

双环贝塞尔-高斯径向偏振光束经介质分界面的强聚焦

郑 晓 杨艳芳 何 英 罗祝裕

上海大学理学院物理系, 上海 200444

摘要 基于矢量德拜理论,研究了贝塞尔-高斯径向偏振光束经过衍射光学元件(DOE)和高数值孔径(NA)透镜组成的光学系统后经介质分界面的强聚焦特性。设计DOE的参数对入射的贝塞尔-高斯径向偏振光束进行调制,在聚焦场中能得到沿光轴方向的三维多点光俘获结构-光链。研究表明,入射光束的拦截比(即透镜孔径半径与入射光束束腰半径比)、数值孔径和聚焦场介质折射率都会影响光束的强聚焦特性。当光束的拦截比增大到一个值时,聚焦场的光链会转变成暗通道,并且在改变暗通道宽度的情况下,暗通道的长度会随着介质折射率的增大而增长。

关键词 物理光学; 贝塞尔-高斯光束; 衍射光学元件; 介质分界面; 光链; 光学暗通道

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201636.0426001

Tight Focusing of Double-Ring-Shaped Bessel-Gaussian Radially Polarized Beam Through a Dielectric Interface

Zheng Xiao Yang Yanfang He Ying Luo Zhuyu

Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Based on the vectorial Debye theory, the tightly focusing properties of Bessel-Gaussian radially polarized beam through a high numerical aperture (NA) with a diffractive optical elements (DOE) and a dielectric interface are investigated. A three-dimensional optical chain along optical axis can be obtained by designing the DOE to spatially modulate the incoming Bessel-Gaussian radially polarized beam. Research results show that the focusing shape in the focal area can be controlled by changing the interception ratio of the aperture radius to the incident beam waist radius, numerical aperture and the refractive index of the medium in the focal region. When the interception ratio is beyond to a constant value, a focal dark channel can be obtained. The length of the focal dark channel increases with the increasing of refractive index of the medium in the focal region in case of not changing the width of the focal dark channel.

Key words physical optics; Bessel-Gaussian beam; diffractive optical element; dielectric interface; optical chain; optical dark channel

OCIS codes 260.5430; 140.3300; 220.2560; 260.1960

1 引言

近年来,由于矢量光束经过高数值孔径(NA)透镜聚焦会产生特殊结构的聚焦场^[1],因此引起了人们的广泛关注。其中,对柱对称矢量光束尤其对径向偏振光束是研究的一个热点。径向偏振光束经高数值孔径聚焦后,会产生一个更小的聚焦光斑,得到很强的纵向光场分量^[2-3]。这种特性可以广泛应用于粒子加速^[4]和激

收稿日期: 2015-10-20; 收到修改稿日期: 2015-11-26

基金项目: 国家自然科学基金(61108010、11204170)

作者简介: 郑 晓(1989--),男,硕士研究生,主要从事矢量光束的生成、检测及其在光学微操纵中的应用等方面的研究。

E-mail: ztzt2005@126.com

导师简介: 杨艳芳(1973--),女,博士,副教授,主要从事激光物理和光信息传输等方面的研究。

E-mail: yanfangyang@shu.edu.cn(通信联系人)

光扫描显微镜^[5],可以提高光学分辨率,在平版印刷术、光数据存储和纳米颗粒探测等^[6]方面有广泛用途。当满足一定条件的矢量光束强聚焦时能形成一个周围被光强围绕的暗斑-光学囚笼,或形成三维光学势阱,该三维光学势阱被称之为“光链”^[7]。它们可以实现对微小粒子的捕获和移动,该技术被称之为“光镊”。构造入射的矢量光束结构(如对径向矢量光束进行振幅和偏振态的调制),使得在强聚焦下形成光学囚笼和光链受到越来越多国内外学者的关注^[7-13]。如今,光镊技术已被广泛应用于原子物理、生物医学和显微成像等各个研究领域^[14]。考虑实际应用研究,例如利用光束对微粒进行光学俘获^[15-16]以及半导体检测时,激光光束聚焦后会经历从一个介质到另一个介质的传输过程,在这个过程中光束会在两个介质的分界面上发生折射。因此,综合考虑径向偏振光束、用衍射光学元件(DOE)调制光束的振幅和偏振态分布、以及经介质分界面的强聚焦研究是非常有实用价值的。本文基于德拜矢量理论研究了用DOE调制后的贝塞尔-高斯径向偏振光束经过高数值孔径透镜和介质分界面组成的光学系统的强聚焦特性。详细讨论了由介质分界面形成的聚焦场相对于无介质面发生的变化以及入射光束的拦截比、数值孔径和聚焦场介质的折射率对光束强聚焦特性的影响,发现了通过改变DOE内外环的相位差和介质分界面的位置能实现聚焦光链的周期性移动。当光束的拦截比增大到一个值后,原来形成的聚焦光链会转变成暗通道结构,暗通道的长度会随着介质折射率的增大而增大,这个特性对于矢量光束在粒子微操纵领域有非常重要的意义。

2 理论分析

双环径向偏振光束经大数值孔径透镜聚焦的光学系统设计如图 1(a)所示,径向偏振光束经 DOE 调制后由高数值孔径透镜聚焦,在聚焦场中存在一个介质分界面,分界面两边介质的折射率分别为 n_1 和 n_2 。聚焦光束在介质分界面处发生折射会改变聚焦光束实际焦点的位置。图 1(a)中, o 点为透镜的几何焦点,焦距为 f , o' 点为聚焦光束经过介质分界面后的实际焦点, d 为介质分界面到几何焦点 o 的距离,称为探测深度。可以明显看出,探测深度 d 的改变会使聚焦场会发生偏移。

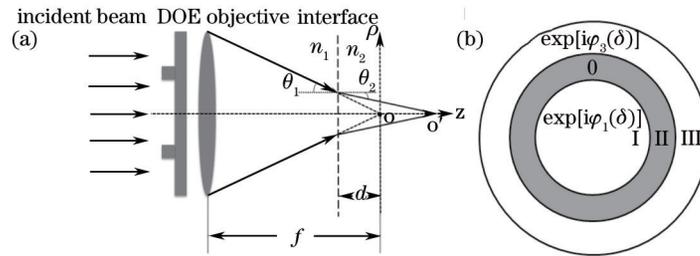


图 1 聚焦光学系统示意图。(a) 光路图; (b) DOE 结构图

Fig.1 Scheme of focusing optical system. (a) Diagram of optical system; (b) structure of DOE

光学系统中用来调制入射光束的 DOE 如图 1(b)所示,有两个环形透光区域(I 和 III 区)以及一个不透光区域(II 区),设定 I、II、III 环形区域边缘与光轴的夹角分别为 $\delta_1\alpha, \delta_2\alpha, \delta_3\alpha, 0 < \delta_j \leq 1 (j = 1, 2, 3)$, $\alpha = \arcsin(NA/n_1)$ 是高数值孔径透镜的最大孔径角。DOE 的传递函数 $T(\delta)$ 设定为

$$T_j(\delta) = \begin{cases} \exp[i\varphi_1(\delta)], & 0 \leq \theta \leq \delta_1\alpha, j = 1 \\ 0, & \delta_1\alpha < \theta \leq \delta_2\alpha, j = 2 \\ \exp[i\varphi_3(\delta)], & \delta_2\alpha < \theta \leq \delta_3\alpha, j = 3 \end{cases} \quad (1)$$

在本文模拟计算中,为了简单化,选取 DOE 的参数 $\varphi_3(\delta) = \varphi_1(\delta) = 0$ 。根据德拜理论^[16-19],DOE 调制的径向偏振光束经高数值孔径透镜和介质分界面后的聚焦场表示为

$$E_\rho(\rho, z) = \sum_{j=1}^3 T_j(\delta) \cdot 2A \int_{\delta_{j-1}\alpha}^{\delta_j\alpha} \exp[ik_0\Phi(\theta_1, \theta_2, -d)] \cos^{1/2}\theta_1 l_0(\theta_1) \sin\theta_1 \times \exp(ik_2 z \cos\theta_2) t_p \cos\theta_2 J_1(\rho k_1 \sin\theta_1) d\theta_1, \quad (2)$$

$$E_z(\rho, z) = \sum_{j=1}^3 T_j(\delta) \cdot 2iA \int_{\delta_{j-1}\alpha}^{\delta_j\alpha} \exp[ik_0\Phi(\theta_1, \theta_2, -d)] \cos^{1/2}\theta_1 l_0(\theta_1) \sin\theta_1 \times \exp(ik_2 z \cos\theta_2) t_p \sin\theta_2 J_0(\rho k_1 \sin\theta_1) d\theta_1, \quad (3)$$

式中, ρ 、 z 为像空间坐标, A 为振幅参数; δ_j 为各个环形区域边缘与光轴的夹角和最大孔径角的比值; $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为波矢, λ 为入射光束在真空中的波长。 $k_i = n_i k_0$ 表示光束在介质中的波矢, n_i 表示相应介质的折射率; J_0, J_1 分别为零阶、一阶贝塞尔函数; t_p 为光束在介质分界面处的振幅透射率, 其偏振平行于入射面, 根据菲涅耳公式有

$$t_p = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}. \quad (4)$$

另外(2)、(3)式中的 $\Phi(\theta_1, \theta_2, -d)$ 是由光束在介质分界面上因折射产生的相差, 称之为相差函数, 其表达式为^[17]

$$\Phi(\theta_1, \theta_2, -d) = -d(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2), \quad (5)$$

式中, θ_1 与 θ_2 之间的关系为 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, 即光束在介质分界面上的折射满足 Snell 定律。(2)、(3)式中 $l_0(\theta_1)$ 为光瞳切趾函数, 选取贝塞尔-高斯光束为研究模型, 则 $l_0(\theta_1)$ 表示为^[20]

$$l_0(\theta_1) = \exp\left[-\beta^2 \left(\frac{\sin \theta_1}{\sin \alpha}\right)^2\right] J_1\left(2\beta \frac{\sin \theta_1}{\sin \alpha}\right), \quad (6)$$

式中, β 为透镜光瞳半径与入射光束的光腰半径的比值, 称之为拦截比。

3 数值计算与讨论

(2)、(3)式中 A 仅表示相对振幅, 不会影响数值模拟结果, 所以在数值模拟时可以取 $A = 1$ 。其他参数取值 $\lambda = 1, n_1 = 1$, DOE 环的参数 $\delta_0 = 0, \delta_1 = 0.4, \delta_2 = 0.9, \delta_3 = 1$ 。文中所有光强分布图的横坐标 ρ 和纵坐标 z 均被波长 λ 归一化了。

为了说明在聚焦光学系统中介质分界面的存在会影响聚焦场, 首先给出了双环贝塞尔-高斯径向偏振光束经光学系统后无介质和有介质时的聚焦场在 $\rho-z$ 平面的总光强分布图, 如图 2 所示。其中图 2(a) 为不存在介质分界面, 即折射率 $n_2 = n_1 = 1$, 选取 $NA = 0.98, \beta = 0.95$ 。从图中可以看出, 光束聚焦后在几何聚焦点附近的光强分布呈链状结构——光链。光链在焦点处的光强最大, 焦平面两侧的光强呈对称分布, 且光轴上光强的极大值随着与焦点距离的增大而变小。这样的链状结构既可以在光链的链空处稳定捕获低折射率粒子(粒子的折射率小于周围介质折射率), 又可以在光强最大点处捕获高折射率粒子。图 2(b) 为有介质分界面时的聚焦光场的总光强分布。计算采用的参数为: $n_2 = 1.33, n_1 = 1, d = 10\lambda, NA = 0.9, \beta = 0.95$ 。可以看出有介质面时依然会在聚焦区域形成光链, 但是光链由于介质分界面的存在发生了偏移, 其聚焦点不在 $z = 0$ 处, 并且光链的结构也发生了改变。由图可知光链的光强最大值不在 z 轴上, 而是出现在链空的横向方向, $z = 4.5\lambda$ 处, 且光强最大值两侧的光强呈不对称分布, 右侧的光强大于左侧的光强, 这是由于光在介质面处折射引起的。

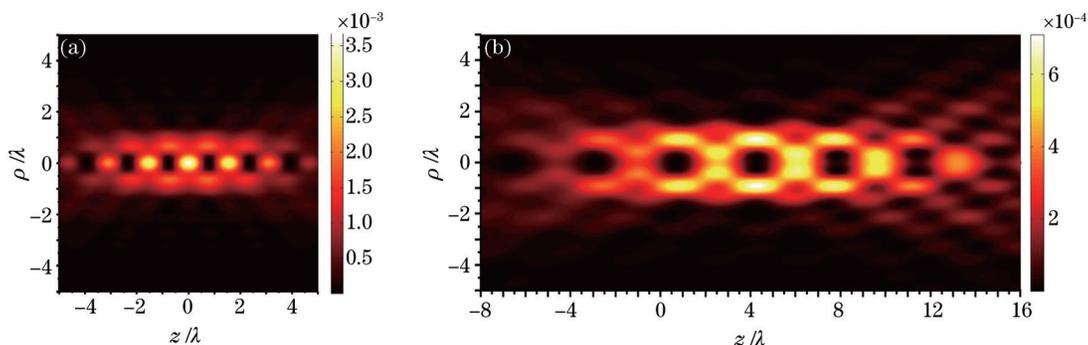


图 2 聚焦区域总光强分布。(a) 无介质分界面; (b) 有介质分界面时

Fig.2 Total intensity distribution on focal area. (a) Without dielectric interface; (b) with dielectric interface

图 3 给出了不同入射拦截比 β 下, 双环贝塞尔-高斯径向偏振光束经大数值孔径透镜聚焦后在介质 2 中沿着 z 方向的总光强分布曲线。计算时其他参数与图 2(b) 中的相同。从图中可以看出, 只有拦截比 β 取 0.95

时在聚焦场中才能得到光链,若取其他 β 值时要想得到光链结构,就需要相应改变其他的模拟参数。对比图 3 中的 4 条曲线可知,当 β 逐渐增大时,光轴上尤其是各节点处的光强逐渐减弱,光强分布逐渐趋向规则对称。若 β 进一步增大,选择合适的 NA , 聚焦场会慢慢变为暗通道结构(如图 7 所示, $NA = 0.98$, $\beta = 1.7$)。

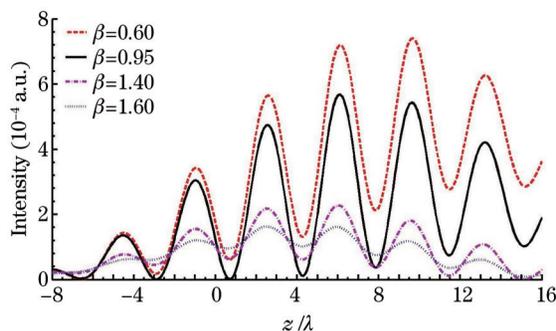


图 3 不同拦截比下的总光强沿 z 方向的分布曲线

Fig.3 Distribution curves of total intensity along z direction for different interception ratios

图 4 给出了不同 NA 下总光强沿着 z 方向的分布曲线。计算时其他参数: $n_1 = 1$, $n_2 = 1.33$, $d = 10\lambda$, $\beta = 0.95$ 。图中的半峰全宽(FWHM)是光链链空的半峰全宽值,用其表示链空的大小。由图可以看出,不同的 NA 下,获得的光链链空空心的位置、链空的 FWHM 和光链在 z 方向节点的强度都不同。 NA 越大,链空空心的位置越远离几何焦点;链空的 FWHM 逐渐减小;在 z 方向节点的强度逐渐增大,因此增大 NA 有利于俘获尺寸较小的粒子。这是因为增大 NA 会增强光束的聚焦,使光的能量分布向实际焦点会聚,使光链的长度在光轴方向上缩短,相应的链空会变小。

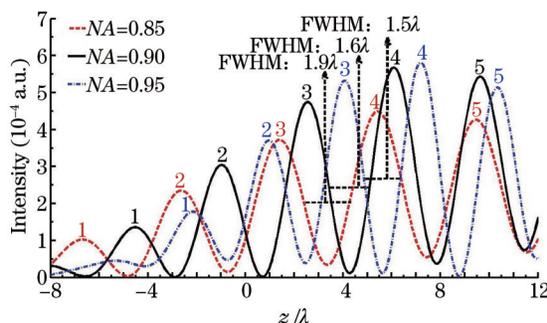


图 4 不同的数值孔径下总光强沿 z 方向的分布曲线

Fig.4 Distribution curves of total intensity along z direction for different numerical apertures

在图 2(a)中,无介质面时聚焦场得到的光链可以通过控制 $\Delta\varphi = \varphi_3(\delta) - \varphi_1(\delta)$ 的大小实现周期性移动^[7], $\Delta\varphi$ 为 DOE 中两个环形区域的相位差, $\Delta\varphi$ 每变化一个 2π , 光链节点(或链空)就沿着光轴方向移动一个间隔,聚焦场和原来一样。研究发现当存在介质分界面时,也可以通过控制 $\Delta\varphi$ 的大小实现光链的周期性移动,如图 5 所示。 $\Delta\varphi$ 每变化一个 2π , 光链移动经历一个(a)→(b)→(c)→(d)→(a)过程,节点沿着光轴方向移动一个间隔,聚焦场和原来一样,仅仅是位置在光轴上发生了一个偏移。为了得出光链位置的偏移,在图 5 中用白线标注了 $z = 6\lambda$ 的一个参考位置。这个偏移性质与不存在介质分界面时光链的周期性移动是一致的。

要使光链发生周期性移动,除了图 5 中介绍的通过 $\Delta\varphi$ 变化一个 2π 的方法,还可以通过改变探测深度 d 来实现。图 6 给出了探测深度从 $d = 8\lambda$ 逐渐增大到 $d = 14\lambda$ 时聚焦场的总光强分布,可以看出聚焦场的实际焦点与探测深度 d 的大小是相关的,这是由于在介质面处的折射引起的。探测深度 d 变化时光链的整体结构和形状基本不变,而聚焦场的实际焦点发生了改变,随着 d 不断增大,光链不断向右移动,实际焦点逐渐远离几何焦点。当介质分界面向左移动 6 个波长后,光链整体向右移动了 1 个间隔。这种性质使光链在不改变光学系统中的 DOE 和高数值孔径透镜等光学元件的情况下就能在介质中沿着光轴移动,这为利用光镊对微小粒子进行捕捉和移动提供了一种新的方法。

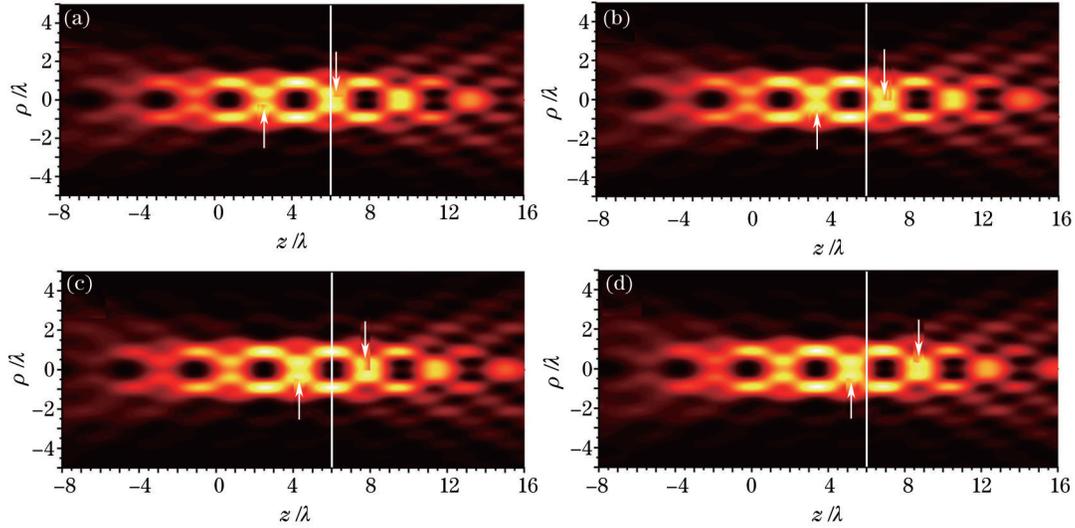


图5 介质面存在时光链随着 $\Delta\varphi$ 的改变而移动。(a) $\Delta\varphi = 0$ (或 2π) ; (b) $\Delta\varphi = \pi/2$; (c) $\Delta\varphi = \pi$; (d) $\Delta\varphi = 3\pi/2$

Fig.5 Optical chain moving with the change of $\Delta\varphi$ while dielectric interface exists.

(a) $\Delta\varphi = 0$ (or 2π) ; (b) $\Delta\varphi = \pi/2$; (c) $\Delta\varphi = \pi$; (d) $\Delta\varphi = 3\pi/2$

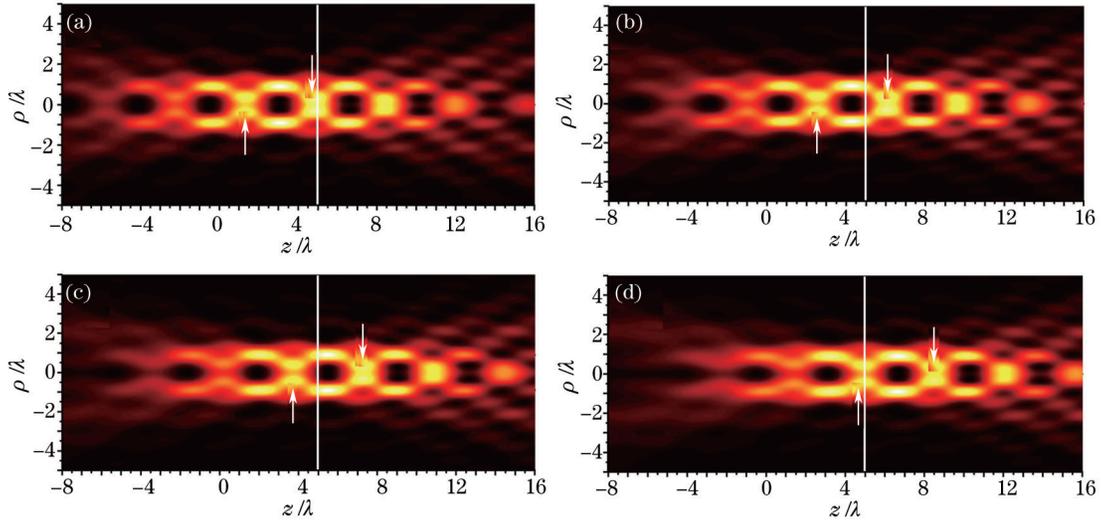


图6 介质面存在时光链随着探测深度 d 的改变而移动。(a) $d = 8\lambda$; (b) $d = 10\lambda$; (c) $d = 12\lambda$; (d) $d = 14\lambda$

Fig.6 Optical chain moving with the change of probe depth d while dielectric interface exists. (a) $d = 8\lambda$; (b) $d = 10\lambda$; (c) $d = 12\lambda$; (d) $d = 14\lambda$

图3中已经知道当 $\beta > 1.4$ 时, 聚焦光链结构会慢慢转变为暗通道结构。为了说明暗通道的长度与什么参数有关, 图7给出了 $\beta = 1.7$ 时光束经介质分界面后聚焦形成的光学暗通道。其他计算参数: $NA = 0.98$, $n_1 = 1$, $d = 8\lambda$ 。图7(a)~(c)中介质2的折射率 n_2 依次为 3.2, 3.55 和 4.24。由图中可以看出原来的链状结构被破坏, 节点消失, 变为暗通道结构。图7(a)~(c)中光学暗通道的长度分别为 30λ 、 33λ 、 40λ , 这说明随着介质折射率 n_2 的逐渐增大暗通道的长度会增长。这是由于在介质2中的折射角 θ_2 会随着折射率 n_2 的增大而减小, 使聚焦场被拉长。从图7(d)可以看出, $n_2 < 3.2$ 时, 聚焦区域并不能形成暗通道结构, 只有 $n_2 \geq 3.2$, 总光强分布才呈暗通道结构, 并且形成的暗通道的宽度均为 0.73λ , 并不会随着 n_2 的改变而改变。

4 结 论

基于德拜理论, 推导了DOE调制的贝塞尔-高斯径向偏振光束经过介质分界面后的强聚焦公式, 并数值计算分析了入射光束的拦截比 β 、探测深度 d 、数值孔径 NA 和聚焦场介质折射率 n_2 对聚焦场的影响。研究发现, 相比较无介质的情况, 双环贝塞尔-高斯径向偏振光束经过光学系统后在介质分界面后会发生焦场

偏移,在焦场中形成光链结构。这种光链结构能通过改变 DOE 内外环的相位差以及探测深度 d 产生周期性移动。另外,研究发现当拦截比 β 大于一个定值时,聚焦场的光链结构会转变为光学暗通道,在不改变暗通道宽度的情况下,暗通道的长度随着介质折射率 n_2 的增大而增长。该研究对于贝塞尔-高斯径向偏振光束在粒子捕获和微小移动等领域有着潜在的应用价值。

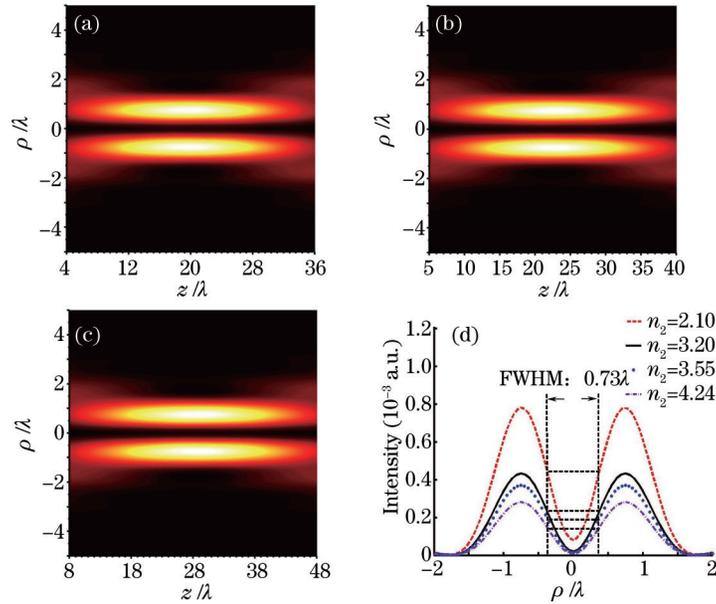


图 7 不同折射率 n_2 下聚焦总光强分布 ($\beta=1.7$)。 (a) $n_2=3.2$; (b) $n_2=3.55$; (c) $n_2=4.24$;
 (d) 4 个不同 n_2 下的总光强沿 ρ 方向的分布曲线
 Fig.7 Total intensity distributions for different n_2 . (a) $n_2=3.2$; (b) $n_2=3.55$; (c) $n_2=4.24$;
 (d) distribution curves of total intensity along ρ direction for different n_2

参 考 文 献

- 1 Youngworth K, Brown T. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. Opt Express, 2000, 7(2): 77-87.
- 2 Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(23): 233901.
- 3 Quabis S, Dorn R, Eberler M, et al.. Focusing light to a tighter spot[J]. Opt Commun, 2000, 179(1): 1-7.
- 4 Tidwell S C, Kim G H, Kimura W D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer[J]. Appl Opt, 1993, 32(27): 5222-5229.
- 5 Kawata S, Inouye Y, Sugiura T. Near-field scanning optical microscope with a laser trapped probe[J]. Jpn Jappl Phys, 1994, 33(12A): L1725.
- 6 Shaohui Yan, Baoli Yao. Radiation forces of a highly focused radially polarized beam on spherical particles[J]. Phys Rev A, 2007, 76(5): 053836.
- 7 Yiqiong Zhao, Qiwen Zhan, Yanli Zhang, et al.. Creation of a three-dimensional optical chain for controllable particle delivery[J]. Opt Lett, 2005, 30(8): 848-850.
- 8 Liu Haigang, Yang Yanfang, He Ying, et al.. Theoretical study about real-time manipulation of optical cage with double-ring-shaped hybridly polarized vector beam[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(3): 0302009.
 刘海港, 杨艳芳, 何 英, 等. 基于双环混合偏振矢量光束实现光学囚笼实时操纵的理论研究[J]. 中国激光, 2012, 39(3): 0302009.
- 9 Chang Qiang, Yang Yanfang, He Ying, et al.. Focusing features of concentric three-ring non-uniform mixing polarization vector beams [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(6): 0626001.
 常 强, 杨艳芳, 何 英, 等. 三环非均匀混合偏振同轴矢量光束的聚焦特性[J]. 光学学报, 2012, 32(6): 0626001.
- 10 Jie Lin, Ran Chena, Peng Jin, et al.. Generation of longitudinally polarized optical chain by 4π focusing system[J]. Opt Commun, 2015, 340: 69-73.
- 11 Jiming Wang, Weibin Chen, Qiwen Zhan. Creation of uniform three-dimensional optical chain through tight focusing of space-variant polarized beams[J]. J Opt, 2012, 14(5): 055004.

- 12 Jianwei Cao, Qingkui Chen, Hanming Guo. Creation of a controllable three dimensional optical chain by TEM 01 mode radially polarized Laguerre - Gaussian beam[J]. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2013, 124(15): 2033-2036.
- 13 Yanzhong Yu, Qiwen Zhan. Generation of uniform three-dimensional optical chain with controllable characteristics[J]. *J Opt*, 2015, 17(10): 105606.
- 14 Li Yinmei, Gong Lei, Li Di, *et al.*. Progress in optical tweezers technology[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(1): 0101001.
李银妹, 龚 雷, 李 迪, 等. 光镊技术的研究现况[J]. *中国激光*, 2015, 42(1): 0101001.
- 15 Puchun Ke, Min Gua. Characterization of trapping force in the presence of spherical aberration[J]. *J Mod Opt*, 1998, 45(10): 2159-2168.
- 16 Biss D, Brown T. Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface[J]. *Opt Express*, 2001, 9(10): 490-497.
- 17 Török P, Varga P, Laczik Z, *et al.*. Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices: an integral representation[J]. *J Opt Soc Am: A*, 1995, 12(2): 325-332.
- 18 Török P, Varga P, Konkol A, *et al.*. Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices: structure of the electromagnetic field. I[J]. *J Opt Soc Am: A*, 1995, 12(10): 2136-2144.
- 19 Helseth L E. Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens systems[J]. *Opt Commun*, 2001, 191(3): 161-172.
- 20 Jordan R H, Hall D G. Free-space azimuthal paraxial wave equation: the azimuthal Bessel-Gauss beam solution[J]. *Opt Lett*, 1994, 19(7): 427-429.

栏目编辑: 韩 峰