铁基超导体 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 表面隧道谱的研究*

杜增义[1)] 方德龙[1)] 王震宇[2)] 杜冠[1)] 杨雄[1)] 杨欢[1)†] 顾根大[3)]

闻海虎[1)‡]

1)（南京大学物理学院，南京 210093）

2)（中国科学院物理研究所超导国家重点实验室，北京 100190）

3)（美国布鲁克海文国家实验室凝聚态物理和材料科学系，美国纽约 11973-5000）

摘 要

用扫描隧道显微镜 / 谱仪仔细研究了铁基超导单晶 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 样品的表面形貌和隧道谱，测量到了清晰的表面原子形貌和在空间比较稳定的隧道谱结构．在样品中测量的隧道谱零能态密度比较高，说明样品里面有比较强的非弹性准粒子散射．在正能 5 mV 附近有个较大的背景鼓包，这一背景在很高温度也未消失．空间中 Se 和 Te 集中的位置会带来高能背景的变化，超导能隙附近谱的形状大致相同．较强的准粒子散射破坏了超导的准粒子散射，因此没有在二维微分电导图中发现超导准粒子相干散射的特征亮斑．

关键词：铁基超导体，扫描隧道谱，非常规超导电性

PACS：74.55.+v, 74.25.-q, 74.70.Xa

基金: 国家重点基础研究发展计划（批准号：2011CBA00102）、国家自然科学基金(批准号：11374144)资助的课题.

† 通讯作者.E-mail: huanyang@nju.edu.cn

‡ 通讯作者.E-mail: hhwen@nju.edu.cn

1 引 言

自 2008 年 F 掺杂的 LaFeAsO 被发现 26 K 超导电性后[1]，铁基超导迅速成为凝聚态物理的前沿研究热点．通过元素的掺杂和替换铁基超导体的转变温度（Superconducting Critical Temperature, 简记为 T_c）迅速提高并突破了麦克米兰极限，其最高超导转变温度为 56 K[2,3]，使铁基超导体成为继铜氧化物高温超导体后的第二类高温超导体．由于铁基超导体与铜氧化物超导体都具有相似的准二维层状结构以及与反铁磁邻近的相图[4-7]，因此铁基家族成为研究非常规超导体的平

台．铁基超导体母体不超导，而电阻表现为坏金属行为[8]，反铁磁序与超导在欠掺杂区共存或竞争[9,10]，反铁磁相消失的掺杂点在零温可能存在量子临界[8]，存在电子态向列相[11]以及铁基超导体自身的电子结构[5-7]等特点使得该超导体有着丰富的物理内涵．铁基超导体内超导电性的起源不同于常规金属或合金超导体的电声子相互作用，而自旋反铁磁涨落被认为起到了至关重要的作用，但是实验上缺乏明确的证据．了解铁基超导体的电子如何形成库珀对，对于全面理解和解决高温超导机理问题有重要参考价值．原则上，只要知道了超导波函数的对称性，就能准确预测超导体的很多物理性质．目前，铁基超导体有两种主流配对模式，一种是基于磁关联的 S±超导配对形式[12]，另一种是基于轨道涨落的 S++超导配对形式[13]．我们先前通过 Cu 掺杂的 $NaFe_{0.96}Co_{0.03}Cu_{0.01}As$ 样品，用磁化测量确定了掺杂的 Cu 杂质为非磁性或磁性很弱的杂质，并用扫描隧道显微镜发现了 Cu 杂质的位置，隧道谱显示 Cu 杂质可以压制超导相干峰并诱导出能隙内束缚态，这与 S±模型的预期结果一致，为铁基超导配对的 S±模型提供了坚实的证据[14]．

铁基超导体家族成员众多，总体来说可按照化学配比分为五大类：11 体系如 FeSe、111 体系如 LiFeAs、122 体系如 BaFeAs 系列、1111 体系如 LaFeAsO[5-7]和其他复杂结构，如 Sr_2VO_3FeAs[15]等．这些材料的共同点是均为层状结构，都包含 FeX 层(X = As，P；Se，Te)，超导发生在 FeX 层．不超导的 $Fe_{1+y}Te$ 单晶作为 11 体系母体，属于铁基超导体中关联最强的材料之一，因此是联系铁基超导体与铜氧化物超导体的关键，其特殊的双共线反铁磁序[16]丰富了铁基超导体的磁结构，并为铁基超导体的机理研究提供线索；而超导的 FeSe 单晶由于组分简单无插层，而且从相图上看没有磁相变只有从四方相到正交相的结构相变，对于我们理解反铁磁序与超导电性的关系提供了一个重要研究平台，并一直得到广泛的关注[17]．从 FeTe 单晶出发掺杂 50%的 Se 得到 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 材料，该材料对于研究铁基超导体机理至关重要并取得了一系列进展．2010 年，Liu 等人[18]利用输运测量和中子散射等方法确立了 FeSeTe 单晶的相图．同年，Hanaguri 等人[19]在 FeSeTe 单晶上突破性地利用扫描隧道显微镜（Scanning tunneling microscopy，简记为 STM）获得了超导准粒子相干图像，并利用其在磁场下的变化特征证明了该体系超导电子的配对态为 S±态．最近，Lin 等人[20]利用 STM 在 FeSeTe 单晶中测量了孪晶附近结构畸变与超导电性的关系；而 Yin 等人[21]详细测量了 FeSeTe 系统中间隙铁对超导电性的影响，并在间隙铁处观测到非常稳定的零能束缚态，对研究超导电性的机理提出了的新的挑战．

2 样品制备及实验方法

本实验中所研究的$FeSe_{0.5}Te_{0.5}$单晶样品是用单向固化法（unidirectional solidification method）生长的[22]，烧结材料的名义组分没有含有过量铁，烧结的样品成亮黑色．单晶样品的低温磁化标定测量是在Quantum Design公司生产的SQUID-VSM中进行的．图1显示了在外加磁场为20 Oe时在零场冷测量条件下所测量到的体积磁化率随温度上升的转变曲线，从中可以判断样品的超导转变温度约为13.5 K．因为样品比较薄，所以样品的退磁因子相对较大，测量得到低温下的体积磁化率数值较大．

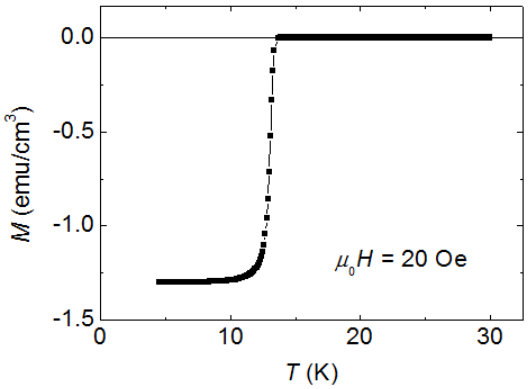

图1 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$样品在20 Oe外加磁场下的零场冷的磁化曲线

Figure 1 Temperature dependence of volume magnetization of the $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ single crystal after zero-field cooling at a magnetic of 20 Oe

扫描隧道显微镜和扫描隧道谱仪（Scanning Tunneling Spectroscopy，简记为STS）实验是在超高真空、极低温（^{4}He减压降温最低温度约为1.7 K）、高磁场（最高磁场为11 T）的扫描隧道显微镜USM-1300（Unisoku Co., Ltd.）中进行的．准备好的样品室温下在STM的超高真空环境即小于2×10^{-10} Torr压强下进行解理，获得干净和平整的表面．解理后的样品被迅速传递到STM测量头中并降温到测量温度．在本文报道的所有实验中，STM测量所使用的针尖是铂铱合金材料的．表面

的形貌图像一般是在偏置电压（Bias Voltage，简记为V_{bias}）为50 mV、隧道电流（Tunneling Current，简记为I_t）为 50 pA的条件下测量的．当针尖在样品上表面进行扫描时，反馈电路快速调节加在Z方向压电陶瓷管上的电压来调整针尖和样品的距离z，使得电流稳定在预设值I_t．针尖的高度作为（x，y）的函数被记录下来，获得恒流形貌图像．在隧道谱测量中，使用0.5 mV、987.5 Hz的交流信号加到直流偏置电压V_{bias}并输入到样品中，用这样的锁相放大技术来测量微分电导（dI/dV）隧道谱以减少测量噪音．另外，将STM的实空间扫描能力和测量隧道微分电导谱的功能结合起来，可进行微分电导空间成像，它的具体做法是把样品的某个区域划分成为一定的网格，针尖在每个格点上按照V_{bias}和I_t的设定值由反馈电路稳定针尖的高度，然后断开反馈采集该点设定能量范围内的微分电导dI/dV数值．采集完毕后，反馈电路恢复工作，针尖移动到下一个格点重复上述测量，这样测量得到微分电导随空间变化的图像．测量时选取一定的偏置电压(电子能量)，就可以得到该能量下电子态密度的空间分布图，称为微分电导图(dI/dV mapping)．这是实空间电子结构十分重要的信息，通过对比不同能量的成像还可以表征实空间电子态的分布随能量的演变．对微分电导图进行傅里叶变化，可以得到动量空间中关于散射波矢$\boldsymbol{q}$的信息．[23]

3 扫描隧道显微镜/谱仪测量结果

图2(a)显示了用STM测量解理后的样品表面，得到的原子级分辨的图像．该形貌与以前文献报道的测量结果一致[19-21]，整个视野范围内为规则的正方晶格，其周期长度a_0约为3.73±0.03 Å，与该材料Se/Te之间的晶格常数3.78 Å相对应，而且根据晶格结构该材料的解理面应该为Se/Te面．在图1(a)中取一小块并放大在图1(b)中，可以看到表面的原子分两种，一种相对较高在图中相对较亮，另一种相

对较低在图中相对较暗，两者都在周期性的晶格格点位置．通过图1(c)的高度量化分析发现这两者之间的高度差距约为0.35 Å，这可能是解理表面上相对较大的Te原子和相对较小的Se原子因为大小不一致导致的高度差别．另外，在样品表面并没有观测到过量的铁原子的杂质，在所有表面形貌测量过程中很少测量到表面的杂质原子，这可能是因为在样品制备过程中铁的名义组分并未过量．

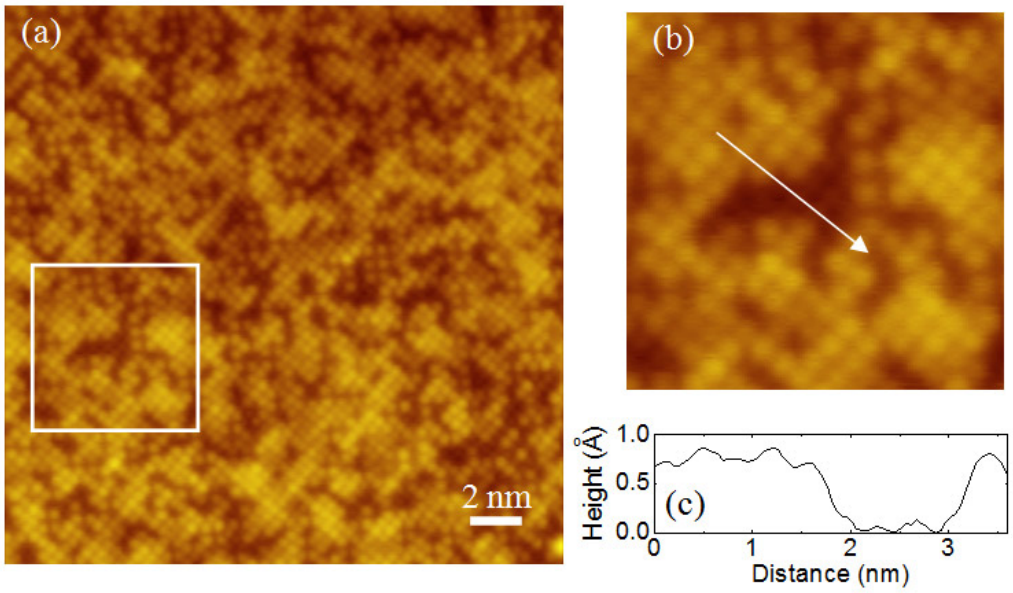

图 2 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 样品表面高分辨原子形貌图 (a) 22 nm × 22 nm 范围内原子分辨的形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）; (b) 图(a)形貌图中方框部分放大； (c) 沿图(b)中白色箭头样品表面高度随距离的变化曲线

Figure 2 High-resolution topography on $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ single crystal (a) Topography in a region of 22 × 22 nm^2; (b) An enlarged image of the area in the white square of (a); (c) The spatial dependence of height measured along the white arrow shown in (b)

进一步，对于样品表面的隧道谱进行了测量，图3(b)显示了典型的一条隧道谱，它的测量温度1.7 K远小于样品的T_c，但是零能处的态密度较大，只下降到正常态的40%左右．先前其他小组数据[19]显示在同种样品超导态的隧道谱在零能及附近显示了零微分电导值，证明在能隙内大部分电子都配对凝聚，零能附近没有自由电子态密度，相应的谱形表现出了S波的能隙特性．而图3(b)由于材料散射较强，使得隧道谱展宽，无法判定超导能隙函数的对称形式。通过在不同气氛下对样品进行退火处理，能够改善样品的超导转变质量[24]，本文使用的样品虽然没有

观测到多余间隙铁的存在，但是样品的超导质量和参考文献比还有待提高，可能是因为样品不够纯净，表面散射势太大，导致超导谱的结构被抹平．测量的数据显示超导的两个相干峰分别在-2.5 mV和3 mV的位置，两个峰位置的不对称可能是由很不对称的背景所引起．取相干峰位置差2Δ = 5.7 mV作为超导能隙，得到该超导体的BCS耦合常数$2\Delta/k_BT_c$ = 4.9，大于BCS弱耦合理论所预言的3.5．但考虑到隧道谱零能态密度比较高，因此展宽效应会使得隧道谱的相干峰位置大于其实际能隙值，而先前的实验得到的能隙差约为3-3.4 mV[19-21]，因此本实验用相干峰确定的能隙值略偏大．另外本实验测量的相干峰相对较宽，有可能是α带和β带的这两个能带对应的不同能隙相干峰结合在一起所导致的宽峰．在测量的样品表面形貌图3(a)中选取三个比较典型的位置C、D和E进行变温隧道谱测量，其中C为较普通点，D为高度较低的点，E为高度较高的点，谱线结果如图3(c)-图3(d)所示．可以看到，无论在比较高的位置还是比较低的位置，超导态的隧道谱主要特征都未有很大改变，均有两个可见的相干峰，三个点超导态正能量的相干峰宽度和高度要大于负能量的相干峰，位置较高的E点负能相干峰特别弱．随着温度升高相干峰逐渐减弱，零能态密度进一步提高，接近T_c可以发现在+4 mV左右看到一个较大的鼓包背景，这一背景一直延伸到29 K这一两倍于T_c的温度也并未有明显变化．出现在正能的背景鼓包增加了两个相干峰的不对称性，而且这个背景鼓包随温度变化不大，能够到存在于很高的温度．铁基不同体系的很多材料中均表现出类似于鼓包的不对称背景，例如在$NaFe_{1-x}Co_xAs$材料中正常态背景不对称，在负能量-5 meV附近出现一个鼓包，该鼓包直到55 K左右才消失[25]，它的存在使得超导隧道谱曲线即使扣除高温背景后也很难用Dynes模型来完全拟合；在同样的Co掺杂体系内，清华大学小组也探测到了类似的鼓包并解释为过掺样品中出现的赝能隙行为[26]．在本实验中，测量到的样品鼓包背景更大，这也可能是该样品超导

谱零能态密度比其他实验发现的值较高的原因．这个鼓包背景和我们前期在$NaFe_{0.096}Co_{0.03}Mn_{0.01}As$样品表面发现的磁性杂质的近藤效应所表现出来Fano型的谱形有些类似[27]，这个鼓包背景也有可能有磁性的起源．

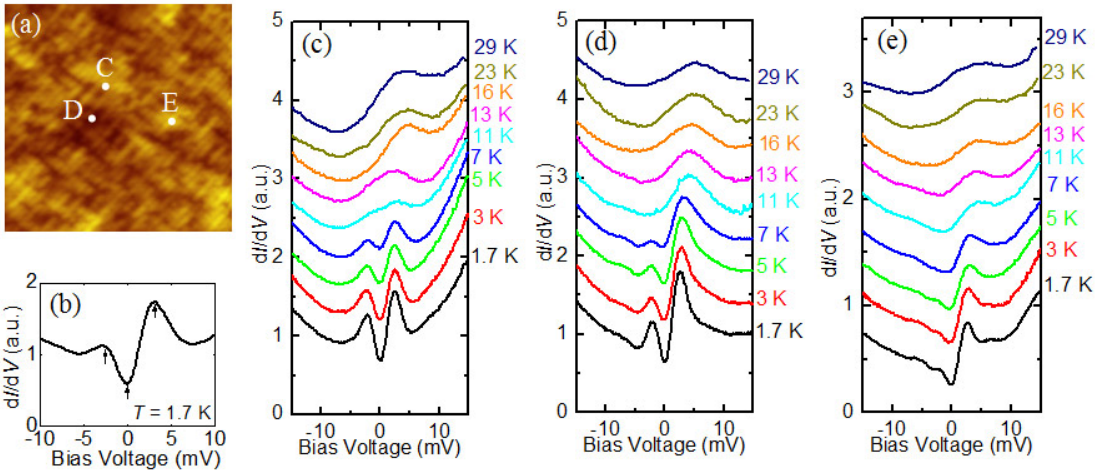

图 3 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 单晶表面不同区域的升温谱 (a) 14 nm × 14 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）；(b) $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 样品表面的典型超导隧道谱； (c-e) 在图(a)中所标示的三个区域 C、D 和 E 分别测量的隧道谱随温度的变化，除最低 1.7 K 外其他温度曲线均做平移以更好地显示数据

Figure 3 STS spectra and their temperature dependence (a) Topography in a region of 14 × 14 nm^2; (b) A typical spectrum on the surface of $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$; (c-e) The evolutions of the STS spectra with temperature increased from 1.7 K to 29 K at three different areas marked as C, D and E in (a), and the STS spectra are off-set for clarity.

进一步，对于样品表面的隧道谱进行了系统测量，图4(b)和图4(c)分别显示了不同电压扫描范围沿着图4(a)中箭头所指的方向均匀间隔测量的隧道谱．可以发现，超导能隙和谱线大致形状并不随Se或者Te所造成的高度不一致而有较大的变化，但零能态密度、负能相干峰有比较明显的变化．在一些位置，如图4(b)最上面蓝色箭头所指的一些隧道谱在负能峰值约-5 mV的位置，能发现一个宽的峰，这可能和在$Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$和$NaFe_{1-x}Co_xAs$材料中发现的玻色模[28]比较一致，在正能方向，玻色模所在的能量处有较大的相干峰以及鼓包背景，所以并不能很好地鉴别．如果取这个负能峰的左边上升沿能量约7.5 mV和样品的超导能隙约为2 mV，计算出两者的差即玻色模能量Ω约为5.5 meV，计算得到的比值$\Omega/k_BT_c \approx 4.7$，

和先前得到的统一的线性系数4.3比较接近[28]．随着箭头所指的方向，超导相干峰逐渐减弱，上面观测到负能的玻色模也有一定的减弱直至消失，这也进一步验证了它和超导之间的密切关系．在图4(c)所示的高能量谱中，可以看到较大的V型背景，这一背景在Te原子比较集中的亮区域和Se原子比较集中的较暗区域有一定的区别，我们取出其中两个特征点及Se原子比较集中位置较低的A点和Te原子比较集中位置较高的B点，可以发现高能谱线有很大的区别，而且差别保持到±300 mV以上，可能是由两者电子态有轻微的差别所造成的．

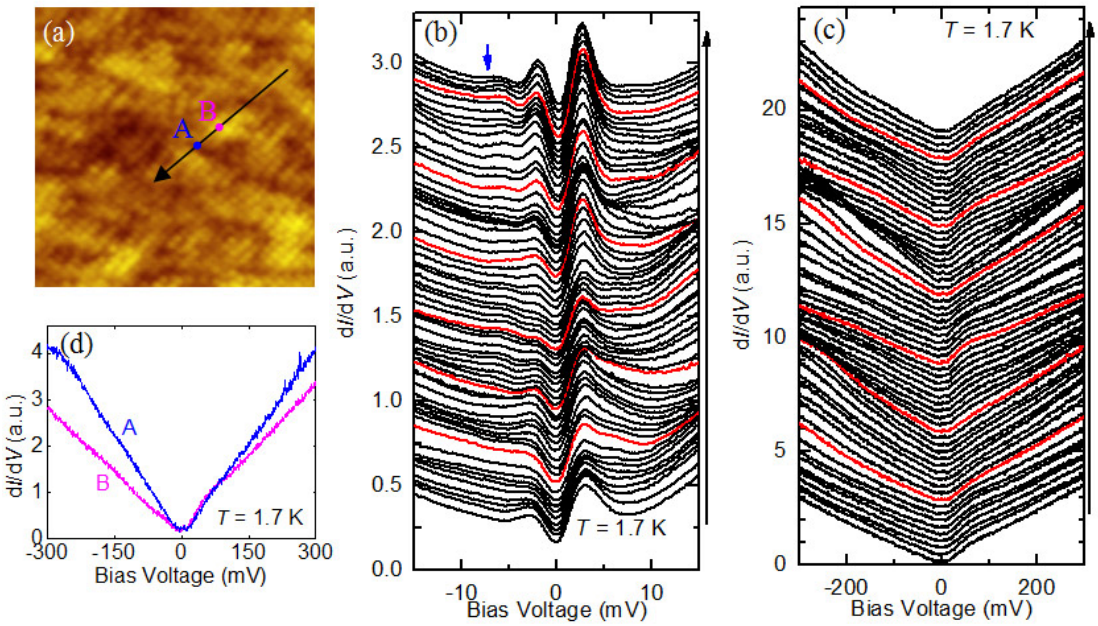

图 4 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 单晶表面隧道谱的空间变化 (a) 13 nm × 13 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）; (b), (c) 沿图(a)中黑色箭头所测的扫描隧道谱; (d)亮区和暗区(如图(a)中所示)的高温谱对比

Figure 4 STS spectra and their space dependence (a) Topography in a region of 13 × 13 nm^2; (b), (c) The evolution of the STS spectra along the black arrow marked in (a); (d) Comparison of the STS spectra measured on the dark and bright areas marked as dots in (a)

为了获得电子配对形式的信息，我们进一步测量了样品的微分电导在空间的分布图像．在图5(a)所示的13 nm × 13 nm范围内，选取如图2(b)的三个黑色箭头所指在两个相干峰以及零能位置，我们测量了微分电导谱的二维图像，如图5(b)－5(d)所示．在图中，我们没有发现如前期Hanaguri等人发现的较为明显的散射波[19]．通过傅立叶变换，我们得到了形貌和微分电导图的傅立叶变化结果图，如

图5(e)－图5(h)所示，在微分电导傅立叶变化图中，除了傅立叶变换得到的中间亮斑以及和形貌图像中布拉格点相同位置处很弱的小亮点，也未得到很明显的并与相关散射波矢匹配的亮斑．回到我们得到的超导隧道谱，零能态密度非常高，证明样品中的某些破坏超导的其他散射和展宽效应非常强，可能导致了与超导相关的动量空间的准粒子相干散射被其他散射抹平，使得我们未得到更多的超导配对相关的散射信息．

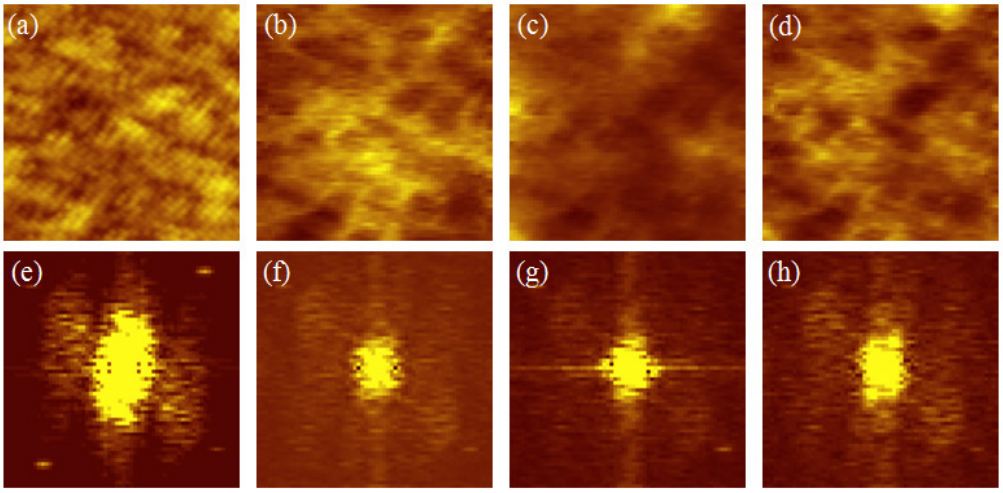

图 5 微分电导图以及它们的傅里叶变换 (a) 13 nm × 13 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV，I_t = 50 pA）；(b-d) 在图(a)所示区域分别在 3mV、0mV、-2.5mV 测量的微分电导图；(e-h) 形貌图和微分电导图的傅里叶变换图像

Figure 5 Real-space differential conductance mapping and their Fourier transforms (a) Topography in a region of 13 × 13 nm^2; (b-d) dI/dV maps on the region shown in (a) measured at bias voltage of 3mV, 0mV, -2.5mV, respectively; (e-h) The Fourier transformation results on the topography and dI/dV maps of (a-d)

4 结　论

本文用扫描隧道显微镜／扫描隧道谱仪研究了$FeSe_{0.5}Te_{0.5}$超导单晶的表面原子形貌和超导隧道谱．在解理表面清晰观测到了Se原子和Te原子组成的正方点阵的结构，并且测量到了超导的隧道谱，超导谱形在实空间分布比较一致，正能的鼓包背景影响了超导相干峰的不对称性，这个背景保持存在到了超导临界温度以上很高的温度．在有些超导谱比较好的位置发现了玻色模，其能量和超导临界温度的比值和前期对铁基超导体的总结规律比较一致．Se原子或Te原子集中的地方

隧道谱的主要差别在高能部分的斜率．因为样品零能态密度较大，其他散射破坏了超导准粒子相干散射，因此未在二维微分电导图中获得超导配对相关信息．

参考文献

[1] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, and Hosono H 2008 *J. Ame. Chem. Soc.* **130** 3296

[2] Ren Z A, Lu W, Yang J, Yi W, Shen X L, Li Z C, Che G C, Dong X L, Sun L L, Zhou F, Zhao Z X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2215

[3] Chen X H, Wu T, Wu G, Liu R H, Chen H, and Fang D F 2008 *Nature* **453** 761

[4] Scalapino D J 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1383

[5] Wen H H, Li S L 2011 *Annu. Rev. Condens.Matter Phys.* **2** 121

[6] Stewart G R 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1589

[7] 赵忠贤，于渌 2013 铁基超导体物性基础研究（上海：上海科学技术出版社）第163页

[8] Shen B, Yang H, Wang Z S, Han F, Zeng B, Shan L, Ren C, and Wen H H 2011 *Phy. Rev. B* **84** 184512

[9] Cai P, Zhou X D, Ruan W, Wang A F, Chen X H, Lee D H, Wang Y Y 2013 *Nature Commun.* **4** 1596

[10] Yi M, Zhang Y, Liu Z K, Ding X X, Chu J H, Kemper A F, N. Plonka N, Moritz B, Hashimoto M, Mo S K, Hussain Z, Devereaux T P, Fisher I R, Wen H H, Shen Z X, Lu D H 2013 *Nature Common.* **5** 3711

[11] Fernandes R M, Chubukov A V and Schmalian J 2014 *Nature Phys.* **10** 97

[12] Mazin I I, Singh D J, Johannes M D, and Du M H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003

[13] Kuroki K, Onari S, Arita R, Usui H, Tanaka Y, Kontani H, and Aoki H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 087004

[14] Yang H, Wang Z Y, Fang D L, Deng Q, Wang Q H, Xiang Y Y, Yang Y, and Wen H H 2013 *Nature Common*. **4** 2749

[15] Zhu X Y, Han F, Mu G, Cheng P, Shen B, Zeng B, Wen H H 2009 *Phys. Rev. B* **79** 220512

[16] Bao W, Qiu Y, Huang Q, Green M A, Zajdel P, Fitzsimmons M R, Zhernenkov M,Chang S, Fang M H, Qian B, Vehstedt E K, Yang J H, Pham H M, Spinu L, and Mao Z Q 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 247001

[17] Kasahara S, Watashige T, Hanaguri T, Kohsaka Y, Yamashita T, Shimoyama Y, Mizukami Y, Endo R, Ikeda H, Aoyama K, Terashima T, Uji S, Wolf T, Hilbert von Löhneysen H V, Shibauchi T, and Matsuda Y 2014 *PNAS* **111** 16309

[18] Liu T J, Hu J, Qian B, Fobes D, Mao Z Q, Bao W, Reehuis M, Kimber S A J, Prokeš K, Matas S, Argyriou D N, Hiess A, Rotaru A, Pham H, Spinu L, Y. Qiu Y, Thampy V, Savici A T, Rodriguez J A and Broholm C 2010 *Nature Mater.* **9** 716

[19] Hanaguri T, Niitaka S, Kuroki K, Takagi H 2010 *Science* **328** 474

[20] Lin W Z, Li Q, Sales B C, Jesse S, Sefat A S, Kalinin S V, and Pan M H 2013 *ACS Nano* **7** 2634

[21] 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, Hu J P, Hor P H, Ding H, Pan S H 2014 Preprinted at http://arxiv.org/abs/1403.1027

[22] Wen J S, Xu G Y, Xu Z J, Lin Z W, Li Q, Chen Y, Chi S X, Gu G D, and Tranquada J M 2010 *Phys. Rev. B* **81** 100513(R)

[23] Wang Z Y 2014 Ph. D. Dissertation (Beijing: Institute of Physics, CAS) (in Chinese) [王震宇 2014 博士学位论文(北京：中科院物理研究所)]

[24] Sun Y, Tsuchiya Y, Taen T, Yamada T, Pyon S, Sugimoto A, Ekino T, Shi Z X and Tamegai T 2014 *Sci. Rep.* **4** 4585

[25] Yang H, Wang Z Y, Fang D L, Li S, Kariyado T, Chen G F, Ogata M, Das T, Balatsky A V, Wen H H 2012 *Phys. Rev. B* **86** 214512

[26] Zhou X D, Cai P, Wang A F, Ruan W, Ye C, Chen X H, You Y Z, Weng Z Y, and Wang Y Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 037002

[27] Wang Z Y, Fang D L, Deng Q, Yang H, Ren C, and Wen H H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 214515

[28] Wang Z Y, Yang H, Fang D L, Shen B, Wang Q H, Shan L, Zhang C L, Dai P C, Wen H H 2013 *Nature Phys.* **9** 42

Investigation of Scanning Tunneling Spectra on Iron-based Superconductor $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$*

Zengyi Du[1)] Delong Fang[1)] Zhenyu Wang[2)] Guan Du[1)] Xiong Yang[1)] Huan Yang[1)†]

Hai-Hu Wen[1)‡] Genda Gu[3)]

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

2) (National Laboratory for Superconductivity, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (Condensed Matter Physics & Materials Science Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA)

Abstract

We do scanning tunneling microscopy/spectroscopy measurements on the superconductive $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ single crystal. The Se and Te atoms with different height are successfully identified on the top surface forming a square lattice. The slopes of the differential conductance spectra at high energy beyond the superconducting gaps are different in the areas of Te-atom cluster or Se-atom cluster. The tunneling spectra show very large zero-bias conductance value and asymmetric coherent peaks in the superconducting state. The large zero-bias conductance may be originated from some scattering and broadening mechanism in the material, while the asymmetric structure of the tunneling spectra is induced by the hump on the background which exists at temperature far beyond the critical temperature. The possible bosonic mode outside the coherence peak was observed in some tunneling spectra, and the ratio between the mode energy and superconducting transition temperature is consistent with those in other iron-based superconductors. The differential conductance mapping has little information about the quasi-particle interference of the superconducting state,

which may be from the other strong scattering in the sample.

Keywords: iron-based superconductor, scanning tunneling spectrum, unconventional superconductivity

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2011CBA00102), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374144) .

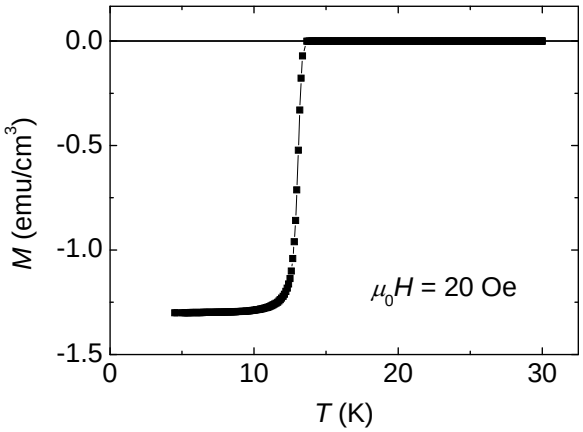

图1 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$样品在20 Oe外加磁场下的零场冷的磁化曲线

Figure 1 Temperature dependence of volume magnetization of the $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ single crystal after zero-field cooling at the magnetic of 20 Oe

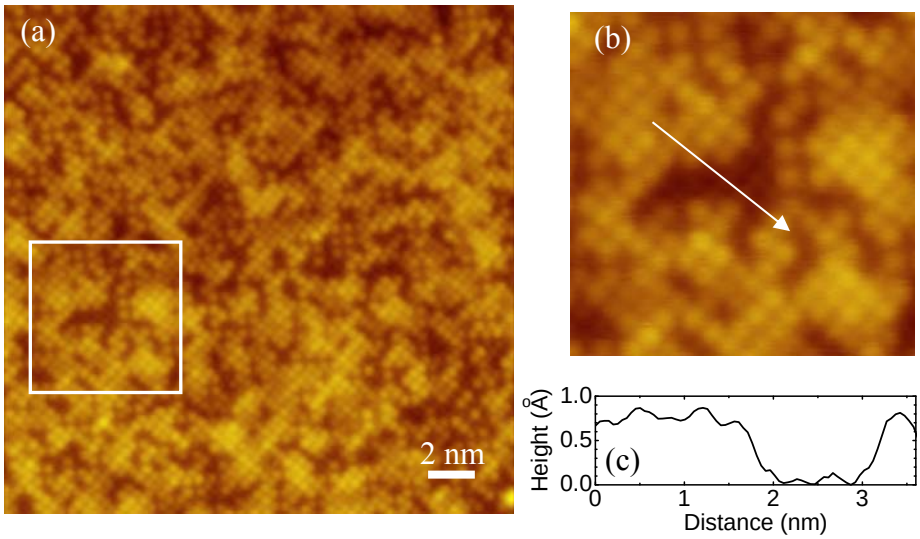

图 2 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 样品表面高分辨原子形貌图 (a) 22 nm × 22 nm 范围内原子分辨的形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）; (b) 图(a)形貌图中方框部分放大； (c) 沿图(b)中白色箭头样品表面高度随距离的变化曲线

Figure 2 High-resolution topography on $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ single crystal (a) Topography in a region of 22 × 22 nm^2; (b) An enlarged image of the area in the white square of (a); (c) The spatial dependence of height measured along the white arrow shown in (b)

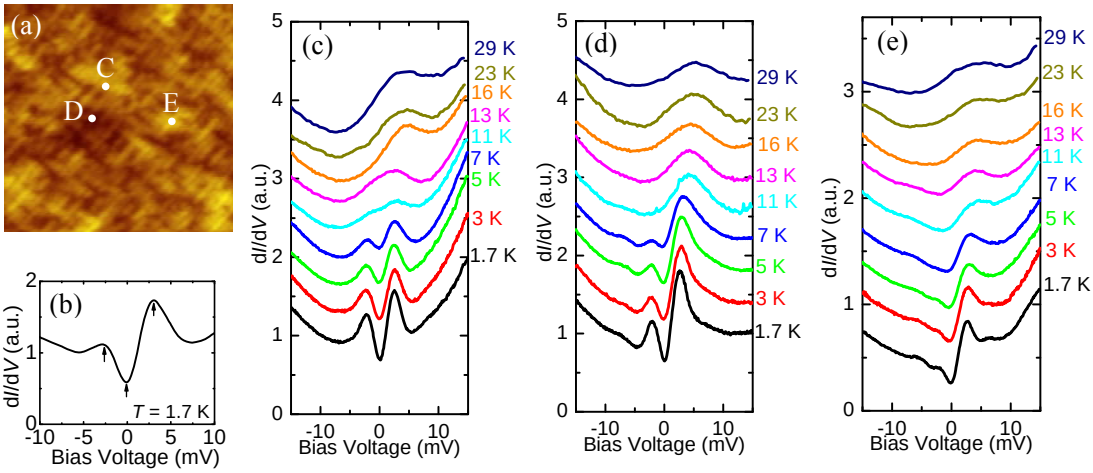

图 3 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 单晶表面不同区域的升温谱 (a) 14 nm × 14 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）；(b) $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 样品表面的典型超导隧道谱； (c-e) 在图(a)中所标示的三个区域 C、D 和 E 分别测量的隧道谱随温度的变化，除最低 1.7 K 外其他温度曲线均做平移以更好地显示数据

Figure 3 STS spectra and their temperature dependence (a) Topography in a region of 14 × 14 nm^2; (b) A typical spectrum on the surface of $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$; (c-e) The evolutions of the STS spectra with temperature increased from 1.7 K to 29 K at three different areas marked as C, D and E in (a), and the STS spectra are off-set for clarity.

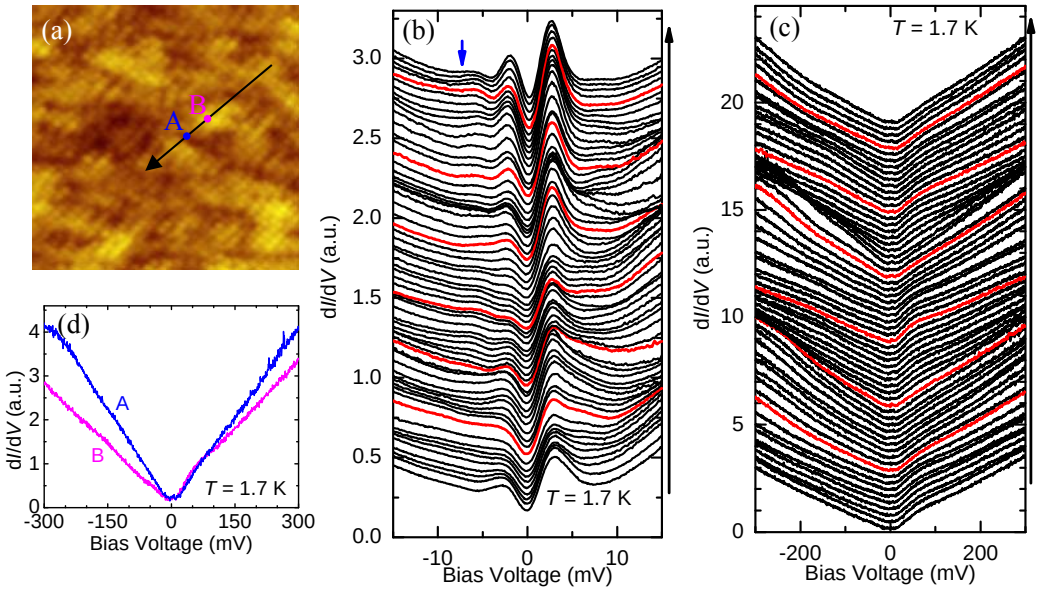

图 4 $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$ 单晶表面隧道谱的空间变化 (a) 13 nm × 13 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV, I_t = 50 pA）；(b), (c) 沿图(a)中黑色箭头所测的扫描隧道谱；(d)亮区和暗区(如图(a)中所示)的高温谱对比

Figure 4 STS spectra and their space dependence (a) Topography in a region of 13 × 13 nm^2; (b), (c) The evolution of the STS spectra along the black arrow marked in (a); (d) Comparison

of the STS spectra measured on the dark and bright areas marked as dots in (a)

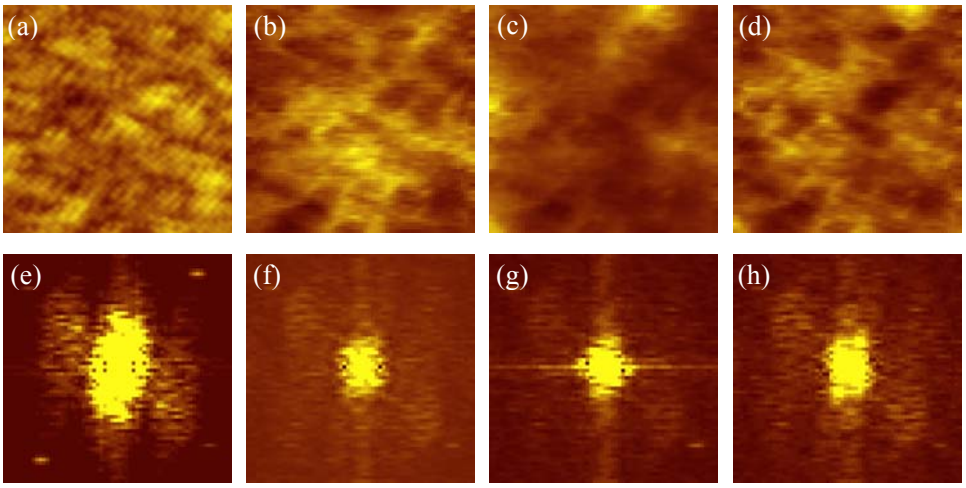

图 5 微分电导谱图以及它们的傅里叶变换 (a) 13 nm × 13 nm 范围内表面形貌图（测量条件 V_{bias} = 50 mV，I_t = 50 pA）；(b-d) 在图(a)所示区域分别在 3mV、0mV、-2.5mV 测量的微分电导谱图；(e-h) 形貌图和微分电导谱图的傅里叶变换图像

Figure 5 Real-space differential conductance mapping and their Fourier transforms (a) Topography in a region of 13 × 13 nm^2; (b-d) dI/dV maps on the region shown in (a) measured at bias voltage of 3mV, 0mV, -2.5mV, respectively; (e-h) The Fourier transformation results on the topography and dI/dV maps of (a-d)