特邀综述

非互易拓扑光子学*

王子尧[1)#] 陈福家[2)#] 郁翔[1)†] 高振[1)3)‡] 杨怡豪[2)††]

1) (南方科技大学电子与电气工程系, 深圳 518055)

2) (浙江大学量子信息交叉中心, 浙江大学杭州国际科创中心, 浙江大学极端光学技术与仪器全国重点实验室, 杭州 310027)

3) (南方科技大学, 光纤光缆先进制造与应用技术全国重点实验室, 深圳 518055)

(2023 年 11 月 24 日收到; 2023 年 12 月 26 日收到修改稿)

拓扑光子学的提出与发展为从根本物理原理上解决传统光学器件易受干扰的问题提供了新思路, 基于拓扑保护的新型鲁棒光场调控极大地提高了光学器件的传输效率和稳健性. 其中, 基于时间反演对称性破缺的非互易拓扑光子学及其手性拓扑态是拓扑光子学的重要分支, 其拓扑特性由非零陈数或陈矢量表征, 表现出超越互易拓扑光子学的严格拓扑保护鲁棒性. 本综述将重点介绍非互易拓扑光子学在探索新奇物理现象 (手性/反手性边界态、反常非互易拓扑边界态、三维光学陈绝缘体、磁性外尔光子晶体等) 和构建非互易鲁棒拓扑光学器件 (单向光波导、宽带慢光延迟线、任意形状拓扑激光器、大轨道角动量相干光源等) 等方面取得的显著成果. 最后对非互易拓扑光子学的发展现状、潜在挑战以及可能取得的突破进行了展望.

关键词: 拓扑光子学, 非互易拓扑光子学, 光学陈绝缘体, 非互易拓扑器件

PACS: 42.70.Qs, 03.65.Vf, 81.05.Xj, 78.67.Pt **DOI:** 10.7498/aps.73.20231850

1 引 言

随着现代半导体和信息技术的飞速发展, 摩尔定律逐渐逼近极限, 以电子为信息载体的传统信息技术面临巨大挑战. 与电子 (费米子) 不同, 光子 (玻色子) 具有传输速度快、传输损耗小、传输带宽大等诸多优点, 因此, 用光子来代替电子作为新型信息载体成为近年来信息科技的前沿研究热点, 如光纤、光子晶体[1–3]、表面等离激元[4–6]、超材料[7]、超表面[8–10]、集成光学芯片[11] 等. 然而, 在传统光学器件中, 当光遇到缺陷、杂质、大角度拐弯、折叠扭曲等障碍时, 不可避免地产生有害散射, 不仅极大地降低光学器件的传输效率, 而且造成相邻器件间的信号串扰, 严重破坏光信息传输的稳定性和完整性. 因此, 如何实现高效、鲁棒光信息传输就成为了一个亟待解决的关键科学挑战, 拓扑光子学的提出与发展为从物理根本上解决上述科学挑战提供了新思路[12–27].

拓扑光子学源于凝聚态物理中对物质拓扑相的研究. 与电子体系中拓扑绝缘体内部绝缘而表面导电类似, 拓扑光学绝缘体同样具有内部禁止电磁波传输而表面存在受拓扑保护的表面电磁波模式, 这些表面波模式具有背散射抑制、缺陷免疫及单向

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1405200, 2022YFA1404900)、国家自然科学基金 (批准号: 62175215, 62375118, 6231101016, 12104211)、国家自然科学基金优秀青年科学基金项目 (海外)、中央高校基本科研业务 (批准号: 2021FZZX001-19), 深圳市科技创新委员会 (批准号: 0220815111105001) 和南方科技大学 (批准号: Y01236148, Y01236248) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: xix@sustech.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: gaoz@sustech.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: yangyihao@zju.edu.cn

© 2024 中国物理学会 Chinese Physical Society

传输等奇异特性, 极大地增强了电磁信息传输的稳定性和完整性. 一般来说, 根据是否打破时间反演对称性 (time-reversal symmetry), 拓扑光子学主要分为互易拓扑光子学 (reciprocal topological photonics)[28–35] 和非互易拓扑光子学 (non-reciprocal topological photonics)[36–53], 前者的拓扑性质主要用自旋/谷陈数描述, 后者的拓扑性质主要用陈数 (Chern number)/陈矢量 (Chern vector) 描述. 下面先简要介绍拓扑不变量 (即陈数) 概念. 类似于电子体系的拓扑不变量取决于费米能级以下的所有能带, 在光子体系中, 其拓扑不变量取决于带隙以下所有能带的共同贡献. 在数学上, 陈数为贝利曲率 (Berry curvature) 在闭合面上的积分[54,55]:

$$\Omega_n(k)=\nabla_k\times A_n(k), \tag{1}$$

$$C_n=-\frac{1}{2\pi}\oiint_{\mathrm{BZ}}\Omega_n(k)\,\mathrm{d}^2k,\ \ C_n\in\mathbb{Z}, \tag{2}$$

其中, $A_n(k)=\langle u_{n,k}|\mathrm{i}\nabla_k|u_{n,k}\rangle$ 是贝利联络 (Berry connection), $u_{n,k}$ 为第 n 条能带波矢 $\boldsymbol{k}$ 处的本征态. 如果一个系统具有时间反演对称性, 那么能带的贝利曲率满足 $\Omega_n(k)=-\Omega_n(-k)$; 与此相反, 如果一个系统具有空间反演对称性 (inversion symmetry), 那么能带的贝利曲率满足 $\Omega_n(k)=\Omega_n(-k)$. 在时间反演对称操作下, 贝利曲率关于波矢 $\boldsymbol{k}$ 是奇函数; 在空间反演对称操作下, 贝利曲率关于波矢 $\boldsymbol{k}$ 是偶函数. 因此, 当一个系统同时具有时间反演和空间反演这两种对称性时, 其贝利曲率在整个布里渊区上处处为零, 其陈数也为零. 互易拓扑光子学主要研究具有时间反演对称性的互易拓扑光子结构, 其拓扑特性仅由特殊的空间对称性保护, 类似于凝聚态物理中的量子自旋霍尔效应和量子谷霍尔效应, 因此它们的拓扑保护都是非严格的, 只对特定缺陷或障碍才具有拓扑保护作用. 相反, 严格的强拓扑保护则需要利用时间反演对称性破缺的系统 (如光学陈绝缘体) 来实现, 其手性拓扑边界态/表面态的单向鲁棒传输不会被任何无序、缺陷、尖锐拐角、金属等障碍物破坏, 具有极强的抗干扰能力. 因此, 非互易拓扑光子学在提升光学器件鲁棒性和设计新型非互易光学器件方面具有重要意义. 此外, 在凝聚态物理体系中破缺时间反演对称性一般极为困难, 相反, 在经典波体系中则可以相对容易地通过对钇铁石榴石铁氧体等施加强磁场来破缺时间反演对称性. 因此, 非互易拓扑光子学在前沿物理探索中同样具有重要意义.

对非互易拓扑光子学的研究大致经历了两个阶段. 第 1 阶段主要集中在二维非互易拓扑光子学, 其中最重要的发现是利用铁氧体等材料和外加强磁场在二维磁性光子晶体中实现了二维光学陈绝缘体 (Chern insulator) 及其手性拓扑边界态, 从而证实了光子能带同样具有非零的陈数和著名的体-边对应关系 (bulk-edge correspondence). 在由铁氧体构成的二维磁性光子晶体中, 当偏置磁场 H_0 沿着面外方向, 饱和磁化的铁氧体具有张量形式的磁导率, (3) 式中的非对角项破缺了时间反演对称性[56]:

$$|\mu_{\mathrm{r}}|=\begin{bmatrix}\mu_m & +\mathrm{i}\mu_k & 0\\ -\mathrm{i}\mu_k & \mu_m & 0\\ 0 & 0 & \mu_{\mathrm{C}}\end{bmatrix}, \tag{3}$$

$\mu_m=1+\dfrac{\omega_m(\omega_0+\mathrm{i}\alpha\omega)}{\left[(\omega_0+\mathrm{i}\alpha\omega)^2-\omega^2\right]}$, $\mu_k=\dfrac{\omega_m\omega}{(\omega_0+\mathrm{i}\alpha\omega)^2-\omega^2}$, $\mu_{\mathrm{C}}=1$, 其中, α 为阻尼系数, $\omega_0=\mu_0\gamma H_0$, $\omega_m=\mu_0\gamma M_{\mathrm{s}}$, $\gamma=1.759\times10^{11}$ C/kg, μ_0H_0 为外加磁场的强度, M_{s} 为饱和磁化强度, 非对角项上的正负号取决于外加偏置磁场的方向. 由于二维光学陈绝缘体的拓扑性质由其体能带的陈数描述, 根据体-边对应理论, 两种具有不同陈数的光子晶体结构交界面上存在着受拓扑保护的手性边界态且其数目与两个陈数之差相等. 自光学陈绝缘体在二维磁性光子晶体中首次被实验实现以来, 涌现了众多具有卓越性能的非互易拓扑光学器件, 例如单向单模[37,38]/多模波导[41,42]、拓扑激光器[57–61]、单向分束器[62–65]、慢波波导等.

第 2 阶段主要致力于将二维非互易拓扑光子学进一步拓展到三维. 相比于二维非互易拓扑光子学, 三维非互易拓扑光子学具有两个明显的优势, 第一, 能够实现更加丰富的新颖拓扑物态, 如磁性外尔半金属 (magnetic Weyl semimetal)[43,49,50,52]、三维陈绝缘体 (three dimensional Chern insulator)[45–47,51]、拓扑单向光纤 (topological one-way fiber) 以及轴子绝缘体 (axion insulator)[48] 等; 第二, 三维非互易拓扑光学结构支持三维立体空间中二维手性拓扑表面态或一维手性拓扑棱态 (chiral topological hinge states) 的鲁棒传输. 众所周知, 电磁信息传输的维度不仅决定了其信息传输容量和信息调控自由度, 而且决定了其系统集成度. 因此, 相比于

二维非互易拓扑光子结构, 三维非互易拓扑光学结构具有信息传输容量大、信息调控自由度高、可三维立体集成等诸多优势. 然而, 三维非互易拓扑光学结构一般较为复杂且需外加均匀强磁场, 因此其实验极具挑战, 直到 2022 年才首次成功实现三维光学陈绝缘体及其手性拓扑表面态[51], 开启了三维非互易拓扑光子学的实验研究热潮.

鉴于近几年二维及三维非互易拓扑光子学的迅猛发展, 有必要对整个非互易拓扑光子学研究领域进行全面、系统地梳理、总结和展望. 本文首先回顾了二维非互易拓扑光子学中的一些标志性工作, 接着介绍了三维非互易拓扑光子学中所特有的磁性外尔半金属、三维陈绝缘体以及轴子绝缘体等新颖拓扑物态, 然后综述了包括拓扑激光、拓扑光纤、拓扑慢光波导在内的非互易拓扑光学器件及其重要应用. 最后对非互易拓扑光子学前沿领域的发展进行总结和展望.

2 二维非互易拓扑光子学

非互易拓扑光子晶体又称光学陈绝缘体、磁性光子晶体、磁光光子晶体 (magneto-optic photonic crystals) 或旋磁光子晶体 (gyromagnetic photonic crystals), 这一概念由诺贝尔物理学奖获得者、普林斯顿大学 Duncan Haldane 教授于 2005 年首次提出, 开启了非互易拓扑光子学这一前沿热点研究领域. 如图 1(a) 所示, Haldane 和 Raghu[36] 通过类比量子霍尔效应, 开创性地提出了在具有 Dirac 点能带结构的二维光子晶体中引入旋电材料打破时间反演对称性, 使得体能带具有非零的陈数, 从而产生单向传输的拓扑手性边界态. 2008 年, 麻省理工学院 Wang 等[37] 通过一种旋磁材料 (YIG) 代替旋电材料并施加约 0.2 T 的外加偏置磁场, 在正方晶格磁性光子晶体中构造出了陈数不为零的光学陈绝缘体, 并于 2009 年首次实验观测到具有背向散射抑制特性的单向手性边界态[38]. 如图 1(b) 所示, 手性边界态沿磁性光子晶体与金属挡板的交界面单向鲁棒传输. 随后, 香港科技大学 Ao 等[39] 利用二维蜂窝晶格磁性光子晶体构造出光锥以下手性拓扑边界态, 其不需额外的金属挡板或光子晶体即可将手性边界态自约束在边界上单向鲁棒传输而不会向空气中辐射. 2011 年, 南京大学 Poo 等[40] 首次在实验上实现了无需金属挡板的自约束 (self-guiding) 手性拓扑边界态, 如图 1(c) 所示. 2014 年, 麻省理工学院 Skirlo 等[41] 通过同时打开多个狄拉克简并点获得了具有更大陈数的二维磁性光子晶体, 并于 2015 年进行了实验验证. 如图 1(d) 所示, 通过对实验测得的电场分布进行傅里叶变换可以直接获得陈数分别为 1, 2, –3, –4 的手性边界态色散[42], 由实验结果可知, 手性边界态的个数正好等于陈数. 大陈数不仅可以提高拓扑光学波导的模态密度及耦合效率, 而且为未来实现片上单向集成光路和路由提供了新的解决方案.

基于 Haldane 模型构建的二维非互易拓扑光子晶体的手性边界态在相对的两个平行边界上沿相反方向单向传输. 2019 年, 华南理工大学 Chen 等[66] 在理论上提出, 当在二维蜂窝状磁性光子晶体的 A, B 两个子格上分别施加相反方向的偏置磁场, 手性边界态将沿相对的两个平行边界朝同一个方向传输, 这种现象被称作反手性边界态 (antichiral edge states). 随后, 电子科技大学 Zhou 等[67] 在微波波段实验验证了这一奇异现象, 观测到了如图 1(e) 所示的反手性边界态的单向传输. 拓扑反手性边界态同样具有单向鲁棒传输特性, 这一反常现象拓展了人们对非互易拓扑物态的认知, 极大地丰富了非互易拓扑物态调控的手段. 然而, 手性和反手性边界态固有的边界约束特性使得电磁能量的收集和输运只能局域在光学陈绝缘体的边界上进行, 使得能量的高通量输运被限制在较低水平, 同时也极大地牺牲了体空间利用率. 2021 年, 香港科技大学 Wang 等[68] 利用非互易拓扑光子晶体与普通光子晶体组成的异质结构, 从理论和实验上实现了如图 1(f) 所示的大面积单向鲁棒手性边界态传输. 随后, 华南理工大学 Chen 和 Li[69] 基于异质 Haldane 模型在二维磁性光子晶体中实现了长距离、大面积、高通量、强鲁棒性单向体态传输, 如图 1(g) 所示. 大面积单向边界态和体态不仅丰富了非互易拓扑光子学的研究内容, 而且为未来设计大面积、高通量、强鲁棒性的非互易拓扑光学器件提供了解决方案.

如何进一步增强拓扑边界态的拓扑保护强度一直是拓扑光子学孜孜以求的重要目标, 对前沿科学探索和实际工程应用都具有重要意义. 2021 年, 洛桑联邦理工学院 Zhang 等[70] 基于非互易散射网络理论提出并实验实现了超越陈绝缘体手性边界态拓扑保护鲁棒性的反常弗洛凯拓扑边界态

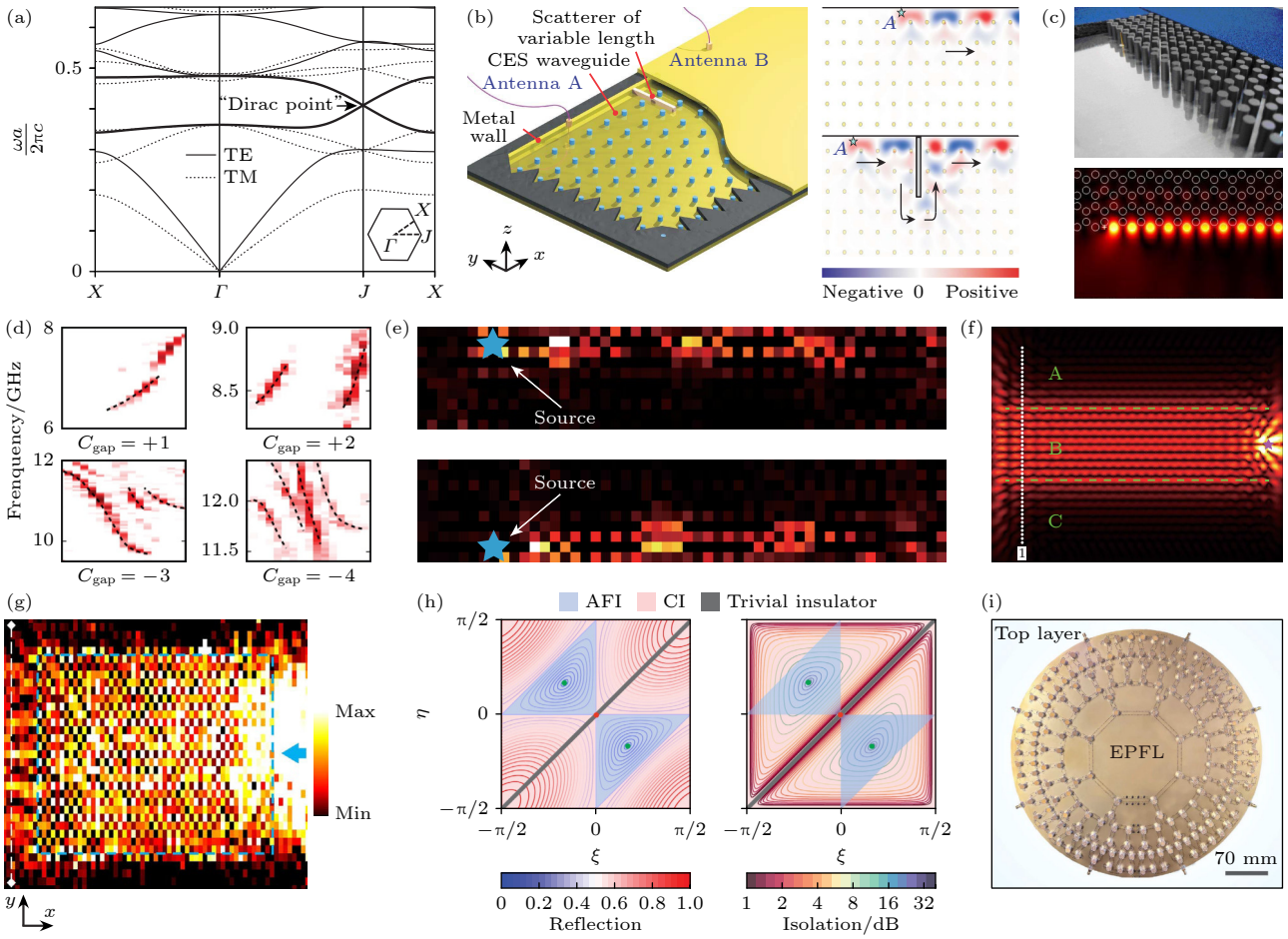

图 1 (a) 具有狄拉克点的能带结构图[36]; (b) 二维光学陈绝缘体实验装置图及手性边界态的单向与鲁棒传输模场分布图[38]; (c) 二维蜂窝晶格磁性光子晶体实验样品图及其自约束的手性边界态模场分布图[40]; (d) 不同陈数手性边界态色散曲线[42]; (e) 反手性边界态的模场分布[67]; (f) 拓扑单向大面积波导模场分布[68]; (g) 拓扑单向体态的模场分布[69]; (h) 反常 Floquet 拓扑绝缘体和陈绝缘体相变图[70]; (i) 常负曲率双曲晶格反常 Floquet 拓扑绝缘体和陈绝缘体实验样品图[71]

Fig. 1. (a) Band diagram with Dirac point[36]; (b) diagram of the experimental setup of two-dimensional optical Chern insulator and the distribution of one-way and robust mode fields of chiral edge states[38]; (c) two-dimensional honeycomb lattice magnetic photonic crystal experimental sample map and its self-constrained chiral edge state mode field distribution[40]; (d) the dispersion of chiral edge states with different Chen numbers[42]; (e) field distribution of the Antichiral edge states[67]; (f) field distribution of topological unidirectional large area waveguide[68]; (g) field distribution of topological chiral bulk states[69]; (h) phase transition diagrams of anomalous Floquet topological and Chen insulators[70]; (i) diagram of experimental samples of hyperbolic lattice anomalous Floquet topological with constant negative curvature and Chen insulators[71].

(anomalous Floquet topological edge states). 与一般的拓扑绝缘体随着无序度增大逐渐进入拓扑平庸相并破坏其拓扑边界态传输不同, 这种反常弗洛凯绝缘体 (anomalous Floquet topological insulator) 对任意强度的准能 (quasi-energy) 波动和散射参数波动免疫, 表现出超越陈绝缘体手性边界态的拓扑保护鲁棒性. 图 1(h) 展示了为反常弗洛凯拓扑绝缘体与陈绝缘体的相变图. 最近, Fleury 等[71]将反常弗洛凯拓扑绝缘体进一步拓展到如图 1(i) 所示的常负曲率双曲晶格中, 实现了非欧几里得空间中的反常弗洛凯拓扑绝缘体.

研究表明, 当同一体系同时存在多种对称性 (如时间反演对称性、空间反演对称性) 破缺时, 它们之间的竞争会产生诸多奇异物理现象. 2009 年, 日本国家材料科学研究所 Ochiai 等[72]首次探索了时间反演和空间反演对称性同时破缺时的拓扑边界态, 2012 年, 基于等效哈密顿量与群论, 又对蜂窝晶格非互易光子晶体的拓扑相变进行了详细的理论分析[73]. 2018 年, 中山大学 Lu 等[74]通过施加偏置磁场和改变蜂窝晶格中不同子格点处介质柱的半径, 同时破缺时间反演和空间反演对称性, 理论预测了光量子霍尔相和光量子谷霍尔相之间的拓扑相变. 同年, 纽约城市大学 Ni 等[75]在二维蜂窝晶格磁性光子晶体中利用空间反演和时间反

演对称性之间的竞争, 理论提出非成对的狄拉克点 (能带在 K'点处闭合而在 K 点处打开) 并预测了单向克莱因隧穿现象 (one-way Klein tunneling). 2020 年, 南洋理工大学 Liu 等[76] 首次在实验中观测到磁性光子晶体中的非成对狄拉克点并进一步观测到单向体辐射和非互易反射现象, 如图 2(a) 所示. 2023 年, 南京大学 Wang 等[77] 首次在二维磁性光子晶体中实验实现了同时支持手性拓扑边界态和谷拓扑边界态的混合型拓扑光子晶体 (hybrid topological photonic crystals), 如图 2(b) 所示, 陈绝缘体的手性边界态和能谷光子晶体的谷拓扑边界态分别出现在不同的光子带隙中, 这种混合的拓扑边界模式将在频率复用光学器件中具有潜在的应用.

在拓扑物理学中, 普遍认为无序度增大会逐渐破坏体系的拓扑保护特性: 拓扑边界态可以抵抗由弱局部无序引起的局域化, 然而足够强的全局无序将会产生安德森局域 (Anderson localization), 从而破坏拓扑边界态的鲁棒传输[78]. 2009 年, 香港大学 Li 等[79] 提出了一个相反的可能性, 即增大系统的无序度可将一个原本平庸的绝缘体转变为非平庸的拓扑绝缘体, 又称为拓扑安德森绝缘

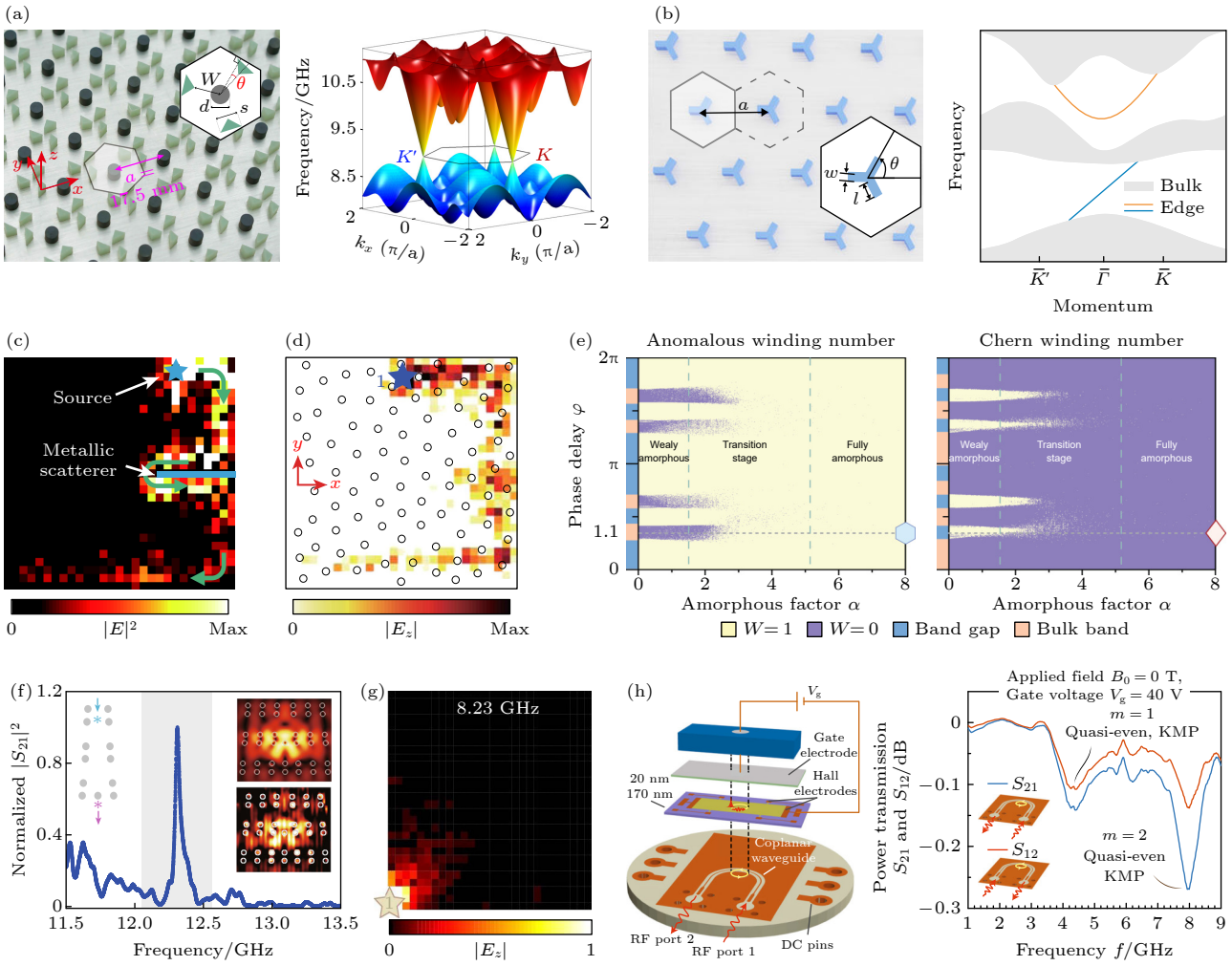

图 2 (a) 非成对狄拉克点的实验样品及其能带结构[76]; (b) 具有混合边界态的磁性光子晶体结构示意图及其混合边界态色散示意图[77]; (c) 光学拓扑安德森绝缘体手性边界态[80]; (d) 非晶陈绝缘体手性边界态[83]; (e) 无序度增大时反常弗洛凯拓扑绝缘体和陈绝缘体相变图[84]; (f) 二维磁性光子晶体中由位错导致的束缚态传输谱及模场分布[85]; (g) 高阶磁性光子晶体角态模场分布[87]; (h) 拓扑磁等离子体实验样品图和扭结磁等离子体的非互易传输谱[97]

Fig. 2. (a) Experimental setup and band structure of unpaired Dirac points[76]; (b) schematic diagram of magnetic photonic crystal with hybrid edge states and its dispersion relationship[77]; (c) chiral edge states of optical topological Anderson insulator[80]; (d) chiral edge states of amorphous Chern insulators[83]; (e) phase transition diagrams of anomalous Floquet topological insulators and Chern insulators with increasing disorder[84]; (f) transmission spectra and field distribution of bound states caused by dislocation in two-dimensional magnetic photonic crystals[85]; (g) field distribution of higher-order magnetic photonic crystals[87]; (h) experimental sample diagram of topological magnetic plasma and non-reciprocal transmission spectrum of kinked magnetic plasma[97].

体 (Anderson insulator). 2020 年, 如图 2(c) 所示, Liu 等 [80] 通过随机旋转二维磁性光子晶体中每个元胞中介质柱的角度引入随机无序, 直接观测到由无序诱导的光学拓扑安德森绝缘体及其鲁棒手性边界态.

自从非互易拓扑光子学诞生以来, 因拓扑不变量定义在布里渊环面上, 因此, 绝大多数工作都集中在周期晶格拓扑光学结构. 那么非周期晶格光学结构是否支持非平庸的拓扑态就成为一个有趣的问题. 2017 年, 南洋理工大学 Mansha 和 Chong[81] 利用堆积算法生成非晶磁性光子晶体结构并在理论上提出只要保证晶格具有足够的短程有序, 光学陈绝缘体的非平庸带隙就会一直存在并支持手性边界态单向鲁棒传输. 2019 年, Yang 等 [82] 以内部无序的超胞结构作为周期单元构建无序超胞二维非互易拓扑光子晶体并研究了无序对其单模和多模手性拓扑边界态的影响; 2020 年, 电子科技大学 Zhou 等 [83] 通过在二维非互易拓扑光子晶体中增加无序实验研究了周期晶格向非周期晶格的整个拓扑相变过程. 如图 2(d) 所示, 具有一定程度无序的非互易拓扑光子晶体依然可以支持手性边界态的单向鲁棒传输.

2023 年, 洛桑联邦理工学院 Zhang 等 [84] 在非互易散射网络中对任意无序强度的非晶相 (amorphous phase) 进行了研究, 如前文所述, 随着无序程度增大, 一般来说非平庸拓扑相将逐渐转变为平庸的安德森绝缘相. 与此相反, 在非互易散射网络 (non-reciprocal scattering networks) 中引入任意强度的无序都存非晶反常拓扑相和鲁棒的手性边界态. 反常弗洛凯拓扑绝缘体与陈绝缘体的绕数 (winding number) 随无序度增大的相变图如图 2(e) 所示, 由非晶诱导的反常弗洛凯拓扑相在弱非晶状态下呈现平庸拓扑相, 随着非晶程度的增强, 得到非平庸的反常弗洛凯拓扑相.

非互易拓扑光子晶体除了支持单向鲁棒传输的手性边界态之外, 还支持拓扑局域态. 在非互易拓扑光子晶体中构建拓扑局域态主要有 3 种方式, 第一, 在晶格中引入位错缺陷 (dislocation defect); 第二, 构造高阶拓扑绝缘体; 第三, 引入非厄米趋肤效应 (non-Hermitian skin effect). 2018 年, 南京大学 Li 等 [85] 在二维磁性光子晶体中引入位错缺陷并实验观测到了非平庸带隙中的零阶局域态, 如图 2(f) 所示. 除了在磁性光子晶体中引入位错以外, 还可以通过构造高阶陈绝缘体来实现磁性拓扑局域态. 2020 年, 宾夕法尼亚大学 He 等 [86] 理论上提出通过改变磁性光子晶体的晶格结构参数可以实现高阶非互易拓扑光子晶体及其磁性拓扑角态. 2023 年, 电子科技大学 Zhou 等 [87] 实验验证了这一理论, 如图 2(g) 所示, 磁性拓扑角态紧紧束缚在高阶非互易拓扑光子晶体的角上. 同年, 南洋理工大学 Liu 等 [88] 通过在二维磁性光子晶体中引入吸收损耗实现在 x 与 y 方向的趋肤效应, 首次观测到手性边界态的局域.

除了磁性光子晶体以外, 利用磁表面等离激元 (magnetic surface plasmons) 实现手性边界态也受到了广泛关注 [89–97]. 磁表面等离激元是在外加偏置磁场作用下旋磁材料与介质界面形成的具有单向鲁棒传输特性的表面等离激元. 2008 年, 斯坦福大学 Yu 等 [89] 发现在外加磁场的金属与光子晶体界面处存在单向的磁表面等离激元. 2012 年, 南洋理工大学 Hu 等 [90] 采用金属-介质-半导体异质结构并给金属和半导体施加相反方向的偏置磁场实现电磁波的单向传输. 2012 年, 浙江大学 Liu 等 [91] 在二维磁性光子晶体平板波导中首次理论实现了手性边界态. 同年, 空军工程大学 Tong 等 [92] 将旋磁铁氧体与矩形波导结合, 利用铁氧体的磁表面等离激元模式与矩形波导模式之间的相互作用来设计单向矩形波导. 2019 年, 香港大学 Jin 等 [97] 在时间反演对称性破缺系统中实验实现了拓扑扭结等离子体模式 (kink modes). 一般来说, 手性边界态通常存在于拓扑特性发生突变的物理边界上. 与此不同, 拓扑扭结等离子体模式的非互易传输存在于均匀系统内部的磁畴边界处. 如图 2(h) 所示, 实验获得的共振吸收谱证明了扭结磁等离子体的存在及其非互易性.

3 三维非互易拓扑光子学

从空间维度而言, 非互易拓扑光子晶体主要分为二维和三维两类. 相比于二维非互易拓扑光子晶体, 三维非互易拓扑光子晶体支持沿其表面、交界面、棱甚至体缺陷单向传输的鲁棒电磁模式, 为实现更大信息传输容量、更高信息调控自由度以及更高三维立体集成度提供了新的平台. 随着对三维非互易拓扑光子晶体的研究不断深入, 结果发现三维非互易拓扑光子晶体拥有更加丰富的新颖拓扑物

态, 如磁性外尔半金属、三维陈绝缘体以及轴子绝缘体等. 与二维系统中的狄拉克点类似, 外尔点 (Weyl points) 是三维系统中两条能带的线性简并. 与之不同的是, 外尔点的出现需要破缺体系的空间反演对称性或者时间反演对称性. 由于对称性的破缺, 贝利曲率在动量空间中不全为零, 每个外尔点将充当贝利曲率的源或漏并携带着量子化的拓扑荷. 根据破缺的对称性不同, 外尔半金属一般可分为两类: 破坏时间反演对称性的磁性外尔半金属和破坏空间反演对称性的非磁性外尔半金属. 根据不可行定理 (no-go theorem)[98], 外尔半金属的外尔点一定成对且有相反的手性和拓扑荷. 对于非磁性外尔半金属, 能带结构中外尔点的最少数量为 4, 而磁性外尔半金属中最少可支持一对外尔点. 外尔半金属的另一个重要特征是支持连接两个具有相反手性和拓扑荷的外尔点的费米弧表面态 (Fermi arc surface state), 且费米弧表面态的数目等于外尔点拓扑荷的大小. 由于外尔点具有强拓扑保护鲁棒性, 一般来说, 要彻底消除一个外尔点, 只能通过微扰使得两个具有相反拓扑荷的外尔点在动量空间中相互湮灭来实现. 迄今为止, 三维非互易拓扑光子晶体是最早实现磁性外尔半金属的拓扑光学结构, 同时也是研究外尔点的产生、湮灭以及费米弧表面态最常用的拓扑光学结构. 例如, 2013 年麻省理工学院 Lu 等[43] 利用双螺旋嵌套的三维非互易拓扑光子晶体在理论上首次证明了时间反演对称或者空间反演对称破缺是实现外尔半金属的必要条件, 并且时间反演对称性破缺的磁性外尔半金属最少可以只存在一对外尔点及连接这一对外尔点的开放费米弧, 这种情况被认为是最理想、最简单外尔半金属, 其能带结构以及外尔点在动量空间中的分布如图 3(a) 所示. 而当空间反演对称性破缺时, 非磁性外尔半金属中至少存在着两对外尔点.

与光学拓扑半金属不同, 光学三维拓扑绝缘体具有完全三维带隙. 一般来说, 光学三维拓扑绝缘体可分为三类: 三维弱拓扑绝缘体、三维强拓扑绝缘体和三维陈绝缘体. 不同的三维拓扑绝缘体可以通过拓扑不变量和拓扑表面态色散进行区分. 具体来说, 三维弱拓扑绝缘体和三维强拓扑绝缘体都可以通过 4 个 Z_2 不变量 $(\upsilon_0;\ \upsilon_1,\ \upsilon_2,\ \upsilon_3)$ 来描述, 其中三维弱拓扑绝缘体的 $\upsilon_0 = 0$, 因此将支持偶数个狄拉克锥拓扑表面态, 相反, 三维强拓扑绝缘体的 $\upsilon_0 = 1$, 因此支持奇数个狄拉克锥拓扑表面态. 与三维强/弱拓扑绝缘体不同, 三维陈绝缘体由 3 个陈数构成的陈矢量 $(C_1,\ C_2,\ C_3)$ 所描述, 支持单向鲁棒传输的手性拓扑表面态. 2016 年, 麻省理工学院 Lu 等[44] 首次从理论上设计了一种体心立方晶格的三维非互易拓扑光子晶体结构, 通过对旋电棒施加交错变化的偏置磁场来打破时间反演对称性, 使四重简并的狄拉克点去简并, 首次实现了具有奇数个狄拉克锥拓扑表面态的三维光学强拓扑绝缘体, 如图 3(b) 所示. 当保持体系中滑移对称性时 (glide symmetry), 拓扑表面态对任意无序的缺陷都可以保持完美的抗散射鲁棒特性. 同样地, 三维光学陈绝缘体也可以在三维非互易拓扑光子晶体中实现. 2018 年, 中国科学院物理研究所 Lu 等[45] 在上述双螺旋嵌套的三维非互易拓扑光子晶体的基础上, 借助超胞折叠机制, 将两个具有相反手性的外尔点折叠成一个四重简并的狄拉克点, 如图 3(c) 中左图所示, 然后引入 z 方向的狄拉克涡旋调制实现了狄拉克点的劈裂, 理论构建出首个三维光学陈绝缘体, 其能带结构如图 3(c) 中右图所示. 一般来说, 三维光学拓扑绝缘体的设计主要依赖于分析能带结构和本征模场分布. 最近, 麻省理工学院 Kim 等[46] 提出了一种用于自动发现和优化三维光学拓扑结构的新方法. 该研究团队将这一方法应用于优化目标陈矢量 $\boldsymbol{C} = (0,\ 0,\ C_z)$ 为 $C_z = 1$ 和 $C_z = 2$ 的三维光学陈绝缘体并计算出已知最大三维全带隙的三维光学陈绝缘体. 如图 4(d) 所示, 三维全带隙内存在一对手性表面态. 2021 年, Devescovi 等[47] 从理论上提出了一种由 4 根旋电棒组成的立方晶格三维磁性光子晶体, 该结构可以实现三维光学陈绝缘体及手性表面态. 研究表明, 在没有任何对称性破缺情况下, 该结构体能带在高对称点处存在一个三重简并点. 通过破缺时间反演对称性可将该三重简并点分裂成一对外尔点, 且这对外尔点的位置可通过调节偏置磁场大小发生缓慢移动. 然后利用超胞使这对外尔点折叠构造出具有多重简并点的能带结构. 最后, 通过调整超胞中 4 根旋电棒的半径破缺空间反演对称性, 多重简并点去简并产生三维拓扑全带隙实现三维光学陈绝缘体. 图 3(e) 展示了具有单向鲁棒传输特性的手性界面态的场分布, 其中交界面由三维光学陈绝缘体与三维平庸绝缘体组成. 最近, Devescovi 等[48] 进一步提出了在具有空间反演对称性的三维非互易拓扑光子晶体

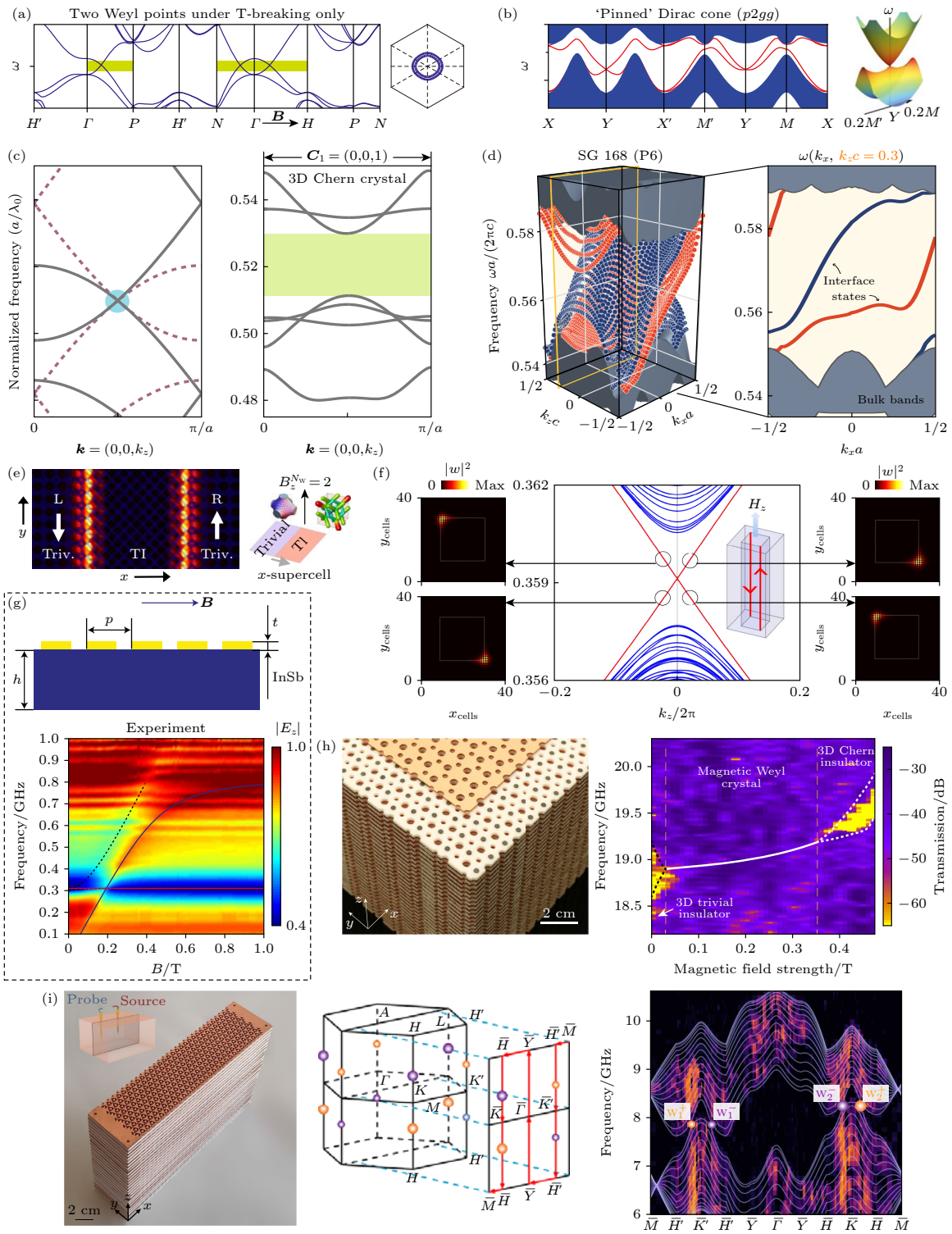

图 3 (a) 单对外尔点的体能带[43]; (b) 奇数狄拉克锥表面态[44]; (c) 三维陈绝缘体的体能带图[45]; (d) 三维陈绝缘体的自动搜索和优化[46]; (e) 具有任意陈矢量的磁性光子晶体及其手性表面态的场分布[47]; (f) 轴子绝缘体[48]; (g) 锑化铟结构的示意图和实验测量的两对外尔点的体能带图[50]; (h) 三维陈绝缘体的实验样品图和实验测量的相图[51]; (i) 磁性外尔光子晶体的实验样品图和实验测量的体能带[52]

Fig. 3. (a) A single pair of Weyl points[43]; (b) the odd number of surface Dirac cones[44]; (c) the bulk band structures of three-dimensional Chern insulators[45]; (d) automated discovery and optimization of 3D Chern insulator[46]; (e) 3D Chern insulator with orientable large Chern vectors and its field distribution of chiral surface state[47]; (f) the axion topological insulator[48]; (g) a schematic of the sample with a metal grating on top of the InSb substrate and the measured projected bulk band structures with two pairs of Weyl points[50]; (h) the fabricated three-dimensional Chern insulator and the measured topological phase transitions[51]; (i) the fabricated three dimensional Weyl photonic crystal and the measured projected bulk band structures[52].

中可以实现光学轴子绝缘体, 其最典型的特征是光学轴子绝缘体是一种磁性高阶拓扑绝缘体并支持高阶手性棱态 (chiral hinge states), 如图 3(f) 所示.

除了基于三维拓扑光子晶体实现三维磁性外尔半金属或三维光学陈绝缘体外, 伯明翰大学 Gao 等[49] 发现磁性外尔半金属也可以存在于均匀的磁化等离子体介质中, 即静态磁场下的自由电子气体 (plasmon). 研究结果表明, 当磁场强度足够大时, 电子的回旋频率超过等离子体频率时纵模与横模线性交叉, 在等离子体频率处, 沿磁场方向形成两对外尔点. 2021 年, Wang 等[50] 利用太赫兹波段锑化铟结构, 如图 3(g) 中上图所示, 并采用人工合成维度 (k_x, k_y, B) 代替三维动量空间维度 (k_x, k_y, k_z) 表征变化磁场下的反射谱实验实现太赫兹波段的外尔半金属, 如图 3(g) 中下图所示. 实验结果表明, 在变化磁场作用下的锑化铟样品显示出了线性频带交叉, 即外尔点出现在 0. 31 THz 处. 2022 年, 基于三维 Haldane 模型, 南洋理工大学 Liu 等[51] 设计了一种由二维非互易拓扑光子晶体沿面外方向堆叠并引入层间耦合而成的三维非互易拓扑光子晶体, 实验样品如图 3(h) 中左图所示. 当改变外加偏置磁场的强度时, 该三维非互易拓扑光子晶体会依次表现出三种不同的拓扑相: 三维平庸绝缘体、磁性外尔半金属和三维陈绝缘体. 利用体传输谱表征可直接观测到这一拓扑相变过程, 如图 3(h) 中右图所示. 不同于磁性外尔半金属的费米弧表面态, 三维陈绝缘体拥有贯穿整个表面布里渊区的费米环表面态. 采用超胞即可实现对陈矢量大小的任意调控, 最大可实现陈矢量 $\boldsymbol{C}=(0, 0, 6)$ 的三维光学陈绝缘体. 此外, 当两个具有相互正交陈矢量 ($m\hat{z}$ 和 $n\hat{x}$) 的三维陈绝缘体组成畴壁时, 畴壁上的手性表面态将在表面布里渊区环面上形成绕着中线和经线分别缠绕 m 圈和 n 圈的环面纽结或链环. 比如 $m=2$ 和 $n=2$ 时, 畴壁上的手性表面态将形成由两个独立的费米环相互嵌套而成的最简单的链环-霍夫链 (Hopf link). 2023 年, 基于三维改进 Haldane 模型, 南方科技大学 Xi 等[52] 利用蜂窝状晶格不同子格上的磁化方向相反实现了一种新型磁性外尔半金属, 与普通磁性外尔半金属的两个外尔点处在同一频率不同, 该种新型磁性外尔半金属的两对外尔点的频率不同. 这种外尔点的频移使得结构的两个相对平行表面上的拓扑表面态将沿着同一个方向传输, 从而实现新型拓扑反手性表面态 (antichiral surface states). 如图 3(i) 所示, 实验样品由磁铁夹铁氧体破缺时间反演对称性并利用镂孔金属板提供层间耦合, 实验测得的三维磁性外尔半金属的体能带结构上可以看到两对外尔点存在着明显的频率偏移且实验结果与仿真结果 (实线) 吻合.

4 非互易拓扑光子学的应用

4.1 非互易拓扑光学波导

非互易拓扑光子学系统最重要的特征是支持单向鲁棒传输的手性边界态/表面态, 而对手性边界/表面态的研究导向一系列重要光学器件如拓扑单向波导、宽带拓扑慢光、拓扑分束器、拓扑路由、拓扑激光器、拓扑谐振腔等. 这一部分将介绍非互易拓扑光子学在鲁棒光学器件方面的重要应用.

慢光 (slow light)[99] 的实现方法主要包括电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)、光子晶体波导 (photonic crystal waveguide, PCWs) 以及耦合谐振腔光学波导 (coupled-resonator optical waveguides, CROWs) 等. 这些方法通常面临两个难点: 第一, 较低的群速度与较大的工作带宽不可兼得; 第二, 较低的群速度使得光在传输过程中对缺陷、加工误差等障碍更加敏感, 从而产生散射损耗. 以上难点极大地限制了慢光器件的应用前景. 2011 年, 马里兰大学 Hafezi[100] 首次理论提出受拓扑保护的鲁棒光学延迟线概念, 虽然该光学延迟线具有抗散射特性, 但其频率范围依旧有限. 直到 2019 年, 宾夕法尼亚州立大学 Guglielmon 等[101] 首次理论提出利用手性边界态的多重布里渊区缠绕实现宽带拓扑慢光. 通过精确调制 Haldane 模型边界处“原子”之间的最近邻与次近邻耦合产生多重布里渊区缠绕. 在拓扑非平庸带隙保持不变的情况下, 随着调制周期不断增加, 手性边界态的缠绕次数逐渐增加, 斜率 (群速度) 逐渐减小, 从而实现宽带拓扑慢光 (topological slow light). 2021 年, 基于二维非互易拓扑光子晶体, 南洋理工大学 Yu 等[102] 和纽约城市大学 Mann 和 Alù[103] 分别提出通过手性边界态与谐振腔模式的耦合使手性边界态产生多重布里渊区缠绕. 通过增加谐振腔模式的个数来增加缠绕次数, 降低手性边界态的能带斜率, 从而降低群速度. 2023 年, 浙江大学 Chen 等[104] 首次实验实现了宽带拓扑慢

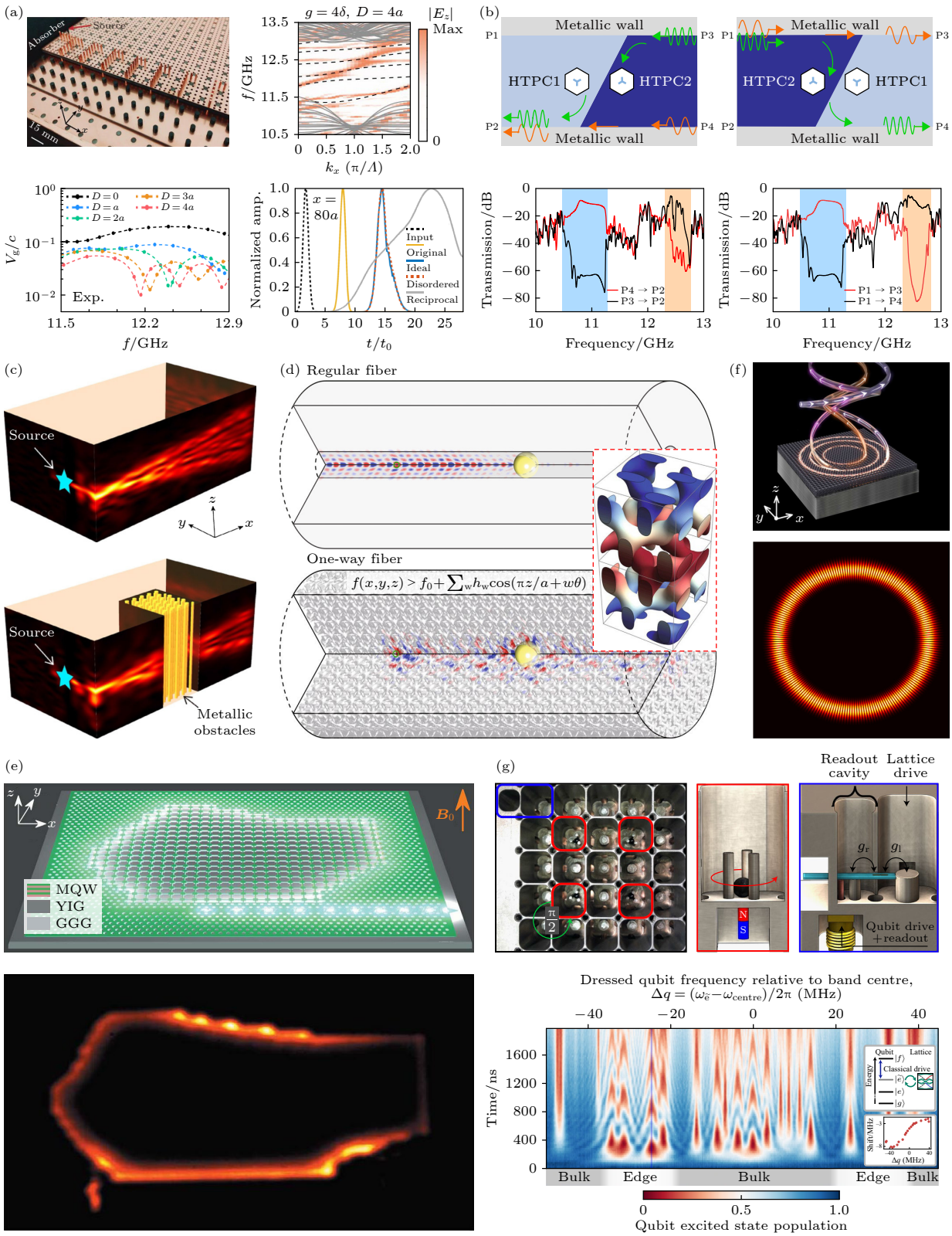

图 4 (a) 手性边界态的多重布里渊区缠绕产生宽带拓扑慢光[104]; (b) 拓扑频率路由[77]; (c) 三维光学陈绝缘体手性表面态的单向鲁棒传输[51]; (d) 基于第二陈数的拓扑单向光纤[45]; (e) 形状任意非互易拓扑激光器[57]; (f) 基于二维非互易拓扑光子晶体的拓扑涡旋激光器[107]; (g) 手性腔量子电动力学[53]

Fig. 4. (a) Multiple Brillouin zone winding of chiral edge states enabled broadband topological slow light[104]; (b) topological frequency routing[77]; (c) robust transmission of chiral surface states[51]; (d) topological one-way fiber of second Chern number[45]; (e) nonreciprocal topological laser with arbitrary geometry[57]; (f) nonreciprocal topological laser with large OAM[107]; (g) chiral cavity quantum electrodynamics[53].

光, 如图 4(a) 所示, 其中, 谐振腔阵列由金属光栅围绕光学陈绝缘体边界处的铁氧体构成, 通过增大谐振腔的高度来增加腔内谐振模式数量. 实验结果表明手性边界态在布里渊区内缠绕了 5 次, 且其群速度远小于未缠绕之前手性边界态的群速度. 由于在能带缠绕过程中光学陈绝缘体的带隙宽度始终保持不变, 因此多重布里渊区缠绕实现的拓扑慢光能够同时具备较低的群速度和较大的带宽. 利用多重布里渊区缠绕产生的宽带拓扑慢光同时克服了传统慢光在带宽和对缺陷、扰动敏感的限制, 在时域光学信号处理以及增强光与物质相互作用方面具有重要的应用前景.

光学路由 (optical routing) 是光学通信系统的关键技术之一, 用于控制光学信号在节点处的分裂或者复合. 随着对拓扑光子学研究的不断深入, 研究发现拓扑边界态在光学路由方面存在潜在的应用价值[105]. 2023 年, 基于混合拓扑光子晶体, 南京大学 Wang 等[77] 首次实现了如图 4(b) 所示的拓扑频率路由. 在混合型拓扑光子晶体中, 拓扑谷边界态只存在于某个边界上或者由不同谷陈数光子晶体构成的畴壁上, 而手性边界态存在于上下两个边界上. 如图 4(b) 所示, 将高频和低频激发源分别置于 P3, P4 位置, 两种不同频率的信号都会在 P2 处输出, 实现频率复合. 而当在 P1 处同时激发两个频段的信号时, 低频从 P3 输出, 高频从 P4 输出, 从而实现频率分波.

与二维非互易拓扑光子晶体的手性边界态类似, 三维光学陈绝缘体支持手性表面态, 如图 4(c) 所示[51]. 由于时间反演对称性破缺, 手性表面态只能沿着单向传输且具有很强的抗背向散射特性, 即使存在缺陷情况下, 手性表面态依然能够绕过缺陷继续传输, 表现出极强的鲁棒性. 手性表面态将电磁能量分散在整个传输面上, 使得其能够承担高功率电磁能量输运, 在高功率鲁棒电磁器件方面具有重要应用.

除了手性边界态/表面态, 非互易拓扑光子晶体的体态也能用来构造拓扑单向波导. 如图 1(f), (g) 所示的基于二维非互易拓扑光子晶体构造的大面积拓扑单向边界态/体态波导. 在三维非互易拓扑光子晶体中, 2018 年, 中国科学院物理研究所 Lu 等[45] 首次理论提出在三维光学陈绝缘体中引入线缺陷构造拓扑单向光纤. 首先, 利用旋电材料破缺时间反演对称性构造只有一对外尔点的磁性外尔光子晶体, 然后将这对具有相反拓扑荷的外尔点湮灭并产生三维光学陈绝缘体, 最后在三维光学陈绝缘体中引入缺陷构建受第二陈数表征的拓扑单向光纤模态. 与普通光纤或光子晶体光纤相比, 拓扑单向光纤具有很强的背向散射免疫特性. 图 4(d) 展示了在拓扑单向光纤传输路径上存在金属球时, 拓扑单向光纤中的光能够绕过金属球继续传输而不发生背向散射, 与此相反, 普通光纤或光子晶体光纤中的光传输将被金属球阻挡而发生全反射. 此外, 拓扑单向光纤的模式数量和传输方向由第二陈数的数值和符号决定, 可以通过“螺旋”调制的调制频率加以设计.

4.2 非互易拓扑谐振腔

光学谐振腔是调控光子的重要器件之一, 也是激光器、滤波器和腔量子电动力学的重要基础光学器件. 传统光学谐振腔 (如环形谐振腔) 一般需要较大弯曲半径来降低辐射损耗提高品质因数且易受外界干扰, 极大地限制了其在集成光学中的应用. 为了克服这一难题, 2017 年加州伯克利大学 Bahari 等[57] 利用二维非互易拓扑光子晶体设计了如图 4(e) 所示的形状任意的非互易拓扑光学谐振腔并构建了首个非互易拓扑激光器. 利用分子束外延生长技术在钆镓石榴石上制造钇铁石榴石 (旋磁材料 YIG), 然后将钇铁石榴石与 InGaAsP 多重量子阱光子晶体键合. 在外加磁场的作用下, 钇铁石榴石的磁光响应破缺系统的时间反演对称性并产生非平庸拓扑带隙以及手性边界态. 由于手性边界态的单向鲁棒传输特性, 其可以用来构建任意形状的非互易拓扑光学谐振腔. 需要注意的是, 光波段较弱的磁光响应使得产生的拓扑带隙极窄, 因此, 光学波段非互易拓扑谐振腔还需要进一步检验其有效性.

上述形状任意的非互易拓扑光学谐振腔工作于“光锥”之外, 因此需要通过耦合波导将其腔内的能量辐射至自由空间. 而对于“光锥”之内的泄漏导模, 其能量可以直接垂直向外辐射. 如果将上述任意形状的非互易拓扑光学谐振腔设计成圆形, 由于手性边界态的单向传输特性, 其向外辐射的光子便会获得不同的传输相位并携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM). 轨道角动量[106] 的两两正交特性以及量子数可无限大特性使其成为理想的信息载体. 因此, 如何产生高品质并携带大拓

扑荷轨道角动量的光子一直是研究人员长期追寻的重要目标. 2021 年, 加州伯克利大学 Bahari 等[107]首次基于二维非互易拓扑光子环形谐振腔实验实现了具有多种拓扑荷轨道角动量集成的拓扑涡旋激光器, 如图 4(f) 所示. 研究结果表明, 通过改变谐振腔的周长, 可以产生不同拓扑荷数的轨道角动量.

腔量子电动力学通过耦合谐振腔与非线性发射器研究光的粒子特性, 在现代量子信息科学与技术发展方面扮演重要角色. 2022 年, 芝加哥大学 Owens 等[53]在非互易拓扑光学谐振腔中探索了一个 transmon 量子比特的腔量子电动力学行为. 如图 4(g) 所示, 将铌超导谐振腔组装成 5×5 晶格并引入铁氧体在外加磁场作用下打破系统的时间反演对称性, 从而产生手性边界态构成非互易拓扑谐振腔. 然后将一个 transmon 量子比特通过拐角处的腔体耦合至系统中, 利用光谱检测法分析晶格中体态和边界态并观测到了边界态的手征性. 同时, 该研究还探测到了 transmon 与体态和边界态之间的拉比振荡以及 transmon 的兰姆位移. 利用非互易拓扑光学谐振腔研究 transmon 的腔量子电动力学极大地推动了手性量子光学领域的研究进展, 证明了使用微波光子探索拓扑多体物理的可行性, 为无背向散射的量子通信奠定了理论和实验基础.

5 总结与展望

自从 2008 年 Haldane 和 Raghu[36]首次理论提出非互易拓扑光子学概念以来, 其新颖的单向鲁棒光场调控特性引发了广泛的研究和探索. 本文对过去 15 年的非互易拓扑光子学发展进行了简单的综述, 主要包括二维非互易拓扑光子学 (如二维光学陈绝缘体、反常弗洛凯拓扑绝缘体、光学拓扑安德森绝缘体、非晶光学陈绝缘体等) 和三维非互易拓扑光子学 (三维磁性外尔光子晶体、三维光学陈绝缘体、光学轴子绝缘体以及拓扑单向光纤), 最后讨论了非互易拓扑光子学在鲁棒光学器件中的潜在应用, 如宽带拓扑慢光、拓扑频率路由、拓扑单向波导、拓扑单向光纤、非互易拓扑谐振腔、非互易拓扑激光器、拓扑涡旋激光器等. 然后截至目前, 非互易拓扑光子学的发展尚面临着许多关键性问题有待解决. 首先, 许多三维非互易拓扑光学相还尚未被实验证实, 如三维光学强拓扑绝缘体及其奇数狄拉克锥拓扑表面态、三维光学轴子绝缘体及其高阶手性棱态、受第二陈数保护的拓扑单向光纤、具有任意陈矢量的三维光学陈绝缘体等, 实验实现这些三维非互易拓扑相需要极为复杂的三维非均匀磁场. 其次, 将非互易拓扑光子学从微波进一步扩展到太赫兹和光学是一个亟待解决的科学和技术难题, 将对集成光学产生深远影响. 现有铁氧体材料在太赫兹和光学频率下的磁光响应较弱, 亟需开发具有强磁光响应的新型旋磁材料. 最后, 截至目前非互易拓扑光子学主要局限在单一物理系统中, 如果与其他体系相互结合, 如非线性光学、考虑增益和损耗的非厄米光学、合成维度、非阿贝尔光学或非欧几里得光学等, 将实现更多新奇的拓扑现象和鲁棒光学器件. 我们相信非互易拓扑光子学在理论、实验和应用等方面仍具有广阔的发展前景.

参考文献

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
[2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
[3] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light-Second Edition* (Princeton University Press) pp38–177
[4] Liu L, Li Z 2022 *PIER* **173** 93
[5] Yao D Y, He P H, Zhang H C, Zhang C, Zhu J W, Hu M, Cui T J 2022 *PIER* **175** 105
[6] Chen H S, Gao F, Lin X, Tan S R, Wang C 2023 *PIER* **177** 85
[7] Durach M, Williamson F, Adams J, Holtz T, Bhatt P, Moreno R, Smith F 2022 *PIER* **173** 53
[8] Ding F 2022 *PIER* **174** 55
[9] Zhou E Y, Cheng Y Z, Chen F, Luo H, Li X C 2022 *PIER* **175** 91
[10] Chen H S, Huangfu J T, Qian C, Zhang J, Wang Z D, Zhu X Y, Chen J T, Lin P J 2023 *PIER* **178** 83
[11] Tan Q Z, Qian C, Chen H S 2023 *PIER* **176** 55
[12] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
[13] Rider M S, Palmer S J, Pocock S R, Xiao X, Huidobro P A, Giannini V 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 120901
[14] Smirnova D, Leykam D, Chong Y, Kivshar Y 2020 *Appl. Phys. Rev.* **7** 021306
[15] Yuan L Q, Lin Q, Xiao M, Fan S 2018 *Optica* **5** 1396
[16] Chen J F, Liang Y W, Li Z Y 2021 *Acta Opt. Sin.* **41** 0823015 (in Chinese) [陈剑锋, 梁文耀, 李志远 2021 光学学报 **41** 0823015]
[17] Wu Y, Li C, Hu X Y, Ao Y, Zhao Y F, Gong Q H 2017 *Adv. Optical Mater.* **5** 1700357
[18] 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** 015006
[19] Wang H F, Gupta S K, Xie B Y, Lu M H 2020 *Front. Optoelectron.* **13** 50
[20] Lin Z K, Wang Q, Liu Y, Xue H, Zhang B, Chong Y, Jiang J H 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 483

[21] Tang G J, He X T, Shi F L, Liu J W, Chen X D, Dong J W 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100300

[22] Xie B Y, Wang H X, Zhang X J, Zhan P, Jiang J H, Lu M H, Chen Y F 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 520.

[23] Xue H R, Yang Y H, Zhang B L 2021 *Adv. Photonics Res.* **2** 2100013

[24] You J W, Lan Z H, Ma Q, Gao Z, Yang Y H, Gao F, Meng X, Cui T J 2023 *Photonics. Res.* **11** B65

[25] Cao J H, Kavokin A V, Nalitov A V 2022 *PIER* **173** 141

[26] Li Y Z, Zhang Z J, Chen H S, Gao F 2023 *PIER* **178** 37

[27] Zheng J J, Guo Z W, Sun Y, Jiang H T, Li Y H, Chen H 2023 *PIER* **177** 1

[28] Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, Kargarian M, MacDonald A H, Shvets G 2013 *Nat. Mater.* **12** 233

[29] Cheng X J, Jouvaud C, Ni X, Mousavi S H, Genack A Z, Khanikaev A B 2016 *Nat. Mater.* **15** 542

[30] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901

[31] Yang Y T, Xu Y F, Xu T, Wang H X, Jiang J H, Hu X, Hang Z H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 217401

[32] Nalitov A V, Malpuech G, Terças H, Solnyshkov D D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 026803

[33] Dong J W, Chen X D, Zhu H, Wang Y, Zhang X 2017 *Nat. Mater.* **16** 298

[34] Xi X, Ye K P, Wu R X 2020 *Photonics Res.* **8** B1

[35] Ma T, Shvets G 2016 *New J. Phys.* **18** 025012

[36] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904

[37] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013905

[38] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772

[39] Ao X, Lin Z, Chan C T 2009 *Phys. Rev. B* **80** 033105

[40] Poo Y, Wu R X, Lin Z, Yang Y, Chan C T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093903

[41] Skirlo S A, Lu L, Soljačić M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 113904

[42] Skirlo S A, Lu L, Igarashi Y, Yan Q, Joannopoulos J, Soljačić M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 253901

[43] Lu L, Fu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2013 *Nat. Photonics* **7** 294

[44] Lu L, Fang C, Fu L, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Phys.* **12** 337

[45] Lu L, Gao H, Wang Z 2018 *Nat. Commun.* **9** 5384

[46] Kim S, Christensen T, Johnson S G, Soljačić M 2023 *ACS Photonics* **10** 861

[47] Devescovi C, García-Díez M, Robredo I, Blanco de Paz M, Lasa-Alonso J, Bradlyn B, Mañes J L, G. Vergniory M, García-Etxarri A 2021 *Nat. Commun.* **12** 7330

[48] Devescovi C, Morales-Pérez A, Hwang Y, García-Díez M, Robredo I, Mañes J L, Bradlyn B, García-Etxarri A, Vergniory M G 2023 arXiv: 2305.19805 [physics.optics]

[49] Gao W, Yang B, Lawrence M, Fang F, Béri B, Zhang S 2016 *Nat. Commun.* **7** 12435

[50] Wang D Y, Yang B, Gao W L, Jia H W, Yang Q L, Chen X Y, Wei M G, Liu C X, Navarro-Cía M, Han J G, Zhang W L, Zhang S 2019 *Nat. Phys.* **15** 1150

[51] Liu G G, Gao Z, Wang Q, Xi X, Hu Y H, Wang M R, Liu C Q, Lin X, Deng L J, Yang S Y A, Zhou P H, Yang Y H, Chong Y D, Zhang B L 2022 *Nature* **609** 925

[52] Xi X, Yan B, Yang L Y, Meng Y, Zhu Z X, Chen J M, Wang Z Y, Zhou P H, Shum P, Yang Y H, Chen H S, Mandal S, Liu G G, Zhang B L, Gao Z 2023 *Nat. Commun.* **14** 1991

[53] Owens J C, Panetta M G, Saxberg B, Roberts G, Chakram S, Ma R, Vrajitoarea A, Simon J, Schuster D I 2022 *Nat. Phys.* **18** 1048

[54] Vanderbilt D 2018 *Berry Phases in Electronic Structure Theory Electric Polarization, Orbital Magnetization and Topological Insulators* (Cambridge University Press) pp75–87

[55] Fukui T, Hatsugai Y, Suzuki H 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 1674

[56] Pozar D M 2005 *Microwave Engineering, Fourth Edition* (John Wiley & Sons) pp452–462

[57] Bahari B, Ndao A, Vallini F, El Amili A, Fainman Y, Kanté B 2017 *Science* **358** 636

[58] Bandres M A, Wittek S, Harari G, Parto M, Ren J, Segev M, Christodoulides D N, Khajavikhan M 2018 *Science* **359** eaar4005

[59] Harari G, Bandres M A, Lumer Y, Rechtsman M C, Chong Y D, Khajavikhan M, Christodoulides D N, Segev M 2018 *Science* **359** eaar4003

[60] Zeng Y Q, Chattopadhyay U, Zhu B F, Qiang B, Li J H, Jin Y H, Li L, Davies A G, Linfield E H, Zhang B L, Chong Y D, Wang Q J 2020 *Nature* **578** 246

[61] 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

[62] Fu J X, Lian J, Liu R J, Gan L, Li Z Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 211104

[63] He C, Chen X L, Lu M H, Li X F, Wan W W, Qian X S, Yin R C, Chen Y F 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 111111

[64] Liu S Y, Lu W L, Lin Z F, Chui S T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 201113

[65] Wang Z Y, Yu Z H, Zheng X D, Wang L 2012 *J. Electromagn. Waves Appl.* **26** 1476

[66] Chen J, Liang W, Li Z Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214102

[67] Zhou P H, Liu G G, Yang Y H, Hu Y H, Ma S L, Xue H R, Wang Q, Deng L J, Zhang B L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 263603

[68] Wang M, Zhang R Y, Zhang L, Wang D, Guo Q, Zhang Z Q, Chan C T 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 067401

[69] Chen J, Li Z Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 257401

[70] Zhang Z, Delplace P, Fleury R 2021 *Nature* **598** 293

[71] Fleury R, Chen Q, Zhang Z, Qin H, Bossart A, Yang Y, Chen H 2023 Research Square https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-3286219/v1

[72] Ochiai T, Onoda M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 155103

[73] Ochiai T 2012 *Phys. Rev. B* **86** 075152

[74] Lu J C, Chen X D, Deng W M, Chen M, Dong J W 2018 *J. Opt.* **20** 075103

[75] Ni X, Purtseladze D, Smirnova D A, Slobozhanyuk A, Alù A, Khanikaev A B 2018 *Sci. Adv.* **4** eaap8802

[76] Liu G G, Zhou P H, Yang Y H, Xue H R, Ren X, Lin X, Sun H X, Bi L, Chong Y D, Zhang B L 2020 *Nat. Commun.* **11** 1873

[77] Wang Y N, Wang H X, Liang L, Zhu W W, Fan L Z, Lin Z K, Li F F, Zhang X, Luan P G, Poo Y, Jiang J H, Guo G Y 2023 *Nat. Commun.* **14** 4457

[78] Liu C X, Gao W L, Yang B, Zhang S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 183901

[79] Li J, Chu R L, Jain J K, Shen S Q 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 136806

[80] Liu G G, Yang Y H, Ren X, Xue H R, Lin X, Hu Y H, Sun H X, Peng B, Zhou P H, Chong Y D, Zhang B L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 133603

[81] Mansha S, Chong Y D 2017 *Phys. Rev. B* **96** 121405

[82] Yang B, Zhang H F, Wu T, Dong R X, Yan X L, Zhang X D 2019 *Phys. Rev. B* **99** 045307
[83] Zhou P H, Liu G G, Ren X, Yang Y H, Xue H R, Bi L, Deng L J, Chong Y D, Zhang B L 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 133
[84] Zhang Z, Delplace P, Fleury R 2023 *Sci. Adv.* **9** eadg3186
[85] Li F F, Wang H X, Xiong Z, Lou Q, Chen P, Wu R X, Poo Y, Jiang J H, John S 2018 *Nat. Commun.* **9** 2462
[86] He L, Addison Z, Mele E J, Zhen B 2020 *Nat. Commun.* **11** 3119
[87] Zhou P H, Liu G G, Wang Z H, Hu Y H, Li S W, Xie Q D, Xi X, Gao Z, Deng L J, Zhang B L 2023 arXiv: 2302.03184 [physics.optics]
[88] Liu G G, Mandal S, Zhou P H, Xi X, Banerjee R, Hu Y H, Wei M G, Wang M R, Wang Q, Gao Z, Chen H S, Yang Y H, Chong Y D, Zhang B L 2023 *Phys. Rev. Lett.* **132** 113802
[89] Yu Z F, Veronis G, Wang Z, Fan S H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023902
[90] Hu B, Wang Q J, Zhang Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 1895
[91] Liu K X, Shen L F, He S L 2012 *Opt. Lett.* **37** 4110
[92] Tong W W, Wang J F, Wang J, Liu Z T, Pang Y Q, Qu S B 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 053502
[93] Silveirinha M G 2015 *Phys. Rev. B* **92** 125153
[94] Silveirinha M G 2016 *Phys. Rev. B* **94** 205105
[95] Gao F, Xue H R, Yang Z J, Lai K F, Yu Y, Lin X, Chong Y D, Shvets G, Zhang B L 2018 *Nat. Phys.* **14** 140
[96] Jin D, Lu L, Wang Z, Fang C, Joannopoulos J D, Soljačić M, Fu L, Fang N X 2016 *Nat. Commun.* **7** 13486
[97] Jin D, Xia Y, Christensen T, Freeman M, Wang S, Fong K Y, Gardner G C, Fallahi S, Hu Q, Wang Y, Engel L, Xiao Z L, Manfra M J, Fang N X, Zhang X 2019 *Nat. Commun.* **10** 4565
[98] Lv B Q, Qian T, Ding H 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025002
[99] Baba T 2008 *Nat. Photonics* **2** 465
[100] Hafezi M 2011 *Nat. Phys* **7** 907
[101] Guglielmon J, Rechtsman M C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 153904
[102] Yu L T, Xue H R, Zhang B L 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 071102
[103] Mann S A, Alù A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 123601
[104] Chen F J, Xue H R, Pan Y, Wang M R, Hu Y H, Zhang L, Chen Q L, Han S, Liu G G, Gao Z, Zhou P H, Chen H S, Zhang B L, Yang Y H 2023 arXiv: 2208.07228 [physics.app-ph]
[105] He X T, Liang E T, Yuan J J, Qiu H Y, Chen X D, Zhao F L, Dong J W 2019 *Nat. Commun.* **10** 872
[106] Porras M A 2023 *PIER* **177** 95
[107] Bahari B, Hsu L, Pan S H, Preece D, Ndao A, El Amili A, Fainman Y, Kanté B 2021 *Nat. Phys.* **17** 700

郗翔, 东莞理工学院准聘副教授. 2021 年博士毕业于南京大学电子科学与工程学院, 随后在南方科技大学高振课题组进行博士后研究, 2023 年 12 月加入东莞理工学院, 担任电气与智能化学院副教授. 主要研究方向包括电磁场理论与应用、光子晶体、拓扑光学等. 以第一作者身份在 *Nature Communications*、*Physical Review Letters*、*Photonics Research* 等期刊共发表 10 余篇学术论文.

高振, 南方科技大学副教授, IEEE 高级会员. 分别于 2009 年和 2012 年获得浙江大学工学学士和工学硕士学位, 2018 年获得新加坡南洋理工大学物理与应用物理学博士学位. 2021 年 4 月加入南方科技大学, 担任电子与电气工程系副教授. 主要研究方向包括电磁场理论与应用、光子晶体、超构材料、拓扑光学/声学/电路、太赫兹光学等. 以第一作者或通讯作者身份在 *Nature* (2 篇)、*Nature Communications* (2 篇)、*Physical Review Letters* (3 篇)、*Advanced Materials* (2 篇) 等期刊共发表 40 余篇学术论文, 总引用超过 3100 多次, h-index 为 23, 四篇论文入选 ESI 高被引论文, 其中关于首次实现三维光学拓扑绝缘体和三维光学陈绝缘体的研究成果两次发表于国际顶级期刊 *Nature*. 相关研究成果多次被国内外科技媒体作为亮点报道. 此外, 还获得 2020 年国家特聘青年专家、2016 年中国国家优秀自费留学生奖、2019 年中国光学十大进展、2019 年及 2022 年中国光学十大社会影响力事件 (Light10)、2022 年亚洲通信与光子学国际会议青年科学家奖、2023 年电磁波与光学国际研讨会青年科学家奖、2023 年全球光电大会青年科学家奖、2023 年光电全球会议青年科学家奖、深圳市国家级领军人才、南方科技大学工学院青年科研奖、南方科技大学优秀书院导师、南方科技大学树礼书院优秀书院导师等荣誉.

杨怡豪, 浙江大学研究员、博导, 曾入选《麻省理工科技评论》中国“35 岁以下科技创新 35 人”. 2017 年获浙江大学博士学位, 2017 至 2020 年在新加坡南洋理工大学从事博士后研究. 研究方向包括拓扑光子学/声子学、非厄米光子学等. 目前已发表 70 余篇论文, 其中以第一/通讯作者发表 40 余篇论文, 包括 *Nature*、*Nature Photonics*、*Nature Physics*、*Nature Reviews Materials*、*Nature Communications*、*Science Advances* 等. 相关论文多次被 *Physics*、*Physics World*、*Physorg*、*IEEE Spectrum*、科学网、国自然基金委员会等报道; 三次入选 PRL 编辑推荐; 多次入选期刊封面 (*Nature Photonics*); 多次入选热点论文 (Top 0.1%) 和 ESI 高被引论文 (Top 1%). 成果入选中国光学十大进展、中国光学领域十大社会影响力事件 (Light10)(两次)、浙江大学十大学术进展. 曾获中国电子学会优秀博士论文奖、中国新锐科技人物杰出成就奖. 担任 *Nature* 等多个期刊的长期审稿人, 担任 *InfoMat*、*Chinese Optics Letters*、*PIER* 等期刊编委.

INVITED REVIEW

Non-reciprocal topological photonics*

Wang Zi-Yao [1)#] Chen Fu-Jia [2)#] Xi Xiang [1)†]

Gao Zhen [1)3)‡] Yang Yi-Hao [2)††]

1) (*Department of Electronic and Electrical Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen* 518055, *China*)

2) (*Interdisciplinary Center for Quantum Information, ZJU-Hangzhou Global Scientific and Technological Innovation Center, State Key Laboratory of Extreme Photonics and Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou* 310027, *China*)

3) (*State Key Laboratory of Optical Fiber and Cable Manufacture Technology, Southern University of Science and Technology, Shenzhen* 518055, *China*)

(Received 24 November 2023; revised manuscript received 26 December 2023)

Abstract

The proposal and development of topological photonics have provided a new approach to fundamentally addressing the susceptibility of traditional photonic devices to defects or disorders, significantly enhancing the transmission efficiency and robustness of photonic devices. Among them, non-reciprocal topological photonics which break time-reversal symmetry and support chiral topological states are crucial branches of topological photonics. Their topological properties are characterized by non-zero Chern numbers in two dimensions or topological Chern vectors in three dimensions, exhibiting a rigorous and complete topological protection beyond that of reciprocal topological photonics. This review focuses on introducing the remarkable achievements of non-reciprocal topological photonics in exploring novel physical phenomena (chiral/antichiral edge/surface states, two-dimensional/three-dimensional photonic Chern insulators, magnetic Weyl photonics crystals, etc.) and constructing non-reciprocal robust topological photonic devices (unidirectional waveguides, broadband slow-light delay lines, arbitrarily shaped topological lasers, high-orbital-angular-momentum coherent light sources, etc.). Finally, the present status, potential challenges, and possible breakthroughs in the development of non-reciprocal topological photonics are discussed.

Keywords: topological photonics, nonreciprocal topological photonics, photonic Chern insulator, nonreciprocal topological devices

PACS: 42.70.Qs, 03.65.Vf, 81.05.Xj, 78.67.Pt **DOI:** 10.7498/aps.73.20231850

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFA1405200, 2022YFA1404900), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62175215, 62375118, 6231101016, 12104211), the Excellent Young Scientists Fund (Overseas) of the National Natural Science Foundation of China, the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. 2021FZZX001-19), the Science and Technology Innovation Commission of Shenzhen, China (Grant No. 0220815111105001), and SUSTech (Grant Nos. Y01236148, Y01236248).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: xix@sustech.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gaoz@sustech.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: yangyihao@zju.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

非互易拓扑光子学

王子尧 陈福家 郗翔 高振 杨怡豪

Non-reciprocal topological photonics

Wang Zi-Yao Chen Fu-Jia Xi Xiang Gao Zhen Yang Yi-Hao

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 73, 064201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231850

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

拓扑光子学研究进展

Research progress of topological photonics

物理学报. 2019, 68(22): 224206 https://doi.org/10.7498/aps.68.20191437

声子系统中弹性波与热输运的拓扑与非互易现象

Topological and non-reciprocal phenomena in elastic waves and heat transport of phononic systems

物理学报. 2019, 68(22): 220302 https://doi.org/10.7498/aps.68.20191463

绝缘体上铌酸锂薄膜片上光子学器件的研究进展

Research progress of photonics devices on lithium-niobate-on-insulator thin films

物理学报. 2020, 69(15): 157801 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200302

强三维拓扑绝缘体与磁性拓扑绝缘体的角分辨光电子能谱学研究进展

Angle resolved photoemission spectroscopy studies on three dimensional strong topological insulators and magnetic topological insulators

物理学报. 2019, 68(22): 227901 https://doi.org/10.7498/aps.68.20191450

基于复合蜂窝结构的宽带周期与非周期声拓扑绝缘体

Broadband periodic and aperiodic acoustic topological insulator based on composite honeycomb structure

物理学报. 2020, 69(2): 024302 https://doi.org/10.7498/aps.69.20191454

高性能太赫兹发射: 从拓扑绝缘体到拓扑自旋电子

High-performance THz emission: From topological insulator to topological spintronics

物理学报. 2020, 69(20): 200704 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200680