

可控空心光束在单轴晶体中的传输特性

张伟林 张廷蓉 李艳桃 黄永超 宋宏远 包建勤

(四川师范大学物理与电子工程学院, 四川 成都 610066)

摘要 基于光束在各向异性单轴介质中的傍轴矢量传输理论,对可控空心光束(CDHB)在单轴晶体中的传输特性作了研究。得出该光束在单轴晶体中传输的横向慢变振幅的表达式,并利用此表达式作数值计算,研究了 CDHB 在单轴晶体中的传输特性。研究表明,可控空心光束在单轴晶体中传输时,控制参数 ξ 和光束阶数 N 的取值对其光强分布有较大的影响。随着控制参数 ξ 的增大,光束的暗斑尺寸也随之增大,光强则减小;研究还发现,当光束的阶数 N 增大时,光束的暗斑尺寸也随之增大,光强则减小;随着光束传输距离 z 的增加,中心光强逐渐加强,光强分布不再保持原来暗中空特性。

关键词 物理光学;可控空心光束;单轴晶体;传输特性;各向异性

中图分类号 O734 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0826001

Propagation Properties of Controllable Dark-Hollow Beams in Uniaxial Crystals

Zhang Weilin Zhang Tingrong Li Yantao Huang Yongchao Song Hongyuan Bao Jianqin

(Institute of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, Sichuan 610066, China)

Abstract Based on the paraxial vectorial theory of beam propagating in uniaxial anisotropic media, the propagation equations of beam in uniaxial crystal are obtained. By using these equations, the propagation of controllable dark-hollow beam (CDHB) in uniaxial crystal is studied, and the field distribution expression of propagation transformation of this beam in uniaxial crystal is obtained. By using the derived expressions, numerical calculation examples have been presented to illustrate its propagation properties. It shows that the distribution of intensity is greatly affected by controllable parameter ξ and the beam order N when the CDHBs propagate in uniaxial crystal. With the increase of parameter ξ , the size of dark region of the beam also increases, and the intensity decreases. The study also finds that when the beam order N increases, the size of the dark region of beam also increases, but the intensity decreases. With the increasing of the beam transformation distance z , the central intensity will increase gradually, and the distribution of intensity does no longer keep the original nature of hollow.

Key words physical optics; controllable dark-hollow beams; uniaxial crystal; propagation properties; anisotropy

OCIS codes 260.1180; 140.3430; 140.3460; 140.3320

1 引 言

近年来,空心光束因其独特的物理性质而引起了人们越来越多的关注。空心光束是指在传播方向上中心光强度为零的光束,这类光束除了具有描述一般光束所用的参数外,还需要光束半径、光束宽度、暗斑尺寸和环状光束宽度等一些参数来描述。这类光束具有较小的暗斑尺寸和自旋与轨道角动量等一般光束不具有的性质,也正是由于这些性质使

得它在激光光学、原子分子物理、同位素分离、微电子学和材料科学等领域有着广泛的应用^[1~4]。自 20 世纪 90 年代以来,人们采用横模选择法、模式变换法、几何光学法、光学全息法、中空光纤法和计算全息法等方法产生了各种不同的空心光束,也对局域空心光束的产生和传输作了研究,并在实验中得到了较好的验证^[5~8]。对于空心光束传输特性的研究已有很多报道,赵道木等^[9,10]研究了可控空心光

收稿日期: 2011-02-14; **收到修改稿日期:** 2011-04-18

基金项目: 四川省教育厅自然科学重点基金(09ZA089)资助课题。

作者简介: 张伟林(1985—),男,硕士研究生,主要从事光束传输与变换等方面的研究。E-mail: zwlbijie@163.com

导师简介: 张廷蓉(1962—),女,教授,硕士生导师,主要从事光束传输与变换等方面的研究。E-mail: trz_sc@163.com

束(CDHB)和可控椭圆空心光束在自由空间的传输特性,发现光束的阶数 N 和可控制参数 ξ 对光束的暗斑尺寸及 M^2 因子和光束的平整度(kurtosis)参数具有较大影响。蔡阳健等^[11~13]对空心高斯光束、椭圆空心高斯光束传输特性作了研究,并对空心光束在大气湍流中的传输特性做了研究,研究表明,随着传输距离的增大,空心光束轴上光强逐渐加强。2009年梅掌荣等^[14]研究了矢量可控空心光束的非傍轴传输,结果发现,随着光束传输距离的增加,可控空心光束的轴上光强逐渐加强,在远场时,轴上光强最大。

迄今人们已对高斯光束、拉盖尔-高斯光束、贝塞尔-高斯光束、厄米-高斯光束、厄米余弦高斯光束、平顶高斯光束和三维平顶高斯光束在单轴晶体中的传输特性作了研究^[15~20],2008年邓德刚等^[21]研究了空心光束在单轴晶体中的传输特性,研究发现,晶体的各向异性对光束的传输特性和偏振特性有较大影响,入射光束的线偏振特性和对称性在晶体中传输时不再保持。然而关于可控空心光束在单轴晶体中传输特性的研究却未见报道。上述研究将光在单轴晶体中传输的场分布可表示为折射率为 n_o 的寻常光(o光)和折射率为 n_e^2/n_o 的非常光(e光)在单轴晶体中独立传播时场分布的叠加。本文利用这一方法研究可控空心光束在单轴晶体中的传输特性,导出可控空心光束在单轴晶体中的传输公式,给出典型的数值计算实例,并加以详细的分析和讨论。

2 可控空心光束的传输特性

在图1所示的直角坐标系下,单轴晶体的光轴与 z 轴重合,假设在 $z=0$ 处,有一线偏振圆对称的可控空心光束沿 z 轴传输,其偏振方向为 x 轴方向,在入射面处,电场矢量可表示为

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = E(r, 0) \mathbf{e}_x, \quad (1)$$

而在单轴晶体中随着传输距离 z 的变化,晶体中电场分布可表示为^[21]

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = E_x(r, \phi, z) \mathbf{e}_x + E_y(r, \phi, z) \mathbf{e}_y, \quad (2)$$

式中

$$E_x(r, \phi, z) = \exp(ik_0 n_o z) \{ A_o^{(0)}(r, z) + A_e^{(0)}(r, z) + [A_o^{(2)}(r, z) - A_e^{(2)}(r, z)] \cos(2\phi) \}, \quad (3)$$

$$E_y(r, \phi, z) = \exp(ik_0 n_o z) [A_o^{(2)}(r, z) - A_e^{(2)}(r, z)] \sin(2\phi), \quad (4)$$

式中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 表示光束在真空中的波数, A_o 和 A_e 分别表示 o 光和 e 光在单轴晶体中的慢变振幅。将

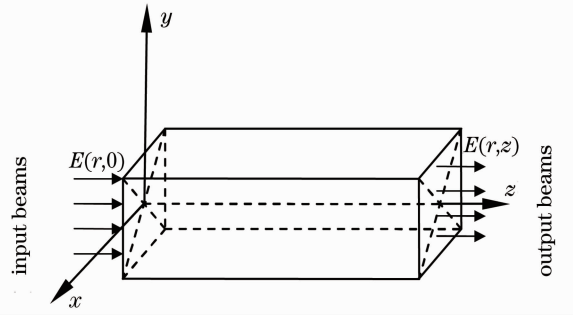


图1 可控空心光束沿光轴的传输

Fig. 1 Transmission of controllable dark-hollow beam along the optical axis

(3)和(4)式变换可以得到o光和e光在单轴晶体中 x 方向和 y 方向上慢变振幅的表达式

$$\begin{cases} A_{ox}(r, \phi, z) = A_o^{(0)}(r, z) + A_e^{(2)}(r, z) \cos(2\phi) \\ A_{ex}(r, \phi, z) = A_e^{(0)}(r, z) - A_e^{(2)}(r, z) \cos(2\phi) \\ A_{oy}(r, \phi, z) = A_o^{(2)}(r, z) \sin(2\phi) \\ A_{ey}(r, \phi, z) = -A_e^{(2)}(r, z) \sin(2\phi) \end{cases} \quad (5)$$

在傍轴近似条件下,电场矢量的径向分量远小于横向分量,故而径向分量可以被忽略,而光传播的横向振幅分布满足

$$A^{(0)}(r, z) = -i \frac{kn}{2z} \int_0^\infty r' E(r', 0) \times \exp\left(-ikn \frac{r^2 + r'^2}{z}\right) J_0\left(\frac{knrr'}{z}\right) dr', \quad (6)$$

$$A^{(2)}(r, z) = \frac{2}{r} \int_0^r \xi A^{(0)}(\xi, z) d\xi - A^{(0)}(r, z), \quad (7)$$

(6),(7)式中o光的折射率为 n_o ;而e光的折射率为 n_e^2/n_o 。由(6),(7)式可以计算出o光和e光在单轴晶体中传输的慢变振幅。

在入射面 $z=0$ 处,可控空心光束的场分布表达式为^[9]

$$E(r, z) = \sum_{n=1}^N a_n \left[\exp\left(-\frac{nr^2}{\omega_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{nr^2}{V_0^2}\right) \right], \quad (8)$$

($N = 1, 2, 3, \dots$)

式中的 a_n 为振幅参数,其大小表示为

$$a_n = \frac{(-1)^{n-1}}{N} \binom{N}{n}, \quad (9)$$

式中 $\binom{N}{n}$ 表示二次项的系数, N 和 ω_0 分别是可控空心光束的阶数和束腰宽度,而 $V_0 = \xi\omega_0$,其中 ξ 为控制参数($\xi < 1$),通过调节 ξ 的大小可以改变空心光束中心暗斑的大小。其场源处($z=0$)的光强分布

如图 2 所示。

将可控空心光束在场源处的场分布表达式(8)

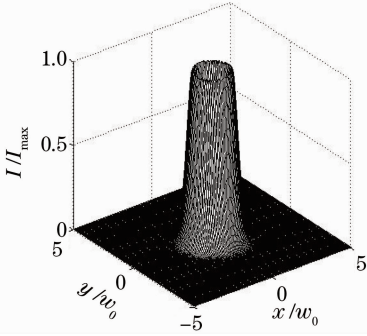


图 2 可控空心光束在场源处的光强分布

Fig. 2 Intensity distribution of controllable dark-hollow beam in the field source

式代入(6)式中,并利用积分公式

$$\int_0^{\infty} \exp(-pt) t^{q/2+n} J_q(2a^{1/2}t^{1/2}) dt = n! a^{q/2} p^{-(n+q+1)} \exp(-a/p) L_n^q(a/p), \quad (10)$$

计算可以得到

$$A_o^{(0)}(r, z) = -\frac{iz_1}{4} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_1} \exp\left(-f_1 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right) + \frac{iz_2}{4} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_2} \left(-f_2 \frac{r^2}{V_0^2}\right), \quad (11)$$

$$A_e^{(0)}(r, z) = -\frac{iz_3}{4} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_3} \exp\left(-f_3 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right) + \frac{iz_4}{4} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_4} \left(-f_4 \frac{r^2}{V_0^2}\right), \quad (12)$$

式中 $z_1, z_2, z_3, z_4, f_1, f_2, f_3, f_4$ 分别表示为

$$\begin{cases} z_1 = \frac{k_0 n_o \omega_0^2}{z} \\ z_2 = \frac{k_0 n_o V_0^2}{z} \\ z_3 = \frac{k_0 n_e^2 \omega_0^2}{z n_o} \\ z_4 = \frac{k_0 n_e^2 V_0^2}{z n_o} \end{cases} \quad \begin{cases} f_1 = iz_1 + \frac{z_1^2}{4(n+iz_1)} \\ f_2 = iz_2 + \frac{z_2^2}{4(n+iz_2)} \\ f_3 = iz_3 + \frac{z_3^2}{4(n+iz_3)} \\ f_4 = iz_4 + \frac{z_4^2}{4(n+iz_4)} \end{cases}, \quad (13)$$

现将(11), (12)式代入(7)式,可以得到表达式

$$A_o^{(2)}(r, z) = -\frac{iz_1 \omega_0^2}{4r^2 f_1} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_1} \left[1 - \exp\left(-f_1 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right] + \frac{iz_2 V_0^2}{4r^2 f_2} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_2} \left[1 - \exp\left(-f_2 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right], \quad (14)$$

$$A_e^{(2)}(r, z) = -\frac{iz_3 \omega_0^2}{4r^2 f_3} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_3} \left[1 - \exp\left(-f_3 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right] + \frac{iz_4 V_0^2}{4r^2 f_4} \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n+iz_4} \left[1 - \exp\left(-f_4 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right], \quad (15)$$

然后将 o 光和 e 光在单轴晶体中传播时的振幅表达式(11)~(15)式代入到(3), (4)式可以得到可控空心光束在单轴晶体中 x 和 y 方向上场分布表达式为

$$E_x(r, z) = \exp(ik_0 n_o z) \left\{ \sum_{n=1}^N \left[\frac{iz_2 a_n \exp\left(-f_2 \frac{r^2}{V_0^2}\right)}{4(n+iz_2)} + \frac{iz_4 a_n \exp\left(-f_4 \frac{r^2}{V_0^2}\right)}{4(n+iz_4)} - \frac{iz_1 a_n \exp\left(-f_1 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)}{4(n+iz_1)} - \frac{iz_3 a_n \exp\left(-f_3 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)}{4(n+iz_3)} \right] + \cos(2\phi) \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{iz_2 V_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_2 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_2 (n+iz_2)} + \frac{iz_3 \omega_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_3 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_3 (n+iz_3)} - \frac{iz_1 \omega_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_1 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_1 (n+iz_1)} - \frac{iz_4 V_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_4 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_4 (n+iz_4)} \right\} \right\}, \quad (16)$$

$$E_y(r, z) = \exp(ik_0 n_o z) \sin(2\phi) \left\{ \frac{iz_2 V_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_2 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_2 (n+iz_2)} + \frac{iz_3 \omega_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_3 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_3 (n+iz_3)} - \frac{iz_1 \omega_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_1 \frac{r^2}{\omega_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_1 (n+iz_1)} - \frac{iz_4 V_0^2 a_n \left[1 - \exp\left(-f_4 \frac{r^2}{V_0^2}\right)\right]}{4r^2 f_4 (n+iz_4)} \right\}, \quad (17)$$

式中 $E_x(r, z)$ 和 $E_y(r, z)$ 分别表示 x 方向和 y 方向的偏振场分布表达式。利用以上表达式可以计算出可控空心光束在单轴晶体中 $z > 0$ 平面处的光强分布。

3 数值计算和分析

利用(16),(17)式对可控空心光束在单轴晶体中的传输进行数值模拟计算,计算中取 $N=5, \lambda=0.6328 \mu\text{m}, \omega_0=20 \mu\text{m}, n_o=2.616, n_e=2.903, z_r=\pi\omega_0^2 n_o/\lambda, z_r$ 表示 o 光的瑞利尺度,结果如图 3~6 所示。在不同控制参数 ξ 下, $N=5$ 阶可控空心光束在单轴晶体中不同传输面上 x 方向和 y 方向的偏振

场分布的模分别如图 3 和图 4 所示。由图 3 可以看出在传输距离 z 较小时, x 方向场分布呈暗中空分布,但随着传输距离 z 的增加, x 方向偏振场分布不再保持暗中空分布,而是其中心场分布逐渐加强,并形成一主峰,且随着 ξ 的增大 x 方向上偏振场分布的模 $|E_x|$ 会减小。

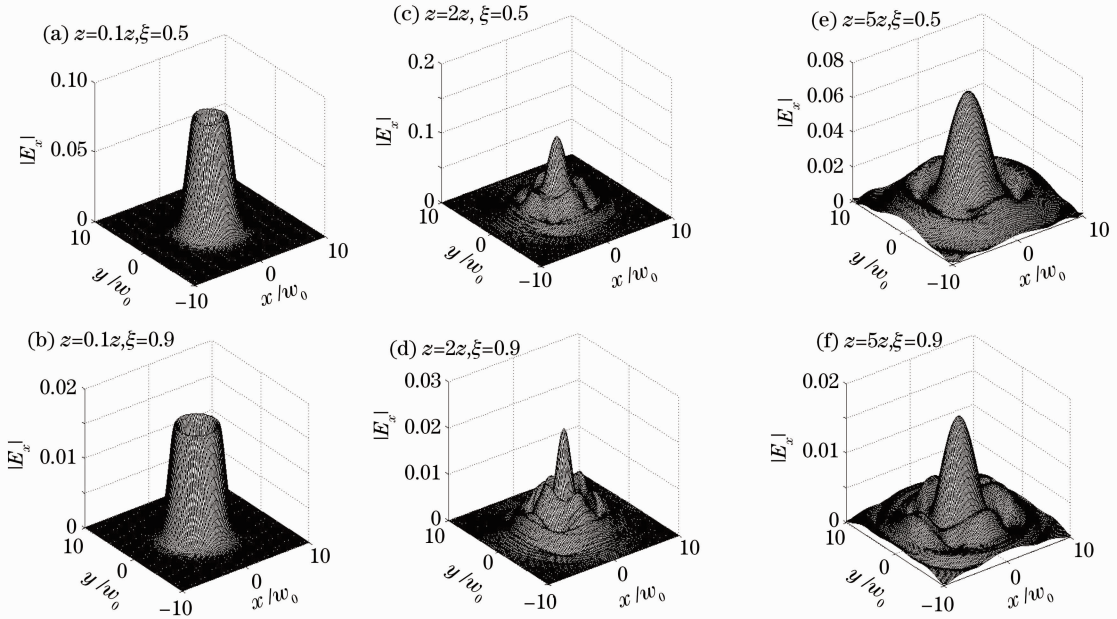


图 3 沿 x 方向上偏振场 $|E_x|$ 随 ξ 取不同值时在 z 处的场分布

Fig. 3 Distribution of x component $|E_x|$ for different parameters ξ at z plane

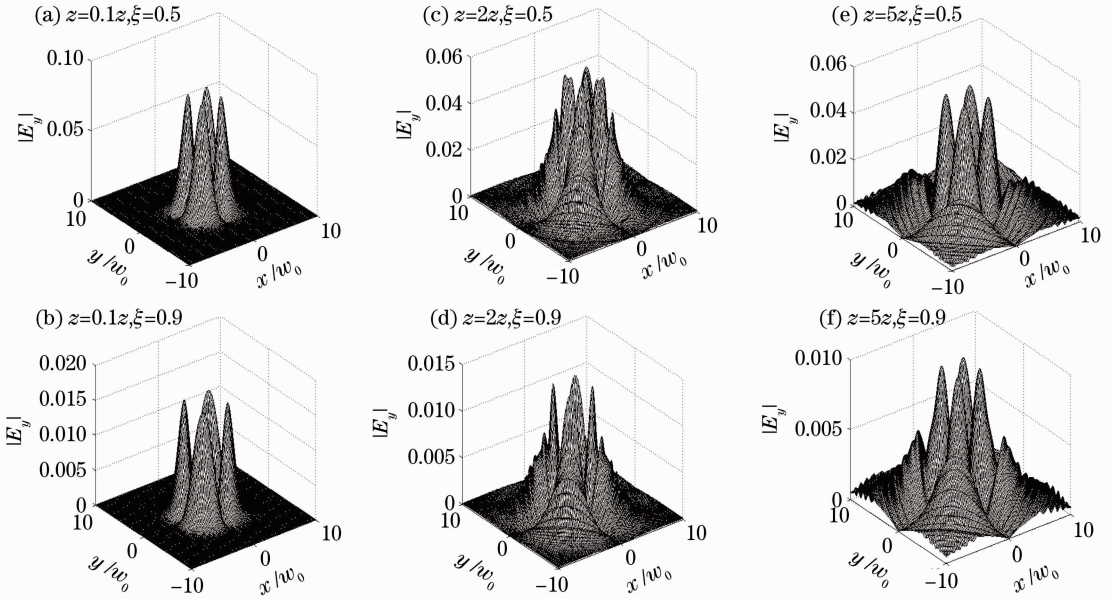


图 4 沿 y 方向上偏振场 $|E_y|$ 随 ξ 取不同值时在 z 处的场分布

Fig. 4 Distribution of y component $|E_y|$ for different parameters ξ at z plane

图 4 表明 $N=5$ 阶可控空心光束在 y 方向的偏振场分布在四个象限中,形成四个主峰,随着传输距离 z 的增加,四个主峰形状发生变化,并且在主峰边缘出现一些衍射旁瓣,且随着 ξ 的增大 y 方向上偏振场分布的模 $|E_y|$ 会减小。

图 5 给出了不同控制参数 ξ 下, $N=5$ 阶可控空心光束在单轴晶体中不同传输面上的归一化光强 (I/I_{\max}) 分布。图 5 表明,在距入射面较近的距离 $z=0.1z_r$ 处,其归一化光强分布呈暗中心分布,这与场源 $z=0$ 处的归一化光强分布(如图 2 所示)相同。随着控制参数 ξ 越大,其光束的暗斑尺寸越大,反之光束的暗斑尺寸越小。随着传输距离 z 的增加,中心光强逐渐加强并形成主峰,当 $z=5z_r$ 时,形成类似高斯分布,最后光强分布不再保持

空心光束光强分布的特性,这与文献[9]的结果一致,这是因为可控空心光束是由若干模式叠加的结果,而在单轴晶体中各个模的 o 光和 e 光都以不同的折射率独立传播,因此 o 光和 e 光所走过的光程不同,衍射效应也不同,所以其空心特性不能被保持。从图 5(e)和(f)可以看出,控制参数 ξ 越大,最后形成的类似高斯分布的光斑尺寸则越小。

图 6 表示控制参数取 $\xi=0.5$ 时,光束在不同阶数 N 下,可控空心光束在单轴晶体中 $z=5z_r$ 处归一化的光强分布。比较图 6(a),(b)可以发现,在光束传输距离较远时,所形成的类似高斯分布的光斑尺寸受到光束阶数 N 的影响,光束的阶数 N 越高,光斑尺寸越小。

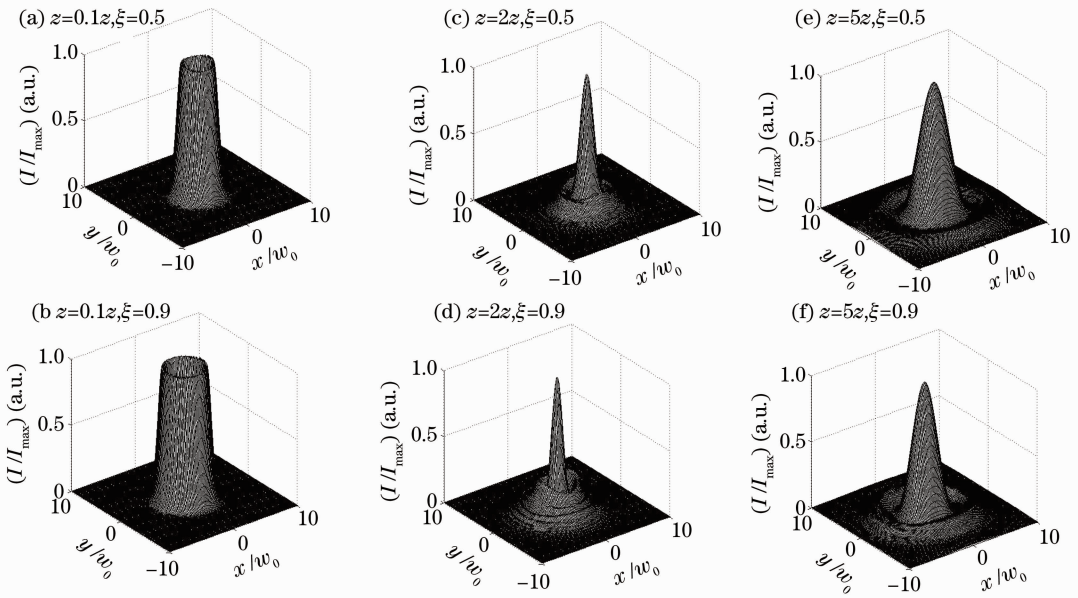


图 5 $N=5$ 阶可控空心光束在单轴晶体中不同传输面上的归一化光强分布

Fig. 5 Normalized intensity distribution of controllable dark-hollow beam of order $N=5$ in a uniaxial crystal at different transmission planes

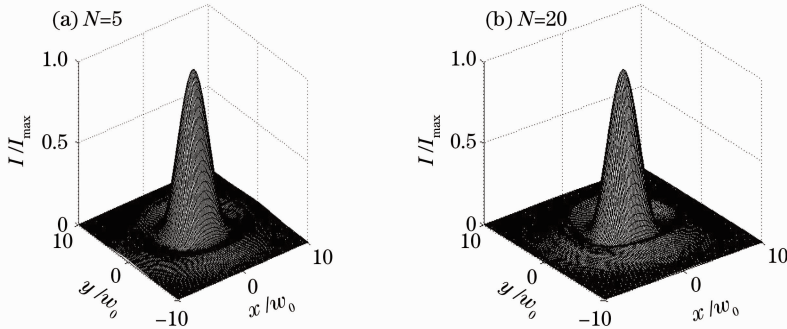


图 6 $\xi=0.5$ 时可控空心光束在单轴晶体中 $z=5z_r$ 处归一化光强分布

Fig. 6 Normalized intensity distribution of controllable dark-hollow beam of parameter $\xi=0.5$ in uniaxial crystal at $z=5z_r$ plane

图 7 表示可控空心光束在单轴晶体中 $z=0.1z_r$ 处二维的光强分布,对图 7(a)取控制参数 $\xi=0.5$,光束阶数 N 取不同的值;对图 7(b)取光束阶数 $N=5$,控制参数 ξ 取不同的值。由图 7(a)可以看出,光

束的阶数 N 值越大,光强越小,光束的暗斑尺寸越大;由图 7(b)可以看出,光束的控制参数 ξ 越大,光强则越小,光束的暗斑尺寸越大。

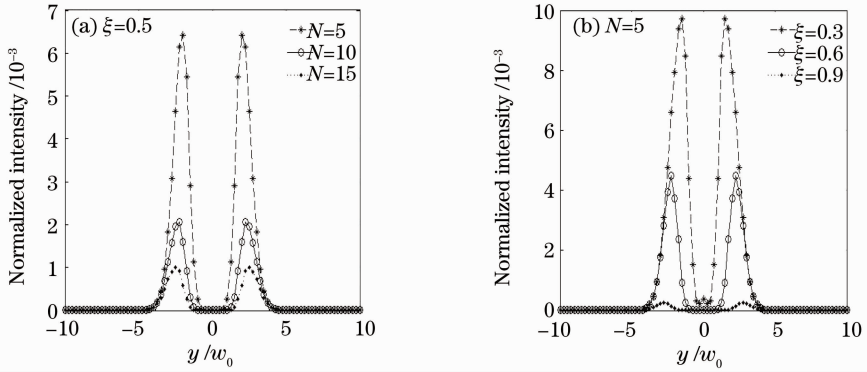


图 7 可控空心光束在的单轴晶体中 $z=0.1z_r$ 处二维光强分布

Fig. 7 Two-dimensional intensity distribution of controllable dark-hollow beam in a uniaxial crystal at $z=0.1z_r$ plane

4 结 论

依据光束在各向异性单轴介质中的傍轴矢量传输理论所得出的光束在单轴晶体中的传输公式,对可控空心光束在单轴晶体中的传输特性作了研究,并得出可控空心光束在单轴晶体中传输的横向慢变振幅表达式,利用该表达式对可控空心光束在单轴晶体中的传输作数值模拟计算。研究表明,可控空心光束在单轴晶体中传输时,可控参数 ξ 和光束的阶数 N 对光束的光强分布影响比较大。在 z 较小时,改变可控参数 ξ 可以发现,可控参数 ξ 越大,暗斑尺寸越大,光强越小; N 值越大,光强越小,光束的暗斑尺寸越大。随着传输距离的增大,光强分布发生了较大的变化,当传输距离增大到一定距离时,光强分布类似高斯分布,最后可控空心光束失去其光强分布的暗中空特性。本文研究结果有望对可控空心光束的实际应用提供一定的理论参考。

参 考 文 献

- 1 N. B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen *et al.*. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(1): 52~54
- 2 S. Sato, Y. Harada, Y. Waseda. Optical trapping of microscopic metal particles [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19** (22): 1807~1809
- 3 N. B. Simpson, L. Allen, M. J. Padgett. Optical tweezers and optical spanners with Laguerre-Gaussian modes[J]. *Mod. Opt.*, 1996, **43**(12): 2485~2491
- 4 K. T. Gahagan, G. A. Swartzlander, Jr. Trapping of low-index microparticles in an optical vortex[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(2): 524~534
- 5 Yin Jianping, Liu Nanchun, Xia Yong *et al.*. Generation of hollow laser beams and their applications in modern optics[J].

Progress in Physics, 2004, **24**(3): 336~380

印建平, 刘南春, 夏 勇等. 空心光束的产生及其在现代光学中的应用[J]. *物理学进展*, 2004, **24**(3): 336~380

- 6 Wu Fengtie, Liu Bin, Lu Wenhe *et al.*. Experiment study on Bottle beam generated by interfering Bessel beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2989~2901

吴逢铁, 刘 彬, 卢文和等. 贝塞尔光束相干产生局域空心光束的实验研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2989~2901

- 7 Ma Baotian, Wu Fengtie, Lu Wenhe *et al.*. Geometric optics analysis and experiment of bottle beam generated by using annular beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2549~2553
- 8 马宝田, 吴逢铁, 卢文和等. 环状光束产生局域空心光的几何光学分析与实验[J]. *光学学报*, 2010, **30**(9): 2549~2553

- 8 Liu Lan, Wu Fengtie. Description of bottle beam and reconstruction of Bessel beam based on diffraction integral theory [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(2): 370~374

刘 岚, 吴逢铁. 衍射理论对局域空心光束及无衍射光束重建的描述[J]. *光学学报*, 2008, **28**(2): 370~374

- 9 Zhangrong Mei, Daomu Zhao. Controllable dark-hollow beams and their propagation characteristics [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(9): 1989~1902

梅掌荣, 赵道木. Controllable elliptical dark-hollow beams [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2006, **23**(4): 919~922

- 11 Y. Cai, X. Lu, Q. Lin. Hollow Gaussian beams and their propagation properties [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28** (13): 1084~1086

- 12 Y. Cai, Q. Lin. Hollow elliptical Gaussian beam and its propagation through aligned and misaligned paraxial optical systems[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, **21**(6): 1058~1065

- 13 Yangjian Cai, Sailing He. Propagation of various dark hollow beams in a turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(4): 1353~1367

- 14 Mei Zhangrong, Zhao Daomu, Gu Juguan. Nonparaxial propagation of vectorial controllable dark-hollow beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1675~1679

梅掌荣, 赵道木, 顾菊观. 矢量可控空心光束的非傍轴传输[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1675~1679

- 15 G. Cincotti, A. Ciattoni, C. Palma. Laguerre-Gauss and Bessel-Gauss beams in uniaxial crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(8): 1680~1688

- 16 G. Cincotti, A. Member, A. Ciattoni *et al.*. Hermite-Gauss beams in uniaxially anisotropic crystals[J]. *Quantum Electron.*, 2001, **37**(12): 1517~1524
- 17 Tang Bin, Tang Huiqin, Zhu Kaicheng *et al.*. Propagation properties of Hermite-Cosh-Gaussian in uniaxially anisotropic crystals[J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*, 2006, **17**(10): 1275~1279
唐斌, 唐慧琴, 朱开成等. Hermite-Cosh-Gaussian 光束在单轴晶体中的传输[J]. *光电子·激光*, 2006, **17**(10): 1275~1279
- 18 Luo Shirong, Lü Baida. Propagation of flattened-Gaussian beams in uniaxial crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(12): 3061~3067
罗时荣, 吕百达. 平顶高斯光束在单轴晶体中的传输[J]. *物理学报*, 2003, **52**(12): 3061~3067
- 19 Lü Baida, Luo Shirong. Propagation properties of three-dimensional flattened Gaussian beams in uniaxially anisotropic crystals [J]. *Opt. Laser. Technol.*, 2004, **36**(1): 51~56
- 20 A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma. Propagation of cylindrically symmetric fields in uniaxial crystals [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(4): 972~976
- 21 Degang Deng, Hua Yu, Shiqing Xu *et al.*. Propagation and polarization properties of hollow Gaussian beams in uniaxial crystals [J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(2): 202~209