

文章编号: 0258-7025(2010)03-0739-04

初级慧差对圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束 聚焦场的影响

赵肇雄 刘 勇*

(肇庆学院物理系, 广东 肇庆 526061)

摘要 利用 Richards-Wolf 矢量衍射公式, 获得圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束经具有初级慧差高数值孔径系统聚焦后的三维光场复振幅函数, 模拟了不同慧差系数下圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的聚焦光场。研究表明, 初级慧差使圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的聚焦光场分布模式和空间位置发生改变; 初级慧差系数的正、负不改变光场分布模式; 初级慧差不会影响光轴上光强分布的对称性, 而是改变光强分布曲线。

关键词 物理光学; 高数值孔径; 圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束; 矢量衍射; 初级慧差

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103703.0739

Effect of Primary Coma Aberration on Focusing of a Circularly Polarized Vortex Bessel-Gaussian Beams

Zhao Zhaoxiong Liu Yong

(Physics Department, Zhaoqing University, Zhaoqing, Guangdong 526061, China)

Abstract Based on Richards and Wolf vectorial diffraction integral, three-dimensional light field complex amplitude function is presented when circularly polarization vortex Bessel-Gaussian beam passes through a high numerical-aperture system with primary coma aberration. The highly-focusing fields with different comatic aberration coefficients are presented. The results show that the presence of primary coma aberration makes the pattern and position of light distribution change. The pattern of light distribution does not depend on sign of comatic aberration coefficient. As for intensity distribution along the optical axis, primary coma aberration does not change its symmetry, but affects its form.

Key words physical optics; high numerical-aperture; circularly polarization vortex Bessel-Gaussian beam; vectorial diffraction; primary coma aberration

1 引 言

贝塞尔-高斯光束聚焦后可以形成局域空心光束或平顶光束, 能够应用于粒子或细胞的光捕获、激光的精细加工, 以及超分辨显微成像等领域, 近年来已激发起国内外很多科研工作者的研究兴趣^[1~7]。在贝塞尔-高斯光束特性或应用的研究中, 往往要涉及到高数值孔径的光学系统和入射光束的偏振态。在这种情况下, 光路的非准直和光学系统组成单元相对光轴的倾斜等很容易在系统中引入像差, 导致

聚焦光场发生明显的变化, 严重时可能影响贝塞尔-高斯光束的应用效果。因此, 分析初级像差对贝塞尔-高斯光束聚焦场的影响非常有必要。其中 Biss 等^[8]曾分析过初级像差对径向偏振贝塞尔-高斯光束聚焦场的影响, 给出了初级球差、慧差和像散下聚焦场的分布模式, 以及它们对聚焦场的不同影响程度。本文利用 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式, 专门分析了圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束通过具有初级慧差的高数值孔径光学系统的聚焦特性, 得到

收稿日期: 2009-03-20; 收到修改稿日期: 2009-04-29

基金项目: 广东省科技计划(2004B10101015)资助项目。

作者简介: 赵肇雄(1964—), 男, 硕士, 讲师, 主要从事光纤通信和光器件方面的研究及教学工作。

E-mail: zhaosn@21cn.com

* 通信联系人。E-mail: liuyong7612@sina.com

该像差下聚焦光场的分布函数,数值模拟了不同初级慧差下聚焦光场在光学系统焦平面上和沿系统光轴纵向剖面的光场分布模式,以及在观察面与焦平面的交界处和光轴上的光强分布情况,发现初级慧差使焦点附近光强分布发生变化的规律,以便在贝塞尔-高斯光束的应用中有效避免或消除初级慧差带来的影响。

2 理论分析

假定贝塞尔-高斯光束在高数值孔径聚焦系统入瞳处的分布函数^[9]为

$$A_1(\theta) = J_1\left(2\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha}\right) \exp\left(-\beta^2 \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \alpha}\right), \quad (1)$$

式中 θ 为出射光线跟系统光轴之间的夹角, β 为高数

值孔径聚焦系统的瞳孔半径和贝塞尔-高斯光束的束腰宽度的比值, α 为高数值聚焦系统孔径角的半角, J_1 为一阶贝塞尔函数。

像差函数反映了系统出瞳区中波阵面偏离理想高斯参考球面的形变大小,对于初级慧差,像差函数^[10] 可以表示为

$$A_2(\theta, \phi) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} A_c \frac{\sin^3 \theta}{\sin^3 \alpha} \cos \phi\right), \quad (2)$$

式中 A_c 为球差系数,以入射光波长 λ 为单位; ϕ 为圆柱坐标系的方位角坐标量。

当贝塞尔-高斯光束平行于高数值孔径聚焦系统的光轴入射时,根据 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式^[11],利用圆柱坐标,则初级慧差存在时,会聚焦点附近光场的复振幅为

$$E(u, v) = -i \frac{A}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} A_0(\theta) A_1(\theta) A_2(\theta, \phi) P(\theta, \phi) \exp\left[-i \frac{v}{\sin \alpha} \sin \theta \cos(\phi - \phi_p) - i \frac{u}{\sin^2 \alpha} \cos \theta\right] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

式中 A 为系统确定的比例常数, $A_0(\theta)$ 为高数值孔径系统的切趾因子,而 $P(\theta, \phi)$ 表示入射光场的偏振分布, ϕ_p 为观察点的方位角。新引入的观察点 (x_p, y_p, z) 的光学坐标满足 $v = k(x_p^2 + y_p^2)^{1/2} \sin \alpha$, $u = kz \sin^2 \alpha$ 。

对于圆偏振涡旋的贝塞尔-高斯入射光束,如果入射光场上每一点的偏振方向都相对径向偏转 ϕ_0 , 则入射光束的电场在圆柱坐标系^[12] 下可以表示成

$$\mathbf{E}(r, \phi) = \zeta(r) (\cos \phi_0 \mathbf{e}_r + \sin \phi_0 \mathbf{e}_\phi), \quad (4)$$

式中 \mathbf{e}_r 和 \mathbf{e}_ϕ 分别为入射光径向和方位角向的单位矢量, $\zeta(r)$ 为表示电场相对振幅的瞳孔切趾函数。为了分析简便,以下假定在瞳孔内 $\zeta(r) = 1$ 。由于(4)式表示的圆偏振涡旋电场可以等效于径向偏振和方位角偏振的线性组合,则利用 Helseth 的方法^[13] 和(3)式可得焦点附近电场矢量沿 r, ϕ, z 3个方向的复振幅

$$E_r(r_p, \phi_p, z_p) = -i \frac{A \cos \phi_0}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta, \phi) \sin \theta \cos \theta \cos(\phi - \phi_p) \times \exp\{-ik[r_p \sin \theta \cos(\phi - \phi_p) + z_p \cos \theta]\} d\theta d\phi, \quad (5)$$

$$E_\phi(r_p, \phi_p, z_p) = -i \frac{A \sin \phi_0}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta, \phi) \sin \theta \cos(\phi - \phi_p) \times \exp\{-ik[r_p \sin \theta \cos(\phi - \phi_p) + z_p \cos \theta]\} d\theta d\phi, \quad (6)$$

$$E_z(r_p, \phi_p, z_p) = -i \frac{A \cos \phi_0}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos \theta} A_1(\theta) A_2(\theta, \phi) \sin^2 \theta \times \exp\{-ik[r_p \sin \theta \cos(\phi - \phi_p) + z_p \cos \theta]\} d\theta d\phi. \quad (7)$$

它们受到高数值孔径系统的切趾因子(此处假定是 $\sqrt{\cos \theta}$), 偏转角 ϕ_0 , 聚焦系统的数值孔径, 入射光场分布和慧差函数的共同影响。

综合(5)~(7)式可以看出,在入射光场和高数值孔径聚焦系统确定的情况下,初级慧差函数一定会影响贝塞尔-高斯光束聚焦场的电场矢量各个分

量的复振幅,即各分量的光强 ($I_{r, \phi, z} = |\mathbf{E}_{r, \phi, z}|^2$) 或总光强 ($I = I_r + I_\phi + I_z$) 要受慧差影响。

3 数据模拟和分析

数据模拟采用的参数分别为: $\beta = 3/2, \alpha = 75^\circ, \phi_0 = 45^\circ, A = 1$, 坐标系中 x, y, z 轴的坐标量以波长

为单位,综合(1)~(7)式,求解数值积分可以获得圆偏振涡旋的贝塞尔-高斯光束通过高数值孔径透镜聚焦后,在焦平面和通过焦点的纵向切面上不同初级慧差所对应的总光强分布模式,以及在观察面与焦平面的交界处和光轴上的光强分布曲线。

图 1 给出了初级慧差系数 A_c 分别取 0, 0.5 λ , λ , 1.5 λ 和 2 λ 时,圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的聚焦光场在会聚系统焦平面上的分布。从图中可以看出:在给定的模拟参数下,焦平面光场在无初级慧差时为旋转对称分布的中空型圆环,对称中心位于焦点处;当会聚系统存在初级慧差时,焦平面的光场分布变成单轴对称的形式,光斑的形状和空间位置发生明显改变。随着初级慧差系数的增加,光斑一边的相对光强逐渐增强并扩展,而相对的另一边逐渐减弱和收缩,且在靠近它的空心部分处会逐渐出现一个微弱的小扩散光斑;整个光斑的外围轮廓逐渐由圆形转变成彗星状;同时,光斑的位置逐渐偏离焦

点。特别是慧差系数大于一个波长以后,远离焦点一侧会出现明暗相间的弧状光斑。

图 2 则给出了初级慧差系数 A_c 分别为 0, 0.5 λ , λ , 1.5 λ 和 2 λ 时,圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束沿光轴的纵向光强分布(x - z 平面)。可以发现,当系统存在初级慧差时,纵向光强分布由双轴对称变成单轴对称,相应光斑的形状和位置随初级慧差系数发生变化。即当初级慧差系数增加时,纵向光强在观察面上不再关于系统光轴对称分布,会聚光束中空部分两侧的光斑同时往光轴的一侧移动(在模拟参数下,往观察面 x 轴的负方向移动);同时,在无初级慧差时强度分布相同的两个光斑的相对强度发生变化,整个光斑模式的移动和两个光斑相对强度的变化趋势与图 1 所示的结果一致。同时还发现,当初级慧差小于 λ 时,次亮的光斑沿光轴扩展明显;而当初级慧差系数大于 λ 时,这两个光斑都会沿着光轴向两侧扩展。

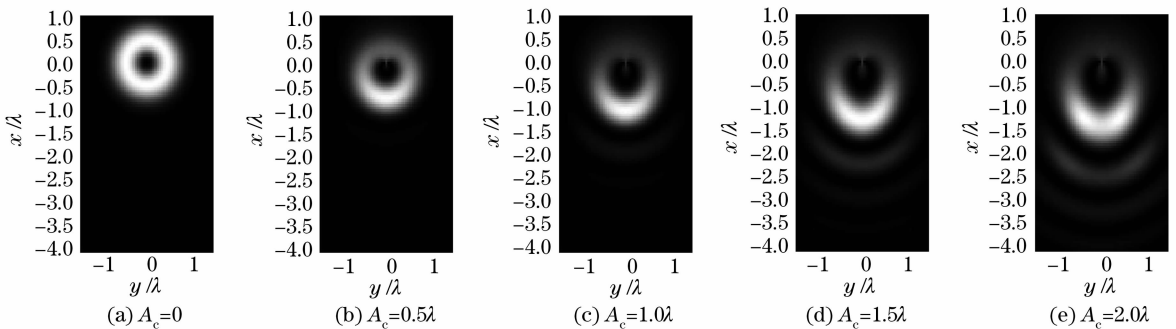


图 1 圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的焦平面光场

Fig. 1 Intensity of circularly polarized vortex Bessel-Gaussian beam in the focal plane

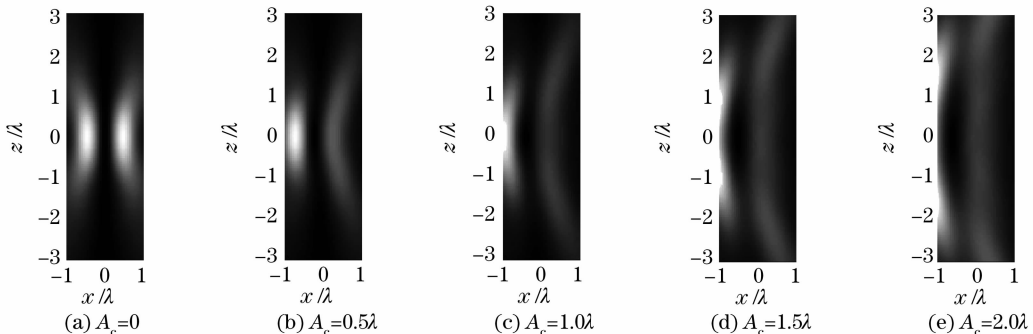


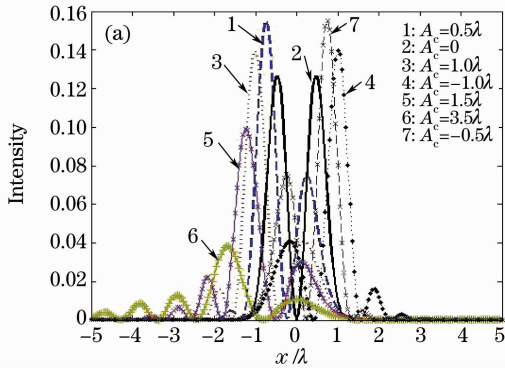
图 2 圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的纵向光强

Fig. 2 Intensity of longitudinal components of circularly polarized vortex Bessel-Gaussian beam through focus

图 3 模拟了圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束在焦平面沿 x 轴和光轴的光强分布。由图 3(a) 可知,随着初级慧差系数的增加,无像差时焦平面 x 轴上的两个光强峰值往 x 轴负方向移动,两个光强峰值的相对大小发生改变,右边光强峰值减小,而左边光强峰值增大;但是,当初级慧差系数大于 λ 时,主峰值

左边出现越来越强的旁瓣。对照图 1 模拟的结果,相应初级慧差系数下 x 轴光强分布是一致的。根据能量守恒定律可以大致判断以上 x 轴光强分布随初级慧差系数变化的规律。因为整个模拟过程都没有考虑光的吸收损耗,总的光场能量是守恒的,当初级慧差系数由 0 开始增大时,初级慧差导致右边光强峰

值减小,则左边光强峰值必然要增大;而当初级慧差系数大于 λ 以后,左边主光强峰值会减小,则该减小部分的能量必然要转移到旁瓣,旁瓣就越来越强。另外,从 A_c 分别等于 $0.5\lambda, \lambda, -0.5\lambda$ 和 $-\lambda$ 对应的光强分布曲线可知,初级慧差系数的正、负不会改变光强分布的模式图样,相应模式图样随初级慧差变化而



移动的方向刚好相反。从图 3(b)所示光轴上的光强分布可知,初级慧差也会改变光轴上光强的分布。对照图 2 模拟的结果,正是由于初级慧差的逐渐增大,导致图 2 中右边光斑向焦平面移动并且沿光轴展宽,但是光轴上的光强分布始终关于焦平面对称,并不受初级慧差的影响。

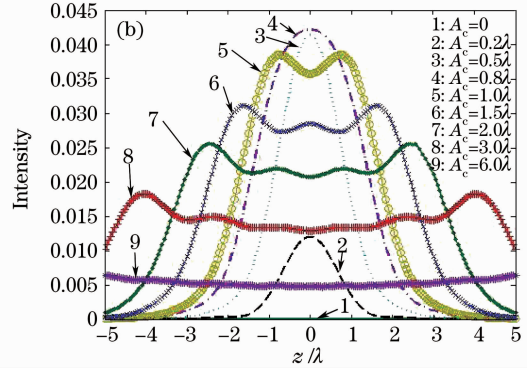


图 3 圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束的光强分布。(a) 焦平面;(b) 光轴

Fig. 3 Intensity distribution of circularly polarized vortex Bessel-Gaussian beam. (a) at focal plane; (b) on optical axis

4 结 论

通过 Richards-Wolf 矢量衍射积分公式,获得高数值孔径系统存在初级慧差时,圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束经其聚焦后的三维光场的复振幅分布函数。说明初级慧差将对圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束在焦平面上的光场分布产生影响。利用复振幅分布函数数值模拟了在不同慧差系数下圆偏振涡旋贝塞尔-高斯光束在焦平面和通过焦点的纵向切面的光强分布模式,以及观察面与焦平面的交界处和光轴上的光强分布情况。数据模拟研究表明,在给定的模拟参数下,聚焦光场出现中空部分,初级慧差的存在导致光强分布模式成为单轴对称;随着初级慧差系数的增大,光强分布模式的形状发生明显变化,光斑轮廓增大,整个光斑的位置逐渐往偏离光轴的一侧移动;初级慧差系数的正、负仅使光斑移动方向刚好相反,光斑分布模式取决于初级慧差系数的绝对值;光轴上的光强分布曲线始终关于焦平面对称,不受初级慧差影响。

参 考 文 献

- 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. 圆柱偏振贝塞尔-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
- D. P. Biss, T. G. Brown. Cylindrical vector beam focusing

through a dielectric interface [J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(10): 490~497

- P. Torok, P. R. T. Munro. The use of Gauss-Laguerre vector beams in STED microscopy [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3605~3617
- 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
- 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
- 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
- Zhang Yanli, Li Xiaoyan, Zhu Jianqiang. Generation and focusing property with high-numerical aperture lens of vectorial polarized beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1):129~133
张艳丽,李小燕,朱健强. 矢量偏振光束的产生及其高数值孔径聚焦性质[J]. *中国激光*, 2009, **36**(1):129~133
- D. P. Biss, T. G. Brown. Primary aberrations in focused radially polarized vortex beams [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(3):383~393
- R. H. Jordan, D. G. Hall. Free-space azimuthal paraxial wave equation; the azimuthal Bessel-Gauss beam solution [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(7):427~429
- 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
- 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**(1274):358~379
- Qiwen Zhan, J. R. Leger. Focus shaping using cylindrical vector beam [J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(7):324~331
- L. E. Helseth. Optical vortices in focal regions [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **229**(1):85~91