

综述

基于高阶非厄密物理的磁共振 无线电能传输研究进展*

王利凯^{1) #} 王宇倩^{1) #} 郭志伟^{1) †} 江海涛¹⁾
李云辉²⁾ 羊亚平¹⁾ 陈鸿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) (同济大学电子与信息工程学院, 上海 201804)

(2024年8月2日收到; 2024年8月30日收到修改稿)

近年来, 基于宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的非厄密物理机制在磁谐振式无线电能传输 (wireless power transfer, WPT) 领域取得了显著进展. 非厄密物理不仅有效地解释了当前 WPT 领域基于电路理论分析的主要实验结果, 而且为进一步提升 WPT 器件的传输效率、距径比、鲁棒性等方面提供了全新的原理支撑. 本文主要综述了基于 PT 对称、高阶 PT 对称、高阶 Anti-PT 对称等条件下的高效稳定磁谐振式 WPT 的研究进展, 揭示了非厄密物理在该领域的独特作用机制及重要应用. 最后对非厄密物理在 WPT 领域的应用前景进行了展望.

关键词: 无线电能传输, 非厄密物理, 宇称-时间对称, 近场调控及应用

PACS: 11.30.Er, 42.25.Bs, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.73.20241079

CSTR: 32037.14.aps.73.20241079

1 引言

无线电能传输 (wireless power transfer, WPT) 为人们提供了无需电缆的全新用电方式, 其中非辐射型 WPT 因其应用场景的通用型以及较高的安全性而受到了人们的广泛关注^[1,2]. 传统的磁耦合 WPT 为纯感应式, 主要基于变压器原理, 通过磁近场耦合进行能量传输. 然而当传输距离增大时, 由于磁感应线在空间中发散非常迅速, 发射线圈和接收线圈间的互感系数会显著降低, 进而极大地限制了感应式 WPT 的传输距离. 因此, 感应式 WPT 通常只适用于近距离、同轴、且无异物的场景^[3-5].

而谐振式 WPT 利用共振耦合原理, 当发射线圈和接收线圈处于谐振状态时, 可以对线圈附近磁感线进行很好的约束, 用以实现中距离、异位 (不同轴) 和有障碍物的 WPT. 2007 年, Kurs 等^[6] 首次实现了 7 in (1 in = 2.54 cm) 大约 40% 的中距离谐振式 WPT, 这是一项极具开创性的工作. 然而, 由于近场耦合的局限性, 导致了谐振式 WPT 存在稳定性和高效率难以平衡的问题. 一方面, 在近距离 (强耦合区) 条件下, 它对于距离的变化极其敏感, 强烈的近场耦合会导致工作频率劈裂, 进而严重影响系统的稳定性, 需利用频率追踪技术来维持较高的传输效率. 另一方面, 在远距离 (弱耦合区) 条件下, 由于本征频率虚部的迅速增长而导致传输效率

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1400602, 2023YFA1407600)、国家自然科学基金 (批准号: 12004284, 12374294)、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

急剧下降.

非厄密物理中的宇称-时间 (parity-time, PT) 对称性为构造具有纯实数本征值的 WPT 系统提供了全新的物理思路. 1998 年, Bender 和 Boettcher^[7] 指出满足 PT 对称的非厄密哈密顿量在一个相变点之下, 同样具有纯实数的本征能量, 相关研究结果极大地促进了非厄密物理的发展^[8-14]. 利用非厄密物理及 PT 对称的概念^[15-20] 可以清晰地解释当前 WPT 系统局限性的物理起源, 这为实现高性能 WPT 提供了可能^[20-24].

本文综述了近年来受非厄密物理, 特别是高阶 PT 对称和 Anti-PT 对称启发的 WPT 技术的前沿进展. 主要分为三个部分: 第一部分探讨了在二阶 PT 对称系统中实现高效 WPT 的特殊工作模式, 包括利用调谐电路追频来实现高效 WPT, 以及利用非线性增益实现自发的二阶 PT 对称 WPT 等; 第二部分介绍了三阶 PT 对称系统和非对称系统、广义 PT 对称系统以及 Anti-PT 系统的稳定高效 WPT 技术; 第三部分讨论了高阶 PT 对称系统长程稳定 WPT 技术. 通过引入 PT 对称, 不仅提升了系统的能量传输效率, 还扩大了传输距离, 减少了能量损耗. 同时, PT 对称作为设计新的传输方案提供了理论基础和实践指导, 使得 WPT 技术在实际应用中更加可行和可靠. 因此,

PT 对称作为下一代高性能 WPT 技术的发展奠定了坚实的基础, 预示着未来在智能家居、医疗设备、电动汽车等领域的广泛应用前景.

2 基于二阶 PT 对称的 WPT

2.1 感应式到共振式的演化及物理机制

WPT 技术极大地改变了人们的生产生活方式. 然而, WPT 是否能成为一项通用技术, 仍面临一些关键挑战, 如传输距离、传输效率、传输功率及电磁环境等问题亟需解决. 感应式 WPT 基于电磁感应原理, 其能量主要集中于发射线圈中, 如图 1(a) 上图所示, 效率受位置偏离的影响剧烈, 通常仅适用于近距离 WPT. 而谐振式 WPT 基于能量耦合原理, 其能量分布于共振的发射 (接收) 线圈中, 如图 1(a) 下图所示, 这种方式突破了距离的限制, 可以实现中距离的 WPT.

对于二阶谐振系统, 其频率劈裂现象如图 1(b) 所示, 色标代表效率强度, 可以看到高效率点总是分布在这两支劈裂的频率上. 图 1(c) 展示了其随距离变化的二维图. 非厄密物理学的引入可以很好地解释这一现象中的频率劈裂、简并问题. 这里需要强调的是, 频率劈裂现象也可以从阻抗匹配与传输效率角度进行理解. 在电工学里频率劈裂被解释

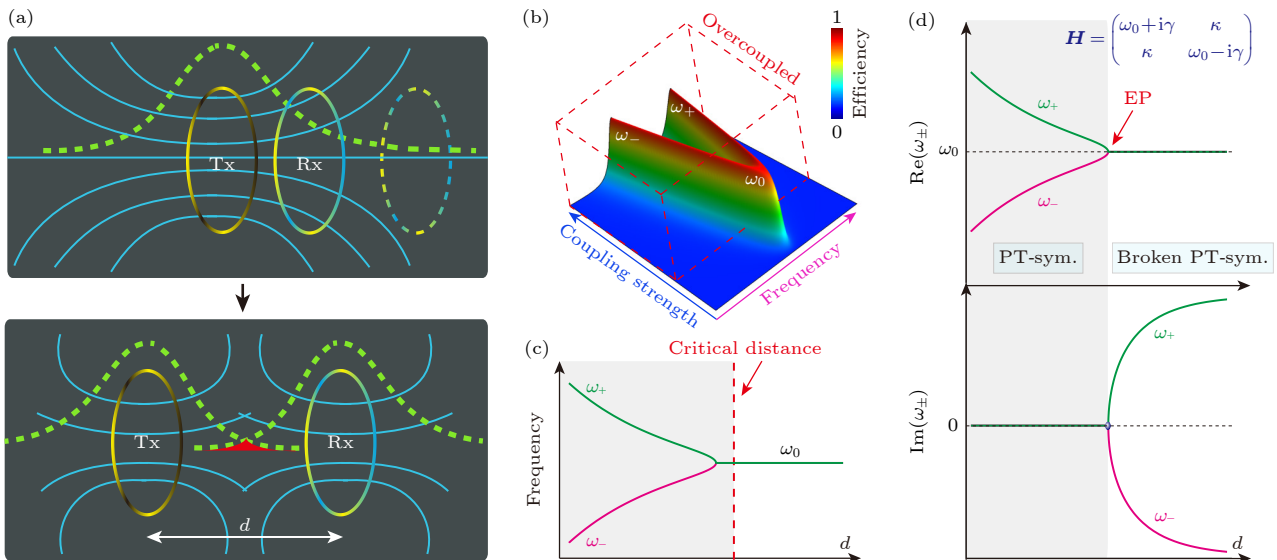


图 1 (a) 感应式和共振式模型及能量分布; (b) 谐振式模型的传输特性; (c) 频率随距离劈裂现象 (电路方程解); (d) 非厄密物理 PT 对称相图 (哈密顿量解)

Fig. 1. (a) Inductive and resonant models and energy distribution; (b) the transmission characteristics of resonant model; (c) frequency splitting phenomenon with distance (circuit equation solution); (d) phase diagrams of PT-symmetric non-Hermitian system (Hamiltonian solution).

为阻抗匹配条件变化导致的传输效率波动. 结合这两种方法, 可以全面解析频率劈裂现象, 既揭示其物理本质, 又指导 WPT 系统的优化设计与性能提升. 二阶谐振系统可以简化为图 1(d) 右上角所示的哈密顿量形式, 通过求解得到的本征频率的实部和虚部分别如图 1(d) 上图和下图所示. 将频率发生简并的点称为奇异点 (exceptional point, EP), 它将相图分成了 PT 对称相和 PT 破缺相 [25,26]. 利用非厄密物理及 PT 对称的概念, 可以很好地解释谐振 WPT 系统的传输特性和局限性的物理本质: 1) 传输相的频率劈裂主要是来源于强耦合 (过耦合) 条件的频率劈裂; 2) 对于临界耦合 (即 EP) 可以实现单频传输, 但是鲁棒性弱; 3) 弱耦合条件下, 尽管系统工作模式因为固定的实数本征值得以稳定, 但是此时本征值存在虚部, 因此导致了传输效率的下降. 因此非厄密物理和 WPT 的结合为进一步理解和优化该系统提供了新的思路和方法.

2.2 利用调谐电路追踪纯实本征频率

通过在系统中加入合适的控制电路, 可以在强

耦合区实现较理想的传输功率和传输效率, 使系统能够自动追踪最大效率对应的工作频率, 而无需精确的手动调节 [27]. 利用系统在强耦合区频率劈裂的特性, 在放大器和驱动环路之间引入定向耦合器, 如图 2(a) 所示. 发射系统通过连续测量入射和反射功率随频率的变化来实现动态调节. 由于该系统形成了传输线, 未被负载消耗或寄生电阻损耗的功率会被反射回发射端.

图 2(b) 为固定频率 $f_0 = 7.65$ MHz 和自动频率调节情况下传输效率随距离变化的曲线图. 当启用频率调谐时, 控制器拾取最大谐振峰, 并随着接收器远离发送端而进行追踪. 从图 2(b) 中可以看出, 与固定频率的情况相比, 频率追踪在强耦合区内系统的传输效率显著提升. 随着距离的增加, 效率缓慢下降, 直到临界耦合点, 两种模式融合, 系统进入弱耦合区.

另外, 还有一种基于将自适应阻抗匹配与自动追频相结合的方法, 可有效提高弱耦合区的传输效率 [28]. 具体来说, 该方法不设定输入端的输出阻抗为 50Ω , 而是设置为目标距离下的最佳阻抗, 然后

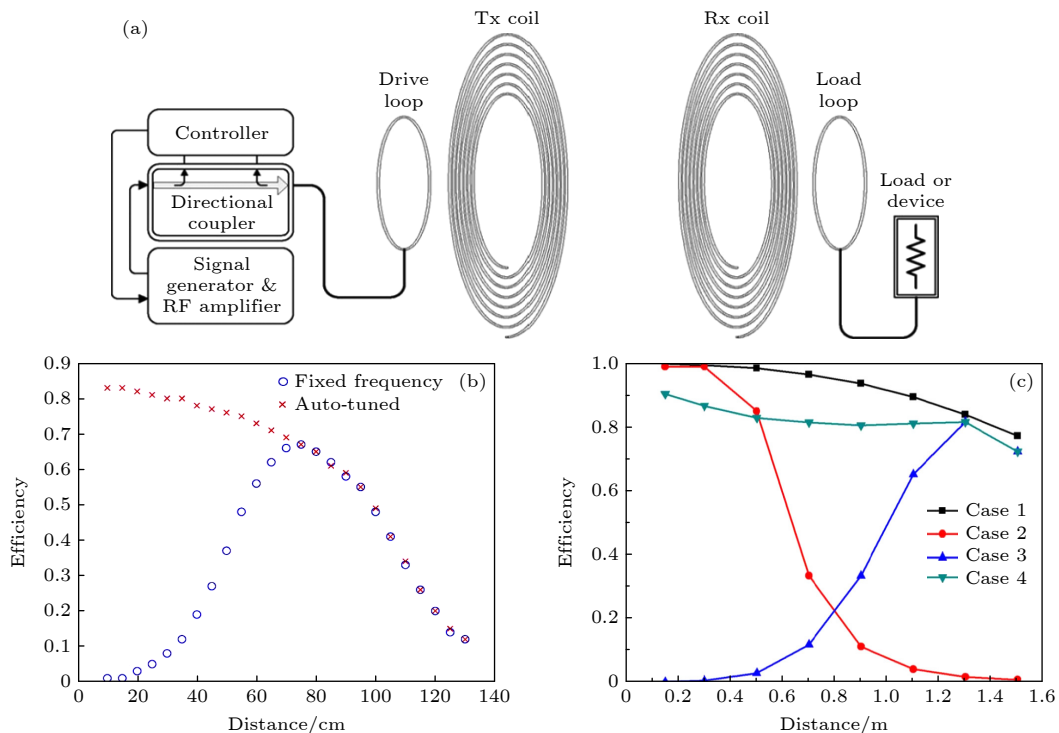


图 2 (a) 由射频放大器组成的频率追踪式磁耦合谐振式 WPT 的示意图 [27]; (b) 固定驱动频率系统与自适应频率调谐系统随距离变化的传输效率对比图 [27]; (c) 4 种不同情形下的实验传输效率对比 [28]

Fig. 2. (a) Schematic diagram of frequency tracking magnetic coupling resonant WPT composed of RF amplifiers [27]; (b) comparison of transmission efficiency between fixed frequency system and auto-tuned system with distance [27]; (c) comparison of experimental transmission efficiency in four cases [28].

利用追频电路进行能量传输. 具体的实验分为以下 4 种情形, 结果如图 2(c) 所示. 情形 1: 频率固定, 同时满足匹配条件的实验; 情形 2: 采用 50 Ω 负载阻抗的频率追踪方法; 情形 3: 实验频率固定, 设定最佳负载阻抗在 1.5 m 处; 情形 4: 采用改进的频率追踪法, 并设定最佳负载阻抗为 1.5 m 处. 可以明显看到, 情形 1 所实现的传输效率最高, 但其要求时刻针对距离变化时满足阻抗匹配条件, 这在实际应用中很难实现. 情形 2 中仅在强耦合区是有效的, 在强耦合区外传输效率急剧下降. 情形 3 也仅在接近 1.5 m 目标距离时传输效率较高. 而情形 4, 即改进的频率追踪方法, 在目标距离为 1.5 m 以内均具有较高的传输效率.

2.3 利用非线性 PT 电路实现自动追频

如果可以在保持高效率的同时消除主动调谐的需求 [29], 将大大拓宽 WPT 技术的应用领域, 例如行驶中车辆的动态充电 [30,31]. 本节主要介绍如何利用 PT 对称和非线性饱和增益相结合的物理机制, 自动选择最大传输效率对应的工作频率, 从而在较远的传输距离范围内实现最优传输效率, 而无需像之前方案进行任何主动调谐 [27].

之前的方案为了保证最优的传输效率, 必须时刻调整源输入输出耦合强度或工作频率, 以适应传

输距离的变化. 而这里提出的包含非线性饱和增益的 PT 对称电路, 作为设备损耗的时间反演对应项 [32], 有效地解决了这一问题. 该电路中的非线性饱和增益元件由电压放大器 A 和反馈电阻 R_1 组成, 如图 3(a) 所示的全电路模型的源侧增益元件提供了负电阻. 图 3(b) 显示了 PT 对称和非线性饱和增益相结合的物理机制可以自适应选择最大效率对应的工作频率, 从而保证在较远的传输距离范围内实现最优传输效率.

进一步地, 为了更具体地理解如何利用 PT 对称和非线性饱和增益实现 WPT, 基于电路模型分析了由源谐振器耦合到接收谐振器的双谐振系统. 这里采用的是 PP 电路模型, 源谐振器和接收机谐振器的固有谐振频率均为 ω_1 , 两个谐振器以互感 M 耦合, 其中 M 是源到接收器之间距离的函数. 能量通过耦合传输到接收器之前是通过其增益元件直接馈入源.

根据基尔霍夫方程可得

$$L_1 \frac{di_t}{dt} + M \frac{di_R}{dt} = U_{in}, \quad (1a)$$

$$L_2 \frac{di_R}{dt} + M \frac{di_t}{dt} + i_R R_2 = 0, \quad (1b)$$

其中下标 t(或 R) 表示源 (或接收器); U_{in} 定义为输入电压值, 系统的传输效率用电压比来表示, 如

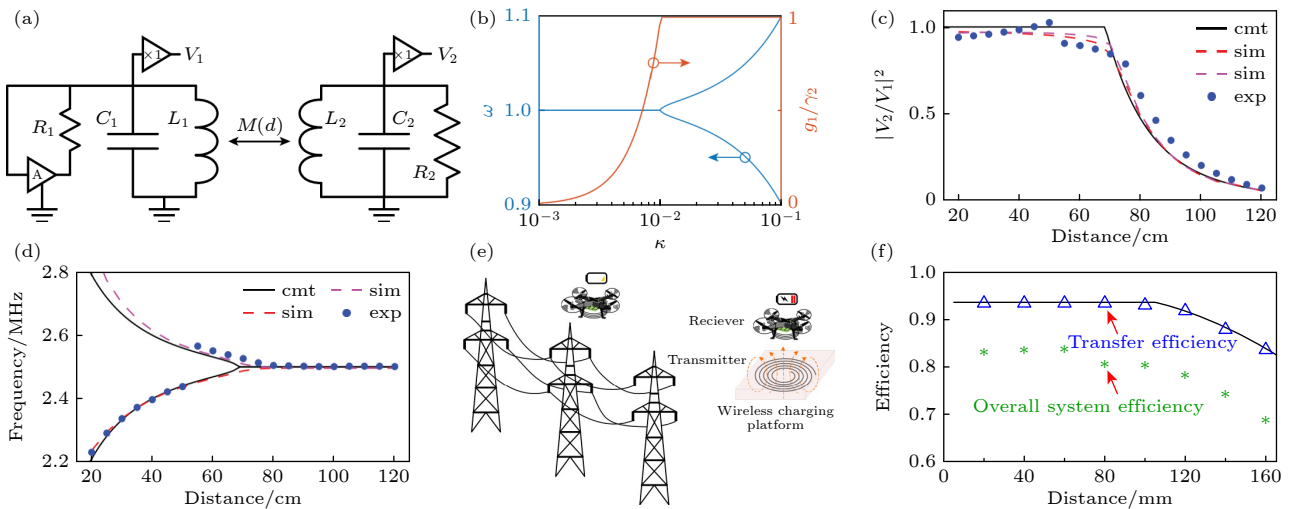


图 3 (a) PT 对称 WPT 的电路模型 [32]; (b) 频率及稳态增益随耦合强度 (距离) 的变化 [32]; (c) PT 对称 WPT 的电压比 [32]; (d) 理论 (黑线)、电路仿真 (品红虚线) 和实验结果 (蓝色圆点) 对比 [32]; (e) 无人机 WPT 传输示意图 [35]; (f) 无人机平台原边副边传输效率及总体效率 [35]

Fig. 3. (a) The Circuit model of PT symmetric WPT [32]; (b) frequency and steady-state gain as a function of coupling strength (distance) [32]; (c) voltage ratio of PT symmetric WPT [32]; (d) comparison of theoretical (black line), circuit simulation (magenta dashed line), and experimental results (blue dots) [32]; (e) schematic of UAV WPT transmission [35]; (f) UAV platform primary-side secondary-side transmission efficiency and overall efficiency [35].

图 3(c) 所示。

根据耦合模理论和电路方程的关系, 其系统动力学方程描述为

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\omega_1 + g_1 & -i\kappa \\ -i\kappa & i\omega_2 - \gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (2a)$$

类似于线性 PT 系统, 在 $\kappa = \gamma_2$ 处也观察到模态频率实部的劈裂 (图 3(b) 中蓝色线段). 匹配共振 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, 且非线性饱和增益 g_1 初始值需要略大于接收器谐振器的损耗 γ_2 , 此时系统处于稳态时的传输效率也可以用耦合模公式表示为 [33,34]

$$\eta = \frac{2\gamma_1 |a_2|^2}{2\gamma_2 |a_2|^2 + 2\gamma_{10} |a_1|^2}, \quad (2b)$$

$$\eta = \begin{cases} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{1}{1 + \frac{\gamma_{10}\gamma_2}{\kappa^2}}, & \kappa < \gamma_2, \\ \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{1}{1 + \frac{\gamma_{10}\gamma_2}{\gamma_2}}, & \kappa > \gamma_2. \end{cases} \quad (2c)$$

从 (2b) 式可以看到的是, 系统在强耦合区 ($\kappa > \gamma_2$) 时, 传输效率是一个与耦合强度无关的常数. 因此, 传输效率对传输距离或方向的波动具有鲁棒性, 而这两者均可以改变 κ . 其传输效率与传

统的基于两个谐振器的最优效率 (其需对每个 κ 值进行频率调谐) 相匹配. 这里利用非线性饱和和增益实现的 PT 对称稳态强耦合区, 自动实现了最佳工作频率的 WPT. 当系统工作在弱耦合区时, 传输效率会随着耦合强度的减小而降低. 将该机制应用于无人机的 WPT 技术 [35], 其模型如图 3(e) 所示. 其传输效率如图 3(f) 所示, 其中耦合的原副边效率可达 90% 以上, 整体效率则维持 80% 以上.

为解决运算放大电路的低效增益元件存在固有损耗而导致系统的总效率较差的问题, 提出了一种使用低功耗开关型与电流敏感反馈放大器的 PT 对称电路. 在这个电路中, PT 对称性确保了有效负载阻抗放大器保持不变, 从而使系统在传输距离变化时仍能维持高传输效率 [36].

3 基于三阶 PT 以及 Anti-PT 对称/非对称 WPT

3.1 三阶 PT 对称

在标准的三阶 PT 对称系统中, 始终存在一个纯实本征频率不随距离的变化而改变, 这对于高效 WPT 是十分有利的 [23,37]. 其标准模型如图 4(a)

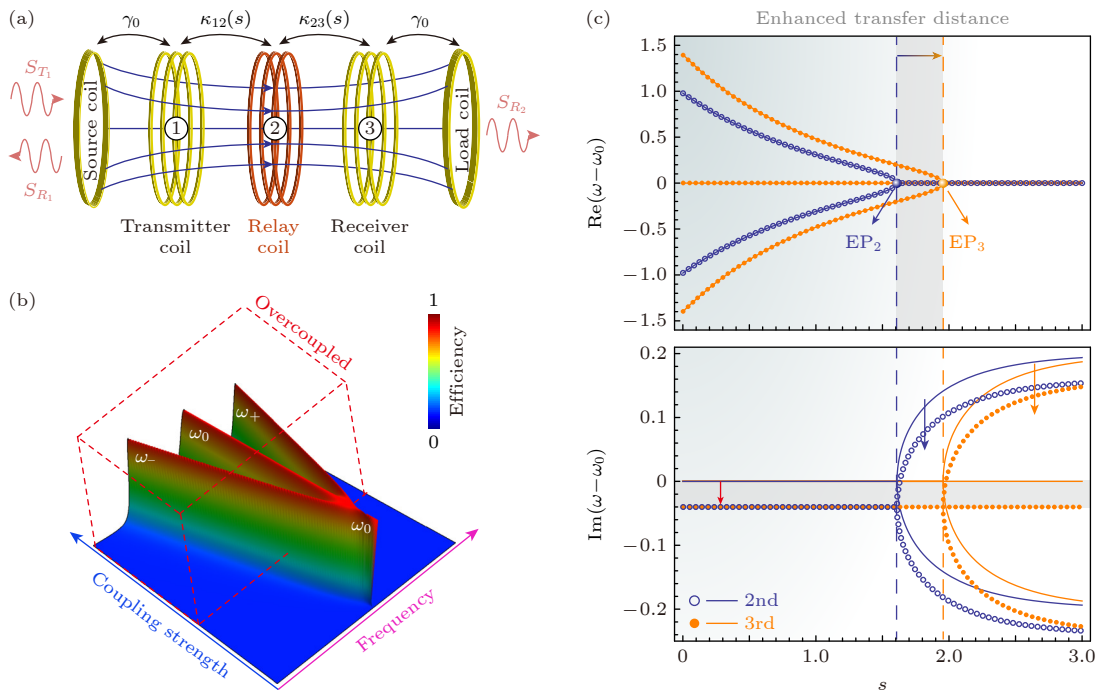


图 4 三阶 PT 对称 WPT 系统 [38] (a) 三阶 PT 对称模型图; (b) 三阶 PT 对称系统效率随频率和耦合强度变化关系; (c) 二阶和三阶 PT 对称系统传输实部虚部相图对比

Fig. 4. Third-order PT-symmetric WPT system [38]: (a) Diagram of the third-order PT-symmetric model; (b) variation of the efficiency of the third-order PT-symmetric system with frequency and coupling strength; (c) comparison of the phase diagrams of the real and imaginary parts of the transmission of the second- and third-order PT-symmetric systems.

所示, 通过基尔霍夫方程计算其传输效率与频率和耦合强度的变化关系如图 4(b) 所示. 其哈密顿量为形式为

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 - i\Gamma & \kappa & 0 \\ \kappa & \omega_0 - i\Gamma & \kappa \\ 0 & \kappa & \omega_0 - i\Gamma - i\gamma_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

如 (3) 式所示, 当 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ 时求解特征方程可得系统的本征频率为

$$\omega_1 = \omega_0 - i\Gamma, \quad (4a)$$

$$\omega_{2,3} = \omega_0 - i\Gamma \pm \sqrt{2\kappa^2 - \gamma^2}. \quad (4b)$$

从图 4(c) 可以明显看到, 相比较于二阶系统, 三阶系统中存在不随距离改变的纯实本征频率, 这是一种无需频率追踪的高效实用的 WPT 技术^[38].

接下来考虑三阶 PT 对称系统的实际应用, 三阶 WPT 系统电路模型如图 5(a) 和图 5(b) 所示, 二者分别为分立型三阶 WPT 系统和合成型三阶 WPT 系统. 二者的基本原理是相同的, 但合成型系统极大地减少了体积, 增加了一定的自由度. 它们的基尔霍夫方程可写为

$$\left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \right) I_1 + i\omega M_1 I_2 = U, \quad (5a)$$

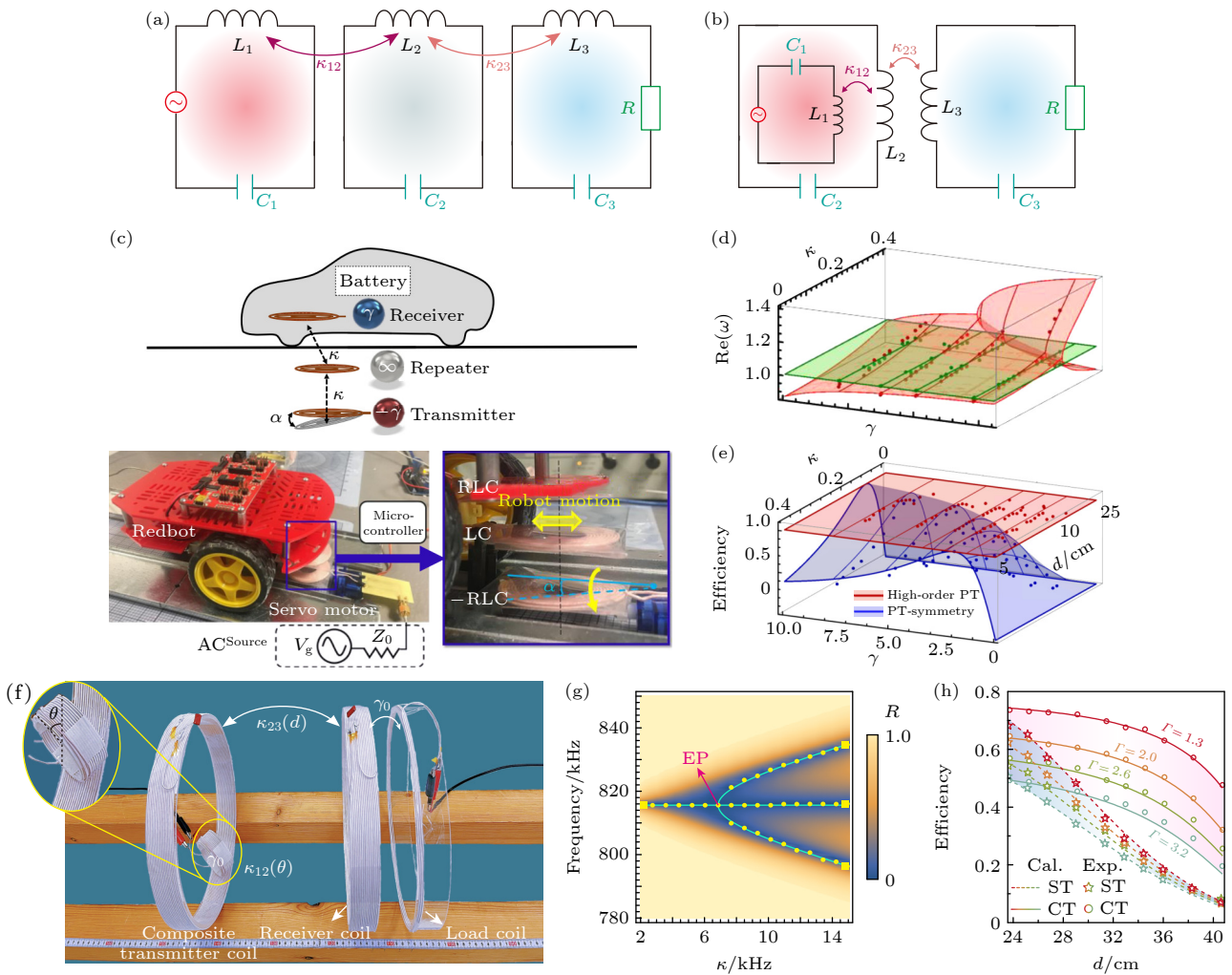


图 5 三阶 PT 对称 WPT 系统的实现 (a) 分离型三阶系统电路图; (b) 合成型三阶系统电路; (c) 小车三阶 WPT 演示图^[23]; (d) 三阶系统实部随耦合和损耗的演化轨迹^[23]; (e) 理想情况下三阶和二阶系统效率对比图^[23]; (f) (b) 图对应实验图^[38]; (g) 三阶系统反射率随频率和耦合强度的变化关系^[38]; (h) 不同本征损耗下效率与传输距离变化图^[38]

Fig. 5. Realization of the third-order PT symmetric WPT system: (a) circuit diagram of the separated third-order system; (b) circuit of the synthesized third-order system; (c) demonstration diagram of the third-order WPT of the cart^[23]; (d) evolution trajectory of the real part of the third-order system with coupling and loss^[23]; (e) comparison of the efficiencies of the third-order and the second-order systems in the ideal case^[23]; (f) experimental plots corresponding to the diagrams in (b)^[38]; (g) variation of the reflectivity of the third-order system with frequency and coupling strength^[38]; (h) different intrinsic losses in the efficiency versus transmission distance plots^[38].

$$\left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C}\right) I_2 + i\omega M_1 I_2 + i\omega M_2 I_3 = 0, \quad (5b)$$

$$\left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C}\right) I_3 + i\omega M_2 I_2 + I_3 R_3 = 0. \quad (5c)$$

当考虑 $\kappa_{12} = \kappa_{23} = \kappa (M_1 = M_2 = M)$ 的对称情况时, 其系统构成一个标准的三阶 PT 对称系统. 通过适当近似和变换后可得其等效哈密顿量如 (3) 式所示. 其中图 5(e) 为分立型系统在小车无线充电中的实际应用, 发射线圈和中继线圈被固定在地面之下, 而接收线圈则被安装在小车上. 通过调整合适的距离 (耦合), 可以实现对小车的高效 WPT. 图 5(d) 展示了三阶系统的实部随耦合和损耗变化的相图, 图 5(e) 对比了高阶 (三阶) 系统和二阶系统的传输效率, 其中上面的小球代表实验结果. 图 5(f) 为图 5(b) 电路的实验图, 和图 5(c) 不同的是, 这里发射线圈和中继线圈被集成在一个线圈中, 通过调节二者之间的角度改变 κ_{12} 使它和 κ_{23} 保持相等. 相较于前者, 这种设计减少了整体体积, 并使调节更为灵活, 更适用于小微装置的 WPT. 图 5(g) 为系统反射率与耦合和工作频率的

关系, 在系统的三支本征频率上反射率接近为零. 实验测得系统传输效率在不同本征损耗下随距离变化关系如图 5(h) 所示.

3.2 三阶 PT 非对称系统的 BIC

在 PT 对称破缺相中, 由于本征频率虚部的存在, 传输效率的下降一直是一个棘手的问题. 而这里借助隐藏在 PT 非对称系统弱耦合区域连续域中的束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 模式可以实现高效稳定的 WPT, 打破了 PT 对称具有平衡增益和损耗的严格限制. 考虑一个三阶 PT 非对称 (损耗不等于增益或者耦合不相等) WPT 系统, 如图 6(a) 所示, 其中谐振线圈间通过近场电磁相互作用耦合, 发射线圈以速率 g_1 接收能量输入 (发射器), 中继线圈传递能量, 接收线圈向负载 (接收器) 以速率 γ_3 提供能量. 其哈密顿量可描述为

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 - ig_1 & \kappa_{12} & 0 \\ \kappa_{12} & \omega_0 & \kappa_{23} \\ 0 & \kappa_{23} & \omega_0 - i\gamma_3 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

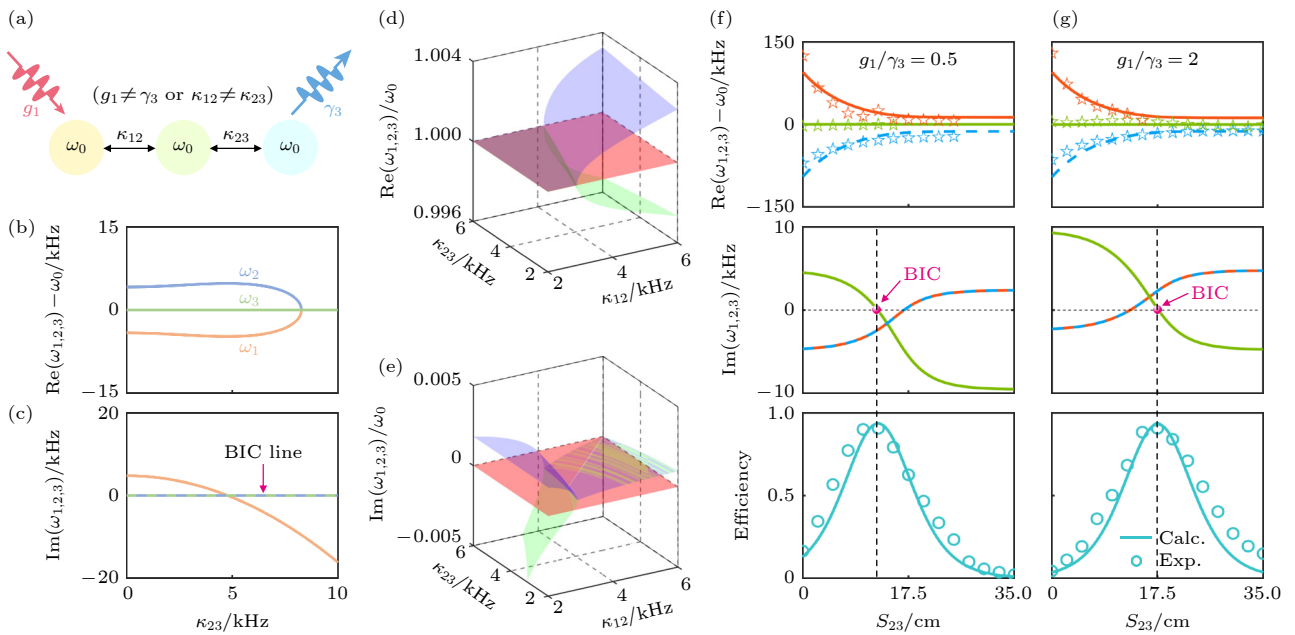


图 6 (a) 三阶 PT 非对称结构图; (b) 三阶 PT 非对称系统实部随 κ_{23} 变化相图; (c) 三阶 PT 非对称系统虚部随 κ_{23} 变化相图; (d) 同 (b) 但关于耦合 κ_{12} κ_{23} 三维实部相图演化; (e) 同 (c) 但关于耦合 κ_{12} κ_{23} 三维虚部相图演化; 三阶非厄密 WPT 系统本征频率实部, 虚部和系统效率在不同增益损耗比下的演化; (f) 增益损耗比例为 0.5; (g) 增益损耗比例为 2^[40]

Fig. 6. (a) Third-order PT asymmetric structure; (b) phase diagram of the real part of the third-order PT asymmetric system as a function of the variation; (c) phase diagram of the imaginary part of the third-order PT asymmetric system as a function of the variation; (d) same as in figure (b) but with respect to the coupling three-dimensional real phase diagram evolution; (e) same as in figure (c) but with respect to the coupling Three-dimensional imaginary phase diagram evolution; evolution of the real and imaginary parts and the system efficiency of the characteristic frequencies of the third-order non-Hermitian WPT system for different gain-loss ratios: (f) gain-loss ratio of 0.5; (g) gain-loss ratio of 2^[40].

为满足 BIC 条件, 系统需满足内在条件:

$$g_1(\kappa_{12}^2 - g_1\gamma_3) = \gamma_3(\kappa_{23}^2 - g_1\gamma_3). \quad (7)$$

在固定 κ_{12} 只调节 κ_{23} 的情况下, 此类系统的本征频率的实部和虚部分别如图 6(b) 和图 6(c) 所示, 其始终存在一条 BIC 线. 图 6(d) 和图 6(e) 分别为系统在 PT 非对称时本征频率实部和虚部随耦合 κ_{12} 和耦合 κ_{23} 演化的情况. 图 6(f) 和图 6(g) 分别为增益小于损耗和增益大于损耗时, 本征频率实部, 虚部和系统传输效率随耦合强度的演化. 可以看到, 当满足 BIC 条件时, 系统将呈现良好的阻抗匹配, 从而实现高效稳定的 WPT^[39,40]. 在进一步调控和优化 BIC 模式以实现高效 WPT 的过程中, 关键在于精确调整增益、损耗以及耦合强度等系统参数以满足 BIC 条件. 比如可以通过采用可调控的增益和损耗元件, 结合反馈控制系统实时调整参数值, 确保系统处于最佳工作状态. 同时, 优化耦合配置, 确保谐振器之间的互感系数精确且稳定.

3.3 广义 PT 对称系统

利用动态饱和增益^[41], 可在不平衡 (非 PT 对称) 高阶 WPT 系统中实现广义 PT (generalized PT, GPT) 对称. 从演化的角度来看, 三体 WPT 系统可以被视为广义的两体 WPT 系统, 特别是当 $\kappa_{12} \neq \kappa_{23}$ 时. 如图 7(a) 所示, Tx 被类比为具有正输入速率 (增益) 的“单极子” (红色球体), 而 Ix 和 Rx 被共同类比为“偶极子”, 其极性由两极的不平衡输入和输出 (通常情况下 $g \neq \gamma$) 定义. 因此, 广义宇称反转操作 \hat{P} 可以直观地分解为全局宇称反转 (\hat{P}_G) 和局部宇称反转 (\hat{P}_L). $\hat{P}_G = \sigma_x$ 是基于单极子和偶极子之间的位置反转 ($\hat{P}_G^\dagger \hat{r}_G \hat{P}_G = -\hat{r}_G$ 对应 $[1, (2, 3)] \rightarrow [3, (1, 2)]$), $\hat{P}_L = \sigma_x$ 反转偶极子的两极 ($\hat{P}_L^\dagger \hat{r}_L \hat{P}_L = -\hat{r}_L$ 对应 $(2, 3) \rightarrow (3, 2)$), 且同时满足 $\hat{T}^\dagger t \hat{T} = -t$. 三体系统的哈密顿量可写为

$$\mathbf{H}(\hat{r}_G, H_L, t) = \begin{pmatrix} \omega_0 - i\gamma & \kappa_{12} \\ \kappa_{12} & H_L(\hat{r}_L, t) \end{pmatrix}, \quad (8a)$$

$$H_L(\hat{r}_L, t) = \begin{pmatrix} \omega_0 - i\gamma & \kappa_{23} \\ \kappa_{23} & \omega_0 + i\gamma \end{pmatrix}, \quad (8b)$$

其中局部 H_L 描述了在局部坐标定义下的偶极子内部相互作用. 与二体 WPT 系统相比, 三体拓扑等效于在一个极点嵌入局部二体系统的全局二体拓

扑, 这表明 GPT 对称三体拓扑和 PT 对称二体拓扑在全局上是等效的.

此外, GPT 对称态可被描述为高维参数空间 $(\gamma, g, \kappa_{12}, \kappa_{23})$ 中的带内稳态, 其具有饱和增益 g_{sat} . 相对于带内 GPT 对称态, 可以利用能带理论来充分解释参数空间中的不完美态^[30]. 这里设置 $\kappa_{12} = 0.01$, $\kappa_{23} = 0.005, 0.015$, 如图 7(b) 所示包含两个耦合区域, 上半部 [下半部 (灰色)] 表示在 Rx 主导 (Tx 主导) 的耦合 $\kappa_{12} < \kappa_{23}$ ($\kappa_{12} > \kappa_{23}$). 黑色 (红色虚线) 曲线表示第一稳态的 $g_{\text{sat}1}(\gamma)$ (第二和第三稳态 $g_{\text{sat}2,3}(\gamma)$). 对于 $\kappa_{12} < \kappa_{23}$ 的情况, 当 $g(\gamma) = g_{\text{sat}}(\gamma)$ 时, 系统在具有最大传输效率的能带 (黑线) 上工作, 而其他态则处于效率折中的带外态. 具体来说, 第一个带外态由黑点 (I) 表示, 对应于 γ 和 g 的过饱和参数, 被定义为过饱和态, 它可以被认为是由速率为 g 的外部刺激诱导的“激发态”. 该态可以通过“受激发射” (g 减小, 由向下的黑色实线箭头指示) 或“动量匹配” (γ 减小, 由向左的黑色实线箭头指示) 转变为带内“基态”. 相反, 由灰点 (II) 表示的态被归类为不饱和态, 其在没有额外的“馈源”的情况下不能直接过渡到为带上态. 此外, 当系统满足 $g(\gamma) > g_{\text{sat}}(\gamma)$, $\gamma(g) < \gamma_{\text{sat}}(g)$ 或 $g(\gamma) < g_{\text{sat}}(\gamma)$, $\gamma(g) > \gamma_{\text{sat}}(g)$ (图 7(b) 中分别为红色圆圈 (III) 和 (IV)) 时, 它处于杂化态或半饱和态. 当 $\kappa_{12} > \kappa_{23}$ 时, 可以实现类似的分析. GPT 对称性可以显著提高不平衡耦合条件下 WPT 系统的鲁棒性和传输效率^[41], 其在强耦合区域和弱耦合区域均具有最佳传输效率.

在实验上则通过非线性增益饱和元件组成实现了三阶厄密 (GPT) 双发射-单接收 WPT 系统^[42]. 在不同的耦合系数下, 系统仍具有真实的本征频率. 其在强耦合区始终存在一支本征频率不随耦合系数变化. 首先考虑从标准的二阶 PT 对称 WPT 系统 (图 7(c)) 构造三阶 WPT 系统, 其哈密顿量是三对角矩阵. 根据耦合模理论, 二阶 PT 对称系统的哈密顿量可以写为

$$\mathbf{H}_{\text{std}} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \omega_0 \begin{pmatrix} 1 + i\gamma & \kappa \\ \kappa & 1 - i\gamma \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中 $H_{11} = H_{22}^* = \omega_0(1 + i\gamma)$. 如果元素 H_{11} 或 H_{22} 被替换为与 H_{std} 形式相同的二阶矩阵, 并且仅考虑相邻谐振器的耦合, 即 $H_{21} = H_{12}^\dagger = [\kappa_{13}, \kappa_{23}]$ ($\kappa_{13} = 0$), 就可以得到三阶系统, 其可以由图 7(d) 所示的

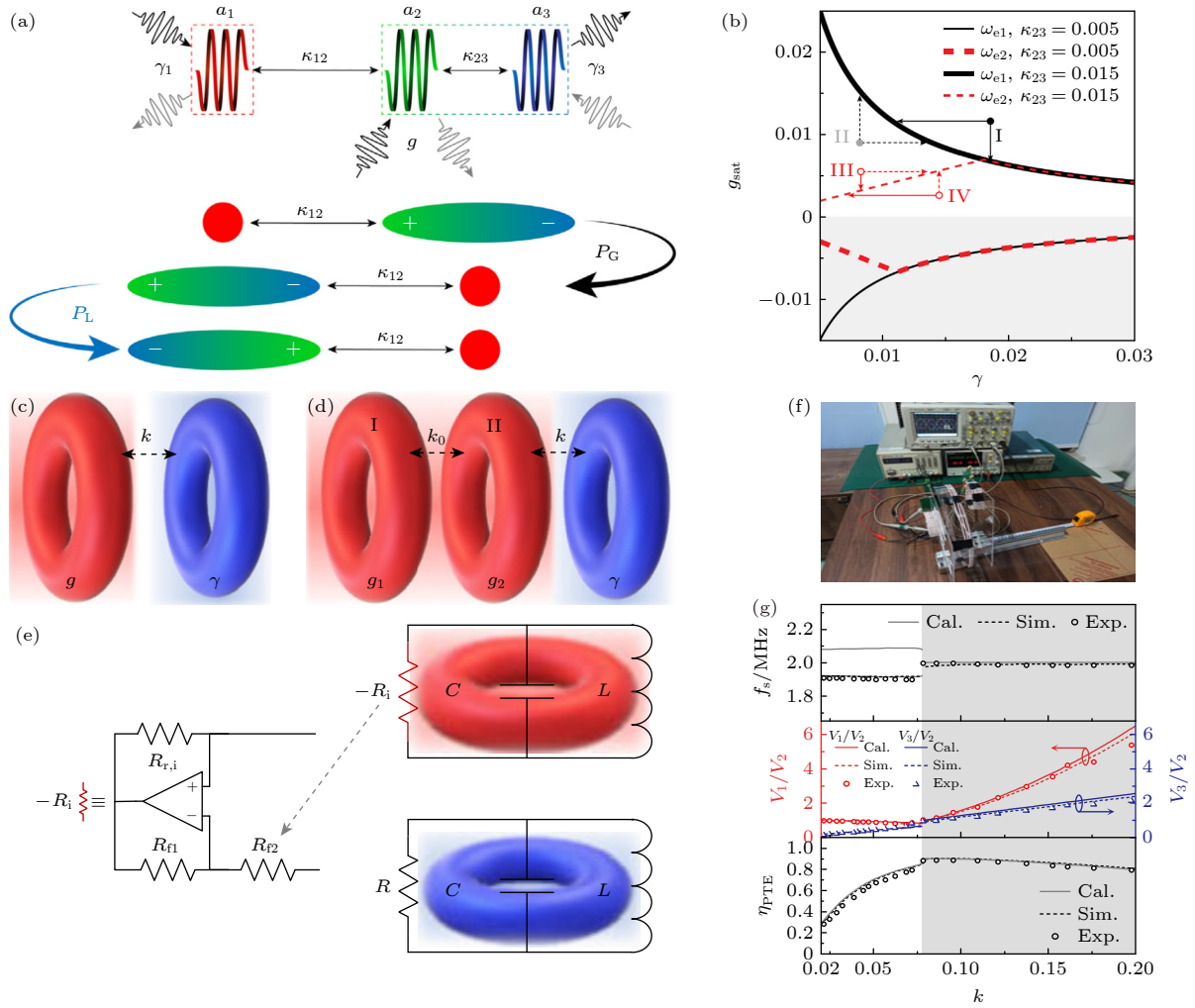


图 7 (a) 基于偶极-单极类比的广义奇偶性的局部和全局奇偶性分解^[41]; (b) 高维参数空间 $(g, \gamma, \kappa_{12}, \kappa_{23})$ 中 WPT 系统的能带理论解释^[41]; (c) 标准 PT 对称电子二聚体的示意图^[42]; (d) 由两个增益 (红色) 单元和一个损耗 (蓝色) 单元组成的三阶赝厄密系统^[42]; (e) 增益单元和损耗单元对应的等效电路^[42]; (f) 图 (d) 模型的实验装置示意图^[42]; (g) 稳态频率 f_s (上图), 电压比 V_1/V_2 (左侧红色 y 轴) 和 V_3/V_2 (右侧蓝色 y 轴) (中间图), 以及传输效率 η_{PTE} (下图), 作为耦合系数 κ 的函数. 理论, 模拟和实验结果分别用实线、虚线和空心圆表示. 阴影区域表示 $\kappa \geq \gamma = 0.078$ ^[42]

Fig. 7. (a) Local and global parity decomposition based on the generalized parity of the dipole-monopole analogy^[41]; (b) band theory explanation of the WPT system in high-dimensional parameter space $(g, \gamma, \kappa_{12}, \kappa_{23})$ ^[41]; (c) schematic diagram of a standard PT-symmetric electronic dimer^[42]; (d) third-order pseudo-Hermitian system composed of two gain (red) units and one loss (blue) unit^[42]; (e) equivalent circuit corresponding to the gain and loss units^[42]; (f) schematic diagram of the experimental setup for the model in Figure (d)^[42]; (g) steady-state frequency f_s (upper panel), voltage ratios V_1/V_2 (left red y -axis) and V_3/V_2 (right blue y -axis) (middle panel), and transmission efficiency η_{PTE} (lower panel), as functions of the coupling coefficient κ . Theoretical, simulated, and experimental results are represented by solid lines, dashed lines, and hollow circles, respectively. The shaded area represents $\kappa \geq \gamma = 0.078$ ^[42].

双发射-单接收系统组成. 由于每个谐振器可以有增益的、有损的或无损的, 因此相应的哈密顿量一般是非厄密对称矩阵, 其对角线元素可以是复数并且非对角线元素都是实数. 图 7(d) 系统的哈密顿量表示为

$$\mathbf{H}_{\text{pse}} = \frac{\omega_0}{2} \begin{pmatrix} 2 + ig_1 & \kappa_0 & 0 \\ \kappa_0 & 2 + ig_2 & \kappa \\ 0 & \kappa & 2 - i\gamma \end{pmatrix}. \quad (10)$$

这里, g_1 和 g_2 分别表示发射谐振器 I 和 II 中的增益强度; γ 是接收谐振器的损耗常数; κ_0 表示两个增益谐振器之间的耦合系数; κ 表示发射谐振器 II 和接收谐振器之间的耦合系数. 所有谐振器的固有谐振频率被调谐为 ω_0 . 此外, 即使它不是 PT 对称的, (10) 式仍然可以具有实本征值^[43]. 通过求解特征方程, 在强耦合区即 $\kappa \geq \gamma$, 存在三个模式, 其对应的本征值为

$$\omega_1 = \omega_0, \quad (11a)$$

$$\omega_{2,3} = \omega_0 \left(1 \pm \sqrt{4\tilde{\kappa} - c^2/4 - ic/4} \right), \quad (11b)$$

$\tilde{\kappa} = \kappa_0^2 + \kappa^2 + g_1 g_2 - \gamma(g_1 + g_2)$, $c = g_1 + g_2 - \gamma$. 当满足 $(g_1 g_2 + \kappa_0^2)\gamma = \kappa^2 g_1$ 时, 无论 $\omega_{2,3}$ 是复数还是实数, 均可存在 $\omega = \omega_1$, 从而提供了很大的设计自由度. 当 $\kappa < \gamma$ 时, 弱耦合区中只存在两个实本征值, 对应的本征频率为

$$\omega_{2,3} = \omega_0 \left(1 \pm \sqrt{\tilde{\kappa}/2} \right). \quad (12)$$

$\omega_1 = \omega_0 - ic/2$ 表示不稳定态, 当满足 $(g_1 g_2 \gamma + \kappa_0^2 \gamma - \kappa^2 g_1)c^{-1} = -\tilde{\kappa}$ 时, 支持弱耦合下的稳频模式. 因此, 可以通过改变 γ 和 κ_0 来控制耦合区域, 从而使相变与负载无关.

接下来通过电路仿真对两发射-接收系统的实验进行验证, 其实验装置示意图如图 7(f) 所示. 所有线圈的谐振频率均为 2 MHz, 初始增益分别为 $g_{1i} = 0.113$ 和 $g_{2i} = 0.005$. 由于 $\omega_{2,3}$ 是复数, 因此在强耦合区域中仅呈现单个稳态 $\omega_1 = \omega_0$. 图 7(g) 显示了稳态工作频率 f_s 、谐振器电压比以及功率传输效率 η_{PTE} 与耦合系数 κ 的关系. 实验结果与模拟和理论结果吻合良好. 当耦合系数 κ 在强耦合区域从 0.078 变化到大约 0.2 时, 无需对电路进行任何调谐, 工作频率始终保持在大约 2 MHz. 且在强耦合区域, 系统具有几乎稳定的传输效率. 此外, 随着 κ 的增加, 由于过耦合, 效率会略有下降. 仿真和实验结果都表明稳态频率在 $\kappa = \gamma$ 附近发生转变, 这表明系统中存在频带间隙. 由于谐振器的振幅比在转变点 $\kappa = \gamma$ 处不连续, 因此传输效率出现轻微的突变. 这种转变只会在弱耦合区域引起频率和效率的微小变化, 不会影响 WPT 系统的稳定运行. 通过优化损耗常数 γ 和/或耦合系数 κ_0 , 可以进一步提高所提出的系统的效率和鲁棒性. 此外, 对于有损线圈, 假设附加增益 $g_2 = -\gamma_{s2}$, 只要发射器的增益为 $g_1 = \kappa_0^2 \gamma / (\kappa^2 + \gamma_{s2} \gamma)$, 就可以实现频率稳定的三线圈 WPT 系统.

3.4 三阶 Anti-PT 对称:“能级钉扎”效应

之前的 WPT 系统大都是在 PT 对称的条件下进行研究的, 而在 Anti-PT 对称的条件下 ($(PT)\mathbf{H}(PT)^{-1} = -\mathbf{H}$) 实现高效能量传输的讨论较少 [44-47]. 这里介绍一种新的具有反谐振发射器的磁共振 WPT 方案 [48], 它的物理模型如图 8(a) 所

示, 与典型方案“RTC-NFC-RRC”不同, 其中 RTC (resonance transmitter coil), NFC (near-field coupling) 和 RRC (resonance receiver coil) 分别表示谐振发射器线圈、近场耦合和谐振接收器线圈. 这里基于近场耦合的关键配置对应“ATC-NFC-RRC”, 其中 ATC (anti-resonance transmitter coil) 表示反谐振发射线圈. 在由 ATC 和 RRC 构成的等效非厄密 WPT 系统中构建了具有“能级钉扎”效应的三阶 Anti-PT 对称系统. 这里的“能级钉扎”源自两种近场耦合机制的竞争抵消. 1) 反共振模式的“能级吸引”: 随着发射端两个模式间的虚耦合 γ (即耗散耦合) 增强, 失谐的两个模式 (对应透射峰) 逐渐接近, 表现出“能级吸引”; 2) 反共振模式和共振模式的“能级排斥”: 随着发射端-接收端两个模式间的实耦合 κ (即相干耦合) 增强, 劈裂的两个模式 (对应透射峰) 逐渐远离, 表现出“能级排斥”. 正是系统“能级吸引”和“能级排斥”的竞争抵消导致了新奇的“能级钉扎”效应 (如图 8(b) 所示). 这里的耗散耦合和相干耦合分别对应 LRC 电路中的阻性耦合和容性 (感性) 耦合 (如图 8(d)). 在 Anti-PT 对称系统中, “能级钉扎”效应由于具有稳定性, 所以系统在动态变化场景下的高效 WPT 也可以得以保证, 其主要归因于耗散耦合与相干耦合之间的动态平衡. 这种平衡机制通过抵消不同耦合类型对工作频率的影响, 确保系统在外部环境变化时维持固定的工作频率.

系统的基尔霍夫方程可写为 (其中源 $U_1 = -IZ$):

$$\left(i\omega L_1 + \frac{1}{i\omega C_1} + \frac{1}{i\omega C_0} - Z \right) I_1 + \frac{I_2}{i\omega C_0} = 0, \quad (13a)$$

$$\frac{I_1}{i\omega C_0} + \left(i\omega L_2 + \frac{1}{i\omega C_2} + \frac{1}{i\omega C} \right) I_2 + i\omega M I_3 = 0, \quad (13b)$$

$$i\omega M I_2 + \left(i\omega L_3 + \frac{1}{i\omega C_3} + Z \right) I_3 = 0. \quad (13c)$$

令 $L_1 = L_2 = L_3 = L$, $C_3 = C$, $1/C = 1/C_1 + 1/C_0$, 由电路方程与耦合模公式间关系 [33], (13) 式改写为

$$\frac{da_1}{dt} = \left(-i\omega_0 + \frac{Z}{2L} \right) a_1 - i \frac{1}{2\omega C_0 L} a_2, \quad (14a)$$

$$\frac{da_2}{dt} = -i\omega_0 a_2 - i \frac{1}{2\omega C_0 L} a_1 + i \frac{M\omega}{2L} a_3, \quad (14b)$$

$$\frac{da_3}{dt} = \left(-i\omega_0 + \frac{Z}{2L} \right) a_3 + i \frac{M\omega}{2L} a_2. \quad (14c)$$

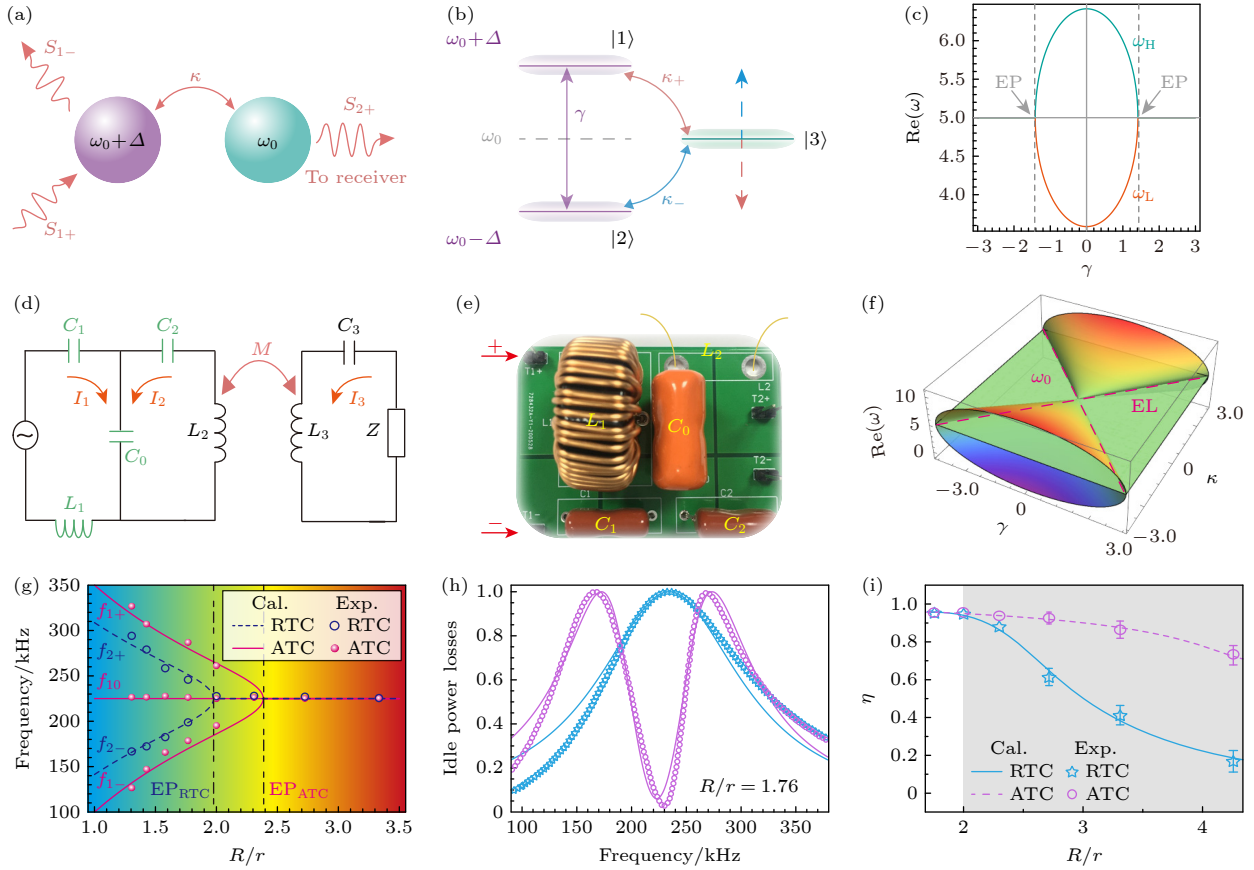


图 8 (a) 由 3 个耦合谐振器构成的 Anti-PT 对称模型^[48]; (b) “能级钉扎”原理图^[48]; (c) 反共振系统中本征频率实部的演化^[48]; (d) 等效电路图^[48]; (e) 实物图^[48]; (f) 系统中本征频率实部随耗散耦合 (γ) 和相干耦合 (κ) 的演化^[48]; (g) 合成三阶 Anti-PT 对称中本征频率计算 (测量) 的实部^[48]; (h) WPT 系统待机功率损耗^[48]; (i) 具有 RTC(ATC) 的匹配 WPT 系统在追踪工作频率下的传输效率^[48]

Fig. 8. (a) Anti-PT symmetry model consisting of three coupled resonators^[48]; (b) “energy level pinning” schematic^[48]; (c) evolution of the real part of the eigenfrequency in the anti-resonant system^[48]; (d) equivalent circuit diagram^[48]; (e) physical diagram^[48]; (f) evolution of the real part of the eigenfrequency in the system with dissipative coupling γ and coherent coupling κ ^[48]; (g) real part of the computed (measured) eigenfrequency in the synthesized third-order inverse PT symmetry^[48]; (h) standby power loss of the WPT system^[48]; (i) transmission efficiency of the matched WPT system with RTC (ATC) at the tracking operating frequency^[48].

这里 $M = \xi L$ 表示合成的 ATC 和 TC 的互感; $\xi = -C/C_0$ 为不同负载的耦合因子, 可得到 ATC 和 RC 耦合系统的动力学方程. 用幺正变换及 $a_3 = a_0$, 系统的动力学方程可表示为

$$\frac{da_+}{dt} = -i \left(\omega_0 + \frac{1}{2\omega C_0 L} - \frac{Z}{4L} \right) a_+ - \frac{Z}{4L} a_- + i \frac{M\omega}{2\sqrt{2}L} a_3, \quad (15a)$$

$$\frac{da_0}{dt} = -i \left(\omega_0 + \frac{Z}{2L} \right) a_0 - i \frac{M\omega}{2\sqrt{2}L} (a_+ - a_-), \quad (15b)$$

$$\frac{da_-}{dt} = -i \left(\omega_0 - \frac{1}{2\omega C_0 L} - \frac{Z}{4L} \right) a_- - \frac{Z}{4L} a_+ - i \frac{M\omega}{2\sqrt{2}L} a_3. \quad (15c)$$

假定 $\Delta = 1/2\omega C_0 L$ 以及 $\gamma_0 = -Z/(2L)$, 即可得到

(15) 式所示的哈密顿量:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 + \Delta + i\gamma & -\kappa & i\gamma \\ -\kappa & \omega_0 - 2i\gamma & \kappa \\ i\gamma & \kappa & \omega_0 - \Delta + i\gamma \end{pmatrix}. \quad (16)$$

正是由于非对角项中的实部和虚部耦合系数使得系统的哈密顿量满足 Anti-PT 对称条件, 从而使得纯实本征频率可用于有效的能量传输. 通过求解系统哈密顿量 (16) 式可以得到本征频率为

$$\omega_1 = -\frac{\frac{1}{2^{\frac{1}{3}}} A}{3 \left(iB + \sqrt{(4A^3 - B^2)^{\frac{1}{3}}} \right)} + \frac{(iB + \sqrt{4A^3 - B^2})}{3 \times 2^{\frac{1}{3}}} + \omega_0, \quad (17a)$$

$$\omega_2 = -\frac{(1 + \sqrt{3}i)A}{3 \times 2^{\frac{2}{3}} \left(iB + \sqrt{(4A^3 - B^2)^{\frac{1}{3}}} \right)} + \frac{(1 - \sqrt{3}i)(iB + \sqrt{4A^3 - B^2})}{6 \times 2^{\frac{1}{3}}} + \omega_0, (17b)$$

$$\omega_3 = -\frac{(1 - \sqrt{3}i)A}{3 \times 2^{\frac{2}{3}} \left(iB + \sqrt{(4A^3 - B^2)^{\frac{1}{3}}} \right)} + \frac{(1 + \sqrt{3}i)(iB + \sqrt{4A^3 - B^2})}{6 \times 2^{\frac{1}{3}}} + \omega_0, (17c)$$

其中 $A = 3(4\gamma - \Delta^2 - 2\kappa^2)$, $B = 54\gamma(\Delta^2 - 2\kappa^2)$.

由于竞争耦合的存在, 谐振频率处的工作频率锁定总是会发生“能级钉扎”, 而一般非厄密系统的纯实本征值是无法保证的. 这里其本征频率实部随耗散耦合的演化如图 8(c) 所示. 特别地, 当耗散耦合不为零时, 由 (17) 式可以确定在 ω_0 处的纯实本征频率的条件为 $\Delta = \sqrt{2\kappa}$. 因此, 系统中两种不同类型耦合的共存至关重要. 一方面, 它们之间的竞争抵消导致了“能级钉扎”, 保证了工作频率稳定. 另一方面, 由哈密顿量 (16) 式得到, 实 (虚) 耦合系数是构成 Anti-PT 对称 WPT 系统的关键组成部分, 保证了在工作频率 $\omega = \omega_0$ 下基于纯实本征值的高效能量传输.

实验上选取了合成反谐振 WPT 系统与传统谐振 WPT 系统作为对比, 图 8(g) 为实本征频率, 图 8(i) 为传输效率^[38]. RTC (ATC) WPT 系统的计算和测量结果分别由蓝色实线 (粉红色虚线) 和蓝色五角星 (粉红色圆) 显示. 从图 8(e) 可以看到与采用不同半径比 $R/r = 1.76$ (2.31) 系统的工作频率分别为 198.3 kHz (225 kHz). 与追踪最佳工作频率的 RTC 情况不同, 合成 Anti-PT 对称的 WPT 系统的工作频率始终固定 225 kHz, 并且 ATC 系统的实本征频率在 $R/r = 2.41$ 的 EP ATC 处简并. 而对于 RTC 情况, 本征频率在 $R/r = 1.98$ 的 EP RTC 处会发生简并, 而 R/r 偏离这一临界值会导致传输效率迅速下降. 在相同频率下, ATC 系统中 EP 的半径比大于 RTC 系统. 此外, 由图 8(f) 所示, 新型三阶 Anti-PT 对称 WPT 系统的传输效率比较稳定. 而在传统谐振 WPT 系统中, 当系统对应于弱耦合区域时, 传输效率急剧下降, 如阴影区域 ($R/r = 1.98$). 并且基于 RTC(ATC) 的谐

振 (反共振) WPT 系统的待机功率损耗的计算及实验结果如图 8(e), 分别用实心青 (紫) 线和青 (紫) 符号表示. 可以明显看出, Anti-PT 对称 WPT 系统在工作频率附近的待机功率损耗明显小于共振情况^[15]. 这有利于无线间歇充电, 在实际应用中具有更好的安全性. “反共振-共振”型 WPT 具有更高的安全性、稳定性、传输效率和灵活性, 此外兼具更低的待机功率损耗. 因此具有 Anti-PT 对称性的三阶非厄密 WPT 系统为研究比传统谐振 WPT 方案具有更高性能 (更高的传输效率和更低的待机功率损耗) 的非厄密 WPT 提供了良好的平台.

4 基于高阶 PT 对称的 WPT

4.1 耦合链的 WPT: 多中继线圈 (五聚体) 实现长距离传能

目前的 WPT 系统的理想传输距离大多有限, 且易受运行环境变化的影响, 这极大地阻碍了其在动态环境中的应用^[23,49]. 为了克服这些局限性, 这里介绍了一种具有 PT 对称性的中继单元横向排列的 WPT 系统, 该系统可以在中继单元个数为 N 的情况下拓宽工作区域^[50], 实现长距离能量传输. 与传统的多输入单输出 WPT 系统相比, 这种新系统由于中继单元的幅值仅由耦合电容控制, 显著降低了系统复杂度. 同时, 工作频率自动调整为 PT 对称系统的实本征值, 从而实现高电压增益和高传输效率, 使系统具有更强的鲁棒性.

如图 9(a) 引入高阶 PT 对称系统, 在源 (左) 和负载 (右) 之间布置多个横向对齐的中继单元 (中心), 用于长距离鲁棒高效 WPT. 源和负载的谐振器中的线圈与中继单元中的线圈具有相同的尺寸. 第 i 个中继单元与负载和源谐振器分别进行能量耦合, 耦合率分别为 μ_i 和 κ_i . 为了使系统满足 PT 对称条件, 需要控制源和中继谐振器之间的耦合电容使得 $\mu_i = \kappa_i$. 具体来说, 系统包括 5 个单元, 1 个源、1 个负载和 3 个中继单元, 组成一个五聚体系统, 其结构图如图 9(d) 所示, 实验 PCB 如图 9(e) 所示. 当负载线圈发生横向位移时, 系统 3 个位置的中继单元与其耦合强度变化如图 9(b) 所示, 对应的 5 个本征频率变化如图 9(c) 所示. 通

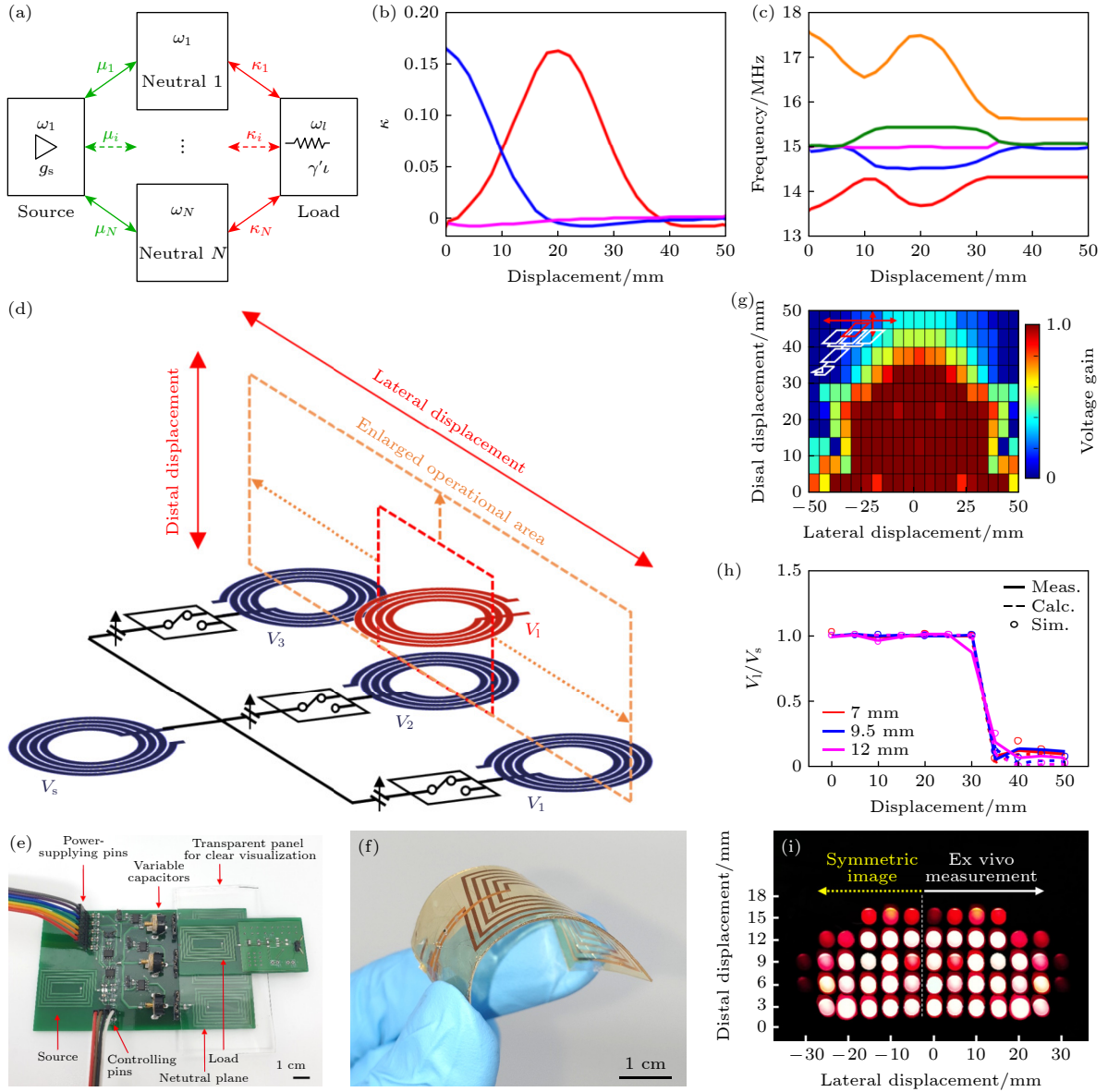


图 9 (a) 高阶 PT 对称系统机制演示^[50]; (b) 当负载线圈移动时, 不同位置中性原子耦合强度变化^[50]; (c) 系统本征频率随位移的变化^[50]; (d) 异质结型电路示意图^[50]; (e) 实验 PCB 元件图^[50]; (f) 柔性负载谐振器实物图^[50]; (g) 高阶系统高效区域的可视化^[50]; (h) 系统从远端位移获得的恒定电压增益^[50]; (i) 二极管在远端和横向位移下通过组织对负载谐振器进行可靠的 WPT 演示^[50]

Fig. 9. (a) Demonstration of the higher-order PT symmetric system mechanism^[50]; (b) variation of the neutral atom coupling strength at different locations when the load coil is moved^[50]; (c) variation of the system intrinsic frequency with displacement^[50]; (d) schematic diagram of a heterogeneous junction-type circuit^[50]; (e) diagram of the experimental PCB components^[50]; (f) physical diagram of a flexible loaded resonator^[50]; (g) visualization of the efficient region of the higher-order system^[50]; (h) the system's gain from distal displacements with a constant voltage gain^[50]; (i) reliable WPT demonstration of the loaded resonator by organization of the diode under far-end and lateral displacements^[50].

过保持 5 个单元之间的 PT 对称性, 五聚体系统的电压增益可以在最大面积上保持不变 (如图 9(g) 所示).

这里其电路方程可写为

$$-\omega^2 C_s V_s - \sum_{i=1}^N W^2 C_{s_i} (V_s - V_i) - \frac{i\omega V_s}{R_s} + i\omega I_s = 0, \quad (18a)$$

$$-\omega^2 C_1 V_1 - W^2 C_{s1} (V_1 - V_s) + i\omega I_1 = 0, \quad (18b)$$

$$-\omega^2 C_2 V_2 - W^2 C_{s2} (V_2 - V_s) + i\omega I_2 = 0, \quad (18c)$$

$$-\omega^2 C_3 V_3 - W^2 C_{s3} (V_3 - V_s) + i\omega I_3 = 0, \quad (18d)$$

$$-\omega^2 C_l V_l + \frac{i\omega V_l}{R_l} + i\omega I_l = 0. \quad (18e)$$

对电路方程变形, 其哈密顿量可以表示为

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} -(\omega_s - \Delta\omega_s) + i g_s & -\mu_1 & -\mu_2 & -\mu_3 & 0 \\ -\mu_1 & -(\omega_1 - \Delta\omega_1) & -\kappa_{12} & -\kappa_{13} & -\kappa_1 \\ -\mu_2 & -\kappa_{12} & -(\omega_2 - \Delta\omega_2) & -\kappa_{23} & -\kappa_2 \\ -\mu_3 & -\kappa_{13} & -\kappa_{23} & -(\omega_3 - \Delta\omega_3) & -\kappa_3 \\ 0 & -\kappa_1 & -\kappa_2 & -\kappa_3 & -(\omega_l - \Delta\omega_l) + i \gamma_s \end{bmatrix}, \quad (19)$$

这里下标 s 和 l 分别表示源和负载, 数值下标 i ($i = 1, 2, \dots, N$) 表示第 i 个中继单元. 同样, ω_m ($m = 1, 2, \dots, N$) 表示每个谐振器的自谐振频率, $\Delta\omega_m$ 是由于谐振器之间的耦合而在耦合模理论模型中可能出现的频率偏移. κ_{ij} 表示在第 i 个和第 j 个中继单元之间的耦合率. 这里的中继点个数 $N = 3$, 随着负载沿黑色箭头方向横向偏移, 第 1, 2 个中继谐振器 (位于底部/中心的神经单元) 与负载之间的距离增大, 导致耦合率速率减小. 另一方面, 随着负载靠近第三个中继谐振器, 顶部与负载谐振器之间的耦合率增加. 根据这个位移, 调节耦合使整个系统满足 PT 对称条件. 除了匹配耦合强度外, 增益 $-R_s(g_s)$ 恰好补偿 WPT 系统为满足 PT 对称条件而产生的损耗 R_l . WPT 系统的增益元件由非线性放大器实现, 其中增益饱和中的非线性动力学确保 WPT 系统达到稳态振荡, 而不是幅值发散到无穷大. 电路的实际工作频率是 WPT 系统在稳态时的振荡频率. 具体来说, 在众多稳态模式中, 对于一个可变增益 g_s , 选择需要最低增益 g_s 的模式作为工作模式. 这里通过连接源和中继点的可变电容来实现可控电容耦合, 由于不需要机械运动部件, 这种设计更有利于消费电子和生物医学电子^[51]. 类似于二聚体的情况, 这是一个中继分子为 PT 对称的低聚物体系, 它保证了源和负载之间的等幅分布, 从而具有较高的传输效率. 对于负载的每次位移, 需要手动调节耦合率、翻转元件和源电容, 以满足 PT 对称条件. 测量了实验中当负载谐振器沿横向移动时系统的响应如图 9(h) 所示, 在横向移动 30 cm 的范围内, 可以看到系统获得了几乎恒定的电压比 (效率).

目前植入式生物电子器件已被广泛用于监测生理和电生理信号 (例如: 心脏信号, 血糖和血压) 和/或刺激器官和神经 (例如: 心脏和听觉神经)^[52-54]. 然而, 这些设备大多依赖于需要周期性手术更换的电池^[52,55,56]. 由于包括电池在内的器件是刚性的, 与柔软的人体之间会发生机械不匹配,

从而对目标组织施加持续的应力, 可能引起炎症反应. 这里可以将上述高阶 PT 系统的接收端设计为柔性负载谐振器 (图 9(f)), 其在提高植入式生物电子器件的效率和鲁棒性上有很大的应用潜力^[57]. 最后将其置于猪肉表面模拟向人体内传感器传能过程, 负载为发光二极管 (图 9(i) 所示), 实验结果显示, 在该区域内发光均匀效果良好.

4.2 高阶拓扑二聚链 WPT

对于一些复杂的传能通道需求 (机械臂等), 通常需要多个谐振线圈组成的多米诺骨牌结构来实现^[58]. 然而简单的多线圈系统存在的诸多技术局限: 1) 系统存在多重劈裂, 工作频率影响因素复杂; 2) 多线圈均加载磁场, 损耗增大; 3) 目前的研究结果已经发现优化设计为非均匀分布, 但是其中的机理不清楚. 非厄密拓扑物理^[59-65] 为解决多线圈构造的长程 WPT 技术提供了全新的解决方案. 本部分将介绍利用深亚波长谐振线圈以及基于紧束缚模型来设计具有高阶 PT 对称的一维二聚体链, 并将拓扑链的拓扑边界模式应用于长程鲁棒性应用^[66-70]. 图 10(a) 展示了由 15 个共振单元组成的两个拓扑二聚体链组成的复合链. 这里两个二聚体链中的所有谐振线圈都是相同的, 相应的谐振频率为 5.62 MHz, 其取决于加载的集总电容器 C 和线圈具体的几何参数. 改变原胞内耦合强度 κ_1 和原胞间耦合强度 κ_2 的相对大小可以实现从拓扑平庸到拓扑非平庸的拓扑相变.

图 10(a) 中任一条二聚链等效电路的基尔霍夫方程可以写为

$$\left(i\omega L_1 + \frac{1}{i\omega C_1} \right) I_1 + i\omega M_1 I_2 = U_{in}, \quad (20a)$$

$$\left(i\omega L_n + \frac{1}{i\omega C_n} \right) I_n + i\omega M_n I_{n+1} + i\omega M_{n-1} I_n = 0, \quad (n = 2, 3, \dots, 6), \quad (20b)$$

$$\left(i\omega L_7 + \frac{1}{i\omega C_7} \right) I_7 + i\omega M_7 I_6 + I_7 R_S = 0. \quad (20c)$$

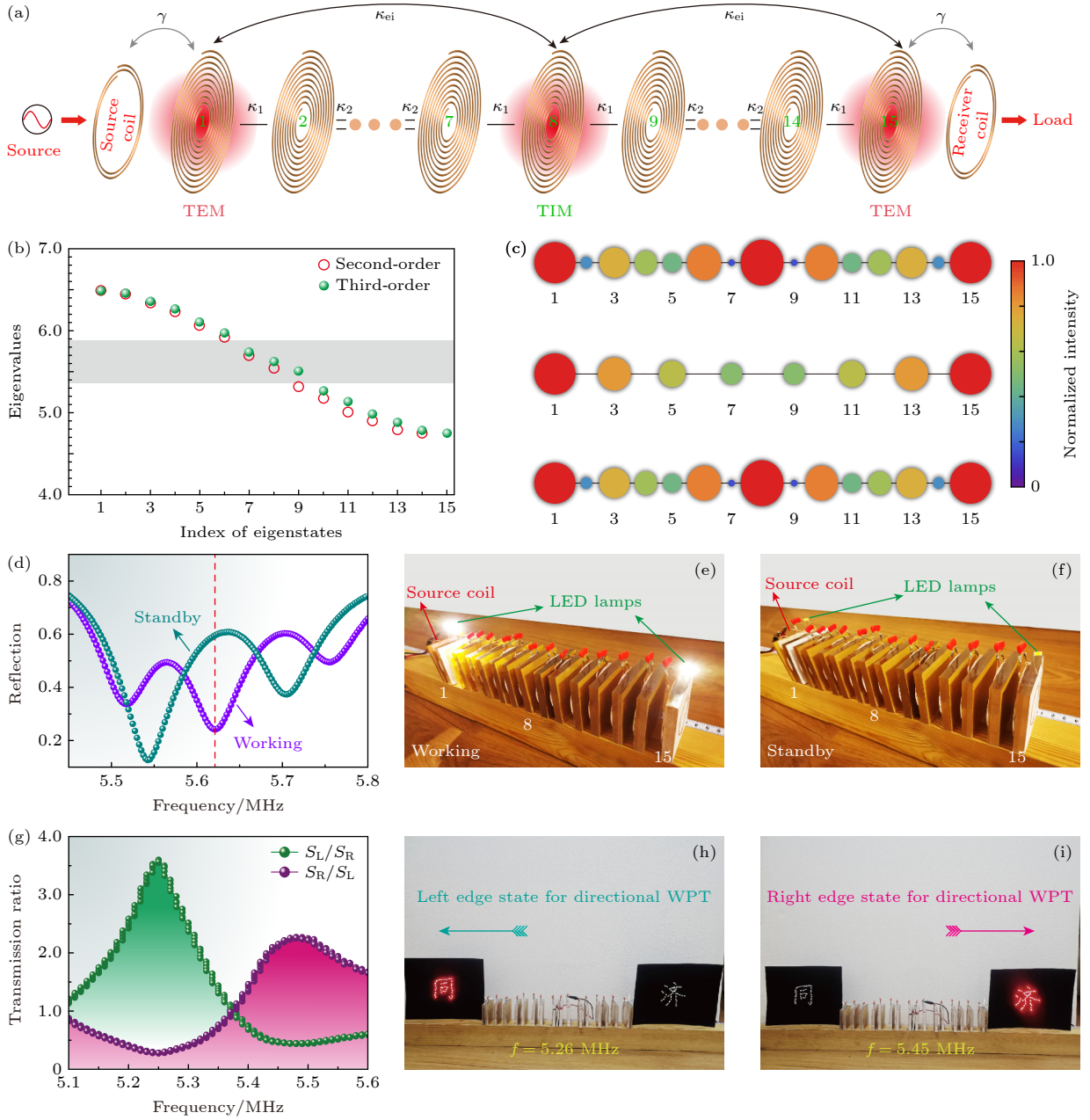


图 10 (a) PT 对称的多线圈复合二聚链 WPT 系统示意图^[59]; (b) 等效三阶 PT 对称 (绿色) 和等效二阶 PT 对称 (橙色) 拓扑二聚体链的特征值谱^[59]; (c) 等效三阶 PT 对称的复合拓扑二聚体链中的三种拓扑模式的归一化强度分布^[59]; (d) 拓扑二聚体链在工作 and 待机状态下的反射谱^[59]; (e) 图 (d) 在工作状态下实验演示^[59]; (f) 图 (d) 在待机状态下实验演示^[59]; (g) 一维 Harper 链左右两端的传输比^[60]; LED 灯组成汉字的“同”和“济”的定向 WPT 的演示实验 (h) 左向演示^[60]; (i) 右向演示^[60]

Fig. 10. (a) Schematic diagram of the PT-symmetric multi-coil WPT system^[59]; (b) eigenvalue spectra of the equivalent third-order PT-symmetric (green) and equivalent second-order PT-symmetric (orange) topological dimer chains^[59]; (c) normalized intensity distributions of the three topological modes in the equivalent third-order PT-symmetric composite topological dimer chain^[59]; (d) reflection spectra of the topological dimer chain in the operating and standby states^[59]; (e) demonstration of experiment in working condition in figure (d)^[59]; (f) demonstration of experiment in standby condition in figure (d)^[59]; (g) transmission ratio between left and right ends of one-dimensional Harper chain^[60]; demonstration of directional WPT with LEDs forming Chinese characters “Tong” and “Ji”; (h) left-oriented demonstration^[60]; (i) right-oriented demonstration^[60].

所有的电感值 L_n 和电容值 C_n 都相等, 互感值 M_n 与耦合强度相对应 (交替变化).

进一步地, 将该系统可以等效为非厄密近场耦合系统, 其等效哈密顿量可以写成:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma_a & \kappa_{ee} \\ \kappa_{ee} & \omega_0 - i\gamma_b \end{pmatrix}, \quad (21)$$

其中 κ_{ee} 指边界态间等效耦合系数; γ_a 和 γ_b 分别是左右边界态的等效增益和损耗. 由 (21) 式可以发

现, 当满足 $\gamma_a = \gamma_b$ 的条件时, 系统哈密顿量满足 $(PT)\mathbf{H}(PT)^{-1} = \mathbf{H}$. 因此拓扑二聚体链中两个边界态所实现的等效二阶非厄密系统是满足二阶 PT 对称的.

类似地, 将两个拓扑二聚体链进行复合后, 就可以实现等效的三阶 PT 对称拓扑链中边界模式. 其等效哈密顿量可以写为^[37,59]

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma & \kappa_{ei} & 0 \\ \kappa_{ei} & \omega_0 & \kappa_{ei} \\ 0 & \kappa_{ei} & \omega_0 - i\gamma \end{pmatrix}. \quad (22)$$

此时带隙中两个边界模式和一个界面模式近场耦合产生三种拓扑模式, 如图 10(b) 所示. 两种拓扑模式的频率偏离工作频率, 而另外一种拓扑模式是固定的, 这类似于简单的三线圈 WPT 系统. 三种拓扑模式的归一化强度分布分别如图 10(b) 所示. 第二种拓扑模式固定在工作频率上, 可用于实现长程稳定 WPT. 从图 10(c) 可以看出, 第二种拓扑模式的场幅值在链的两端对称局域化, 而链的内部强度较低. 此外, 这种设计还解决了待机功率损耗问题. 如图 10(d) 所示为等效三阶 PT 对称系统在工作和待机状态下的反射谱. 与工作状态不同的是, 待机状态是系统移去最右端的一个谐振单元. 从图中可以看到, 当系统处于工作状态时, 系统的反射较低, 相反, 当系统处于待机状态, 系统的反射较高, 这意味着具有等效三阶 PT 对称性的拓扑二聚体链的待机功率损耗较小. 实验上系统的低待机功率特性如图 10(e) 和图 10(f) 所示, 发射线圈放在链的左端, 链的两端分别加载两个 LED 灯. 当系统处于工作状态时, 两个 LED 灯都亮. 相反, 当系统处于待机状态时, 两个 LED 灯在工作频率下仍然是暗的. 这证明了具有等效三阶 PT 对称系统的拓扑二聚体链的待机功率非常小.

另外如果改变耦合强度的分布, 还可以得到非对称拓扑边界态即 Harper 链来实现定向传输^[60,71-73]. 图 10(g) 展示了拓扑 Harper 链中两个拓扑边界态的传输比, 左边界态和右边界态的传输比 (S_L/S_R) 用绿线标记, 右边界态和左边界态的传输比 (S_L/S_R) 用紫线标记. 对于左边界态 ($f = 5.26$ MHz), S_L/S_R 显著高于 S_R/S_L , 对于右边界态 ($f = 5.45$ MHz), S_R/S_L 显著高于 S_L/S_R , 这表明拓扑边界态在不同频率下选择性地局域在准周期链的左端或右端^[66]. Harper 链是一种不对称结构, 它不仅导致左、右边

界态的不同分布, 而且还导致左、右边界态的传输效率不同. 因此, 基于 Harper 链中的非对称拓扑边界态可以实现了定向 WPT. 如图 10(h) 所示, 在链的左右两端放置非谐振线圈, 分别连接由 LED 灯组成的“同”和“济”两个汉字. 可以看到在左边界态的工作频率 ($f = 5.26$ MHz) 下, 准周期链左端的汉字“同”亮起, 而链右端的汉字“济”则没有被点亮. 图 10(i) 的现象则恰好相反.

5 结 论

本文围绕共振式 WPT, 详细介绍了基于高阶非厄密 PT 对称的 WPT 相关发展及其应用, 其主要分为三个部分: 第一部分涵盖了从感应式 WPT 到共振式 WPT 的发展历程, 主动调谐电路追频实现高效 WPT, 利用非线性饱和增益追频实现自发的二阶 PT 对称实现高效 WPT; 第二部分探讨了利用三阶 PT 对称自身具有的不随距离变化的工作频率 (固有谐振频率) 实现高效 WPT, 利用广义 PT 对称下的带隙实现高效 WPT, 利用三阶 PT 非对称系统的 BIC 纯实模式实现高效 WPT, 利用 Anti-PT 对称下的“能级钉扎”效应实现高效 WPT; 第三部分涉及基于异质结耦合的高阶 PT 对称下实现宽横移范围的高效 WPT, 利用拓扑非平庸链高阶 PT 中存在的鲁棒性边界态实现高效及定向 WPT 等. 总之, 本文主要综述了基于 PT 对称、PT 非对称系统的 BIC、广义 PT 对称、高阶 PT 对称、Anti-PT 对称下的高效稳定磁耦合谐振式 WPT, 揭示了非厄密物理在磁耦合谐振式 WPT 方面的独特作用机制及重要应用.

基于本文介绍的 PT 对称的 WPT 的研究方法、相关实验测量平台及实验测量手段, 未来仍有诸多需要进一步深入研究的方向, 比如: 1) 探索在 PT 对称下的高效传能与高灵敏传感相结合的系统, 例如利用奇异点高灵敏度^[74] 以及高阶 PT 对称系统中的多个模式的分信道传递等, 可以实现能信同传以及通感一体化的功能; 2) 在 Anti-PT 对称的背景下, 研究如何将先前在 PT 对称条件下获得的结论应用于新的系统, 以拓展理论和实际应用^[75-77]; 3) 进一步探索一对多/多对一的高阶传能系统, 以提升系统的灵活性和应用范围^[78]; 4) 结合机器学习技术来优化非厄密 WPT 系统的设计与控制策略^[79-81], 通过动态环境适应性、预测与提前

调整、多目标优化、复杂系统建模与控制以及实时监控与故障检测等方面的应用,机器学习可以有效地应对复杂和动态变化的环境,提升系统的传输效率、稳定性和鲁棒性.此外,机器学习算法还能通过多目标优化实现设计的全局最优或帕累托最优解,并简化高阶系统的建模与控制过程,从而确保非厄密 WPT 系统的高效可靠运行.然而,尽管 PT 对称 WPT 系统的理论已相对完善,但在高功率应用的实验、系统稳定性与可靠性以及异物检测与自动处理等方面,仍然存在挑战.未来的研究应综合考虑理论与实践的结合,探索 PT 对称涉及的更加丰富的物理原理,结合新物理原理并通过多方面的实验验证和技术优化,推动新型的 WPT 技术得以实际应用.

参考文献

- [1] Tesla N 1914 *U. S. Patent* 1 119 732 [1914-12-1]
- [2] Hui S Y R, Zhong W X, Lee C K 2013 *IEEE Trans. Power Electron.* **29** 4500
- [3] Wang C S, Covic G A, Stielau O H 2004 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **51** 148
- [4] Ho S L, Wang J, Fu W N, Sun M 2011 *IEEE Trans. Magn.* **47** 1522
- [5] Shen D, Du G P, Zeng W, Yang Z J, Li J J 2020 *IEEE Access* **8** 59648
- [6] Kurs A, Karalis A, Moffatt R, Joannopoulos J D, Fisher P, Soljacic M 2007 *Science* **31** 75834
- [7] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [8] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, Musslimani Z H, Rotter S, Christodoulides D N 2018 *Nat. Phys.* **14** 11
- [9] Li A, Wei H, Cotrufo M, Chen W, Mann S, Ni X, Xu B, Chen J, Wang J, Fan S, Qiu C W, Alù A, Chen L 2023 *Nat. Nanotechnol.* **18** 706
- [10] Feng L, El-Ganainy R, Ge L 2017 *Nat. Photonics* **11** 752
- [11] Özdemir K, Rotter S, Nori F, Yang L 2019 *Nat. Mater.* **18** 783
- [12] Zhang S M, Jin L, Song Z 2022 *Chin. Phys. B* **31** 010312
- [13] Tang Y J, Liang C, Liu Y C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 171101 (in Chinese) [唐原江, 梁超, 刘永椿 2022 物理学报 **71** 171101]
- [14] Zhu K J, Guo Z W, Chen H 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 131101 (in Chinese) [祝可嘉, 郭志伟, 陈鸿 2022 物理学报 **71** 131101]
- [15] Cao W, Wang C, Chen W, Hu S, Wang H, Yang L, Zhang X 2022 *Nat. Nanotechnol.* **17** 262
- [16] Schindler J, Li A, Zheng M C, Ellis F M, Kottos T 2011 *Phys. Rev. A* **84** 040101(R)
- [17] Li H, Yin S, Galiffi E, Alù A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 153903
- [18] Yang X, Li J, Ding Y, Xu M, Zhu X F, Zhu J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 065701
- [19] Chen P Y, Sakhdari M, Hajizadegan M, Cui Q, Cheng M M C, El-Ganainy R, Alù A 2018 *Nat. Electron.* **1** 297
- [20] Zeng C, Guo Z W, Zhu K J, Fan C F, Li G, Jiang J, Li Y H, Jiang H T, Yang Y P, Sun Y, Chen H 2022 *Chin. Phys. B* **31** 010307
- [21] 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
- [22] Song M, Belov P, Kapitanova P 2017 *Appl. Phys. Rev.* **4** 021102
- [23] Sakhdari M, Hajizadegan M, Chen P Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013152
- [24] Guo Z W, Chen H 2024 *Physics* **53** 33 [郭志伟, 陈鸿 2024 物理 **53** 33]
- [25] Miri M A, Alù A 2019 *Science* **363** 7709
- [26] Ding K, Fang C, Ma G 2022 *Nat. Rev. Phys.* **4** 745
- [27] Sample A P, Meyer D T, Smith J R 2010 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **58** 544
- [28] Park J, Tak Y, Kim Y, Kim Y, Nam S 2011 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **59** 1769
- [29] Li Y, Wang M, Zhang W, Zhao M, Liu J 2019 *Energies* **12** 2626
- [30] Song M, Baryshnikova K, Markvart A, Belov P, Nenasheva E, Simovski C, Kapitanova P 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 054046
- [31] Lerosey G 2017 *Nature* **546** 354
- [32] Assaworarrarit S, Yu X, Fan S 2017 *Nature* **546** 387
- [33] Guo Z, Jiang H, Li Y, Chen H, Agarwal G. S 2018 *Opt. Express* **26** 627
- [34] Fan S H, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [35] Zhou J, Zhang B, Xiao W, Qiu D, Chen Y 2019 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **66** 4097
- [36] Assaworarrarit S, Fan S 2020 *Nat. Electron.* **3** 273
- [37] Zeng C, Sun Y, Li G, Li Y, Jiang H, Yang Y, Chen H 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 034054
- [38] Guo Z, Jiang J, Wu X, Zhang H, Hu S, Wang Y, Li Y, Yang Y, Chen H 2023 *Fundam. Res.* **11** 2667
- [39] Xie Y, Zhang Z, Lin Y, Feng T, Xu Y 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 044024
- [40] Zhang H, Guo Z, Li Y, Yang Y, Chen Y, Chen H 2024 *Front. Phys.* **19** 43209
- [41] Wu Y, Kang L, Douglas H. Werner 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 200201
- [42] Hao X, Yin K, Zou J, Wang R, Huang Y, Ma X, Dong T 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 077202
- [43] Zhang G Q, You J Q 2019 *Phys. Rev. B* **99** 054404
- [44] Wu H C, Jin L, Song Z 2021 *Phys. Rev. B* **103** 235110
- [45] Peng P, Cao W, Shen C, Qu W, Wen J, Jiang L, Xiao Y 2016 *Nat. Phys.* **12** 1139
- [46] Zhang H, Huang R, Zhang S D, Li Y, Qiu C W, Nori F, Jing H 2020 *Nano Lett.* **20** 7594
- [47] Ke S, Zhao D, Liu J, Liu Q, Liao Q, Wang B, Lu P 2019 *Opt. Express* **27** 13858
- [48] Guo Z, Yang F, Zhang H, Wu X, Wu Q, Zhu K, Jiang J, Jiang H, Yang Y, Li Y, Chen H 2024 *Nat. Sci. Rev.* **11** 172
- [49] Ozaki T, Ohta N, Jimbo T, Hamaguchi K 2021 *Nat. Electron.* **4** 845
- [50] Kim H, Yoo S, Joo H, Lee J, An D, Nam S, Han H, Kim D H, Kim S 2022 *Sci. Adv.* **8** 4610
- [51] Shu J C, Cao M S, Zhang M, Wang X X, Cao W Q, Fang X Y, Cao M Q 2020 *Adv. Funct. Mater.* **30** 1908299
- [52] Gutruf P, Krishnamurthi V, Vázquez-Guardado A, Xie Z, Banks A, Su C J, Xu Y, Haney C R, Waters E A, Kandel A I, Krishnan S R, Ray T, Leshock J P, Huang G Y, Chanda D, Rogers J A 2018 *Nat. Electron.* **1** 652
- [53] Gutruf P, Yin R T, Lee K B, Ausrá J, Brennan J A, Qiao Y, Xie Z, Peralta R, Talarico O, Murillo A, Chen S W, Leshock

- J P, Haney C R, Waters E A, Zhang C X, Luan H, Huang Y G, Trachiotis G, Efimov I R, Rogers J A 2019 *Nat. Commun.* **10** 5742
- [54] Lyu H, John M, Burkland D, Greet B, Post A, Babakhani A, Razavi M 2020 *Sci. Rep.* **10** 2067
- [55] Yoo S, Lee J, Joo H, Sunwoo S H, Kim S, Kim D H 2021 *Adv. Healthcare Mater.* **10** 2100614
- [56] Kim J, Banks A, Xie Z, Heo S Y, Gutruf P, Lee J W, Xu S, Jang K I, Liu F, Brown G, Choi J, Kim J H, Feng X, Huang Y, Paik U Rogers, J A 2015 *Adv. Funct. Mater.* **25** 4761
- [57] Khan S R, Pavuluri S K, Cummins G, Desmulliez M P 2020 *Sensors* **20** 3487
- [58] Zhong W X, Lee C K, Ron Hui S Y 2013 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **60** 261
- [59] Song J, Yang F, Guo Z, Wu X, Zhu K, Jiang J, Sun Y, Li Y, Jiang H, Chen H 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014009
- [60] Yang F, Song J, Guo Z, Wu X, Zhu, K, Jiang J, Sun Y, Jiang H, Li Y, Chen H 2021 *Opt. Express* **29** 7844
- [61] Zhang L, Yang Y, Jiang Z, Chen Q, Yan Q, Wu Z, Zhang B, Huangfu J, Chen H, 2021 *Sci. Bull.* **66** 974
- [62] Lu L, Joannopoulos J D, Soljacic M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
- [63] Kawabata K, Shiozaki K, Ueda M, Sato M 2019 *Phys. Rev. X* **9** 041015
- [64] 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
- [65] Ashida Y, Gong Z, Ueda M 2020 *Adv. Phys.* **69** 249
- [66] Guo Z, Wang Y, Ke S, Su X, Ren J, Chen H 2024 *Adv. Phys. Res.* **3** 2300125
- [67] Guo Z, Zhang T, Song J, Jiang H, Chen H 2021 *Photonics Res.* **9** 574
- [68] Zangeneh - Nejad F, Fleury R 2020 *Adv. Mater.* **32** 2001034
- [69] Feis J, Solymar L, Shamonina E 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 22
- [70] Puchnin V M, Matvievskaya O V, Slobozhanyuk A P, Shchelokova A V, Olekhno N A 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 024076
- [71] Guo Z, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H 2018 *Opt. Lett.* **43** 51425
- [72] Wu H C, Xu H S, Xie L C, Jin L 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 083801
- [73] Lu C C, Yuan H Y, Zhang H Y, Zhao W, Zhang N E, Zheng Y J, Elshahat S, Liu Y C 2022 *Chip* **1** 100025
- [74] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, Garcia-Gracia H, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Khajavikhan M 2017 *Nature* **548** 187
- [75] Maamache M, Kheniche L 2020 *Prog. Theor. Exp. Phys.* **12** 123A01
- [76] Li Y, Peng Y G, Han L, Miri M A, Li W, Xiao M, Zhu X F, Zhao J, Alù A, Fan S, Qiu C W 2019 *Science* **364** 170
- [77] Yang Y, Wang Y P, Rao J W, Gui Y S, Yao B M, Lu W, Hu C M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 147202
- [78] Kim D H, Ahn D 2019 *IEEE Trans. Power Electron.* **35** 11391
- [79] Ma W, Liu Z, Kudyshev Z A, Boltasseva A, Cai W, Liu Y 2021 *Nat. Photonics* **15** 77
- [80] Genty G, Salmela L, Dudley J M, Brunner D, Kokhanovskiy A, Kobtsev S, Turitsyn S K 2021 *Nat. Photonics* **15** 91
- [81] Nadell C C, Huang B, Malof J M, Padilla W J 2019 *Opt. Express* **27** 27523

REVIEW

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

Wang Li-Kai^{1) #} Wang Yu-Qian^{1) #} Guo Zhi-Wei^{1) †} Jiang Hai-Tao¹⁾

Li Yun-Hui²⁾ Yang Ya-Ping¹⁾ Chen Hong¹⁾

1) (MOE Key Laboratory of Advanced Micro-structured Materials, School of Physics Sciences and Engineering,

Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (School of Electronic and Information Engineering, Tongji University, Shanghai 201804, China)

(Received 2 August 2024; revised manuscript received 30 August 2024)

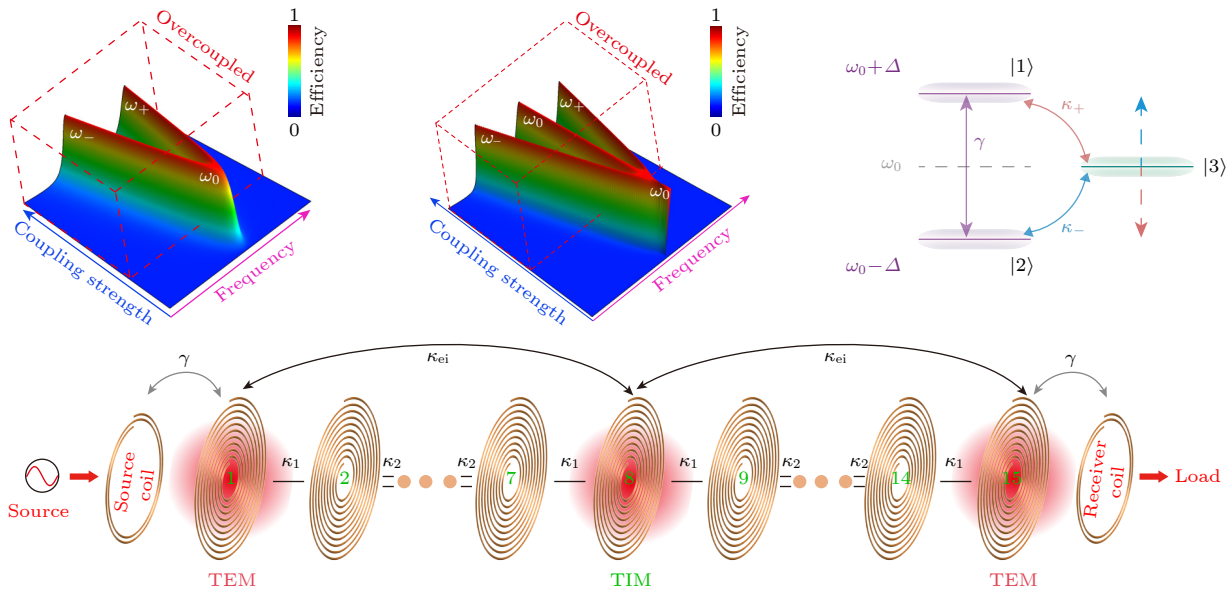
Abstract

In recent years, wireless power transfer (WPT) leveraging parity-time (PT) symmetry has made significant progress, in terms of enhancing efficiency, transfer distance, and robustness. This paper overviews magnetic resonance WPT systems utilizing ideal, asymmetric, high-order, and anti-PT symmetry.

The first section discusses the second-order PT symmetry, evolving from inductive to resonant WPT. Active tuning and nonlinear saturation gain techniques optimize frequency and spontaneously achieve efficient WPT. These methods improve transmission efficiency, especially with the change of dynamic transfer distance.

The second section focuses on the third-order PT and anti-PT symmetry. The third-order PT systems maintain a fixed eigenfrequency, making stable energy transfer possible. Generalized PT symmetry harnesses bandgaps for further efficiency. The BIC in asymmetric systems reveals a pure real mode for stable WPT. The anti-PT symmetry's 'level pinning' maintains stability in dynamic changes. The final section summarizes high-order PT symmetry for long-range WPT. Heterojunction coupling and topologically non-trivial chains enhance efficiency and stability. Examples include long-range WPT via relay coils and directional WPT using asymmetric topological edge states.

In summary, this review emphasizes the pivotal role of various forms of PT symmetry in improving the performance and reliability of magnetic resonance WPT systems. By improving transmission efficiency, range, and stability, these symmetries pave the way for wider applications in fields such as smart homes, medical devices, and electric vehicles. The synthesis of current research results provides valuable insights and references for the future development of WPT technology.



Keywords: wireless power transfer, non-Hermitian physics, parity-time symmetry, near-field manipulation and application

PACS: 11.30.Er, 42.25.Bs, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.73.20241079

CSTR: 32037.14.aps.73.20241079

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2021YFA1400602, 2023YFA1407600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12004284, 12374294), 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

基于高阶非厄密物理的磁共振无线电能传输研究进展

王利凯 王宇倩 郭志伟 江海涛 李云辉 羊亚平 陈鸿

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

Wang Li-Kai Wang Yu-Qian Guo Zhi-Wei Jiang Hai-Tao Li Yun-Hui Yang Ya-Ping Chen Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 201101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241079

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241079>

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

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>

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>

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>

里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控

Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(13): 133202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220456>

高维宇称-时间对称系统中的信息恢复与临界性

Information retrieval and criticality in high-dimensional parity-time-symmetric systems

物理学报. 2022, 71(13): 130301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220511>

非厄密电磁超表面研究进展

Research progress of non-Hermitian electromagnetic metasurfaces

物理学报. 2022, 71(24): 247802 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221706>