

综述

拓扑物理启发的鲁棒性无线电能传输进展*

吴显^{1) #} 黄友韬^{1) #} 李会^{1) 2)} 羊亚平^{1) 2)} 陈鸿¹⁾ 郭志伟^{1) †}

1) (同济大学物理科学与工程学院, 教育部先进微结构材料重点实验室, 上海 200092)

2) (同济大学上海自主智能无人系统科学中心, 上海 201210)

(2025 年 6 月 25 日收到; 2025 年 10 月 12 日收到修改稿)

磁共振无线电能传输 (wireless power transfer, WPT) 技术是近年来近场调控的研究重点之一, 其在移动电话、植入式医疗设备以及电动汽车等诸多方面都具有重要的应用价值. 对于复杂传能通道需求 (例如机械臂等), 通常需要引入中继线圈构造多米诺耦合阵列. 然而, 传统的多米诺耦合阵列存在明显的局限性: 近场耦合导致的多重频率劈裂, 使得系统无法保持固定的工作频率; 耦合阵列易受到构造误差及参数扰动影响; 目前研究多数集中在单负载传输, 多负载传输系统仍然亟待开发; 能量传输方向难以灵活控制. 近年来, 光子人工微结构为拓扑物理提供了良好的研究平台, 使得拓扑特性得到了广泛的研究. 拓扑结构的最显著特征是具有非零的拓扑不变量以及由体边对应确定的鲁棒性边界态, 这一天然特性能够免疫制造缺陷和无序扰动. 不仅如此, 通过调整拓扑态的波函数分布能够使能量精准局域, 从而实现定向的 WPT. 因此, 将拓扑模式用于耦合阵列 WPT 具有重要的科学意义. 本文主要阐明了基于宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的通用型双线圈和三线圈 WPT 的基本原理, 并且介绍了不同拓扑构型下的多米诺线圈阵列能够实现鲁棒的 WPT, 包括一维周期性模型 (SSH 链组成的有效二阶 PT 对称和有效三阶 PT 对称系统)、一维非周期性模型 (拓扑缺陷态、类 SSH 链、准周期 Harper 链) 以及高阶拓扑模型, 最后对拓扑模式在 WPT 的应用方向进行了展望.

关键词: 拓扑光子学, 宇称-时间对称, 无线电能传输**DOI:** 10.7498/aps.75.20250833**CSTR:** 32037.14.aps.75.20250833

1 引言

21 世纪以来, 无线电能传输 (wireless power transfer, WPT) 作为一种全新的用电方式, 在消费电子领域有着广泛的应用场景, 如探测器、传感器、人体植入式医疗设备等^[1-4]. 早在 19 世纪末, 美国科学家 Nikola Tesla 就提出了 WPT 的初步构想^[5], 利用电磁场携带的能量来实现电力的隔空传递. 不同于传统的有线电能传输, WPT 技术无需使用波导、电缆等连接, 可以有效解决电气设备

的导线老化及裸露带来的安全隐患问题, 也能避免复杂的导线排布. 2007 年, Kurs 等^[6]首次提出了磁共振耦合的 WPT 技术, 这是一种基于磁场共振耦合原理来实现电能的无线传输, 即两个具有相同谐振频率的谐振线圈能高效地交换能量^[7-10]. 相比远场传输, 磁共振近场传输有以下优点: 1) 传输效率较高. 在远场辐射型 WPT 中, 电磁波在空间传播过程中会向各个方向扩散, 能量会逐渐衰减, 因此传输效率相对较低^[11]. 2) 磁共振近场传输主要是通过磁场的耦合, 对生物体产生辐射危害较少. 3) 磁共振近场传输受障碍物的影响较小.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1400602, 2023YFA1407600)、国家自然科学基金 (批准号: 12374294, 12274325) 和上海市教育发展基金和上海市教育委员会“晨光计划”项目 (批准号: 21CGA22) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: 2014guozhiwei@tongji.edu.cn

传统的二阶宇称-时间 (parity-time, PT) 对称型磁共振系统如图 1(a) 所示. 该系统由发射线圈和接收线圈组成, 两个线圈频率均为 ω_0 . 当满足零反射条件时, 系统的动力学方程可以写为

$$i \frac{d}{dt} |a\rangle = H |a\rangle,$$

其中 $|a\rangle = (a_1, a_2)^T$, 相应的等效封闭系统的哈密顿量可以表示为

$$H = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma & \kappa \\ \kappa & \omega_0 - i\gamma \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中, κ 为两个线圈的耦合强度, γ 表示系统具有平衡的增益和损耗. 将开放的 WPT 系统等效为封闭的非厄米系统是一种有效的理论建模方法, 通常需要满足以下条件.

1) 弱辐射条件. 线圈的损耗需远小于其谐振

频率, 这意味着能量在谐振单元附近足够局域. 在本文所述磁共振 WPT 系统中, 耦合线圈通常是高品质因数的 LC 谐振器, 天然满足这一条件.

2) 紧束缚近似. 线圈之间的耦合强度应远小于其谐振频率, 这保证了能量主要在相邻线圈之间传递. 磁共振 WPT 系统中的近场耦合随距离指数衰减, 满足紧束缚近似, 系统可以非常精确地用耦合模理论或等效电路方程来描述, 最终可以写成一个矩阵形式的有效哈密顿量.

3) 线性与时间不变性. 系统参数 (电容、电感、耦合、负载) 不随场强和时间变化. 基于以上条件, 将源和负载作为“等效”的增益/损耗, 通过精确控制源和负载, 可以人为地控制增益和损耗的分布, 从而合成出一个具有非厄米特性 (如 PT 对称) 的有效哈密顿量.

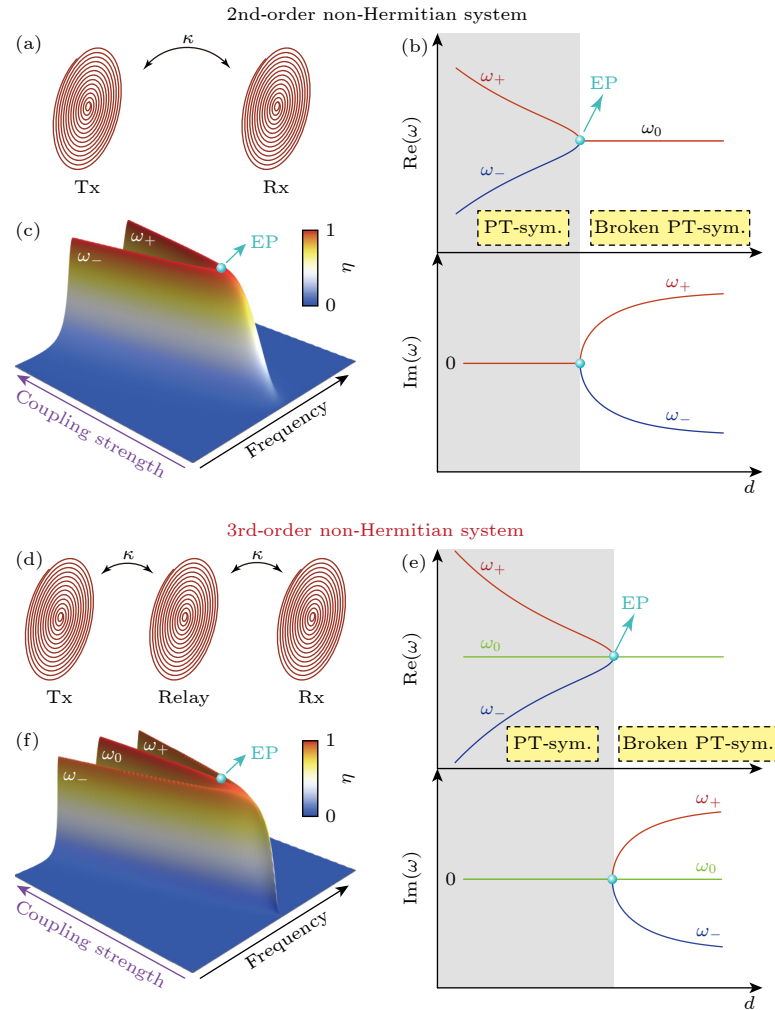


图 1 (a)–(c) 二阶 PT 对称系统原理图、本征值谱、效率; (d)–(f) 三阶 PT 对称系统原理图、本征值谱、效率

Fig. 1. (a)–(c) Schematic diagram, eigenvalue spectrum, and transfer efficiency of a second-order PT-symmetric system; (d)–(f) similar to panels (a)–(c), but for third-order PT-symmetric system.

图 1(b) 是二阶 PT 对称系统本征频率的实部和虚部, 频率简并的点被称为奇异点 (exceptional point, EP), 该点将相图分为 PT 对称相和 PT 破缺相两个部分. 在强耦合区 (EP 之前), 由于非厄米因素的引入, 本征频率劈裂. 此时系统有两支纯实数本征频率, 在该频率下, 系统能保持较高的传输效率, 如图 1(c) 所示. 但是, 随着传输距离的改变, 系统的工作频率始终在变化, 在工程应用中有明显的局限性. 而在弱耦合区 (EP 之后), 系统的本征频率实部简并为 ω_0 . 此时, 系统虽然有确定的工作频率, 但由于虚部的出现, 导致传输效率在弱耦合区显著下降 [12–16]. 因此, 研究人员致力于开发新的 WPT 系统, 不仅能够拥有确定的工作频率, 而且能在弱耦合区保持较高传输效率. 研究表明, 在发射线圈和接收线圈中间加入一个中继线圈, 组成三阶 PT 对称系统, 如图 1(d) 所示, 可以有效解决上述问题. 三阶 PT 对称系统的有效哈密顿量可以表示为

$$H = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma & \kappa & 0 \\ \kappa & \omega_0 & \kappa \\ 0 & \kappa & \omega_0 - i\gamma \end{pmatrix}. \quad (2)$$

求解得其本征频率为

$$\omega_1 = \omega_0, \omega_{2,3} = \omega_0 \pm \sqrt{2\kappa^2 - \gamma^2}. \quad (3)$$

如图 1(e) 所示, 相较于二阶系统, 三阶系统中存在一支不随距离变化的纯实数本征频率 (绿色实线). 图 1(f) 显示了该频率始终能够实现最大传输效率. 不仅如此, 三阶系统在弱耦合区表现出更高的传输效率, 从而在一定程度上提升了传输距离. 当传输距离相对于器件尺寸增大到一定程度 ($d/r > 3$) 时, 称之为“中距离 WPT”. 然而在这一区域内, 系统设计面临的主要挑战是传输效率会随着距离的增大而指数衰减. 为了在确保高效率的同时进一步拓展传输距离, 研究人员提出在源线圈和负载线圈间添加多个中继线圈, 形成类似于多米诺骨牌式的均匀链结构 [17–19], 如图 2(a) 所示. 该系统具有广泛的应用场景, 如机械臂、绝缘子串、智能桌面等, 如图 2(b) 所示. 然而, 这种多米诺链结构在实现稳定高效的长距离 WPT 方面仍然存在许多不足 [8,20]: 1) 当中继线圈间距过小时, 近场耦合效应会导致明显的频率劈裂, 并且频率劈裂的支数和位置会受到线圈间距和线圈数量的影响. 因此, 很难在一支固定频率下实现高效稳定的 WPT. 2) 当中继线圈间距增大后, 近场耦合导致的频率劈裂会被显著抑制, 线圈的谐振频率可以作为系统的工作频率. 但随着间距的增大, 传输效率会迅速降低, 无法满足

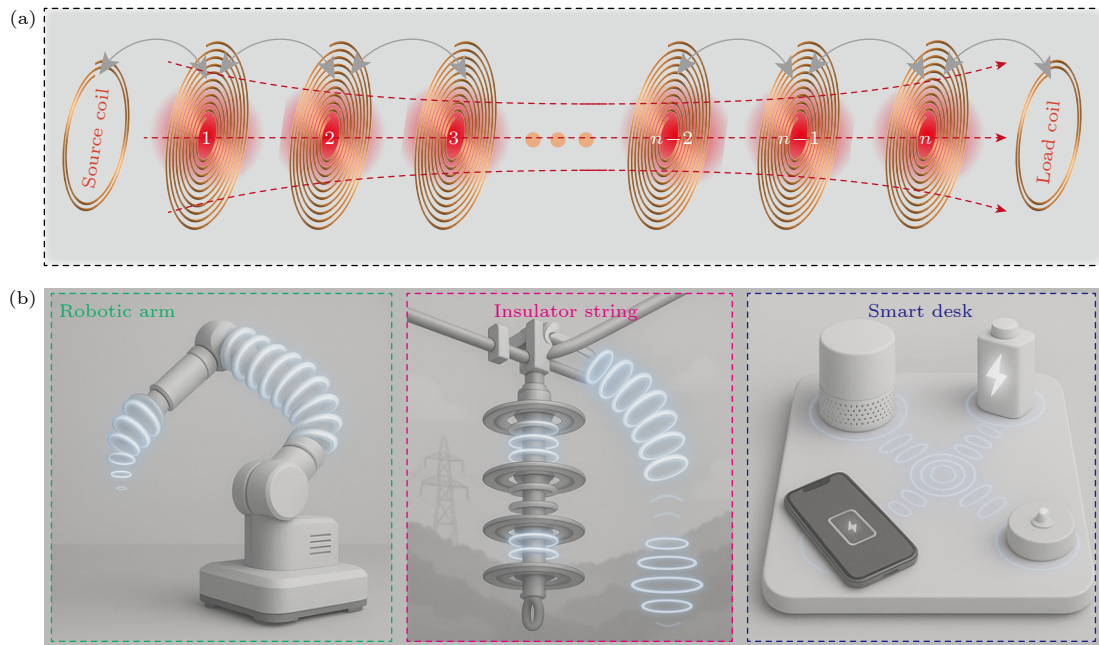


图 2 基于磁共振线圈的多米诺无线传能技术 (a) 多米诺无线传能原理图, 包括源线圈、谐振线圈阵列和负载线圈; (b) 多米诺无线传能应用场景, 从左到右分别为机械臂、绝缘子串和智能桌面

Fig. 2. Domino WPT composed of the coil resonators: (a) Domino WPT schematic diagram, including source coil, resonant coil array, and load coil; (b) application of Domino WPT, from left to right are robotic arm, insulator string, and smart desk, respectively.

高效 WPT 需求. 3) 多个线圈在系统中的构造误差或者外部扰动会显著影响传输效率, 造成不稳定的能量传输. 4) 传统链式 WPT 的传输方向难以灵活控制, 在实际应用场景中有很大的局限性^[21]. 因此, 迫切需要优化现有方法, 实现稳定高效的中长距离 WPT.

近年来, 随着拓扑物理的不断发展, 人们设计了基于光子人工微结构的拓扑光子能带和光学拓扑态. 利用光学拓扑性质控制光子的运动具有重要意义, 相关研究内容已逐渐发展为拓扑光子学^[22–25]. 凝聚态物理学中一些复杂的拓扑模型可以使用人工微结构进行类比和构建^[26–28], 这为人们探索与拓扑相关的丰富物理性质提供了可能性^[29–32], 如高阶拓扑^[33,34]、非厄米物理^[35]和非线性光学^[36]. 光学拓扑态可以克服缺陷和无序导致的散射损失, 所以设计具有拓扑保护的光学器件具有重要的意义^[37–40]. 一维系统中的光学拓扑态因其丰富的物理性质而受到广泛关注, 包括拓扑激励^[41–43]、能带反转^[44,45]和鲁棒的边界态^[46–48]等. 二聚化的 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型作为一维拓扑结构中最为简单的模型之一^[49], 已被广泛研究并用于构建新型光子拓扑结构^[50,51]. 在此模型中, 拓扑序与胞内和胞间耦合系数的相对大小有关. 对于拓扑非平庸结构, 边界态分布在链的两端, 能够应用到鲁棒的远程 WPT 中. 与 SSH 模型中拓扑边界态的对称分布不同, 研究人员发现在一维三聚体链和一维准周期链中存在非对称的拓扑边界态^[52,53]. 例如准周期 Harper 链中的拓扑边界态位于链的左端或右端, 可用于定向 WPT. 近年来, 人工智能的快速发展为拓扑 WPT 系统的设计提供了新的方式^[54]. 机器学习算法能够通过探索系统参数 (如耦合分布) 与目标量 (如传输效率、场局域度) 之间的复杂关系, 自动优化出具有类拓扑特性 (高鲁棒性、边界局域) 的链式结构, 为实现高效、自适应的链式 WPT 提供了新的方案^[55]. 尽管一维拓扑链构成的 WPT 系统类似于图 2(a) 的多米诺线圈阵列, 但由于边界态受拓扑保护, 所以能免疫杂质和扰动, 从而实现远程鲁棒的 WPT^[56]. 近年来, 高阶拓扑绝缘体, 例如二维 (三维) 体系中的零维角态与一维铰链态逐渐得到了广泛研究^[57]. 高阶拓扑结构具有更显著的场局域化与鲁棒性^[58]. 因此, 拓扑角态为实现高效、鲁棒、灵活的多负载 WPT 提供了理想平台. 以上均表明, 拓扑物理为 WPT 的发展注

入了新的活力.

本文综述了拓扑模型在鲁棒 WPT 上的研究进展, 主要分为三大部分: 第 2 节介绍一维周期性拓扑结构, 主要是 SSH 模型的拓扑边界态用于 WPT 时在传输效率和传输鲁棒性方面的显著提升. 在此基础上将两个 SSH 链组成复合链, 构造了满足高阶 PT 对称的拓扑模型, 解决了边界态耦合导致的频率劈裂问题, 并且在待机时具有更小功率损耗. 第 3 节介绍几种一维非周期性拓扑链. 在两种不同拓扑构型的二聚链的交界处引入拓扑缺陷态, 能够实现多负载的鲁棒 WPT; 将人工智能算法和 WPT 结合, 研究了类 SSH 链的拓扑模型, 能够实现比普通 SSH 链更加高效鲁棒的 WPT; 准周期 Harper 链中的非对称边界态解决了 WPT 应用场景中的定向传输问题, 并且将该模型与非线性电路结合可以主动控制传输方向. 第 4 节介绍高阶拓扑角态在多负载的鲁棒 WPT 上的应用, 并能够选择性激发对称型角态和非对称型角态.

2 一维周期性拓扑链实现高效鲁棒的 WPT

2.1 二阶 PT 对称的非厄米二聚链

一维拓扑链结构简单且现象丰富, 为拓扑光子学研究提供了理想平台^[59,60]. SSH 模型是最基本、最简单的拓扑链, 该模型来源于有机分子聚乙炔拓扑激发的典型周期性几何结构. 作为新一代的 WPT 技术, 拓扑链中的边界态早在 2018 年就被提出能够实现鲁棒性的长程 WPT^[61]. 本节将介绍利用深亚波长谐振线圈设计具有 PT 对称性的一维二聚体链, 并将拓扑模式应用于长程鲁棒 WPT. 在紧束缚模型下, 一维 SSH 模型的哈密顿量可以表示为^[49]

$$H = \sum_n (v A_n^\dagger B_n + w A_{n+1} B_n^\dagger) + \text{h.c.}, \quad (4)$$

其中 $v = t + \delta t$ 和 $w = t - \delta t$ 分别表示原胞内和原胞间的耦合强度, δt 为二聚化系数, $A_n^\dagger$ ($B_n^\dagger$) 和 A_n (B_n) 分别表示 SSH 链中第 n 个单元中 A (B) 格点对应的产生和湮灭算符. Zhang 等^[56] 基于谐振线圈构造了上述拓扑无线能量传输 (topological wireless power transfer, TWPT) 系统, 如图 3(a) 所示. 实验中, 采用反向绕线的线圈对构成一个原胞, 能够有效抑制次近邻耦合, 从而保护 SSH 模型

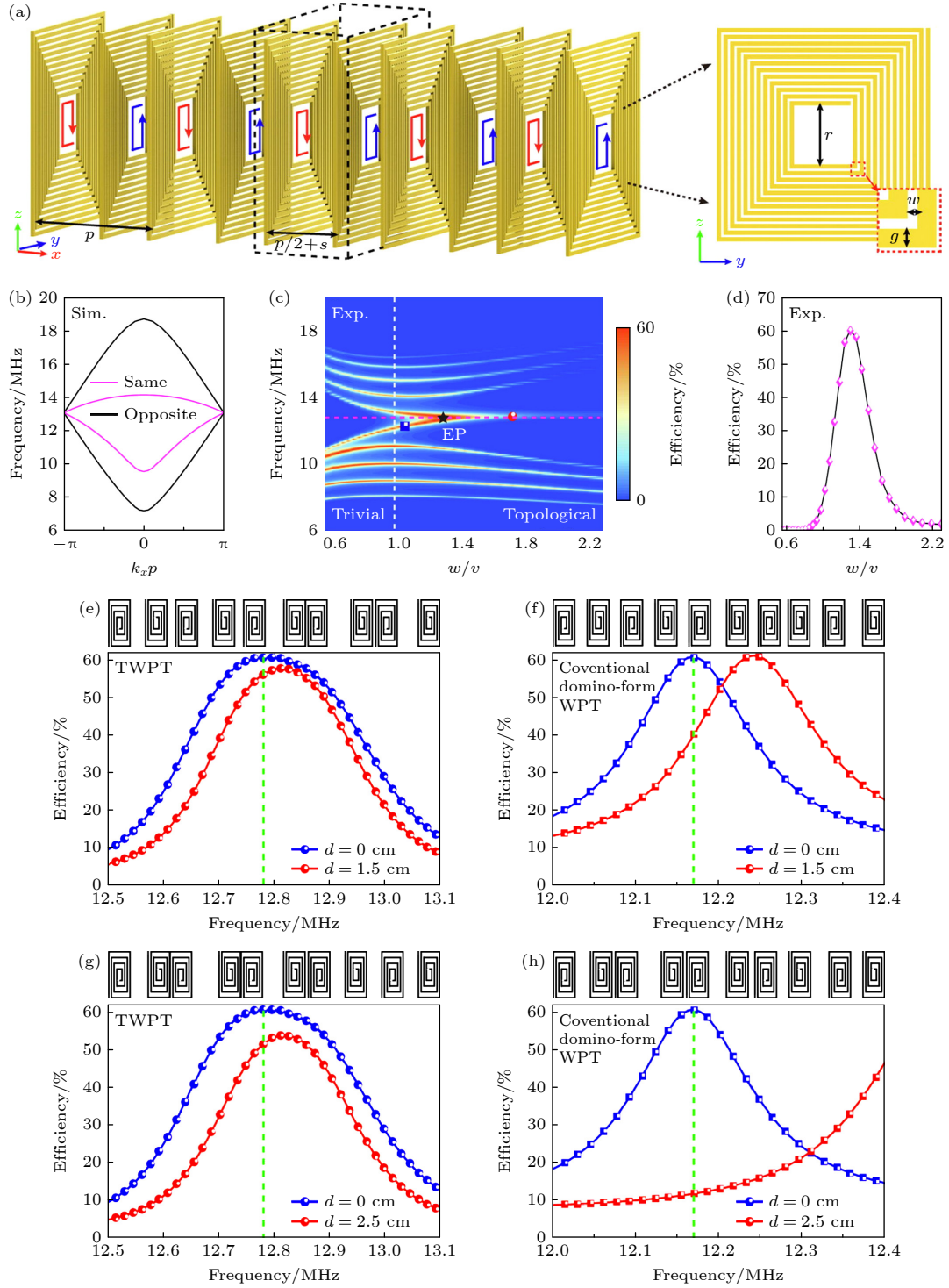


图3 TWPT系统的实验演示^[56] (a) 拓扑SSH链示意图, 每个原胞(黑色虚线框)由两个绕向相反的线圈组成(以红色和蓝色箭头标示); (b) 由同向/反向绕圈原胞构成的系统的能带结构; (c) 实测效率随频率与 w/v 的变化关系, 白色虚线表示 $w/v = 1$, 用于区分拓扑平庸与非平庸相^[56]; (d) 固定工作频率下实测效率随 w/v 的变化曲线; (e)–(h) 相同条件下测得的传输特性, 其中无序强度 $d = 1.5 \text{ cm}/2.5 \text{ cm}$, 其中(e), (g)为TWPT系统, (f), (h)为传统多米诺形式WPT系统

Fig. 3. Experimental demonstration of the TWPT system^[56]: (a) Schematic of the SSH chain, each unit cell (black dashed box) is composed of two coils with opposite winding directions (marked with red and blue arrows); (b) band structure of unit cells composed of same/opposite winding directions; (c) measured efficiency versus both frequency and w/v , the white dashed line indicates $w/v = 1$, separating the topologically trivial and nontrivial phase; (d) measured efficiency versus w/v at a fixed working frequency; (e)–(h) measured transmission for the same situation with the disorder strength $d = 1.5 \text{ cm}/2.5 \text{ cm}$ in TWPT system (e), (g) and conventional domino-form WPT system (f), (h).

的手征对称性. 当 $w/v > 1$ 时, 系统进入拓扑平庸相, 带隙中出现局域于两端的拓扑边界态. 在有限链长与非厄米效应的共同作用下, 这两个边界态发生耦合, 并在特定参数下发生 PT 相变, EP 点对应 WPT 的效率极值. 图 3(b) 的能带结构对比证明, 该设计成功保持了能带对称性, 而传统同向绕线设计则导致对称性破缺. 通过调节线圈偏移量 s 控制 w/v 比值, 实验测量了完整的效率图谱, 如图 3(c) 所示, 明确观测到拓扑边界态形成的传输通道. 如图 3(d) 所示, 在 EP ($w/v \approx 1.3$) 处获得峰值效率 (60.2%, 受限于金属损耗). 为验证拓扑保护的鲁棒性, 研究团队设计了对比实验: 在 TWPT 系统与传统 WPT 系统中引入相同的空间无序扰动 (随机偏移线圈位置). 图 3(e)—(h) 结果清晰显示, 在扰动强度达平均线圈间距的 17%—30% 时, TWPT 系统在工作频率处的效率保持稳定, 且峰值频率偏移小于 0.5%; 而传统 WPT 系统的传输效率急剧下降, 且频率发生显著漂移. 这一对比充分证明了拓扑边界态对无序扰动的免疫力, 凸显了 TWPT 技术的实用优势. 以上展示的 TWPT 系统成功将拓扑边界态的鲁棒性与非厄米系统在 EP 点的高效动力学特性相结合, 为解决 WPT 领域的痛点问题提供了创新解决方案.

2.2 高阶 PT 对称的非厄米二聚链

2.1 节展示了拓扑二聚体链的边界态对 WPT 传输效率有显著的增强作用, 但是其仍存在一定的局限性: 一方面, 具有二阶 PT 对称性的拓扑二聚体链的有效哈密顿量可以写为 (1) 式的形式, 其待机功率损耗是不可避免的; 另一方面, 边界态会相互作用, 由于近场耦合而导致频率劈裂会削弱边界态的鲁棒性^[62–64]. 将两个拓扑二聚体链组成复合链如图 4(a) 所示, 此时系统为有效三阶系统, 其有效哈密顿量可以写成 (2) 式的形式, 能够有效解决上述问题^[65]. 图 4(b) 展示了系统的本征值谱, 相比于有效二阶系统, 可以看到复合链的带隙中存在 3 个孤立的拓扑态 (用 A, B, C 标识), 它们是由两个拓扑边界态和一个拓扑界面态相互作用产生. 拓扑态 A 和 C 的频率偏离中心频率, 而拓扑态 B 始终为固定频率. 3 种拓扑模式的局域态密度分布 (local density of states, LDOS) 分别如图 4(c) 所示. 从图 4 可以看出, 拓扑态 B 的模式分布主要对称地局域在链的两端, 因此拓扑态 B 为实现稳定

的鲁棒性长程 WPT 提供了解决途径. 图 4(d) 给出了考虑不同负载功率 (对应于不同的 γ) 条件下, 有效三阶 PT 对称系统本征频率的实部和虚部. 对于图 4(a) 给出的有效三阶 PT 对称系统而言, 始终在中心频率位置存在一个与负载功率无关的稳定工作模式, 即对应于图 4(c) 中的拓扑态 B, 可以用来实现高效的无需频率追踪的长程鲁棒性能量传输.

此外, 有效三阶 PT 对称系统还解决了待机功率损耗的问题. 对于长程能量传输系统, 待机状态下保持系统的低能耗输出, 不论是从节能角度还是从器件的安全性角度来看, 都是非常必要的. 图 4(e) 给出了有效三阶 PT 对称系统在工作状态和待机状态下的反射谱. 可以看到当系统处于工作状态时, 系统的反射率低, 源的能量可以很好地输入到系统中. 相反, 当系统处于待机状态时, 系统的反射率较高, 难以进入 WPT 系统. 在拓扑链的两端分别加载两个 LED 灯可以直观地演示系统的低待机功率特性. 当系统处于工作状态时, 两端的 LED 灯都被点亮, 表明系统可以实现远程能量传输, 如图 4(f) 所示. 而当系统处于待机状态时, 两端的 LED 灯均未被点亮, 如图 4(g) 所示. 因此, 从反射谱和演示实验充分证明了具有有效三阶 PT 对称性的拓扑二聚体链, 可以实现待机功率损耗较小的远程能量传输. 以上结果表明, 二聚体链组成的有效三阶 PT 对称的拓扑系统在传输条件改变时, 不仅无需进行繁琐的频率追踪, 而且在待机状态时还具有更低的能量损耗, 因此其在构造具有拓扑保护的长程 WPT 器件方面具有明显的优势.

3 一维非周期性拓扑链实现高效鲁棒的 WPT

3.1 大面积拓扑缺陷态实现多负载的鲁棒性 WPT

第 2 节介绍了利用 SSH 模型中的拓扑边界态实现针对位置扰动鲁棒的 WPT, 但是这一方案仅能将能量传输到单个负载, 无法适配多负载的 WPT 场景. 近年来, 拓扑光子学中的大面积拓扑边界态引起研究者们的高度关注, 其兼具对结构无序鲁棒性和大面积磁场分布的特性, 这突破了传统拓扑边界态的局域化限制, 实现了针对更大面积的电磁波的操控^[66,67]. 这些优势, 将大面积拓扑物理

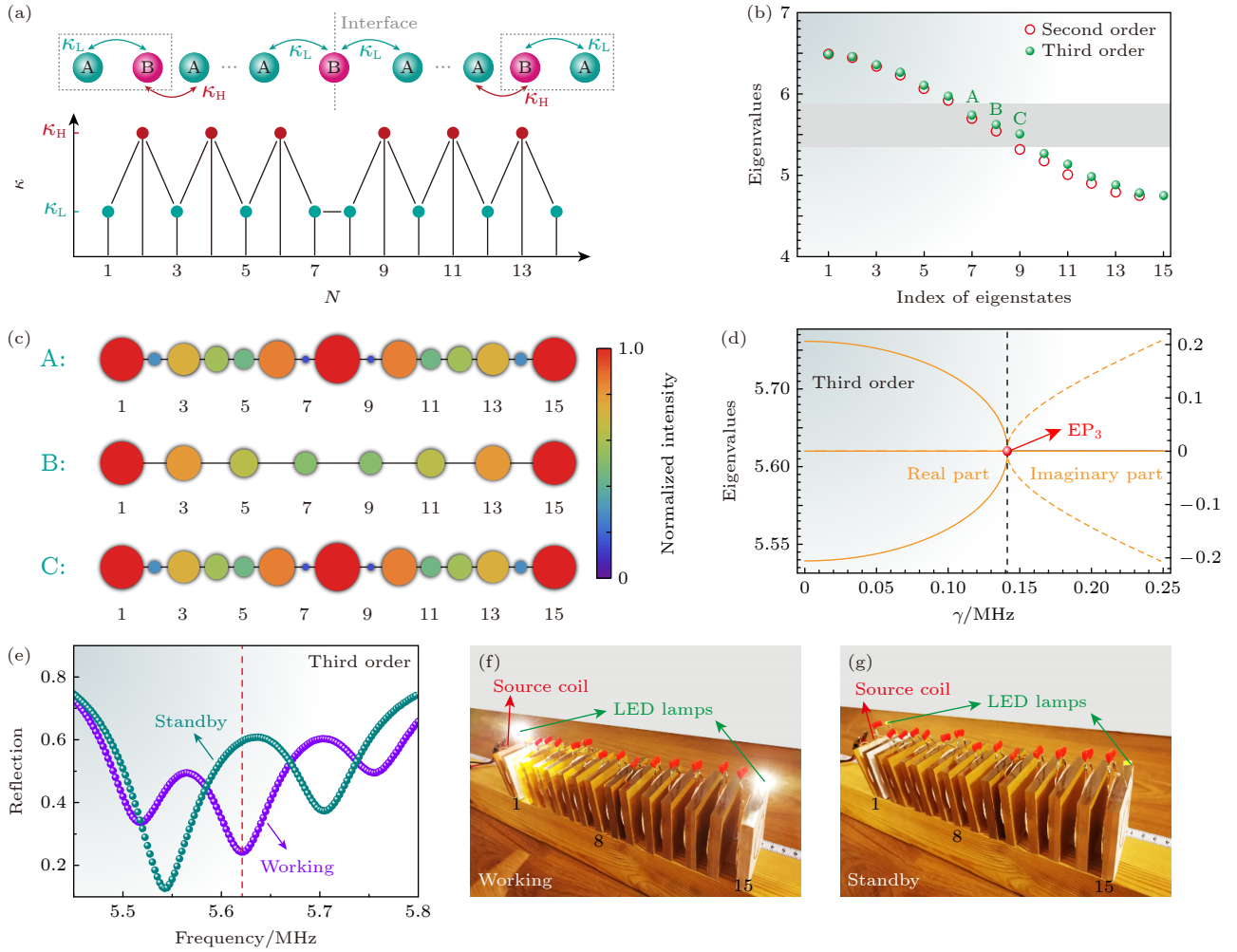


图 4 二聚体链中拓扑边界态和界面态构建有效三阶 PT 对称系统实现高效鲁棒性 WPT^[65] (a) 基于谐振线圈构造含拓扑缺陷的二聚体链用于长程 WPT 的模型示意图; (b) 含拓扑缺陷二聚体拓扑链的本征值谱; (c) 3 个耦合拓扑态的 LDOS; (d) 有效三阶 PT 对称的非厄米系统的相图; (e) 具有有效三阶 PT 对称的拓扑二聚体链在待机和工作状态下反射谱; (f), (g) 有效三阶系统工作状态和待机状态的 LED 演示实验

Fig. 4. Topological edge mode and topological interface mode of the dimer chains to realize the effective third-order PT-symmetric system and then realize robust WPT^[65]: (a) Schematic diagram of the model for using a dimer chain with topological defects constructed by resonant coils for long-range WPT; (b) eigenvalues spectra of the dimer chains with topological defects; (c) LDOS of three coupled topological modes; (d) eigenfrequencies of topological WPT system with effective third-order PT symmetry; (e) measured reflection spectrum of the topological dimer chain with effective third-order PT symmetry under working and standby states; (f), (g) experimental demonstration by using LED lamps of WPT system with effective third-order PT symmetry at working state and standby state.

机制运用到 WPT 中从而提高效率, 并为实现多负载方案提供了一条可行的途径. 研究人员通过构建由两种不同拓扑结构拼接而成的 SSH 链, 并在其界面处引入一段均匀耦合的线圈阵列, 构建出能够在多个空间节点上均匀分布能量的拓扑缺陷态^[68]. 考虑如图 5(a) 所示的耦合分布^[69], 通过将缺陷位置的原子扩展为一条均匀耦合强度的链, 原本局域的边界态被扩展为大面积拓扑缺陷态. 将界面处的单个线圈扩展为 7 个均匀耦合的线圈, 彼此之间的耦合强度为 $\kappa_C = \kappa_H$, 如图 5(b) 所示. 根据图 5(c)

的本征值计算结果, 在带隙中发现孤立的大面积拓扑缺陷态. 通过分析 LDOS 谱, 发现其能量局域在多个格点而不是单一格点, 理论和实验结果分别如图 5(d), (e) 所示. 根据计算和实验结果, 此时二聚体链的能量主要局域在中间位置的奇数格点 (5, 7, 9, 11) 上.

通过在不同的耦合强度下大面积缺陷态具有不同的局域化程度, 进一步计算了耦合强度比 κ_H/κ_L 从 1 增大到 6 时系统的 LDOS 变化, 结果如图 5(f) 所示. 引入了逆参与比 (inverse participation

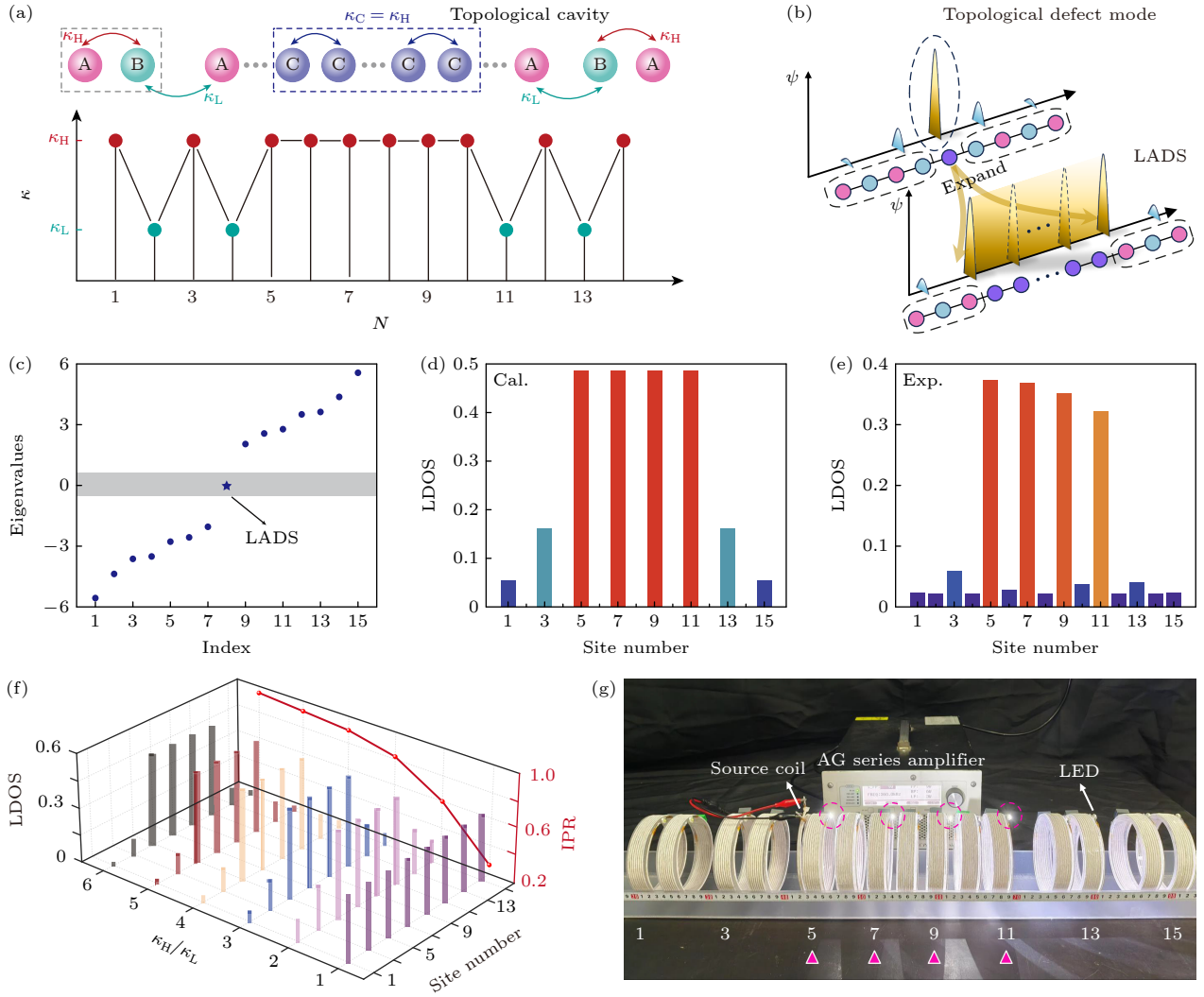


图 5 基于大面积拓扑缺陷态的 WPT 系统^[69] (a) 大面积拓扑缺陷态的耦合分布; (b) 拓扑缺陷态扩展大面积拓扑缺陷态的示意图; (c) 本征值谱的实部, 箭头标示零能模式对应的大面积拓扑缺陷态; (d) 理论计算的大面积拓扑缺陷态的 LDOS; (e) 实验测量的大面积拓扑缺陷态的 LDOS; (f) 不同耦合强度比下的 LDOS 和 IPR; (g) 基于 LED 灯照明的 WPT 实验演示图

Fig. 5. WPT system based on large-area topological defect states^[69]: (a) Coupling distribution of large-area topological defect states; (b) schematic diagram of topological defect states expanding into large-area topological defect states; (c) real part of the eigenvalues spectra, with arrows indicating the zero-energy modes corresponding to large-area topological defect states; (d) theoretically calculated LDOS for large-area topological defect states; (e) experimentally measured LDOS for large-area topological defect states; (f) LDOS and IPR under different coupling strength ratios; (g) experimental demonstration of WPT by using LED lamps.

ratio, IPR) 来描述能量分布的局域化程度^[70,71]:

$$IPR = \frac{\sum |\phi_n|^4}{(\sum |\phi_n|^2)^2}, \quad (5)$$

其中 ϕ_n 表示第 n 位点的波函数振幅. 由图可知, 当 $\kappa_H/\kappa_L = 1$ 时, 每个单元上的场强相等. 随着 κ_H 的增大, 能量会更多地集中在扩展单元上, IPR 从 0.25 上升到 0.95. 图 5(g) 通过 LED 实验来展示大面积缺陷态的态分布. 使用功率源通过放置在均匀耦合线圈边界处的激励线圈来激励系统, 以构建大面积缺陷态. 每个线圈处都通过非共振线圈连接

了一个 LED, 当共振线圈的场强达到一定值时, LED 便会被点亮. 在大面积缺陷态的工作频率下, 4 个格点 (5, 7, 9, 11) 的 LED 被点亮, 其他位置的 LED 则保持黑暗. 至此证明了系统同时为多个目标负载进行充电的能力.

3.2 机器学习算法优化的鲁棒性 WPT

近年来, 人工智能的快速发展极大地促进了机器学习算法在物理多参数优化领域的广泛应用^[72-74]. 梯度优化算法 (gradient descent optimization algorithm, GDOA) 是一种最常见的机器学习神经网络

算法, 广泛应用于物理学、数学以及工程应用中. 具体来说, 通过对目标函数的特定参量进行梯度计算更新, 经过适当次数的迭代后将到达函数的极值. 本部分主要利用 GDOA 对中远程链式 WPT 进行优化, 实现高效高自由度的拓扑 WPT 系统并探索其背后的物理机制. GDOA 作为一种常用的机器学习算法, 其核心是最小化目标函数 $J(\theta)$, 其中 θ 是模型的参数, $\theta \in Rd$. 具体方法是在每次迭

代中, 对每个变量按照目标函数在该变量梯度的相反方向更新对应的参数值. 其中, 学习率 η 决定了函数到达 (局部) 最小值的迭代次数.

图 6(a) 为 GDOA 应用在远距离多变量 WPT 链中的示意图 [75]. 图 6(b) 为训练过程中的 3 种情况, 训练步数分别为 20, 2000 和 200000. 在迭代次数比较少的时候 (训练步数 = 20, 图中蓝色线所示) 观察到的结构特征和 SSH 链十分类似. 随着迭代

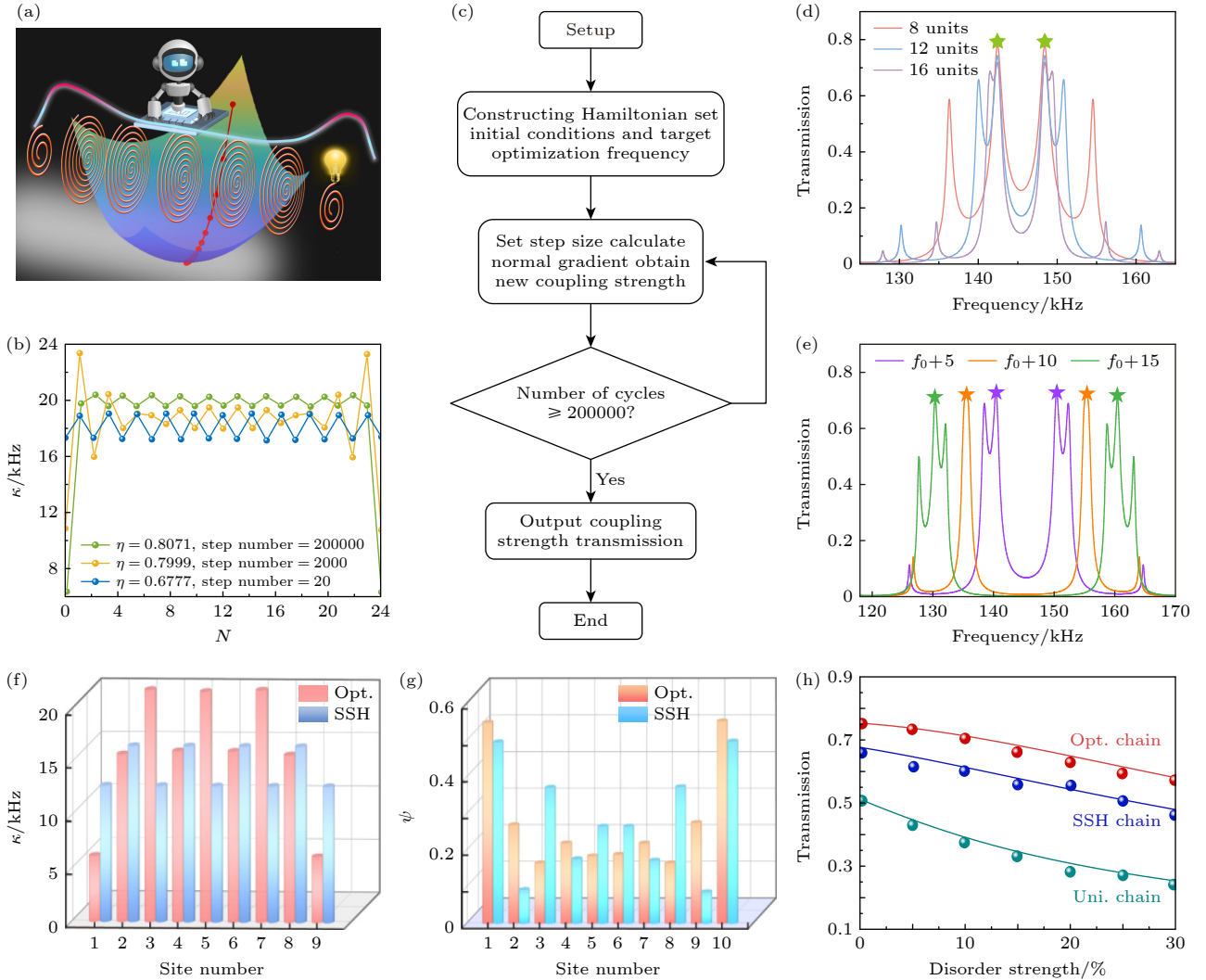


图 6 GDOA 算法在耦合链拓扑 WPT 中的应用 [75] (a) GDOA 与长程 WPT 结合概念图; (b) 训练步数为 20, 2000 和 200000 时效率和耦合分布的变化; (c) 基于机器学习的 GDOA 流程; (d) 不同振子单位数量下的梯度优化结果; (e) 不同目标频率下的梯度优化结果; (f) 谐振线圈位置对应的耦合强度分布, 红色柱状图表示梯度优化链, 蓝色柱状图表示 SSH 链; (g) 优化链和 SSH 链波函数 ψ 的分布; (h) 3 种链的传输率随无序干扰强度的变化趋势图, 小球代表实验结果

Fig. 6. Application of GDOA in topological WPT realized by coupled chain [75]: (a) Conceptual diagram illustrating the integration of the GDOA with long-range WPT; (b) evolution of transmission efficiency and coupling distribution after 20, 2000, and 200000 training steps; (c) flowchart of machine learning based GDOA; (d) gradient optimization results for different numbers of resonator units; (e) gradient optimization results for different target frequencies; (f) distribution of coupling strength with respect to the position of resonant coils, with red bars representing the gradient optimized chain and blue bars representing the SSH chain; (g) distribution of wave functions; (h) transmission of the three chains varies with the intensity of disorder disturbance, the measured results are marked by the dots.

次数的进一步增加 (训练步数 = 2000 和 200000, 图中绿色和黄色线所示), 链内振子的位置分布 (特别是首尾位置) 发生了较大变化, 整体保持类 SSH 链构型. 以上说明 SSH 链构型并不是链内振子分布最优解. 由于 GDOA 后的振子耦合分布和 SSH 链的相似性, 所以选择 SSH 链和多米诺均匀链 (原型链) 作为优化链 (将经过 GDOA 后的链式分布简称为优化链) 的比较模型. 图 6(c) 为梯度优化算法的流程图, 大致分为 3 步: 1) 构建系统哈密顿量, 设定初始条件和目标优化频率. 2) 设定优化步长, 计算函数法向方向梯度并更新透射率和耦合分布. 3) 判断循环次数直至并输出结果. 不同阶数和不同优化目标频率下的优化结果下的优化方案如图 6(d), (e) 所示, 可以看到均能实现良好的传输效率和优化效果, 体现了 GDOA 在耦合链 WPT 中的高灵活性, 能够适应各种实际情形下的优化要求. 此外, 图 6(f) 比较了优化链 (红色) 和 SSH 链 (蓝色) 之间的耦合强度 κ 的分布关系. 优化链与 SSH 链的耦合强度既有相似之处, 又有一定差异. 它们的耦合分布都围绕结构中心呈对称分布, 但优化链首尾位置耦合较弱, 整体差异性更明显. 图 6(g) 能明显看到优化链的波函数分布比起正常 SSH 链具有更高局域性. 通过对每组链内振子位置施加相同的随机扰动后透射率的变化, 对等耦合链、SSH 链和优化链三者的鲁棒性进行对比. 扰动结果如图 6(h) 所示, 可以看到在 0—30% 的扰动强度下, 优化链效率下降比例最低, SSH 链则优于均匀链. 这表明经过优化后的链式结构拥有更好的鲁棒性.

3.3 Harper 链实现主动控制的定向 WPT

第 2 节介绍了拓扑二聚体链中边界态可以用于实现鲁棒性的长程 WPT, 但是对称分布的边界态在定向的高效能量传输方面仍无能为力^[76]. 本节将介绍具有非周期序的 Harper 模型, 并且实验验证了 Harper 链的非对称边界态能够实现长程定向 WPT^[77–79]. 用 N 表示链的谐振单元数量, 对于 $N = 16$ 的 Harper 链, 结构示意图如图 7(a) 所示. 有限谐振单元 Harper 链的投影能带结构如图 7(b) 所示, 其中不同长度的链用不同的颜色标记. 在每个带隙里, 实线表示与 N 无关的边界态. 基于紧束缚模型, 谐振单元间的耦合强度分布为

$$\kappa_n = \kappa_0[1 - \epsilon \cos(2\pi n/\tau + \varphi)], \quad (6)$$

其中 κ_n 为第 n 个和第 $(n+1)$ 个谐振单元的耦合强度, $\kappa_0 = 1$ 是标度常数, $\epsilon = 0.5$ 为调制参数, τ 为黄金比例系数, φ 为拓扑参数. 从图 7(b) 可以看到, 对于一个合适的 φ 值, 无论 N 为多少, 每个带隙中总是有一对边界态. 图 7(c) 为 $N = 16$, $\varphi = 4$ 的拓扑 Harper 链的本征值谱, 在该情况下能更加直观地看到灰色区域标记的每个带隙中都存在一对边界态. 为了进一步揭示边界态的局域特性, 图 7(d)—(g) 分别给出了这些边界态的归一化场分布, E1 和 E4 主要局域在链的左端, 而 E2 和 E3 则主要局域在链的右端. 这种非对称的局域特性是 Harper 链拓扑性质的直接体现, 为实现定向的 WPT 奠定了物理基础.

图 8 为准周期 Harper 链用于鲁棒性定向的 WPT 方案^[80]. 对于基于谐振线圈构造的 Harper 链, 源线圈置于 Harper 链的中心作为发射端, 两个非谐振线圈放置在链的两端作为接收端, 用来表征定向传输效率^[19,52]. 该工作中, 16 个谐振线圈的耦合分布如图 8(a) 所示. 实验测得的态密度 (density of states, DOS) 如图 8(b) 所示. 从图 8(c) 给出的 LDOS 中可以清楚地看到 5.26 MHz (5.45 MHz) 的左 (右) 边界态呈现出非对称分布. 图 8(d) 给出了定向传输效率增强系数谱, 可以看到左侧 (右侧) 传输效率与右侧 (左侧) 传输效率的比值 S_L/S_R (S_R/S_L) 受到了非对称边界态的调制. 在 Harper 链两端的非谐振线圈上连接由 LED 灯组成的“同”和“济”两个汉字用于展示非对称边界态的定向传输特性. 从图 8(e), (f) 可以看到, 对于左边界态 (5.26 MHz) 而言, 仅 Harper 链左端的汉字“同”被点亮. 相反地, 对于右边界态 (5.45 MHz) 而言, 仅链右端的汉字“济”则被点亮. 图 8 从传输效率以及 LED 演示实验, 定量以及定性展示了 Harper 拓扑链非对称边界态可以实现长程定向的能量传输.

实现传输方向, 可以主动控制的远程 WPT 技术将大大提高定向能量传输设备的灵活性. 图 9(a) 显示了主动控制 Harper 拓扑链的单元谐振线圈结构, 其主要利用变容二极管 (variable capacitance diodes, VCD) 的容值可以通过外加电压主动调控的非线性效应来实现^[35,81]. 外加电压调控的谐振单元对应的有效电路模型如图 9(b) 所示. 定向传输

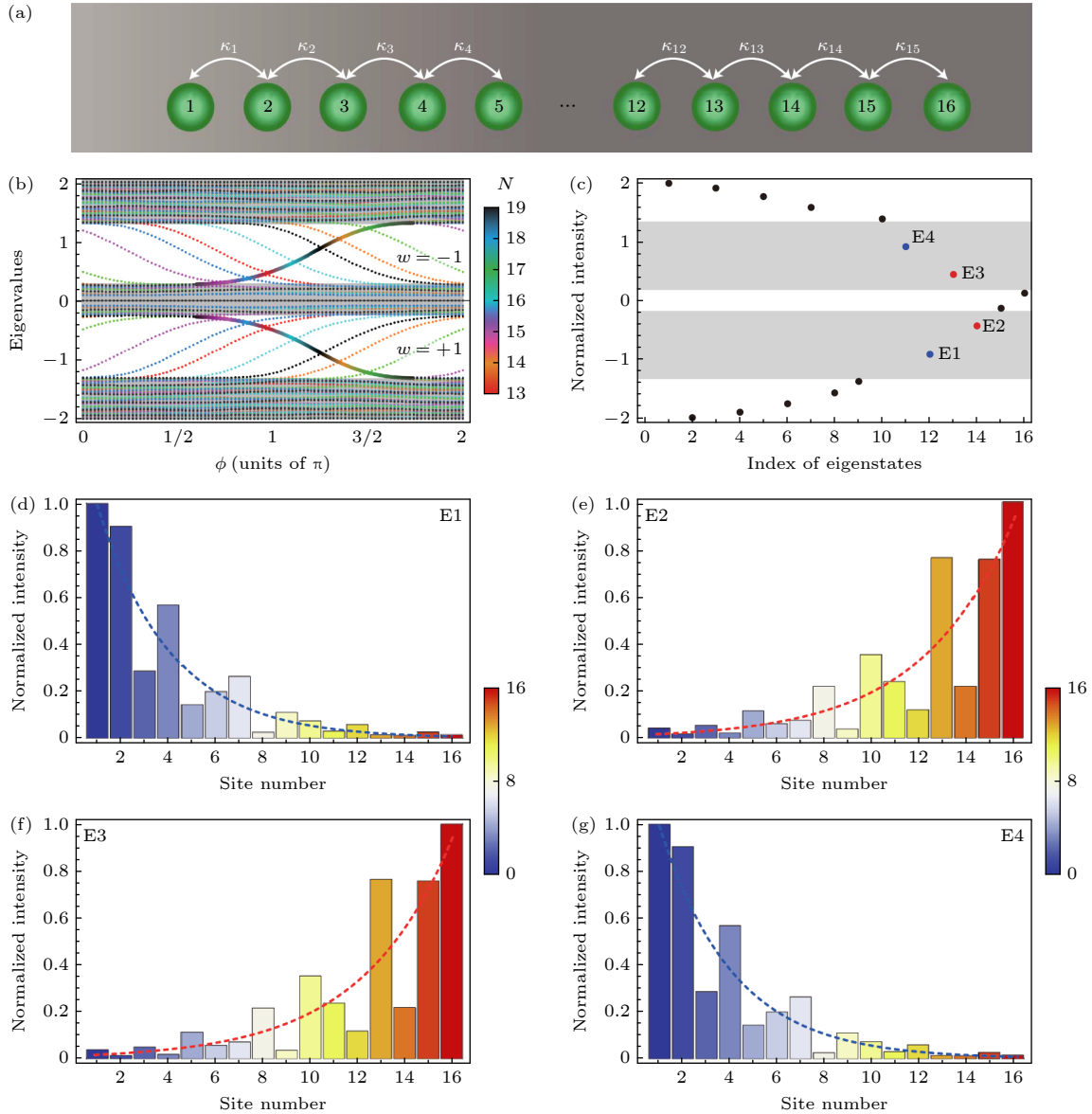


图 7 拓扑 Harper 链和非对称边界态^[52] (a) 由 16 个谐振单元构成的 Harper 链示意图; (b) 有限尺寸 Harper 链的投影能带结构随拓扑参数 ϕ 的变化关系, 不同颜色线条表示不同链长, 两个带隙中均存在边界态, 每个带隙中实线表示与链长无关的边缘态, 并标注了各带隙的绕数; (c) 图 (a) 中 Harper 链的本征值谱; (d)–(g) E1–E4 的归一化场分布

Fig. 7. Topological Harper model and the asymmetric edge states^[52]: (a) Schematic of a Harper chain with 16 resonators; (b) projected band structure of the finite-size Harper chain as a function of the topological parameter ϕ , different color lines indicate different chain lengths, the edge states exist in the two bandgaps, in each bandgap, the solid line represents the edge state independent of the chain lengths, the winding number for each bandgap is indicated; (c) the eigenvalues spectra of the Harper chain in panel (a); (d)–(g) normalized intensity distributions of different edge states (E1–E4).

的主动控制通过协调调控两个关键参数实现: 一是通过外加电压控制变容二极管的电容, 以改变谐振线圈的频率; 二是通过调整单元间距来改变它们之间的耦合强度. 谐振线圈频率随外加电压的变化关系, 以及耦合强度随相对距离的变化关系在图 9(c) 中给出. 这两种调控手段共同作用, 使得系统能够在特定的非对称边界态间切换 (左边界态或右边界态), 从而决定能量的传输方向. 图 9(d) 为用于主

动控制定向 WPT 的实验装置图. 图 9(e) 展示了左、右边界态的切换. 当外部电压 $U = 4$ V 时, 左边界态对应 38.4 MHz, 此时能量将定向传输到 Harper 链的左端, 定向传输对比度为 $|(S_L - S_R)/(S_L + S_R)| = 0.6$. 然而, 当外部电压 $U = 0$ V 时, 固定工作频率仍为 38.4 MHz, 此时先前的左边界态将变为右边界态, 能量也将传输到 Harper 链的右端, 定向传输对比度为 0.93. 因此, 基于主动调

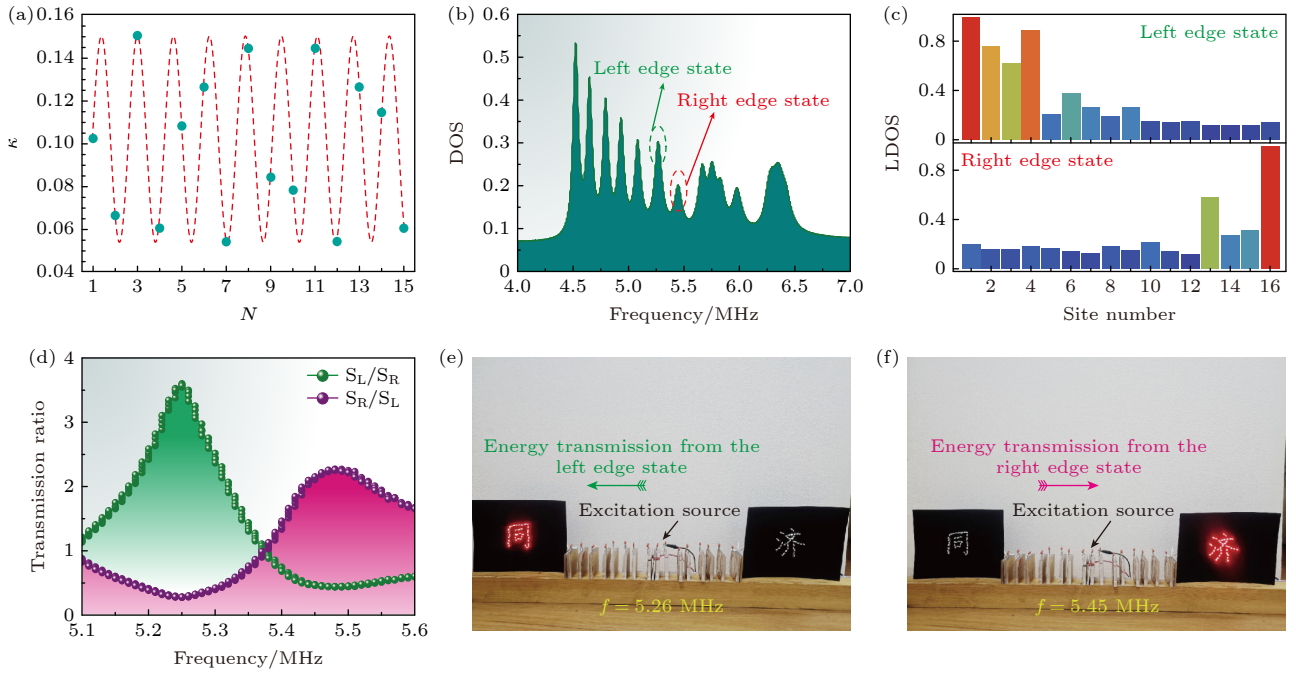


图 8 Harper 拓扑链中非对称边界态用于鲁棒性定向 WPT^[80] (a) 基于谐振线圈构造的 Harper 链用于定向 WPT 的耦合强度分布; (b) Harper 拓扑链的 DOS; (c) Harper 拓扑链非对称边界态的 LDOS; (d) 定向传输的效率增强系数; (e), (f) 左边界态和右边界态的 LED 灯演示实验

Fig. 8. Asymmetric topological edge state in topological Harper chain for robust directional WPT^[80]: (a) Coupling strength distribution of a Harper chain for directional WPT constructed by resonant coils; (b) DOS spectrum of the topological Harper chain; (c) LDOS spectrum of asymmetric edge states in the topological Harper chain; (d) efficiency enhancement ratio for directional transmission; (e), (f) experimental demonstration of LED lamps using the left edge state and right edge state.

控的 Harper 拓扑链, 可以通过施加外部电压, 在某个特定方向上打开/关闭 WPT 设备。

4 高阶拓扑模式实现高效鲁棒的 WPT

边界态由体边对应关系决定. 传统的一阶拓扑绝缘体, 指拓扑边界态出现在比体维度低一维的边界上, 即体与边的维度差为 1. 对于高阶拓扑绝缘体来说, 一个 d 维的 n 阶拓扑绝缘体支持 $(d - n)$ 维的拓扑边界态. 当阶数 $n > 1$ 时, 便突破了传统拓扑绝缘体中的体边对应关系. 这种突破主要体现在以下两点: 其一, “边界”的概念被大大扩展, 其不再局限于 $(d - 1)$ 维的表面, 而是包括了铰链 (两个面的交界线, 维度为 $d - 2$)、角落 (多个面的交汇点, 维度为 $d - 3$ 或更低) 等更低维的结构. 其二, 体与边的维度差可以大于 1. 这个维度差等于阶数 n (因为 $d - (d - n) = n$). 例如对于一个二阶 ($n = 2$) 拓扑绝缘体来说, 如果体维度 $d = 2$, 就会出现零维 (0D) 的角态 ($2 - 2 = 0$). 此时维度差为 2, 这就明确突破了传统拓扑绝缘体维度差为 1 的规则. 高

阶拓扑态不仅增强了研究人员对拓扑相的理解, 也为光学器件的设计提供了新的思路. 高阶拓扑态和 WPT 的结合, 使得拓扑 WPT 从一维拓展到二维. 相较于传统一维拓扑链, 高阶拓扑模式用于 WPT 的核心优势在于实现了更强鲁棒性、更强的能量局域和多维集成能力. 该技术能够实现“指哪打哪”的精准能量传输, 并且由于受到更高维的拓扑保护机制, 使其免疫实际加工中存在的结构缺陷与参数无序, 展现出更强的鲁棒性. 更重要的是, 高阶拓扑态天然立足于二维平面, 能够更方便的在单一芯片上构建多节点的 WPT 网络, 解放了设计自由度, 为实现高密度集成电子设备的 WPT 提供良好的解决方案.

目前, 二维系统中的拓扑态已经被科学家们广泛研究^[82-85]. 本节主要介绍二维 SSH 模型中的拓扑角态, 并实验证明了角态能够实现复杂场景下的高效多负载 WPT. 二维 SSH 模型由沿两个方向周期性排列的单元组成, 具有受拓扑保护的边界态. 图 10 展示了二维 SSH 模型的拓扑相变、能带调控及其在 WPT 中的鲁棒性测试, 分别从理论与实验揭示了角态传能的优势^[86]. 图 10(a)–(c) 为二维

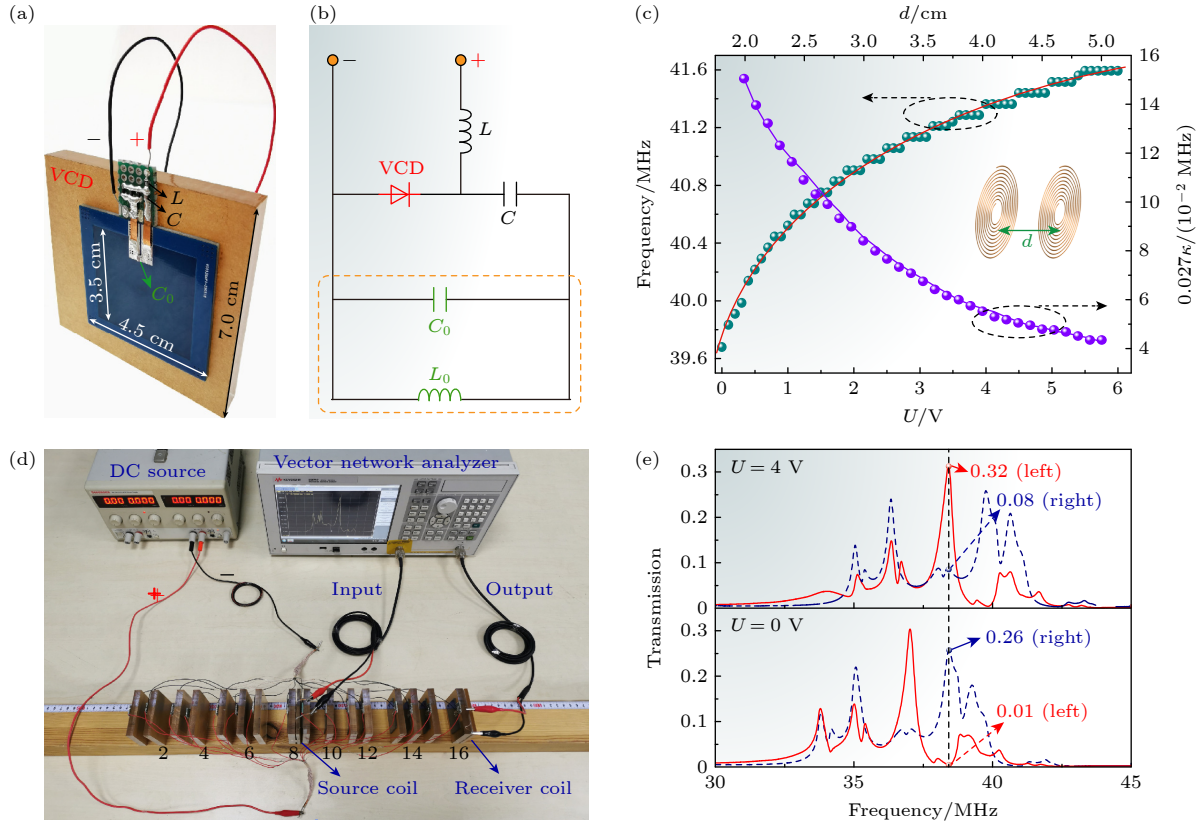


图 9 鲁棒性定向 WPT 的主动控制^[80] (a) 基于 VCD 的共振线圈样品图; (b) 主动控制谐振线圈的有效电路图; (c) 外加电压和间距分别调控谐振频率和耦合强度; (d) Harper 链非对称边界态实现定向 WPT 的实验测试图; (e) 外加电压调控长程定向 WPT

Fig. 9. Active control of robust directional WPT^[80]: (a) Photograph of a resonant coil sample utilizing a VCD; (b) equivalent circuit diagram of the actively controlled resonant coil; (c) modulation of resonant frequency and coupling strength achieved through external voltage application and adjustment of inter-coil spacing; (d) experimental setup demonstrating directional WPT using asymmetric edge states in a Harper chain; (e) modulation of long-range directional WPT using external voltage.

SSH 模型的两层晶格示意图, 其中位于顶层 (底层) 的原子由橙色 (靛蓝色) 表示. 在一个原胞 (灰色虚线方块) 中, 原子被标记为 A, B, C 和 D. 红色、蓝色和靛蓝色线分别表示胞内耦合 p 和胞间耦合 q , 以及次近邻耦合 μ . 图 10(a) 中, 胞内耦合较强, 胞间耦合较弱, 系统处于拓扑平庸相. 图 10(b) 中胞内耦合与胞间耦合强度相同, 系统进入相变临界点, 能带闭合, 此时结构处于狄拉克半金属态. 图 10(c) 中, 胞内耦合较弱, 胞间耦合较强, 系统进入拓扑非平庸相, 能带重新打开. 值得注意的是, 图 10(a), (c) 这两种构型属于不同的拓扑相, 本质上基于真实的物理边界决定, 而非原胞划分的结果.

图 10(d) 给出了上述 3 种构型的能带结构. 其中, 系统在拓扑平庸相中尽管存在带隙, 但无拓扑角态出现; 处于临界相时带隙闭合; 而处于拓扑相下, 能带重新打开, 此时角态出现在带隙中. 图 10(e) 进一步结合本征场分布和 IPR 对比了拓扑相与平

庸相本征态的局域性差异. 当系统处于拓扑相时, 角态仅局限于结构的 4 个角落, IPR 值显著提高, 这表明本征态高度局域化; 相比之下, 系统处于平庸相时, 本征态延展在体中, IPR 值很低, 此时系统能量分布分散, 未实现高度局域化. 而在实验方面, 图 10(f) 搭建了 WPT 实验平台, 对系统处于平庸相、临界相和拓扑相 3 种拓扑构型下进行对比测试. 实验中, 在二维阵列下方放置源线圈提供能量激励, 并在阵列的 4 个角 (I, III, VII, IX), 棱边 (II, IV, VI, VIII) 和中心 (V) 连接 LED 灯作为负载, 以 LED 的亮灭表征各处获得的功率强弱. 当系统处于拓扑相时, 实验测得在角态频率 (5.5 MHz) 处, 仅在结构的 4 个角落处 LED 灯被点亮, 如图 10(g) 所示. 对阵列中间的线圈位置进行随机扰动, 四角上仍保持稳定的能量局域特性, 这表示拓扑角态对单元位置扰动不敏感, 从而进一步验证了其鲁棒性, 如图 10(h) 所示. 当考虑次近邻耦合时, 拓扑角态局域在两个特定角上. 在实验中选择性激发

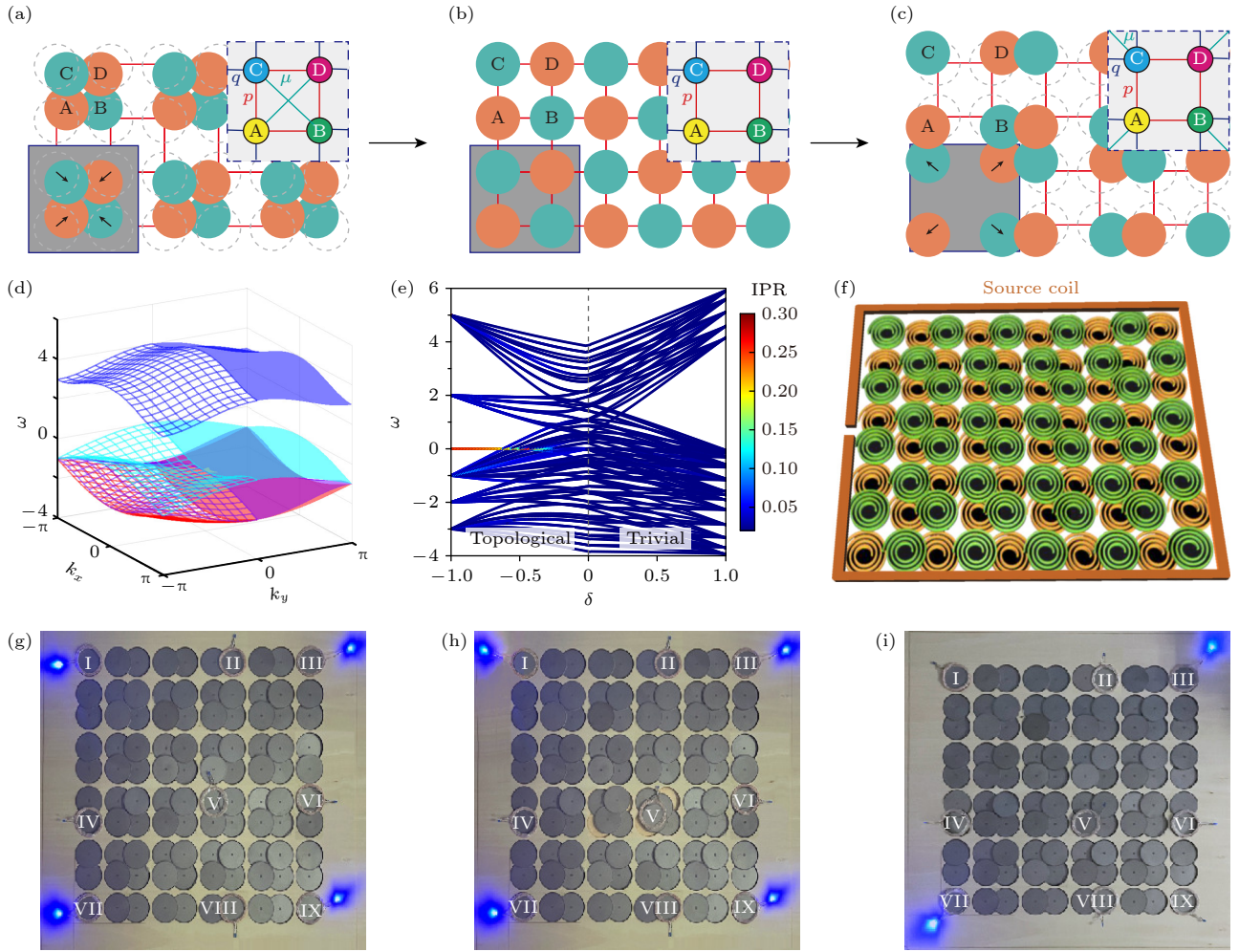


图 10 高阶拓扑角态的鲁棒性多负载 WPT 系统^[86] (a)–(c) 二维光子 SSH 模型的两层晶格示意图, 其中位于顶层 (底层) 的原子由橙色 (靛蓝色) 表示, 在一个原胞 (灰色虚线方块) 中, 原子被标记为 A, B, C 和 D, 红色、蓝色和靛蓝色线分别表示胞内耦合 p 和胞间耦合 q , 以及次近邻耦合 μ ; 其中 (a) 为平庸相; (b) 为临界相; (c) 为拓扑相; (d) 能带结构; (e) 有限结构不同模式的 IPR; (f) 实验示意图; (g) 对称型拓扑角态实验观测; (h) 对称型拓扑角态的鲁棒性验证; (i) 非对称型拓扑角态实验观测

Fig. 10. High-order topological corner states in a robust multi-load WPT system^[86]: (a)–(c) Schematic of a two-layer lattice of 2D photonic SSH model, in which the atoms located on the top (bottom) layer are represented by orange (indigo), in a unit cell (gray dashed square), the atoms are labelled as A, B, C, and D, red, blue and indigo lines represent intracell coupling p and intercell coupling q , and next-nearest-neighbor coupling μ , respectively. Among them, (a) trivial phase; (b) critical phase; (c) topological phase; (d) band structure; (e) IPR of different modes in a finite structure; (f) schematic diagram of the experimental setup; (g) experimental observation of symmetric topological corner states; (h) robustness verification of symmetric topological corner states; (i) experimental observation of asymmetric topological corner states.

了该模式, 仅有两个对角的 LED 被点亮, 如图 10(i) 所示. 上述实验结果直观验证了高阶拓扑角态在多负载 WPT 中的突出优势, 能够将能量高效集中于目标负载位置进行稳定输送, 并且凭借自身的拓扑保护机制, 在结构扰动和参数变化下可以表现出优良的鲁棒性^[87,88].

5 总结与展望

将拓扑物理与 WPT 技术深度融合, 利用拓扑

模式特有的鲁棒性和局域性实现长程稳定的能量传输, 是基础科学赋能工程实践的典范. 拓扑 WPT 的核心优势在于利用拓扑保护机制 (如边界态局域化、对称性保护等), 使系统在面临空间偏移、环境干扰或元件失效时仍能保持高效稳定传输, 在工程中具有广泛应用. 例如, 当发射端与接收端发生偏移时, 拓扑边界态对位置扰动不敏感, 可显著降低效率衰减; 当存在金属异物或生物介质时, 拓扑通道能通过场重分布规避干扰, 避免传统系统中常见的失谐问题; 而在多设备或动态负载场景下, 拓扑

结构可支持冗余路径和多模态传输,抑制频率分裂现象. 这些特性使拓扑 WPT 系统在医疗器械、工业机器人、电动汽车等高可靠性场景中具有突出价值. 本文介绍的基于谐振线圈的几种不同拓扑构型的 WPT,为解决目前耦合链 WPT 的痛点问题提供了新思路. 一维周期性结构中,将一维 SSH 模型的拓扑边界态与非厄米系统在 EP 点的高效动力学特性相结合,能实现高效鲁棒的能量传输. 将 SSH 模型的边界态和拓扑界面态复合构造的高阶 PT 对称系统不仅能够使系统保持确定的工作频率,而且可以降低待机功率损耗. 在一维非周期性结构里,大面积拓扑缺陷态可以实现鲁棒性的多负载能量传输;机器学习的类 SSH 链在普通 SSH 链的基础上进一步提高了传输效率和鲁棒性;Harper 链的非对称边界态为实现定向 WPT 提供了良好的解决方案,并且通过引入非线性电路,实现了主动调控的定向能量传输. 而在高阶拓扑结构中,二维 SSH 模型的拓扑角态为二维平面多负载能量传输提供了良好平台. 本文综述的科研进展表明拓扑物理为耦合阵列 WPT 技术变革提供了可能. 随着新物理的不断发展,非厄米物理与拓扑物理的结合,能够为解决复杂场景和高性能的 WPT 提供新的突破口^[89]. 将开放的耦合 WPT 系统等效为封闭的非厄米系统,并通过哈密顿量的本征值以及本征态分析 WPT 系统的传输特性,能够更好地解决实际中能量传输的问题^[90]. 比如基于集总元件的超构线圈构造的非厄米系统,为研究高阶 WPT 系统提供了新的方式;基于 PT 对称的高效传能与高灵敏传感相结合的系统,可以实现兼容 WPT、无线通信和无线感知的“能信同传”与“通感一体化”. 这种融合技术将超越单一能量传输的范畴,有望为构建未来高度智能化、泛在互联、安全可靠的国家电能网络提供核心支撑,成为实现能源互联网和智慧社会愿景不可或缺的关键环节.

参考文献

- [1] Chen Y F, Xiao W X, Guan Z P, Zhang B, Qiu D Y, Wu M Y 2019 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **66** 6604
- [2] Hirai J, Kim T W, Kawamura A 2000 *IEEE Trans. Power Electron.* **15** 21
- [3] Beh T C, Kato M, Imura T, Oh S, Hori Y 2012 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **60** 3689
- [4] Lee B, Kim J, Jo H, Min H, Bien F 2025 *Adv. Sci.* **12** 2407827
- [5] Wenaas E P 2014 *IEEE Technol. Soc.* **33** 12

- [6] Kurs A, Karalis A, Moffatt R, Joannopoulos J D, Fisher P, Soljačić M 2007 *Science*. **317** 83
- [7] Karalis A, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Ann. Phys.* **323** 34
- [8] Song M, Jayathurathnage P, Zanganeh E, Krasikova M, Smirnov P, Belov P, Kapitanova P, Simovski C, Tretyakov S, Krasnok A 2021 *Nat. Electron.* **4** 707
- [9] Sample A P, Meyer D T, Smith J R 2010 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **58** 544
- [10] Ahn D, Hong S 2014 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **61** 2225
- [11] Sun K, Fan R H, Zhang X H, Zhang Z D, Shi Z C, Wang N, Xie P T, Wang Z Y, Fan G H, Liu H, Liu C T, Li T X, Yan C, Guo Z H 2018 *J. Mater. Chem. C* **6** 2925
- [12] Zhong W X, Zhang C, Liu X, Hui S Y R 2014 *IEEE Trans. Power Electron.* **30** 933
- [13] Mi C C, Buja G, Choi S Y, Rim C T 2016 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **63** 6533
- [14] Wei Z H, Zhang B 2021 *IEEE Trans. Power Electron.* **36** 11135
- [15] Sakhdari M, Hajizadegan M, Chen P Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013152
- [16] Stevens C J 2014 *IEEE Trans. Power Electron.* **30** 6182
- [17] Lee C K, Zhong W X, Hui S Y R 2011 *IEEE Trans. Power Electron.* **27** 1905
- [18] Xiao D, Chang M C, Niu Q 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1959
- [19] Feis J, Stevens C, Shamovina E 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 134106
- [20] Wang L K, Wang Y Q, Guo Z W, Jiang H T, Li Y H, Yang Y P, Chen H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 201101 (in Chinese) [王利凯, 王宇倩, 郭志伟, 江海涛, 李云辉, 羊亚平, 陈鸿 2024 *物理学报* **73** 201101]
- [21] Mariello M, Proctor C M 2025 *Adv. Mater. Technol.* **10** 2400797
- [22] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photon.* **8** 821
- [23] 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
- [24] Reisner M, Bellec M, Kuhl U, Mortessagne F 2021 *Opt. Mater. Express* **11** 629
- [25] Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, Taylor J M 2011 *Nat. Phys.* **7** 907
- [26] Gao Z, Gao F, Zhang Y M, Luo Y, Zhang B L 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1800532
- [27] Rider M S, Buendía Á, Abujetas D R, Huidobro P A, Sánchez-Gil J A, Giannini V 2022 *ACS Photonics* **9** 1483
- [28] Xie B Y, Wang H F, Zhu X Y, Lu M H, Wang Z D, Chen Y F 2018 *Opt. Express* **26** 24531
- [29] Yan Q C, Hu X Y, Fu Y L, Lu C C, Fan C X, Liu Q H, Feng X L, Sun Q, Gong Q H 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2001739
- [30] Lan Z H, Chen M L, Gao F, Zhang S, Sha W E I 2022 *Rev. Phys.* **9** 100076
- [31] Xie B Y, Wang H X, Zhang X, Zhan P, Jiang J H, Lu M H, Chen Y F 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 520
- [32] Zhang F, Kane C L, Mele E J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 046404
- [33] Wang H F, Zhang X J, Hua J G, Lei D Y, Lu M H, Chen Y F 2021 *J. Opt.* **23** 123001
- [34] Zhang X J, Wang H X, Lin Z K, Tian Y, Xie B Y, Lu M H, Chen Y F, Jiang J H 2019 *Nat. Phys.* **15** 582
- [35] Smirnova D, Leykam D, Chong Y, Kivshar Y 2020 *Appl. Phys. Rev.* **7** 021306
- [36] Tang G J, He X T, Shi F L, Liu J W, Chen X D, Dong J W 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100300

- [37] Malzard S, Poli C, Schomerus H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 200402
- [38] Li F F, Wang H X, Xiong Z, Lou Q, Chen P, Wu R X, Poo Y, Jiang J H, John S 2018 *Nat. Commun.* **9** 2462
- [39] Jiang C, Wu Y T, Qin M Y, Ke S L 2022 *J. Lightwave Technol.* **41** 2205
- [40] Khanikaev A B, Mousavi S H, Tse W, Kargarian M, MacDonald A H, Shvets G 2013 *Nat. Mater.* **12** 233
- [41] Takata K, Notomi M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 213902
- [42] Cáceres-Aravena G, Torres L F, Vicencio R A 2020 *Phys. Rev. A* **102** 023505
- [43] Huang Q S, Guo Z W, Feng J T, Yu C Y, Jiang H T, Zhang Z, Wang Z S, Chen H 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800339
- [44] Xiao M, Ma G C, Yang Z Y, Sheng P, Zhang Z Q, Chan C T 2015 *Nat. Phys.* **11** 240
- [45] Zhang Z F, Teimourpour M, Arkinstall J, Pan M S, Miao P, Schomerus H, El-Ganainy R, Feng L 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800202
- [46] Guo Z W, Wang Y Q, Ke S L, Su X Q, Ren J, Chen H 2024 *Adv. Phys. Res.* **3** 2300125
- [47] Poli C, Bellec M, Kuhl U, Mortessagne F, Schomerus H 2015 *Nat. Commun.* **6** 6710
- [48] Zhu W W, Fang X S, Li D T, Sun Y, Li Y, Jing Y, Chen H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 124501
- [49] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1698
- [50] Ezawa M 2021 *Phys. Rev. B* **104** 235420
- [51] St-Jean P, Goblot V, Galopin E, Lemaître A, Ozawa T, Le Gratiet L, Sagnes I, Bloch J, Amo A 2017 *Nat. Photon.* **11** 651
- [52] Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, Li Y H, Chen H 2018 *Opt. Lett.* **43** 5142
- [53] Kraus Y E, Zilberberg O 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 116404
- [54] Wang Y, Jia Z Z, Huang T S, Geng Y Y, Yang Z P, Lin F 2025 *IEEE Trans. Power Electron.* **40** 10123
- [55] Magann A B, Rudinger K M, Grace M D, Sarovar M 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 250502
- [56] Zhang L, Yang Y H, Jiang Z, Chen Q L, Yan Q H, Wu Z Y, Zhang B L, Huangfu J T, Chen H S 2021 *Science Bull.* **66** 974
- [57] Kim M, Jacob Z, Rho J 2020 *Light: Sci. Appl.* **9** 130
- [58] Bobylev D A, Tikhonenko D I, Zhirihin D V, Mazanov M, Vakulenko A 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2100567
- [59] Guo Z W, Jiang J, Jiang H T, Ren J, Chen H 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 013122
- [60] Zangeneh-Nejad F, Fleury R 2020 *Adv. Mater.* **32** 2001034
- [61] Jiang J, Guo Z W, Ding Y Q, Sun Y, Li Y H, Jiang H T, Chen H 2018 *Opt. Express* **26** 12891
- [62] Guo Z W, Yang F Q, Zhang H Y, Wu X, Zhu K J, Jiang J, Jiang H T, Li Y H, Chen H 2024 *Natl. Sci. Rev.* **11** nwad172
- [63] Guo Z W, Zhang T Z, Song J, Jiang H T, Chen H 2021 *Photon. Res.* **9** 574
- [64] Guo Z W, Jiang J, Wu X, Zhang H T, Hu S, Wang Y Q, Li Y H, Yang Y, Chen H 2023 *Fundam. Res.* **5** 2511
- [65] Song J, Yang F Q, Guo Z W, Wu X, Zhu K J, Jiang J, Sun Y, Li Y H, Jiang H T, Chen H 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014009
- [66] Du L L, Liu Y H, Li M Z, Zhou X, Wang S, Zhao Q, Li Z F, Tao L, Xiao X, Song K, Zhao X P 2024 *Phys. Rev. B* **110** 155415
- [67] He L, Lan Z H, Yang B, Yao J Q, Ren Q, You J W, Sha W E, Yang Y T, Wu L 2024 *Adv. Photonics Nexus* **3** 016009
- [68] Jiang J, Ren J, Guo Z W, Zhu W W, Long Y, Jiang H T, Chen H 2020 *Phys. Rev. B* **101** 165427
- [69] Wan L Y, Zhang H, Li Y H, Yang Y P, Chen H, Guo Z W 2026 *Front. Phys.* **21** 14200
- [70] Zhu B F, Wang Q, Leykam D, Xue H R, Wang Q J, Chong Y D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 013903
- [71] Qin H Y, Zhang Z, Chen Q L, Fleury R 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 013031
- [72] Ma W, Liu Z C, Kudyshev Z A, Boltasseva A, Cai W S, Liu Y M 2021 *Nat. Photon.* **15** 77
- [73] Genty G, Salmela L, Dudley J M, et al. 2021 *Nature Photonics* **15** 91
- [74] Nadell C C, Huang B, Malof J M, Padilla W J 2019 *Opt. Express* **27** 27523
- [75] Wang L K, Wang Y Q, Hu S Y, Li Y H, Chen H, Ce W, Guo Z W 2025 *Prog. Electromagn. Res.* **183** 59
- [76] Hadad Y, Soric J C, Khanikaev A B, Alù A 2018 *Nat. Electron.* **1** 178
- [77] Guo Z W, Wu X, Ke S L, Dong L J, Deng F S, Jiang H T, Chen H 2022 *New J. Phys.* **24** 063001
- [78] Liu X, Agarwal G S 2017 *Sci. Rep.* **7** 45015
- [79] Ywa M 2021 *Phys. Rev. B* **103** 155425
- [80] Yang F Q, Song J, Guo Z W, Wu X, Zhu K J, Jiang J, Sun Y, Jiang H T, Li Y H, Chen H 2021 *Opt. Express* **29** 7844
- [81] Dobrykh D A, Yulin A V, Slobozhanyuk A P, Poddubny A N, Kivshar Y S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 163901
- [82] Schindler F, Cook A M, Vergniory M G, Wang Z, Parkin S S P, Bernevig B A, Neupert T 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat0346
- [83] Kirsch M S, Zhang Y, Kremer M, Maczewsky L J, Ivanov S K, Kartashov Y V, Torner L, Bauer D, Szameit A, Heinrich M 2021 *Nat. Phys.* **17** 995
- [84] Ezawa M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 026801
- [85] Wei M S, Liao M J, Wang C, Zhu C J, Yang Y P, Xu J P 2023 *Opt. Express* **31** 3427
- [86] Jiang J, Hu S Y, Guo Z W, Ke S L, Wu X, Wu Y T, Wang Y Q, Jiang H T, Yang Y P, Chen H 2025 *Rev. Phys.* **13** 100112
- [87] Wei M S, Wang Y Q, Liao M J, Yang Y P, Xu J P 2023 *Opt. Express* **31** 39424
- [88] On M B, Ashtiani F, Sanchez-Jacome D, Perez-Lopez D, Yoo S J B, Blanco-Redondo A 2024 *Nat. Commun.* **15** 629
- [89] Li C, Yang R S, Huang X C, Fu Q H, Fan Y C, Zhang F L 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 156601
- [90] Wang L, Wang Y, Hu S Y, Sun Y, Jiang H T, Li Y, Yang Y P, Chen H, Guo Z W 2025 *Front. Phys.* **20** 054201

Review

Research progress of robust magnetic resonance wireless power transfer based on topological physics^{*}

WU Xian^{1) #} HUANG Youtao^{1) #} LI Hui^{1) 2)} YANG Yaping^{1) 2)}
 CHEN Hong¹⁾ GUO Zhiwei^{1) †}

1) (*MOE Key Laboratory of Advanced Micro-structured Materials, School of Physics Sciences and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

2) (*Shanghai Research Institute for Intelligent Autonomous Systems, Tongji University, Shanghai 201210, China*)

(Received 25 June 2025; revised manuscript received 12 October 2025)

Abstract

Magnetic resonance wireless power transfer (WPT) has gradually become a popular research topic of near-field regulation in recent years, with wide applications in the fields of mobile phones, implantable medical devices, electric vehicles, and many other fields. However, several challenges remain to be addressed: near-field coupling, which induces multiple frequency splits and prevents the system from maintaining a fixed operating frequency; coupled arrays, which are susceptible to structural errors and parameter perturbations; current research, which primarily focuses on single-load transmission and has resulted in undeveloped multi-load transmission systems; the direction of transmission, which is difficult to control flexibly. In recent years, photonic artificial microstructures have provided a flexible platform for studying topological physics, arousing significant research interest in their fundamental topological characteristics. The most prominent features of topological structures are their nonzero topological invariant and the robust edge states determined by the bulk-edge correspondence: these features can overcome disturbances caused by defects and disorders. Moreover, by modulating the wave function distribution of topological states, energy can be precisely localized, enabling directional WPT. Therefore, implementing topological modes in WPT systems are of significant scientific importance.

This review summarizes recent researches on topological models for robust WPT, which are divided into three main parts. The first part introduces one-dimensional periodic topological structures, focusing primarily on the significant improvements in transmission efficiency and robustness achieved by utilizing topological edge states in the Su-Schrieffer-Heeger (SSH) model for WPT. Moreover, a composite chain formed by two SSH chains is constructed to realize a higher-order parity-time (PT) symmetric topological model. This approach solves the frequency splitting caused by coupled edge states and exhibits lower power losses in standby mode. The second part discusses several types of aperiodic one-dimensional topological chains. By introducing topological defect states at the interface between two different dimer chains, robust multi-load WPT is achieved. Furthermore, based on the integration of artificial intelligence algorithms, the SSH-like topological model enables more efficient and robust WPT than traditional SSH model. The asymmetric edge states in quasi-periodic Harper chain provide a solution for directional transmission in WPT applications. By introducing nonlinear circuits, this model enables active control of the transfer direction. The third part presents the

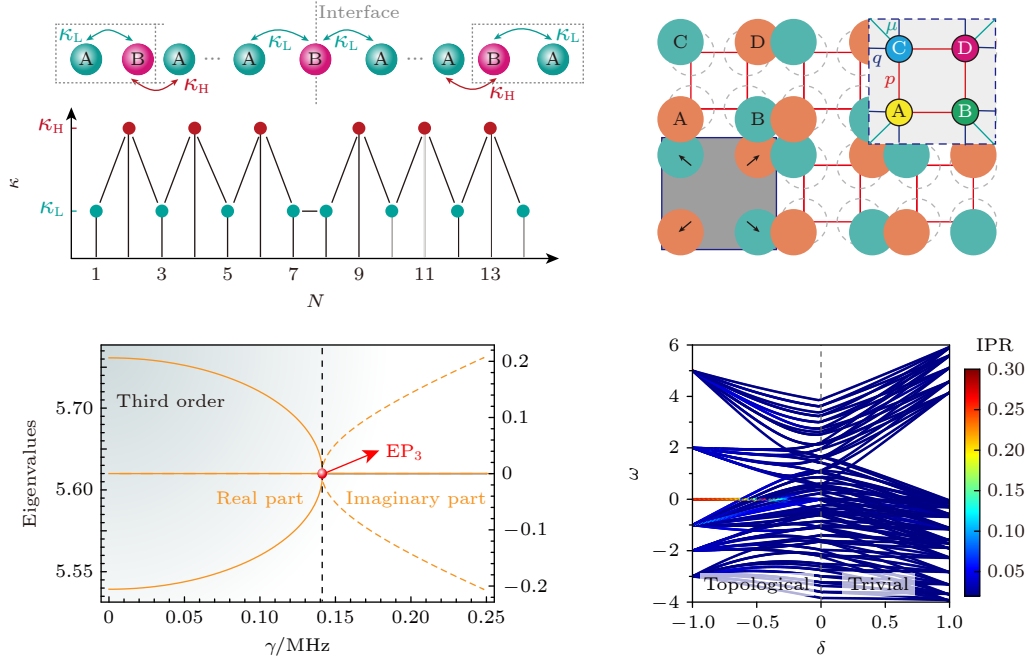
^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2021YFA1400602, 2023YFA1407600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12374294, 12274325), and the Chenguang Program of Shanghai Education Development Foundation and Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 21CGA22).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: 2014guozhiwei@tongji.edu.cn

application of high-order topological corner states in multi-load robust WPT, demonstrating the selective excitation of both symmetric and asymmetric corner modes.

Finally, the application prospects of topological modes in WPT systems are discussed. With the development of new physics, the integration of non-Hermitian physics and topological physics holds great promise for achieving simultaneous energy-information transfer, and is expected to achieve compatible WPT, wireless communication, and wireless sensing within a single system. Such a fusion technology will provide breakthroughs in efficiency, robustness, and multifunctionality for next-generation wireless systems.



Keywords: topological photonics, parity-time symmetry, wireless power transfer

DOI: [10.7498/aps.75.20250833](https://doi.org/10.7498/aps.75.20250833)

CSTR: [32037.14.aps.75.20250833](https://cstr.org.cn/32037.14.aps.75.20250833)



拓扑物理启发的鲁棒性无线电能传输进展

吴显 黄友韬 李会 羊亚平 陈鸿 郭志伟

Research progress of robust magnetic resonance wireless power transfer based on topological physics

WU Xian HUANG Youtao LI Hui YANG Yaping CHEN Hong GUO Zhiwei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010701 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20250833

CSTR: 32037.14.aps.75.20250833

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20250833>

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

基于高阶非厄密物理的磁共振无线电能传输研究进展

Research progress of magnetic resonance wireless power transfer based on higher-order non-Hermitian physics

物理学报. 2024, 73(20): 201101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241079>

宇称-时间对称与反对称研究进展

Research progress of parity-time symmetry and anti-symmetry

物理学报. 2022, 71(17): 171101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221323>

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>

周期调制四通道光学波导的宇称-时间对称特性调控和动力学研究

Parity-time symmetry characterization and dynamics of periodically modulated four-channel optical waveguides

物理学报. 2024, 73(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240690>

周期驱动的二能级系统中的准宇称-时间对称动力学

Quasi-parity-time symmetric dynamics in periodically driven two-level non-Hermitian system

物理学报. 2022, 71(7): 074207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220270>

具有宇称-时间反演对称性的虚势能对T-型石墨烯结构能谱和边缘态的影响

Effect of imaginary potential energy with parity-time symmetry on band structures and edge states of T-graphene

物理学报. 2024, 73(20): 207301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240871>