

偏振控制的等离激元轨道角动量态的生成与叠加*

周浩然¹⁾ 袁伟邨¹⁾ 崔竣硕²⁾ 张玉芹^{1)†} 宋洪胜^{1)‡}

1) (山东建筑大学理学院, 济南 250101)

2) (山东建筑大学机电工程学院, 济南 250101)

(2025 年 11 月 1 日收到; 2025 年 12 月 3 日收到修改稿)

近年来, 关于表面等离激元轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 态的研究, 主要聚焦于单一 OAM 态的生成及不同拓扑荷数 OAM 态的演化. 如何通过微纳结构的精确设计, 实现具有特定相位关系的两个 OAM 态的相干叠加, 仍面临诸多挑战. 本文提出了一种新型等离激元微纳结构, 以矩形缝对为结构单元, 按照圆环或分段螺旋线轮廓排列. 不仅能够在表面等离激元场中有效产生具有不同拓扑荷的 OAM 纯态, 还可通过调入入射光的偏振态, 实现两种 OAM 态以不同振幅比和相位差的灵活叠加, 从而实现 OAM 叠加态在布洛赫球面上的演化. 结合理论分析与数值模拟, 本文验证了该结构在圆偏振光照射下可产生不同拓扑荷的 OAM 纯态; 入射光为线偏振时, 则可实现两 OAM 态等振幅叠加, 形成具有结构化分布的 OAM 叠加态. 此外, 通过调节线偏振光的偏振角, 可有效控制两本征 OAM 态之间的相位差, 从而实现叠加态场分布的规律性旋转. 本研究为等离激元 OAM 态的相干控制提供了新的设计思路, 也为多功能光场调控器件的集成设计提供了理论基础和技术路径.

关键词: 轨道角动量, 表面等离激元, 轨道角动量叠加态, 偏振态**DOI:** 10.7498/aps.75.20251484**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251484

1 引言

光子角动量包括自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 两部分. SAM 主要与光的偏振特性有关, 而 OAM 则与光束所携带的螺旋相位波前相关, 其相位特征可表示为 $\exp(i\theta)$, 其中 θ 为方位角, l 为拓扑荷数 (topological charge, TC), 可取任意整数值, 从而赋予 OAM 无限的维度^[1,2]. 因其螺旋相位波前的拓扑结构和无限正交态数, OAM 在光学微操控^[3,4]、高分辨率显微成像^[5,6] 和光通信^[7,8] 等领域展现出广阔的应用前景. 通过对

光场螺旋相位、偏振态及振幅的精确调控, 可以控制两个 OAM 态干涉叠加, 进而生成结构化的空间光场分布. 例如, 等振幅叠加的两 OAM 态可形成具有花瓣状分布的光场, 这一特性已被应用于经典与量子实验中的传输质量测量与分析^[9,10]; 高拓扑荷 OAM 态的叠加通常呈现摩天轮状的多瓣结构, 已被用于超高维量子纠缠态^[11] 的验证. 此外, 通过调节 OAM 态的拓扑荷差值与叠加权重, 可进一步构建复杂的光强分布, 这一机制已在玻色-爱因斯坦凝聚体实验中得到验证^[12]. 目前, 已有多种方法可用于在自由空间中生成 OAM 叠加态, 包括 q 板^[13,14]、螺旋相位板^[15,16]、计算机生成的全息图^[17,18] 和超表面^[19-21] 等. 然而, 这些方法产生的 OAM 叠加态大多处于远场区域, 且主要局限于宏观尺度,

* 国家自然科学基金 (批准号: 62375159)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2022MF248) 和山东省高等学校青创科技计划团队项目 (批准号: 2023KJ126) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangyuqin19@sdjzu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: hshsong@sdjzu.edu.cn

对于在微纳尺度近场中实现可控的 OAM 态叠加, 相关研究仍相对较为匮乏, 亟需进一步探索.

表面等离子激元 (surface plasmons polaritons, SPPs) 是一种局域于金属-介质界面的倏逝电磁波, 且具有将光场压缩至亚波长尺度的能力, 为亚波长尺度光场调控提供了重要手段. 通过合理设计微纳结构, 可以在 SPPs 场有效激发和调控携带 OAM 的等离子激元模式, 从而实现具有特定空间结构分布的近场 OAM 叠加态的生成. 近年来, 研究者提出了多种微纳结构用于产生等离子激元 OAM 态, 包括具有圆对称结构的狭缝^[22,23]、阿基米德螺旋线^[24,25]以及精确排布的亚波长谐振器^[26,27]. 这些结构能够在金属表面有效激发特定模式的 SPPs, 从而实现单一 OAM 态在近场中的可控生成. 然而, 现有研究大多集中在单一 OAM 态的调控, 关于两个 OAM 态的相干叠加的探索仍然相对有限. 这主要源于叠加态的实现需要同时控制多个关键参数, 包括两个 OAM 态的振幅比、相对相位以及拓扑荷差值等, 这对微纳结构的设计与加工提出了更高的挑战. 在我们的早期工作中, 提出了一种以矩形纳米狭缝为单元的微纳结构设计, 该结构能够在 SPPs 场生成两个等振幅的 OAM 态叠加^[28]. 然而, 由于无法灵活调制两态间的振幅比, 其在构建任意 OAM 叠加态时存在一定局限性. 随后, 我们又设计了基于纳米缝对的设计方案, 通过调节同一单元内两条狭缝之间的径向间距改变两 OAM 态的振幅比, 实现了两种 OAM 态在任意振幅比下的叠加^[29], 这一方法虽在功能上取得了突破, 但其不足在于精确调控狭缝间距的操作不够便捷, 且不同振幅比分布通常对应不同结构, 增加了结构制备与实验实现的复杂度. 因此, 若能在固定间距的纳米缝对单元中引入可以调节振幅比的功能, 例如通过借助外部条件改变实现幅度调节, 不仅在方法上更具新意, 而且有望在结构简化与制备灵活性方面展现优势.

本文设计了一种新型等离子激元微纳结构, 该结构以固定间距的矩形纳米缝对为基本单元, 按照圆环或分段螺旋线的形状进行排布. 通过控制入射光的偏振态, 该结构不仅能够金属表面激发具有特定 TC 的单一 OAM 态, 还可以实现两个不同 OAM 态不同振幅比的相干叠加, 从而构建结构化的近场光强分布. 结合理论推导与数值模拟, 系统验证了该结构的 OAM 态调控能力: 在圆偏振光入射条件

下, 结构能够激发具有自旋依赖的 OAM 纯态; 在线偏振 (linearly polarization, LP) 光照射下, 则可以实现两个 OAM 态的等振幅叠加. 进一步地, 通过调节缝对的旋转阶数和排列形状的几何阶数, 可灵活设定两个 OAM 态的 TC; 同时, 改变入射线偏振光的偏振角度, 还可精确调控两个 OAM 态之间的相对相位, 从而实现任意拓扑荷数与相位差组合的 OAM 叠加态生成. 本研究不仅丰富了等离子激元 OAM 态的调控手段, 也为其在纳米光子学、信息处理和量子技术中的应用提供了新的设计思路与技术支撑.

2 基本原理及仿真模拟

2.1 设计原理

图 1(a) 给出了通过调控入射光偏振态, 在 SPPs 场中实现 OAM 态及其叠加态生成的原理示意图. 所设计的微纳结构是以矩形纳米缝对为结构单元, 整体排列成圆形或分段螺旋线形状. 如图 1(b) 所示, 单个纳米缝对由两个尺寸相同、彼此正交的矩形缝构成. 两个矩形缝之间的径向距离 $d = \lambda_{\text{spp}}/2$, 其中, λ_{spp} 为等离子激元波长, 每个矩形缝的长度和宽度分别为 $L = 300 \text{ nm}$ 和 $W = 100 \text{ nm}$. 缝 1 的长边与 x 轴之间的夹角定义为 $\beta_1 = q\theta + \beta_0$, 其中 θ 为极坐标系中的方位角, q 为结构的旋转阶数, β_0 为 $\theta = 0$ 时狭缝长边与 x 轴之间的夹角. 由于缝 2 与缝 1 相互垂直, 其角度可以表示为 $\beta_2 = q\theta + \beta_0 + \pi/2$. 该微纳结构刻蚀在以玻璃为基底的 200 nm 厚的金膜中, 圆形结构的半径为 $r_0 = 4.8 \mu\text{m}$; 在分段螺旋线结构中, 其径向排布满足 $r_m = r_0 + \lambda_{\text{spp}} \times \text{mod}(m\theta, 2\pi)/2\pi$, $\text{mod}(m\theta, 2\pi)$ 代表 $m\theta/2\pi$ 的余数, 图 1(c) 给出了几何参数 $(q, \beta_0, m) = (1.5, 0, 2)$ 的分段螺旋线型微纳结构示意图.

2.2 理论推导

首先, 就一对纳米缝激发的 SPPs 场进行理论分析. 如图 1(d) 所示, 矩形缝位于极坐标系中的点 $P(r, \theta)$ 处, 外侧矩形缝的位置记为 $P'(r', \theta')$, 它们都可以被看作二次波源. 我们选取结构中心区域附近的一点 $Q(R, \Phi)$ 作为研究目标点, 即场点, 并对该点处的 SPPs 场分布进行分析. 假设入射光为圆偏振光, 其在极坐标系 $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta)$ 中的表达式为

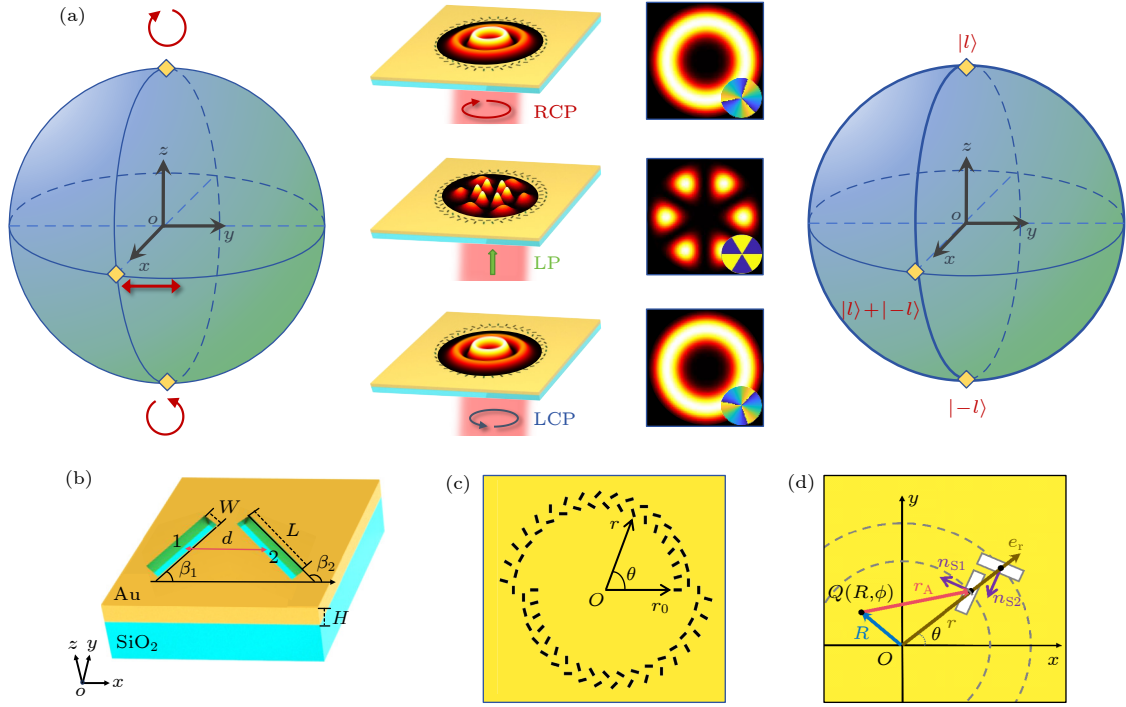


图 1 (a) 微纳结构将入射光束转换为 OAM 态及其叠加态的原理示意图; (b) 矩形缝对的结构示意图; (c) 结构参数 $(q, \beta_0, m) = (1.5, 0, 2)$ 的分段螺旋线型微纳结构示意图; (d) 单个缝对激发 SPPs 的示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a nanostructure that transforms an incident beam into OAM state or superposed OAM state; (b) enlarged view of one nanoslit pair; (c) diagram of a nanostructure pattern with $(q, \beta_0, m) = (1.5, 0, 2)$; (d) schematic illustration showing the excitation of SPPs based on a single slit pair.

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\sigma\theta) [\mathbf{e}_r + i\sigma\mathbf{e}_\theta], \quad (1)$$

其中 $\sigma = \pm 1$ 分别代表左旋圆偏振光 (left circular polarization, LCP) 和右旋圆偏振光 (right circular polarization, RCP). 当矩形狭缝的宽度较小时, 只有与缝长边垂直的电场分量能够有效激发 SPPs, 定义内外两个矩形缝的法向矢量分别为 \mathbf{n}_{s1} 和 \mathbf{n}_{s2} , 那么两矩形缝激发的 SPPs 波分别可以写为

$$\mathbf{E}_{1n}(r, \theta) = [\mathbf{E}_{\text{in}} \cdot \mathbf{n}_{s1}] \mathbf{n}_{s1} = \frac{i\sigma}{\sqrt{2}} \exp(i\sigma\beta_1) \mathbf{n}_{s1}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_{2n}(r, \theta) = [\mathbf{E}_{\text{in}} \cdot \mathbf{n}_{s2}] \mathbf{n}_{s2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\sigma\beta_1) \mathbf{n}_{s2}. \quad (3)$$

设两矩形缝长边法向矢量与径向方向 \mathbf{e}_r 之间的夹角分别为 $(\pi/2 - q\theta - \beta_0 + \theta)$ 和 $(q\theta + \beta_0 - \theta)$, 并考虑由两个相互垂直的纳米缝之间的径向距离 d 引起的 $\exp(i2\pi d/\lambda_{\text{spp}})$ 的相位差. 由于本结构中每个矩形缝均可视为尺寸远小于 SPP 波长的次级波源, 其散射截面相对于其作为激励源的辐射贡献极小. 因此, 已传播的 SPP 波在经过较近矩形缝时, 由该缝引入的二次散射强度可近似忽略, 不会对近处矩形缝所产生的局域 SPP 波前造成

显著扰动, 对整体场分布的影响可忽略. 在此近似下, 一对纳米缝在径向方向上激发的 SPP 场可视为由两个纳米缝各自产生的 SPP 波的线性叠加形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r^\sigma(r, \theta) &= [\mathbf{E}_{1n}(r, \theta) \cdot \mathbf{e}_{-r}] \mathbf{e}_{-r} \\ &\quad + [\mathbf{E}_{2n}(r, \theta) \cdot \mathbf{e}_{-r}] \exp(i2\pi d/\lambda_{\text{spp}}) \mathbf{e}_{-r} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ [1 + \exp(i2\pi d/\lambda_{\text{spp}})] \exp(i\sigma\theta) \\ &\quad - [1 - \exp(i2\pi d/\lambda_{\text{spp}})] \exp(-i\sigma\theta + i2\sigma\beta_1) \} \mathbf{e}_{-r} \\ &= -\sqrt{2} \exp(-i\sigma\theta + i2\sigma\beta_1) \mathbf{e}_{-r}. \end{aligned} \quad (4)$$

任意椭圆偏振光均可分解为 LCP 和 RCP 的叠加形式, 其振幅比为 $\alpha_1:\alpha_2$, 相对相位差为 $\exp(i2\varphi)$. 因此, 当任意偏振光照射纳米缝对结构时, 所激发的 SPPs 场可等效地视为分别以 LCP 和 RCP 光按比例单独照射时所产生光场的总和:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r^L(r, \theta) &= \alpha_1 \mathbf{E}_r^\sigma(r, \theta) + \alpha_2 \exp(i\varphi) \mathbf{E}_r^{-\sigma}(r, \theta) \\ &= \sqrt{2} (\alpha_1 \exp(-i\sigma\theta + i2\sigma\beta_1) \\ &\quad + \alpha_2 \exp(i\sigma\theta - i2\sigma\beta_1 + i\varphi)) \mathbf{e}_{-r}. \end{aligned} \quad (5)$$

具体地, 当入射光为圆偏振或 LP 光时, 纳米缝对

激发的 SPPs 场可以写为

$$\mathbf{E}_r(r, \theta) = \begin{cases} \sqrt{2} \exp(i\theta - i2\beta_1) \mathbf{e}_{-r}, & \sigma = -1 \text{ RCP}, \\ \sqrt{2} \exp(-i\theta + i2\beta_1) \mathbf{e}_{-r}, & \sigma = 1 \text{ LCP}, \\ \sqrt{2} (\exp(-i\theta + i2\beta_1) \\ + \exp(i\theta - i2\beta_1 + i2\varphi)) \mathbf{e}_{-r}, & \text{LP}, \end{cases} \quad (6)$$

于 SPP 光场而言, 其能量主要集中在垂直于金属

表面的电场分量 (z 分量) 上. 因而, 在场点处的电场微元 $d\mathbf{E}_{\text{spp}}$ [30,31] 可表示为

$$d\mathbf{E}_{\text{spp}} = \mathbf{e}_z E_{0Z} \exp[i\mathbf{k}_r \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}) - k_z z] E_r(r, \theta) r d\theta. \quad (7)$$

将纳米缝对按照圆环或分段螺旋线形状排列时, 位于环形结构中心附近的场点 Q 处的总 SPP 场 $\mathbf{E}_{\text{spp}}(R, \phi)$ 可以视为由环上所有缝对激发的光场在空间中的叠加结果. 该光场可由积分形式表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{spp}}(R, \phi) &= \mathbf{e}_z E_{0Z} \exp(-k_z z) \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{2\pi} \exp\{ik_r[r_0 - R \cos(\phi - \theta)]\} E_r(r, \theta) r_0 d\theta \\ &= \mathbf{e}_z r_0 E_{0Z} e^{-k_z z} e^{ik_r r_0} \int_0^{2\pi} \exp\{ik_r[r_0 - R \cos(\phi - \theta)]\} \\ &\quad \times [\alpha_1 \exp(-i\sigma\theta + i2\sigma\beta_1) + \alpha_2 \exp(i\sigma\theta - i2\sigma\beta_1 + i\varphi)] d\theta \\ &\propto \alpha_1 J_{l_1}(k_r R) \exp(il_1\phi) + \alpha_2 \exp[i(2\varphi - 4\beta_0) + il_2\phi] J_{l_2}(k_r R). \end{aligned} \quad (8)$$

具体可以写为

$$\mathbf{E}_{\text{spp}}(R, \phi) \propto \begin{cases} J_{l_1}(k_r R) \exp(il_1\phi), & \text{for } \sigma = -1 \text{ RCP}, \\ e^{i\varphi} J_{l_2}(k_r R) \exp(il_2\phi), & \text{for } \sigma = 1 \text{ LCP}, \\ J_{l_1}(k_r R) \exp(il_1\phi) + \exp[i(2\varphi - 4\beta_0)] J_{l_2}(k_r R), & \text{for LP}, \end{cases} \quad (9)$$

式中, $J_{l_1}(k_r R)$ 和 $J_{l_2}(k_r R)$ 是第一类贝塞尔函数, 对应 TC 分别为 $l_1 = (2q - 1) + m$ 和 $l_2 = -(2q - 1) + m$ 的等离激元 OAM 态模式. 从表达式可以看出, 当入射光为 LCP 或 RCP 时, 微纳结构能够分别激发具有不同 TC 的单一 OAM 态; 而当入射光为 LP 光时, 可同时激发两个 OAM 态, 并形成相干叠生成 OAM 叠加态. 此外, 通过对结构参数 (q, m) 的调控, 可以实现对 OAM 态 TC 的灵活调节; 当结构确定, 通过改变 LP 光的偏振角度 φ , 则可以控制两个 OAM 态之间的相位差, 从而实现具有可调相位差与可控 TC 的 OAM 叠加态的调制.

2.3 模拟仿真

为验证所提出的微纳结构在等离激元 OAM 态生成及其相干叠加方面的可行性, 利用 FDTD Solutions 软件对其光场进行仿真运算. 仿真区域尺寸设定为 $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m} \times 0.8 \mu\text{m}$, 最小网格单元 5 nm , 以保证计算精度. 金膜厚度为 200 nm , 其在入射波长 632.8 nm 下的光学常数取自 Johnson 和 Christy 的实验数据 [32], 即 $n \approx 0.18$, $k \approx 3.43$, 复介电常数 $\epsilon_m \approx -11.73 + i1.24$. 在金-空气界面,

根据 SPPs 波矢公式 $k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)}$ 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, 入射波长 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, 介质为空气 ($\epsilon_d = 1$), 代入参数计算可得, SPPs 的有效波长约为 $\lambda_{\text{spp}} \approx 600 \text{ nm}$. 采用沿 z 方向垂直入射的平面波作为激励光场. 具体而言, 入射光由衬底侧正入射至金膜底部, 使整个微纳结构区域在初始时刻获得均匀的相位与能量分布. 相较于具有有限光斑尺寸和特定入射中心位置的 Gaussian 光束, 平面波入射能够避免入射光场分布不均所带来的附加变量, 更有利于突出微纳结构本身对表面等离激元激发过程及轨道角动量调控机制的影响, 边界条件采用的是完美匹配层. 在金属表面 ($z = 0 \mu\text{m}$) 放置电场监视器, 用于提取 SPPs 场 z 分量的数据.

3 分析与讨论

首先, 我们设计了参数为 $(q, \beta_0, m)_1 = (1, 0, 0)$ 的结构 1, 并采用多种不同偏振态的入射光对其照射, 进而对结构表面生成的 SPPs 光场进行仿真模拟. 所选入射光包括 RCP、偏振方向分别为 $\varphi =$

$0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 的 4 种 LP 光以及 LCP 光. 这些偏振态可依次映射至庞加莱球 (Poincaré sphere, PS) 表面上的 1—6 点, 在结构中心所激发的 OAM 纯态及叠加态, 则对应映射至布洛赫球 (Bloch sphere, BS) 上的点 1—6 (见图 2(a)). 图 2(b) 上图展示了结构 1 的示意图, 下图则给出了在 RCP 入射下结构表面光场分布的完整图像. 为了更直观地观察结构中心区域的光强特征, 将图中白色方框标注的区域单独放大, 如图 2(a1)—(a6) 所示, 分别对应

6 种不同偏振光入射下的中心光场分布图. 与此相对应, 图 2(b1)—(b6) 则为基于 (9) 式的 MATLAB 理论计算结果, 对比可以看出, 仿真与理论结果在空间分布形态上表现出高度一致性. 具体地, 在 RCP 光照射下, 结构 1 激发出典型的甜甜圈状 OAM 态, 其相位沿逆时针方向连续螺旋变化, 单周相位差为 2π (见图 2(a1) 右下角插图), 对应 TC 为 $l_1 = 1$. 当入射光为 LP($\varphi = 0^\circ$) 时, 结构激发出 $|1\rangle$ 和 $|-1\rangle$ 的等振幅叠加态, 光强分布呈水平排列

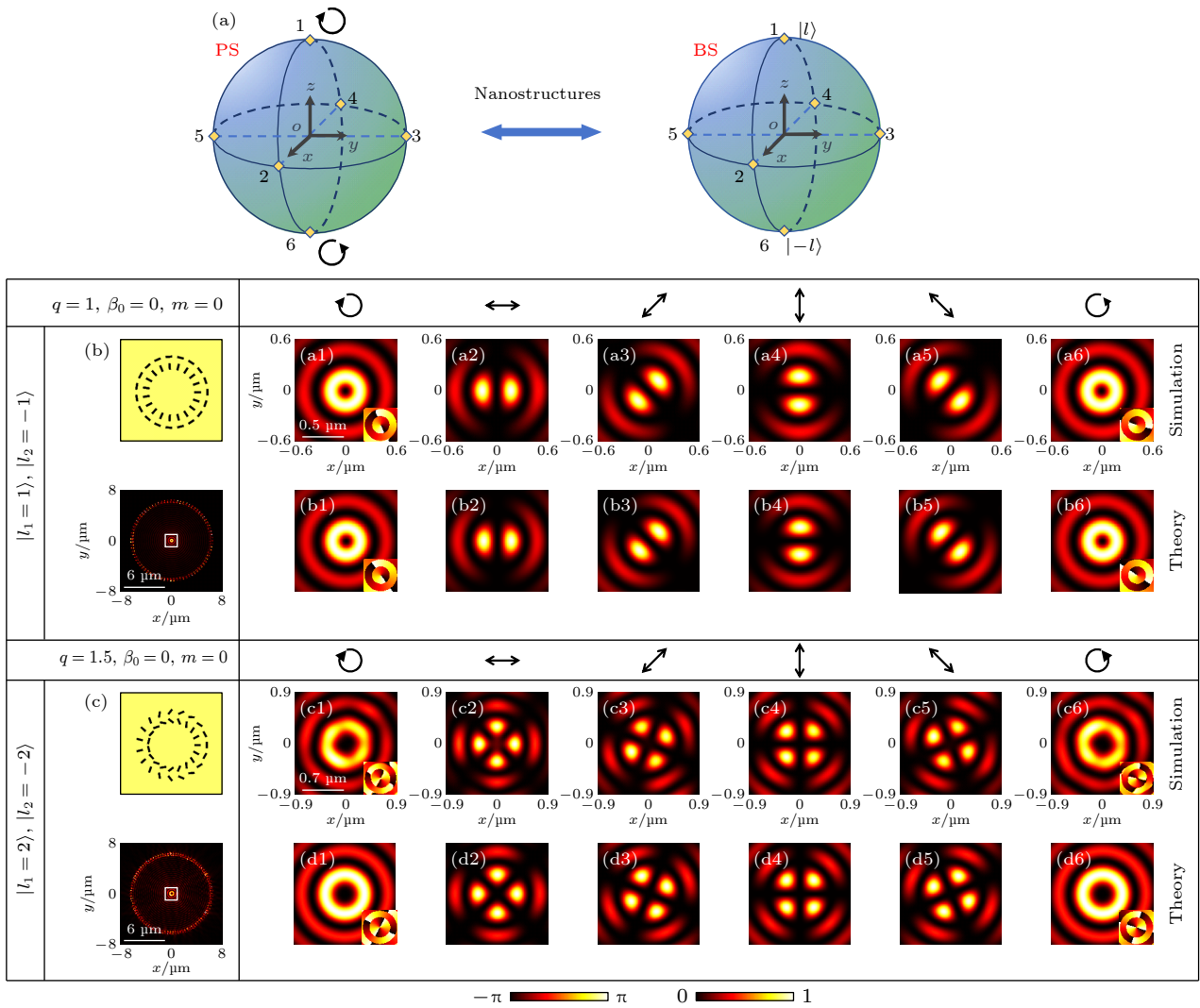


图 2 偏振控制的低阶 OAM 态生成及其叠加的仿真与理论结果 (a) 入射偏振态与 OAM 叠加态的对应关系示意图, 左图表示偏振态分布的庞加莱球 (PS), 右图表示 OAM 叠加态的布洛赫球 (BS); (b) 结构 1 示意图 (上图), RCP 光入射该结构时的仿真结果全图 (下图); (a1)—(a6) 6 种不同偏振态入射光照时结构中心区域的仿真结果图; (b1)—(b6) 对应的理论计算结果; (c) 上图表示结构 2 示意图, 下图为 RCP 光入射该结构时的仿真结果全图; (c1)—(c6), (d1)—(d6) 结构 2 的模拟结果及理论结果对比图

Fig. 2. Simulated and theoretical results for polarization-controlled OAM state generation and superposition: (a) Mapping between input polarization states and the OAM superpositions, with the PS representing polarization distributions and the BS representing OAM superpositions; (b) schematic of structure 1 (top) and the simulated full-field distribution under RCP excitation (bottom); (a1)—(a6) simulated near-field intensity distributions in the central region of structure 1 under different input polarizations; (b1)—(b6) theoretical results for Structure 1; (c) schematic of Structure 2 (top) and the simulated full-field distribution under RCP excitation (bottom); (c1)—(c6), (d1)—(d6) simulated and theoretical results for structure 2.

的双花瓣结构 (见图 2(a2)). 随着 LP 偏振方向进一步调整为 $\varphi = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$, 瓣状结构发生相应的逆时针旋转, 且旋转角度与偏振角变化量保持一致, 表明偏振方向所引入的相位因子可有效调控 OAM 叠加态光场的空间取向. 进一步, 将入射光改为 LCP 时, 结构则激发出相位沿顺时针螺旋变化的 OAM 态, 对应 TC 为 $l = -1$ (见图 2(a6)). 为进一步验证设计方案的普适性, 我们又设计了 $(q, \beta_0, m)_2 = (1.5, 0, 0)$ 的结构 2 (图 2(c) 上图),

并对其进行了模拟仿真与理论计算 (见图 2(c1)—(c6), (d1)—(d6)). 结果表明, 在 RCP/LCP 光照射下, 结构 2 能够激发 $|l| = 2$ 的 OAM 纯态, 而在 LP 光入射时则产生 $|2\rangle + |-2\rangle$ 的叠加态, 光强分布呈现典型的四瓣结构. 随着偏振方向的变化, 花瓣图样亦发生连续旋转: 当偏振角度每改变 45° , 其旋转角度约为 22.5° , 符合旋转规律 $\Delta\varphi = \delta\varphi/|l|$. 上述结果表明, 结构 1 与结构 2 均能实现低阶 OAM 态及其叠加态的稳定调控.

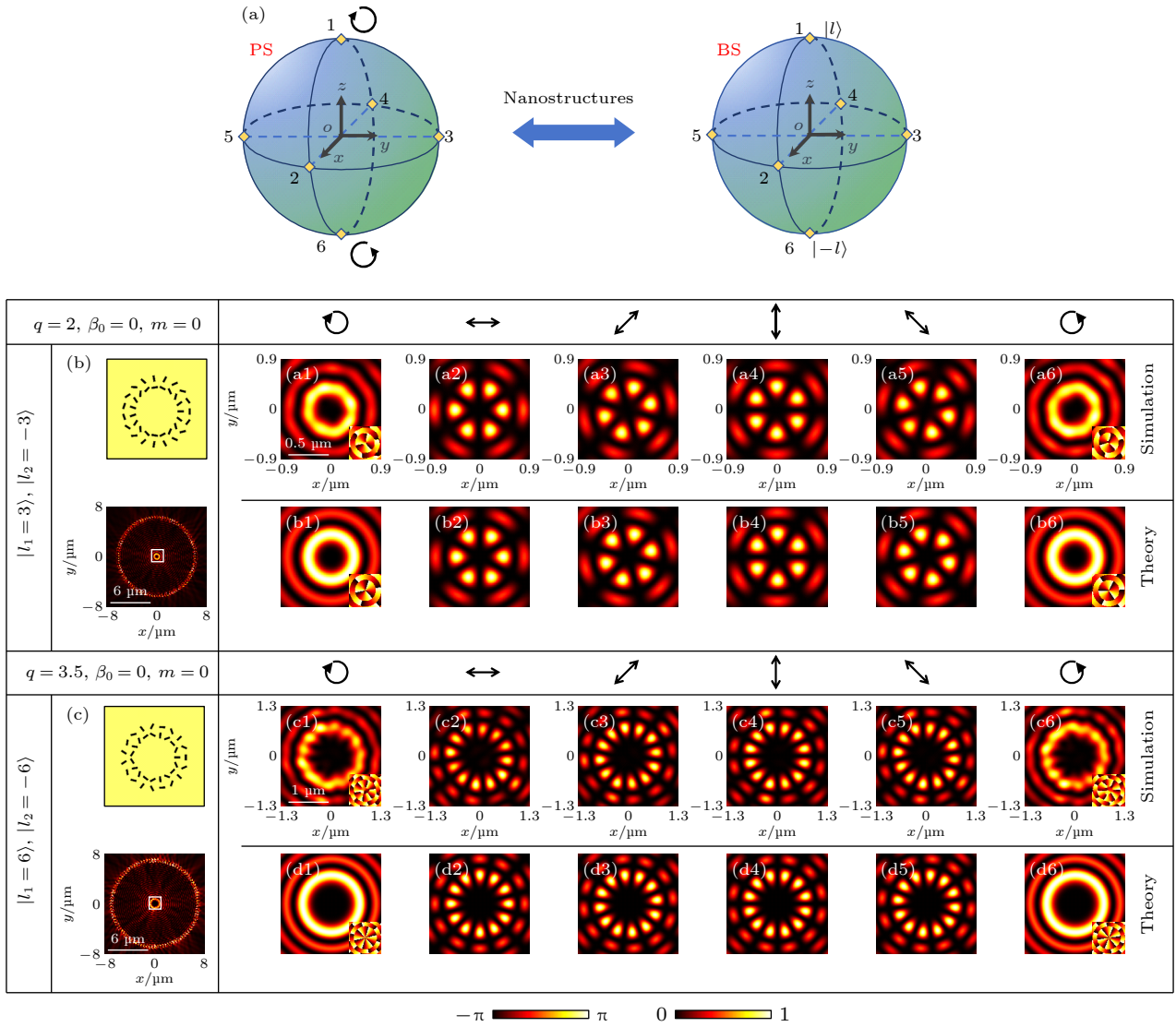


图 3 偏振控制的高阶 OAM 态及其叠加态的仿真与理论结果 (a) 入射偏振态与 OAM 叠加态的对应关系; (b) 结构 3 示意图 (上图), RCP 光入射该结构时的仿真结果全图 (下图); (a1)—(a6), (b1)—(b6) 不同偏振光入射下生成 OAM 态 $|3\rangle$ 和 $|-3\rangle$ 及其叠加态的模拟与理论结果图; (c) 结构 4 示意图 (上图), RCP 光入射该结构时的仿真结果全图 (下图); (c1)—(c6), (d1)—(d6) 不同偏振光入射下生成 OAM 态 $|6\rangle$ 和 $|-6\rangle$ 及其叠加态的模拟与理论结果图

Fig. 3. Simulation and theoretical results for the generation and superposition of high-order OAM states: (a) Mapping between input polarization states and the corresponding OAM superpositions; (b) schematic of structure 3 (top) and the simulated full-field distribution under RCP excitation (bottom); (a1)—(a6), (b1)—(b6) simulation and theoretical results for the generation and superposition of OAM states $|3\rangle$ and $|-3\rangle$; (c) schematic of structure 4 (top) and the simulated full-field distribution under RCP excitation (bottom); (c1)—(c6), (d1)—(d6) the simulation and theoretical results for the generation and superposition of $|6\rangle$ and $|-6\rangle$.

在此基础上, 我们进一步探索了对高阶 OAM 态的激发与调控. 为此, 分别设计了 $(q, \beta_0, m)_3 = (2, 0, 0)$ 与 $(q, \beta_0, m)_4 = (3.5, 0, 0)$ 的结构 3 和结构 4, 其示意图如图 3(a), (c) 上图所示. 结构中心区域的数值仿真与理论计算结果如图 3(a1)—(a6), (b1)—(b6), (c1)—(c6), (d1)—(d6) 所示. 图 3(a1)—(a6), (b1)—(b6) 对应结构 3 的结果, 图 3(c1)—(c6), (d1)—(d6) 对应结构 4 的结果. 在 RCP 和 LCP 入射条件下, 结构 3 分别激发出 $l_1 = 3$ 和 $l_2 = -3$ 的 OAM 纯态 (见图 3(a1), (a6)), 相位分别呈现逆时针和顺时针方向变化 $3 \times 2\pi$ 的螺旋特征. 在相同激发条件下, 结构 4 能够产生 $l_1 = 6$ 和 $l_2 = -6$ 的 OAM 纯态 (见图 3(c1), (c6)), 其光强分布的环形半径与暗核区域明显大于结构 3, 体现了高阶 OAM 模式在空间分布尺度上的扩展特征. 当入射

光为 LP 时, 结构 3 可激发出 $|3\rangle + |-3\rangle$ 的叠加态, 其光强上呈现出 6 个等间隔分布的花瓣状结构 (见图 3(a2)—(a5)). 对应地, 结构 4 则激发出 $|6\rangle + |-6\rangle$ 的叠加态, 形成 12 瓣分布的光强图样 (见图 3(c2)—(c5)), 这一结果与理论预测的瓣数 $N = |2l|$ 完全一致. 此外, 随着 LP 偏振方向的改变, 两种结构所产生的花瓣结构均发生连续旋转: 偏振方向每改变 45° , 结构 3 所产生的花瓣旋转角度为 15° , 而结构 4 对应的旋转角度为 7.5° , 严格遵循 $\Delta\varphi = \delta\varphi/|l|$. 进一步验证了微纳结构在实现高阶 OAM 态及其相干叠加方面的有效性与可控性.

最后, 我们又将研究拓展至实现不同 TC 的 OAM 态相干叠加. 首先设计了参数为 $(q, \beta_0, m)_5 = (1.5, 0, 1)$ 的结构 5, 结构示意图如图 4(a) 上图所示. 当入射光为 RCP 时, 该结构能够有效激发 TC

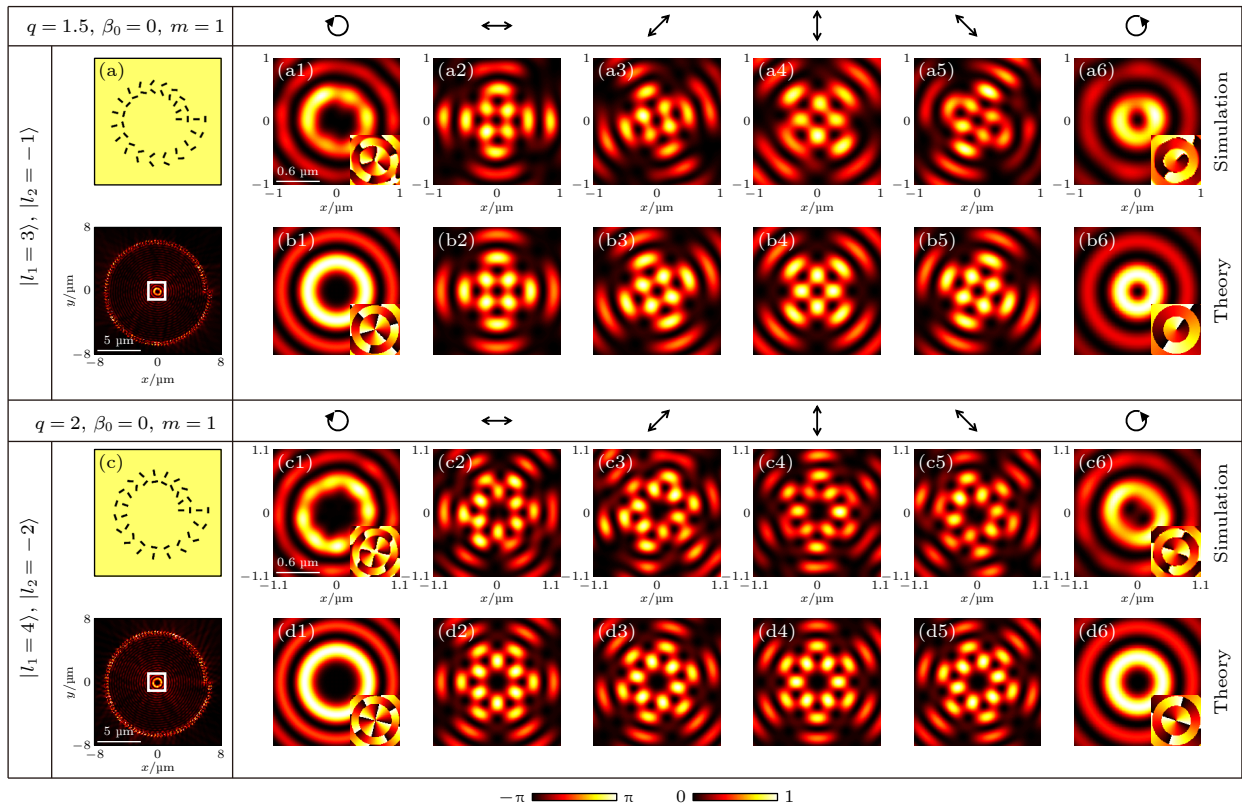


图 4 不同阶 OAM 态及其叠加态的模拟与理论结果 (a) 结构 5 示意图 (上图) 和 RCP 光入射该结构时的仿真结果全图 (下图); (a1)—(a6), (b1)—(b6) 不同偏振光入射下生成 OAM 态 $|3\rangle$ 和 $|-1\rangle$ 及其叠加态的模拟与理论结果图; (c) 结构 6 示意图 (上图), RCP 光入射该结构时的完整仿真结果图 (下图); (c1)—(c6), (d1)—(d6) 不同偏振光入射下生成 OAM 态 $|4\rangle$ 和 $|-2\rangle$ 及其叠加态的模拟与理论结果图

Fig. 4. Simulation and theoretical results for the generation and superposition of OAM states with different topological charges: (a) Schematic of structure 5 (top) and the simulated full-field distribution under RCP light excitation (bottom); (a1)—(a6), (b1)—(b6) the simulation and theoretical results for the generation and superposition of OAM states $|3\rangle$ and $|-1\rangle$; (c) schematic of structure 6 (top) and the simulated full-field distribution under RCP light excitation (bottom); (c1)—(c6), (d1)—(d6) the simulation and theoretical results for the generation and superposition of OAM states $|4\rangle$ and $|-2\rangle$ under the different polarization illuminations.

为 $l_1 = 3$ 的 OAM 态, 图 4(a) 下图给出了模拟光场分布的完整图像. 其中心放大光强图和对应的相位分布如图 4(a1) 所示, 结果均清晰验证了 OAM 态的形成. 将入射光改为 LP 时, 结构则激发出 $l_1 = 3$ 与 $l_2 = -1$ 的 OAM 叠加态, 模拟结果如图 4(a2)—(a5) 所示. 光强分布呈现 4 个相互连接的棒状条纹结构, 符合 $|l_1 - l_2|$ 个结构条纹的理论规律. 当偏振方向改变 45° 时, 棒状结构整体旋转角度约为 11.25° , 同样符合 $\delta\varphi/|l_1 - l_2|$ 偏振调控规律. 在此基础上, 进一步设计了结构 6, 参数设为 $(q, \beta_0, m)_6 = (2, 0, 1)$. 仿真结果表明, 该结构在左右旋圆偏振和 LP 光入射条件下, 分别激发出 TC 为 $l_1 = 4$ 和 $l_2 = -2$ 的 OAM 态及其叠加态, 对应的仿真和理论结果如图 4(c1)—(c6), (d1)—(d6) 所示. 叠加态光强分布呈现 6 个相互连接的棒状条纹, 符合 $|l_1 - l_2|$ 的规律. 改变入射光的偏振方向后, 条纹结构整体发生空间旋转, 旋转角度约为 7.5° , 与理论预测 $\Delta\varphi = \delta\varphi/|l_1 - l_2|$ 完全一致. 从结果图中可以看出, 理论结果与数值模拟在整体趋势上保持一致, 但局部仍存在轻微偏差, 其主要原因包括以下几点. 首先, 理论模型基于点源和线性叠加的近似, 未包含狭缝的实际尺寸、局域场增强及金属膜厚度等因素, 而数值模拟则完整考虑了这些结构细节. 其次, 纳米狭缝周围存在的局域场重分布及弱散射会引入细微相位和强度扰动, 理论模型未涵盖此类高阶效应. 最后, FDTD 模拟受限于有限计算域和离散网格, 可能产生一定数值误差或微弱不对称性, 而理论解析解具有严格的连续性和对称性. 因此, 两者在局部区域出现了一定差异, 但不影响对整体物理规律的描述.

尽管本文的研究主要聚焦在基于微纳结构实现 OAM 态生成及其叠加的理论原理与设计方法上, 但其有效性已经通过数值模拟和理论计算得到充分验证. 在此基础上, 我们将进一步探讨近场 OAM 叠加态的实验测量与验证方案. 在样品制备方面, 所设计的微纳结构可采用聚焦离子束刻蚀技术进行加工, 其结构参数可直接依据模拟结果确定, 以保证实验样品与理论设计的高度一致性. 由于矩形缝结构的几何形状简单, 不涉及复杂的三维刻蚀或多层对准, 其加工容忍度较高. 在实际制备中可能出现的缝宽偏差或边缘粗糙等误差虽会引起局域场分布的轻微扰动, 但不会改变由结构几何参数决定的等离激元 OAM 模式的整体相位拓扑特征. 因此, 本研究所提出的微纳结构在现有实验

条件下具有良好的加工可行性与可靠性.

在实验测量方面, 可参考文献 [28] 所报道的光学实验装置进行搭建: 选用波长为 632.8 nm 的氦氖激光器作为入射光源, 经线偏振片和 $1/4$ 波片调制后可获得任意偏振态的入射光束, 并通过数值孔径为 0.45 的 $20\times$ 物镜聚焦后由衬底一侧入射至样品, 以激发结构表面的 SPPs 场. 在近场探测过程中, 可采用收集模式下的近场扫描光学显微镜系统, 利用带有铝镀层的光纤探针逐点扫描样品表面以收集局域光场信息, 并将数据传输至计算机进行后续处理与分析. 通过该方法可获得 SPPs 场的强度分布及 OAM 模式特征, 从而实现对所产生 OAM 态及其叠加态的实验测量与验证. 在实际实验中, 由于光学对准误差或光路安装偏差, 入射光与样品表面可能存在小角度偏离. 这种倾斜入射会在入射波前引入横向波矢分量, 从而在不同结构位置处产生微弱相位差. 这种附加相位可能导致 SPP 场的整体强度分布出现轻微不对称, 但不会改变由结构几何相位决定的 OAM 态的拓扑荷数, 也不会影响其核心的 OAM 叠加态的光场分布.

4 结 论

本文提出了一种由矩形纳米缝对构成的微纳结构, 能够通过调控入射光的偏振态, 在 SPPs 场中实现 OAM 态的有效产生与可控叠加. 设计了多组具有不同旋转阶数的微纳结构, 并结合理论分析与数值模拟, 系统验证了其 OAM 态的调控性能: 在圆偏振光照射下, 该结构能够高效激发具有不同 TC 的 OAM 纯态; 而在 LP 光照射时, 则能够实现两种 OAM 态的相干叠加, 并形成结构化的近场分布. 此外, 还进一步揭示了入射偏振方向对 OAM 叠加态空间结构的调控规律, 即偏振方向变化所引入的相位差可导致叠加态的空间旋转, 验证了偏振控制在 OAM 调控中的有效性. 本研究提出了一种结构设计简单、调控灵活的 OAM 态生成和叠加方案, 为等离激元体系中 OAM 叠加态的生成与调控提供了新思路, 在未来的光通信、信息处理及高性能等离激元器件领域具有广阔的应用前景.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Yao A M, Padgett M J 2011 *Adv. Opt. Photonics* **3** 161

- [3] Padgett M, Bowman R 2011 *Nat. Photonics* **5** 343
- [4] Liang Y S, Yao B L, Lei M, Yan S H, Yu X H, Li M M 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 1026003 (in Chinese) [梁言生, 姚保利, 雷铭, 严绍辉, 于湘华, 李曼曼 2016 *光学学报* **36** 1026003]
- [5] Hell S W, Wichmann J 1994 *Opt. Lett.* **19** 780
- [6] Bernet S, Jesacher A, Führlapter S, Maurer C, Ritsch-Martel M 2006 *Opt. Express* **14** 003792
- [7] Li L, Zhou S Y, Gao C Q, Fu S Y 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 064202 [李浪, 周诗韵, 高春清, 付时尧 2025 *物理学报* **74** 064202]
- [8] Zhao Y F, Liu J, Li S H, Wang A D, Zhu L, Luo Y, Chen S, Zhou N, Zheng S, Du J, Wang J 2024 *AP. Nexus* **3** 016004
- [9] Li J, Wang G C, Zheng C L, Li J T, Yang Y, Zhang Z, Yang M S, Zhao H L, Li F Y, Tang T T, Wu L, Li J N, Zhang Y T, Zhang Y, Yao J Q 2021 *J. Mater. Chem. C* **9** 5478
- [10] Zang X F, Zhu Y M, Mao C X, Xu W W, Ding H Z, Xie J Y, Cheng Q Q, Chen L, Peng Y, Hu Q, Gu M, Zhuang S L 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801328
- [11] Franke-Arnold S, Leach J, Padgett M J, Lembessis V E, Ellinas D, Wright A J, Girkin J M, Öhberg P, Arnold A S 2007 *Opt. Express* **15** 8619
- [12] Kapale K T, Dowling J P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 173601
- [13] Naidoo D, Roux F S, Dudley A, Litvin I, Piccirillo B, Marrucci L, Forbes A 2016 *Nat. Photonics* **10** 327
- [14] Slussarenko S, Murauski A, Du T, Chigrinov V, Marrucci L, Santamato E 2015 *Opt. Lett.* **19** 004085
- [15] Liu H Q, Teng C X, Yang H Y, Deng H C, Xu R H, Deng S J, Chen M, Yuan L B 2018 *Opt. Express* **26** 14792
- [16] Zhang K, Yuan Y Y, Zhang D W, Ding X M, Ratni B, Burokur S N, Lu M J, Tang K, Wu Q 2018 *Opt. Express* **26** 1351
- [17] Cheng Z K, Luo M C, Sun X Y, Chen M, Zhang Y, Li S Q, Zhu X C 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 114502
- [18] Zhang N, Xiong B X, Zhang X, Yuan X 2022 *Photonics* **9** 605
- [19] Yue F Y, Wen D D, Zhang C M, Gerardot B D, Wang W, Zhang S, Chen X Z 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603838
- [20] Yang P, Yang R, Li Y C 2021 *Opt. Express* **29** 20229
- [21] Zhang S L, Tian X M, Xu J W, Xu Y N, Li L, Liu J L 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 064201 [张胜蓝, 田喜敏, 许军伟, 徐亚宁, 李亮, 刘杰龙 2025 *物理学报* **74** 064201]
- [22] Shitrit N, Nechayev S, Kleiner V, Hasman E 2012 *Nano Lett.* **12** 1620
- [23] Liu A P, Xiong X, Ren X F, Cai Y J, Rui G H, Zhan Q W, Guo G C, Guo G P 2013 *Sci. Rep.* **3** 2402
- [24] Moon S W, Lee S Y 2020 *Plasmonics* **15** 1781
- [25] Kim H, Park J H, Cho S W, Lee S Y, Kang M, Lee B H 2010 *Nano Lett.* **10** 529
- [26] Huang F, Jiang X Q, Yuan H M, Yang H N, Li S R, Sun X D 2016 *Opt. Lett.* **41** 1684
- [27] Prinz E, Spektor G, Hartelt M, Mahro A K, Aeschlimann M, Orenstein M 2021 *Nano Lett.* **21** 3941
- [28] Zhang Y Q, Zeng X Y, Ma L, Zhang R R, Zhan Z J, Chen C, Ren X R, He C W, Liu C X, Cheng C F 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900372
- [29] An X Q, Song H S, Zeng X Y, Gu M N, Jiang Z S, He C W, Liu G Y, Cheng C F, Zhang Y Q 2022 *Opt. Lett.* **47** 2032
- [30] Dzedolick I V, Pereskokov V 2016 *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 1004
- [31] Yang S, Chen W, Nelson R L, Zhan Q W 2009 *Opt. Lett.* **34** 3047
- [32] Johnson P B, Christy R W. Optical 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370

Generation and superposition of polarization-controlled plasmonic orbital angular momentum states*

ZHOU Haoran¹⁾ YUAN Weiye¹⁾ CUI Junshuo²⁾

ZHANG Yuqin^{1)†} SONG Hongsheng^{1)‡}

1) (School of Science, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China)

2) (School of Mechanical and Electrical Engineering, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China)

(Received 1 November 2025; revised manuscript received 3 December 2025)

Abstract

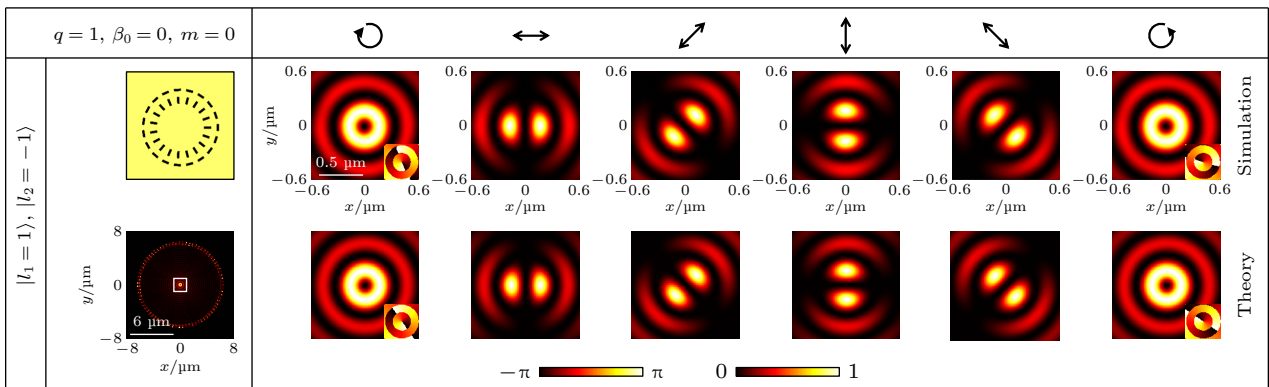
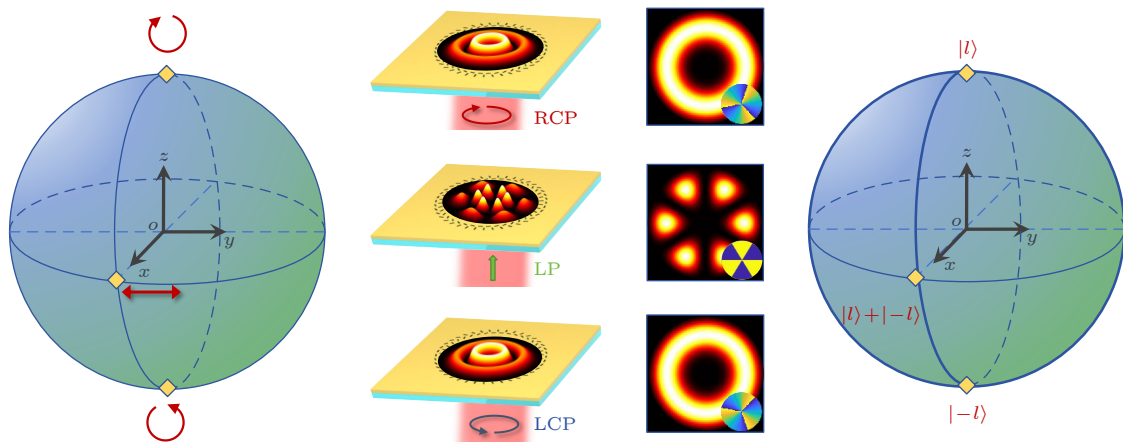
Recent studies on orbital angular momentum (OAM) states in the surface plasmon polariton (SPP) field have primarily focused on the generation of single OAM modes and the evolution of OAM states with various topological charges. However, achieving coherent superposition of two OAM states with well-defined phase relations through precise nanostructure design remains challenging. In this work, we propose a plasmonic nanostructure consisting of paired rectangular slits arranged along circular or segmented Archimedes spiral. The

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62375159), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2022MF248), and the Youth Innovation Team Program of Higher Education Institutions in Shandong Province, China (Grant No. 2023KJ126).

† Corresponding author. E-mail: zhangyuqin19@sdjzu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: hshsong@sdjzu.edu.cn

Archimedean spiral, with various radii in azimuthal angle, provides a geometry-dependent helical phase; when coupled with a rotated nanoslit pair, it introduces a geometric phase that is twice the rotated angle. By combining chiral spiral units with nanoslit pair units, this design both generates plasmonic OAM eigenstates with arbitrary topological charges and enables their coherent superposition. The amplitudes of the two constituent OAM states are continuously tunable through the degree of polarization of the incident light, and their relative phase difference is controlled by the polarization angle, enabling arbitrary superposition of the plasmonic OAM states with continuously variable amplitude ratios and phase differences. Theoretical analysis and numerical simulations demonstrate that circularly polarized illumination produces distinct OAM pure states, whereas linearly polarized light results in equal-amplitude superposition states with structured field distributions. Moreover, rotating the polarization angle continuously adjusts the relative phase between the eigenstates and produces a predictable rotation of the resulting interference pattern. These results provide a new approach for coherently controlling plasmonic OAM states and some guidelines for designing multifunctional on-chip optical field manipulation devices.



Keywords: orbital angular momentum, surface plasmon polaritons, orbital angular momentum superposed states, polarization state

DOI: [10.7498/aps.75.20251484](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251484)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251484](https://cstr.net/urn:cnki:sic:32037.14.aps.75.20251484)



偏振控制的等离子激元轨道角动量态的生成与叠加

周浩然 袁伟邨 崔竣硕 张玉芹 宋洪胜

Generation and superposition of polarization-controlled plasmonic orbital angular momentum states

ZHOU Haoran YUAN Weiye CUI Junshuo ZHANG Yuqin SONG Hongsheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050704 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251484

CSTR: 32037.14.aps.75.20251484

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251484>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维空间轨道角动量全息

Three-dimensional spatial orbital angular momentum holography

物理学报. 2024, 73(9): 094202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231822>

基于光束偏移器的光的轨道角动量分束器

Orbital angular momentum splitter of light based on beam displacer

物理学报. 2024, 73(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231874>

一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum

物理学报. 2022, 71(7): 074206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211909>

轨道角动量复用三维加密全息图

Orbital angular momentum multiplexing three-dimensional encrypted hologram

物理学报. 2025, 74(6): 064205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241444>

螺旋扭曲双包层-三芯光子晶体光纤用于轨道角动量的生成

Helically twisted double-cladding-three-core photonic crystal fiber for generation of orbital angular momentum

物理学报. 2023, 72(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222405>

海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>