



物理所在铜氧化物高温超导体中直接观察到费米口袋

文章来源: 物理研究所

发布时间: 2009-12-07

【字号: 小 中 大】

近日, 中科院物理研究所周兴江研究组利用超高分辨率的真空紫外激光角分辨光电子能谱, 在对铜氧化物高温超导体的电子结构研究中取得重要进展。他们在实验上不仅直接观察到费米口袋的存在, 而且观察到费米口袋和费米弧的共存。相关结果发表在2009年11月19日出版的《自然》上[Jianqiao Meng et al., *Nature* 462(2009)335], 在超导领域引起强烈反响。

1986年铜氧化物高温超导体的发现对凝聚态物理提出了许多根本性而又极具挑战性的重要问题。铜氧化物高温超导体的母体为反铁磁绝缘体, 随着载流子的引入, 它逐渐演变为金属和超导体。研究发现, 在掺入少量载流子的欠掺杂区域, 高温超导体表现出的一系列奇异的正常态(超导温度 T_c 以上)性质, 明显偏离经典的金属理论—朗道费米液体理论。一个尤为奇异的现象是在欠掺杂区域“赭能隙”的存在。在传统超导体中, 超导能隙(打开电子对所需要的能量)只有在材料进入超导态(T_c 以下)才打开。但在铜氧化物高温超导体的欠掺杂区域, 在 T_c 以上一定的温度范围, 尽管材料还没有超导, 已经有所谓的赭能隙打开。理解欠掺杂区域的奇异物性, 特别是赭能隙的本质及其与超导电性的关系, 对理解高温超导机理具有关键的作用。

高温超导体的母体在掺入少量载流子后的欠掺杂区域, 费米面应具有什么样的拓扑形状? 这是理解高温超导体奇异物性的最基本的问题, 也是20多年来在理论和实验两方面一直争议不断的重要问题。在理论上, 不同的理论框架对费米面的拓扑形状给出截然不同的预言。如有的认为可能形成大的费米面, 有的认为应该形成费米弧(Fermi arc), 有的则认为应该形成费米口袋(Fermi pocket)。在实验上, 不同的实验方法得到的结果也不一致。如近期的一系列量子振荡实验表明在欠掺杂样品中可能存在费米口袋。角分辨光电子能谱(ARPES)作为对费米面能够进行直接测量的实验手段, 得到的结果都是支持费米弧的图像。

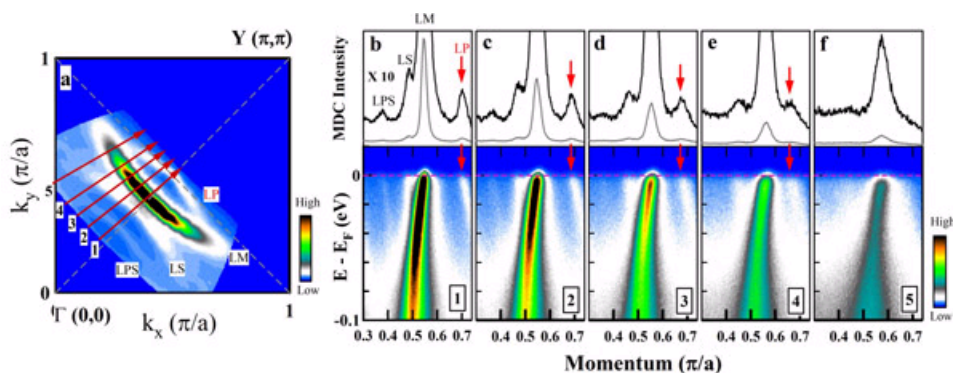


图1. 激光角分辨光电子能谱测量的欠掺杂 $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x)\text{CuO}_6$ ($x=0.73$, $T_c=18\text{K}$) 样品的费米面(图1a)和对应的能带结构(图1b-f)。图1中的主费米面LM和费米面LP形成一个闭合的费米口袋(Fermi pocket)。

图1显示的是采用真空紫外激光角分辨光电子能谱测得的欠掺杂Bi2201高温超导体的费米面(图1a)及相应的能带结构(图1b-f)。图1中除了强信号的主费米面LM外, 还观察到另外3个弱费米面。其中, 费米面LP与主费米面LM相交, 形成一个封闭的费米面—即费米口袋。通过仔细的实验和分析, 可以排除LP费米面是由非本征因素引起的可能性。而且LP的信号强度不到主费米面LM的1/20。因此, 真空紫外激光角分辨光电子能谱仪的高精度和高数据质量, 对能观察到费米口袋起着重要的作用。

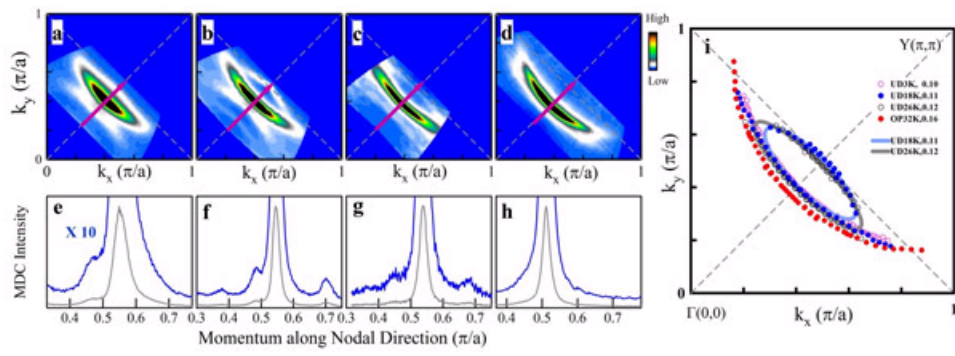


图2. $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x)\text{CuO}_6$ 样品的费米面随掺杂的演变: (a). $x=0.84, T_c=3\text{K}$; (b). $x=0.73, T_c=18\text{K}$; (c). $x=0.60, T_c=26\text{K}$; (d). $x=0.40, T_c=32\text{K}$. 在 $T_c=18\text{K}$ (b) 和 26K (c) 的样品中可以看到费米口袋, 但在重欠掺杂的 $T_c=3\text{K}$ 样品 (a) 和在最佳掺杂的 $T_c=32\text{K}$ 样品 (d) 中则没有观察到费米口袋。

费米口袋表现出特别的掺杂依赖关系。图2显示的是4种不同掺杂的Bi2201样品测得的费米面。其中前3个样品为欠掺杂样品, 超导转变温度分别为3K (图2a), 18K (图2b)和26K (图2c), 第4个样品为最佳掺杂 (图2d)。可以看出, 费米口袋在最佳掺杂样品中没有出现 (图2d), 而在重欠掺杂的样品中也没有观察到 (图2a)。费米口袋只在欠掺杂区域, 适当的掺杂范围才出现 (图2b和2c)。

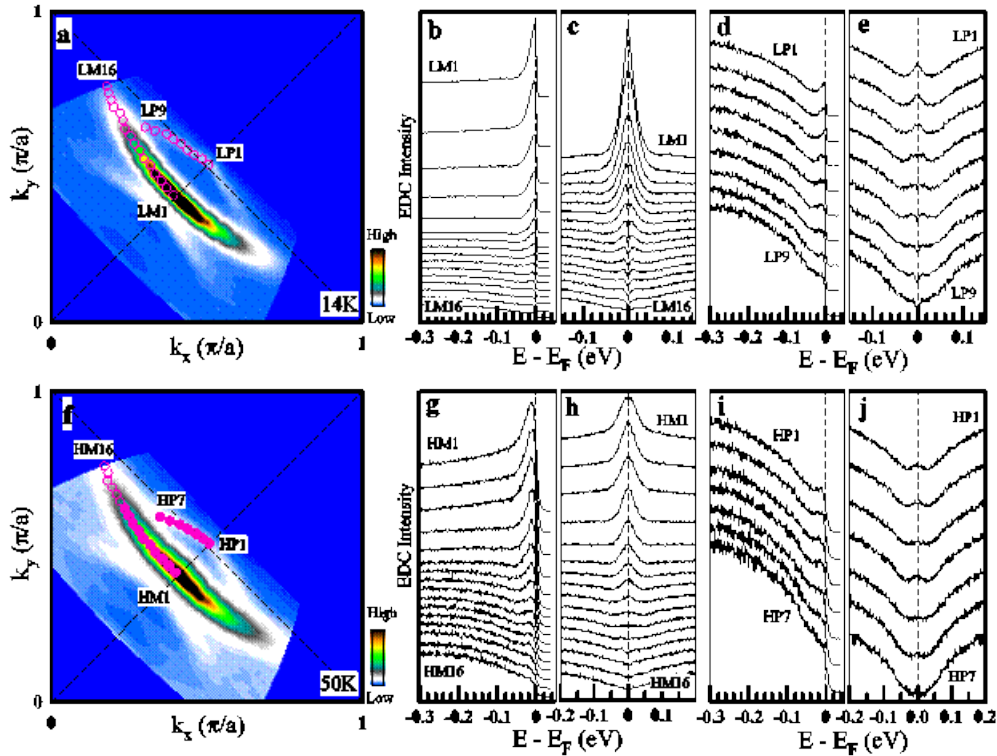


图3. Bi2201 超导体 ($T_c=18\text{K}$) 中费米口袋和费米弧的共存。图3a显示的是超导态的费米面。图3 b和3d则分别显示的是沿着主费米面LM和费米口袋LP上的光电子能谱曲线。图3f显示的是正常态的费米面及相应的光电子能谱曲线 (图3g-j)。

一个尤为独特的现象是费米口袋和费米弧的共存。图3显示的是在超导温度以上 (图3上半部分) 和以下 (图3下半部分) 分别测得的费米面以及费米面上对应的光电子能谱曲线, 由此可以获得能隙的信息。由图3c和3e可以看出, 在超导温度以下, 主费米面LM和费米口袋LP上都形成了各向异性的超导能隙。但在超导温度以上的正常态, 由图3h和3j可以看出, 费米口袋LP上的能隙已消失, 但主费米面LM只在节点区域的能隙消失, 而在远离节点靠近反节点区域能隙依然存在。图3f中以紫色实心圆点表示在费米口袋LP和主费米面LM上能隙消失的区域, 由此可以看出, 主费米面上的无能隙区域 (费米弧) 的长度, 看来要比费米口袋长。这就形成了一个有趣的费米口袋 (无能隙LP和部分无能隙LM形成的封闭费米面) 和费米弧 (主费米面LM上的无能隙区域) 共存的现象。

实验观察到的费米口袋为空穴型, 它的面积大小与样品的掺杂浓度相对应 (图2i)。这些结果, 加上费米口袋在布里渊区中的位置 (图2i) 以及独特的掺杂演变 (图2), 对确立欠掺杂区域费米面的形状, 检验已有的各种理论提供了重要的信息。对实验观察到的费米口袋的形成机理, 有些理论显然不符。基于P. W. Anderson最初提出的共

振价键理论 (RVB) 的唯象理论, 在几个重要的方面和实验观察到的费米口袋符合较好, 但仍有不一致之处。在正常态费米口袋和费米弧的共存, 则是目前理论完全没有预计到的新的情形因此, 该研究结果对理解高温超导体奇异正常态的性质、检验和建立新的理论, 具有重要的推动作用。

相关工作得到了科学院, 基金委和科技部项目的资助。

[打印本页](#)

[关闭本页](#)

© 1996 - 2009 中国科学院 版权所有 备案序号: 京ICP备05002857号 联系我们

地址: 北京市三里河路52号 邮编: 100864