

铁基高温超导体的超导能隙和自旋涨落:核磁共振研究

郑国庆[†]

(1 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100190)

(2 日本冈山大学物理系 冈山 日本)

摘要 文章介绍了利用核磁共振法对铁基高温超导体的研究结果. 笔者研究组断定铁基超导是自旋单态配对, 并首先发现超导多能隙的存在. 正常态的反铁磁自旋涨落在自旋空间是各向异性的, 它与超导的关系, 是人们关心的热点之一.

关键词 铁基高温超导体, 多能隙, 库珀对称性, 自旋涨落, 核磁共振

Multiple superconducting gaps and anisotropic spin fluctuations in iron-pnictides revealed by nuclear magnetic resonance

ZHENG Guo-Qing[†]

(1 *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

Abstract This article reviews nuclear magnetic resonance studies on iron-based high critical temperature superconductors carried out by the author's group. The Cooper pairs are in the spin-singlet state, and it was found for the first time that there exist multiple superconducting gaps. The antiferromagnetic spin fluctuations are anisotropic in spin space, and their role in producing superconductivity is of great interest.

Keywords iron-based high critical temperature superconductor, multiple gap, Cooper-pair symmetry, spin fluctuations, nuclear magnetic resonance

1 引言

2008年初, Kamihara 等人^[1]发现了含铁的新型超导体 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, 临界温度 T_c 最高为 26K. 紧接着, 中国各研究小组用 Ce, Pr, Nd, Sm, Gd 等稀土元素替代 La 得到一系列高温超导体^[2-7], 其中 $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ^[6] 和 $\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$ ^[7] 具有最高 T_c , 大约 55K, 至今仍保持铁基超导体 T_c 的最高纪录. 该系列超导体简称 1111 体系, 用 F 替代 O 引入电子而实现超导, 是电子型超导体. 1111 体系也可用 Sr 替代 La 而得到空穴型超导体^[8]. 此后 $\text{A}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A = \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}$, 简称 122 体系) 被发现^[9], 最高 T_c 约 38K. 该体系可用碱金属替代碱土金属得到空穴型超导体, 也可用 Co, Ni 部分替代 Fe 而在 FeAs 面内掺杂得到电子型超导体. 另外,

该体系较易生长单晶, 非常适合研究各向异性和二维电子特性. 除此以外, Li_xFeAs (简称 111 体系)^[10,11], 以及 $\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x\text{Fe}$ (简称 11 体系) 也相继被发现^[12]. 以上 4 种化合物具备一个共同的要素, 即 Fe-As 层, 统称为铁基超导体.

铁基高温超导体的问世, 打破了超导研究领域持续多年的闭塞与停滞的局面, 带来了继铜氧化物高温超导体以来的热潮. 有趣的是, 这类超导体的烧制温度与北宋年间蓬勃发展的青瓷器的烧制温度相近, 大约 1300°C. 我们知道, 青瓷器的光彩就是源于铁氧化物. 具有最高临界温度的铁基高温超导体出自青瓷器故乡, 体现了中华文化的连绵不断的生命力.

本文介绍利用核磁共振 (nuclear magnetic

2009-07-14 收到

[†] Email: gqzheng@aphy. iphy. ac. cn

resonance, 简称 NMR) 这一微观实验手段对铁基高温超导体研究的结果. 着重讨论超导配对的对称性, 正常态的自旋涨落及其各向异性, 以及它们与超导的关系.

2 超导态性质

2.1 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的超导态

PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 用高压法制备^[3], $T_c \sim 45\text{K}$. 图 1 为其 ⁷⁵As - NMR 谱. 测量前粉末样品被 9T 磁场定向并用环氧树脂固定, X 射线衍射 (XRD) 谱显示磁场定向是 $H//ab$ 面. 在外加磁场 $\mu_0 H = 7.5\text{T}$ 时 T_c 下降为 38K. ⁷⁵As 核自旋 $I = 3/2$, 所以有一个尖锐的中心峰和两个由于核四级矩相互作用导致的伴峰. 峰的宽度在 T_c 以上时不随温度变化, 在 T_c 以下时由于磁通涡旋格子的形成而逐渐展宽, 这证实了样品是 Bulk 超导体.

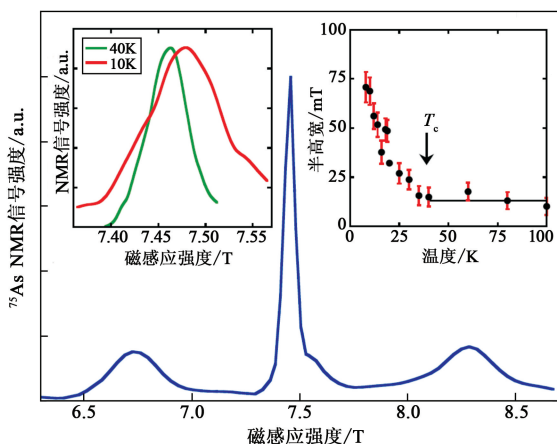


图 1 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的 ⁷⁵As - NMR 谱, $H//ab$ 面, $f = 55.1\text{MHz}$, $T = 40\text{K}$ (右端插图为中心峰的半高宽随温度的变化; 左端插图分别为 $T = 40\text{K}$ ($T_c(H)$ 以上) 和 $T = 10\text{K}$ ($T_c(H)$ 以下) 时的中心峰)

图 2 为 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的奈特位移 K 随温度的变化关系^[13]. 在 T_c 以下时, K 随温度降低而下降, 在 20K 以下下降更迅速, 最终 K 趋于零, 说明超导态的电子是自旋单态配对. 因为 K 是与自旋磁化率 χ_s 成正比, $K = A_{\text{hf}} \chi_s$, 其中 A_{hf} 是超精细耦合常数. 然而它的温度变化与常见的自旋单态超导体不同, 例如铜氧化物超导体在 T_c 以下迅速下降, 如图中虚线所示. 这是由于通常的能隙在 T_c 以下时迅速打开, 之后在低温逐渐饱和.

PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 中奈特位移的反常行为也体现在 ¹⁹F 的自旋晶格弛豫率 $1/T_1$ 随温度的变化中.

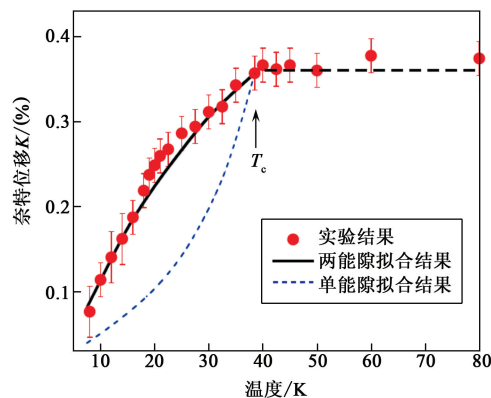


图 2 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的 ⁷⁵As 奈特位移 K 随温度的变化关系, $H//ab$ (实线是用两能隙模型拟合的曲线, $\Delta_1(T=0) = 3.5k_B T_c$, 权重 0.4, $\Delta_2(T=0) = 1.1k_B T_c$, 权重 0.6; 虚线是用单能隙拟合的结果)

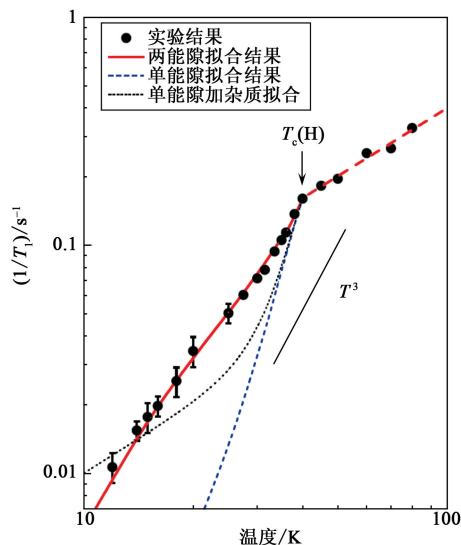


图 3 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的 ¹⁹F 的自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 随温度的变化关系

如图 3 所示, $1/T_1$ 在 T_c 以下迅速下降, 未出现相干峰, 这与各向同性能隙的 BCS 常规超导体不同, 而与 d 波超导体相似. T_c 以下时 $1/T_1$ 与温度的依赖关系在重费米子和高温铜氧化物超导体中是简单的幂函数, 如 $1/T_1 \propto T^3$ 或 $1/T_1 \propto T^5$ ^[14-17]. 这是因为能隙函数中存在节点 (nodes). 在常规 BCS 超导体中, 能隙是各向同性的, 所以 $1/T_1$ 随温度的变化中, 有一个峰 (相干峰) 出现在 T_c 以下. 在更低温度, $1/T_1$ 与温度成 e 指数关系^[18]. PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 与二者皆不同. 更为新奇的是, $1/T_1$ 在 $T \approx T_c/2$ 处形成“膝盖”形状, 即 $1/T_1$ 在 T_c 以下先迅速下降, 在 $T \approx T_c/2$ 处下降趋势变得平缓, 之后随着温度降低再次迅速下降. 这种凸起状温度依赖关系明显区别于单能隙的凹陷形温度依赖关系. 值得一提的是, 这

表 1 两能隙拟合结果

	d 波对称性			s^\pm 波对称性			
	$\Delta_1 (k_B T_c)$	$\Delta_2 (k_B T_c)$	α	$\Delta_1 (k_B T_c)$	$\Delta_2 (k_B T_c)$	α	$\eta (k_B T_c)$
PrFeAsO _{0.89} F _{0.11}	3.5	1.1	0.4				
LaFeAsO _{0.92} F _{0.08}	4.2	1.6	0.6	3.75	1.5	0.38	0.15
Ba _{0.72} K _{0.28} Fe ₂ As ₂	4.5	0.81	0.69	3.6	0.84	0.6	0.22

种不寻常的温度关系不是由于样品不纯所导致. 因为样品不纯将使 T_1 有两个成分, 而在实验中我们发现在整个温区中 T_1 始终保持单一成分.

这种新奇的特征可用多能隙来理解, 其中蕴含的物理图像是: 在温度刚下降到 T_c 以下时, 超导态密度由大能隙支配, 系统没有“感受”到小能隙的存在. 只有在低温下, 当热能变得与小能隙相当或更小时, 系统才“感受”到小能隙, 从而导致 K 和 $1/T_1$ 再次陡峭下降. 对于两能隙模型, 超导态的弛豫率 ($1/T_{1s}$) 可写为

$$\frac{T_{1N}}{T_{1s}} = \sum_{i=1,2} \frac{2}{k_B T} \int \left(1 + \frac{\Delta^2}{EE'}\right) N_{s,i}(E) N_{s,i}(E') f(E)[1 - f(E')] \delta(E - E') dE dE', \quad (6)$$

式中 $1/T_{1N}$ 表示正常态的弛豫率, Δ 表示超导能隙, $N_{s,i}(E)$ 表示超导态密度, 即

$$N_{s,i}(E) = N_{s,i} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}$$

$f(E)$ 表示费米分布函数, $C = 1 + \frac{\Delta^2}{EE'}$ 称为“相干因子”. 另外定义 $\alpha = \frac{N_{s,1}}{N_{s,1} + N_{s,2}}$, 以表示能带 1 上的

态密度的权重.

这个简单的模型可以很好地拟合实验数据. 图 2 和图 3 的粗实线是针对 d 波对称性能隙的计算结果, 拟合得到的参数见表 1.

我们认为, 多能隙的存在是和铁基超导体的多能带有关的. ReFeAsO 的费米面由以 Γ 点为中心的空穴袋和 M 点周围的电子袋构成^[19,20]. 多能隙的存在是我们最先在这项工作中指出的^[13]. 那么, 多能隙行为究竟是 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的特性还是铁基超导体的共性, 开始成为人们关注的问题. 为此我们又对 LaFeAsO_{0.92}F_{0.08} 进行了研究^[21].

2.2 LaFeAsO_{0.92}F_{0.08} 的超导态

LaFeAsO_{1-x}F_x 是第一个被发现的铁基高温超导化合物. 样品由固相反应法得到. LaFeAsO_{0.92}F_{0.08} 的 $T_c \sim 23K$, 测量采用核四级矩共振(NQR)方法, NQR 频率 $\nu_Q \sim 10.9$ MHz. NQR 与 NMR 相比

有很多优点, 例如不需要外加磁场, 这可以排除磁通涡旋对 T_1 的影响. 另外, ⁷⁵As 核自旋 $I = 3/2$, 因此只有一个 NQR 峰. 所以核磁化的恢复曲线非常简单, 可以非常准确地求出 T_1 .

图 4 为 LaFeAsO_{0.92}F_{0.08} 的 ⁷⁵As 的自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 与温度的关系. 可以很清楚地看到, 超导转变发生在 23K, 并且没有出现相干峰. T_c 以下既不是简单的幂函数关系也不是 e 指数关系, 这些都与 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的行为一致, 而与铜氧化物高温超导体和常规 BCS 超导体不同. 在 $T \sim 10K$ (即 $T_c/2$) 处, 也出现了“膝盖”状凸起, 可见这种行为普遍存在于 ReFeAsO_{1-x}F_x 超导体中.

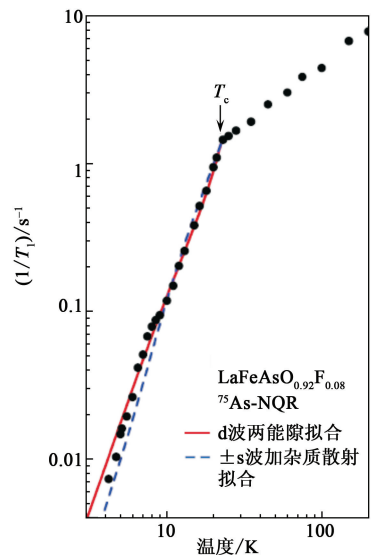


图 4 零场下测量的 LaFeAsO_{0.92}F_{0.08} 的 ⁷⁵As 的自旋晶格弛豫率 ($1/T_1$) 与温度的关系 (实验误差在符号尺寸之内)

假定两能隙 d 波, 与 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 的情形相同, 可以很好地拟合数据, 如图 4 中实线所示. 参数见表 1. 这些值比 PrFeAsO_{0.89}F_{0.11} 略大, 差异可能来自能带结构细微的差别.

最近, 有很多理论提出了所谓 s^\pm 波的模型. 这种能隙虽然在各个费米面上都是各向同性的 s 波, 但是不同费米面上的符号相反^[22-24]. 因为 Δ 变号, 这种模型某种程度上可以解释 $1/T_1$ 的温度变化. 但是, 要完全拟合实验数据, 需要较大的杂质散射.

图 4 中的虚线是 Bang 和 Choi 对我们的数据进行拟合的结果^[25]. 杂质散射的程度用一个参数 η 来表示, 即将能量写成 $E = \omega + i\eta$. 他们得到的拟合参数是 $\Delta_1 = 3.75k_B T_c$, $\Delta_2 = 1.5k_B T_c$, $\alpha = 0.38$, $\eta = 0.15 k_B T_c$. 其中 η 与非磁性杂质浓度 n_{imp} 的关系是: $\eta = n_{\text{imp}}/\pi(N_1 + N_2)$. 由图可见, s^\pm 能隙模型同样具有可以拟合数据的整体趋势. 但是需要较大的杂质散射, 才能抑制 T_c 以下的相干峰.

由 $\text{PrFeAsO}_{0.89}\text{F}_{0.11}$ 和 $\text{LaFeAsO}_{0.92}\text{F}_{0.08}$ 结果可以预见, 多超导能隙应是该类超导材料的本质特征. 因为 $\text{ReFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 为电子型超导体, 为证明多超导能隙的普遍性, 我们选取空穴型掺杂 122 体系的 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 单晶作为研究对象^[26], 对这一性质做进一步的研究.

2.3 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的超导态

BaFe_2As_2 (122 系) 具有 ThCr_2Si_2 结构, 和著名的重费米子超导体 CeCu_2Si_2 是同一个结构^[27]. 通过 K 替代 Ba 可以得到空穴型超导体, 最高 T_c 可达 38K^[9]. 它为研究电子掺杂和空穴掺杂的差异提供了条件. 我们知道, 铜氧化物高温超导体有空穴掺杂和电子掺杂两种类型, 它们之间存在不少差异, 例如, 在欠掺杂和最佳掺杂空穴型超导体中, 电子关联强, 而在电子型超导体中, 电子关联弱^[28]. 另外, 122 系的一个原胞中具有两个 FeAs 面, 而 ReFeAsO 只具有一层, 所以它为研究结构与超导电性的关系提供了条件.

单晶样品 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 采用 Sn 作为助溶剂生长^[29], 表面积约 $8\text{mm} \times 6\text{mm}$, $T_c \sim 31.5\text{K}$. 当外加磁场 $\mu_0 H = 7.5\text{T}$ 平行于 c 轴时, $T_c \sim 29.5\text{K}$. 由图 5 可见, K^c 在 T_c 以下减小并趋于 0, 与自旋单态配对对称性相符. 在 $T_c/2$ 处, 也出现“膝盖”状凸起, 表现出两能隙特征. 这些行为与 $\text{PrFeAsO}_{0.89}\text{F}_{0.11}$ 和 $\text{LaFeAsO}_{0.92}\text{F}_{0.08}$ 的性质一致. 自旋晶格弛豫率 $(1/T_1)$ 与温度的关系在 $T_c/2$ 处也有凸起状(见图 6), 使用前述方法, 用两能隙 d 波拟合时, $\Delta_1 = 4.5k_B T_c$, $\Delta_2 = 0.81k_B T_c$, $\alpha = 0.69$. 与 $\text{PrFeAsO}_{0.89}\text{F}_{0.11}$ 和 $\text{LaFeAsO}_{0.92}\text{F}_{0.08}$ 对比可见, 空穴型掺杂的 Δ_1 略大. 用 s^\pm 波模型也可以较好地拟合 $1/T_1$ 数据^[26], 得到的参数见表 1. 但是, 需要一个较大的杂质散射参数 $\eta = 0.22 k_B T_c$.

值得指出的是, Δ_1 处在强耦合范围, 而 Δ_2 则远小于 BCS 理论值. 角分辨光电子能谱发现, 在内侧的空穴袋(α 能带)和电子袋(γ, δ 能带)的能隙有较

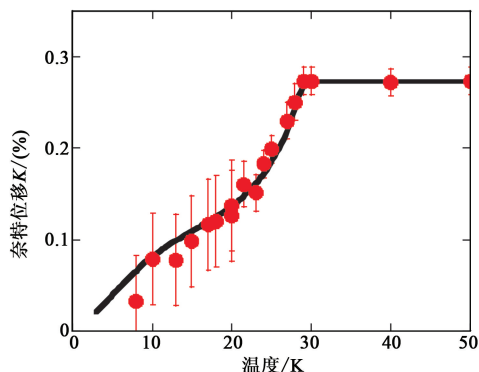


图 5 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的 ^{75}As 奈特位移 K 与温度的关系 ($H//c$, 曲线拟合使用两能隙模型)

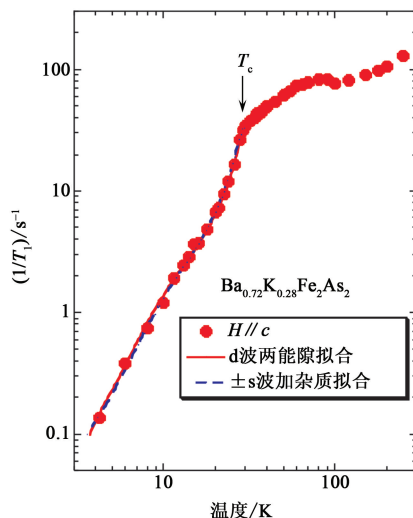


图 6 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的自旋晶格弛豫率 $(1/T_1)$ 与温度的关系

大值 $2\Delta = 7.2 \sim 7.7k_B T_c$, 而外侧空穴袋(β 能带)的能隙却很小^[30]. 因此可以想像我们看到的大能隙 Δ_1 在 α, γ 和 δ 能带打开, 小能隙 Δ_2 在 β 能带打开.

综上所述, NMR/NQR 结果用 d 波最容易理解. s^\pm 波模型与实验结果也可以有较好的吻合, 但需要考虑一个较大的杂质散射强度. 样品中是否存在如此大的杂质散射, 还需要做更多的研究. 杂质散射对超导温度的影响^[31-33] 是一个有趣的问题. 其他实验手段对能隙对称性给出的图像也不尽相同. 无疑, 最终结论还有待更多精致的实验.

3 自旋涨落及其各向异性

铁基超导体母体都是自旋有序的. 例如 LaFeAsO 和 BaFe_2As_2 在 140K 以下都存在磁有序态^[34,35]. 通过电子或空穴掺杂, 有序态被抑制后超导电性显现. 人们很自然会问, 自旋有序态被破坏后

的自旋涨落对超导电性起着什么样的作用呢？以下介绍正常态的磁涨落的性质。

图 7 为 $\text{LaFeAsO}_{0.92}\text{F}_{0.08}$ 的 $1/T_1 T$ 与温度的关系^[26]，在正常态， $1/T_1 T$ 随温度下降而升高，这说明体系中存在电子关联，因为在普通（弱关联）金属中， $1/T_1 T$ 不随温度变化，即满足科林加（Korringa）关系。在欠掺杂的铜氧化物超导体或钴氧化物超导体中也有相似行为，如图 8,9 所示。

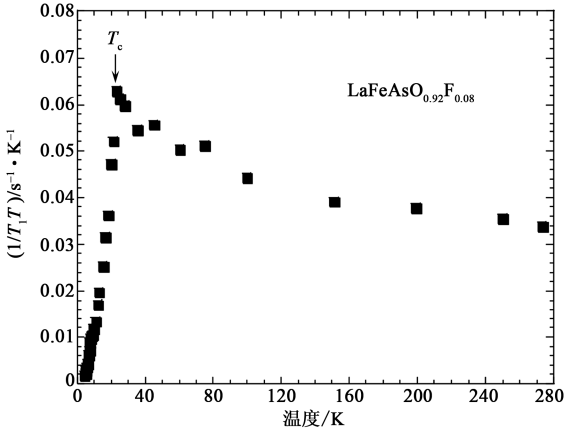


图 7 $\text{LaFeAsO}_{0.92}\text{F}_{0.08}$ 的 $1/T_1 T$ 与温度的关系

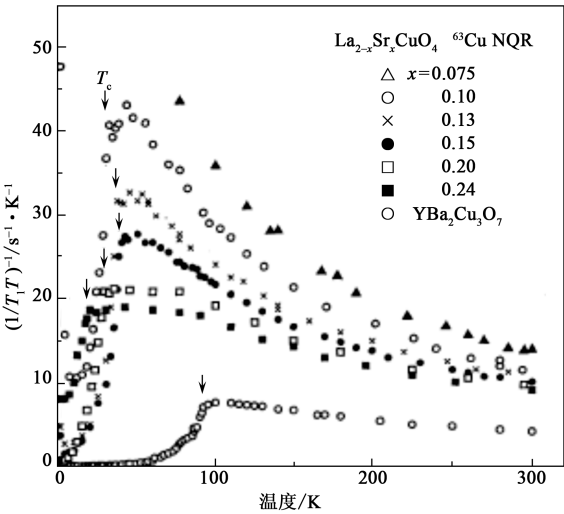


图 8 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 的 $1/T_1 T$ 与温度的关系

图 10 为 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的 $1/T_1 T$ 与温度的关系，在正常态， $1/T_1 T$ 随着温度降低而增大，而奈特位移几乎不变（见图 11），这说明存在反铁磁电子关联。然而，在 70K 以下， $1/T_1 T$ 不随温度变化，这说明在这个温区修整后的科林加定则仍然适用，并且系统处于重整化费米液体态。而在欠掺杂的铜氧化物^[36]或钴氧化物超导体^[37]中，随着降温，反铁磁关联一直增强，直到温度降到 T_c 。从这种意义上说， $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的自旋关联弱于铜氧化物和钴氧化物。

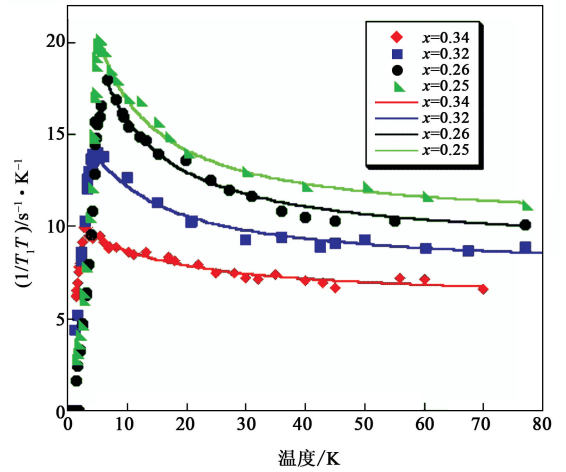


图 9 $\text{Na}_x\text{CoO}_2 \cdot 1.3\text{H}_2\text{O}$ 的 $1/T_1 T$ 与温度的关系

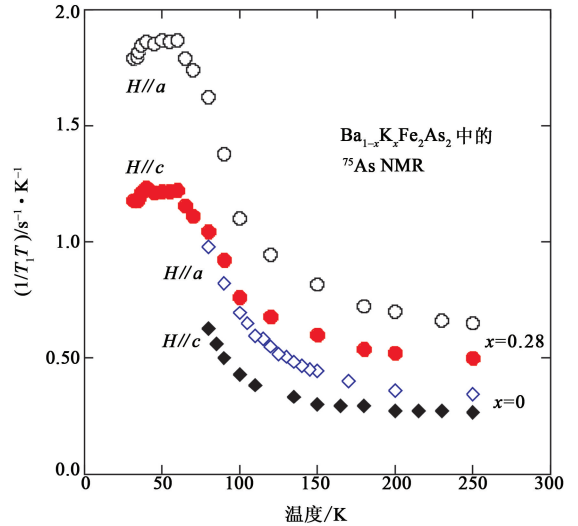


图 10 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 在正常态中的 $1/T_1 T$ 与温度的关系以及 BaFe_2As_2 在顺磁态中的 $1/T_1 T$ 与温度的关系

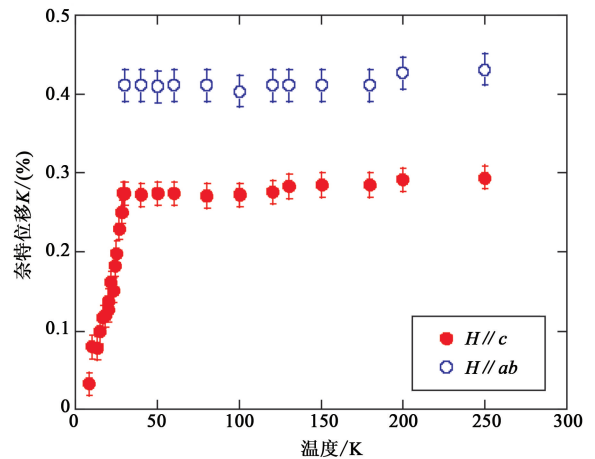


图 11 $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的 ^{75}As 奈特位移 K 与温度的关系

那么，铁基超导体中的反铁磁关联还有什么具体特征呢？我们以单晶 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ 为例，对自

旋涨落的各向异性做一个详细的分析.

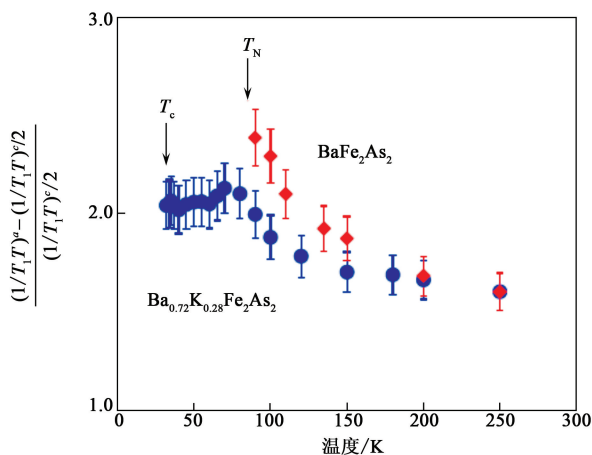


图 12 以 $\frac{\sum_q A_{\text{hf}}^c(q)^2 \chi''_c(q)}{\sum_q A_{\text{hf}}^a(q)^2 \chi''_a(q)}$ 形式表示的 As 位置处感受到的自旋涨落各向异性

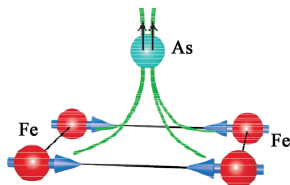


图 13 Fe 原子上的反铁磁自旋关联以及 As 感受到的涨落磁场的方向

通常 $1/T_1 T$ 可写为^[38]

$$\frac{1}{T_1 T} = \frac{2\pi k_B \gamma_n^2}{(\gamma_e \hbar)^2} \sum_q A_{\text{hf}}(q)^2 \frac{\chi''_{\perp}(q, \omega_n)}{\omega_n}, \quad (7)$$

其中 $\chi''_{\perp}(q, \omega_n)$ 是垂直于磁场的动态磁化率虚部. 如果忽略面内的各向异性, $1/T_1 T$ 的各分量与 $\sum_q \chi''(q, \omega_n)$ 关系可写成

$$\left(\frac{1}{T_1 T}\right)^c = \frac{4\pi k_B \gamma_n^2}{(\gamma_e \hbar)^2 \omega_n} \sum_q A_{\text{hf}}^a(q)^2 \chi''_a(q), \quad (8)$$

$$\left(\frac{1}{T_1 T}\right)^a = \frac{2\pi k_B \gamma_n^2}{(\gamma_e \hbar)^2 \omega_n} \sum_q [A_{\text{hf}}^a(q)^2 \chi''_a(q) + A_{\text{hf}}^c(q)^2 \chi''_c(q)]. \quad (9)$$

于是我们可以得到:

$$\frac{\sum_q A_{\text{hf}}^c(q)^2 \chi''_c(q)}{\sum_q A_{\text{hf}}^a(q)^2 \chi''_a(q)} = \frac{\left(\frac{1}{T_1 T}\right)^a - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_1 T}\right)^c}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_1 T}\right)^c}, \quad (10)$$

该值画于图 12 中. 作为比较, 母体的数据也画于图中. $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 的比率在高温时为 1.5, 低于 100K 时增长至 2, 比率的温度依赖关系也随空穴掺杂而变小. 要得到 $\frac{\chi''_c(Q)}{\chi''_a(Q)}$ (其中 Q 是反铁磁波矢),

我们需要知道 $A_{\text{hf}}(q)$. 幸运的是, $A_{\text{hf}}(q)$ 随 q 的变化很小, 可以母体化合物中得到的 $A_{\text{hf}}^c(q=0) = 1.88\text{T}/\mu_B$ 和 $A_{\text{hf}}^a(q=0) = 2.64\text{T}/\mu_B$ ^[39] 作近似值估算, 这样, 在 As 位置上看到的 $\frac{\chi''_c(Q)}{\chi''_a(Q)}$ 将是图 12 所示的两倍, 即 As 感受到的 c 方向的自旋涨落比 a 方向的涨落大 4 倍, $CT \approx 80\text{K}$.

中子实验发现, 在未掺杂 BaFe_2As_2 中, Fe 的磁矩是沿 a 方向并形成条纹相^[35]. 因为 As 原子位于 4 个 Fe 原子中心的上(下)方, 所以以上的结果表明, 在 Fe 的位置处, 较强的涨落场存在于 a 方向, 如图 13 所示.

Fe 的反铁磁涨落在自旋空间中的各向异性, 即 $\chi''_{\pm}(Q)$ 大于 $\chi''_z(Q)$ (其中 z 是沿 c 方向), 是一个值得注意的现象. 这个性质与钴氧化物相类似^[40], 但与铜氧化物高温超导体不同. 铜氧化物高温超导体中的自旋涨落是各向同性的. 过去 20 多年里, 人们对自旋涨落诱发的超导电性做了较多的研究. 这种超导的 T_c 与自旋涨落的能量以及相干长度有关. 即能量越大, T_c 越高; 相干长度越大, T_c 越高^[41,42]. 但是, 据我们所知, 目前人们对自旋涨落各向异性与超导电性关系的探讨还很少. 在三维 Hubbard 模型中, Scalapino 等人发现自旋涨落的各向异性不利于超导^[43], 也许这是铁基超导体的 T_c 低于铜氧化物的原因之一. 希望我们的结果能够引起理论工作者对该问题更多的关注.

4 结束语

本文介绍了笔者研究组用核磁共振法看到的铁基高温超导体的基本物性. 超导态的电子是自旋单态配对, 超导态的最大特征是多能带引起的多超导能隙的存在. 正常态的自旋涨落并不强, 但具有特色. 即, 自旋涨落各向异性, 不同于铜氧化物高温超导体. 它与铁基高温超导的关系, 尚待继续研究.

历史上, 如碧玉般的青瓷在人们心目中的地位逐渐被浓艳亮丽的青花瓷所取代. 同样, 我们期待着胜过铁基高温超导体的新物质的出现. 创制这样的新物质, 是我们的下一个重大目标.

致谢 本文介绍的内容是笔者与赵忠贤、王楠林、雒建林、任治安、陈根富、董晓丽、孙立玲(中国科学院物理研究所), K. Matano、S. Kawasaki, 李政、M. Ichioka(日本冈山大学)、林成天(Max Planck Insti-

tute)等各位共同研究的结果。

笔者感谢方忠研究员(中国科学院物理研究所)的有益的讨论。本文的写作得到李政博士的帮助,在此表示感谢。

参考文献

[1] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M *et al.* J Am Chem Soc., 2008, 130: 3296
 [2] Chen G F, Li Z, Wu D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 10: 247002
 [3] Ren Z A, Yang J, Lu W *et al.* Mater. Res. Innovations, 2008,12:105
 [4] Ren Z A, Yang J, Lu W *et al.* Europhys. Lett., 2008, 82: 57002
 [5] Chen X H, Wu T, Wu G *et al.* Nature, 2008, 453: 761
 [6] Ren Z A, Lu W, Yang J *et al.* Chin. Phys. Lett., 2008, 25: 2215
 [7] Wang C, Li L J, Chi S *et al.* Europhys. Lett., 2008, 83: 67006
 [8] Wen H H, Mu G, Fang L *et al.* Europhys. Lett., 2008, 82: 17009
 [9] Rotter M, Tegel M, Johrendt D. Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 107006
 [10] Wang X C, Liu Q Q, Lv Y X *et al.* Solid. State. Communications, 2008, 148: 538
 [11] Tapp J H, Tang Z, Lv B *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 060505(R)
 [12] Hsu F C, Luo J Y, Yeh K W *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci., 2008, 105: 14262
 [13] Matano K, Ren Z A, Dong X L *et al.* Europhys. Lett., 2008, 83: 57001
 [14] Zheng G Q, Tanabe K, Mito T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 4664
 [15] Katayama K, Kawasaki S, Nishiyama M *et al.* Phys. Soc. Jpn., 2007, 76: 023701
 [16] Kawasaki S, Katayama K, Sugawara H *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 064510
 [17] Asayama K, Zheng G Q, Kitaoka Y *et al.* Physica C, 1991, 178: 281
 [18] Masuda Y, Redfield A G. Phys. Rev., 1962, 125: 159
 [19] Singh D J, Du M H. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 237003
 [20] Xu G, Zhang H, Dai X *et al.* Europhys. Lett., 2008, 84: 67015
 [21] Kawasaki S, Shimada K, Chen G F *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 220506

[22] Mazin I I, Sing D J, Johannes M D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 057003
 [23] Kuroki K, Onari S, Arita R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 087004
 [24] Wang F, Zhai H, Ran Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 102: 047005
 [25] Bang Y K, Choi H Y. Phys. Rev. B, 2008, 78: 134523
 [26] Matano K, Li Z, Sun G L *et al.* Europhys. Lett., 2009, 87: 27012
 [27] Steglich F, Aarts J, Bredl C D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, 43: 1892
 [28] Zheng G Q, Sato T, Kitaoka Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 197005
 [29] Sun G L, Sun D L, Konuma M *et al.* arxiv, 2009, 0901:2728
 [30] Ding H, Richard P, Nakayama K *et al.* Europhys. Lett., 2008, 83: 47001
 [31] Senga Y, Kontani H. J. Phys. Soc. Jpn., 2008, 77 :113710
 [32] Li J, Wang Y P. arXiv, 2009, 0905 :3883
 [33] Ng T K. arXiv, 2009, 0906 :5411
 [34] Cruz de la, C, Huang Q, Lynn J W *et al.* Nature, 2008 453: 899.
 [35] Huang Q, Qiu Y, Bao W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101 : 257003
 [36] Ohsugi S, Kitaoka Y, Ishida K *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 1994, 63:700
 [37] Zheng G Q, Matano K, Meng R L *et al.* J. Phys.;Condens. Matter, 2006, 18:L63
 [38] Moriya T. J. Phys. Soc. Jpn., 1963, 18: 516
 [39] Kitagawa K, Katayama N, Ohgushi K *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 2008, 77: 114709
 [40] Matano K, Lin C T, Zheng G Q. Europhys. Lett., 2008, 84:57010
 [41] Moriya T, Ueda K. J. Phys. Soc. Jpn., 1994, 63: 1871; Morthoux D, Pines D. Phys. Rev. B, 1994, 49: 4261
 [42] Zheng G Q, Kitaoka Y, Asayama K *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 1995, 64: 2184
 [43] Scalapino D J, Loh E Jr, Hirsch J E. Phys. Rev. B, 1986, 34: 8190

• 物理新闻和动态 •

由冷原子云产生激光

普通的激光是利用一个充满增益介质的空腔来产生激光的,光子在空腔两端的镜面上反复碰撞后获得放大,最终在一个确定的方向辐射激光。最近,法国国家科学中心的 R. Kaiser 教授和他的同事们却从冷原子云中产生出无序激光(random laser),它的特点是可以散射到各个方向,类似于一个"迪斯科球"。无序激光是由单个原子散射并获得放大的,它不需要固定的空腔,只需要有足够浓的原子密度,当原子云成为不透明时,原子将激发出无序激光。光学上的不透明程度可以用光学厚度来定义,也就是将原子云内的原子自由程作为单位来测定原子云的光学厚度。

R. Kaiser 教授的研究组对二能级原子系统进行试验,这里辐射激光不需要利用空腔的镜面进行碰撞来获得增大,取而代之的是一些微米大小的粒子漂浮于水中,当外部注入光波时,可以使部分原子处于激发态而形成复杂的三光子跃迁,这就是所谓的布居反转。通常布居反转时可以发生增益效应。改变注入光波的频率与强度,可使原子云在较长时间内束缚住光子,并让它们变成相干光束且同步传播。产生无序激光的必要条件是原子云的厚度要达到 200—250 原子自由程。R. Kaiser 教授的研究组是用磁光阱来约束原子的,所以实验成功的关键是要使约束原子云的密度达到必要的厚度。

无序激光的激发与正常激光相比,它的工艺不必非常精确和复杂,因此它的生产成本也比较低,它可在数字显示、光喷射绘画和温度传感器方面得到应用。

(云中客 摘自 Physics Review Letters, 1 May 2009)