

太赫兹斯格明子径向阶数的可编程调控*

李文宇 马慧芳[†] 张会云 杨志鹏 周瑞丹 柯琳[‡] 张玉萍^{††}

(山东科技大学电子与信息工程学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266590)

(2025 年 10 月 27 日收到; 2025 年 11 月 18 日收到修改稿)

具有复杂角向和径向空间偏振纹理的斯托克斯矢量斯格明子被视为拓展光通信信息维度与容量的理想载体. 然而, 在太赫兹 (THz) 频段, 其可控生成与稳定传输仍缺乏高效方案. 本文提出一种多层超表面结构, 借助微电机 (MEMS) 驱动调节相邻层之间的相对旋转角度, 实现不同径向阶数斯格明子的生成, 例如双层超表面可以产生 3 种不同径向阶数的斯格明子, 显著突破了传统依赖相变材料的局限性. 同时, 本文提出一种基于扭转可调双层莫尔超表面设计, 通过旋转角度实现对斯格明子径向阶数的连续动态调控. 几何相位与动态相位的协同设计不仅锁定了拓扑不变量, 还确保了光束在自由空间中的远程传播稳定性. 进一步, 本文验证了多层结构可在无需外部环境调控的前提下灵活生成多类斯格明子拓扑光场, 尤其在斯格明子数与径向缠绕数之间展现出良好的正交性, 为实现多维度光场调控及远距离 THz 光通信系统提供了高度集成、高自由度的技术路径.

关键词: THz 超表面, 斯格明子, 相位调控, 莫尔超表面**DOI:** [10.7498/aps.75.20251463](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251463)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251463](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251463)

1 引言

结构光是指通过对光束的振幅、相位和偏振进行协同调控而产生的非平凡光场. 近年来, 由于其在高效光信息处理领域的巨大潜力, 受到了广泛关注^[1-7]. 作为结构光的重要分支, 光学斯格明子不仅具有复杂的空间偏振拓扑特征, 而且满足全庞加莱球映射条件, 已成为光拓扑领域的重要研究对象^[8,9]. 斯格明子最初源于磁斯格明子的研究^[10], 随后在多种光矢量场中得到了验证, 包括光束聚焦电场^[11]、等离子体表面激元倏逝波^[12-17]、坡印亭矢量^[18]以及斯托克斯矢量^[19-24]等. 近期研究表明, 在相位奇点附近也能形成类似的斯格明子拓扑结构^[25,26]. 其中, 基于庞加莱球投影定义的斯托克斯

矢量斯格明子具有极高的稳定性和传播保形性^[27]. 与局域聚焦场或倏逝波等非传播矢量态相比, 斯托克斯矢量斯格明子具备傍轴传播能力, 能够在远距离传播过程中保持其拓扑性质^[28,29], 为下一代光通信与信息处理提供了新的研究范式^[17,30].

传统斯托克斯矢量斯格明子的生成通常依赖于空间光调制器 (SLM) 及组合波片等器件系统^[19], 其结构复杂且系统体积大, 限制了集成度与灵活性. 超表面作为一种亚波长尺度的二维光学元件, 通过其纳米单元对振幅与相位的高精度响应, 可实现对光束的完全操控^[31,32], 同时具备高度集成与超薄特性, 极大提升了器件的紧凑性与可扩展性. 已有研究利用超表面通过动态相位调控 x 与 y 偏振分量实现光束聚焦, 并在光纤耦合端形成稳定传播的斯格明子场^[33]; 亦有研究通过在动态相

* 国家自然科学基金 (批准号: 62375158, 62305196) 和青岛市自然科学基金 (批准号: 25-1-1-153-zyyd-jch) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: mahuif@126.com

[‡] 通信作者. E-mail: sdust_innovation@126.com

^{††} 通信作者. E-mail: sdust_thz@163.com

位恒定条件下引入几何相位, 调控同极化和交叉极化分量, 从而生成拓扑不变的斯托克斯矢量斯格明子^[29]; 此外, 也有研究借助斯格明子波片^[34]或 Q 板^[35]对径向相位进行调控, 实现了特定拓扑构型. 上述研究均基于全介质材料的双折射性质, 虽成功生成多种斯格明子态, 但均依赖预设结构, 缺乏对拓扑参数的动态调控能力, 限制了其在动态通信与可重构光学中的进一步应用. 尽管已有研究利用 Q 板构建具有级联特性的斯格明子^[35], 但如何在紧凑器件中实现拓扑构型的可调性仍属未解课题.

尽管光学斯格明子在可见光与近红外波段已取得显著进展, 并已通过 SLM 实现不同分量的叠加, 进而拓展至太赫兹 (THz) 波段^[19], 但在 THz 频段直接生成并以斯托克斯矢量完整表征的斯格明子场仍缺乏系统验证与高效方案. 本研究旨在推动 THz 波段斯托克斯矢量斯格明子场的高效生成与灵活调控, 提出基于多层超表面架构的方案, 通过调节各层之间的相对旋转角度, 实现对斯格明子径向缠绕数的可编程调制. 通过精确设定每层超表面的旋转角度及相邻层超表面的相对旋转角度, 实现了对不同径向阶数斯格明子的动态操控. 同时, 本研究提出一种 THz 波段的扭转可调双层莫尔超表面设计, 其中第 1 层和第 2 层超表面的径向相位延迟互补, 通过旋转即可实现对两层超表面的联合相位进行调控, 从而在两层的基础上实现对任意径向阶数的动态调控. 此外, 超表面结构设计中融合了几何相位与动态相位的协同调控, 在不引入额外场的情况下, 实现了高度集成的实时调制能力, 并确保光场在传播过程中的拓扑不变量保持. 本研究提出的旋转调控斯格明子径向阶数, 通过引入旋转这个自由度来对矢量光束进行调制. 现有研究大多是通过控制空间光调制器 (SLM)^[19]对光束进行叠加干涉产生斯格明子, 其本质上也是一种液晶调制, 通过对每个独立的单元进行电信号控制来实现对振幅或者相位的控制. 其优点是可以灵活改变任意相位和振幅, 生成复杂的矢量态, 具有较高的可编程性. 但其切换速度受限于液晶刷新速度, 并且对设备要求较高, 集成度差. 与 SLM 相比基于相变 PCM 例如 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST)^[36]、二氧化钒 (VO_2)^[37]等设计的超表面, 则大大提高了设备的集成度, 并且此类相变材料具有切换速度快, 耐用性高等特点. 但在不同相态之间具有显著的复折射率变化. 例如当 VO_2 为绝缘态时, 其在 THz 波段

的介电常数与 Si 相近且电导率很低, 具有较高的透射. 当 VO_2 为金属态时, 其电导率急剧升高, 此时透射率低, 几乎没有光束通过^[37]. 而斯格明子大多是在透射场中产生, 导致相变材料不是调控的理想方法. 与上述方法相比, 本研究所提出的旋转调控采用全介质设计, 能保持较高的透射效率. 与此同时通过旋转可以实现对径向阶数的连续调制, 具有较高的集成度, 并且相比相变材料外加环境条件改变相态, 旋转超表面仅需要引入 MEMS 即可实现连续调控^[38]. 该策略不仅可灵活生成多种斯格明子拓扑光场, 还可实现其稳定传输, 显著扩展了斯格明子在 THz 光通信中的信息承载维度, 为高带宽、低损耗的片上集成光学与远距离通信奠定基础.

2 理论分析与仿真设计

2.1 斯格明子概念及其理论

斯托克斯矢量斯格明子的形成通常依赖于两束具有不同偏振态的光束的叠加机制, 这一过程与传统矢量光束的叠加方式类似. 然而, 要获得具有拓扑性质的斯格明子结构, 需要打破轨道角动量的对称性, 其一般形式可描述为^[33]

$$E_{\text{out}} = |\ell_1\rangle u_1 + e^{-i\xi} |\ell_2\rangle u_2, \quad (1)$$

其中, ξ 为模间相位, ℓ_1 和 ℓ_2 分别对应两个正交偏振分量 u_1 和 u_2 所携带的轨道角动量. u_1 和 u_2 表示相互正交的两个分量, 其可取为左旋圆偏振基 u_L 和右旋圆偏振基 u_R , 或为线偏振基 u_x 和 u_y . 这些分量只会影响斯格明子的构型, 但并不改变其拓扑数值. 斯格明子的实际产生通常由两束贝塞尔光束或拉盖尔-高斯 (LG) 光束的叠加实现^[22,33]. 本文选用后者, 让拓扑荷数为 ℓ_1 和 ℓ_2 的两束光分别以左旋和右旋分量叠加, 从而生成斯格明子, 左旋圆偏振基 $u_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$, 右旋圆偏振基 $u_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$. 通常将 ℓ_1 设置为 0, 故 (1) 式可以写为

$$E_{\text{out}}(r) = LG_{0,p}u_L + e^{-i\xi} LG_{\ell_2,p}u_R, \quad (2)$$

其中, p 为 LG 光束的径向阶数, 决定其径向分布状态. 该类光束满足全庞加莱球分布特性, 可通过斯托克斯矢量 \mathbf{S} 进行完整表征, 其表达形式为^[29]

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= (S_1, S_2, S_3) \\ &= (2\text{Re}\{\psi_L^* \psi_R\}, -2\text{Im}\{\psi_L^* \psi_R\}, \psi_R^2 - \psi_L^2), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, S_1, S_2, S_3 分别表示斯托克斯的 3 个分量, ψ_L, ψ_R 为光场在左、右旋圆偏振基下的复振幅分量. 对矢量 \mathbf{S} 进行归一化处理, 可得单位斯托克斯矢量 $\mathbf{s} = \mathbf{S}/S_0$, 其中 $S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$ 表示总强度. 斯格明子数 N_{SK} 作为衡量斯格明子场拓扑特征的关键参数, 在稳定传播过程中保持不变, 用以刻画其拓扑不变量, 其表达式可写为^[35]

$$N_{\text{SK}} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} \mathbf{s} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial y} \right) dx dy. \quad (4)$$

光学斯格明子的概念最早源于磁性系统, 其拓扑结构可与磁斯格明子进行类比. 在本研究中, 我们采用庞加莱球来描述其偏振拓扑结构, 并运用量子力学中的 bra-ket 记号, 将斯托克斯矢量场表示为不同偏振模态的线性叠加. 定义两个正交偏振模态为 $|0\rangle, |1\rangle$, 其泡利矩阵形式分别为 $\sigma_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|$, $\sigma_y = i(|1\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 1|)$, $\sigma_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|$. 将输出光场 $|E_{\text{out}}(\mathbf{r})\rangle$ 表示为两个偏振模态的叠加形式 $|E_{\text{out}}(\mathbf{r})\rangle = \alpha u_0(\mathbf{r})|0\rangle + \beta u_1(\mathbf{r})|1\rangle$ 后, 对其进行归一化处理, 即可得到斯托克斯矢量的标准表达形式^[28]:

$$|E_{\text{out}}(\mathbf{r})\rangle = \frac{|0\rangle + \mu(\mathbf{r})|1\rangle}{\sqrt{1 + |\mu(\mathbf{r})|^2}}, \quad (5)$$

其中, $u_0(\mathbf{r})$ 和 $u_1(\mathbf{r})$ 分别表示两个正交偏振模态在空间位置 r 处的复振幅, 系数 α 与 β 为复振幅比例因子, $\mu(\mathbf{r}) = \beta u_1(\mathbf{r})/\alpha u_0(\mathbf{r})$ 表示两个偏振分量的复振幅比. 参数 $\mu(\mathbf{r})$ 可有效表征局部偏振态, 并用于计算空间中斯托克斯矢量场的局域极化分布, 从而更准确地刻画偏振态的空间演化行为. 结合前述泡利矩阵形式, 斯托克斯矢量的 3 个分量可写为^[28]

$$S_x = \frac{2\text{Re}(\mu)}{1 + |\mu|^2}, S_y = \frac{2\text{Im}(\mu)}{1 + |\mu|^2}, S_z = \frac{1 - |\mu|^2}{1 + |\mu|^2}, \quad (6)$$

由 (6) 式可知, 斯托克斯矢量斯格明子的矢量场分布与不同偏振矢量的幅度密切相关. 因此, 通过调控超表面结构, 可以调节光场的偏振拓扑形态, 进而实现对径向斯格明子场的精确操控.

本文采用琼斯矩阵形式分析单元结构的双折射特性. 单个结构单元可以描述为^[29]

$$\mathbf{J} = R(-\theta) \begin{pmatrix} T_x e^{i\phi_x} & 0 \\ 0 & T_y e^{i\phi_y} \end{pmatrix} R(\theta). \quad (7)$$

当透射 $T = T_x = T_y$ 、入射光为 u_L 时, (7) 式可写为

$$E_{\text{out}} = T e^{i\xi} \left[\cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) u_L + i \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) e^{i2\theta} u_R \right], \quad (8)$$

其中, θ 为结构单元的旋转角度, T_x, T_y 分别为沿 x 和 y 偏振方向的透射系数, ϕ_x 和 ϕ_y 为对应的相位. $\xi = (\phi_y + \phi_x)/2$ 为动态相位, $\Delta\phi = (\phi_y - \phi_x)$ 为双折射相位差. 当入射光为左旋圆偏振光的 $\text{LG}_{0,0}$ 模式时, 输入光场可简化为 $E_{\text{in}} = E_0 \exp(-r^2/w_0^2) u_L$. 由于与位置相关, 整个超表面的输出响应可表示为^[35]

$$\begin{aligned} E_{\text{out}}(r) &= E_0 \exp(-r^2/w_0^2) T e^{i\xi(r)} \\ &\times \left[\cos\left(\frac{\Delta\phi(r)}{2}\right) u_L + i \sin\left(\frac{\Delta\phi(r)}{2}\right) e^{i2\theta(r)} u_R \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中, r 为径向距离, w_0 为入射 LG 光束的束腰半径. 从 (9) 式可见, 输出光场包含 3 类位置相关的项: $\xi(r), \Delta\phi(r), \theta(r)$, 这 3 项均随位置而变化, 决定了光场的复振幅结构. 特别地, 当 $\xi(r)$ 在不同空间位置处不恒定, 则将在同极化与交叉极化分量中引入额外的空间相位扰动, 破坏斯格明子场的相位保持性, 进而影响其拓扑稳定性. 因此, 为保证拓扑结构的传播不变性, 需构建动态相位不随空间变化的结构单元. 满足上述动态相位恒定的前提下, 通过引入一个与径向相位延迟 $\Delta\phi(r)$ 相关的相位调制项 $q_r = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \nabla \Delta\phi(r) \cdot dl$, 即可实现对径向振幅分布的有效调控^[32,35]. 其中, q_r 表示径向相位变化速率, l 为半径方向的长度. 结合该项的调控效应, 相当于为光场叠加一个具有径向包络变化的调制函数, 从而实现对径向缠绕数的有效调控. 然而, 仅靠径向调控只能实现斯格明子场的翻转特性, 无法赋予其偏振矢量随方位角变化的拓扑行为. 因此, 还需引入一个与方位角相关的角向相位项. 具体而言, 结构单元的旋转角可设置为随方位角变化的函数, 即^[35]

$$\theta = q_\psi \psi + \psi_0, \quad (10)$$

其中, ψ 为方位角, ψ_0 为相位初始偏移量, $q_\psi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \nabla \psi \cdot dl$ 为角向拓扑调控因子. 据此, 构建斯托克斯矢量斯格明子所需的角向调制量即可由轨道角动量 $\ell = 2\theta = 2q_\psi \psi$ 给出, 可以实现对任意斯托克斯矢量斯格明子的完全操控. 如图 1 所示,

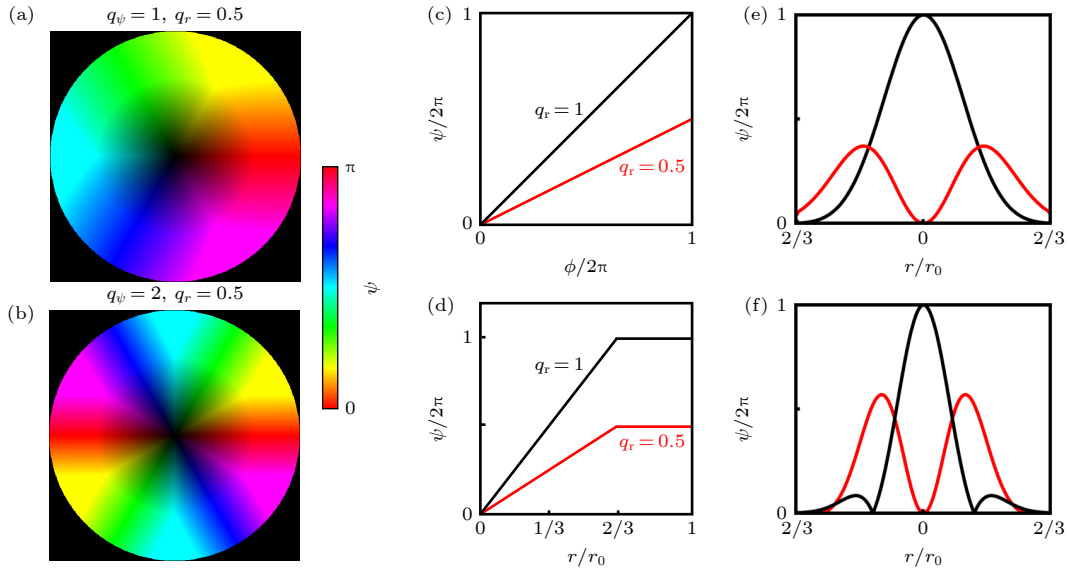


图 1 方位角与径向相位延迟分布以及对应的幅度图 (a), (b) 对应的不同方位角数和径向缠绕数的相位图, 其中亮度表示径向延迟, 颜色变化表示方位角变化; (c) 对应方位角分别为 0.5, 1 时的相位变化; (d) 对应径向缠绕数为 1 与 0.5 时的相位分布变化; (e) 固定方位角数为 0.5 的前提下, 图 (a) 对应的同极化分量和交叉极化分量的径向强度示意图; (f) 图 (b) 中两种分量对应的强度示意图

Fig. 1. Azimuth and radial phase delay distribution and corresponding amplitude diagram: (a), (b) Phase diagrams for corresponding azimuth angles and radial winding numbers, where brightness indicates radial delay, while color changes represent azimuth variations; (c) phase changes for azimuth angles 0.5 and 1; (d) phase distribution variations for radial winding numbers 1 and 0.5; (e) schematic of radial intensity for the same-polarization and cross-polarization components corresponding to Fig. (a), assuming a fixed azimuth angle of 0.5; (f) schematic of intensity for the two components corresponding to Fig. (b).

图 1(a), (b) 中的角向颜色变化与径向亮度变化, 分别对应拓扑荷数与径向相位延迟的变化, 其数值的不同便可以控制斯格明子的拓扑结构. 图 1(c), (d) 为上述的相位变化, 从图中可以看出为线性变化. 此时理论计算的同极化与交叉极化分量的强度分布为图 1(e), (f) 所示. 可以明显看出改变径向缠绕数会改变同极化和交叉极化分量的幅度, 从而达到改变斯格明子拓扑结构的目的.

2.2 基于多层超表面的斯格明子的动态调控理论

虽然可以通过排布不同的超表面单元来生成任意结构的斯格明子, 但其构型完全由器件的空间排布所决定; 一旦超表面器件加工完成, 拓扑结构与相位分布即被锁定, 缺乏实时可重构性, 这对远距离光通信中的信息承载与复用形成限制. 为此, 本文设计了一种多层旋转可调超表面器件, 如图 2 所示, γ_1 和 γ_2 分别为第 1 层和第 2 层超表面的旋转角度, 定义层间相对转角为 $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$. 通过调节各层的旋转角, 可对斯格明子的径向缠绕数实现连续动态调控, 从而显著扩展单一器件可生成的

拓扑态类型, 为 THz 光通信提供高自由度平台. 本文首先推导双层超表面对斯格明子拓扑结构的调控, 从单层超表面出发, 在透射率设置为一致的前提下, 其琼斯矩阵可以写为

$$\mathbf{J}_j(r) = R(-\theta_j) e^{i\xi_j(r)} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Delta\phi_j(r)}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta\phi_j(r)}{2}} \end{pmatrix} R(\theta_j), \quad (11)$$

其中, $\xi_j(r)$, $\Delta\phi_j(r)$ 及 θ_j 分别为第 j 层超表面中

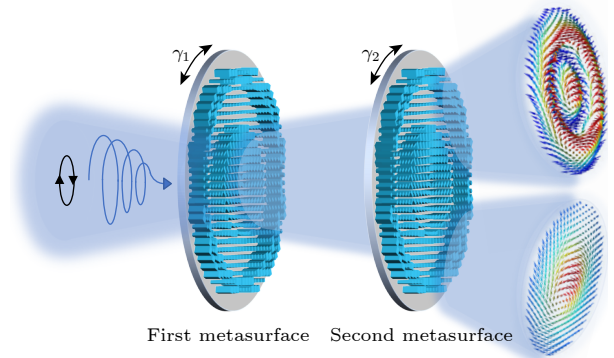


图 2 旋转调控斯格明子超表面示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the rotation-controlled skyrmion superstructure.

单元结构的动态相位、径向相位延迟以及旋转角度, 双层超表面之间的传播介质可视为各向同性均匀介质, 用 $\mathbf{D}(d) = e^{ik_0 n_0 d} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ 表示, d 为传播介质厚度, k_0 为自由空间波数, n_0 为介质折射率. 由此可以看出只引入与位置无关的整体动态相位, 不影响斯格明子的拓扑性质. 因此, 双层超表面的琼斯矩阵可写为

$$\mathbf{J}(r) = R(-\theta_2) \mathbf{J}_2(r) R(\theta_2) e^{ik_0 n_0 d} R(-\theta_1) \mathbf{J}(r_1) R(\theta_1). \quad (12)$$

将 (12) 式展开并变换为圆偏振基表示, 设入射为左旋圆偏振光, 可得输出场为

$$E_{\text{out}} = E_0 e^{i(\xi_1 + \xi_2 + k_0 n_0 d)} (A u_L + C u_R),$$

$$A = \cos \frac{\Delta\phi_2}{2} \cos \frac{\Delta\phi_1}{2} - \sin \frac{\Delta\phi_2}{2} \sin \frac{\Delta\phi_1}{2} e^{-i2(\theta_2 - \theta_1)},$$

$$C = i \left[\sin \frac{\Delta\phi_2}{2} \cos \frac{\Delta\phi_1}{2} e^{+i2\theta_2} + \cos \frac{\Delta\phi_2}{2} \sin \frac{\Delta\phi_1}{2} e^{+i2\theta_1} \right], \quad (13)$$

其中, θ_1, θ_2 分别表示第 1 层和第 2 层超表面结构单元的旋转角度. 由 (13) 式可见, 通过双层超表面之后的总相位不仅与 $\Delta\phi_1, \Delta\phi_2$ 有关, 也与对应的每个单元旋转角度 (θ_1, θ_2) 有关. 当两层超表面对齐 ($\theta_1 = \theta_2$) 时, 得到的双折射相位差满足:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2, \quad (14)$$

即通过双层超表面之后的总相位为各层超表面的相位之和. 而当设置单元结构之间的相位差为 $\pm\pi/2$ 时, 可以推导出:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2. \quad (15)$$

此时, 总相位为二者之差. 若需使两层超表面对应单元之间的旋转角度差为 $\pm\pi/2$, 则在拓扑荷数为 1 的条件下, 只需要将第 2 层超表面整体相对第 1 层旋转 π 相位即可. 由此可得关系式 $l = 2\theta = 2q_\psi \psi = \psi$, 其中 $q_\psi = 0.5$, 即单元旋转角度等于方位角的一半, 故旋转 π 即可. 高阶情况类似, 如拓扑荷数为 2 时, 对应 $q_\psi = 1$, 则对应的超表面整体旋转角为 $\pi/2$. 此外, 总相位中正负号的选取由层间旋转方向决定, 从而为目标拓扑态的构建提供了额外的符号自由度.

上述方法可自然推广至多层超表面结构, 仍以左旋圆偏振光入射为例, 此时输出场的同极化和交叉极化分量可表示为

$$\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 + \cdots + \Delta\phi_n, \quad (16)$$

其中, 相位符号的正负仅由相应层超表面旋转方向决定, 从而可通过层间旋转关系实现对超表面径向缠绕数的操控.

2.3 双层莫尔超表面及其对斯格明子的扭转调控特性

上述多层超表面虽能在一定程度上实现对斯格明子的动态控制, 但其灵活性很大程度上依靠层数来控制, 并且多层必然会引入误差. 基于上述的局限, 本文提出了一种相位互补的扭转可调双层莫尔超表面设计, 能够实现任意径向阶数斯格明子的调控. 与单层超表面不同, 该设计中的莫尔超表面相位排布不再支持斯格明子的生成, 而是需要通过叠加两层互补相位来实现. 两层超表面 (M_1 和 M_2) 的相位如 (17) 式所示^[39,40]:

$$\Phi_{M_{1,2}}(r, \psi) = \pm \text{mod}_{2\pi} \{ \text{round} \{ ar \} \psi \}, \quad (17)$$

其中 r 为径向距离, ψ 为方位角, a 为分辨率常数决定着超表面的相位分布, $\text{mod}_{2\pi} \{ \dots \}$ 代表对相位进行以 2π 为相位截断值进行包裹, $\text{round} \{ \dots \}$ 则代表取整函数. 当归一化半径 r 为 1 时, 设置分辨率常数 a 为 20, 此时生成的相位图如图 3 所示. 通过旋转不同角度, 可以实现不同的统一相位. 从图 3 可以看出, 图 3(a), (b) 呈现互补的相位分布, 且联合相位图 3(f) 明显为 0. 当 M_2 旋转 4.5° 时, 形成的联合相位如图 3(g) 所示, 相位从 0 到 $\pi/2$ 径向变化. 当 M_2 旋转 9° 时, 联合相位从 0 到 π 变化. 当 M_2 旋转 18° 时, 联合相位从 0 到 2π 变化. 由此可见, 通过旋转可以实现任意径向相位延迟设计. 在小角度旋转的情况下, 由于单元旋转角的差异对同极化和交叉极化的最终幅度影响较小, 这一点将在下文详细论述.

为获得满足上述功能的相位集, 对超表面单元结构进行参数扫描. 采用 Lumerical FDTD Solutions 软件进行电磁仿真, 如图 4(a) 所示. 超表面结构单元为电阻率大于 $10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ 的高阻硅 (HR-Si) 制成, 具有高非色散折射率 (3.42) 以及低损耗等特点^[41], 基底为二氧化硅 (SiO_2) 在 THz 波段同样具有较低的吸收损耗. 入射波为 $300 \mu\text{m}$ 的线偏振波. 单元结构的高度为 $h = 200 \mu\text{m}$, 周期为 $P = 150 \mu\text{m}$, 横向长边 a 与短边 b 在 $30\text{--}140 \mu\text{m}$ 范围内变化. 在此边长变化范围内, 采用 RCWA 求解器对其透射相位与透射率进行全参数扫描.

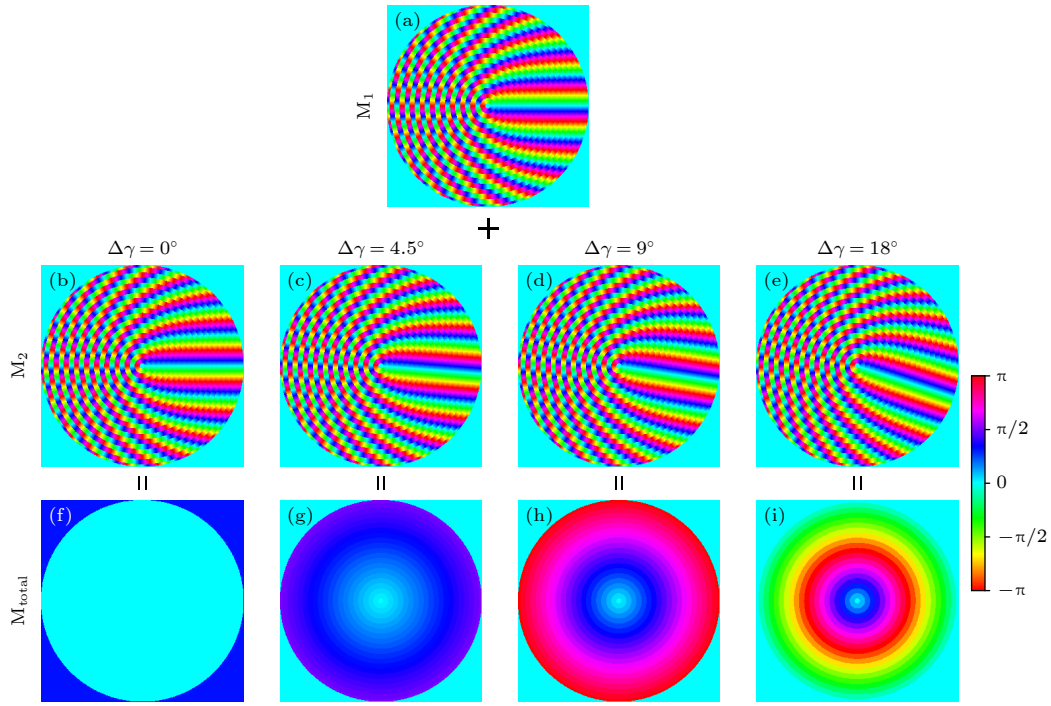


图3 扭转可调双层莫尔超表面相位示意图 (a) 第1层 M_1 的计算相位; (b)–(e) 分别为第2层 M_2 对应互补的相位分布, 同时不同的旋转角度也对应 (f)–(i) 中不同径向分布的联合相位

Fig. 3. Schematic of the phase profile of a twist-tunable bilayer moiré metasurface: (a) The calculated phase of the first layer M_1 ; (b)–(e) the complementary phase distributions for the second layer M_2 , while different rotation angles correspond to the combined phases with distinct radial distributions shown in (f)–(i).

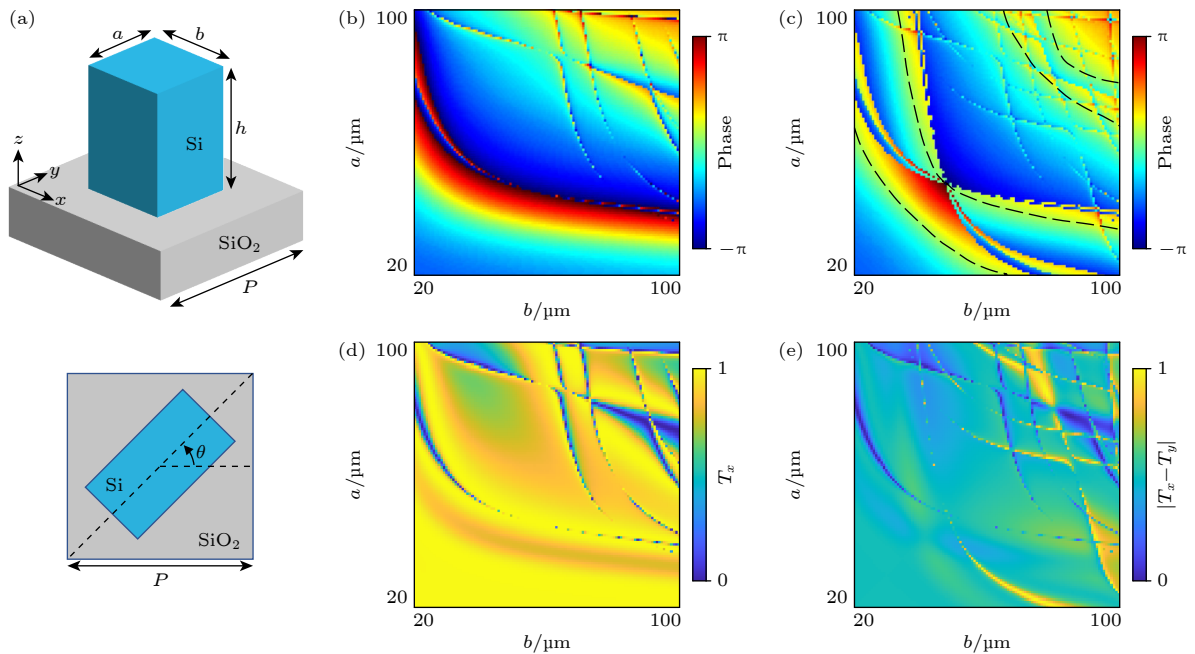


图4 超表面单元结构示意图及其扫参相位图与透射率 (a) 单元结构示意图及俯视图, θ 为单元结构的旋转角度; (b) x 偏振入射下的相位分布; (c) 基于图 (b) 计算得到的动态相位分布, 虚线表示动态相位接近零 ($\xi = 0$) 的区域; (d) x 偏振入射下的透射率 (T_x) 分布; (e) x 与 y 偏振入射下透射率的差值 ($|T_x - T_y|$) 空间分布

Fig. 4. Schematic diagram of the metasurface unit structure, along with its parameter sweep phase map and transmittance: (a) Schematic diagram and top view of the unit structure, where θ represents the rotation angle of the unit structure; (b) phase distribution under x -polarized incidence; (c) dynamic phase distribution calculated based on Fig. (b), with dashed lines indicating regions where the dynamic phase approaches zero ($\xi = 0$); (d) transmission rate (T_x) distribution under x -polarized incidence; (e) spatial distribution of the difference in transmission rates ($|T_x - T_y|$) under x and y -polarized incidence.

扫描结果如图 4(b), (c) 所示, 在设定的 a, b 扫描范围内, 单元的相位响应能够覆盖整个相位. 首先, 应对上述相位进行初步筛选, 由于 x 偏振入射下的相位与透射率分布在 y 偏振入射时表现出双重旋转对称性 (C_2), 可据此快速获取两种偏振下的相位与透射率特性. 图 4(b) 展示了 x 偏振入射时的透射相位分布, 图 4(c) 则呈现了基于该数据计算得到的动态相位分布. 随后, 根据动态相位计算公式, 优先选取动态相位接近零 ($\xi = 0$) 的单元结构, 以确保相位在空间分布中保持均匀稳定, 从而维持斯格明子光束在传播过程中的拓扑不变量. 在此基础上, 对透射率进行进一步筛选: 在保持动态相位稳定的同时, 优先选取高透射率的单元. 图 4(d) 所示为 x 偏振入射下的透射率 (T_x) 分布, 而图 4(e) 则展示了 x 与 y 偏振入射时透射率差值 ($|T_x - T_y|$) 的空间分布. 为兼顾高效率与偏振无关性, 筛选条件设定为图 4(e) 中透射率差值接近零, 且图 4(d) 中透射率大于 0.9 的单元. 通过上述相位与透射率的双重筛选, 可以得到一组同时具备高透射效率与低动态相位漂移的最优单元结构尺寸.

在超表面排布设计中, 目标相位由 q_r 来确定, 单元结构旋转由 q_ψ 来确定. 使用以下优化公式来确定每一个单元结构的尺寸 [33]:

$$\min_{(a,b)} \sum_m \{|\Delta\phi^{\text{design}} - \Delta\phi^{\text{simulation}}|\}, \quad (18)$$

其中, $\Delta\phi^{\text{design}}$ 为目标相位, $\Delta\phi^{\text{simulation}}$ 为筛选的单元结构相位, 在每个位置进行单元结构匹配即可得到最终的超表面.

3 结果分析与讨论

3.1 单层超表面的斯格明子拓扑结构

单层超表面可灵活实现多种斯格明子拓扑结构, 其生成原理可通过组合不同 (q_r, q_ψ) 来调控. 我们使用波长为 300 μm 的高斯光束作为入射光, 束腰半径为 2500 μm , 并在一个瑞利距离内观测场分布. 图 5 系统展示了不同斯格明子数的代表性构型: 第 1 行为理论预测, 第 2 行为全波仿真结果 (白色虚线圈为对比区域), 第 3 行为对应的斯托克斯矢量场分布. 其中, 图 5(a), (b) 分别展示了 Bloch

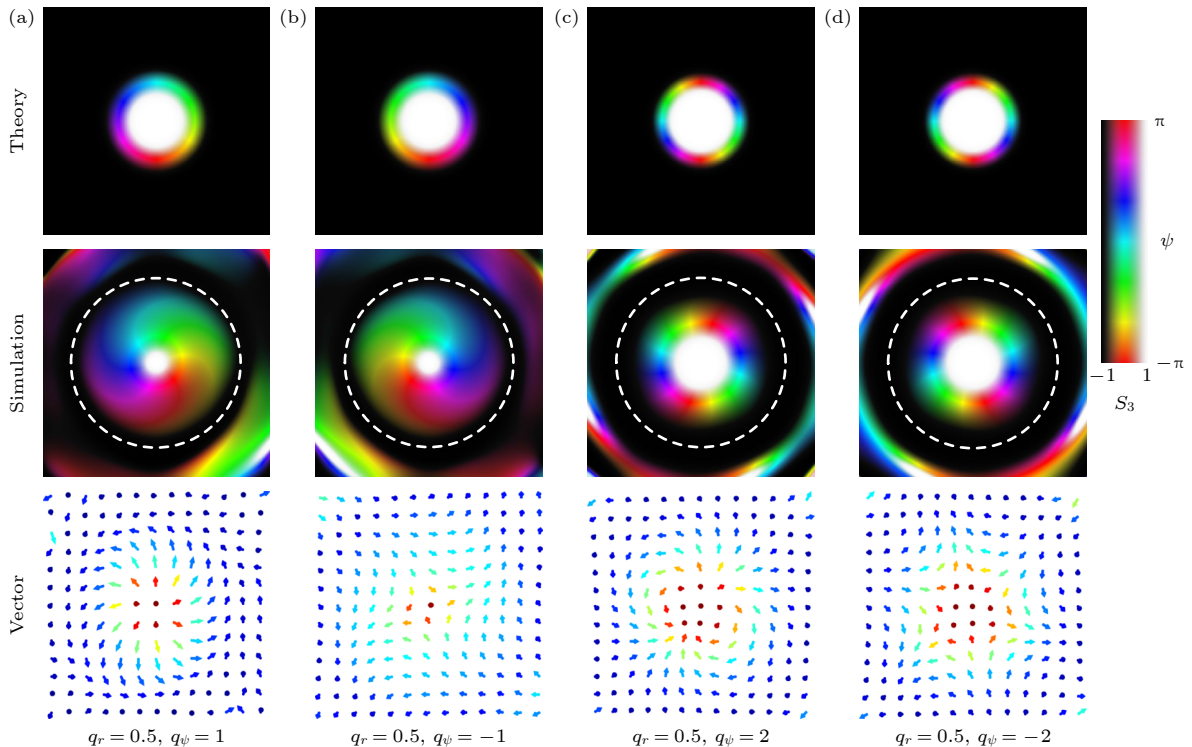


图 5 单层超表面生成不同类别与阶数的斯格明子拓扑结构 (a) Bloch 型一阶斯格明子, $q_r = 0.5, q_\psi = 1$; (b) 反型一阶斯格明子, $q_r = 0.5, q_\psi = -1$; (c) Bloch 型二阶斯格明子, $q_r = 0.5, q_\psi = 2$; (d) 反型二阶斯格明子, $q_r = 0.5, q_\psi = -2$

Fig. 5. Single-layer metasurface generates different types and orders of skyrmion topological structures: (a) Bloch-type first-order skyrmion, $q_r = 0.5, q_\psi = 1$; (b) anti-type first-order skyrmion, $q_r = 0.5, q_\psi = -1$; (c) Bloch-type second-order skyrmion, $q_r = 0.5, q_\psi = 2$; (d) anti-type second-order skyrmion, $q_r = 0.5, q_\psi = -2$.

型与反型一阶斯格明子 ($q_r = 0.5$, $q_\psi = \pm 1$), 图 5(c), (d) 分别展示了 Bloch 型与反型二阶斯格明子 ($q_r = 0.5$, $q_\psi = \pm 2$). 结果表明, 仿真与理论在虚线圈内高度一致, 所得斯格明子数 N_{sk} 分别接近 ± 1 与 ± 2 , 且偏振矢量的环向纹理、中心手性与期望类型相符, 这验证了单层超表面器件对斯格明子数与型别 (Bloch/反型) 的可控生成能力.

进一步地, 超表面不仅能产生高阶与反型斯格明子, 还可生成径向缠绕数可调的嵌套型斯格明子. 图 6 展示了不同径向缠绕数 q_r 的影响, 在 $q_\psi = 1$ 条件下, 通过改变径向相位延迟, 可依次得到 $q_r = 1, 2, 3$ 的径向高阶斯格明子. 如图 6 第 1 行所示, 相邻环带之间呈现近似 π 的相位延迟. 如图 6 第 2 行, 在 $q_\psi = 2$ 时保持同样趋势, 表明在固定斯格明子数的情况下, 仅通过调节 q_r 即可连续

塑形径向包络与翻转次数. 除完整斯格明子外, 本文还探讨了其他类型的拓扑结构 (图 7). 如图 7(a) 所示, 当 $q_r = 0.25$ 时, 径向相位延迟仅为 $\pi/4$, 不足以形成完整的矢量翻转, 生成了梅隆子拓扑态. 保持 $q_r = 0.25$ 不变, 将方位角调控参数 q_ψ 提升至 2, 可获得高阶梅隆子 (图 7(b)). 在 x 偏振光入射时, 产生由一对相反拓扑子单元组成的双聚子结构, 其特征与 Q 板激发情形一致 (图 7(c))^[32,35]. 以上结果表明, q_ψ 决定斯格明子数与类型, q_r 独立设定径向缠绕阶次, 二者正交可分, 因而为多维度编码与复用提供了充分的自由度.

3.2 双层超表面的斯格明子拓扑结构及其调控特性

本工作在前文已证实单层超表面可产生给定

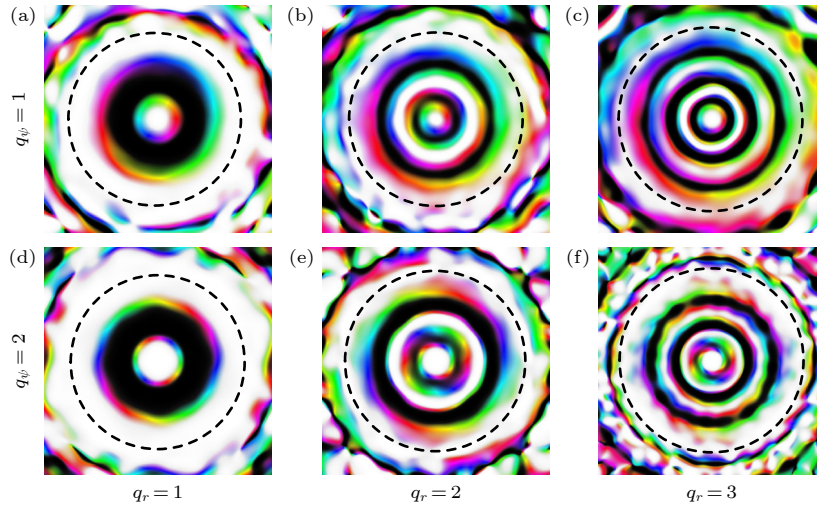


图 6 径向缠绕高阶斯格明子 (a)–(c) 拓扑荷数为 1 时, 对应径向缠绕数分别为 1, 2, 3 的径向高阶斯格明子; (d)–(e) 拓扑荷数为 2 时, 对应径向缠绕数分别为 1, 2, 3 的径向高阶斯格明子

Fig. 6. Radially wound higher-order skyrmions: (a)–(c) When the topological charge is $q_\psi = 1$, the corresponding radial winding numbers are $q_r = 1$, $q_r = 2$, $q_r = 3$ for radial higher-order skyrmions; (d)–(e) when the topological charge is $q_\psi = 2$, the corresponding radial winding numbers are $q_r = 1$, $q_r = 2$, $q_r = 3$ for radial higher-order skyrmions.

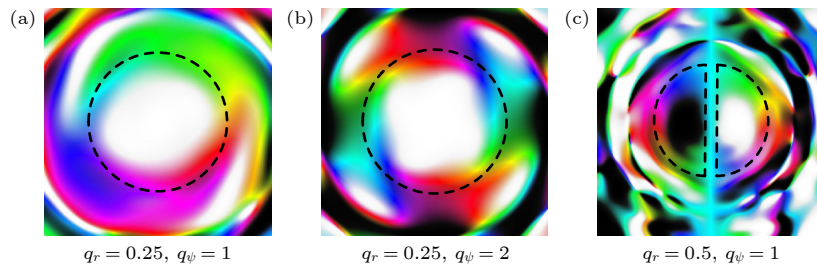


图 7 超表面生成其他类型拓扑结构 (a) 当 $q_r = 0.25$, $q_\psi = 1$ 时, 生成梅隆子拓扑态; (b) 当 $q_r = 0.25$, $q_\psi = 2$ 时, 生成高阶梅隆子拓扑态; (c) 当 $q_r = 0.5$, $q_\psi = 1$ 且入射光为 x 偏振时, 生成具有双半子拓扑结构

Fig. 7. Metasurfaces generate other types of topological structures: (a) $q_r = 0.25$, $q_\psi = 1$, a Meron topological state is generated; (b) $q_r = 0.25$, $q_\psi = 2$, a higher-order Meron topological state is generated; (c) $q_r = 0.5$, $q_\psi = 1$, the incident light is x -polarized, a bimeron topological structure is generated.

的斯格明子构型, 但器件一经加工, 其拓扑纹理与相位分布即被锁定, 缺乏重构能力. 为此, 我们提出可旋转的双层超表面, 通过调节两层的相对旋转角 $\Delta\gamma$, 可在“径向相位延迟相加/相减”两种情况切换, 从而连续调控最终的径向缠绕数. 图 8 给出了设计流程与目标 q_r 的对应关系. 如图 8(a), (b) 所示, 第 1 层与第 2 层超表面的径向缠绕数分别设为 $q_r = 2$ 与 $q_r = 1$, 当二者以同角度对齐排列时

(即 $\Delta\gamma = 0^\circ$), 两层径向相位延迟叠加, 最终输出 $q_r = 3$ (图 8(a)); 而当 $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$ 时, 相位延迟互相抵消, 最终输出 $q_r = 1$ (图 8(b)). 如图 8(c), (d) 所示, 若将第 1 层与第 2 层超表面的径向缠绕数分别设为 $q_r = 1$ 与 $q_r = 0.5$, 当 $\Delta\gamma = 0^\circ$ 时, 两层径向相位延迟叠加, 得到 $q_r = 1.5$ (图 8(c)); 而当 $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$ 时, 相位延迟互相抵消, 最终得到 $q_r = 0.5$ (图 8(d)). 图 9 给出了与图 8 对应的全波仿真

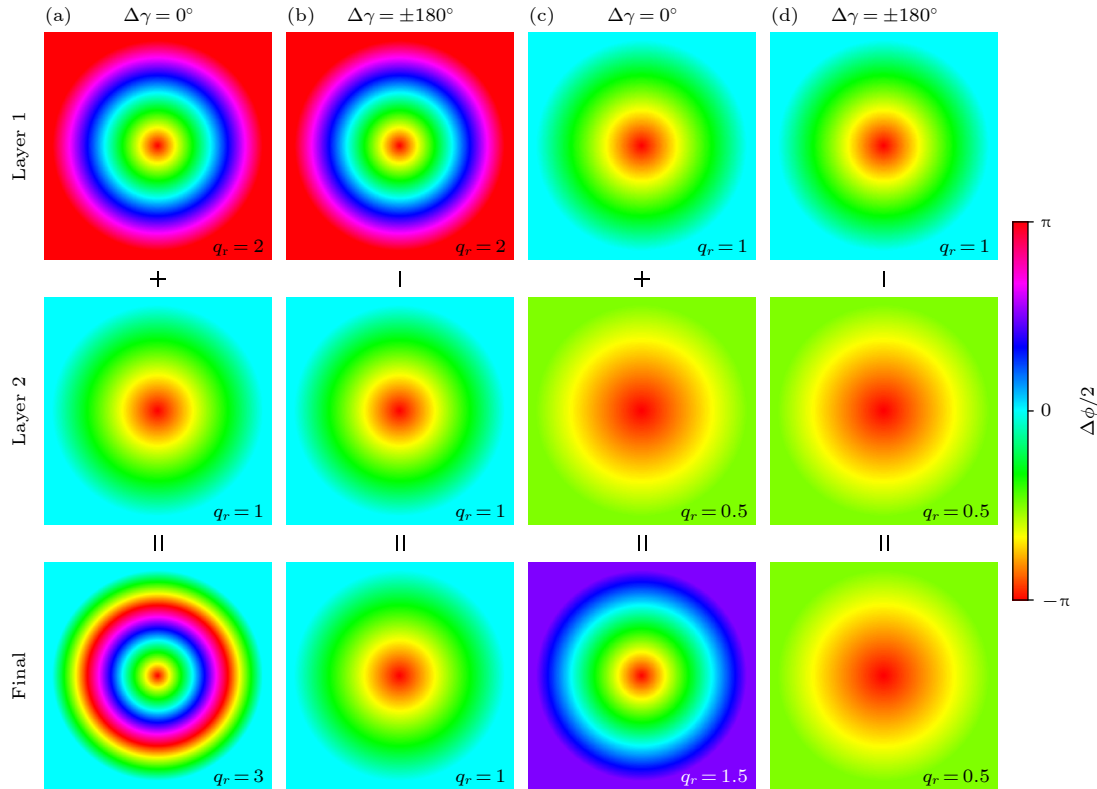


图 8 双层超表面径向相位延迟调节示意图, 不同的旋转角度对应不同的径向阶数 (a) 当 $\Delta\gamma = 0^\circ$ 时, 生成 $q_r = 3$; (b) 当 $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$ 时, 生成 $q_r = 1$; (c) 当 $\Delta\gamma = 0^\circ$ 时, 生成 $q_r = 1.5$; (d) 当 $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$ 时, 生成 $q_r = 0.5$

Fig. 8. Schematic of radial phase delay adjustment in a double-layer metasurface, different rotation angles correspond to different radial orders: (a) When $\Delta\gamma = 0^\circ$, generates $q_r = 3$; (b) when $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$, generates $q_r = 1$; (c) when $\Delta\gamma = 0^\circ$, generates $q_r = 1.5$; (d) when $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$, generates $q_r = 0.5$.

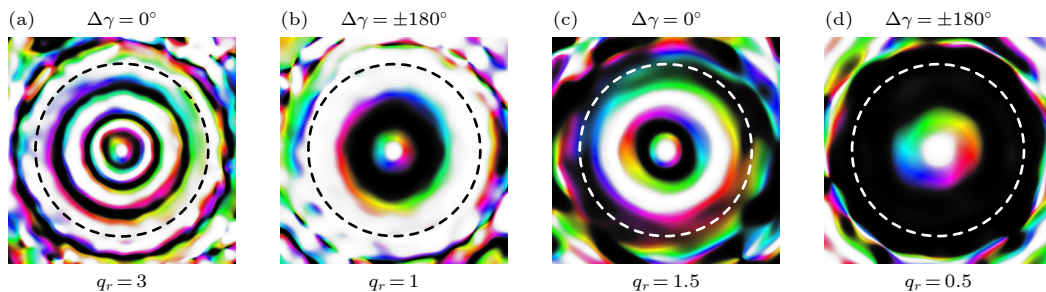


图 9 斯格明子拓扑结构示意图 (a) 生成 $q_r = 3$ 的斯格明子; (b) 生成 $q_r = 1$ 的斯格明子; (c) 生成 $q_r = 1.5$ 的斯格明子; (d) 生成 $q_r = 0.5$ 的斯格明子

Fig. 9. Schematic of skyrmion topological structures: (a) Generation of skyrmions with $q_r = 3$; (b) generation of skyrmions with $q_r = 1$; (c) generation of skyrmions with $q_r = 1.5$; (d) generation of skyrmions with $q_r = 0.5$.

结果,进一步验证了实际光场中的拓扑结构变化.图 9(a), (b) 分别对应图 8(a) 中 $\Delta\gamma = 0^\circ$ 和图 8(b) $\Delta\gamma = \pm 180^\circ$ 的情形,生成的斯格明子分别具有 $q_r = 3$ 和 $q_r = 1$ 的径向缠绕特征;图 9(c), (d) 则对应图 8(c), (d) 中的两种调控方式,输出光场的径向缠绕数分别为 $q_r = 1.5$ 和 $q_r = 0.5$ 的径向缠绕特征.研究表明,通过层间相对旋转,可以在多种径向阶数之间实现快速切换,从而对斯格明子的拓扑结构进行动态可编程调控.与单层情况相比,除了外圈弱能区可能出现轻微偏差(由离散化和远场计算引起)外,虚线圈内的极化纹理与目标设计高度一致.

3.3 三层超表面的斯格明子拓扑结构及其调控特性

为进一步提升自由度,我们将思路推广至 3 层超表面结构.3 层结构仍保持相同的方位角调控参数,仅通过将某一层相对其余两层旋转 180° 来改变该层径向相位贡献的符号.图 10 展示了在同一超表面器件内实现多达 4 种不同径向缠绕数组合的状态.选择 3 层超表面从上到下依次为 $q_r = 2, q_r = 1, q_r = 0.5$, 同时保持方位角数 $q_\psi = 1$ 不变.仅旋转第 1 层超表面 ($\gamma_1 = 180^\circ, \gamma_2 = \gamma_3 = 0^\circ$) 时,得到 $q_r = 0.5$ 的斯格明子(图 10(a));仅旋转第 2 层 ($\gamma_2 = 180^\circ, \gamma_1 = \gamma_3 = 0^\circ$) 时,得到 $q_r = 1.5$ (图 10(b));仅旋转第 3 层 ($\gamma_3 = 180^\circ, \gamma_1 = \gamma_2 = 0^\circ$) 时,得到 $q_r = 2.5$ (图 10(c));3 层均不旋转 ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 0^\circ$), 则径向相位延迟完全叠加,得到 $q_r = 3.5$ (图 10(d)).由此可见,3 层超表面器件可在 4 个彼此区分良好的径向阶数间切换,实现比双层更丰富的状态集.上述思路可以拓展至多层结构,从而极大地提升了斯格明子调控的灵活性.尽管多层堆

叠在外圈边带处引入了轻微的拓扑纹理失真,这主要源于相位累积误差,但与单层超表面相比,该结构显著扩展了斯格明子态的可调空间,实现了从单一拓扑态到多维度拓扑态的跨越式提升,为 THz 波段多维光场调控和高容量光通信提供了高度集成且可实时重构的解决方案.

3.4 双层莫尔超表面的斯格明子拓扑结构及其调控特性

上述研究已证实多层超表面在斯格明子径向阶数调制方面具有显著灵活性.然而,为简化器件结构,本研究提出了一种扭转可调双层莫尔超表面设计,该设计可在特定旋转角度范围内实现径向阶数的连续调节.如图 11 所示,展示了在不同相对旋转角度下生成的不同径向阶数斯格明子.结果表明,生成阶数的大小与旋转角度呈正相关,这一现象与图 3 所示的相位分布特征相吻合.值得注意的是,与前述多层斯格明子超表面不同,莫尔超表面在实验过程中引入了更大的误差.这种误差主要源于两个因素:首先,当两层超表面相对旋转时,其结构单元无法完全对齐;其次,旋转角度的引入进一步增大了系统误差,从而对最终结果产生显著影响.

在太赫兹光通信系统中,维持光场的拓扑不变量对于确保信息传输的稳定性和抗干扰性至关重要.为验证所提出多层超表面结构在传播过程中的拓扑保持性与径向相位稳定性,我们系统分析了不同斯格明子数拓扑光场的传输特性及高径向缠绕态的翻转行为,结果如图 12 所示.具体而言,本文在一个瑞利距离 (Z_R) 以内对输出场的空间分布进行全波计算与分析.图 12(a) 展示了两种代表性类型 (Bloch 型与反型) 的斯格明子在不同 q_ψ 条件下

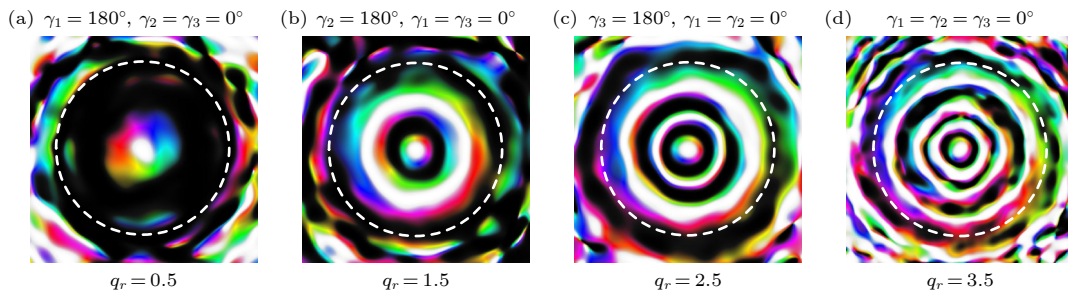


图 10 3 层超表面生成的斯格明子示意图 (a) $q_r = 0.5$; (b) $q_r = 1.5$; (c) $q_r = 2.5$; (d) $q_r = 3.5$

Fig. 10. Schematic diagram of skyrmions generated by the three-layer metasurface at that time: (a) $q_r = 0.5$; (b) $q_r = 1.5$; (c) $q_r = 2.5$; (d) $q_r = 3.5$.

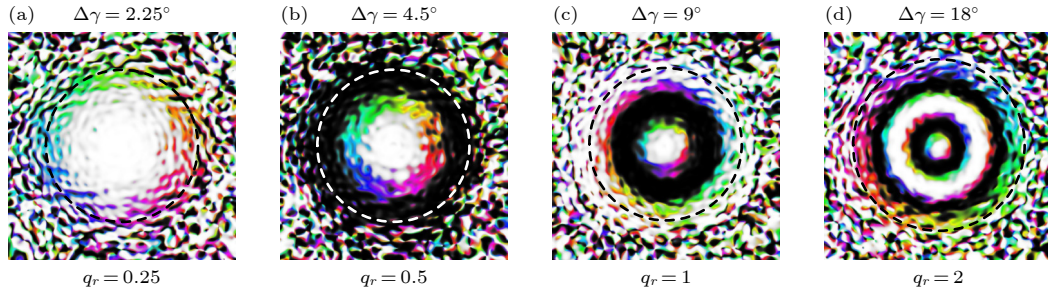


图 11 扭转可调双层莫尔超表面生成斯格明子 (a) 在两层超表面相对旋转角度为 $\Delta\gamma = 2.25^\circ$ 时, 生成梅隆子; (b) 增大旋转角度至 $\Delta\gamma = 4.5^\circ$ 后生成 $q_r = 0.5$ 阶斯格明子; (c) 旋转角度至 $\Delta\gamma = 9^\circ$ 后生成 $q_r = 1$ 阶斯格明子; (d) 旋转角度至 $\Delta\gamma = 18^\circ$ 后生成 $q_r = 2$ 阶斯格明子

Fig. 11. Twist-tunable bilayer moiré metasurface generate skyrmions: (a) Generation of merons when the relative rotation angle between two metasurface layers is $\Delta\gamma = 2.25^\circ$; (b) generation of $q_r = 0.5$ order skyrmion after increasing the rotation angle to $\Delta\gamma = 4.5^\circ$; (c) generation of $q_r = 1$ order skyrmion after rotating to angle $\Delta\gamma = 9^\circ$; (d) generation of $q_r = 2$ order skyrmion after rotating to angle $\Delta\gamma = 18^\circ$.

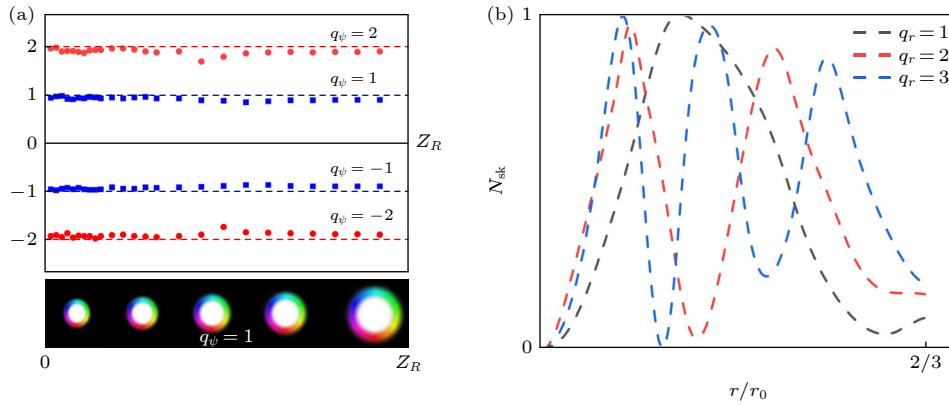


图 12 斯格明子场的传播性质以及径向翻转性质 (a) 不同型别 (Bloch/反型) 与不同方位缠绕数 q_ψ 的 N_{sk} 随传播距离的演化曲线, 下方为 $q_\psi = 1$ 时的强度分布演化; (b) 在固定 $q_\psi = 0.5$ 条件下, 对应不同 $q_r = 1, 2, 3$ 时 N_{sk} 随归一化半径 r/r_0 的变化

Fig. 12. Propagation properties and radial flipping properties of skyrmion fields: (a) Evolution curves of N_{sk} with propagation distance for different types (Bloch/anti type) and different winding numbers q_ψ , below is the evolution of intensity distribution for $q_\psi = 1$; (b) under fixed $q_\psi = 0.5$ conditions, the change in N_{sk} with normalized radius r/r_0 when corresponds to different $q_r = 1, 2, 3$.

的传播演化曲线. 结果表明, 无论目标斯格明子数为 ± 1 还是 ± 2 , 曲线仅在近-远场过渡区出现轻微起伏, 整体始终保持在接近理论值的水平, 表明拓扑数在自由空间传播中保持量子化与不变性. 下方强度图仅呈现出束斑的自然膨胀, 而极化纹理与手性结构并未被破坏, 进一步佐证了所设计超表面的拓扑保持性. 随后, 我们进一步分析了生成斯格明子场的径向稳定性及翻转特性. 如图 12(b) 所示, 在 $q_\psi = 0.5$ 条件下, 通过改变径向缠绕数 q_r 研究了在不同归一化半径 r/r_0 范围内的 N_{sk} 变化曲线. 结果显示, 在第 1 次与第 2 次径向翻转位置, N_{sk} 与理论值一致, 表明在多次径向相位反转过程中, 光场的径向拓扑结构仍能稳定保持. 然而, 当半径进一步增大时, 边缘区域的 N_{sk} 开始偏离理想值, 这

主要归因于外围区域入射光强度降低, 导致能量转换效率下降; 同时, 受限于仿真网格精度与超表面排布有限尺寸, 边缘处不可避免地引入了相位与强度扰动, 从而在极外围区域产生偏差.

4 误差分析

4.1 THz 多层超表面的频率鲁棒性

本研究在 1 THz 频率实现了对斯托克斯矢量斯格明子的径向调控, 但在实际实验中不可避免地会引入频率误差, 因此探究宽带频率对于超表面的鲁棒性非常重要. 探究在 250—350 μm 波段, 对应 0.85—1.2 THz 的单层超表面结构与双层莫尔超表面的宽带影响. 如图 13 所示, 选择

$q_r = 0.5$, $q_\psi = 1$ 斯格明子作为探究宽带响应的对象. 可以看出在 1 THz 单一频率处有最好的响应, 随着频率的增大或减小, 其拓扑结构都会产生变化, 在 $\pm 3\%$ 范围内能保持较高的斯格明子数. 但超过 $\pm 10\%$ 的宽带范围, 其斯格明子数就会急剧恶化. 我们分析其中原因, 提出其斯格明子拓扑结构的变化与波长有一定的联系. 如下述 (19) 式描述 [42]:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda}, \quad (19)$$

其中 $\Delta\phi$ 为双折射相位差, Δn 为双折射折射率差值, 由材料本身特性以及随频率变化的色散特性决定. 但本研究采用的高阻硅在 THz 波段几乎无色散, 并且折射率随频率变化极小, 可视为不发生变化. 由此可知, 相位差 $\Delta\phi$ 与波长 λ 存在一定关系, 忽略某些存在特殊谐振的结构单元, 可以看出: 当频率降低时, 此时径向相位差变换减小, 使得斯格

明子覆盖庞加莱球面积逐渐减小. 当频率升高时, 径向相位差变化增大, 导致覆盖庞加莱球次数超过一次. 上述两种情况都会导致斯格明子数明显降低, 如图 13 所示. 但对于双层莫尔超表面来说, 径向相位差变化不再连续, 而是为了满足旋转调控特性进行设计, 导致波长变化时不再能产生统一的变化, 从而产生很大影响. 如图 13 所示, 可以看出只有在 1 THz 频率处才能生成较明显的斯格明子.

4.2 THz 多层超表面入射光鲁棒性分析

在实际实验中, 光束的注入情况往往不是理想平面正入射, 我们需要对其进行模拟补充, 以验证超表面对入射光的鲁棒性情况. 超表面设计为半径为 3.75 mm 的圆形排列方式, 验证不同束腰半径的入射情况以及在轻微入射角以及偏心注入的情况下, 对最后生成斯格明子的影响. 图 14(a)–(e)

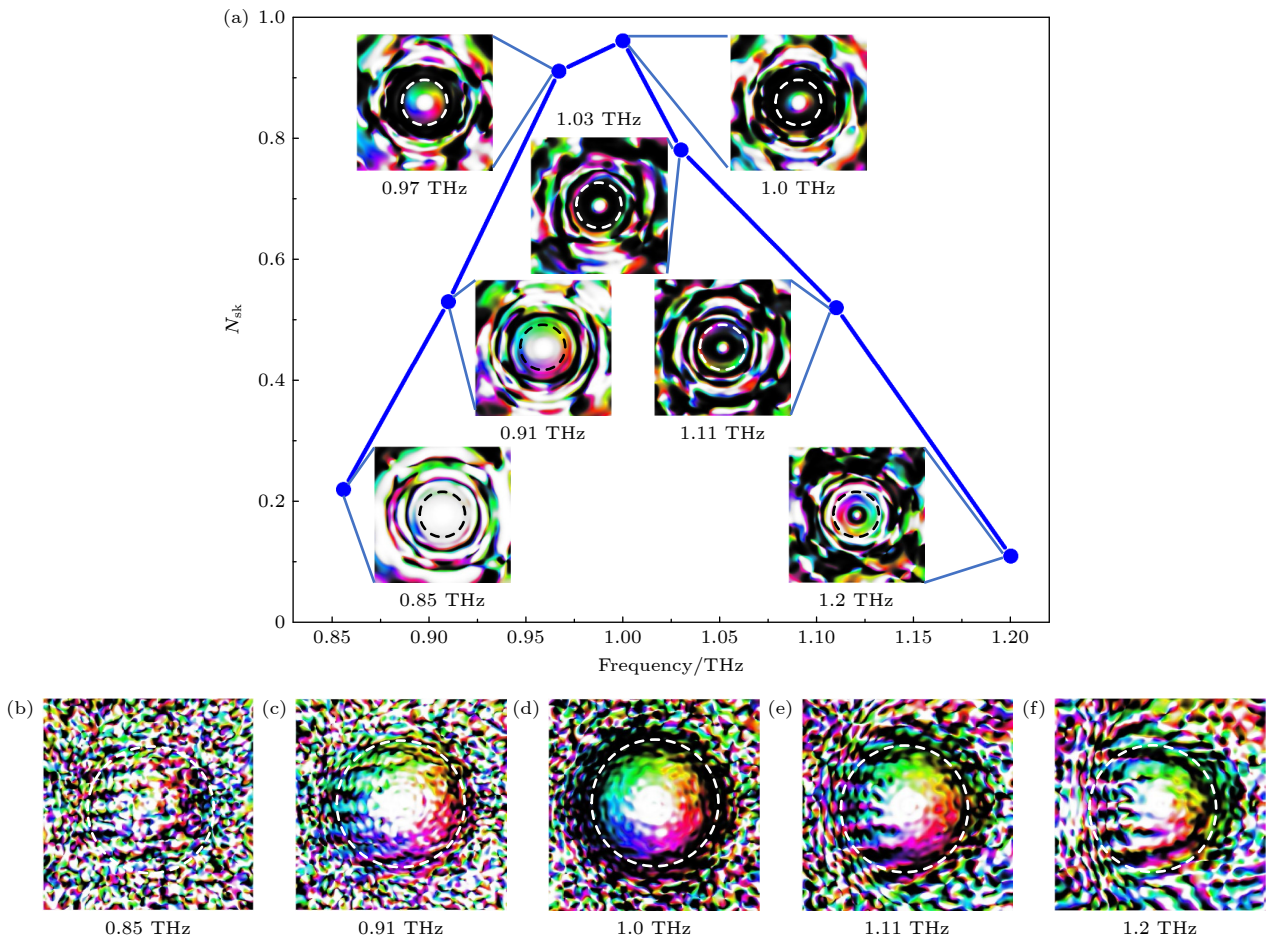


图 13 斯托克斯矢量斯格明子随频率变化 (a) 产生 $q_r = 0.5$, $q_\psi = 1$ 的单层超表面随频率变化其斯格明子数以及对应的偏振图变化; (b), (c) 双层莫尔超表面对应的偏振图像变化

Fig. 13. Frequency-dependent evolution of Stokes vector skyrmions: (a) Frequency-dependent skyrmion number and corresponding polarization patterns for a single-layer metasurface with $q_r = 0.5$, $q_\psi = 1$; (b), (c) polarization pattern evolution for a double-layer Moire metasurface.

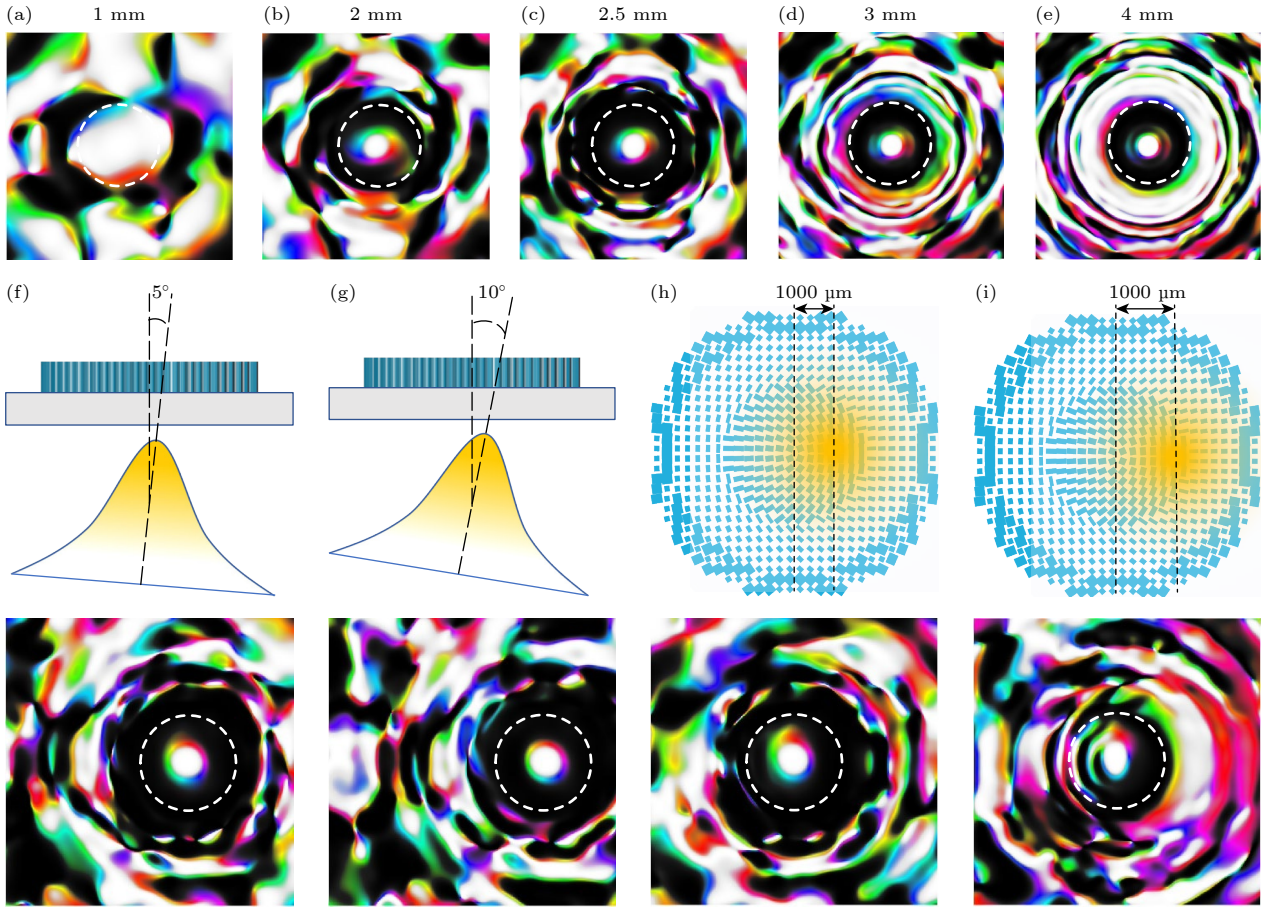


图 14 不同光束注入情况对斯格明子的影响 (a)–(e) 分别为束腰半径从 1 mm 增至 4 mm 时的斯格明子变化; (f), (g) 当光束分别以 5° 和 10° 的角度入射时的变化; (h), (i) 当入射偏移不同距离时对应的斯格明子变化

Fig. 14. Effect of different beam injection conditions on skyrmions: (a)–(e) Changes in skyrmions when the beam waist radius increases from 1 mm to 4 mm; (f), (g) changes when the beam is incident at angles of 5° and 10° , respectively; (h), (i) changes in skyrmions corresponding to different incident offset distances.

展示了在不同束腰半径入射的结果, 可以看出在 1 mm 时无法生成完整的斯格明子构型. 在高于 2 mm 之后都可以在中心生成相同尺寸大小的斯格明子, 不同的是越大的束腰半径越会导致边缘产生明显的拓扑变化, 如图 14(e) 所示, 生成类似于 $q_r = 1$ 的径向高阶斯格明子. 图 14(f), (g) 分别为以 5° 和 10° 的角度入射, 从下图可以看出, 出现了偏移的情况. 图 14(h), (i) 分别代表偏心注入情况, 在 1 mm 的偏移下产生的误差较小, 但在 2 mm 以上时就会产生较大误差.

4.3 双层莫尔超表面误差分析

本研究主要对双层莫尔超表面中因旋转引入的误差进行分析. 由 (13) 式可知, 双层超表面的联合相位分布与单元结构转角 $\Delta\theta = (\theta_2 - \theta_1)$ 直接相关. 在拓扑荷数 $\ell = 1$ 的条件下, 两层超表面之间的

相对转角与每个单元结构的转角为 2 倍关系, 即 $\Delta\gamma = 2\Delta\theta$. 而相对旋转角度 $\Delta\gamma$ 与不同径向相位延迟的关系由分辨率常数 a 决定, 即增大 a 可在相同转角条件下实现更快的相位延迟变化, 从而减小误差. 同时, 增大 a 也需要增加超表面结构单元数以实现与分辨率的匹配. 以图 3 中的莫尔超表面相位为例进行分析. 在图 15 中, 直接旋转超表面会引入单元旋转角度和结构单元偏移两种误差. 后者在相同相位中分布多个单元时, 因偏移引入的误差相对较小; 而前者在大角度旋转时会引入显著误差. 我们以直接旋转超表面与仅对第 2 层超表面进行相位变化而不改变其旋转角度之间的强度差作为衡量标准. 图中第 1 行和第 2 行分别代表同极化分量 (CoP) 以及交叉极化分量 (CrP), 理论计算了因为旋转而带来的幅度上的误差, 同时相比于主分量, 误差可以忽略不计. 从图 15(c), (f) 可见, 仅在

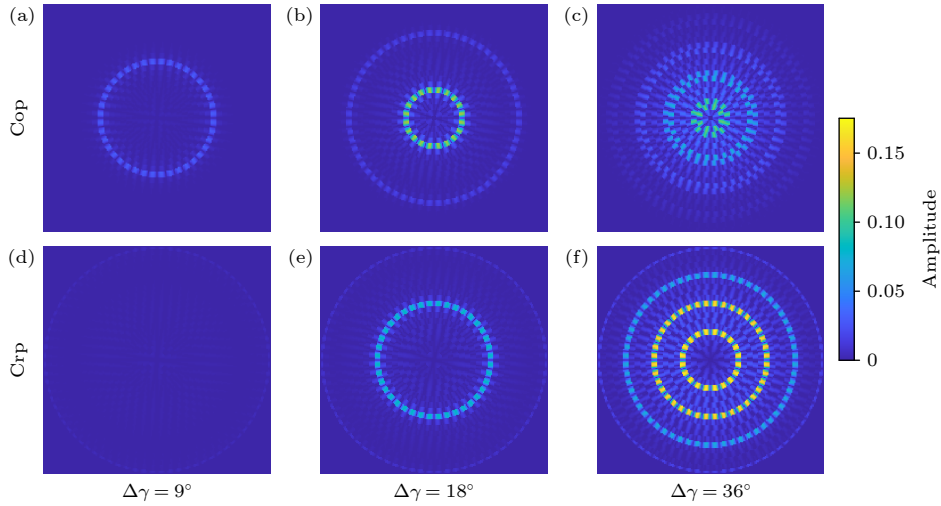


图 15 理论计算误差强度图, 计算直接旋转第 2 层超表面与保持超表面转角相位而不引入单元旋转误差之间的差异 (同极化和交叉极化分量强度均归一化到 1 进行计算) (a)–(c) 分别是在同极化分量中旋转不同的角度而产生的误差强度; (d)–(f) 代表交叉极化中旋转不同角度而引入的误差

Fig. 15. Theoretical error intensity diagram. Calculated by comparing the direct rotation of the second-layer metasurface with maintaining the phase angle of the metasurface rotation without introducing cell rotation error (both in-plane and cross-polarization component intensities normalized to 1 for calculation): (a)–(c) The error intensity produced by rotating different angles in the same-polarization component; (d)–(f) the error introduced by rotating different angles in the cross-polarization component.

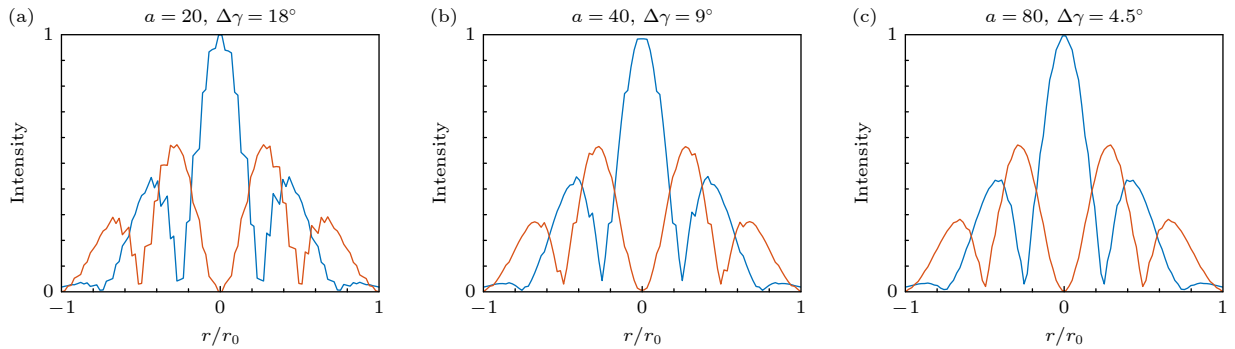


图 16 同极化和交叉极化分量二维切面幅度图, 相位分布对应图 3(i), 蓝线为同极化分量, 橙线为交叉极化分量 (a) $a = 20$, $\Delta\gamma = 18^\circ$; (b) $a = 40$, $\Delta\gamma = 9^\circ$; (c) $a = 80$, $\Delta\gamma = 4.5^\circ$

Fig. 16. In-plane and cross-polarization component two-dimensional cross-sectional amplitude plots (blue line represents the in-plane polarization component; orange line represents the cross-polarization component): (a) $a = 20$, $\Delta\gamma = 18^\circ$; (b) $a = 40$, $\Delta\gamma = 9^\circ$; (c) $a = 80$, $\Delta\gamma = 4.5^\circ$.

旋转角度为 $\Delta\gamma = 36^\circ$ 时, 强度差值较为明显, 此时对光束整形后的强度产生一定影响. 而在旋转角度为 $\Delta\gamma = 18^\circ$ 时, 强度误差几乎均在 0.1 以下, 可忽略不计. 因此, 旋转角度越小, 引入的结构单元旋转误差也越小.

为了最大限度地保证斯格明子的生成效果, 我们通过理论计算分析了不同分辨率常数下透射分量的输出情况. 如图 16 所示, 分辨率常数 a 对整形幅度具有显著影响, 增大 a 值可以获得更加平滑的幅度分布. 此外, a 值的增大还能够减小产生相同相位分布所需的旋转角度. 例如, 当 a 值增大

1 倍时, 相应的旋转角度减小一半即可获得与原始状态相同的相位分布.

5 结 论

本研究设计并验证了一种多层可旋转的太赫兹 (THz) 超表面器件, 通过几何相位与动态相位的协同调控, 实现了不同径向阶数斯格明子的可编程生成与切换. 此外, 我们还设计了一种 THz 波段的扭转可调双层莫尔超表面器件, 实现了任意径向阶数斯格明子的调制. 在器件设计中, 选用双折射

超表面单元, 并约束其动态相位在空间上近似不变, 从而保持了拓扑不变量, 确保了远距离的稳定传输. 在此基础上, 通过调节相邻超表面层的相对旋转, 实现了等效几何相位的相加与相减, 进而在无需外加电磁场或相变材料的条件下, 实现了径向缠绕数的灵活调制与多种斯格明子拓扑态的生成. 这一策略显著拓展了 THz 超表面对矢量光场的操控维度, 在传统以斯格明子数 (方位角拓扑) 编码之外, 引入了与之正交的径向缠绕维度, 为 THz 光通信提供了高自由度、易集成、低功耗的多维复用与调制路径.

参考文献

- [1] Zambrini R, Barnett S M 2007 *Opt. Express* **15** 15214
- [2] Forbes A, de Oliveira M, Dennis M R 2021 *Nat. Photonics* **15** 253
- [3] Rubinsztein-Dunlop H, Forbes A, Berry M V, Dennis M R, Andrews D L, Mansuripur M, Denz C, Alpmann C, Banzer P, Bauer T, Karimi E, Marrucci L, Padgett M, Ritsch-Martens M, Litchinitser N M, Bigelow N P, Rosales-Guzmán C, Belmonte A, Torres J P, Neely T W, Baker M, Gordon R, Stilgoe A B, Romero J, White A G, Fickler R, Willner A E, Xie G, McMorran B, Weiner A M 2017 *J. Opt.* **19** 013001
- [4] Marrucci L, Karimi E, Slussarenko S, Piccirillo B, Santamato E, Nagali E, Sciarrino F 2011 *J. Opt.* **13** 064001
- [5] Rosales-Guzmán C, Rodríguez-Fajardo V 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 200503
- [6] Li Y X, Zhang H Y, Cheng J X, Wang J C, Zhang M, Jiang Q Y, Liu M, Zhang Y P 2026 *Acta. Phys. Sin.* **75** 010404 [李禹希, 张会云, 陈炯煦, 王嘉诚, 张敏, 蒋庆友, 刘蒙, 张玉萍 2026 *物理学报* **75** 010404]
- [7] Jia Y C, Zhang F R, Zhang J F, Kong L J, Zhang X D 2024 *Acta. Phys. Sin.* **73** 094202 (in Chinese) [贾谊成, 张福荣, 张景风, 孔令军, 张向东 2024 *物理学报* **73** 094202]
- [8] Shen Y J, Zhang Q, Shi P, Du L P, Yuan X C, Zayats A V 2023 *Nat. Photonics* **18** 15
- [9] Zhou Z K, Wang S C, Li X P 2024 *Acta. Opt. Sin.* **44** 1026005 (in Chinese) [周志凯, 王思聪, 李向平 2024 *光学学报* **44** 1026005]
- [10] Tokura Y, Kanazawa N 2021 *Chem. Rev.* **121** 2857
- [11] Wang C H, Wang J M, Huang C, Zhang D, Liu S, Liu Y W 2025 *Opt. Express* **33** 3068
- [12] Tsesses S, Ostrovsky E, Cohen K, Gjonaj B, Lindner N H, Bartal G 2018 *Science* **361** 993
- [13] Bai C Y, Chen J, Zhang Y X, Zhang D W, Zhan Q W 2020 *Opt. Express* **28** 10320
- [14] Shen Z, Lu S, Xiong X 2024 *Opt. Express* **32** 48289
- [15] Davis T J, Janoschka D, Dreher P, Frank B, Meyer Zu Heringdorf F J, Giessen H 2020 *Science* **368** eaba6415
- [16] Lei X R, Zhan Q W 2023 *ACS Photonics* **10** 3551
- [17] Teng H A, Zhong J Z, Lei X R, Zhan Q W 2025 *Commun. Phys.* **8** 99
- [18] Wang S C, Zhou Z K, Zheng Z C, Sun J L, Cao H K, Song S C, Deng Z L, Qin F, Cao Y Y, Li X P 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 073802
- [19] Teng H A, Zhong J Z, Chen J, Lei X R, Zhan Q W 2023 *Photonics Res.* **11** 2042
- [20] Singh K, Ornelas P, Dudley A, Forbes A 2023 *Opt. Express* **31** 15289
- [21] Allan S R, Yoneda Y, Omatsu T 2025 arXiv: 10760
- [22] Srinivasa Rao A 2024 *J. Opt. Soc. Am. A* **41** 1059
- [23] Li T Y, Liu M J, Chen C, Li X Y, Hou J H, Yang X, Wang S M, Zhu S N 2024 *J. Opt.* **26** 09LT01
- [24] Lin W B, Ota Y, Arakawa Y, Iwamoto S 2024 *Optica* **11** 1588
- [25] Rao L X, Wang J J, Wang X H, Wu S B, Zhao X Q, Liu W Z, Xie R S, Shen Y J, Shi L, Zi J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 026203
- [26] Mata-Cervera N, Sharma D K, Shen Y, Paniagua-Dominguez R, Porras M A 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 033805
- [27] Gao S J, Speirits F C, Castellucci F, Franke-Arnold S, Barnett S M, Götte J B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 049901
- [28] Ye Z, Barnett S M, Franke-Arnold S, Götte J B, McWilliam A, Speirits F C, Cisowski C M 2024 *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.* **480** 20240109
- [29] Mata-Cervera N, Xie Z Y, Li C, Yu H Y, Ren H R, Shen Y J, Maier S A 2025 *Nanophotonics* **14** 4069
- [30] Wang A A, Ma Y F, Zhang Y Q, Zhao Z M, Cai Y X, Qiu X K, Dong B W, He C 2024 arXiv: 16311
- [31] Chen W T, Khorasaninejad M, Zhu A Y, Oh J, Devlin R C, Zaidi A, Capasso F 2017 *Light-Sci. Appl.* **6** e16259
- [32] Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, Mueller J P B, Capasso F 2017 *Science* **358** 896
- [33] He T T, Meng Y, Wang L L, Zhong H K, Mata-Cervera N, Li D, Yan P, Liu Q, Shen Y J, Xiao Q R 2024 *Nat. Commun.* **15** 10141
- [34] Hakobyan V, Shen Y, Brasselet E 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 054038
- [35] Hakobyan V, Brasselet E 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 083802
- [36] Cao T, Wang R Z, Simpson R E, Li G X 2020 *Prog. Quant. Electron.* **74** 100299
- [37] Jepsen P U, Fischer B M, Thoman A, Helm H, Suh J Y, Lopez R, Haglund R F 2006 *Phys. Rev. B* **74** 205103
- [38] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, Horie Y, Faraji-Dana M, Faraon A 2018 *Nat. Commun.* **9** 812
- [39] Bernet S 2021 *J. Opt. Soc. Am. A* **38** 1521
- [40] Pander A, Kagami H, Kitayama D, Hamada H, Takahashi H 2025 *Optica* **12** 1327
- [41] Dai J M, Zhang J Q, Zhang W L, Grischkowsky D 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1379
- [42] Fu Y, Chen Z H, Tang Z L, Ji Y H 2021 *Appl. Opt.* **60** 8472

Programmable regulation of radial order of terahertz skyrmions*

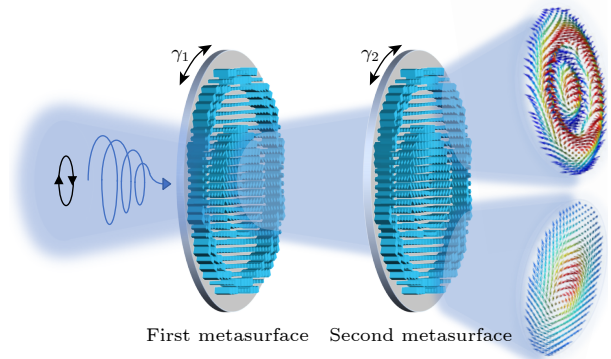
LI Wenyu MA Huifang[†] ZHANG Huiyun YANG Zhipeng
ZHOU Ruidan KE Lin[‡] ZHANG Yuping^{††}

(Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, College of Electronic and Information Engineering,
Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China)

(Received 27 October 2025; revised manuscript received 18 November 2025)

Abstract

Optical Stokes vector skyrmions, as novel fully Poincaré spherical vector beams, hold broad application prospects in optical communication, optical computing, multiplexing, and super-resolution imaging. However, existing research primarily focuses on the controllable generation of single optical skyrmions, with limited exploration of continuous modulation of different skyrmion configurations and insufficient investigation into generation in the terahertz frequency band. This paper proposes a multilayer metasurface that generates higher-order topological configurations of Stokes vector skyrmions through rotation. For instance, a two-layer structure enables rotational control of two skyrmion types, while a three-layer design achieves control over four skyrmion types. A twist-tunable double-layer Moiré metasurface design is simultaneously developed, where the two metasurface layers are designed with complementary Moiré phases to achieve continuous modulation of the radial skyrmion order. By synergistically modulating the geometric and dynamic phases of the metasurface, the topological invariance of free-space propagating skyrmions is preserved while maintaining beam intensity. The paper presents detailed theoretical analysis and numerical results, which are validated through full-wave simulation studies. This multilayer metasurface design enables dynamic control of Stokes vector and skyrmion configurations solely by adjusting the relative rotation angles between layers, without the need to change incident light or external conditions. This approach breaks through the limitations of traditional phase modulation methods reliant on phase-change materials. Furthermore, the dual-layer Moiré metasurface design significantly improves device integration, providing a highly integrated and flexible technical approach for realizing multidimensional light field manipulation systems and long-distance terahertz optical communication systems.



Keywords: THz metasurfaces, skyrmions, phase modulation, Moiré metasurface

DOI: [10.7498/aps.75.20251463](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251463)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251463](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251463)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62375158, 62305196) and the Natural Science Foundation of Qingdao, China (Grant No. 25-1-1-153-zyyd-jch).

[†] Corresponding author. E-mail: mahuif@126.com

[‡] Corresponding author. E-mail: sdust_innovation@126.com

^{††} Corresponding author. E-mail: sdust_thz@163.com



太赫兹斯格明子径向阶数的可编程调控

李文宇 马慧芳 张会云 杨志鹏 周瑞丹 柯琳 张玉萍

Programmable regulation of radial order of terahertz skyrmions

LI Wenyu MA Huifang ZHANG Huiyun YANG Zhipeng ZHOU Ruidan KE Lin ZHANG Yuping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050405 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251463

CSTR: 32037.14.aps.75.20251463

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251463>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

复合相位调控的波束转向可控反射型超表面

Composite phase modulated beam steering controllable reflective metasurface

物理学报. 2024, 73(22): 224201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240764>

弧度与旋转共同诱导相位调控太赫兹超表面

Radian and rotation co-induced phase controlling terahertz metasurfaces

物理学报. 2025, 74(2): 028701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241465>

太赫兹多波束调控反射编码超表面

Terahertz multibeam modulation reflection-coded metasurface

物理学报. 2023, 72(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221962>

可重构超构表面实现L波段波束动态调控及信息调制

Reconfigurable metasurface achieved dynamic beam control and information modulation of L-band beams

物理学报. 2025, 74(10): 108101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241668>

基于几何相位的太赫兹编码超表面反射器研制与测试

Encoding terahertz metasurface reflectors based on geometrical phase modulation

物理学报. 2023, 72(24): 248707 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230989>

空间与时空涡旋光独立调控的太赫兹超表面

Terahertz metasurface independently controlled by spatial vortex and spatiotemporal optical vortex

物理学报. 2026, 75(1): 248707 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251078>