

文章编号: 0253-2239(2009)07-1996-04

初级球差对矢量柱状贝塞耳-高斯光束聚焦场的影响

刘 勇¹ 陈家璧²

(¹肇庆学院物理系, 广东 肇庆 526061; ²上海理工大学光学与电子信息工程学院, 上海 200093)

摘要 通过柱坐标下的的分析方法, 获得径向偏振和方位角偏振贝塞耳-高斯光束经具有球差的高数值孔径系统聚焦后的三维光场分布函数, 根据光场分布函数模拟了不同球差系数下贝塞耳-高斯光束在焦平面和通过焦点的纵向切面上的光场分布。结果表明, 在球差系数增加时, 方位角偏振贝塞耳-高斯光束在焦平面上的圆环状光斑内半径逐渐变小到趋于恒定, 而外环半径先减小后增大; 而衍射焦点偏离高斯焦点的距离越来越大, 纵向光强不再对衍射焦平面呈对称分布, 调整离焦距离无法完全消除球差的影响; 径向偏振贝塞耳-高斯光束会聚场的光强随初级球差的变化规律与方位角偏振贝塞耳-高斯光束的一致。

关键词 物理光学; 高数值孔径; 贝塞耳-高斯光束; 初级球差; 方位角偏振; 径向偏振

中图分类号 O435 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092907.1996

Effect of Primary Spherical Aberration on Focusing Field of Cylindrical-Vector Bessel-Gaussian Beams

Liu Yong¹ Chen Jiabi²

¹Physics Department, Zhaoqing University, Zhaoqing, Guangdong 526061, China

²College of Opto-Electro-Information, Shanghai University of Science & Technology, Shanghai 200093, China

Abstract By using similar notation in cylindrical coordinates, the three-dimensional distribution function of focused light field was presented when azimuthally and radially polarized Bessel-Gaussian beam propagated through a high numerical-aperture system with primary spherical aberration. Considering behavior of such beams, the transversal field distributions at focal plane and longitudinal field distributions through focal plane had been simulated at different spherical aberration coefficients. The results show that, in the particular case of a highly focused, azimuthally polarized Bessel-Gaussian beam, the inside radius of annular intensity distribution at the focal plane gradually decreases to a constant with an increase of spherical aberration coefficient, but the outside radius increases. The distance between diffraction focus and Gaussian focus increases more and more, transversal intensity do not take on symmetric distribution about the diffraction focus plane, and the spherical aberration cannot perfectly compensated by defocusing, while the change of light intensity of the radially polarized Bessel-Gaussian beam is similar to that of azimuthally polarized one under different primary spherical aberrations.

Key words physical optics; high numerical aperture; Bessel-Gaussian beam; primary spherical aberration; azimuthal polarization; radial polarization

1 引 言

高数值孔径下不同入射光束聚焦光场的三维空间分布情况一直是应用光学和光物理中关心的问题, 涉及到显微镜、光刻、光存储和光捕获等领域^[1,2]。贝塞耳-高斯光束^[3~5]通过高数值孔径系统时很容易形成局域空心光束或平顶光束, 可应用在粒子捕获、激光加工以及超衍射极限的高分辨率显微成像等。在高数值孔径下, 入射光束的偏振态^[6]

将直接影响焦点附近的光场分布, 标量衍射理论不能给出正确的分析结果; 另一方面, 聚焦系统的像差或者系统外部工作环境引入的像差^[7]会改变聚焦光场的大小或形状, 可能导致系统在实际应用过程中出现很多问题, 但都没有分析球差对贝塞耳-高斯光束聚焦场的影响^[1~9]。因此, 利用矢量衍射理论分析不同初级球差下贝塞耳-高斯光束的聚焦光场很有必要, 有助于克服或避免球差。本文利用柱坐标下的

收稿日期: 2008-09-20; 收到修改稿日期: 2008-11-10

基金项目: 国家 973 计划(2005CB724304)资助课题。

作者简介: 刘 勇(1976—), 男, 讲师, 主要从事生物组织的光学检测技术方面的研究。E-mail: liuyong7612@sina.com

分析方法,当高数值孔径聚焦系统具有初级球差时,获得方位和径向偏振贝塞耳-高斯光束聚焦后的三维光场分布函数,数值模拟了不同初级球差系数下两种偏振态贝塞耳-高斯光束在焦平面和通过焦点的光强分布情况。

2 理论分析

一致偏振(线偏振,圆偏振)和非一致偏振(径向偏振,方位角偏振)的贝塞耳-高斯光束通过消球差的

高数值孔径透镜进行聚焦时,根据 B. Richards 等^[7-9]的分析方法,可很快获得不同偏振态贝塞耳-高斯光束在焦点附近的三维光场分布。然而,对于具有初级球差的高数值孔径的光束聚焦系统,由于聚焦系统的光瞳函数受初级球差函数的调制,聚焦光场的三维光场分布应该考虑到初级球差的影响^[10]。为了分析简便,假定光束聚焦系统的出瞳是圆形的,采用圆柱坐标系分析聚焦光场,则径向偏振贝塞耳-高斯光束聚焦场的电场分量振幅分布函数^[11]为

$$E_r(r, z) = A \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta) \sin \theta \cos \theta J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (1)$$

$$E_z(r, z) = iA \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta) \sin^2 \theta J_0(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (2)$$

式中 α 为高数值聚焦系统孔径角的半角, A 为跟光路系统有关的振幅参数, $J_{0/1}$ 为第一类贝塞耳函数, k 为入射光的波数, A_1 为入射光束的光场分布函数, A_2 为球差函数, r 为极半径, z 为轴向坐标。同样,对于方位角偏振的贝塞耳-高斯光束,其电场分量的振幅分布函数^[11]为

$$E_\phi(r, z) = A \int_0^\alpha \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta) \sin \theta J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta. \quad (3)$$

位于高数值孔径聚焦系统入瞳处的贝塞耳-高斯光束的分布函数^[12]表示成

$$A_1(\theta) = J_1\left(2\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha}\right) \exp\left(-\beta^2 \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \alpha}\right), \quad (4)$$

式中 β 为高数值孔径聚焦系统的瞳孔半径和入射贝塞耳-高斯光束的束腰宽度的比值。描绘聚焦光束波面偏离理想球面的初级球差函数^[13]为

$$A_2(\theta) = \exp\left(i \frac{2\pi A_s}{\lambda} \frac{\sin^4 \theta}{\sin^4 \alpha}\right), \quad (5)$$

式中 A_s 为球差系数, λ 为入射光的波长。

电场振幅分布函数的下标 r, ϕ, z 分别对应于柱坐标的三个正交分量,它们仅仅是观测点的柱坐标中极半径 r 和轴向坐标 z 的函数,不随方位角坐标量 ϕ 变化,聚焦光场的分布依然保持轴对称。但相对于无初级球差的聚焦系统,焦点附近三维光场受高数值孔径聚焦系统的切趾函数($\sqrt{\cos \theta}$),入射光束的光场分布函数、球差函数,以及聚焦系统孔径角(或数值孔径)的共同影响。正是由于初级球差函数仅仅是 θ 的偶函数,意味着初级球差一定不会改变三维聚焦光场分布的轴旋转对称性。根据一阶贝塞耳函数的性质: $J_1(0) = 0; J_0(0) = 1$, 则聚焦光场在光轴上的振幅分布函数为 $E_r(0, z) = E_\phi(0, z) = 0$, 即在高数值孔径聚焦系统的光轴上,径向偏振贝塞

耳-高斯光束的径向分量和方位角偏振贝塞耳-高斯光束所对应的光强为零。但径向偏振贝塞耳-高斯光束的轴向光强总具有一定的数值,可以形成纵向偏振光束。总之,相对于消球差的聚焦系统,初级球差的引入必然要改变径向和方位角偏振贝塞耳-高斯光束聚焦光场的分布。

3 数据模拟和分析

数据模拟采用的参数分别是 $\beta = 3/2, \alpha = 57^\circ, A = 1$, x, y, z, r 轴的坐标量以及球差系数都以 λ 为单位。采用数值积分可以分别获得方位偏振和径向偏振的贝塞耳-高斯光束通过高数值孔径透镜聚焦后,在不同初级球差系数下焦平面和过焦点的纵切面光强分布情况。

图 1 是初级球差系数 A_s 分别取 $0, 0.5\lambda$ 和 λ 时,方位角偏振的贝塞耳-高斯光束在焦平面上的光场分布,可见不论球差系数多大,焦平面上的光场均呈圆环状,即光强是轴对称分布,且光强在焦点上为零与理论分析结果相吻合。初级球差不改变光场的轴旋转对称分布,以及方位角偏振贝塞耳-高斯光束聚焦场仅含有方位角方向的分量,在光轴上的光强为零。当 $A_s = 0.5\lambda$ 时,中心圆环的内、外半径相对无球差情况减小;而 $A_s = \lambda$ 时,中心圆环的内、外半

径相当无球差情况依然减小,但相对 $A_s = 0.5\lambda$ 时,中心圆环的内半径基本没变化,然而中心圆环的外半径增加。即随着球差系数的增大,几何焦平面光

场的中心圆环的外半径开始减小,然后又开始增加;中心圆环的内半径开始逐渐减小到趋于一定的数值。

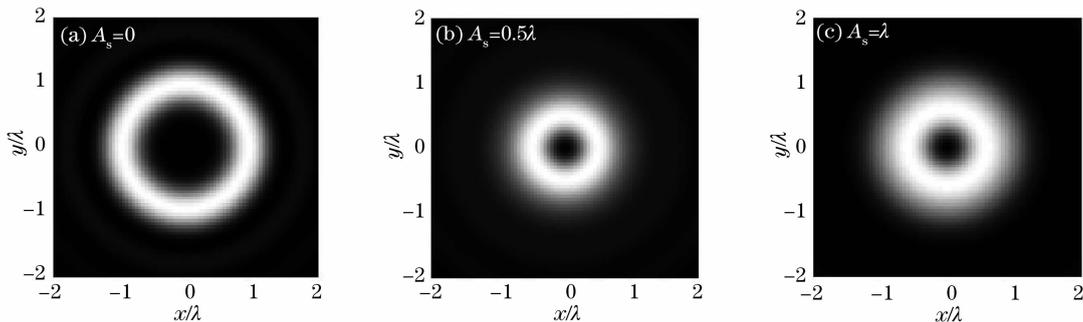


图 1 方位偏振的贝塞耳-高斯光束在焦平面上的横向光强

Fig. 1 Transversal intensity of azimuthally polarized Bessel-Gaussian beam at focal plane

图 2 是 A_s 分别取 $0, 0.5\lambda$ 和 λ 时,方位角偏振的贝塞耳-高斯光束沿光轴纵向切面的光场分布。可见,随着初级球差系数的增大,衍射焦点相对高斯焦点的距离差越来越大,说明初级球差可通过调整适当的离焦距离进行一定的补偿;另一方面,衍射焦点随着初级球差系数的变化而发生移动,导致焦平面光场($z=0$ 处)发生明显的变化。对比图 1 所示的模拟结果,可知焦平面上圆环状光斑的内、外半径变化趋势与图 1 显示情况完全一致。这正是由于初级球差的存在导致系统出瞳处波阵面偏离理想的高斯球面,使出射光束的会聚点(即衍射焦点)偏离会聚系统的焦点。当系统无初级球差时,焦点附近光场对焦平面呈对称分布,焦平面两侧对称分布四个

亮斑;随着初级球差系数的增加,衍射焦平面以内靠近聚焦系统出瞳面的亮斑区域的光能量增加,而衍射焦平面以外远离聚焦系统出瞳面的亮斑区域的光能量减小,衍射焦点附近光强最大值对应的面向系统出瞳面靠近,即光强不再对衍射焦平面呈对称分布。这意味着当初级球差系数增加到一定数值时,调整离焦距离并不能完全补偿球差的影响,即在对聚焦光场形状有很高要求的应用场合,必须设法消除系统的球差。图 2 还显示出方位偏振的贝塞耳-高斯光束聚焦场光轴方向的强度始终为零,与理论分析的结果一致,因此聚焦方位偏振的贝塞耳-高斯光束总能形成中空的光束。

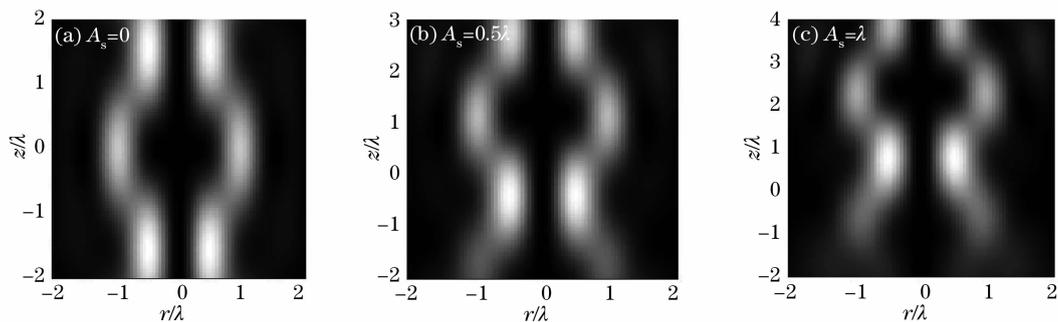


图 2 方位偏振的贝塞耳-高斯光束的纵向光强

Fig. 2 Longitudinal intensity of azimuthally polarized Bessel-Gaussian beam through focal plane

图 3 给出 A_s 分别取 $0, 0.5\lambda$ 和 λ 时,径向偏振的贝塞耳-高斯光束在沿光轴的纵向切面上的光场分布。相对于方位偏振贝塞耳-高斯光束,由于径向偏振的贝塞耳-高斯光束还存在轴向分量,其中的零阶贝塞耳函数使得沿光轴方向的光强不总为零,在给定的模拟参数下,当初级球差系数等于零时,聚焦光场是中空的,系统焦平面两侧对称地分布着两个

亮的椭圆型光斑。即在其他条件相同的情况下,入射贝塞耳-高斯光束的偏振态影响聚焦光场的形状。可见,随着初级球差系数的增加,衍射焦点偏离高斯焦点的距离依然越来越大,焦平面的光场分布将发生变化,根据光场分布的旋转对称性可知焦平面光场由圆环状变成圆状;衍射焦平面和聚焦系统出瞳面之间的亮斑区域的光能量和面积增加,而相对应

的远离聚焦系统出瞳面的亮斑区域的光能量和面积减小,衍射焦点附近光强最大值对应的面靠近系统出瞳,导致光强不对衍射焦平面呈对称分布。因此,初级球差系数的变化导致径向和方位角偏振贝塞耳-高斯光束聚焦光场的变化规律相似。即对于同一种光束,通过相同的高数值孔径进行聚焦,初级球差使会聚光场的变化趋势一致,与入射光束的偏振态无关。根据像差的几何理论可知,对于平行入射的光线,当初级像差系数取比较大的正数时,靠近出瞳

边缘的光线在光轴上的会聚角更大,而靠近光轴的光线会聚角偏小,即衍射焦点位于旁轴光线焦点和边缘光线焦点之间。这就导致不管贝塞耳-高斯光束的偏振态如何,它平行入射时在靠近系统出瞳一侧的会聚光线数量更多,即纵向光强更大,而在远离系统出瞳的一侧,由于边缘光线已经扩散,会聚光线数量减少,即纵向光强变小。这正好对应初级球差系数大于 0.5λ 后,2 种偏振态贝塞耳-高斯光束纵向光强的模拟分布情况。

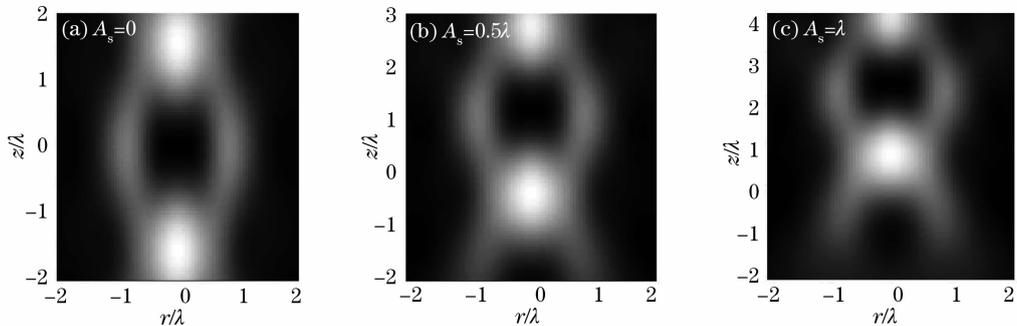


图 3 径向偏振贝塞耳-高斯光束的纵向光强

Fig. 3 Longitudinal intensity of radially polarized Bessel-Gaussian beam through focal plane

4 结 论

通过采用柱坐标,分别获得高数值孔径系统存在初级球差时,方位角和径向偏振贝塞耳-高斯光束经其聚焦后的三维光场的分布函数。结果表明,方位角和径向偏振贝塞耳-高斯光束聚焦光场分布的规律对应理论分析的结果;偏振态会影响贝塞耳-高斯光束聚焦光场的分布;随着球差系数的增加,方位角偏振贝塞耳-高斯光束在焦平面上的圆环状光斑内、外半径发生变化,即圆环内半径先逐渐变小,最后趋于恒定值,而其外半径先是减小,然后增大;当球差系数增大时,方位角偏振贝塞耳-高斯光束的衍射焦点偏离高斯焦点的距离越来越大;当球差系数大于 0.5λ 时,由于衍射焦点位于旁轴光线焦点和边缘光线焦点之间,靠近系统出瞳面的亮斑区域的光强越来越大,而远离系统出瞳面的亮斑区域的光强越来越小;纵向光强不再对衍射焦平面呈对称分布,使得通过调整离焦距离无法完全消除球差的影响;径向偏振贝塞耳-高斯光束会聚光场的光强随初级球差变化的规律与方位角偏振贝塞耳-高斯光束的一致。

参 考 文 献

1 G. D. M. Jeffries, J. S. Edgar, Y. Zhao *et al.*. Using polarization-shaped optical vortex traps for single-cell nanosurgery[J]. *Nano. Lett.*, 2007, **7**(2): 415~420

2 K. I. Willig, J. Keller, M. Bossi *et al.*. STED microscopy resolves nanoparticle assemblies [J]. *New J. Phys.*, 2006, **8**(106): 1~8

3 Zhang Zhiming, Pu Jixiong, Wang Xiqing. Focusing of cylindrically polarized Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture lens[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 401~405

张志明,蒲继雄,王喜庆. 圆柱偏振贝塞耳-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 401~405

4 P. L. Greene, D. G. Hall. Diffraction characteristics of the azimuthal Bessel-Gauss beam[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(5): 962~966

5 P. L. Greene, D. G. Hall. Properties and diffraction of vector Bessel-Gauss beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(12): 3020~3027

6 C. J. R. Sheppard, H. J. Matthews. Imaging in a high aperture optical systems[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(8): 1354~1360

7 B. Richards, E. Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system [J]. *Proc. Roy. Soc. A*, 1959, **253**: 358~379

8 D. P. Biss, T. G. Brown. Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface[J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(10): 490~497

9 Qiwen Zhan, J. R. Leger. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(7): 324~331

10 D. P. Biss, T. G. Brown. Primary aberrations in focused radially polarized vortex beams[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(3): 383~393

11 K. S. Youngworth, T. G. Brown. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. *Opt. Express*, 2000, **7**(2): 77~87

12 Rebecca H. Jordan, Dennis G. Hall. Free-space azimuthal paraxial wave equation: the azimuthal Bessel-Gauss beam solution[J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(7): 427~429

13 R. Kant. An analytical solution of vector diffraction for focusing optical systems with Seidel aberrations I. Spherical aberration, curvature of field, and distortion [J]. *J. Mod. Opt.*, 1993, **40**(11): 2293~2310