



非厄米拓扑声学中新奇物态的研究进展

顾仲明, 郭佳敏, 祝捷*

同济大学物理科学与工程学院声学研究所, 上海 200092

* 联系人, E-mail: jiezhu@tongji.edu.cn

2023-03-28 收稿, 2023-07-29 修回, 2023-08-07 接受, 2023-08-09 网络版发表

国家重点研发计划(2022YFA404400)和国家自然科学基金(92263208)资助

摘要 声波作为信息和能量的载体, 在国民经济发展和国家安全建设中有着重要的作用. 近些年来, 声学与其他学科进行深度交叉, 产生了许多新兴的研究热点. 其中, 非厄米拓扑声学的研究是一个快速发展的前沿领域, 得到了科研人员的广泛关注. 非厄米拓扑声学利用声学结构探索和发现非厄米拓扑物理的内涵, 一方面, 可以利用宏观经典平台较为便利地构建和表征新奇的物态; 另一方面, 可以加深认识并丰富声波调控的手段, 以期反哺声学器件设计. 本文综述了近期该领域取得的研究进展, 重点介绍了非厄米性调制的声拓扑态、非厄米性单独引起的声拓扑态和声学非厄米趋肤效应三个方面的工作. 最后, 我们对非厄米拓扑声学研究面临的挑战作了简单讨论, 并展望了未来可能的研究方向.

关键词 非厄米声学, 拓扑声学, 声学超构材料, 声子晶体

非厄米(non-Hermitian)物理研究的是与外界存在能量交换的非保守系统. 利用等效非厄米哈密顿量可以对该类系统进行简洁而有效的描述^[1-3]. 系统在随非厄米参量的演化过程中, 其各本征态通常不再正交, 并会在复数黎曼面上形成支点, 即非厄米简并点或称之为奇异点(exceptional point). 在该点处, 非厄米哈密顿量的本征值相同, 本征矢量平行, 造成本征空间维度上的减少. 非厄米物理丰富的内涵在量子力学、光学、声学以及热学等诸多领域引发了广泛的研究兴趣. 其中, 增益或损耗不再对应于能量简单地流入或流出, 而是可以从根本上改变系统的内禀特性和响应模式, 并造成许多违反物理直觉的新奇现象. 例如, 构造满足 parity-time(PT)对称的参数分布, 声学系统可以呈现许多反常的非对称散射现象^[4,5]. 又如, 通过精心设计非厄米参量和系统的耦合强度, 可以在动量空间实现奇特的能谱结构, 即奇异扭结^[6]和能谱编织^[7,8]等. 近些年, 受益于实验技术的进步, 非厄米系统的研究取得了

丰富的成果, 成为物理学的前沿课题^[3]. 与此同时, 拓扑物态研究也是一个迅速发展的领域^[9-13]. 材料的拓扑性体现在能带结构上, 带隙在随系统参数绝热演化过程中不会关闭, 即不会发生拓扑相变, 并可以找到拓扑不变量对能带的拓扑性质进行刻画. 一般来说, 当拓扑不变量为零时, 称之为拓扑平庸态; 当拓扑不变量为非零值时, 称之为拓扑非平庸态. 这类材料以拓扑绝缘体和拓扑半金属为代表, 可以呈现丰富的体-边界对应关系, 并且受拓扑性保护, 对扰动和缺陷有一定的免疫性, 也因此新型器件设计中有着巨大的应用潜力.

非厄米性和拓扑性之间的相互作用会产生一系列的奇特现象, 是单独的非厄米系统和拓扑系统中都难以实现的^[14-21]. 最主要的区别在于, 非厄米体系下, 哈密顿量与其转置共轭不再相等, 且非厄米系统的左右特征向量不再正交, 因此, 当使用拓扑不变量来量化非厄米体系的拓扑特性时, 需首先将左右特征向量归一化来满足正交条件. 目前, 非厄米拓扑研究越来越得到

引用格式: 顾仲明, 郭佳敏, 祝捷. 非厄米拓扑声学中新奇物态的研究进展. 科学通报, 2023, 68: 3428–3436

Gu Z M, Guo J M, Zhu J. Progress on the novel states in non-Hermitian topological acoustics (in Chinese). Chin Sci Bull, 2023, 68: 3428–3436, doi: [10.1360/TB-2023-0280](https://doi.org/10.1360/TB-2023-0280)

大家的关注.

尽管非厄米拓扑的理论模型得到了比较充分的研究^[22~24],但在实验中对新奇物态的验证仍具有一定的挑战性,主要表现在系统内相互作用的耦合强度和非厄米参量难以精准调制.然而,声学系统对相关研究的开展具有独特的优势^[25,26].一方面,声学超构材料的发展赋予了结构更为高效的声波操控能力.相较于传统声学结构,声学超构材料能够利用亚波长的尺寸实现低频声波的调控,并可以构建高折射率介质实现声能量密度的增强,有利于调控单元间的耦合强度.而且受益于3D打印等增材制造技术,声学超构材料可以快速制备.另一方面,声学系统可通过多种形式实现非厄米参量的调控.对于损耗部分,可以引入吸声材料来改变系统的本征损耗,还可以通过增加开孔实现与外界的能量交换来引入辐射损耗.而对于增益部分,自然界中缺少天然的声学增益材料.但是,可以引入有源设计的方式,通过外部的能量注入实现有效的等效声学增益介质,例如通过外加流场的方式实现声流耦合^[27,28],或者是电声^[29~31]和热声^[32]之间的能量转化.

1 非厄米性调制的声拓扑态

非厄米拓扑声学最早是围绕对声拓扑态的非厄米调制展开的.基于数学形式的相似性,拓扑学最早被引入量子物理学领域,用于解释薄层物质在低温下的超导现象和低温强磁场下的整数量子霍尔效应,之后很快被推广到经典波系统,例如拓扑光子晶体^[33]和拓扑声学晶体^[11].声学系统中,在满足厄米假定下,已相继研究并验证了类量子霍尔效应、类量子自旋霍尔效应、类谷霍尔效应、Floquet拓扑绝缘体和高阶拓扑绝缘体等新奇物态^[9].将非厄米性和呈现非平庸拓扑物态的声子晶体相结合,可以通过非厄米参量的调节实现拓扑态的增强或衰减,构建更为丰富的波动现象.

Zhang等人^[34]在二维二阶拓扑声子晶体系统中引入增益和损耗的调制,实现了拓扑角态和边界态声能量的变化操控.其声学模型如图1(a)所示,为正方晶格的声子晶体.蓝色区域表示圆形的声学散射体,每个元胞包含4个对称分布散射体,晶格常数为 a ,散射体的间距记为 D .结构所处的背景媒质为空气.在计算过程中,空气的密度为 $\rho_0 = 1.21 \text{ kg/m}^3$ 、模量为 $\kappa_0 = 1.4 \times 10^5 \text{ Pa}$,

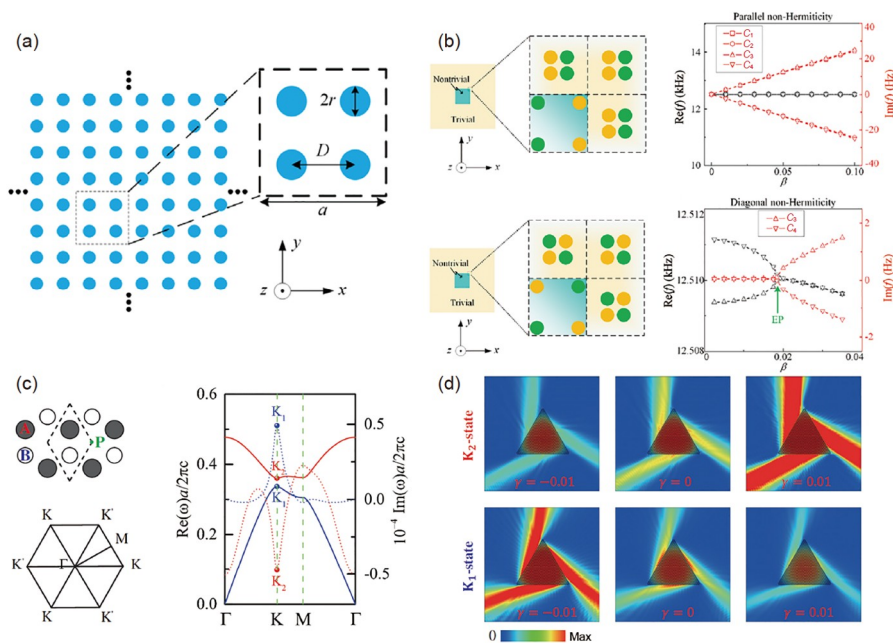


图 1 非厄米调制下的声拓扑态. (a) 构建拓扑角态的声子晶体模型^[34]. (b) 两种非厄米调制下的角态演化^[34]. 上部为增益-损耗平行排列, 呈现PT破缺相; 下部为增益-损耗对角排列, 呈现PT对称到PT破缺的相变. (c) 类氮化硼结构的声子晶体构建谷拓扑态^[37]. (d) 在非厄米调制下, 一对谷态分别呈现放大模态和衰减模态^[37].

Figure 1 Non-Hermiticity modulated topological phase of sound. (a) Schematic illustration of phononic crystals constructing the topological corner states^[34]. (b) Two specific arrangements of non-Hermitian modulation^[34]. Top panel: Gain and loss are parallelly distributed, which leads to the PT-broken phase; bottom panel: Gain and loss are diagonally distributed, which leads to the transition from PT-symmetry phase to PT-broken phase. (c) The schematic illustration of artificial acoustic boron nitride and the complex band structure^[37]. (d) With the non-Hermitian modulation, a pair of valley states can exhibit the amplified mode and attenuated mode, respectively^[37].

声学散射体的密度和模量分别为 $\rho = \rho_0$ 和 $\kappa = \kappa_0/9$. 在厄米条件下, 改变散射体之间的距离可以使声子晶体的带隙经历打开到简并到再打开的过程, 实现能带的反转. 通过计算可以发现, 在 $D/a = 0.5$ 时系统经历了拓扑相变. 小于0.5时, 二维能带的Zak相位为零, 系统处于拓扑平庸态; 而大于0.5时, Zak相位为 π , 系统为拓扑非平庸属性. 用拓扑平庸的结构包裹拓扑非平庸的结构时, 在交界处会形成丰富的拓扑物态, 如拓扑边界态、赝拓扑铰链态和拓扑角态. 此时, 这些模态的本征频率虚部为零, 即系统没有与外界产生能量交换. 当引入增益和损耗时, 系统的拓扑物态会随非厄米调制发生明显的变化. 在计算时, 增益和损耗分别表示为 $\rho_{\text{Gain}} = (1 + i\beta)\rho_0$ 和 $\rho_{\text{Loss}} = (1 - i\beta)\rho_0$. 当增益和损耗是对称分布时, 4个角态会演化为两对放大和衰减的模式(图1(b)), 并且同样是对称分布. 此时, 本征频率的虚部随着非厄米调制线性变化, 即系统处于PT破缺相. 当增益和损耗是对角分布时, 拓扑角态同样会演化为两对放大和衰减的模式, 并且也呈现对角分布. 观察其中一对角态随非厄米参数的变化, 可以发现本征频率的实部由劈裂到简并, 而虚部由简并到劈裂, 意味着系统经历了从PT对称相到PT破缺相的演变, 其中的简并点即为系统的奇点[35].

谷态是能带带隙两边形成的一对极值点, 可通过构造狄拉克锥经由对称性破缺得到, 并可以引起许多新奇的现象, 例如谷偏振、谷霍尔效应、谷态输运等[36]. Wang等人[37]在声学谷拓扑绝缘体中引入增益和损耗调制, 可以实现放大或衰减的谷态和谷拓扑边界态. 其元胞结构如图1(c)所示, 背景媒质为空气, 密度 $\rho_0 = 1.21 \text{ kg/m}^3$, 模量 $\kappa_0 = 1.4 \times 10^5 \text{ Pa}$. 邻近的一对散射体A和散射体B的间距记为 a_0 . 散射体A的半径为 $r_A = 0.35a_0$, 密度为 $\rho_A = (1 - \gamma i)\rho_0$, 模量为 $\kappa_A = 0.135\kappa_0$. 散射体B的尺寸为 $r_B = 0.3a_0$, 密度为 $\rho_B = (1 + n\gamma i)\rho_0$, 模量为 $\kappa_B = 0.135\kappa_0$. 其中, γ 为非厄米参量, n 为一平衡散射体A和B尺寸差异的调节参量, 使得增益和损耗调制大致相等. 当 $\gamma = 0.01$ 时, 可以计算得到在本征频率实部近似简并的一对谷态, 在虚部中会劈裂为一对放大和衰减的模式. 使用具有手性的声源对非厄米谷拓扑声子晶体进行激发, 可以分别激发出放大和衰减的谷态, 并且会随 γ 取值的正负而反转, 如图1(d)所示. 同样, 通过对谷拓扑声子晶体镜面对称操作, 可以构造受到非厄米性调制的谷拓扑边界态. 以散射体A和B为边界

的谷拓扑边界态会分别呈现放大或衰减的效应, 取决于 γ 的取值.

同样是对谷拓扑声子晶体进行非厄米调控, Hu等人[32]利用碳纳米管材料的热声效应构造了手性选择的拓扑回音廊现象, 如图2(a)所示. 利用热声效应构筑声学等效增益材料有着独特的优势, 无需机械部件的振动, 可以用于高维拓扑绝缘体的构建. 其基本的模型为六方晶格中按三角形排列3个圆形散射体. 旋转三角形的转角可以改变晶体的对称性, 进而控制能带的关闭和打开, 对应于不同谷霍尔相的转变. 在具有不同谷霍尔相的声子晶体边界处存在谷拓扑边界态. 此时, 在圆形散射体外包裹碳纳米管薄膜, 可以利用热声效应实现声学增益的效果, 并且通过外部调节, 可以锁定不同散射体间的相位差. 当相位差为零时, 即各个散射体的相位相等, 系统仅能激发没有手性的回音廊模式; 但当相位差为 2π 时, 系统能够在非厄米性的作用下, 激发出左旋和右旋解耦的两种回音廊模式(图2(b)). 进一步地, 在结构中设计两个耦合输出端口, 可以实现左旋和右旋的回音廊模式分别被耦合输出, 并形成高指向性定向辐射声束.

外尔半金属作为一类重要的三维拓扑系统, 在非厄米性的作用下, 也会演化出更为丰富的拓朴性质[30]. Liu等人[30]利用声学腔体设计一维的Aubry-Andre-Harper(AAH)模型, 如图2(c)所示, 并构建一个等效的三维参数空间, 包含一个倒空间维度和两个合成维度. 其一维声学结构的等效哈密顿量可以表述为

$$H(k_x, \xi_y, \xi_z) = \begin{pmatrix} \omega_-(\xi_z) - i\gamma_1 & \kappa(k_x, \xi_y) \\ \kappa^*(k_x, \xi_y) & \omega_+(\xi_z) + i\gamma_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中, ξ_y 和 ξ_z 分别表示对腔体的本征频率和腔体间耦合强度的额外调制, 并组成了两个合成维度. 在厄米条件下, 即 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, 对上述哈密顿量求解本征值问题可以得到在参数空间中 $(k_x, \xi_y, \xi_z) = (\pm\pi/a, \pm\pi/2, \pm\pi/2)$ 处存在双重简并点. 在包围简并点的面上积分贝里曲率可以求得一对相反的非零拓朴不变量, 即证明简并点为合成外尔点. 在引入非厄米调制后, 合成外尔点会进一步演化为合成外尔奇异环(图2(d)), 其轨迹可以表述为

$$\begin{aligned} & (b_2 \cos \xi_y)^2 + \left[1 - (b_2 \cos \xi_y)^2 \right] \cos(k_x a) \\ &= \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2\sqrt{2}\kappa_0} \right) - 1. \end{aligned} \quad (2)$$

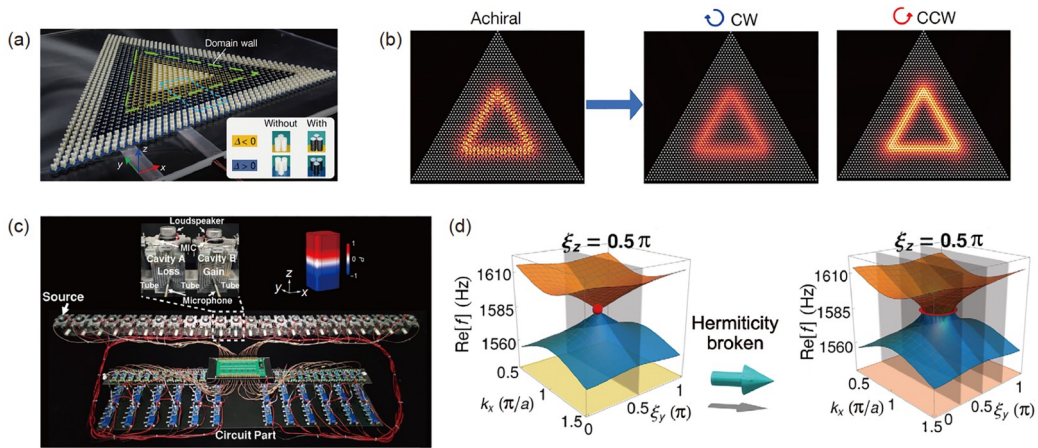


图2 非厄米性和拓扑性相互作用引起的新奇物态。(a) 构建谷边界态的声子晶体^[32]。在边界处的结构被包裹碳纳米管薄膜以实现声学增益效果。(b) 在非厄米作用下, 原本没有手性的回音廊模式会劈裂成左旋和右旋的模式^[32]。(c) 构建非厄米外尔奇异环的声学结构^[30]。(d) 在非厄米作用下, 原本在参数空间简并的外尔点会演化成外尔奇异环^[30]

Figure 2 Novel states of matter induced by the interaction between non-Hermiticity and topology. (a) The photograph of the phononic crystals realizing the valley interface states^[32]. The carbon nano tube films are imposed on the units around the interface to mimic the gain effect. (b) Under the non-Hermitian modulation, the achiral whispering gallery modes can be decoupled to clockwise and counter-clockwise modes^[32]. (c) The photograph of the acoustic metamaterials demonstrating the Weyl exceptional ring^[30]. (d) Under the non-Hermitian modulation, the degenerated Weyl point in the parameter space evolves into the Weyl exceptional ring^[30]

环内的空间对应于PT破缺相, 环外的空间对应于PT对称相。在实验过程中, 通过一对扬声器和麦克风的组合, 以及外置的反馈电路, 实现了在声学腔体中的增益和损耗调制。当扬声器发出的声信号与腔体顶部的声压同相时为增益效果, 反之为损耗效果。

2 非厄米性单独引起的声拓扑态

厄米体系下拓扑相变的产生通常通过改变胞内与胞间的耦合强度来诱发, 非厄米调制同样可以改变相邻格子之间的耦合强度, 进而可以在一个原本是拓扑平庸的系统中构建仅通过控制非厄米性大小和分布来实现的拓扑相变^[38-40]。

Gao等人^[41]首先构建了一维非厄米性引起的拓扑绝缘体, 如图3(a)所示。在厄米条件下, 该模型是一个相邻腔体耦合强度相等、呈现拓扑平庸性质的系统。然而, 通过在特定腔体中引入非厄米调制, 可以实现拓扑相变, 并观测到相应的拓扑边界态。该系统中非厄米性的引入是通过在腔体上开一系列小孔, 并塞入吸音棉来实现的, 见图3(a)中具有黑色吸音棉的结构。损耗的大小可通过调节小孔的数量和位置来实现。通过测量单个腔体的频响并计算相应的品质因数, 可以较为精准地得到腔体中的实际损耗值。

该一维链条结构的基本单元包括4个耦合矩形腔体, 耦合强度为 κ 。中间两个腔体和两端的腔体具有的声学损耗不同, 相应的哈密顿量可表示为

$$H(k) = \begin{pmatrix} -i\gamma_0 & \kappa & 0 & \kappa e^{ika} \\ \kappa & -i(\gamma_0 + \gamma_1) & \kappa & 0 \\ 0 & \kappa & -i(\gamma_0 + \gamma_1) & \kappa \\ \kappa e^{ika} & 0 & \kappa & -i\gamma_0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中 k 为波矢, γ_0 为背景损耗, γ_1 为额外增加损耗。当 γ_1 达到一定大小时, 原本闭合的能带会被打开, 同时引发拓扑相变, 并伴随产生拓扑边界态。

将扬声器和麦克风同时放置在位于结构两端的腔体内, 得到边界腔体的频响, 如图3(b)所示。可在打开的带隙处观测到一个明显峰值, 即拓扑边界态。此外, 当额外损耗施加在每个元胞的前两个腔体时, 闭合的带隙同样会打开, 但却不存在拓扑态, 系统变为拓扑平庸态。

进一步, Gao等人^[42]通过灵活调节具有偶极子模式的矩形腔体的耦合方式, 分别获得正耦合和负耦合。在声学非厄米调制的作用下, 把正、负耦合的腔体按照特定分布分别沿着 x 和 y 方向拓展, 可实现高阶非厄米拓扑绝缘体, 如图3(c)所示。该结构的基本单元包括 4×4 个腔体, 其中8个腔体具有额外声学损耗。非厄米性

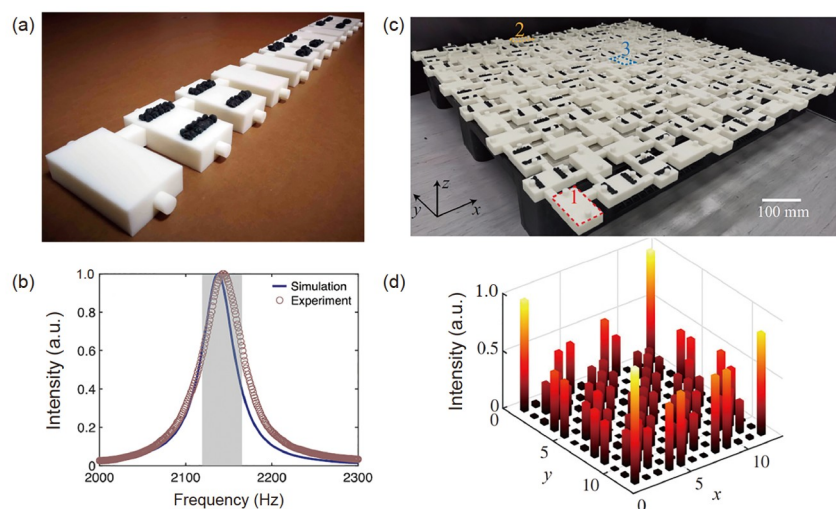


图3 仅由非厄米性引起的声学拓扑态. 一维非厄米拓扑绝缘体样品图(a)和边界腔体频谱(b)^[41]. 高阶非厄米拓扑绝缘体样品图(c)和角态声能量分布图(d)^[42]

Figure 3 The topological states of sound induced by non-Hermiticity solely. (a) The photograph of the 1D non-Hermitian topological insulator. (b) The frequency response in the cavity which locates at the edge of the 1D chain^[41]. (c) The photograph of the second-order non-Hermitian topological insulator. (d) The energy distribution of the topological corner state^[42]

的引入会打开带隙,同时引发高阶拓扑相变.通过激发与测量结构中的所有腔体,可获得该结构在不同频率下的声能量分布图,从而可观测到拓扑角态(图3(d))及边界态.

3 非厄米趋肤效应

非厄米趋肤效应为非厄米体系下极具代表性的新奇现象,其大量的模式局域在结构的边界处^[43~45].此时,系统在周期边界和开放边界条件下的能谱不再能对应上,意味着传统的布洛赫理论和体-边界对应关系的失效^[46].通过将厄米情形下的布洛赫相位因子作形式替换,可以建立非布洛赫能带理论,构建非厄米情形下的体-边界对应关系^[47].非厄米趋肤效应体系的特征值在复平面内会形成闭合曲线,即卷曲数不为零,产生非常规体-边界响应.构建非厄米趋肤效应最简单的模式为Hatano-Nelson模型,是一个单粒子模型.该粒子向左和向右的耦合强度不相等,在开放边界条件下具有单边的局域效应.该效应已经在多平台上得到了实验验证,如电路、量子游走、光纤等^[46].在声学体系中,非厄米趋肤效应的实现通常基于非互易耦合及位原子的增益及损耗.

Zhang等人^[31]在一维的紧束缚模型中,通过结合使用定向放大器、扬声器及麦克风的组合实现非互易耦合,如图4(a)所示.在两个耦合的矩形腔体体系中,声源

分别在两个腔体内,并测量相应的传输谱,可以发现其两个峰的幅值明显不同,即表明非互易耦合的存在.当引入次近邻耦合时,该系统的本征频率会呈现“8”字型的拓扑缠绕.在许多腔体组成的一维长链结构中进行激发,不同频率下,非厄米趋肤效应会呈现在不同边界处.然而在拓扑缠绕交点处,声场的能量会均匀分布在所有腔中,呈现拓展态.

在二维体系下,Zhang等人^[48]提出利用耦合的环形结构构建非厄米趋肤效应.通过调节环形腔之间的耦合强度,该模型可以类比到二维的Su-Schrieffer-Heeger (SSH)模型.环形的声学腔结构可以将正旋和反旋的声波很好地解耦^[49],并通过在耦合环中的特定位置引入损耗,等效地打破时间反演对称性,实现趋肤效应,观测到所有模式在特定角上的能量局域,如图4(b)所示.

对于周期性驱动的系统,即Floquet体系,同样可实现非厄米声学趋肤效应^[50].Gao等人^[50]提出利用声学环形腔体相位的周期性,构造声学Floquet拓扑绝缘体,如图4(c)所示.每个基本单元包括3个耦合环形腔体,其中A和B为位原子,C为耦合原子.通过在A和B中引入具有特定分布的声学损耗,便可实现非厄米趋肤效应.环形腔体的相位作为系统的准能量,通过传递矩阵法分别计算具有不同耦合强度的体系在周期性边界及开放边界下的本征能量在复平面上的分布.其中周期性边界下的本征值(彩色点图)会形成闭合曲线,而开放边界

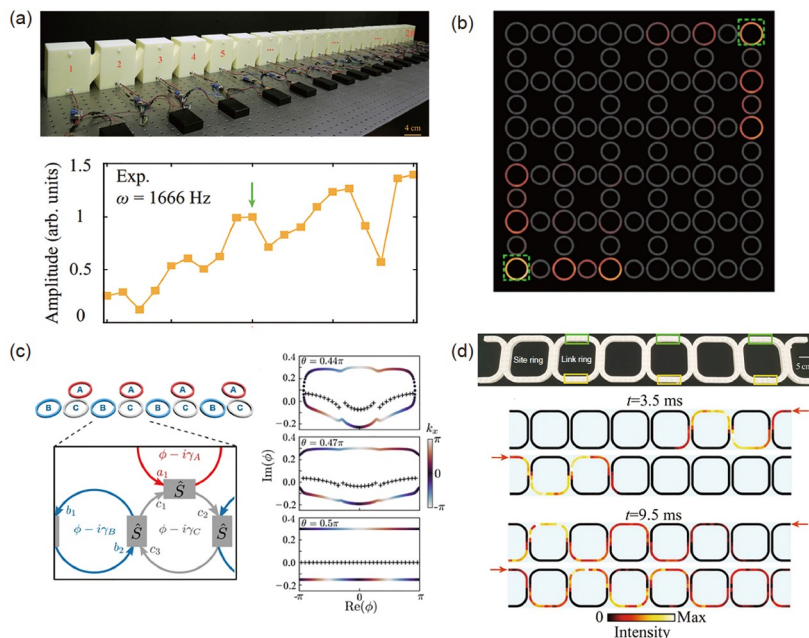


图4 声学系统中的非厄米趋肤效应. (a) 扭曲缠绕数下的非厄米趋肤效应^[31]. (b) 高阶非厄米趋肤效应^[48]. (c) Floquet体系下的反常非厄米趋肤效应^[50]. (d) 暂态非厄米趋肤效应^[51]

Figure 4 Non-Hermitian skin effect in acoustic systems. (a) Non-Hermitian skin effect under the twisted winding topology^[31]. (b) Second-order non-Hermitian skin effect realized by coupled ring structures^[48]. (c) Anomalous Floquet non-Hermitian skin effect^[50]. (d) Transient non-Hermitian skin effect^[51]

条件下的分布(黑色点图)为开放的弧线, 这种特征是非厄米趋肤效应存在的重要标志之一.

Gu等人^[51]在声学环形耦合腔的平台上, 利用复频率激发的方式, 在被动系统中完整地观测到了非厄米趋肤效应的物理图像, 如图4(d)所示. 模型同样是利用环形的腔体实现左旋和右旋模式的解耦, 并在耦合环的上下两部分添加吸声材料引入非对称的损耗调制. 调节入射声波频率的虚部, 与吸声材料相互作用, 形成了虚拟的增益效果和损耗效果. 在实验过程中, 对时域声场信息进行测量, 可以验证非厄米趋肤效应导致的放大模态和衰减模态.

上述工作介绍了3种声学非互易耦合的构造手段. 利用有源声学器件的方案可以较好地实现能量放大的效果, 但对器件性能的一致性要求高, 增加了系统的复杂度. 构建不同强度的声学损耗分布, 同样可以实现非对称的声传输效果. 该方案将极大简化模型的制备难度, 然而, 对应放大模态的声传输现象将无法有效被激发. 在此基础上, 利用复频率激发的方式可以进一步观测到对应增益部分的新奇现象.

4 总结和展望

本文介绍了近年来非厄米拓扑声学领域的研究进展. 限于篇幅, 我们简单讨论了3种非厄米性和拓扑性相互作用的机制: 非厄米性调制的声拓扑态、非厄米性单独引起的声拓扑态和声学非厄米趋肤效应. 结合相关的工作, 我们介绍了如何在计算和仿真时引入声学非厄米参量、非厄米拓扑声学物态表征的方式方法以及实验过程中引入声学非厄米调制的几种常见手段. 一系列成果表明声学系统这一平台在研究非厄米拓扑现象上有着独特优势, 可以呈现丰富的新奇物态.

可以预见, 非厄米拓扑声学领域还将得到持续的关注. 比如, 如何构建高维高阶的非厄米拓扑物态仍有待进一步研究. 厄米体系下, 高阶拓扑绝缘体可以展现表面态、铰链态和角态等拓扑态. 非厄米体系下的相关工作仍较为缺乏^[42]. 此外, 非厄米趋肤效应和其他拓扑物态相互作用的机制尚未完全明确^[52,53]. 利用声学平台, 可以在实验层面对上述问题进一步探索.

综上所述, 非厄米拓扑声学是一个崭新的, 同时具有潜力的研究领域. 事实上, 声学系统中损耗无处不在, 是个典型的非保守系统. 利用非厄米拓扑的理论构建

稳健的反常波动现象, 还可以进一步丰富声波调控的方案, 有着重要的潜在应用, 例如非对称的声波散射和吸收^[18]、声学滤波器^[17]、自准直辐射^[32,54]等。

参考文献

- 1 Ashida Y, Gong Z, Ueda M. Non-Hermitian physics. *Adv Phys*, 2021, 69: 249–435
- 2 Bergholtz E J, Budich J C, Kunst F K. Exceptional topology of non-Hermitian systems. *Rev Mod Phys*, 2021, 93: 015005
- 3 Ding K, Fang C, Ma G. Non-Hermitian topology and exceptional-point geometries. *Nat Rev Phys*, 2022, 4: 745–760
- 4 Zhu X, Ramezani H, Shi C, et al. PT-Symmetric acoustics. *Phys Rev X*, 2014, 4: 031042
- 5 Liu T, Zhu X, Chen F, et al. Unidirectional wave vector manipulation in two-dimensional space with an all passive acoustic Parity-Time-Symmetric metamaterials crystal. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 124502
- 6 Tang W, Jiang X, Ding K, et al. Exceptional nexus with a hybrid topological invariant. *Science*, 2020, 370: 1077–1080
- 7 Zhang Q, Li Y, Sun H, et al. Observation of acoustic non-Hermitian bloch braids and associated topological phase transitions. *Phys Rev Lett*, 2023, 130: 017201
- 8 Zhang Q, Zhao L, Liu X, et al. Experimental characterization of three-band braid relations in non-Hermitian acoustic lattices. *Phys Rev Res*, 2023, 5: L022050
- 9 Zhang X, Xiao M, Cheng Y, et al. Topological sound. *Commun Phys*, 2018, 1: 97
- 10 Ma G, Xiao M, Chan C T. Topological phases in acoustic and mechanical systems. *Nat Rev Phys*, 2019, 1: 281–294
- 11 Xue H, Yang Y, Zhang B. Topological acoustics. *Nat Rev Mater*, 2022, 7: 974–990
- 12 Zhang Z W, Cheng Y, Liu X J. Topological phase transition and edge states in two-dimensional acoustic systems (in Chinese). *Physics*, 2017, 46: 677–683 [张志旺, 程营, 刘晓峻. 二维声学系统中的拓扑相变及边界传输. *物理*, 2017, 46: 677–683]
- 13 He C, Lu M H, Chen Y F. Two-dimensional photonic/phononic topological states (in Chinese). *Physics*, 2017, 46: 12–20 [何程, 卢明辉, 陈延峰. 二维光/声学拓扑态. *物理*, 2017, 46: 12–20]
- 14 Okuma N, Sato M. Non-Hermitian topological phenomena: A review. *Annu Rev Condens Matter Phys*, 2023, 14: 83–107
- 15 Meng Y, Wu X, Shen Y, et al. Non-Hermitian topological coupler for elastic waves. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 65: 224611
- 16 Gu Z, Gao H, Cao P C, et al. Controlling sound in non-Hermitian acoustic systems. *Phys Rev Appl*, 2021, 16: 057001
- 17 Puri S, Ferdous J, Shakeri A, et al. Tunable non-Hermitian acoustic filter. *Phys Rev Appl*, 2021, 16: 014012
- 18 Zhu W, Fang X, Li D, et al. Simultaneous Observation of a topological edge state and exceptional point in an open and non-Hermitian acoustic system. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 124501
- 19 Gu Z, Gao H, Liu T, et al. Topologically protected exceptional point with local non-Hermitian modulation in an acoustic crystal. *Phys Rev Appl*, 2021, 15: 014025
- 20 Gu Z, Liu T, Gao H, et al. Acoustic coherent perfect absorber and laser modes via the non-Hermitian dopant in the zero index metamaterials. *J Appl Phys*, 2021, 129: 234901
- 21 Peano V, Brendel C, Schmidt M, et al. Topological phases of sound and light. *Phys Rev X*, 2015, 5: 031011
- 22 Yao S, Wang Z. Edge states and topological invariants of non-Hermitian systems. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 086803
- 23 Song F, Yao S, Wang Z. Non-Hermitian topological invariants in real space. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 246801
- 24 Song F, Yao S, Wang Z. Non-Hermitian skin effect and chiral damping in open quantum systems. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 170401
- 25 Cummer S A, Christensen J, Alù A. Controlling sound with acoustic metamaterials. *Nat Rev Mater*, 2016, 1: 16001
- 26 Ma G, Sheng P. Acoustic metamaterials: From local resonances to broad horizons. *Sci Adv*, 2016, 2: e1501595
- 27 Aurégan Y, Pagneux V. PT-Symmetric scattering in flow duct acoustics. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 174301
- 28 Fleury R, Sounas D L, Sieck C F, et al. Sound isolation and giant linear nonreciprocity in a compact acoustic circulator. *Science*, 2014, 343: 516–519
- 29 Wen X, Zhu X, Fan A, et al. Unidirectional amplification with acoustic non-Hermitian space–time varying metamaterial. *Commun Phys*, 2022, 5: 18
- 30 Liu J, Li Z, Chen Z G, et al. Experimental realization of weyl exceptional rings in a synthetic three-dimensional non-Hermitian phononic crystal. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 084301
- 31 Zhang L, Yang Y, Ge Y, et al. Acoustic non-Hermitian skin effect from twisted winding topology. *Nat Commun*, 2021, 12: 6297
- 32 Hu B, Zhang Z, Zhang H, et al. Non-Hermitian topological whispering gallery. *Nature*, 2021, 597: 655–659
- 33 Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics. *Nat Photon*, 2014, 8: 821–829
- 34 Zhang Z, Rosendo López M, Cheng Y, et al. Non-Hermitian sonic second-order topological insulator. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 195501

- 35 Rosendo López M, Zhang Z, Torrent D, et al. Multiple scattering theory of non-Hermitian sonic second-order topological insulators. [Commun Phys](#), 2019, 2: 132
- 36 Lu J, Qiu C, Ye L, et al. Observation of topological valley transport of sound in sonic crystals. [Nat Phys](#), 2016, 13: 369–374
- 37 Wang M, Ye L, Christensen J, et al. Valley physics in non-Hermitian artificial acoustic boron nitride. [Phys Rev Lett](#), 2018, 120: 246601
- 38 Luo X W, Zhang C. Higher-order topological corner states induced by gain and loss. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 073601
- 39 Liu S, Ma S, Yang C, et al. Gain- and loss-induced topological insulating phase in a non-Hermitian electrical circuit. [Phys Rev Appl](#), 2020, 13: 014047
- 40 Fan H, Gao H, An S, et al. Hermitian and non-hermitian topological edge states in one-dimensional perturbative elastic metamaterials. [Mech Syst Signal Process](#), 2022, 169: 108774
- 41 Gao H, Xue H, Wang Q, et al. Observation of topological edge states induced solely by non-Hermiticity in an acoustic crystal. [Phys Rev B](#), 2020, 101: 180303
- 42 Gao H, Xue H, Gu Z, et al. Non-Hermitian route to higher-order topology in an acoustic crystal. [Nat Commun](#), 2021, 12: 1888
- 43 Cai R, Jin Y, Li Y, et al. Exceptional points and skin modes in non-Hermitian metabeams. [Phys Rev Appl](#), 2022, 18: 014067
- 44 Wang W, Wang X, Ma G. Non-Hermitian morphing of topological modes. [Nature](#), 2022, 608: 50–55
- 45 Gao P, Willatzen M, Christensen J. Anomalous topological edge states in non-Hermitian piezophononic media. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 206402
- 46 Zhang X, Zhang T, Lu M H, et al. A review on non-Hermitian skin effect. [Adv Phys-X](#), 2022, 7: 2109431
- 47 Yokomizo K, Murakami S. Non-bloch band theory of non-Hermitian systems. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 066404
- 48 Zhang X, Tian Y, Jiang J H, et al. Observation of higher-order non-Hermitian skin effect. [Nat Commun](#), 2021, 12: 5377
- 49 He C, Li Z, Ni X, et al. Topological phononic states of underwater sound based on coupled ring resonators. [Appl Phys Lett](#), 2016, 108: 031904
- 50 Gao H, Xue H, Gu Z, et al. Anomalous Floquet non-Hermitian skin effect in a ring resonator lattice. [Phys Rev B](#), 2022, 106: 134112
- 51 Gu Z, Gao H, Xue H, et al. Transient non-Hermitian skin effect. [Nat Commun](#), 2022, 13: 7668
- 52 Zou D, Chen T, He W, et al. Observation of hybrid higher-order skin-topological effect in non-Hermitian topoelectrical circuits. [Nat Commun](#), 2021, 12: 7201
- 53 Mo Q, Sun Y, Li J, et al. Imaginary-disorder-induced topological phase transitions. [Phys Rev Appl](#), 2022, 18: 064079
- 54 Yang H, Zhang X, Zhao D, et al. The self-collimation effect induced by non-Hermitian acoustic systems. [Appl Phys Lett](#), 2019, 114: 133503

Summary for “非厄米拓扑声学中新奇物态的研究进展”

Progress on the novel states in non-Hermitian topological acoustics

Zhongming Gu, Jiamin Guo & Jie Zhu*

Institute of Acoustics, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China

* Corresponding author, E-mail: jiezhu@tongji.edu.cn

Non-Hermitian physics has been a newly emerging research front in many branches of physics, like quantum systems, photonics and ultracold atoms. Considering the energy exchange to the environment, the non-Hermitian system can exhibit many intriguing states that have no Hermitian counterparts. Besides, the topological state of matter is another hot topic to many researchers. Topological insulators can be metallic at the surface while keep isolated in the interior. This intriguing property is robust to backscattering and many external disorders, under the topological protection. After being introduced to the field of condensed matter physics to explain the integer quantum hall effect, topological physics has been extended to classical physics rapidly. By combining the non-Hermiticity and topology, the non-Hermitian topological insulator has its unique properties and gives rise to many novel phenomena that can hardly be realized in purely non-Hermitian or topological systems. Owing to the large macroscopic dimension and flexible fabrication, acoustic systems can be regarded as an ideal platform to study the interaction between the non-Hermiticity and topology. The information of the fields, i.e., energy distribution, phase response and frequency response, can be easily detected in many approaches. Also, the gain effect can be mimicked by flow sound interactions, electric acoustic conversion and thermoacoustic effects in acoustics.

In this paper, we mainly focused on three aspects of non-Hermitian topological acoustics. First, we introduce the cases that on-Hermitian modulation is imposed on the topological system. Under this circumstance, the degenerated topological states will be divided into two groups. One is related to the amplified mode, the other one is related to the attenuated mode. Second, we introduce the cases that the topological phases are induced by non-Hermiticity solely. Non-Hermiticity can play the role of coupling that changes the real part of eigen-spectra. Thus, with the appropriate non-Hermitian modulation, the acoustic system can be changed from trivial phases into non-trivial phases, associated with the rich topological states. Finally, we introduce the non-Hermitian skin effect, which is a unique feature of non-Hermitian systems. By constructing non-reciprocal couplings or introducing gain and loss modulations to the on-site potential, the conventional bulk-boundary-correspondence breaks and all the bulk modes will be driven to the boundaries of the system. The band structure obtained from periodical boundary conditions is not consistent with that obtained from open boundary conditions, which finally indicates a “point gap” in the complex eigen-spectra. In acoustics, we can utilize the technique of signal processing to realize the non-reciprocal coupling in an active way. Also, we can employ the coupled ring structure to decouple the clockwise and counterclockwise modes to construct pseudo-spin degree. By introducing asymmetric non-Hermitian modulation to the linking ring, the reciprocity can be broken effectively for the modes with specific pseudo-spin degree.

Throughout this paper, we have discussed the methods that introduce the non-Hermitian modulation during the simulations and calculations, the versatile approaches to demonstrate the characteristics of non-Hermitian topological phases and the experimental skills in fabrications and measurements. We hope this paper can be useful to the readers who are interested in non-Hermitian topological acoustics.

non-Hermitian acoustics, topological acoustics, acoustic metamaterials, phononic crystals

doi: [10.1360/TB-2023-0280](https://doi.org/10.1360/TB-2023-0280)