

光学学报

磁光光子晶体中拓扑光子态研究进展

陈剑锋^{1,2}, 梁文耀¹, 李志远^{1*}

¹华南理工大学物理与光电学院, 广东 广州 510641;

²广东晶启激光科技有限公司, 广东 东莞 523808

摘要 拓扑光子态是具有单向传输特性的新型波导态, 展示出抗背向散射、障碍物及缺陷免疫等独特而神奇的物理性质。拓扑光子态因其独特性在拓扑激光器、量子信息、混合集成光路、非线性光学等领域具有广泛的潜在应用。磁光光子晶体为实现拓扑光子态、探索拓扑光子态新物性提供了重要平台。本文聚焦磁光光子晶体中拓扑光子态的研究进展, 首先回顾有序、无序晶格中的拓扑光子态, 揭示拓扑光子态的微观物理图像。接着讨论时间和空间反演对称性双破缺体系中的拓扑光子态, 简述反手性拓扑光子态的产生。然后介绍宽带拓扑光子态及拓扑慢光态研究, 展示新颖的拓扑光学现象及器件设计。最后针对磁光光子晶体中拓扑光子态研究面临的关键问题、未来发展趋势进行分析和展望。

关键词 光学器件; 磁光光子晶体; 拓扑光子态; 微观物理图像; 器件设计

中图分类号 O436.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823015

Progress of Topological Photonic State in Magneto-Optical Photonic Crystal

Chen Jianfeng^{1,2}, Liang Wenyaoyao¹, Li Zhiyuan^{1*}

¹ School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou, Guangdong 510641, China;

² Guangdong Full-Spectra Laser Technology Co., Ltd., Dongguan, Guangdong 523808, China

Abstract Topological photonic state, as a new type of waveguide state with one-way transport, can resist backscattering and is immune to obstacles and defects. Thus, it has found extensive potential applications in topological lasers, quantum information, optical hybrid integrated circuits, nonlinear optics, and other fields owing to its unique properties. In addition, magneto-optical photonic crystal provides an important platform for realizing topological photonic states and exploring their novel physical properties. In this paper, around the progress of topological photonic states in magneto-optic photonic crystals, firstly, we reviewed the topological photonic states in ordered and disordered lattices and revealed the microscopic physical images of topological photonic states. Next, we discussed the topological photonic states in magneto-optical photonic crystals with broken time-reversal and space-reversal symmetries and described the generation of antichiral topological photonic states. Then, we summarized the research on broadband topological photonic states and topological slow-light states and introduced novel topological optical phenomena and device design. Finally, we analyzed the key issues and prospected the future development trends in the study of topological photonic states in magneto-optical photonic crystals.

Key words optical devices; magneto-optical photonic crystal; topological photonic state; microscopic physical figure; device design

收稿日期: 2020-08-27; 修回日期: 2020-10-09; 录用日期: 2020-10-21

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFA 0306200)、国家自然科学基金(12074127, 11974119)、中央高校基本科研业务费项目(2019ZD50)、广东引进创新创业研究团队计划(2016ZT06C594)、广东重点研发项目(2020B010190001)、广州科技计划(201904010105)、东莞领军人才计划、华南理工大学教研教改项目(x2w1-Y1190281)

* E-mail: phzyli@scut.edu.cn

1 引言

在过去三十年中,科学家创造性地将对材料性质的控制理念扩展到光学领域,使得光子学这一全新前沿领域得以兴起。由于光子在实现高维度信息存储、多功能超敏传感、多通道信息并行处理、超大存储容量、无接触传输、抗电磁干扰等领域的巨大优势,以光子代替电子作为信息载体与能量载体已成为科学界的共识,而光子晶体(PC)为此提供了一个切实有效的实现途径。光子晶体是不同折射率材料在空间上周期排列而形成的人工微结构,它的出现为在亚波长尺度上实现光传输操控以及光与物质的相互作用调控提供了强大而有效的手段,被称为“光子学中的半导体”^[1-2]。当前,物联网、互联网、5G 技术日趋成熟,人工智能、数字经济蓬勃发展,光子晶体已经在现代通信系统、超敏传感器、光纤激光器等诸多领域扮演重要角色,助力万物互联的智能世界飞速发展。然而,如何实现高效的光传输成了当前进一步研制集成光路,迈向“全光网络”时代的重要难题。例如,受限于传统光子学理论,光路可逆性原理使得光在弯折光子晶体波导内传输时会产生巨大的背向散射。同时,受限于现代光刻技术的工艺极限以及对加工环境的苛刻要求,器件制备误差引起的结构缺陷将导致光在传输过程中产生严重的散射损耗。因此,如何从物理根本上提出全新机理和方案来解决集成光学体系中光传输过程的能量散射与损耗问题成为了当前亟需考虑的问题,拓扑光子学为此提供了一个重要途径。

拓扑学是研究几何图形或空间在连续改变形状后还能保持不变的一些全局性质,它只考虑物体间的位置关系而不考虑它们的形状和大小^[3]。2012 年,拓扑学概念进一步被延伸至光子晶体领域,开辟了拓扑光子学这一崭新前沿领域,至今方兴未艾^[4-11]。近年来随着拓扑光子学蓬勃发展,人们发现拓扑光子态(TPS)具有“正向导通,反向截止”的单向传输、结构缺陷和无序免疫的强鲁棒性传输、平滑绕过障碍物的抗背向散射传输等物理特性,这归结于在拓扑光子晶体中结构的缺陷、无序、阻隔只会引起局部性质的变化而不影响全局性质。因此,相比于传统光子晶体,光在拓扑光子晶体波导内传输时对结构内的缺陷、杂质具有非常强的免疫力和传输鲁棒性,并且对结构制备误差也具有非常高的容

忍度,从而使得光在传输过程中展现出极强的稳定性。

迄今为止,研究者们已经对不同拓扑光学体系进行了大量研究并取得了巨大成功。例如普林斯顿大学的 Haldane 等^[12-13]首次在理论上提出由法拉第效应材料构成的光子晶体能够打破时间反演对称性以实现光学类量子霍尔效应,而后麻省理工学院、中国科学院物理研究所、南京大学等研究者在打破时间反演对称性的磁光光子晶体(MOPC)中实现了光学类量子霍尔效应^[14-17]。马里兰大学的 Hafezi 等^[18]在光学体系中利用耦合环形谐振腔引入光子赝自旋,通过调整相邻谐振腔的耦合系数实现光学类量子自旋霍尔效应;南洋理工大学、中山大学、南京大学等研究者们则进一步在不同材料和结构体系中引入赝自旋,同样也实现了光学类量子自旋霍尔效应^[19-24]。中山大学董建文研究组进一步基于电磁对偶理论将一种新的能谷自由度引入到光子晶体中,实现了赝自旋与能谷锁定的光学类量子能谷霍尔效应^[25-31],该研究组在 2019 年撰写了中文长文综述,详细地探讨了能谷光子晶体中拓扑光子态的研究^[32]。另外,在研究内容方面,已有研究主要集中在设计不同的拓扑光学体系以验证新颖的基本物理概念与现象,诸如大陈数^[33-34]、外尔点^[35-38]、拓扑角态^[39-43]、三维光子拓扑绝缘体^[44]等;构建支持单模或多模拓扑光子态的波导结构,验证其单向传输、缺陷和无序免疫的传输、绕过障碍物传输等拓扑性质;或设计实现具有优异性能的拓扑光子功能器件,例如拓扑激光器^[45-50]、拓扑延迟线^[51-56]、单向分束器^[57-59]等。此外,研究者们还将拓扑光学结构与非线性效应相结合,开拓了非线性拓扑光学新兴平台,为实现激光器频率转换、稳模选频、无反馈参数放大、超快光开关等功能提供有效实现方案^[60-66]。不同维度和结构体系中拓扑光子态的研究可参见南京大学陈延峰、卢明辉研究组在 2019 年发表的中文长文综述^[67]。

磁光光子晶体是最早实现拓扑光子态的拓扑光学结构,属于光学类量子霍尔体系,同时也是研究拓扑光子态的产生、相互作用及新颖拓扑光学现象最常用的拓扑光学结构,其背后蕴含着一系列丰富的新物理、新机理和新规律值得进一步探究。截至目前,众多有关拓扑光子学的中英文长文综述中均有涉及以磁光光子晶体为平台的拓扑光子态研究。这

些综述的关注点大多集中在阐述磁光光子晶体拓扑光子态领域极具引领性的工作,诸如磁光光子晶体中拓扑光子态的预测与实现^[12-15]、大陈数多模波导^[33-34]、三维外尔点^[35]、拓扑激光器^[45]等。然而,以磁光光子晶体为载体的拓扑光子态研究内容丰富、门类众多,对该领域研究进行全面、系统地阐述总结是非常有意义的。特别是,通过深入研究磁光光子晶体中拓扑光子态将有助于人们从物理本源上加深对拓扑光子态的理解,丰富拓扑光子学的研究内涵,并有助于拓展基于拓扑光子态相互作用的新现象、新技术和新方法,为实现各种拓扑光子器件提供重要指导与解决方案。

因此,本文将结合我们团队的研究工作,重点聚焦磁光光子晶体中拓扑光子态的研究进展,在该体系中,拓扑光子态产生的物理基础是外加磁场所引起的时间反演对称破缺,因此,拓扑光子态极具鲁棒性。首先回顾有序、无序晶格中的拓扑光子态,揭示拓扑光子态在深亚波长尺度上时空演化的微观物理图像。接着讨论时间和空间反演对称性双破缺磁光光子晶体体系中的拓扑光子态,简述反手性拓扑光子态的实现。然后综述宽带拓扑光子态以及拓扑慢光态的研究,简述新颖拓扑光学现象及器件设计。最后针对磁光光子晶体中拓扑光子态研究所面临的关键问题、未来发展趋势进行分析和展望。

2 有序晶格中的拓扑光子态

2008 年,普林斯顿大学的 Haldane 和 Raghu 首次从理论上预测,通过类比量子霍尔效应,由法拉第效应材料构成的六角晶格光子晶体能够打破时间反演对称性,使得狄拉克点处的二重简并态分离,产生具有单向传输特性的拓扑光子态^[12-13],其能带的拓扑特性可以通过拓扑不变量来表征,即陈数^[68]。麻省理工学院王正、崇义东等发现,这种具有特殊拓扑性质引起的单向传输现象同样存在于正方晶格磁光光子晶体的二次型能带简并点附近,并且只需保证光子带隙以下所有能带的陈数之和不为零便可以产生拓扑光子态^[14],随后他们在正方晶格磁光光子晶体与金属平板构成的直线波导中测量到了单向传输的微波信号(即拓扑光子态)^[15],如图 1(a)所示;同时期中国科学院物理研究所的李志远研究组则在正方晶格磁光光子晶体与氧化铝禁带光子晶体组成的直线波导中测量到了拓扑光子态的传输^[16],如图 1(b)所示。实验结果表明,拓扑光子态只会沿着磁光光子晶体边界朝某一个方向传输,并且具有极强

的传输鲁棒性,即便边界上存在金属障碍物或是缺陷也不会引起其背向散射。

上文已经提到,光子能带的拓扑特性可以通过拓扑不变量来表征。在几何学中,拓扑数通常等于结构的开孔数^[5-6],而能带的拓扑数(即陈数)是通过倒格矢空间的 Berry 通量定义的。某条能带的陈数等于其布里渊区上 Berry 通量的 $1/2\pi$,其形式可以写为

$$C_n = \frac{1}{2\pi} \int_{BZ} d^2k \Omega_n(k), \quad (1)$$

式中: $\Omega_n(k) = \nabla k \times A_n(k)$ 为 Berry 曲率; $A_n(k) = i \langle \varphi_{n,k} | \nabla k | \varphi_{n,k} \rangle$ 为 Berry 联络。由于 Berry 通量是量子化的,在除去 2π 之后便是整数,因此陈数可以认为是二维布里渊区构成的封闭曲面内产生 Berry 通量的单极子(拓扑荷数)的个数。单个能带的连续变化不会改变陈数的值,只有当一条能带与另一条能带发生简并或是简并态被打破时,才有可能因为不连续变化而导致陈数值的改变。当具有不同拓扑数的结构相互接触时,在边界两侧的陈数发生不连续变化,它们的表面会出现无能隙的边界态,边界态数目取决于两个结构的拓扑数之差,也就是陈数差 ΔC ,其传输方向则取决于 ΔC 的符号。

研究中使用的磁光(MO)材料通常为商用钇铁石榴石晶体(YIG),介电常数约为 $\epsilon = 15\epsilon_0$,具有良好的磁响应。在未施加外部直流磁场时,其磁导率 $\mu = 1$,沿面外(+z)方向施加外部直流磁场时,YIG 材料会产生强磁各向异性,表现为具有非对称虚部对角元的磁导率张量,

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_r & i\mu_k & 0 \\ -i\mu_k & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中: $\mu_r = 1 + \frac{\omega_m(\omega_0 + j\alpha\omega)}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2}$; $\mu_k = \frac{\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2}$; $\omega_0 = 2\pi\gamma H_0$, $\omega_m = 2\pi\gamma M_0$, ω_0 和 ω_m 分别为材料拉莫进动频率和饱和磁化频率, γ 为旋磁比($\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$, $1 \text{ Oe} = 79.578 \text{ A/m}$); α 为损耗因子。

2009 年,香港科技大学的陈子亭研究组在理论上设计了六角晶格磁光光子晶体结构,使拓扑光子态色散曲线落在光锥之下,以实现能量完全局域在边界上传输的拓扑光子态,即无需任何禁带结构来限制电磁波在平面内向空气中辐射^[69];后来由南京大学的蒲殷和伍瑞新等在实验上完成了这种完美拓

光子晶体边界态的测量^[17],如图 1(c)所示。2012 年,浙江大学的何赛灵团队提出在 YIG 平板上钻出三角晶格空气孔也能够实现拓扑光子态^[70]。研究表明,这种拓扑光子态在平面内无需任何禁带结构即可将能量限制在边界上传输,平面外也无需在磁光

光子晶体平板上下部放置金属板防止能量沿垂直方向泄漏,如图 1(d)所示。至此,研究者们已在不同类型的有序晶格磁光光子晶体中实现了拓扑光子态,然而磁光光子晶体中拓扑光子态的研究步伐并未停止,研究内容不断向纵向深入,向横向拓展。

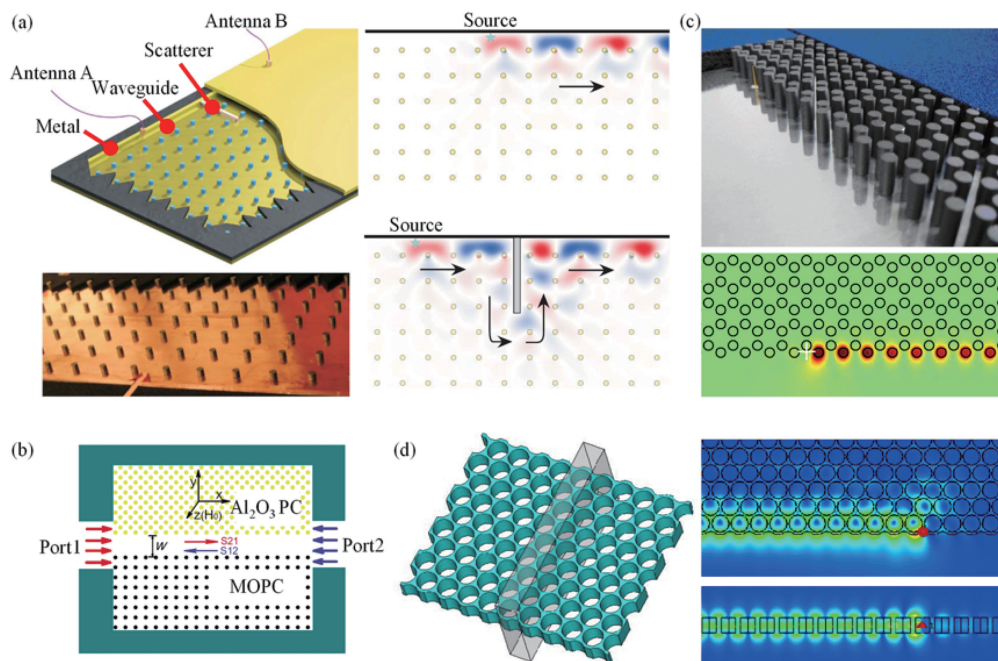


图 1 有序晶格中的拓扑光子态。(a) 正方晶格磁光光子晶体与金属平板^[15]; (b) 正方晶格磁光光子晶体与三角晶格禁带氧化铝光子晶体^[16]; (c) 六角晶格磁光光子晶体结构^[17,69]; (d) 三角晶格平板磁光光子晶体结构^[70]

Fig. 1 Topological photonic state in ordered lattice. (a) Square lattice MOPC and metal plate^[15]; (b) square lattice MOPC and triangular lattice aluminum PC with bandgap^[16]; (c) hexagonal lattice MOPC^[17,69]; (d) triangular lattice MOPC plate^[70]

3 无序晶格中的拓扑光子态

光子晶体的独特性质不仅由周期性晶格产生的布拉格散射效应决定,而且还受晶胞的局部电磁响应特性的影响。对于常规介电材料(例如硅、碳化硅等)制成的光子晶体,晶胞局部电磁响应微不足道,由布拉格散射效应占主导地位。但是,当晶胞由某些具有强电磁响应的材料(例如电光、磁光材料)构成时,晶胞局部电磁响应特性在某些情况下将起主导作用。在磁光光子晶体拓扑光子态研究的初期,大多数研究都集中在由布拉格散射效应产生的光子带隙内的拓扑光子态,直到 2011 年,浙江师范大学的刘士阳等理论上提出拓扑光子态也可以在磁光材料的磁表面等离子体共振频率附近存在,并在无序磁光光子晶体中设计实现了拓扑光子态^[57],如图 2(a)所示。2012 年,中国科学院物理研究所的李志远研究组首次在实验上测量到了基于磁表面等离子体共振效应产生的光

子带隙中的拓扑光子态,并比较分析了由长程布拉格散射效应和短程局部磁表面等离子体共振效应产生的光子带隙中的拓扑光子态的传输特性^[71]。研究表明,基于这两种效应产生的光子带隙中的拓扑光子态在具有金属障碍物的边界上传输时均能够表现出抗反射特性。然而,由长程布拉格散射效应产生的光子带隙中的拓扑光子态较易受到晶格紊乱的影响,而由短程局部磁表面等离子体共振效应产生的光子带隙中的拓扑光子态在面对晶格紊乱时仍然能够表现出鲁棒性非常强的单向传输特性。这个特性归结于基于磁表面等离子体共振效应,电磁波能够利用相邻磁光介质柱之间的磁表面等离子体模式进行传输。即便在只有一排无序磁光介质柱的情况下,基于短程局部磁表面等离子体共振效应产生的光子带隙中的拓扑光子态也依然能够表现出鲁棒性非常强的单向传输特性,如图 2(b)所示。另外,由磁表面等离子体共振效应产生的光子带隙中的拓扑光子态更容易受到

外部磁场的调制,而由布拉格散射效应产生的光子带隙中的拓扑光子态对外部磁场的响应则比较微弱。

2019 年,北京理工大学的张向东研究组首先设计内部无序的超胞结构,如图 2(c)中虚线框所示,接着以此无序超胞作为周期单元来构建无序超胞磁光光子晶体^[73]。研究表明,这种磁光光子晶体结构能够产生非平庸的光子带隙,并且其带隙中能够存在单模和多模拓扑光子态。南洋理工大学的崇义东研究组利用堆积算法生成非晶态的磁光光子晶体结构,并在理论上提出只要保证晶格具有足够的短程有序,具有拓扑光子态的非平庸带隙便会持续存在于非晶态磁光光子晶体中^[72]。他们构建了圆形和三角形的无序磁光光子晶体结构,并在非平庸拓扑带隙对应的频率范围中观察到了具有极强传输鲁棒性的单向边界态,如图 2(d)所示。近期,南洋理工

大学的崇义东、张柏乐研究组与电子科技大学的周佩珩、邓龙江研究组合作,在无带隙的无序磁光光子晶体中实验观测到了单向边界态的存在,验证了其对于障碍物及缺陷的抗反射性^[74]。此外,该项工作采用了凝聚态领域较为成熟的分子动力学算法构造类玻璃非晶态和类液态的磁光光子晶体结构,进一步类比了从晶态(同时具备长程有序和短程有序)到非晶玻璃态(只有短程有序)再到液态(高度无序)的类固液相变过程,如图 2(e)所示。他们在实验中观测到了支持拓扑光子态的非平庸光子带隙闭合过程,发现非平庸光子带隙最终消失在玻璃相变之后(非晶态到液态的转变点),这一结果揭示了拓扑保护性和玻璃相变间的关系,也再一次表明了拓扑光子态的存在不仅仅只能局限于长程有序的晶体结构,短程有序同样可以对拓扑光子态的形成提供支持。

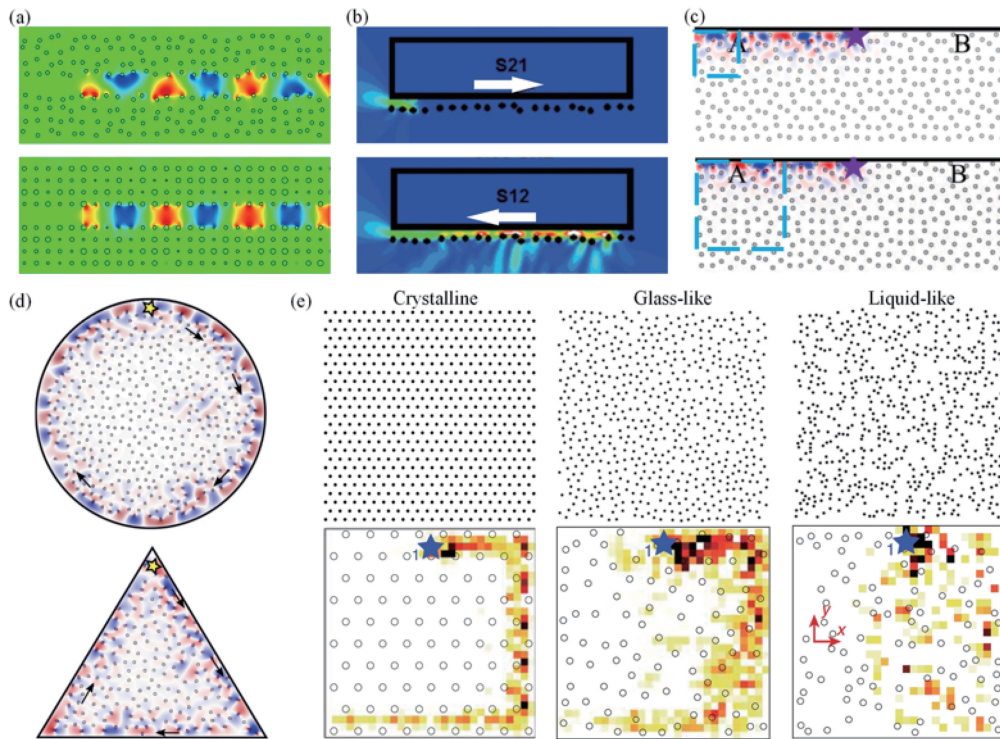


图 2 无序晶格中的拓扑光子态。(a)位置无序与元胞尺寸无序的磁光光子晶体^[57]; (b)单排无序磁光介质柱^[71]; (c)超晶格无序磁光光子晶体^[72]; (d)圆形与三角形无序磁光光子晶体^[73]; (e)晶体-类玻璃-类液体结构的磁光光子晶体^[74]

Fig. 2 Topological photonic state in disordered lattice. (a) MOPC with disordered position and cell size^[57]; (b) single-row disordered magneto-optical column^[71]; (c) MOPC with disordered superlattice^[72]; (d) circular and triangular disordered MOPCs^[73]; (e) crystal, glass-like, and liquid-like MOPCs^[74]

4 微观物理图像的构建

上述章节已阐明,受电子与光子之间的类比的启发,研究者们已在不同拓扑光学系统中进行了大量研究并取得巨大成功,实现了光学类量子霍尔态、

类量子自旋霍尔态以及类量子能谷霍尔态。目前这些研究主要是利用数值计算和贝里曲率、陈数等抽象数学概念对拓扑光子态进行诠释和归纳。而在更基本的电磁学、电动力学和光学的微观物理层面上,拓扑光子态特殊的宏观电磁场传输行为及其背后的

深亚波长尺度上的微观起源仍缺乏清晰而形象的物理图像和物理描述,这限制了创新性思维的开拓及对新物理的发掘,一定程度上阻碍了对基础物理和技术应用问题的深刻探讨。这里讨论的“微观”是指电磁场传播的各种参数及其与物质相互作用的各种要素,如电磁场振幅、相位、能流、能量密度、传播方向、速度等,在远小于电磁波波长尺度上的细微行为,不是指通常所说的微观原子尺度。作为一个很好的类比,众所周知,对于半导体等固体体系中的电子传输而言,在远小于德布罗意波长的微观原子尺度上对电子的细微行为深入了解和理解也是十分重要的。最近,华南理工大学的李志远研究组从电磁学和光学的微观物理层面对磁光光子晶体中拓扑光子态奇特传输行为背后的微观起源进行了初步探究,结果表明外磁场作用下磁光材料的坡印廷矢量瞬时表达式的实部、虚部处处互相垂直,这一结果启示拓扑光子体系可能存在与电子体系量子霍尔效应中洛伦兹力类似的作用^[75],如图 3(a)所示。李志远研究组还进一步制定了电磁波在磁光材料中传输的左手定则,其中光子等效磁场方向由瞬时坡印廷矢量虚部的符号决定,正号表示光子等效磁场由下到上穿过掌心,负号则表示光子等效磁场由上到下穿

过掌心,四根手指指向电磁波传输方向,那么大拇指的指向便是电磁波传输时的偏转方向,如图 3(f1)左上角所示。例如在图 3(b)中,电磁波在无限大磁光材料中传输,此时光子等效磁场为正。根据左手定则,等效磁场由下向上穿过掌心,四指朝外,大拇指指向电磁波传输方向的右手边。电磁波向四周辐射时朝右手边偏转,此时在点源附近产生顺时针能流涡旋。点源在半无限大空气-磁光介质界面辐射电磁波时,电场分布将不再关于点源左右对称,而是会向左偏移,如图 3(c)所示。进一步当空气-磁光介质界面逐渐由直线弯曲成圆柱体时,点源将在空气-磁光圆柱界面上激发出逆时针能流涡旋,如图 3(d)所示。当等效光子磁场为负时,磁场方向由下向上穿过手背,电磁波在磁光介质内传输时将沿左手边偏转,那么当点源在空气-磁光圆柱界面上时,将激发出顺时针能流涡旋,如图 3(e)所示。这一结果清晰地描绘了磁光光子晶体体系中拓扑光子态的微观物理图像,也进一步成功解释了半无限大空气-磁光介质界面、蜂窝晶格和正方晶格磁光光子晶体等一系列磁光材料体系中拓扑光子态的微观物理起源及其传输行为,如图 3(f)~(h)所示。

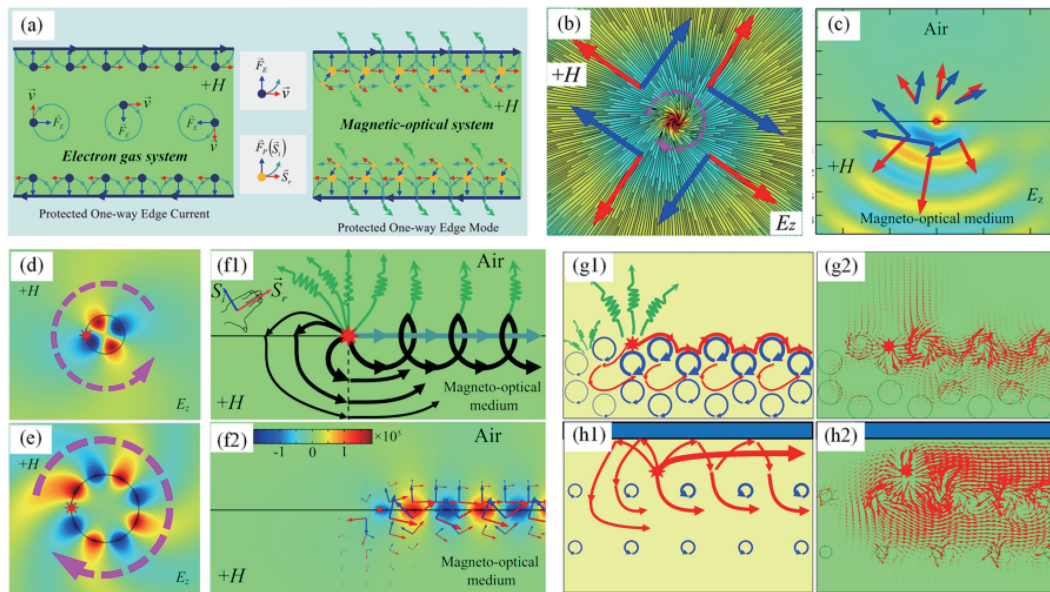


图 3 微观物理图像的构建^[75]。(a)拓扑电流与拓扑光子态的微观物理图像;(b)无穷大均匀磁光介质;(c)半无穷大空气-磁光介质;(d)(e)空气-磁光介质柱;(f)半无穷大空气-磁光介质界面拓扑光子态;(g)六角晶格磁光光子晶体中拓扑光子态;(h)正方晶格磁光光子晶体中拓扑光子态

Fig. 3 Construction of microscopic physical figure^[75]. (a) Microscopic physical figures of topological current and topological photonic state; (b) infinite uniform MO medium; (c) semi-infinite air-MO medium; (d)(e) single MO column; (f) microscopic physical figure of TPS in semi-infinite air-MO medium interface; (g) TPS in hexagonal lattice MOPC; (h) TPS in square lattice MOPC

5 时间和空间反演对称性双破缺

本领域绝大部分研究工作聚焦在打破时间反演对称性破缺的磁光光子晶体中实现拓扑光子态。另有研究表明,在六角晶格磁光光子晶体中,还可以通过改变晶胞的介电常数、结构尺寸或空间构型来进一步打破空间反演对称性,从而实现时间和空间反演对称性双破缺磁光光子晶体中的拓扑光子态。2009 年,日本国家材料科学研究所的 Ochiai 等^[76]首次讨论了时间和空间反演对称性双破缺磁光光子晶体中的拓扑光子态,随后在 2012 年,他们使用等效哈密顿量对这种六角晶格磁光光子晶体中的拓扑光子态进行了详细分析^[77]。研究表明,在施加外部磁场情况下,当两套互穿的三角晶格子晶胞间的介电常数差值超过限定值时结构发生拓扑相变,由非平庸光子带隙转变为平庸光子带隙,如图 4(a)所示。另外,2016 年中山大学的董建文研究组在六角晶格光子晶体中,通过改变两套对顶子晶格的结构尺寸来打破空间反演对称性,从而在光子晶体中引入了全新的能谷自由度^[25],进一步他们在 2018 年将能谷的概念引入到时间反演对称性破缺的磁光光子晶体体系中^[27],如图 4(b)所示。研究表明,时间与空间反演对称性破缺之间存在一种“竞争”关系,改变两种对称性破缺程度可以使磁光光子晶体在光学类量子霍尔相与光学类量子能谷霍尔相两种拓扑

相之间切换。虽然这两类拓扑光子态均可以实现单向传输现象,但对边界上存在的障碍物、缺陷却具有完全不同的抗散射特性。光学类量子霍尔效应产生的拓扑光子态不论是在面对障碍物、缺陷,还是波导的大角度拐角,都可以保持完美的抗反射特性,而光学类量子能谷霍尔效应产生的拓扑光子态,虽然可以在 120°转弯中实现抗散射传输,但无法免疫于边界上的障碍物与缺陷,如图 4(b)中右图所示。另外,有趣的是,在时间和空间反演对称性双破缺的六角晶格磁光光子晶体结构中, K 谷和 K' 谷的频率最高值是不同的,这为实现单向体态透射提供了机会^[27]。最近,南洋理工大学的崇义东、张柏乐团队则在实验中观察到了时间和空间反演双破缺磁光光子晶体中的不成对狄拉克点现象^[78],并进一步演示了单向体态透射现象。磁光光子晶体的每个晶胞由三个直角三角形电介质柱围绕着单个磁光圆形介质柱组成。研究表明,施加外部直流磁场将打破系统的时间反演对称性,产生非平庸的光子带隙,进一步旋转三个直角电介质柱将使体系的空间反演对称性破缺,如图 4(c)所示。随着旋转角增大, K 谷的光子带隙变宽,而 K' 谷的光子带隙变窄。当旋转角为 12.9° 时, K' 谷的光子带隙完全闭合,并在频率 9.01 GHz 处形成狄拉克点。继续增大旋转角时,又重新打开带隙。实验还进一步演示了非互易传输现象,如图 4(c)中右图所示。

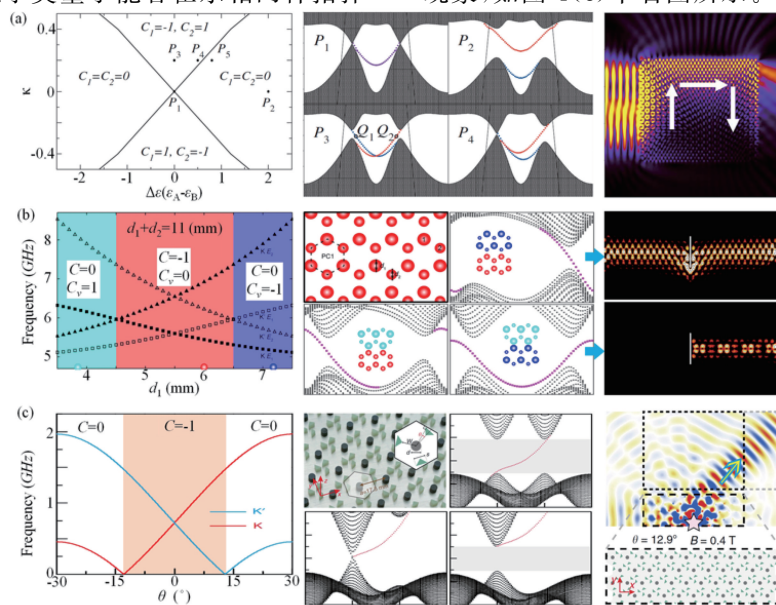


图 4 时间和空间反演对称性双破缺磁光光子晶体。(a)改变元胞介电常数^[76];
(b)改变元胞尺寸^[27];(c)改变电介质结构旋转角^[78]

Fig. 4 MOPC with the breaking of time- and space-inversion symmetries. (a) Changing cell dielectric constant^[76];
(b) changing cell size^[27]; (c) changing rotation angle of dielectric structure^[78]

6 反手性拓扑光子态

最近,华南理工大学的李志远研究组提出在两套互穿的三角子晶格 A 和 B 组成的六角晶格磁光光子晶体中可以实现反手性拓扑光子态^[79],如图 5(a)所示。当子晶格 A 和 B 分别被施加相反方向的磁场时,磁光光子晶体结构的两个狄拉克点在不打开光子带隙的情况下分别上下移动,使得整体能带发生倾斜,产生反手性拓扑光子态,如图 5(b)所示。有别于手性拓扑光子态在两个平行的边界沿相反方向传输,这种反手性拓扑光子态在两个平行的边界是沿相同方向传输的。反手性边界态是二重简并的且沿同一方向传输,而在同一频率情况下将激发另一对二重简并体态沿相反方向传输,如图 5(c)所示。另外,边界态本征模场的能量主要聚集在边界,而体态本征模场的能量在边界处的强度极弱,将点源设置在边界处时,几乎只会激发出边界模式。由于反手性边界态色散曲线的斜率是正值,电磁波将只沿着正向传输,并且对边界上存在的障碍物及缺陷也具有非常强的传输鲁棒性,如图 5(e)所示。根

据上述构建的微观物理图像^[75],可以清楚地理解这种独特反手性拓扑光子态是源于子晶格 A 的逆时针能量涡旋与子晶格 B 的顺时针能量涡旋的整体耦合效应。该研究也进一步展示了深入探究磁光光子晶体体系中的拓扑光子态的微观行为可以帮助找到更加丰富、新颖且富有意义的拓扑物理,并为设计具有优异性能的拓扑光子器件提供有益的指导。例如,利用两块反手性磁光光子晶体可以构建紧凑型三通道单向波导器,如图 5(f)所示,而这两块传统手性磁光光子晶体中是无法实现的。近期,南洋理工大学张柏乐研究组在磁光光子晶体中观测到了反手性边界态的存在,并演示了在拐角处的抗背向散射传输^[80],如图 5(g)~(i)所示。实验结构与华南理工大学的李志远研究组在理论上提出的设计方案类似,都是利用成对的小型磁铁为磁柱提供直流磁场,其示意图如图 5(d)所示。反手性拓扑光子态的实现拓宽了当前人们对拓扑光子态的认识,丰富了拓扑光学领域的研究内容,为后续进一步探索基于反手性拓扑光子态的新颖光子器件提供重要指导。

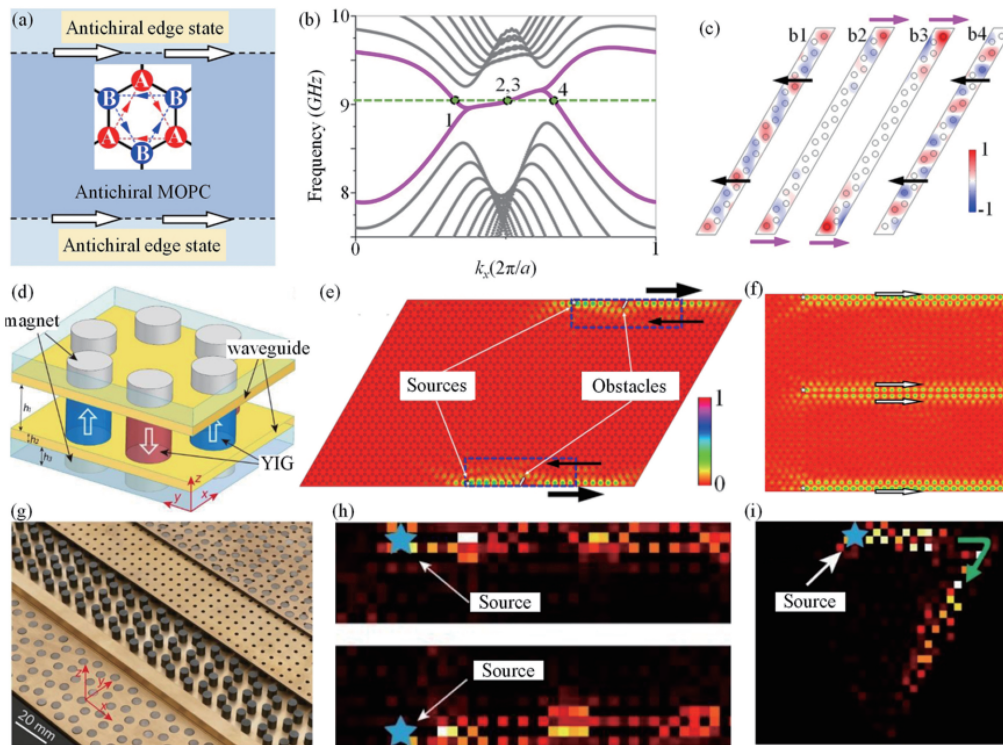


图 5 反手性拓扑光子态。(a)反手性拓扑光子态示意图^[79];(b)投影能带^[79];(c)本征场^[79];
(d)单胞结构图^[80];(e)传输鲁棒性验证^[79];(f)紧凑型三通道单向传输波导^[79];(g)~(i)实验演示^[80]

Fig. 5 Antichiral topological photonic state. (a) Schematic diagram of antichiral TPS^[79]; (b) projected band structure^[79]; (c) eigenmodal field^[79]; (d) schematic diagram of unit cell^[80]; (e) verification of robustness^[79]; (f) compact three-channel one-way waveguide^[79]; (g)~(i) experimental demonstration^[80]

7 宽带拓扑光子态及拓扑慢光态

香农定理表明信号传输的极限数据率与信道的带宽成正比,为了使信号在信道中传输时失真尽可能小,信道带宽应尽可能大。对具有单向传输特性的拓扑光子体系而言,其工作带宽自然也是越宽越好。然而,按照目前所理解的拓扑物理,拓扑光子态的存在已经要求了光子带隙不能太大,因为如果带隙太大,能带反转就变得困难。从某种意义上说,拓扑光子带隙的宽度窄是其本征性质,单纯通过改变结构填充率(不同晶格、不同晶胞尺寸)可实现的宽带调节极为有限。2015年,南京大学的伍瑞新研究组和中国科学院物理研究所的李志远研究组合作,提出融合由长程布拉格散射效应与短程磁表面等离子体共振效应产生的两个光子带隙实现宽带拓扑光子态。这种方法突破了拓扑光子带隙的本征特性,创造性地实现了高达 2 GHz 的单向传输带宽,远大于单一由布拉格散射效应或磁表面等离子体共振效应产生的带宽^[81],如图 6(a)所示。

另外,探索具有慢光特性的拓扑光子体系同样极具意义。在传统光子晶体结构中,背向散射的存在使得慢光在波导内传输时产生巨大的散射损耗,特别是制造工艺上存在制备误差时,慢光在波导内传输时的散射损耗急剧增大,而具有抗反射传输特性的拓扑光子结构为无散射损耗的光子晶体慢光体系的实现带来了希望。2013年,南京大学的伍瑞新研究组在磁光光子晶体与金属平板构成波导结构中通过减小第一排磁光介质柱的半径以降低色散曲线在拐点处的斜率,在实验上测量到了群速度为 1/2000 光速的拓扑慢光态^[51]。在该波导色散曲线的拐点附近,很小的频率变化便会引起巨大的群速度变化,所以在超灵敏光开关方向具有巨大的应用潜力,如图 6(b)所示。因为其拐点附近色散曲线斜率的变化非常大,该拓扑慢光态的群速度色散也会非常大。然而,在信号传输时,除了要有较低的群速度外,还需要具有较低的群速度色散,以保证信号在波导内传输时不发生信号失真与畸变,因此在信号传输过程中需要同时兼顾较低的群速度和群速度色散。针对此难题,2019年华南理工大学的李志远研究组提出利用两个沿相反方向传输的拓扑边界态的强相互作用,实现具有零群速度色散的慢光态,其群速度约为 1/530 光速^[53],如图 6(c)所示。研究表

明,在一定频率范围内,不同频率的慢光态本征场几乎完全重叠,这从侧面说明了该慢光体系能够支持电磁脉冲在波导内无失真传输。另外,得益于磁光材料性质受外部磁场可调特性,这种零群速度色散慢光态可调谐范围的带隙中心频率百分比可以达到 19.8%。随后,李志远研究组进一步提出利用该拓扑光子态反向强耦合系统实现可操控的慢光彩虹现象,如图 6(d)所示。通过设计外部梯度磁场,使得宽带电磁脉冲进入到波导结构后,其不同频率分量能够被精细分离且捕获在波导的不同位置,从而实现对电磁脉冲时空光谱的精确控制^[54]。但由于两个拓扑光子态反向强耦合作用使得慢光态存在的光子带隙的陈数为零,电磁波在该慢光波导内传输时不再受拓扑保护。因此,如何进一步实现宽带零群速度色散的拓扑慢光体系成为了另一个亟需解决的问题。

最近,华南理工大学的李志远研究组深入思考该问题,提出了一个简单而巧妙的方案,利用最常见的分别施加了相反磁场的两块磁光光子晶体构成的波导结构来实现宽带零群速度色散拓扑慢光态^[55]。这种波导结构其光子带隙的陈数值为 2,波导内同时存在两个沿相同方向传输的拓扑光子态(即偶模和奇模拓扑光子态),如图 6(e)所示。通过深入研究表明,调节波导宽度可以调控两个同向拓扑光子态的相互作用。其中,偶模拓扑光子态可看作两个同向拓扑光子态的同相耦合(模场直接叠加),而奇模拓扑光子态则可认为是反相耦合(在波导两侧形成绕八字能量环流)。因此,奇模拓扑光子态的群速度要远低于偶模拓扑光子态,并且群速度色散更低。特别是当波导宽度为 1.3 个晶格常数时,两个拓扑光子态的强烈反相耦合作用形成稳固的绕八字能量环流,可以支持宽带电磁脉冲在波导内绕过金属障碍物而无失真地缓慢传输,如图 6(e)所示。这种波导结构中同时存在两种模式,可以通过设置不同激发源组合来单独从波导内或波导外激发偶模和奇模拓扑光子态,当然也可以通过江苏大学的方云团研究组提出的通过设置金属障碍物来实现奇模与偶模的转换^[82]。另外,得益于该拓扑光学体系中手性单向边界态的存在,从外界入射的电磁波能够高效地耦合进拓扑慢光波导中。除此之外,也可以利用上海交通大学的姜淳研究组提出的在波导外部设置由金属障碍物构成的直线通道来提高外界电磁波耦合进拓扑波导结构的效率^[83]。

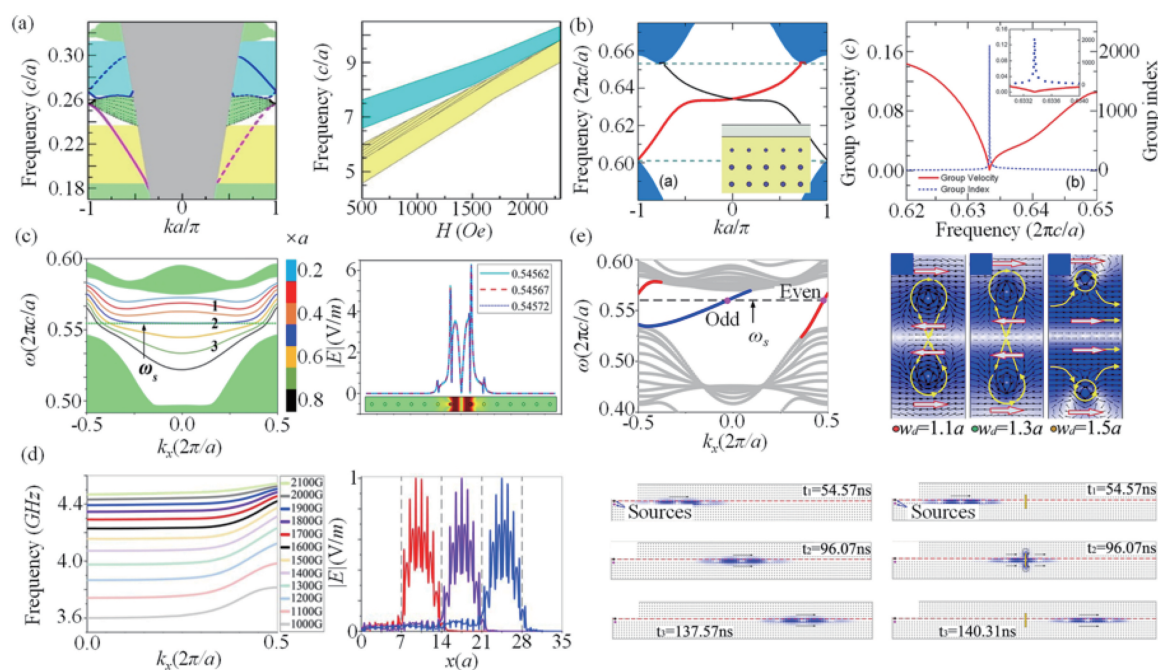


图 6 宽带拓扑光子态及拓扑慢光态。(a)宽带拓扑光子态^[81]；(b)低群速度拓扑慢光态^[51]；
(c)零群速度色散慢光态^[53]；(d)宽带可调慢光彩虹^[54]；(e)宽带零群速度色散拓扑慢光态^[55]

Fig. 6 Broadband topological photonic state and topological slow-light state. (a) Broadband TPS^[81] ; (b) topological slow-light state with low group velocity^[51] ; (c) group dispersionless slow-light state^[53] ; (d) broadband tunable slow-light trapping rainbow^[54] ; (e) broadband group dispersionless topological slow-light state^[55]

8 拓扑光学现象及器件设计

8.1 拓扑光学微腔

在光子晶体集成光学系统中,光学微腔扮演着与光学波导同等重要的角色,通过与光学波导相结合,它们可以被用于构建谐振器、分离器、定向耦合器、分路滤波器以及其他光学器件。然而,在传统的光子晶体微腔中,受限于制备工艺以及微腔工作环境等影响,光子晶体微腔的谐振频率极易产生偏移,且其品质因子也难以得到保证。光的互易传输特性也常常使得由传统光子晶体微腔与波导组合而成的光子器件的工作效率大打折扣。2011年,中国科学院物理研究所的李志远研究组通过掏空磁光光子晶体首次实现了受拓扑保护的腔模,并且利用拓扑光子波导态与腔模的强烈非对称耦合效应实现了单向带阻滤波器和分路滤波器^[84],如图7(a)所示。2018年,华中科技大学的李洵研究组提出由规则磁光光子晶体与铝光子晶体之间环形界面构成的拓扑环形谐振腔,该谐振腔支持顺时针/逆时针传输的拓扑光子态,依此设计的单向分路滤波器的效率可高达96.7%^[85],如图7(b)所示。湖南大学的刘建军研究组则进一步设计了拓扑环形谐振腔阵列^[86],如图7

(c)所示。上述这些拓扑谐振腔实际上可以看作是将支持拓扑光子态的边界环绕起来,因此腔的谐振频率是宽带的,通常与非平庸光子带隙的带宽相同。最近,苏州大学的蒋建华研究组与南京大学的伍瑞新、蒲殷研究组为构建拓扑光学微腔提出全新思路,在时间反演对称性破缺的磁光光子晶体中引入位错缺陷实现了实空间及并行波矢空间的双拓扑性质,产生受拓扑保护的光学腔模^[87]。研究表明,在平庸光子带隙中不存在腔模态,而在非平庸光子带隙中仅存在一个单频拓扑腔模态,并且其谐振频率几乎不因外加微扰而偏移,如图7(d)所示。

8.2 多模拓扑光子波导

绝大部分对拓扑光子态的研究主要集中在实现单模和双模拓扑光子态,然而具有多模拓扑光子态的光学体系同样具有非常大的研究意义。例如在电子学中,存在更多的边界态能够有效地降低电路互联之间的接触电阻。同样,在拓扑光学系统中实现多模拓扑光子态也会极大地提高拓扑光子波导的模式密度及耦合效率。针对这个问题,麻省理工学院的Skirlo和陆凌等利用两种方法获得了多对狄拉克点和多个二重简并点的能带结构,通过同时打开这些点的简并来产生具有陈数为1、2、3、4的非平庸

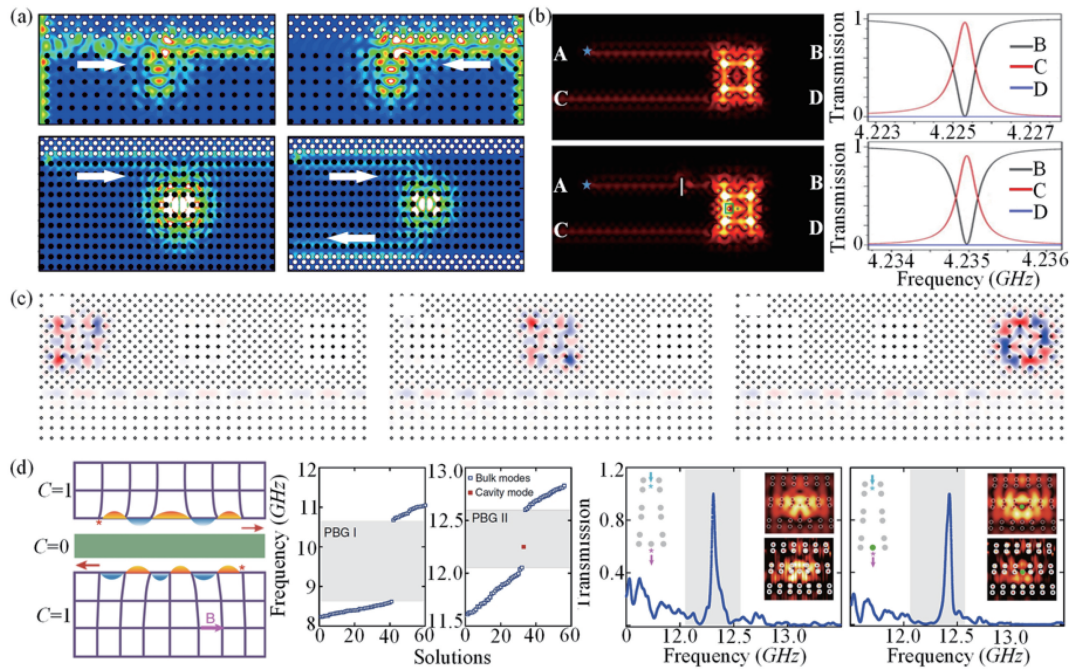


图 7 拓扑光学微腔。(a)点腔单向分路滤波器^[84]；(b)环形腔单向分路滤波器^[85]；
(c)环形腔阵列^[86]；(d)位错拓扑腔^[87]

Fig. 7 Topological photonic cavity. (a) One-way channel-drop filter with point cavity mode^[84] ; (b) one-way channel-drop filter with ring cavity^[85] ; (c) ring cavity array^[86] ; (d) dislocation topology cavity^[87]

光子带隙,以此构建的波导结构可以支持多模拓扑光子态传输^[33-34]。其中一种方法是增加系统对称性使简并点数直接翻倍;另一种方法是将多个对称无关简并点调节到相同频率范围内,再同时打开光子带隙以获得大陈数非平庸光子带隙。当然,更直接的方法是将两块相同磁光光子晶体相互靠近,施以

相反外部磁场,波导内将支持两倍于非平庸光子带隙陈数的拓扑光子态。研究表明,大陈数拓扑光子态进一步拓展了拓扑光子学的相位自由度,通过对大陈数波导结构进行设计组合有望实现拓扑光路^[6],如图 8 所示。

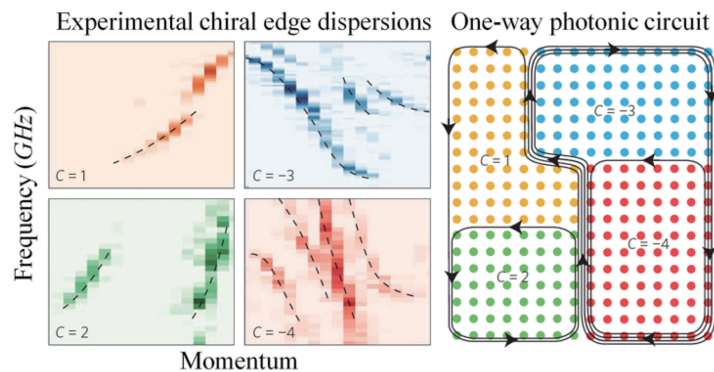


图 8 多模拓扑光子态及拓扑光路^[6]

Fig. 8 Multimode topological photonic state and topological photonic circuit^[6]

8.3 拓扑激光

激光自问世以来近六十载,受益于现代国际科技进步突飞猛进的发展以及各类关联技术、材料与工艺等突破性的进步,激光已在世界各国的国民经济发展中,特别是现代光通信、光传感、光数据存储、

光医疗等应用领域中发挥着重要作用。2017 年,美国加州大学的 Bahari 等^[45]将拓扑光学的思想牵引到光学微腔的设计中,构造了可支持电磁波抗背向散射传输的无规则形状闭合环形微腔,实现了单模拓扑激光,其示意图如图 9(a)所示。这种拓扑光学

微腔由两种具有不同晶胞和晶格形状的光子晶体构成,通过沿垂直方向施加直流磁场,内部由一系列排列成正方形栅格状的星形晶胞组成的无规则形状闭合环形光子晶体微腔展现出非平庸的拓扑特性;而外部具有圆柱孔的三角晶格光子晶体则是平庸的,因此两种光子晶体之间的界面便是拓扑激光的空腔。这两种光子晶体的晶胞均是通过分子束外延生长法将 YIG 生长在钆镨石榴石晶体(GGG)上,再将

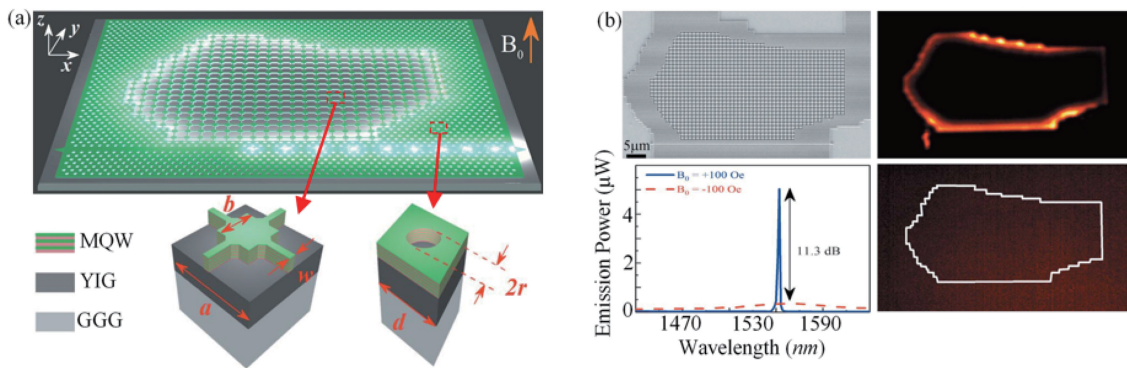


图 9 拓扑激光^[45]。(a)结构及单胞示意图;(b)实验演示

Fig. 9 Topological laser^[45]. (a) Schematic diagram of topological laser and unit cell;
(b) experimental demonstration

8.4 拓扑光纤

光纤作为一种重要而独特的波导结构,具有传输容量大、保密性强、抗电磁干扰、中继距离长等优异特性,正推动着智能物联网、移动互联网和宽带无线网的飞速发展。然而传统光纤存在着一些根本性问题,例如由于背向散射通道的存在,光子在光纤内传输过程中会由于诸如材料的不均匀性或是非线性效应、光纤端面的不平整性等不可避免的原因而产生强烈的光散射损耗,这大大降低了光的传输效率。为了从原理上解决这一根本性问题,2018 年中国科学院物理研究所陆凌研究员与清华大学汪忠研究员合作,利用三维磁光外尔光子晶体在理论上设计实现了支持光单向传输的拓扑光纤^[88]。不同于传统光纤,拓扑光纤中的光背向散射通道被关闭,光可以无背向散射地绕过任意形状的杂质、障碍物或缺陷向前传输,如图 10(a)所示。这种拓扑光纤的构建可以分成两步来完成,如图 10(b)所示,首先通过空间调制周期性结构占空比来实现三维磁光外尔光子晶体;接着通过螺旋调制耦合并湮灭三维外尔点以得到三维拓扑带隙,并将支持光正向和反向传输的通道在三维空间中分开,使得在拓扑光纤的纤芯位置产生一条线缺陷以支持光的单向传输。另外,拓扑光纤中光的传输方向与模式数量是由螺旋调制方

向和频率唯一确定的,其数值上等于该体系的拓扑不变量。但是需要注意的是,前面章节中介绍的二维拓扑光子晶体的拓扑不变量是二维空间的第一陈数,而拓扑光纤的拓扑不变量是四维参量空间的第二陈数,其中四维参量空间由三维空间参数变量和螺旋调制角度变量组成。此外,拓扑光纤的结构与传统光纤的结构相比要复杂许多,目前的制备工艺制造出可实用的拓扑光纤仍然比较困难,并且受到磁光材料的限制也难以将其传输频率拓展至光频段。但从目前来看,拓扑光纤作为拓扑光子学领域的典型案例,巧妙地结合了近年来拓扑光子学领域的众多研究成果,为实际存在的光传输问题提供了独特的解决方案,进一步推动了拓扑光子学领域从理论探索走向实际应用的进程。

9 结束语

由 2008 年至今,从最初预测拓扑光子态的存在到在磁光光子晶体中实现拓扑光子态,再到微观物理图像的构建及新颖拓扑光学现象的发现,再到由拓扑光子态主导的新型拓扑光子器件的设计与实现,无不见证了人们在磁光光子晶体拓扑光子态的研究中的巨大成功。然而,该领域发展至今也依然存在着许多亟待解决的关键性问题,例如由于磁光

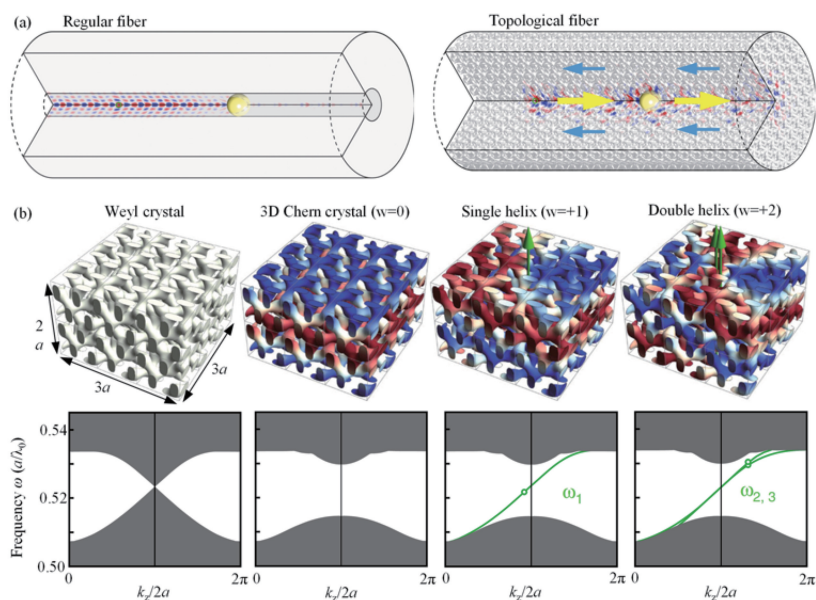


图 10 拓扑光纤^[88]。(a)传统光纤与拓扑光纤；(b)三维磁光外尔光子晶体

Fig. 10 Topological fiber^[88]. (a) Regular fiber and topological fiber; (b) three-dimensional magneto-optical Weyl photonic crystal

材料的回旋共振频率与磁场强度大小成正比，目前还很难将光学类霍尔效应产生的拓扑光子系统扩展到可见光波段，亟需开发出对太赫兹及以上电磁波响应的新型磁光材料。另外，尽管可以通过将拓扑光子态的激发频率远离磁光材料共振频率以降低电磁波在传输过程中的材料损耗，但这也无形中缩窄了可使用的频率窗口，因此如何制造具有低损耗的磁光材料也是一个极其重要的问题。针对制造具有高频响应的低损耗磁光材料这个实际难题，只能寄希望于现代材料研制技术的进步，或是寻找其他可替代磁光材料的高频响应旋磁材料。再者，当前研究者主要是通过采用大型磁铁阵列或是亥姆霍兹大线圈来为磁光光子晶体提供均匀外部磁场，这极大地增加了磁光光子晶体结构体积，为未来实现集成化磁光光子晶体体系蒙上阴影，因此燃眉之急是如何实现紧凑型拓扑光学磁光光子晶体体系。另外，随着对拓扑光学系统研究逐步深入，需要挖掘更为丰富有趣的拓扑光学现象并发展新颖方法和技术，那么，如何在互不串扰情况下在有限范围内的不同区域实现均匀磁场分布也成为了进一步挖掘磁光光子晶体中新颖拓扑物态及拓扑现象路上的绊脚石。针对实现紧凑、轻便型磁场的技术问题，目前相对有效的方案是采用成对的薄片型钕铁硼或钐钴磁铁来为磁柱施加外部直流磁场^[79-80, 89-90]。虽然这种方案无法产生绝对均匀的直流磁场，但相信随着现代磁铁制造工艺的进步，能够制造出在局部产生均匀磁

场的磁铁。

虽然目前磁光光子晶体体系中拓扑光子态的发展还面临着许多关键性问题待解决，但这并不意味着磁光光子晶体中拓扑光子态的研究就此止步。历史已经证明，磁光光子晶体中拓扑光子态背后蕴含着丰富物理规律与独特物理效应，通过深入探索磁光光子晶体中新颖拓扑光学现象，深刻理解其微观物理层面调控机制，全面掌握其物态调控机制，不仅能够为其他拓扑光学体系的深入研究提供丰富经验和参考，还能够为设计各种拓扑光学器件提供有益指导，例如实现拓扑波导^[14-17, 33-34]、拓扑激光^[45]、拓扑光纤^[88]等。另外，结合拓扑光学的研究成果，有望对当前的微波光电子关键器件（如微波环形器和分路器^[91-92]）进行改造升级，以展现出更加优异的性能。可以预见，目前磁光光子晶体中拓扑光子态的研究还有一系列重要问题值得进一步探究，例如拓扑光子态与拓扑光子态、拓扑光子态与其他光子态相互作用导致的物理现象、机制及独特功能，磁光光子晶体中的高阶拓扑光子态，三维磁光光子晶体中拓扑光子态等问题。解决这些重要物理问题，不仅有助于加深理解拓扑光学体系的若干基础问题，而且还将大大丰富拓扑光子学的研究内涵，拓展基于拓扑光子态的新现象、新技术和新方法，为设计各种拓扑光子器件提供重要指导，并在通信波段的可调谐光通信、光隔离、光计算等领域具有应用前景。

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(4): 3045-3067.
- [4] Khanikaev A B, Mousavi S H, Tse W K, et al. Photonic topological insulators[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(3): 233-239.
- [5] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(11): 821-829.
- [6] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological states in photonic systems [J]. *Nature Physics*, 2016, 12(7): 626-629.
- [7] Khanikaev A B, Shvets G. Two-dimensional topological photonics [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(12): 763-773.
- [8] Xie B Y, Wang H F, Zhu X Y, et al. Photonics meets topology[J]. *Optics Express*, 2018, 26(19): 24531-24550.
- [9] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(1): 015006.
- [10] Wang H F, Gupta S K, Xie B Y, et al. Topological photonic crystals: a review [J]. *Frontiers of Optoelectronics*, 2020, 13(1): 50-72.
- [11] Kim M, Jacob Z, Rho J. Recent advances in 2D, 3D and higher-order topological photonics [J]. *Light, Science & Applications*, 2020, 9: 130.
- [12] Haldane F D, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013904.
- [13] Raghu S, Haldane F D M. Analogs of quantum-hall-effect edge states in photonic crystals [J]. *Physical Review A*, 2008, 78(3): 033834.
- [14] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013905.
- [15] Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*, 2009, 461(7265): 772-775.
- [16] Fu J X, Liu R J, Li Z Y. Robust one-way modes in gyromagnetic photonic crystal waveguides with different interfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(4): 041112.
- [17] Poo Y, Wu R X, Lin Z F, et al. Experimental realization of self-guiding unidirectional electromagnetic edge states [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093903.
- [18] Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, et al. Robust optical delay lines with topological protection [J]. *Nature Physics*, 2011, 7(11): 907-912.
- [19] Gao F, Gao Z, Shi X, et al. Probing topological protection using a designer surface plasmon structure [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 11619.
- [20] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, et al. Experimental realization of photonic topological insulator in a uniaxial metacrystal waveguide [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5782.
- [21] He C, Sun X C, Liu X P, et al. Photonic topological insulator with broken time-reversal symmetry [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2016, 113(18): 4924-4928.
- [22] Shvets G B, Khanikaev A B, Ma T, et al. Guiding electromagnetic waves around sharp corners: topologically protected photonic transport in meta-waveguides [J]. *Proceedings of SPIE*, 2015, 9544: 95441G.
- [23] Chen X D, Deng W M, Zhao F L, et al. Accidental double Dirac cones and robust edge states in topological anisotropic photonic crystals[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(11): 1800073.
- [24] Wu L H, Hu X. Scheme for achieving a topological photonic crystal by using dielectric material [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(22): 223901.
- [25] Dong J W, Chen X D, Zhu H Y, et al. Valley photonic crystals for control of spin and topology[J]. *Nature Materials*, 2017, 16(3): 298-302.
- [26] He X T, Liang E T, Yuan J J, et al. A silicon-on-insulator slab for topological valley transport [J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 872.
- [27] Lu J C, Chen X D, Deng W M, et al. One-way propagation of bulk states and robust edge states in photonic crystals with broken inversion and time-reversal symmetries[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(7): 075103.
- [28] Chen X D, Shi F L, Liu H, et al. Tunable electromagnetic flow control in valley photonic crystal waveguides[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 10(4): 044002.
- [29] Chen X D, Zhao F L, Chen M, et al. Valley-contrasting physics in all-dielectric photonic crystals: orbital angular momentum and topological

- propagation[J]. *Physical Review B*, 2017, 96(2): 020202.
- [30] Gao Z, Yang Z J, Gao F, et al. Valley surface-wave photonic crystal and its bulk/edge transport [J]. *Physical Review B*, 2017, 96(20): 201402.
- [31] Chen X D, Deng W M, Lu J C, et al. Valley-controlled propagation of pseudospin states in bulk metacrystal waveguides [J]. *Physical Review B*, 2018, 97(18): 184201.
- [32] Tang G J, Chen X D, Dong J W. Valley photonic crystals and topological propagation of light [J]. *Physics*, 2019, 48(6): 376-384.
汤国靖, 陈晓东, 董建文. 能谷光子晶体与拓扑光传输 [J]. *物理*, 2019, 48(6): 376-384.
- [33] Skirlo S A, Lu L, Soljačić M. Multimode one-way waveguides of large Chern numbers [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(11): 113904.
- [34] Skirlo S A, Lu L, Igarashi Y, et al. Experimental observation of large Chern numbers in photonic crystals [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(25): 253901.
- [35] Lu L, Fu L, Joannopoulos J D, et al. Weyl points and line nodes in gyroid photonic crystals [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(4): 294-299.
- [36] Lu L, Wang Z, Ye D, et al. Experimental observation of Weyl points [J]. *Science*, 2015, 349(6248): 622-624.
- [37] Xiao M, Lin Q, Fan S. Hyperbolic Weyl point in reciprocal chiral metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(5): 057401.
- [38] Chen W J, Xiao M, Chan C T. Photonic crystals possessing multiple Weyl points and the experimental observation of robust surface states [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13038.
- [39] Chen X D, Deng W M, Shi F L, et al. Direct observation of corner states in second-order topological photonic crystal slabs [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(23): 233902.
- [40] Xie B Y, Su G X, Wang H F, et al. Visualization of higher-order topological insulating phases in two-dimensional dielectric photonic crystals [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(23): 233903.
- [41] Xie B Y, Su G X, Wang H F, et al. Higher-order quantum spin hall effect in a photonic crystal [J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 3768.
- [42] Xie X, Zhang W X, He X W, et al. Topological nanophotonics: cavity quantum electrodynamics with second-order topological corner state [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(8): 1900425.
- [43] Li M Y, Zhirihin D, Gorlach M, et al. Higher-order topological states in photonic kagome crystals with long-range interactions [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(2): 89-94.
- [44] Yang Y, Gao Z, Xue H, et al. Realization of a three-dimensional photonic topological insulator [J]. *Nature*, 2019, 565(7741): 622-626.
- [45] Bahari B, Ndao A, Vallini F, et al. Nonreciprocal lasing in topological cavities of arbitrary geometries [J]. *Science*, 2017, 358(6363): 636-640.
- [46] Harari G, Bandres M A, Lumer Y, et al. Topological insulator laser: theory [J]. *Science*, 2018, 359(6381): eaar4003.
- [47] Bandres M A, Wittek S, Harari G, et al. Topological insulator laser: experiments [J]. *Science*, 2018, 359(6381): eaar4005.
- [48] Shao Z K, Chen H Z, Wang S, et al. A high-performance topological bulk laser based on band-inversion-induced reflection [J]. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15(1): 67-72.
- [49] Zeng Y, Chattopadhyay U, Zhu B, et al. Electrically pumped topological laser with valley edge modes [J]. *Nature*, 2020, 578(7794): 246-250.
- [50] Gong Y K, Wong S, Bennett A J, et al. Topological insulator laser using valley-hall photonic crystals [J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(8): 2089-2097.
- [51] Yang Y, Poo Y, Wu R X, et al. Experimental demonstration of one-way slow wave in waveguide involving gyromagnetic photonic crystals [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(23): 231113.
- [52] Fang Y T, Chen Z. Dispersionless and slow unidirectional air waveguide [J]. *Photonic Network Communications*, 2018, 35(2): 231-236.
- [53] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Strong coupling of topological edge states enabling group-dispersionless slow light in magneto-optical photonic crystals [J]. *Physical Review B*, 2019, 99: 014103.
- [54] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Switchable slow light rainbow trapping and releasing in strongly coupling topological photonic systems [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(9): 1075-1080.
- [55] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Broadband dispersionless topological slow light [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(18): 4964-4967.
- [56] Chang Y H, Robles R A R, Silalahi V C, et al. Direct observation of topological protected edge states in slow-light [EB/OL]. (2020-04-16) [2020-08-27]. <https://arxiv.org/abs/2004.09282>.
- [57] Liu S Y, Lu W L, Lin Z F, et al. Magnetically controllable unidirectional electromagnetic waveguiding devices designed with metamaterials [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(20): 201113.
- [58] He C, Chen X L, Lu M H, et al. Tunable one-way

- cross-waveguide splitter based on gyromagnetic photonic crystal[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(11): 111111.
- [59] Wang Z Y, Yu Z H, Zheng X D, et al. 1×2 beam splitter with high efficiency based on nonreciprocal photonic crystal waveguide [J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2012, 26(11/12): 1476-1482.
- [60] Leykam D, Chong Y D. Edge solitons in nonlinear-photonic topological insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(14): 143901.
- [61] Smirnova D, Kruk S, Leykam D, et al. Third-harmonic generation in photonic topological metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(10): 103901.
- [62] Zangeneh-Nejad F, Fleury R. Nonlinear second-order topological insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(5): 053902.
- [63] Dobrykh D A, Yulin A V, Slobozhanyuk A P, et al. Nonlinear control of electromagnetic topological edge states[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(16): 163901.
- [64] Kruk S, Slobozhanyuk A, Denkova D, et al. Edge states and topological phase transitions in chains of dielectric nanoparticles[J]. *Small*, 2017, 13(11): 1603190.
- [65] Kruk S, Poddubny A, Smirnova D, et al. Nonlinear light generation in topological nanostructures[J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(2): 126-130.
- [66] Smirnova D, Leykam D, Chong Y D, et al. Nonlinear topological photonics[J]. *Applied Physics Reviews*, 2020, 7(2): 021306.
- [67] Wang H F, Xie B Y, Zhan P, et al. Research progress of topological photonics[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(22): 224206.
王洪飞, 解碧野, 詹鹏, 等. 拓扑光子学研究进展[J]. *物理学报*, 2019, 68(22): 224206.
- [68] Fukui T, Hatsugai Y, Suzuki H. Chern numbers in discretized Brillouin zone: efficient method of computing (spin) hall conductances[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2005, 74(6): 1674-1677.
- [69] Ao X Y, Lin Z F, Chan C T. One-way edge mode in a magneto-optical honeycomb photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(3): 033105.
- [70] Liu K X, Shen L F, He S L. One-way edge mode in a gyromagnetic photonic crystal slab[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19): 4110-4112.
- [71] Lian J, Fu J X, Gan L, et al. Robust and disorder-immune magnetically tunable one-way waveguides in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2012, 85(12): 125108.
- [72] Mansha S, Chong Y D. Robust edge states in amorphous gyromagnetic photonic lattices [J]. *Physical Review B*, 2017, 96(12): 121405.
- [73] Yang B, Zhang H F, Wu T, et al. Topological states in amorphous magnetic photonic lattices[J]. *Physical Review B*, 2019, 99(4): 045307.
- [74] Zhou P H, Liu G G, Ren X, et al. Photonic amorphous topological insulator[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 133.
- [75] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Revealing photonic Lorentz force as the microscopic origin of topological photonic states[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(10): 3217-3226.
- [76] Ochiai T, Onoda M. Photonic analog of graphene model and its extension: Dirac cone, symmetry, and edge states[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(15): 155103.
- [77] Ochiai T. Photonic realization of the $(2 + 1)$ -dimensional parity anomaly[J]. *Physical Review B*, 2012, 86(7): 075152.
- [78] Liu G G, Zhou P H, Yang Y H, et al. Observation of an unpaired photonic Dirac point [J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 1873.
- [79] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Antichiral one-way edge states in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(21): 214102.
- [80] Zhou P H, Liu G G, Yang Y H, et al. Observation of photonic antichiral edge states[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(26): 263603.
- [81] Li Z, Wu R X, Li Q B, et al. Observation of broadband unidirectional transmission by fusing the one-way edge states of gyromagnetic photonic crystals [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 9658-9663.
- [82] Kong W, Cai Q, Lin Z L, et al. Continual mode transformation in a unidirectional compound waveguide[J]. *Optica Applicata*, 2018, 48(1): 87-94.
- [83] Zhu H B, Jiang C. Extraordinary coupling into one-way magneto-optical photonic crystal waveguide[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, 29(5): 708-713.
- [84] Fu J X, Lian J, Liu R J, et al. Unidirectional channel-drop filter by one-way gyromagnetic photonic crystal waveguides [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(21): 211104.
- [85] Zhang Q Y, Li X. One-way rotating photonic crystal ring resonator with high quality factor [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(3): 1-10.
- [86] Shi A Q, Ge R, Liu J J. Side-coupled liquid sensor and its array with magneto-optical photonic crystal

- [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2020, 37(8): 1244-1248.
- [87] Li F F, Wang H X, Xiong Z, et al. Topological light-trapping on a dislocation [J]. Nature Communications, 2018, 9: 2462.
- [88] Lu L, Gao H Z, Wang Z. Topological one-way fiber of second Chern number [J]. Nature Communications, 2018, 9: 5384.
- [89] Tong W W, Wang J F, Wang J, et al. Magnetically tunable unidirectional waveguide based on magnetic photonic crystals[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(5): 053502.
- [90] Shen J, Liu S Y, Zhang H W, et al. Robust and tunable one-way magnetic surface plasmon waveguide: an experimental demonstration [J]. Plasmonics, 2012, 7(2): 287-291.
- [91] Xu B G, Zhang D G, Zeng X R, et al. Wideband Y-type circulator based on magneto photonic crystals and triangular ferrites [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, 31(10): 743-746.
- [92] Wang Y, Zhang D G, Xu B G, et al. Four ports double Y-shaped ultra-wideband magneto-photonic crystals circulator for 5G communication system[J]. IEEE Access, 2019, 7: 120463-120474.