

# 激光与光电子学进展

## 近场高阶庞加莱球上拉盖尔-高斯光束的 自旋-轨道耦合

黄帆, 贾信庭\*

武汉理工大学理学院, 湖北 武汉 430070

**摘要** 对非傍轴条件下光学角动量及自旋-轨道耦合的研究有助于人们认识亚波长结构中的光现象, 近场中的倏逝波也可能产生强烈的自旋-轨道耦合。基于角谱衍射理论和 Parseval 定理, 详细分析了高阶庞加莱球上拉盖尔-高斯矢量涡旋光束的传播波、倏逝波和角动量的近场演化特性以及倏逝波引起的自旋-轨道耦合。结果表明, 在亚波长束腰宽度光束的源平面附近倏逝波作用强烈, 在总光场中占主导地位。此外, 近场中的轨道角动量同时包含横向电场和纵向电场的贡献, 倏逝波中横向自旋角动量和横向偏振态相关, 且存在自旋方向锁定现象。该研究为矢量涡旋光束在亚波长结构中的研究和应用提供了理论依据。

**关键词** 物理光学; 自旋-轨道耦合; 角动量; 倏逝波; 矢量涡旋光束; 高阶庞加莱球

中图分类号 O438.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0726001

### Spin-Orbit Coupling of Laguerre-Gaussian Beams on High-Order Poincaré Sphere in Near Field

Huang Fan, Jia Xinting\*

College of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan, Hubei 430070, China

**Abstract** The research of optical angular momentum and spin-orbit coupling under non-paraxial conditions will help people understand the phenomenon of light in sub-wavelength structures. The evanescent wave in the near field may produce strong spin-orbit coupling. In this paper, based on the angle spectrum diffraction theory and Parseval theorem, the near field evolution characteristics of propagating waves, evanescent waves and angular momentum of Laguerre-Gaussian vector vortex beams on high-order Poincaré sphere are analyzed in detail, as well as the spin-orbit coupling caused by evanescent waves. The results show that the evanescent wave action near the source plane of the beam with sub-wavelength waist width is strong, and dominates the total optical field. Moreover, the orbital angular momentum contains the contributions of both the transverse and longitudinal electric fields in the near field, and the transverse spin angular momentum in the evanescent wave is related to the transverse polarization state, furthermore there is a phenomenon of spin direction locking. The research provides a theoretical support for the study and application of vector vortex beams in sub-wavelength structures.

**Key words** physical optics; spin-orbit coupling; angular momentum; evanescent waves; vector vortex beams; higher-order Poincaré sphere

收稿日期: 2021-05-25; 修回日期: 2021-06-18; 录用日期: 2021-06-23

基金项目: 国家自然科学基金(61505151)

通信作者: \*thomasjxt@whut.edu.cn

## 1 引言

光具有沿传播方向的线性动量,同时可以携带光学角动量<sup>[1]</sup>。傍轴近似条件下,圆偏振光中单个光子沿传播方向( $z$ 方向)的自旋角动量(SAM)可用与偏振态相关的螺旋度 $\sigma$ 表示为 $S_z = \sigma\hbar$ ( $\sigma = \pm 1$ 分别表示光场的左、右旋圆偏振, $\hbar$ 为约化普朗克常数)<sup>[1-2]</sup>;具有方位角相位 $\exp(im\varphi)$ 的涡旋光束中,单个光子的纵向轨道角动量(OAM)可由拓扑荷 $m$ 表示为 $L_z = m\hbar$ ( $m$ 为任意整数,表示涡旋相位旋转一周的累积相位与 $2\pi$ 的比值)<sup>[3]</sup>。已有研究表明,傍轴圆偏振涡旋光束中每个光子总的纵向光学角动量 $J_z = (\sigma + m)\hbar$ <sup>[3-7]</sup>。在结构光场的非傍轴条件下,光学角动量往往伴随着强烈的自旋-轨道耦合,对SAM和OAM的描述更加复杂。如:在光学界面中反射和折射或在非均匀介质中传播的圆偏振光束会发生自旋霍尔效应<sup>[8-9]</sup>;圆偏振光通过高数值孔径透镜聚焦<sup>[10-12]</sup>或经过粒子散射<sup>[13-14]</sup>时,会在输出面发生自旋-轨道角动量转换。此外,单倏逝波<sup>[15-18]</sup>和一些非平面传播波<sup>[19-20]</sup>具有与螺旋度无关的横向SAM以及与横向偏振相关的横向动量。光的自旋-轨道耦合已经在许多领域起到关键作用,并显示出潜在的应用价值,如光学操纵<sup>[10,21]</sup>、显微成像<sup>[22]</sup>、纳米光学<sup>[23-24]</sup>和光通信<sup>[25]</sup>。

相较于具有均匀偏振态的标量光束,在横截面上同时具有不均匀偏振态和螺旋波前的矢量涡旋光束表现出的自旋-轨道相互作用更复杂<sup>[26-29]</sup>。高阶庞加莱球(HOPS)上的任意状态都可以用两个具有相反拓扑荷的左、右旋圆偏振涡旋基矢叠加产生,是矢量涡旋光束任意偏振态的极佳表示方法<sup>[30-31]</sup>。严格聚焦条件下,HOPS光束在焦平面上

会同时发生自旋-轨道角动量转换和局部轨道-自旋角动量转换<sup>[12]</sup>。通过双折射晶体控制HOPS光束的偏振态从赤道向极点绝热演化时,可能会发生自旋-轨道角动量分离,该现象也被称为光的自旋-轨道霍尔效应<sup>[32]</sup>。此外,近场中倏逝波的贡献可能在亚波长范围内占主导作用<sup>[17,33]</sup>。由于横波特性和倏逝波会得到一个“虚”的纵向偏振矢量(相移为 $\pi/2$ ),表明倏逝波可以产生与偏振态无关的横向自旋<sup>[19,26]</sup>,这是一种光的自旋-轨道相互作用,可解释为光的量子自旋霍尔效应<sup>[18]</sup>。目前,对矢量涡旋光束光学角动量的研究是光学领域的热门话题,但对矢量涡旋光束在近场中由倏逝波引起的自旋-轨道相互作用的研究仍处于发展阶段。

本文基于角谱衍射理论和Parseval定理研究了近场HOPS上拉盖尔-高斯(LG)光束的传播波、倏逝波和角动量的演化特性,并详细分析了由倏逝波引起的自旋-轨道相互作用。结果表明:近场中倏逝波的影响强烈,且在源平面附近起主导作用;HOPS上LG光束的传播波、倏逝波以及总光场的光强分布同时受到拓扑荷和椭圆率角的控制;自旋-轨道耦合导致拓扑荷和椭圆率角会影响纵向SAM和OAM,由于近场中倏逝波引起的自旋-轨道相互作用,总光场的OAM同时包含横向和纵向电场的贡献;总光场的横向SAM密度分布随着偏振态的变化而旋转,而倏逝波中横向SAM存在自旋方向锁定现象,仅受横向偏振态控制。

## 2 理论模型

在HOPS上,矢量涡旋光束的任意偏振态<sup>[30-31]</sup>都可以由两个具有相反拓扑荷的正交圆偏振基矢线性叠加表示为

$$\psi(\theta, \phi) = \cos\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right) |L_m\rangle \exp(-i\phi) + \sin\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right) |R_m\rangle \exp(i\phi), \quad (1)$$

式中, $|L_m\rangle = (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) \exp(-im\varphi) / \sqrt{2}$ 和 $|R_m\rangle = (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y) \exp(im\varphi) / \sqrt{2}$ 分别为具有拓扑荷 $-m$ 的左旋圆偏振涡旋光束和具有拓扑荷 $m$ 的右旋圆偏振涡旋光束, $\exp(\pm im\varphi)$ 为涡旋相位, $\varphi = \arctan(y/x)$ , $\mathbf{e}_x$ 和 $\mathbf{e}_y$ 分别为 $x$ 和 $y$ 方向偏振的单位矢量。 $(2\theta, 2\phi)$ 为HOPS上的球面坐标, $\theta$ 和 $\phi$ 分别为偏振椭圆的椭圆率角和方位角。不同的拓扑荷 $m$ 可表示不同阶数的HOPS,图1为由三个高阶斯托

克斯系数( $S_1^m, S_2^m$ 和 $S_3^m, m=1$ )构造的高阶庞加莱球。其中,南极( $\theta = -\pi/4$ )和北极( $\theta = \pi/4$ )分别表示右旋和左旋圆偏振涡旋光束,赤道( $\theta = 0$ )对应局域线偏振的柱矢量光束,极点和赤道之间的区域表示偏振态长轴空间变化的椭圆偏振矢量光束。

假设HOPS上任意偏振态的LG光束沿 $z$ 轴正向传播,该光束在源平面( $z=0$ )上的横向电场可表示为

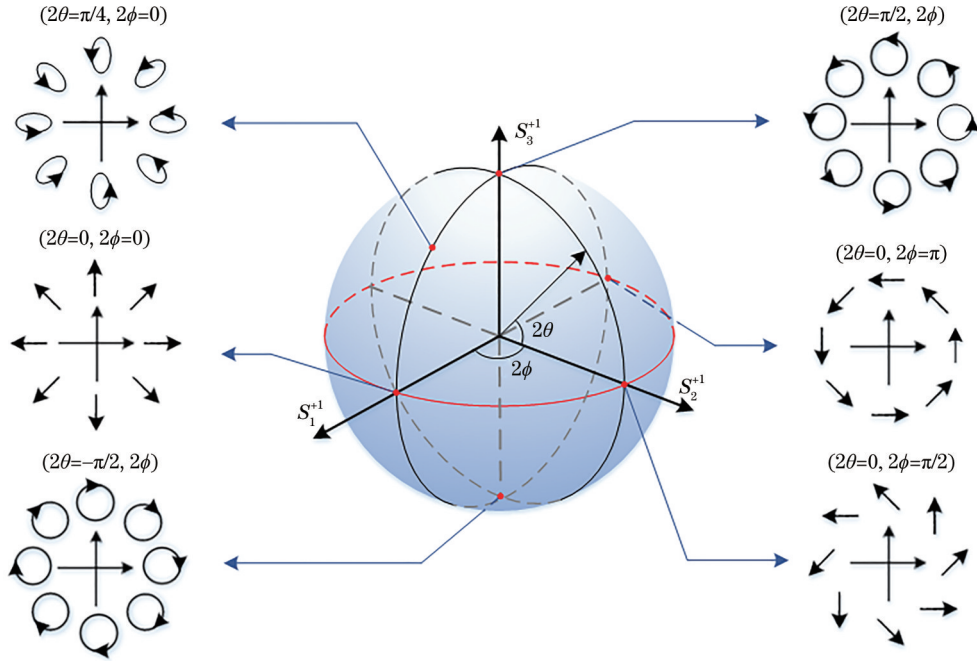


图 1 拓扑荷  $m = 1$  的高阶庞加莱球

Fig. 1 Higher-order Poincaré sphere of the topological charge  $m = 1$

$$E(x_0, y_0, 0) = \begin{bmatrix} E_x(x_0, y_0, 0) \\ E_y(x_0, y_0, 0) \end{bmatrix} = E_0 \left( \frac{\sqrt{2} \rho_0}{\omega_0} \right)^{|m|} L_n^{|m|} \left( \frac{2\rho_0^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left( -\frac{\rho_0^2}{\omega_0^2} \right) \begin{bmatrix} \cos(m\varphi_0 + \phi) \cos \theta - i \sin(m\varphi_0 + \phi) \sin \theta \\ \sin(m\varphi_0 + \phi) \cos \theta + i \cos(m\varphi_0 + \phi) \sin \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中,  $x_0$  和  $y_0$  分别为源平面上的  $x$  轴坐标和  $y$  轴坐标,  $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ ,  $\varphi_0 = \arctan(y_0/x_0)$ ,  $E_0$  为振幅常数,  $\omega_0$  为高斯项的束腰宽度,  $L_n^{|m|}(\cdot)$  为径向阶数

为  $n$  和角向阶数为  $|m|$  的缔合拉盖尔多项式。

由角谱衍射理论<sup>[26,36]</sup>可知,自由空间中传播的 HOPS 上 LG 光束的电场可表示为

$$E(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ A_x(p, q) \mathbf{e}_x + A_y(p, q) \mathbf{e}_y - \frac{\mathbf{e}_z}{\gamma} [pA_x(p, q) + qA_y(p, q)] \right\} \times \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dpdq, \quad (3)$$

式中,  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$  为光束在  $z$  平面的空间矢量,  $\mathbf{e}_z$  为  $z$  方向上的单位矢量,  $k$  为波数,  $\gamma = \sqrt{1 - p^2 - q^2}$ 。

$A_x(p, q)$  和  $A_y(p, q)$  分别为电场  $E_x(x_0, y_0, 0)$  和  $E_y(x_0, y_0, 0)$  的傅里叶变换形式,可表示为

$$A_x(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_x(x_0, y_0, 0) \exp[-ik(px_0 + qy_0)] dx_0 dy_0 = i^{2n+2m+|m|} \frac{\pi E_0}{\lambda^2} \left( \frac{kb}{\sqrt{2}\omega_0} \right)^{|m|} \omega_0^{-2|m|+2} L_n^{|m|} \left( \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{2} \right) \exp \left( -\frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{4} \right) \times [\cos(m\phi_0 + \phi) \cos \theta - i \sin(m\phi_0 + \phi) \sin \theta], \quad (4)$$

$$A_y(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_y(x_0, y_0, 0) \exp[-ik(px_0 + qy_0)] dx_0 dy_0 = i^{2n+2m+|m|} \frac{\pi E_0}{\lambda^2} \left( \frac{kb}{\sqrt{2}\omega_0} \right)^{|m|} \omega_0^{-2|m|+2} L_n^{|m|} \left( \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{2} \right) \exp \left( -\frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{4} \right) \times [\sin(m\phi_0 + \phi) \cos \theta + i \cos(m\phi_0 + \phi) \sin \theta], \quad (5)$$

式中,  $\lambda$  为光束的波长,  $b = \sqrt{p^2 + q^2}$ ,  $\phi_0 = \arctan(q/p)$ 。将(4)式和(5)式代入(3)式, 得到 HOPS 上 LG 光束的电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & i^{2n+3m+|m|} \frac{E_0}{2} \left( \frac{k\omega_0}{\sqrt{2}} \right)^{|m|+2} \int_0^{+\infty} b^{|m|+1} L_n^{|m|} \left( \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{2} \right) \exp \left( ik\gamma z - \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{4} \right) \times \\ & \left\{ \left[ (1-i) \cos(m\varphi + \phi - \theta) + (1+i) \cos(m\varphi + \phi + \theta) \right] J_m(k\rho b) \mathbf{e}_x + \right. \\ & \left. \left[ (1-i) \sin(m\varphi + \phi - \theta) + (1+i) \sin(m\varphi + \phi + \theta) \right] J_m(k\rho b) \mathbf{e}_y + \right. \\ & \left. \frac{b}{\gamma} \left[ (1+i) \cos(m\varphi - \varphi + \phi - \theta) - (1-i) \cos(m\varphi - \varphi + \phi + \theta) \right] J_{m-1}(k\rho b) \mathbf{e}_z \right\} db, \quad (6) \end{aligned}$$

式中,  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $J_m(\cdot)$  为  $m$  阶第一类贝塞尔函数。当  $b < 1$  时,  $\gamma = \sqrt{1 - b^2}$ , (6) 式可表示电场中倏逝波

分量的贡献; 当  $b > 1$  时,  $\gamma = i\sqrt{b^2 - 1}$ , (6) 式可表示电场中传播波分量的贡献。将  $\theta = 0$  代入(6)式, 得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & i^{2n+3m+|m|} E_0 \left( \frac{k\omega_0}{\sqrt{2}} \right)^{|m|+2} \int_0^{+\infty} b^{|m|+1} L_n^{|m|} \left( \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{2} \right) \exp \left( ik\gamma z - \frac{k^2 b^2 \omega_0^2}{4} \right) \times \\ & \left\{ \cos(m\varphi + \phi) J_m(k\rho b) \mathbf{e}_x + \sin(m\varphi + \phi) J_m(k\rho b) \mathbf{e}_y + \frac{b}{\gamma} \left[ i \cos(m\varphi - \varphi + \phi) \right] J_{m-1}(k\rho b) \mathbf{e}_z \right\} db. \quad (7) \end{aligned}$$

从(7)式可以发现, 此时光束为局域线偏振的柱矢量光束, 且映射到赤道上柱矢量光束的 SAM 和 OAM 均为 0<sup>[32,37]</sup>。由 Parseval 定理可知, 一个信号的功率(能量)和该信号完备正交集的功率(能量)总和相等, 进一步得到传播波和倏逝波的光强平面积分<sup>[17,33,38]</sup>为

$$\begin{aligned} I_{pr} = & \iint |\mathbf{E}_{pr}|^2 dx dy = \pi \int_0^1 \frac{|C|^2 (2 - b^2) b}{(1 - b^2)} db, \quad (8) \\ I_{ev} = & \iint |\mathbf{E}_{ev}|^2 dx dy = \pi \int_1^{+\infty} \frac{|C|^2 (3b^2 - 2) b}{b^2 - 1} \times \\ & \exp \left[ -2kz \sqrt{b^2 - 1} \right] db, \quad (9) \end{aligned}$$

式中,  $C = \pi E_0 / \lambda^2 \left[ kb / (\sqrt{2} \omega_0) \right]^{|m|} \omega_0^{2|m|+2} L_n^{|m|} \times (k^2 b^2 \omega_0^2 / 2) \exp(-k^2 b^2 \omega_0^2 / 4)$ , 下标 pr 和 ev 分别表示传播波和倏逝波分量。可以发现, HOPS 上 LG 光束的倏逝波光强平面积分与束腰宽度、拓扑荷、传播距离和径向阶数有关, 而传播波光强平面积分与束腰宽度、拓扑荷以及径向阶数有关, 进而得到倏逝波在不同传播距离或束腰宽度下与总光场光强平面积分的相对权重。

非傍轴条件下, 自由空间传播的单色光束 SAM 和 OAM 密度可从关于时间平均的 Poynting 矢量分解得到<sup>[15,19,26]</sup>, 可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{P} = & \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}(\mathbf{r})] = \frac{1}{4\mu_0 \omega} \text{Im}[\nabla \times (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E})] + \\ & \frac{1}{2\mu_0 \omega} \text{Im}[\mathbf{E}^*(\nabla) \mathbf{E}], \quad (10) \end{aligned}$$

式中,  $[1/(4\mu_0 \omega)] \text{Im}[\nabla \times (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E})]$  为自旋动量密度  $\mathbf{p}^s$ ,  $[1/(2\mu_0 \omega)] \text{Im}[\mathbf{E}^*(\nabla) \mathbf{E}]$  为轨道动量密度  $\mathbf{p}^o$ ,  $\text{Re}[\cdot]$  和  $\text{Im}[\cdot]$  分别为取实部和取虚部函数, 上标 \* 表示复共轭,  $\mu_0$  和  $\omega$  分别为真空磁导率和角频率。由  $\mathbf{p}^s$  和  $\mathbf{p}^o$  可得到非傍轴条件下单色光束在自由空间中不同方向的 SAM 密度  $\mathbf{S}$  和  $z$  方向上的 OAM 密度  $L_z$ , 可表示为

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2\mu_0 \omega} \text{Im}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}), \quad (11)$$

$$L_z = \frac{1}{2\mu_0 \omega} \text{Im}[\mathbf{r} \times (\mathbf{E}^* \cdot (\nabla) \mathbf{E})] \cdot \mathbf{e}_z. \quad (12)$$

(11) 式和 (12) 式对傍轴情形中单色光束的角动量密度描述同样有效<sup>[21]</sup>, 实验讨论的 OAM 均为与坐标轴选取位置无关的 OAM<sup>[6,19]</sup>。

### 3 分析与讨论

为了更直观地观察倏逝波对总光场的贡献, 图 2 给出了不同拓扑荷和径向阶数的倏逝波与总光场光强平面积分的比率曲线。从图 2(a) 可以发现, 当  $\omega_0 = 0.1\lambda$  时, 倏逝波在源平面附近的贡献占主导地位, 但随着传播距离的增加, 倏逝波占总光场光

强平面积分的相对权重逐渐减小。从图 2(b) 可以发现: 当  $z = 0.1\lambda$  时, 束腰宽度对倏逝波贡献的影响与传播距离类似, 即在一定范围内, 束腰宽度越大, 倏逝波的贡献越小; 当束腰宽度接近  $\lambda$  时, 倏逝波光

强平面积分在总光场中的相对权重趋近于 0。因此, 可以通过设置小束腰宽度和短传播距离确保倏逝波在总光场中的主导作用。

图 3 为不同拓扑荷对传播波、倏逝波和总光场

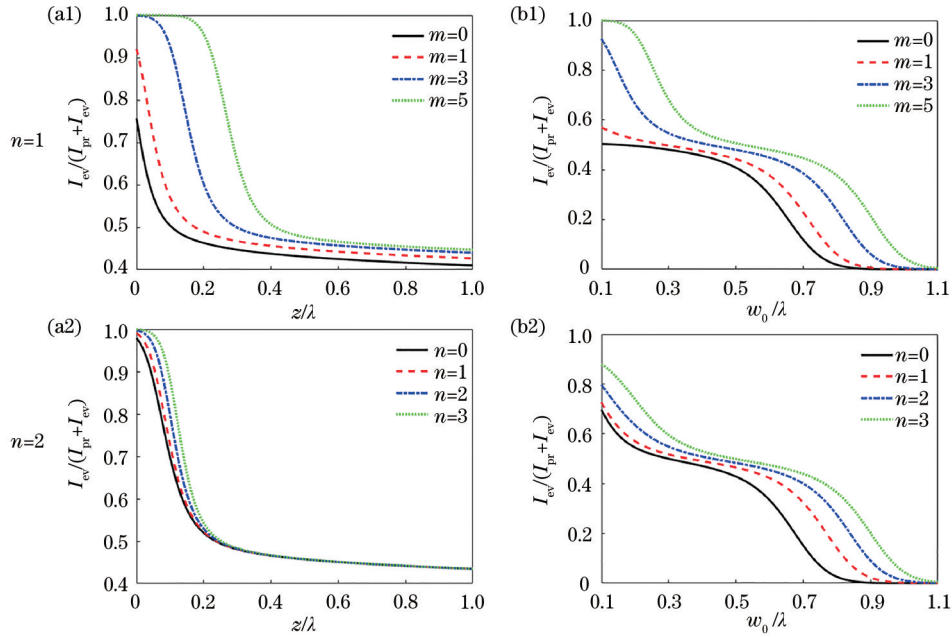


图 2 倏逝波与总光场光强平面积分比率的变化曲线。(a)  $w_0 = 0.1\lambda$ ; (b)  $z = 0.1\lambda$

Fig. 2 Change curves of plane integral ratio between the evanescent wave's intensity and the total-field intensity.

(a)  $w_0 = 0.1\lambda$ ; (b)  $z = 0.1\lambda$

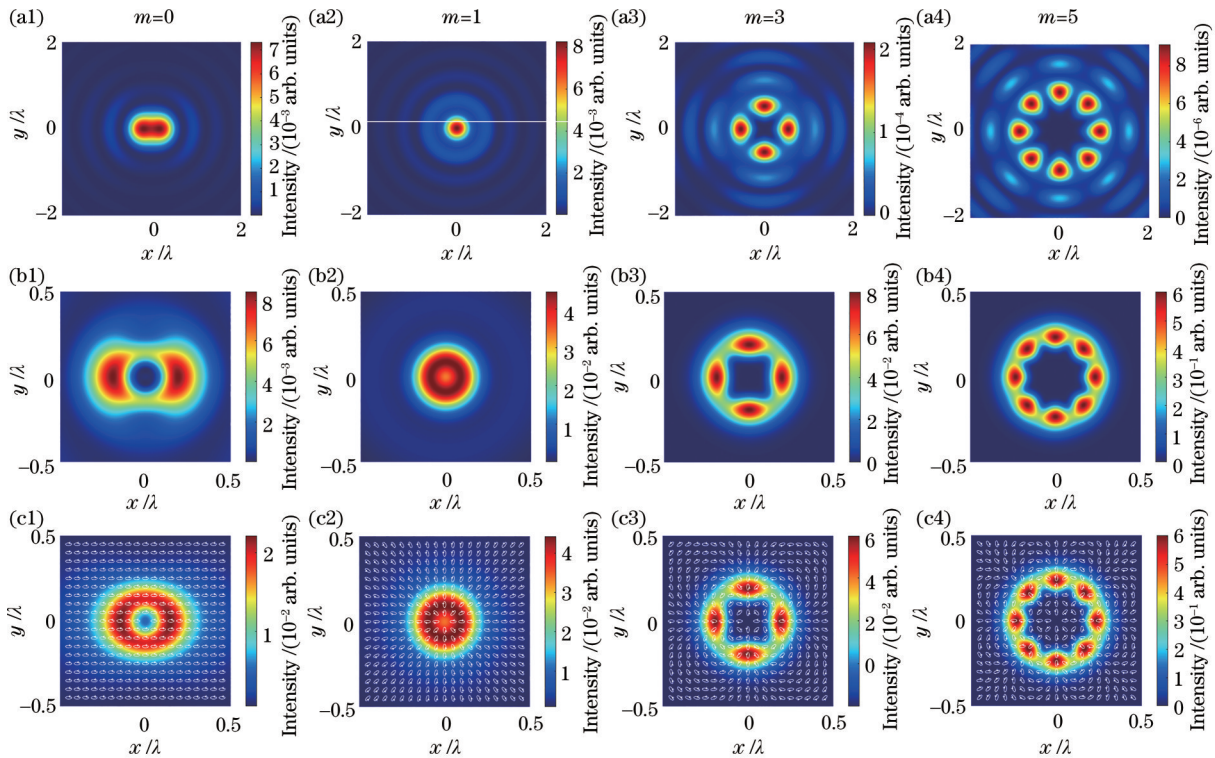


图 3 不同拓扑荷的光强分布。(a) 传播波; (b) 倏逝波; (c) 总光场

Fig. 3 Intensity distributions for different topological charges. (a) Propagating wave; (b) evanescent wave; (c) total-field

光强分布以及偏振态分布的影响,其中,  $\theta = \pi/8$ ,  $n = 1, \phi = 0, \omega_0 = 0.1\lambda, z = 0.1\lambda$ , 箭头标识为偏振椭圆。可以发现:传播波的光强分布空间尺寸大于倏逝波和总光场,  $m = 0$  的椭圆偏振光束传播波和倏逝波对总光场的贡献十分接近;随着拓扑荷的增加,倏逝波的光场强度逐渐增大,传播波的光场强度逐渐减小,且传播波、倏逝波和总光场的光强分布主峰瓣数逐渐增加。此外,偏振椭圆长轴空间取向角随方位角变化的速率随拓扑荷的增加而加快,这表明拓扑荷会严重影响矢量涡旋光束的偏振态

分布。

图 4 为不同椭圆率角对传播波、倏逝波和总光场光强分布以及偏振态分布的影响,其中,  $m = 2, n = 1, \phi = 0, \omega_0 = 0.1\lambda, z = 0.1\lambda$ 。可以发现, HOPS 赤道上柱矢量光束和北半球上椭圆偏振矢量光束的传播波、倏逝波和总光场呈双月牙形主瓣分布。HOPS 北极点上的右旋圆偏振光束的传播波、倏逝波和总光场的光强均呈柱对称中空“甜甜圈”式分布。这表明椭圆率角能改变 HOPS 上 LG 光束的偏振态分布,也会严重影响光束的强度分布。

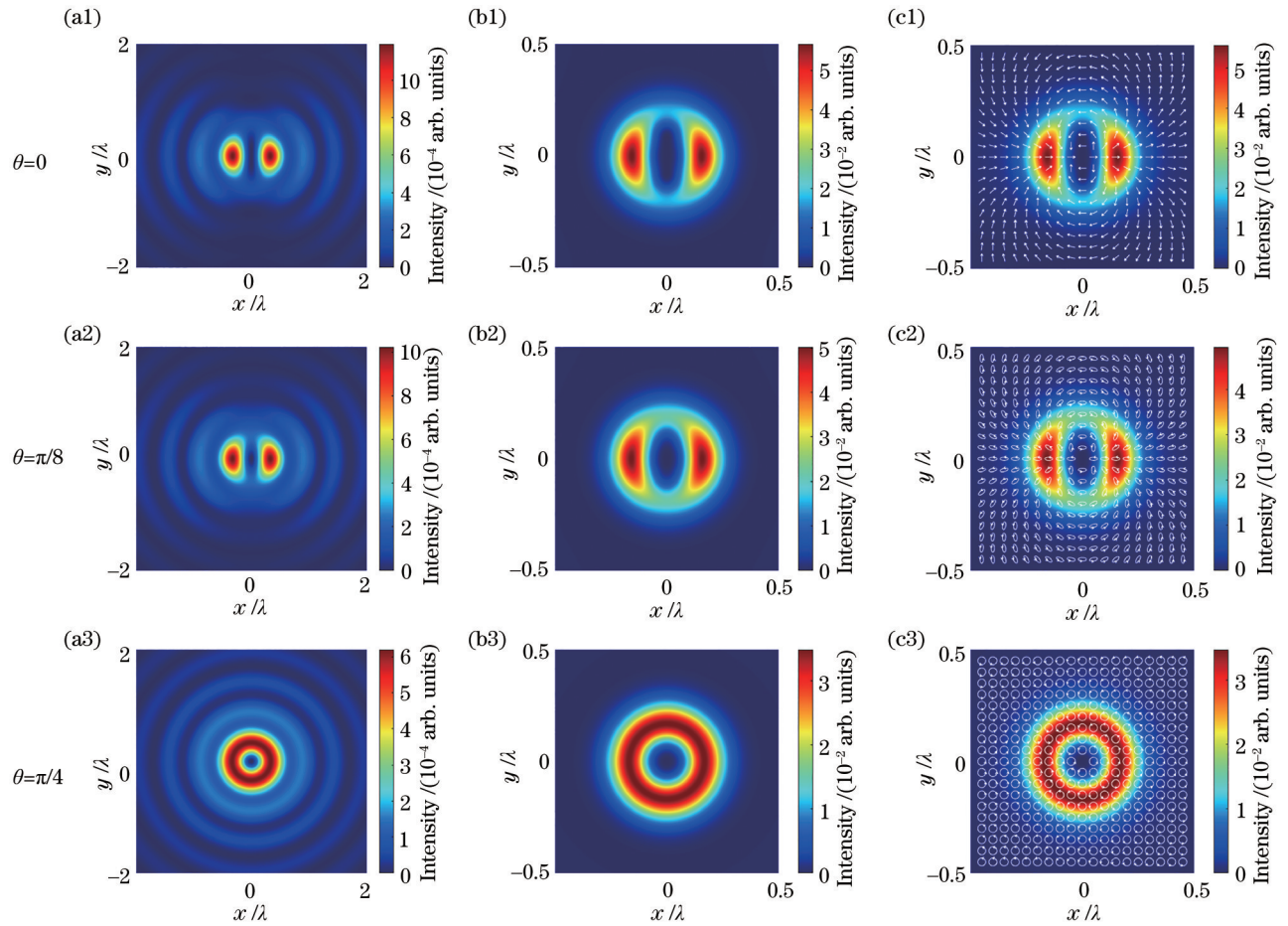


图 4 不同椭圆率角的光强分布。(a)传播波;(b)倏逝波;(c)总光场

Fig. 4 Intensity distributions for different ellipticity angles. (a) Propagating wave; (b) evanescent wave; (c) total-field

光的自旋-轨道相互作用是光传输中的固有现象,且电场纵向分量的作用使非傍轴情况下该现象尤为强烈。由于横波特性,近场中倏逝波会产生一个“虚”的纵向偏振矢量。为了描述近场 HOPS 上 LG 光束光学角动量的演化特性,图 5 分别描绘了拓扑荷、径向阶数和椭圆率角对纵向 SAM 和 OAM 密度的影响。可以发现:图 5(a1)中纵向 SAM 密度并非随着拓扑荷的增加线性增加,拓扑荷从 0 增加到

3 时,纵向 SAM 的密度先减小后增大;图 5(a2)中 OAM 密度的绝对值随拓扑荷的增加而增加,且  $m = 0$  时仍存在 OAM,表明此时发生了强烈的自旋-轨道耦合。与图 5(a1)中的情况不同,图 5(b1)和图 5(b2)中随着径向阶数的增加,纵向 SAM 和 OAM 的密度逐渐增大,且空间分布尺寸也随之增大。此外,从图 5(c1)和图 5(c2)可以发现,椭圆率角同时控制着纵向 SAM 和 OAM 密度的大小和方

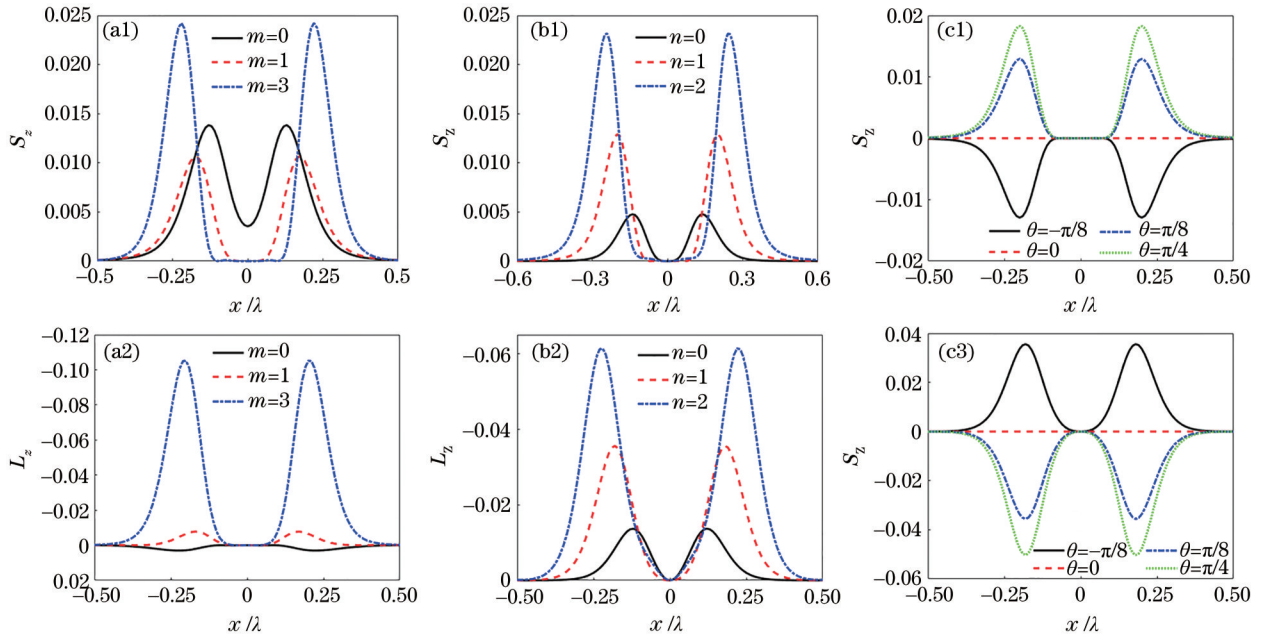


图 5 不同自由度的纵向角动量密度分布。(a)  $n = 1, \theta = \pi/8$ ; (b)  $m = 2, \theta = \pi/8$ ; (c)  $m = 2, n = 1$

Fig. 5 Longitudinal angular momentum density distributions for different freedom degrees. (a)  $n = 1, \theta = \pi/8$ ; (b)  $m = 2, \theta = \pi/8$ ; (c)  $m = 2, n = 1$

向。原因是椭圆率角控制着 HOPS 南北极基矢线性叠加时的相对权重,而南北极基矢携带着旋向相反的涡旋相位和相互正交的偏振态。

OAM 来源于电场中的横向方位角梯度。与傍轴情况下 OAM 仅来源于横向电场不同,近场倏逝波中产生的纵向分量也会对 OAM 产生影响。图 6 为拓扑荷对横向电场和纵向电场 OAM 密度的影响,其中,  $n = 1, \theta = \pi/8, w_0 = 0.1\lambda, z = 0.1\lambda, \phi = 0$ , 实线  $L_{z,Et}$  和虚线  $L_{z,EI}$  分别表示横向电场和纵向电场产生的纵向 OAM 分量。可以发现:当  $m =$

$-1$  时,来自纵向电场的 OAM 密度和来自横向电场的 OAM 密度对电场的贡献接近,这表明此时产生了强烈的光自旋-轨道相互作用,如图 6(a) 所示;当  $m = 1$  时,来自纵向电场的 OAM 密度为 0,原因是此时电场的纵向分量有着比横向分量低一阶拓扑荷的涡旋相位,如图 6(b) 所示;当  $m = 3$  时,纵向电场又重新产生 OAM,但该部分 OAM 与横向电场的 OAM 的相对权重仍低于  $m = -1$  时的情形,如图 6(c) 所示。

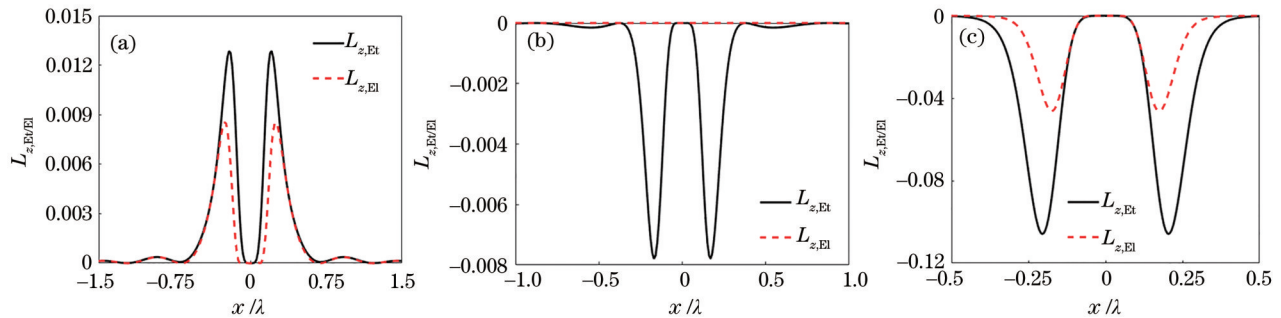


图 6 不同拓扑荷的纵向 OAM 密度分布。(a)  $m = -1$ ; (b)  $m = 1$ ; (c)  $m = 3$

Fig. 6 Longitudinal OAM density distributions for different topological charges. (a)  $m = -1$ ; (b)  $m = 1$ ; (c)  $m = 3$

自由空间中横向 SAM 并不是倏逝波的专有属性,由于电场横向梯度的存在,传播波也可能出现类似的横向 SAM<sup>[19]</sup>。为了对比倏逝波中的横向 SAM 特性,图 7 给出了不同椭圆率角下倏逝波和总

光场的横向 SAM 密度分布,其中,  $m = 1, n = 1, w_0 = 0.1\lambda, z = 0.1\lambda, \phi = 0$ 。可以发现,椭圆率角对倏逝波横向 SAM 的影响十分微弱,而总光场的横向 SAM 密度分布会随椭圆率的变化而旋转。倏逝波

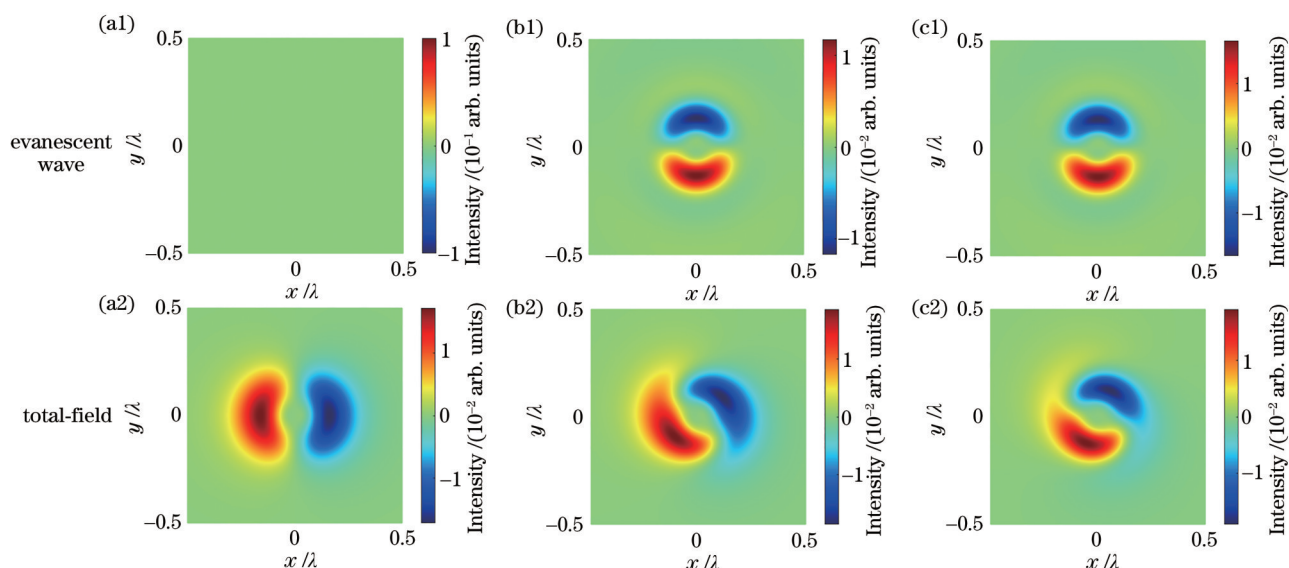


图 7 不同椭圆率角的横向 SAM 密度分布。(a)  $\theta = 0$ ; (b)  $\theta = \pi/8$ ; (c)  $\theta = \pi/4$

Fig. 7 Transverse SAM density distributions for different ellipticity angles. (a)  $\theta = 0$ ; (b)  $\theta = \pi/8$ ; (c)  $\theta = \pi/4$

横向 SAM 方向锁定的现象可以由量子自旋霍尔效应<sup>[18]</sup>来解释,由于动量和横向 SAM 存在时间反演对称性,倏逝波中横向 SAM 受到波矢纵向分量的控制。此外,椭圆率角会明显影响倏逝波的横向 SAM 密度,在  $\theta = 0$  时,倏逝波甚至不再产生横向 SAM。由(11)式可知,横向 SAM 是由横向电场和纵向电场间存在  $\pi/2$  相位差的部分产生,当  $\theta = 0$  时,(7)式中倏逝波的横向和纵向分量仅存在实数部分,两者构成的横向偏振态为不存在相位差的线偏振态,这表明横向 SAM 与光束的横向圆偏振态有关。

## 4 结 论

理论研究了近场 HOPS 上 LG 光束传播波、倏逝波和总光场及其角动量的演化特性,并详细分析了由倏逝波引起的自旋-轨道相互作用对光学角动量的影响。结果表明,亚波长束腰宽度的 HOPS 上 LG 光束的倏逝波在源平面附近起主要作用,拓扑荷和椭圆率角除了能控制矢量涡旋光束的偏振态外,对传播波、倏逝波和总光场的光强分布也有着强烈影响。由于自旋-轨道耦合,纵向 SAM 和 OAM 同时受到拓扑荷和椭圆率角的影响。来自横向方位角梯度的 OAM 同时包含着横向电场和纵向电场的贡献。总光场的横向 SAM 密度分布随着偏振态的变化而旋转,而倏逝波中横向 SAM 存在自旋方向锁定现象,仅受到横向偏振态的控制,该结论对矢量涡旋光束在亚波长结构中的研究提供了一定的帮助。

## 参 考 文 献

- [1] Poynting J H. The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1909, 82(557): 560-567.
- [2] Beth R A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light[J]. Physical Review, 1936, 50(2): 115-125.
- [3] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Physical Review A, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [4] Padgett M, Courtial J, Allen L. Light's orbital angular momentum[J]. Physics Today, 2004, 57(5): 35-40.
- [5] Berry M V. Paraxial beams of spinning light[J]. Proceedings of SPIE, 1998, 3487: 6-11.
- [6] O'Neil A T, MacVicar I, Allen L, et al. Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(5): 053601.
- [7] Leach J, Padgett M J, Barnett S M, et al. Measuring the orbital angular momentum of a single photon[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(25): 257901.
- [8] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. Hall effect of light[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(8):



- 083901.
- [9] Ling X, Zhou X, Huang K, et al. Recent advances in the spin Hall effect of light[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2017, 80(6): 066401.
- [10] Li M M, Yan S H, Yao B L, et al. Spinning and orbiting motion of particles in vortex beams with circular or radial polarizations[J]. *Optics Express*, 2016, 24(18): 20604-20612.
- [11] Man Z S, Dou X J, Urbach H P. The evolutions of spin density and energy flux of strongly focused standard full Poincaré beams[J]. *Optics Communications*, 2020, 458: 124790.
- [12] Yu P P, Liu Y F, Wang Z Q, et al. Interplay between spin and orbital angular momenta in tightly focused higher-order Poincaré sphere beams[J]. *Annalen Der Physik*, 2020, 532(8): 2000110.
- [13] Hadj M O E, Stratton T, Dolan S R. Scattering from compact objects: Regge poles and the complex angular momentum method[J]. *Physical Review D*, 2020, 101(10): 104035.
- [14] Bekshaev A Y. Subwavelength particles in an inhomogeneous light field: optical forces associated with the spin and orbital energy flows[J]. *Journal of Optics*, 2013, 15(4): 044004.
- [15] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3300.
- [16] Wei L, Rodríguez-Fortuño F J. Momentum-space geometric structure of helical evanescent waves and its implications on near-field directionality[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13: 014008.
- [17] Chen R P, Chew K H, Dai C Q, et al. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in the near field of a highly nonparaxial optical field with hybrid states of polarization[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053862.
- [18] Bliokh K Y, Smirnova D, Nori F. Quantum spin Hall effect of light[J]. *Science*, 2015, 348(6242): 1448-1451.
- [19] Bliokh K Y, Nori F. Transverse and longitudinal angular momenta of light[J]. *Physics Reports*, 2015, 592: 1-38.
- [20] Bekshaev A Y, Bliokh K Y, Nori F. Transverse spin and momentum in two-wave interference[J]. *Physical Review X*, 2015, 5: 011039.
- [21] Han X, Chen X L, Xiong W, et al. Vacuum optical tweezers system and its research progress in precision measurement[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(4): 0401011.
- 韩翔, 陈鑫麟, 熊威, 等. 真空光镊系统及其在精密测量中的研究进展[J]. *中国激光*, 2021, 48(4): 0401011.
- [22] Zhao L. All-optical spin-orbit coupling of light in coherent media using rotating image[J]. *Annalen Der Physik*, 2020, 532(1): 1900371.
- [23] Luo X G. Subwavelength optical engineering with metasurface waves[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(7): 1701201.
- [24] Chen S Q, Li Z, Zhang Y B, et al. Phase manipulation of electromagnetic waves with metasurfaces and its applications in nanophotonics[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(13): 1800104.
- [25] Nan J H, Han Y P. Dual-channel multiband vortex optical communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(12): 1206001.
- 南久航, 韩一平. 双路多进制涡旋光通信[J]. *光学学报*, 2021, 41(12): 1206001.
- [26] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, et al. Spin-orbit interactions of light[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(12): 796-808.
- [27] Gong Y T, Liu L Q, Geng Y C, et al. Research progress on ultrashort vortex pulse generation methods[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 050008.
- 龚宇霆, 刘兰琴, 耿远超, 等. 超短涡旋脉冲产生方法研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(5): 050008.
- [28] Shao Z K, Zhu J B, Chen Y J, et al. Spin-orbit interaction of light induced by transverse spin angular momentum engineering[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 926.
- [29] Zhao Y, Yang C X, Zhu J X, et al. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in structured optical fields[J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(6): 067301.
- [30] Milione G, Sztul H I, Nolan D A, et al. Higher-order Poincaré sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(5): 053601.
- [31] Milione G, Evans S, Nolan D A, et al. Higher order Pancharatnam-Berry phase and the angular momentum of light[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(19): 190401.
- [32] Fu S H, Guo C H, Liu G H, et al. Spin-orbit optical Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(24): 243904.

- [33] Chen R P, Li G Q. The evanescent wavefield part of a cylindrical vector beam[J]. *Optics Express*, 2013, 21(19): 22246-22254.
- [34] Cui X, Wang C, Jia X. Nonparaxial propagation of vector vortex beams diffracted by a circular aperture [J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2019, 36(1): 115-123.
- [35] Zhao X L, Jia X T. Vectorial structure of arbitrary vector vortex beams diffracted by a circular aperture in the far field[J]. *Laser Physics*, 2018, 28(1): 015004.
- [36] Helseth L E. Radiationless electromagnetic interference shaping of evanescent cylindrical vector waves[J]. *Physical Review A*, 2008, 78: 013819.
- [37] Wang X L, Chen J, Li Y N, et al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253602.
- [38] Zhou G Q. The analytical vectorial structure of a nonparaxial Gaussian beam close to the source[J]. *Optics Express*, 2008, 16(6): 3504-3514.