

片上波导阵列中高维拓扑光子态的激发与调控 (特邀)

沈承霖, 宋万鸽*, 李涛**

南京大学现代工程与应用科学学院, 江苏 南京 210023

摘要 旨在探索在片上波导阵列中利用模式合成维度构建高维拓扑光子态的方法。基于传播常数调制方法,研究了模式合成维度在片上波导阵列体系中的具体实现。首先,在一维 J_1 和 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 阵列中成功实现了模式维度构建,并观测到光场在合成维度中的演化。然后,将拓扑波导超胞阵列与模式合成维度结合,设计出可在二维实空间波导阵列中实现的准二维 SSH 拓扑晶格。数值仿真结果表明,该合成晶格能够支持并清晰地展示拓扑角态、实空间与模式维度的拓扑边界态以及体态的光传输特性。本工作为在低维片上光子平台上模拟和实现高维拓扑态提供了一种有效且与现有工艺兼容的新思路。

关键词 拓扑光子学; 模式合成维度; 片上波导阵列; 波导超胞

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS260516

1 引言

合成维度方法是光子学中构建高维物态、实现新颖拓扑效应的重要手段^[1-3]。近年来,合成维度方法在片上谐振腔^[4-6]、光子晶体^[7-9]与耦合波导阵列^[10-13]等拓扑光子学体系中均得到广泛应用。光子学中的合成维度方法主要分为三类:参数合成维度^[12-13]、时间合成维度^[14]与人造晶格合成维度^[4]。参数合成维度方法利用系统参数(如调制相位、结构尺寸)与实空间动量在系统哈密顿量中的数学等价性,将参数视为合成动量,通过连续扫描特定参数,研究由体系实空间动量与合成动量构成的高维合成布里渊区,从而在低维系统中引入连续的参数维度,构造高维拓扑物态。时间合成维度方法则主要利用光脉冲序列在时间轴上的离散分布构建合成晶格,通过将脉冲在光纤环路中的到达时间映射为晶格位点,并引入延迟线或耦合不同长度的谐振环,在相邻脉冲间建立可控耦合,从而在时间维度上形成紧束缚晶格模型。人造晶格合成维度方法,如模式合成维度方法^[11,15-16]、频率合成维度方法^[17-18]以及轨道角动量合成维度方法^[19-20]等,是将体系中的一些离散本征模态(如频率、超模等)视作人造格点,通过引入额外调制,破坏这些模态之间的正交性,从而构建具有特定耦合结构的人造格点耦合阵列,为体系增添一种除实空间耦合维度外的离散模态耦合维度。这种方法

相较于前两种更为直观,但是其合成空间哈密顿量的调制也相应受到限制。

在诸多拓扑光学平台中,片上光波导阵列体系得益于其成熟的制备工艺、清晰的物理图像以及广阔的器件应用前景,已经成为探索新奇物态和构建拓扑光子学器件的理想载体^[21-22]。近年来,针对二氧化硅衬底硅波导(SoI)^[23]、薄膜铌酸锂波导(TFLN)^[24]等片上波导阵列平台中拓扑效应的研究层出不穷。受限于体系的固有特性,多数片上光波导阵列目前只能实现一维或准一维拓扑相^[25-26],这种空间维度上的限制给高维光子拓扑态在片上平台的构建和探索带来了重大挑战。合成维度方法有望突破这一瓶颈,为波导阵列中高维物态的实现以及在频域和模式域对光场的灵活调控开辟新的途径。2012年,Kraus等^[12]结合 Aubry-Andre-Harper 模型与参数合成维度思想,首次在激光直写耦合波导体系内演示了绝热拓扑泵浦现象。2018年,Zilberberg等^[13]进一步基于参数合成维度思想,在二维激光直写阵列中观测到四维合成空间中与第二陈数相关的拓扑效应。2019年,Lustig等^[11]提出模式合成维度的概念,基于人工规范场(AGF)理论,在激光直写波导阵列中观测到超胞超模间的耦合,并且构建了一种“模式空间+实空间”的1+1维拓扑绝缘体。2022年,该团队进一步研究了模式合成维度方法^[15],并且结合光子学位错的构造,成功在二维激光直写阵

收稿日期: 2026-01-21; 修回日期: 2026-02-22; 录用日期: 2026-03-30; 网络首发日期: 2026-04-08

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFA1404301)、国家自然科学基金(62325504, 12522421, 62288101)

通信作者: *songwange@nju.edu.cn; **taoli@nju.edu.cn

列中构建了一种强三维拓扑绝缘态。这些成果展示了模式合成维度方法的强大潜力,然而由于其理论具有复杂性,这种基于 AGF 构建模式合成维度的方法不能对系统模式空间哈密顿量进行灵活精细的调制,也很难将其直接向耦合维度更受限制的片上光波导阵列体系中迁移。2024 年, Ren 等^[16]基于石墨烯表面等离子激元(SPP)波导阵列平台与微扰理论,对阵列内波导简单施加梯度传播常数调制,也在超模间诱导出近邻耦合,从而构建模式合成维度,显著降低了波导阵列体系构建模式合成维度的难度。

基于此,本文探讨利用传播常数调制手段在片上光波导阵列体系中构建模式合成维度人造晶格的可行性,并且提出一种在一维波导阵列中构建 1+1 维 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 拓扑绝缘体的方法。首先,探讨了片上合成模式维度的具体实现方式,演示了 J_x 阵列与 SSH 阵列中模式合成维度的构建以及光场在模式空间的演化特性;然后,通过构建拓扑波导超胞阵列,提出一种基于模式合成维度,在一维波导阵列体系中实现准二维 SSH 拓扑晶格的方法,并且探讨研究

了拓扑边界态、拓扑角态与体态在合成晶格中的演化特性。

2 一维波导阵列中的模式合成维度构建

2.1 基本原理

图 1 展示了传播常数调制方法构建模式合成维度的基本原理,该方法可以在一个非平凡波导阵列超胞的不同超模间构建近邻耦合,从而以不同超模为格点建立模式合成维度。具体而言,考虑一块二氧化硅基底上的 N 根单模条形硅波导阵列,单根波导截面为长方形,其宽为 440 nm,高为 220 nm,在紧束缚近似下,该体系中光场在传输方向上的演化由耦合模方程决定:

$$i \frac{\partial}{\partial z} |a\rangle = H |a\rangle \quad (1)$$

式中: z 为波导传输方向; 向量 $|a\rangle = (a_1, a_2, \dots, a_n, \dots, a_N)^T$ 包含传播方向每一个截面处的光场分布信息,其中 a_n 表示阵列中第 n 根波导的模式振幅; H 为哈密顿量。

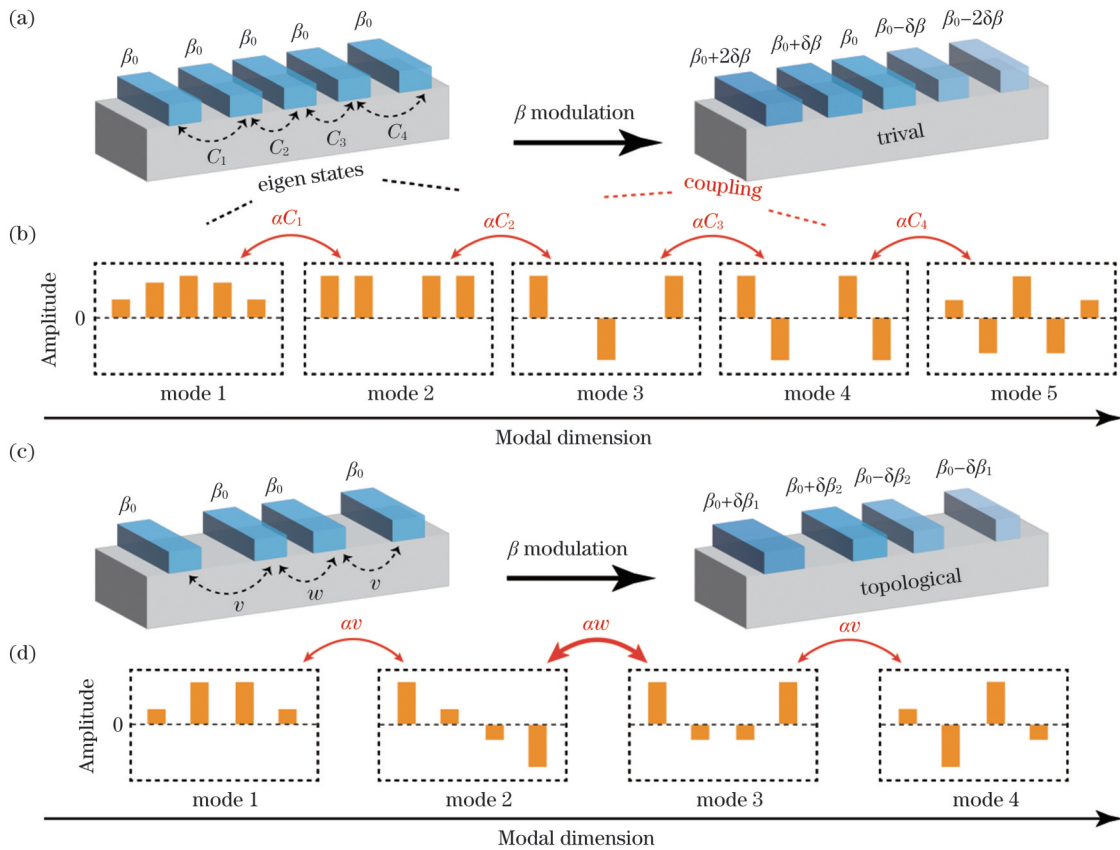


图 1 基于传播常数调制的模式合成维度示意图。(a)(b)对 J_x 阵列施加传播常数调制及调制产生的超模间耦合;(c)(d)对 SSH 阵列施加传播常数调制及调制产生的超模间耦合

Fig. 1 Schematic of constructing a synthetic mode dimension via propagation constant modulation. (a)(b) Applying propagation constant modulation to a J_x array and induced coupling between supermodes resulting from the modulation; (c)(d) applying propagation constant modulation to an SSH array and induced coupling between supermodes in the SSH array

$$H = \begin{bmatrix} \beta_1 & C_1 & & & 0 \\ C_1 & \beta_2 & \ddots & & \\ & \ddots & \ddots & C_{n-1} & \\ & & C_{n-1} & \beta_n & \ddots \\ 0 & & & \ddots & \ddots & C_{N-1} \\ & & & & C_{N-1} & \beta_N \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中： C_n 为第 n 根波导与第 $n+1$ 根波导间的耦合系数； β_n 为第 n 根波导的传播常数。根据阵列的哈密顿量，可以利用本征方程 $H|a\rangle = \beta|a\rangle$ 解出该阵列支持的 N 个本征超模与其对应的传播常数。这个过程在数学上等价于寻找本征超模构成的特征向量矩阵 Q ，从而将哈密顿量对角化为对角矩阵 $K = Q^{-1}HQ$ 。

由于阵列中不包含增益与损耗，在仅考虑体系主哈密顿量 H 的情况下，体系中的不同超模相互正交，任何一个超模输入阵列后，都将会保持定态传输。为了在不同超模间构建耦合，从而构造模式合成维度，需要对阵列施加调制。如图 1(a)、(c) 所示，保持波导间距不变，改变阵列中不同波导的宽度以调制传播常数，从而对体系哈密顿量的对角项施加微扰，微扰哈密顿量写作 H' 。为了保持模式维度的近邻耦合结构，考虑一种特殊的微扰形式，使微扰哈密顿量正比于由传播常数构成的对角矩阵 $K^{[16]}$ ，即有 $H' = \alpha K$ 。因此，在调制前的阵列超模表象下，模式空间的哈密顿量为 $H_m = Q^{-1}(H + H')Q = K + \alpha Q^{-1}KQ$ 。考虑一类特殊的阵列结构，其哈密顿量为具有实对称的本征向量矩阵，即有 $Q^{-1} = Q^T = Q$ ，于是模式空间哈密顿量可以化简为

$$H_m = K + \alpha H = \begin{bmatrix} \beta'_1 & \alpha C_1 & & & 0 \\ \alpha C_1 & \beta'_2 & \ddots & & \\ & \ddots & \ddots & \alpha C_{n-1} & \\ & & \alpha C_{n-1} & \beta'_n & \ddots \\ 0 & & & \ddots & \ddots & \alpha C_{N-1} \\ & & & & \alpha C_{N-1} & \beta'_N \end{bmatrix} \quad (3)$$

该模式空间哈密顿量是对角矩阵 K 和阵列实空间哈密顿量 H 的线性叠加，意味着在原阵列超模表象下模式空间哈密顿量保持了实空间哈密顿量的近邻耦合结构，其中超模格点间的耦合系数正比于实空间耦合系数，格点传播常数与对应超模的传播常数有关。

上述讨论基于一个基础条件：所讨论的阵列哈密顿量包含实对称的本征向量矩阵。经过考察，这一条件在阵列较大、哈密顿量维数较多 (> 5) 的情况下是比较严苛的，但是在较小阵列中相对容易满足。以下将以包含 5 根波导的 J_x 阵列与包含 4 根波导的 SSH 阵列为例，讨论模式合成维度在片上波导阵列中的具体构建与一维模式维度中拓扑边界态的实现。

2.2 J_x 阵列中的模式合成维度

J_x 阵列是构建模式合成维度常用的阵列结构^[11,27]，其可以看作是海森堡自旋链的光子学类比，拥有抛物函数形式的耦合系数分布，第 n 与第 $n+1$ 根波导间的耦合系数 C_n 满足 $C_n = \sqrt{(N-n)n} \cdot C_1$ (C_1 为第一根和第二根波导间的耦合系数)。 J_x 阵列具有很多良好的特性，例如该阵列具有线性能带结构，不同本征超模间的传播常数差相等，以及任意大小 J_x 阵列的哈密顿量均具有实对称的本征向量矩阵等。这些性质为模式维度的构建提供了便利。

图 2 展示了基于耦合模理论对传播常数进行调制后 J_x 阵列中的光场演化仿真结果。在数值计算中，波导间耦合系数分别设为 $0.1, 0.122, 0.122, 0.1 \mu\text{m}^{-1}$ ，输入光场波长为 1550 nm ，调制前条状波导的传播常数为 $8.7166 \mu\text{m}^{-1}$ 。当输入光波长发生变化时，波导间耦合系数相应改变，从而需要调整传播常数调制强度。为了在阵列本征超模间构建耦合，对 5 根波导分别施加 $+0.6, +0.3, 0, -0.3, -0.6 \mu\text{m}^{-1}$ 的传播常数调制，理论上，该调制在相邻超模间产生了三倍于波导间耦合系数的模式耦合系数。如图 2(a) 所示，在数值仿真中，超模 1 在输入之后并没有保持稳态传播，而是经历了先演化再恢复的过程，意味着所施加的传播常数调制确实打破了原阵列本征模之间的正交性，不同超模之间产生了耦合。将模场演化情况投影到模式维度中，如图 2(b) 所示，超模 1 输入后在模式空间中经历了典型的耦合传播，其受近邻耦合牵引一路传播至最高阶模式，随后在界面处发生反射。这验证了理论预测的模式空间近邻耦合结构，证明这种设计确实构造了模式合成维度。进一步通过 COMSOL 参数扫描得到波导传播常数对宽度的响应曲线，结果如图 2(c) 所示。波导宽度在 $350 \sim 470 \text{ nm}$ 范围内变化时，可以对关注的模场贡献 $\pm 0.75 \mu\text{m}^{-1}$ 的传播常数调制强度。基于以上数据，利用宽度调制的方法设计了该模式合成维度阵列，并在 COMSOL 中开展了全波仿真，结果如图 2(d) 所示。可以观察到，模场在实空间的演化形式与数值仿真结果吻合，进一步证明了该设计在 SoI 体系中的可行性与实验兼容性。

需要说明的是，以上讨论均是对输入光波长为 1550 nm 的情况进行的，当波长发生变化时，设计思路依然相似，但需要相应地调整阵列的几何参数，以保持体系耦合系数与传播常数调制强度恒定。图 2(e) 展示了当输入光波长在 $1500 \sim 1600 \text{ nm}$ 范围内变化，两根波导的中心间距在 $480 \sim 640 \text{ nm}$ 范围内变化时，波导间耦合系数的变化情况。当波长变化时，沿着图 2(e) 中的等值线设计波导间距，可以保持实空间哈密顿量不变。图 2(f) 展示了当输入光波长在 $1500 \sim 1600 \text{ nm}$ 范围内变化，波导宽度在 $480 \sim 640 \text{ nm}$ 范围内变化时，波导内传播常数的变化情况。当波长变化时，沿着

图 2(f) 中的等值线设计波导宽度调制, 可以保持所施加的传播常数调制不发生变化。综上, 利用所给出的等值线对阵列的几何参数进行修正, 可以在不同的波

长下设计模式合成维度 J_r 阵列。对于后文讨论的其他结构, 也可以用类似的方法在不同的波长处构建模式合成维度。

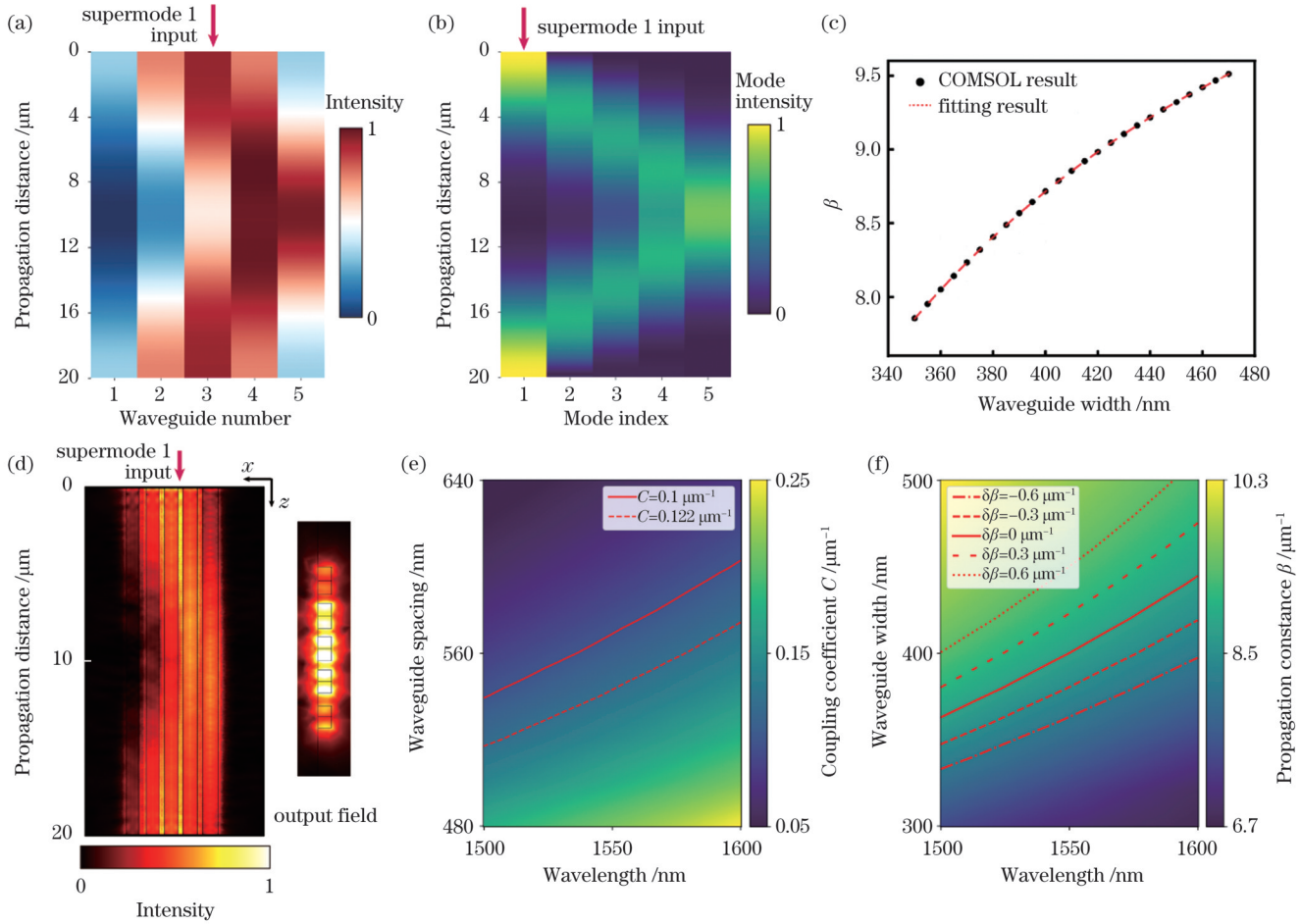


图 2 模式合成维度 J_r 阵列。(a) 超模 1 输入后的实空间光场演化; (b) 超模 1 输入后的模式维度光场演化; (c) 波导宽度与导模传播常数的关系; (d) 有限元仿真得到的光场演化结果; (e) 波导间耦合系数随波长与波导间距的变化; (f) 波导传播常数随波长和波导宽度的变化

Fig. 2 J_r waveguide array for synthetic mode dimension. (a) Real-space light field evolution after exciting supermode 1; (b) mode-dimension light field evolution after exciting supermode 1; (c) relationship between waveguide width and propagation constant of guided modes; (d) light field evolution obtained from finite-element simulation; (e) variation of inter-waveguide coupling coefficient with wavelength and waveguide spacing; (f) variation of waveguide propagation constant with wavelength and waveguide width

2.3 一维模式维度中的拓扑边界态

SSH 阵列是波导阵列中构建拓扑态的常用结构, 其具有交错排列的耦合系数, 能够在波导阵列体系中演示拓扑相变、边界局域等一系列新奇的拓扑效应^[23, 28]。然而, 对于较大尺寸的 SSH 阵列, 其一般不满足基于传播常数调制构建模式合成维度的条件, 即其哈密顿量的特征向量矩阵并不保持实对称, 这对模式空间拓扑态的构建提出了挑战。由于上述原因, 本文在四格点 SSH 阵列这一种较小阵列体系内构建模式合成维度。

四格点 SSH 阵列的哈密顿量恰好满足利用传播常数调制构建模式合成维度的条件, 且得益于 SSH 模型的良好性质, 其能够很好地展示拓扑边界态与体态的绝缘

特性。波导间耦合系数分别为 $0.03, 0.125, 0.03 \mu\text{m}^{-1}$, 由于两侧波导为弱耦合, 在施加调制前该阵列能够支持两个体态(局域在中心波导, 如图 3(a) 所示)和两个拓扑边界态(局域在边界波导, 如图 3(d) 所示)。

考虑对该阵列施加正比于其能带的传播常数调制, 对 4 根波导的调制强度分别为 $+0.5, +0.023, -0.023, -0.5 \mu\text{m}^{-1}$, 调制幅度为阵列能带的 3.79 倍。根据理论预测, 调制后体系的模式空间哈密顿量为

$$H_m = \begin{bmatrix} 8.59 & 0.11 & 0 & 0 \\ 0.11 & 8.71 & 0.47 & 0 \\ 0 & 0.47 & 8.72 & 0.11 \\ 0 & 0 & 0.11 & 8.85 \end{bmatrix} \quad (4)$$

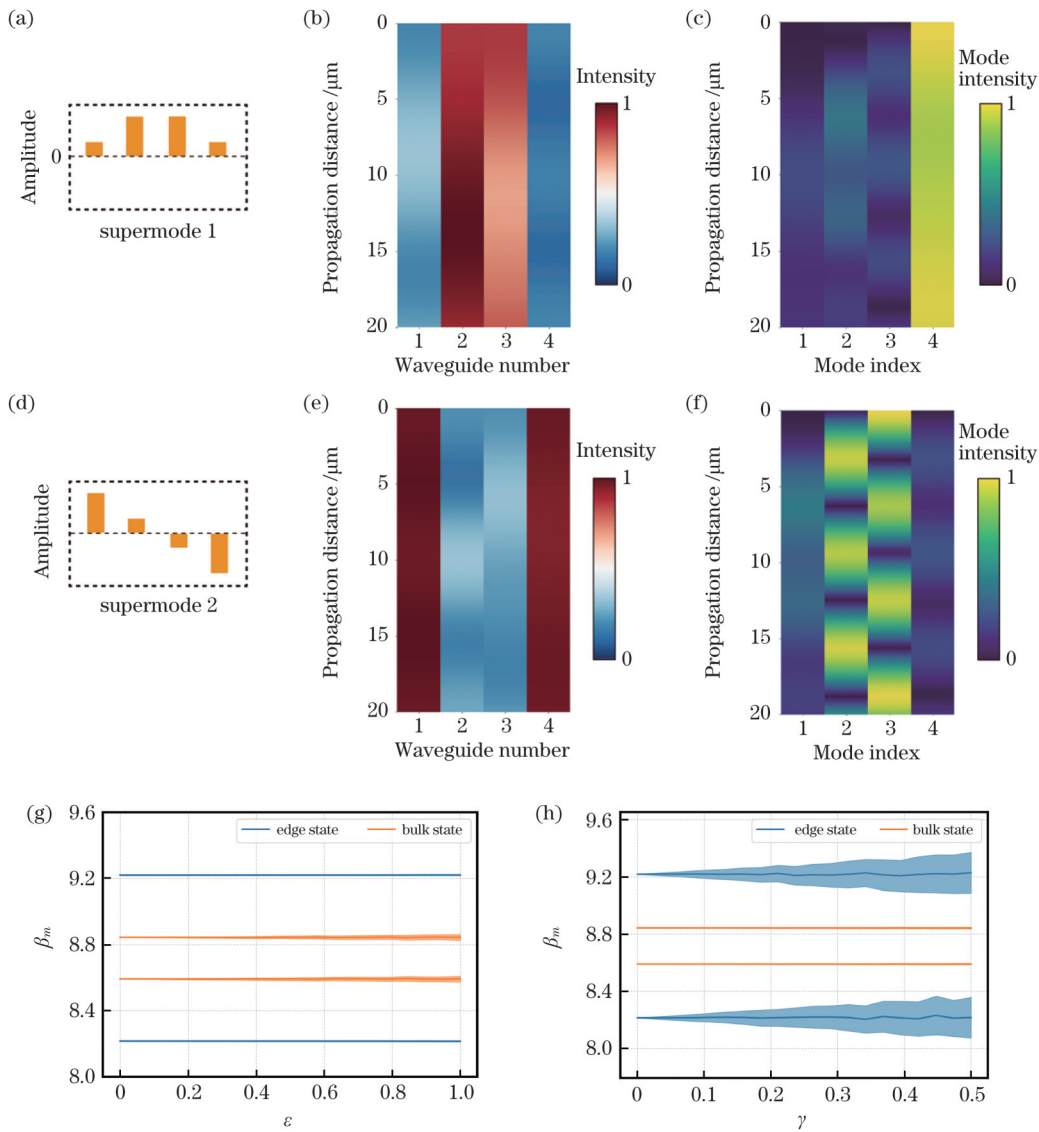


图3 模式合成维度 SSH 阵列。(a)超模 1 的场分布;(b)超模 1 输入后的实空间光场演化;(c)超模 1 输入后的模式维度光场演化;(d)超模 2 的场分布;(e)超模 2 输入后的实空间光场演化;(f)超模 2 输入后的模式维度光场演化;(g)模式空间哈密顿量能带对耦合系数随机扰动的响应;(h)模式空间哈密顿量能带对传播常数调制随机扰动的响应

Fig. 3 Synthetic mode dimension in an SSH waveguide array. (a) Field distribution of supermode 1; (b) real-space light evolution when supermode 1 is excited; (c) mode-dimension light evolution for the input of supermode 1; (d) field distribution of supermode 2; (e) real-space light evolution when supermode 2 is excited; (f) mode-dimension light evolution for the input of supermode 2; (g) response of the mode-space Hamiltonian band structure to random perturbations of the coupling coefficient; (h) response of the mode-space Hamiltonian band structure to random perturbations of the propagation constant modulation

从式(4)看到,其近邻耦合系数保持 SSH 阵列交错排列的结构,在此哈密顿量下,仍能够在模式空间中观察到 SSH 模型的拓扑绝缘效应,但是原波导阵列边界态对应的超模格点在模式空间为体格点,而原波导阵列体态对应的超模格点在模式空间为边界格点。利用数值仿真考察不同模场输入后光场的演化:在输入原阵列体态后,如图 3(b)所示,模式维度中的边界态被激发,由于拓扑绝缘特性,其几乎没有与模式空间内的体态耦合,同时由于两侧模式格点的传播常数失配,其也没有与模式空间另一侧的边界态发生耦合,而是在模式空间的边界保持稳态传输,如图 3(c)所示;在

输入原阵列边界态后,模式维度中的体格点被激发,受拓扑绝缘性质的影响,其没有向边界格点耦合,而是在模式空间的体格点间交替耦合传输,如图 3(f)所示,由于对应的两个体格点超模幅值相同,只有相位有区别,因此在实空间中模场幅值沿传播方向几乎保持不变,仅不同波导中光场的相对相位发生变化,如图 3(e)所示。为考察此时模式空间拓扑结构对加工扰动的鲁棒性,分析对阵列中波导间耦合系数与传播常数调制强度施加随机扰动时,模式空间哈密顿量能带 β_m 的响应。如图 3(g)所示,对阵列耦合系数施加随机扰动,相对扰动幅度 ϵ 表征扰动强度 τ_c 与弱耦合系数 v 的比

值,即 $\epsilon = \tau_c/v$ 。当 ϵ 在 $0\sim 0.5$ 范围内变动时,模式空间哈密顿量能带几乎不发生展宽,说明体系对耦合系数的随机误差具有较高的容忍度。如图 3(h) 所示,对传播常数调制施加随机扰动,相对扰动幅度 γ 表征调制强度 τ_β 与传播常数调制幅度 $\delta\beta$ 的比值: $\gamma = \tau_\beta/\delta\beta$ 。当 γ 在 $0\sim 0.5$ 范围内变化时,模式空间哈密顿量的边界态能带发生一定展宽,但是没有与模式空间体态产生交叠,因此所发生模式串扰的强度依然可以忽略。这些结果验证了模式空间 SSH 阵列对可能的加工误差的鲁棒性。

3 一维波导阵列中的模式合成维度高维拓扑态

以上考虑的均是在一维阵列中通过调制构建一维模式维度,从维度数的角度来看,虽然使用了合成维度方法,但是没有增加体系可用的耦合维度数,只是将耦合的格点从实空间波导转变为阵列超模。以下探讨利用波导超胞与模式合成维度方法,联合实空间维度与模式维度,在一维波导阵列体系中构造二维光子学拓扑态。

为了同时利用一维阵列中的实空间维度与模式合成维度来构建合成空间,引入波导超胞的概念。如图 4(a) 所示,考虑两个包含 4 根波导的 SSH 阵列,其边界波导之间存在耦合 δc ,但耦合强度较弱,远小于各阵列内部波导间的耦合强度 v 与 w 。此时,尽管二者同处一个一维阵列体系,但是它们仍基本保持独立,因此可将每一个阵列视为一个超胞,整个体系可理解为

两个超胞之间的耦合。超胞间的耦合同样服从耦合模方程,且受到波矢匹配条件的限制,不同超胞间仅传播常数相同的超模能够发生有效耦合,这相当于原本的 8 个格点阵列,被超胞中的 4 个超模分裂成 4 组相互独立的双格点耦合体系。图 4(b) 定量讨论了超胞内耦合系数与超胞间耦合系数之比对超胞独立性的影响:定义超胞耦合过程中的超模保真度为 F_{mode} ,考虑在超胞 1 中输入第 m 个超模,当光场完全耦合到超胞 2 时,可以计算此时超胞 2 中第 m 个超模对应超胞内被激发的全部超模的占比,得到

$$F_{\text{mode}} = \frac{|\langle \varphi_m | \varphi \rangle|}{\sum_n |\langle \varphi_n | \varphi \rangle|} \quad (5)$$

式中: $|\varphi\rangle$ 为光场完全耦合到超胞 2 时超胞 2 内的模场分布; $|\varphi_m\rangle$ 为超胞的第 m 个本征超模。可以观察到,在考虑超胞耦合时,随着超胞间耦合系数减小,超模耦合的保真度增大,超胞间的独立性也得到提升。当超胞间耦合系数 δc 缩小至 SSH 弱耦合系数 v 的 $1/10$ 时,边界态超模与体态超模的耦合保真度分别达到 0.85 与 0.98。SSH 阵列中超胞的鲁棒性在超模耦合的图景下同样成立:模式串扰几乎只在边界态超模与边界态超模、体态超模与体态超模之间发生,体态超模与边界态超模之间的串扰几乎可以忽略不计。另外需要说明的是,可以观察到体态超模的保真度显著高于边界态超模的保真度,这是因为体态的模场局域在超胞中间,其对应的超模耦合系数与边界态超模相比较弱,这使得此体系中体态超模的保真度更高,独立性更好。

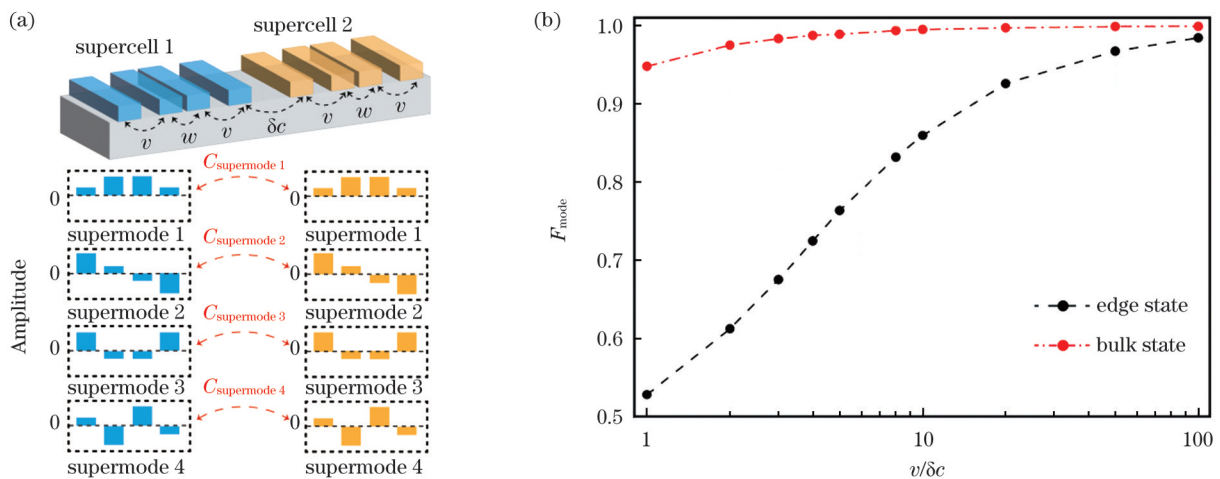


图 4 SSH 阵列中超胞间的耦合。(a) 超胞耦合示意图; (b) 边界态与体态在不同相对超胞间耦合系数下的保真度

Fig. 4 Coupling between supercells in the SSH array. (a) Schematic diagram of supercell coupling; (b) fidelity of the edge and bulk states as a function of the relative inter-supercell coupling coefficient

上述现象为构建合成空间提供了启发:可在波导阵列超胞设计中构建相互独立的超模耦合结构;若在单个超胞内施加传播常数微扰,从而在超模间构建耦

合结构,则可以联合实空间维度与模式空间维度,构造合成空间中的二维光学晶格。通过对超模间与超胞间耦合系数的调制,则可以在这种合成二维晶格中构造

拓扑结构。

如图 5 所示,结合传播常数调制与波导超胞方法,设计了一种一维阵列中的合成维度二维准 SSH 拓扑绝缘体。首先,利用传播调制方法,在包含 4 根波导的 SSH 阵列超胞内施加传播常数调制,构建超胞内不同

超模之间的近邻耦合,在模式空间中构建四格点 SSH 晶格;然后,将 6 个超胞并向排列,同时控制超胞间耦合系数,使其按大小交错方式排列,且远小于超胞内的耦合系数,利用超胞耦合将合成的模式结构在实空间延拓,构建合成 SSH 晶格。

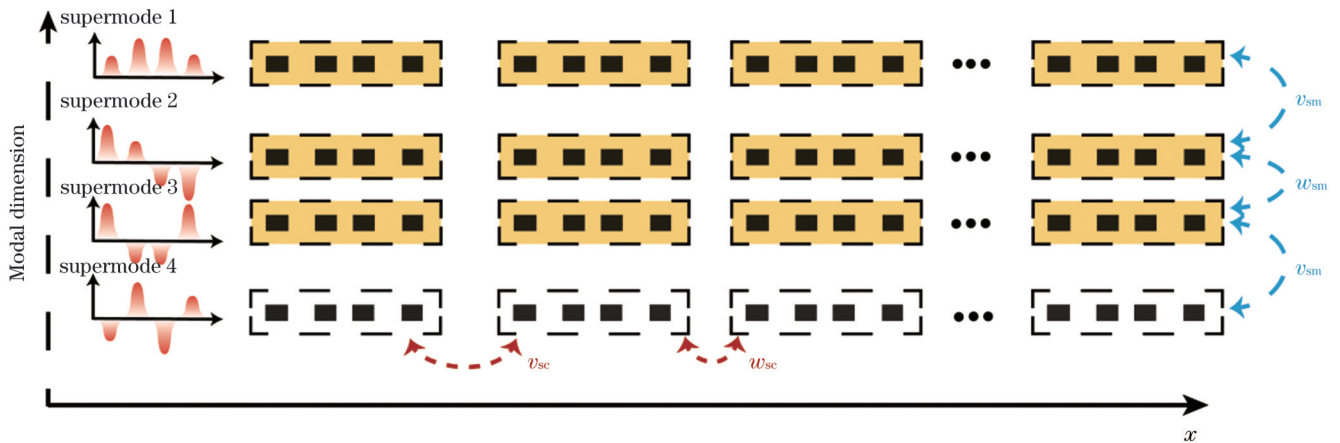


图 5 合成维度准二维 SSH 晶格示意图

Fig. 5 Schematic of the synthetic-dimension quasi-two-dimensional SSH lattice

应当说明,上述从一维体系中构建的准二维 SSH 模型并不完全严格,其与标准的二维 SSH 阵列有以下区别:1) 模式维度的波矢失配。在第 2 节讨论的阵列中,不同超模天然具有不同的传播常数,当利用其作为格点构建模式维度时,这种传播常数的差异会被带到模式空间哈密顿量中,导致模式维度中超模格点的在位能天然失配。具体而言,模式空间中四格点 SSH 阵列会因两侧格点失配,而不会像常规 SSH 阵列一样出现边界态之间的耦合。2) 不同超模超胞间耦合系数差异。在讨论超胞间耦合时,超模间的耦合系数不仅由超胞间距决定,还和对应超模的模场分布有关,模场分布局域性越强,超模间耦合系数越小,在此设计中,该特性导致合成晶格不同超模层内的耦合系数不同。

虽然该合成维度晶格与标准的二维 SSH 晶格存在一些偏差,但其基础拓扑结构与特性并没有被破坏,因此其应该可以在合成空间中支持二维拓扑态例如拓扑角态的传播。由于波导超胞间耦合系数很小,因此需要很长的结构才可以实现对光场拓扑效应的观测,而该阵列规模较大,利用全波仿真方法模拟光场传播是不现实的。由前文分析结果可知,该体系中数值仿真与全波仿真结果具有较高的吻合度,下面基于数值仿真方法讨论不同模态光场在该合成维度阵列中的传输特性。

如图 6 所示,通过在不同的超胞中选择性激发不同的超模,可以对合成维度晶格中的不同格点进行激发,并考察其在实空间与合成晶格中的传输。归一化传播常数为光场传输距离与阵列总长度的比

值。根据初始激发态不同,合成晶格中的光场演化可以分为实空间维度边界激发、超模维度边界激发、角态激发与体态激发 4 种情况。当输入态处于边界超胞的体超模格点时,则合成晶格中的实空间维度拓扑边界态被激发,如图 6(a)所示,激发后光场的演化情况与二维 SSH 阵列模型中的边界模演化情况吻合,其在左侧边界中快速扩散,经过一段距离后跨越合成维度晶格的体区,直接耦合进入另一侧的边缘格点,表现出有限体系下的边界态耦合效应^[29]。当输入态处于边界超胞的边界超模格点时,则合成晶格的拓扑角态被激发,如图 6(b)所示。与传统实空间晶格的拓扑角态不同,该拓扑角态同时在实空间维度与超模维度上受拓扑保护,其与合成晶格的体区和边界均绝缘,光场被局域在合成晶格的角点中,并在考察距离范围内基本保持稳态传输。输入态处于体超胞的边界超模格点时,可激发合成晶格的模式维度边界态,如图 6(c)所示,其传输特性与实空间维度边界态近似,输入后快速在模式边界扩散,但与体区绝缘,由于超模格点传播常数失配,光场只在输入态所在边界传播,不与对称边界产生耦合。当输入态处于体超胞的体超模格点时,所合成晶格的体区格点被激发,光场在体区快速传播,与晶格角格点、边界格点绝缘。

综上所述,阵列在合成维度中确实表现出准二维 SSH 晶格的性质,并且能够支持包括拓扑角态、实空间维度与模式维度拓扑边界态的高维拓扑态传输。

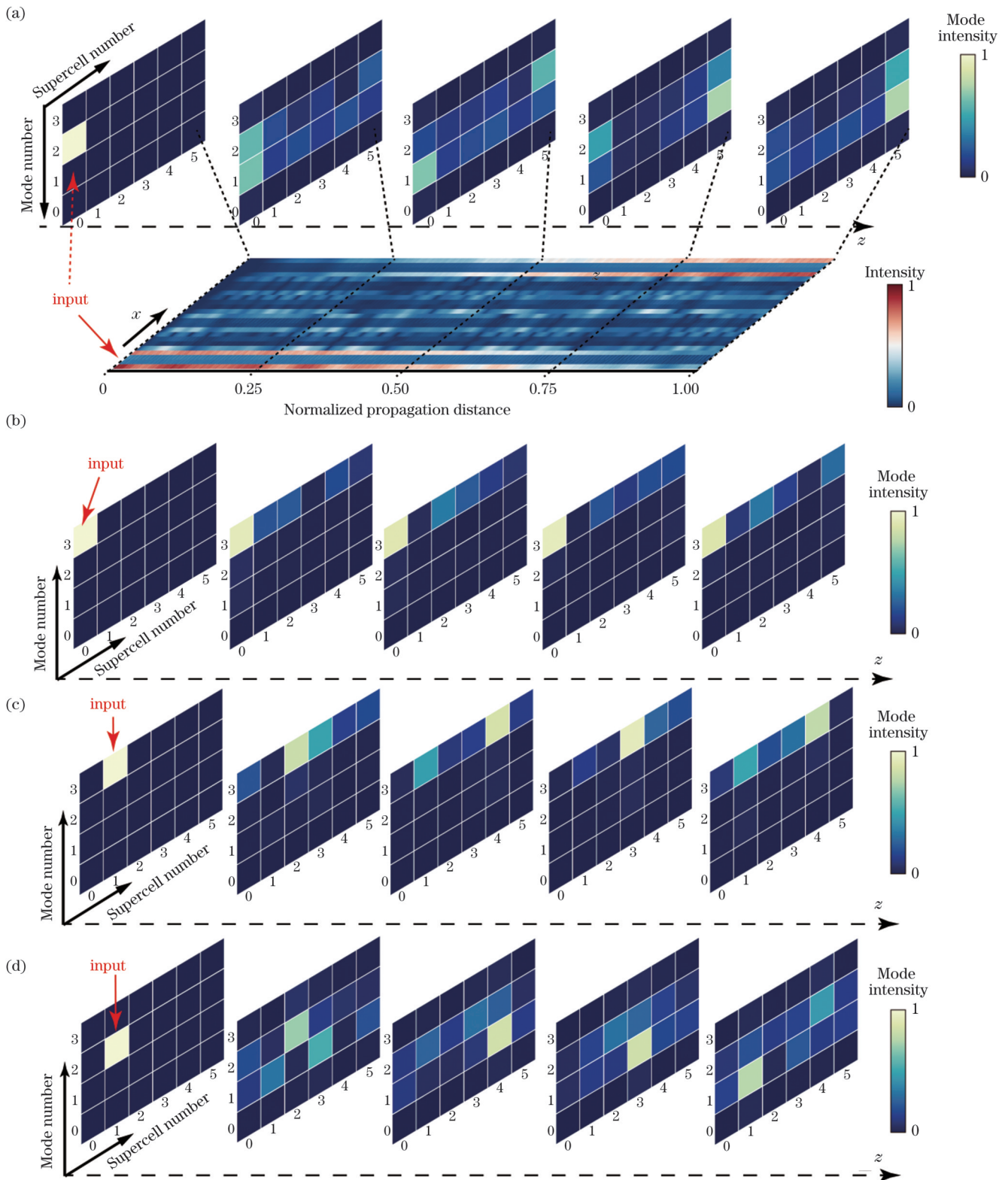


图 6 光场合成维度准二维 SSH 阵列中的演化。(a)实空间维度边界态输入;(b)角态输入;(c)模式维度边界态输入;(d)体态输入
 Fig. 6 Evolution of the light field in the synthetic-dimension quasi-two-dimensional SSH array. (a) Input of a real-space edge state; (b) input of a corner state; (c) input of a mode-dimension edge state; (d) input of a bulk state

4 结 论

基于传播常数调制模式合成维度的方法,对片上波导阵列中的模式维度拓扑态构建进行研究,并提出

一种可在一维体系中实现的合成维度准二维 SSH 阵列的设计方法。首先,讨论了基于传播常数调制在片上 J_x 与 SSH 阵列中构造模式合成维度的可行性,并基于 COMSOL 与数值仿真方法,考察了光场在一维模

式维度阵列中的演化性质。然后,将拓扑模式维度阵列作为超胞,联合利用实空间维度和合成模式维度,设计了一种可以在一维片上阵列中实现的准二维 SSH 拓扑波导阵列,并观测到阵列中模式态、实空间边界态以及拓扑角态的传播过程,证实了阵列在合成空间的拓扑性质。该工作为在片上波导阵列体系中构建与模拟高维拓扑态提供了一种新方法。后续,该方法可以进一步向更高维与更高自由度拓展:结合多层波导集成以及其他新颖的片上光波导阵列制备工艺^[25-26],有望基于该方法在片上体系中构建三维乃至更高维的光学拓扑态;同时,结合神经网络等逆向设计方法^[30],以及动态调控等技术手段^[31],有望在模式空间中构建更加复杂的哈密顿量结构,摆脱现有理论对模式维度大小的限制,提高合成维度中光场调制的自由度。另外,该设计也为片上超模的拓扑调制提供了启发:基于合成晶格中不同超模的不同局域特性,有望进一步推进片上超模模分复用器件的设计^[32-33],为高速鲁棒的片上光通信器件提供了一种可能的技术路线。

参 考 文 献

- [1] Yuan L Q, Lin Q, Xiao M, et al. [Synthetic dimension in photonics](#)[J]. *Optica*, 2018, 5(11): 1396-1405.
- [2] Lustig E, Segev M. [Topological photonics in synthetic dimensions](#)[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2021, 13(2): 426-461.
- [3] Yu D Y, Song W G, Wang L J, et al. [Comprehensive review on developments of synthetic dimensions](#)[J]. *Photonics Insights*, 2025, 4(2): R06.
- [4] Dutt A, Lin Q, Yuan L Q, et al. [A single photonic cavity with two independent physical synthetic dimensions](#) [J]. *Science*, 2020, 367(6473): 59-64.
- [5] Wang K, Dutt A, Yang K Y, et al. [Generating arbitrary topological windings of a non-Hermitian band](#)[J]. *Science*, 2021, 371(6535): 1240-1245.
- [6] Fan L L, Wang K, Wang H M, et al. [Experimental realization of convolution processing in photonic synthetic frequency dimensions](#)[J]. *Science Advances*, 2023, 9(32): eadi4956.
- [7] Lu C C, Wang C Y, Xiao M, et al. [Topological rainbow concentrator based on synthetic dimension](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(11): 113902.
- [8] Zhang W J, Mo H C, Chen W J, et al. [Observation of gapless corner modes of photonic crystal slabs in synthetic translation dimensions](#)[J]. *Photonics Research*, 2024, 12(3): 444-455.
- [9] Kawaguchi Y, Smirnova D, Komissarenko F, et al. [Pseudo-spin switches and Aharonov-Bohm effect for topological boundary modes](#)[J]. *Science Advances*, 2024, 10(15): eadn6095.
- [10] Qin C Z, Zhou F, Peng Y G, et al. [Spectrum control through discrete frequency diffraction in the presence of photonic gauge potentials](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(13): 133901.
- [11] Lustig E, Weimann S, Plotnik Y, et al. [Photonic topological insulator in synthetic dimensions](#)[J]. *Nature*, 2019, 567(7748): 356-360.
- [12] Kraus Y E, Lahini Y, Ringel Z, et al. [Topological states and adiabatic pumping in quasicrystals](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(10): 106402.
- [13] 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.
- [14] Regensburger A, Bersch C, Hinrichs B, et al. [Photon propagation in a discrete fiber network: an interplay of coherence and losses](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(23): 233902.
- [15] Lustig E, Maczewsky L J, Beck J, et al. [Photonic topological insulator induced by a dislocation in three dimensions](#)[J]. *Nature*, 2022, 609(7929): 931-935.
- [16] Ren S F, Wang B, Qin C Z, et al. [Tunable supermode converters based on \$J_x\$ graphene waveguide arrays with transversely linear modulation](#)[J]. *Physical Review A*, 2024, 109(4): 043507.
- [17] Wu X X, Wang L J, Li G Z, et al. [Technologically feasible quasi-edge states and topological Bloch oscillation in the synthetic space](#)[J]. *Optics Express*, 2022, 30(14): 24924-24935.
- [18] Liu Z X, Liu W W, Zheng L Z, et al. [Polarization-locked floquet higher-order topological insulators in synthetic dimension](#)[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2025, 19(8): 2401156.
- [19] Luo X W, Zhou X X, Xu J S, et al. [Synthetic-lattice enabled all-optical devices based on orbital angular momentum of light](#)[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 16097.
- [20] Liao Y W, Yang M, Zhang H Q, et al. [Realization of edge states along a synthetic orbital angular momentum dimension](#)[J]. *Photonics Research*, 2025, 13(1): 87-97.
- [21] Layadi A, Vonsovici A, Orobtcouk R, et al. [Low-loss optical waveguide on standard SOI/SIMOX substrate](#)[J]. *Optics Communications*, 1998, 146(1/2/3/4/5/6): 31-33.
- [22] Kang J, Wei R S, Zhang Q L, et al. [Topological photonic states in waveguide arrays](#)[J]. *Advanced Physics Research*, 2023, 2(3): 2200053.
- [23] Blanco-Redondo A, Andonegui I, Collins M J, et al. [Topological optical waveguiding in silicon and the transition between topological and trivial defect states](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(16): 163901.
- [24] Wu S J, Song W G, Sun J C, et al. [Approaching the adiabatic infimum of topological pumps on thin-film lithium niobate waveguides](#)[J]. *Nature Communications*, 2024, 15: 9805.
- [25] Song W G, You O B, Sun J C, et al. [Fast topological pumps via quantum metric engineering on photonic chips](#) [J]. *Science Advances*, 2024, 10(30): eadn5028.
- [26] Song W G, Liu X Y, Sun J C, et al. [Shortcuts to adiabatic non-Abelian braiding on silicon photonic chips](#) [J]. *Science Advances*, 2025, 11(7): eadt7224.
- [27] Perez-Leija A, Keil R, Kay A, et al. [Coherent quantum transport in photonic lattices](#)[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(1): 012309.
- [28] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J. [Solitons in polyacetylene](#)[J]. *Physical Review Letters*, 1979, 42(25): 1698-1701.
- [29] Cerjan A, Jürgensen M, Benalcazar W A, et al. [Observation of a higher-order topological bound state in the continuum](#)[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125

- (21): 213901.
- [30] Maczewsky L J, Wang K, Dovgiy A A, et al. Synthesizing multi-dimensional excitation dynamics and localization transition in one-dimensional lattices[J]. Nature Photonics, 2020, 14(2): 76-81.
- [31] Yang Y, Chapman R J, Haylock B, et al. Programmable high-dimensional Hamiltonian in a photonic waveguide array[J]. Nature Communications, 2024, 15: 50.
- [32] 裴丽, 徐文轩, 王建帅, 等. 模式调控及其在模分复用光纤通信中的应用(特邀)[J]. 光学学报, 2025, 45(13): 1306004.
- Pei L, Xu W X, Wang J S, et al. Mode manipulation and its application in mode division multiplexing optical fiber communication (invited) [J]. Acta Optica Sinica, 2025, 45(13): 1306004.
- [33] 张淋, 谢龙勤, 相子涵, 等. 基于深度神经网络的硅基混合复用/解复用器设计(特邀)[J]. 光学学报, 2025, 45(7): 0713002.
- Zhang L, Xie L Q, Xiang Z H, et al. Design of silicon hybrid multiplexer/demultiplexer based on deep neural network (invited) [J]. Acta Optica Sinica, 2025, 45(7): 0713002.

Excitation and Manipulation of High-Dimensional Topological Photonic States in On-Chip Waveguide Arrays (Invited)

Shen Chengting, Song Wange*, Li Tao**

College of Engineering and Applied Sciences, Nanjing University, Nanjing 210023, Jiangsu, China

Abstract

Objective Exploring high-dimensional topological photonic states in on-chip platforms provides a promising route for developing integrated photonic devices and simulating complex physical phenomena. However, conventional on-chip waveguide arrays are inherently restricted to one-dimensional or quasi-one-dimensional geometries, which limits the implementation and investigation of higher-dimensional topological phases. Synthetic dimension approaches offer an effective strategy to overcome this dimensional limitation. This work aims to construct high-dimensional topological photonic states in on-chip waveguide arrays via mode-based synthetic dimensions enabled by propagation constant modulation, a method compatible with standard fabrication processes. It focuses on demonstrating feasible device designs and characterizing the transport properties of topological states in synthetic lattices, thereby establishing a practical framework for realizing high-dimensional topological photonics on chip.

Methods We propose and numerically study a mode synthetic dimension scheme using propagation constant modulation in silicon-on-insulator (SOI) waveguide arrays. This method introduces controlled perturbations to the propagation constants of individual waveguides, breaking the orthogonality between the array supermodes and inducing nearest-neighbor coupling in mode space. First, the scheme is applied to one-dimensional J_x and Su-Schrieffer-Heeger (SSH) arrays to build a synthetic mode dimension. The synthetic Hamiltonian is derived using coupling-modulated equations and eigenmode analysis. Full-wave simulations based on COMSOL Multiphysics are performed to verify the design and visualize light evolution in both real and synthetic spaces. Furthermore, we integrate waveguide supercells with the mode synthetic dimension to construct a quasi-two-dimensional SSH lattice within a physically one-dimensional array. The inter-supercell coupling is designed to be considerably weaker than intra-supercell coupling, maintaining the independence of supermodes while extending the synthetic lattice along the real-space dimension. Numerical simulations based on coupled-mode theory are carried out to analyze the propagation of topological edge states, corner states, and bulk states in the synthetic lattice.

Results and Discussions In the one-dimensional J_x array, propagation constant modulation effectively induces coupling between supermodes, converting the array into a synthetic mode lattice. Light injected into a specific supermode shows dynamic evolution in mode space, transitioning to higher-order modes and reflecting at boundaries, which validates the successful construction of the synthetic dimension. For the four-site SSH array that satisfies the real-symmetric eigenvector matrix condition, modulation generates a synthetic SSH chain in mode space. When a bulk supermode in the original array is excited, light becomes localized at the edge of the synthetic lattice, revealing a topological edge state protected by SSH topology. In contrast, exciting an original edge supermode leads to light propagation within the bulk sites of the synthetic lattice with negligible coupling to the synthetic edges. By combining SSH waveguide supercells with mode synthetic dimensions, a quasi-two-dimensional SSH lattice is realized in a one-dimensional waveguide array, supporting various high-dimensional topological states. Exciting a bulk supermode in a boundary supercell produces a real-space edge state that diffuses rapidly along the synthetic lattice boundary and couples to the opposite edge through the bulk region. Exciting an edge supermode in a boundary supercell generates a topological corner state that remains strongly localized at the

synthetic lattice corner with low dispersion. Exciting an edge supermode in a bulk supercell results in a mode-dimension edge state confined to one boundary of the synthetic lattice due to propagation constant mismatch. Bulk state excitation leads to fast propagation within the synthetic bulk, isolated from edges and corners. Although the synthetic lattice deviates from an ideal two-dimensional SSH model, such as exhibiting onsite energy mismatch in the mode dimension and non-uniform inter-supercell coupling, its fundamental topological properties are preserved, allowing the observation of corner states and robust edge transport.

Conclusions This work demonstrates the feasibility of constructing high-dimensional topological photonic states in on-chip waveguide arrays through mode synthetic dimensions based on propagation constant modulation. We successfully realize one-dimensional synthetic mode lattices in J_x and SSH arrays and observe the characteristic dynamics of topological edge states. Furthermore, by integrating waveguide supercells with the synthetic dimension, we design and numerically validate a quasi-two-dimensional SSH lattice within a physically one-dimensional array, which supports topological corner states, real-space edge states, and mode-dimension edge states. The proposed approach offers a practical and fabrication-compatible route to emulate and study high-dimensional topological phenomena on low-dimensional photonic platforms, with potential applications in robust integrated photonic circuits and topological photonic devices.

Key words topological photonics; synthetic mode dimension; on-chip waveguide array; waveguide supercell