

引用格式: GUO Shenyan, CUI Zhiwei, WANG Ju, et al. Local Optical Chirality-analysis of Tightly Focused Vortex Beams [J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(10):1026002

郭沈言,崔志伟,王举,等. 紧聚焦涡旋光束的局域光学手性分析[J]. 光子学报, 2021, 50(10):1026002

紧聚焦涡旋光束的局域光学手性分析

郭沈言, 崔志伟, 王举, 武福平

(西安电子科技大学 物理与光电工程学院, 西安 710071)

摘 要: 基于Richards-Wolf 矢量衍射理论推导出了不同极化态下紧聚焦涡旋光束电磁场分量表达式, 引入光学手性密度和超手性因子, 数值模拟了束腰半径、偏振状态和拓扑荷数对紧聚焦涡旋光束局域手性的影响。模拟结果表明, 当束腰半径等于高数值孔径透镜的焦距时, 紧聚焦涡旋光束具有最显著的手性特征, 拓扑荷数对紧聚焦涡旋光束局域手性有显著的影响, 径向极化聚焦涡旋光束有更明显的局域手性增强效果。

关键词: 聚焦; 涡旋光束; 极化; 拓扑荷; 光学手性

中图分类号: O436

文献标识码: A

doi:10.3788/gzxb20215010.1026002

Local Optical Chirality-analysis of Tightly Focused Vortex Beams

GUO Shenyan, CUI Zhiwei, WANG Ju, WU Fuping

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: Based on the Richards-Wolf vectorial diffraction theory, the electric and magnetic field components of the focused vortex beams with different states of polarization are derived. The chiral density and superchiral factor are introduced. The effects of the waist radius, polarization state, and topological charge on the local chirality of tightly focused vortex beams are numerically simulated. The numerical results show that the chirality is remarkable when the waist radius of the beam is equal to the focal length of the high numerical aperture lens. The topological charge has a significant effect on the local chirality of tightly focused vortex beams. The radially polarized focused vortex beam has more obvious effect on the local chiral enhancement.

Key words: Focusing; Vortex beams; Polarization; Topological charges; Optical chirality

OCIS Codes: 260.5430; 050.7865; 050.1960; 140.3300

0 引言

手性是指左手和右手互为镜像而不能重合的性质^[1], 是自然界的普遍特征。当光在传播过程中波前呈现螺旋结构或相位发生扭曲时, 即具有手性特征, 这类光称为手性光。具有左右旋形式的圆偏振光是典型的手性光^[2]。光的圆偏振与自旋角动量(Spin Angular Momentum, SAM)有关, 圆偏振光中每个光子携带 $\sigma\hbar$ 的自旋角动量, 其中 $\sigma = -1$ 为右旋圆偏振(Right-Circular Polarization, R-CP)光, $\sigma = +1$ 为左旋圆偏振(Left-Circular Polarization, L-CP)光。近年来, 随着光场产生和调控技术的发展, 多种具有特殊振幅、相位和偏振态分布的新型手性光场相继被提出并实现, 例如携带轨道角动量的涡旋光束^[3-7]、具有超手性特征的

基金项目: 陕西省自然科学基金(No.2020JM-210), 陕西省重点研发计划(No. 2019GY-146), 西安市科技计划(No. 201805029YD7C G13(4))

第一作者: 郭沈言(1997—), 女, 硕士研究生, 主要研究方向为手性结构光场与物质之间的相互作用。Email: guosy@stu.xidian.edu.cn

导师(通讯作者): 崔志伟(1982—), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为结构光场理论与手性光学。Email: zwcui@mail.xidian.edu.cn

收稿日期: 2021-07-20; 录用日期: 2021-08-20

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

局域光场^[8-11]、以及适用于特定需求的合成手性光场^[12]等。其中涡旋光束是一类具有螺旋形相位波前的手性光场,其光场复振幅表达式中含有相位因子 $\exp(i l \varphi)$,其中 l 是拓扑荷数, φ 是方位角。涡旋光束的相位因子 $\exp(i l \varphi)$ 与轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)有关,拓扑荷数为 l 的涡旋光束中每个光子携带 $\pm |l| \hbar$ 的OAM。研究表明,涡旋光束与手性物质之间的相互作用能产生类似于圆偏振光与手性物质之间相互作用的旋光效应^[5-7]。另一方面,涡旋光束的紧聚焦特性得到了广泛研究,研究表明偏振态的改变对涡旋光束强聚焦后的焦场有很大影响^[13-16],且紧聚焦涡旋光束的局域手性可得到增强^[16-18]。相比于传统手性光场,紧聚焦涡旋光束独特的振幅、相位和偏振态以及局域场分布特性为获取手性物质更为丰富的信息提供了新的可能性,对手性科学的发展具有重要意义。然而紧聚焦涡旋光束的局域手性分布特性及其影响因素尚不完全清楚,本文针对此问题进行研究。基于Richards-Wolf衍射理论,推导出不同极化态下紧聚焦拉盖尔-高斯(Laguerre-Gaussian, LG)涡旋光束的电磁场分量表达式,给出手性密度和超手性因子的数学表达式,数值模拟束腰半径、极化态和拓扑荷数对紧聚焦涡旋光束局域手性特性的影响。

1 理论模型

LG光束是一种典型的涡旋光束,呈现出左右旋圆偏振光类似的手性特征,如图1。在圆柱坐标系 (r, φ, z) 中, $z=0$ 的初始平面上LG光束的表达式为

$$E(r, \varphi, z=0) = \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega_0} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(2 \frac{r^2}{\omega_0^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(i l \varphi) \quad (1)$$

式中, ω_0 是光束的束腰半径, $L_p^{|l|}(\cdot)$ 是缔合拉盖尔多项式, p 和 l 是径向和角向的模数, l 也被称为相位奇点的拓扑荷数。令 $p=0$,此时 $L_0^{|l|}(\cdot) = 1$,则式(1)退化为

$$E(r, \varphi, z=0) = \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega_0} \right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(i l \varphi) \quad (2)$$

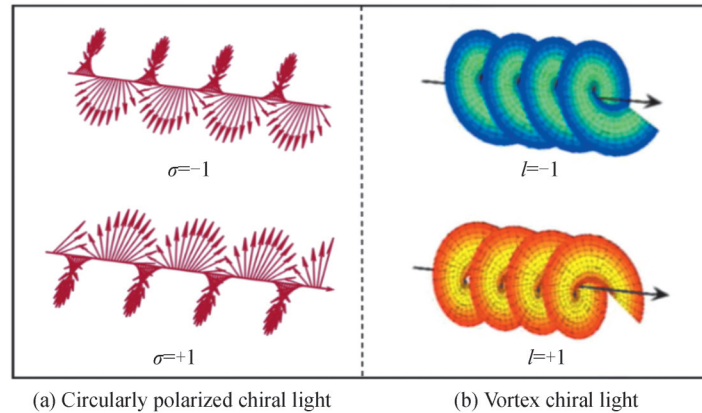


图1 手性光
Fig. 1 Chiral light

如图2所示,考虑LG涡旋光束经焦距为 f 的高数值孔径(Numerical Aperture, NA)透镜的紧聚焦问题,此问题可以利用Richards-Wolf矢量衍射理论进行分析^[19]。假设坐标系的原点位于聚焦透镜的焦点处,由Richards-Wolf矢量衍射理论可知焦点附近的电场可表示为

$$\mathbf{E} = \frac{-i k f}{2\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \mathbf{a}(\theta, \varphi) e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_p} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3)$$

式中, $k = 2\pi n / \lambda$ 是光束在透镜像空间中的波数, n 是透镜像空间的折射率, λ 是入射光束的波长, $\theta_{\max} = \sin^{-1}(\text{NA}/n)$, \mathbf{k} 是波矢量, \mathbf{r}_p 是指定空间中的观察点位置,场强因子 $\mathbf{a}(\theta, \varphi)$ 可表示为

$$\mathbf{a}(\theta, \varphi) = T(\theta) \mathbf{E}(\theta, \varphi) \mathbf{P}_e(\theta, \varphi) \quad (4)$$

式中, $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$ 是透镜的切趾函数, $\mathbf{E}(\theta, \varphi)$ 入射孔径处的输入场,电场偏振矢量 $\mathbf{P}_e(\theta, \varphi)$ 定义为

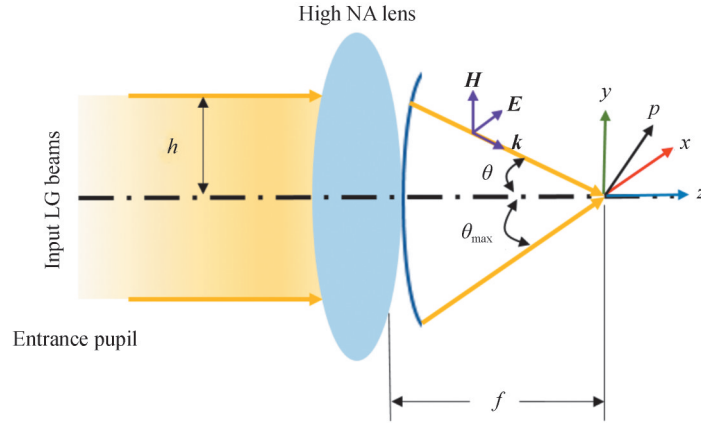


图2 高数值孔径系统示意

Fig. 2 Illustration of a high numerical aperture system

$$P_e(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} p_x(\cos^2\varphi \cos\theta + \sin^2\varphi) - p_y(1 - \cos\theta)\sin\varphi \cos\varphi \\ p_x(\cos\theta - 1)\sin\varphi \cos\varphi + p_y(\sin^2\varphi \cos\theta + \cos^2\varphi) \\ -p_x \sin\theta \cos\varphi - p_y \sin\theta \sin\varphi \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中, (p_x, p_y) 是极化参数, 取决于入射光束的偏振状态。 $(1, 0), (0, 1), (1, i)/\sqrt{2}, (1, -i)/\sqrt{2}, (\cos\varphi, \sin\varphi)$ 和 $(-\sin\varphi, \cos\varphi)$ 分别对应于光束的 x 、 y 、左圆、右圆、径向和角向极化。对于入射涡旋光束, 输入场可采用形式 $E(\theta, \varphi) = A(\theta)e^{i\varphi}$, $A(\theta)$ 为光束振幅函数。原则上, 通过使用适当的光阑过滤则可以选择任何规定的幅度因子 $A(\theta)$, 本文选择式(2)给出的 LG_l^l 涡旋光束。对于服从正弦条件的典型透镜, 式(2)中 $r = f\sin\theta$ 。于是, 涡旋光束的振幅函数在入射光瞳处可表示为

$$A(\theta) = \left(\sqrt{2} \frac{f\sin\theta}{\omega_0}\right)^{|l|} \exp\left[-\frac{(f\sin\theta)^2}{\omega_0^2}\right] \quad (6)$$

设 (r_p, φ_p, z_p) 是聚焦后像空间的柱坐标系, 坐标原点在焦点处, z_p 正方向沿光束传输方向, φ_p 是以 x 轴为起点的方位角, 那么单位波矢量 \hat{k} 和空间中观察点的位置矢量 \mathbf{r}_p 可以表示为

$$\hat{k} = \sin\theta \cos\varphi \hat{x} + \sin\theta \sin\varphi \hat{y} + \cos\theta \hat{z} \quad (7)$$

$$\mathbf{r}_p = r_p \cos\varphi_p \hat{x} + r_p \sin\varphi_p \hat{y} + z_p \hat{z} \quad (8)$$

于是 $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_p} = e^{ikz_p \cos\theta} e^{ikr_p \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_p)}$, 其中 $r_p = \sqrt{x_p^2 + y_p^2}$ 和 $\varphi_p = \arctan(y_p/x_p)$ 。此时, 聚焦涡旋光束的电场可表示为

$$\mathbf{E} = E_0 \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} F(\theta) A(\theta) e^{i\varphi} P_e(\theta, \varphi) e^{ikz_p \cos\theta} e^{ikr_p \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_p)} d\varphi d\theta \quad (9)$$

式中, $E_0 = -ikf/2\pi$, $F(\theta) = \sin\theta \sqrt{\cos\theta}$ 。类似地, 聚焦涡旋光束的磁场表示为

$$\mathbf{H} = H_0 \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} F(\theta) A(\theta) e^{i\varphi} P_m(\theta, \varphi) e^{ikz_p \cos\theta} e^{ikr_p \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_p)} d\varphi d\theta \quad (10)$$

式中, $H_0 = E_0/Z$, Z 是焦平面所在空间的波阻抗, $P_m(\theta, \varphi) = \hat{k} \times P_e(\theta, \varphi)$ 是磁场偏振矢量

$$P_m(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} -p_x(1 - \cos\theta)\sin\varphi \cos\varphi - p_y(\cos^2\varphi \cos\theta + \sin^2\varphi) \\ p_x(\sin^2\varphi \cos\theta + \cos^2\varphi) + p_y(1 - \cos\theta)\sin\varphi \cos\varphi \\ -p_x \sin\theta \sin\varphi + p_y \sin\theta \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (11)$$

对于沿 x 方向线性极化 (x -Linear Polarization, x -LP) 的涡旋光束, 极化参数表示为 $(p_x, p_y) = (1, 0)$, 电场和磁场偏振矢量为

$$\begin{cases} \mathbf{P}_e^{x-LP} = \begin{bmatrix} \cos^2\varphi \cos\theta + \sin^2\varphi \\ (\cos\theta - 1)\sin\varphi \cos\varphi \\ -\sin\theta \cos\varphi \end{bmatrix} \\ \mathbf{P}_m^{x-LP} = \begin{bmatrix} -(1 - \cos\theta)\sin\varphi \cos\varphi \\ \sin^2\varphi \cos\theta + \cos^2\varphi \\ -\sin\theta \cos\varphi \end{bmatrix} \end{cases} \quad (12)$$

将式(12)带入式(9)和(10),根据以下表达式

$$\begin{bmatrix} I_l^n(\rho) \\ J_l^n(\rho) \\ K_l(\rho) \end{bmatrix} = \int_0^{2\pi} e^{il\varphi} \begin{bmatrix} \cos(n\varphi) \\ \sin(n\varphi) \\ 1 \end{bmatrix} e^{i\rho \cos(\varphi - \varphi_p)} d\varphi = \pi \begin{bmatrix} i^{l+n} e^{i(l+n)\varphi_p} J_{l+n}(\rho) + i^{l-n} e^{i(l-n)\varphi_p} J_{l-n}(\rho) \\ -i \cdot i^{l+n} e^{i(l+n)\varphi_p} J_{l+n}(\rho) + i \cdot i^{l-n} e^{i(l-n)\varphi_p} J_{l-n}(\rho) \\ 2i^l e^{il\varphi_p} J_l(\rho) \end{bmatrix} \quad (13)$$

得到 x -LP 聚焦涡旋光束的电磁场分量为^[15]

$$\begin{bmatrix} E_x^{x-LP} \\ E_y^{x-LP} \\ E_z^{x-LP} \end{bmatrix} = \frac{E_0}{2} \int_0^{\theta_{\max}} F(\theta) A(\theta) e^{ikz_p \cos\theta} \begin{bmatrix} (\cos\theta - 1)I_l^2(kr_p \sin\theta) + (\cos\theta + 1)K_l(kr_p \sin\theta) \\ (\cos\theta - 1)J_l^2(kr_p \sin\theta) \\ -2\sin\theta I_l^1(kr_p \sin\theta) \end{bmatrix} d\theta \quad (14)$$

$$\begin{bmatrix} H_x^{x-LP} \\ H_y^{x-LP} \\ H_z^{x-LP} \end{bmatrix} = \frac{H_0}{2} \int_0^{\theta_{\max}} F(\theta) A(\theta) e^{ikz_p \cos\theta} \begin{bmatrix} (\cos\theta - 1)J_l^2(kr_p \sin\theta) \\ (\cos\theta + 1)K_l(kr_p \sin\theta) - (\cos\theta - 1)I_l^2(kr_p \sin\theta) \\ -2\sin\theta J_l^1(kr_p \sin\theta) \end{bmatrix} d\theta \quad (15)$$

式中, $J_l(\cdot)$ 是 l 阶贝塞尔函数。

对于沿 y 方向线性极化 (y -Linear Polarization, y -LP) 的涡旋光束,极化参数为 $(p_x, p_y) = (0, 1)$, 电场和磁场偏振矢量有关系式

$$\begin{cases} \mathbf{P}_e^{y-LP} = \mathbf{P}_m^{x-LP} \\ \mathbf{P}_m^{y-LP} = -\mathbf{P}_e^{x-LP} \end{cases} \quad (16)$$

同时,考虑到 $E_0 = ZH_0$, 于是 y -LP 聚焦涡旋光束的电磁场分量为^[15]

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} E_x^{y-LP} \\ E_y^{y-LP} \\ E_z^{y-LP} \end{bmatrix} = Z \begin{bmatrix} H_x^{x-LP} \\ H_y^{x-LP} \\ H_z^{x-LP} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} H_x^{y-LP} \\ H_y^{y-LP} \\ H_z^{y-LP} \end{bmatrix} = -\frac{1}{Z} \begin{bmatrix} E_x^{x-LP} \\ E_y^{x-LP} \\ E_z^{x-LP} \end{bmatrix} \end{cases} \quad (17)$$

对于圆极化 (Circular Polarization, CP) 涡旋光束的偏振参数为 $(p_x, p_y) = (1, \pm i)/\sqrt{2}$, 对应的电场和磁场偏振矢量可表示

$$\begin{cases} \mathbf{P}_e^{CP} = (\mathbf{P}_e^{x-LP} \pm i\mathbf{P}_m^{x-LP})/\sqrt{2} \\ \mathbf{P}_m^{CP} = (\mathbf{P}_e^{y-LP} \pm i\mathbf{P}_m^{y-LP})/\sqrt{2} \end{cases} \quad (18)$$

于是得到圆极化聚焦涡旋光束的电磁场分量表达式为^[15]

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} E_x^{CP} \\ E_y^{CP} \\ E_z^{CP} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} E_x^{x-LP} \pm iZH_x^{x-LP} \\ E_y^{x-LP} \pm iZH_y^{x-LP} \\ E_z^{x-LP} \pm iZH_z^{x-LP} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} H_x^{CP} \\ H_y^{CP} \\ H_z^{CP} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} Z^{-1}E_x^{y-LP} \pm iH_x^{y-LP} \\ Z^{-1}E_y^{y-LP} \pm iH_y^{y-LP} \\ Z^{-1}E_z^{y-LP} \pm iH_z^{y-LP} \end{bmatrix} \end{cases} \quad (19)$$

当透过高 NA 透镜的光束为径向极化(Radial Polarization, RP)时,极化参数为 $(p_x, p_y) = (\cos\varphi, \sin\varphi)$,因此电场和磁场极化矢量表达式为

$$\begin{cases} \mathbf{P}_e^{\text{RP}} = \begin{bmatrix} \cos\theta \cos\varphi \\ \cos\theta \sin\varphi \\ -\sin\theta \end{bmatrix} \\ \mathbf{P}_m^{\text{RP}} = \begin{bmatrix} -\sin\varphi \\ \cos\varphi \\ 0 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (20)$$

可以得到聚焦 RP 涡旋光束的电场和磁场的分量表达式为^[15]

$$\begin{bmatrix} E_x^{\text{RP}} \\ E_y^{\text{RP}} \\ E_z^{\text{RP}} \end{bmatrix} = E_0 \int_0^{\theta_{\max}} F(\theta) A(\theta) e^{ikz_p \cos\theta} \begin{bmatrix} \cos\theta I_l^1(kr_p \sin\theta) \\ \cos\theta J_l^1(kr_p \sin\theta) \\ -\sin\theta K_l(kr_p \sin\theta) \end{bmatrix} d\theta \quad (21)$$

$$\begin{bmatrix} H_x^{\text{RP}} \\ H_y^{\text{RP}} \\ H_z^{\text{RP}} \end{bmatrix} = H_0 \int_0^{\theta_{\max}} F(\theta) A(\theta) e^{ikz_p \cos\theta} \begin{bmatrix} -J_l^1(kr_p \sin\theta) \\ I_l^1(kr_p \sin\theta) \\ 0 \end{bmatrix} d\theta \quad (22)$$

当透过高 NA 透镜的光束为角向极化(Azimuthal Polarization, AP)光束时,极化参数为 $(p_x, p_y) = (-\sin\varphi, \cos\varphi)$,考虑到 $E_0 = ZH_0$,因此电场和磁场极化矢量表达式为

$$\begin{cases} \mathbf{P}_e^{\text{AP}} = \mathbf{P}_m^{\text{RP}} \\ \mathbf{P}_m^{\text{AP}} = -\mathbf{P}_e^{\text{RP}} \end{cases} \quad (23)$$

可以得到聚焦 AP 涡旋光束的电场和磁场的分量表达式为^[15]

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} E_x^{\text{AP}} \\ E_y^{\text{AP}} \\ E_z^{\text{AP}} \end{bmatrix} = Z \begin{bmatrix} H_x^{\text{RP}} \\ H_y^{\text{RP}} \\ H_z^{\text{RP}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} H_x^{\text{AP}} \\ H_y^{\text{AP}} \\ H_z^{\text{AP}} \end{bmatrix} = -\frac{1}{Z} \begin{bmatrix} E_x^{\text{RP}} \\ E_y^{\text{RP}} \\ E_z^{\text{RP}} \end{bmatrix} \end{cases} \quad (24)$$

对比式(14)、(15)和(17),发现 x -LP 和 y -LP 聚焦涡旋光束的电场和磁场具有对称性。对比式(21)、(22)和(24),发现 AP 和 RP 聚焦涡旋光束的电场和磁场具有对称性。由于这种对称性, x -LP 和 y -LP, 以及 RP 和 AP 的计算结果是相似的。在本文中只考虑四种极化状态,即 x -LP、L-CP、R-CP 和 RP。

2 数值结果

2.1 光学手性密度

采用光学手性密度分析紧聚焦涡旋光束的局域手性,其定义为^[16]

$$g = \frac{\omega}{2c^2} \text{Im}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*) \quad (25)$$

式中, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 是光束的电场和磁场, c 真空中的光速, ω 是角频率。对于自由空间传播的平面波,手性密度 g_0 为

$$g_0 = \pm \frac{\epsilon_0 \omega}{2c} |\mathbf{E}_{\text{CPL}}|^2 \sin\Delta\phi \quad (26)$$

式中,‘+’和‘-’分别代表 L-CP 和 R-CP, $\Delta\phi$ 是电磁场的相位差。平面波保持相应相位差的手性密度如图 3。很明显,线性极化平面波($\Delta\phi = 0$)不携带手性密度,因为横向场和纵向场总是正交的,因此平面波的手性密度最大值可以通过圆极化态获得。

众所周知, LG 涡旋光束的束腰半径决定光束强度分布。如图 2 所示,入射光线的横向位置和折射光线

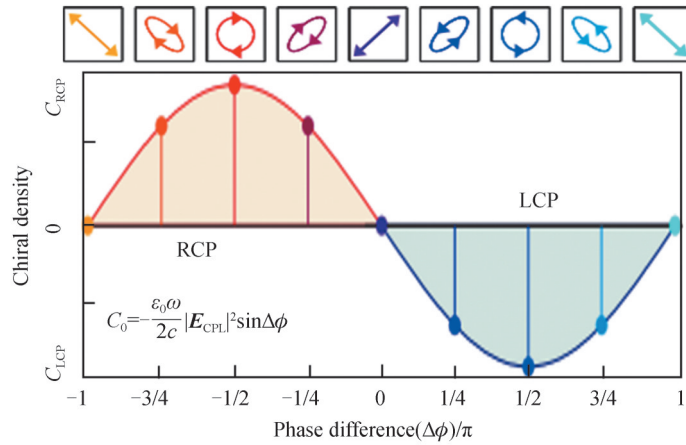


图3 沿 $-z$ 方向传播任意偏振态平面波的手性密度

Fig. 3 Chiral density of a plane wave with arbitrary polarization state propagating along the $-z$ direction

的角度 θ 有 $h = f \sin \theta$ 的关系, 因此光束束腰半径相对于透镜焦距的大小影响聚焦光场的手性密度分布。针对这一因素, 基于光学手性密度定义和电磁场分量表达式, 数值计算了光束束腰半径与局域光学手性密度之间的关系, 计算结果如图4。仿真参数选取 $l = 2$, 周围介质折射率 $n = 1.33$, 高数值孔径 $NA = 1.26$, 入射波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 透镜焦距 $f = 2 \text{ mm}$, 光束束腰半径为 $0.5f$ 、 $1.0f$ 和 $1.5f$ 。从图中可以看出, 四种极化状态的手性密度分布情况具有很大的差异, 其中R-CP和L-CP聚焦涡旋光束具有相反的手性密度分布。四种极化情况下, $w_0 = 1.0f$ 时具有最显著的手性特征, $w_0 = 0.5f$ 和 $w_0 = 1.5f$ 时手性密特征均有所减弱。

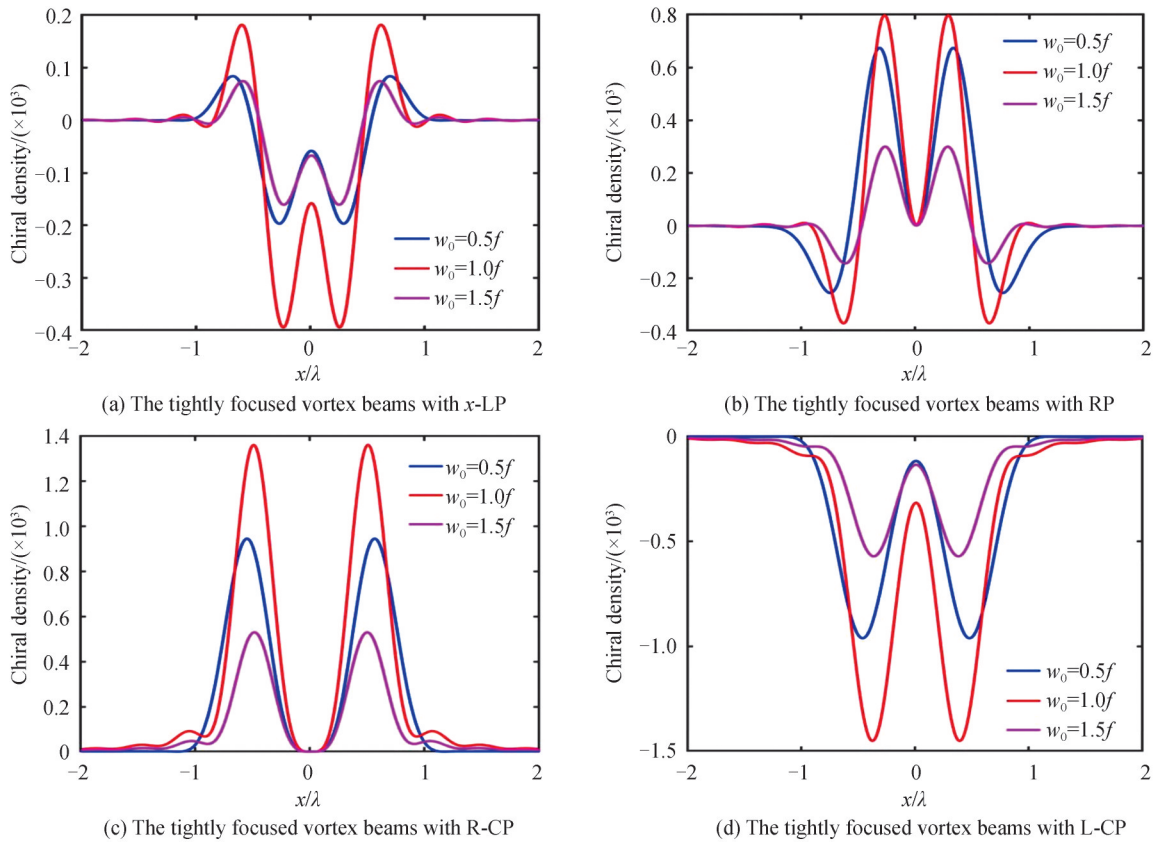


图4 束腰半径对紧聚焦涡旋光束手性密度的影响

Fig. 4 Effect of the waist radius on the chiral density of the tightly focused vortex beams

图5给出的是焦平面处($z=0$)拓扑荷数从 $l=-2$ 到 $l=2$ 的局域光学手性密度分布,参数选取为 $n=1.33$, $NA=1.26$, $\lambda=632.8\text{ nm}$, $f=2\text{ mm}$, $\omega_0=1.0f_0$ 。从图中可以看出,除 $l=0$ 时 x -LP和RP情况下手性密度为零,其他情况焦平面处的手性密度均呈现环状分布。随着拓扑荷数绝对值的增大,中心环状斑逐渐增大。拓扑荷 $l=\pm 1$ 或 $l=\pm 2$ 时的 x -LP聚焦涡旋光束具有左手或右手螺旋形相位波前,呈现出手性密度不为零的环状分布。需要注意的是,L-CP和R-CP聚焦光束在 $l=0$ 时,手性密度不为零,这是因为L-CP和R-CP光束自身具有自旋角动量。当拓扑荷数绝对值保持不变,涡旋手性从左旋变为右旋时,四种极化情况下焦平面处的手性密度均发生显著变化。首先, x -LP情况下左旋聚焦涡旋光束焦点处手性密度小于零,右旋时手性密度大于零,然而RP情况与之相反。另外可以看出,L-CP情况下手性密度完全大于零,R-CP时手性密度完全小于零。同时L-CP和R-CP聚焦涡旋光束焦平面处的手性密度数值上正负翻转。

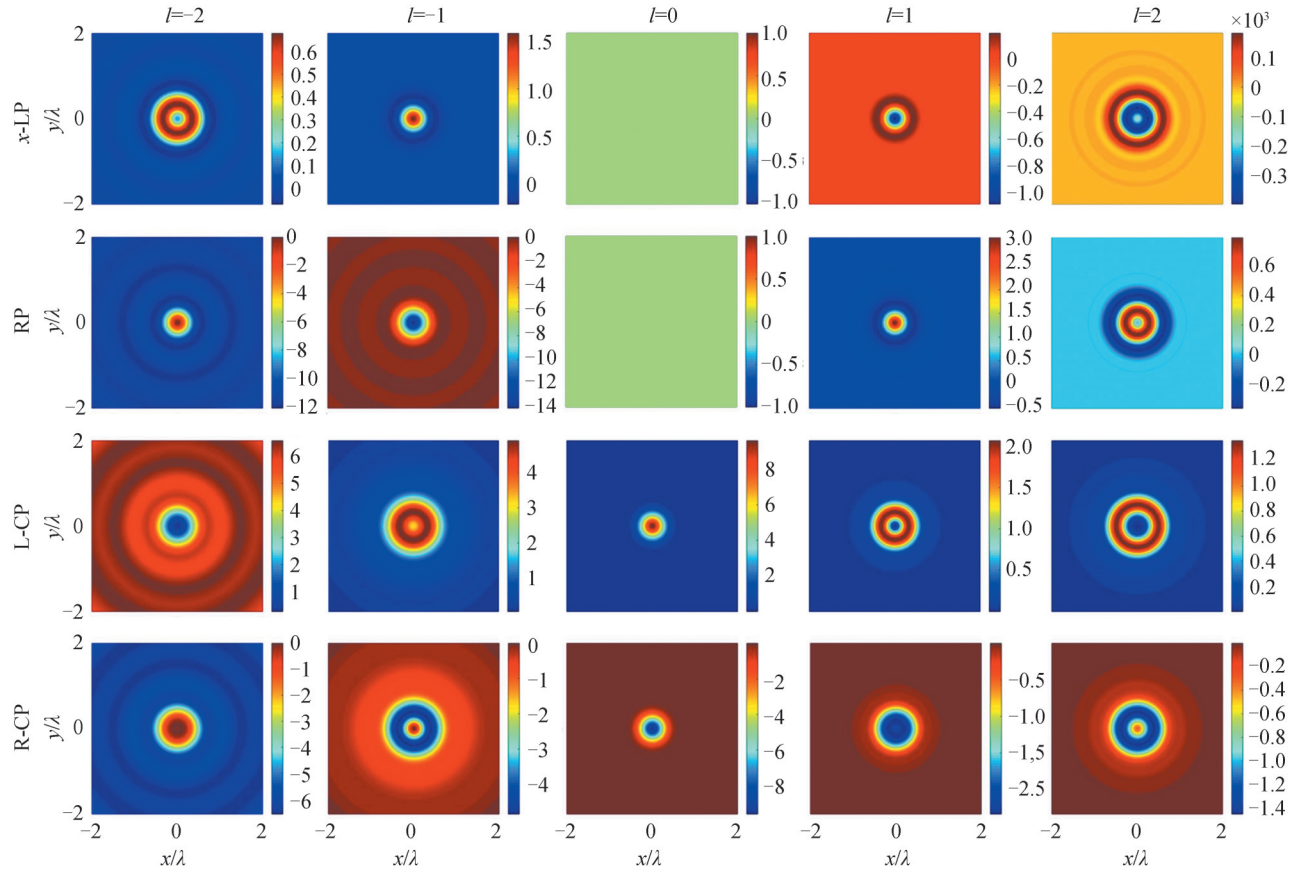
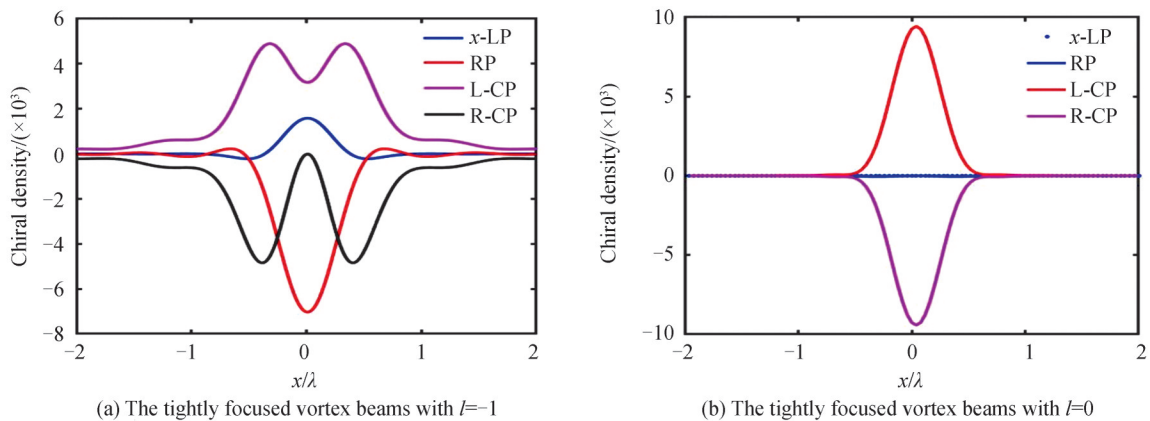


图5 拓扑荷数对不同偏振状态紧聚焦涡旋光束手性密度的影响

Fig. 5 Effect of thetopological charge on the chiral density ofthe vortex beams with different polarizations

偏振态对紧聚焦涡旋光束手性密度的影响如图6。从图中可以看出, x -LP聚焦涡旋光束手性密度数值



(a) The tightly focused vortex beams with $l=-1$

(b) The tightly focused vortex beams with $l=0$

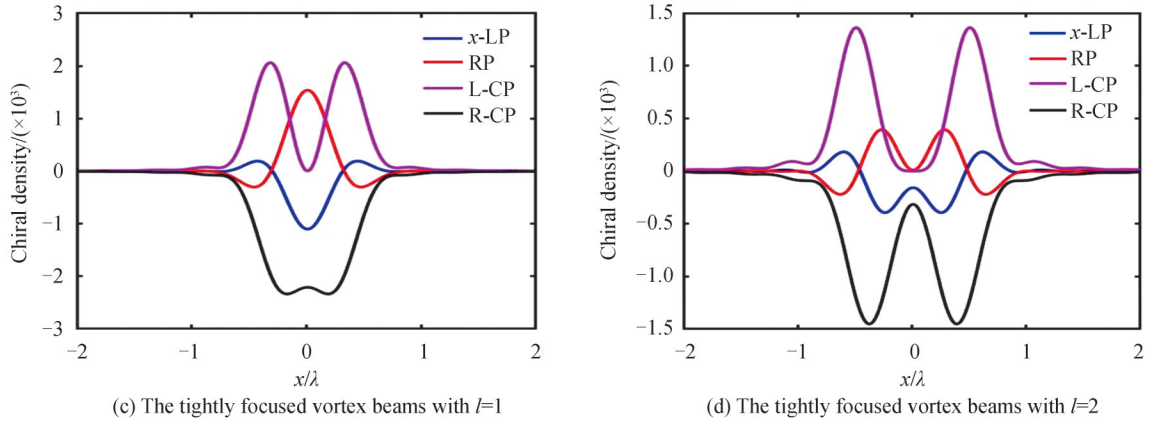


图6 偏振态对紧聚焦涡旋光束手性密度的影响

Fig. 6 Effect of the polarization state on the chiral density of the tightly focused vortex beams

范围始终处于L-CP和R-CP聚焦涡旋光束手性密度范围之间。与传统 x -LP和CP聚焦涡旋光束相比,具有空间偏振态分布的聚焦矢量涡旋光束(RP)提供了更加灵活的手性密度分布模式。除 $l=0$ 外,RP聚焦涡旋光束可以产生远小于相同条件下的CP聚焦涡旋光束的局域手性分布模式。这是因为在紧聚焦RP条件下,聚焦光斑不仅具有横向电场偏振分量,同时还具有极强的纵向电场分量,因抑制聚焦空间内横向电场分量提高纵向电场分量便可以获得超越衍射极限的小尺度焦斑。

2.2 超手性因子

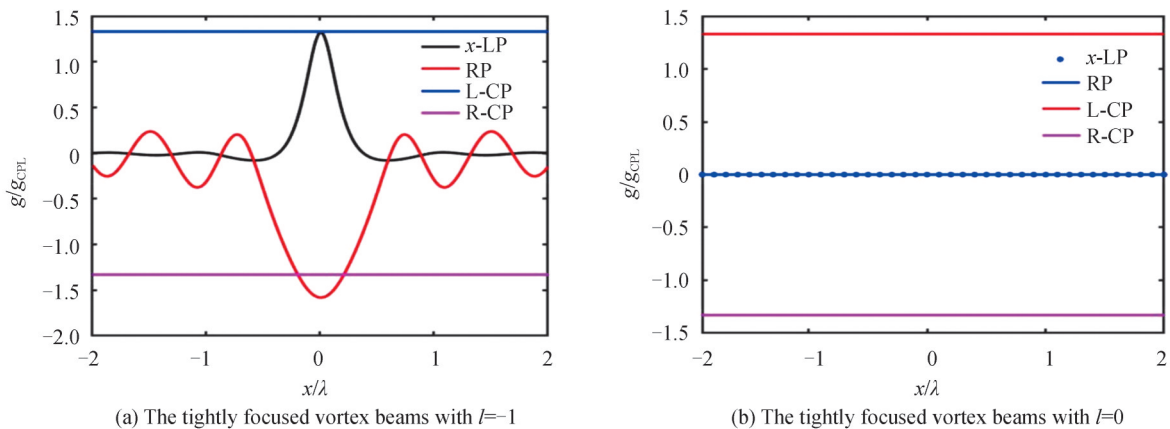
为进一步揭示聚焦涡旋光束的局域手性增强效果,引入超手性因子的概念,其定义为聚焦涡旋光束与传统圆极化光(Circularly polarized Light, CPL)手性密度的比值,可表示为^[16]

$$g/g_{\text{CPL}} = Z_0 \frac{\text{Im}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*)}{|\mathbf{E}|^2} \quad (27)$$

式中, Z_0 表示真空中的波阻抗。超手性因子是相比于在平面波光学手性最大值的增强,要求 $g > 1$ 。实现超手性,式(26)中的分子应该有关系 $\text{Im}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*) \leq |\mathbf{E}| |\mathbf{H}|$,则 $g/g_{\text{CPL}} \leq Z_0 |\mathbf{H}|/|\mathbf{E}|$ 。超手性场的必要条件是 $|\mathbf{H}|/|\mathbf{E}| > 1/Z_0$ 。

基于式(27)和电磁场分量的表达式,数值模拟了不同拓扑荷数和不同极化态聚焦涡旋光束在焦点位置($y=0, z=0$)处的超手性因子,计算结果如图7。从图中可以看出,CP聚焦涡旋光束的超手性因子为定值 ± 1.33 。 x -LP聚焦涡旋光束的超手性因子始终在L-CP和R-CP之间。RP聚焦涡旋光束在聚焦点区域有更明显的局域手性增强效果,当拓扑荷数 $l=2$ 时对比CPL的手性可以增强2.3倍。

从图7可知,RP聚焦涡旋光束在焦点附近有显著的手性增强效果。图8给出了RP聚焦涡旋光束在纵向($y=0$)空间的超手性因子 g/g_{CPL} 分布,拓扑荷数选取为 $l=\pm 1, \pm 2$ 。从图中可以看出,随着拓扑电荷绝对值的增大,超手性场半高宽(Full Width at Half Maxima, FWHM)逐渐增大。同时,超手性场是受特定波



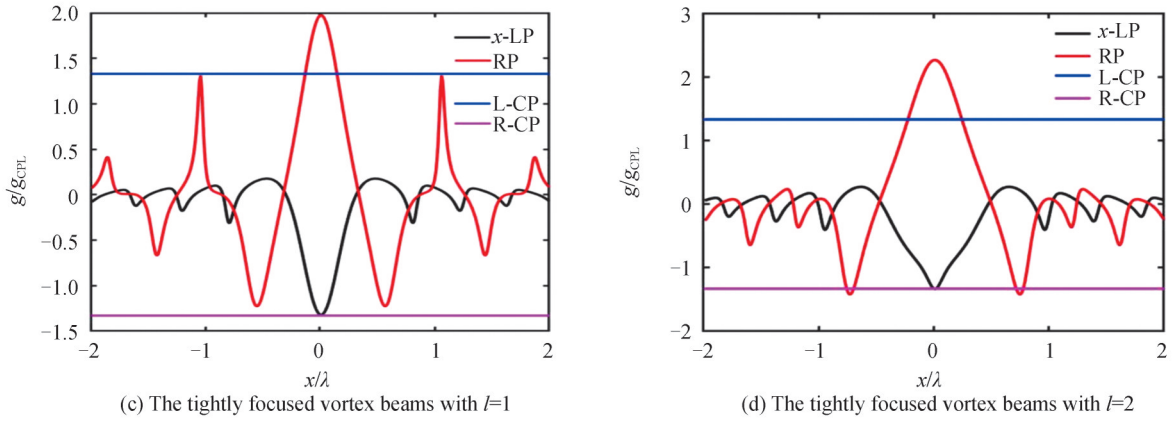


图7 偏振态和拓扑荷数对紧聚焦涡旋光束超手性因子的影响

Fig. 7 Effect of the polarization state and topological charge on the superchiral factor of the tightly focused vortex beams

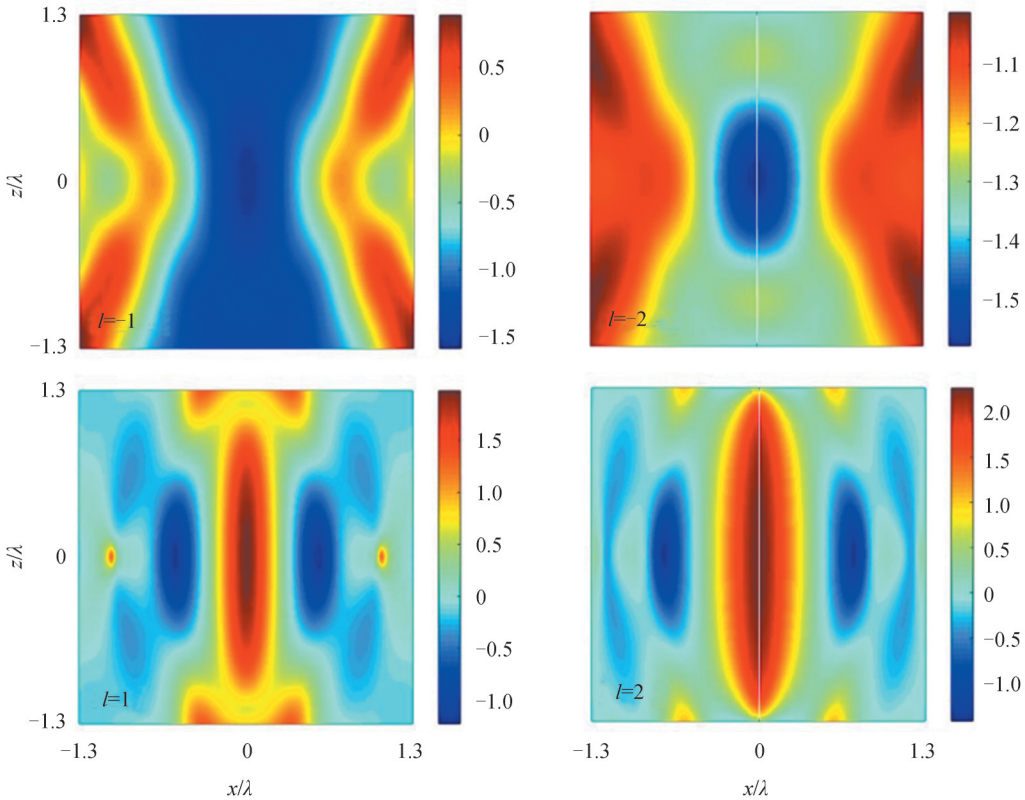


图8 沿光轴方向RP聚焦涡旋光束超手性因子 g/g_{CPL} 分布

Fig. 8 Distributions of superchiral factor g/g_{CPL} of the tightly focused vortex beams along optical axis

长区域限制的,当 $l=1$ 时,超手性场的分布范围为 $z < 1.0\lambda$ 和 $z > -1.0\lambda$,能够实现焦深大于 2λ ,且随着拓扑荷数增大纵向区域延长。上述现象表明,在焦平面上显示的手性特征仍然位于焦平面的两侧,但分布是从它们在焦平面的形态演变而来。实现这种局部增强的超手性光场,可以显著提高手性分子的光学响应。

3 结论

本文研究了紧聚焦涡旋光束的局域光学手性,基于 Richards-Wolf 衍射积分理论推导出了不同偏振态情况下紧聚焦涡旋光束电磁场分量的解析表达式,给出了光学手性密度和超手性因子的定义,数值模拟了紧聚焦涡旋光束焦平面上的手性密度分布,探讨了束腰半径、极化态和拓扑荷数对手性密度分布的影响。数值结果表明,束腰半径 ω_0 等于高数值孔径透镜的焦距 f 时,不同极化态的紧聚焦涡旋光束均具有最显著的

手性特征。除 x -LP和RP情况在 $l=0$ 时手性密度为零,其他情况焦平面处紧聚焦涡旋光束的手性密度均呈现环状分布,随着拓扑荷数绝对值的增大,中心环状斑逐渐增大。当拓扑荷数绝对值保持不变,涡旋手性从左旋变为右旋时,不同极化态紧聚焦涡旋光束焦平面处的手性密度均发生显著变化。与线性极化和圆极化聚焦涡旋光束相比,具有空间偏振态分布的聚焦矢量涡旋光束提供了更加灵活的手性密度分布模式。径向极化聚焦涡旋光束在聚焦点区域有更明显的局域手性增强效果。本文研究结果有望促进手性光场的应用,为纳米尺度上的对映体选择性分离、手性感感以及手性微粒操纵提供了可能。

参考文献

- [1] PENDRY J B. A chiral route to negative refraction[J]. *Science*, 2004, 306(5700):1353-1355.
- [2] CHENC, GAO L, GAO W R, et al. Circularly polarized light detection using chiral hybrid perovskite [J]. *Nature Communication*, 2019, 10:1927.
- [3] SHENY J, WANG X J, XIE Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light-Science & Applications*, 2019, 8:90.
- [4] ANDREWS L, ROMERO L C D, BABIKER M. On optical vortex interactions with chiral matter [J]. *Optics Communication*, 2004, 237:133-139.
- [5] FORBES K A, ANDREWS D L. Optical orbital angular momentum: twisted light and chirality[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(3):435-438.
- [6] FORBES K A, ANDREWS D L. Enhanced optical activity using the orbital angular momentum of structured light [J]. *Physical Review Research*, 2019, 1: 033080.
- [7] FORBES K A, ANDREWS D L. Orbital angular momentum of twisted light: chirality and optical activity[J]. *Journal of Physics: Photonics*, 2021, 3: 022007.
- [8] KAKKAR T, KEIJZER C, RODIER M, et al. Superchiral near fields detect virus structure [J]. *Light-Science & Applications*, 2020, 9(1):195.
- [9] DAVIS T J, HENDRY E. Superchiral electromagnetic fields created by surface plasmons in nonchiral metallic nanostructures[J]. *Physical Review B*, 2013, 87(8): 085405.
- [10] VAZQUEZ-GUARDADO A, CHANDA D. Superchiral light generation on degenerate achiral surfaces [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(13): 137601.
- [11] HENDRY E, MIKHAYLOVSKIY R V, BARRON LD, et al. Chiral electromagnetic fields generated by arrays of nanoslits[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(7): 3640-3644.
- [12] AYUSO D, NEUFELD O, ORDONEZ A F, et al. Synthetic chiral light for efficient control of chiral light-matter interaction[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(12): 866-871.
- [13] ZHOU Z H, GUO Y K, ZHU L Q. Tight focusing of axially symmetric polarized vortex beams[J]. *Chinese Physics B*, 2014, 23(4):044201.
- [14] JANET C A P, LAVANYA M, RAJESH K B, et al. Tight focusing properties of azimuthally polarized pair of vortex beams through a dielectric interface [J]. *Chinese Physics Letters*, 2017, 34(7): 074209.
- [15] CUI Z W, SUN J B, LITCHINITSER N M, et al. Dynamical characteristics of tightly focused vortex beams with different states of polarization [J]. *Journal of Optics*, 2019, 21(1):015401.
- [16] HU H F, GAN Q Q, ZHAN Q W. Generation of a nondiffracting superchiral optical needle for circular dichroism imaging of sparse subdiffraction objects[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(22): 223901.
- [17] MA H X, ZHANG Y Q, MIN C J, et al. Controllable propagation and transformation of chiral intensity field at focus[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(17): 4823-4826.
- [18] LI M M, YAN S H, ZHANG Y N, et al. Generation of controllable chiral optical fields by vector beams[J]. *Nanoscale*, 2020, 12(28): 15453-15459.
- [19] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1959, 253: 358-379.
- [20] MUN J, KIM M, YANG Y, et al. Electromagnetic chirality: from fundamentals to nontraditional chiroptical phenomena [J]. *Light-Science & Applications*, 2020, 9: 139.