

# 动量空间偏振场与连续谱中束缚态： 基础与研究进展(特邀)

张曦灏<sup>1,2</sup>, 赵星棋<sup>1,2</sup>, 石磊<sup>1,2,3</sup>, 刘文哲<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>上海量子科学研究中心, 上海 201315;

<sup>2</sup>复旦大学应用表面物理全国重点实验室, 微纳光子结构教育部重点实验室, 物理学系, 上海 200433;

<sup>3</sup>复旦大学微纳电子器件与量子计算机研究院, 上海 200438

**摘要** 光子晶体平板等开放边界周期性光子结构是拓扑光子学的重要研究平台,其在动量空间中形成具有丰富拓扑特征的偏振场。在动量空间偏振场中,起核心拓扑作用的奇点——涡旋奇点,与一类特殊的光学模式——连续谱中束缚态(BIC)密切相关。本文基于能带理论,系统阐述了动量空间偏振场的形成机制及其涡旋奇点的拓扑性质,并通过 Friedrich-Wintgen 耦合机制揭示了偏振奇点与 BIC 的内在联系。基于这一理论框架,详细分析了 BIC 及其偏振场在光学涡旋生成、自旋-轨道耦合和偏振转换中的独特优势,并系统讨论了通过结构参数调控实现 BIC 演化与合并的机制。针对当前该领域最受关注的手性光学响应问题,重点分析了对称性破缺和磁光效应两种调控途径的物理机制与最新进展,阐述了从对称保护 BIC 到手性准 BIC、自旋-轨道锁定 BIC 以及 Janus BIC 等模式的演化过程,为基于 BIC 的新一代手性光子器件设计提供了理论指导和发展路径。

**关键词** 连续谱中束缚态; 动量空间偏振场; 光子晶体平板; 偏振奇点

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOSOL250491

## Momentum-Space Polarization Fields and Bound State in the Continuum: Fundamentals and Research Progress (Invited)

Zhang Xihao<sup>1,2</sup>, Zhao Xingqi<sup>1,2</sup>, Shi Lei<sup>1,2,3</sup>, Liu Wenzhe<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>Shanghai Research Center for Quantum Sciences, Shanghai 201315, China;

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Surface Physics, Key Laboratory of Micro- and Nano-Photonic Structures (Ministry of Education), Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China;

<sup>3</sup>Institute for Nanoelectronic Devices and Quantum Computing, Fudan University, Shanghai 200438, China

**Abstract** Periodic photonic structures with open boundaries, such as photonic crystal slabs, serve as important platforms for studying topological photonics, as they generate polarization fields in momentum space that exhibit rich topological features. Within these momentum-space polarization fields, vortex singularities—the topological singularities that play a pivotal role in the topological characteristics—are intimately connected to a special class of optical modes known as bound states in the continuum (BICs). Grounded in band theory, this review systematically elucidates the formation mechanisms of momentum-space polarization fields and the topological properties of their vortex singularities. Through the Friedrich-Wintgen coupling mechanism, we reveal an intrinsic connection between polarization singularities and BICs. Based on this theoretical framework, we provide a detailed analysis of the unique advantages of BICs and their associated polarization fields in optical vortex generation, spin-orbit coupling, and polarization conversion. The mechanisms for achieving BIC evolution and merging through structural parameter control are systematically discussed. To address the current focus on chiral optical responses, this review emphasizes the physical mechanisms and latest advances in two modulation approaches: symmetry breaking and magneto-optical effects. We elucidate the evolutionary processes from symmetry-protected BIC to chiral quasi-BIC, spin-orbit locked BIC, and Janus BIC, providing theoretical guidance and

收稿日期: 2025-07-08; 修回日期: 2025-07-31; 录用日期: 2025-08-04; 网络首发日期: 2025-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(12321161645, 12234007, 12221004, T2394480, T2394481)、上海市科委项目(23DZ2260100)、国家自然科学基金优秀青年科学基金(海外)

通信作者: \*wzliu@fudan.edu.cn

developmental pathways for designing next-generation chiral photonic devices based on BICs.

**Key words** bound states in the continuum; momentum-space polarization field; photonic crystal slab; polarization singularity

## 1 引言

光场的精确调控是现代光子学的重要研究方向,影响着相位调制器、准直光束生成器、光耦合器、光束整形等光子器件的性能提升。在众多光场调控平台中,具有开放边界的周期性光子结构通过不同的特殊结构设计,可以很好地实现对入射光场振幅、相位、波矢等的精确调控<sup>[1-6]</sup>。在这些光子结构中,光子晶体平板(PhCS)作为代表性结构,具有周期性的介电调制性能,支持可以与自由空间耦合的波导共振模式。这些共振模式在远场的辐射具有确定的偏振态,可以在动量空间中形成偏振场,为光场调控提供新的自由度和可能性。

PhCS 的动量空间偏振场存在具有特殊拓扑性质的涡旋奇点<sup>[7-14]</sup>,这些奇点与一类无法向自由空间辐射的特殊模式——连续谱中束缚态(BIC)一一对应。BIC 因其理论上无限大的品质因数  $Q$  (描述光子器件中模式的共振峰锐度及光子寿命)和独特的拓扑特性<sup>[15-22]</sup>,在光场调控和光与二维材料等物质的相互作用增强<sup>[23-24]</sup>中展现出巨大的应用潜力,引起了学界的广泛关注<sup>[25-35]</sup>。当前,对具有开放边界周期性光子结构中 BIC 的研究取得了显著进展,已有多篇综述对 BIC 的物理机制、应用及前沿方向进行了系统性总结: Wang 等<sup>[26]</sup>从 Friedrich-Wintgen 机制、多极子理论等方面阐述了 BIC 的形成机制和辐射特性,为深入理解 BIC 的物理本质提供了多维度视角,并梳理了 BIC 在高  $Q$  激光器、高灵敏度传感器以及光场拓扑调控等方面的应用进展; Kang 等<sup>[36]</sup>则回顾了 BIC 在激光器、非线性光学、传感和光波导等领域的应用,并着重强调了其高品质因数  $Q$ 、尖锐 Fano 共振以及拓扑特性在赋能这些应用中发挥的关键作用; 黄磊等<sup>[37]</sup>聚焦于 BIC 辅助的强耦合现象,梳理了其在介质、等离激元以及二维材料等平台上的研究进展,并深入讨论了 BIC 强耦合在极化激元激光器中的应用前景; 饶晓峰等<sup>[38]</sup>对基于 BIC 的超构光子生物传感器进行系统性回顾,并从金属、介质及微流体等平台出发,深入分析了 BIC 高品质因数等特性在实现高灵敏度生物探测与分析上的优势与前景。这些综述从不同角度全面展现了 BIC 研究的丰富内涵。在此基础上,本文将以前周期性光子结构的动量空间偏振场为出发点,系统阐述 BIC 与偏振奇点的内在关联及其物理机制。基于 Friedrich-Wintgen 机制的物理图像,本文着重分析了 BIC 形成机制与其在涡旋光生成、光束位移、偏振转换等光学应用中的物理本质,为理解和设计基于 BIC 的光学器件提供统一的

物理框架。

在动量空间偏振场的研究中,当周期性光子结构的对称性破缺时,将产生椭圆偏振态,实现手性光学响应。基于 BIC 的手性光学响应由此成为偏振场调控的前沿方向<sup>[39-44]</sup>。然而,传统的手性调控方法往往面临着品质因数与手性响应强度之间的根本矛盾,严重限制了其实际应用。如何在保持 BIC 高品质因数的同时实现强手性响应,已成为当前亟待解决的关键科学问题。本综述围绕这一核心问题,系统梳理和分析了不同手性调控机制的物理本质与最新进展。

本综述以动量空间偏振场为核心,基于 Friedrich-Wintgen 机制和能带折叠理论,构建 BIC 的物理机制及其应用的物理图像。首先,阐述动量空间偏振场中涡旋奇点与 BIC 的对应关系及其形成机制;其次,从偏振场的拓扑性质出发,分析其在涡旋光生成、光束位移和偏振转换等方面的物理应用;随后,探讨结构参数调控下偏振场及 BIC 的演化规律,包括合并 BIC (merging BIC) 和 Janus BIC<sup>[45]</sup> 的形成机制;最后,重点讨论连续谱中手性束缚态的产生机制,分析结构对称性破缺和磁光效应两种途径实现手性调控的物理原理,并基于偏振场调控的发展趋势对该领域的发展方向进行展望。

## 2 动量空间偏振场与 BIC 的涡旋奇点

### 2.1 动量空间偏振场的理论基础

光场的精确调控是现代光子学研究的核心挑战,对于实现高性能光子器件及探索新颖光学现象具有重要意义<sup>[46-52]</sup>。而光子晶体作为具有周期性介电系数分布的人工材料,因其独特的光子能带结构而备受关注。光子能带可以禁止特定频率光的传播,同时在带边附近表现出强烈的色散特性及优异的群速度调控能力。进一步地,PhCS 因其在垂直板面方向上的连续平移对称性缺失,获得了与自由空间相互作用的能力。因此,PhCS 结合了光子晶体的能带调控优势及平板波导的耦合特性,成为一种具有开放边界的周期性光子结构。通过对结构单元的设计和排列,这类结构可以在亚波长尺度上对光的传播、偏振及相位特性进行操控,从而突破了传统光学器件在尺寸和功能上的限制,为实现光场的精确调控这一目标提供了理想的实现平台。这种平台为下一代光学器件如超紧凑滤波器、高效光开关<sup>[53]</sup>及新型激光器<sup>[37,54-60]</sup>设计奠定了基础,同时在光量子信息处理<sup>[61-63]</sup>、光学传感器<sup>[38,64-67]</sup>以及非线性光学效应增强<sup>[68-71]</sup>等前沿应用中展现出重要价值。本

文从 PhCS 出发, 详细讨论其基于偏振场所展现出的光场调控特性及应用。

在一块  $xoy$  平面无限大且  $z$  方向厚度有限的均匀介质平板中, 一些光学传播模式因上下表面的内部全反射边界条件被束缚在板面内, 这些模式被称为波导模式, 可以用对应的圆频率  $\omega$  和面内波矢  $\mathbf{k}_{\parallel}$  标记为  $(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})$ <sup>[72]</sup>。这些波导模式的面外波矢  $\mathbf{k}_z$  是一个虚数, 在  $z$  方向上表示为倏逝波。其中, 圆频率  $\omega$ 、面内波矢  $\mathbf{k}_{\parallel}$  和面外波矢  $\mathbf{k}_z$  满足

$$\mathbf{k}_z = \sqrt{\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \mathbf{k}_{\parallel}^2}, \omega < c|\mathbf{k}_{\parallel}|/n \quad (1)$$

式中:  $n$  为板面外辐射空间的折射率;  $c$  为真空光速。将周期性介电系数分布引入介质平板后, 介质平板变为 PhCS, 其面内的波导模式会在周期介电调制的作用下成为周期性布洛赫波模式, 在实空间中表示为  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}, n}(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r})$ 。由于 PhCS 满足布洛赫边界条件, 布洛赫波模式的面内波矢  $\mathbf{k}_{\parallel}$  与  $\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{G}$  等效,  $\mathbf{G}$  为在动量空间中由 PhCS 的周期性决定的倒格矢。在此基础上, 周期性使这些布洛赫波模式在布里渊区边界发生折叠, 模式的面外波矢  $\mathbf{k}_z$  在一些约束条件下变为实数<sup>[73]</sup>:

$$k_z = \sqrt{\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - [|\mathbf{k}_{\parallel}| + (m_x G_x + m_y G_y)]^2} \quad (2)$$

式中:  $m_x, m_y$  为标记各阶辐射通道的整数。此时, 这些模式不再简单地被界面的内部全反射约束, 而是获得了与自由空间平面波相互耦合的能力, 并形成远场辐射。

这类模式被称为波导共振模式, 位于辐射连续谱(即光锥)中, 其圆频率满足关系  $\omega > c|\mathbf{k}_{\parallel}|/n$ 。

波导共振是具有有限寿命的共振, 由于其与辐射连续谱耦合, 波导共振模式会以平面波辐射的形式向自由空间泄漏能量。这些平面波的面内波矢与共振模式的波矢匹配, 并同时具有偏振态, 即电场随时间演化形成的轨迹。对于一个沿波矢  $\mathbf{k}$  方向传播的平面波, 可以用忽略时空演化相位  $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$  并归一化后的电场矢量  $\mathbf{E}$  的琼斯矢量表示其偏振态:

$$\begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0s} \cdot \exp(i\phi_s) \\ E_{0p} \cdot \exp(i\phi_p) \end{bmatrix} \quad (3)$$

将琼斯矢量重新组合, 可以得到 4 个偏振实参量来描述光的偏振态, 即斯托克斯参数, 其具有如下数学表示:

$$\begin{cases} S_0 = |E_s|^2 + |E_p|^2 = I \\ S_1 = |E_s|^2 - |E_p|^2 = I \cos(2\chi) \cos(2\theta) \\ S_2 = 2\text{Re}(E_s E_p^*) = I \cos(2\chi) \sin(2\theta) \\ S_3 = 2\text{Im}(E_s E_p^*) = I \sin(2\chi) \end{cases} \quad (4)$$

式(4)的两个角度参数  $\theta = \arg(S_1 + iS_2)/2$  和  $\chi = \arctan(S_3/\sqrt{S_1^2 + S_2^2})/2$  分别表示偏振态的取向角和椭圆度[图 1(a)]。基于这两个角度参数, 斯托克斯参数可以映射到庞加莱球上[图 1(b)], 球面上的点与实际偏振态一一对应。

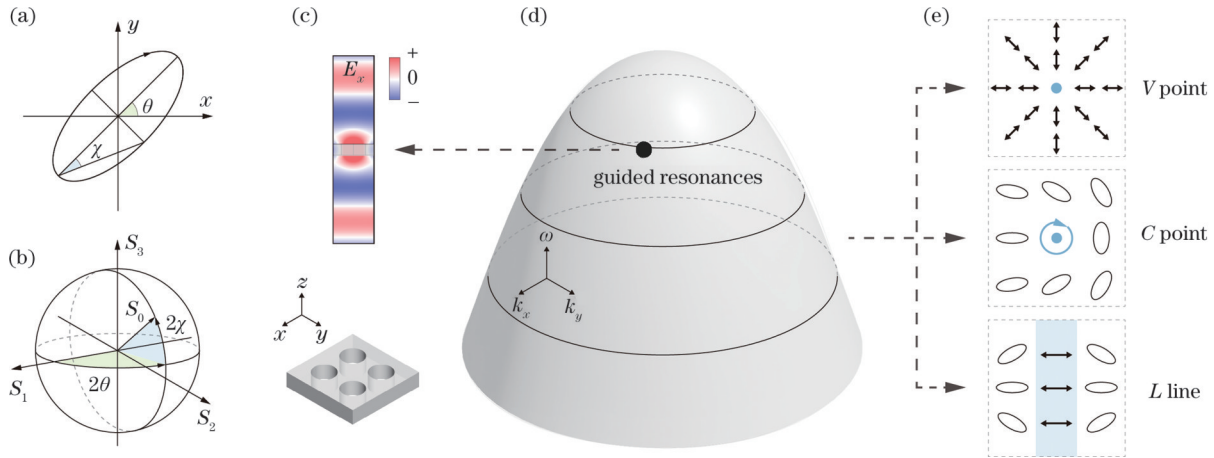


图 1 偏振定义及导模共振模式的辐射偏振示意图。(a) 偏振椭圆的定义; (b) 庞加莱球示意图; (c) PhCS 中波导共振模式的空间场分布; (d) 光子能带与波导共振模式; (e) 动量空间偏振场中 3 种偏振奇点

Fig. 1 Definition of polarization and schematics of radiation polarization of guided resonances. (a) Definition of polarization ellipse; (b) schematic of the Poincaré sphere; (c) spatial field distribution of guided resonances in PhCS; (d) photonic band structure and guided resonances; (e) three kinds of polarization singularities in the polarization field of momentum space

将这些波导共振模式的远场辐射偏振态与对应的面内波矢  $\mathbf{k}_{\parallel}$  一一映射, 得到偏振态在动量空间中的分布, 即动量空间偏振场。依据椭圆度的不同, 偏振场中的偏振态可以分为圆偏振、椭圆偏振及线偏振三类。

当综合考虑某点的偏振属性及其周围空间的偏振态分布时, 偏振场存在 3 种特殊的偏振奇点, 如图 1(e) 所示。具有左旋和右旋圆偏振 ( $S_1, S_2 = 0, |S_3| = S_0$ ) 的偏振态被称为圆偏振点 (C 点)<sup>[8,74]</sup>, 对应庞加莱球的两

极；一系列线偏振态( $S_3=0$ )形成的曲线被称为线偏振线(L线),对应于庞加莱球的赤道;还有一种参数无法映射于庞加莱球的模式,其偏振态无法确定,被称为涡旋奇点(V点)<sup>[7-10]</sup>。基于前文对偏振取向角 $\theta$ 的定义,动量空间偏振场中任意一点周围闭合回路的环绕数可以表示为 $q = \frac{1}{2\pi} \oint \nabla_{\mathbf{k}} \theta(\mathbf{k}_{\parallel}) \cdot d\mathbf{k}_{\parallel}$ 。其中,针对偏振奇点的环绕数往往体现了其携带的拓扑性质<sup>[75]</sup>,因此这些特定的环绕数也称为拓扑荷 $q$ 。PhCS等开放边界周期性光子结构能够与自由空间发生耦合,这一特性使其具备了不同于光子禁带所表现出的光场调控机制。具体而言,此类结构在动量空间中展现出丰富的偏振场分布特征。基于这些偏振场的空间分布和偏振奇点,可以实现对光场传播过程中的偏振、相位以及局域化的精确控制,为光场调控开辟了新的物理途径。

### 2.2 BIC 及其偏振场

如前文所述,PhCS的动量空间偏振场中存在一类涡旋奇点 $V$ ,这些偏振涡旋奇点对应一种特殊的共振模式,即光学BIC。2013年,Hsu等<sup>[76]</sup>首次在PhCS中非 $\Gamma$ 点( $\Gamma$ 点为布里渊区中心点)观测到共振寿命趋于无限长的偶然BIC。次年,Zhen等<sup>[25]</sup>计算了具有 $C_{4v}$ 对称性的PhCS在 $TM_1$ 波段的品质因数 $Q$ 和偏振场演化过程,结果表明,BIC是一种动量空间中的拓扑缺

陷,其与偏振场中涡旋奇点 $V$ 一一对应[图2(a)]。当光锥之上的非简并模式为BIC时,其失去与自由空间耦合的能力,并获得无限大的品质因数 $Q$ <sup>[77-83]</sup>。同时,该模式对应的远场偏振无法被定义,在动量空间偏振场中则表现为涡旋奇点 $V$ 。该团队更进一步的研究表明,这种BIC的拓扑荷是一个拓扑不变量,其在结构参数连续变化过程中保持守恒。在此基础上,研究者们针对由偏振场描述的BIC拓扑性质进行了深入研究及讨论,包括在实验上对偏振涡旋的观测以及拓扑荷相关的图论解释。2018年,Zhang等<sup>[84]</sup>首次在实验上直接观测到动量空间中的偏振涡旋奇点 $V$ ,结果表明,在PhCS中,偏振矢量的涡旋在每个能带中均能稳定存在,其表现出的拓扑荷与PhCS的结构对称性高度相关。该团队使用基于傅里叶分析自制的偏振分辨动量空间成像光谱仪对具有方形晶格的PhCS的能带、等频率偏振进行测量,在该结构的动量空间中观测到围绕 $\Gamma$ 点BIC并具有 $-1$ 拓扑荷的偏振涡旋[图2(b)]。此外,图论揭示了动量空间中BIC的非局域性质[图2(c)],Jiang等<sup>[85]</sup>对多个偏振奇点之间内在联系的研究表明,奇点可在节点线的交点处产生,而其周围的节点线分布将决定该点的拓扑荷,且偏振图中任意有界面的拓扑荷被证明为0。因此,偏振图提供了一种寻找处于动量空间高对称位置(如 $\Gamma$ 点和对称线)且尚未发现的BIC研究方法。

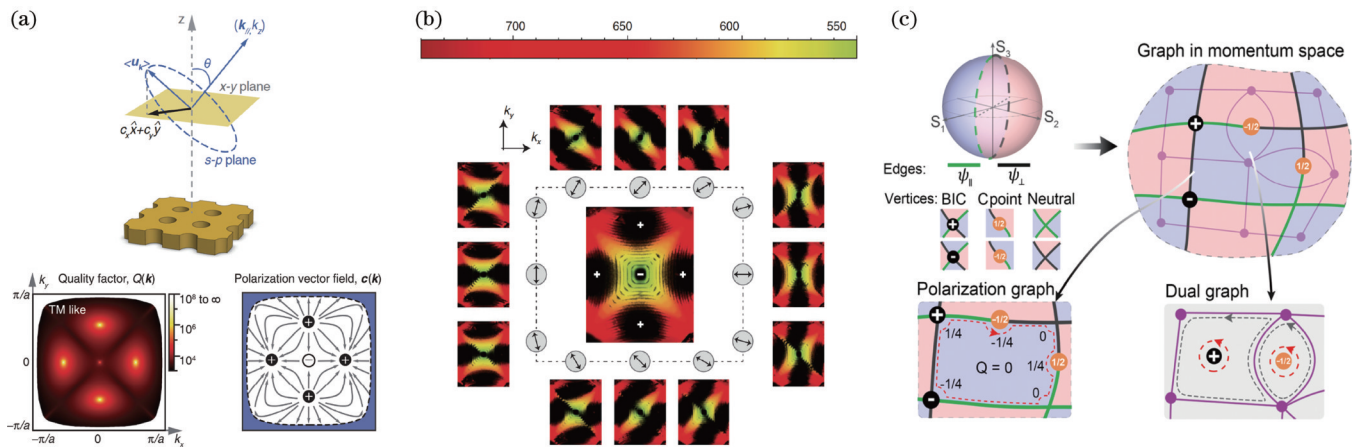


图 2 BIC 与偏振奇点的相关研究结果。(a)BIC 与涡旋奇点对应<sup>[25]</sup>; (b)动量空间偏振涡旋的实验观测<sup>[84]</sup>; (c)动量空间中的偏振图<sup>[85]</sup>

Fig.2 Results related to BIC and polarization singularities. (a) Correspondence between BIC and vortex singularities<sup>[25]</sup>; (b) experimental observation of polarization vortices in momentum space<sup>[84]</sup>; (c) polarization graph in momentum<sup>[85]</sup>

上述早期对BIC的实验观测,以及近年来对涡旋的实验观测及图论解释,揭示了BIC的诸多特性。为了建立对BIC更深入的物理理解,以下将讨论以PhCS为例的开放边界周期性光子结构BIC的概念及其本质。普遍而言,连续谱描述了由一系列扩展模式占据的谱范围。BIC则是一种处于连续谱范围内,却无法与扩展模式相互耦合而产生辐射的束缚模式。1987年,冯·诺依曼和魏格纳提出了BIC的概念<sup>[86]</sup>,并给出

了一种用于束缚电子的复杂三维人造势阱结构。在开放边界周期性光子结构中,BIC是指一些能量和动量处于光锥之上,却无法向外界辐射能量的特殊模式。

目前,BIC产生机制已经得到广泛研究。依据不同特性,周期性光学结构中的BIC往往被分为3种类型。第一类是位于两个能带反交叉点的BIC,也被称为Friedrich-Wintgen(FW)BIC<sup>[87-92]</sup>;第二类是对称性保护的BIC<sup>[14,93-95]</sup>,这类BIC位于动量空间中心( $\Gamma$ 点)

并受到结构对称性保护,其旋转对称性度数不兼容自由空间平面波的二度旋转对称性,因此无法耦合至自由空间;第三类则称为偶然 BIC<sup>[76,84,90,96-98]</sup>,这类 BIC 存在于 PhCS 中,一般认为它们既不位于两个能带交叉点,也不受到结构对称性保护。结构参数扰动将改变这类 BIC 在动量空间中的位置,但并不会破坏这类 BIC 的存在。

事实上,各类光学 BIC 均可被视为 FW BIC,并使用两个及以上模式的 FW 机制<sup>[89,99-100]</sup>进行解释。以简化的二模式模型为例,在具有开放边界的周期性光学结构中考虑两个分别具有圆频率  $\omega_1, \omega_2$  及不同衰减率  $\gamma_1, \gamma_2$  的共振模式,当两种模式具有相同的辐射通道时,二者会在模式耦合和干涉的作用下实现能量交换,并导致共振位置交叉<sup>[99-101]</sup>,如图 3(a)所示。此时系统的哈密顿量可以表示为

$$H = \begin{bmatrix} \omega_1 & \kappa \\ \kappa & \omega_2 \end{bmatrix} - i \begin{bmatrix} \gamma_1 & \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \exp(-i\varphi) \\ \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \exp(i\varphi) & \gamma_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中:  $\kappa$  和  $\sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \exp(\pm i\varphi)$  分别表示近场耦合系数与

远场干涉系数。FW BIC 的产生则要求这些系数满足以下条件:

$$\kappa(\gamma_1 - \gamma_2) \exp(-i\varphi) = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} (\omega_1 - \omega_2) \quad (6)$$

在矩阵对角化后,其中一个耦合模式的衰减率精确为 0,其辐射损耗完全消失,在辐射场中自然形成零点(奇点),转变为 BIC。如图 3(b)所示,在 PhCS 中,通常称为 FW BIC 的 BIC 由非  $\Gamma$  点处不同波导模式相干产生,对称性保护的 BIC 则视为  $\Gamma$  点简并的波导模式相干相消产生,而被称为偶然 BIC 的 BIC 则由波导模式和 Fabry-Pérot(FP)模式干涉产生<sup>[100]</sup>。FW 机制统一了对这些 BIC 成因的理解,可进一步解释动量空间偏振场和涡旋奇点的产生机制。

### 2.3 BIC 及其涡旋偏振场起源的物理图像

在周期性光学结构中,上述 3 种 BIC 已经得到广泛的研究,FW 相干相消机制不仅可以解释 BIC 和辐射零点的产生,还可以帮助我们理解辐射零点周围动量空间偏振场的成因。本文将以对称性保护的 BIC 为例,借助 FW 机制阐述动量空间偏振场的形成机制。在具有垂直方向镜面对称性的无限大平面平板中,波导模式必须满足对应的对称性约束,因此模式的电场

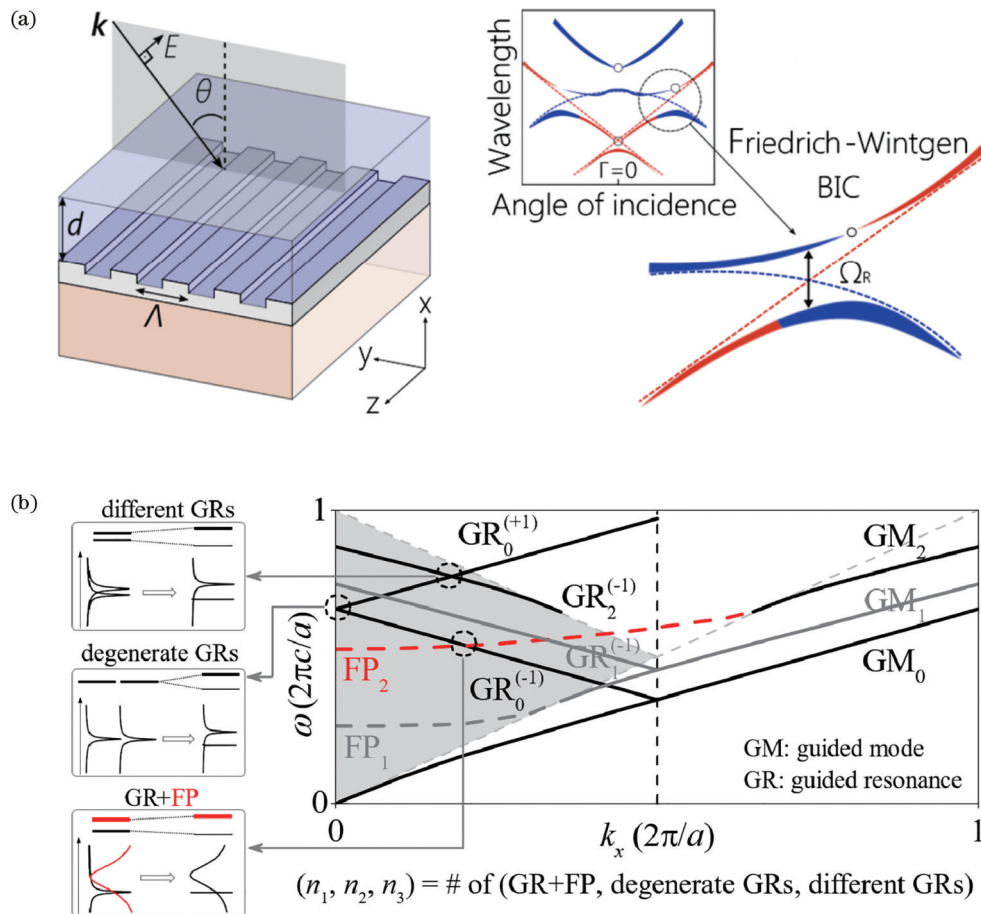


图 3 周期性光学结构中 FW BIC 的产生机制。(a)一维等离子体光栅中的 FW BIC 和对称性保护的 BIC<sup>[89]</sup>; (b)FW 机制对 3 种 BIC 的一般描述<sup>[100]</sup>

Fig. 3 Generation mechanisms of FW BIC in periodic optical structures. (a) FW BIC and symmetry-protected BIC in one-dimensional plasmonic gratings<sup>[89]</sup>; (b) general description of three types of BIC from the FW mechanism<sup>[100]</sup>

分量必须平行或垂直于镜面,对应横电(TE)及横磁(TM)模式。当对平板引入连续平移对称性破缺(即构成 PhCS)时,这种破缺将对波导模式产生扰动。在微扰情况下,可以认为波导模式转变为准波导模式:其波矢被布拉格散射折叠,并具有极小的辐射。根据电磁场方向,准波导模式同样可以分为辐射偏振垂直于辐射面(s 偏振)的准 TE 模式[图 4(a)]和辐射偏振平行于辐射面(p 偏振)的准 TM 模式[图 4(b)]。这些模式作为基础的模式,在布里渊区内相互交叉并耦合,形

成最终的波导共振模式和复杂的光子能带结构。因此,光子能带的动量空间偏振场决定于原本准波导模式的性质及其耦合过程。当基础的准波导模式被布拉格散射折叠时,布里渊区远离高对称轴的波导共振模式对应原本的单一准波导模式,偏振将主要由原本的准波导模式决定;而在布里渊区高对称方向和高对称点上的波导共振模式由两个(及以上)准波导模式相交耦合而成,并打开能带带隙,其偏振由两个基础模式共同决定,形成复杂的偏振场和奇点。

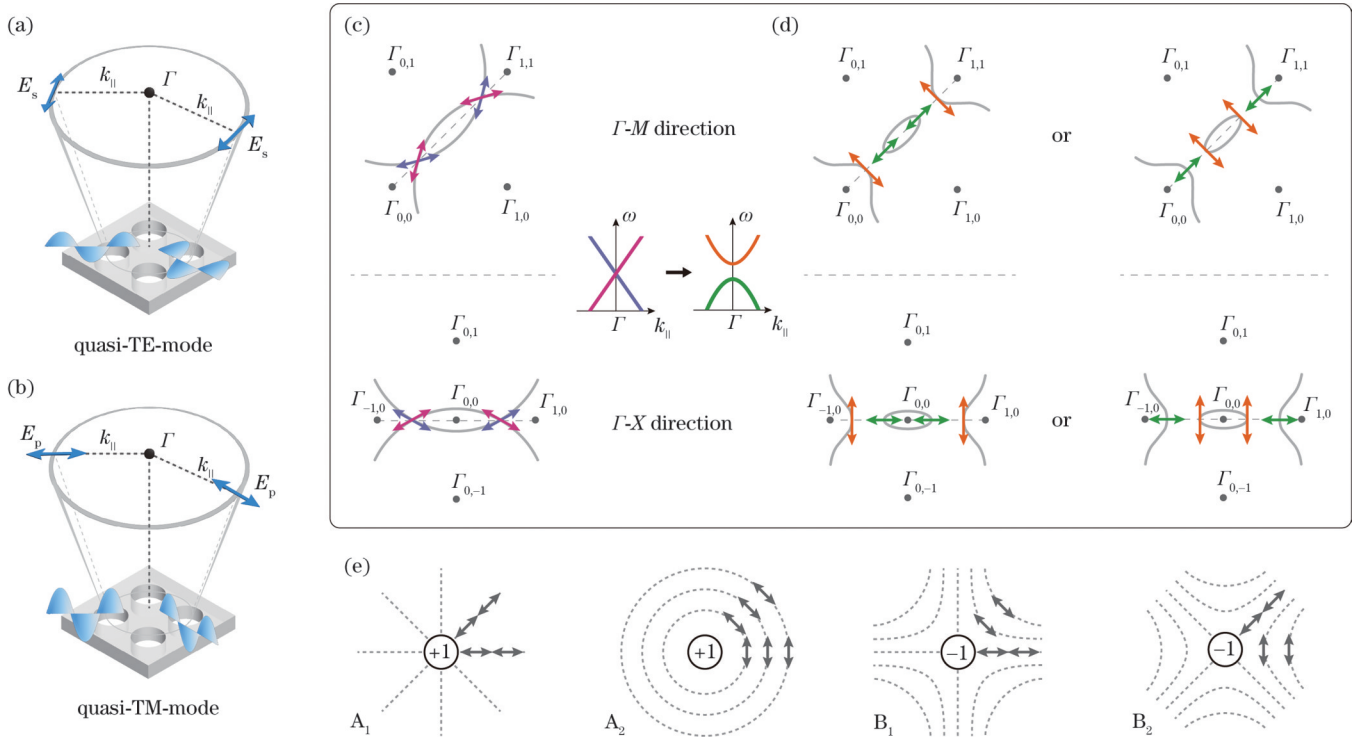


图 4 基于 FW 机制的对称性保护 BIC 偏振场形成机理。(a)(b)准 TE 模式和准 TM 模式的远场辐射偏振态;(c)动量空间高对称线上等价模式耦合前的偏振分布;(d)模式耦合后形成的正交偏振分布;(e)4 类经典偏振涡旋分布

Fig. 4 Formation principle of symmetry-protected BIC polarization field based on FW mechanism. (a)(b) Far-field radiation polarization states of quasi-TE and quasi-TM modes; (c) polarization distribution of equivalent modes before coupling on high-symmetry lines in momentum space; (d) orthogonal polarization distribution after coupling on high-symmetry lines; (e) four classical polarization vortex distributions

如图 4 所示,在方形圆孔阵列的 PhCS 中,低阶 TE 模式的远场辐射偏振沿等频率曲线的切线方向。在动量空间的高对称线(如  $\Gamma$ -X 方向和  $\Gamma$ -M 方向)上,两个镜面对称倒格点(即动量空间中的离散点,与实空间周期结构的傅里叶变换对应)产生的等频率曲线相交。两个模式在交点处耦合,并重新形成一对偏振主轴相互正交的一类 TE 波导共振模式。由于镜面对称性约束,这对偏振态仅可垂直或平行于高对称方向,如图 4(d)中双向箭头所示。随着频率改变,这些偏振将覆盖高对称线,并进一步组合为动量空间中 4 类经典的偏振分布[图 4(e)]。这些偏振分布具有绝对值为 1 的环绕数,分别对应特征群表示中的  $A_1$ 、 $A_2$ 、 $B_1$ 、 $B_2$ 。此外,由于组合中心( $\Gamma$ 点)处的偏振无法被定义,将形成涡旋奇点 V,对应于受到对称性保护的 BIC。

值得说明的是,能带耦合、相干相消的机制不仅可以解释  $C_{4v}$  体系中对称性保护的 BIC,还可以进一步解释其他对称性保护的 BIC 乃至其他类型 BIC 的偏振场及奇点的形成机制。

### 3 BIC 与动量空间偏振场的效应

#### 3.1 基于 BIC 的光学涡旋生成

如前文所述,在以 PhCS 为例的开放边界周期性光子结构中,FW 机制能解释由能带折叠带来的偏振场形成机制。偏振场中特殊的偏振奇点及涡旋偏振分布,与 PhCS 中的 BIC 和拓扑性质相互关联,展现出丰富的拓扑效应,为光场调控引入了新的自由度。

在这些拓扑效应中,BIC 在动量空间中携带的涡旋偏振分布将导致独特的共振响应,这些偏振涡旋矢

量与面内动量  $\mathbf{k}_{\parallel}$  一一对应,其涡旋分布与轨道角动量相互关联<sup>[53,102-105]</sup>,展现出一种不同以往的光学涡旋调控潜力。当入射光与偏振场中不同动量位置表征的本征态相互作用时,将发生能量交换和偏振转换。Wang 等<sup>[104]</sup>已经证明,当平面波入射到 PhCS 时,其透射与反射过程在左右旋基下具有如下表示形式:

$$|E_{\text{out}}\rangle = \begin{bmatrix} s_{LL} & s_{LR} \exp[2i\theta(\mathbf{k}_{\parallel})] \\ s_{RL} \exp[-2i\theta(\mathbf{k}_{\parallel})] & s_{RR} \end{bmatrix} |E_{\text{in}}\rangle \quad (7)$$

式中:  $s$  表示透射系数或者反射系数,下标 L、R 分别对应左旋圆偏振(LCP)和右旋圆偏振(RCP);  $\theta$  为偏

振取向角。因此,系统中交叉极化散射光将获得与偏振涡旋分布相关的 Pancharatnam–Berry (PB) 相位,即几何相位,对应式(7)中的非对角元素。在实验上已经证实,当圆偏振光入射到对称性为  $C_{4v}$  或  $C_{6v}$  的 PhCS 时,其对应的交叉极化出射光束将在 BIC 的涡旋偏振场作用下,波前的相位分布呈现螺旋状,环绕数  $l = 2q\sigma$ <sup>[104]</sup>,其中  $q$  为 PhCS 中  $\Gamma$  点处受到对称性保护的  $V$  点拓扑荷,  $\sigma = +1$  对应 LCP,  $\sigma = -1$  对应 RCP[图 5(a)]。需要注意的是,上述散射光获得的 PB 相位被加载到动量空间中,而实空间中的 PhCS 具有面内周期对称性,因此这样基于 BIC 实现的涡旋光束发生器不需要在实空间中进行中心校准。

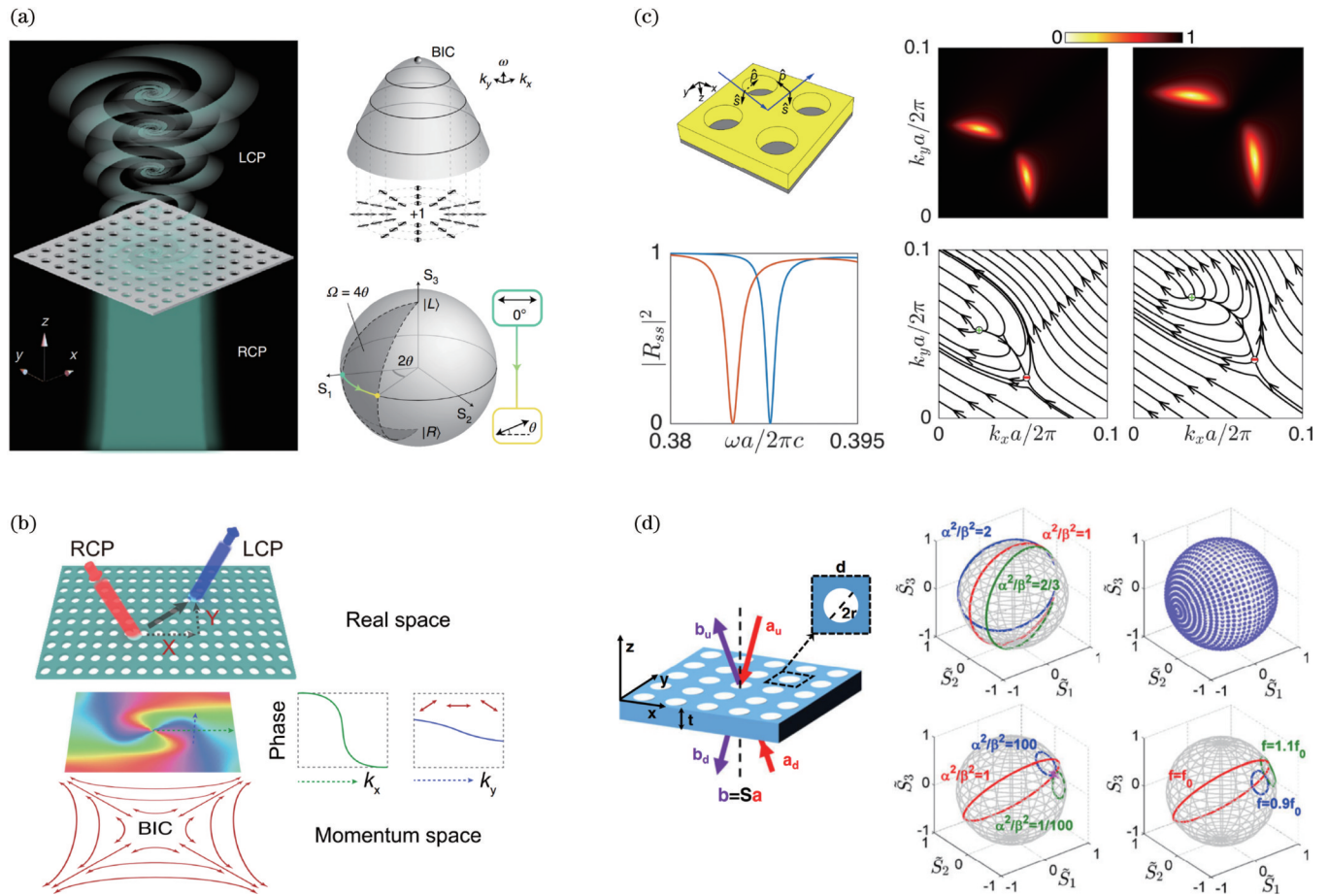


图 5 BIC 及其偏振分布的光学效应研究结果。(a) 相位涡旋光束的产生<sup>[104]</sup>; (b) 自旋-轨道耦合引起的光束横向位移<sup>[111]</sup>; (c) 反射系统中的完全偏振转换<sup>[113]</sup>; (d) 完全偏振调控<sup>[116]</sup>

Fig. 5 Results related to optical effects of BIC and polarization distributions. (a) Generation of phase vortex beams<sup>[104]</sup>; (b) transverse beam shift caused by spin-orbit coupling<sup>[111]</sup>; (c) complete polarization state conversion in reflection systems<sup>[113]</sup>; (d) coherent full polarization control<sup>[116]</sup>

### 3.2 基于 BIC 的光束空间位移

如上所述,在以 PhCS 为代表的开放边界周期性光子结构中,动量空间偏振结构以及 BIC 的存在会引入自旋角动量(圆偏振)与轨道角动量(涡旋光束)之间的转换。本质上,这是一种新形式的、更强烈的自旋-轨道相互作用机制(SOI)<sup>[106]</sup>。除了自旋-轨道角动量之间的转换以外,SOI 会产生光的自旋霍尔效

应<sup>[32,107-111]</sup>,即偏振依赖的光束横向位移。动量空间偏振场结构以及 BIC 引入的强烈 SOI 会增大光束横向位移。具体而言,由于光学模式存在共振相位和几何相位调制,在光束自旋转换过程中将伴随着光束的空间位移<sup>[111-112]</sup>。该位移量通常依赖于动量空间中的相位梯度  $\frac{\partial \phi(\mathbf{k}_{\parallel})}{\partial \mathbf{k}_{\parallel}}$ :

$$\langle \mathbf{R} \rangle = \mathbf{R}_0 - \left\langle \frac{\partial \phi(\mathbf{k}_{\parallel})}{\partial \mathbf{k}_{\parallel}} \right\rangle \quad (8)$$

式中： $\mathbf{R}_0$ 表示与相位无关的常数。相位梯度包括动量空间偏振场产生的PB相位以及入射光与本征模式之间的非局域共振引起的共振相位。当开放边界周期性光子结构具有BIC时：一方面，BIC在动量空间对应偏振涡旋奇点，奇点附近的偏振态变化剧烈，在偏振转换中产生较大的几何相位梯度；另一方面，动量空间中BIC附近的模式具有很小的宽度，会导致较大的共振相位梯度。这两个效应结合在一起，会显著增大光束的偏振依赖横向位移。Wang等<sup>[111]</sup>在实验上观测到圆偏振光入射PhCS后对应的交叉极化反射光束的实空间位移现象[图5(b)]。基于强烈的自旋-轨道相互作用，该团队在100 nm厚的PhCS中实现了较大的光束自旋霍尔位移，该位移同时包含纵横两个方向的分量。这种由新SOI机制带来的独特光束位移效应在光束可控调节及路由方面具有良好的发展前景

### 3.3 基于动量空间偏振场和BIC的偏振转换

动量空间偏振场以及具有极高品质因子和涡旋特性的BIC使得开放边界周期性光子结构成为偏振调控的优质平台<sup>[113-115]</sup>。Guo等<sup>[113]</sup>的研究发现，PhCS在反射工作模式下对线偏振入射可以实现完全的偏振转换。在广泛的频率范围内，这种完全的偏振转换出现在动量空间中非 $\Gamma$ 点的波矢位置[图5(c)]。在这些位置上，由复反射系数实部及虚部定义的矢量在动量空间中具有非零的环绕数，表明该偏振转换效应具有拓扑性。而这些完全转换点又与结构的动量空间偏振场及BIC紧密相关。该团队研究发现，系统中的BIC就位于定义完全偏振转换的临界耦合曲线上。进一步地，在具有反射及透射两种工作模式的PhCS系统中，同样可以实现基于动量空间偏振场和BIC的偏振转换[图5(d)]。Kang等<sup>[116]</sup>利用PhCS中受对称性保护BIC的拓扑性质，基于多束相位可控的入射光束与该BIC附近的偏振态相互作用，实现了可控的输出偏振态。通过这类支持对称性保护BIC的结构，可控输出偏振可以覆盖整个庞加莱球，实现完全偏振控制。

## 4 BIC及其偏振场的调控与演化

在具有一定旋转对称性及镜面对称性的周期性光子结构中，BIC普遍存在，其独特的超高品质因数 $Q$ 及复杂多变的动量空间偏振场，为亚波长微纳光场调控提供了新颖且丰富的自由度，展现出光与物质相互作用及非线性增强<sup>[64-71]</sup>方面的优势。光涡旋、光束位移及完全偏振调控已被证明可以在支持BIC的光子结构中实现。针对BIC和动量空间偏振场本身的调控方法及其演化规律同样受到广泛关注。基于FW机制，BIC在动量空间中的位置与模式耦合的相干相消位置相互对应。这种对应关系提供了一种实现merging

BIC的思路，即通过调节频率-动量空间中不同模式之间的相对位置，使不同位置的BIC相互靠近，得到merging BIC。这类BIC允许在较大范围内具有极高的品质因数 $Q$ ，在大面积激光器<sup>[117]</sup>及生物传感<sup>[118-123]</sup>中均具有较好的应用前景。而在PhCS这类开放边界周期性光子结构中，调节模式在频率-动量空间中的位置通常通过调整结构参数实现，这些参数可以是周期、厚度、材料介电系数等<sup>[25,90,100,119]</sup>。

如FW机制所述，动量空间中非 $\Gamma$ 点处的偶然BIC由波导共振模式和FP模式干涉产生，其中波导共振模式在频率-动量空间中的位置主要受到开放边界周期性光子结构的周期参数影响，而FP模式则主要受到结构厚度的影响。如图6(a)所示，当周期增大时，倒格矢减小，导致目标横电 $A$ 能带上的波导共振模式发生红移，而FP模式的频率基本不变。这使得两种模式的交叉点在动量空间中向 $\Gamma$ 点移动，即其与FP模式干涉产生的偶然BIC在动量空间中向 $\Gamma$ 点移动。基于这一特性，Jin等<sup>[119]</sup>通过适当调整具有 $C_{4v}$ 对称性的PhCS中空气柱阵列的周期，成功在通信波段处将 $\Gamma$ 点附近小范围内8个偶然BIC移动至 $\Gamma$ 点，与 $\Gamma$ 点处受对称性保护BIC合并形成merging BIC。值得注意的是，仅对周期进行连续变化不仅保证了 $\Gamma$ 点处受对称性保护BIC的存在，同时保证了结构自身的拓扑性。因此，这些BIC的偏振涡旋 $V$ 点所对应的总拓扑荷受到拓扑保护，在连续周期变化中始终保持守恒( $\sum q = +1$ )。

开放边界周期性光子结构还支持在动量空间中非 $\Gamma$ 点处的合并BIC。Kang等<sup>[90]</sup>展示了在动量空间中几乎任意位置实现merging BIC的机制。在频率-动量空间中，PhCS的厚度参数变化将对FP模式的频率产生较大影响，对准波导模式的影响则较小。这导致FP模式和准波导模式的交叉点发生移动，进而使“偶然BIC”发生移动；同时，两个不同准波导模式交叉产生的FW BIC位置基本不变。因此，可以调控偶然BIC和FW BIC的相对位置。如图6(b)所示，该研究中的偶然BIC和FW BIC具有相反拓扑荷，当PhCS的厚度参数合适时，这两个孤立BIC将合并并湮灭，形成merging BIC。当进一步改变结构的参数及对称性时，该merging BIC可以被调谐至动量空间中几乎任意位置，体现了这种merging BIC产生机制的普遍性及灵活性。此外，当PhCS中结构孔的深度小于平板总厚度时，其支持的光学模式将不再简单地由平板的物理厚度决定，而应基于介电系数差异和几何结构共同确定的等效厚度参数进行描述。Hu等<sup>[100]</sup>通过精确调控PhCS的等效厚度来改变FP模式在频率-动量空间中的位置，在实验上实现了merging BIC。

在此基础上，进一步研究非对称结构对动量空间偏振场中的拓扑性质及远场辐射表现的影响，其中单

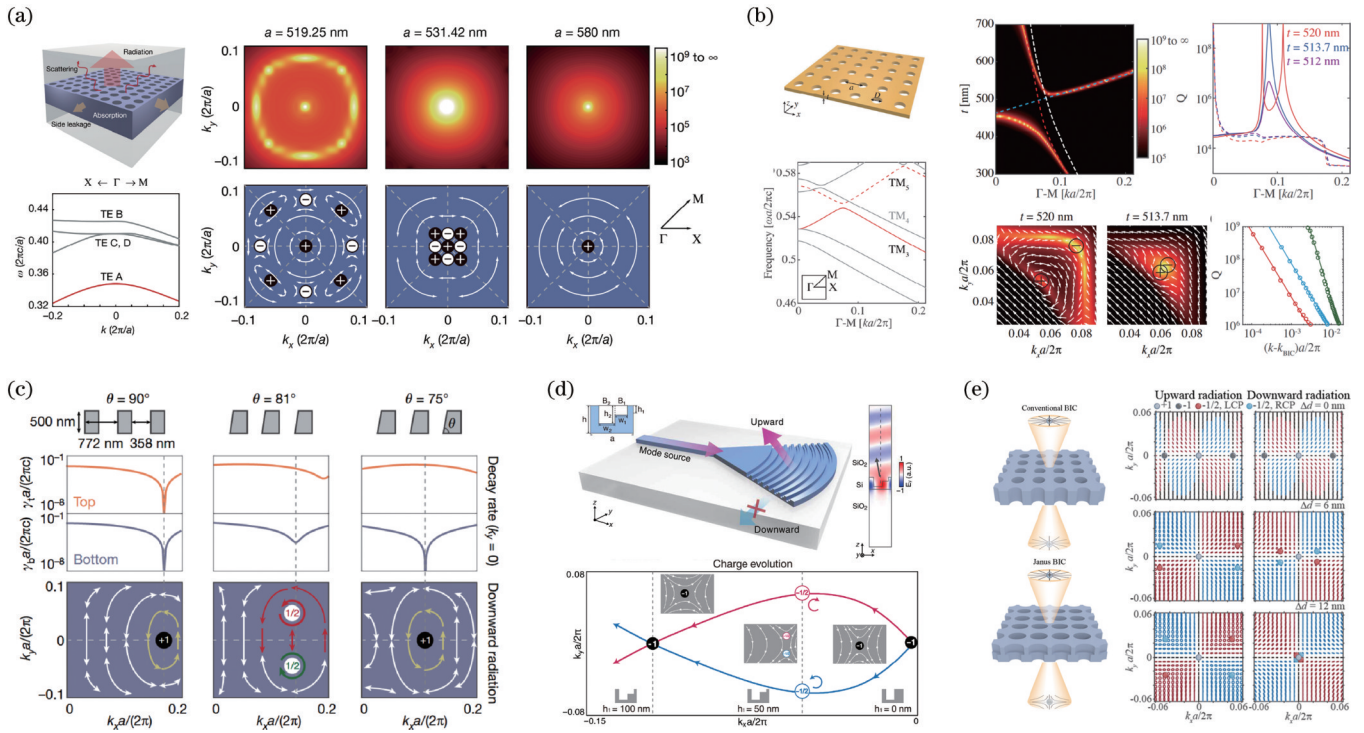


图 6 频率-动量空间中基于结构参数的 BIC 调制及演化。(a)  $\Gamma$  点处的 merging BIC<sup>[119]</sup>; (b) 非  $\Gamma$  点处的 merging BIC<sup>[90]</sup>; (c) 非  $\Gamma$  点处 BIC 演变为 UGR<sup>[124]</sup>; (d) 基于 UGR 实现的超低损耗光栅耦合器<sup>[125]</sup>; (e) Janus BIC 的产生<sup>[45]</sup>  
 Fig. 6 BIC modulation and evolution based on structural parameters in frequency-momentum space. (a) Merging BIC at  $\Gamma$  point<sup>[119]</sup>; (b) merging BIC at off- $\Gamma$  point<sup>[90]</sup>; (c) evolution from off- $\Gamma$  BIC to UGR at off- $\Gamma$  points<sup>[124]</sup>; (d) ultralow-loss optical interconnect enabled by UGR<sup>[125]</sup>; (e) generation of Janus BIC<sup>[45]</sup>

向引导共振(UGR)受到广泛关注。Yin 等<sup>[124]</sup>在实验上证明了 PhCS 可以在无需任何反射镜的前提下实现固有的单向辐射,即光仅向平板的一侧辐射。这一现象源于动量空间偏振场的拓扑性质及其在非对称结构中的演化,当结构的上下镜面对称性被打破时,原本非  $\Gamma$  点处 BIC 对应的整数拓扑荷分裂为一对半整数拓扑荷。如图 6(c)所示,当结构参数进一步变化时,特定方向辐射通道中的这对半整数拓扑荷会在动量空间中持续演化并相互碰撞。由于参数连续变化,这种拓扑荷在动量空间中的演化同样受到拓扑保护,其总拓扑荷在演化过程中保持不变,进而在碰撞点重新演化为整数拓扑荷。此时碰撞点的远场偏振再次变为不确定,即该方向的辐射被拓扑性禁止,而由于上下镜面对称性被打破,另一辐射通道中的辐射仍然存在,因此实现了非  $\Gamma$  点的 UGR。基于 UGR 的拓扑单向辐射特性,同一团队在后续工作中深入研究其在实际光子器件中的应用潜力。如图 6(d)所示, Wang 等<sup>[125]</sup>利用 UGR 的拓扑特性,成功实现了一种具有超低损耗的光栅耦合器。该光栅耦合器无需在芯片底部放置反射镜,即可显著抑制向下辐射,使得芯片到光纤的插入损耗低至  $-0.34$  dB,且在电信波段(1550 nm)其 1 dB 带宽超过 30 nm,验证了 UGR 及其拓扑特性在实现高性能集成光子器件中的巨大潜力。

上述研究表明,通过打破 PhCS 的上下镜面对称

性,可以实现 UGR。若进一步引入面内对称性破缺及结构参数的精细调控,则可对上下两个辐射通道中的拓扑荷进行差异化操控,从而产生一种新型的拓扑荷非对称 BIC,称为 Janus BIC<sup>[45]</sup>[图 6(d)]。Kang 等<sup>[45]</sup>通过改变 PhCS 的对称性及结构参数,在动量空间中分别控制上下两个辐射通道中的模式移动,使向下辐射通道中的非  $\Gamma$  点处多个 C 点移动至  $\Gamma$  点,与对称保护的 BIC 合并,同时保持向上辐射通道中  $\Gamma$  点的对称保护 BIC 不变。调控后的上下辐射通道中  $\Gamma$  点处分别具有  $+1$  和  $-1$  的拓扑荷,形成了具有无限大品质因数  $Q$  且非对称的 Janus BIC,为光的轨道角动量控制提供了新颖的思路。

## 5 连续谱中的手性束缚态

### 5.1 手性的基本概念

在自然界中,具有手性的物体广泛存在,如 DNA、RNA 等螺旋分子结构,蜗牛壳等宏观螺旋结构,以及宇宙大尺度上的螺旋星云分布,都展现出明显的手性特征。手性描述了物体缺乏镜面对称性的几何属性,具有手性的结构分为相互镜像的两组,并通过空间反演相互转换,但无法通过空间旋转与时间反演的结合相互转换。在微纳光学领域,手性还用于描述光子结构对左右旋圆偏振入射光的散射响应不同,这样的不同可以用圆二色性(CD)定量表征。在实践中,圆偏振

光以及手性光子器件在光子学、生物学以及化学领域均得到广泛应用,包括手性传感器、手性光源、手性光催化等<sup>[126-129]</sup>。

光学手性现象通常分为真手性(也称为内禀手性)与赝手性(也称为外在手性)两种本质不同的类型<sup>[130-132]</sup>。真手性是光学系统固有且不可约的手性特征,源于系统自身的内在几何结构或光学模式特性,不依赖于外部实验条件。而赝手性一般源于特定的测量条件或激发条件,由非手性但各向异性结构表现出的偏振转换等手性响应。相比于真手性,赝手性在实验中相对容易实现。通过调节激发配置,可以在非手性或弱手性结构中诱导显著的手性光学响应。然而,赝手性这种外部条件依赖也使得这类结构的手性响应在稳定性和可靠性方面存在限制。PhCS这类开放边界周期性光子结构的动量空间偏振场允许圆偏振 C 点存在,因此可以支持具有高圆偏振度(DOP)及较高品质因数的真手性。

当前,开放边界周期性光子结构中手性响应的产生机制和定量表征受到广泛关注,其中手性的定量表征对于理解和设计手性光学系统具有重要的评估和指导意义,通过特殊的结构设计,一些手性光子结构可以实现高达 0.95 的圆偏振度<sup>[41]</sup>。目前,主要采用两种参数对手性进行表征:圆二色性(CD;  $\eta_{\text{CD}}$ )和光学手性密度(OCD;  $\eta_{\text{OCD}}$ )<sup>[133-134]</sup>。圆二色性描述了圆偏振光在具有手性光子结构中的非对称吸收或传输<sup>[135]</sup>,是一个宏观参量,可以被定义为:  $\eta_{\text{CD}} = (I_{\text{LCP}} - I_{\text{RCP}})/(I_{\text{LCP}} + I_{\text{RCP}})$ ,其中  $I_{\text{LCP(RCP)}}$  表示结构在左旋圆偏振光(右旋圆偏振光)入射下对同极化光的散射强度或吸收功率。圆二色性的绝对值越接近 1,表示材料的手性响应越强,如在无吸收透射系统中,完美的手性材料( $\eta_{\text{CD}} = \pm 1$ )将只允许一种旋向的圆偏振光通过,而完全反射相反手性的光。

相对于宏观描述手性的圆二色性,OCD在微观层面描述了结构中电磁场的局部手性强度。在亚波长尺度的结构中,  $\eta_{\text{OCD}} = -\frac{1}{2} \omega \text{Re}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{B}^*)$  由复电位移矢量  $\mathbf{D}$  和复磁感应强度矢量  $\mathbf{B}$  共同决定,  $\omega$  为光的圆频率<sup>[136-137]</sup>。OCD在探究结构的内禀手性起源方面具有重要地位,如Chen等<sup>[39]</sup>所指出,光学手性遵循与坡印廷定理类似的守恒定律,结构产生的光学手性通量  $\mathcal{F}$  与相关谐振产生的近场 OCD 具有如下关联:

$$-2\omega \int \eta_{\text{OCD}} dv + \int \text{Re}(\nabla \cdot \mathcal{F}) dv = 0 \quad (9)$$

在具有镜面对称性的结构两侧,OCD的奇宇称特性要求其在镜面两侧具有相反的数值,反对称分布的OCD将在结构近场中相互抵消,进而无法在远场产生辐射手性通量。结构的远场手性通量缺失受到面外对称性保护,这一研究为结构内禀手性的产生提供了有力的支持。

2024年,Chen等<sup>[138]</sup>的研究进一步为共振纳米结构中手性响应的起源提供了新的微观视角,除了OCD外,反应手性密度(RHD)在产生手性辐射中同样具有关键作用,特别是在高Q共振系统中。该研究还指出,与电荷作为电场的源类似,材料边界处产生的“表面手性电荷”在远场手性辐射的产生过程中同样重要。对于具有多个材料区域和边界的一般情况,OCD和RHD将共同决定电磁场的局部手性,二者都是手性通量的源。在高Q系统中,RHD对手性通量的贡献远大于OCD。

## 5.2 对称性破缺与手性产生

对称性缺失是在开放边界周期性光子结构中产生手性的重要条件之一。如图7(a)所示,当PhCS的面内对称性完整时,等频率曲线交点处的两个模式相互等价,耦合后产生正交的线偏振模式,并形成动量空间偏振场。在特定条件下,模式之间相干相消形成无辐射的BIC偏振奇点,其周围的偏振表现出涡旋分布。在引入对称性破缺后,耦合点处的模式不再等价,将产生椭圆率相等、主轴正交且手性相反的椭圆偏振态。更重要的是,这种结构对称性的微扰提供了一种操控偏振奇点及其拓扑荷演化的有效途径。在结构参数连续变化的条件下,这些操作所引起的偏振奇点位移和拓扑荷演化受到拓扑保护。Liu等<sup>[139]</sup>的研究发现,具有  $C_{4v}$  对称性的PhCS对称性破缺后,模式相干相消条件被破坏,使得  $\Gamma$  点处对称性保护的BIC(拓扑荷  $q = +1$ ) 转变为一对旋向相反且拓扑荷均为  $q = +\frac{1}{2}$  的圆偏振

C点[图7(b)],这一演化过程中总拓扑荷受到拓扑保护。同时,C点作为具有半整数拓扑荷的奇点,代表了最基础的拓扑荷单元,使结构实现手性响应成为可能。因此,在对称性破缺条件下,BIC涡旋奇点的拓扑特性和奇性成为手性的来源。进一步地,在具有  $C_6$  对称性的PhCS中,对称性破缺导致的动量空间偏振场中V点向C点的演化也在理论<sup>[140]</sup>[图7(c)]和实验<sup>[141]</sup>[图7(d)]上得到证明。具体而言,当系统旋转对称性降低时,动量空间中具有高拓扑荷的BIC会分裂为多个基础拓扑荷单元。如图7(d)所示,PhCS的  $C_6$  对称性降低为  $C_2$  对称性时,原本  $\Gamma$  点处拓扑荷  $q = -2$  的BIC分裂为两个拓扑荷  $q = -1$  的基础BIC。当进一步打破  $C_2$  对称性时,这些奇点进一步演化为拓扑荷  $q = +1$  且位于  $\Gamma$  点的基础BIC,以及围绕该基础BIC的多个拓扑荷  $q = -\frac{1}{2}$  的C点。整个演化过程中,由于结构参数连续变化,总拓扑荷受到拓扑保护并始终守恒,为从BIC出发产生结构手性响应奠定了基础。在此基础上,Overvig等<sup>[40]</sup>提出一种基于手性准束缚态的新颖设计方法,该工作通过在双层堆叠界面上引入两种不同取向的对称性破缺扰动,实现了对任意椭圆偏振态的选择性控制以及完全圆二色性效应。

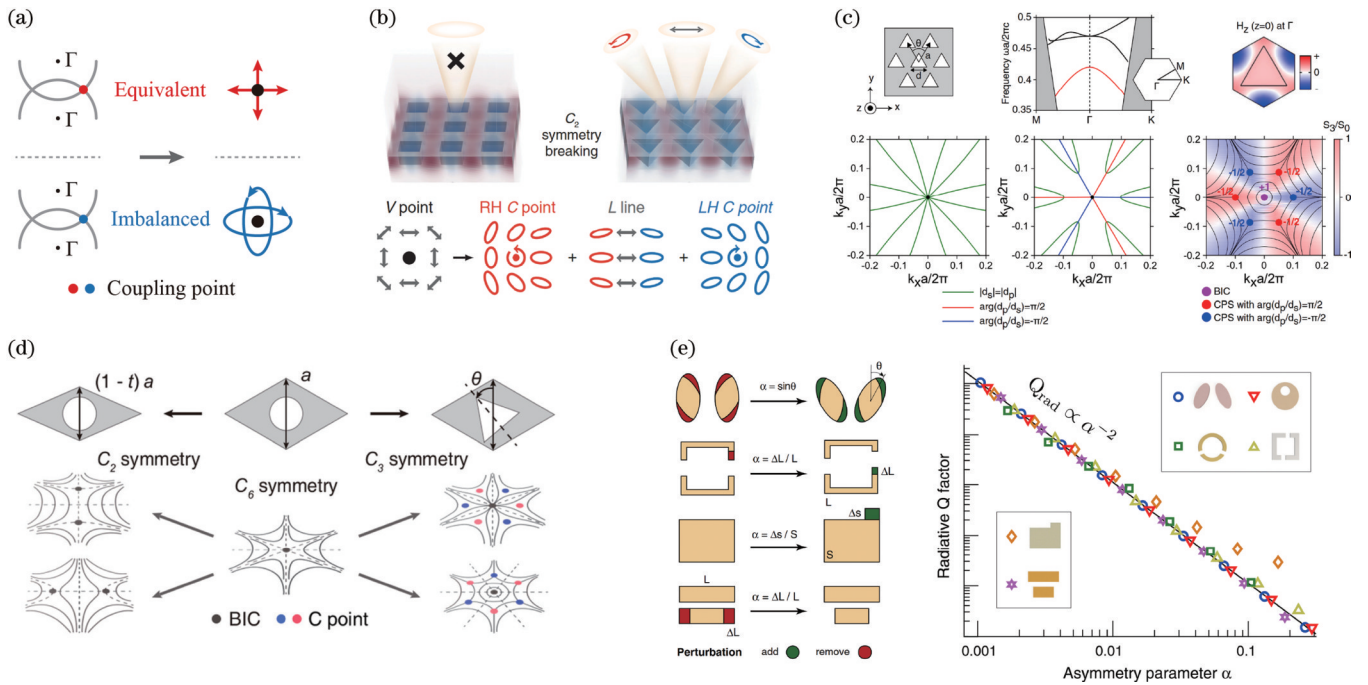


图 7 PhCS 中对称性破缺引起的手性响应。(a)平衡与失衡状态下模式交叠产生的正交偏振；(b)具有  $C_{4v}$  对称性的 PhCS 中对称性破缺导致奇点演化<sup>[139]</sup>；(c)(d)  $C_6$  对称性的 PhCS 中对称性破缺产生的 C 点<sup>[140-141]</sup>；(e)品质因数与对称性破缺程度的关系<sup>[142]</sup>  
 Fig. 7 Chiral optical response induced by symmetry breaking in photonic crystal slabs. (a) Orthogonal polarization states generated by mode overlap under balanced and imbalanced states; (b) singularity evolution in  $C_{4v}$  symmetric photonic crystal slabs under symmetry breaking<sup>[139]</sup>; (c)(d) C points generated by symmetry breaking in  $C_6$  photonic crystal slabs<sup>[140-141]</sup>; (e) relationship between quality factor  $Q$  and degree of symmetry breaking<sup>[142]</sup>

值得注意的是,基于简单面内对称性破缺的方法<sup>[33,142]</sup>在实现高品质因数的内禀手性方面仍存在一定的局限性。如前文所述,面内对称性破缺使动量空间偏振场出现椭圆偏振态,产生圆二色性响应。然而,这种手性获得方法存在矛盾:对称性降低破坏了原有的 BIC,使模式的泄漏增强且品质因数  $Q$  降低;同时,具有显著手性响应的共振模式将偏离  $\Gamma$  点,从而不可避免地被归类为斜入射的赝手性或偏振转换效应<sup>[39-42,139-143]</sup>,在一定程度上限制了其发展和应用。在开放边界周期性光子结构中,品质因数  $Q$  在一定范围内与几何结构的非对称参数  $\alpha$  的负二次方正相关<sup>[142]</sup>。对于不同的对称性破缺方法,非对称参数  $\alpha$  具有较为统一的表示形式。如图 7(e) 所示:当尺寸参数变化(如面积、长度等)占主导时,非对称参数  $\alpha$  表示为变化量与初始值的比值;当小角度参数变化占主导时,非对称参数  $\alpha$  表示为角度的正弦值。因此,如何在对称性破缺的影响下获得具有更高品质因数的内禀手性成为研究者们关注的重点。

### 5.3 完全对称性破缺的内禀手性

尽管面内对称性的破缺会引起 PhCS 中  $V$  点向  $C$  点转变,但品质因数  $Q$  的降低以及仍然受到面外镜面对称性约束而相互抵消的 OCD 限制了远场手性辐射的产生<sup>[39]</sup>。为了解决上述手性产生与品质因数降低的矛盾,Chen 等<sup>[39]</sup>将梯形空气柱进一步由垂直孔演化为倾斜孔,打破结构的面外镜面对称性,在  $C$  点产生强内

禀手性,且具有较高的品质因数,能在正入射模式下产生明显的手性响应。为了更好地表征这一变化对手性辐射的影响,该团队将 OCD 的变化写作  $\Delta\eta_{\text{OCD}} = (\Delta\epsilon/\epsilon) \times \eta_{\text{OCD}}$  (其中  $\Delta\epsilon/\epsilon$  表示变化前后的介电常数相对变化量),  $\Delta\epsilon$  和 OCD 在结构变化的区域具有相反的符号,使得  $\Delta\eta_{\text{OCD}}$  具有非零的体积积分值,并进一步导致 OCD 不再相互抵消,引起了圆偏振辐射对应的非零手性通量。需要注意的是,通过调整空气柱的倾斜角度,动量空间中的两个相反手性  $C$  点将发生与倾斜方向关联的偏移,特定的倾斜角将使得其中一个  $C$  点恰好位于动量空间中心的  $\Gamma$  点[图 8(a)],使品质因数较高 ( $Q = 2663$ ) 的同时,表现出近乎完美的圆二色性 (CD 接近 0.93),进而形成极强的结构内禀手性。

### 5.4 磁光材料的手性响应

尽管采用破缺所有对称性并微调结构形貌的方法可以实现高品质因数与手性响应共存,但原本结构中 BIC 的拓扑鲁棒性也将随着对称性破缺而消失,导致上述手性共振对结构的几何细节格外敏感,对实验实现并不友好。同时,固定的光子结构也难以实现在几何参数不变情况下对 BIC 拓扑性质进行动态调整,在一定程度上限制了其可调谐应用场景。与传统通过调整几何结构参数打破空间对称性产生手性的方法不同,磁光(MO)材料提供了一种基于时间反演对称性破缺的新型手性控制方法。这类方法不要求结构的几

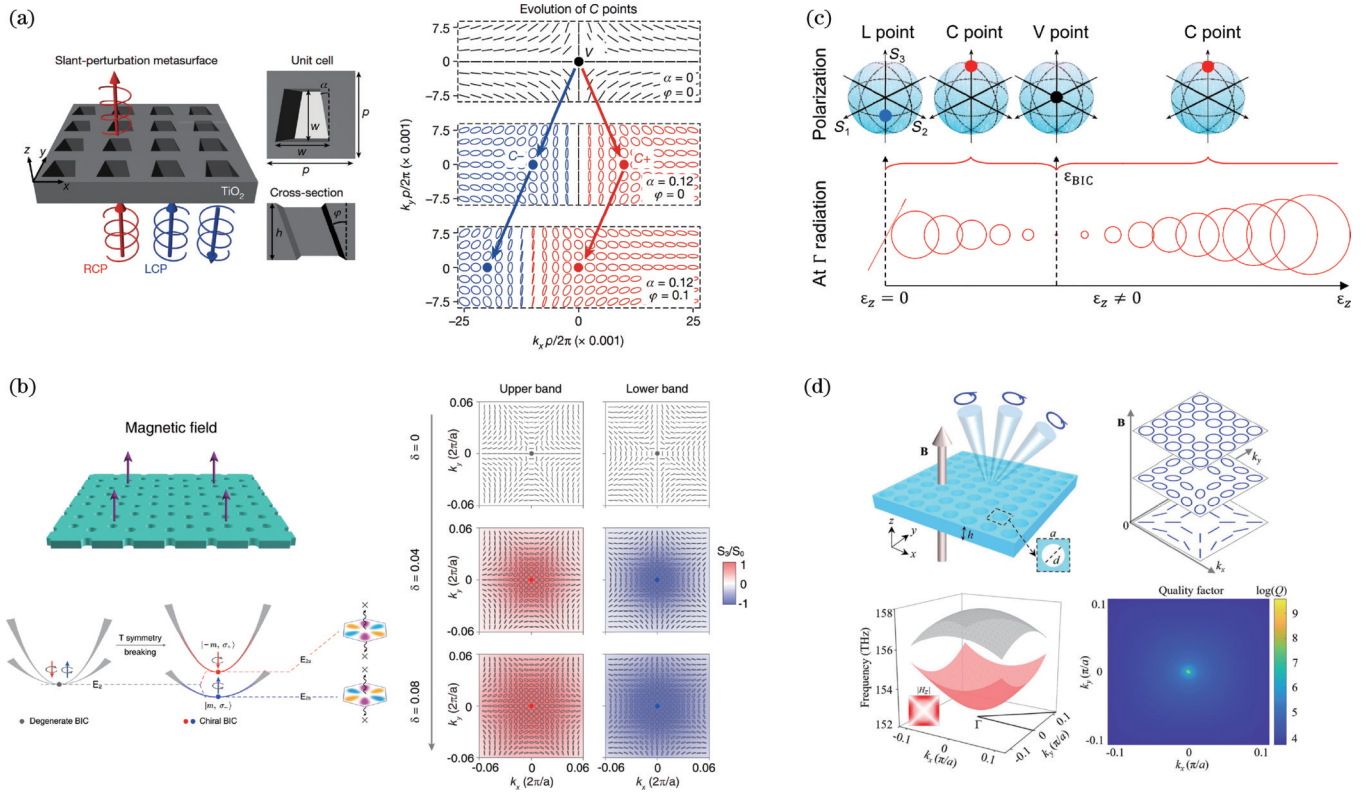


图 8 高 Q 手性调控。(a) 结构完全对称性破缺产生的手性响应<sup>[39]</sup>; (b) 具有 C<sub>6</sub> 对称性的磁光 PhCS 的手性响应<sup>[144]</sup>; (c) 具有 C<sub>4v</sub> 对称性的磁光 PhCS 中简并模式的手性响应<sup>[145]</sup>; (d) 具有 C<sub>4v</sub> 对称性的磁光 PhCS 中非简并 BIC 的手性响应<sup>[146]</sup>

Fig. 8 High-Q chiral modulation. (a) Chiral response from complete symmetry breaking<sup>[39]</sup>; (b) chiral response in C<sub>6</sub> symmetric magneto-optical photonic crystal slabs<sup>[144]</sup>; (c) chiral response of degenerate modes in C<sub>4v</sub> symmetric structures<sup>[145]</sup>; (d) chiral response of non-degenerate BIC in C<sub>4v</sub> symmetric magneto-optical photonic crystal slabs<sup>[146]</sup>

何对称性破缺,可在一定程度上避免结构参数微扰对手性响应的影响。磁光效应是指磁场变化下材料的光学性质发生变化的现象。在磁光材料中,磁光材料的相对介电常数张量可以表示为

$$\epsilon_r = \begin{pmatrix} \epsilon & -i\delta & 0 \\ i\delta & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix} \quad (10)$$

式中:  $\delta$  表示与磁场强度相关的参数。磁场的存在使得材料介电张量的非对角元不再为 0,从而使材料表现出光学非互易性。这种非互易性导致了磁光材料对不同偏振光的非对称响应,为手性产生提供了新的途径。

在 PhCS 中,原始模式的自旋简并与时间反演对称性相关,当使用外部手段打破时间反演对称性时,自旋简并将被解除,进而涌现出新的自旋依赖拓扑行为。Zhao 等<sup>[144]</sup> 的研究发现,当外部磁场施加于具有 C<sub>6v</sub> 对称性的磁光 PhCS 时,系统的时间反演对称性和结构面外镜面对称性被打破,PhCS 中原本自旋简并的 BIC 发生类似塞曼效应的分裂行为,演化为一对具有自旋轨道锁定的手性 BIC,使结构产生手性响应[图 8(b)]。同时,结构 C<sub>6</sub> 对称性的保留保证了波导共振模式耦合以及 BIC 产生所需的相干相消条件,使得 BIC 仍然具有鲁棒性。因此,基于磁光效应的手性 PhCS 将同时具有鲁棒性强、品质因数高和手性响应可调,其应用场

景进一步扩大。

从该结构的动量空间偏振场出发,外部磁场强度增加时,  $\Gamma$  点 BIC 对应的涡旋奇点 V 及其拓扑荷 ( $q = -2$ ) 保持不变。手性 BIC 周围的偏振分布由原本的线偏振环绕逐渐演化为接近圆偏振,对应的方位角环绕行为转变为相位的环绕行为。多极分析结果表明,偏离  $z$  轴的方向上两个手性 BIC 对应的辐射模式具有绝对值接近 1 且符号相反的归一化第三斯托克斯参数  $S_3$ , 而接近  $z$  轴的方向上辐射消失。该分析揭示了相位环绕与赝自旋的锁定行为,进一步拓宽了对手性 BIC 及其  $\Gamma$  点附近模式辐射性质的深刻见解。

具有 C<sub>4v</sub> 对称性的磁光 PhCS 在磁场作用下具有高效手性响应同样得到证明<sup>[145]</sup>, 在外部磁场作用下,磁光耦合会导致两个正交简并的偶极子模式之间产生耦合,形成具有圆偏振特性的本征态。这种圆偏振态在动量空间中表现为 C 点,并且具有显著的鲁棒性,在结构参数变化及磁场强度变化时仍能在  $\Gamma$  点稳定存在。特别地,在特定的磁场强度下,其中一个本征模式的损耗率逐渐降低,出现独特的磁光 BIC[图 8(c)], 具有无穷高的品质因数。类似地,具有 C<sub>4v</sub> 对称性的磁光 PhCS 中  $\Gamma$  点处的非简并单态 BIC 在外部磁场作用下同样展现出强烈的手性响应<sup>[146]</sup>, 并且因为结构的面内面外对称性完好,这些 BICs 仍受到对称性保护,在磁

场变化过程中表现出稳定且无穷大的品质因数[图 8(d)]。随着外部磁场逐渐增强,类 TE 能带上  $\Gamma$  点处 BIC 附近的涡旋偏振分布由线偏振向椭圆偏振转变,并在特定的磁场参数下形成完美的圆偏振态。在该磁场参数下,磁光 PhCS 在相反旋向的圆偏振入射下表现出明显的透反射响应,且在整个等频率图上分布均匀,这使得其可以在广泛的入射角度范围内表现出高效的手性响应,无需特定入射角度。

综上所述,磁光 PhCS(MO PhCS)作为新型的手性响应平台,具有不同于传统几何调控方法的鲁棒特性,其手性响应在磁场强度变化及结构几何参数微扰下均可稳定存在。这些方式拓展了 PhCS 在手性响应中的自由度,且具有可调的特性,通过改变外部磁场的施加方向和强度,可以实现手性翻转及响应强度变化,对发展下一代手性光学器件具有重要意义。

## 6 总结与展望

现代光子学器件对光场调控能力的需求不断提升,推动了开放边界周期性光子结构的发展。其中,PhCS 凭借其周期性介电调制与开放边界的结构特点,能够支持与自由空间耦合的波导共振模式,并在动量空间形成复杂的偏振场分布。在这些波导模式中,BIC 作为无法向外辐射的特殊模式,与动量空间中的涡旋奇点  $V$  密切相关,展现出丰富的拓扑性质和良好的应用前景。

本文从能带折叠出发,基于 FW 机制系统综述了 PhCS 这类开放边界周期性光子结构中 BIC 的形成机制、拓扑性质及其光学效应。作为 PhCS 的波导共振模式中无法辐射的特殊模式,BIC 形成的核心来源于频率-动量空间中不同模式之间的相干相消。基于能带折叠理论,本文从图像上直观地解释了动量空间中偏振涡旋分布的产生机制,阐述了 BIC 与涡旋偏振奇点  $V$  的一一对应关系,并进一步讨论了在图论下利用偏振节点线寻找 BIC 的方法。

基于 BIC 独特的拓扑性质,开放边界周期性光子结构在光场调控中展现出不同于传统光学器件的应用潜力。BIC 在动量空间中伴随着涡旋偏振分布,使 PhCS 能够在无需光束中心校准的条件下产生光涡旋。同时,动量空间的偏振结构以及 BIC 的存在将产生强烈的自旋-轨道相互作用,并导致偏振依赖的光束横向位移,为基于 BIC 的拓扑性质实现光的自旋霍尔效应提供了新的途径。此外,BIC 丰富的动量空间分布特性使开放边界周期性光子结构成为偏振转换和完全偏振调控的优秀平台。

根据 FW 机制,BIC 在动量空间中的位置与模式耦合的相干相消位置相互对应。本文从这一对应关系出发,系统阐述了在动量空间中不同位置实现 merging BIC 的调控方法,并深入分析了 PhCS 结构参数对各类 BIC 在频率-动量空间中的移动及合并行为

的影响机制。BIC 的可调控性以及 merging BIC 在较大参数范围内维持高品质因数的特点,为开放边界周期性光子结构在高性能光学器件设计中提供了新的思路。

此外,开放边界周期性光子结构的手性响应在光子学、生物学以及化学领域也具有极高的应用价值,其中 BIC 是 PhCS 手性响应的起源。基于能带折叠理论,在引入对称性破缺后,PhCS 中等频率曲线交点处的模式不再等价,其耦合结果表现为椭圆率相等、主轴正交且手性相反的椭圆偏振态。在这一过程中,动量空间偏振场中 BIC 对应的涡旋奇点演化为圆偏振点和线偏振线的组合,构成了真手性光学响应的基本条件。在此基础上,本文详细综述了 PhCS 中基于几何对称性破缺和磁光效应产生真手性的方法,并讨论了具体实现机制。其中,磁光 PhCS 无需改变结构的几何对称性,保证了模式耦合以及 BIC 的相干相消条件,同时具有磁光手性可调、鲁棒性强和品质因数高的特点。

综上所述,对光子晶体的 BIC 及其偏振场特性的研究已从最初的理论探索发展为具有丰富物理内涵和广阔应用前景的重要研究领域。本文从能带折叠和 FW 机制出发,对偏振场及 BIC 的形成机制和物理图像进行了详细阐述,并讨论了其在光涡旋生成、光束自旋霍尔效应以及光子器件的手性响应方面的重要研究价值。然而,考虑衍射效应后,偏振场的复杂演化、携带更高阶拓扑荷的 BIC 特性以及磁光光子结构的手性响应的实验实现仍需深入研究。此外,两层具有相似周期结构堆叠或旋转莫尔(Moiré)结构中的 BIC 以及强耦合等光与物质相互作用机制,将进一步拓宽 PhCS 等开放边界周期性光子结构中 BIC 的研究道路,为现代光子学器件的设计与优化提供了新的发展方向。

## 参 考 文 献

- [1] Schulz S A, Oulton R F, Kenney M, et al. Roadmap on photonic metasurfaces[J]. Applied Physics Letters, 2024, 124(26): 260701.
- [2] Ren M X, Wu W, Cai W, et al. Reconfigurable metasurfaces that enable light polarization control by light[J]. Light: Science & Applications, 2016, 6(6): e16254.
- [3] Song L M, Gao S Y, Xia S Q, et al. Bulk-hole correspondence and inner robust boundary modes in singular flatband lattices[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(6): 063803.
- [4] Xiao S Y, Wang T, Liu T T, et al. Active metamaterials and metadevices: a review[J]. Journal of Physics D, 2020, 53(50): 503002.
- [5] Qin K, Hu P, Liu J, et al. Mode coupling with Fabry - Perot modes in photonic crystal slabs[J]. Chinese Physics B, 2024, 33(8): 084205.
- [6] Liu T, Xiao M. A journey through bound states in the continuum in periodic optical structures[J]. Photonics

- Insights, 2024, 3(2): C05.
- [7] Nye J F, Berry M V. Dislocations in wave trains[J]. Proceedings of the Royal Society of London A, 1974, 336(1605): 165-190.
- [8] Nye J F. Lines of circular polarization in electromagnetic wave fields[J]. Proceedings of the Royal Society of London A, 1983, 389(1797): 279-290.
- [9] Freund I. Polarization singularity indices in Gaussian laser beams[J]. Optics Communications, 2002, 201(4/5/6): 251-270.
- [10] Schoonover R W, Visser T D. Polarization singularities of focused, radially polarized fields[J]. Optics Express, 2006, 14(12): 5733-5745.
- [11] Gansch R, Kalchmair S, Genevet P, et al. Measurement of bound states in the continuum by a detector embedded in a photonic crystal[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5(9): e16147.
- [12] Bulgakov E N, Sadreev A F. Light trapping above the light cone in a one-dimensional array of dielectric spheres[J]. Physical Review A, 2015, 92(2): 023816.
- [13] Bulgakov E N, Sadreev A F. Bloch bound states in the radiation continuum in a periodic array of dielectric rods[J]. Physical Review A, 2014, 90(5): 053801.
- [14] Lee J, Zhen B, Chua S L, et al. Observation and differentiation of unique high-Q optical resonances near zero wave vector in macroscopic photonic crystal slabs[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(6): 067401.
- [15] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics[J]. Nature Photonics, 2014, 8(11): 821-829.
- [16] Sang Y G, Lu J Y, Ouyang Y H, et al. Topological polarization singular lasing with highly efficient radiation channel[J]. Nature Communications, 2022, 13: 6485.
- [17] Zhou M M, You S J, Liu J, et al. Selective perturbation of eigenfield enables high-Q quasi-bound states in the continuum in dielectric metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2024, 11(6): 2413-2421.
- [18] Zhou C B, Zhou M M, Fu Z C, et al. Ultrahigh-Q quasi-BICs via precision-controlled asymmetry in dielectric metasurfaces[J]. Nano Letters, 2025, 25(14): 5916-5924.
- [19] Wang X D, Bongiovanni D, Wang Z T, et al. Construction of topological bound states in the continuum via subsymmetry[J]. ACS Photonics, 2024, 11(8): 3213-3220.
- [20] Hu Z C, Bongiovanni D, Jukić D, et al. Nonlinear control of photonic higher-order topological bound states in the continuum[J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 164.
- [21] Chen Z H, Yin X F, Jin J C, et al. Observation of miniaturized bound states in the continuum with ultra-high quality factors[J]. Science Bulletin, 2022, 67(4): 359-366.
- [22] Huang L, Ding C Q, Ren J D, et al. Realization of robust high-Q resonances of BICs via eigenfield perturbations in a multiple-notched nanocube metasurface[J]. Optics Letters, 2024, 49(20): 5890-5892.
- [23] Feng L B, Yang S, Zha C Y, et al. Light-emitting diodes enabled by two-dimensional semiconductors: architectures, optimization, and functional advances[J/OL]. FlexMat: 1-22[2025-02-05]. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/epdf/10.1002/flm2.70000>.
- [24] Wang J J, Li H, Ma Y T, et al. Routing valley exciton emission of a WS<sub>2</sub> monolayer via delocalized Bloch modes of in-plane inversion-symmetry-broken photonic crystal slabs[J]. Light: Science & Applications, 2020, 9: 148.
- [25] Zhen B, Hsu C W, Lu L, et al. Topological nature of optical bound states in the continuum[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(25): 257401.
- [26] Wang J J, Li P S, Zhao X Q, et al. Optical bound states in the continuum in periodic structures: mechanisms, effects, and applications[J]. Photonics Insights, 2024, 3(1): R01.
- [27] Yang Y, Peng C, Liang Y, et al. Analytical perspective for bound states in the continuum in photonic crystal slabs[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(3): 037401.
- [28] Chen W J, Chen Y T, Liu W. Singularities and Poincaré indices of electromagnetic multipoles[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(15): 153907.
- [29] Sadrieva Z, Frizyuk K, Petrov M, et al. Multipolar origin of bound states in the continuum[J]. Physical Review B, 2019, 100(11): 115303.
- [30] Zhou C B, Huang L J, Jin R, et al. Bound states in the continuum in asymmetric dielectric metasurfaces[J]. Laser & Photonics Reviews, 2023, 17(3): 2200564.
- [31] Huang L J, Li S L, Zhou C B, et al. Realizing ultrahigh-Q resonances through harnessing symmetry-protected bound states in the continuum[J]. Advanced Functional Materials, 2024, 34(11): 2309982.
- [32] Ling X H, Zhou X X, Huang K, et al. Recent advances in the spin Hall effect of light[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(6): 066401.
- [33] Liu Z J, Xu Y, Lin Y, et al. High-Q quasibound states in the continuum for nonlinear metasurfaces[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(25): 253901.
- [34] Chen Z G, Buljan H, Leykam D. Special issue on "topological photonics and beyond: novel concepts and recent advances" [J]. Light: Science & Applications, 2020, 9: 203.
- [35] 毕千惠, 彭于娟, 陈润, 等. 光子学连续域束缚态的理论及应用[J]. 光学学报, 2023, 43(16): 1623008.
- Bi Q H, Peng Y J, Chen R, et al. Theory and application of bound states in the continuum in photonics[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(16): 1623008.
- [36] Kang M, Liu T, Chan C T, et al. Applications of bound states in the continuum in photonics[J]. Nature Reviews Physics, 2023, 5(11): 659-678.
- [37] 黄磊, 任继铎, 王维清, 等. 光学微结构中连续域束缚态相关的强耦合现象(特邀)[J]. 光学学报(网络版), 2025, 2(14): 1409002.
- Huang L, Ren J D, Wang W Q, et al. Bound states in the continuum assisted strong coupling in optical microstructures (invited)[J]. Acta Optica Sinica (Online), 2025, 2(14): 1409002.
- [38] 饶晓峰, 何涛, 李程峰, 等. 基于连续域束缚态的超构

- 光子生物传感器研究进展(特邀)[J]. 光学学报(网络版), 2025, 2(6): 0616001.
- Rao X F, He T, Li C F, et al. Research progress in metaphotonic biosensors based on bound states in the continuum (invited) [J]. Acta Optica Sinica (Online), 2025, 2(6): 0616001.
- [39] Chen Y, Deng H C, Sha X B, et al. Observation of intrinsic chiral bound states in the continuum[J]. Nature, 2023, 613(7944): 474-478.
- [40] Overvig A, Yu N F, Alù A. Chiral quasi-bound states in the continuum[J]. Physical Review Letters, 2021, 126(7): 073001.
- [41] Zhang X D, Liu Y L, Han J C, et al. Chiral emission from resonant metasurfaces[J]. Science, 2022, 377(6611): 1215-1218.
- [42] Shi T, Deng Z L, Geng G Z, et al. Planar chiral metasurfaces with maximal and tunable chiroptical response driven by bound states in the continuum[J]. Nature Communications, 2022, 13: 4111.
- [43] Lai C X, Shi Y Z, Huang H Y, et al. Observation of intricate chiral optical force in a spin-curl light field[J]. Physical Review Letters, 2024, 133(23): 233802.
- [44] Deng H C, Jiang X, Zhang Y, et al. Chiral lasing enabled by strong coupling[J]. Science Advances, 2025, 11(15): eads9562.
- [45] Kang M, Xiao M, Chan C T. Janus bound states in the continuum with asymmetric topological charges[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(1): 013805.
- [46] Huang L J, Xu L, Powell D A, et al. Resonant leaky modes in all-dielectric metasystems: fundamentals and applications[J]. Physics Reports, 2023, 1008: 1-66.
- [47] Cheben P, Halir R, Schmid J H, et al. Subwavelength integrated photonics[J]. Nature, 2018, 560(7720): 565-572.
- [48] 王艳春, 张跃变, 程化, 等. 片上集成人工微结构光场调控(特邀)[J]. 光学学报, 2024, 44(10): 1026004.
- Wang Y C, Zhang Y B, Cheng H, et al. Light field manipulation based on on-chip integrated artificial microstructures (invited)[J]. Acta Optica Sinica, 2024, 44(10): 1026004.
- [49] Rubin N A, D'Aversa G, Chevalier P, et al. Matrix Fourier optics enables a compact full-Stokes polarization camera[J]. Science, 2019, 365(6448): eaax1839.
- [50] Wang J Y, Tan X D, Qi P L, et al. Linear polarization holography[J]. Opto-Electronic Science, 2022, 1(2): 0210009.
- [51] Lee K G, Kihm H W, Kihm J E, et al. Vector field microscopic imaging of light[J]. Nature Photonics, 2006, 1(1): 53-56.
- [52] Jia W H, Gao C X, Zhao Y M, et al. Intracavity spatiotemporal metasurfaces[J]. Advanced Photonics, 2023, 5(2): 026002.
- [53] Huang C, Zhang C, Xiao S M, et al. Ultrafast control of vortex microlasers[J]. Science, 2020, 367(6481): 1018-1021.
- [54] Ren Y H, Li P S, Liu Z J, et al. Low-threshold nanolasers based on miniaturized bound states in the continuum[J]. Science Advances, 2022, 8(51): eade8817.
- [55] Shi T, Deng Z L, Tu Q G, et al. Displacement-mediated bound states in the continuum in all-dielectric superlattice metasurfaces[J]. Photonix, 2021, 2(1): 7.
- [56] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, et al. Lasing action from photonic bound states in continuum[J]. Nature, 2017, 541(7636): 196-199.
- [57] Mylnikov V, Ha S T, Pan Z Y, et al. Lasing action in single subwavelength particles supporting supercavity modes[J]. ACS Nano, 2020, 14(6): 7338-7346.
- [58] Hwang M S, Lee H C, Kim K H, et al. Ultralow-threshold laser using super-bound states in the continuum [J]. Nature Communications, 2021, 12: 4135.
- [59] Ha S T, Paniagua-Domínguez R, Kuznetsov A I. Room-temperature multi-beam, multi-wavelength bound states in the continuum laser[J]. Advanced Optical Materials, 2022, 10(19): 2200753.
- [60] Yoshida M, De Zoysa M, Ishizaki K, et al. Double-lattice photonic-crystal resonators enabling high-brightness semiconductor lasers with symmetric narrow-divergence beams[J]. Nature Materials, 2018, 18(2): 121-128.
- [61] Bloch J, Cavalleri A, Galitski V, et al. Strongly correlated electron-photon systems[J]. Nature, 2022, 606(7912): 41-48.
- [62] Ardizzone V, Riminucci F, Zanotti S, et al. Polariton Bose-Einstein condensate from a bound state in the continuum[J]. Nature, 2022, 605(7910): 447-452.
- [63] Solntsev A S, Agarwal G S, Kivshar Y S. Metasurfaces for quantum photonics[J]. Nature Photonics, 2021, 15(5): 327-336.
- [64] Meudt M, Bogiadzi C, Wrobel K, et al. Hybrid photonic-plasmonic bound states in continuum for enhanced light manipulation[J]. Advanced Optical Materials, 2020, 8(20): 2000898.
- [65] Yesilkoy F, Arvelo E R, Jahani Y, et al. Ultrasensitive hyperspectral imaging and biodetection enabled by dielectric metasurfaces[J]. Nature Photonics, 2019, 13(6): 390-396.
- [66] Leitis A, Tittl A, Liu M K, et al. Angle-multiplexed all-dielectric metasurfaces for broadband molecular fingerprint retrieval[J]. Science Advances, 2019, 5(5): eaaw2871.
- [67] Liu Y H, Zhou W D, Sun Y Z. Optical refractive index sensing based on high-Q bound states in the continuum in free-space coupled photonic crystal slabs[J]. Sensors, 2017, 17(8): 1861.
- [68] Liu Q, Qu L, Gu Z D, et al. Boosting second harmonic generation by merging bound states in the continuum[J]. Physical Review B, 2023, 107(24): 245408.
- [69] Carletti L, Koshelev K, De Angelis C, et al. Giant nonlinear response at the nanoscale driven by bound states in the continuum[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 033903.
- [70] Koshelev K, Kruk S, Melik-Gaykazyan E, et al. Subwavelength dielectric resonators for nonlinear nanophotonics[J]. Science, 2020, 367(6475): 288-292.
- [71] Kim K H, Kim J R. High-Q chiroptical resonances by quasi-bound states in the continuum in dielectric

- metasurfaces with simultaneously broken in-plane inversion and mirror symmetries[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(22): 2101162.
- [72] Sakoda K. *Optical properties of photonic crystals*[M]. Cham: Springer, 2005.
- [73] Cerjan A, Jörg C, Vaidya S, et al. Observation of bound states in the continuum embedded in symmetry bandgaps [J]. *Science Advances*, 2021, 7(52): eabk1117.
- [74] Dennis M R. Polarization singularity anisotropy: determining monstardom[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(22): 2572-2574.
- [75] Françoise J P, Naber G L, Tsun S T. *Encyclopedia of mathematical physics*[M]. Oxford: Elsevier, 2006.
- [76] Hsu C W, Zhen B, Lee J, et al. Observation of trapped light within the radiation continuum[J]. *Nature*, 2013, 499(7457): 188-191.
- [77] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [78] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [79] Liu W Z, Liu W, Shi L, et al. Topological polarization singularities in metaphotonics[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(5): 1469-1486.
- [80] Koshelev K, Favraud G, Bogdanov A, et al. Nonradiating photonics with resonant dielectric nanostructures[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(5): 725-745.
- [81] Xu G Z, Xing H Y, Xue Z Q, et al. Recent advances and perspective of photonic bound states in the continuum[J]. *Ultrafast Science*, 2023, 3: 33.
- [82] Azzam S I, Kildishev A V. Photonic bound states in the continuum: from basics to applications[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(1): 2001469.
- [83] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, et al. Bound states in the continuum[J]. *Nature Reviews Materials*, 2016, 1(9): 16048.
- [84] Zhang Y W, Chen A, Liu W Z, et al. Observation of polarization vortices in momentum space[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(18): 186103.
- [85] Jiang Q, Hu P, Wang J, et al. General bound states in the continuum in momentum space[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 131(1): 013801.
- [86] von Neumann J, Wigner E P. Über merkwürdige diskrete eigenwerte[M]//The collected works of eugene paul wigner: part a: the scientific papers. Berlin: Springer, 1993, 2875: 291-293.
- [87] Gao E D, Jin R, Fu Z C, et al. Ultrawide dynamic modulation of perfect absorption with a Friedrich-Wintgen BIC[J]. *Photonics Research*, 2023, 11(3): 456-462.
- [88] Rybin M V, Koshelev K L, Sadrieva Z F, et al. High-Q supercavity modes in subwavelength dielectric resonators [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(24): 243901.
- [89] Azzam S I, Shalaev V M, Boltasseva A, et al. Formation of bound states in the continuum in hybrid plasmonic-photonic systems[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(25): 253901.
- [90] Kang M, Zhang S P, Xiao M, et al. Merging bound states in the continuum at off-high symmetry points[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(11): 117402.
- [91] Joseph S, Sarkar S, Khan S, et al. Exploring the optical bound state in the continuum in a dielectric grating coupled plasmonic hybrid system[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(8): 2001895.
- [92] Zhou Y, Guo Z H, Zhao X Y, et al. Dual-quasi bound states in the continuum enabled plasmonic metasurfaces [J]. *Advanced Optical Materials*, 2022, 10(19): 2200965.
- [93] Li S Y, Zhou C B, Liu T T, et al. Symmetry-protected bound states in the continuum supported by all-dielectric metasurfaces[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(6): 063803.
- [94] Sakoda K. Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices[J]. *Physical Review B*, 1995, 52(11): 7982-7986.
- [95] Ochiai T, Sakoda K. Dispersion relation and optical transmittance of a hexagonal photonic crystal slab[J]. *Physical Review B*, 2001, 63(12): 125107.
- [96] Doeleman H M, Monticone F, den Hollander W, et al. Experimental observation of a polarization vortex at an optical bound state in the continuum[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(7): 397-401.
- [97] Gao X W, Hsu C W, Zhen B, et al. Formation mechanism of guided resonances and bound states in the continuum in photonic crystal slabs[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 31908.
- [98] Gao X W, Zhen B, Soljačić M, et al. Bound states in the continuum in fiber Bragg gratings[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(11): 2996-3002.
- [99] Friedrich H, Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum[J]. *Physical Review A*, 1985, 32(6): 3231-3242.
- [100] Hu P, Wang J J, Jiang Q, et al. Global phase diagram of bound states in the continuum[J]. *Optica*, 2022, 9(12): 1353-1361.
- [101] Marinica D C, Borisov A G, Shabanov S V. Bound states in the continuum in photonics[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(18): 183902.
- [102] Wang Z X, Liang Y, Beck M, et al. Topological charge of finite-size photonic crystal modes[J]. *Physical Review B*, 2020, 102(4): 045122.
- [103] Bai T R, Li Q, Wang Y Q, et al. Terahertz vortex beam generator based on bound states in the continuum[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25270-25279.
- [104] Wang B, Liu W Z, Zhao M X, et al. Generating optical vortex beams by momentum-space polarization vortices centred at bound states in the continuum[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(10): 623-628.
- [105] Mohamed S, Wang J, Rekola H, et al. Controlling topology and polarization state of lasing photonic bound states in continuum[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(7): 2100574.
- [106] Notomi M. Topology in momentum space becomes real [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(10): 595-596.

- [107] Bliokh K Y, Aiello A. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov beam shifts: an overview[J]. *Journal of Optics*, 2013, 15(1): 014001.
- [108] Bliokh K Y, Bliokh Y P. Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 073903.
- [109] Sheng L J, Zhou X X, Zhong Y H, et al. Exotic photonic spin Hall effect from a chiral interface[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(2): 2200534.
- [110] Sheng L J, Chen Y, Yuan S J, et al. Photonic spin Hall effect: physics, manipulations, and applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2023, 91: 100484.
- [111] Wang J J, Shi L, Zi J. Spin Hall effect of light via momentum-space topological vortices around bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(23): 236101.
- [112] Wang J J, Zhao M X, Liu W Z, et al. Shifting beams at normal incidence via controlling momentum-space geometric phases[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 6046.
- [113] Guo Y, Xiao M, Fan S H. Topologically protected complete polarization conversion[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(16): 167401.
- [114] Guo Y, Xiao M, Zhou Y, et al. Arbitrary polarization conversion with a photonic crystal slab[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(14): 1801453.
- [115] Chen F J, Gao Z, Zhang L, et al. Observation of topologically enabled complete polarization conversion[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(4): 2200626.
- [116] Kang M, Zhang Z Y, Wu T, et al. Coherent full polarization control based on bound states in the continuum[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 4536.
- [117] Hirose K, Liang Y, Kurosaka Y, et al. Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(5): 406-411.
- [118] Luchansky M S, Bailey R C. High-Q optical sensors for chemical and biological analysis[J]. *Analytical Chemistry*, 2012, 84(2): 793-821.
- [119] Jin J C, Yin X F, Ni L F, et al. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering[J]. *Nature*, 2019, 574(7779): 501-504.
- [120] Luo M, Zhou Y, Zhao X Y, et al. Label-free bound-states-in-the-continuum biosensors[J]. *Biosensors*, 2022, 12(12): 1120.
- [121] Wang R D, Xu L, Wang J Y, et al. Electric Fano resonance-based terahertz metasensors[J]. *Nanoscale*, 2021, 13(44): 18467-18472.
- [122] Tang X, He R, Chen C, et al. Quasi-bound states in the continuum in a metal nanograting metasurface for a high figure-of-merit refractive index sensor[J]. *Optics Express*, 2024, 32(1): 762-773.
- [123] Wang R D, Xu L, Huang L J, et al. Ultrasensitive terahertz biodetection enabled by quasi-BIC-based metasensors[J]. *Small*, 2023, 19(35): e2301165.
- [124] Yin X F, Jin J C, Soljačić M, et al. Observation of topologically enabled unidirectional guided resonances[J]. *Nature*, 2020, 580(7804): 467-471.
- [125] Wang H R, Zuo Y, Yin X F, et al. Ultralow-loss optical interconnect enabled by topological unidirectional guided resonance[J]. *Science Advances*, 2024, 10(12): eadn4372.
- [126] Plum E, Fedotov V A, Zheludev N I. Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials[J]. *Journal of Optics A*, 2009, 11(7): 074009.
- [127] Zhu A Y, Chen W T, Zaidi A, et al. Giant intrinsic chiro-optical activity in planar dielectric nanostructures[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 7(2): 17158.
- [128] Lininger A, Palermo G, Guglielmelli A, et al. Chirality in light-matter interaction[J]. *Advanced Materials*, 2023, 35(34): 2107325.
- [129] Zhang H J, Shi Z H, Xue J C, et al. Enantiomeric concentration determination via a single circular dichroism spectrum in chiral hyperbolic metamaterials[J]. *Optics Express*, 2025, 33(7): 16113-16124.
- [130] Barron L D. True and false chirality and absolute asymmetric synthesis[J]. *Journal of the American Chemical Society*, 1986, 108(18): 5539-5542.
- [131] Barron L D. True and false chirality and absolute enantioselection[J]. *Rendiconti Lincei*, 2013, 24(3): 179-189.
- [132] Plum E, Fedotov V A, Zheludev N I. Optical activity in extrinsically chiral metamaterial[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(19): 191911.
- [133] Barron L D. Molecular light scattering and optical activity [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [134] Fernandez-Corbaton I, Fruhnert M, Rockstuhl C. Objects of maximum electromagnetic chirality[J]. *Physical Review X*, 2016, 6(3): 031013.
- [135] Berova N, Nakanishi K, Woody R W. Circular dichroism: principles and applications[M]. Weinheim: John Wiley & Sons, 2000.
- [136] Cameron R P, Barnett S M, Yao A M. Optical helicity, optical spin and related quantities in electromagnetic theory[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(5): 053050.
- [137] Poulikakos L V, Gutsche P, McPeak K M, et al. Optical chirality flux as a useful far-field probe of chiral near fields[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(9): 1619-1625.
- [138] Chen W J, Wang Z Y, Gorkunov M V, et al. Uncovering maximum chirality in resonant nanostructures[J]. *Nano Letters*, 2024, 24(31): 9643-9649.
- [139] Liu W Z, Wang B, Zhang Y W, et al. Circularly polarized states spawning from bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(11): 116104.
- [140] Yoda T, Notomi M. Generation and annihilation of topologically protected bound states in the continuum and circularly polarized states by symmetry breaking[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(5): 053902.
- [141] Wang X H, Wang J J, Zhao X Q, et al. Realizing tunable evolution of bound states in the continuum and circularly polarized points by symmetry breaking[J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(7): 2316-2322.
- [142] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, et al. Asymmetric metasurfaces with high-Q resonances governed by bound

- states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 193903.
- [143] Wu J J, Xu X T, Su X Q, et al. Observation of giant extrinsic chirality empowered by quasi-bound states in the continuum[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 16(6): 064018.
- [144] Zhao X Q, Wang J J, Liu W Z, et al. Spin-orbit-locking chiral bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 133(3): 036201.
- [145] Lv W J, Qin H Y, Su Z P, et al. Robust generation of intrinsic C points with magneto-optical bound states in the continuum[J]. *Science Advances*, 2024, 10(46): eads0157.
- [146] Tu Q A, Zhou H X, Zhao D, et al. Magnetically tunable bound states in the continuum with arbitrary polarization and intrinsic chirality[J]. *Photonics Research*, 2024, 12(12): 2972-2982.