

引用格式: GAO Yuan, DING Jianping, WANG Huitian. Manipulation of Multimodal Vector Optical Fields in Three-dimensional Space (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1):0151101

高源,丁剑平,王慧田. 多模态矢量光场的三维空域调控(特邀)[J]. 光子学报, 2022, 51(1):0151101

※封面论文※

多模态矢量光场的三维空域调控(特邀)

高源,丁剑平,王慧田

(南京大学 物理学院 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

摘 要:作为表征光具有振动偏向性的本征参量,一直以来偏振都是光场空域调控中重要的研究对象。相较于传统标量光场,具有偏振非均匀分布的矢量光场强调了这种振动偏向性会存在空间差异。早期研究者对矢量光场的调控研究仅限于单个二维平面,主要实现单一偏振参量的模式控制;在此基础上研究人员又对其振幅与相位进行控制,实现了涵盖三个基本调控自由度的多模态矢量光场生成。近年来随着多模态矢量光场在光信息传输、焦场设计、光学微操纵等领域的深度应用,其调控效率的提高与调控维度的纵向延伸两方面研究内容备受关注。研究人员一方面减少调控过程中不必要的能量损耗,另一方面对多模态矢量光场在三维空间中的空间构型与传播演化过程进行了研究,总结了纵向变化规律,阐明了纵向调控机制,论证了纵向调控可行性。本文回顾了近年来多模态矢量光场的三维空域调控研究进展,首先介绍了数个近年来提出的具有高效化、紧凑化特点的新型矢量场生成装置;之后概述了三种目前相对有效的可实现三维空域多模态控制的矢量场调控方法及其相关调控案例,第一种方案考虑衍射过程,后两种方案则适用于聚焦过程;最后进行了简要总结与展望。

关键词:物理光学;偏振态;矢量光场;多模态调控;三维空域;光场调控

中图分类号:O436

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20225101.0151101

0 引言

在不考虑单色光源频率与相干性改变的情况下,对单色相干光场的空域调控即是对振幅、相位、偏振三个基本参量进行调整控制。前两者分别描述的是单色光传播中某一时刻波阵面上电场矢量振动的相对幅度大小与相对波形差异,都可以用数值标量表示;而偏振态(States of Polarization, SoPs)则表示电场矢量振动方向相对于波矢(即传播方向)的偏向性,如经典的线偏振态、圆偏振态与椭圆偏振态,则须用方向矢量表示。当光场波阵面上不同位置处电场矢量的振动偏向性存在差异,数学上则需要用一个矢量分布来描述这种差异,进而人们将此类偏振态呈现非均匀分布特性的光场称为矢量光场,与之相对的则是波阵面上偏振态均匀分布的传统标量光场。近年来具有特殊振幅、相位、偏振分布的多自由度矢量光场被广泛应用于工业、通信等领域,对其振幅、相位、偏振的多参量调控研究逐渐成为当前领域的研究重点和热点。纵观矢量光场的发展历程,其理论起源可以追溯到二十世纪六十年代美国研究者 SNITER E^[1]提出的柱对称电介质波导模式;1972年 POHL D^[2]与 MUSHIAKE Y^[3]等分别在实验中获得了两种特殊柱对称矢量光场:局域线偏振态沿角向分布的旋向矢量光场与局域线偏振态沿径向分布的径向矢量光场。此后近三十年,相关实验生成^[2-6]与理论研究^[7-8]进展缓慢,直到2000年 YOUNGWORTH K S^[9]等基于Richards-Wolf矢量衍射理论^[10]发现利用高数值孔径物镜聚焦柱对称矢量光束将得到很强的纵向分量,这项研究首次挖掘出了矢量光场在紧聚焦领域的应用价值,使得矢量光场研究领域急速升温。此后研究人员陆续提出了多种矢量场产生方案^[11-13],调控对象不再局限于柱对称型线偏振矢量场^[14-15],进一步发展了诸多应用场景,主要包括在量子

基金项目:国家自然科学基金(No.91750202),国家重点研究发展计划(No. 2017YFA0303700)

第一作者:高源(1993—),男,博士研究生,主要研究方向为光场调控。Email: gaoy0627@qq.com

导师(通讯作者):丁剑平(1962—),男,教授,博士,主要研究方向为信息光子学及光场调控。Email: jpding@nju.edu.cn

导师:王慧田(1964—),男,教授,博士,主要研究方向为非线性光子学及光场调控。Email: htwang@nju.edu.cn

收稿日期:2021-10-08;录用日期:2021-11-11

http://www.photon.ac.cn

信息^[16]、粒子加速^[17]、单分子成像^[18]、非线性光学^[19]、光学微加工^[20-21]以及光学微操纵^[22-23]。

近年来,随着矢量光场的深入研究和广泛应用,研究人员逐渐意识到:对矢量光场的模式调控不应当局限于偏振态这单个参量,其振幅、相位模式的改变同样会对矢量场的空间构型^[24-25]、偏振分布^[26-27]、传播特性^[28-29]以及应用前景^[30-32]等产生影响。因此矢量光束调控方法的研究方向由仅实现偏振单一参量的调控向可实现偏振、相位、振幅多模态独立调控的方向进行转变^[33-35],同时也在提高调控效率方面提出了更高要求。更重要的是,在众多应用领域中针对矢量场二维平面模式的解析与调控已不能完全满足需求,研究人员需要确切掌握矢量场在三维空间中的参量分布及其传播聚焦特性,主要包括振幅、相位、偏振三个基本参量与奇点、能量、角动量等复合参量,更希望能进行有目的性的调控^[36-39]。基于近年来针对多模态矢量光场提出的三维空域调控方案与相关研究进展,本文回顾了偏振态三种基本表征方法,补充了几种后续提出的新型庞加莱球表征形式,总结了近年来提出的旨在提高生成效率、实现装置紧凑化的新型腔外矢量光束生成方案,概述了三种近来相对有效的可实现三维空域多模态控制的矢量场调控方法及其相关调控案例,分别适用于光束衍射过程与聚焦过程梳理了矢量场在光学微操纵领域的应用情况,强调了进行三维矢量场多模态调控的重要性,并为后续研究发展进行了一定展望。

1 基本原理

从经典电磁学出发,在空间中稳定传播的矢量光场必将满足麦克斯韦方程组,将磁场分量替换后可以得到关于电场分量 E 的矢量赫姆霍兹方程为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

式中, $k=2\pi/\lambda$ 表示波矢大小。此方程的解相较于标量波动方程而言更为复杂,已有文献中仅给出了在近轴与缓变包络近似条件下贝塞尔-高斯型(Bessel-Gauss, BG)柱对称矢量光束电场分量的解析形式^[7,8]

$$\begin{aligned} E(r, z) = \hat{\phi} \frac{A\omega_0}{\omega(z)} \exp\left\{i\left[\left(k - \beta^2/2k\right)z - \arctan\left(z/z_R\right)\right]\right\} \cdot \\ J_1\left[\beta r / \left(1 + iz/z_R\right)\right] \exp\left\{\left(r^2 + \beta^2 z^2/k^2\right)\left[\frac{-1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)}\right]\right\} \end{aligned} \quad (2)$$

式中, (r, z) 为径向与轴向坐标, $\hat{\phi}$ 为旋向方向矢量, ω_0 为高斯光束束腰, $\omega(z)$ 为光束半径, z_R 表示瑞利距离, $R(z)$ 表示波前曲率半径, A 与 β 为定标常参数。该柱对称矢量光场的偏振态在波阵面上呈现角向分布特性,而其幅度与相位分布随传输距离 z 的改变而发生变化。为寻找更普遍的解,基于光的横波性质与矢量矩阵的数学表达,假设沿光轴传播 z 方向传播时电场矢量 E 的解为

$$E(x, y, z, t) = \begin{bmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \\ 0 \end{bmatrix} \exp[i(\omega t - kz)] \quad (3)$$

式中,水平与竖直电场分布 E_x, E_y 的复场表示为 $A_x \exp(i\varphi_x)$ 与 $A_y \exp(i\varphi_y)$ 。在考虑单色光情况下,为简化表达略去相位传播因子 $\exp(i\omega t - ikz)$ 。此处默认两正交分量传播方向相同,这也是后文中基于偏振正交基矢叠加实现矢量光场合成有关论述的前提条件,在后面叙述中简称为合束条件。引入以Jones矢量形式进行表示的水平、竖直分量基矢 $\hat{H}=[1, 0]^T$ 和 $\hat{V}=[0, 1]^T$,进行整理后得到

$$E(x, y) = A_x \exp(i\varphi_x) \hat{H} + A_y \exp(i\varphi_y) \hat{V} \quad (4)$$

即具有任意偏振态光场可分解为两个不同复振幅分布的水平、竖直偏振正交分量。同理用另外一组左、右旋圆偏振正交分量 \hat{L}, \hat{R} 可以进行类似分解表示,即

$$E(x, y) = A_L \exp(i\varphi_L) \hat{L} + A_R \exp(i\varphi_R) \hat{R} \quad (5)$$

由式(4)和(5)可以看出:合成光场所包含的振幅、相位与偏振三个基本参量需要分解为两个振幅、相位共四个独立参量进行表示。要阐述清楚此问题需首先需要明确偏振态的理论表征。

1.1 理论表征

理论上对偏振态的表征有偏振椭圆、斯托克斯参量与庞加莱球三种基本形式,数学上三者完全等价,可以相互转换,而侧重点各有不同,具体如图1所示。第一种偏振椭圆描绘的是电场矢量末端扫过的轨迹,可以清晰地展示单个偏振态的振动形式。考虑水平、竖直分量振动固有 $\pi/2$ 相位延迟,选取电场矢量实数解的表达形式为

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\phi_x + \omega t) \\ E_y = A_y \sin(\phi_y + \omega t) \end{cases} \quad (6)$$

消去时间参数 t 并定义相位差 $\delta = \phi_x - \phi_y$,此时电场矢量末端扫过的轨迹即为一个椭圆,参数方程为

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (7)$$

如图1(a)所示,定义椭圆角 $\chi = \arctan(b/a) \in [-\pi/4, +\pi/4]$,其中 a, b 分别为椭圆长、短轴;定义长轴与水平方向的夹角为倾斜角 $\psi \in [0, \pi]$ 。第二种Stokes参量表示则是基于四个实验强度可观测量 S_0, S_1, S_2 与 S_3 。具体 S_0 等于光场的总强度; S_1 等于光场分别通过水平、竖直方向检偏器后的强度之差; S_2 等于光场分别通过沿 $\pi/4, -\pi/4$ 方向检偏器后的强度之差; S_3 等于光场所包含的右、左旋圆偏振的强度之差。在实验中可用一个偏振片与四分之一波片进行上述参量测量。当光场的偏振度等于1时(即完全偏振光),Stokes参量与偏振椭圆参数的对应关系为^[14]

$$\begin{cases} S_0 = I_x + I_y = A_x^2 + A_y^2 \\ S_1 = I_x - I_y = S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi \\ S_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} = S_0 \cos 2\chi \sin 2\psi \\ S_3 = I_{\text{RCP}} - I_{\text{LCP}} = S_0 \sin 2\chi \end{cases} \quad (8)$$

根据式(8)定义一个半径为 S_0 的球面 Σ , S_1, S_2, S_3 可分别对应空间笛卡尔坐标系中的三个坐标轴,如图1(c)所示。此球即被称为庞加莱球,球面上经、纬度为 $(2\psi, 2\chi)$ 的点表示倾斜角为 ψ 、椭圆角为 χ 的偏振态,球面可以看作是所有完全偏振态的集合,球面内的点可认为代表偏振度小于1的部分偏振态。这种表征方式最明显的优势即是将抽象的偏振态参数与空间几何参数形成对应,同时也便于研究者选择偏振正交基矢:即任意一条直径与球面相交两点表示一组偏振正交基矢,诸如南、北极点表示左、右旋圆偏振态 \hat{L}, \hat{R} ;赤道线上经度相差180度的两点表示水平、竖直偏振态 \hat{H}, \hat{V} 。若只对一组正交偏振基矢的相对相位差进行调控,其合成偏振态将位于与两点连线直径相垂直的最大圆面上,例如式(5)中的圆偏振基矢可以由具有 $\pi/2$ 相位差的线偏振基矢直接表示,即

$$\begin{cases} \hat{R} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{H} + e^{i\pi/2}\hat{V}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\ \hat{L} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{H} + e^{-i\pi/2}\hat{V}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \end{cases} \quad (9)$$

以上即是三种偏振态的基本表征方法,后续研究人员结合应用需要又相继提出了若干特殊的偏振态表示方法:2011年MILIONE G等^[40]提出以各自携带轨道角动量(Oribital Angular Momentum, OAM) $\pm m$ 的左、右旋圆偏振光作为基矢 \hat{L}_m, \hat{R}_m ,类比庞加莱球生成可生成高阶庞加莱球,其上的每一个点可表示一种携带OAM的柱对称偏振态分布,例如正一阶庞加莱球及其上偏振态分布如图2(a)所示,传统庞加莱球可看作高阶庞加莱球的零阶形式;2015年, YI Xunong等^[41]进一步提出当左、右旋圆偏振基矢 \hat{L}_m, \hat{R}_l 可携带不同OAM m, l 时可获得混合阶庞加莱球表示,如图2(b)所示,其可用来描述光在非均匀各向异性介质中传播时相位和偏振态的演化,其上的某一点可以表示携带特殊相位(图左列)的偏振态分布(图右列);REN Zhicheng等^[42]在同一年提出了如图2(c)所示的广义庞加莱球,将偏振态分布从高阶庞加莱球表层拓展至半径为 $R \in [0.5, 1]$ 的无数个壳层上,可表征在传统高阶庞加莱球上无法表示的一类重要的偏振态:椭圆角沿旋向变化的柱对称光场分布,其上的局域自旋角动量(Spin Angular Momentum, SAM)沿旋向变化,极大地增强了矢量场的表征能力。

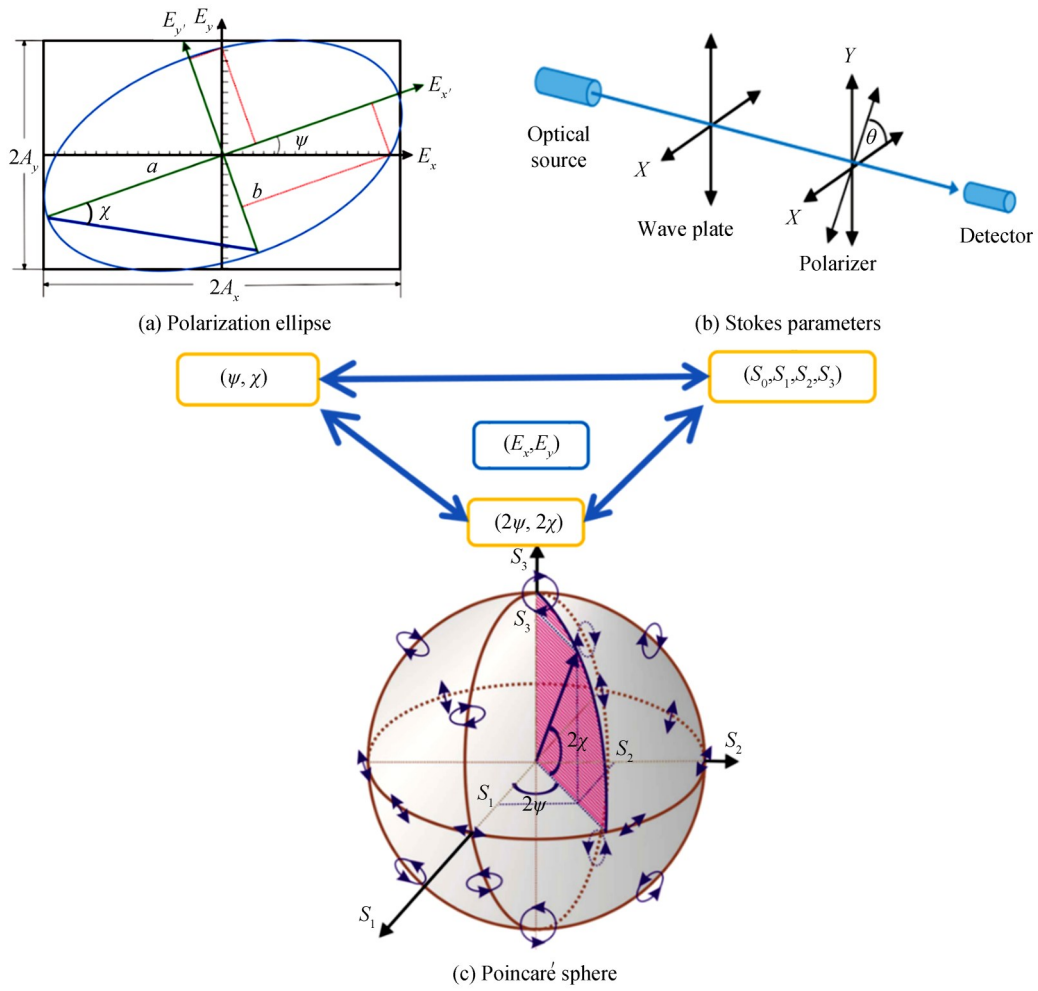
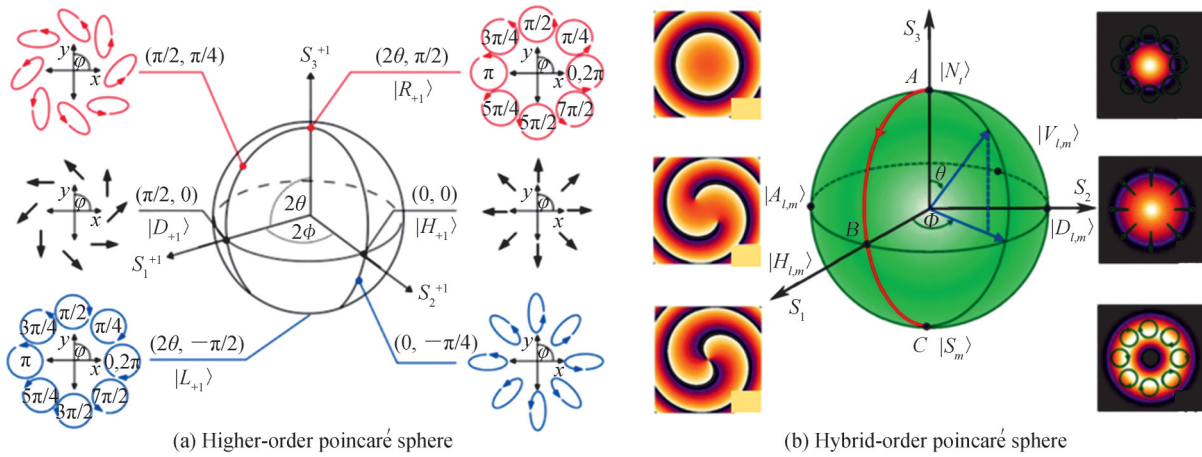


图 1 偏振态的三种基本表征方法
Fig. 1 Three fundamental representations of SoPs



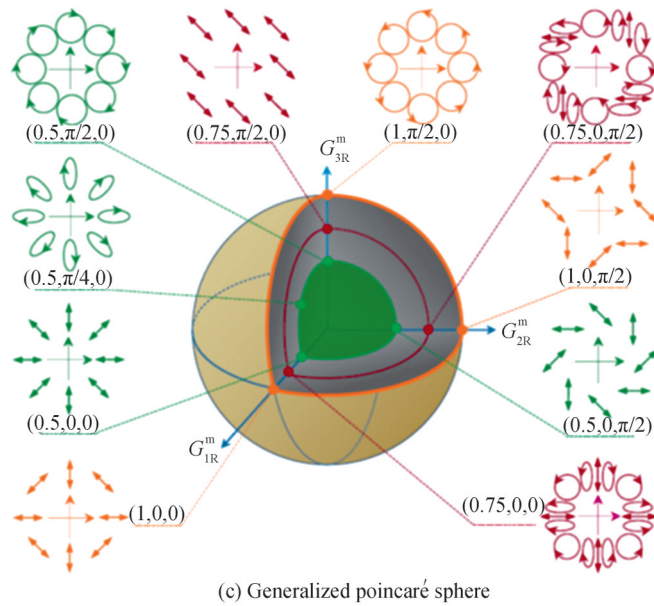


图 2 拓扑荷等于 1 的新型庞加莱球表征^[40-42]

Fig. 2 New types of Poincaré sphere for topological charge equal to 1^[40-42]

2 生成方案

2.1 传统生成方案

回顾矢量光束的研究与发展进程, 早先人们通过设计特定参数结构的激光器谐振腔, 通过激励特定模式光束而抑制其它模式光束进行选择输出^[2, 43-46], 或在腔内将基模光束进行叠加生成所需模式^[12, 47], 最终输出固定模式矢量光场: 如 1972 年 POHL D^[2] 在激光谐振腔内通过双折射晶体与环形光阑实现模式选择的方式获得旋向偏振光; 2000 年 ORON R 等^[46] 在腔内则通过垂直偏振 HG_{10} 模式与水平偏振 HG_{01} 模式光束叠加的方式获得径向偏振光。这类在激光器腔内产生矢量光束的生成方案均被归类为矢量光场的腔内生成方案, 也被称为矢量光场的主动生成方案, 具有稳定、高效的特点, 但同时也保留了谐振腔封闭、固定的特性。

另一类方案则在激光谐振腔外的位置生成矢量光束, 即矢量光场的腔外生成方案, 也称为被动生成方案。这类方案以特殊构造的光学衍射元件为核心, 如利用径向、旋向偏振转换器 (Polarization Converter, PC)^[13]、空变亚波长光栅^[48]等元件通过模式转换生成; 利用涡旋相位板 (Spiral Vortex Phase Plate, SVPP)^[49]与四分之一波片 (Quarter-Wave Plate, QWP)、二分之一波片 (Half-Wave Plate, HWP), 通过经典干涉光路进行模式叠加生成; 随后研究人员又利用空间光调制器 (Spatial Light Modulator, SLM)^[50-51]等数字化电控衍射光学元件实现了矢量光场的实时动态生成。近年来研究人员开始利用具有高刷新频率特性的二元振幅调制元件数字微镜阵列 (Digital Micromirror Device, DMD) 进行矢量光束生成^[52, 53], 也提出了多种类型衍射元件组合使用的生成方案^[52-54], 进一步丰富了矢量光束的动态调控方案, 但也突显出调制效率低、装置占用空间大等现实问题^[55-56]。

2.2 新型生成方案

为了拓宽矢量光束的应用领域, 充分发掘其应用潜力, 近年来部分研究者致力于探寻更为优化的矢量光束生成方案, 克服传统生成方案的弊端: 对于腔内生成方案, 研究者主要以获得更多模式矢量光束为目标, 直接且有效的方法即是进行新型激光谐振腔的设计, 而这并没有突破谐振腔结构带来的封闭、固定的限制, 也有研究者^[57]将 SLM 置于谐振腔中以实现腔内光束模式的调控, 或在光纤激光器中利用多模光纤进行模式选择^[58]; 对于腔外生成方案, 研究者主要以生成光束高效化、实验装置紧凑化为目标, 综合减少元件能量损耗与改良整体生成光路两种思路进行方案设计与改良, 包括基于数字化光学衍射元件 SLMs 与 DMDs 的动态调控方案以及具有特殊应用价值的光束模式矢量化转换方案。在近两年的相关研究中, 更有

研究人员^[59]利用超表面产生了矢量光场,为实现亚波长尺度上的光场偏振态调控迈出了十分重要的一步。

在传统基于SLMs与DMDs的矢量光束动态生成中,光束的能量损耗过程可分为SLMs、DMDs调制过程以及光束在生成光路中的传输过程两部分,前者主要受到调制元件本身透、反射率以及其上计算全息图(Computer-Generated Holograms, CGHs)编码效率影响,后者则考虑调制过程之外的剩余能量损耗。数字化电控衍射光学元件具有微米级像素化调制特性,但受设计与制作工艺所限,相邻像素间存在无法被调制的间隙区域,影响调制效率。以反射式相位型SLMs为例,当前较为成熟的商用产品(如德国Holoeye公司生产的Pluto与Leto系列产品)反射率一般在70%~80%之间,单个像素边长一般在6~8 μm范围,覆盖1 920×1 080的高清幅面^[34, 60],填充因子(有效调制面积占总幅面的百分比)超过90%;其新型GAEA系列产品^[61, 62]填充因子为85%左右,反射率降至65%上下,但单个像素边长可缩至3.74 μm,覆盖3 840×2 160的4K超高清幅面,实现更高精度像素化调控;而日本滨松公司产品Hamamatsu×11840-02型LCOS-SLM^[35]反射率可达90%以上,但其单个像素尺寸相比前两者较大,而调制幅面的总像素个数少,调制精细程度降低。近年来研究人员将生成矢量光束质量作为首要考虑因素,在满足实际调制精度前提下选用调制效率相对较高的SLMs,除此之外还对复振幅编码方案进行优化,通过误差校正^[63]、替换不同类型编码光栅^[56]等方式提高调制效率。与此同时,研究人员对生成光路进行了优化与改良,选用偏振分束器(Polarizing Beamsplitter, PBS)^[35, 61]、Wollaston棱镜^[51, 55]等能实现高效“工作”的光学元件,优化其结构、尺寸参数以及三维空间中的摆放位置进一步对光路进行有效地压缩与“折叠”。在具体研究过程中,利用基于单个相位型SLM的分屏复用矢量光束生成方案备受研究者青睐,这主要得益于此类方案能较好地兼顾多自由度调控与高效生成两个因素,其中三个典型生成装置^[35, 61, 62]如图3所示,图3(a)中使用反射率约为65%的相位型

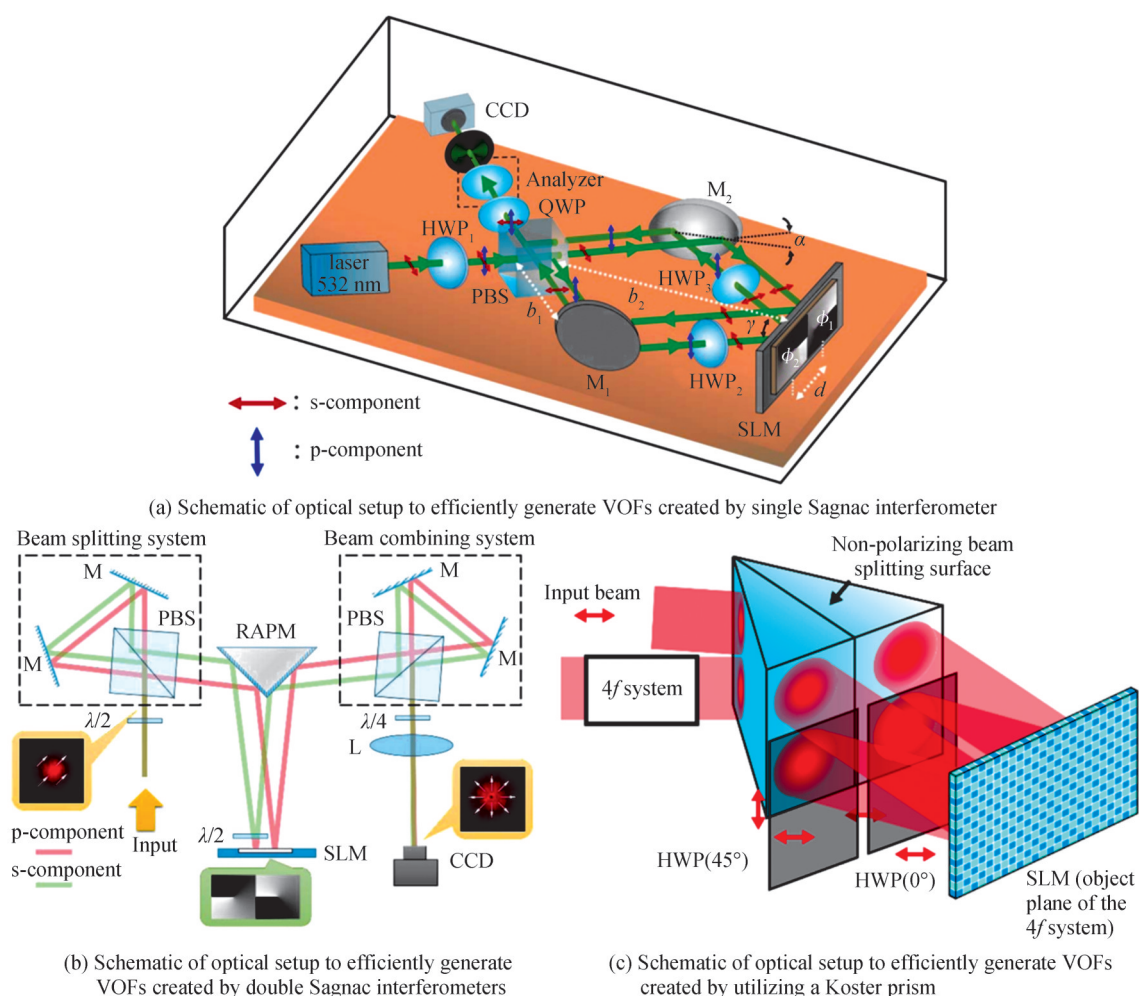


图3 基于分屏思想的矢量光场高效生成装置示意图^[35, 61, 62]

Fig. 3 Several schematic diagrams of optical setup for highly efficient generation of VOFs based on the split-screen method^[35, 61, 62]

SLM,具体型号为Holoeye GAEA-2,单个像素尺寸为 $3.74\ \mu\text{m} \times 3.74\ \mu\text{m}$,共 $3\ 840 \times 2\ 160$ 个像素;其余两个生成装置均使用反射率约为70%的相位型SLM,具体型号为Holoeye Pluto-2,单个像素尺寸为 $8.0\ \mu\text{m} \times 8.0\ \mu\text{m}$,共 $1\ 920 \times 1\ 080$ 个像素,具体图3(b)中使用直角反射棱镜(Right Angle Prism Mirror, RAPM)连接分束与合束系统,图3(c)中采用Köster棱镜作为分、合束核心元件。这些方案中矢量光束生成效率均可达到45%以上,若需要进行振幅调制,相应的矢量场生成效率将会降低。一些更为高效、紧凑化的矢量光束生成方案则是放弃使用SLMs等动态调控元件,对本身具有一定振幅、相位分布的光束进行矢量化操作:2019年LIU Rui^[64]等利用直角棱镜(Right angle prism, RAP)、后向反射器(Retroreflector, RR)与其它常见光学元件搭建了一个紧凑且稳定的将轨道角动量态转化为矢量偏振态的光束模式转换装置,转换效率可达到87%,具体装置原理图与实物图4(a)所示;2021年REN Zhicheng^[65]等设计并实际加工出了偏振干涉棱镜(Polarization Interferometric Prism, PIP),可用于生成矢量场、测量拓扑荷与实现自旋-轨道控制的非门,如图4(b)所示。上述两个矢量光束生成方案满足个性化应用需求,在小型化、集成化方面更具优势。

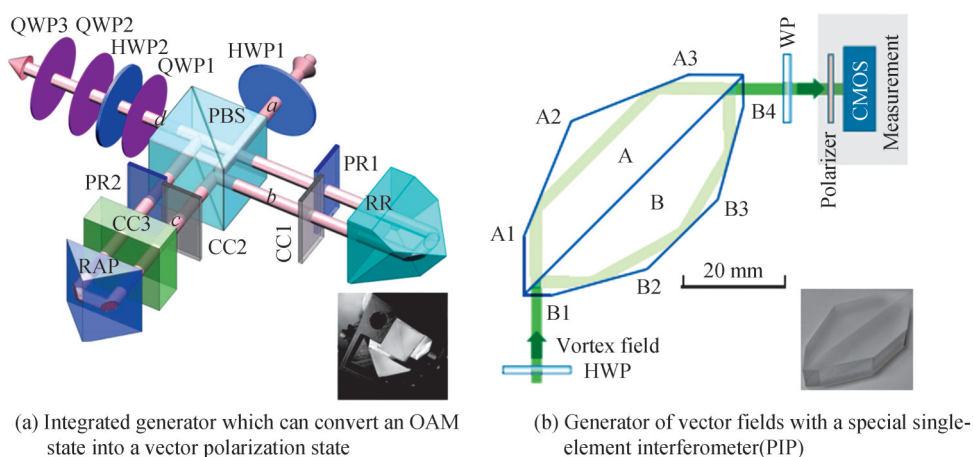


图4 针对特定用途的紧凑、高效型矢量光场生成装置^[64-65]
 Fig. 4 Two compact and efficient Generators of VOFs for specific purposes^[64-65]

已有超表面研究表明:研究者可通过特殊设计、排布的亚波长尺度结构单元对入射光束的振幅、相位进行独立控制,近两年来研究人员开始利用超表面代替数字化电控衍射元件进行亚波长尺度上的光束偏振态调控。如图5所示,基于超表面的偏振态空域调控原理同样可用左、右旋圆偏振分量叠加思想解释:一束水平偏振入射光可分解为强度相同左、右旋圆偏振分量,研究者通过特殊设计、排布结构单元对左、右旋圆偏振分量分别进行振幅与相位的独立调控,在此过程中保证两者始终满足共线叠加条件,进而实现偏振态调控。由于多种结构单元对左、右旋圆偏振正交分量都具有不同的局域电磁场模式响应,近年来基于超表面的矢量光束生成方案呈现多样化趋势。2019年LV Haoran^[59]等以矩形孔为结构单元生成矢量光束;2021年SUN Rui^[66]等以矩形纳米柱为结构单元分别生成了柱对称矢量光束,LIU Mingze^[67]等同样以矩形纳米柱为

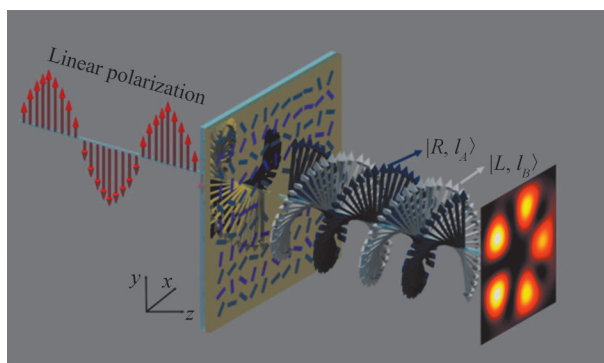


图5 利用超材料产生矢量光场的原理示意^[66]
 Fig. 5 Schematic of principle of generating VOFs by utilizing metasurface^[66]

基本结构单元,实现完美庞加莱光束(Perfect Poincaré Beams, PPBs)的生成,具体结果如图6所示;同年WANG Dongyi^[68]等以叉型纳米柱为结构单元生成柱对称矢量光束。

以上内容对矢量光束生成传统方案进行了简要回顾,并大致介绍了近年来有关矢量场腔外生成方案的研究与发展,这些方案为三维空间中多模态矢量场的生成与调控提供了很好的实验基础。

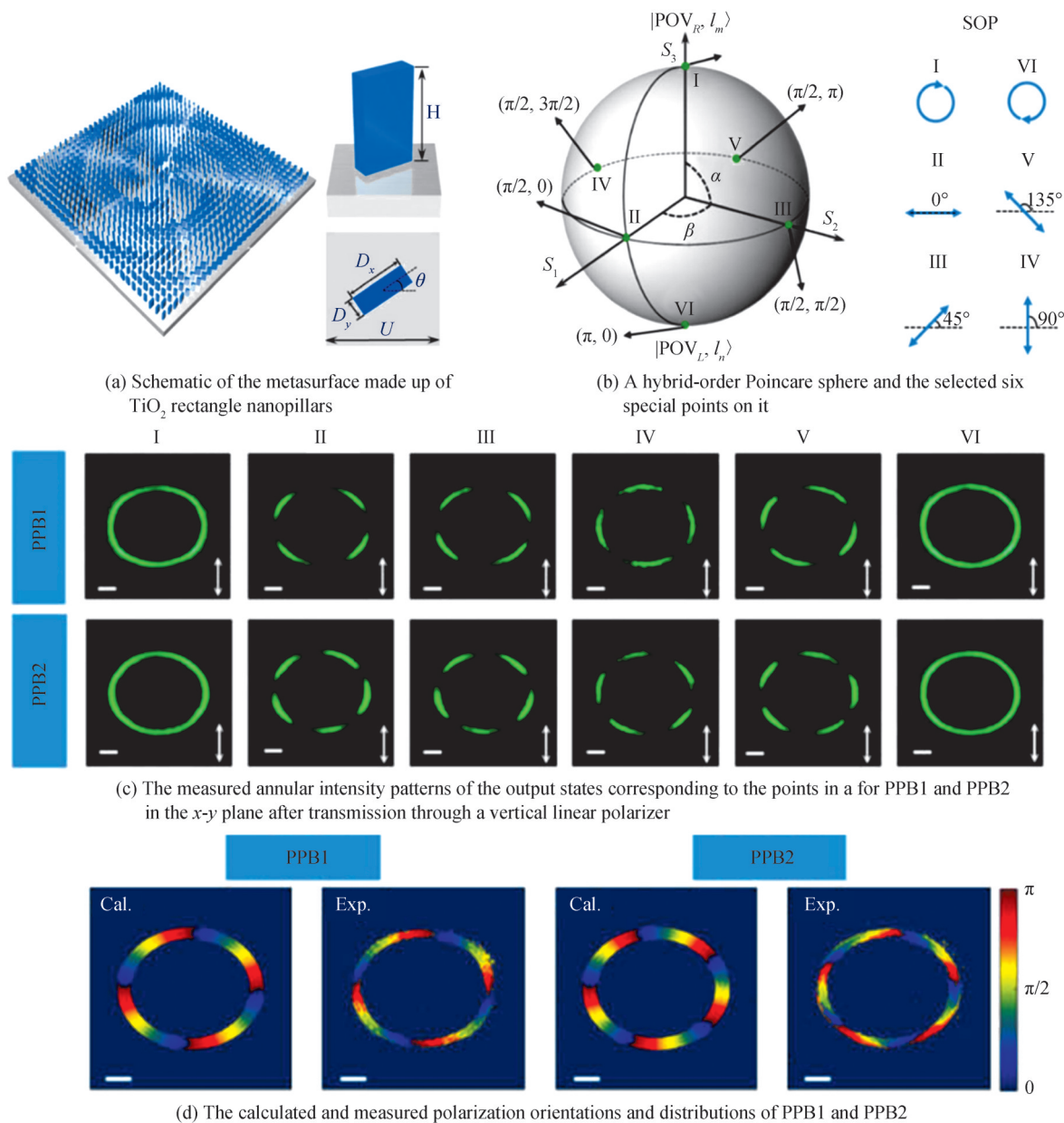


图6 基于超表面的完美庞加莱光束生成^[67]
Fig. 6 Generation of PPBs based on metasurface^[67]

3 三维空间参量调控

单色相干矢量光场的衍射、聚焦、与物质相互作用等性质由其振幅、相位与偏振共同决定,研究人员在相关设计调控的过程中不断扩充调控自由度,丰富生成矢量场模式。2007年WANG Xilin等^[50]对一维相位型余弦光栅的 ± 1 衍射级进行编码,再利用 $1/4$ 波片组合将两者分别转化为左、右旋圆偏振基矢,最终合束生成了径向、旋向等局域呈线偏振分布的柱对称矢量场,后续在2010年基于 $1/2$ 波片组合转化得到的线偏振基矢生成了旋向^[14]、径向^[69]偏振杂化矢量光场。此类型光场的局部可包含椭圆偏振态,初步实现椭圆角与倾斜角同时变化的偏振态调控;2011年CHEN Hao等^[70]基于单个SLM上加载可编码的二维余弦光栅提

出了矢量场偏振、相位的独立模式调控方案,生成了携带OAM的局域线偏振分布矢量场;2013年HAN Wei等^[33]提出可以使用双SLMs控制4个参量实现多自由度的矢量光生成;2015年CHEN Zhaozhong等^[34]补充了利用单个SLM进行多自由度矢量场模态调控中的最后一块拼图,提出了偏振、相位与振幅三参量独立调控方案。上述对偏振、相位与振幅的调控基本局限于某些特定平面:光束的生成面、衍射传播平面或聚焦平面,属于二维平面调控。

近年来,研究者致力于将停留于二维平面的矢量场多模态调控技术拓展到三维空间中,这是满足实际应用要求的必然选择。一方面,在SLMs或DMDs仅对入射光束的单个参量进行二维动态调控的限制条件下,建立此可控参量的平面分布与生成场多个目标参量的立体分布的对应关系是实现三维调控的关键所在。另一方面,相较于二维平面调控,三维空间中的光场模态调控对SLMs或DMDs调制及其相关复振幅编码方案的精确度也提出了更高要求,故在正式介绍矢量光场的三维空域调控之前,将现有复振幅编码方案与SLMs的误差校正技术进行简要叙述。

3.1 复振幅编码与误差校正

复振幅的全息编码技术在标量光场的调控研究中已有较为全面的研究与整理^[34, 71-74],根据生成加载全息图的不同大致分为振幅全息图 $T(x, y)$ 与相位全息图 $\exp[i\Phi(x, y)]$ 两类,需要根据数字化衍射光学元件调制特性进行选择:SLMs具有振幅与相位两种响应形式,而DMDs则为特殊的二元振幅响应^[73, 74]。此外研究人员也注意到两者的误差校正问题。以相位型SLMs为例,其存在面型误差与相位调制误差两种类型误差。前者是由于实际元件幅面并非理想镜面,后者则由于实际调控过程中液晶两端加载电压不准进而导致液晶的扭转角度不正确。

在大多数误差校正方法中,研究人员默认不同位置处像素的相位调制误差相同,因此仅针对相位调制误差进行单次校正^[75-77],基本原理即是通过调节加载灰度值与液晶两端加载电压的对应关系曲线(称为Gama曲线)来校准CGHs上预设灰度值与实际调制相位的线性对应关系,常用的商用SLMs配套的软件都提供了Gama曲线校正功能。2017年XIA Jianpei等^[63]对德国Holoeye公司Pluto纯相位型SLMs的9个独立区域分别进行波前测量与调制误差校正,提出并证实了此型号SLMs上不同位置存在相位调制差异性,这使得得分区域的波前检测与误差校正方案具有必要性。而在完成相位调制误差校正的前提下,有关SLMs面型误差的检测与校正的研究较少^[78],相关结果有待进一步跟进与报道。

3.2 基本调控思路

实现三维空间中矢量场的模态调控,仍需要左、右旋圆偏振正交基矢相干合成原理。以基于单个相位型SLM进行的多自由度矢量场方案为例,假设其上加载二维全息光栅^[34]

$$G(m, n) = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left\{ \cos[2\pi f_0 m \Delta + \delta_1(m, n)] + \cos[2\pi f_0 n \Delta + \delta_2(m, n)] \right\} \quad (10)$$

式中, Δ 表示SLM的单个像素尺寸长度, (m, n) 表示第 m 列第 n 行对应的像素单元。根据复振幅编码原理可以两个独立的二维复场分布 $A_1(x, y) \exp[i\varphi_1(x, y)]$ 、 $A_2(x, y) \exp[i\varphi_2(x, y)]$ 分别编码到水平与竖直余弦光栅的衍射正一级相位分布 $\delta_1(m, n)$ 、 $\delta_2(m, n)$ 上。在实验中研究人员提取两个正一衍射级次分量进行左、右旋圆偏振基矢转化后合束生成矢量光场。根据式(5),最终生成多自由度矢量场的振幅分布 $A(x, y)$ 、相位分布 $\varphi(x, y)$ 和偏振态分布(包括椭圆角分布 $\chi(x, y)$ 和倾斜角分布 $\Psi(x, y)$)分别为

$$\begin{cases} A(x, y) = \sqrt{A_1^2(x, y) + A_2^2(x, y)} \\ \varphi(x, y) = [\varphi_1(x, y) + \varphi_2(x, y)]/2 \\ \chi(x, y) = \arctan[A_2(x, y)/A_1(x, y)] - \pi/4 \\ \Psi(x, y) = [\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)]/2 \end{cases} \quad (11)$$

基于式(11)的多自由度矢量场实验生成案例^[34]如图7所示,在A、B、C、D四个光强比为1:2:4:4的独立区域分别实现了负一阶庞加莱球对应点所表示的偏振态分布,具体每个区域电场矢量 E 表示为

$$\begin{cases} E_A = 0.707\hat{R}_{-1} + 0.707\hat{L}_{-1} \\ E_B = 1.307\hat{R}_{-1} + 0.541\exp(i\pi/2)\hat{L}_{-1} \\ E_C = 2\hat{R}_{-1} \\ E_D = 2\hat{L}_{-1} \end{cases} \quad (12)$$

式中, \hat{L}_{-1} 、 \hat{R}_{-1} 分别表示负一阶庞家莱球对应的携带涡旋相位左、右旋圆偏振基矢。在此多模态矢量光场中, 不同子区域中光场具有不同的强度分布, 其偏振态分布与负一阶庞加莱球上相应位置表示偏振态分布一致。

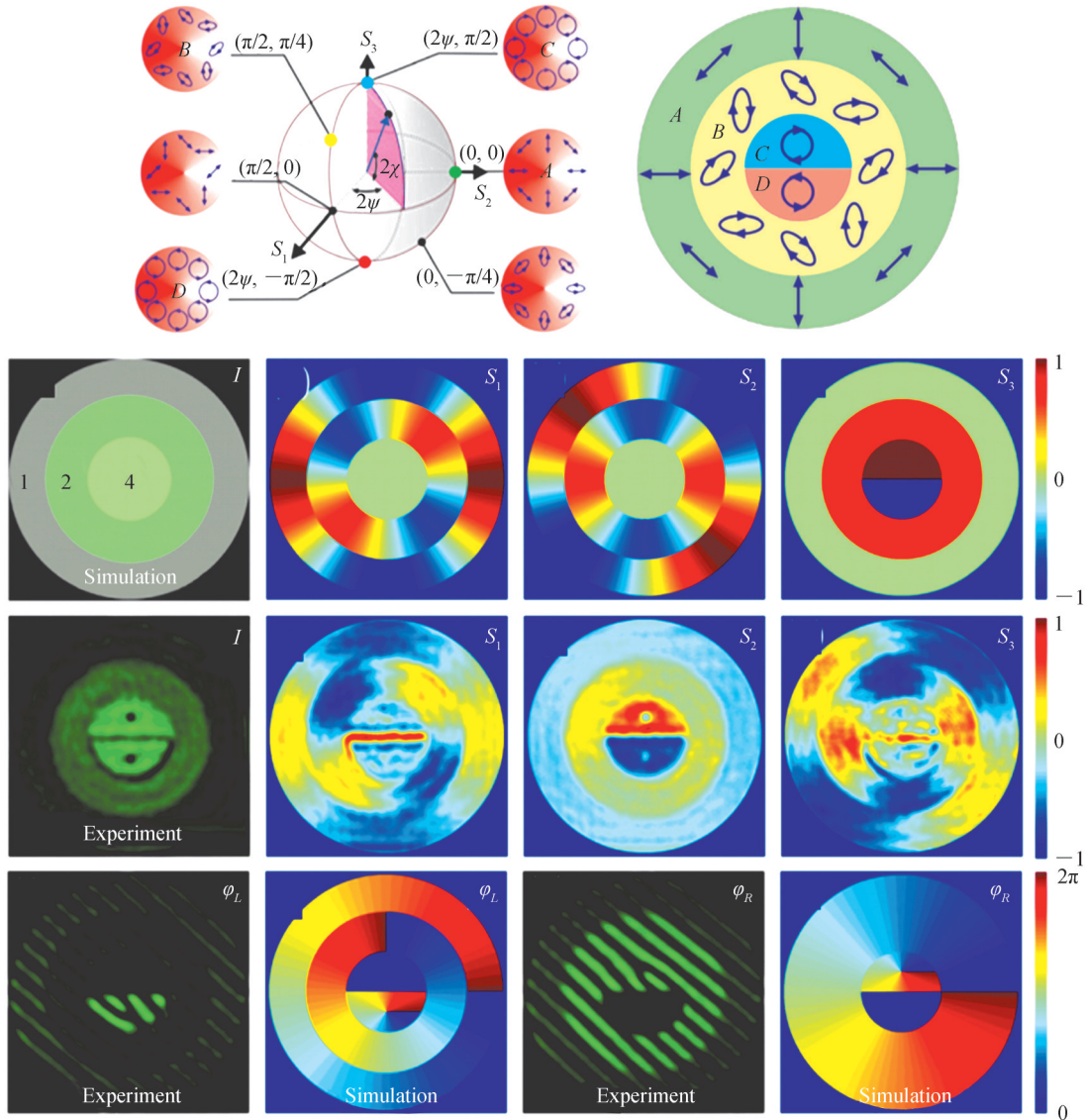


图7 矢量场全参量的二维调控案例^[34]
Fig. 7 A modulated case of completely shaping 2D VOFs^[34]

在三维空间中进行矢量场模式调控, 研究者同样进行分解, 将对矢量场 $E(x, y, z)$ 振幅、相位、偏振的三维调控问题转化对三维空间中正交偏振基矢各自的标量复振幅调控问题进行考虑, 即通过两次标量光场的三维调控完成一个多自由度矢量场的三维调控。而实现标量场三维调控的过程需要建立目标三维复振幅 $A(x, y, z)\exp[i\varphi(x, y, z)]$ 与可调控二维复振幅 $A_0(x_0, y_0)\exp[i\varphi(x_0, y_0)]$ 之间的联系, 此过程将与衍射、聚焦等经典光学过程及其逆过程对应。此处聚焦默认满足傍轴条件。若在非傍轴近似条件下, 例如在光束紧聚焦过程中, 光场的横向偏振分量 (x 、 y 线偏振分量或左、右旋圆偏振分量) 会出现耦合, 还将产生电场纵

向 z 分量^[10]。此时需要考虑实际波矢方向,引入新的表征方式对偏振态进行描述与表示^[79]。近年来紧聚焦条件下对矢量场的设计调控也都基于Richards-Wolf矢量衍射理论,分为正向调控^[80]与逆向设计^[81-83]两大类,而逆向设计可通过迭代^[81]或非迭代两种^[82, 83]方式实现,最终可得到给出 x 、 y 、 z 三个分量各自的复场分布,在此不再叙述。

需要注意的是,想要实现上述三维调控思路,需要将式(5)成立的前提——正交偏振基矢合束条件从单个平面推广到指定的三维区域中。后文将介绍近年来在光束衍射或聚焦过程中三个相对成熟的三维多模态矢量场设计调控方案,主要包含调控原理与生成案例两部分。部分生成案例在实现振幅、相位、偏振三个基本参量模式调控的基础上对光场奇点、角动量等复合参量进行了一定分析与讨论。

3.3 无衍射贝塞尔光束的调控

衍射是三维空间中较常见的光学过程。相较于标量光场衍射需考虑单一偏振分量的传播性质,对矢量光场衍射过程的研究与调控更为复杂:即根据矢量场正交分解思想,需要分别对两个正交偏振分量进行研究讨论,此时两者的传播演化规律可能存在差异。2017年CHEN Ruipin等^[84]利用这种差异性实现了矢量聚焦光束在衍射过程中的偏振态转换;但更多研究者倾向于尽量消除这种差异性,最有效的做法即是选择能够稳定传输的光场模式作为两正交基矢的基础模式,一方面可以简化调控与研究模型,更深层次的原因则是为了避免传输过程中发生模式分离,破坏光场的矢量特征。例如经典的柱对称矢量光束径向、旋向光可以在自由空间中稳定传输,可将它们视作一对特殊的正交线偏振基矢光束。两者同向传播过程时相对相位差保持不变,合成光束的偏振态在衍射过程中将保持稳定。2018年OTTE E等^[85]将两者相向传输,此时两者在不同传播距离具有不同的相位差,将叠加合成不同的椭圆偏振态分布,即得到偏振沿纵向变化的矢量包络结构,如图8所示。当研究者选取水平、竖直这组普通的线偏振态作为正交基矢,同样希望两者在衍射过程中振幅与相位分布保持稳定。经典的具有稳定传输特性的光束有拉盖尔-高斯(Laguerre-Gaussian)光束^[86]、贝塞尔(Bessel)光束^[87]、艾利(Airy)光束^[88]、马修-高斯(Mathieu-Gauss)光束^[89]、因斯(Ince-Gaussian)光束^[90]等。近年来研究者认为贝塞尔(Bessel)光束是其中较为理想的选择,这主要从光束结构对称性与获得、调控光束的难易程度两方面进行考虑:作为赫姆霍兹方程的稳定解,贝塞尔光束具有典型的自加速、自

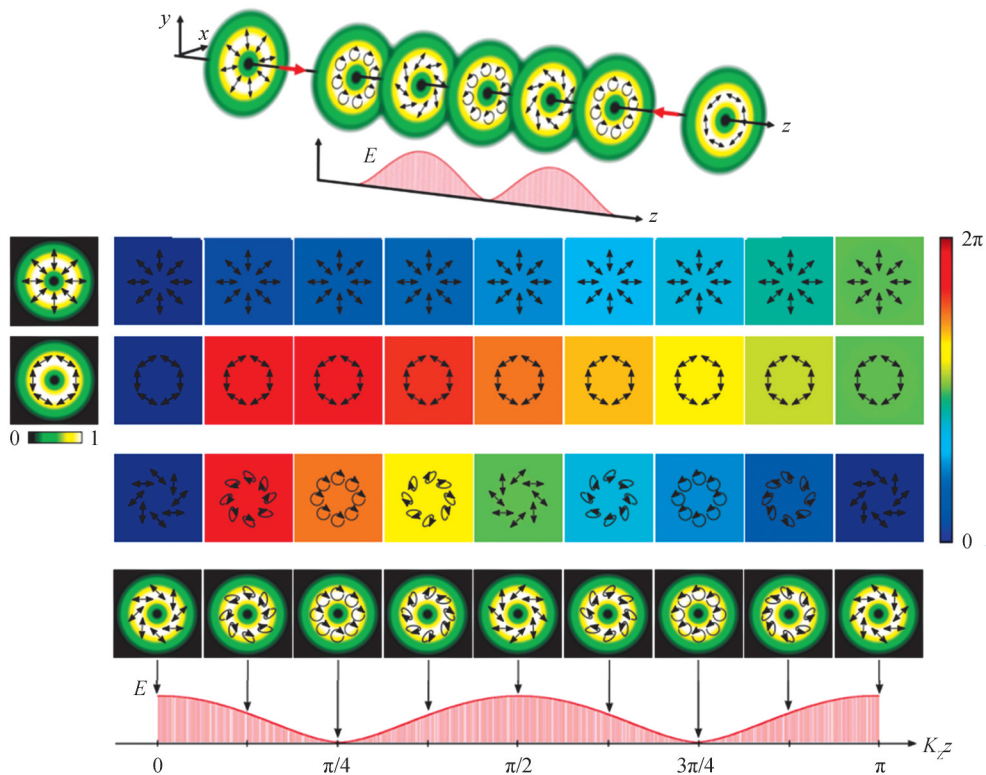


图8 柱对称偏振分布沿 z 轴变化的三维矢量场^[85]

Fig. 8 Schematic representation of a 3D vectorial optical field with a z -dependent degree of entanglement^[85]

修复等无衍射光束特性^[91]。其在稳定传播过程中,横向截面上的光场振幅始终呈现柱对称贝塞尔分布,满足式(5)所要求的合束条件。目前已有数个较为成熟的贝塞尔光束腔外产生^[91-93]和针对其衍射过程的振幅^[94-97]、相位^[98]纵向变化调控方案。近年来研究人员已经意识到这种具有稳定性与纵向变化性的特殊光束是实现三维空间中光场多模态调控的重要“工具”,在此基础上尝试开展矢量场多模态调控研究。

开始研究者通过改变贝塞尔正交偏振基矢纵向传播时的相对相位,使得两者在传播过程中每个叠加合束时具有不同的相位差,以此实现沿纵向的偏振态控制。2015年 MORENO I 等^[98]提出设想:在锥棱镜之前放置一个相位延迟随径向线性变化的“特殊”波片,如图 9(a)所示,当 45°线偏振入射该波片时,水平与竖直分量的相位差将沿径向发生变化,之后经过锥棱镜转化为贝塞尔光束进行衍射,此时沿径向变化的相位差将被映射到纵向衍射方向上去,进而实现两者在轴上不同位置进行同振幅、不同相位差叠加合束,控制偏振态发生纵向演化。在实现过程中,这种“特殊”波片与锥棱镜的组合可以用将两个不同变化周期 $d_{H,V}$ 的沿径向呈线性变化相位分布 $\phi_{H,V}(r) = 2\pi r/d_{H,V}$ 实现。研究人员将两者分别加载到水平、竖直偏振基矢即可实现上述设想,其中轴上偏振态完成一个完整周期变化对应的光场衍射距离为 $z = d_H d_V / \lambda$,实验测量结果如图 9(b)所示,在测量区间 $[z_0, z_0 + z]$ 内,轴上偏振态发生了由 -45°线偏振态到左旋圆偏振态、+45°线偏振态、右旋圆偏振态的连续规律变化。在此方法中,由于水平、竖直偏振分量附加径向线性相位的变化周期不同,衍射相同距离时两者的振幅分布存在差异,但轴上合束条件始终成立。

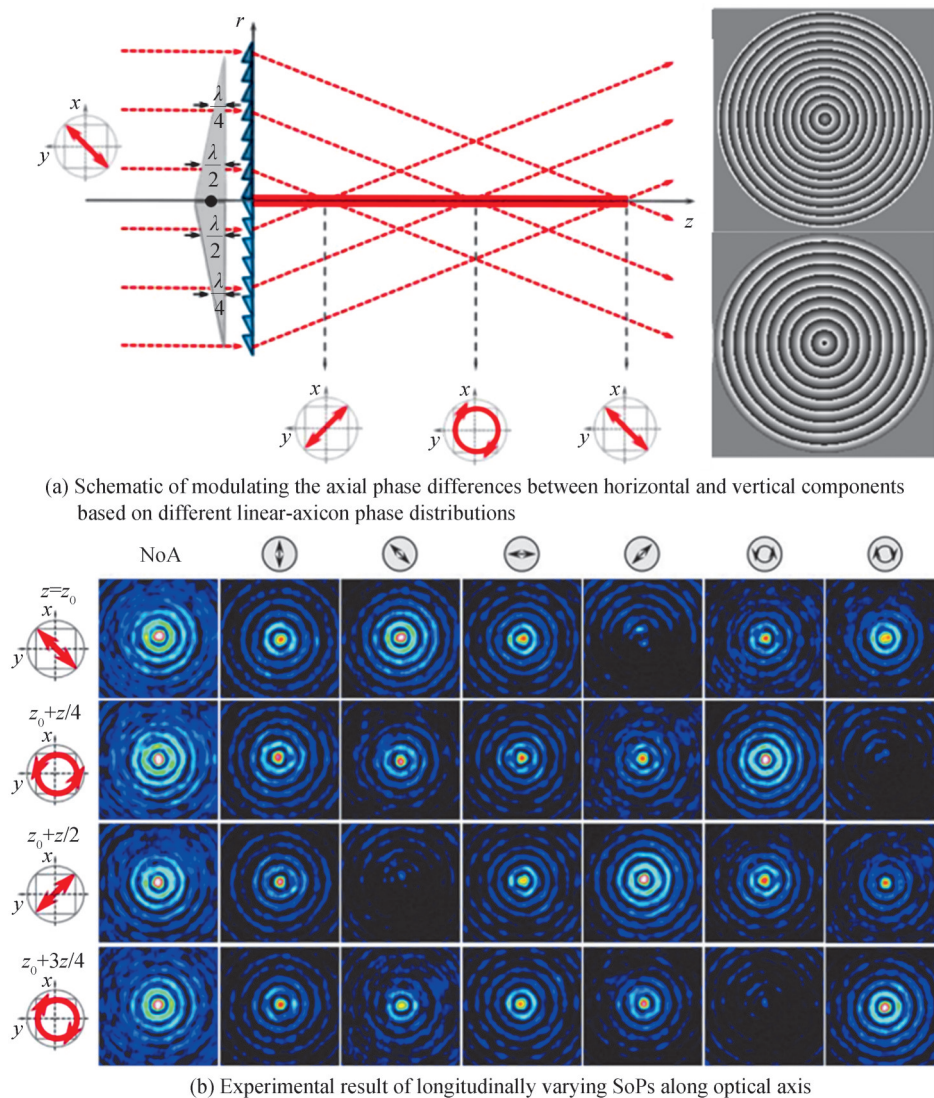


图 9 基于类贝塞尔光束轴上相位调制的轴上偏振态控制实验结果^[98]

Fig. 9 Polarization modulations on axis by controlling the axial phase distributions of zero-order Bessel beams^[98]

保持衍射过程中贝塞尔正交偏振分量相对相位差不变,对两者的振幅比进行纵向控制也可实现偏振态的纵向调控。早在2009年,CIŽMÁR T等^[95]发现实验生成的零阶贝塞尔光束在无衍射距离内轴上强度发生变化,并指出可通过一个初始传播面的环形角谱分布 $S(k_r, z=0)$ 来控制该光束衍射过程中轴上光强的纵向演化规律 $I(z)$,具体数学原理表示为

$$S(\sqrt{k^2 - k_z^2}, z=0) = \frac{1}{2\pi k_z} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{I(z)} e^{ik_0 z} e^{-ik_z z} dz \quad (13)$$

其本质上是一个简洁的一维傅里叶变换关系。根据此原理研究者完成了零阶贝塞尔光束在无衍射距离内光强不变、线性递增、线性递减等几种典型的强度特殊调控,如图10所示。

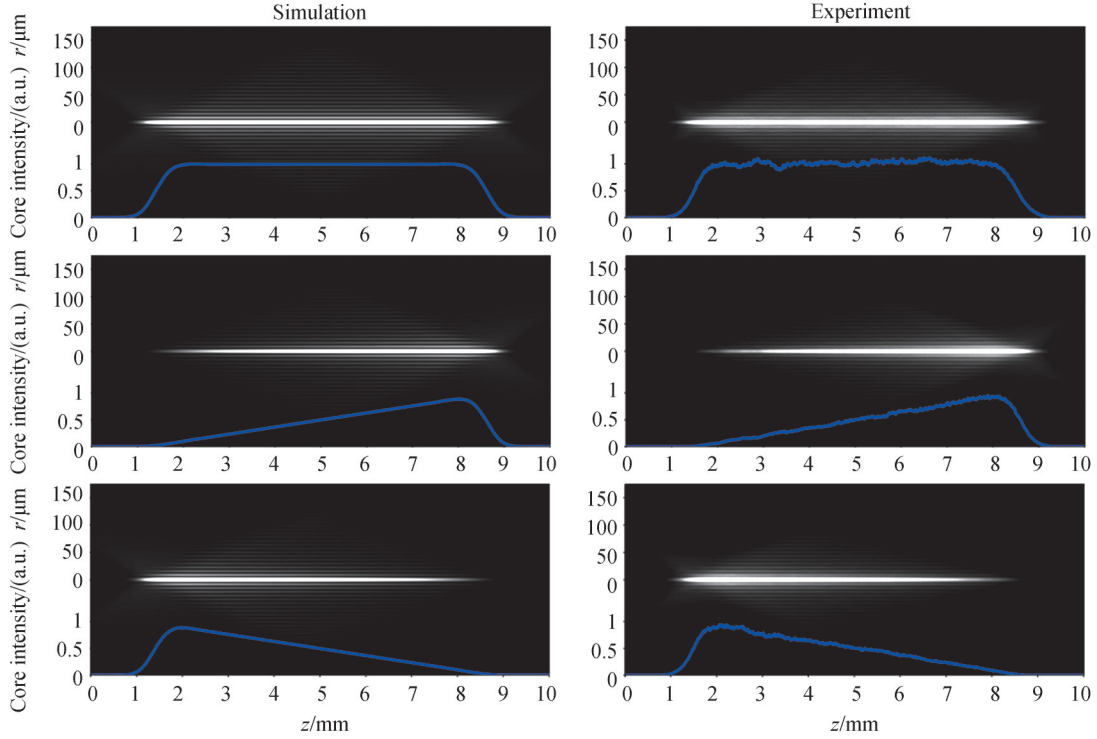


图10 零阶贝塞尔光束轴上光强调控的模拟与实验对比^[95]

Fig. 10 Comparison between the simulation and the experimentally obtained data for the case of the zero-order Bessel beams

在此基础上,2018年LI Peng等^[99]在传播距离 $(-z_0, +z_0)$ 范围内对水平、竖直偏振的零阶贝塞尔光束分别进行 $I_{H,V}(z) = 1 \mp z/z_0$ 的纵向强度调控。保证两者在传播过程中轴上有 $\pi/2$ 的恒定相位差,实现了轴上偏振态从庞加莱球赤道线沿零度经线演化到北极点,之后沿 180° 经线演化到赤道线上,其中偏振态椭圆角随衍射距离的变化关系为 $\chi = \arccos(-z/z_0)/2$,相关实验装置与测量结果如图11所示,研究人员将纵向调控的范围参数 z_0 设置为15 cm,当轴上两者相位差始终为零时,在衍射过程中轴上偏振态沿庞加莱球赤道线进行演化。

在满足傍轴近似的条件下,研究人员将零阶贝塞尔光束轴上光强的调控方案进行了推广。2021年YAN Wenxiang等^[100]从柱坐标下的二维傅里叶变换出发,基于环形角谱实现了零阶贝塞尔光束沿特殊轨迹纵向传播时的强度控制,具体实现原理表示为

$$\begin{cases} A(\sqrt{k^2 - k_z^2}) = \frac{2}{\text{rect}(k_z/2k)k_z} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{I(z)} e^{[k_0 z + \varphi(z)]} e^{-ik_z z} dz \\ \varphi(z) = k_x g(z) + k_y h(z) \end{cases} \quad (14)$$

其中引入了与传播距离 z 相关的新纵向相位 $\varphi(z)$,控制衍射距离为 z 时光束主极大距离光轴的水平、竖直位移分别为 $g(z)$ 和 $h(z)$ 。根据式(14)即可实现零阶贝塞尔光束沿预定路径的强度调控,相关实验结果如图12所示。研究人员以聚焦透镜前后一倍焦距 f 为调控范围,首先控制零阶贝塞尔光束在 $x-z$ 平面内沿抛物

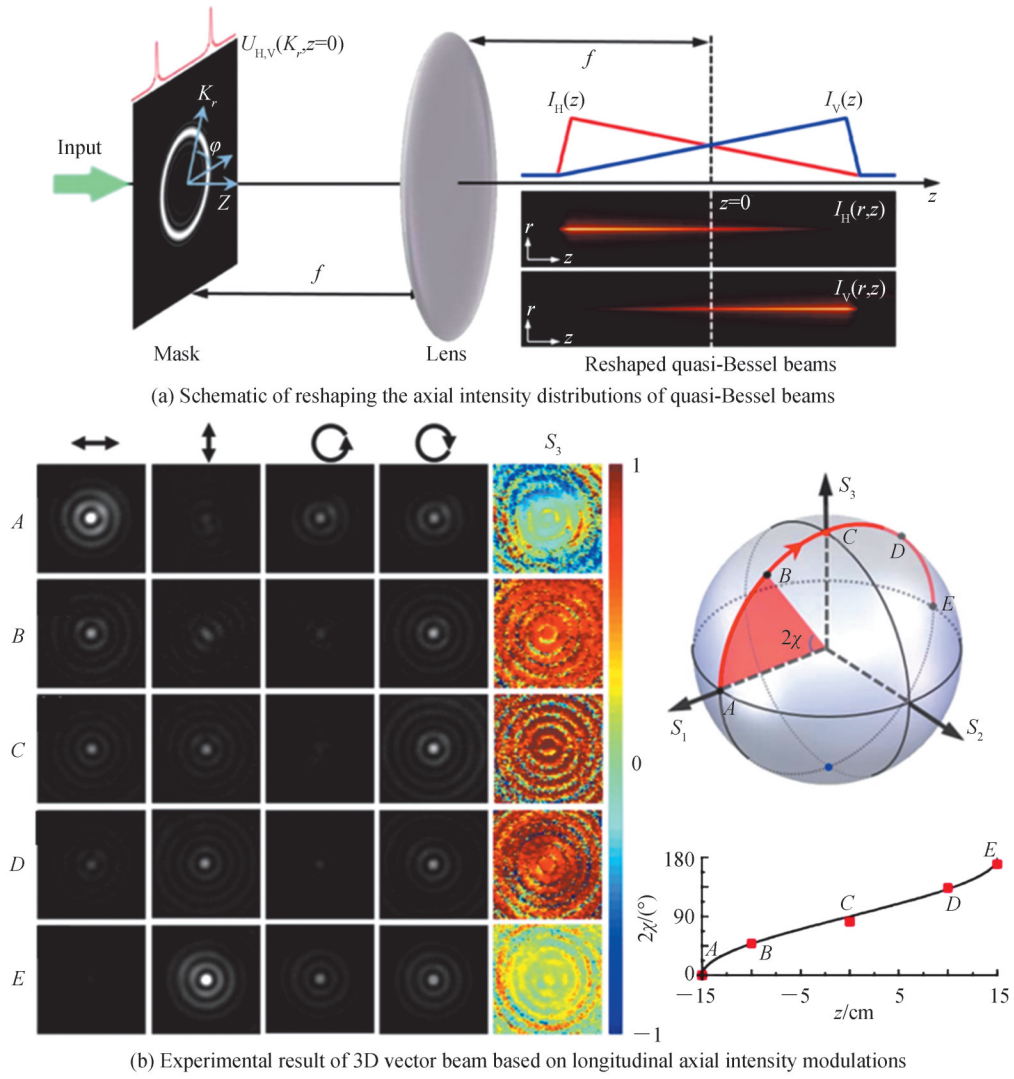
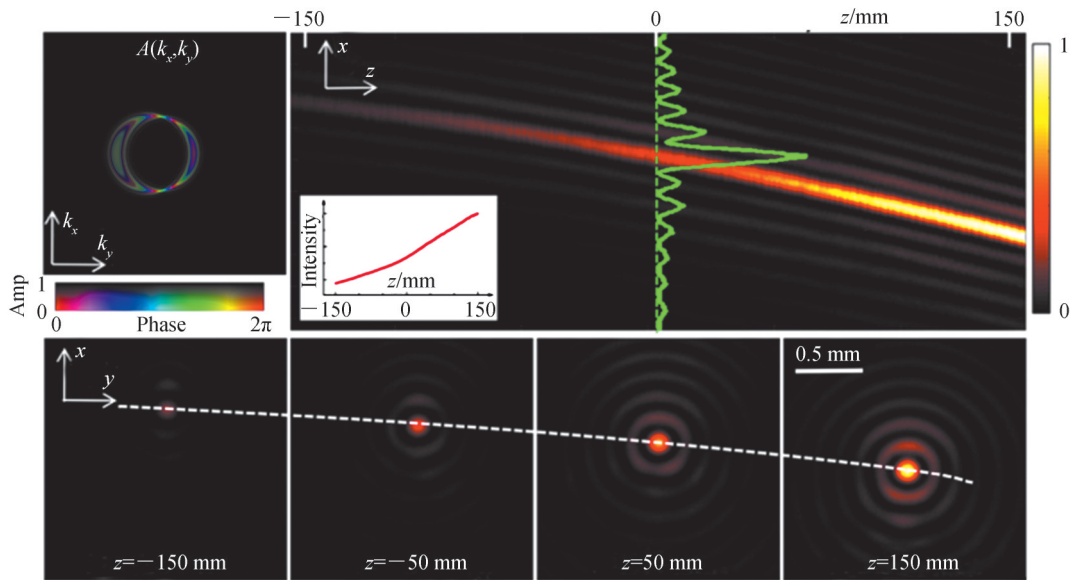
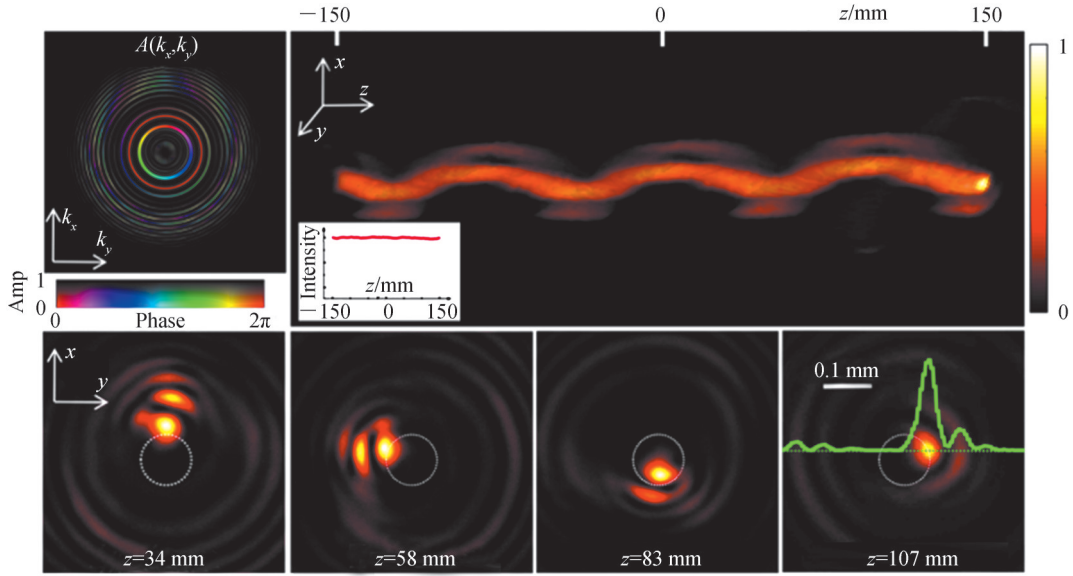


图 11 基于类贝塞尔光束轴上强度调控的三维矢量零阶贝塞尔光束生成^[99]

Fig. 11 Generation of 3D vectorial zero-order Bessel beams by reshaping the axial intensity distributions of quasi-Bessel beams^[99]





(b) Generated accelerating Bessel beam with a solenoid path and a uniform intensity distribution along the z direction

图 12 沿 z 方向具有不同路径和强度分布的贝塞尔光束的产生^[100]

Fig. 12 Generation of Bessel beams with different types of path and intensity distribution along the z direction^[100]

线路径($g(z) = \alpha_0(z/f + 1)^2, h(z) = 0$)进行传播,同时实现光束主极大位置光强随衍射距离线性递增;之后控制光束绕光轴螺旋($g(z) = \beta_0 \cos [3\pi(z/f + 1)], h(z) = \beta_0 \sin [3\pi(z/f + 1)]$)前进时主极大处光强保持不变,其中 α_0, β_0 为常参数。不可避免的是,当零阶贝塞尔光束沿上述特殊路径进行衍射传播时,光束“重心”偏离光轴,其光强的柱对称性分布被打破。

在最新的研究中^[101],研究人员发现此零阶贝塞尔光束轴上强度调控方法同样可以运用到非零阶贝塞尔光束主极大的纵向光强调控中,在此基础上进行了不同类型偏振奇点的生成及其在衍射过程中的动力学研究。与相位奇点类似,偏振奇点即指光场中偏振态无法被确定的点,由Hamilton于1832年在研究菲涅耳晶体光学理论时意外发现^[102]。单色相干矢量光场中存在的偏振奇点类型可以分为C点、L线和V点^[103]。C点是圆偏振态的奇异点,在这一点偏振椭圆的长轴取向是不确定的;L线是线偏振态的奇异线,在这条线上偏振椭圆的手性是不确定的,两者在全庞加莱球矢量场中有明显体现,如图13所示。而V点是局域线偏振矢量光场的奇异点,在这一点偏振椭圆的长轴取向和手性都不确定,例如径向偏振光的中心点^[104]。在已有研究中研究者可通过螺旋相位板^[48]、多光束干涉^[105]、随机矢量波^[106]以及基于SLMs的光场调控方法^[101, 107-108]产生偏振奇点光场,近年来也有诸多关于偏振奇点场衍射、聚焦特性的研究^[107-108]。2021年LIANG Chunjuan等^[101]对两束不同阶贝塞尔光束的主极大进行了均匀纵向强度调控,使两者在整个衍射过程中都能实现可控

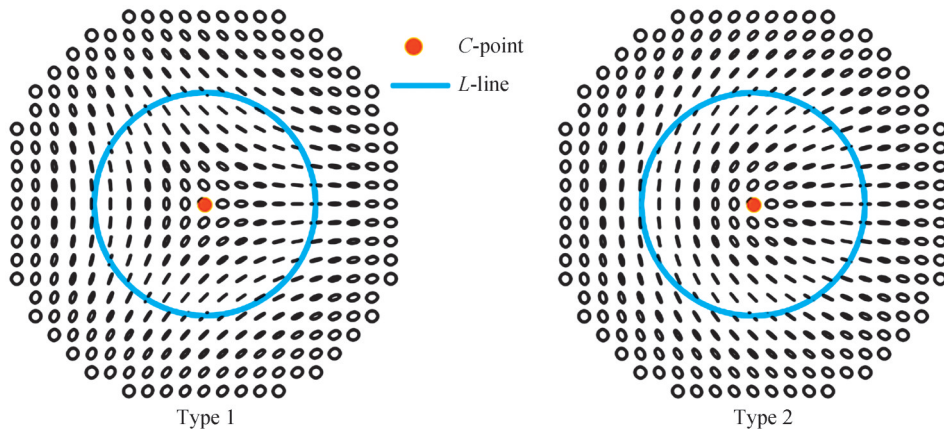


图 13 两类全庞加莱球以及其中的C点和L线^[110]

Fig. 13 Two kinds of full Poincaré beams and C point and L line in these fields^[110]

振幅叠加,生成包含庞加球上所有偏振态的矢量贝塞尔光束,以下简称为贝塞尔-庞加莱光束(Bessel-Poincaré Beams, BPs)。由于偏振奇点位置无法直接确定,研究者基于测量得到的 Stokes 参量计算出 Stokes 相位分布 $\phi_{jk} = \arctan(S_k/S_j)^{[109]}$,由不同类型 Stokes 相位涡旋所在位置从而确定不同类型偏振奇点位置。图 14 是左旋圆偏振零阶贝塞尔光束与右旋圆偏振一阶贝塞尔光束叠加生成 BPB。此光场中心存在一个 ϕ_{12} 型 Stokes 涡旋,与 C 类型偏振奇点对应,在传播中涡旋始终绕光轴进行旋转,同时各存在 2 个 ϕ_{23} 与 ϕ_{31} 型涡旋奇点始终落在 L 线上,在传输过程中距光轴固定距离并绕其进行旋转。这表明此光束中 C 类偏振奇点与 L 线在衍射过程中具有相对稳定的动力学性质。

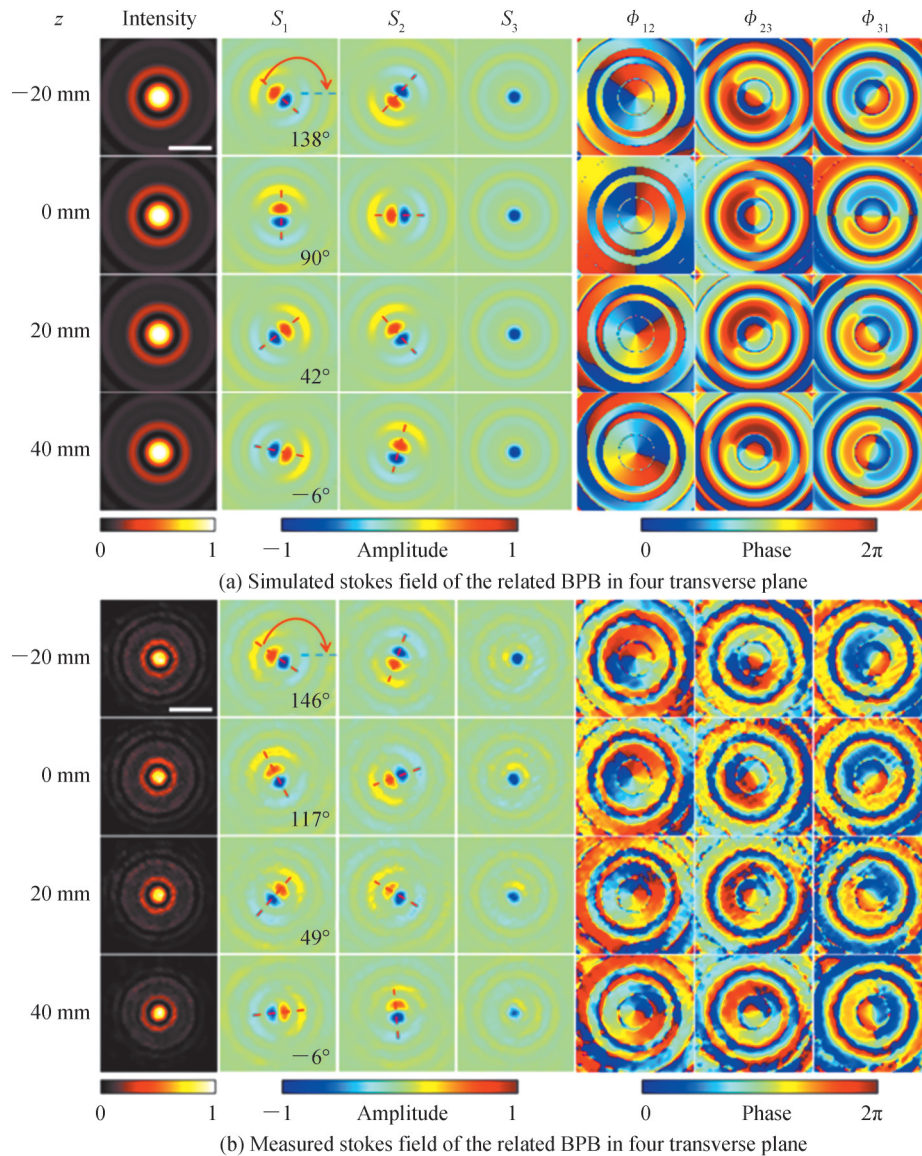


图 14 利用零阶左旋圆偏振贝塞尔光束与 1 阶右旋圆偏振贝塞尔光束叠加生成的 BPB^[101]

Fig. 14 Generation of the BPB synthesized from the combination of the LCP Bessel beam with $m_1=0$ and the RCP Bessel beam with $m_2=1$ ^[101]

3.4 多聚焦平面与焦斑阵列的调控

相较于衍射,光束聚焦在光场调控与相关应用领域中更为普遍。与衍射不同,研究人员对光束聚焦的三维调控一般限定在焦平面前后较小范围内,这与聚焦过程中光场在焦平面上的高度局域性及其在焦平面前后的快速发性质保持一致。最普遍的做法即是基于光栅与透镜因子的傅里叶相移法初步实现将二维平面调控方法向三维空间的拓展。在满足总波矢守恒的条件下,在波矢空间对光场 E_k 附加相位 $-(k_x \Delta x + k_y \Delta y + k_z \Delta z)$ 可实现实空间中光场 E_j 水平方向 Δx 、竖直方向 Δy 、纵向方向 Δz 的平移,即

$$\begin{cases} E_r[(x - \Delta x), (y - \Delta y), (z - \Delta z)] = \mathcal{F} \{ \exp[-i(k_x \Delta x + k_y \Delta y + k_z \Delta z)] E_k \} \\ k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = (2\pi/\lambda)^2 \end{cases} \quad (15)$$

式中, $\mathcal{F}\{\cdot\}$ 表示傅里叶变换, λ 为单色光波长,此变换可对应于近轴条件下的光场聚焦过程。因此基于式(15)的三维空间光场参量的调控即是对已有平面光场分布进行空间移位操作:将若干个独立入射场分布附加不同的相移因子后进行叠加得到总入射场分布,进行衍射或聚焦后在空间中根据不同的相移因子传播到不同位置,将空间不同位置的场分布“拼接”起来,即可得到最后的三维调控结果。典型的调控案例包括全息光镊^[111]、焦斑阵列^[112]、结构光场阵列^[113]等,也有研究人员^[114]将此方法运用到偏振态调控中,初步实现了偏振态的多平面独立调控,具体如图15所示:数字“1、3、4、6”与“2、5”分别出现在焦面前后平面与焦面上,其中数字“1”“3”“5”和“2”“4”“6”分别为竖直、水平线性偏振区域。

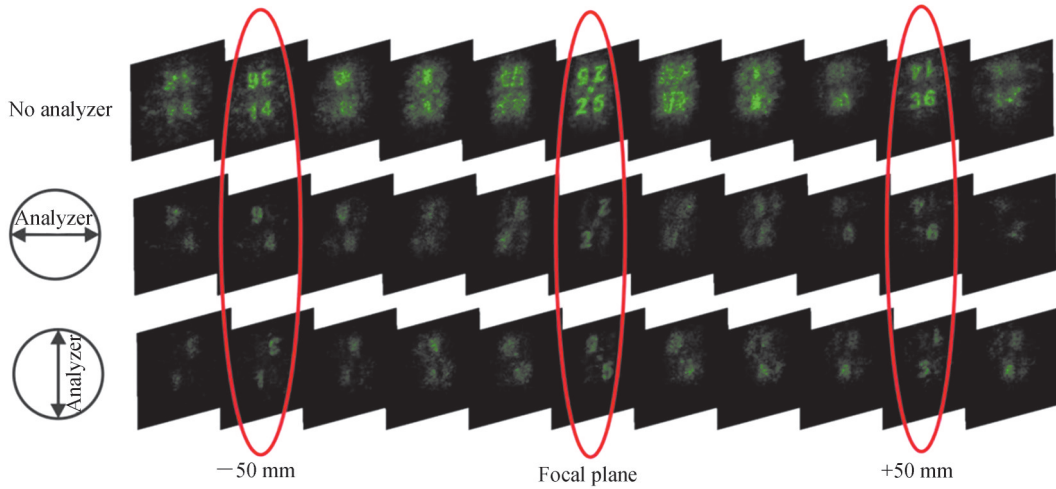


图15 多平面的偏振独立调控的实验结果^[114]

Fig. 15 Experimental results showing independent SoPs' manipulation on multi-planes^[114]

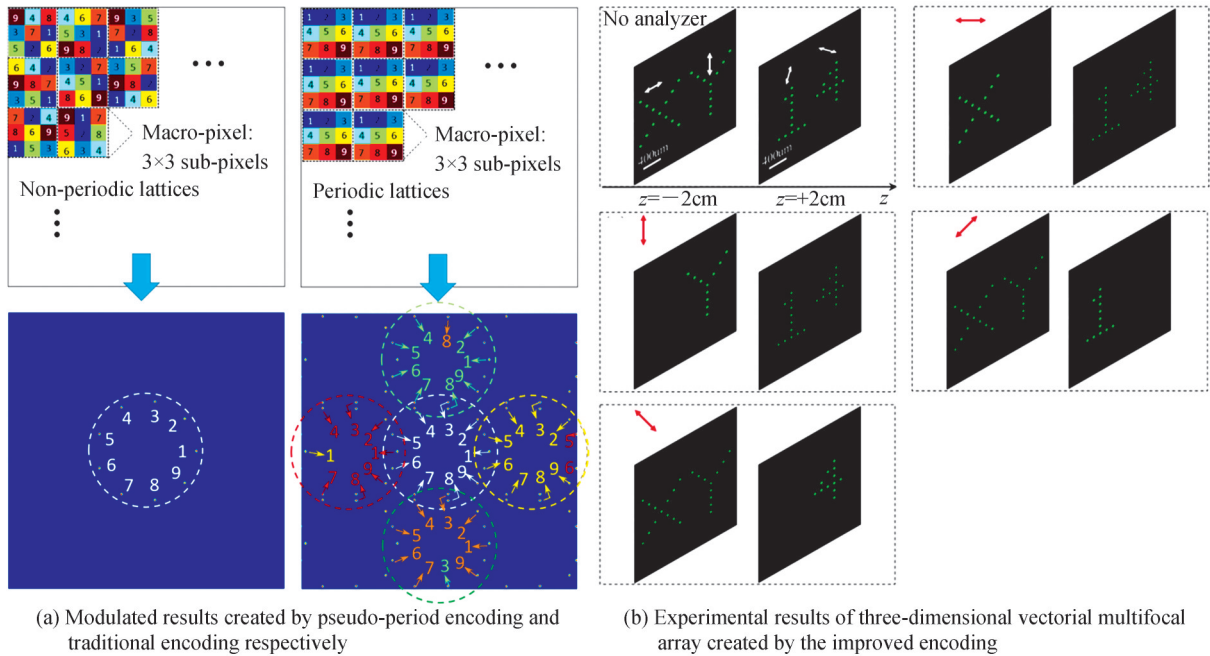


图16 基于伪周期相位调制法的三维矢量焦斑阵列生成^[115]

Fig. 16 The experimental generation of three-dimensional vectorial multifocal arrays created by pseudo-period encoding^[115]

需要注意的是,在基于相移法对多个焦点进行移位操作时可能会出现次生像串扰问题,其本质是由于此方法在入射场中引入了不必要的周期性相位结构。2018年 ZENG Tingting 等^[115]为了解决这一问题提出

了伪周期相位调制法,利用随机函数打乱了入射场的周期性结构,具体调制效果对比与三维矢量焦斑阵列实验结果如图16所示。

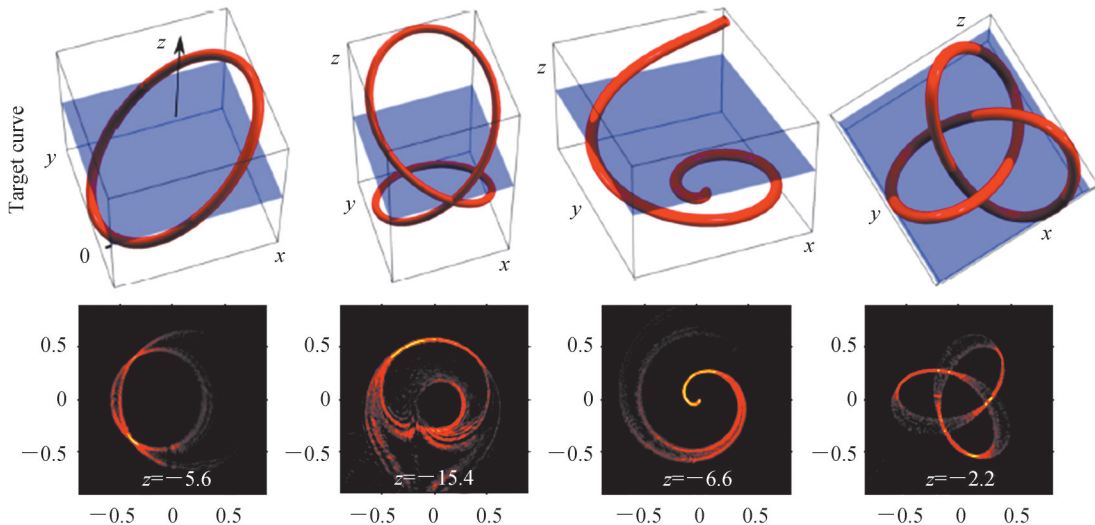
综上,基于傅里叶相移定理的三维调控法即是待调控的三维焦场空间解构为若干个可调控的二维焦平面,对每个平面进行独立设计调控后再进行叠加拼合,但需要注意因平面间距小所带来的各平面相互串扰问题。此外,此方法实际上需要对整个三维焦场空间进行计算,数据量与先前二维平面调控呈指数增加,需要消耗大量计算资源,近年来有已研究人员提出相关算法^[116],能实现对三维空间指定区域内的光场分布进行快速计算。

3.5 非迭代焦线轨迹光束的调控

如果希望光束聚焦后具有特定形态或结构分布,此即涉及焦场整形技术。近年来非迭代的焦场整形方法越来越受到研究人员的重视,大多数方法基于单个平面的傅里叶变换、衍射积分等^[82, 83]基本光学原理,并没有考虑入射场的二维平面分布与焦场的三维体结构的具体对应关系。目前较为成熟的三维非迭代直接光束整形方法的提出需要追溯到2004年ABRAMOCHKIN E G等^[117]研究了能在空间稳定传播的螺旋光束。2013年RODRIGO J A等^[118]在此基础上发展出一套便捷高效的三维曲线结构光束标量整形方案:假设焦场中具有均匀振幅而相位变化的光场沿特定三维曲线轨迹分布,若此轨迹可以用关于 t 的参数方程 $[x_0(t), y_0(t), z_0(t)]$ ^[118, 119]表示,则其对应的二维入射场分布 $E(x, y)$ 可表示为

$$\begin{cases} E(x, y) = \frac{1}{L} \int_0^T \Phi(x, y, t) \varphi(x, y, t) |c'_3(t)| dt \\ |c'_3(t)| = \sqrt{[x'_0(t)]^2 + [y'_0(t)]^2 + [z'_0(t)]^2} \\ \Phi(x, y, t) = \exp\left(i \frac{yx_0(t) - xy_0(t)}{\omega_0^2} + i \frac{\sigma}{\omega_0^2} \int_0^t [x_0(\tau)y'_0(\tau) - y_0(\tau)x'_0(\tau)] d\tau\right) \\ \varphi(x, y, t) = \exp\left(i\pi \frac{[x - x_0(t)]^2 + [y - y_0(t)]^2}{\lambda f^2} z_0(t)\right) \end{cases} \quad (16)$$

式中, $t \in [0, T]$, L 表示焦场中曲线轨迹总长度, ω_0 为光束束腰, σ 与相位拓扑荷呈线性关系。部分典型的三维相位曲线调控结果如图17所示,式(16)实现的焦场整形的原理可以简单理解为焦点“画笔”在焦场空间按设定曲线轨迹逐点进行描绘且同步进行相位累积。值得一提的是,此方法生成获得的焦线光场有类似与完美涡旋^[120]的性质,焦场尺寸与其具有的相位拓扑荷数无关,即固定尺寸的焦场可以携带不同的OAM,运用到光镊实验中可实现在相同轨迹上捕获并驱动微粒按照不同速率运动^[36]。2017年,CHANG Chenliang等^[37]基于上述方法对左、右旋圆偏振分量进行三维设计调控,使两者具有相同曲线结构但不同的相位分布,再根据式(5)完成合束叠加后生成沿三维焦线轨迹变化的焦线矢量场,典型实验结果如图18所示,研究人员生成了一个二维圆环与三维阿基米德螺线嵌套分布的矢量结构焦线场,其上呈局域线偏振分布。



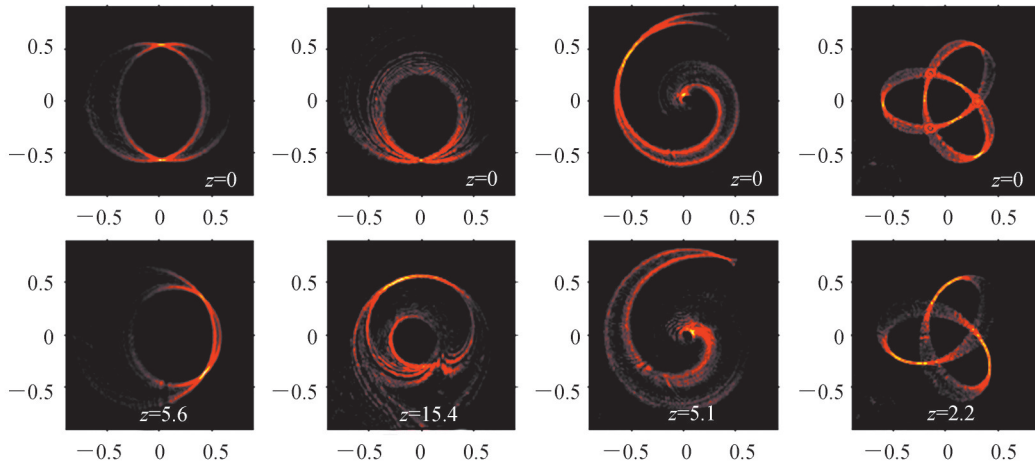


图 17 基于标量光束整形技术的四种特殊三维焦线生成模拟结果^[118]
 Fig. 17 Simulation of generating four typical 3D curves based on the scalar beam-shaping technique^[118]

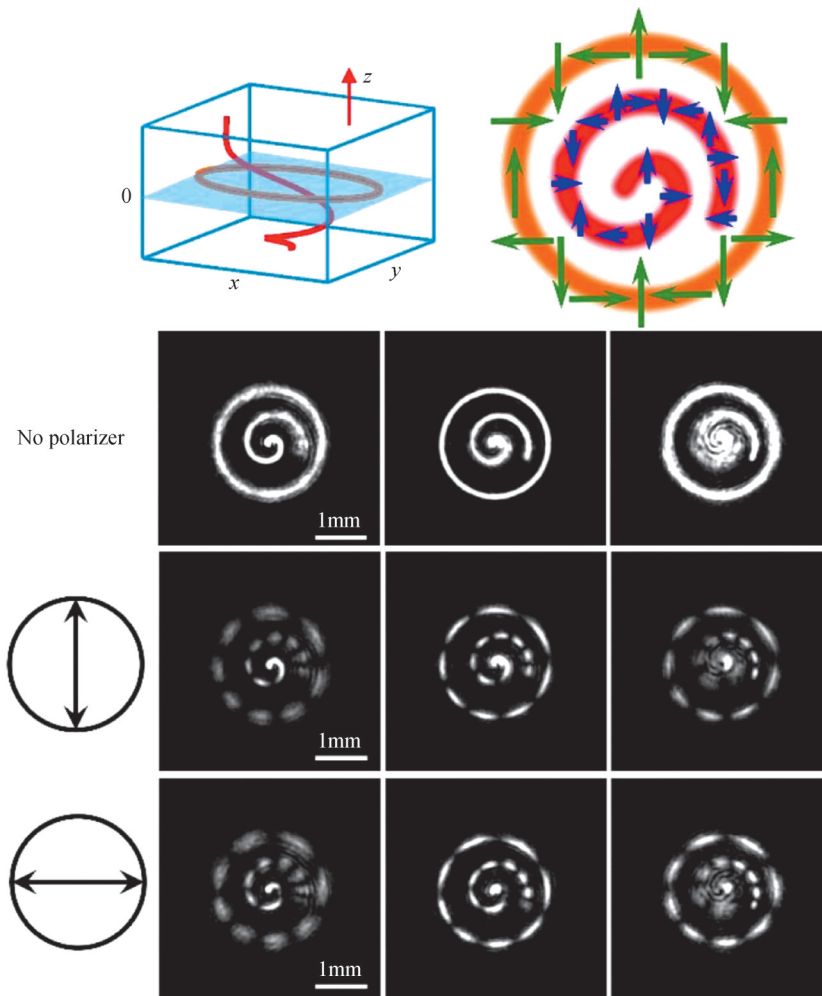


图 18 实验生成的由二维圆环与三维阿基米德螺旋线组成的三维局域线偏振矢量场^[37]
 Fig. 18 An experimentally generated 3D VOF consisting of a 2D ring curve and a 3D Archimedean curve with continuously varying locally linear SoPs^[37]

实际上基于式(16)的三维焦线复振幅调控方法存在一定局限性:首先沿曲线分布的焦场光强无法改变;其次曲线上某一位置处的相位大小与该位置的方位角线性相关,这会造成曲线上相位梯度大小不同,例如阿基米德螺旋线的内圈相位梯度大于外圈,同时方向也无法保证沿曲线的切向。上述两个因素将对沿曲线

的偏振态调控产生影响:一方面左、右旋圆偏振基矢的相对振幅始终保持一致;另一方面对两者的相位分布也未能实现完全自由控制。2018年 RODRIGO J A 等^[121]选择水平、竖直线偏振正交基矢进行叠加生成了局部具有椭圆偏振态的杂化偏振态曲线焦场,实验结果如图 19 所示,但同样回避了上述问题。2016年上述研究者在进行此类光场的能流计算时已发现此局限性,对式(16)进行了部分修正以实现局部相位分布的自由调控^[119],但仍没有解决变化振幅调控问题。2021年 YUAN Zheng 等^[122]通过引入独立的振幅调控函数 $\alpha(t)$ 与相位调控函数 $\phi(t)$ 彻底解决了上述问题,最终实现了三维曲线轨迹焦场振幅、相位的独立调控。修正后的式(16)表示为

$$\begin{cases} E(x, y) = \int_0^T g(t) \psi(x, y, t) \varphi(x, y, t) dt \\ g(t) = \alpha(t) \exp[i\phi(t)] \sqrt{[x'_0(t)]^2 + [y'_0(t)]^2 + [z'_0(t)]^2} \\ \psi(x, y, t) = \exp\left[-i \frac{xy_0(t) + yx_0(t)}{\omega_0^2}\right] \\ \varphi(x, y, t) = \exp\left[i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda f^2} z_0(t)\right] \end{cases} \quad (17)$$

其中当相位调控函数 $\phi(t) = 2\pi m \int_0^t |c'_3(\tau)| d\tau / \int_0^T |c'_3(\tau)| d\tau$ (m 为相位拓扑数) 时,焦场相位将沿曲线轨迹均匀变化。研究人员利用此方法可以在特定曲线轨迹上实现庞加莱球上的所有偏振态,即生成一种新型的曲线庞加莱光束(Curvilinear Poincaré Vector Beams, CPVBs)。有趣的是,当研究人员将此曲线的实际空间位置坐标信息与 Stokes 参量空间的位置坐标信息进行一一对应,即满足

$$\begin{cases} \tan 2\phi = y_0(t)/x_0(t) \\ \sin 2\chi = z_0(t) \end{cases} \quad (18)$$

此时生成的三维焦场曲线将“缠绕”在庞加莱球上,典型的环绕庞加莱球面的双倾斜圆环交叉结构结果如图 20 所示:根据空间解析几何,图中两个圆环所在平面的法向量分别为 $\mathbf{n}_1 = [0, \cos(\pi/4), \sin(\pi/4)]^T$ 和 $\mathbf{n}_2 = [0, \cos(3\pi/4), \sin(3\pi/4)]^T$,其上各处的偏振态与庞加莱球上对应点的偏振态一致。这种一致性使得抽象 Stokes 参量空间中的庞加莱球偏振态表征在实际三维空间得到了很好复现,便于研究者对偏振态与庞加莱球的对应关系进行理解研究。

以上对沿三维焦线轨迹的偏振调控都需要对正交偏振分量分别进行调控。如果研究者想在单次调控

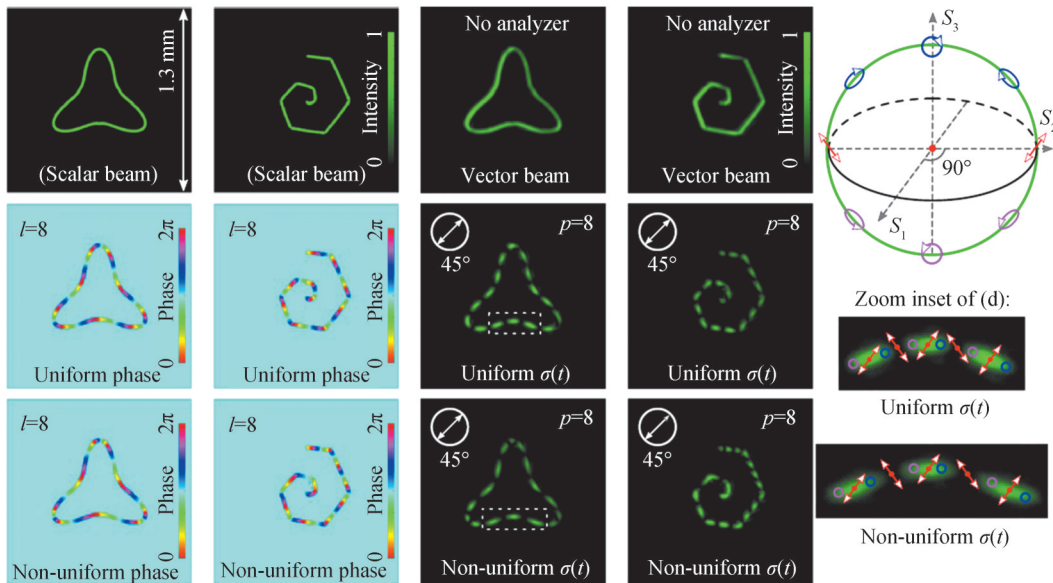


图 19 沿轨迹线变化的杂化偏振态矢量焦线^[121]

Fig. 19 Experimentally generated vectorial focusing curves with continuously varying hybrid SoPs^[121]

下就生成矢量场,则需要借助PC等特殊光学元件完成矢量化操作。2019年LIANG Yansheng等^[54]将一束水平偏振的 m 阶贝塞尔水平光束入射旋向PC后得到一个特殊矢量双环完美涡旋结构;2021年WANG Zhuang等^[123]发现这种矢量化过程中伴随着的“分裂”特性具有普遍性,将其推广到三维焦线光场中,提出了一类新型矢量光束——孪生曲线涡旋光束(Twin Curvilinear Vortex Beams, TCVBs),具体实验装置与部分实验结果如图21所示。需要说明的是图21(a)中的红色示意光束仅表示用于干涉测量的参考光束,没有参与TCVBs的生成。这类新型光束携带OAM,两条曲线形成“暗区”,暗区宽度受相位拓扑荷数和所用PC阶数影响,将为光学微操纵中捕获并驱动低折射率粒子提供了新的手段^[124-125]。

除了进行振幅、相位、偏振三个基本参量的调控,基于此焦线轨迹光束整形方法,同样可以对相位奇点与V型偏振奇点阵列进行设计调控。理论上相位奇点(拓扑值 m)与V型偏振奇点(绕数值 l)可以分别通过

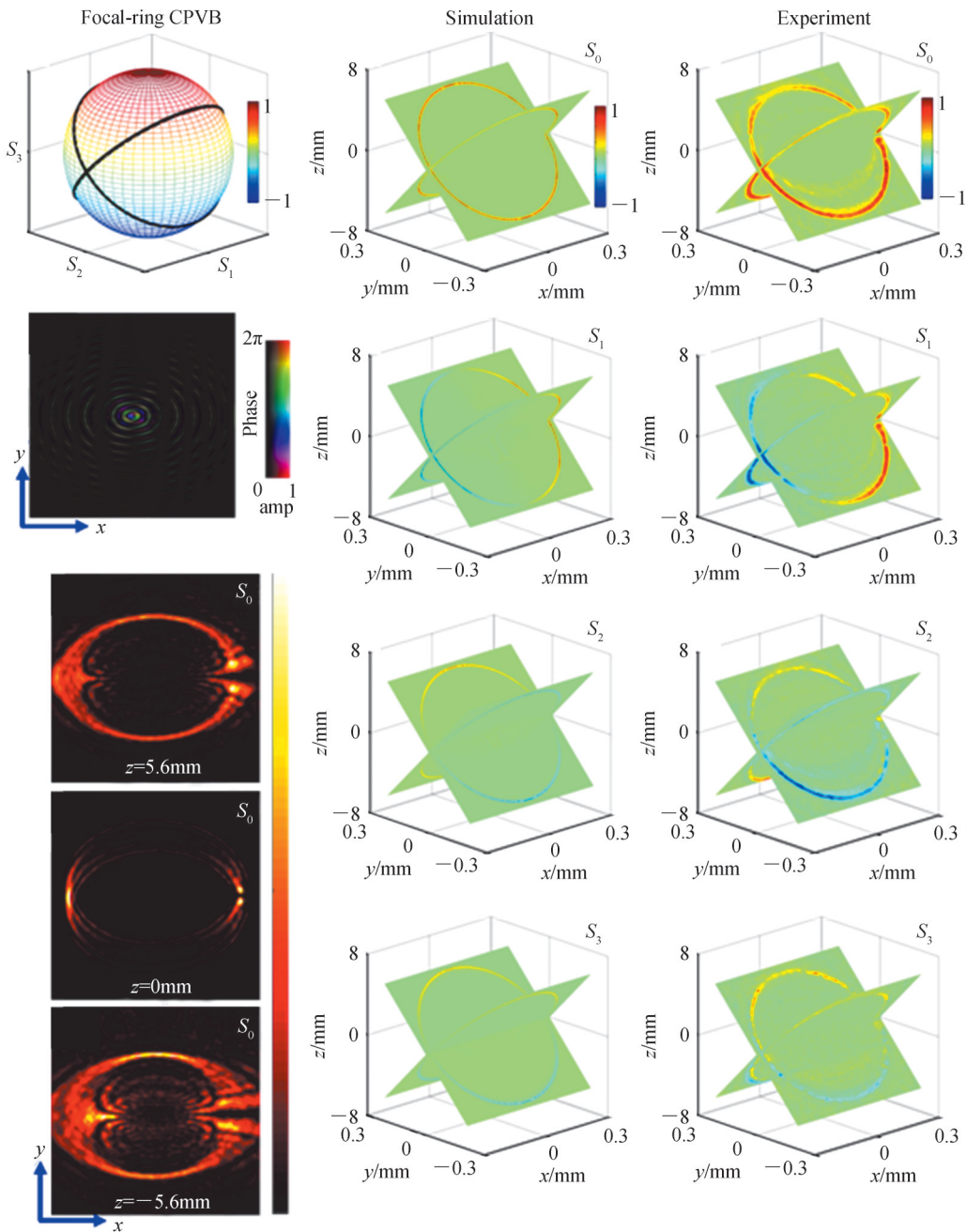
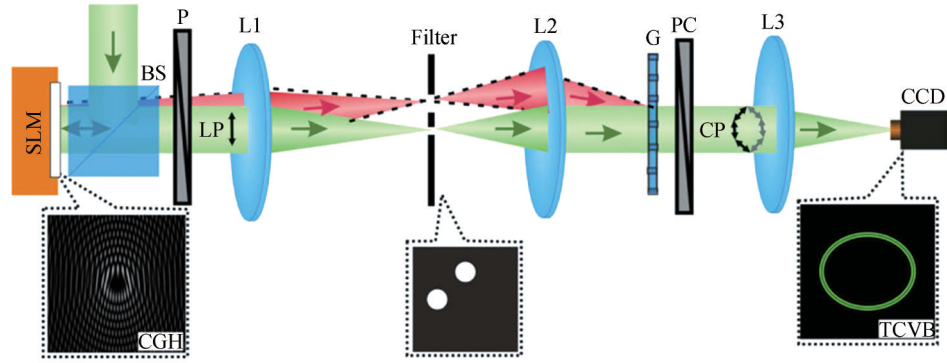
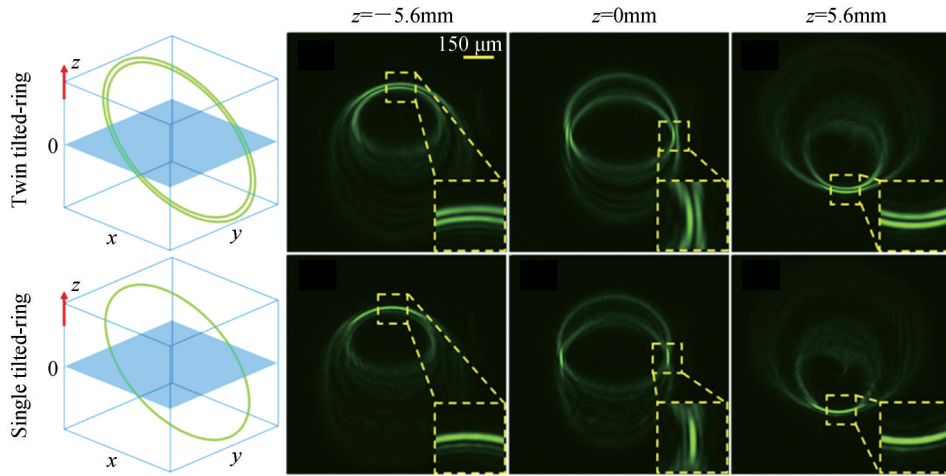


图 20 焦场空间中双倾斜圆环交叉分布三维CPVB的模拟计算与实验结果^[122]

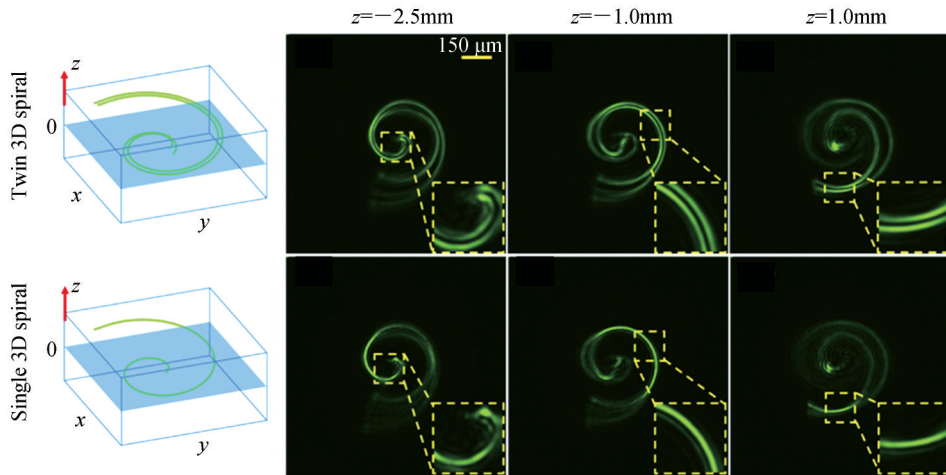
Fig. 20 Simulation and experimental results of the 3D CPVB consisting of double tilt-ring-shaped trajectories in the focal space^[122]



(a) Schematic of the optical setup to generate TCVBs



(b) The comparison with experimental results between single tilted-ring and twin rings



(c) The comparison with experimental results between single 3D spiral and twin 3D spirals

图 21 两种三维 TCVBs 的实验结果^[123]

Fig. 21 Experimental results of two generated 3D TCVBs^[123]

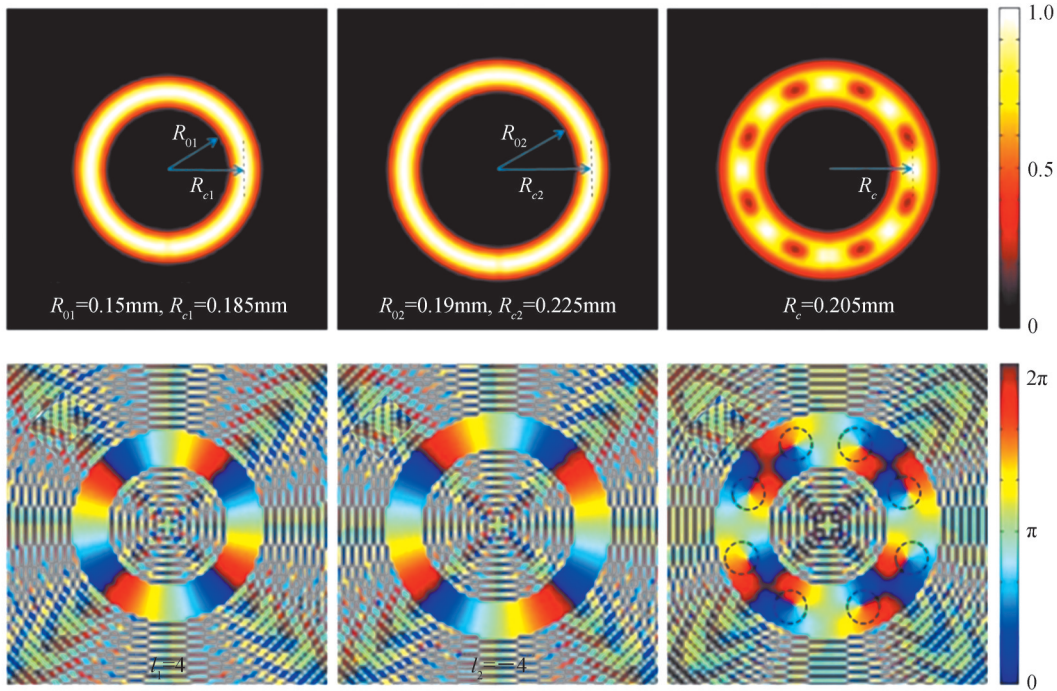
将普通相位梯度与 Stokes 涡旋相位梯度的沿闭合路径 c 绕该点进行积分得到^[126-127], 即

$$\begin{cases} m = \frac{1}{2\pi} \oint_c \nabla \varphi \cdot dc \\ 2l = \frac{1}{2\pi} \oint_c \nabla [\arg(S_1 + iS_2)] \cdot dc \end{cases} \quad (19)$$

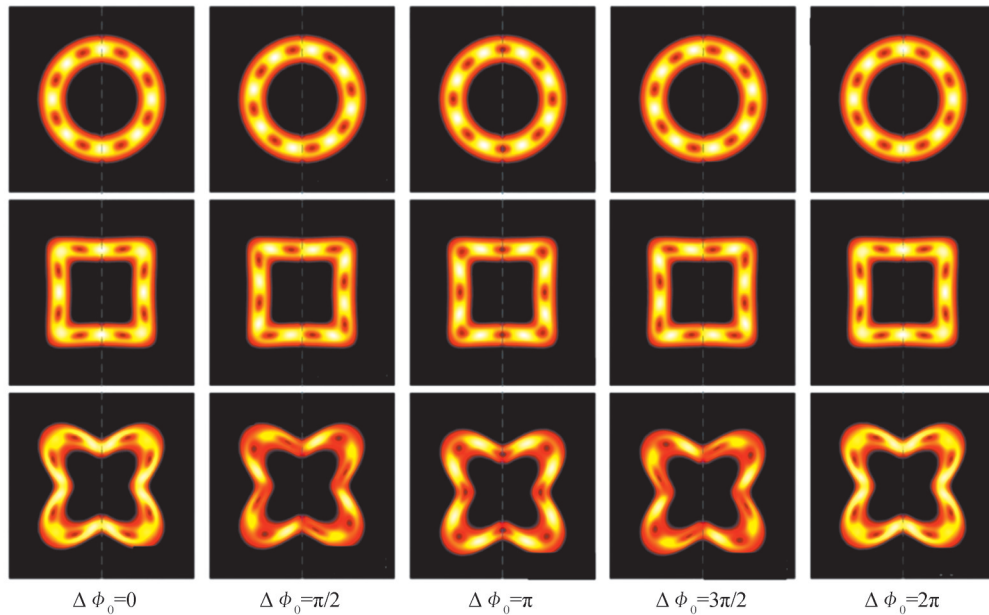
式(19)表明相位奇点或 V 型偏振奇点存在的必要条件为该点附近区域应当具有光场分布。2018 年, LI Lin 等^[128]将多个相同形状但尺寸不同的焦线光场所对应的 CGHs 按一定权重进行叠加, 获得了具有一定高斯线宽的曲线轨迹光束, 具体过程可表述为

$$\begin{cases} H(x, y) = \sum_i^n A_i \cdot H_{R_i}(x, y) & (i = 1, \dots, n) \\ R_i = R_0 + \Delta d \cdot (i - 1) \end{cases} \quad (20)$$

式中, $H_{R_i}(x, y)$ 表示根据式(17)以轨迹结构参数 R_i 计算得到的计算全息图, 权重系数 A_i 随叠加次数呈高斯变化, 即保证最终光束横截面呈高斯分布。这时再将两束“拓宽”的带有相反涡旋相位的线偏振光束部分叠加则可产生相位奇点。具体叠加原理与相位奇点阵列调控结果如图 22 所示: 相位奇点可按不同曲线轨迹均匀分布排列, 通过调控两者之间的初相位差可以调控相位奇点的位置。根据式(19)计算可得所有相位奇点的拓扑荷始数终为 1。



(a) Reconstructed result of the 2D ring curve in the focal plane by simulation



(b) Simulation results of the different generated curvilinear arranged optical vortex array with different initial phase shifts

图 22 按曲线排布的相位涡旋阵列生成^[128]
Fig. 22 Generation of curvilinear arranged optical vortex arrays^[128]

随后在2019年CHANG Chenliang等^[129]生成了沿曲线排列的矢量V型偏振奇点阵列,按不同曲线轨迹排布的调控结果如图23所示,研究人员通过控制参数 α 实现特定轨迹上非均匀V型偏振奇点分布,此参数与单个局域线偏振矢量光束局部的偏振态变化率相关。曲线排布阵列中每个V型偏振奇点的绕数值同样可根据式(19)计算得出。

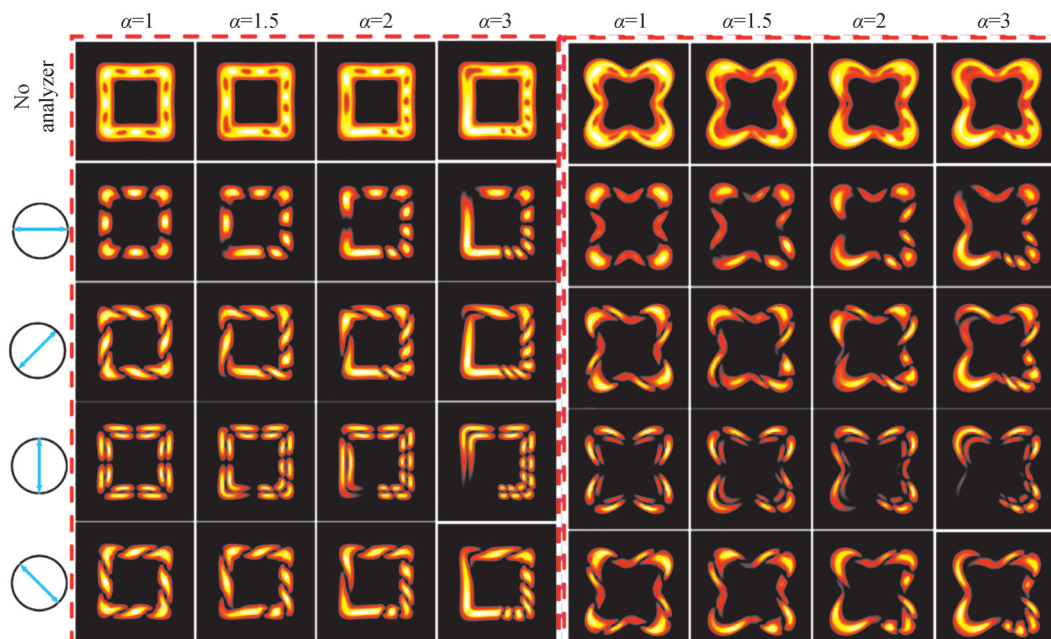


图23 沿正方形与四叶形轨迹生成曲线V型偏振奇点阵列的模拟结果^[129]

Fig. 23 Simulations of generating curvilinear V-type polarization singularity arrays along square and quatrefoil trajectories^[129]

4 典型应用与展望

相较于传统二维光场,三维多模态矢量光场包含了完整的振幅、相位与偏振三个基本参量的空间模式信息,能更真实、清晰地反映矢量场在相关领域的作用原理与作用过程,为实际运用提供了更高的调控维度与更多的调控自由度,这将为其在各应用领域中得到更为广泛、深入的运用起到至关重要的作用。以光学微操纵领域为例,1970年ASHKIN A^[130]首次提出光镊这一概念,最早研究者利用高斯光束聚焦后的高强度梯度光阱实现对粒子的稳定俘获^[130];之后研究者发现具有OAM的涡旋光束聚焦场将驱动粒子转动^[131, 132];接着研究人员利用L-G光束^[133]、Bessel光束^[134]等具有稳定传播性质的光束进行了三维空间多粒子同时捕获;2008年研究人员正式提出相位梯度力的概念^[135],后续研究人员运用不同类型的三维结构焦场^[136-138]对微粒在三维空间中的位置与运动状态进行更多样化操控。为进一步丰富了光镊领域的研究内容与操纵对象,研究人员进一步引入偏振态模式调控:2010年WANG Xilin等^[69]发现具有偏振旋度的柱对称入射矢量场在紧聚焦条件下将诱导一种新型OAM;2012年LI Xiangping等^[139]发现紧聚焦条件下将不同比重的径向、旋向矢量场进行叠加可生成任意三维空间取向的线偏振态,进而对金纳米棒的取向进行调控,如图24所示;2013年BRZOBOHATY O等^[140]提出通过两束不同传播方向两光束的干涉可实现对微粒的“牵引”或“推动”,此轴上粒子沿纵向受到的是牵引力还是推动力由两光束的偏振态是s线偏振还是p线偏振决定,2014年SHVEDOV V等^[141]利用径向、旋向偏振光聚焦“牵引”了尺寸在十微米量级的空心玻璃球进行光镊实验,如图25所示。2014年CHEN Hao等^[27]利用了矢量涡旋光束在紧聚焦条件下轨道、自旋角动量的相互转化与重新分布,在光镊实验中实现了同时对不同性质微粒(聚苯乙烯非极性微粒与液晶极性微粒)分别进行不同类型操纵,如图26所示。

以上内容体现了对矢量光场纵向调控维度的拓展与参量调控模式的扩充同时推动了光镊技术的发展。这种推动作用在显微成像^[142]、非线性光学^[143]、光通信^[144]及其他领域的发展进程中也都有充分体现,在此就不一一列举了。

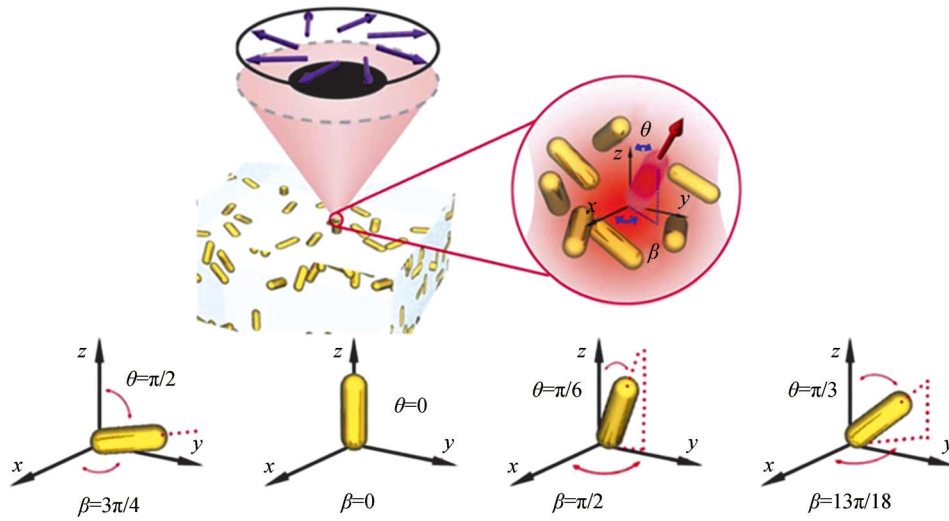
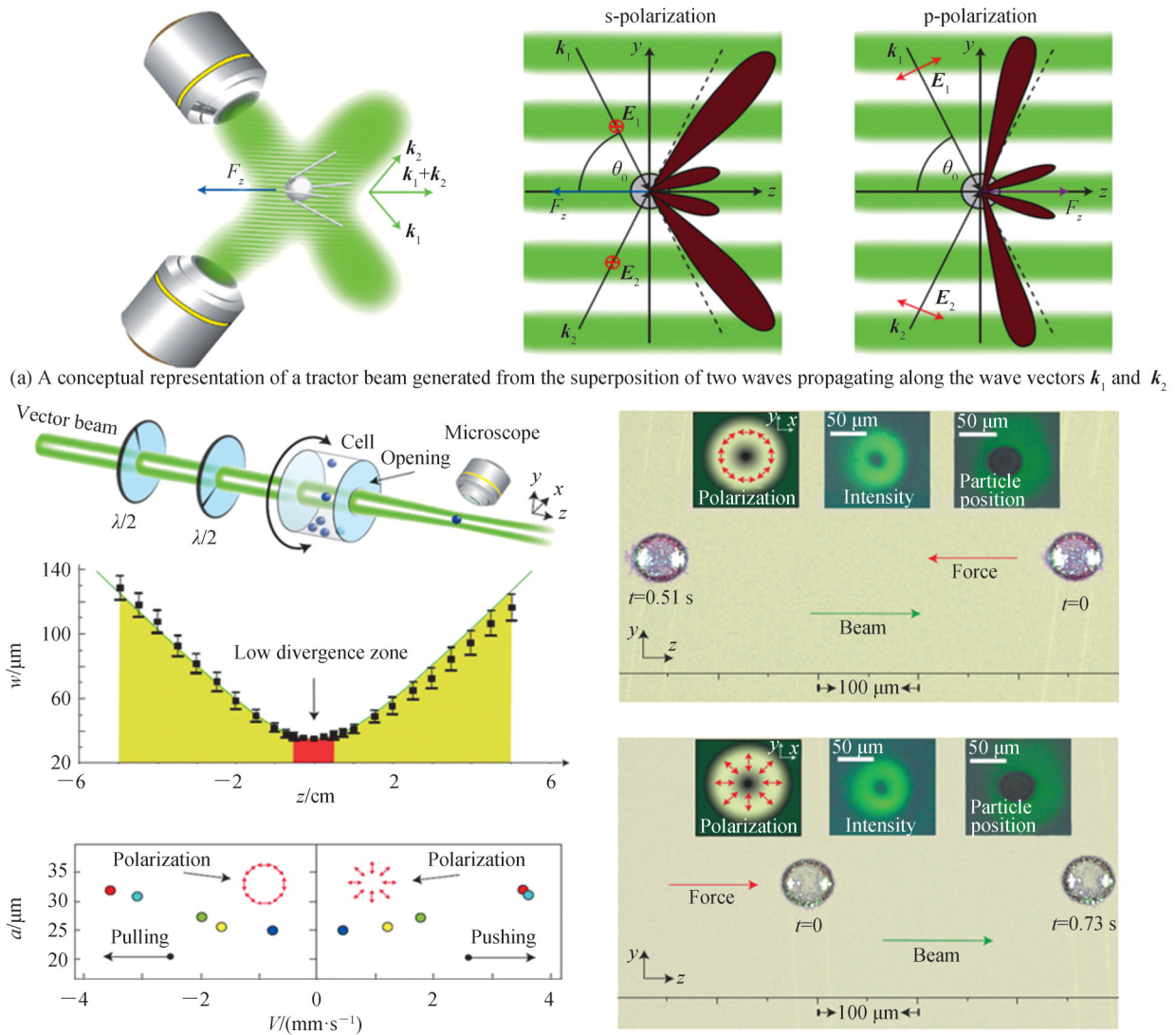


图 24 三维空间中任意线偏振态与随机排列金纳米棒相互作用示意图^[139]
 Fig. 24 Schematic illustrations of arbitrary 3D linear SoPs interacting with randomly aligned gold nanorods^[139]



(b) A long-range polarization-controlled optical tractor beam

图 25 利用牵引光束进行光镊实验^[140, 141]
 Fig. 25 An optical trapping with tractor beams^[140, 141]

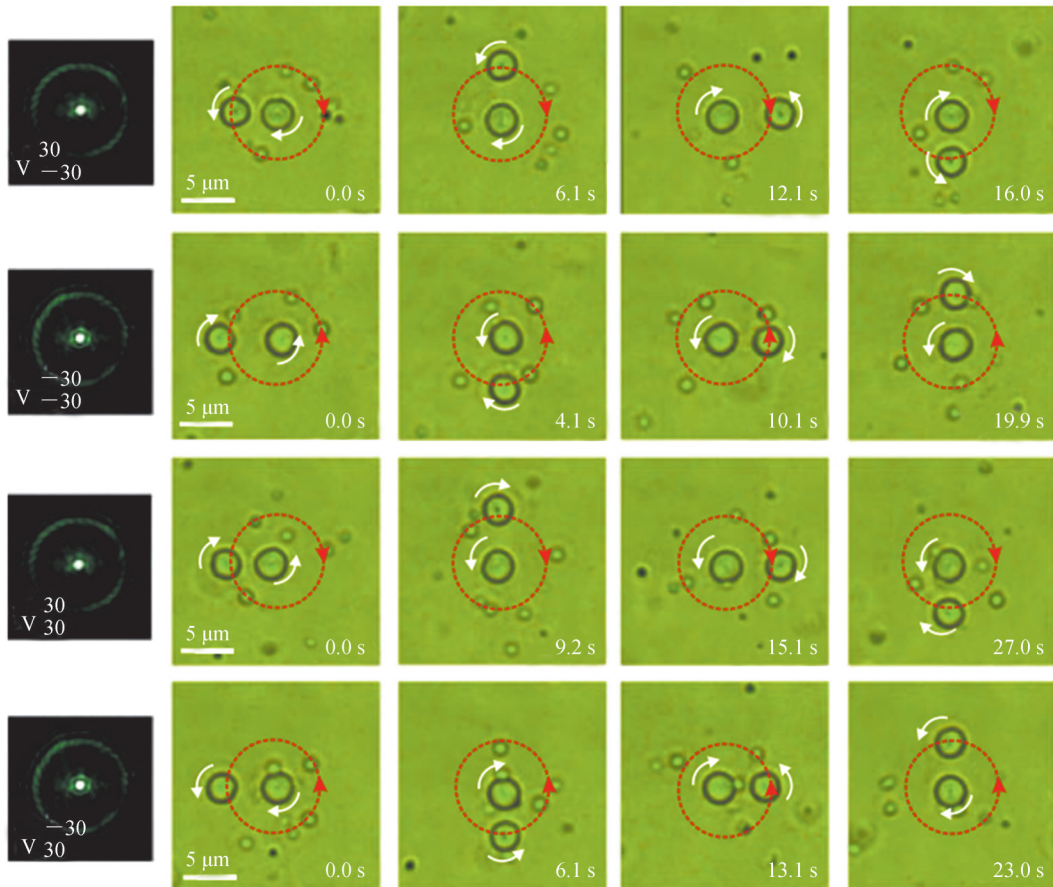


图 26 利用紧聚焦条件下矢量涡旋光束进行的光镊实验^[27]

Fig. 26 Optical tweezer experiments based on vectorial vortex beams under tight focusing^[27]

在多模态矢量光场的三维分析与调控的后续研究中,可进一步完善分析方法,丰富调控手段。注意特殊标量光束矢量化过程中传播特性的“继承”与改变情况,充分发挥超表面对光场的亚波长尺度调控特性,实现更小尺度上的三维多模态矢量场调控,同时需要对具有拓扑不变性的矢量光场保持关注。所谓拓扑不

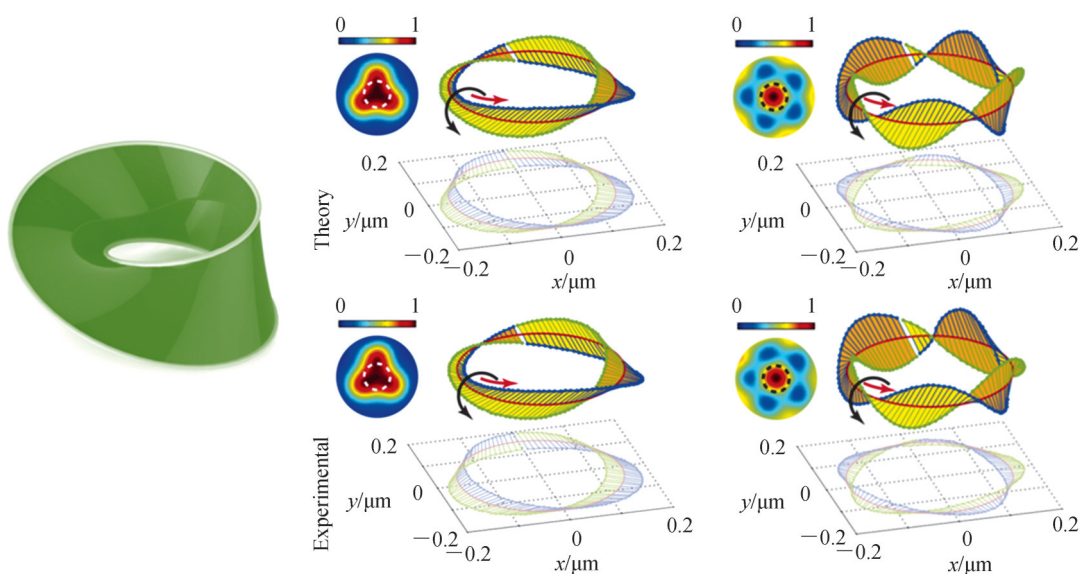


图 27 莫比乌斯带和在紧聚焦条件下不同拓扑数的偏振奇点导致形成的莫比乌斯带拓扑结构^[145]

Fig. 27 A Möbius strip and polarization topology Möbius-strip structures caused by polarization singularities with different singularity under tight focusing^[145]

变性或拓扑等价性,具体指在拓扑学中几何图形或物体进行空间连续变换后依然保持不变的性质,研究者们在研究时只需考虑对象之间的拓扑关系,而忽略它们的实际形状和大小。例如莫比乌斯带(Möbius strip)即是经典拓扑结构,其只有一条边和一个面,呈现特殊的空间分布。2015年BAUER T等^[145]首次在庞加莱光束的紧聚焦实验中观察到:由于电场纵向分量的产生,焦场空间中偏振椭圆主轴从焦平面开始扭曲,最终形成莫比乌斯带轨迹,如图27所示,这一结果当时备受关注。除此以外,2018年,LAROCQUE H等^[108]首次在实验上利用SLMs构建了另一类典型拓扑结构光场——“偏振结”,相关结果图28所示。

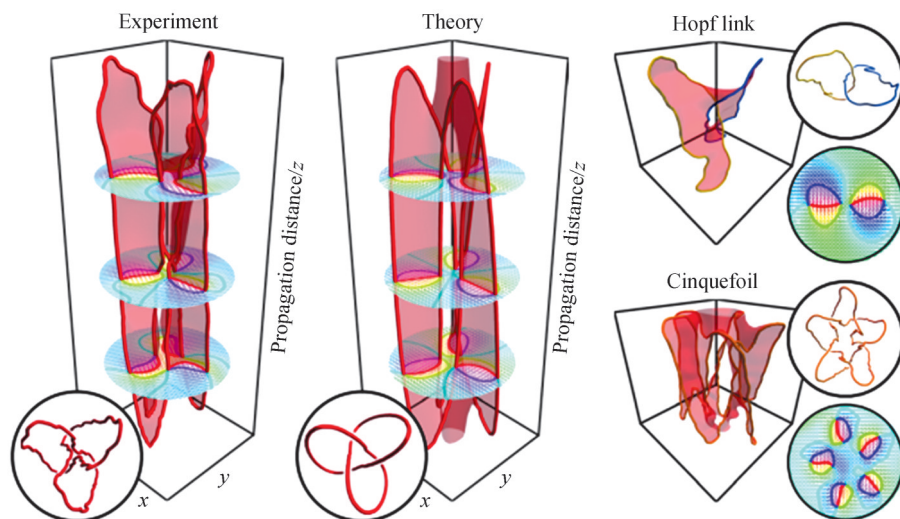


图28 基于环面结构表征的偏振结拓扑性质^[108]

Fig. 28 Topological traits of optical polarization knots characterized by their torus structures^[108]

在上述两个研究中初步实现了矢量场拓扑性质的初步观察与调控,而其它类型的具有拓扑性质的矢量场有待进一步发现与研究。对光场拓扑性质的深入研究将有助于研究者建立不同类型矢量光场间的内在联系,同时启发研究者从新的角度进行多模态矢量场的设计与调控。

5 结论

随着对矢量光场的深入研究,研究人员发现传统矢量光场的调控方案仅针对单一偏振参量在二维平面上的模式进行调控,且调制效率较低,无法满足需求。近年来研究者们一方面优化矢量场生成方案,另一方面对矢量光场在三维空间中的结构设计、参量调控与传播特性等方面进行了系统研究,生成了多种三维多模态矢量光场。本文回顾了近年来若干改良的高效化、紧凑化矢量场生成方案以及利用超表面的亚波长尺度矢量场生成方案,介绍了三种可应用于矢量场衍射、聚焦过程中的光场构型与参量的多模态调控方案,对每一种调控方案进行了相应的原理分析与具体生成应用举例。可以看到,从二维平面到三维体空间的空域维度拓展,能进一步发挥多模态矢量光场调控的灵活性和可塑性优势。相关理论与实验陆续证实具有三维结构分布的多模态矢量光场在焦场调控、光学微操纵、光学微加工和光信息传输等领域具有更好的应用效果与更广的适用范围。随着相关模式设计、分析与调控方案的不断更新与完善,研究者可根据自身需要生成特定的三维多模态矢量光场,这些新型三维矢量光场将在光学超衍射极限、量子光学与量子信息、光学超分辨成像、光通信、光与材料和微结构相互作用等领域具有展现出良好应用潜力。

参考文献

- [1] SNITZER E. Cylindrical dielectric waveguide modes[J]. Journal of the Optical Society of America, 1961, 51(5): 491-498.
- [2] POHL D. Operation of a ruby-laser in purely transverse electric mode te₀₁[J]. Applied Physics Letters, 1972, 20(7): 266-267.
- [3] MUSHIAKE Y, NAKAJIMA N, MATSUMUR K. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation [J]. Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1972, 60(9): 1107-1109.
- [4] MARHIC M, GARMIRE E. Low-order te_{0q} operation of a co₂-laser for transmission through circular metallic waveguides[J]. Applied Physics Letters, 1981, 38(10): 743-745.

- [5] TIDWELL S C, FORD D H, KIMURA W D. Generating radially polarized beams interferometrically[J]. *Applied Optics*, 1990, 29(15): 2234-2239.
- [6] TIDWELL S C, KIM G H, KIMURA W D. Efficient radially polarized laser-beam generation with a double interferometer [J]. *Applied Optics*, 1993, 32(27): 5222-5229.
- [7] JORDAN R H, HALL D G. Free-space azimuthal paraxial wave-equation - the azimuthal bessel-gauss beam solution[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(7): 427-429.
- [8] HALL D G. Vector-beam solutions of maxwell's wave equation[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(1): 9-11.
- [9] YOUNGWORTH K S, BROWN T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, 7(2): 77-87.
- [10] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems .2. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [11] VOLPE G, PETROV D. Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by laguerre-gaussian beams [J]. *Optics Communications*, 2004, 237(1-3): 89-95.
- [12] NIZIEV V G, CHANG R S, NESTEROV A V. Generation of inhomogeneously polarized laser beams by use of a sagnac interferometer[J]. *Applied Optics*, 2006, 45(33): 8393-8399.
- [13] MACHAVARIANI G, LUMER Y, MOSHE I, et al. Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams[J]. *Optics Communications*, 2008, 281(4): 732-738.
- [14] WANG Xilin, LI Yongnan, CHEN Jing, et al. A new type of vector fields with hybrid states of polarization[J]. *Optics Express*, 2010, 18(10): 10786-10795.
- [15] WANG Xilin, GU Bing, CHEN Jing, et al. Vector fields with hybrid states of polarization and their orbital angular momentum[C]. *Conference on Optical Trapping and Optical Micromanipulation VIII*, San Diego, CA, 2011.
- [16] GABRIEL C, AIELLO A, ZHONG W, et al. Entangling different degrees of freedom by quadrature squeezing cylindrically polarized modes[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(6): 060502.
- [17] VARIN C, PICHE M. Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity tm₀₁ laser beams[J]. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 2002, 74 S83-S88.
- [18] NOVOTNY L, BEVERSLUIS M R, YOUNGWORTH K S, et al. Longitudinal field modes probed by single molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(23): 5251-5254.
- [19] CIATTONI A, CROSIGNANI B, DI PORTO P, et al. Azimuthally polarized spatial dark solitons: Exact solutions of maxwell's equations in a kerr medium[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(7): 073902.
- [20] MEIER M, ROMANO V, FEURER T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation [J]. *Applied Physics a-Materials Science & Processing*, 2007, 86(3): 329-334.
- [21] LOU Kai, QIAN Shengxia, WANG Xilin, et al. Two-dimensional microstructures induced by femtosecond vector light fields on silicon[J]. *Optics Express*, 2012, 20(1): 120-127.
- [22] KAWAUCHI Hikaru, YONEZAWA Kazuhiro, KOZAWA Yuichi, et al. Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(13): 1839-1841.
- [23] ZHAN Q W. Trapping metallic rayleigh particles with radial polarization[J]. *Optics Express*, 2004, 12(15): 3377-3382.
- [24] ZHANG Jin, YU Xiaoyan, CHEN Yuqing, et al. Generation and manipulation of the circular airy vector beams by dielectric metasurface [C]. *14th National Conference on Laser Technology and Optoelectronics (LTO)*, Shanghai, PEOPLES R CHINA, 2019.
- [25] BANDRES M A, GUTIERREZ-VEGA J C. Vector helmholtz-gauss and vector laplace-gauss beams [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(16): 2155-2157.
- [26] LIU Zhenxing, LIU Yuanyuan, KE Yougang, et al. Generation of arbitrary vector vortex beams on hybrid-order poincare sphere[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(1): 15-21.
- [27] CHEN Hao, YU Zhongliang, HAO Jingjing, et al. Separation of spin angular momentum in space-variant linearly polarized beam[J]. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 2014, 114(3): 355-359.
- [28] BOUCHAL Z, OLIVIK M. Non-diffractive vector bessel beams[J]. *Journal of Modern Optics*, 1995, 42(8): 1555-1566.
- [29] CHAFIQ A, HRICHA Z, BELAFHAL A. Propagation properties of vector mathieu-gauss beams [J]. *Optics Communications*, 2007, 275(1): 165-169.
- [30] CHENG Wen, HAUS J W, ZHAN Qiwen Propagation of vector vortex beams through a turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2009, 17(20): 17829-17836.

- [31] HUANG Kun, SHI Peng, CAO G W, et al. Vector-vortex bessel-gauss beams and their tightly focusing properties[J]. Optics Letters, 2011, 36(6): 888-890.
- [32] MILIONE G, THIEN A N, LEACH J, et al. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication[J]. Optics Letters, 2015, 40(21): 4887-4890.
- [33] HAN Wei, YANG Yanfang, CHENG Wen, et al. Vectorial optical field generator for the creation of arbitrarily complex fields[J]. Optics Express, 2013, 21(18): 20692-20706.
- [34] CHEN Zhaozhong, ZENG Tingting, QIAN Binjie, et al. Complete shaping of optical vector beams[J]. Optics Express, 2015, 23(14): 17701-17710.
- [35] LIU Sheng, QI Shuxia, ZHANG Yi, et al. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude[J]. Photonics Research, 2018, 6(4): 228-233.
- [36] RODRIGO J A, ALIEVA T. Light shaping along 3d curves and particle manipulation[C]. Conference on Complex Light and Optical Forces IX, San Francisco, CA, 2015.
- [37] CHANG Chenliang, GAO Yuan, XIA Jianpei, et al. Shaping of optical vector beams in three dimensions[J]. Optics Letters, 2017, 42(19): 3884-3887.
- [38] LI Peng, WU Dongjing, LIU Sheng, et al. Three-dimensional modulations on the states of polarization of light fields[J]. Chinese Physics B, 2018, 27(11):114201.
- [39] REN Haoran, SHAO Wei, LI Yi, et al. Three-dimensional vectorial holography based on machine learning inverse design [J]. Science Advances, 2020, 6(16):eaz4261.
- [40] MILIONE G, SZTUL H I, NOLAN D A, et al. Higher-order poincare sphere, stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(5): 053601.
- [41] YI Xunong, LIU Yachao, LING Xiaohui, et al. Hybrid-order poincare sphere[J]. Physical Review A, 2015, 91(2): 023801.
- [42] REN Zhicheng, KONG Lingjun, LI Simin, et al. Generalized poincare sphere[J]. Optics Express, 2015, 23(20): 26586-26595.
- [43] YIRMIYAHU Y, NIV A, BIENER G, et al. Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures[J]. Optics Express, 2007, 15(20): 13404-13414.
- [44] AHMED M A, VOSS A, VOGEL M M, et al. Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in yb : Yag thin-disk lasers[J]. Optics Letters, 2007, 32(22): 3272-3274.
- [45] LI Jianlang, UEDA Kenichi, MUSHI M, et al. Generation of radially polarized mode in yb fiber laser by using a dual conical prism[J]. Optics Letters, 2006, 31(20): 2969-2971.
- [46] ORON R, BLIT S, DAVIDSON N, et al. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization [J]. Applied Physics Letters, 2000, 77(21): 3322-3324.
- [47] FRIDMAN M, MACHAVARIANI G, DAVIDSON N, et al. Fiber lasers generating radially and azimuthally polarized light[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(19):191104.
- [48] BOMZON Z, BIENER G, KLEINER V, et al. Space-variant pancharatnam-berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings[J]. Optics Letters, 2002, 27(13): 1141-1143.
- [49] LI Simin, QIAN Shengxia, KONG Lingjun, et al. An efficient and robust scheme for controlling the states of polarization in a sagnac interferometric configuration[J]. Europhysics Letters, 2014, 105(6):64006.
- [50] WANG Xilin, DING Jianping, NI Weijiang, et al. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement[J]. Optics Letters, 2007, 32(24): 3549-3551.
- [51] MAURER C, JESACHER A, FUERHAPTER S, et al. Tailoring of arbitrary optical vector beams[J]. New Journal of Physics, 2007, 9:78.
- [52] GONG Lei, REN Yuxuan, LIU Weiwei, et al. Generation of cylindrically polarized vector vortex beams with digital micromirror device[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(18):183105.
- [53] MITCHELL K J, TURTAEV S, PADGETT M J, et al. High-speed spatial control of the intensity, phase and polarisation of vector beams using a digital micro-mirror device[J]. Optics Express, 2016, 24(25): 29270-29283.
- [54] LIANG Yansheng, YAN Shaohui, HE Minru, et al. Generation of a double-ring perfect optical vortex by the fourier transform of azimuthally polarized bessel beams[J]. Optics Letters, 2019, 44(6): 1504-1507.
- [55] QIAN Binjie, ZENG Tingting, CHEN Zhaozhong, et al. Generation of vector beams using a wollaston prism and a spatial light modulator[J]. Optik, 2017, 148: 312-318.
- [56] WANG Xinyi, GAO Yuan, CHEN Zhaozhong, et al. Dynamic shaping of vectorial optical fields based on two-dimensional blazed holographic grating[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(1): 014208.
- [57] NGCOBO S, LITVIN I, BURGER L, et al. A digital laser for on-demand laser modes[J]. Nature Communications,

- 2013, 4:2289.
- [58] SUN Biao, WANG Anting, XU Lixin, et al. Low-threshold single-wavelength all-fiber laser generating cylindrical vector beams using a few-mode fiber bragg grating[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(4): 464-466.
- [59] LV Haoran, LU Xiaoqing, HAN Yuansheng, et al. Metasurface cylindrical vector light generators based on nanometer holes[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(12): 123047.
- [60] ZHOU Yuan, LI Xing, CAI Yanan, et al. Compact optics module to generate arbitrary vector vortex beams[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(28): 8932-8938.
- [61] GAO Yuan, CHEN Zhaozhong, DING Jianping, et al. Single ultra-high-definition spatial light modulator enabling highly efficient generation of fully structured vector beams[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(24): 6591-6596.
- [62] CHEN Jian, WANG Yue, WAN Chenhao, et al. Compact vectorial optical field generator based on a 10-megapixel resolution liquid crystal spatial light modulator[J]. *Optics Communications*, 2021, 495: 127112.
- [63] XIA Jianpei, CHANG Chenliang, CHEN Zhaozhong, et al. Pixel-addressable phase calibration of spatial light modulators: a common-path phase-shifting interferometric microscopy approach[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(12): 125701.
- [64] LIU Rui, KONG Lingjun, QI Wenrong, et al. Compact, robust, and high-efficiency generator of vector optical fields[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(9): 2382-2385.
- [65] REN Zhicheng, CHENG Zimo, WANG Xilin, et al. Polarization interferometric prism: A versatile tool for generation of vector fields, measurement of topological charges, and implementation of a spin-orbit controlled-not gate[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(1): 011105.
- [66] SUN Rui, CHENG Chuanfu, ZHANG Ruirui, et al. Spatially multiplexing of metasurface for manipulating the focused trefoil and cinquefoil vector light field[J]. *Nanomaterials*, 2021, 11(4): 858.
- [67] LIU Mingze, HUO Pengcheng, ZHU Wenqi, et al. Broadband generation of perfect poincare beams via dielectric spin-multiplexed metasurface[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 2230.
- [68] WANG Dongyi, LIU Feifei, LIU Tong, et al. Efficient generation of complex vectorial optical fields with metasurfaces[J]. *Light-Science & Applications*, 2021, 10(1): 67.
- [69] WANG Xilin, CHEN Jing, LI Yongnan, et al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253602.
- [70] CHEN Hao, HAO Jingjing, ZHANG Baifu, et al. Generation of vector beam with space-variant distribution of both polarization and phase[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3179-3181.
- [71] MENDOZA-YERO O, MINGUEZ-VEGA G, LANCIS J. Encoding complex fields by using a phase-only optical element[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1740-1743.
- [72] CLARK T W, OFFER R F, FRANKE-ARNOLD S, et al. Comparison of beam generation techniques using a phase only spatial light modulator[J]. *Optics Express*, 2016, 24(6): 6249-6264.
- [73] LEE W H. Binary computer-generated holograms[J]. *Applied Optics*, 1979, 18(21): 3661-3669.
- [74] GOORDEN S A, BERTOLOTI J, MOSK A P. Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device[J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 17999-18009.
- [75] XUN X D, COHN R W. Phase calibration of spatially nonuniform spatial light modulators[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(35): 6400-6406.
- [76] YANG Lei, XIA Jun, CHANG Chenliang, et al. Nonlinear dynamic phase response calibration by digital holographic microscopy[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(25): 7799-7806.
- [77] MARTINEZ FUENTES J L, FERNANDEZ E J, PRIETO P M, et al. Interferometric method for phase calibration in liquid crystal spatial light modulators using a self-generated diffraction-grating[J]. *Optics Express*, 2016, 24(13): 14159-14171.
- [78] CIZMAR T, MAZILU M, DHOLAKIA K. In situ wavefront correction and its application to micromanipulation[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(6): 388-394.
- [79] HANNAY J H. The majorana representation of polarization, and the berry phase of light[J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45(5): 1001-1008.
- [80] WANG Xilin, DING Jianping, QIN Jianqi, et al. Configurable three-dimensional optical cage generated from cylindrical vector beams[J]. *Optics Communications*, 2009, 282(17): 3421-3425.
- [81] CHEN Hao, GUO Yunfeng, CHEN Zhaozhong, et al. Holographic optical tweezers obtained by using the three-dimensional gerchberg-saxton algorithm[J]. *Journal of Optics*, 2013, 15(3): 035401.
- [82] CHEN Zhaozhong, ZENG Tingting, DING Jianping. Reverse engineering approach to focus shaping[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(9): 1929-1932.

- [83] ZHANG Guanlin, GAO Xuzhen, PAN Yue, et al. Inverse method to engineer uniform-intensity focal fields with arbitrary shape[J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 16782-16796.
- [84] CHEN Ruipin, CHEN Zhaozhong, GAO Yuan, et al. Flexible manipulation of the polarization conversions in a structured vector field in free space[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(6): 1700165.
- [85] OTTE E, ROSALES-GUZMAN C, NDAGANO B, et al. Entanglement beating in free space through spin-orbit coupling[J]. *Light-Science & Applications*, 2018, 7: 18009.
- [86] ALLEN L, BEIJERSBERGEN M W, SPREEUW R J C, et al. Orbital angular-momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [87] MCGLOIN D, DHOLAKIA K. Bessel beams: Diffraction in a new light [J]. *Contemporary Physics*, 2005, 46(1): 15-28.
- [88] SIVILOGLOU G A, BROKY J, DOGARIU A, et al. Observation of accelerating airy beams [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [89] GARCES-CHAVEZ V, MCGLOIN D, PADGETT M J, et al. Observation of the transfer of the local angular momentum density of a multiringed light beam to an optically trapped particle[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(9): 093602.
- [90] BANDRES M A, GUTIERREZ-VEGA J C. Ince-gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators [J]. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 2004, 21(5): 873-880.
- [91] DURIN J, MICELI J J, EBERLY J H. Diffraction-free beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [92] BRZOBOHATY O, CIZMAR T, ZEMANEK P. High quality quasi-bessel beam generated by round-tip axicon[J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 12688-12700.
- [93] CIZMAR T, KOLLAROVA V, TSAMPOULA X, et al. Generation of multiple bessel beams for a biophotonics workstation[J]. *Optics Express*, 2008, 16(18): 14024-14035.
- [94] ZAMBONI-RACHED M, RECAMI E, HERNANDEZ-FIGUEROA H E. Theory of "frozen waves": Modeling the shape of stationary wave fields[J]. *Journal of the Optical Society of America A-Optics Image Science and Vision*, 2005, 22(11): 2465-2475.
- [95] CIZMAR T, DHOLAKIA K. Tunable bessel light modes: Engineering the axial propagation[J]. *Optics Express*, 2009, 17(18): 15558-15570.
- [96] DHARMAVARAPU R, BHATTACHARYA S, JUODKAZIS S. Diffractive optics for axial intensity shaping of bessel beams[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(8): 085606.
- [97] LI Runze, YU Xianghua, PENG Tong, et al. Shaping the on-axis intensity profile of generalized bessel beams by iterative optimization methods[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(8): 085603.
- [98] MORENO I, DAVIS J A, SANCHEZ-LOPEZ M M, et al. Nondiffracting bessel beams with polarization state that varies with propagation distance[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(23): 5451-5454.
- [99] LI Peng, ZHANG Yi, LIU Sheng, et al. Quasi-bessel beams with longitudinally varying polarization state generated by employing spectrum engineering[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(20): 4811-4814.
- [100] YAN Wenxiang, GAO Yuan, YUAN Zheng, et al. Non-diffracting and self-accelerating bessel beams with on-demand tailored intensity profiles along arbitrary trajectories[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1494-1497.
- [101] LIANG Chunjuan, YUAN Zheng, YAN Wenxiang, et al. Radially self-accelerating stokes vortices in nondiffracting bessel-poincaré beams[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(28): 8659-8666.
- [102] BERRY M. Making waves in physics - three wave singularities from the miraculous 1830s [J]. *Nature*, 2000, 403(6765): 21-21.
- [103] SOSKIN M S, VASNETSOV M V. Singular optics[C]. *Progress in Optics*, 422001: 219-276.
- [104] ZHAN Qiwen Cylindrical vector beams: From mathematical concepts to applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [105] YU Renlong, XIN Yu, ZHAO Qi, et al. Array of polarization singularities in interference of three waves[J]. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 2013, 30(12): 2556-2560.
- [106] RUCHI, PAL S K, SENTHILKUMARAN P. Generation of v-point polarization singularity lattices [J]. *Optics Express*, 2017, 25(16): 19326-19331.
- [107] ZHANG Guanlin, TU Chenghou, LI Yongnan, et al. Observation of polarization topological singular lines[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(6): 705-710.
- [108] LAROCQUE H, SUGIC D, MORTIMER D, et al. Reconstructing the topology of optical polarization knots [J]. *Nature Physics*, 2018, 14(11): 1079-1082.

- [109] FREUND I, MOKHUN A I, SOSKIN M S, et al. Stokes singularity relations [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(7): 545-547.
- [110] PAN Yue, DING Jianping, WANG Huitian. Manipulation on novel vector optical fields: Introduction, advances and applications [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126001.
潘岳,丁剑平,王慧田. 新型矢量光场调控:简介、进展与应用(特邀综述) [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126001.
- [111] BENITO D C, CARBERRY D M, SIMPSON S H, et al. Constructing 3d crystal templates for photonic band gap materials using holographic optical tweezers [J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 13005-13015.
- [112] ZHU Linwei, SUN Meiyu, ZHU Mengjun, et al. Three-dimensional shape-controllable focal spot array created by focusing vortex beams modulated by multi-value pure-phase grating [J]. *Optics Express*, 2014, 22(18): 21354-21367.
- [113] DENG Duo, LI Yan, HAN Yanhua, et al. Perfect vortex in three-dimensional multifocal array [J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 28270-28278.
- [114] CHEN Hao, ZHENG Zhu, ZHANG Baifu, et al. Polarization structuring of focused field through polarization-only modulation of incident beam [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(16): 2825-2827.
- [115] ZENG Tingting, CHANG Chenliang, CHEN Zhaozhong, et al. Three-dimensional vectorial multifocal arrays created by pseudo-period encoding [J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(6): 065605.
- [116] HU Yanlei, WANG Zhongyu, WANG Xuewen, et al. Efficient full-path optical calculation of scalar and vector diffraction using the bluestein method [J]. *Light-Science & Applications*, 2020, 9(1): 119.
- [117] ABRAMOCHKIN E G, VOLOSTNIKOV V G. Spiral light beams [J]. *Physics-Uspekhi*, 2004, 47(12): 1177-1203.
- [118] RODRIGO J A, ALIEVA T, ABRAMOCHKIN E, et al. Shaping of light beams along curves in three dimensions [J]. *Optics Express*, 2013, 21(18): 20544-20555.
- [119] RODRIGO J A, ALIEVA T. Polymorphic beams and nature inspired circuits for optical current [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 35341.
- [120] VAITY P, RUSCH L. Perfect vortex beam: Fourier transformation of a bessel beam [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(4): 597-600.
- [121] RODRIGO J A, ALIEVA T. Vector polymorphic beam [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 7698.
- [122] YUAN Zheng, GAO Yuan, WANG Zhuang, et al. Curvilinear poincare vector beams [J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(3): 032602.
- [123] WANG Zhuang, YUAN Zheng, GAO Yuan, et al. Twin curvilinear vortex beams [J]. *Optics Express*, 2021, 29(9): 14112-14125.
- [124] GARCES-CHAVEZ V, VOLKE-SEPULVEDA K, CHAVEZ-CERDA S, et al. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle [J]. *Physical Review A*, 2002, 66(6): 063402.
- [125] LIANG Yansheng, LEI Ming, YAN Shaohui, et al. Rotating of low-refractive-index microparticles with a quasi-perfect optical vortex [J]. *Applied Optics*, 2018, 57(1): 79-84.
- [126] OTTE E, ALPMANN C, DENZ C. Polarization singularity explosions in tailored light fields [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(6): 1870028.
- [127] WANG Qiang, TU Chenghou, LI Yongnan, et al. Polarization singularities: Progress, fundamental physics, and prospects [J]. *Apl Photonics*, 2021, 6(4): 040901.
- [128] LI Lin, CHANG Chenliang, YUAN Xiangzheng, et al. Generation of optical vortex array along arbitrary curvilinear arrangement [J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 9798-9812.
- [129] CHANG Chenliang, LI Lin, GAO Yuan, et al. Tunable polarization singularity array enabled using superposition of vector curvilinear beams [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(4): 041101.
- [130] ASHKIN A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24(4): 156-159.
- [131] HE H, FRIESE M E J, HECKENBERG N R, et al. Direct observation of transfer of angular-momentum to absorptive particles from a laser-beam with a phase singularity [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(5): 826-829.
- [132] HE H, HECKENBERG N R, RUBINSZTEINDUNLOP H. Optical-particle trapping with higher-order doughnut beams produced using high-efficiency computer-generated holograms [J]. *Journal of Modern Optics*, 1995, 42(1): 217-223.
- [133] MACDONALD M P, PATERSON L, VOLKE-SEPULVEDA K, et al. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures [J]. *Science*, 2002, 296(5570): 1101-1103.
- [134] CIZMAR T, GARCES-CHAVEZ V, DHOLAKIA K, et al. Optical conveyor belt for delivery of submicron objects [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86(17): 174101.
- [135] ROICHMAN Y, SUN Bo, ROICHMAN Y, et al. Optical forces arising from phase gradients [J]. *Physical Review*

- Letters, 2008, 100(1): 013602.
- [136] LEE S, ROICHMAN Y, GRIER D G. Optical solenoid beams[J]. Optics Express, 2010, 18(7): 6988–6993.
- [137] SHANBLATT E R, GRIER D G. Extended and knotted optical traps in three dimensions[J]. Optics Express, 2011, 19(7): 5833–5838.
- [138] RODRIGO J A, ALIEVA T. Freestyle 3d laser traps: Tools for studying light-driven particle dynamics and beyond[J]. Optica, 2015, 2(9): 812–815.
- [139] LI Xiangping, LAN T, TIEN C, et al. Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam[J]. Nature Communications, 2012, 3:998.
- [140] BRZOBOHATY O, KARASEK V, SILER M, et al. Experimental demonstration of optical transport, sorting and self-arrangement using a ‘tractor beam’[J]. Nature Photonics, 2013, 7(2): 123–127.
- [141] SHVEDOV V, DAVOYAN A R, HNATOVSKY C, et al. A long-range polarization-controlled optical tractor beam [J]. Nature Photonics, 2014, 8(11): 846–850.
- [142] HELL S W. Far-field optical nanoscopy[J]. Science, 2007, 316(5828): 1153–1158.
- [143] BAUTISTA G, HUTTUNEN M J, MAKITALO J, et al. Second-harmonic generation imaging of metal nano-objects with cylindrical vector beams[J]. Nano Letters, 2012, 12(6): 3207–3212.
- [144] ZHAO Yifan, WANG Jian. High-base vector beam encoding/decoding for visible-light communications [J]. Optics Letters, 2015, 40(21): 4843–4846.
- [145] BAUER T, BANZER P, KARIMI E, et al. Observation of optical polarization mobius strips[J]. Science, 2015, 347(6225): 964–966.

Manipulation of Multimodal Vector Optical Fields in Three-dimensional Space (Invited)

GAO Yuan, DING Jianping, WANG Huitian

(National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: Polarization, as an intrinsic property applying to optical waves, which can specify the geometrical orientation of the oscillation, has always been an important modulated parameter in optical fields. Compared with traditional scalar optical fields, Vector Optical Fields (VOFs) with non-uniform States of Polarization (SoPs) distributions denote that their geometrical orientations of the oscillation dependent on spatial locations are varying. The early research and manipulation on VOFs were limited to a single two-dimensional (2D) plane and mainly focused on the single modal modulation of SoPs. Later, researchers gradually brought to mind that the characteristics of VOFs, such as spatial geometries, polarization distributions, and the law of propagation, were also influenced by their amplitude and phase distributions. So the independent modulations of amplitude and phase based on the achieved polarization modulation caught people’s views and were accomplished after a short time, which means the generation of multimodal VOFs including these three fundamentally modulated degrees of freedom. More importantly, the deep applications related to multimodal VOFs in many realms, such as optical information transmission, manipulation of focal fields, optical micro-manipulation, have attracted researchers’ attention to the significant improvement of modulation efficiencies and the longitudinal extension of multi-dimensional modulation. Specifically, on the one hand, researchers selected the optical elements with high working efficiency and built reformative VOFs’ generators to reduce the unnecessary energy loss in the generation process. On the other hand, they studied the transmission of properties and modulation mechanism along the longitudinal direction for multimodal VOFs. Proposed active methods could modulate the distributions of different parameters, not only include three fundamental parameters amplitude, phase, SoPs but also other complex parameters such as energy flow, angular momentum, and optical singularities in three-dimensional (3D) space. In this review, we present an overview of the recent advances to spatially modulating multimodal 3D VOFs. Firstly, a brief introduction of three representations for a single SoP based on a polarization ellipse, Stokes parameters, and a classical Poincaré sphere respectively, are arranged. After that other three special representations of Cylindrically symmetric SoPs distributions with new types of Poincaré spheres are added. Secondly, we outline several different types of improved extra-

cavity methods to generate VOFs, including highly efficient generators of arbitrary VOFs based on phase-only SLMs, compact polarization converters with high conversion efficiency, and sub-wavelength polarization modulators created by metasurfaces. Their advantages and limitations are comparatively demonstrated for readers. Thirdly, we highlight the principle of generating VOFs according to the superposition of two orthogonally polarized basic vectors and consider the applicable conditions of this principle in 3D space. And three relatively effective modulation methods of 3D multimodal VOFs are mentioned. The first utilizes on-axis modulations of non-diffractive Bessel beams to finish the polarization evolution along an optical axis. The second uses Fourier phase-shift principle to achieve independent modulations of polarization modes on multi-planes. The third develops a vector beam-shaping technique in focusing space. These methods are suitable to apply in different optical processes. Finally, the general application situation of VOFs in optical micromanipulation is illustrated to tell readers a great necessity and importance of modulating multimodal VOFs in 3D space.

Key words: Physical optics; Polarization; Vector optical field; Multimodal manipulation; Three-dimensional space; Optical field modulation

OCIS Codes: 260.5430;080.4865;080.5084