

文章编号: 0253-2239(2009)06-1664-07

部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦

陈宝算¹ 蒲继雄¹ 张志明² 王喜庆²

(¹ 华侨大学信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021; ² 西南交通大学理学院物理系, 四川 成都 610031)

摘要 研究了部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦特性。基于德拜矢量积分理论, 分别推导出了部分相干圆偏振涡旋光束经过高数值孔径透镜聚焦以后的光强和偏振度表达式。根据数值模拟的结果, 比较了左旋和右旋圆偏振涡旋光束的不同深聚焦特性以及相关参量对涡旋光束深聚焦特性的影响。研究表明, 入射光束的相关参数和聚焦透镜的数值孔径大小都会影响光束的聚焦特性。此外, 还得出一个重要结论, 部分相干圆偏振涡旋光束经高数值孔径透镜聚焦以后, 光束本身带有的自旋角动量会转化成轨道角动量, 这一研究成果对于利用涡旋光束进行微粒操控等方面应用具有十分重要的意义。

关键词 物理光学; 德拜矢量积分理论; 高数值孔径; 贝塞耳-高斯光束; 偏振度

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092906.1664

Focusing of Partially Coherent and Circularly Polarized Bessel-Gaussian Beams Through a High Numerical-Aperture Objective

Chen Baosuan¹ Pu Jixiong¹ Zhang Zhiming² Wang Xiqing²

(¹ Department of Information Science & Engineering, Huaqiao University, Quanzhou, Fujian 362021, China)

(² Department of Physics, Science College, Southwest Jiaotong University, Chengdu, Sichuan 610031, China)

Abstract The focusing properties of partially coherent and circularly polarized Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture objective are studied. Based on vectorial Debye theory, expressions of intensity distribution and degree of polarization in the focal field are derived. Numerical calculations are performed to compare the different focusing properties of right-circular and left-circular polarized partially coherent Bessel-Gaussian beams. Furthermore, the influence of correlated parameters of the incident beam and the maximal angle of the high numerical-aperture objective are studied in great detail. It is found that the spin angular momentum of the beam will transfer into orbital angular momentum when the circularly polarized beam is focused by a high numerical-aperture objective. It is also found that the focusing properties will be influenced by the correlated parameters studied. The research of this paper is of great importance in the optical micromanipulation field.

Key words physical optics; vectorial Debye theory; high numerical-aperture; Bessel-Gaussian beams; polarization

1 引言

研究表明, 当激光束经过高数值孔径透镜聚焦后, 会得到一个比普通聚焦小得多的光斑, 并在焦平面附近产生一个纵向分量, 因而具有很多特殊的性质。2004 年, Hayazawa N 等就已经对激光束通过

高数值孔径透镜聚焦以后产生的纵向分量进行了研究^[1]。此外, 这种聚焦可以广泛应用于高密度光数据存储, 显微技术, 及粒子束囚禁等领域, 因而至今为止已有大量研究人员对各类光束的深聚焦作了相应的研究^[2~6]。近年来, 出现了一种带有螺旋形相

收稿日期: 2008-10-25; 收到修改稿日期: 2008-11-27

基金项目: 福建省科技计划重点项目(2007H0027)和福建省自然科学基金(A0810012)资助项目。

作者简介: 陈宝算(1985-), 女, 硕士研究生, 主要从事光束传输方面的研究。E-mail: baosuan@hqu.edu.cn

导师简介: 蒲继雄(1962-), 男, 教授, 主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: jixiong@hqu.edu.cn(通信联系人)

位因子 $\exp(im\phi)$ 的光束,称为涡旋光束^[7,8]。有研究表明,这种光束带有轨道角动量^[8,9],因而可应用于粒子囚禁与操纵等领域^[3,10]。此外,Gibson 等研究了利用涡旋光束的轨道角动量进行信息传输的可能性,并进行了相关的实验,研究结果表明利用轨道角动量作为信息的载体,进行信息编码具有更高的保密性,所以这种光束在量子信息和光通信等领域有着很广泛的应用前景^[11~13]。由于在湍流介质中传输时,部分相干光受湍流的影响比完全相干光小,近年来,许多学者对部分相干光进行了相关研究^[14,15]。然而到目前为止,对于部分相干圆偏振涡旋光束经过高数值孔径聚焦后,光束特性的变化情况还没有系统的研究。本文利用德拜理论^[16,17],以贝塞耳-高斯光束为理论模型,推导了部分相干圆偏

振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径聚焦以后的光场,光强和偏振度表达式,研究了光束深聚焦以后在焦平面附近的聚焦特性的变化,重点讨论了光束的相关参数及高数值孔径透镜的孔径大小对该涡旋光束深聚焦特性的影响。研究发现部分相干圆偏振涡旋光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,其自旋角动量会转化成轨道角动量,从而可以改变涡旋光束的扭矩,在本文中指出该研究结果对于涡旋光束应用于微粒操控方面有重要的意义。

2 理论推导

根据德拜理论,假设一圆偏振光经过高数值孔径透镜聚焦,则聚焦以后的光场表达式为^[17]:

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = -\frac{ikf}{2\pi} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} A(\theta) \exp(im\phi) \sin \theta \sqrt{\cos \theta} \times \exp\{ik[z \cos \theta + r \sin \theta \cos(\phi - \varphi)]\} \times \begin{bmatrix} (\cos^2 \phi \cos \theta + \sin^2 \phi) \pm i \cos \phi \sin \phi (\cos \theta - 1) \\ \cos \phi \sin \phi (\cos \theta - 1) \pm i(\cos^2 \phi + \sin^2 \phi \cos \theta) \\ \sin \theta \exp(\pm i\phi) \end{bmatrix} d\phi d\theta. \quad (1)$$

式中 r, φ 和 z 为场平面上观察点的柱坐标表示形式, E_x, E_y 和 E_z 分别为该场点光场的 x, y 和 z 分量, $\alpha = \arcsin(NA)$ 是由数值孔径 NA 决定的最大数值孔径角。此外, $k = 2\pi/\lambda$ 表示波矢, f 为高数值孔径透镜的焦距, $A(\theta)$ 是光场在透镜光阑表面的孔径函数表示式,具体如图 1 所示。

根据以下积分公式^[18]:

$$\exp[ikr \sin \theta \cos(\phi - \varphi)] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} i^l J_l(kr \sin \theta) \exp[i l(\phi - \varphi)], \quad (2)$$

$$\int_0^{2\pi} \exp(im\theta) d\theta = \begin{cases} 2\pi & \text{if } m = 0 \\ 0 & \text{if } m \neq 0 \end{cases}, \quad (3)$$

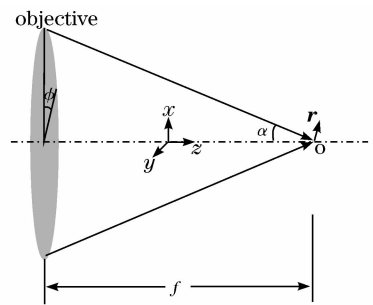


图 1 深聚焦几何光学图

Fig. 1 Scheme of tight focusing system

场平面上任意一点光场表达式的三个分量可分别表示为:

$$E_{\pm, x}(r, \varphi, z) = -\frac{ikf}{2} \int_0^\alpha A(\theta) \sin \theta \sqrt{\cos \theta} \exp(ikz \cos \theta) \times [(1 + \cos \theta) i^m J_m(kr \sin \theta) \exp(im\varphi) + (\cos \theta - 1) i^{m\pm 2} J_{m\pm 2}(kr \sin \theta) \exp[i(m \pm 2)\varphi]] d\theta, \quad (4)$$

$$E_{\pm, y}(r, \varphi, z) = -\frac{ikf}{2} \int_0^\alpha A(\theta) \sin \theta \sqrt{\cos \theta} \exp(ikz \cos \theta) \times [\pm i \times (1 + \cos \theta) i^m J_m(kr \sin \theta) \exp(im\varphi) \mp i \cdot (\cos \theta - 1) i^{m\pm 2} J_{m\pm 2}(kr \sin \theta) \exp[i(m \pm 2)\varphi]] d\theta, \quad (5)$$

$$E_{\pm, z}(r, \varphi, z) = -ikf \int_0^\alpha A(\theta) \sin^2 \theta \sqrt{\cos \theta} \exp(ikz \cos \theta) \times i^{m\pm 1} J_{m\pm 1}(kr \sin \theta) \exp[i(m \pm 1)\varphi] d\theta, \quad (6)$$

式中 $E_{+,i}(r, \varphi, z)$ ($i = x, y, z$) 表示右旋圆偏振光,

而 $E_{-,i}(r, \varphi, z)$ ($i = x, y, z$) 表示左旋圆偏振光。从

(6)式可以看出,涡旋光束的涡旋相位因子由 $\exp(im\varphi)$ 变为 $\exp[i(m\pm 1)\varphi]$,即其拓扑荷数由 m 变为 $m\pm 1$ 。又因为带有由 $\exp(i\theta)$ 描述的螺旋型位相分布的涡旋光束,能使光子带上 lh 的轨道角动量^[8]。所以,该涡旋光束所具有的轨道角动量就由 $m\hbar$ 变为 $(m\pm 1)\hbar$ 。增加的拓扑荷数主要是因为圆偏振光束的 E_z 分量带有一个 $\exp(i\varphi)$ 因子,即带有一个自旋角动量[从(1)式可以看出],经过高数值孔径透镜聚焦以后,该自旋角动量就转化成了轨道角动量。而从(4)式和(5)式也可以看到, E_x 和 E_y 电场表达式各自包含两个分量,分别为带有 $\exp(im\varphi)$ 因子和 $\exp[i(m\pm 2)\varphi]$ 因子的两个分量,说明圆偏振涡旋光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,其电场的三个分量 E_x 、 E_y 和 E_z 都发生了轨道角动量的变化。对该轨道角动量的变化量进行具体的研究,则可以通过调节轨道角动量的变化实现对粒子操控的扭矩进行控制。

本文以贝塞耳-高斯光束为研究模型,则源平面($z=0$)上一完全相干贝塞耳-高斯光束的复振幅分布可以表示为:

$$E_m(r) = E_0 J_m(\beta r) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (7)$$

式中 E_0 是振幅常数, $J_m(\beta r)$ 为 m 阶贝塞耳函数, β 是贝塞耳函数相关系数, $\exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right)$ 为其高斯调制项, ω_0 是光斑大小。由于一般的透镜都满足正弦近似条件,即 $r=f\sin\theta$, f 是高数值孔径透镜的焦距,所以经过高数值孔径透镜聚焦以后,贝塞耳-高斯光束在透镜光阑处的光场表达式可以写为^[17]:

$$A_m(\theta) = E_0 J_m(\beta f \sin \theta) \exp\left(-\frac{f^2 \sin^2 \theta}{\omega_0^2}\right). \quad (8)$$

考虑到部分相干,贝塞耳-高斯光束在透镜光阑处的交叉谱密度可以表示为:

$$A(\theta_1, \theta_2) = E_0^2 J_m(\beta f \sin \theta_1) J_m(\beta f \sin \theta_2) \exp\left[-\frac{f^2 (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2)}{\omega_0^2}\right] \times \exp\left[-\frac{f^2 (\sin \theta_1 - \sin \theta_2)^2}{L_c^2}\right], \quad (9)$$

式中 L_c 表示相干长度。

根据参考文献^[19],经过高数值孔径透镜聚焦以后,光束的交叉谱密度矩阵可以写为:

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{xz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{yz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \\ W_{zx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{zy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & W_{zz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中

$$W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \langle E_i^*(\mathbf{r}_1, \varphi_1, z) E_j(\mathbf{r}_2, \varphi_2, z) \rangle, \quad (i, j = x, y, z), \quad (11)$$

式中 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 和 φ_1, φ_2 分别表示场平面上任意两位置矢量 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 的模值和辐角。在(11)式中,令 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$,可得聚焦场的总光强为:

$$I_t(\mathbf{r}, \varphi, z) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z) = W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z) + W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z) + W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z), \quad (12)$$

接下来,我们讨论经过高数值孔径透镜聚焦以后,在聚焦场上的偏振度。由于深聚焦后会产生一个纵向分量电场,所以这里用三维偏振度来表示,具体为^[20]:

$$P(\mathbf{r}, \varphi, z) = \sqrt{\frac{3}{2} \left[\frac{I_x(\mathbf{r}, \varphi, z)^2 + I_y(\mathbf{r}, \varphi, z)^2 + I_z(\mathbf{r}, \varphi, z)^2}{[I_x(\mathbf{r}, \varphi, z) + I_y(\mathbf{r}, \varphi, z) + I_z(\mathbf{r}, \varphi, z)]^2} - \frac{1}{3} \right]}, \quad (13)$$

基于上述推导的光强和偏振度公式进行数值模拟,就可以研究部分相干圆偏振涡旋光束经过高数值孔径透镜聚焦的聚焦特性。

3 结果与讨论

这部分讨论了部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,聚焦光强和偏振度的分布情况,以及初始入射光束的相关参数及透镜的数值孔径角大小对聚焦特性的影响。所有计算

中所选参数为:透镜焦距 $f=1$ cm,激光束光斑半径 $\omega_0=1$ cm,激光光束波长 $\lambda=633$ nm,其中所有位置坐标均用 λ 归一化。图2给出了一阶部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后的光强分布图,图2(a)~图2(d)对应右旋圆偏振的情况,图2(e)~图2(h)对应左旋圆偏振的情况。从图2(a)~图2(d)可以看出,部分相干右旋圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,总光强 $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 以及三个方向分量光强 $W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$,

$W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 和 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 都为空心型光强分布,且 z 方向分量光强 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ [图 2(d)]的空心明显比 x, y 两方向的分量光强 $W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 和 $W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ [图 2(b)~图 2(c)]的空心大,这主要是由于经过高数值孔径透镜聚焦以后,右旋圆偏振贝塞耳-高斯光束的 z 方向电场上有一个自旋角动量转化成了轨道角动量,而且转化后的轨道角动量与光束的轨道角动量方向相同,使得电场 E_z 所带螺旋型相位因子 $\exp(il\varphi)$ 的拓扑荷数由 $l=m$ 增加为 $l=m+1=2$,从而增加了深聚焦以后 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 光强分布的空心大小。

比较右旋[图 2(a)~图 2(d)]和左旋[图 2(e)~图 2(h)]圆偏振贝塞耳-高斯光束深聚焦以后的光强分布,可以发现,两者最主要的不同,在于总光强 $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 和 z 方向分量光强 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 的分布。

对于部分相干左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束,其经过高数值孔径透镜聚焦以后 z 方向分量光强 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 分布不再为空心分布,而是具有一定的中心光强,这同样是由于深聚焦使得自旋角动量转化成轨道角动量的缘故,而且转化后的轨道角动量与光束的轨道角动量方向相反,从而电场 E_z 所带螺旋型相位因子 $\exp(il\varphi)$ 的拓扑荷数由 $l=m$ 减小为 $l=m-1=0$,所以经过高数值孔径透镜聚焦以后,一阶部分相干左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束的 z 方向分量由涡旋光束变为非涡旋光束,因而其中心光强不再为零。而聚焦的总光强为 x, y 和 z 三个方向分量光强 $W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z), W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 和 $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 的总和,所以其总光强分布也不为空心型光强分布,而是具有一定的中心光强。

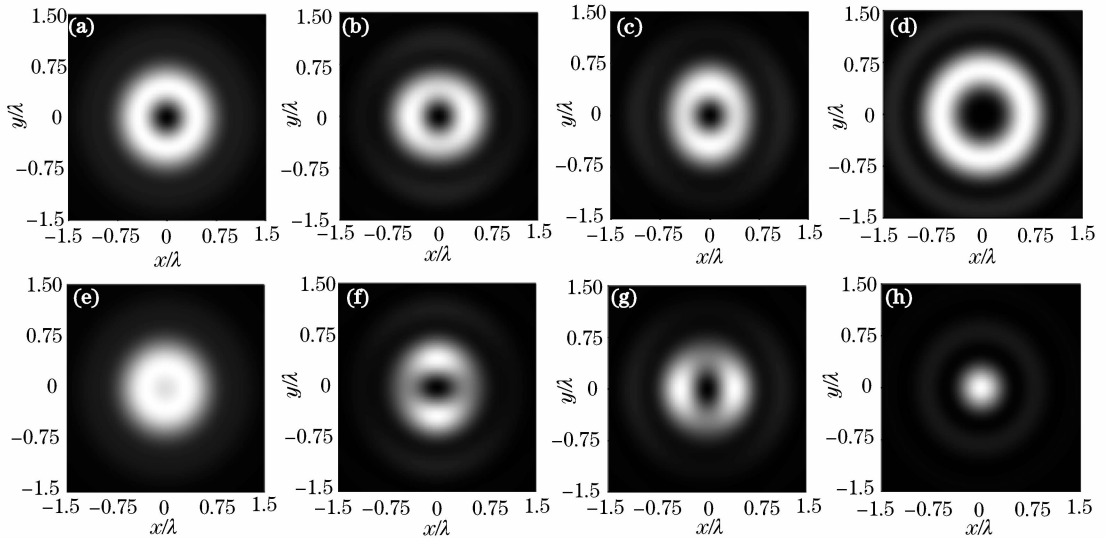


图 2 部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后在焦平面上的光强分布图。(a)~(d)右旋圆偏振, (e)~(h)左旋圆偏振,(a)(e) $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (b)(f) $W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (c)(g) $W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (d)(h) $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$ 。其它参数选为: $m=1, L_c=0.5 \text{ cm}, NA=0.9, \beta=0.3 \text{ mm}^{-1}$

Fig. 2 Contour plots of the intensity distribution on the focal plane. (a)~(d) right-circularly polarized; (e)~(h) left-circularly polarized; (a)(e) $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (b)(f) $W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (c)(g) $W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$; (d)(h) $W_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$. The other parameters are chosen as $m=1, L_c=0.5 \text{ cm}, NA=0.9, \beta=0.3 \text{ mm}^{-1}$

图 3 和图 4 分别给出了一阶右旋和左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束焦平面上的光强分布随各相关参数的变化情况。其中图 3(a) (b) (c)所示分别为入射光束相干长度 L_c 的变化,贝塞耳函数项相关参数 β 的变化以及聚焦透镜数值孔径角 α 的变化对焦平面上光强分布的影响。由图可以看出,一阶右旋圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,在焦平面上的光强分布总是为空心型光强分布,并且随着入射光束相干长度,贝塞耳函数项相关参数及透镜数值孔径角的增大,其焦平面上的光强都随之增大,空心大小随之减小。

比较图 3 和图 4 可以看出,左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后,在焦平面上的光强分布不再为空心型光强分布,而是具有一定的中心光强。同右旋圆偏振贝塞耳-高斯光束,经过高数值孔径聚焦以后,左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束焦面上的光强大小也随着入射光束相干长度,贝塞耳函数项相关参数及透镜数值孔径角的增大而增大。从图 4 可以看出,在焦平面上,对左旋圆偏振贝塞耳-高斯光束,其光强分布的凹陷随着入射光束相干长度及贝塞耳函数项相关参数的增大而变得比较明显[图 4(a) (b)],但随着透镜数值孔径角的增大,

其凹陷逐渐变得不明显[图 4 (c)]. 并且通过调整一定的参数值($L_c=0.5 \text{ cm}$, $\beta=0.3 \text{ mm}^{-1}$, $\alpha=80^\circ$)

可以得到具有广泛应用意义的平顶光束。

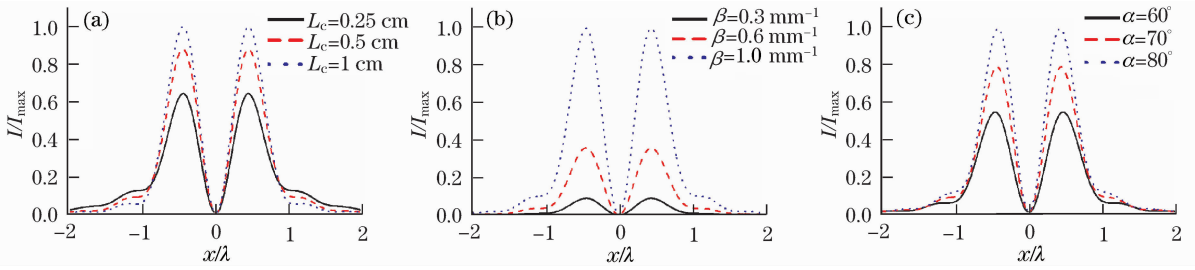


图 3 各相关参数的变化对深聚焦右旋圆偏振贝塞尔-高斯光束焦平面上光强分布的影响。(a) 入射光束相干长度 L_c 变化;(b) 贝塞尔函数项相关参数 β 变化;(c) 透镜数值孔径角 α 变化。(各图中除变化量外相关参数同图 2)

Fig. 3 Influence of correlated parameters on the intensity distribution of the right-circularly polarized Bessel-Gaussian beams on the focal plane. (a) varying source coherent length L_c ; (b) varying parameter β correlated with Bessel function; (c) varying maximal angle α of the lens. (The other parameters except the varying ones are chosen the same as in Fig. 2)

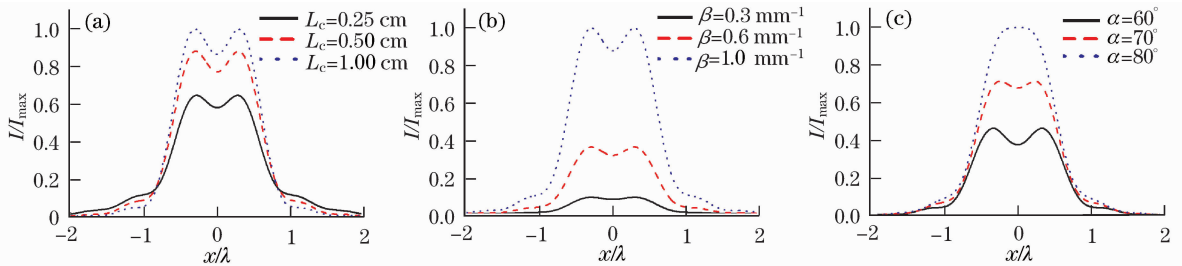


图 4 各相关参数的变化对深聚焦左旋圆偏振贝塞尔-高斯光束焦面上光强分布的影响。(a) 入射光束相干长度 L_c 变化;(b) 贝塞尔函数项相关参数 β 变化;(c) 透镜数值孔径角 α 变化。(各图中除变化量外相关参数同图 2)

Fig. 4 Influence of correlated parameters on the intensity distribution of the left-circularly polarized Bessel-Gaussian beams on the focal plane. (a) varying source coherent length L_c ; (b) varying parameter β correlated with Bessel function; (c) varying maximal angle α of the lens. (The other parameters except the varying ones are chosen the same as in Fig. 2)

一阶部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束在焦平面附近的偏振度分布情况如图 5 所示。图 5(a)(b)对应右旋圆偏振的情况,图 5(c)(d)对应左旋圆偏振的情况。从图 5(a)(c)可以看出,在焦平面上,偏振度分布关于 z 轴成圆对称分布,并且从中心向四周成振荡分布。不同的是,在右旋圆偏振的情况下,中心偏振度从 0.5 开始下降[图 5(a)],而在左旋圆偏振的情况下,中心偏振度则从 1 开始下降[图 5(c)]。图 5(b)(d)分别给出了右旋和左旋圆偏振贝塞尔-高斯光束在 $x-z$ 平面的偏振度分布。比较这两图可以发现,在焦平面附近,偏振度分布关于 x 轴对称,且关于焦平面 ($z=0$ 平面)对称。另外,还可以看出,当 x 不为零时(即不在轴上时),对于同一 x 值,焦平面附近的偏振度明显比其它地方的高,说明深聚焦会使得光束在焦平面附近的偏振度变高。

图 6 所示是在聚焦平面上,入射光束相干长度和透镜数值孔径角变化对部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束偏振度分布的影响。图 6 (a) (b)对应右旋圆偏振的情况,图 6 (c) (d)对应左旋圆偏振的情况。由图可得,无论是对右旋还是左旋圆偏振的情况,其焦平面上偏振度分布都先随 x 的增大而减小,当 x 增大到比较大时,偏振度分布曲线开始出现振荡。另外可以发现,在 x 比较小时,即离传输轴 z 轴比较近时,其焦平面上偏振度分布受入射光束源相干度和透镜数值孔径角的影响比较小,但当 x 大到一定程度时,可以看到,入射光束源相干度和透镜数值孔径角越大,其焦平面上偏振度分布曲线振荡越厉害。而比较图 6(a)(b)和图 6 (c)(d),可以发现,在相同情况下,入射光束源相干度和透镜数值孔径角对右旋圆偏振涡旋光束深聚焦的影响比左旋圆偏振来得强。

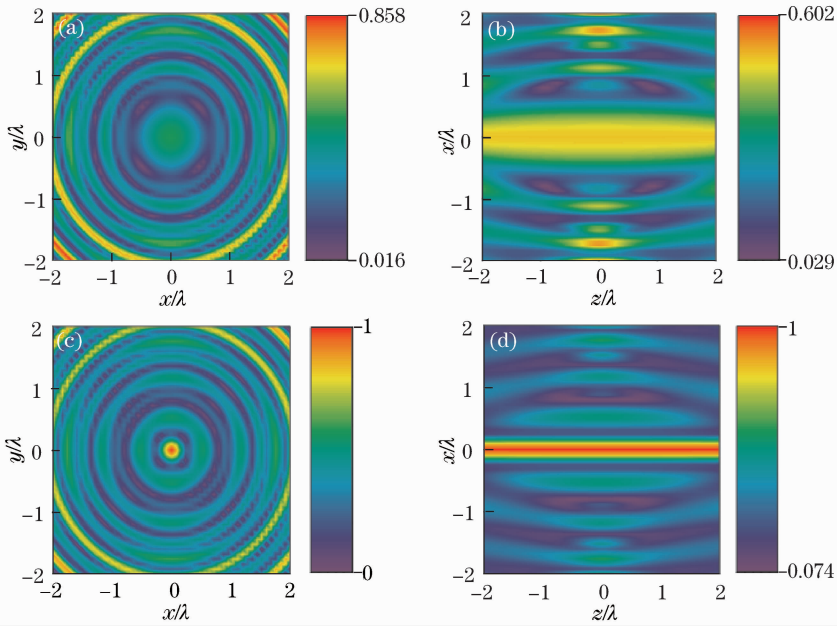


图 5 部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束经过高数值孔径透镜聚焦以后在焦平面附近的偏振度分布图。(a),(b)右旋圆偏振;(c),(d)左旋圆偏振;(a),(c)焦平面上;(b),(d)焦平面附近。其它参数如图 2

Fig. 5 Polarization distribution of the tightly-focused Bessel-Gaussian beams near the focus. (a), (b) right-circularly polarized; (c), (d) left-circularly polarized; (a), (c) on the focal plane; (b), (d) near the focus. The other parameters are chosen the same as in Fig. 2

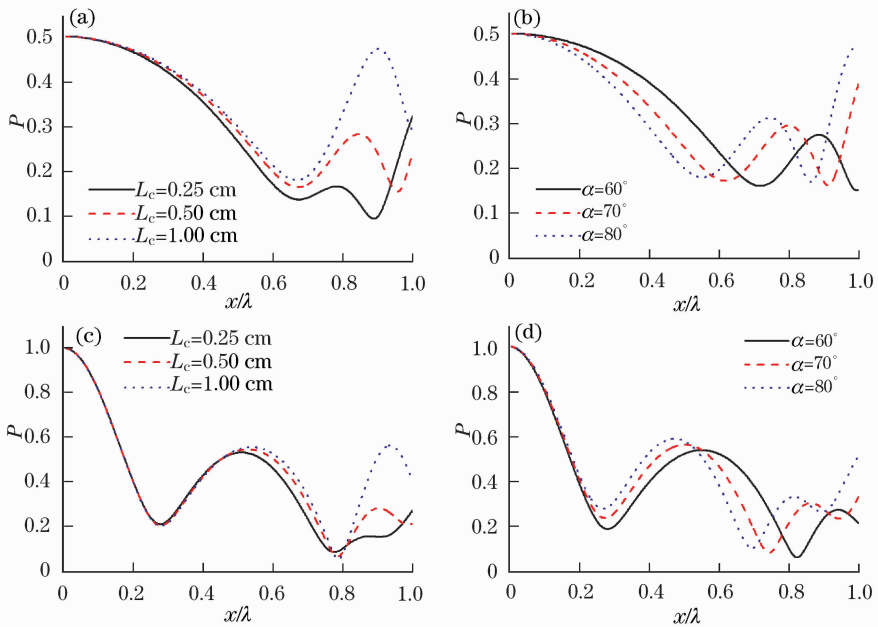


图 6 不同入射光束相干长度和透镜数值孔径角对部分相干圆偏振贝塞耳-高斯光束聚焦平面上偏振度分布的影响。(a),(b)右旋圆偏振;(c),(d)左旋圆偏振;(a),(c)入射光束相干长度 L_c 变化;(b),(d)透镜数值孔径角 α 变化。各图中除变化量外相关参数同图 2

Fig. 6 Influence of source coherent length and maximal angle of the lens on the polarization distribution on the focal plane. (a), (b) right-circularly polarized; (c), (d) left-circularly polarized; (a), (c) varying source coherent length L_c ; (b), (d) varying maximal angle α of the lens. The other parameters except the varying ones are chosen the same as in Fig. 2

4 结 论

本文利用德拜矢量积分理论,推导了部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径透镜聚焦的光场表达式,研究了部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束的深聚焦特性。通过比较右旋和左旋圆偏振涡旋光束的不同深聚焦特性,发现深聚焦时,圆偏振涡旋光束的自旋角动量会转化成轨道角动量,同时使得光束在焦平面处的偏振度变高。研究还表明,焦平面上的光强分布和偏振度分布都与入射光束的相关参数和聚焦透镜的数值孔径角取值相关。因此通过控制各相关参数的取值,可以改变部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦光场分布,获得有广泛应用意义的平顶光束。本文的研究成果对于涡旋光束应用于粒子操控,光学扳手等方面有重要的意义。

参 考 文 献

- 1 N. Hayazawa, Y. Saito, S. Kawata. Detection and characterization of longitudinal field for tip-enhanced Raman spectroscopy[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(25):6239~6241
- 2 C. J. R. Sheppard and T. Wilson. The image of a single point in microscopes of large numerical aperture[J]. *Proc. R. Soc. London. Ser. A*, 1982, **379**(1776):145~158
- 3 H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg *et al.*. Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(5):826~829
- 4 Zhiming Zhang, Jixiong Pu and Xiqing Wang. Focusing of partially coherent Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture objective[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(1):49~51
- 5 T. Grosjean and D. Courjon. Smallest focal spots[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **272**(2):314~319
- 6 Q. Zhan, R. James Leger. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. *Opt. Exp.*, 2002, **10**(7):324~331
- 7 I. V. Basistiy, M. S. Soskin, M. V. Vasnetsov. Optical wavefront dislocations and their properties[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **119**(5-6):604~612
- 8 L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(11):8185~8189
- 9 J. Leach, M. J. Padgett, S. M. Barnett *et al.*. Measuring the orbital angular momentum of a single photon[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(25):257901
- 10 J. E. Curtis, B. A. Koss, D. G. Grier. Dynamic holographic optical tweezers[J]. *Opt. Commun.*, 2002, **207**(1-6):169~171
- 11 G. Gibson, J. Courtial, M. J. Padgett. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(22):5448~5456
- 12 A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger. Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(24):240401
- 13 G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner. Management of the angular momentum of light: Preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(1):013601
- 14 Ji Xiaoling, Lü Baida. Effect of turbulence on the spectral shift of partially coherent light[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(4):506~510
季小玲,吕百达. 湍流对部分相干光光谱移动的影响[J]. *中国激光*, 2005, **32**(4):506~510
- 15 Ji Xiaoling, Chen Senhui, Li Xiaoqing. Polarization properties of partially coherent electromagnetic Hermite-Gaussian beams in atmospheric turbulence[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1):67~72
季小玲,陈森会,李晓庆. 部分相干电磁厄米-高斯光束通过湍流大气传输的偏振特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(1):67~72
- 16 E. Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems I. An integral representation of the image field[J]. *Proc. R. Soc. Ser. A*, 1959, **253**(1274):349~357
- 17 M. Gu. *Advanced Optical Imaging Theory* [M]. Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1999
- 18 I. S. Gradysteyn and I. M. Ryzhik. *Table of Integrals, Series, and Products*[M]. New York: Academic Press, 2000
- 19 K. Lindfors, T. Setälä, M. Kaivola *et al.*. Degree of polarization in tightly focused optical fields[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(3):561~568
- 20 T. Setälä, A. Shevchenko, M. Kaivola *et al.*. Degree of polarization for optical near fields[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **66**(1):016615.1~016615.7