

光电工程

Opto-Electronic Engineering

中文核心期刊 中国科技核心期刊
Scopus CSCD

基于 4π 聚焦系统的电磁矢量光学斯格明子的产生

孙家琳, 王思聪, 周志凯, 郑泽灿, 姜美玲, 宋世超, 邓子岚, 秦飞, 曹耀宇, 李向平

引用本文:

孙家琳, 王思聪, 周志凯, 等. 基于 4π 聚焦系统的电磁矢量光学斯格明子的产生[J]. 光电工程, 2023, 50(6): 230059.

Sun J L, Wang S C, Zhou Z K, et al. Generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors under 4π focal configurations[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, 50(6): 230059.

<https://doi.org/10.12086/oe.2023.230059>

收稿日期: 2023-03-14; 修改日期: 2023-05-07; 录用日期: 2023-05-09

相关论文

Cylindrical vector beams reveal radiationless anapole condition in a resonant state

Yudong Lu, Yi Xu, Xu Ouyang, Mingcong Xian, Yaoyu Cao, Kai Chen, Xiangping Li

Opto-Electronic Advances 2022, 5(4): 210014 doi: [10.29026/oea.2022.210014](https://doi.org/10.29026/oea.2022.210014)

空间填充型曲线的人工局域表面等离激元共振特性研究

乔晓晨, 史坦, 宋世超, 傅涛, 李向平, 邓子岚

光电工程 2022, 49(9): 220037 doi: [10.12086/oe.2022.220037](https://doi.org/10.12086/oe.2022.220037)

基于偏光全息的光场调控研究进展

郑淑君, 林泉, 黄志云, 黄璐, 张远颖, 杨毅, 谭小地

光电工程 2022, 49(11): 220114 doi: [10.12086/oe.2022.220114](https://doi.org/10.12086/oe.2022.220114)

更多相关论文见光电期刊集群网站 



光电工程
Opto-Electronic Engineering

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



 OE_Journal



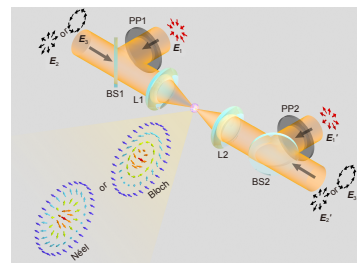
Website

DOI: 10.12086/oe.2023.230059

基于 4π 聚焦系统的电磁矢量光学斯格明子的产生

孙家琳, 王思聪*, 周志凯, 郑泽灿, 姜美玲,
宋世超, 邓子岚, 秦 飞, 曹耀宇, 李向平*

暨南大学光子技术研究院, 广东省光纤传感与通信技术
重点实验室, 广东 广州 510632



摘要: 光学斯格明子为实现结构光场以及时空光场的拓扑属性提供了新的研究方法与研究思路。本文在 4π 聚焦系统中, 通过对两对入射柱矢量光束进行偏振与相位调控, 实现了聚焦光场纵向分量与横向分量的独立控制, 在焦平面上得到了 Néel 型与 Bloch 型的电磁矢量光学斯格明子。在 4π 聚焦系统内调控两对反向传播的径向偏振光时, 焦平面处将产生 Néel 型的电场矢量斯格明子。将其中一对替换为角向偏振光时, 焦平面处将同时产生 Bloch 型的电场矢量斯格明子与相位超前 $\pi/2$ 的磁场矢量斯格明子。本工作为进一步研究自由空间中微纳尺度电磁矢量光学斯格明子与物质的相互作用提供了理论基础。

关键词: 矢量光场; 4π 聚焦; 光学斯格明子

中图分类号: O469; O436

文献标志码: A

孙家琳, 王思聪, 周志凯, 等. 基于 4π 聚焦系统的电磁矢量光学斯格明子的产生 [J]. 光电工程, 2023, 50(6): 230059

Sun J L, Wang S C, Zhou Z K, et al. Generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors under 4π focal configurations[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, 50(6): 230059

Generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors under 4π focal configurations

Sun Jialin, Wang Sicong*, Zhou Zhikai, Zheng Zecan, Jiang Meiling,
Song Shichao, Deng ZiLan, Qin Fei, Cao Yaoyu, Li Xiangping*

Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China

Abstract: Optical skyrmions provide a new idea and approach to endow structured light and spatial-temporal light with topological properties. In this paper, the longitudinal and transversal components of the focused light field are decoupled and can be controlled independently by modulating the polarizations and phases of two pairs of counter-propagating incident cylindrical vector beams under 4π focal configuration. Under this condition, Néel-type and Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors are constructed in the focal plane. When one

收稿日期: 2023-03-14; 修回日期: 2023-05-07; 录用日期: 2023-05-09

基金项目: 国家重点研发计划 (2021YFB2802003); 国家自然科学基金 (61975066, 62075084, 62075085, 62005104); 广东省基础与应用基础研究基金 (2021A1515011586, 2020A1515010615, 2020B1515020058); 广州市科技计划 (202002030258)

*通信作者: 王思聪, wangsc@jnu.edn.cn; 李向平, xiangpingli@jnu.edn.cn。

版权所有©2023 中国科学院光电技术研究所

pair of the incident beams is radially polarized with a phase difference of π and the other pair is radially polarized in phase, a Néel-type optical skyrmion formed by electric field vectors can be constructed in the focal plane of the 4π focal system. The corresponding focal magnetic field is purely azimuthally polarized. If we substitute the other pair of the incident beams with azimuthally polarized beams, Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors can be constructed in the focal plane, where the one formed by magnetic field vectors has a $\pi/2$ phase lead compared with the that formed by electric field vectors. This work provides a theoretical basis for further research on the interactions between matter and optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors at micro and nano scales in free space.

Keywords: vector beams; 4π focal configurations; optical skyrmions

1 引言

光学斯格明子是近年来随着拓扑光学的发展而快速兴起的研究领域,为实现时空光、结构光和光与物质相互作用的拓扑属性提供了新的方法与思路^[1-3],相关的应用范围涵盖了自旋光学、成像和计量学、光力、结构光、拓扑和量子技术等^[4]。斯格明子最早由英国物理学家 Tony Skyrme 提出^[5],是一种已在量子领域、固体物理学和磁性材料中研究证实的具有拓扑稳定性的准粒子。磁性斯格明子在过去几十年中得到了广泛的研究,是实现高密度磁性信息存储、传输和自旋电子器件的有效途径^[6-12],而光学斯格明子直到最近五年才进入人们的视野。光学斯格明子最初是通过入射光场的倏逝波在金属表面激发的表面等离子体激元的干涉来实现。2018年,Shai Tsesses 等人利用对称的六边形谐振腔干涉将斯格明子扩展到了电磁场领域,引发了跨不同光谱范围的拓展研究^[13]。与此同时,Luping Du 等人基于紧聚焦矢量光束自旋角动量与轨道角动量的耦合,利用紧聚焦柱矢量涡旋光束在金属表面的倏逝波实现了自旋矢量光学斯格明子,其光场局部自旋取向在 $\lambda/60$ 的空间范围内实现了反转,这种深亚波长范围内的自旋反转可为高分辨率成像、量子技术和光学存储等领域带来深远的影响^[14]。随后,不同类型的光学斯格明子也被相继提出^[15-20]。

光学斯格明子最为重要的潜在应用之一是实现微纳尺度的光与物质相互作用并产生新颖的物理现象。然而,在传统的自由空间紧聚焦系统^[21-23]中,聚焦光场的各偏振分量很难实现完全的同相或反相,其纵向分量往往与某一横向分量或全部横向分量具有 $\pi/2$ 的相位差。因此,如何在自由空间中产生微纳尺度的电磁矢量光学斯格明子仍然是本领域亟待解决的问题。

4π 聚焦系统为解决此问题提供了可行的技术手

段。 4π 聚焦系统由两个共焦且焦距相等的具有相同高数值孔径的透镜组成,常应用于对称性结构光场的构造,例如光球、光链、光学暗通道等^[24-29]。基于 Richards-Wolf 矢量衍射理论^[30],在 4π 聚焦系统中,通过控制聚焦光场各偏振分量的相长相消干涉,可以在焦场中心产生高纯度均匀偏振且可被独立调控的横向和纵向场分量,即实现聚焦光场偏振分量间的解耦合。基于此原理,目前人们已实现基于反法拉第效应的高纯度均匀面内光致磁化场^[31]以及亚波长空间尺度的三维任意取向光场能流分布^[32]。

在本文中,自由空间中两对相向传播的柱矢量入射光在 4π 聚焦系统的焦面上相干产生了电磁矢量光学斯格明子。当其中一对相向传播的入射光是相位差为 π 的径向偏振光,另一对为同相的径向偏振光时,系统焦平面上将产生 Néel 型电场斯格明子分布,而磁场分布由于缺少纵向场分量,仅表现为角向分布的纯横向场。进一步,将另一对相向传播的入射光替换为对称分布的角向偏振光,此时系统焦面上将同时产生 Bloch 型的电场矢量斯格明子与相位超前 $\pi/2$ 的磁场矢量斯格明子。本工作将为进一步研究自由空间中微纳尺度电磁矢量光学斯格明子与物质的相互作用提供理论基础。

2 理论模型

在柱坐标系下分析斯格明子矢量场,可以将其分解为径向场分量、角向场分量与纵向场分量。本文在 4π 聚焦系统中,通过灵活调控相向传播的径向偏振光与角向偏振光,在焦面上构造了 Néel 型和 Bloch 型的电磁矢量光学斯格明子。图 1 为两对相向传播的柱矢量光束通过 4π 系统聚焦形成电磁矢量光学斯格明子的示意图。当其中一对相向传播的入射光是相位差为 π 的径向偏振光 E_1 和 E_1' ,且它们分别经

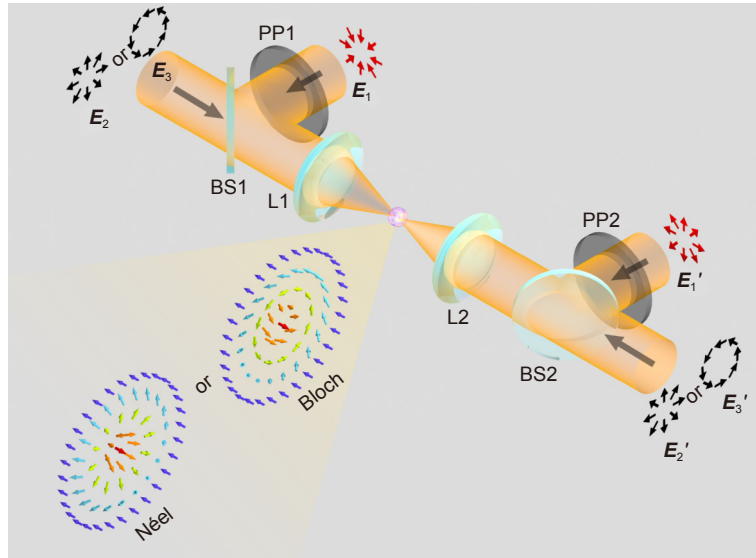


图 1 4π 聚焦条件下, 两对相向传播的柱矢量入射光在聚焦空间中产生电磁矢量光学斯格明子示意图。

PP1、PP2: 相位延迟为 $\pi/2$ 的均匀相位板, BS1、BS2: 分束器, L1、L2: 聚焦物镜

Fig. 1 Schematic of the generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors in the focal region of two pairs of counter-propagating cylindrical vector beams under 4π focal condition.

PP1, PP2: homogeneous phase plate with a phase delay of $\pi/2$; BS1, BS2: beam splitter; L1, L2: objectives

过具有 $\pi/2$ 相位延迟的相位板 PP1 和 PP2, 另一对相向传播的入射光为同相的径向偏振光 E_2 和 E_2' 时, 4π 聚焦系统的焦面上将构造出 Néel 型电场矢量斯格明子。在此基础上, 若将 E_2 和 E_2' 替换为对称分布的角向偏振光 E_3 和 E_3' , 焦面上将构造出 Bloch 型电场矢量斯格明子。焦点放大图表示焦面上相应的斯格明子结构。如图 1 所示, E_1 和 E_1' 的振动方向相反, E_2 和 E_2' 以及 E_3 和 E_3' 的振动方向相同, 即焦面上电场的纵向分量由 E_1 和 E_1' 独立调控, 横向分量由 E_2 和 E_2' 或 E_3 和 E_3' 独立调控。这说明 4π 聚焦系统的引入使聚焦光场在焦面上实现了偏振分量间的解耦合。此外, 在入射光场中, 电场矢量、磁场矢量和它们的传播方向, 即入射波矢方向, 满足右手螺旋关系, 即入射的径向偏振光携带了角向偏振的磁场, 入射的角向偏振光携带有径向偏振的磁场。因此我们将同时分析焦场内的磁场矢量分布。

根据 Richards-Wolf 矢量衍射理论^[33], 图 1 中入射光场 E_1 及其相应磁场 H_1 的聚焦场可以分别表示为

$$E_{1f}(r, \varphi, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} -iJ_1(kr \sin \theta) \cos \theta \\ 0 \\ J_0(kr \sin \theta) \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_r \\ e_\varphi \\ e_z \end{bmatrix} \cdot e^{ikz \cos \theta} \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

$$H_{1f}(r, \varphi, z) = \frac{A}{\mu_0 c} \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} 0 \\ -iJ_1(kr \sin \theta) \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_r \\ e_\varphi \\ e_z \end{bmatrix} \cdot e^{ikz \cos \theta} \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta. \quad (2)$$

其中, (r, φ, z) 为聚焦空间的柱坐标, μ_0 为真空磁导率, c 为真空中光速, θ 为聚焦会聚角, 最大聚焦会聚角 $\theta_{\max} = \arcsin(NA)$, NA 为聚焦系统的数值孔径, k 为真空中波数, e_r 、 e_φ 和 e_z 为聚焦空间的柱单位矢量, J_0 和 J_1 分别表示 0 阶和 1 阶第一类贝塞尔函数。假设两对相向传播的柱矢量入射光具有均匀且相等的场强分布, 则 A 为常数且入射光场 E_2 和 E_3 及其相应的磁场 H_2 和 H_3 的聚焦场可以分别表示为

$$E_{2f}(r, \varphi, z) = iE_{1f}(r, \varphi, z), \quad (3)$$

$$H_{2f}(r, \varphi, z) = iH_{1f}(r, \varphi, z), \quad (4)$$

$$E_{3f}(r, \varphi, z) = i\mu_0 c H_{1f}(r, \varphi, z), \quad (5)$$

$$H_{3f}(r, \varphi, z) = -i/(\mu_0 c) E_{1f}(r, \varphi, z). \quad (6)$$

基于 4π 聚焦系统的场叠加特性^[28,31,34], 由 E_1 、 E_1' 、 E_2 和 E_2' 产生的总聚焦电场以及由 H_1 、 H_1' 、 H_2 和 H_2' 产生的总聚焦磁场可以分别表示为

$$\mathbf{E}_I(r, \varphi, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} (W_1 - iW_2)J_1(kr \sin \theta) \cos \theta \\ 0 \\ (W_1 + iW_2)J_0(kr \sin \theta) \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{e}_z \end{bmatrix} \cdot \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta, \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_I(r, \varphi, z) = \frac{A}{\mu_0 c} \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} 0 \\ (W_2 - iW_1)J_1(kr \sin \theta) \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{e}_z \end{bmatrix} \cdot \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta. \quad (8)$$

其中,

$$\begin{cases} W_1 = e^{ikz \cos \theta} + e^{-ikz \cos \theta} \\ W_2 = e^{ikz \cos \theta} - e^{-ikz \cos \theta} \end{cases}. \quad (9)$$

由 $\mathbf{E}_I$ 、 $\mathbf{E}_I'$ 、 $\mathbf{E}_3$ 和 $\mathbf{E}_3'$ 产生的总聚焦电场以及由 $\mathbf{H}_I$ 、 $\mathbf{H}_I'$ 、 $\mathbf{H}_3$ 和 $\mathbf{H}_3'$ 产生的总聚焦磁场可以分别表示为

$$\mathbf{E}_{II}(r, \varphi, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} -iW_2J_1(kr \sin \theta) \cos \theta \\ W_1J_1(kr \sin \theta) \\ W_1J_0(kr \sin \theta) \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{e}_z \end{bmatrix} \cdot \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta, \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_{II}(r, \varphi, z) = \frac{A}{\mu_0 c} \int_0^{\theta_{\max}} \begin{bmatrix} -W_2J_1(kr \sin \theta) \cos \theta \\ -iW_1J_1(kr \sin \theta) \\ -iW_1J_0(kr \sin \theta) \sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{e}_z \end{bmatrix} \cdot \sqrt{\cos \theta} \sin \theta d\theta. \quad (11)$$

特别地, 在焦平面上, 即 $z = 0$ 时, $W_1 = 2$, $W_2 = 0$ 。此时, $\mathbf{E}_I$ 仅具有径向分量与纵向分量且两分量同相, $\mathbf{H}_I$ 仅具有角向分量且与 $\mathbf{E}_I$ 间具有 $-\pi/2$ 的相位差。 $\mathbf{E}_{II}$ 与 $\mathbf{H}_{II}$ 均仅具有同相的角向分量与纵向分量, 且 $\mathbf{H}_{II}$ 与 $\mathbf{E}_{II}$ 间具有 $-\pi/2$ 的相位差。

3 数值结果

3.1 Néel 型电场矢量斯格明子

由两对径向偏振光推导得出的式 (7) 与式 (8) 表明聚焦平面内电场矢量只存在径向分量和纵向分量, 而磁场矢量只有角向分量。取 $NA=0.95$ 。图 2(a)~2(b) 所示为焦平面内的聚焦电场 $\mathbf{E}_r$ 和 $\mathbf{E}_z$ 分量的振幅实部分布 ($\mathbf{E}_r$ 和 $\mathbf{E}_z$ 分量的振幅虚部为 0, 忽略常数 A 的影响), 图 2(c) 所示为 $\mathbf{H}_\varphi$ 分量的振幅虚部分布 ($\mathbf{H}_\varphi$ 分量

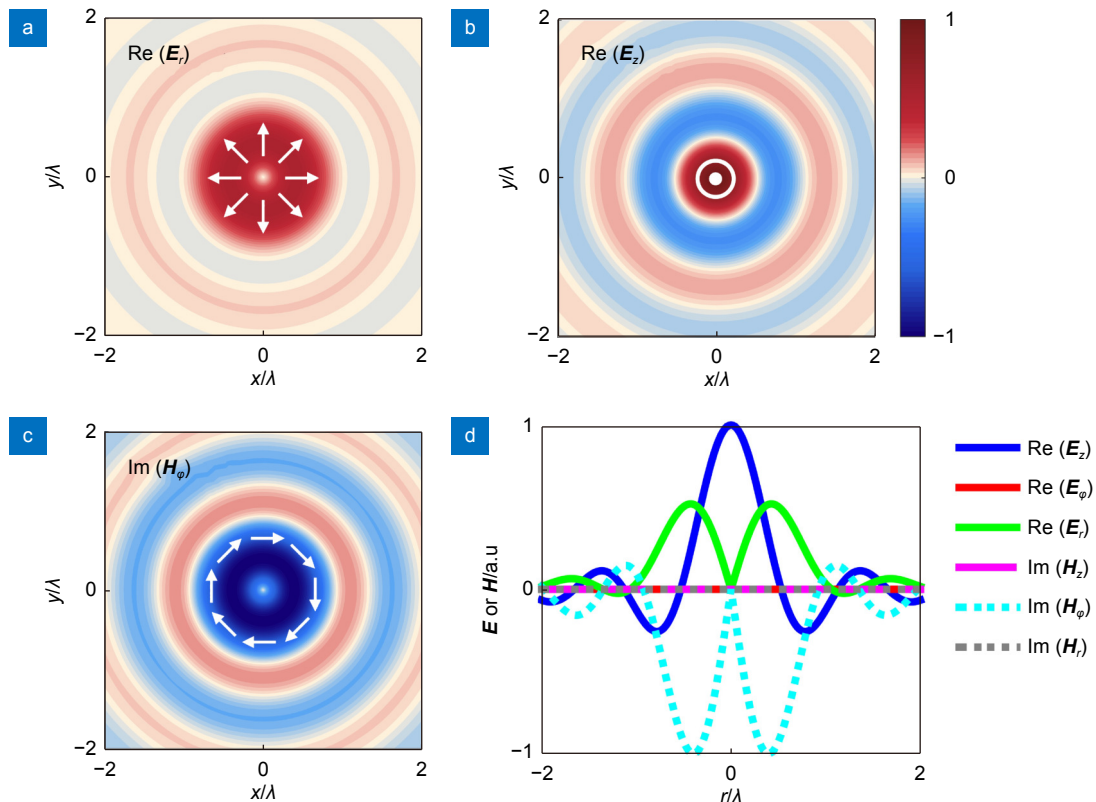


图 2 Néel 型电场矢量斯格明子各分量在焦平面上的归一化分布。(a)~(b) 聚焦电场径向分量和纵向分量在焦平面上的归一化分布; (c) 聚焦磁场角向分量在焦平面上的归一化分布; (d) 聚焦电磁场各分量的归一化截面曲线分布

Fig. 2 Normalized distributions of the components of the Néel-type optical skyrmion formed by electric field vectors in the focal plane.

(a)~(b) Radial and longitudinal components of the focused electric field in the focal plane; (c) Angular component of the focused magnetic field in the focal plane; (d) The cross sections of the individual components of the focused electromagnetic field

的振幅实部为 0), 其中白色箭头表示电磁场相应的振动方向。相较于 E_r 和 E_z 分量, H_ϕ 分量的相位要超前 $\pi/2$ 。图 2(d) 是电磁场全分量的归一化截面曲线分布。

图 3(a)~3(b) 所示为焦平面上电场和磁场的归一化能量密度分布及电磁场单位矢量在焦平面上的投影 (如黑色箭头所示)。在图 3(a) 中的红色圆圈内, 电场矢量形成了一个完整的斯格明子结构, 其由电场单位矢量构成的三维矢量结构如图 3(c) 所示, 可以看出, 电场矢量以 Néel 型方式从中心的方向“向上”连续变化反转至外围的方向“向下”, 而焦平面处的磁场矢量由于缺少纵向分量无法形成斯格明子, 仅在焦平面内呈现角向分布, 如图 3(d) 所示。图 3(e) 所示为电

场单位矢量沿斯格明子结构的径向变化情况, 可以看出电场矢量连续并重复地将其方向由“向上”状态改变至“向下”状态。其中, θ_{xy} 是电场矢量相对于 x - y 平面的方向角。图 3(f) 所示为 θ_{xy} 沿径向从中心到外围的变化, 它表明 θ_{xy} 从 $r=0$ 时的 $\pi/2$ 单调递减为 $r=1.06\lambda$ 时的 $-\pi/2$, 即电场矢量指向由 z 轴正方向连续变化为 z 轴负方向, 如粉色阴影区域所示。

斯格明子数 (N_{sk}) 和斯格明子数密度是用于表征斯格明子结构的重要参数。斯格明子数可以表示为^[9,14,35]:

$$N_{sk} = \frac{1}{4\pi} \iint_S n dS = \frac{1}{4\pi} \iint_S \mathbf{e}_0 \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{e}_0}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{e}_0}{\partial y} \right) dx dy. \quad (12)$$

其中, 面积 S 覆盖完整的斯格明子, n 是斯格明子数

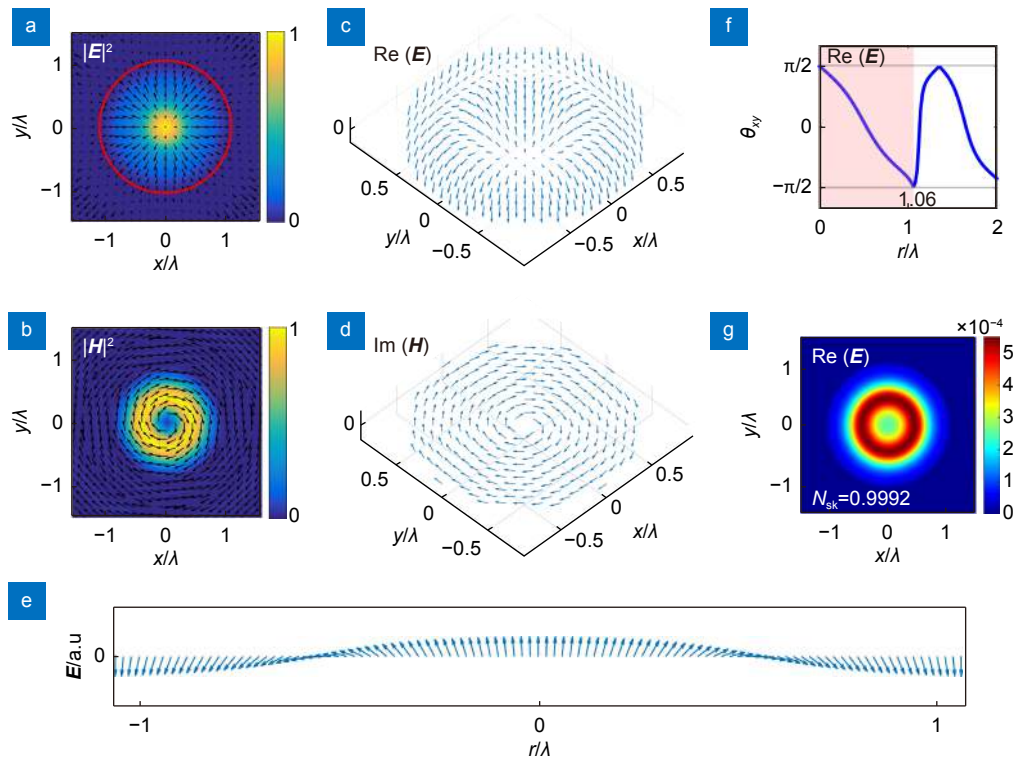


图 3 Néel 型电场矢量斯格明子在焦平面上的矢量分布。(a)~(b) 聚焦电场和聚焦磁场在焦平面上的归一化能量密度分布, 黑色箭头表示电场或磁场单位矢量在焦平面上的投影; (c) 由 (a) 中红色圆圈内的单位矢量构成的电场斯格明子的三维矢量结构; (d) 由 (b) 中中心区域的磁场单位矢量形成的二维角向分布; (e) 电场单位矢量沿斯格明子结构径向的取向变化; (f) 电场矢量相对于 x - y 平面的方向角 θ_{xy} 随 r 的变化; (g) 电场矢量斯格明子在焦平面上的斯格明子数密度分布

Fig. 3 Vectorial distributions of the Néel-type optical skyrmion formed by electric field vectors in the focal plane. (a)~(b) Normalized energy density distributions of the focused electric field and magnetic field in the focal plane. The black arrows represent the projections of the electric or magnetic field unit vectors on the focal plane; (c) Three-dimensional vectorial structure of the optical skyrmion formed by electric field vectors within the red circle in (a); (d) Two-dimensional vectorial structure of the focal magnetic field in the central region of (b); (e) Orientations of the electric field unit vectors along the radial direction of the constructed Néel-type optical skyrmion; (f) Variation of θ_{xy} versus r ; (g) Skyrmion number density distribution of the constructed optical skyrmion in the focal plane

密度。 $\mathbf{e}_0$ 表示局部电场或磁场的单位矢量。图 3(g) 表示焦平面内电场矢量斯格明子的斯格明子数密度分布, 计算得到的 N_{sk} 为 0.9992, 其与 1 的偏差源于数值误差。斯格明子数密度的大小在一定程度上反映了相应区域内矢量取向变化的快慢。

3.2 Bloch 型电磁矢量斯格明子

由一对角向偏振光与一对径向偏振光推导得出的式 (10) 与式 (11) 表明聚焦平面内电场矢量只存在角向分量和纵向分量, 聚焦磁场具有超前于聚焦电场 $\pi/2$ 的归一化场分布。取 $NA=0.95$ 。图 4(a)~4(b) 所示为焦平面内的聚焦电场 $\mathbf{E}_\phi$ 和 $\mathbf{E}_z$ 分量的振幅实部分布 ($\mathbf{E}_\phi$ 和 $\mathbf{E}_z$ 分量的振幅虚部为 0, 忽略常数 A 的影响), 图 4(c)~4(d) 所示为 $\mathbf{H}_\phi$ 和 $\mathbf{H}_z$ 分量的振幅虚部分布 ($\mathbf{H}_\phi$ 和 $\mathbf{H}_z$ 分量的振幅实部为 0), 其中白色箭头表示电磁场相应的振动方向。相较于 $\mathbf{E}_\phi$ 和 $\mathbf{E}_z$ 分量, $\mathbf{H}_\phi$ 和 $\mathbf{H}_z$ 分量的相位要超前 $\pi/2$ 。图 4(e) 是电磁场全分量的归一化截面曲线分布。

图 5(a)~5(b) 所示为焦平面上电场和磁场的归一化能量密度分布及电磁场单位矢量在焦平面上的投影 (如黑色箭头所示)。在红色圆圈内, 电场矢量和磁场矢量分别形成了一个完整的斯格明子结构。其由电磁场单位矢量构成的三维矢量结构如图 5(c)~5(d) 所

示。可以看出, 电场矢量以 Bloch 型方式从中心的方向“向上”连续变化反转至外围的方向“向下”, 而磁场矢量的变化情况超前电场矢量 $\pi/2$ 。图 5(e)~5(f) 所示为电磁场单位矢量沿斯格明子结构的径向变化情况, 可以看出电场与磁场矢量连续并重复地将其方向由“向上”状态改变至“向下”状态。 θ_{xy} 是电磁场矢量相对于 x - y 平面的方向角, 图 5(g)~5(h) 所示为 θ_{xy} 沿径向从中心到外围的变化。图 5(g) 表明 θ_{xy} 从 $r=0$ 时的 $\pi/2$ 单调递减为 $r=0.92\lambda$ 时的 $-\pi/2$, 即电场矢量指向由 z 轴正方向连续变化为 z 轴负方向, 如粉色阴影区域所示。图 5(h) 所示的磁场矢量的 θ_{xy} 从 $r=0$ 时的 $-\pi/2$ 单调递增为 $r=0.92\lambda$ 时的 $\pi/2$, 即磁场矢量指向由 z 轴负方向连续变化为 z 轴正方向。图 5(i)~5(j) 分别表示焦平面内电场矢量和磁场矢量斯格明子的斯格明子数密度分布, 相应的斯格明子数分别为 0.9989 和 -0.9989, 其与 ± 1 的偏差源于数值误差。

4 结 论

本文在自由空间中, 通过调控两对相向传播的柱矢量入射光的相位与偏振态, 在 4π 聚焦系统中实现了电磁场纵向偏振分量与横向偏振分量的独立控制, 并在 4π 聚焦系统的焦面上相干产生了微纳空间尺度

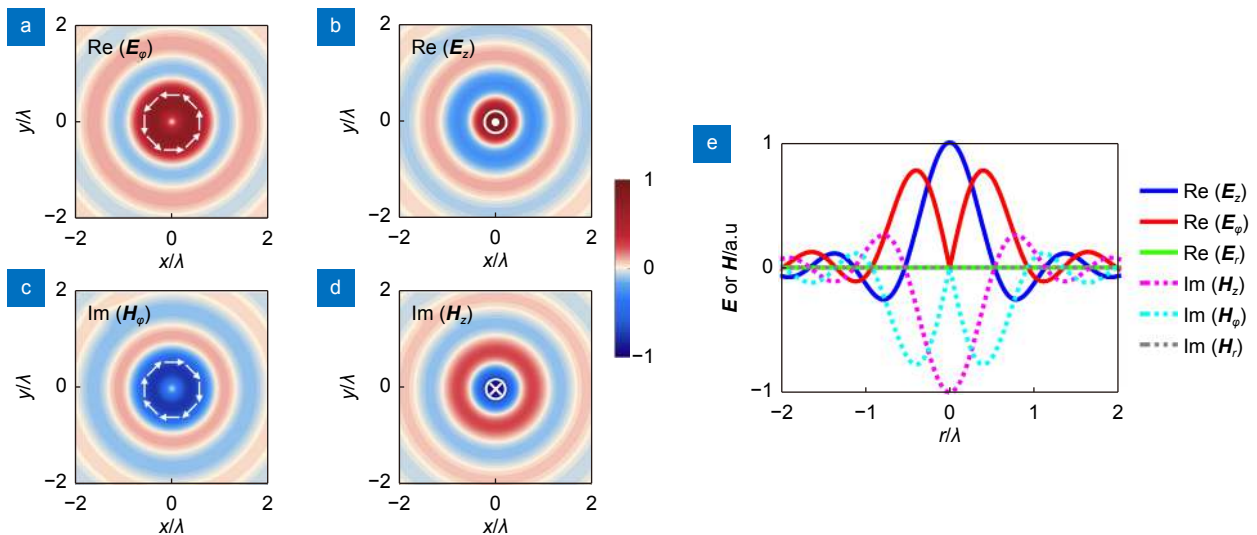


图 4 Bloch 型电磁矢量斯格明子各分量在焦平面上的归一化分布。(a)~(b) 聚焦电场矢量角向分量和纵向分量在焦平面上的归一化分布; (c)~(d) 聚焦磁场矢量角向分量和纵向分量在焦平面上的归一化分布; (e) 聚焦电磁场各分量的归一化截面曲线分布

Fig. 4 Normalized distributions of the components of the Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors in the focal plane. (a)~(b) Angular and the longitudinal components of the focused electric field in the focal plane; (c)~(d) Angular and longitudinal components of the focused magnetic field in the focal plane; (e) Cross sections of the individual components of the focused electromagnetic field

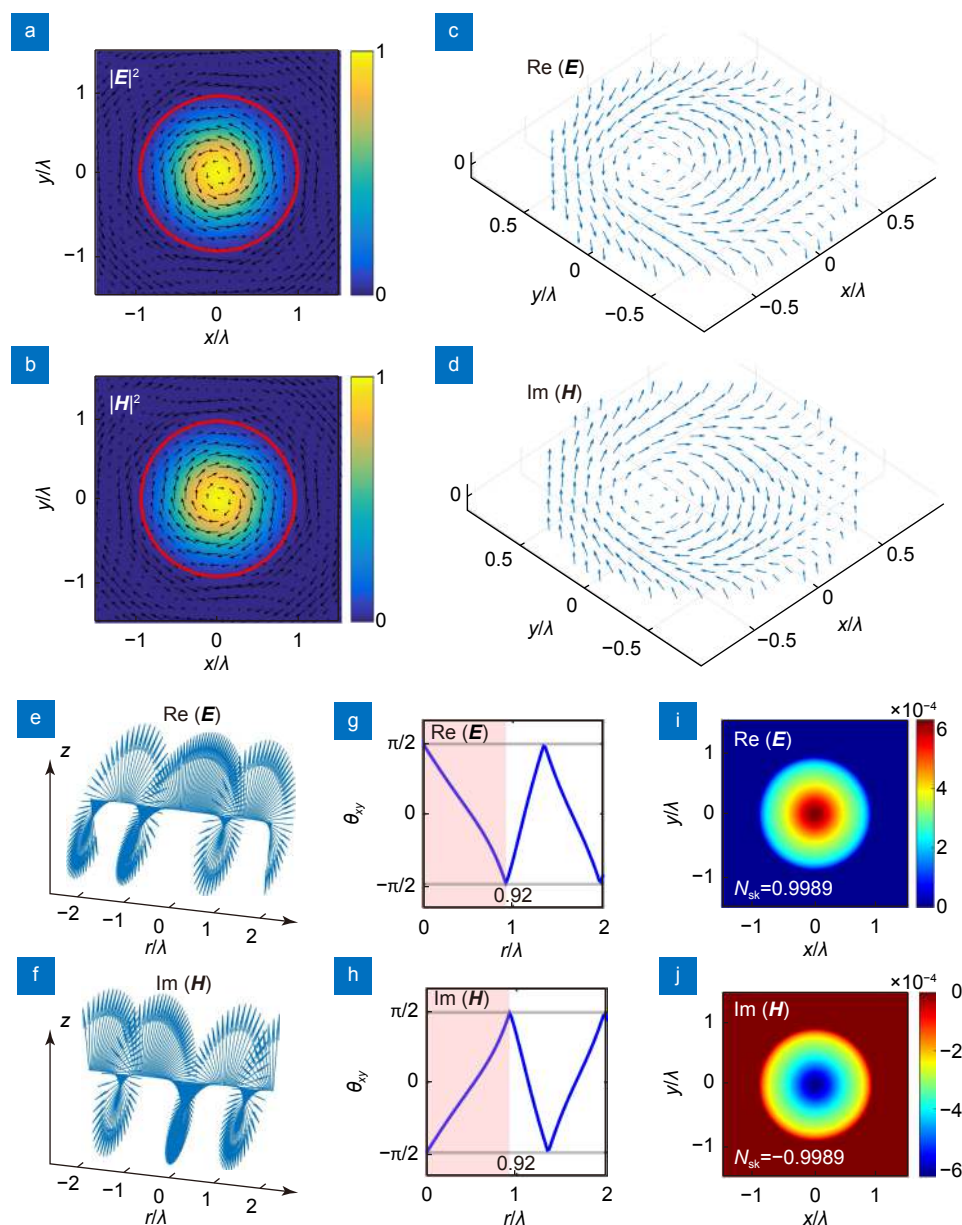


图5 Bloch型电磁矢量斯格明子在焦平面上的矢量分布。(a)~(b) 聚焦电场和聚焦磁场在焦平面上的归一化能量密度分布, 黑色箭头表示电场或磁场单位矢量在焦平面上的投影; (c)~(d) 由(a)和(b)中红色圆圈内的单位矢量构成的电场与磁场斯格明子的三维矢量结构; (e)~(f) 电场与磁场的单位矢量沿斯格明子结构径向的取向变化; (g)~(h) 电场与磁场矢量相对于 x - y 平面的方向角 θ_{xy} 随 r 的变化; (i)~(j) 电场与磁场矢量斯格明子在焦平面上的斯格明子数密度分布

Fig. 5 Vectorial distributions of the Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors in the focal plane. (a)~(b) Normalized energy density distributions of the focused electric field and magnetic field in the focal plane. The black arrows represent the projections of the electric or magnetic field unit vectors on the focal plane; (c)~(d) Three-dimensional vectorial structures of the optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors within the red circles in (a) and (b); (e)~(f) Orientations of the electric field unit vectors and the magnetic field unit vectors along the radial directions of the constructed Bloch-type optical skyrmions; (g)~(h) Variations of θ_{xy} versus r ; (i)~(j) Skyrmion number density distributions of the constructed optical skyrmions in the focal plane

的 Néel 型与 Bloch 型的电磁矢量光学斯格明子。当其中一对相向传播的入射光是相位差为 π 的径向偏振光, 另一对为同相的径向偏振光时, 系统焦面上产生了 Néel 型电场矢量斯格明子, 而磁场分布由于缺少

纵向场分量, 仅表现为角向分布的纯横向场。进一步, 将另一对相向传播的入射光替换为对称分布的角向偏振光, 此时系统焦面上同时产生了 Bloch 型的电场矢量斯格明子与相位超前 $\pi/2$ 的磁场矢量斯格明子。本

工作将进一步研究自由空间中微纳尺度电磁矢量光学斯格明子与物质的相互作用提供理论基础。

利益冲突:李向平是期刊的编委, 除此之外, 所有作者声明无利益冲突。

参考文献

- [1] Rivera N, Kammer I. Light-matter interactions with photonic quasiparticles[J]. *Nat Rev Phys*, 2020, 2(10): 538–561.
- [2] Song M W, Feng L, Huo P C, et al. Versatile full-colour nanopainting enabled by a pixelated plasmonic metasurface[J]. *Nat Nanotechnol*, 2023, 18(1): 71–78.
- [3] Zhang Y X, Pu M B, Jin J J, et al. Crosstalk-free achromatic full Stokes imaging polarimetry metasurface enabled by polarization-dependent phase optimization[J]. *Opto-Electron Adv*, 2022, 5(11): 220058.
- [4] Shen Y, Zhang Q, Shi P, et al. Topological quasiparticles of light: optical skyrmions and beyond[Z]. arXiv: 220510329, 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2205.10329>.
- [5] Skyrme T H R. A unified field theory of mesons and baryons[J]. *Nucl Phys*, 1962, 31: 556–569.
- [6] Fert A, Cros V, Sampaio J. Skyrmions on the track[J]. *Nat Nanotechnol*, 2013, 8(3): 152–156.
- [7] Kézsmárki I, Bordács S, Milde P, et al. Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV₂S₈[J]. *Nat Mater*, 2015, 14(11): 1116–1122.
- [8] Maccariello D, Legrand W, Reyren N, et al. Electrical detection of single magnetic skyrmions in metallic multilayers at room temperature[J]. *Nat Nanotechnol*, 2018, 13(3): 233–237.
- [9] Nagaosa N, Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions[J]. *Nat Nanotechnol*, 2013, 8(12): 899–911.
- [10] Romming N, Hanneken C, Menzel M, et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions[J]. *Science*, 2013, 341(6146): 636–639.
- [11] Sampaio J, Cros V, Rohart S, et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures[J]. *Nat Nanotechnol*, 2013, 8(11): 839–844.
- [12] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density[J]. *Nat Commun*, 2012, 3(1): 988.
- [13] Tsesses S, Ostrovsky E, Cohen K, et al. Optical skyrmion lattice in evanescent electromagnetic fields[J]. *Science*, 2018, 361(6406): 993–996.
- [14] 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]. *Nat Phys*, 2019, 15(7): 650–654.
- [15] Shen Y J, Hou Y N, Papasimakis N, et al. Supertoroidal light pulses as electromagnetic skyrmions propagating in free space[J]. *Nat Commun*, 2021, 12(1): 5891.
- [16] 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.
- [17] Lei X R, Yang A P, Shi P, et al. Photonic spin lattices: symmetry constraints for skyrmion and meron topologies[J]. *Phys Rev Lett*, 2021, 127(23): 237403.
- [18] Shi P, Du L P, Yuan X C. Spin photonics: from transverse spin to photonic skyrmions[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(16): 3927–3943.
- [19] Lin M, Zhang W L, Liu C, et al. Photonic spin skyrmion with dynamic position control[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(9): 2567–2572.
- [20] Bai C Y, Chen J, Zhang Y X, et al. Dynamic tailoring of an optical skyrmion lattice in surface plasmon polaritons[J]. *Opt Express*, 2020, 28(7): 10320–10328.
- [21] He J F, Wang J M, Liu Y W, et al. Research on the effect of waist position changing of Ince-Gaussian vectorial beam on tightly focusing characteristics[J]. *Laser Technol*, 2021, 45(1): 1–6.
何金枫, 王吉明, 刘友文, 等. Ince-Gaussian矢量光场束腰位置对聚焦特性影响的研究[J]. *激光技术*, 2021, 45(1): 1–6.
- [22] Lu Y D, Xu Y, Ouyang X, et al. Cylindrical vector beams reveal radiationless anapole condition in a resonant state[J]. *Opto-Electron Adv*, 2022, 5(4): 210014.
- [23] Xia X L, Zeng X Z, Song S C, et al. Longitudinal super-resolution spherical multi-focus array based on column vector light modulation[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, 49(11): 220109.
夏小兰, 曾宪智, 宋世超, 等. 基于柱矢量光调控的纵向超分辨率准球形多焦点阵列[J]. *光电工程*, 2022, 49(11): 220109.
- [24] Wang X Y, Rui G H, Gong L P, et al. Manipulation of resonant metallic nanoparticle using 4Pi focusing system[J]. *Opt Express*, 2016, 24(21): 24143–24152.
- [25] Cui W J, Song F, Song F F, et al. Trapping metallic particles under resonant wavelength with 4 π tight focusing of radially polarized beam[J]. *Opt Express*, 2016, 24(18): 20062–20068.
- [26] Chen Z Y, Zhao D M. 4Pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams[J]. *Opt Lett*, 2012, 37(8): 1286–1288.
- [27] Yan S H, Yao B L, Rupp R. Shifting the spherical focus of a 4Pi focusing system[J]. *Opt Express*, 2011, 19(2): 673–678.
- [28] Chen W B, Zhan Q W. Creating a spherical focal spot with spatially modulated radial polarization in 4Pi microscopy[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(16): 2444–2446.
- [29] Bokor N, Davidson N. Toward a spherical spot distribution with 4 π focusing of radially polarized light[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(17): 1968–1970.
- [30] Gu M. *Advanced Optical Imaging Theory*[M]. Berlin Heidelberg: Springer, 2000. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-48471-4>.
- [31] Wang S C, Cao Y Y, Li X P. Generation of uniformly oriented in-plane magnetization with near-unity purity in 4 π microscopy[J]. *Opt Lett*, 2017, 42(23): 5050–5053.
- [32] Wang S C, Cao H K, Sun J L, et al. Subwavelength generation of orientation-unlimited energy flow in 4 π microscopy[J]. *Opt Express*, 2022, 30(1): 138–145.
- [33] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proc Roy Soc A Math Phys Sci*, 1959, 253(1274): 358–379.
- [34] Chen G Y, Song F, Wang H T. Sharper focal spot generated by 4 π tight focusing of higher-order Laguerre–Gaussian radially polarized beam[J]. *Opt Lett*, 2013, 38(19): 3937–3940.
- [35] 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.

作者简介



孙家琳 (1999-), 女, 硕士, 主要从事光学斯格明子领域的研究。

E-mail: sunjl008@stu2020.jnu.edu.cn



【通信作者】王思聪 (1987-), 男, 博士, 副研究员, 硕士生导师, 主要从事矢量光场调控、全光磁存储等领域的研究。

E-mail: wangsc@jnu.edu.cn



【通信作者】李向平 (1979-), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 国家自然科学基金优秀青年基金获得者, 主要从事光存储、超分辨显微成像、超表面等领域的研究。

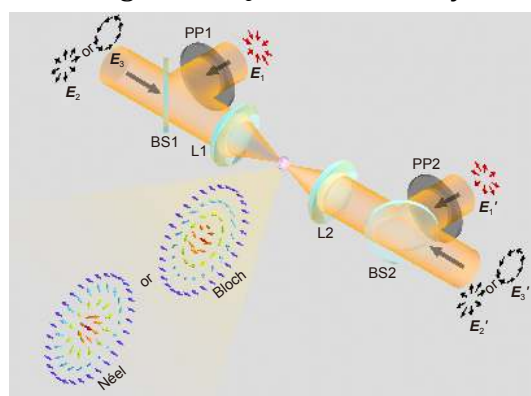
E-mail: xiangpingli@jnu.edu.cn



扫描二维码, 获取PDF全文

Generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors under 4π focal configurations

Sun Jialin, Wang Sicong*, Zhou Zhikai, Zheng Zecan, Jiang Meiling,
Song Shichao, Deng ZiLan, Qin Fei, Cao Yaoyu, Li Xiangping*



Schematic of the generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors in the focal region of two pairs of counter-propagating cylindrical vector beams under 4π focal condition. PP1, PP2: homogeneous phase plate with a phase delay of $\pi/2$; BS1, BS2: beam splitter; L1, L2: objectives

Overview: Topological photonics inspired by the discovery of photonic topological insulators opens a path towards the discovery of fundamentally new states of light and potentially revolutionary applications, such as slow light, photonic circuitry, and topologically protected lasing. Recently, optical skyrmions, emerging as fire-new objects of study in topological photonics, were first proposed by Shai Tseses and Luping Du et al. and may provide a new idea and approach to endow structured light and spatial-temporal light with topological properties. Resorting to vector field manipulations, different types of optical skyrmions have been generated in free space or by controlling the evanescent waves propagating along the surface of metal films. One of the most significant potential applications of optical skyrmions is the realization of the novel phenomena excited by the skyrmion-matter interactions at micro and nano scales, which could be applied to optical storage, high-resolution imaging, and precision metrology. However, there always exists a $\pi/2$ phase difference between the longitudinal and the transversal components of the focused light field under traditional tightly focusing systems in free space, and hence the generation of micro- or nano-scale optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors in free space is still a challenge in this flourishing field.

In this paper, based on the Richards-Wolf vectorial diffraction theory, Néel-type and Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors are constructed in the focal plane of a 4π focal system. Under this 4π focal configuration, the longitudinal and the transversal components of the focal light field are decoupled and can be controlled independently by modulating the polarizations and the phases of two pairs of counter-propagating incident cylindrical vector beams. When one pair of the incident beams is radially polarized with a phase difference of π and the other pair is radially polarized in phase, a Néel-type optical skyrmion formed by electric field vectors can be constructed in the focal plane of the 4π focal system. The corresponding focal magnetic field is purely azimuthally polarized. If we substitute the other pair of the incident beams with azimuthally polarized beams, Bloch-type optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors can be constructed in the focal plane, where the one formed by magnetic field vectors has a $\pi/2$ phase lead compared with the that formed by electric field vectors. This work provides a theoretical basis for further research on the interactions between matter and optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors at micro and nano scales in free space.

Sun J L, Wang S C, Zhou Z K, et al. Generation of optical skyrmions formed by electromagnetic field vectors under 4π focal configurations[J]. *Opto-Electron Eng*, 2023, 50(6): 230059; DOI: 10.12086/oee.2023.230059

Foundation item: National Key R&D Program of China (2021YFB2802003), National Natural Science Foundation of China (NSFC) (61975066, 62075084, 62075085, 62005104), Guangdong Basic and Applied Basic Research Foundation (2021A1515011586, 2020A1515010615, 2020B1515020058), Guangzhou Science and Technology Program (202002030258).

Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China

* E-mail: wangsc@jnu.edu.cn; xiangpingli@jnu.edu.cn