

中国光学十大进展:光学斯格明子研究进展<sup>‡</sup>林旻, 杜路平<sup>\*\*</sup>, 袁小聪<sup>\*</sup>

深圳大学微纳光电子学研究院纳米光子学研究中心, 广东 深圳 518060

**摘要** 作为一种非平庸的拓扑结构,光学斯格明子近年来受到广泛的关注。由于具备尺寸小、稳定性高、拓扑结构多样等特点,光学斯格明子在高分辨率偏振成像、高密度光信息存储、高精度位移传感等领域具有潜在的应用价值。首先介绍光学斯格明子的基本原理及其激发与检测手段,然后分类总结不同光学系统中光学斯格明子的国内外研究进展。针对光学斯格明子的深亚波长特性,还综述其近年来相关的应用研究进展,并对其前景进行分析与展望。

**关键词** 光学斯格明子; 拓扑自旋纹理; 光学自旋-轨道耦合; 深亚波长特性

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231925

## China's Top 10 Optical Breakthroughs: Research Progress of Photonic Skyrmion

Lin Min, Du Luping<sup>\*\*</sup>, Yuan Xiaocong<sup>\*</sup>

Nanophotonics Research Centre, Institute of Microscale Optoelectronics, Shenzhen University, Shenzhen 518060, Guangdong, China

**Abstract** Recently, photonic skyrmion as a topological nontrivial structure has attracted widely research attention. Due to their ultracompact size, high stability, and diversity of topologies, photonic skyrmions have potential value in applications of high-resolution polarization imaging, high-density optical information storage, and high-precision displacement sensing. In this paper, the fundamental mechanisms and the excitation and detection methods of photonic skyrmion are introduced, and the domestic and foreign state-of-the-art studies on the photonic skyrmion in different optical systems are summarized. In view of the deep-subwavelength features of the photonic skyrmion, the recent research progress of the applications of photonic skyrmions is also reviewed, and its future development is analyzed and prospected.

**Key words** photonic skyrmion; topological spin texture; optical spin-orbit coupling; deep-subwavelength feature

## 1 引言

斯格明子(skyrmion)最初是由英国粒子物理学家托尼·斯格明(Tony Skyrme)在1962年研究介子与重子间相互作用的统一场理论时提出的拓扑孤子解<sup>[1]</sup>。随后,除了高能物理领域,斯格明子拓扑构型在其他多个领域也被发现,如玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[2]</sup>、向列相液晶<sup>[3]</sup>、量子霍尔效应体系<sup>[4]</sup>、扭转电子学<sup>[5]</sup>等。在磁性

材料领域,2009年Mühlbauer等<sup>[6]</sup>首次通过实验证实磁斯格明子的存在。随后,一系列研究发现,在自旋-轨道耦合引起的Dzyaloshinskii-Moriya(DM)相互作用<sup>[6-8]</sup>诱导下,磁斯格明子广泛地存在于非中心对称的B20型磁体材料(如MnSi<sup>[6]</sup>、FeGe<sup>[9]</sup>、FeCoSi<sup>[10]</sup>等)或者具有空间反演对称性破缺的磁性薄膜界面<sup>[11-12]</sup>等材料体系。磁斯格明子作为一种受拓扑保护的类粒子自旋结构,具备稳定性高、移动速度快、尺寸小、驱动阈值

收稿日期: 2023-08-15; 修回日期: 2023-09-04; 录用日期: 2023-09-18; 网络首发日期: 2023-10-23

基金项目: 国家自然科学基金(U1701661, 61935013, 62075139, 12004260)、广东省基础与应用基础研究重大项目(2020B0301030009)、深圳市科技创新委员会项目(RCJC202007141114435063, JCYJ20200109114018750)、深圳市孔雀团队项目(KQTD20170330110444030)

通信作者: \*xycuan@szu.edu.cn; \*\*lpdu@szu.edu.cn

<sup>‡</sup> 本文为中国光学十大进展特邀综述。深圳大学袁小聪、杜路平团队通过研究旋转对称性破缺下的光学自旋-轨道耦合,发现并论证了光学自旋拓扑态与对称性的紧密联系,揭示了自旋拓扑光子学新物理,相关成果获2022中国光学十大进展提名奖。详情请见“中国光学十大进展”官网。

电流低等优异特性<sup>[13-14]</sup>,有望在未来取代传统的磁畴而成为下一代高速度、高密度、低功耗、非易失性磁存储及逻辑运算器件的信息载体<sup>[15-18]</sup>。

近年来,随着拓扑光子学的高速发展,许多凝聚态物理领域的物理现象相继在光学领域发现,如光量子自旋霍尔效应、光 Floquet 拓扑绝缘体、光学外尔点等<sup>[19-23]</sup>。由于现代纳米加工技术的应用,光子体系与凝聚态物理中的电子体系相比,无论是结构设计还是调控方式均具有更高的自由度,在某些方面能够构造出与天然材料相比更为完美的物理模型,测量到更加丰富的物理量<sup>[24]</sup>。由于具备超精细的自旋纹理结构,斯格明子最近也开始在光学领域引起高度关注。2018年,深圳大学袁小聪教授研究团队和以色列理工学院 Guy Bartal 教授研究团队各自独立发现了光学斯格明子结构(在 2018 年同月发布预印版 arXiv:1806.04827 和 arXiv:1805.11839)。他们分别通过近场光学旋涡构造光学横向自旋矢量的单个斯格明子(isolated skyrmion)<sup>[25]</sup>以及通过表面波多光束干涉构造电场矢量的斯格明子阵列(skyrmion lattice)<sup>[26]</sup>,自此开启了光学斯格明子的研究。近年来,各种类型的斯格明子在不同的光学体系中被发现,包括由 Stokes 矢量、赝自旋矢量、电磁脉冲的磁场矢量、声子极化激元等构成的光学斯格明子,其研究已发展为结构光场调控领域的重要分支。

本文首先对斯格明子的不同形态进行归类总结;接着从横向自旋出发阐述了光学自旋斯格明子的形成机理,并介绍了其相关的激发和检测手段,包括近场光学扫描成像及超快成像技术;然后综述了其他各种类型光学斯格明子的国内外研究成果;最后,介绍光学斯格明子的应用方向,并对其发展前景进行展望。

## 2 斯格明子的不同形态

与斯格明子相关的拓扑纹理结构具备各种不同的形态,基于其矢量分布特点可以对它进行分类。对于一个斯格明子,其矢量分布<sup>[11]</sup>满足的关系式为

$$n = \frac{1}{4\pi} \iint \hat{S} \cdot \left( \frac{\partial \hat{S}}{\partial x} \times \frac{\partial \hat{S}}{\partial y} \right) dx dy, \quad (1)$$

式中: $n$ 为斯格明子数; $\hat{S}$ 为归一化的矢量分布。为方便分析,可将局限在二维平面上的斯格明子矢量分布映射到单位球体上。如图 1(a)所示,斯格明子矢量  $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$  由箭头表示,箭头颜色代表其纵向分量  $S_z$ 。 $\mathbf{S}$  在二维平面上的位置由  $r$  和  $\phi$  决定,进行单位球体映射后,斯格明子矢量可以表示为  $\mathbf{S} = (\cos \alpha(\phi) \sin \beta(r), \sin \alpha(\phi) \sin \beta(r), \cos \beta(r))$ <sup>[27]</sup>, 其中  $\beta$  和  $\alpha$  分别与  $r$  和  $\phi$  相对应,代入式(1)后推导可得,斯格明子数的计算表达式为

$$n = \frac{1}{4\pi} \int_0^{r_s} dr \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\beta(r)}{dr} \frac{d\alpha(\phi)}{d\phi} \sin \beta(r) = \frac{1}{4\pi} [\cos \beta(r)]_{r=0}^{r=r_s} [\alpha(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi} = p \cdot m, \quad (2)$$

式中: $p = \frac{1}{2} [\cos \beta(r)]_{r=0}^{r=r_s}$  和  $m = \frac{1}{2\pi} [\alpha(\phi)]_{\phi=0}^{\phi=2\pi}$  分别为斯格明子的极性(polarity)和涡度(vorticity)<sup>[28]</sup>,其中  $\alpha(\phi) = m\phi + \gamma$ ,  $\gamma$  为初始相位。式(2)表明斯格明子数由极性和涡度共同决定,它们分别与纵向和横向矢量的分布特性相对应。当  $p$  为  $-1$  或  $1$  时,斯格明子矢量从纹理中心的向上/下方向逐渐转变到纹理边缘的向下/上方向。 $m$  和  $\gamma$  的不同组合会影响斯格明子横

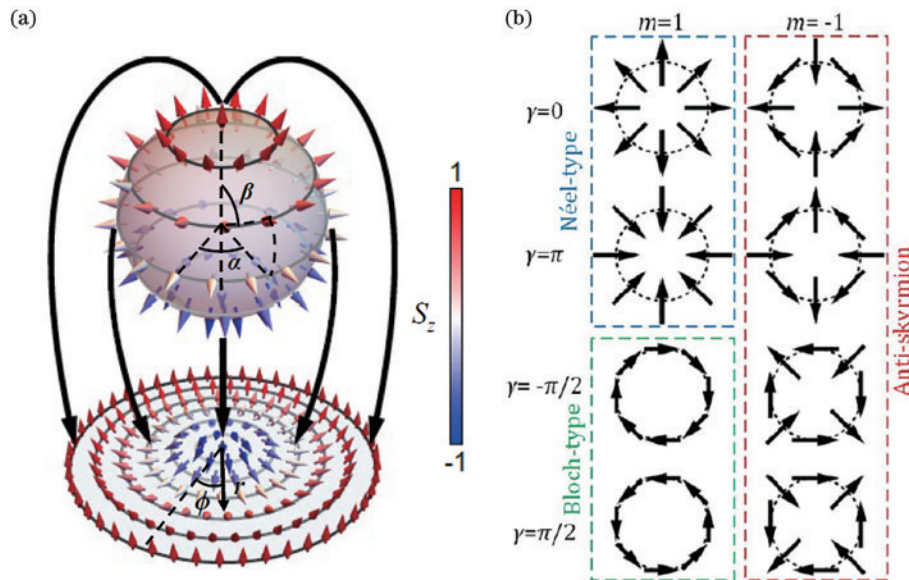


图1 斯格明子矢量分布分析<sup>[27]</sup>。(a)斯格明子构型到单位球的映射示意图;(b)在斯格明子特定半径处具有不同  $m$  和  $\gamma$  的横向矢量分布情况

Fig. 1 Analysis of the vector distributions of a skyrmion<sup>[27]</sup>. (a) Mapping from a skyrmion configuration to the unit sphere; (b) transverse vector distribution at given radii of the skyrmions with various values of  $m$  and  $\gamma$

向矢量的分布,如图 1(b)所示:当  $m$  为 1 且  $\gamma$  为 0 或  $\pi$  时,其矢量呈 Néel 型斯格明子分布<sup>[29]</sup>;当  $m$  为 1 且  $\gamma$  为  $\pm\pi/2$  时,其矢量呈 Bloch 型斯格明子分布<sup>[30]</sup>;当  $m$  为  $-1$  时,其矢量呈反型斯格明子分布<sup>[31]</sup>。

对于斯格明子,其斯格明子数由式(2)计算得为  $\pm 1$ 。对于斯格明子数为  $\pm 0.5$  的拓扑结构,它们被归类为半子(meron),其矢量从纹理中心的向上/下方向

逐渐转变到纹理边缘的与纹理平面平行的方向。半子不能单独存在,它们一般以双半子或阵列的形式呈现<sup>[32]</sup>。斯格明子的单位球映射满足南/北极-纹理中心/边缘的关系<sup>[33]</sup>,如图 2(a)所示,而在该映射关系中,如果对单位球加以旋转,则可得到图 2(b)所示的双半子(bimeron)拓扑结构<sup>[34]</sup>,其由极性相反的两个半子组成。

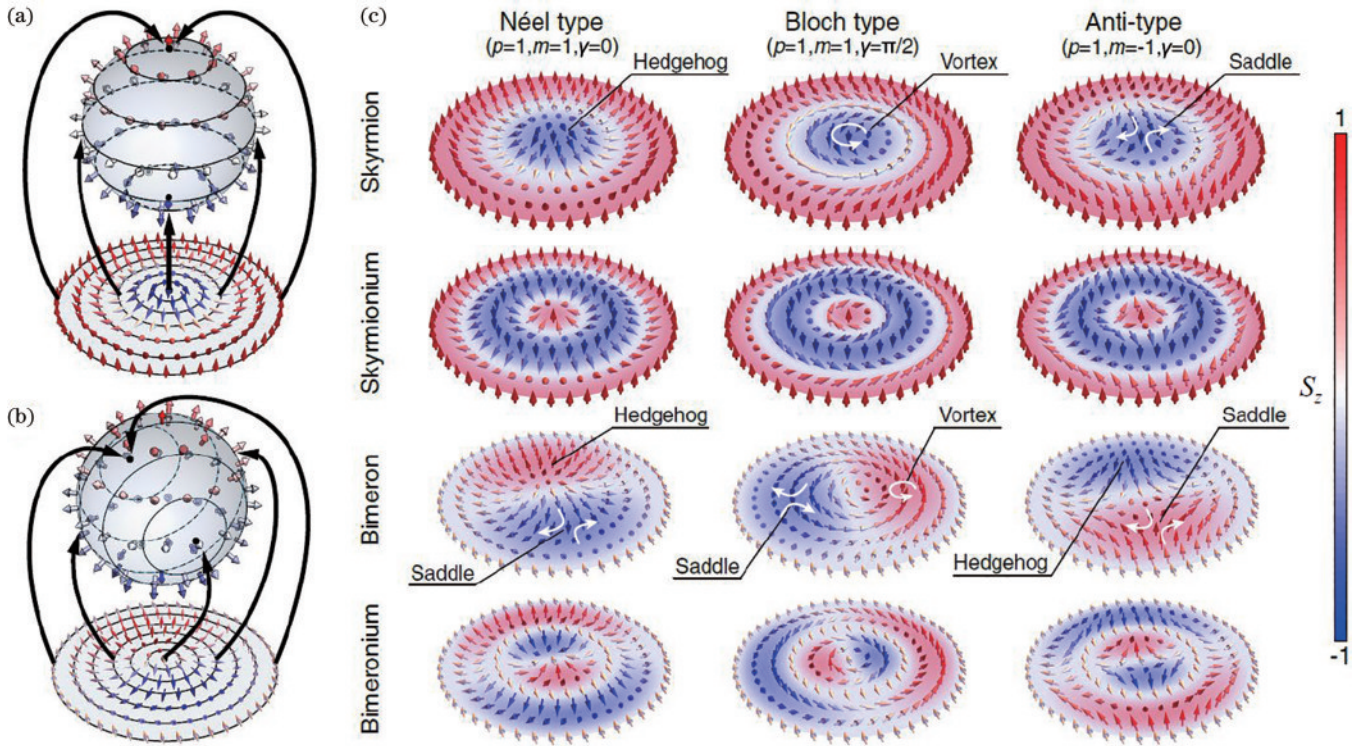


图 2 斯格明子的不同形态<sup>[33-34]</sup>。(a)斯格明子的映射示意图;(b)双半子的映射示意图;(c)归类为斯格明子、嵌套斯格明子、双半子、嵌套双半子的拓扑结构,其中每一类又可再分为 Néel 型、Bloch 型和反型

Fig. 2 Diverse forms of skyrmions<sup>[33-34]</sup>. (a) Mapping of skyrmions; (b) mapping of bimerons; (c) topological structure with classifications of skyrmion, skyrmionium, bimeron, and bimeronium. In each class, they are also classified by Néel-, Bloch-, and anti-type

此外,还有一种拓扑结构以嵌套斯格明子(skyrmionium)的形式存在<sup>[35]</sup>,其矢量从纹理中心的向上/下方向逐渐转变到向下/上方向后又逐渐转变到纹理边缘的向上/下方向,可视为由极性相反的两个斯格明子连接而成,其斯格明子数为 0。在嵌套斯格明子中,其矢量按以上方式完成角度总和为  $2\pi$  的翻转,而以此方式继续进行周期性翻转的拓扑结构被命名为  $k\pi$  斯格明子<sup>[36]</sup>或靶态斯格明子(target skyrmion)<sup>[37]</sup>,其斯格明子数视  $k$  为奇数  $\pm 1$  或偶数 0。相应地,从双半子概念延伸可得嵌套双半子(bimeronium)<sup>[38]</sup>。综上所述,与斯格明子相关的拓扑结构大致可归类为图 2(c)所示的 4 大类:斯格明子、嵌套斯格明子、双半子、嵌套双半子,而其中每一类又可再分为 Néel 型、Bloch 型和反型。在凝聚态体系中,以上类型的拓扑结构均已被发现,除此之外,还有高阶斯格明子<sup>[39]</sup>、双斯格明子<sup>[40]</sup>、斯格明子袋<sup>[41]</sup>等类型。而在光子体系中,仅部分类型被发现,其余类型还有待探索。

### 3 光学自旋/电场矢量的斯格明子

#### 3.1 形成原理

光学角动量(AM)是除了振幅、相位、偏振等基本物理参量之外光的另一个重要物理参量,其包括由光的偏振特性决定的自旋角动量(SAM)和由光场空间分布决定的轨道角动量(OAM)<sup>[42-43]</sup>。在自由空间中,光学自旋角动量与左/右旋圆偏振光相关联,其矢量方向通常与光的传播方向平行,因此称为纵向自旋。而在光学近场中(如聚焦光束<sup>[44]</sup>、导波<sup>[45]</sup>和倏逝波<sup>[46]</sup>等),光的自旋矢量方向可以与光的传播方向(能流方向)垂直,表现为横向自旋的特性。对于横向自旋,Shi 等<sup>[47]</sup>从麦克斯韦方程组出发,推导出适用于光学倏逝波体系的自旋( $S$ )-动量( $P$ )方程:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2\omega^2} \nabla \times \mathbf{P}, \quad (3)$$

该方程表明光场横向自旋的产生源于光场的动量不均

匀性,并与动量的横向梯度成正比,由此可以衍生出类比电子体系的自旋-动量绑定关系。

对于一个倏逝场光学旋涡(eOV),其赫兹势可以表示为  $\Psi(r, \varphi, z) = A J_L(k_r r) \exp(iL\varphi) \exp(ik_z z)$ , 其中  $J_L$  为第一类贝塞尔函数,  $L$  为总角动量,  $k_r$  和  $k_z$  分别为光波矢的横向和纵向分量。通过  $\mathbf{P} = \frac{i\omega\epsilon k_r^2}{4} \times (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi)$ , 可由赫兹势计算得到能流<sup>[48]</sup>, 而

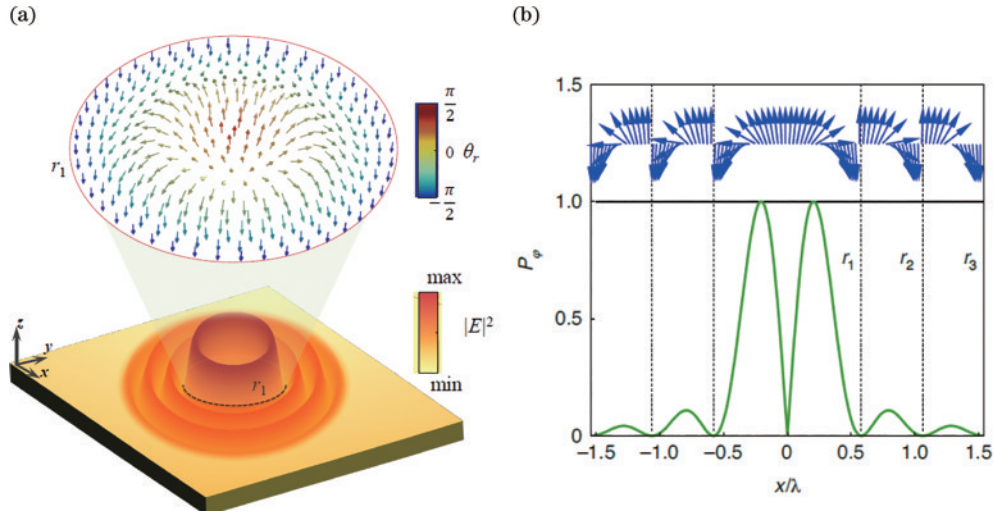


图3 eOV中的光学自旋斯格明子<sup>[25]</sup>。(a)eOV强度分布(底部)及旋涡中心的光学自旋矢量分布(顶部);(b)径向的能流截面(底部)及自旋矢量分布(顶部)

Fig. 3 Photonic spin skyrmion in the eOV<sup>[25]</sup>. (a) Intensity distribution of the eOV (bottom) and distribution of photonic spin orientation in the centre of the vortex (top); (b) cross section of the energy flux along the radial direction (bottom) and spin vector variation (top)

2021年,Shi等<sup>[49]</sup>认为光学斯格明子的形成机理也可以通过变分理论加以阐述。对于eOV,它是一个镜面对称性破缺的光学界面系统,存在沿界面法线方向的旋转对称性。根据诺特定理,对于力学体系中的每一个连续的对称变换,都有一个守恒量与之对应。因此,系统的法线方向总角动量是守恒的。处在该光学系统的任意局域自旋矢量发生任意微小的变化都有可能打破这种守恒性质,即系统的法线方向总角动量对自旋矢量的方向角的变分为零,即 $\delta \langle \mathbf{J}_{\text{SK}} \cdot \mathbf{J}_{\text{SK}} \rangle = 0$ , 经狄拉克形式的麦克斯韦方程组推导,可得

$$\delta \langle \mathbf{J}_{\text{SK}} \cdot \mathbf{J}_{\text{SK}} \rangle = \delta \left\langle r^2 \left[ -\boldsymbol{\Sigma} \cdot \nabla_{\perp}^2 \boldsymbol{\Sigma} - \boldsymbol{\Sigma} \cdot \frac{\partial^2}{\partial n^2} \boldsymbol{\Sigma} + \nabla \cdot [\boldsymbol{\Sigma} \times (\nabla \times \boldsymbol{\Sigma})] \right] \right\rangle, \quad (4)$$

式中: $\boldsymbol{\Sigma}$ 为自旋矢量,等号右边3项可分别视为表面波交换能量项、光界面诱导的各向异性项和DM相互作用项。通过计算式(4),Shi等得到和模式理论求解一致的自旋纹理结构,这表明光学自旋纹理结构的形成源于系统的角动量守恒性质,其稳定性受到系统对称性保护。

单个倏逝场光学旋涡可以形成单个光学自旋斯格明子,而如果对这样的光学旋涡进行六边形阵列或方

后通过式(3)可由能流计算得到自旋矢量分布。如图3所示,在半径为0到 $r_1$ 或 $r_i$ 到 $r_{i+1}$ 的区域内( $i=1, 2, 3, \dots$ ),eOV中的光学自旋矢量沿着空间径向周期性地从向上(或向下)的态逐渐转变为向下(或向上)的态,其分布满足式(1),其积分范围是从0到 $r_1$ 或从 $r_i$ 到 $r_{i+1}$ <sup>[25]</sup>。在该系统中, $n=L \pm 1$ ,正负号表示光学斯格明子的手性。

形阵列叠加,如图4(a)和图4(b)所示,等价于引入六重或四重旋转对称性破缺。Lei等<sup>[50]</sup>通过计算发现,六重及四重对称下的近场自旋-轨道耦合将分别形成Abrikosov型及Staggered型的能流旋涡分布,如图4(c)和图4(d)所示。根据自旋-动量定律,两种能流结构分别对应光学自旋斯格明子和半子阵列,如图4(e)和图4(f)所示,其类似的斯格明子和半子阵列也在磁性材料中存在<sup>[32]</sup>。对于光学自旋纹理阵列,Lei等<sup>[51]</sup>进一步研究发现,当电磁场受到微扰时,自旋结构具备拓扑亚稳定性。在自旋-轨道耦合作用缺失的情况下,由自旋矢量构成的斯格明子/半子阵列退化为由电场矢量构成的斯格明子/半子阵列<sup>[50]</sup>。研究表明,由电场矢量构成的斯格明子/半子阵列是随时间振荡的,而由自旋矢量构成的光学自旋纹理是稳定而不随时间变化的。

### 3.2 激发与检测技术

在实验过程中,研究人员一般采用油浸物镜聚焦的方法或者金属膜表面刻蚀凹槽的方法激发近场条件下由自旋/电场矢量构成的光学斯格明子。对于其拓扑纹理结构,研究人员一般采用近场光学扫描成像技术或光发射电子显微镜(PEEM)技术进行表征检测。近场扫描技术可以对近场条件下的光学自旋分布

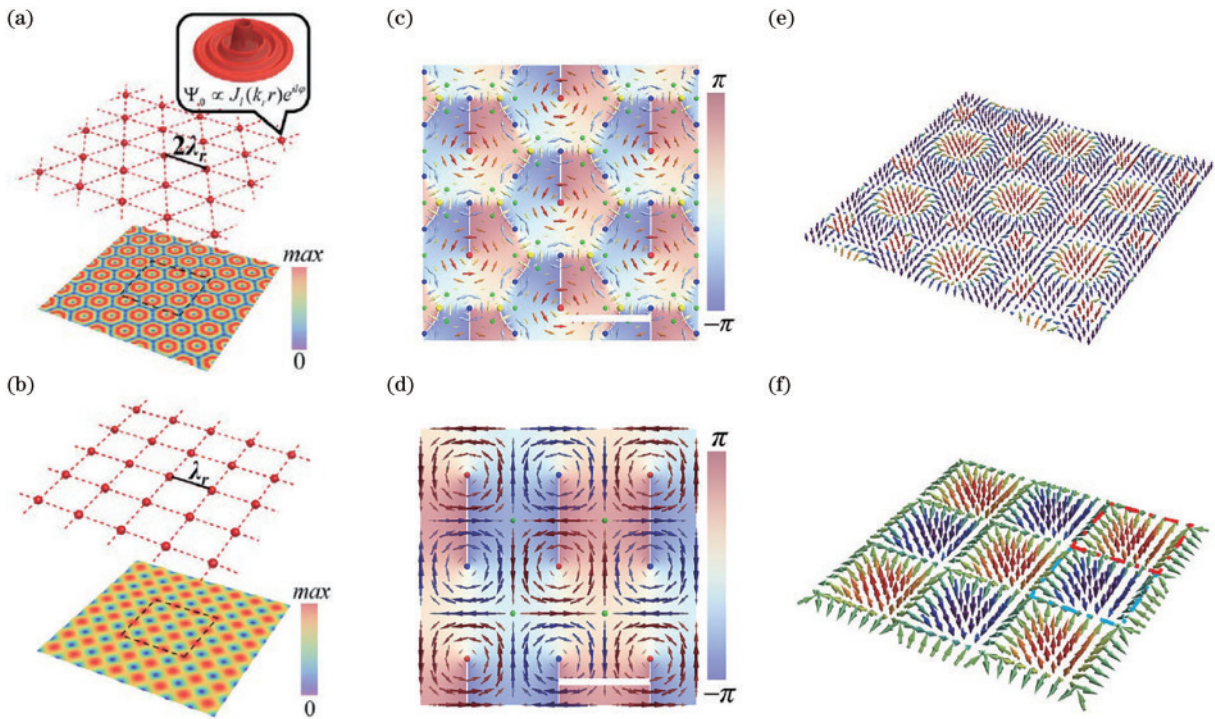


图4 光学自旋纹理阵列<sup>[50]</sup>。(a)(b)六重和四重对称性下eOV晶格示意图及叠加场的赫兹势幅度；(c)(d)六重和四重对称性下eOV晶格的能流方向(箭头方向)和能流幅度(箭头颜色),背景颜色表示总赫兹势的相位分布；(e)(f)六重和四重对称性下eOV晶格的自旋矢量分布

Fig. 4 Photonic spin texture lattice<sup>[50]</sup>. (a)(b) Schematic of the eOV lattice with hexagonal and square symmetry and the distribution of the amplitudes of the resultant Hertz potential; (c)(d) Poynting vector direction (arrows) and magnitude (arrow colors) in the generated eOV lattice with hexagonal and square symmetry, and the background color representing the phase distribution of the total Hertz potential; (e)(f) optical spin orientation distribution of the eOV lattice with hexagonal and square symmetry

进行扫描成像,PEEM技术可以对光学拓扑结构的电场动态特性进行扫描成像。

### 3.2.1 近场光学扫描成像技术

近场光学扫描成像技术的基本原理是:在待测物表面纳米尺度范围内引入一个微小物体作为近场探针,将束缚在待测物表面的倏逝波转为能在远场实现探测的传播场信号。该技术主要包括基于介质颗粒-金属膜结构的近场扫描系统和近场扫描光学显微镜(NSOM)。如图5所示,在自主搭建的基于介质颗粒-金属膜结构的近场扫描系统中,波长为633 nm的激光光束经扩束系统后通过线性偏振片、四分之一波片、二阶旋涡波片的组合产生自旋角动量为 $s=\pm 1$ 、轨道角动量为 $l=\pm 2$ 和总角动量为 $L=s+l$ 的圆偏旋涡光,然后通过油浸物镜聚焦激发金属膜表面的表面等离子激元(SPP)旋涡<sup>[25]</sup>。SPP旋涡与固定在金属膜表面直径为320 nm的聚苯乙烯(PS)纳米小球颗粒相互作用,PS小球颗粒的散射光经物镜收集后通过四分之一波片和起偏器的组合得到左/右旋光的分离,最后两路光分别经透镜聚焦之后耦合进入光电倍增管得到信号检测。介质颗粒-金属膜样品固定在一个纳米量级电动平移台上,控制纳米平移台带动样品的移动将改变颗

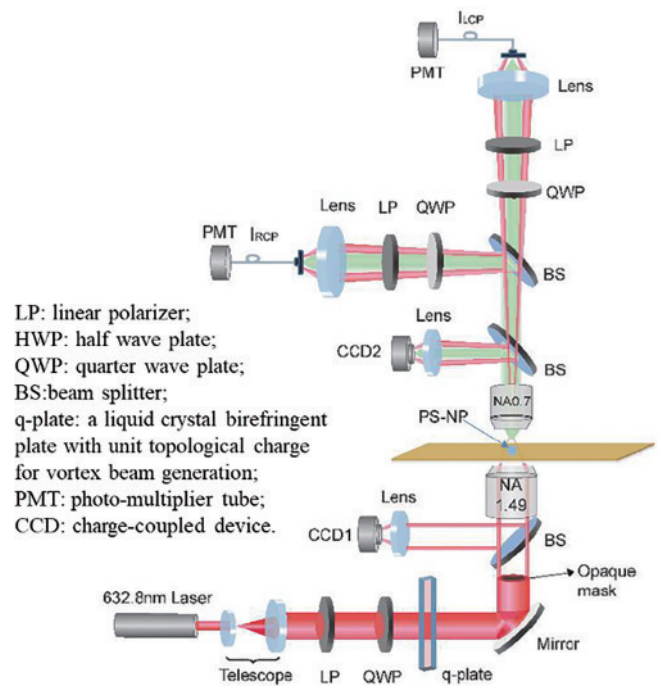


图5 基于介质颗粒-金属膜结构的近场光学自旋扫描系统<sup>[25]</sup>  
Fig. 5 Near-field optical spin scanning system based on a dielectric-nanoparticle-on-film configuration<sup>[25]</sup>

粒和光场的相对位置,实现光场扫描成像。

分离提取散射光中的左/右旋光,测得自旋纵向矢量的理论依据<sup>[52]</sup>为

$$S_z = \frac{\epsilon}{4\omega i} \frac{k_r^2}{k_z^2} (E_x^* E_y - E_y^* E_x) = \frac{\epsilon}{4\omega} \frac{k_r^2}{k_z^2} (I_{\text{RCP}} - I_{\text{LCP}}), \quad (5)$$

式中: $I_{\text{LCP}}$ 和 $I_{\text{RCP}}$ 分别为信号光的左旋和右旋分量。

式(5)由光学自旋角动量的表达式 $\mathbf{S} = \frac{1}{4\omega} \text{Im} \{ \epsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H} \}$ 以及 SPP 场中电场和磁场之间的关系推导得到。实验结果如图 6 所示,总角动量为 $L = \pm 1$

的圆偏旋涡光激发了 $n = \pm 1$ 的光学自旋斯格明子,而 $L = 0$ 的径向偏振光由于没有携带角动量信息而无法激发光学自旋斯格明子<sup>[25]</sup>。实验测得的自旋精细结构的半峰全宽达 10 nm 以下( $< \lambda/60$ )。Li 等<sup>[52]</sup>进一步研究发现,总角动量只要满足 $L = \pm 1$ (如 $s = \pm 1, l = 0$ 的圆偏光等)就能激发光学自旋斯格明子,这表明系统满足角动量守恒定律,自由空间中相互独立的自旋和轨道角动量被限制在二维倏逝波后进行相互耦合与转化。此外,通过重构算法<sup>[52]</sup>,可由自旋纵向矢量算出自旋横向矢量 $S_x$ 和 $S_y$ 。

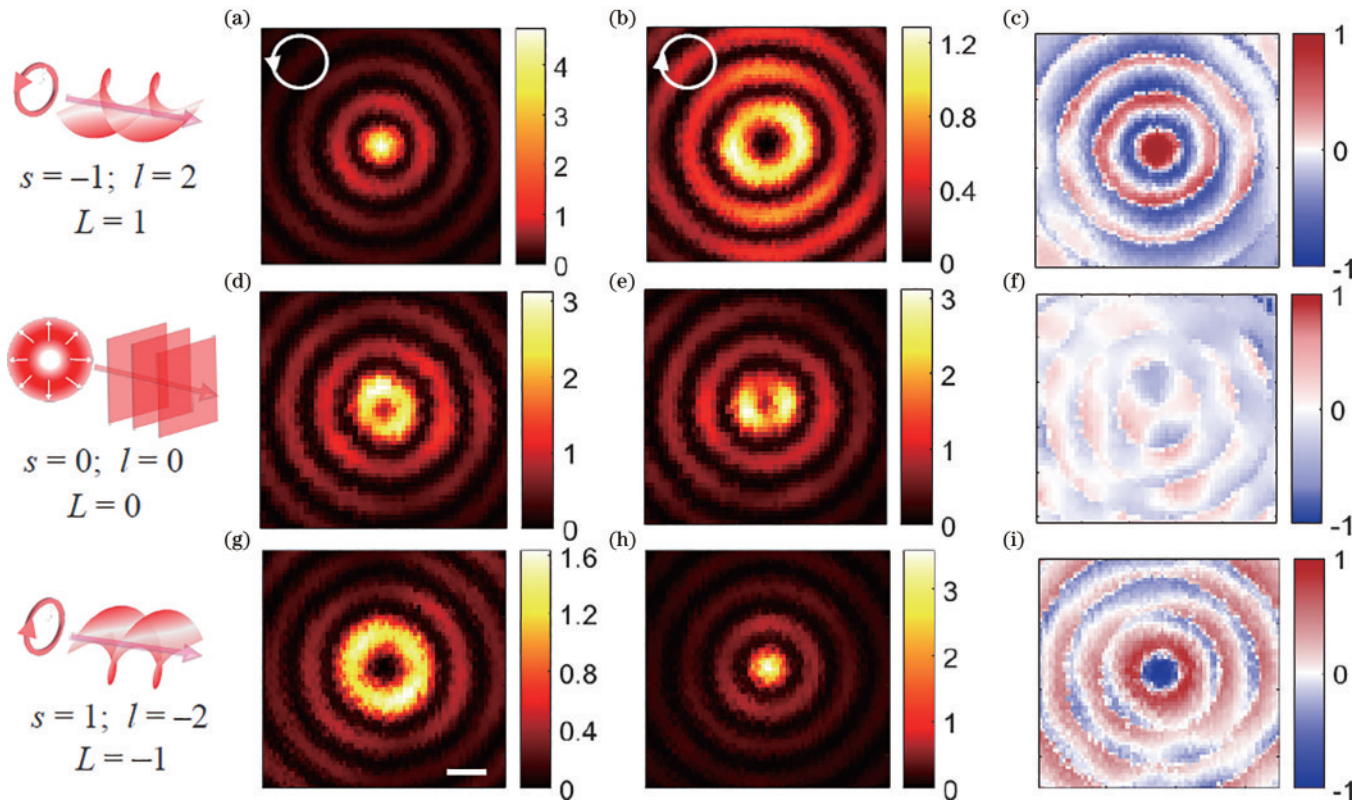


图 6 eOV 中的光学自旋测量,图 6(g)中的比例尺为 $\lambda/2$ <sup>[25]</sup>。(a)(b) $L=1$ 时纳米颗粒散射光的右旋和左旋分量分布;(c)对应的自旋结构;(d)~(f) $L=0$ 时的相应结果;(g)~(i) $L=-1$ 时的相应结果

Fig. 6 Measurement of the photonic spin in an eOV, the scale bar in Fig. 6 (g) is  $\lambda/2$ <sup>[25]</sup>. (a)(b) Intensity distribution of RCP and LCP components of light scattered by a nanoparticle with  $L=1$ ; (c) corresponding spin structure; (d)~(f) corresponding results with  $L=0$ ; (g)~(i) corresponding results with  $L=-1$

Lei 等<sup>[50]</sup>在基于介质颗粒-金属膜结构的近场光学扫描成像系统中加入具有六重或四重对称性的强度调节光阑,在 eOV 中引入对称性破缺,分别生成自旋斯格明子及半子阵列,其实验系统和测量结果如图 7 所示。

以上探讨的光学自旋斯格明子在 SPP 旋涡中产生,因此它们都属于横磁(TM)模式。2022 年 Meng 等<sup>[53]</sup>提出横电(TE)模式的光学自旋斯格明子并对其进行测量表征。如图 8(a)所示,对于由氧化铝、金薄膜、二氧化硅衬底组成的波导结构,通过结构设计可以使其产生 TE 模式的光学自旋斯格明子。TE 模式的自旋拓扑性质由磁场主导,光学自旋纵向分量满足 $S_z \propto (H_x^* H_y - H_y^* H_x)$ ,对此 Meng 等提出具有 anapole

模式的磁探针进行测量。如图 8(b)所示,该探针由银核-硅壳纳米颗粒组成,通过结构设计,颗粒内部激发的电偶极子和环形偶极子模式相干相消,形成 anapole 模式抑制电场诱发的散射,使其具有纯磁场响应的特性。利用 anapole 探针测量的纵向自旋实验结果如图 8(c)所示,其重构的自旋矢量分布如图 8(d)所示。该实验结果包含单个自旋斯格明子结构,以及具有六重和四重对称性的强度调节光阑生成的自旋斯格明子及半子阵列。

在自旋-轨道耦合作用缺失的情况下,即光学旋涡的角动量 $L=0$ 时,自旋矢量的斯格明子/半子阵列退化为电场矢量的斯格明子/半子阵列。对于电场矢量的斯格明子阵列,Guy Bartal 教授研究团队<sup>[26]</sup>采用散

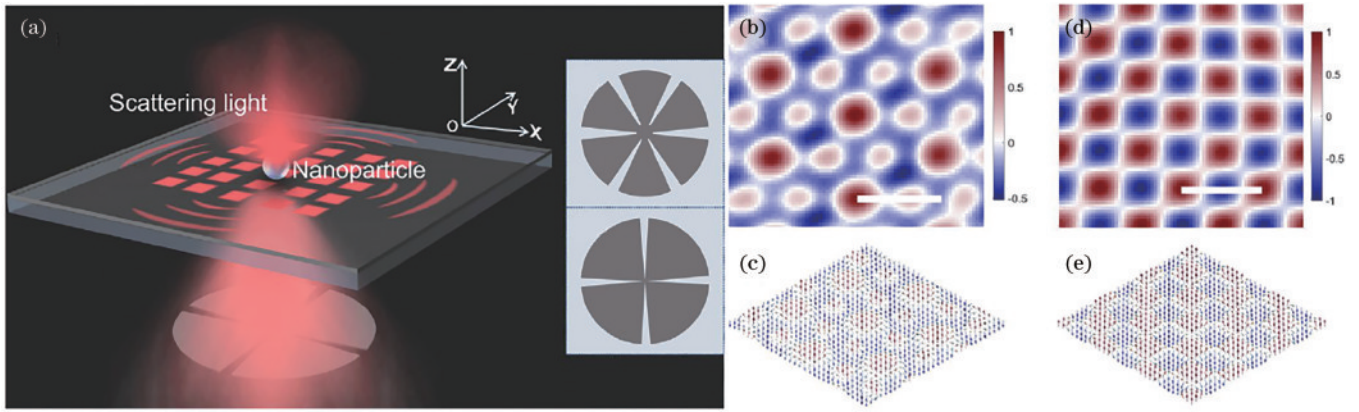


图 7 光学自旋纹理阵列的实验结果,图 7(b)和图 7(d)中的比例尺为 SPP 波长<sup>[50]</sup>。(a)基于介质颗粒-金属膜结构的近场光学自旋扫描系统,其中加入具有六重或四重对称性的强度调节光阑;(b)(c)自旋斯格明子阵列纵向自旋分布的实验结果及其重构自旋矢量;(d)(e)自旋半子阵列的相应结果

Fig. 7 Experimental results of the photonic spin texture lattice, the scale bar in Fig. 7(b) and Fig. 7(d) is the SPP wavelength<sup>[50]</sup>. (a) Near-field optical spin scanning system based on a dielectric-nanoparticle-on-film configuration modulated by the intensity masks with sixfold or fourfold symmetry apertures; (b) (c) measured longitudinal SAM component and reconstructed spin orientation of the skyrmion spin lattice; (d)–(e) corresponding results of the meron spin lattice

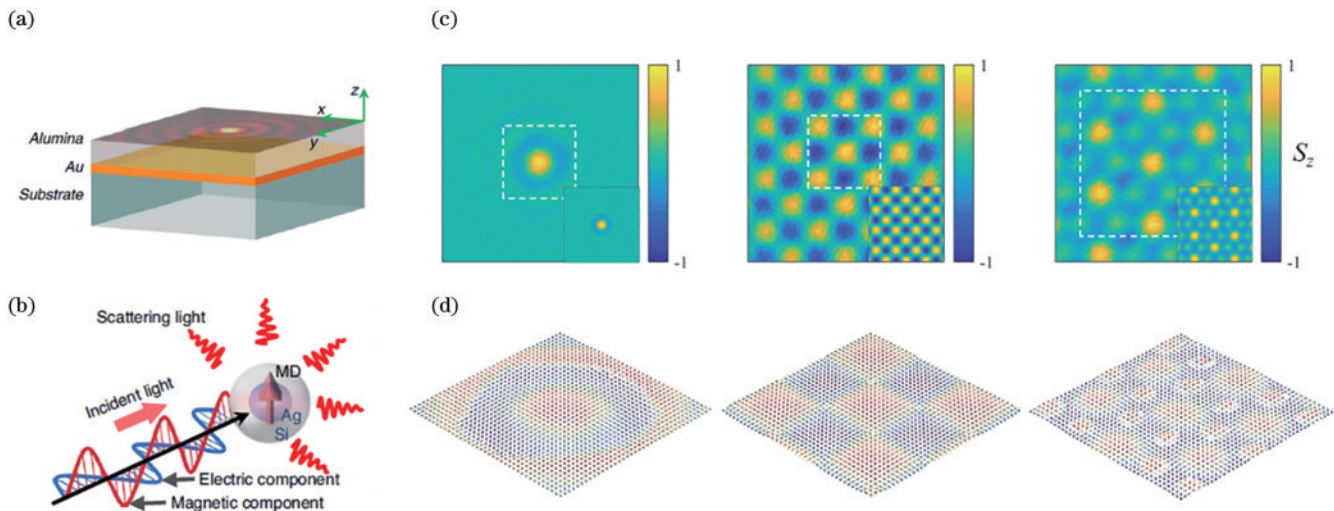


图 8 TE 模式的光学自旋纹理测量<sup>[53]</sup>。(a)波导结构示意图;(b)银核-硅壳纳米颗粒示意图;(c)单个斯格明子、半子和斯格明子阵列纵向自旋实验结果;(d)重构自旋矢量

Fig. 8 Measurement of the photonic spin texture of the TE mode<sup>[53]</sup>. (a) Schematic of a waveguide structure; (b) schematic of the Ag core and Si shell nanosphere; (c) measured longitudinal SAM component of the single skyrmion, meron, and skyrmion lattice; (d) reconstructed local spin orientation

射式近场扫描光学显微镜(s-NSOM)对其进行光学近场扫描成像,如图 9(a)所示,金膜样品表面刻蚀组成六边形的 6 组光栅,激光从样品下方入射,激发 SPP 干涉产生电场矢量构成的光学斯格明子阵列,其原理与具有六重对称性的强度调节光阑类似。在样品表面,近场电场纵向分量 $E_z$ 被尺寸为 8~15 nm 的镀铂硅探针散射后经抛物柱面镜收集进入探测器。通过仪器自带的赝外差数据分析模块,可得滤除背景噪声的 $E_z$ 强度和相位,并通过重构算法由 $E_z$ 算出电场横向矢量 $E_x$ 和 $E_y$ ,实验结果如图 9(b)~(e)所示。

对比以上两种近场光学扫描成像技术,s-NSOM 具备可测量微纳结构的优势,但其存在探针易磨损、系

统复杂度高以及只能测电场而不能直接测自旋等问题。相比而言,基于介质颗粒-金属膜结构的近场光学自旋扫描系统虽然由于介质颗粒固定在金属膜表面而只能检测平整的样品,但其具备价格低廉、分辨率高、系统稳定性高、偏振信号分离提取方便等优势。

### 3.2.2 时空动态成像技术

除了在空间上的精细结构分布,光学斯格明子在时间尺度上的动力学特性也备受关注。在一系列工作中<sup>[54-56]</sup>,美国匹兹堡大学 Petek 教授研究团队<sup>[54]</sup>通过 PEEM 技术研究光学自旋纹理的电场动态特性。如图 10(a)所示,银膜样品上刻蚀了轨道角动量 $l=2$ 的阿基米德耦合结构,当线偏振光入射时,其 $s=\pm 1$ 的

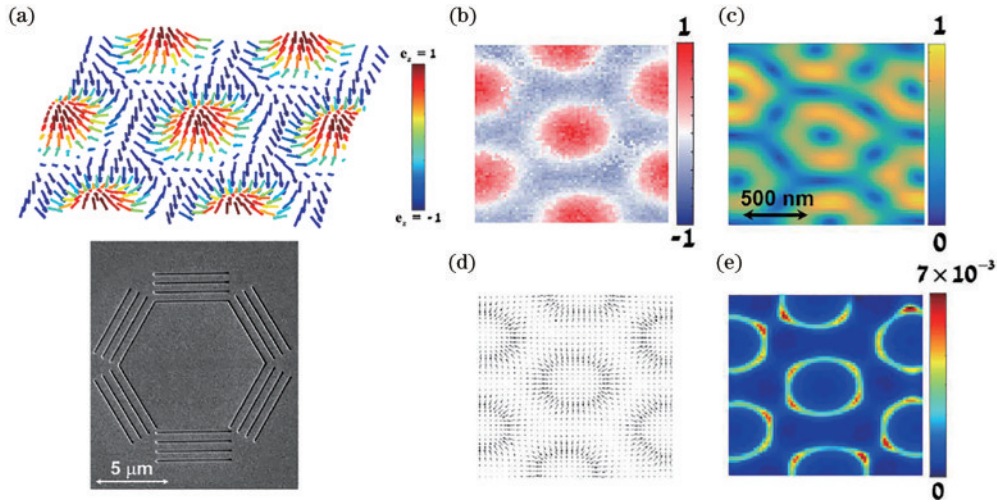


图9 电场矢量的斯格明子阵列的近场扫描<sup>[26]</sup>。(a)刻蚀在200 nm厚金膜表面组成六边形的6组光栅样品的扫描电镜图(底部)及其电场矢量分布(顶部);(b)样品中心的纵向电场实部分布;(c)横向电场幅度分布;(d)横向电场矢量分布;(e)斯格明子数密度分布

Fig. 9 Near-field scanning of the electric field skyrmion lattice<sup>[26]</sup>. (a) SEM image of the six groups of samples etched with a hexagon on a 200-nm thick Au layer (bottom) and the local unit vector of the electric field (top); (b) real part of the axial electric field at the center of the sample; (c) amplitude of the transverse electric field; (d) vector representation of the transverse electric field; (e) skyrmion number density

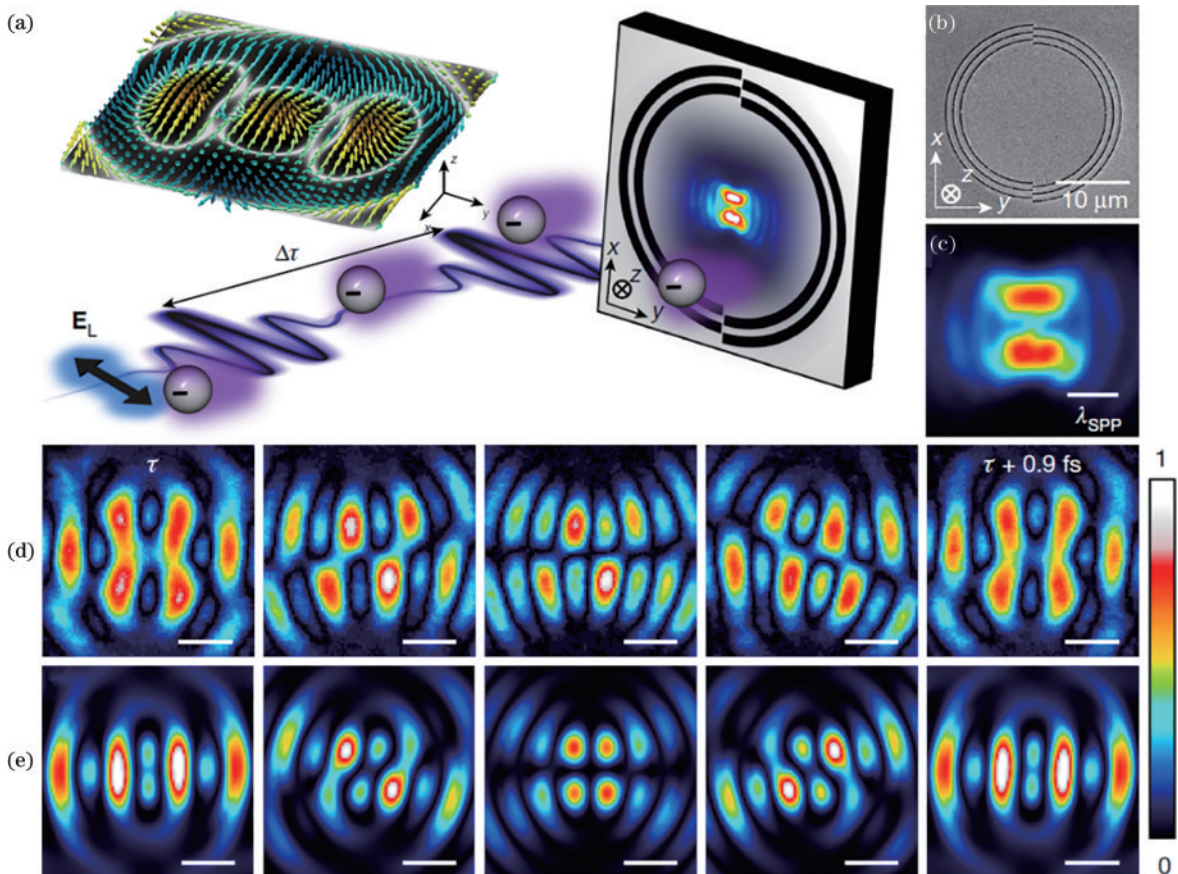


图10 光学自旋纹理的电场动态特性,图10(c)~(e)中的比例尺为 $\lambda_{\text{SPP}}=530\text{ nm}$ <sup>[54]</sup>。(a)PEEM实验中SPP旋涡激发示意图及其自旋纹理;(b)银膜上刻蚀有阿基米德耦合结构的扫描电镜图;(c)SPP旋涡的静态PEEM扫描图;(d)PEEM测得的时间分辨的SPP场幅度,其时间延迟从 $\tau$ 过渡到 $\tau+0.9\text{ fs}$ ; (e)相应的FDTD计算结果

Fig. 10 Dynamics of the electric field of the photonic spin texture, the scale bars in Fig. 10(c)~(e) are  $\lambda_{\text{SPP}}=530\text{ nm}$ <sup>[54]</sup>. (a) Schematic of the PEEM experiment for SPP vortex generation and the SAM texture; (b) SEM image of Archimedean coupling structure etched on an Ag film; (c) static PEEM image of the SPP vortex; (d) time-resolved PEEM images of SPP field amplitude as the delay is advanced from  $\tau$  to  $\tau+0.9\text{ fs}$ ; (e) corresponding FDTD results



左右旋圆偏振分量与样品发生相互作用,可分别产生  $L=1$  和  $L=3$  的 SPP 旋涡,这两个 SPP 旋涡叠加后产生如图 10(a)所示的自旋纹理结构,其中心形成一个半子结构。利用 PEEM 技术可对该自旋结构的电场进行高时空分辨率成像,其实验结果如图 10(d)所示。此外,该研究团队还利用 PEEM 技术研究光学自旋斯格明子<sup>[55]</sup>和半子阵列<sup>[56]</sup>电场的动态特性。

对于  $L=0$  时形成的电场矢量斯格明子阵列,德国斯图加特大学 Giessen 教授研究团队<sup>[57]</sup>利用双光子光发射电子显微镜(2PPE-PEEM)技术对其进行超快矢量

成像。如图 11(a)所示,入射激光对刻蚀于单晶片上的凹槽样品激发 SPP,从而产生由电场矢量构成的光学斯格明子阵列,其激发原理与图 9(a)相似。金片上的 SPP 被泵浦光激发后与时间延迟为  $\Delta\tau$  的探测光相互干涉,激发图 11(b)所示的双光子过程。通过扫描收集不同  $\Delta\tau$  的光发射电子,并控制泵浦光和探测光的偏振态,该系统可完成对 SPP 电场横向矢量的时空成像,而后通过重构算法算出纵向矢量。实验结果如图 11(c)和图 11(d)所示,该系统实现了对电场矢量斯格明子阵列高时空分辨率(10 nm 及亚飞秒级)的动态成像。

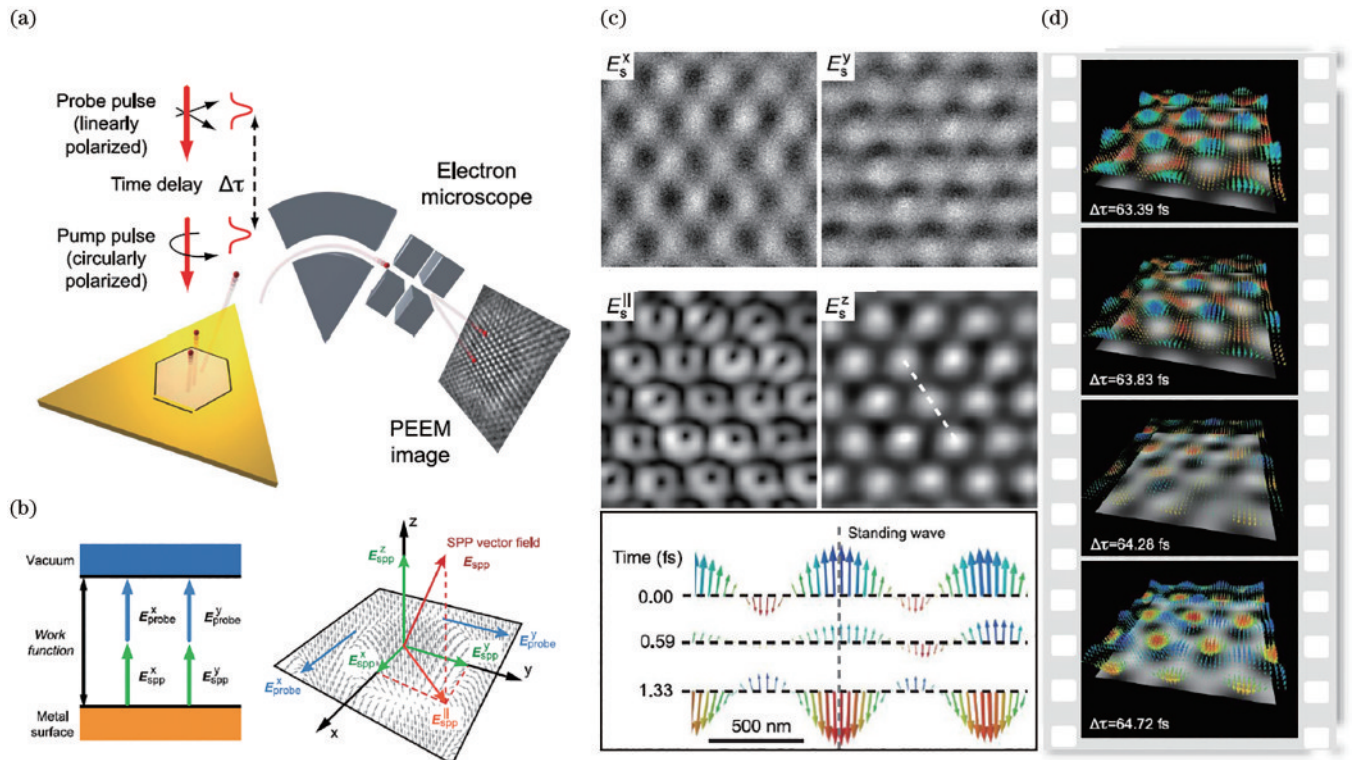


图 11 电场矢量斯格明子阵列的动态成像<sup>[57]</sup>。(a)2PPE-PEEM 技术示意图;(b)双光子光发射的激发过程及 SPP 平面上的矢量场;(c)以相同泵浦探测延迟时间拍摄的图像(顶部)及在虚线处三个相对时间延迟获得的矢量(底部);(d)SPP 斯格明子阵列随时间的变化

Fig. 11 Dynamic imaging of the electric field skyrmion lattice<sup>[57]</sup>. (a) 2PPE-PEEM process; (b) excitation of photoelectrons involving a two-photon process and the vector fields in the plane of the SPP; (c) images taken at the same pump-probe delay time (top) and the derived vectors along the dashed line for three relative time delay (bottom); (d) time dependence on the SPP skyrmion lattice

#### 4 Stokes 矢量的光学斯格明子

除了以上探讨的光学自旋和电场矢量,描述光偏振状态的 Stokes 参量也可以构造斯格明子<sup>[58]</sup>。对于完全偏振的平面光波,其 Stokes 参量定义为

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ 2\text{Re}[E_x^* E_y] \\ -2\text{Im}[E_x^* E_y] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ I \cos 2\psi \cos 2\chi \\ I \sin 2\psi \cos 2\chi \\ I \sin 2\chi \end{pmatrix}, \quad (6)$$

式中: $I$ 为光强; $2\psi$ 和 $2\chi$ 分别对应图 12(a)所示的庞加

球上的方位角和极角<sup>[59]</sup>,单位矢量  $\mathbf{s} = (S_1, S_2, S_3)/S_0$  的分布可以构造光学斯格明子。对于光学自旋或电场矢量构成的斯格明子,它与电场的纵向和横向分量的幅度和相位都是相关联的;而对于 Stokes 参量构成的斯格明子,它只和电场横向分量  $E_x$  和  $E_y$  相关,因此其调控会更加灵活,且可以在自由空间中存在。利用该特点,以下的研究工作构造了更多形态的光学斯格明子,为进一步扩充信息容量提供机会。

2022 年 Shen 等<sup>[27]</sup>利用一个带有空间光调制器的简单干涉光路在实验中产生 Néel 型、Bloch 型、反型的由 Stokes 矢量构成的斯格明子,以及它们相应的高阶

拓扑结构。随后,该系统还被用于产生图 12(b)所示的相应双半子结构<sup>[33]</sup>。2021年 Sugic 等<sup>[60]</sup>通过同时调控全结构光的偏振态和相位,对传播空间内光场的 Stokes 参量与相位结果以图 12(c)所示的霍普夫纤维化(Hopf fibration)形式呈现,构造三维的光学斯格明子类粒子。2022年 Wu 等<sup>[61]</sup>研究了 Stokes 参量光学斯格明子的非线性作用,基于具有 0 型准相位匹配的非简并和频机制,可以在不改变其整个空间结构的情况下,将红外区域内构造的光学斯格明子(含 Néel 型、

Bloch 型、反型)有效地转换为可见光区域的斯格明子。

除以上在空间传播的拉盖尔-高斯光束外,理论计算表明在微腔结构的回音壁模中也可以产生基于 Stokes 矢量的光学斯格明子及其高阶拓扑结构<sup>[59]</sup>。2023年 Luo 等<sup>[62]</sup>通过引入增益损耗实现对曲面微腔结构中 Stokes 矢量斯格明子的非厄米操控。此外,在液晶微腔结构里可以产生由 Stokes 矢量构成的高阶半子<sup>[63]</sup>。

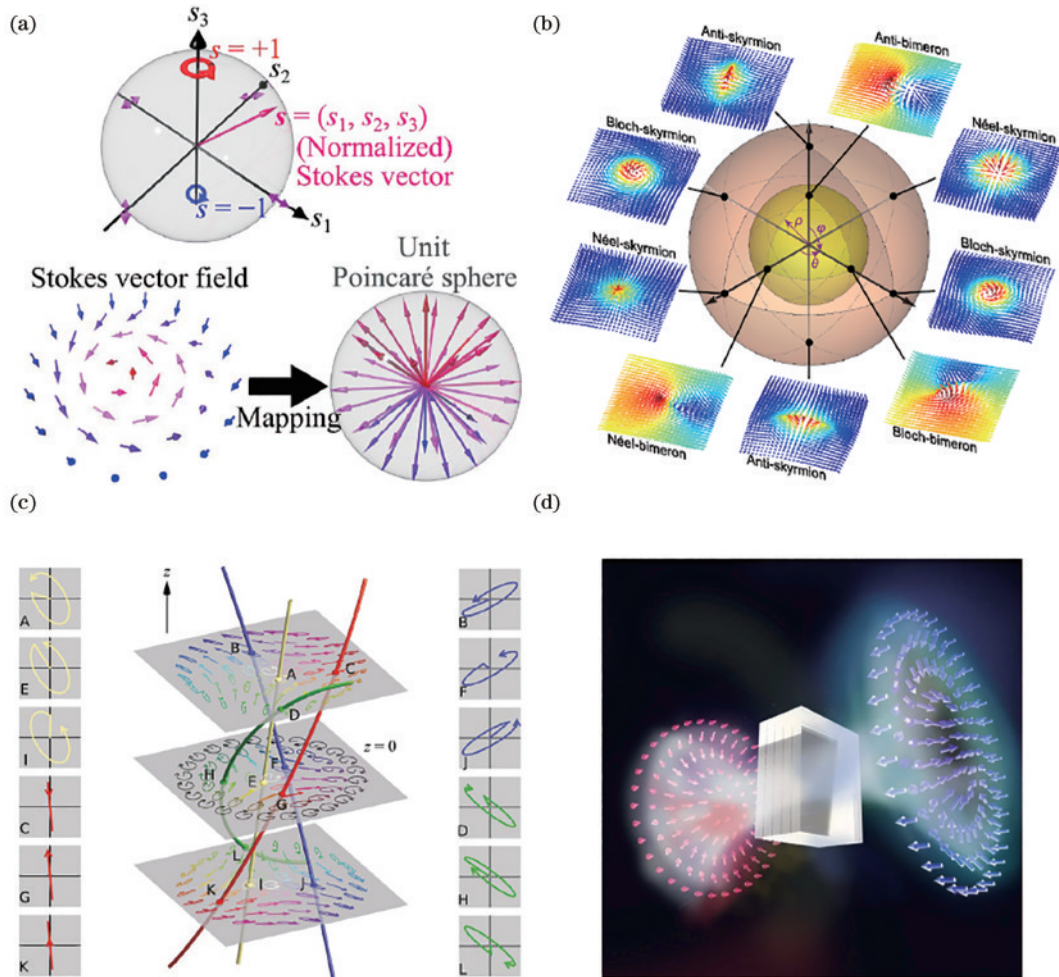


图 12 基于 Stokes 参量的光学斯格明子。(a)庞加莱球中归一化的 Stokes 参量<sup>[59]</sup>; (b)将双半子光束映射到三维庞加莱球,其中呈现不同拓扑纹理的变换<sup>[33]</sup>; (c)全结构光的三维偏振纹理,其中每一根霍普夫纤维由特定的偏振椭圆轨迹构成<sup>[60]</sup>; (d)由 Stokes 矢量定义的光学斯格明子的保形频率变换<sup>[61]</sup>

Fig. 12 Photonic skyrmion based on the Stokes parameters. (a) Normalized Stokes parameters in a Poincaré sphere<sup>[59]</sup>; (b) mapping of bimeronic beams onto a 3D Poincaré-like sphere, which shows complete transformations among diverse topological textures<sup>[33]</sup>; (c) 3D polarization texture of the fully structured light where each Hopf fiber is constructed by a trajectory of a certain polarization ellipse<sup>[60]</sup>; (d) conformal frequency conversion of optical skyrmions defined by Stokes vectors<sup>[61]</sup>

## 5 动量空间中的赝自旋斯格明子

对于光子晶体,其哈密顿量可以通过紧束缚模型求得。在能带中的狄拉克点附近,哈密顿量可进一步简化为  $H'(\mathbf{k}) = H_0 \mathbf{I} + \mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ , 其中  $\mathbf{I}$  为单位矩阵,  $\mathbf{D}$  为赝自旋矢量,  $\boldsymbol{\sigma}$  为泡利算符。2020年,Guo 等<sup>[64]</sup>的研究表明,对于图 13(a)所示的蜂窝晶格光子晶体,当圆洞

直径  $d_A \neq d_B$  时,其空间反演对称性被打破,狄拉克点  $K$  和  $K'$  附近的能带结构出现带隙,如图 13(b)所示,其附近的赝自旋纹理呈半子分布,如图 13(c)所示。2023年, Lin 等<sup>[65]</sup>的研究表明,在图 13(d)所示的  $t_1 < t_2$  的 Kagome 和蜂窝晶格光子晶体中,对应不同的狄拉克点附近的赝自旋纹理呈不同形态的斯格明子分布,包含 Néel 型、Bloch 型和反型,如图 13(e)所示。光子

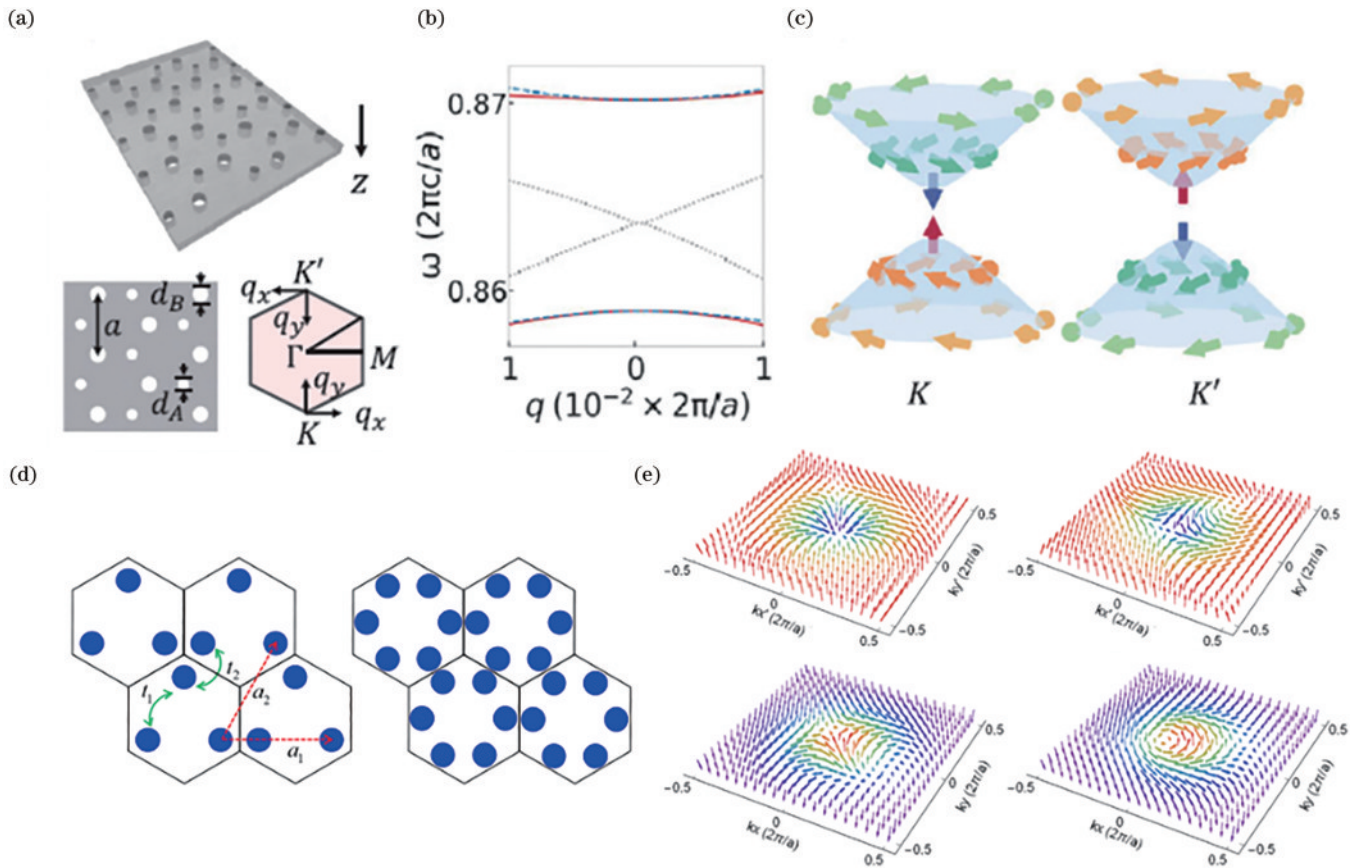


图 13 动量空间中的赝自旋纹理分布。(a)具有蜂窝晶格圆洞的光子晶体平板<sup>[64]</sup>;(b)狄拉克点附近的能带结构<sup>[64]</sup>;(c) $K$ 和 $K'$ 点附近的赝自旋纹理<sup>[64]</sup>;(d)具有 Kagome 和蜂窝晶格柱子的光子晶体<sup>[65]</sup>;(e)狄拉克点附近的赝自旋纹理<sup>[65]</sup>

Fig. 13 Pseudospin texture distribution in the momentum space. (a) Photonic crystal slab with a honeycomb lattice of circular air holes<sup>[64]</sup>; (b) band structure near the Dirac points<sup>[64]</sup>; (c) pseudospin textures near  $K$  and  $K'$  points<sup>[64]</sup>; (d) photonic crystal with a structure of Kagome and honeycomb lattice of cylinders<sup>[65]</sup>; (e) pseudospin textures near the Dirac points<sup>[65]</sup>

晶体动量空间中的赝自旋纹理分布与光子晶体的拓扑非平庸态密切相关,通过调控光子晶体结构参数,例如图 13(d)中的  $t_1$  和  $t_2$ ,可以操纵拓扑非平庸态和光学斯格明子的出现。光子晶体的赝自旋纹理可以通过能谷附近辐射的光子自旋性质反映出来<sup>[64]</sup>,实现局域贝利曲率的可视化,在电磁波单向传输和偏振调控等方面具有潜在的应用价值。

## 6 其他光学系统中的斯格明子

除以上光学系统,研究人员还在多个系统中发现光学斯格明子等自旋纹理。

2021 年, Karnieli 等<sup>[66]</sup>利用三维非线性晶体的三波混频作用,提出类似于描述电子自旋的薛定谔-泡利方程的公式。在该公式中,有效磁化强度矢量可作为赝自旋矢量构造斯格明子,并且在系统中可观察到光束偏转效应,类似于电子的自旋拓扑霍尔效应。2021 年, Shen 等<sup>[67]</sup>在理论上提出一种新型超环结构电磁脉冲,将其作为麦克斯韦方程的时空不

可分离精确解。这种超环脉冲的磁场不仅具有斯格明子结构,还具有多重奇点、分型结构、能量回流等一系列新奇拓扑性质。2022 年, Deng 等<sup>[68]</sup>在微波频段激发空间卷曲超构基元结构的人工局域表面等离子激元 (spoof localized surface plasmons), 利用其磁场矢量构造靶态斯格明子。靶态斯格明子矢量翻转次数  $k$  随频率变化而变化,其激发频率呈等距梳状分布。2022 年, Yang 等<sup>[69]</sup>在馈电系统的激励下激发具有 8 重旋转对称性谐振器的人工局域表面等离子激元模式,利用该模式的电场矢量构建了斯格明子构型。为了进一步探索该系统原理,该研究利用群表示理论和电场积分方程方法对谐振器进行分析,结果表明该斯格明子的存在是受谐振器旋转对称性保护的。此外,研究人员在声子极化激元<sup>[70]</sup>和全庞加莱光束<sup>[71]</sup>中也发现了光学自旋纹理。他们相关的研究内容如图 14 所示。

综上,不同光学系统中的光学斯格明子特点如表 1 所示。

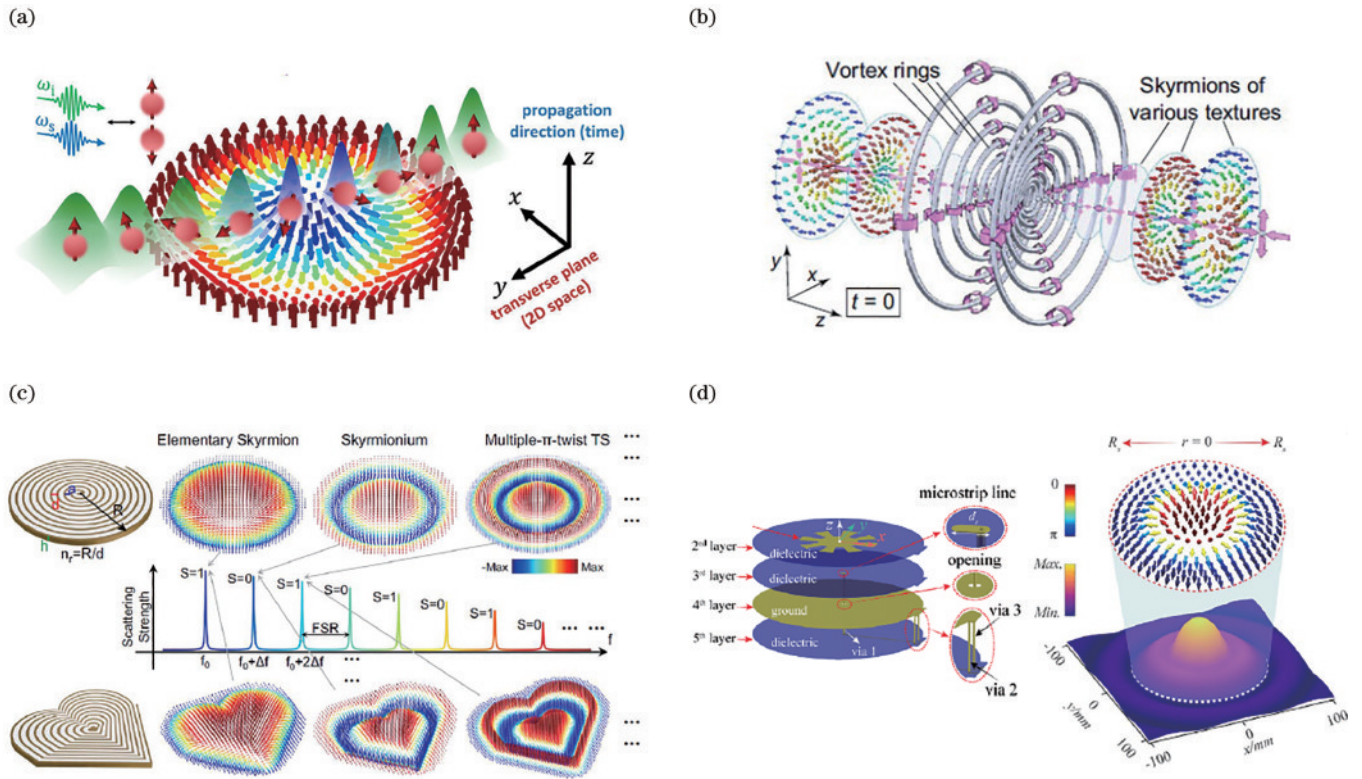


图 14 不同光学系统中的光学斯格明子。(a)横穿合成磁化强度纹理时圆自旋的动态过程及光束位置<sup>[66]</sup>；(b)超环结构电磁脉冲磁场矢量的空间拓扑结构<sup>[67]</sup>；(c)基于空间卷曲超构基元结构的局域表面等离激元斯格明子<sup>[68]</sup>；(d)8重旋转对称性谐振器和馈电系统的器件及其激发的人工局域表面等离激元斯格明子<sup>[69]</sup>

Fig. 14 Photonic skyrmions in different optical systems. (a) Dynamics of the pseudospin and position of the light beam as it traverses a synthetic magnetization texture<sup>[66]</sup>; (b) spatial topological structure of magnetic vector fields for the supertoroidal light pulses<sup>[67]</sup>; (c) LSP skyrmions supported by ultrathin space-coiling meta-structures<sup>[68]</sup>; (d) device consisting of a microwave resonator with 8-fold symmetry and feeding network and the generated spoof LSP skyrmion<sup>[69]</sup>

表 1 不同光学系统中的光学斯格明子对比  
Table 1 Comparison of photonic skyrmions in different optical system

Vector constituting photonic skyrmions	Excitation method	Experimental measurement technology	Scale
Optical spin	TM or TE mode under near-field	Near-field scanning based on nanoparticle-on-film configuration	Full width at half peak ~10 nm (<math>\lambda/60</math>)
Electric field vector	Degeneration of spin skyrmion in the absence of angular momentum	Near field scanning optical or light photoemission electron microscope	Spatiotemporal resolution ~10 nm and ~0.2 fs
Stokes parameter	Propagation light field in space under paraxial approximation	Interference optical path with spatial light modulator	Resolution ~100 $\mu\text{m}$ (~100 $\lambda$ )
Pseudo spin vector	Hamiltonian near Dirac points in photonic crystals	Radiating photons near the $K/K'$ valley	Within $2\pi/a$ of the momentum space ( $a$ is photonic crystal period)
Electromagnetic vector	Spoof localized surface plasmons	Meta-structure in the microwave frequency band	Resolution ~ $\lambda/100$ ( $\lambda \sim 1-6$ m)

## 7 应用前景

光学斯格明子等拓扑结构由于内部独特的深亚波长特性使其具有广阔的应用前景,以下的研究工作致力于将光学斯格明子推向实际应用。

对于斯格明子,实现其位置形态等因素的操控是

实现斯格明子器件的前提。在磁性材料中,斯格明子的运动控制已通过很多方法诸如温度梯度<sup>[72]</sup>、磁场梯度<sup>[73]</sup>、电流驱动<sup>[74]</sup>等实现,而且在磁性材料中还观测到了斯格明子霍尔效应<sup>[75]</sup>。而有关光学斯格明子操纵的研究还比较少。

2020年,Bai等<sup>[76]</sup>的理论研究中,基于电场矢量的

斯格明子阵列在相位驱动下移动,如图 15(a)所示,其移动方向仅限于几个角度,而且在移动的时候斯格明子结构发生了变形。2021 年, Lin 等<sup>[77]</sup>利用空间光调制器产生的相位图实现对光学斯格明子位置的动态操纵,并利用介质颗粒-金属膜结构对光学斯格明子自旋纵向分量进行近场扫描成像。空间光调制器提供的相位图补偿了光学斯格明子移动时所需要的相位差,只

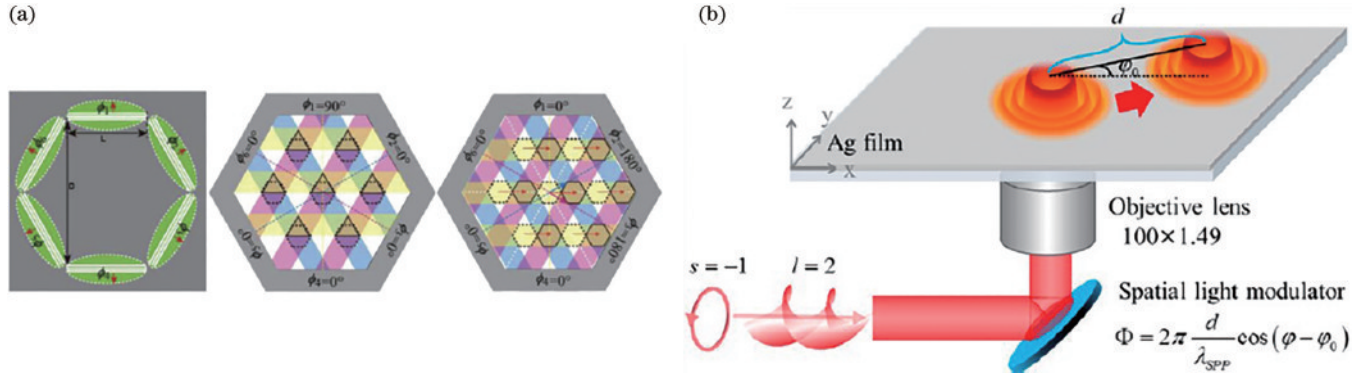


图 15 光学斯格明子的位移操纵。(a)光栅结构及斯格明子位置形状示意图,在结构中心产生 3 组 SPP 驻波<sup>[76]</sup>; (b)利用空间光调制器产生的相位图实现对光学自旋斯格明子位置的动态操纵<sup>[77]</sup>

Fig. 15 Position control of the photonic skyrmion. (a) Schematic of grating structure and the shape and position of the skyrmions, and three SPP standing waves are generated in the center<sup>[76]</sup>; (b) dynamic position control of photonic spin skyrmions with the use of a phase profile imposed by a spatial light modulator<sup>[77]</sup>

对于光学斯格明子,其自旋精细结构还可以应用于超高精度的检测,而且随着其他材料的引入,其检测范围与精度可以得到进一步拓展与提升。

2023 年, Yang 等<sup>[78]</sup>将光学自旋斯格明子应用到超高精度位移传感。如图 16(a)所示,入射线偏振光的左右旋圆偏振分量与光路中的液晶片发生相互作用,该过程产生的不同相位使得金属膜上产生具有相反斯格明子数的自旋斯格明子对。这种斯格明子对在一维方向具有剧烈偏振变化的区域,通过进一步优化可使该区域同时保持较好的线性度和较高的光场强度。利用该方法获得的理论传感精度可达皮米量级,并可以随着当前偏振检测器件的灵敏度得到进一步提升。

以上探讨的光学自旋斯格明子基本上都是在金属表面激发的。Shi 等<sup>[79]</sup>通过理论分析在具有不同电、磁性质的一般光学界面上的表面波手性、能流和动量密度的连续性等因素,发现它们导致了 4 个自旋轨道相互作用量,这些相互作用量分别反映了电极化率和磁导率的梯度,决定了光学斯格明子自旋-轨道相互作用的性质,可以导致光学斯格明子在光学界面的不连续性甚至自旋取向的反转。

2021 年, Lei 等<sup>[80]</sup>研究发现,如果在结构中引入磁性材料,在外加磁场的作用下,由于近场磁光效应,赫兹势间的相互作用对单一偏振模式下的自旋角动量具有调制作用, Néel 型的光学斯格明子将转为扭曲 Néel 型。利用时域有限差分的方法,计算带有螺旋相位 ( $l = \pm 1$ ) 的径向偏振光紧聚焦入射到图 16(b)所示

要在电脑中输入相位图中的参数,光学斯格明子就可以在二维空间里自由灵活移动。如图 15(b)所示,其位置操纵非常精准,而且光学自旋结构基本保持不变。该技术实现了高精度、高灵活度、高保真度的光学斯格明子位移操纵。另外,该工作还用液晶片取代空间光调制器,观测到光学斯格明子移动方向和其手性锁定的现象,与磁性材料中的斯格明子霍尔效应类似。

50 nm 厚的钴膜表面产生的自旋叠加态。该自旋叠加态的符号与磁畴的方向相关,分辨率小于 120 nm, 可以作为磁畴检测的有效手段。

2021 年, Zhang 等<sup>[81]</sup>研究发现,如果在图 16(c)所示的两层金属材料中引入手性材料层,由理论计算可得,原本在金属材料中的 Néel 型斯格明子将扭转成 Bloch 型斯格明子,而且其自旋矢量扭转的手性与中间层材料的手性相关。对于斯格明子和半子阵列,在这三层结构中同样可以扭转为 Bloch 型<sup>[82]</sup>。这种手性依赖特征可以为未来手性传感技术提供额外自由度。

2023 年, Gan 等<sup>[83]</sup>对光学斯格明子的调控与双曲超材料进行结合。如图 16(d)所示,由银/二氧化硅周期排列结构组成的双曲超材料具备有效介电常数的各向异性,因而可以支持波矢很大的体等离子体。通过合理设计双曲超材料的结构参数,单个斯格明子的尺寸小于  $1/2$  波长,比金属膜上的斯格明子更为紧凑,而且还可以控制斯格明子结构在一个极小的区域内完成从扭曲型到 Néel 型的转变,这为纳米尺度下的光场自旋调控提供了新思路。

综上所述,目前对光学斯格明子的应用主要包括对其拓扑结构的操控和利用其精细结构进行超高精度的检测。在拓扑结构操纵这方面,操纵的对象还比较有限,形态的丰富性还有待提高。而在超高精度检测方面,关于其他材料引入的研究多数还停留在理论计算阶段。总而言之,有关光学斯格明子的应用研究还具有很大的创新空间。

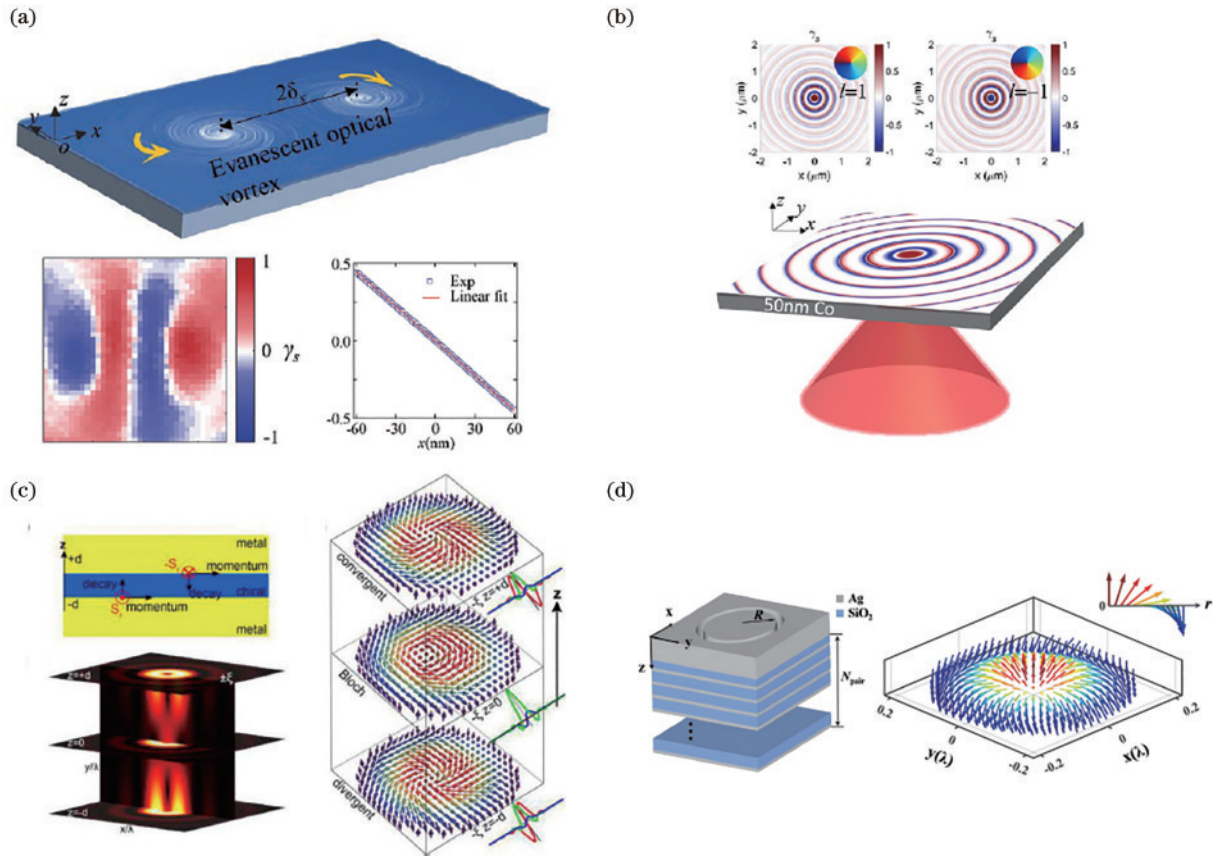


图 16 光学斯格明子与不同材料的相互作用。(a)具有相反符号拓扑荷的斯格明子对示意图及其传感曲线<sup>[78]</sup>；(b)钴薄膜表面光学斯格明子激发示意图<sup>[80]</sup>；(c)耦合表面等离激元产生的相反横向自旋及其计算得到的自旋纹理<sup>[81]</sup>；(d)介质-金属多层周期结构示意图及在 $z=\lambda$ 平面形成的斯格明子纹理<sup>[83]</sup>

Fig. 16 Interaction between photonic skyrmions and different materials. (a) Schematic of the skyrmion pair with topological charges of opposite-signs and the sensing curve<sup>[78]</sup>; (b) schematic of the generation of a photonic skyrmion on the surface of a thin Co film<sup>[80]</sup>; (c) schematic of the opposite transverse spins of the coupled surface plasmons and the calculated spin textures<sup>[81]</sup>; (d) schematic of dielectric-metal multilayer periodic structures and the skyrmion texture formed in the  $z=\lambda$  plane<sup>[83]</sup>

## 8 结 论

近年来,研究人员在各类光子体系中发现与磁斯格明子相似的拓扑构型,主要包括由光学自旋矢量、电场矢量、Stokes 参量、动量空间自旋矢量等构成的光学斯格明子。光学斯格明子的形态非常丰富,既可以单个的形式存在,也可以阵列的形式存在,根据其纵向矢量分布特征,可归类为斯格明子、半子、嵌套斯格明子等,而其中每一类又可以根据横向矢量分布特征进一步归类为 Néel 型、Bloch 型和反型等。在光学近场中,通过对横向自旋内禀特性的研究,可以得到自旋-动量定律,并由此可以推导出光学自旋斯格明子。在自旋-轨道耦合作用缺失的情况下,自旋矢量斯格明子退化为电场矢量斯格明子。而在自由空间中,如果对光场的偏振状态加以调控,则可以构造 Stokes 参量斯格明子。在光学斯格明子的表征检测方面,其近场精细结构可以由基于介质颗粒-金属膜结构的近场扫描系统和近场扫描光学显微镜等得到光学扫描成像,而其电场动态特性则可以由 PEEM 技术得到超快成像。

在光学斯格明子的应用研究方面,目前的进展主要包括对其拓扑结构的移动操控和利用其精细结构进行超高精度的检测。结合光学斯格明子与手性材料、磁性材料、双曲超材料等,理论计算表明进一步拓展了其检测范围及提升了深亚波长特性。光学斯格明子作为一个新兴的研究领域,在光信息传输存储、超高精度位移传感等诸多领域展示出极大的应用潜力。展望未来,光学斯格明子在物理机制和应用拓展等方面仍需要更深入的探索研究。

## 参 考 文 献

- [1] Skyrme T H R. A unified field theory of mesons and baryons[J]. Nuclear Physics, 1962, 31: 556-569.
- [2] al Khawaja U, Stoof H. Skyrmions in a ferromagnetic Bose-Einstein condensate[J]. Nature, 2001, 411(6840): 918-920.
- [3] Bogdanov A N, Röbber U K, Shestakov A A. Skyrmions in nematic liquid crystals[J]. Physical Review E, 2003, 67(1): 016602.
- [4] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, et al. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum

- Hall effect at small Zeeman energies[J]. *Physical Review B*, 1993, 47(24): 16419-16426.
- [5] Khalaf E, Chatterjee S, Bultinck N, et al. Charged skyrmions and topological origin of superconductivity in magic-angle graphene[J]. *Science Advances*, 2021, 7(19): eabf5299.
- [6] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet[J]. *Science*, 2009, 323(5916): 915-919.
- [7] Dzyaloshinsky I. A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics[J]. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1958, 4(4): 241-255.
- [8] Moriya T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism[J]. *Physical Review*, 1960, 120(1): 91-98.
- [9] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, et al. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe[J]. *Nature Materials*, 2011, 10(2): 106-109.
- [10] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal[J]. *Nature*, 2010, 465(7300): 901-904.
- [11] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(9): 713-718.
- [12] Romming N, Hanneken C, Menzel M, et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions[J]. *Science*, 2013, 341(6146): 636-639.
- [13] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1463.
- [14] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 988.
- [15] Fert A, Cros V, Sampaio J. Skyrmions on the track[J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(3): 152-156.
- [16] Sampaio J, Cros V, Rohart S, et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures[J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(11): 839-844.
- [17] Krause S, Wiesendanger R. Skyrmionics gets hot[J]. *Nature Materials*, 2016, 15(5): 493-494.
- [18] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, et al. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 7643.
- [19] Bliokh K Y, Smirnova D, Nori F. Quantum spin Hall effect of light[J]. *Science*, 2015, 348(6242): 1448-1451.
- [20] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*, 2009, 461(7265): 772-775.
- [21] Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, et al. Photonic topological insulators[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(3): 233-239.
- [22] Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, et al. Photonic floquet topological insulators[J]. *Nature*, 2013, 496(7444): 196-200.
- [23] Lu L, Wang Z Y, Ye D X, et al. Experimental observation of Weyl points[J]. *Science*, 2015, 349(6248): 622-624.
- [24] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91: 015006.
- [25] Du L P, Yang A P, Zayats A V, et al. Deep-subwavelength features of photonic skyrmions in a confined electromagnetic field with orbital angular momentum[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(7): 650-654.
- [26] Tsesses S, Ostrovsky E, Cohen K, et al. Optical skyrmion lattice in evanescent electromagnetic fields[J]. *Science*, 2018, 361(6406): 993-996.
- [27] Shen Y J, Martínez E C, Rosales-Guzmán C. Generation of optical skyrmions with tunable topological textures[J]. *ACS Photonics*, 2022, 9(1): 296-303.
- [28] Göbel B, Mertig I, Tretiakov O A. Beyond skyrmions: review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles[J]. *Physics Reports*, 2021, 895: 1-28.
- [29] Kézsmárki I, Bordács S, Milde P, et al. Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV4S8[J]. *Nature Materials*, 2015, 14(11): 1116-1122.
- [30] Milde P, Köhler D, Seidel J, et al. Unwinding of a skyrmion lattice by magnetic monopoles[J]. *Science*, 2013, 340(6136): 1076-1080.
- [31] Nayak A K, Kumar V, Ma T P, et al. Magnetic antiskyrmions above room temperature in tetragonal Heusler materials[J]. *Nature*, 2017, 548(7669): 561-566.
- [32] Yu X Z, Koshihara W, Tokunaga Y, et al. Transformation between meron and skyrmion topological spin textures in a chiral magnet[J]. *Nature*, 2018, 564(7734): 95-98.
- [33] Shen Y J. Topological bimeronic beams[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(15): 3737-3740.
- [34] Jani H, Lin J C, Chen J H, et al. Antiferromagnetic half-skyrmions and bimerons at room temperature[J]. *Nature*, 2021, 590(7844): 74-79.
- [35] Zhang X C, Xia J, Zhou Y, et al. Control and manipulation of a magnetic skyrmionium in nanostructures[J]. *Physical Review B*, 2016, 94(9): 094420.
- [36] Song C K, Ma Y X, Jin C D, et al. Field-tuned spin excitation spectrum of  $k\pi$  skyrmion[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(8): 083006.
- [37] Zheng F S, Li H, Wang S S, et al. Direct imaging of a zero-field target skyrmion and its polarity switch in a chiral magnetic nanodisk[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(19): 197205.
- [38] Zhang X C, Xia J, Ezawa M, et al. A frustrated bimeronium: static structure and dynamics[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(5): 052411.
- [39] Zhang S L, van der Laan G, Hesjedal T. Direct experimental determination of the topological winding number of skyrmions in  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$ [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14619.
- [40] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, et al. Biskyrmion states and their current-driven motion in a layered manganite[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3198.

- [41] Foster D, Kind C, Ackerman P J, et al. Two-dimensional skyrmion bags in liquid crystals and ferromagnets[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(7): 655-659.
- [42] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, et al. From transverse angular momentum to photonic wheels[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(12): 789-795.
- [43] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, et al. Spin-orbit interactions of light[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(12): 796-808.
- [44] Neugebauer M, Bauer T, Aiello A, et al. Measuring the transverse spin density of light[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(6): 063901.
- [45] Khosravi F, Cortes C L, Jacob Z. Spin photonics in 3D whispering gallery mode resonators[J]. *Optics Express*, 2019, 27(11): 15846-15855.
- [46] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3300.
- [47] Shi P, Du L P, Li C C, et al. Transverse spin dynamics in structured electromagnetic guided waves[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2021, 118(6): e2018816118.
- [48] Wolf E. A scalar representation of electromagnetic fields: II[J]. *Proceedings of the Physical Society*, 1959, 74(3): 269-280.
- [49] Shi P, Du L P, Li M J, et al. Symmetry-protected photonic chiral spin textures by spin-orbit coupling[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(9): 2000554.
- [50] Lei X R, Yang A P, Shi P, et al. Photonic spin lattices: symmetry constraints for skyrmion and meron topologies [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(23): 237403.
- [51] Lei X R, Du L P, Yuan X C, et al. Metastability of photonic spin meron lattices in the presence of perturbed spin-orbit coupling[J]. *Optics Express*, 2023, 31(2): 2225-2233.
- [52] Li C C, Shi P, Du L P, et al. Mapping the near-field spin angular momenta in the structured surface plasmon polariton field[J]. *Nanoscale*, 2020, 12(25): 13674-13679.
- [53] Meng F F, Yang A P, Du K, et al. Measuring the magnetic topological spin structure of light using an anapole probe[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11: 287.
- [54] Dai Y N, Zhou Z K, Ghosh A, et al. Plasmonic topological quasiparticle on the nanometre and femtosecond scales[J]. *Nature*, 2020, 588(7839): 616-619.
- [55] Dai Y N, Zhou Z K, Ghosh A, et al. Ultrafast microscopy of a twisted plasmonic spin skyrmion[J]. *Applied Physics Reviews*, 2022, 9(1): 011420.
- [56] Ghosh A, Yang S N, Dai Y N, et al. A topological lattice of plasmonic merons[J]. *Applied Physics Reviews*, 2021, 8(4): 041413.
- [57] Davis T J, Janoschka D, Dreher P, et al. Ultrafast vector imaging of plasmonic skyrmion dynamics with deep subwavelength resolution[J]. *Science*, 2020, 368(6489): eaba6415.
- [58] Gao S J, Speirits F C, Castellucci F, et al. Paraxial skyrmionic beams[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(5): 053513.
- [59] Lin W B, Ota Y, Arakawa Y, et al. Microcavity-based generation of full Poincaré beams with arbitrary skyrmion numbers[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(2): 023055.
- [60] Sugic D, Droop R, Otte E, et al. Particle-like topologies in light[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 6785.
- [61] Wu H J, Yu B S, Zhu Z H, et al. Conformal frequency conversion for arbitrary vectorial structured light[J]. *Optica*, 2022, 9(2): 187-196.
- [62] Luo X X, Cai Y, Yue X, et al. Non-Hermitian control of confined optical skyrmions in microcavities formed by photonic spin-orbit coupling[J]. *Photonics Research*, 2023, 11(4): 610-621.
- [63] Król M, Sigurdsson H, Rechcińska K, et al. Observation of second-order meron polarization textures in optical microcavities[J]. *Optica*, 2021, 8(2): 255-261.
- [64] Guo C, Xiao M, Guo Y, et al. Meron spin textures in momentum space[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(10): 106103.
- [65] Lin M, Du L P, Yuan X C. Photonic pseudospin skyrmion in momentum space[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2023, 15(1): 6500106.
- [66] Karnieli A, Tsesses S, Bartal G, et al. Emulating spin transport with nonlinear optics, from high-order skyrmions to the topological Hall effect[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 1092.
- [67] Shen Y J, Hou Y N, Papasimakis N, et al. Supertoroidal light pulses as electromagnetic skyrmions propagating in free space[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 5891.
- [68] Deng Z L, Shi T, Krasnok A, et al. Observation of localized magnetic plasmon skyrmions[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 8.
- [69] Yang J, Zheng X Z, Wang J F, et al. Symmetry-protected spoof localized surface plasmonic skyrmion[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(6): 2200007.
- [70] Xiong L, Li Y T, Halbertal D, et al. Polaritonic vortices with a half-integer charge[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(21): 9256-9261.
- [71] Gutiérrez-Cuevas R, Pisanty E. Optical polarization skyrmionic fields in free space[J]. *Journal of Optics*, 2021, 23(2): 024004.
- [72] Kong L Y, Zang J D. Dynamics of an insulating skyrmion under a temperature gradient[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(6): 067203.
- [73] Wang C J, Xiao D, Chen X, et al. Manipulating and trapping skyrmions by magnetic field gradients[J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(8): 083008.
- [74] Zang J D, Mostovoy M, Han J H, et al. Dynamics of skyrmion crystals in metallic thin films[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(13): 136804.
- [75] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, et al. Direct observation of the skyrmion Hall effect[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(2): 162-169.
- [76] Bai C Y, Chen J, Zhang Y X, et al. Dynamic tailoring of an optical skyrmion lattice in surface plasmon polaritons



- [J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 10320-10328.
- [77] Lin M, Zhang W L, Liu C, et al. Photonic spin skyrmion with dynamic position control[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(9): 2567-2572.
- [78] Yang A P, Lei X R, Shi P, et al. Spin-manipulated photonic skyrmion-pair for pico-metric displacement sensing[J]. *Advanced Science*, 2023, 10(12): 2205249.
- [79] Shi P, Du L P, Yuan X C. Strong spin-orbit interaction of photonic skyrmions at the general optical interface[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(15): 4619-4628.
- [80] Lei X R, Du L P, Yuan X C, et al. Optical spin-orbit coupling in the presence of magnetization: photonic skyrmion interaction with magnetic domains[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(14): 3667-3675.
- [81] Zhang Q, Xie Z W, Du L P, et al. Bloch-type photonic skyrmions in optical chiral multilayers[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(2): 023109.
- [82] Zhang Q, Xie Z W, Shi P, et al. Optical topological lattices of Bloch-type skyrmion and meron topologies[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(4): 947-957.
- [83] Gan S W, Shi P, Yang A P, et al. Deep-subwavelength optical spin textures in volume plasmon polaritons with hyperbolic metamaterials[J]. *Advanced Optical Materials*, 2023, 11(4): 2201986.