



高温铜氧化物超导体能隙问题研究最新进展

郑勇, 苏刚*

中国科学院研究生院物理科学学院, 北京 100049

* 联系人, E-mail: <mailto:gsu@gucas.ac.cn>

收稿日期: 2009-06-24; 接受日期: 2009-09-20

中国科学院知识创新工程重要方向项目和国家杰出青年科学基金(编号: 10625419)资助项目

摘要 高温铜氧化物超导体的超导机制是最近 20 多年凝聚态物理中的重大难题之一, 而蕴含其中的高温超导体的能隙问题, 特别是赝能隙的起源及其与超导能隙之间的关系, 一直是凝聚态物理实验和理论研究的重要内容. 我们从实验和理论两方面, 概括综述了近年来针对高温铜氧化物超导体能隙问题研究的最新进展, 对几种能够直接探测赝能隙和超导能隙特性的实验方法, 如角分辨光电子能谱、扫描隧穿谱和电子拉曼光谱等主要实验结果进行了系统的梳理, 同时介绍了与这些实验结果紧密联系的几种较为流行的理论模型及其结果. 最后针对这些问题给出了简单的讨论, 并展望了下一步的发展, 期望对高温超导体物理性质的进一步理解和研究具有积极的帮助作用.

关键词

高温铜氧化物超导体
超导机制
单能隙图像
两能隙图像

自 1986 年 Bednorz 和 Müller^[1] 发现高温铜氧化物超导材料以来, 人们对其超导电性起源机制的探索不遗余力, 这个问题至今仍是困扰物理学家的一个难题. 高温超导机理及相关物理问题的研究已成为强关联乃至整个凝聚态物理研究领域非常重要的问题之一. 最近, 对高温超导材料的探索又取得了突破性进展, 新近发现的铁基高温超导体^[2] 与铜氧化物超导体具有许多相似之处, 如都具有二维层状的晶体结构(但前者的电子结构可能更接近于三维)、复杂的温度-掺杂相图等^[3-5], 这对高温超导理论的研究又提出了新的挑战.

铜氧化物超导体的相图如图 1 所示, 具有反铁磁绝缘性的母体, 当掺入 5%~6% 的空穴, 或者 15% 左右的电子时, 在某一临界温度下就会出现超导电性. 对空穴掺杂和电子掺杂情形, 其相图并不对称. 一般来讲, 电子掺杂的超导转变温度要比空穴掺杂的低.

理论和实验对空穴型掺杂铜氧化物超导体的研究也更为广泛.

与传统的 BCS 超导体相比, 高温铜氧化物超导体显示出许多不同的性质, 其中最大的区别就是在超导转变温度 T_c 之上能隙仍不消失, 即存在一个正常态能隙, 这就是通常所说的赝能隙(pseudogap). 赝能隙现象是空穴型铜氧化物超导体的一个普遍特征. 不同的测量手段, 如角分辨率光电子谱、核磁共振、光电导、电阻率温度关系、Hall 角温度关系等, 都发现在超导转变温度以上有赝能隙打开^[6-8]. 赝能隙态的转变温度 T^* 要比超导转变温度 T_c 高很多, 且能隙大小随掺杂的增加单调减小, 在最佳掺杂和过掺杂区不再出现. 温度降低至 T_c 时, 赝能隙连续平滑地演变成超导能隙, 系统进入超导态. 赝能隙态的一个重要特征是费米弧的出现, 即具有通常意义下的费米面, 但该费米面仅能在布里渊区节点区域附近一定的弧

线段内被探测到, 这就是通常所说的“费米弧”(Fermi arc), 其长度随温度和掺杂而变化. 一般认为这与赝能隙首先在反节点区域打开, 然后逐渐沿费米面向节点区域扩展相联系.

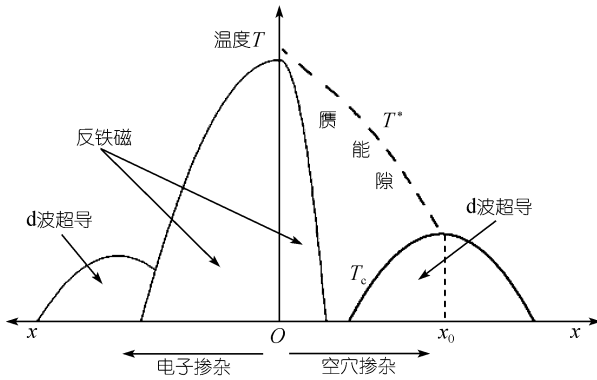


图1 铜氧化物超导体随掺杂和温度变化的相图示意图

关于赝能隙态的起源以及与超导态的关系, 至今尚未完全清楚. 但可以肯定的是, 研究赝能隙态对理解高温铜氧化物超导电性的机理有重要帮助. 在理论上, 主要有两种观点, 一种观点认为赝能隙态只是一个预配对态, 其核心思想是超导配对在温度下降到 T^* 时就出现了, 只是由于涨落效应, Cooper 对之间的相位相干被破坏, 没有发生相干凝聚, 这些电子对被称为电子预配对; 当温度下降到 T_c 之下时, 涨落被遏制, 预配对的电子之间出现相位相干, 发生 Cooper 对的相干凝聚, 出现超导电性. 这就是所谓的“单能隙图像”(one gap scenario)^[9,10]. 另一种观点认为赝能隙的形成机制与超导能隙完全不同, 是由于某种与超导相竞争的竞争序(competing order), 如电荷密度波(charge density wave)^[10,11]、自旋密度波(spin density wave)^[12,13]、d-密度波(d-density wave)^[14,15]、电子对密度波(pair density wave)^[16,17]等引起的, 赝能隙反映的是竞争序, 即“两能隙图像”(two-gap scenario). 这种竞争序在温度下降到 T^* 时出现, 直到超导转变温度 T_c 之下仍与新出现的超导相共存. 不论是单能隙图像还是两能隙图像, 都只能对系统复杂的性质进行不太完整的描述.

尽管上述两种观点的争论目前尚无定论, 但随着近年来实验技术的改进和实验精度的提高, 许多

更为精确的实验结果相继出现, 为如何正确理解这两种观点提供了很好的基础; 同时, 近年来对赝能隙起源等问题更深入的理论探讨也极大地丰富了我们关于这两种观点争论的认识. 本文将重点围绕在空穴掺杂的铜氧化物超导体中有关能隙问题的实验和理论进行论述.

1 赝能隙和超导能隙实验研究进展

要解决单能隙还是两能隙图像的争论, 最直接的办法是用精确的实验探测出赝能隙态和超导态中各自能隙的性质进行比较, 或在超导态中直接探测竞争序是否存在.

在实验方面, 角分辨光电子能谱(angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES)由于能够直接探测出材料中电子结构的准粒子谱函数, 和其独有的动量分辨本领, 使之成为研究能隙性质最直接的实验手段. 近年来, ARPES实验很好地确认了在高温铜氧化物超导体中, 至少是在被广泛研究的铋系高温超导材料 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (Bi2212) 和 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+x}$ (Bi2201) 中, 存在着两个不同的能隙^[18-21]. 高温铜氧化物超导体具有准二维特性, 其能隙在准二维动量空间(即图 2 中的 k_x - k_y 平面)中呈现各向异性. ARPES 实验观测到的两个能隙分别对应于不同的动量方向.

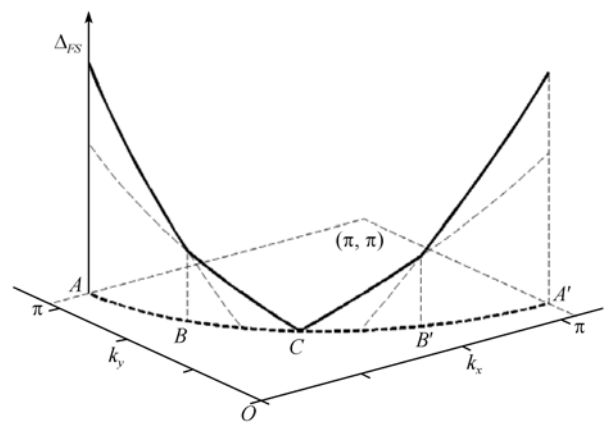


图2 在高温铜氧化物超导体超导态观察到的能隙大小 Δ_{FS} 沿费米面的分布示意图

其中 ACA' (虚线) 为正常态费米面所在位置; AB 和 $A'B'$ 段费米面对应的能隙为反节点区能隙, 其向节点区延伸部分曲线用虚线表示; BB' 段费米面对应的能隙为节点区能隙, 其向反节点区延伸部分也已用虚线标出

超导转变温度 T_c 之下, 这两个能隙同时存在, 其中较大的一个能隙在反节点方向(布里渊区主轴方向, 即 $(\pm\pi, 0)$ 、 $(0, \pm\pi)$ 方向)附近, 温度升高到 T_c 之上也不消失; 另一个能隙较小, 从节点方向(布里渊区对角线方向, 即 $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ 方向)往反节点方向延伸, 如图 2 所示.

Tanaka 等人^[18]在对 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$ (Bi2212) 的 ARPES 研究中, 发现这两个能隙随掺杂变化的情况完全相反, 这与 Hashimoto 等人^[22]对 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 研究得出的结论类似. 反节点附近能隙宽度随掺杂浓度增加而减小, 与赝能隙态转变温度 T^* 随掺杂的变化情况类似, 被认为对应于赝能隙; 而节点附近的能隙随掺杂增加而变大, 直至最佳掺杂区, 这个能隙被认为对应于超导能隙. 两个能隙都与动量有关, 具有各向异性. 值得注意的是, 这些实验结论可以将之前用其他实验手段研究时得到的一些相互矛盾的实验结论统一起来, 例如, Andreev 反射和磁穿透实验表明, 欠掺杂区超导能隙随掺杂浓度增加而增加^[23,24], 而部分隧穿谱实验却给出完全相反的结论^[25]. 因为 Andreev 反射和磁穿透主要与超导电子对有关, 故探测到的实际上是位于节点区附近的超导能隙, 其幅度随掺杂浓度增加而增大; 而隧穿谱探测到的实际上是总的单粒子激发能隙, 对位于反节点附近较大的赝能隙敏感, 故探测到的能隙幅度随掺杂浓度增加而减小.

同样应用 ARPES, Lee 等人^[19]仔细研究了欠掺杂的 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (Bi2212) 样品中能隙随温度的变化情况, 进一步证实了在超导态观察到的两个能隙中, 节点区附近的能隙的确具有超导能隙的特征. 实验发现, 节点区和反节点区附近的能隙随温度的变化情况有很大不同. 与以往的实验一样, 在 T_c 之上, 费米弧在节点附近赝能隙尚未打开的区域出现; 离开这个区域直到反节点方向, 赝能隙出现并逐渐增大, 直到在反节点方向达到最大值. 随着温度下降, 在 T_c 附近, 反节点附近的赝能隙大小并不发生与温度有关的变化行为, 这似乎与单能隙图像一致^[9]. 但是在温度经过 T_c 时, 另一个能隙在原来费米弧所在区域(对应于图 2 中的 BB' 段费米面)迅速出现, 这个能隙具有 d 波形式, 即 $\Delta(T) = \Delta_0(T)(\cos k_x - \cos k_y)$,

其大小随温度变化的函数关系 $\Delta(T)$ 符合弱耦合 BCS 理论框架, 与其相应的准粒子谱性质也与 Bogoliubov 准粒子图像一致. 因此可以合理地理解为: 在超导态存在着两个能隙, 节点附近的能隙在温度下降至 T_c 时突然打开, 是超导能隙; 而反节点附近的能隙在 T_c 之上就存在, 一直持续到超导态, 并与超导能隙共存, 其形成属于另一种机制, 可能与超导态有关, 也可能无关. 值得注意的是这两个能隙具有不同的能量尺度(反节点附近的能隙较大), 因此观察到的总的能隙大小随动量空间方位角变化的图像具有“U”形而非简单的 BCS d 波超导体的“V”形. 这与 Panagopoulos 等人^[26]之前在综合磁穿透、隧穿谱等各种实验数据的基础上, 经过理论分析后得出的结论一致, 即与反节点区能隙不同, 节点区能隙与超导转变温度直接相关. 值得一提的是, 向涛等人指出超导能隙与赝能隙具有不同的能量尺度, 前者近似正比于 T_c , 而后者与 T_c 不存在正比关系, 这是讨论两能隙物理图像的比较早的工作.

而在其他高温超导材料中, 实验结果有所不同. Shi 等人^[27]对 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 的 0.105 和 0.145 掺杂样品的 ARPES 研究中, 发现在超导态反节点区和节点区的能隙大小并没有存在很大的差异, 甚至完全可以用一个 d 波能隙统一起来; 中科院物理研究所的周兴江等人对最佳掺杂的 La-Bi2201 能隙随温度变化的 ARPES 研究也得出类似的结论^[28].

另外, ARPES 谱形本身可以给出竞争序是否存在的信息. 由于掺杂, 费米面会偏离磁布里渊区边界(可以理解为半满时费米面所在位置); 而对许多与费米面嵌套(Fermi surface nesting)有关的竞争序, 如自旋密度波, d 密度波等, 与超导相不同, 其能隙在磁布里渊区边界附近而非费米面处打开(特别是在费米面具有严格的嵌套性质时, 如对只考虑最近邻跃迁项的紧束缚近似情况, 竞争序能隙就在磁布里渊区边界位置打开, 更多的分析将在后面介绍 d 密度波序时给出), 因此如果在测出的谱图中存在着关于费米动量不对称的能隙, 就可反映出竞争序的存在. Yang 等人^[29]通过对欠掺杂 Bi2212 样品的 ARPES 研究发现, 在赝能隙态, 在节点区存在着一个在费米面之上打开的能隙, 但是当从节点方向向反节点方向移动时, 能隙的中心位置对费米面的偏离越来越小, 最终在

反节点区附近回到费米面处. 这与即将在后面提到的“费米口袋”(Fermi pocket)的图像一致. 进入超导态后, 无论是节点区还是反节点区, 能隙的中心位置都在费米面处. Yang等人根据位于反节点区的赝能隙无论在赝能隙态还是在超导态都关于费米面对称这一事实认为赝能隙是由电子预配对导致的, 即支持单能隙图像. Kanigel等人^[30]的研究也得出了类似的结论. 他们仔细比较了转变温度为 80 K 的欠掺杂 Bi2212 样品当温度为 90(赝能隙态)和 80 K(超导态)时分别在动量空间中同一位置的ARPES谱, 发现赝能隙和超导能隙都在动量空间中同一动量位置(费米动量)处打开.

但是Kondo等人^[31]进一步的研究却给出了不同的结论. 他们的基本思想是通过研究ARPES谱强度在赝能隙态和超导态中的变化来得出有用的信息. 一般说来, 赝能隙在ARPES谱中表现为一个没有尖锐准粒子峰的能隙, 进入超导态后一个非常尖锐的准粒子峰会在能隙边缘出现, 在动量空间反节点区附近还会形成所谓“peak-dip-hump”结构. 用形象一点的语言来说, 对于一般超导体, 进入超导态时, 谱强度从能隙内“移出”到能隙外, 在谱形中形成能隙, 同时“移出”的那部分谱强度被“堆积”在能隙边缘, 形成尖锐的准粒子峰; 而赝能隙在反节点区形成时, 谱强度也是被从能隙内移出到能隙外, 但是被移出的那部分谱强度并不“堆积”在能隙边缘, 而是耗散到直至远离能隙的区域, 从而形成一个没有准粒子峰的能隙, 进入超导态后, 谱强度会“收拢”在能隙边缘, 形成准粒子峰. Kondo等人^[31]通过分析从赝能隙态向超导态转变时谱强度在能隙边缘“堆积”的情况, 得出在欠掺杂和最佳掺杂区, 系统从赝能隙态向超导态转变后, 在能隙边缘“堆积”的谱强度新增加的“量”从节点到反节点区会先递增, 在中间某个区域达到最大后开始递减, 直至在反节点区几乎为 0; 而在过掺杂区, 这个“量”从节点到反节点区一直递增, 直至在反节点区达到最大. 这与Terashima等人^[32]对LSCO的ARPES研究得到的结论类似. 这说明在欠掺杂和最佳掺杂区, 反节点区附近的赝能隙起着“耗散”超导准粒子谱强度的作用, 使得超导态准粒子很难在反节点区附近出现, 这与最近介子自旋弛豫实验^[33]得出的超导能隙只在节点附近区域打开的结论一致, 支持

赝能隙与超导能隙应属于两种不同的能隙的说法. 与ARPES能够很好地给出动量空间中高温超导体能隙特征不同, 扫描隧穿谱(scanning tunnelling microscopy, STM)着重从实空间探究能隙的特性. 由于STM能够探测到材料在原子尺度范围内的电子局域态密度, 是直接探测高温超导体中竞争序存在与否的一种非常有力的手段. STM研究近年来发现, 许多铜氧化物超导材料在赝能隙态和超导态, 都存在电子局域态密度的实空间分布不均匀性, 即会形成国际象棋棋盘图样状(checkerboard pattern)的实空间分布. 这种图样首先在最佳掺杂的Bi-2212 加磁场后形成的涡旋核中发现^[34], 图样中电子的局域态密度最大位置始终位于Cu—O键方向, 整个花样可被看作是一套晶格长度为 $4a_0$ 的局域电子态“点阵”. 随后类似的图样在不加磁场的多种高温超导体中也被发现. 对于棋盘状图样形成的机制有各种各样的理论解释, 但是大多都从竞争序的角度出发, 这在本文后面部分会提到. 最近, Wise等人^[35]的实验认为棋盘状图样是由于赝能隙态和超导态存在电荷密度波引起. Wise等通过对Bi-2212的STM研究发现, 棋盘状图样的“晶格长度”随掺杂增多而变短, 但随温度的变化不明显; 棋盘状图样在超导转变温度之上和之下都出现, 且特征都定性一致. Wise等人^[35]认为, 由反节点区费米面嵌套引起的电荷密度波的形成能够很好地解释棋盘状图样的这些性质.

STM从实空间探测到的能隙性质与ARPES的实验结论在很多方面是一致的. 从STM谱也能够清楚看到超导态和赝能隙态的态密度都存在着一个能隙^[36,37], 且能隙大小存在纳米尺度的空间不均匀性. Boyer等人^[38]利用超高真空的STM对过掺杂的 $(\text{Bi}_{1-y}\text{Pb}_y)_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+x}$ ($T_c=15\text{ K}$) 样品进行了研究, 使之能够探测出同一被探测区域在不同温度下的情况, 结果发现能隙的实空间不均匀性几乎与温度无关, 即便是在 T_c 附近也不例外. 当将 T_c 之上的高温STM谱从 T_c 之下的谱中减除后, 发现在超导态还存在着一个实空间均匀的宽度较小的能隙, 这个能隙与温度有关, 且在温度上升到 T_c 时消失. 因此比较显然的解释就是: 这个与温度有关, 且实空间均匀的小能隙就是超导能隙, 而那个在 T_c 之上和之下都存在的在实空间不均匀的能隙就是通常所说的赝能隙. 二者之间的

区别和它们在 T_c 之下共存这一事实与两能隙图像一致. Gomes等人^[39]对 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (Bi2212)样品在不同掺杂、不同温度下的STM谱研究中发现, 在最佳掺杂和过掺杂区, 赝能隙都可以理解为预配对电子形成的能隙, 尽管其存在着实空间不均匀性; 与之不同的是在欠掺杂区, 低偏压STM谱中会出现表征有较低能量尺度存在的“扭折”(kink), 使得观察到的态密度能隙不能简单地理解为电子预配对产生的能隙.

鉴于ARPES和STM的互补性, 近年来将二者结合同时从动量空间和实空间探测高温超导体能隙特性和竞争序存在的研究也取得了很大的成功. Shen等人^[40]对STM探测到的 $4a_0 \times 4a_0$ 棋盘图样状电荷序进行ARPES研究, 从动量空间检验其是否来源于竞争序, 结果发现动量空间中的准粒子激发存在着各向异性, 节点方向的尖锐的准粒子峰依然存在, 而反节点方向准粒子峰的强度大大削弱. 这说明实空间棋盘图样状电荷序的形成与动量空间反节点方向准粒子行为有关. 进一步的研究发现, 反节点区的费米面具有很好的嵌套特性, 故Shen等人^[40]认为棋盘图样状电荷序的形成与反节点区的嵌套费米面导致的电荷密度波相联系.

Ma等人^[21]结合STM和高精度ARPES从实空间和动量空间对高温超导体能隙特征进行了研究. 对掺杂La的 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ ($T_c=32$ K)单晶, 在过掺杂和接近最佳掺杂区, STM测量都发现有两个能量特征共存, 一个较小的能隙和一个较大的能隙, 且二者大小具有相同的变化趋势, 即当其中一个变大时, 另一个也变大, 说明这两个能隙相互关联. 同时, ARPES的研究也观察到两个能隙, 在 T_c 之下, 从节点出发沿着费米弧向反节点方向, 能隙逐渐增大, 满足一个典型的d波能隙函数关系——由于在超导温度之上消失, 这个能隙被确认为超导能隙; 而在反节点附近观察到的能隙较大, 在 T_c 之上和之下均存在. 因此在实空间和动量空间均观测到的两个能量尺度中, 较小的对应超导能隙, 较大的是赝能隙. 他们的研究结果还表明, 若认为节点区的能隙能够一直延伸到反节点区, 反节点附近总的能隙大小不能通过将两个能隙在此处的数值简单地平方叠加来得到, 这与之之前Lee等人^[19]的研究结论一致.

另外一个能够区分单能隙和两能隙争论的实验

手段是电子拉曼光谱(electronic Raman spectroscopy, ERS). 虽然不像ARPES具有很高的动量空间分辨率, 但ERS也能探测到高温超导体中准粒子在动量空间的一些特殊区域, 即节点区和反节点区的行为, 节点区和反节点区能隙分别与拉曼散射的 B_{2g} 分量和 B_{1g} 分量相联系, 如图3所示. 因此这种方法也能够很好地探测出超导态时能隙的性质. 这类研究主要对 $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$ (Hg-1201)单晶的掺杂样品进行, 因为这类样品会表现出轻微的正交畸变, 使得能够较好地分出节点和反节点区的拉曼响应. Le Tacon等人^[41]对 $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$ (Hg-1201)的ERS研究发现, 在最佳掺杂区, 当从正常态向超导态转变时, 节点区(B_{2g})和反节点区(B_{1g})的拉曼谱权重都从低能区(<400 cm^{-1})向高能区发生转移, 通过对 B_{2g} 和 B_{1g} 分量各自的拉曼谱峰所在的能量位置(分别与节点和反节点区能隙的能量尺度相联系)的比较, 发现二者大致吻合, 因此, 可以认为最佳掺杂区只存在一个能量尺度(即一个能隙). 对过掺杂区的研究也得出类似的结论. 但是在欠掺杂区, 随着掺杂的减少, 反映反节点区能量尺度的 B_{1g} 谱峰位置所对应的能量会增大, 且峰的强度迅速减弱, 直至在对应于 $T_c=78$ K的掺杂区消失; 而反映节点区能隙能量尺度的 B_{2g} 谱峰位置所对应的能量随掺杂减少而减小. 这表明在欠掺杂区的超导态中存在着两个能量尺度, 且随掺杂浓度变化而变化情况相反.

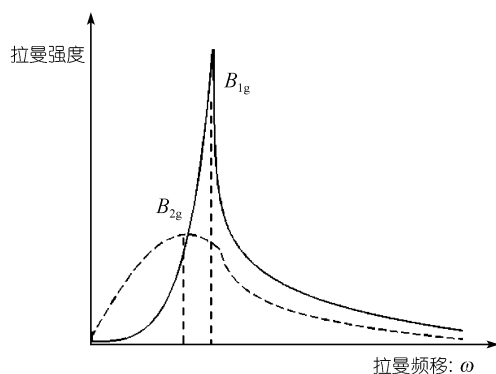


图3 铜氧化物超导体超导态的电子拉曼散射强度分布示意图

其中 B_{2g} 分量(虚线)、 B_{1g} 分量(实线)的峰值所对应的频移分别与节点区和反节点区能隙大小相联系

随后对Hg-1201 单晶掺杂样品进行的ERS研究^[42-44]进一步发现, 节点区能隙从欠掺杂区一直到过掺杂区, 都表现为随温度升高而减小, 且在 T_c 处消失, 具有超导能隙特征. 反节点区能隙的情况则有很大的不同. 在过掺杂区, 反节点区能隙随温度变化明显, 也会在温度上升到 T_c 时消失, 且取10 K时(比 T_c 低)的能隙值与 T_c 相比时, 发现比值几乎不随掺杂变化; 而随着掺杂减少, 到欠掺杂区时, 这个比值迅速增大(几乎为过掺杂区的2倍), 同时反节点区能隙大小随温度变化不再明显, 甚至随温度升高而增大. 因此文献^[42,43]认为, 在最佳掺杂区附近存在着一个转变点, 在过掺杂区一侧, 反节点区能隙与节点区能隙一样, 是超导能隙; 而在欠掺杂区一侧, 反节点区能隙表现为与超导能隙不同的赝能隙. 转变点的两侧, 节点区能隙都表现为超导能隙. 这与Gomes等人^[39]对Bi2212的STM研究结论相似.

除了以上几种直接探测高温超导体中能隙性质和准粒子谱函数的方法外, 通过探测赝能隙态是否存在预配对电子或竞争序的实验方法近年来也取得了很大的进展. Bergeal等人^[45]用两块分别处于赝能隙态和超导态的欠掺杂的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_{0.2}\text{O}_7$ 和最佳掺杂的 $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, 用 $\text{PrBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{Ga}_{0.2}\text{O}_7$ 隔开组成Josephson结, 来探测赝能隙态的Cooper对涨落, 结果表明, 对涨落在赝能隙温区的确存在, 但只在超导转变温度之上一个较小的温度范围内存在, 远低于赝能隙态的转变温度. 能够很好地说明涨落Cooper对在赝能隙态存在的另外一种实验手段就是Nernst效应. 这种效应在第II类超导体中极为常见. 外加一定大小磁场会在第II类超导体中激发沿磁场方向的磁通涡旋, 若在超导体内还存在垂直于磁场方向的温度梯度, 则会引发涡旋线沿温度梯度方向运动, 这将产生一个与温度梯度和磁场方向都垂直的电场, 实验中表现为一个较大的Nernst信号, 可作为系统中存在涡旋激发的证据, 从而间接地揭示出超导电子对的存在. 一直以来这类实验都在赝能隙态观察到反常大的Nernst信号, 并且通常被解释为是由于赝能隙态中涡旋态激发导致^[46-50], 说明超导转变温度以上存在着强烈的超导配对涨落. 最近, 人们通过研究杂质缺陷对赝能隙态Nernst效应的影响^[51], 发现除了以往实验中观察到的赝能隙态中表明涨落Cooper对存在

的反常的Nernst信号外, Nernst效应的出现温度与超导体中引入的杂质缺陷的浓度关系并不密切, 甚至在低掺杂区, 这个温度与赝能隙态的出现温度随掺杂呈相反的变化趋势.

其他的实验方法, 如, 低温比热^[52,53]、中子散射^[54-57]、Andreev反射^[58]、光响应^[59,60]等, 都从不同角度出发对高温铜氧化物超导体中的能隙性质及竞争序问题作出了探讨. 如通过低温比热的研究, 可以获得与赝能隙和超导能隙对应的凝聚能, 能够反映出赝能隙态和超导态在节点区不同的低能准粒子激发行为, 甚至还能给出超导能隙在节点处的斜率随着欠掺杂的加重而增加等信息^[52,53]; 中子散射能够探测并区分出赝能隙态和超导态中可能存在的自旋激发^[57]. 不过, 这些实验手段在对铜氧化物超导体能隙的探测方面, 与我们上面提到的实验手段相比, 更为间接, 它们的主要研究目的一般并不集中在对能隙的讨论上, 其中的许多实验我们还将在本文的后续部分中提及.

虽然目前有些实验结果相互之间还存在着差异, 但是大多数实验结果都支持这样一个事实: 铜氧化物超导体的超导态, 至少在空穴掺杂的欠掺杂区, 存在着两个能量尺度, 分别与动量空间的节点区和反节点区相联系. 至于这两个能量尺度是否与跟超导相竞争的有序相的存在有关, 这一点尚无定论, 需要进一步的实验研究.

2 高温超导体能隙的有关理论研究进展

伴随着高温铜氧化物超导体实验方面的进展, 近年来理论工作也有较快发展. 如何在单能隙或两能隙图像下理解赝能隙态和超导态的性质, 一直是理论上研究高温超导体超导电性机理的主题. 正如我们已看到的, 大量实验在超导态探测到两个不同的能隙, 以及赝能隙态存在费米弧等实验事实, 似乎用两能隙图像来解释更为合理, 近年来的许多理论研究都主要是从两能隙图像去理解赝能隙态和超导态之间的关系. 下面我们对近年来的有关理论工作做一简要总结.

(i) 密度波序假定. 这类假定认为赝能隙态是密度波, 如自旋密度波、电荷密度波等^[10-15], 其显著特征是赝能隙在磁布里渊区边界附近打开. 通过这

类假定得到的理论结果往往有许多类似之处,如在赝能隙态出现“费米口袋”,在超导态出现密度波序,并与超导相竞争等^[61].我们将着重以d-密度波(d-density wave)^[14,15]假定为例来说明,因为该假定近年来被研究得最为系统.d-密度波即具有d波对称性的密度波,其能隙与d波超导能隙类似,在节点处为0,而在反节点处达到最大值.与一般的电荷密度波和自旋密度波不同,d-密度波可被视为具有 $l=2$ 的轨道角动量的粒子-空穴对凝聚而成.这是一种典型的两能隙图像,首先被Chakravarty等人^[15]系统地提出用来解释铜氧化物超导体中观察到的一系列奇特现象,如隧穿谱、共振中子非弹性散射、c-轴方向输运性质、超流密度随掺杂变化等性质.在该理论中,赝能隙被视为超导态中的竞争序,即d-密度波能隙.在超导态,d-密度波能隙和超导能隙共存;而在超导转变温度之上的赝能隙态,只有d-密度波能隙存在.由于d-密度波序参量会破坏系统的平移和转动对称性,因此赝能隙态是一个对称性自发破缺的态,存在着与d-密度波相联系的交错流(staggered current),以及由其产生的微弱的轨道反铁磁性等,因此时间反演对称性也是破缺的.这些特性可用中子散射、X射线衍射、核磁共振等实验手段进行探测.

d-密度波假设的一个显著特点是能较容易地对赝能隙态中观察到的费米弧现象进行解释.与电子配对引起的能隙不同,d-密度波的能隙不是在费米面,而是在磁布里渊区边界附近打开^[61,62],将布里渊区拆分成两部分,同时,与BCS超导体能隙形成时会将原来的电子能带拆分成上下两个准粒子带的情况类似,d-密度波的能隙也将原来的单一能带 ε_k 拆分成上下两个准粒子带,如图4(a)和(b)所示,对应能量分别为 $E_k^\pm = \varepsilon_k^\pm \pm \sqrt{(\varepsilon_k^-)^2 + W_k^2}$,其中 $\varepsilon_k^\pm = (\varepsilon_k \pm \varepsilon_{k+Q})/2$, $Q = (\pi, \pi)$, W_k 为d-密度波能隙.零掺杂时,由于d-密度波能隙的存在,系统行为表现为绝缘体;对非零浓度的空穴掺杂,费米面与磁布里渊区边界不再重合,且这种趋势随着掺杂的增加而加大,如图4(a)和(b)所示,即费米能 μ 随掺杂浓度增加发生下移,不再和磁布里渊区所在的能量位置 E_{MB} 重合.特别是在节点区,由于d-密度波在该区能隙较小,费米能级下移

落在下准粒子带中,即下准粒子带在节点区附近并未填满,于是便形成了空穴费米口袋(Fermi pocket),如图4(c)中 BB' 区域所示,对应于图4(a)的情况.ARPES实验能够观察到的只是费米口袋与被填充区相连的一侧,因此实验观察到的费米面具有弧状结构,即通常所说的费米弧(Fermi arc),而在高分辨率的ARPES实验中也的确观察到弧状费米面的确是“口袋”状的^[29,63],值得注意的是,最近周兴江等人¹⁾在La-Bi2201中观察到的费米口袋具有椭圆状,且关于磁布里渊区边界不对称,与之前的理论预言^[61,62]不同.为与实验一致,一个简单的考虑是要求上述d-密度波准粒子色散关系 ε_k^+ 对磁布里渊区边界不对称,需要引入形式较为复杂的电子色散关系 ε_k ,进一步的理论分析很有必要.在反节点区,由于d-密度波能隙较大,费米能级落在两个准粒子带之间,与下准粒子带没有交点,于是在动量空间的这部分区域可以观察到赝能隙的出现,即图4(c)中的 $AB, A'B'$ 区域(相应的费米面已用虚线表示),对应于图4(b)的情况.值得注意的是,ARPES实验中,在赝能隙态的反节点区能隙边缘位置并不能观察到尖锐的准粒子峰,因此,为与实验结论一致,往往还要讨论赝能隙态中准粒子的衰减^[62].此外,从密度波假定出发,也能够解释实验观察到的反节点区准粒子ARPES谱中的“peak-dip-hump”结构,能隙在实空间和动量空间的特性等^[62].

高温铜氧化物超导体的一个重要性质是欠掺杂区超导零温载流子密度随掺杂发生变化.从最佳掺杂区逐渐减小掺杂浓度时,超导转变温度 T_c 和超导零温载流子密度 $\rho_s(0)$ 都会急剧减小,且遵循 $T_c \propto [\rho_s(0)]^a$ 的形式^[64-66],其中靠近最佳掺杂区附近, $a \approx 0.5$,而远离最佳掺杂区处, $a \approx 1$.在d-密度波与超导态共存的图像中,由于二者之间的竞争,使得超导零温载流子密度减少;且随着掺杂浓度的减小,d-密度波能隙会急剧增大,对超导载流子的影响也随之加大,故随着掺杂的减少, T_c 和 $\rho_s(0)$ 都以相同的趋势变小,直至在某一临界掺杂浓度处都变为零^[67].在平均场近似下,这种以d-密度波作为竞争序的理论表明^[67,68]:在欠掺杂区有限温度超流密度与零温超流

1) Meng J, Liu G, Zhang W, et al. Direct observation of Fermi pocket in high temperature cuprate superconductors. arXiv: 0906.2682 v1

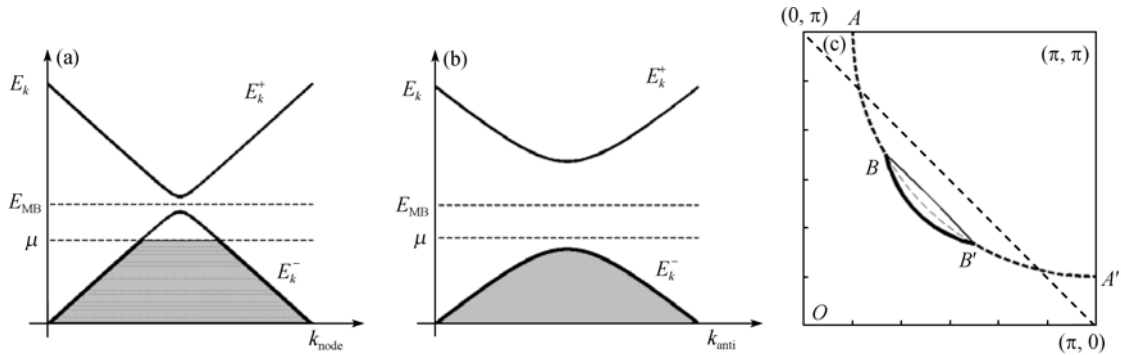


图4 赝能隙态(d密度波假定)中节点区和反节点区准粒子谱及观察到的费米面示意图

(a) 节点区情况, 其在动量空间中位置对应于(c)中的 BB' 附近区域; (b) 反节点区情况, 其在动量空间中位置对应于(c)中的 AB 和 $A'B'$ 区域; (a)和(b)中阴影区域表示被填充电子态; E_{MB} 和 μ 虚线分别表示磁布里渊区边界((c)中用虚线表示的对角线)和费米能所处的位置; E_k^+ 和 E_k^- 分别表示 d 密度波态的上下准粒子带

密度之差 $|\rho_s(T) - \rho_s(0)| \propto T$; 但在 $\rho_s(0) \approx 0$ 的临界掺杂浓度附近, 该关系变为 $|\rho_s(T) - \rho_s(0)| \propto \sqrt{T}$, 同时 T_c 与 $\rho_s(0)$ 之间的关系会随掺杂发生变化, 不再满足简单的线性关系——这些结论都被实验证实^[69].

关于 d-密度波赝能隙态的输运性质, 理论上也进行了大量的研究. 与 d 波超导态不同, d-密度波并不破坏规范不变性, 因此其准粒子性质与正常态准粒子性质在本质上是一样的. 另外, 由于 d-密度波态中平移不变性破缺, 动量为 k 和动量为 $k+Q$ (Q 为密度波波矢) 的准粒子对输运性质的贡献同等重要. 这使 d-密度波态的输运性质与 d 波超导态的情况相比有很大不同. 如, 在 d-密度波态, 在弱掺杂且不考虑准粒子间相互作用的情况下, 准粒子电导率要远比热导率大, 二者之比违背 Wiedemann-Franz 定律^[70]; 在磁场作用下, d-密度波态准粒子能级会形成 Landau 能级, 出现与磁场大小成正比的 Hall 电导和热导率. Kim 等人^[71] 的理论研究表明, d-密度波的电导率和热导率均与杂质散射有关, 在弱杂质散射条件下, Wiedemann-Franz 定律仍在 d-密度波态成立, 但在杂质散射较强时, 会有很大偏离. Sharapov 等人^[72] 进一步的研究则指出, 在零温极限下, 即便是在磁场中, 对不同的化学势 μ , Wiedemann-Franz 定律总成立; 而当温度上升到可与 μ 相比时, 特别是在加磁场条件下, Wiedemann-Franz 定律可以不再成立, 且 Wiedemann-Franz 比值可以比零温情况下的大, 即系统导热能力更显著, 这与在欠掺杂 Bi2201 中测得的实验结果一致^[73].

d-密度波赝能隙态的光响应性质也有许多新奇

的特点^[74,75]. 由于节点区费米口袋的存在, 该区域的准粒子对光激发的响应主要是带内转变 (intraband transition), 即下准粒子带的粒子激发到上准粒子带的未占据态; 而在反节点区附近, 由于赝能隙的存在, 这部分区域的准粒子对光激发的响应主要是带间转变 (interband transition), 即从下准粒子带跃迁到上准粒子带中对应于同一动量的态, 这种转变存在着一个能量下限和上限, 即 $2|\mu|$ 和 2Δ (μ 为化学势, Δ 为 d-密度波能隙的最大值), 且随着温度的升高, d-密度波能隙逐渐减小, 带间转变会逐渐向带内转变过渡, 直至在赝能隙态转变温度 T^* 处消失. 由于带间转变的存在, 光导率的实部和光散射率中将出现一个峰值, 同时观察到的光导率存在着对应于 $2|\mu|$ 的截断, 在电子拉曼散射的 B_{2g} , A_{1g} 分量中也应观察到类似的截断^[74]. 但在实验中^[76] 并没有观察到类似的现象. Benfatto 等人^[75] 进一步对 d-密度波态光导率对频率的积分——光学谱权重 (optical spectral weight) 进行了研究, 得到了一些与实验相符的结论. 事实上, 光导率实验^[76] 表明, 在欠掺杂区, 温度变化对光导率低频部分的谱权重的影响要远比在过掺杂区大, 从赝能隙态向超导态转变时, 该部分的谱权重会反常增加; 而在过掺杂区, 从正常态进入超导态时, 低频部分谱权重会减小. 从 d-密度波出发能否合理地解释这些现象还需要进一步的理论研究.

Oganesyan 等人^[77] 从 d-密度波假定出发, 讨论单粒子输运对 Nernst 效应的影响. 由于 d-密度波的出现, 费米面形状改变 (主要是出现费米弧), 以及 d-密度波态准粒子间可能存在的相互作用等, 都会对 Nernst 系

数产生影响. d -密度波导致的费米弧会贡献一个负的 Nernst 系数, 虽然考虑到准粒子间散射率的改变后总的 Nernst 系数会变为正, 但仍然不能解释赝能隙态反常大的 Nernst 信号. 但是 Zhang 等人^[78]在 d -密度波序参量中添加了一个较小的 d_{xy} 波分量, 由于时间反演对称性被破坏, 动量空间中会出现一个非零的 Berry 曲率, 导致反常 Hall 效应和 Nernst 效应的出现, 得到了与实验一致的结果.

最近 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ 的零磁场极向 Kerr 效应 (polar Kerr effect)^[79] 实验表明, 在赝能隙态转变温度下会观察到一个非零的 Kerr 角, 表明时间反演对称性破缺; 极化弹性中子衍射 (polarized elastic neutron diffraction) 实验也表明, 在高温铜氧化物超导体的赝能隙态中存在着一个不破坏平移不变性的磁有序相^[80-82]. 这些结论都与 d -密度波的预言一致.

(ii) 电子对密度波 (pair density wave) 或 d 波棋盘状有序相 (d -wave checkerboard order) 假定. 这两种假定实际上都是对电子预配对机制的改进, 即都认为赝能隙态实际上是失去相位相干的 Cooper 对态, 但存在着密度调制或竞争序. 由于在超导态观察到实空间的能隙具有不均匀的性质, 这类假定认为上述竞争序在超导态也存在, 与超导序竞争.

与一般意义上的密度波不同, 电子对密度波是 Cooper 对密度的空间周期调制形成的有序相, 即 Cooper 对密度波. 电子对密度波主要是针对 STM 中实验观察到的棋盘图样状电荷序提出的^[16,17,83]. 其理论基础是: 与一般的 BCS 超导体不同, 铜氧化物超导体在欠掺杂区由于 Cooper 对密度较低, 相干长度较短, 使破坏 Cooper 对间关联比直接拆散 Cooper 对更容易, 这一点与电子预配对机制相同; 但不同的是, 相互“独立”的 Cooper 对除了发生相位相干形成超导态外, 还可形成其他的对称性破缺态, 如 Cooper 对密度波, 甚至 Cooper 对 Wigner 晶格等. 在该假定中, 赝能隙态是预配对电子对的密度波态. STM 实验中观察到的棋盘图样状电荷序可以认为是 Cooper 对形成的类似于电子 Wigner 晶格的结构, 该结构又可通过将 $\text{SO}(5)$ 模型投影到二维点阵上得到 (projected $\text{SO}(5)$ model)^[83]. 一般的密度波是由于电子运动受空间周期性调制而形成, 在 STM 实验中, 其隧穿态密度的 Fourier 变换具有能量反对称性; 而电子对密度波

穿态密度的 Fourier 变换具有能量对称性, 不破坏粒子-空穴对称性, 这一特点可用来区分电子对密度波和电荷密度波、自旋密度波等.

电子对密度波的形成可以认为是 Cooper 对之间存在长程相互作用导致, 在导出中往往要考虑引入具有空间周期性的配对势和化学势. 值得注意的是, Cooper 对并不能被完全视为满足 Bose 统计的准粒子, 即便是 Cooper 对之间失去长程关联, 也不能视作与 ^4He 这样的纯 Bose 体系等同, 因为描述超导相除了 Cooper 对外, 还必须包括具有 Fermi 统计性质的 Bogoliubov 准粒子激发. 换句话说, Cooper 对虽然在动量空间可以视作是一种“粒子”, 但是在实空间中却不能被视为像 ^4He 等这样真正具有空间局域性的粒子. 因此电子对密度波并不能被简单当作是 Cooper 对受空间周期势调制形成的密度波序. Tešanović 等人^[84,85] 仔细讨论过电子对密度波与“Cooper 对密度波”的区别. 电子对密度波的存在导致电荷密度空间周期性分布, 而 Cooper 对在实空间中形成类似于第 II 类超导体在磁场作用下导致的涡旋-反涡旋对排列形成的分布. 电子对密度波中电荷密度空间周期性分布与 Cooper 对密度的空间分布间的关系与处于涡旋态的第 II 类超导体中磁场的空间分布与涡旋-反涡旋对密度的空间分布之间的关系一样. 并且, 电子对密度波的形成使化学势和 Fermi 波矢在实空间中都被周期性调制, 同时实空间各点的能隙大小分布也呈空间周期性变化.

此外, 电子对密度波还有许多新奇的性质^[86]. 首先, 存在着多种形式的电子对密度波基态, 对应于不同的对称性破缺相, 如, 电子对密度波基态中可以有电荷密度波、自旋密度波等出现. 特别是在有电荷密度波存在的电子对密度波中, 当具有空间平移不变性的 d 波超导相出现时, 二者的共存又会导致新的电荷密度波或自旋密度波的出现; 当有磁场存在时, 形成的超导涡旋中 d 波超导相被破坏, 但电子对密度波序仍然存在, 得到一个具有电荷密度波序的 d 波涡芯, 对应于 STM 实验观察到的在磁场作用下高温超导体中出现的棋盘图样状电荷序^[34].

虽然电子对密度波的存在在一定程度上能够解释赝能隙态和超导态的 STM 实验结果, 且实验方面也有表明其存在的证据^[87,88], 但理论上如何从该假定

出发讨论赝能隙态和超导态的其他性质, 如, 赝能隙态中出现的费米弧、节点区和反节点区不同的准粒子行为等, 尚有待研究. 人们在电子对密度波假定的基础上又发展出了赝能隙态的d波棋盘状有序相假定^[89,90].

d波棋盘状相可被视为d-密度波序的推广, 二者之间的差别在于波矢的不同, 后者的波矢通常被取为沿布里渊区对角线方向, 而前者通常选取的波矢沿布里渊区主轴方向. Seo等人^[89,90]的理论研究表明, 当d波棋盘状相与d波超导态共存时, 总会导致电子对密度波的出现; 同样地, 电子对密度波与d波超导态的共存也会导致d波棋盘状相的出现, 二者是互补的(complementary). 由于d波棋盘状相的序参量也具有d波特性, 因此它的存在对反节点区准粒子行为的影响要比对节点区的大. 于是, STM谱中对应反节点区准粒子隧穿的高能部分态密度将会受到很大影响, 而低能部分的态密度几乎不受影响, 与实验相符^[90]. 赝能隙态被认为是d波棋盘状有序相和涨落超导相的共存态. 在此基础上, Franz等人用一个简化模型^[91]通过计算发现, 在赝能隙态, 节点区附近存在费米弧, 且其长度随温度线性变化, 与实验观测一致^[92].

(iii) 共振价键(resonant valence bond, RVB)态假定. 该假定是对Anderson提出^[93]的高温超导共振价键理论的进一步发展和改进. 值得注意的是, Anderson提出的共振价键理论模型原本是一种电子的预配对理论, 该模型认为未掺杂的高温铜氧化物超导体的母体是反铁磁绝缘体, 掺杂后长程反铁磁有序被破坏, 但相邻格点自旋间的关联仍然存在, 形成单重价键态, 并在各种组态间共振, 即所谓的共振价键(resonant valence bond, RVB)或自旋液体(spin liquid)态. 在超导转变温度下, RVB态自旋液体发生凝聚, 进入超导态. 该理论实际上是一种单能隙图像理论, 为与实验比较, 近年来人们已经把它作了很大的改进.

张富春等人引入了赝能隙态的共振价键(RVB)假定^[94-96], 唯象地对赝能隙态的性质进行了描述. 该假定实际上是一个两能隙图像, 认为高温铜氧化物超导体中存在两个能隙. 在超导转变温度之上的赝能隙态是掺杂自旋液体的RVB态, 单粒子激发谱中存在着一个对应于RVB态的能隙(即赝能隙); 而在超

导转变温度之下, 与以往的共振价键理论不同, 这个RVB能隙并不演化为超导能隙, 而是继续保持其RVB态性质, 即系统的超导态是d波超导电性(dSC)和RVB自旋液体态的共存态, 如图5所示.

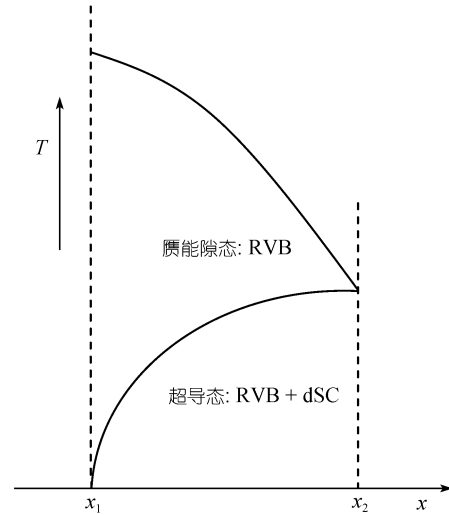


图5 赝能隙态是RVB态的欠掺杂区域部分的相图示意图

在Konik等人^[97]对由具有长程链间跳跃的双链Hubbard梯子组成的掺杂自旋液体单粒子激发性质的研究基础上, 张富春小组唯象地引入一个准粒子Green函数来描述RVB态准粒子的性质^[94]. 其核心思想是在正常态准粒子色散关系中引入一个与RVB能隙相关的自能部分, 假定在掺杂浓度大于某一临界值时该自能消失. 采用重整化平均场近似, 发现在赝能隙态, 动量空间的节点区存在着一个大小随掺杂变化的费米口袋, 同时反节点区出现能隙, 这与前面提到的d-密度波的情况相同. 但这里, 能隙和费米口袋的出现是与RVB自旋液体态相联系的, 并不是由对称性破缺导致, 即赝能隙态不是对称性破缺的态. 在讨论超导态性质时, 在RVB态的唯象Green函数中引入超导能隙, 即在超导态中存在两个能隙, RVB能隙和d波超导能隙, 而且这两个能隙相互独立, RVB态与超导态共存. 张富春等人的理论并未涉及超导态如何从RVB态演化而来, 但是他们认为d波电子配对和反铁磁性都可以从RVB自旋液体态中演化出来, 而当RVB自旋液体中单重态价键间的关联长度较短时, 更有利于d波超导态形成.

Valenzuela等人^[98]在张富春等人模型的基础上, 进一步认为赝能隙态中的RVB相的起源机制与超导态完全不同, 并不能在超导转变温度下演化为超导态, 而是与超导态竞争. 在超导态, 沿着费米弧只有超导能隙存在, 能隙具有d波对称性, 在节点附近其斜率 v_S 与超导能隙大小 Δ_S 一致; 而在费米弧之外, 能隙大小由超导能隙 Δ_S 和赝能隙 Δ_R 共同决定. 他们讨论了能隙随掺杂的变化情况, 发现在临界掺杂时, Δ_R 消失, 总能隙表现为d波超导能隙, 沿着费米面具有“V”形状; 随着掺杂的减少, 特别是进入欠掺杂区后, 随着掺杂浓度减小, Δ_R 将逐渐增大, 而 v_S 与 Δ_S 逐渐减小, 整个能隙将呈现“U”形状, 能隙大小在费米弧两端会出现一个扭折(kink), 与我们前面提到的实验结果^[19]一致. Valenzuela等人^[98]的结果还表明, 由于电子拉曼散射的 B_{1g} 和 B_{2g} 分量分别与反节点和节点区能隙相联系, 因此在欠掺杂区, 随着掺杂的增加, 电子拉曼散射的 B_{2g} 分量峰往较高能量方向移动, 而 B_{1g} 分量往低能方向移动, 且由于反节点区超导能隙 Δ_S 和赝能隙 Δ_R 之间的竞争, 峰的强度逐渐减弱, 可以解释电子拉曼散射的实验结果^[41].

从张富春等人的模型出发也能解释STM实验中观察到的棋盘图样状电荷序. 事实上, 较早的理论研究中, 棋盘图样状电荷序就可以通过在t-J模型中添加裸库仑排斥相互作用项, 用RVB重整化平均场理论得到^[99]. Bascones等人^[100]用赝能隙态的RVB假定引入的唯象Green函数, 计算出赝能隙态和超导态联合态密度, 并用来讨论STM实验观察到的局域态密度. 结果发现, 赝能隙态的联合态密度中会出现若干非色散(nondispersive)的峰, 而超导态联合态密度中的峰却是色散的. Bascones等人的分析表明, 赝能隙态中非色散峰的出现是由于节点区费米口袋的存在. 通过联合态密度和STM实验观察到的局域态密度之间的关系, 在赝能隙态中STM观察到的棋盘图样状电荷序具有非色散性, 进入超导态后, 将会出现另一个与超导能隙对应的色散的非均匀电荷序. 由于赝能隙态中的RVB相在系统进入超导态后也存在, 因此非色散的非均匀电荷序在赝能隙态和超导态中都能够观察到, 特别是在转变温度较低的低掺杂铜氧化物超导体中. 由于STM棋盘图样状电荷序与RVB自旋液体相联系, 可以预言这种有序相将在超导态

不出现的低掺杂区出现, 但尚需进一步的实验验证.

(iv) 基于费米面嵌套形成的竞争序假定. 该假定是基于实验中观察到的高温超导体的费米面在反节点区具有很好的嵌套性而做出的. 与我们上面提到的密度波假定不同, 这类假定认为赝能隙是在反节点区很好嵌套了的费米面上打开, 出现的竞争序可能是电荷密度波^[35,38], 条纹相等^[101], 而节点区附近的费米面却不会受到太大影响, 于是这部分剩下的费米面就形成了实验中观察到的费米弧. 显然, 这类竞争序具有一维性质, 与反节点区费米面的嵌套波矢 q, q' 相联系, 如图6所示, 产生的也是真正的“弧状”费米面^[102], 而非我们上面讨论的密度波假定中的费米口袋, 这与实验观察到的情况不同^[29,63,103,104]. 另外, 由于普通条纹相具有一维性, 波矢方向沿条纹方向的准粒子激发谱无能隙, 而垂直于条纹方向准粒子激发谱存在能隙, 因此若认为竞争序是与反节点嵌套波矢相联系的普通条纹相的话, 将很难解释节点区费米弧的存在, 除非在此基础上引入条纹方向沿节点方向的对角条纹相(diagonal stripes)或考虑条纹相的涨落(如认为与两个相互垂直的反节点嵌套波矢相联系的条纹相可以相互转换)等^[101]. 不过, 这类假定能够较容易地解释STM实验观察到的棋盘状电荷序^[35,38].

Tsvelik等人^[105]基于上述思路提出了解释欠掺杂

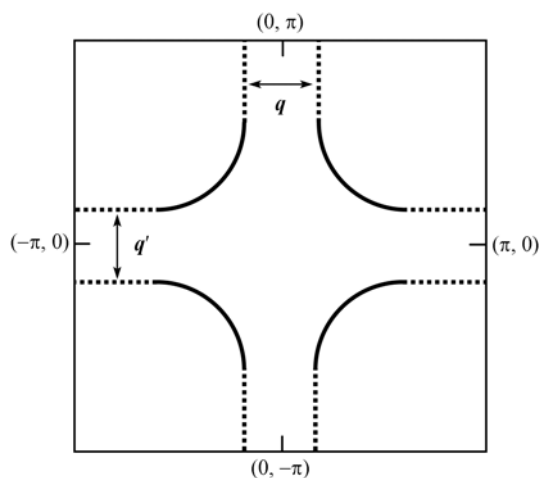


图6 铜氧化物高温超导体费米面示意图

反节点区费米面(图中用虚线表示)具有很好的嵌套性质, 很容易导致竞争相能隙在该部分费米面上打开, 而不影响到节点区费米面(图中用实线表示)

区相图的一个唯象理论. 该理论像电子对密度波理论一样, 实际上认为赝能隙态中存在超导涨落, 但同时还存在一维的自旋液体相, 且超导涨落的出现温度与赝能隙的转变温度不一致, 这使该理论能对最近的一些实验结果^[45,50,51]进行解释. 该理论涉及 3 个转变温度, 赝能隙转变温度 T^* , Cooper 对涨落出现温度 T^{**} 和超导转变温度 T_c . 当温度下降到 T^* 之下时, 由于准粒子间的吸引相互作用, 赝能隙首先在位于反节点区 $(\pm\pi, 0)$, $(0, \pm\pi)$ 的嵌套费米面上打开, 而其他部分的费米面保持不变, 如图 6 所示. 相应地, 系统中同时出现分别沿 $(\pm\pi, 0)$, $(0, \pm\pi)$ 的两种性质相同的条纹相或一维自旋液体. Tsvelik 等认为, 两种取向相互垂直的一维自旋液体之间通过二者序参量(即各自的能隙)相位之间的 Josephson 耦合发生相互作用, 且具有耦合的一维 XY 模型的相互作用特征; 此外, 系统中还存在反节点区一维自旋液体和节点区费米面上准粒子间的相互作用. 在 T^{**} 之下, 两个序参量相位之差会保持不变, 前一种相互作用会使系统发生与 XY 模型的 KT 相变类似的相变, 使得取向相互垂直的两种一维自旋液体发生关联, 系统出现二维涡旋涨落, 并出现较强的顺磁响应和 Nernst 效应. 而后一种相互作用直接与超导涨落的出现有关, 在 T^{**} 之上, 该相互作用只影响费米弧附近准粒子的激发行为, 而在 T^{**} 之下, 该相互作用使超导能隙在费米弧上打开, 系统中出现 Cooper 对涨落, 但由于涡旋涨落的存在, 直至温度降低到一个更低的温度 T_c 时, 系统中的涡旋被束缚成涡旋对, Cooper 对之间的长程关联才出现, 系统进入超导态. 超导涨落和 Nernst 效应出现的温度 T^{**} 在赝能隙态和超导转变温度之间, 这与实验中观察到的涨落 Cooper 对只出现在超导转变温度之上一定温度范围内^[45], Nernst 效应的出现温度随掺杂变化趋势并不与赝能隙态转变温度而是与超导转变温度一致^[51,106]等实验结论相符.

上述理论的一个显著特点是, 虽然认为赝能隙态中存在超导涨落, 但超导涨落并不覆盖整个赝能隙区, 这与以往理论不同. 后者大多认为赝能隙态或者由超导预配对涨落导致, 或者由竞争序导致, 鲜有将二者结合起来考虑, 即认为预配对涨落、竞争序可以同时存在赝能隙态出现, 且二者相互独立, 甚至只在赝能隙区部分温度范围内出现.

最近 Tesanovic^[107]提出了一种价键态理论, 即认为自旋单重态价键的形成是赝能隙态产生的主要原因, 同时还考虑了 Cooper 对质心运动的涨落和形成 Cooper 对的两个电子相对运动的涨落. 前者使得赝能隙态在 T_c 以上一定温度范围内对应 d 波超导涨落相, 具有涡旋激发、反常 Nernst 效应等特征; 当温度超出这个温度范围(但仍位于赝能隙区), 后者将占主导地位, Cooper 对被拆散(虽然此时自旋—自旋单重态价键仍然存在), 涡旋激发被破坏, 反常 Nernst 效应不再出现, 出现的是粒子-空穴耦合配对形成的竞争序, 如密度波等.

(v) 单能隙假定. 除了以上几种认为赝能隙态并非是单一超导长程序被破坏的涨落相的理论假定外, 从简单的单能隙假定出发, 即认为赝能隙态仅仅是失去相位相干的 d 波超导态, 也能够从理论上解释许多实验结果. Chubukov 等人^[108]在简单的 d 波能隙的基础上, 考虑了准粒子末态相互作用对电子拉曼散射谱的影响. 当考虑了费米子之间相互作用引起的拉曼散射顶角的重整化修正后, 若准粒子末态相互作用的 B_{1g} 和 B_{2g} 分量都为负, 且强度都随掺杂增加而减弱, 就可解释前面提到的在欠掺杂区随掺杂浓度增加, 电子拉曼散射的 B_{2g} 分量峰往较高能量方向移动, 而 B_{1g} 分量往低能方向移动的实验结果, 而这一实验结果通常被认为是支持存在两个不同能隙的结论^[41-44]. 在单能隙假定中, 赝能隙态费米弧的出现可视为准粒子散射和电子配对涨落共同作用的结果^[109].

最近, Chien 等人^[110]在改进后的单能隙假定基础上, 解释了 ARPES 实验在超导态观察到的两个不同能隙的实验结论. Chien 等人的基本思想是仍将赝能隙态视为失去相位相干的 d 波超导态, 存在涨落 Cooper 对, 与赝能隙 Δ_{PG} 相联系; 但是与一般单能隙图像不同的是, Chien 等认为当超导配对相互作用较强时, 涨落 Cooper 对在超导转变温度之下仍然存在, 进入超导态后, 部分涨落 Cooper 对转化为存在相位相干的超导态 Cooper 对, 发生凝聚, 这一过程与超导能隙 Δ_{SC} 的形成相联系, 而未发生这一转化的涨落 Cooper 对将与超导态共存, 总能隙为两个能隙的平方叠加. 节点区和反节点区观察到的能隙分别主要与 Δ_{SC} 和 Δ_{PG} 相联系. 两个能隙随掺杂出现不同的变化

趋势.

从以上讨论可以看出, 目前理论上人们对赝能隙和超导能隙的认识远未达成共识.

3 讨论与展望

虽然高温铜氧化物超导体的赝能隙态的形成机制至今仍未取得共识, 但从近年来针对该问题的实验和理论研究中, 我们仍然可以从中得到一些启示. 虽然不同的实验手段其研究的侧重点不同, 给出的结论往往也只侧重于赝能隙态或超导态某一方面的性质, 但当把这些分立的信息统一起来, 和已有的理论模型进行比较, 我们还是可以得到一些比较清晰的图像, 特别是在赝能隙态和超导态都存在的欠掺杂区域(图 7 中从掺杂 x_1 到 x_2 区域), 实验和理论上对这部分区域的研究也最为广泛, 积累了大量的研究结果和有用信息. 综合这些信息, 可以用一个简易的相图去描述铜氧化物超导体在这部分区域的性质, 如图 7 所示.

在图 7 中, 由于 ARPES, STM, ERS 等都反映出在超导态存在两个随掺杂和温度具有不同变化趋势的能隙这一基本实验事实, 综合上面提到的理论模型, 可以假定 T_c 以下的区域, 系统中可能存在密度波相和超导相, 或 RVB 相和超导相的共存, 两个能隙分别对应于密度波(或 RVB)能隙和 d 波超导能隙. 当温度上升到 T_c 之上时, 超导相消失, 剩下密度波(或 RVB)相一直持续到赝能隙转变温度 T^* . 由于 Nernst 效应 [46-50] 和 Josephson 效应实验 [45] 反映出在赝能隙态的部分温度范围内存在着 Cooper 对的涨落, 可以在 T_c 和 T^* 之间引入一个新的温度尺度 T^{**} , 表征涨落 Cooper 对在赝能隙态出现的转变温度. 应该指出, 这里所说的密度波序是广义的, 可以是自旋密度波, 电荷密度波, 电子对密度波等.

应该指出, 这个仅限于欠掺杂区域的相图也是极为粗糙的, 因为目前的实验和理论研究也存在着许多未知问题. 例如, 除了一直存在的赝能隙态究竟是涨落电子对还是竞争序的争论外, 赝能隙态中存在的究竟是一个相还是几个相也尚未取得共识, 更不必说当温度降低进入超导态后这些相如何变化, 是与超导态共存还是在 T_c 消失等问题. 即便在这个简单的相图中, T^{**} 时涨落 Cooper 对的出现究竟对应于

系统什么状态变化也还需要进一步的探究. 最近关于费米弧的实验 [92] 研究表明, 在 T_c 和 T^* 之间费米弧长度随温度的变化成线性关系, 直至温度下降到 T_c 时费米弧突然消失; ARPES, STM 等实验也反映出在赝能隙区, 能隙随温度的变化比较平稳; 最近通过比热测量 [111] 得到的上临界场值要远比 Nernst 效应和转矩磁强计 (torque magnetometry) 实验 [112, 113] 的结果小, 也间接说明 T^{**} 处系统比热没有跃变, 所以在 T^{**} 处似乎并没有新的能隙打开, 表明应该把涨落 Cooper 对出现的温度 T^{**} 理解为一个渡越 (crossover) 温度. 图 7 中也未标出 STM 中观察到的棋盘状电荷序在相图中存在的区域. 事实上, 该电荷序究竟是系统进入赝能隙区就出现, 还是在赝能隙区某一温度下出现, 实验上并没有给出明确的信息. 由于 STM 反映的只是表面信息, 因此棋盘状电荷序究竟只是一个表面效应还是与铜氧化物超导体性质相联系的体现象, 这些都需要结合其他的实验手段进行进一步确认.

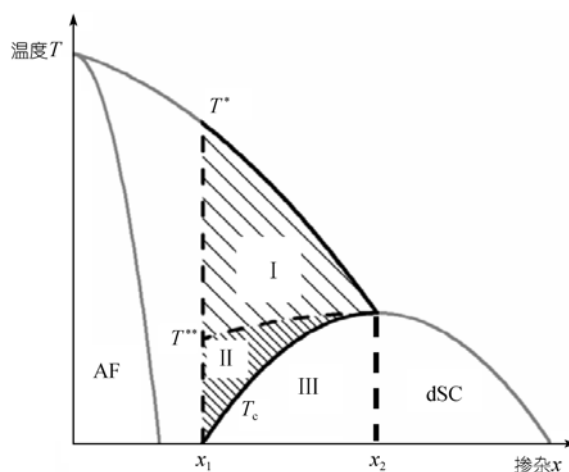


图 7 铜氧化物超导体一个可能的相图示意图

从掺杂 x_1 到 x_2 是人们最为关心的区域, 其中 T^* 是赝能隙态出现温度, T^{**} 是电子对涨落出现的温度, T_c 是超导转变温度. 区域 I 可能是密度波相或 RVB 相; 区域 II 可能是密度波相和电子对涨落共存区或 RVB 相和电子对涨落共存区; 区域 III 可能是密度波相和 d 波超导相共存区或 RVB 相和 d 波超导相共存区

至于与赝能隙联系的相是一维还是二维, 实验上也存在着较大的争议. STM 实验倾向于将赝能隙态理解为与反节点区费米面嵌套相联系的一维电荷密度波态, 这种理解直接导致在节点区留下一段未被赝能隙破坏的费米弧; 而角分辨光电子发射谱实

验^[29,103]和磁场中霍尔电阻的量子振荡实验^[104]则表明在赝能隙态存在的剩余费米面是口袋状而非真正的弧线状,即赝能隙的出现完全改变了节点区费米面的性质,显然要求赝能隙具有二维性质.最近,理论上又提出了d波条纹相(d-wave stripes)^[114]的概念,这是一种电荷密度在铜氧面格点之间而非在格点处发生调制的电荷条纹序,具有二维特性,但在动量空间节点区的费米面具有弧状特征.一种更复杂的图像是赝能隙区存在多个相,与反节点区相联系的一维电荷密度波态和与节点区费米口袋相联系的其他相.这又导致了一个新的问题,赝能隙究竟是一个相的能隙还是多种相能隙的叠加?

可以预计,如何通过实验精确地确定赝能隙态

存在的有序相,以及它们与赝能隙打开之间的关系,对赝能隙态性质的影响,这些有序相随温度和掺杂变化情况,特别是在超导转变温度附近的变化情况,仍然是研究赝能隙起源及其与超导态之间关系的重点.相信除了不断发展已有实验技术,提高实验探测能力外,将各种实验手段进行有机结合,从多个角度对高温超导体能隙问题进行探究也是必不可少的.理论上,如何将各种实验手段探测到的赝能隙态和超导态性质统一起来进行描述,特别是用什么样的模型来描述赝能隙态,理解系统如何从赝能隙态过渡到超导态等问题,必将对进一步理解高温超导性的机理起重要作用.

参考文献

- 1 Bednorz J G, Müller K A. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z Phys B*, 1986, 64(2): 189—193^[DOI]
- 2 Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, et al. Iron-based layered superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x=0.05-0.12$) with $T_c=26$ K. *J Am Chem Soc*, 2008, 130(11): 3296—3297^[DOI]
- 3 Yuan H Q, Singleton J, Balakirev F F, et al. Nearly isotropic superconductivity in $(\text{Ba,K})\text{Fe}_2\text{As}_2$. *Nature*, 2009, 457(7229): 565—568^[DOI]
- 4 Zhao J, Huang Q, de La Cruz C, et al. Structural and magnetic phase diagram of $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ and its relation to high-temperature superconductivity. *Nat Mater*, 2008, 7(12): 953—959^[DOI]
- 5 Kivelson S A, Yao H. Iron-based superconductors: Unity or diversity? *Nat Mater*, 2008, 7(12): 927—928
- 6 Timusk T, Statt B. The pseudogap in high-temperature superconductors: An experimental survey. *Rep Prog Phys*, 1999, 62: 61—122^[DOI]
- 7 Norman M R, Pines D, Kallin C. The pseudogap: Friend or foe of high T_c ? *Adv Phys*, 2005, 54(8): 715—733^[DOI]
- 8 Hufner S, Hossain M A, Damascelli A, et al. Two gaps make a high-temperature superconductor? *Rep Prog Phys*, 2008, 71(6): 62501^[DOI]
- 9 Emery V J, Kivelson S A. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density. *Nature*, 1995, 374(6521): 434—437^[DOI]
- 10 Renner C, Revaz B, Genoud J Y, et al. Pseudogap precursor of the superconducting gap in under- and overdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Phys Rev Lett*, 1998, 80(1): 149—152^[DOI]
- 11 Chubukov A V, Pines D, Stojkovic B P. Temperature crossovers in cuprates. *J Phys Condens Matter*, 1996, 8(48): 10017—10036^[DOI]
- 12 Kimura H, Hirota K, Matsushita H, et al. Neutron-scattering study of static antiferromagnetic correlations in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$. *Phys Rev B*, 1999, 59(9): 6517—6523^[DOI]
- 13 Lee Y S, Birgeneau R J, Kastner M A, et al. Neutron-scattering study of spin-density wave order in the superconducting state of excess-oxygen-doped $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$. *Phys Rev B*, 1999, 60(5): 3643—3654^[DOI]
- 14 Nayak C. Density-wave states of nonzero angular momentum. *Phys Rev B*, 2000, 62(8): 4880—4889^[DOI]
- 15 Chakravarty S, Laughlin R B, Morr D K, et al. Hidden order in the cuprates. *Phys Rev B*, 2001, 63(9): 094503^[DOI]
- 16 Chen H D, Hu J P, Capponi S, et al. Antiferromagnetism and hole pair checkerboard in the vortex state of high T_c superconductors. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(13): 137004^[DOI]
- 17 Chen H D, Vafeek O, Yazdani A, et al. Pair density wave in the pseudogap state of high temperature superconductors. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(18): 187002^[DOI]
- 18 Tanaka K, Lee W S, Lu D H, et al. Distinct Fermi-momentum-dependent energy gaps in deeply underdoped Bi2212 . *Science*, 2006,

- 314(5807): 1910—1913[DOI]
- 19 Lee W S, Vishik I M, Tanaka K, et al. Abrupt onset of a second energy gap at the superconducting transition of underdoped Bi2212. *Nature*, 2007, 450(7166): 81—84[DOI]
 - 20 Kondo T, Takeuchi T, Kaminski A, et al. Evidence for two energy scales in the superconducting state of optimally doped $(\text{Bi,Pb})_2(\text{Sr,Lu})_2\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(26): 267004[DOI]
 - 21 Ma J H, Pan Z H, Niestemski F C, et al. Coexistence of competing orders with two energy gaps in real and momentum space in the high T_c superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(20): 207002—207004
 - 22 Hashimoto M, Yoshida T, Tanaka K, et al. Distinct doping dependences of the pseudogap and superconducting gap of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ cuprate superconductors. *Phys Rev B*, 2007, 75(14): 140503—140504[DOI]
 - 23 Deutscher G. Coherence and single-particle excitations in the high-temperature superconductors. *Nature*, 1999, 397(6718): 410—412[DOI]
 - 24 Panagopoulos C, Cooper J R, Xiang T. Systematic behavior of the in-plane penetration depth in d-wave cuprates. *Phys Rev B*, 1998, 57(21): 13422—13425[DOI]
 - 25 Miyakawa N, Zasadzinski J F, Ozyuzer L, et al. Predominantly superconducting origin of large energy gaps in underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ from tunneling spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(5): 1018—1021[DOI]
 - 26 Panagopoulos C, Xiang T. Relationship between the superconducting energy gap and the critical temperature in high- T_c superconductors. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(11): 2336—2339[DOI]
 - 27 Shi M, Chang J, Pailhes S, et al. Coherent d-wave superconducting gap in underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ by angle-resolved photoemission spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(4): 47002—47004[DOI]
 - 28 Meng J, Zhang W, Liu G, et al. Monotonic d-wave superconducting gap of the optimally doped $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.6}\text{La}_{0.4}\text{CuO}_6$ superconductor by laser-based angle-resolved photoemission spectroscopy. *Phys Rev B*, 2009, 79(2): 024514[DOI]
 - 29 Yang H B, Rameau J D, Johnson P D, et al. Emergence of preformed Cooper pairs from the doped Mott insulating state in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Nature*, 2008, 456(7218): 77—80[DOI]
 - 30 Kanigel A, Chatterjee U, Randeria M, et al. Evidence for pairing above the transition temperature of cuprate superconductors from the electronic dispersion in the pseudogap phase. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(13): 137002—137004[DOI]
 - 31 Kondo T, Khasanov R, Takeuchi T, et al. Competition between the pseudogap and superconductivity in the high- T_c copper oxides. *Nature*, 2009, 457(7227): 296—300[DOI]
 - 32 Terashima K, Matsui H, Sato T, et al. Anomalous momentum dependence of the superconducting coherence peak and its relation to the pseudogap of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(1): 17003—17004[DOI]
 - 33 Khasanov R, Kondo T, Strassle S, et al. Evidence for a competition between the superconducting state and the pseudogap state of $(\text{BiPb})_2(\text{SrLa})_2\text{CuO}_{6+\delta}$ from muon spin rotation experiments. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(22): 227002—227004[DOI]
 - 34 Hoffman J E, Hudson E W, Lang K M, et al. A four unit cell periodic pattern of quasi-particle states surrounding vortex cores in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Science*, 2002, 295(5554): 466—469[DOI]
 - 35 Wise W D, Boyer M C, Chatterjee K, et al. Charge-density-wave origin of cuprate checkerboard visualized by scanning tunnelling microscopy. *Nat Phys*, 2008, 4(9): 696—699[DOI]
 - 36 Fischer O, Kugler M, Maggio-Aprile I, et al. Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors. *Rev Mod Phys*, 2007, 79(1): 353—367[DOI]
 - 37 McElroy K, Lee J, Slezak J A, et al. Atomic-scale sources and mechanism of nanoscale electronic disorder in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Science*, 2005, 309(5737): 1048—1052[DOI]
 - 38 Boyer M C, Wise W D, Chatterjee K, et al. Imaging the two gaps of the high-temperature superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+x}$. *Nat Phys*, 2007, 3(11): 802—806[DOI]
 - 39 Gomes K K, Pasupathy A N, Pushp A, et al. Visualizing pair formation on the atomic scale in the high- T_c superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Nature*, 2007, 447(7144): 569—572[DOI]
 - 40 Shen K M, Ronning F, Lu D H, et al. Nodal quasiparticles and antinodal charge ordering in $\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x\text{CuO}_2\text{Cl}_2$. *Science*, 2005, 307(5711): 901—904[DOI]
 - 41 Le Tacon M, Sacuto A, Georges A, et al. Two energy scales and two distinct quasiparticle dynamics in the superconducting state of underdoped cuprates. *Nat Phys*, 2006, 2(8): 537—543[DOI]
 - 42 Sacuto A, Cazayous M, Guyard W, et al. Nodal and antinodal gaps in the superconducting state of cuprates. *J Phys Chem*, 2008, 69(12): 3049—3051
 - 43 Guyard W, Le Tacon M, Cazayous M, et al. Breakpoint in the evolution of the gap through the cuprate phase diagram. *Phys Rev B*,

- 2008, 77(2): 24524—24526 [\[DOI\]](#)
- 44 Guyard W, Sacuto A, Cazayous M, et al. Temperature dependence of the gap size near the Brillouin-zone nodes of $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ superconductors. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(9): 97003—97004 [\[DOI\]](#)
- 45 Bergeal N, Lesueur J, Aprili M, et al. Pairing fluctuations in the pseudogap state of copper-oxide superconductors probed by the Josephson effect. *Nat Phys*, 2008, 4(8): 608—611 [\[DOI\]](#)
- 46 Xu Z A, Ong N P, Wang Y, et al. Vortex-like excitations and the onset of superconducting phase fluctuation in underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. *Nature*, 2000, 406: 486—488 [\[DOI\]](#)
- 47 Xu Z A, Shen J Q, Ooi S, et al. Pseudogap opening, superconducting fluctuation and vortex-like excitation above T_c in slightly over-doped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Physica C*, 2005, 421(1-4): 61—66
- 48 Wang Y, Xu Z A, Kakeshita T, et al. Onset of the vortexlike Nernst signal above T_c in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{La}_y\text{CuO}_6$. *Phys Rev B*, 2001, 64(22): 224519 [\[DOI\]](#)
- 49 Wang Y, Ong N P, Xu Z A, et al. High field phase diagram of cuprates derived from the Nernst effect. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(25): 257003 [\[DOI\]](#)
- 50 Wen H H, Liu Z Y, Xu Z A, et al. Two-dimensional feature of the Nernst effect in normal state of underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ single crystals. *Europhys Lett*, 2003, 63(4): 583—589 [\[DOI\]](#)
- 51 Rullier-Albenque F, Tourbot R, Alloul H, et al. Nernst effect and disorder in the normal state of high- T_c cuprates. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(6): 67002—67004 [\[DOI\]](#)
- 52 Wen H, Shan L, Wen X, et al. Pseudogap, superconducting energy scale, and Fermi arcs of underdoped cuprate superconductors. *Phys Rev B*, 2005, 72(13): 134507 [\[DOI\]](#)
- 53 Matsuzaki T, Momono N, Oda M, et al. Electronic specific heat of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$: Pseudogap formation and reduction of the superconducting condensation energy. *J Phys Soc Jpn*, 2004, 73: 2232—2238 [\[DOI\]](#)
- 54 Birgeneau R J, Stock C, Tranquada J M, et al. Magnetic neutron scattering in hole-doped cuprate superconductors. *J Phys Soc Jpn*, 2006, 75: 111003 [\[DOI\]](#)
- 55 Chang J, Niedermayer C, Gilardi R, et al. Tuning competing orders in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ cuprate superconductors by the application of an external magnetic field. *Phys Rev B*, 2008, 78(10): 104525 [\[DOI\]](#)
- 56 Stock C, Buyers W J L, Yamani Z, et al. Spin dynamics near the critical doping in weakly superconducting underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.35}$ ($T_c=18$ K). *Phys Rev B*, 2008, 77(10): 104513—104520 [\[DOI\]](#)
- 57 Hinkov V, Bourges P, Pailhes S, et al. Spin dynamics in the pseudogap state of a high-temperature superconductor. *Nat Phys*, 2007, 3(11): 780—785 [\[DOI\]](#)
- 58 Deutscher G. Andreev-Saint-James reflections: A probe of cuprate superconductors. *Rev Mod Phys*, 2005, 77(1): 109—135 [\[DOI\]](#)
- 59 Basov D N, Timusk T. Electrodynamics of high- T_c superconductors. *Rev Mod Phys*, 2005, 77(2): 721—779 [\[DOI\]](#)
- 60 Liu Y H, Toda Y, Shimatake K, et al. Direct observation of the coexistence of the pseudogap and superconducting quasiparticles in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ by time-resolved optical spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(13): 137003—137004 [\[DOI\]](#)
- 61 Norman M R, Kanigel A, Randeria M, et al. Modeling the Fermi arc in underdoped cuprates. *Phys Rev B*, 2007, 76(17): 174501—174507 [\[DOI\]](#)
- 62 Chakravarty S, Nayak C, Tewari S. Angle-resolved photoemission spectra in the cuprates from the d-density wave theory. *Phys Rev B*, 2003, 68(10): 100504
- 63 Chang J, Sassa Y, Guerrero S, et al. Electronic structure near the 1/8-anomaly in La-based cuprates. *New J Phys*, 2008, 10(10): 103016 [\[DOI\]](#)
- 64 Hetel I, Lemberger T R, Randeria M. Quantum critical behaviour in the superfluid density of strongly underdoped ultrathin copper oxide films. *Nat Phys*, 2007, 3(10): 700—702 [\[DOI\]](#)
- 65 Broun D M, Huttema W A, Turner P J, et al. Superfluid density in a highly underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$ superconductor. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(23): 237003—237004 [\[DOI\]](#)
- 66 Zuev Y, Seog Kim M, Lemberger T R. Correlation between superfluid density and T_c of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ near the superconductor-insulator transition. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(13): 137002 [\[DOI\]](#)
- 67 Tewari S, Kee H, Nayak C, et al. Spin and current correlation functions in the d-density-wave state of the cuprates. *Phys Rev B*, 2001, 64(22): 224516 [\[DOI\]](#)
- 68 Wang Q H, Han J H, Lee D H. Superfluid density in the d-density-wave scenario. *Phys Rev Lett*, 2001, 87(7): 77004 [\[DOI\]](#)
- 69 Trunin M R, Nefyodov Y A, Shevchun A F. Superfluid density in the underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: Evidence for d-density-wave order of the pseudogap. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(6): 067006 [\[DOI\]](#)

- 70 Yang X, Nayak C. Electrical and thermal transport by nodal quasiparticles in the d-density-wave state. *Phys Rev B*, 2002, 65(6): 064523[DOI]
- 71 Kim W, Carbotte J P. Transport properties in the d-density wave state: Wiedemann-Franz law. *Phys Rev B*, 2002, 66(3): 033104[DOI]
- 72 Sharapov S G, Gusynin V P, Beck H. Transport properties in the d-density-wave state in an external magnetic field: The Wiedemann-Franz law. *Phys Rev B*, 2003, 67(14): 144509[DOI]
- 73 Proust C, Behnia K, Bel R, et al. Heat transport in $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$: Departure from the Wiedemann-Franz law in the vicinity of the metal-insulator transition. *Phys Rev B*, 2005, 72(21): 214511[DOI]
- 74 Valenzuela B, Nicol E J, Carbotte J P. Optical response for the d-density-wave model. *Phys Rev B*, 2005, 71(13): 134503[DOI]
- 75 Benfatto L, Sharapov S G, Andrenacci N, et al. Ward identity and optical conductivity sum rule in the d-density wave state. *Phys Rev B*, 2005, 71(10): 104511[DOI]
- 76 Carbone F, Kuzmenko A B, Molegraaf H J A, et al. Doping dependence of the redistribution of optical spectral weight in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Phys Rev B*, 2006, 74(6): 64510—64518[DOI]
- 77 Oganessian V, Ussishkin I. Nernst effect, quasiparticles, and d-density waves in cuprates. *Phys Rev B*, 2004, 70(5): 54503[DOI]
- 78 Zhang C, Tewari S, Yakovenko V M, et al. Anomalous Nernst effect from a chiral d-density-wave state in underdoped cuprate superconductors. *Phys Rev B*, 2008, 78(17): 174505—174508
- 79 Xia J, Schemm E, Deutscher G, et al. Polar Kerr-effect measurements of the high-temperature $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ superconductor: Evidence for broken symmetry near the pseudogap temperature. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(12): 127002—127004[DOI]
- 80 Fauque B, Sidis Y, Hinkov V, et al. Magnetic order in the pseudogap phase of high- T_c superconductors. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(19): 197001—197004[DOI]
- 81 Mook H A, Sidis Y, Fauque B, et al. Observation of magnetic order in a superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ single crystal using polarized neutron scattering. *Phys Rev B*, 2008, 78(2): 20504—20506
- 82 Li Y, Baledent V, Barisic N, et al. Unusual magnetic order in the pseudogap region of the superconductor $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. *Nature*, 2008, 455(7211): 372—375[DOI]
- 83 Chen H D, Capponi S, Alet F, et al. Global phase diagram of the high- T_c cuprates. *Phys Rev B*, 2004, 70(2): 24516[DOI]
- 84 Tešanović Z. Charge modulation, spin response, and dual Hofstadter butterfly in high- T_c cuprates. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(21): 217004[DOI]
- 85 Melikyan A, Tešanović Z. Model of phase fluctuations in a lattice d-wave superconductor: Application to the cooper-pair charge-density wave in underdoped cuprates. *Phys Rev B*, 2005, 71(21): 214511[DOI]
- 86 Agterberg D F, Tsunetsugu H. Dislocations and vortices in pair-density-wave superconductors. *Nat Phys*, 2008, 4(8): 639—642
- 87 Slezak J A, Lee J, Wang M, et al. Imaging the impact on cuprate superconductivity of varying the interatomic distances within individual crystal unit cells. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2008, 105(9): 3203—3208[DOI]
- 88 Norman M R. Modulated pairs in superconducting cuprates. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2008, 105(9): 3173—3174[DOI]
- 89 Seo K, Chen H D, Hu J. Complementary pair-density-wave and d-wave-checkerboard orderings in high-temperature superconductors. *Phys Rev B*, 2008, 78(9): 94510—94512[DOI]
- 90 McElroy K, Lee D H, Hoffman J E, et al. Coincidence of checkerboard charge order and antinodal state decoherence in strongly underdoped superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(19): 197005[DOI]
- 91 Franz M, Millis A J. Phase fluctuations and spectral properties of underdoped cuprates. *Phys Rev B*, 1998, 58(21): 14572[DOI]
- 92 Kanigel A, Norman M R, Randeria M, et al. Evolution of the pseudogap from Fermi arcs to the nodal liquid. *Nat Phys*, 2006, 2(7): 447—451[DOI]
- 93 Anderson P W. The resonating valence bond state in La_2CuO_4 and superconductivity. *Science*, 1987, 235(4793): 1196—1198[DOI]
- 94 Yang K Y, Rice T M, Zhang F C. Phenomenological theory of the pseudogap state. *Phys Rev B*, 2006, 73(17): 174501—174510[DOI]
- 95 Rice T M, Yang K Y, Zhang F C. A phenomenological theory of the pseudogap state. *Physica C*, 2007, 460-462(Part 1): 252—255[DOI]
- 96 Rice T M. Twenty years of RVB theory. *J Magn Magn Mater*, 2007, 310(2, Part 1): 454—459[DOI]
- 97 Konik R M, Rice T M, Tsvelik A M. Doped spin liquid: Luttinger sum rule and low temperature order. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(8): 86404—86407
- 98 Valenzuela B, Bascones E. Energy scales in the Raman spectrum of electron- and hole-doped cuprates within competing scenarios. *Phys Rev B*, 2008, 78(17): 174522—174527[DOI]
- 99 Huang H X, Li Y Q, Zhang F C. Charge-ordered resonating valence bond states in doped cuprates. *Phys Rev B*, 2005, 71(18): 184514[DOI]
- 100 Bascones E, Valenzuela B. Yang-Rice-Zhang description of checkerboard pattern and autocorrelation of photoemission data in high-temperature superconductors. *Phys Rev B*, 2008, 77(2): 24526—24527

- 101 Zhou X J, Yoshida T, Kellar S A, et al. Dual nature of the electronic structure of $(\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x)\text{CuO}_4$ and $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. *Phys Rev Lett*, 2001, 86(24): 5578—5581 [\[DOI\]](#)
- 102 Granath M. Band structure of charge-ordered doped antiferromagnets. *Phys Rev B*, 2004, 69(21): 214433 [\[DOI\]](#)
- 103 Chakravarty S, Kee H. Fermi pockets and quantum oscillations of the Hall coefficient in high-temperature superconductors. *Proc Natl Acad Sci USA*. 2008, 105(26): 8835—8839 [\[DOI\]](#)
- 104 Doiron-Leyraud N, Proust C, Leboeuf D, et al. Quantum oscillations and the Fermi surface in an underdoped high- T_c superconductor. *Nature*, 2007, 447(7144): 565—568 [\[DOI\]](#)
- 105 Tsvelik A M, Chubukov A V. Phenomenological theory of the underdoped phase of a high- T_c superconductor. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(23): 237001—237004 [\[DOI\]](#)
- 106 Johannsen N, Wolf T, Sologubenko A V, et al. Nernst effect in $\text{NdBa}_2\{\text{Cu}_{1-y}\text{Ni}_y\}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($y=0-0.12$). *Phys Rev B*, 2007, 76(2): 20512—20514 [\[DOI\]](#)
- 107 Tesanovic Z. D-wave duality and its reflections in high-temperature superconductors. *Nat Phys*, 2008, 4(5): 408—414 [\[DOI\]](#)
- 108 Chubukov A V, Norman M R. One-gap scenario to explain Raman scattering in a d-wave superconductor. *Phys Rev B*, 2008, 77(21): 214529 [\[DOI\]](#)
- 109 Chubukov A V, Norman M R, Millis A J, et al. Gapless pairing and the Fermi arc in the cuprates. *Phys Rev B*, 2007, 76(18): 180501—180504 [\[DOI\]](#)
- 110 Chien C C, He Y, Chen Q, et al. Two-energy-gap preformed-pair scenario for cuprate superconductors: Implications for angle-resolved photoemission spectroscopy. *Phys Rev B*, 2009, 79(21): 214511—214527
- 111 Wang Y, Wen H H. Doping dependence of the upper critical field in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ from specific heat. *Europhys Lett*, 2008, 81(5): 57007 [\[DOI\]](#)
- 112 Wang Y, Li L, Ong N P. Nernst effect in high- T_c superconductors. *Phys Rev B*, 2006, 73(2): 24510—24520 [\[DOI\]](#)
- 113 Wang Y, Li L, Naughton M J, et al. Field-enhanced diamagnetism in the pseudogap state of the cuprate $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ superconductor in an intense magnetic field. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(24): 247002 [\[DOI\]](#)
- 114 Vojta M, Rosch O. Superconducting d-wave stripes in cuprates: valence bond order coexisting with nodal quasiparticles. *Phys Rev B*, 2008, 77(9): 94504—94505 [\[DOI\]](#)

Recent advances on energy gaps in high temperature cuprate oxide superconductors

ZHENG Yong, SU Gang*

College of Physical Sciences, Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

The superconducting (SC) mechanism of high temperature cuprate oxide superconductors is one of the key issues in condensed matter physics during the past two decades. The energy gaps in these compounds, in particular, the origin of pseudogaps as well as its relation to the SC gap that may be intimately related to the SC mechanism, have been the focus of both experimental and theoretical studies in recent years. In this paper, we shall start from both experimental and theoretical aspects to review the recent advances on energy gaps in high temperature cuprate oxide superconductors. The emphasis of the experimental results has been laid on the ARPES, STM, Raman spectra, etc. Meanwhile, several influential theoretical models that are closely associated with experiments are briefly discussed. Some remarks on these results and consequences are made, and a possible prospective is also presented. This brief review is expected to help better understand the SC mechanism of these cuprates.

high temperature cuprate oxide superconductors, superconducting mechanism, one-gap scenario, two-gap scenario