

非常规超导体的中子散射研究*

沃弘樑¹ 王奇思¹ 沈瑶¹ 赵俊^{1,2,†}

(1 复旦大学物理学系 应用表面物理国家重点实验室 上海 200433)

(2 人工微结构科学与技术协同创新中心 南京 210093)

2019-11-15 收到

† email: zhaoj@fudan.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20191203

Neutron scattering studies on unconventional superconductors

WO Hong-Liang¹ WANG Qi-Si¹ SHEN Yao¹ ZHAO Jun^{1,2,†}

(1 State Key Laboratory of Surface Physics, Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(2 Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing 210093, China)

摘要 非常规超导机理仍然是一个未解之谜，它是凝聚态物理研究的重要课题。非常规超导电性大多发生在磁不稳态附近，所以确定非常规超导体的磁结构和磁激发行为对理解其超导机制非常关键。中子带有磁矩，是探测超导体磁性的有力工具。文章将以本课题组近年来开展的工作为例，介绍几种中子散射技术在研究非常规超导体的晶体结构和磁关联行为以及超导配对对称性方面的应用。

关键词 中子散射，强关联电子体系，非常规超导体，高温超导体

Abstract The mechanism of unconventional superconductivity, an important topic in the study of condensed matter physics, remains a mystery. Unconventional superconductivity often occurs near magnetic instabilities, therefore the elucidation of the magnetic structure and magnetic excitations of an unconventional superconductor is critical to understanding its pairing mechanism. The neutron's magnetic moment is ideally suited for detecting the magnetic properties of unconventional superconductors. In this paper we will introduce the application of various neutron scattering techniques in the study of the crystal structure, magnetic correlation and pairing symmetry of unconventional superconductors.

Keywords neutron scattering, strongly correlated electron systems, unconventional superconductors, high temperature superconductors

1 引言

非常规超导电性是凝聚态物理研究的重要课题。非常规超导体一方面有广阔应用前景，在未来很可能引发能源、运输和电子工业等领域的革

命；另一方面，它为研究关联体系中的复杂物理现象提供了良好的平台^[1-3]。与传统超导体的电子—声子相互作用导致的超导配对机制不同，铜氧化物、铁基和重费米子等非常规超导电性大多发生在磁不稳态附近，其超导配对机制被广泛的认

* 上海市教育委员会科研创新计划(批准号: 2017-01-07-00-07-E00018)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2015CB921302)、国家科技支撑计划(批准号: 2016YFA0300203)、国家自然科学基金(批准号: 11874119)资助项目

为更可能和电子—磁激发相互作用相关。因此深入研究非常规超导体的磁结构、磁激发行为和配对称性对理解其超导机制有重要的意义。

在磁性研究方面，中子散射技术具有独特的优势：(1)中子不带电荷，和材料之间没有库仑相互作用，因此具有较大的穿透深度，适合研究材料的体性质并不受样品表面状态影响。另外，中子可以轻易穿透样品环境，适合测量材料在极低温、强磁场、高压等极端环境下的性质。(2)中子带有磁矩，因此中子可以探测样品的磁结构和磁激发。(3)中子有合适的能量、波长及分辨率。实验室使用的中子能量范围通常在0.1毫电子伏到几百个毫电子伏(meV)之间，与材料中声子和磁激发等元激发能量接近，在进行非弹性测量时有很高的能量分辨率。另外，这些中子对应的波长与固体中晶格的周期接近，因此中子散射可以对较大的动量空间进行探测，并具有较高的动量分辨率。(4)基于中子散射截面的特性，中子在探测轻元素、分辨同位素方面比X射线更加合适。

文章将首先介绍中子散射技术的原理和实验方法，之后介绍中子散射技术在非常规超导体的晶体结构、磁结构、自旋动力学行为和超导配对对称性研究中的应用。

2 中子散射技术

2.1 中子散射原理

中子散射过程满足能量与动量守恒定律：

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i, \\ \hbar\omega &= E_f - E_i = \hbar^2/2m_n(k_f^2 - k_i^2), \end{aligned}$$

其中中子的波矢大小 $k=2\pi/\lambda$ ， λ 为中子的波长。 m_n 为中子的质量，中子转移给样品的动量和能量分别是 $\hbar\mathbf{Q}$ 和 $\hbar\omega$ ， $\mathbf{k}_i$ ， $\mathbf{k}_f$ 分别为中子的入射和出射波矢。根据散射过程里中子能量是否发生变化，可以将中子散射分为弹性散射和非弹性散射。弹性散射发生前后，中子能量不发生改变，可以用来探测样品的晶格结构和磁结构；非弹性散射伴随着能量的转移，可以用来研究声子、自旋波等元激发的激发谱。

描述散射过程的一个重要物理量是微分散射截面。在中子散射实验中，人们直接测量的物理量是单位时间内探测器上接收到的中子数目。因此，中子散射的实验结果可以直观地描述中子在材料内部的散射过程。另一方面，中子散射的微分散射截面可以通过量子力学计算确定^[4]，具有清晰完整的表达式，这给实验数据和理论计算的定量比较提供了很大的方便。数据直观、物理意义清晰也是中子散射技术的优势。

2.2 中子散射实验谱仪

中子散射谱仪种类繁多，关联电子体系测量常用到的谱仪包括粉末衍射仪、单晶四圆衍射仪、小角散射仪、三轴(triple axis)谱仪和时间飞行(time of flight)谱仪等。下面将简单介绍应用最广泛的三轴谱仪和时间飞行谱仪。

三轴谱仪主要由单色器、样品台和分析器组成(图1)，每个部分都可以独立绕轴旋转，因此取名“三轴”。单色器和分析器通过布拉格衍射分别选择特定动量和能量的入射、出射中子，使得三轴谱仪可以精确测量能量—动量空间中的各个位置。三轴谱仪一般基于反应堆中子源。这类中子源通过核裂变产生连续的中子流，经过减速、准直等过程后用来进行中子散射实验。

时间飞行谱仪，顾名思义，是利用中子的飞行距离和时间确定中子能量(图2)。区别于传统三轴谱仪通常使用的单个探测器设计，时间飞行谱仪一般配备了由大量探测器组成的探测器阵列，可以同时探测能量—动量空间内的很大范

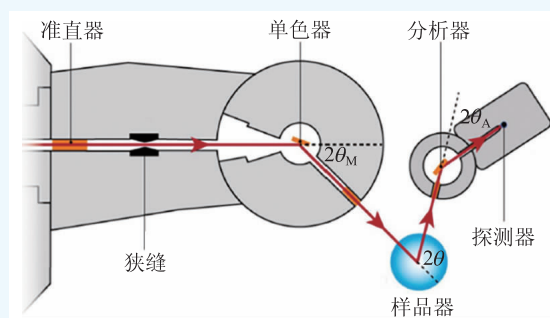
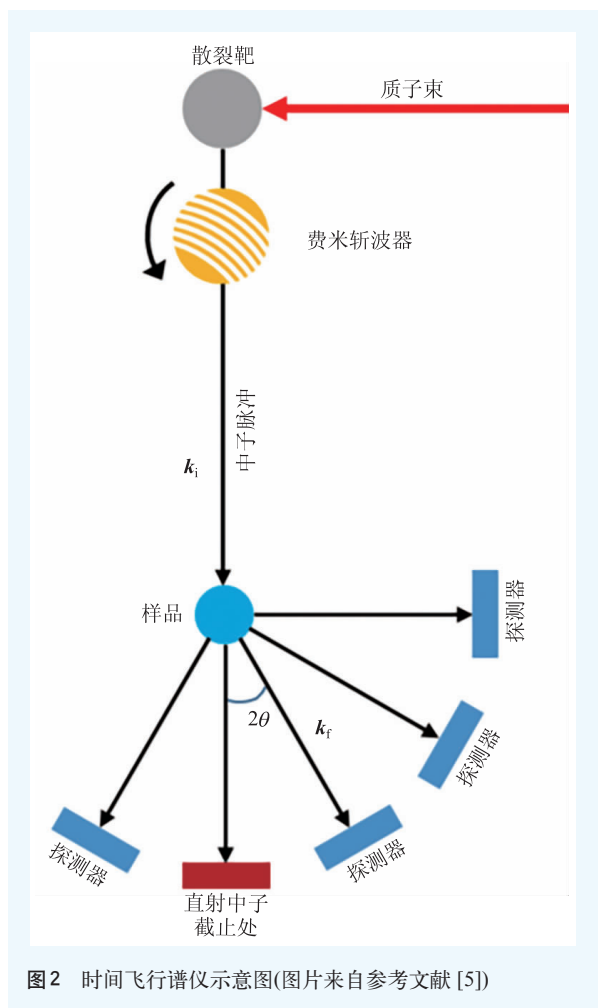


图1 三轴谱仪示意图(图片来自参考文献[5]及<https://www.mlz-garching.de/panda>)



围。时间飞行谱仪常见于散裂中子源。在散裂中子源中，通过加速器产生高速质子或负氢离子，并引导质子或负氢离子轰击重金属靶产生脉冲式的中子流。

在实际的研究过程中，我们常常把三轴谱仪和时间飞行谱仪结合起来使用，利用三轴谱仪使用灵活且对样品环境友好的特点，测量样品信号随温度、磁场和压力等的演化；同时发挥时间飞行谱仪大面积探测器的优势，对动量和能量空间进行大范围的测量。

3 铁基高温超导体的中子散射研究

高温超导体是最引人瞩目的非常规超导体，高温超导机理被誉为凝聚态物理学皇冠上的明珠。自1986年铜氧化物高温超导体被发现以来^[6]，人

们对它的理解不断加深，但是直到今天为止，高温超导的机理仍然没有定论。2008年铁基超导体的发现为解决这一难题提供了新的平台^[7]。从这一类全新的高温超导体中人们有望获得更多的线索来理解高温超导电性的机理，同时也期待这一体系中能够获得更高的超导转变温度和更好性能的超导体，为实现高温超导更广阔的应用打下基础。

铁基高温超导体的电子结构比铜氧化物超导体更为复杂。在铁基超导体中，铁的3d壳层的5个轨道的能量都在费米能附近，形成了多能带电子结构，其费米面由多个电子和空穴口袋组成。不仅如此，不同轨道之间也有相互作用，体系中存在电荷、自旋、轨道、晶格等多个自由度之间的耦合，探索这些耦合的形式和原因以及它们与超导的联系是当前铁基超导研究的重要课题。铁基超导体可以很粗略的分为FeAs、FeSe和FeGe三大类，它们之中分别存在二维的FeAs/P、FeSe/S/Te或FeGe超导层。第一类铁基超导体(FeAs类)是最早发现的铁基超导体，由于样品相对较容易合成，已经研究得相对较为充分，也达成了一些共识^[3]。弹性中子衍射数据表明，随着降温，FeAs类超导体的母体会首先经历晶体结构从四方相到正交相的转变，反铁磁相变紧随其后或者同时发生，母体的磁结构是共线的条纹磁结构(图3(a)，以 $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 为例^[8])。随着F掺杂引入电子，体系的晶格结构相变和磁相变都会被逐渐压制，在某一个临界掺杂浓度，超导电性出现(图3(d))。当样品发生四方相($a=b$)到正交相($a>b$)的转变时，晶格在 ab 面内出现了很小的畸变(晶格常数的改变通常小于1%)。但令人吃惊的是，体系的电阻和磁相互作用等诸多性质都在 a 、 b 两个方向出现了很强的各项异性，这被称为电子向列序^[3, 9, 10]。一般认为，铁基超导体中 ab 面内很小的晶格畸变不足以导致体系在电和磁方面出现如此大的各项异性，因此晶格畸变很可能是电子向列序产生的结果，而非驱动电子向列序的原因。磁涨落或轨道涨落被认为是驱动铁基超导体中向列序的可能原因，并且同样的涨落很可能还驱动了超导的发生^[11-18]。在FeAs类超导体中，由于向列序

和条纹反铁磁相变伴随发生, 因此很多理论认为条纹反铁磁涨落可能是驱动向列序和超导配对的原因, 由此而产生的超导配对波函数是在空穴和电子费米面上有变号的 $s_{\pm}$ 波^[3]。

然而, 最近的研究表明, FeSe 类超导体和 FeAs 类超导体有着不完全相同的相图和非常奇异的性质, 使得之前建立起来的关于 FeAs 超导体的磁性和超导的机制受到了挑战。首先, FeSe 在 90 K

发生从四方相到正交相(向列相)的结构相变^[19], 但随后在低温却没有发生磁相变, 而且不需要掺杂就可以在 9 K 进入超导态^[20], 这与在 FeAs 类超导体中磁相变紧随结构相变发生的情况不同。核磁共振测量发现在向列相变温度之上几乎没有磁涨落的信号^[21, 22], 似乎表明磁涨落并不是驱动向列相变的原因。但是由于该核磁共振测量探测的能量较低, 而且不具有动量空间分辨能力, 所以更深入的理解磁涨落和向列相变的关系需要测量更广的动量和能量空间范围内的自旋关联行为。FeSe 引人关注的另外一个原因是它作为结构最简单的高温超导体, 却有获得很高超导转变温度的潜力。比如单层 FeSe/STO 薄膜的超导转变温度可以超过 65 K^[23]。电子掺杂的 FeSe 和外加压力下的 FeSe 的超导转变温度也可以达到 40 K 左右^[24–26]。更有意思的是, 单层 FeSe/STO 薄膜和电子掺杂 FeSe 只在布里渊区边界上有大的电子费米面, 布里渊区中心的空穴费米面则完全消失了^[27–29], 这挑战了 FeAs 类超导体中基于电子和空穴费米面相互作用形成的 $s_{\pm}$ 配对机制^[3]。因此, 更深入地研究 FeSe 类超导体的性质对于全面理解铁基超导机理有重要的意义。

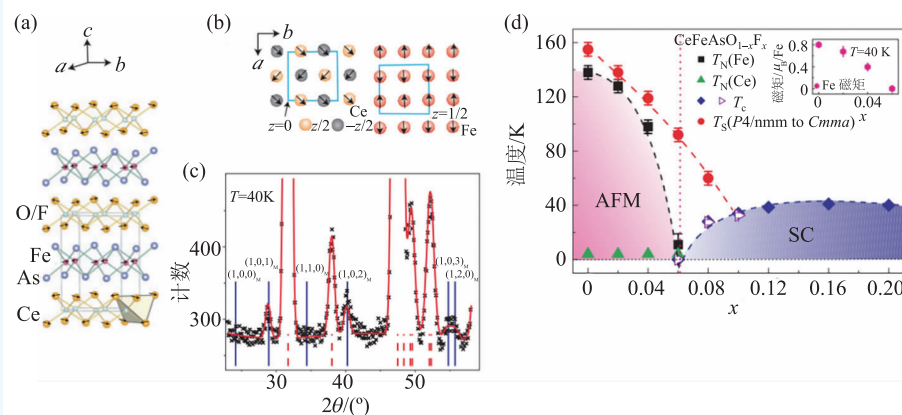


图3 CeFeAsO_{1-x}F_x的晶体结构、Ce与Fe离子位置的低温磁结构、中子弹性衍射数据及晶体和磁结构相图^[8] (a)弹性粉末中子衍射精修得到的CeFeAsO_{1-x}F_x的晶体结构和磁结构。Fe位在 ab 面内形成的条纹状反铁磁结构, 黑色箭头代表磁矩方向; (b)Ce和Fe离子的磁晶胞; (c) $T=40$ K时CeFeAsO_{1-x}F_x的中子弹性衍射数据, 其中交叉点是测量数据, 红色实线为计算得到的强度(所用晶格结构空间群为 $Cmma$, 磁结构如图3(a, b)所示), 红色竖直虚线代表晶格布拉格峰位置, 蓝色竖直实线代表磁布拉格峰位置; (d) CeFeAsO_{1-x}F_x随F掺杂量 x 变化的晶格结构和磁结构的相图, 反铁磁转变温度 T_N 和磁矩随着掺杂量 x 增加而下降, $x>0.06$ 时静态反铁磁消失, 超导电性出现。插图图为Fe的磁矩随掺杂 x 的变化关系

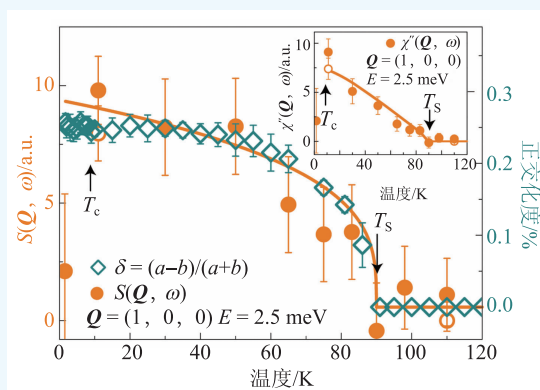


图4 FeSe中低能自旋涨落和正交化度的温度关系^[30], 插图为动态磁化率虚部 $\chi''(\mathbf{Q}, \omega)$ 的温度关系。动态自旋关联函数 $S(\mathbf{Q}, \omega)$ 及动态磁化率虚部 $\chi''(\mathbf{Q}, \omega)$ 都在结构相变点 T_c 突然增强

3.1 第二类铁基超导体FeSe的配对对称性、磁基态和磁激发研究

我们首先用三轴谱仪仔细测量了FeSe单晶中的自旋关联行为^[30]。在弹性通道中, 没有观察到任何跟磁有序相关的磁布拉格峰, 这表明FeSe中的确没有静态反铁磁序。相反, 在非弹性通道中, 在条纹磁有序波矢 $\mathbf{Q}=(1, 0, 0)$ 附近发现了较强的自旋激发信号。这说明FeSe中虽然没有形

成静态条纹反铁磁序,但是条纹反铁磁涨落很强。这些磁涨落信号在结构相变温度以上就存在,并与向列序耦合在一起,在温度降低经过向列序转变温度 T_s 时突然增强,表现出与向列序序参量(正交化度)一致的温度依赖关系(图4);在进入超导态时,磁涨落信号发生谱重转移,在 $E=4$ meV 附近出现尖锐的中子自旋共振峰(图5),并在低能打开自旋能隙。这表明FeSe中条纹反铁磁涨落、向列序和超导电性之间存在强烈耦合。一般认为,超导能隙(2*Δ*)以下的中子自旋共振峰起源于自旋单态的超导电子对到自旋三重态的粒子

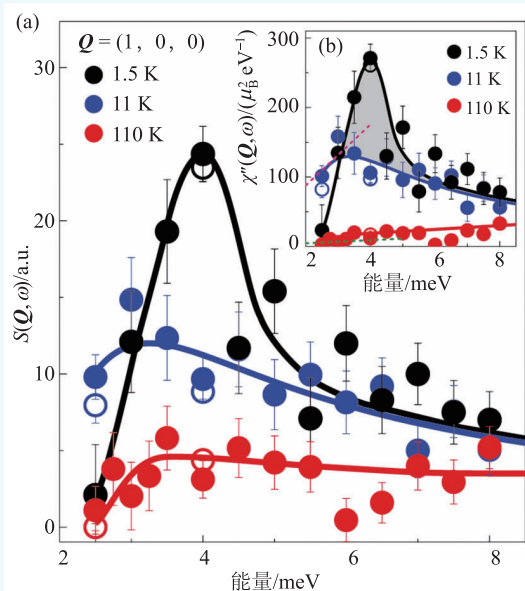


图5 FeSe中超导态($T=1.5$ K)和正常态($T=11$ K和110 K)的自旋激发谱^[30] (a) $Q=(1, 0, 0)$ 处的动态自旋关联函数 $S(Q, \omega)$ 的能量依赖关系; (b) 动态磁化率虚部 $\chi''(Q, \omega)$ 的能量依赖关系。阴影部分示意了超导自旋共振峰的谱重

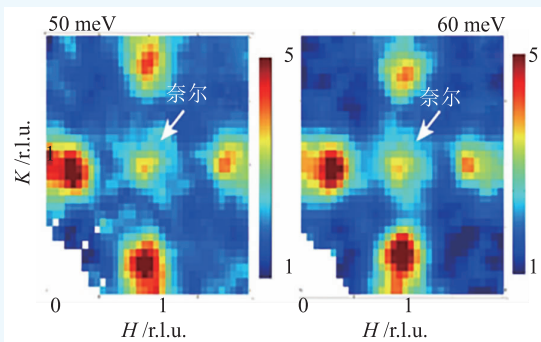


图6 FeSe中自旋激发在4 K时,能量为50 meV和60 meV的面内动量分布,其中条纹自旋涨落位于(1, 0)及其等效位置,奈尔自旋涨落位于(1, 1)位置

一空穴对激发,它产生的必要条件是超导配对波函数在发生共振散射的费米面之间有符号改变^[31]。

利用时间飞行谱仪,我们进一步测量了FeSe单晶在整个布里渊区内的自旋激发谱^[32]。有趣的是,我们在FeSe中发现除了在条纹波矢 $Q=(1, 0)$ 附近有磁激发信号,在奈尔磁有序的特征波矢 $Q=(1, 1)$ 附近也出现了明显的磁涨落信号(图6)。我们知道,奈尔磁涨落是铜氧化物超导体的特征磁涨落,它被认为与铜氧化物超导体中的 d 波配对对称性有密切关系,而条纹磁涨落则在FeAs类超导体中被广泛观测到,它指向 $s_{\pm}$ 配对对称性^[3]。FeSe中观察到条纹和奈尔反铁磁涨落共存(图5),这似乎表明FeSe的磁基态恰好处在介于FeAs类超导体和铜氧化物超导体之间的中间状态。更有意思的是,FeSe中条纹和奈尔反铁磁涨落在向列序转变温度附近表现出明显的竞争行为(图7)。显然,这表明这两种磁涨落的阻挫竞争是导致FeSe中没有长程磁有序的原因,而向列序很可能是自旋阻挫破坏了条纹反铁磁序之后的残留序。这些实验结果表明FeSe是处在奈尔与条纹状磁不稳态之间的向列性顺磁体^[33]。

3.2 电子型FeSe超导体 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 的磁涨落结构

了解了FeSe的配对对称性和磁基态以及磁激发行为后,人们非常关注的问题是当FeSe中引入电子掺杂,超导转变温度迅速提升后,其超导配对对称性和磁激发行为的演变。 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{OHFeSe}$ 是中国科学技术大学陈仙辉研究组率先合成的一个新的电子型FeSe类超导体,其超导转变温度约为41 K^[26]。角分辨光电子能谱测量结果表明其电子结构与单层FeSe/STO薄膜以及其他重电子掺杂FeSe超导体类似^[34, 35],只在布里渊区边界上有大的电子费米面,而布里渊区中心的空穴费米面则完全消失,这表明 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{OHFeSe}$ 中的超导电性无法用简单的基于电子和空穴费米面的 $s_{\pm}$ 配对模型来理解。这一材料克服了 $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ (A 是碱金属元素)材料中存在的相分离问题,可以获得纯相的超导单晶样品,是研究电子掺杂类FeSe超导体的

本征磁激发和配对对称性的理想体系^[36]。

结合三轴谱仪与时间飞行谱仪，我们对这一体系的磁激发在动量—能量空间内的分布进行了仔细测量^[37]。为了克服氢元素具有较大非相干散射的影响，我们对材料进行了氘化。结果表明， $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 在21 meV附近也存在中子自旋共振峰(图8(a))，共振峰环绕奈尔磁有序波矢附近近似形成一个环状结构(图8(b))。而条纹波矢附近的磁涨落信号则几乎完全消失了。

高能自旋激发的测量给出了更加新奇的结果^[37]。与一般反铁磁体中常观察到的锥形向外的色散关系不同，随着能量的升高， $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 的自旋激发信号以奈尔波矢为中心先向外色散，到66 meV附近则又开始向内色散，在60 meV附近形成了拐点(图9, 10)。信号的各向异性取向也在拐点能量上下发生了改变，低能区域信号呈现横向延长的椭圆形，能量升高到66 meV时，信号则变成了纵向延长的椭圆形(图9(a, d))。无规相近似(RPA)计算表明，低能自旋激发的行为大体可以用电子费米面嵌套的巡游模型来解释(图10)，而高能部分(66 meV以上)的自旋激发和RPA计算有明显区别，它们很可能主要来源于局域磁矩之间的短程关联，从而在60 meV附近形成了色散的拐点^[36]。这一现象在铁基超导体中非常罕见，却和空穴掺杂的铜氧化物超导体中的著名的沙漏型色散关系非常类似^[38–40]。通过比较多个高温超导体体系的自旋激发谱的行为，我们发现自旋激发谱中带拐点的体

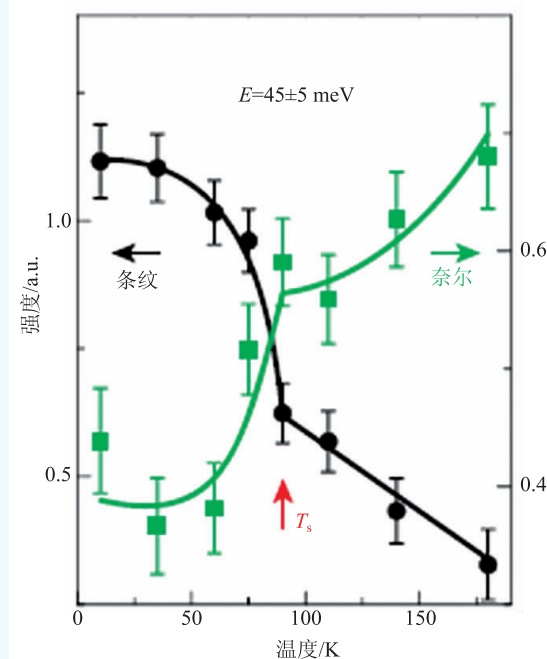


图7 FeSe中条纹和奈尔自旋涨落强度的温度关系^[32]

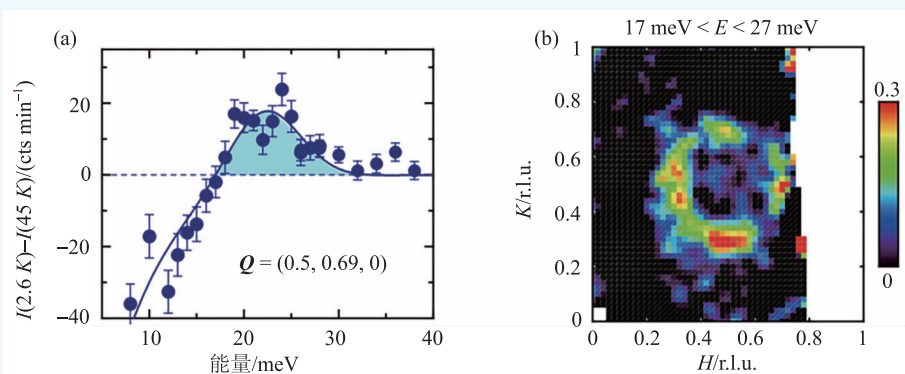


图8 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 中的自旋共振模式^[37] (a) $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 中超导态与正常态的自旋激发强度差；(b)超导态与正常态的自旋激发强度差在等能(H, K)面上的结构

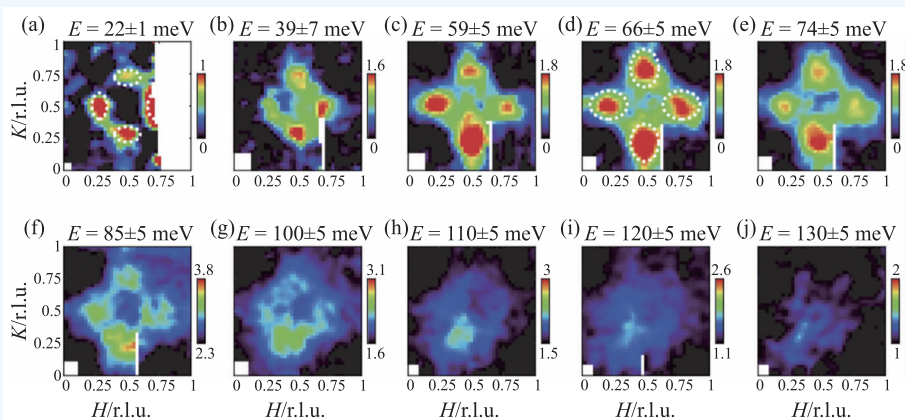


图9 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 样品在5 K时自旋激发在等能(H, K)面上的分布^[37]

系倾向于形成更高的超导转变温度。这可能是因为拐点附近有较高的自旋激发谱重,当拐点发生在数倍于超导能隙的能量时,有利于驱动超导配对^[41]。

3.3 第三类铁基超导体 YFe_2Ge_2 的中子散射研究

在过去的铜氧化物和铁基高温超导研究中,大家关注的焦点主要集中在反铁磁涨落和超导配对的关系。一般来说,反铁磁涨落倾向于形成自旋单重态配对(比如 s 波和 d 波配对)^[3, 42],而铁磁涨落则一般对单重态配对有破坏作用,更倾向于形成自旋三重态配对(比如 p 波配对)。最近有研究者对核磁共振数据做了基于 Korringa 关系的分析,指出某些铁基超导体中可能存在反铁磁涨落和铁磁涨落共存^[43]。但是中子散射测量在这些铁基超导体中只观测到了反铁磁涨落,而铁磁涨落存在的确切实验证据仍然缺乏。 YFe_2Ge_2 ($T_c \approx 1.8$ K) 是最近新发现的铁基超导体,其超导电性对样品杂质十分敏感,电阻和比热都表现出非费米液体行为^[44-47],这些性质都表明它很可能是非常规超导体。 YFe_2Ge_2 的晶格结构与 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ 等 122 族铁基超导体的高温四方相相同^[48]。第一性

原理计算认为该体系的基态是磁有序态^[49, 50],但是我们的弹性中子衍射实验表明该体系在低温下没有磁有序,背后的物理机制有待厘清。更有趣的是,我们的非弹性中子散射实验发现 YFe_2Ge_2 中除了有与其他铁基超导体中类似的条纹反铁磁涨落之外,还存在很强的面内铁磁涨落^[51]。通过归一化处理得到的局域磁化率表明,低温下 YFe_2Ge_2 中铁磁涨落所占的比重比条纹状反

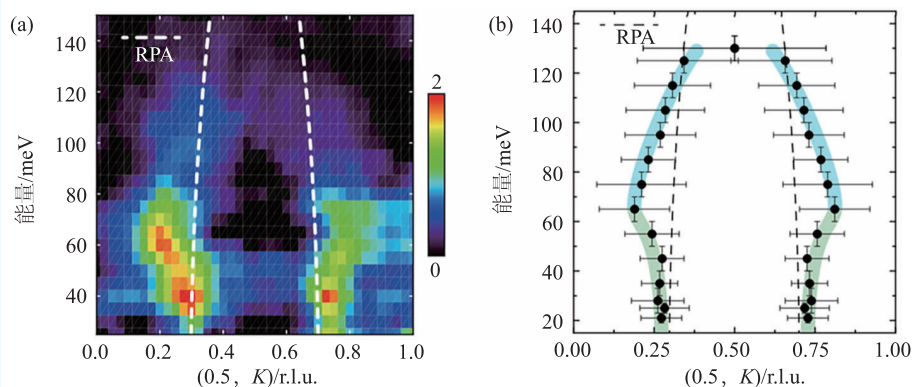


图10 $\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{ODFeSe}$ 样品中扭曲的色散关系^[37] (a) 5 K时沿着 K 方向的自旋激发色散关系; (b) 拟合得到的自旋涨落信号峰的位置,纵向误差棒代表积分能量宽度,横向误差棒为自旋激发信号峰半高宽。虚线为无规相近似(RPA)计算得到的色散关系

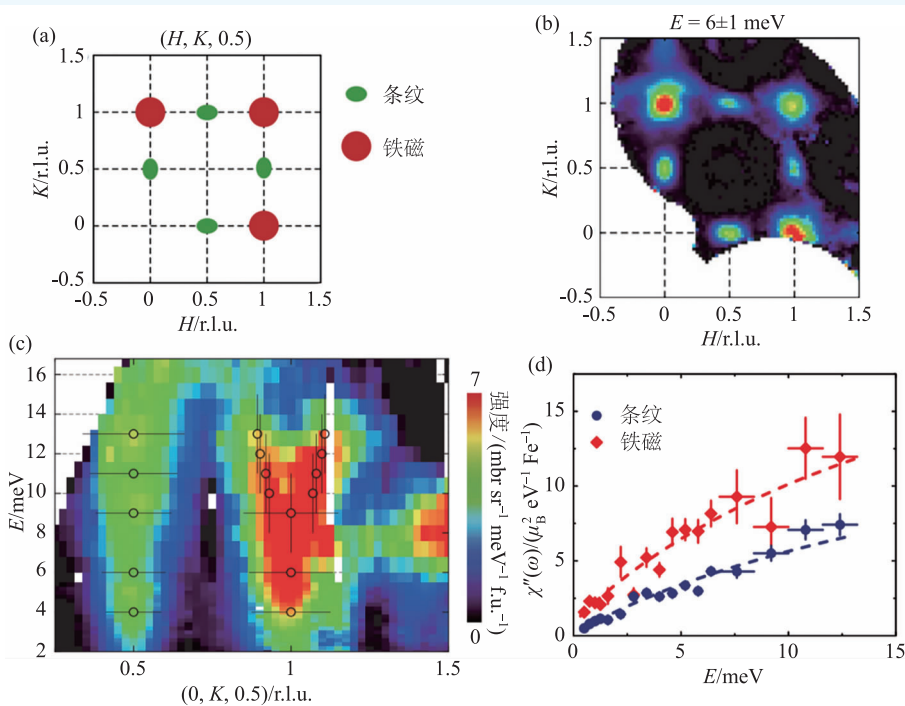


图11 YFe_2Ge_2 中反铁磁涨落与铁磁涨落的共存^[51] (a) YFe_2Ge_2 中两种磁涨落信号分布示意图; (b) 条纹反铁磁涨落与铁磁涨落在等能 (H, K) 面上的分布; (c) 沿着 $(0, K, 0.5)$ 方向的色散关系; (d) 通过归一化处理得到的两种磁涨落的局域磁化率

铁磁涨落更强(图 11), 这说明 YFe_2Ge_2 可能是一个更靠近铁磁不稳态的超导体。我们知道, 铁磁涨落有可能驱动新奇的自旋三重态超导配对, 导致拓扑超导电性。从实验上确认 YFe_2Ge_2 是否有拓扑性是下一步研究的重要课题。

在 FeSe 和 YFe_2Ge_2 两类超导体中发现竞争性的磁相互作用表明铁基超导体的磁性比我们过去预期的更为复杂, 这些发现对全面地理解高温超导体的磁性乃至超导机理有启发意义。显然, FeSe 和 YFe_2Ge_2 中磁有序的缺失以及相对较低的超导转变温度都很可能是因为体系存在多种磁涨落的阻挫竞争导致。电子掺杂 FeSe 的条纹磁涨落被抑制, 而奈尔波矢附近的磁涨落则显著增强, 这一定程度上削弱了体系的磁相互作用阻挫, 从而获得了更高的超导转变温度。如何调控 YFe_2Ge_2 中的磁相互作用阻挫并调控其超导转变温度将是一个有趣的研究方向。这可能为寻找更高超导转变温度的材料提供线索。

3.4 铬基超导体 CrAs 的磁结构相图及其与超导电性的关联

CrAs 是中国科学院物理研究所雒建林研究组 2014 年报道的压力下的超导体^[52]。与大多数非常规超导体中超导电性衍生于共线的磁体不同, CrAs 在常压下具有复杂的非共线的双螺旋磁结构^[53–58], 这引发了我们对复杂磁结构和非常规超导电性之间关系的研究兴趣。

我们对 CrAs 做了一系列压力下的弹性粉末中子衍射测量, 并对数据进行了晶格结构和磁结构的精修^[59](图 12(c–e))。结果表明, 常压下, CrAs

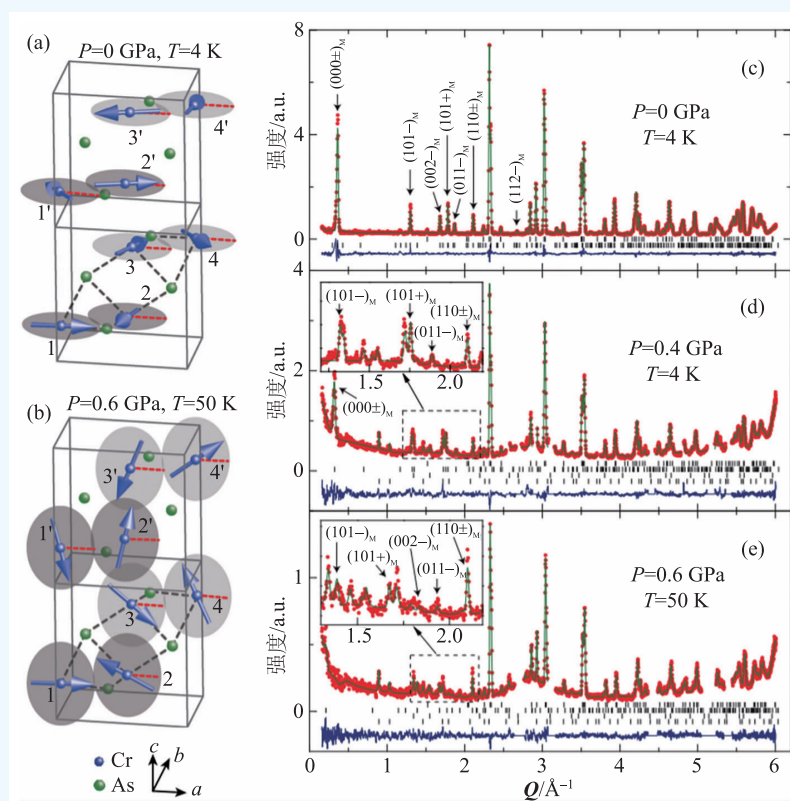


图 12 CrAs 常压及加压下的粉末中子弹性衍射数据及磁结构^[59]。常压(a)和 0.6 GPa(b)下 CrAs 的磁结构, 其中红色虚线代表 1 号原子的磁矩的方向, 即水平方向; 常压(c), 0.4 GPa(d) 和 0.6 GPa(e) 下 CrAs 的粉末中子弹性衍射, 其中红点代表测量得到的数据, 绿线代表计算得到的强度, 下方蓝线代表实验与计算结果的差值, 短竖棒表示晶格及磁性布拉格峰的位置, 主要的磁性布拉格峰都在插图中标出

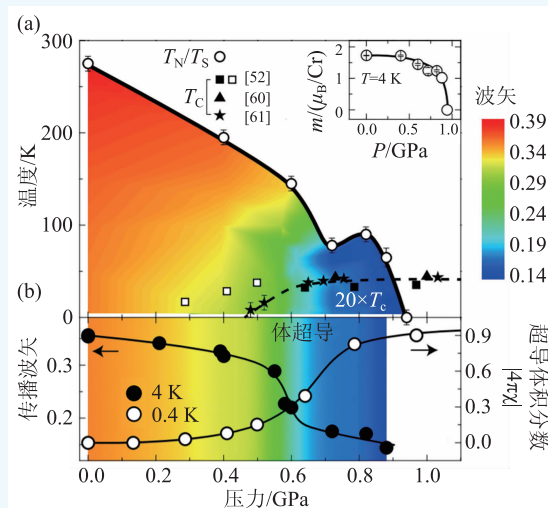


图 13 CrAs 的磁结构与超导电性随压力的演变相图^[59] (a) 晶格和磁结构以及超导转变温度随压力的演变相图, 超导转变温度来自参考文献[52, 60, 61]。颜色代表传播波矢大小。插图为磁矩大小随压力的演化关系; (b) 超导体积分数和传播波矢随压力的演化关系。传播波矢的急剧减小和体超导电性同时发生, 这个过程伴随着磁矩从 ab 面到 ac 面的自旋重整

的磁矩位于 ab 面内, 形成传播波矢为 $(0, 0, 0.356)$ 的双螺旋磁结构(图 12(a)). 随着压力增加, 螺旋磁序的奈尔温度和磁矩都逐渐被压制。在压力增加到约 0.6 GPa 时, 磁矩突然翻转到 ac 面内, 出现了自旋结构的重整(图 12(b)), 同时伴随着传播波矢的急剧减小(图 13)。有趣的是, 自旋结构重整与体系的体超导电性几乎同时发生(图 13), 这表明 ac 面的双螺旋磁结构更容易产生超导。这种现象与铜氧化物和铁基超导体中磁结构几乎不随压力或掺杂发生显著改变的行为完全不同, 其中的物理机制目前仍不十分清楚。一个可能的理解是磁矩进入 ac 面后伴随着传播波矢的急剧减小, 磁结构的非公度性减小, 这时相对于 DM(Dzyaloshinsky—Moriya)等其他磁相互作用, 近邻 Cr 原子之间的反铁磁交换相互作用起到了更主导的作用, 使得近邻磁矩更接近反平行排列, 这可能有利于超导配对的发生。更严格的解释亟

待进一步的理论研究。复杂磁结构相变引发的超导为非常规超导研究提供了新的角度。

4 总结与展望

中子的发现已经有超过 80 年的历史, 人们在中子被发现之初就察觉到了其作为一种探测手段的优势。早在 1936 年, 就有人提出可以用中子测量材料的结构。20 世纪 40 年代以后, 中子散射技术得到快速发展, 为人们认识物质的微观结构做出了巨大贡献。在最近的 30 余年中, 中子散射实验手段更是在非常规超导体的研究中大放光彩。本文所介绍的研究工作, 包括用中子散射测量非常规超导体的磁结构、磁涨落和超导配对对称性, 仅仅是中子散射应用的冰山一角。随着国内几个中子源的建成, 相信它们会在超导研究中发挥更重要的作用。

参考文献

- [1] Balents L. *Nature*, 2010, 464: 199
- [2] Savary L, Balents L. *Rep. Prog. Phys.*, 2017, 80: 016502
- [3] Dai P C. *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87: 855
- [4] Shirane G, Shapiro S M, Tranquada J M. *Neutron scattering with a triple-axis spectrometer*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002
- [5] Wang Q S. PhD thesis: Neutron scattering study of FeSe-based high temperature superconductors. 2018
- [6] Bednorz J G, Müller K A. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 1986, 64: 189
- [7] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M *et al.* *J. Am. Chem. Soc.*, 2008, 130: 3296
- [8] Zhao J, Huang Q, De La Cruz C *et al.* *Nat. Mater.*, 2008, 7: 953
- [9] Fernandes R M, Chubukov A V, Schmalian J. *Nat. Phys.*, 2014, 10: 97
- [10] Dai P, Hu J, Dagotto E. *Nat. Phys.*, 2012, 8: 709
- [11] Fang C, Yao H, Tsai W F *et al.* *Phys. Rev. B*, 2008, 77: 224509
- [12] Xu C, Müller M, Sachdev S. *Phys. Rev. B*, 2008, 78: 020501
- [13] Fernandes R M, Böhmer A E, Meingast C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111: 137001
- [14] Lee C C, Yin W G, Ku W. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103: 267001
- [15] Krüger F, Kumar S, Zaanen J *et al.* *Phys. Rev. B*, 2009, 79: 054504
- [16] Lv W, Wu J, Phillips P. *Phys. Rev. B*, 2009, 80: 224506
- [17] Chen C C, Maciejko J, Sorini A P *et al.* *Phys. Rev. B*, 2010, 82: 100504
- [18] Böhmer A E, Arai T, Hardy F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 027001
- [19] McQueen T M, Williams A J, Stephens P W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103: 057002
- [20] Hsu F C, Luo J Y, Yeh K W *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 2008, 105: 14262
- [21] Böhmer A E, Arai T, Hardy F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 027001
- [22] Baek S H, Efremov D V, Ok J M *et al.* *Nat. Mater.*, 2015, 14: 210
- [23] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2012, 29: 037402
- [24] Guo J, Jin S, Wang G *et al.* *Phys. Rev. B*, 2010, 82: 180520
- [25] Medvedev S, McQueen T M, Troyan I A *et al.* *Nat. Mater.*, 2009, 8: 630
- [26] Lu X F, Wang N Z, Wu H *et al.* *Nat. Mater.*, 2015, 14: 325
- [27] Tan S, Zhang Y, Xia M *et al.* *Nat. Mater.*, 2013, 12: 634
- [28] Zhang P, Peng X L, Qian T *et al.* *Phys. Rev. B*, 2015, 94: 104510
- [29] He S, He J, Zhang W *et al.* *Nat. Mater.*, 2013, 12: 605
- [30] Wang Q, Shen Y, Pan B *et al.* *Nat. Mater.*, 2016, 15: 159
- [31] Eschrig M. *Adv. Phys.*, 2006, 55: 47
- [32] Wang Q, Shen Y, Pan B Y *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 12182

- [33] Wang F, Kivelson S A, Lee D H. *Nat. Phys.*, 2015, 11: 959
- [34] Niu X H, Peng R, Xu H C *et al.* *Phys. Rev. B*, 2015, 92: 060504
- [35] Zhao L, Liang A J, Yuan D N *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 10608
- [36] Shen Y. PhD thesis; Neutron scattering studies of several strongly correlated systems. 2019
- [37] Pan B Y, Shen Y, Hu D *et al.* *Nat. Commun.*, 2017, 8: 123
- [38] Hayden S M, Mook H A, Dai P C *et al.* *Nature*, 2004, 429: 531
- [39] Tranquada J M, Woo H, Perring T G *et al.* *Nature*, 2004, 429: 534
- [40] Vignolle B, Hayden S M, McMorro D F *et al.* *Nat. Phys.*, 2007, 3: 163
- [41] Scalapino D J. *Rev. Mod. Phys.*, 2012, 84: 1383
- [42] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78: 17
- [43] Wiecki P, Roy B, Johnston D C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115: 137001
- [44] Zou Y, Feng Z, Logg P W *et al.* *Phys. Status Solidi RRL*, 2014, 8: 928
- [45] Chen J S, Semeniuk K, Feng Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116: 127001
- [46] Kim H, Ran S, Mun E D *et al.* *Philos. Mag.*, 2015, 95: 804
- [47] Avila M A, Bud'ko S L, Canfield P C. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, 270: 51
- [48] Venturini G, Malaman B. *J. Alloys Compd.*, 1996, 235: 201
- [49] Singh D J. *Phys. Rev. B*, 2014, 89: 024505
- [50] Subedi A. *Phys. Rev. B*, 2014, 89: 024504
- [51] Wo H L, Wang Q S, Shen Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122: 217003
- [52] Wu W, Cheng J G, Matsubayashi K *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5508
- [53] Boller H, Kallel A. *Solid State Commun.*, 1971, 9: 1699
- [54] Andersen A F, Engebretsen J. *Acta Chem. Scand.*, 1971, 25: 1703
- [55] Watanabe H, Kazama N, Yamaguchi Y *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1969, 40: 1128
- [56] Noriaki K, Watanabe H. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1971, 30: 1319
- [57] Zavadskii E A, Sibarova I A. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1980, 78: 1076
- [58] Keller L, White J S, Frontzek M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2015, 91: 020409.
- [59] Shen Y, Wang Q S, Hao Y Q *et al.* *Phys. Rev. B*, 2015, 93: 060503
- [60] Kotegawa H, Nakahara S, Tou H *et al.* *J. Phys. Soc. Jpn.*, 2014, 83: 093702
- [61] Kotegawa H, Nakahara S, Akamatsu R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 117002



Advanced Research Systems 低温超导设备制造专家

1.5K-800K全程低温超导解决方案

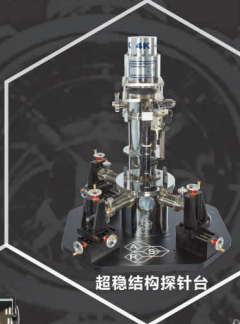
低温探针台

ARS生产的低温探针台，是理想的低温测试平台。它提供稳定的变温环境（4K-800K），可在不破坏材料或器件的情况下进行可重复的电学，微波，光电，磁电，磁光等测试。

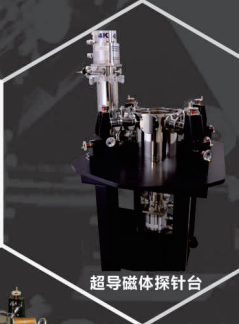
ARS可提供低温超导磁体探针台、低温电磁体探针台、低温超稳结构探针台、低温闭循环探针台及液氮/液氮探针台等多种探针台以满足客户不同应用需求。

ARS探针台根据客户需要装配直流探针臂、微波探针臂、光纤探针臂。并可选配超高真空结构，真空度优于 10^{-9} Pa，以及快速换样结构。

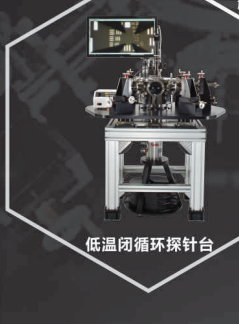
ARS可接受各种不同结构探针台定制。



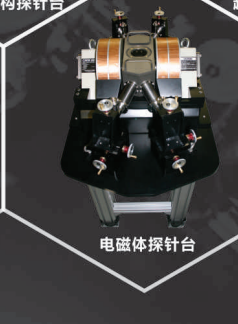
超稳结构探针台



超导磁体探针台



低温闭循环探针台



电磁体探针台



DOWELLLAB

扫一扫关注官方微信
了解更多产品信息

天津多为莱博科技有限公司是ARS产品在中国的独家代理
 网址: www.dowelllab.com 邮箱: sales@dowelllab.com
 销售及服务热线: 022-26802283