]创造性地将 Bessel 光束的自重建特性用于光镊操控粒子后, 人们看到了光束自重建特性用于光学微操作、多层粒子扫描等^[17,18]领域的可能性. 此后, 各种光束的自重建特性被不断发现和深入研究. 2008 年, Dogariu 等^[19]从理论和实验上研究了加速 Airy 光束的自重建特性, 发现 Airy 光束在传播过程中具

* 国家自然科学基金(批准号: 11774103)和国家自然科学基金青年基金(批准号: 61605049, 61802136)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn

有很强的抗干扰能力; 2011年, 张前安等^[20]通过理论分析和实验验证了高阶 Bessel 光束的自重建特性, 并提出利用高阶 Bessel 光束构建新型光镊系统, 使光致旋转成为可能; 2015年, 李冬等^[21]研究了无衍射 Mathieu 光束经圆形障碍物部分遮挡后光场的自重建过程.

Marcelino 课题组^[22]曾对利用轴棱锥产生的像散 Bessel 光束做了相关研究, 并通过理论模拟证明了像散 Bessel 光束具有自重建特性. 该文主要介绍了像散 Bessel 光束的形成及其相关特性, 利用几何光学原理对其自重建特性做了理论模拟, 但缺少相应的实验验证, 且该文只对零阶像散 Bessel 光束的自重建特性做了研究, 而未涉及高阶像散 Bessel 光束. 本文基于波动光学及菲涅耳衍射积分理论,

推导出圆形障碍物后像散 Bessel 光束自重建过程的一般表达式; 理论模拟了零阶像散 Bessel 光束经过轴上圆形障碍物后的截面光强和径向曲线, 可以更清晰地观察到该光束的自重建过程; 详细分析了障碍物偏离光轴时零阶像散 Bessel 光束的自重建特性, 并进一步利用螺旋相位板产生高阶像散 Bessel 光束, 验证了高阶像散 Bessel 光束同样具有自重建特性. 实验结果和理论模拟相符合.

2 理论分析

根据文献^[14]可知, 像散 Bessel 光束的衍射光场表达式可简化为

$$E(\rho, \theta, z) \propto \sum_{h=-\infty}^{\infty} (i)^{m-h+1} J_h \left(\frac{k(n-1)^2 \gamma^2 \sin^2 \eta}{(2-\sin^2 \eta)^2} z \right) J_{m-2h} \left(\frac{2k(n-1)\gamma\rho}{2-\sin^2 \eta} \right) \exp[-i(m-2h)\theta], \quad (1)$$

其中, ρ, θ, z 为柱坐标变量; $k = (2\pi/\lambda)$ 为波数; n 为折射率; γ 为轴棱锥底角; η 为轴棱锥的偏转角; m 为拓扑电荷数.

为了研究像散 Bessel 光束的自重建特性, 考虑将障碍物置于轴棱锥后 $z = L$ 处, 则初始平面处的光场为

$$E_0(\rho, \theta, z_0 = L) \propto \sum_{h=-\infty}^{\infty} (i)^{m-h+1} J_h \left(\frac{k(n-1)^2 \gamma^2 \sin^2 \eta}{(2-\sin^2 \eta)^2} (z+L) \right) J_{m-2h} \left(\frac{2k(n-1)\gamma\rho}{2-\sin^2 \eta} \right) \exp[-i(m-2h)\theta]. \quad (2)$$

假设障碍物具有高斯型振幅吸收特性, 则障碍物的振幅透过率函数可以表示为

$$T(\rho, \theta) = 1 - \exp \left[- \frac{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\theta - \theta_0)}{\omega^2} \right] A(\rho), \quad (3)$$

(3) 式中, (ρ, θ) 为 $z = 0$ 平面上的极坐标位置; (ρ_0, θ_0) 为圆形障碍物的中心位置, 当 $\rho_0 = 0$ 时, 表示障碍物在轴上; ω 表示障碍物吸收特性参数, 当 $\omega \rightarrow 0$ 表示不存在障碍物, $\omega \rightarrow \infty$ 表示完全吸收; $A(\rho)$ 用来描述障碍物形状, 当障碍物为圆形时, 依据硬边光阑复高斯展开法, 离轴圆形障碍物 $A(\rho)$ 可展开为

$$A(\rho) = \sum_{v=1}^N A_v \exp \left[- B_v \frac{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\theta - \theta_0)}{a^2} \right], \quad (4)$$

其中 a 为圆形障碍物的半径; A_v 和 B_v 均为展开系数, 可以通过优化方法获得; N 是展开项数, 一般取前 10 项就能满足要求.

根据菲涅耳衍射积分理论, 障碍物后传播距离 z 处的光场可表示为

$$E(r, \phi, z) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \iint E_0(\rho, \theta, z_0 = L) T(\rho, \theta) \times \exp \left[\frac{ik}{2z} (\rho^2 + r^2) \right] \times \exp \left[- \frac{ik}{z} r\rho \cos(\theta - \phi) \right] \rho d\rho d\theta. \quad (5)$$

将 (2), (3), (4) 式代入 (5) 式并利用如下公式:

$$\int_0^{2\pi} \exp[-il\theta + x \cos(\theta - \phi)] d\theta = 2\pi \exp(-il\phi) I_l(x), \quad (6)$$

$$\exp[ix \cos(\theta - \phi)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(x) \exp[in(\theta - \phi)], \quad (7)$$

$$\int_0^{\infty} x J_l(\alpha x) J_l(\delta x) \exp(-\gamma x^2) dx = \frac{1}{2\gamma} I_l\left(\frac{\alpha\delta}{2\gamma}\right) \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \delta^2}{4\gamma}\right), \quad (8)$$

其中 I_l 是 l 阶第一类修正 Bessel 函数.

经积分化简计算, 并根据巴比涅原理^[23], 可将(5)式化简为

$$E(r, \phi, z) = E_1(r, \phi, z) - E_2(r, \phi, z), \quad (9)$$

其中,

$$E_1(r, \phi, z) = K \sum_{h=-\infty}^{\infty} (i)^{2m-3h+1} J_h \left[\frac{k(n-1)^2 \gamma^2 \sin^2 \eta}{(2 - \sin^2 \eta)^2} (z + L) \right] I_{m-2h} \left(\frac{i2k(n-1)\gamma r}{2 - \sin^2 \eta} \right) \times \exp[-i(m-2h)\phi], \quad (10)$$

$$E_2(r, \phi, z) = \sum_{v=1}^N \sum_{h=-\infty}^{\infty} G (i)^{m-h+1} J_h \left[\frac{k(n-1)^2 \gamma^2 \sin^2 \eta}{(2 - \sin^2 \eta)^2} (z + L) \right] J_{m-2h} \left(\Gamma \frac{2a^2 k z (n-1) \gamma r}{(2B_\nu z - ika^2)(2 - \sin^2 \eta)} \right) \times \exp\left(-\frac{B_\nu \rho_0^2}{a^2}\right) \exp[-i(m-2h)\psi], \quad (11)$$

上式中,

$$K = \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) \exp\left[-ik \frac{4(n-1)^2 \gamma^2 z^2 + r^2(2 - \sin^2 \eta)^2}{2z(2 - \sin^2 \eta)^2}\right], \quad (12)$$

$$G = \frac{2\pi}{i\lambda z} \frac{A_\nu a^2 z}{2B_\nu z - ika^2} \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) \exp\left[a^2 z \frac{\Gamma^2(2 - \sin^2 \eta)^2 - 4k^2(n-1)^2 \gamma^2}{2(2B_\nu z - ika^2)(2 - \sin^2 \eta)^2 z}\right], \quad (13)$$

$$\Gamma = \sqrt{4\rho_0^2 \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{B_\nu}{a^2}\right)^2 - \frac{k^2 r^2}{z^2} - \frac{4ik\rho_0 r}{z} \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{B_\nu}{a^2}\right) \cos(\theta_0 - \phi)}, \quad (14)$$

$$\psi = \arctan \frac{2\rho_0 \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{B_\nu}{a^2}\right) \sin(\theta_0) - \frac{ikr}{z} \sin(\phi)}{2\rho_0 \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{B_\nu}{a^2}\right) \cos(\theta_0) - \frac{ikr}{z} \cos(\phi)}. \quad (15)$$

利用(9)–(15)式可以求得障碍物后的光强分布式为

$$I(r, \theta, z) = |E_1(r, \theta, z) - E_2(r, \theta, z)|^2. \quad (16)$$

3 数值模拟

根据上述理论分析, 利用 MathCAD 模拟像散 Bessel 光束被圆形障碍物遮挡后的光束传输特性. 模拟时, 设置入射波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 折射率 $n = 1.458$, 轴棱锥底角 $\gamma = 1^\circ$, 偏转角 $\eta = 20^\circ$, 圆形障碍物的半径 $a = 0.2 \text{ mm}$, 障碍物的高斯吸收参数 $\omega = 100 \text{ mm}$, 轴棱锥到障碍物的距离 $L = 200 \text{ mm}$, 离轴时障碍物的中心位置 $(\rho_0, \theta_0) = (0.2, 3\pi/2)$.

零阶像散 Bessel 光束被圆形障碍物遮挡后的

传输过程如图 1 所示. 图 1(a) 为零阶像散 Bessel 光束截面光斑图; 图 1(b) 为障碍物遮挡示意图; 图 1(c) 为像散 Bessel 光束自重建轴向光场分布图 (圆形障碍物置于传输距离 $z = 0$ 处). 从图 1 中可以看出, 像散 Bessel 光束被障碍物遮挡后一小段距离内光束消失, 经过一段距离传输后 (大致在 $z = 80 \text{ mm}$ 处), 像散 Bessel 光束再次出现, 并逐渐恢复成完整的像散 Bessel 光束. 这是由于像散的存在, He-Ne 激光器发出的平面波经螺旋相位板和倾斜轴棱锥后发生波前畸变, 形成向光轴会聚的畸变的入射锥面波和从光轴出发的畸变的出射锥面波, 两个锥形波面叠加的区域可视为像散 Bessel 光束区域, 当在该区域放置障碍物后, 入射锥面波或出射锥面波被遮挡, 或者两者同时被遮挡. 在被障碍物遮挡的区域里无法形成像散 Bessel 光束, 但是

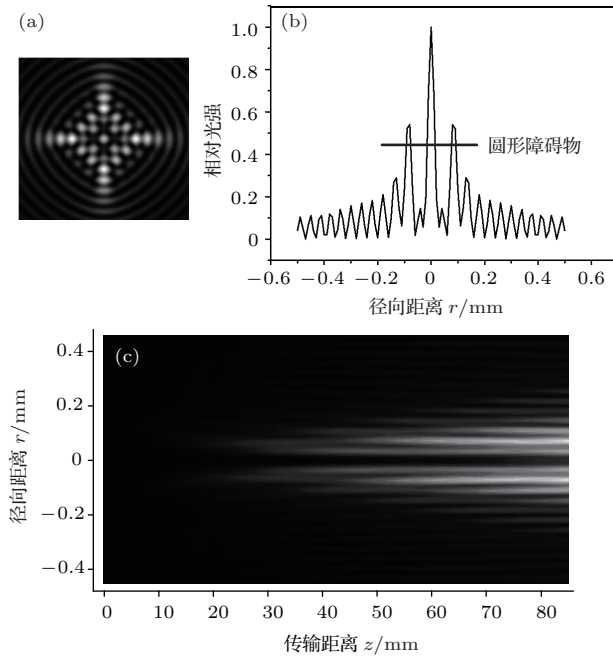


图1 (a) 零阶像散 Bessel 光束截面光斑图; (b) 障碍物遮挡示意图; (c) 自重建轴向光场分布图
 Fig. 1. (a) Cross-sectional spot diagram of zero-order astigmatic Bessel beam; (b) diagram illustrating of the occlusion with an obstacle; (c) self-reconstructed axial light field distribution.

没有被遮挡的入射锥面波和出射锥面波继续传播后叠加仍会形成新的像散 Bessel 光束, 表明像散 Bessel 光束经过障碍物传播一段距离后仍然具有自

重建特性.

根据 (10) 和 (12) 式模拟了零阶 ($m = 0$) 像散 Bessel 光束在无障碍物遮挡时传输不同距离处的截面光强, 如图 2 所示. 其中图 2(a) 为无障碍物遮挡时的截面光强图, 图 2(b)—(e) 分别为传输距离在 $z = 0, z = 10, z = 30, z = 80$ mm 处的截面光强. 随着传输距离的增加, 光束中心光斑不断进行分裂, 中心光点数目逐渐增多, 同时外轮廓尺寸不断变大. 这种光场的裂变主要是由于光路引入了像散, 由像散的概念可知, Bessel 光束经倾斜轴棱锥聚焦后, 其子午细光束与弧矢细光束汇聚后将不在一个点上, 因此观察到的光斑呈现出分裂的点阵状态.

在像散 Bessel 光束中心放置半径 $a = 0.2$ mm 的圆形障碍物, 并由 (9)—(16) 式模拟零阶像散 Bessel 光束经轴上圆形障碍物后不同传输距离处的光强分布和径向曲线图, 如图 3 所示. 其中图 3(a) 为无障碍物时的光强截面, 图 3(b)—(e) 为轴上障碍物遮挡时的光强截面, 传输距离分别为 $z = 0, z = 10, z = 30, z = 80$ mm. 从图 3 中可以看出: 像散 Bessel 光束被圆形障碍物遮挡后, 随着传输距离的增加, 光束轮廓和内部光点阵列逐渐显现出来, 且光束外轮廓不断扩大, 中心点阵列不断增多. 最终在距离障碍物 80 mm 处出现完整的像散

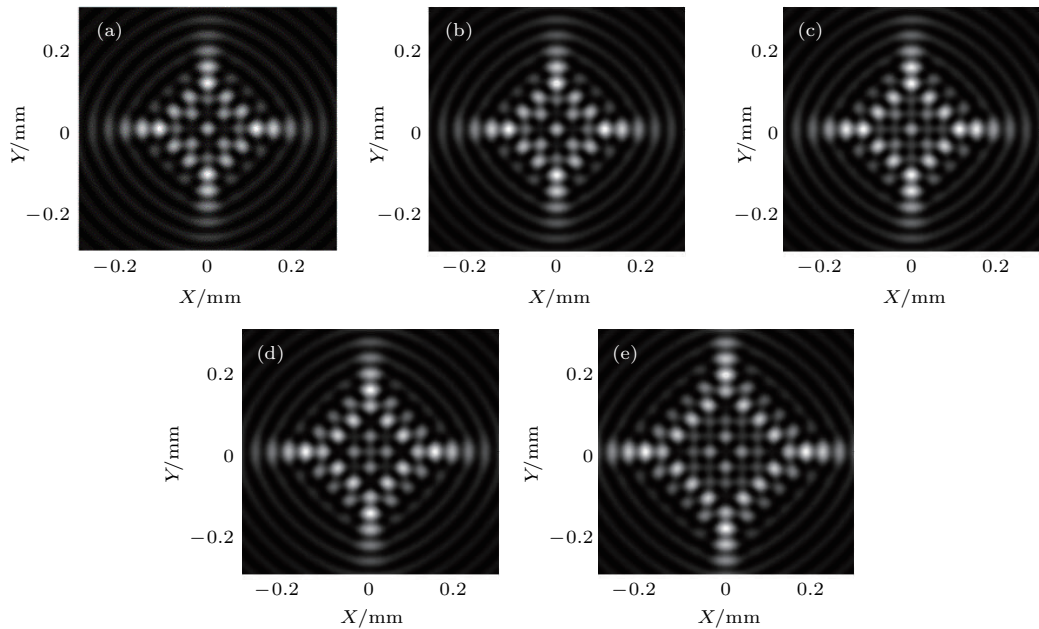


图2 零阶像散 Bessel 光束在不同位置处的截面光强 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm
 Fig. 2. Cross section intensity of zero-order astigmatic Bessel beams at different positions: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

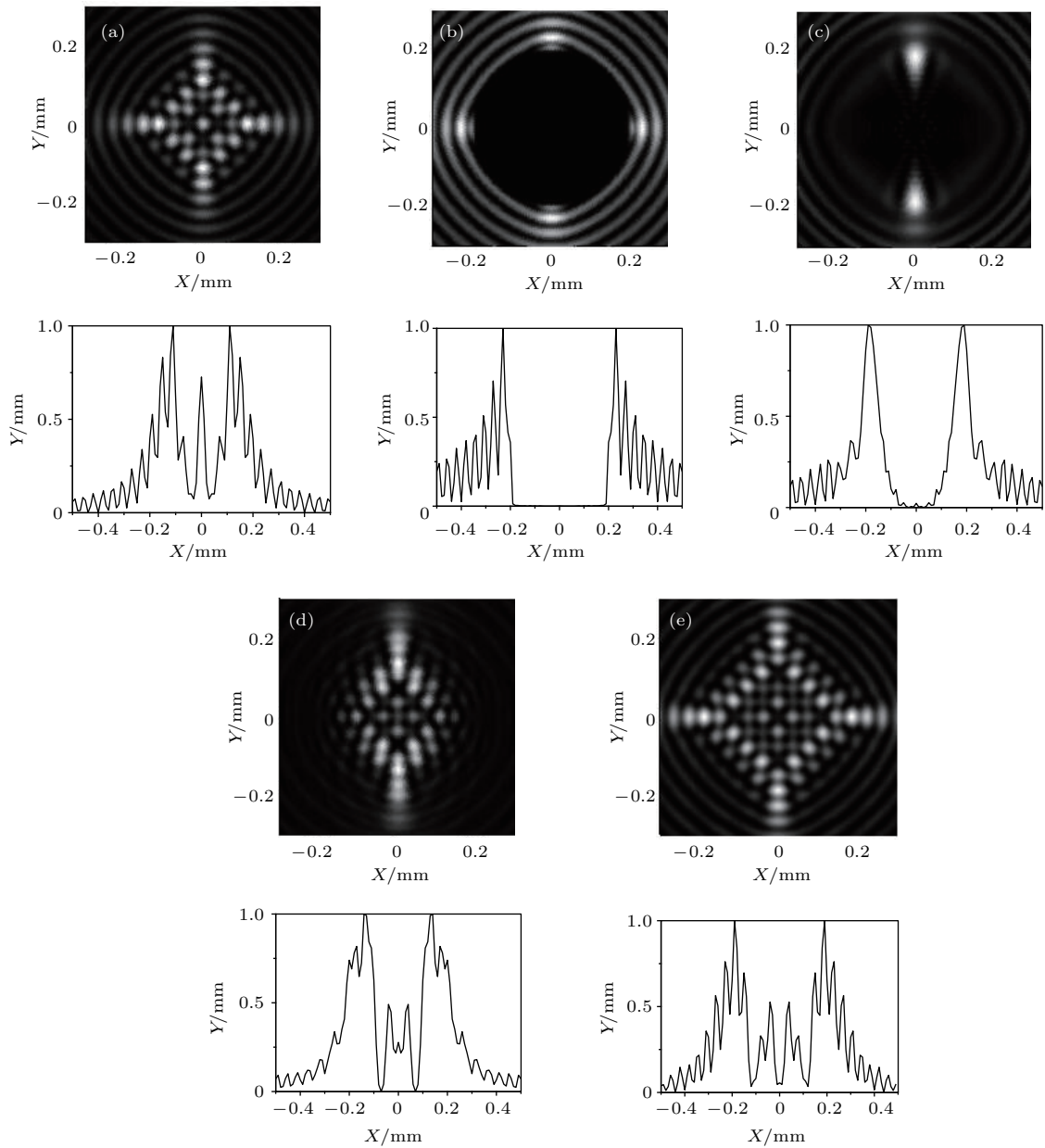


图3 轴上障碍物后零阶像散 Bessel 光束在不同位置处的截面光强和径向曲线图 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 3. Cross section intensity and radial distributions of zero-order astigmatism Bessel beam at different distances with on-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

Bessel 光束. 从图2和图3可以看出, 被障碍物遮挡时, 传输80 mm距离处重新出现的光斑图3(e)与无障碍物时传输相同距离处的光束光斑图2(e)一致, 即光束表现出自重建特性. 且对比图3(a)与图3(e)可知像散 Bessel 光束经过障碍物后重建出与障碍物前不同的截面光斑, 此重建过程与无衍射 Bessel 光束的自重建过程不同.

从对应的径向光强分布曲线图中, 能够更清晰地看出障碍物位于中心轴上时零阶像散 Bessel 光束的自重建演变过程. 值得注意的是, 从图3(c)和

图3(d)中我们发现了一个新的光学特性: 光束在障碍物后10 mm处, 竖直方向已经开始重建, 而水平方向还未开始; 且在障碍物后30 mm处竖直方向已经基本完成重建, 而水平方向才重建一部分. 由于像散的存在, 造成在重建过程中障碍物后的两束光束干涉受到影响, 导致横向和纵向出现重建速度差. 因此, 像散 Bessel 光束在自重建过程中, 横向和纵向的重建速度并不一致, 存在一定的速度差.

为了验证障碍物的位置对像散 Bessel 光束自重建特性的影响, 我们将圆形障碍物沿光束径

向偏离 0.2 mm, 即设置其中心位置为 $(\rho_0, \theta_0) = (0.2, 3\pi/2)$, 模拟了像散 Bessel 光束经过离轴障碍物后不同传播距离处的截面光强, 如图 4 所示. 图 4(a) 为无障碍物时的光强截面, 图 4(b)—(e) 为

被离轴障碍物遮挡时的光强截面, 其传输距离分别为 0, 1, 3, 80 mm. 从图 4 中可以看出, 像散 Bessel 光束经过离轴圆形障碍物后一小段距离内, 部分光束被遮挡消失, 圆形障碍物清晰可见; 随着传输距离

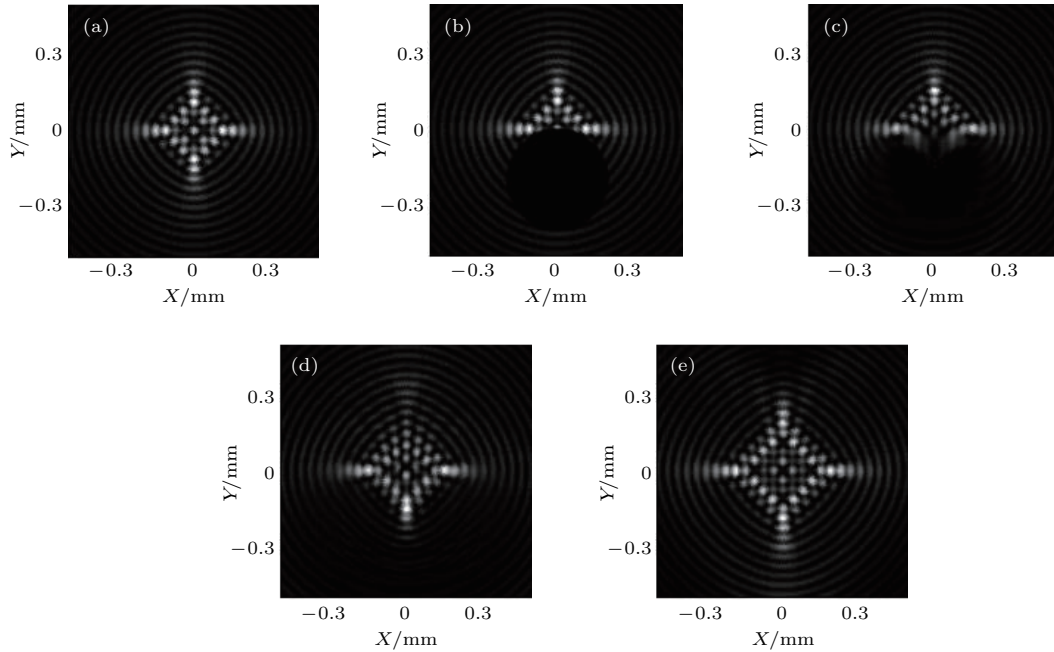


图 4 离轴障碍物后零阶像散 Bessel 光束在不同位置处的截面光强 (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 4. Cross section intensity of zero-order astigmatism Bessel beam at different distances with off-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

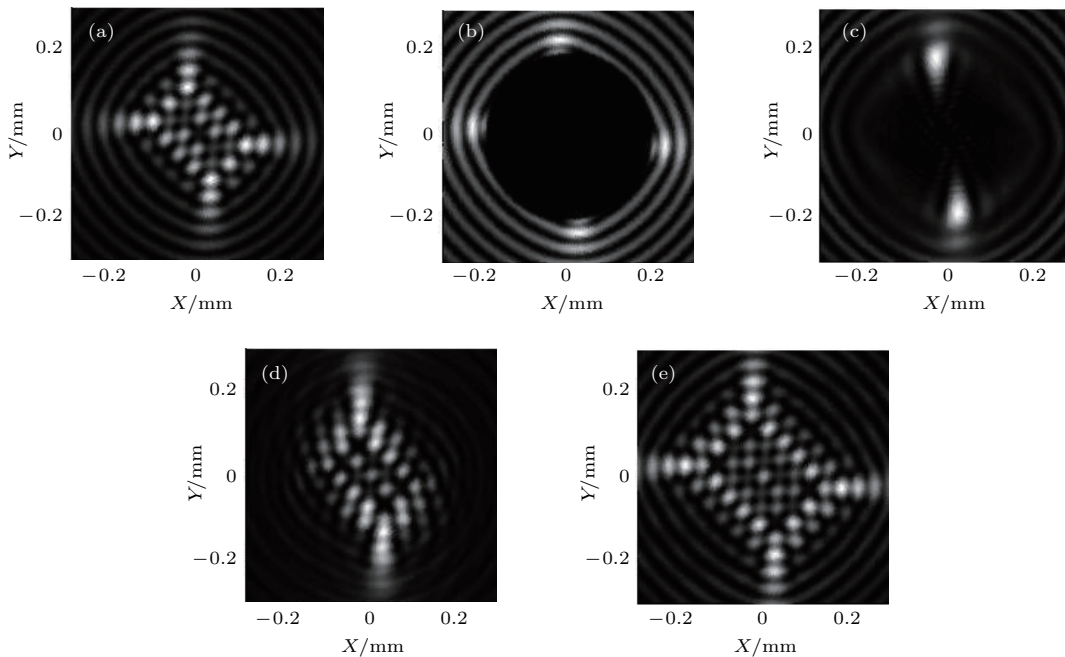


图 5 轴上障碍物后高阶像散 Bessel 光束在不同位置处的截面光强 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 5. Cross section intensity of high-order astigmatism Bessel beam at different distances with on-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

的增加, 圆形障碍物逐渐消失, 像散 Bessel 光束开始重建, 直至障碍物完全消失, 像散 Bessel 光束重建完成. 因此, 像散 Bessel 光束在被离轴障碍物遮挡时仍具有自重建现象. 与只有一个中心光斑的零阶 Bessel 光束相比, 其可操控范围更大, 且能够同时俘获更多粒子, 有望在多层多粒子操控方面得到应用.

进一步模拟了高阶像散 Bessel 光束经过轴上圆形障碍物后的自重建过程, 设置参数 $m = 2$, 即二阶像散 Bessel 光束. 不同位置处的截面光强分布如图 5 所示, 其中图 5 (a) 为无障碍物时的光强截面, 图 5 (b)—(e) 为轴上障碍物遮挡时的光强截面, 传输距离分别为 $z = 0, z = 10, z = 30, z = 80$ mm. 从图 5 中可以看出, 高阶像散 Bessel 光束同零阶像散 Bessel 光束一样具有自重建特性, 且重建过程中依然表现出垂直方向重建速度先于水平方向.

4 实验验证

实验中我们利用倾斜的轴棱锥产生像散 Bessel 光束; 若在轴棱锥前加入螺旋相位板, 即可产生对应的高阶像散 Bessel 光束. 实验装置如图 6 所示, 实验中选择 $\lambda = 632.8$ nm 的 He-Ne 激光器作为光源, 透镜 L1 的焦距为 $f_1 = 15$ mm, 透镜 L2 的焦距为 $f_2 = 300$ mm, 透镜 L1 和 L2 组成望远镜系统对光束进行准直扩束. 光阑直径为 10 mm, 螺旋相位板的拓扑电荷数 $m = 2$, 轴棱锥底角 $\gamma = 1^\circ$, 轴棱锥倾斜角 $\eta = 20^\circ$, 圆形障碍物的半径 $a = 0.2$ mm, 障碍物到轴棱锥的距离 $L = 200$ mm. 采用工作距离 (物距) $S = 113$ mm 的 SMZ-168 体视显微镜对不同距离处的截面光强进行观察并拍摄记录.

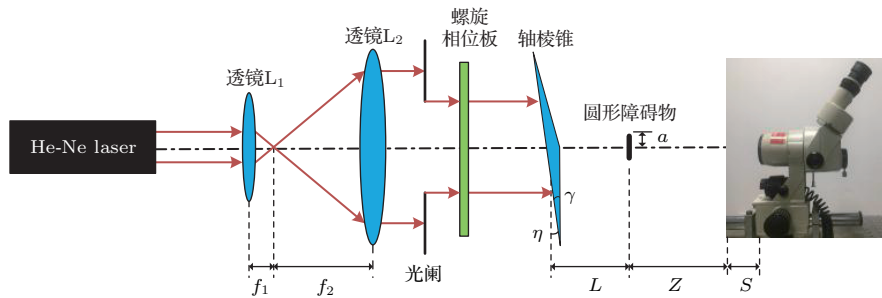


图 6 实验装置图
Fig. 6. The schematics of the experimental setup.

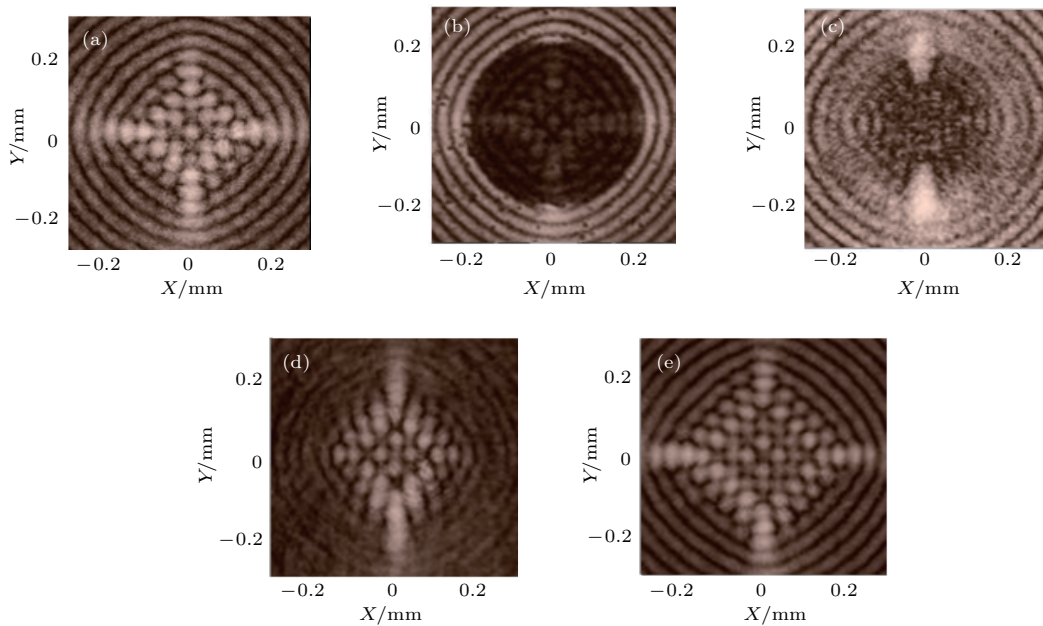


图 7 轴上障碍物后零阶像散 Bessel 光束在不同位置处的截面光强实验图 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 7. Cross section intensity and radial distributions of zero-order astigmatism Bessel beam in experiment at different distances with on-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

图7所示为零阶像散Bessel光束经过轴上圆形障碍物后不同位置处的光强截面图,其中图7(a)为无障碍物时的光强截面,图7(b)—(e)为轴上障碍物遮挡时的光强截面,传输距离分别为 $z = 0$,

$z = 10$, $z = 30$, $z = 80$ mm. 与图3进行对比,可以看出实验结果与理论模拟基本符合. 此外,图8离轴障碍物后像散Bessel光束的自重建过程与图4模拟结果也具有 consistency.

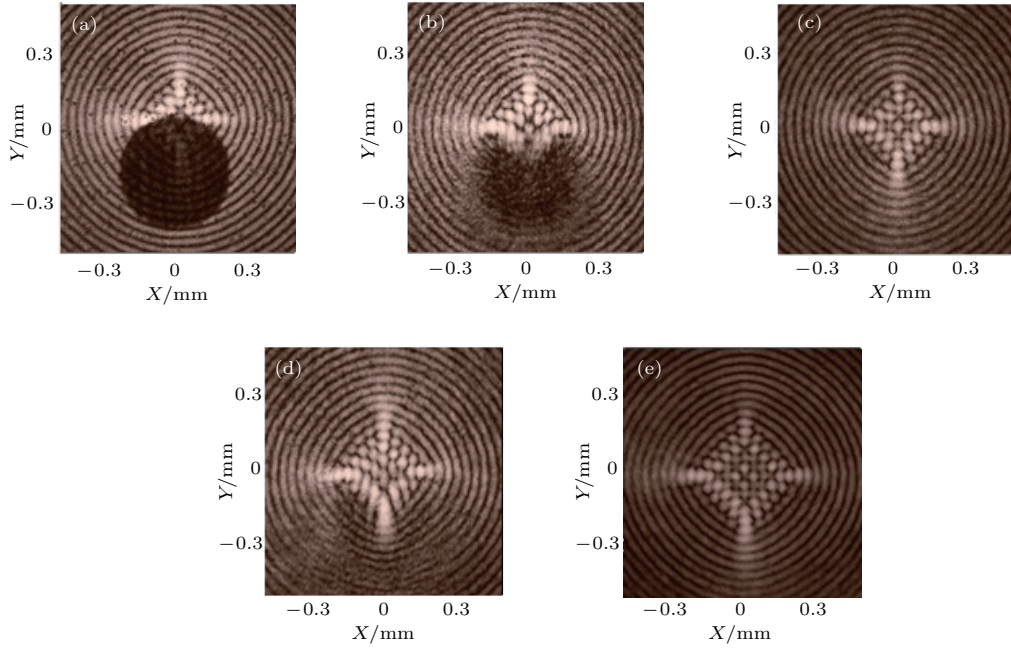


图8 离轴障碍物后零阶像散Bessel光束在不同位置处的截面光强实验图 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 8. Cross section intensity of zero-order astigmatism Bessel beam in experiment at different distances with off-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

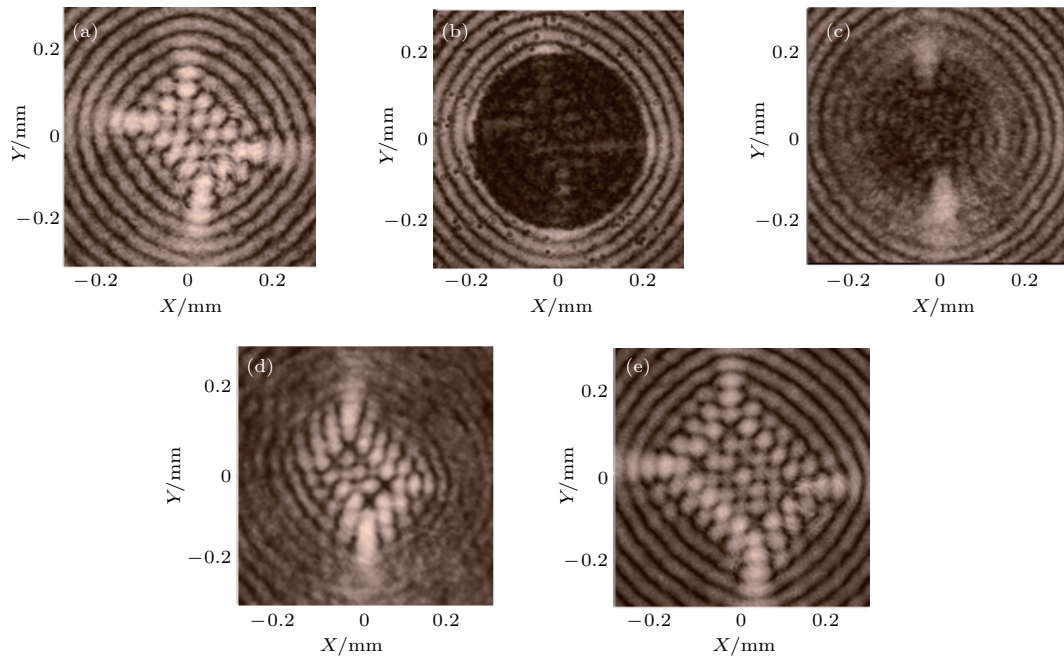


图9 轴上障碍物后高阶像散Bessel光束在不同位置处的截面光强实验图 (a) 无障碍物; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm

Fig. 9. Cross section intensity of high-order astigmatism Bessel beam in experiment at different distances with on-axis obstacle: (a) Without obstacle; (b) $z = 0$; (c) $z = 10$ mm; (d) $z = 30$ mm; (e) $z = 80$ mm.

实验中调节螺旋相位板,使经过望远镜系统的准直光束通过螺旋相位板后变成二阶 Bessel 光束,再垂直入射倾斜轴棱锥,产生二阶像散 Bessel 光束;然后经过轴上障碍物遮挡并长距离传输,观察其自重建过程.图 9 所示为二阶像散 Bessel 光束经过轴上圆形障碍物后在不同传输距离处的截面光强,其中图 9(a)为无障碍物时的光强截面,图 9(b)—(e)为轴上障碍物遮挡时的光强截面,传输距离分别为 $z = 0, z = 10, z = 30, z = 80$ mm.从图中可以看到一个完整的自重建过程.与图 5 对比,可以看出实验结果与理论模拟能够较好地符合.并且由上述的理论模拟和实验结果能够说明:我们所推导出的像散 Bessel 光束经过圆形障碍物后的衍射光场表达式为一般形式,具有普适性.

5 结 论

基于菲涅耳衍射积分理论和巴比涅原理,推导出像散 Bessel 光束在障碍物后的衍射光场一般表达式,充分分析了像散 Bessel 光束的自重建过程及其传输特性.理论模拟和实验验证了零阶像散 Bessel 光束经过轴上和离轴圆形障碍物情况下的传输过程,结果表明:这两种情况下的像散 Bessel 光束均具有自重建特性;且随着传输距离的增加,像散 Bessel 光束的外轮廓尺寸变大、中心光点阵列数增多.该特点有别于在传输中保持光场不变,中心光斑单一的无衍射 Bessel 光束,有望应用于多层面多粒子控制.并观察到一新的光学传输特性:光束重建过程中横向和纵向重建速度并不一致,存在一定的速度差.利用螺旋相位板产生高阶像散 Bessel 光束,验证了高阶像散 Bessel 光束同样具有自重建特性.相对于零阶的光镊系统,高阶光束不仅可以扩大操控的范围,而且还可利用光束携带的轨道角动量来实现光致旋转,对微粒子操控更加灵活.该研究通过理论和实验证明了像散 Bessel 光束的自重建特性,拓宽了像散 Bessel 光束的研究范围;研究结果在光学微操控等领域具有一定的实际意义和应用价值.

参考文献

- [1] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499
- [2] Gecevičius M, Drevinskas R, Beresna M, Kazansky P G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 288
- [3] Ambrosio L A, Zamboni-Rached M 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** B37
- [4] Fickler R, Lapkiewicz R, Plick W N, Krenn M, Schaeff C, Ramelow S, Zeilinger A 2012 *Science* **338** 640
- [5] Planchon T A, Liang G, Milkie D E, Davidson M W, Galbraith J A, Galbraith C G, Betzig E 2011 *Nat. Methods* **8** 417
- [6] Luo H, Zhou J, Wen S, et al. 2015 *Opt. Lett.* **40** 5506
- [7] Liu Y, Ke Y, Zhou J, et al. 2017 *Sci. Rep.* **7** 44096
- [8] Chen H, Ling X H, He W G, Li Q G, Yi X N 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 044203 (in Chinese) [陈欢, 凌晓辉, 何武光, 李钱光, 易煦农 2017 物理学报 **66** 044203]
- [9] Rao A S, Samanta G K 2018 *Opt. Lett.* **43** 3029
- [10] Zhao B, Zhu L 1998 *Appl. Opt.* **37** 2563
- [11] Thaning A, Jaroszewicz Z, Friberg A T 2003 *Appl. Opt.* **42** 9
- [12] Liu S, Li Y F, Cai X Y, Zhang N 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 194210 (in Chinese) [刘莎, 李亚飞, 蔡先勇, 张楠 2016 物理学报 **65** 194210]
- [13] Jiang X G, Wu F T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4207 (in Chinese) [江新光, 吴逢铁 2008 物理学报 **57** 4207]
- [14] Hu R, Wu F T, Zhu Q Z, Yang Y F 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 0826002 (in Chinese) [胡润, 吴逢铁, 朱清智, 杨艳飞 2017 光学学报 **37** 0826002]
- [15] Yang Y F, Wu F T, Zhu Q Z, Hu R 2018 *Acta Opt. Sin.* **38** 0505004 (in Chinese) [杨艳飞, 吴逢铁, 朱清智, 胡润 2018 光学学报 **38** 0505004]
- [16] Garcés-Chávez V, Mcgloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K 2002 *Nature* **419** 145
- [17] Lee K S, Rolland J P 2008 *Opt. Lett.* **33** 1696
- [18] Weber N, Spether D, Seifert A, Zappe H 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 808
- [19] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, Christodoulides D N 2008 *Opt. Express* **16** 12880
- [20] Zhang Q A, Wu F T, Zheng W T, Pu J X 2011 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **41** 1131 (in Chinese) [张前安, 吴逢铁, 郑维涛, 蒲继雄 2011 中国科学: 物理学 力学 天文学 **41** 1131]
- [21] Li D, Wu F T, Xie X X, Sun C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014201 (in Chinese) [李冬, 吴逢铁, 谢晓霞, 孙川 2015 物理学报 **64** 014201]
- [22] Anguianomoraes M, Martínez A, Iturbecastillo M D, Chávez-Cerda S, Alcalá-Ochoa N 2007 *Appl. Opt.* **46** 8284
- [23] Yang G G, Song F J 2008 *Higher Physical Optics* (2nd Edition) (Hefei: China University of Science and Technology Press) pp81–82 (in Chinese) [羊国光, 宋非君 2008 高等物理光学(第2版)(合肥:中国科学技术大学出版社)第81—82页]

Theoretical and experimental study of self-reconstruction property of astigmatic Bessel beam*

Yang Yan-Fei Chen Jing Wu Feng-Tie[†] Hu Run Zhang Hui-Zhong Hu Han-Qing

(Fujian Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 25 July 2018; revised manuscript received 2 October 2018)

Abstract

In this paper, the self-reconstruction property of astigmatic Bessel beam is studied experimentally and theoretically. Based on the Fresnel diffraction integral theory and Babinet principle, the general expression of the intensity distribution of astigmatic Bessel beams passing through a circular obstacle is derived. The cross-section light intensity at transmission distance of, 10, 30, and 80 mm after astigmatism of the astigmatic Bessel beam are occluded by circular obstacles. The self-reconstruction process of the light field is observed and verified by using an specially designed experimental setup. In the experiment, we choose He-Ne laser as a light source, collimate and expand the beam through a telescope system, and a zero-order astigmatic Bessel beam is generated by a beam vertically incident on the tilted axicon after the diaphragm. A circular obstacle with a radius of 0.2 mm is placed at a distance of 200 mm behind the axicon. Finally, the cross-section intensities at different distances are observed and recorded by a microscope. The experimental phenomena are in good agreement with the theoretical prediction. The results show that the reconstruction of the zero-order astigmatic Bessel beams will occur after passing through the on-axis and off-axis obstacles. And as the transmission distance increases, the outer contour size of the astigmatic Bessel beam becomes larger, and the number of central spot arrays increases, and the complete beam is gradually reconstructed. Particularly, this feature is different from the behavior of the non-diffracting Bessel beam, which maintains the light field unchanged during transmission and has a single central spot. It is expected to be applied to multi-layer multi-particle control. And a new optical property is discovered in the experiments: the reconstruction speed of the beam in the horizontal and vertical direction are not consistent in the reconstruction process, and there is a certain speed difference. Further, we add a spiral phase plate between the diaphragm and the axicon to produce a high-order astigmatic Bessel beam. And it is verified that the high-order astigmatism Bessel beam has the same self-reconstruction characteristics after being shielded by obstacles. Compared with the zero-order aperture system, the high-order beam can not only expand the operating range, but also use the orbital angular momentum carried by the beam to achieve light rotation, which makes the particle manipulation more flexible. The research proves the self-reconstruction characteristics of astigmatic Bessel beams theoretically and experimentally, and broadens the research range of astigmatic Bessel beams. The research results have practical significance and application value in the field of optical micro-manipulation.

Keywords: Fresnel diffraction, astigmatic Bessel beam, self-reconstructing, spiral phase plate

PACS: 42.25.Hz, 24.10.Ht, 41.85.-p, 42.25.-p

DOI: [10.7498/aps.67.20181416](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181416)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774103) and the Young Scientist Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61605049, 61802136).

[†] Corresponding author. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn