

超导与自旋涨落^{*}

李世亮^{1,†} 戴鹏程^{1,2}

(1 中国科学院物理研究所 超导国家重点实验室 北京 100190)

(2 田纳西大学物理与天文系 美国 田纳西 37996-1200)

摘要 在常规超导体中,库珀对是由于电子与声子之间的相互作用而形成的. 在此过程中,人们可以只考虑电子的电荷性质与声子之间的关联. 然而在所谓的非常规超导体中,人们意识到一些其他类型的元激发也可能导致超导现象,而自旋涨落则可能是其中最重要的一种. 在大多数非常规超导体中,都可以发现自旋涨落的身影. 而在一些重要的体系中,包括铜基超导体、铁基超导体以及一些重费米子超导体体系等,可以确切地说,自旋涨落起到了关键的作用,尽管其相对应的超导机制仍然还不清楚. 文章简单介绍了自旋涨落与超导电性之间的关联.

关键词 非常规超导,自旋涨落,中子散射

Superconductivity and spin fluctuations

LI Shi-Liang^{1,†} DAI Peng-Cheng^{1,2}

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

(2 *Department of Physics and Astronomy, The University of Tennessee, Tennessee 37996-1200, USA*)

Abstract In conventional superconductors, Cooper pairs are mediated by phonons, which is a process where only the correlations between the phonons and the charge properties of the electrons are needed. However, so-called unconventional superconductivity can also be derived from other types of elementary excitations. The most promising candidate that can mediate such unconventional superconductivity is spin fluctuations. In some important systems such as cuprates, Fe-based superconductors and certain heavy-fermion superconductors, the spin fluctuations play a key role in understanding the mechanism of their superconductivity although there is still much debate. In this paper we present a brief review of the correlation between spin fluctuations and superconductivity.

Keywords unconventional superconductivity, spin fluctuations, neutron scattering

1 引言

尽管电子同时拥有电荷属性和自旋属性,但是人们在早期研究固体的各种性质时,往往出于简化的目的而仅仅考虑其中一个方面. 例如,在理解固体的导电性质时,人们可以简单地只考虑电荷性质,通过考察某一材料能带的电子态占据情况,来判断它是金属还是绝缘体. 而在研究磁性质的时候,则可以只看材料的自旋性质,考虑自旋与自旋之间的超交换相互作用,就可以决定它是处于铁磁态还是反铁磁态. 但是,随着时代的发展,这种二分式的研究方法在很多材料中都被证明不再适用. 一个典型

的例子是所谓的莫特绝缘体. 这类材料如按传统的能带理论考虑,应该是很好的导体,但实际上它们却呈现出绝缘体的性质. 这是因为,在传统的能带理论中,并没有考虑电子与电子之间的强关联作用. 而这种电子之间的强关联作用正是现代凝聚态物理学中的焦点. 我们需要同时考虑体系中的很多因素,包括电荷、自旋、轨道、晶格等,才能够真正理解很多材料的奇异性质.

超导现象是凝聚态物理中最重要的现象之一.

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号:2010CB833102; 2010CB923002)资助项目

2011-04-20 收到

[†] 通讯联系人. Email: slli@aphy. iphy. ac. cn

几乎任何新一类超导体的发现都会掀起一股研究它的热潮。从某种意义上说,有些重要超导体的发现实际上是重新划分了人们在凝聚态物理学研究领域的“势力范围”。如果我们从超导研究的百年历史来看,可以发现人们对超导的研究也经历了上面所描述的过程,既从早期的只考虑电荷性质的阶段,到目前考虑电子强关联特性尤其是自旋特性的阶段。这两个阶段实际上对应于常规超导体与非常规超导体的研究阶段。而在本文中,我们仅对超导体中的自旋涨落现象作一简单介绍。

本文第 2 节简单介绍常规超导体中的自旋单态测量。第 3 节着重介绍非常规超导体(主要包括铜基超导体、铁基超导体以及重费米子超导体等)中丰富的自旋涨落现象,需要指出的是,我们所介绍的实验现象大部分是通过中子散射所测量的。读者若对这一实验技术感兴趣,可以参考我们以前在本刊中的一些简单介绍^[1]。简单来说,非弹性中子散射测量的是局域磁化率的虚部,其散射截面为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \propto \frac{F^2(Q)}{1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)} \chi''(Q, \omega), \quad (1)$$

其中 $F(Q)$ 是磁结构因子。这里所说的自旋涨落是泛指通过中子散射等实验所观测到的丰富的自旋激发与短程自旋关联现象。

2 常规超导体中的自旋涨落

常规超导体是指那些可以通过 BCS 理论来解释其超导电性的超导体。在这种理论中,两个电子可以通过与声子(即晶格振动)的相互作用结合成库珀对。在常规超导体中,从自旋状态的角度,我们可以给出常规超导体的相图(见图 1,仅考虑第 I 类超导体)。在正常态时,材料为正常金属,自旋系统为顺磁态。而在进入超导态时,库珀对的两个电子交换位置时其总波函数要满足反对称要求。如果是自旋单态配对,其自旋部分波函数为反对称,则空间波函数(轨道部分)必须是对称的(s, d, …);反之,如果是自旋三重态配对,则空间波函数必须是反对称(p, f, …)。由于传统超导体中配对对称性为 s 波,因此其自旋应为单态。弹性中子散射可以测量这一状态。在顺磁态施加一个磁场,就可以诱导一个磁矩,从而可以通过极化中子测量晶格的布拉格峰来获得该磁矩的大小。当系统降温进入超导态时,由于自旋单

态的总自旋为零,因此总磁矩也为零。中子散射对传统超导体 V_3Si 的测量能够明显地测量到自旋所贡献的磁化率的下降,从而验证了库珀对自旋单态的存在^[2]。

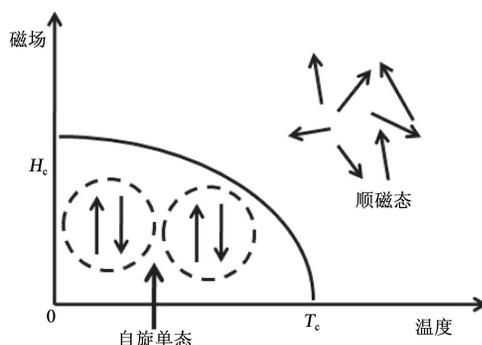


图 1 从自旋角度看常规超导体的相图(其中 T_c 与 H_c 分别为临界温度与临界场)

3 非常规超导体中的自旋涨落

尽管电子的自旋性质在常规超导体中有一定的体现,但是在理解超导机理和超导性质的时候,我们实际上无需考虑自旋的影响。从 20 世纪 70 年代开始,人们陆续发现一些新型的超导体,它们显示出很多奇异的性质,其超导电性也不再可以采用电声相互作用来解释。与此对应,这些材料中的自旋性质在理解超导机理以及其他特性时也变得越来越重要。在大部分体系中,超导现象都发生在磁有序的附近。在有些体系中,还可能存在磁有序与超导共存的现象。因此我们可以猜测,自旋涨落很可能在决定这些材料性质(包括超导电性)中扮演着非常重要的角色。在常规超导体中,拥有较高 T_c 的材料通常具有较高的对称性,而立方体结构通常也拥有较高的 T_c 。然而铜基超导体以及其他很多层状超导体的发现颠覆了这一概念,这很可能是由于磁有序或其他有序在准二维条件下更容易被抑制,从而使超导更容易实现。下面我们给出在实验上所观测到的磁关联与超导之间互动的一些例子。

3.1 反铁磁自旋关联与超导

铜基超导体(即高温超导体)中的反铁磁自旋关联可能是目前研究最广泛的自旋系统。尽管目前学术界仍然没有对其超导机理达成一个普遍的共识,但是自旋涨落无疑在其中扮演着重要的角色。我们在本刊发表的一篇综述文章中曾经对此给出过一些介绍,有兴趣的读者可以参阅文献^[3]。各种高温超导体材料基本都具有如图 2(a)所示的普适相图^[4]。

需要指出的是,该相图所对应的是空穴型掺杂的情况. 对于电子型掺杂的铜基超导体,其反铁磁基态与超导态在一定的掺杂浓度范围内会出现重合,不过对这两个态在微观上是共存的还是分开的还有争议. 通过该相图我们可以看出,铜基超导体的母体(即未掺杂的样品)是莫特绝缘体,在低温下存在着长程反铁磁序. 引入空穴后,系统导电性会迅速增加,而长程反铁磁序也很快被抑制. 在有些材料中,例如 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$,仍然会存在着某种短程反铁磁序(自旋玻璃). 而后,超导态会随着进一步的掺杂出现,并在最佳掺杂处达到最高的临界温度 T_c . 需要注意的是,铜基超导体具有层状结构,其物理性质存在很强的各向异性,即铜氧面内(ab 面)与面外(c 方向)的性质存在着很大差异. 其母体的反铁磁关联同样如此,而长程序的消失主要是由于 c 方向反铁磁关联的消失,因此我们可以期待,面内的自旋关联应当在很大的掺杂范围内继续存在. 实验结果也证明了这一点,并且发现了一些无法用母体反铁磁自旋关联来解释的重要现象. 有意思的是,在 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 中,人们发现在过掺杂区超导消失后,其反铁磁自旋激发似乎也已经消失^[5]. 不过这一观点还有待在其他铜基超导体家族中获得证实.

超导态,例如掺杂载流子、施加磁场、掺入杂质等,该共振峰的改变都和超导态的改变直接相关. 尤其是,各个不同铜基超导体体系的 T_c 尽管不同,但是共振峰的能量却和 T_c 呈线性关系,如图 3(c)所示. 这些实验结果表明,共振峰确实可能是反应铜基超导体中超导电性的本质特征之一.

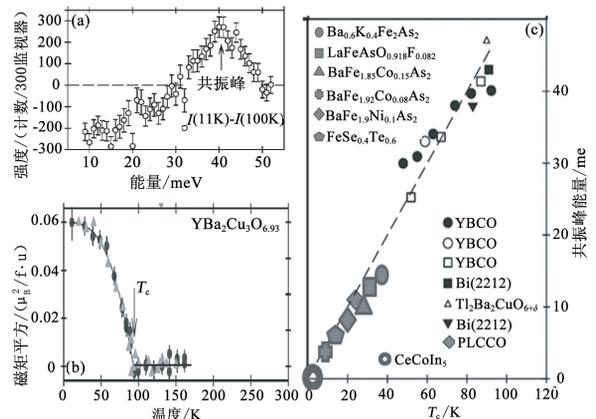


图 3 (a) 最佳掺杂 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ (YBCO) 中的共振峰(通过低温的强度 $I(11\text{K})$ 与高温的强度 $I(100\text{K})$ 之差获得^[6]); (b) 最佳掺杂 YBCO 中共振峰强度的温度依赖关系^[7]; (c) 各系统中共振峰能量与 T_c 之间的关系(其中的简称为各类超导名称,限于篇幅这里不再一一解释)

铜基超导体中另一个重要的概念是反铁磁序与超导序之间的竞争. 在常规超导体中,施加磁场从而将超导抑制后所获得的正常态与通过升温至 T_c 以上时所获得的正常态并没有什么不同,都处于正常的金属态. 但是在一些铜基超导体体系中,人们发现,磁场在超导态会诱导出新的反铁磁序^[8]. 这种新的反铁磁序或者是单纯的短程自旋关联,或者是体现了某种其他有序(如条纹相等,见第 3.3 节),但是不管是哪种情况,都说明通过磁场抑制超导后所获得的正常态与升温至 T_c 以上的正常态并不相同. 这一结果表明,在铜基超导体中,各种序的能量尺度可能非常接近,因此很容易相互竞争.

尽管人们对铜基超导体的研究取得了很多重要的成果,但是对其超导机理却一直没有找到让人信服的答案,甚至有观点认为,高温超导研究可能将陷入停滞状态^[9]. 最新发现的铁基超导体让人们重新燃起了希望. 其最高可达 55K 的临界温度尽管仍然没有超过液氮温度,也离铜基超导体的最高 T_c 相差甚远,但是它的出现仍然可能对我们解决高温超导机理问题提供很多帮助. 图 2(b) 给出了铁基超导体 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 的相图^[10]. 可以看出,其母体同样具有反铁磁长程序,而超导则可以通过掺杂将反铁磁序抑制后出现,这些现象与铜基超导

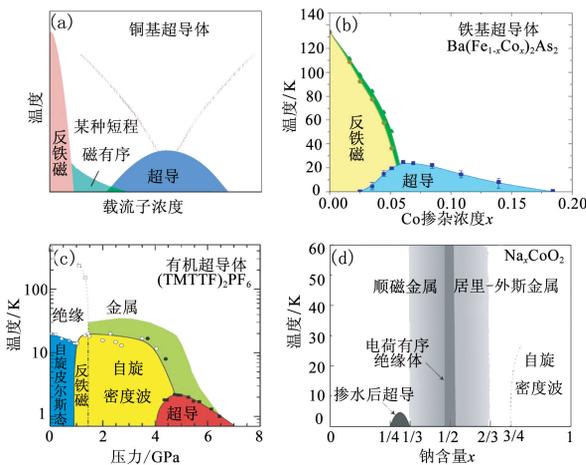


图 2 几种非常规超导体的相图示例 (a) 铜基超导体^[4]; (b) 铁基超导体 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ^[10]; (c) 有机超导体 $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ ^[21]; (d) Na_xCoO_2 ^[22]

在铜基超导体超导态的自旋激发现象中,中子自旋共振峰无疑是其中最重要的一个特征. 所谓共振峰,是指在系统进入超导态时,其局域磁化率虚部的强度在某一能量处迅速增加,形成一个尖峰,如图 3(a)所示^[6]. 如果我们考察该尖峰与温度的关系,会发现其强度随着温度的升高而逐渐降低,并在 T_c 处出现一个转折,好像是超导相的序参量一样,如图 3(b)所示^[7]. 而如果我们采用一些方法来影响

体惊人地相似。而铁基超导体的铁砷层也被拿来和铜基超导体中的铜氧面相类比,被认为是理解其超导来源的关键之处。需要指出的是,这些表面上的相似并不意味着二者在本质上是相同的。实际上,其多带的电子结构以及超导配对性等重要性质都与铜基超导体有很大不同。而观测这种异同则可能使我们获得对高温超导电性更本质的了解。

与铜基超导体不同的是,我们在铁基超导体中并不能获得如图 2(a)那样的普适相图,尽管大多数体系的相图确实与图 2(b)所示相似。有些铁基超导体的母体并不存在长程反铁磁序,而是呈现出超导或其他性质。即便在存在长程反铁磁序的母体中,其反铁磁结构也不尽相同^[11]。不过,当系统进入超导态时,中子散射实验在很多体系中观察到磁共振峰的存在,而其在倒空间出现的位置也都相同,与母体的反铁磁结构无关^[12]。如果我们把铁基超导体中共振峰的能量与铜基超导体中共振峰的能量画在一起,如图 3(c)所示,可以看到它们基本都落在同一条直线上。另外,在欠掺杂 $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ 中,中子散射实验发现磁场在抑制超导共振峰的同时,也使得样品反铁磁序的强度增加^[13]。不过,还没有在零场下不存在反铁磁序样品中出现磁诱导反铁磁序的报道。

除了上述两个体系之外,人们在重费米子超导体 CeCoIn_5 中,也发现了磁共振峰的存在^[14]。我们同样可以将该共振峰的能量绘入图 3(c)中。粗略地看,它仍然位于同一条直线上。当然,由于 CeCoIn_5 的超导临界温度很低($T_c=2.3\text{K}$),因此这种视觉上的直觉未必正确。实际上,仔细检查其共振峰的能量值 E_r (0.6meV),我们发现其比值 E_r/T_c 与铜基化合物和铁基化合物并不相同。还有人提出,可以通过共振峰能量与超导能隙之间的比值 $E_r/2\Delta$ 来进行标度^[15]。

比较目前已经发现的共振峰存在的 3 个体系,我们可以看出,共振峰既可以发生在 d 电子超导态,也可以发生在 f 电子超导态;既可以发生在 d 波配对性的超导体,也可以发生在 s 波配对性的超导体。从理论上来说,目前比较流行的解释是基于“自旋激发子模型”的理论,即将共振峰解释为粒子-一空穴通道的束缚态^[16]。上述 $E_r/2\Delta$ 标度就是符合该理论的一种模式。有意思的是,尽管所有理论都认为共振峰是自旋为 1 的三重态,但是实验上还没有观测到超导体中共振峰在磁场下劈裂的现象,而仅仅观测到其强度或位置的降低。

在重费米子超导体中,还有很多其他体系中存在着很强的反铁磁自旋关联,只是由于超导态通常发生在极端条件下(低温、强场或高压),或者由于很难制备高质量的大块单晶,因此这方面的中子散射研究相对于铜基或铁基超导体而言还很缺乏。与反铁磁关联的重费米子超导体可以粗略地分成两类:在第一类中,超导与反铁磁共存,而在第二类中,超导发生在反铁磁不稳定的边界。第一类仍然可以细分成两部分,分别对应磁矩大的体系与磁矩小的体系。 UPd_2Al_3 和 UNi_2Al_3 都属于大磁矩的反铁磁,其磁矩分别为 $0.85\mu_B$ 与 $0.24\mu_B$,但是二者之间的性质却有很大不同。简单地讲, UPd_2Al_3 的反铁磁为局域型的、公度的,其超导为自旋单态;而 UNi_2Al_3 的反铁磁则为巡游型的、非公度的,其超导态很可能是自旋三重态。在 UPd_2Al_3 中,中子散射实验表明,其低能自旋激发在 T_c 处发生剧烈改变,如图 4(a)所示^[17]。与上述两者相似的是, UPt_3 ($T_c=0.5\text{K}$)中也存在着反铁磁与超导共存的特性,在 20K 以下存在着反铁磁关联,并在约 5K 以下存在着弹性自旋序,不过该自旋序的磁矩在每个轴的位置上仅为 $0.01-0.03\mu_B$,远远小于反铁磁自旋涨落的磁矩(约 $2\mu_B$),其来源还有待确定。在 UPt_3 中,其超导电子配对一般认为是自旋三重态,而不是通常的单重态,因此铁磁涨落也许非常重要,尽管实验上还没有发现这方面的证据。在 URu_2Si_2 中,其反铁磁磁矩也很小,但是这很可能是来自于某一具有大磁矩反铁磁相而导致的相分离。另外,在 UBe_{13} 中,中子散射也发现它在 20K 以下时存在着短程反铁磁自旋关联。

对于超导发生在反铁磁边界的重费米子体系,主要包括 $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$ ($M=\text{Co, Ir, Rh}$), CeM_2X_2 ($M=\text{Cu, Au, Rh, Pd, Ni}$; $X=\text{Si, Ge}$), 以及其他一些 Ce 基材料。这些材料的相图在某种程度上与高温超导体类似,其超导电性也发生在反铁磁不稳定的区域。图 4(b)和 4(c)分别给出了 CeMIn_5 ($M=\text{Co, Rh}$ 和 Ir)^[18] 和 $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ ^[19] 的相图,可以看出,不论是掺杂还是加压,都有可能引起反铁磁与超导之间的互动。与其他 Ce 基重费米子超导材料相比, $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$ 系列材料的 T_c 更高,这很可能是由于该系列材料表现出更强的二维性,从而对超导配对更有利。中子散射实验表明,这些体系中的反铁磁自旋涨落与超导是紧密相关的,例如我们在前面已经介绍过的 CeCoIn_5 中磁共振峰的发现。最近,在 CeCu_2Si_2 中也发现,其自旋激发谱在超导

态下出现能隙(见图 4(d)),并且它导致的磁交换能的降低大于超导凝聚能^[20].

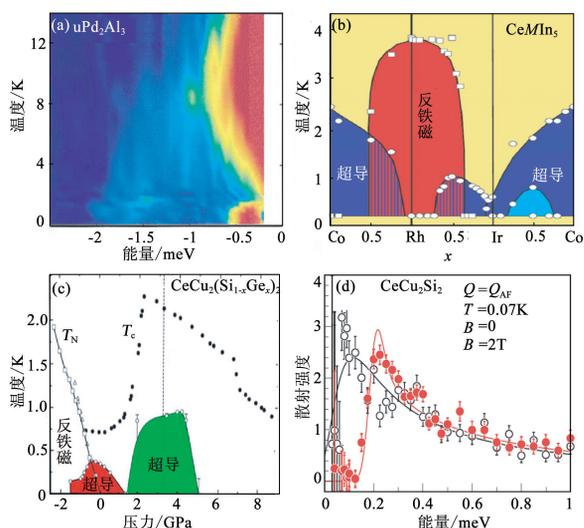


图 4 (a) UPd₂Al₃ 低能自旋激发与温度的关系^[17], 显示出在 T_c 处的剧烈改变. 极化中子实验表明, 系统在进入超导态后发展出自旋隙; (b) CeMn₅ 的掺杂相图^[18] (x 为每个区间左侧元素在 CeMn₅ 中的比例); (c) CeCu₂(Si_{1-x}Ge_x)₂ 相图^[19]; (d) CeCu₂Si₂ 中的低能自旋激发, 显示出在磁场压制超导后自旋隙消失^[20] (其中 Q_{AF} 为反铁磁波矢, 它表明弹性反铁磁峰的位置)

有机超导体是另一类反铁磁自旋关联并很可能在超导机理中扮演着重要角色的体系. 历史上, 一维有机超导体曾经被认为是高温超导(乃至室温超导)的主要候选者之一. 不过, 目前还没有在(准)一维有机超导体中发现很高的 T_c , 但是其丰富的物理性质却足以引起我们浓厚的兴趣. 图 2(c) 给出了 (TMTTF)₂PF₆ 的相图^[21], 其基态随着压力的增加先出现反铁磁态, 随后再出现超导态. 在这之后所发现的二维有机超导体 κ -Cu[N(CN)₂]Cl 同样在反铁磁不稳定区出现了超导电性. 不论是准一维还是准二维的有机超导体, 其共同的特征是可以相对容易地利用磁场、压力等外界因素来改变其基态. 从理论角度来讲, 这使得我们更容易去理解一些基本的物理概念. 不过令人可惜的是, 由于样品、磁矩较小, 晶格很大, 以及氢原子核非相干散射的问题等, 人们对这方面的非弹性中子研究得很少.

反铁磁与超导之间的关联在插层超导体中同样也有体现. 该类超导体是指在层状材料中的两层主要结构之间插入某种元素, 从而改变系统的性质, 而这种插入是可逆的. 例如, 在 Na_xCoO₂ 系统中, 随着钠掺杂量的增加, 系统同样经历了几种迥然不同的相, 包括高浓度处的自旋密度波(见图 2(d))^[22]. 不过, 超导只有在将水掺入该系统后才会出现在 $1/4 < x <$

$1/3$ 之间出现. 尽管实验上发现在未掺水的系统中存在着一些较弱的反铁磁或铁磁激发, 但是在超导样品中却似乎并不存在^[23]. 由于样品制备的复杂性, 目前在这方面还没有取得突破性进展. 另一种有趣的插层超导体是碱金属掺杂的 β -MNX ($M = \text{Ti, Zr, Hf}; X = \text{Cl, Br, I}$) 体系, 其最高 T_c 约 25K. 有迹象表明, 磁涨落很可能在该体系中也与超导直接相关^[24], 但遗憾的是, 目前还未见相关的非弹性中子散射报道.

3.2 铁磁自旋关联与超导

在常规超导体中, 超导与铁磁是无法共存的, 因为如本文第 2 节所指出的, 其超导电子对处于自旋单态, 因此铁磁所形成的两个自旋平行的情况(自旋三重态)会破坏超导配对. 实验上也确实发现磁性杂质很容易破坏超导电性. 但是在一些系统中, 人们发现超导电子对很可能是自旋三重态, 在这种情况下, 铁磁自旋关联实际上是对超导有利的.

在上面所介绍的重费米子超导体中, 我们已经知道有很多材料存在着很强的反铁磁涨落. 不过在有些重费米子超导体中, 铁磁涨落则起到很重要的作用. 类似于反铁磁的情况, 与铁磁涨落有关的重费米子超导体也可以分为两类: 一类是超导与铁磁共存, 另一类是超导发现在铁磁态的边界. UGe₂ 就属于第一类, 其相图如图 5(a) 所示^[25]. 在零场下, 其基态为铁磁态. 尽管其 f 电子显示出很强的局域性特征, 但是也有实验证据表明, 该铁磁态具有巡游特性. 在通过压力将铁磁抑制一部分后, 超导出现, 并与铁磁同时存在. 输运测量表明, 在铁磁态内存在一个温度 T_x , 在此温度下, 系统的一些性质发生了改变, 尤其是在 T_x 附近其态密度是增加的. 中子散射确认了体系在高于或低于 T_x 时都是严格的铁磁态, 但是铁磁态 2 具有更大的磁矩. 这两个相之间的竞争可能和轨道磁矩有关. 在系统进入超导态时, 其磁布拉格峰强度并无改变. 而关于该体系中超导与铁磁共存的机制目前还处于争议之中. 与 UGe₂ 相似的系统还包括 URhGe, 其系统存在着量子临界现象. 而 UCoGe 和 UIr 则属于第二类重费米子超导体, 其超导发生在铁磁态的边界而不是在铁磁区域之内. 这两个体系的磁矩都较小, 而对它们的中子散射研究还少有报道.

在铜基超导体 La_{2-x}Sr_xCuO₄ 发现之后, 人们很快发现, 和它具有完全相同结构的 Sr₂RuO₄ 也是超导的. 不过, 详细的实验表明, 它的超导性与铜基超导体并不相同, 其配对为 p 波三重态, 因此只需引

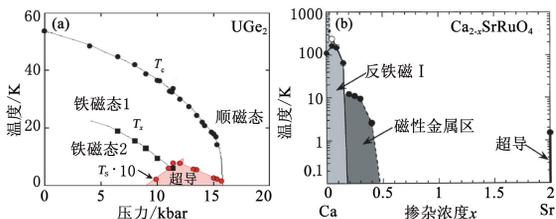


图 5 (a) 重费米子超导体 UGe_2 的相图^[25] (其中实际超导临界温度 T_s 的值应当除以 10, 这里 T_c 用来指代反铁磁转变温度); (b) 钕基超导体 $Ca_{2-x}Sr_xCuO_4$ 的相图^[26] (超导仅发生在 Sr_2RuO_4 中)

入一点杂质就将完全抑制超导电性. 通过掺杂 Ca, 人们发现该体系也表现出丰富的相图, 如图 5(b) 所示^[26]. 尽管系统在 Ca 掺杂浓度很高的区域呈现出长程反铁磁序, 但是实际上铁磁涨落才和其超导体相关. 中子散射实验已经在 Sr_2RuO_4 中发现了非公度的铁磁涨落, 而在 $0.2 \leq x \leq 1.5$ 的 $Ca_{2-x}Sr_xCuO_4$ 中, 则存在着反铁磁涨落与铁磁涨落之间的竞争^[27]. 需要指出的是, 自旋三重态下共振峰的存在并不需要超导能隙函数的符号改变, 但是目前还没有钕基超导体中共振峰的报道.

3.3 磁有序与其他有序

在上一节中, 我们可以看到反铁磁涨落在非常规超导体中确实扮演了重要的角色. 通过各体系的相图还可以看出, 其他长程序及其涨落也可能与磁有序竞争, 对超导机制做出重要贡献, 甚至有时会起到主导作用. 下面仅简单介绍其中的几种情况.

人们早就发现, 在铜基超导体 $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ 中, 其 T_c 在 $x=1/8$ 处出现降低的现象. 之后的研究表明, 这种现象和“条纹相”密切相关. 所谓的条纹相是指, 在空穴掺入铜基超导体的母体时, 为了达到能量最小化, 它们倾向于排成一排, 并在 $1/8$ 掺杂时形成有规律的排列, 如图 6(a) 所示, 这种相就被称之为条纹相. 而在中子散射实验中, 则会探测到非公度峰的存在^[28], 该非公度峰的值会随着掺杂、 T_c 的增加而增加^[29]. 而如果测量其自旋激发的话, 则会获得如图 6(b) 所示的“沙漏型”激发谱^[30]. 其低能的自旋激发来自于自旋条纹间的关联, 而高能自旋激发则来源于自旋条纹内的短程反铁磁自旋关联. 有趣的是, 在超导很好的 $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 样品 (包括最佳掺杂和过掺杂的样品) 以及其他体系中, 仍然存在着这种“沙漏型”的激发谱. 一种自然的解释是, 它们仍然来源于“条纹”, 但是此时这些条纹并没有稳定在某一个位置, 而是处于快速涨落之中. 除了这种动态条纹相的理解之外, 通过 d 波对称性

的费米面嵌套也可以对非公度峰和沙漏型激发谱给出很好的解释. 目前对于哪一种解释才是正确的还没有定论.

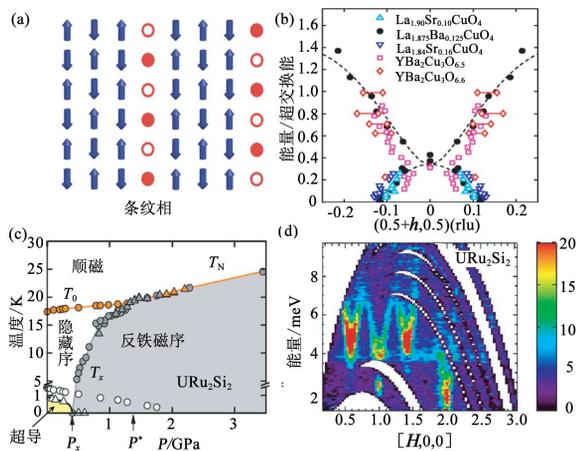


图 6 (a) 条纹相的示意图 (箭头表示自旋方向, 空心圆和实心圆分别代表有无电荷. 注意: 实际上是没有图中所示的规则电荷排列的, 这里仅代表 $1/8$ 空穴掺杂); (b) 铜基超导体中的沙漏型激发谱^[30] (其低能激发位于非公度的 $(0.5 \pm \delta, 0.5)$ 或 $(0.5, 0.5 \pm \delta)$ 的位置, 其中 δ 为不公度峰偏离 $(0.5, 0.5)$ 的大小); (c) 重费米子超导体 URu_2Si_2 的压力相图^[36]; (d) URu_2Si_2 在 1.5K (即隐藏序相) 时的自旋激发谱^[37] (其中 $(2.0, 0)$ 处的激发谱为声子谱)

与条纹相的概念存在着一定关联的是所谓的“向列相”^[31]. 向列相是从液晶的研究中借鉴而来的. 静态的条纹相可以看作是液晶中的“近晶相”, 它在一个方向上破坏了平移对称性, 而在另一个方向上不破坏任何空间对称性. 通过改变某个参数 (如掺杂), 该近晶相会进一步转变成向列相, 向列相仅仅破坏了晶格的四重旋转对称性, 但没有破坏平移和反射对称性. 它可以理解为沿着某个轴的各向异性的液体. 有理论认为, 向列相的涨落能谱类似于低能的动态条纹相. 中子实验暗示, 向列相在铜基超导体 YBCO 材料中可能导致低能自旋激发的各向异性^[32]. 而在铁基超导体中, 有更多的实验暗示向列相的存在^[33]. 需要指出的是, 在铁基超导体中, 人们发现其低能自旋激发存在各向异性或非公度峰, 并且该各向异性在不同体系中的表现不同, 不过这些现象可以更容易地通过费米嵌套的观点来理解, 而不是类似条纹相的概念^[34,35].

从对称性的角度来看, 条纹相或近晶相与电荷密度波并没有差别. 人们发现, UGe_2 中的电荷密度波与自旋密度波实际上是关联在一起的, 同时对超导有很大贡献. 在有机导体中, 除了超导电性和反铁磁之外, 还会出现电荷密度波相、自旋佩尔斯态 (spin-Peierls state) 等. 这些基态可以通过结构、反阴离子、

磁场、温度以及压力等来调整,显示出丰富的物理内涵,但是对其中一些现象还仍然不能清楚地解释. 在 Na_xCoO_2 中,自旋密度波也起到很大作用. 在这些体系以及很多其他体系中,通过研究自旋涨落,不仅仅能够理解自旋系统,同时也对理解电荷密度波和其他序的机制有所帮助.

重费米子超导体 URu_2Si_2 中的隐藏序也引起了人们的极大兴趣. 图 6(c) 给出了该体系的相图^[36]. 在低压下,系统从高温降至低温时,在 T_0 处释放出很大的熵,其电子态也有很多凝聚的特征,因此代表了某种序的生成. 尽管中子散射确认了在隐藏序相存在着反铁磁序,但是其磁矩只有约 $0.03\mu_B$,无法解释 T_0 处的熵损失,也和高压处的反铁磁序磁矩相差甚远(后者约为 $0.4\mu_B$). 非弹性中子散射实验发现,该系统的自旋激发谱存在着一个能隙,而且通过积分其自旋激发谱所获得的能量改变可以解释 T_0 处的熵变(见图 6(d))^[37]. 隐藏序相也存在着一个“共振峰”,该共振峰在高压反铁磁相和超导相中都不存在^[38]. 不过,这只是目前通过自旋激发谱对该隐藏序的理解,其他实验给出了该隐藏序的很多其他特异之处,并且无法简单地用自旋系统来解释所有的现象,因此对其具体机制仍然存在着很多争议.

4 结论

如果说 1972 年 BCS 理论获得诺贝尔物理学奖为常规超导体的超导机制圆满地画上了一个句号,那么,从 20 世纪 70 年代开始陆续被发现的非常规超导体则向我们打开了一扇(实际上不止一扇)蕴含更丰富物理内涵的大门. 其中自旋涨落在大多数非常规超导电性中都是必需考虑的一个重要乃至关键因素. 尽管超导在铁磁涨落占主要的系统中可以出现,但是较高温度的超导电性目前还只在反铁磁不稳定系统中被发现. 从实验角度讲,由于很多系统中单晶生长的困难以及中子散射实验的局限性,对它们的自旋动力学并没有进行很好的研究. 而从理论上讲,是否可以将自旋涨落处理成某种“胶水”来导致电子对配对,还是抛开 BCS 理论而完全基于强关联理论来理解超导,这些问题都还没有答案. 实际上,是否存在着一个普适的基于自旋涨落的超导

机制来解释非常规超导电性,这也还没有答案.

参考文献

- [1] 李世亮,戴鹏程. 物理,2011,40:33 [Li S L, Dai P C. Wuli (Physics),2011,40:33]
- [2] Shull C G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1966,16:513
- [3] 戴鹏程,李世亮. 物理,2006,35:837 [Dai P C, Li S L. Wuli (Physics),2006,35:837]
- [4] Orenstein J *et al.* Science,2000,288:468
- [5] Wakimoto S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2007,98:247003
- [6] Dai P *et al.* Phys. Rev. B,2001,63:054525
- [7] Dai P *et al.* Science,1999,284:1344
- [8] Lake B *et al.* Nature,2002,415:299
- [9] Barth A *et al.* J. Supercond. Nov. Magn. ,2008,21:113
- [10] Chu J H *et al.* Phys. Rev. B,2009,79:014506
- [11] 李世亮,戴鹏程. 物理,2009,38:644 [Li S L, Dai P C. Wuli (Physics),2009,38:644]
- [12] Lumsden M D *et al.* J. Phys. : Condens. Matter, 2010, 22: 203203
- [13] Wang M *et al.* Phys. Rev. B,2011,83:094516
- [14] Stock C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2008,100:087001
- [15] Yu G *et al.* Nat. Phys. 2009,5:873
- [16] Eschrig M. Adv. Phys. ,2006,55:47
- [17] Bernhoeft B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998,81:4244
- [18] Sarrao J L *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. ,2007,76:051013
- [19] Thalmeier P *et al.* Frontiers in Magnetic Materials/Frontiers in Superconductive Materials Vol. XXXII (Springer Verlag, Berlin), 109
- [20] Stockert O *et al.* Nat. Phys. ,2011,7:119
- [21] Jaccard D *et al.* J. Phys:Condens. Matter,2001,13:89
- [22] Foo M L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004,92:247001
- [23] Sato M *et al.* J. Mag. Mag. Mater. ,2007,310:666
- [24] Kasahara Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2009,103:077004
- [25] Saxena S S *et al.* Nature,2000,406:587
- [26] Nakatsuji S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000,84:2666
- [27] Steffens P *et al.* Phys. Rev. B,2011,83:054429
- [28] Tranquada J M *et al.* Nature,1995,375:561
- [29] Yamada K *et al.* Phys. Rev. B,1998,57:6165
- [30] J M Tranquada in Handbook of High-Temperature Superconductivity (Springer, New York,2007),257
- [31] Kivelson S A *et al.* Nature,1998,393:550
- [32] Hinkov V *et al.* Science,2008,319:597
- [33] Harriger L W *et al.* arXiv:1011.3771
- [34] Li S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2010,105:157002
- [35] Zhang C *et al.* arXiv:1012.4065
- [36] Hassinger E *et al.* Phys. Rev. B,2008,77:115117
- [37] Wiebe C R *et al.* Nat. Phys. ,2007,3:96
- [38] Villaume A *et al.* Phys. Rev. B,2008,78:012504