

高温超导体的核磁共振研究

郑 国 庆[†]

(冈山大学物理系 冈山 日本)

摘 要 本文回顾了用核磁共振技术研究高温超导体的进展,着重介绍局域电荷分布,超导态性质以及赝能隙性质.除了 CuO_2 面上的空穴密度总数外,Cu 和 O 轨道上的空穴数的分布也是决定 T_c 的一个重要参数.核自旋晶格弛豫率以及奈特位移的实验结果显示,超导态的电子配对是 d 波单态配对. d 波能隙函数里存在节点,使得准粒子从涡线中心“漏”到涡线外面.节点的存在也是非磁性杂质以及晶体无序会导致 T_c 明显降低的原因.45T 高场下的实验发现,高温超导体的零温正常态是“费米弧”金属态.这说明赝能隙态和超导态是两个微观共存的物态.

关键词 局域电荷分布, d 波配对, Volovik 效应, 杂质效应和结晶无序, 赝能隙

NMR investigations of high- T_c superconductors

ZHENG Guo-qing[†]

(Department of Physics, Okayama University, Okayama 700-8530, Japan)

Abstract This article reviews insights on high- T_c superconductors from the nuclear magnetic resonance (NMR) technique, with emphasis on local hole density, d-wave superconducting gap and its consequences, and the nature of the pseudogap. In addition to the total hole density in the CuO_2 plane, the partition of the holes between Cu and O orbitals is an important parameter in determining T_c . The temperature dependence of the spin-lattice relaxation rate and the Knight shift indicate d-wave pairing, which brings about the extended quasiparticle states outside the vortex cores. The existence of nodes in the gap function also results in strong T_c reduction by non-magnetic impurity or crystal disorder. The zero-temperature normal state has been revealed by the application of strong magnetic fields up to 45T to be a “ Fermi arc ” metallic state, which suggests that the pseudogap and the superconducting states are coexisting states of matter.

Keywords local hole distribution, d-wave pairing, Volovik effect, effects of impurity and crystal disorder, pseudogap

1 引言

高温超导问世后,吸引了许多人对它进行深入的研究.20 年里动用了几乎所有的实验工具,积累了大量的实验数据.研究结果显示,无论高温超导体的超导态还是正常态都包含着丰富的物理.本文介绍核磁共振(nuclear magnetic resonance, NMR)这一微观实验手段提供的信息.由于篇幅有限,只涉及笔者的一些工作,着重介绍局域电荷分布,超导态性质以及赝能隙性质.

这些研究工作利用了 NMR 的空间分辨能力. NMR 是一个局域的探测手段,它能分辨物质中不同位置的电子状态、磁激发等.比如说,许多高温超导

体中包含有 CuO 链和 CuO_2 面,或者不同形状的 CuO_2 面.由于不同位置的原子核感受到的电相互作用或磁相互作用不同, NMR 可以分离出不同位置上 Cu 原子核的信号,从而得到不同空间位置的电子状态.在超导态, NMR 能够分离测量涡线内外的电子状态.除此之外,对不同元素的原子核(Y, Cu, O, Tl 等)的数据进行分析,还能知道自旋涨落的动量分布.对这方面的实验以及自旋涨落和超导的关系感兴趣的读者请参阅文献 [1].

2006-07-19 收到

[†] Email zheng@psun.phys.okayama-u.ac.jp

2 局域电荷分布

高温超导是由掺杂得到的. 所以用实验方法定出实际的掺杂浓度是研究的第一步. 而且, 搞清由掺杂引起的空穴或电子所在的位置, 对微观理解高温超导体的性质也很重要. 在通常的固体中, 霍尔效应是测量载流子浓度的有效方法. 可是, 在高温超导体中, 霍尔系数受到电子关联的影响具有强烈的温度变化, 难以用来确定载流子浓度. 下面介绍用核四极共振(nuclear quadrupole resonance , NQR)频率求局域空穴数的方法.

自旋 $I > 1/2$ 的原子核具有四极矩 Q , 它与电场梯度 $\frac{\partial^2 V}{\partial \alpha^2}$ ($\alpha = x, y, z$) 的相互作用可写作

$$H_Q = \frac{h\nu_z}{6} \left(3I_z^2 - I(I+1) \right) + \frac{1}{2} \eta (I_+^2 + I_-^2) \quad (1)$$

$$\nu_z = \frac{3}{2h\kappa(2I-1)} eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}, \quad (2)$$

上式中 $\eta \equiv |\nu_x - \nu_y| / \nu_z$ 称为核四极共振频率的非对称参量.

造成电场梯度的最大原因是在位电子波函数的不对称性. 比如说 $3d$ 和 $2p$ 轨道的波函数对于原子核是不对称的. 所以, 如果在某一个轨道存在空穴, 就会在原子核位置产生有限的电场梯度. 铜的某一个 $3d$ 轨道中有一个整空穴时, 核四极共振频率大约是 $\nu_{3d}^0 = 117\text{MHz}$. 氧的某一个 $2p$ 轨道中有一个整空穴时, 核四极共振频率大约是 $\nu_{2p}^0 = 3.6\text{MHz}^{[2]}$.

图 1 显示 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 和 $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ 中核四极共振频率随掺杂的变化. 在前者, 随着 Sr 浓度的增加(掺空穴) ν_z 逐渐增大; 在后者, 随着 Ce 浓度的增加(掺电子) ν_z 逐渐减小. ^{63}Cu 核的 η 几乎是零, 这说明空穴都集中在 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道. ^{17}O 核的 η 是有限值, 说明 $2p$ 的三个轨道上都存在一定数量(但不相等)的空穴. 通过具体的计算得知^[3], 铜的 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道上的空穴数 $n_{x^2-y^2}$ 以及氧的 $2p_\sigma$ 轨道上的空穴数 n_σ 由下式决定:

$$n_{x^2-y^2} \approx \frac{^{63}\nu_z}{\nu_{3d}^0}, \quad (3)$$

$$n_\sigma = \left(1 + \frac{17}{3}\eta \right) \frac{^{17}\nu_z}{\nu_{2p}^0}. \quad (4)$$

上式中左上标表示同位素. 计算得知, ^{17}O 核在 La_2CuO_4 中, $n_{x^2-y^2}$ 大约为 0.84. 这是由于铜氧轨道杂化引起的结果, 部分空穴移到了铜左右的两个氧的轨道上. 掺 Sr 后, 主要部分的空穴进入 $2p_\sigma$ 轨道, 也有一小部分的空穴进入 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道.

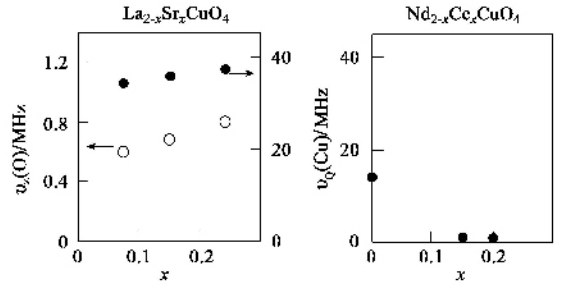


图 1 典型的 p 型超导体 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 和 n 型超导体 $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ 中四极共振频率随掺杂的变化. 其中 $\nu_Q(\text{Cu}) = ^{63}\nu_z \sqrt{1 + \eta^2/3}$

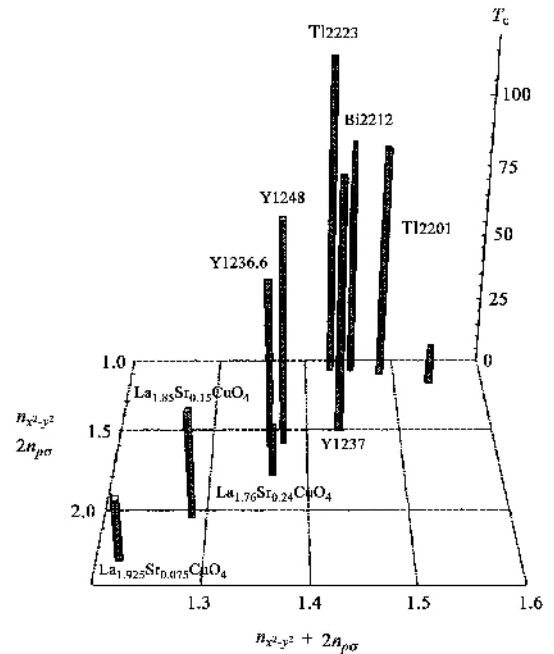


图 2 高温超导体的临界温度鸟瞰图. 横轴表示 CuO_2 面上铜 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道上的空穴数和氧 $2p_\sigma$ 轨道上的空穴数的总和. 另一横轴表示铜和氧之间的空穴分配. 图中物质名称说明: Y1236.6: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, Y1237: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Y1248: $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, Tl2223: $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, Bi2212: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_8$, Tl2201: $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$

图 2 表示了各种高温超导体中超导临界温度 T_c 与局域空穴数的关系. 第一个横轴是 CuO_2 面上铜 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道上的空穴数和氧 $2p_\sigma$ 轨道上的空穴数

的总和. 由于定义原因^[3], 在未掺杂前(半满时), $n_{x^2-y^2} + 2n_{\sigma} = 1.2$. 所以该轴表示了 CuO_2 面的总掺杂量(1.2 为起点). 第二个横轴是铜 $3d_{x^2-y^2}$ 轨道上的空穴数和氧 $2p_{\sigma}$ 轨道上的空穴数的比例. 我们知道, 要使超导出现, 需要一定数量的总空穴数. 但是, 从图 2 中可以看出, 总空穴数不是唯一的参量. 例如, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Tl2223) 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y123) 相比, 总空穴数基本相同, 但 T_c 相差很大. 它们之间的差异在于如何把空穴分配到铜和氧的轨道上. Tl2223 的 $n_{x^2-y^2}$ 只有 0.74, 其余的都在 $2p_{\sigma}$ 轨道上. 这两个物质的差异提示: 总空穴数达到一定程度后, 想继续提高 T_c 就必须将部分铜的空穴移到氧的轨道上. 从图中可以看到, 高 T_c 的物质集中在 $n_{x^2-y^2}/2n_{\sigma} \approx 1$ 的位置.

3 超导态性质

3.1 超导能隙与核自旋晶格弛豫率

高温超导体发现后, 人们最关心的问题之一就是库珀对的对称性. NMR/NQR 是提供了重要信息的早期实验之一. 特别是 NQR 实验在零磁场下进行, 不降低 T_c , 有利于研究超导性质. NMR 和 NQR 测量的核自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 与超导态密度以及“相干因子”有关, 能判别超导能隙函数. NMR 实验测量的奈特位移和电子自旋磁化率成正比, 是判断自旋配对对称性的最直接的手段.

图 3 显示了各种高温超导体的 $1/T_1$ 随温度变化^[4]. 为了便于比较, 横轴表示约化温度, 竖轴表达约化的 $1/T_1$. 其特征是 (1) 在 T_c 以下, $1/T_1$ 急剧减小, 而且它的温度变化在所有材料中都一样. 这与 s 波超导体的温度变化形成鲜明的对比. 在 s 波超导体中, $1/T_1$ 在 T_c 以下一旦增大, 形成所谓的“相干峰”. (2) 在更加低温区, $1/T_1$ 与温度的幂次方成正比. 而在 s 波超导体中, $1/T_1$ 与温度的指数函数成正比.

超导态下的弛豫率 $1/T_{1s}$ 可用下式表达,

$$\frac{T_{1N}}{T_{1s}} = \frac{2}{k_B T} \iint \left(1 + \frac{\Delta^2}{EE'}\right) N_s(E) N_s(E') \mathcal{K}(E) \cdot [1 - \mathcal{K}(E')] \mathcal{K}(E - E') dE dE', \quad (5)$$

式中 $1/T_{1N}$ 表示正常态的弛豫率, Δ 表示超导能隙, $N_s(E)$ 表示超导态密度, $\mathcal{K}(E)$ 表示费米分布函数.

$C = 1 + \frac{\Delta^2}{EE'}$ 称为“相干因子”^[5]. 在 s 波超导体中, $N_s(E)$ 在 $E = \Delta$ 处发散性地增大, 而且在该处相干因

子也大. 它们是造成相干峰的原因. 而在低温区, 上式的温度变化主要取决于 $\mathcal{K}(E) [1 - \mathcal{K}(E)]$, 所以 $1/T_{1s} \propto \exp(-\Delta/k_B T)$.

如果超导能隙函数有节点 (node), 情况就大不相同. Δ 在节点的左右改变符号, 它在费米面上的平均等于零. 这样, 将 $\frac{\Delta^2}{EE'}$ 写成 $\frac{\Delta_k}{E_k} \cdot \frac{\Delta_{k'}}{E_{k'}}$, 并对费米面上所有 $k(k')$ 求积分, 即可得到 $C = 1$. 而且有节点时的超导态密度在 $E = \Delta$ 处的发散也没有 s 波那么严重. 这两个因素抑制了相干峰的出现. 如果节点形成线状 (line nodes), 如二维 d 波能隙中的 4 条节点线, 那么在低能处的态密度和能量成正比. 这样, 在低温区, $\frac{1}{T_{1s}} \propto \int E^2 \mathcal{K}(E) [1 - \mathcal{K}(E)] dE \propto T^3$.

图 3 的结果明显地告诉我们, 高温超导体不是 s 波超导体. 实验结果和 d 波超导是吻合的. 图中的曲线是采用 d 波能隙 ($\Delta(\phi) = \Delta_0 \cos(2\phi)$, $\Delta_0 = 4k_B T_c$) 计算的理论曲线. 在干净的样品 (如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) 中, 理论和实验的吻合是非常满足的. 某些样品在低温区偏离 T^3 的温度变化是因为杂质的影响. 我们将在 3.3 节中重提这一点.

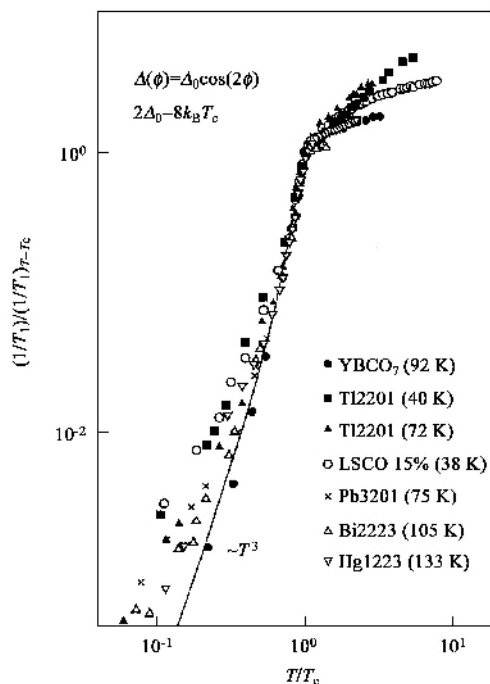


图 3 各种高温超导体的核自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 随约化温度的变化

3.2 自旋态、超导能隙、Volovik 效应与奈特位移

奈特位移是目前测量超导态下电子自旋磁化率的最准确的实验手段. 在进行这种实验时必须外加

磁场. 磁场进入超导体时形成涡线态, 超导体中的磁场空间分布如图 4 所示. 图中 M 点表示涡线中心, 这里磁场最强; s 点表示两条涡线的中点, 这个位置形成一个鞍点(saddle point); m 点表示 4 条涡线的中点, 这里磁场最小. 磁场的分布密度如图 5 中的细(曲) 线所示. 在鞍点的密度最大(发散) 处, M 点形成“膝盖”状. NMR 谱所测量的正是这个磁场分布密度, 谱峰对应于鞍点, M 点(不超导) 离谱峰很远. 实际情况下, 由于涡线格子的畸变等原因, 很少有机会观察到图 5 中的细曲线所示的有特征性的谱. 图 5 中的淡色曲线是 $\text{TlSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_7$ 的 NMR 谱^[6]. 黑色

粗曲线是细曲线与洛伦兹函数 $\rho(H') = \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + 4\pi^2 H'^2}$

的卷积(convolution). 所用的参量是 $\frac{\sigma}{\pi} = 170 \text{ Oe}$, 这个数据是正常态的谱宽度.

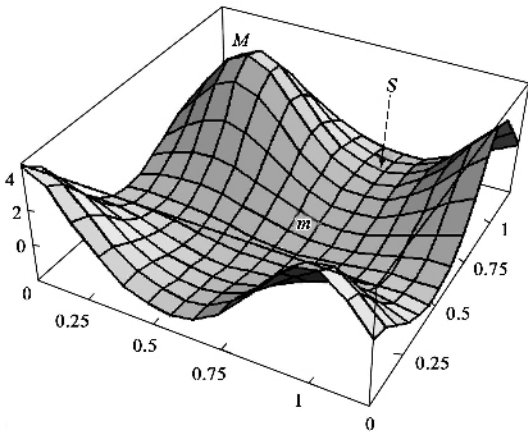


图 4 涡线态(75 度格子) 中磁场的空间分布(横轴单位是涡线间隔, 竖轴表示磁场强度)

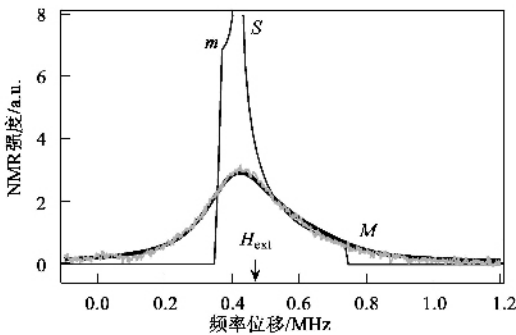


图 5 涡线态中磁场密度分布的理论曲线(细线), M, S, m 分别对应图 4 中的各点(横轴相当于磁场大小, 箭号表示外加磁场 H_{ext} 的位置, 粗线是理论曲线与洛伦兹扩宽函数的卷积, 曲线是实验观察到的 NMR 谱)

由以上可知, NMR 谱峰是源于涡线中心外面的并处于超导态的核自旋. 所以, 由此峰决定的奈特位移是判断库珀对自旋态的有力工具. 图 6 显示了 $\text{TlSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_7$ 中的奈特位移的温度变化. 所测的位移 K_{obs} 由三项贡献构成:

$$K_{\text{obs}} = K_s + K_{\text{orb}} + K_{\text{dia}}, \quad (6)$$

K_s 和 K_{orb} 分别与自旋磁化率和轨道磁化率成正比. K_{dia} 来自抗磁效应(见图 5, $H_s < H_{\text{ext}}$), $K_{\text{dia}} = (H_s - H_{\text{ext}}) / H_{\text{ext}}$. $\text{TlSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_7$ 中, $K_{\text{orb}} \approx 1.0\%$. 外场 $H_{\text{ext}} = 4 \text{ T}$ 时, 可以算出 $K_{\text{dia}} \approx -0.3\%$. 由此可见, 当 $T = 4.2 \text{ K}$ 时, K_s 几乎减少到零. 此结果支持 d 波配对(自旋单态) 模型.

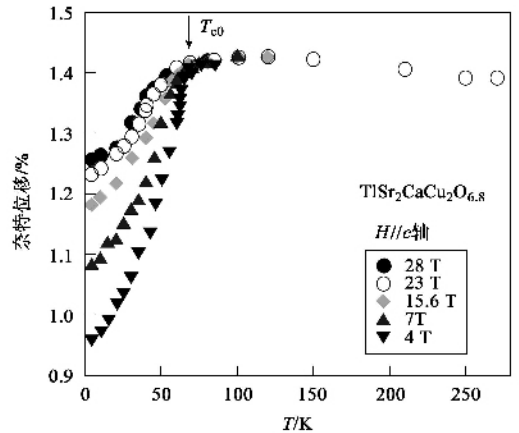


图 6 不同磁场下奈特位移的温度变化(T_{c0} 表示零磁场下的超导临界温度)

从图 6 可以看出, 在低温区, 奈特位移随磁场的增大而增大. 图 7 显示了在 $T = 4.2 \text{ K}$ 的奈特位移随磁场变化. 减去各磁场下的 K_{dia} 后发现, K_s 与 \sqrt{H} 成正比. 这个性质在通常的 s 波超导体中是不存在的. 它反映了有节点能隙的一个重要的特征.

在 s 波超导体中, 能隙是各向同性的. 形成涡线态时, 低能准粒子都被限制集中到涡线中心里面^[7]. 涡线中心的半径大约是超导相干长度 ξ . 与此相反, 当能隙函数有节点时, 在节点处的相干长度变成无穷大. 因此, 低能准粒子可以从涡线中心沿着节点方向“漏”到涡线的外面. 所以在 d 波超导体中, 低能准粒子是非局域化的(delocalized). 磁场越大, 磁通密度越大, “漏”到涡线的外面的准粒子态密度的叠加就越大. 上述 NMR 实验正是观测到了这种准粒子. Volovik 最先预见到这个现象^[8], 所以现在有人称之为 Volovik 效应. Volovik 预测, 所有的低能准粒子(包括涡线内外的) 密度 N_V 应该是

$$\frac{N_V}{N_0} = \sqrt{\frac{H}{H_{c2}}}, \quad (7)$$

上式中 N_0 是正常态的态密度, H_{c2} 是上临界磁场。

从图 7 中的拟合曲线发现, 延伸到涡线外面的准粒子的密度 N_{out} 是^[6]

$$\frac{N_{out}}{N_0} = 0.7 \sqrt{\frac{H}{H_{c2}}}, \quad (8)$$

上式中的比例系数 0.7 已被最近的一个理论计算所确证^[9]。

顺便提一句, 原理上说扫描隧道显微镜 (STM) 是观察延伸到涡线的外面的准粒子的最直接的手段。但在高温超导体中 STM 实验尚未发现该准粒子态。原因在于高温超导体的层状结晶结构以及隧道矩阵的各向异性: 节点方向的隧道矩阵元几乎等于零^[10]。

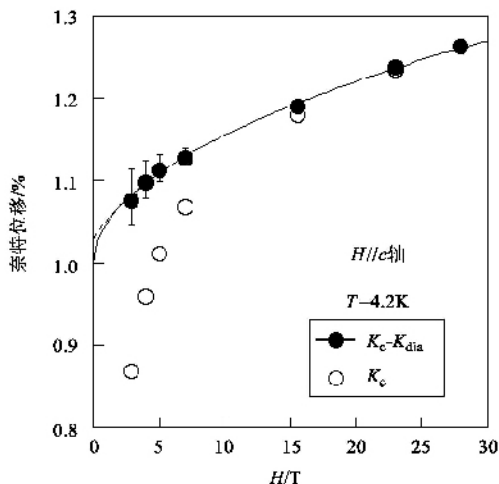


图 7 $T = 4.2\text{ K}$ 时的奈特位移随磁场变化(图中曲线是 $(K_{obs} - K_{orb} - K_{dia}) \propto \sqrt{H}$)

3.3 非磁性杂质以及结晶无序对超导的影响

高温超导体的 d 波配对的另一个结果是它对杂质以及结晶无序的反应与 s 波超导体不同。后者因为能隙是各向同性的, 它对非磁性杂质 (或结晶无序) 的各向同性散射是不敏感的。所以 T_c 降低不是很大。与此相反, 高温超导体的能隙是各向异性的, 它受杂质的各向同性散射的影响就很大, T_c 的降低也就比较明显。这种杂质效应在重费米子超导体 ($T_c < 2\text{ K}$) 中表现得最为鲜明: 如果样品不纯, 就很难实现超导。

从微观的角度看, 杂质散射的影响体现在如何产生“杂质态”上。在 s 波超导体中加顺磁杂质, 会在能隙内产生一个局域的束缚态^[11, 12], 即 Yu(于渌) - Shiba 态。而在高温超导体中加非磁性杂质,

会产生低能激发态, 在费米能级处诱发有限的态密度。这是它的各向异性的能隙的直接结果^[13, 14]。

加非磁性杂质的方法除了用 Zn 等替代 Cu 以外, 结晶无序也能起到同样的作用。这就提示人们, 为了提高 T_c , 不仅要把 CuO_2 面做得平坦, 而且 CuO_2 面外的有序化也至关重要。下面举一例子说明。

在 $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ($T_c = 135\text{ K}$) 被发现之前, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (简称 Tl2223, $T_c = 125\text{ K}$) 是当时的世界记录保持者。不经过退火处理 (as-grown) 的 Tl2223 样品的 T_c 只有 117 K。在合成这个物质时, 一部分 Tl 替代了 Ca, 造成了 Ca 层的无序化。我们发现, 退火处理的主要作用是增强 Ca 层的有序化。退火处理前后的^{205/203}Tl-NMR 谱的变化证实了这一点。图 8 比较了退火处理前后的⁶³Cu-NMR 的核自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 的温度变化^[15, 16]。在这个物质中, 有三层 CuO_2 面。最里面的一层 CuO_2 面是 4 配位的平面 (图 8 中不涂黑的数据)。外面两层 CuO_2 面是 5 配位的金字塔形的 CuO_2 面 (图 8 中涂黑的数据)。Ca 层位于这两种 CuO_2 面之间。退火处理之前, 在低温区, $1/T_1 \propto T$ (或者说 $1/T_1 T = \text{定值}$)。这表明, 受结晶无序散射的影响, 在费米能级上出现有限的态密度 (残余态密度 N_{res})。而且 4 配位的 CuO_2 面受到的影响比金字塔形的 CuO_2 面来得大。这是因为 4 配位的 CuO_2 面的上下各有一个 Ca 层, 而金字塔形的 CuO_2 面只和一个 Ca 层邻接。

退火处理以后, 低温区的 $1/T_1 T$ 值明显减小。这说明结晶无序散射的影响减小, 残余态密度减少。

图 8 中的插图表示了按照 $\left(\frac{N_{res}}{N_0}\right)^2 = \frac{(1/T_1 T)_{low-T}}{(1/T_1 T)_{T=T_c}}$ 估算的残余态密度与 T_c 的关系。图中的曲线是强散射极限 (unitary limit) 的计算结果。它告诉我们, 如果能够消除结晶无序 (比如说, 完全消除 Tl 与 Ca 之间的替代), T_c 就能提高到 130 K。这个情形在 $\text{Hg-Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ 中得到实现, 那里低温区的 $1/T_1 T$ 值非常小^[17]。

4 电子关联与赝能隙

无论对于金属还是绝缘体, 核自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 都可用以下的一般式来表示^[18],

$$\frac{1}{T_1 T} = \frac{\gamma_N^2 k_B}{2\mu_B^2} \sum_q A_q^2 \frac{\text{Im} \chi(q, \omega_N)}{\omega_N} \Big|_{\omega_N \rightarrow 0}. \quad (9)$$

上式中, $\text{Im} \chi(q, \omega_N)$ 表示动态磁化率的虚部, A_q 是核自旋与电子自旋之间的超精细耦合常数。符号 Σ

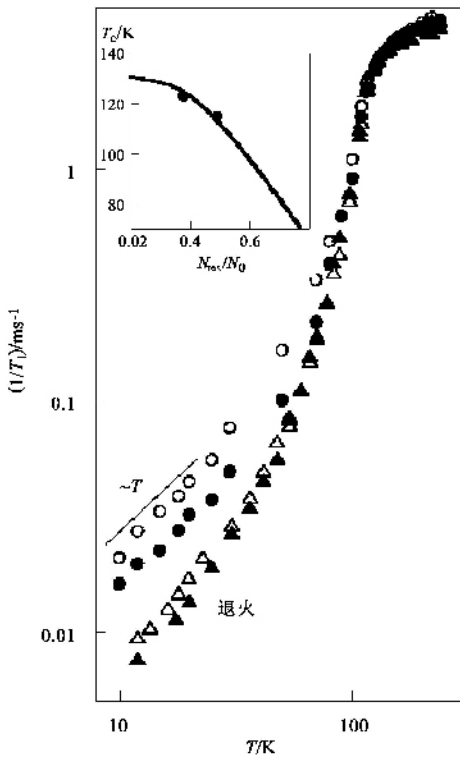


图 8 $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ 退火处理前后的弛豫率的变化(图中的直线表示 $1/T_1 \propto T$,插图显示退火处理前后的 T_c 和残余态密度的关系)

表示对所有的波矢积分. NMR 实验中的 ω_N 在兆赫 (MHz) 范围 ,相对于电子的能量是一个很小的数字. 所以 $1/T_1 T$ 所探测的是低能区 $Im \chi(q, \omega_N)$ 的能量依赖的斜率. 而中子散射探测的是高能区的 $Im \chi(q, \omega_N)$. 这两种实验手段是相互补充的.

自由电子的动态磁化率的虚部可写成 :

$$Im \chi(q, \omega) = 2\pi\mu_B^2 \sum_k [f(E_k) - f(E_{k+q})] \cdot \delta(E_{k+q} - E_k + \hbar\omega), \quad (10)$$

而且超精细耦合也没有波矢依赖性. 所以通常金属中的弛豫率遵守下式 :

$$\frac{1}{T_1 T} = \pi \hbar \gamma_N^2 k_B A^2 N_0^2. \quad (11)$$

上式中 N_0 是费米能级上的态密度. 奈特位移 K_s 与均匀磁化率成正比 ,

$$K_s = A\chi_s(q=0) = A\mu_B^2 N_0 \quad (12)$$

所以有以下恒式 :

$$T_1 T K_s^2 = \frac{\mu_B^2}{\pi \hbar \gamma_N^2 k_B}. \quad (13)$$

这就是所谓的科林加定则^[19]. 在通常金属中, $T_1 T$ 是一个常数, 它只与核磁旋比 γ_N 有关.

图 9 显示了高温超导体 $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$

($Bi2201$) 中的 $1/T_1 T$ 随温度以及 La 浓度的变化^[20]. 这个体系的结构简单, 只含一层 CuO_2 面. T_c 和 H_{c2} 都比较低, 比较容易用高磁场破坏超导态, 是研究高温超导体零温极限的正常态(基态)性质的最理想的体系. 通过改变 La 的掺杂浓度可以改变体系中的空穴浓度. 未掺 La 的样品 $Bi_2Sr_2CuO_6$ 的 $T_c = 8 K$, 是一个“过掺杂”的物质. 从图中可看到, $1/T_1 T$ 基本上是一个常量. 增加 La 的浓度后, $1/T_1 T$ 随着温度的降低而增大. 这是电子关联的结果. 有趣的是 $1/T_1 T$ 的增大并没有持续到 $T = T_c$, 而是在高于 T_c 的某个温度 $1/T_1 T$ 开始随着温度的降低而减小. 从图中可以看到 $1/T_1 T$ 的温度依赖形成一个峰. 这就是所谓的赝能隙在 $1/T_1 T$ 的温度变化中的体现. 我们把对应于这个峰的温度称为 T^* . 可以这样理解: $T < T^*$ 区 $1/T_1 T$ 的减小是因为赝能隙的打开而失去部分态密度而引起的.

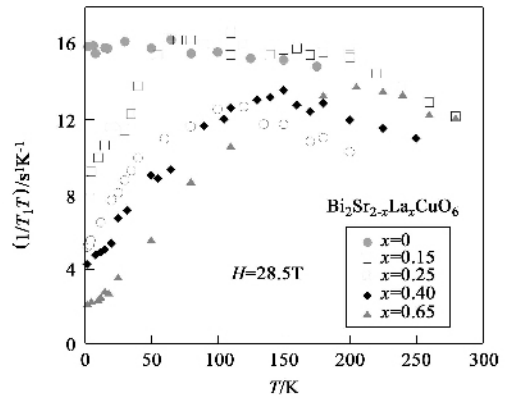


图 9 $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ 中 $1/T_1 T$ 随温度以及 La 浓度的变化

T^* 随 La 浓度(空穴浓度)变化如图 10 所示. 这张相图告诉我们, 赝能隙 T^* 随着空穴浓度的增加而下降, 它相对于 La 浓度有一个临界点 $x_c \approx 0.05$. 根据电子输运性质估计, 这个临界浓度相当于空穴浓度 $p_c \approx 0.21$. 从相图中可以看到, 当空穴浓度大于 $p_c \approx 0.21$ 时, 赝能隙消失. 以上的物质虽然还超导, 但是它的正常态是费米液态($T_1 T = 常量$). 超导被高磁场破坏后的基态也是费米液态^[20].

那么, 空穴浓度低于 p_c 的物质的超导态被破坏后是什么样的电子态呢? 这是长期以来人们关心的一个问题, 但是由于 H_{c2} 太高, 一直没能得到回答. 利用美国国立高磁场研究所的 45T“混合磁铁”对 $Bi2201$ 进行一系列实验, 我们终于得到了比较明确的答案^[20].

图 11 是不同磁场下“最佳掺杂”浓度的样品

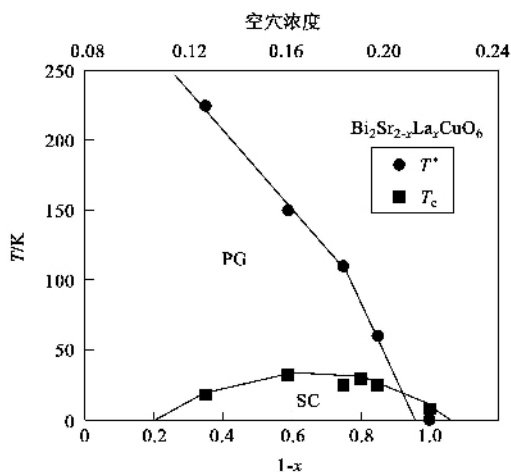


图 10 $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ 的电子相图(PG 表示赝能隙相, SC 表示超导相)

结论^[22]. 这些新结果和新见解将有助于探讨赝能隙态的机理乃至高温超导的机理.

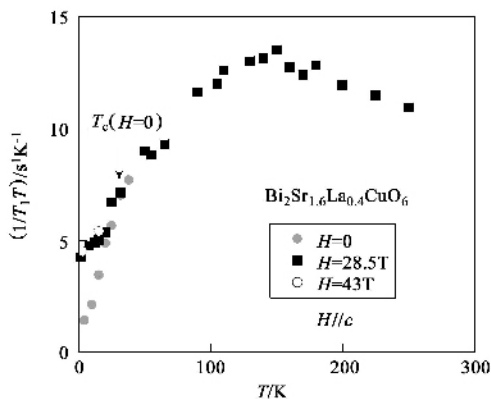


图 11 “最佳掺杂”浓度的样品 $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.6}\text{La}_{0.4}\text{CuO}_6$ 中 $1/T_1T$ 随磁场变化

$\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.6}\text{La}_{0.4}\text{CuO}_6$ 的 $1/T_1T$ 的温度变化. 在零磁场下, $T_c(H=0) = 32\text{ K}$ 以下 $1/T_1T$ 明显地降落. 加了 $H = 28.5\text{ T}$ 的磁场后, 这种降落就被压制了, $1/T_1T$ 的温度变化基本上在高温区的延续. 但是, 把磁场继续提高到 43 T , 却没有发现附加于 28.5 T 的效应. 这些数据说明, 超导已经被 28.5 T 的磁场破坏了, $H \geq 28.5\text{ T}$ 磁场下的数据代表了超导背后的正常态. 这说明, 从“欠掺杂”到部分“过掺杂”的很宽的领域里, 实现高温超导的背景基态是有赝能隙的非费米液体态. 这个性质和 BCS 超导体以及 n 型铜氧化物超导体有很大的区别. 后两种超导体的超导态被破坏后出现的是朗道的费米液体^[21]. 这是在构筑高温超导理论时应该留意的.

最后谈谈赝能隙态与超导态的关系. 超导消失后赝能隙依然存在这个事实以及赝能隙的临界性提示, 赝能隙是独立于超导的物质态. 或者说超导态和赝能隙态是微观共存的物质态. 图 11 告诉我们, 即使在零温下的赝能隙态里, 费米面上还保留着很多态密度. 如果随着温度的降低去看态密度的演变, 可以得到这样的图像: 经过 T^* 时, 费米面上的一部分出现能隙, 态密度逐渐减少. 当温度降到 T_c 时, 大约三分之二的态密度已经消失, 但是费米面的三分之一仍然保留着¹⁾. 只是进入超导态的低温区, 费米面才完全缩小成为 4 个节点(d 波的节点). 当高磁场压制了超导态时, 这三分之一的费米面“复活”了. 虽然随着降温费米面也逐渐减小, 但即使在零温极限还是保留着有限值, 即“费米弧(Fermi arc)”. 从这种意义上说, 超导被压制后的赝能隙态可以说是“费米弧金属”²⁾. 最近闻海虎等人通过对比热数据的分析也得出同样的

5 结束语

本文介绍了笔者用核磁共振法看到的高温超导体的几个侧面. 和普通超导体不同的是, 高温超导体的电荷是通过掺杂产生的, 比较局域化. 所以, 铜和氧之间的空穴分配成为决定 T_c 的一个重要参数. 高温超导体的超导态是 d 波态, 与 BCS 超导体的 s 波态大不相同. 虽然在这之前人们已经知道超流³He 是 p 波态, 高温超导体还是为我们提供了认识新奇超导态的绝好机会. d 波能隙是电子关联(库仑排斥)的一个反映, 它的断定对探讨超导机理起了引导性作用. 超导能隙函数里存在节点导致新颖的低能激发. 所谓的 Volovik 效应是人们在研究高温超导体中获得的新知识, 它对研究其他的非常规超导体(如重费米子超导体)有很大的借鉴价值. 我们现在知道, 在很宽的掺杂领域里, 高温超导体的零温极限的“正常态”并不正常, 它不是我们熟悉的费米液体. 赝能隙态的出现, 迫使人们去开发新的语言和工具. 虽然赝能隙的机制还没有弄清, 电子之间的强关联起了重大的作用是无可置疑的.

1) 这是一个非常粗略的估算. 即假设 $1/T_1T$ 与态密度的平方成正比.
2) 也许有人会说, 零温极限的有限态密度是来自于高磁场诱导的新物质态. 实验否定了这种担心. 在另一个欠掺杂物质 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ 作了同样的但是更加详细的实验, 发现 $T > T_c$ 时从零到 41 T 的磁场变化对 $1/T_1T$ (或者说赝能隙) 没有任何影响. 见 Zheng G Q, Clark W G, Kitaoka Y *et al.* Phys. Rev. B, 1999, 60: R9947; Physica C, 2001, 364: #58; 以及 郑国庆. 第三、四届北京高温超导前沿论坛. 其实, 这一点从图 11 也可以看出.

值得指出的是,在研究高温超导体及其机理的过程中,各种实验手段得到了突破性发展.它推动了新材料的开发以及相关领域的研究进展.例如,新超导体 MgB_2 , $Na_xCoO_2 \cdot 1.3H_2O$ 的发现就是在这个过程中发生的.在此期间,对其他过渡金属氧化物的新功能的探索也方兴未艾.例如,人们对 Mn 氧化物中的庞磁电阻效应 (CMR) 以及多铁性 (multiferroics) 功能有了新的认识.这些和高温超导构成了强关联物理的新领域,新颖的电磁功能和铜氧化物的超导电性可望形成“强关联电子工学”的基础.

参 考 文 献

[1] 周午纵, 梁维耀 编. 高温超导基础研究, 第九章. 上海: 上海科学技术出版社, 1999
[2] Hanzawa K, Komatsu F, Yosida K. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1990, 59: 3345
[3] Zheng G Q, Kitaoka Y, Ishida K *et al.* *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1995, 64: 2524
[4] Asayama K, Zheng G Q, Kitaoka Y *et al.* *Physica C*, 1991, 178: 281
[5] Schrieffer J R. *Theory of Superconductivity*. Redwood City: Addison-Wesley Longman Inc, 1988

[6] Zheng G Q, Ozaki H, Kitaoka Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88: 077003
[7] Caroli C, de Gennes P G, Matricon J. *Phys. Lett.*, 1964, 75: 2754
[8] Volovik G E. *JETP Lett.*, 1993, 58: 469
[9] Nakai N, Miranovic P, Ichioka M *et al.* *Phys. Rev. B* 2004, 70: 100503
[10] Wu C, Xiang T, Su Z-B. *Phys. Rev. B* 2000, 62: 14427
[11] 于泳. 物理学报, 1965, 21: 75 [Yu L. *Acta Phys. Sin.*, 1965, 21: 75 (in Chinese)]
[12] Shiba H. *Prog. Theor. Phys.*, 1968, 40: 435
[13] Schmitt-Rink S, Miyake K, Varma C M. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57: 2575
[14] Fehrenbacher R, Norman M R. *Phys. Rev. B* 1994, 50: 3495
[15] Zheng G Q, Kitaoka Y, Asayama K *et al.* *Physica C*, 1996, 260: 197
[16] Zheng G Q, Kitaoka Y, Asayama K *et al.* *J. Phys. Soc. Jpn.* 1997, 66: 1880
[17] Magishi K, Kitaoka Y, Zheng G Q *et al.* *Phys. Rev. B* 1996, 53: R8906
[18] Moriya T. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1963, 18: 516
[19] Korringa J. *Physica*, 1950, 16: 601
[20] Zheng G Q, Kuhns P L, Reyes A P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 047006
[21] Zheng G Q, Sato T, Kitaoka Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 2003, 90: 197005
[22] Wen H-H, Shan L, Wen X-G *et al.* *Phys. Rev. B* 2005, 72: 134507

· 物理新闻和动态 ·

网络上新闻的传播

美国 Notre Dame 大学的 A. L. Barabasi 博士与他在匈牙利的朋友们非常关注 3 W 网 (WWW), 他们认为这是一个复杂的网络系统, 网站间的连接是一个拓扑学的问题. 他们将一个新闻网站分别用一个圆形的节点来表示, 然后将一条新闻与它有关的信息的节点联接, 也就是网络上的超链接. 这样每个节点就具有一定的联接范围, 联接线数的多少是与该新闻的点击数的对数成正比的.

在这种规则下, 一个新闻网站具有相对稳定的骨架和联接网络. 对于整个网络系统来说, 每一条新闻在它被删除前, 将与主骨架有着两种联接方式, 一种是有着短时间的联接, 另一种是没有联接. 从某种意义上来看, 新闻网络类似于一个生物细胞的调节网络, 它们在细胞循环时不断地改变着各种联接方式, 同样也有一点类似于社会网络, 在社会网络中, 每一个人都具有相对稳定的朋友或熟人圈子, 但今天与明天就可能与其中不同的朋友相接触, 也就是不断地改变着联接方式.

为了能充分地了解网络的特性, A. L. Barabasi 博士的研究组决定进一步具体分析一个实例, 他们以匈牙利的一个很普及的新闻网 (origo.hu) 为例, 研究浏览访问该网的读者的访问模式和进入方式. 利用指定信息的自动记录, 他们对在一个月内在网站浏览的 250000 人次的进入信息做出重建. 研究发现对于一条处于 3W 网主骨架上的新闻, 它的访问人数基本上是一个稳定的流量, 这表明这条新闻的访问者的累积量是按时间作线性增长的. 与此对比, 在一个普通的网站上, 一条新闻在它发表后, 点击率会迅速地上升并到达高点, 接着就会随时间衰减. 一般在一条新闻发布几天后, 访问人数的累积量就达到了饱和.

Barabasi 博士的研究组计算了每条新闻的半衰期, 它的定义是对该条新闻进入访问的全体人数的一半所花费的时间. 他们发现平均来说每条新闻的半衰期是 36 个小时, 即在一篇新闻发布后一天半后就到达了半衰期, 所以大量新闻的寿命是很短的, 只有极少量的新闻可以超过这个寿命. 而半衰期的分布遵守幂函数分布, 所以新闻的寿命要比预想的指数函数分布长一些, 这也说明读者进入网页浏览并不是完全随机的、无序的.

如果将新闻的短寿命和读者的无规访问模式结合起来看, 就可能会出现某些重要新闻在它发布时间内被人们遗漏或忽略. 这就是为什么新闻发布者常常要用电子邮件等辅助手段的原因. 另外存在的一个问题是, 读者阅读某些网页, 并不是对它的内容感兴趣, 而只是由于进入这个网站比较容易.

综上所述, Barabasi 博士的研究组认为, 不同类型的网站, 它们发布的新闻的衰减率基本上是大同小异的. 这说明新闻的流通并不在于它的内容, 而在于访问者的浏览模式. 因此这个定量化的研究工作不仅揭示了信息的传播, 同时它也具有很重要的商业应用价值, 即在信息传播上一定要设计较好的进口来帮助信息的扩散、传播和在线的市场营销.

(云中客 摘自 *Physiics Review E*, 73 July 2006)