

专题: 半导体物理与器件

光子晶体板动量空间中的相位场*

李传林¹⁾ 任翱博^{1)†} 巫江^{1)2)‡}

1) (电子科技大学基础与前沿研究院, 成都 611731)

2) (墨子实验室, 郑州 450001)

(2026年1月20日收到; 2026年2月14日收到修改稿)

光学相位调控在光通信、信息处理和精密测量等领域具有重要意义。相较于实空间调控, 动量空间相位调控展现出显著优势: 无结构中心束缚、模式容量不受限, 且具备本征的拓扑保护特性。这种内在的灵活性与可扩展性, 使得系统在实际应用中无需严格的光学对准, 并能提供大量独立的调控通道, 推动高性能、高集成度光学系统的发展。光子晶体板以其开放边界周期性以及动量空间光场操控等优势, 已成为动量空间相位场研究的重要平台。本文基于偏振正交分解和时域耦合模式理论下的散射矩阵, 系统阐述了光子晶体板中二维动量空间和多维合成动量空间相位场的产生机理, 并综述了近年来的相关研究与应用进展。最后, 对动量空间相位场领域的发展现状、核心优势与挑战进行总结和展望。

关键词: 动量空间相位场, 光子晶体板, 动量空间光学物态调控, 涡旋激光器**DOI:** 10.7498/aps.75.20260100**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260100

1 引言

光学物态调控作为现代光学和光子技术的重要研究方向, 其进展直接关系到低功耗光源、超快调制、智能探测和小型化异质集成等光电子器件的基础研究和应用性能的提升。相位、振幅、波长与轨道角动量等是光波的基本属性。其中, 相位调控在光通信和量子光学等领域具有重要意义^[1]。对光波相位的调控, 最早始于实空间的方法探索。经典光学元件如 $\pi/2$ 相位转换器、螺旋相位板、叉形光栅以及螺旋波带片, 可通过调控光束的方位角相位, 产生携带轨道角动量 (orbit angular momentum) 的光学涡旋^[2]。由透镜、衍射光栅和空间光调制器组成的4f脉冲整形系统, 可用于生成时空光学涡旋 (optical vortex)^[3,4]。与传统依赖渐变相位积累的光学元件不同, 超表面通过在波长尺度引入相位突

变, 能显著减小光学相位调控系统的尺寸^[5-8]。基于空间变化的偏振控制, 可进一步实现几何相位, 即 Pancharatnam-Berry 相位。利用 Pancharatnam-Berry 相位设计的超表面, 能够为入射的左旋和右旋圆偏振光赋予不同的轨道角动量^[9]。通过对相位进行调控, 其他偏振态的入射光经过偏振敏感超表面后也可产生轨道角动量^[10]。借助自旋-轨道相互作用 (spin-orbit interaction) 诱导的 Pancharatnam-Berry 相位, 超表面还能实现光子自旋角动量 (spin angular momentum) 和轨道角动量之间的量子纠缠^[11]。超表面因其结构灵活、功能可调等优点^[12-16], 已经成为光学相位调控研究的重要平台, 然而其本身通常缺乏拓扑保护特性^[17]。在空间结构中引入周期性, 为解决这一问题提供了可行途径^[18-20]。

光子晶体是一种相对介电常数与磁导率在空间中呈周期性分布的人工微结构。与电子在晶格周期性势场中形成的布洛赫波相似, 光子晶体中的电

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1401100) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: aobo.ren@uestc.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: jiangwu@uestc.edu.cn

磁波模式也可用布洛赫函数描述, 并由此形成具有带隙特征的光子能带结构^[21]. 最初, 光子带隙被应用于光子晶体微腔中, 以抑制并调控自发光辐射的再分布, 以及促进光子局域^[22-25]. 随着凝聚态物理中拓扑不变量(如 Chern number) 概念的引入^[26], 一系列拓扑态相继在光子带隙中被发现, 包括角态^[27-29]、边界态^[30-35](如量子霍尔态、量子自旋霍尔态、量子谷霍尔态、Su-Schrieffer-Heeger 态) 和狄拉克涡旋态^[36-38]等. 此外, 通过体能带带边多极子翻转所诱导的反射, 也可以形成拓扑边界态^[39]. 尽管上述拓扑概念主要建立在厄密系统的框架之下, 但通过引入一阶光栅的一阶布拉格衍射或二阶光栅的零阶布拉格衍射等机制, 这些拓扑物理效应同样在非厄密光子系统如激光器等中展现出重要的应用价值^[40-42].

当光子晶体具有有限厚度时(即光子晶体板), 系统从厄密体系转变为非厄密体系, 从而可与外界进行能量交换^[43]. 位于光锥以上的波导模式会与自由空间发生耦合, 产生导模共振(guided resonance)^[44,45]. 这些共振模式以平面波形式向光子晶体板外辐射, 并具有确定的动量 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 和偏振态, 进而在动量空间中形成偏振场^[46-48]:

$$(c_x, c_y) = \left(\iint_{\text{unit cell}} dx dy \right)^{-1} \times \iint_{\text{unit cell}} E(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (1)$$

通常, 辐射偏振态表现为椭圆偏振, 其中线偏振(椭圆短轴长度为零)和圆偏振(椭圆的短轴长度与长轴相等)是其两种特殊情形^[49]. 动量空间偏振场中的拓扑不变量用偏振拓扑荷(topological charge)表示, 其由偏振椭圆长轴与水平方向之间夹角 $\alpha(\mathbf{k})$ 的梯度沿逆时针闭合回路 L 积分给出^[50,51]:

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint_L d\mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \alpha(\mathbf{k}). \quad (2)$$

动量空间偏振场中的物态调控主要围绕偏振奇点展开, 包括 V 点(vortex point)和 C 点(circularly-polarized point)等^[52,53]. V 点携带整数拓扑荷, 被用于产生连续域束缚态(bound states in the continuum)和单向导模谐振(unidirectional guided resonance)^[54-58]. 连续域束缚态具有极高的品质因子, 广泛用于激光器^[59-64]、量子光源^[65,66]、传感器^[67-69]及光与物质相互作用^[57,70-72]等性能的提升. 单向导模谐振是一种无需外部反射镜的本征单向辐射

态^[73], 已用于实现高速硅光调制器^[74]和光束偏移^[75]等器件. C 点携带半整数拓扑荷^[49], 可用于实现高性能圆二色性^[76-78]和手性激光器^[79,80]等应用. 此外, exceptional点同样具有半整数拓扑荷. 在 exceptional点处, 模式的复频率和电磁场分布同时发生简并^[81]. exceptional点不仅可用于实现高灵敏度传感器^[82], 也为连接能带拓扑和辐射拓扑提供了潜在桥梁^[43]. exceptional点可与动量空间偏振场中的连续域束缚态等发生耦合^[83], 还能与动量空间相位场中的奇点发生相互作用^[84].

动量空间相位场指物理量在动量空间(波矢空间)中的相位分布. 相较于实空间相位调控, 动量空间相位调控具有无需复杂光学对准、具备拓扑鲁棒性等优势. 从调控维度出发, 可将其分为两类: 一是仅依赖于波矢 k_x, k_y 的二维动量空间相位场^[85-87]; 二是引入频率、几何参数等合成维度后形成的多维合成动量空间相位场. 维度的扩展进一步丰富了光场调控的自由度, 例如为时空涡旋光的产生提供了可能^[88,89]. 从相位分布形态的角度, 动量空间相位场主要分为3类: 相位涡旋场, 对应轨道角动量生成、拓扑准粒子产生及光子自旋霍尔效应等应用^[90,91]; 相位梯度场, 可用于实现光束的横向偏移等操控^[75,92]; 相位差场, 则关联完美偏振转换、相干完美吸收等效应^[93,94]. 这3类相位场共同构成了动量空间光场调控的核心物理载体, 受到广泛关注.

本文从偏振正交分解及时域耦合模式理论下的散射矩阵出发, 阐释了二维动量空间与合成动量空间相位场的形成机理, 并对其发展趋势与前沿问题进行了探讨. 在此基础上, 综述了该类相位场在轨道角动量产生、光束偏移、拓扑准粒子产生、偏振转换及相干操控等方面的关键应用, 接着介绍了其在高性能有源光子器件中的研究进展. 最后, 对动量空间相位场前沿领域的发展进行总结与展望.

2 二维动量空间相位场

2.1 本征相位涡旋场

在介质球阵列中, 远场辐射呈现离散的衍射连续谱并具有确定的偏振^[95], 使得无法通过动量空间中的偏振分布来揭示其中连续域束缚态的拓扑属性. 为解决这一问题, 研究采用准模式展开法, 在动量空间中构建了准模式耦合强度 W_0 的相位分

布场^[96]:

$$\theta(k_0, k_z) = \arg(W_0) = \arg[f(k_0, k_z) + ig(k_0, k_z)], \quad (3)$$

其中 k_0 是真空波数, k_z 是布洛赫波矢. 该相位场中的相位涡旋 (对应相位绕数或拓扑荷) 可用于标记连续域束缚态^[96]:

$$q = \text{sgn} \left(\frac{\partial f}{\partial k_0} \frac{\partial g}{\partial k_z} - \frac{\partial g}{\partial k_0} \frac{\partial f}{\partial k_z} \right). \quad (4)$$

图 1(b) 展示了准模式耦合强度 W_0 对应的相位分布场, 黑色箭头表示矢量 $\mathbf{j} = \nabla\theta$. 相位涡旋的中心位于节线 (nodal line) $f(k_0, k_z) = 0$ 和 $g(k_0, k_z) = 0$ 的交点处. 基于该相位场的拓扑图像, 可观察到拓扑荷的湮灭与守恒现象. 图 1(a) 展示了两个携带大小相等、符号相反的相位绕数的连续域束缚态. 目前, 针对该相位场的进一步应用研究仍有待深入; 相比之下, 基于远场偏振构型设计的动量空间相位涡旋场, 已在轨道角动量产生等相关应用中取得了实质性进展.

轨道角动量表征了光束的螺旋相位分布, 在光通信、显微成像与微粒操控等领域具有重要应用. 通过自旋-轨道锁定, 动量空间中自旋角动量携带的相位涡旋可以转化为轨道角动量. 在动量空间中的布里渊区中心附近, 光子晶体板的远场辐射主要

表现为线偏振为主^[97]. 任意线偏振均可由一组左旋和右旋圆偏振构成的正交基展开. 根据 (1) 式, 左旋圆偏振基 σ_- 和右旋圆偏振基 σ_+ 可以写为

$$|\sigma_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(|c_x|^2 + |c_y|^2)}}(c_x - jc_y), \quad (5)$$

$$|\sigma_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(|c_x|^2 + |c_y|^2)}}(c_x + jc_y), \quad (6)$$

一个偏振方向角为 φ 的线偏振可表示为 $|\varphi\rangle = e^{i\phi_1}|\sigma_-\rangle + e^{i\phi_2}|\sigma_+\rangle$. 其中 ϕ_1 和 ϕ_2 分别是两个圆偏振基的相位且 $\varphi = (\phi_1 - \phi_2)/2$. 结合 (2) 式可知 $q = (l_{\sigma_-} - l_{\sigma_+})/2$. 其中, l_{σ_-} 和 l_{σ_+} 分别是相位 ϕ_1 和 ϕ_2 在动量空间中的绕数 (winding number)^[85]:

$$l_{\sigma_-} = \frac{1}{2\pi} \oint_L \frac{\partial \phi_1}{\partial \theta} d\theta, \quad l_{\sigma_+} = \frac{1}{2\pi} \oint_L \frac{\partial \phi_2}{\partial \theta} d\theta. \quad (7)$$

系统的镜像对称满足 $l_{\sigma_-} = -l_{\sigma_+}$, 进而有 $q = l_{\sigma_-} = -l_{\sigma_+}$. 图 1(d) 展示了连续域束缚态与动量空间相位绕数之间内禀关系的示意图. 这些动量空间中的相位绕数与相应的轨道角动量锁定: 左旋圆偏振分量携带拓扑荷为 l_{σ_-} 的光学涡旋, 右旋圆偏振分量则携带拓扑荷为 l_{σ_+} 的光学涡旋. 图 1(c) 展示了连续域束缚态与空间螺旋相位之间内禀关系的示意图. 图 1(e), (f) 展示了一个正方晶格中携带

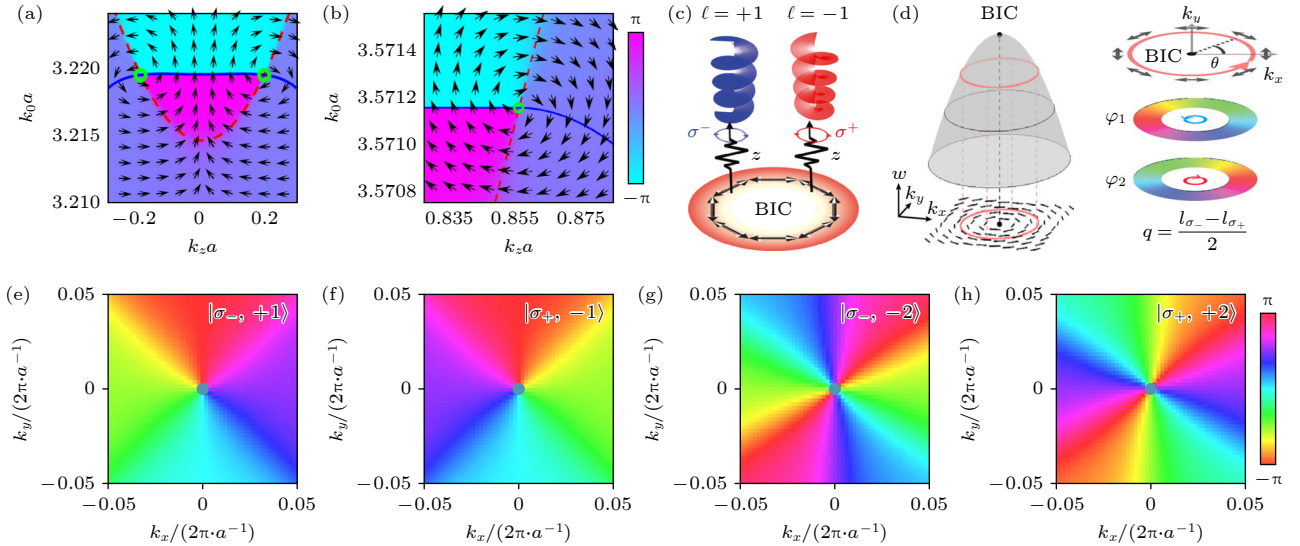


图 1 动量空间本征相位涡旋场 (a), (b) 准模式耦合强度 W_0 的相位分布场^[96]; (c) 连续域束缚态与空间螺旋相位之间内禀关系的示意图^[99]; (d) 连续域束缚态与动量空间相位绕数之间内禀关系的示意图^[85]; (e), (f) 低阶圆偏振分量相位涡旋场; (g), (h) 高阶圆偏振分量相位涡旋场^[85]

Fig. 1. Intrinsic phase vortex fields in momentum space: (a), (b) Phase distribution field of the quasi-mode coupling strength W_0 ^[96]; (c) schematic illustration of the intrinsic relationship between bound states in the continuum and spatial spiral phase^[99]; (d) schematic illustration of the intrinsic relationship between BICs and the winding number of momentum-space phase^[85]; (e), (f) low-order phase vortex fields of the circular-polarization component; (g), (h) high-order phase vortex fields of the circular-polarization component^[85].

+1 拓扑荷的连续域束缚态对应的一个 +1 的左旋圆偏振分量相位绕数和一个 -1 的右旋圆偏振分量相位绕数. 该自旋锁定的相位绕数规律在高阶连续域束缚态中同样成立. 图 1(g), (h) 进一步展示了一个三角晶格中携带 -2 拓扑荷^[48,98]的连续域束缚态对应的一个 -2 的左旋圆偏振分量相位绕数和一个 +2 的右旋圆偏振分量相位绕数.

上述自旋锁定的螺旋相位还可以从琼斯矩阵的角度等价地理解为: 对模式施加了圆偏振器的作用. 根据 (1) 式和 (2) 式, 动量空间中的模式可用双分量琼斯矩阵表示^[99]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \alpha) = A(\mathbf{r}) \begin{bmatrix} \cos(q\alpha + \alpha_0) \\ \sin(q\alpha + \alpha_0) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中, \mathbf{r} 是动量空间等频率线上任一点的位矢, $A(\mathbf{r})$ 是振幅, α_0 是 \mathbf{r} 沿 $+k_x$ 方向时偏振矢量的朝向角 (起始偏振角). 左旋圆偏振器 (M^L) 和右旋圆偏振器 (M^R) 的琼斯矩阵分别为

$$M^L = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix}, \quad M^R = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

将圆偏振器的琼斯矩阵作用到模式的琼斯矩阵上, 即^[99]

$$\begin{aligned} M^L \mathbf{E}(\mathbf{r}, \alpha) &= \frac{1}{2} A(\mathbf{r}) e^{-i(q\alpha + \alpha_0)} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} A(\mathbf{r}) e^{-i(q\alpha + \alpha_0)} \hat{L}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} M^R \mathbf{E}(\mathbf{r}, \alpha) &= \frac{1}{2} A(\mathbf{r}) e^{i(q\alpha + \alpha_0)} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} A(\mathbf{r}) e^{i(q\alpha + \alpha_0)} \hat{R}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中, \hat{L} 和 \hat{R} 分别是左旋和右旋圆偏振基. 由 (8) 式和 (9) 式可见左旋圆偏振分量在动量空间中的累积的相位绕数 $l^{\hat{L}} = -q$, 而右旋圆偏振分量的相位绕数 $l^{\hat{R}} = q$.

值得指出的是, 上述研究主要面临自旋简并带来的挑战: 相位涡旋仅分别编码于左旋与右旋圆偏振分量中, 而体系的整体远场辐射并不直接携带涡旋信息. 解决这一挑战, 将有助于推动自旋锁定动量空间相位涡旋走向实际应用.

2.2 偏振转换诱导相位涡旋场

除了本征的自旋-轨道锁定 (内禀自旋-轨道相

互作用), 通过注入自旋角动量引入自旋-轨道相互作用^[100](外源性自旋-轨道相互作用), 输出端的偏振转换将诱导产生相位涡旋场. 图 2(a) 展示了这一过程的示意图. 此时, 光子晶体板可以等效为一个波片, 基于时域模式耦合理论 (temporal coupled-mode theory)^[101,102], 其在近似垂直入射条件下的传输矩阵可表示为^[86]

$$\begin{bmatrix} -\frac{(d_x^2 + d_y^2)(\alpha_z r + t)}{\gamma_0 - i(\omega - \omega_0)} + t & 0 \\ 0 & t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{//} e^{i\beta_{//}} & 0 \\ 0 & t_{\perp} e^{i\beta_{\perp}} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

其中, (d_x, d_y) 表示谐振经由辐射通道向外耦合的系数, r 和 t 分别表示直接散射过程的反射率和透射率, α_z 表示与面外镜面对称性相关的宇称因子, γ_0 表示辐射损耗. 右式表示传输矩阵的一般形式, $t_{//}$ 和 t_{\perp} 分别表示在平行和垂直于波片有效快轴方向上传输系数的振幅, 而 $\beta_{//}$ 和 β_{\perp} 是对应的相位. 频率在连续域束缚态附近的光波近似垂直入射到该波片上, 输出的偏振态在螺旋基 $|L\rangle$ 和 $|R\rangle$ 下可以表示为^[86]

$$\begin{aligned} |\varphi_{\text{out}}\rangle &= \frac{1}{2} (e^{i\beta_{//}} t_{//} + e^{i\beta_{\perp}} t_{\perp}) |\varphi_{\text{in}}\rangle \\ &+ \frac{1}{2} (e^{i\beta_{//}} t_{//} - e^{i\beta_{\perp}} t_{\perp}) e^{-i2\vartheta} \langle \varphi_{\text{in}} | R \rangle |L\rangle \\ &+ \frac{1}{2} (e^{i\beta_{//}} t_{//} - e^{i\beta_{\perp}} t_{\perp}) e^{i2\vartheta} \langle \varphi_{\text{in}} | L \rangle |R\rangle, \end{aligned} \quad (13)$$

其中, $|\varphi_{\text{in}}\rangle$ 和 $|\varphi_{\text{out}}\rangle$ 表示输入和输出光波的琼斯矢量. (13) 式的第 1 项代表谐振引起的相移 (输出相位与输入保持相同偏振态), 而第 2 项和第 3 项中的因子 $e^{\pm i2\vartheta}$ 则对应所引入的几何相位, 即 Pancharatnam-Berry 相位. 当输入光波是圆偏振时, 透射光波将会携带由偏振转换诱导的 Pancharatnam-Berry 相位. 以右旋圆偏振输入光波为例, 输出的左旋圆偏振光波将携带拓扑荷数为 $l = -2 \times q$ 的螺旋相位, 对应动量空间左旋圆偏振分量出现相位涡旋场. 图 2(b), (c) 展示了圆偏振光入射到一个携带拓扑荷 +1 的连续域束缚态光子晶体板上, 透射圆偏振光的相位在动量空间中的分布, 分别对应 -2 和 +2 的相位绕数.

上述讨论针对传统连续域束缚态, 其向上和向下辐射动量空间中的拓扑荷相等. 而 Janus 连续域束缚态的出现打破了这一对称关系^[103-107]. 此时透射琼斯矩阵需修正为^[87]

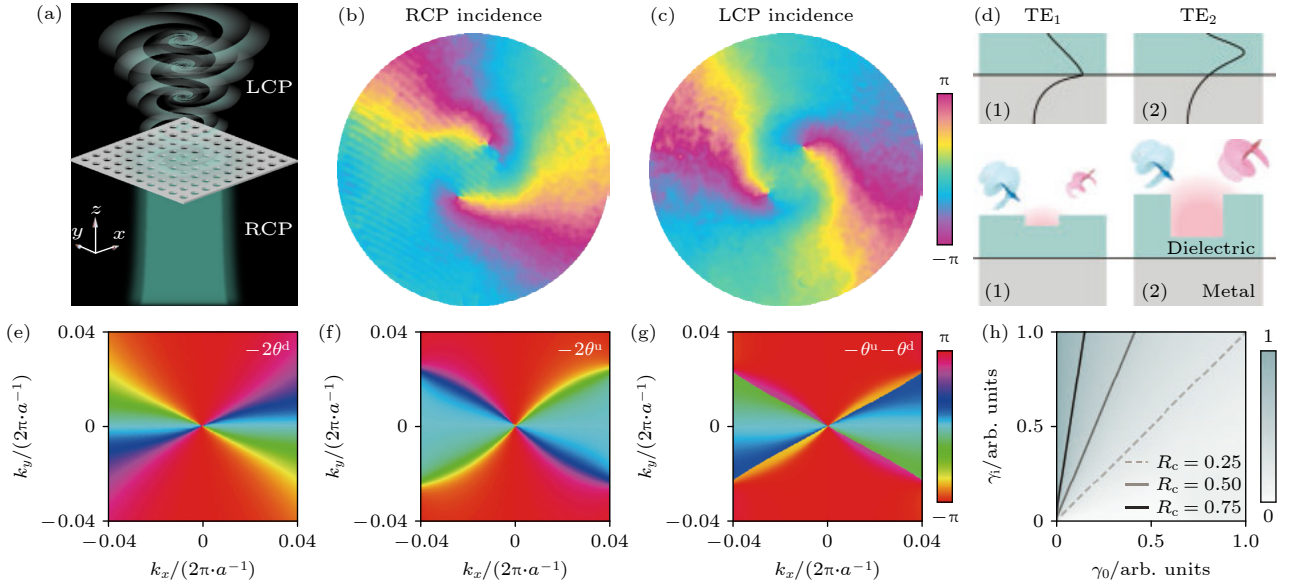


图2 动量空间偏振转换诱导相位涡旋场 (a) 外源性自旋-轨道相互作用示意图^[86]; (b), (c) 透射圆偏振光的相位在动量空间中的分布^[86]; (d) 模式选择来降低材料吸收损耗的机制^[109]; (e)–(g) 基于Janus连续域束缚态的透射型和反射型动量空间相位涡旋场^[87]; (h) 交叉转换效率与材料损耗 γ_i 和辐射损耗 γ_0 之间的关系^[109]

Fig. 2. Momentum-space phase vortex fields induced by polarization conversion: (a) Schematic of extrinsic spin-orbit interaction^[86]; (b), (c) momentum-space phase distribution of transmitted circularly polarized light^[86]; (d) mechanism of mode selection for reducing material absorption loss^[109]; (e)–(g) transmission- and reflection-type momentum-space phase vortex fields based on Janus bound states in the continuum^[87]; (h) relationship between polarization conversion efficiency and material loss γ_i as well as radiation loss γ_0 ^[109].

$$\mathbf{J}_T^f = \mathbf{J}_T^b =$$

$$\begin{bmatrix} t + \frac{d_+^u d_-^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & \frac{d_+^u d_+^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \\ \frac{d_-^u d_-^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & t + \frac{d_-^u d_+^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中, 上标 f 和 b 分别代表正向 (+z) 和负向传播 (-z), u 和 d 对应向上和向下的辐射, $d_{\pm}^u = (d_p^u \pm id_s^u)/\sqrt{2}$ 以及 $d_{\pm}^d = (d_p^d \pm id_s^d)/\sqrt{2}$. 其中, d_p 和 d_s 代表谐振经由辐射通道向外耦合的系数且下标 p 表示偏振态平行于入射面, s 表示偏振态垂直于入射面. (15) 式表明正向和负向传播的透射琼斯矩阵相同, 而反射琼斯矩阵则不同^[87]:

$$\mathbf{J}_R^f = \begin{bmatrix} r + \frac{d_+^d d_-^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & \frac{d_+^d d_+^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \\ \frac{d_-^d d_-^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & r + \frac{d_+^d d_+^d}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\mathbf{J}_R^b = \begin{bmatrix} r + \frac{d_+^u d_-^u}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & \frac{d_+^u d_+^u}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \\ \frac{d_-^u d_-^u}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} & r + \frac{d_+^u d_+^u}{\gamma_0 + i(\omega_0 - \omega)} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

相应地, 在右旋圆偏振入射并转换为左旋圆偏振的

过程中, 输出光波的相位分别为^[87]

$$\varphi_{R+-}^f = -\arg[4i(\omega_0 - \omega) + 4\gamma_0] - 2\theta^d, \quad (17)$$

$$\varphi_{R+-}^b = -\arg[4i(\omega_0 - \omega) + 4\gamma_0] - 2\theta^u, \quad (18)$$

$$\varphi_{T+-}^f = \varphi_{T+-}^b = -\arg[4i(\omega_0 - \omega) + 4\gamma_0] - (\theta^u + \theta^d). \quad (19)$$

(18) 式—(20) 式的第 1 项表示谐振相位, 第 2 项则是依赖于波矢的 Pancharatnam-Berry 相位. 相较于传统连续域束缚态, Janus 连续域束缚态带来了更丰富的动量空间相位涡旋, 包括正向传播的反射动量空间相位涡旋 $l_{R+-}^f = -2 \times q^d$, 负向传播的反射动量空间相位涡旋 $l_{R+-}^b = -2 \times q^u$, 以及透射动量空间相位涡旋 $l_{T+-}^f = l_{T+-}^b = -(q^u + q^d)$. 图 2(e)–(g) 展示了当右旋圆偏振光入射至 Janus 连续域束缚态光子晶体板上时, 动量空间 Pancharatnam-Berry 相位涡旋随反射、透射以及入射方向变化的关系.

这种依赖偏振转换产生动量空间相位涡旋的方式通常面临效率较低的难题. 为此, 可引入材料损耗 γ_i , 并仅考虑一个辐射通道如 $d_p = 0$, 得到反射型偏振转换的效率可写为^[108]

$$R_c(\omega) = \gamma_0^2 / [(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_0 + \gamma_i)^2], \quad (20)$$

当 $\gamma_0 \gg \gamma_i$ 时, 可获得高的偏振转换效率. 图 2(h) 展示了转换效率与材料损耗 γ_i 和辐射损耗 γ_0 之间的关系. 通过降低材料的本征损耗并优化设计以提高辐射损耗, 可有效提高动量空间相位涡旋的生成效率. 图 2(d) 进一步展示了通过模式选择来降低材料吸收损耗的机制: TM₁ 模式的电场主要集中于反射镜面附近, 导致较大的损耗; 相反, TE₂ 模式的电场在镜面附近分布较弱, 因此引入的材料吸收损耗显著降低. 辐射损耗的调控不仅依赖于模式选择, 还需借助更为精细的结构设计. 未来, 如何进一步提高透射型动量空间相位涡旋以及多辐射通道条件下的产生效率, 仍是值得深入探索的研究方向.

2.3 相位梯度场

当入射到光子晶体板等效波片的光为线偏振时, 通过偏振转换生成的 Pancharatnam-Berry 相位在动量空间中表现为梯度场, 而非涡旋场. 以 $|\pm 45^\circ\rangle$ 线偏振入射为例, 透射传输矩阵可写为^[110]

$$\begin{bmatrix} t - t_a & 0 \\ 0 & t - t_b \end{bmatrix} - \frac{1}{2} (t_a + t_b) \frac{\sqrt{S_1^2 + S_3^2}}{S_0} \times \begin{bmatrix} 0 & e^{i(2\Sigma - \pi/2)} \\ e^{-i(2\Sigma - \pi/2)} & 0 \end{bmatrix}, \quad (21)$$

式中,

$$t_a = \frac{1}{2} \frac{(t + \alpha_z r)(S_0 - S_2)}{\gamma_0 - i(\omega - \omega_0)}$$

$$t_b = \frac{1}{2} \frac{(t + \alpha_z r)(S_0 + S_2)}{\gamma_0 - i(\omega - \omega_0)}$$

$$\Sigma = \frac{1}{2} \arg(S_3 + iS_1)$$

而 S_i 是斯托克斯参数, 即 $S_0 = |d_x|^2 + |d_y|^2$, $S_1 = |d_x|^2 - |d_y|^2$, $S_2 = 2\text{Re}(d_x d_y^*)$, 以及 $S_3 = 2\text{Im}(d_x d_y^*)$. (21) 式的第 1 项代表共偏振传输, 而第 2 项则描述偏振转换传输, 包括谐振参数 $(t_a + t_b)$, 偏振耦合效率 $\sqrt{S_1^2 + S_3^2}/S_0$ 和几何相位因子矩阵等三部分信息. 具体而言, 所引入的 Pancharatnam-Berry 相位因子是 $\Delta\phi_{|\pm 45^\circ\rangle} = \mp [\arg(S_3 + iS_1) - \pi/2]$. 对 d_x 和 d_y 进行低阶多项式近似, 并对 d_x 引入微扰 v : $d_x = v + i\mu k_y$, $d_y = -i\mu k_x$. 这里 μ 是多项式展开系数. 当 $|\pm 45^\circ\rangle$ 偏振光转换为 $|\mp 45^\circ\rangle$ 偏振光时, 该偏振转换对应的 Pancharatnam-Berry 相位是 $\Delta\phi_{|\pm 45^\circ\rangle} = -\arg\{4k_x \kappa + i[4 - (k_x^2 - k_y^2)\kappa^2]\} + \pi/2$, 其在动量空间中相位梯度可表示为^[110]

$$\frac{\partial(\Delta\phi_{|\pm 45^\circ\rangle})}{\partial k_x} = \frac{4\kappa[4 + (k_x^2 + k_y^2)\kappa^2]}{16 + 8(k_x^2 + k_y^2)\kappa^2 + (k_x^2 - k_y^2)^2\kappa^4}. \quad (22)$$

可知, 在布里渊区中心 $(k_x, k_y) = (0, 0)$ 将获得相位梯度的最大值. 以一个面内反演对称性破缺且保留面内镜面对称性的 Si₃N₄ 光子晶体板为例, 当斯托克斯参数为 $S_2/S_0 = \pm 1$ 的线偏振入射时, 动量空间中的 Pancharatnam-Berry 相位分布如图 3(a), (b) 所示. 进一步, 将图 3(a), (b) 中橙色和灰色线标记的数据绘制到图 3(e), (f) 中, 可以观察到相位沿 k_x 方向具有明显的梯度变化, 而沿 k_y 方向变化则不明显.

通过偏振转换获得的 Pancharatnam-Berry 相位仅沿着动量空间某一方向分布. 研究发现, 当圆偏振光入射到连续域束缚态光子晶体板上时, 除了会引入 Pancharatnam-Berry 相位涡旋及其沿 k_y 方向的相位梯度 $\frac{\partial\phi_{\text{PB}}}{\partial k_y}$, 非局域谐振效应还将带来交叉偏振谐振相位, 该相位沿 k_x 方向的梯度为^[111]

$$\frac{\partial\phi_{\text{R}}}{\partial k_x} = \frac{2\alpha_{v_g}\gamma_0}{4\gamma_0^2 + (|k_{//}| - k_0)^2}, \quad (23)$$

其中, k_0 是导模谐振沿 k_x 方向的波矢, α_{v_g} 是群速度因子: $\alpha_{v_g} = 1$ 对应正群速度, $\alpha_{v_g} = -1$ 则对应负群速度. 以一个正方晶格 Si₃N₄ 光子晶体板为例, 其支持一个拓扑荷为 -1 的对称性保护连续域束缚态. 该连续域束缚态所处的能带在 Γ 点附近 $\alpha_{v_g} = 1$. 当波长在该连续域束缚态附近的右旋圆偏振光入射时, 偏振转换诱导的 Pancharatnam-Berry 相位分布如图 3(c) 所示, 其在 k_y 方向上产生负的相位梯度, (图 3(g)). 与此同时, 交叉偏振谐振相位在动量空间中的分布如图 3(d) 所示, 其在 k_x 方向上产生负的相位梯度 (如图 3(h)). 将 Pancharatnam-Berry 相位梯度和交叉偏振谐振相位梯度相结合, 可实现动量空间任意方向的相位梯度.

图 3(i) 展示了偏振转换产生动量空间相位梯度的效率, 进一步提高该效率是实现其实际应用的关键瓶颈. 此外, 如何有效增大相位梯度仍是该领域亟待解决的关键问题.

2.4 相位差场

动量空间中的相位场既可以描述单一物理量的相位特性, 也能够表示为两个物理量的相位之和或差. 在大多数物理系统中, 绝对相位的取值依赖于

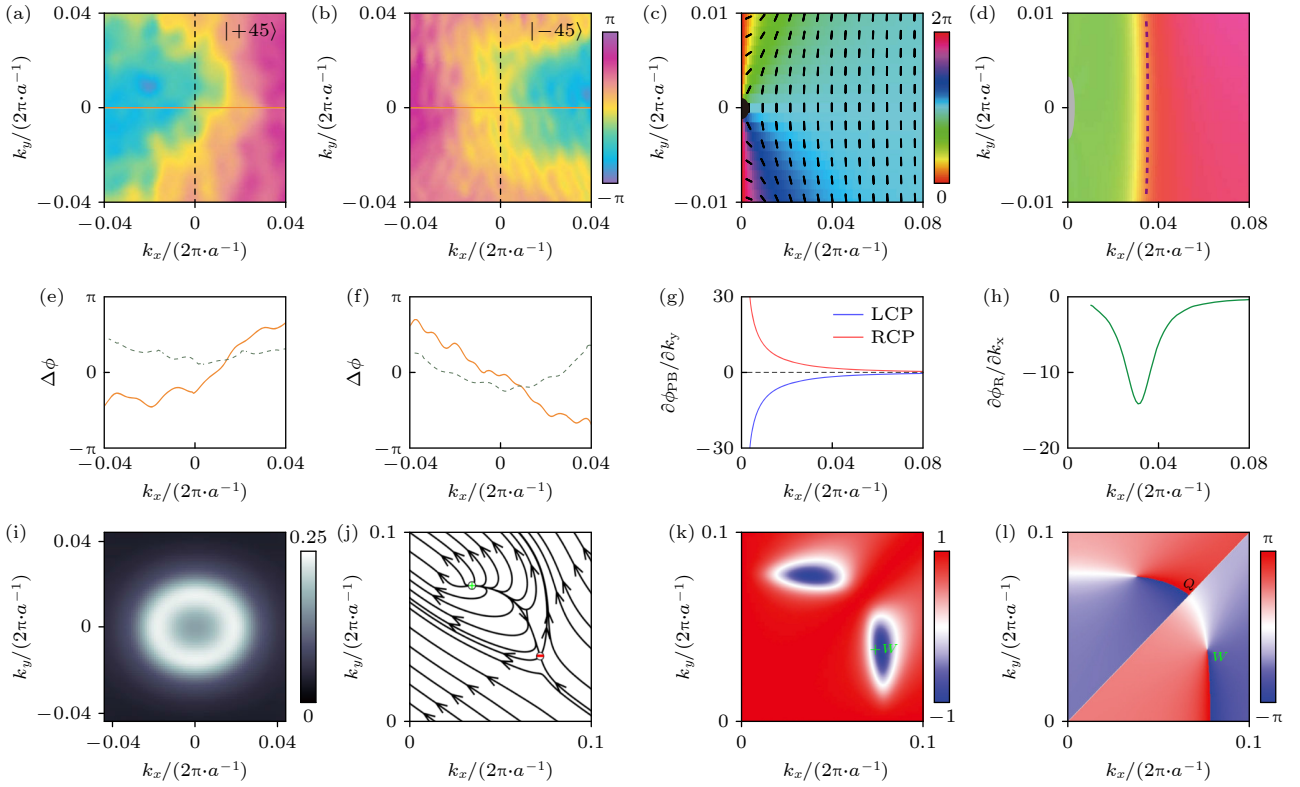


图 3 动量空间相位梯度场与相位差场 (a), (b) 反演对称性破缺下动量空间中的 Pancharatnam-Berry 相位分布, 橙色和灰色线标记的数据绘制于 (e), (f)^[110]; (c), (d) 偏振转换诱导的 Pancharatnam-Berry 相位和交叉偏振谐振相位在动量空间中的分布, 沿波矢方向的相位梯度绘制于 (g), (h)^[111]; (i) 偏振转换产生动量空间相位梯度的效率^[110]; (j) 动量空间复矢量场 $[\text{Re}(R_{ss}), \text{Im}(R_{ss})]$ ^[93]; (k) 斯托克斯参数 $S_1 = |R_{ss}|^2 - |R_{ps}|^2$ 在动量空间中分布; (l) 相位差场 $\phi_d(k_x, k_y)$ 中的相位涡旋^[112]

Fig. 3. Phase gradient fields and phase difference fields in momentum space: (a), (b) Pancharatnam-Berry phase distribution in momentum space under broken inversion symmetry; data marked by orange and gray lines are plotted in (e), (f), respectively^[110]; (c), (d) distributions of the polarization-conversion-induced Pancharatnam-Berry phase and the cross-polarization resonant phase in momentum space; the phase gradients along the wavevector directions are shown in (g), (h)^[111]; (i) efficiency of momentum-space phase gradient generation via polarization conversion^[110]; (j) complex vector field $[\text{Re}(R_{ss}), \text{Im}(R_{ss})]$ in momentum space^[93]; (k) distribution of the Stokes parameter $S_1 = |R_{ss}|^2 - |R_{ps}|^2$ in momentum space; (l) phase vortex in the phase difference field $\phi_d(k_x, k_y)$ ^[112].

观测点的选择, 因此相位之和往往缺乏明确的物理意义. 相比之下, 物理量之间的相位差 (即相对相位) 通常在研究中具有更根本的作用, 例如在双缝干涉中, 传播相位差直接决定了干涉条纹的对比度. 基于此, 这里将主要围绕动量空间相位差场展开讨论.

对于某一偏振态 $[E_s, E_p]^T$, 其对应的斯托克斯参数是: $S_0 = |E_s|^2 + |E_p|^2$, $S_1 = |E_s|^2 - |E_p|^2$, $S_2 = 2|E_s E_p| \cos \phi_d$, 以及 $S_3 = 2|E_s E_p| \sin \phi_d$. 其中:

$$\phi_d = \arg(E_p) - \arg(E_s), \quad (24)$$

表示 s 偏振和 p 偏振分量之间的相位差. 当 s 偏振光入射到光子晶体板时, 反射光完全是 p 偏振时, 则表明发生了完全偏振转换, 即 $|R_{ss}| = 0$. 图 3(k) 展示了斯托克斯参数 $S_1 = |R_{ss}|^2 - |R_{ps}|^2$ 在动量空间中分布. 该完全偏振转换点, 不仅对应于由反射系数

的实部与虚部构成的动量空间复矢量场 $[\text{Re}(R_{ss}), \text{Im}(R_{ss})]$ 中的鞍点 (saddle point)(图 3(j))^[93], 也对应着相位差场 $\phi_d(k_x, k_y)$ 中的相位涡旋^[112]. 如图 3(l) 所示, 围绕完全偏振转换点 W 一周, 累积的相位是 2π , 该相位结构为实现任意偏振转换提供了基础. 此外, 对于面外镜面对称性破缺的光子晶体板, 向上辐射和向下辐射之间的关联被打破. 两者之间的相位差可以表示为^[94]

$$\phi_r = \arg(c_{\text{up}}) - \arg(c_{\text{down}}), \quad (25)$$

其中, c_{up} 和 c_{down} 分别是向上和向下的远场偏振复振幅或者是复能流振幅. 该相位差场的调控为实现相干完美吸收等效效应提供了途径. 然而, 目前针对动量空间辐射相位差场 $\phi_r(k_x, k_y)$ 的深入研究仍有待展开.

3 三维合成动量空间相位场

3.1 动量-频率空间的相位场

近年来,合成维度因其能够突破光子结构表现几何维度的限制,实现对更高维空间中物理现象的探索而受到广泛关注^[113-119].这里主要围绕合成空间中的相位场展开回顾.

在2.2节中介绍了圆偏振光入射到连续域束缚态单层光子晶体板上可引入动量空间 Pancharatnam-Berry 相位涡旋,对应空间的螺旋相位和纵向轨道角动量.然而,该相位仅限于动量空间,在动量-频率空间中并未出现.这一局限阻碍了偏振转换诱导的 Pancharatnam-Berry 相位在时空涡旋和横向轨道角动量生成中的应用.研究表明,将两层光子晶体板堆垛放置(图4(a)),可引入层间耦合效应.该效应与层间间隙 h 和面内相对位错 d 密切相关^[88].当两层光子晶体板面内水平位置完全对准时 ($d=0$),与单层光子晶体板一样,能够支持多种连续域束缚态.圆偏振光入射后,在动量空间中可形成相位涡旋(图4(b)),但在频率-动量空间中仅呈现出抛物状分布(图4(c)).一旦引入面内水平偏移 ($d \neq 0$),面外镜面对称性随之破缺,这不仅导致辐射不对称,更在动量-频率空间中诱导出清晰的相位涡旋(图4(d)),从而为实现时空涡旋及横向轨道角动量调控提供了新的可能.

动量-频率空间中的相位场,还对理解非厄密体系中拓扑现象的丰富性及其应用具有重要意义^[120].在第2节中已介绍散射矩阵是描述光子晶体板中模式行为的可靠工具.此处将进一步对散射矩阵中蕴含的拓扑奇点进行回顾.以一维反射型光子晶体板为例(图4(e)),在由 s 偏振和 p 偏振组成的正交基下,其散射矩阵可以表示为 $S(\omega, k_{//}) = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix}$.若不考虑材料损耗,该散射矩阵为幺正矩阵.在晶格对称性、洛伦兹互易性以及时间反演对称性的约束下,散射矩阵可以由3个实数 a , ϕ_1 和 ϕ_2 来描述^[121]:

$$S(\omega, k_{//}) = \begin{pmatrix} ae^{i(2\phi_2 - \phi_1)} & \sqrt{1 - a^2}e^{i\phi_2} \\ \sqrt{1 - a^2}e^{i\phi_2} & -ae^{i\phi_1} \end{pmatrix}. \quad (26)$$

研究表明,由于连续域束缚态的带宽趋近于0,其散射矩阵的本征相位在对应频率处会发生 2π 的突变.该相位突变虽然在数学上是拓扑平庸的,却代

表了厄密体系中不存在的特殊拓扑特征.图4(f), (g)展示了连续域束缚态附近散射矩阵在动量-频率空间中的相位特征值曲面,可见一个圆锥形的特征值简并点,即 diabolic 点,从而揭示了连续域束缚态与 diabolic 点之间的锚定关系.研究还发现,在动量-频率空间中环绕该 diabolic 点一周,散射矩阵本征偏振的取向将累积 π 的相位变化,体现了其拓扑特性.图4(i)展示了顺时针圆偏振转换为逆时针圆偏振的交叉偏振散射相位,可以同时观察到清晰的相位涡旋和节链 (nodal chains),进一步揭示了厄密体系与非厄密体系之间的内在联系.

考虑材料损耗后,散射矩阵的幺正性将被破坏^[89].以印刷电路板 (printed circuit board) 制备的光子晶体板(图4(h))为例:在无损耗情况下,diabolic 点与线偏振转换对应的交叉偏振散射相位相互锁定(图4(j));而引入损耗后,diabolic 点转变为 exceptional 点.这些 exceptional 点在动量-频率空间中仍具有拓扑鲁棒性,但其伴随的交叉偏振散射相位涡旋在频率-动量空间中的位置会随入射面的不同而发生变化(图4(k)).

动量-频率空间中的相位场为实现三维光场调控提供了重要途径.目前,该领域的基础研究多集中于简单体系中的拓扑现象,应用探索则主要围绕相位涡旋展开.未来研究需进一步揭示复杂非厄密体系中散射矩阵的拓扑特性,并面向实际应用需求,逆向设计并拓展相位场的类型与功能.

3.2 动量-参数空间的相位场

合成空间相位场还可用于研究其他辐射型拓扑奇点.单向导模谐振是一种仅朝单一方向辐射的本征模式.尽管其具有单向的偏振拓扑荷,但在二维空间中其并不具备拓扑鲁棒性.为描述其动力学行为,需在三维空间展开研究.为此,研究提出利用动量-参数空间中的相位矢量场 ($\text{Re}[c_{x;+,-}^s/c_0]$, $\text{Im}[c_{x;+,-}^s/c_0]$) 来标记单向导模谐振的位置,并据此定义拓扑不变量^[84]:

$$S = \frac{1}{2\pi} \oint_C \text{darg} \left[\frac{c_{x;+}^s}{c_0} \right], \quad (27)$$

式中变量的定义和(1)式一致,上标 $s = t, b$ 用于区分向上和向下辐射,与双向辐射下的偏振拓扑荷定义有着本质区别.图5(a)展示了动量-参数空间中的两个携带异号的拓扑不变量的相位涡旋.该拓

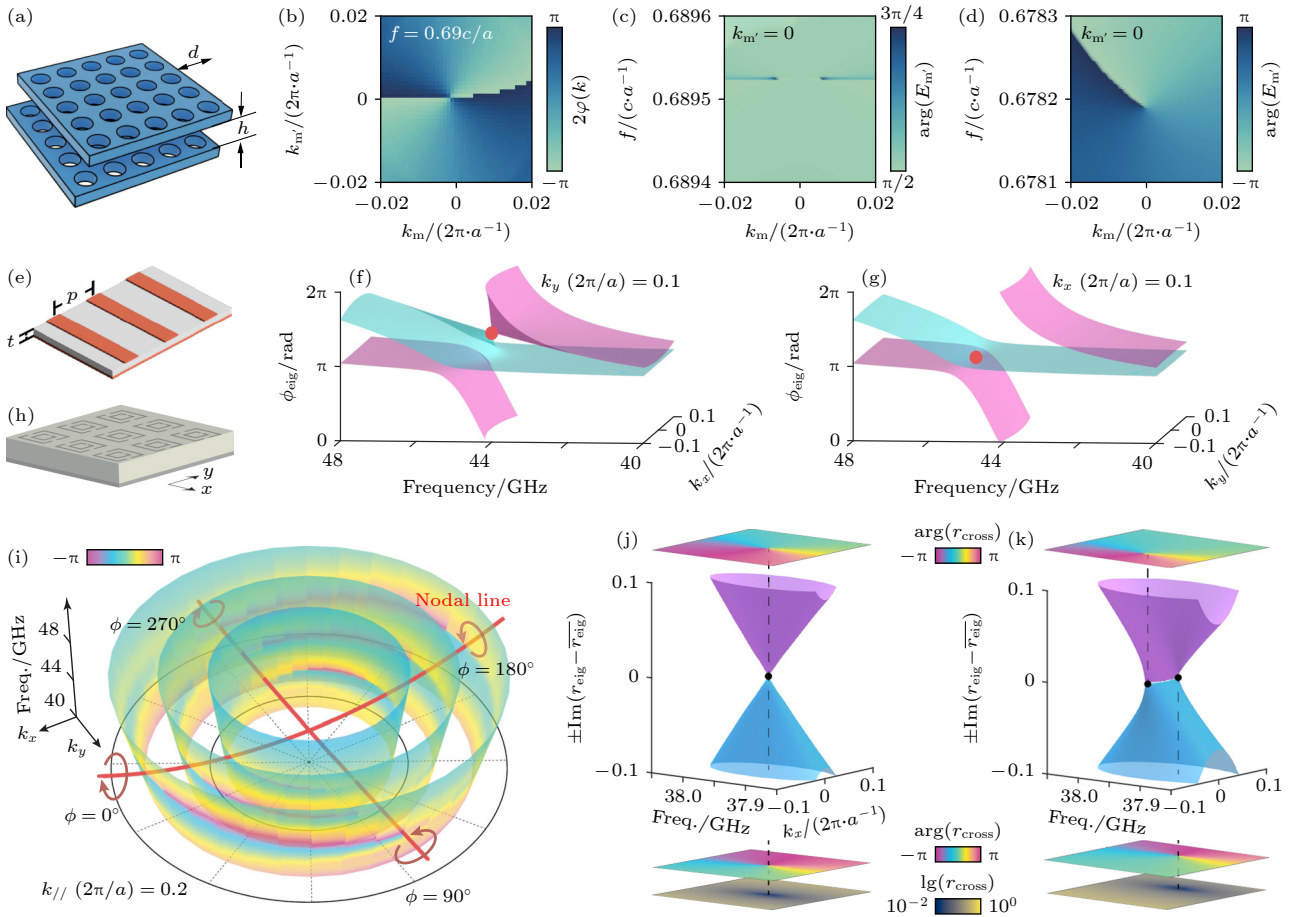


图 4 动量-频率空间中的相位场 (a)–(d) 面内偏移堆垛放置的双层光子晶体板示意图 (a) 及其在动量空间 (b) 以及动量-频率合成空间 (c), (d) 中的交叉偏振转换相位场分布^[88]; (e) 一维反射型光子晶体板示意图; (f), (g) 连续域束缚态附近散射矩阵在动量-频率空间中的相位特征值曲面^[121]; (h) 印刷电路板光子晶体板示意图; (i) 连续域束缚态附近交叉偏振散射相位涡旋与节链之间的关系^[121]; (j), (k) 材料损耗的引入, 使得散射矩阵中 diabolic 点 (j) 转变为 exceptional 点 (k)^[89]

Fig. 4. Phase fields in momentum-frequency space: (a)–(d) Schematic of a bilayer photonic crystal slab with in-plane offset (a), and the corresponding cross-polarization conversion phase field distributions in momentum space (b) as well as in the momentum-frequency synthetic space (c), (d)^[88]; (e) schematic of a one-dimensional reflective photonic crystal slab; (f), (g) phase eigenvalue surfaces of the scattering matrix near a bound state in the continuum in momentum-frequency space^[121]; (h) schematic of a printed circuit board-based photonic crystal slab; (i) relationship between the cross-polarization scattering phase vortex and the nodal chain near a bound state in the continuum^[121]; (j), (k) introduction of material loss leads to the transformation of diabolic points into exceptional points in the scattering matrix^[89].

扑不变量可与体费米弧 (bulk Fermi arc)(图 5(b), (c)) 以及对称性保护的简并点 (图 5(d)) 发生相互作用, 实现带间跃迁. 在各向异性波导中, 单向导模谐振的拓扑属性可由参数空间中的相位涡旋 (相位奇点) 来描述^[122].

此外, 参数合成空间中的相位场也为研究厄密体系中的能带拓扑提供了一个有效平台. 例如, 由一维光子晶体构成的二维阵列在其波矢空间中可呈现线性色散关系. 该一维光子晶体板由 HfO_2 和 SiO_2 沿 k 方向交替排列成的 4 层结构, 每层的厚度受到参数 p 和 q 的调控 (图 5(e)). 其哈密顿量 $H = pv_{pz}\sigma_z + qv_{qy}\sigma_y + \zeta_k v_{kx}\sigma_x$ 包含了典型的 Weyl

哈密顿量形式, 并在参数空间 $(p, q, k) = (0, 0, 0.5k_0)$ 处存在一个 Weyl 点. 当光以该 Weyl 点的频率垂直入射时, 反射系数可以写为 $r = e^{i\phi}$. 研究发现, 相位 ϕ 在参数合成空间 (p, q) 中会形成一个相位涡旋^[123], 且其涡旋中心位于 Weyl 点处 (图 5(g)). 若在结构下方添加一个反射型衬底, 引入附加相位 ϕ_{PC} , 当其与结构自身的相位 ϕ_{PC} 满足 $\phi_{\text{S}} + \phi_{\text{PC}} = 2m\pi (m \in \mathbb{Z})$ 时, 将激发界面态 (interface states). 图 5(h) 中的白色虚线展示了界面态在参数空间中的分布轨迹. 值得注意的是, 该轨迹串联了多个反射相位涡旋, 清晰地揭示了界面态与 Weyl 点之间的内在联系.

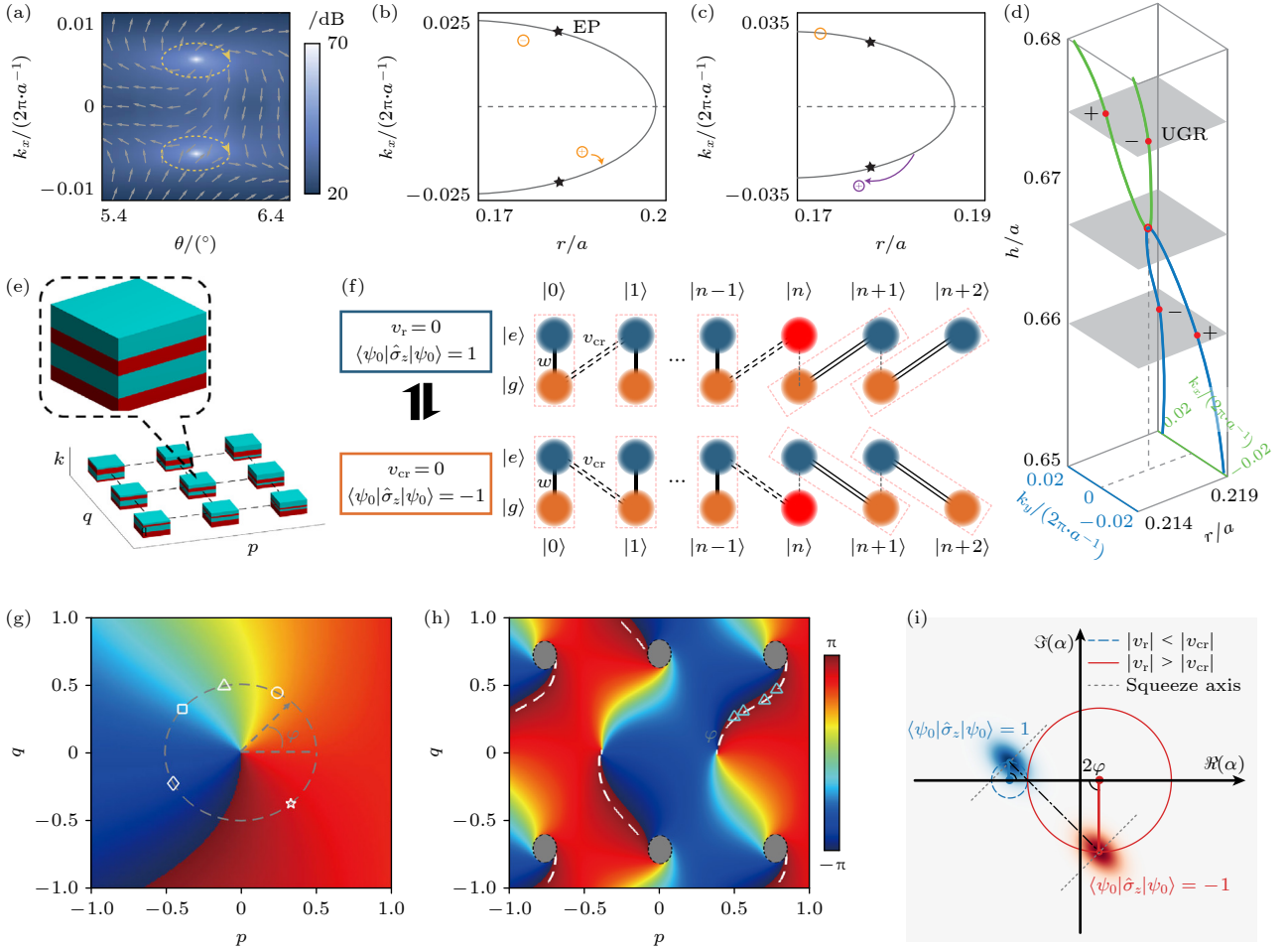


图 5 参数-动量合成空间的相位场 (a) 动量-参数空间中的两个携带异号的拓扑不变量的相位涡旋^[84]; (b), (c) 动量-参数空间中相位奇点与体费米弧的相互作用^[84]; (d) 动量-参数空间中相位奇点与对称性保护简并点的相互作用^[84]; (e) 由一维光子晶体构成的二维阵列示意图; (f) 两层 Fock 态 $|n\rangle$ 晶格示意图; (g), (h) 参数合成空间 (p, q) 中的相位涡旋^[123]; (i) 两个相位圆形轨迹^[124]

Fig. 5. Phase fields in parameter-momentum synthetic space: (a) Two phase vortices carrying opposite-sign topological invariants in momentum-parameter space^[84]; (b), (c) interaction between phase singularities and bulk Fermi arcs in momentum-parameter space^[84]; (d) interaction between phase singularities and symmetry-protected degenerate points in momentum-parameter space^[84]; (e) schematic of a two-dimensional array formed by one-dimensional photonic crystals; (f) schematic of a bilayer Fock-state lattice; (g), (h) phase vortices in the parameter synthetic space (p, q) ^[123]; (i) two phase-space circular trajectories^[124].

利用参数合成空间概念, 可在单原子体系中构造出合成 Fock 态 $|n\rangle$ 晶格, 该体系可由量子拉比模型 (quantum Rabi model) 描述^[124]. 图 5(f) 展示了两层此类的晶格, 每层晶格由 Fock 态和自旋态 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 通过胞内耦合 w 和胞间耦合 v 构成. 其中的零能缺陷态由 $\langle \psi_0 | \hat{\sigma}_z | \psi_0 \rangle = \text{sgn}(|v_{\text{cr}}| - |v_{\text{r}}|)$ 刻画. 由于体系缺乏平移对称性, 传统的实空间能带拓扑不变量不再适用. 为此, 研究转向相位空间中的绕数进行表征^[124]:

$$W = \frac{1}{2\pi i} \int_0^\pi d\varphi \frac{d}{d\varphi} \ln \alpha(\varphi) = \frac{1 - \text{sgn}(|v_{\text{cr}}| - |v_{\text{r}}|)}{2}, \quad (28)$$

其中 $\alpha(\varphi)$ 表示相位空间的圆形轨迹. 图 5(i) 展示了两个相位圆形轨迹 (红色: $|v_{\text{r}}| = 1$, $|v_{\text{cr}}| = 0.25$;

蓝色: $|v_{\text{r}}| = 0.25$, $|v_{\text{cr}}| = 1$), 其交点对应于零能缺陷态. 这一相位空间图像为区分缺陷态的费米子与玻色子特性提供了直观途径.

动量-参数合成空间中的相位场为辐射拓扑和能带拓扑的研究提供了灵活的平台. 展望未来, 可将该相位场的研究框架进一步拓展至长程耦合非线性系统、多光子模拟、量子行走及量子纠缠等新兴合成空间研究领域.

4 动量空间相位场中的光学物态调控

4.1 轨道角动量的产生

动量空间相位场凭借其拓扑保护特性, 对制备

缺陷及工作环境扰动具有优异的鲁棒性,同时其灵活的设计原理使之不受特定材料体系的限制.这些优势使其在波前整形与准粒子调控等领域,包括轨道角动量生成、光束偏移及半子激发等展现出重要应用潜力.这一部分将介绍动量空间相位场在光学物态调控中的关键应用.

光子具有自旋角动量与轨道角动量两种基本属性.在旁轴近似下,自旋角动量与光的偏振态相关联,表现为电场矢量绕传播方向的旋转;而轨道角动量则对应于波矢绕光轴的螺旋分布,并形成具有螺旋相位的波前.因此,二者在理论上相互独立.然而,在空间非均匀的光场中,两者可通过自旋-轨道相互作用发生耦合^[100].在光子晶体板中,利用该作用可实现动量空间相位涡旋向实空间螺旋波前的转化.图 6(d)展示了基于交叉圆偏振转换产生动量空间几何相位的基本方法,其物理机制详见第 2.2 节.生成的涡旋光束在远场呈现环状分布(准 Bessel 光束),中心为暗点(图 6(a)).其携带的涡旋信息可通过与线偏振参考光干涉产生的条纹来表征:螺旋条纹的分支数量等于拓扑荷的绝对值,螺旋方向则对应拓扑荷的符号^[86].此外,涡旋信息也可通过自干涉条纹中的分叉特征进行表征(图 6(e))^[91].这些表征手段为相位空间涡旋场的实验研究与应用提供了平台.

涡旋光束的调控主要可分为两类:结构调控与光学调控.结构调控通过改变光子晶体的晶格结构实现,例如正方晶格通常支持生成拓扑荷为 $l = \pm 2$ 的涡旋光束,而三角晶格中的高阶连续域束缚态则支持生成拓扑荷为 $l = \pm 4$ 的涡旋光束.光学调控则基于外部光学参数的调节实现功能切换,例如通过控制工作波长,可使三角晶格光子晶体板生成的涡旋光束所携带的拓扑荷在 $l = \pm 4$ 与 $l = \mp 2$ 之间切换^[86].在钙钛矿光子晶体板中,通过引入两束光之间的空间偏移形成椭圆形入射光斑,破坏系统对称性,可使涡旋光束退化为两个线偏振衍射光;进一步在两束光之间引入时延(图 6(b)),可实现涡旋光与线偏振光之间 1.5 ps 的超快切换^[91].此外,借助非线性光学过程,低阶晶格亦可产生高阶涡旋光束.对于 n 次谐波,通过圆偏振转换生成的涡旋光束所携带的拓扑荷 l 与连续域束缚态的偏振拓扑荷 q 满足关系为: $l = (n \mp 1)q$. 式中的符号“+”表示出射与入射偏振态正交,而“-”则表示二者相同.图 6(f), (g)展示了左旋圆偏振 (σ_-) 入射到 α -Si

光子晶体板 ($q = 1$) 时的结果,生成的右旋圆偏振 (σ_+) 三次谐波携带拓扑荷 $l^{3\omega, \sigma_+} = 4$, 而左旋圆偏振三次谐波对应的拓扑荷为 $l^{3\omega, \sigma_-} = 2$; 在五次谐波中,则分别对应 $l^{5\omega, \sigma_+} = 6$ 和 $l^{5\omega, \sigma_-} = 4$. 基于动量空间相位涡旋实现的涡旋光束灵活调控,为高维光通信和高精度光学测量等应用提供了新的可能.

动量空间相位涡旋所赋予涡旋光束的生成灵活性,还体现在激发方式和材料体系的选择上.相比透射型方案,基于反射型偏振转换产生涡旋光束具有效率可调的明显优势.研究发现,当材料吸收损耗可忽略或远小于辐射损耗时,单一辐射通道下反射型偏振转换生成涡旋光束的效率可接近 1.以带有银镜衬底的 Si_3N_4 光子晶体板为例,图 6(h)自上而下分别展示了入射左旋圆偏振光波长为 774.9 nm, 777.2 nm 和 779.1 nm 时对应的远场环状分布,其光斑随波长变化逐渐外扩,同时仍保持较高的转换效率^[108].图 6(c)展示了基于聚苯乙烯微球自组装形成的阵列结构,进一步降低了制备成本,并为基于动量空间相位涡旋的涡旋光束的大规模制备提供了方案^[125].

区别于基于动量空间相位涡旋产生的纵向轨道角动量,动量-频率合成空间中的相位涡旋可用于生成横向轨道角动量.研究表明,光子晶体板散射矩阵中的拓扑奇点(如 diabolic 点与 exceptional 点)对应动量-频率空间中的相位涡旋.通过频域傅里叶变换,可在时空维度中直接观察到交叉偏振转换的相位结构(图 6(j))及其对应的远场环状分布(图 6(k))^[89].时空涡旋的纯度可由相位在时空平面内分布的均匀性来表征(图 6(i)).在双层晶格控制的系统中^[88],通过调节层间水平偏移量,可在保持时空相位涡旋的同时,调控远场环状分布的形态,使其在完整与分裂状态间切换(图 6(i)第 2 行右一—右三),这为在微米尺度上优化时空光学涡旋提供了可行的调控途径.

动量空间中的相位涡旋所产生的涡旋光束,因其结构紧凑、无需结构中心而具备显著优势.近年来,一种不依赖于传统拓扑荷定义的“完美时空涡旋”崭露头角^[126,127],其在信息处理等领域展现出优异的潜力,但目前往往依赖复杂的光路系统来实现.未来,基于动量空间或动量-频率合成空间的相位场调控,有望为此类新型光场提供更紧凑、稳定且易于集成的解决方案.

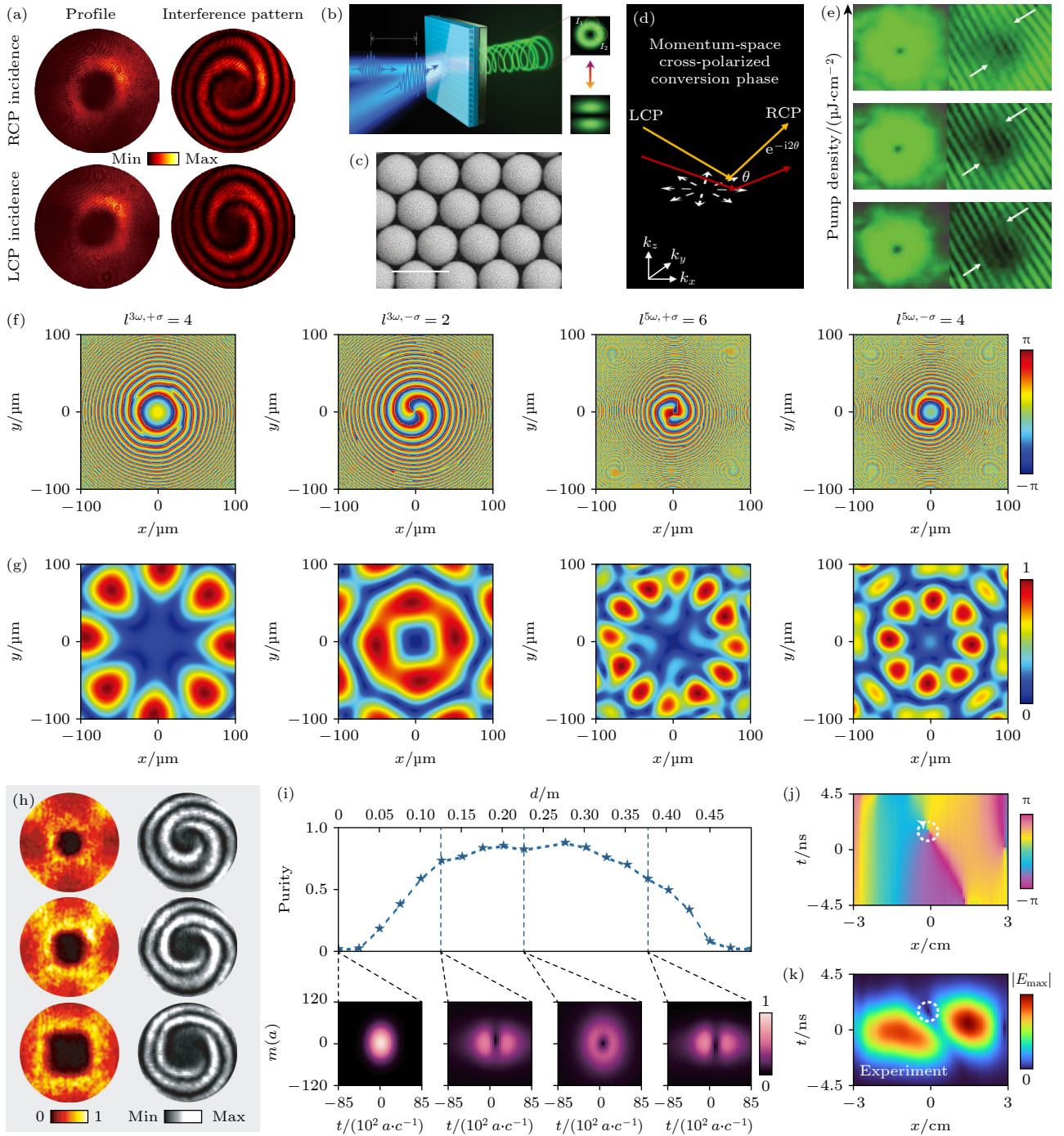


图6 轨道角动量的产生 (a) 涡旋光与参考光干涉的条纹^[86]; (b) 涡旋光的超快调控^[91]; (c) 自组装光子晶格结构^[125]; (d) 偏振交叉转换形成动量空间几何相位场的示意图; (e) 涡旋光自干涉的条纹^[91]; (f), (g) 高次谐波涡旋光^[128]; (h) 基于交叉偏振转换的涡旋光的产生效率^[108]; (i) 时空涡旋光的调控^[88]; (j), (k) 时空涡旋光的远场相位和振幅分布^[89]

Fig. 6. Generation of orbital angular momentum: (a) Interference patterns between a vortex beam and a reference beam^[86]; (b) ultrafast modulation of a vortex beam^[91]; (c) self-assembled photonic lattice structure^[125]; (d) schematic of momentum-space geometric phase field formation via cross-polarization conversion; (e) self-interference patterns of a vortex beam^[91]; (f), (g) vortex beams generated via high-order harmonic waves^[128]; (h) generation efficiency of vortex beams based on cross-polarization conversion^[108]; (i) modulation of a spatiotemporal optical vortex^[88]; (j), (k) far-field phase and amplitude distributions of the spatiotemporal optical vortex^[89].

4.2 光学拓扑自旋纹理

光学自旋纹理是光场自旋态在实空间或动量

空间中的空间构型. 目前, 实空间中梅隆子 (Merons) 与斯格明子 (Skyrmions) 等自旋结构的研究已取得重要进展^[129], 但其实现通常依赖于精密的光路

设计与严格的对准要求. 相比之下, 动量空间中的光学自旋纹理则能规避这一限制. 当光以特定的偏振和入射角照射光子晶体板时, 可与体系中的非平庸贝里相位 (Berry phase) 相互作用, 从而在出射光中形成动量空间的梅隆型自旋结构^[130]. 进一步地, 若使用圆偏振光入射到连续域束缚态光子晶体

板, 出射光中与入射偏振正交的分量会在动量空间形成几何相位涡旋场, 而同偏振分量则无此结构. 这两种相位场的叠加直接构成了动量空间中的自旋纹理^[90]. 图 7(a) 展示了由右旋和左旋圆偏振分量相位差构成的 Skyrmion 纹理的旋度 (v) 在动量空间中的分布, 其与连续域束缚态携带的拓扑

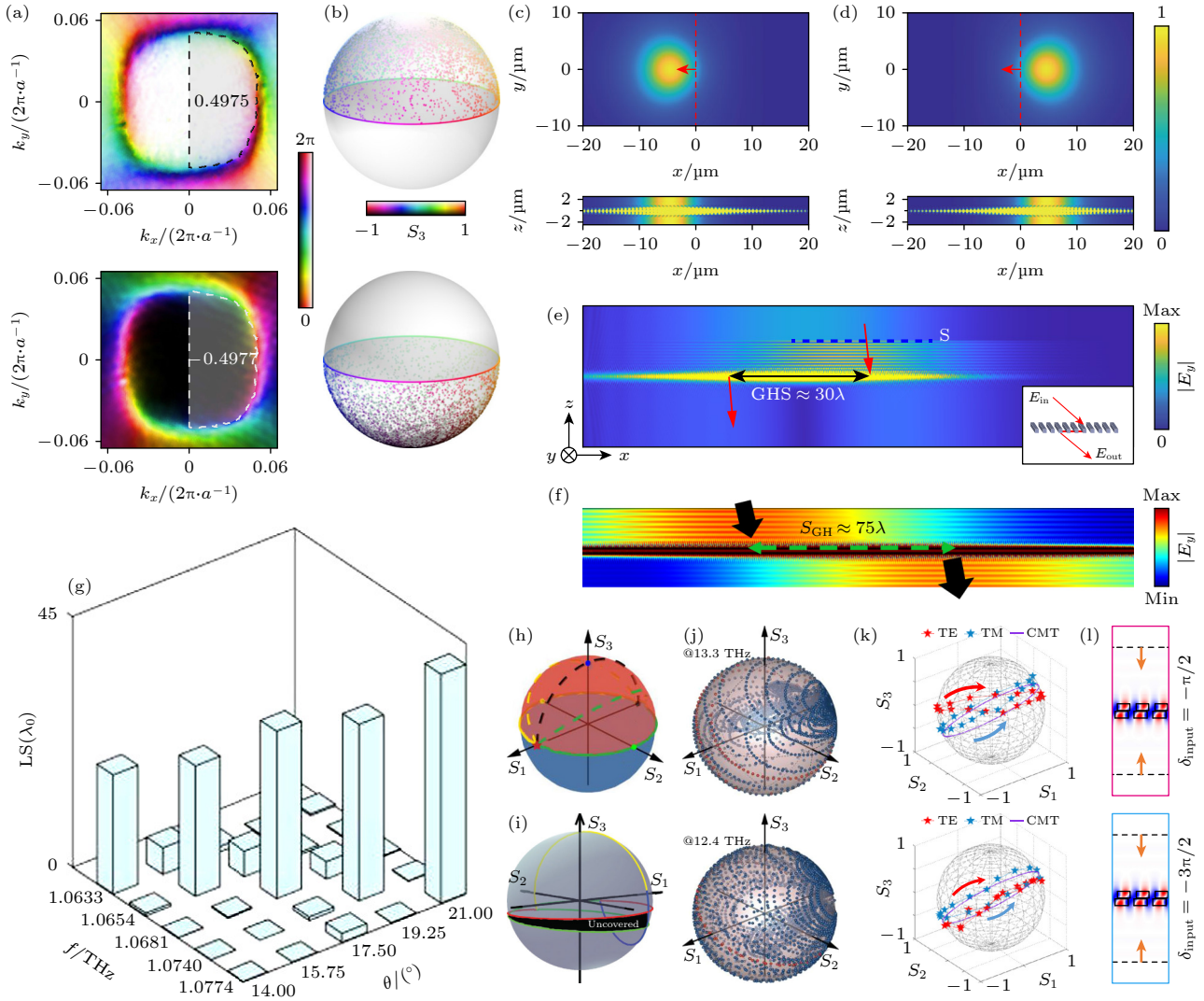


图 7 动量空间相位场中的光学物态调控 (a), (b) 动量空间拓扑自旋纹路^[90]; (c), (d) 反演对称性破缺下的 Goos-Hänchen 位移^[110]; (e) 连续域束缚态辅助斜入射下的 Goos-Hänchen 位移^[109]; (f) 单向导模谐振辅助下的 Goos-Hänchen 位移^[75]; (g) 动量不破配生成的连续域束缚态辅助下的 Goos-Hänchen 位移^[92]; (h) 任意入射偏振至任意出射偏振的完全转换^[132]; (i), (j) 基于动量空间相位差的偏振转换对材料损耗的拓扑鲁棒性^[112](i) 和频率可扩展性^[132](j); (k) 基于相干入射临界耦合条件的完全偏振转换^[133]; (l) 向上和向下辐射相位差调控辅助下的完美相干吸收^[94]

Fig. 7. Optical state manipulation via momentum-space phase fields: (a), (b) Topological spin textures in momentum space^[90]; (c), (d) Goos-Hänchen shift under broken inversion symmetry^[110]; (e) Goos-Hänchen shift assisted by a bound state in the continuum under oblique incidence^[109]; (f) Goos-Hänchen shift assisted by a unidirectional guided resonance^[75]; (g) Goos-Hänchen shift assisted by a momentum-mismatched bound state in the continuum^[92]; (h) full conversion from arbitrary input polarization to arbitrary output polarization^[132]; (i), (j) topological robustness against material loss^[112] (i) and spectral scalability^[132] (j) of polarization conversion based on momentum-space phase-difference fields; (k) complete polarization conversion based on the critical coupling condition with coherent excitation^[133]; (l) perfect coherent absorption assisted by tuning the phase difference between upward and downward radiation^[94].

荷 (q) 满足关系: $v = 2q$. 入射光的偏振决定了纹理的极性 (p): 右旋圆偏振对应中心斯托克斯矢量方向向上 ($p = 1$), 左旋圆偏振则对应向下 ($p = -1$). 由此可导出该动量空间自旋纹理对应的 Skyrmion number: $N_{\text{sk}} = (1/2)p \cdot v$, 式中系数 $1/2$ 表示梅隆子映射区域与庞加莱球之比 (图 7(b)). 同时, 该式也表明此类自旋纹理的拓扑特性可通过入射偏振进行动态调控与切换. 此外, 其工作波长具有良好的可扩展性, 因此在光通信、量子信息处理以及超精密传感与测量等领域展现出广阔的应用潜力.

4.3 光束偏移

光束的横向偏移在信息存储和超灵敏传感等领域具有重要意义. 传统的横向偏移 (如 Goos-Hänchen 位移和 Imbert-Fedorov 位移等) 通常依赖斜入射条件, 且偏移量级通常远小于光腰尺度, 难以被直接观测与灵活调控. 研究表明, 借助动量空间中的相位梯度场可实现量级显著增大的光束偏移. 如 2.3 节所述, 线偏振光正入射至反演对称性破缺的连续域束缚态光子晶体板时, 可在布里渊区中心产生显著的几何相位梯度. 图 7(c) 展示了高斯光束以该方式入射时产生约 6 个波长的横向偏移^[110]. 若在连续域束缚态附近采用斜入射, 则可引入更大的相位梯度, 实现约 30 个波长的偏移^[109] (图 7(e)). 相较于传统连续域束缚态, 动量失配的连续域束缚态在动量空间中具有更宽的响应范围^[92]. 当高斯光束以不同角度斜入射时, 均可实现显著且易于观测的横向偏移 (图 7(g)). 该偏移量与体系的品质因子 Q 成正比: $L = v_g Q / (2\pi f_0)$, 式中是 v_g 群速度. 类似规律在单向导模谐振中也有所体现: $S_{\text{GH}} = 4Qv/\omega$, 式中 v 是光波在背景材料中的速度^[75]. 图 7(f) 展示了高斯光入射至具有 P 对称性而不具备 C_2^z 对称性的光子晶体板时, 观测到约 75 个波长的光束偏移.

除追求大偏移量外, 对偏移方向的调控也是研究重点. 图 7(c), (d) 表明, 当入射偏振从 $+45^\circ$ 切换为 -45° 时, 光束偏移方向会发生反转^[110]. 但此时偏移仅沿单一方向发生. 2.3 节已指出, 偏振转换诱导的几何相位场与交叉偏振谐振相位场叠加后, 可在动量空间中形成任意方向的相位梯度^[111]. 基于此, 可实现面内斜向的光束偏移, 且该偏移方向可由入射光的自旋角动量进行调控. 此类现象亦称为光子自旋霍尔效应. 未来研究可进一步考虑引

入轨道角动量^[131], 以丰富光束偏移的调控维度和功能特性.

4.4 完美偏振转换与相干吸收

在光子晶体板的辐射调控中, 相位差场常与偏振操控及相干操作密切相关. 2.4 节中指出, 由反射光中 p 偏振分量和 s 偏振分量相位构成的相位差场中, 相位涡旋的中心对应于两者之间的完美偏振转换^[93]. 当不考虑材料吸收损耗时, 在该涡旋附近可实现任意入射偏振至任意出射偏振的完全转换 (图 7(h)). 即便存在材料损耗, 也仅有少数偏振态无法覆盖 (图 7(i)), 表明该机制具有较好的稳定性^[112]. 图 7(j) 进一步显示, 该偏振转换性能在宽频率范围内仍能保持^[132]. 完美的偏振转换也可通过异面双光束间的相位差来实现. 根据临界耦合条件, 输出偏振态受频率、辐射耦合强度及光束间相位差的共同调控^[133]. 在无材料损耗的体系中, 偏振转换成为主导损耗通道, 此时系统表现出相干完美偏振转换. 若两束异面光以连续域束缚态附近的频率入射, 且体系损耗可忽略, 则通过调节双光束间的相位差即可实现覆盖整个庞加莱球的偏振输出 (图 7(k)). 反之, 当体系不支持偏振转换时, 材料损耗将占据主导, 此时系统表现为相干完美吸收. 通过调控向上与向下辐射通道间的相位差, 可允许异面双光束以任意相对相位入射, 实现完美的相干吸收^[94] (图 7(l)). 总之, 相位差场为光子晶体板的辐射行为提供了关键的物理指引与调控维度.

5 基于动量空间相位场的激光器

动量空间中的相位场可扮演光学谐振腔的角色, 是构成微纳激光器的关键要素之一. 利用钙钛矿光子晶体板在外界圆偏振光泵浦下形成的偏振转换相位涡旋场, 已实现了低阈值的涡旋激射^[91] (图 8(a)). 除直接使用有源材料制备微纳结构外, 也可通过旋涂或覆盖等方式引入增益介质. 例如, 在 Si_3N_4 正方晶格光子晶体板上覆盖掺有染料分子二甲基亚砷的介质层, 利用结构本身的本征相位涡旋场, 同样实现了自旋锁定的涡旋激光输出^[85] (图 8(b)). 与基于偏振转换相位涡旋场的方案不同, 该结构对泵浦光的偏振态没有特殊要求. 类似地, 在覆盖单层 WS_2 的 SiN_x 正方晶格光子晶体板中也成功实现了自旋锁定涡旋激光器^[99] (图 8(c)).

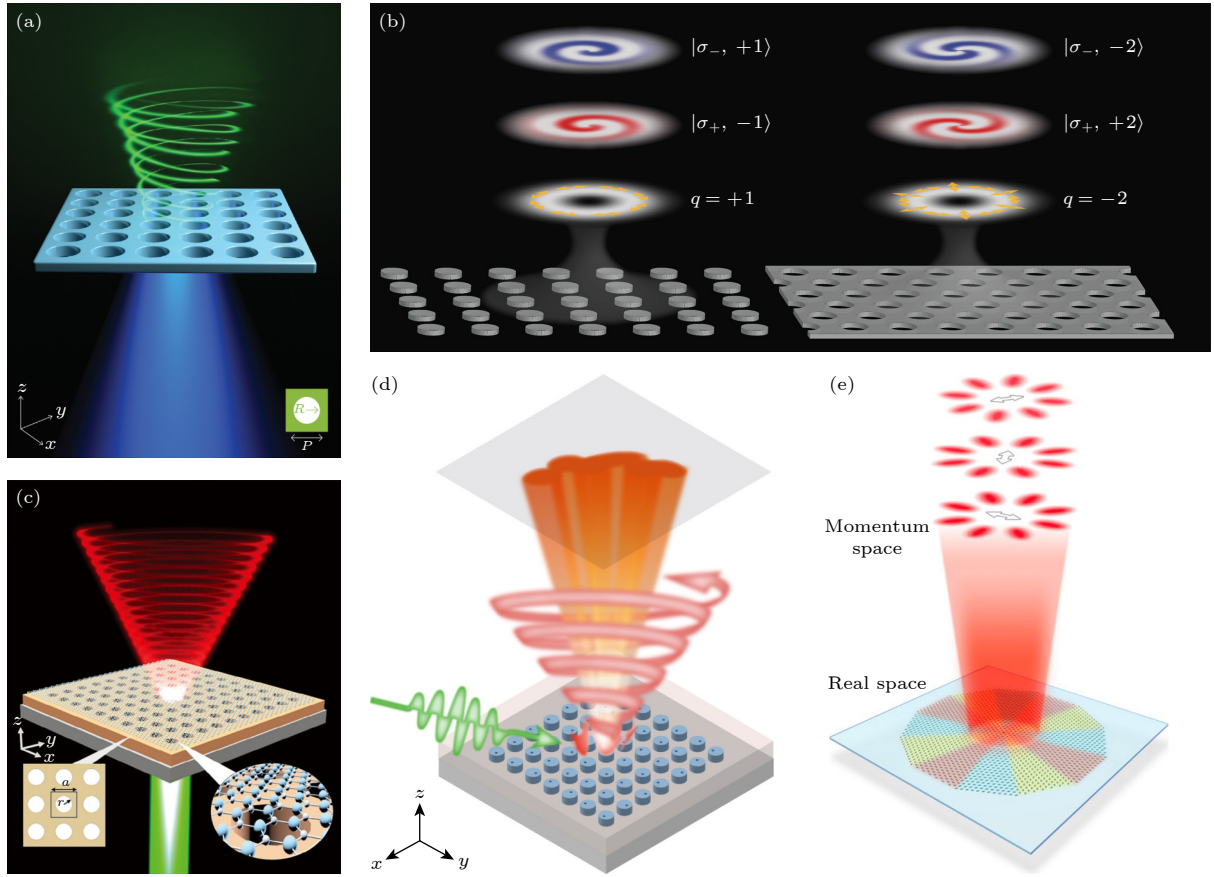


图 8 基于动量空间相位场的激光器 (a) 光泵浦钙钛矿涡旋激光器^[91]; (b) 光泵浦染料涡旋激光器^[85]; (c) 光泵浦 WS_2 涡旋激光器^[99]; (d) 具有任意波前的光泵浦染料激光器^[134]; (e) 具有定制拓扑荷的光泵浦染料激光器^[136]

Fig. 8. Lasers based on momentum-space phase fields: (a) Optically pumped perovskite vortex laser^[91]; (b) optically pumped dye-based vortex laser^[85]; (c) optically pumped WS_2 -based vortex laser^[99]; (d) optically pumped dye-based laser with arbitrary wavefront generation^[134]; (e) optically pumped dye-based laser with tailored topological charge^[136].

值得指出的是, 在自旋锁定涡旋激光器中, 波前的螺旋相位仅分别编码于左旋与右旋圆偏振分量内, 且两者所携带的拓扑荷符号相反, 导致整体激光束并不携带净轨道角动量. 如何突破该局限是未来亟待解决的关键科学问题. 此外, 相较于成熟的光泵浦方案, 电泵浦激光器的实现面临着更为严峻的挑战, 特别是有源区的载流子吸收问题. 在电注入条件下, 如何精确分析并有效管理焦耳热, 是推动相位涡旋场器件走向实用化与片上集成的关键途径. 另一方面, 超表面已在光场相位调控中得到长足发展, 通过与染料分子集成, 可实现波前任意可调的激光器^[134](图 8(d)). 近期研究表明, 在光子晶体板中引入周期性扰动可产生实空间-动量空间拓扑奇点^[135]. 然而, 动量空间相位场与超表面空间排布所构成的相位场之间的相互作用机制尚不明确. 此外, 借鉴超表面的排布策略, 将不同类型光子晶体按特定方式排列可实现高阶偏振拓扑荷激光器^[136](图 8(e)), 但此类宏观排布对微观动量空间

相位演化的影响仍有待进一步探明.

6 总结与展望

通过对光子晶体板动量空间相位场的系统梳理, 本文基于时域耦合模式理论与散射矩阵框架(相关物理量的含义和单位详见附录表 A1), 阐述了相位场在关联体系拓扑属性与光场调控功能中的核心枢纽作用, 重点涵盖动量空间相位涡旋场、相位梯度场、相位差场以及合成空间相位场的产生机制, 及其在轨道角动量生成、光子自旋霍尔效应、动量空间拓扑准粒子、完全偏振转换、完美相干吸收与多维光场调控等方面的应用. 基于动量空间相位场的光学物态调控, 在集成光子器件与先进光场调控领域展现出广阔前景.

当然, 目前动量空间相位场的发展仍面临若干关键挑战. 首先, 自旋锁定的相位涡旋场降低了对

轨道角动量产生条件的要求,但仍受限于自旋简并问题,观测轨道角动量往往需借助外部光学元件,缺乏片上解耦方案.其次,电泵浦激发是实现片上光子集成的关键,特别是对于开发高集成度、低能耗的多功能光源而言.目前,如何在电注入条件下实现自旋锁定轨道角动量及动量空间拓扑自旋结构的稳定激发,仍是亟待突破的瓶颈.最后,引入基于人工神经网络的逆向设计算法,有望实现对复杂高阶相位场的精准预测与按需定制.与此同时,将动量空间相位调控的概念拓展至量子信息处理与量子计算领域,也将是未来重要的研究方向.

附录A 主要符号表

表 A1 主要符号表
Table A1. List of principal symbols.

符号	物理意义	单位
c_x, c_y	偏振矢量	模: V/m; 相位: rad
d_x, d_y	辐射耦合系数(x, y 偏振基)	模: $s^{-1/2}$; 相位: rad
d_s, d_p	辐射耦合系数(s, p 偏振基)	模: $s^{-1/2}$; 相位: rad
E	电场矢量	模: V/m; 相位: rad
γ_0	辐射衰减速率	rad/s
k	波矢	m^{-1}
l	动量空间相位绕数	无量纲
r	反射率	无量纲
R	反射系数	模: 无量纲; 相位: rad
σ_-, σ_+	左/右旋圆偏振基	无量纲
S_0-S_3	斯托克斯参量(归一化)	无量纲
t	透射率	无量纲
ω	谐振角频率	rad/s
ω_0	谐振中心角频率	rad/s

参考文献

- Ni J C, Huang C, Zhou L M, Gu M, Song Q H, Kivshar Y, Qiu C W 2021 *Science* **374** eabj0039
- Bai Y H, Lv H R, Fu X, Yang Y J 2022 *Chin. Opt. Lett.* **20** 012601
- Hancock S W, Zahedpour S, Goffin A, Milchberg H M 2019 *Optica* **6** 1547
- Chong A, Wan C H, Chen J, Zhan Q W 2020 *Nat. Photonics* **14** 350
- Lin D M, Fan P Y, Hasman E, Brongersma M L 2014 *Science* **345** 298
- Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- Li C L, Yu P, Huang Y J, et al. 2020 *Prog. Surf. Sci.* **95** 100584
- Miller D A B 2023 *Science* **379** 41
- Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, Mueller J P B, Capasso F 2017 *Science* **358** 896
- Shalaev M I, Sun J, Tsukernik A, Pandey A, Nikolskiy K, Litchinitser N. M. 2015 *Nano Lett.* **15** 6261
- Stav T, Faerman A, Maguid E, Oren D, Kleiner V, Hasman E, Segev M 2018 *Science* **361** 1104
- Kuznetsov A I, Brongersma M L, Yao J, et al. 2024 *ACS Photonics* **11** 816
- Park J, Jeong B G, Kim S I, et al. 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 69
- Ha S T, Li Q, Yang J K W, Demir H V, Brongersma, Kuznetsov A I 2024 *Science* **386** eadm7442
- Liu M Z, Zhu W Q, Huo P C, Feng L, Song M W, Zhang C, Chen L, Lezec H J, Lu Y Q, Agrawal A, Xu T 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 107
- Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, Faraon A 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 937
- Qin H Y, Lv W J, Li J, Yang Z J, Su Z P, Shi Y Z, Li B, Genevet P, Song Q H 2026 *Laser Photonics Rev.* **20** e01032
- You J W, Lan Z H, Ma Q, Gao Z, Yang Y H, Gao F, Xiao M, Cui T J 2023 *Photonics Res.* **11** B65
- Ma S J, Yang B, Zhang S 2022 *Photonics Insights* **1** R02
- Ni X, Yves S, Krasnok A, Alù A 2023 *Chem. Rev.* **123** 7585
- Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N and Meade R D 2007 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton: Princeton University Press) p42
- Fujita M, Takahashi S, Tanaka Y, Asano T, Noda S 2005 *Science* **308** 1296
- Ren Y H, Li P S, Liu Z J, Chen Z H, Chen Y L, Peng C, Liu J 2022 *Sci. Adv.* **8** eade8817
- Zhong H C, Yu Y, Zheng Z Y, Ding Z Q, Zhao X B, Yang J W, Wei Y M, Chen Y X, Yu S Y 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 100
- Chen Z H, Yin X F, Jin J C, Zheng Z, Zhang Z X, Wang F F, He L, Zhen B, Peng C 2022 *Sci. Bull.* **67** 359
- Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
- Ota Y, Liu F, Katsumi R, Watanabe K, Wakabayashi K, Arakawa Y, Iwamoto S 2019 *Optica* **6** 786
- Zhang W X, Xie X, Hao H M, Dang J C, Xiao S, Shi S S, Ni H Q, Niu Z C, Wang C, Jin K J, Zhang X D, Xu X L 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 109
- Zhou T J, Ma J W, Tang M C, Li H C, Martin M, Baron T, Liu H Y, Chen S M, Sun X K, Zhang Z Y 2022 *ACS Photonics* **9** 3824
- Tang G J, He X T, Shi F L, Liu J W, Chen X D, Dong J W 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100300
- Ozawa T, Price H M, Amo A, Goldman N, Hafezi M, Lu L, Rechtsman M C, Schuster D, Simon J, Zilberberg O, Carusotto I 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 15006
- Zhirihin D V, Kivshar Y S 2021 *Small Sci.* **1** 2100065
- Wang Z Y, Chen F J, Xiang X, Chen G, Yang Y H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 064201 (in Chinese) [王子尧, 陈福家, 郗翔, 高振, 杨怡豪 2024 物理学报 **73** 064201]
- Kim M, Jacob Z, Rho J 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 130
- Wang H F, Xie B Y, Zhan P, Lu M H, Chen Y F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 224206 (in Chinese) [王洪飞, 解碧野, 詹鹏, 卢明辉, 陈延峰 2019 物理学报 **68** 224206]
- Gao X M, Yang L C, Lin H, Zhang L, Li J F, Bo F, Wang Z, Lu L 2020 *Nat. Nanotechnol.* **15** 1012
- Ma J W, Zhou T J, Tang M C, Li H C, Zhang Z, Xi X, Martin M, Baron T, Liu H Y, Zhang Z Y, Chen S M, Sun X K 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 255
- Han S, Chua Y D, Zeng Y Q, et al. 2023 *Nat. Commun.* **14** 707
- Shao Z K, Chen H Z, Wang S, Mao X R, Yang Z Q, Wang

- S L, Wang X X, Hu X, Ma R M 2020 *Nat. Nanotechnol.* **15** 67
- [40] Yang L C, Li G R, Gao X M, Lu L 2022 *Nat. Photonics* **16** 279
- [41] Hirose K, Liang Y, Kurosaka Y, Watanabe A, Sugiyama T, Noda S 2014 *Nat. Photonics* **8** 406
- [42] Li Z T, Luo X W, Gu Q 2023 *APL Photonics* **8** 070901
- [43] Zhou H Y, Peng C, Yoon Y, Hsu C W, Nelson K A, Fu L, Joannopoulos J D, Soljačić M, Zhen B 2018 *Science* **359** 1009
- [44] Wang W H, Srivastava Y K, Tan T C, Wang Z M, Singh R 2023 *Nat. Commun.* **14** 2811
- [45] Huang L J, Jin R, Zhou C B, Li G H, Xu L, Overvig A, Deng F, Chen X, Lu W, Alù A, Miroschnichenko A E 2023 *Nat. Commun.* **14** 3433
- [46] Zhen B, Hsu C W, Lu L, Stone A D, Soljačić M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 257401
- [47] Ye W M, Gao Y, Liu J L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 153904
- [48] Yoda T, Notomi M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 053902
- [49] Liu W Z, Wang B, Zhang Y W, Wang J J, Zhao M X, Guan F, Liu X H, Shi L, Zi J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 116104
- [50] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [51] Kang M, Liu T, Chan C T, Xiao M 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 659
- [52] Yin X F, Peng C 2020 *Photonics Res.* **8** B25
- [53] Wang J J, Li P S, Zhao X Q, Qian Z Y, Wang X H, Wang F F, Zhou X Y, Han D Z, Peng C, Shi L, Zi J 2024 *Photonics Insights* **3** R01
- [54] Zeng Y X, Hu G W, Liu K P, Tang Z X, Qiu C W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 176101
- [55] Tu Q A, Zhou H X, Ji C L, Liu R P, Meng Y, Gong M H, Gao Z 2026 *Laser Photonics Rev.* **20** e01685
- [56] Huang L, Miroschnichenko A E 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** e00555
- [57] Li C L, Wang W H, Ren A B, Wu J 2025 *Opt. Laser Technol.* **192** 114118
- [58] Li C L, Wang W H, Chen J F, Liu M Q, Ren A B, Qiu C W, Xu H X, Wang Z M, Wu J 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 054020
- [59] Cui J Y, Chua Y D, Han S, et al. 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2300350
- [60] Han S, Cui J Y, Chua Y D, et al. 2023 *Light. Appl.* **12** 145
- [61] Cui J Y, Han S, Zhu B F, Wang C W, Chua Y D, Wang Q, Li L H, Davies A G, Linfield E H, Wang Q J 2025 *Nat. Photonics* **19** 643
- [62] Sang Y G, Lu J Y, Ouyang Y H, Luan H Y, Wu J H, Li J Y, Ma R M 2022 *Nat. Commun.* **13** 6485
- [63] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, Bahari B, Fainman Y, Kanté B 2017 *Nature* **541** 196
- [64] Hwang M S, Lee H C, Kim K H, Jeong K Y, Kwon S H, Koshelev K, Kivshar Y, Park H G 2021 *Nat. Commun.* **12** 4135
- [65] Parry M, Mazzanti A, Poddubny A N, Valle G D, Neshev D N, Sukhorukov A A 2021 *Adv. Photonics* **3** 055001
- [66] Santiago-Cruz T, Gennaro S D, Mitrofanov O, Addamane S, Reno J, Brener I, Chekhova M V. 2022 *Science* **377** 991
- [67] Tittl A, Leitis A, Liu M, Yesilkoy F, Choi D Y, Neshev D N, Kivshar Y S, Altug H 2018 *Science* **360** 1105
- [68] Yu J B, Yao W Z, Qiu M, Li Q 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 174
- [69] Li T Y, Liu M J, Hou J H, Yang X, Wang S B, Wang S M, Zhu S N, Tsai D P, Wang Z L 2024 *Chip* **3** 100109
- [70] Sun K L, Wang K R, Wang W, Cai Y J, Huang L J, Alù A, Han Z H 2025 *Newton* **1** 100057
- [71] Liu T T, Qin M B, Qiu J M, Tu X, Qiu H F, Wu F, Yu T B, Liu Q G, Xiao S Y 2025 *Nano Lett.* **25** 3646
- [72] Ardizzone V, Riminucci F, Zanotti S, et al. 2022 *Nature* **605** 447
- [73] Yin X F, Jin J C, Soljačić M, Peng C, Zhen B 2020 *Nature* **580** 467
- [74] Han C H, Zheng Z, Shu H W, et al. 2023 *Sci. Adv.* **9** eadi5339
- [75] Gong M H, Zhang Z X, Tu Q G, Hu P, Peng C, Gao Z 2025 *ACS Photonics* **12** 5464
- [76] Shi T, Deng Z L, Geng G Z, et al. 2022 *Nat. Commun.* **13** 4111
- [77] Hu D Z, Zhang Z, Zhang K X, He Q, Zhao W J 2025 *J. Semicond.* **46** 072102
- [78] Jia T X, Jeon Y, Feng L, Kim H, Li B J, Rui G H, Rho J 2025 *Opto-Electronic Adv.* **8** 250079
- [79] Chen Y, Deng H C, Sha X B, Chen W J, Wang R Z, Chen Y H, Wu D, Chu J R, Kivshar Y S, Xiao S M, Qiu C W 2023 *Nature* **613** 474
- [80] Zhang X D, Liu Y L, Han J, Kivshar Y, Song Q H 2022 *Science* **377** 1215
- [81] Wang Q, Chong Y D 2023 *J. Opt. Soc. Am. B* **40** 1443
- [82] Wang C Q, Fu Z T, Mao W B, Qie J R, Stone A D, Yang L 2023 *Adv. Opt. Photonics* **15** 442
- [83] Valero A C, Sztranyovszky Z, Muljarov E A, Bogdanov A, Weiss T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 103802
- [84] Yin X F, Inoue T, Peng C, Noda S 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 056401
- [85] Wang J J, Wang X H, Wu Z C, Zhao X Q, Wu S B, Shi L, Kivshar Y, Zi J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 133802
- [86] Wang B, Liu W Z, Zhao M X, Wang J J, Zhang Y W, Chen A, Guan F, Liu X H, Shi L, Zi J 2020 *Nat. Photonics* **14** 623
- [87] Kang M, Xiao M, Chan C T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 013805
- [88] Ni X Q, Liu Y, Lou B C, Zhang M J, Hu E L, Fan S H, Mazur E, Tang H N 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 073804
- [89] Chen J G, Liu W Z, Wang J J, et al. 2025 *ACS Photonics* **12** 3208
- [90] Rao L X, Wang J J, Wang X H, et al. 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 026203
- [91] Huang C, Zhang C, Xiao S M, et al. 2020 *Science* **367** 1018
- [92] Wei M G, Long Y, Wu F, Liu G G, Zhang B L 2025 *Sci. Bull.* **70** 882
- [93] Guo Y, Xiao M, Fan S H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 167401
- [94] Zhuang Z P, Zeng H L, Chen X D, He X T, Dong J W 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 113801
- [95] Bulgakov E N, Sadreev A F 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023816
- [96] Bulgakov E N, Maksimov D N 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 267401
- [97] Hsu C W, Zhen B, Soljačić M, Stone A D 2017 *arXiv:1708.02197*
- [98] Kang M, Mao L, Zhang S P, Xiao M, Xu H X, Chan C T 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 228
- [99] Xia M, Chen Y H, Zhou J X, Wang Y F, Huang D, Zhang X W 2024 *Adv. Mater.* **36** 2400214
- [100] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, Zayats A V. 2015 *Nat. Photonics* **9** 796
- [101] Fan S H, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [102] Suh W, Wang Z, Fan S H 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 1511
- [103] Ji C Y, Nguyen H S, Hu G W 2026 *Newton* **2** 100318
- [104] Zuo H Z, Xia S X, Meng H Y 2025 *Phys. Rev. B* **112** 165414
- [105] Song Q J, Yi Z, Xiang H, Han D Z 2025 *Phys. Rev. A* **112** 063517
- [106] Yin Z B, Cao Z L 2025 *Opt. Lett.* **50** 5710

- [107] Wang C Y, Wu J J, Tian J Y 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** e00205
- [108] Li T Y, Wang J J, Zhang W J, Wang X H, Liu W Z, Shi L, Zi J 2023 *Natl. Sci. Rev.* **10** nwac234
- [109] Du S H, Zhang W J, Liu W Z, Zhang Y B, Zhao M X, Shi L 2022 *Nanophotonics* **11** 4531
- [110] Wang J J, Zhao M X, Liu W Z, Guan F, Liu X H, Shi L, Chan C T, Zi J 2021 *Nat. Commun.* **12** 6046
- [111] Wang J J, Shi L, Zi J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 236101
- [112] Guo Y, Xiao M, Zhou Y, Fan S H 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801453
- [113] Argüello-Luengo J, Bhattacharya U, Celi A, Chhajlany R W, Grass T, Płodzień M, Rakshit D, Salamon T, Stornati P, Tarruell L, Lewenstein M 2024 *Commun. Phys.* **7** 143
- [114] Ehrhardt M, Weidemann S, Maczewsky L J, Heinrich M, Szameit A 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200518
- [115] Li G Z, Wang L J, Ye R, Zheng Y L, Wang D W, Liu X J, Dutt A, Yuan L Q, Chen X F 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 81
- [116] Yuan L Q, Lin Q, Xiao M, Fan S H 2018 *Optica* **5** 1396
- [117] Celi A, Massignan P, Ruseckas J, Goldman N, Spielman I B, Juzeliunas G, Lewenstein M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 043001
- [118] Lu C C, Wang C Y, Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 113902
- [119] Dutt A, Lin Q, Yuan L, Minkov M, Xiao M, Fan S H 2020 *Science*. **367** 59
- [120] Yin X F, Chen Y, Zhang X Y, Zhang Z X, Noda S, Peng C 2025 *Nat. Commun.* **16** 2796
- [121] Liu W Z, Zeng Y S, Zhao J Y, Yang C F, Zhang R Y, Cui X H, Wu G B, Chan C T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 243804
- [122] Mukherjee S, Gomis-Bresco J, Artigas D, Torner L 2021 *Opt. Lett.* **46** 2545
- [123] Wang Q, Xiao M, Liu H, Zhu S N, Chan C T 2017 *Phys. Rev. X* **7** 031032
- [124] Lee K, Yu S, Kang J, Yu S, Choi W, Chung D, Park S, Kim T 2026 *Phys. Rev. A* **113** L010401
- [125] Zhang W J, Chu J, Deng R H, Wang X H, Li T Y, Liu W Z, Wang J J, Liu X H, Shi L 2024 *Adv. Opt. Mater.* **12** 2400088
- [126] Fan H H, Cao Q, Liu X, Chong A, Zhan Q W 2025 *Photonics Research* **13** 1776
- [127] Zhang S S, Zhou Z Y, Man Z S, Ni J L, Min C J, Zhang Y Q, Yuan X C 2025 *arXiv: 2501.10055*
- [128] Kang L, Wu Y H, Ma X Z, Lan S F, Werner D H 2022 *Adv. Opt. Mater.* **10** 2101497
- [129] Lei X R, Zhan Q W 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** e01427
- [130] Guo C, Xiao M, Guo Y, Yuan L Q, Fan S H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 106103
- [131] Zhang Z, Tan Y W, Ling X H, Deng D M 2024 *Opt. Laser Technol.* **176** 110987
- [132] Chen F J, Gao Z, Zhang L, Chen Q L, Yan Q H, Xi R, Jin L Q, Li E P, Yin W Y, Chen H S, Yang Y H 2023 *Laser Photon. Rev.* **17** 2200626
- [133] Kang M, Zhang Z Y, Wu T, Zhang X Q, Xu Q, Krasnok A, Han J G, Alù A 2022 *Nat. Commun.* **13** 4536
- [134] Zeng Y X, Sha X B, Zhang C, Zhang Y, Deng H C, Lu H P, Qu G Y, Xiao S M, Yu S H, Kivshar Y, Song Q H 2025 *Nature* **643** 1240
- [135] Qin H Y, Su Z P, Zhang Z, Lv W J, Yang Z J, Chen W J, Gao X Y, Wei H, Shi Y Z, Li B, Zhou J, Fleury R, Qiu C W, Song Q H 2025 *Nature* **639** 602
- [136] Wang X H, Wu Z C, Wang J J, Shi L, Zi J 2026 *Light Sci. Appl.* **15** 184

SPECIAL TOPIC—Semiconductor physics and devices

Phase fields in momentum space of photonic crystal slabs^{*}

LI Chuanlin¹⁾ REN Aobo^{1)†} WU Jiang^{1)2)‡}

1) (*Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

2) (*Mozi Laboratory, Zhengzhou 450001, China*)

(Received 20 January 2026; revised manuscript received 14 February 2026)

Abstract

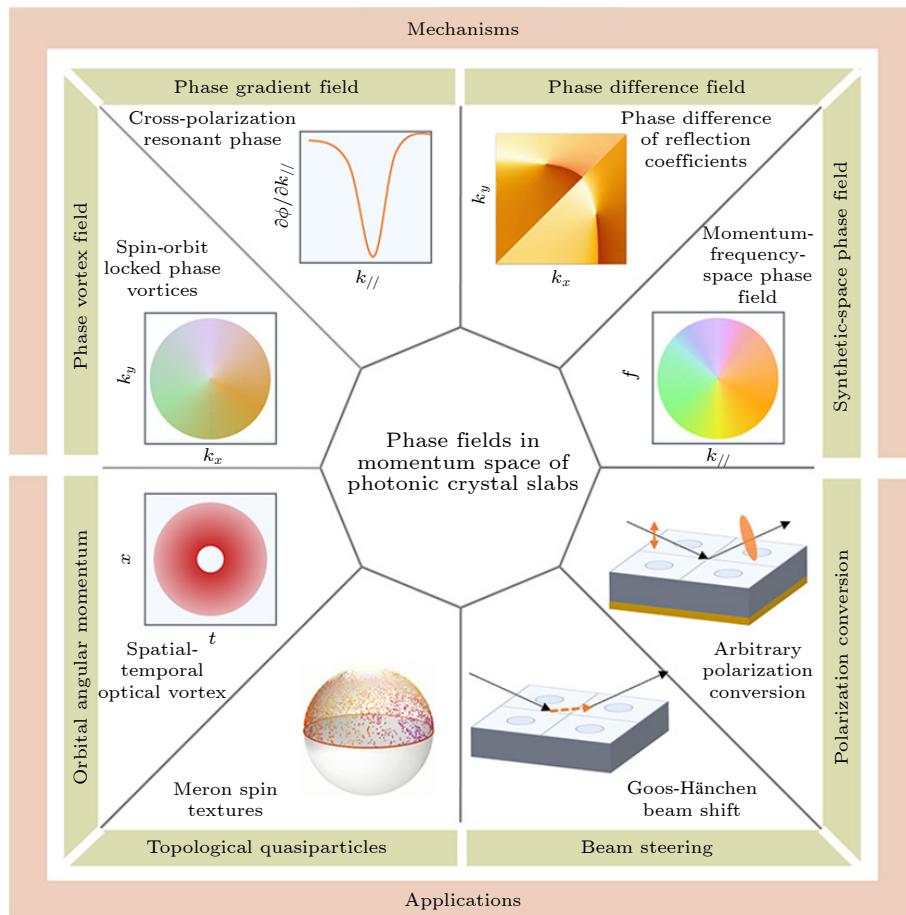
Optical phase modulation is of great significant importance in fields such as optical communication, information processing, and precision measurement. Compared with real-space modulation, momentum-space phase modulation has distinct advantages: it is free from structural center constraints, supports unlimited mode capacity, and possesses intrinsic topological protection. This inherent flexibility and scalability allow practical applications systems to operate without stringent optical alignment while providing a large number of independent control channels, thereby advancing the development of high-performance, highly integrated optical

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFA1401100).

[†] Corresponding author. E-mail: aobo.ren@uestc.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: jiangwu@uestc.edu.cn

systems. Photonic crystal slabs, with their open boundary periodicity and capabilities for momentum-space optical field manipulation, have become a crucial platform for research on momentum-space phase fields. Based on polarization orthogonal decomposition and the scattering matrix within temporal coupled-mode theory, this paper systematically elucidates the generation mechanisms of both two-dimensional momentum-space phase fields, including phase vortices, phase gradients, and phase difference, and multidimensional synthetic momentum-space phase fields in photonic crystal slabs, and reviews recent research and application progress in this area. Finally, the development status, advantages, and possible breakthroughs in the field of momentum-space phase fields are summarized and prospects for future work are discussed.



Keywords: phase field in momentum space, photonic crystal slab, manipulation of momentum-space optical states, vortex lasers

DOI: [10.7498/aps.75.20260100](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260100)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260100](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260100)

光子晶体板动量空间中的相位场

李传林 任翱博 巫江

Phase fields in momentum space of photonic crystal slabs

LI Chuanlin REN Aobo WU Jiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 080402 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260100

CSTR: 32037.14.aps.75.20260100

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260100>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

柱矢量涡旋光束在自由空间中传输时角动量的全矢量特性

Full vector properties of angular momentum of cylindrical vector vortex beam propagating in free space

物理学报. 2025, 74(5): 059202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241344>

风控热晕对双模涡旋光束大气传输的轨道角动量和相位奇异性的影响

Influence of wind-dominated thermal blooming on orbital angular momentum and phase singularity of dual-mode vortex beams

物理学报. 2023, 72(16): 164202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230684>

旋转自旋-轨道角动量耦合玻色-爱因斯坦凝聚体的基态性质

Ground state properties of rotating spin-orbital-angular-momentum coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2025, 74(19): 190303 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250542>

一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum

物理学报. 2022, 71(7): 074206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211909>

螺旋扭曲双包层-三芯光子晶体光纤用于轨道角动量的生成

Helically twisted double-cladding-three-core photonic crystal fiber for generation of orbital angular momentum

物理学报. 2023, 72(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222405>

三维空间轨道角动量全息

Three-dimensional spatial orbital angular momentum holography

物理学报. 2024, 73(9): 094202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231822>