

铁基超导体能隙结构和机理的统一认识*

杜增义 杨欢 闻海虎†

(南京大学物理学院 超导物理与材料研究中心 南京 210093)

2017-11-15 收到

† email: hhwen@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20180101

Unified picture for the order parameter and mechanism of iron based superconductors

DU Zeng-Yi YANG Huan WEN Hai-Hu†

(Center for Superconducting Physics and Materials, Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

摘要 铁基超导体作为除铜氧化物超导体之外的第二类高温超导体, 自从被发现以来其超导电性的成因就备受关注。早期有人针对同时具有空穴型费米口袋和电子型费米口袋的铁砷基超导体提出了 S^+ 配对模式, 而且得到中子散射和隧道谱实验的初步支持。这一配对模型的基础是需要布里渊区同时具有空穴型和电子型费米面。但是铁基超导体的费米面因材料而异, 新发现的很多铁硒基超导体因缺乏空穴型费米面, 对 S^+ 电子配对模型来说是一个挑战。文章综述了过去几年来作者在这方面取得的工作进展。运用高精度的扫描隧道显微镜, 在不同铁基超导体系中, 针对超导能隙结构, 或超导序参量的性质进行了仔细研究。首先作者在铁砷基超导体 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 和 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ 中利用无磁性杂质态测量和隧道谱测量, 发现 S^+ 的明确证据。进一步, 在只有电子型费米面的 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 超导材料中发现两个各向异性的超导能隙, 利用准粒子相干散射实验第一次把这两个超导能隙对应到由电子型费米面套叠或杂化后形成的内外两套费米面上。通过非磁性杂质诱导产生的能隙内杂质态和新型电子驻波相位敏感实验的探测, 证明该材料中超导能隙符号也发生反转。因此作者的系列工作统一了有和没有空穴型费米面的铁基超导体的能隙形式, 支持排斥势是导致电子配对和超导电性产生的关键因素。

关键词 超导物理学, 超导序参量, 扫描隧道显微镜, 铁基超导体

Abstract Iron-based superconductors are the only family of high-temperature unconventional superconductors besides cuprates, and their pairing symmetry has attracted considerable attention since their discovery. The widely accepted pairing model is S^+ , which requires both hole and electron pockets. However, this picture was questioned after the discovery of the intercalated or monolayer form of FeSe-based systems which have no hole pockets. We have conducted a series of experiments to study the characteristics of the gap structure or order parameter in various iron-based superconductors with different Fermi surface topologies. In two typical FeAs-based superconductors, namely $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ and $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, by measuring the scanning tunneling spectra or detecting non-magnetic impurity induced bound states, we found clear evidence supporting the S^+ pairing. Concerning the systems without hole pockets, we took the $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ system as a platform and conducted extensive investigations. Two anisotropic superconducting gaps were observed in $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ by our scanning tunneling microscopy measurements. Detailed experimental data based on the Fourier transformed quasiparticle interfer-

* 国家自然科学基金(批准号: 11534005, 11190023, 11374144)、国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0300400)、江苏省自然科学基金(批准号: BK20140015)资助项目

ence (FT-QPI) allowed us for the first time to assign two superconducting gaps to the outer and inner electron Fermi pockets after folding or hybridization. In addition, a sign reversal of the superconducting order parameter in $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFe}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Se}$ is evidenced according to the further data and analysis based on the in-gap bound state from a non-magnetic impurity as well as the phase-sensitive analysis of FT-QPI data. These results provide a unified picture for the gap structure and pairing mechanism of iron-based superconductors with or without Fermi hole pockets and support the conclusion that repulsive interaction plays the key role in electron pairing.

Keywords superconductivity, superconducting order parameter, scanning tunneling microscopy, iron-based superconductors

1 引言

超导是凝聚态物质中大量电子发生量子凝聚的结果。一旦这种宏观量子相干态形成, 就会表现出很多很奇妙的性质, 如零电阻、完全抗磁性、磁通量子化、约瑟夫森效应等。这些性质可以被开发出有效的应用, 造福于人类。超导发生牵涉到两个重要的过程, 首先电子配对, 形成库珀对; 然后, 因为库珀对在统计性质上具有玻色属性, 会发生玻色凝聚, 从而形成宏观量子相干态。在1957年提出的Bardeen—Cooper—Schrieffer理论(即BCS理论)中, 配对和凝聚是同时发生的。要知道超导形成的原因, 必须先了解电子配对的原因, 即所谓的超导机理问题。在BCS图像下, 电子通过一定的库仑屏蔽, 使得排斥势有效降低, 而后电子之间通过交换虚声子达到配对的目的。

2 铁基超导体能隙结构和序参量的困惑

铁基高温超导体自从2008年被发现后, 已经有近10年时间, 但其超导机理问题仍然没有得到解决。如上所述, 超导机理研究的核心问题就是关于电子库珀对的成因, 也就是两个电子因为什么而配对凝聚进而形成超导的。超导态一旦形成, 如果想从这个低能超导凝聚体中激发一个单电子就需要一定能量, 这个能量被通称为超导能隙。超导能隙对超导态起到保护屏障的作用, 这也是为什么超导态能够在有限温度下存在的原

因。根据朗道的二级相变理论, 我们知道超导态是电子系统建立的一个新的有序态, 它的序参量的幅值与超导能隙大小成正比, 一般是动量坐标的函数。铁基超导体作为第二类高温超导家族, 有广泛的强磁场应用前景, 其机理问题也与铜氧化物超导体一样, 构成了当前物理学前沿领域中的重大科学问题^[1]。

研究高温超导电性起源的核心问题是超导配对的微观机制和超导序参量, 即超导能隙的对称性。假设电子系统的电子对是通过动量守恒的对散射过程实现的, 其散射前后的电子动量分别是 $(k, -k)$ 和 $(k', -k')$, 那么通过波函数叠加的方法, 可以很容易推导出超导能隙的表述:

$$\Delta(k) = -\sum_{k'} V_{k, k'} \frac{\Delta(k')}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(k')}} \quad (1)$$

这里 $\Delta(k)$ 和 $\Delta(k')$ 是在动量为 k 和 k' 处的超导能隙大小; $V_{k, k'}$ 是电子对从 $(k, -k)$ 跳跃到 $(k', -k')$ 所建立的相互作用势, 也叫对散射矩阵元; $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m - E_F$, 为从费米能算起的电子动能。在BCS超导图像中, 电子之间通过交换虚声子而导致配对, 因为 $V_{k, k'}$ 是吸引势, 所以其值为负, 这样 k 点和 k' 点的能隙符号相同。这种情况下电子通过适当增加动能, 但是使得势能下降更多, 形成配对和超导。然而, 如果电子之间是通过排斥势形成库珀对的, 仍然借鉴这个图像, 那么 $V_{k, k'}$ 就是正值, 因此 k 和 k' 点的能隙符号会相反, 即如果我们沿费米面走一圈, 能隙符号会发生交替变化。这就是我们这里说的能隙或者序参

量的符号反转效应。通过这个配对途径，电子系统已经存在的排斥势能会得到降低。

铁基超导体的配对对称性被发现与其自身电子结构紧密相关。在铁基超导家族中，如图1所示，不同材料的费米面结构有很大不同。以最佳掺杂附近的 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ， $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ ， $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 和FeSe块材为代表的铁基超导体费米面如图1(a)所示，费米面同时包含布里渊区中心附近粉红色线勾勒的空穴型费米面和边界上蓝线勾勒的电子型费米面，空穴型和电子型费米面的大小比较一致(FeSe块材的费米面较小)。理论上因此提出了 S^{\pm} 配对形式^[2, 3]，即空穴型和电子型费米面能隙均为 S 波，但是能隙符号正好相反，这一配对模型强烈建议反铁磁自旋涨落作为配对胶水的角色。其实从广义的排斥势角度讲，这种 S^{\pm} 配对方式都是必然结果，无论是否通过交换反铁磁涨落还是强的局域磁交换导致的配对。然而，此后人们发现了很多的FeSe基超导体，如 $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_z$ ^[4, 5]， $\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x\text{OHFeSe}$ ^[6]以及FeSe单层膜^[7]。在这些材料中，如图1(c)所示，空穴费米面要么没有，要么很小^[8, 9]。特别是最近人们讨论比较多的超导临界温度超过65 K的单层FeSe薄膜^[10]，该材料因受到衬底 SrTiO_3 的电子掺杂，空穴型费米面沉到费米能以下，只留下电子型费米面(图1(c))，但仍然能够维持高的临界温度。空穴型费米面的缺失对利用 S^{\pm} 配对模型来解释其超导电性提出了挑战。另外，隧道谱实验在单层FeSe薄膜中测到两套超导相干峰，通常应该对应两套费米面，而角分辨光电子能谱(angle-resolved photoemission spectroscopy, 简称为ARPES)只测量到一套较模糊的电子型费米面。一套费米面如何对应两个超导能隙？这也成为我们研究该材料的动机。

扫描隧道显微镜(scanning tunneling microscopy, 简称为STM)能够进行样品表面的原子成像，利用量子力学的隧道效应测量固定针尖高度时不同能量下的隧道谱，直接反映了样品表面的电子态密度的信息。测量超导态的单电子隧道谱，能够直接观测到超导能隙，包括超导能隙的大小和结构，进一步可以获得电子配对的机理。

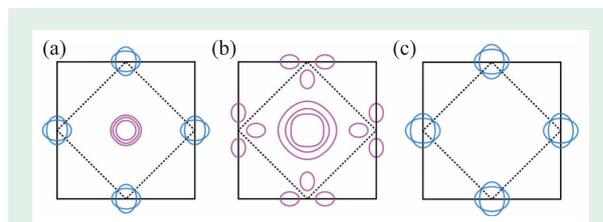


图1 不同铁基超导体的费米面结构示意图 (a)最佳掺杂 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ， $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ ， $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 等材料费米面结构，中间为空穴费米面，四条边上为电子费米面；(b)重度空穴掺杂的 KFe_2As_2 材料的费米面结构；(c)FeSe单层膜、 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{OHFeSe}$ 材料的费米面结构。这里的粉红色和蓝色分别标示空穴费米面和电子费米面

我们利用扫描隧道显微镜对既具有电子费米口袋，又具有空穴费米口袋的FeAs基超导体样品进行了研究，证明了其中 S^{\pm} 配对对称性和磁配对起源。另外，对与单层FeSe薄膜具有相似电子结构的 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 及Zn掺杂 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFe}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Se}$ 材料分别进行研究，发现了两个各向异性的能隙，并和电子型费米面套叠或者杂化后形成的内外两套费米面对应，进一步实验证明电子型费米面上的能隙或序参量也存在符号相反。上述工作统一了对铁基超导体能隙结构的认识，即超导电子配对均可能来自于排斥势引起的电子配对，在弱耦合情况下可以理解为电子之间交换了反铁磁自旋涨落，这一统一的物理图像对铁基超导机理的解决将起到推动作用。

3 具有电子和空穴费米口袋的FeAs基超导体 S^{\pm} 的实验证据

对于同时具有电子型和空穴型费米口袋的FeAs基超导体，超导配对对称性的认识有两种主流模式，即 S^{\pm} 和 S^{++} ，它们产生的原因截然不同。从(1)式的定量分析得知，排斥势导致的超导会形成 S^{\pm} 配对模式^[1, 2]；而对于吸引势导致的配对，如电声子耦合或轨道涨落等，会形成 S^{++} 配对模式^[11]。如果超导能隙出现符号反转，最好的实验方法是约瑟夫森结实验，因为能隙符号相反的两段费米面与一个常规超导体连接构成约瑟夫森结时，其环路中自然有一个 π 位相差，所以会有半磁通出

现或隧道结临界电流极小等现象出现。华人物理学家崔长崎在铜氧化物中进行了很好的实验，从而证明铜氧化物超导体是 d 波配对^[12]。然而这个方法只有在存在一套费米面系统中才有用，对于铁基超导体并不适用，因为铁基超导体具有多套费米面，而且每套费米面是近似对称的圆形，费米速度一致而且能隙符号相同。对于 S^{\pm} 模型，前期有一些实验证据，如直接通过准粒子相干散射 (quasiparticle interference, 简称为 QPI) 斑纹强度在磁场下的变化^[13]，以及非直接的非弹性中子散射实验观察到的磁共振峰^[14]。我们利用人为引入非磁性杂质的方法来判断配对形式，就像指纹能够识别人一样，原子级别非磁性杂质的杂质态能作为判定铁基超导起源的重要依据。这个实验的物理基础起源于安德森定则^[15]，即在 S 波超导体

中，只有磁性杂质才会导致 Yu—Shiba—Rusinov 杂质束缚态^[16-18]，而无磁性杂质是不行的。然而，如果铁基超导体中是 S^{\pm} 配对模式，理论上已经证明，无磁性杂质，当其散射势达到一定值(如 0.5 eV 以上)，也会产生 Yu—Shiba—Rusinov 态^[19]。可以说对于能隙符号反转的超导体，合适的无磁性杂质有时候可以作为探测超导序参量属性的量子探针。

我们选择 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 系统开展无磁性杂质的研究，利用 Cu 和 Mn 的掺杂分别获得无磁性和有磁性的杂质。先利用 Co 掺杂，获得最佳超导态，临界温度在 21 K 左右。角分辨光电子谱实验证明该超导系统中存在几乎对等的电子型和空穴型费米面^[20]，能隙在 5 meV 左右。然后，再掺杂铜原子，利用宏观磁化测量和居里—外斯的分析

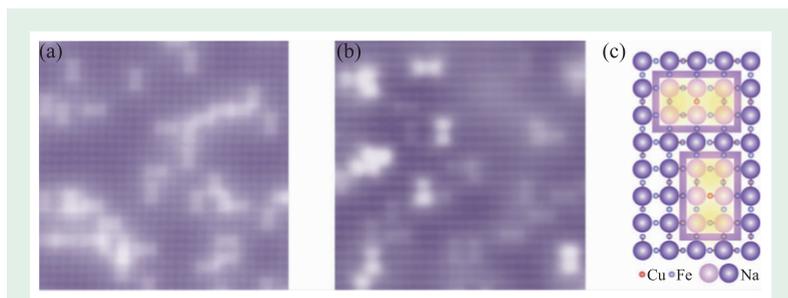


图2 铁基超导体 $\text{Na}(\text{Fe}_{0.975}\text{Co}_{0.025})\text{As}$ 和 $\text{Na}(\text{Fe}_{0.96}\text{Co}_{0.03}\text{Cu}_{0.01})\text{As}$ 的表面 Na 原子形貌图，表面形貌图像尺寸均为 $11\text{ nm} \times 11\text{ nm}$ (a)STM 测量得到 $\text{Na}(\text{Fe}_{0.975}\text{Co}_{0.025})\text{As}$ 表面形貌，长方形的亮条中心正下方有一个掺杂的 Co 原子^[22]；(b) $\text{Na}(\text{Fe}_{0.96}\text{Co}_{0.03}\text{Cu}_{0.01})\text{As}$ 表面形貌，表面原子为 Na 原子，弱亮长方形的亮条中心正下方有一个掺杂的 Co 原子，强的双锤形亮斑中心下方对应一个掺杂的 Cu 原子^[21]；(c)掺杂 Cu 原子对周围表面 Na 原子的影响

判定铜原子是非磁或者非常弱的磁性杂质^[21]。在此之后，开展仔细的扫描隧道谱研究。首先利用 STM 找到掺杂的铜原子的位置，结果显示在图 2 中，对比纯 Co 掺杂的样品形貌^[22]，图 2(b)中多出的高亮双锤形的亮斑中心位置下方有一个掺杂的铜原子^[23]。进一步对图 2(b)中间的一个 Cu 杂质(图 3(a)所示放大图)从杂质中心往外测量不同位置隧道谱，再把远离铜杂质测量到的隧道谱(图 3(b)中绿色的隧道谱)当背景扣除掉，第一次观测到非磁杂质铜原子所诱导产生的超导能隙内杂质态密度及其从杂质中心出发在空间的演变规律^[23](图 3(c))。如上所述，对于非磁性杂质，只有出现符号反转的超导能隙结构才能产生能隙内的束缚态。结合角分辨光电子能谱实验所观察到的电子型和空穴型费米面同时存在的事实，我们的实验结果判明了目前国际上争

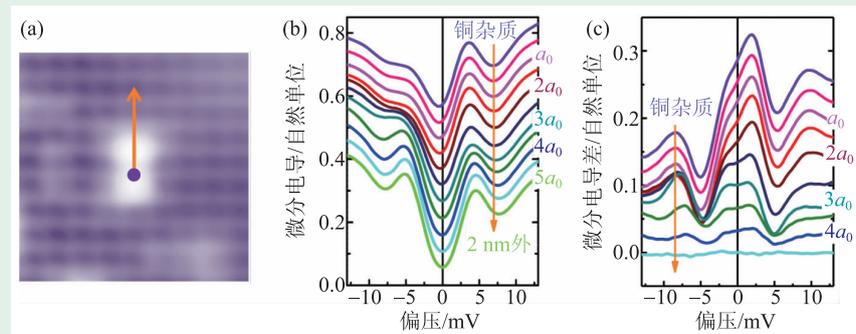


图3 铁基超导体 $\text{Na}(\text{Fe}_{0.96}\text{Co}_{0.03}\text{Cu}_{0.01})\text{As}$ 中非磁性铜杂质所诱导的杂质束缚态^[23] (a)STM 测量得到 Cu 掺杂原子形成的表面纺锤状斑纹；(b)沿着图(a)中箭头方向测量隧道谱随空间的演变；(c)减去远离杂质的超导谱(图(b)中绿色的隧道谱)得到的能隙内杂质束缚态隧道谱随空间的变化

论。结合角分辨光电子能谱实验所观察到的电子型和空穴型费米面同时存在的事实，我们的实验结果判明了目前国际上争

论较多的 S^{\pm} 和 S^{++} 两大超导配对模型中, S^{\pm} 配对模式是唯一符合的^[23]。评审人也对此项工作给予了高度评价,说“*I consider this to be the first solidly convincing evidence (outside theory) for the S^{\pm} .*”

在传统超导中,两个本来相互排斥的电子通过声子作为媒介相互配对形成库珀对。而对于铁基高温超导材料的研究,弄清楚是否需要特殊的配对媒介,有助于理解高温超导产生的原因。我们利用STM仔细测量了两类不同铁基超导体单晶表面的超导态隧道谱,发现能量在超导相干峰能量之外,还存在明显的第二个峰,如图4棕色亮条区域所示的位置。这个峰一般被认为是超导体中的准粒子与一个玻色集体激发模(如在传统超导体中的声子)之间相互作用的结果,因此被称为玻色模。用负能(正能)玻色模的峰上升(下降)最快的地方定出玻色模出现的能量位置 E_{dip} (如图4中红色箭头所指示的位置),将此能量减去超导能隙值 Δ ,即得到玻色模能量 $\Omega=E_{\text{dip}}-\Delta$ 。对于这两个完全不同的铁基系统样品,定出的玻色模能量与相应样品中的中子散射实验在磁激发谱上定出来的共振峰能量都很接近。另外随着温度升高或者针尖往磁通中心移动,玻色模的峰和超导相干峰都会同时减弱甚至同时消失,证明了玻色模和超导的紧密关系。理论上已经证明,对于能隙符号反转的能隙,连接着两个费米波矢的动量转移会产生自旋三态激发。由于费米面附近态密度的共同作用,集体激发的强度 I_{ex} 与能隙符号直接有关,表述为

$$I_{\text{ex}} \propto \sum_k \left(1 - \frac{\Delta(k)\Delta(k+q)}{E(k)E(k+q)} \right), \quad (2)$$

这里的 $E(k)=\sqrt{\varepsilon^2+\Delta^2}$,在费米能量位置, $E=\Delta$ 。可见对于在 k 点和 $k+q$ 符号存在反转的能隙,会叠加出一个共振峰;相反,对于符号不反转的能隙,会相互抵消,没有共振峰。我们隧道谱上观察到的额外的峰可以说是这个集体激发模式与准粒子耦合的结果。因此实验结果证明了这些FeAs基的超导体,其能隙存在反转。而这个情况只有在排斥势造成超导的情况下才会出现^[24]。

此外,我们把前面STM测量到的两个样品的玻色模能量和转变温度 T_c ,以及在其他铁基超导

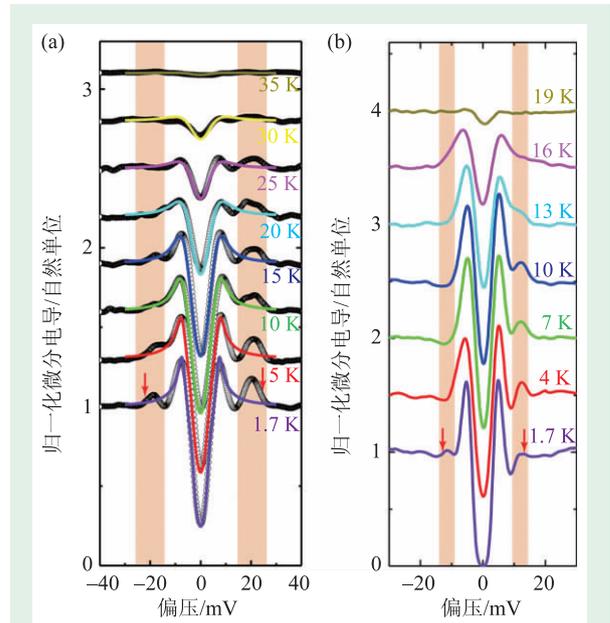


图4 铁基超导体 $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (a)和 $\text{Na}(\text{Fe}_{0.975}\text{Co}_{0.025})\text{As}$ (b)中观测到的超导能隙外的玻色模^[24],棕色亮条区域展示了超色模的位置,红色箭头指示了玻色模出现的能量值

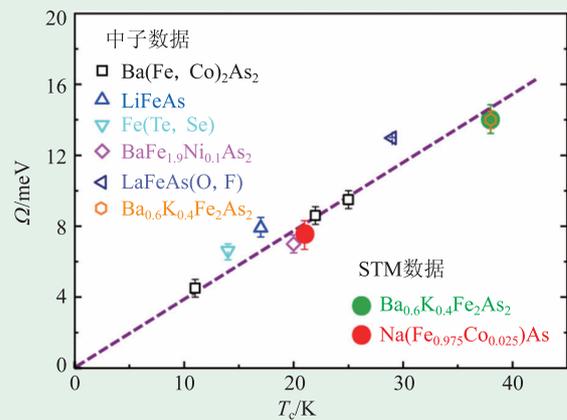


图5 不同铁基超导体中玻色模能量随临界温度的变化关系^[24],其中空心点是中子散射的数据,实心点是STM的测量结果,所有的数据落在一条正比关系直线附近

样品上用中子散射测量的自旋共振峰的能量画到一起(图5),发现不同FeAs基超导体的玻色模能量与超导转变温度 T_c 之间呈现一个较好的正比关系,即 $\Omega/k_B T_c=4.3\pm 0.5$,这也正好是理论所预言的,即共振模能量约小于 2Δ ,而铁基超导材料中强耦合导致的能隙 $2\Delta/k_B T_c=4\sim 4.5$ 。上述实验结果的合理解释是,玻色模是由 S^{\pm} 配对模型所产生的结果,追其根本原因说明超导配对是通过排斥势所造成的,结合母体中的反铁磁序,因此交换磁

涨落配对的可能性很大^[24]。

4 (Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe 双能隙和内外两套费米面的甄别和对应关系

基于上述和其他实验证据,证明FeAs基超导体中电子配对形式为 S^{\pm} ,这一模型的基础是同时有空穴型和电子型的费米面。但是随着只有电子型费米面的单层FeSe薄膜、插层的FeSe块材的陆续发现, S^{\pm} 理论模型面临挑战。LiOH插入FeSe层之间的(Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe材料^[5],超导临界温度高达40 K。我们得益于赵忠贤院士小组提出的双向交换方法,使得这种材料可以生长出较大尺寸的晶体^[25]。ARPES实验发现,该材料和FeSe单层膜相似,布里渊区中心无空穴型费米面,仅在边界上有电子型的费米面^[26, 27]。上述发现使得人们动摇了对 S^{\pm} 模型的认可,对铁基超导体能隙的认识一时陷入莫衷一是的状态。为了研究这一问题,我们通过高精度的STM研究了这一材料。

在图6(a)中,我们显示了原子分辨的样品表

面形貌^[28],图中双锤状的斑纹和图2(b)所示的铜原子杂质斑纹类似,通过仔细辨认,确认该斑纹起源于铁位的杂质或缺陷。远离杂质点测量到的超导隧道谱如图6(b)所示,有两个超导相干峰,即明显的超导双能隙特性,这与在单层FeSe薄膜上测量得到的隧道谱极为相似。结合前面提到ARPES测量的该样品和单层FeSe薄膜上有相似的费米面结构,也许这两个材料超导内在的物理是一致的。而对应的ARPES测量发现的一套电子型的费米面上,为什么存在两个超导能隙,这个困扰的问题同样在(Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe上存在。STM测量得到的隧道谱中相干峰所对应的两个超导能隙约为大能隙 $\Delta_1=14.3$ meV和小能隙 $\Delta_2=8.6$ meV。如果用大能隙值(Δ_1)计算约化能隙值 $2\Delta_1/k_B T_c=8.7$,这个比值远远大于基于弱耦合电声子图像导致电子配对的BCS理论值($2\Delta/k_B T_c=3.53$)。因此这个强耦合的结果揭示铁基超导不是通过简单电声子耦合实现的。图6(b)正负能不对称的谱线是由正常态背景造成的,我们将隧道谱除以 T_c 以上正常态的隧道谱作为背景除掉以后,得到较为

对称的隧道谱(图6(c)),并尝试用Dynes模型^[29]对曲线进行拟合。在拟合过程中发现,必须要使用两个各向异性的 S 波能隙才能拟合,对于1.5 K下的数据拟合得到的能隙结构如图6(d)所示。虽然该能隙有很强的各向异性,但是不存在能隙节点(即超导能隙为零的点)。

为了仔细分辨隧道谱上面所发现的两个超导能隙的起源,我们利用了准粒子散射相干技术。这一技术在普通金属中首先应用^[30],电子在空间表现为行波形式,而这些电子波又被杂质所散射,最终叠加形成一定的驻波态,这些实空间的驻波反映出动量空间费米面之间的散射,在金属表面稳定存在并被空间分辨的扫描隧道谱直接测量出来,通过对其分析可以获得材料费米面的信息。有个形象的比喻是池塘中的水波如果被露出水面的石

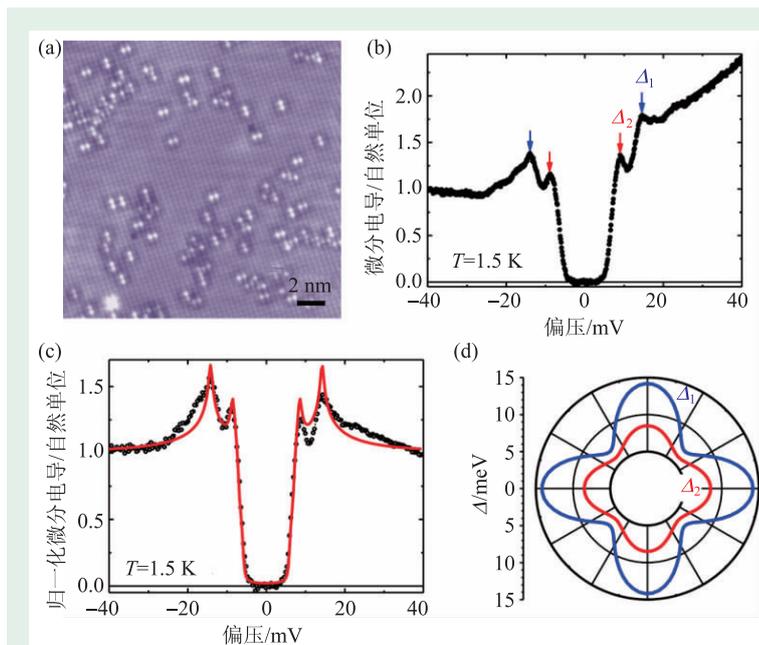


图6 铁基超导体(Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe的表面形貌和双能隙特性^[28] (a)原子分辨的表面形貌,表层原子为Se原子,哑铃状的亮斑是杂质位置;(b)远离杂质位置测量的典型的超导隧道谱;(c)用低温隧道谱除以正常态隧道谱以后得到的归一化隧道谱和Dynes模型拟合的结果;(d)拟合所用的两个各向异性的能隙随角度的变化函数

头所散射，反射波和入射波叠加会形成驻波态，根据这个驻波态的形式，可以分析池塘中露出水面的石头个数和分布情况。同样的道理，测量到电子因为散射相干形成的驻波态以后，就可以通过傅里叶变换(Fourier transformation, 简称为FT)得到倒易空间图(FT—QPI), 得以获得费米面特征等重要信息，这就是所谓的QPI技术。如图7(a)所示，一个二维空间内直径为 q_0 的圆形费米口袋，因为散射在实空间形成的QPI图像经过傅里叶变换后，在倒易的 q 空间，得到的结果就是图7(b)所示的圈，这个圈边缘最亮，半径为 q_0 。反过来从 q 空间的形状可以反演出倒空间的费米面形状。如果结合超导态的Bogoliubov色散关系，还可以得出超导能隙的大小、变化等信息。

在超导体中，如果QPI测量的能量在超导能隙以内，体系中全部为超导电子，费米面之间不会出现散射效应，在实空间也不会出现电子的驻波。但超导态库珀对被杂质破坏以后出现的准粒子可以形成驻波。因此对于各向异性的能隙，可以在超导能隙附近不同能量下测量这些驻波，来得到能隙结构的各向异性关系^[31]。

我们对于 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 也做了QPI测量^[28]。图8(a)显示的就是在大能隙的能量附近，在样品表面测量得到的QPI图谱，在其中很明显看到电子驻波的存在，这些周期性的结构通过傅里叶变换后将很好地出现费米面的信息。图8(b)是经过傅里叶变换后的FT—QPI图案，可以清晰看见不同位置有不同的圆圈状亮斑出现，这些圆圈反映了费米面的信息。图8(c)是理论上预测的经过费米面套叠(或杂化后)的电子费米面图，根据这样一个费米面的信息经过简单自关联得到的QPI模拟结果放在图8(d)中，可以看出模拟结果(d)与实验结果(b)大致相似。因此可以确定， $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 材料的费米面结构和模拟的费米面结构一致，中心的 Γ 点附近无空穴型的费米面。

为了更清楚地研究双超导能隙对应费米面和超导能隙的情况，我们又特别精细地测量了大面积实空间的电子相干图谱，反演到倒易 q 空间，清晰度可以大大提高。测量得到的不同能量FT—QPI图像如图9所示，可以发现：在低能部分，没有

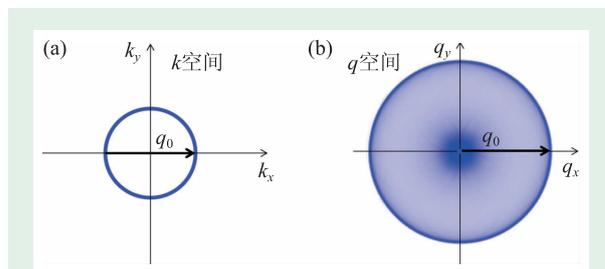


图7 二维动量 k 空间内的一个圆形费米面和它在做完QPI后在 q 空间得到的散射图形，这里假设费米面上的态密度恒定且宽度各个方向相同，(b)图中的 q 空间结果是由 k 空间的(a)图自关联得到的，反过来，如果测量到图(b)中的QPI图谱，经过傅里叶变换，就可以获得图(a)的费米面

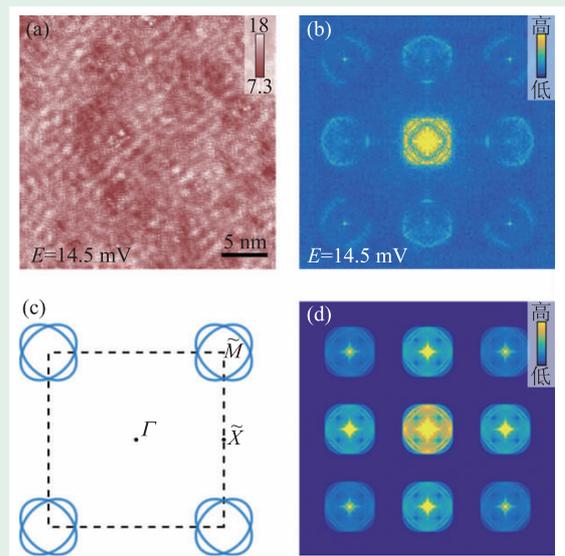


图8 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 表面FT—QPI图和模拟图^[28] (a)在大超导能隙能量处测量得到的实空间QPI图；(b)对图(a)进行傅里叶变换后得到的倒易 q 空间的FT—QPI图；(c)电子口袋套叠后的费米面；(d)对(c)进行自关联变换后得到的FT—QPI的模拟图像

费米面出现，证明超导能隙是完整的，即无能隙节点存在，这与图6中隧道谱零能附近无态密度对应；然后逐渐增加能量，在接近或达到小超导能隙能量 Δ_2 的时候，第一套费米面(波矢较小)浮现出来；再继续增加能量，另外一套费米面逐渐显露，在达到大能隙 Δ_1 的时候，第二套费米面已经变得很清晰，形成了明显的里外两层费米面套叠的情况。根据外套费米面在更高能量出现的事实，合理的推论是大能隙对应外套费米面，而小能隙对应内套费米面。这是在只包含电子费米面的众多FeSe基超导体中，第一次甄别出内外两套费米面，并且与双能隙结构联系起来。

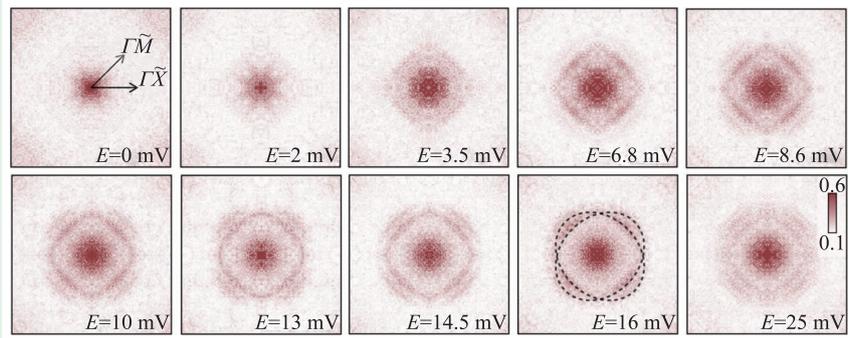


图9 (Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe 不同能量下电子型费米口袋内傅里叶变换后的准粒子相干散射图随能量的演变规律^[28]

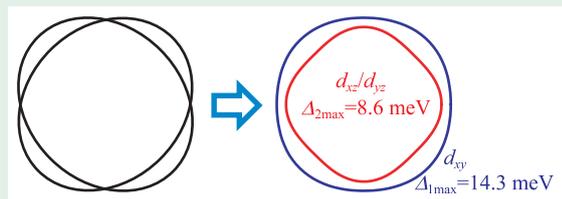


图10 两套椭圆形电子费米口袋叠套后杂化形成内外两套费米口袋，由不同的轨道贡献，超导能隙也不相同

上述 STM 测量结果表明，在仅有电子型费米面的一种典型 FeSe 基高温超导体中，观察到双能隙特征，与引起广泛关注的单层 FeSe 薄膜上的结果极其相似，超大的能隙和转变温度的比值把铁基超导体完全归类于非电声子耦合导致的电子配对；通过 QPI 实验第一次甄别出来内外两套靠得很近的费米面，并获得了相应的超导能隙的特征，第一次清楚地说明了在只有电子型费米面存在的 FeSe 基高温超导体中，为什么有双能隙的特征^[28]。在该材料中，两套椭圆形电子型费米口袋因为杂化形成内外两套费米口袋，如图 10 所示，其中内套费米口袋主要对应着 d_{xz} 或 d_{yz} 轨道，而外套费米口袋由 d_{xy} 轨道贡献，这两个费米面对应的能隙不一样，大的超导能隙对应着外套费米口袋，而小的超导能隙对应着内套费米口袋。两个各向异性的能隙在内外费米面相交的地方均呈现能隙最大值。

5 Zn 掺杂 (Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe 能隙符号相反的实验证据

前面的扫描隧道显微镜结果发现了在 (Li_{1-x}Fe_x)

OHFeSe 中，存在内外两套费米口袋，分别和两个各向异性的 S 波能隙相对应，但无法证明其中超导能隙函数是否变号，因此也无法明确确定配对的机制问题。为了研究这一问题，我们进一步测量了样品的杂质态并细致量化分析了 QPI 结果。上面提到，如果超导态具有超导能隙符号反转的 S^+ 能隙结构，理论预言超导态的库珀对被无磁性杂质散射后会被拆散成为单电子，在能隙内出现杂质态共振峰，在没有符号反转的 S^{++} 配对模型下就不会出现。我们在 (Li_{1-x}Fe_x)OHFeSe 生长过程中名义上掺杂了 10% 的 Zn 杂质，但实际扫描电子显微镜的能谱分析表明只掺杂进入了 2% 左右。Zn 杂质的引入降低了超导临界温度并提高了正常态样品的电阻，证明它的确有杂质散射效应，破坏了电子配对。对于该样品进行 STM 测量，发现在远离杂质测量到的超导态隧道谱和未掺杂的结果非常相似，也存在两个超导能隙^[32]，数值分别为 8.5 meV 和 14 meV，和未掺杂 Zn 的样品的能隙结果^[28] 很接近。在原子分辨的表面形貌上，可以发现图 11 (a) 中显示的 Fe 位杂质形成的亮斑。我们利用强磁场下共振峰位置是否移动验证其为磁性还是非磁性杂质。对于非磁性杂质，共振峰的中心位置不会移动；而对于磁性杂质，外加磁场会和磁性杂质的磁矩相互作用，引起杂质峰中心位置的移动。在 Zn 掺杂的 (Li_{1-x}Fe_x)OHFe_{1-y}Zn_ySe 材料中发现的这个杂质，隧道谱的测量发现在杂质中心偏压在 4 mV 左右出现了很强的杂质共振峰，并且在高磁场 11 T 下，杂质态共振峰的能量未发生明显移动，而只是峰强度被大大削弱(图 11(b))。结合前面的分析，我们证明了该杂质是非磁性杂质(可能为 Zn 替代杂质)。由非磁性杂质所诱导的能隙内杂质态，这已经提供了该超导材料能隙出现符号变化的一个重要实验证据。

进一步对其超导能隙符号变化的验证是基于

一种新型的电子驻波相位敏感的探测实验。该实验方案是基于一套较严密的理论推导及其结论^[33]。该理论认为单个无磁性杂质破坏超导形成的准粒子干涉驻波在空间的相位对超导能隙的结构非常敏感：连接所关心的费米面两点(k_1 和 k_2)之间散射的FT-QPI实部的正负能之差(标记为 $\delta\rho^-$)，对于符号反转的能隙(如 S^+)，应该是共振叠加的；反之，对于没有符号反转的能隙，信号应该非常微弱^[33]。理论表达式为

$$\delta\rho^-(E) = \sum_{q \in A} \text{Re}[\rho(q, +E) - \rho(q, -E)] \propto U \cdot \text{Im} \frac{E^2 - \Delta_1 \Delta_2}{\sqrt{E^2 - \Delta_1^2} \sqrt{E^2 - \Delta_2^2}},$$

(3)

这里Re和Im表示对复数分别取实部和虚部， A 代表包含超导能隙符号相反散射波矢在 q 空间的范围， $\rho(q, E)$ 为能量为 E 处的FT-QPI图， U 为杂质散射标量势。可以看到，(3)式的最后一项分母不受能隙正负号的影响， E 在这两个能隙 Δ_1 和 Δ_2 之间变化时，分母必然是个虚数；但是分子 $E^2 - \Delta_1 \Delta_2$ 项却和能隙符号密切相关。当 Δ_1 和 Δ_2 正负号相反时， E 在这两个能量之间变化时，上述分子部分为一个较大数值；但当 Δ_1 和 Δ_2 符号相同时，分子部分数值在 E 介于两者之间时相互消减，数值较小，并且有个从负到正的变化。基于无磁性单杂质的上述理论预测，有实验在FeSe单晶材料中确定了

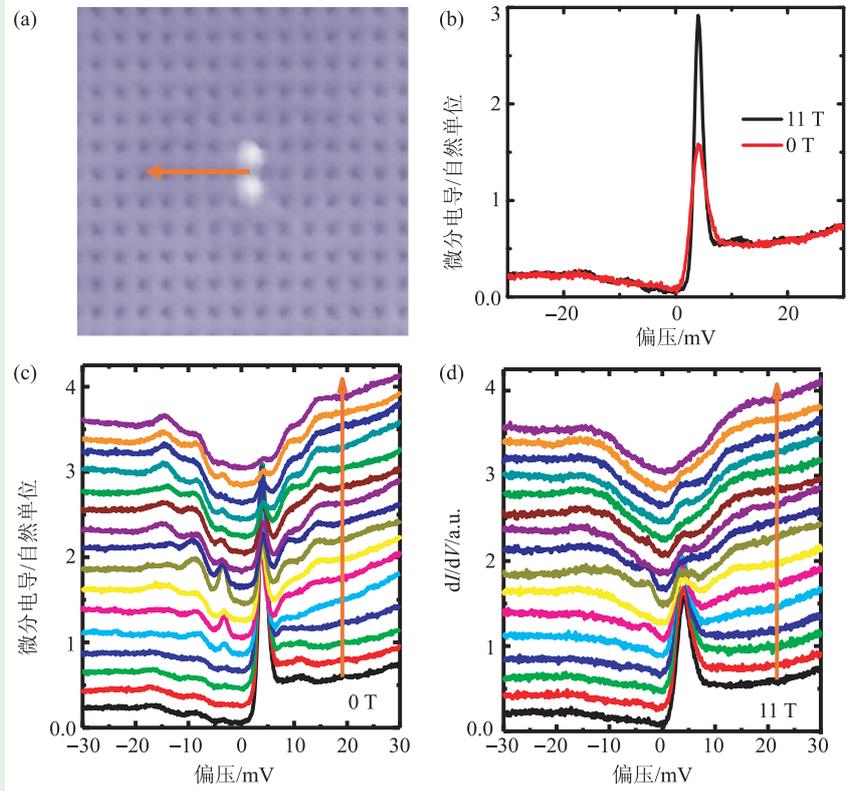


图11 Zn掺杂($\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x$)OHFeSe样品的铁位非磁性杂质测量到的隧道谱中能隙内的杂质峰，这个峰在磁场从0变到11 T不会发生移动^[32]，结合理论分析，可以认为该杂质具有无磁性

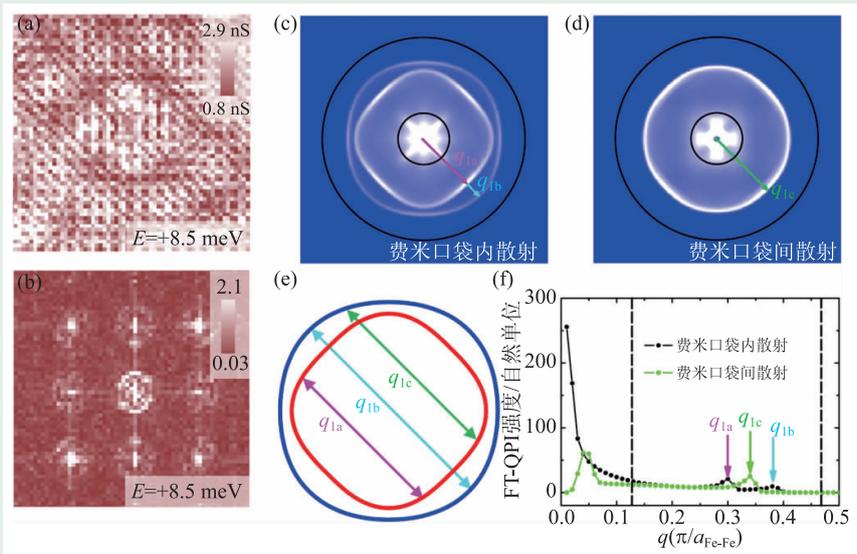


图12 Zn掺杂($\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x$)OHFeSe样品中，单杂质附近测量到的FT-QPI以及中心斑纹费米口袋之内和不同费米口袋之间的散射强度模拟^[32]

超导能隙符号在空穴型费米面和电子型费米面间是异号的^[34]。

上述的理论预言是针对单杂质的，因此对于

这一实验，需要以单个无磁性杂质为中心并远离其他杂质进行QPI测量。图12(a)为围绕单个无磁性杂质测量的QPI图像，可以看到明显的电子驻波，杂质在该图的中心位置，在对应的形貌图(图11(a))上清晰可见。通过傅里叶变换得到的图12(b)虽然因为测量实空间面积较小而导致分辨率不太高，但可以看到和图8(b)测量的结果相似，证明该掺杂样品的费米面结构和无掺杂样品的一致，也不存在空穴型费米面。在正能量 $+E$ 和负能量 $-E$ 测量FT-QPI实部相减的结果 $\delta\rho^-(E)$ ，必然包含超导相位的信息。为了得到可信的实验结果，我们通过对FT-QPI图像中心较强的散射区进行积分来更好地得到相位信息，积分区域如图12(c, d)中所示的两个黑色圆圈之间，从拟合结果来看(图12(f))，这个区域包含了大部分费米口袋内和不同费米口袋之间的散射，而且去掉了傅里叶变换中心非物理的信息。这一区域刚好包含了如图12(e)所示的，即我们关心的这些散射通道。

按照理论，将在 ± 8.5 mV测量得到的QPI数据进行傅里叶变换，得到的实数分布在积分区域内作实部差的积分，得到的 $\delta\rho^-(E=8.5)$ 结果如图13(a)所示，空间分布的 $\delta\rho^-(E)$ 信号在中间斑纹部

分信号最强，而且在小能隙处都处于增强状态。我们结合图12的分析，在图13(a)中积分两个黑圈之间的区域，这样既采集到主要的散射信息，又排除了图片中心区域傅里叶变换中非物理的结果，积分结果显示在图13(b)中。可见在4 meV左右出现了由杂质态所引起的较强的峰，在两个超导能隙8.5 meV和14 meV之间的数值也比较大，和插图中显示的基于 S^+ 的理论计算结果非常一致。其实无磁性杂质在能隙内产生很强的杂质态的峰已经说明能隙符号必须存在反转，但是对于什么波矢连接的费米面间的能隙存在反转并不清楚。为了更好地观察两个能隙之间的数据，我们通过在实空间扣除杂质引起的强散射斑纹，有效地去除了杂质态引起的 $\delta\rho^-$ 峰，结果显示在图13(c)中，很明显可以看到两个超导能隙之间信号增强，实验结果也和理论基于 S^+ 结果(图13(c)的插图中的实线)一致。作为对照重复和验证性实验，换一种针尖状态后在同一个杂质和另一个杂质周围做同样的测量和分析，结果都与前面的结果类似，支持 S^+ 模型。因此，我们的实验清晰地说明了该材料中能隙符号出现反转，证明 S^+ 模型所需要的自旋涨落是导致电子配对和超导的关键因素。基于此，预测超导能隙结构如图13(d)所示，

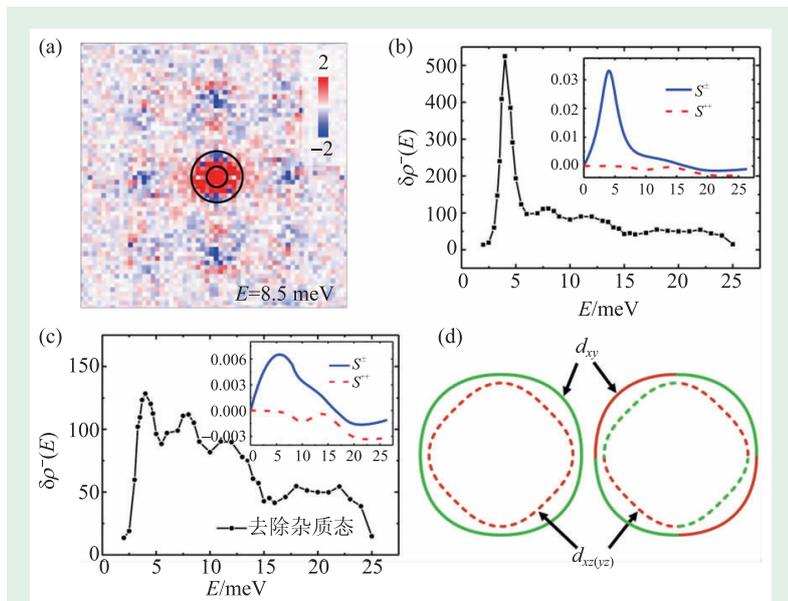


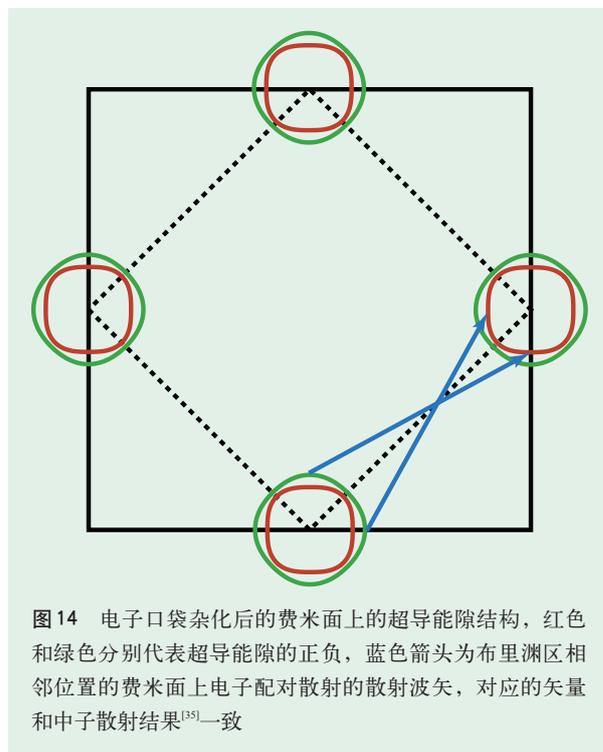
图13 Zn掺杂 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 样品中，相位相关的FT-QPI正负能量的实部差 $\delta\rho^-$ 积分结果和理论上基于 S^+ 配对的结果相一致^[32]

其中红色和绿色代表着相反符号的超导能隙。在图13(d)右图无节点的 d 波情形下，在同一费米口袋正负能隙的交界处，很可能存在能隙节点，而且前面的工作得到的结论是费米口袋上能隙最大值出现在交界点附近，因此很难想象怎样由上述实验信息符合这样的能隙函数。我们更倾向于图13(d)左图的能隙情况，即由 d_{xy} 和 $d_{xz/yz}$ 轨道构成的费米口袋，对应着大小不同的能隙，并且能隙的符号相反。实验证实，在仅含有电子型费米面的 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 材料中，两个超导能隙处于内外两个费米口袋上，而且极有可能这两个超导能隙符号相反。

基于以上的结果和分析，结合图

8(c)中的费米面,在图14中,我们给出了此类超导体的可能的费米面和能隙结构图。不同颜色代表着不同的能隙符号。因此可以想象,布里渊区相邻位置的里(外)套费米面分别和隔壁的外(里)套费米面间发生配对散射,能隙符号相反。这样的散射过程基本对应的是 $q=(\pi, \pi)$ 矢量周围的散射波矢(图14中的蓝色箭头所示)。考虑到费米面的大小和形状,散射波矢会稍微偏离一点。这个推论实际上得到了最近的中子散射实验的支持^[35]。

这里我们还想讨论一下其他配对模式的可能性。首先是所谓无节点的 d 波情况,即每个电子费米面不考虑套叠和杂化情况时,其上能隙是同号的,但是隔壁费米面上能隙是反号的。在这种情况下,中子也许会给出 $q=(\pi, \pi)$ 点中心最强的散射。中子散射峰如何劈裂成为4个斑点是很难理解的。此外,我们的实验探测的是小 q 的散射,基本上是反映费米口袋内部的散射信息,测量到能隙内有反号现象,如果在这种配对图像下,必然要求存在能隙节点,这是与STM和ARPES实验相违背的。对于两套费米面是否会杂化,存在不同的观点。普遍认为杂化是必定要发生的事情,只是杂化以后两套费米面间能量劈裂的大小。一般只需要劈裂能量大于超导能隙,内外套费米面就会出现反转^[36],也是电子系统需要降低总体势能的结果。对于在样品表面放置的一些异相原子,也可以起到杂质散射的作用,一般与掺杂到体内的同类原子相比,其散射势是较小的。对于 S^c 模型,理论上已经计算了这一点。在散射势小于0.5 eV时,是很难看见杂质产生的相干束缚态的^[17]。一个典型的例子是在 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 当中,过Co杂质点,几乎看不见超导隧道谱的变化,即没有产生杂质态密度。这里Co杂质只是起到了弱散射势的作用,尽管该系统已经被很好地证明是 S^c 。然而在Cu杂质上,也是无磁性的,但是却产生了清晰的杂质态^[22, 23]。最后,我们的结论是否可以推广到FeSe单层膜的超导能隙结构值得商榷,因为那里的超导温度的提高可能有部分基片上高频声子的作用,因此在FeSe单层膜上面能隙结构到底如何,需要进一步实验的验证。



6 结论

通过在不同费米面构型的铁基超导体中开展深入细致的扫描隧道谱研究,我们发现:(1)在同时具有电子型和空穴型费米面的铁基超导体中,实验结果支持 S^c 超导配对模型^[23, 24];(2)在只有电子型费米面的 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 超导体中,利用精细的扫描隧道谱实验,发现大超导能隙和转变温度的比值,即 $2\Delta_1/k_B T_c=8.7$,将该铁基超导体明确归类于强耦合型超导体;(3)在 $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ 超导体中,同时发现双超导能隙特征,并且第一次在只有电子型费米面存在时甄别出来有两套套叠的费米面以及相应的能隙^[28];(4)利用准粒子相位敏感的实验,首次清楚地说明了在只有电子型费米面存在的铁基超导体中,能隙符号仍然具有反转效应^[32]。我们的系列工作统一了有和没有空穴型费米面的铁基超导体的机理问题,支持排斥势是造成超导配对的主要原因,与电声子或轨道涨落导致配对的图像不吻合。可能性最大的情况是电子之间交换自旋涨落导致配对,形成超导。

致谢 感谢德国鲁尔大学D. Atenfeld博士生与I. Eremin教授、美国佛罗里达大学P. J. Hirschfeld教授、美国海军实验室I. I. Mazin教授、南京大学王强华教授和向圆圆博士、美国洛斯阿拉莫斯国家实验室A. V. Balatsky教授、日本东京大学M. Ogata教授给予的理论支持；感谢中国科学院物理研究所陈根富研究员、美国田纳西

大学戴鹏程教授和张承林博士以及本组的祝熙宇副教授、沈冰博士、邓强博士、林海和顾强强同学生长的高质量样品和基本物性表征；感谢王震宇博士、方德龙博士、杨雄同学、顾强强同学在STM测量和数据处理方面提供的帮助；感谢与向涛、李东海、翁征宇、斯其苗、赵俊、王堡、姚宏等教授的有益讨论。

参考文献

- [1] 闻海虎. 中国材料进展, 2015, 34(1): 73
- [2] Mazin I I, Singh D J, Johannes M D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101(5): 057003
- [3] Kuroki K, Onari S, Arita R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101(8): 087004
- [4] Guo J G, Jin S F, Wang G *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 82(18): 180520
- [5] Fang M H, Wang H D, Dong C H *et al.* Europhys. Lett., 2011, 94(2): 27009
- [6] Lu X F, Wang N Z, Wu H *et al.* Nature Mater., 2015, 14(3): 325
- [7] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H *et al.* Chin. Phys. Lett., 2012, 29(3): 037402
- [8] Mu X, Ge Q Q, Peng R *et al.* Phys. Rev. B, 2012, 85(22): 220504
- [9] Zhao L, Mou D X, Liu S Y *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83(14): 140508
- [10] Zhang Z C, Wang Y H, Song Q *et al.* Sci. Bulletin, 2015, 60(14): 1301
- [11] Kontani H, Onari S. Phys. Rev. Lett., 2010, 104(15): 157001
- [12] Tsuei C C, Kirtley J R. Rev. Mod. Phys., 2000, 72(4): 969
- [13] Hanaguri T, Niitaka S, Kuroki K *et al.* Science, 2010, 328(5977): 474
- [14] Christianson A D, Goremychkin E A, Osborn R *et al.* Nature (London), 2008, 456: 930
- [15] Anderson P W. J. Phys. Chem. Solids, 1959, 11(1-2): 26
- [16] Yu L. Acta Phys. Sinica, 1965, 21: 75
- [17] Shiba H. Prog. Theor. Phys., 1968, 40(3): 435
- [18] Rusinov A I. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 1969, 9: 85
- [19] Kariyado T, Ogata M J. J. Phys. Soc. Jpn, 2010, 79: 083704
- [20] Liu Z H, Richard P, Nakayama K *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 84(6): 064519
- [21] Deng Q, Ding X X, Li S *et al.* New J. Phys., 2014, 16(6): 063020
- [22] Yang H, Wang Z Y, Fang D L *et al.* Phys. Rev. B, 2012, 86(21): 214512
- [23] Yang H, Wang Z Y, Fang D L *et al.* Nature Commun., 2013, 4: 2749
- [24] Wang Z Y, Yang H, Fang D L *et al.* Nature Phys., 2013, 9: 42
- [25] Dong X L, Zhou H X, Yang H X *et al.* JACS, 2015, 137: 66
- [26] Zhao L, Liang A, Yuan D *et al.* Nature Commun., 2016, 7: 10608
- [27] Niu X H, Peng R, Xu H C *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92(6): 060504(R)
- [28] Du Z Y, Yang X, Lin H *et al.* Nature Commun., 2016, 7: 10565
- [29] Dynes R C, Narayanamurti V, Garno J P. Phys. Rev. Lett., 1978, 41(21): 1509
- [30] Crommie M F, Lutz C P, Eigler D M. Nature(London), 1993, 363: 524
- [31] Allan M P, Rost A W, Mackenzie A P *et al.* Science, 2012, 336(6081): 563
- [32] Du Z Y, Yang X, Altenfeld D *et al.* Nature Phys., 2017, DOI: 10.1038/nphys4299
- [33] Hirschfeld P J, Altenfeld D, Eremin I *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92(18): 184513
- [34] Sprau P O, Kostin A, Kreisel A *et al.* Science, 2017, 357(6346): 75
- [35] Pan B Y, Shen Y, Hu D *et al.* Nature Commun., 2017, 8: 123
- [36] Khodas M, Chubukov A V. Phys. Rev. Lett., 2012, 108(24): 247003

MBE Solutions

For Exploratory Materials Development

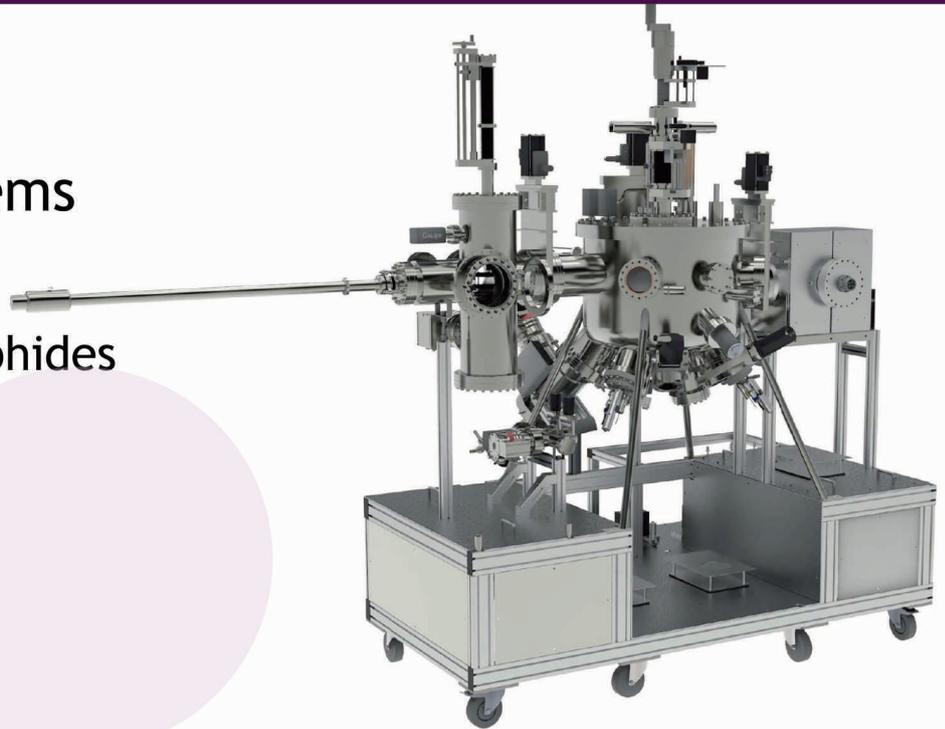
M Series

Evaporation Systems

III-V, II-VI, Si-MBE

Oxide, Nitride & Sulphides

Organic MBE



Instruments

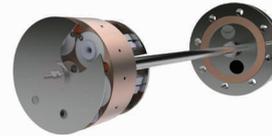
For MBE Growth



Oxygen/
Nitrogen
Atom
Sources



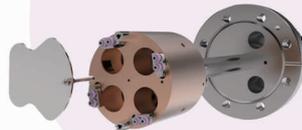
MBE
Effusion
Cells



Organic
Evaporators



Gas Crackers



E-Beam
Evaporators



Nanoparticle
Sources

Features

- Cylindrical, true UHV-construction chamber
- Full cryopanel option
- Multiple UHV, CF deposition ports
- Analysis, load-lock and viewing ports
- Multiple sample holder options including rotation, heating, cooling, RF/DC bias
- Range of turbo, ion and cryo pumping options
- Deposition source options include e-beam, sputtering, thermal, K-cell, nanoparticle deposition and oxide/nitride sources.

Applications

- Nano and Optoelectronics
- 2D Materials
- Thin Film Solar Cells
- Semiconductor films
- Oxides/nitrides
- Ultra-thin films /Multilayers
- Glancing angle deposition

Designed for Unrivalled Performance



www.ucvac.com
info@ucvac.com

磁场仪器

赫姆霍兹线圈系统

- 500mm和1m直径线圈
- 直流补偿设备
- 500mm线圈直流时产生磁场500 μ T,在5kHz时可达100 μ T
- 可选不同轴数的功率放大器和控制器



Mag-03三轴磁场探头

- 低噪声版： $<6\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1Hz
- 标准噪声： 6 到 $\leq 10\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1Hz
- 基础噪声： >10 到 $20\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1Hz ,
- 带宽典型为3kHz，量程从 $\pm 70\mu\text{T}$ 到 $\pm 1000\mu\text{T}$



Mag628/Mag629和Mag669宇航认证的三轴磁力仪

- 量程： $\pm 75\mu\text{T}$
- 感应轴共点
- 工作电源：28V (Mag629)
- 连续工作温度范围： -55°C 到 55°C
- 依据MIL-STD-810 (振动和冲击)和MIL-STD-202 (热冲击)设计，适于集成到机载平台
- 低噪声：在1Hz时， $<8\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ (Mag628/Mag629)或在1Hz时， $<4\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ (Mag669)



北京优赛科技有限公司
地址：北京市石景山区八角东街65号融科创意中心A座1403室
电话：010-68487691 传真：010-68700626
E-mail:sales@eusci.com 网址：www.eusci.com



www.bartington.com
Bartington[®]
Instruments