

# 激光与光电子学进展

## 拓扑光子晶体边缘态理论与应用

刘超<sup>1</sup>, 郭小伟<sup>1,2\*</sup>, 李绍荣<sup>1</sup>, 高原<sup>1</sup>

<sup>1</sup>电子科技大学光电科学与工程学院, 四川 成都 610054;

<sup>2</sup>电子科技大学长三角研究院, 浙江 湖州 313001

**摘要** 近几年, 拓扑光子晶体凭借独特的传播性能受到研究人员的广泛关注, 随着理论模型的逐步成熟, 拓扑光子学领域出现了一些新型应用。利用拓扑光子晶体形成的边缘态, 设计具有单向传导能力、光路增强效应的光电子器件, 这些器件会具有对局域缺陷的免疫、高传输效率等性质, 在芯片开发、生物传感、军事通信等领域具有很广泛的应用前景。以在不同维度上拓扑光子晶体形成边缘的理论模型为基础, 对目前已开发的光学器件, 如拓扑激光器、光波导、单向传导器件、光调制器等, 进行了分类总结与分析, 展现出拓扑光子晶体在结构设计和材料选取上的巨大潜能。最后在明确目前拓扑光子晶体研究进展的基础上, 对拓扑光子学器件在设计过程中存在的缺陷、优化方向进行评估与展望。

**关键词** 光学器件; 光子晶体; 拓扑光子学; 边缘态

中图分类号 O469

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0100001

### Theory and Application of Edge States in Topological Photonic Crystals

Liu Chao<sup>1</sup>, Guo Xiaowei<sup>1,2\*</sup>, Li Shaorong<sup>1</sup>, Gao Yuan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*School of Optoelectronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China;*

<sup>2</sup>*Yangtze Delta Region Institute, University of Electronic Science and Technology of China, Huzhou, Zhejiang 313001, China*

**Abstract** In recent years, topological photonic crystals have attracted growing interest for their unique propagation characteristics. With the development of theoretical models in topological photonics, numerous novel applications have emerged. Topological edge states formed by topological photonic crystals can realize optical enhancement and unidirectional transmission in optoelectronic devices. Such optoelectronic devices can have distinct characteristics such as immunity to local defects and high transmission efficiency, offering enormous potential benefits to chip development, biosensor, military communication, and other applications. This study summarizes and analyzes a range of optical devices based on theoretical models of edge states formed by topological photonics in different dimensions: topological lasers, optical waveguides, unidirectional conduction devices, and optical modulators. The presented examples demonstrate the huge potential of topological photonic crystals in structural design and material selection. Finally, the current research progress of topological photonic crystals is clarified and the defects and optimization direction of topological photonic devices in the design process are evaluated and prospected.

**Key words** optical devices; photonic crystal; topological photonics; edge state

收稿日期: 2021-03-22; 修回日期: 2021-04-14; 录用日期: 2021-04-21

通信作者: \*gxw@uestc.edu.cn

## 1 引言

光子晶体(PC)作为一种具有光子带隙特性的人造周期性电介质材料,可以通过人为的参数调节控制光的传播<sup>[1-2]</sup>。但在器件设计或制造过程中,会不可避免地出现缺陷扰动或转角,不必要的反馈和较大损耗产生的后向散射影响大规模光器件的集成。将拓扑学引入光子晶体并将其用于光电子器件的研发,能解决器件在开发过程中存在的一系列问题。

拓扑光子学起源于固体物理中的拓扑概念,以1980年 von Klitzing 等<sup>[3]</sup>发现的整数量子霍尔效应为起点, Thouless-Kohmoto-Nightingale-Nijs (TKNN)模型<sup>[4-6]</sup>将量子霍尔效应与系统拓扑不变量联系起来。若将两个拓扑不变量不同的材料拼接在一起,界面处电子会在特定能量处出现空间局域场,使边界产生边界态。2008年 Haldane 等<sup>[7]</sup>开创性地提出具有 Dirac 点能带结构的拓扑光子晶体,通过打破时间反演对称性,系统具备非平凡拓扑态。目前,拓扑光子学已经建立了如光量子霍尔效应<sup>[8-9]</sup>、光量子自旋霍尔效应<sup>[10-12]</sup>、光量子谷霍尔效应<sup>[13-14]</sup>等完备的理论体系。2014年 Lu 等<sup>[15]</sup>在 *Nature Photonics* 上发表综述性文章,阐述了拓扑效应的基本原理,着重介绍了拓扑效应在光子晶体、耦合谐振器、超材料和准晶体中是如何实现的。随后 Khanikaev 等<sup>[16]</sup>在2017年发表二维拓扑光子学,对拓扑学应用最为广泛的二维光子晶体做出总结,介绍了在二维光子晶体上基于拓扑相位的新型光子波导器件,如无反射的急剧弯曲波导、鲁棒延迟线、自旋极化开关等,对与二维光子拓扑结构有关的实验工作进行分析,综述当时领域内的最新发展情况。2020年 Kim 等<sup>[17]</sup>发布拓扑光子学在二维、三维至高维的研究进展,在介绍了二维拓扑光子晶体发展的各个阶段后,又提出了目前拓扑光子学开展出的新兴领域,解释了如非零维的拓扑简并、单向麦克斯韦自旋波、高阶光子拓扑相等尚未被广泛应用的基本原理,为研究成果不断增长的拓扑光子学开展新的方向。

近几年,对拓扑光子晶体的研究逐渐转为应用研究,从在光通信领域受到广泛关注的拓扑激光器<sup>[18]</sup>,到可用于生物传感检测的光学干涉仪<sup>[19]</sup>,研究人员已经开发出多种拓扑光子器件。但目前缺少文章对拓扑光子晶体器件进行分析与总结,基于此,本文企图填补这个空缺,在回顾光子晶体理论

与实验的基础上,重点对现有的拓扑光学器件进行分类总结,希望能为拓扑光子学的应用研究提供一个全新的视角。第二部分讨论拓扑光子晶体形成拓扑边缘态的理论模型,从在不同维度上实现拓扑边缘态的方法入手,简单讨论对拓扑光子晶体能带进行调控的手段,为后续器件论述进行铺垫。第三部分对具体的拓扑光子晶体器件进行分类讨论,展望拓扑光子晶体的发展趋势。

## 2 拓扑光子晶体边缘态的理论基础

拓扑学的本质是在系统连续变形下保持不变的状态,将拓扑不变量应用在光子晶体的体-边对应关系上,会产生不因扰动或缺陷形变的边缘态。2019年南京大学王洪飞等<sup>[20]</sup>发布拓扑光子学研究进展,从拓扑光子体系的维度调控出发对各种新奇的拓扑效应进行讨论。文章表明拓扑光子学的体系主要存在于光子晶体体系中,光子晶体作为一种周期性结构,根据折射率在空间中周期性变化的维度,可以分为一维、二维和三维拓扑光子晶体。由于目前器件应用几乎集中在一维和二维尺度上,第2节着重介绍一维和二维拓扑光子晶体具备边缘态的基本理论,为后续理解器件原理奠定基础。

目前三维至高维拓扑光子晶体<sup>[21-26]</sup>仍处于开发阶段,2021年南京大学刘辉等<sup>[27]</sup>在《光学学报》上发表文章,探讨拓扑光学体系中合成维度的方法以及在该领域下得到实验证明的物理效应。从合成原理来看,低维的物理模型是实现在合成维度上光子态耦合的重要基础,同样若能将合成维度下的拓扑光子晶体发展到实际应用中去,将为以拓扑光子晶体为基础的器件研究提供全新的方法与思路。然而由于实验条件的限制,复杂的高维结构难以实现,另外高维度下不同的材料及结构设计会激发出许多新颖的拓扑效应,利用这种材料设计实际的光电子器件还未成熟,本文在此不做过多的理论分析。

### 2.1 一维拓扑光子晶体

一维拓扑光子体系中的局域态以1979年 Su 等<sup>[28]</sup>提出的 Su-Schrieffer-Heeger (SSH)模型为代表,通过晶格中的交错耦合进行输出,实现拓扑相变。2014年香港科技大学 Xiao 等<sup>[29]</sup>研究并确定在不同的一维光子晶体交界处存在边界态,文章从表面散射特性、体带特性、界面态形成的理论模型角度讨论具有界面态的系统。如果用有效哈密顿量观察一维拓扑绝缘体的能量分布情况,在时间反

演对称性下,这个体系展开后可以得到连续性模型,从而将拓扑与边缘态联系起来。通过求解波函数,可以得到分布在边界处并沿正方向逐渐递减的束缚态,也就是在一维开放性系统中的拓扑边缘态。

随着拓扑光子晶体进一步发展,以 SSH 模型和扩展 SSH 模型为基础的拓扑光子器件逐渐引起关注,许多基于这种模型的拓扑激光器展示出超越传统激光器的独特优势。考虑一个如图 1(a)所示的一维 SSH 模型的哈密顿量<sup>[30]</sup>:

$$\hat{H} = -\sum_n (\alpha a_n^\dagger b_n + \beta a_n^\dagger b_{n-1} + \text{H.C.}), \quad (1)$$

式中: $\alpha, \beta$ 为单个元胞内与元胞间的跃迁强度; $a_n^\dagger, b_n^\dagger$ 表示在格点 $a_n, b_n$ 的产生算符,通过计算得到两条能

带,可表达为 $E(k) = \pm \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta\cos(ka)}$ ,可以发现这个体系具有对称性,并且跃迁只存在于两个格点之间。同时手性对称性也导致了粒子-空穴(电荷共轭)对称性产生,此时该体系的拓扑相转变点在 $\alpha = \beta$ 处,色散关系如图 1(b)所示,系统能带会出现闭合。这种情况下 SSH 模型表现为导体,可以将电子从链的一端传至另一端。相对应地,当跃迁强度不相等,即 $\alpha \neq \beta$ 时,系统将产生能量缺口,随着间隙的出现,已占据态的能量降低,而未占据态则向更高的能量移动。从能量传输的角度来说,这种界面态具有很强的场增强效应,可广泛地应用于激光器中。

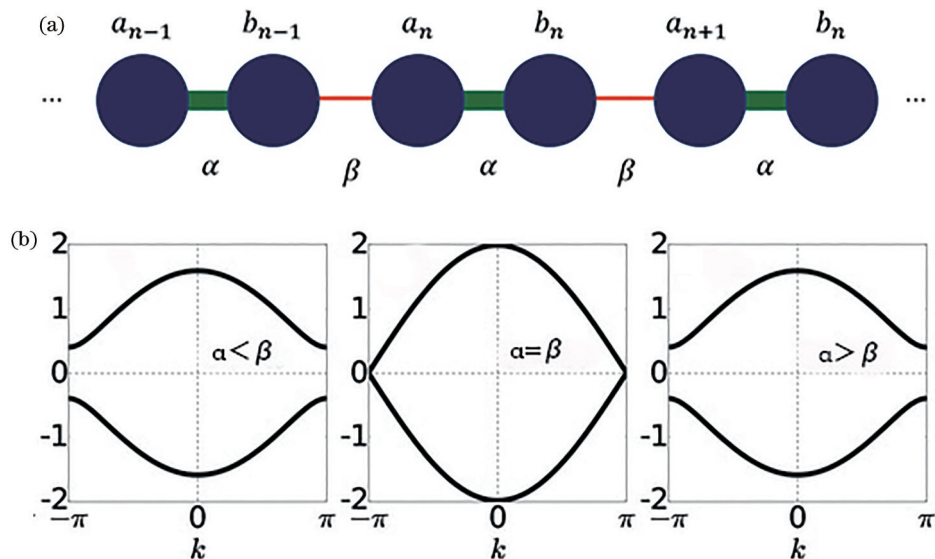


图 1 一维 SSH 模型及其能带关系。(a) SSH 模型内单个元胞排列方案<sup>[20]</sup>; (b) 当跃迁强度 $\alpha, \beta$ 有所改变时展现出的不同能带关系<sup>[31]</sup>

Fig. 1 One-dimensional SSH model and its band structure relationship. (a) Single cell arrangement scheme in SSH model<sup>[20]</sup>; (b) different band relations as the transition intensities  $\alpha$  and  $\beta$  changed<sup>[31]</sup>

在电磁波传输过程中,增益和损耗现象比在固体中的电子传输过程普遍很多,研究人员试图利用光增益与损耗引发拓扑跃迁,这种效应具有非厄米特性<sup>[32-35]</sup>。目前,非厄米拓扑效应已经广泛应用于以一维拓扑光子晶体为代表的拓扑激光阵列中。2016年 Lee<sup>[36]</sup>提出在非厄米系统中的异常边界态,通过晶格跳变与非厄米性质之间的相互作用,系统的简并点会被破坏,表现出零能边界态,在拓扑光子晶格的缺陷处这种状态会产生增强效果。2020年 Feng 等<sup>[37]</sup>讨论基于非厄米拓扑光子系统的微环晶格,在厄米性的光学拓扑绝缘体上利用非厄米调控实现拓扑光传输。这种方法不需要改变光子晶格的拓扑属性,仅在光子晶格上构造特定的泵

浦图形就可以实现非厄米调控,解决空间内光路有限的难题。基于非厄米拓扑效应对拓扑光子晶体进行改进,已成为如今器件设计过程中极具应用前景的新方法。

## 2.2 二维拓扑光子晶体

以二维光子晶体为基础,简述光量子霍尔效应、光量子自旋霍尔效应和光量子谷霍尔效应,对整个效应发生过程中的拓扑相位转变和重点理论模型进行全面的讨论,并确定构建光子晶体器件需要具备的条件和方法。

### 2.2.1 光量子霍尔效应

整数量子霍尔效应是史上第一个将动量-空间拓扑引入可观测量物理现象的效应,1986年 von Klitzing<sup>[38]</sup>

指出二维电子气在垂直磁场下具有量子化的霍尔传导,在外加磁场下,金属板中的电子因洛伦兹力发生偏转。后来证实磁场并不是霍尔量子效应的必要条件,磁性材料中的磁化和强自旋轨道耦合也可以产生类似的效果。量子霍尔效应的电子被定位在体中并沿边界单向传播,时间反演对称性的破坏使得传播具有手性,从群速度来看,反向传播是被禁止的。因此即使存在较大缺陷,边缘态也不会向后分散。

Haldane 模型<sup>[39]</sup>作为首次在非均匀磁场下表现出非零量子化霍尔电导的模型,证实了在光子晶体中,可以通过在非净磁场下打破时间反演对称性实现整数量子霍尔效应。Haldane 模型由一个具备振幅跳跃的蜂窝状晶格组成,如图 2(a)

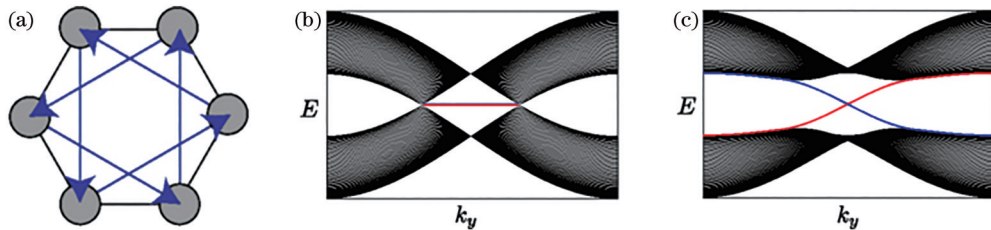


图 2 二维 Haldane 模型的蜂窝状晶格及其能带关系。(a) 光量子霍尔效应下的蜂窝晶格结构<sup>[39]</sup>; (b) (c) Dirac 点打开前后的能带结构<sup>[40]</sup>

Fig. 2 Honeycomb lattice of two-dimensional Haldane model and its band structure relationship. (a) Honeycomb lattice structure under the quantum Hall effect of light<sup>[39]</sup>; (b) (c) band structure before and after opening Dirac point<sup>[40]</sup>

在哈密顿量中引入比例项  $\sigma_z$ , 能够打开能带中的 Dirac 锥, 从而获得非零 Chern 数的拓扑带, 当体拓扑带打开后, 会出现两种传输边缘态, 沿着系统的相对边缘以相反的方向传输, 如图 2(c) 所示。比例项的引入可以通过打破时间反演对称性或奇偶性实现, Haldane 模型在不破坏时间反演对称性的基础上, 两种子晶格间会产生大小为  $2M$  的恒定能差, 该能量差异具备拓扑平凡的带隙。相对应地, 在晶格间引入磁场会打破时间反演对称性, 获得非零 Chern 数拓扑带。

拓扑性质不同的两种结构会在边界处产生受拓扑保护的边缘态, 该效果可以在两个 Chern 数不同的 Haldane 模型中观察到, 通过改变  $M$  或  $t_2$  引起拓扑相变后, 考虑结构中的哈密顿量:

$$\hat{H} = \hbar v_D (q_x \sigma_x + q_y \sigma_y) + m(x) \sigma_z, \quad (3)$$

式中:  $x$  的方向取决于质量项  $m(x)$ 。由哈密顿量导出的波函数可以确定, 传播时会在  $x=0$  处产生局域态并在  $y$  方向上有正的群速度。同时在  $x=0$  附近没有负的群速度存在, 因此这种状态具有手性和

所示, 通常观察电子在石墨烯中传播的情形。具有邻近跳跃的蜂窝状晶格是带结构中具备 Dirac 锥最基本的晶格结构之一, 蜂窝晶格的每个单元格由两个晶格点组成, 因此具备两条能带, 两个相邻带的能量色散线性交叉。在第一布里渊区中两个孤立不相等的点产生简并, 这个点即为 Dirac 点, 如图 2(b) 能带结构中的交叉点所示。在 Dirac 点周围, 两个能态的有效哈密顿量在亚晶格中表示为

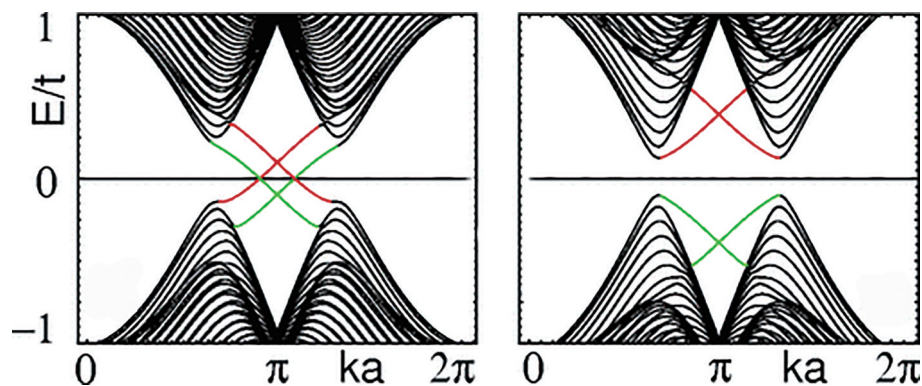
$$\hat{H}_D = \hbar v_D (q_x \sigma_x + q_y \sigma_y), \quad (2)$$

式中: Dirac 速率  $v_D \equiv 3t_1/2$ ,  $t_1$  为邻近跳跃振幅;  $(q_x, q_y)$  为在 Dirac 点处测得的动量;  $(\sigma_x, \sigma_y)$  为对应空间中晶格点的泡利矩阵。根据能带计算, 带隙为 0 时导带底和价带顶会形成“头对头”的形状, 表现为 Dirac 锥。

对背向散射的鲁棒性, 那么拓扑非平凡系统中产生的边缘态就可以理解为该系统与拓扑平凡腔界面处存在的一条能够单向传输的通道<sup>[41]</sup>。

### 2.2.2 光量子自旋霍尔效应

由于破坏时间反演对称性对光学系统的要求较高, 研究人员从电子的另一个基本特性, 自旋性出发, 找到时间反演不变情况下具有半整数自旋系统的双重简并。2005 年 Kane 等<sup>[42-43]</sup>在石墨烯系统中提出  $Z_2$  拓扑绝缘体, 用来表述在不破坏时间反演对称性的情况下与自旋极化有关的量子自旋霍尔效应。由于自旋轨道耦合中自旋向上电子与自旋向下电子所受的作用力不同, 粒子在与图 2(a) 相同的蜂窝状晶格中环绕一周后, 系统会产生非零的霍尔电导, 这两类电子在简并的能级中存在不同的拓扑行为, 会产生大小相等、方向相反的磁场。这种状态下的能带结构如图 3 所示, 与图 2(b) 中普通绝缘体的能带结构不同, 图 3 中的连接线表示, 在量子自旋霍尔效应中任何电磁状态下都会存在单向传输通道, 系统的总霍尔电导仍然为 0, 因此总 Chern

图 3 量子自旋霍尔效应下形成单向传输通道的能带结构<sup>[42]</sup>Fig. 3 Band structure of the one-way transmission channel formed by the quantum spin Hall effect<sup>[42]</sup>

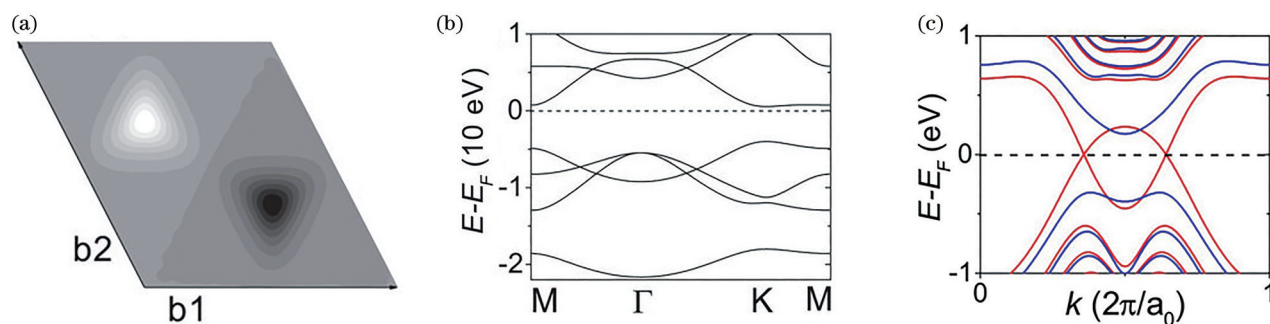
数为 0<sup>[44-46]</sup>。构造两种自旋度不同的拓扑绝缘体,会在交界处产生具有相反传播方向的手性边缘态,同时时间反演对称性的存在破坏了 Dirac 锥<sup>[47]</sup>的简并,使边缘态对扰动具有鲁棒性,可理解为此时系统受拓扑保护。

量子自旋霍尔效应表明,受到时间反演对称性保护的费米子系统即使自旋不对称,也至少有一对边缘态存在并受到拓扑保护。但是光子作为自旋度为 1 的玻色子,没有电子的自旋自由度,因此需要在光子系统中引入“赝自旋”,利用偏振自由度或改变晶体对称性模拟费米子,构造赝自旋量,实现光量子自旋霍尔效应。2020 年江苏大学方云团等<sup>[48]</sup>构建了一种基于散射体和基体材料反转的二维六角蜂窝晶格结构,通过在布里渊区中心构建与电子体系类似的 p 轨道和 d 轨道实现量子自旋霍尔效应,突破性地证明实现这种经典波下的量子自旋霍尔效应可以不经带隙的打开关闭,具有较宽的带隙范围,为光量子自旋霍尔效应体系的设计提供了新方向。利用二维谐振阵列和具有晶格结构、晶

体材料对称性的拓扑光子晶体正在受到大量而广泛的研究,在这种效应下制作的器件没有尺寸和材料的限制,可在纳米量级上实现拓扑边缘态,为拓扑光子晶体在光通信<sup>[49]</sup>上的应用打下坚实基础。

### 2.2.3 光量子谷霍尔效应

石墨烯中的导带和价带会在 Dirac 点处简并形成能带,在第一布里渊区,石墨烯的能带会形成两个不相等的 Dirac 锥,其通过时间反演对称性连接,这两个 Dirac 锥就称为山谷。2007 年 Xiao 等<sup>[50]</sup>以石墨烯系统为例,研究了反转对称性被破坏下的谷霍尔效应,证实谷依赖下的赝自旋与电子自旋非常相似,在不破坏时间反演对称性基础上,通过打破空间反演对称性,仍能够获得不是零的谷霍尔电导,由此打破 Dirac 点,产生支持谷霍尔边缘态传输的带隙,图 4(c) 为不同谷点下形成的边缘态能带图。石墨烯在垂直磁场或电场作用下会和谷磁矩发生耦合,导致具有相反谷指数的电子束向不同方向偏转,这种效应即为谷霍尔效应,此处相反的谷就相当于自旋霍尔效应下的自旋电子。

图 4 二维谷霍尔效应下的晶格单元及其能带结构。(a) 周期性晶格单元; (b) 谷霍尔效应下的能带结构<sup>[51]</sup>; (c) 不同谷点下形成边缘态的能带图Fig. 4 Lattice unit and its band structure under the two-dimensional valley Hall effect. (a) Periodic lattice cell; (b) band structure under the valley Hall effect<sup>[51]</sup>; (c) band structure for the formation of the edge states at different valley points

由于由三角形晶格或蜂窝晶格构成的光子晶体具有与石墨烯相似的性质,一个带交错亚晶格势的光子晶体也会形成两个不相等的谷,研究人员将目光转向这种类似石墨烯的光子晶体,称这种晶体为光子石墨烯或能谷光子晶体。目前,研究人员已经在形变的光子石墨烯结构中发现光量子谷霍尔效应,理论分析和模拟结果表明这种谷动量锁定的边缘态能够抵抗结构的无序性,不会发生谷间散射。2019年中山大学光电材料与技术国家重点实验室<sup>[52]</sup>发表文章,介绍近几年能谷光子晶体的物理特性和最新研究进展,对能谷光子晶体的理论模型、晶格结构材料分类、在传播效果上取得的成果进行讨论,说明这种基于光量子谷霍尔效应开发的能谷光子晶体在光传输器件进一步开发上具有良好的应用前景。

### 3 基于拓扑边缘态的光学器件

从对拓扑理论的分析中可知,拓扑光子晶体调控的方法没有特殊限制,关键要找到不受缺陷扰动影响的鲁棒性边缘态。以拓扑光子晶体为基础的器件在光波导、光通信、生物检测上都展示出广泛的应用前景与开发价值。拓扑光子晶体器件具有集成化、损耗低、输出效果强等特点,目前大多数器件还在开发阶段就展现出良好的传输效果,然而实现大

规模商用还需要进一步研究开发。第3节对拓扑激光器、利用拓扑边缘态进行传输的光波导阵列、以拓扑光子晶体为基础设计的单向传导器件、应用在生物传感上的拓扑光电子器件进行综述,讨论各个器件的基本结构与相对传统器件而言具有的独特优势,展望各器件需要开发和改进方向。

#### 3.1 拓扑激光器

##### 3.1.1 拓扑微环激光阵列

2018年Zhao等<sup>[53]</sup>提出一种主动拓扑光子系统,证实拓扑混合硅微激光阵列中存在共轭对称。在混合III-V硅半导体平台上构建一个强硅激光器,由9个InGaAsP-Si强弱交替微环谐振器组成并实现耦合。以SSH模型为基础,利用分布式的增益和损耗引入非厄米状态下的电荷共轭对称,打破手性对称性,在中心的间距缺陷处产生零能边界态,并迫使零模在一个子晶格上“闪耀”,模式从缺陷处呈指数衰减并激发其他谐振器。在每单元谐振腔的上层用电子束光刻法放置一层大约10 nm厚的铬(Cr),光泵浦从顶部输入,产生拓扑态与非拓扑态差异。在拓扑和非厄米的相互作用下,只有零模态出现在激光阈值之上,显示出单模激光的特性,结果显示单模操作可以保持在1523 nm波长内,谐振峰保持良好的隔离,消光比增加到20 dB,拓扑结构及输出效果如图5所示。

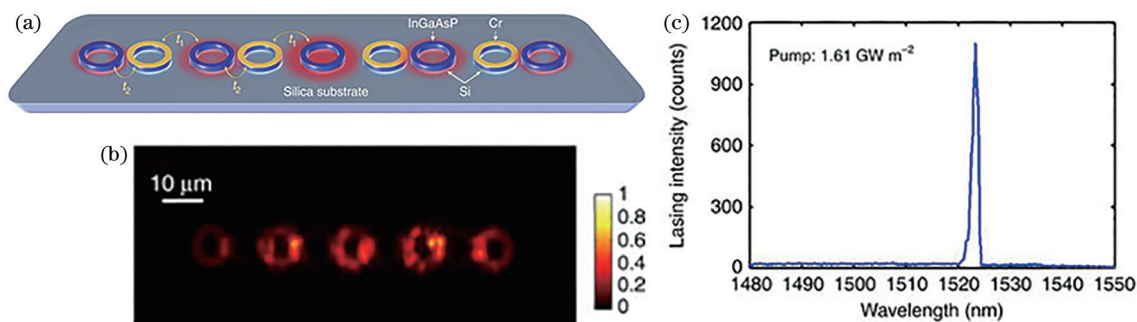


图5 拓扑微环激光阵列<sup>[53]</sup>。(a)基本结构;(b)在光泵浦下的光场输出效果;(c)拓扑微激光器具有单模激光的输出曲线  
Fig. 5 Topological microlaser array. (a) Basic structure; (b) light field output effect under the optical pump; (c) single-supermode lasing from the topological microlaser

与其他边缘态相比,这种缺陷模式能够在末端很好的隔离泄漏,可在结构的任何位置产生并被免疫。这种在一维系统中引入拓扑零模边缘态并通过非厄米效应增强的结构,在2017年St-Jean等<sup>[54]</sup>和2018年Parto等<sup>[55]</sup>发布的文章中均有提及。为了在拓扑边缘模式下观察激光,St-Jean等设计了一种具有量子阱能量的微腔,实现拓扑边缘态激光,并进一步证明在晶格局部变形下激光仍然存在。这

些结构为手性激光器在打破时间反演对称性系统中的应用及非线性拓扑光子学的研究打开了新的方向。另外,这种激光器会在实际场景中提供有效光源,为晶片规模的通信和计算提供强大动力。

##### 3.1.2 二维拓扑绝缘体激光器

在一维系统中,激光处于零模缺陷状态,这实际上是一种受到拓扑保护传输的特殊形式,相对而言,二维拓扑激光系统将直接受益于拓扑保护。

2017年 Bandres 等<sup>[56-57]</sup>提出一种非磁性拓扑绝缘体激光器,可以在单模态方式下运行并产生很高的斜坡效率。拓扑激光隔离系统是在一个 30 nm 厚的 InGaAsP 量子平台上的  $10 \times 10$  周期耦合环型阵列,结构如图 6(a)所示,有源晶体的非厄米特性来自拓扑无源硅平台上增加的增益和损耗。在全介电结构中,相对于环型谐振器,中间链环沿  $y$  轴产生了一定的空间位移,从而引入一组非对称的跳频相移,相移沿  $y$  轴以  $\pm 2\pi a$  的整数倍顺序增加,其中  $a$  为晶格常数。光子沿着任何由 4 个环和 4 个链接点组成的单

元晶格环绕一个来回,产生  $\pm 2\pi a$  的总相位,符号取决于单元格的路径方向,这为晶格提供了一个合成磁场。每个环的横截面尺寸被设计为宽 500 nm、高 210 nm,使其满足工作波长在 1550 nm 时的单横模条件。环形谐振器和非谐振链之间间隙为 150 nm,产生宽度为 80 GHz (0.64 nm) 的频带间隙,为了促进受保护的边模激光,只用 10 ns 脉冲光在 1064 nm 时泵浦该阵列的外沿,结果显示拓扑阵列只在特定波段发射,激光器输出效果如图 6(b)、(c)所示,从图中可以观察到拓扑保护传输下的超高发射功率。

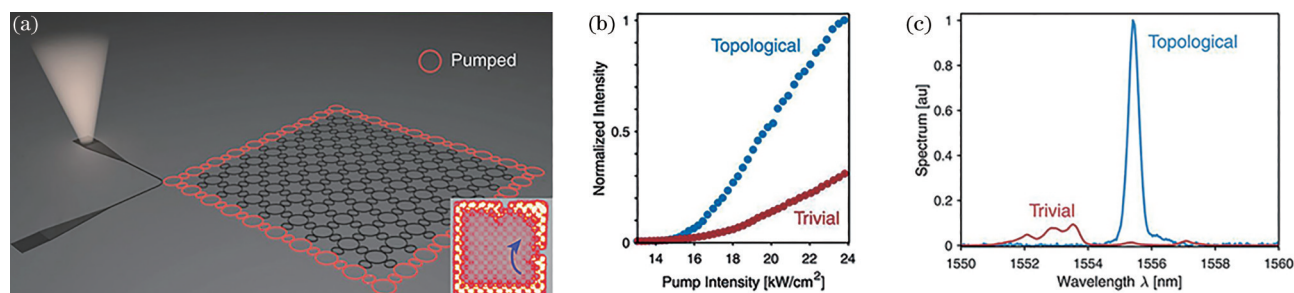


图 6 拓扑绝缘体激光器<sup>[56]</sup>。(a)几何结构,插图表明阵列对缺陷态的鲁棒性;(b)(c)输出效果图

Fig. 6 Topological insulator laser<sup>[56]</sup>. (a) Geometric structure, the inner illustration shows the robustness of the array against defect states; (b) (c) output intensity effects

作者创新性地激光阵列中引入手性 S 弯曲单元,通过顺时针或逆时针循环的光在谐振器中充当一个光子假针,交错谐振腔间耦合产生有效磁场,每个自旋都会产生非平凡的拓扑带结构。每个激光微谐振器利用模式之间的增益饱和和能量再循环,选择性地以单一自旋方式工作(顺时针或逆时针方向),S 手性元素增强了运输拓扑保护的单向性。结果表明每个谐振腔左右自旋之间的抑制超过 12 dB,在这些 S 形弯曲腔中,左右自旋之间的差分光子寿命约为 3 ps,通过选择性地泵浦系统边界,可以在辐射端口观察到能量以逆时针方式进行单向循环。

激光无序的存在会导致光限制在腔内,最终导致增益处的激光模式发生退化,出现低输出耦合、多模激光和较低的斜坡效率等问题。二维激光阵列<sup>[58]</sup>作为一种具有高方向性、小体积、低阈值、单横纵模和高边模抑制比等优异特性的光学器件,可应用于数据通信、激光雷达、人脸识别、医疗设备等领域。2017 年 Bahari 等<sup>[59]</sup>利用在外加磁场下的光子晶体平台构建二维拓扑激光器,构成与几何形状无关的集成非对称拓扑空腔,可实现将单向光子边缘态的激光耦合到一个特定的输出波导上。该实验为开发任意几何形状的复杂拓扑电路提供了机会,

可用于经典量子体系中的集成并产生稳健的传输光子。

### 3.1.3 电泵浦拓扑激光器

2020 年新加坡南洋理工大学和英国利兹大学 Zeng 和 Chattopadhyay 等<sup>[60]</sup>研制出基于拓扑谷边界态的电泵浦太赫兹量子级联激光器,通过研究二维带隙谷材料,设计出具有谷自由度的紧凑型光子晶体。器件在太赫兹量子级联激光器 (THz QCL) 晶片上打入正六角形孔,组成三角形晶格,再利用反对称结构,使带结构在布里渊区域上产生 Dirac 点,晶格结构如图 7(a)所示。这种保持在整体时间反演对称性下的谷光子晶体可用于太赫兹波段或其他频率不依赖磁性材料的光子拓扑边缘态。结果显示结构在锐角处也具有均匀的电场分布,与形状和尺寸相似的常规光子晶体腔本征模相比,该结构中的本征模沿畴壁反向参与比显著降低,模式定位更少。同时拓扑边缘态形成循环的顺时针、逆时针筒并对,不会被空腔中的缺陷破坏运行波特性。通过选择性地覆盖器件的左边或右边,可以发现每一种激光模式从两个侧面发出的强度近似相等,说明顺时针和逆时针腔模都具有相同的强度,并且都受到拓扑保护,如图 7(e)所示。量子级联激光器与传统半导体激光器相比,增益恢复过程比载流子扩散

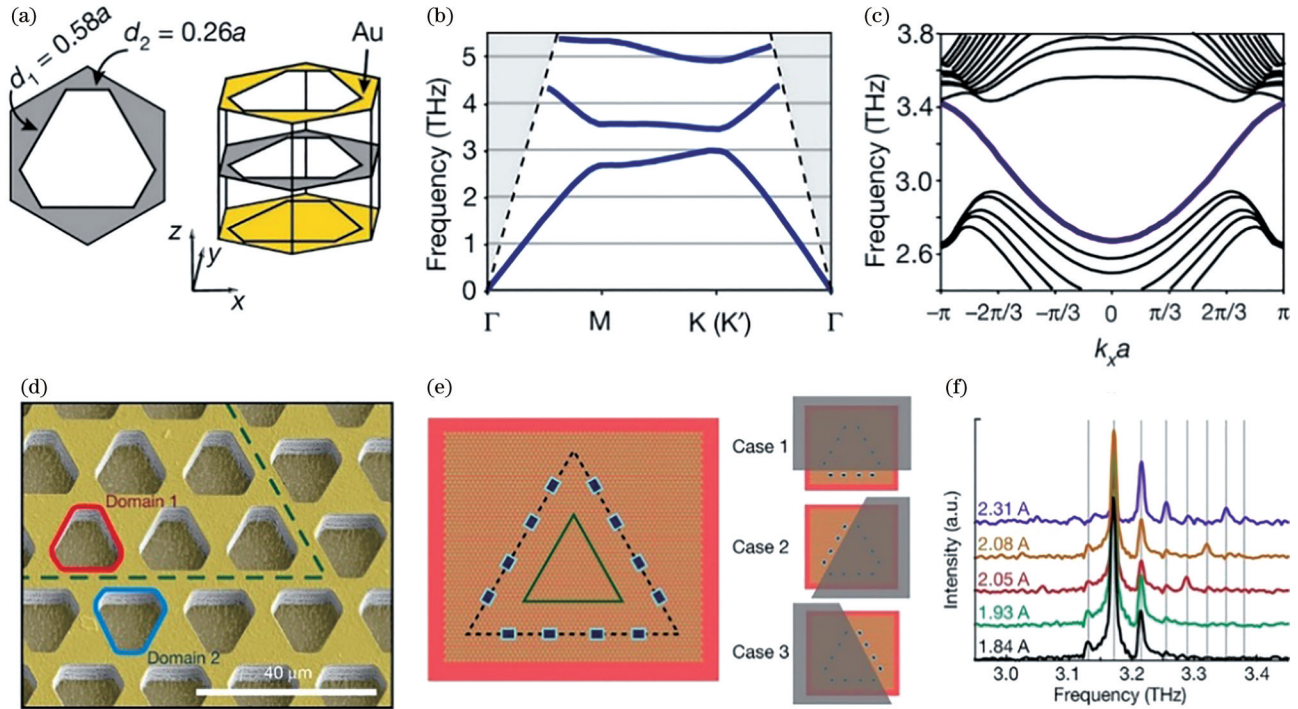


图7 受到拓扑保护谷边缘态的太赫兹量子级联激光器<sup>[60]</sup>。(a)结构;(b)(c)能带图;(d)(e)单元晶格构成的拓扑界面;(f)电泵浦激光器在不同电流下的输出效果

Fig. 7 Terahertz quantum cascade laser with topologically protected valley edge states<sup>[60]</sup>. (a) Laser structure; (b) (c) energy-band structure; (d) (e) topological interface formed by cell lattice; (f) output of an electrically pumped laser at different currents

快,在相应波长下能产生更强大的光传输且不需要磁性材料或更复杂的光子自旋结构。由于具备受拓扑保护的谷边缘态,光在腔内循环而不经局部化,该特性能够有效抑制局部驻波模的形成,从而提高激光器的发射效率。

利用谷边缘态对激光器进行设计,因体积小、性能高、效率高等优势而作为中红外和太赫兹辐射的重要来源。2020年北京马仁敏课题组<sup>[61]</sup>利用拓扑区域和平凡区域接触时产生的相反奇偶性,利用带反转诱导反射产生光场限制效应,实现了一种具备垂直出射、高方向性、窄线宽的拓扑体激光器。2018年澳大利亚国立大学的Kivshar<sup>[62]</sup>实现谷霍尔纳米激光器,通过研究嵌入二维拓扑晶格的谷霍尔纳米光子腔的激光发射,发现这种全电介质平台为集成光源的有源拓扑表面多功能设计带来希望。Smirnova等<sup>[63]</sup>利用基于谷光子晶体的纳米光子拓扑腔实现室温激光,结果显示,室温激光具备窄谱、高相干性、低阈值等特点,为利用拓扑控制超小光源提供新的思路。由以上设计方法可见,谷光子晶体在非线性纳米光子学、低功率纳米激光、腔体量子电动力学方面都具有广阔的进步空间。

### 3.2 硅基拓扑光子晶体平板波导

后向散射会导致能量损失和信号失真,另外光学器件的尺寸调整会产生很多连锁效应,由于拓扑光子器件能够免疫后向散射,具备单向耦合方面的能力,近几年专家学者对传输效果优秀的光波导阵列关注较多。2018年墨尔本皇家理工大学研究团队报道了一种在一维结构下的拓扑光子芯片,基于Hong-Ou-Mandel (HOM)干涉实验,Tambasco等<sup>[64]</sup>在光波导阵列下的50:50分束器中实现高可见性量子干涉。在通信领域,拓扑光子晶体的引入能增加传输效率并减小散射损耗,该研究将拓扑边缘态引入以光波导阵列为基础的光量子芯片,为光子量子处理器的研发做出巨大贡献。

2019年中山大学董建文研究团队<sup>[65]</sup>提出硅基(SOI)谷拓扑光子晶体平板波导,实现在通信波长下谷拓扑纳米光子结构的传输,保持面内鲁棒性和光约束条件。在SOI晶片上制备厚度为220 nm的光子结构,谷光子晶体(VPC)由两个蜂窝状光子晶格组成,通过两侧谷光子晶体空气柱的反对称结构,构造一个波长范围为1360~1492 nm支持横电波(TE极化波)的带隙,利用谷手性锁定对光子进



行操控。为了证明拓扑的鲁棒性传输,构建 VPC 界面,如图 8(a)所示。施加的 TE 极化波穿过 VPC 器件后,传输效果如图 8(c)所示,在带隙区域内即使结构中存在尖锐弯曲的转角,光谱依然保持在平带高透光率水平上,受谷间散射抑制,宽带稳健传输

的频率区间为 1360~1492 nm,此时 SOI 平台面积仅为  $9\ \mu\text{m}\times 9.2\ \mu\text{m}$ 。通过控制手性源实现单向传导,以验证界面产生的手性边缘态,输出的电场如图 8(c)所示,这种拓扑边缘态单向耦合为开发全光介质提供了一个很好的应用前景。

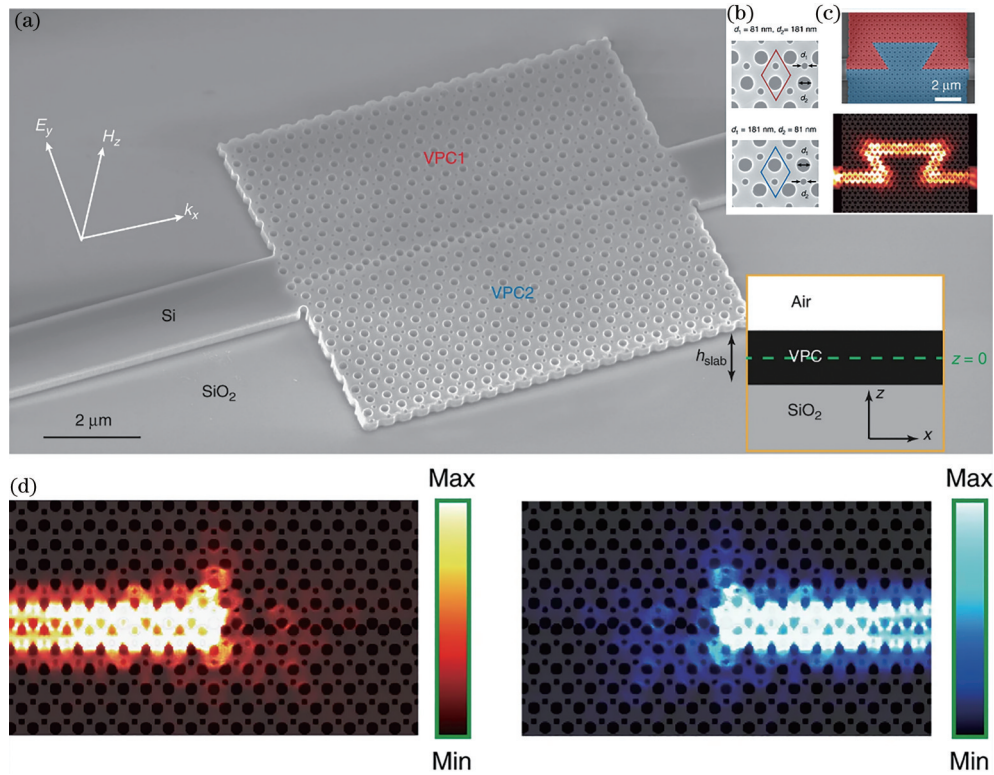


图 8 硅基谷光子晶体平板结构<sup>[65]</sup>。(a)结构示意图;(b)VPC1与VPC2单元晶格排布方式;(c)拓扑边缘态在弯角处也不会出现散射现象;(d)谷依赖边缘态下平板波导对手性源的单向耦合性

Fig. 8 Silicon-on-insulator valley photonic crystal planar structure<sup>[65]</sup>. (a) Schematic structure; (b) unit lattice arrangement of VPC1 and VPC2; (c) topological edge states do not scatter at the corners; (d) unidirectional coupling of the planar waveguide in the valley dependent edge states

基于谷手性锁定边缘态的SOI平台,研究人员用一个亚波长微盘作为相位涡流发生器引入拓扑界面。在微盘周围引入两个373 nm宽的条形硅波导,当光被耦合进两个波导后,微盘上会产生一个逆时针/顺时针相位的涡旋,由于谷手性锁定,可选择地将谷边缘态导入不同的拓扑面。用远场显微镜观察光子谷-手性锁定和拓扑传输效应,并用双带硅波导代替SOI VPC进行对比实验,结果显示辐射端口会产生明显的不对称辐射,谷相关下的单向传输效果与硅波导呈现出鲜明的对比。

利用谷边缘态的传播特性,2020年新加坡南洋理工大学Yang等<sup>[66]</sup>提出可用于片上通信的太赫兹拓扑光子晶体,在全硅芯片上实现能够稳定传输的太赫兹谷拓扑边缘态,芯片可以约10 Gbit/s的超高

通信速率对4K高清视频进行传输。太赫兹波段是6G通讯发展的主要波段,但传统的太赫兹波导对制造缺陷较为敏感且存在较大弯曲损耗。引入受到谷拓扑保护的光子晶体后,能够实现在10个尖锐转角下仍保持传输效果接近一致的硅基芯片,体现了拓扑光子晶体可作为下一代太赫兹通信优秀载体的可能性。利用谷光子晶体进行波导传输能达到损耗低、传输效率高、鲁棒性强等传输效果,结合民用市场和军事用途的需求,制备以太赫兹通信为基础的一系列超高速数据通道<sup>[67]</sup>、超长天线<sup>[68]</sup>、隐身信号传输波导<sup>[69]</sup>等实用性器件进而实现网络互联、实时通信、仪器制造等项目开发,具备相当大的研究价值。

### 3.3 环型耦合谐振器

2018年南京大学Zhu等<sup>[70]</sup>研制的二维耦合谐振

振光波导 (CROW) 阵列展示出一种拓扑边缘状态, 基于该阵列设计形状独立的拓扑腔和分束器, 有助于实现拓扑光子器件的集成化。耦合环结构如图 9 所示, 通过相邻环之间的定向耦合, 连接环的光模始终相对于场环中的光模发生相反的方向, 逆时针和顺时针模式形成光量子自旋霍尔效应, 具备相应的光子能带。拓扑边缘态出现在结

构边缘处红色曲线部分。图 9(a) 放大部分为蜂窝点网格结构的一个单元格, 两个相同的光环波导占据类石墨烯结构的“位点”, 每个场址环波导和与它最邻近的场址环波导通过三条耦合波导连接, 两者能够产生有效耦合, 在 190.0~196.0 THz 波段, 环型谐振器的传输效果超过 20%, 传输电场如图 9(b) 所示。

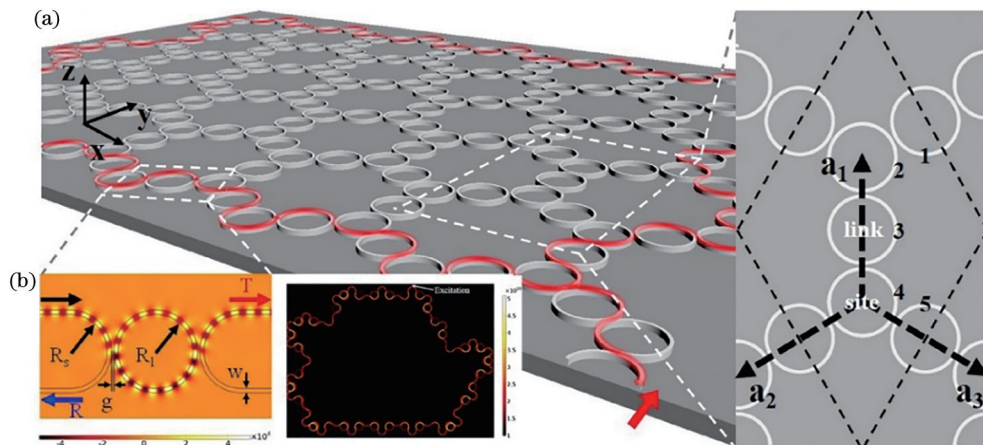


图 9 蜂窝 CROW 阵列<sup>[70]</sup>。(a) 结构示意图, 放大部分为单个重复单元; (b) 透射光谱与输出效果

Fig. 9 Honeycomb CROW array<sup>[70]</sup>. (a) Schematic of structure, the enlarged part is a single repeating unit; (b) transmission spectrum and output effect

进一步设计一种基于蜂窝状 CROW 结构的分束器, 当光源同时激发输入环形波导的顺时针和逆时针模式时, 可以同时观察到结构中顺时针和逆时针的边缘状态, 光束分别被分离到右上方和左下方。这种受拓扑保护的光子系统边缘态可以用来设计具有任何几何形状的拓扑空腔, 为与几何形状无关的拓扑空腔提供了开发复杂拓扑电路的机会, 为通过拓扑边缘态实现光路操纵提供新方向。以这种环型阵列为基础, 2020 年北京理工大学 Ao 等<sup>[71]</sup>通过泵送场环引入增益, 结构在拓扑和非拓扑状态之间切换, 实现了一种在时间反演和奇偶对称均不变下产生谐振耦合的光波导系统。当耦合强度达到一定值后, 波导阵列会出现隔离现象, 禁止光通过阵列, 这项工作提出了一种任意的增益-损耗构型, 为引入非厄米系统的拓扑光子学提供了一种新的平台。

### 3.4 其他光学器件

#### 3.4.1 超窄单向透射滤波器

单向传导 (UDT) 效应通常通过磁光效应、非线性光学或时空调制机制实现, 而在现代光学中, 单边全光二极管被设计在低功率条件下工作, 依靠强磁场的磁光效应和高强度的光学非线性, 会产生限

制, 另外时空调制需要外部电调制, 不易于集成。由此, 2019 年 Gao 等<sup>[72]</sup>提出一种具有超窄滤波和单向透射双重功能的新型光学器件, 这种利用非磁性线性光子系统来实现 UDT 效应的器件具有重要的应用前景。

具有 UDT 效应的器件通过一维光子晶体 (1DPC) 异质结结构实现, 由两个交替的硅和二氧化硅光子晶体组成, 两拓扑相相反的阻带为它们在界面附近存在拓扑边缘态提供可能性。使用 FDTD Solutions 软件对两种光子晶体正入射时的透射率进行计算, 并用传输矩阵法进行验证, 可以观察到在光子晶体 1 (PC1) 与光子晶体 2 (PC2) 的透射谱中都有一个透射率接近零的宽阻带, 进一步引入拓扑界面能够增强滤波强度。在异质结结构的一端添加一个硅介电光栅, 以单向方式改变界面态的激发条件, 证实在 1DPC 异质结结构中拓扑界面态具备单向传输效应。如图 10(a) 所示, 硅光栅在 PC2 右侧进行耦合, 当光从光栅侧边入射时 (后向入射), 光会被光栅衍射成几阶, 由于其他阶的法向波向量变小, 只有零阶能满足拓扑界面态激发条件, 最终界面态的共振变弱, 透射率急剧下降。相反, 如果光从相反方向入射, 边缘态的激发条件模式不

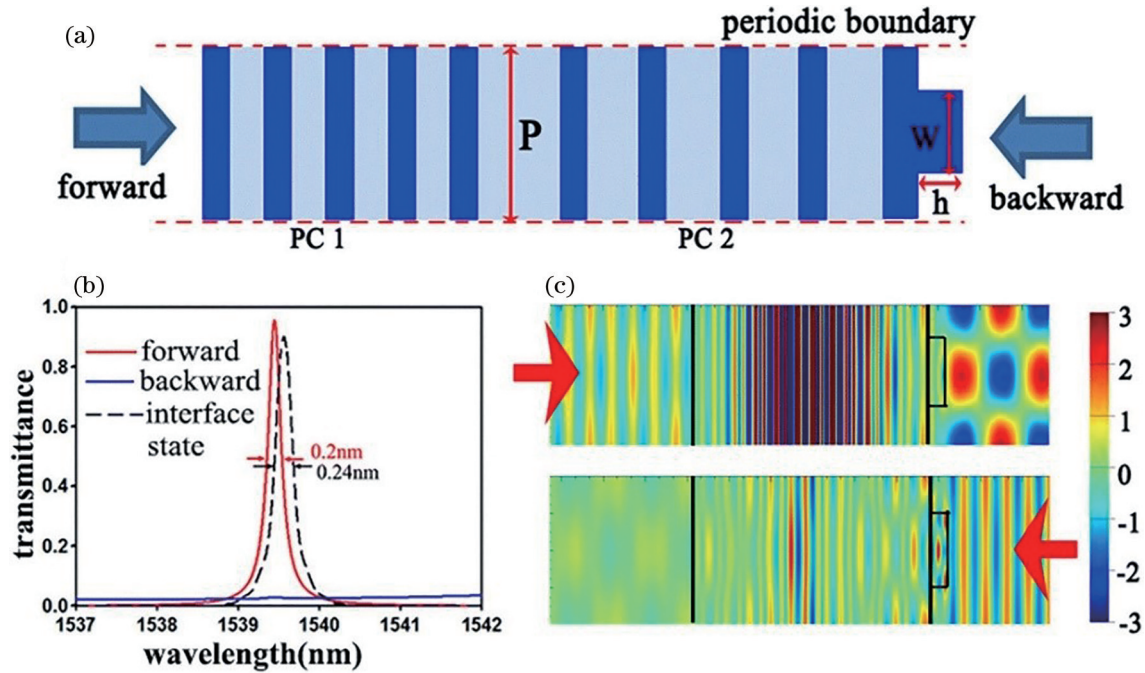


图 10 光子晶体异质结构<sup>[72]</sup>。(a)光路传输;(b)UDT拓扑界面态的透射谱;(c)电场图,显示光在该结构中只能单向传输  
Fig. 10 Photonic crystal heterostructure<sup>[72]</sup>. (a) Optical path transmission; (b) transmission spectra of UDT topological interface states; (c) electric field diagram shows that light can only travel in one direction in this structure

会被破坏,大部分光可以通过异质结构从另一边光栅衍射。当光线从相反的方向正常入射到整个结构上时,它的透射率会有很大的不同,相应于UDT效应。从图10(c)光栅电场可以观察到,两个光子晶体界面周围的局域化特性变得非常弱,在UDT结构左侧的透射场要比入射场小得多,入射光无法通过结构进行透射。基于一维光子晶体异质结构实现拓扑界面态,可以控制器件在一个很窄的波长范围内被激发,此时光可以轻易地穿过光子晶体的异质结构衍射到光栅的另一端。但对于反向入射,光栅的衍射影响拓扑界面态的激发条件,光很难通过结构。结果显示,正反入射的传输差可以达到90%,同时滤波器的传输品质较高,在通信波段单向传输的带宽可以窄到0.2 nm。

在以光子芯片为代表的光电子器件中,保证器件的单向辐射是非常重要的,但制造过程中由于单向辐射的结构存在难制造、易损坏、高损耗、大体积等问题,光子芯片等器件的进一步发展具有较多障碍。2020年北京大学彭超课题组<sup>[73]</sup>以拓扑光子学为基础实现了一种单向辐射的新方法,在减小体积降低光散射的同时也能够保证芯片的传输质量,具有非常优秀的应用前景。通过倾斜侧壁破坏一维光子晶体中的垂直对称性及平面对称性,结构获得半整数拓扑电荷,最终形成单向导模共振态,光栅

结构的顶部辐射依然可以耦合芯片上下的光;同时通过拓扑结构抑制底部辐射,有效减小芯片端口的插入损耗。该研究成果将进一步推动拓扑光子学在光子芯片领域的应用发展。

#### 3.4.2 马赫-曾德尔干涉仪

由于拓扑光子晶体具有高度集成的特点,2020年电子科技大学Yang等<sup>[19]</sup>提出一种在谷霍尔效应下拓扑保护的马赫-曾德尔干涉仪(TPMZI)。文章对TPMZI进行说明,仿真并验证TPMZI高效的传输效果与对缺陷的鲁棒性,即使存在尖锐的弯曲和缺陷,也不会影响光子在界面的传输,保证TPMZI的高灵敏度和输出功率。同时TPMZI本身具有较高消光比和调制深度,在光通信、生化传感、光谱仪分析及测量系统等领域的研究比现有结构更有潜力。

为了在传统马赫-曾德尔干涉仪(MZI)中引入拓扑现象,作者提出的TPMZI由VPC建立的直波导和弯曲波导组成,MZI的分束和耦合通过Y型波导实现,将Y型波导的两端设为SP1、SP2,如图11所示。在空气中嵌入一组二维六边形硅柱,通过调整硅柱半径,构建VPC1和VPC2并形成边界。文章提出,针对一个特定的能谷,光子只能在一个边界态模式下朝谷“锁定”的方向进行传播,如果发生在两个谷混合的区域,向前传输的边界态模式会发生向后散射。为了防止这种情况发生,分束角度设

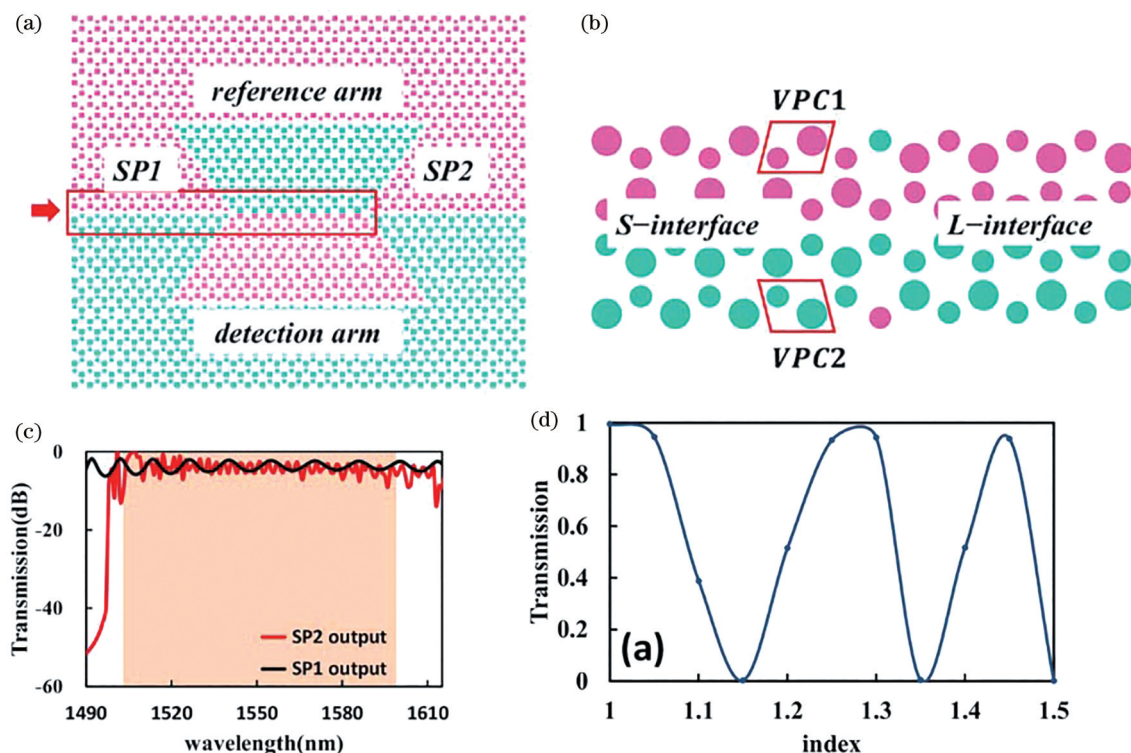


图 11 TPMZI 及 VPC 结构<sup>[19]</sup>。(a) TPMZI 结构; (b) VPC 结构; (c) TPMZI 的宽带高效传输光谱; (d) TPMZI 呈现出相干相长、相干相消的周期性

Fig. 11 Diagram of TPMZI and VPC structures<sup>[19]</sup>. (a) TPMZI structure; (b) VPC structure; (c) broadband high transmission of TPMZI; (d) TPMZI exhibits the periodicity of coherent phase length and coherent cancellation

计为  $120^\circ$  并将工作频率调制在归一化频率  $0.282 \sim 0.302$  处, 确保单模式传播, 避免中间通道的干扰。在探测臂中填充空气的情况下, 探测臂和参考臂之间的相位差为 0, 在输出端发生相干相长, SP1 和 SP2 处的透射率如图 11(c) 所示, 实现了宽带高效传输。实验检测工作范围内不同波长的光波, 均可以无损耗地通过尖锐的弯曲波导。对探测臂中填充的测量样品进行模拟, 设置样品折射率为  $1 \sim 1.5$ , 以  $1550 \text{ nm}$  的通信波长为例进行具体分析。随着样品折射率的变化, TPMZI 的输出透射谱如图 11(d) 所示。可以观察到, 透射波中存在很多相干相长和相干相消的周期, 这种特性可以应用于化学和生物领域的样品检测等场景, 具有较高灵敏度。

最后, 作者验证了结构对缺陷的鲁棒性, 对于阻塞缺陷, 光可以绕过障碍物沿着畴壁传播; 在无序缺陷下, 尽管传输功率有所降低, 但边缘状态不会被破坏, 仍然存在没有后向散射的通道。这种对缺陷具有强大免疫能力的 TPMZI 为光学器件在生化传感中的应用开辟新的方向。如果样品溶液中某些颗粒阻塞了检测通道, 从 TPMZI 的耦合端口依然可以得到样品信息, 这会使检测效率得到进一步提升。

## 4 结 论

拓扑光子学是非常有前景的光学分支, 近两年的研究也逐渐庞大起来, 这种形成拓扑边缘态的光子晶体模型有着传统光子晶体不可比拟的优势, 在传输效果、结构设计、材料选取的优化, 以及对各种新型结构的研究上都有更广阔的应用前景。本文从理论出发, 清晰论述拓扑光子学中能够形成拓扑边缘态典型效应的基本原理, 探讨能够实现拓扑相位转变的条件与调控方法。接下来对光子晶体模型按照不同的空间维度与调控方法进行理论介绍, 并对各个器件的实际应用条件和操作难易度进行分析。

引入拓扑光子晶体的光学器件, 在传输效果、输出强度以及对缺陷状态的鲁棒性上都得到了前所未有的改进, 将本文提到的拓扑激光器、利用拓扑边缘态进行传输的光波导阵列、光学调制器等应用于大型光子源的研发、信号传导、样品检测及军事通信等领域, 都能够对现有产品实现优化升级。然而目前以拓扑光子晶体为基础的光学器件还处于研发阶段, 凭借在理论模型上的优秀传导性能,

还有大量主动和被动器件有待开发。另外,以非厄米拓扑光子系统为契机,研究人员将目光转向各种可与拓扑光子晶体结构相结合的新型光学效应,以实现传输效果更优、调控方法多元化的光学器件,但大多数研究仍停留在理论阶段,需要进一步的实验论证及市场调研。

在当前的发展进程中,拓扑光子晶体的实际应用也会出现很多问题,如调控条件、材料尺寸及获取方法、器件性能控制与结构尺寸的限定等都会成为未来开发人员在设计过程中需要仔细考量的因素。随着 5G 时代的到来,6G 通讯的研究发展步入正轨,要实现真正高速的万物互联,考虑引入的拓扑光子晶体的光通信模块是否能减少设计成本并提高传输效果是值得进一步思考与探究的方向,以本文为基础,相信未来会有更多效果良好的拓扑光子晶体器件涌现出来。

### 参 考 文 献

- [1] Zhang L, Yang D X, Chen K, et al. Design of nonreciprocal waveguide devices based on two-dimensional magneto-optical photonic crystals[J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, 50: 195-201.
- [2] He L, Gao Y F, Jiang Z, et al. A unidirectional air waveguide basing on coupling of two self-guiding edge modes[J]. *Optics & Laser Technology*, 2018, 108: 265-272.
- [3] von Klitzing K, Dorda G, Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance[J]. *Physical Review Letters*, 1980, 45(6): 494-497.
- [4] Niu Q, Thouless D J, Wu Y S. Quantized Hall conductance as a topological invariant[J]. *Physical Review B*, 1985, 31(6): 3372-3377.
- [5] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, et al. Quantized hall conductance in a two-dimensional periodic potential[J]. *Physical Review Letters*, 1982, 49(6): 405-408.
- [6] Fradkin E, Kohmoto M. Quantized Hall effect and geometric localization of electrons on lattices[J]. *Physical Review B*, 1987, 35(12): 6017-6023.
- [7] Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013904.
- [8] Hatsugai Y. Chern number and edge states in the integer quantum Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(22): 3697-3700.
- [9] Yan X Z, Ting C S. Integer quantum Hall effect of interacting electrons in graphene[J]. *Physical Review B*, 2017, 95(7): 075107.
- [10] Christiansen R E, Wang F W, Sigmund O, et al. Designing photonic topological insulators with quantum-spin-Hall edge states using topology optimization[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(8): 1363-1369.
- [11] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators [J]. *Physical Review B*, 2008, 78(19): 195424.
- [12] Barik S, Karasahin A, Flower C, et al. A topological quantum optics interface[J]. *Science*, 2018, 359(6376): 666-668.
- [13] Gao F, Xue H R, Yang Z J, et al. Topologically protected refraction of robust kink states in valley photonic crystals[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(2): 140-144.
- [14] Deng F S, Sun Y, Liu Y H, et al. Valley Hall effect induced by pseudomagnetic field in distorted photonic graphene[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(14): 144204.  
邓富胜, 孙勇, 刘艳红, 等. 光子石墨烯中赝磁场作用下的谷霍尔效应[J]. *物理学报*, 2017, 66(14): 144204.
- [15] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(11): 821-829.
- [16] Khanikaev A B, Shvets G. Two-dimensional topological photonics[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(12): 763-773.
- [17] Kim M, Jacob Z, Rho J. Recent advances in 2D, 3D and higher-order topological photonics[J]. *Light, Science & Applications*, 2020, 9: 130.
- [18] Ota Y, Takata K, Ozawa T, et al. Active topological photonics[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(3): 547-567.
- [19] Yang P L, Jiang P P, Guo X W, et al. Topologically protected Mach-Zehnder interferometer [J]. *Journal of Optics*, 2020, 22(10): 105001.
- [20] Wang H F, Xie B Y, Zhan P, et al. Research progress of topological photonics[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(22): 20191437.  
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): 20191437.
- [21] Slobozhanyuk A, Mousavi S H, Ni X, et al. Three-dimensional all-dielectric photonic topological insulator [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(2): 130-136.
- [22] Lu L, Fang C, Fu L, et al. Three-dimensional topological photonic crystal with a single surface Dirac cone[EB/OL]. (2015-07-01)[2021-03-15]. <https://>

- arxiv.org/abs/1507.00337.
- [23] Zilberberg O, Huang S, Guglielmon J, et al. Photonic topological boundary pumping as a probe of 4D quantum Hall physics[J]. *Nature*, 2018, 553(7686): 59-62.
- [24] Yuan L Q, Xiao M, Lin Q, et al. Synthetic space with arbitrary dimensions in a few rings undergoing dynamic modulation[J]. *Physical Review B*, 2018, 97(10): 104105.
- [25] Ochiai T. Gapless surface states originating from accidentally degenerate quadratic band touching in a three-dimensional tetragonal photonic crystal[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(4): 043842.
- [26] Yan Z B. Higher-order topological insulators and superconductors[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(22): 20191101.  
严忠波. 高阶拓扑绝缘体和高阶拓扑超导体简介[J]. *物理学报*, 2019, 68(22): 20191101.
- [27] Liu H, Yan Z W, Xiao M, et al. Recent progress in synthetic dimension in topological photonics[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0123002.  
刘辉, 严志伟, 肖孟, 等. 拓扑光学体系中合成维度方法的进展[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0123002.
- [28] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J. Solitons in polyacetylene[J]. *Physical Review Letters*, 1979, 42(25): 1698-1701.
- [29] Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T. Surface impedance and bulk band geometric phases in one-dimensional systems[J]. *Physical Review X*, 2014, 4(2): 021017.
- [30] Yang K L. Study on topological phase and domain wall fractional charge of one-dimensional topological insulator-SSH mode[D]. Nanjing: Nanjing Normal University, 2016.  
杨昆仑. 一维的拓扑绝缘体—SSH模型拓扑相和畴壁分数电荷的研究[D]. 南京: 南京师范大学, 2016.
- [31] Asbóth J K, Oroszlány L, Pályi A J P. A short course on topological insulators: band-structure topology and edge states in one and two dimensions [EB/OL]. (2015-09-08)[2021-03-15]. <https://arxiv.org/abs/1509.02295>.
- [32] Esaki K, Sato M, Hasebe K, et al. Edge states and topological phases in non-Hermitian systems[J]. *Physical Review B*, 2011, 84(20): 205128.
- [33] Gong Z P, Ashida Y, Kawabata K, et al. Topological phases of non-Hermitian systems[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(3): 031079.
- [34] Martinez Alvarez V M, Barrios Vargas J E, Berdakin M, et al. Topological states of non-Hermitian systems[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2018, 227(12): 1295-1308.
- [35] Song W G, Sun W Z, Chen C, et al. Breakup and recovery of topological zero modes in finite non-Hermitian optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(16): 165701.
- [36] Lee T E. Anomalous edge state in a non-Hermitian lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(13): 133903.
- [37] Feng L, Zhao H, Qiao X D, et al. Non-Hermitian topological light steering[J]. *Proceedings of SPIE*, 2020, 11461: 114610S.
- [38] von Klitzing K. The quantized Hall effect[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1986, 58(3): 519-531.
- [39] Haldane F D M. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: condensed-matter realization of the “parity anomaly”[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(18): 2015-2018.
- [40] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[EB/OL]. (2018-02-12)[2021-03-15]. <https://arxiv.org/abs/1802.04173v1>.
- [41] Bernevig B A, Hughes T L. *Topological insulators and topological superconductors*[M]. Princeton: Princeton University Press, 2013.
- [42] Kane C L, Mele E J.  $Z_2$  topological order and the quantum spin Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(14): 146802.
- [43] Kane C L, Mele E J. Quantum spin Hall effect in graphene[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(22): 226801.
- [44] Sheng D N, Weng Z Y, Sheng L, et al. Quantum spin-Hall effect and topologically invariant Chern numbers [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(3): 036808.
- [45] Moore J E, Balents L. Topological invariants of time-reversal-invariant band structures[J]. *Physical Review B*, 2007, 75(12): 121306.
- [46] Bellec M, Kuhl U, Montambaux G, et al. Topological transition of Dirac points in a microwave experiment [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(3): 033902.
- [47] Fu L. Topological crystalline insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(10): 106802.
- [48] Fang Y T, Wang Z X, Fan E P, et al. Topological phase transition based on structure reversal of two-dimensional photonic crystals and construction of topological edge states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(18): 20200415.  
方云团, 王张鑫, 范尔盼, 等. 基于结构反转二维光子晶体的拓扑相变及拓扑边界态的构建[J]. *物理学*

- 报, 2020, 69(18): 20200415.
- [49] Jiang Z, Gao Y F, He L, et al. Manipulation of pseudo-spin guiding and flat bands for topological edge states[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2019, 21(21): 11367-11375.
- [50] Xiao D, Yao W, Niu Q. Valley-contrasting physics in graphene: magnetic moment and topological transport[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(23): 236809.
- [51] Lee K W, Lee C E. Quantum valley Hall effect in wide-gap semiconductor SiC monolayer[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10(1): 5044.
- [52] 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.
- [53] Zhao H, Miao P, Teimourpour M H, et al. Topological hybrid silicon microlasers[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 981.
- [54] St-Jean P, Goblot V, Galopin E, et al. Lasing in topological edge states of a one-dimensional lattice [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 651-656.
- [55] Parto M, Wittek S, Hodaei H, et al. Edge-mode lasing in 1D topological active arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(11): 113901.
- [56] Bandres M A, Harari G, Wittek S, et al. Topological insulator lasers[C] // *Nonlinear optics*, July 17-21, 2017, Waikoloa, Hawaii. Washington, D.C.: OSA, 2017: NF2A.1.
- [57] Harari G, Bandres M A, Lumer Y, et al. Topological insulator laser: theory[J]. *Science*, 2018, 359(6381): eaar4003.
- [58] 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.
- [59] Bahari B, Ndao A, Vallini F, et al. Nonreciprocal lasing in topological cavities of arbitrary geometries [J]. *Science*, 2017, 358(6363): 636-640.
- [60] Zeng Y, Chattopadhyay U, Zhu B, et al. Electrically pumped topological laser with valley edge modes[J]. *Nature*, 2020, 578(7794): 246-250.
- [61] 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.
- [62] Kivshar Y. All-dielectric meta-optics and non-linear nanophotonics[J]. *National Science Review*, 2018, 5(2): 144-158.
- [63] Smirnova D, Tripathi A, Kruk S, et al. Room-temperature lasing from nanophotonic topological cavities[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 127.
- [64] Tambasco J L, Corrielli G, Chapman R J, et al. Quantum interference of topological states of light [EB/OL]. (2019-04-24) [2021-03-15]. <https://arxiv.org/abs/1904.10612>.
- [65] 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(1): 872.
- [66] Yang Y H, Yamagami Y, Yu X B, et al. Terahertz topological photonics for on-chip communication[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(7): 446-451.
- [67] Zhang L, Xiao S S. Design of terahertz reconfigurable devices by locally controlling topological phases of square gyro-electric rod arrays[J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(2): 544-554.
- [68] Slobozhanyuk A P, Khanikaev A B, Filonov D S, et al. Experimental demonstration of topological effects in bianisotropic metamaterials[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 22270.
- [69] Khanikaev A B, Mousavi S H, Tse W K, et al. Photonic topological insulators[J]. *Nature Materials*, 2013, 12: 233-239.
- [70] Zhu X Y, Gupta S K, Sun X C, et al.  $Z_2$  topological edge state in honeycomb lattice of coupled resonant optical waveguides with a flat band[J]. *Optics Express*, 2018, 26(19): 24307-24317.
- [71] Ao Y, Hu X, You Y, et al. Topological phase transition in the non-Hermitian coupled resonator array[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(1): 013902.
- [72] Gao H, Wei G G, Miao C, et al. Ultra-narrow unidirectional transmission filter assisted by topological interface state in one-dimensional photonic crystal heterostructure[J]. *Journal of Optics*, 2019, 48(3): 393-399.
- [73] Yin X, Jin J, Soljačić M, et al. Observation of topologically enabled unidirectional guided resonances [J]. *Nature*, 2020, 580(7804): 467-471.