

引用格式: LI Yu, LI Peng, WU Dong-jing, *et al.* Tightly Focusing Property of Off-axial Vector Beams[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, **49**(4):0426002

李渝, 李鹏, 吴东京, 等. 离轴矢量光束的紧聚焦特性[J]. 光子学报, 2020, **49**(4):0426002

# 离轴矢量光束的紧聚焦特性

李渝<sup>1,2</sup>, 李鹏<sup>1</sup>, 吴东京<sup>1</sup>, 赵建林<sup>1</sup>

(1 西北工业大学 物理科学与技术学院 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2 西北工业大学明德学院 通识教育学院, 西安 710124)

**摘要:** 基于理查德-沃尔夫矢量衍射积分理论, 数值研究了离轴矢量光束经过高数值孔径透镜后的紧聚焦特性. 通过对比分析偏振奇点离轴的径向、角向矢量光束紧聚焦后, 焦点附近的强度和相位分布规律, 提出了一种由广义柱矢量光束设计紧聚焦场的方法. 此外, 通过分析矢量光束自旋分量的聚焦行为和自旋轨道耦合所诱导的自旋角动量分布变化, 讨论了偏振奇点离轴对称破缺对高阶矢量光束紧聚焦场空间结构, 特别是其自旋角动量空间分布的影响. 该研究结果不仅对矢量光场的紧聚焦特性进行了补充, 也为改进和完善焦场分布提供了理论参考.

**关键词:** 矢量光束; 聚焦; 偏振态; 奇点; 相位

中图分类号: O436.3

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20204904.0426002

## Tightly Focusing Property of Off-axial Vector Beams

LI Yu<sup>1,2</sup>, LI Peng<sup>1</sup>, WU Dong-jing<sup>1</sup>, ZHAO Jian-lin<sup>1</sup>

(1 Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072)

(2 School of General Education, Northwestern Polytechnical University Ming De College, Xi'an 710124)

**Abstract:** The tightly focusing property of vector beams with off-axial polarization singularities are numerically investigated, according to the Richard-Wolf vector diffraction intergration theory. A method for designing speical focal field is proposed, based on the tightly focusing of vector field with generalized polarization distribution, after analyzing the tightly focusing of radially and azimuthally polarized beams. Moreover, the modulation effect of symmetric broken of off-axial polarization singularites on the focused field, especially the modulation effect on the Spin Angular Momentum (SAM) density, are discussed by analyzing the variation of SAM distributions arising from spin-orbital coupling. The results not only rich the tightly focusing property of vector beam, but also provide reference for improving the distribution of focal field.

**Key words:** Vector beam; Focusing; Polarization; Singularity; Phase

**OCIS Codes:** 260.5430; 260.1960; 350.5030; 260.6042

## 0 引言

偏振作为光场的基本属性之一, 在光场传输及与物质相互作用中起着至关重要的作用. 传统的线、圆、椭圆偏振光在垂直光场传输的平面内均呈现均匀分布的偏振态, 即偏振分布与光束的横向空间位置无关. 然而, 通过对光场偏振分布进行适当的调控, 可以有目的地产生一些具有空间非均匀偏振分布的光场, 即矢量

**基金项目:** 国家自然科学基金(Nos.11634010, 11774289), 国家重点研究发展计划(No. 2017YFA0303800), 中央高校科研业务费(Nos. 3102018zy036, 3102019JC008)

**第一作者:** 李渝(1985-), 女, 讲师, 博士研究生, 主要研究方向为空间结构光场的产生与调控. Email: liyu@npumd.edu.cn

**导师(通讯作者):** 赵建林(1958-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为光场调控、成像及数字全息术. Email: jlzhao@nwpu.edu.cn

**收稿日期:** 2019-11-05; **录用日期:** 2020-02-25

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

光场<sup>[1]</sup>, 矢量光场因其独特的空间偏振分布, 在传输<sup>[2]</sup>、聚焦<sup>[3]</sup>等方面展现出许多独特的性质, 极大地拓展了激光的应用价值, 因而在近十年得到了广泛的关注和研究<sup>[4-6]</sup>.

2000年, 罗切斯特大学 BROWN T G 等数值研究了柱矢量光束经过高数值孔径透镜后的紧聚焦特性<sup>[7]</sup>. 其计算结果表明, 在紧聚焦情况下, 径向偏振光可在其焦点附近获得显著增强的纵向电场分量, 并形成突破衍射极限的焦斑, 而角向偏振光则可在焦场获得纯横向的偏振电场. 这些独特的焦场性质, 展现了矢量光束在高分辨率显微成像、光学微操控、激光加工、光学存储等领域巨大的应用价值. 从此, 调控矢量光束以获得具有独特结构的紧聚焦场成为研究矢量光束的一个重要方向. 2002年, ZHAN Qi-wen 等研究了广义柱矢量光束的聚焦性质, 在焦平面附近获得了“平顶”、“空心”等特殊结构的焦场<sup>[8]</sup>. 2006年, KOZAWA Y 等研究了振幅分布为拉盖尔-高斯函数的径向偏振光束的聚焦特性, 并在其焦点附近获得“光笼”场<sup>[9]</sup>. 2008年, WANG Hai-feng 等利用多环带二元相位元件对入射径向偏振光进行调制, 在其焦点附近产生了高纯度的无衍射纵向偏振光, 为纵波激光的发展及应用提供了理论支持<sup>[10]</sup>. 2011年, HUANG Kun 等在理论上推导了高阶矢量光束的一般表达式, 并计算分析了多种高阶矢量光束的紧聚焦特性<sup>[11]</sup>. 矢量光束独特的焦场分布使其在等离子体聚焦<sup>[12]</sup>、平版印刷<sup>[13]</sup>、光学微操控<sup>[14-15]</sup>、电子加速<sup>[16]</sup>和高分辨率成像<sup>[17-18]</sup>等诸多领域发挥着重要的作用. 如, 在光学微操控方面<sup>[19-22]</sup>, 径向偏振光可以提供更大的横向梯度力, 在轴向与水平方向上散射力则较小, 用其观察、捕获、控制粒子时更具优势.

上述研究均采用具有高度对称的光束, 且矢量奇点均位于光场的中心. 然而, 实际情况中, 无论是利用偏振转换元件, 还是干涉叠加方法所产生的矢量光束, 偏振奇点均有可能偏离光束中心, 这种偏振奇点离轴的光束也称为离轴矢量光束. 因此, 有必要进一步研究离轴矢量光束的紧聚焦特性, 这不仅有助于对聚焦实验结果的分析校正, 而且可以进一步发现离轴矢量光束的一些新颖、独特的聚焦性质, 并探索其潜在的应用价值. 本文以理查德-沃尔夫矢量衍射积分理论为基础, 数值模拟研究径向、角向偏振光束、以及高阶矢量光束中偏振奇点离轴情况下, 此类光束经过高数值孔径透镜后的紧聚焦场特性, 分析离轴距离和偏振拓扑荷对紧聚焦场强度、相位、偏振结构和自旋角动量分布的影响, 从而为丰富矢量光场紧聚焦场的调控方法, 拓展矢量光场的应用提供基础支持.

## 1 理论模型

理查德-沃尔夫矢量衍射积分理论是基于麦克斯韦方程组, 并在一定近似条件下得到的一种数学模型. 其基本思路是将焦场附近的场分布视为具有不同方向会聚波矢的振幅矢量的叠加场, 然后通过不同波矢分量积分获得聚焦场的电、磁分量分布. 这种方法适用于描述高数值孔径透镜聚焦条件下焦点附近的光场分布. 理查德-沃尔夫矢量衍射积分式可表示为<sup>[23]</sup>

$$\mathbf{E}(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi\omega} \iint_{\Omega} \mathbf{A}(\mathbf{s}) \exp[ik(\mathbf{s} \cdot \mathbf{r})] d\Omega \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{A}(\mathbf{s}) = \mathbf{a}(\mathbf{s}) \exp[ik\Phi(\mathbf{s})]$  为入射光场的振幅矢量,  $\mathbf{a}(\mathbf{s})$  为电场强度因子,  $\Phi(\mathbf{s})$  为光学系统的像差函数,  $d\Omega$  为立体角微元. 其对应的聚焦模型如图 1, 波矢为  $\mathbf{k}$  的入射光束经过透镜聚焦后, 变为一个包含多个平面波的汇聚波包, 其中的平面波具有对应的入射光线转迹后的波矢  $\mathbf{s}$  和电场, 焦场的电场强度矢量等于这些平面波的电场的积分. 图中,  $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\phi)$  和  $(\mathbf{e}'_r, \mathbf{e}'_\phi)$  为柱坐标系下的单位矢量,  $P(r)$  为光瞳函数, 表征入射光场的光线密度分布;  $P(\theta) = \cos^{1/2}(\theta)$  为切趾函数, 表征会聚光场的光线密度分布,  $\theta$  为聚焦光线与光轴的夹角.

对于一般矢量光束, 可将其分解为沿  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的三个偏振分量, 则电场分布可写成一个关于透镜角坐标  $(\theta, \phi)$  的矩阵, 其通用表达式为

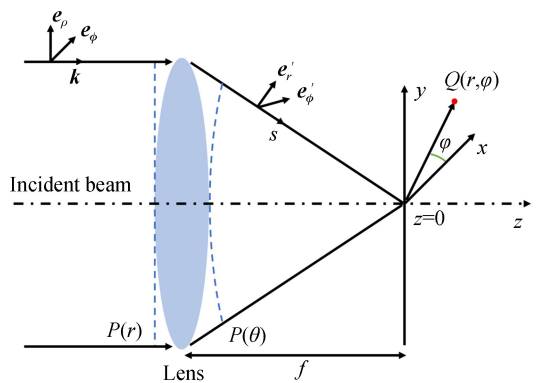


图 1 矢量光束聚焦模型

Fig.1 Focusing model of vector beams

$$\mathbf{A}_1(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi (\cos \theta - 1) + 1 & (\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi & -\sin \theta \cos \phi \\ (\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi & \sin^2 \phi (\cos \theta - 1) + 1 & -\sin \theta \sin \phi \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

因此,假设光束在  $x, y, z$  轴上的偏振分量分别为  $a, b, c$ , 则  $\mathbf{A}(\mathbf{s})$  可表示为

$$\mathbf{A}(\mathbf{s}) = f l_0(\theta) P(\theta) \mathbf{A}_1(\theta, \phi) \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \exp [i\Delta\alpha(\theta, \phi)] \quad (3)$$

式中,  $\Delta\alpha(\theta, \phi)$  是入射光场的相位分布,  $l_0(\theta)$  为振幅函数. 当  $a, b, c$  中一个为 1 且另外两个为 0 时, 入射光束具有线偏振态; 当  $a = \cos \phi, b = \sin \phi, c = 0$  时, 入射光束则具有径向偏振分布; 当  $a = -\sin \phi, b = \cos \phi, c = 0$  时, 入射光束具有角向偏振分布. 利用式(1)~(3), 可进一步得到聚焦场的电场强度矢量为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = -\frac{ik}{2\pi} f \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l_0 \exp [i\Delta\alpha(\theta, \phi)] \exp [ik(z \cos \theta) + \rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi)] \begin{bmatrix} a [\cos^2 \phi (\cos \theta - 1) + 1] + b [(\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi] - c \sin \theta \cos \phi \\ a [(\cos \theta - 1) \cos \phi \sin \phi] + b [\sin^2 \phi (\cos \theta - 1) + 1] - c \sin \theta \sin \phi \\ a \sin \theta \cos \phi + b \sin \theta \sin \phi + c \cos \theta \end{bmatrix} d\phi d\theta \quad (4)$$

式(4)为聚焦光场的通用表达式, 不仅适用于柱对称的矢量光束, 同样也适用于离轴矢量光束. 因此, 调节初始光场的空间结构时, 仅需要改变  $a, b, c$  的分布形式.

设矢量光束的偏振奇点位置由坐标原点  $(0, 0)$  偏离到任一横向位置  $(x_0, y_0)$ , 其离轴距离为  $r_0^2 = x_0^2 + y_0^2$ , 所对应的初始会聚角为

$$\theta_1 = \arcsin (r_0 / f) \quad (5)$$

此时, 角坐标改写为

$$\phi' = \arctan [(\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_1 \sin \phi_1) / (\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_1 \cos \phi_1)] \quad (6)$$

相应地, 矢量光束在  $x, y, z$  轴上的偏振分量分别为

$$\begin{cases} a = \cos (l \cdot \phi' + \phi_0) \\ b = \sin (l \cdot \phi' + \phi_0) \\ c = 0 \end{cases} \quad (7)$$

由式(7)可知, 通过调节偏振阶数  $l$  和初始相位  $\phi_0$ , 可以调控入射光场的偏振结构. 如, 当  $l = 1, \phi_0 = 0$  时, 入射光束为偏振奇点离轴的径向偏振光束; 当  $l = 1, \phi_0 = \pi/2$  时, 入射光束则为偏振奇点离轴的角向偏振光束. 数值模拟分析中, 所采用的背景光场均为贝塞尔-高斯光场, 对应的场分布表示为

$$E = \frac{1}{1 + iz/z_0} \exp \left( -\frac{r^2/\omega_0^2}{1 + iz/z_0} \right) \exp \left[ -\frac{i\beta^2 z / (2k)}{1 + iz/z_0} \right] J_l \left( \frac{\beta r'}{1 + iz/z_0} \right) \quad (8)$$

式中,  $z_0$  为瑞利长度,  $\omega_0$  为光斑束腰半径,  $\beta = 0.5 \text{ mm}^{-1}$  为调节光斑形状的常数,  $J_l(\cdot)$  为  $l$  阶第一类贝塞尔函数,  $r'$  为离轴后的径向坐标. 在本文数值计算中, 均选用波长  $\lambda$  为  $632.8 \text{ nm}$ , 束腰半径  $\omega_0$  为  $2 \text{ mm}$ , 数值孔径 NA 为  $0.9$ , 瞳孔半径和光束束腰比值为 1 的统一参量进行数值计算. 同时, 考虑到光场的旋转对称性, 偏振奇点均沿  $y$  方向偏离坐标原点, 偏离距离为  $r_0$ .

## 2 一阶离轴矢量光场

图 2(a) 为离轴距离  $r_0 = 0.4\omega_0$  情况下径向偏振光束的强度及偏振态分布. 可以看出, 偏振奇点处光强为 0, 产生暗核; 当偏振奇点偏离光轴时, 矢量光束的暗核位置随之改变, 振幅分布不再满足柱对称性. 同时, 无论是径向或角向偏振光束, 其偏振奇点位置的横向偏移, 使得光束的空间偏振分布不再满足柱对称性, 虽然总体上依然相对保持径向或角向偏振.

### 2.1 径向偏振光束

图 2(b)~2(e) 分别给出了  $r_0 = 0, 0.2\omega_0, 0.4\omega_0$  和  $0.6\omega_0$  情况下, 径向偏振光束的紧聚焦场在  $y-z$  平面上的强度分布. 可以看出, 当  $r_0 = 0$  时, 焦场呈关于原点对称的椭圆形分布, 且椭圆长轴与光轴方向 ( $z$  方向)

平行,如图中黑色箭头所示.当偏振奇点离轴后,焦斑仍然呈椭圆状,但长轴方向相对于  $y$  轴正方向产生一定角度的偏转,表明光场在传输过程中逐渐离轴,能量向着奇点离轴方向补充.当  $r_0 < 0.4\omega_0$  时,偏转角度随离轴距离增加而变大,但当  $r_0 > 0.4\omega_0$  时,偏转角度随离轴距离增加变化不明显.

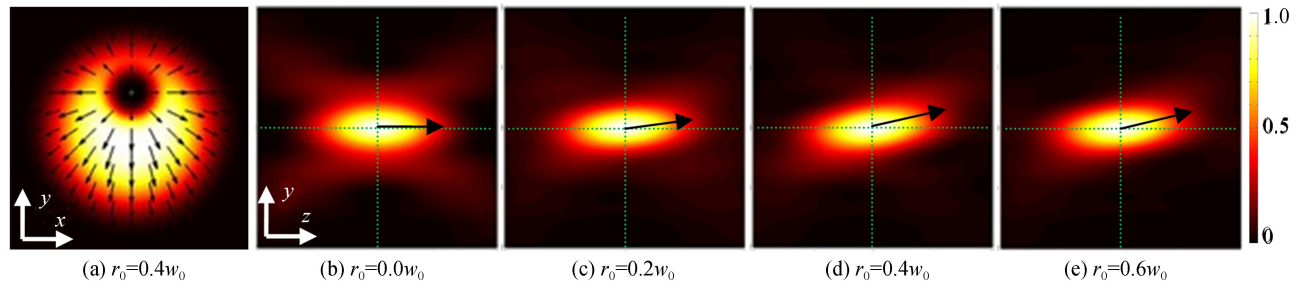


图2  $r_0 = 0.4\omega_0$  时的径向偏振光束强度及偏振态分布和不同离轴情况下径向偏振光束紧聚焦场在  $y-z$  平面内的强度分布

Fig.2 Intensity and polarization distributions of input Bessel-Gaussian beam with  $r_0 = 0.4\omega_0$  off-axial polarization singularity and intensity distributions in the  $y-z$  plane for the incidences of radially polarized beams with different off-axial distances

图 3(a)~3(c)为不同离轴距离情况下,径向偏振光束紧聚焦时,焦场轴向、径向和角向分量的强度分布.插图为各分量在  $y-z$  平面上的强度分布.当  $r_0 = 0$  时,即理想的径向偏振光束入射时,其焦场的轴向分量最大,为一个圆形光斑;径向分量在光轴上的强度为 0,呈环状轴对称分布,且其强度比轴向分量小很多;角向分量则为 0.偏振奇点离轴后,各分量的强度随之发生变化,如图 3 所示,随着离轴距离的增大,轴向分量强度逐渐减小,但其在横向( $x-y$  平面)和轴向上的结构保持不变.图 3(d)为  $r_0 = 0.4\omega_0$  时,焦平面各分量的相位分布

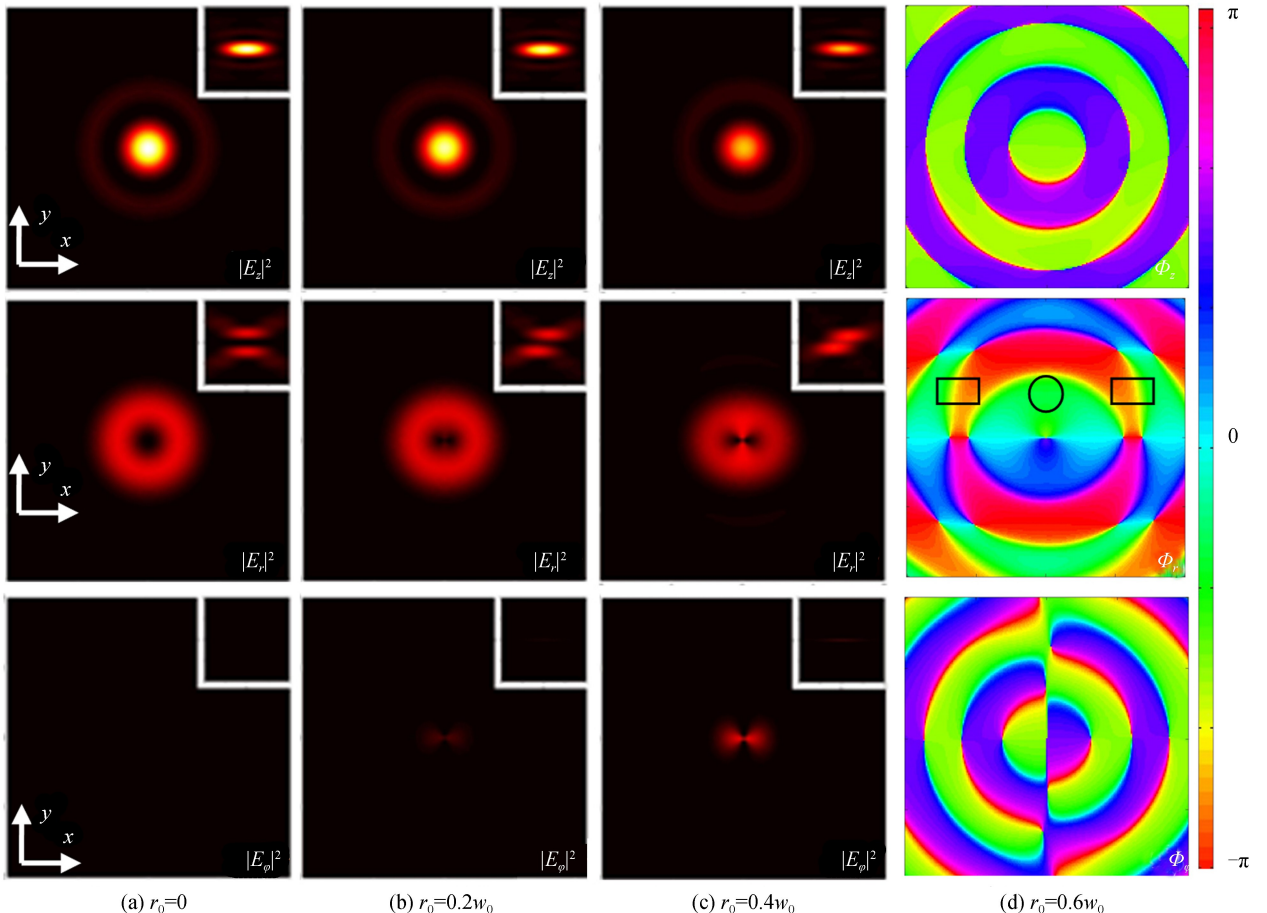


图3 不同离轴距离时,径向偏振光束的紧聚焦场各分量的横向强度和相位分布.插图:对应强度在  $y-z$  平面的分布  
Fig.3 Intensity and phase distributions in the focal plane generated from the tightly focusing of radially polarized beams with different off-axial distances. Insets: intensity distributions in the  $y-z$  plane

布.可以看出,轴向分量呈现等间隔且相位差为 $\pi$ 的环状相位分布,结合该情况下的强度分布可知,轴向分量具有零阶贝塞尔分布特性.

由图 3(a)~3(c)所呈现的径向分量的分布变化特征可看出,随着偏振奇点离轴距离的增加,径向分量强度在离轴方向上逐渐增强,而在其正交方向上仍然保持暗核结构.径向分量相位分布如图 3(d),随着光强度在 $r_0$ 方向上的集中,原有的单个奇点劈裂为以原点为中心的类偶极子形式的双奇点,原点位置呈现出位错为 $\pi$ 的相位分布.这种相位关系导致平行于 $r_0$ 方向出现两个亮斑,而垂直于 $r_0$ 方向出现两个暗点,分别与相位分布图中两个方框所示的相位奇点对应.值得注意的是,不同于轴向分量,从 $y-z$ 平面看,随着偏振奇点离轴距离的增大,径向偏振光上下两个光斑沿着 $z$ 轴方向产生相对位移,该位移随着偏振奇点离轴距离的增大而增大.总体上,如图 2 所示,光场的总强度分布沿 $z$ 方向发生了一定偏转.由图 3(a)~(c)所呈现的角向分量的分布特征可看出,随着偏振奇点偏离光场中心,角向分量逐渐增大,其所呈现的强度分布与径向分量的强度分布呈现互补的关系.对比轴向和横向分量强度变化特征可以得出,随着偏振奇点离轴距离的增大,更多的轴向分量转化为横向分量.

这种新颖的焦场重构现象可以通过构成矢量光束的两个自旋分量在聚焦过程中的演化行为进行描述.矢量光束可由两个具有相反自旋态的圆偏振涡旋光束(其对应的自旋角动量沿 $z$ 方向)的同轴叠加而成,而两个圆偏振涡旋光束携带着不同的螺旋相位(可视为内禀的几何相位)<sup>[24]</sup>,如径向偏振光束,其右旋圆偏振涡旋分量所携带的螺旋相位为 $\exp(i\phi')$ ,左旋圆偏振涡旋分量所携带的螺旋相位为 $\exp(-i\phi')$ .对于离轴涡旋,传输过程中涡旋奇点在背景场作用下,相对于光场的“重心”移动,如参考文献[25]所述,对于单奇点涡旋,传输到远场时,相位奇点相对于光场“重心”旋转 $\pi/2$ ,其旋转方向由涡旋拓扑荷的正负性相关<sup>[25-26]</sup>.同时,这种相位奇点的旋转将导致光场的旋转对称轴和“重心”随之发生旋转.图 4(a)和 4(b)分别为 $r_0=0$ 和 $0.4r_0$ 时焦平面三个方向的自旋角动量密度分布情况.由图可知,理想的径向偏振光束紧聚焦后,由于产生了径向分量,因此在焦平面诱导出了沿角向的自旋角动量,此时自旋角动量的轴向分量为零.对于离轴径向偏

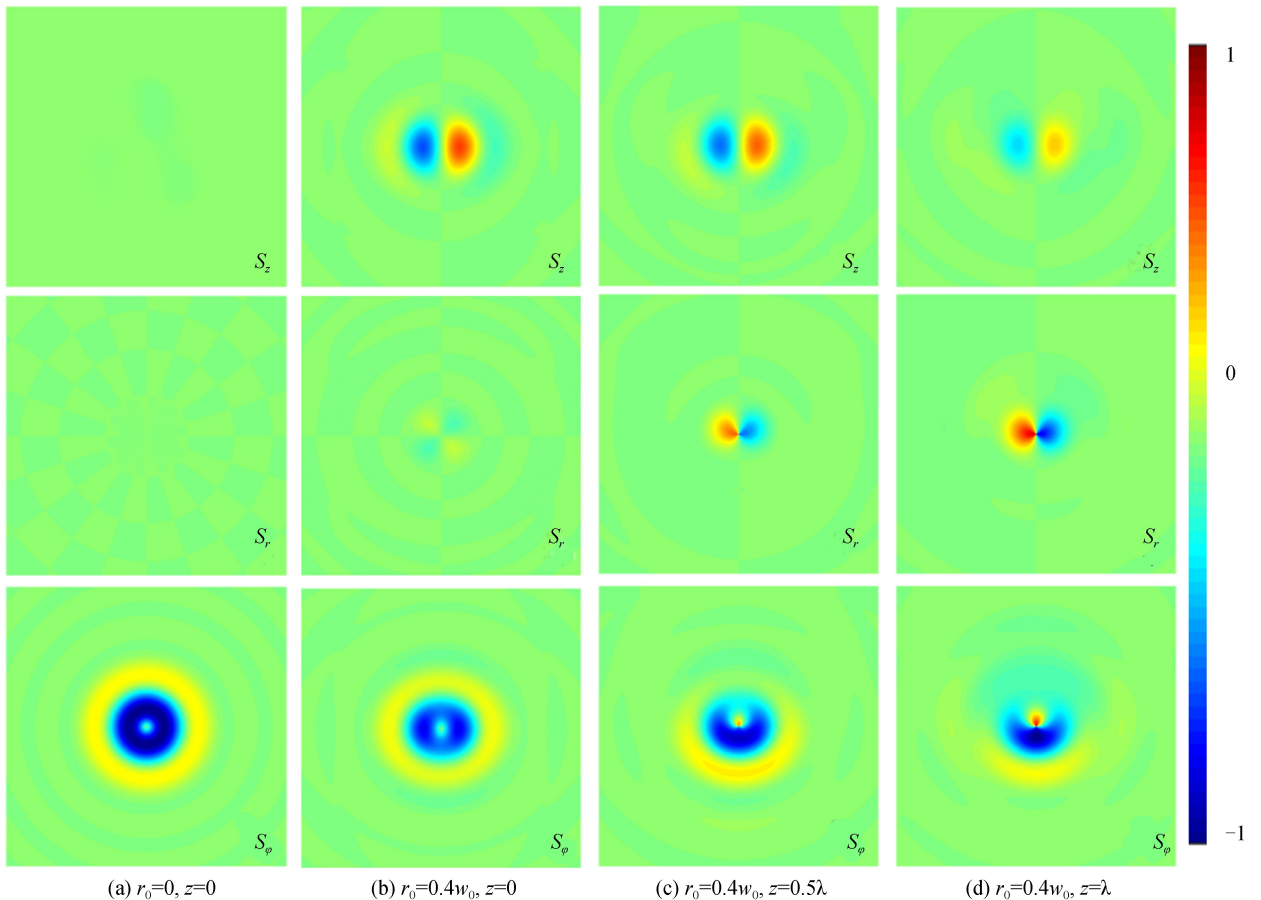


图 4 不同径向偏振光束紧聚焦场和离焦场的自旋角动量密度分布  
Fig.4 Spin Angular Momentum (SAM) density distributions in different transverse planes

振光束,其左、右旋圆偏振涡旋分量在聚焦过程中,产生了与其所携带的螺旋相位相关的位移.在焦平面处,右旋圆偏振涡旋分量的相位奇点沿逆时针方向旋转  $\pi/2$ ,而左旋圆偏振涡旋分量的相位奇点沿顺时针方向旋转  $\pi/2$ ,由此导致左、右旋分量的“重心”沿顺时针方向分别旋转了  $\pm\pi/2$ ,结果如图 4(b)中  $S_z$  分量分布所示,即轴向自旋角动量产生了沿水平方向的分离,这种自旋相关的分离也被称之为光自旋霍尔效应<sup>[24]</sup>.图 4(c)和 4(d)分别为距离焦平面  $0.5\lambda$  和  $\lambda$  的平面上的自旋角动量密度分布情况.由图可知,随着离焦距离的增大,自旋分量的横向波矢分量不断增大,自旋角动量方向随之发生旋转,由轴向逐渐向横向耦合,明显地,自旋角动量的径向分量不断增大.而随着离焦距离的增大,光场的对称破缺,导致了耦合的横向自旋角动量产生明显的对称破缺.

### 2.2 角向偏振光束

不同于径向偏振光束所呈现的轴向分量显著增强现象,角向偏振光束紧聚焦后,依然能够保持原有的偏振特性,即焦场的轴向和径向分量为零.图 5(a)~5(d)为偏振奇点离轴距离分别等于  $0$ 、 $0.2w_0$ 、 $0.4w_0$  和

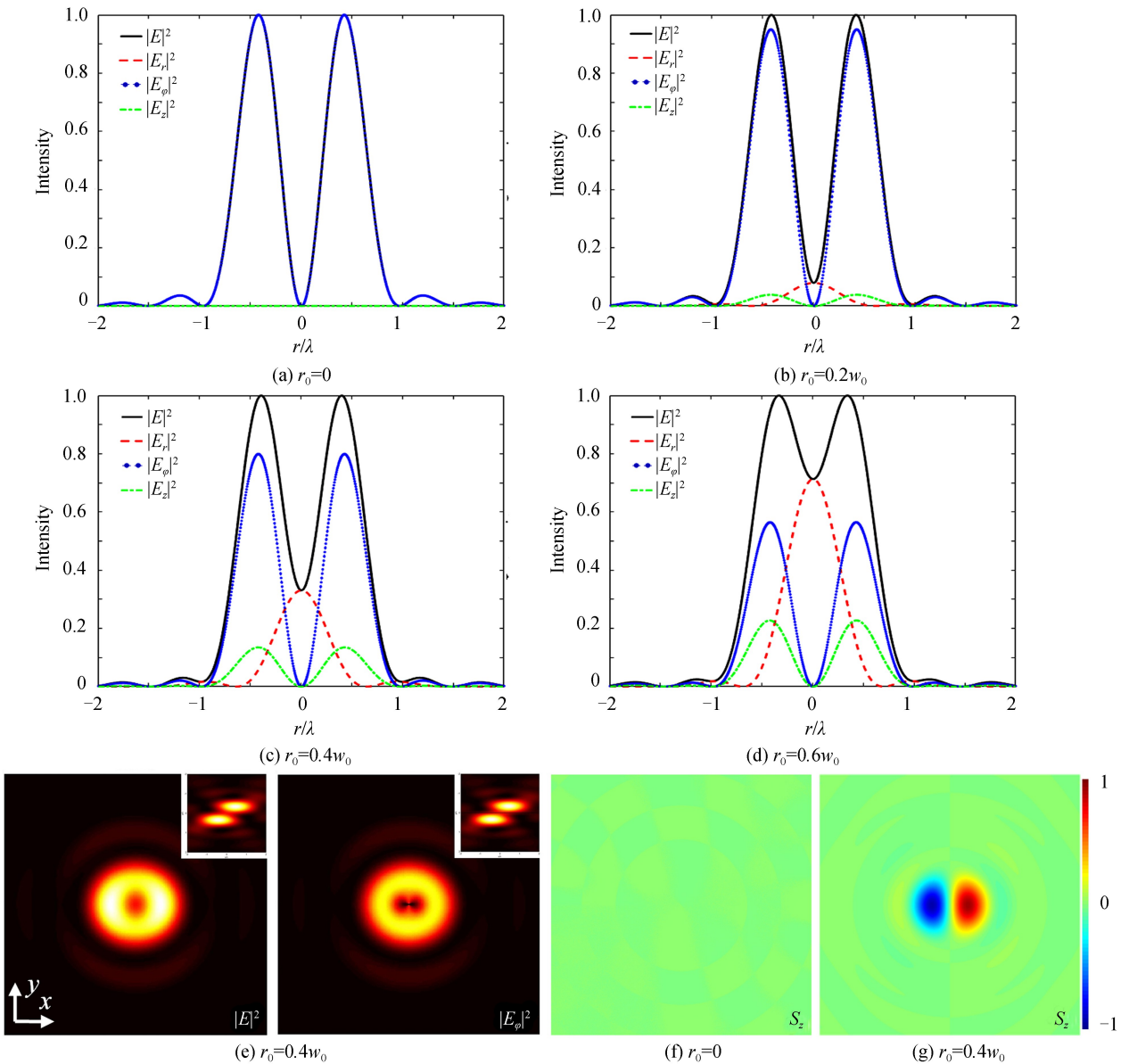


图 5 不同离轴距离时,角向偏振光束的紧聚焦场各分量强度分布及离轴诱导的自旋相关劈裂.插图: 对应强度在  $y-z$  平面的分布

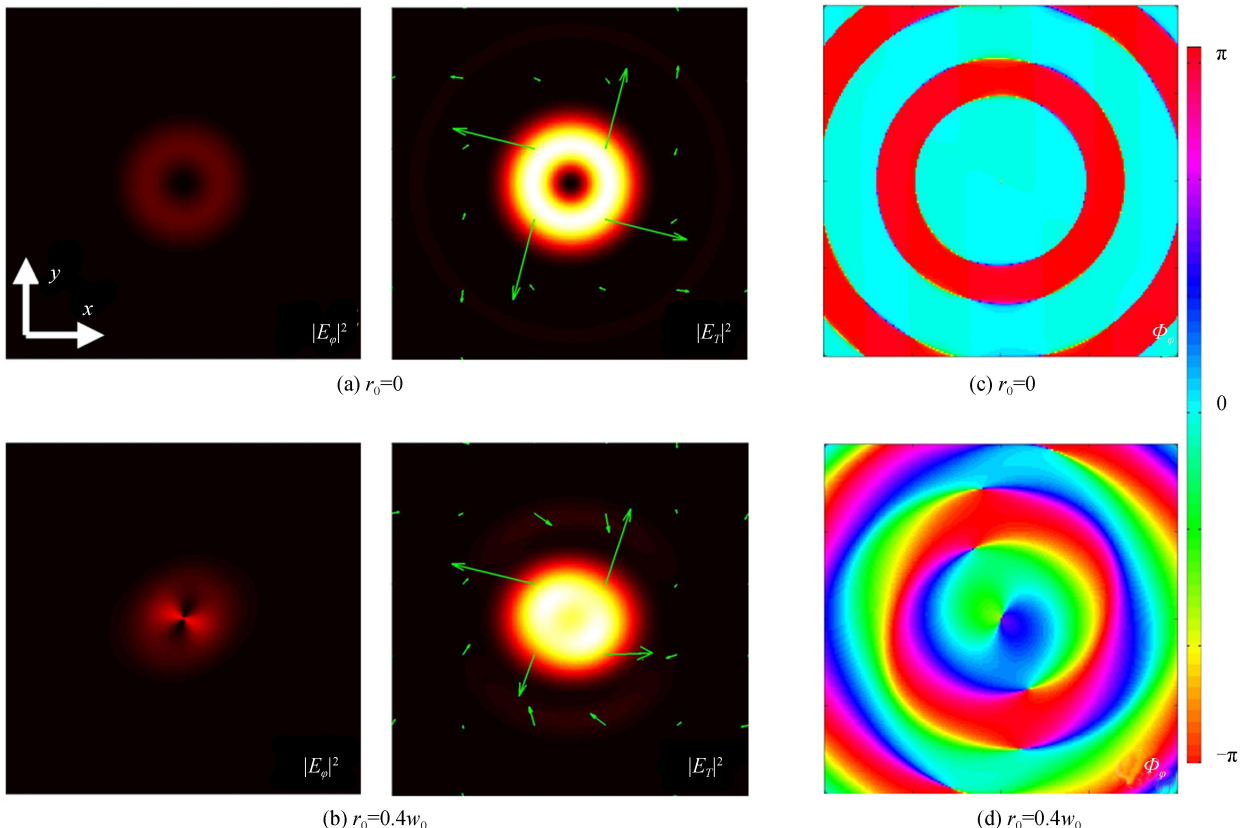
Fig.5 Intensity and phase distributions in the focal plane generated from the tightly focusing of azimuthally polarized beams with different off-axis distances, and spin-dependent splitting induced by off-axial polarization singularity. Insets: intensity distributions in the  $y-z$  plane

0.6 $w_0$ 时,角向偏振光束紧聚焦场的总强度和各分量强度沿径向的分布关系.从图中可以直观地看出,随着离轴距离的增大,角向分量所占的比例逐渐减少,而径向分量则显著增加.特别地,从强度包络图曲线(虚线)可以看出,不同于角向分量,径向分量呈现出一个亮斑结构,即能量集中在 $r=0$ 附近.同时,随着离轴距离的增大,轴向分量也逐渐增大,但其所占总能量比例相比其它两个分量要小许多.总体上,当 $r_0 \leq 0.4w_0$ 时,原有的环形光斑结构未发生明显变化,但随着 $r_0$ 进一步增大,焦场中心强度逐渐增大,原有的暗核逐渐消失.

图5(e)为 $r_0=0.4w_0$ 时,角向偏振光束紧聚焦场的总强度和角向分量的横向分布.插图为 $y-z$ 平面上的强度分布.对比图3中的结果可以看出,由于偏振奇点离轴,打破了光场强度和偏振结构的旋转对称性,导致聚焦场的各分量分布也随之发生变化,特别是与偏振特性对应的分量,在轴向上的分布发生了明显变化.如图5(e)所示,角向分量强度图中的两个光斑沿 $z$ 轴方向产生了一定位移,总强度分布也呈现出同样的变化.总体上,由于偏振奇点离轴,诱导了光场强度和偏振态分布的旋转对称破缺,进一步改变了光场的能流方向,如图2(b)~2(e).随着离轴距离的增大,横向能流逐渐增大且指向偏振奇点,在 $x-y$ 坐标系下进行分解,这种横向能流既具有角向分量,同时也具有径向分量.图5(f)和(g)分别为 $r_0=0$ 和 $0.4w_0$ 的角向偏振光束焦平面的轴向自旋角动量密度分布.可以看出,对于角向偏振光束,离轴对称破缺同样诱导了自旋相关的劈裂,由于两个自旋分量具有与径向偏振光束两自旋分量相同的拓扑荷,因此两个自旋分量的位移方向与图4结果相同.由于偏振奇点离轴大小发生改变时,其焦场的形状随之发生相应改变,因而可以通过调节初始光场偏振奇点的空间位置,实现对光束聚焦场的调控.

### 2.3 广义柱矢量光束

广义柱矢量光束,可以通过径向和角向偏振光束的同轴相干叠加获得,这意味着通过调控两种特殊偏振光场的比例关系(该比例关系取决于初始相位差 $\phi_0$ ),可以实现对紧聚焦场三个分量的调节,进而实现对光场的总聚焦场强度、相位和偏振态分布的设计.图6对比了 $\phi_0=24^\circ$ , $r_0=0$ 和 $0.4w_0$ 两种情况下广义柱矢量光束的紧聚焦场特性.其中,图6(a)为 $r_0=0$ 时,焦平面内的角向和横向强度分布,图6(c)为角向分量的相位分布.可以看出,此种情况下,焦场的径向和角向分量依然保持了环形结构,横向光场呈现出一个环形光斑,横向偏振方向如图中箭头所示,呈现出与入射场相同的偏振态.但当 $r_0=0.4w_0$ 时,偏振奇点离轴导致了焦场径向和角向分量强度结构旋转对称性的破缺.图6(b)为焦平面内角向和横向分量的强度分布,图6(d)为角



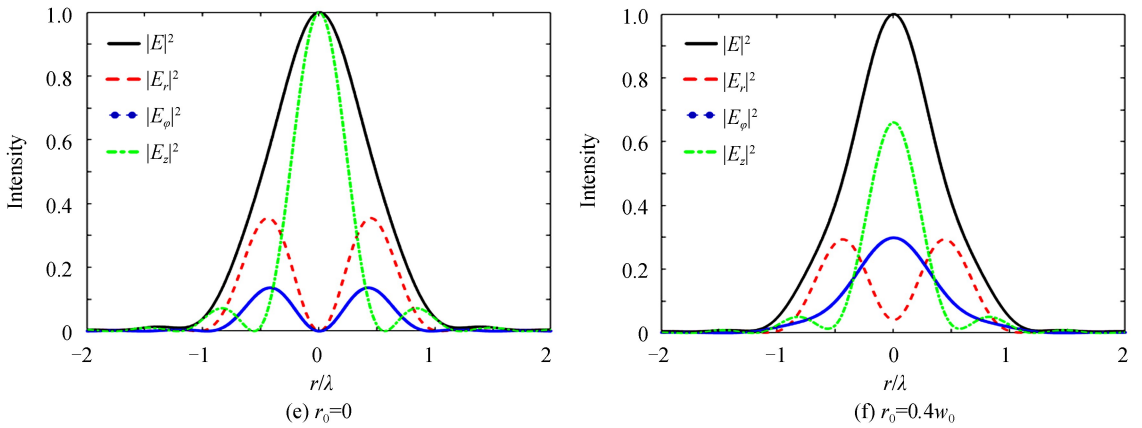


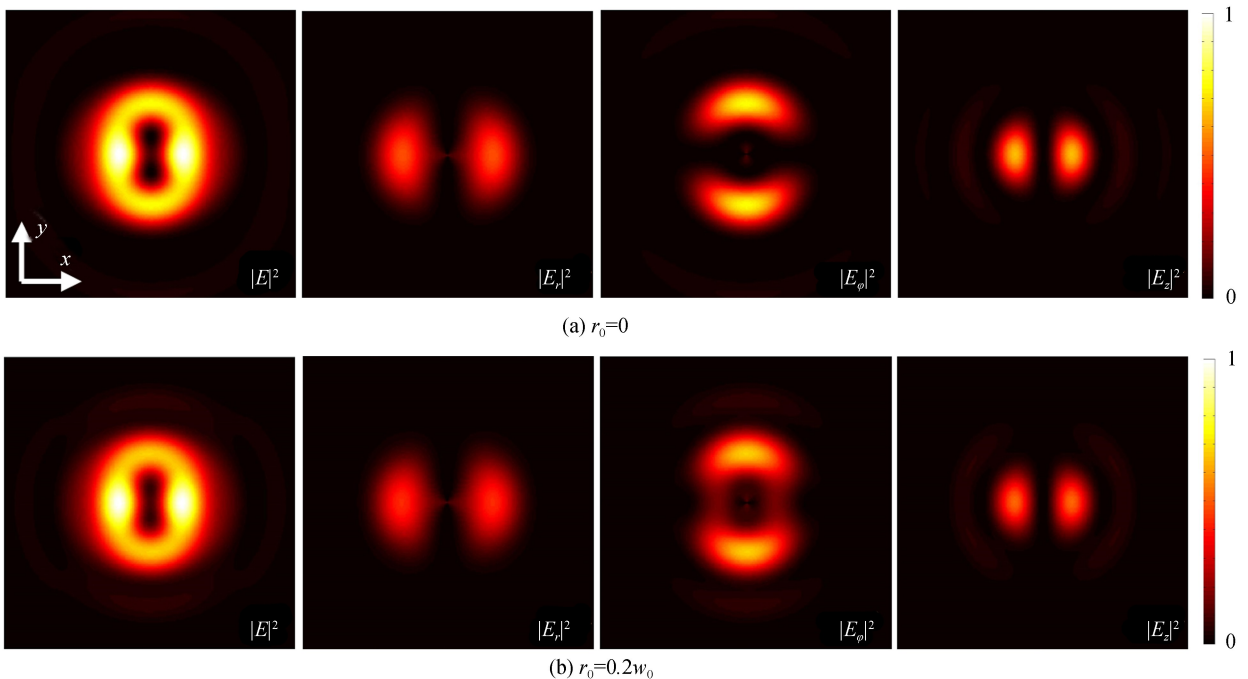
图 6 不同离轴距离  $\phi_0=24^\circ$  广义柱矢量光束的紧聚焦特性

Fig.6 Tightly focusing properties of generally polarized beams with  $\phi_0=24^\circ$  but different off-axis polarization singularities. 由图可知,与角向偏振光束的横向强度分布变化相似,广义柱矢量光束的角向分量呈现出相同的强度分布,但是旋转了  $\phi_0$ .

为了充分对比偏振奇点离轴对各分量的影响,图 6(e)和 6(f)给出了离轴前后 ( $r_0=0$  和  $0.4w_0$ ) 总强度、径向、角向和轴向分量沿径向的光强分布关系.结果表明:偏振奇点未离轴时,广义柱矢量光束的径向偏振分量紧聚焦后,产生了轴向和径向分量.随着偏振奇点离轴距离的增大,由径向偏振分量产生的轴向分量逐渐减小,同时由于径向分量部分转化成了角向分量,使得角向分量显著增大.对于角向偏振分量,偏振奇点离轴导致了角向分量向径向分量的转化,如图 5(c)所示,因此图 6(f)中对应的径向分量,在  $r=0$  处强度不再为零.上述结果表明,通过控制广义柱矢量光束的偏振特性,利用偏振奇点离轴诱导的对称破缺和各分量之间的转化,可以实现特殊焦场的设计.

### 3 高阶离轴矢量光束

高阶矢量光束在紧聚焦过程中,同样展现出诸多独特的性质,特别是其紧聚焦场会出现降阶现象(紧聚焦场的偏振阶数  $l'$  与入射场的偏振阶数  $l$  满足  $l'=l-1$ ),同时,焦场呈现出丰富的旋转对称性.图 7 分别为  $r_0=0, 0.2w_0$  和  $0.4w_0$  情况下二阶柱矢量光场的紧聚焦场总强度和各分量强度分布.由图可以看出,理想情





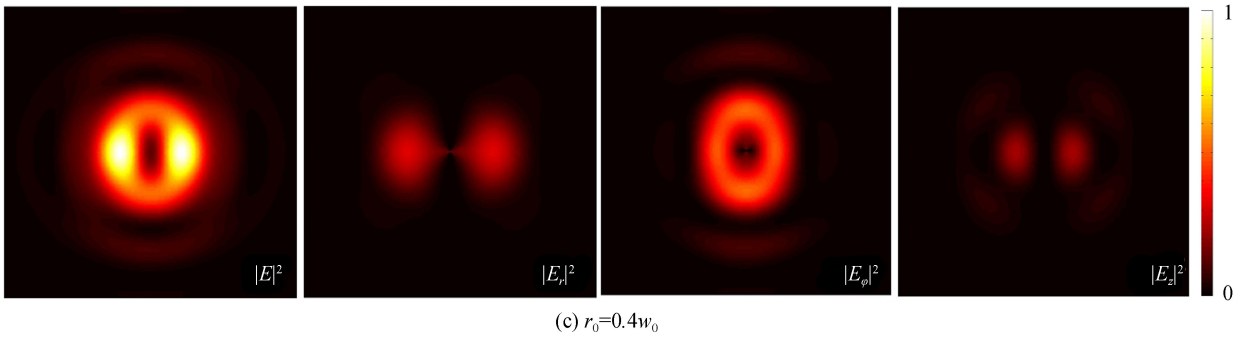


图7 不同离轴距离二阶矢量光束( $l=2$ )的焦场强度分布

Fig.7 Intensity distributions at the focal plane of 2nd-order cylindrically polarized field with different off-axial polarization singularity

况下的总强度出现两个关于光轴对称的奇点,呈轴对称的椭圆环形分布;径向、角向和轴向分量强度分布均呈现出双瓣状的一阶模式图案,表明在焦场产生了降阶现象.当偏振奇点离轴后,径向和轴向分量强度逐渐减小,但是其强度分布形状不变.而角向分量则由双瓣状的一阶模式转化为椭圆形光斑.

图8为 $r_0=0, 0.2w_0$ 和 $0.4w_0$ 的情况下,三阶柱矢量光束紧聚焦后,其焦场总强度和各分量强度分布.在理想情况下,总强度分布为一个中心呈“X”形暗核的圆角方形光斑,径向、角向和轴向分量均呈现出二阶模式强度分布,即出现降阶现象.当偏振奇点离轴后,中心的“X”形暗核缩小为“沙漏”形暗核,径向分量的强度

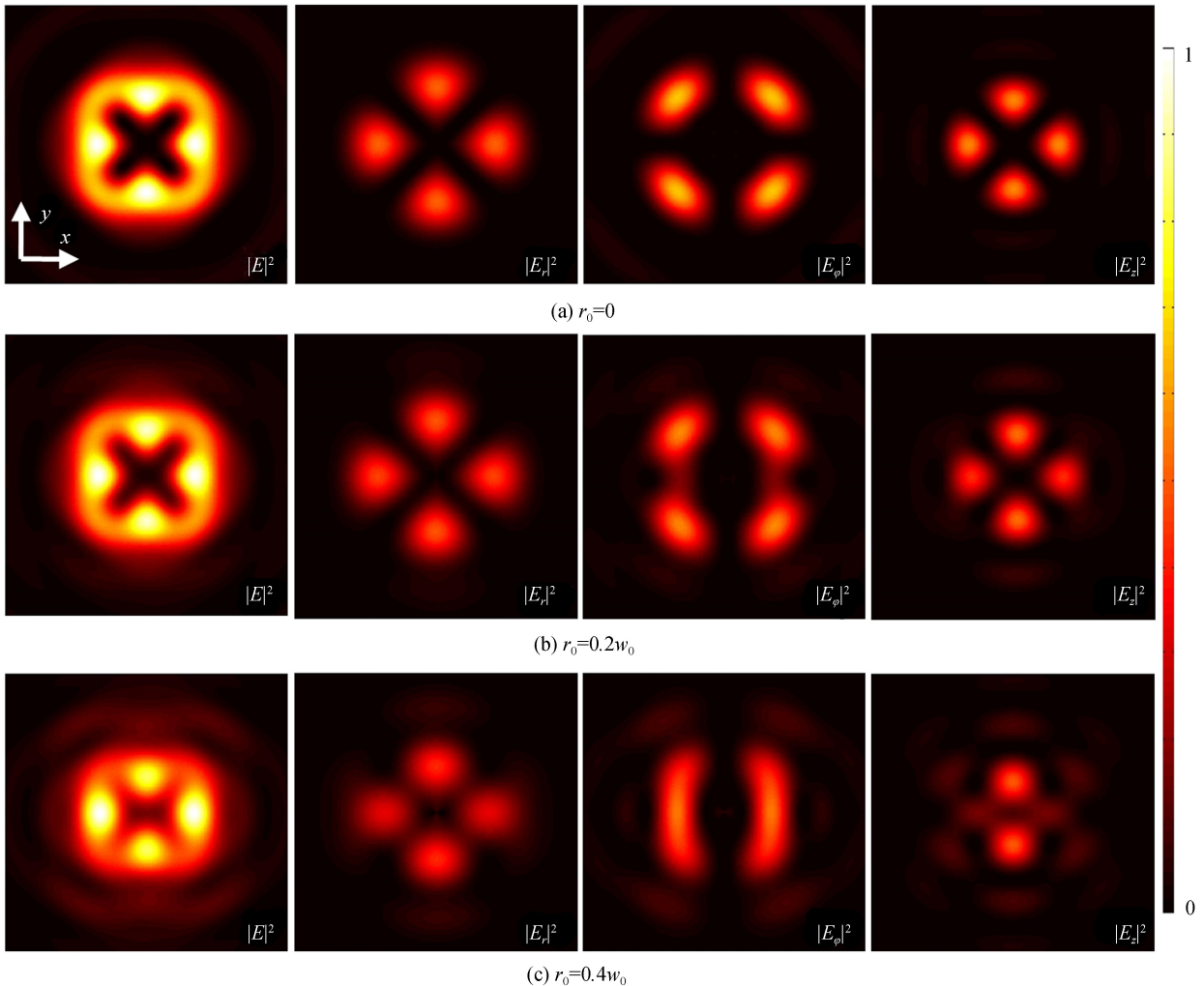


图8 不同离轴距离三阶矢量光束( $l=3$ )的焦场强度分布

Fig.8 Intensity distributions at the focal plane of 3rd-order cylindrically polarized field with different off-axial displaced polarization singularity

分布随离轴距离变化不明显,仅出现强度逐渐降低的现象.角向分量的四个光斑沿位移方向逐渐靠近,形成“括号”形的强度分布,模式结构由四重旋转对称降低为二重旋转对称.轴向分量受偏振奇点离轴引起的对称破缺影响,模式结构也由四重旋转对称降低为二重旋转对称,对应的总强度对称性也发生了显著变化.

同样地,分析了偏振奇点离轴对高阶矢量光束紧聚焦场的自旋角动量分布的影响.图9为未离轴和离轴距离均为 $0.4w_0$ 的二阶和三阶矢量光场,紧聚焦焦平面处自旋角动量密度的三个分量的分布.显然,对于高阶矢量光束,离轴对称破缺同样诱导了自旋相关的分离.如图9(b)和9(d)中 $S_z$ 分量分布所示,这种自旋相关分离的旋转对称性与偏振阶数无关,且随着偏振阶数的增大,其自旋分量的涡旋相位拓扑荷和暗核随之增大,由此导致两自旋分量“重心”偏移量增大,与之相关的自旋相关分离也逐渐增大.与径向和角向偏振光束不同,由于高阶矢量光束的紧聚焦场具有丰富的径向、角向和轴向分量,在未离轴情况下,同时表现出旋转对称的横向自旋角动量分布,如图9(a)和9(c)中 $S_r$ 分量所示.对比离轴前后自旋角动量各分量的变化情况,可以发现,对称破缺诱导了轴向自旋角动量分量,而横向自旋角动量则相应地减小,即出现了横向自旋角动量向轴向分量的转化.

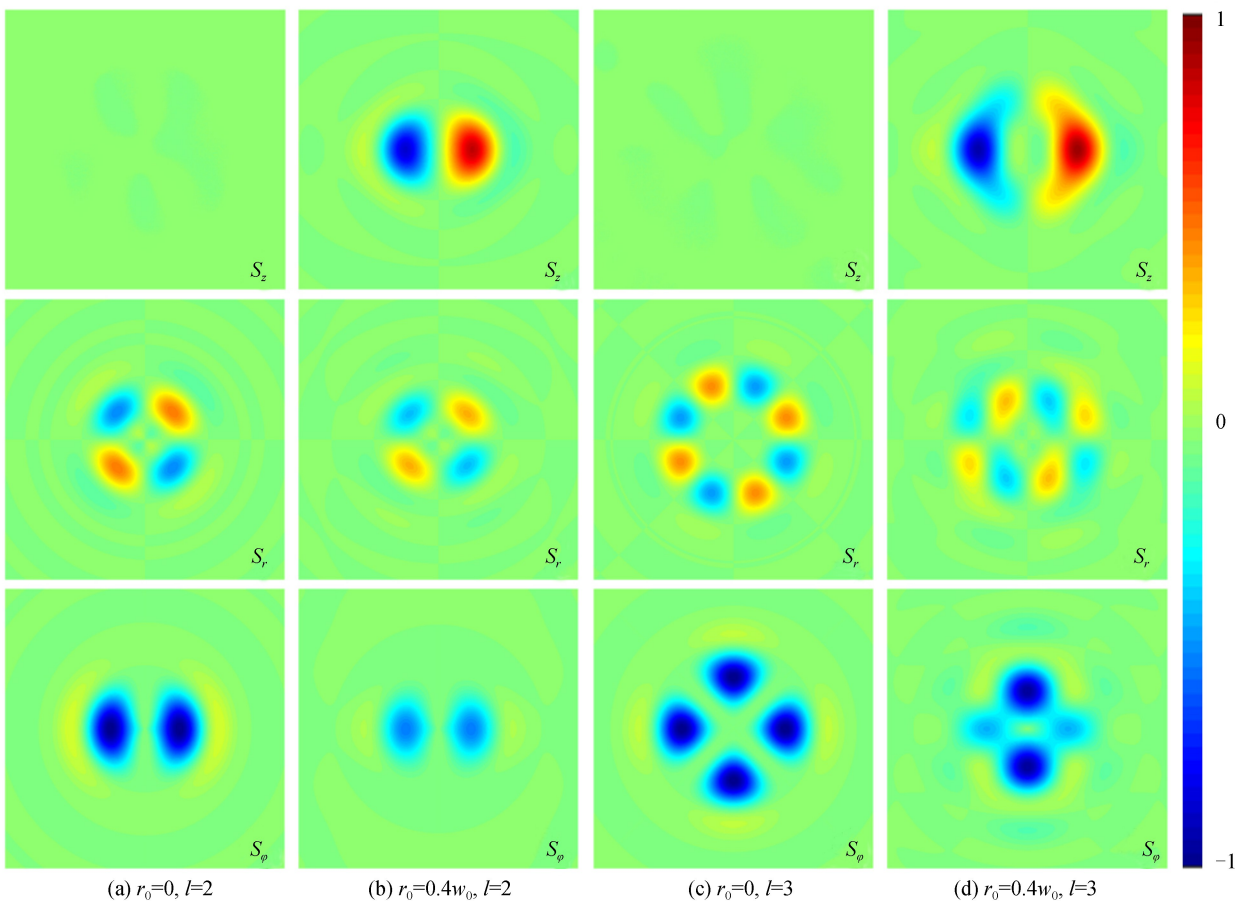


图9 离轴二、三阶矢量光束的紧聚焦场焦平面处自旋角动量密度分布

Fig.9 Spin angular momentum (SAM) density distributions in the focal plane of the  $l=2$  and  $3$  vector beams

## 4 结论

本文研究了离轴矢量光束的紧聚焦特性,分析了离轴距离和入射光束旋转对称性对矢量光束焦场强度、相位和自旋角动量分布的影响.结果表明:偏振奇点离轴导致了径向偏振光束紧聚焦后,其径向和轴向分量部分转化为角向分量;而角向偏振光束则产生了径向和轴向偏振分量.基于此,证明了通过调节径向和角向分量比值,利用广义柱矢量光束设计特殊紧聚焦场的可行性.另一方面,研究了偏振奇点离轴对高阶矢量光束紧聚焦场的影响,发现偏振奇点离轴产生的对称破缺,能够显著调节高阶矢量光束紧聚焦场的旋转对称性.相关结果可为分析和调节矢量光束实际紧聚焦场提供理论参考,也为设计具有特殊强度和偏振态分布的聚焦场提供了一种有效的实现手段.

## 参考文献

- [1] ZHAN Qi-wen. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, **1**(1): 1-57.
- [2] LIU Sheng, LI Peng, ZHANG Yi, *et al.* Transmission and control of polarization modulation light field in free space[J]. *Acta Optics Sinica*, 2016, **36**(10): 1026001.  
刘圣, 李鹏, 章毅, 等. 自由空间中偏振调制光场的传输及控制[J]. *光学学报*, 2016, **36**(10): 1026001.
- [3] CHEN Jian, ZHAN Qi-wen. Tailoring laser focal fields with vectorial optical fields[J]. *Acta Optics Sinica*, 2019, **39**(1): 0126002.  
陈建, 詹其文. 矢量光场与激光场定制[J]. *光学学报*, 2019, **39**(1): 0126002.
- [4] PAN Yue, DING Jian-ping, WANG Hui-tian. Manipulation on novel vector optical fields: introduction, advances and applications[J]. *Acta Optics Sinica*, 2019, **39**(1): 0126001.  
潘岳, 丁剑平, 王慧田, 等. 新型矢量光场调控: 简介、进展与应用[J]. *光学学报*, 2019, **39**(1): 0126001.
- [5] FU Shi-yao, GAO Chun-qing. Selective generation of arbitrary vectorial vortex beams[J]. *Acta Optics Sinica*, 2019, **39**(1): 0126014.  
付时尧, 高春清. 矢量涡旋光束的模式连续可调生成技术[J]. *光学学报*, 2019, **39**(1): 0126014.
- [6] WANG Jian, LIU Jun, ZHAO Yi-fan. Research progress of structured light coding/decoding communications[J]. *Acta Optics Sinica*, 2019, **39**(1): 0126013.  
王健, 刘俊, 赵一凡. 结构光场编译码通信研究进展[J]. *光学学报*, 2019, **39**(1): 0126013.
- [7] YOUNGWORTH K S, BROWN T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, **7**(2): 77-87.
- [8] ZHAN Qi-wen, LEGER J R. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. *Optics Express*, 2002, **10**(7): 324-331.
- [9] KOZAWA Y, SATO S. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(6): 820-822.
- [10] WANG Hai-feng, LUKYANCHUK B, SHEPPARD *Cet al.* Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics, *Nature Photonics* 2008, **2**(8): 501-505.
- [11] HUANG Kun, SHI Peng, CAO G W, *et al.* Vector-vortex Bessel-Gauss beams and their tightly focusing properties[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(6): 888-891.
- [12] MOH K J, YUAN Xiao-cong, BU J, *et al.* Radial polarization induced surface plasmon virtual probe for two-photon fluorescence microscopy[J]. *Optics Letters*, 2009, **34**(7): 971-973.
- [13] HELSETH L E. Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens system [J]. *Optics Communications*, 2001, **191**(3-6) 161-172.
- [14] NIEMINEN T A, HECHENBERG N R, RUBINSZTEIN-DUNLOP H. Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(2): 122-124.
- [15] PENG Fei, YAO Bao-li, YAN Shao-hui, *et al.* Trapping of low-refractive-index particles with azimuthally polarized beam[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, **26**(12) 2242-2247.
- [16] HAFIZI B, ESAREY E, SPRANGLE P. Laser-driven Acceleration with Bessel Beam[J]. *Physical Review E*, 1997, **55**(3): 3539-3545.
- [17] BISS D P, BROWN T G. Polarization-vortex-driven second-harmonic generation[J]. *Optics Letters*, 2003, **28**(11): 923-925.
- [18] YUAN G H, WEI S B, YUAN X-C. Nondiffracting transversally polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(17) 3479-3481.
- [19] ZHAO Yi-qiong, SHAPIRO D, MCGLOIN D, *et al.* Direct observation of the transfer of orbital angular momentum to metal particles from a focused circularly polarized Gaussian beam[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(25): 23316-23322.
- [20] PARRAMON J S. Near-field coupling of metal nanoparticles under tightly focused illumination[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(17): 3527-3529.
- [21] MACDONALD M P, PATERSON L, VOLKE-SEPULVEDA K, *et al.* Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures[J]. *Science*, 2002, **296**(5570): 1101-1013.
- [22] KOZAWA Y, SATO S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(10): 10828-10833.
- [23] WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems. I. An integral representation of the image field[J]. *Proceedings of the Royal Society of London: Series A*, 1959, **253**(1274): 349-357.
- [24] LING X, ZHOU X, SHU W, *et al.* Realization of tunable photonic spin hall effect by tailoring the pancharatnam-berry phase[J]. *Scientific Reports*, 2015, **4**: 5557-5561.
- [25] BEKSHAV A Y, SVRIDOVA S V. Effects of misalignments in the optical vortex transformation performed by holograms with embedded phase singularity[J]. *Optics Communications*, 2010, **283**(24): 4866-4876.
- [26] ROZAS D, LAW C T, SWAERZLANDER G A. Propagation dynamics of optical vortices[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, **14**(11): 3054-3065.

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (Nos. 11634010, 11774289), National Key Research and Development Program of China (No. 2017YFA0303800), Fundamental Research Funds for the Central Universities (Nos. 3102018zy036, 3102019JC008)