

专题: 超导及其应用

电子型 FeSe 基高温超导体的磁通束缚态与 Majorana 零能模*

陈晨¹⁾ 刘琴¹⁾²⁾ 张童^{1)3)5)†} 封东来^{3)4)5)‡}

1) (复旦大学物理学系, 应用表面物理国家重点实验室, 先进材料实验室, 上海 200438)

2) (表面物理与化学重点实验室, 绵阳 621908)

3) (人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京 210093)

4) (中国科学技术大学物理学院, 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

5) (上海量子科学研究中心, 上海 201315)

(2020 年 10 月 10 日收到; 2020 年 11 月 3 日收到修改稿)

作为凝聚态物理中一类新奇准粒子态, Majorana 零能模 (Majorana zero mode) 由于可用来实现拓扑量子计算而成为当前的研究热点. 理论预言, Majorana 零能模可作为特殊的束缚态出现在一些拓扑超导体的磁通涡旋中. 但实际超导体磁通中还可能存在着其他低能束缚态或杂质态, 这给 Majorana 零能模的辨别和具体应用带来了困难. 目前实验上寻找合适的拓扑超导体、分辨出清晰的 Majorana 零能模仍然是十分迫切的. 本文主要介绍最近利用高能量分辨的扫描隧道显微镜, 对电子掺杂铁硒类超导体 (Li, Fe)OHFeSe 和单层 FeSe/SrTiO₃ 磁通态进行的研究. 实验上在前者的自由磁通中观测到清晰的零能模, 并进一步测量到 Majorana 零能模的重要特征——量子化电导. 而在后者磁通中只发现常规 Caroli-de Gennes-Matricon (CdGM) 束缚态, 反映出 s 波对称性的特征. 这系列实验既为 Majorana 零能模物性的进一步研究提供了合适平台, 也为澄清铁基超导体中拓扑超导电性的来源提供了线索.

关键词: 磁通涡旋, 束缚态, Majorana 零能模, 拓扑超导体, 量子化电导**PACS:** 74.25.Uv, 74.55.+v, 74.45.+c, 74.78.-w**DOI:** 10.7498/aps.70.20201673

1 引言

超导电性是由其序参量 (Δ_k) 描述的宏观量子现象. 对第二类超导体, 磁场可以部分穿过超导内部形成量子化的磁通涡旋, 并可呈晶格状排列 (图 1(a) 和图 1(b)). 涡旋中心处的超导序参量为零, 随着距离的远离逐渐恢复到正常值, 因此形成超导准粒子的“势阱”. 1964 年, Caroli 等^[1]发现对于 s 波超导

体 ($\Delta_k = \Delta$), 求解 BdG 方程可得到磁通中存在准粒子束缚态, 称为 Caroli-de Gennes-Matricon (CdGM) 束缚态. 这些态具有离散的能级, 低能近似表达式为 $E_\mu = \mu\Delta^2/E_F$. 其中系数 μ 是与轨道角动量相关的量子数, 这里取值为半整数 ($\pm 1/2, \pm 3/2, \dots$), E_F 是费米能级. 可看出磁通态能级关于费米面对称分布但没有零能态.

20 世纪末, Volovik^[2], Read 和 Green^[3] 等发现对于手性 p 波的超导体 ($\Delta_k = \Delta(k_x + ik_y)$) 或

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303004, 2016YFA0300200)、国家自然科学基金 (批准号: 11888101, 11790312)、上海市市级科技重大专项 (批准号: 2019SHZDZX01)、中国博士后科学基金 (批准号: BX20200097, 2020M681137) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tzhang18@fudan.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: dlifeng@fudan.edu.cn

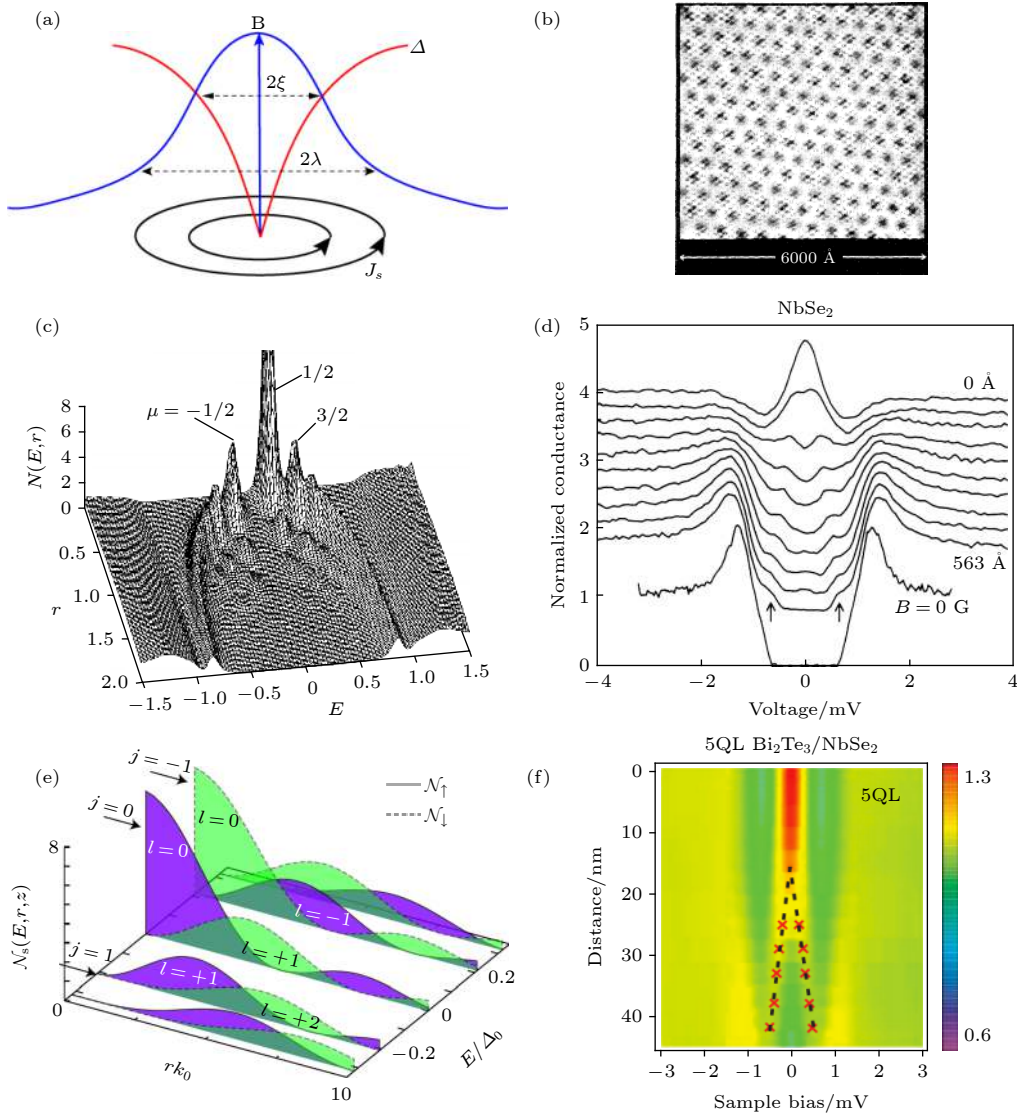


图 1 超导体磁通束缚态 (a) 磁通涡旋的示意图; (b) NbSe₂ 的磁通晶格图像 [22]; (c) 理论计算的 s 波超导体分立的磁通束缚态及其空间分布 [24]; (d) 实验测量的 NbSe₂ 从磁通中心向外的微分电导谱 [23]; (e) 理论计算的拓扑超导体磁通态和空间、自旋分布情况 [44]; (f) 5 层 Bi₂Te₃/NbSe₂ 异质结的磁通的微分电导谱 [14], 零能模在磁通中心一段距离内都存在

Fig. 1. Bound states in the vortex core of superconductor: (a) Sketch of a magnetic vortex (b) vortex lattice measured on NbSe₂; (c) calculated discrete bound states near the vortex core of s-wave superconductor; (d) a series of spectra measured near the vortex center of NbSe₂; (e) wave functions of several low-energy quasiparticle excitations in a vortex of topological superconductor; (f) color plot of a set of dI/dV spectra measured along the vortex core on 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ heterostructure. Majorana zero mode exists within a certain distance near the vortex center.

者超流体, 其涡旋中心的束缚态能级仍可写为 $E_\mu = \mu\Delta^2/E_F$, 但角动量子数 μ 变为整数 ($0, \pm 1, \pm 2, \dots$). 这是因为其特殊的序参量产生额外的相位, 改变了涡旋中准粒子波函数边界条件. 而能量 $E = 0$ 的束缚态即为 Majorana 零能模 (Majorana zero mode). Majorana 零能模是凝聚态物质中的一类特殊准粒子态 [4–8], 它可看作由粒子和空穴态混合而成, 其反粒子为其自身. 重要的是它是满足非 Abelian 统计的最简单准粒子态, 可用于构建拓扑量子比特, 实现容错型拓扑量子计算 [9,10]. 进一步理论还指出,

Majorana 零能模的出现是超导体具有拓扑非平庸性的直接体现. 它是拓扑超导体的一种边界态. 而上述手性 p 波超导体就是一种拓扑超导体.

Majorana 零能模的潜在应用价值极大激发了人们对拓扑超导还有它们边界态的研究. 但在实验上 p 波超导十分不易实现, 尤其对自旋简并 p 波超导还需要半整数磁通才能得到单个 Majorana 零能模 [2]. 直到 2008 年, 麻省理工学院的 Fu 和 Kane [11] 提出了一种易于实现的模型体系, 即让 s 波超导体和自旋手性的拓扑表面态耦合在一起, 则该体系的

哈密顿量等效于无自旋的手性 $p + ip$ 波超导体, 其磁通中心即可观测到单个 Majorana 零能模. 后来该模型也被拓展到一维体系^[4-7]. 基于这一设想的实验迅速展开, 目前人们已在 s 波超导/拓扑绝缘体薄膜异质结^[12-15], 一维链状系统 (半导体纳米线、磁性链) 与超导体耦合体系^[16-20] 中观察到许多 Majorana 零能模的重要迹象.

本文主要关注超导磁通涡旋中的 Majorana 零能模. 如前所述, 磁通束缚态的研究很早就已开始, 要检验 Majorana 零能模, 首先要看这些磁通态中是否有零能态. 扫描隧道显微镜 (STM) 因为具有探测局域电子态的能力并可在极低温下工作, 因此很适合测量磁通束缚态^[21]. 但长期以来人们并未在超导磁通中看到分立的束缚态能级, 这主要是因为磁通态之间的能量间隔通常太小了. 比如对一般金属或合金超导体, Δ 的典型值约 1 meV, 而 $E_F \approx 1$ eV, 则能量间隔 Δ^2/E_F 仅为 1 μ eV, 这远小于目前最低温度 STM 的能量分辨率. 另外如果体系存在杂质散射等其他因素, 则能级会被展宽而变得更难分辨. 例如 Hess 等^[22,23] 在 NbSe₂ 磁通中心只观察到一个很宽的零偏压峰, 并且远离磁通中心时, 这一零偏压峰开始劈裂 (见图 1(d)). 而离散磁通态的行为理论上如图 1(c) 所示: 低能磁通态的能量不随距离变化但强度随距离指数衰减 (同时叠加一个周期为费米波长的振荡). 当 μ 较大时, 高能级束缚态 E_μ 在距离 $r_\mu \sim |\mu|/k_F$ 处有最大的强度^[24]. 因此 NbSe₂ 磁通中看到的零偏压峰和劈裂的峰实际上是一系列磁通态的包络, 并且许多其他超导体中看到的都是类似现象^[25-27].

近年来, 铁基高温超导的出现给磁通束缚态乃至拓扑超导研究提供了新的契机. 此类材料能带较窄, 具有小 E_F 和相对大的、完全打开的超导能隙, 因此有利于磁通束缚态的观测. 并且理论上许多铁基超导体可以存在拓扑非平庸的电子结构^[28-31]. 最近人们在 Fe(Te, Se) 观测到分立的磁通束缚态和零能模^[32-35], 还观测到自旋手性的表面态, 并且有来自体态近邻效应的超导能隙^[36]. 这意味着 Fe(Te, Se) 是符合 Fu-Kane 模型的拓扑超导系统. 由于磁通之间的相互作用^[37] 和材料局域组分不均匀^[35] 等因素, 实验上只在一定比例的磁通中探测到 Majorana 零能模.

上面的结果表明, 要在磁通中寻找清晰的 Majorana 零能模, 需要材料体系尽量满足:

1) 是本征拓扑超导体或者拥有拓扑非平庸的

电子结构, 符合 Fu-Kane 模型;

2) 较小的 E_F 和尽量大的超导能隙 (也即较高的 T_c), 这既有利于测量也有利于增强 Majorana 零能模抗干扰能力;

3) 较短的超导相干长度来减弱磁通间相互作用和磁通钉扎;

4) 化学配比均匀的超导层来避免局域无序和杂质带来的干扰.

同时需要指出的是, 零偏压电导峰并不一定就来源于 Majorana 零能模, 许多其他效应也可产生零能峰 (或很靠近零能的峰), 比如杂质束缚态 (Yu-Shiba-Rusinov 态)^[38], Kondo 效应^[39], SIS 隧穿^[40] 等. 因此实验上一方面要排除这些平庸零能态的出现, 另一方面还要检验观测到的零能峰是否具有 Majorana 零能模的其他重要特征, 比如电导量子化^[20,41,42] 和自旋极化^[15,19,43-45] 等. 与此同时, 对比研究不同能带结构的铁基超导体磁通态对理解其产生机理也有帮助.

本文将介绍最近对电子掺杂铁硒类超导体 (Li, Fe)OHFeSe 和单层 FeSe/SrTiO₃ 磁通态进行的研究^[46-48]. 实验发现前者具有清晰和“鲁棒”的零能模而且表现出 Majorana 零能模的特征——量子化的电导, 而后者只具有常规 CdGM 磁通态, 是 s 波对称性的表现. 全文结构如下, 第 2 节介绍 (Li, Fe)OHFeSe 体系的能带计算和光电子能谱测量; 第 3 节介绍 (Li, Fe)OHFeSe 无钉扎磁通的 STM 测量; 第 4 节介绍利用更高能量分辨 STM 对 (Li, Fe)OHFeSe 零能模的量子化电导测量; 第 5 节介绍单层 FeSe/SrTiO₃ 薄膜的磁通态的对比实验结果; 第 6 节是全文的总结与对未来的展望.

2 (Li, Fe)OHFeSe 的能带结构与光电子能谱测量

铁基超导是多带体系, 成员众多且具有丰富的物性. 2014 年 Hao 和 Hu^[28] 就预言铁基超导中可存在拓扑非平庸的能带结构, 随后在 Fe(Se, Te) 材料的计算中得到进一步发展^[29,30]. (Li, Fe)OHFeSe 是近年来发现的插层类重电子掺杂 FeSe 基超导体^[49-52], T_c 达到 42 K, 其晶体结构如图 2(a) 所示. 文献^[46] 采用密度泛函理论 (DFT) 结合动态平均场理论 (DMFT)^[53,54] 计算了 (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe 的能带结构, 发现其也具有满足 Fu-Kane 模型的拓扑表面态与拓扑非平庸的体能带.

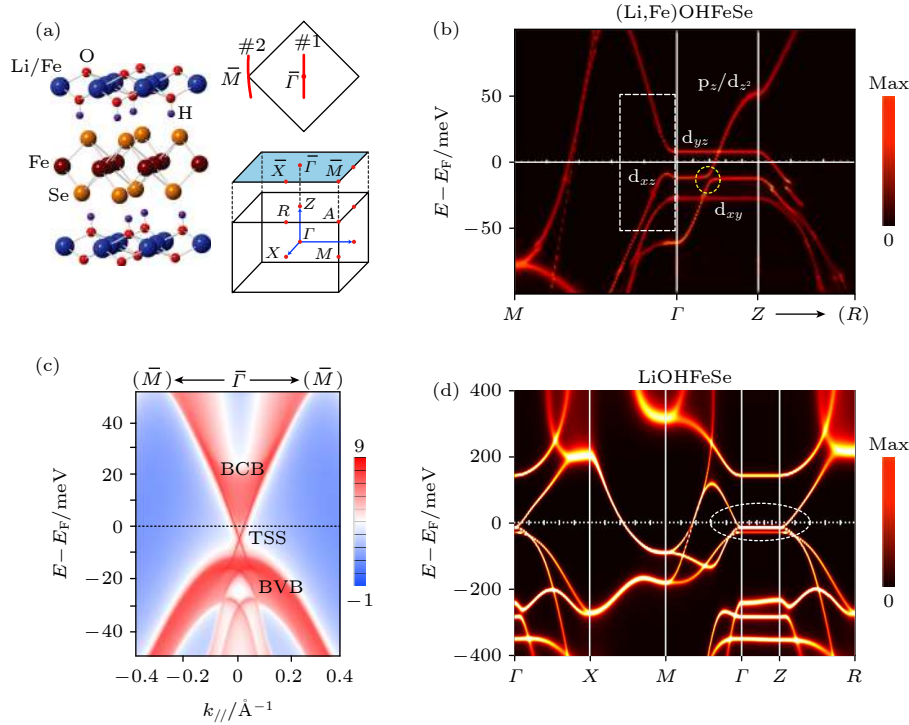


图 2 (Li, Fe)OHFeSe 的能带结构和拓扑表面态 (a) (Li, Fe)OHFeSe 的晶体结构、体态和 (001) 表面的布里渊区; (b) 利用 DFT+DMFT 计算的 (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe 沿着 $M-\Gamma-Z(R)$ 方向的能带结构; (c) 沿 $\bar{\Gamma}-\bar{M}$ 方向在 (001) 面上计算的体态和狄拉克锥状的拓扑表面态; (d) LiOHFeSe 在无自旋轨道耦合且处于顺磁 PM 状态下的能带结构

Fig. 2. Band structure and topological surface states of (Li, Fe)OHFeSe: (a) The crystal structure and bulk & (001) surface Brillouin zone of (Li, Fe)OHFeSe; (b) band structure of (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe along $M-\Gamma-Z(R)$ direction, represented by spectral functions calculated by density functional theory (DFT) combined with dynamical mean-field theory (DMFT) methods; (c) calculated bulk and Dirac-cone-like topological surface states on the (001) surface along the $\bar{\Gamma}-\bar{M}$ direction; (d) band structure of LiOHFeSe in the PM state without spin orbital coupling (SOC).

如图 2(b) 所示, (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe 沿 $\Gamma-Z$ 方向的费米面附近存在三条较平的能带和一条有明显色散的能带, 前者主要是 Fe 的 3d_{xy}, 3d_{yz} 和 3d_{xz} 轨道所贡献, 而后者主要由 Se 的 4p_z 轨道和 (Li, Fe) OH 层中 Fe 原子的 3d² 轨道所组成. 该具有色散的能带在 Γ 点和 Z 点是奇宇称, 并且它穿越了费米能级和 Fe 的 3d 能带, 形成了拓扑非平庸的能带反转. 这里 (Li, Fe)OH 层中的 Fe 原子起到了很重要的作用, 它和 Se 的 4p_z 轨道发生了很强的杂化, 因而改变了 Se 的 4p_z 能带的色散和位置.

此外, 材料中的自旋轨道耦合具有非常大的作用. 如果没有自旋轨道耦合, Fe 的 3d_{xz} 和 3d_{yz} 能带在 Γ 点处是简并的, 处于 Γ_5^+ 态, 而色散的 Se 的 4p_z 能带在 Γ 点处是奇宇称的 Γ_2^- 态. 存在自旋轨道耦合时, 双简并的 Γ_5^+ 态分为一个低能的 Γ_6^+ 态和一个高能的 Γ_7^+ 态, 并且 Γ_2^- 态变为 Γ_6^- 态^[29]. 在四方晶体结构固有的 C_{4v} 对称性下, 这两个 Γ_6^+ 态

和 Γ_6^- 态衍生出 Λ_6 能带, 主要是 Fe 的 3d_{xz} 和 Se 的 4p_z 轨道, 且沿着 $\Gamma-Z$ 方向发生杂化, 并在它们的交叉点附近 (图 2(b) 中的虚线圆圈处) 打开一个约 2.5 meV 的能隙. 在自旋轨道耦合能隙打开后, 可计算体系的 Z_2 不变量为 1^[29], 这表明 (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe 处于拓扑非平庸相, 会在体能隙中出现无能隙拓扑表面态, 表面的不连续性消除了 Γ_6^+ 态和 Γ_6^- 态之间的杂化能隙. 进一步计算表明 $\bar{\Gamma}$ 点处的狄拉克锥状的表面态出现在 (001) 表面上, 如图 2(c) 所示. 拓扑表面态具有螺旋自旋结构, 当它由体态超导近邻效应而变得超导时, 可在磁通中心产生 Majorana 零能模^[11].

作为对比, 图 2(d) 给出了相同晶体结构但 LiOH 层中没有掺杂 Fe 原子的 LiOHFeSe 的能带结构. 可以看出在费米能级附近, LiOHFeSe 的三条 Fe 3d 能带与 (Li_{0.75}Fe_{0.25})OHFeSe 相似, 而不同的地方在于它没有 Se p_z 能带穿越费米能级与 Fe 的 3d 能带相交, 这表明沿 $\Gamma-Z$ 方向没有出现

拓扑能带反转. 因此 LiOHFeSe 是拓扑平庸的. 综上所述, LiOH 层中的铁原子在诱导 (Li, Fe)OHFeSe 的非平庸能带拓扑及其 (001) 表面的拓扑表面态方面起着重要作用.

为了验证理论计算中的能带结构, 实验上对 (Li, Fe)OHFeSe 材料进行了角分辨光电子能谱 (angle resolved photo-emission spectroscopy, ARPES) 的测量. 测量样品是 LaAlO₃ 衬底上通过基体辅助水热外延技术生长的高质量 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 单晶薄膜^[55,56], 超导转变温度 $T_c \approx 42$ K. 图 3(a) 给出了其布里渊区中心 $\bar{\Gamma}$ 点附近的光电子谱图.

可以看到费米能量以下有多条抛物线能带, 且在 -300 meV 附近有一个平坦带. 此外在 $\bar{M}$ 点处观察到一条带底在 -50 meV 的电子能带 (图 3(g) 和图 3(h)). 这些观测到的能带和图 2(b) 中计算的能带定性上有一一对应的关系. 但由于电子关联效应, 能带绝对位置和带宽与理论有所不同. 还有些计算中的能带没有被观测到 (比如 $\bar{M}$ 点处的其他电子能带). 但图 2(b) 中的计算还是定性反映了能带的特征, 并且与其他一些铁硫族超导体类似^[57]. 需要指出的是重电子掺杂 FeSe 体系的精确能带计算至今仍然是有挑战性的.

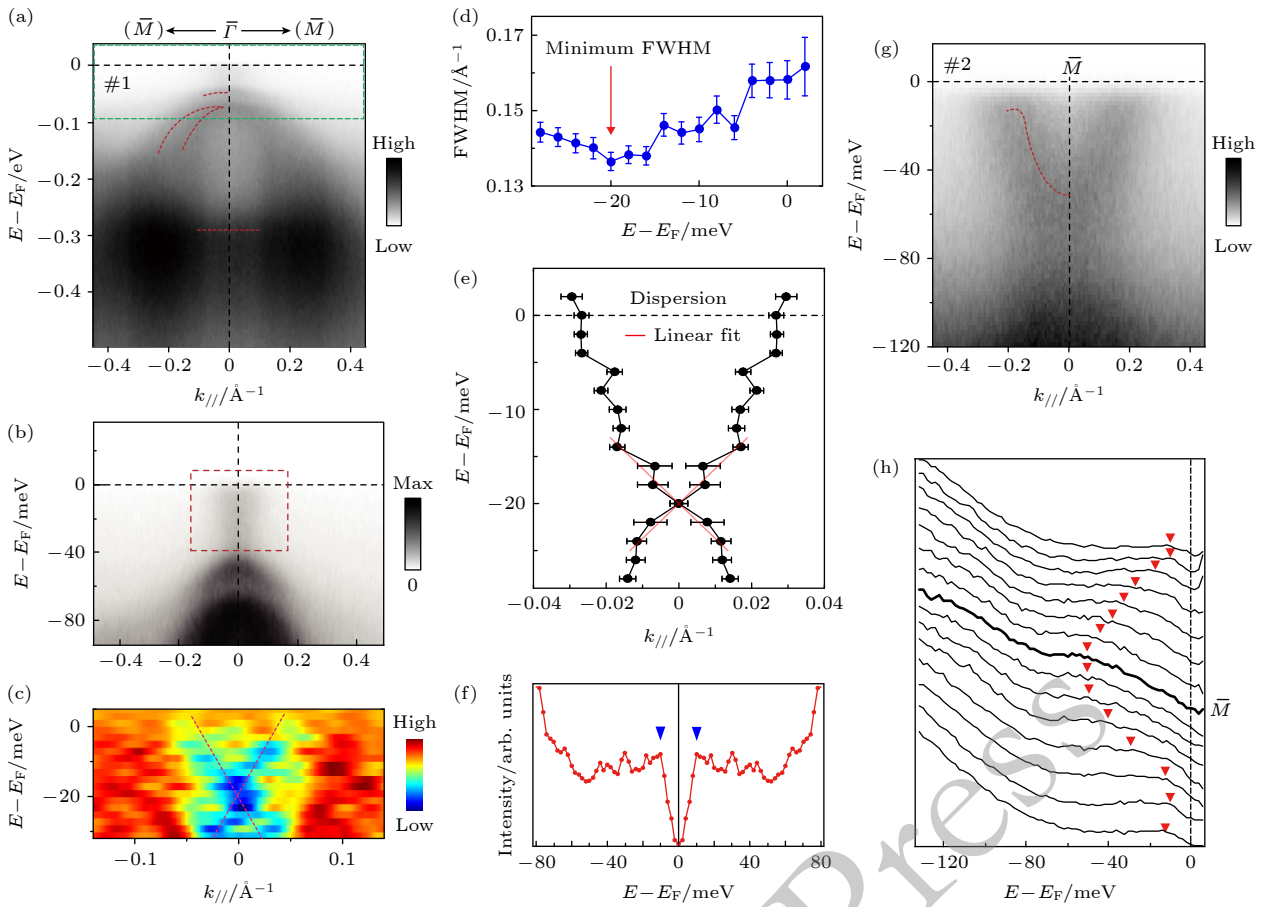


图 3 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 的角分辨光电子实验测量 (a) 沿着图 2(a) 中切割线 #1 的方向穿过 $\bar{\Gamma}$ 点测量的光电子能谱; (b) 在图 (a) 中 $\bar{\Gamma}$ 点费米能量附近绿色虚线框中放大的数据; (c) 图 (b) 红色虚线框区域的光电子能谱的二阶导数, 可以看到类似狄拉克锥的色散; (d) 拟合得到的作为能量函数的峰的半高宽; (e) 从数据中提取的 E - k 色散以及交叉点处的线性拟合; (f) $\bar{M}$ 点电子口袋附近的对称化的能量分布曲线, 可以观察到约 10 meV 的超导能隙; (g) 沿图 2(a) 中切割线 #2 穿过 $\bar{M}$ 点的光电子能谱; (h) 图 (d) 中数据除以费米-狄拉克分布后的能量分布曲线 (EDCs). 所有数据均在 5.6 K 温度下用 21.2 eV 能量的光子测量

Fig. 3. ARPES measurement of (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe: (a) Photoemission intensity across $\bar{\Gamma}$ along cut #1 in Fig. 2(a); (b) an enlargement of data corresponds to the green dashed rectangle in panel (a) near E_F at $\bar{\Gamma}$ point; (c) second derivative of the photoemission intensity in the marked region of panel (b), a Dirac-cone like dispersion can be seen; (d) the FWHM obtained from fitting, as a function of energy; (e) E - k dispersion extracted from the data, and the linear fit around the crossing point; (f) symmetrized energy distribution curve (EDC) near the Fermi crossing of the M pocket, where a superconducting gap of ~ 10 meV is observed; (g) photoemission intensity taken along cut #2 across $\bar{M}$ in Fig. 2(a); (h) the energy distribution curves (EDCs) of the data in panel (d) after dividing by Fermi-Dirac distribution. All the data were measured at 5.6 K using 21.2 eV photons.

重要的是, ARPES 测量显示 $\bar{\Gamma}$ 点附近的费米能级上存在一些谱重, 且位于体能隙之内 (图 3(b)). 图 3(c) 给出了该谱重区域的二阶导数, 可以看到近似线性的狄拉克锥状色散, 因此它很可能就是理论计算中的拓扑表面态! 这里可以排除其他一些可能的来源, 比如 (Li, Fe)OH 面上的能带 [58] 或过量电子掺杂后 $\bar{\Gamma}$ 点出现的电子型费米口袋 [59], 因为它们出现的条件或者特征与图 3(b) 中的测量不符. 进一步通过拟合动量分布曲线可以得到表面态色散关系如图 3(e) 所示, 其狄拉克点位于 $E_D = 20 (\pm 2)$ meV, 费米速度 $v_F = 5.5 (\pm 1.5) \times 10^4$ m/s, 费米动量 k_F 约为 $0.028 \text{ \AA}^{-1}$.

另外实验在 $\bar{M}$ 点附近的电子型能带上可以观察到约 10 meV 的超导能隙, 如图 3(f) 和图 3(g) 所示, 但在 $\bar{\Gamma}$ 点处费米面上暂未观测到超导能隙. 一方面可能是由于这个能隙很小, 而设备的能量分辨率有限 (约为 6 meV). 另一方面也可能是该区域的 ARPES 谱包含了非超导且无序的 (Li, Fe)OH

面的贡献.

3 (Li, Fe)OHFeSe 的磁通束缚态测量

为了探测 (Li, Fe)OHFeSe 的磁通态, 实验采用了极低温 STM 进行测量 (本节数据均在 400 mK 温度下测得, 系统等效电子温度 $T_{\text{eff}} = 1.18$ K). 图 4(a) 是样品解理后的表面形貌, 可看到 FeSe 和 (Li, Fe)OH 两种不同的表面终止面. 图 4(b) 给出了 FeSe 面上典型的超导能隙谱 (蓝色线), 它具有两对超导相干峰 (Δ_1 和 Δ_2) 和 U 型底部, 与单晶样品中报道的一致 [58]. 而 (Li, Fe)OH 终止面的隧道谱表现出金属性 (图 4(b) 中的绿色线), 无超导能隙. 因为能带计算和 ARPES 实验表明 FeSe 面上可能有拓扑表面态, 因此 STM 观测到的双能隙可能分别来源于体态和表面态. 利用各向异性能隙函数 $\Delta(k) = \Delta^{\min} + (\Delta^{\max} - \Delta^{\min})|\cos(2\theta_k)|$, 可分别拟合这两个能隙的大小 ($\Delta^{\max}, \Delta^{\min}$ 分别为能

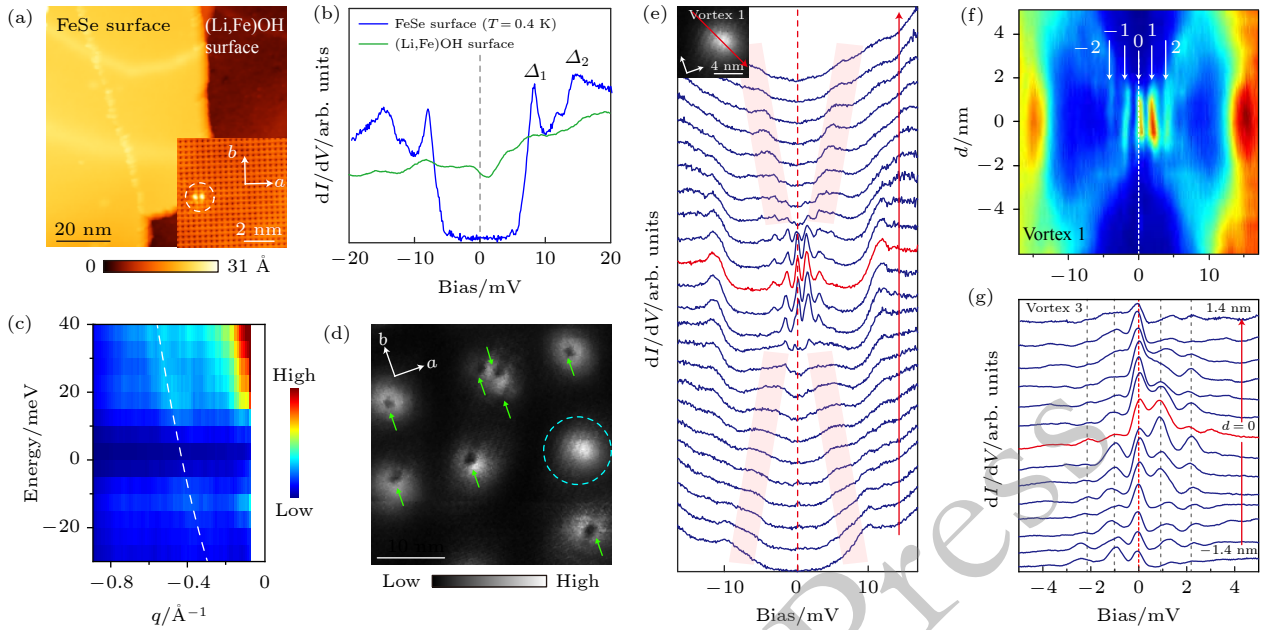


图 4 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 样品的形貌、超导能隙、准粒子干涉和磁通束缚态 (a) 解理后样品表面的形貌图, 右下插图是 FeSe 面原子晶格 (晶格常数 $a_0 = 3.8 \text{ \AA}$). 虚线圆圈内是哑铃状杂质; (b) FeSe 和 (Li, Fe)OH 面的微分电导 dI/dV 谱; (c) 利用 QPI 测量的 $\bar{M}$ 点电子型能带的色散, 虚线是抛物线拟合; (d) FeSe 面, $B = 10 \text{ T}$ 下的零偏压电导成像. 钉扎的磁通用箭头标记, 白色圆圈处是“自由”磁通; (e) 穿过自由磁通 1 的一系列隧道谱, 可清晰看到磁通中心附近分立的束缚态; (f) 对应图 (e) 中隧道谱的颜色图表示, 箭头标出了分立的磁通态; (g) 磁通中心附近较小范围内的隧道谱, 可看出零能峰的位置保持不变

Fig. 4. Topography, superconducting gap, QPI and vortex bound states of (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe: (a) Topographic image of a cleaved film. Inset: the lattice of FeSe surface ($a_0 = 3.8 \text{ \AA}$). A dimer-like defect is marked by the circle; (b) typical dI/dV spectra taken on FeSe and (Li_{0.84}Fe_{0.16})OH surface; (c) electron-like Energy dispersion measured by QPI at $\bar{M}$ point. Dashed curve is a parabolic fit; (d) zero bias conductance map on FeSe surface under $B = 10 \text{ T}$. Pinned-vortices are indicated by arrows. The dashed circle encloses a free vortex; (e) dI/dV spectra taken across the free Vortex 1 and discrete low-energy states were observed in the vortex core; (f) color plot of the spatial dependence of the dI/dV spectra shown in panels (e) and arrows indicate the positions of discrete vortex states; (g) dI/dV spectra taken at the small range near the vortex and the zero-bias peak keeps unchanged.

隙最大和最小值). 此外 FeSe 面上存在“哑铃”状缺陷, 可能是 Fe 空位或替换杂质. 它们可在超导能隙内产生明显的杂质态.

利用 QPI 测量可以得到 $\bar{\Delta}$ 点处电子口袋的色散 (图 4(c)), 抛物线拟合得到其带底为 $-57(\pm 7)$ meV, 费米动量 $k_F = 0.21(\pm 0.02) \text{ \AA}^{-1}$, 这与前面 ARPES 测量的结果一致. 对样品施加 $B = 10 \text{ T}$ 的面外磁场后, 零偏压电导成像中可以清晰地观测到磁通涡旋 (图 4(d)). 多数磁通被表面“哑铃”状缺陷所钉扎 (图 4(d) 中绿色箭头所示), 钉扎的磁通在中心处有暗点特征, 这是杂质态导致的. 但强场下依然可以在无杂质区域找到不被钉扎的“自由”磁通 (虚线圆圈处), 自由和钉扎的磁通中心的束缚态存在很大的不同.

图 4(e) 给出了 0.4 K 下测量的跨过自由磁通中心的隧道谱. 在磁通中心附近可以清晰地观测到 5 个分立的峰, 且中间的峰刚好处在零偏压处! 而其余的峰则对称地分布在两侧 (能量间隔约为 1.5 meV). 需要指出的是在 STM 测量中, 加在样品上的实际偏压值往往与设定值有 meV 量级的偏

差, 这里已经通过测量不同隧穿势垒下的 $I-V$ 曲线修正了偏压的零点 (图 5(f)). 图 4(f) 是相应谱的空间演化的彩色示意图. 此处将 5 个峰分别标记为 $E_0, E_{\pm 1}, E_{\pm 2}$. 可以看出当远离磁通中心时, 低能分立束缚态的强度不断减弱并消失. 之后一对更为展宽的峰在高能量位置处出现 (如图 4(e) 中的阴影区域所示). 这些峰在远离磁通中心的过程中逐渐移向更高能量位置, 形成了“X”型的形状.

类似的分立磁通束缚态, 包括零偏压峰, 在其他自由磁通中心都可被重复观测到. 图 5(a)—图 5(d) 给出了四个不同磁通上测量的数据. 而在不加磁场时, 这些磁通所在的区域都具有清晰的 U 型超导能隙 (图 5(e)), 这排除了这些峰来源于杂质态的可能. 在以往的测量中, 分立的磁通束缚态很少被观测到, 这是因为一般常规超导体的能级间隔 $\delta E = \Delta^2/E_F$ 太小. 而对于 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$, 由 $\Delta \approx 10 \text{ meV}$, $E_F \approx 57 \text{ meV}$, 可估算其 $\delta E = \Delta^2/E_F$ 约 $1\text{--}2 \text{ meV}$, 因此可以被低温 STM 所分辨 (实验所用 STM 分辨率为 0.36 meV). 上述形成 X 形状向外移动的峰, 其实是来源于能量间隔变小的高能

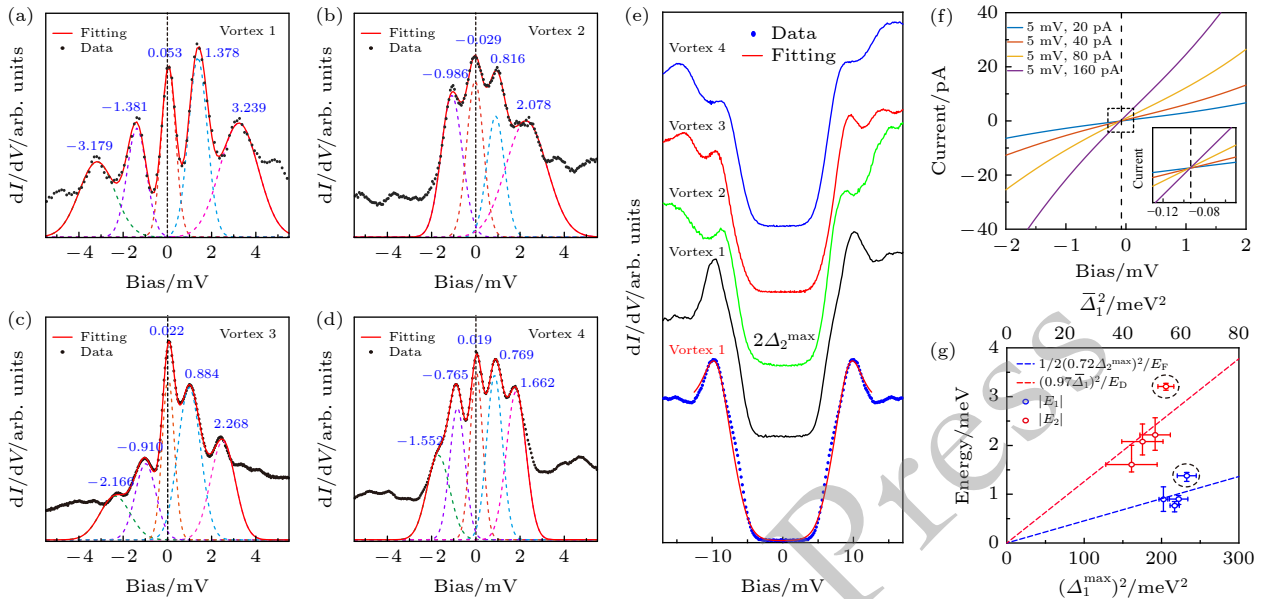


图 5 磁通束缚态的定量特性 (a)—(d) 四个不同磁通中心的微分电导谱, 红色实线是多高斯函数拟合, 虚线为每个高斯函数对应的峰; (e) 磁通 1—4 出现区域的局域超导能隙. 最下方是磁通 1 对称化后的 dI/dV 谱 (蓝色曲线) 和各向异性能隙函数拟合 (红色曲线); (f) 通过不同隧穿势垒下的 $I-V$ 谱对隧道谱零偏压点的标定; (g) 能量 $|E_2|, |E_1|$ 分别以 $(\bar{\Delta}_1)^2, (\Delta_2^{\max})^2$ 作为变量得到的拟合结果, 其中虚线代表线性拟合的结果

Fig. 5. Quantitative characterization of the vortex core states: (a)—(d) Stacked low-energy dI/dV spectra taken near the centers of Vortex 1–4. Red solid curves are the fits to multiple Gaussian peaks (dashed curves are the individual peaks); (e) local superconducting gaps measured where Vortex 1–4 emerge. The bottom curves are the symmetrized dI/dV spectrum (blue one) for vortex 1 after subtracting a background slope and corresponding fit (red one) using anisotropic gap function; (f) calibration for the zero bias offset using a set of $I-V$ spectra taken at different setpoints; (g) plots of $|E_2|$ (red circles) as a function of $(\bar{\Delta}_1)^2$, and $|E_1|$ (blue circles) as a function of $(\Delta_2^{\max})^2$. Dashed lines are the linear fitting (see legend).

级磁通态的包络,正如同在 NbSe₂ 等样品中观察到的那样^[22,23].因此实验中同时观测到了分立的低能束缚态和准连续的高能磁通态,这得益于 (Li, Fe)OHFeSe 较大的能级间隔 δE 和足够高的 STM 能量分辨率.

而零偏压峰 (E_0) 则是该实验最主要的发现.比起其他高阶峰,零能峰的峰位更稳定(不随位置变化而移动,见图 4(f) 和 (g)),而且它的展宽也明显小于其他峰,这显示出其特殊的来源.通过对图 5(a)—图 5(d) 中的峰位进行精确拟合可以得到更多的信息.首先,所有 E_0 峰非常接近能量零点,其误差均比系统的能量分辨率 (0.36 meV) 小一个量级. E_0 峰半高宽的范围是 0.59—0.80 meV,因此它们有额外展宽约 0.23—0.44 meV.但无法把 E_0 峰认为是两个靠得很近的常规磁通态,因为如果按它们间隔为 Δ^2/E_F 来计算,相应的平均 Δ 大小约 3.6—5.0 meV (取 $E_F = 57$ meV),但这些磁通附近测得的局域超导能隙都远大于这一数值 (图 5(e)).因此, E_0 峰的最直观解释便是它来自于 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 的拓扑表面态.

第二点,对于不同的自由磁通, $E_{\pm 2}$ 和 $E_{\pm 1}$ 这两组峰的峰位是关于零点对称的.但 E_2 和 E_1 之间的能级间隔总是略大于 E_1 和 E_0 之间的能级间隔 (间隔之比 $(E_2 - E_1)/(E_1 - E_0)$ 在 2.1—2.5 之间).理论上对于单带超导体,磁通态间隔会随能级增加变小而非变大^[24].因此这些峰可能来源于不同的能带,并且隧道谱也确实观察到双能隙结构.但同时超导能隙的局域不均匀性和各向异性也会影响束缚态的能量.因此文献 [46] 仔细测量了每个磁通所在区域的超导能隙并进行拟合 (图 5(e)),发现较为可能的解释是 E_0 和 $E_{\pm 2}$ 峰来自于表面态,而 $E_{\pm 1}$ 峰来自于体态.拟合结果如图 5(g) 所示.

另外通过指数拟合图 4(f) 中 E_0 峰强度随远离磁通中心的衰减,可得到其空间衰减长度为 1.4 nm.这近似等于材料的超导相干长度 (ξ).该 ξ 值远小于 $B = 10$ T 下磁通涡旋的平均间距 (约 14 nm),因此此时的磁通可认为是没有相互重叠的 (如果磁通有重叠或强相互作用,磁通束缚态能量将产生变化^[37]).

最后对于被表面“哑铃”缺陷钉扎的磁通,实验上没有观察到零偏压峰^[46].由“哑铃”缺陷可产生很强的能隙束缚态,并在磁场下显示出劈裂行为,这些缺陷很可能局域地破坏了 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe

的拓扑表面态从而压制了零能模出现.这其中的具体机制还有待进一步研究.

自此 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 自由磁通中的分立磁通态得到了自洽解释:根据理论计算与 ARPES 测量, (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 具有拓扑非平庸能带结构和拓扑表面态.手性的拓扑表面态通过体态近邻效应变为超导后会在磁通中产生 Majorana 零能模,而体态也会产生其自身的 CdGM 磁通态,这些态叠加后形成隧道谱中观察到的多个峰.当然,实验上还需考虑其他可能的解释.例如目前 (Li, Fe)OHFeSe 体态的超导配对对称性还有争议^[58,60],因此文献 [46] 针对不同的配对对称性做了计算,结果发现如果不考虑拓扑表面态,则 s 波、d+id 波和无节点 d 波等对称性均不会使磁通中产生零能峰.而其他可能导致隧道谱中出现零偏压峰的效应,如 Kondo 效应、超导-绝缘体-超导隧穿等也可以被排除,因为自由磁通中没有杂质,且此处的 STM 针尖是非超导的.因此,零偏压电导峰最可能的来源就是 Majorana 零能模.

综上,STM 实验在 (Li, Fe)OHFeSe 磁通漩涡中观测到清晰的零能模.它与其他低能磁通态明显分离,没有杂质效应的干扰.相比其他体系,这里观察到的零能模显示出“鲁棒性”:1) 虽然局域超导能隙有不均匀性,但自由旋涡磁中心始终存在零偏压峰;2) 由于相干长度较短,零能模可在高磁场中存在,且磁通间耦合较弱;iii) 较大的超导能隙和高 T_c 使该体系具有较强的抗热扰动能力.因此,理论和实验研究结果都表明重电子掺杂的 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 是拓扑非平庸超导体,为进一步研究 Majorana 零能模物性提供了一个理想平台.

4 (Li, Fe)OHFeSe 磁通中 Majorana 零能模的量子化电导

扫描隧道谱上的零能峰是 Majorana 零能模存在重要迹象,但还不是充分的证据.比如半导体纳米线体系中的零能模就易和拓扑平庸的 Andreev 束缚态相混合^[61,62].要证明零能峰就是 Majorana 零能模,还能够反映其特征需要更进一步的实验证据,其中之一就是电导的量子化.这是由于 Majorana 零能模具有粒子-空穴等价性,导致共振 Andreev 反射而产生的^[41].该过程可类比于经典共振隧穿现象 (图 6(a)): 即当电子隧穿通过一个量子点 (或势阱) 时,如果两端两个电极与量子点间的隧穿势

垒相同, 并且电子的能量与量子点内的某个束缚态能级一致时, 就可以实现概率为 1 的完美隧穿, 与势垒高度无关. 对于超导体, 当一个电子入射到超导界面时会有一定概率反射回一个空穴, 而在超导体内透射进入两个电子形成 Cooper 对 (Andreev 反射). 在 STM 实验中, 针尖既可充当电子发射极又是空穴的入射极 (图 6(b)), 这自然使得电子和空穴经历的隧穿势垒相等. 而对于 Majorana 零能模, 由于其“反粒子”为自身, 粒子和空穴态完全等价. 这使得电子通过 Majorana 零能模产生的 Andreev 反射完全满足共振隧穿条件. Law 等^[41]通过理论计算严格表明, 在零温下 Majorana 零能模的电导将是量子化的 $2e^2/h$, 与隧穿势垒大小无关. 而对于其他能隙内的束缚态, 它们不满足共振 Andreev 反射条件因而不具备该量子化电导. 因此观察到 $2e^2/h$ 的电导将是 Majorana 零能模存在的强力证据.

然而在实际测量中, 零温不可能达到, 电导峰存在温度展宽 ($= 3.5 k_B T$), 而且有限的超导能隙和其他准粒子态也会带来额外展宽, 因此观察到量子化电导并非易事. 理论模拟显示^[42], 在有限温度下只有当隧穿耦合强度远大于温度展宽时, 才有可能探测到量子化电导 (图 6(c) 和图 6(d)). 这意味着实验中要尽可能地降低测量温度并减小隧道势

垒. 目前量子化 Majorana 电导在超导纳米线体系的隧道结输运实验中有过报导^[20]. 而对于磁通中的 Majorana 零能模, 由于 STM 一般是工作在弱隧穿耦合 (高隧道势垒) 的条件下, 这就对实验温度和材料体系有了更高要求. 但 STM 的优势是局域测量, 可将针尖精确地定位到磁通中心 (即理论上只有零能模波函数分布的区域), 这样测到的电导易于排除其他态的干扰. 前文介绍的是利用电子温度 $T_{\text{eff}} = 1.18 \text{ K}$ 的 STM 系统进行的测量. 而本节将介绍在电子温度 $T_{\text{eff}} = 160 \text{ mK}$, 能量分辨率为 $50 \mu\text{V}$ 的稀释制冷 STM 上对 (Li, Fe)OHFeSe 所做的测量, 电导量子化平台被成功观察到.

图 7(a) 给出了 $T_{\text{eff}} = 160 \text{ mK}$ 下 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{O}-\text{HFeSe}$ 磁通中心的隧道谱. 相比于 $T_{\text{eff}} = 1.18 \text{ K}$ 的结果 (图 4), 零能峰明显变得更加尖锐. 通过洛伦兹函数拟合这一零偏压得到其半高宽为 0.10 meV , 这相比仪器能量分辨率 0.05 meV 只有轻微的展宽. 图 7(b) 给出穿过磁通中心的隧道谱, 可以看出零偏压电导峰的位置同样不发生移动, 与图 4(e) 和图 4(f) 中的结果一致. 此外零能峰外侧的其他磁通态也可以看到更多精细结构, 值得进一步仔细研究, 此处重点测量零偏压峰.

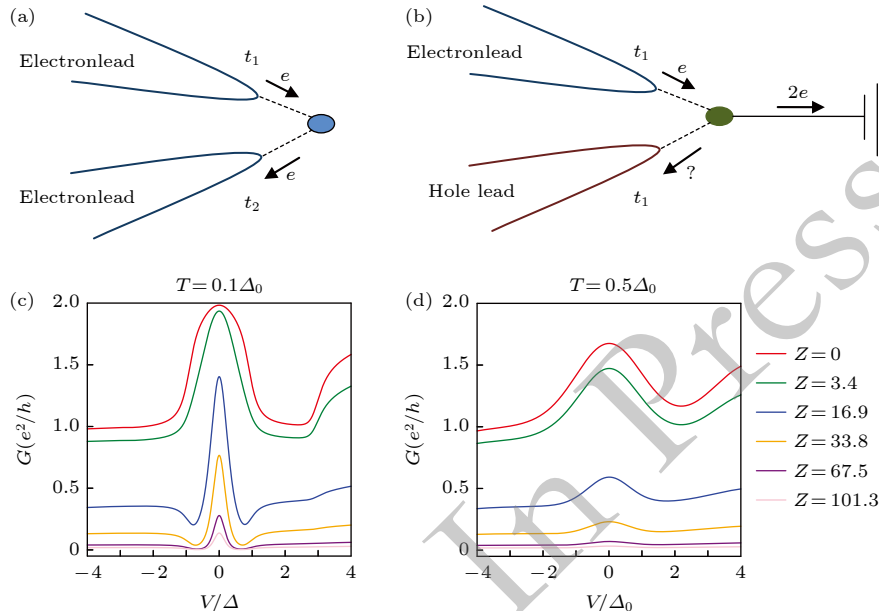


图 6 共振 Andreev 反射与 Majorana 零能模的量子化电导 (a) 经典共振隧穿^[41]; (b) Majorana 零能模诱导的共振 Andreev 反射^[41]; (c), (d) 实际测量的 Majorana 零能模电导值与温度和隧穿耦合强度的关系^[42]

Fig. 6. Resonant Andreev reflection and quantized conductance of Majorana zero mode: (a) Conventional resonant tunneling; (b) Majorana zero mode induced resonant Andreev reflection (MIRAR); (c), (d) the relationship between Majorana zero mode conductance and temperature, tunneling coupling strength.

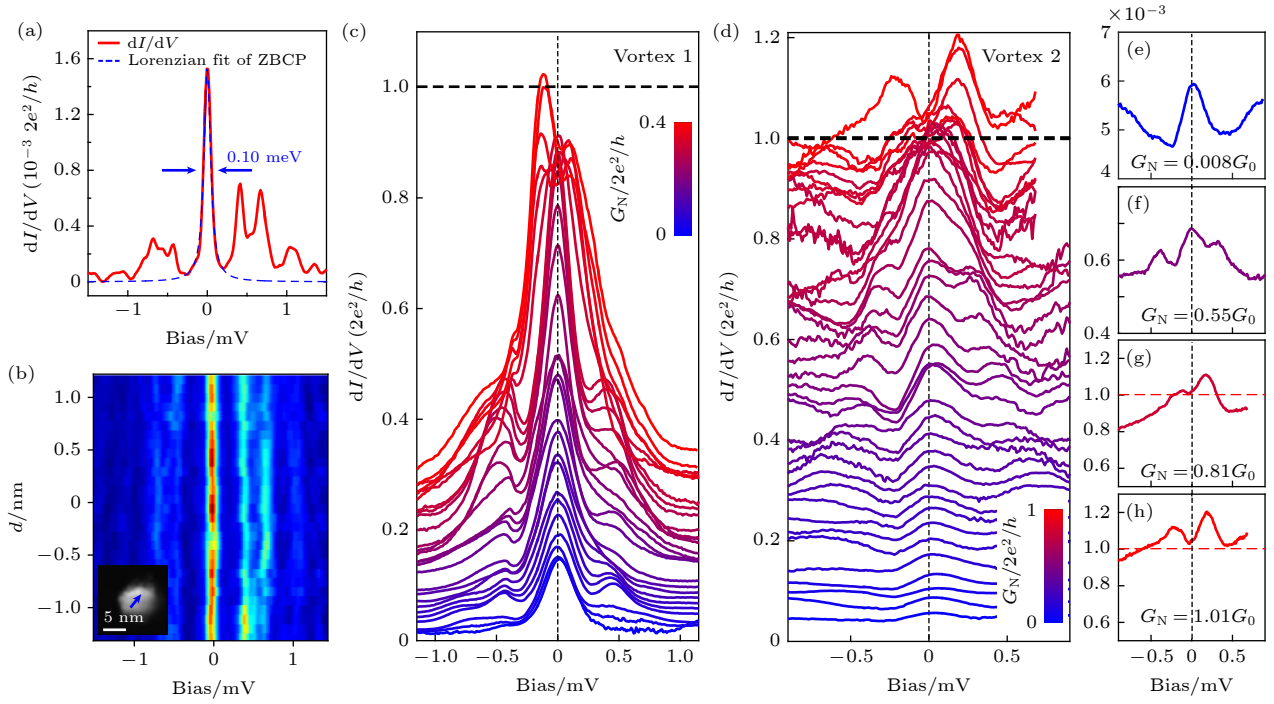


图 7 (a) 磁通中心处的微分电导谱, 相应的隧穿电导是校正过的绝对值. 蓝色虚线: 利用洛伦兹函数来拟合零偏压峰, 相应的半高宽是 0.10 meV; (b) 图 (a) 中的微分电导谱的空间二维颜色示意图; (c), (d) 自由磁通 1 和 2 中心处隧道谱随 G_N 的变化 (其中 G_N 定义为 I_{set}/V_b , 对于磁通 1 为 $V_b = -1.7$ mV, 磁通 2 为 $V_b = -0.9$ mV); (e)–(f) 对于磁通 2, 不同 G_N 下的四条典型的微分电导谱

Fig. 7. (a) Red curve: dI/dV spectrum at the core center. The tunneling conductance is calibrated by scaling to the numerical differential of the I/V curve. Blue dashed curve: Lorentzian fit to the ZBCP, with a FWHM = 0.10 meV; (b) spatial dependence of the dI/dV spectra in panel (a), shown in a false-color plot; (c), (d) evolution of the dI/dV spectra as a function of increased tunneling transmission for free vortex 1&2 reflected by $G_N = I_{\text{set}}/V_b$ ($V_b = -1.7$ mV for vortex 1 and $V_b = -0.9$ mV for vortex 2); (e)–(f) selected dI/dV spectra taken at different G_N for vortex 2.

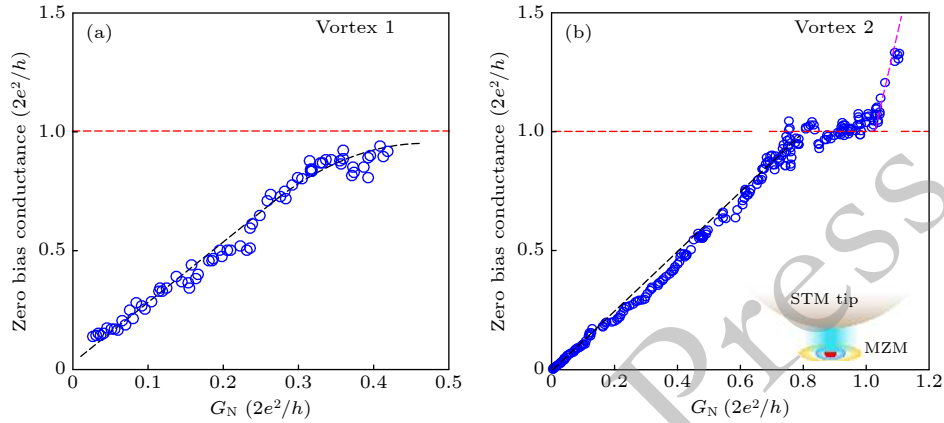


图 8 (a), (b) 磁通 1 和 2 中心处隧道谱的零偏压电导随 G_N 的变化 (G_N 为 I_{set}/V_b)

Fig. 8. Summary of the zero-bias conductance as a function of G_N for (a) Vortex 1, and (b) Vortex 2 ($G_N = I_{\text{set}}/V_b$).

需要指出的是, 要测量零能峰的量子化电导, 标定 STM 隧道谱中的微分电导绝对值是非常重要的 (这在通常的 STM 测量中常常被忽略). 一般锁相放大器的一阶输出虽然正比于微分电导, 但绝对值会受各种硬件参数影响而不易计算准确. 事实上微分电导可由 $I-V$ 曲线直接数值微分得到, 只是信

噪比较低, 但可用来标定锁相放大器所测微分电导绝对值. 此外, 当隧道势垒足够小而隧穿又能保持稳定时, $I-V$ 曲线数值微分也能得到较好的信噪比, 可以直接使用. 还有一点是 STM 系统的隧穿回路引线一般有较大的电阻, 通常是数百欧姆的量级. 因为它们和隧道结串联, 在低隧穿势垒的测量中会

引入不可忽略的误差. 因此文献 [47] 中通过将 STM 针尖直接接触样品测量了该电阻, 排除了它对隧穿回路总电阻的贡献. 同时也排除了其他电子学器件带来的误差, 比如为提高偏压输出精度所用的电阻分压器的内阻.

虽然图 7(a) 中零偏压峰十分尖锐, 但它是在高隧道势垒下测量的 (隧道电阻为 $R_N = 5 \times 10^7 \Omega$), 其电导绝对值仍远低于量子化的值 G_0 ($2e^2/h = 7.7 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$). 为了增加隧穿耦合, 实验上需要逐渐减小针尖和样品之间的距离. 这一过程是通过固定设定偏压值 V_b , 逐渐增大设定电流 I_{set} 来实现的. 这里定义起始电导参数 $G_N = I_{\text{set}}/V_b$ 来反映隧穿耦合强度. 图 7(c) 和图 (d) 为给出了两个 (无钉扎) 磁通中心的隧道谱随 G_N 的变化. 对于磁通 1, 随着 G_N 逐渐增大, 零偏压峰的电导迅速增大, 同时峰也变得更宽, 这来源于强隧穿耦合产生的展宽. 但零偏压电导到达约 $0.9 G_0$ 后, 进一步增加 G_N 使得隧穿失稳. 对磁通 2, 实验成功观察到零偏压电导达到了量子化值 G_0 . 有意思的是, 当起始电导 G_N 足够大时, 非零偏压峰的电导开始超过 G_0 , 但是零偏压处电导可在一定范围内维持在 G_0 附近不变, 此时的谱型反而变成零偏压处产生“凹陷”(图 7(g) 和图 7(h)). 这一显著特征反映出是 Majorana 零能模导致的零偏压峰的电导量子化.

图 8 中总结了两个磁通中零偏压电导随着起始电导的变化关系. 对磁通 1, 零偏压电导在接近 G_0 时开始出现饱和迹象. 而磁通 2 则正好在 G_0 处出现了一段量子化平台! 该平台位于 $G_N = 0.75 G_0$ 到 $G_N = 1.0 G_0$ 之间, 说明在 $T_{\text{eff}} = 160 \text{ mK}$ 等效温度下, 观察到该体系共振 Andreev 隧穿的条件为 $G_N > 0.75 G_0$. 而 $G_N > 1.0 G_0$ 时, 实验也观察到零偏压电导会继续上升超过 G_0 , 这可能是来自附近非零能磁通态的贡献, 因为理论上强隧穿耦合时所有磁通态的峰的展宽都会变大, 它们会相互叠加导致零偏压电导的增大.

上述结果表明, STM 在 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ 样品的非钉扎磁通中心观测到的零偏压峰拥有量子化电导的特性 [47], 这也进一步证明了它的起源是来自于 Majorana 零能模. 类似的 Majorana 量子化电导近期在 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ 体系的磁通中心也被观测到 [63]. 这些结果有利于进一步理解 Majorana 零能模的物理特性.

5 单层 $\text{FeSe}/\text{SrTiO}_3$ 薄膜的磁通束缚态

如前文所述, $(\text{Li}, \text{Fe})\text{OHFeSe}$ 和 $\text{Fe}(\text{Se}, \text{Te})$ 等体系中 Majorana 零能模的发现意味着铁基高温超导体中也可存在拓扑超导电性. 第一原理计算也支持这些体系费米面附近存在拓扑非平庸的能带结构, 具有拓扑表面态. 但铁基超导家族十分庞大, 不同体系能带结构有很大不同, 对比研究不同铁基超导的磁通态会对它们的性质和来源有更深入的理解. 为此 Chen 等 [47] 进一步研究了 SrTiO_3 衬底上生长的单层 FeSe 薄膜的磁通态.

单层 $\text{FeSe}/\text{SrTiO}_3$ 薄膜 [64] 也属于重电子掺杂 FeSe 基超导体, 但它和 $(\text{Li}, \text{Fe})\text{OHFeSe}$ 还是有着明显差别. 首先单层 FeSe 是一个非常二维的体系, 不存在体材料才有的层间耦合. 以往的能带计算也显示其费米面附近没有拓扑能带反转 [28], 只存在布里渊区 M 点处的电子型能带 [65,66]. 因此对比其磁通态与 $(\text{Li}, \text{Fe})\text{OHFeSe}$ 的差别将非常具有启发意义.

此外, 单层 $\text{FeSe}/\text{SrTiO}_3$ 的特殊之处还在于它具有铁基超导体中最高的 T_c ($> 65 \text{ K}$) [64–66], 比体相 FeSe 增加了近一个量级, 因此其超导增强机理也成为关注的焦点. 目前源于 SrTiO_3 界面的电声耦合 [67] 被认为是最有可能的超导增强因素. 而要确定超导机理, 一个重要方面是要确定超导配对对称性. 2015 年 Fan 等 [68] 曾利用杂质效应和准粒子散射实验表明单层 $\text{FeSe}/\text{SrTiO}_3$ 具有简单 s 波配对. 而最近有理论研究指出, 如果该体系中存在一定强度的自旋轨道耦合, 引起 M 点电子口袋的杂化, 那么无节点的 d 波配对 (nodeless-d wave) 也有可能产生 [69]. 这随后也得到一些 STM 实验的支持 [70,71], 因此该体系的配对对称性仍然存在争议. 但需要指出的是, 以往检验单层 FeSe 配对的实验都是利用杂质相关的效应 (比如表面吸附原子和表面原子台阶), 这依赖于杂质的细节如散射势强度 [72]、杂质是否有磁性 [73] 等, 但这些参数往往难以通过实验来直接确定. 理论表明磁通态的行为也和配对对称性密切相关 [1–3,74], 而磁通态是磁场在材料内部产生的准粒子束缚态, 不依赖于杂质, 因而可能提供更本征的超导配对信息. 这也是本节所要介绍的内容.

5.1 单层 FeSe/SrTiO₃ 薄膜的生长与磁通态测量

实验测量的单层 FeSe 薄膜是利用超高真空分子束外延生长在 Nb 掺杂的 SrTiO₃(001) 衬底上, 生长完后通过退火处理以改善结晶度, 相应的 STM 形貌见图 9.

图 9 给出了样品的典型超导能隙谱, 为 U 型的双相干峰结构, 这与之前的多个研究一致 [64,68]. 理解这种能隙结构的来源对于分析磁通态很重要. 目前已知单层 FeSe/SrTiO₃ 的折叠布里渊区 M 点有两个电子型口袋, 且它们之间可能存在一定的杂化 (无节点 d 波配对正是建立在这种能带杂化的基础上 [69]). ARPES 实验已经观测到单个电子口袋上明显的能隙各向异性, 但是在实验分辨率范围内还没有观察到能带的杂化 [75,76]. 为了理解双相干峰的产生, 这里采用了文献 [76] 中 ARPES 实验得到一个单带能隙各向异性函数公式:

$$\Delta_k = \Delta_0 - A \cos(2\theta_k) + B \cos(4\theta_k). \quad (1)$$

如图 9(d) 所示, 这一能隙函数会产生两个局部能隙的极大值 $\Delta_2 = \Delta_0 + A + B$, 以及 $\Delta_1 = \Delta_0 - A + B$. 这两个局部能隙的极大值在 STM 的 dI/dV 谱上会产生两对超导相干峰, 而费米面上的平均能隙大小为 Δ_0 . 图 9(b) 中的红色曲线即能隙的拟合结果, 拟合系数 $\Delta_0 = 10.58$ meV, $A = 3.25$ meV, $B = 2.87$ meV.

施加垂直磁场后, 零偏压电导成像可观测到单层 FeSe 区域中形成的磁通涡旋, 见图 9(c). 其中部分磁通被表面的不规则杂质所钉扎 (图中的绿色箭头所示). 在多数情况下, 表面杂质附近可以观察到能隙束缚态 [48]. 为了避免这些杂质态的影响, 实验上仅研究非钉扎磁通, 它们所在的区域在零场下表现为干净的超导能隙. 图 9(e) 和图 9(f) 给出了这些磁通上的测量结果示例. 其磁通中心也观测到多个清晰分立的束缚态, 但不存在零偏压电导峰. 总体而言, 这些非零能磁通态相对于费米面对称分

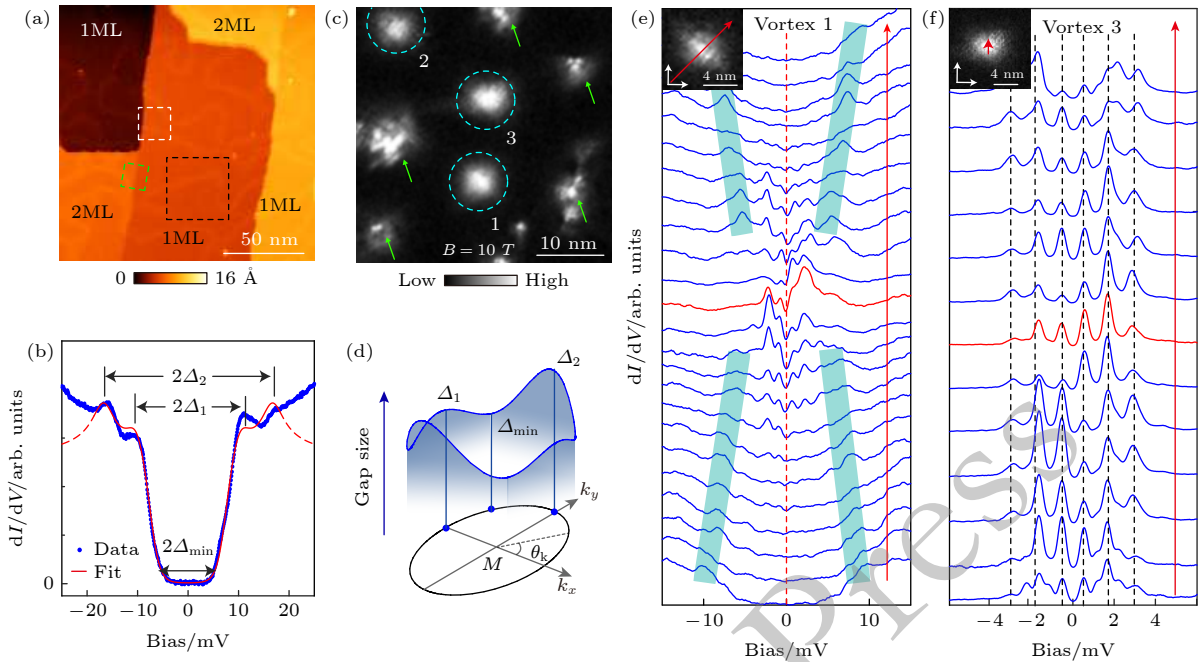


图 9 (a) SrTiO₃ 衬底上生长的 FeSe 薄膜形貌 (平均厚度 1.3 层); (b) 单层 FeSe 薄膜的典型超导能隙谱 ($V_b = 30$ mV, $I = 60$ pA, $T = 4.2$ K), 蓝色点为 $B = 0$ T 磁场下的实验数据, 红色曲线是拟合的结果; (c) $B = 10$ T 时的零偏压微分电导成像, 绿色箭头所指的是杂质钉扎的磁通, 虚线圆圈里是未钉扎的自由磁通; (d) 布里渊区 M 点费米面上的能隙分布示意图. Δ_2 , Δ_1 和 $\Delta_{\min}$ 分别对应于两个局部能隙极大值以及一个能隙最小值, 并且 $\tan(\theta_k) = k_y/k_x$; (e), (f) 穿越磁通 1 和 3 中心的路径上 0.4 K 温度下所测量的微分电导谱 (等效电子温度 $T_{\text{elec}} = 1.18$ K), 显示出清晰分立的磁通态 (无零偏压峰)

Fig. 9. (a) STM image of FeSe/SrTiO₃ film with a thickness of ~ 1.3 ML; (b) typical gap spectrum (blue curve) of 1 ML FeSe ($V_b = 30$ mV, $I = 60$ pA, $T = 4.2$ K) taken at $B = 0$ T and the fitted gap is shown in red curve; (c) zero-bias dI/dV mapping taken at $B = 10$ T. Green arrows indicate surface defects and the pinned vortices, dashed circles indicate free vortices; (d) sketch of the gap distribution on the electron pocket at M . Δ_2 , Δ_1 and $\Delta_{\min}$ correspond to the two local gap maxima and the gap minima, respectively, and $\tan(\theta_k) = k_y/k_x$; (e), (f) dI/dV spectra taken across Vortex 1 and 3 at $T = 0.4$ K ($T_{\text{elec}} = 1.18$ K). Discrete vortex states (without zero bias peak) were observed.

布且间距相等, 峰位在磁通中心一定范围内保持不变. 远离磁通中心时这些低能分立的峰逐渐消失, 同时在较高能量下出现一对较宽的峰 (图中的蓝色阴影区域). 随着远离磁通中心, 那些较宽的峰将继续向高能量移动, 并最终合并入超导相干峰.

图 10 给出了四个磁通束缚态分布的定量分析, 通过精确的峰位拟合, 发现这些磁通态峰位与平均间隔 δE 的比值很好地位于半整数值 ($\pm 1/2$, $\pm 3/2$ 或 $\pm 5/2$) 的线上 (图 10(e)), 这符合常规 s 波超导体 CdGM 磁通态的理论预期^[1,24]. 远离磁通中心时较高能量处的峰其实是一系列高阶磁通态叠加的效果, 它们在远离磁通中心的过程中也不断往更高能量处移动, 这也与一般超导体磁通态的行为一致 (如 NbSe₂^[22,23]).

对于不同的磁通, 其束缚态的能量间隔 δE 存在一定差异, 这是由每个磁通附近局域的超导能隙不完全相同所致. 图 10(g) 给出了四个磁通附近测量的超导能隙谱和经过拟合得到的平均能隙大小 (Δ_0). 而利用 $(\Delta_0)^2/E_F$ 可以合理地解释不同磁通处观测到的不同的能量间隔 δE (图 10(f)). 所以单

个各向异性的超导能隙可以同时解释超导双能隙结构和分立的磁通束缚态, 而无需考虑能带杂化.

5.2 不同配对对称性下磁通态的理论模拟

以上分析显示单层 FeSe/SrTiO₃ 磁通态行为与 s 波超导体类似, 但该体系还有其他配对对称性的可能, 因此有必要检验其他配对下磁通态的行为. 为此文献^[48] 分别针对 s 波和无节点 d 波配对^[69] 两种情形计算了单层 FeSe 磁通中心的束缚态分布. 该模拟计算基于两带 k - p 模型来描述低能超导准粒子^[69], 其动量空间中的哈密顿量表达式是: $h_{\mathbf{k}} = \epsilon_{\mathbf{k}} + d_{\mathbf{k}}\sigma_3 + \mathbf{g}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{s} \sigma_1$. 这里 $\sigma_{1,2,3}$ 是作用在轨道上的泡利矩阵, $\mathbf{s}_{1,2,3}$ 是作用在自旋上的泡利矩阵. 将这一模型应用到晶格上, 有:

$$\epsilon_{\mathbf{k}} \rightarrow -2t(\cos k_x + \cos k_y) - \mu,$$

$$d_{\mathbf{k}} \rightarrow 2t'(\cos k_x - \cos k_y),$$

$$\mathbf{g}_{\mathbf{k}} \rightarrow 2\lambda(\sin k_y, \sin k_x),$$

其中系数 t' 表征椭圆费米口袋的各向异性, λ 是自旋轨道耦合强度. 根据实验这里设定 $t \approx 135$ meV,

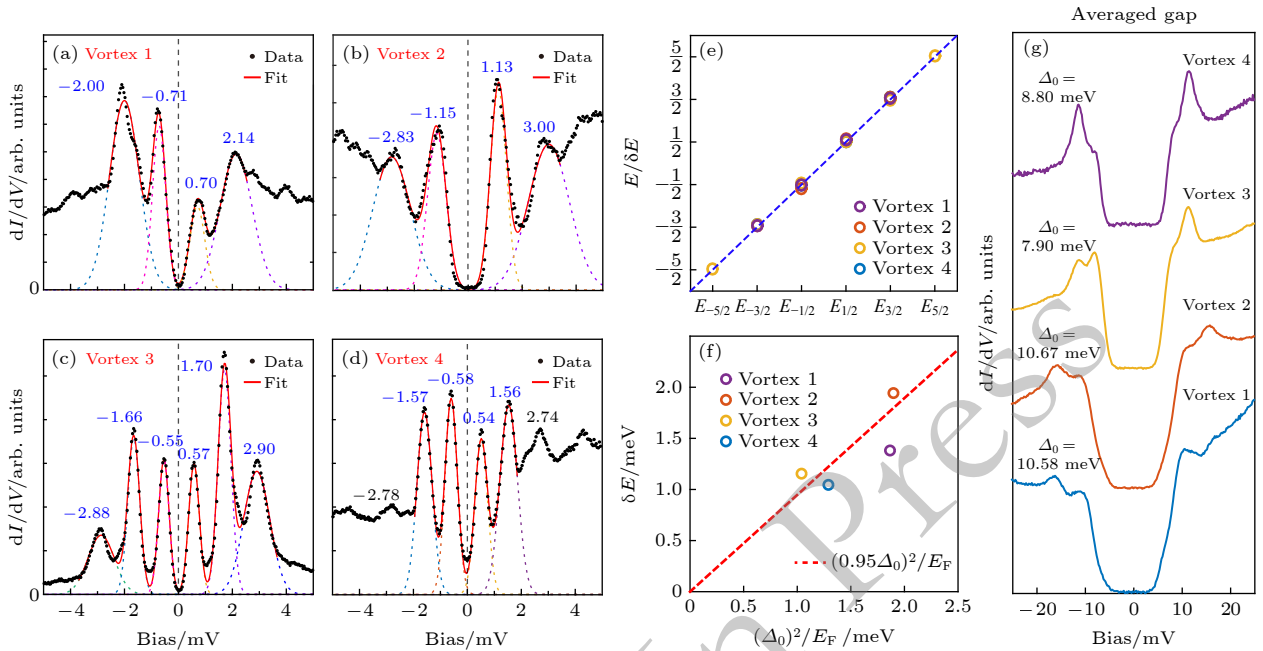


图 10 磁通束缚态的定量拟合 (a)–(d) 自由磁通 1–4 中心的低能量的微分电导谱. 其中红色的曲线是多个高斯峰拟合的结果 (虚线是单个高斯峰); (e) 通过除以磁通 1–4 中的束缚态的平均能量间隔 δE 得到的每个磁通中心的 CdGM 束缚态的归一化能量; (f) 对于自由磁通 1–4, $(\Delta_0)^2/E_F$ 与能量间隔 δE 的关系, 虚线是线性的拟合曲线; (g) 是自由磁通 1–4 出现位置处的不加磁场时超导能隙, 平均超导能隙的大小 Δ_0 是通过函数拟合得到

Fig. 10. Quantitative fitting of vortex bound states: (a)–(d) Low energy spectra of free Vortices 1–4. Red curves are multiple Gaussian-peak fits (Dashed curves are individual peaks); (e) normalized energy of the CdGM state of Vortices 1–4, via dividing the averaged δE of each vortex; (f) the relation of $(\Delta_0)^2/E_F$ and δE for Vortices 1–4, dashed line is the linear fitting. (g) superconducting gap spectra taken at the area where Vortex 1–4 appear ($B = 0$ T). The mean gap sizes (Δ_0) are obtained from the gap fitting.

$\mu = -3.63t$ (或 $E_F = 0.37t$), $t' = 0.125t$ 来模拟单层 FeSe/SrTiO₃ 的实际能带. 另外基于最近的 ARPES 实验^[76], 将自旋轨道耦合强度上限设定为 5 meV.

对于 s 波对称性, 哈密顿量里的配对部分写为 $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0 \sigma_0 i s_2$. 令 $\Delta_0 = 0.07t$ (约 10 meV), 计算得到的磁通态密度如图 11(b) 所示. 可以看到磁通态以相等的间距对称分布在费米能量两侧, 即是典型的 CdGM 磁通束缚态. 随着靠近磁通中心, 低能

态的强度增加并表现出一定的粒子-空穴不对称性^[24], 定性上与实验结果一致. 在考虑一定强度的自旋轨道耦合后, 计算得到的 CdGM 束缚态没有明显变化 (图 11(c)). 这是因为对于 s 波配对情形, 尽管自旋轨道耦合诱导了能带杂化, 但它仅使两个杂化能带的化学势稍微向相反方向移动 ($E_F' = E_F \pm \lambda$), 而超导能隙的大小保持不变. 当自旋轨道耦合的强度 $\lambda \ll E_F$ 时, CdGM 磁通束缚态的能量 $E = \mu \Delta^2 / (E_F \pm \lambda)$ 的变化太小在实验上无法探测.

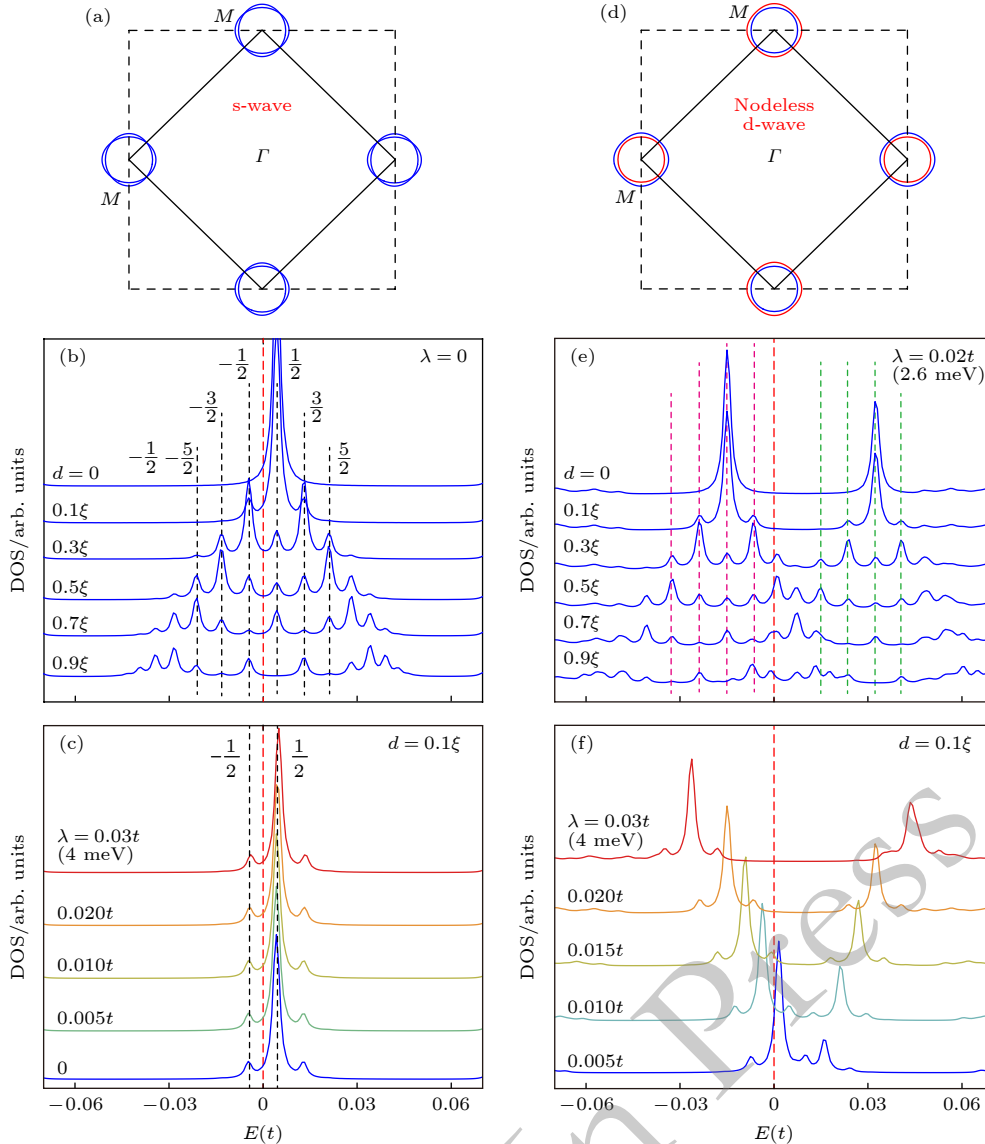


图 11 理论计算的 s 波和无节点 d 波的磁通束缚态 (a), (d) s 波和无节点 d 波配对的费米面示意图; (b), (e) 分别是在距离磁通中心不同距离处没有自旋轨道耦合的 s 波配对、自旋轨道耦合强度 $\lambda = 0.02t$ 下的无节点 d 波配对的磁通态情形 (ξ 是相干长度, λ 是自旋轨道耦合强度); (c), (f) 分别是距离磁通中心固定距离 $d = 0.1\xi$ 的不同自旋轨道耦合强度下的情形 (c) 是不同自旋轨道耦合强度 λ 的 s 波配对, (f) 是无节点 d 波配对

Fig. 11. Calculated vortex states under s-wave and nodeless d-wave pairing. Sketch of the Fermi surface for (a) s-wave (d) nodeless d-wave pairing. (b), (e) Calculated vortex states at different distance to the core center for (b) s-wave (e) nodeless d-wave with $\lambda = 0.02t$ (ξ is the coherence length and λ is SOC strength). (c), (f) Calculated vortex states under s-wave (c) and nodeless d-wave (f) pairing at $d = 0.1\xi$, with various SOC strength.

对于无节点 d 波配对, 则必须存在有限的自旋轨道耦合来避免能带的交叉. 在这种情况下两个口袋上都有完全的能隙, 但符号发生变号 (如图 11(d)). 计算表明此时存在来自两个杂化带的两组 CdGM 束缚态 (图 11(e)), 并且这两套峰在能量上从费米能量开始向着相反的方向移向. 更进一步, 这种能量的移动大小具有和自旋轨道耦合强度 λ 相当的量级 (图 11(f)). 这从现象上可以理解为: 对于无节点的 d 波, 自旋轨道耦合项直接进入 BdG 方程, 并且决定了准粒子的色散. 因此, 自旋轨道耦合在这里影响着 BdG 准粒子的“化学势”偏移, 然后导致磁通态的能量峰位发生移动, 即 $E = (\mu\Delta^2/E_F) \pm \lambda$ (其中“+”和“-”符号分别对应于两个不同的能带).

但无节点的 d 波配对的计算结果与 STM 的实验数据相矛盾. 在 STM 测量过程中, 尽管局部的超导能隙和磁通态的能量间隔 δE 在不同的磁通位置存在一定差异, 但在实验误差范围内 (≤ 0.02 meV), 这些磁通态在能量上关于费米能量对称分布, 且等能量间隔, 从未观察到两套能量发生移动的 CdGM 态. 事实上, 任何不对称的能量偏移或劈裂大于仪器分辨率 (0.36 meV) 的情况下, 都可以在扫描隧道谱上被观测到. 由于自旋轨道耦合对于这种无节点 d 波配对模型来说是必需的条件, 并且根据文献 [69] 所述, 解释角分辨光电子能谱实验观察到的能隙各向异性需要一定大小的自旋轨道耦合强度, 因此 STM 对于磁通束缚态的实验结果不支持这种无节点的 d 波配对模型.

另外对于 d 波配对超导体, 理论上在 $\{[110]\}$ 取向的畴界处将存在零能 Andreev 束缚态 [77] (因为准粒子反射中存在 π 相移). 而常规 s 波超导体的边界处通常不会产生能隙束缚态. 文献 [48] 也报导了对 $[110]_{\text{Fe}}$ 方向边界上的测量, 包括单原子台阶边缘和双层 FeSe 与单层 FeSe 之间的畴界. 总体而言, 在这两种不同类型的 $[110]$ 取向的边界上均没有观察到零能 Andreev 束缚态, 与 d 波或拓扑超导体的预期不符, 但与普通 s 波配对理论相一致. 所以上述磁通 CdGM 束缚态和边缘态两方面研究为单层 FeSe/SrTiO₃ 薄膜配对机制提供了独立的实验线索, 有助于澄清最近关于其配对对称性的争议.

总之, 上述实验结果为铁基体系中的拓扑超导研究提供了重要参考. 层间耦合作用在 Fe(Se, Te) 和 (Li, Fe)OHFeSe 材料中会产生能带反转和拓扑

表面态, 最终导致磁通中的 Majorana 零能模. 对于二维的单层 FeSe 薄膜系统, 尽管最近的研究表明该体系中在费米能量以下的 M 点处存在由自旋轨道耦合诱导产生的能隙 [78], 但是 STM 实验在磁通中心没有观测到零偏压峰, 且一维边界上不存在能隙内的 Andreev 束缚态, 表明单层 FeSe 是拓扑平庸的体系. 因此, 这一实验结果也进一步表明了层间耦合是铁基体系中实现拓扑超导的重要先决条件.

6 总结与展望

寻找适用于实现拓扑量子计算的 Majorana 零能模是当今凝聚态物理最热门的研究话题之一, 其中一个重要方向就是在拓扑超导体磁通中心探测 Majorana 零能模. 本综述重点介绍了利用极低温 STM 对铁硒类高温超导体 (Li, Fe)OHFeSe 和单层 FeSe/SrTiO₃ 薄膜的研究. 在 (Li_{0.84}Fe_{0.16})OHFeSe 超导体的自由磁通中心观测到清晰的 Majorana 零能模和量子化电导, 而单层 FeSe/SrTiO₃ 薄膜的磁通中只发现常规非零的 CdGM 磁通态. 这系列研究为进一步探索 Majorana 零能模提供了优越平台, 也为理清铁基超导中 Majorana 零能模的来源提供重要线索.

迄今, Majorana 零能模已在多种体相铁基超导中被发现, 比如 Fe(Se, Te) [33–35], (Li, Fe)OHFeSe [46,47], CaKFe₄As₄ [79] 等, 在其他材料如 WS₂ [80] 中也有报导. 虽然 Majorana 零能模已经在相关的体系中被成功观测到, 但是很多相关的物理特性还有待进一步的实验测量, 如空间分布特征 [24,44]、自旋极化特征 [44,45]、非阿贝尔统计特性 [9,10] 等. 这些物理性质的实验观测有助于对 Majorana 零能模有一个更加全面、深入的认识, 以便后续进一步探索 Majorana 零能模的编织操作、构建以此为基础的拓扑量子比特等.

另外, 近期理论和实验在探索实现 Majorana 零能模的新途径上也有重要进展. 最近的一项理论工作指出: 超导体表面的单个磁性原子在一定条件下能引起自发的磁通, 等效于外加磁场形成的磁通涡旋. 因此单个磁性原子也可能诱导出 Majorana 零能模 [81]. 实验上也曾在 Fe(Te, Se) 体系的 Fe 原子上观测到零偏压峰 [82]. 这些结果为操纵编织 Majorana 零能模提供了另一种方案.

“路漫漫其修远兮”，作为实现拓扑量子计算的重要载体，Majorana 零能模的研究在近几年不断有新的理论和实验的突破，相信该领域在未来也会有更旺盛的生机和活力。

感谢合作者董晓莉、赵忠贤提供 (Li, Fe)OHFeSe 样品，并感谢本文所述工作所有其他合作者：殷志平、王强华、鲍伟成、彭瑞、闫亚军、文陈昊平、楼厦、张天真、黄裕龙、王广伟、田金朋、李栋、沈沛沛；感谢张富春、胡江平、王靖、Dunghai Lee、Chun-Xiao Liu、Darren Peets、王熠华给予的有益指导和建议。

参考文献

- [1] Caroli C, de Gennes P G, Matricon J 1964 *Phys. Lett.* **9** 307
- [2] Volovik G E 1999 *JETP Lett.* **70** 609
- [3] Read N, Green D 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10267
- [4] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [5] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501
- [6] Leijnse M, Flensberg K 2012 *Semicond. Sci. Technol.* **27** 124003
- [7] Beenakker C W J 2013 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4** 113
- [8] Sato M, Ando Y 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 076501
- [9] Kitaev A 2003 *Ann. Phys.* **303** 2
- [10] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Sarma S D 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [11] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [12] Wang M X, Liu C, Xu J P, Yang F, Miao L, Yao M Y, Gao C L, Shen C, Ma X, Chen X, Xu Z A, Liu Y, Zhang S C, Qian D, Jia J F, Xue Q K 2012 *Science* **336** 52
- [13] Xu J P, Liu C, Wang M X, Ge J, Liu Z L, Yang X, Chen Y, Liu Y, Xu Z A, Gao C L, Qian D, Zhang F C, Jia J F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 217001
- [14] 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
- [15] 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
- [16] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers EPAM, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [17] Das A, Ronen Y, Most Y, Oreg Y, Heiblum M, Shtrikman H 2012 *Nat. Phys.* **8** 887
- [18] 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
- [19] Jeon S, Xie Y, Li J, Wang Z, Bernevig B A, Yazdani A 2017 *Science* **358** 772
- [20] Zhang H, Liu C X, Gazibegovic S, Xu D, Logan J A, Wang G, van Loo N, Bommer J D S, de Moor M W A, Car D, Op Het Veld R L M, van Veldhoven P J, Koelling S, Verheijen M A, Pendharkar M, Pennachio D J, Shojaei B, Lee J S, Palmstrom C J, Bakkers E P A M, Sarma S D, Kouwenhoven L P 2018 *Nature* **556** 74
- [21] Suderow H, Guillaumon I, Rodrigo J G, Vieira S 2014 *Supercond. Sci. Technol.* **27** 063001
- [22] Hess H F, Robinson R B, Dynes R C, Valles J M, Jr Waszczak J V 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 214
- [23] Hess H F, Robinson R B, Waszczak J V 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2711
- [24] Hayashi N, Isoshima T, Ichioka M, Machida K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2921
- [25] Song C L, Wang Y L, Cheng P, Jiang Y P, Li Wei, Zhang T, Li Z, He K, Wang L L, Jia J F, Hung H H, Wu C J, Ma X C, Chen X, Xue Q K 2011 *Science* **332** 1410
- [26] Hanaguri T, Kitagawa K, Matsubayashi K, Mazaki Y, Uwatoko Y, Takagi H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 214505
- [27] Zhou B B, Misra S, da Silva Neto E H, Aynajian P, Baumbach R E, Thompson J D, Bauer E D Yazdani A 2013 *Nat. Phys.* **9** 474
- [28] Hao N, Hu J 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031053
- [29] Wang Z, Zhang P, Xu G, Zeng L K, Miao H, Xu X, Qian T, Weng H, Richard P, Fedorov A V, Ding H, Dai X, Fang Z 2015 *Phys. Rev. B* **92** 115119
- [30] Xu G, Lian B, Tang P, Qi X L, Zhang S C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 047001
- [31] Hao N, Hu J P 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 207101 (in Chinese) [郝宁, 胡江平 2018 物理学报 **67** 207101]
- [32] Chen M Y, Chen X, Yang H, Du Z, Zhu X, Wang E, Wen H H 2018 *Nat. Commun.* **9** 970
- [33] 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
- [34] Machida T, Sun Y, Pyon S, Takeda S, Kohsaka Y, Hanaguri T, Sasagawa T, Tamegai T 2019 *Nat. Mater.* **18** 811
- [35] Kong L Y, Zhu S Y, Papaj M, Chen H, Cao L, Isobe H, Xing Y Q, Liu W Y, Wang D F, Fan P, Sun Y J, Du S X, Schneeloch J, Zhong R D, Gu G D, Fu L, Gao H J, Ding H 2019 *Nat. Phys.* **15** 1181
- [36] 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
- [37] Chiu C K, Machida T, Huang Y, Hanaguri T, Zhang F C 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay0443
- [38] Balatsky A V 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 373
- [39] Lee E J H, Jiang X, Aguado R, Katsaros G, Lieber C M, de Franceschi S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186802
- [40] Levy N, Zhang T, Ha J, Sharifi F, Talin A A, Kuk Y, Strosio J A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117001
- [41] Law K T, Lee P A, Ng T K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 237001
- [42] Setiawan F, Liu C X, Sau J D, Sarma S D 2017 *Phys. Rev. B* **96** 184520
- [43] He J J, Ng T K, Lee P A, Law K T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 037001
- [44] Kawakami T, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 177001
- [45] Hu L H, Li C, Xu D H, Zhou Y, Zhang F C 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224501
- [46] 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
- [47] 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
- [48] Chen C, Liu Q, Bao W C, Yan Y J, Wang Q H, Zhang T, Feng D L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 097001
- [49] Dong X, Jin K, Yuan D, Zhou H, Yuan J, Huang Y, Hua W, Sun J, Zheng P, Hu W, Mao Y, Ma M, Zhang G, Zhou F, Zhao Z 2015 *Phys. Rev. B* **92** 064515

- [50] 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
- [51] Niu X H, Peng R, Xu H C, Yan Y J, Jiang J, Xu D F, Yu T L, Song Q, Huang Z C, Wang Y X, Xie B P, Lu X F, Wang N Z, Chen X H, Sun Z, Feng D L **2015** *Phys. Rev. B* **92** 060504(R)
- [52] L. Zhao, Liang A J, Yuan D N, Hu Y, Liu D F, Huang J W, He S L, Shen B, Xu Y, Liu X, Yu L, Liu G D, Zhou H X, Huang Y L, Dong X L, Zhou F, Liu K, Lu Z Y, Zhao Z X, Chen C T, Xu Z Y, Zhou X J **2016** *Nat. Commun.* **7** 10608
- [53] Georges A, Kotliar G, Krauth W, Rozenberg M J **1996** *Rev. Mod. Phys.* **68** 13
- [54] Kotliar G, Savrasov S Y, Haule K, Oudovenko V S, Parcollet O, Marianetti C A **2006** *Rev. Mod. Phys.* **78** 865
- [55] 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
- [56] Huang Y L, Feng Z P, Yuan J, Hu W, Li J, Ni S L, Liu S B, Mao Y Y, Zhou H X, Wang H B, Zhou F, Zhang G M, Jin K, Dong X L, Zhao Z X **2017** *arXiv*: 1711.02920
- [57] Yi M, Liu Z K, Zhang Y, Yu R, Zhu J X, Lee J J, Moore R G, Schmitt F T, Li W, Riggs S C, Chu J H, Lv B, Hu J, Hashimoto M, Mo S K, Hussain Z, Mao Z Q, Chu C W, Fisher I R, Si Q, Shen Z X, Lu D H **2015** *Nat. Commun.* **6** 7777
- [58] Yan Y J, Zhang W H, Ren M Q, Liu X, Lu X F, Wang N Z, Niu X H, Fan Q, Miao J, Tao R, Xie B P, Chen X H, Zhang T, Feng D L **2016** *Phys. Rev. B* **94** 134502
- [59] Ren M Q, Yan Y J, Niu X H, Tao R, Hu D, Peng R, Xie B P, Zhao J, Zhang T, Feng D L **2017** *Sci. Adv.* **3** e1603238
- [60] Du Z Y, Yang X, Altenfeld D, Gu Q Q, Yang H, Eremin I, Hirschfeld P J, Mazin I I, Lin H, Zhu X Y, Wen H H **2018** *Nat. Phys.* **14** 134
- [61] Kells G, Meidan D, Brouwer P W **2012** *Phys. Rev. B* **86** 100503
- [62] Liu C X, Sau J D, Stanescu T D, Sarma S D **2017** *Phys. Rev. B* **96** 075161
- [63] Zhu S Y, 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
- [64] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H, Zhang Z C, Zhang J S, Li W, Ding H, Ou Y B, Deng P, Chang K, Wen J, Song C L, He K, Jia J F, Ji S H, Wang Y Y, Wang L L, Chen X, Ma X C, Xue Q K **2012** *Chin. Phys. Lett.* **29** 037402
- [65] He S L, He J F, Zhang W H, Zhao L, Liu D F, Liu X, Mou D X, Ou Y B, Wang Q Y, Li Z, Wang L L, Peng Y Y, Liu Y, Chen C Y, Yu L, Liu G D, Dong X L, Zhang J, Chen C T, Xu Z Y, Chen X, Ma X C, Xue Q K, Zhou X J **2013** *Nat. Mater.* **12** 605
- [66] Tan S Y, Zhang Y, Xia M, Ye Z R, Chen F, Xie X, Peng R, Xu D F, Fan Q, Xu H C, Jiang J, Zhang T, Lai X C, Xiang T, Hu J P, Xie B P, Feng D L **2013** *Nat. Mater.* **12** 634
- [67] Song Q, Yu T L, Lou X, Xie B P, Xu H C, Wen C H P, Yao Q, Zhang S Y, Zhu X T, Guo J D, Peng R, Feng D L **2019** *Nat. Commun.* **10** 758
- [68] Fan Q, Zhang W H, Liu X, Yan Y J, Ren M Q, Peng R, Xu H C, Xie B P, Hu J P, Zhang T, Feng D L **2015** *Nat. Phys.* **11** 946
- [69] Agterberg D F, Shishidou T, O'Halloran J, Brydon P M R, Weinert M **2017** *Phys. Rev. Lett.* **119** 267001
- [70] Liu C F, Wang Z Q, Gao Y, Liu X Q, Liu Y, Wang Q H, Wang J **2019** *Phys. Rev. Lett.* **123** 036801
- [71] Ge Z Z, Yan C H, Zhang H M, Agterberg D, Weinert M, Li L **2019** *Nano Lett.* **19** 2497
- [72] Beaird R, Vekhter I, Zhu J X **2012** *Phys. Rev. B* **86** 140507(R)
- [73] Song S Y, Martiny J H J, Kreisel A, Andersen B M, Seo J **2020** *Phys. Rev. Lett.* **124** 117001
- [74] Hu X, Ting C S, Zhu J X **2009** *Phys. Rev. B* **80** 014523
- [75] Peng R, Shen X P, Xie X, Xu H C, Tan S Y, Xia M, Zhang T, Cao H Y, Gong X G, Hu J P, Xie B P, Feng D L **2014** *Phys. Rev. Lett.* **112** 107001
- [76] Zhang Y, Lee J J, Moore R G, Li W, Yi M, Hashimoto M, Lu D H, Devereaux T P, Lee D H, Shen Z X **2016** *Phys. Rev. Lett.* **117** 117001
- [77] Satoshi K, Yukio T **2000** *Rep. Prog. Phys.* **63** 1641
- [78] Wang Z F, Zhang H M, Liu D F, Liu C, Tang C J, Song C L, Zhong Y, Peng J P, Li F S, Nie C N, Wang L L, Zhou X J, Ma X C, Xue Q K, F. Liu **2016** *Nat. Mater.* **15** 968
- [79] Liu W Y, Cao L, Zhu S, Kong L, Wang G, Papaj M, Zhang P, Liu Y, Chen H, Li G, Yang F, Kondo T, Du S, Cao G, Shin S, Fu L, Yin Z, Gao H J, Ding H **2019** *arXiv*: 1907.00904
- [80] Yuan Y, Pan J, Wang X, Fang Y, Song C, Wang L, He K, Ma X, Zhang H, Huang F, Li W, Xue Q K **2019** *Nat. Phys.* **15** 1046
- [81] Jiang K, Dai X, Wang Z **2019** *Phys. Rev. X* **9** 011033
- [82] 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

SPECIAL TOPIC—Superconductivity and its applications

Vortex bound states and Majorana zero mode in electron-doped FeSe-based high-temperature superconductor*Chen Chen¹⁾ Liu Qin¹⁾²⁾ Zhang Tong^{1)3)5)†} Feng Dong-Lai^{3)4)5)‡}¹⁾ (*Advanced Material Laboratory, State Key Laboratory of Surface Physics,
Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200438, China*)²⁾ (*Science and Technology on Surface Physics and Chemistry Laboratory, Mianyang 621908, China*)³⁾ (*Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing 210093, China*)⁴⁾ (*Hefei National Laboratory for Physical Science at Microscale and Department of Physics,
University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)⁵⁾ (*Shanghai Research Center for Quantum Sciences, Shanghai 201315, China*)

(Received 10 October 2020; revised manuscript received 3 November 2020)

Abstract

As a novel quantum state in condensed matter physics, Majorana zero mode has become a popular research topic at present because of its potential value in topological quantum computing. Theory predicts that Majorana zero mode appears in the vortex core of the topological superconductor as a unique bound state. However, due to various factors such as the existence of conventional low energy bound states or impurity states, it is difficult to identify the Majorana zero mode and to put it into the specific applications. Nowadays, it is still urgent to find a suitable topological superconducting system and identify the clean Majorana zero mode in experiment. In this paper, we study the vortex states of electron-doped iron-selenium-based superconductors (Li, Fe)OHFeSe and single-layer FeSe/SrTiO₃ with extremely high energy resolution STM. There exists a robust and clean Majorana zero mode in the free vortex core of (Li, Fe)OHFeSe, which has the quantized conductance. As for single-layer FeSe/SrTiO₃ film, it has only conventional Caroli-de Gennes-Matricon (CdGM) bound states without zero energy mode. These experimental results provide a suitable platform for further studying the physical properties of Majorana zero mode, and also shed light on the source of topological superconductivity in iron-based superconductors.

Keywords: magnetic vortex, vortex bound states, Majorana zero mode, topological superconductor, quantized conductance

PACS: 74.25.Uv, 74.55.+v, 74.45.+c, 74.78.-w

DOI: 10.7498/aps.70.20201673

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0303004, 2016YFA0300200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11888101, 11790312), the Science and Technology Major Project of Shanghai, China (Grant No. 2019SHZDZX01), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. BX20200097, 2020M681137).

† Corresponding author. E-mail: tzhang18@fudan.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: dlfeng@fudan.edu.cn