

Rice-Mele 拓扑泵浦模型中的非绝热演化理论研究*

张硕实¹⁾ 常名立²⁾ 刘墨点¹⁾ 董建文^{1)†}

1) (中山大学物理学院, 广州 510275)

2) (香港科技大学物理系, 香港 999077)

(2025 年 4 月 15 日收到; 2025 年 5 月 1 日收到修改稿)

拓扑泵浦模型可以在光学波导阵列体系中调控光场, 有望实现高抗干扰能力的片上光子器件. 本文从 Rice-Mele 拓扑泵浦模型出发, 分析了当系统绝热演化条件随结构长度缩短被破坏后的光场演化过程, 利用能带理论研究了其物理本质. 发现受绝热属性调控, 在特定参数下光场模式会经历非绝热演化但最终边界态输出. 该演化结果与绝热演化一致, 可被称为等效绝热演化过程, 后利用微扰理论证明了该特殊现象的物理本质是能带干涉. 同时表明了绝热属性可以有效调控系统演化末态与边界态的一致程度, 实现完全一致或完全相异的两种输出结果. 该工作补充了拓扑泵浦非绝热演化的理论分析方法, 拓展了拓扑泵浦模型的光场调控能力, 可以作为光学波导阵列体系的基础设计理论, 有望设计高抗干扰且小型化的片上光子器件.

关键词: 拓扑泵浦, 光波导阵列, 非绝热演化**PACS:** 42.25.Bs, 42.82.Et**DOI:** 10.7498/aps.74.20250485**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250485

1 引言

高性能光学器件在超快传输、宽带信息处理及低能耗方面具有突破传统电子器件局限的潜力^[1], 近年来研究人员们提出了许多高性能指标、小型集成化的片上光子器件^[2-5]. 同时, 由于在片上光子器件制备过程中存在不可避免的制备误差问题, 片上光子器件的抗干扰能力日益受到重视. 尽管已有诸多设计成功展示了片上光子器件的抗干扰能力^[6-8], 但仍缺少确保高抗干扰能力的通用理论框架. 拓扑光子学的出现为可靠光学器件设计提供了新思路^[9-11]. 局域于材料边缘的拓扑边界态具有抗散射传输和单向传输等独特性质^[12-15], 其抗干扰特性可拓展至片上光通信^[16]、量子光学电路^[17]、探测^[18]、微腔^[19]、激光^[20]及可编程光芯片^[21]等

领域, 从而提升片上光子器件的抗干扰能力. 同时, 一种称为 Thouless 泵浦的拓扑泵浦模型^[22,23]可以在受周期性哈密顿量调控的物理体系中实现定向量子化输运. 该模型不仅适用于超冷原子动量光晶格体系^[24], 同时可以有效应用于光学波导阵列体系^[25], 实现抗干扰能力强的光场调控行为. 其典型模型 Rice-Mele (R-M) 模型^[26]可以在光学波导阵列体系中实现光场从最左(右)侧波导向最右(左)侧的定向传输. 已有一些研究工作实验证明了这种拓扑演化模型可以实现高抗干扰能力的光耦合器^[27].

在拓扑泵浦研究中, 绝热演化是影响拓扑本征态传输的关键因素, 这是因为脱离绝热演化会导致演化结果偏离拓扑本征态且演化过程会更复杂. 先前的许多拓扑传输研究大多局限在绝热演化范畴, 但是绝热演化要求系统的变化速度要足够

* 国家自然科学基金(批准号: 62035016, 12274475)和广东省基础与应用基础研究基金(批准号: 2023B1515040023, 2023B1515020072)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongjwen@mail.sysu.edu.cn

缓慢, 在光学波导阵列体系中会导致所需波导长度过大, 制约器件紧凑性. 虽然通过次近邻耦合^[28]或特殊设计演化路径^[29]可缩短绝热演化所需长度, 但仍难以满足器件尺寸要求. 为了缩小尺寸, 非绝热演化是一个可行的方法^[30-32]. 同时, 拓扑泵浦模型的绝热属性会为系统提供新的自由度, 为光场调控提供更多可能. 所以, 研究拓扑泵浦模型在非绝热演化范畴下的光场演化问题是一个有价值的研究方向.

本文从 R-M 拓扑泵浦模型出发, 分析了其绝热属性与结构长度之间的联系, 研究了当系统绝热演化条件被打破时的光场演化行为, 探索了从绝热演化范畴逐渐改变至非绝热演化范畴过程的变化规律. 发现了在这一过程中会逐渐偏离拓本征边界态结果, 但同时会出现经历非绝热演化过程但演化结果与绝热演化一致的等效绝热演化现象. 后通过微扰理论分析, 表明了等效绝热演化的出现与边界态-体态之间的干涉相消有强关联性, 证明该特殊现象的物理本质是能带之间的干涉. 同时, 等效绝热演化可以在相对绝热演化更短的结构长度下实现本征边界态输出, 是一种缩短器件长度的有效方法. 之后研究了系统演化末态与绝热属性之间的联系, 表明绝热属性可以有效调控演化末态与本征边界态的一致程度, 实现完全一致或完全相异的两种输出结果. 最后考虑实际波导结构, 分析了等效绝热演化过程的容差表现. 该研究工作拓展了拓扑泵浦模型的光场调控能力, 可以作为拓扑光学波导阵列体系的基础设计理论, 用于设计高抗干扰能力且小型化的片上光子器件.

2 理论模型

本文采用的 R-M 拓扑泵浦模型在光学波导阵列中的设置可以参考示意图图 1, 波导阵列的宽度和位置沿光传输方向 (z 方向) 会逐渐改变, 从 $z = 0$ 到 $z = L$ 经历一个周期的演化. 波导阵列沿 y 方向呈周期性排列, 其原胞由两根波导 A 和 B 构成, 它们的宽度和间距沿 z 方向发生周期性变化. 其中 A 波导的宽度先减小再增大, B 波导的宽度先增大再减小, 原胞内两根波导的间距先减小后增大. 考虑紧束缚近似假设, 认为波导间只存在最近两根之间的互相耦合, 次近邻耦合忽略不计, 则系统的哈密顿量可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\phi) = & \sum_{m=1}^N (|2m-1\rangle \langle 2m-1| \beta_A(\phi) \\ & + |2m\rangle \langle 2m| \beta_B(\phi)) \\ & + \sum_{m=1}^N (|2m-1\rangle \langle 2m| \kappa_{AB}(\phi) + \text{c.c.}) \\ & + \sum_{m=1}^{N-1} (|2m\rangle \langle 2m+1| \kappa_{BA}(\phi) + \text{c.c.}), \quad (1) \end{aligned}$$

其中 $\phi = 2\pi z/L$, 当 z 从 0 变化至 L 时, ϕ 相应从 0 过渡至 2π . $|m\rangle$ 表示第 m 个波导的传输模式, N 为波导阵列在 y 方向的周期数. 此处 $\beta_A(\phi)$ 和 $\beta_B(\phi)$ 分别为波导 A, B 的传播常数, $\kappa_{AB}(\phi)$ 与 $\kappa_{BA}(\phi)$ 分别对应胞内和胞间波导耦合系数. R-M 模型假设传播常数按正弦函数变化, 耦合系数按余弦函数变化:

$$\begin{aligned} \beta_A(\phi) &= (n_0 - \eta \sin(\phi))k_0, \\ \beta_B(\phi) &= (n_0 + \eta \sin(\phi))k_0, \\ \kappa_{AB}(\phi) &= (t_0 - \tau \cos(\phi))k_0, \\ \kappa_{BA}(\phi) &= (t_0 + \tau \cos(\phi))k_0, \quad (2) \end{aligned}$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为入射光的真空波数, 波长设为 $\lambda_0 = 1390$ nm, 参数取值为 $n_0 = 2$, $\eta = 0.04$, $t_0 = 0.05$, $\tau = 0.04$. 对于 N 无穷大的周期排列结构, R-M 模型具有非零的拓扑陈数. 对于有限周期的波导阵列结构, 其两侧会被截断且与背景介质构成边界, 一般认为均匀介质的拓扑陈数为零. 拓扑体边关系

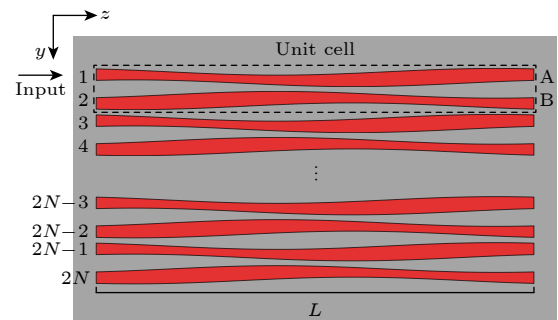


图 1 由 R-M 模型设置的波导阵列结构示意图. 波导结构沿 z 方向缓变, 沿 y 方向周期性排列, 一个原胞由两根波导 A 和 B 组成. L 为结构长度, N 为周期数, 一共有 $2N$ 根波导. 光从第一根波导入射

Fig. 1. Schematic diagram of the waveguide array structure configured by the R-M model. The waveguides gradually vary along the z -direction and are periodically arranged along the y -direction, with a unit cell consisting of two waveguides A and B. L represents the structure length, N represents the number of periods. The array comprises $2N$ waveguides. Light is incident from the first waveguide.

认为将拓扑陈数相异的两种结构拼接时, 界面会出现拓扑保护的边界态. 故拓扑波导阵列结构与背景介质之间会出现光局域在边界波导的边界态, 且 R-M 模型确保该边界态沿 z 方向演化, 一整个周期后会从一侧边界传输至另一边界. 由于截断的拓扑波导阵列具有左右两个边界, 故该边界态有两种, 分别对应从左到右或从右到左.

图 2(a) 展示了当 $N = 5$ 时的系统能带, 其在带隙中出现两条边界态. 此时系统一共有 10 根波导和 10 条能带, 从下向上数第 1—4 条能带和 7—10 条能带对应体态, 5, 6 条能带对应本征边界态. 图 2(b) 展示了当 ϕ 从 0 演化到 2π 的过程中第 5, 6 条能带即边界态演化过程, 可以看到下边界态先从能量局域在 1 波导的边界模式 (IA) 演化为能量扩散在多根波导的模式 (IIA, IIIA), 最后演化至能量局域在 10 波导的边界模式 (IVA). 而上边界态演化过程相反, 从能量局域在 10 波导的边界模式演化为局域在 1 波导的边界模式. 故光逐渐从一侧边界波导传输至另一侧边界波导, 这是 R-M 理论所预言的结果.

接下来简要分析 R-M 模型中拓扑边界态的演化规律. 假设在 $\phi = 0$ 或 $\phi = 2\pi$ 附近边界态局域在边界波导, 每个原胞的模式离开边界波导后呈指数衰减, 则边界态可表示为^[33]

$$|\Psi_{\uparrow,\downarrow}\rangle = \sum_{m=1}^N \lambda^m (\alpha_1 |2m-1\rangle + \alpha_2 |2m\rangle), \quad (3)$$

其中下标 \uparrow, \downarrow 分别对应上或下边界态, α_1 和 α_2 为波导模式系数. λ 为衰减系数, 反映模式离开边界后衰减的速度. 当 $|\lambda| < 1$ 时, 模式在 1 波导处最强, 随波导数增大而衰减. 当 $|\lambda| > 1$ 时, 模式在 N 波导处最强, 随波导数减小而衰减. 代入 (1) 式中哈密顿量的本征方程, 取出等式左右的向量分量可得到

$$\begin{aligned} & \beta_A(\phi) \lambda^m \alpha_1 |2m-1\rangle + \kappa_{AB}(\phi) \lambda^m \alpha_2 |2m-1\rangle \\ & + \kappa_{BA}(\phi) \lambda^{m-1} \alpha_2 |2m-1\rangle \\ & = k_z^{\uparrow,\downarrow}(\phi) \lambda^m \alpha_1 |2m-1\rangle, \\ & \beta_B(\phi) \lambda^m \alpha_2 |2m\rangle + \kappa_{AB}(\phi) \lambda^m \alpha_1 |2m\rangle \\ & + \kappa_{BA}(\phi) \lambda^{m+1} \alpha_1 |2m\rangle \\ & = k_z^{\uparrow,\downarrow}(\phi) \lambda^m \alpha_2 |2m\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $k_z^{\uparrow,\downarrow}(\phi)$ 分别对应上或下边界态的本征值, 在 $\phi = 0$ 或 $\phi = 2\pi$ 附近边界态的本征值可近似为哈密顿量的对角元素^[34]. 由 (2) 式可得 $\phi = 0$ 附近有 $k_z^{\uparrow} \approx \beta_B$ 和 $k_z^{\downarrow} \approx \beta_A$, $\phi = 2\pi$ 附近有 $k_z^{\uparrow} \approx \beta_A$ 和 $k_z^{\downarrow} \approx \beta_B$. 以下边界态为例, 将近似值代入 (4) 式, 可以得到 $\phi = 0$ 附近

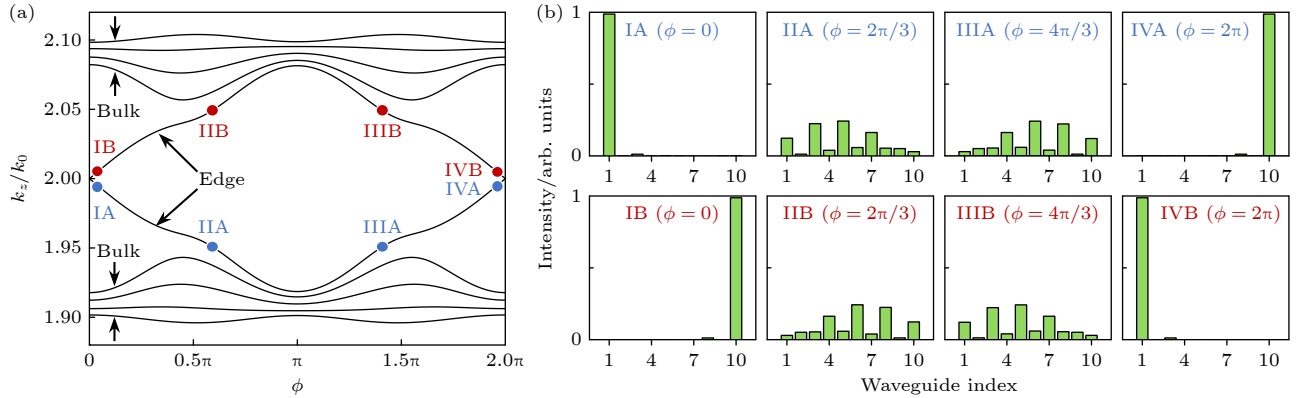


图 2 哈密顿量的能带结构及本征态 (a) 当 $N = 5$ 时的能带结构, k_z 为哈密顿量本征值, 从下至上第 1—4 条能带和 7—10 条能带对应体态, 5, 6 条能带对应边界态; (b) 第 5, 6 条能带随参数 ϕ 演化的本征边界态. IA, IIA, IIIA 和 IVA 分别对应第 5 能带四个位置的边界态, 从局域在 1 波导的边界态逐渐演化为局域在 10 波导的边界态. IB, IIB, IIIB 和 IVB 分别对应第 6 能带四个位置的边界态, 从局域在 10 波导的边界态逐渐演化为局域在 1 波导的边界态

Fig. 2. Band structure and eigenstates of the Hamiltonian. (a) Band structure for $N = 5$, where k_z represents the eigenvalues of the Hamiltonian. The 1st to 4th and 7th to 10th bands (from bottom to top) correspond to bulk states, while the 5th and 6th bands correspond to edge states. (b) Evolution of the eigen edge states for the 5th and 6th bands with the parameter ϕ . IA, IIA, IIIA, and IVA denote the eigen wave function of edge states at four positions of the 5th band. Energy transfer from waveguide 1 to waveguide 10. IB, IIB, IIIB, and IVB denote the edge states at four positions of the 6th band, whose energy transfer from waveguide 10 to waveguide 1.

$$\kappa_{AB}(\phi)\lambda^m\alpha_2 + \kappa_{BA}(\phi)\lambda^{m-1}\alpha_2 = 0,$$

$$\begin{aligned} & \beta_B(\phi)\lambda^m\alpha_2 + \kappa_{AB}(\phi)\lambda^m\alpha_1 + \kappa_{BA}(\phi)\lambda^{m+1}\alpha_1 \\ & = \beta_A(\phi)\lambda^m\alpha_2. \end{aligned} \quad (5)$$

考虑边界 $m = 1$ 处, 1 波导被截断, (5) 式中与前一个波导的耦合项应去掉, 有

$$\kappa_{AB}(\phi)\lambda\alpha_2 = 0. \quad (6)$$

即可得 $\alpha_2 = 0$. 代入 (5) 式可得到 $\lambda = -\frac{\kappa_{AB}(\phi)}{\kappa_{BA}(\phi)}$, 故边界态在 $\phi = 0$ 附近表示为

$$|\Psi_{\downarrow}\rangle = \sum_{m=1}^N \left[-\frac{\kappa_{AB}(0)}{\kappa_{BA}(0)} \right]^m (\alpha_1 |2m-1\rangle). \quad (7)$$

由于 $\kappa_{AB}(0) < \kappa_{BA}(0)$, 故 (7) 式表示了局域在 1 波导附近的边界模式. 参照上述推导过程, 在 $\phi = 2\pi$ 附近考虑 $m = N$ 处的边界条件, 可得

$$|\Psi_{\downarrow}\rangle = \sum_{m=1}^N \left[-\frac{\kappa_{BA}(2\pi)}{\kappa_{AB}(2\pi)} \right]^m (\alpha_2 |2m\rangle). \quad (8)$$

由于 $\kappa_{AB}(2\pi) < \kappa_{BA}(2\pi)$, (8) 式表示了局域在 N 波导附近的边界模式. 同理可得上边界态在 $\phi = 0$ 附近局域在 N 波导附近, 在 $\phi = 2\pi$ 附近局域在 1 波导附近. 上述推导证明了 R-M 模型中拓扑边界态从一侧边界传输至另一侧边界的特性是普遍存在的, 并不依赖具体参数.

基于哈密顿量表达式 (1) 式, 波导阵列的耦合模方程可写为

$$-i\frac{\partial}{\partial z} |\psi(z)\rangle = \mathbf{H} \left(\frac{2\pi z}{L} \right) |\psi(z)\rangle. \quad (9)$$

$|\psi(z)\rangle$ 就是波导阵列中的光场模式. 该方程形式上类似于含时薛定谔方程, 可通过微分方程组的数值方法求解. 根据绝热演化理论, 当系统变化足够缓慢如 L 足够大时, $|\psi(z)\rangle$ 将完全按照哈密顿量本征态演化. 当光从第 1 根波导入射时, 即 $|\psi(z)\rangle = [1, 0, 0, \dots]$, 由图 2(b) 可知此时 $|\psi(0)\rangle$ 与下边界态的位置 IA 具有相似的能量分布, 所以主要激发该能带. 入射后光场模式可表示为

$$|\psi(z)\rangle = e^{i\theta(z)} \left| \Psi_{\downarrow} \left(\frac{2\pi z}{L} \right) \right\rangle, \quad (10)$$

式中, $\left| \Psi_{\downarrow} \left(\frac{2\pi z}{L} \right) \right\rangle$ 为第 5 能带的本征态即下边界态. $\theta(z)$ 为传播过程中积累的相位, 由动力学相位和贝利相位组成. 对于有限结构长度 L , 绝热条件不再严格成立. 为定量分析模型的绝热性, 定义能

带 (m, n) 的绝热度 (adiabaticity) 为^[35]

$$c_{mn}(\phi) = \left| \frac{\langle \Psi_m | \frac{\partial}{\partial z} | \Psi_n \rangle}{k_z^m - k_z^n} \right|, \quad (11)$$

其中 $k_z^{m,n}$ 为能带 m, n 的本征值. 绝热度的物理含义是从能带 n 到 m 的跃迁强度, 其数值越小表明绝热性越好, 此时能量会尽可能地聚集在同一能带上. 绝热演化条件可以写为 $c_{mn} \ll 1$. 通过将 z 替换为参数 ϕ , 绝热性参数可改写为

$$c_{mn}(\phi) = \left| \frac{\langle \Psi_m | \frac{\partial}{\partial \phi} | \Psi_n \rangle}{k_z^m - k_z^n} \right| \frac{\lambda_0}{L}. \quad (12)$$

其模值部分与 L 无关, 表明 c_{mn} 与 L 成反比. 这意味着当结构长度缩短时, 系统的绝热度将增大, 导致能带之间出现能量交换. 此时光场模式演化不再遵循 (10) 式, 而需表示为各本征态的叠加

$$|\psi(z)\rangle = \sum_{n=1}^{2N} e^{i\theta_n(z)} g_n(z) \left| \Psi_n \left(\frac{2\pi z}{L} \right) \right\rangle, \quad (13)$$

式中, $\left| \Psi_n \left(\frac{2\pi z}{L} \right) \right\rangle$ 为第 n 能带的本征态, $g_n(z)$ 反映各本征态分量, $\theta_n(z)$ 反映演化产生的相位. 当 L 足够长时, (13) 式可退化为 (10) 式. 为定量评估 (10) 式的近似程度, 可关注演化过程中各能带的能量占比

$$p_n(\phi) = |\langle \psi(z) | \Psi_n(\phi) \rangle|^2 = |g_n(z)|^2. \quad (14)$$

如果接近绝热演化, 那么 p_n 在演化过程中应保持不变. 当入射第 1 根波导时主要激发第 5 条能带, 则绝热演化时 p_5 应趋近于 1, $p_n (n \neq 5)$ 应趋近于 0. 为了衡量整个传输过程的绝热属性, 定义平均绝热度 (average adiabaticity)

$$\langle c \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} c_{N,N-1}(\phi) d\phi. \quad (15)$$

N 和 $N-1$ 分别对应边界带与最近邻体带, 二者距离最近, 故相互耦合作用最强, 在绝热属性中占主导作用.

3 结果与讨论

首先通过调整结构长度来改变系统绝热属性, 研究不同结构长度下光场如何演化. (12) 式表明绝热度与结构长度呈反比关系, 图 3(a) 展示了 $N = 5$ 时系统的平均绝热度随结构长度的变化关系. 其中

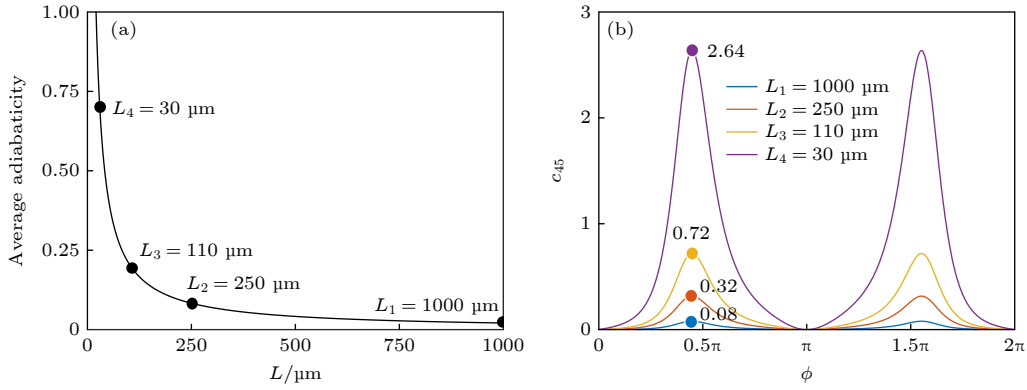


图 3 当 $N = 5$ 时系统的绝热度随结构长度 L 的变化关系 (a) 平均绝热度 $\langle c \rangle$ 随结构长度 L 的变化关系; (b) 不同结构长度下绝热度 c_{45} 随演化过程的变化关系

Fig. 3. Adiabaticity of the system as a function of the structure length L when $N = 5$: (a) The average adiabaticity $\langle c \rangle$ as a function of the structure length L ; (b) variation of the adiabaticity c_{45} during the evolution process under different structural lengths L .

选取四种结构长度 $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, $L_2 = 250 \mu\text{m}$, $L_3 = 110 \mu\text{m}$ 和 $L_4 = 30 \mu\text{m}$ 分别讨论光场演化过程, 可以看出随结构长度缩短绝热度增大, 逐渐偏离绝热演化. 图 3(b) 展示了四种结构长度下 $c_{45}(\phi)$ 的变化函数, 可以看出结构长度并不影响曲线的形状, 只是整体放大或缩小. 这是因为结构长度会整体改变波导沿 z 方向的变化速度, 随着长度缩短, 波导各个 z 位置的变化速度均增快, 导致绝热度增大. 所有曲线均在 $\phi = 0.5\pi, 1.5\pi$ 附近达到峰值, 而在 $\phi = 0, \pi, 2\pi$ 处接近 0, 这代表能带之间的能量交换应主要发生在 0.5π 或 1.5π 附近. 对于 $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, 其 $c_{45}(\phi) \leq 0.1$, 故在演化过程中绝热度均满足远小于 1 的绝热演化条件, 可以认为是绝热演化. 而随着结构长度缩短, 其 $c_{45}(\phi)$ 在峰值附近逐渐靠近甚至超过 1, 代表绝热演化条件被破坏.

选取 $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ 作为绝热演化案例, 数值求解耦合波方程 (9) 式得到光场模式 $|\psi(z)\rangle$. 图 4(b) 展示 $|\psi(z)\rangle$ 的能量分布, 展示光场沿 z 方向传播时, 能量从第 1 根波导逐渐扩散至多根波导中, 最后聚集到第 10 根波导, 与图 2(b) 中 R-M 模型的本征边界态演化一致. 为了评价此时光场演化过程和边界态演化的近似程度, 计算光场能量中边界态的能量占比 p_5 , 如图 4(a) 中粉色曲线所示. 从图 4(a) 可以看到 p_5 始终接近 1, 表明演化过程中光场模式与边界态高度相似, 满足绝热演化近似 (10) 式. 图 4(c) 展示演化过程中各个能带上的能量分布, 曲线的亮暗分别反映第 n 条能带的 p_n ($n = 1, 2, \dots, 10$). 可以看出只有第 5 能带, 即下边界态上, 有能量分布, 其他能带上均没有能量分布. 此时能带之

间几乎没有能量交换, 能量聚集在边界态能带上演化, 光场演化过程与边界态一致.

当结构长度缩短至 $L_2 = 250 \mu\text{m}$ 时, 光场演化过程中各波导能量分布如图 4(d) 所示. 边界态能量占比 p_5 对应图 4(a) 棕色曲线, 该曲线在 $\phi = 0.5\pi$ 附近下降至 0.8 左右, 在 $\phi = 0.5\pi$ 附近继续下降至 0.5 左右. 这表明演化过程中光场模式与本征边界态不一致, 发生非绝热演化. 图 4(d) $z = 250 \mu\text{m}$ 处在第 10 根边界波导的局域性消失, 边界态能量占比下降, 体态能量占比上升, 与 R-M 模型预测不符. 此时边界态能带上的能量逐渐扩散至其他能带, 同时发生能量变化的位置主要分布在 $\phi = 0.5\pi, 1.5\pi$ 附近, 这和图 3(b) 中绝热度峰值位置匹配. $\phi = 2\pi$ 时 $p_5 < 1$, 代表输出场边界态占比下降, 导致第 10 根波导能量下降. 图 4(e) 展示该演化过程中各能带的能量占比. 可以看出随着演化过程边界态能带上的能量逐渐扩散至第 4 条体态能带, $\phi = 2\pi$ 时主要分布在第 4, 5 条能带, 表明光场演化末态为边界态与体态的叠加, 这导致图 4(d) 中最终能量扩散至其他波导. 因此 $L_2 = 250 \mu\text{m}$ 时不再满足绝热演化条件.

根据 (12) 式, 当 $L < 250 \mu\text{m}$ 时系统处于非绝热演化范畴. 进一步设置 $L_3 = 110 \mu\text{m}$ 时, 其应属于非绝热演化. 图 4(f) 展示出其光场能量分布, 发现演化结束时能量聚集在第 10 根波导, 表明其输出与图 4(b) 的绝热演化等效. 在 $z = 55 \mu\text{m}$ 附近能量虽会类似图 4(b) 扩散至多根波导中, 但能量分别存在一定差异. 比较图 4(b) 和图 4(f) 两者的传播过程, 可发现两种传输过程的能量分布并不

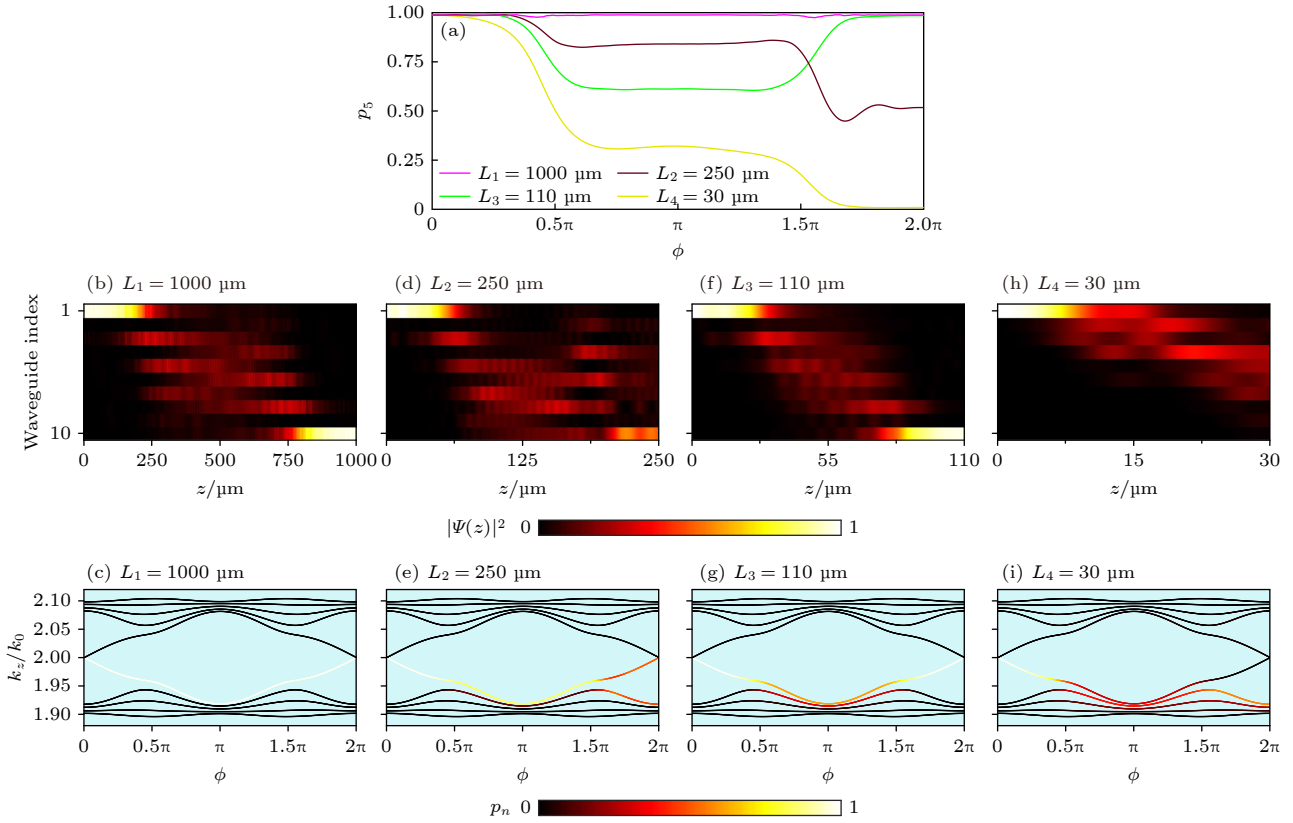


图 4 四种演化案例的光场演化过程 (a) 边界态能量占比 p_5 的演化函数, 粉色曲线对应 $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, 褐色曲线对应 $L_2 = 250 \mu\text{m}$, 绿色曲线对应 $L_3 = 110 \mu\text{m}$, 黄色曲线对应 $L_4 = 30 \mu\text{m}$; (b), (d), (f), (h) 4 种演化过程中不同波导的能量分布; (c), (e), (g), (i) 4 种演化过程中不同能带上的能量分布

Fig. 4. Evolution of the light field for four different cases: (a) Evolution of the energy proportion of edge state p_5 . The pink curve corresponds to $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, brown to $L_2 = 250 \mu\text{m}$, green to $L_3 = 110 \mu\text{m}$, and yellow to $L_4 = 30 \mu\text{m}$; (b), (d), (f), (h) energy distribution across waveguides for the four cases during evolution; (c), (e), (g), (i) energy distribution across bands for the four cases during evolution.

一致。这代表这两种演化经历了不同的过程, 但都能达到本征边界末态。图 4(a) 的绿色曲线反映了该演化过程边界态能量占比, 表明边界态能带在 $\phi = 0.5\pi$ 附近下降, 而在 $\phi = 1.5\pi$ 附近上升并回到 1。图 4(g) 展示该演化过程中各能带的能量占比, 表明边界态能带上的能量先转移至体态能带中, 导致演化中途光场模式与边界态出现差异, 后返回边界态能带, 导致 $z = 110 \mu\text{m}$ 时光场模式与边界态一致。 $L_3 = 110 \mu\text{m}$ 对应的演化过程经历非绝热演化但演化末态与绝热演化一致, 此类特殊过程我们称为等效绝热演化。其可以在相对绝热演化更短的结构长度下实现相同的本征边界态输出。

对于 $L_4 = 30 \mu\text{m}$, 图 4(h) 展示其光场能量分布, 可以看出其能量逐渐扩散至多根波导且最终没有回到第 10 根边界波导, 而是分散在 4—7 根波导中。图 4(a) 的黄色曲线反映了该演化过程边界态能量占比, 表明边界态能量占比逐渐下降并接近 0,

导致演化末态中第 10 根边界波导没有能量分布。图 4(i) 展示该演化过程中各能带的能量占比, 表明边界态上的能量逐渐转移至体态能带上并最终完全转移至 3, 4 条能带上。该演化过程与 $L_2 = 250 \mu\text{m}$ 的演化过程均为非绝热演化过程, 但绝热演化条件被破坏的程度更大, 所以能带之间的能量交换程度更大, 导致最终边界态占比更小。上述结果说明在非绝热演化范畴, 光场模式会在特定参数 ($L_3 = 110 \mu\text{m}$) 下经历等效绝热演化过程, 其虽然是非绝热过程但末态与绝热传输的边界态结果一致; 而结构长度偏离这一特定参数时, 光场模式会经历普通的非绝热演化过程, 末态是本征边界态和体态的叠加态, 同时边界态占比会受绝热条件被破坏的程度而改变。

为总结不同 L 的演化规律, 图 5 展示了不同结构长度下光场能量的演化轨迹示意图。由于哈密顿量能带只和参数 ϕ 相关, 所以结构长度 L 不会

改变能带形状. 图 5 中黑色实线展示 1—5 能带, 其中从下至上 1—4 能带对应体态, 第 5 能带对应边界态. 受绝热属性调控, 光场模式在拓扑波导阵列中经历的演化过程可以分为绝热演化、非绝热演化和等效绝热演化三种. 其中绝热演化案例 L_1 严格沿边界态的能带演化, 最终以边界态输出; 非绝热演化案例 L_2 与 L_4 逐渐偏离边界态能带并最终呈现边界态与体态的叠加态, 随着绝热演化条件的破坏程度加剧, 可以出现完全偏离边界态而以体态输出的情况; 而等效绝热演化案例 L_3 虽中途偏离边界态能带, 但最终回归边界态.

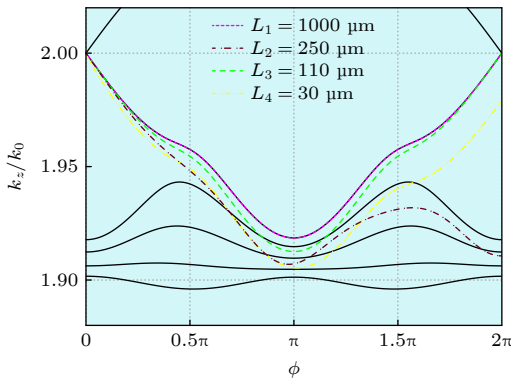


图 5 不同案例在能带上的演化轨迹示意图. 黑色曲线为哈密顿量能带, 带颜色虚线为演化轨迹示意, 粉色虚线对应绝热演化案例 $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, 褐色和黄色虚线对应非绝热演化案例 $L_2 = 250 \mu\text{m}$ 和 $L_4 = 30 \mu\text{m}$, 绿色虚线对应等效绝热演化案例 $L_3 = 110 \mu\text{m}$

Fig. 5. Schematic of evolution trajectories across bands for different cases. The black curves represent the band structure of the Hamiltonian, and the colored dashed lines depict the evolution trajectories. The pink dashed line corresponds to the adiabatic case for $L_1 = 1000 \mu\text{m}$, while the brown and yellow dashed lines correspond to the non-adiabatic cases $L_2 = 250 \mu\text{m}$ and $L_4 = 30 \mu\text{m}$, and the green dashed line corresponds to the adiabatic equivalent case $L_3 = 110 \mu\text{m}$.

为量化结构长度对输出结果的影响, 定义保真度 F 为

$$F = \left| \langle \psi(L) | \left(\frac{|\Psi_{\downarrow}(2\pi)\rangle - |\Psi_{\uparrow}(2\pi)\rangle}{\sqrt{2}} \right) \right|^2. \quad (16)$$

由于系统在 $\phi = 2\pi$ 处具有镜像对称性, 下和上边界态 $|\Psi_{\downarrow}(2\pi)\rangle$, $|\Psi_{\uparrow}(2\pi)\rangle$ 分别具有偶、奇对称性, 因此 $[|\Psi_{\downarrow}(2\pi)\rangle - |\Psi_{\uparrow}(2\pi)\rangle]/\sqrt{2}$ 对应右局域模式, 这是 R-M 模型期望的输出结果. 保真度反映演化末端边界态的能量占比. 图 6 展示了不同结构长度 L 对应的保真度 F . 当 $L > 600 \mu\text{m}$ 时, 保真度均接

近 1, 代表输出结果和边界态一致, 对应绝热演化过程. 随着 L 缩短, 系统逐渐偏离绝热近似, 保真度下降, 代表输出结果和边界态出现差异, 对应非绝热演化过程. 但在特定点出现反弹峰值, 此时系统经历非绝热演化过程但结果和边界态一致, 对应等效绝热演化. 当 L 继续缩短时保真度再次下降, 并在足够短时演化结果完全偏离边界态. 这说明系统的绝热属性可以影响演化末态与边界态的一致程度, 从而影响光传输结果. 其中等效绝热演化所需的结构长度小于绝热演化对应的长度, 代表其可以在不改变演化结果的前提下有效缩短结构长度. 同时保真度接近 1 和接近 0 的演化过程, 结果展示出只局域在 10 波导/没有能量分布在 10 波导的差异. 上述结果证明绝热属性可以作为光传输行为的调控自由度, 丰富拓扑波导阵列的光传输行为.

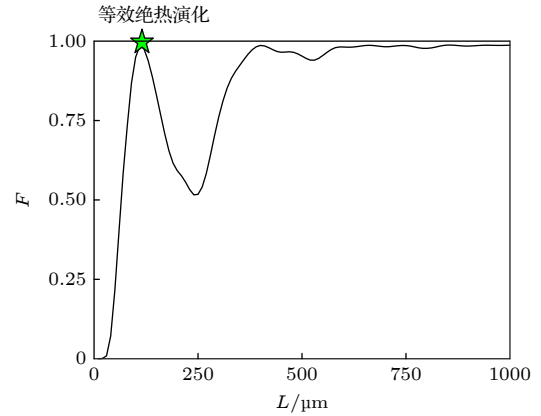


图 6 不同结构长度 L 对应的保真度 F . 绿色五角星对应在非绝热演化范畴出现的等效绝热演化

Fig. 6. The fidelity F as a function of the structure length L . The green pentagram marks the adiabatic equivalent evolution, presenting at non-adiabatic regime.

图 6 展示的保真度 F 均随绝热度改变发生了振荡现象. 接下来利用微扰近似理论, 分析保真度 F 振荡的物理本质. 当系统处于非绝热演化时, 光场模式可以按 (13) 式分解为本征态的叠加. 其中相位因子可以拆写为

$$\theta_n(z) = - \int_0^z k_z^n(z') dz' + i \int_0^z \langle \Psi_n(z') | \frac{\partial}{\partial z'} | \Psi_n(z') \rangle dz',$$

式中第一项对应力学相位, 第二项对应贝里相位, 在有限周期结构中应为 0. 式中 $g_n(z)$ 描述各本征态分量大小, 其模平方的物理含义是各本征态能带比例. 假设演化过程仅涉及边界态及最近邻体

态, 且二者之间的能量交换很小, 可近似认为 $g_n(z) = \delta_{nm}$ (其中 m 对应边界态能带, n 为近邻体态). 假设入射光场只激发下边界态, 即 $|\psi(z)\rangle = [1, 0, 0, \dots]$. 利用上述假设, $g_n(z)$ 的一阶近似表达式为^[35]

$$g_n^{(1)}(z) = - \int_0^z \langle \Psi_n(z') | \frac{\partial}{\partial z'} | \Psi_m(z') \rangle e^{iW_{nm}(z')} dz', \quad (17)$$

其中 $W_{nm}(z) = \int_0^z (k_z^n(z') - k_z^m(z')) dz'$ 表征能带 n 与 m 之间的动力学相位差. (17) 式表明 $g_n(z)$ 受相位因子 $e^{iW_{nm}(z')}$ 调制, 从而导致保真度发生振荡. 如果系统的绝热度 c_{nm} 为常数, (17) 式可写作

$$g_n^{(1)}(z) = - \int_0^z c_{nm} (k_z^n(z') - k_z^m(z')) e^{iW_{nm}(z')} dz'. \quad (18)$$

由于 $d(e^{iW_{nm}(z')}) = i(k_z^n(z') - k_z^m(z')) e^{iW_{nm}(z')} dz'$, 则积分式可化简为

$$g_n^{(1)}(z) = ic_{nm} (e^{iW_{nm}(z)} - 1). \quad (19)$$

上式表明 $g_n^{(1)}(L)$ 会周期性振荡至 0, 对应保真度的峰值, 且该振荡现象是普遍存在的.

为了重点研究本征边界态及最近邻体态间的相互作用, 下边界态与上边界态能带之间的微能隙 (受耦合系数最小值 κ_{\min} 调控) 会引入无关谐振. 为消除该谐振, 假设 $\kappa_{\min} = 0$, 则 t_0 和 τ 修改为 0.045, 其他参数不变. 对于 $N = 5$ 的模型, 当 $n = 4$, $m = 5$ 时, 图 7(a) 展示了保真度 F 随 L 的变化关系, 图 7(b) 展示了 (17) 式的数值计算结果. 保真度 F 和 $|g_4^{(1)}(L)|^2$ 的物理含义分别是演化末态边界态和体态能量占比, 受能量守恒制约二者之和应小于 1, 故保真度极大值与 $|g_4^{(1)}(L)|^2$ 极小值的位置应一一对应. 图 7 显示 $L = 630 \mu\text{m}$ 和 $L = 1040 \mu\text{m}$ 时匹配良好. 对于 $L = 180 \mu\text{m}$, 非绝热效应较强, 边界态及最近邻体态间能量交换较大, 此时 $g_n(z) = \delta_{nm}$ 近似并不严格成立, 导致极大/极小位置出现一定偏差. 尽管如此, (17) 式已充分解释了保真度 F 的振荡现象, 该振荡主要由边界态与最邻近体态之间的动力学相位差所主导. 光场模式在演化过程中为边界态和最邻近体态的线性叠加, 受二者之间的动力学相位差控制, 输出边界态占比出现干涉相涨或相消, 引发保真度随结构长度的振荡现象. 因此, 能带干涉是保真度振荡的物理本质.

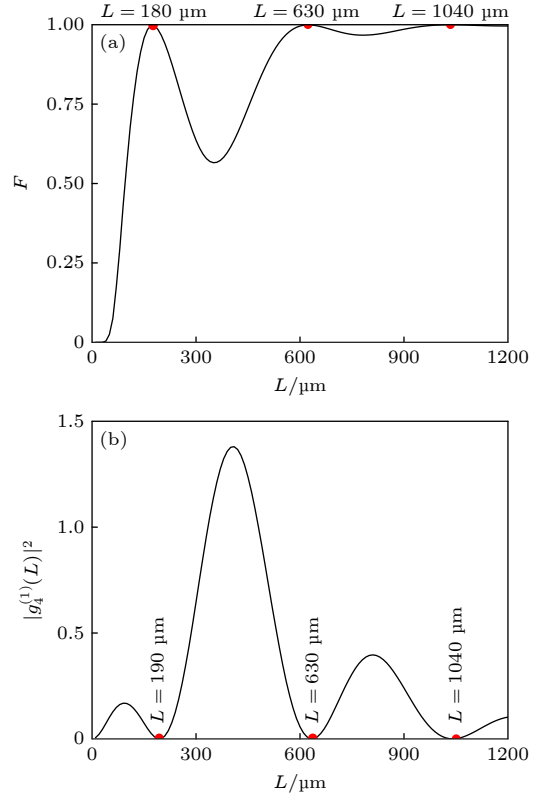


图 7 保真度 F 极大值和一阶微扰近似计算结果 $|g_4^{(1)}(L)|^2$ 极小值对应的位置 (a) 保真度 F 随结构长度 L 的变化关系; (b) $|g_4^{(1)}(L)|^2$ 随结构长度 L 的变化关系. 红点对应极大值/极小值出现的位置

Fig. 7. The positions correspond to maxima of the fidelity F and minima of the first-order perturbation approximation result $|g_4^{(1)}(L)|^2$: (a) Fidelity F as a function of the structure length L ; (b) $|g_4^{(1)}(L)|^2$ as a function of the structure length L . Red dots mark the positions where the maxima/minima occur.

最后, 我们考虑了实际波导结构, 假设各参数按 (2) 式变化, 分析了拓扑波导阵列在等效绝热演化过程下的容差表现. 假设图 1 中波导材料为硅 (折射率为 3.45), 背景材料为二氧化硅 (折射率为 1.45) 并包围波导结构, 波导厚度固定为 220 nm . 沿 z 方向波导宽度的变化范围设置为 $450\text{--}550 \text{ nm}$, 波导中心间距的变化范围设置为 $580\text{--}880 \text{ nm}$, 仿真计算得到 (2) 式中各理论参数. 发现该参数下可以在结构长度为 $160 \mu\text{m}$ 时实现等效绝热演化. 之后在等效绝热演化过程下考虑整体的波导宽度误差 δw , 分别计算第 10 根边界波导的透射率 T_{10} , 如图 8 所示. $\delta w = 0$ 时, 透射率为 0.97; 随着宽度误差变宽, 在 $\delta w = +30 \text{ nm}$ 处透射率下降至 0.9, 在 $\delta w = +50 \text{ nm}$ 处下降至 0.8, 在 $\delta w = +70 \text{ nm}$ 处下降至 0.73; 随着宽度误差变窄, 在 $\delta w = -35 \text{ nm}$

处透射率下降至 0.9, 在 $\delta w = -55$ nm 处下降至 0.8, 在 $\delta w = -70$ nm 处下降至 0.72. 该结果表明拓扑波导阵列可以在未引入宽度误差时实现高透射率的边界传输, 但受宽度误差影响后透射率会下降, 这和等效绝热演化的干涉本质相关. 但是引入误差后透射率并不会剧烈上下振荡, 而是呈现缓慢下降的趋势. δw 范围在 -35 nm — $+30$ nm (即相对误差 -7% — $+6\%$) 内, 边界波导透射率大于 0.9, 表明拓扑波导阵列仍具备一定的容差范围.

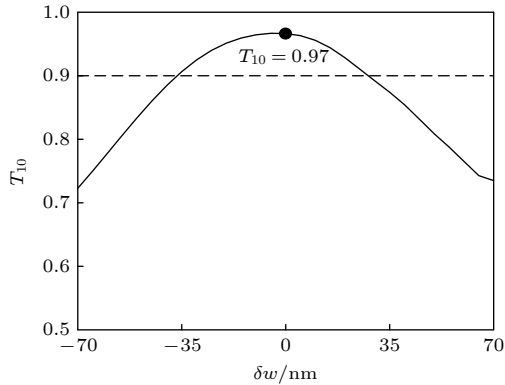


图 8 等效绝热演化下第 10 根边界波导的透射率 T_{10} 随整体波导宽度误差 δw 的变化关系

Fig. 8. The transmission of the 10th edge waveguide T_{10} as a function of the waveguides width deviation δw in adiabatic equivalent evolution.

4 结 论

本文基于 R-M 拓扑泵浦模型, 先利用结构长度对系统绝热属性的影响, 通过缩短结构长度逐渐破坏系统的绝热演化条件, 分析了从绝热演化拓展至非绝热演化后光场模式发生的演化规律及物理本质. 当满足绝热演化条件, 即结构长度足够长时, 光场模式与系统边界态的演化一致; 而随着长度缩短, 光场模式与系统边界态的演化出现差异, 演化结果为边界态和体态的叠加; 在特殊结构长度下, 光场模式经历非绝热演化过程, 先偏离边界态再返回边界态, 我们将这种特殊案例称为等效绝热演化. 分析输出模式与本征边界态之间的一致性即保真度, 发现绝热属性可以有效调控保真度, 实现完全一致或完全相异的两种输出结果. 随着结构长度缩短, 输出保真度逐渐下降的同时会出现上下振荡的现象, 其振荡至接近 1 的位置便会出现等效绝热演化. 之后本文利用一阶微扰近似分析了保真度振荡的物理本质, 它是由边界态和体态能带间的动力

学相位差导致的能带干涉引起的. 这种由保真度振荡引发的等效绝热演化是系统天然存在的干涉现象, 可以在更短的结构长度下实现与绝热演化一致的边界态传输. 最后我们考虑实际波导结构, 分析了引入整体波导宽度误差后边界波导透射率的变化情况. 表明等效绝热演化过程下拓扑波导阵列仍在一定的误差范围内 (-35 nm — $+30$ nm) 保持大于 0.9 的透射率, 具备一定的容差范围. 该研究工作分析了拓扑泵浦模型在非绝热演化范畴的光场演化规律及其物理本质, 补充了拓扑泵浦非绝热演化的理论分析方法, 提供了在更短结构长度下实现本征边界态输出和利用绝热属性调控本征边界态输出占比的方法. 本工作可以作为光学波导阵列体系的基础设计理论, 用于设计高抗干扰能力且小型化的片上光子器件, 有望应用于光耦合器和光分束器等应用领域.

参考文献

- [1] Meng Y, Chen Y Z, Lu L H, Ding Y M, Cusano A, Fan J A, Hu Q M, Wang K Y, Xie Z W, Liu Z T, Yang Y M, Liu Q, Gong M L, Xiao Q R, Sun S L, Zhang M M, Yuan X C, Ni X J 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 235
- [2] Xu H N, Dai D X, Shi Y C 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800349
- [3] Xu H N, Qin Y, Hu G L, Tsang H K 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200550
- [4] Shen B, Wang P, Polson R, Menon R 2015 *Nat. Photonics* **9** 378
- [5] Yu Z J, Xu H N, Liu D J, Li H, Shi Y C, Dai D X 2022 *J. Lightwave Technol.* **40** 1784
- [6] Zhang M, Buscaino B, Wang C, Shams-Ansari A, Reimer C, Zhu R R, Kahn J M, Lončar M 2019 *Nature* **568** 373
- [7] Wu H, Tan Y, Dai D X 2017 *Opt. Express* **25** 6069
- [8] Gan R F, Qi L, Ruan Z L, Liu J, Guo C J, Chen K X, Liu L 2022 *Opt. Lett.* **47** 5200
- [9] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
- [10] Ozawa T, Price H M, Amo A, Goldman N, Hafezi M, Lu L, Rechtsman M C, Schuster D, Simon J, Zilberberg O, Carusotto I 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015006
- [11] Tang G J, He X T, Shi F L, Liu J W, Chen X D, Dong J W 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100300
- [12] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
- [13] Yablonovitch E 2009 *Nature* **461** 744
- [14] He X T, Liang E T, Yuan J J, Qiu H Y, Chen X D, Zhao F L, Dong J W 2019 *Nat. Commun.* **10** 872
- [15] Shalaev M I, Walasik W, Tsukernik A, Xu Y, Litchinitser N M 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 31
- [16] Yang Y H, Yamagami Y, Yu X B, Pitchappa P, Webber J, Zhang B L, Fujita M, Nagatsuma T, Singh R 2020 *Nat. Photonics* **14** 446
- [17] Sun L, Zhang Y, He Y, Wang H W, Su Y K 2020

- Nanophotonics* **9** 1321
- [18] Mayer N, Ayuso D, Decleva P, Khokhlova M, Pisanty E, Ivanov M, Smirnova O 2024 *Nat. Photonics* **18** 1155
- [19] He X T, Li M Y, Qiu H Y, Ruan W S, Zhou L D, Liu L, Chen X D, Chen W J, Zhao F L, Dong J W 2021 *Photonics Res.* **9** 1423
- [20] Zeng Y Q, Chattopadhyay U, Zhu B F, Qiang B, Li J H, Jin Y H, Li L H, Davies A G, Linfield E H, Zhang B L, Chong Y D, Wang Q J 2020 *Nature* **578** 246
- [21] Dai T X, Ma A, Mao J, Ao Y T, Jia X Y, Zheng Y, Zhai C H, Yang Y, Li Z H, Tang B, Luo J, Zhang B L, Hu X Y, Gong Q H, Wang J W 2024 *Nat. Mater.* **23** 928
- [22] Thouless D J 1983 *Phys. Rev. B* **27** 6083
- [23] Citro R, Aidelsburger M 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 87
- [24] Yuan T, Dai H N, Chen Y A 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 160302 (in Chinese) [苑涛, 戴汉宁, 陈宇翱 2023 物理学报 **72** 160302]
- [25] Wang R Q, Li C, Li Y 2024 *Acta Opt. Sin.* **44** 1732012 (in Chinese) [王睿琦, 李础, 李焱 2024 光学学报 **44** 1732012]
- [26] Rice M J, Mele E J 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1455
- [27] Sun L, Wang H W, He Y, Zhang Y, Tang G J, He X T, Dong J W, Su Y K 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2200354
- [28] Song W G, You O B, Sun J C, Wu S J, Chen C, Huang C Y, Qiu K, Zhu S N, Zhang S, Li T 2024 *Sci. Adv.* **10** eadn5028
- [29] Wu S J, Song W G, Sun J C, Li J, Lin Z Y, Liu X Y, Zhu S N, Li T 2024 *Nat. Commun.* **15** 9805
- [30] Fedorova Z, Qiu H X, Linden S, Kroha J 2020 *Nat. Commun.* **11** 3758
- [31] Privitera L, Russomanno A, Citro R, Santoro G E 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 106601
- [32] Liu X Y, Lin Z Y, Song W G, Sun J C, Huang C Y, Wu S J, Xiao X J, Xin H R, Zhu S N, Li T 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 016601
- [33] Mei F, Chen G, Tian L, Zhu S L, Jia S T 2018 *Phys. Rev. A* **98** 012331
- [34] Qi L, Wang G L, Liu S T, Zhang S, Wang H F 2020 *Phys. Rev. A* **102** 022404
- [35] Martínez-Garaot S, Ruschhaupt A, Gillet J, Busch T, Muga J G 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043406

Theoretical study of non-adiabatic evolution in Rice-Mele topological pumping model*

ZHANG Shuoshi¹⁾ CHANG Mingli²⁾ LIU Modian¹⁾ DONG Jianwen^{1)†}

¹⁾ (School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

²⁾ (Department of Physics, The Hong Kong University of Science and Technology, Hongkong 999077, China)

(Received 15 April 2025; revised manuscript received 1 May 2025)

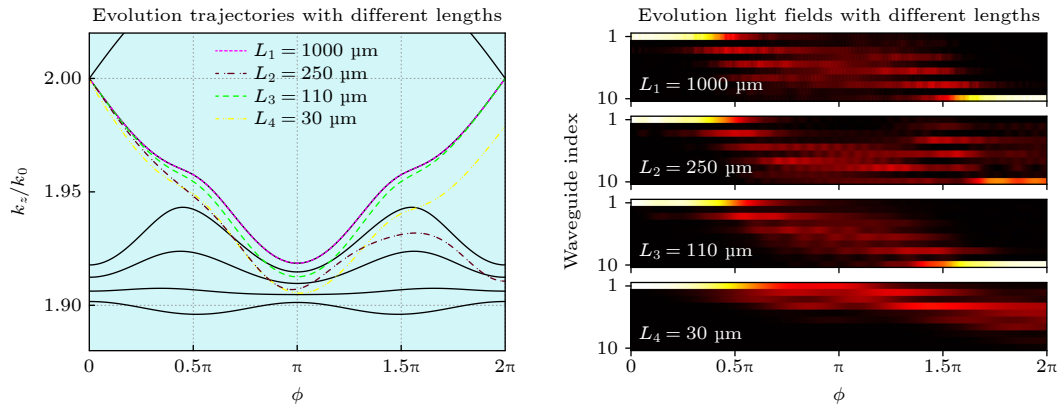
Abstract

Topological pumping based on Thouless pumping can be effectively applied to optical waveguide array systems to achieve robust light manipulation with strong disturbance resistance. One of its typical models, the Rice-Mele (R-M) model, enables directional light field to transmit from the leftmost (rightmost) waveguide to the rightmost (leftmost) waveguide, which can be utilized to realize fabrication-tolerant optical couplers. Adiabatic evolution is a critical factor influencing the transport of topological eigenstates. However, it requires the system's parameter variation to be sufficiently slow, which leads to excessively long waveguide lengths, limiting device compactness. To reduce the size, non-adiabatic evolution offers a feasible alternative. Meanwhile, the adiabatic properties of topological pumping models introduce new degrees of freedom, expanding possibilities for light manipulation. Based on the R-M model, this work analyzes the relationship between adiabatic property and structure length L , investigates light field evolution behavior when adiabatic condition is violated, and explores the transition from adiabatic to non-adiabatic regimes. When adiabatic condition is satisfied ($L_1 = 1000 \mu\text{m}$), the light field evolution aligns with the eigen edge state. The output mode is manifested as an edge state and localized at the edge waveguide. As length shortens ($L_2 = 250 \mu\text{m}$ and $L_4 = 30 \mu\text{m}$), the deviation between light field and eigen edge state arises, and the eigen bulk states get involved in the light field. The output modes are manifested as the superposition of edge state and bulk state, with energy spreading to other waveguides. At a specific length ($L_3 = 110 \mu\text{m}$), the light-field undergoes non-adiabatic

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62035016, 12274475) and the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 2023B1515040023, 2023B1515020072).

† Corresponding author. E-mail: dongjwen@mail.sysu.edu.cn

evolution: initially deviating from the edge state and later returning to the edge state. This phenomenon is termed adiabatic equivalent evolution. The output mode is localized at the edge waveguide, which is the same as the adiabatic evolution. By analyzing the fidelity between output mode and eigen edge state, we demonstrate that the adiabaticity can effectively regulate fidelity, achieving signal on/off at the edge waveguide. As structural length decreases, fidelity gradually declines and exhibits an oscillating behavior. When fidelity approaches to 1, the adiabatic equivalent evolution emerges. The first-order perturbation approximation reveals that these oscillations stem from destructive interference between edge and bulk states, thereby confirming their intrinsic origin in band interference. This mechanism enables eigen edge state output at shorter lengths than adiabatic requirements, providing a reliable approach for miniaturizing devices. Furthermore, the fabrication tolerance is analyzed. Within the whole waveguides width deviation range of -35 – $+30$ nm (relative deviation range of -7% – $+6\%$), the transmission of edge waveguide through the adiabatic equivalent evolution is larger than 0.9. This work analyses light-field evolution process and underlying physics for topological pumping in non-adiabatic regimes, supplements theoretical methods for analyzing non-adiabatic evolution, and provides strategies for achieving eigen edge state output at reduced lengths. This work provides some feasible principles for designing topological optical waveguide arrays, guiding the development of compact and robust on-chip photonic devices such as optical couplers and splitters, which have broad application prospects in integrated photonics.



Keywords: topological pumping, optical waveguide array, non-adiabatic evolution

PACS: 42.25.Bs, 42.82.Et

DOI: [10.7498/aps.74.20250485](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250485)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250485](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250485)

Rice–Mele拓扑泵浦模型中的非绝热演化理论研究

张硕实 常名立 刘墨点 董建文

Theoretical study of non-adiabatic evolution in Rice–Mele topological pumping model

ZHANG Shuoshi CHANG Mingli LIU Modian DONG Jianwen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 144201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250485

CSTR: 32037.14.aps.74.20250485

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250485>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超冷原子动量光晶格中的非线性拓扑泵浦

Nonlinear topological pumping in momentum space lattice of ultracold atoms

物理学报. 2023, 72(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230740>

飞秒激光脉冲对N₂分子非绝热准直的调控

Modulation of non-adiabatic alignment of N₂ molecule by femtosecond laser pulses

物理学报. 2023, 72(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222112>

MoS₂中S原子空位形成的非绝热动力学研究

Non-adiabatic dynamic study of S vacancy formation in MoS₂

物理学报. 2023, 72(22): 226101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230787>

五氟吡啶激发态非绝热弛豫过程中的分子结构

Molecular structures in the non-adiabatic relaxation processes of excited states of pentafluoropyridine

物理学报. 2024, 73(4): 043101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231570>

环形泵浦激发下微腔激子极化激元的涡旋叠加态演化分析

Analysis for vortex superposition state evolution of microcavity exciton polariton excited by ring-shaped pump

物理学报. 2021, 70(24): 240304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210971>

非互易拓扑光子学

Non-reciprocal topological photonics

物理学报. 2024, 73(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850>