

《物理学报》创刊 90 周年

## 铁基超导体中的马约拉纳零能模及其阵列构筑\*

李更<sup>1)2)3)</sup> 丁洪<sup>4)</sup> 汪自强<sup>5)</sup> 高鸿钧<sup>1)2)3)†</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 纳米物理与器件实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

4) (上海交通大学李政道研究所, 上海 201210)

5) (波士顿学院, 美国马萨诸塞州 02467)

(2023 年 12 月 26 日收到; 2024 年 1 月 24 日收到修改稿)

马约拉纳零能模服从非阿贝尔统计, 其编织操作可用于构筑拓扑量子比特, 是拓扑量子计算的基本单元, 可从原理上解决量子计算中环境噪声带来的退相干问题. 现有的马约拉纳零能模平台包括复合异质结构, 如拓扑绝缘体/超导体、半导体纳米线/超导体或一维磁性原子链/超导体等, 以及单一材料, 如 2M-WS<sub>2</sub>, 4Hb-TaS<sub>2</sub> 和铁基超导体等. 铁基超导体中的马约拉纳零能模具有材料平台简单、零能模纯净以及存活温度较高等一系列优势, 引起了广泛关注. 最近, 大面积、有序和可调控的马约拉纳零能模晶格阵列在铁基超导体 LiFeAs 中被观测到, 为未来的拓扑量子计算提供了一个理想平台. 本综述首先回顾铁基超导体中马约拉纳零能模的实验观测, 其中将重点介绍 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub>, (Li<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)OHFeSe, CaKFe<sub>4</sub>As<sub>4</sub> 和 LiFeAs 等材料体系. 接着介绍给出铁基超导体中马约拉纳零能模关键性实验证据的一系列工作. 然后进一步详细介绍近期 LiFeAs 中观测到有序和可调马约拉纳零能模晶格阵列的工作. 最后给出总结和对未来马约拉纳领域研究的展望.

**关键词:** 铁基超导体, 拓扑能带结构, 马约拉纳零模**PACS:** 03.75.Lm, 74.25.-q, 74.70.-b**DOI:** 10.7498/aps.73.20232022

## 1 引言

1937 年, 意大利物理学家埃托雷·马约拉纳预言了一种神奇的粒子, 这种粒子的反粒子是其本身. 后来这种粒子以其名字命名, 称为马约拉纳费米子<sup>[1]</sup>. 对马约拉纳费米子的探索至今尚未停止, 然而, 其切实存在的实验证据却始终未被观测到<sup>[2,3]</sup>. 在固体材料中, 电子的集体运动行为可能与马约拉纳费米子相似, 从而产生马约拉纳准粒子<sup>[4,5]</sup>. 马约拉纳零能模是一种典型的马约拉纳准粒子, 其服从

非阿贝尔统计规律, 其编织操作可用于构筑拓扑量子比特<sup>[6-8]</sup>. 拓扑量子比特是实现拓扑量子计算的基本单元, 它可以从原理上解决其他量子计算途径中难以避免的量子退相干问题, 引起了人们广泛关注.

理论学家们预言了多种可能的马约拉纳零能模载体平台, 包括无自旋 p 波超导体<sup>[9-12]</sup>、近邻 s 波超导体的拓扑绝缘体<sup>[13]</sup>、半导体纳米线/超导体异质结构<sup>[14,15]</sup> 以及近邻 s 波超导体的磁性非共线结构<sup>[16-19]</sup> 等. 在实验上, p 波超导体在自然界中很少见. 可能的候选者包括 Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub><sup>[20-22]</sup> 和 UTe<sub>2</sub><sup>[23,24]</sup> 等, 但是支持 p 波配对的决定性证据仍然缺乏<sup>[25]</sup>.

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA0308500, 2018YFA0305700)、国家自然科学基金 (批准号: 61888102, 51991340, 52072401)、科技创新 2030-“量子通信与量子计算机”重大项目 (批准号: 2021ZD0302700) 和中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (批准号: YSBR-003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [hjgao@iphy.ac.cn](mailto:hjgao@iphy.ac.cn)

其他平台的马约拉纳零能模研究取得了一些进展 [26–39]。2014 年, Nadj-Perge 等 [30] 在超导体 Pb (110) 表面沉积铁原子, 发现铁原子链两端存在稳定的马约拉纳零能模信号。2015 年, Xu 等 [26] 通过在超导 NbSe<sub>2</sub> 上生长 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 层, 构建了二维异质结构。他们发现马约拉纳零能模出现在具有超过一定厚度 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 样品的磁通涡旋中, 这表明马约拉纳零能模与拓扑表面态之间存在着密切联系。2019 年, Palacio-Morales 等 [33] 在氧化的 Re(0001) 表面上的二维铁岛边界处观测到一维马约拉纳色散模式。2020 年, Kezilebieke 等 [34] 构筑了二维铁磁体/超导体范德瓦耳斯异质结构, 并在系统中观察到了二维拓扑超导电性。除了异质结构, 其他拓扑非平庸的块体材料, 如 2M-WS<sub>2</sub> [40], 4Hb-TaS<sub>2</sub> [41], Bi<sub>2</sub>Pd [42], Cu<sub>x</sub>Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> [43–45], UTe<sub>2</sub> [23,24], CeRh<sub>2</sub>As<sub>2</sub> [46,47] 和 CsV<sub>3</sub>Sb<sub>5</sub> [48–50] 等, 被认为是承载拓扑超导电性的平台, 也是马约拉纳零能模可能的载体材料。

除以上材料体系外, 铁基超导体也是一类新型的马约拉纳零能模载体材料。铁基超导体具有由铁-硫族元素/磷族元素层堆叠的准二维结构 [51–53], 其费米面主要由  $d_{xy}$ ,  $d_{yz}$  和  $d_{xz}$  轨道组成, 导致本征多带特性。此外, 与传统的 s 波超导体相比, 它们具有更高的超导转变温度 [54]。2018 年, Wang 等在铁基超导体 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 中观测到马约拉纳零能模 [54–57]。在此之后, 人们在包括 (Li<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)OHFeSe [58], CaKFe<sub>4</sub>As<sub>4</sub> [59] 以及 LiFeAs [60] 中观测到马约拉纳零能模。2022 年, LiFeAs 中有序可调马约拉纳零能模晶格阵列 [61] 的发现使得铁基超导体成为马约拉纳研究的理想平台。

本综述将回顾铁基超导体中马约拉纳零能模相关的研究工作。首先回顾不同铁基超导材料中马约拉纳零能模的实验观测, 进而引出马约拉纳零能模的确凿实验证据。在此基础之上, 将讨论大面积、有序可调马约拉纳零能模晶格阵列的工作及其意义。最后, 对未来基于铁基超导体的马约拉纳研究进行展望。

## 2 铁基超导体中的马约拉纳零能模

### 2.1 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 中的马约拉纳零能模

在铁基超导体中, 硫族元素/磷族元素的 p 轨道和铁的 d 轨道交叉杂化, 导致这些材料具有丰富的拓扑性质。2014 年, Hao 和 Hu [62,63] 研究了自旋-轨道相互作用对生长在 SrTiO<sub>3</sub> 上的单层 FeSe 的

影响, 并提出稳定的拓扑相可以与 FeSe 超导共存。2015 年, Wang 等 [64] 首次提出铁基超导材料 FeTe<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub> 中存在狄拉克表面态, 并得到角分辨光电子能谱实验证实。一方面, 在 FeSe 中用 Te 取代 Se, 在较宽的掺杂范围内增强了超导电性 [65–67]。在 55% 的最佳 Te 掺杂条件下, 最大  $T_c = 14$  K [68]。另一方面, 更重的 Te 原子增大了材料的自旋-轨道相互作用, 将 p 轨道推向费米能级, 并与费米能级附近的铁原子 d 轨道杂化, 打开能隙。该能隙中出现拓扑表面态 [64]。

有趣的拓扑能带结构使 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 成为马约拉纳零能模的可能承载平台 [63,69–72]。FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 的拓扑超导电性来源于拓扑表面态与体态近邻的超导电性, 因此也被称作倒易空间近邻效应。2018 年, Zhang 等 [73] 利用自旋分辨角分辨光电子能谱实验直接观测到 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 中的拓扑表面态。同年, Wang 等 [55] 使用扫描隧道显微镜/谱实验直接观测了 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 磁通涡旋中的马约拉纳零能模。Te 和 Se 原子在表面上表现为亮点和暗点 (图 1(a))。在垂直于样品表面的外场下, 磁通涡旋出现, 典型尺寸约为 10 nm (图 1(b), (c))。微分电导 ( $dI/dV$ ) 谱在涡旋中心显示出标志性的零能电导峰 (图 1(d)), 在空间上衰减而不发生劈裂 (图 1(e))。该零能电导峰即为马约拉纳零能模。得益于铁基超导材料较高的超导转变温度, 马约拉纳零能模可在 3.3 K 下存活。

这些开创性的工作很快被其他研究小组跟进。Machida 等 [74] 使用能量分辨率高达约 20  $\mu$ eV 的极低温扫描隧道显微镜, 在 FeSe<sub>0.4</sub>Te<sub>0.6</sub> 的涡旋中报道了相同的零能电导峰。极高能量分辨的扫描隧道谱表明马约拉纳零能模的能量严格在零能, 进一步证实了其本征的粒子-空穴对称性。他们还发现, 在涡旋中找到零能电导峰的概率随着磁场的增大而降低。这一现象可以用强磁场下相邻马约拉纳零能模之间的杂化和无序涡旋分布来解释 [75]。Chen 等 [37] 在 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 异质结构中也观测到马约拉纳零能模存在的迹象。

### 2.2 (Li<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)OHFeSe 中的马约拉纳零能模

研究人员在 FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub> 之外的其他铁基超导体中也发现了马约拉纳零能模。其中, (Li<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)OHFeSe 具有 42 K 的超导转变温度以及更大的超导能隙 [76,77]。在量子极限下 [78], 涡旋束缚态的能量

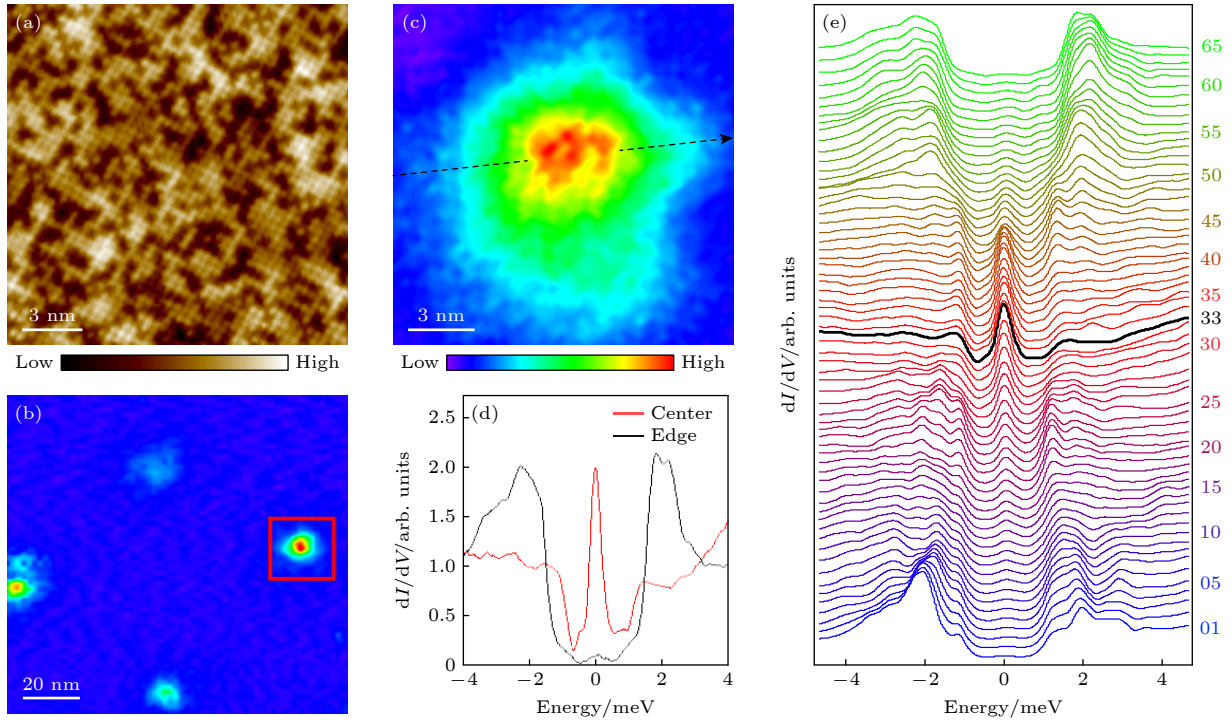


图 1 (a)  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  的高分辨扫描隧道显微镜 (STM) 图像; (b) 0.5 T 下  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面零偏压  $dI/dV$  map 图像; (c) 单个磁通涡旋的零偏压  $dI/dV$  map 图像; (d) 在磁通涡旋中心 (红色) 以及边界 (黑色) 处的  $dI/dV$  谱线; (e) 沿图 (c) 箭头方向的空间分辨  $dI/dV$  谱线<sup>[55]</sup>

Fig. 1. (a) High-resolution scanning tunneling microscope (STM) topography of  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ ; (b) large-scale  $dI/dV$  map of  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  surface at 0 meV under 0.5 T; (c)  $dI/dV$  map of a typical vortex hosting MZM at 0 meV; (d)  $dI/dV$  curves taken at the center (red) and at the edge (black) of the vortex in panel (c); (e) a waterfall like plot of  $dI/dV$  line-cut along the dashed arrow in panel (c), the black curve corresponds to vortex center<sup>[55]</sup>.

被整数量子化为  $E_n = n\Delta^2/E_F$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), 其中  $n$  是角动量的本征值,  $\Delta$  是超导能隙,  $E_F$  是狄拉克点相对于费米能级的能量<sup>[13,79–81]</sup>. 更大的超导能隙有利于马约拉纳零能模与其他低能准粒子激发态在能量上发生分离, 从而观测到更加“纯净”的马约拉纳零能模.

2018 年, Liu 等<sup>[58]</sup> 报道了在  $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$  的涡旋中观察到干净的马约拉纳零能模. 类似于  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ , Se 的  $4p_z$  带沿  $\Gamma$ – $Z$  方向穿过 Fe 的  $3d$  带, 导致非平庸的能带反转, 诱导出拓扑表面态. 而与  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  不同之处在于,  $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x\text{OH})$  层中的 Fe 原子在实现这种拓扑能带结构中起着至关重要的作用. 在样品表面垂直方向加上磁场之后, 他们在涡旋中心发现了马约拉纳零能模, 以及一系列离散的涡旋束缚态. 零能束缚态的电导平台后来由同一小组报道<sup>[82]</sup>.

### 2.3 $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ 中的马约拉纳零能模

2020 年, Liu 等<sup>[59]</sup> 通过角分辨光电子能谱和扫描隧道显微镜/谱研究, 在另一类铁基超导体  $\text{CaKFe}_4$

$\text{As}_4$  中观测到马约拉纳零模. 与  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  和  $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$  不同,  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  是第 1 种被证实的铁磷族马约拉纳零能模载体材料. 与前面两种铁基超导材料相比,  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  的主要优势在于它并非通过掺杂获得, 从而具有更均匀的体态<sup>[83]</sup>.

从结构上看,  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  可被视为沿晶体的  $c$  轴的  $\text{CaFe}_2\text{As}_2$  和  $\text{KFe}_2\text{As}_2$  层交替堆叠所构成<sup>[83,84]</sup>. Ca 和 K 离子的交替堆叠破坏了沿  $c$  轴方向的镜像滑移对称性, 导致布里渊区的能带折叠, 从而驱动了  $p$  轨道和  $d$  轨道之间的交叉 (图 2(a)).

角分辨光电子能谱测量给出了拓扑表面态和拓扑超导电性存在的直接证据. K 掺杂样品的角分辨光电子能谱结果进一步证实了拓扑表面态的 Dirac 点位于费米面以上 20 meV 处. 超导态的高分辨率角分辨光电子能谱测量表明, 两个超导能隙值分别为 5.9 meV 和 7.5 meV (图 2(b), (c)). 扫描隧道显微镜/谱测量证实了磁通涡旋中心马约拉纳零能模的存在<sup>[85]</sup> (图 2(d)–(f)). 此外, 扫描隧道谱测量还给出了马约拉纳零能模与低阶涡旋束缚态波函数的空间分布 (图 2(g)).



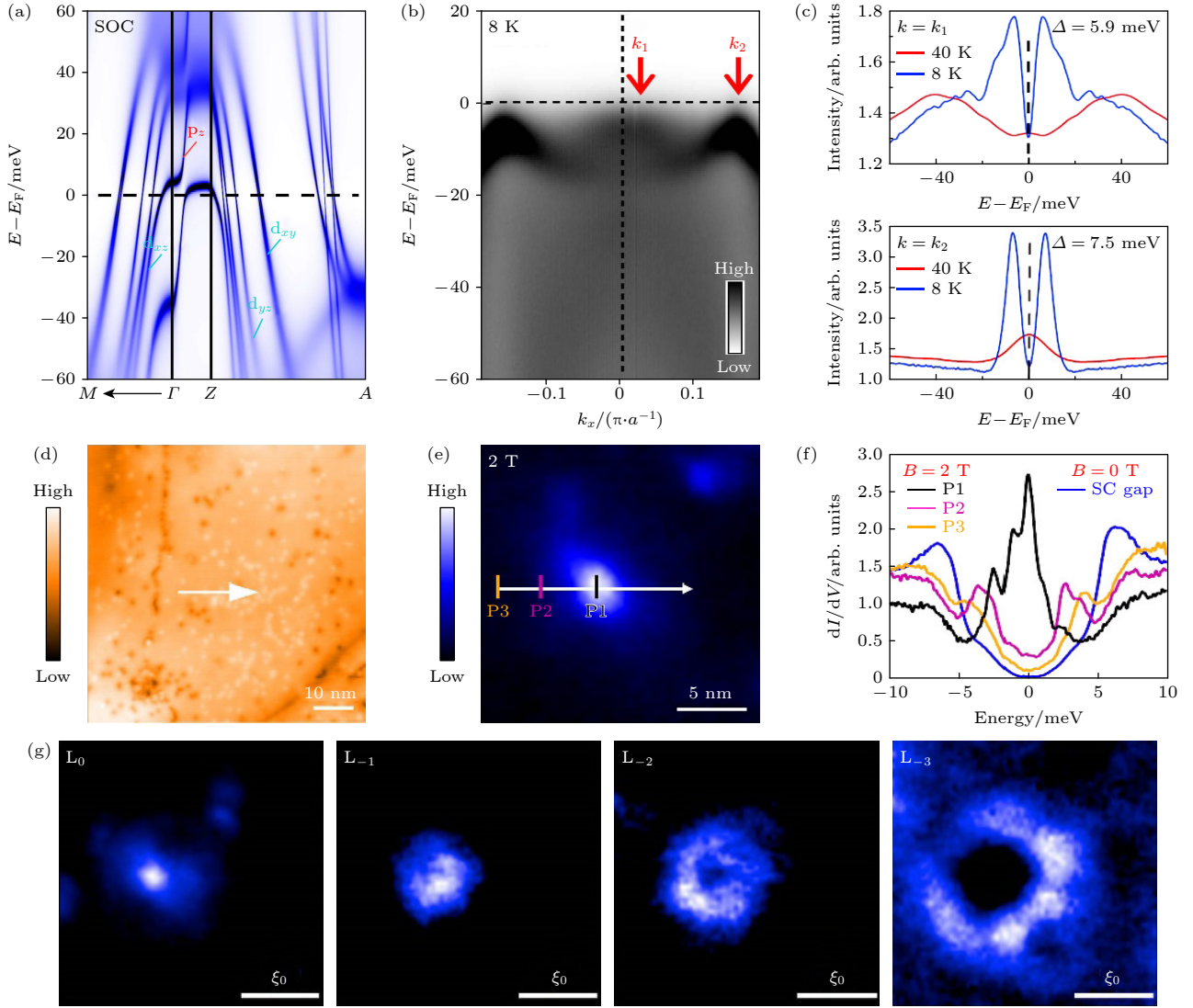


图2 (a) DFT+DMFT 计算得到的  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  能带结构; (b)  $\Gamma$ — $M$  方向的 ARPES 能谱图像; (c) 对称化的 EDC 能谱曲线; (d)  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  的 STM 形貌图; (e) 一个涡旋附近的零偏压  $dI/dV$  map 图像; (f) 涡旋附近不同位置的  $dI/dV$  谱线比较; (g) 不同涡旋束缚态的空间分布图案<sup>[59]</sup>

Fig. 2. (a) DFT+DMFT calculation results for the band structures of  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ; (b) ARPES spectral intensity plots along the  $\Gamma$ — $M$  direction on  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ; (c) symmetrized EDCs at the momentum points marked by the red arrows in panel (b), the superconducting gap values of 5.9 meV is attributed to the topological surface bands; (d) STM topography of  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ; (e) zero-bias conductance map around a vortex core; (f) comparison of  $dI/dV$  spectra at vortex core (P1), middle (P2), edge (P3), and without magnetic field (SC gap); (g) spatial patterns of vortex-bound states at energies corresponding to  $L_0$  (MZM),  $L_{-1}$ ,  $L_{-2}$ , and  $L_{-3}$ <sup>[59]</sup>.

## 2.4 LiFeAs 中的马约拉纳零能模

尽管  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  的体态与两类铁硫族超导体相比更加均匀, 由于交替堆叠的结构特征, 它的解理面是极性的, 这为干净解理面的获得以及马约拉纳零能模研究带来一些困难. 与  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  相比,  $\text{LiFeAs}$  有更简单的晶体结构 (图 3(a)). 更重要的是,  $\text{LiFeAs}$  表面的解理发生在两层 Li 原子之间, 呈现出非极性解理面<sup>[86,87]</sup>. 其拓扑能带结构的出现与  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  类似, As 的  $P_z$  带和 Fe 的  $\alpha$  带之间的交叉打开了拓扑绝缘体带隙, 其中存在拓扑表面

态 (图 3(b)). 而  $P_z$  带和  $\beta$  带之间的交叉受到  $C_4$  旋转对称性保护, 其不打开能隙并形成三维拓扑狄拉克半金属态 (图 3(b)). 因此,  $\text{LiFeAs}$  中存在多种拓扑能带结构<sup>[88]</sup>: 拓扑狄拉克半金属态的 Dirac 点位于费米能级以上约 10 meV, 而拓扑表面态的 Dirac 点位于费米能级以下 5 meV. 这些拓扑带结构已被 Co 掺杂  $\text{LiFeAs}$  样品的角分辨光电子能谱实验直接观测到<sup>[88]</sup>.

令人惊讶的是, 尽管有如此丰富的拓扑带结构, 早期的扫描隧道显微谱测量显示, 在  $\text{LiFeAs}$

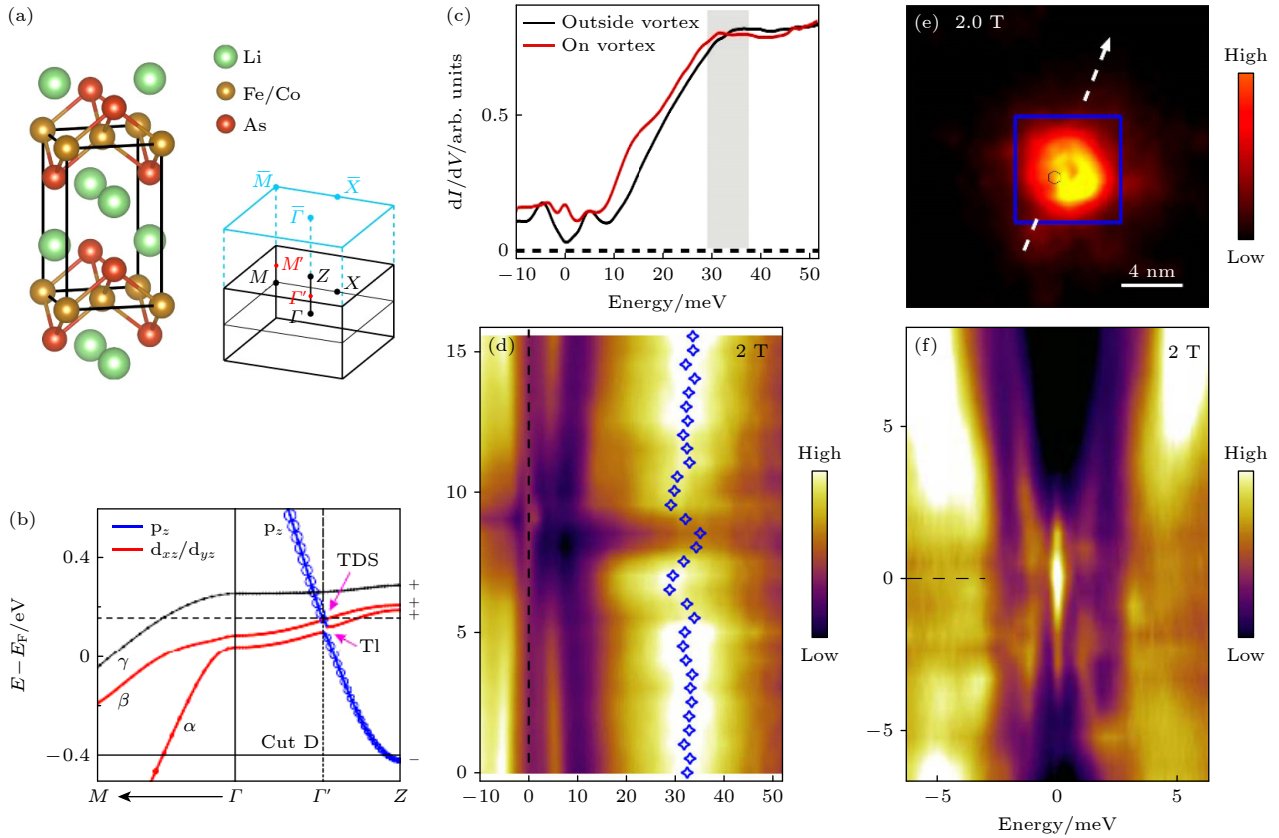


图 3 (a) Li(Fe, Co)As 的晶格结构与布里渊区; (b) LiFeAs 的能带结构示意图; (c) LiFeAs 涡旋内部 (红色) 和外部 (黑色) 的大范围  $dI/dV$  谱线; (d) 跨越一个杂质辅助涡旋的大范围  $dI/dV$  谱线图, 显示出杂质的电子掺杂效应; (e) 一个杂质辅助涡旋的零偏压  $dI/dV$  map 图像; (f) 图 (e) 中沿箭头方向的空间分辨  $dI/dV$  谱线图<sup>[60]</sup>

Fig. 3. (a) Crystal structure and Brillouin zone of Li(Fe, Co)As; (b) LiFeAs band dispersion along  $\Gamma$ -M and  $\Gamma$ -Z; (c) wide range  $dI/dV$  spectra measured at an impurity assisted vortex (red curve) and on a clean surface region without impurities (black curve); (d) wide range line-cut intensity plot for an impurity assisted vortex, showing electron doping effect; (e) a zero bias conductance map around an impurity assisted vortex; (f)  $dI/dV$  intensity measured under 2.0 T along the white dashed line indicated in panel (e)<sup>[60]</sup>.

的磁通涡旋中没有马约拉纳零能模信号<sup>[89]</sup>. 根据角分辨光电子能谱结果, 拓扑表面态在 Dirac 点上方形成类似 Rashba 能带色散, 并具有回弯特征. 这导致费米面两次穿过手征狄拉克能带, 留下两个未受保护的马约拉纳零能模, 它们迅速融合成费米子模式. 也有人提出, 马约拉纳零能模的缺失是由于两个狄拉克能带之间的耦合<sup>[90]</sup>.

Kong 等<sup>[60]</sup>对 LiFeAs 进行了详细的扫描隧道显微镜/谱研究, 并观察到马约拉纳零能模在较大表面缺陷附近的涡旋中重新出现. 他们认为, 杂质起到了局部电子掺杂的作用 (图 3(c), (d)), 将费米能级推向拓扑狄拉克半金属态的 Dirac 点. 同时, 杂质破坏了局部  $C_4$  对称性, 使拓扑狄拉克半金属态进入强拓扑绝缘态相<sup>[91,92]</sup>. 这个新形成的拓扑表面态可以满足实现马约拉纳零能模的条件, 从而在附近的磁通涡旋中诱导出马约拉纳零能

模 (图 3(e), (f)).

## 2.5 缺陷与杂质诱导的零偏压电导峰

上文提到的几类铁基超导体中, 马约拉纳零能模均存在于磁通涡旋线的两端. 事实上, 磁通涡旋线并非唯一的拓扑缺陷, 其他类型的拓扑缺陷也可能诱导马约拉纳零能模的产生. 例如, 2020 年, Chen 等报道了在单层  $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  的线缺陷中观察到零能电导峰<sup>[93]</sup>, 并被指认为马约拉纳零能模<sup>[94]</sup>. 他们通过分子束外延方法在钛酸锶衬底上制备了高质量的单层  $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ . 在单层  $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  表面上, 观察到较多的原子线缺陷, 其起源是在生长过程中缺少 Te 和 Se 原子. 有趣的是, 零能电导峰出现在线缺陷的两端, 而在中心部分存在触底的超导间隙. 为了验证零能峰信号源于马约拉纳零能模的可能性, 他们进一步改变了隧道结的尺寸, 并观察

到了电导平台特征. 在对不同长度的线缺陷的研究中发现, 缺陷末端马约拉纳零能模之间的耦合发生变化. 值得注意的是, 马约拉纳零能模的存活温度高于 20 K.

另一个例子是铁基超导体表面上的原子缺陷. 2015 年, Yin 等<sup>[95]</sup>报道了  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面间隙铁原子处的零能电导峰. 这种新的束缚态后来被解释为在足够强的交换耦合下, 磁性 Fe 原子可以诱导量子反常涡旋, 而反常涡旋中心存在马约拉纳零能模. 2021 年, Fan 等<sup>[96]</sup>在低温下将单个铁原子沉积到  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面上 (图 4(a), (b)). 虽然吸附的铁原子的行为类似于间隙铁原子, 但是这些原子和衬底之间的交换耦合可以通过扫描隧道显微镜针尖进行控制. 利用这种技术, 他们在铁原子上观察到了 Yu-Shiba-Rusinov 态和马约拉纳束缚态之间的可逆转变 (图 4(c)—(f)). 与基于磁通涡旋或者原子线缺陷的马约拉纳零能模平台相比, 这种平

台具有易于操纵和编织马约拉纳零能模的潜力.

除了马约拉纳零能模以外, 另一种色散型马约拉纳模式也被预言. 2020 年, Wang 等<sup>[97]</sup>报道了在  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面的畴界处的一维色散型马约拉纳模式. 畴界的宽度约为 5 nm, 高度约为 2 Å, 畴界两侧的晶格存在半晶格常数的空间位移, 从而提供  $\pi$  相位差<sup>[98,99]</sup>. 沿不同方向的  $dI/dV$  线切割表明, 超导能隙内的态密度已被填充到恒定水平, 表明在畴界处存在线性分散的马约拉纳态.

### 3 马约拉纳零能模的实验证据

在第 2 节中, 我们回顾了在不同铁基超导体中观测到马约拉纳零能模的工作. 这些工作通常将拓扑超导体中的零能模作为马约拉纳束缚态的判据, 原因是马约拉纳零能模具有本征的粒子-空穴对称性, 因此其能量应该严格在零能处. 然而,

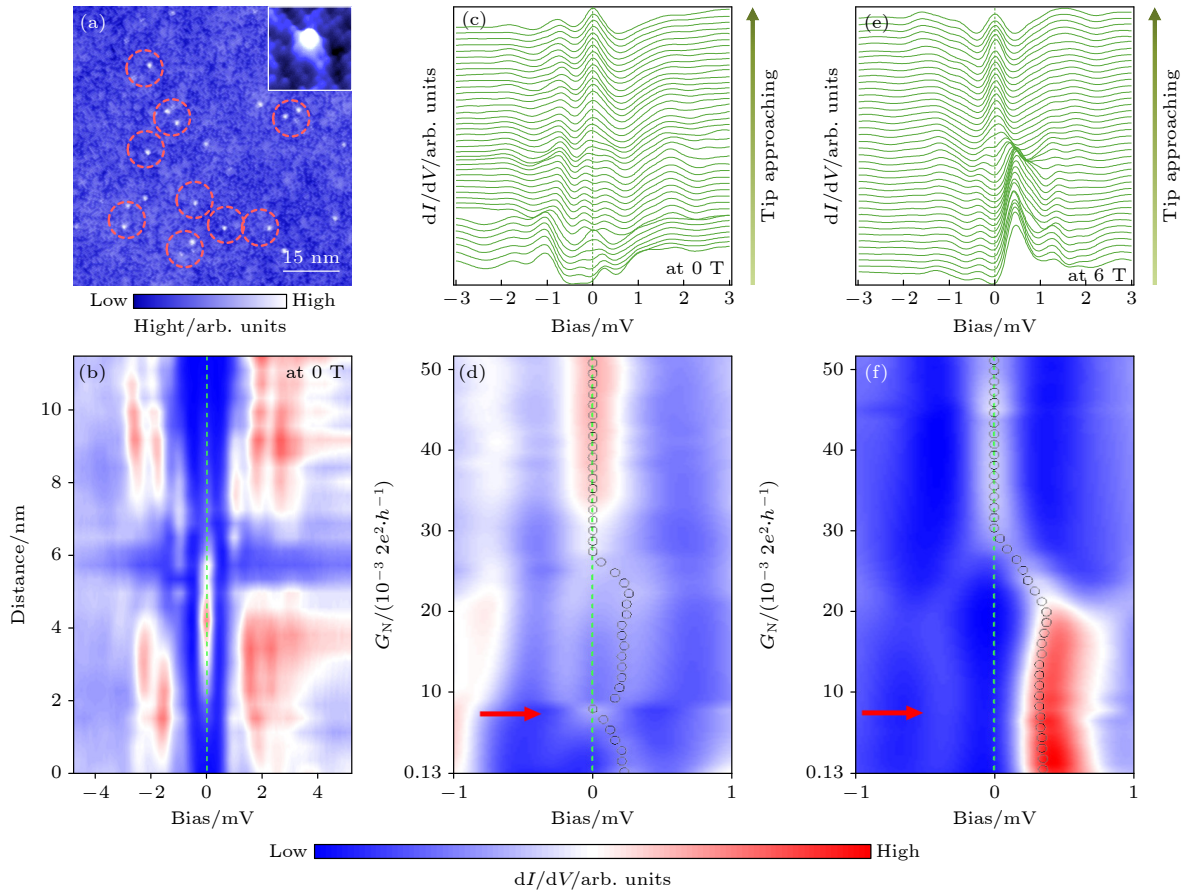


图 4 (a) Fe 原子沉积在  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面的 STM 图像; (b) 跨过一个 Fe 原子的空间分辨  $dI/dV$  谱线图; (c), (d) 在一个 Fe 原子上的  $dI/dV$  谱线图随隧穿势垒的变化; (e), (f) 在外加 2 T 磁场下, 一个 Fe 原子上的  $dI/dV$  谱线图随隧穿势垒的变化<sup>[96]</sup>

Fig. 4. (a) STM image of  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  after atomic Fe atom deposition; (b) intensity plot of a series of spectra detected across Fe atom; (c), (d) tunnel-barrier conductance dependence of the  $dI/dV$  spectra on a Fe atom and its intensity plots; (e), (f) the same as panel (c) and (d), but measured under a magnetic field of 6 T<sup>[96]</sup>.



这样的判据并不充分, 其他的一些准粒子激发, 甚至是拓扑平庸的粒子激发, 也可能出现在零能处. 因此, 为证实马约拉纳零能模的存在, 寻找更加确凿的实验证据是有必要的.

### 3.1 铁基超导磁通涡旋的拓扑非平庸特征

研究人员在对  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  的研究中发现, 并非所有的磁通涡旋中心都存在零能电导峰<sup>[55,74]</sup>. 他们把具有零能电导峰的涡旋称作拓扑涡旋, 反之则为平庸涡旋. 如果有实验可以分辨拓扑和平庸的磁通涡旋, 那么其也同时可以解释马约拉纳零能模的拓扑特征.

2019年, Kong等<sup>[81]</sup>对  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  中的拓扑涡旋和平庸涡旋进行了详细研究. 他们发现, 对

于拓扑涡旋, 涡旋束缚态的能级呈现出 0:1:2:3 的整数量子化序列 (图 5(a)); 而对于平庸涡旋, 涡旋束缚态的能级呈现出 0.5:1.5:2.5:3.5 的半整数量子化序列 (图 5(b)), 与拓扑序列存在半整数移动. 他们对 35 个拓扑涡旋和 26 个平庸涡旋进行统计 (图 5(c), (d)), 证实了这种半整数能级移动的普遍性. 这种半整数能级移动是由拓扑表面态的自旋锁定效应导致的, 与体能带相比, 它为涡旋束缚态的角动量提供了额外的 1/2. 他们的工作阐明了  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  中马约拉纳零能模的拓扑本质.

### 3.2 马约拉纳零能模的近量子化电导平台

除了涡旋束缚态之外, 理论学家也预言了马约拉纳零能模自身的一些奇特物性. 2009年, Law等<sup>[100]</sup>

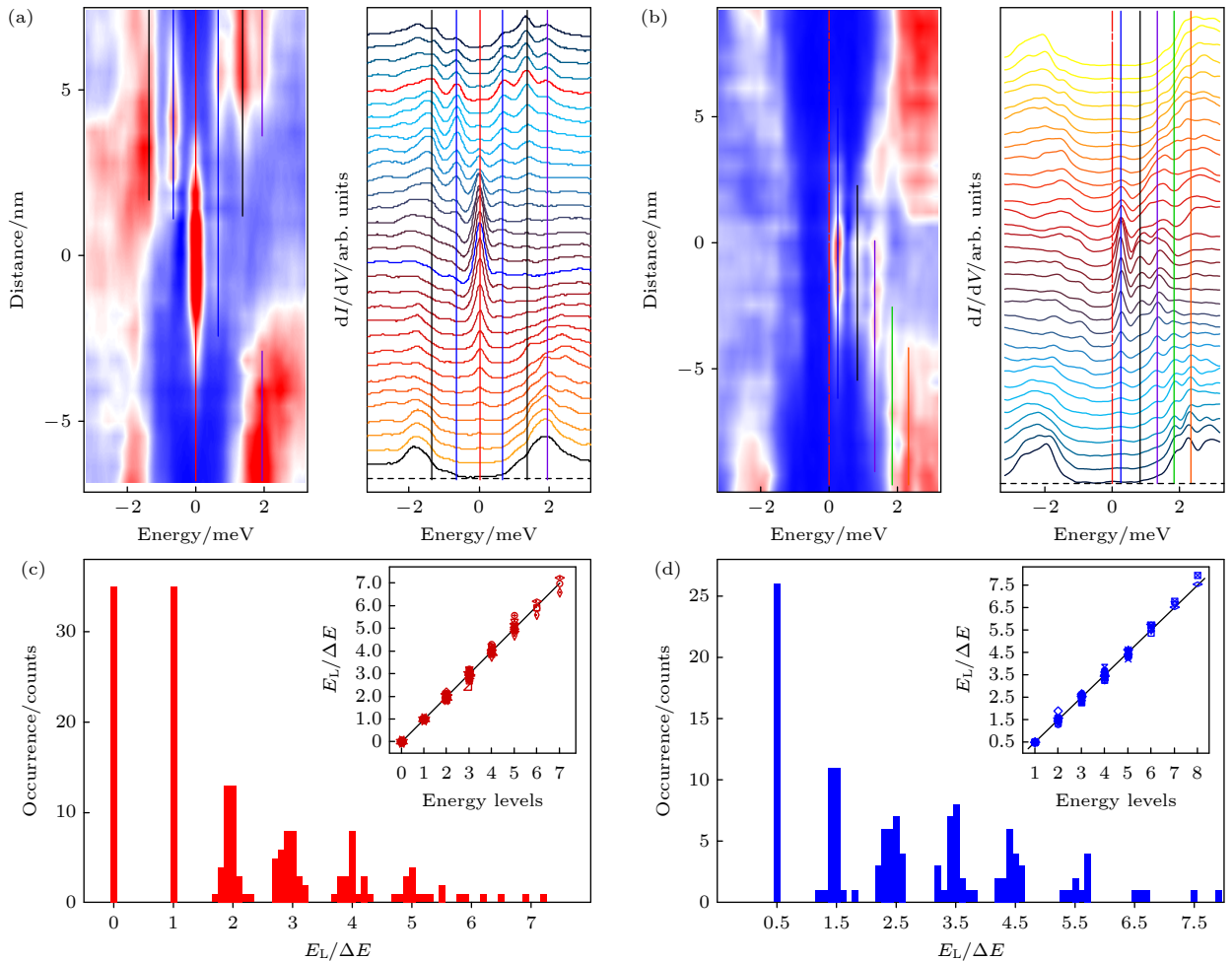


图 5 (a) 跨越拓扑磁通涡旋的空间分辨  $dI/dV$  谱线图; (b) 跨越平庸磁通涡旋的空间分辨  $dI/dV$  谱线图; (c) 35 个拓扑磁通涡旋的涡旋束缚态能量统计图; (d) 26 个平庸磁通涡旋的涡旋束缚态能量统计图<sup>[81]</sup>

Fig. 5. (a) Intensity plot and waterfall plot of a  $dI/dV$  linecut through a topological vortex core, showing the integer quantized vortex bond states; (b) the intensity plot and waterfall plot of a  $dI/dV$  linecut through an trivial vortex core, showing the half-odd-integer quantized vortex bond states; (c) a histogram of averaged level energies for 35 topological vortices; (d) a histogram of averaged level energies for 26 ordinary vortices<sup>[81]</sup>.

指出, 在足够低的温度下, 从金属电极到马约拉纳零能模之间的隧穿电导将达到量子化电导平台  $G_0 = 2e^2/h$ , 其中  $e$  是电子电荷,  $h$  是普朗克常数. 2020 年, Zhu 等<sup>[101]</sup> 设计了一个隧道结实验来观测该电导平台, 通过改变针尖-样品距离来调节金属针尖和马约拉纳零能模之间的耦合强度 (图 6(a)). 对于马约拉纳零能模, 由于其固有的粒子-空穴对称性, 隧穿电导与耦合强度无关, 共振安德烈夫反射的条件始终满足 (图 6(b)). 因此, 对应于针尖-样品距离的改变, 隧穿电导会出现平台. 而对于其他平庸的低能准粒子激发, 它们不具备粒子-空穴对称性, 从而也不会出现隧穿电导平台 (图 6(b)). Zhu 等<sup>[101]</sup> 观察到这种电导平台仅出现在零能处, 零能电导的强度达到约  $0.64G_0$  的平台 (图 6(c)—(e)). 作为比较, 在非零能处的电导单调增加而不存在平台. 零能电导平台的观测证实了马约拉纳零能模本征的

粒子-空穴对称性.

### 3.3 马约拉纳零能模的其他实验证据

最近, Ge 等<sup>[102]</sup> 将散粒噪声谱技术引入到马约拉纳零能模研究中. 这种实验技术可以测量隧穿电荷载流子所携带的有效电荷, 因此能够区分安德烈夫反射 (有效电荷  $Q^* = 2e$ ) 和正常隧穿 ( $Q^* = e$ ) 的过程. 他们的实验观测可以排除零能电导峰来源于 Yu-Shiba-Rusinov 态<sup>[103–105]</sup> 的可能性. 然而, 现有的实验数据还不能明确区分马约拉纳零能模和平庸的涡旋束缚态<sup>[106]</sup>. 马约拉纳零能模的另一个重要特征是自旋极化<sup>[39]</sup>. 研究人员在  $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ <sup>[27]</sup>、Pb 衬底上的 Fe 原子链<sup>[107]</sup> 以及  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  上的 Fe 原子<sup>[108]</sup> 等几个马约拉纳零能模平台上进行了自旋极化扫描隧道显微镜/谱实验. 他们在 Fe 原子链末端和  $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$  的涡旋中心都检测到了

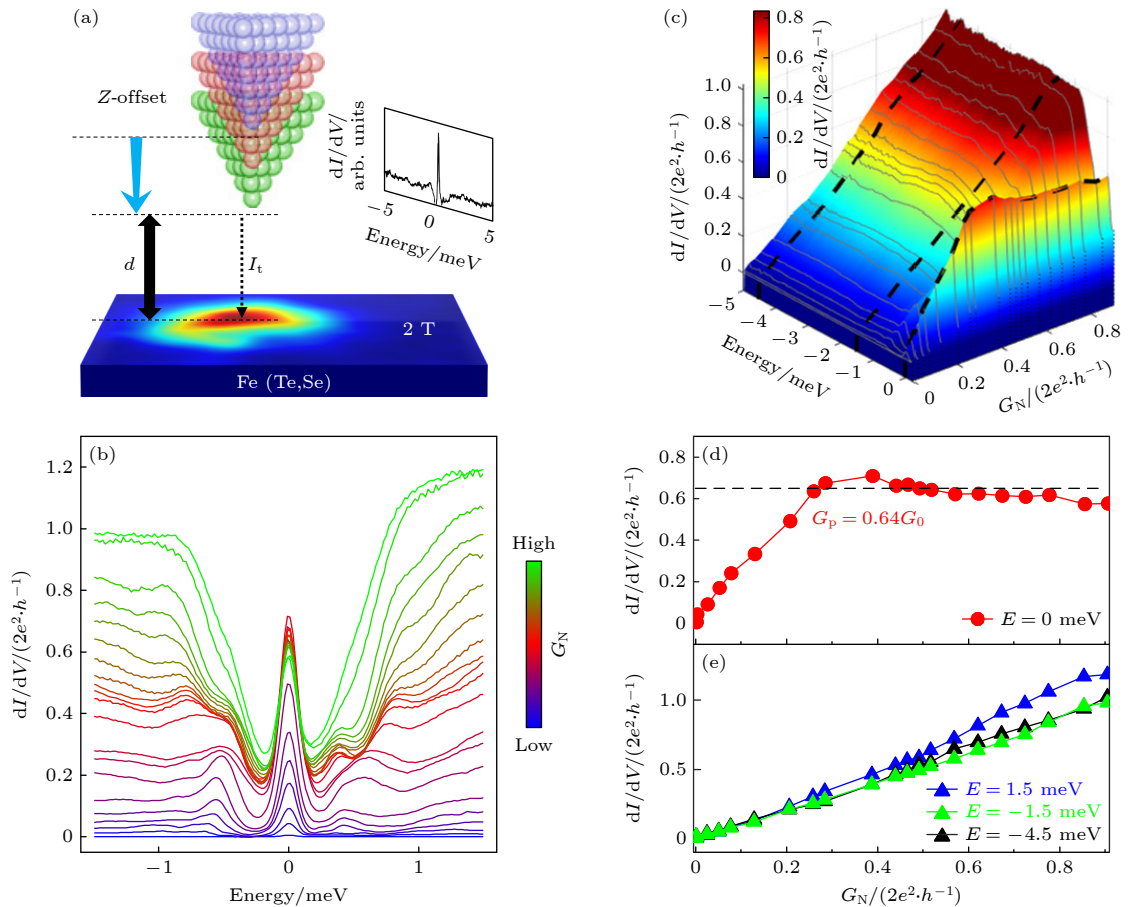


图 6 (a) 利用隧穿势垒调节耦合强度实验的示意图; (b) 在不同的隧穿电导  $G_N$  下磁通涡旋中心的  $dI/dV$  谱线图; (c) 不同能量下微分电导随隧穿势垒变化的三维视觉图像; (d), (e) 不同能量下微分电导随隧穿势垒变化的轮廓曲线<sup>[101]</sup>

Fig. 6. (a) Schematic of tunnel-coupling tunable experiment; Inset:  $dI/dV$  spectrum measured at vortex center under 2 T; (b) an overlapping plot of  $dI/dV$  spectra at vortex center under different  $G_N$ ; (c) a three-dimensional schematic diagram depicting the variation in differential conductance values with respect to changes in energy and tunnel junction; (d) line profile of panel (c) along the dashed line at zero bias; (e) line profile of panel (c) along the dashed lines at high bias values<sup>[101]</sup>.



明显的自旋极化信号. 这些工作可以将马约拉纳零能模同平庸的零能态区分开来 [27,107].

#### 4 马约拉纳零能模阵列的实现

上文讲述了铁基超导体作为马约拉纳零能模研究平台的诸多优势, 包括结构单一、超导转变温度高、马约拉纳零能模受其他准粒子激发干扰小等. 然而, 已有的铁基超导马约拉纳平台还存在一些问题, 例如体态不均一、涡旋阵列无序且不可控

以及拓扑涡旋占比低等, 阻碍了马约拉纳零能模进一步的研究和应用.

2021 年, Cao 等 [109] 在 LiFeAs 表面发现了一维褶皱, 这对系统的超导性质有显著影响. 他们观察到 LiFeAs 表面有两种典型的褶皱. 第 1 类沿晶体 [110] 方向, 其增大了超导能隙 (图 7(a)); 第 2 类沿 [100] 方向, 并减小超导能隙 (图 7(b), (c)). 结合密度泛函理论 (density functional theory, DFT) 计算, 他们得出结论, 局部应变可以有效调节化学势. 当沿着晶体 [110] 方向施加单轴应变时, Fe 的  $d_{xz}$

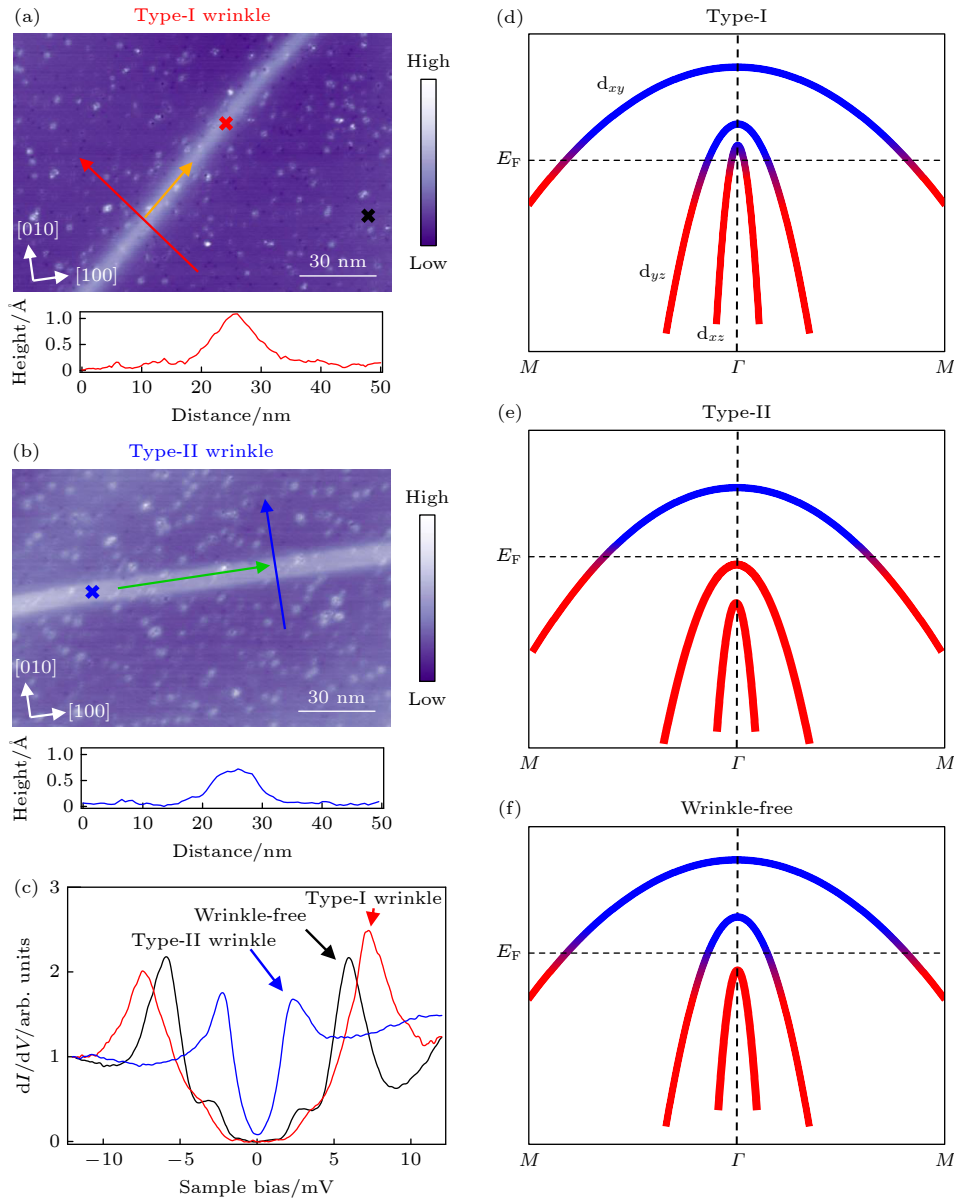


图 7 (a) 第一类褶皱的 STM 图像和高度曲线; (b) 第二类褶皱的 STM 图像和高度曲线; (c) 两类褶皱与正常区域处  $dI/dV$  谱线的比较; (d)–(f) 两类褶皱与正常区域处 LiFeAs 的能带结构示意图 [109]

Fig. 7. (a) STM topography (top) and height profile (bottom) of the first type of wrinkle; (b) STM topography (top) and height profile (bottom) of the second type of wrinkle; (c) comparison of  $dI/dV$  spectra between the two wrinkles and the normal region; (d)–(f) schematic diagram of tuning of LiFeAs band structures by strain [109].

的带顶将向上移动并穿过费米面, 从而增加  $\Gamma$  点的电子态密度. 因此, 系统的超导能隙和超导转变温度将会升高; 当沿着  $[100]$  方向施加单轴应变时,  $d_{yz}$  和  $d_{xz}$  带都下沉到费米面以下 (图 7(d)–(f)). 因此, 单轴应变是调节 LiFeAs 局域化学势的有效途径 [109,110].

受此启发, Li 等 [61] 在 LiFeAs 中发现了一个具有自然应变的特殊区域, 自然应变在该区域诱导出双轴电荷密度波序. 两个电荷密度波的共存破坏了晶体的  $C_4$  对称性和镜像对称性 (图 8(a), (b)). 他们发现, 双轴电荷密度波有效地调制 LiFeAs 的超导电性: 亮的 As-As 条纹上的超导能隙减小, 而暗的 As-As 条纹上的超导能隙增大 (图 8(c), (d)). 当施加垂直于样品表面的磁场时, 磁通涡旋仅出现在超导配对较弱的亮 As-As 条纹上 (图 8(e)). 因此, 周期性的 As-As 条纹作为钉扎中心来捕获磁通涡旋. 更重要的是, 这种涡旋中心观察到了马约拉纳零能模 (图 8(f)). 在较高的磁场下, 钉扎效应

使得磁通涡旋排列成为有序阵列 (图 9). 统计实验表明, 超过 90% 的涡旋中心具有马约拉纳零能模, 从而形成有序的马约拉纳零能模晶格阵列. 在利用磁场调控马约拉纳零能模阵列的过程中, 他们发现马约拉纳零能模之间的间距可以从超过 100 nm 连续调控到约 10 nm (图 10(a)), 而随着间距减小, 零能峰的半高宽也逐渐增大 (图 10(b)). 这一现象显示出随着间距减小, 马约拉纳零能模之间的相互作用开始变强.

与缺陷不同, 双轴电荷密度波以两种方式影响 LiFeAs. 首先, 周期性条纹迫使有序涡旋晶格的形成, 这在铁基超导体中是较为罕见的. 其次, 它打破了系统的旋转和镜像对称性, 使得拓扑狄拉克半金属态打开能隙, 出现表面狄拉克能带. 这两种影响导致了稳定的拓扑涡旋晶格, 并且可以通过外部磁场来调节. 这种马约拉纳零能模晶格的尺寸可以达到微米或更大 (图 9). 因此, 自然应变的 LiFeAs 作为拓扑量子计算的可扩展和可调节的平台 [111].

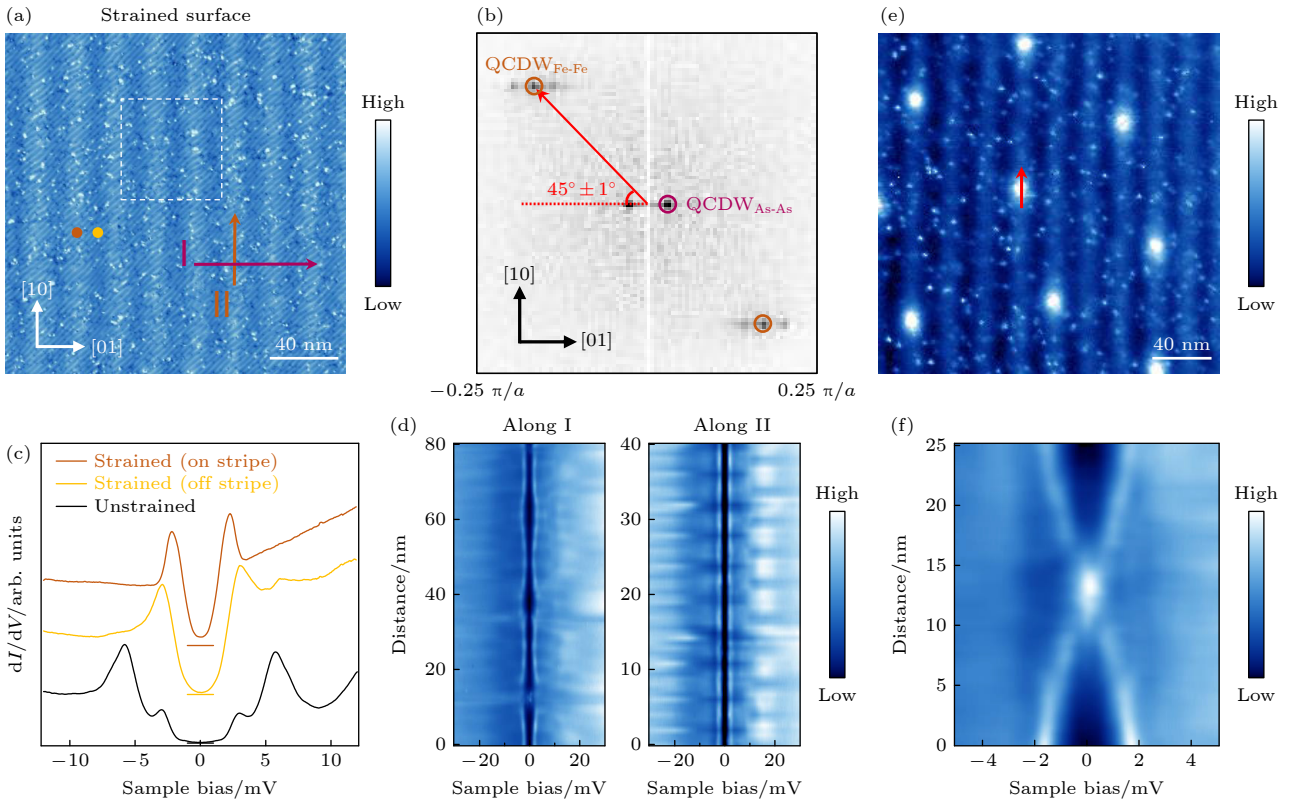


图 8 (a) 双轴电荷密度波区域的 STM 图像; (b) 图 (a) 的傅里叶变换; (c) 不同区域的  $dI/dV$  谱线的比较; (d) 图 (a) 中沿不同方向箭头的空间分辨  $dI/dV$  谱线图; (e) 0.5 T 下, 双轴电荷密度波区域的 0 偏压  $dI/dV$  map 图像; (f) 图 (e) 中红色箭头方向的空间分辨  $dI/dV$  谱线图 [61]

Fig. 8. (a) STM topography of large area biaxial charge density wave region; (b) corresponding Fourier transform of panel (a); (c) comparison of  $dI/dV$  spectra in different regions; (d)  $dI/dV$  intensity spectra along the arrows marked in panel (a); (e) zero bias  $dI/dV$  map of the biaxial CDW region under 0.5 T magnetic field; (f) intensity plot of the  $dI/dV$  spectra along the red arrow in panel (e) [61].

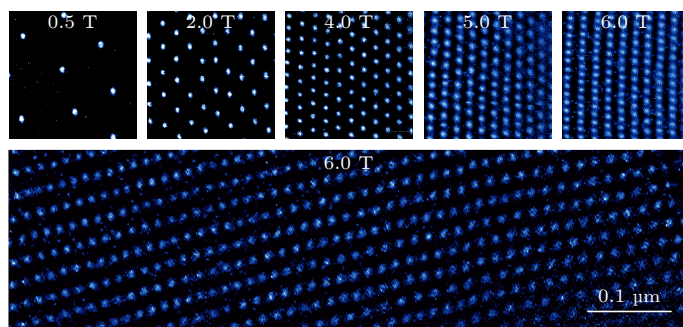


图9 大面积、有序可调马约拉纳零能模阵列的形成, (上半部分) 不同磁场下的马约拉纳零能模阵列, (下半部分) 6 T下微米尺度有序的马约拉纳零能模阵列<sup>[61]</sup>

Fig. 9. Formation of large-scale, ordered and tunable MZM lattice. Upper panel: Series of zero energy  $dI/dV$  maps of the MZM vortices in the biaxial CDW region under magnetic fields of 0.5, 2, 4, 5, and 6 T. Lower panel: Micrometer-sized ordered MZM lattice under 6 T<sup>[61]</sup>.

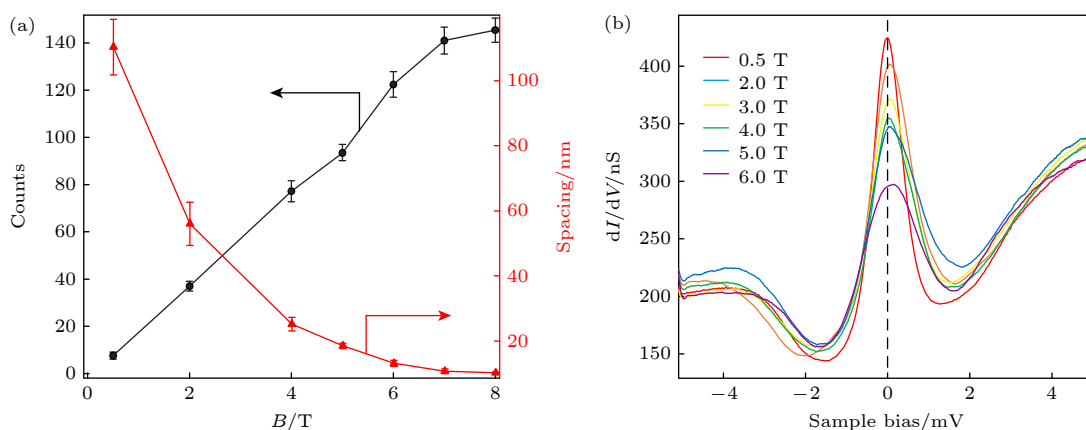


图10 (a) 磁通涡旋的数量和间距随磁场的变化; (b) 不同磁场下的平均  $dI/dV$  谱线<sup>[61]</sup>

Fig. 10. (a) Number (black) and the spacing of neighboring vortices (red) under different magnetic fields, the scanning area is  $240 \text{ nm} \times 240 \text{ nm}$ ; (b) averaged  $dI/dV$  spectra under different magnetic fields<sup>[61]</sup>.

## 5 结论与展望

本文回顾了  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ ,  $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ ,  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ,  $\text{LiFeAs}$ , 钛酸锶表面单层  $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  以及  $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$  表面的单个铁原子等马约拉纳平台, 并回顾了马约拉纳零能模的关键性实验证据. 从目前来看, 这些平台离实现量子计算还有较远的距离, 其中存在的问题包括材料的可扩展性、马约拉纳零能模极低的存活温度、其他准粒子态对马约拉纳零能模的干扰以及马约拉纳零能模本身的观测和操纵等. 在未来, 探索新型马约拉纳零能模平台仍然有着必要性<sup>[112–115]</sup>.

我们进一步回顾了  $\text{LiFeAs}$  中大面积、有序、均匀和可扩展的马约拉纳零能模阵列. 马约拉纳零能模阵列为拓扑量子比特的构筑提供了新的可靠平台. 得益于磁通涡旋的有序排布以及马约拉纳零能模的极高占比, 未来有望利用扫描隧道显微镜针

尖对磁通涡旋进行操纵, 在空间上实现不同磁通涡旋之间的绝热交换, 从而实现马约拉纳零能模的编织操作, 构筑拓扑量子比特 (图 11). 此外, Bonderson 等<sup>[111]</sup> 预言了一种可以只通过测量而不需要再空间上移动马约拉纳零能模的编织方案. 在量子力学中, 测量本身可以改变体系的量子态. 通过对不同配对的马约拉纳零能模进行测量, 有选择性地改变系统的量子态, 从而实现等效的“交换”过程 (图 11). 这种编织方案首先需要将马约拉纳零能模排列成为有序阵列, 而  $\text{LiFeAs}$  上马约拉纳零能模阵列提供了一个理想平台. 当然, 两种编织方案都还面临一系列技术难题, 例如如何增强针尖-磁通涡旋之间的相互作用实现马约拉纳零能模的可控操纵、如何对马约拉纳零能模进行测量, 以及如何验证编织操作是否成功等. 发展新的实验方法、开辟新的实验思路来解决以上技术难题, 将是未来马约拉纳研究的重要方向.



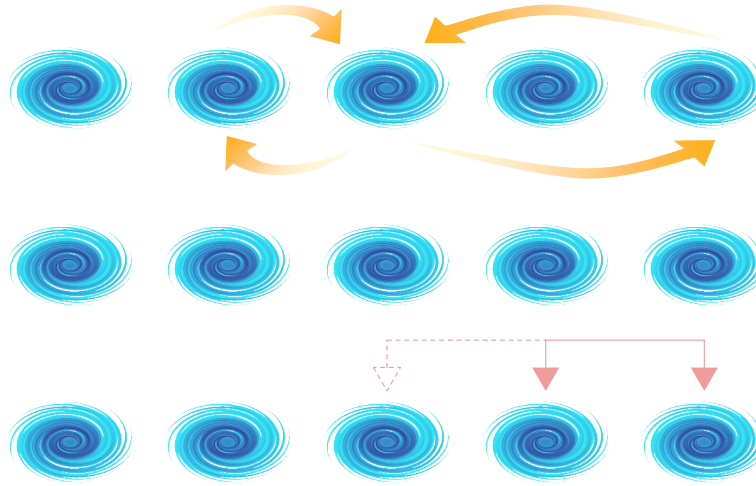


图 11 基于马约拉纳零能模阵列的可能编织方案, 包括利用 STM 针尖物理上移动涡旋和只通过测量实现编织的方案

Fig. 11. Schematic of possible braiding approaches based on the MZM lattice. Upper panel: Physically move the vortices around each other using a STM tip. Lower panel: Measurement-only approach without physically moving the vortices.

## 参考文献

- [1] Majorana E 1937 *Nuovo Ciment* **14** 171
- [2] Avignone F T, Elliott S R, Engel J 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 481
- [3] Arnquist I J, Avignone III F T, Barabash A S, Barton C J, Barton P J, Bhimani K H, Blalock E, Bos B, Busch M, Buuck M, Caldwell T S, Chan Y D, Christofferson C D, Chu P H, Clark M L, Cuesta C, Detwiler J A, Efremenko Yu, Ejiri H, Elliott S R, Giovanetti G K, Green M P, Gruszko J, Guinn I S, Guiseppe V E, Haufe C 3Lopez A M, López-Castàno J M, Martin E L, Martin R D, Massarczyk R, Meijer S J, Mertens S, Oli T K, Othman G, Paudel L S, Pettus W, Poon A W P, Radford D C, Reine A L, Rielage K, Ruof N W, Schaper D C, Tedeschi D, Varner R L, Vasilyev S, Wilkerson J F, Wiseman C, Xu W, Yu C H, Zhu B X 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 062501
- [4] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [5] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501
- [6] Kitaev A Y 2003 *Ann. Phys.-New. York.* **303** 2
- [7] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [8] Aasen D, Hell M, Mishmash R V, Higginbotham A, Danon J, Leijnse M, Jespersen T S, Folk J A, Marcus C M, Flensberg K, Alicea J 2016 *Phys. Rev. X* **6** 031016
- [9] Moore G, Read N 1991 *Nucl. Phys. B* **360** 362
- [10] Read N, Green D 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10267
- [11] Ivanov D A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 268
- [12] Kitaev A Y 2001 *Phys. Uspekhi* **44** 131
- [13] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [14] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001
- [15] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 040502
- [16] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Bernevig B A, Yazdani A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 020407
- [17] Braunecker B, Simon P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 147202
- [18] Klinovaja J, Stano P, Yazdani A, Loss D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 186805
- [19] Li J, Neupert T, Wang Z J, MacDonald A H, Yazdani A, Bernevig B A 2016 *Nat. Commun.* **7** 12297
- [20] Maeno Y, Hashimoto H, Yoshida K, Nishizaki S, Fujita T, Bednorz J G, Lichtenberg F 1994 *Nature* **372** 532
- [21] Kallin C 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 042501
- [22] Hassinger E, Bourgeois-Hope P, Taniguchi H, de Cotret S R, Grissonnanche G, Anwar M S, Maeno Y, Doiron-Leyraud N, Taillefer L 2017 *Phys. Rev. X* **7** 011032
- [23] Ran S, Eckberg C, Ding Q P, Furukawa Y, Metz T, Saha S R, Liu I L, Zic M, Kim H, Paglione J, Butch N P 2019 *Science* **365** 684
- [24] Jiao L, Howard S, Ran S, Wang Z Y, Rodriguez J O, Sigrist M, Wang Z Q, Butch N P, Madhavan V 2020 *Nature* **579** 523
- [25] Pustogow A, Luo Y K, Chronister A, Su Y S, Sokolov D A, Jerzembeck F, Mackenzie A P, Hicks C W, Kikugawa N, Raghu S, Bauer E D, Brown S E 2019 *Nature* **574** 72
- [26] Xu J P, Wang M X, Liu Z L, Ge J F, Yang X, Liu C, Xu Z A, Guan D, Gao C L, Qian D, Liu Y, Wang Q H, Zhang F C, Xue Q K, Jia J F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 017001
- [27] Sun H H, Zhang K W, Hu L H, Li C, Wang G Y, Ma H Y, Xu Z A, Gao C L, Guan D D, Li Y Y, Liu C, Qian D, Zhou Y, Fu L, Li S C, Zhang F C, Jia J F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 257003
- [28] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [29] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [30] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J, Chen H, Jeon S, Seo J, MacDonald A H, Bernevig B A, Yazdani A 2014 *Science* **346** 602
- [31] Ruby M, Pientka F, Peng Y, von Oppen F, Heinrich B W, Franke K J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 197204
- [32] Kim H, Palacio-Morales A, Posske T, Rozsa L, Palotas K, Szunyogh L, Thorwart M, Wiesendanger R 2018 *Sci. Adv.* **4** eaar5251
- [33] Palacio-Morales A, Mascot E, Cocklin S, Kim H, Rachel S, Morr D K, Wiesendanger R 2019 *Sci. Adv.* **5** eaav6600
- [34] Kezilebieke S, Huda M N, Vano V, Aapro M, Ganguli S C, Silveira O J, Glodzik S, Foster A S, Ojanen T, Liljeroth P 2020 *Nature* **588** 424
- [35] Kezilebieke S, Silveira O J, Huda M N, Vano V, Aapro M, Ganguli S C, Lahtinen J, Mansell R, van Dijken S, Foster A

- S, Liljeroth P 2021 *Adv. Mater.* **33** 2006850
- [36] Zheng H, Jia J F 2019 *Chin. Phys. B* **28** 067403
- [37] Chen M Y, Chen X Y, Yang H, Du Z Y, Wen H H 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat1084
- [38] Liang J, Zhang Y J, Yao X, Li H, Li Z X, Wang J N, Chen Y Z, Sou I K 2020 *P. Natl. Acad. Sci. Usa.* **117** 221
- [39] Jack B, Xie Y L, Yazdani A 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 541
- [40] Yuan Y H, Pan J, Wang X T, Fang Y Q, Song C L, Wang L L, He K, Ma X C, Zhang H J, Huang F Q, Li W, Xue Q K 2019 *Nat. Phys.* **15** 1046
- [41] Nayak A K, Steinbok A, Roet Y, Koo J, Margalit G, Feldman I, Almoalem A, Kanigel A, Fiete G A, Yan B H, Oreg Y, Avraham N, Beidenkopf H 2021 *Nat. Phys.* **17** 1413
- [42] Lv Y F, Wang W L, Zhang Y M, Ding H, Li W, Wang L L, He K, Song C L, Ma X C, Xue Q K 2017 *Sci. Bull.* **62** 852
- [43] Wray L A, Xu S Y, Xia Y Q, Hor Y S, Qian D, Fedorov A V, Lin H, Bansil A, Cava R J, Hasan M Z 2010 *Nat. Phys.* **6** 855
- [44] Tao R, Yan Y J, Liu X, Wang Z W, Ando Y, Wang Q H, Zhang T, Feng D L 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041024
- [45] Tanaka Y, Nakayama K, Souma S, Sato T, Xu N, Zhang P, Richard P, Ding H, Suzuki Y, Das P, Kadowaki K, Takahashi T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 125111
- [46] Khim S, Landaeta J F, Banda J, Bannor N, Brando M, Brydon P M R, Hafner R, Kuchler R, Cardoso-Gil R, Stockert U, Mackenzie A P, Agterberg D F, Geibel C, Hassinger E 2021 *Science* **373** 1012
- [47] Landaeta J F, Khanenko P, Cavanagh D C, Geibel C, Khim S, Mishra S, Sheikin I, Brydon P M R, Agterberg D F, Brando M, Hassinger E 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031001
- [48] Ortiz B R, Teicher S M L, Hu Y, Zuo J L, Sarte P M, Schueller E C, Abeykoon A M M, Krogstad M J, Rosenkranz S, Osborn R, Seshadri R, Balents L, He J F, Wilson S D 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 247002
- [49] Chen H, Yang H T, Hu B, Zhao Z, Yuan J, Xing Y Q, Qian G J, Huang Z H, Li G, Ye Y H, Ma S, Ni S L, Zhang H, Yin Q W, Gong C S, Tu Z J, Lei H C, Tan H X, Zhou S, Shen C M, Dong X L, Yan B H, Wang Z Q, Gao H J 2021 *Nature* **599** 222
- [50] Liang Z W, Hou X Y, Zhang F, Ma W R, Wu P, Zhang Z Y, Yu F H, Ying J J, Jiang K, Shan L, Wang Z Y, Chen X H 2021 *Phys. Rev. X* **11** 031026
- [51] Paglione J, Greene R L 2010 *Nat. Phys.* **6** 645
- [52] Stewart G R 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1589
- [53] Wen H H, Li S L 2011 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2** 121
- [54] Fernandes R M, Coldea A I, Ding H, Fisher I R, Hirschfeld P J, Kotliar G 2022 *Nature* **601** 35
- [55] Wang D, Kong L, Fan P, Chen H, Zhu S, Liu W, Cao L, Sun Y, Du S, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Ding H, Gao H J 2018 *Science* **362** 333
- [56] Li G, Zhu S Y, Wang D F, Wang Y L, Gao H J 2021 *Supercond. Sci. Tech.* **34** 073001
- [57] Li G, Zhu S Y, Fan P, Cao L, Gao H J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 080301
- [58] Liu Q, Chen C, Zhang T, Peng R, Yan Y J, Wen C H P, Lou X, Huang Y L, Tian J P, Dong X L, Wang G W, Bao W C, Wang Q H, Yin Z P, Zhao Z X, Feng D L 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041056
- [59] Liu W Y, Cao L, Zhu S Y, Kong L Y, Wang G W, Papaj M, Zhang P, Liu Y B, Chen H, Li G, Yang F Z, Kondo T, Du S X, Cao G H, Shin S, Fu L, Yin Z P, Gao H J, Ding H 2020 *Nat. Commun.* **11** 5688
- [60] Kong L Y, Cao L, Zhu S Y, Papaj M, Dai G Y, Li G, Fan P, Liu W Y, Yang F Z, Wang X C, Du S X, Jin C Q, Fu L, Gao H J, Ding H 2021 *Nat. Commun.* **12** 4146
- [61] Li M, Li G, Cao L, Zhou X T, Wang X C, Jin C Q, Chiu C K, Pennycook S J, Wang Z Q, Gao H J 2022 *Nature* **606** 890
- [62] Hao N N, Hu J P 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031053
- [63] Hao N, Hu J P 2019 *Natl. Sci. Rev.* **6** 213
- [64] Wang Z J, Zhang P, Xu G, Zeng L K, Miao H, Xu X Y, Qian T, Weng H M, Richard P, Fedorov A V, Ding H, Dai X, Fang Z 2015 *Phys. Rev. B* **92** 115119
- [65] Fang M H, Pham H M, Qian B, Liu T J, Vehstedt E K, Liu Y, Spinu L, Mao Z Q 2008 *Phys. Rev. B* **78** 224503
- [66] Chen G F, Chen Z G, Dong J, Hu W Z, Li G, Zhang X D, Zheng P, Luo J L, Wang N L 2009 *Phys. Rev. B* **79** 140509(R)
- [67] Pourret A, Malone L, Antunes A B, Yadav C S, Paulose P L, Fauque B, Behnia K 2011 *Phys. Rev. B* **83** 020504(R)
- [68] Homes C C, Dai Y M, Wen J S, Xu Z J, Gu G D 2015 *Phys. Rev. B* **91** 144503
- [69] Xu G, Lian B, Tang P Z, Qi X L, Zhang S C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 047001
- [70] Zhang Z Y 2017 *Sci. Bull.* **62** 671
- [71] Qin W, Gao J Q, Cui P, Zhang Z Y 2023 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **66** 267005
- [72] Yazdani A, von Oppen F, Halperin B I, Yacoby A 2023 *Science* **380** eade0850
- [73] Zhang P, Yaji K, Hashimoto T, Ota Y, Kondo T, Okazaki K, Wang Z, Wen J, Gu G D, Ding H, Shin S 2018 *Science* **360** 182
- [74] Machida T, Sun Y, Pyon S, Takeda S, Kohsaka Y, Hanaguri T, Sasagawa T, Tamegai T 2019 *Nat. Mater.* **18** 811
- [75] Chiu C K, Machida T, Huang Y Y, Hanaguri T, Zhang F C 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay0443
- [76] Lu X F, Wang N Z, Wu H, Wu Y P, Zhao D, Zeng X Z, Luo X G, Wu T, Bao W, Zhang G H, Huang F Q, Huang Q Z, Chen X H 2015 *Nat. Mater.* **14** 325
- [77] Huang Y L, Feng Z P, Ni S L, Li J, Hu W, Liu S B, Mao Y Y, Zhou H X, Zhou F, Jin K, Wang H B, Yuan J, Dong X L, Zhao Z X 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 077404
- [78] Hayashi N, Isoshima T, Ichioka M, Machida K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2921
- [79] Khaymovich I M, Kopnin N B, Mel'nikov A S, Shereshevskii I A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 224506
- [80] Hu L H, Li C, Xu D H, Zhou Y, Zhang F C 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224501
- [81] Kong L, Zhu S, Papaj M, Chen H, Cao L, Isobe H, Xing Y, Liu W, Wang D, Fan P, Sun Y, Du S, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Gao H J, Ding H 2019 *Nat. Phys.* **15** 1181
- [82] Chen C, Liu Q, Zhang T Z, Li D, Shen P P, Dong X L, Zhao Z X, Zhang T, Feng D L 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 057403
- [83] Cao L, Song Y, Liu Y B, Zheng Q, Han G Y, Liu W Y, Li M, Chen H, Xing Y Q, Cao G H, Ding H, Lin X, Du S X, Zhang Y Y, Li G, Wang Z Q, Gao H J 2021 *Nano Res.* **14** 3921
- [84] Iyo A, Kawashima K, Kinjo T, Nishio T, Ishida S, Fujihisa H, Gotoh Y, Kihou K, Eisaki H, Yoshida Y 2016 *J. Am. Chem. Soc.* **138** 3410
- [85] Kawakami T, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 177001
- [86] Wang X C, Liu Q Q, Lv Y X, Gao W B, Yang L X, Yu R C, Li F Y, Jin C Q 2008 *Solid State Commun.* **148** 538
- [87] Yin J X, Zhang S S, Dai G Y, Zhao Y Y, Kreisel A, Macam G, Wu X X, Miao H, Huang Z Q, Martiny J H J, Andersen

- B M, Shumiya N, Multer D, Litskevich M, Cheng Z J, Yang X, Cochran T A, Chang G Q, Belopolski I, Xing L Y, Wang X C, Gao Y, Chuang F C, Lin H, Wang Z Q, Jin C Q, Bang Y, Hasan M Z 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 217004
- [88] Zhang P, Wang Z J, Wu X X, Yaji K, Ishida Y, Kohama Y, Dai G Y, Sun Y, Bareille C, Kuroda K, Kondo T, Okazaki K, Kindo K, Wang X C, Jin C Q, Hu J P, Thomale R, Sumida K, Wu S L, Miyamoto K, Okuda T, Ding H, Gu G D, Tamegai T, Kawakami T, Sato M, Shin S 2019 *Nat. Phys.* **15** 41
- [89] Hanaguri T, Kitagawa K, Matsubayashi K, Mazaki Y, Uwatoko Y, Takagi H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 214505
- [90] Hu L H, Wu X X, Liu C X, Zhang R X 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 277001
- [91] König E J, Coleman P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 207001
- [92] Qin S S, Hu L H, Le C C, Zeng J F, Zhang F C, Fang C, Hu J P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 027003
- [93] Chen C, Jiang K, Zhang Y, Liu C F, Liu Y, Wang Z Q, Wang J 2020 *Nat. Phys.* **16** 536
- [94] Zhang Y, Jiang K, Zhang F C, Wang J, Wang Z Q 2021 *Phys. Rev. X* **11** 011041
- [95] Yin J X, Wu Z, Wang J H, Ye Z Y, Gong J, Hou X Y, Shan L, Li A, Liang X J, Wu X X, Li J, Ting C S, Wang Z Q, Hu J P, Hor P H, Ding H, Pan S H 2015 *Nat. Phys.* **11** 543
- [96] Fan P, Yang F Z, Qian G J, Chen H, Zhang Y Y, Li G, Huang Z H, Xing Y Q, Kong L Y, Liu W Y, Jiang K, Shen C M, Du S X, Schneeloch J, Zhong R D, Gu G D, Wang Z Q, Ding H, Gao H J 2021 *Nat. Commun.* **12** 1348
- [97] Wang Z Y, Rodriguez J O, Jiao L, Howard S, Graham M, Gu G D, Hughes T L, Morr D K, Madhavan V 2020 *Science* **367** 104
- [98] Hu J P 2013 *Phys. Rev. X* **3** 031004
- [99] Hao N N, Hu J P 2014 *Phys. Rev. B* **89** 045144
- [100] Law K T, Lee P A, Ng T K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 237001
- [101] Zhu S, Kong L, Cao L, Chen H, Papaj M, Du S, Xing Y, Liu W, Wang D, Shen C, Yang F, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Zhang Y Y, Ding H, Gao H J 2020 *Science* **367** 189
- [102] Ge J F, Bastiaans K M, Chatzopoulos D, Cho D, Tromp W O, Benschop T, Niu J, Gu G, Allan M P 2022 *arXiv: 2205.10346 [cond-mat.supr-con]*
- [103] Yu L 1965 *Acta Phys. Sin.* **21** 75 (in Chinese) [于渌 1965 物理学报 **21** 75]
- [104] Shiba H 1968 *Prog. Theor. Phys.* **40** 435
- [105] Rusinov A I 1969 *JETP Lett.* **9** 1101
- [106] Caroli C, De Gennes P G, Matricon J 1964 *Phys. Lett.* **9** 307
- [107] Jeon S, Xie Y L, Li J, Wang Z J, Bernevig B A, Yazdani A 2017 *Science* **358** 772
- [108] Wang D F, Wiebe J, Zhong R D, Gu G D, Wiesendanger R 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 076802
- [109] Cao L, Liu W Y, Li G, Dai G Y, Zheng Q, Wang Y X, Jiang K, Zhu S Y, Huang L, Kong L Y, Yang F Z, Wang X C, Zhou W, Lin X, Hu J P, Jin C Q, Ding H, Gao H J 2021 *Nat. Commun.* **12** 6312
- [110] Yim C M, Trainer C, Ahuru R, Chi S, Hardy W N, Liang R X, Bonn D, Wahl P 2018 *Nat. Commun.* **9** 2602
- [111] Bonderson P, Freedman M, Nayak C 2009 *Ann. Phys.-new. York.* **324** 787
- [112] Wang Y X, Lin M, Hughes T L 2018 *Phys. Rev. B* **98** 165144
- [113] Wang Q Y, Liu C C, Lu Y M, Zhang F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 186801
- [114] Hsu C H, Stano P, Klinovaja J, Loss D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 196801
- [115] Li C, Luo X J, Chen L, Liu D E, Zhang F C, Liu X 2022 *Natl. Sci. Rev.* **9** nwac095



The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica***Majorana zero mode and its lattice construction in iron-based superconductors\***Li Geng<sup>1)2)3)</sup> Ding Hong<sup>4)</sup> Wang Zi-Qiang<sup>5)</sup> Gao Hong-Jun<sup>1)2)3)†</sup>1) (*Nanoscale Physics and Devices Laboratory, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)3) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)4) (*Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 201210, China*)5) (*Boston College, Chestnut Hill, MA 02467, USA*)

( Received 26 December 2023; revised manuscript received 24 January 2024 )

**Abstract**

Majorana zero modes (MZMs) obey non-Abelian braiding statistics. The braiding of MZMs can be used to construct the basic unit—topological qubit—of the topological quantum computation, which is immune to environmental noise and can achieve fault-tolerant quantum computation. The existing MZM platforms include hybrid structures such as topological insulator/superconductor, semiconducting nanowire/superconductor and 1d magnetic atomic chain/superconductor, and single materials such as 2D-WS<sub>2</sub>, 4Hb-TaS<sub>2</sub>, and iron-based superconductors (IBSs). The IBSs have advantages such as easy to fabricate, pure MZMs and high surviving temperatures of MZMs. Recently, a large-scale, ordered and tunable MZM lattice has been observed in LiFeAs, which provides a promising platform to future topological quantum computation. In this paper, first, we review the experimental observations of MZMs in IBSs, focusing on FeTe<sub>0.55</sub>Se<sub>0.45</sub>, (Li<sub>0.84</sub>Fe<sub>0.16</sub>)OHFeSe, CaKFe<sub>4</sub>As<sub>4</sub> and LiFeAs. Next, we introduce the critical experimental evidences of the MZMs. We also review the recent research work on the ordered and tunable MZM lattice in LiFeAs. Finally, we give conclusion and perspective on future Majorana research.

**Keywords:** iron-based superconductor, topological band structure, Majorana zero mode**PACS:** 03.75.Lm, 74.25.-q, 74.70.-b**DOI:** 10.7498/aps.73.20232022

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFA0308500, 2018YFA0305700), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61888102, 51991340, 52072401), the Innovation Program of Quantum Science and Technology, China (Grant No. 2021ZD0302700), and the CAS Project for Young Scientists in Basic Research (Grant No. YSBR-003).

† Corresponding author. E-mail: [hjgao@iphy.ac.cn](mailto:hjgao@iphy.ac.cn)

## 铁基超导体中的马约拉纳零能模及其阵列构筑

李更 丁洪 汪自强 高鸿钧

## Majorana zero mode and its lattice construction in iron-based superconductors

Li Geng Ding Hong Wang Zi-Qiang Gao Hong-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 030302 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20232022

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232022>

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

#### 铁基超导涡旋演生马约拉纳零能模

Emergent vortex Majorana zero mode in iron-based superconductors

物理学报. 2020, 69(11): 110301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200717>

#### 从高质量半导体/超导体纳米线到马约拉纳零能模

From high-quality semiconductor/superconductor nanowires to Majorana zero mode

物理学报. 2021, 70(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201750>

#### 铁基超导中拓扑量子态研究进展

Research progress of topological quantum states in iron-based superconductor

物理学报. 2018, 67(20): 207101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181455>

#### 新型交生结构自掺杂铁基超导体

Self-doped iron-based superconductors with intergrowth structures

物理学报. 2018, 67(20): 207406 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181355>

#### 铁基超导体的输运性质

The transport properties of iron-based superconductors

物理学报. 2021, 70(1): 017404 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201836>

#### 偏置磁场方向对磁性光子晶体能带结构的影响及其在构建拓扑边界态中的作用

Influence of bias magnetic field direction on band structure of magnetic photonic crystal and its role in constructing topological edge states

物理学报. 2020, 69(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200198>