

# 聚焦径向调制 Bessel-Gaussian 光束实现 亚波长尺寸纵向偏振光束\*

于永江<sup>†</sup> 陈建农 闫金良 王菲菲

(鲁东大学物理学院, 烟台 264025)

(2010年5月26日收到; 2010年6月21日收到修改稿)

亚波长尺寸纵向偏振光束在粒子加速, 单个分子偶极矩测量, 二次谐波成像和纵向偏振共焦显微镜等方面有非常广泛的应用. 本文提出径向调制的 Bessel-Gaussian 光束模型, 经高数值孔径显微镜聚焦可以获得高纯度的纵向偏振光束. 利用矢量衍射理论数值模拟了焦点附近光强分布、磁场分布和能流密度空间分布. 结果表明光斑半高全宽度可以达到  $0.4\lambda$ . 该方法无需环形孔径或环形相位滤波器, 光能利用率高, 分辨率好, 达到改进各种应用的效果.

**关键词:** Bessel-Gaussian 光束, 纵向偏振光束, 聚焦, 亚波长

**PACS:** 42.60.Jf, 41.20.Jb, 42.25.Ja, 42.30.Lr

## 1. 引言

激光束经显微镜高度聚焦后, 光斑尺寸小于波长的焦点光束在三维光学数据存储, 光刻技术, 材料加工, 纳米微粒操控, 生物医学成像, 拉曼光谱技术, 二次谐波激发, 近场扫描和激光共焦显微技术中都是至关重要的<sup>[1-9]</sup>. 举例来说, 在光学数据存储中, 小光斑可以提高存储密度和存储容量; 在纳米微粒操控中, 高度聚焦光斑可以增加梯度力或旋转力矩; 在生物医学成像中, 高度聚焦光斑可以减少背景成像, 改善清晰度; 在材料加工中, 高度聚焦光斑增加了光能利用率, 加工速度和加工精度. 然而在光斑尺寸小于波长时, 标量衍射理论无法得到焦点附近精确的光强分布, 必须使用矢量衍射理论. 为此, Richards 和 Wolf 系统地研究了光束的聚焦问题, 得到了矢量衍射积分公式, 建立了聚焦问题的基本理论框架<sup>[10]</sup>. 在此基础上, 科学家们研究了不同横模激光束如面包圈光束, Bessel-Gaussian 光束, 平面波等的聚焦<sup>[11-15]</sup>, 同时研究了不同偏振状态如线偏振, 圆偏振, 方位角偏振以及径向偏振的入射光束对焦点附近三个偏振分量的振幅分布或光强分布的影响<sup>[16-19]</sup>; 还研究了高数值孔径显微

物镜各种像差如球差, 慧差, 像散等对焦点附近光强分布的影响<sup>[20-23]</sup>. 研究发现径向偏振光束入射通常可以获得比较小的聚焦光斑, 这是因为径向偏振光束聚焦后可以获得光轴上强度不为零, 分布在光轴附近的纵向偏振分量, 而径向分量因相互抵消而所占比重很低. 特别是该区域纵向偏振分量无能量和动量输出, 类似于驻波. 这一点与电磁场作为横波在传播方向上具有能量和动量很不一样. 已有很多研究报道: 光斑很小的焦点附近的高纯纵向偏振光束在粒子加速<sup>[1]</sup>, 单个分子偶极矩测量和偶极矩相对于电场矢量的取向探测<sup>[24,25]</sup>, 二次谐波成像<sup>[26]</sup>, 轴向偏振共焦显微镜<sup>[8]</sup>等方面都有十分重要的意义.

目前实验上能够获得的最小光斑尺寸是由 Dorn, Quabis, 和 Leuchs 报道的<sup>[14]</sup>. 他们使用氦氛激光线偏振的单横模 (TEM<sub>00</sub>) 经由四个半波片组成的起偏器获得了径向偏振平面光波, 然后入射到加环形孔径的显微镜入瞳上进行聚焦. 显微镜数值孔径  $NA = 0.9$ ; 环形孔径由表面精度小于  $\lambda/20$  的玻璃基底上镀不透明圆盘形成 (直径 3 mm). 入射光束半径 1.2 mm, 圆环外直径 3.6 mm (即圆环宽度 0.6 mm). 为了保证入射波前像差最小, 他们使用了 Shack-Hartmann 传感器进行了波前分析和校正.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11074105), 山东省自然科学基金 (批准号: Z2008A02, ZR2010AM038) 和鲁东大学博士启动基金 (批准号: LY20082802) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: yjyu@ldu.edu.cn

聚焦后获得的光斑使用刀口法进行测量<sup>[27]</sup>, 结果为  $0.16\lambda^2$ , 远小于线偏振和圆偏振入射时可获得的光斑(分别是  $0.26\lambda^2$  和  $0.22\lambda^2$ ).

2008年, Wang等<sup>[28]</sup>, 利用特殊设计的五环带二元位相片对入射径向偏振 Bessel-Gaussian 光束滤波后再用数值孔径为 0.95 的物镜聚焦可以获得亚波长尺寸光斑(半高全宽度  $0.43\lambda$ , 面积  $0.15\lambda^2$ ), 焦深达  $4\lambda$ , 轴向强度分布均匀的纵向偏振光束. 与没有五环带二元位相片时的聚焦比较, 纵向偏振光束的比重从 45% 提高到 81%, 光斑尺寸减小了 58%.

使用相位滤波器或者高精度环形物理孔径, 一方面存在设计和加工困难; 另一方面可能导致一些应用无法实现. 本文提出对入射径向偏振 Bessel-Gaussian 光束进行径向振幅调制, 然后作为入射光束入射显微物镜, 可以免去入射光瞳位置的相位滤波器或者高精度环形物理孔径. 理论研究和数值模拟表明: 该调制光束聚焦后可以获得更小的亚波长尺寸纵向偏振光束, 而且纵向偏振分量纯度更高, 光能利用率更好.

## 2. 径向调制贝塞尔高斯光束

假定贝塞尔高斯光束束腰入射在显微物镜的入瞳位置, 其振幅表达式为<sup>[11]</sup>

$$l(\theta) = \exp\left[-\beta_0^2\left(\frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right] J_1\left(2\beta_0 \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right), \quad (1)$$

其中  $\beta_0$  为光瞳半径和束腰的比值.  $J_1(\ )$  为第一类一阶 Bessel 函数.  $\theta$  为光束会聚半角,  $\alpha = \theta_{\max} = \arcsin(NA)$ .  $NA$  为显微物镜的数值孔径. 本文中令  $NA = 0.95$ , 则  $\alpha = 71.8^\circ$ . 图 1 为光束入射和聚焦的几何示意图.

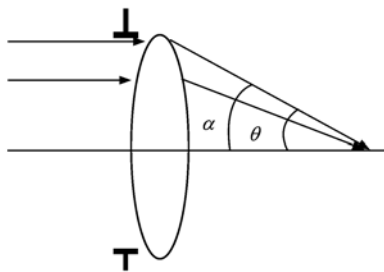


图 1 光束入射和聚焦的几何示意图

为了模拟加环形孔径时的光能量透射分布, 对 (1) 式的光束附加一个径向调制函数, 使得入射光强主要分布在入射光瞳边缘. 假定调制后 Bessel-

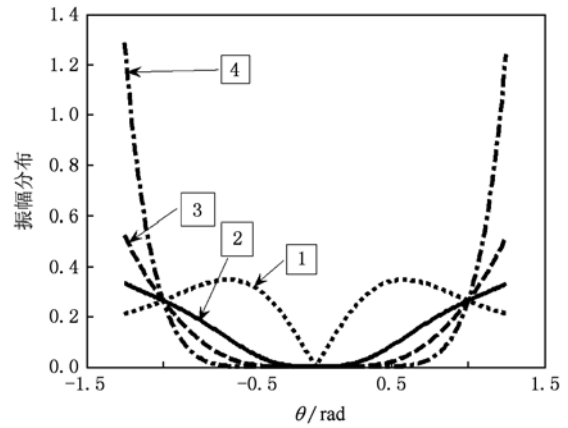


图 2 入射光瞳平面光束径向分布

Gaussian 光束表示为

$$L(\theta) = \exp\left[-\beta_0^2\left(\frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right)^2\right] J_1\left(2\beta_0 \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\right) \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^m. \quad (2)$$

对于一个焦距为  $f$  且符合正弦条件的物镜来说,  $\sin\theta = r/f$ ,  $\theta = \arcsin(r/f)$ . 这里  $r$  为入瞳平面的极坐标. 因此 (2) 式代表一个径向调制的 Bessel-Gaussian 光束, 这样的光束可以利用计算全息方法产生<sup>[29]</sup>, 并利用望远镜系统耦合到物镜入瞳平面. 图 2 为贝塞尔-高斯光束(曲线 1) 和径向调制的 Bessel-Gaussian 光束(曲线 2, 3 和 4) 的径向振幅分布. 其中  $\beta_0 = 1$ ,  $\theta_0 = 1 \text{ rad}$ . 曲线 2, 3 和 4 分别对应 (2) 式中  $m = 2, m = 4$  和  $m = 8$ . 可以看出曲线 1 光能量分布靠近入射光瞳平面中心. 而径向调制后的光束光能量比较靠近入射光瞳平面边缘, 而且  $m$  越大, 光能量越集中在边缘.

## 3. 径向偏振光束的聚焦

根据 Richards 和 Wolf 矢量衍射理论<sup>[10]</sup>, 可以得到径向偏振光束入射时, 焦点附近的电场的径向分量, 纵向分量和方位角分量

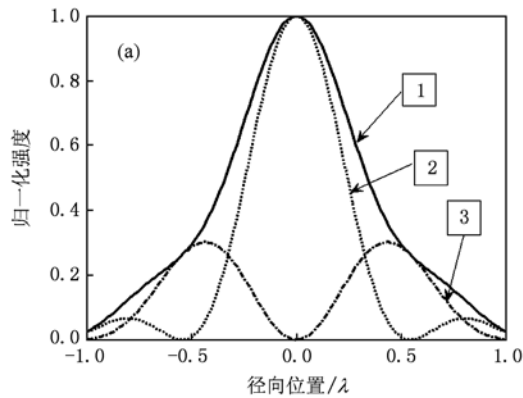
$$E_r(r, z) = E_0 \int_0^{\theta_{\max}} \cos^{1/2}\theta \sin(2\theta) E(\theta) \times J_1(kr\sin\theta) \exp(ikz\cos\theta) d\theta, \quad (3)$$

$$E_z(r, z) = 2iE_0 \int_0^{\theta_{\max}} \cos^{1/2}\theta \sin^2\theta E(\theta) \times J_0(kr\sin\theta) \exp(ikz\cos\theta) d\theta, \quad (4)$$

$$E_\phi(r, z) = 0, \quad (5)$$

其中  $E(\theta)$  为圆对称入射光场. 本文中  $E(\theta) = L(\theta)$ . 图 3(a) 是 Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦平面径向偏振分量强度, 纵向偏振分量强度和总强度的径向分布曲线; 图 3(b) 则是径向调制的 Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦平面径向偏振分量强度, 纵向偏振分量强度和总强度的径向分布曲线 ( $m = 20$ ). 通过比较可以看出: 径向调制的 Bessel-Gaussian 光束聚焦后径向分量相对强度受到抑制, 而纵向分量相对强度则得到增强, 因而总的光强中, 纵向偏振分量纯度更高, 对于纵向偏振分量光场的应用来说这是一个有利的现象. 为了定量计算纵向偏振分量光场的相对强度, 我们定义

$$\eta = \frac{\varphi_z}{(\varphi_z + \varphi_r)} = \frac{\int_0^{r_0} |E_z(r, 0)|^2 r dr}{\int_0^{r_0} [|E_z(r, 0)|^2 + |E_r(r, 0)|^2] r dr}, \quad (6)$$



(6) 式中积分上限为径向光强第一个零点所在的半径, 通过数值计算,  $\eta$  的大小与  $m$  密切相关, 而与  $\theta_0$  的大小几乎无关. 图 4 是  $\eta$  和  $m$  的函数关系.  $m = 0$  时, 对应径向未调制的 Bessel-Gaussian 光束,  $\eta = 44.43\%$ .  $m = 20$  时,  $\eta = 85.15\%$ .  $m$  足够大时,  $\eta$  趋于饱和. 图 5(a) 是径向调制的 Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦平面内光强度分布的等高线图. 图 5(b) 是径向调制的 Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦点附近含光轴的纵向平面内光强度分布的等高线图. 图 5(a) 显示, 该光束聚焦后横向强度分布半高全宽度为  $0.4\lambda$  左右, 达到亚波长范围, 因此能够大大提高成像分辨率. 在光学操控领域, 用亚波长尺寸光斑可以更加精确俘获和定位纳米尺寸微粒; 在光学数据存储技术中, 精细光束可以大大提高信息存储密度和提高容量. 图 5(b) 表明焦点附近光场沿纵向沿伸了好几个波长, 使焦深大大增加.

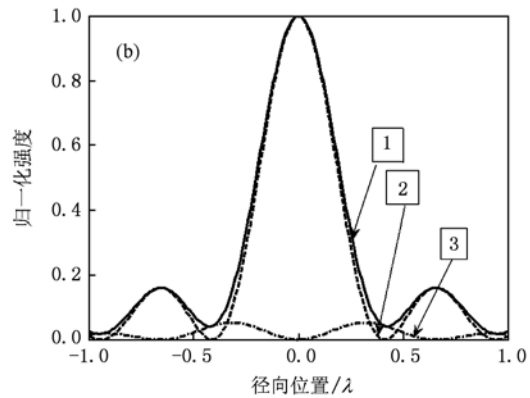


图 3 焦平面内径向强度分布 (a) Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦平面径向偏振分量强度(曲线 3), 纵向偏振分量强度(曲线 2) 和总强度(曲线 1) 的径向分布曲线; (b) 径向调制的 Bessel-Gaussian 光束聚焦后焦平面径向偏振分量强度(曲线 3), 纵向偏振分量强度(曲线 2) 和总强度(曲线 1) 的径向分布曲线

对于亚波长纵向偏振光场的应用来说, 值得注意的是与电场同时存在的还有磁场. 在入射光束中, 电场矢量沿径向偏振的同时, 磁场矢量则沿方位角方向振动. 经过聚焦后磁场矢量仍然沿方位角方向振动, 其大小由麦克斯韦方程决定

$$H_\varphi = -i(\partial E_r / \partial z - \partial E_z / \partial r) / k. \quad (7)$$

将方程(2)和(3)代入(7)式, 得到焦点区域磁场方位角分量

$$H_\varphi(r, z) = 2E_0 \int_0^{\theta_{\max}} \cos^{1/2} \theta \sin \theta E(\theta) \times J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta. \quad (8)$$

图 6(a) 和 (b) 分别是磁场方位角分量在焦平面内的强度分布的等高线图和含光轴的纵向平面内的强度分布的等高线图. 可以看到磁场在光轴上的强度为零, 主要分布在圆环状结构上, 而位于光轴上的纵向偏振电场则处于圆环内. 磁场在焦点附近形成空心的管道. 管道长度可以达到四个波长左右. 这样的电磁场分布结构对于设计电子加速装置和激光加工切割机械来说是有非常重要的意义的. 因为径向偏振光束聚焦后获得的纵向偏振光束在激光加工和电子加速方面比线偏振光和圆偏振光都有优势.

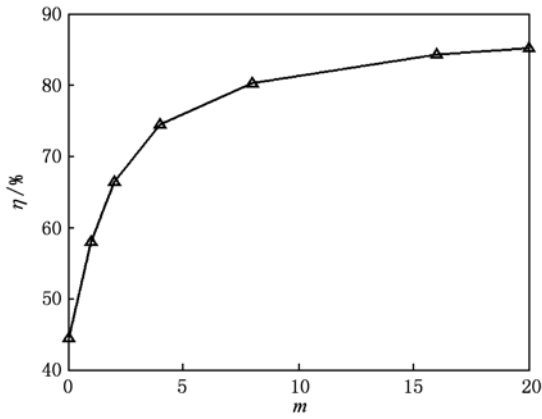


图4  $\eta$  和  $m$  的函数关系

为了更好地了解焦点区域的电磁场特征,我们进一步研究时间平均波印廷矢量大小的分布:

$$(S) = \frac{c}{4\pi} \text{Re} [ E_r(r,z) H_\varphi^*(r,z) e_r \times e_\varphi + E_z(r,z) H_\varphi^*(r,z) e_z \times e_\varphi ]. \quad (9)$$

图7是波印廷矢量大小的横向分布数值模拟. 可以看到当(2)式中  $m$  较小时(例如  $m = 2$ ), 入射光束径向调制程度较低, 集中在边缘部分的光束能量没有  $m$  较大时多, 能流密度分布沿光轴方向是变化的(见图7(a), (b)和(c)), 但相对于焦平面是对称的(图7(b)和(d)). 而当  $m$  较大时(例如  $m = 20$ ), 能流密度分布沿光轴方向是不发生变化的(见图7(e)和(f)), 而且能流密度分布与磁场分布相似. 由于图7中各个子图中心光轴上能流密度均为零, 说明位于光轴上的纵向偏振分量不对能流产生贡献, 而径向电场分量和磁场分量在光轴上为零, 如图3(a)和(b), 图6(a)所示. 这样的能流密度分布在光俘获中大大地减小了纳米金属粒子所受到的散射力, 同时光轴上很强的纵向偏振电场又能产生非常强的梯度力将纳米粒子拉向光轴和焦平面相交的中心位置.

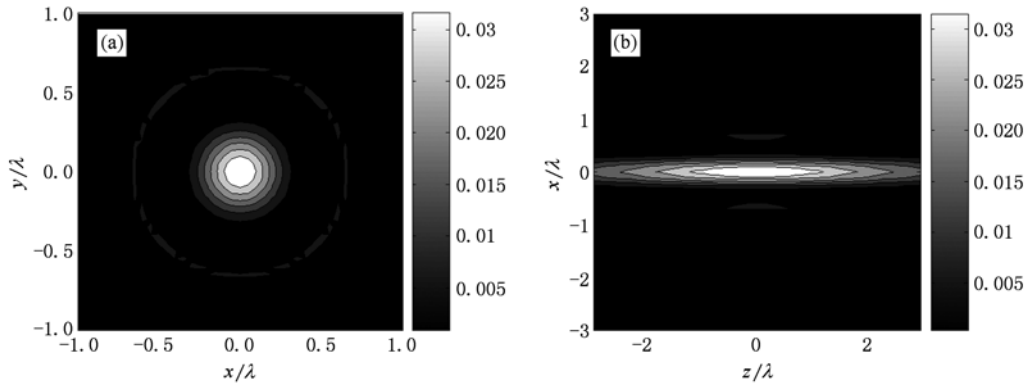


图5 (a) 焦平面内光强度分布的等高线图; (b) 焦点附近含光轴的纵向平面内光强度分布的等高线图. 参数  $m = 20$

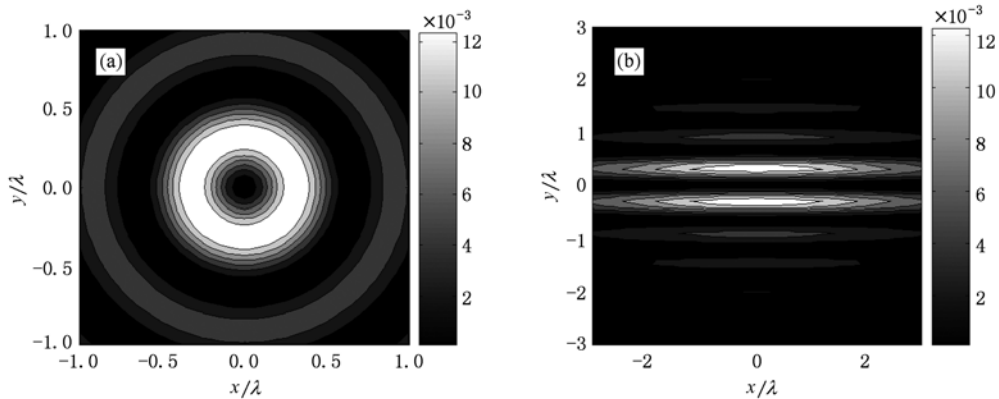


图6 (a) 磁场方位角分量在焦平面内的强度分布的等高线图; (b) 含光轴的纵向平面内的强度分布的等高线图

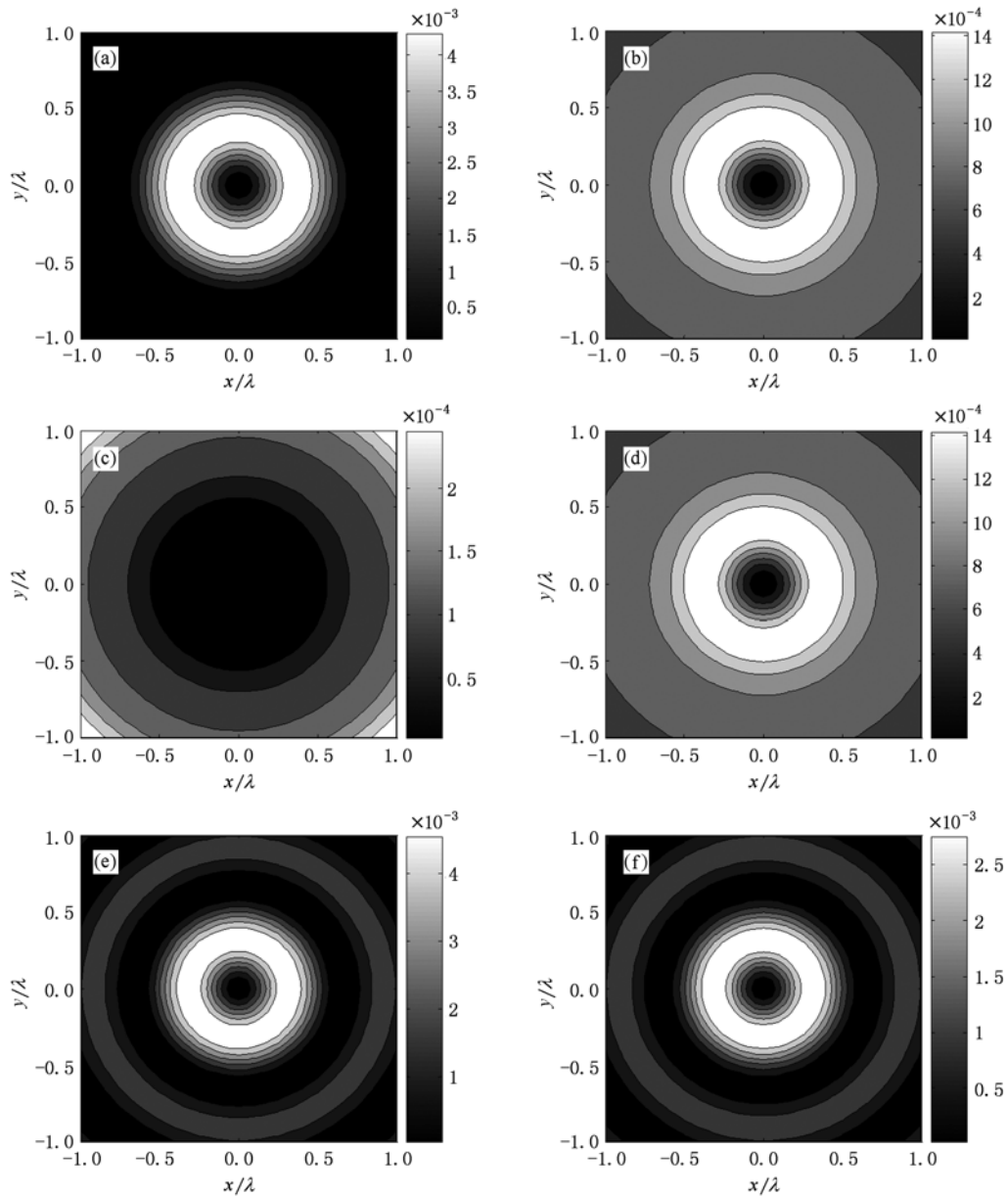


图7 时间平均波印廷矢量大小的横向分布等高线图 (a)  $m = 2, z = 0$ ; (b)  $m = 2, z = \lambda$ ; (c)  $m = 2, z = 2\lambda$ ; (d)  $m = 2, z = -\lambda$ ; (e)  $m = 20, z = 0$ ; (f)  $m = 20, z = 2\lambda$

#### 4. 结 论

本文提出了径向调制的 Bessel-Gaussian 光束模型,并用矢量衍射理论分析了光束经高数值孔径聚焦后的径向光强分布和纵向光强分布. 计算了纵向偏振分量的比重. 同时也研究了焦点附近区域的磁

场分布以及能流密度矢量大小的空间分布. 该光束聚焦后的光斑半高全宽度为零点四个波长,这将有利于提高应用时的成像分辨率,从而在光学操控领域,可以更加精确俘获和定位纳米尺寸微粒;在光学数据存储技术中,可以进一步提高信息存储密度和提高容量. 而电磁场的空间分布结构图像有助于设计电子加速装置和激光加工切割机械.

- [1] Fortana J R 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 4285
- [2] Meier M, Romano V, Feurer T 2007 *Appl. Phys. A* **86** 329
- [3] Norihiko Hayazawa, Yuika Saito, Satoshi Kawata 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6239
- [4] Erik J. Sánchez, Lukas Novotny, Sunney Xie X 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4014
- [5] Bouhelier A, Beversluis M, Hartschuh A, Novotny L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 013903
- [6] Biss D P, Brown T G 2003 *Opt. Lett.* **28** 923
- [7] Botcherby E J, Juskaitis R, Wilson T 2006 *Opt. Commun.* **268** 253
- [8] Nils Huse, Andreas Schonle, Stefan W. Hell 2001 *J. Biomed. Opt.* **6** 480
- [9] Li M, Zhang Z Y, Shi S, Du J L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 958 (in Chinese) [李敏、张志友、石莎、杜惊雷 2010 物理学报 **59** 958]
- [10] Richards B, Wolf E 1959 *Proc. R. Soc. Lond. A* **253** 358
- [11] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express.* **7** 77
- [12] Djenan Ganic, Xiaosong Gan, Min Gu 2003 *Opt. Express.* **11** 2747
- [13] Chon J W M, Gan X, Gu M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1576
- [14] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [15] Greene P L, Hall D G 1996 *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 962
- [16] Kozawa Y, Sato S 2006 *Opt. Lett.* **31** 820
- [17] Shunichi Sato, Yuichi Kozawa 2009 *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 142
- [18] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 77
- [19] Zhang Y L, Zhao Y Q, Zhang Q W, Li Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1253 (in Chinese) [张艳丽、赵逸琼、詹其文、李永平 2006 物理学报 **55** 1253]
- [20] Biss D P, Brown T G 2004 *Opt. Express* **9** 384
- [21] Liu Y, Chen J B 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 1996
- [22] Zhao G Y, Zhang Y X, Wang J Y, Jia J J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1378 (in Chinese) [赵贵燕、张逸新、王建宇、贾建军 2010 物理学报 **59** 1378]
- [23] Luo Y M, Lü B D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3915 (in Chinese) [罗亚梅、吕百达 2009 物理学报 **58** 3915]
- [24] Novotny L, Beversluis M R, Youngworth K S, Brown T G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5251
- [25] Sick B, Hecht B, Novotny L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4482
- [26] Hongchun Bao, Alex Boussioutas, Reynolds Jeremy, Sarah Russell, Min Gu 2010 *Opt. Express* **18** 1255
- [27] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 1917
- [28] Wang H F, Shi L P, Boris Lukyan Chuk 2008 *Nature Photonics* **2** 501
- [29] Liu Y D, Gao C Q, Gao M W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1769

# Longitudinally polarized subwavelength beam generated by focusing radially modulated Bessel-Gaussian beam\*

Yu Yong-Jiang<sup>†</sup> Chen Jian-Nong Yan Jin-Liang Wang Fei-Fei

(College of Physics, Ludong University, Yantai 264025, China)

(Received 26 May 2010; revised manuscript received 21 June 2010)

## Abstract

Longitudinally polarized subwavelength beams have found many applications such as particle acceleration, single molecule dipole detection, second harmonic generation imaging, longitudinally polarization confocal microscopy. We present a radially modulated Bessel-Gaussian beam model which produces longitudinally polarized beams with high purity after being focused by high numerical aperture objective. Based on the vector diffraction theory, the electric field intensity distribution, magnetic field intensity distribution and energy flux density near the focal plane are numerically simulated. The result shows that the full-width at half-maximum is as small as  $0.4\lambda$ . The method does not require a physical annulus or annular phase filter and it features high energy efficiency, high resolution, thus improving application performances.

**Keywords:** Bessel-Gaussian beam, longitudinally polarized beams, focusing, subwavelength

**PACS:** 42.60.Jf, 41.20.Jb, 42.25.Ja, 42.30.Lr

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11074105), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. Z2008A02, ZR2010MA038) and Ludong University Science Foundation for Doctor, China (Grant No. LY20082802).

<sup>†</sup> E-mail: yjyu@ldu.edu.cn