

引用格式: XIAO Weiwei, ZHANG Han, ZHAO Xinying, et al. Propagation Property of X-type Vortex Beam under the Interaction of SAM and OAM[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1):0151115

肖维维, 张哈, 赵馨颖, 等. 自旋-轨道相互作用下 X 型涡旋光束的传播特性[J]. 光子学报, 2022, 51(1):0151115

自旋-轨道相互作用下 X 型涡旋光束的传播特性

肖维维¹, 张哈¹, 赵馨颖², 马洋¹, 庞晓炎¹

(1 西北工业大学 电子信息学院, 西安 710072)

(2 陕西师范大学 物理学与信息技术学院, 西安 710119)

摘要:研究了 X 型涡旋光束在左旋/右旋圆偏振状态下在紧聚焦系统中的传播特性, 讨论了自旋-轨道相互作用下焦平面光强的横向焦移和传播方向旋转现象的特点及其调控方法。研究发现: 相位分布因子 c 是 X 型涡旋光束产生横向焦移和光强旋转的主要原因, 而半孔径角 α 、偏振态和拓扑荷数对光强分布均有调控作用; 由于自旋-轨道相互作用, 入射光为左旋圆偏振态与右旋圆偏振态时, 聚焦场光强分布差异明显, 相同点是焦平面上光强的轴向转折点均为 $c_{sw} = 1$, 这与入射光为线偏振态时轴向转折点不同; 在二阶情况下, 虽然入射光为左旋和右旋圆偏振时, 两者的横向焦移与光强旋转不同, 但是两者的主要涡旋点的分布及其旋转行为是一致的。本文研究可为结构光场的调控提供参考。

关键词:非经典涡旋; 自旋角动量; 轨道角动量; 紧聚焦; 光场调控

中图分类号: O436

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20225101.0151115

0 引言

涡旋光束是一类具有螺旋等相位面的光束, 其横截面中心存在相位奇点, 光强为零。涡旋光束理论上可以携带具有任意模态的轨道角动量 (Orbital Angular Momentum, OAM), 并且不同轨道角动量模态的涡旋光束彼此相互正交^[1-3]。由于这些特殊性质, 涡旋光束已经在无线通信^[4-7]、光镊^[8-9]、显微镜^[10]等领域得到了广泛的研究与应用。然而, 涡旋光束的研究主要集中在经典涡旋领域^[11-19], 而对于螺旋相位结构非线性变化的非经典涡旋光束的研究较少。

非经典涡旋光束的研究主要集中在二维标量场中^[20-28], 比如自由空间中非经典涡旋光束的运动轨迹^[21], 非经典涡旋偶极子 Airy 波束的相位奇点和能量通量^[24]。2020 年, LI Jinhong 等^[27]对三维矢量光场中高数值孔径系统中涡旋光束的传播特性进行了研究, 当入射波为传统非经典波束, 即旋转相位因子对强度和相位均有影响的涡旋光束时, 传统非经典涡旋光束在实验中不易进行调制。PANG Xiaoyan 等^[28]提出了一种新型的非经典涡旋光束 (X 型涡旋光束), 此类非经典涡旋光束的旋转相位因子只对其光场相位分布有影响, 并且通过空间光调制器或者螺旋相位板调制即可产生, 并研究表明 X 型涡旋光束在紧聚焦系统中会产生一些有异与传统经典涡旋和传统非经典涡旋光束的横向焦移和光强旋转现象, 而且其旋转相位梯度对非经典涡旋光束具有调控作用。但是这些研究都未涉及涡旋光束携带的轨道角动量与圆偏振携带的自旋角动量 (Spin Angular Momentum, SAM) 之间的相互作用 (Spin-Orbit Momentum Interactions, SOIs), 本文考虑存在 SOIs 情况下 X 型涡旋光束在紧聚焦场中的传播特性, 并研究 X 型涡旋光束在光场调控中的特点。

1 理论推导与分析

传统非经典涡旋光束在其横截面上通常可以表示为^[21-22]

基金项目: 国家自然科学基金 (Nos. 11974281, 12104283), 陕西省自然科学基金基础研究计划 (No. 2020JM-116)

第一作者: 肖维维 (1997—), 女, 硕士研究生, 主要研究方向为光场调控技术。Email: 2499502053@mail.nwpu.edu.cn

导师 (通讯作者): 庞晓炎 (1983—), 女, 副教授, 博士, 主要研究方向为光波/电磁波调控及光学奇点拓扑特性。Email: xypang@nwpu.edu.cn

收稿日期: 2021-10-09; 录用日期: 2021-11-26

<http://www.photon.ac.cn>

$$E_0(x, y) = A(x, y)(x + icy)^n = A(x, y) (\sqrt{x^2 + c^2 y^2})^n e^{in \arctan(c \tan \phi)} \quad (1)$$

式中, $A(x, y)$ 为光波的振幅分布函数, 一般取高斯分布, 即 $A(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/w^2]$ (这里 w 为高斯波的束腰宽度); c 表示非经典涡旋的相位分布因子, 当 $c > 0$ 时, 该涡旋光束的拓扑荷数为 n , 当 $c < 0$, 拓扑荷数为 $-n$ ($n > 0$)。由式(1)可得, 当 c 改变时, 这种传统的非经典涡旋光束的相位分布会改变, 但随之而来的是其强度也会随之变化, 因此此类非经典光束不仅不便于考察涡旋相位分布的影响, 更是不利于实际的实现。本文引入一种新的非经典涡旋光束—X型涡旋光束^[28], 该光束的强度分布不随相位分布因子变化, 且可以方便地通过螺旋相位板或者空间光调制器调制产生。X型涡旋光束横截面的表达式可以写为(这里采用极坐标形式, 即 $x = \rho \cos \phi$, $y = \rho \sin \phi$)^[28]

$$E_{0x}(\rho, \phi) = A(\rho, \phi) \rho^n e^{in \arctan(c \tan \phi)} = e^{-\frac{\rho^2}{w^2}} \rho^n e^{in \arctan(c \tan \phi)} \quad (2)$$

当 $c = \pm 1$ 时, 式(2)中X型涡旋光束就转变为传统的经典涡旋光束, 即通常意义上的涡旋光束; 当 c 改变时, X型涡旋光束的拓扑荷数保持不变(仍为 $\pm n$), 但相位梯度在 ϕ 方向产生变化, 即相位分布改变。

现构建一个高数值孔径系统, 其焦距为 f , 半孔径角为 α , 如图1所示, 此系统中坐标原点位于几何焦点处。若入射波为X型涡旋光, 并处于圆偏振状态, 即入射波在入射面表示为

$$E_{in}(\rho, \phi) = e^{-\frac{\rho^2}{w^2}} \rho^n e^{in \arctan(c \tan \phi)} (\hat{x} \pm i \hat{y}) \quad (3)$$

式中, \hat{x} , \hat{y} 分别代表 x 和 y 方向上的单位矢量。+代表左旋圆偏振(Left-handed Circular Polarization, LCP), -代表右旋圆偏振(Right-handed Circular Polarization, RCP)。

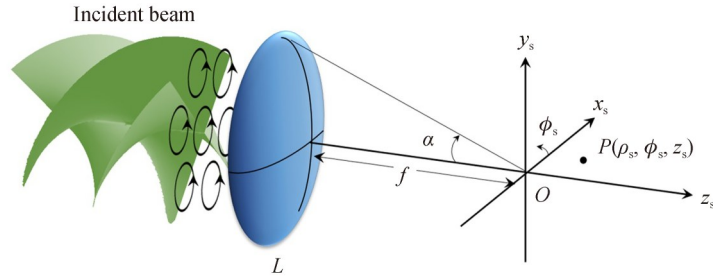


图1 入射光场为X型涡旋光的紧聚焦系统

Fig. 1 A tightly focusing system with a X-type vortex beam as the incident field

根据 Richards & Wolf衍射理论^[29], 该圆偏振X型涡旋光束的三维聚焦场中任意观测点 $P(\rho_s, z_s, \phi_s)$ 的光场表达式为

$$E_P(\rho_s, \phi_s, z_s) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{bmatrix} = -\frac{ik}{2\pi} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} f e^{-\frac{\rho^2}{w^2}} \rho^n e^{in \arctan(c \tan \phi)} \sqrt{\cos \theta} \sin \theta \times \begin{bmatrix} W_x[\cos \theta + \sin^2 \phi(1 - \cos \theta)] + W_y[(\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi] \\ W_x[(\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi] + W_y[\cos \theta + \cos^2 \phi(1 - \cos \theta)] \\ W_x[-\sin \theta \cos \phi] + W_y[-\sin \theta \sin \phi] \end{bmatrix} e^{ikz_s \cos \theta} e^{ik\rho_s \sin \theta \cos(\phi - \phi_s)} d\phi d\theta \quad (4)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 表示波数, λ 为自由空间中的波长, $\rho_s = \sqrt{x_s^2 + y_s^2}$ 。当入射波为左旋圆偏振(LCP)时, $W_x = 1$, $W_y = i$, 当入射波为右旋圆偏振(RCP)时, $W_x = 1$, $W_y = -i$ 。计算式(4)可得X型涡旋光束在左/右旋圆偏振态时三维紧聚焦场的表达式。此外, 为了便于计算SAM、OAM以及SOIs的作用, 通常将三维光场用圆偏正交分量表示, 即

$$E_P(\rho_s, \phi_s, z_s) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{bmatrix} = e_l \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{bmatrix} + e_r \begin{bmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{bmatrix} + e_z \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中, e_l 为LCP场分量, e_r 为RCP场分量, e_z 仍为纵向场分量。后面的结果与讨论主要基于式(4)和式(5)展开。

2 计算结果与讨论

2.1 X型涡旋光束在焦平面上的横向焦移

2.1.1 $n = 1$

本节讨论在 $n = 1$, 即涡旋光束的拓扑荷数为 ± 1 时, X型圆偏振涡旋光束在焦平面上的总光场分布特性。入射波为X型LCP涡旋光束和X型RCP涡旋光在焦平面上的总光场分布如图2所示, 这里半孔径角 α 均取 80° 。图2(a)、(b)、(c)为LCP涡旋光, 图2(d)、(e)、(f)为RCP涡旋光, $c = 0.5, 1.0, 1.5$ 。由图2分析可知: 1) 整体来讲X型LCP和X型RCP有相同的分布趋势, 即相位分布因子 c 对焦平面上光强的分布有很强的调控作用, 横向焦移取决于 c 的大小, 当 $c = 0.5$ 时, 焦平面光强的两个最大值均位于 x_s 轴上, 当 $c = 1.5$ 时, 两个最大值均位于 y_s 轴上, 当 $c = 1$ 时, 光强沿 ϕ_s 方向均匀分布, 即横向焦移现象消失; 2) 不同圆偏振入射时也具有不同的特性, 当入射光为LCP时, 几何焦点处, 即光轴处一直是强度最小值点; 而入射光为RCP时, 光轴上强度并非光强最小值点, 且在 $c = 1$ 时, 强度为最大值, 即几何焦点也为实际焦点。

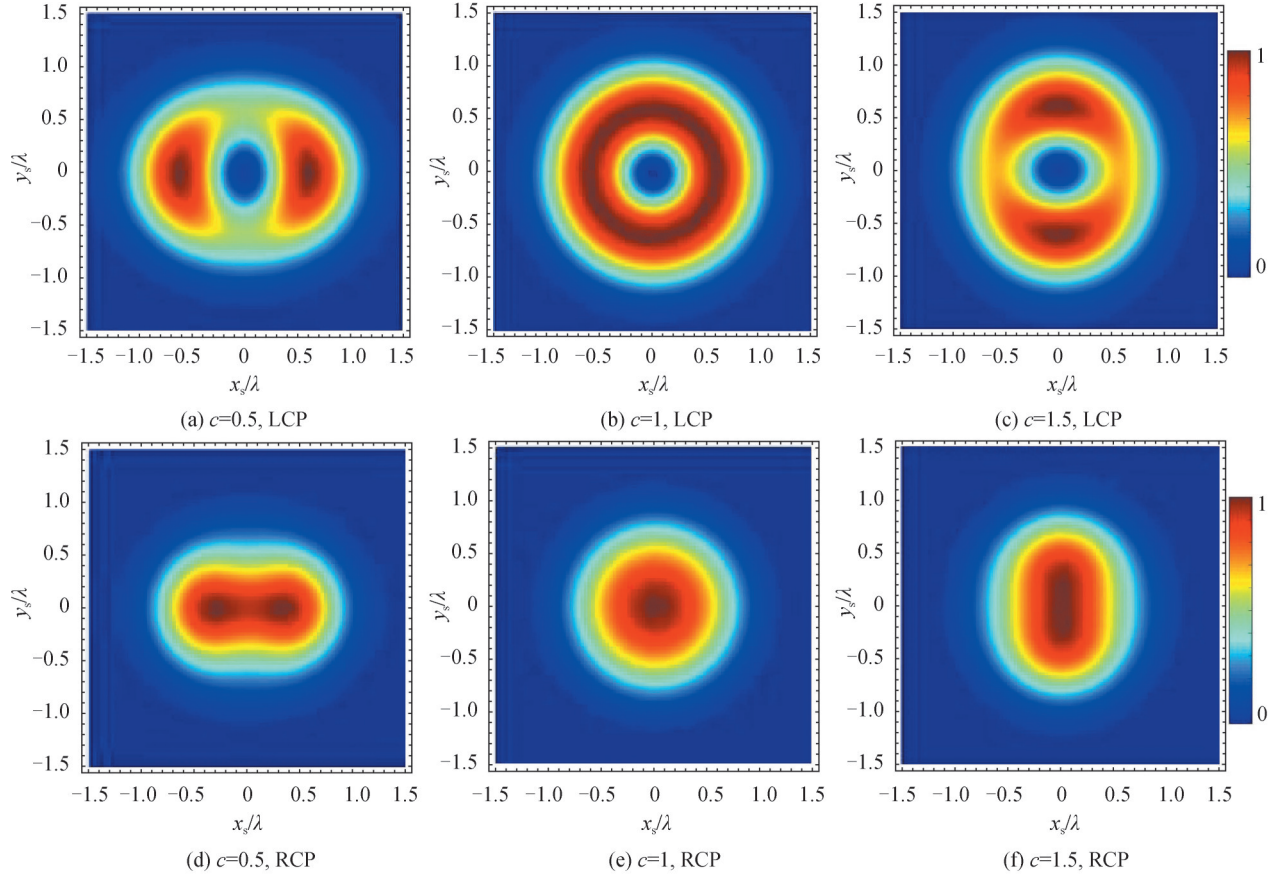


图2 焦平面上的光强随 c 变化 $\alpha = 80^\circ, n = 1$

Fig. 2 Intensity distribution on the focal plane with the different anisotropic parameters c , where $\alpha = 80^\circ, n = 1$

为了更加方便观察 c 对焦平面光强分布的影响, 图3是入射光为X型LCP涡旋光束和X型RCP涡旋光束时, 焦平面上的强度最大值随 c 的位置变化(注: 由于对称性, 此处只展示了一个强度最大值, 另一个最大值的位置可由对称性直接求得)。图3中, 英文大写字母代表强度最大值在 x_s 轴上, 英文小写字母代表强度最大值在 y_s 轴上, 此外五角星表示位于原点处。基于图2结论, 分析图3可知: 1) 入射光为LCP和RCP时, 整体变化趋势是一致的, 即当 $0 < c < 1$ 时, 最大值位于 x_s 轴上, 而当 $c > 1$ 时, 最大值移动到 y_s 轴上, 且在 $c = 1$ 时, 无横向焦移现象; 2) 当 c 的值离1越远, 横向焦移越显著, 即最大值离几何焦点越远; 3) 随着半孔径

角 α 的增大,入射光为 LCP 时横向焦移与入射光为 RCP 时的横向焦移的差距越大,例如,在 $\alpha = 80^\circ$ 时,当 $c = 0.1$ 时,入射光为 RCP 时最大值位于 x_s 轴 0.63λ 处,而此时当入射光为 LCP 时最大值位于 0.55λ 处,当 c 增至 0.7 时,入射光为 RCP 时最大值位于原点,而入射光为 LCP 时最大值位于 x_s 轴 0.52λ 处。从物理含义上讲,入射光为 LCP 和 RCP 时聚焦情况的差异主要是由于圆偏振携带 SAM 与涡旋光的 OAM 在紧聚焦情况下的相互作用,即 SOIs 导致的,由于数值孔径越大,SOIs 越强烈(而 LCP 与 RCP 携带的 SAM 方向不同,与 OAM 的作用也有所不同),这就导致 α 越大两者的差异越明显。这一点也可通过改变 SAM 与 OAM 的相对方向来证明。

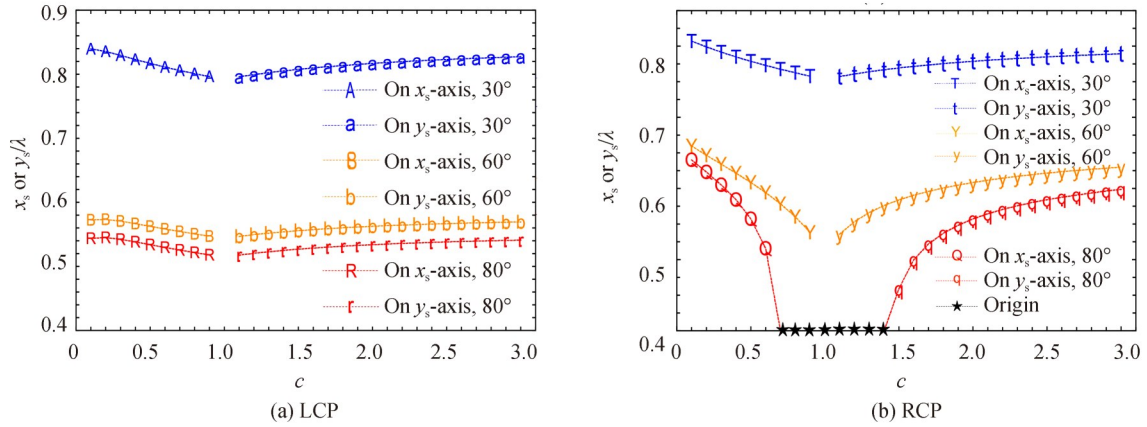


图3 焦平面上光场强度最大值随 c 的位置变化, $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 1$
 Fig. 3 Locations of the intensity maxima on the focal plane with the different anisotropic parameters c , where $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 1$

由前面的分析可知,当 c 的符号改变时,涡旋的拓扑荷数也将改变符号,即涡旋光束的 OAM 方向也发生改变。这里取 c 为负值,仍讨论 $n = 1$ 时 X 型涡旋光束在紧聚焦场中焦平面上的总光场的传播特性。图 4 是 X 型 RCP 涡旋光束 ($n = 1$) 入射时焦平面上的强度最大值随 $|c|$ 的位置变化。同样地,图 4 中,英文大写表示强度最大值在 x_s 轴上,英文小写字母表示强度最大值在 y_s 轴上。由图 3 和图 4 对比可得,当 c 取负值时,入射波为 RCP 时横向焦移与 c 取正值时入射波为 LCP 时的横向焦移相同,即只要 SAM 与 OAM 方向的相对关系不变,横向焦移也不发生改变。

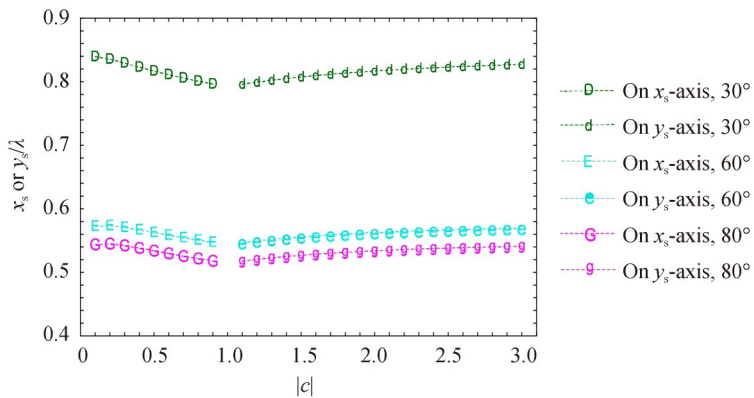


图4 入射光为 RCP 时,焦平面上的光场强度最大值随 $|c|$ 的位置变化, $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 1, c < 0$
 Fig. 4 Locations of the intensity maxima on the focal plane with the different anisotropic parameters c for the case of RCP, where $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 1, c < 0$

观察图 4 不难发现:当 $c = 1$ 时,横向焦移消失,同时,最大值将从 x_s 轴转向 y_s 轴,换言之,在圆偏振态下 X 型涡旋光束在焦平面上的光强最大值有一个相同的轴向转折点 $c_{sw} = 1$ 。这一现象实质上是由于圆偏振的非极性产生的,可以通过与入射光为线偏振的情况进行对比说明。图 5 为 X 型线偏 (x 偏振) 涡旋光束在焦平

面上的强度最大值随 c 的位置变化。由图5可得线偏振光入射时,X型涡旋光束在焦平面上强度最大值也是随着 c 值的增大,逐渐从 x_s 轴转向 y_s 轴,但是与圆偏振情况不同的是,在线偏振光入射时轴向转折点 c_{sw} 会随着 α 增大逐渐变小并且在 $c=1$ 时强度最大值分布在 y_s 轴上。

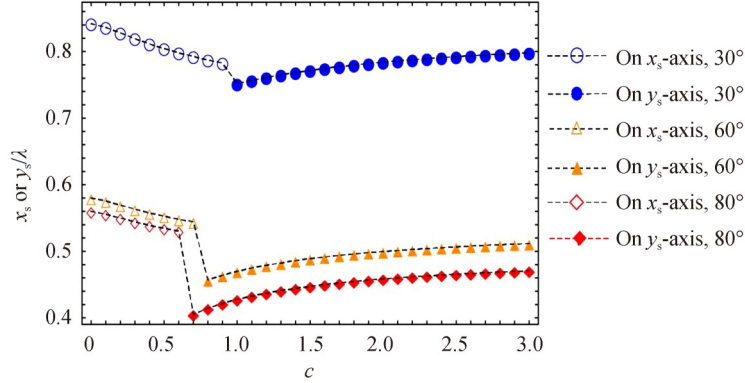
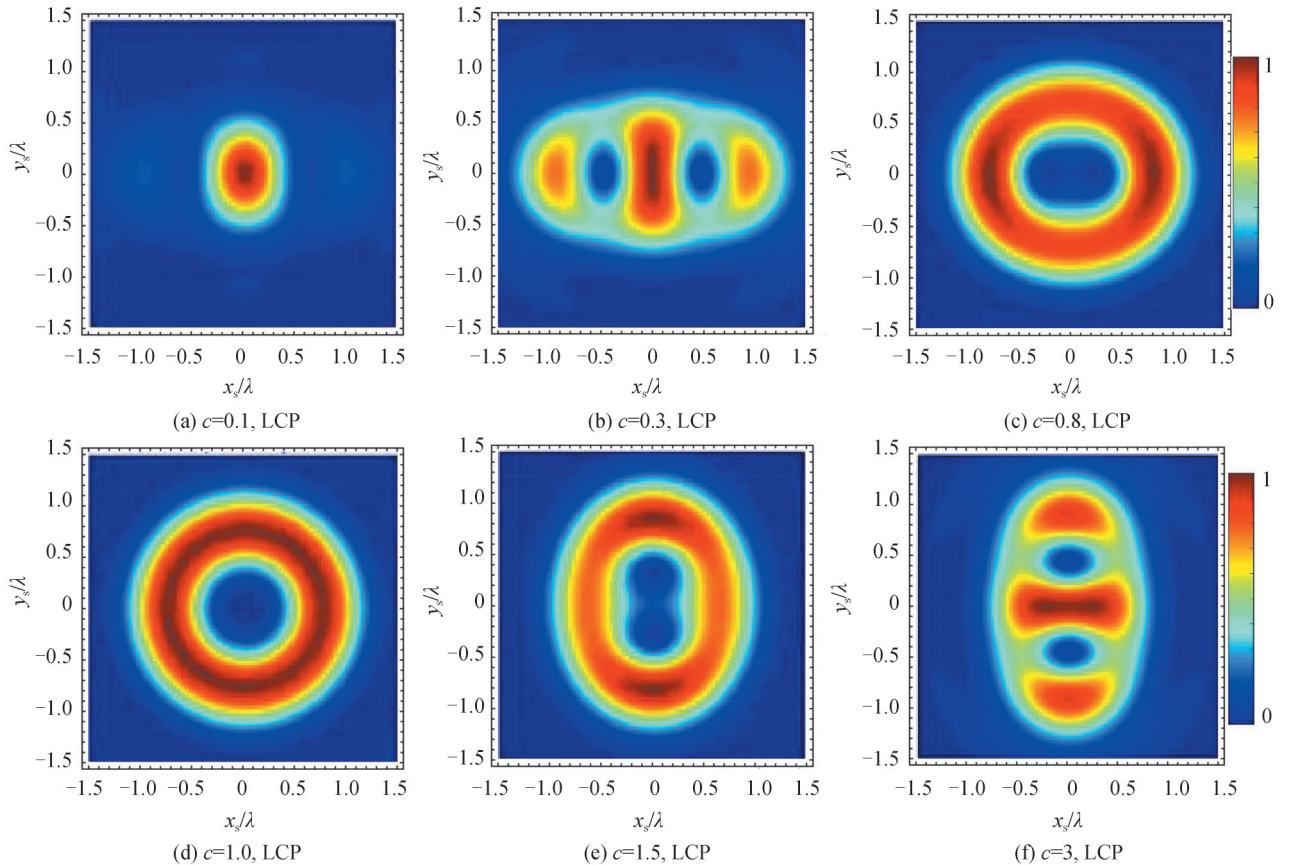


图5 线偏振光入射时,焦平面上光场强度最大值随 c 的位置变化, $\alpha=30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n=1$

Fig. 5 Locations of the intensity maxima on the focal plane with the different anisotropic parameters c for the case of linear polarization, where $\alpha=30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n=1$

2.1.2 $n=2$

本节将讨论X型涡旋光束的拓扑荷为 ± 2 时焦平面上的总光场分布特性。理论分析可知,二阶X型LCP/RCP涡旋光束入射时,焦平面上的光场分布比一阶更为复杂多样,图6给出了X型LCP和RCP涡旋光束入射时,焦平面上总光强随相位分布因子 c 的分布变化情况,此时半孔径角 α 均取 80° 。由图6可知:1)二阶情况下,最大值比一阶变化更加复杂,可以存在一个,两个甚至三个最大值。2)当 c 很小时,如0.1和0.3,不管入射波是LCP还是RCP,强度最大值都分布在中心原点;随着 c 逐渐增大,其强度逐渐向 x_s 轴方向扩展,当 c 增大到1时强度均匀分布,而当 $c>1$ 时强度又逐渐扩散到 y_s 轴上,当 c 增大到一定程度后强度又回



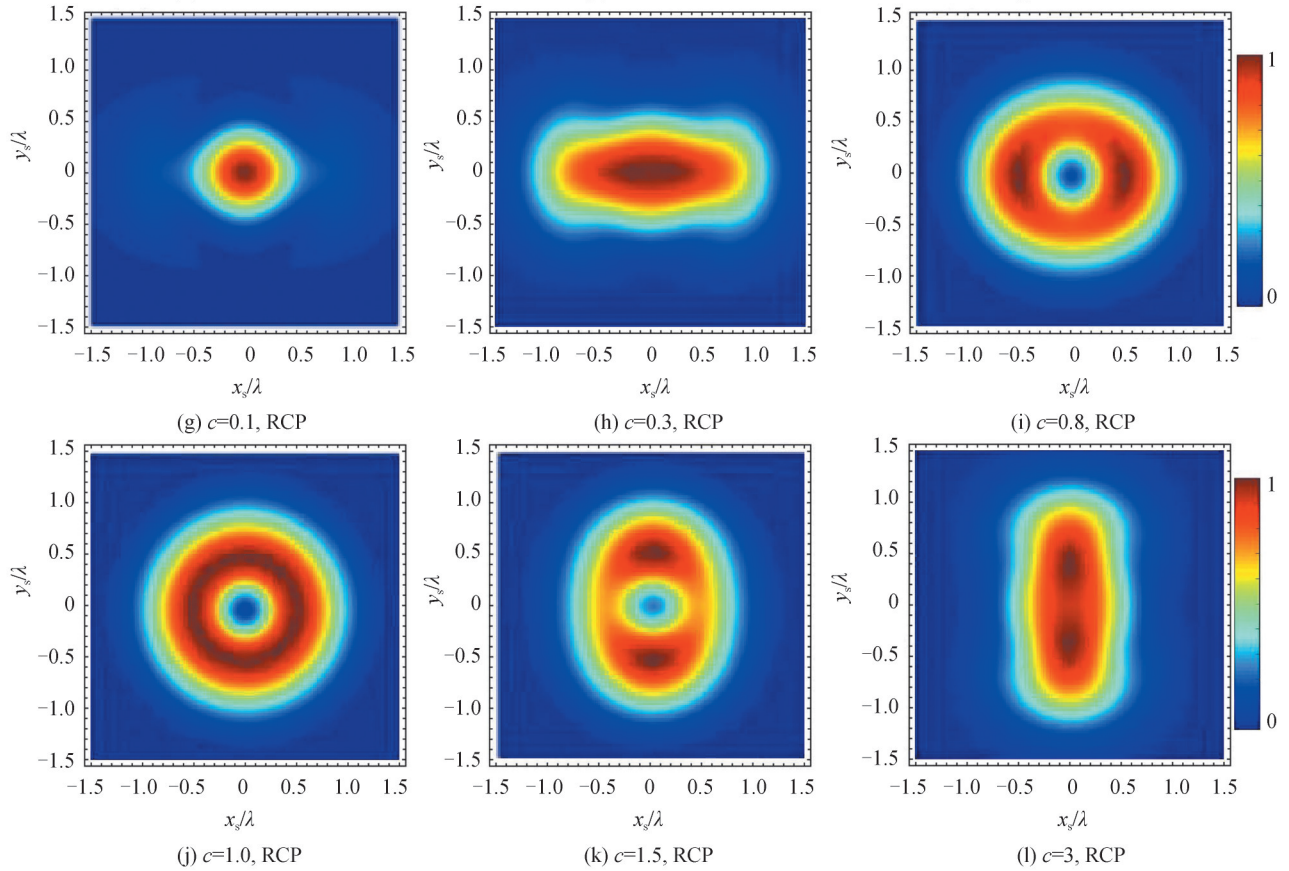


图6 焦平面上的光强随 c 的变化, $\alpha = 80^\circ, n = 2$

Fig. 6 Intensity distribution on the focal plane changes with the different anisotropic parameters c , where $\alpha = 80^\circ, n = 2$

到原点。3)入射波为LCP和RCP时聚焦情况不同,例如当 $c = 0.3$ 时,与入射波为LCP聚焦情况相比,当入射波为RCP时,强度明显更加集中在原点周围;当 $c = 3$ 时,入射波为LCP时,强度最大值已回归到原点,而入射波为RCP时,强度最大值仍然分布在 y_s 轴上,并且当 c 相同时,入射波为LCP和RCP时焦平面强度最大值位置是不同的。

为了便于观察,图7给出了X型LCP和RCP涡旋光束入射时焦平面上的强度最大值随 c 的位置变化情况。类似的,图7中大写字母表示强度最大值在 x_s 轴上,小写字母表示强度最大值在 y_s 轴上,五角星表示在原点。分析图6和图7可以发现:1)在二阶情况下,不管入射波是LCP还是RCP,它们都有相同的轴向转折点 $c_{sw} = 1$,且光场在轴向转折点处都呈均匀圆环分布,并且当 α 较小时基本上都遵循相同的变化规律,即当

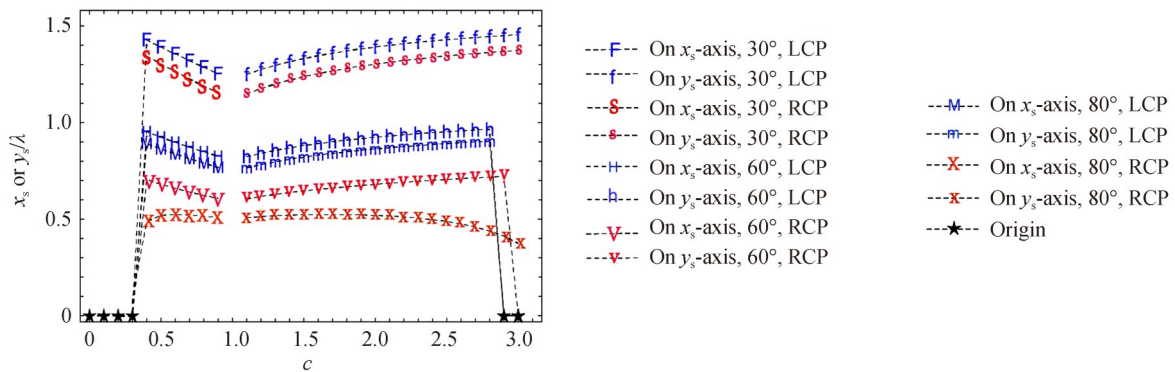


图7 焦平面上的光强随 c 的变化, $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 2$

Fig. 7 Locations of the intensity maxima on the focal plane with the different anisotropic parameters c , where $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 2$

$c \leq 0.3$ 时强度最大值均分布在原点,当 $0.3 < c \leq 0.9$ 时强度最大值均分布在 x_s 轴上,当 $1 < c \leq 3$ 时强度最大值均分布在 y_s 轴上;2)当 α 和 c 取值较大时,入射波为 LCP 和 RCP 时焦平面上的光强有较大差异:当 $\alpha = 60^\circ$ 时,入射波为 LCP 时强度最大值由 y_s 轴回到原点的转折点是 $c_{sw} = 2.8$,而入射波为 RCP 时转折点是 $c_{sw} = 2.9$,当 $\alpha = 80^\circ$ 时,入射波为 LCP 时强度最大值由 y_s 轴回到原点的转折点是 $c_{sw} = 2.8$,而入射波为 RCP,当 $1 < c \leq 3$ 时强度最大值始终未回归原点,此外,随着 α 逐渐增大,入射波为 LCP 和 RCP 时强度最大值之间的距离逐渐增大。这些差异的本质是 SOIs 作用的结果。

图8给出了X型线偏振涡旋光束入射时在焦平面上的强度最大值随 c 的位置变化情况。由图8可知,入射波为线偏振时在焦平面上的强度最大值也遵循先在原点,然后扩散到 x_s 轴上,再移动到 y_s 轴上,最后又回到原点的规律,其强度最大值的轴向转折点会随着半孔径角 α 的增大逐渐减小,但是入射光为圆偏振时轴向转折点 c_{sw} 均为1,并且在轴向转折点处光强都沿角向均匀分布。偏振态的极性分布导致了这一现象的产生。

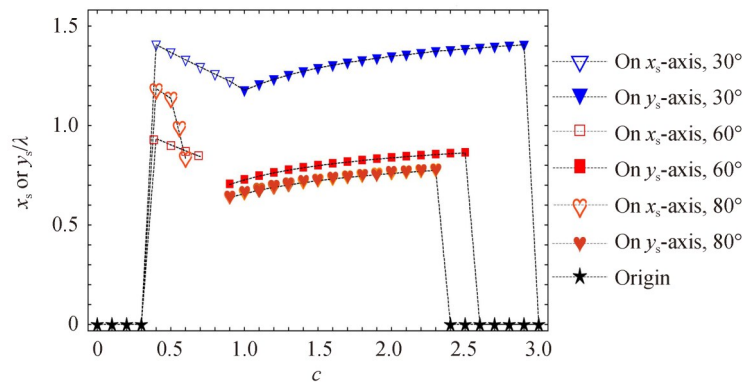


图8 线偏振入射时焦平面上的光强最大值随 c 的变化, $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 2$

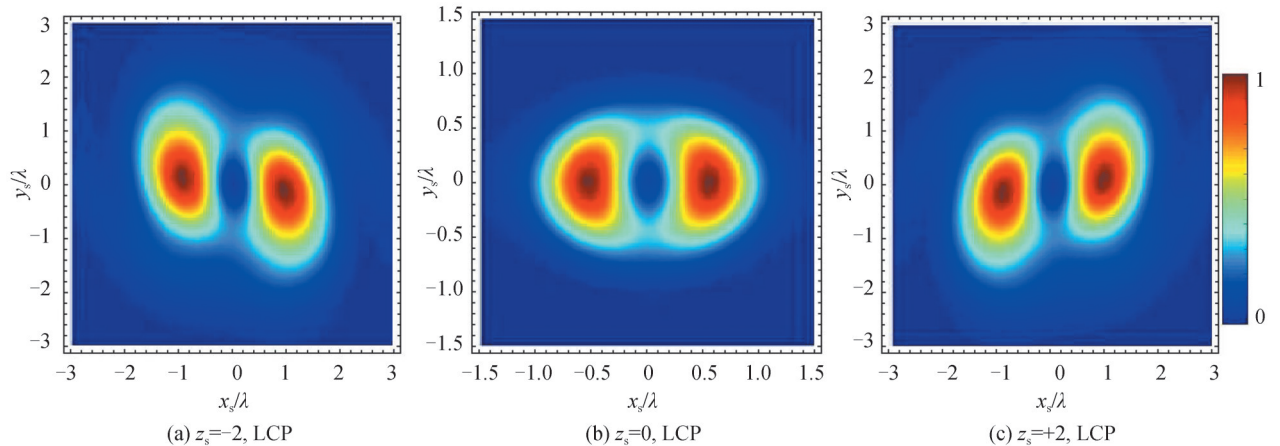
Fig.8 Locations of the intensity maxima on the focal plane with the different anisotropic parameters c for the case of linear polarization, where $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, n = 2$

2.2 X型涡旋光束沿传播方向的场分布

上一节讨论了X型LCP/RCP涡旋光束在紧聚焦场中焦平面上的光强分布,本节讨论它们在紧聚焦场中沿传播方向的变化情况。为了不失一般性,这里相位因子 c 取0.3,其它取值可进行类比分析。需要说明的是,当 $c = 1$ 时,X型涡旋退化为经典涡旋,本节讨论的X型涡旋光束的传播行为将不再发生。

2.2.1 $n = 1$

首先,讨论当 $n = 1$ 时X型LCP和RCP涡旋光束在紧聚焦光场中沿传播方向的光场分布。图9是X型LCP和RCP涡旋光束沿传播方向的总光强分布,这里 $z_s = -2\lambda, 0, +2\lambda$,半孔径角均为 80° ,相位因子 c 均为0.3。由图9可知,入射波不管是LCP还是RCP,当 $z_s = 0$ 时,其两个强度最大值(此处定义为A,B两点)对称分布在 x_s 轴上,当 $z_s = \pm 2\lambda$ 时强度最大值不再分布在 x_s 轴上,而是沿着传播方向出现偏离轴的旋转现象。



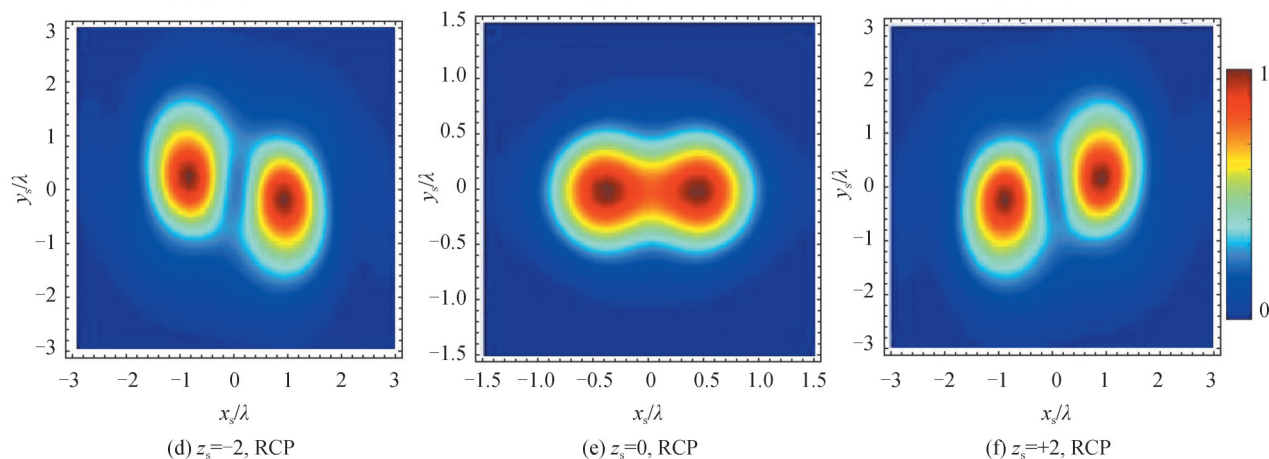


图9 光强沿传播方向的分布,其中 z_s 单位为 λ , $\alpha = 80^\circ$, $n = 1$, $c = 0.3$
 Fig. 9 Intensity distribution on the transverse planes along the propagation direction,
 where the unit of z_s is λ , $\alpha = 80^\circ$, $n = 1$, $c = 0.3$

为了观察这种旋转现象,图10给出了入射波为LCP、RCP以及线偏振入射时强度最大值的方位角随传播距离的变化情况($-10\lambda \leq z_s \leq 10\lambda$)。分析图10可知,不管是何种偏振态的入射波,其强度最大值的旋转角度范围均为 $-50^\circ \sim 50^\circ$,并且沿着传播方向均为逆时针旋转;入射波为线偏振时旋转角度变化趋势位于入射波为LCP和RCP的中间并且与LCP和RCP的旋转角度差距甚小,可见沿传播轴方向的光场旋转特性受入射波偏振态的影响较小。比较入射波为LCP和RCP时沿传播方向强度最大值的旋转角度可知,其旋转角度是存在差距的,但旋转角度差距会随着传播距离的增大而减小。

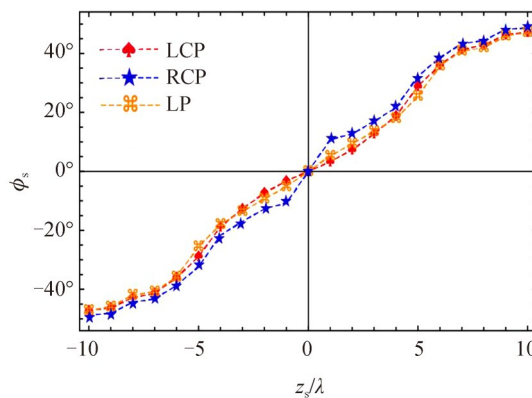
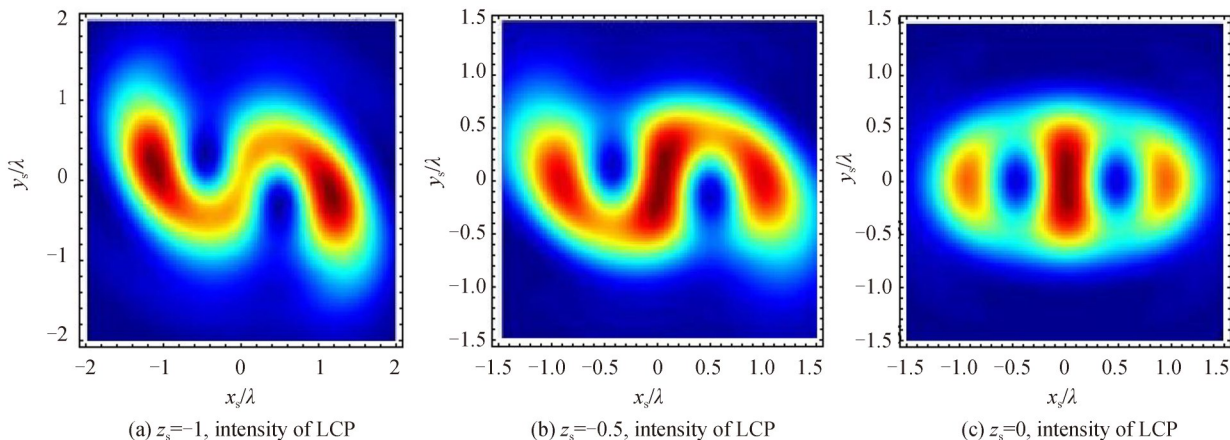
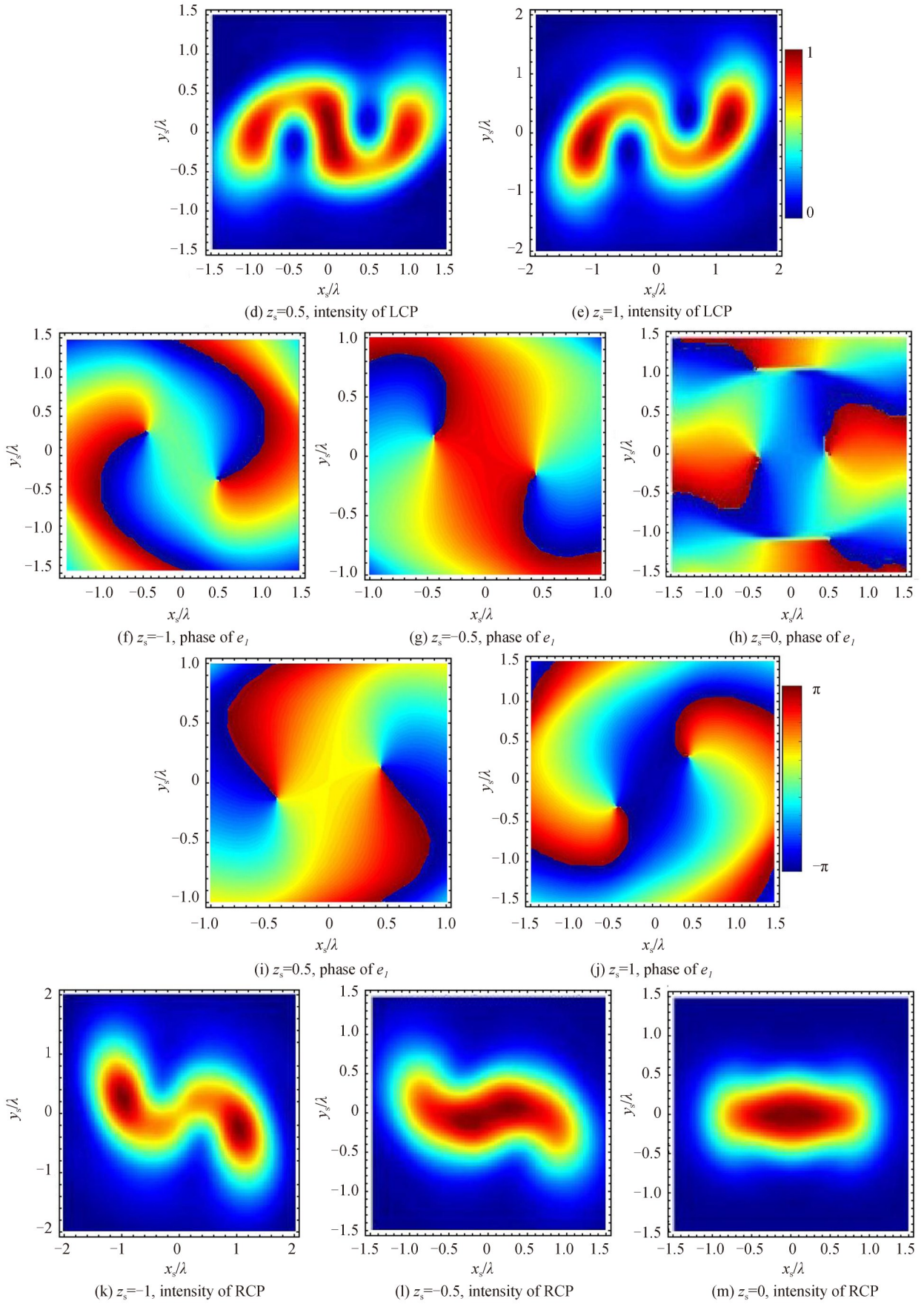


图10 光强最大值沿传播方向的方位角, $\alpha = 80^\circ$, $n = 1$, $c = 0.3$
 Fig. 10 Variation of the azimuthal angles of the intensity maxima along the propagation direction, here $\alpha = 80^\circ$,
 $n = 1$, $c = 0.3$

2.2.2.2 $n = 2$

上一小节讨论了 $n = 1$ 时光场沿传播方向的传播特性,本节讨论当 $n = 2$ 时X型LCP/RCP涡旋光束在紧聚焦场中沿传播轴的光场分布。图11为入射波为LCP和RCP时沿传播方向的总光强以及LCP和RCP的场分量(e_r, e_θ)相位分布($-10\lambda \leq z_s \leq 10\lambda$),半孔径角均为 80° ,相位因子 c 均为0.3。由图11总光强分布可知:入射波不管是LCP还是RCP,当 $z_s = 0$ 时,其强度最大值在原点即几何焦点;当 $z_s = \pm 0.5\lambda$ 时,入射波为LCP时强度最大值在原点,并且存在旋转现





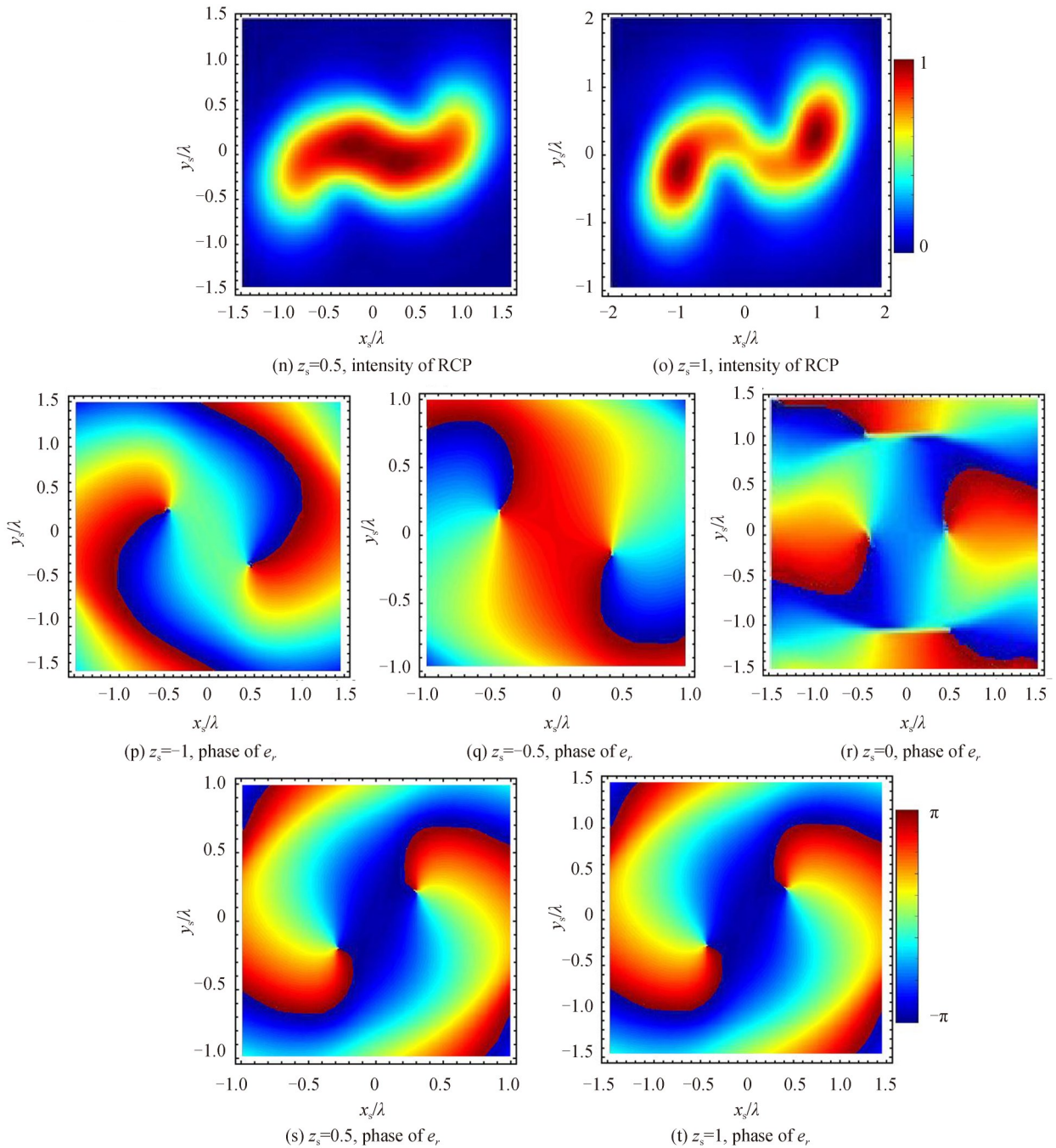


图 11 传播方向上光强和相应的主要场分量相位分布,其中 z_s 单位为 λ , $\alpha = 80^\circ$, $n = 2$, $c = 0.3$
 Fig. 11 The intensity distribution and the corresponding phase of the main field component with the beam propagation.
 Here the unit of z_s is λ , $\alpha = 80^\circ$, $n = 2$, $c = 0.3$

象,入射波为RCP时强度最大值分离为两个并且出现旋转现象;当 $z_s = +1\lambda$ 时,入射波为LCP和RCP时强度最大值都分离为两个并且出现旋转现象。从图11总光强所对应的主要场分量 e_r , e_r 的相位分布可知,其场分量相位均存在两个主要的涡旋点,当 $z_s = 0$ 时两个主要涡旋点对称分布在 x_s 轴上,当 $z_s \neq 0$ 时涡旋点具有与强度最大值类似的旋转现象。

为了观察光强的旋转现象,入射波为LCP和RCP时传播方向光强最大值的方位角变化情况如图12所示 ($-10\lambda \leq z_s \leq 10\lambda$),图中半孔径角 $\alpha = 80^\circ$,蓝色代表入射波为LCP,红色代表入射波为RCP。由图12可知:1)当 $n = 2$ 时,入射波为LCP和RCP时强度最大值沿传播轴的旋转角度范围都为 $-50^\circ \sim 50^\circ$,沿着传播

方向逆时针旋转;2)当 $z_s = 0$ 时,正如前一节的分析,当 $c = 0.3$ 时无论入射波为LCP还是RCP,在焦平面上都不存在横向焦移现象,即强度最大值无旋转角度,因此图12中在 $z_s = 0$ 时不连续,而当 $n = 1$ 时,入射波为LCP和RCP时,沿传播轴方向强度最大值的方位角曲线均是连续的;3)当入射波为LCP和RCP时,强度最大值的具体位置仍具有差异,越靠近焦平面差异性就越明显。这种差异性的物理本质是SOIs作用的结果,也可通过入射波为LCP和RCP时三个场分量的分布情况进行讨论。

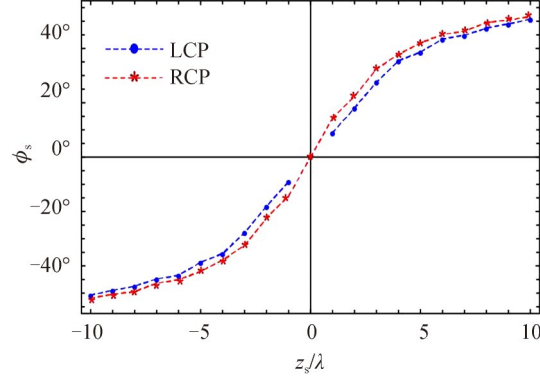
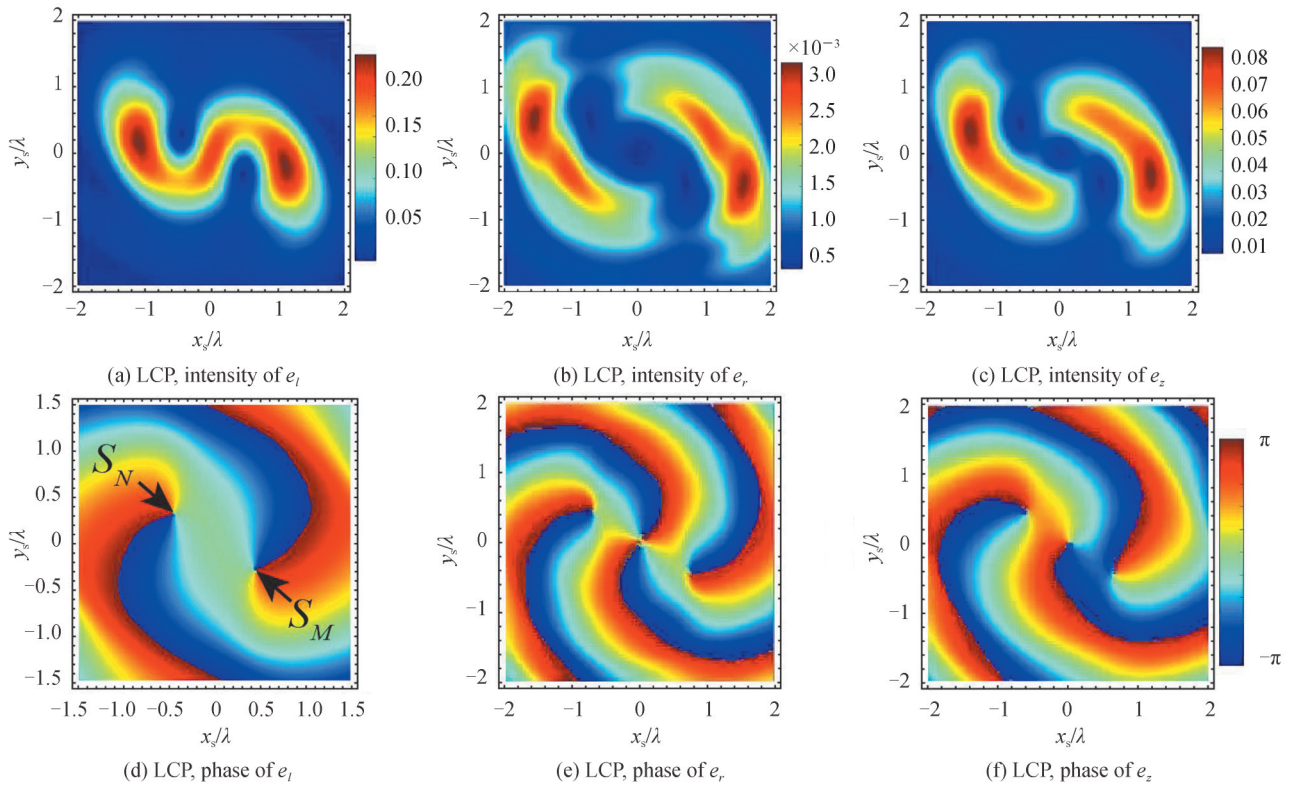
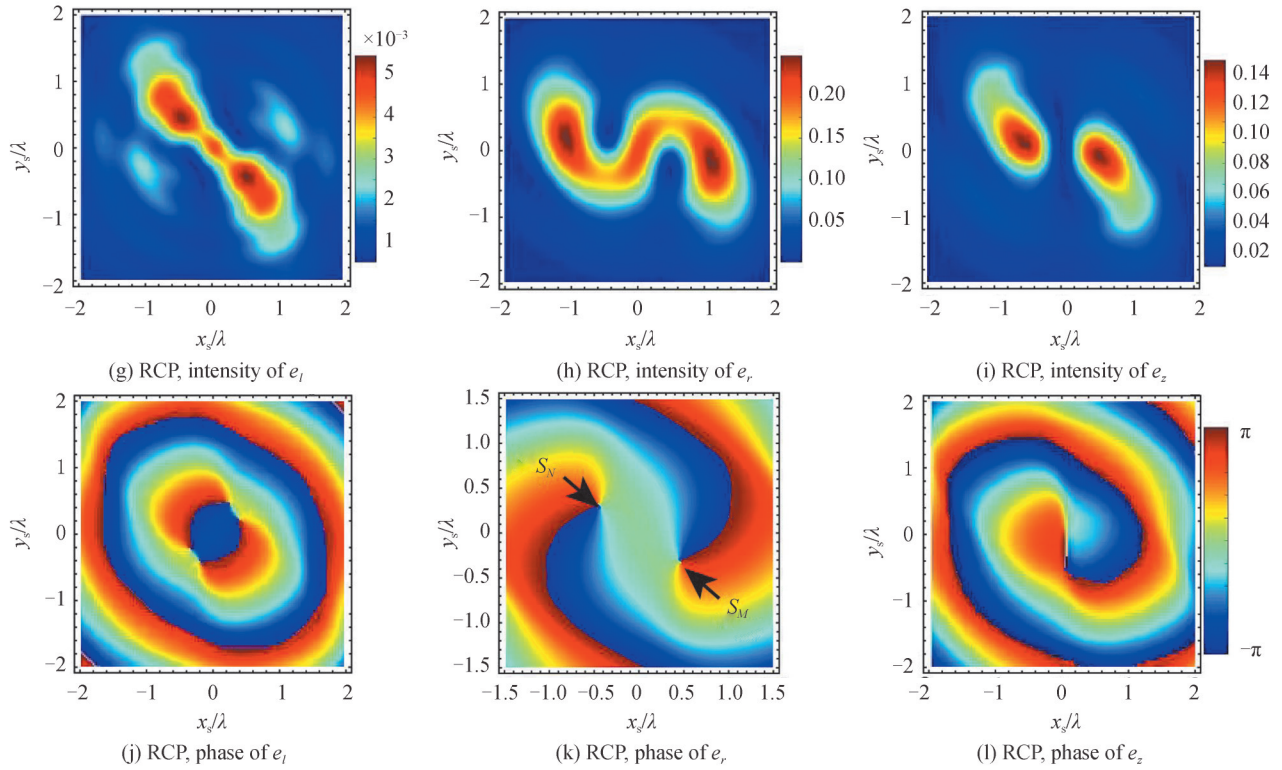


图12 光强最大值沿传播方向的方位角变化, $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$

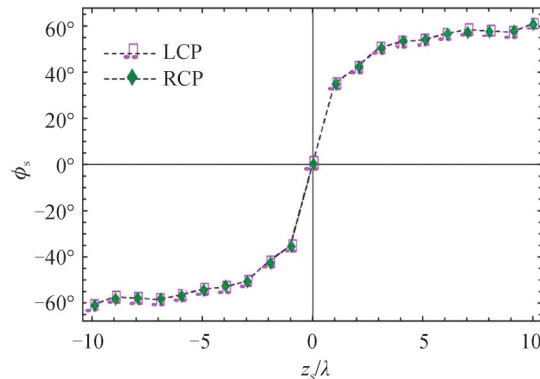
Fig. 12 Variation of the azimuthal angles of the intensity maxima along the propagation direction, here $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$

当入射波为LCP和RCP时X型涡旋光束在聚焦区域的三个场分量 e_t, e_r, e_z 的强度和相位分布如图13所示,图13(a)、(b)、(c)分别为入射波为LCP时 e_t, e_r, e_z 强度分布,图13(g)、(h)、(i)分别为入射波为RCP时 e_t, e_r, e_z 的强度分布;图13(d)、(e)、(f)分别为入射波为LCP时 e_t, e_r, e_z 相位分布,图13(j)、(k)、(l)分别为入射波为RCP时 e_t, e_r, e_z 的相位分布,传播距离 $z_s = -1\lambda$,半孔径角 $\alpha = 80^\circ$,相位因子 $c = 0.3$ 。分析图13可知:1)入射波为LCP时对总光强起主要作用的是 e_t, e_z 两个分量(见图13(a)、(b)、(c)),而入射波为RCP时对总光强起主要作用的是 e_r, e_z 两个分量(见图13(g)、(h)、(i));2)入射波为LCP时 e_t 分量的强度、相位分布和入射波为RCP时 e_r 强度、相位分布相同,两者的涡旋点的位置也相同(标记为 S_M 和 S_N)。众所周知,涡旋点的位置对涡旋所在场分量的光强分布起着重要的作用,因此为了观察这两个分量涡旋点(S_M 和 S_N)沿传播方向的传播特性,图14展示了沿传播方向入射波为LCP时 e_t 分量的涡旋点位置(方位角)和入射波为RCP



图 13 传播方向 e_t, e_r, e_z 三个分量强度和相位分布, $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$ Fig. 13 Field component distribution with the beam propagation, here $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$

时 e_r 分量的涡旋点位置, 图中半孔径角 $\alpha = 80^\circ$, 相位因子 $c = 0.3$ (注: 由于对称性, 只展示了一对涡旋点中的一个)。由图 14 可得, 这两种情况下涡旋点沿传播方向均为逆时针旋转, 并且旋转角度范围均为 $-65^\circ \sim 65^\circ$ 。这说明, 入射波为 LCP 时 e_t 分量和入射波为 RCP 时 e_r 分量对总光强分布具有相同的影响, 因此两种情况下最大光强分布的差异主要是由 e_z 分量的差异产生的; 3) 入射波为 LCP 时 e_z 分量的相位分布有三个涡旋点, 而入射波为 RCP 时仅有一个中心涡旋点。基于以上分析, 从场分量角度来讲, 不同的 e_z 分量的相位分布或者是其相位涡旋点分布, 是导致 X 型 LCP 和 RCP 涡旋光束在传播方向上光强最大值旋转角度差异的主要因素。

图 14 LCP 和 RCP 入射时, e_t/e_r 分量涡旋点沿传播方向的方位角变化, $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$ Fig. 14 Variation of the azimuthal angles of the vortices of e_t/e_r components along the propagation direction for the cases of LCP and RCP, here $\alpha = 80^\circ, n = 2, c = 0.3$

3 结论

研究了在 SOIs 作用下, X 型涡旋光束在高数值孔径系统中的光场传播特性, 并得到了 X 型涡旋光束相

位分布因子 c , 半孔径角 α , 偏振态和拓扑荷数等对光强分布的调控作用。研究发现: 1) 当相位分布因子 $|c| \neq 1$ 时, 焦平面上存在横向焦移, 沿传播方向的光强分布呈现逆时针旋转现象, 并且旋转方向和整体的旋转角度不受入射波偏振态的影响; 2) 入射波为 LCP 和 RCP 时, 在焦平面和传播方向上光强分布出现差异, 本质上是由 SOIs 导致的; 3) 无论入射波为 LCP 还是 RCP, X 型涡旋光束在焦平面上强度最大值的轴向转折点均为 $c_{sw} = 1$, 这与线偏振态下 $c_{sw} \leq 1$ (且随孔径角可变) 不同, 这是入射波偏振态使得光场非极性分布的结果; 4) 当 X 型涡旋光束为二阶时, 在与入射波相同偏振态的场分量中, 会出现两个主要涡旋点, 这两个涡旋点也会沿传播方向逆时针旋转, 并且入射波为 LCP 和 RCP 时两个主要涡旋点位置相同, 旋转一致; 二阶情况下, 入射波为 LCP 和 RCP 时纵向场的不同导致了光强分布的差异。本文研究为三维光场的调控提出了思路和方法。

参考文献

- [1] ALLEN L, BEIJERSBERGEN M W, SPREEUW R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] GBUR G J. Singular optics[M]. Chemical Rubber Company, 2017.
- [3] SHEN Yijie, WANG Xuejiao, XIE Zhenwen, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(90): 2047-7538.
- [4] GIBSON G, COURTIAL J, PADGETT M, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. *Optics Express*, 2004, 12(22): 5448-5456.
- [5] TAMBURINI F, MARI E, SPONSELLI A, et al. Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 14(3): 811-815.
- [6] WILLNER A E, HUANG H, YAN Y, et al. Optical communications using orbital angular momentum beams [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2015, 7(1): 66-106.
- [7] ZOU L, GU X, WANG L. High-dimensional free-space optical communications based on orbital angular momentum coding[J]. *Optics Communications*, 2018, 410: 333-337.
- [8] POLIMENO P, MAGAZZU A, IATI M A, et al. Optical tweezers and their applications [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2018, 218: 131-150.
- [9] WANG W, JIANG C, SHEN B, et al. New optical manipulation of relativistic vortex cutter[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(2): 024801.
- [10] RITTWEGER E, HAN K Y, IRVINE S E, et al. STED microscopy reveals crystal colour centres with nanometric resolution [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(3): 144-147.
- [11] ZHAO X, PANG X, WAN G. Properties of a strongly focused gaussian beam with an off-axis vortex [J]. *Optics Communications*, 2017, 389: 275-282.
- [12] ZHAO X, PANG X, Zhang J, et al. Transverse focal shift in vortex beams[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(1): 1-7.
- [13] PANG X, MIAO W, Spinning spin density vectors along the propagation direction[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(19): 4831-4834.
- [14] LI P, LIU S, ZHANG Y, et al. Modulation of orbital angular momentum on the propagation dynamics of light fields[J]. *Frontiers of Optoelectronics*, 2019, 12(1): 69-87.
- [15] YU J, HUANG Y, WANG F, alet, Scintillation properties of a partially coherent vector beam with vortex phase in turbulent atmosphere [J], *Optics Express*, 2019, 27(19): 26676-26688.
- [16] XU H F, ZHANG R, SHENG Z Q, et al. Shaping the focal intensity distribution using a partially coherent radially polarized beam with multiple off-axis vortices[J]. *Optics Express*, 2020, 28(20): 28858-28867.
- [17] ZHUANG J, ZHANG L, DENG D, Tight-focusing properties of linearly polarized circular Airy Gaussian vortex beam [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(2): 296-299.
- [18] ZHANG Y, CAI Y, GBUR G, Partially coherent vortex beams of arbitrary radial order and a van Cittert-Zernike theorem for vortices[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 043812.
- [19] LIU Y, LIN R, WANG F, et al. Propagation properties of Laguerre-Gaussian Schell-model beams with a twist phase [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2021, 264(2): 107556.
- [20] SCHECHNER Y Y, SHAMIR J. Parameterization and orbital angular momentum of anisotropic dislocations[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1996, 13(5): 967-973.
- [21] MOLINA TERRIZA G, WRIGHT E M, Torner L. Propagation and control of noncanonical optical vortices[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(3): 163-165.
- [22] Roux F S. Coupling of noncanonical optical vortices [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21(3): 664-670.

- [23] FREUNDV I, FREILIKHER V. Parameterization of anisotropic vortices[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1997, 14(4): 1902-1910.
- [24] CHENG K, YOU Y, ZHONG X. Phase singularities and energy fluxes of a noncanonical vortex dipole airy beam in the far field[J]. Journal of Modern Optics, 2015, 62(17): 1381-1390.
- [25] SINGH R P, CHOWDHURY S R. Trajectory of an optical vortex: canonical vs. non-canonical [J]. Optics Communications, 2003, 215(4-6): 231-237.
- [26] WANG Yadong, GAN Xuetao, PeiJV, et al. Use of non-traditional spiral phase to regulate the topology [J]. Acta Physics Sinica, 2015, 64(3): 301-307.
王亚东, 甘雪涛, 俱沛, 等. 利用非传统螺旋相位调控高阶涡旋光束的拓扑结构[J]. 物理学报, 2015, 64(3): 301-307.
- [27] LI Jinhong, PANG Xiaoyan, FENG Chen. Propagation properties of a non-canonical vortex beam in a high numerical aperture system[J]. Journal of Xidian University, 2020, 47(4): 7-102-108.
李锦虹, 庞晓炎, 冯晨. 非经典涡旋光束在高数值孔径系统中的传播特性[J]. 西安电子科技大学学报, 2020, 47(4): 7.
- [28] PANG X, XIAO W, ZHANG H, et al, X-type vortex and its effect on the beam shaping[J]. Journal of Optics, 2021, 23(12): 125604.
- [29] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. structure of the image field in an aplanatic system [C]. Proceedings of the Royal Society of London, 1959, 253(1274): 358-379.

Propagation Property of X-type Vortex Beam under the Interaction of SAM and OAM

XIAO Weiwei¹, ZHANG Han¹, ZHAO Xinying², MA Yang¹, PANG Xiaoyan¹

(1 School of Electronics and Information, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(2 School of Physics & Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China)

Abstract: A vortex beam is a kind of beam with a spiral phase surface, and in the beam center there is a phase singularity, thus the intensity is zero. Vortex beams can theoretically carry Orbital Angular Momentum (OAM) with any mode, and the vortex beams of different OAM modes are orthogonal to each other. Because of these special properties, vortex beams have received extensive attention from researchers and have been widely applied in the fields of wireless communication, optical tweezers and microscopes. However, the most researches on vortex beams concentrated on the canonical ones, whose phase gradient is constant along a circular path around the vortex center. The canonical vortices can be simply expressed as $Ae^{in\phi}$ (A is the amplitude of field, ϕ is azimuthal angle and n represents the topological charge of the vortex), which in many circumstances are usually called ‘optical vortices’ for short. The ‘noncanonical’ means that the phase gradient of the vortex is not constant, while the topological charge is also the same as it is in its ‘canonical’ counterpart. Actually, the noncanonical vortices were studied by several scientists, but only the forms of the noncanonical vortices satisfying the paraxial wave equation were taken into consideration. There, the ‘noncanonical’ vortices were also called ‘anisotropic’ vortices, since not only the phase but also the amplitude of such vortices was spatially anisotropic. The researches on the noncanonical vortex wave are mainly concentrated in the scalar field, such as the study of the trajectory of noncanonical vortices in free space, the phase singularity and energy flux of noncanonical vortex dipole Airy beams. Recently, PANG Xiaoyan et al proposed a new type of noncanonical vortex, named X-type (noncanonical) vortex. This vortex inherits and develops the conventional noncanonical vortex, i.e., it no longer has a constant phase gradient around the beam center, while the intensity keeps invariant azimuthally. In this article, the X-type (noncanonical) vortex with left-handed circular/right-handed circular polarization is studied in a tightly focusing system. In this tightly focused (vectorial) field, the Spin-Orbit momentum Interactions (SOIs) occur, and as we know that the SOIs play crucial roles in many circumstances and studying the optical behaviors involving SOIs continuous to attract a lot of attention. As it is shown in this article under the SOIs the X-type vortex shows interesting propagation properties. By applying Richards-Wolf diffraction theory, this three-dimensional (3D) focused field is expressed and analyzed. Here we mainly focus on the intensity distribution of this 3D field, and the behaviors of the total

intensity on the focal plane and on the transverse planes along the beam propagation are discussed. The topological charge of the X-type vortex in this article is chosen as 1, the fundamental charge, and 2 the higher order charge. For the much higher orders, such as 3 or 4, the analyses of these fields can follow the same method that given in this article. The comparison between the behaviors of the field intensity for the incident field with left-handed circular polarization and the right-handed circular polarization are made, which also is discussed with the result in previous study for the linear polarization. It is found that the total intensity of the field shows the transverse focal shift in the focal plane and the rotation behavior along the propagation, and these properties of the intensity are distinguishing from those in the field without SOIs. The main conclusions are: First, the anisotropy parameter c of the X-type vortex is the main reason for generation of the transverse focal shift and the intensity rotation of the X-type vortex, and the semiaperture angle α , polarization state and the topological charge all have effects on manipulation of the intensity distribution. Second, both the rotation direction and the total rotation angle of the intensity pattern of the focused field are independent of the polarization state of the incident field. Third, the difference between the intensity distributions of the strong field for the incident wave with the left-handed circular polarization and the right-handed circular polarization is a result of the SOIs, and the same behavior for these two cases is that they have the same switch value $c = 1$ on the focal plane, which is different from the switch value of the linear polarization. In the case of linear polarization (without the SOIs) the switch value of the anisotropy parameter is always smaller than or equal to 1, i. e., it changes with the system parameters. Fourth, for the second-order of the X-type vortex, although the transverse focal shift and the intensity rotation of the beams are different for the left-handed and right-handed circular polarizations, the distribution of the main vortices and the rotation behavior in two cases are the same. Our work may give a new way to explore the noncanonical vortices and will supply an additional method for tailoring 3D optical fields, which may have potential applications in optical tweezers and other fields.

Key words: Noncanonical vortex; Spin angular momentum; Orbital angular momentum; Tightly focusing; Optical field manipulation

OCIS Codes: 050.1960; 050.4865; 140.3300