

异常涡旋光束在手征介质中的传输特性

蒋胜宝 唐 斌

常州大学数理学院, 江苏 常州 213164

摘要 基于 Collins 衍射积分公式,通过数值计算的方法,研究了异常涡旋光束在手征介质中的传输特性。研究结果表明异常涡旋光束在手征介质中被分化为左旋偏振光和右旋偏振光,其拓扑荷数的变化直接影响了左旋偏振光和右旋偏振光在光束中心处的相互干涉现象。当束宽变大,异常涡旋光束的能量及聚焦效应也随之增强。

关键词 物理光学; 异常涡旋光束; 手征介质; 传输特性; 聚焦效应

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.092601

Propagation Properties of Anomalous Vortex Beam in Chiral Medium

Jiang Shengbao Tang Bin

School of Mathematics & Physics, Changzhou University, Changzhou, Jiangsu 213164, China

Abstract The propagation properties of anomalous vortex(AV) beams in the chiral medium are numerically studied based on Collins diffraction integral formula. The results show that the AV beam can split into a left-handed circular polarization (LCP) light and a right-handed circular polarization (RCP) light when it is incident upon a slab of a chiral medium. The change of the topological number directly affects the interference phenomenon caused by LCP light and RCP light at the beam center. The energy and the focusing effect of the AV beam increase with the increase of beam width.

Key words physical optics; anomalous vortex beam; chiral medium; propagation property; focusing effect

OCIS codes 260.5950; 010.3310; 260.2065; 170.3660

1 引言

近年来,光束在各种特殊介质如非线性材料、负折射率介质和梯度折射率介质中的传输成了一个研究热点^[1-3],这对于激光束的应用具有十分重要的现实意义和实用价值。比如,在研究激光器和激光光束传输时,常常会遇到各种非均匀介质,这些介质所产生的效应通常会影响到光束在介质中的传输特性,也会影响到激光腔输出激光的光束参数。在这些特殊介质中,手征介质因其独特的结构及其光学特性,预示着其在光学及非线性领域具有广阔的应用前景^[4]。因而,对光束在手征介质中的传输研究具有重要意义。

另一方面,在所有的光波中,具有相位奇点的光波(即涡旋光束)在与物质相互作用时,由于自身的轨道角动量特性,可以对处在光束中的微米量级的微粒进行转动或囚禁。正是涡旋光束的这一特性,使其被广泛应用于自由空间的信息传递、密码学和量子信息、光学操控等领域^[5-7]。最近,Yang 等^[8]提出并在实验上证实了一种新型涡旋光束——异常涡旋(AV)光束,引起了人们的广泛关注。然而,该光束在手征介质中的传输特性报道甚少,本文基于柯林斯衍射积分公式及数值计算的方法,研究了异常涡旋光束在手征介质中的传输特性。

收稿日期: 2016-05-10; **收到修改稿日期:** 2016-05-20; **网络出版日期:** 2016-08-29

基金项目: 国家自然科学基金(61107055)、江苏省自然科学基金(BK20141169)

作者简介: 蒋胜宝(1990—),男,硕士研究生,主要从事激光物理与光电子学方面的研究。E-mail: 810914252@qq.com

导师简介: 唐 斌(1980—),男,博士,副教授,主要从事激光物理与光电子学方面的研究。

E-mail: btang@cczu.edu.cn(通信联系人)

2 异常涡旋光束在 ABCD 光学矩阵中的传输解析式

异常涡旋光束在 $z=0$ 处的电场为^[8]

$$E_{n,m}(\rho_0, \theta_0, 0) = E_0 \left(\frac{\rho_0}{\omega_0} \right)^{2n+|m|} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{\omega_0^2}\right) \exp(-im\theta_0), \quad (1)$$

式中 E_0 是一个常量,表示振幅分布。 n 是异常涡旋光束的阶数, m 是拓扑荷数, ω_0 是基模高斯光束($m=n=0$)的光束宽度, ρ_0 是径向坐标, θ_0 是方位角坐标。当 $m=0, n \neq 0$ 时,(1)式就是空心高斯光束的解析表达式^[9]。当 $n=0, m \neq 0$ 时,(1)式则为普通高斯模涡旋光束^[8]。根据文献[8],可知异常涡旋光束通过 ABCD 光学系统可以用柯林斯公式表示为^[10]

$$E_{n,m}(\rho, \theta, z) = \frac{i}{\lambda B} \exp(-ikz) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_{n,m}(\rho_0, \theta_0, 0) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2B} \times [A\rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\theta - \theta_0) + D\rho^2]\right\} \rho_0 d\rho_0 d\theta_0, \quad (2)$$

式中的 ρ 和 θ 分别是出射面的径向坐标和方位角坐标。 A, B, D 是 ABCD 光学系统中的三个矩阵元, λ 是波长, $k=2\pi/\lambda$ 是波数。

利用积分公式^[11]

$$\int_0^{2\pi} \exp[-in\theta_1 + ikbr \cos(\theta_1 - \theta_2)] d\theta_1 = 2\pi \exp[in(\pi/2 - \theta_2)] J_n(kbr), \quad (3)$$

$$\int_0^\infty \exp(-ax^2) J_\nu(2bx) x^{2\nu+1} dx = \frac{n!}{2} b^\nu a^{-\nu-1} \exp(-b^2/a) L_\nu^\nu(b^2/a), \quad (4)$$

将(1)式代入(2)式可导出异常涡旋光束在出射面的电场解析式^[8]

$$E_{n,m}(\rho, \theta, z) = \frac{i^{m+1} \pi n!}{\lambda z} \exp\left(-\frac{ik}{2B} D\rho^2 - ikz\right) g^{-(n+|m|+1)} \left(\frac{k\rho}{2B}\right)^{|m|} \times \exp\left(-\frac{k^2 \rho^2}{4gB^2}\right) L_n^{|m|} \left(\frac{k^2 \rho^2}{4gB^2}\right) \exp(-im\theta), \quad (5)$$

式中 $J_n(\cdot)$ 为第一类柱贝塞尔函数, $L_n^\nu(\cdot)$ 为拉盖尔多项式,

$$g = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ikA}{2B}, \quad (6)$$

(3)式即是异常涡旋光束的通过 ABCD 光学系统地解析表达式,用以研究异常涡旋光束的传输。

异常涡旋光束在手征介质中的光学矩阵可以写成^[8]

$$\begin{pmatrix} A^{(L)} & B^{(L)} \\ C^{(L)} & D^{(L)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z/n^{(L)} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} A^{(R)} & B^{(R)} \\ C^{(R)} & D^{(R)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z/n^{(R)} \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

式中 $n^{(L)} = n_0/(1+n_0 k_0 \gamma)$, $n^{(R)} = n_0/(1-n_0 k_0 \gamma)$ 分别表示左旋圆偏振光束(LCP)和右旋圆偏振光束(RCP)的折射率,其中 n_0, γ 分别表示初始折射率和手征参数。 λ_0 是异常涡旋光束在真空状态下的波长, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 是波数。由此,可推出左旋圆偏振光的波数是 $k^{(L)} = n^{(L)} k_0$,右旋圆偏振光的波数 $k^{(R)} = n^{(R)} k_0$ 。

将(7)式中相应的矩阵元代入(3)式,得到异常涡旋光束在手征介质中的 ABCD 光学系统解析表达式为

$$E_{n,m}^{(J)}(\rho, \theta, z) = \frac{i^{m+1} \pi n!}{\lambda z} \frac{n^{(J)}}{n^{(J)}} \exp[-ikz/n^{(J)}] \left[\frac{k\rho\omega_0 n^{(J)}}{2z}\right]^{|m|} \exp^{2n+|m|+2} \exp\left[-\frac{k^2 \rho^2 n^{(J)2}}{4z^2}\right] L_n^{|m|} \left[\frac{k^2 \rho^2 n^{(J)2}}{4z^2}\right] \exp(-im\theta), \quad (8)$$

式中 $J=L, R$ 分别代表左旋偏振光和右旋偏振光。

3 数值计算与分析

异常涡旋光束所具有的特殊性质,如涡旋光束轨道角动量和涡旋光束波前结构,都与拓扑荷数有关,例

如,探测出某束涡旋光束的拓扑荷数,就可以确定其轨道角动量^[12],因此有必要研究拓扑荷数对异常涡旋光束在手征介质中传输的影响。拓扑荷数可以取整数,也可以取分数,甚至是负数。但是拓扑荷数为分数时,光束在传输过程中的相位奇点具有不稳定性,所以为了更直观地表征拓扑荷数对异常涡旋光束的传输影响,分别研究了拓扑荷数取正值、负值、整数值以及分数值等不同情况下,异常涡旋光束在手征介质中的传输特性。

图1为当 $\lambda_0=632.8\text{ nm}$, $\gamma=0.16/k_0$, $n_0=1$, $\omega_0=1$, $n=1$, m 取整数值时异常涡旋光束在手征介质中的传输特性,可以看出随着拓扑荷数的增加,左旋偏振光和右旋偏振光的相位奇点仍然保持在中心位置,具有很好的稳定性。光斑的展宽随着拓扑荷数的增加而变大,同时中心暗核的面积也在随之增大。当 $m=1$ 时,由于手征介质的特性,异常涡旋光束被分解为左旋偏振光和右旋偏振光,在图1(b1)和(c1)中可以观察到在暗圆环中存在几个对称分布的不规则光斑,这是由于在光束的中心附近,左旋偏振光与右旋偏振光发生了干涉现象。当 $m=2$ 时,两束偏振光的光斑展宽明显增大,干涉效应减弱,中心暗核面积增大。当 $m=3$ 时,外围光场呈环状分布,两束偏振光在中心区域几乎没有干涉效应,异常涡旋光束随之转变为暗核空心光束。

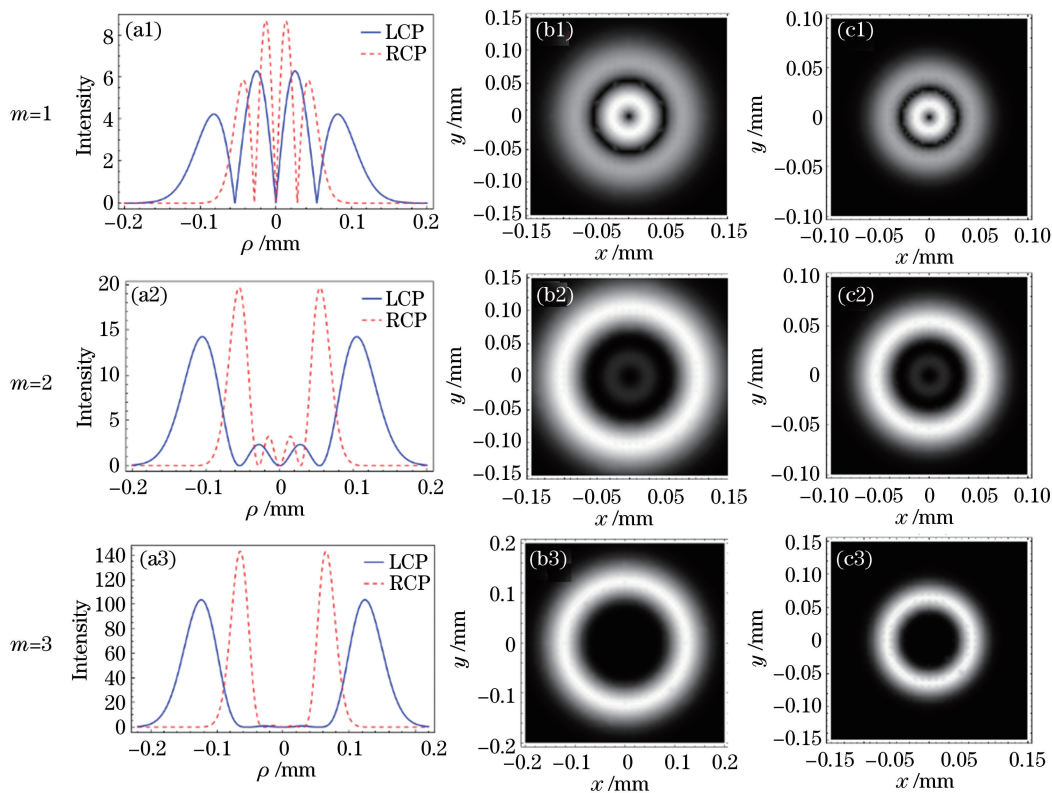


图1 (a1)~(a3)异常涡旋光束在手征介质中产生的左旋偏振光和右旋偏振光的强度分布图;
(b1)~(b3)左旋偏振光二维强度分布图;(c1)~(c3)右旋偏振光二维强度分布图

Fig. 1 (a1)-(a3) Intensity distributions of LCP light and RCP light produced from AV beams transmitting in the chiral medium; (b1)-(b3) two-dimensional intensity distributions of LCP light; (c1)-(c3) two-dimensional intensity distributions of RCP light

在研究了拓扑荷数取正整数值的基础上,图2给出了当 $\lambda_0=632.8\text{ nm}$, $\gamma=0.16/k_0$, $n_0=1$, $\omega_0=1$, $n=1$, $z=200\text{ mm}$,拓扑荷数 m 取负数值和分数值时,异常涡旋光束在手征介质中的传输情况。

观察图2中的第一行(m 取整数值)和第二行(m 取分数值),与拓扑荷数取正数值时相比,拓扑荷数取分数值时,异常涡旋光束在手征介质中的光束中心位置的光场强度相对减小了很多,这是因为左旋偏振光与右旋偏振光发生干涉相消效应。同时,当拓扑荷数取分数值时,围绕传输轴呈圆对称的光环数明显减少,这表明拓扑荷数为整数值异常涡旋光束在手征介质中的传输特性要优于拓扑荷数为分数的异常涡旋光束。此外,比较图2中的第二行($m=2.5$)和第三行($m=-2.5$)可看出,当拓扑荷数取负数值时,异常涡旋光束在手征介质中的光场强度分布与拓扑荷数取正数值时基本没有变化,这表明在手征介质中,异常涡旋光束的拓

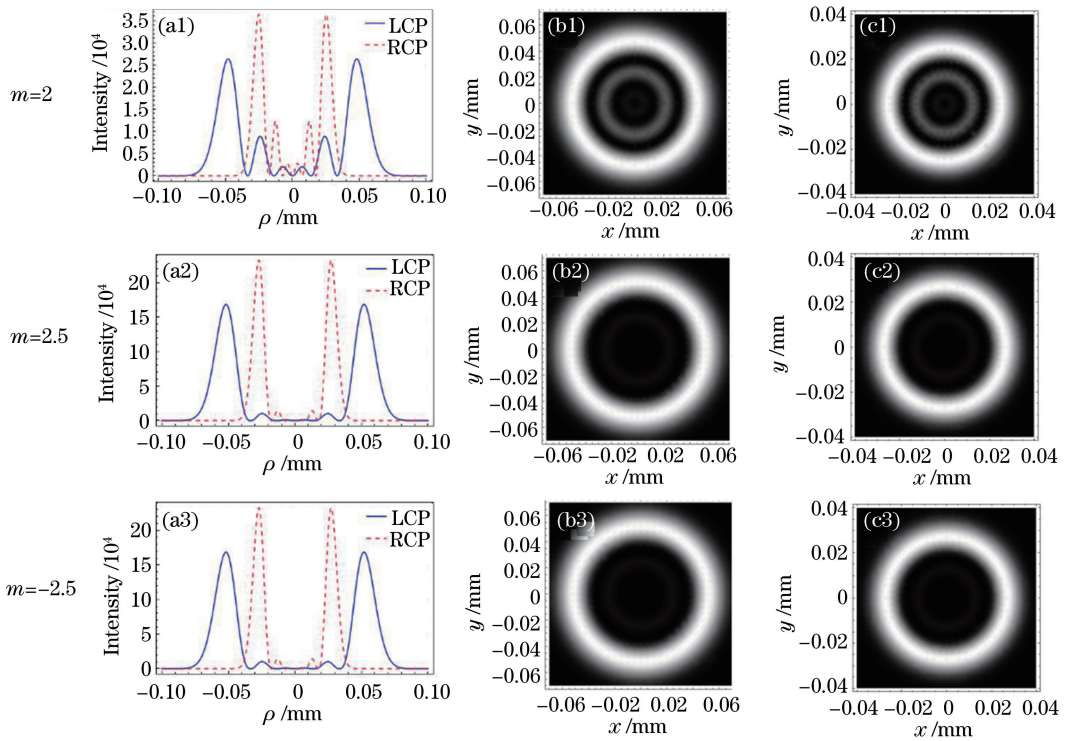


图 2 (a1)~(a3) 异常涡旋光束在手征介质中产生的左旋偏振光和右旋偏振光的强度分布图;

(b1)~(b3)左旋偏振光二维强度分布图;(c1)~(c3)右旋偏振光二维强度分布图

Fig. 2 (a1)-(a3) Intensity distributions of LCP light and RCP light produced from AV beams transmitting in the chiral medium; (b1)-(b3) two-dimensional intensity distributions of LCP light; (c1)-(c3) two-dimensional intensity distributions of RCP light

扑荷数不仅可以取正数值,还可以取负数值。

为进一步研究异常涡旋光束在手征介质中传输的光强变化,图 3 给出了当 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, $\gamma = 0.16/k_0$, $n_0 = 1$, $\omega_0 = 1$, $m = 2$, $n = 2$ 时,异常涡旋光束在不同传输距离的光强分布。

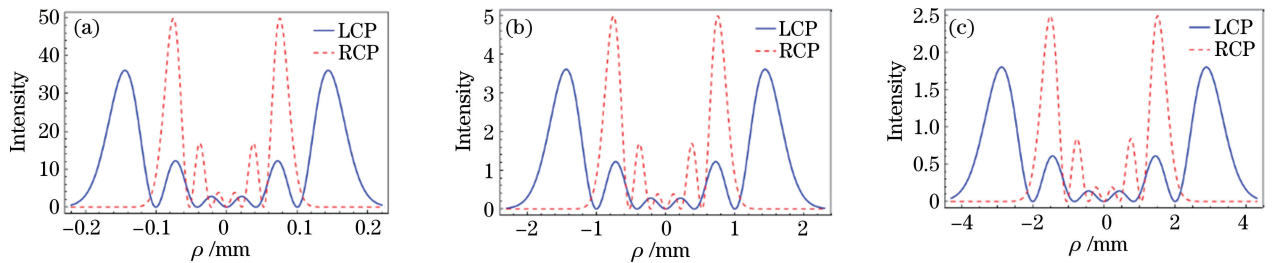


图 3 传输距离 z 取不同值时,左旋偏振光与右旋偏振光在手征介质中的光强分布图。

(a) $z = 200 \text{ mm}$; (b) $z = 2000 \text{ mm}$; (c) $z = 4000 \text{ mm}$

Fig. 3 Intensity distributions of LCP light and RCP light produced from AV beams transmitting in the chiral medium with different z value. (a) $z = 200 \text{ mm}$; (b) $z = 2000 \text{ mm}$; (c) $z = 4000 \text{ mm}$

由图 3 可看出,随着传播距离的增大,左旋偏振光和右旋偏振光逐渐发散,通过观察光场强度的峰值,对比图(a)、(b)和(c)可看出,随着传输距离的增加,纵向坐标代表的光场强度呈反比例减小,横向坐标代表的光束半径呈正比例增加。这表明异常涡旋光束在手征介质中传输时保持了良好的稳定性,其能量在传输过程中横向扩散,光环面积在增大,与拉盖尔-高斯涡旋光束的传输特性相似。

进一步研究发现,通过改变介质的手征参数,左旋偏振光和右旋偏振光的光强产生了截然不同的变化,图 4 给出了当 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, $n_0 = 1$, $\omega_0 = 1$, $m = 2$, $n = 2$, $z = 200 \text{ mm}$ 时,手征参数 γ 取不同值时异常涡旋光束在手征介质中的光强分布。其中左旋偏振光的光强随着手征参数的变大而减小,右旋偏振光的光强则

随之增加,这是由于手征介质的折射率特殊性所决定的,其中左旋偏振光的折射率是 $n^{(L)} = n_0 / (1 + n_0 k_0 \gamma)$, 而右旋偏振光的折射率是 $n^{(R)} = n_0 / (1 - n_0 k_0 \gamma)$ 。手征参数越大,左旋偏振光与右旋偏振光的差异就越大。众所周知,涡旋光束在生物医学方面最主要的应用是光镊,其中目前比较应用多的是单光源光镊和双光源光镊。异常涡旋光束在通过手征介质之后由于手征介质的特殊性可以产生两个自旋方向完全相反的两束偏振光,这表示两束光中的光子各自携带有自旋方向完全相反的角动量,这一现象对光镊技术的发展有重要意义。

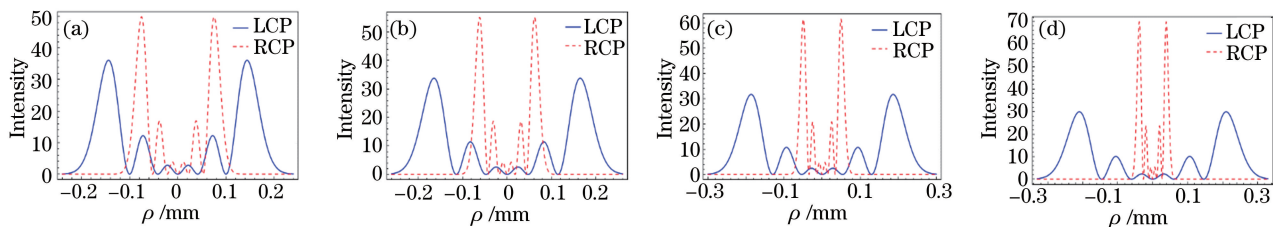


图 4 手征参数 γ 取不同值时,左旋偏振光与右旋偏振光在手征介质中的光强分布图。

(a) $\gamma = 0.16/k_0$; (b) $\gamma = 0.24/k_0$; (c) $\gamma = 0.32/k_0$; (d) $\gamma = 0.40/k_0$

Fig. 4 Intensity distributions of LCP light and RCP light produced from AV beams transmitting in the chiral medium with different γ value. (a) $\gamma = 0.16/k_0$; (b) $\gamma = 0.24/k_0$; (c) $\gamma = 0.32/k_0$; (d) $\gamma = 0.40/k_0$

涡旋光束的另外一个重要参数是它的光束宽度 w_0 ,要全面研究异常涡旋光束在手征介质中的传输特性,光束宽度 w_0 也是不可忽视的重要参数。图 5 给出了当 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, $n_0 = 1$, $m = 2$, $n = 2$, $\gamma = 0.16/k_0$, $z = 200 \text{ mm}$, 光束宽度 w_0 取不同值时,异常涡旋光束在手征介质中的光强分布图。可以看出,左旋偏振光峰值光强的横坐标在减小,纵坐标在增大,这表明左旋偏振光随着束宽的增大,其能量强度在增强,光环面积随之减小,能量向内环收缩。右旋偏振光的变化与左旋偏振光相似。由此可以得出,当光束宽度变大,异常涡旋光束的能量也随之增强,其在手征介质中的聚焦效应也随之增强。

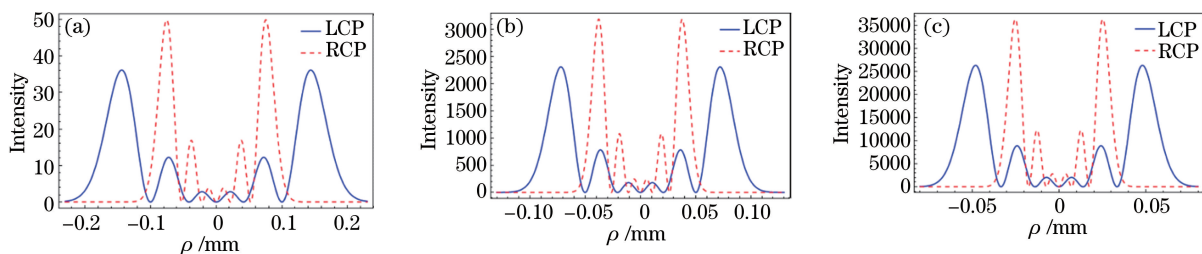


图 5 光束宽度 w_0 取不同值时,左旋偏振光与右旋偏振光在手征介质中的光强分布图。

(a) $w_0 = 1$; (b) $w_0 = 2$; (c) $w_0 = 3$

Fig. 5 Intensity distributions of LCP light and RCP light produced from AV beams transmitting in the chiral medium with different w_0 value. (a) $w_0 = 1$; (b) $w_0 = 2$; (c) $w_0 = 3$

4 结 论

研究并讨论了异常涡旋光束在手征介质中的传输特性。研究发现,异常涡旋光束在手征介质中被分化为左旋偏振光和右旋偏振光,其拓扑荷数的变化直接影响了左旋偏振光和右旋偏振光在光束中心处的相互干涉现象,随着拓扑荷数的增加,干涉现象逐渐减弱。此外,随着手征参数的增加,左旋偏振光的光强逐步增强,而右旋偏振光的光强却随之减弱。异常涡旋光束的能量及其聚焦特性则随其光束宽度的变大而增加。此研究结果对于异常涡旋光束的实际应用具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- Wang Ji, Han Junhe, Zhu Baohua, *et al.* Third-order nonlinear optical properties of graphene-CdS composites [J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(11): 1106006.
王 记, 韩俊鹤, 朱宝华, 等. 石墨烯-硫化镉复合材料的三阶非线性光学性质[J]. 中国激光, 2015, 42(11): 1106006.
- Zhai Li, Xue Wenrui, Yang Rongcao, *et al.* Propagation properties of nano dielectric parallel lines coated with graphene

- [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(11): 1123002.
- 翟利, 薛文瑞, 杨荣草, 等. 涂覆石墨烯的电介质纳米并行线的传输特性[J]. *光学学报*, 2015, 35(11): 1123002.
- 3 Huang Yongchao, Cai Dafeng, Zhang Tingrong. Beam waist width and waist location of cosh-Gaussian beams in a gradient-index medium[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(2): 022601.
- 黄永超, 蔡达锋, 张廷蓉. 双曲余弦高斯光束在梯度折射率介质中的束腰宽度及其位置[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(2): 022601.
- 4 Zhuang F, Du X, Ye Y, *et al.* Evolution of Airy beams in a chiral medium[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(11): 1871-1873.
- 5 Wu J, Li Y. Light beams with orbital angular momentum for free space optics[J]. *Chinese Physics*, 2007, 16(5): 1334-1338.
- 6 Lin J, Yuan X, Tao S, *et al.* Multiplexing free-space optical signals using superimposed collinear orbital angular momentum states[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(21): 4680-4685.
- 7 Gao Qiujuan, Zhu Yanying, Shi Jinshan, *et al.* Rotation of particles by using the beam with spin angular momentum[J]. *Chinese J Lasers*, 2008, 35(10): 1505-1509.
- 高秋娟, 朱艳英, 史锦珊, 等. 利用具有自旋角动量的光束实现微粒的旋转[J]. *中国激光*, 2008, 35(10): 1505-1509.
- 8 Yang Y, Dong Y, Zhao C, *et al.* Generation and propagation of an anomalous vortex beam[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(24): 5418-5421.
- 9 Yang X, Cai L, Wang Y, *et al.* Interference of four umbrella like beams by a diffractive beam splitter for fabrication of two-dimensional square and trigonal lattices[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(6): 453-455.
- 10 Lin B J, Collins S A. Holographic imaging and aberrations due to an incorrectly repositioned hologram in a system with lenses having aberrations[J]. *J Opt Soc Am*, 1973, 63(5): 537-547.
- 11 Bateman H. *Tables of integral transforms*[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1954.
- 12 Liu Man. Novel method to detect the orbital angular momentum in optical vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(3): 0326002.
- 刘曼. 探测涡旋光束轨道角动量的新方法[J]. *光学学报*, 2013, 33(3): 0326002.