

# 部分相干矢量光场研究进展:从二维光束到三维光场 (特邀)

陈亚红<sup>1\*</sup>, 董震<sup>1</sup>, 刘永雷<sup>1</sup>, 刘琳<sup>1</sup>, 王飞<sup>1</sup>, 蔡阳健<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006;

<sup>2</sup>山东师范大学物理与电子科学学院, 山东 济南 250358

**摘要** 回顾了光场相干与偏振联合调控的研究进展,重点介绍了具有特殊空间相干结构的二维部分相干矢量光束的表征、合成及在复杂环境中的鲁棒传输特性;结合纳米光子学的发展,将二维部分相干矢量光束推广到了三维部分相干矢量光场,给出了三维部分相干矢量光场的相干与偏振表征,分析了部分相干紧聚焦矢量光场中的三维偏振结构,包括偏振维度、三维非寻常偏振态、自旋角动量结构等。研究表明相干性在赋予了矢量结构光场新颖自由度的同时,导致了二维矢量光束的鲁棒传输特性以及紧聚焦矢量光场新型三维偏振结构。

**关键词** 部分相干光场; 矢量光场; 光场调控; 相干与偏振; 光场相干结构调控

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS232001

## 1 引言

由于自发辐射和随机扰动的普遍存在,自然界中和实验室里所有的光场都是随机涨落的,相干性是描述光场随机涨落统计特性的一个关键物理参量<sup>[1-2]</sup>。在激光器发明之前,人们总是试图提高自然光或人造热光的相干性来探索光的本质<sup>[3]</sup>。随着激光器的发明,光子的受激辐射使得光场的相干性大大提升,具有高相干性的激光束为人类研究光的本质以及光与物质相互作用过程中新的物理现象带来了极大便利。研究表明通过适当降低激光束的空间相干性,得到的部分相干光束仍然能够保持激光光束的高准直性、高亮度和高单色性等优点<sup>[4]</sup>,并且部分相干光束在无散斑成像、抑制大气湍流、经典“鬼”成像、激光核聚变等领域具有独特优势<sup>[5-14]</sup>。从20世纪50年代开始,部分相干光束的数学表征、传输特性、光与物质相互作用,以及潜在应用得到了广泛研究,逐渐发展出了部分相干光学这一分支<sup>[15-21]</sup>。Mandel和Wolf<sup>[22]</sup>在1995年出版的《光学相干性和量子光学》是部分相干光学领域的经典专著,到目前为止已经得到了11000多次的引用。以往部分相干光束的模型大都集中于高斯谢尔模(GSM)光束,这种光束的光强和相干度空间分布都具有高斯分布。然而,随着应用需求的不断拓展,具有特

殊结构的光场受到越来越多的关注,光场调控成为了近20年来光学领域的研究热点<sup>[23-25]</sup>。光场调控是指通过一定的手段实现光场在空间域、时间域或者频率域的物理参量的调控,产生具有特殊空间、时间或频率分布的结构光场。光场调控的研究推动了光学基础理论以及光学应用领域的快速发展。在部分相干光学领域,相干度的空间分布(即相干结构)是部分相干光束独有的物理参量,因此对部分相干光场调控的研究主要集中于对光场相干结构的调控<sup>[26-27]</sup>。研究表明具有非高斯相干结构的部分相干光束在自由空间传输以及与复杂介质相互作用过程中表现出诸多新颖特性,例如光束自分裂、自整形、自聚焦、自偏移、自修复等特性<sup>[28-33]</sup>。部分相干光束的相干结构调控已经在光学成像、光学测量、光学加密、抑制大气湍流、鲁棒光信息传递、光学捕获、光束整形等领域展现了独特优势<sup>[34-45]</sup>。

偏振是光场的另一个重要物理参量,它描述了光场电磁场振荡的内禀属性。根据光场在空间不同位置处的偏振是否一致,光场被分类为标量光场和矢量光场两类。标量光场在空间不同点处的偏振都一致,而矢量光场具有空间非均匀的偏振分布<sup>[46-48]</sup>。矢量光场由于其独特的空间偏振分布,它在传输过程以及光与物质相互作用过程中表现出诸多新颖的物理特性,在光学精密测量、光学传感、材料处理、量子信息处理、超

收稿日期: 2023-12-28; 修回日期: 2024-01-22; 录用日期: 2024-01-29; 网络首发日期: 2024-02-20

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFA1404800, 2019YFA0705000)、国家自然科学基金(11974218, 12192254, 12174279, 12274310, 92250304)

通信作者: \*yahongchen@suda.edu.cn; \*\*yangjiancai@sdu.edu.cn

分辨显微成像、光通信、大容量光存储、光学捕获等诸多应用领域中发挥了重要作用<sup>[49-63]</sup>。在部分相干光学发展早期,光场的相干性和偏振特性一般被当成两个独立调控的自由度,两者往往被分开单独研究。从20世纪90年代开始,研究人员逐渐意识到光场的相干特性与偏振特性存在着内在关联,在光束传输过程或者光与复杂介质相互作用过程中相干和偏振特性能够相互影响<sup>[64-68]</sup>,直到2003年Wolf<sup>[69]</sup>建立了光场相干与偏振的统一理论后,部分相干矢量光场在理论和实验中才都得到了系统的研究,并逐渐发展出了光场的电磁(矢量)相干理论<sup>[70-71]</sup>。电磁高斯谢尔模光束是部分相干矢量光束最为经典的模型<sup>[72-73]</sup>,电磁高斯谢尔模光束已经在“鬼”成像、奇点光学、大气光学、光学散射等领域得到了应用<sup>[74-80]</sup>。最近,随着光场调控和结构光场研究的兴起以及光场相干结构调控理论和技术的发展,对部分相干矢量光束的研究逐渐转为对具有特殊空间相干结构部分相干矢量光束的研究<sup>[81-88]</sup>。由于矢量相干结构的调控,这类光束在传输过程中表现出与传统电磁高斯谢尔模光束完全不同的特性,在远场偏振整形、光学超分辨成像中具有潜在应用<sup>[89-93]</sup>。

此外,随着微纳光学的快速发展,对三维偏振光场的研究逐渐兴起,光场的三维偏振特性在光学成像系统优化、量子光学、表面等离子激元、微纳光场等领域具有重要的研究意义<sup>[94]</sup>。研究表明:由于相干性的调控作用,部分相干矢量光场表现出丰富的三维偏振特性<sup>[95]</sup>,而完全相干矢量光场由于其在空间确定位置处的电场总是局域在一个平面上振荡,只能表现出二维偏振特性。因此,在研究局域在微纳尺寸中的光场相干特性时,需要将二维部分相干光束的理论拓展到三维。相干性对光场三维偏振特性的调控作用在诸多领域中具有重要的应用前景。

本文将结合部分相干矢量光场的最新发展,回顾二维部分相干矢量光束的相干结构调控以及介绍三维部分相干矢量光场中的特殊偏振结构。本文首先在第2节中详细介绍二维部分相干矢量光束的数学表征,包括二维相干与偏振矩阵以及从Gram矩阵出发的相干庞加莱球的构建,还将介绍利用广义范西特-泽尼克定理和矢量模式叠加原理合成具有特殊空间相干结构部分相干矢量光束的方法,同时给出矢量相干结构的实验测量方案;最后将分析特殊空间相干结构部分相干矢量光束的鲁棒传输特性。在第3节中,介绍三维部分相干矢量光场的相干与偏振的表征,给出三维偏振光场偏振结构的分析方法,详细分析了部分相干紧聚焦光场中的三维偏振特性,包括偏振维度、三维偏振结构、三维非寻常态以及自旋角动量结构等。相干性赋予了矢量光场新的自由度,拓展了矢量光场的应用范围。

## 2 部分相干矢量光束

傍轴传输光束是指光束在传输过程中始终保持较

小的发散角,在角谱表征中,与传输轴平行的波矢分量占主导地位,其他角谱分量可忽略不计<sup>[96]</sup>。这种傍轴传输光束在自由空间光通信、光学成像、激光雷达等领域具有重要研究价值。与完全相干矢量光场类似,部分相干矢量光场中被研究最为广泛的对象是傍轴传输部分相干矢量光束,这是由于它具有较为简单的二维相干与偏振结构,且在实验中方便产生与测量。本节将给出部分相干矢量光束的二维矩阵表征方法并给出基于Gram矩阵的相干庞加莱球表征。根据部分相干矢量光束的表征,给出两种合成部分相干矢量光束的实验方案,并讨论它们的优缺点。此外,还回顾了部分相干矢量光束相干结构的测量方法,通过将基于杨氏干涉的实验方案推广到基于Hanbury Brown-Twiss强度互关联的实验方案,实现了部分相干矢量光束二维复相干矩阵的快速测量。研究了部分相干矢量光束的传输特性,重点分析了矢量相干结构对光束传输特性的调控作用以及部分相干矢量光束在复杂介质中传输的鲁棒特性。

### 2.1 二维相干与偏振矩阵

考虑到傍轴传输光束沿着传输方向的电场分量可以忽略,部分相干矢量光束在空间矢量 $\mathbf{r}$ 和时间 $t$ 上的随机电场可以表示为 $2 \times 1$ 的列向量 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [E_x(\mathbf{r}, t), E_y(\mathbf{r}, t)]^T$ ,其中, $E_x, E_y$ 分别为 $x$ 和 $y$ 方向上的随机电场分量,上标 $T$ 表示转置。对于稳态部分相干矢量光束而言,其二阶统计特性可以通过 $2 \times 2$ 的电场相干函数描述<sup>[70-71]</sup>:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}^T(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle, \quad (1)$$

式中: $\tau = t_2 - t_1$ ;上标 $*$ 表示共轭; $\langle \cdot \rangle$ 表示随机电场的平均。在空间频率域中,部分相干矢量光束在某一横截面上任意空间矢量 $\mathbf{r}_1$ 与 $\mathbf{r}_2$ 之间的相干矩阵可以表示为

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中:矩阵中的元素 $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \langle E_\alpha^*(\mathbf{r}_1, \omega) \times E_\beta(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle$ ( $\alpha = x, y; \beta = x, y$ )为沿着 $\alpha$ 方向的电场分量(角频率为 $\omega$ )在空间 $\mathbf{r}_1$ 点与沿着 $\beta$ 方向的电场分量在空间 $\mathbf{r}_2$ 点之间的关联函数。 $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ 与 $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 可以通过Wiener-Khinchine定理建立联系。下面只讨论空间频率中的相干矩阵 $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ ,在表示过程中,为了简化,省略角频率 $\omega$ 。

相干矩阵满足 $\mathbf{W}^\dagger(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \mathbf{W}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$ 的准厄米特性,其中,上标 $\dagger$ 表示矩阵的转置共轭。相干矩阵还满足非负正定条件,即对于任意矢量函数 $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ ,以下不等式恒成立:

$$\iint \mathbf{f}^T(\mathbf{r}_1) \mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \mathbf{f}(\mathbf{r}_2) d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 \geq 0, \quad (3)$$

以上非负正定条件<sup>[97-98]</sup>还可以表示为



$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) H_{\alpha}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}) H_{\beta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (4)$$

式中:  $H_{\alpha}(\mathbf{r}_1, \mathbf{v})$  和  $H_{\beta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{v})$  为任意函数, 它们建立了  $\mathbf{v}$  坐标系下函数与  $\mathbf{r}$  坐标系下函数之间的关系;  $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$  为非负矩阵元, 满足  $|p_{xx}(\mathbf{v})| \geq 0, |p_{yy}(\mathbf{v})| \geq 0, |p_{yy}(\mathbf{v}) - p_{xy}(\mathbf{v})p_{yx}(\mathbf{v})| \geq 0$ 。

当空间两点矢量坐标满足  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$  时, 相干矩阵退化为  $2 \times 2$  的偏振矩阵, 即

$$\Phi(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}), \quad (5)$$

该矩阵描述了部分相干矢量光场的偏振特性。Stokes 参量可以通过偏振矩阵得到:

$$S_n(\mathbf{r}) = \text{tr}[\Phi(\mathbf{r})\sigma_n], \quad (6)$$

式中:  $n = 0, 1, 2, 3$ ;  $\sigma_0$  为  $2 \times 2$  的单位矩阵,  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  为 3 个泡利自旋矩阵。根据与偏振相关的 Stokes 参量, 可以定义偏振庞加莱矢量为  $\mathbf{s}(\mathbf{r}) = [s_1(\mathbf{r}), s_2(\mathbf{r}), s_3(\mathbf{r})]$ , 其中,  $s_j(\mathbf{r}) = S_j(\mathbf{r})/S_0(\mathbf{r})$  为关于光强归一化的 Stokes 参量,  $j = 1, 2, 3$ 。通过偏振庞加莱矢量可以将部分相干矢量光束的偏振态表征在如图 1(c) 所示的偏振庞加莱球上。偏振庞加莱球的半径为  $|\mathbf{s}(\mathbf{r})|$ , 其大小等于光束的偏振度  $P(\mathbf{r})$ 。当光束完全偏振时, 偏振庞加莱球的半径最大为  $P(\mathbf{r}) = 1$ 。

与偏振 Stokes 参量类似, 从相干矩阵中可以定义出与空间两点相关的相干 Stokes 参量, 即<sup>[99]</sup>

$$S_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \text{tr}[W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\sigma_n], \quad (7)$$

相干 Stokes 参量表征、物理内涵以及实验观测手段已经被广泛研究<sup>[100-103]</sup>。与偏振 Stokes 参量为实数不同, 相干 Stokes 参量一般情况下为复数。这是由于偏振矩阵  $\Phi(\mathbf{r})$  满足厄米对称性, 而  $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  不满足厄米对称性, 即在一般情况下,  $W^\dagger(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \neq W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 。因此, 通过相干 Stokes 参量无法实现类似偏振庞加莱球的相干庞加莱球构建。

## 2.2 相干庞加莱球

为了解决上述问题, Laatikainen 等<sup>[104-106]</sup>提出了利用 Gram 矩阵构建相干庞加莱球的方法。Gram 矩阵可以表示为

$$\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W^\dagger(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (8)$$

可见 Gram 矩阵与偏振矩阵类似, 满足厄米对称性  $\Omega^\dagger(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ , 并且满足非负条件  $\det \Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \geq 0$ , 其中,  $\det$  表示矩阵的行列式。因此, 可以类比偏振矩阵定义出 Gram 矩阵的 Stokes 参量:

$$Q_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \text{tr}[\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\sigma_n], \quad (9)$$

代入  $\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  和  $\sigma_n$  后, Gram 矩阵的 Stokes 参量展开为

$$\begin{cases} Q_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Omega_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \Omega_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ Q_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Omega_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \Omega_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ Q_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Omega_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \Omega_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ Q_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = i[\Omega_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \Omega_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] \end{cases}, \quad (10)$$

与偏振庞加莱矢量类似, 定义出相干庞加莱矢量:

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = [q_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), q_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), q_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)], \quad (11)$$

式中:  $q_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = Q_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)/[S_0(\mathbf{r}_1)S_0(\mathbf{r}_2)]$  为光强归一化的 Gram 矩阵 Stokes 参量。基于此, 可以构建出部分相干矢量光束的相干庞加莱球。图 1(a) 展示了相干庞加莱球, 可以利用该球上两个相干庞加莱矢量  $\mathbf{q}_{12}$  和  $\mathbf{q}_{21}$  完全表征部分相干矢量光束在  $\mathbf{r}_1$  和  $\mathbf{r}_2$  之间的相干与偏振特性, 其中,  $\mathbf{q}_{12} = \mathbf{q}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \mathbf{q}_{21} = \mathbf{q}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$ 。值得注意的是, 对于部分相干光束而言, 一般情况下  $\mathbf{q}_{12} \neq \mathbf{q}_{21}$ , 因此需要利用两个相干庞加莱矢量描述部分相干光束

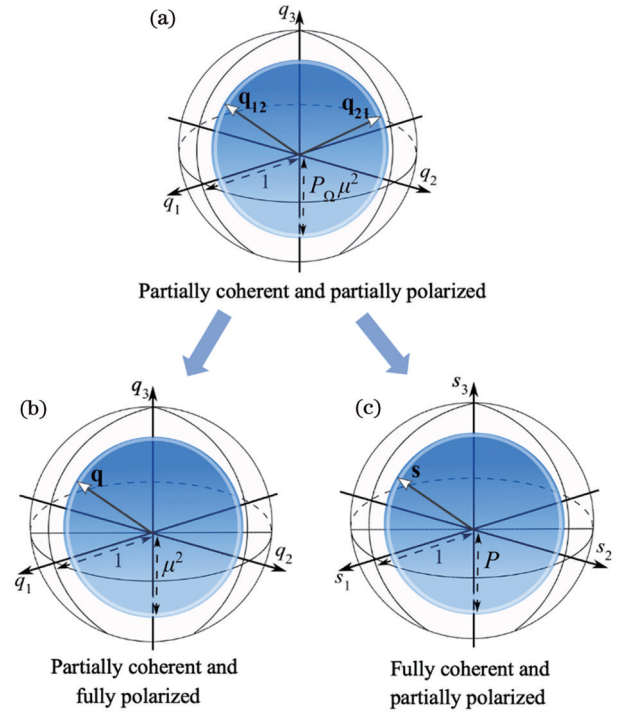


图 1 部分相干矢量光束的相干庞加莱球表征<sup>[105]</sup>。(a) 任一部分相干矢量光束的相干和偏振特性都可以利用相干庞加莱球上的两个相干庞加莱矢量  $\mathbf{q}_{12}$  和  $\mathbf{q}_{21}$  完全表征, 此时相干庞加莱球的半径为  $P_0\mu^2$ ; (b) 当光束退化为完全偏振部分相干光时,  $\mathbf{q}_{12} = \mathbf{q}_{21} = \mathbf{q}$ , 庞加莱球的半径退化为  $\mu^2$ ; (c) 当光束退化为完全相干光时, 相干庞加莱球退化为偏振庞加莱球, 偏振特性由偏振庞加莱矢量  $\mathbf{s}$  描述, 偏振庞加莱球的半径为光束的偏振度  $P$

Fig. 1 Coherence Poincaré sphere of partially coherent optical vector beams<sup>[105]</sup>. (a) Coherence and polarization properties of an arbitrary partially coherent vector beam can be represented by two coherence Poincaré vectors  $\mathbf{q}_{12}$  and  $\mathbf{q}_{21}$ . The radius of the coherence Poincaré sphere is  $P_0\mu^2$ ; (b) when the beam reduces to a fully polarized partially coherent beam,  $\mathbf{q}_{12} = \mathbf{q}_{21} = \mathbf{q}$  and the radius reduces to  $\mu^2$ ; (c) when the beam reduces to a fully coherent beam, the coherence Poincaré sphere reduces to a polarization Poincaré sphere. The polarization properties of the beam are described by the polarization Poincaré vector  $\mathbf{s}$ . The radius of the polarization Poincaré sphere is equal to the degree of polarization  $P$  of the beam

的相干与偏振特性。该相干庞加莱球的半径为  $P_\Omega \mu^2$ ，其小于等于 1，其中， $P_\Omega$  为由 Gram 矩阵定义的偏振度，可表示为

$$P_\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \left[ 1 - \frac{4 \det \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\text{tr}^2 \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

其大小在 0~1 之间。对于完全非偏振光而言， $P_\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0$ ，而  $P_\Omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1$  表示完全偏振光。 $\mu$  为部分相干矢量光束的电磁相干度，可以利用 Gram 矩阵表示为

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \left[ \frac{\text{tr} \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{S_0(\mathbf{r}_1) S_0(\mathbf{r}_2)} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

其大小在 0~1 之间， $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0$  表示完全非相干，而  $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1$  表示完全相干。当部分相干矢量光束退化为完全（均匀）偏振光束时，相干庞加莱球退化为如图 1(b) 所示的球，此时  $\mathbf{q}_{12} = \mathbf{q}_{21} = \mathbf{q}$ ，庞加莱球的半径退化为光束的电磁相干度  $\mu^2$ 。当部分相干矢量光束退化为完全相干矢量光束时，相干庞加莱球退化为如图 1(c) 所示的经典偏振庞加莱球，此时两点的相干庞加莱矢量  $\mathbf{q}$  退化成单点的偏振庞加莱矢量  $\mathbf{s}$ ，庞加莱球的半径即为光束的偏振度  $P(\mathbf{r}) = [s_1^2(\mathbf{r}) + s_2^2(\mathbf{r}) + s_3^2(\mathbf{r})]^{1/2}$ 。

### 2.3 光束构建与合成

自 2003 年 Wolf 建立了部分相干矢量光束的相干与偏振统一理论之后，大量的研究集中在部分相干矢量光束的实验合成中。合成方法大致可以分为两类：一类方案是基于范西特-泽尼克定理在光束传输过程中实现非相干矢量光束向部分相干矢量光束的转变；另一类方案是基于模式叠加原理实现部分相干矢量光束的合成。本节将介绍这两种实验方案，并讨论它们各自的优缺点，重点介绍近几年研究最为热门的具有新型空间相干结构的部分相干矢量光束的合成。

#### 2.3.1 基于广义范西特-泽尼克定理合成部分相干矢量光束

基于范西特-泽尼克定理合成部分相干矢量光束的基本原理是利用马赫-曾德尔干涉仪将激光束分为两束，它们分别经过不同空间光调制器的调制后入射在随机散射体（如毛玻璃）上，经过动态散射体的调控后产生具有特定光强分布的空间非相干光模式<sup>[107-112]</sup>。根据范西特-泽尼克定理，两非相干光模式经过传输后空间相干性提高，产生两个部分相干标量光模式。随后，利用偏振转换器将两模式的偏振态转换为正交偏振态，最后经过偏振分束镜的合束后，产生部分相干矢量光束。以上方案被广泛应用在合成部分相干矢量高斯谢尔模光束中。部分相干矢量高斯谢尔模光束是最典型的一种部分相干矢量光束模型，它的光强和相干矩阵的空间分布都满足高斯分布。这种光束在产生相干奇点、抑制湍流效应、提高关联成像可见度等方面起到了重要作用。近些年，对部分相干光束的研究主要

集中于对光束空间相干结构的调控。经过调控后，部分相干光束的空间相干结构不再满足高斯分布，在自由空间传输及与复杂介质相互作用过程中表现出诸多新颖物理特性，并且在光学超分辨成像、光学捕获、光学加密、光束整形等方面具有独特的潜在应用。基于此，合成具有特殊空间相干结构的部分相干矢量光束具有重要意义。

2022 年，本课题组提出了一种基于广义范西特-泽尼克定理实现具有特殊空间相干结构部分相干矢量光束的合成方案<sup>[92]</sup>，合成原理和方案如下。首先将相干矩阵的非负条件[式(4)]推广成如下形式：

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int W_{\alpha\beta}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) H_\alpha^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1) H_\beta(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2) d^2 \mathbf{v}, \quad (14)$$

式中： $W_{\alpha\beta}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = \rho_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) \delta(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)$  为一束空间非相干矢量光束的相干矩阵元； $\delta(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)$  为狄拉克函数。由此可见， $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$  表示非相干光束的偏振矩阵元。从式(14)中可以发现，通过调控非相干光束的偏振矩阵即可实现具有特殊空间相干结构的部分相干矢量光束的合成。此外，在合成过程中调控  $H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  和  $H_\beta(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  也可以实现相干结构的调控。

图 2(a) 为本课题组最近提出的基于广义范西特-泽尼克定理合成部分相干矢量光束的实验装置图，激光器产生的激光束经过空间光调制器的整形后在 1 级和 -1 级产生结构光模式  $E_1(\mathbf{r})$  和  $E_2(\mathbf{r})$ 。这两个光模式具有合成偏振矩阵元  $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$  两正交圆偏振基矢的振幅分布，但此时两模式的偏振都为线偏振，分别经过具有不同快轴方向的 1/4 波片后，线偏振光转换为左旋和右旋圆偏振光，振幅保持  $E_1(\mathbf{v})$  和  $E_2(\mathbf{r})$  不变。两正交光模式经过 Ronchi 光栅实现相干合成，产生具有偏振矩阵元  $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$  的完全相干矢量光束。当产生的光模式为具有拓扑荷数  $l$  和  $-l$  的拉盖尔-高斯模式时，可实现高阶庞加莱球上的高阶偏振态光束合成<sup>[113]</sup>。之后，将合成的完全相干矢量光束入射到旋转的毛玻璃上，当入射光斑远大于毛玻璃上散射颗粒特征尺寸时，入射光可以近似为一束空间完全非相干光，但其偏振态仍然保持入射在毛玻璃上的完全相干光的高阶偏振态，经过自由空间传输以及透镜聚焦后，完全非相干矢量光束转变成部分相干矢量光束，在实验中毛玻璃后的光学系统响应函数即为式(14)中的  $H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  和  $H_\beta(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  函数，表示为

$$H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = H_\beta(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = T(\mathbf{r}) \frac{-i \exp(ikf)}{\lambda f} \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda f} (\mathbf{v}^2 - 2\mathbf{r}\mathbf{v}) \right], \quad (15)$$

式中： $T(\mathbf{r})$  为部分相干光束的振幅； $f$  为毛玻璃与部分相干光源之间透镜的焦距； $k$  为波数； $\lambda$  为波长。将  $H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  和  $H_\beta(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  的具体形式代入式(14)可以得到产生的部分相干矢量光束的相干矩阵与非相干光的偏



振矩阵呈傅里叶变换关系。因此,通过调控非相干光偏振矩阵的空间分布,可以实现合成部分相干矢量光束相干矩阵的调控。

图 2(b)为实验合成的完全相干矢量光束偏振 Stokes 参量以及偏振态的实验测量结果,产生的矢量光束的偏振态为  $l=3$  的高阶庞加莱球赤道上的偏振

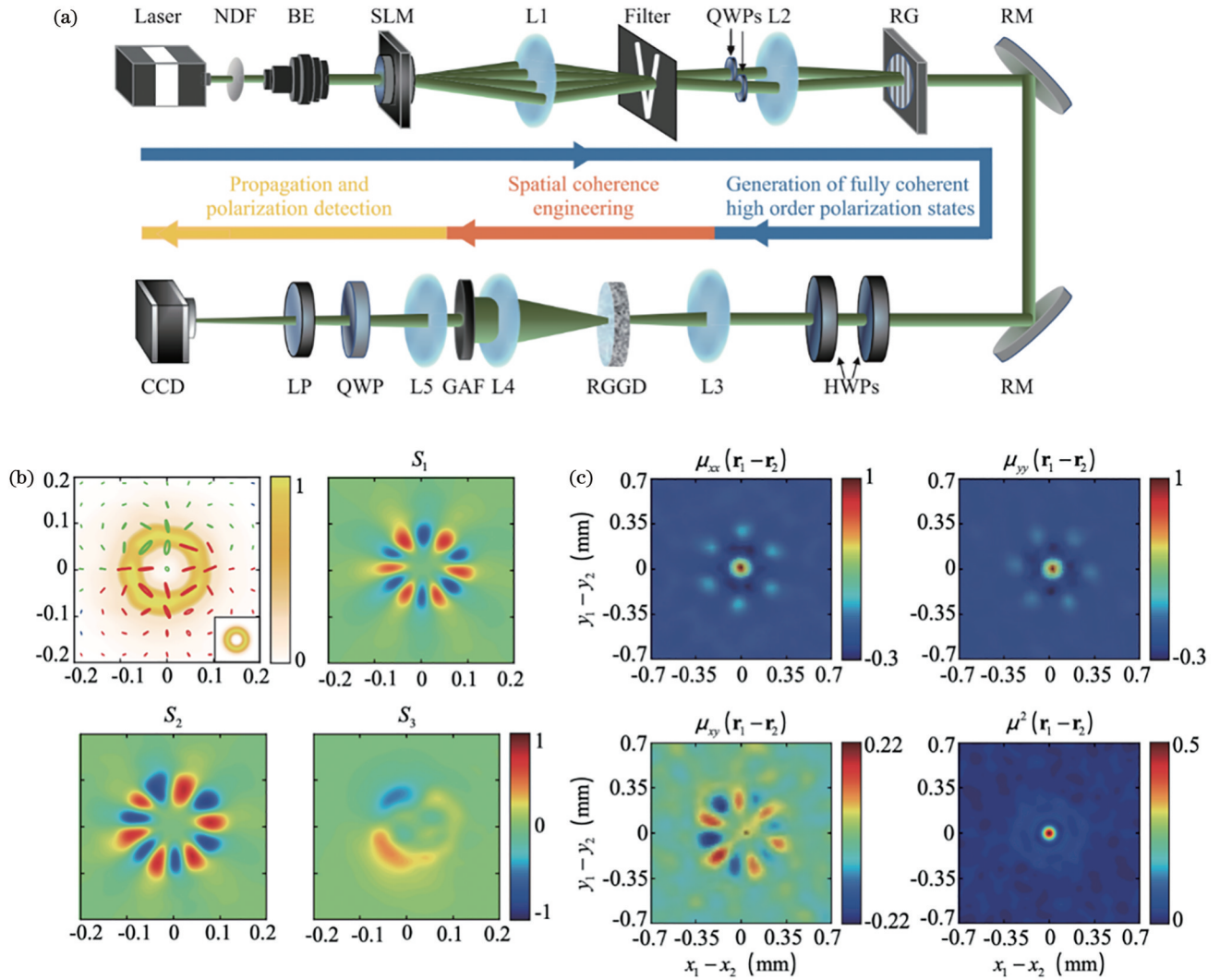


图 2 基于广义范西特-泽尼克定理的部分相干矢量光束合成<sup>[92]</sup>。(a)实验装置图,一束激光经过中性密度滤波器(NDF)以及扩束镜(BE)后入射到空间光调制器(SLM)中,经调制后通过由透镜L1和L2组成的4f成像系统,在成像系统中插入了一个V型滤波器以滤出从SLM中出射的 $\pm 1$ 级,它们分别经过1/4波片(QWPs)被调制成左旋和右旋圆偏振光后再入射到Ronchi光栅(RG)上实现 $\pm 1$ 级模式的矢量叠加,经过反射镜(RM)反射后由半波片(HWPs)调制其在高阶庞加莱球赤道线上的位置,再经过透镜L3聚焦到旋转的毛玻璃(RGGD)上产生一束完全高阶偏振的空间非相干光,经过透镜L4和高斯振幅滤波片(GAF)调制后产生部分相干矢量光束。透镜L5实现光束的聚焦,利用QWP、线偏振片(LP)以及CCD实现光束在传输过程中偏振态的测量;(b)合成完全相干矢量光束的Stokes参量以及偏振态分布;(c)合成部分相干矢量光束的相干结构分布

Fig. 2 Synthesis of partially coherent vector beams via generalized van Cittert-Zernike theorem<sup>[92]</sup>. (a) Experimental setup. A linearly polarized beam passes through a neutral density filter (NDF) and a beam expander (BE), and then goes into a 4f common path interferometric system composed of two thin lenses L1 and L2. A spatial light modulator (SLM) is placed in the input plane of the 4f system with a fork-shaped grating loaded in it. In the frequency plane (rear focal plane of L1), a V-shaped filter is placed to filter out +1 and -1 diffraction orders of the light from the SLM. After the two diffraction orders are filtered out, the beams then go into the quarter-wave plates (QWPs). After the QWPs, two optical beams become the left-hand and right-hand circularly polarized beams and then are superposed by a Ronchi grating (RG) into a vector beam with higher-order polarization state. After passing through a rotating ground glass disk (RGGD), the beam becomes incoherent. After passing through the thin lens L4 and the Gaussian amplitude filter (GAF), the incoherent beam becomes partially coherent. The lens L5 focuses the beam, and the QWP, linear polarizer (LP), and the CCD are used to measure the polarization state of the beam during transmission; (b) the measured Stokes parameters and polarization state for the synthesis of fully coherent vector beam; (c) the measured spatial coherence structure for the partially coherent vector beam

态。该光束经过旋转毛玻璃以及广义范西特-泽尼克光学系统的调制后,转变为部分相干矢量光束,其空间相干结构分布如图 2(c)所示。

归一化的相干矩阵元素为

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \frac{W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\sqrt{W_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1)W_{\beta\beta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2)}}。 \quad (16)$$

从图 2 中的分布可见,相干结构不再满足高斯分布,其分布呈现花瓣分布,与完全相干矢量光束偏振矩阵呈傅里叶变换关系。由实验结果可以看到,在  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$  时,电磁相干度的最大值为  $\mu^2 = 0.5$ ,这是由于此时产生的部分相干矢量光束为非偏振光,偏振度与电磁相干度满足如下关系:  $P^2(\mathbf{r}) = 2[\mu^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}) - 0.5]$ 。以上结果表明非相干光束的高阶偏振态信息被完全隐藏到了部分相干矢量光束的相干结构中。

从式(14)中可知:当光学系统响应函数为线性函数时,产生的部分相干矢量光束的相干结构的分布只与坐标差  $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$  有关,也就是说产生的部分相干矢量光束为空间均匀相干结构光束。要实现空间非均匀相干结构光束的合成,需要借助具有非线性响应函数的光学系统,而该系统往往比较复杂且不稳定。此外,由于该系统借助了旋转毛玻璃实现空间非相干光的合成,因此系统的光利用率较低。

### 2.3.2 基于矢量模式叠加合成部分相干矢量光束

基于矢量模式叠加的方案很好地克服了光利用率低且不能合成空间非均匀相干结构的缺陷。相干模式叠加是部分相干光学发展过程中的一个重要里程碑,它在部分相干光传输、光与物质相互作用以及光束实验合成中起到了重要作用<sup>[144]</sup>。相干模式叠加的基本原理就是将部分相干光展开成有限个空间完全相干光模式的叠加,其中每个光模式之间互相独立。对于二维部分相干矢量光束而言,其空间频率域的相干矩阵可以展开为

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_n \lambda_n \boldsymbol{\varphi}_n^*(\mathbf{r}_1) \boldsymbol{\varphi}_n^T(\mathbf{r}_2), \quad (17)$$

式中:  $\lambda_n$  和  $\boldsymbol{\varphi}_n(\mathbf{r})$  分别为第  $n$  个模式的权重和空间分布,可以通过求解以下 Fredholm 积分方程得到:

$$\int_D \boldsymbol{\varphi}_n^T(\mathbf{r}_1) \mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d^2 \mathbf{r}_1 = \lambda_n \boldsymbol{\varphi}_n^T(\mathbf{r}_2), \quad (18)$$

式(18)中积分范围为光束有效空间面积  $D$ 。到目前为止,只有极少数部分相干光束模型能够求解出其矢量光模式及权重,因此目前在实验中利用完全相干光模式合成的部分相干光束的模型非常有限<sup>[115-118]</sup>。

为了解决这一问题,研究人员提出了伪模分解的方法<sup>[119-120]</sup>。伪模分解的基本原理是将式(4)中的非负正定条件进行离散化,离散化过程中  $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$  可以分解为一系列离散模式的叠加,即

$$p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) \approx \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} p_{\alpha\beta}^{mn} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{mn}), \quad (19)$$

式中:  $p_{\alpha\beta}^{mn}$  为在离散坐标  $\mathbf{v}_{mn} = \{(v_{xm}, v_{ym})\}$  处的强度矩阵元;  $M$  和  $N$  分别为矩阵在  $v_x$  和  $v_y$  方向上的离散坐标数量。将式(19)代入式(4),相干矩阵元可以写成如下叠加形式:

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \approx \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} p_{\alpha\beta}^{mn} H_{\alpha}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_{mn}) H_{\beta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}_{mn}), \quad (20)$$

式(20)与式(17)中的完全相干叠加形式类似,都表示部分相干矢量光束可以展开成一系列空间完全相干光模式的非相干叠加。因此,通过非负正定条件构建出来的部分相干矢量光束都可以通过式(20)中的伪模叠加原理实现合成。通过控制模式的空间分布和权重可以实现多种部分相干矢量光束的合成。该方案在合成具有空间非均匀相干结构的矢量部分相干光束中具有优势。

基于正交完全相干模式叠加以及伪模叠加原理合成部分相干矢量光束的方案中模式的空间尺寸与光模式的阶数密切相关,一般情况下,光模式阶数越大,模式空间尺寸越大。当模式尺寸超过光调制器的尺寸后便无法实现合成,因此在合成较低空间相干性的部分相干矢量光束时,完全相干模式叠加以及伪模叠加的方案不再精确。此外,通过以上两种方案叠加出来的部分相干矢量光束的统计特性不满足高斯统计<sup>[121]</sup>,因此在基于高斯定理的关联“鬼”成像中无法得到应用。

为了解决以上问题,随机矢量模式叠加的方案被提了出来<sup>[122]</sup>。在随机矢量模式叠加原理下,相干矩阵可以写成

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_n \mathbf{T}_n^*(\mathbf{r}_1) \mathbf{T}_n^T(\mathbf{r}_2), \quad (21)$$

式中:  $\mathbf{T}_n(\mathbf{r})$  为随机模式,其  $x$  和  $y$  分量可以分别表示为

$$T_{xn}(\mathbf{r}) = \int R_x(\mathbf{f}) \sqrt{\Phi_{xx}(\mathbf{f})} \exp(i2\pi\mathbf{r}\mathbf{f}) d^2 \mathbf{f}, \quad (22)$$

$$T_{yn}(\mathbf{r}) = \int R_y(\mathbf{f}) \sqrt{\Phi_{yy}(\mathbf{f})} \exp(i2\pi\mathbf{r}\mathbf{f}) d^2 \mathbf{f}, \quad (23)$$

其中,

$$R_x(\mathbf{f}) = r_1(\mathbf{f}) + ir_2(\mathbf{f}), \quad (24)$$

$$R_y(\mathbf{f}) = [r_1(\mathbf{f}) + ir_2(\mathbf{f})] C^*(\mathbf{f}) + [r_3(\mathbf{f}) + ir_4(\mathbf{f})] \sqrt{1 - |C(\mathbf{f})|^2}, \quad (25)$$

式中:  $r_1(\mathbf{f}), r_2(\mathbf{f}), r_3(\mathbf{f}), r_4(\mathbf{f})$  为 4 个满足高斯统计且均值为 0、方差为 1 的随机数矩阵元,矩阵维度与坐标  $\mathbf{f}$  的离散程度有关;  $R_y(\mathbf{f})$  函数中的  $C(\mathbf{f})$  为复函数,可表示为

$$C(\mathbf{f}) = \frac{\Phi_{xy}(\mathbf{f})}{\sqrt{\Phi_{xx}(\mathbf{f})\Phi_{yy}(\mathbf{f})}}, \quad (26)$$

式中:  $\Phi_{xx}(\mathbf{f}), \Phi_{yy}(\mathbf{f}), \Phi_{xy}(\mathbf{f})$  为功率谱矩阵的元素,其取值与式(14)中非相干光的偏振矩阵元一致,与部分相干矢量光束的相干矩阵元呈傅里叶变换关系。值



值得注意的是,对  $C(\mathbf{f})$  函数的调控在控制部分相干矢量光束相干矩阵的反对角项关联系数  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  中起到关键作用。随机矢量模式的权重以及空间尺寸与模式阶数无关,且由于合成随机矢量模式时的随机数满足高斯统计,因此合成的部分相干矢量光束也满足高斯统计特性。

在实验中利用模式叠加原理实现部分相干光束合成的基本方案是利用空间光调制器加载动态全息图,通过播放全息图,在时间上产生多种光模式,这些光模式在时间上经过叠加后,通过时间平均探测器便可实现部分相干矢量光束的合成<sup>[123]</sup>。由于传统液晶空间光调制器的调制速率较低,通常只有几十赫兹,因此合成的部分相干光束速率较低。为了提高合成效率,最近利用数字微镜系统(DMD)实现光模式合成的方案被提了出来<sup>[124-126]</sup>,DMD 相比传统液晶空间光调制器,调制速率更高,能够达到几十千赫兹。图 3(a)为利用

DMD 合成部分相干矢量光束的原理图,图 3(b)为具体实验装置图。实验中将 DMD 的屏幕分为左右两块区域,分别合成矢量模式的  $x$  和  $y$  分量,如  $T_{xn}(\mathbf{r})$  和  $T_{yn}(\mathbf{r})$ ,两模式再经过偏振调控以及共轴偏振合成,产生矢量模式  $\mathbf{T}_n(\mathbf{r})$ 。动态更新 DMD 中加载的全息图,合成一系列所需的矢量模式,经过叠加后便可产生部分相干矢量光束。合成光束的物理参量,例如光强、相干结构、偏振特性等,都可以直接通过调控矢量模式  $\mathbf{T}_n(\mathbf{r})$  的空间分布实现动态调控。图 3(c)为利用伪模叠加在实验中合成的空间非均匀关联的矢量部分相干光束,利用这种光束在光源处通过旋转偏振片可以得到不同类型的非均匀关联标量光束。图 3(d)为利用随机矢量模式实现部分相干矢量光束反对角项关联系数  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  的调控,从图中可以发现,不仅  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  的振幅大小可以任意控制,其相位分布也可

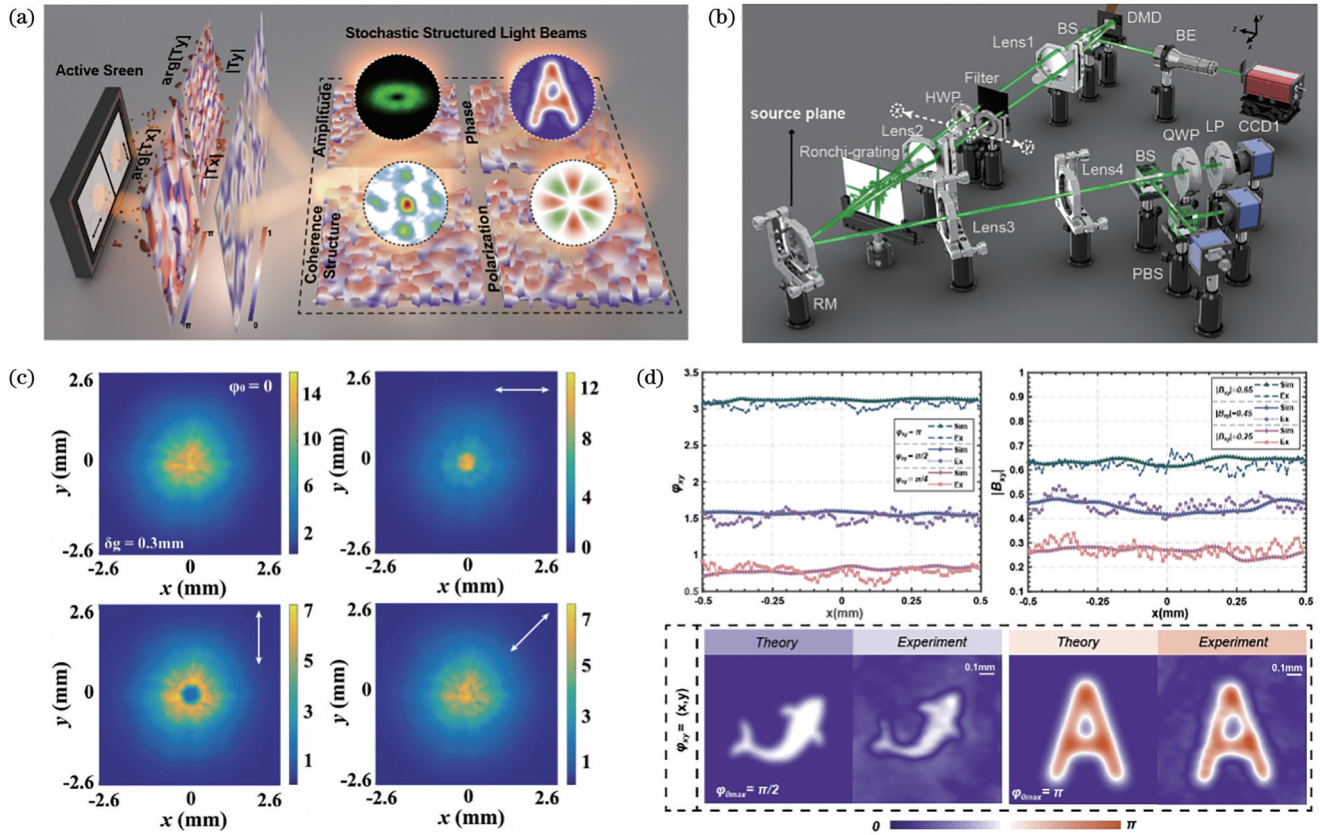


图 3 基于相干模式叠加合成部分相干矢量光束。(a)合成示意图,将 DMD 分为左右两屏幕,分别加载动态计算全息图合成矢量模式  $T_{xn}(\mathbf{r})$  和  $T_{yn}(\mathbf{r})$ ,动态合成为部分相干矢量光束,其光强、偏振、相干结构都可以通过调控矢量模式的权重和空间分布实现调控<sup>[126]</sup>; (b)基于模式叠加原理合成部分相干矢量光束的实验装置图<sup>[126]</sup>; (c)基于伪模叠加产生的空间非均匀关联矢量光束的光强分布<sup>[125]</sup>; (d)基于随机模式对  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  振幅和相位的调控<sup>[126]</sup>

Fig. 3 Synthesis of partially coherent vector beams via coherent-mode superposition. (a) Schematic for synthesis of the beams. The screen of the DMD is split into two parts, which load computer generated holograms to create the modes  $T_{xn}(\mathbf{r})$  and  $T_{yn}(\mathbf{r})$ . By dynamically controlling the holograms, the partially coherent vector beams can be synthesized; The light intensity, polarization, and coherence structure can be controlled by adjusting the weight and spatial distribution of vector modes<sup>[126]</sup>; (b) experimental setup of synthesis of partially coherent vector beams based on the principle of mode superposition<sup>[126]</sup>; (c) the intensity distributions of the partially coherent vector beams with nonuniform coherence structures synthesized by pseudo-mode superposition<sup>[125]</sup>; (d) controlling the amplitude and phase of  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  by random-mode superposition<sup>[126]</sup>

以任意控制,例如可以将图案信息加载在  $B_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  的相位分布中。

#### 2.4 矢量相干结构的测量

区别于完全相干矢量光束,部分相干矢量光束中独有的物理自由度为与光场统计特性有关的相干结构。部分相干光束的相干结构测量包含了对一维相干长度的测量以及对相干结构二维空间分布的测量。以

$$S_n(\mathbf{r}) = S_n^{(1)}(\mathbf{r}) + S_n^{(2)}(\mathbf{r}) + 2\sqrt{S_0^{(1)}(\mathbf{r})S_0^{(2)}(\mathbf{r})} |s_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| \cos[\varphi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - k(r_1 - r_2)], \quad (27)$$

式中:  $S_n^{(1)}(\mathbf{r})$  和  $S_n^{(2)}(\mathbf{r})$  分别为杨氏双孔 1 和 2 分别打开后在接收屏位置处的 Stokes 参量分布;  $s_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  为在杨氏双孔位置处待测部分相干矢量光束在空间位置  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  之间的归一化相干 Stokes 参量, 即  $s_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = S_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) / [S_0(\mathbf{r}_1)S_0(\mathbf{r}_2)]^{1/2}$ , 其相位分布为  $\varphi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ ;  $r_1, r_2$  分别为观察点到杨氏双孔 1 和 2 的距离。通过式(27)可以发现, 通过测量观察屏  $P$  点处的 Stokes 参量, 可以实现对  $s_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  振幅和相位的恢复, 从而实现待测部分相干矢量光束相干结构以及电磁相干度的测量。图 4(a) 为杨氏双孔干涉实验的一种推广, Leppänen 等<sup>[128-129]</sup> 在理论和实验上证明将杨氏双孔替换成两个亚波长散射体, 通过测量远场散射场的干涉条纹的 Stokes 参量, 也可以实现对两散射体之间入射部分相干矢量光束相干度的测量, 该方法在测量空间相干长度较小的光束时具有优势。从上面的分析中不难看出: 基于杨氏双孔干涉的实验方法中每一次测量只能恢复部分相干光束在空间两固定点  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  之间的相干度。要实现二维空间相干结构的测量, 还需要借助不同间距的杨氏双孔对待测部分相干光束进行空间扫描, 因此比较耗时。此外, 在基于杨氏双孔干涉的实验中, 要实现高空间分辨率相干结构的测量, 需要引入较小的双孔或者亚波长散射体, 这降低了系统的光利用率。

基于 Hanbury Brown-Twiss(HBT) 的实验是实现部分相干矢量光束相干结构测量的另一种方案<sup>[130-131]</sup>。与杨氏双孔干涉实验中电场关联不同, 经典的 HBT 实验是指对随机光场的瞬时光强进行强度关联, 即

$$G_{\alpha\beta}^{(C)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_\alpha^{(U1)}(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I_\beta^{(U2)}(\mathbf{r}_2) \rangle + |W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 + 2\sqrt{I_\alpha^{(R1)}(\mathbf{r}_1)I_\beta^{(R2)}(\mathbf{r}_2)} \operatorname{Re}[\exp(i\Delta\phi_{\alpha\beta})W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)], \quad (32)$$

式中:  $I_\alpha^{(U1)}(\mathbf{r}) = I_\alpha^{(R1)}(\mathbf{r}) + I_\alpha(\mathbf{r})$  和  $I_\beta^{(U2)}(\mathbf{r}) = I_\beta^{(R2)}(\mathbf{r}) + I_\beta(\mathbf{r})$  分别为参考光与部分相干光的非相干叠加的光强分布;  $\Delta\phi_{\alpha\beta} = \arg[E_\alpha^{(R1)}(\mathbf{r}_1)] - \arg[E_\beta^{(R2)}(\mathbf{r}_2)]$  为两参考光分别在  $\alpha$  和  $\beta$  方向上的相位差。从式(32)中可以发现  $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  的实部和虚部都包含在光强互相关函数  $G_{\alpha\beta}^{(C)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  中。要提取  $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ , 并去除式(32)中的背景项, 可以对非相干叠加之后的瞬时光强进行系综平均:

$$G_{\alpha\beta}^{(U)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_\alpha^{(U1)}(\mathbf{r}_1)I_\beta^{(U2)}(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (33)$$

其结果为

往研究的部分相干光束的模型大都集中在具有空间对称性的高斯谢尔模光束上, 因此只需要知道一维相干度的空间分布。测量一维相干度的方法中最为经典的是基于杨氏双孔干涉的实验方案<sup>[127]</sup>, 其原理如下。待测部分相干矢量光束经过杨氏双孔调制后, 在远场接收屏  $P$  点(空间坐标为  $\mathbf{r}$ ) 处测量出的 Stokes 参量可以表示为

$G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_\alpha(\mathbf{r}_1)I_\beta(\mathbf{r}_2) \rangle$ , 其中,  $I_\alpha(\mathbf{r}_1), I_\beta(\mathbf{r}_2)$  分别为随机光场在  $\alpha, \beta$  方向上的光强分量。如果随机光场满足高斯统计, 那么任意的光场高阶关联都可以退化场的关联, 即满足 Siegert 关系:

$$\frac{G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\langle I_\alpha(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I_\beta(\mathbf{r}_2) \rangle} = 1 + |\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2, \quad (28)$$

式中:  $\langle I_\alpha(\mathbf{r}_1) \rangle$  和  $\langle I_\beta(\mathbf{r}_2) \rangle$  分别为  $\alpha$  和  $\beta$  方向上的平均光强。从式(28)中可以发现: 通过测量随机光场的强度关联可以实现  $|\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$  的测量, 而相干结构的相位信息丢失。然而, 在实际应用中, 例如光学成像、光学加密等应用中, 相干结构的相位信息尤为重要。为了实现 HBT 实验中相干结构的振幅和相位的同时测量, 最近本课题组提出了一种广义 HBT 实验<sup>[132-133]</sup>, 在实验中引入一对完全相干的参考光, 其电场可以表示为  $\mathbf{E}^{(R1)}(\mathbf{r})$  和  $\mathbf{E}^{(R2)}(\mathbf{r})$ 。这两束参考光分别与待测量部分相干矢量光束进行相干叠加, 叠加后的随机电场可以表示为

$$\mathbf{E}^{(C1)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(R1)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (29)$$

$$\mathbf{E}^{(C2)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(R2)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (30)$$

在广义 HBT 实验中, 对叠加后的光场进行光强互关联操作:

$$G_{\alpha\beta}^{(C)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_\alpha^{(C1)}(\mathbf{r}_1)I_\beta^{(C2)}(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (31)$$

式中:  $I_\alpha^{(C1)}(\mathbf{r}_1)$  和  $I_\beta^{(C2)}(\mathbf{r}_2)$  分别为叠加光束 1 和叠加光束 2 在  $\alpha$  和  $\beta$  方向上的瞬时光强。将式(29)、(30)代入式(31), 并基于高斯统计定理得到

$$G_{\alpha\beta}^{(U)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_\alpha^{(U1)}(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I_\beta^{(U2)}(\mathbf{r}_2) \rangle + |W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2, \quad (34)$$

表示式(32)中的背景项。定义如下差值函数:

$$\Delta G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \Delta\phi_{\alpha\beta}) = G_{\alpha\beta}^{(C)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - G_{\alpha\beta}^{(U)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 2\sqrt{I_\alpha^{(R1)}(\mathbf{r}_1)I_\beta^{(R2)}(\mathbf{r}_2)} \operatorname{Re}[\exp(i\Delta\phi_{\alpha\beta})W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)], \quad (35)$$

当相位差  $\Delta\phi_{\alpha\beta} = 0, \Delta\phi_{\alpha\beta} = \pi/2$  时可以得到相干结构的实部和虚部分布。图 4(b) 为部分相干矢量光束合成及矢量相干结构测量装置图, 图中干涉光路中的上



半部分为利用广义范西特-泽尼克定理合成具有特殊空间相干结构的部分相干矢量光束的实验系统,下半部分为参考光的合成。实验中合成了圆偏振光,其  $x$  和  $y$  分量之间的相位差为  $\Delta\phi_{\alpha\beta} = \pi/2$ , 因此可以作为一对参考光分别与待测部分相干矢量光束叠加,经过偏振分束镜后利用两个同步的 CCD 记录瞬时光强分布。由于实验中合成的部分相干矢量光束是利用傅里叶变换系统产生的,式(31)、(33)中强度互关联的系综

平均可以替换成一组散斑场的空间平均,因此该系统可以实现对部分相干矢量光束相干结构的实时测量。图 4(c) 为具有特殊空间相干结构的部分相干矢量光束相干结构实部和虚部以及绝对值的实验测量结果。基于广义 HBT 原理的实验方案中不需要借助小孔或者散射体这样的衍射元件,因此测量系统的光利用率高,此外,测量空间分辨率只与 CCD 的像素尺寸有关,可达到微米量级。通过拍摄两组散斑,便可实现二维相干矩阵的振幅和相位的同时恢复。

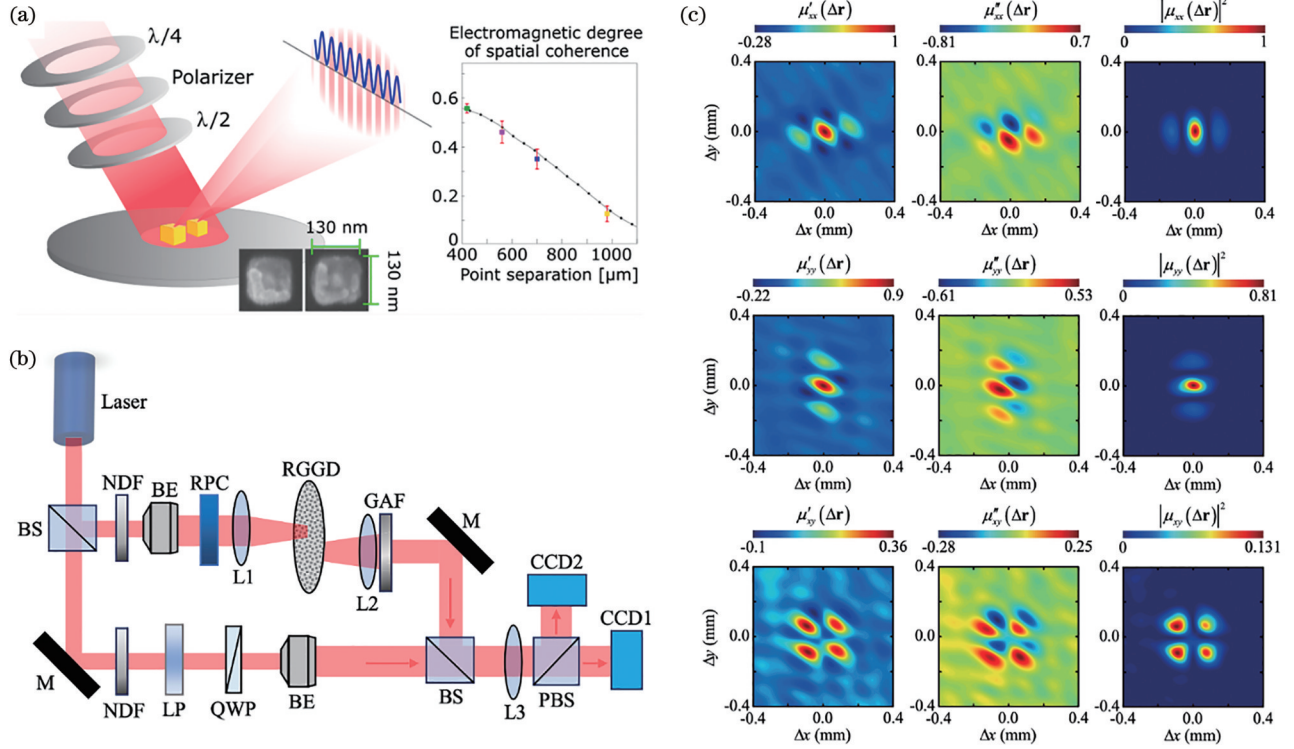


图 4 部分相干矢量光束相干结构的实验测量。(a) 基于亚波长双散射体干涉测量部分相干矢量光束的电磁相干度分布<sup>[129]</sup>; (b) 基于广义 Hanbury Brown-Twiss 效应实现部分相干矢量光束相干结构实部和虚部的测量<sup>[133]</sup>; (c) 具有特殊空间相干结构部分相干矢量光束的相干结构实部、虚部和绝对值二维空间分布实验测量结果<sup>[133]</sup>

Fig. 4 Experimental measurement for the spatial coherence of the partially coherent vector beams. (a) Measuring the electromagnetic degree of coherence of partially coherent vector beams based on subwavelength double scatterer interference<sup>[129]</sup>; (b) measuring the real and imaginary parts of the complex spatial coherence of partially coherent vector beams based on the generalized Hanbury Brown-Twiss effect<sup>[133]</sup>; (c) the experimental results for the measured real and imaginary parts of the partially coherent vector beams with special spatial coherent structure, as well as the modulus of the degree of coherence<sup>[133]</sup>

### 2.5 传输特性

对于完全相干矢量光束,其传输特性主要由偏振特性所决定,例如柱矢量偏振光束,其在自由空间传输过程中光束的偏振结构保持不变或者随着传输距离的增加发生旋转。相比标量光场,空间非均匀偏振态的调控使得光束在具有较小扰动的复杂介质中如湍流大气中,能够保持较好的稳定性<sup>[134]</sup>。最近有研究表明:对于完全相干矢量光束,其在湍流大气中传

输,其与偏振相关的 Stokes 参量,即  $S_1$ 、 $S_2$ 、 $S_3$ , 比与光强相关的 Stokes 参量  $S_0$  具有更弱的闪烁<sup>[135]</sup>, 这一特性在基于偏振的光通信中具有一定的优势。一般情况下,部分相干矢量光束的传输特性不仅由光束的初始偏振特性决定,还与光束的相干结构分布密切相关。研究部分相干矢量光束的傍轴传输特性通常采用广义 Collins 积分公式,在接收面上的相干矩阵元可以表示为

$$W_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \frac{1}{(\lambda B)^2} \exp\left[-\frac{ikD}{2B}(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)\right] \iint W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\left[-\frac{ikA}{2B}(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{B}(\mathbf{r}_1\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_2\boldsymbol{\rho}_2)\right] d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (36)$$

式中:  $A, B, C, D$  构成傍轴传输系统的传递矩阵;  $\rho_1, \rho_2$  为接收面上任意两点的空间坐标。除了求解出  $W_{\alpha\beta}(\rho_1, \rho_2)$  的解析式以外, 接收面上的相干矩阵还可以通过将  $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  展开成完全相干的空间模式进行数值求解。当  $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  为谢尔模光束时,  $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = T_\alpha^*(\mathbf{r}_1)T_\beta(\mathbf{r}_2)\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ , 接收面上的偏振矩阵元可以表示为卷积形式<sup>[92]</sup>:

$$\Phi_{\alpha\beta}(\rho) \propto \left\{ \tilde{A}_\alpha^*[\rho/(\lambda B)] \tilde{A}_\beta[\rho/(\lambda B)] \right\} \otimes \tilde{\mu}_{\alpha\beta}[\rho/(\lambda B)], \quad (37)$$

式中:  $A_\alpha(\rho) = T_\alpha(\rho) \exp[ikA\rho^2/(2B)]$ ; 物理符号带上波浪线表示对其进行傅里叶变换。从式(37)中可以发现: 在一般情况下, 接收面上光束的偏振特性与光束初始偏振和相干结构密切相关。然而, 当光束初始相干长度很小时, 即  $\tilde{\mu}_{\alpha\beta}[\rho/(\lambda B)]$  相较  $\tilde{A}_\alpha^*[\rho/(\lambda B)] \tilde{A}_\beta[\rho/(\lambda B)]$  为慢函数, 式(37)可以退化为

$$\Phi_{\alpha\beta}(\rho) \propto \tilde{\mu}_{\alpha\beta}[\rho/(\lambda B)], \quad (38)$$

此时, 接收面上光束的偏振特性只由光束初始相干结构决定。因此, 即使部分相干矢量光束在光源处的偏

振特性一致, 由于其相干结构分布不同, 传输过程中的偏振特性也有可能完全不一样。

图 5(a)、(b)展示了两种不同部分相干矢量光束经过普通透镜聚焦后的传输特性, 图 5(a)中的部分相干矢量光束的相干结构为传统的高斯谢尔模分布<sup>[136]</sup>, 因此在传输过程中光束逐渐由空心分布变为高斯分布, 空心分布是由于光束初始偏振态为径向偏振分布, 而高斯分布是由于接收面处的光强和偏振矩阵分布由高斯谢尔模相干结构的傅里叶变换所决定。在传输过程中, 由于相干性的调控作用, 这种光束的偏振度逐渐降低, 偏振部分的能量逐渐转换到非偏振分布。而图 5(b)中的光束模型为特殊空间相干结构部分相干矢量光束<sup>[92]</sup>, 这种光束在光源处为非偏振光, 经过传输之后由于相干结构的调控作用, 光束的偏振度逐渐增加, 并且逐渐表现出高阶偏振态分布。相干长度在调控过程中也起到了关键作用, 当光束初始相干长度较长时, 相干结构调控的作用减弱, 使得光束在传输过程中偏振度的增加缓慢, 而当初始相干长度较短时, 光束的偏振度增加较快, 并且在焦平面处全域偏振度可以达到 1。由此可见, 由于相干结构的不同, 图 5(a)、(b)中的部分相干矢量光束展现出了完全不同的传输特性。

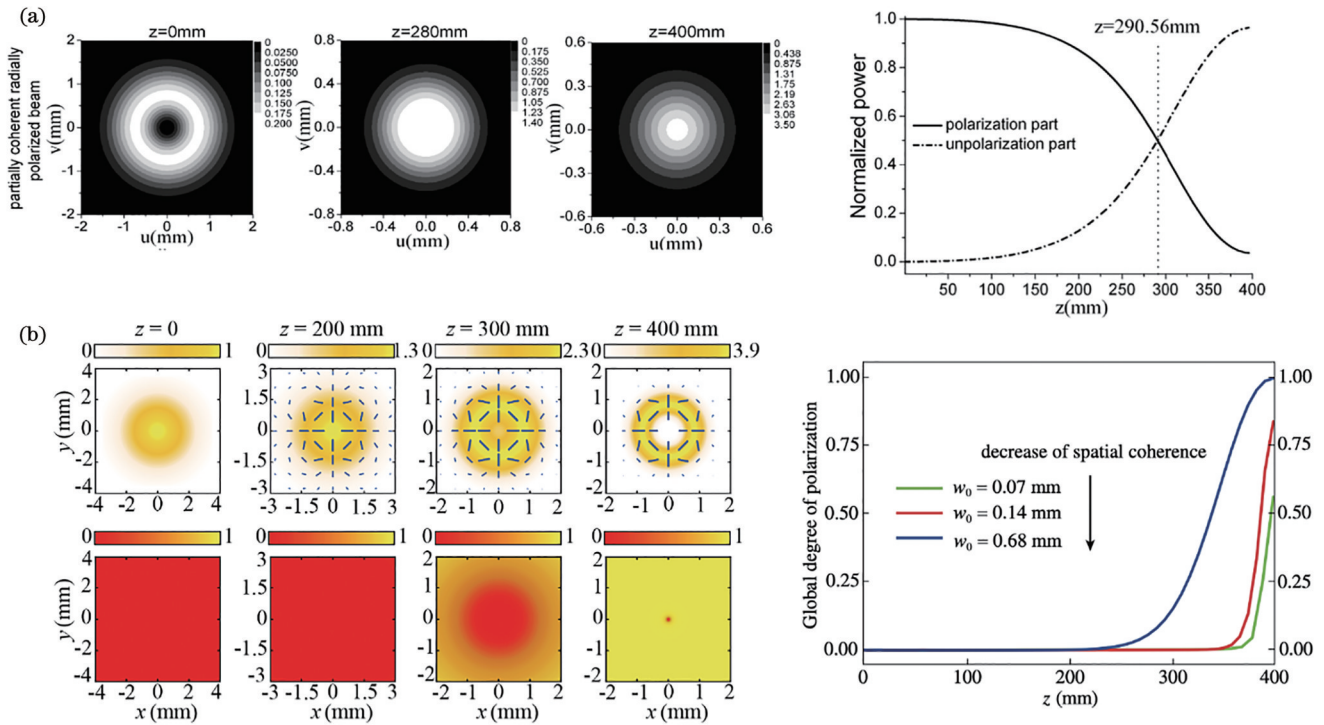


图 5 部分相干矢量光束在自由空间中的传输特性。(a)具有高斯谢尔模相干结构的径向偏振光束在傍轴传输过程中的光强分布以及偏振和非偏振部分的能量占比<sup>[136]</sup>; (b)具有特性空间相干结构部分相干矢量光束在傍轴传输过程中光强、偏振态、偏振度分布以及全域偏振度随着传输距离的演化特性<sup>[92]</sup>

Fig. 5 Propagation properties of partially coherent vector beams in free space. (a) Distribution of light intensity and the energy ratio of polarized and unpolarized parts of radially polarized beams with Gaussian Shelter-mode coherent structure during paraxial transmission<sup>[136]</sup>; (b) the evolution characteristics of light intensity, polarization state, polarization degree distribution, and global polarization degree in paraxial transmission of partially coherent vector beam with characteristic spatial coherent structure varying with transmission distance<sup>[92]</sup>



与完全相干矢量光束不同,部分相干矢量光束由于其低空间相干特性,在传输过程中光束能够有效克服散斑效应,实现高质量光斑生成。此外,当光束在复杂介质中传输时,部分相干矢量光束的干涉效应更弱,具有更强的鲁棒性。图 6(a)为部分相干矢量光束经过不透明障碍物遮挡后的传输特性,分析发现即使部分相干矢量光束的光源被遮挡,在传输过程中加载在相干结构中的偏振态仍然能够在接收面得到很好的恢复。并且随着传输距离的增加,在光强有效范围内,偏振度可以达到 1。而对于完全相干矢量光束而

言,当光源被相同尺寸的障碍物遮挡后,接收面上的光强和偏振态被破坏,无法实现对传输偏振态的恢复[图 6(b)]。这是由于:对于完全相干光,引入障碍物遮挡后角谱分量被截断;而对于部分相干光束,引入障碍物后,相干结构信息仍然保持,因此式(38)中的关系仍然成立。如图 6(c)、(d)所示,当光束在湍流大气中传输时,部分相干矢量光束能够保持较好的稳定性,而完全相干矢量光束发生严重的光斑畸变和漂移。由此可见,部分相干矢量光束的相干结构调控在远场光束整形以及远场无散斑成像中具有广阔的应用前景。

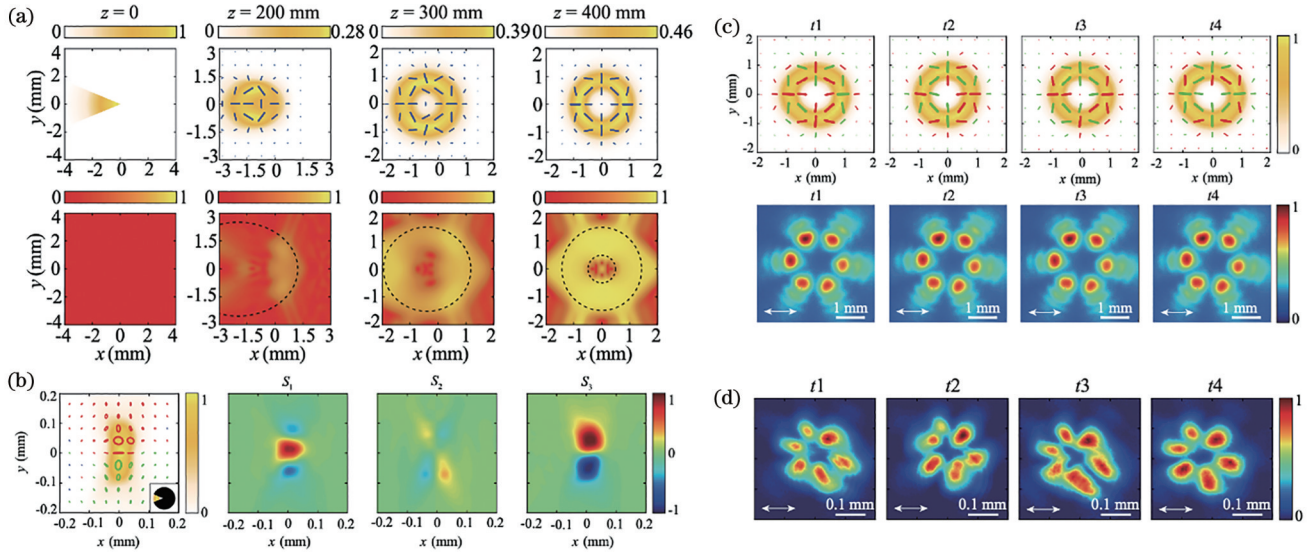


图 6 部分相干矢量光束在传输过程中的鲁棒性<sup>[92]</sup>。(a)部分相干矢量光束经过扇形障碍物遮挡后的传输光强、偏振态以及偏振度的空间分布;(b)完全相干矢量光束被相同障碍物遮挡后焦平面处的 Stokes 参量以及偏振态的空间分布;(c)部分相干矢量光束经过湍流大气传输后的光强和偏振态分布以及线偏振光强分量的实验测量结果;(d)完全相干矢量光束经过湍流大气后线偏振光强分量的实验测量结果

Fig. 6 Robust of propagation of partially coherent vector beams<sup>[92]</sup>. (a) Intensity and polarization properties of a partially coherent vector beam passing through a sector-shaped obstruction; (b) the Stokes parameters and polarization state for an obstructed fully coherent vector beam at focal plane; (c) the distributions of light intensity and polarization state of a partially coherent vector beam passing through a turbulent atmosphere and the experimental results of linear polarization intensity; (d) experimental results of linear polarization intensity component of completely coherent vector beam passing through turbulent atmosphere

### 3 三维部分相干矢量光场

当光场局域在亚波长尺寸中,光场往往表现出三维偏振特性,光束的傍轴传输理论不再适用,需要利用非傍轴理论处理三维偏振光场。完全相干非傍轴矢量光场,例如电磁倏逝波、三维散射场、表面等离子激元、紧聚焦场等,已经被广泛研究。到目前为止,研究人员已经在完全相干非傍轴光场中发现了诸多新颖的物理效应,例如光的自旋-轨道耦合、光的拓扑结构等<sup>[137-138]</sup>。然而,在激发非傍轴矢量光场的过程中或多或少会引入随机性,这赋予了非傍轴矢量光场相干特性。引入相干性是否能够三维偏振光场带来新的物理特性?本节将综述三维部分相干光场的表征以及部分相干紧聚焦光场中的三维偏振特性,包括偏振维度、偏振特征分解、自旋结构等。

#### 3.1 三维相干与偏振矩阵

非傍轴矢量光场的电场通常用  $3 \times 1$  的列向量  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [E_x(\mathbf{r}, t), E_y(\mathbf{r}, t), E_z(\mathbf{r}, t)]^T$  表征,将其代入到部分相干光场的相干矩阵中,可以得到  $3 \times 3$  的相干矩阵:

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{xz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{yz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ W_{zx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{zy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) & W_{zz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \end{bmatrix}, \quad (39)$$

同时,光场的偏振矩阵扩展为

$$\mathbf{\Phi}(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} \Phi_{xx}(\mathbf{r}) & \Phi_{xy}(\mathbf{r}) & \Phi_{xz}(\mathbf{r}) \\ \Phi_{yx}(\mathbf{r}) & \Phi_{yy}(\mathbf{r}) & \Phi_{yz}(\mathbf{r}) \\ \Phi_{zx}(\mathbf{r}) & \Phi_{zy}(\mathbf{r}) & \Phi_{zz}(\mathbf{r}) \end{bmatrix}, \quad (40)$$

描述部分相干光场的相干和偏振 Stokes 参量也相应扩展到三维。三维 Stokes 参量与相干偏振矩阵之间满足如下关系<sup>[139-140]</sup>：

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{3} S_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \boldsymbol{\omega}_0 + \frac{1}{2} \sum_{t=1}^8 S_t(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \boldsymbol{\omega}_t, \quad (41)$$

$$\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} S_0(\mathbf{r}) \boldsymbol{\omega}_0 + \frac{1}{2} \sum_{t=1}^8 S_t(\mathbf{r}) \boldsymbol{\omega}_t, \quad (42)$$

式中： $S_t(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 和 $S_t(\mathbf{r})(t=0, 1, \dots, 8)$ 分别为三维相干 Stokes 参量和三维偏振 Stokes 参量； $\boldsymbol{\omega}_0$ 为 $3 \times 3$ 的单位矩阵； $\boldsymbol{\omega}_t(t=1, 2, \dots, 8)$ 为 8 个 Gell-Mann 矩阵。与二维部分相干光束类似，三维部分相干矢量光场的电磁相干度和偏振度可以从三维 Stokes 参量中求得，即

$$\mu^2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{3} |s_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 + \frac{1}{2} \sum_{t=1}^8 |s_t(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2, \quad (43)$$

$$P_{3D}^2(\mathbf{r}) = \frac{3}{4} \sum_{t=1}^8 s_t^2(\mathbf{r}), \quad (44)$$

式中： $s_t(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 和 $s_t(\mathbf{r})$ 为归一化的 Stokes 参量； $0 \leq \mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \leq 1$ ，其最小值表示非相干光场，最大值表示完全相干光场； $P_{3D}(\mathbf{r})$ 为三维光场的偏振度， $0 \leq P_{3D}(\mathbf{r}) \leq 1$ ，其最大值表示完全偏振光场，而最小值表示三维完全非偏振光场。值得注意的是，对于二维非偏振光场，其对应的三维偏振度 $P_{3D}(\mathbf{r})=0.5$ 。从式(43)、(44)中可以发现，电磁相干度和三维偏振度满足如下关系：

$$\mu^2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} P_{3D}^2(\mathbf{r}), \quad (45)$$

表明相同点上的电磁相干度大小由该点处的偏振度决定，当该点处为三维非偏振光时，有

$$\mu^2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{3}. \quad (46)$$

### 3.2 偏振维度

光场的偏振可由电场矢量方向来确定，即使在某一个特定坐标系中，光场可能在 3 个正交的空间方向上振荡，然而通过坐标旋转改变参考系，光场矢量振荡被限制在一个平面上，甚至一条直线上。此时，光场为二维或者一维偏振。从上面的例子可以看出，光场的维度取决于描述它们所需正交轴的最小数量。根据最小数量，光场可以分为一维、二维和三维光场<sup>[141]</sup>。对光场偏振维度的研究在复杂结构光场、光学近场以及紧聚焦光场分析中显得尤为重要。

为了定量描述光场的偏振维度，首先通过一个旋转矩阵 $\mathbf{Q}_0$ 将偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 旋转到内禀坐标系中，旋转矩阵 $\mathbf{Q}_0$ 为 $3 \times 3$ 矩阵，并满足 $\mathbf{Q}_0^T = \mathbf{Q}_0^{-1}$ 以及 $\det \mathbf{Q}_0 = 1$ ，旋转矩阵 $\mathbf{Q}_0$ 的作用不会改变光场的偏振特性。在内禀坐标系下，偏振矩阵可以表示为

$$\boldsymbol{\Phi}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{Q}_0^T \boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r}) \mathbf{Q}_0 = \boldsymbol{\Phi}'_0(\mathbf{r}) + i \boldsymbol{\Phi}''_0(\mathbf{r}), \quad (47)$$

其实部为对角矩阵：

$$\boldsymbol{\Phi}'_0(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} a_1 & 0 & 0 \\ 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & a_3 \end{pmatrix}, \quad (48)$$

其中对角项 $a_1 \geq a_2 \geq a_3 \geq 0$ 为偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 实部的本征值。内禀坐标系下 $\boldsymbol{\Phi}_0(\mathbf{r})$ 的虚部表示为

$$\boldsymbol{\Phi}''_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -n_3 & n_2 \\ n_3 & 0 & -n_1 \\ -n_2 & n_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (49)$$

其中 $n_1, n_2, n_3$ 组成了偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 的自旋矢量 $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ 。

偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 的实部矩阵的本征值 $a_1, a_2, a_3$ 的物理意义为内禀坐标系下光场正交主轴上的光强分布，从 $a_1, a_2, a_3$ 的值中可以得到描述光场所需正交轴的最小数量。

对于一维偏振光，有

$$a_1 > 0, a_2 = 0, a_3 = 0. \quad (50)$$

对于二维偏振光，有

$$a_1 > 0, a_2 > 0, a_3 = 0. \quad (51)$$

对于三维偏振光，有

$$a_1 > 0, a_2 > 0, a_3 > 0. \quad (52)$$

也就是说，从 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 实部的本征值不等于 0 的数量中可以得到矢量光场维度。这里：一维偏振光的物理意义是光电场矢量只在一条直线上振荡，例如线偏振光；二维偏振光是指光的电场矢量在一个平面上振荡，例如椭圆偏振光或者二维非偏振光；三维偏振光是指光的电场矢量在任意坐标系下都在三维空间中振荡。对于光强各向同性的二维偏振光（如圆偏振光、二维非偏振光），满足 $a_1 = a_2$ 以及 $a_3 = 0$ ；对于光强各向同性的三维偏振光（如三维非偏振光），满足 $a_1 = a_2 = a_3$ 。需要特别注意的是，由于偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 为厄米矩阵，其 3 个本征值也满足非负条件，即 $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0$ ，但是 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 的非零本征值的数量不能表示光场的偏振维度。例如，对于圆偏振光，其偏振矩阵只有一个非零本征值，而其偏振矩阵的实部有两个非零本征值。此外，对于完全偏振光， $a_3 = 0$ 始终成立，也就是说完全偏振光场的偏振维度只能是一维或者二维。换句话说，三维偏振光场只存在于部分相干偏振光场中。

通过偏振矩阵 $\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{r})$ 实部的本征值来判定矢量光场的维度存在一些限制。如图 7 所示，对应的 3 组本征值 $a_1 > 0, a_2 > 0, a_3 > 0$ ，满足三维偏振条件。而从图 7(a)中可以发现 $a_1$ 的值远大于 $a_2$ 和 $a_3$ ，因此光场可以近似为一维光场，而图 7(b)中的光场可以近似为二维光场，只有在 $a_1, a_2$ 和 $a_3$ 的数值接近时，才能认为光场为三维光场[图 7(c)]。因此，为了更加准确地描述光场的偏振维度，可以定义偏振维度<sup>[141]</sup>如下：

$$D(\mathbf{r}) = 3 - 2d(\mathbf{r}), \quad (53)$$



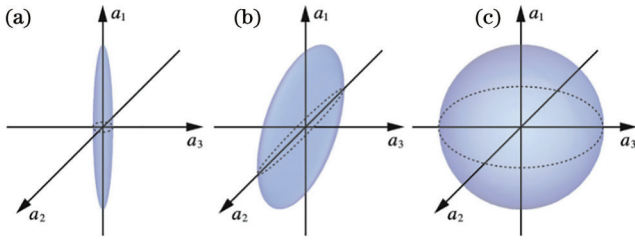


图 7 三维光场偏振矩阵实部的本征值分布<sup>[141]</sup>。(a)  $a_1 \gg a_2, a_1 \gg a_3$ , 偏振维度  $D(\mathbf{r}) \approx 1$ ; (b)  $a_1 \approx a_2 \gg a_3$ , 偏振维度  $D(\mathbf{r}) \approx 2$ ; (c)  $a_1 \approx a_2 \approx a_3$ , 偏振维度  $D(\mathbf{r}) \approx 3$

Fig. 7 Distributions for the eigenvalues of the real part of the polarization matrix for the 3D optical fields<sup>[141]</sup>. (a)  $a_1 \gg a_2, a_1 \gg a_3$ , the polarization dimension  $D(\mathbf{r}) \approx 1$ ; (b)  $a_1 \approx a_2 \gg a_3$ , the polarization dimension  $D(\mathbf{r}) \approx 2$ ; (c)  $a_1 \approx a_2 \approx a_3$ , the polarization dimension  $D(\mathbf{r}) \approx 3$

其中,

$$d(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{3}{2} \left\{ \frac{\text{tr}[\Phi'(\mathbf{r})]^2}{\text{tr}^2 \Phi'(\mathbf{r})} - \frac{1}{3} \right\}}, \quad (54)$$

式中:  $d(\mathbf{r})$  为偏振矩阵的实部  $\Phi'(\mathbf{r})$  到三维非偏振矩阵之间的距离, 描述了光场光强各向异性程度,  $0 \leq d(\mathbf{r}) \leq 1$ 。因此, 偏振维度  $1 \leq D(\mathbf{r}) \leq 3$ 。偏振维度  $D(\mathbf{r})$  的数值不随坐标系的旋转而发生变化。代入  $\Phi'(\mathbf{r})$  的本征值, 偏振维度还可以表示为

$$D(\mathbf{r}) = 3 - \frac{\sqrt{2[(a_1 - a_2)^2 + (a_1 - a_3)^2 + (a_2 - a_3)^2]}}{a_1 + a_2 + a_3}. \quad (55)$$

从式(55)中可以发现: 对于一维偏振光  $a_2 = a_3 = 0$ ,  $D(\mathbf{r}) = 1$ , 当  $a_1 = a_2 = a_3$ ,  $D(\mathbf{r})$  取最大值 3; 而对于二维偏振光  $a_2 > 0, a_3 = 0$ , 偏振维度的取值为  $1 < D(\mathbf{r}) \leq 2$ ;  $D(\mathbf{r}) > 2$  的光场, 对应的就是三维偏振

光场。如图 7 所示, 对于普适的三维偏振光,  $D(\mathbf{r})$  的取值可以为  $1 < D(\mathbf{r}) \leq 3$ , 取决于光场光强的各向同性程度。

### 3.3 特征分解与非寻常三维偏振态

为了更加清晰地展示三维矢量光场的偏振结构, 可以利用特征分解将三维偏振矩阵分解为  $\hat{\Phi}_p, \hat{\Phi}_m, \hat{\Phi}_u$  3 个部分<sup>[95]</sup>:

$$\Phi = I \left[ P_1 \hat{\Phi}_p + (P_2 - P_1) \hat{\Phi}_m + (1 - P_2) \hat{\Phi}_u \right], \quad (56)$$

式中:  $I = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 (\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0)$  为偏振矩阵  $\Phi$  的本征值, 对应的本征向量为  $\hat{u}_1, \hat{u}_2, \hat{u}_3$ , 本征向量彼此正交并且都为列向量;  $P_1 = (\lambda_1 - \lambda_2)/I, P_2 = 1 - 3\lambda_3/I$  为偏振纯度指数,  $0 \leq P_1 \leq P_2 \leq 1$ 。式(56)中的偏振矩阵可以表示为

$$\hat{\Phi}_p = \hat{u}_1 \hat{u}_1^\dagger, \quad (57)$$

$$\hat{\Phi}_m = \frac{1}{2} (\hat{u}_1 \hat{u}_1^\dagger + \hat{u}_2 \hat{u}_2^\dagger), \quad (58)$$

$$\hat{\Phi}_u = \frac{1}{3} (\hat{u}_1 \hat{u}_1^\dagger + \hat{u}_2 \hat{u}_2^\dagger + \hat{u}_3 \hat{u}_3^\dagger). \quad (59)$$

三维偏振矩阵的特征分解如图 8 所示, 可以发现  $\hat{\Phi}_p$  表示由本征向量  $\hat{u}_1$  构成的完全偏振态, 其偏振维度  $1 \leq D \leq 2$ ,  $\hat{\Phi}_u$  为 3 个正交偏振矢量的非相干叠加, 可以证明  $\hat{\Phi}_u = I/3$ , 其中,  $I$  为  $3 \times 3$  的单位向量, 即  $\hat{\Phi}_u$  表示三维完全非偏振态, 偏振维度  $D = 3$ 。而  $\hat{\Phi}_m$  的偏振态需要特别注意, 如果从二维矢量光场的特征分解出发, 三维矢量光场通常被认为可以分解为完全偏振态、二维非偏振态和三维非偏振态的叠加, 即  $\hat{\Phi}_m$  表示二维非偏振态, 对应的偏振维度  $D = 2$ 。然而, 以上结论只有在  $\hat{u}_1$  和  $\hat{u}_2$  对应的偏振椭圆处于同一个平面上时才成立, 当  $\hat{u}_1$  和  $\hat{u}_2$  对应的偏振椭圆不在同一个平面上时, 很显然  $\hat{\Phi}_m$  对应三维偏振态, 偏振维度  $D > 2$ 。处于三维偏振状态的  $\hat{\Phi}_m$  被称为非寻常偏振态。

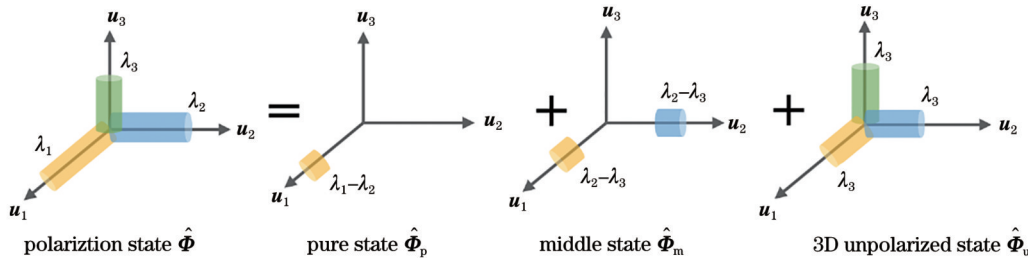


图 8 三维偏振态的特征分解, 偏振矩阵  $\Phi$  可以分解为完全偏振态  $\hat{\Phi}_p$ , 中间态  $\hat{\Phi}_m$  以及三维非偏振态  $\hat{\Phi}_u$

Fig. 8 Characteristic decomposition of 3D polarization state. The polarization matrix  $\Phi$  can be decomposed into fully polarized state  $\hat{\Phi}_p$ , middle-component state  $\hat{\Phi}_m$ , and 3D unpolarized state  $\hat{\Phi}_u$

偏振矩阵  $\hat{\Phi}_m$  的非寻常特性可以通过定义非寻常度来描述<sup>[142]</sup>:

$$P_N(\hat{\Phi}_m) = 4\hat{m}_3, \quad (60)$$

式中:  $\hat{m}_3$  为  $\hat{\Phi}_m$  矩阵实部的最小本征值,  $0 \leq \hat{m}_3 \leq 1/4$ 。

因此,  $0 \leq P_N(\hat{\Phi}_m) \leq 1$ 。  $\hat{\Phi}_m$  的偏振维度和非寻常度满足如下关系:

$$D(\hat{\Phi}_m) = 3 - \sqrt{1 - 3P_N(\hat{\Phi}_m) [2 - P_N(\hat{\Phi}_m)]} / 4, \quad (61)$$

从中可以发现,当  $\hat{\Phi}_m$  处于非寻常偏振态时,  $2 < D(\hat{\Phi}_m) \leq 5/2$  表示真正的三维偏振光。其中  $D(\hat{\Phi}_m) = 5/2$  表示  $\hat{\Phi}_m$  处于完美非寻常偏振态,此时  $\hat{\Phi}_m$  由位于不同平面上正交的圆偏振态和线偏振态叠加而成。考虑  $\hat{\Phi}_m$  在特征分解中的权重,可以定义偏振矩阵  $\Phi$  的非寻常偏振度:

$$P_N(\Phi) = (P_2 - P_1)P_N(\hat{\Phi}_m), \quad (62)$$

其大小在 0~1 之间,  $P_N(\Phi) = 1$  表示整个偏振矩阵  $\Phi = I\hat{\Phi}_m$  都处于完美非寻常偏振态中。

从特征分解中可以看出矢量光场的三维偏振特性不仅来自三维非偏振态,还来自三维非寻常态  $\hat{\Phi}_m$ ,因此三维偏振度不仅可以从偏振矩阵与三维非偏振态矩阵之间的距离角度来定义,还可以从偏振纯度出发。考虑纯态  $\hat{\Phi}_p$  和三维非寻常态  $\hat{\Phi}_m$  中所有的线偏振度、圆偏振度以及方向度,矢量光场的三维偏振度<sup>[143]</sup>还可以定义为

$$P_{3D} = \frac{1}{2} \sqrt{3P_1^2 + P_2^2}. \quad (63)$$

此外,三维偏振度与光场的偏振维度满足如下关系<sup>[144]</sup>:

$$P_{3D} = \sqrt{d^2 + \frac{3}{4}P_c^2}, \quad (64)$$

式中:  $d = (3 - D)/2$ ;  $P_c$  为圆偏振度,与光场的自旋相关。可以发现:对于光强各向同性的三维偏振光( $D = 3$ )而言,光场的三维偏振度与光场的自旋密切相关。当光场不携带自旋时,该偏振态为三维非偏振光。

### 3.4 自旋结构

通常认为矢量光场的自旋角动量只由纯态  $\hat{\Phi}_p$  所携带,这是由于通常认为  $\hat{\Phi}_m$  为寻常偏振态,表示二维非偏振光,因此不携带自旋角动量。然而,当  $\hat{\Phi}_m$  为非寻常偏振态时,其矩阵为复数矩阵,具有自旋角动量。因此,对于非寻常度不为 0 的三维偏振态而言,其自旋角动量可由纯态  $\hat{\Phi}_p$  和中间态  $\hat{\Phi}_m$  共同贡献。三维偏振的总自旋可以表示为纯态  $\hat{\Phi}_p$  和中间态  $\hat{\Phi}_m$  自旋角动量的矢量叠加<sup>[145]</sup>,即

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_p + \mathbf{s}_m = IP_1\hat{\mathbf{n}}_p + I(P_2 - P_1)\hat{\mathbf{n}}_m, \quad (65)$$

式中:  $\mathbf{s}_p$  和  $\mathbf{s}_m$  分别为由纯态  $\hat{\Phi}_p$  和中间态  $\hat{\Phi}_m$  贡献的总自旋矢量(考虑权重),其方向可以不同;  $\hat{\mathbf{n}}_p$  和  $\hat{\mathbf{n}}_m$  分别为纯态  $\hat{\Phi}_p$  和中间态  $\hat{\Phi}_m$  的自旋矢量,可以通过取偏振矩阵的虚部得到。根据式(57)、(58):

$$\hat{\mathbf{n}}_p = \hat{\mathbf{n}}_1, \quad \hat{\mathbf{n}}_m = \frac{1}{2}(\hat{\mathbf{n}}_1 + \hat{\mathbf{n}}_2), \quad (66)$$

式中:  $\hat{\mathbf{n}}_1$  和  $\hat{\mathbf{n}}_2$  分别为本征向量  $\hat{\mathbf{u}}_1$  和  $\hat{\mathbf{u}}_2$  的自旋。对于非寻常偏振态,  $\hat{\mathbf{n}}_m$  始终不等于 0。

### 3.5 部分相干紧聚焦光场

从以上三维光场表征理论中可以发现,对于完全

相干(完全偏振)光场,其空间中确定点的电场只能在一个平面或者一条直线上振荡。因此,要找到真正的三维偏振态,首先需要部分相干和部分偏振光场,其次还需要该光场具有 3 个电场分量。由于紧聚焦过程中纵向电场分量的出现,矢量光场表现出三维偏振特性。然而,对于完全相干矢量光场,在空间任意一点其电场的振动都可被局限在一个平面或者一条直线上,即完全相干紧聚焦光场为一维光场或者二维光场,即使该光场在空间不同点的振荡可以在不同平面上。对于部分相干紧聚焦光场,其正交电场分量之间部分关联特性的普遍存在,通常表现出真正的三维偏振特性。本节将讨论部分相干紧聚焦光场的三维偏振特性。

#### 3.5.1 部分相干紧聚焦光场的快速计算

图 9(a) 为部分相干矢量光束经过大数值孔径透镜紧聚焦的示意图。部分相干紧聚焦光场的计算可以将 Richard-Wolf 矢量衍射积分公式进行推广,将对电场  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  (或磁场) 空间坐标  $\mathbf{r}$  的二重积分推广到对相干矩阵  $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  空间两点坐标  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  的四重积分。由于相干矩阵中相干结构的不可分离性,计算相干矩阵的四重积分往往比较耗时,例如利用四重积分直接计算  $512 \times 512$  格点的低相干性部分相干矢量光束的紧聚焦需要 100 h 左右,这限制了对部分相干紧聚焦光场物理特性的深入研究<sup>[146-147]</sup>。

为了提升计算效率, Tong 等<sup>[148]</sup> 在 2020 年提出了一种基于随机模式展开的方法实现部分相干情况下的紧聚焦光场快速计算的方法。具体方案是将入射的部分相干光束的相干矩阵  $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  展开成一系列完全相干随机模式  $\mathbf{T}_n(\mathbf{r})$  的非相干叠加。其中,模式的数量与入射部分相干光束的相干长度密切相关,通常情况下,相干长度越短,所需要的模式数量越多。在部分相干紧聚焦过程中,用随机模式展开比用本征模式以及伪模展开具有一定的优势,这是由于每个随机模式的权重都一样,因此在计算过程中不需要额外考虑模式权重问题。此外,每个随机模式具有相同的空间尺寸,与模式的阶数无关,因此在计算紧聚焦光场时不需要额外调控不同模式计算过程中的空间尺寸。由于展开的随机模式在空间上都是完全相干的,因此可以借助完全相干矢量光场紧聚焦的快速傅里叶变换算法实现对焦场随机模式的求解。最后,利用模式叠加原理,求解出焦场的三维相干矩阵  $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ , 从焦场的相干矩阵中可以得到焦场的三维相干和偏振特性。

最近 Avinoá 等<sup>[149]</sup> 和 Yan 等<sup>[150]</sup> 分别提出了基于四维卷积算法求解具有谢尔模型的部分相干矢量光束的紧聚焦算法。与傍轴部分相干光束卷积算法类似[式(37)],紧聚焦过程中部分相干高斯谢尔模光场四维 Richard-Wolf 矢量衍射积分公式可以简化为四维卷积算法。与随机模式展开算法相比,卷积算法的优势是计算时间与入射部分相干矢量光束相干长度无关,因此卷积算法在计算低相干性光场的紧聚焦特性中具



有非常大的优势。不过,四维卷积算法只能计算具有谢尔模关联的部分相干光场的紧聚焦特性,在计算具有空间非均匀关联的部分相干光场的紧聚焦特性时只能借助模式展开算法提升计算效率。此外,四维卷积算法只能快速计算紧聚焦焦场的偏振特性,要想计算紧聚焦焦场的两点或者多点之间的相干特性,仍然需要借助模式叠加算法。

### 3.5.2 紧聚焦焦场整形

焦场整形一直是紧聚焦光学中的一个重要研究问题,对紧聚焦焦场的整形在显微成像系统点扩散函数调控、微纳光学操控、光学加工等领域中具有广阔的应用前景。以往研究通常利用完全相干光学的手段实现紧聚焦焦场整形,例如利用入射光场的偏振和相位调控可以实现紧聚焦焦场的横向和纵向场整形,产生平顶焦场、空心焦场,甚至是光针焦场分布<sup>[46-47]</sup>。在部分相干光学领域,大量研究表明傍轴传输光束的相干性和相干结构调控可以实现光束的弱聚焦焦场整形。最近有研究表明:对于紧聚焦情况,入射光束的相干性和相干结构调控同样能够实现紧聚焦焦场整形。最早,

Dong 等<sup>[146]</sup>在研究具有高斯谢尔模关联结构的柱矢量偏振光束的紧聚焦特性时,发现随着入射光束相干长度的减小,紧聚焦焦场的光强分布逐渐从空心分布变成平顶分布,再由平顶分布变成高斯分布。这一变化是由于入射光束的偏振特性和相干特性在相干长度变化过程中起到了不同的作用。当相干长度较长时,焦场主要由入射光束的偏振特性决定,因此呈现出空心分布,而随着相干长度的减小,入射光束的相干特性作用逐渐增强,高斯谢尔模的相干结构会导致焦场的横向和纵向光强分布都变成高斯分布。当相干长度适中时,入射光束的偏振特性和相干特性起到相当的作用,因此焦场横向和纵向光强呈现平顶分布。

考虑相干结构调控的作用,当入射光束的相干长度较小时,相干结构在紧聚焦焦场整形中起到关键作用<sup>[148]</sup>。图 9(b)展示了 GSM 光束、多高斯谢尔模(MGSM)光束、拉盖尔高斯谢尔模(LGSM)光束以及厄米高斯谢尔模(HGSM)光束紧聚焦后焦场的总光强以及横向和纵向场光强分布,从图中可以发现焦场的光强分布与入射光束的相干结构密切相关。当相干

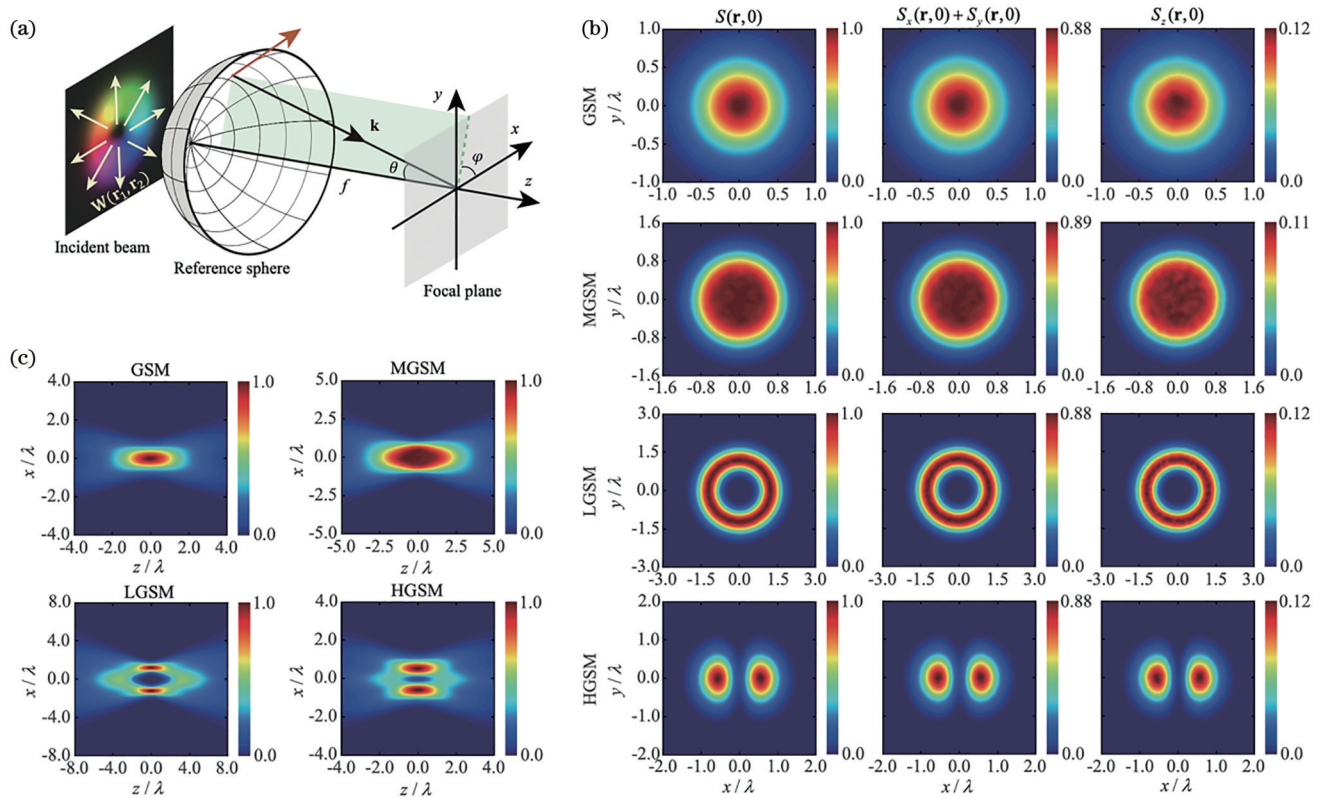


图 9 部分相干矢量光束紧聚焦场整形<sup>[148]</sup>。(a)部分相干光束紧聚焦示意图;(b)具有径向偏振的高斯谢尔模(GSM)光束、多高斯谢尔模(MGSM)光束、拉盖尔高斯谢尔模(LGSM)光束以及厄米高斯谢尔模(HGSM)光束紧聚焦后焦场的总光强以及横向和纵向场光强分布;(c)以上紧聚焦光场在纵向上的光强分布

Fig. 9 Beam shaping in the partially coherent tightly focused field<sup>[148]</sup>. (a) Schematic of tight focusing of the partially coherent beam; (b) the total intensity, transverse intensity, and longitudinal intensity for the tightly focused Gaussian Schell-model (GSM) beam, multi-Gaussian Schell-model (MGSM) beam, Laguerre-Gaussian Schell-model (LGSM) beam, and Hermite-Gaussian Schell-model (HGSM) beam with radial polarization; (c) the corresponding intensity distributions of the tightly focused field along longitudinal direction

结构为高斯分布时,焦场的光强也为高斯分布;当相干结构为多高斯谢尔模分布时,焦场的光强分布展现出平顶分布;当相干结构为拉盖尔高斯谢尔模时,焦场展现出环形空心光强分布;而当相干结构为厄米高斯谢尔模分布时,焦场展现出厄米阵列分布。此外,还可以发现焦场的横向和纵向光强都受到了相干结构调控的作用,呈现出相似的光强分布。由于相干结构对焦场的调控,在焦场附近的光强分布如图 9(c)所示,可以发现通过光场的相干结构调控可在紧聚焦焦场附近产生光学通道或者光学囚笼。

### 3.5.3 紧聚焦焦场的三维偏振特性

对于完全相干紧聚焦光场而言,通常情况下其电场矢量包含 3 个正交分量,即  $E_x$ 、 $E_y$  和  $E_z$ 。但是由于这 3 个正交分量之间是完全关联的,即完全相干紧聚焦光场是完全偏振的,因此总能找到一个平面使得电场矢量在该平面上振荡,即该光场总是二维光场或者是一维光场。而部分相干紧聚焦光场的 3 个正交分量表现出部分相关特性,因此可能会展现出三维偏振特性。本节以最为典型的高斯谢尔模径向偏振光束的紧聚焦光场为例,讨论部分相干紧聚焦光场中的三维偏振特性<sup>[150-151]</sup>。入射光束的初始径向偏振态是为了保证  $E_z$  电场分量的产生,部分相干特性是为了保证产生的紧聚焦电场矢量的 3 个分量之间部分相关。

图 10(a)展示了具有不同初始相干长度的高斯谢尔模径向偏振光束紧聚焦焦场的偏振维度分布,

由于焦场分布的圆对称性,图 10(b)只展示了对应的三维偏振度以及偏振维度在  $x$  轴上的一维空间分布,图 10(c)展示了三维特征分解中的完全偏振态、中间态以及三维非偏振态的权重系数分布以及三维偏振态的非寻常度的一维空间分布。从图 10 中可以发现:对于高相干性的情况,紧聚焦焦场表现出二维偏振特性,偏振维度  $D$  在 1~2 之间,三维偏振度  $P_{3D}$  趋近于 1,而此时紧聚焦焦场主要由完全偏振部分构成,表现出二维寻常偏振态。随着入射光束相干性的降低,焦场逐渐表现出三维偏振特性,偏振维度  $D$  的最大值超过 2,并且此时光场表现出部分偏振特性,  $P_{3D} < 1$ ,光场的完全偏振部分的占比逐渐减小,而中间态以及三维非偏振态的占比逐渐增加。同时可以发现此时中间态表现出三维非寻常偏振态,即  $P_N(\hat{\Phi}_m) \neq 0$ 。当光束的横向相干长度减小为  $\delta_0 = 1.27$  mm 时,可以发现此时的偏振维度  $D$  可以达到 3,对应的三维偏振度  $P_{3D} = 0$ ,因此光场表现出各向同性的三维偏振态,即三维非偏振态。随着相干性的继续降低,可以发现偏振维度  $D$  从 3 逐渐减小,最后趋于恒定。这是由于随着相干长度的减小, $z$  方向上的电场分量  $E_z$  比  $E_x$  和  $E_y$  振幅更小,因此光场更多的是在  $E_x$  和  $E_y$  方向上振荡,此时,三维偏振态的占比也逐渐减小,而中间态的占比逐渐增加。不过此时中间态的非寻常度逐渐降低,导致中间态逐渐变成二维非偏振态。当相干长度趋于无穷小时,即入

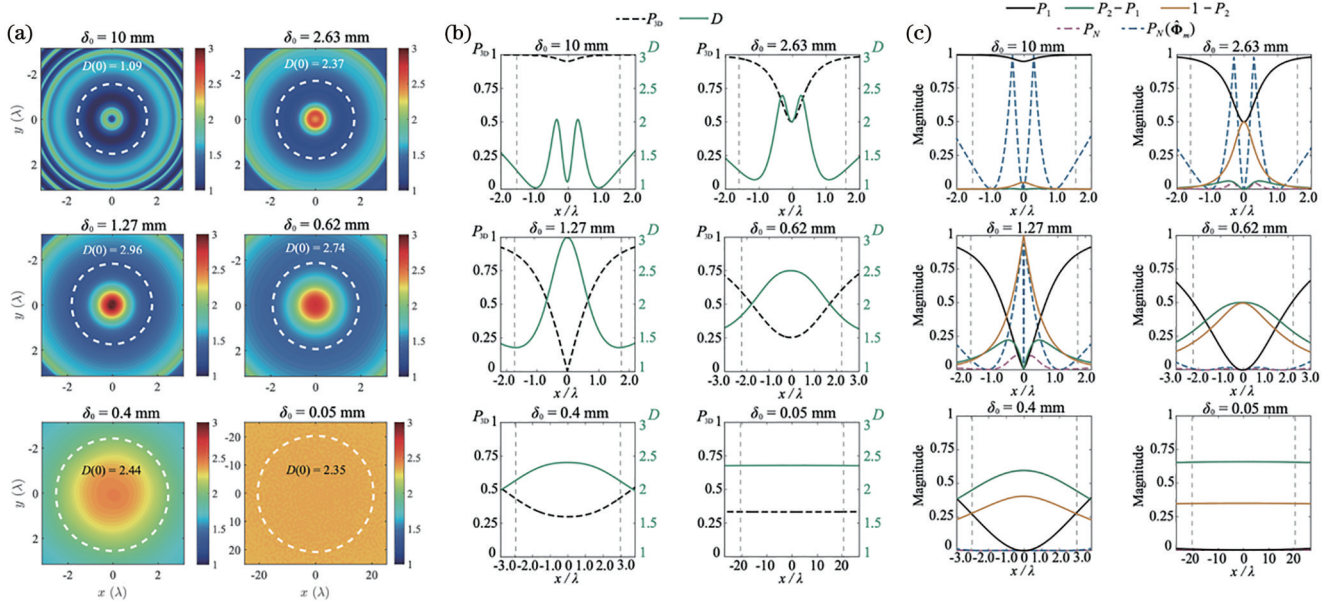


图 10 部分相干紧聚焦光场的三维偏振特性<sup>[150-151]</sup>。(a)具有不同相干长度的径向偏振高斯谢尔模光束紧聚焦焦场的偏振维度  $D$ ; (b)三维偏振度  $P_{3D}$  和偏振维度  $D$  在焦场  $x$  轴上的空间分布; (c)三维特征分解中完全偏振态、中间态以及三维非偏振态的权重以及三维非寻常度在焦场  $x$  轴上的空间分布

Fig. 10 3D polarization properties for the partially coherent tightly focused fields<sup>[150-151]</sup>. (a) Polarization dimension  $D$  for the tightly focused radially polarized Gaussian Schell-model beams with different spatial coherence lengths; (b) the spatial distributions for the 3D degree of polarization  $P_{3D}$  and polarization dimension  $D$  along  $x$  axis; (c) the powers for the fully polarized state, middle-component state, and 3D unpolarized state, as well as the degree of nonregularity along  $x$  axis in 3D characteristic decomposition



射光场为空间非相干光时, 紧聚焦光场的偏振维度  $D$  保持在 2.35, 同样表现出三维偏振特性。根据特征分解, 此时紧聚焦光场由三维非偏振态和二维非偏振态组成, 它们的权重可由入射光偏振态调控。

### 3.5.4 三维非偏振阵列

从上面的例子可以看出: 通过调控入射部分相干光束的相干长度可以在焦场处产生各向同性的三维非偏振态。因此, 通过引入入射光束的相干结构调控, 可以在焦场处设计出具有特定空间分布的三维非偏振态分布<sup>[152]</sup>。最近, 本课题组将相干晶格引入到入射部分相干光束中, 即相干结构满足

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = C_0 \sum_{n=1}^N \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\delta_0^2}\right] \times \exp[-ia_0 \mathbf{v}_{0n}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)], \quad (67)$$

式中:  $C_0$  为相干函数的归一化常数;  $N \geq 2$ ;  $a_0$  和  $\mathbf{v}_{0n} = (v_{0nx}, v_{0ny})$  为控制相干晶格相位的实数变量。相干晶格在傍轴部分相干光束的传输过程中已经得到了广泛

研究, 在傍轴系统中, 相干晶格可以引起远场光强阵列和偏振态阵列, 在光束整形中具有重要应用。在紧聚焦系统中, 当入射光束的初始相干长度  $\delta_0 = 1.27 \text{ mm}$  时, 如图 11(a) 所示, 由于相干晶格的作用, 紧聚焦焦场产生了光强阵列的分布, 在焦场前后  $-8\lambda \sim 8\lambda$  之间形成多个光学通道。此外, 从图 11(b) 中可以发现, 相干晶格导致焦场处产生了三维非偏振态阵列分布, 此时阵列中的每个光斑中心点的偏振维度  $D=3$ , 三维偏振度  $P_{3D}=0$ , 光场处于三维非偏振态。在焦场前后  $-8\lambda \sim 8\lambda$  范围内, 光场的偏振维度保持在 2.8 以上, 而三维偏振度保持在 0.1 以下, 紧聚焦焦场附近三维非偏振光通道的产生, 在各向同性微粒操控中具有潜在应用。此外, 通过相干结构的逆向设计, 还可以实现对焦场三维非偏振态阵列空间分布的调控, 产生如图 11(c)、(d) 中的字母 OK 分布。通过相干性调控实现的三维非偏振阵列在各向同性微粒捕获与操控中具有重要的应用前景。

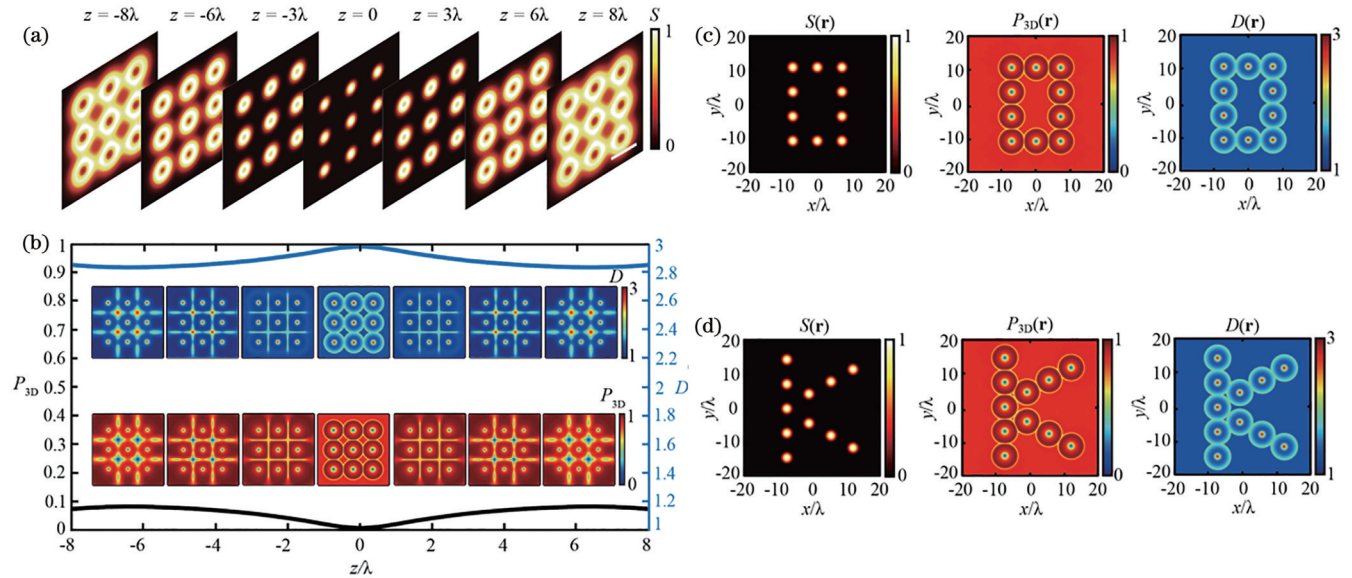


图 11 基于光场相干结构调控的紧聚焦焦场三维非偏振阵列和通道的产生<sup>[152]</sup>。(a)部分相干结构晶格光束在焦场附近的光强分布; (b)在焦场附近偏振维度和三维偏振度的分布;(c)(d)基于相干结构逆向设计实现焦场三维非偏振态阵列空间分布的调控  
Fig. 11 Generation of optical 3D unpolarized lattices and channels in a tightly focused field based on coherent structure control of light field<sup>[152]</sup>. (a) Average intensity distributions at various propagation distances near the focal region for the tightly focused beam; (b) the spatial distributions of the polarimetric dimension and 3D degree of polarization near the focal field; (c)(d) the spatial distributions of three-dimensional unpolarized array of focal field are controlled based on coherent structure reverse design

### 3.5.5 自旋角动量结构

在紧聚焦过程中, 光的自旋和轨道角动量往往会发生相互作用, 从而导致光的自旋-轨道耦合效应<sup>[137]</sup>。例如, 在一束不携带任何自旋角动量的径向偏振光紧聚焦过程中, 在焦场附近将会产生一个纯横向自旋角动量。当入射光束携带涡旋相位, 即轨道角动量时, 紧聚焦焦场还会出现纵向自旋角动量分量。研究表明入射光束的空间相干性对焦场的横向和纵向自旋角动量起到调控作用, 通常表现为入射光的相干长度越小, 横

向和纵向自旋角动量的振幅也越小。与完全相干紧聚焦光场不同的是, 部分相干紧聚焦光场表现出丰富的三维偏振特性。因此, 完全相干紧聚焦光场的自旋角动量只能由完全偏振态  $\hat{\phi}_p$  来贡献, 而对于部分相干紧聚焦光场而言, 其自旋角动量可以由完全偏振态  $\hat{\phi}_p$  以及中间态  $\hat{\phi}_m$  来贡献。当中间态为三维非寻常偏振态时, 中间态一定会携带自旋角动量。从图 10 中的结果可以看出, 对于最传统的高斯谢尔模相干结构的部分相干光束而言, 当其相干长度适中时, 其对应的紧

聚焦焦场表现出三维非寻常偏振特性,因此其自旋角动量由完全偏振态和三维非寻常态两部分贡献<sup>[150]</sup>。图 12(a)展示了在相干长度  $\delta_0$  为 2.63 mm、1.27 mm、0.62 mm 时部分相干紧聚焦焦场的自旋角动量结构分布,其中红色箭头表示完全偏振态的自旋矢量  $\mathbf{s}_p$ ,而蓝色箭头表示中间态的自旋矢量  $\mathbf{s}_m$ 。从图 12 中可以发现:焦场的自旋角动量具有纯横向自旋分布,这是由于入射光中没有引入涡旋相位,并且由于相干结构以及径向偏振都具有旋转对称性,因此在焦场产生的自旋角动量都具有旋转对称性的涡旋分布。在相干长度较大时,可以发现总的自旋角动量主要由完全偏振态贡献,而随着相干长度的减小,中间态的自旋贡献逐渐增加,当相干长度为  $\delta_0 = 0.62$  mm 时,总自旋主要由中间

态的自旋角动量来贡献。在相干结构或者偏振态具有空间非对称的情况下,完全偏振态的自旋角动量和中间态的自旋角动量方向可以完全不同<sup>[153]</sup>。图 12(b)展示了部分偏振光入射情况下紧聚焦焦场的自旋结构分布。部分偏振光由两束  $x$  和  $y$  的线偏振平面波叠加而成,偏振度由两束光的能量比值来确定。从图 12 中可以看出:当偏振度不等于 0 时,光场的偏振表现出不对称特性,因此自旋结构  $\mathbf{s}_p$  和  $\mathbf{s}_m$  表现出不同的自旋方向,而当偏振度等于 0 时,光场的偏振表现出各向同性,因此完全偏振态和中间态的自旋矢量方向一致。由此可见,通过光场相干与偏振的调控,可实现对光场三维自旋结构的调控,这在自旋光子学中具有重要意义。

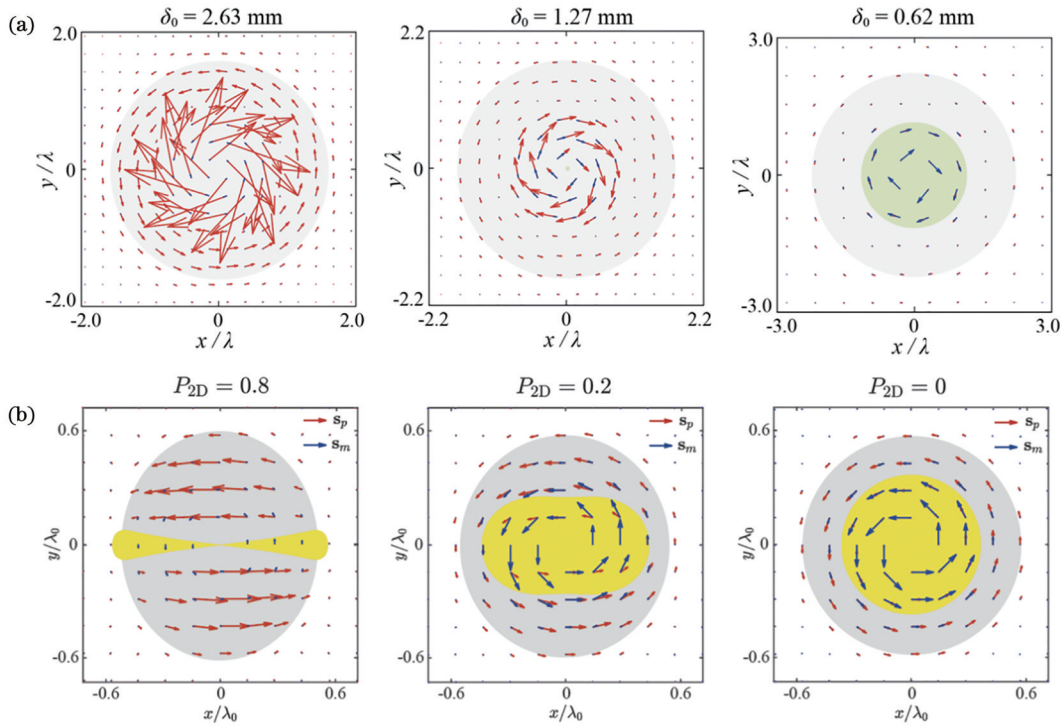


图 12 部分相干紧聚焦光场中的完全偏振态自旋矢量和中间态自旋矢量的空间分布。(a)入射光为具有不同相干长度的径向偏振高斯谢尔模光束<sup>[150]</sup>; (b)入射光为由  $x$  和  $y$  的线偏振平面波非相干叠加而成的部分偏振光束,二维偏振度分别为 0.8、0.2 和 0<sup>[153]</sup>

Fig. 12 Spatial distributions of fully polarized spin vectors and intermediate spin vectors in a partially coherent tightly focused light field. (a) Incident beams are radially polarized Gaussian Schell-model beams with different initial spatial coherence lengths<sup>[150]</sup>; (b) the incident beam is composed by two uncorrelated plane waves with  $x$  and  $y$  linear polarization states. The degrees of 2D polarization are 0.8, 0.2, and 0, respectively<sup>[153]</sup>

## 4 总结与展望

本文回顾了部分相干矢量光场,包括傍轴传输部分相干矢量光束以及三维部分相干矢量光场的最新研究进展。重点介绍了部分相干矢量光束二维相干结构调控与测量的基本原理及实验技术,分析了具有新型矢量相干结构光束的传输特性。研究表明:通过相干结构调控的部分相干矢量光束在复杂环境中能够保持鲁棒传输特性,在远场光学偏振整形中具有潜在应用。

此外,结合纳米光子学的发展,将二维部分相干光束推广到了三维部分相干光场,重点介绍了相干性导致的矢量光场三维偏振结构、三维非寻常偏振态以及自旋角动量结构;在部分相干紧聚焦光场中发现了真正的三维偏振结构,并分析了相干性对偏振维度、三维偏振度、非寻常偏振度以及自旋角动量结构的影响。由此可见,相干性和相干结构作为新颖自由度在矢量光场调控及应用拓展中发挥了重要作用。

随着应用领域的不断拓展,部分相干矢量光场调



控中也存在着一些挑战。在二维部分相干矢量光束合成效率上,借助数字微镜系统只能实现部分相干矢量光束千赫兹量级的调控,无法将其应用在需要更高频率调控的领域中。为了进一步提高部分相干矢量光束的调控效率,可以考虑结合一些调制效率更高的光电材料,例如利用铈酸锂实现对部分相干光束的调控。此外,对三维部分相干矢量光场的研究目前还处于理论阶段,实验中合成并测量具有三维偏振特性的部分相干光场还存在着诸多挑战。为了克服这一问题,可以从部分相干紧聚焦光场的表征与测量出发,通过焦场散射机制或者偏振转换机制实现对三维偏振特性的表征与测量。

近些年,光场时域以及时空域联合调控技术不断发展,时域或时空结构光场在超快光学、量子光学、非线性光学等领域发挥了重要作用<sup>[154]</sup>。目前,矢量光场空域相干结构调控已经被广泛研究,而对其时域甚至时空域联合调控的研究还很少<sup>[155-157]</sup>,光学相干性作为光场的内禀属性必定会为时空结构光场提供新颖调控自由度,进而拓展时空结构光场的应用范围。此外,本文重点回顾了相干与偏振两参量的联合调控,事实上光场相干性在更多参量联合调控中发挥了重要作用,例如相干性在光的自旋(偏振)-轨道角动量(相位)耦合中起到了重要调控作用<sup>[158-161]</sup>。在三维部分相干矢量光场方面,相干性除了在紧聚焦光场中引起了三维偏振结构,对局域在介质表面的倏逝波<sup>[162-163]</sup>以及表面等离子体<sup>[164-171]</sup>也起到了重要调控作用,促成了对部分相干表面波的物理特性以及潜在应用的研究<sup>[172]</sup>。

#### 参 考 文 献

- [1] Goodman J W. Statistical optics[M]. 2nd ed. Singapore: John Wiley & Sons, 2015.
- [2] Korotkova O. Theoretical statistical optics[M]. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2021.
- [3] Zernike F. The concept of degree of coherence and its application to optical problems[J]. Physica, 1938, 5(8): 785-795.
- [4] Cai Y J, Chen Y H, Yu J Y, et al. Generation of partially coherent beams[J]. Progress in Optics, 2017, 62: 157-223.
- [5] Redding B, Choma M A, Cao H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination[J]. Nature Photonics, 2012, 6: 355-359.
- [6] Peng Y F, Choi S, Kim J, et al. Speckle-free holography with partially coherent light sources and camera-in-the-loop calibration [J]. Science Advances, 2021, 7(46): eabg5040.
- [7] Barré N, Jesacher A. Holographic beam shaping of partially coherent light[J]. Optics Letters, 2022, 47(2): 425-428.
- [8] Gbur G. Partially coherent beam propagation in atmospheric turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(9): 2038-2045.
- [9] Wang F, Liu X L, Cai Y J. Propagation of partially coherent beam in turbulent atmosphere: a review (invited review) [J]. Progress In Electromagnetics Research, 2015, 150: 123-143.
- [10] Cai Y J, Zhu S Y. Ghost imaging with incoherent and partially coherent light radiation[J]. Physical Review E, 2005, 71(5): 056607.
- [11] Torres-Company V, Lajunen H, Lancis J, et al. Ghost interference with classical partially coherent light pulses[J]. Physical Review A, 2008, 77(4): 043811.
- [12] Shapiro J H, Boyd R W. The physics of ghost imaging[J]. Quantum Information Processing, 2012, 11(4): 949-993.
- [13] Moreau P A, Toninelli E, Gregory T, et al. Ghost imaging using optical correlations[J]. Laser & Photonics Reviews, 2018, 12(1): 1700143.
- [14] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, et al. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression[J]. Physical Review Letters, 1984, 53(11): 1057-1060.
- [15] Wolf E. Optics in terms of observable quantities[J]. Il Nuovo Cimento (1943-1954), 1954, 12(6): 884-888.
- [16] Thompson B J, Wolf E. Two-beam interference with partially coherent light[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1957, 47(10): 895-902.
- [17] Wolf E. Coherence properties of partially polarized electromagnetic radiation[J]. Il Nuovo Cimento (1955-1965), 1959, 13(6): 1165-1181.
- [18] Mandel L, Wolf E. Coherence properties of optical fields[J]. Reviews of Modern Physics, 1965, 37(2): 231-287.
- [19] Wolf E, James D F V. Correlation-induced spectral changes[J]. Reports on Progress in Physics, 1996, 59(6): 771-818.
- [20] Gbur G, Visser T D. The structure of partially coherent fields [J]. Progress in Optics, 2010, 55: 285-341.
- [21] Korotkova O, Gbur G. Applications of optical coherence theory [J]. Progress in Optics, 2020, 65: 43-104.
- [22] Mandel L, Wolf E. Optical coherence and quantum optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [23] Rubinsztein-Dunlop H, Forbes A, Berry M V, et al. Roadmap on structured light[J]. Journal of Optics, 2017, 19(1): 013001.
- [24] Forbes A, de Oliveira M, Dennis M R. Structured light[J]. Nature Photonics, 2021, 15: 253-262.
- [25] He C, Shen Y J, Forbes A. Towards higher-dimensional structured light[J]. Light, Science & Applications, 2022, 11(1): 205.
- [26] Cai Y J, Chen Y H, Wang F. Generation and propagation of partially coherent beams with nonconventional correlation functions: a review[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(9): 2083-2096.
- [27] Yu J Y, Zhu X L, Wang F, et al. Research progress on manipulating spatial coherence structure of light beam and its applications[J]. Progress in Quantum Electronics, 2023, 91/92: 100486.
- [28] Wang F, Liu X L, Yuan Y S, et al. Experimental generation of partially coherent beams with different complex degrees of coherence[J]. Optics Letters, 2013, 38(11): 1814-1816.
- [29] Chen Y H, Cai Y J. Generation of a controllable optical cage by focusing a Laguerre-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. Optics Letters, 2014, 39(9): 2549-2552.
- [30] Chen Y H, Gu J X, Wang F, et al. Self-splitting properties of a Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. Physical Review A, 2015, 91(1): 013823.
- [31] Chen Y H, Cai Y J. Correlation-induced self-focusing and self-shaping effect of a partially coherent beam[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2016, 4: e20.
- [32] Wang F, Chen Y H, Liu X L, et al. Self-reconstruction of partially coherent light beams scattered by opaque obstacles[J]. Optics Express, 2016, 24(21): 23735-23746.
- [33] Chen Y H, Ponomarenko S A, Cai Y J. Self-steering partially coherent beams[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 39957.
- [34] Liu Y L, Chen Y H, Wang F, et al. Robust far-field imaging by spatial coherence engineering[J]. Opto-Electronic Advances, 2021, 4(12): 210027.
- [35] Shen Y C, Sun H, Peng D M, et al. Optical image reconstruction in 4f imaging system: role of spatial coherence structure engineering[J]. Applied Physics Letters, 2021, 118(18): 181102.

- [36] Jin Y, Wang H Y, Liu L, et al. Orientation-selective sub-Rayleigh imaging with spatial coherence lattices[J]. *Optics Express*, 2022, 30(6): 9548-9561.
- [37] Lin R, Chen M Y, Liu Y L, et al. Measuring refractive indices of a uniaxial crystal by structured light with non-uniform correlation[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(10): 2268-2271.
- [38] Zhao X C, Wang Z Y, Lu X Y, et al. Ultrahigh precision angular velocity measurement using frequency shift of partially coherent beams[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(10): 2300318.
- [39] Peng D M, Huang Z F, Liu Y L, et al. Optical coherence encryption with structured random light[J]. *Photonix*, 2021, 2(1): 6.
- [40] Peng D M, Zhang X, Liu Y L, et al. Imaging through random scatterer with spatial coherence structure measurement[J]. *Frontiers in Physics*, 2022, 9: 816.
- [41] Yu J Y, Zhu X L, Wang F, et al. Experimental study of reducing beam wander by modulating the coherence structure of structured light beams[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4371-4374.
- [42] Liu Y L, Zhang X, Dong Z, et al. Robust far-field optical image transmission with structured random light beams[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 17(2): 024043.
- [43] Yang B, Chen Y H, Wang F, et al. Trapping two types of Rayleigh particles simultaneously by a focused rotational elliptical Laguerre-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2021, 262: 107518.
- [44] Yu J Y, Xu Y, Lin S Q, et al. Longitudinal optical trapping and manipulating Rayleigh particles by spatial nonuniform coherence engineering[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(3): 033511.
- [45] Chen Y H, Wang F, Cai Y J. Partially coherent light beam shaping via complex spatial coherence structure engineering[J]. *Advances in Physics X*, 2022, 7(1): 2009742.
- [46] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [47] Brown T G. Unconventional polarization states. Beam propagation, focusing, and imaging[J]. *Progress in Optics*, 2011, 56: 81-129.
- [48] Rosales-Guzmán C, Ndagano B, Forbes A. A review of complex vector light fields and their applications[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(12): 123001.
- [49] Ye L Z, Yang L Q, Zheng X, et al. Enhancing circular dichroism signals with vector beams[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(12): 123001.
- [50] Castellucci F, Clark T W, Selyem A, et al. Atomic compass: detecting 3D magnetic field alignment with vector vortex light [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(23): 233202.
- [51] Berg-Johansen S, Töppel F, Stiller B, et al. Classically entangled optical beams for high-speed kinematic sensing[J]. *Optica*, 2015, 2(10): 864-868.
- [52] Bag A, Neugebauer M, Woźniak P, et al. Transverse kerker scattering for angstrom localization of nanoparticles[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 193902.
- [53] Ishihara J, Mori T, Suzuki T, et al. Imprinting spatial helicity structure of vector vortex beam on spin texture in semiconductors [J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(12): 126701.
- [54] Fickler R, Lapkiewicz R, Ramelow S, et al. Quantum entanglement of complex photon polarization patterns in vector beams[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(6): 060301.
- [55] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G. Remote preparation of single-photon "hybrid" entangled and vector-polarization states [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(3): 030407.
- [56] Li Y, Huang S Y, Wang M, et al. Two-measurement tomography of high-dimensional orbital angular momentum entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(5): 050805.
- [57] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(23): 233901.
- [58] Xie X S, Chen Y Z, Yang K, et al. Harnessing the point-spread function for high-resolution far-field optical microscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(26): 263901.
- [59] Milione G, Nguyen T A, Leach J, et al. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 4887-4890.
- [60] Zhu Z Y, Janasik M, Fyffe A, et al. Compensation-free high-dimensional free-space optical communication using turbulence-resilient vector beams[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 1666.
- [61] Xian M C, Xu Y, Ouyang X, et al. Segmented cylindrical vector beams for massively-encoded optical data storage[J]. *Science Bulletin*, 2020, 65(24): 2072-2079.
- [62] Parigi V, D'Ambrosio V, Arnold C, et al. Storage and retrieval of vector beams of light in a multiple-degree-of-freedom quantum memory[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7706.
- [63] Min C J, Shen Z, Shen J F, et al. Focused plasmonic trapping of metallic particles[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2891.
- [64] James D F V. Change of polarization of light beams on propagation in free space[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(5): 1641-1643.
- [65] Gori F, Santarsiero M, Vicalvi S, et al. Beam coherence-polarization matrix[J]. *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A*, 1998, 7(5): 941-951.
- [66] Gori F, Santarsiero M, Piquero G, et al. Partially polarized Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2001, 3(1): 1-9.
- [67] Wolf E. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence, and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(13): 1078-1080.
- [68] Korotkova O, Wolf E. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation[J]. *Optics Communications*, 2005, 246(1/2/3): 35-43.
- [69] Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. *Physics Letters A*, 2003, 312(5/6): 263-267.
- [70] Wolf E. Introduction to the theory of coherence and polarization of light[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [71] Friberg A T, Setälä T. Electromagnetic theory of optical coherence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2016, 33(12): 2431-2442.
- [72] Shirai T, Korotkova O, Wolf E. A method of generating electromagnetic Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2005, 7(5): 232-237.
- [73] Korotkova O, Visser T D, Wolf E. Polarization properties of stochastic electromagnetic beams[J]. *Optics Communications*, 2008, 281(4): 515-520.
- [74] Tong Z S, Cai Y J, Korotkova O. Ghost imaging with electromagnetic stochastic beams[J]. *Optics Communications*, 2010, 283(20): 3838-3845.
- [75] Liu X L, Wang F, Zhang M H, et al. Experimental demonstration of ghost imaging with an electromagnetic Gaussian Schell-model beam[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2015, 32(5): 910-920.
- [76] Raghunathan S B, Schouten H F, Visser T D. Correlation singularities in partially coherent electromagnetic beams[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(20): 4179-4181.
- [77] Raghunathan S B, Schouten H F, Visser T D. Topological reactions of correlation functions in partially coherent electromagnetic beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2013, 30(4): 582-588.
- [78] Korotkova O. Scintillation index of a stochastic electromagnetic



- beam propagating in random media[J]. *Optics Communications*, 2008, 281(9): 2342-2348.
- [79] Cai Y J, Korotkova O, Eyyuboğlu H T, et al. Active laser radar systems with stochastic electromagnetic beams in turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2008, 16(20): 15834-15846.
- [80] Wang T, Zhao D M. Scattering theory of stochastic electromagnetic light waves[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(14): 2412-2414.
- [81] Chen Y H, Wang F, Liu L, et al. Generation and propagation of a partially coherent vector beam with special correlation functions[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(1): 013801.
- [82] Zhu S J, Chen Y H, Wang J, et al. Generation and propagation of a vector cosine-Gaussian correlated beam with radial polarization[J]. *Optics Express*, 2015, 23(26): 33099-33115.
- [83] Chen Y H, Wang F, Yu J Y, et al. Vector Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Optics Express*, 2016, 24(14): 15232-15250.
- [84] Hyde M W, Bose-Pillai S, Voelz D G, et al. Generation of vector partially coherent optical sources using phase-only spatial light modulators[J]. *Physical Review Applied*, 2016, 6(6): 064030.
- [85] Liang C H, Mi C K, Wang F, et al. Vector optical coherence lattices generating controllable far-field beam profiles[J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 9872-9885.
- [86] Mao H D, Chen Y H, Liang C H, et al. Self-steering partially coherent vector beams[J]. *Optics Express*, 2019, 27(10): 14353-14368.
- [87] Joshi S, Khan S N, Manisha P, et al. Coherence-induced polarization effects in vector vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(17): 4815-4818.
- [88] Joshi S, Khan S N, Senthilkumaran P, et al. Statistical properties of partially coherent polarization singular vector beams[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(5): 053502.
- [89] Liu Y L, Dong Z, Wang F, et al. Generation of a higher-order Poincaré sphere beam array with spatial coherence engineering[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(19): 5220-5223.
- [90] Liu Y L, Dong Z, Wang F, et al. Experimental synthesis of higher-order Poincaré sphere beam array with spatial coherence engineering[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 122(16): 161106.
- [91] Yuan B, Dong Z, Liu Y L, et al. Robust high-order polarization arrays via vectorial spatial-coherence engineering[J]. *Physical Review Applied*, 2023, 20(5): 054031.
- [92] Dong Z, Chen Y H, Wang F, et al. Encoding higher-order polarization states into robust partially coherent optical beams[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 18(3): 034036.
- [93] Dong Z, Zhu Y M, Liu Y L, et al. Compact generation of light beams carrying robust higher-order Poincaré polarization states[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 122(22): 221101.
- [94] Novotny L, Hecht B. *Principles of nano-optics*[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
- [95] Gil J J, Friberg A T, Setälä T, et al. Structure of polarimetric purity of three-dimensional polarization states[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(5): 053856.
- [96] Korotkova O, Salem M, Wolf E. Beam conditions for radiation generated by an electromagnetic Gaussian Schell-model source[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(11): 1173-1175.
- [97] Gori F, Santarsiero M. Devising genuine spatial correlation functions[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(24): 3531-3533.
- [98] Gori F, Ramírez-Sánchez V, Santarsiero M, et al. On genuine cross-spectral density matrices[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2009, 11(8): 085706.
- [99] Korotkova O, Wolf E. Generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(2): 198-200.
- [100] Setälä T, Tervo J, Friberg A T. Contrasts of Stokes parameters in Young's interference experiment and electromagnetic degree of coherence[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(18): 2669-2671.
- [101] Setälä T, Tervo J, Friberg A T. Stokes parameters and polarization contrasts in Young's interference experiment[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(14): 2208-2210.
- [102] Tervo J, Setälä T, Roueff A, et al. Two-point Stokes parameters: interpretation and properties[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(20): 3074-3076.
- [103] Tervo J, Setälä T, Turunen J, et al. van Cittert-Zernike theorem with Stokes parameters[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(13): 2301-2303.
- [104] Laatikainen J, Friberg A T, Korotkova O, et al. Poincaré sphere of electromagnetic spatial coherence[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(9): 2143-2146.
- [105] Laatikainen J, Friberg A T, Korotkova O, et al. Singular value representation of the coherence Poincaré sphere[J]. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 2022, 18(2): 12.
- [106] Laatikainen J, Friberg A T, Korotkova O, et al. Coherence Poincaré sphere of partially polarized optical beams[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(3): 033506.
- [107] Piquero G, Gori F, Romanini P, et al. Synthesis of partially polarized Gaussian Schell-model sources[J]. *Optics Communications*, 2002, 208(1/2/3): 9-16.
- [108] Santarsiero M, Borghi R, Ramírez-Sánchez V. Synthesis of electromagnetic Schell-model sources[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2009, 26(6): 1437-1443.
- [109] Ostrovsky A S, Martínez-Niconoff G, Arrizón V, et al. Modulation of coherence and polarization using liquid crystal spatial light modulators[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 5257-5264.
- [110] Ostrovsky A S, Rodríguez-Zurita G, Meneses-Fabián C, et al. Experimental generating the partially coherent and partially polarized electromagnetic source[J]. *Optics Express*, 2010, 18(12): 12864-12871.
- [111] Ostrovsky A S, Olvera M A, Rickenstorff C, et al. Generation of a secondary electromagnetic source with desired statistical properties[J]. *Optics Communications*, 2010, 283(22): 4490-4493.
- [112] Wang F, Wu G F, Liu X L, et al. Experimental measurement of the beam parameters of an electromagnetic Gaussian Schell-model source[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(14): 2722-2724.
- [113] Milione G, Sztul H I, Nolan D A, et al. Higher-order Poincaré sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(5): 053601.
- [114] Ostrovsky A S. *Coherent-mode representations in optics*[M]. Bellingham: SPIE Press, 2006.
- [115] Starikov A, Wolf E. Coherent-mode representation of Gaussian Schell-model sources and of their radiation fields[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1982, 72(7): 923-928.
- [116] Chen X, Li J, Rafsanjani S M H, et al. Synthesis of Im-Bessel correlated beams via coherent modes[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(15): 3590-3593.
- [117] Zhu X L, Wang F, Zhao C L, et al. Experimental realization of dark and antidark diffraction-free beams[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(9): 2260-2263.
- [118] Zhang Y, Zhang X, Wang H Y, et al. Generating a twisted Gaussian Schell-model beam with a coherent-mode superposition[J]. *Optics Express*, 2021, 29(25): 41964-41974.
- [119] Martínez-Herrero R, Mejías P M. Elementary-field expansions of genuine cross-spectral density matrices[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(15): 2303-2305.
- [120] Martínez-Herrero R, Mejías P M, Gori F. Genuine cross-spectral densities and pseudo-modal expansions[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(9): 1399-1401.
- [121] Wang F, Lü H, Chen Y H, et al. Three modal decompositions of Gaussian Schell-model sources: comparative analysis[J]. *Optics Express*, 2021, 29(19): 29676-29689.
- [122] Hyde M W. Generating electromagnetic Schell-model sources using complex screens with spatially varying auto- and cross-

- correlation functions[J]. *Results in Physics*, 2019, 15: 102663.
- [123] Wang F, Toselli I, Korotkova O. Two spatial light modulator system for laboratory simulation of random beam propagation in random media[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(5): 1112-1117.
- [124] Zhu X L, Yu J Y, Chen Y H, et al. Experimental synthesis of random light sources with circular coherence by digital micro-mirror device[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(12): 121102.
- [125] Zhu X L, Yu J Y, Wang F, et al. Synthesis of vector nonuniformly correlated light beams by a single digital mirror device[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(12): 2996-2999.
- [126] Zhu X L, Yu J Y, Chen Y H, et al. Generation of stochastic structured light beams with controllable beam parameters[J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(7): 2272-2279.
- [127] Turunen J, Halder A, Koivurova M, et al. Measurement of spatial coherence of light[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2022, 39(12): C214-C239.
- [128] Leppänen L P, Saastamoinen K, Friberg A T, et al. Detection of electromagnetic degree of coherence with nanoscatterers: comparison with Young's interferometer[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(12): 2898-2901.
- [129] Saastamoinen K, Partanen H, Friberg A T, et al. Probing the electromagnetic degree of coherence of light beams with nanoscatterers[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(4): 1030-1035.
- [130] Hassinen T, Tervo J, Setälä T, et al. Hanbury Brown-Twiss effect with electromagnetic waves[J]. *Optics Express*, 2011, 19(16): 15188-15195.
- [131] Shirai T. Modern aspects of intensity interferometry with classical light[J]. *Progress in Optics*, 2017, 62: 1-72.
- [132] Huang Z F, Chen Y H, Wang F, et al. Measuring complex degree of coherence of random light fields with generalized Hanbury Brown-Twiss experiment[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(4): 044042.
- [133] Dong Z, Huang Z F, Chen Y H, et al. Measuring complex correlation matrix of partially coherent vector light via a generalized Hanbury Brown-Twiss experiment[J]. *Optics Express*, 2020, 28(14): 20634-20644.
- [134] Cheng W, Haus J W, Zhan Q W. Propagation of vector vortex beams through a turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2009, 17(20): 17829-17836.
- [135] Dong Z, Yuan B, Liu Y L, et al. Stokes scintillations for vector beams in turbulence[J]. *Chinese Optics Letters*, 2023, 21(10): 100101.
- [136] Wu G F, Wang F, Cai Y J. Coherence and polarization properties of a radially polarized beam with variable spatial coherence[J]. *Optics Express*, 2012, 20(27): 28301-28318.
- [137] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, et al. Spin-orbit interactions of light[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9: 796-808.
- [138] Bliokh K Y, Alonso M A, Dennis M R. Geometric phases in 2D and 3D polarized fields: geometrical, dynamical, and topological aspects[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2019, 82(12): 122401.
- [139] Setälä T, Shevchenko A, Kaivola M, et al. Degree of polarization for optical near fields[J]. *Physical Review E*, 2002, 66(1): 016615.
- [140] Guo M W, Norrman A, Friberg A T, et al. Probing coherence Stokes parameters of three-component light with nanoscatterers[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(10): 2566-2569.
- [141] Norrman A, Friberg A T, Gil J J, et al. Dimensionality of random light fields[J]. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 2017, 13: 36.
- [142] Gil J J, Norrman A, Friberg A T, et al. Nonregularity of three-dimensional polarization states[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(19): 4611-4614.
- [143] Gil J J, Norrman A, Friberg A T, et al. Polarimetric purity and the concept of degree of polarization[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(2): 023838.
- [144] Gil J J, Norrman A, Friberg A T, et al. Intensity and spin anisotropy of three-dimensional polarization states[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(14): 3578-3581.
- [145] Gil J J, Friberg A T, Norrman A, et al. Effect of polarimetric nonregularity on the spin of three-dimensional polarization states[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23(6): 063059.
- [146] Dong Y M, Wang F, Zhao C L, et al. Effect of spatial coherence on propagation, tight focusing, and radiation forces of an azimuthally polarized beam[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(1): 013840.
- [147] Ping C C, Liang C H, Wang F, et al. Radially polarized multi-Gaussian Schell-model beam and its tight focusing properties[J]. *Optics Express*, 2017, 25(26): 32475-32490.
- [148] Tong R H, Dong Z, Chen Y H, et al. Fast calculation of tightly focused random electromagnetic beams: controlling the focal field by spatial coherence[J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9713-9727.
- [149] Avinoá M, Martínez-Herrero R, Carnicer A. Efficient calculation of highly focused electromagnetic Schell-model beams[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 26220-26232.
- [150] Yan C C, Li X Y, Cai Y J, et al. Three-dimensional polarization state and spin structure of a tightly focused radially polarized Gaussian Schell-model beam[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(6): 063522.
- [151] Chen Y H, Wang F, Dong Z, et al. Polarimetric dimension and nonregularity of tightly focused light beams[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053825.
- [152] Li X Y, Zhu X L, Liu L, et al. Generation of optical 3D unpolarized lattices in a tightly focused random beam[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(14): 3829-3832.
- [153] Chen Y H, Wang F, Dong Z, et al. Structure of transverse spin in focused random light[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(1): 013516.
- [154] Shen Y J, Zhan Q W, Wright L G, et al. Roadmap on spatiotemporal light fields[J]. *Journal of Optics*, 2023, 25(9): 093001.
- [155] Ding C L, Koivurova M, Turunen J, et al. Temporal self-splitting of optical pulses[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(5): 053838.
- [156] Ding C L, Horoshko D, Korotkova O, et al. Source coherence-induced control of spatiotemporal coherency vortices[J]. *Optics Express*, 2022, 30(11): 19871-19888.
- [157] Hyde M W, Korotkova O, Spencer M F. Partially coherent sources whose coherent modes are spatiotemporal optical vortex beams[J]. *Journal of Optics*, 2023, 25(3): 035606.
- [158] Guo L N, Chen Y H, Liu X L, et al. Vortex phase-induced changes of the statistical properties of a partially coherent radially polarized beam[J]. *Optics Express*, 2016, 24(13): 13714-13728.
- [159] Zhang H, Wang H Y, Lu X Y, et al. Statistical properties of a partially coherent vector beam with controllable spatial coherence, vortex phase, and polarization[J]. *Optics Express*, 2022, 30(17): 29923-29939.
- [160] Wang Z X, Yan C C, Dong Z, et al. Effect of degree of polarization on localized spin density in tightly focusing of vortex beams[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2022, 14(4): 6540008.
- [161] Wang Z X, Yan C C, Wang F, et al. Effect of optical spatial coherence on localized spin angular momentum density in tightly focused light[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2022, 39(12): C58-C67.
- [162] Norrman A, Setälä T, Friberg A T. Partial spatial coherence and partial polarization in random evanescent fields on lossless interfaces[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2011, 28(3): 391-400.
- [163] Norrman A, Gil J J, Friberg A T, et al. Polarimetric nonregularity of evanescent waves[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 215-218.



- [164] Norrman A, Ponomarenko S A, Friberg A T. Partially coherent surface plasmon polaritons[J]. *Europhysics Letters*, 2016, 116(6): 64001.
- [165] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Plasmon coherence determination by nanoscattering[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(17): 3279-3282.
- [166] Mao H D, Chen Y H, Ponomarenko S A, et al. Coherent pseudo-mode representation of partially coherent surface plasmon polaritons[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(6): 1395-1398.
- [167] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Partially coherent axiconic surface plasmon polariton fields[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(4): 041801.
- [168] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Coherence lattices in surface plasmon polariton fields[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(14): 3429-3432.
- [169] Daniel S, Saastamoinen K, Ponomarenko S A, et al. Scattering of partially coherent surface plasmon polariton fields by metallic nanostructure[J]. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 2019, 15: 4.
- [170] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Partially coherent surface plasmon polariton vortex fields[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(5): 053833.
- [171] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Spin density in partially coherent surface-plasmon-polariton vortex fields[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063511.
- [172] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Optical coherence and electromagnetic surface waves[J]. *Progress in Optics*, 2020, 65: 105-172.

## Research Progress in Partially Coherent Vector Fields: From Two-Dimensional Beams to Three-Dimensional Fields (Invited)

Chen Yahong<sup>1\*</sup>, Dong Zhen<sup>1</sup>, Liu Yonglei<sup>1</sup>, Liu Lin<sup>1</sup>, Wang Fei<sup>1</sup>, Cai Yangjian<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>*School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China;*

<sup>2</sup>*School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250358, Shandong, China*

### Abstract

**Significance** Coherence and polarization are two intrinsic properties of optical fields. The investigation of optical coherence has boosted the development of partially coherent optics, while the study of polarization properties has led to the discovery and application of optical structured vector fields. For a long time, the coherence and polarization properties of optical fields were generally treated as independent degrees of freedom and often studied separately. Since the 1990s, researchers have gradually realized the inherent correlation between the coherence and polarization properties of optical fields. It has been recognized that coherence and polarization properties can interact during light beam propagation or in the interaction of light with complex media. The joint control of coherence and polarization has driven the study of partially coherent vector optical fields. However, previous research mainly focuses on electromagnetic Gaussian Schell-model beams, whose coherence structure follows a Gaussian distribution. Recently, with the emerging research on light field manipulation and structured light, and the development of theories and technologies for controlling the coherence structure of optical fields, the research focus on partially coherent vector beams has gradually shifted toward those with special spatial coherence structures. Due to the control of vectorial coherence structures, these beams exhibit characteristics during propagation that are completely different from traditional electromagnetic Gaussian Schell-model beams. They have potential applications in far-field polarization shaping and optical super-resolution imaging. Furthermore, with the rapid development of nano-optics, research on three-dimensional optical fields has emerged. Studies have indicated that due to the modulation of coherence, partially coherent vector fields exhibit rich three-dimensional polarization characteristics. We review the research progress on the joint control of coherence and polarization in optical fields, with a focus on the characterization and synthesis of two-dimensional partially coherent vector optical beams with special spatial coherence structures, and their robust transmission properties in complex environments. By combining developments in nanophotonics, we present the extension of two-dimensional partially coherent vector beams to three-dimensional partially coherent vector fields.

**Progress** We start by reviewing the characterization, synthesis, measurement, and propagation of two-dimensional partially coherent optical beams. In the characterization of two-dimensional partially coherent vector beams, the utilization of two-dimensional coherence and polarization matrices is common. Various polarization characteristics of the beams and construction of polarization Stokes parameters and Poincaré sphere are obtained by the two-dimensional polarization matrix. Although the coherence Stokes parameters similar to the polarization Stokes parameters can be constructed using the two-dimensional coherence matrix, the lack of Hermitian symmetry in the coherence matrix prevents the direct construction of a coherence Poincaré sphere. To this end, Setälä *et al.* from the University of Eastern Finland proposed a

method using the Gram matrix to construct a coherence Poincaré sphere as shown in Fig. 1. This sphere can fully describe the coherence and polarization characteristics of a partially coherent vector optical beam between points  $\mathbf{r}_1$  and  $\mathbf{r}_2$  using the coherence Poincaré sphere vectors  $\mathbf{q}_{12}$  and  $\mathbf{q}_{21}$ . Concerning the construction and synthesis of partially coherent vector optical beams, we primarily review methods for synthesizing partially coherent vector optical beams with novel coherence structures. This includes the scheme based on the generalized van Cittert-Zernike theorem (Fig. 2) and the method based on vector-mode superposition (Fig. 3). The former method based on the generalized van Cittert-Zernike theorem is suitable only for synthesizing vector optical beams with spatially uniform coherence structures and has low optical efficiency due to the utilization of rotating ground glass to synthesize spatially incoherent light. The latter method based on vector-mode superposition solves the low efficiency and the inability to synthesize spatially non-uniform coherence structures, providing a significant advantage in synthesizing high-power spatially non-uniform coherence structures. In terms of measuring partially coherent vector optical beams, traditional methods based on Young's double-slit interference have low spatial resolution and measurement speeds. While the Hanbury Brown-Twiss (HBT) experiment based on intensity correlation resolves the limitations of Young's double-slit interference, it only allows for the absolute value measurement of coherence structures. To this end, Chen *et al.* proposed a generalized Hanbury Brown-Twiss experimental scheme (Fig. 4), which introduces a vector fully coherent reference light to achieve simultaneous and rapid measurement of the real and imaginary parts of the coherence structures of partially coherent vector optical beams. Regarding the propagation of partially coherent vector optical beams, studies indicate that due to the modulation of vectorial coherence structures, these beams exhibit completely different propagation characteristics compared to traditional electromagnetic Gaussian Schell-model beams. The former shows a gradual increase in polarization degree during propagation, while the latter exhibits a gradual decrease in polarization degree during propagation (Fig. 5). Meanwhile, it is demonstrated that vector optical beams with special coherence structures exhibit robust propagation characteristics in complex media (Fig. 6) to present potential applications in far-field polarization shaping. Additionally, we review the research on three-dimensional partially coherent vector optical fields. In the characterization of three-dimensional partially coherent vector fields, three-dimensional coherence and polarization matrices are employed. Unlike fully coherent vector optical fields, partially coherent vector fields exhibit rich three-dimensional polarization characteristics due to the coherence modulation, with polarization dimensions exceeding 2 (Fig. 7). In contrast, fully coherent vector optical fields localized in a plane at a determined spatial position only exhibit two-dimensional polarization characteristics. Furthermore, for clearer presentation of three-dimensional polarization structures in partially coherent vector optical fields, characteristic decomposition is utilized to decompose the three-dimensional polarization matrix into fully polarized state, middle-component polarization state, and three-dimensional unpolarized state (Fig. 8). The middle-component state is generally considered as the two-dimensional unpolarized state, but under complex polarization matrix of the middle-component state, it exhibits three-dimensional polarization properties, which can be characterized by the concept of the degree of nonregularity.

It is shown that rich three-dimensional polarization structures are presented in partially coherent tightly focused fields. In studying the three-dimensional polarization characteristics of partially coherent tightly focused fields, the first challenge is the rapid calculation of the tightly focused fields. Traditional methods using the Richard-Wolf vector diffraction integral formula for direct integration typically take hundreds of hours. To enhance computational efficiency, Tong *et al.* proposed a method based on random-mode expansion in 2020 to achieve rapid computation of partially coherent tightly focused fields. Subsequently, researchers from Spain (Carnicer *et al.*) and China (Chen *et al.*) separately put forward convolution algorithms to fast calculate the tight focusing properties of partially coherent vector optical beams with a Schell-model correlation function. Compared to random mode expansion algorithms, the advantage of convolution algorithms is that the computation time is independent of the coherence length of the incident partially coherent vector beams, providing a significant advantage in computing the tightly focused characteristics of low-coherence optical fields. However, the four-dimensional convolution algorithm can only compute the tightly focused characteristics of partially coherent optical fields with Schell-model correlations. The random mode expansion algorithm is still required to improve computational efficiency and thus compute the tightly focused characteristics of partially coherent fields with spatially non-uniform correlations. Additionally, the four-dimensional convolution algorithm can only rapidly compute the polarization characteristics of tightly focused fields. The mode superposition algorithm is still required to compute the coherence characteristics between two or more points in the tightly focused field. By adopting fast algorithms, it is discovered that coherence structures play a critical role in shaping tightly focused fields. Research indicates that the transverse and longitudinal intensities of the tightly focused field can be controlled by the coherence structure of the incident light (Fig. 9). Furthermore, fast algorithms help discovered that in the tightly focused field of a radially polarized Gaussian Schell-model beam, three-dimensional polarization states with polarization dimension greater than 2 and three-dimensional degree of polarization less than 0.5 can be observed. By controlling the coherence length of the incident beam, the polarization dimension and three-dimensional degree of polarization of the focused field can be controlled (Fig. 10). Additionally, by introducing coherence structure



control, three-dimensional unpolarized lattice and channels with specific spatial distributions can be designed near the focus (Fig. 11). Due to the rich three-dimensional polarization structures in partially coherent tightly focused fields, the spin angular momentum vector of the field can be decomposed into contributions from the fully polarized state and middle-component state. Under the nonregular middle-component state, the spin angular momentum will be carried. Research indicates that for the classical Gaussian Schell-model beams, the focused field exhibits three-dimensional nonregular polarization characteristics under moderate coherence length. Therefore, the spin angular momentum is contributed by both the fully polarized state and the nonregular middle-component state. Since the coherence structures and radial polarization of the optical field exhibit rotational symmetry, the generated spin angular momentum in the focused field has a vortex distribution with rotational symmetry as well. When the coherence structure or polarization state exhibits spatial asymmetry, it is found that the directions for spin vectors of the fully polarized state and middle-component state can be completely different (Fig. 12).

**Conclusions and Prospects** We review partially coherent vector optical fields, including two-dimensional partially coherent vector beams and three-dimensional partially coherent vector fields. Meanwhile, we emphasize the basic principles and experimental techniques for controlling and measuring the two-dimensional coherence structure of partially coherent vector beams and analyze the propagation characteristics of beams with novel vectorial coherence structures. Results show that partially coherent vector optical beams controlled by coherence structures can maintain robust propagation characteristics in complex environments and have potential applications in far-field optical polarization shaping. Additionally, in conjunction with the development of nanophotonics, we discuss the extension of two-dimensional partially coherent beams to three-dimensional partially coherent fields. Specifically, we introduce the three-dimensional polarization structure, three-dimensional nonregular polarization state, and spin angular momentum structure caused by optical coherence in vector optical fields. Genuine three-dimensional polarization structures are discovered in partially coherent tightly focused fields, with the influence of coherence on polarization dimensions, three-dimensional degree of polarization, degree of nonregularity, and spin angular momentum structure analyzed. Optical coherence as a novel degree of freedom plays a crucial role in the control and application expansion of vector optical fields. With the development of temporal and spatio-temporal joint control techniques in the optical field, temporal or spatio-temporal structured optical fields play a significant role in fields such as ultra-fast optics, quantum optics, and nonlinear optics. Currently, the spatial coherence structure control of vector optical fields has been widely studied, but research on their temporal or even spatio-temporal joint control is limited. Optical coherence as an intrinsic property of the optical field is expected to provide a novel degree of freedom for spatio-temporal structured optical fields and thus expand the application range of such fields. Additionally, we specifically review the joint control of coherence and polarization parameters. Optical coherence plays a crucial role in the joint control of more parameters. Research suggests that coherence plays an important role in the spin (polarization)-orbital angular momentum (phase) coupling of light. In the case of three-dimensional partially coherent vector optical fields, coherence not only induces three-dimensional polarization structures in tightly focused fields but also plays a significant role in controlling the evanescent waves and surface plasmon polaritons. Finally, this has led to the research on physical properties and potential applications of partially coherent surface waves.

**Key words** partially coherent optical field; vector optical field; optical field manipulation; coherence and polarization; optical coherence structure manipulation