



光波导阵列中拓扑态及其应用的研究进展

卫睿珊¹, 康娟^{1,2}, 张庆龙¹, 邱建荣³, 杨中民^{1,4}, 董国平^{1*}

1. 华南理工大学材料科学与工程学院, 发光材料与器件国家重点实验室, 广州 510641;

2. 郑州大学物理学院, 郑州 450001;

3. 浙江大学光电科学与工程学院, 杭州 310027;

4. 华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641

* 联系人, E-mail: dgp@scut.edu.cn

2023-12-11 收稿, 2024-01-23 修回, 2024-01-24 接受, 2024-01-30 网络版发表

国家自然科学基金(12204179, 62122027, 52002128, 62075063)、广东省自然科学基金(2022A1515011289, 2021A1515110475)和广州市基础与应用基础研究基金(202201010407)资助

摘要 近年来,在拓扑绝缘体理论体系的支撑下,拓扑光子学因具有独特的光场调控能力而引起了广泛关注,并发展出具有拓扑特性的拓扑光子器件. 基于不同光学平台的拓扑光子器件具有高集成度、抗扰动、抗无序影响等优点,在光传感、光通信、光量子计算方面有广泛的应用前景. 其中光波导阵列由于制备简单、结构精细,且结构的拓扑特性通过光动力学可视化,是研究拓扑光子学的理想平台之一. 本文主要以拓扑光子学理论为基础,对光波导阵列中不同维度的拓扑光子学模型及其实验进展进行回顾与总结,并对拓扑光波导阵列器件制备的难点、发展趋势等进行展望.

关键词 拓扑光子绝缘体, 光波导阵列, 拓扑光子效应, 拓扑光子器件

作为一门新兴的研究领域,拓扑光子学成功地将凝聚态物理中电子系统拓扑相的研究引入到光子系统,在电磁波领域开启了拓扑相的研究. 基于拓扑能带理论,具有新奇的受拓扑保护的光传输和局域效应的拓扑光子学引起了研究人员的关注,在新型光学器件等领域具有应用前景^[1~3].

拓扑光子学的概念源自凝聚态物理中对物质拓扑相的研究. 最早在1980年, Klitzing等人^[4]发现强垂直磁场下二维电子气的霍尔电导具有量子化的特点,且霍尔电导率表现出鲁棒性,由此提出了整数量子霍尔效应. 随后,研究人员对这一现象进行了深入研究. Thouless等人^[5]提出了Thouless-Kohmoto-Nightingale-Nijs (TKNN)公式,将整数量子霍尔效应与系统的拓扑不变量陈数(Chern number)相联系,用陈数描述量子霍尔态

的拓扑特性. 在量子霍尔效应中,边界态的产生需要时间反演对称破缺,对材料及结构有较高要求. 为解决这一难点, Kane和Mele^[6]发现了量子霍尔自旋效应,在电子体系中提出了一种保留了时间反演对称的 Z_2 拓扑绝缘体,其波函数由时间反演对称下非零拓扑不变量(Z_2)描述,存在受拓扑保护的单向传输边界态. 自此,由于具有背散射抑制等特性,整体绝缘而表面存在受拓扑保护导通表面态的拓扑绝缘体受到了广泛的关注. 大量拓扑相关的理论与实验研究涌现,拓扑理论也随后被延伸至各种体系^[7~10]. 拓扑绝缘体中,这种表现为整体绝缘并在界面出现导通边界态的行为称为体-边对应关系.

2008年, Haldane和Raghu^[11]将拓扑理论引入光子学系统,提出拓扑能带结构实质上是波在非均匀介质

引用格式: 卫睿珊, 康娟, 张庆龙, 等. 光波导阵列中拓扑态及其应用的研究进展. 科学通报, 2024, 69: 2031–2041

Wei R S, Kang J, Zhang Q L, et al. Research progress on topological states and applications in optical waveguide arrays (in Chinese). Chin Sci Bull, 2024, 69: 2031–2041, doi: [10.1360/TB-2023-1276](https://doi.org/10.1360/TB-2023-1276)

中普遍存在的属性,并在具有Dirac点能带结构的光子晶体中,提出引入强磁光材料打破时间反演对称性来实现系统非零的拓扑不变量,类比量子霍尔效应,从理论上预测系统中电磁波沿着边缘单向传播.随后,这一理论通过二维磁性光子晶体在微波区域得到实现,人们首次在光子体系中观测到非平庸边界态拓扑现象^[12],这种光子晶体被称为类量子霍尔光子晶体(quantum Hall photonic crystal).类比电子体系中各种拓扑效应,研究人员在光子体系中提出并实验验证了如时间反演不变量的类量子自旋霍尔效应^[13]和谷霍尔效应^[14]等拓扑模型.量子霍尔效应的类比在微波波段往往较难实现,这是由于缺乏强磁光响应材料来打破时间反演对称性,从而限制了对类量子霍尔效应的进一步探索.为解决这一难题,研究人员开展了大量研究,提出了新的非磁光拓扑绝缘体方案,如Hafezi等人^[15]利用赝自旋作为自旋自由度,在光子学体系中实现了量子自旋霍尔效应及自旋依赖的拓扑边缘态;Rechtsman等人^[16]通过引入时间、空间调制实现了Floquet拓扑光子绝缘体.拓扑学的引入为新颖的光场调控和光操控提供了新的可能.

近年来,借鉴电子体系的拓扑理论,拓扑光子学理论模型的研究逐步成熟,拓扑光子绝缘体的实验研究也在不同的光学材料平台中得以实现^[17~19].其中,光波导阵列作为非磁光拓扑光子平台,设计灵活、加工方便,通过打破沿传播方向的反演对称性,在垂直传播方向平面中能观测到手性边界态,是构建拓扑光子绝缘体的理想平台之一^[20].常用于研究拓扑特性的光波导阵列实验平台包括采用超快激光直写技术制备的透明介质材料波导阵列和采用离子束刻蚀、光刻等技术制备的硅波导、表面等离子激元波导等条形介质光波导阵列.在制备过程中,通过改变光波导阵列如波导折射率(实部与虚部)、尺寸、间距、波导构型等各项参数,调节波导自身位能和相互作用能,可以在紧束缚模型哈密顿系统下对光场进行灵活调控,实现特殊的拓扑现象.例如,通过改变光波导的排列形状,可以在一维Su-Schrieffer-Heeger(SSH)模型^[21]和二维类石墨烯蜂窝晶格^[22]中实现拓扑边缘态.其中,通过飞秒激光直写技术所制备的波导,能进一步在三维空间中改变波导构型,如设计波导在传播方向上弯曲螺旋,引入代替时间维度的空间调制,称为Floquet拓扑光子绝缘体^[16,23].此外,波导阵列中对复折射率及材料非线性特性的调控能有效开展非厄米和非线性光学研究,与拓扑学结

合后能实现有趣的拓扑现象^[24].

近年来,研究人员在探索和揭示新颖物理现象中作出了巨大努力,对拓扑光子理论的研究从基础研究逐步向应用研究拓展,积极开发新型拓扑光子器件.拓扑光子学具有的多样化光场操控、高自由度,对缺陷、微扰免疫,单向传输的边界态等特性,为光子系统提供了独特、稳健的设计,在构建紧凑、多功能性的微纳光子集成芯片、光通信等方面具有非常大的吸引力^[1,25].为了更系统全面地了解拓扑光波导阵列中的拓扑现象与应用前景,本文介绍了光波导阵列的基本概念,主要围绕拓扑理论回顾拓扑光波导阵列的实验进展,并对拓扑光波导阵列器件发展前景进行了讨论.

1 光波导阵列基本概念

1.1 耦合模理论

光波导是一种能将电磁波约束在特定介质中进行传输的导光通道.当两个或多个波导按一定方式紧密排列时,构建出耦合波导阵列系统.耦合模理论(coupled-mode theory)是用于分析光波导阵列系统中电磁波传播和相互作用,以及模式耦合问题的基本理论.周期性光波导阵列中,在倏逝场的相互作用下,足够接近的两根波导模式相互耦合,能量在波导间发生传输.从电磁学理论出发,可以写出光学体系中傍轴亥姆霍兹方程:

$$\nabla_{\perp}^2 \varphi(x, y, z) + 2ik_z \frac{\partial}{\partial z} \varphi(x, y, z) - k_z^2 \varphi(x, y, z) + k_0^2 n^2(x, y) \varphi(x, y, z) = 0, \quad (1)$$

其中, $\varphi(x, y, z)$ 为光场强度分布, k_z 为 z 方向上的波矢, k_0 为自由空间波数, n 为折射率.将式(1)转化为类似薛定谔方程的形式:

$$i \frac{\partial}{\partial z} \varphi(x, y, z) = \left[-\frac{1}{2k_z} \nabla_{\perp}^2 + \frac{1}{2k_z} (k_z^2 - k_0^2 n^2(x, y)) \right] \varphi(x, y, z). \quad (2)$$

该方程描述了光学系统中波函数随传播距离 z 的演化规律.比较傍轴近似下的亥姆霍兹方程与薛定谔方程,两个方程形式上等价,亥姆霍兹方程中参数 z 与薛定谔方程中时间 t 起相同作用,因此可以用经典光场随空间的演化规律模拟波函数随时间的演化规律.将亥姆霍兹方程从连续介质拓展至离散模型得到耦合模方程:

$$\left(i\frac{d}{dz} + \beta_n\right)a_n(z) + c_{n,n-1}a_{n-1}(z) + c_{n,n+1}a_{n+1}(z) = 0, \quad (3)$$

其中, β_n 代表第 n 根波导的传播常数, $a_n(z)$ 代表第 n 根波导沿 z 处的光场分布, $c_{n,n-1}$ 和 $c_{n,n+1}$ 分别为第 n 根波导与第 $n-1$ 根和第 $n+1$ 根波导之间的耦合系数. 式(3)与紧束缚近似下的离散薛定谔方程形式等价, 因此光在波导阵列中传播时, 可以利用耦合模方程模拟实现薛定谔方程描述的物理现象. 通过设计以倏逝波耦合的光波导阵列的参数, 如尺寸、折射率和间距, 可获得不同形式的紧束缚近似下的哈密顿系统, 在光波导阵列中利用光场演化类比出凝聚态系统独特的物理现象.

1.2 光波导阵列的制备及特点

目前, 常用于实现拓扑光子绝缘体的波导阵列平台包括采用超快激光直写技术在透明介质材料内部制备的波导阵列, 采用电子束刻蚀、光刻等技术制备的硅波导和表面等离子激元波导等条形介质光波导阵列^[20].

在透明介质如玻璃、晶体等材料的内部, 可以采用超快激光直写技术制备波导. 这种制备方法基于材料对超快脉冲激光的非线性吸收产生的多光子电离、雪崩电离等过程, 在激光聚焦点区域吸收大量能量, 修饰材料结构, 产生折射率改变, 从而实现波导制备. 利用超快激光诱导的波导结构局限在微米级尺度, 通过与平台移动相结合, 可以在材料内部诱导形成复杂的三维结构. 然而, 受限于折射率改变机理, 波导与基质材料折射率差相对较小. 这种制备方法操作简单, 可以实现大部分的拓扑模型, 其三维结构的制备特性在二维拓扑晶格^[26]、Floquet拓扑晶格^[16,27]、非厄米拓扑晶格^[28,29]中都得到了很好的实现.

采用选择性离子交换、离子束刻蚀等技术可以在材料的近表面、表面制备条形光波导. 如常见的脊型硅波导的制备可以分为两个过程, 首先是制作光波导薄膜, 采用原子掺杂、沉积、外延法等技术, 在衬底上沉积硅波导薄膜, 随后采用化学腐蚀法刻蚀、离子束刻蚀等方式获得经过设计的波导结构. 这种方式制备的波导结构在亚微米级, 通过选取不同衬底和波导层材料可以获得不同的有效折射率参数. 在拓扑光子绝缘体的研究中, 以弹性聚合物为衬底所制备的拓扑光波导阵列, 通过衬底的形变可获得不同的一维拓扑晶格参数^[30]. 然而受限于制备技术, 这类波导仅能在近表

面或表面获得, 常用于研究一维拓扑模型的特性^[31].

表面等离子激元波导是一种用于传导等离子体激元这种特殊电磁模式的波导结构. 表面等离子体激元由于能实现亚波长尺度上光场的强局域, 因此在光学器件设计的微型化、集成化方面有一定优势. 表面等离子激元波导能将光场限制在纳米量级, 发展了如金属纳米线型波导结构、脊型波导结构等. 与前述硅介质波导类似, 等离子激元波导中波导层为金属介质. 在传统等离子激元波导中, 由于能量衰减较快和金属的损耗现象, 具有传输损耗较大的问题.

基于上述三种类型波导阵列制备方式及其特点, 可以根据不同需求和目标选择合适的波导阵列制备方式. 其中, 超快激光直写波导制备方式简单, 能在透明介质中实现三维复杂的拓扑结构, 但所制备的波导尺寸相对较大, 且波导与基质折射率差较小, 难以实现微型集成结构. 另一方面, 条形介质光波导和表面等离子激元波导能实现亚微米尺度, 有利于拓扑光子器件的微型化, 但受工艺限制, 波导结构局限在二维平面, 限制了对二维拓扑结构的研究.

2 拓扑光波导阵列及其基本理论

拓扑光子学的拓扑特性通过倒空间的色散能带定义, 对拓扑不变量的研究可以通过体-边对应关系理解: 拓扑不变量不同的两种材料拼接时, 界面上会出现空间局域化的边界态, 称为拓扑边缘态, 这种独特的拓扑特性在拓扑光子学中同样适用^[1,2]. 基于此, 研究人员开展了大量对拓扑相及其拓扑特性的理论和实验研究, 其中光波导阵列作为理想的光学实验平台之一, 已经用于制备不同空间维度的拓扑光子绝缘体, 并实验观测到新奇拓扑现象. 本节将按不同空间维度介绍在光波导阵列平台中实现的拓扑光子绝缘体, 并介绍近年发展的非厄米拓扑光子绝缘体.

2.1 一维拓扑光波导阵列

一维拓扑光子绝缘体中, 拓扑相的实现需要对系统施加对称性. 手征对称性是一维系统中一个重要的对称性, 一维哈密顿量具有的拓扑非平庸相可以用整数卷绕数(winding number) W 或 Zak 相位表征^[2]. 其中, 1979年 Su 等人^[32]提出的 SSH 模型是最经典的模型之一, 即二聚晶格中包含 A 和 B 两个子晶格. 它描述了一种跃迁强度(t 和 t')按强弱交替排列的一维二聚晶格结构. 当二聚链以 t 跃迁强度终止于一端时, 如果 $t < t'$, 系统具有

非零缠绕数, 存在受拓扑保护的零模. 研究人员在耦合波导阵列平台中围绕一维SSH模型的拓扑相变过程和拓扑边缘态特性展开了研究. Blanco-Redondo等人^[33]在硅波导中进行了实验, 如图1(a), (b)所示, 通过调制波导的耦合间距获得了不同的拓扑界面缺陷配置, 实现了位于零能的单个拓扑缺陷态, 这一拓扑缺陷模式能保持稳定的功率分布. 2018年, Naz等人^[34]在结合弹性与刚性材料的耦合波导阵列中, 用数值模拟验证了一维SSH模型的边缘态并通过实验表明体模的传播速度在拓扑相变处具有最大值, 从体模传输的角度验证了拓扑相变. 随后, 这种弹性耦合光波导的概念在光子聚合物平台中实现^[30], 图1(c)为这种弹性波导结构. 文献^[30]研究讨论了波导间应变的增加对结构二聚化的影响, 光趋于局域在激发位置附近, 实现拓扑零模的增强, 如图1(d)所示. 除了对拓扑模型的物理特性进行研究, 研究人员也围绕SSH模型拓扑器件开展研究. Song等人^[31]在一维硅波导阵列中实现了鲁棒性宽带光耦合器件, 如图1(e), (f). 相较于传统器件, 基于SSH拓扑模型的耦合器件在光耦合效应中表现出鲁棒性, 为拓扑态耦合效应在光学中的设计拓展了新思路.

除了经典的SSH模型, 基于耦合光波导平台, 研究人员对各种一维拓扑相及其有趣的拓扑特性进行了研究, 如在强无序的一维准周期波导阵列中观测到拓扑安德森局域^[35], 在Aubry-André-Harper(AAH)光波导阵列中理论探索了拓扑不变量及体边对应关系^[36], 以及在Harper模型和Fibonacci链中实现了一维准晶拓扑泵浦^[37]. 其中, Arkinstall等人^[38]在2017年提出的一种square-root模型提供了一种生成更广泛拓扑模型的机制. Kremer等人^[39]在一维Aharonov-Bohm(AB)格子耦合光波导阵列中实现了非量子化拓扑不变量的鲁棒性边界态, 如图2所示. 进一步地, 这种square-root模型的构造思路被拓展为 2^n -root模型^[40], 能在波导阵列中获得 2^n 个受拓扑保护的局域边界态. 另外, 研究人员利用耦合光波导的特性对拓扑进行了新的设计, 如在耦合波导多模传输中通过模式的相互耦合设计拓扑不变量, 观测到一维等间距波导阵列的拓扑边缘态^[41], 理论研究了圆柱和椭圆波导在锯齿链中轨道角动量的拓扑边缘态^[42]. 在一维拓扑系统中, 研究人员围绕系统对称性和体-边关系展开研究, 实现了局域边界态的光学激励.

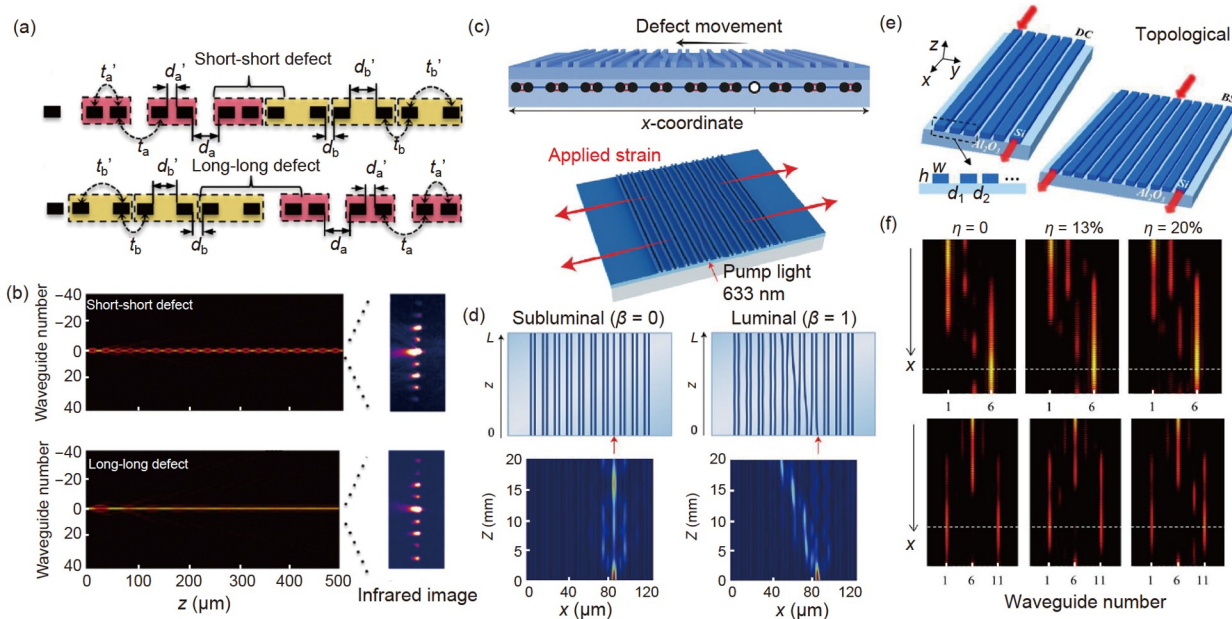


图 1 (网络版彩色)一维SSH光波导阵列的拓扑边界态. (a) 具有缺陷态的一维SSH光波导阵列^[33]. (b) 拓扑非平庸和拓扑平庸相的传播动力学^[33]. (c) 弹性光波导阵列结构^[30]. (d) 不同缺陷速度下, 光在拓扑结构中的传播动力学^[30]. (e) 一维SSH光波导阵列耦合器^[31]. (f) 拓扑定向耦合器和分束器的实验结果^[31]

Figure 1 (Color online) Topological edge states in one-dimensional SSH topological waveguide arrays. (a) One-dimensional SSH waveguide arrays with defect states^[33]. (b) Propagation dynamics in topological nontrivial and trivial phases^[33]. (c) Elastomer waveguide arrays^[30]. (d) Propagation dynamics under various defect speeds^[30]. (e) One-dimensional SSH optical waveguide array couplers^[31]. (f) Experimental results in topological optical directional coupler and beam splitter devices^[31]

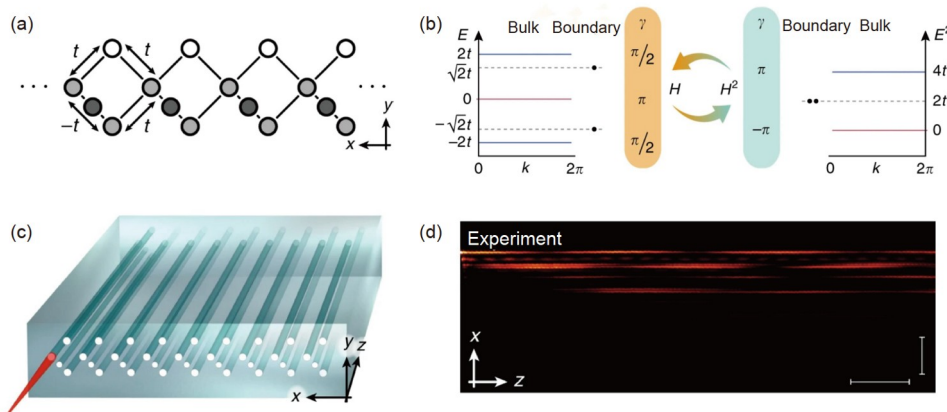


图2 (网络版彩色)基于光波导阵列的一维square-root拓扑模型的边界态^[39]. (a) 一维square-root拓扑模型. (b) 系统能带结构. (c) 一维square-root拓扑光波导阵列. (d) 边界态传播动力学

Figure 2 (Color online) Boundary states in one-dimensional square-root topological waveguide arrays^[39]. (a) One-dimensional square-root topological model. (b) Band structure. (c) One-dimensional square-root topological waveguide arrays. (d) Propagation dynamics of the boundary state

2.2 二维拓扑光波导阵列

相比于一维拓扑光子体系, 二维拓扑光子体系在空间结构上具有更高的自由度, 能实现丰富的物理特性, 是拓扑光子学重点研究对象之一. 对二维拓扑光子体系的研究可以从不同的理论出发, 讨论不同拓扑理论下的光调制现象^[43,44]. 根据三维波导阵列中对 z 轴的不同调控, 二维拓扑光子绝缘体可以获得时间反演对称性破缺/保护的调控, 从而对整数量子霍尔效应、量子自旋霍尔效应等有趣现象进行讨论.

打破时间反演对称性的拓扑光子绝缘体最早是为了实现整数量子霍尔效应而提出. 整数量子霍尔光学拓扑绝缘体的理论在2008年由Haldane和Raghu^[11]提出并随后通过引入打破时间反演对称性的磁光材料得到了验证^[12]. 这一开创性理论研究引起了广泛关注. 然而实验中拓扑效应的实现却受限于材料的磁光响应, 因此研究人员尝试提出更多的解决方案实现非磁性拓扑光子绝缘体. 其中, 在三维耦合光波导阵列中, 传播方向维度(z)起时间坐标的作用, 正交平面(x, y)相当于二维材料, 对于需要打破 z 轴反演对称的拓扑绝缘体, 可以通过改变沿 z 方向对波导的形状进行空间调制来实现^[2]. 这种不需要外加磁场仍能实现无散射边界态拓扑效应的理论最早在2013年由Rechtsman等人^[16]提出并实验验证. 其突破点在于, 采用飞秒激光直写波导技术制备了一种螺旋波导排列为类石墨烯状蜂窝光子晶格, 利用波导的螺旋度打破沿 z 方向的反演对称性, 实验表明结构受拓扑保护, 这种拓扑绝缘体也被称为基于空

间调制的Floquet拓扑光子绝缘体. 这种螺旋波导调制理念随后实现了陈数为零但具有边界态的反常Floquet拓扑光子绝缘体(图3(a), (b))^[27]、无散射单向边缘态的二维Floquet拓扑光子准晶^[45]、光子拓扑安德森绝缘体^[23]. 进一步地, 通过调整螺旋参数可以实现结构的拓扑相变^[46], 并观测拓扑光子绝缘体中非线性光孤子的单向传输特性^[47].

另一类为具有时间反演对称性保护下的拓扑光子绝缘体, 其拓扑特性可以在直光波导阵列中利用光子偏振自由度或晶格对称性实现, 如具有狄拉克点的类石墨烯蜂窝光子晶格. 这种晶格在有限边界条件下具有零能边缘态, Noh等人^[22]在晶格中引入缺陷模讨论了带隙中受拓扑保护零模的鲁棒性. 类石墨烯蜂窝光子晶格还能实现时间反演对称性保护下空间反演对称性破缺的谷霍尔效应^[14], 在飞秒激光直写波导阵列中具有不同折射率的波导构成拓扑光子晶格, 对比畴壁不同链结构边界, 实现具有宽带隙拓扑边缘态.

进一步地, 人们提出了一种受晶格性对称保护的高阶拓扑绝缘体(high-order topological insulators, HOTIs), n 维拓扑绝缘体具有 $n-1, n-2, \dots, n-1-m$ 维有带隙边界态和 $n-m$ 维无带隙边界态的 m 阶拓扑绝缘体^[26,43]. 区别于具有传统体-边对应关系的一阶拓扑绝缘体, 即 n 维拓扑绝缘体具有 $n-1$ 维的边界态, 这种HOTIs具有非传统的体-边对应关系, 存在低维拓扑边界态, 如二阶拓扑绝缘体中存在零维角态. HOTIs的概念同样被拓展至光子系统, 在不需要引入负耦合基础上, 通过全介质光子晶体、耦合光波导阵列等平台实现^[3,43]. 如在类

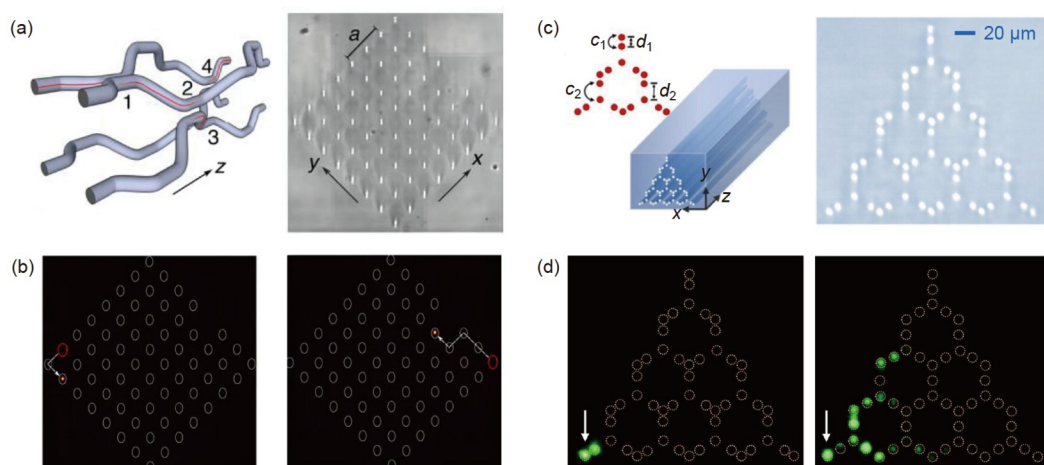


图 3 (网络版彩色)二维拓扑光波导阵列. (a) Floquet 拓扑光波导阵列^[27]. (b) 光在输出端的出射结果, 左右分别为角模和缺陷模^[27]. (c) 高阶拓扑光波导阵列. (d) 拓扑非平庸和等间距晶格中光从端面出射结果^[49]

Figure 3 (Color online) Two-dimensional topological waveguide arrays. (a) Floquet topological waveguide arrays^[27]. (b) Light emerged from the output facet, representing the corner modes and defect modes, respectively^[27]. (c) Higher-order topological waveguide arrays. (d) Light emerged from the output facet in topological nontrivial lattice and homogeneous lattice^[49]

石墨烯蜂窝光子晶格^[22]和二维kagome光子晶格^[48]等对称晶格中构建拓扑不变量, 观测到角态局域现象. Cerjan等人^[26]在耦合波导阵列中讨论了连续介质中的束缚态, 二维SSH晶格受晶格对称和手性对称性保护, 在没有体带隙情况下获得局域角态. 随后, 如图3(c)所示, 一种新型的square-root HOTIs被提出. 与一维square-root模型类似, 这种拓扑绝缘体体带的非平庸特性源于系统哈密顿量的平方, 图3(d)展示了在耦合光波导阵列中square-root HOTIs非平庸相的零维角态^[49]. HOTIs遵循非常规的体-边对应关系, 为实现拓扑保护的光学局域态调控提供了新的研究思路.

2.3 拓扑光波导阵列的非厄米效应

基于理想化条件建设的厄米性系统对拓扑绝缘体的研究起着重要作用. 然而, 随着研究的进一步深入, 在实际情况中有各种非守恒元素, 需要用非厄米哈密顿量进行描述, 并在不同体系中实现^[19,50]. 基于此引出了非厄米拓扑光子体系的研究, 在拓扑光子学领域中得到更丰富的物理性质, 探索光在非厄米系统材料中传输的新颖调控作用^[3,20]. 非厄米拓扑光子学其中一个方向是研究拓扑相与宇称-时间(parity-time, PT)对称的关系. 位于PT对称的非厄米体系具有实本征值, 当非厄米参量超过临界值时转为PT破缺相, 出现虚部特征值, 发生了PT对称相变, 这个临界点称为奇异点(exceptional point). 在光子体系中, PT对称可以通过调控材

料的增益和损耗实现, 使传统光学系统能在非厄米性理论中进行分析设计. 这种增益损耗的讨论在光学应用中十分重要. 一方面, 光传输、光耦合等系统中一般存在光子损耗, 会降低光子体系效率; 另一方面, 增益材料在光场放大和改善性能等实际应用中起着重要作用. 因此, 结合非厄米拓扑体系的物理效应, 有望实现光学增益放大的调控.

在耦合光波导阵列中, 非厄米系统的增益损耗通过波导的复折射率体现. 目前在光波导阵列中, 非厄米体系的研究多以引入损耗为主, 损耗的引入需要对折射率虚部进行足够调制, 并且尽可能减少对实部的影响. 2015年, Zeuner等人^[28]采用飞秒激光直写波导技术对波导进行螺旋结构设计从而引入损耗, 通过体动力学观测到了非厄米拓扑光子体系中的拓扑相变. 此外, Kang等人^[51]利用分段波导, 如图4(a)所示, 在二维SSH模型的不同缺陷构型中, 演示了非厄米系统中受拓扑保护角态的传输现象. 此外, 还可以通过在硅波导顶部沉积有损耗金属条和利用飞秒激光在波导中写入散射点实现^[29,52,53], 图4(c)~(f)分别展示了沉积工艺及飞秒激光在波导中引入损耗的方法, 实现了非厄米拓扑体系的边界态. 随后, Xia等人^[54]结合光学材料中的非线性效应, 搭建了可调控的非线性非厄米拓扑光学平台, 讨论了非线性效应对系统PT对称性的调控. 非厄米系统的突破在于增益的引入及调控, 增益所带来的信号放大在实际应用中具有更好的发展前景. 在实验演示

中, 损耗往往很容易调控, 引入增益则相对较难, 需要更新颖的增益设计.

3 拓扑光波导阵列应用前景

自拓扑光子绝缘体这一概念提出以来, 研究人员展开了大量研究. 如前文所述, 拓扑光波导阵列作为理想的拓扑光子研究平台, 实现了许多新颖独特的拓扑

现象. 然而, 目前对于基于光波导阵列的拓扑光子器件的设计制备及应用场景仍有待开发.

Parto等人^[55]利用耦合微环谐振器, 在一维SSH有源阵列中观测到非厄米体系的拓扑边缘态激光出射, 如图5(a)所示, 引起了人们对非厄米、非线性体系中拓扑激光的研究兴趣. 随后, 研究人员从理论出发, 展开了拓扑光子绝缘体激光的研究, 在耦合环形谐振器、

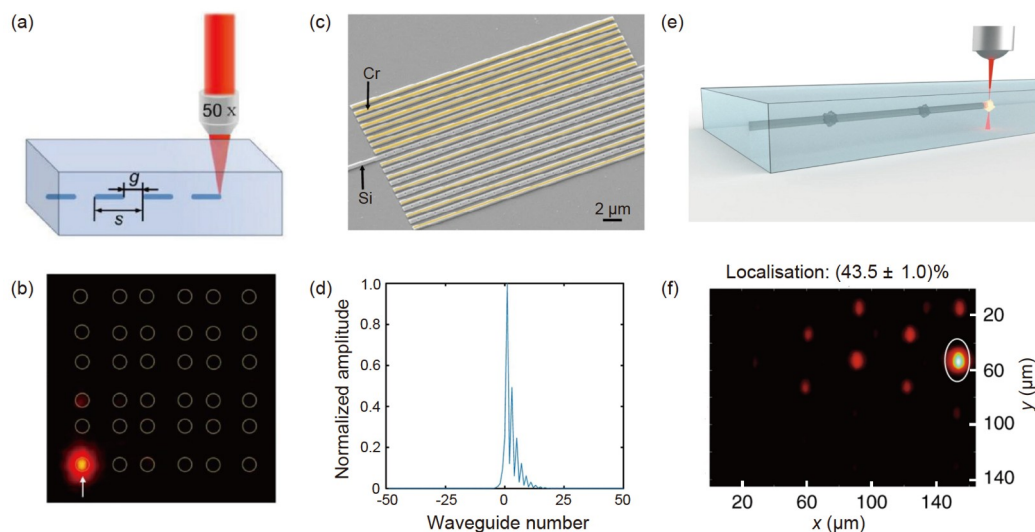


图 4 (网络版彩色)有损光波导阵列. (a) 一维非厄米分段波导阵列结构示意图^[51]. (b) 一维非厄米分段波导阵列中光的局域传播^[51]. (c) 引入Cr散射点为损耗的硅波导阵列样品图. (d) 界面波导的模式振幅^[29]. (e) 利用飞秒激光在波导中引入散射点示意图. (f) PT破缺下实现的拓扑态^[52]
Figure 4 (Color online) Waveguide arrays with loss. (a) Schematic of one-dimension non-Hermitian sectioned waveguide arrays^[51]. (b) Light localized propagation in one-dimension non-Hermitian sectioned waveguide arrays^[51]. (c) Image of silicon waveguide arrays with Cr scatterers. (d) Mode amplitude distribution of the interface state^[29]. (e) Schematic of scattered waveguides realized by femtosecond laser direct-writing. (f) Topological state in the broken PT-symmetric phase^[52]

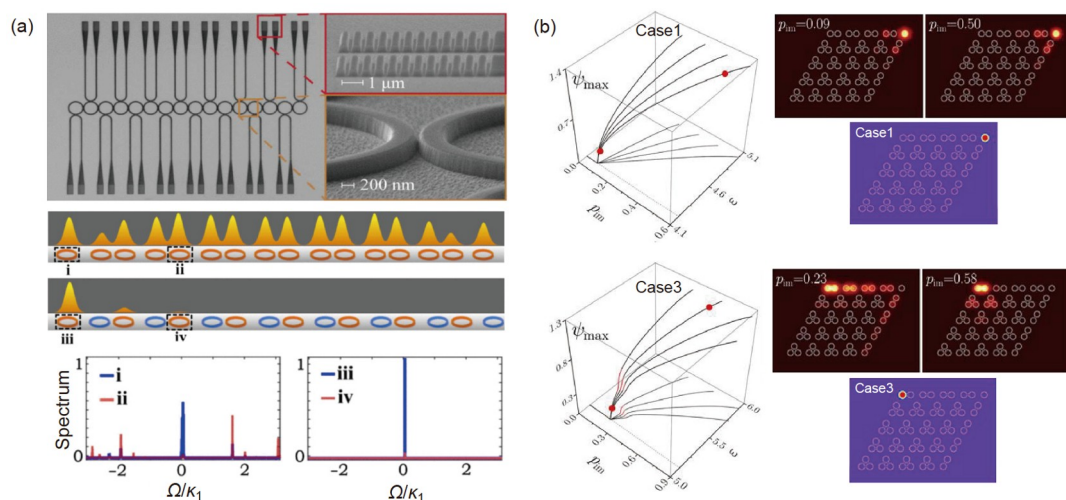


图 5 (网络版彩色)拓扑激光器及波导阵列中拓扑角态激光理论. (a) SSH微环激光器阵列. 不同结构中边缘模与体模的输出功率^[55]. (b) 非线性激光边缘态和角态^[58]

Figure 5 (Color online) Topological insulator laser and theory of topological corner state laser in waveguide arrays, with output power of edge and bulk modes in different structures^[55]. (b) Nonlinear lasing edge modes and corner modes^[58]

电泵浦拓扑激光器等器件中实现了激光出射^[25,56,57]。拓扑激光器在拓扑保护边缘态下可能发射出更稳定的激光。这种拓扑激光器有望为讨论PT对称的非厄米以及非线性拓扑光子学提供应用出口。在对拓扑激光器的探索中,研究人员尝试从理论层面讨论光波导阵列中拓扑激光实现的可能,讨论如非线性作用光波导阵列中二维kagome晶格的角态激光,如图5(b)所示^[58]。在二维kagome晶格的角态激光研究中,波导阵列在高非线性极化率的掺杂硫系玻璃中制备,这种硫系玻璃波导体系具有可选择性引入局部增益,且存在双光子吸收和非线性相互作用等性质,为高阶拓扑绝缘体激光器的实现提供了可能性。然而,这种拓扑绝缘体激光器的实现理论设计及材料特性都有较高要求,如制备过程中传输损耗与增益平衡调节的问题、非线性效应对材料的要求等。除了制备难题,如何体现出基于光波导阵列的拓扑绝缘体激光器的应用优势也是个值得思考的问题。

此外,传统光波导作为光子集成器件元件之一,在光通信、光探测等光子集成器件模块已有广泛的应用。其中,由于传统传感器对结构缺陷、微扰十分敏感,研究人员提出了基于拓扑光子绝缘体的高精度传感器^[59],如能实现量子传感的基于谷相关拓扑保护波导的量子芯片^[17]、拓扑光子晶体折射率传感器^[25,60]、拓扑光子晶体光纤传感器^[61]等。这些拓扑传感器能够结合结构的拓扑特性,实现受拓扑保护的鲁棒拓扑态,在提高传感性能的同时,降低加工缺陷对传感器的影响,有望在光波导阵列中实现并加以应用。然而相较于微电子器件,光波导器件仍面临尺寸较大、集成度不高的挑战,因此拓扑光波导器件需要在集成度方面提出更新颖的结构设计。

4 总结与展望

近年来,随着拓扑光子学的不断发展,涌现出许多

前沿的理论与实验研究。光波导阵列能简单、灵活设计拓扑结构,是理想的实验平台。本文从理论出发,论述了光波导阵列作为拓扑实验平台的理论基础,围绕不同维度及不同拓扑效应,讨论了光波导阵列中不同拓扑绝缘体的实现,如一维拓扑光子绝缘体、Floquet拓扑光子绝缘体、准晶、高阶拓扑光子绝缘体及非厄米非线性拓扑光子绝缘体,并对其拓扑相变、拓扑边缘态及能带性质的探索进行了概述。本文也对耦合光波导的调控进行了讨论。在光波导阵列中,通过调整光波导阵列基本参数如波导尺寸、间距,能调控波导自身位能和相互作用能,构造紧束缚模型。进一步地,通过调整波导构型、复折射率、非线性效应等参数,能对系统对称性展开进一步的探索,实现Floquet拓扑光子绝缘体、非厄米、非线性拓扑光子绝缘体等新颖的拓扑体系。本文最后归纳了基于光波导阵列的拓扑光子器件,对拓扑光波导阵列的应用前景进行了讨论。

在前述讨论中,拓扑光子绝缘体由于具有对缺陷、微扰免疫,以及单向传输边界态等特性,有望在光通信、光传输等方向优化传统光子器件。目前对拓扑光子绝缘体的研究更多在理论层面,应用层面的研究仍有待推进。其中,本文讨论的拓扑光波导阵列器件在实际应用中仍面临一定挑战,一方面是拓扑光子器件的尺寸与实际应用的匹配问题。拓扑光子学的制备仍受限于微纳加工工艺、拓扑结构设计:平面光波导能实现微小尺寸,但受工艺限制,局限在二维平面;激光直写玻璃波导能实现多元化的三维结构,但所制备的波导尺寸较大,难以实现集成器件。另一方面是拓扑光子绝缘体可调谐性的局限,如非厄米拓扑体系中,波导增益的引入受光学材料的特性影响存在一定难度。拓扑光子器件以其独特的拓扑特性为基础,在如何突破制备及结构设计难题的方向进一步探索,实现稳健高效的传输效果,对拓扑光子器件的应用落地起到重要作用。

参考文献

- 1 Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics. *Nat Photonics*, 2014, 8: 821–829
- 2 Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics. *Rev Mod Phys*, 2019, 91: 015006
- 3 Zhang S S, He X T, Chen X D, et al. Topological photonic crystals and metaphotonics (in Chinese). *Acta Photon Sin*, 2022, 51: 0551305 [张硕实, 何辛涛, 陈晓东, 等. 拓扑光子晶体与超构光子学. *光子学报*, 2022, 51: 0551305]
- 4 Klitzing K, Dorda G, Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Phys Rev Lett*, 1980, 45: 494–497
- 5 Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, et al. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential. *Phys Rev Lett*, 1982, 49:

405–408

- 6 Kane C L, Mele E J. Z_2 topological order and the quantum spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 146802
- 7 Pelegrí G, Marques A M, Dias R G, et al. Topological edge states with ultracold atoms carrying orbital angular momentum in a diamond chain. *Phys Rev A*, 2019, 99: 023612
- 8 Poddubny A, Miroshnichenko A, Slobzhanyuk A, et al. Topological Majorana States in zigzag chains of plasmonic nanoparticles. *ACS Photonics*, 2014, 1: 101–105
- 9 Ni X, Weiner M, Alù A, et al. Observation of higher-order topological acoustic states protected by generalized chiral symmetry. *Nat Mater*, 2019, 18: 113–120
- 10 Wang H, Niu C W, Dai Y. Low-dimensional magnetic topological insulators and topological semimetals (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2021, 66: 2010–2023 [王昊, 牛成旺, 戴瑛. 低维磁性拓扑绝缘体与拓扑半金属. 科学通报, 2021, 66: 2010–2023]
- 11 Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 013904
- 12 Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 013905
- 13 Christiansen R E, Wang F, Sigmund O, et al. Designing photonic topological insulators with quantum-spin-Hall edge states using topology optimization. *Nanophotonics*, 2019, 8: 1363–1369
- 14 Noh J, Huang S, Chen K P, et al. Observation of photonic topological valley Hall edge states. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 063902
- 15 Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, et al. Robust optical delay lines with topological protection. *Nat Phys*, 2011, 7: 907–912
- 16 Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, et al. Photonic Floquet topological insulators. *Nature*, 2013, 496: 196–200
- 17 Chen Y, He X T, Cheng Y J, et al. Topologically protected valley-dependent quantum photonic circuits. *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 230503
- 18 Malkova N, Hromada I, Wang X, et al. Observation of optical Shockley-like surface states in photonic superlattices. *Opt Lett*, 2009, 34: 1633–1635
- 19 Poli C, Bellec M, Kuhl U, et al. Selective enhancement of topologically induced interface states in a dielectric resonator chain. *Nat Commun*, 2015, 6: 6710
- 20 Kang J, Wei R, Zhang Q, et al. Topological photonic states in waveguide arrays. *Adv Phys Res*, 2022, 2: 2200053
- 21 Cheng Q, Pan Y, Wang Q, et al. Topologically protected interface mode in plasmonic waveguide arrays. *Laser Photon Rev*, 2015, 9: 392–398
- 22 Noh J, Benalcazar W A, Huang S, et al. Topological protection of photonic mid-gap defect modes. *Nat Photonics*, 2018, 12: 408–415
- 23 Stützer S, Plotnik Y, Lumer Y, et al. Photonic topological Anderson insulators. *Nature*, 2018, 560: 461–465
- 24 Smirnova D, Leykam D, Chong Y, et al. Nonlinear topological photonics. *Appl Phys Rev*, 2020, 7: 021306
- 25 Liu C, Guo X W, Li S R, et al. Theory and application of edge states in topological photonic crystals (in Chinese). *Laser Optoelectron Prog*, 2022, 59: 0100001 [刘超, 郭小伟, 李绍荣, 等. 拓扑光子晶体边缘态理论与应用. 激光与光电子学进展, 2022, 59: 0100001]
- 26 Cerjan A, Jürgensen M, Benalcazar W A, et al. Observation of a higher-order topological bound state in the continuum. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 213901
- 27 Mukherjee S, Spracklen A, Valiente M, et al. Experimental observation of anomalous topological edge modes in a slowly driven photonic lattice. *Nat Commun*, 2017, 8: 13918
- 28 Zeuner J M, Rechtsman M C, Plotnik Y, et al. Observation of a topological transition in the bulk of a non-Hermitian system. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 040402
- 29 Pan M, Zhao H, Miao P, et al. Photonic zero mode in a non-Hermitian photonic lattice. *Nat Commun*, 2018, 9: 1308
- 30 Frank A, Leykam D, Smirnova D A, et al. Boosting topological zero modes using elastomer waveguide arrays. *Opt Lett*, 2022, 47: 4620–4623
- 31 Song W, Sun W, Chen C, et al. Robust and broadband optical coupling by topological waveguide arrays. *Laser Photon Rev*, 2020, 14: 1900193
- 32 Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J. Solitons in polyacetylene. *Phys Rev Lett*, 1979, 42: 1698–1701
- 33 Blanco-Redondo A, Andonegui I, Collins M J, et al. Topological optical waveguiding in silicon and the transition between topological and trivial defect states. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 163901
- 34 Naz E S G, Fulga I C, Ma L, et al. Topological phase transition in a stretchable photonic crystal. *Phys Rev A*, 2018, 98: 033830
- 35 Cheng W, Liu W, Liu Q, et al. Observation of topological Anderson phase in laser-written quasi-periodic waveguide arrays. *Opt Lett*, 2022, 47: 2883–2886
- 36 Ke Y, Qin X, Mei F, et al. Topological phase transitions and Thouless pumping of light in photonic waveguide arrays. *Laser Photon Rev*, 2016, 10: 995–1001
- 37 Kraus Y E, Lahini Y, Ringel Z, et al. Topological states and adiabatic pumping in quasicrystals. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 106402
- 38 Arkinstall J, Teimourpour M H, Feng L, et al. Topological tight-binding models from nontrivial square roots. *Phys Rev B*, 2017, 95: 165109
- 39 Kremer M, Petrides I, Meyer E, et al. A square-root topological insulator with non-quantized indices realized with photonic Aharonov-Bohm cages. *Nat Commun*, 2020, 11: 907

- 40 Marques A M, Madail L, Dias R G. One-dimensional 2^n -root topological insulators and superconductors. [Phys Rev B](#), 2021, 103: 235425
- 41 Gorbach A V, Beer J, Souslov A. Topological edge states in equidistant arrays of lithium niobate nano-waveguides. [Opt Lett](#), 2023, 48: 1982–1985
- 42 Jiang C, Wu Y, Qin M, et al. Topological bound modes with orbital angular momentum in optical waveguide arrays. [J Lightwave Technol](#), 2023, 41: 2205–2211
- 43 Lan Z, Chen M L N, Gao F, et al. A brief review of topological photonics in one, two, and three dimensions. [Rev Phys](#), 2022, 9: 100076
- 44 Khanikaev A B, Shvets G. Two-dimensional topological photonics. [Nat Photonics](#), 2017, 11: 763–773
- 45 Bandres M A, Rechtsman M C, Segev M. Topological photonic quasicrystals: Fractal topological spectrum and protected transport. [Phys Rev X](#), 2016, 6: 011016
- 46 Mukherjee S, Chandrasekharan H K, Öhberg P, et al. State-recycling and time-resolved imaging in topological photonic lattices. [Nat Commun](#), 2018, 9: 4209
- 47 Leykam D, Chong Y. Edge solitons in nonlinear-photonic topological insulators. [Phys Rev Lett](#), 2016, 117: 143901
- 48 El Hassan A, Kunst F K, Moritz A, et al. Corner states of light in photonic waveguides. [Nat Photonics](#), 2019, 13: 697–700
- 49 Kang J, Liu T, Yan M, et al. Observation of square-root higher-order topological states in photonic waveguide arrays. [Laser Photon Rev](#), 2023, 17: 2200499
- 50 Zhang L, Yang Y, Ge Y, et al. Acoustic non-Hermitian skin effect from twisted winding topology. [Nat Commun](#), 2021, 12: 6297
- 51 Kang J, Zhang Q, Wei R, et al. Tunable localization of higher-order bound states in non-hermitian optical waveguide lattices. [Laser Photon Rev](#), 2023, 17: 2300558
- 52 Kremer M, Biesenthal T, Maczewsky L J, et al. Demonstration of a two-dimensional PT-symmetric crystal. [Nat Commun](#), 2019, 10: 435
- 53 Song W, Sun W, Chen C, et al. Breakup and recovery of topological zero modes in finite non-Hermitian optical lattices. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 165701
- 54 Xia S, Kaltsas D, Song D, et al. Nonlinear tuning of PT symmetry and non-Hermitian topological states. [Science](#), 2021, 372: 72–76
- 55 Parto M, Wittek S, Hodaei H, et al. Edge-mode lasing in 1D topological active arrays. [Phys Rev Lett](#), 2018, 120: 113901
- 56 Bandres M A, Wittek S, Harari G, et al. Topological insulator laser: Experiments. [Science](#), 2018, 359: eaar4005
- 57 Li Z, Luo X W, Lin D, et al. Topological microlaser with a non-Hermitian topological bulk. [Phys Rev Lett](#), 2023, 131: 023202
- 58 Zhong H, Kartashov Y V, Szameit A, et al. Theory of topological corner state laser in Kagome waveguide arrays. [APL Photonics](#), 2021, 6: 040802
- 59 Budich J C, Bergholtz E J. Non-Hermitian topological sensors. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 180403
- 60 Su M, Wang C, Li K, et al. Polarization-independent and ultra-sensitive biosensor with a one-dimensional topological photonic crystal. [Opt Express](#), 2022, 30: 42415–42428
- 61 Huang H, Ning Z Y, Kariyado T, et al. Topological photonic crystal fiber with honeycomb structure. [Opt Express](#), 2023, 31: 27006–27019

Summary for “光波导阵列中拓扑态及其应用的研究进展”

Research progress on topological states and applications in optical waveguide arrays

Ruishan Wei¹, Juan Kang^{1,2}, Qinglong Zhang¹, Jianrong Qiu³, Zhongmin Yang^{1,4} & Guoping Dong^{1*}

¹ State Key Laboratory of Luminescent Materials and Devices, School of Materials Science and Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China;

² School of Physics, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China;

³ College of Optical Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;

⁴ School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China

* Corresponding author, E-mail: dgp@scut.edu.cn

Topological insulators have been a novel area of research since the integer quantum Hall effect was proposed. The concept of topology was soon introduced to the field of photonics and attracted a lot of research attention due to the unique ability of light manipulation. Research on topological edge states, Anderson localization, and other interesting topological properties have been conducted in different systems. Topological photonic insulators, constructed on various platforms, have the advantages of high integration, robustness to external disorders under topological protection, and exhibit wide application prospects in light sensing, communications, and quantum computing. Optical waveguide arrays, with their properties of simple fabrication and fine structure, are one of the ideal platforms for studying topological photonics. Due to the similarity between the Schrödinger equation and the paraxial equation, topological properties can be visualized through light dynamics. In addition, a new type of Floquet topological insulator can be realized through space modulation in the z direction. In experiments, by changing the parameters of the waveguide arrays, such as refractive index, waveguide spacing, and waveguide configuration, the light field in waveguide arrays can be flexibly controlled within the tight-binding model. In addition, space modulation in the z direction and manipulation of non-Hermitian and nonlinear effects in waveguide arrays can realize novel topological photonic insulators.

In this paper, we mainly focus on topological photonic insulators constructed using optical waveguide arrays and review recent experiments realized in different dimensions, covering the following aspects. First, we introduce the coupled-mode theory, which is the basis of topological photonics in waveguide arrays. We also describe the common fabrication methods of optical waveguide arrays, such as ultrafast laser direct writing and E-beam lithography, and we analyze the advantages and disadvantages of these methods. Second, some typical topological experiments in one and two dimensions are introduced, discussing the topological phase transition and the bulk-edge correspondence in different models based on waveguide arrays. Most of the experiments have been realized in straight waveguides; however, recent research has found that helical waveguides are also useful. The z -reversal symmetry of the system can be broken by changing the shape of the waveguide in the z direction, revealing new topological properties. Third, we review non-Hermitian effects in topological waveguide arrays. Non-Hermitian modulation can be achieved by introducing gain and loss in waveguides. In experiments, loss can be easily introduced through spatial modulation or artificial additional loss, while gain is more difficult to achieve. Finally, we discuss the application potential of topological photonic insulators in waveguide arrays.

In short, topological photonic insulators with novel light control properties are one of the interesting branches of condensed matter physics, which has application potential in many fields. Through this review, we hope to gain a comprehensive understanding of topological photonics in optical waveguide arrays and inspire future applications in topological optical waveguide array devices.

topological photonic insulators, optical waveguide arrays, topological photonic properties, topological photonic devices

doi: [10.1360/TB-2023-1276](https://doi.org/10.1360/TB-2023-1276)