

探针下的量子奇境：拓扑超导体的原子级精准构筑与探测*

王东飞[†]

(北京理工大学物理学院 先进光电量子结构设计与测量教育部重点实验室 先进光场显示芯片与系统全国重点实验室 北京 100081)

Quantum wonderland beneath a microscopic tip: constructing and probing topological superconductors with atomic precision

WANG Dong-Fei[†]

(State Key Laboratory of Chips and Systems for Advanced Light Field Display, Key Lab of Advanced Optoelectronic Quantum Architecture and Measurement, School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2024-12-20 收到

[†] email: dfwang@bit.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20250504

CSTR: 32040.14.wl20250504

摘要 拓扑超导体作为近年来新兴的一类超导体，是研究物质拓朴性、超导对称性等基础物性的理想平台。拓扑超导体还可以支持一种反粒子等于其自身的马约拉纳任意子的存在，这种神奇粒子有望被应用于容错量子计算。扫描隧道显微镜及扫描隧道显微谱仪由于其极高的空间分辨率和能量分辨率，是在原子尺度研究物质拓扑超导电性的先进实验手段。文章简要介绍了拓扑超导体及马约拉纳任意子的相关物理性质及理论模型，并回顾了近年来利用扫描隧道显微技术对拓扑超导体及马约拉纳任意子的有关研究进展。整体上该领域的微观尺度研究发展迅速，一系列新型拓扑超导物质体系被相继发现，并找到了马约拉纳任意子存在的一些有力证据。同时，仍需要多维度的探测及表征手段来加深对拓扑超导体中所观测到的各种新奇物态的理解。

关键词 拓扑超导体，马约拉纳任意子，扫描隧道显微镜，扫描隧道显微谱学

Abstract Topological superconductors, an emergent class of superconducting states, provide an ideal platform for the investigation of topology as well as parity symmetry. They also support the existence of Majorana anyons—quasiparticles that are their own antiparticles—with potential applications in fault-tolerant quantum computation. Scanning tunneling microscopy and spectroscopy are advanced experimental techniques widely used to study topological superconducting states due to their ultrahigh spatial and energy resolution. In this article, we briefly discuss the fundamental properties and theoretical models of topological superconductors and Majorana anyons, as well as recent experimental progress based on scanning tunneling microscopy. Overall, research on topological superconductors at the nanoscale is advancing rapidly, with numerous potential material platforms being realized and growing evidence for Majorana anyons being reported. However, multi-dimensional detection methods and more systematic experimental investigations are still needed to achieve a comprehensive understanding of the novel phenomena observed.

Keywords topological superconductor, Majorana anyon, scanning tunneling microscope, scanning tunneling spectroscopy

* 国家自然科学基金(批准号: 12474474)资助项目

1 引言

超导体(superconductor, SC)是一种零电阻的导体,是实现无损耗电力传输的理想材料;同时,由于其抗磁性,也被应用于磁悬浮技术。自从1911年昂内斯发现超导电性以来,对超导电性的理解以及对新超导材料的开发一直是物理与材料领域的研究前沿。近年来,随着各国对量子计算的大力发展^[1],研究者认识到可以利用某些特殊的超导器件来实现量子计算机中的基本运算单元——量子比特,为实用量子计算机的构建带来曙光。然而,基于传统超导体技术路线构筑的量子比特易受环境噪声影响,其量子态退相干时间短,增加了信息的处理难度。拓扑超导体是一类特殊的超导体,基于拓扑超导体中马约拉纳任意子构筑的量子比特受拓扑保护,为容错量子计算提供了一个可行的研究方案^[2]。因此,对拓扑超导体的研究目前已成为超导材料学与超导物理学的一个重要分支。

2 拓扑超导体和马约拉纳任意子简介

2.1 拓扑超导态

根据经典的BCS超导电性理论,当超导体温度降低到临界温度以下时,超导体中的电子将两两相互吸引,形成库珀对。由于电子是费米子,根据泡利不相容原理,最低能量状态只能单电子占据,不能形成宏观的量子态。然而,通过库珀对两两“绑定”在一起的电子由于总自旋为整数可被认为是玻色子,玻色子可以发生玻色—爱因斯坦凝聚形成宏观量子态,因此可简单认为超导态是库珀对在临界温度以下时发生了玻色—爱因斯坦凝聚。此时超导体内部的电子全部以库珀对的形式存在及运动,没有单独自由运动的电子。假如以某些方式可以

把库珀对拆开,使得原来配对的电子重新做独立运动,那么这时体系的超导态会被破坏。拆开库珀对的方式有很多种,比如加热、光照、磁场等,但都需要其等价的激发能量高于一个阈值,称为超导能隙 Δ 。

传统超导体无论其内部还是边界,在超导能隙内只有库珀对的宏观凝聚态,没有单粒子态(或准粒子态)。拓扑超导体是一种特殊的超导体,这种超导体边界的超导能隙之内具有单粒子态,并且这种单粒子态受拓扑保护^[3, 4]。比如,将一个拓扑超导体一分为二后,两个新的超导体仍然是拓扑超导体,其各自边界仍具有超导能隙内的单粒子态。在体一边对应关系上,拓扑超导体与拓扑绝缘体十分类似^[5]。拓扑超导体最引人注意的地方在于其边界存在一种叫做马约拉纳任意子的准粒子态,这种任意子满足非阿贝尔统计,可基于其构建拓扑量子比特,用于容错量子计算。

2.2 马约拉纳任意子

1937年,意大利物理学家马约拉纳在求解狄拉克方程时发现,有些粒子的反粒子等于其自身,这种粒子后来被称为马约拉纳费米子。自由的马约拉纳费米子仍然是费米子,符合狄拉克统计,不是任意子。对于不考虑自旋的超导体,其电子的产生(消灭)算符记为 $c^\dagger(c)$ 。假设 $\gamma_1 = c + c^\dagger$, $\gamma_2 = (c - c^\dagger)/i$, 由 γ_1 、 γ_2 算符代表的零能准粒子同样等于其反粒子,因此这类准粒子被称为超

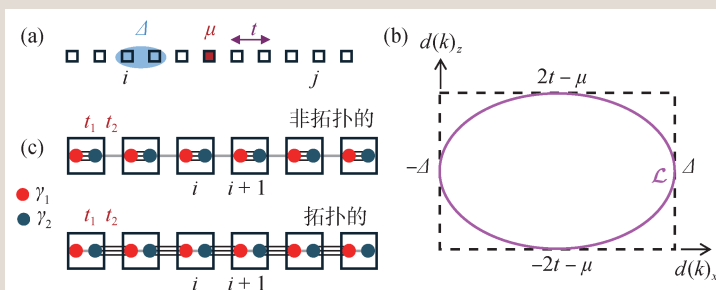
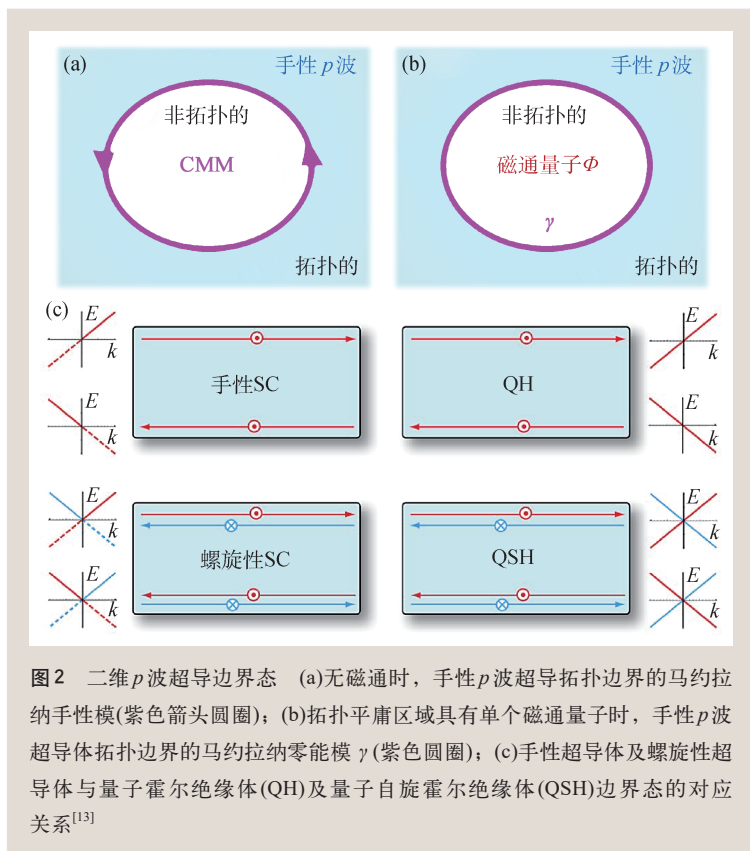


图1 一维 Kitaev 模型 (a)一维无自旋 p 波超导晶格模型,物理格点用方框表示。电子能够以能量 μ 停留在某格点,或以能量 t 在不同格点跳跃;(b) $d(k)$ 在 k 遍历布里渊区时所形成的闭合路径 $\mathcal{L}$; (c)格点电子用马约拉纳费米子(彩色圆圈)表示后系统可能所处的两种拓扑状态



导体中的马约拉纳费米子或者马约拉纳零能模(Majorana zero mode, MZM)。因此, 马约拉纳零能模可以看作一半为电子, 一半为空穴。等价的, 也可以将电子视为由两个马约拉纳零能模 γ_1 、 γ_2 构成。值得注意的是, 电子的占据数算符 N 可以用马约拉纳算符表示为 $N = (1 + i\gamma_1\gamma_2)/2$; 所以相互配对的马约拉纳零能模可以表示出一个电子的占据态 $|1\rangle$ 与非占据态 $|0\rangle$, 这两个状态可以用于构建一个量子比特。因此, 可以利用 $2N$ 个马约拉纳零能模在粒子数表象来构筑 N 个量子比特, 其具有 2^N 个简并的基态。Ivanov 证明这些量子比特基态可以通过马约拉纳零能模的非阿贝尔编织操作实现相互变换^[6], 因此这类马约拉纳零能模后来又被成为凝聚态物质中的马约拉纳任意子。

2.3 拓扑超导体中的马约拉纳任意子

如何从拓扑超导体来构造相互配对的马约拉纳零能模呢? 以一维的无自旋超导体为例, 如图1(a)所示, 其哈密顿量可以写为

$$H = \sum_i t(c_i^\dagger c_{i+1} + c_{i+1}^\dagger c_i) - \mu c_i^\dagger c_i + \Delta(c_i c_{i+1} + c_{i+1}^\dagger c_i^\dagger). \quad (1)$$

Kitaev 在研究该体系的哈密顿量时发现, 该超导体存在拓扑相与非拓扑相, 取决于该体系的化学势 μ 与格点跃迁能 t 的相对大小^[7]。可将该“二能级”哈密顿量用 BdG (Bogoliubov—de Gennes) 方程在动量空间用泡利矩阵矢量 σ 写出:

$$H = \sum_k (c_k^\dagger \ c_{-k}) H_{\text{BdG}}(k) \begin{pmatrix} c_k \\ c_{-k}^\dagger \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$H_{\text{BdG}}(k)$ 可被写为三维矢量 $\mathbf{d}(k)$ 与 σ 的内积: $H_{\text{BdG}}(k) = \mathbf{d}(k) \cdot \sigma$ 。其中, $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, $\mathbf{d}(k) = (\Delta \sin k, 0, 2t \cos k - \mu)$ 。简单分析该哈密顿量可知: $\mathbf{d}(k) = 0$ 时系统具有简并态; $\mathbf{d}(k) \neq 0$ 时系统始终存在能隙。当 $|\mu| > 2t$ 时, $\mathbf{d}(k)$ 在 $\mathbf{d}(k)_x - \mathbf{d}(k)_z$ 平面内所构成的闭合路径 $\mathcal{C}$ 无论 k 在布里渊区如何取值, 均不包含

能级简并点 $\mathbf{d}(k) = 0$; 当 $|\mu| < 2t$ 时, $\mathbf{d}(k)$ 所构成的闭合路径将包括简并点, 如图1(b)所示。可见, 这两个能隙相在拓扑上是不等价的。 $|\mu| < 2t$ 时, $\mathbf{d}(k)$ 具有非零缠绕数, 为拓扑相^[8]。将电子消灭算符用马约拉纳费米子消灭算符表示: $c_i \equiv \gamma_{1i} + i\gamma_{2i}$, 得到了如下的哈密顿量:

$$H = 2i \sum_i t_1 \gamma_{1i} \gamma_{2i} + t_2 \gamma_{2i} \gamma_{1i+1}, \quad (3)$$

其中 $t_1 = \mu$, $t_2 = t + \Delta$ 。假定 $\mu = 0 < t + \Delta$, 根据前文分析, 此时系统处于拓扑相, 哈密顿量中只有在相邻物理位点间马约拉纳费米子的跃迁而没有同一个物理位点内的跃迁过程。因此, 该体系将在一维线的两端具有未配对的马约拉纳费米子; 它们在这个体系中总是成对出现, 是马约拉纳任意子, 如图1(c)所示。

3 p波拓扑超导体

通过对超导体哈密顿量按照时间反演对称性、粒子空穴对称性以及手性对称性三种对称性分析,

理论学家将超导体成功进行了拓扑分类^[9, 10]。所有超导哈密顿量分为了6种类型, 分别为C、CI、CII、D、DIII、BDI。由于实验上尚未在纯 s 波超导体中发现拓扑超导电性, 本文将主要介绍基于 p 波或者等效 p 波的拓扑超导体。

3.1 无时间反演对称拓扑超导体

对于无时间反演对称性的D类 p 波超导体, 二维^[11]和一维^[7]的理论分别由Read及Kitaev等先后提出。二维 $p + ip$ 手性超导体(chiral SC)的拓扑相与马约拉纳任意子的关系推导过程可见Alicea的综述介绍^[12], 其特有的体一边对应关系如图2所示。从图2(a)中可以看出, 处于拓扑超导相的二维 p 波超导体边界具有非零能马约拉纳手性模(chiral Majorana mode, CMM)。这种手性模位于超导能隙之内, 其所代表的准粒子态具有非零动量, 非常类似于量子霍尔绝缘体边界的手性边界态。不同的是, 这种手性超导体边界的CMM具有粒子—空穴对称性。当二维 p 波超导体内部具有单个磁通量子时, 磁通涡旋处将会钉扎一个动量为零、能量为零的马约拉纳零能模, 该零能态也被称为马约拉纳束缚态, 如图2(b)所示。

3.2 时间反演对称拓扑超导体

对于有时间反演对称性的DIII类 p 波超导体, Zhang等人首先研究了二维与三维拓扑超导体的体一边对应关系以及马约拉纳零能模的存在

条件^[13]。通过与整数量子霍尔效应(quantum Hall, QH)以及量子自旋霍尔效应(quantum spin Hall, QSH)作对比, Zhang等人得出结论: (1)对于二维时间反演对称的 p 波拓扑超导体, 其可视为 $p + ip$ 与 $p - ip$ 超导的叠加, 为螺旋性拓扑超导体(helical SC), 由拓扑不变量 Z_2 描述^[9, 12]。边界具有螺旋性马约拉纳零能模, 如图2(c)所示; (2)二维时间反演对称的拓扑缺陷上将具有2个自旋简并的马约拉纳零能模; (3)拓扑超导边界态自由度与整数量子霍尔及量子自旋霍尔边界态自由度关系为: $QSH = (QH)^2 = (\text{helical SC})^2 = (\text{chiral SC})^4$; (4)对于三维时间反演对称的 p 波拓扑超导体, 其表面具有整数 Z 个马约拉纳锥, 不再由 Z_2 表示拓扑性。

3.3 实用等效 p 波超导模型

实验上, 本征的D类及DIII类拓扑超导体极难实现。理论学家研究了基于现有的材料体系构造等效 p 波超导体的可行性。比较具有代表性的包括Fu—Kane提出的超导近邻拓扑绝缘体^[14]、Das Sarma等提出的超导近邻半导体^[15–17]、Nadj-Perge等提出的超导近邻磁性原子链^[18–21]、Röntynen等提出的超导近邻常规磁性薄膜^[22–24]与超导近邻非常规磁性薄膜^[25–29], 以及Pientka提出的 π 相位差平面约瑟夫森结模型^[30]等。由于本文重点介绍利用扫描隧道显微手段对拓扑超导体及马约拉纳任意子的研究, 将不再对近邻半导体纳米线以及平面约瑟夫森结的输运研究进行介绍。

Fu—Kane模型是指利用传统 s 波超导体近邻拓扑边界态或表面态, 相应的边界态在哈密顿量

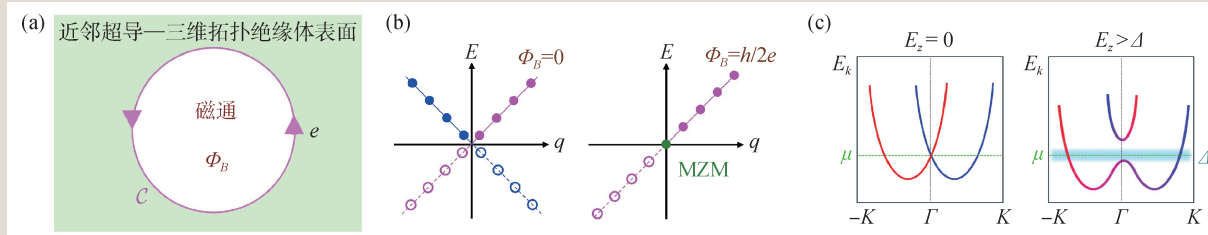


图3 等效 p 波超导模型 (a)近邻超导—三维拓扑绝缘体表面超导磁通涡旋等效示意图; (b)磁通为零(左)与磁通为 $h/2e$ (右)时, 能隙内Bogoliubov准粒子态能级分布示意图; (c)半导体纳米线在自旋轨道耦合及外磁场作用下将发生能带自旋混合并打开能隙, 其中左侧磁场为零, 右侧磁场非零

里由 $\sigma \cdot p$ 描述, 其自由度为自由电子气的一半, 自旋不再是好量子数。该哈密顿量在 Nambu 表象下具有型如 $(k_x \pm ik_y)c_{\uparrow k}^\dagger c_{\downarrow -k}^\dagger$ 的项, 为等效的 p 波超导体。由于其满足时间反演对称性以及粒子空穴对称性, 属于 DIII 类。对于一个三维的 DIII 类拓扑超导体, 磁通涡旋或者二维磁性薄膜的引入会破坏时间反演对称性, 这两者均可看成 DIII 类的三维拓扑问题收缩到了 D 类的一维^[31]和二维^[24]。如果把磁通视为磁感线穿过样品的一个孔洞, 对于沿着孔洞闭合边界 C 做运动的拓扑表面态电子 (图 3(a)), 其能量、动量将量子化, 波函数在动量空间走一圈后贝里相位变化为 π ; 而周期性边界条件给出的波函数相位变化为 $2m\pi$; 因此, 总相位变化为 $(2m+1)\pi$ 。另一方面, 电子波数 q 及能量均正比于该值, 如果只有洞无磁通, 能量将不过零点, 边界具有手性马约拉纳模式, 如图 3(b) 所示。磁通的出现使得系统具有额外的几何相位 π , 波数、动量及能量均过零点, 此即马约拉纳零

能模。一维的超导近邻半导体纳米线以及磁性原子链也均可看做等效的 p 波配对。例如, 半导体纳米线在 Rashba 自旋轨道耦合 E_{soc} 以及塞曼效应的作用下会产生两个自旋轨道锁定的能带, 拓扑超导发生在塞曼能 $E_z \gg E_{\text{soc}}$ 且化学势仅位于其中一条能带时^[32], 如图 3(c) 所示。本文中所列举的实验大部分属于二维或者一维 D 类拓扑超导体及其边界马约拉纳模态的研究。

4 拓扑超导体的扫描隧道显微镜研究

扫描隧道显微镜 (scanning tunneling microscope, STM) 作为先进的物质表面表征手段, 具有原子级的空间分辨率。目前先进的 STM 系统可以工作在极低温、强磁场等极端实验条件下, 为研究拓扑超导体, 尤其是其非平庸边界态 (MZM 或者 CMM) 的本征性质提供了可能性。接下来将介绍近年来以 STM 为手段研究拓扑超导体的实验

进展, 分为五部分, 分别介绍如下。

4.1 一维磁性原子链及纳米线

最早利用 STM 观察到一维拓扑超导电性的体系是 Pb(110) 表面上自组装的铁原子链^[33, 34]。扫描隧道显微谱仪 (scanning tunneling spectroscopy, STS) 发现在原子链的一个端点处具有零能束缚态而链的内部并没有, 如图 4(a) 所示。Yazdani 等认为该原子链实现了一维的 Kitaev 模型, 边界的零能峰可被视为马约拉纳零能模。该实验迅速被其他研究组所重复^[35, 36]。然而, 当把 Fe 原子换为 Co 原子时^[37], 原子

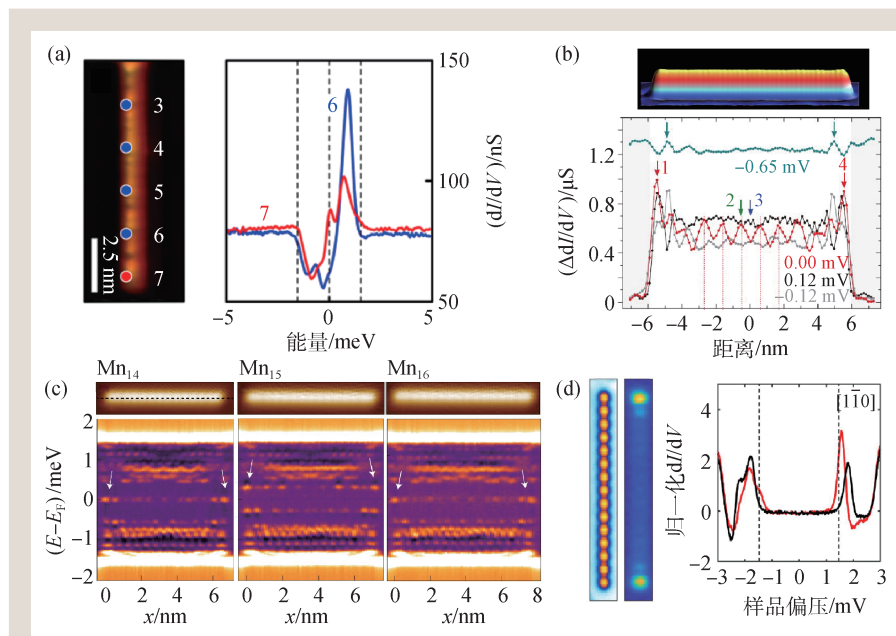


图 4 一维近邻超导原子链 (a) Pb(110) 表面自组装 Fe 原子链的形貌图 (左) 及在端点发现的马约拉纳零能模 (右, 红色谱线, 对应左侧图中的端点红色原子)^[33]; (b) Re(0001) 表面人造 Fe 原子链的面内自旋极化形貌图 (上) 及在原子链两端增强的零能态密度 (下, 红色谱线 1、4 位置)^[39]; (c) Nb(110) 表面不同长度的人造 Mn 原子链, 从左至右依次为 14 个 Mn 原子链、15 个 Mn 原子链及 16 个 Mn 原子链的形貌图 (上) 以及相应的不同位置的微分电导谱 (下)。白色箭头指示高亮了的端点处增强的能隙内态密度^[43]; (d) Nb(110) 表面 $[1\bar{1}0]$ 方向 15 个原子长度的人造 Cr 原子链形貌图 (左), 零能态密度微分电导空间分布图 (中) 以及在链端点所观测到的微分电导谱 (右, 红色谱线)^[44]

链被证明仍然具有铁磁性，但是零能态不再只局限于端点。因此Co原子链不具有拓扑超导特性。研究者认为，一方面自组装的Fe链或者Co链其单胞内均不止一个原子，因此会引入更多的能带，压缩拓扑的相空间^[38]；另一方面自组装的原子链一般都伴随着缺陷，同时研究两个端点的拓扑性质非常困难。因此，精细可控制造无缺陷的拓扑性单原子链成为了当前的热门研究方向。

Wiesendanger等人最先在Re(0001)表面通过原子操纵的方式精准构筑了无缺陷的Fe原子链^[39]。他们在40个原子长度的Fe链两端发现了增强的零能态密度，如图4(b)所示。在Re(0001)表面，当把Fe原子链替换为人造Mn原子链或者Co原子链时，未见增强的端点零能态密度^[40]。由于Re的超导转变温度仅为1.7 K，其超导能隙非常小，导致能隙内非零能的Yu—Shiba—Rusinov

(YSR)束缚态^[41]在实验温度的热展宽与零能峰会相互交叠，这影响了对马约拉纳零能模的直接观测。研究者相继在超导转变温度更高的Nb(110)及Ta(110)上构造了磁性原子链。通过利用准粒子干涉技术手段，Lucas等发现了Nb(110)表面沿[001]方向构造的Mn原子链某一轨道的YSR能带发生了拓扑反转，然而并未看到由该能带反转带来的边界零能态^[42]。他们还在另一个 $[1\bar{1}0]$ 方向构造Mn原子链，在该方向上只有一个YSR态耦合较强，等价于构造了一个单YSR能带^[43]。实验上发现边界零能峰随着原子链每增加一个原子而周期性的产生与消失，如图4(c)所示。此外，Sessi等在Nb(110)表面的 $[1\bar{1}0]$ 方向人造稀疏Cr原子链端点上发现了近零能束缚态，但并非马约拉纳零能模^[44]，如图4(d)所示。Choi等利用自旋轨道耦合

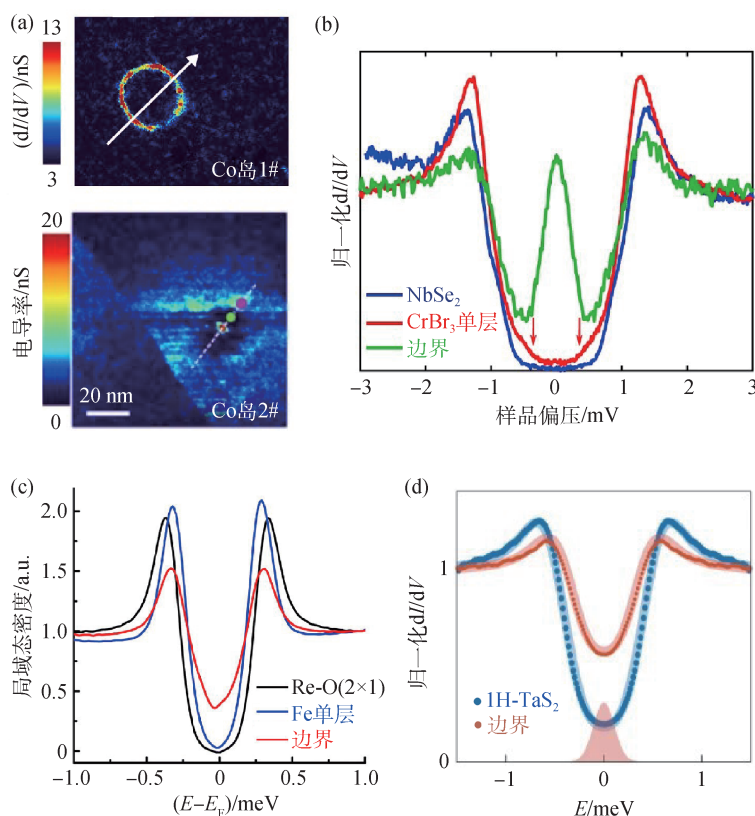


图5 二维拓扑超导体候选物质体系 (a) Pb/Co/Si 异质结体系中在不同Co岛附近观测到的零能束缚态空间分布^[49, 50]; (b)在CrBr₃/NbSe₂异质结体系边界观察到的零能束缚态(绿色谱线)^[51]; (c)在Fe/Re-O(2×1)异质结体系边界发现的能隙内增强态密度(红色谱线)^[53]; (d)在1H-TaS₂/1T-TaS₂同质异构体系边界发现的能隙内增强态密度(红色谱线)^[54]

比较强的 β -Bi₂Pd作为基底，在[001]方向的Cr原子链上观测到了边界零能峰，预示了该体系可能的拓扑超导电性^[45, 46]。

除人造磁性原子链外，研究者也尝试用扫描隧道显微镜研究非磁性金属纳米线以及半导体纳米线。Guinea等人通过STM针尖在Pb衬底上插入—拔出过后构造了竖直的Pb纳米结构，并在特定的磁场下观察到了零能峰的出现，其成因可能是该体系具有拓扑超导电性^[47]。Haim等人利用STM在纳米尺度研究了近邻超导半导体纳米线系统，发现该纳米线的电子结构对超导薄膜具有强鲁棒性^[48]。然而，由于半导体纳米线制备的复杂性与STM栅压调控的挑战性，该体系的原子尺度拓扑性研究任重道远。

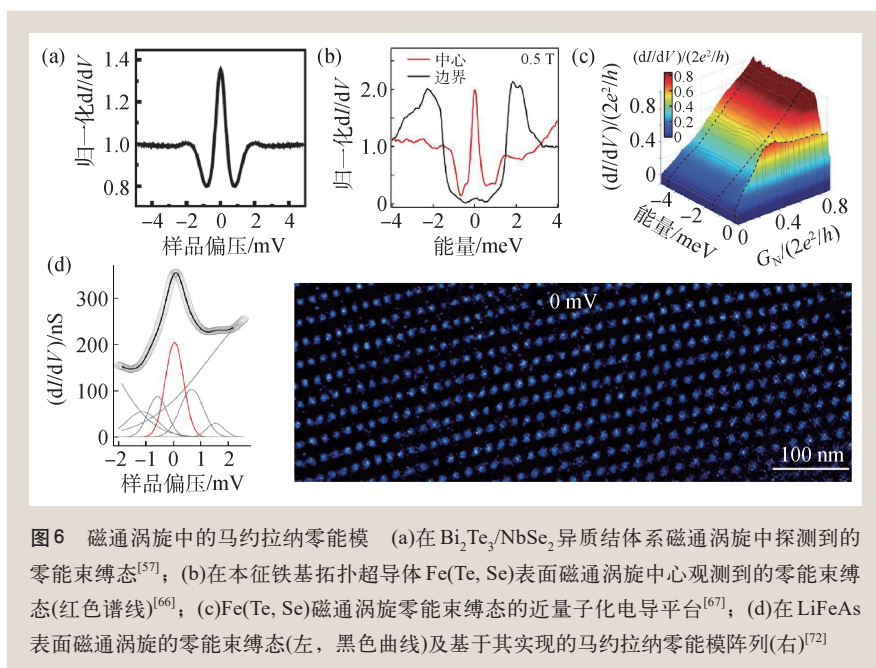


图6 磁通涡旋中的马约拉纳零能模 (a)在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结体系磁通涡旋中探测到的零能束缚态^[57]; (b)在本征铁基拓扑超导体 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面磁通涡旋中心观测到的零能束缚态(红色谱线)^[66]; (c) $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 磁通涡旋零能束缚态的近量子化电导平台^[67]; (d)在 LiFeAs 表面磁通涡旋的零能束缚态(左, 黑色曲线)及基于其实现的马约拉纳零能模阵列(右)^[72]

4.2 二维近邻拓扑超导体

目前, 二维拓扑超导体主要由二维磁体或者二维拓扑绝缘体与超导体的近邻异质结构实现。利用二维磁体与传统超导体构建的等效 p 波超导体目前存在两类主要的研究结果。

(1) 边界具有超导能隙内零能峰。Cren等最先在 $\text{Pb}/\text{Co}/\text{Si}$ 体系发现了疑似二维拓扑超导的证据。他们在一个 Co 岛的边缘附近发现了零能峰, 其峰位随空间位置呈现X型的色散关系^[49], 在另一个 Co 岛的边界与内部各发现了马约拉纳零能模, 该零能模的成对出现被认为是体系进入 p 波拓扑超导态的一个重要证据^[50], 如图5(a)所示。Liljeroth等人构造了二维铁磁体 CrBr_3 与 NbSe_2 的异质结^[51], 他们认为铁磁性岛带来的等效塞曼场可以驱动Rashba能带发生反转, 使得体系进入拓扑超导相。该研究组在这种铁磁性岛的边界发现了零能的边界态, 并解释为马约拉纳零能模, 如图5(b)所示。值得注意的是, 该零能峰在远离边界时会偏离零能, 这并不是本征马约拉纳零能模的属性。最近Feng等人对相同体系的研究表明, 该边界的零能峰也可能起源于能量非常靠近零的YSR束缚态^[52]。

(2) 边界具有超导能隙内增强的态密度。Wiesendanger等在氧重构的 $\text{Re}(0001)$ 表面生长了铁原子岛, 并在其边界发现了整个超导能隙内增强的态密度, 而非零能峰^[53]。其具有鲁棒性, 在很大程度上不受局域杂质的影响, 给出了马约拉纳手性模的证据, 如图5(c)所示。Haim等在 1T-TaS_2 基底上生长的 1H-TaS_2 岛边界观察到了类似的边界态密度增强现象, 结合磁通涡旋的能谱研究等, 他们认为该体系同样存在拓

扑节点超导电性的可能性, 如图5(d)所示^[54]。Zhong等人在 NbSe_2 上生长了二维反铁磁性的单层 CrI_2 , 不同于 CrBr_3 体系, CrI_2 边界具有增强的能隙内态密度而非零能峰^[55]。

此外, Hunt等人构造了二维拓扑绝缘体 WTe_2 与 NbSe_2 的异质结, 并发现了 WTe_2 岛拓扑与超导共存, 然而, 在 WTe_2 边界能隙内态密度仅有微小变化^[56]。由于二维拓扑绝缘体的稀有性, 该方面的研究进展仍然缓慢。以上研究表明对于二维等效 p 波超导体的不同材料体系, 其边界能隙内态密度的表现形式具有明显差异, 仍需更为精巧的实验设计来证明理想 p 波拓扑超导体的体一边对应关系。

4.3 拓扑—超导异质体系及本征拓扑超导体

关于三维拓扑超导体的研究主要集中在拓扑绝缘体—超导体异质结以及本征的三维拓扑超导体体系。

(1) 拓扑绝缘体—超导体异质结。Jia等人首先根据Fu—Kane模型构造出了三维拓扑绝缘体与超导体 NbSe_2 的异质结, 并在磁通涡旋中观测到了疑似马约拉纳零能模的零能峰^[57, 58], 如图6(a)所示。Wiesendanger和Wen等人首先实现了高

温铁基超导体与拓扑绝缘体的异质结^[59, 60], 观测到了二重对称性的超导各向异性现象。Zhang 等人在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面额外生长了一层 MnTe , 并在其表面发现了具有鲁棒性的零场下零能峰^[61]。此外 Wen 等人在 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面的 Bi 岛上也发现了干净的零能峰, 该体系有望成为拓扑超导体的另一个候选者^[62]。研究者也在尝试构造更高转变温度的铜基超导体—拓扑绝缘体异质结, 并得到了能隙二重对称性的近邻超导电性^[63]。

(2) 本征拓扑超导体。作者所在的高鸿钧与丁洪联合团队在本征拓扑超导体 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面^[64] 不仅发现了之前报道的非零能涡旋束缚态^[65], 而且在很多磁通涡旋中心观测到了零能的涡旋束缚态 (图 6(b))。不同于之前的报道, 该零能束缚态峰位不随空间位置变化而发生劈裂^[66]; 进一步实验表明该零能峰具有近量子化的电导平台^[67], 如图 6(c) 所示。因此, 该零能峰极有可能是所探寻的马约拉纳零能模。通过对大量的磁通涡旋做统计, 我们发现该表面存在拓扑与非拓扑区域。拓扑性区域的能隙束缚态相较于非拓扑区域发生了半整数的能量嬗移^[68]。以上结果分别被日本理化研究所^[69]、伊利诺伊大学^[70]以及南京大学^[71]独立验证。作者利用荷电针尖 STM 技术给出了 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面化学势分布不均匀的直接证据, 当化学势远离拓扑表面态时, 该区域的磁通涡旋将不再出现零能峰^[73]。此外, Liu 等人在 $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ 表面发现了拓扑表面态, 并在磁通涡旋中发现了疑似马约拉纳零能模的零能束缚态。Kong 等人在 LiFeAs 表面发现零能模只出现在杂质附近的磁通涡旋, 这一结果暗示了杂质的掺杂效应, 其附近的化学势被拉升到了拓扑表面态^[74]。Cao 等人发现应力对 LiFeAs 的能带结构及能隙

均有调节作用^[75], 并在某些应力下发现了零能的涡旋束缚态^[76]。随后成功在具有特殊应力的 LiFeAs 样品表面构造了马约拉纳零能模阵列^[72], 如图 6(d) 所示。Feng 等人在更高转变温度的 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ 表面磁通涡旋内发现了零能束缚态^[77, 78], 并发现其具有量子化的电导平台^[79], 预示着其可能为本征的拓扑超导体。此外, Xue 等人在拓扑超导体候选者 $\beta\text{-Bi}_2\text{Pd}$ 薄膜^[80]以及 2M-WS_2 ^[81] 的磁通涡旋中均发现了疑似马约拉纳零能模的零能束缚态, 且在 2M-WS_2 表面磁通中的零能束缚态具有高度各向异性, 并可以被应力所调控^[82]。

4.4 拓扑超导体缺陷的 STM 研究

点缺陷, 如磁性原子, 被预言可以在拓扑超导体表面产生量子反常涡旋, 该磁通涡旋同样可以支持马约拉纳零能模的存在^[83]。Yin 等人在 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 表面单原子缺陷处发现了疑似马约拉纳零能模的零能峰^[84]; Fan 等人通过精细调控 Fe 原

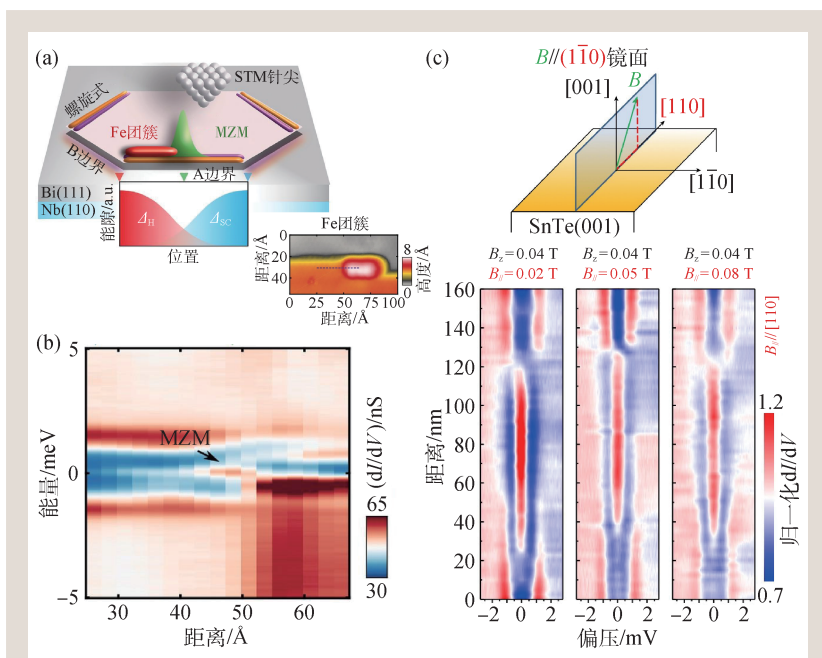


图7 高阶拓扑超导体的STM研究 (a)在 Bi(111)/Nb(110) 高阶拓扑超导体体系中的拓扑边界模型示意图及在拓扑边界构造的 Fe 团簇形貌图(右下); (b)在 Bi(111) 拓扑性边界 Fe 团簇端点处观测到的马约拉纳零能模(黑色箭头)^[100]; (c)超导拓扑晶体绝缘体 SnTe 表面对称性分析(上), 在 SnTe/Pb 单个磁通涡旋中两个马约拉纳束缚态共存的实验发现(下, 从左至右磁场平行分量依次增大)^[102]

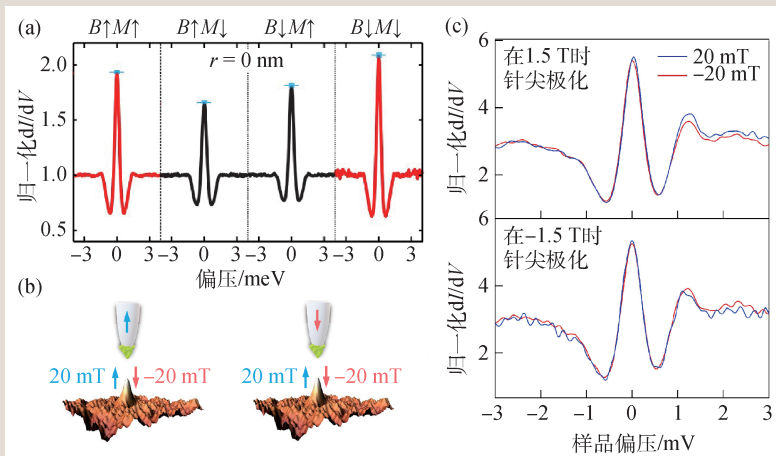


图8 拓扑超导体自旋极化STM研究 (a)在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结体系表面磁通涡旋中,零能束缚态的自旋极化STM测量^[107]; (b)在 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 表面Fe原子自旋极化的STM测量过程示意图,通过施加+20 mT与-20 mT磁场来极化Fe原子自旋取向,左图中磁性针尖自旋极化方向朝上,右图中极化方向朝下^[109]; (c) $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 表面Fe原子零能束缚态的自旋极化STM测量结果^[109]

子与 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 基底的相互作用,使得其YSR态发生了两次量子相变,在第二次相变后Fe原子上只显示零能峰^[85],暗示了其拓扑性起源;Wang等人在单层 FeSe 、单层 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 薄膜的Fe原子缺陷处发现了零能模^[86],并在单层 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 一维线缺陷的两端发现了零能峰,疑似马约拉纳零能模^[87, 88]。Zhang等人在 LiFeAs 以及 PbTaSe_2 上的Fe原子处也发现了具有鲁棒性的零能峰^[89]。

除点缺陷,畴界也被预言可以支持手性或者螺旋性马约拉纳模的存在^[90-92]。理论学家预言了可能的材料体系,如 Sr_2RuO_4 ^[93]或铁基超导体^[94]等。目前实验上在畴界观测到手性或者螺旋性马约拉纳模的报道并不多。Madhavan等人在 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 的半整数晶格位移畴界处发现了一维的能隙内增强束缚态,并认为是螺旋性马约拉纳模存在的证据^[70]。然而最近的实验表明,其他晶格常数相对位移的畴界也可观测到类似的实验现象,预示着该体系的畴界处增强能隙态密度不仅只有马约拉纳型解释^[95]。

4.5 高阶拓扑超导体的STM研究

自从拓扑晶体绝缘体概念提出后,理论学家相继发展了高阶拓扑绝缘体与高阶拓扑超导体的

理论。其中, D 维 N 阶拓扑超导体被预言有 $D-N$ 维的边界态,比如马约拉纳棱模和角模。这种新奇的体系可以通过构造高阶拓扑绝缘体与超导体的异质结实现^[96-98]。目前STM实验上在这个方向的研究进展仍然很有限,主要一个原因为本征的高阶拓扑绝缘体十分稀有。Bi被预言是理想的高阶拓扑绝缘体并被多个实验组证实^[99]。Yazdani等在Bi膜一类边界的端点处通过引入磁性杂质破坏时间反演对称性,成功观测到了疑似马约拉纳模的零能峰^[100],如图7(a),(b)所示。Jia等人构造了新型的超导拓扑晶体绝

缘体 $\text{Sn}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Te-Pb}$ ^[101],并成功在 SnTe 与 Pb 的异质结表面的磁通涡旋中发现了两个马约拉纳模共存的现象^[102],如图7(c)所示,与理论预言一致^[103]。Wiesendanger等通过构造单层反铁磁Mn原子与超导体 $\text{Nb}(110)$ 的异质结,观测到了只在一个边界出现的能隙内零能峰,这暗示该体系可能具有拓扑节点超导电性^[54, 104]。

5 拓扑超导体的先进扫描隧道谱学研究

先进扫描隧道谱学是指利用隧穿特定自旋方向的电子或者采集极微弱电子隧穿信号等非常规扫描隧道显微谱仪手段,以获得样品表面的磁性及量子效应等信息。通过以上讨论可以发现,确定性地证明在超导体中观测到的零能峰为马约拉纳零能模并非易事。除检测零能峰的空间分布特征、量子电导特征是否符合马约拉纳零能模的性质外,其自旋特征及磁场响应也可以被用来检验其是否为马约拉纳零能模^[105, 106]。Jia等人首先利用自旋极化的STM针尖在拓扑绝缘体—超导体异质结的磁通涡旋中观察到了自旋极化的零能峰,给出了该零能峰为马约拉纳零能模的另一个实验

证据^[107],如图8(a)所示。Yazdani等随后也在自组装Fe链端点处找到了零能峰自旋极化的证据^[108]。作者利用自旋极化STM发现Fe(Te, Se)表面自然沉积的Fe原子存在零能峰,然而其并非自旋极化的,不能将其认定为马约拉纳零能模^[109],如图8(b), (c)所示。

除自旋极化电流信号外,STM隧道结的散粒噪声谱同样被预言可用于区分平庸束缚态与马约拉纳零能模^[110, 111]。Massee等人首先给出了拓扑平庸YSR束缚态的低能散粒噪声谱,为相似体系中零能峰的散粒噪声提供了YSR机制起源的参考值。Ge等人在实验中检测了Fe(Te, Se)表面磁通涡旋中的疑似马约拉纳零能模中零能峰的散粒噪声谱^[112],发现其实验数据可以排除该零能峰的YSR机制的起源,但不能排除其平庸涡旋束缚态的起源。

参考文献

- [1] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information; 10th Anniversary Edition, Cambridge University Press, 2010. p709
- [2] 朱国毅,王瑞蕊,张广铭. 物理, 2017, 46: 154
- [3] Sato M, Ando Y. Rep. Prog. Phys., 2017, 80: 076501
- [4] Kitaev A Y. Annals of Physics, 2003, 303: 2
- [5] Qi X L, Zhang S C. Rev. Mod. Phys., 2011, 83: 1057
- [6] Ivanov D A. Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 268
- [7] Kitaev A Y. Phys.-Usp., 2001, 44: 131
- [8] Kane C L. Contemporary Concepts of Condensed Matter Science. Elsevier, 2013. pp.3—34
- [9] Schnyder A P, Ryu S, Furusaki A *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 195125
- [10] Kitaev A. AIP Conference Proceedings, 2009, 1134: 22
- [11] Read N, Green D. Phys. Rev. B, 2000, 61: 10267
- [12] Alicea J. Rep. Prog. Phys., 2012, 75: 076501
- [13] Qi X L, Hughes T L, Raghu S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 187001
- [14] Fu L, Kane C L. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 096407
- [15] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 040502
- [16] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 077001
- [17] Oreg Y, Refael G, von Oppen F. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 177002
- [18] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Bernevig B A *et al.* Phys. Rev. B, 2013, 88: 020407
- [19] Braunecker B, Simon P. Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 147202

6 展望

拓扑超导体蕴含着丰富的物性并且是实现马约拉纳任意子的理想平台。扫描隧道显微镜和扫描隧道显微谱学是在原子尺度表征拓扑超导体边界态、超导能隙及束缚态的有力手段。近年来,随着各种新型STM实验技术的发展,该方向的研究有望迎来新的突破。比如,利用可调控样品栅压的STM技术研究超导材料在拓扑相与非拓扑相的连续相变;通过更加成熟的STM磁通涡旋操纵技术研究马约拉纳束缚态的融合与编织;利用自旋极化STM、散粒噪声STM等从多方面、多维度表征拓扑超导体中零能束缚态的特性等;同时,STM技术独有的空间分辨优势使得验证拓扑超导体在不同晶体对称性下的体一边对应关系成为可能。该领域的研究方兴未艾,未来仍大有可为。

- [20] Pientka F, Glazman L I, von Oppen F. Phys. Rev. B, 2013, 88: 155420
- [21] Klinovaja J, Stano P, Yazdani A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 186805
- [22] Röntynen J, Ojanen T. Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 236803
- [23] Li J, Neupert T, Wang Z *et al.* Nat. Commun., 2016, 7: 12297
- [24] Rachel S, Mascot E, Cocklin S *et al.* Phys. Rev. B, 2017, 96: 205131
- [25] Nakosai S, Tanaka Y, Nagaosa N. Phys. Rev. B, 2013, 88: 180503
- [26] Chen W, Schnyder A P. Phys. Rev. B, 2015, 92: 214502
- [27] Yang G, Stano P, Klinovaja J *et al.* Phys. Rev. B, 2016, 93: 224505
- [28] Hals K M D, Schechter M, Rudner M S. Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 017001
- [29] Pershoguba S S, Nakosai S, Balatsky A V. Phys. Rev. B, 2016, 94: 064513
- [30] Pientka F, Keselman A, Berg E *et al.* Phys. Rev. X, 2017, 7: 021032
- [31] Hosur P, Ghaemi P, Mong R S K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 097001
- [32] Albrecht Sven Marian 2016 (Copenhagen: University of Copenhagen, Faculty of Science, Niels Bohr Institute, Center for Quantum Devices)
- [33] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J *et al.* Science, 2014, 346: 602
- [34] Feldman B E, Randeria M T, Li J *et al.* Nat. Phys., 2017, 13: 286
- [35] Pawlak R, Kisiel M, Klinovaja J *et al.* npj Quantum Inf., 2016,

- 2:16035
- [36] Ruby M, Pientka F, Peng Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 197204
- [37] Ruby M, Heinrich B W, Peng Y *et al.* Nano Lett., 2017, 17: 4473
- [38] Jäck B, Xie Y, Yazdani A. Nat. Rev. Phys., 2021, 3: 541
- [39] Kim H, Palacio-Morales A, Posske T *et al.* Sci. Adv., 2018, 4: eaar5251
- [40] Schneider L, Brinker S, Steinbrecher M *et al.* Nat. Commun., 2020, 11: 4707
- [41] 于渌. 物理学报, 1965, 21: 75
- [42] Schneider L, Beck P, Posske T *et al.* Nat. Phys., 2021, 17: 943
- [43] Schneider L, Beck P, Neuhaus-Steinmetz J *et al.* Nat. Nanotechnol., 2022, 17: 384
- [44] Küster F, Brinker S, Hess R *et al.* Proceedings of the National Academy of Sciences, 2022, 119: e2210589119
- [45] Mier C, Hwang J, Kim J *et al.* Phys. Rev. B, 2021, 104: 045406
- [46] Trivini S, Ortuzar J, Zaldivar J *et al.* 2024, arXiv:2408.11704
- [47] Rodrigo J G, Crespo V, Suderow H *et al.* New J. Phys., 2013, 15: 055020
- [48] Reiner J, Nayak A K, Tulchinsky A *et al.* Phys. Rev. X, 2020, 10: 011002
- [49] Ménard G C, Guissart S, Brun C *et al.* Nat. Commun., 2017, 8: 2040
- [50] Ménard G C, Mesáros A, Brun C *et al.* Nat. Commun., 2019, 10: 2587
- [51] Kezilebieke S, Huda M N, Vaño V *et al.* Nature, 2020, 588: 424
- [52] Li Y, Yin R, Li M *et al.* Nat. Commun., 2024, 15: 10121
- [53] Palacio-Morales A, Mascot E, Cocklin S *et al.* Science Advances, 2019, 5: eaav6600
- [54] Nayak A K, Steinbok A, Roet Y *et al.* Nat. Phys., 2021, 17: 1413
- [55] Li P, Zhang J, Zhu D *et al.* Nano Lett., 2024, 24: 9468
- [56] Lüpke F, Waters D, de la Barrera S C *et al.* Nat. Phys., 2020, 16: 526
- [57] Xu J P, Wang M X, Liu Z L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 017001
- [58] Sun H H, Jia J F. npj Quant. Mater., 2017, 2: 1
- [59] Kamlapure A, Manna S, Cornils L *et al.* Phys. Rev. B, 2017, 95: 104509
- [60] Chen M, Chen X, Yang H *et al.* Science Advances, 2018, 4: eaat1084
- [61] Ding S, Chen C, Cao Z *et al.* Science Advances, 2022, 8: eabq4578
- [62] Chen X, Chen M, Duan W *et al.* Nano Lett., 2020, 20: 2965
- [63] Wan S, Gu Q, Li H *et al.* Phys. Rev. B, 2020, 101: 220503
- [64] Hao N, Hu J. National Science Review, 2019, 6: 213
- [65] Chen M, Chen X, Yang H *et al.* Nat. Commun., 2018, 9: 970
- [66] Wang D, Kong L, Fan P *et al.* Science, 2018, 362: 333
- [67] Zhu S, Kong L, Cao L *et al.* Science, 2020, 367: 189
- [68] Kong L, Zhu S, Papaj M *et al.* Nat. Phys., 2019, 15: 1181
- [69] Machida T, Sun Y, Pyon S *et al.* Nat. Mater., 2019, 18: 811
- [70] Wang Z, Rodriguez J O, Jiao L *et al.* Science, 2020, 367: 104
- [71] Chen X, Chen M, Duan W *et al.* 2019, arXiv:1909.01686
- [72] Li M, Li G, Cao L *et al.* Nature, 2022, 606: 890
- [73] Wang D, Zhong R, Gu G *et al.* Phys. Rev. Res., 2021, 3: L032055
- [74] Kong L, Cao L, Zhu S *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 4146
- [75] Cao L, Liu W, Li G *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 6312
- [76] Liu W, Hu Q, Wang X *et al.* Quantum Front., 2022, 1: 20
- [77] Liu Q, Chen C, Zhang T *et al.* Phys. Rev. X, 2018, 8: 041056
- [78] Zhang T, Bao W, Chen C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126: 127001
- [79] Chen Q L. Chin. Phys. Lett., 2019, 36: 57403
- [80] Lv Y F, Wang W L, Zhang Y M *et al.* Science Bulletin, 2017, 62: 852
- [81] Yuan Y, Pan J, Wang X *et al.* Nat. Phys., 2019, 15: 1046
- [82] Fan X M, Sun X Q, Zhu P H *et al.* National Science Review, 2024, 12: nwae312
- [83] Jiang K, Dai X, Wang Z. Phys. Rev. X, 2019, 9: 011033
- [84] Yin J X, Wu Z, Wang J H *et al.* Nat. Phys., 2015, 11: 543
- [85] Fan P, Yang F, Qian G *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 1348
- [86] Liu C, Chen C, Liu X *et al.* Science Advances, 2020, 6: eaax7547
- [87] Chen C, Jiang K, Zhang Y *et al.* Nat. Phys., 2020, 16: 536
- [88] Zhang Y, Jiang K, Zhang F *et al.* Phys. Rev. X, 2021, 11: 011041
- [89] Zhang S S, Yin J X, Dai G *et al.* Phys. Rev. B, 2020, 101: 100507
- [90] Teo J C Y, Kane C L. Phys. Rev. B, 2010, 82: 115120
- [91] Asahi D. Phys. Rev. B, 2012, 86: 100504(R)
- [92] Amundsen M, Juričić V. Commun. Phys., 2023, 6: 232
- [93] Hughes T L. Phys. Rev. B, 2014, 90: 235123
- [94] Hu L H, Zhang R X. 2022, arXiv:2207.10113
- [95] Mesáros A, Gu G D, Massee F. Nat. Commun., 2024, 15: 3774
- [96] Yan Z, Song F, Wang Z. Phys. Rev. Lett., 2018, 121: 096803
- [97] Wang Q, Liu C C, Lu Y M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2018, 121: 186801
- [98] Yan Z. Phys. Rev. B, 2019, 100: 205406
- [99] Schindler F, Wang Z, Vergniory M G *et al.* Nat. Phys., 2018, 14: 918
- [100] Jäck B, Xie Y, Li J *et al.* Science, 2019, 364: 1255
- [101] Yang H, Li Y Y, Liu T T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 125: 136802
- [102] Liu T, Wan C Y, Yang H *et al.* Nature, 2024, 633: 71
- [103] Fang C, Gilbert M J, Bernevig B A. Phys. Rev. Lett., 2014, 112: 106401
- [104] Bazarnik M, Lo Conte R, Mascot E *et al.* Nat. Commun., 2023, 14: 614
- [105] Kawakami T, Hu X. Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 177001
- [106] Sticlet D, Bena C, Simon P. Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 096802
- [107] Sun H H, Zhang K W, Hu L H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 257003
- [108] Jeon S, Xie Y, Li J *et al.* Science, 2017, 358: 772
- [109] Wang D, Wiebe J, Zhong R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126: 076802
- [110] Bolech C J, Demler E. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 237002
- [111] Golub A, Horovitz B. Phys. Rev. B, 2011, 83: 153415
- [112] Ge J F, Bastiaans K M, Chatzopoulos D *et al.* Nat. Commun., 2023, 14: 3341



粒子加速器真空系统

— 安捷伦真空解决方案

- 大量的国内外项目安装案例
- 经验丰富的技术支持团队，免费为您的方案设计、计算选型等提供参考
- 大抽速离子泵，钛升华泵，分子泵，干泵，移动式分子泵机组等全系列产品
- 可根据实际需要提供穿心离子泵等定制产品



安捷伦科技（中国）有限公司真空事业部
800 820 6778（固定电话拨打）
400 820 6778（手机拨打）

下载样本或了解更多，请扫描上方二维码，
或登陆安捷伦官方网站：www.agilent.com
（点击“产品”选择“真空产品”）。