

光电工程

Opto-Electronic Engineering

中文核心期刊 中国科技核心期刊
Scopus CSCD

超表面的矢量光场调控

梁茂伟, 卢德宙, 马耀光

引用本文:

梁茂伟, 卢德宙, 马耀光. 超表面的矢量光场调控[J]. *光电工程*, 2024, 51(8): 240068.

Liang M W, Lu D Z, Ma Y G. Vectorial optical fields manipulation via metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(8): 240068.

<https://doi.org/10.12086/oe.2024.240068>

收稿日期: 2024-03-23; 修改日期: 2024-05-24; 录用日期: 2024-05-24

相关论文

Highly efficient vectorial field manipulation using a transmitted tri-layer metasurface in the terahertz band

Huan Zhao, Xinke Wang, Shutian Liu, Yan Zhang

Opto-Electronic Advances 2023, 6(2): 220012 doi: 10.29026/oea.2023.220012

Dynamic interactive bitwise meta-holography with ultra-high computational and display frame rates

Yuncheng Liu, Ke Xu, Xuhao Fan, Xinger Wang, Xuan Yu, Wei Xiong, Hui Gao

Opto-Electronic Advances 2024, 7(1): 230108 doi: 10.29026/oea.2024.230108

宽频消色散超表面全息成像

李瑞琛, 邹毅军, 陈天航, 郑斌, 蔡通

光电工程 2023, 50(8): 230118 doi: 10.12086/oe.2023.230118

100 Hertz frame-rate switching three-dimensional orbital angular momentum multiplexing holography via cross convolution

Weijia Meng, Yilin Hua, Ke Cheng, Baoli Li, Tingting Liu, Qinyu Chen, Haitao Luan, Min Gu, Xinyuan Fang

Opto-Electronic Science 2022, 1(9): 220004 doi: 10.29026/oes.2022.220004

更多相关论文见光电期刊集群网站 



<http://cn.ojournal.org/oe>



 OE_Journal



Website

DOI: 10.12086/oe.2024.240068

超表面的矢量光场调控

梁茂伟, 卢德宙, 马耀光*

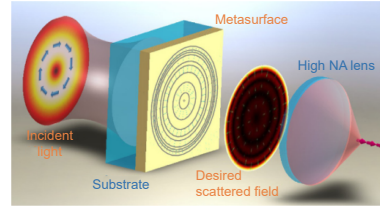
浙江大学极端光学技术与仪器全国重点实验室, 光电科学与工程学院, 嘉兴研究院智能光电创新中心, 浙江大学杭州国际科创中心, 浙江大学先进光子学国际研究中心, 浙江 杭州 310027

摘要: 矢量光场由于其独特的光场分布特性, 在许多领域都得到了广泛且深入的研究与应用。传统光场调控手段受限于材料的光学特性及物理尺寸, 难以实现灵活高效的动态操控功能。超表面凭借其亚波长结构设计所带来的额外自由度, 突破了上述局限, 使得对矢量光场的振幅、相位、偏振态乃至传播方向等的独立调控成为可能。本文结合国内外矢量光场领域的基础理论及最新进展, 系统地阐述了矢量光场的基本原理及其数学模型, 重点介绍了目前超表面生成矢量光场的方法, 以及这种矢量光场在聚焦、轨道角动量检测、高精度定位等方面应用的具体案例与创新成果。

关键词: 矢量光场; 超表面; 光场调控

中图分类号: O436

文献标志码: A



梁茂伟, 卢德宙, 马耀光. 超表面的矢量光场调控 [J]. 光电工程, 2024, 51(8): 240068

Liang M W, Lu D Z, Ma Y G. Vectorial optical fields manipulation via metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(8): 240068

Vectorial optical fields manipulation via metasurfaces

Liang Maowei, Lu Dezhou, Ma Yaoguang*

State Key Laboratory for Extreme Photonics and Instrumentation, College of Optical Science and Engineering, Intelligent Optics and Photonics Research Center, Jiaxing Research Institute, ZJU-Hangzhou Global Scientific and Technological Innovation Center, International Research Center for Advanced Photonics, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

Abstract: Due to their unique field distribution properties, vectorial optical fields have been extensively researched and applied across various domains. However, traditional methods for controlling optical fields are limited by material properties and physical dimensions, which restrict flexible and efficient dynamic manipulation capabilities. In contrast, metasurfaces overcome these constraints with subwavelength structural designs that provide additional degrees of freedom for independent control over attributes such as amplitude, phase, polarization, and propagation direction of vectorial optical fields. This paper systematically combines foundational theories with recent advancements in domestic and international research on vectorial optical fields to elucidate the fundamental principles and mathematical models underlying them. It particularly focuses on current methodologies using metasurfaces to generate vectorial optical fields, along with specific case studies and innovative outcomes in applications including focusing, orbital angular momentum detection, and high-precision positioning.

Keywords: vectorial optical field; metasurfaces; light field control

收稿日期: 2024-03-23; 修回日期: 2024-05-24; 录用日期: 2024-05-24

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (62222511); 国家重点研发计划项目 (2023YFF0613000); 浙江省自然科学基金资助项目 (LR22F050006); 科技创新 2030 计划 (2021ZD0200401)

*通信作者: 马耀光, mayagoung@zju.edu.cn。

版权所有©2024 中国科学院光电技术研究所

1 引言

光具有很多重要特性: 相位, 振幅, 频率, 偏振等, 这些特性赋予了光在很多应用中的便利。偏振作为其重要特性之一, 相关的光学理论和工程应用一直都引人注目。传统光学系统广泛应用空间均匀偏振态的光场, 如线性偏振、圆偏振和椭圆偏振, 它们在信息编码^[1]、光学传感及测量^[2]等领域中有着核心作用。随着科学技术的进步, 研究者们揭示了一类新型光场结构, 其偏振状态呈现空间非均匀分布, 并与传播的空间模式紧密耦合, 这类光场被定义为矢量光场, 其特性超越了传统的均匀偏振态概念。1980年, Pattanayak 及其团队^[3]在理论上开创性地构建了矢量光场的完整描述框架, 自此以后, 该领域在全球范围内引发了广泛而深入的研究热潮, 相关的实验技术和应用研究均取得了显著突破。

早期矢量光场的研究焦点之一是柱对称结构中的径向偏振光和角向偏振光模式。上世纪六十年代, Snitzer 等人^[4]揭示了柱对称电介质波导中存在的特殊偏振模式, 到 1970 年代初, 在实验室中成功实现了这些模式^[5-6]。之后的很长一段时间, 矢量光场研究集中在柱对称等较为简单的类型, 并未得到充分的重视。关键转折出现在 2000 年, Youngworth 等人^[7]应用 Richards 和 Wolf 的矢量衍射理论^[8]分析了径向与角向偏振光的聚焦特性, 发现其在超衍射极限成像及深焦深等方面具有独特优势, 这一理论预测随后也在实验上得到了验证。渐渐地, 人们不再仅满足于柱对称的矢量光场, 杂化矢量光场、全庞加莱光场^[9-10]、阵列矢量光场^[11-12]等更为新颖和复杂的光场也被一一提出和研究。这些矢量光场独特的分布特性, 使其在超分辨^[11-13]、光存储^[14-15]、光刻^[16-17]、光通信^[18-21]等领域发挥着至关重要的作用。然而, 矢量光场因其多维度的调控自由度, 对环境因素更加敏感。诸如温度波动、机械振动及传播介质的光学属性变化等因素均可能导致矢量光场偏振状态的相位扰动和非理想传输效果。因此, 对矢量光场的基本特性进行调控在很多情况下是必不可少的。

传统光学系统中, 光场调控主要通过透镜等连续介质元件实现, 其对光场的调控主要依赖于空间分布的相位积累, 然而受限于元件的物理尺寸、材料性能以及结构复杂性, 难以实现高效、灵活且紧凑的光场操控。超表面采用亚波长尺度的结构单元按特定设计

规则在二维平面上进行周期或非周期排列^[22], 以实现光场的多维度调控, 常见调控方式有波长调控, 角度调控, 偏振调控等, 尤其在结构光这一领域, 使用超表面生成灵活可控的高维结构光吸引了大量关注^[23-27]。依据调控机制的不同, 超表面可大致分为三类^[28-30]: 一是利用结构单元的局域共振特性实现的共振相位调制; 二是借助结构的手性和旋转形成的 Pancharatnam-Berry 几何相位效应; 三是通过构建波导模式及传播路径实现的波导传输相位调控。相较于传统光学方法, 超表面凭借其独特的微纳结构与物理机制, 在光场调控上展现出革命性的改变, 不仅克服了传统元件在微型化和多功能集成方面的局限性, 而且特别适用于矢量光场的精细操控, 如偏振态调控、空间光束整形等。因此, 超表面已成为矢量光场调控不可或缺的关键技术手段。

本文首先系统阐述了矢量光场的基础理论, 详尽探讨其独特的物理特性与表征手段; 随后, 深入剖析了超表面调控矢量光场的核心原理, 揭示其如何通过亚波长结构单元设计实现对光场振幅、相位以及偏振态进行精准操纵; 进一步梳理了近年来基于超表面调控矢量光场的前沿研究和实际应用案例, 展现了该领域广阔的应用前景; 此外, 还前瞻性地预测了超表面调控矢量光场未来可能出现的技术突破和潜在发展方向。鉴于该领域快速发展, 本文虽力求全面但仍无法涵盖近期所有的重要成果。然而, 在这篇综述中我们希望能够为相关领域学者提供一个体系化知识框架, 助力他们迅速跟进并深入探究这个富有活力且引人注目的领域。

2 矢量光场

传统标量光场在光束截面的偏振态分布是均匀的, 如线偏振光和圆偏振光, 不随空间位置发生变化。同时, 早期人们对于光的衍射等现象进行描述时, 往往采用标量衍射理论, 这种近似理论在物质尺寸未达到波长量级时与矢量衍射理论得出的结果相差不大^[31], 而当尺度小于 5 个波长量级时, 便不再适用^[32]。矢量光场区别于标量光场, 在波阵面处具有非均匀的空间偏振分布, 可将其波前形状和偏振调节为所需要的任意状态^[33], 拥有更高的调控自由度, 可以满足人们的各种需求, 矢量光场理论在经过后人的不断优化和发展后, 也形成了一套比较完善的理论体系。经过总结, 矢量光场可以被分成三种类型^[34]: 一是空间分布的偏

振态变化的矢量光场, 例如柱对称矢量光场等, 二是具有相互作用的逆向圆偏振分量的特殊光场, 三是由多个不同入射方向的偏振光干涉构成的矢量光场。本文聚焦于第一种类型, 即空间分布的偏振态变化的矢量光场。

从经典的电磁学理论出发, 空间中传播的光场需要满足麦克斯韦方程组, 在傍轴情况下, 光场分布服从标量亥姆霍兹方程:

$$(\nabla^2 + k^2)E = 0. \quad (1)$$

在柱状坐标系和笛卡尔坐标系下, 分别得到拉盖尔-高斯解和厄密特-高斯解, 表达式分别为

$$\begin{aligned} LG_p^l(\rho, \varphi, z) = & \sqrt{\frac{2p!}{\pi(|l+p|)!w^2(z)}} \left[\frac{\sqrt{2}\rho}{w(z)} \right]^{|l|} \\ & \times L_p^{|l|} \left[\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right] \exp[i(2p+|l+1)\zeta(z)] \\ & \times \exp \left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[-\frac{ik\rho^2}{2R(z)} \right] \exp[-il\varphi], \end{aligned} \quad (2)$$

其中: LG_p^l 为拉盖尔-高斯模, $L_p^l(\cdot)$ 为拉盖尔多项式, l 、 p 分别为径向和角向指数。

$$\begin{aligned} HG_{nm}(x, y, z) = & \frac{1}{w(z)} \sqrt{\frac{2^{-(n+m-1)}}{\pi n! m!}} \exp[i(n+m+1)\zeta(z)] \\ & \times H_n \left[\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right] H_m \left[\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right] \exp \left[-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)} \right] \\ & \times \exp \left[-\frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} \right] \exp[-ikz], \end{aligned} \quad (3)$$

其中: HG_{nm} 为厄密特-高斯模, $H_m(\cdot)$ 和 $H_n(\cdot)$ 为厄密特多项式, n 、 m 分别表示光束在 x 、 y 方向的节点数。

$$\begin{aligned} R(z) = & z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right], \\ w(z) = & w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}, \\ \zeta(z) = & \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

对于非近轴的情况, 光波在自由空间中传播时, 应满足全矢量波动方程^[35]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0. \quad (5)$$

其存在一个角向对称的试探解为

$$U(r, z) = E_0 J_1 \left(\frac{\beta r}{1 + iz/z_0} \right) \exp \left[-\frac{i\beta^2 z}{2k(1 + iz/z_0)} \right] u(r, z). \quad (6)$$

径向和角向偏振光可分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r = & HG_{10} \hat{\mathbf{e}}_x + HG_{01} \hat{\mathbf{e}}_y, \\ \mathbf{E}_\varphi = & HG_{01} \hat{\mathbf{e}}_x + HG_{10} \hat{\mathbf{e}}_y, \end{aligned} \quad (7)$$

其中: $\hat{\mathbf{e}}_x$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_y$ 表示正交线偏振基, 选用不同空间模式的正交偏振的标量场叠加, 也就会产生不同类型的矢量光场。

在圆偏振基下, 矢量光束可被表示为^[36]

$$U(\mathbf{r}) = u_R(\mathbf{r}) e^{i\delta_1} \hat{\mathbf{e}}_R + u_L(\mathbf{r}) e^{i\delta_2} \hat{\mathbf{e}}_L, \quad (8)$$

其中: $u_R(\mathbf{r})$ 、 $u_L(\mathbf{r})$ 表示振幅, δ_1 、 δ_2 表示相位, $\hat{\mathbf{e}}_R$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_L$ 表示右旋和左旋圆偏振基。

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}_R = & \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \\ \hat{\mathbf{e}}_L = & \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

这表明其存在四个自由度, 即相位, 振幅, 偏振比和两分量的位相延迟, 使用这四个自由度可以完美地描述任意矢量光场。因此调整这四个参数, 就可以实现光场的调控, 生成任意性质的矢量光场。不过, 当描述某个具体的矢量光场类型, 仅通过这些了解矢量光场是不够的, 还需要有一套便捷、直观的特征手段。对于光场偏振状态的特征一般有琼斯矩阵、偏振椭圆、斯托克斯参量和庞加莱球等方法, 其中斯托克斯参量和一些新型的庞加莱球可以描述任意偏振光, 而琼斯矩阵、偏振椭圆方法只能描述完全偏振光。在确认了矢量光场的具体特性后, 选择恰当的特征方法可以让研究事半功倍, 下面会利用不同的特征方法介绍一些常见的矢量光场类型。

2.1 柱对称矢量光场

柱对称矢量光场是最经典的一类矢量光场, 也是目前应用场景最多的光场, 其源自光子自旋角动量和轨道角动量的相互耦合, 形成的一种新颖的自旋-轨道纠缠态。典型的柱状矢量场包括轴向偏振光和角向偏振光, 广义的柱状矢量场为二者的线性叠加, 可以视为两个正交偏振的共轭拉盖尔-高斯模式叠加产生, 广义的柱对称矢量光束可以通过下式表述:

$$E(r, \varphi) = L(r) [\cos \varphi_0 \hat{\mathbf{e}}_r + \sin \varphi_0 \hat{\mathbf{e}}_\varphi], \quad (10)$$

其中: $L(r)$ 是柱对称光束的复分布函数, φ_0 为常量, 表达轴向和角向分量之间的比例。

图 1 给出了一些标量偏振态和柱对称矢量光束偏振态的空间分布。其中图 1(a-f) 具有均匀的空间偏振分布, 图 1(g) 为径向矢量光场, 图 1(h) 为角向矢量光场, 图 1(i) 为广义的圆柱矢量光场, 来自于径向和

角向光场按一定比例的叠加。

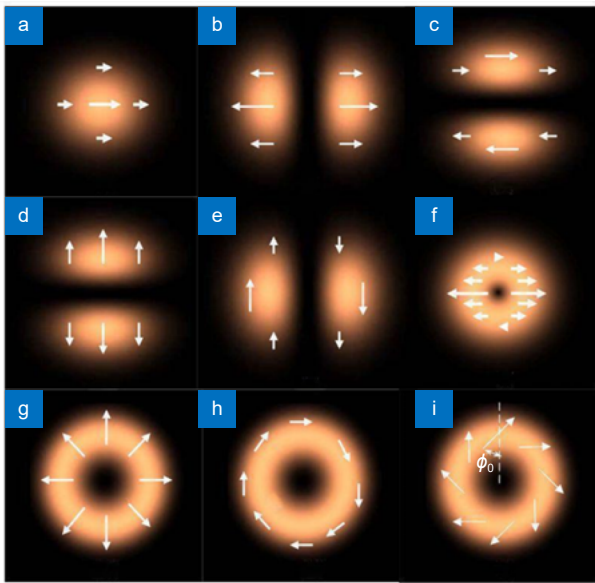


图 1 几种常规模式和柱对称矢量模式瞬时电场的空间分布^[37]。(a) x 偏振高斯基模; (b) x 偏振 HG₁₀ 模式; (c) x 偏振 HG₀₁ 模式; (d) y 偏振 HG₀₁ 模式; (e) y 极化 HG₀₁ 模式; (f) x 偏振 LG₀₁ 模式; (g) 径向极化模式; (h) 角向偏振模式; (i) 广义圆柱矢量光束

Fig. 1 Spatial distribution of instantaneous electric vector field for several conventional modes and CV modes^[37]. (a) x-polarized fundamental Gaussian mode; (b) x-polarized HG₁₀ mode; (c) x-polarized HG₀₁ mode; (d) y-polarized HG₀₁ mode; (e) y-polarized HG₀₁ mode; (f) x-polarized LG₀₁ mode; (g) Radially polarized mode; (h) Azimuthally polarized mode; (i) Generalized CV beams

2.2 全庞加莱光束

早期对矢量光场性质和生成等的研究很多集中在柱坐标系下的矢量线偏振场，然而线偏振只是偏振的一种特殊状态，对于更广泛的椭圆偏振态与圆偏振态，相关的研究很少。随着研究的逐渐深入，研究人员发现通过对空间光调制器产生的正负一级衍射光进行正交叠合等方法^[38]，可以在柱坐标系中产生具有不同偏

振特性的矢量光束。使用庞加莱球可以很方便地对这类光束进行表征。

在圆偏振基 $\{\hat{e}_R, \hat{e}_L\}$ 下，庞加莱球中任意一点的偏振态可表示为

$$\hat{P}(2\phi, 2\alpha) = \sin\left(\alpha + \frac{\pi}{4}\right)e^{-j\phi}\hat{e}_R + \cos\left(\alpha + \frac{\pi}{4}\right)e^{j\phi}\hat{e}_L. \quad (11)$$

如图 2(a)，任意完全偏振光可用偏振椭圆上的一个点表示， 2ϕ 表示长轴取向， E_x 和 E_y 为长短轴，对应两偏振方向相互垂直的线偏振光。图 2(b) 为偏振态的庞加莱球表示，当纬度角 2α 不变时，随着经度角 2ϕ 的改变，庞加莱球上点偏振态的长轴取向将发生改变。当经度角 2ϕ 不变时，纬度角随着 2α 的改变而改变，庞加莱球上点偏振态的手性和旋向也将发生改变，故在赤道位置，将得到线偏振态，在南北极点，将得到左、右旋偏振态，具有相反的自旋角动量，其他位置为椭圆偏振态，关于原点对称的两个点对应正交偏振态。而对于庞加莱球内部的点，将表示部分偏振光，越靠近球心偏振度越低，球心为完全非偏振光。传统的庞加莱球可以直观地描述光的自旋角动量，而通过将分别携带正负涡旋相位的高斯拉盖尔光束作为南北极，可以构建一种新的庞加莱球，称为轨道庞加莱球^[40]，可以直观地对轨道角动量进行几何表征。但是这两种庞加莱球都只能描述均匀极化场，为了对矢量光场进行表征，就必须引入新的模型。

全庞加莱光束是一种极端的矢量光束，其概念最早由 Beckely 等于 2010 年提出^[10]。他提出了一个问题并进行了回答：是否可以创造一个覆盖整个庞加莱球且恒定的光场？为此提出了一个基于拉盖尔-高斯模式叠加的解析模型，首先对单色完全偏振光进行了验证，证明了在某些光束条件下，覆盖确实是完全和守恒的，随后又对部分偏振情况进行了理论推导和实验检验，其结果与理论相符。

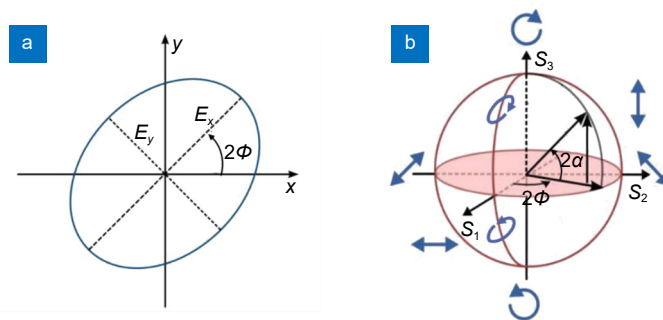


图 2 偏振的几何表示^[39]。(a) 椭圆偏振态的表示; (b) 椭圆偏振态在庞加莱球上的表示
Fig. 2 Geometric representation of polarization^[39]. (a) Polarization ellipse; (b) Representation of the polarization ellipse on the the Poincaré sphere

定义全庞加莱光束族为

$$\mathbf{E}_P(r; \gamma) = \cos \gamma \hat{e}_1 U_{00}(r) + \sin \gamma \hat{e}_2 U_{01}(r), \quad (12)$$

其中:

$$U_{00}(r) = \frac{u_0}{\xi(z)} \exp \left[ikz - \frac{\rho^2}{\omega_0^2 \xi(z)} \right] \quad (13)$$

为柱坐标下的基模高斯光束光场;

$$U_{01}(r) = \sqrt{2} \frac{x+iy}{\omega_0 \xi(z)} U_{00}(r) \quad (14)$$

为角向指数为 0 的最低阶拉盖尔-高斯模。

$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为光场中一点到轴的距离, ω_0 为束腰半径, $z_R = k\omega^2/2$ 为瑞利距离, u_0 为原点处振幅,

$$\xi(z) = 1 + i \frac{z}{z_R}. \quad (15)$$

\hat{e}_1 和 \hat{e}_2 为相互正交的两个单位矢量, 如一对线偏振基或圆偏振基。将光束族表达式做进一步变换, 可以得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_P(r, \gamma) = & \left(\hat{e}_1 + \exp \{ i[\varphi - \varphi_\xi(z)] \} \sqrt{2} \frac{\rho}{\omega} \cdot \tan \gamma \hat{e}_2 \right) \\ & \cdot \cos \gamma \frac{u_0 \omega_0}{\omega} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\omega^2} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

其中: 第一个括号决定了给定点的偏振态, $(\rho/\omega) \tan \gamma$ 决定了两个正交偏振之间的比值, $\varphi_\xi = \arg[\xi(z)]$ 为幅角, 即盖伊相位, $\varphi = \arctan(x, y)$ 为方位角坐标。在近轴区, 偏振更趋向于 \hat{e}_1 , 而在非近轴区, 偏振更趋向于 \hat{e}_2 。随着 z 的变化, 光斑半径也会发生变化, 这将影响两个正交偏振之间的比例, 同时随着幅角的变化, 偏振将发生旋转, 易知从负无穷到正无穷, 将发生从 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 的旋转。同时, 光束传输过程中截面光场的偏振态分布为庞加莱球上的对应点在波阵面上的投影, 随着传输距离的变化, 投影只会发生缩放和刚性旋转, 不会发生形状变化。

全庞加莱光束的偏振特性使其得以应用于多个领域, 可用于光束整形^[41-43]、微粒操纵^[44-46]、光通信^[47]和大气湍流检测^[48]等。

2.3 高阶庞加莱光束

高阶庞加莱球是标准平面波庞加莱球的一种延伸, 与基本庞加莱球上每一个点只能表示一个标量光场不同, 其上每一点都可以表示一种矢量光场。对于单色近轴平面波, 光场可用二维琼斯矢量表示为^[7,43-45]

$$|\psi\rangle = \psi'_R |R\rangle + \psi'_L |L\rangle, \quad (17)$$

其中: ψ'_R 、 ψ'_L 可认为是两个基矢的复振幅, 具有相反拓扑电荷数的正交左、右旋圆偏振光学涡旋光可表

示为

$$\begin{aligned} |R\rangle &= \exp(-i l \varphi) (\hat{x} + i \hat{y}) / \sqrt{2}; \\ |L\rangle &= \exp(+i l \varphi) (\hat{x} - i \hat{y}) / \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (18)$$

这样, 在圆偏振基下, 对高阶庞加莱球进行归一化处理, 可以得到斯托克斯参量:

$$\begin{aligned} S'_0 &= |\langle R|\psi\rangle|^2 + |\langle L|\psi\rangle|^2 = |\psi'_R|^2 + |\psi'_L|^2, \\ S'_1 &= 2\text{Re}(\langle R|\psi\rangle^* \langle L|\psi\rangle) = 2|\psi'_R||\psi'_L| \cos \phi, \\ S'_2 &= 2\text{Im}(\langle R|\psi\rangle^* \langle L|\psi\rangle) = 2|\psi'_R||\psi'_L| \sin \phi, \\ S'_3 &= |\langle R|\psi\rangle|^2 - |\langle L|\psi\rangle|^2 = |\psi'_R|^2 - |\psi'_L|^2, \end{aligned} \quad (19)$$

其中: $\phi = \arg(\psi'_R) - \arg(\psi'_L)$ 可认为是两个复振幅之间的相位差, l 为轨道角动量量子数或者拓扑电荷数, 也可以表示高阶庞加莱球的阶数。参数 S'_0 为总的光强度, S'_1 、 S'_2 包含了复振幅的相位信息, S'_3 表示光场的椭圆率, 与标准庞加莱球中的定义类似。

当 $l = 0$ 时, 高阶庞加莱球变为标准平面波庞加莱球。对于完全偏振光, $S_0 = 1, S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$, 当 $S_0 < 1, S_0^2 < S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$, 此时斯托克斯参数可用于描述非偏振态和部分偏振态^[49]。

对于 $S_0 = 1$ 的情况, 赤道上的点表示线偏振矢量涡旋光场, 而南北极点表示圆偏振矢量涡旋光场, 即总光学角动量本征态, 其他为长轴矢量不断改变的椭圆矢量涡旋场。值得注意的是, 当矢量光场的自旋角动量与轨道角动量量子数的绝对值相等, 即 $|\sigma| = |l|$, 则高阶庞加莱球的两个极点的旋向相同, 否则旋向相反。图 3 为轨道角动量量子数为 +1 且其与自旋角动量量子数绝对值不相等时的高阶庞加莱光场表示, 其中南北极点分别代表拓扑电荷数 +1 和 -1 的正交圆偏振光学涡旋光场, 赤道上的点代表广义圆柱矢量光场, 其他位置的点代表椭圆偏振的圆柱矢量光场。

另一种相似模型是杂化庞加莱球, 其是以径向和角向偏振矢量光场为基矢叠加而成的^[50-51], 研究表明, 高阶庞加莱球和杂化庞加莱球仅存在一个角度的差异, 二者所能表征的矢量光场完全相同, 高阶庞加莱球和杂化庞加莱球都称为 H 球。

高阶庞加莱球方法可用于生成圆柱矢量光束。2014 年, Chen 等^[52] 通过将两束具有相反拓扑电荷的正交圆偏振光束共轴叠加, 并调整两束光振幅和位相, 从实验上得到了在庞加莱球上产生任意圆柱矢量光束的方法。同年, Liu 等^[53] 通过对非均匀双折射超表面进行局部偏振变换, 将均匀椭圆偏振的光束在庞加莱球上转换为具有任意偏振分布的任意圆柱矢

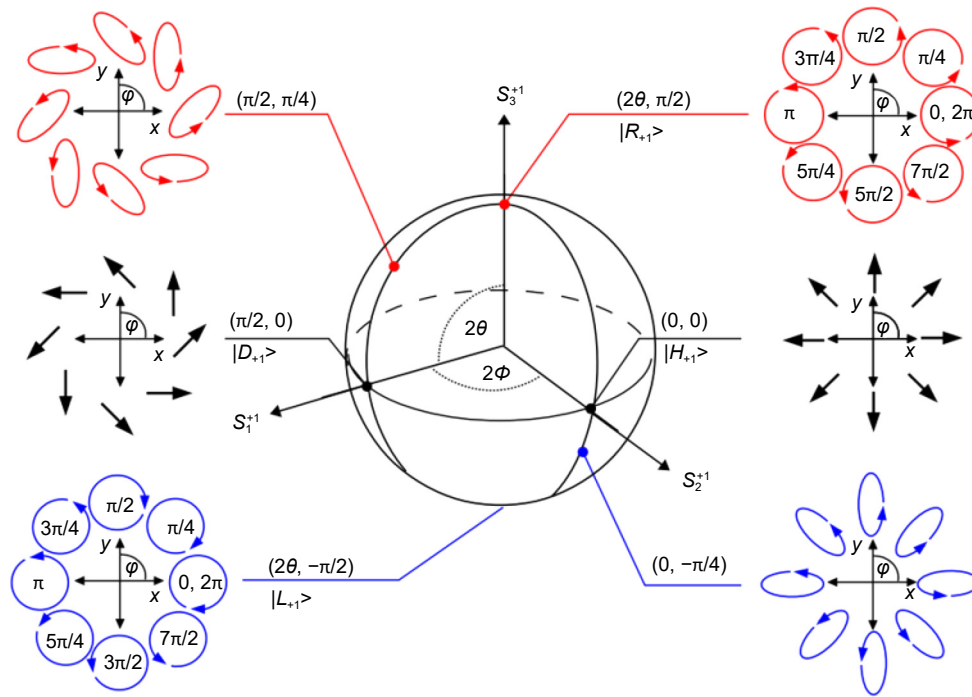


图3 轨道角动量量子数为+1且其与自旋角动量量子数绝对值不相等时的高阶庞加莱光场表示^[50]

Fig. 3 Higher-order PS representation for $l=+1$ and $|l| \neq |\sigma|$ ^[50]

量光束。同时，高阶庞加莱球方法还可用于实现高斯基模向厄密特-高斯模和拉盖尔-高斯模的转换^[54]、空间解复用^[55]、光偏振和奇点分辨^[56]和光纤通信中的模式复用^[53-54]等领域。

2.4 混合阶庞加莱光束

然而，通过高阶庞加莱球描述光场传播时的偏振和相位变化存在一定的局限性，例如当光束在各向异性的非均匀介质中传播时。为此，杂化庞加莱球的概念被提出^[57]。

假设各向异性介质由数个局部波片构成，其光轴方向可表示为

$$\alpha(r, \varphi) = q\varphi + \alpha_0, \quad (20)$$

其中： r 为径向坐标， q 为常数，表示拓扑电荷， φ 为方位角坐标， α_0 为 x 轴上的初始方位角。具有特定几何形状的非均匀双折射元件可视为 q 片，以圆偏振涡旋波入射，入射波表达式为

$$|\psi\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{e}_x + i\sigma\hat{e}_y)\exp(i\ell\varphi). \quad (21)$$

该涡旋波的自旋角动量和轨道角动量分别为 $\sigma\hbar$ 和 $\ell\hbar$ 。

用琼斯矩阵可以很方便地对波在 q 片中的传输行为进行描述，当 q 片厚度比瑞利距离小时，便可以忽

略其中的衍射效应，只研究其偏振和相位的演化，得到演化光场为

$$\begin{aligned} |\Psi_{l,m}\rangle = & \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \frac{\delta}{2} (\hat{e}_x + i\sigma\hat{e}_y)\exp(i\ell\varphi) \\ & + \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \frac{\delta}{2} (\hat{e}_x - i\sigma\hat{e}_y)\exp(im\varphi) \\ & \cdot \exp\left[i\left(2\sigma\alpha_0 - \frac{\pi}{2}\right)\right], \end{aligned} \quad (22)$$

式中： δ 为 q 片的相位延迟， $m = l + 2\sigma q$ 。上式可认为演化光场是两个波的叠加，第一个波具有与入射波一致的自旋角动量和轨道角动量，第二个波具有与入射波相反的自旋角动量及由 m 决定的轨道角动量。演化光场具有与高阶庞加莱场相似的表达式，可用二维琼斯矢量表示为

$$|\psi\rangle = \psi_N^l |N_L\rangle + \psi_S^m |S_m\rangle, \quad (23)$$

其中：

$$\begin{aligned} N_L = & \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{e}_x + i\sigma\hat{e}_y)\exp(i\ell\varphi), \\ S_m = & \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{e}_x - i\sigma\hat{e}_y)\exp(im\varphi), \end{aligned} \quad (24)$$

为具有不同拓扑电荷的正交偏振基，通过改变系数 ψ_N^l 和 ψ_S^m ，可以表示混合阶庞加莱球上的任意偏振态。因此，可以重新定义与高阶庞加莱球相似的斯托克斯

参量, 构建新的庞加莱球, 由于 $l \neq m$, 称其为混合庞加莱球。

高阶庞加莱球的两级对应其基矢, 具有相反的自旋和轨道态, 且轨道角动量大小必须相等。与之不同的是, 混合阶庞加莱球两极也表示其基矢, 但其轨道角动量不相等, 可以进行人为选择, 这就将高阶庞加莱球扩展到了更一般的形式。

混合阶庞加莱球方法主要用于生成矢量涡旋光束^[58-60]、紧聚焦光束^[61]、大气湍流光束传播^[48]等领域。

2.5 广义庞加莱球

H 球是表征矢量光场的一种很便利直观的方法, 但是其只能描述任意位置具有相同椭圆率但长轴取向不同的偏振态分布, 很难将其推广到由线性、椭圆和圆三种偏振态组成的混合矢量场的表示, 并且由于交换南北极点拓扑电荷时将导致完全不同的矢量光场分布, 故对于拓扑电荷数大于 0 的情况, 需采用两个高阶庞加莱球进行描述。广义庞加莱球可以很好地解决这些问题^[62]。

引入一对椭圆率连续变化的一对正交基:

$$\begin{aligned} |N_R^m\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-im\varphi} (e^{-iR\pi} \hat{e}_x - ie^{iR\pi} \hat{e}_y) \\ |S_R^m\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{im\varphi} (e^{-iR\pi} \hat{e}_x + ie^{iR\pi} \hat{e}_y), \end{aligned} \quad (25)$$

其中: m 为拓扑电荷, φ 为方位角坐标, R 表示 x 分量与 y 分量的相对相位, 取值范围为 $R \in [0.5, 1]$ 。当 $R=0.5$ 时, 上述正交基变为 H 球上的正交基, 当 $m=0$, $R=0.5$ 时, 变为庞加莱球上的左右旋偏振基。

这样, 任意随方位变化的矢量场均可通过复振幅系数 ψ_N^m 、 ψ_S^m 和正交基的组合表示为

$$|\psi^m\rangle = \psi_N^m |N_R^m\rangle + \psi_S^m |S_R^m\rangle. \quad (26)$$

采用与式 (19) 类似的方法, 可以得到扩展的高阶斯托克斯参数。值得注意的是, 在表征矢量光场时, 对于庞加莱球和 H 球, 作为完全偏振光来说其径向参量无用, 若能将这一维度利用起来, 便可以极大提高球体表征偏振的能力, 故引入 R 作为径向分量, 可得到广义庞加莱球的斯托克斯参量:

$$\begin{aligned} G_{0R}^m &= ES_{0R}^m R = R \\ G_{1R}^m &= ES_{1R}^m R = R \sin 2\beta \cos 2\phi_0 \\ G_{2R}^m &= ES_{2R}^m R = R \sin 2\beta \sin 2\phi_0 \\ G_{3R}^m &= ES_{3R}^m R = -R \cos 2\beta \end{aligned}, \quad (27)$$

其中: $\beta \in [0, \pi/2]$ 表示归一化复振幅系数的相对权重, $2\phi_0$ 表示归一化复振幅系数的相对相位。

图 4 为拓扑电荷数为 +1 的广义庞加莱光场表示, G_{3R}^m 轴上的对称点表示连续变化的基。绿色壳层 ($R = 0.5$) 和黄色壳层 ($R = 1$) 相当于 $m = 1$ 和 $m = -1$ 的 H 球。红色的壳层 ($R = 0.75$) 表示携带相反轨道角动量的正交线性极化基的向量场, 其赤道表示混合极化向量场。

广义庞加莱球由无数个 $R \in [0.5, 1]$ 的球壳组成, 高阶庞加莱球只是其中两个特殊的球面, 可用于混合矢量场的表征, 大大简化了其他复杂的偏振问题, 由于该方法具有普遍性, 故被用于处理许多偏振问题^[63-66]。

2.6 涡旋光束

涡旋光束, 又称螺旋光束, 指的是具有涡旋特性的光束, 作为矢量光场中比较特殊的一类, 它不仅拥有复杂的偏振结构, 还叠加了具有拓扑性质的螺旋相位特征。一般而言, 涡旋光束包括两大类: 相位涡旋光束和偏振涡旋光束。偏振涡旋光束因为在横截面上具有涡旋分布的偏振态, 因此也属于矢量光束, 一些情况下, 这两种涡旋光束可以并存, 涡旋光束独特的性质, 让其在光学加工^[67]、天体探测^[68] 和量子信息处理^[69] 等领域具有很大潜力, 也使得涡旋光束的生成和探测^[70-73] 一直是当下研究的热点。

随着物理学的发展, 人们认识到光子也拥有类似宏观物体的一些性质, 例如角动量。光子的角动量一般分为自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)。偏振性质, 光场横截面的复振幅分布分别和自旋角动量, 轨道角动量紧密相关。下面, 将主要就涡旋光场的轨道角动量特性进行推导。

在傍轴近似的情况下, 稳态电磁场的解可以写成

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(ikz). \quad (28)$$

进一步得到电磁场的矢量势为

$$\mathbf{A} = (\alpha \hat{x} + \beta \hat{y}) u(x, y, z) \exp(ikz), \quad (29)$$

其中: α 和 β 为复数, 满足 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, 表征电磁场的偏振态, 根据时间平均功率密度公式, 可以得到

$$\mathbf{S} = \frac{1}{4\mu_0} \left[i\omega (u \nabla u^* - u^* \nabla u) + 2\omega k |u|^2 \hat{z} + \omega \sigma \nabla |u|^2 \times \hat{z} \right], \quad (30)$$

$$\sigma \equiv i(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta), \quad (31)$$

其中: σ 为定义的偏振参数, 如果是线偏振, 那么 $\sigma=0$, 对于常见的线偏振涡旋光束, 在柱坐标系下可以写作:

$$u(r, \varphi, z) = u_0(r, z) \exp[i\phi(r, z)] \exp(il\varphi). \quad (32)$$

定义线动量密度 \mathbf{p} 为

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{S}}{c^2}, \quad (33)$$

其中: \mathbf{S} 为功率密度(坡印廷矢量), c 为光速, 角动量密度 \mathbf{L} 和线动量密度的关系可以写作下式:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}. \quad (34)$$

结合前面的公式, 并仅考虑具有实际意义的沿 z 轴方向的角动量, 忽略角向的角动量, 可以化简得到:

$$L_z = \frac{\varepsilon_0 \omega}{4} \left[i \left(u \frac{\partial u^*}{\partial \varphi} - u^* \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) - r \sigma \frac{\partial |u|^2}{\partial r} \right]. \quad (35)$$

这里面, φ 为角向单位向量, 随后对单位体积内的角动量积分, 再对时间求微分, 就可以得到单位时间从横截面流过的角动量的通量:

$$\mathbf{J} = \frac{d}{dt} \iiint L_z dV = \mathbf{J}_{z\ell} + \mathbf{J}_{z\sigma}, \quad (36)$$

其中: $\mathbf{J}_{z\ell}$ 定义为轨道角动量通量, 与偏振无关, $\mathbf{J}_{z\sigma}$ 为自旋角动量通量, 也即:

$$\mathbf{J}_{z\ell} = \frac{c\varepsilon_0 \omega}{4} \iint i \left(u \frac{\partial u^*}{\partial \varphi} - u^* \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) r dr d\varphi, \quad (37)$$

$$\mathbf{J}_{z\sigma} = -\frac{c\varepsilon_0 \omega}{4} \iint r^2 \sigma \frac{\partial |u|^2}{\partial r} dr d\varphi. \quad (38)$$

在横截面上, 角动量和总能量比值可以通过下式计算得到:

$$\frac{L_{zs}}{W} = \frac{\iint L_z r dr d\varphi}{\iint w r dr d\varphi} = \frac{l + \sigma}{\omega}, \quad (39)$$

式中: w 为能量密度, ω 为光子的角频率. 从上面的公式可以看出, 比值和场分布无关, 仅与涡旋光场本身的参数有关; 上下两边都乘 $n\hbar$, n 为光子数, 得:

$$L_{zs} = n\ell\hbar + n\sigma\hbar, \quad (40)$$

其中: 第一项是轨道角动量, 第二项是自旋角动量, l 称为角量子数, 也被称为拓扑荷, 可以为任意整数或者分数^[74], \hbar 是约化普朗克常数.

在上面的推导中, 忽略了横向的轨道角动量, 这是因为横向的轨道角动量现象一般都不显著. 不过在 2020 年, Zhan 带领的团队^[75]开创性地使用了横向的轨道角动量这一自由度, 展示了一个具有可控的纯

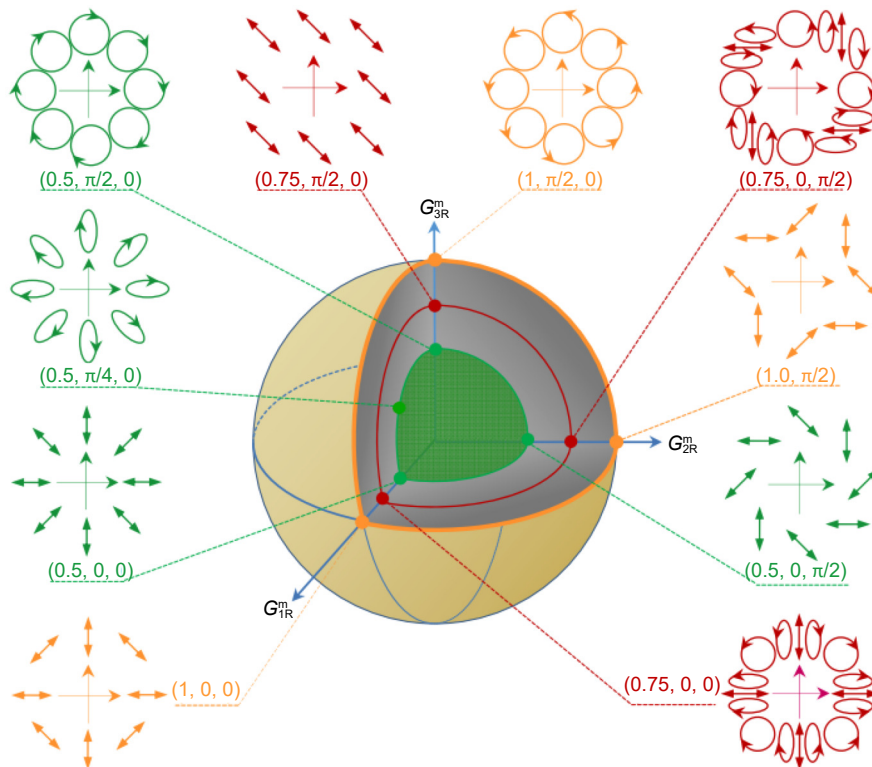


图 4 拓扑电荷数为+1的广义庞加莱光场表示^[62]

Fig. 4 Generalized PS representation for $m = +1$ ^[62]

横向 OAM 的时空涡旋场。他们使用了持续时间为 3 ps 的啁啾锁模脉冲, 先利用衍射光栅和圆柱透镜分散频率, 在后面添加带有空间光调制器的脉冲成形器, 其中空间光调制器带有螺旋相位, 随后再利用光栅和圆柱透镜做反傅里叶变换, 形成了需要的时空涡旋场。2022 年, 在上述工作的基础上, Wan 等基于麦克斯韦方程组和光学保角变换, 首次理论验证和实验实现了光子环形涡旋^[76], 图 5 给出了时空涡旋管到涡流环转换的示意图; 这种新方法给其它频率的波段, 如电子束, 机械波等研究涡旋环开辟了新的道路。

3 超表面产生矢量光场的方法

矢量光场的生成技术可以根据是否包含光学增益介质而划分为有源技术和无源技术^[37]。在无源技术中, 超表面因其特有的亚波长结构特性, 如极薄的物理尺寸、紧凑的布局以及额外的调控自由度, 在矢量光场的设计与操控上获得了显著成效^[73,77], 特别是在矢量光场合成领域展现了巨大潜力。

柱对称矢量光场在矢量光场研究与应用中占据重要地位。2019 年, Lv 等科研人员^[78]提出了一种新型设计, 在银薄膜上构筑了具有孔洞结构的超表面元件, 该元件能够有效地产生不同阶次的柱对称矢量光束。通过精密调控孔洞阵列中的狭缝角度及排列方式, 可以灵活调制透过超表面的光场分布。实验装置如图 6(a) 所示, 采用圆偏振光照射以获得初始相位为零

的径向和角向偏振分量, 进一步通过调整线偏振光入射状态, 实现了对任意阶数及任意初始相位柱状矢量光束的精准合成。

狭缝结构不仅可以将非矢量光场转化为矢量光场, 还可以实现矢量光场之间的转化。通过在金膜上设计并环形排列矩形狭缝天线结构^[79], 可以构建一种能够实现空间频率选择性透过的矢量光滤波器, 利用金属薄膜狭缝结构中的表面等离子体共振效应, 各个狭缝能对入射光在垂直和平行于狭缝方向上的复振幅进行调制, 进而实现对线偏振态的选择、生成与控制等功能, 类似传统的线偏振器, 具体结构如图 6(b) 所示。需要注意的是, 这种非连续透过率和二元相位的设计, 对于参数的选取非常苛刻, 所以在设计的时候需要注意。对于正入射的角向偏振光, 该结构能够将其转化为具有深焦深(达到 5 倍波长)的轴向偏振光束, 增加狭缝环的数量理论上可以提升所生成光束的焦深, 但这也相应地提高结构复杂度和制造工艺的要求, 导致实际制作难度显著增大。

除却经常使用的狭缝结构, 2016 年, Yi 等人^[80]采用飞秒激光在熔融玻璃中写入薄片来制造超表面, 飞秒激光在硅玻璃中诱导形成双折射, 利用这种非均匀各向异性超表面生成了矢量涡旋光场, 实验装置如图 6(c) 所示。

2015 年, Arbabi 等人设计了一种基于电介质椭圆纳米柱构建的超表面结构^[81], 具体结构见图 7(a),

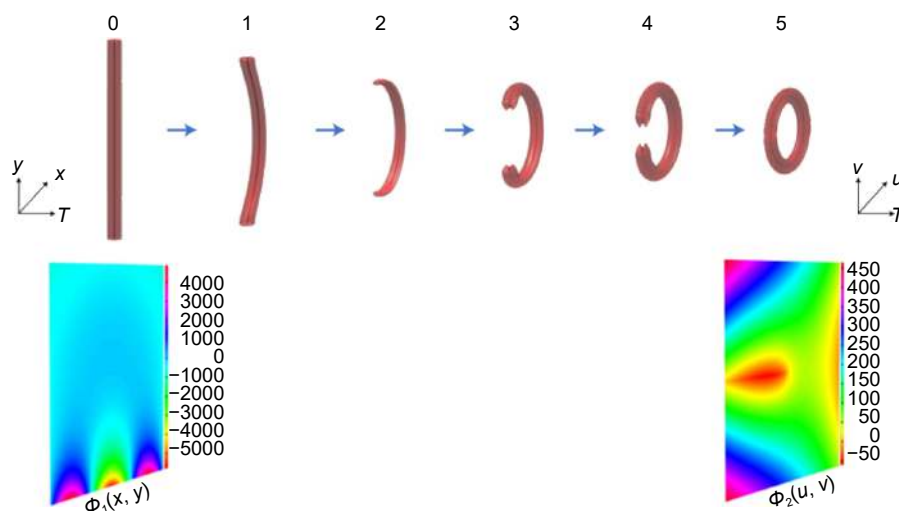


图 5 时空涡旋管到涡流环的保角映射仿真^[76]。时空涡旋管相位 $\Phi_1(x, y)$ 在自由空间传播并转换, 成为涡流环后, 第二相位掩模 $\Phi_2(u, v)$ 可以被应用于准直, 颜色坐标表示展开相位的大小

Fig. 5 Conformal mapping simulation of a spatiotemporal vortex tube transforming into a vortex ring^[76]. The spatial-temporal vortex tube phase $\Phi_1(x, y)$ propagates and evolves in free space to become a vortex ring, after which a second phase mask $\Phi_2(u, v)$ can be applied for collimation, with color coding representing the magnitude of the expanded phase

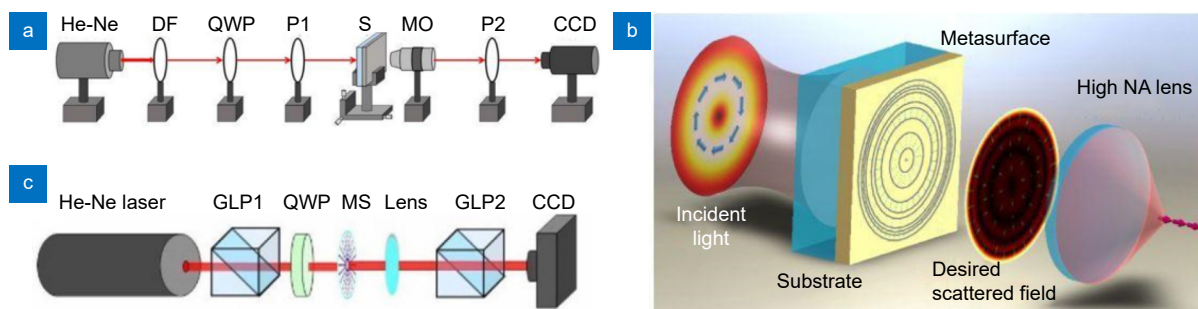


图 6 基于狭缝结构的超表面矢量光束生成系统。He-Ne, He-Ne laser: 氦氖激光器; DF: 强度滤波器; QWP: 四分之一波片; P1, P2: 偏振片; S: 样品; MO: 显微镜物镜; CCD: 电荷耦合器件; GLP1, GLP2: Glan 激光偏振器; MS: 超表面; Lens: 透镜。(a) 不同阶次的柱状矢量场生成装置^[78]; (b) 基于超表面的光学针场生成系统配置示意图(光学针场用紫色箭头表示)^[79]; (c) 利用超表面的矢量涡旋光束生成装置^[80]

Fig. 6 System configuration for vector beam generation based on a slit-structured metasurface. He-Ne, He-Ne laser: Helium-neon laser; DF: Intensity filter; QWP: Quarter-wave plate; P1, P2: Polarizers; S: Sample; MO: Microscope objective lens; CCD: Charge-coupled device; GLP1, GLP2: Glan laser polarizers; MS: Metasurface; Lens: Lenses. (a) Apparatus for the generation of different orders of cylindrical vector fields^[78]; (b) Schematic diagram of the optical needle field generation system configuration using a metasurface (the optical needle field is represented by purple arrows)^[79]; (c) Setup for generating vector vortex beams utilizing a metasurface^[80]

电介质柱被放置在六边形单元格的中心, 功能类似于简化的法布里-珀罗 (FP) 谐振腔, 由于其尺寸远小于波长, 因此具有相对较低的质量因子。这些电介质柱会对不同偏振方向的入射光产生特定的散射响应, 从而赋予了与偏振态相关的相位调制效果, 改变其相移和偏振状态, 当线性 x 偏振的高斯光束入射时, 经过超表面调制后可以转换为轴向偏振的贝塞尔高斯模式; 而线性 y 偏振的高斯光束则会被转化为角向偏振的贝塞尔高斯模式, 左旋和右旋极化光束通过该装置可以分别获得一个正负单位的轨道角动量。

某些传统的双层超材料结构在特定波长范围内的透射效率较低, 大都低于 0.5。为了实现高效率且宽频带的矢量光场调控, 研究者们探索了多种策略, 其中一种有效的方法是设计特殊的超表面反射阵列, 这些阵列能够对宽波长范围内的入射光进行高效的偏振转换和相位控制。2017 年, Li 等人使用由单层纳米结构组成的偏振旋转超表面^[82], 在宽波长范围内实现任意矢量光束的高效生成。研究人员精心设计了具有 L 形结构的银 (Ag) 纳米颗粒, 并调控这些纳米颗粒在单层超表面上的取向及布局, 从而实现在宽波长范围内对出射矢量光束的任意偏振状态的有效操控。最后, 为了实现全圆偏振状态覆盖, 一共设计了六个离散结构单元, 以 60° 为步长, 横跨从 0° 到 360° 的光学旋转范围。该设计可以利用波长范围在 1370 nm 至 1470 nm (即 100 nm 的带宽) 的近红外光生成径向和角向矢量光束, 且在该工作频段内, 超表面的理论

转换效率高达 90%, 证明了超表面在高效偏振调控和矢量光束生成领域具有的优势。

在早期的超表面研究中, 一旦一个超表面结构被设计出来, 通常只能对应调控一种特定偏振态或矢量光束模式。2017 年, Yi 等人提出了一种新的级联超表面结构设计^[83], 通过动态调控不同层级超表面之间的相互作用, 成功实现对矢量光束偏振状态及其阶数的调整, 如图 7(c-h) 所示, 该设计中, 两个直接级联的超表面单元能够执行偏振阶数的减法运算, 从而改变输出光束的偏振特性。当在两个级联超表面之间适当地插入一个半波片时, 可以通过对输入光的相位调制来实现偏振阶数的加法操作, 增强系统的灵活性和功能性。此级联超表面采用了飞秒激光直写技术在熔融二氧化硅 (SiO_2) 基底上制造而成, 其中每个微纳结构单元的设计确保其快轴 (主轴) 与结构垂直, 而慢轴则与结构平行, 以精确控制光的传播和偏振方向。

如果增加级联的超表面单元数量, 理论上可以实现对矢量光束偏振状态更为精细和自由的调控, 包括生成具有任意阶偏振态的矢量光束。然而, 这对制造工艺的精度和一致性提出较高挑战, 需要确保每个超表面结构的参数设计及其制备精度达到亚波长级别。

和柱对称矢量光场相比, 涡旋光场因其独特的相位奇点特性, 在最近的研究中备受关注^[84]。2020 年, Shen 等人^[85]提出了一种利用全介电偏振不敏感超表面与圆柱阵列相结合的方法, 能生成具有高透射效率

和任意拓扑荷数的涡旋光束。实验中采用两对正交偏振光入射，验证了超表面对偏振态的不敏感性，其中每个圆柱单胞单元具有均匀的相位调制和透射效率，从而可以方便地通过精密设计实现涡旋光束拓扑电荷的灵活控制。

不同于前面的透射光路，2019年，Ding等人^[86]采用一种单层反射型带隙表面等离子体超表面(金属-氧化物-金属结构，即Au-SiO₂-Au纳米天线结构)，在800~950 nm波长范围内实现聚焦矢量光束的反射操作、偏振转换与相位控制。这种结构由于金属层相互作用产生的带隙表面等离子体共振效应，使得径向和角向偏振光束的平均绝对效率分别高达约35%和34%。初始聚焦矢量光束由半波片产生，而设计的超表面则能够对不同偏振状态的入射光进行高效调控。

然而，二维平面上的矢量光场难以满足在纵向或三维空间中的复杂偏振和强度变化需求。对此，2022年，Zhang等人^[87]利用非对称光子结构的独特性质，成功解耦了自旋态，设计出一种新型超表面，它不仅能实现0到 2π 范围内的宽传播相位调制，还表现出极高的相对偏振转换效率(约为0.99)，后者定义为透射自旋翻转光功率与总透射功率的比值。基于此设计，研究人员成功地在焦深距离内生成了三维柱状矢量光场，使得线偏振光入射后横截面上的偏振态从径向偏振周期性转变为角向偏振，证明了这一技术在生成任意三维矢量光场方面的可行性。

传统的几何相位超表面因为波前采样不足，效率和带宽受到限制。2015年，罗先刚教授团队创新性地引入了悬链线结构——一种在重力作用下形成的

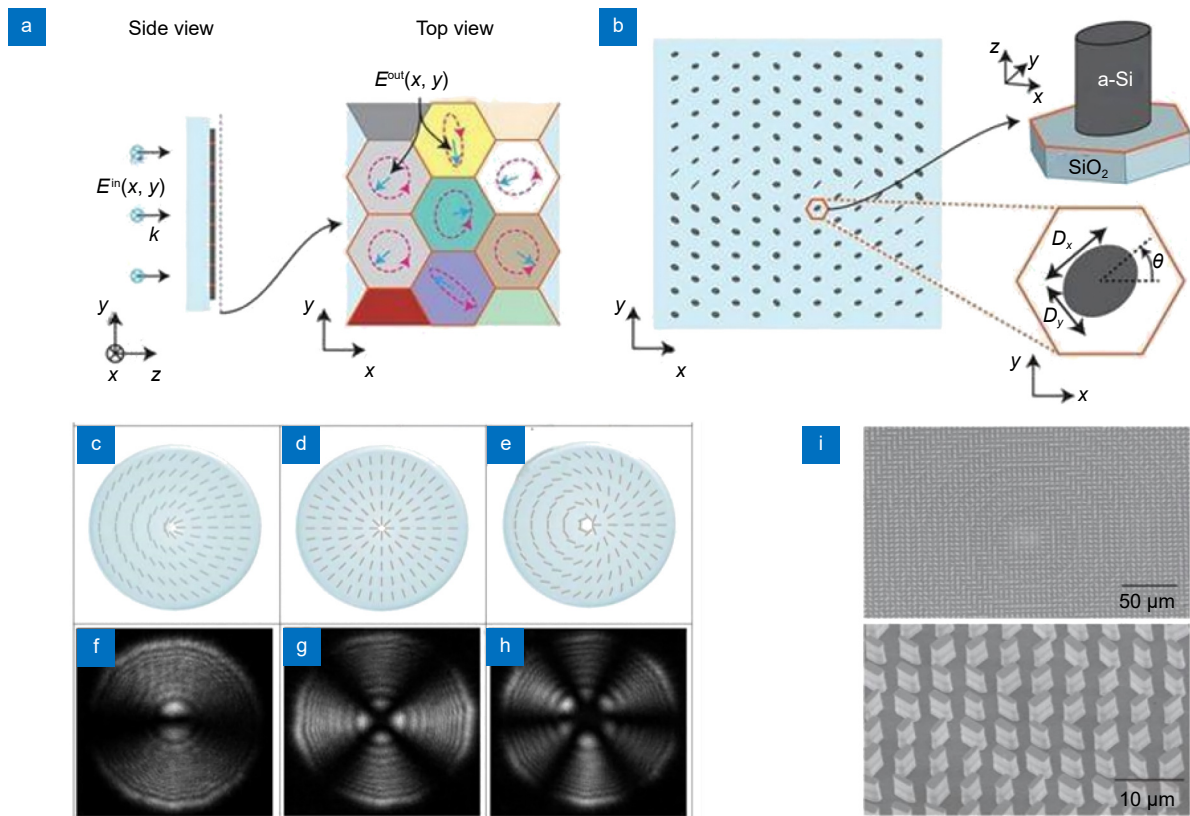


图7 用于矢量光场生成的柱状纳米结构的超表面和级联超表面。(a)由六边形单元组成的超表面的侧视图(左)和俯视图(右)^[81]；(b)六边形单元中的椭圆形非晶硅柱结构^[81]；(c-e)是 $q = 0.5$ 、 1.0 和 1.5 的级联超表面近光轴分布示意图^[83]；(f-h) $q = 0.5$ 、 1.0 和 1.5 的超表面的交叉偏振显微图像，这里 q 是由超表面单元结构的位置变化和慢轴取向决定的一个常数^[83]；(i)生成三维柱状矢量光场的超表面纳米结构和SEM图像^[87]

Fig. 7 Cylindrical nanostructured metasurfaces and cascaded metasurfaces for vector optical field generation. (a) Side view (left) and top view (right) of a metasurface composed of hexagonal units^[81]; (b) Elliptical amorphous silicon pillar structure within the hexagonal unit cell^[81]; (c-e) Schematic illustrations of near-axis distributions for cascaded metasurfaces with topological charges $q = 0.5$, 1.0 , and 1.5 , respectively^[83]; (f-h) Cross-polarized microscopy images of metasurfaces with q values of 0.5 , 1.0 , and 1.5 , where q is a constant determined by the positional variation and slow axis orientation of the metasurface unit structures^[83]; (i) Nanoscale structure of the metasurface for generating three-dimensional cylindrical vector optical fields accompanied by SEM images^[87]

最小势能曲线^[88], 这种结构可以产生具有空间连续和消色差的几何相位。在此基础上, Zhang 等人提出了一种全介质超表面等相位流线优化方法^[89], 传统上, 此类超表面设计依赖与矢量场瞬时相切的流线簇, 通过细致的数值积分求得高精度流线坐标, 进而指导实体结构的设计。而等相位流线优化法则通过精细匹配等相位线与波前, 显著抑制寄生相位梯度, 降低伪衍射阶数, 极大地提升了衍射效率。设计的超表面在实践中展现出了接近 100% 的最大衍射效率, 同时在宽达 178° 的视场范围内拥有卓越的成像质量。如图 8 所示, 这一工作为超表面实现理想相位调控, 以及实现近完美的偏折和聚焦提供了新的结构设计方案。

于此同时, 研究人员也在思考如何突破超表面基础微纳结构的限制 (狭缝、圆柱、V 型柱等)。2020 年, 研究人员利用拓扑优化的超表面实现了任意双折射^[90], 从而让超表面实现从线性到椭圆偏振的连续调节——仅需改变入射角即可, 大大降低了偏振光学系统的复杂性, 这种技术由于角度的复用性, 提供了又一种矢量光束生成的方法: 将光束不同动量分量转换为不同的偏振态, 在动量空间中产生矢量光束。

目前, 利用非对称的光子自旋轨道相互耦合生成任意矢量光场是一种较为前沿的调控手段^[91]。打破光子自旋轨道相互耦合 (photonic spin-orbit interaction,

PSOI) 后, 左旋和右旋圆偏振光的对称性也被打破, 即可实现它们之间的任意独立调控, 在手性切换功能器件、矢量光场调控、PSOI 的多态切换等领域拥有巨大的应用潜力^[92]。该方法首次在 2017 年提出, 不少科研人员先后对此进行研究, Zhang 等人巧妙结合自旋相关的几何相位和自旋无关的传输相位, 在 532 nm 和 10.6 μm 处实现了不对称拓扑电荷的涡旋光束, 展示了非对称全息显示、偏振成像等功能器件的实现途径^[93]。同一时期, Capasso 教授团队通过在超表面上排列简单的线性双折射波片元件, 让每个圆偏振和椭圆分束器的远场相互独立^[94], 也实现了类似的功能, 设计原理和 Zhang 等人所提基本一致, 相关工作如图 9 所示。

然而, 这一类方法也有局限^[90-91]。由于传播相位的波长依赖性, 往往会导致其只在单波长或者窄带范围内工作; 此外, 多态可切换光子自旋轨道相互作用的研究尚处于初步阶段, 只实现并证明了对称、非对称耦合和无耦合三种耦合模式切换^[95], 其它耦合形式的切换还需要进一步研究。

4 矢量光场的应用

在上面的讨论中, 我们聚焦于矢量光场的生成机制。而在矢量光场探测领域, 超表面也展现出了独特

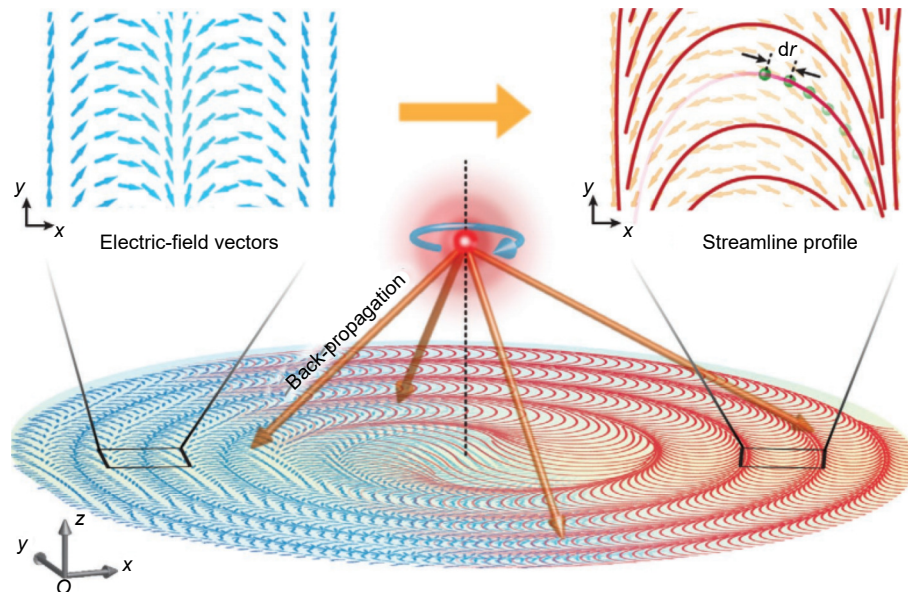


图 8 流线型金属透镜的概念图^[89]。通过圆偏振点光源辐射获得时间反转电场 (蓝色箭头) 源, 并且可以由具有空间变化的各向异性轴的半波片产生。红色流线是由上述空间变化的各向异性轴形成的矢量场的轨迹 (橙色箭头) 获得的

Fig. 8 Concept illustration of the streamlined metalens^[89]. The time-reversed electric fields (blue arrows) are obtained by the radiation of a circularly polarized point source and could be generated by a half-wave plate with spatially variant anisotropic axes. The red streamline is obtained by the trajectory of the vectorial field (orange arrows) formed by spatially variant anisotropic axes mentioned above

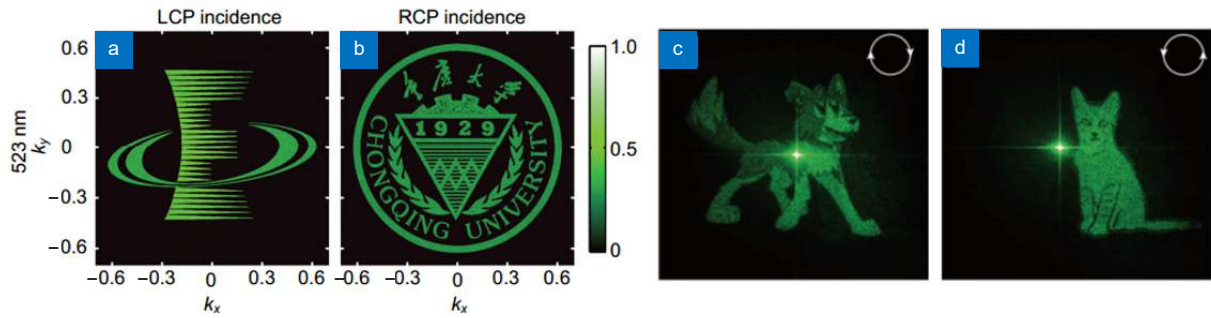


图 9 基于非对称 PSOI 的全息。(a, b) 为 Fei Zhang 团队工作^[93]; (c, d) 为哈佛大学团队同期工作^[94]

Fig. 9 Optical hologram based on asymmetric PSOI. (a, b) Fei Zhang et al' work^[93]; (c, d) Concurrent work of Harvard university^[94]

的优越性。利用超表面进行矢量光场探测的核心就是利用微纳结构与矢量光场间的相互作用。当前, 该领域的研究不仅有了相对完善的理论基础^[96-99], 而且随着科研工作的不断深入, 已经积累了丰富的实验数据, 取得了不少技术突破, 成功开发出了一系列基于超表面的高性能矢量光场探测器。

4.1 矢量光场和微纳结构相互作用的原理

为对超表面和矢量光场的相互作用进行分析, 需要先了解在矢量光场激发下的近场分布。传统的光学分析下都会使用傍轴近似条件, 但是大多数的应用中, 径向偏振光聚焦的光斑尺寸小于波长, 傍轴近似不再适用。目前, 研究人员提出了一种更为广泛的分析方式^[97], 将传播的光场分解为不同方向的平面波叠加, 并将其大体分成了两个部分: 垂直于传播方向和有纵向分量的方向, 分别代表传播波和倏逝波。考虑柱坐标下的麦克斯韦方程组的解, 忽略时间相位因子, 可以得到光场矢量解:

$$\mathbf{E}(\rho, \phi, z) = \mathbf{E}_0(\rho, \phi) \exp(ikz\beta), \quad (41)$$

其中, β 可以通过下面的方程确认:

$$\beta = \begin{cases} (1-\rho^2)^{\frac{1}{2}}, & \rho \leq 1 \\ \pm i(\rho^2-1)^{\frac{1}{2}}, & \rho > 1 \end{cases} \quad (42)$$

接下来, 如果再考虑由两个正交向量 $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$ 构成的坐标系以及使用傅里叶变换进行分解, 那么, 电场表达式可以进一步写为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} a(\rho, \phi) \mathbf{A}_1(\phi) \exp(iks \cdot \mathbf{r}) \rho d\rho d\phi + \int_0^\infty \int_0^{2\pi} b(\rho, \phi) \mathbf{A}_2(\phi) \exp(iks \cdot \mathbf{r}) \rho d\rho d\phi, \quad (43)$$

其中: $a(\rho, \phi)$ 和 $b(\rho, \phi)$ 是电场在矢量 \mathbf{A}_1 和 \mathbf{A}_2 处的投影。对比标量光场的推导公式, 这种方式实际上暗含了对于矢量光场的分解。同时, 这种分解方式方便了人们理解光场和微纳结构之间传播下的特性的演化。

对于超表面而言, 其亚波长单元结构使得空间变化的相位偏振态调控变得便捷。一方面, 在特定设计下, 超表面上的亚波长结构由于在正交方向上光学性质的不同, 导致共振和透射系数差异, 从而在两个方向上产生相位延迟, 可以实现类似天然双折射的效果。另一方面, 相较于传统光学元件, 超表面提供了更高的相位调控自由度。其中, 共振相位的超表面与特定频率的光场相互作用时, 能精确地调控相应频率的相位, 但由于其基于共振特性, 工作带宽较窄, 对加工工艺有较高要求。而几何相位超表面利用周期或非周期渐变旋转结构, 仅需改变微结构的旋转角度即可实现宽频、与频率无关的相位变化, 此类结构对加工精度需求较低, 且工作带宽更大。此外, 还有将共振相位与几何相位相结合的超表面技术, 这种复合型超表面通常采用双层或多层结构设计, 或者通过级联不同功能的单层超表面, 既利用了共振效应的精确调控能力, 又结合了几何相位的宽带优势, 由此提供了更多维度的调控和更高效率的矢量光场操控方案。

4.2 超表面矢量光场应用

4.2.1 矢量光场聚焦

聚焦是光学系统中一个比较重要的功能。传统光学透镜通过调控其连续介质对光束的折射效应来实现聚焦功能, 然而受限于材料及结构设计, 常会引入像差并受衍射极限约束, 难以达到理想的高分辨率成像或聚焦效果。目前, 利用超表面实现矢量光场调制以获得高质量的聚焦场受到了大量的关注。

不同于传统设计超透镜的方法, 2016年, Diao等人^[100]创新性地应用遗传算法与快速 Hankel 变换技术, 构建了多目标多约束优化模型, 设计出一种能产生亚衍射极限热点的超表面振荡平面透镜, 该透镜通过对源自二元环形掩模的衍射光波进行精密裁剪来实现高精度聚焦。

Khorasaninejad 等人^[101]设计了一种基于高纵横比 TiO_2 纳米柱结构的超表面, 在可见光频段下, 成功实现了数值孔径高达 0.8 以及超过 86% 的转换效率, 这种设计通过柱状微纳结构产生的相位梯度, 展示了在任意设计波长下逼近衍射极限焦点的能力。

同年, Wang 等人提出了一种金属-绝缘体-金属反射型聚焦超表面^[102], 如图 10 所示, 其中包含由周期性排列的双金属纳米棒和单金属纳米棒构成的混合环形结构。这些环被细分为多个扇形区域, 每个区域均可视为四分之一波片的一部分, 巧妙地将入射的圆偏振光转化为具有二元相位分布和大动态调幅范围的径向偏振光, 进而实现高效的聚焦功能。

4.2.2 检测轨道角动量

在光子的量子态描述中, 每个光子可以携带一定的轨道角动量, 通常表示为 lh 。研究表明, 在满足特定条件下的非线性光学过程中, 总角动量 (包括自旋角动量和轨道角动量) 保持守恒。此外, 轨道角动量可以通过与物质相互作用的方式转移给探测介质或粒子。相比于单一的自旋角动量, 轨道角动量拥有丰富的离散状态和较高的调控维度, 因此, 开发高精度的

轨道角动量探测技术成为相关领域研究的核心部分, 在超表面问世之前, 这一领域就吸引了大量研究人员关注且有了很多相当有价值的工作^[103-104]。

而超表面的概念被提出之后, 这种更加灵活、高效的器件迅速被研究人员应用在了这一领域。2012 年, 研究人员设计了用以探测轨道角动量的等离激元超表面^[105]。在 200 nm 厚的金膜上刻蚀凹槽, 边长 150 nm、深度 75 nm 的凹槽按照特定的周期分布排列, 该排列依据对入射涡旋光束与超表面上激发的等离激元极化态相互作用后形成的干涉模式进行设计, 从而构建出具有亚波长尺度的超表面结构, 如图 11(a-d)。仅当被探测的光束携带与超表面结构匹配的轨道角动量时, 其能量才会被有效地聚焦于检测设备上。与此相反, 带有不同拓扑荷的光束则会因未能满足相干条件而在超表面结构上发生衍射发散, 进而无法到达检测区域。这是由于特定的光场分布只有在与超表面上等离激元有效耦合, 并形成相位一致的增强效应时, 才能实现有效的光学汇聚。这一类等离子体超表面引起了人们的关注, 还因它们能够根据需求改变相位、控制偏振和波前, 且光学元件可以控制在亚波长范围

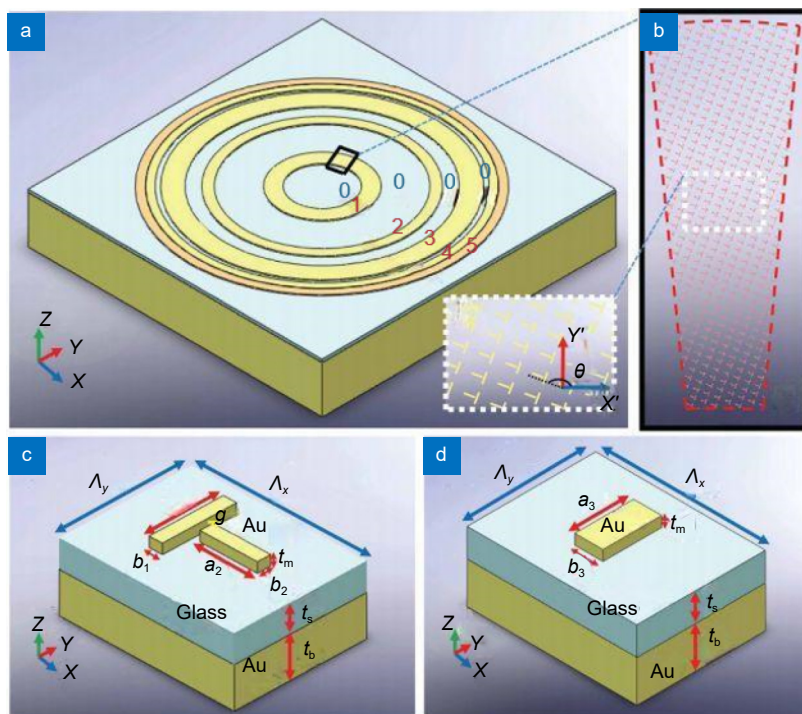


图 10 MIM 超表面结构^[102]。(a) 超表面的结构, 其中黄色环为双纳米棒结构, 浅棕色环为单纳米棒结构。插图: 结构放大图; (b) 第一个环中的一个扇区; (c) 双纳米棒结构; (d) 单纳米棒结构

Fig. 10 MIM metasurface structure^[102]. (a) The metasurface configuration, where yellow rings denote double-nanorod structures and light brown rings represent single-nanorod structures. Inset: Magnified view of the structure; (b) A sector within the first ring; (c) Detailed illustration of the double-nanorod structure; (d) Single-nanorod structure depicted explicitly

内。但当前多数基于金属材料的谐振器型超表面设计仍面临一些挑战, 如相对较低的耦合效率以及不可避免的欧姆损耗问题, 这些因素限制了它们的实际应用性能。

除了远场的轨道角动量探测, 2019年, Yang 等人提出了一个针对近场 OAM 模式的有效且通用的探测与生成方案^[106], 如图 11 (e-i)。其所设计超表面的超构原子是由十字形纳米狭槽构成, 通过有序排列这些狭槽形成阿基米德螺旋构型, 由此产生具有不同拓扑电荷的表面等激元涡旋态, 一次测量就可以实现拓扑电荷和螺旋度的探测。为减少入射圆偏振光固有的螺旋度对检测结果的影响, 研究者进一步将这些纳米狭槽精心布局成一种特殊设计的环状结构。这种结构会引入一个额外的轨道角动量, 从而可以通过分析特定位置的局域增强效应, 识别实心点的位置来判断相对应的拓扑电荷。此外, 利用环形纳米狭槽内部和

外部近场强度分布, 可以揭示并解析出对应 OAM 模式的螺旋度信息。

2014年, Yang 等人通过将高折射率硅材料制成的亚波长微结构与银制衬底相结合, 构建了一种新型反射型超表面阵列^[107]。这种超表面能够在较宽的光谱范围内实现高效的线性偏振态转换, 并且在使用含有梯度相位分布的反射单元时, 能够有效地生成具有轨道角动量的涡旋光束。相较于等离激元超表面, 此类硅-银混合结构在一定程度上降低了欧姆损耗, 提高了能量转换效率, 从而为开发适用于高频、高效的超表面光学器件奠定了基础。

2018年, Ou 等人提出了一种利用全息超表面实现涡旋光场拓扑电荷探测的装置^[108], 其中超表面生成的涡旋光束聚焦深度达到 $15\ \mu\text{m}$, 同时, 系统设计使涡旋光束与具有合适相位匹配和偏振状态的参考光束相干叠加, 在干涉图案中形成螺旋状条纹结构。通

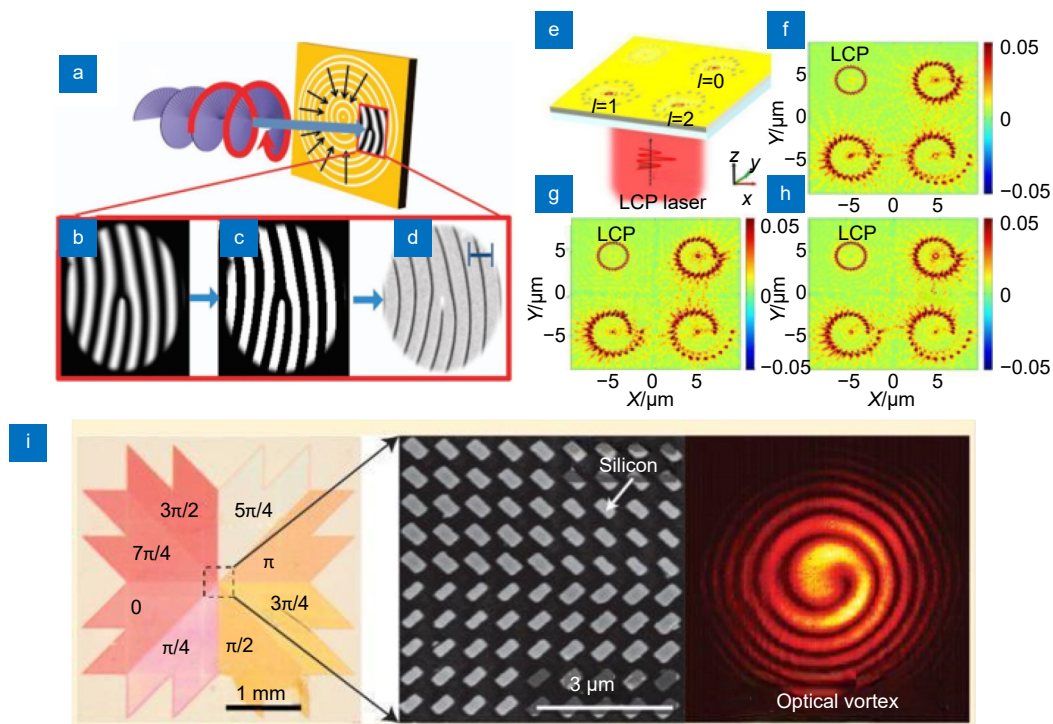


图 11 超表面的轨道角动量检测。(a) 全息表面的结构^[105]; (b) 仿真生成的干涉图^[105]; (c) 仿真结果的二值化图像^[105]; (d) 全息表面的扫描电子显微镜照片, 凹槽在等相位位置^[105]; (e) LCP 入射时的 OAM 探测器^[106]; (f-h) 携带不同拓扑电荷的涡旋光束 ((f) $l=0$, (g) $l=-1$, (h) $l=-2$) 入射时 OAM 探测器的模拟强度分布图^[106]; (i) 左图为具有 $\pi/4$ 相位步进的八段 Si 截止线螺旋相位板的光学显微图像, 右图为该结构的 SEM 图像及相应的涡旋光束强度分布图^[106]

Fig. 11 Orbital angular momentum detection with a metasurface. (a) Structure of the holographic metasurface^[105]; (b) Simulated interference pattern generated^[105]; (c) Binary representation of the simulated results^[105]; (d) Scanning electron microscope (SEM) image of the holographic surface, showing grooves at phase-matched positions^[105]; (e) The OAM detector upon left-handed circularly polarized (LCP) incidence^[106]; (f-h) Simulated intensity distributions of the OAM detector when illuminated by vortex beams carrying different topological charges: (f) $l=0$, (g) $l=-1$, and (h) $l=-2$ ^[106]; (i) Optical micrograph of an eight-segment silicon cutoff-line spiral phase plate with $\pi/4$ phase steps on the left, and on the right, the SEM image of this structure alongside its corresponding vortex beam intensity distribution map^[106]

过对干涉图样中螺旋臂的数量及旋转方向进行分析,并结合算法处理,能够准确解算出涡旋光束的拓扑荷数(即拓扑电荷)。

2020年, Li等人设计了一种基于镜面对称孔径结构的超表面装置,用于探测 OAM^[109]。一束特定 OAM 的涡旋光束经过该超表面并聚焦到后焦平面,产生了特征性的双波瓣分布,最后根据分布特征解码并推算出了光束 OAM 的相关参量。特别地,这一对镜面对称孔径的设计允许选择性通过不同偏振态的 OAM 分量,通过这种方式增强偏振对比度,从而提高了 OAM 测量的精度和稳定性。

同时探测自旋角动量和轨道角动量也是一个颇具挑战性的课题。2021年, Guo等人利用光子动量变换原理设计了一种单方位二次超表面^[110],结合几何相位和动态相位,将不同的涡旋光束模式在横向平面上分开,从而让不同的模式聚焦在不同的位置,并且由于聚焦深度足够长,实验结果在 480~633 nm 的波长范围里都具备很好的识别效果。

4.2.3 高精度定位

随着集成电路和纳米技术的发展,对亚微米乃至纳米级别的精密空间定位提出了更高的要求。由于超表面系统的结构紧凑、设计灵活且易于操控,引起了研究者们对其在高精度定位应用上的浓厚兴趣。目前,超表面已经在高精度定位领域取得了显著的成果。

在 2015年, Roy等人^[111]提出了一种具有高精度和高响应速度的定位技术,研究人员使径向偏振光聚焦在置于基底上的亚波长级的纳米颗粒,此时散射场和杂散反射场相互作用,在远场上会产生由于位移导致的不对称性,通过收集光场强度信息即可实现纳米颗粒的定位。实验过程中,聚焦后的光束会被分解为两个正交线性偏振分量,然后由探测器独立接收,由于微小位移所导致的两个波瓣之间的能量差异可以被计算,从而得到 x 和 y 方向上的位移信息,实现二维空间内的高精度定位。最终结果表明,这种方法对于面积为 $\lambda^2/16$ 的颗粒,可以在两个正交方向上近乎独立地实现 $\sim 10^{-4}\lambda^2$ 的定位精度,这种玻璃上纳米颗粒的结构虽然不是严格的超表面结构,但是其和超表面结构之间的相似性,证明了超表面在高精度纳米定位方面的强大潜力。

更近一步,在 2016年, Neugebauer等人^[112]利用硅纳米天线的方向性散射,实现了对纳米颗粒亚埃级别的横向定位精度。他们首先精确调控并聚焦径

向偏振光束来激发球形硅纳米天线,硅纳米天线的横向位移会调整并激发纵向电偶极子模式和横向磁偶极子模式的共振,从而调控远场的散射模式,进而将位移信息编码到散射图样中,在探测系统中,使用更大的数值孔径的物镜系统增强信号的收集能力, CCD 放在后焦面上收集远场信息,图 12 展示了系统光路和探测结果,最终的实验结果表明,其位置不确定度可达到小于 2\AA ($\text{\AA}=0.1\text{ nm}$) 的水平。

2018年, Bag等人进一步提高了纳米天线方法的定位精度,并采用实验证明了横向 Kerker 散射原理^[113]。研究人员利用紧密聚焦的具有角向或径向偏振特性的矢量光束激发纳米天线的多极模式,激光的波长和纳米天线的电偶极子和磁偶极子共振特性匹配后,可以利用模式间的干涉效应,将信号定向散射至远场区域。为了优化方向散射对纳米天线微小横向位移的响应灵敏度,还精心调节了入射光束的光谱特性。实验结果表明, 3\AA 的纳米天线位移的定位精度可以达到 0.6\AA ,不过这种方式受限于入射光场的高度聚焦性,测量范围主要限制在数百纳米尺度内。

对于基于横向 Kerker 散射的高精度定位方法,测量量程一直是主要限制因素之一,大多都在百纳米的范围内,为了突破这一限制,在 2019年, Shang等人^[114]提出了一种通过角向偏振光束和纳米颗粒相互作用来拓宽横向位移测量范围的方案。纳米颗粒为双层结构,外壳是银,内层为电介质。当用聚焦矢量光束照射这种双层结构纳米颗粒时,产生的电磁场表现为纵向磁偶极子和横向电偶极子的有效叠加,在满足横向 Kerker 散射条件时,会在焦点平面特定位置诱导出具有高度定向性的横向单向散射现象,而散射的方向性取决于纳米颗粒相对于光轴的微小横向位移。仿真验证表明,改变纳米颗粒结构参数,位移测量范围变化可以从几纳米到几微米。

4.2.4 矢量光场加密

光学加密是信息安全的一个重要研究方向,传统上依赖光的波长、偏振、振幅等自由度实现加密,有限的信息复用自由度让其容易受到特定暴力破解算法的攻击,在一些文献中,给出了在算法空间和时空域中^[115-118],特别是利用动态超表面^[119]进行光学加密的新途径;利用矢量光场扩展其自由度,从而实现信息加密也是一种行之有效的方法。

2021年, Liu等人基于全电介质超表面平台^[120],仅通过相位调制的方法,利用单层自旋复用超表面生

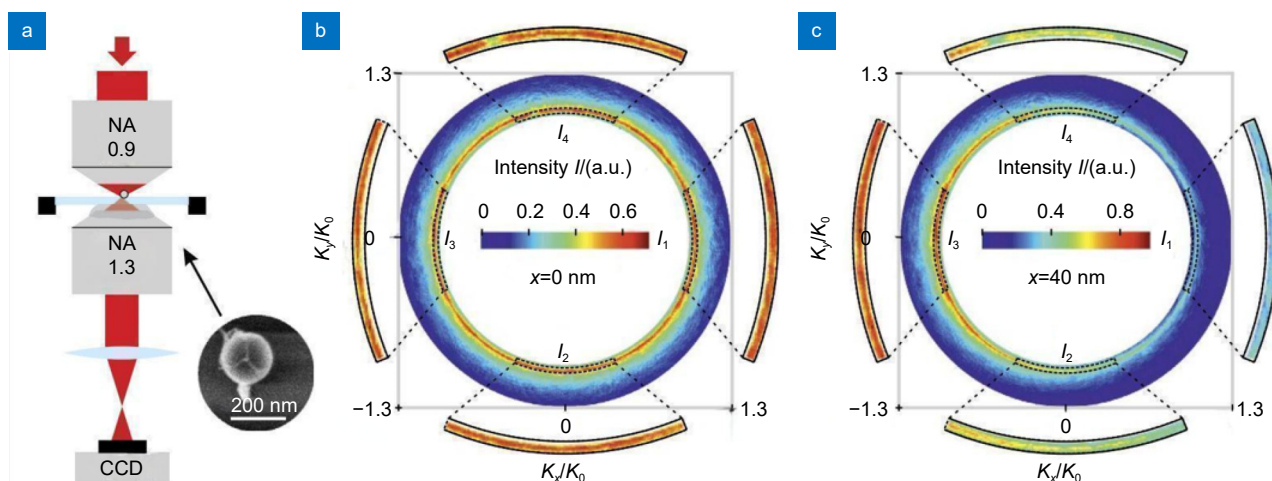


图 12 纳米颗粒定位^[112]。(a) 显微镜物镜将径向偏振光束紧密聚焦在玻璃基板上的硅天线上, 浸油物镜将 NA 在 (0.95, 1.3) 之间的光收集并聚焦, CCD 在后焦面上; (b) 光轴上的天线的远场强度分布图; (c) 横向位移为 40 nm 的远场强度分布图

Fig. 12 Nanoparticle localization^[112]. (a) A microscope objective tightly focuses a radially polarized light beam onto silicon antennas on a glass substrate, where an oil-immersion objective collects and focuses light with numerical aperture (NA) ranging between 0.95 to 1.3, and a CCD is positioned at the rear focal plane; (b) Far-field intensity distribution diagram of the antenna along the optical axis; (c) Far-field intensity distribution diagram for a lateral displacement of 40 nm

成了宽带的广义完美庞加莱光束。由于该光束特性和拓扑电荷数、极化阶数无关, 实验中被用来全光信息加密, 提高了信息传输的安全性。

除了上述广义完美庞加莱光束, 还有其它类型的矢量光场在光学加密中具备应用潜力^[121-122]; 其中典型的就携带 OAM 的涡旋光束, 其不同模式之间固有的正交性, 再一次拓宽了光学自由度。传统的 OAM 全息术由于更多的信道会导致无法分辨的模式, 使得可以利用的 OAM 信道只有 3 个。Fang 等人的工作突破了这一限制^[123], 他们根据 OAM 光束的空间频率分布来设计阵列周期, 利用二维梳状函数对 OAM 保存的全息图进行空间频率采样, 从而确认模式选择孔径阵列的空间位置和周期, 如图 13 所示; 然而, 因为纯相位调制的缘故, OAM 元全息图会受到通道串扰, 最后他们在动量空间中使用复振幅三维超表面克服了这一问题, 可复用通道也被扩展到 200 个, 极大地增强了信息加密的安全性能。

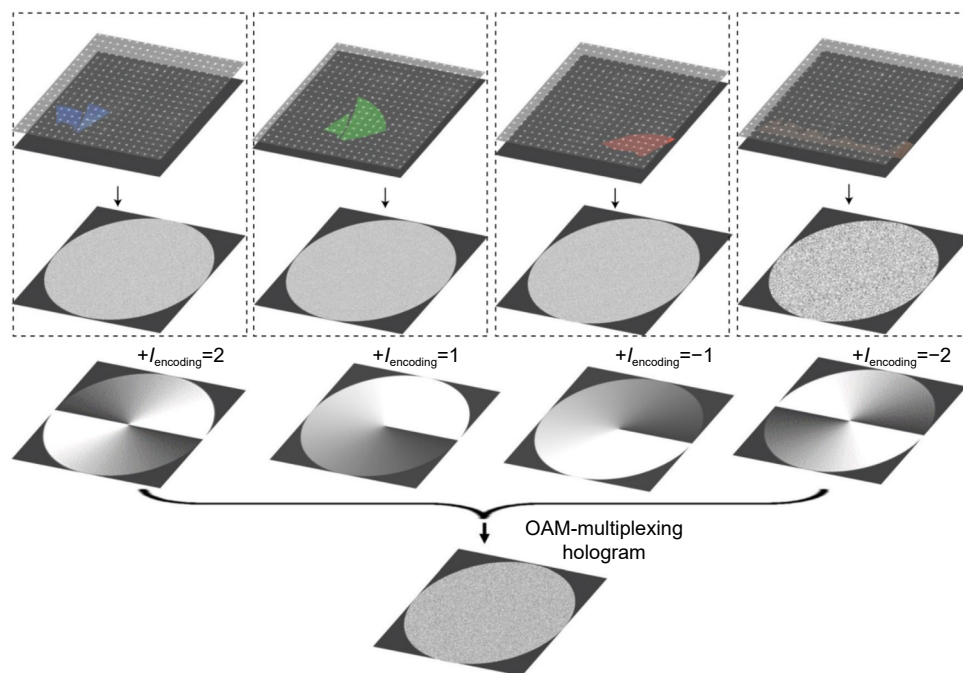
2022 年, Zhang 等人提出了元光学增强的矢量视觉密码学^[124], 设计了一种自旋解耦双轴超透镜, 将相位型密文分离为两个具有相反圆偏振状态的光束, 实现空间错位和重叠, 在图像平面上合成矢量光场后, 再利用矢量偏振分析器完成密文的还原。与之类似, Stokes 光学密码学^[125]通过将加密图像编码为与 Stokes 参数相关的不可识别的视觉模式, 利用

Mueller 矩阵变换得到像素化的偏振掩模作为密钥, 进一步地, 在偏振模式掩蔽过程中引入了基于庞加莱球角矢量的策略, 实现信息载体的转换。更关键的是, 引入 Stokes 向量的旋转作为一种高级私钥机制, 在加密与解密循环中打破了传统意义上的密钥对称性, 确保了极高的安全性。这一类利用光学图像中的光场来加密信息的方法, 为光学加密提供了另一种有前景的平台, 克服了信息共享和数字信息处理技术兼容性的限制, 推进了全光传感计算的边界, 为并行高速数据处理和多维度光操控技术的发展铺平了道路。

5 总结与展望

本文主要介绍了矢量光场的基本原理、种类以及包括偏振态、相位分布和空间结构在内的核心特性, 并深入探讨了超表面在精确调控矢量光场方面的应用。相较于其他调控方式, 超表面具有易于集成和便捷调控的显著优点。然而, 由于发展时间较短, 在任意矢量光场生成和探测领域, 超表面仍有广阔的研究空间和诸多挑战性难题, 未来可以从以下几个方面深入研究和探讨:

1) 三维矢量光场调控。相对于二维矢量光场, 三维矢量光场在微纳粒子操控尤其是精准捕获方面展现出显著的应用潜力^[87], 三维全庞加莱矢量光场及高阶庞加莱束等更为复杂的新型光场, 也被证明可以减少

图 13 OAM 多路复用全息图的设计方法^[123]Fig. 13 The design approach for an OAM-multiplexing hologram^[123]

激光在大气传播过程中湍流和热晕效应带来的影响^[126]。目前大部分研究都是调控几个离散的平面上的偏振态,并没有在传播方向上实现连续变化的效果,未来可以尝试构造更加灵活可调的超表面,进一步拓展超表面在三维矢量光场生成和探测的价值。

2) 二维矢量光场调控。尽管基于超表面的矢量光场调控已在远场取得显著成效,但在实现局部精细及全空间任意分布的复杂近场矢量光场调控上仍面临技术挑战。虽然复旦大学 Wang 等^[127]提出了一种普适的超表面设计方法,可以用以生成任意复杂的矢量光场,但是这种方法无法精确调控反射光的局部振幅,并且超表面的效率会受到光频率和器件材料较大影响,入射光角度和偏振状态的微小变化也会导致超表面性能的急剧下降,这些都为超表面的工程应用带来了挑战。因此,需要进一步探索基于超表面的紧凑、高效和灵活的任意矢量光场生成系统,提供一套更高效和灵活的矢量光场生成方案。

3) 多矢量光场生成。目前,单一超表面难以实现多种矢量光场生成,研究人员通过超表面级联解决了部分难题,但是这不仅降低了光场传输效率,而且对级联超表面的加工技术和工艺提出了较高要求,可调谐超表面也因为本身材料参数等限制,无法提供普适的解决方案。近年来,人们提出考虑使用复合材料或

者新材料来提高传输效率的方法,但是由于难以寻找合适材料和加工工艺要求高,依然面临巨大挑战。

4) 涡旋光束探测。对于涡旋光束的探测,也就是对角量子数和轨道角动量所占比例的测量,根据不同的条件往往适用不同的原理,也带来了不同的限制。利用超表面的探测一般基于动量变换的原理,将 OAM 信息转换为焦平面光斑的位置信息。相比较于传统的检测方式,超表面在尺寸、灵活性和效率上具有优势,但是往往会被限制在特定的波长范围内,能够同时探测的角量子数也有一定的限制。这一方面限制了其在宽谱范围内的应用,另一方面,也变相提高了系统设计的复杂度和成本。

总之,超表面为高效、便捷地生成和调控矢量光场提供了新方法和新思路,并为小型化、轻便化系统开启了新方向,在矢量光场领域具有广泛的应用前景。

参考文献

- [1] Zang X F, Dong F L, Yue F Y, et al. Polarization encoded color image embedded in a dielectric metasurface[J]. *Adv Mater*, 2018, **30**(21): 1707499.
- [2] Sasagawa K, Wakama N, Noda T, et al. On-chip polarizer on image sensor using advanced CMOS technology[J]. *Proc SPIE*, 2014, **8974**: 89740I.
- [3] Pattanayak D N, Agrawal G P. Representation of vector electromagnetic beams[J]. *Phys Rev A*, 1980, **22**(3):

- 1159–1164.
- [4] Snitzer E. Cylindrical dielectric waveguide modes[J]. *J Opt Soc Am*, 1961, **51**(5): 491–498.
- [5] Mushiakhe Y, Matsumura K, Nakajima N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation[J]. *Proc IEEE*, 1972, **60**(9): 1107–1109.
- [6] Pohl D. Operation of a ruby laser in the purely transverse electric mode TE_{01} [J]. *Appl Phys Lett*, 1972, **20**(7): 266–267.
- [7] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Opt Express*, 2000, **7**(2): 77–87.
- [8] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proc Roy Soc A Math Phys Eng Sci*, 1959, **253**(1274): 358–379.
- [9] Beckley A M, Brown T G, Alonso M A. Full Poincaré beams II: partial polarization[J]. *Opt Express*, 2012, **20**(9): 9357–9362.
- [10] Beckley A M, Brown T G, Alonso M A. Full Poincaré beams[J]. *Opt Express*, 2010, **18**(10): 10777–10785.
- [11] Lou K, Qian S X, Ren Z C, et al. Femtosecond laser processing by using patterned vector optical fields[J]. *Sci Rep*, 2013, **3**: 2281.
- [12] Cai M Q, Tu C H, Zhang H H, et al. Subwavelength multiple focal spots produced by tight focusing the patterned vector optical fields[J]. *Opt Express*, 2013, **21**(25): 31469–31482.
- [13] Xia X L, Zeng X Z, Song S C, et al. Longitudinal super-resolution spherical multi-focus array based on column vector light modulation[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, **49**(11): 220109. 夏小兰, 曾宪智, 宋世超, 等. 基于柱矢量光调控的纵向超分辨率准球形多焦点阵列[J]. *光电工程*, 2022, **49**(11): 220109.
- [14] Zhang Y J, Bai J P. Improving the recording ability of a near-field optical storage system by higher-order radially polarized beams[J]. *Opt Express*, 2009, **17**(5): 3698–3706.
- [15] Hao X, Kuang C F, Wang T T, et al. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam[J]. *Opt Lett*, 2010, **35**(23): 3928–3930.
- [16] Pan Y, Li Y N, Li S M, et al. Vector optical fields with bipolar symmetry of linear polarization[J]. *Opt Lett*, 2013, **38**(18): 3700–3703.
- [17] Pan Y, Li Y N, Ren Z C, et al. Parabolic-symmetry vector optical fields and their tightly focusing properties[J]. *Phys Rev A*, 2014, **89**(3): 035801.
- [18] Milione G, Nguyen T A, Leach J, et al. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(21): 4887–4890.
- [19] Zhao Y F, Wang J. High-base vector beam encoding/decoding for visible-light communications[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(21): 4843–4846.
- [20] Klug A, Peters C, Forbes A. Robust structured light in atmospheric turbulence[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(1): 016006.
- [21] Cao Q, Chen Z, Zhang C, et al. Propagation of transverse photonic orbital angular momentum through few-mode fiber[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(3): 036002.
- [22] Holloway C L, Kuester E F, Gordon J A, et al. An overview of the theory and applications of metasurfaces: the two-dimensional equivalents of metamaterials[J]. *IEEE Antennas Propag Mag*, 2012, **54**(2): 10–35.
- [23] Zhu Q, Tian H W, Jiang W X. Manipulations and applications of radiating waves using electromagnetic metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, **50**(9): 230115. 朱潜, 田翰闾, 蒋卫祥. 电磁超表面对辐射波的调控与应用[J]. *光电工程*, 2023, **50**(9): 230115.
- [24] Xu K, Wang X E, Fan X H, et al. Meta-holography: from concept to realization[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, **49**(10): 220183. 许可, 王星儿, 范旭浩, 等. 超表面全息术: 从概念到实现[J]. *光电工程*, 2022, **49**(10): 220183.
- [25] Liu B, Xie X, Gan X T, et al. Applications and progress of all-metal metasurfaces in phase manipulation of electromagnetic waves[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, **50**(9): 230119. 刘博, 谢鑫, 甘雪涛, 等. 全金属超表面在电磁波相位调控中的应用及进展[J]. *光电工程*, 2023, **50**(9): 230119.
- [26] Dorrah A H, Capasso F. Tunable structured light with flat optics[J]. *Science*, 2022, **376**(6591): eabi6860.
- [27] He C, Shen Y J, Forbes A. Towards higher-dimensional structured light[J]. *Light Sci Appl*, 2022, **11**(1): 205.
- [28] Otte E, Alpmann C, Denz C. Polarization singularity explosions in tailored light fields[J]. *Laser Photonics Rev*, 2018, **12**(6): 1700200.
- [29] Wang X W, Nie Z Q, Liang Y, et al. Recent advances on optical vortex generation[J]. *Nanophotonics*, 2018, **7**(9): 1533–1556.
- [30] Forbes A. Structured light from lasers[J]. *Laser Photonics Rev*, 2019, **13**(11): 1900140.
- [31] Oughstun K E. Electromagnetic theory of gratings[J]. *Proc IEEE*, 1982, **70**(6): 687.
- [32] Herzig H P. *Micro-Optics: Elements, Systems and Applications*[M]. London: CRC Press, 1997. <https://doi.org/10.1201/9781482272802>.
- [33] Wang D Y, Liu T, Zhou Y J, et al. High-efficiency metadevices for bifunctional generations of vectorial optical fields[J]. *Nanophotonics*, 2020, **10**(1): 685–695.
- [34] Luo X G, Pu M B, Zhang F, et al. Vector optical field manipulation via structural functional materials: tutorial[J]. *J Appl Phys*, 2022, **131**(18): 181101.
- [35] Hall D G. Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation[J]. *Opt Lett*, 1996, **21**(1): 9–11.
- [36] Galvez E J, Khadka S, Schubert W H, et al. Poincaré-beam patterns produced by nonseparable superpositions of Laguerre–Gauss and polarization modes of light[J]. *Appl Opt*, 2012, **51**(15): 2925–2934.
- [37] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Adv Opt Photonics*, 2009, **1**(1): 1–57.
- [38] Wang X L, Ding J P, Ni W J, et al. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(24): 3549–3551.
- [39] Rosales-Guzmán C, Ndagano B, Forbes A. A review of complex vector light fields and their applications[J]. *J Opt*, 2018, **20**(12): 123001.
- [40] Padgett M J, Courtial J. Poincaré-sphere equivalent for light beams containing orbital angular momentum[J]. *Opt Lett*, 1999, **24**(7): 430–432.
- [41] Han W, Cheng W, Zhan Q W. Flat-top focusing with full Poincaré beams under low numerical aperture illumination[J]. *Opt Lett*, 2011, **36**(9): 1605–1607.
- [42] Cheng W, Han W, Zhan Q W. Compact flat-top laser beam shaper using vectorial vortex[J]. *Appl Opt*, 2013, **52**(19): 4608–4612.
- [43] Xue Y X, Wang Y S, Zhou S C, et al. Focus shaping and optical manipulation using highly focused second-order full

- Poincaré beam[J]. *J Opt Soc Am A*, 2018, **35**(6): 953–958.
- [44] Wang L G. Optical forces on submicron particles induced by full Poincaré beams[J]. *Opt Express*, 2012, **20**(19): 20814–20826.
- [45] Ferrer-Garcia M F, Lopez-Mago D. Newtonian orbits of nanoparticles interacting with structured light beams[J]. *J Opt*, 2019, **21**(12): 125403.
- [46] Donato M G, Vasi S, Sayed R, et al. Optical trapping of nanotubes with cylindrical vector beams[J]. *Opt Lett*, 2012, **37**(16): 3381–3383.
- [47] Gu Y L, Gbur G. Reduction of turbulence-induced scintillation by nonuniformly polarized beam arrays[J]. *Opt Lett*, 2012, **37**(9): 1553–1555.
- [48] Wei C, Wu D, Liang C H, et al. Experimental verification of significant reduction of turbulence-induced scintillation in a full Poincaré beam[J]. *Opt Express*, 2015, **23**(19): 24331–24341.
- [49] Milione G, Sztul H I, Alfano R R. Stokes polarimetry of a hybrid vector beam from a spun elliptical core optical fiber[J]. *Proc SPIE*, 2010, **7613**: 761305.
- [50] Milione G, Sztul H I, Nolan D A, et al. Higher-order Poincaré sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**(5): 053601.
- [51] Holleczek A, Aiello A, Gabriel C, et al. Classical and quantum properties of cylindrically polarized states of light[J]. *Opt Express*, 2011, **19**(10): 9714–9736.
- [52] Chen S Z, Zhou X X, Liu Y C, et al. Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order Poincaré sphere[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(18): 5274–5276.
- [53] Liu Y C, Ling X H, Yi X N, et al. Realization of polarization evolution on higher-order Poincaré sphere with metasurface[J]. *Appl Phys Lett*, 2014, **104**(19): 191110.
- [54] He Y L, Liu Z X, Liu Y C, et al. Higher-order laser mode converters with dielectric metasurfaces[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(23): 5506–5509.
- [55] Fernandes G M, Muga N J, Pinto A N. Space-demultiplexing based on higher-order Poincaré spheres[J]. *Opt Express*, 2017, **25**(4): 3899–3915.
- [56] Yang H, Xie Z W, Li G H, et al. All-dielectric metasurface for fully resolving arbitrary beams on a higher-order Poincaré sphere[J]. *Photonics Res*, 2021, **9**(3): 331–343.
- [57] Yi X N, Liu Y C, Ling X H, et al. Hybrid-order Poincaré sphere[J]. *Phys Rev A*, 2015, **91**(2): 023801.
- [58] Liu Z X, Liu Y Y, Ke Y G, et al. Generation of arbitrary vector vortex beams on hybrid-order Poincaré sphere[J]. *Photonics Res*, 2017, **5**(1): 15–21.
- [59] Lou S Z, Zhou Y Q, Yuan Y D, et al. Generation of arbitrary vector vortex beams on hybrid-order Poincaré sphere based on liquid crystal device[J]. *Opt Express*, 2019, **27**(6): 8596–8604.
- [60] Wang R S, He S S, Chen S Z, et al. Electrically driven generation of arbitrary vector vortex beams on the hybrid-order Poincaré sphere[J]. *Opt Lett*, 2018, **43**(15): 3570–3573.
- [61] Dai X B, Li Y Q, Liu L H. Tight focusing properties of hybrid-order Poincaré sphere beams[J]. *Opt Commun*, 2018, **426**: 46–53.
- [62] Ren Z C, Kong L J, Li S M, et al. Generalized Poincaré sphere[J]. *Opt Express*, 2015, **23**(20): 26586–26595.
- [63] Man Z S, Bai Z D, Li J J, et al. Focus shaping by tailoring arbitrary hybrid polarization states that have a combination of orthogonal linear polarization bases[J]. *Appl Opt*, 2018, **57**(12): 3047–3055.
- [64] Pan Y, Gao X Z, Ren Z C, et al. Arbitrarily tunable orbital angular momentum of photons[J]. *Sci Rep*, 2016, **6**: 29212.
- [65] Ishihara J, Mori T, Suzuki T, et al. Imprinting spatial helicity structure of vector vortex beam on spin texture in semiconductors[J]. *Phys Rev Lett*, 2023, **130**(12): 126701.
- [66] D'Ambrosio V, Carvacho G, Agresti I, et al. Tunable two-photon quantum interference of structured light[J]. *Phys Rev Lett*, 2019, **122**(1): 013601.
- [67] Meier M, Romano V, Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation[J]. *Appl Phys A*, 2007, **86**(3): 329–334.
- [68] Tamburini F, Thidé B, Molina-Terriza G, et al. Twisting of light around rotating black holes[J]. *Nat Phys*, 2011, **7**(3): 195–197.
- [69] Nicolas A, Veissier L, Giner L, et al. A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits[J]. *Nat Photonics*, 2014, **8**(3): 234–238.
- [70] Xie J Y, Qian J, Wang T J, et al. Integrated terahertz vortex beam emitter for rotating target detection[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(6): 066002.
- [71] Lin Z Z, Hu J Q, Chen Y J, et al. Single-shot Kramers–Kronig complex orbital angular momentum spectrum retrieval[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(3): 036006.
- [72] Li L, Guo Y C, Zhang Z C, et al. Photon total angular momentum manipulation[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(5): 056002.
- [73] Jia W H, Gao C X, Zhao Y M, et al. Intracavity spatiotemporal metasurfaces[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(2): 026002.
- [74] Fang G J, Sun S H, Pu J X. Experimental study on fractional double-vortex beams[J]. *Acta Phys Sin*, 2012, **61**(6): 064210. 方桂娟, 孙顺红, 蒲继雄. 分数阶双涡旋光束的实验研究[J]. *物理学报*, 2012, **61**(6): 064210.
- [75] Chong A, Wan C H, Chen J, et al. Generation of spatiotemporal optical vortices with controllable transverse orbital angular momentum[J]. *Nat Photonics*, 2020, **14**(6): 350–354.
- [76] Wan C H, Cao Q, Chen J, et al. Toroidal vortices of light[J]. *Nat Photonics*, 2022, **16**(7): 519–522.
- [77] Xu Q, Su X Q, Zhang X Q, et al. Mechanically reprogrammable Pancharatnam–Berry metasurface for microwaves[J]. *Adv Photonics*, 2022, **4**(1): 016002.
- [78] Lv H R, Lu X Q, Han Y S, et al. Metasurface cylindrical vector light generators based on nanometer holes[J]. *New J Phys*, 2019, **21**(12): 123047.
- [79] Wang S Y, Abeyinghe D C, Zhan Q W. Generation of vectorial optical fields with slot-antenna-based metasurface[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(20): 4711–4714.
- [80] Yi X N, Ling X H, He W G, et al. Generation and representation of vector vortex beams based on metasurfaces[J]. *Proc SPIE*, 2016, **10022**: 1002225.
- [81] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission[J]. *Nat Nanotechnol*, 2015, **10**(11): 937–943.
- [82] Li T, Hu X B, Chen H M, et al. High-efficiency broadband vector beams using polarization rotation metasurfaces[J]. *IEEE Photonics Technol Lett*, 2017, **29**(17): 1463–1466.
- [83] Yi X N, Huang P L, Huang X Z, et al. Operation of polarization order of vector beams with cascaded metasurfaces[J]. *Appl Phys B*, 2017, **123**(9): 243.
- [84] Ke L, Zhang S M, Li C X, et al. Research progress on hybrid

- vector beam implementation by metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, **50**(8): 230117.
- 柯岚, 章思梦, 李晨霞, 等. 超表面实现复杂矢量涡旋光束的研究进展[J]. *光电工程*, 2023, **50**(8): 230117.
- [85] Shen Z, Li R, Xue Y Z, et al. Generation of optical vortices with polarization-insensitive metasurfaces[J]. *IEEE Photonics J*, 2020, **12**(4): 4601010.
- [86] Ding F, Chen Y T, Yang Y Q, et al. Gap-surface Plasmon metasurfaces for structured beams generation[C]//2019 *Photonics & Electromagnetics Research Symposium*, 2019: 1276–1280.
<https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017466>.
- [87] Zhang F, Pu M B, Guo Y H, et al. Synthetic vector optical fields with spatial and temporal tunability[J]. *Sci China Phys Mech Astron*, 2022, **65**(5): 254211.
- [88] Pu M B, Li X, Ma X L, et al. Catenary optics for achromatic generation of perfect optical angular momentum[J]. *Sci Adv*, 2015, **1**(9): e1500396.
- [89] Zhang F, Pu M B, Li X, et al. Extreme-angle silicon infrared optics enabled by streamlined surfaces[J]. *Adv Mater*, 2021, **33**(11): 2008157.
- [90] Shi Z J, Zhu A Y, Li Z Y, et al. Continuous angle-tunable birefringence with freeform metasurfaces for arbitrary polarization conversion[J]. *Sci Adv*, 2020, **6**(23): eaba3367.
- [91] Luo X G, Li X, Pu M B, et al. Symmetric and asymmetric photonic spin-orbit interaction in metasurfaces[J]. *Prog Quantum Electron*, 2021, **79**: 100344.
- [92] Zhang F, Guo Y H, Pu M B, et al. Metasurfaces enabled by asymmetric photonic spin-orbit interactions[J]. *Opto-Electron Eng*, 2020, **47**(10): 200366.
张飞, 郭迎辉, 蒲明博, 等. 基于非对称光子自旋—轨道相互作用的超构表面[J]. *光电工程*, 2020, **47**(10): 200366.
- [93] Zhang F, Pu M B, Luo J, et al. Symmetry breaking of photonic spin-orbit interactions in metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2017, **44**(3): 319–325.
- [94] Balthasar Mueller J P, Rubin N A, Devlin R C, et al. Metasurface polarization optics: independent phase control of arbitrary orthogonal states of polarization[J]. *Phys Rev Lett*, 2017, **118**(11): 113901.
- [95] Zhang F, Xie X, Pu M B, et al. Multistate switching of photonic angular momentum coupling in phase-change metadevices[J]. *Adv Mater*, 2020, **32**(39): 1908194.
- [96] Zhan Q W. Evanescent Bessel beam generation via surface Plasmon resonance excitation by a radially polarized beam[J]. *Opt Lett*, 2006, **31**(11): 1726–1728.
- [97] Martínez-Herrero R, Mejías P M, Juvells I, et al. Transverse and longitudinal components of the propagating and evanescent waves associated to radially polarized nonparaxial fields[J]. *Appl Phys B*, 2012, **106**(1): 151–159.
- [98] Chen W B, Zhan Q W. Realization of an evanescent Bessel beam via surface Plasmon interference excited by a radially polarized beam[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**(6): 722–724.
- [99] Chen W B, Abeyasinghe D C, Nelson R L, et al. Plasmonic lens made of multiple concentric metallic rings under radially polarized illumination[J]. *Nano Lett*, 2009, **9**(12): 4320–4325.
- [100] Diao J S, Yuan W Z, Yu Y T, et al. Controllable design of superoscillatory planar lenses for sub-diffraction-limit optical needles[J]. *Opt Express*, 2016, **24**(3): 1924–1933.
- [101] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*, 2016, **352**(6290): 1190–1194.
- [102] Wang S Y, Zhan Q W. Reflection type metasurface designed for high efficiency vectorial field generation[J]. *Sci Rep*, 2016, **6**: 29626.
- [103] Berkhout G C G, Lavery M P J, Courtial J, et al. Efficient sorting of orbital angular momentum states of light[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **105**(15): 153601.
- [104] Bryngdahl O. Geometrical transformations in optics[J]. *J Opt Soc Am*, 1974, **64**(8): 1092–1099.
- [105] Genevet P, Lin J, Kats M A, et al. Holographic detection of the orbital angular momentum of light with plasmonic photodiodes[J]. *Nat Commun*, 2012, **3**: 1278.
- [106] Yang H, Chen Z Q, Liu Q, et al. Near-field orbital angular momentum generation and detection based on spin-orbit interaction in gold metasurfaces[J]. *Adv Theory Simul*, 2019, **2**(10): 1900133.
- [107] Yang Y M, Wang W Y, Moitra P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation[J]. *Nano Lett*, 2014, **14**(3): 1394–1399.
- [108] Ou K, Li G H, Li T X, et al. High efficiency focusing vortex generation and detection with polarization-insensitive dielectric metasurfaces[J]. *Nanoscale*, 2018, **10**(40): 19154–19161.
- [109] Li G, Shi P. Weak measurement of the optical polarization, chirality and orbital angular momentum via metasurface with polarization filtering[J]. *J Phys Commun*, 2020, **4**(9): 095003.
- [110] Guo Y H, Zhang S C, Pu M B, et al. Spin-decoupled metasurface for simultaneous detection of spin and orbital angular momenta via momentum transformation[J]. *Light Sci Appl*, 2021, **10**(1): 63.
- [111] Roy S, Ushakova K, van den Berg Q, et al. Radially polarized light for detection and nanolocalization of dielectric particles on a planar substrate[J]. *Phys Rev Lett*, 2015, **114**(10): 103903.
- [112] Neugebauer M, Woźniak P, Bag A, et al. Polarization-controlled directional scattering for nanoscopic position sensing[J]. *Nat Commun*, 2016, **7**: 11286.
- [113] Bag A, Neugebauer M, Woźniak P, et al. Transverse kerker scattering for angstrom localization of nanoparticles[J]. *Phys Rev Lett*, 2018, **121**(19): 193902.
- [114] Shang W Y, Xiao F J, Zhu W R, et al. Unidirectional scattering exploited transverse displacement sensor with tunable measuring range[J]. *Opt Express*, 2019, **27**(4): 4944–4955.
- [115] Liu H C, Yang B, Guo Q H, et al. Single-pixel computational ghost imaging with helicity-dependent metasurface hologram[J]. *Sci Adv*, 2017, **3**(9): e1701477.
- [116] Li X, Zhao R Z, Wei Q S, et al. Code division multiplexing inspired dynamic metasurface holography[J]. *Adv Funct Mater*, 2021, **31**(35): 2103326.
- [117] Georgi P, Wei Q S, Sain B, et al. Optical secret sharing with cascaded metasurface holography[J]. *Sci Adv*, 2021, **7**(16): eabf9718.
- [118] Zhang J X, Li P X, Cheung R C C, et al. Generation of time-varying orbital angular momentum beams with space-time-coding digital metasurface[J]. *Adv Photonics*, 2023, **5**(3): 036001.
- [119] Shaltout A M, Shalae V M, Brongersma M L. Spatiotemporal light control with active metasurfaces[J]. *Science*, 2019, **364**(6441): eaat3100.

- [120] Liu M Z, Huo P C, Zhu W Q, et al. Broadband generation of perfect Poincaré beams via dielectric spin-multiplexed metasurface[J]. *Nat Commun*, 2021, **12**(1): 2230.
- [121] Wang S, Deng Z L, Wang Y J, et al. Arbitrary polarization conversion dichroism metasurfaces for all-in-one full Poincaré sphere polarizers[J]. *Light Sci Appl*, 2021, **10**(1): 24.
- [122] Zhou Q W, Liu M Z, Zhu W Q, et al. Generation of perfect vortex beams by dielectric geometric metasurface for visible light[J]. *Laser Photonics Rev*, 2021, **15**(12): 2100390.
- [123] Fang X Y, Ren H R, Gu M. Orbital angular momentum holography for high-security encryption[J]. *Nat Photonics*, 2020, **14**(2): 102–108.
- [124] Zhang F, Guo Y H, Pu M B, et al. Meta-optics empowered vector visual cryptography for high security and rapid decryption[J]. *Nat Commun*, 2023, **14**(1): 1946.
- [125] Guo X Y, Li P, Zhong J Z, et al. Stokes meta-hologram toward optical cryptography[J]. *Nat Commun*, 2022, **13**(1): 6687.
- [126] Lochab P, Senthilkumaran P, Khare K. Designer vector beams maintaining a robust intensity profile on propagation through turbulence[J]. *Phys Rev A*, 2018, **98**(2): 023831.
- [127] Wang D Y, Liu F F, Liu T, et al. Efficient generation of complex vectorial optical fields with metasurfaces[J]. *Light Sci Appl*, 2021, **10**(1): 67.

作者简介



梁茂伟 (2001-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为精密位移检测。

E-mail: 22330001@zju.edu.cn



卢德宙 (2000-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为精密位移检测。

E-mail: 22330115@zju.edu.cn



【通信作者】马耀光 (1985-), 男, 博士, 研究员, 浙江大学光电学院特聘副院长, 百人计划研究员, 博士生导师。长期致力于研究介观尺度上光与物质相互作用的机理与相关效应, 包括超表面器件、计算成像与计算光谱、精密检测与智能传感等方向。

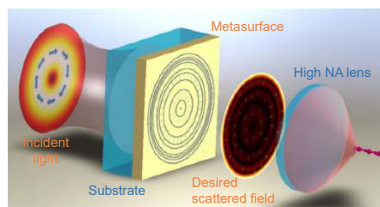
E-mail: mayaoguang@zju.edu.cn



扫描二维码, 获取PDF全文

Vectorial optical fields manipulation via metasurfaces

Liang Maowei, Lu Dezhou, Ma Yaoguang*



Schematic of the configuration for optical needle field generation based on metasurface

Overview: Vectorial optical fields, a unique phenomenon in optics, have gained significant attention recently due to their intriguing polarization distribution enabled new applications. Traditional techniques for controlling optical fields are limited by factors such as material properties and physical dimensions, which can restrict manipulation freedom. However, the emergence of metasurfaces offers a revolutionary approach to controlling vectorial light fields with unprecedented flexibility, enabling highly accurate control over both phase and amplitude. This advancement presents numerous opportunities for utilizing vectorial light fields in various applications. Researchers worldwide have explored the potential of these fields through meticulous design and innovative techniques, successfully generating and detecting vectorial light fields using metasurfaces. The impact of these fields is particularly profound in areas such as light field focusing, orbital angular momentum detection, high-precision positioning, and particle manipulation. For example, the implementation of vector light fields in the context of light field focusing enhances optical imaging and sensing techniques, leading to a revolution in optical microscopy by improving resolution significantly. Moreover, the utilization of vector light fields for orbital angular momentum detection provides more comprehensive information and greatly enhances detection precision, which holds a pivotal position in the realms of information encryption advanced optical processing techniques, and the exploration of celestial bodies. Additionally, it is worth mentioning that vector light fields have found applications in scenarios requiring precise positioning and manipulation of particles. The unique characteristics exhibited by vector light fields enable accurate control over small objects, making them highly suitable for micro-scale applications such as nanolithography and nanoassembly. As research and technology progress in this field, we expect a continuous expansion and evolution of vectorial light field applications. For instance, integrating metasurfaces into optical systems will further enhance the capabilities and precision of controlling vectorial light fields, opening up exciting new possibilities across various domains. In conclusion, the distinctive properties of vectorial light fields combined with the precise control offered by metasurfaces hold great promise for innovative applications. This article consolidates research findings from domestic and international sources on vectorial light fields while analyzing the principles governing their interaction with micro/nanostructures. It also highlights current methods used to generate vectorial light fields using metasurfaces as well as recent advancements in areas such as light field focusing, orbital angular momentum detection, high-precision positioning and vectorial optical field encryption. Furthermore, this paper consolidates an overview of the challenges confronted and the prospective avenues for growth within the field, with particular emphasis on crucial domains such as multidimensional light field manipulation, vortex beam detection, and the generation of complex vector light fields. It explicitly delineates the existing technological hurdles and the emerging opportunities for advancement in these areas.

Liang M W, Lu D Z, Ma Y G. Vectorial optical fields manipulation via metasurfaces[J]. *Opto-Electron Eng*, 2024, 51(8): 240068; DOI: [10.12086/oe.2024.240068](https://doi.org/10.12086/oe.2024.240068)

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (62222511), National Key Research and Development Program of China (2023YFF0613000), Natural Science Foundation of Zhejiang Province China (LR22F050006), and STI 2030–Major Projects (2021ZD0200401) State Key Laboratory for Extreme Photonics and Instrumentation, College of Optical Science and Engineering, Intelligent Optics and Photonics Research Center, Jiaxing Research Institute, ZJU-Hangzhou Global Scientific and Technological Innovation Center, International Research Center for Advanced Photonics, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

* E-mail: mayaoguang@zju.edu.cn