

实验观测非厄米系统奇异点的手性翻转现象

祝可嘉 郭志伟 陈鸿

Experimental observation of chiral inversion at exceptional points of non-Hermitian systems

Zhu Ke-Jia Guo Zhi-Wei Chen Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 131101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220842

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220842>

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

腔光子-自旋波量子耦合系统中各向异性奇异点的实验研究

Observation of the anisotropic exceptional point in cavity magnonics system

物理学报. 2020, 69(4): 047103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191632>

纳米机械谐振器耦合量子比特非厄米哈密顿量诱导的声子阻塞

Phonon blockade induced by a non-Hermitian Hamiltonian in a nanomechanical resonator coupled with a qubit

物理学报. 2019, 68(11): 114203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182263>

非厄米局域拓扑指标的动力学特性

Dynamics of non-Hermitian local topological marker

物理学报. 2021, 70(23): 230309 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211576>

广义布里渊区与非厄米能带理论

Generalized Brillouin zone and non-Hermitian band theory

物理学报. 2021, 70(23): 230307 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211908>

金属-介质-金属多层结构可调谐Fabry-Perot共振及高灵敏折射率传感

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing

物理学报. 2021, 70(14): 140702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202058>

专题: 非厄米物理前沿

实验观测非厄米系统奇异点的手性翻转现象*

祝可嘉¹⁾²⁾ 郭志伟^{2)†} 陈鸿²⁾

1) (同济大学电子与信息工程学院, 上海 200092)

2) (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)

(2022 年 4 月 28 日收到; 2022 年 5 月 28 日收到修改稿)

在非厄米系统参数空间的黎曼曲面上存在简并点, 此时本征值和相应的本征矢量同时合并, 这些非厄米简并点也被称为奇异点. 作为非厄米物理系统的相变临界态, 奇异点会引起诸多违反直觉的现象, 如损耗诱导透明、单向隐身以及非对称的模式转换. 特别有趣的是, 奇异点的本征矢量是自正交的, 并且由于维度的缺失, 特定非厄米系统的奇异点具有固有的手性. 本文基于开口谐振环这种特殊的超材料谐振子构造了耦合系数符号可以灵活调控的非厄米系统, 并在实验上观测了非厄米系统奇异点的手性翻转现象. 利用耦合系数符号的改变来实现非厄米系统奇异点的手性态调控, 不仅为研究开放系统中的基本非厄米物理开辟了一条新的途径, 而且在设计高效手性模式转换以及手性天线等光子器件方面具有一定的应用价值.

关键词: 非厄米系统, 超材料谐振子, 奇异点, 手性态**PACS:** 11.30.Er, 42.25.Bs, 03.65.Vf**DOI:** 10.7498/aps.71.20220842

1 引言

量子力学一般情况下用于描述一个封闭的物理系统, 所有可观测的物理量均需要用厄米线性算符表示. 从能量守恒的角度来看, 系统的本征能量是实数, 通常由一个厄米哈密顿量的本征值来描述^[1]. 然而, 当由有效哈密顿量描述的封闭系统与周围环境发生能量交换时, 厄米物理系统的动力学就变成了非厄米动力学, 而且一般认为非厄米系统没有实数的本征值^[2]. 早在 1998 年, Bender 和 Boettcher^[3]提出, 具有宇称时间 (parity-time, PT) 对称性的非厄米系统在发生相变前系统具有纯实数的能谱, 并且这一非厄米系统能谱的相变点被称为奇异点 (exceptional point, EP)^[4]. 非厄米系统 EP 最大的特点是两个或多个本征值和相关本征矢量同时合并, 这是由非相干效应和相干效应的竞争所产生

的, 所以在厄米系统中并不存在物理对应^[4,5].

最近, 非厄米哈密顿量和相关的 EPs 还被推广到光学^[6–9]、声学^[10–12]、电路^[13–15]等开放经典波系统中, 用于探索更加丰富的物理性质及应用. EP 会引起诸多违反直觉的现象, 如损耗诱导透明^[16]、单向反射^[17]、动态无线电能传输^[13,18]、非对称模式转换^[19,20]等. 此外, 非厄米系统 EP 具有的诸多新奇物理特性还包括: 1) 一个 N 阶 EP 通常对应于一个开 N 次方的能级间距 $\Delta f \propto \delta^{1/N}$, 其中的 δ 为参数空间里 EP 附近的微扰, 所以高阶 EP 为提升传感器件的灵敏度提供了一个很好的解决方案^[21,22]. 最近, 通过将非厄米物理与拓扑物理相结合, 拓扑边界态实现的非厄米系统 EP 也被进行了深入的研究, 并用于构造对结构内部涨落免疫, 但对外界环境变化敏感的新型拓扑传感器件^[23,24]. 2) 非厄米系统的 EP 对应于参数空间构成黎曼面的分叉奇点. 当系统在参数空间里环绕 EP 发生绝热演化

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1400602)、国家自然科学基金 (批准号: 12004284, 61621001)、中央高校基本科研业务费 (批准号: 22120210579) 和上海市晨光计划 (批准号: 21CGA22) 资助的课题.

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

时, 初始态会发生模式转换, 同时获得确定的几何相位, 这一非厄米系统 EP 的拓扑特性也吸引了人们的广泛关注, 并已经在耦合腔^[12]、波导^[25,26]以及超表面^[27]中得到了广泛研究. 3) 对于双谐振的非厄米系统, EPs 还具有一个非常有趣的特性, 就是其自正交的本征矢量^[28,29]. 基于回音廊谐振器中的顺时针和逆时针传播模式, 系统 EP 这一合并点处确定的手性态已经被证实对应于一种“维度缺失”^[30].

本文聚焦于非厄米系统“维度缺失”的 EP, 对其正交态的手性进行了系统性的研究. 基于开口谐振环这一特殊的超构材料谐振子, 构造了非厄米的光子系统, 并通过改变谐振环的相对转角实现了对耦合系数符号的灵活调控. 进而通过近场探测技术, 探测系统达到 EP 时开口谐振环的相位情况, 完成了 EP 手性翻转的实验观测. 利用转角自由度实现负的耦合系数并观察 EP 的手性翻转的研究结果不仅丰富了 EP 在非厄米系统中的表现形式, 而且也诸如手性天线等光子器件的构造提供了一个有效设计方案.

2 模型与方法

考虑一对共振原子近场耦合构成的非厄米系统, 如图 1 所示. 基于耦合模理论, 该系统的运动方程可以写为

$$\frac{d\tilde{a}_1}{dt} = (-if_1 + \gamma_1 + \Gamma_1)\tilde{a}_1 - i\kappa\tilde{a}_2, \quad (1a)$$

$$\frac{d\tilde{a}_2}{dt} = (-if_2 + \gamma_2 + \Gamma_2)\tilde{a}_2 - i\kappa\tilde{a}_1, \quad (1b)$$

其中, $\tilde{a}_1 = |a_1|e^{-i\omega t}$ 和 $\tilde{a}_2 = |a_2|e^{-i\omega t}$ 为共振原子 a_1 和 a_2 的谐波模式. f_i , γ_i 和 Γ_i ($i = 1, 2$) 分别表示共振原子 1 和共振原子 2 的谐振频率、辐射损耗以及本征损耗. 两个共振原子间的近场耦合系数用来 κ 表示. 图 1 所示系统的动力学方程可以由 (1) 式得到^[31]

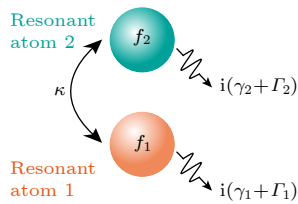


图 1 两个共振原子近场耦合组成的二阶非厄米系统

Fig. 1. A second-order non-Hermitian system composed of two coupled resonant atoms with near-field coupling.

$$\mathbf{H} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

该系统的哈密顿量可以表示为

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} f_1 + i(\gamma_1 + \Gamma_1) & \kappa \\ \kappa & f_2 + i(\gamma_2 + \Gamma_2) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

为了简化系统, 假设 $f_1 = f_2 = f_0$ 以及 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_0$. 此时求解哈密顿量 \mathbf{H} 可以得到系统本征值和本征态分别为

$$f_{\pm} = f_0 + \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\gamma_0)i \pm \sqrt{4\kappa^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_2)^2}, \quad (4a)$$

$$\psi_{\pm} = \left(\frac{(\Gamma_1 - \Gamma_2) \pm \sqrt{4\kappa^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_2)^2}}{2\kappa}, -i \right). \quad (4b)$$

在耦合系数 κ 和本征损耗因子 Γ_2 构成的参数空间内, 非厄米系统本征频率实部和虚部的黎曼表面分别如图 2(a) 和图 2(b) 所示. 从 (4a) 式和 (4b) 式可以发现, 当 $|\kappa| = \frac{1}{2}|\Gamma_1 - \Gamma_2|$ 时, 系统的本征值和本征矢同时合并, 即对应于此非厄米系统的 EP. 图 2 所示的黎曼面中, 不同参数形成的 EP 将连成两条线, 图中按照手性分别用红色实线和虚线进行表示.

对于没有增益的被动系统而言, Γ_i ($i = 1, 2$) > 0 . 此时满足非厄米系统 EP 的条件为 $|\kappa| = \left| \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right|$, 相应的系统合并的本征矢可以表示为

$$\psi_{EP} = \left(\frac{|\kappa|}{\kappa}, -i \right). \quad (5)$$

从 (5) 式可以清楚地看到, 纯被动的二阶系统中 EP 的手性直接取决于两个共振原子的耦合系数符号. 当 $\kappa > 0$ 和 $\kappa < 0$ 时, 非厄米系统 EP 的手性分别为右旋态 ($\psi_{EP} = (1, -i)$) 和左旋态 ($\psi_{EP} = (1, +i)$).

从上面的分析可以知道, 对于没有增益的非厄米系统而言, EP 的手性会随着耦合系数的符号改变而翻转, 这为实际调控 EP 的手性提供了一个有效手段. 但是对于绝大多数光学谐振子而言, 其耦合系数的符号都是正的. 最近, 研究者们提出可以在耦合的共振原子间引入附加振子, 通过间接耦合的方式来实现负耦合^[32–34]. 但间接耦合等效的负耦合不仅使系统变得复杂, 而且不可避免地给系统带来额外损耗. 超构材料的出现为方便地调控共振原

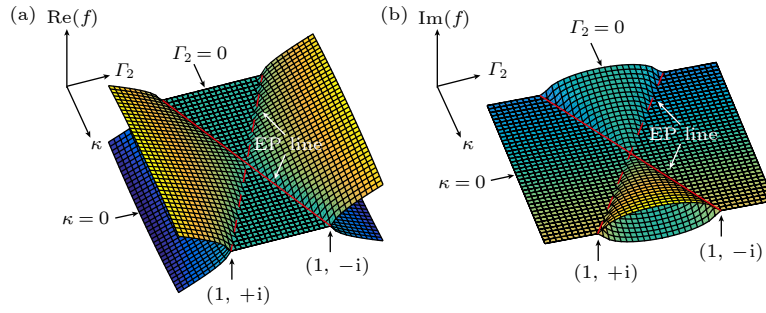


图 2 在耦合系数 κ 和本征损耗因子 Γ_2 构成的参数空间内, 非厄米系统本征频率 (a) 实部和 (b) 虚部的黎曼表面

Fig. 2. The Riemannian surface of the (a) real part and (b) imaginary part of the eigenfrequency of the non-Hermitian system in the parameter space composed of the coupling coefficient κ and the intrinsic loss factor Γ_2 .

子的耦合提供了可能, 如双曲谐振腔和零折率谐振腔实现的与腔体积无关的腔模^[35]. 本文主要是基于开口谐振环这种特殊的超构材料谐振子, 通过旋转振子间的相对开口角度, 灵活地调控共振原子间耦合系数的符号, 进而用来观测非厄米系统 EP 位置随耦合系数符号变化带来的手性翻转现象.

开口谐振环作为一类具有高品质因子的磁谐振器^[36,37], 其阵列结构具有较强的磁响应, 因而可以被用来构造等效磁导率小于零的磁单负超构材料^[38]. 当匹配等效介电常数小于零的人工微结构时, 还可以被用来构造具有新奇负折射特性的左手材料等^[39]. 除了实现等效介质外, 基于开口谐振环的一维耦合波导结构还被证实具有磁诱导波的特性^[40]. 特别是近年来, 随着拓扑光子学的飞速发展, 开口谐振环还被广泛用于构造各种具有复杂耦合排布的拓扑模型, 并挖掘其中丰富的拓扑物理特性^[41–43]. 对于耦合的开口谐振环而言, 环内部的电流在开口处会积累电荷, 这就导致了金属环部分以及开口空隙位置可以分别等效为电感 L 及电容 C . 开口谐振环的谐振频率为 $f_0 = 1/\sqrt{LC}$. 另外, 开口谐振环间的耦合 κ 总是包含有电耦合 κ_E 及磁耦合 κ_H 两部分, 并且可以通过等效电路参数获得^[41]:

$$\kappa_E = 2M/L, \quad \kappa_H = -2C/K, \quad (6)$$

其中, M 和 K 分别为开口谐振环之间的互感和互容. 通过调节开口谐振环的相对转角就可以灵活地调控电耦合 κ_E 和磁耦合 κ_H 占总耦合的权重.

本文主要围绕开口谐振环相对转角为 $\theta = 180^\circ$ 和 $\theta = 0^\circ$ 这两种特殊的构型开展研究. 当开口谐振环相对转角为 $\theta = 180^\circ$ 时, 磁耦合占主导 ($|\kappa_H| > |\kappa_E|$), 两个环内的电流反向, 所以开口谐振环实现的是负耦合^[44]. 由于近场耦合会导致系统的模式发生劈裂, 两个环内同相位的对称模式处于高频, 而

两个环内反相位的反对称模式处于低频, 如图 3(a) 所示. 另一方面, 当开口谐振环相对转角为 $\theta = 0^\circ$ 时, 电耦合占主导 ($|\kappa_H| < |\kappa_E|$), 两个环内的电流同向, 所以开口谐振环实现的是正耦合. 由于近场耦合效应, 此时同样会导致系统的模式发生劈裂. 然而不同于图 3(a), 对于正耦合的两个开口谐振环来说, 两个环内同相位的对称模式处于高频, 而两个环内反相位的反对称模式处于低频, 如图 3(b) 所示. 对比图 3(a) 和图 3(b) 可以发现, 当开口谐振环的相对转角发生变化时, 耦合系数的符号也将发生变化, 进而导致了近场耦合模式劈裂的两个模式的对称性发生互换. 对于由开口谐振环构造的非厄米系统而言, 当调节系统的非厄米参量使得系统模式从劈裂演化到合并的 EP 时, 就可以用来观察耦合系数符号的变化对 EP 对应手性态的影响.

3 结果与讨论

3.1 频谱以及本征值测量

在微带线平台上构建了基于开口谐振环构造的耦合系数符号可调的非厄米系统, 并用于实验观测 EP 的手性态的翻转现象. 典型的工作于微波频段的微带传输线为一种由底部金属衬底、中间电介质层以及上表面具有特定图案的金属结构组成的三明治结构. 在微波光子学领域, 利用加载集总电路元件的微带线平台是实现多样化电磁谐振单元和特殊晶格的理想平台. 此外, 由于微带线平台具有平面化和开放性的优点, 可以方便地获得系统的振幅和相位信息. 到目前为止, 许多高性能的微带结构已经被构建, 以调控各种新颖的光学响应, 并实现一些特殊场景的应用, 如超透镜^[45,46]、近场光子路由^[47]、远程原子相互作用^[48]、以及拓扑光子学^[49,50].

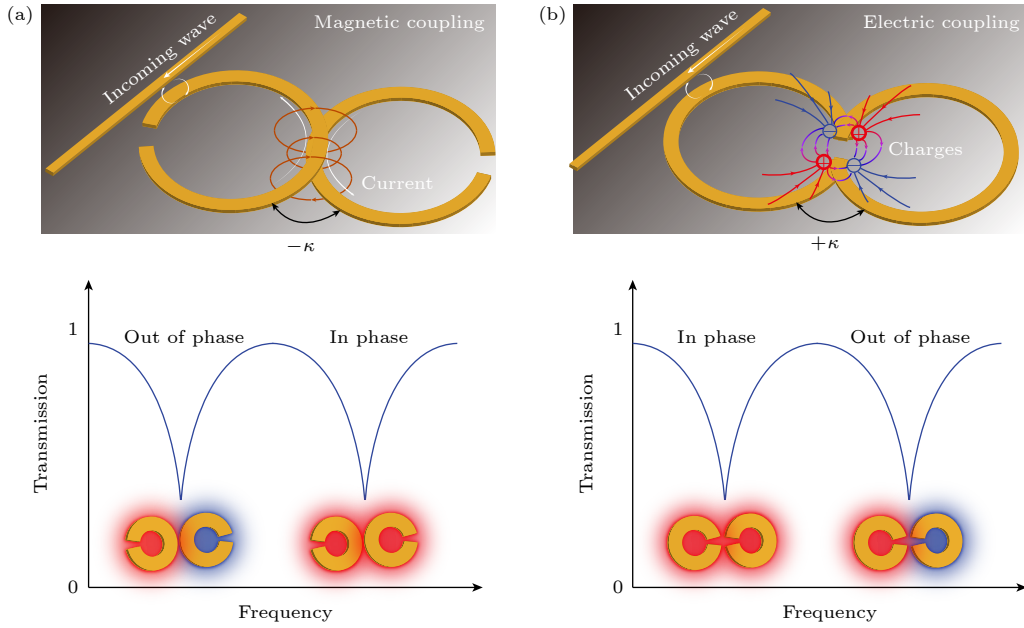


图 3 开口谐振环不同相对转角下的耦合情况 (a) 开口谐振环相对夹角为 $\theta = 180^\circ$ 时的负耦合; (b) 开口谐振环相对夹角为 $\theta = 0^\circ$ 的正耦合

Fig. 3. The coupling of the split-ring resonator under different relative rotation angles: (a) The negative coupling when the relative rotation angle of the split-ring resonators is $\theta = 180^\circ$; (b) the positive coupling when the relative rotation angle of the split-ring resonators is $\theta = 0^\circ$.

本文通过在微带线上表面刻蚀出开口谐振环的金属结构, 构造了第 2 节介绍的开口谐振环相对转角不同时实现的耦合系数符号不同的两类非厄米系统. 其中磁耦合占主导 ($\theta = 180^\circ$) 及电耦合 ($\theta = 0^\circ$) 占主导的两类非厄米系统分别如图 4(a) 和图 4(b) 所示. 文中使用的板材为 FR4 的微带线基板, 相对介电常数为 $\epsilon_r = 4.35$, 厚度为 $t = 1.6$ mm, 基板损切角为 $\tan \theta = 0.009$. 微带线的金属损耗可以被忽略, 对应的电导率为 5.8×10^7 S/m. 在实验中, 激励信号由矢量网络分析仪 (Agilent N5222A) 产生, 并通过微带波导输入到系统. 具体来说, 信号从矢量网络分析仪的输入端输出, 并通过同轴电缆由 50 Ω 阻抗的 SubMiniature version A(SMA) 接头连接宽度为 3.5 mm 的微带波导的上下导体 (接头的内芯接触上表面金属, 接头的接地端连接微带线的底层金属), 从而把探测信号输入系统. 类似的方法在微带波导的另一侧接入 SMA 接头, 并通过矢量网络分析仪的输出端接收探测信号, 实现对样品传输特性的测试. 为了方便表述, 把通过微带波导输入的人射波 $S_{in}e^{-i\omega t}$ 直接近场耦合激励的开口谐振环称为“共振原子 1”. 微带波导与“共振原子 1”的间距为 $h = 0.2$ mm. 而把仅能通过近场耦合 κ 被“共振原子 1”间接激励的开口谐振环称为“共振原

子 2”. 实验中开口谐振环的几何结构是完全相同的, 几何参数分别为半径 $r = 12$ mm, 元件间距 $s = 4$ mm, 线宽 $w = 0.3$ mm, 开口缝宽 $g = 0.8$ mm. 开口谐振环的分布式电感和加载的集总电容分布为 $L = 457$ nH 和 $C = 2.7$ pF, 确定的开口谐振环的共振频率为 $f_0 = 0.9$ GHz. 在开口谐振环中均加载了集总的可调电阻元件用以调节共振原子的本征损耗 $\Gamma_i = 0.018 + 0.001R_i$ ($i = 1, 2$). 此外, 在开口谐振环相对转角为 $\theta = 180^\circ$ 对应的负耦合系统及 $\theta = 0^\circ$ 对应的正耦合系统中, “共振原子 1”和“共振原子 2”的间距分别为 $x_1 = 2$ mm, $x_2 = 0.2$ mm, 相应的耦合系数分别为 $\kappa_1 = -0.0154$ GHz, $\kappa_2 = 0.011$ GHz.

实验测得的 $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统的传输谱线如图 4(c) 所示. 当开口谐振环中的电阻为 $R_1 = R_2 = 0 \Omega$ 时, 由于两个开口谐振环的近场耦合, 两个劈裂的谐振模式将具有不同的本征频率. 保持“共振原子 1”中的电阻 $R_1 = 0 \Omega$ 不变, 当“共振原子 2”中的电阻 R_2 逐渐增大时, 由于非相干效应的增强, 两个劈裂的共振峰将逐渐靠近. 可以清楚地看到, 当电阻增大到 $R_2 = 12 \Omega$ 时 ($\Gamma_2 = 0.031$ GHz), 两个共振模式发生合并, 即对应于系统的 EP1 ($|\Gamma_2|/2 \approx |\kappa| = 0.0154$), 如图 4(c) 的箭头所示.

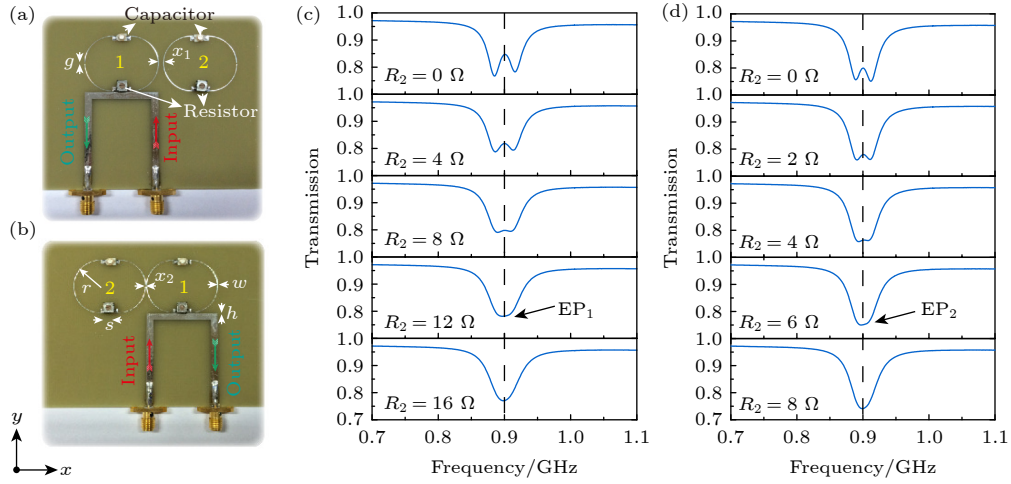


图 4 开口谐振环相对夹角为 (a) $\theta = 180^\circ$ 和 (b) $\theta = 0^\circ$ 时构造的非厄米系统实验样品图; (c) $\theta = 180^\circ$ 和 (d) $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统中, 调节集总电阻的阻值 R_2 时测得的透射谱

Fig. 4. Sample photos of the non-Hermitian system with relative rotation angle between split-ring resonators is (a) $\theta = 180^\circ$ and (b) $\theta = 0^\circ$; The corresponding transmittance spectrum of the non-Hermitian system with (c) $\theta = 180^\circ$ and (d) $\theta = 0^\circ$ as a function of lumped resistance R_2 .

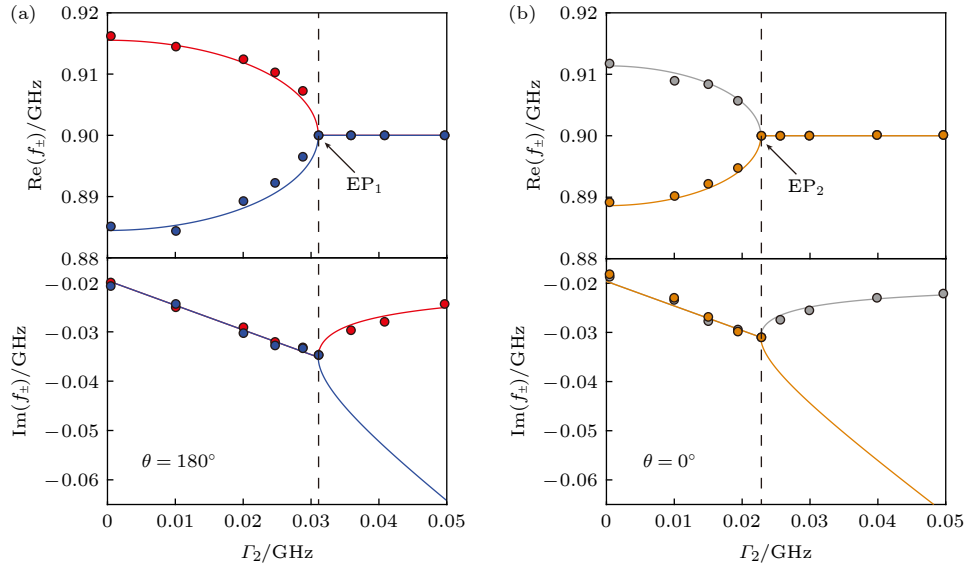


图 5 实验观测当 Γ_2 变化时, 开口谐振环相对夹角为 (a) $\theta = 180^\circ$ 和 (b) $\theta = 0^\circ$ 构成的非厄米系统的本征频率实部 (上图) 和虚部 (下图)

Fig. 5. Experimental measured the eigenfrequencies of the non-Hermitian system as a function of Γ_2 when the relative rotation angle between split-ring resonators is (a) $\theta = 180^\circ$ and (b) $\theta = 0^\circ$. The upper and lower rows denote the real part and imaginary part, respectively.

类似地, 图 4(d) 为实验测得的 $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统的传输谱线. 此时, 系统的 EP 出现在电阻增大到 $R_2 = 6 \Omega$ 时 ($\Gamma_2 = 0.024 \text{ GHz}$), 两个共振模式发生合并, 即对应于系统的 EP2 ($|\Gamma_2|/2 \approx |\kappa| = 0.011$), 如图 4(d) 的箭头所示.

为了更加直观地展示非厄米系统本征模式的演化以及 EP, 图 5 给出了本征模式随着不同本征损耗因子 Γ_2 而发生的改变. 对于 $\theta = 180^\circ$ 对应的非

厄米系统得到的本征频率谱中, 可以清晰地观察到系统中劈裂的两个共振频率的实部随本征损耗因子 Γ_2 的增加而逐渐靠近, 并在 EP1 合并为一个简并模式, 如图 5(a) 的上部分所示. 相对应的本征频率的虚部也是在 EP1 位置发生从模式简并到劈裂的相变, 如图 5(b) 的下部分所示. 图中理论计算的结果和实验测试的结果分别用实线和点来表示, 可以发现实验测试结果与理论计算结果可以很好地

符合. 类似地, $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统得到的本征频率谱中, 本征频率的实部和虚部分别如图 5(b) 的上部分和下部分所示. 同样可以观察到劈裂的两个共振频率随 Γ_2 的增加而逐渐靠近, 并在 EP2 合并. 对比图 5(a) 和图 5(b) 系统, 可以发现开口谐振环相对转角不同的两个非厄米系统, 随着 Γ_2 增加, 系统本征值均可以在各自的 EP 实现模式的合并. 需要特别说明的是, 由于 $|\kappa_1| > |\kappa_2|$, 所以 $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统相比 $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统需要更大的损耗因子 Γ_2 来达到 EP.

3.2 EP 的手性测量与表征

3.1 小节已经在实验上观测了耦合系数符号不同的两个非厄米系统均可以通过调节系统的本征损耗因子 Γ_2 实现 EP. 本小节进一步通过高阻抗磁探针 (直径为 8 mm) 在实验中观测本征频率处系统内两个开口谐振环的相位差 $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ 来对 EP 的手性进行表征, 其中的 φ_1 和 φ_2 分别表示在“共振原子 1”及“共振原子 2”中测得的相位. 图 6 给出了开口谐振环相对转角 $\theta = 180^\circ$ (上图) 和 $\theta = 0^\circ$ (下图) 对应的非厄米系统的相位差, 其中实线和点分别为理论计算结果与实验测试结果. 从图 6 可以清楚地看到, 当本征损耗因子 Γ_2 比较小时, $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统劈裂的本征频率在低频是对称态 ($\Delta\varphi 0^\circ$), 在高频是反对称态 ($\Delta\varphi 180^\circ$). 随着本征损耗因子 Γ_2 增大, 系统的本征模式在 EP1 合并, 此时模式是自正交的 ($\Delta\varphi 90^\circ$). 考虑到正交态的手性, 可以确定 $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统 EP1 是手性态 $\psi_{EP} = (1, -i)$ 右旋的. 然而对于 $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统, 其在本征损耗因子 Γ_2 比较小时, 劈裂的本征频率在低频是反对称态 ($\Delta\varphi -180^\circ$), 在高频是对称态 ($\Delta\varphi 0^\circ$). 随着本征损耗因子 Γ_2 增大, 系统的本征模式在 EP2 合并, 此时模式同样是自正交的 ($\Delta\varphi -90^\circ$). 但是考虑到正交态的手性, 可以确定 $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统 EP2 是手性态 $\psi_{EP} = (1, +i)$ 左旋的. 图 6 所示的结果清楚地展示了非厄米系统通过改变耦合系数的符号可以实现 EP 位置的手性翻转. 当系统增益可以通过外场控制时, 还可以实现系统 EP 手性态的主动调控 [23].

最后利用 CST(computer simulation technology) 全场仿真软件对开口谐振环相对转角 $\theta = 180^\circ$ 和 $\theta = 0^\circ$ 对应的两种非厄米系统中 EP 处手性态的能量振荡演化进行了仿真模拟, 分别如图 7(a)

和图 7(b) 所示. 图 7(a) 所示的 $\theta = 180^\circ$ 对应的非厄米系统中, 以振荡相位 0° 为例, 此时“共振原子 1”相位超前“共振原子 2” $\Delta\varphi = 90^\circ$. 随着振荡相位的变化, 系统的本征态发生演化, 但是始终可以清楚地观察到, 系统中一个共振单元内场强处于峰值时, 另外一个共振单元内能量将完全消失, 说明了

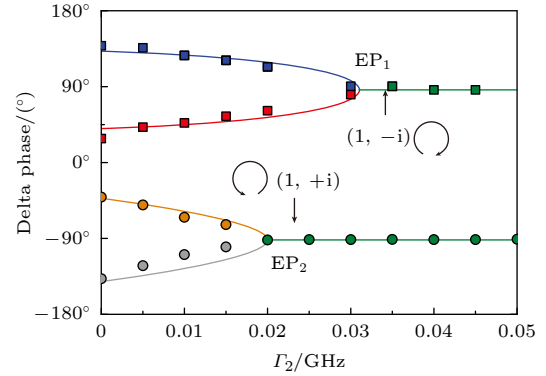


图 6 实验测得开口谐振环相对夹角为 $\theta = 180^\circ$ (上图) 和 $\theta = 0^\circ$ (下图) 构成的非厄米系统中, 不同的本征损耗因子 Γ_2 两个振子的相位差 $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$

Fig. 6. Measured phase difference between two resonant atoms $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ for different intrinsic loss factor Γ_2 in the non-Hermitian systems exhibiting the intrinsic chirality of EP. The upper and lower figures denote the relative rotation angle between split-ring resonators is $\theta = 180^\circ$ and $\theta = 0^\circ$, respectively.

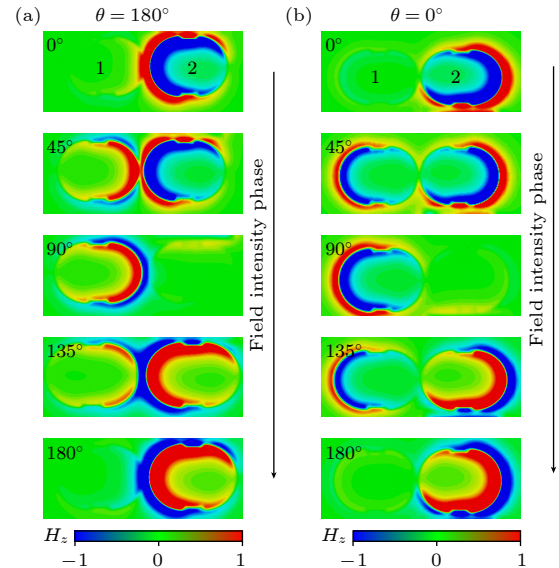


图 7 全场数值仿真得到的开口谐振环相对夹角为 (a) $\theta = 180^\circ$ 和 (b) $\theta = 0^\circ$ 构成的非厄米系统中, EP 位置手性态的场分布仿真演化图

Fig. 7. Full-wave numerical simulated evolution of field distribution for the non-Hermitian system with the relative rotation angle between split-ring resonators is (a) $\theta = 180^\circ$ and (b) $\theta = 0^\circ$.

非厄米系统的 EP 位置, 两个开口谐振环在振荡演化过程中始终存在 90° 的相位差. 然而对于图 7(b) 所示的 $\theta = 0^\circ$ 对应的非厄米系统中, 同样以振荡相位 0° 为例, “共振原子 1” 相位落后 “共振原子 2” $\Delta\varphi = -90^\circ$. 随着振荡相位的变化, 系统的本征态发生演化, 但是始终保持着固定的相位差. 图 7 所示的结果更进一步展示了在具有不同耦合系数符号的非厄米系统中, 奇异点的手性态是发生了翻转的.

4 结 论

本文提出了利用开口谐振环来研究非厄米系统中自正交 EP 的手性翻转现象. 从双谐振系统的耦合模理论出发建立的二阶非厄米哈顿量分析得到了非厄米系统 EP 的手性取决于耦合系数的符号. 开口谐振环作为一种超构材料谐振子, 其耦合包含了互容提供的耦合系数为正的电容耦合以及互感提供的耦合系数为负的磁耦合, 为构建不同耦合符号的非厄米系统提供了理想平台. 本文通过调节开口谐振环的相对转角就可以灵活地调控总耦合系数的符号, 并通过近场探测技术在实验上观测了非厄米系统奇异点的手性翻转现象. 所以微带线平台构造的开口谐振环为实验研究其他非厄米物理的新奇物理特性提供了一个很好的研究平台. 此外, 本文对 EP 手性态的实验观测一方面丰富了人们对于非厄米系统 EP 的认识. 另外一方面, 可灵活调控的自正交态在手性天线设计方面也具有一定的应用价值.

参考文献

- [1] Berry M V 2004 *Czech. J. Phys.* **54** 1039
- [2] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, Musslimani Z H, Rotter S, Christodoulides D N 2018 *Nat. Phys.* **14** 11
- [3] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [4] Heiss W D 2012 *J. Phys. A: Math. Theor.* **45** 444016
- [5] Zeng C, Guo Z, Zhu K, Fan C, Li G, Jiang J, Li Y, Jiang H, Yang Y, Sun Y, Chen H 2022 *Chin. Phys. B* **31** 010307
- [6] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093902
- [7] Feng L, El-Ganainy R, Ge L 2017 *Nat. Photonics* **11** 752
- [8] Özdemir K, Rotter S, Nori F, Yang L 2019 *Nat. Mater.* **18** 783
- [9] Miri M, Alù A 2019 *Science* **363** eaar7709
- [10] Shi C, Dubois M, Chen Y, Cheng L, Ramezani H, Wang Y, Zhang X 2016 *Nat. Commun.* **7** 11110
- [11] Ding K, Ma G, Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T 2016 *Phys. Rev. X* **6** 021007
- [12] Tang W, Jiang X, Ding K, Xiao Y X, Zhang Z Q, Chan C T, Ma G 2020 *Science* **370** 1077
- [13] Assawaworrarit S, Yu X, Fan S 2017 *Nature* **546** 387
- [14] Choi Y, Hahn C, Yoon J W, Song S H 2018 *Nat. Commun.* **9** 2182
- [15] Xiao Z, Li H, Kottos T, Alù A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 213901
- [16] Peng B, Özdemir K, Rotter S, Yilmaz H, Liertzer M, Monifi F, Bender C, Nori F, Yang L 2014 *Science* **346** 328
- [17] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, Kottos T, Cao H, Christodoulides D N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 213901
- [18] 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
- [19] Shu X, Li A, Hu G, Wang J, Alù A, Chen L 2022 *Nat. Commun.* **13** 2123
- [20] Schumer A, Liu Y, Leshin J, Ding L, et al. 2022 *Science* **375** 884
- [21] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. 2017 *Nature* **548** 187
- [22] Chen W J, Özdemir K, Zhao G M, Wiersig J, Yang L 2017 *Nature* **548** 192
- [23] Guo Z, Zhang T, Song J, Jiang H, Chen H 2021 *Photonics Res.* **9** 574
- [24] Guo Z, Jiang J, Jiang H, et al. 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 013122
- [25] Doppler J, Mailybaev A, Böhm J, et al. 2016 *Nature* **537** 76
- [26] Liu Q, Li S, Wang B, Ke S, Qin C, Wang K, Liu W, Gao D, Berini P, Lu P 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 153903
- [27] Song Q H, Odeh M, Zúñiga-Pérez J, Kanté B, and Genevet P 2021 *Science* **373** 1133
- [28] Dembowski C, Dietz B, Gräf H D, Harney H L, Heine A, Heiss W D, Richter A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 034101
- [29] Cao Q T, Wang H M, Dong C H, Jing H, Liu R S, Chen X, Ge L, Gong Q H, Xiao Y F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 033901
- [30] Chen H, Liu T, Luan H, et al. 2020 *Nat. Phys.* **16** 571
- [31] Wang C Q, Sweeney W R, Stone A D, Yang L 2021 *Science* **373** 1261
- [32] Keil R, Poli C, Heinrich M, Arkinstall J, Weihs G, Schomerus H, Szameit A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 213901
- [33] Fu N, Fu Z, Zhang H, Liao Q, Zhao D, Ke S 2020 *Opt. Quantum Electron.* **52** 61
- [34] Ke S, Wang B, Qin C, Long H, Wang K, Lu P 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 5258
- [35] Guo Z, Jiang H, Chen H 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 083001
- [36] Liang H, Li J S, Guo Y S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 144101 (in Chinese) [梁浩, 李剑生, 郭云胜 2014 物理学报 **63** 144101]
- [37] Zhang M L, Qin Z F, Chen Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 054206 (in Chinese) [张萌徕, 覃赵福, 陈卓 2021 物理学报 **70** 054206]
- [38] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [39] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [40] Shamonina E 2008 *Phys. Status Solidi B* **245** 1471
- [41] Jiang J, Guo Z, Ding Y, Sun Y, Li Y, Jiang H, Chen H 2018 *Opt. Express* **26** 12891
- [42] Guo Z, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H 2018 *Opt. Lett.* **43** 5142
- [43] Jiang J, Ren J, Guo Z, Zhu W, Long Y, Jiang H, Chen H 2020 *Phys. Rev. B* **101** 165427
- [44] Liu H, Genov D A, Wu D M, Liu Y M, Liu Z W, Sun C, Zhu S N, Zhang X 2007 *Phys. Rev. B* **76** 073101
- [45] Grbic A, Eleftheriades G V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 117403
- [46] Guo Z, Jiang H, Zhu K, Sun Y, Li Y, Chen H 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 064048
- [47] Guo Z, Long Y, Jiang H, et al. 2021 *Adv. Photonics* **3** 036001
- [48] Guo Z, Jiang H, Li Y, et al. 2018 *Opt. Express* **26** 627
- [49] Li Y, Sun Y, Zhu W, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 4598
- [50] Hadad Y, Soric J C, Khanikaev A B, Alù A 2018 *Nat. Electron.* **1** 178

SPECIAL TOPIC—Frontiers in non-Hermitian physics

Experimental observation of chiral inversion at exceptional points of non-Hermitian systems^{*}Zhu Ke-Jia¹⁾²⁾ Guo Zhi-Wei^{2)†} Chen Hong²⁾¹⁾ (*Department of Electrical Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)²⁾ (*Key Laboratory of Advanced Micro-structured Materials, Ministry of Education, School of Physics Sciences and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 28 April 2022; revised manuscript received 28 May 2022)

Abstract

Based on the quantum mechanics, the physical observables are represented by Hermitian linear operators. Derived from the conservation of energy, these Hermitian operators exhibit real eigenvalues. However, when a closed system described by an effective Hamiltonian is coupled with the surrounding environment, the dynamics of the system itself becomes non-Hermitian dynamic. In general, the eigenvalues of an open optical non-Hermitian system are complex. Parity-time symmetric structure is the system composed of complex potentials, which is neither parity symmetric nor time reversal symmetric alone but is symmetric after operations of parity inversion and time reversal have been combined. The eigenvalue of the parity-time symmetric Hamiltonian can be found to be real, despite the non-Hermitian nature of the system. One of the most attractive properties of non-Hermitian system is the exceptional point, which is degenerate at which two or more eigenvalues and eigenstates of a non-Hermitian physical system coalesce. The unique topological features of EPs, forming a self-intersecting Riemann surface, have given rise to several exotic physical properties. As a kind of phase singularity in a physical system, exceptional point of non-Hermitian system gives rise to a plethora of counterintuitive phenomenon, such as the loss-induced transmission enhancement, unidirectional reflection and asymmetric state transfer. Especially, the eigenvectors of exceptional point are self-orthogonal and an inherent chirality can be determined because of the missing dimension. Chirality lies at the heart of the most fascinating and fundamental phenomena in modern physics, and how to impose a strong chirality and a switchable direction of light propagation in an optical system by steering it to an exceptional point is an interesting research topic. In this work, a non-Hermitian system is constructed based on the special metamaterial resonator of split-ring resonator, in which the sign of coupling coefficient can be flexibly controlled. Especially, the chiral inversion at an exceptional point of non-Hermitian system is observed experimentally. This sign of coupling coefficient controlled exceptional point not only paves a new way for studying the fundamental non-Hermitian physics in an open system, but also holds great potential in the applied photonic devices such as the efficient chiral mode converter and chiral antennas.

Keywords: non-Hermitian system, metamaterial resonator, exceptional point, chirality**PACS:** 11.30.Er, 42.25.Bs, 03.65.Vf**DOI:** 10.7498/aps.71.20220842

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFA1400602), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12004284, 61621001), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 22120210579), and the Shanghai Chenguang Plan, China (Grant No. 21CGA22).

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