

重费米子超导与竞争序

杨义峰 李宇

Heavy-fermion superconductivity and competing orders

Yang Yi-Feng Li Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 217401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.217401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.217401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I21>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

介观薄圆环中的间隙性超导

[Intermittent superconductivity in mesoscopic thin-film rings](#)

物理学报.2012, 61(15): 157401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.157401>

铜氧化物超导体两能隙问题的电子拉曼散射理论研究

[Theoretical research on two gaps in cuprate superconductors:an electronic Raman scattering study](#)

物理学报.2011, 60(3): 037402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.037402>

专题: 超导和关联体系研究进展

## 重费米子超导与竞争序\*

杨义峰<sup>1)2)†</sup> 李宇<sup>1)</sup>

1)(中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2)(量子物质科学协同创新中心, 北京 100190)

(2015年5月14日收到; 2015年6月15日收到修改稿)

与其他非常规超导系列相比, 重费米子超导体往往具有丰富多样的竞争序, 超导与各种竞争序相伴而生, 电子配对与反铁磁涨落、铁磁涨落、价态涨落、电四极矩涨落等量子临界涨落密切相关, 扩充了非常规超导的研究内容. 重费米子材料中的f电子往往同时参与超导与各种竞争序的形成, 表现出局域与巡游的二重性. 重费米子二流体理论为理解重费米子超导与竞争序的关系提供了新的思路.

**关键词:** 重费米子超导, 竞争序, 量子临界涨落, 二流体

**PACS:** 74.70.Tx, 74.25.Dw, 74.20.Mn, 74.20.Rp

**DOI:** 10.7498/aps.64.217401

## 1 重费米子超导简介

重费米子材料大多为包含 Ce, Yb, U 等稀土或铜系元素的金属化合物, 也有极个别的 d 电子材料, 其中准粒子的有效质量可以达到自由电子质量的数百倍, 因而被称为重费米子材料或重电子材料.

重费米子超导是最早发现的非常规超导, 迄今已经有四十多种材料<sup>[1,2]</sup>(见表 1). 与铜氧化物、铁基等其他非常规超导系列相比, 重费米子超导材料往往具有丰富多样的竞争序, 如反铁磁序、铁磁序、电四极矩序. 材料中 f 电子的自旋、电荷和轨道自由度相互耦合又彼此竞争, 导致了众多形态各异的低温有序态. 在外界调控(如压力<sup>[3]</sup>、磁场、化学替代)下, 体系的基态发生改变, 相变处强烈的量子涨落为超导配对提供了天然媒介, 超导往往出现在这些有序态的边界上.

重费米子超导的发现起源于对超导和磁的关系的长期探索. 1958 年, Matthias 等<sup>[4]</sup>在(常规)超导金属 La 中掺入其他镧系元素(f电子未满壳层),

发现超导受到了这些磁性杂质的抑制, 杂质的局域自旋越大, 超导转变温度受到的抑制就越强. 但是 Ce 掺杂与其邻近元素相比, 对超导有着更为显著的破坏作用.

理论上, 低浓度的非磁性杂质不会对超导转变温度产生明显影响(1959 年, Anderson 定理<sup>[5]</sup>), 而磁性杂质则会使周围的导带电子发生自旋极化, 破坏超导配对. 1961 年, Abrikosov 和 Gor'kov<sup>[6]</sup>研究了磁性杂质对超导的影响, 建立起著名的 Abrikosov-Gor'kov(AG)理论, 能够很好地解释 Gd 等掺杂对超导的抑制现象(如  $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Al}_2$ <sup>[7]</sup>).

1972 年, Maple 等<sup>[8]</sup>研究了 Ce 掺杂对超导材料  $\text{LaAl}_2$  的影响(图 1), 发现 Ce 掺杂对  $T_c$  的抑制比 AG 理论的预言更剧烈, 特别是在高掺杂浓度区表现出奇异的行为: 随温度下降, 体系先进入超导相, 但是在更低温度下又退出超导相. 由于 Ce 上的局域 f 电子受到导带电子的自旋翻转散射, 在低温下产生相干性形成自旋屏蔽(Kondo 效应)<sup>[9,10]</sup>, 这一结果表明 Kondo 散射会加强磁性杂质对 Cooper 对的破坏作用, 从而抑制了低温下的

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2015CB921303)、国家自然科学基金(批准号: 11174339)、中国科学院 B 类战略性先导科技专项(批准号: XDB07020200)和“百人计划”资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yifeng@iphy.ac.cn

超导态 [11].

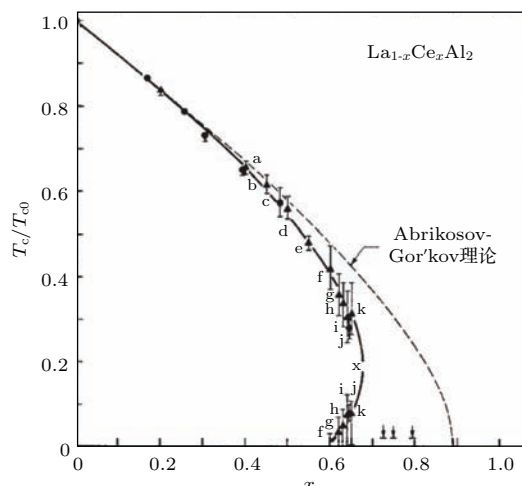


图1  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Al}_2$  超导转变温度随 Ce 掺杂浓度的变化 ( $T_{c0}$  是  $\text{LaAl}_2$  的超导转变温度, 图中虚线是 Abrikosov-Gor'kov 理论的预言 [8])

Fig. 1. Superconducting transition temperature as a function of the Ce-concentration for  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Al}_2$ .  $T_{c0}$  is the superconducting transition temperature of  $\text{LaAl}_2$ ; the dashed line is the prediction of the Abrikosov-Gor'kov theory [8].

然而令人惊讶的是, 正是在 Ce 元素的金属化合物中, 诞生了最早的不同于常规 BCS 超导的全新超导现象. 1975 年, Andres 等 [12] 在研究金属化合物  $\text{CeAl}_3$  时发现, 尽管在低温下电阻率仍呈现费米液体行为 ( $\sim T^2$ ), 但比热系数却达到常规金属的 1000 多倍 ( $\gamma \approx 1600 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ , 铜的比热系数为  $0.7 \text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ ). 根据 Landau 的费米液体理论, 比热系数正比于准粒子的有效质量, 这意味着  $\text{CeAl}_3$  中电子的有效质量是一般金属中电子的有效质量的上千倍, 几乎达到了质子的质量.  $\text{CeAl}_3$  是实验上发现的第一个重费米子材料.

1979 年, 德国科学家 Steglich 等 [13] 在重费米子材料  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  中首次发现重费米子超导, 超导转变温度为 0.6 K, 远小于电子的费米温度  $T_F \approx 10 \text{ K}$  与声子的 Debye 温度  $\Theta_D \approx 200 \text{ K}$ , 超越了常规电-声耦合超导的框架 ( $\Theta_D < T_F$ ), 无法用 BCS 理论 [14] 解释. 类似的非常规超导现象也很快地在  $\text{UBe}_{13}$  [15],  $\text{UPt}_3$  [16],  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  [17] 等重费米子材料中被发现, 开启了重费米子超导这一全新研究领域. 在这之前的 1975 年和 1978 年, 已经有人在  $\text{UBe}_{13}$  [18] 和  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  [19] 中看到了超导的迹象, 但却认为是非本征性的现象, 错过了这一重要历史发现.

从表 1 中可以看出, 重费米子超导体主要为包含 f 电子的 Ce, U, Pr, Pu, Np 和 Yb 等稀土或锕系元素的金属间化合物. 这些离子在重费米子材料中的间距往往超过了所谓 Hill 极限 [77], 相邻离子上 f 电子的波函数几乎没有重叠, 因而 f 电子相对局域, 并且具有较强的局域库仑相互作用. 这些比较局域的 f 电子之间存在间接的自旋交换作用, 并与巡游的导带电子 (通常为 p 或 d 电子) 发生集体杂化, 两种效应的相互影响和竞争导致了重费米子材料正常态下不同于常规金属的非费米液体现象, 以及其他复杂多样的奇异量子态和非常规超导. 与常规超导显著不同, 重费米子超导通常具有如下性质 [2]:

(i) 超导转变温度在几 mK 到十几 K 之间 (如表 1 所示), 但费米温度  $T_F$  只有 10—100 K, 因而具有较大的  $T_c/T_F$  比率 ( $\sim 0.05$ ), 甚至超过铜氧化物高温超导.

(ii) 超导转变处比热跳变  $\Delta C/C \sim 0.2\text{—}4.5$  (常规超导中约为 1.43), 一般认为准粒子的配对机理为强耦合, 不同于弱耦合的电-声配对机理.

(iii) 具有较大的 London 穿透深度  $\lambda_L$  和较短的相干长度  $\xi$ , 满足  $\lambda_L/\xi \gg \sqrt{2}$ , 通常是第 II 类超导体.

(iv) 低温下比热、热导、自旋-晶格弛豫率、穿透深度等随温度都呈现幂数依赖关系, 不同于常规超导中的指数型衰减, 表明其超导能隙上存在节点 (node), 具有非 s 波的配对对称性.

(v) 较大的上临界场  $H_{c2}(0)$  和斜率  $(dH_{c2}/dT)_{T_c}$ .

很多重费米子超导体都具有长程反铁磁序, 一般认为超导配对源自反铁磁量子临界涨落, 不同于传统 BCS 理论的电-声耦合机理. 而在其他一些重费米子超导体中, 铁磁或其他非磁性量子涨落也可能扮演了关键角色, 如  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  高压超导相可能与临近的 f 电子价态涨落有关 [78], 而  $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$  中超导则可能源自反铁电四极矩 (antiferroquadrupolar) 涨落等 [65] 等. 在这些材料中, 超导和其他有序态都来源于周期性排布的磁性离子如  $\text{Ce}^{3+}$  上的 f 电子, 超导的出现在很多时候既依赖于这些有序态或其引起的量子临界涨落, 又往往表现出复杂的竞争关系, f 电子也同时呈现局域和巡游的二重性, 理论描述非常困难.

表1 目前已知的重费米子超导体及其基本性质  
Table 1. A list of existing heavy fermion superconductors and some of their properties.

类别	化合物	$T_c$ /K	$\gamma$	节点	超导与竞争序的关系
$CeM_2X_2$	CeCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.6—0.7	1000	?	
	CeCu <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	0.64(10.1 GPa)	200	—	
	CePd <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.43 (3 GPa)	65	—	SC 出现在 AFM 边界 [20–27]
	CeRh <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.42 (1.06 GPa)	23	—	
	CeAu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	2.5 K(22.5 GPa)	—	—	
	CeNi <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	0.3	350	—	NFL, 未发现磁性长程序 [28]
$Ce_nM_mIn_{3n+2m}$	CeIn <sub>3</sub>	0.23 (2.46 GPa)	140	线	
	CeIrIn <sub>5</sub>	0.4	750	线	
	CeCoIn <sub>5</sub>	2.3	250	线	SC 出现在 AFM 边界; 两者可共存 [29–37]
	CeRhIn <sub>5</sub>	2.4 (2.3 GPa)	430	—	
	CePt <sub>2</sub> In <sub>7</sub>	2.3 (3.1 GPa)	340	—	
	Ce <sub>2</sub> RhIn <sub>8</sub>	2.0 (2.3 GPa)	400	—	
	Ce <sub>2</sub> PdIn <sub>8</sub>	0.68	550	线	NFL, 未发现磁性长程序 [38–41]
	Ce <sub>2</sub> CoIn <sub>8</sub>	0.4	500	—	
Ce 基非中心对称反铁磁超导体	Ce <sub>3</sub> PdIn <sub>11</sub>	0.42	290	—	常压下有 AFM(1.49 K), 两相共存 [42]
	CePt <sub>3</sub> Si	0.75	390	线	SC 出现在 AFM 边界, 共存 [43]
	CeIrSi <sub>3</sub>	1.65 (2.5 GPa)	120	—	
	CeRhSi <sub>3</sub>	1.0 (2.6 GPa)	120	—	SC 出现在 AFM 边界 [44–46]
其他 Ce 基反铁磁超导体	CeCoGe <sub>3</sub>	0.69 (6.5 GPa)	32	—	
	CeNiGe <sub>3</sub>	0.43 (6.8 GPa)	45	—	
	Ce <sub>2</sub> Ni <sub>3</sub> Ge <sub>5</sub>	0.26 (4.0 GPa)	90	—	SC 出现在 AFM 边界 [47–49]
Yb 基反铁磁超导体	CePd <sub>5</sub> Al <sub>2</sub>	0.57 (10.8 GPa)	56	—	
	YbRh <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.002	—	—	SC 位于 AFM 相之下, 但可能源自核自旋涨落 [50]
	UPd <sub>2</sub> Al <sub>3</sub>	2.0	210	线	SC 与 AFM 共存 [51,52]
U 基反铁磁超导体	UNi <sub>2</sub> Al <sub>3</sub>	1.06	120	—	
	UBe <sub>13</sub>	0.95	1000	?	Th 掺杂下低温 SC 相有磁性 [53]
	U <sub>6</sub> Fe	3.8	157	—	—
	UPt <sub>3</sub>	0.53, 0.48	440	线, 点	SC 出现在 AFM 内部, 但可能源自铁磁涨落 [54,55]
U 基铁磁超导体	UGe <sub>2</sub>	0.8 (~1.2 GPa)	34	线	SC 在 FM 内部, 两者共存 [56,57]
	URhGe	0.3	164	—	
	UCoGe	0.6	57	点	SC 在 FM 边界, 可共存 [58,59]
	UIr	0.15 (~2.6 GPa)	49	—	SC 出现在 FM 边界 [60]
U 基隐藏序	U <sub>2</sub> PtC <sub>2</sub>	1.47	150	—	存在 FM 涨落 [61]
	URu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	1.53	70	线	SC 位于 HO 内, 两者共存 [62,63]
Pr 基电四极矩超导体	PrOs <sub>4</sub> Sb <sub>12</sub>	1.85	500	点	磁场下诱导出 AFQ, 和 SC 相不重叠 [64,65]
	PrTi <sub>2</sub> Al <sub>20</sub>	0.2, 1.1(8.7 GPa)	100	—	SC 出现在 FQ(2.0 K) 下 [66,67]
	PrV <sub>2</sub> Al <sub>20</sub>	0.05	90	—	SC 出现在 AFQ(0.6 K) 下 [66,68]
Pu-115 超导体	PuCoGa <sub>5</sub>	18.5	77	线	
	PuCoIn <sub>5</sub>	2.5	200	线	未发现磁性序; 价态或磁涨落诱导 SC [69,73]
	PuRhGa <sub>5</sub>	8.7	70	线	
	PuRhIn <sub>5</sub>	1.6	350	线	
Np 基超导体	NpPd <sub>5</sub> Al <sub>2</sub>	4.9	200	点	NFL, 未发现磁性序 [74]
Yb 基超导体	$\beta$ -YbAlB <sub>4</sub>	0.08	150	—	未发现磁性序; 价态涨落诱导 SC? [75,76]

注: 表中  $\gamma$  是常压下的比热系数 ( $\text{mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ ), SC 表示超导, AFM 表示反铁磁序, FM 表示铁磁序, AFQ 表示反铁电四极矩 (antiferroquadrupolar) 序, FQ 表示铁电四极矩 (ferroquadrupolar) 序, HO 表示隐藏序 (Hidden order), NFL 表示非费米液体,  $T_c$  为超导转变温度, “—” 表示目前尚不清楚, “?” 表示目前实验上还存在争议. 表中的  $T_c$ ,  $\gamma$  和节点数据主要来源于文献 [1,2] 及其中的引文.

近几年来,人们又发现了很多新的重费米子超导体,如Ce-122系列中的CeAu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [27], Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2n</sub>系列中的CePt<sub>2</sub>In<sub>7</sub> [79]和Ce<sub>3</sub>PdIn<sub>11</sub> [42], Pr-1-2-20系列材料 [66-68],以及Yb基材料β-YbAlB<sub>4</sub>等 [75]. 对许多材料中的超导态的性质也有了更深入的认识,如扫描隧道显微镜 (STM) 开始应用于重费米子物理的研究并证实了CeCoIn<sub>5</sub>的d<sub>x<sup>2</sup>-y<sup>2</sup></sub>波超导对称性 [80,81],而在Ce<sub>1-x</sub>Yb<sub>x</sub>CoIn<sub>5</sub>中,实验发现Yb掺杂会抑制反铁磁自旋涨落引起的超导配对,使得体系的超导态的性质发生改变 [82];在CeIrIn<sub>5</sub>中,Cd掺杂的实验相图支持其超导配对可能源自反铁磁自旋涨落,而非早先以为的价态涨落 [83];在UPt<sub>3</sub>和URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>中,极向 (polar) Kerr 实验 [84,85] 表明超导态中时间反演对称性可能发生了破缺等等. 此外,一些最新实验也得到了与先前不同的发现,如CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>在磁场下的最新比热测量发现其超导态可能不存在节点 [86], UBe<sub>13</sub>中超导转角比热对磁场的依赖也表现出无节点的特征 [87], 这些新的结果都与早期实验 [88-93] 矛盾,有待更进一步的实验来解决争议.

结合这些新材料和新现象,进一步理解超导与各种竞争序的关系,建立起非常规超导的理论图像,是重费米子超导研究的核心问题.

## 2 超导与竞争序

重费米子材料中超导出现在相图中大致有三种情况 (图 2): 图 2(a) 超导出现在其他有序态的边界,两者可以共存,也可以相互排斥;图 2(b) 超导在其他有序态内部产生,往往表现为两相共存;图 2(c) 没有明显的竞争序. 下面我们从超导与反铁磁序,超导与铁磁序,超导与其他竞争序三个方面分别介绍目前已知的重费米子超导材料.

### 2.1 超导与反铁磁序

这类材料中超导位于反铁磁边界的有CeM<sub>2</sub>X<sub>2</sub>系列 [20-27], Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2m</sub>系列 [29,32-37], Ce基非中心对称超导体CePt<sub>3</sub>Si [43]和CeMX<sub>3</sub>系列 [44-46],其他Ce基反铁磁超导体CeNiGe<sub>3</sub> [47], Ce<sub>2</sub>Ni<sub>3</sub>Ge<sub>5</sub> [48], CePd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub> [49],以及最近在反铁磁相内发现超导的YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [50];超

导出现在反铁磁内部的有UX<sub>2</sub>Al<sub>3</sub>系列 [51,52]和UPt<sub>3</sub> [54,55];此外,U<sub>6</sub>Fe和UBe<sub>13</sub>中超导与反铁磁的关系尚不明朗.

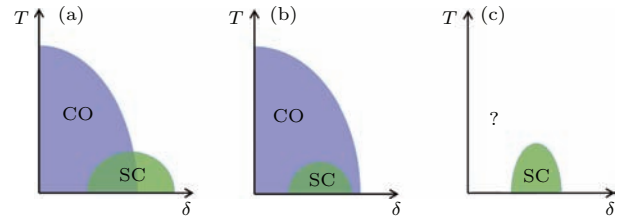


图 2 超导 (SC) 与竞争序 (CO) 的相图 (a) 超导在竞争序的边界处产生; (b) 超导在竞争序的内部产生; (c) 没有明显的竞争序 (如 CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 中的高压超导相), 附近可能存在一阶相变. δ 是控制参数 (如压力、磁场、化学替代等)  
Fig. 2. Schematic phase diagrams of superconductivity (SC) and competing orders (CO): (a) SC at the border of CO; (b) SC inside the CO phase; (c) No CO (e.g. high-pressure SC in CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>), probably near a first order phase transition. δ is the control parameter (pressure, magnetic field, chemical substitution etc.)

#### 2.1.1 CeM<sub>2</sub>X<sub>2</sub> (M = Ni, Cu, Rh, Pd, Au; X = Si, Ge)

在Ce-122系列中,CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>是最早发现的重费米子超导体,常压下T<sub>c</sub> ≈ 0.6 K [13]; CeCu<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>, CePd<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, CeRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>和CeAu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>在常压下为反铁磁体,外加压力下在反铁磁相边界出现超导 [23-27]; CeNi<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>在低温下为非费米液体,目前实验上没有发现反铁磁序,0.3 K以下成为超导 [28].

如图 3 所示,借助压力和Ge掺杂,CeCu<sub>2</sub>(Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>)<sub>2</sub>中呈现两个超导区 [78]. 其中低压超导相位于反铁磁的边界,可能由反铁磁自旋涨落诱导产生. 早期认为此超导相具有d波对称性,最新实验 [86] 发现T < 0.06 K时CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>的比热不遵循幂数温度依赖关系,需要两个无节点的能隙才能拟合,第一性原理计算认为超导可能具有s±波对称性 [94]. 高压超导相早期研究认为源自f电子的价态涨落,最近有人认为可能与f电子的轨道转变有关 [95,96],但这一问题仍有争议 [97].

CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>在外磁场调制下也有丰富的相图 (图 3 (b)) [98]. 中子散射实验表明,在超导被破坏后,先出现的低磁场态 (A相) 具有自旋密度波 (SDW) 的特征 [22,99],而强磁场态 (B相) 的磁性特征目前还不清楚.

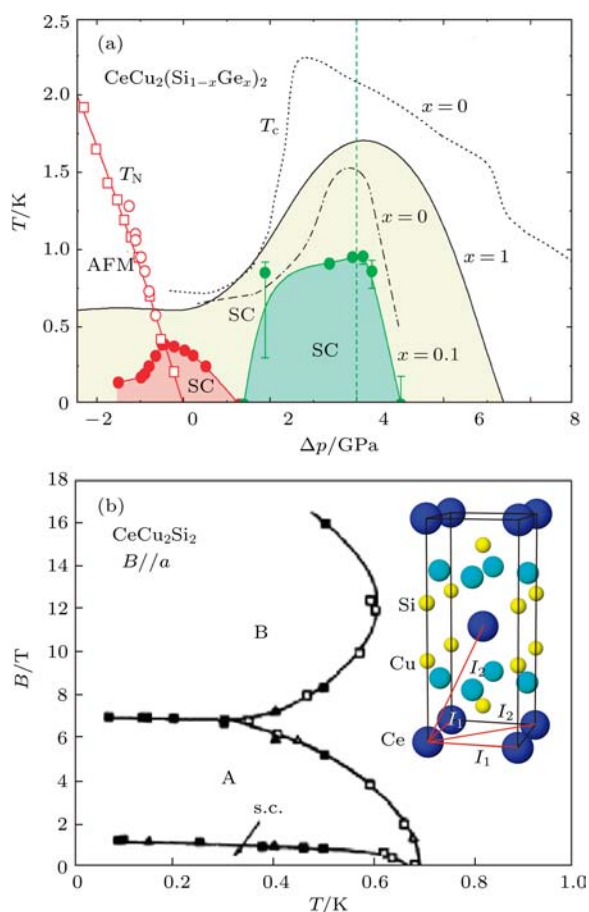


图3 (a)  $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$  的压力-温度相图(不同  $x$  下横轴压力有相对平移.  $T_N$  是反铁磁转变温度,  $T_c$  是超导转变温度. 其中点线和点划线是不同实验组测得的  $x = 0$  时的  $T_c$  曲线, 红线和绿线是  $x = 0.1$  时的  $T_c$  曲线, 黑实线是  $x = 1$  时测得的  $T_c$  曲线 [78]); (b)  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的磁场-温度相图与晶体结构(A, B, C 分别标记三种不同的序, s.c. 表示超导 [98])

Fig. 3. (a) Pressure-temperature phase diagram of  $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ .  $\Delta p$  is the relative pressure shifted for each doping.  $T_N$  is the AFM transition temperature and  $T_c$  is the SC transition temperature. The dotted and dash-dotted lines are experimental data at  $x = 0$  from different groups; the red and green lines indicate  $T_c$  at  $x = 0.1$ ; the black solid line is for  $x = 1$  [78]; (b) temperature-magnetic field phase diagram and crystal structure of  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ . A, B, C denote different phases, and s.c. denotes superconductivity [98].

### 2.1.2 $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$ ( $M = \text{Co}, \text{Rh}, \text{Ir}, \text{Pt}, \text{Pd}$ )

在这一系列材料中  $\text{CeIn}_3$  被发现的最早 [25], 常压下为反铁磁体 ( $T_N = 10.2$  K), 外加压力到 2.2 GPa 时出现超导, 核四极矩共振 (NQR) 实验表明超导与反铁磁共存 [29], 进一步加压到 2.46 GPa 时反铁磁消失 (一阶相变), 超导转变温度  $T_c$  在相变点附近达到最大值 ( $\sim 0.23$  K). 通过在立方结构的  $\text{CeIn}_3$  中插入中间层  $M\text{In}_2$  (如图 4 所示) [100], 可以

得到准二维的系列材料  $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$ . 从  $\text{CeIn}_3$  ( $T_c \sim 0.2$  K) 到 Ce-218 ( $T_c \sim 1$  K), 再到 Ce-115 材料 (最高  $T_c \sim 2.3$  K) 和 Ce-127 材料 ( $T_c \sim 2.2$  K), 电子结构愈发二维化,  $T_c$  有明显增强, 符合自旋涨落诱导配对理论的预期 [101]. 最近几年, 分子束外延技术 (MBE) 也被应用于这一体系 [102], 研究空间维度对超导或反铁磁序的影响.

这一系列材料中最重要的一个实验现象是低温下非常规超导相与反铁磁相的微观共存. 图 5 是  $\text{CeRhIn}_5$  的压力-温度相图 [35]: 高压下 ( $P > P_1 \sim 1.68$  GPa), 超导相具有非常规的 d 波对称性;  $P < P_1$  时超导出现在反铁磁相内部, NQR 实验证实超导与反铁磁微观共存 [103,104]. 因此一般认为  $\text{CeRhIn}_5$  中超导的 d 波对称性源自反铁磁量子临界涨落诱导的电子配对 [35]. 在反铁磁量子临界点 ( $P = P_2 \sim 2.3$  GPa) 附近, 强磁场下的 de Haas-van Alphen (dHvA) 实验 [105] 显示费米面发生突变, 因而量子临界点附近的低能激发不仅包含反铁磁序参量的涨落, 还必须考虑费米子自由度的贡献, 目前尚缺乏较好的理论描述.  $T_c$  以上, 电阻随温度呈独特的亚线性依赖关系, 不同于一般非费米液体的线性温度依赖 [106]. 如何理解  $\text{CeRhIn}_5$  在压力或磁场下的奇异量子临界行为 [107], 是一个重要理论问题. 类似的相图也出现在  $\text{CePt}_2\text{In}_7$  中, 但是  $\text{CePt}_2\text{In}_7$  中费米面的突变与反铁磁的消失可能不在同一压力处 [36,108], 还有待进一步实验研究.

该系列中的另外一个材料,  $\text{CeCoIn}_5$ , 在所有的 Ce 基重费米子超导中具有最高  $T_c$  ( $\sim 2.3$  K) [109]. 借助于 Cd 掺杂 (近似相当于施加负压) 和加压可以得到与  $\text{CeRhIn}_5$  类似的相图 [33,34].  $\text{CeCoIn}_5$  的单晶非常干净, 因而得到了大量研究, 包括转角热导 [110] 和转角比热 [111] 测量 (发现 4 重对称性, 极低温下热导  $\kappa(T) \propto T^3$  和比热  $C(T) \propto T^2$ ), 核磁 / 四极矩共振测量 (NMR/NQR) [30] ( $T_c$  以下  $1/T_1 \propto T^3$ ), 中子散射实验 [112] ( $T_c$  以下出现磁共振峰), 点接触谱 (PCS) 实验 [113] (发现 Andreev 束缚态), 扫描隧道显微镜 (STM) 和准粒子干涉实验 [80,81] (得到 d 波超导能隙). 超导对称性一般认为是  $d_{x^2-y^2}$ , 也得到了磁性涨落超导理论计算的支持 [114]. 正常态在 20 K 以下表现出典型的非费米液体行为 [115]:  $\Delta\rho(T) \propto T$ ,  $C/T \propto -\ln T$ , 其量子临界涨落可能是 SDW 类型. 最近的 STM 实验发现  $\text{CeCoIn}_5$  在  $T_c$  以上可能存在赝能隙 (pseudo-gap) [80], 类似于高温超导铜氧化物.

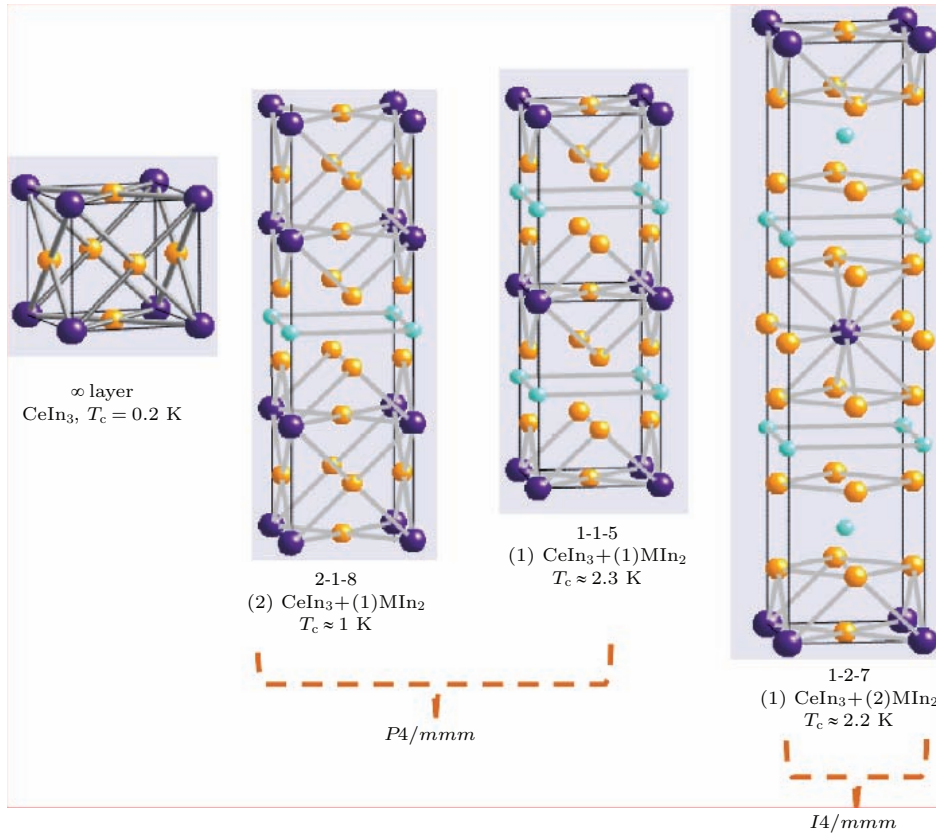


图4 CeIn<sub>3</sub>, Ce<sub>2</sub>MIn<sub>8</sub>, CeMIn<sub>5</sub> 和 CeM<sub>2</sub>In<sub>7</sub> 的晶体结构和 T<sub>c</sub> [100]

Fig. 4. Crystal structures and T<sub>c</sub> of CeIn<sub>3</sub>, Ce<sub>2</sub>MIn<sub>8</sub>, CeMIn<sub>5</sub> and CeM<sub>2</sub>In<sub>7</sub> [100].

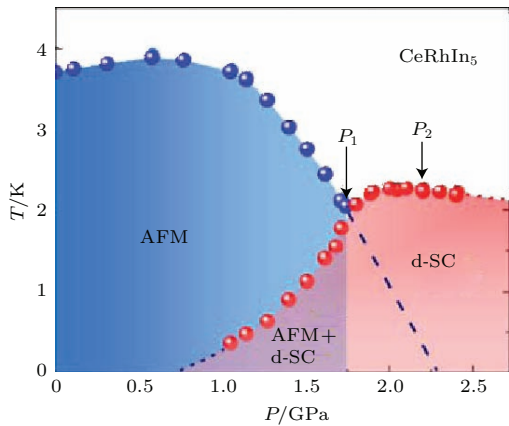


图5 CeRhIn<sub>5</sub> 的压力-温度相图 (其中 d-SC 表示 d 波超导 [35,100])

Fig. 5. Pressure-temperature phase diagram of CeRhIn<sub>5</sub>. d-SC denotes d-wave superconductivity [35,100].

CeCoIn<sub>5</sub> 中的一个重要现象是在强磁场下出现的所谓 Q-相 [116], 图 6 为其磁场-温度相图. 早期中子散射研究认为此强磁场相可能是先前理论预言的 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 态 [117], 最近研究认为 Q 相内可能存在具有 p 波对称性的配对密度波 (PDW) [118]. 如何解释这一强

磁场相, 以及 FFLO 态是否存在, 都是理论和实验研究的热点问题.

此外, Ce<sub>1-x</sub>Yb<sub>x</sub>CoIn<sub>5</sub> 中的超导行为最近几年也引起了众多关注 [82,119,120]: Ce<sup>3+</sup>(4f<sup>1</sup>) 和 Yb<sup>3+</sup>(4f<sup>13</sup>) 上分别有一个电子和一个空穴, Yb 部分替代 Ce 后两种离子如何相互作用, 对重电子态和超导态会产生什么影响, 都值得深入研究.

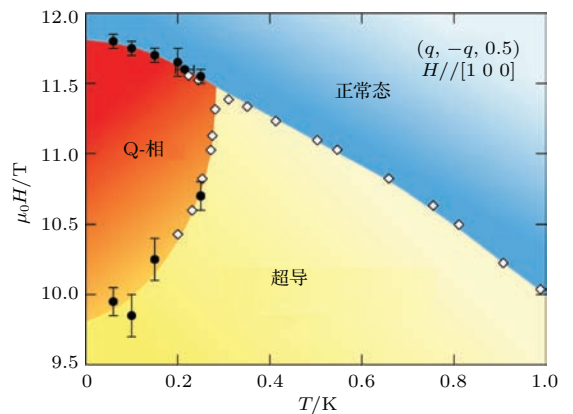


图6 CeCoIn<sub>5</sub> 的磁场-温度相图 [116]

Fig. 6. Magnetic field-temperature phase diagram of CeCoIn<sub>5</sub> [116].

与以上两种材料略有不同, 同属Ce-115家族的CeIrIn<sub>5</sub>虽然有相同的晶体结构, 但T<sub>c</sub>却只有0.4 K [121], 有可能是受到了Ir上的强自旋-轨道耦合效应的影响 [122]. 与CeCoIn<sub>5</sub>相似, CeIrIn<sub>5</sub>在常压下无磁性长程序, 用Rh部分替代Ir会抑制其超导态 [32], 但是随后会出现一个新的超导相, 继续增加Rh的浓度则会出现反铁磁与超导的共存区. 早期认为CeIrIn<sub>5</sub>中超导可能由价态涨落引起 [123], 最近实验上利用Hg, Sn, Pt, Cd等掺杂研究发现CeIrIn<sub>5</sub>中的超导态位于反铁磁边界上, 其电子配对可能起源于反铁磁涨落 [83,124].

Ce-218体系目前只有Ce<sub>2</sub>RhIn<sub>8</sub>, Ce<sub>2</sub>CoIn<sub>8</sub>和Ce<sub>2</sub>PdIn<sub>8</sub>三个超导材料. 其中Ce<sub>2</sub>CoIn<sub>8</sub> (T<sub>c</sub> = 0.4 K) [39]和Ce<sub>2</sub>PdIn<sub>8</sub> (T<sub>c</sub> = 0.68 K) [2,125]是常压超导体, 实验上没有发现明显的竞争序, 但是Ce<sub>2</sub>RhIn<sub>8</sub>在常压下为反铁磁, 压力诱导下出现超导 (2.3 GPa时T<sub>c</sub> = 2.0 K) [37], 在一定压力范围内与反铁磁共存, 因此这一类材料中的超导可能也是起源于反铁磁自旋涨落. Ce<sub>2</sub>PdIn<sub>8</sub>在T<sub>c</sub>以上具有与类似CeCoIn<sub>5</sub>的非费米液体行为 [126], T<sub>c</sub>以下NQR实验 [38]显示1/T<sub>1</sub> ∝ T<sup>3</sup>, 表明超导能隙具有线节点, 与CeCoIn<sub>5</sub>一致. 这一材料在强磁场下是否也会出

现和CeCoIn<sub>5</sub>中类似的Q相, 还需要进一步的实验观测.

Ce<sub>3</sub>PdIn<sub>11</sub>是最近新发现的重费米子超导材料 [42], 比热测量显示低温下有两个反铁磁转变: 非公度反铁磁转变 (1.63 K) 和公度反铁磁转变 (1.49 K); 超导出现在反铁磁相内, T<sub>c</sub> = 0.42 K. 分析表明, 4f电子有可能同时参与了反铁磁长程序与超导配对, 具有局域和巡游的双重特征.

### 2.1.3 Ce基反铁磁非中心对称超导体: CePt<sub>3</sub>Si, CeMX<sub>3</sub>系列

如图7中插图显示的晶体结构所示, 这类材料的结构缺乏反演中心, 因而理论预言超导配对为非常规的、自旋单态和三重态的混合, 是近年来非常规超导研究的热点之一 [127]. Ce基非中心对称超导体主要有 [127] CePt<sub>3</sub>Si, CeRhSi<sub>3</sub>, CeIrSi<sub>3</sub>和CeCoGe<sub>3</sub>. CePt<sub>3</sub>Si在常压下同时表现出超导和反铁磁, 相图如图8(a)所示 [128]; CeMX<sub>3</sub>系列只在外加压力下出现超导, 图8(b)为CeIrSi<sub>3</sub>的压力-温度相图 [44], 超导位于反铁磁相的边界. 这几类材料都有非常大的上临界场, 远远超过了相应的Pauli极限 [2,127].

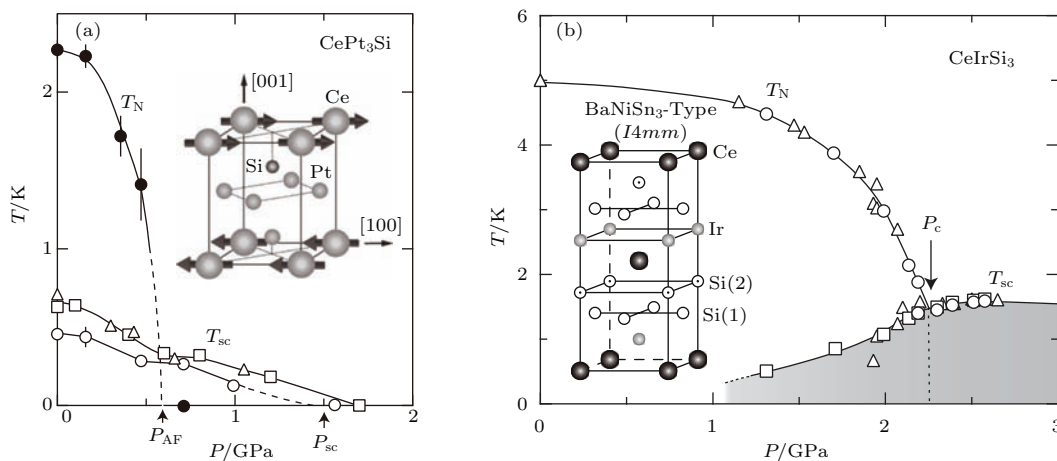


图7 (a) CePt<sub>3</sub>Si和(b) CeIrSi<sub>3</sub>的压力-温度相图和晶体结构 [44,128]

Fig. 7. Temperature-pressure phase diagrams and crystal structure of (a) CePt<sub>3</sub>Si and (b) CeIrSi<sub>3</sub> [44,128].

### 2.1.4 其他Ce基反铁磁超导体: CeNiGe<sub>3</sub>, Ce<sub>2</sub>Ni<sub>3</sub>Ge<sub>5</sub>, CePd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>

CeNiGe<sub>3</sub>, Ce<sub>2</sub>Ni<sub>3</sub>Ge<sub>5</sub>和CePd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>的超导都出现在反铁磁边界处 [47-49], 其基本性质见表1. 由于篇幅所限, 这里不再作详细介绍, 具体细节可参考文献 [1,2].

### 2.1.5 Yb基反铁磁超导体: YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>

YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>常压为反铁磁体 (T<sub>N</sub> = 0.07 K), 在很小磁场下反铁磁被抑制, 呈现独特的局域量子临界行为 [129,130]. 最近实验发现 [50], YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>在2 mK以下出现超导. 有人猜测其超导配对源自原子核自旋的磁性量子涨落 [50].



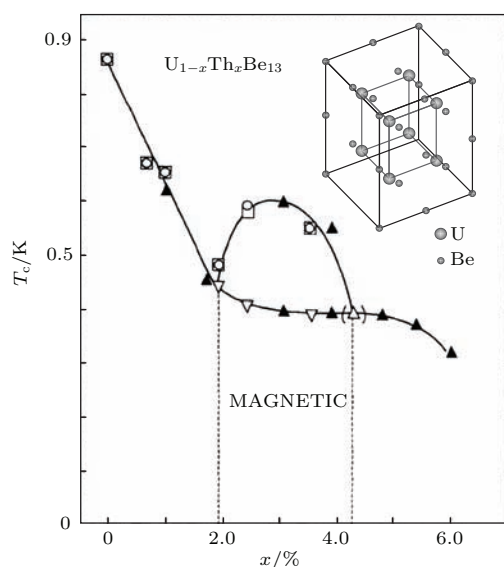


图8  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  中  $T_c$  随掺杂浓度  $x$  变化图 ( $2\% < x < 4\%$  时体系在低温下存在两个超导转变<sup>[53]</sup>, 插图是  $UBe_{13}$  的晶体结构)

Fig. 8.  $T_c$  as a function of Th-concentration  $x$ , for  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ . There exist two SC phases for  $2\% < x < 4\%$ <sup>[53]</sup>. The inset shows the crystal structure of  $UBe_{13}$ .

### 2.1.6 U基反铁磁超导体: $UM_2Al_3$ , $UPt_3$ , $UBe_{13}$ , $U_6Fe$

$UM_2Al_3$  体系中重费米子超导包括  $UPd_2Al_3$  ( $T_N = 14$  K,  $T_c = 2.0$  K)<sup>[51]</sup> 和  $UNi_2Al_3$  ( $T_N = 4.6$  K,  $T_c = 1.06$  K)<sup>[52]</sup>, 实验显示超导与反铁磁共存<sup>[51,52]</sup>, 其中  $5f$  电子同时表现出局域和巡游双重属性<sup>[1,131]</sup>. 这两种材料虽然晶体结构相同, 但却具有不同的超导配对对称性. 转角磁热运输测量<sup>[132]</sup> 和隧穿谱<sup>[133]</sup> 表明  $UPd_2Al_3$  为自旋单态  $d$  波超导,  $T_c$  以下自旋-晶格弛豫率  $1/T_1 \propto T^3$ <sup>[134]</sup>, 同时热导呈现幂数温度依赖行为<sup>[135]</sup>, 能隙具有线节点结构. 而在  $UNi_2Al_3$  中, NMR 奈特位移测量<sup>[136]</sup> 证明其超导为自旋三重态. 晶体场效应对这类超导体可能有着重要影响<sup>[137,138]</sup>.

$UBe_{13}$  常压下的超导转变温度为  $0.95$  K<sup>[15]</sup>. 早期的比热<sup>[90]</sup> 和穿透深度<sup>[91]</sup> 测量推断超导为  $p$  波对称性, 其能隙具有点节点, 但 NMR<sup>[92]</sup> 和超声衰减<sup>[93]</sup> 实验却认为超导能隙为线节点. 最近磁场下的转角比热测量<sup>[87]</sup> 显示  $UBe_{13}$  在弱磁场环境 ( $\sim 1$  T) 下,  $T < T_c$  时比热  $C(H)/T \propto H$ , 并且与磁场方向无关, 因而能隙上不应该有节点; 同时强磁场环境 ( $\sim 2-4$  T) 下比热随磁场方向各向异性行为可以用三能带各向同性能隙模型解释<sup>[87]</sup>.

利用 Th 替代 U, 当 Th 的浓度为  $2\% < x < 4\%$  时, 低温比热测量<sup>[139]</sup> 显示有两个超导转变, 如图 8 所示<sup>[53]</sup>, 其中低温超导相具有弱磁性的特征, 超导与磁的关系有待更多实验研究.  $U_6Fe$  研究较少, 我们不再具体介绍.

$UPt_3$  由于其独特的超导对称性和复杂相图一直是该领域的研究热点<sup>[140]</sup>, 其正常态呈现重费米液体行为 ( $\gamma = 440$   $mJ \cdot mol^{-1} \cdot K^{-2}$ ), 在  $0.53$  K 和  $0.48$  K 处有两个超导转变<sup>[141]</sup>, 中子散射实验<sup>[54]</sup> 表明  $5$  K 以下为公度反铁磁序, 但是 NMR 实验<sup>[142]</sup> 显示超导为自旋三重态, Pd 掺杂研究表明此超导相可能源自低温下的铁磁自旋涨落<sup>[143]</sup>. 图 9 (b) 为外加磁场下的相图<sup>[144]</sup>, 其中三个超导区域分别具有不同的能隙结构, 压力下的测量<sup>[145]</sup> 表明多个超导相的存在可能与反铁磁的耦合<sup>[55]</sup> 有关. 其中 B 相的超导对称性目前还存在争议<sup>[146]</sup>: 大量实验支持奇宇称  $f$  波配对 ( $E_{2u}$  对称性)<sup>[147-150]</sup>, 也有实验认为超导具有偶宇称  $d$  波结构 ( $E_{1g}$  对称性)<sup>[140]</sup>, 最近还有人提出了符合  $E_{1u}$  对称性的奇宇称  $f$  波模型<sup>[151,152]</sup>. 这几种理论在解释实验上都存在一定的局限性. 前两种观点中的超导态具有手征性, 与 Josephson 隧穿<sup>[153]</sup> 和极向 Kerr 效应<sup>[84]</sup> 的实验结果一致.  $UPt_3$  中的超导态或许会具有某种拓扑性质, 值得深入研究<sup>[154]</sup>.

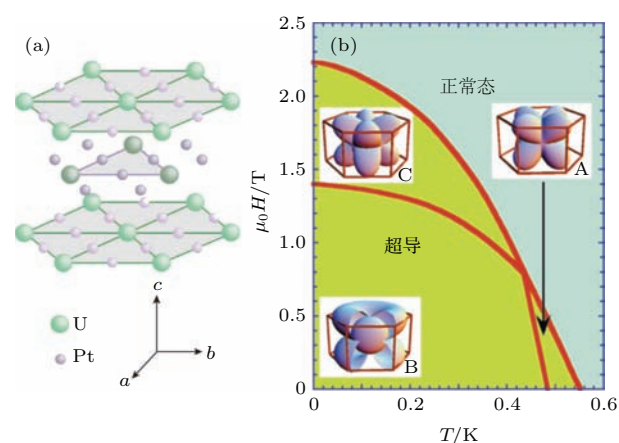


图9 (a)  $UPt_3$  的晶体结构; (b) 磁场-温度相图 (其中 A, B, C 三个超导相具有不同的能隙结构, 图中给出了基于  $E_{2u}$  对称性的能隙结构示意图<sup>[144]</sup>)

Fig. 9. (a) Crystal structure and (b) magnetic field-temperature phase diagram of  $UPt_3$ . A, B, C represent three SC phases with different gap structures. The insets of (b) illustrates the gap structures with  $E_{2u}$  symmetry<sup>[144]</sup>.

## 2.2 超导与铁磁序

目前发现的铁磁性重费米子超导体主要是U基材料:  $\text{UGe}_2$ ,  $\text{URhGe}$ ,  $\text{UCoGe}$ ,  $\text{UIr}$  和  $\text{U}_2\text{PtC}_2$ . 其中  $\text{UGe}_2$  和  $\text{URhGe}$  中超导出现在铁磁相内部, 两者共存 [56,57];  $\text{UCoGe}$  和  $\text{UIr}$  中超导出现在铁磁相的边界 [58–60]. 这类材料一般具有很大的上临界场  $H_{c2}$  (超过了Pauli极限), 并且居里温度  $T_C$  高于超导转变温度  $T_c$  [155].

### 2.2.1 $\text{UGe}_2$ , $\text{URhGe}$ , $\text{UCoGe}$

图 10 是  $\text{UGe}_2$  的晶体结构和压力-温度相图 [156,157], 低温下存在两个铁磁相: FM1(小磁矩相)和FM2(大磁矩相). 低温下, 铁磁相被抑制;  $p \sim 1.2 \text{ GPa}$  时 FM1 通过一阶相变进入到 FM2 相, 超导转变温度的最大值为  $0.8 \text{ K}$  [156];  $p \sim 1.6 \text{ GPa}$  时 FM1 被完全抑制, 超导态同时消失. 从相图看, 超导完全处于铁磁相内部, 依赖于铁磁相的存在. 理论预言  $\text{UGe}_2$  中的超导为奇宇称等自旋 (odd-parity equal-spin) 的三重态配对 [1].

$\text{URhGe}$  的超导相 ( $T_c \approx 0.3 \text{ K}$ ) 也出现在铁磁相中 [57], 但与  $\text{UGe}_2$  不同, 其居里温度随外加压力的增大而上升, 超导态在  $\sim 4 \text{ GPa}$  处消失. 图 11 (a) 是  $\text{URhGe}$  的磁场-温度相图 [157], 随着磁

场增加, 超导先被抑制, 在强磁场下可能受到铁磁量子临界涨落的影响, 又出现了一个新的超导相.

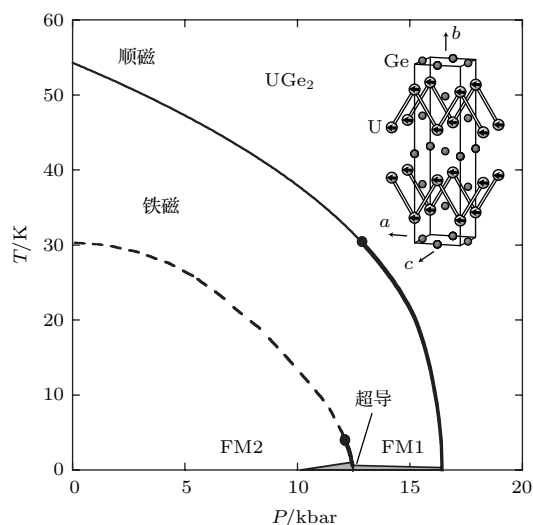


图 10  $\text{UGe}_2$  的压力-温度相图 (FM1, FM2 为两种不同的铁磁态. 相图中粗实线表示一阶相变, 细实线表示二阶相变, 虚线为过渡, 阴影区域为超导态, 插图为  $\text{UGe}_2$  的晶体结构 [156,157])

Fig. 10. Pressure-temperature phase diagram of  $\text{UGe}_2$ . FM1 and FM2 denote two different ferromagnetic phases. Thick lines indicate a first order phase transition, the thin line indicates a second order transition, the dashed line indicates a crossover, and the shadow area indicates the SC dome. The inset gives the crystal structure of  $\text{UGe}_2$  [156,157].

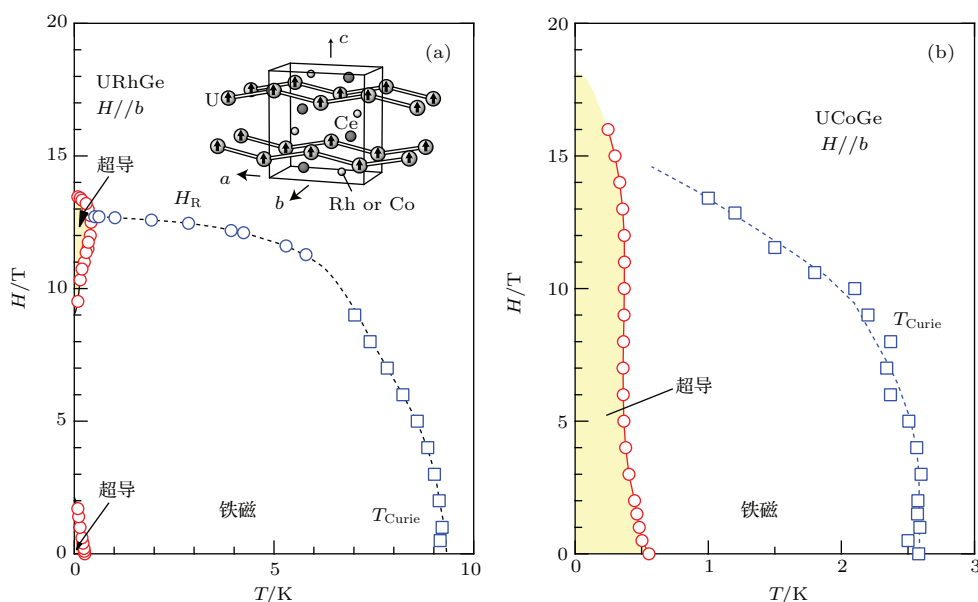


图 11 (a)  $\text{URhGe}$  和 (b)  $\text{UCoGe}$  的磁场-温度实验相图与晶体结构 (其中  $H_R$  是由电阻率  $\rho(H)$  峰值估计的临界磁场,  $T_{\text{Curie}}$  是铁磁转变温度 [157])

Fig. 11. Magnetic field-temperature phase diagram and crystal structure of (a)  $\text{URhGe}$  and (b)  $\text{UCoGe}$ .  $H_R$  is estimated from the maximum of  $\rho(H)$ , and  $T_{\text{Curie}}$  is the Curie temperature for the FM phase [157].

图 11 (b) 是 UCoGe 的磁场-温度相图 [157], 与 URhGe 不同, 低场与强场的超导态发生重叠. 在外加压力下 ( $p < p_c = 1.4$  GPa), UCoGe 中的超导相 ( $T_c \approx 0.6$  K) 与弱巡游铁磁序共存 [58]. 极低温下的上临界场 [158] 在 a 轴和 b 轴方向非常接近 ( $H_{c2}^a(0) \approx H_{c2}^b(0) \approx 5$  T), 超出了 Pauli 极限 ( $H_{c2}^{\text{Pauli}} \approx 1.84T_c \approx 1.5$  T), 并且远大于 c 轴方向 ( $H_{c2}^c(0) \approx 0.5$  T), 支持等自旋三重态的超导配对. 中子散射实验 [159] 表明 c 轴方向为超导能隙的节点方向. 转角 NMR 实验 [160] 和 Meissner 效应实验 [161] 显示 UCoGe 中的超导电子配对可能来源于纵向铁磁涨落.

### 2.2.2 UIr

UIr 是非中心对称的重费米子超导体, 其结构和压力-温度相图如图 12 所示 [162], 在压力下有三个不同的铁磁相 (FM1, FM2, FM3), 超导出现在 FM3 的边界 [60]. 实验认为 FM1 和 FM3 是 Ising 铁磁相 [162,1], 与超导相的关系还有待进一步研究.

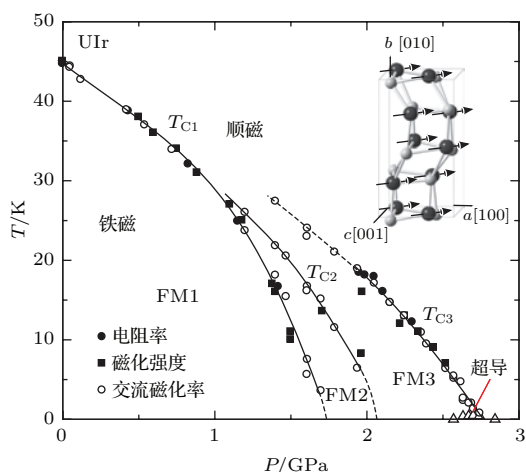


图 12 UIr 的和压力-温度相图与晶体结构 (低温下 UIr 有三个铁磁相 (FM1, FM2, FM3), 超导 (SC) 出现在 FM3 的边界处 [162])

Fig. 12. Pressure-temperature phase diagram and crystal structure of UIr. FM1, FM2, FM3 denote three different FM phases; SC occurs at the border of FM3 [162].

### 2.2.3 $U_2PtC_2$

$U_2PtC_2$  的超导转变温度为 1.47 K [163], 具有较大的上临界场 ( $H_{c2}^a(0) \approx 7.8$  T,  $H_{c2}^b(0) \approx 9.2$  T) [61], 远高于 Pauli 极限, 低温下自旋-晶格弛豫率具有明显的铁磁性特征,  $T_c$  以下奈特位移不随温度变化, 因此超导为自旋三重态配对, 具体细节有待更多的实验研究.

## 2.3 超导与其他竞争序

这类材料包括 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> (隐藏序), Pr 基超导体 (PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> 和 PrT<sub>2</sub>X<sub>20</sub> 体系; 电四极矩序), 以及尚未发现明显竞争序的 Pu 基 (Pu-115 系列), Np 基 (NpPd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>) 和 Yb 基 ( $\beta$ -YbAlB<sub>4</sub>) 超导材料.

### 2.3.1 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>

URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 在  $T_0 = 17.5$  K 有一个明显的相变, 超导出现在更低温度下 ( $T_c = 1.53$  K) [2,17], 图 13 (a) 给出了比热的实验数据 [17].  $T_0$  以下有序态的破缺对称性及其对应的序参量迄今无法确定, 因此被称作“隐藏序”, 多年来一直是理论和实验研究的热点 [164]. 图 13 (b) 为实验测得的压力-温度相图 [165], 在  $T_0$  以上 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 表现出重费米液体行为, 在低温下加压, 隐藏序经过一阶相变进入到反铁磁相, 超导只存在于隐藏序内, 两者共存 [62,63]. 低温比热 [166] 和自旋-晶格弛豫率 [167] 测量表明

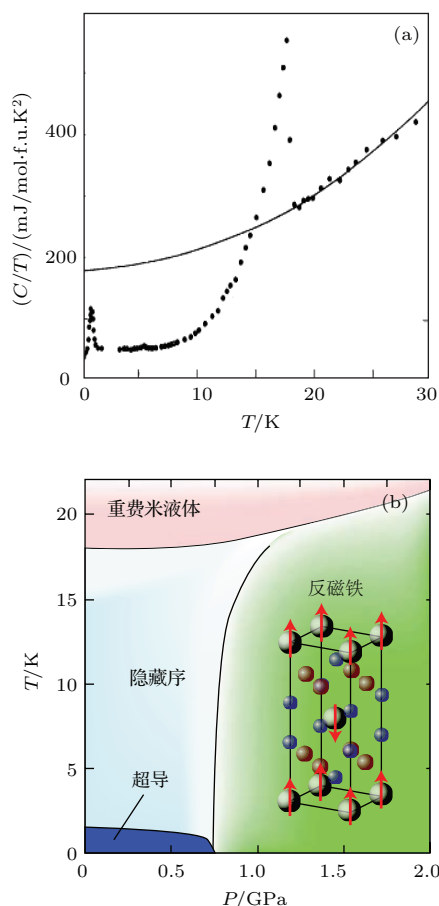


图 13 (a) URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的比热系数随温度的变化 [17]; (b) 压力-温度相图 [165]

Fig. 13. (a) Specific heat coefficient as a function of temperature for URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [17]; (b) temperature-pressure phase diagram of URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [165].

URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>的低温超导能隙具有线节点,理论上认为可能是两能带手征d波配对.最近的极向Kerr效应<sup>[85]</sup>和巨热磁响应(colossal thermomagnetic response)等<sup>[168]</sup>实验都显示超导态破缺了时间反演对称性,但是隐藏序是否也存在时间反演对称性破缺目前尚存争议<sup>[164]</sup>,有待更多的实验研究.

### 2.3.2 Pr基电四极矩序材料: PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>, PrX<sub>2</sub>M<sub>20</sub>系列

由于晶体场效应,这类材料中的Pr通常具有非磁性的non-Kramer基态,超导通常认为与Pr离子上f电子的电四极矩涨落有关<sup>[65,66]</sup>.

PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>为稀土金属填充的方钴矿结构(skutterudite),是最早发现的Pr基重费米子超导体( $T_c = 1.85$  K)<sup>[64]</sup>.图14为其磁场-温度相图<sup>[65]</sup>,其中强磁场诱导出现的有序相(FIOP)具有反铁电四极矩序的特征,并且超导态存在时间反演对称性破缺.由于超导处在反铁电四极矩量子临界点附近,一般认为电子配对源于电四极矩涨落.

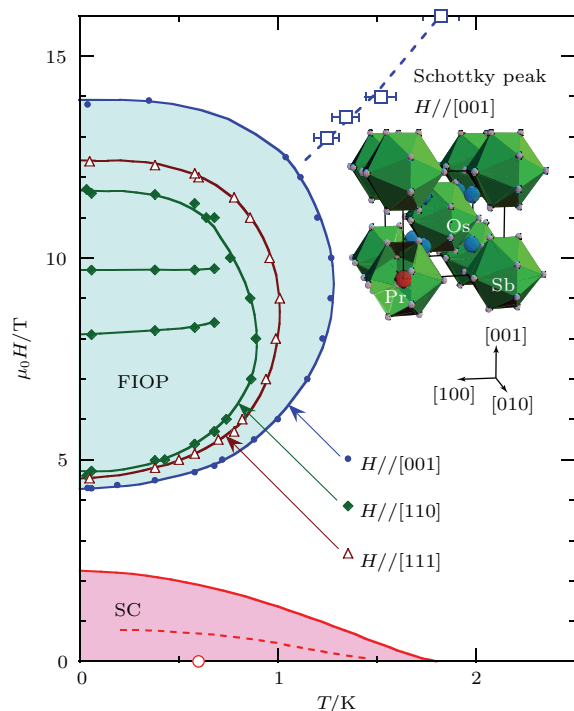


图14 PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>的磁场-温度相图和晶体结构(相图中FIOP表示磁场诱导的有序态,实验显示其具有反铁电四极矩序的特征<sup>[65]</sup>)

Fig. 14. Magnetic field-temperature phase diagram and crystal structure of PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>. FIOP denotes a field-induced ordered phase, which experiment suggests being of antiferroquadrupolar order<sup>[65]</sup>.

PrT<sub>2</sub>X<sub>20</sub>是近几年新发现的重费米子体系<sup>[66-68]</sup>,T为过渡族金属(Ti, V, Ir, Rh等),X为普通金属(Al, Zn等),目前确认为重费米子超导体的有PrTi<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>( $T_c = 0.2$  K)<sup>[67]</sup>和PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>( $T_c = 0.05$  K)<sup>[68]</sup>.这一体系具有非磁性基态,低温下由于轨道自由度的影响导致了许多新奇现象<sup>[68]</sup>,如电四极矩序,多通道Kondo效应等.两种材料的电四极矩序转变温度 $T_Q$ 分别为2.0 K(PrTi<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>)和0.6 K(PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>)<sup>[66-68]</sup>,超导态都出现在电四极矩序内,可能与电四极矩涨落有关<sup>[66]</sup>.

### 2.3.3 Pu-115系列, NpPd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>, β-YbAlB<sub>4</sub>

Pu-115超导材料<sup>[70,169]</sup>目前有PuCoGa<sub>5</sub>( $T_c = 18.5$  K),PuRhGa<sub>5</sub>( $T_c = 8.7$  K),PuCoIn<sub>5</sub>( $T_c = 2.5$  K)和PuRhIn<sub>5</sub>( $T_c = 1.6$  K).其中PuCoGa<sub>5</sub>在目前所有的重费米子超导体中具有最高的 $T_c$ <sup>[170]</sup>.NQR实验<sup>[67,68]</sup>结果显示 $T_c$ 以下自旋-晶格弛豫率 $1/T_1 \propto T^3$ ,表明超导能隙具有线节点结构.Pu-115体系结果与Ce-115体系晶体结构相似,但是Pu具有多重价态( $Pu^{4+} \rightarrow Pu^{6+}$ ),因而Pu-115体系通常呈现出不同的物理性质.早期研究<sup>[71]</sup>发现PuCoGa<sub>5</sub>在超导转变温度之上磁化率呈现居里-外斯行为,低温下5f电子从局域磁矩的状态直接进入超导,后来又有测量<sup>[72]</sup>发现类似Pauli顺磁的行为,目前认为是与Pu的多重价态性质有关<sup>[169]</sup>.此类材料中的超导配对机理可能与磁性涨落或Pu的价态涨落有关<sup>[70,73]</sup>.

NpPd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>在低温下并不表现出磁性特征,超导出现在4.9 K<sup>[74]</sup>,比热 $C(T) \propto T^3$ ,表明超导能隙存在点节点.NpPd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub>的正常态<sup>[74]</sup>与CeCoIn<sub>5</sub>有着相似的非费米液体行为,其超导对称性还有待实验测量.

β-YbAlB<sub>4</sub>中的超导转变温度约为80 mK<sup>[75]</sup>,对晶体的质量要求很高( $RRR > 100$ ),图15为其晶体结构和磁场-温度相图<sup>[171,76]</sup>.β-YbAlB<sub>4</sub>正常态具有特殊的非费米液体行为<sup>[75]</sup>:低温下 $\Delta\rho(T) \propto T^{3/2}$ , $\chi(T) \propto T^{-1/2}$ ,外加很小磁场下即呈现费米液体行为,被认为是无需外场调控即天然位于量子临界点附近<sup>[76]</sup>.超导的起源还有待进一步探索,但是实验上发现改体系中存在很强的价态涨落<sup>[172]</sup>.

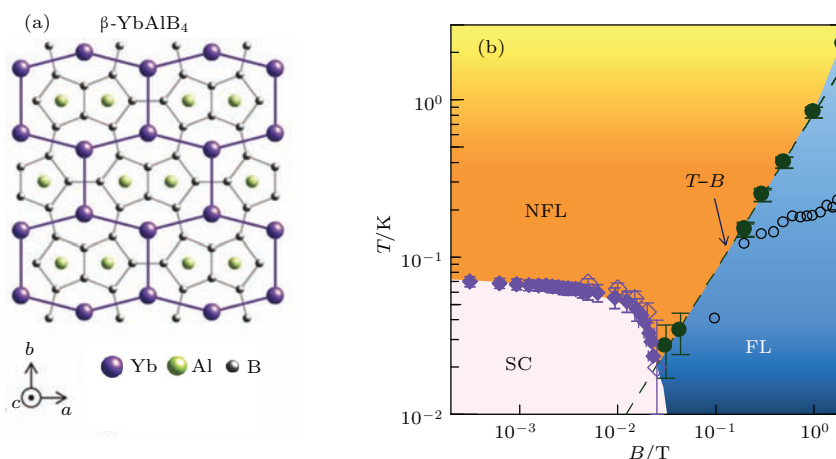

 图 15  $\beta$ -YbAlB<sub>4</sub> 的 (a) 晶体结构图和 (b) 磁场温度相图 [171,76]

 Fig. 15. (a) Crystal structure and (b) magnetic field-temperature phase diagram of  $\beta$ -YbAlB<sub>4</sub> [171,76].

### 3 重费米子超导的理论研究

#### 3.1 重费米子超导理论简介

重费米子超导现象一经实验确认就很快引起了理论学家的兴趣. 1985年, Volovik 和 Gor'kov 等 [173] 基于群论方法对几种重费米子超导体的能隙对称性进行了分类, 对非常规超导对称性理论的系统论述参见 Sigrist 和 Ueda 的综述文章 [174]. 同年, Hirsch 等 [175] 在早期  $\text{Hg-3}$  超流理论研究 [176] 的基础上提出, 在较强的在位 (on-site) 库仑排斥相互作用下, 反铁磁自旋涨落可以诱导各向异性的单态配对; 在此基础上, Monod 等 [177], Scalapino 等 [178], 和 Miyake 等 [179] 三个小组逐渐建立起自旋涨落诱导超导配对的理论, 为随后的铜氧化物高温超导研究提供了理论准备 [180]. 1991年, Monthoux, Bakatsky 和 Pines [181] 基于自旋涨落的图像, 采用唯象方法, 结合实验测量的动力学磁化率, 解释了铜基超导的非常规  $d$  波配对和较高的超导转变温度; 随后 Monthoux 和 Lonzarich 推广了这一工作 [101,182,183], 发现准二维体系中反铁磁涨落诱导的  $d$  波超导具有更高的  $T_c$ , 解释了从  $\text{CeIn}_3$  ( $\sim 0.4$  K) 到  $\text{CeMIn}_5$  ( $\sim 2.3$  K) 的  $T_c$  变化, 还预言了具有自旋-轨道耦合或磁各向异性的巡游铁磁系统中有更大机会出现自旋三重态配对, 刺激了  $\text{UGe}_2$  等铁磁性材料中超导的发现 [56]. 最近, Nishiyama 等 [184] 也基于以上方法研究了  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  和  $\text{CeIrIn}_5$  中的超导态, 发现费米面嵌套有助于提高超导转变温度.

但是如前所述, 许多重费米子金属 (如  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ,  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{CeRhIn}_5$  等 [129]) 表现出不同于自旋密度波 (SDW) 图像 [185-187] (如  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  等 [130]) 的非常规的量子临界涨落行为, 这些新型的量子临界涨落能否诱导超导, 是一个非常有趣的理论问题. 例如在  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  中, Si 等 [188,189] 提出了所谓的局域量子临界理论, 认为在靠近临界点时, 不但反铁磁相被抑制, 局域自旋的 Kondo 屏蔽也同时消失, 从而其低能激发表现为实空间局域的量子涨落; 他们最近研究发现在局域量子临界点附近, 单态配对的关联强度会得到明显增强 [190]. 为了解释  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  和  $\text{CeCu}_2\text{Ge}_2$  [191] 中高压下的价态转变和超导相, Miyake 等 [192] 考虑了  $f$  电子与导带电子之间的库仑相互作用, 发现可以诱导 Ce 的价态转变; 在此基础上, 他们进而发展了价态涨落诱导的超导配对理论 [193-196], 但该理论能否解释  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的高压超导相 [78,197] 还有待更多理论和实验研究. 而在  $\text{UPd}_2\text{Al}_3$  中, McHale 等 [198] 提出  $5f$  电子可以通过交换磁激子 (不同晶体场态之间形成的集体激发) 形成配对. 针对  $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ , Thalmeier 等 [199,200] 则提出了电四极矩激子 (晶体场集体激发) 诱导的超导配对机理, 并得到了最近的缪子自旋弛豫 ( $\mu\text{SR}$ ) 实验 [201,202] 的支撑. 为了解释  $\text{NpPd}_5\text{Al}_2$  中实验发现的  $f$  电子从局域磁矩直接进入超导 [74], Flint 和 Coleman 等 [203] 提出复合配对 (composite pairing) 理论 [204,205], 认为局域自旋与导带电子对直接耦合形成束缚态发生超导凝聚, 这一理论也有可能为  $\text{Ce}_{1-x}\text{Yb}_x\text{CoIn}_5$  中超导随掺杂的变化给出

解释<sup>[206]</sup>. 除此之外, 还有分数化 (fractionalized) 超导理论<sup>[207,208]</sup>, 短程反铁磁涨落诱导超导配对的理论等<sup>[209-212]</sup>等, 限于篇幅, 我们不再一一具体介绍.

针对重费米子的数值计算近年来也有不少发展. 与材料紧密结合的第一性原理计算, 为理解实验观测到的能带、费米面等性质提供了重要的帮助<sup>[213-216]</sup>, 强关联数值模拟方法如密度矩阵重整化群 (DMRG)<sup>[217,218]</sup>, 变分蒙特卡罗 (QMC)<sup>[219,220]</sup>, 动力学平均场理论 (DMFT)<sup>[221]</sup>, 团簇动力学近似 (DCA) 等<sup>[222]</sup>在重费米子超导现象的研究中也已有不少尝试, 但是如何将具体材料与 f 电子的强关联行为结合起来, 深入理解重费米子超导与各种竞争序之间的关系, 目前仍存在很大困难.

考虑到强关联 f 电子的局域和巡游的二重性, Yang 和 Pines 等<sup>[223-226]</sup>近年来发展了重费米子的二流体理论, 并应用于重费米子超导态的研究. 以 Ce-115 为例, 借助于二流体唯象分析<sup>[226-228]</sup>, 他们发现 NMR 自旋-晶格弛豫率中隐藏着重电子的量子临界涨落, 从而支持该类材料中自旋涨落诱导超导配对的理论图像. 在此基础上, 他们推广了 Monthoux 等的工作<sup>[181]</sup>, 提出了重费米子超导转变温度的类 BCS 公式, 结合重费米子二流体理论定量解释了 Ce-115 等材料中超导  $T_c$  随压力或掺杂的穹顶 (dome) 结构及反铁磁的演化. 接下来, 我们将简要介绍相关的研究工作.

### 3.2 二流体理论简介

在重费米子材料中, f 电子在高温下处于局域状态, 在相干温度  $T^*$  以下开始与导带电子发生集体杂化, 随温度降低逐渐由局域磁矩转化为巡游重电子<sup>[229,230]</sup>. 这一渐进的转变过程可以唯象地描述为两种共存的流体 (如图 16 所示): 一种是由集体杂化产生的巡游重电子, 称为 Kondo 液体 (权重为  $f(T)$ ), 另一种是由尚未杂化的 f 电子局域磁矩形成的自旋液体 (权重为  $1 - f(T)$ ). 基于实验分析,  $f(T)$  为温度的普适函数<sup>[224]</sup>:

$$f(T) = f_0 (1 - T/T^*)^{3/2}, \quad (1)$$

$f_0$  刻画 f 电子与导带电子之间发生集体杂化的效率. 这一唯象的二流体图像系统地解释了重费米子材料中的众多反常行为<sup>[225,231]</sup>, 定量解释了磁熵、

比热、自旋-晶格弛豫率、奈特位移、霍尔系数等物理量随温度的演化.

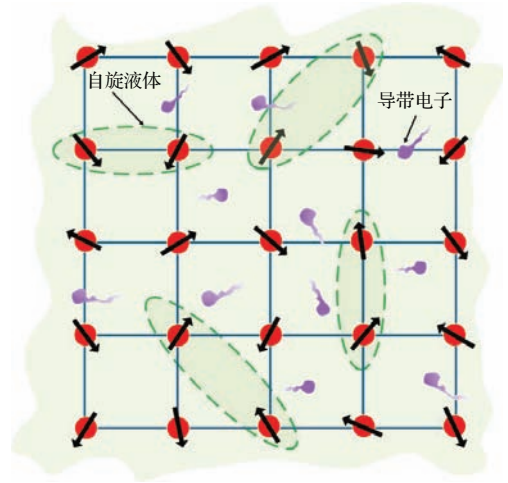


图 16 重费米子二维结构示意图

Fig. 16. Schematic plot of the 2D structure for heavy fermion materials.

在这一图像下, 体系的低温有序态来源于两种流体的相互竞争及其不稳定性: 自旋液体的不稳定性可能会导致局域反铁磁或其他磁性序, 而重电子的不稳定性则会导致超导、巡游磁性序等奇异量子态. 由此, 二流体模型自然地解释了 Ce-115 等材料中的超导和反铁磁相的微观共存, 并预言了图 17 所示的相图<sup>[227]</sup>, 与实验基本符合. 这一相图的基本内容可概括为<sup>[225,232]</sup>:

(i)  $f_0 > 1$  时, 杂化较强, 在低温下所有的 f 电子都能通过集体杂化退局域化, 此时费米面包含了所有的 f 电子, 完全退局域化温度  $T_L$  为

$$T_L(p) = T^*(p) [1 - f_0(p)]^{-2/3}. \quad (2)$$

$T_L$  以下, 自旋液体消失, 只存在重电子 Kondo 液体, 由于临界自旋涨落的影响, 只在更低的温度  $T_{FL} (< T_L)$  才表现出 Landau 费米液体的行为.

(ii)  $f_0 < 1$  时, 杂化较弱, 即使在零温下 f 电子也不能完全杂化, 未参与杂化的 f 电子在低温下 ( $T_N$  以下) 有序排列形成反铁磁序, 与剩余的 Kondo 液体共存. 因而即使在反铁磁相内 f 电子也可以有较大的比热系数, 并形成超导.

(iii)  $f_0 = 1$  处, 退局域温度  $T_L$  与反铁磁转变温度  $T_N$  都为零, 此处对应反铁磁量子临界点, 且费米面发生突变 (图 17 中的  $p_{QC}$ ). 在临界点附近, 磁性涨落可能诱导重电子配对形成超导.

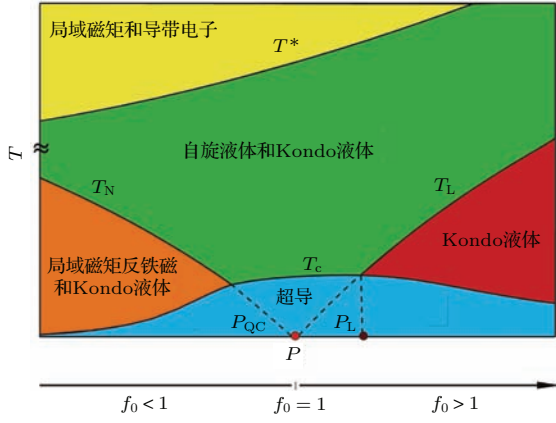


图 17 重费米子超导的二流体相图 (压强调节杂化效率  $f_0$ ;  $T^*$  和  $T_L$  分别表示相干温度和退局域化温度, 临界压强  $p_{QC}$  标记了磁性量子临界点,  $p_L$  处  $T_L$  和  $T_c$  相交, 对应  $T_c$  的最大值 [227])

Fig. 17. Predicted phase diagram for heavy-fermion superconductors in the two-fluid model. Pressure provides a tuning of the hybridization effectiveness  $f_0$ ;  $T^*$  and  $T_L$  mark the coherence temperature and the delocalization temperature, respectively.  $p_{QC}$  is the magnetic quantum critical point, and  $p_L$  denotes the intersection of  $T_L$  and  $T_c$ , where  $T_c$  has its maximum value [227].

### 3.3 重电子的演化与量子临界涨落

二流体理论预言,  $T^*$  之下出现的重电子的态密度遵循普适的标度律:

$$\rho(T) \propto f_0 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right)^{3/2} \left(1 + \ln \frac{T^*}{T}\right), \quad (3)$$

其中  $1 + \ln(T^*/T)$  源自重电子的有效质量. 这一普适的温度演化规律最明显的体现是 NMR 实验中的奈特位移反常.

在二流体理论中, 磁化率和奈特位移可以写成两部分之和 [224,226]:

$$\chi = f(T)\chi_{KL} + [1 - f(T)]\chi_{SL} \quad (4)$$

和

$$K - K_0 = Af(T)\chi_{KL} + B[1 - f(T)]\chi_{SL}, \quad (5)$$

其中  $\chi_{KL}$  是 Kondo 液体的磁化率,  $\chi_{SL}$  是自旋液体的磁化率,  $A$  和  $B$  是两种流体与核自旋的超精细耦合系数. 由于  $T^*$  以上  $f$  电子全部为孤立的局域磁矩, 奈特位移与磁化率满足线性关系

$$K = K_0 + B\chi. \quad (6)$$

在  $T^*$  以下, 重电子的出现引入了新的分量, 使得  $K$  和  $\chi$  偏离了 (6) 式中的线性关系, 偏离的大小即为

奈特位移反常

$$K_{\text{anom}} = K - K_0 - B\chi = (A - B)f(T)\chi_{KL}. \quad (7)$$

可见, 奈特位移反常正比于巡游重电子对磁化率 (亦即态密度) 的贡献. 以  $\text{CeCoIn}_5$  为例 (图 18 (a)) [226], 在  $T_c$  以上, 不同核处测量的  $K_{\text{anom}}$  完全一致, 符合二流体理论预言的态密度普适公式; 而在  $T_c$  之下, 奈特位移反常符合 BCS 理论对  $d$  波超导的预期, 支持超导源自二流体中 Kondo 液体的配对凝聚.

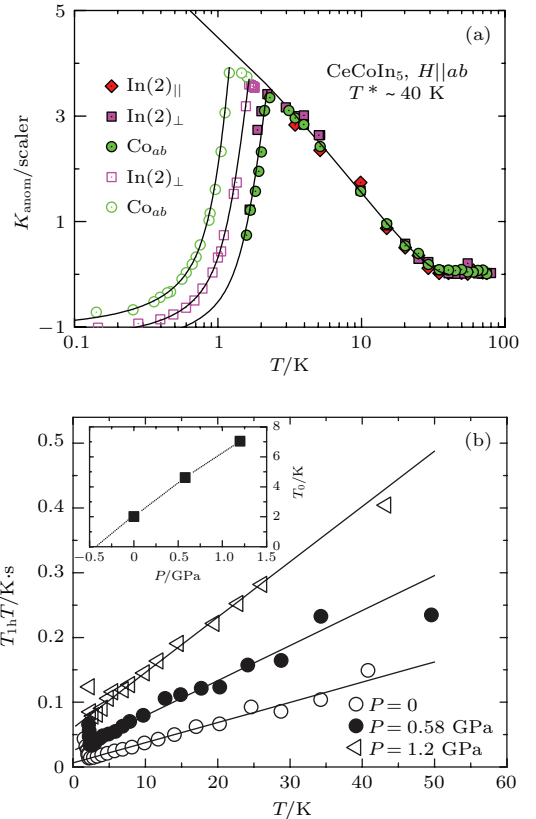


图 18 (a)  $\text{CeCoIn}_5$  中不同核上 (对应不同测量磁场) 奈特位移反常  $K_{\text{anom}}$  随温度的变化 (实线为理论拟合); (b)  $\text{CeCoIn}_5$  在不同压力下的  $T_1^{\text{KL}}T$  随温度演化的实验分析结果 (点) 和理论拟合 (实线), 插图给出了  $T_0$  随压力的变化 [226]

Fig. 18. (a) The Knight shift anomaly measured at different nuclei and magnetic fields for  $\text{CeCoIn}_5$ . The solid lines are theoretical fit. (b) Comparison of the predicted (solid lines) and experimental  $T_1^{\text{KL}}T$  as a function of temperature for  $\text{CeCoIn}_5$  at different pressures. The inset plots the derived  $T_0$  as a function of pressure [226].

核磁共振实验中的自旋-晶格弛豫率为理解体系中的自旋涨落提供了重要信息. 二流体理论中,  $T^*$  以下的自旋-晶格弛豫率也具有二分量的形

式 [226]

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1 - f(T)}{T_1^{\text{SL}}} + \frac{f(T)}{T_1^{\text{KL}}}, \quad (8)$$

其中  $1/T_1^{\text{SL}}$  和  $1/T_1^{\text{KL}}$  是局域自旋液体和巡游 Kondo 液体的内禀自旋-晶格弛豫率 (假设与温度无关). 分析表明 (如图 18 (b) 所示 [226]), 重电子的贡献在  $T^*$  以下满足  $T_1^{\text{KL}} T \propto (T + T_0)$ , 为典型的二维磁性量子临界涨落, 与铜基超导类似 [233]. 其中  $T_0$  是常数, 反映了体系偏离磁性量子临界点的距离.

以上二流体分析表明 CeCoIn<sub>5</sub> 中的超导源自重电子 Kondo 液体在自身量子临界涨落下诱导的配对, 因而超导转变温度  $T_c$  与决定重电子产生的相干温度  $T^*$  之间可能存在关联. 对十多种重费米子材料的分析发现,  $T^*$  源自近邻 f 电子磁矩之间的交换相互作用  $J_{\text{ex}}$  [223]. 图 19 对比了二十多种铜基、铁基和重费米子超导材料的  $T_c$  与  $J_{\text{ex}}$ , 发现两者之间确实存在近似的关联 [234], 因而这些材料中磁性涨落可能确实对超导配对起着诱导作用,  $T^*$  是决定重费米子超导  $T_c$  的重要温标.

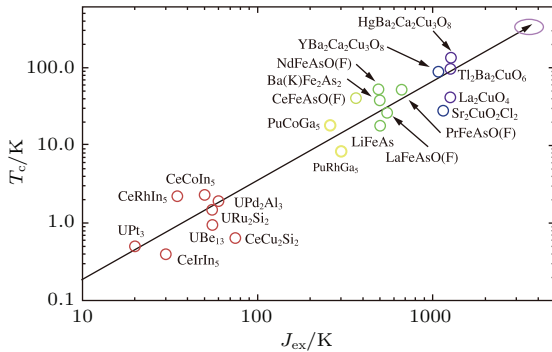


图 19 一些重费米子、铜氧化物和铁基超导材料中超导转变温度  $T_c$  和反铁磁交换作用强度  $J_{\text{ex}}$  的比较, 直线示意两者之间存在关联 [234]

Fig. 19. Comparison of the superconducting transition temperature,  $T_c$ , and the AFM exchange interaction,  $J_{\text{ex}}$  for a number of heavy fermion, cuprates and iron-pnictides superconductors. The arrow is a guide showing a connection between the two quantities for all these materials [234].

### 3.4 重费米子超导与反铁磁的二流体唯象理论

为了理解反铁磁自旋涨落诱导的重电子配对, 我们推广了 Pines 等提出的铜氧化物超导模型, 假设引起超导配对的有效吸引相互作用为

$$V(\mathbf{q}, \omega) = g^2 \chi'(\mathbf{q}, \omega), \quad (9)$$

其中  $g$  是自旋涨落与准粒子的耦合强度,  $\chi'(\mathbf{q}, \omega)$  是动力学磁化率的实部, 具有 Millis-Monien-Pines(MMP) 形式 [235]

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_Q}{1 - (\mathbf{q} - \mathbf{Q})^2 \xi^2 - i \frac{\omega}{\omega_{\text{SF}}}}, \quad (10)$$

其中  $\mathbf{Q}$  是反铁磁涨落的波矢,  $\chi_Q$  是  $\mathbf{Q}$  处的磁化率,  $\xi$  是反铁磁关联长度,  $\omega_{\text{SF}}$  是自旋涨落的特征能标. 计算发现重费米子超导  $T_c$  具有类似 BCS 公式的形式

$$T_c = \lambda_1 \omega_{\text{SF}} \left(\frac{\xi}{a}\right)^2 \exp\left[-\frac{1}{\lambda_2 g N_F(T_c)}\right], \quad (11)$$

其中  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  是量级为 1 的常数,  $N_F(T_c)$  为  $T_c$  处的准粒子态密度. 考虑到  $T^*$  起源于自旋交换相互作用, 决定了重电子的温度演化, 并且与  $T_c$  之间存在关联 (图 19), 可以假设自旋涨落特征能标  $(\xi/a)^2 \omega_{\text{SF}}$  正比于最大  $T_c$  处的  $T^*$ , 同时准粒子与自旋涨落的耦合系数  $g$  也正比于  $T^*$ , 上式转化为

$$\begin{aligned} T_c(p) &= 0.14 T_m^* \exp\left[-\frac{1}{N_F(p, T_c) V(p)}\right] \\ &= 0.14 T_m^* \exp\left[-\frac{1}{\eta \kappa(p)}\right], \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $T_m^*$  是对应  $T_c$  最大的压强  $p_L$  处的相干温度,  $\eta$  衡量具体材料中自旋涨落诱导超导配对的强弱,  $\kappa(p) = N_F(p, T_c) k_B T^*(p)$  为无量纲的耦合强度, 系数 0.14 来自实验拟合. 上述公式中相干温度  $T^*(p)$  可以通过电阻等实验测量获得, 重电子的态密度  $N_F(p, T)$  满足 (3) 式中的普适温度演化关系, 其对数发散在不同超导区域具有不同的截断温度 (见图 17):

(i) 对  $f_0 > 1$  且  $T < T_L$ , f 电子完全退局域化,  $f(T) = 1$ , 截断温度为  $T_L$ ;

(ii) 对  $f_0 < 1$  且  $T < T_N$ , 部分巡游重电子在反铁磁转变之上  $T_0$  处会重新局域化 [225, 236], 因而态密度的截断温度可以近似为  $T_0$ , 在这个区域, 反铁磁转变温度也可以通过二流体理论近似求得 [225]:

$$T_N(p) = T^*(p) [1 - f(T_N, p)]; \quad (13)$$

(iii) 在  $T > T_N$  且  $T > T_L$  区域 ( $f_0 = 1$  附近), 截断温度为  $T_c$ , 需自洽求解.

图 20 给出了 CeCoIn<sub>5</sub> 和 CeRhIn<sub>5</sub> 两个材料中反铁磁和超导转变温度随压力或掺杂的理论和实验对比 [228]. 可以看到, 二流体理论对于两者均给出了定量正确的解释. 一般认为, 重费米子体系作为强关联电子系统, 其准粒子和量子临界自旋涨落



之间存在很强的耦合, 无法简单处理. 以上唯象分析表明, 有可能将强关联效应引起的f电子奇异行为与导致电子配对的量子临界涨落分开处理, 近似描述重费米子超导和反铁磁等竞争序的物理性质.

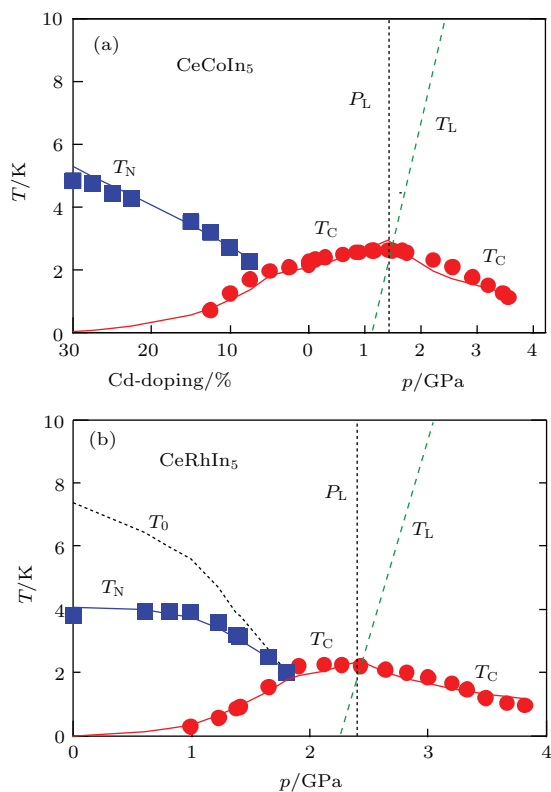


图20 (a)  $\text{CeCo}(\text{In}_{1-x}\text{Cd}_x)_5$  和  $\text{CeCoIn}_5$  中  $T_c$  和  $T_N$  的实验值和理论值 (实线) 的比较; (b)  $\text{CeRhIn}_5$  中  $T_c$  和  $T_N$  的实验值和理论值 (实线) 的比较 [228]

Fig. 20. Comparison of the experimental data and the theoretic predictions (solid lines) of  $T_c$  and  $T_N$  for (a)  $\text{CeCo}(\text{In}_{1-x}\text{Cd}_x)_5$  and  $\text{CeCoIn}_5$ , and (b)  $\text{CeRhIn}_5$  [228].

基于自旋涨落理论的进一步计算表明, 重费米子超导转变温度  $T_c$  的大小取决于量子涨落谱与重电子费米面的匹配. 如本文第2章所述, 重费米子材料中存在着各种各样的奇异态, 超导往往出现在这些竞争态的边缘. 因此, 考虑到材料电子结构的不同, 结合二流体理论与实验发现的各种量子临界涨落行为 (如常规的SDW涨落 [185–187], 局域量子临界涨落 [188,189]、价态涨落 [195]、电四极矩涨落等 [198]), 或许有可能将以上分析推广到其他重费米子超导材料, 对重费米子超导进行较为系统的分类描述, 为理解超导与各种竞争序的相互竞争和相互影响提供一般性的理论框架.

## 4 结 论

由于篇幅与作者学识所限, 本文只简要介绍了部分重费米子超导材料中的超导和竞争序. 大多数的重费米子超导都与f电子自旋的磁性量子临界涨落有关 (如大部分Ce基超导), 少数重费米子超导体中的电子配对则可能来源于f电子的价态涨落 (如Pu基和Yb基超导), 电四极矩涨落 (如Pr基超导), 或其他更为复杂的情况 (如 $\text{URu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{UBe}_{13}$ ). 电子的自旋、轨道、电荷自由度对重费米子超导的出现都可能具有重要影响 [237], 因而研究多自由度的相互耦合, 以及由此导致的低温奇异量子态, 和相变附近的量子临界涨落, 是理解重费米子超导物理的关键. 二流体理论成功描述了f电子的局域和巡游二重性, 解释了Ce-115体系中超导与反铁磁相的微观共存, 目前看来是一个颇有潜力的理论方向.

重费米子超导的研究受到仪器条件、样品质量、测量精度等多方面的限制. 随着实验技术的进步和测量精度的提高, 各种实验手段 (如ARPES [215,238,239], STM [80,81], PCS [3,113], MBE [102]、压力等 [3]) 逐步应用于重费米子领域, 极大地推动了重费米子超导研究的发展, 改变着我们的传统认识 (如 $\text{UBe}_{13}$  [87] 和  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  [86] 中的超导能隙结构等). 新型重费米子超导材料的发现, 以及对超导和各种低温奇异态的研究, 极大地扩展了非常规超导的研究领域. 此外, 重费米子超导研究还揭示了一些影响  $T_c$  的重要因素 (如反铁磁耦合强度、结构各向异性、f电子波函数构型等 [240]), 也为理解非常规超导的机理, 探索和设计新的超导材料提供了重要的参考.

## 参考文献

- [1] Pfeleiderer C 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1551
- [2] White B D, Thompson J D, Maple M B 2015 *Physica C* **514** 246
- [3] Lu X 2013 *Physics* **42** 378 (in Chinese) [路欣 2013 物理 **42** 378]
- [4] Matthias B T, Suhl H, Corenzwit E 1958 *Phys. Rev. Lett.* **1** 92
- [5] Anderson P W 1959 *J. Phys. Chem. Solids* **11** 26
- [6] Abrikosov A A, Gor'kov L P 1961 *Sov. Phys. JETP* **12** 1243
- [7] Maple M B 1968 *Phys. Lett. A* **26** 513

- [8] Maple M B, Fertig W A, Mota A C, de Long L E, Wohlleben D, Titzgerald R 1972 *Solid State Commun.* **11** 829
- [9] Kondo J 1964 *Prog. Theor. Phys.* **32** 37
- [10] Zhang G M, Yu L 2007 *Physics* **36** 434 (in Chinese) [张广铭, 于禄 2007 物理 **36** 434]
- [11] Maple M B 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 222
- [12] Andres K, Graebner J E, Ott H R 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1779
- [13] Steglich F, Aarts J, Bredl C D, Lieke W, Meschede D, Franz W, Schäfer H 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1892
- [14] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R 1957 *Phys. Rev.* **108** 1175
- [15] Ott H R, Rudigier H, Fisk Z, Smith J L 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1595
- [16] Stewart G R, Fisk Z, Willis J O, Smith J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 679
- [17] Palstra T T M, Menovsky A A, van den Berg J, Dirkmaat A J, Kes P H, Nieuwenhuys G J, Mydosh J A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2727
- [18] Bucher E, Maita J P, Hull G W, Fulton R C, Cooper A S 1975 *Phys. Rev. B* **11** 440
- [19] Franz W, Griefel A, Steglich F, Vohlleben D 1978 *Z. Physik B* **31** 7
- [20] Trovarelli O, Weiden M, Müller-Reisener R, Gómez-Berisso M, Gegenwart P, Deppe M, Geibel C, Sereni J G, Steglich F 1997 *Phys. Rev. B* **56** 678
- [21] Bruls G, Wolf B, Finsterbusch D, Thalmeier P, Kouroudis I, Sun W, Assmus W, Lüthi B 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1754
- [22] Steglich F 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 167
- [23] Jaccard D, Behnia, Siervo J 1992 *Phys. Lett. A* **163** 475
- [24] Grosche F M, Julian S R, Mathur N D, Lonzarich G G 1996 *Physica B* **223-224** 50
- [25] Mathur N D, Grosche F M, Julian S R, Walker I R, Freye D M, Haselwimmer R K W, Lonzarich G G 1998 *Nature* **394** 39
- [26] Movshovich R, Graf T, Mandrus D, Thompson J D, Smith J L, Fisk Z 1996 *Phys. Rev. B* **53** 8241
- [27] Ren Z, Pourovskii L V, Girit G, Lapertot G, Georges A, Jaccard D 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031055
- [28] Grosche F M, Lister S J S, Carter F V, Saxena S S, Haselwimmer R K W, Mathur N D, Julian S R, Lonzarich G G 1997 *Physica B* **239** 62
- [29] Kawasaki S, Yashima M, Kitaoka Y, Takeda K, Shimizu K, Oishi Y, Takata M, Kobayashi T C, Harima H, Araki S, Shishido H, Settai R, Ōnuki Y 2008 *Phys. Rev. B* **77** 064508
- [30] Kohori Y, Yamato Y, Iwamoto Y, Kohara T, Bauer E D, Maple M B, Sarrao J L 2001 *Phys. Rev. B* **64** 134526
- [31] Zheng G Q, Tanabe K, Mito T, Kawasaki S, Kitaoka Y, Aoki D, Haga Y, Onuki Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4664
- [32] Pagliuso P G, Petrovic C, Movshovich R, Hall D, Hundley M F, Sarrao J L, Thompson J D, Fisk Z 2001 *Phys. Rev. B* **64** 100503
- [33] Urbano R R, Young B L, Curro N J, Thompson J D, Pham L D, Fisk Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 146402
- [34] Nair S, Stockert O, Witte U, Nicklas M, Schedler R, Kiefer K, Thompson J D, Bianchi A D, Fisk Z, Wirth S, Steglich F 2010 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 9537
- [35] Park T, Ronning F, Yuan H Q, Salamon M B, Movshovich R, Sarrao J L, Thompson J D 2006 *Nature* **440** 65
- [36] Sidorov V A, Lu X, Park T, Lee H, Tobash P H, Baumbach R E, Ronning F, Bauer E D, Thompson J D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 020503
- [37] Nicklas M, Sidorov V A, Borges H A, Pagliuso P G, Petrovic C, Fisk Z, Sarrao J L, Thompson J D 2003 *Phys. Rev. B* **67** 020506
- [38] Fukazawa H, Nagashima R, Shimatani S, Kohori Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 094508
- [39] Uhlířová K, Prokleška J, Sechovský V 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 059701
- [40] Chen G F, Ohara S, Hedo M, Uwatoko Y, Satio K, Sorai M, Sakamoto I 2002 *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 2836
- [41] Yamashita a T, Ohara S, Aoki Y, Miyazaki R, Sakamoto I 2010 *Physica C* **470** S556
- [42] Kratochvílová M, Prokleška J, Uhlířová K, Dušek M, Sechovský, Custers J 2014 *arXiv: 1403.7010* [cond-mat.str-el]
- [43] Amato A, Bauer E, Baines C 2005 *Phys. Rev. B* **71** 092501
- [44] Tateiwa N, Haga Y, Matsuda T D, Ikeda S, Yamamoto E, Okuda Y, Miyauchi Y, Settai R, Ōnuki Y 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 083706
- [45] Kimura N, Ito K, Saitoh K, Umeda Y, Aoki H, Terashima T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 247004
- [46] Settai R, Sugitani I, Okuda Y, Thamizhavel A, Nakashima M, Ōnuki Y, Harima H 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 844
- [47] Nakashima M, Tabata K, Thamizhavel A, Kobayashi T C, Hedo M, Uwatoko Y, Shimizu K, Settai R, Ōnuki Y 2004 *J. Phys.: Condens. Matter* **16** L255
- [48] Nakashima M, Kohara H, Thamizhavel A, Matsuda T D, Haga Y, Hedo M, Uwatoko Y, Settai R, Ōnuki Y 2006 *Physica B* **378-380** 402
- [49] Honda F, Measson M A, Nakano Y, Yoshitani N, Yamamoto E, Haga Y, Takeuchi T, Yamagami H, Shimizu K, Settai R, Ōnuki Y 2008 *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 043701
- [50] Schuberth E, Tippmann, Steinke L, Lausberg S, Steppke A, Brando M, Krellner C, Geibel C, Yu R, Si Q, Steglich F (unpublished)
- [51] Geibel C, Schank C, Thies S, Kitazawa H, Bredl C D, Bohm A, Rau M, Grauel A, Caspary R, Helfrich R, Ahlheim U, Weber G, Steglich F 1991 *Z. Phys. B* **84** 1
- [52] Geibel C, Thies S, Kaczorowski D, Mehner A, Mehner A, Grauel A, Seidel B, Ahlheim U, Helfrich R, Petersen K, Bredl C D, Steglich F 1991 *Z. Phys. B* **83** 305
- [53] Heffner R H, Smith J L, Willis J O, Birrer P, Baines C, Gyax F N, Hitti B, Lippelt E, Ott H R, Schenck A, Knetsch E A, Mydosh J A, MacLaughlin D E 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2816
- [54] Aeppli G, Bucher E, Broholm C, Kjems J K, Baumann J, Hufnagl J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 615

- [55] Hayden S M, Taillefer L, Vettier C, Flouquet J 1992 *Phys. Rev. B* **46** 8675
- [56] Saxena S S, Agarwal P, Ahilan K, Grosche F M, Haselwimmer R K W, Steiner M J, Pugh E, Walker I R, Julian S R, Monthoux P, Lonzarich G G, Huxley A, Sheikin I, Braithwaite D, Flouquet J 2000 *Nature* **406** 587
- [57] Aoki D, Huxley A, Ressouche E, Braithwaite D, Flouquet J, Brison J P, Lhotel E, Paulsen C 2001 *Nature* **413** 613
- [58] Huy N T, Gasparini A, de Nijs D E, Huang Y, Klaasse J C P, Gortemulder T, de Visser A, Hamann A, Görlach T, Löhneysen H v 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 067006
- [59] Ohta T, Hattori T, Ishida K, Nakai Y, Osaki E, Deguchi K, Sato N K, Satoh I 2010 *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 023707
- [60] Akazawa T, Hidaka H, Fujiwara T, Kobayashi T C, Yamamoto E, Haga Y, Settai R, Onuki Y 2004 *J. Phys.: Condens. Matter* **16** L29
- [61] Mounce A M, Yasuoka H, Koutroulakis G, Ni N, Bauer E D, Ronning F, Thompson J D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 127001
- [62] Broholm C, Kjemis J K, Buyers W J L, Matthews P, Palstra T T M, Menovsky A A, Mydosh J A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1467
- [63] Isaacs E D, McWhan D B, Kleiman R N, Bishop D J, Ice G E, Zschack P, Gaulin B D, Mason T E, Garrett J D, Buyers W J L 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3185
- [64] Bauer E D, Frederick N A, Ho P C, Zapf V S, Maple M B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 100506
- [65] Aoki Y, Tayama T, Sakakibara T, Kuwahara K, Iwasa K, Kohgi M, Higemoto W, MacLaughlin D E, Sugawara H, Sato H 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 051006
- [66] Sakai A, Nakatsuji S 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 063701
- [67] Sakai A, Kuga K, Nakatsuji S 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 083702
- [68] Tsujimoto M, Matsumoto Y, Tomita T, Sakai A, Nakatsuji S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 267001
- [69] Koutroulakis G, Yasuoka H, Chudo H, Tobash P H, Mitchell J N, Bauer E D, Thompson J D 2014 *New J. Phys.* **16** 063019
- [70] Bauer E D, Thompson J D 2015 *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **6** 137
- [71] Sarrao J L, Morales J A, Thompson J D, Scott B L, Stewart G R, Wastin F, Rebizant J, Boulet P, Colineau E, Lander G H 2002 *Nature* **420** 297
- [72] Hiess A, Stunault, Colineau E, Rebizant J, Wastin F, Caciuffo R, Lander G H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 076403
- [73] Ramshaw B J, Shekhter A, McDonald R D, Betts J B, Mitchell J N, Tobash P H, Mielke C H, Bauer E D, Migliori A 2015 *Proc. Natl. Acad. USA* **112** 3285
- [74] Aoki D, Haga Y, Matsuda D, Tateiwa N, Ikeda S, Homma Y, Sakai H, Shiokawa Y, Yamamoto E, Nakamura A, Settai R, Onuki Y 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 063701
- [75] Nakatsuji S, Kuga K, Machida Y, Tayama T, Sakakibara T, Karaki Y, Ishimoto H, Yonezawa S, Maeno Y, Pearson E, Lonzarich G G, Balicas L, Lee H, Fisk Z 2008 *Nature Physics* **4** 603
- [76] Matsumoto Y, Nakatsuji S, Kuga K, Karaki Y, Horie N, Shimura Y, Sakakibara T, Nevidomskyy A H, Coleman P 2011 *Science* **331** 316
- [77] Hill H H 1970 in *Plutonium 1970 and Other Actinides AIME*, edited by Miner W H (New York: The Metallurgical Society of the AIME)
- [78] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M, Geibel C, Sparn G, Steglich F 2003 *Science* **302** 2104
- [79] Bauer E D, Lee H O, Sidorov V A, Kurita N, Gofryk K, Zhu J X, Ronning F, Movshovich R, Thompson J D, Park T 2010 *Phys. Rev. B* **81** 180507
- [80] Zhou B B, Misra S, da Solva Neto E H, Aynajian P, Baumbach R E, Thompson J D, Bauer E D, Yazdani A 2013 *Nature Physics* **9** 474
- [81] Allan M P, Massee F, Morr D K, Van Dyke J, Rost A W, Mackenzie A P, Petrovic C, Davis J C 2013 *Nature Physics* **9** 468
- [82] Hu T, Singh Y P, Shu L, Janoschek M, Dzero M, Maple M B, Almasan C C 2013 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110** 7160
- [83] Chen Y, Jiang W B, Guo C Y, Ronning F, Bauer E D, Park T, Yuan H Q, Fisk Z, Thompson J D, Lu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 146403
- [84] Schemm E R, Gannon W J, Wishne C M, Halperin W P, Kapitulnik A 2014 *Science* **345** 190
- [85] Schemm E R, Baumbach R E, Tobash P H, Ronning F, Bauer E D, Kapitulnik 2015 *Phys. Rev. B* **91** 140506
- [86] Kittaka S, Aoki Y, Shimura Y, Sakakibara T, Seiro S, Geibel C, Steglich F, Ikeda H, Machida K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 067002
- [87] Shimizu Y, Kittaka S, Sakakibara T, Haga Y, Yamamoto E, Amitsuka H, Tsutsumi Y, Machida K 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 147002
- [88] Fujiwara K, Hatai Y, Kobayashi K, Miyoshi K, Takeuchi J, Shimaoka Y, Kotegawa H, Kobayashi T C, Geibel C, Steglich F 2008 *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 123711
- [89] Arndt J, Stockert O, Schmalzl K, Faulhaber E, Jeevan H S, Geibel C, Schmidt W, Loewenhaupt M, Steglich F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 246401
- [90] Ott H R, Rudigier H, Rice T M, Ueda K, Fisk Z, Smith J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1915
- [91] Einzel D, Hirschfeld P J, Gross F, Chandrasekhar B S, Andres K, Ott H R, Beuers J, Fisk Z, Smith J L 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2513
- [92] MacLaughlin D E, Tien C, Clark W G, Lan M D, Fisk Z, Smith J L, Ott H R 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1833
- [93] Golding B, Bishop D J, Batlogg B, Haemmerle W H, Fisk Z, Smith J L, Ott H R 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2479
- [94] Ikeda H, Suzuki M, Arita R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 147003
- [95] Yamaoka H, Ikeda Y, Jarrige I, Tsujii N, Zekko Y, Yamamoto Y, Mizuki J, Lin J F, Hiraoka N, Ishii H, Tsuei K D, Kobayashi T C, Honda F, Onuki Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 086403
- [96] Pourovskii L V, Hansmann P, Ferrero M, Georges A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 106407

- [97] Rueff J P, Ablett J M, Striigari F, Deppe M, Haverkort M W, Tjeng L H, Severing A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 201108
- [98] Bruls G, Wolf B, Finsterbusch D, Thalmeier P, Kouroudis I, Sun W, Assmus W, Lüthi B 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1754
- [99] Stockert O, Faulhaber E, Zwicky G, Stüßer N, Jeevan H S, Deppe M, Borth R, Küchler, Loewenhaupt M, Geibel C, Steglich F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 136401
- [100] Thompson J D 2014 talks in *KITP Conference: Strong Correlations and Unconventional Superconductivity: Towards a Conceptual Framework* (<http://online.kitp.ucsb.edu/online/ironic-c14/thompson/>)
- [101] Monthoux P, Lonzarich G G 2001 *Phys. Rev. B* **63** 054529
- [102] Shishido H, Shibauchi T, Yasu K, Kato T, Kontani H, Terashima T, Matsuda Y 2010 *Science* **19** 980
- [103] Kawasaki S, Mito T, Kawasaki Y, Zheng G Q, Kitaoka Y, Aoki D, Haga Y, Ōnuki Y 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 137001
- [104] Sarrao J L, Thompson J D 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 051013
- [105] Shishido H, Settai R, Harima H, Ōnuki Y 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 1103
- [106] Park T, Sidorov V A, Ronning F, Zhu J X, Tokiwa Y, Lee H, Bauer E D, Movshovich R, Sarrao J L, Thompson J D 2008 *Nature* **456** 366
- [107] Jiao L, Chen Y, Kohama Y, Graf D, Bauer E D, Singleton J, Zhu J X, Weng Z, Pang G, Shang T, Zhang J, Lee H, Park T, Jaime M, Thompson J D, Steglich F, Si Q, Yuan H Q 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 673
- [108] Sakai H, Tokunaga Y, Kambe S, Ronning F, Bauer E D, Thompson J D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 206401
- [109] Petrovic C, Pagliuso P G, Hundley M F, Movshovich R, Sarrao J L, Thompson J D, Fisk Z, Monthoux P 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** L337
- [110] Izawa K, Yamaguchi H, Matsuda Y, Shishido H, Settai R, Onuki Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 057002
- [111] An K, Sakakibara T, Settai R, Onuki Y, Hiragi M, Ichioka M, Machida K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 037002
- [112] Stock C, Broholm C, Hudis J, Kang H J, Petrovic C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 087001
- [113] Park W K, Sarrao J L, Thompson J D, Greene L H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 177001
- [114] Van Dyke J, Masee F, Allan M P, Davis J C, Petrovic C, Morr D K 2014 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **111** 11663
- [115] Sidorov V A, Nicklas M, Pagliuso P G, Sarrao J L, Bang Y, Balatsky A V, Thompson J D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 157004
- [116] Kenzelmann M, Strässle Th, Niedermayer C, Sigrist M, Padmanabhan B, Zolliker M, Bianchi A D, Movshovich R, Bauer E D, Sarrao J L, Thompson J D 2008 *Science* **321** 1652
- [117] Bianchi A, Movshovich R, Vekhter I, Pagliuso P G, Sarrao J L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 257001
- [118] Gerber S, Bartkowiak M, Gavilano J L, Ressouche E, Egetenmeyer N, Niedermayer C, Bianchi A D, Movshovich R, Bauer E D, Thompson J D, Kenzelmann M 2014 *Nature Physics* **10** 126
- [119] Singh Y P, Haney D J, Lum I K, White B D, Maple M B, Dzero M, Almasan C C 2015 *J. Phys.: Conf. Ser.* **592** 012078
- [120] Kim H, Tanatar M A, Flint R, Petrovic C, Hu R, White B D, Lum I K, Maple M B, Prozorov R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 027003
- [121] Petrovic C, Movshovich R, Jaime M, Pagliuso P G, Hundley M F, Sarrao J L, Fisk Z, Thompson J D 2001 *Europhys. Lett.* **53** 354
- [122] Willers T, Strigari F, Hu Z, Sessi V, Brookes N B, Bauer E D, Sarrao J L, Thompson J D, Tanaka A, Wirth S, Tjeng L H, Severing A 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 2384
- [123] Yashima M, Tagami N, Taniguchi S, Unemori T, Uematsu K, Mukuda H, Kitaoka Y, Ōta Y, Honda F, Settai R, Ōnuki Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 117001
- [124] Shang T, Baumbach R E, Gofryk K, Ronning F, Weng Z F, Zhang J L, Lu X, Bauer E D 2014 *Phys. Rev. B* **89** 041101(R)
- [125] Kaczorowski D, Gnida D, Pikul A P, Tran V H 2010 *Solid State Comm.* **150** 411
- [126] Tokiwa Y, Gegenwart P, Gnida D, Kaczorowski D 2011 *Phys. Rev. B* **84** 140507
- [127] Kimura N, Bonalde I 2012 in *Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview, Lecture Notes in Physics 847*, edited by Bauer E, Sigrist M (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag) Chapter 2
- [128] Tateiwa N, Haga Y, Matsuda T D, Ikeda S, Yasuda T, Takeuchi T, Settai R, Ōnuki Y 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 1903
- [129] Stockert O, Steglich F 2011 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2** 79
- [130] Steglich F 2014 *Phil. Mag.* **94** 3259
- [131] Bernhoeft N, Sato N, Roessli B, Aso N, Hiess A, Lander G H, Endoh Y, Komatsubara T 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4244
- [132] Watanabe T, Izawa K, Kasahara Y, Haga Y, Onuki Y, Thalmeier P, Maki K, Matsuda Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 184502
- [133] Jourdan M, Huth M, Adrian H 1999 *Nature* **398** 47
- [134] Matsuda K, Kohori Y, Kohara T 1997 *Phys. Rev. B* **55** 15223
- [135] Hiroi M, Sera M, Kobayashi N, Haga Y, Yamamoto E, Ōnuki Y 1997 *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 1595
- [136] Ishida K, Ozaki D, Kamatsuka T, Tou H, Kyogaku M, Kitaoka Y, Tateiwa N, Sato N K, Aso N, Geibel C, Steglich F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 037002
- [137] Rueff J P, Raymond S, Yaresko A, Braithwaite D, Leininger P, Vankó G, Huxley A, Rebizani J, Sato N 2007 *Phys. Rev. B* **76** 085113
- [138] Narlikar A V 2014 *Superconductors* (United Kingdom: Oxford University Press) p212
- [139] Ott H R, Rudigier H, Fisk Z, Smith J L 1985 *Phys. Rev. B* **31** 1651
- [140] Joynt R, Taillefer L 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 235

- [141] Fisher R A, Kim S, Woodfield B F, Phillips N E, Taillefer L, Hasselbach K, Flouquet J, Giorgi A L, Smith J L 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1411
- [142] Tou H, Kitaoka Y, Asayama K, Kimura N, Ōnuki Y, Yamamoto E, Maezawa K 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1374
- [143] de Visser A, Graf M J, Estrela P, Amato A, Baines C, Andreica D, Gygax F N, Schenck A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3005
- [144] Huxley A, Rodière P, Paul D M, van Dijk N, Cubitt R, Flouquet J 2000 *Nature* **406** 160
- [145] Hayden S M, Taillefer L, Vettier C, Flouquet J 2002 *Phys. Rev. B* **46** 8675
- [146] Gannon W J, Halperin W P, Rastovski C, Schlesinger K J, Hlevyack J, Eskildsen M R, Vorontsov A B, Gavilano J, Gasser U, Nagy G 2015 *New J. Phys.* **17** 023041
- [147] Lussier B, Ellman B, Taillefer L 1996 *Phys. Rev. B* **53** 5145
- [148] Ellman B, Taillefer L, Poirier M 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9043
- [149] Huxley A, Rodière P, Paul D M K, Dijk N v, Cubitt R, Flouquet J 2000 *Nature* **406** 160
- [150] Strand J D, Bahr D J, Harlingen D J V, Davis J P, Gannon W J, Halperin W P 2010 *Science* **328** 1368
- [151] Tsutsumi Y, Machida K, Ohmi T, Ozake M 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 074717
- [152] Izawa K, Machida Y, Itoh A, So Y, Ota K, Haga Y, Yamamoto E, Kimura N, Ōnuki Y, Tsutsumi Y, Machida K 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 061013
- [153] Strand J D, Harlingen D J V, Kycia J B, Halperin W P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 197002
- [154] Tsutsumi Y, Ishikawa M, Kawakami T, Mizushima T, Sato M, Ichioka M, Michida K 2013 *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 113707
- [155] Huxley A D 2015 *Physica C* **514** 368
- [156] Huxley A, Ressouche E, Grenier B, Aoki D, Flouquet J, Pfeleiderer C 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* **15** S1945
- [157] Aoki D, Flouquet J 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 061011
- [158] Huy N T, de Nijs D E, Huang Y K, de Visser A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 077002
- [159] Stock C, Sokolov D A, Bourges P, Tobash P H, Gofryk K, Ronning F, Bauer E D, Rule K C, Huxley A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 187202
- [160] Ihara Y, Hattori T, Oshida K, Nakai Y, Osaki E, Deguchi K, Sato N K, Satoh I 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 206403
- [161] Hattori T, Ihara Y, Nakai Y, Ishida K, Tada Y, Fujimoto S, Kawakami N, Osaki E, Deguchi K, Sato N K, Satoh I 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 066403
- [162] Kobayashi T C, Hori A, Fukushima S, Hidaka H, Kotegawa H, Akazawa T, Takeda K, Ohishi Y, Yamamoto E 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 051007
- [163] Meisner G P, Giorgi A L, Lawson A C, Stewart G R, Willis J O, Wire M S, Smith J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1829
- [164] Mydosh J A, Oppeneer P M 2014 *Phil. Mag.* **94** 3642
- [165] Kasahara Y, Shishido H, Shibauchi T, Haga Y, Matsuda T D, Onuki Y, Matsuda Y 2009 *New J. Phys.* **11** 055061
- [166] Fisher R A, Kim S, Wu Y, Phillips N E, McElfresh M W, Torikachvili M S, Maple M B 1990 *Physica B* **163** 419
- [167] Matsuda K, Kohori Y, Kohara T 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 679
- [168] Yamashita T, Shimoyama Y, Haga Y, Matsuda T D, Yamamoto E, Onuki Y, Sumiyoshi H, Fujimoto S, Levchenko A, Shibauchi T, Matsuda Y 2014 *Nature Physics* **11** 17
- [169] Sarrao J L, Bauer E D, Mitchell J N, Tobash P H, Thompson J D 2015 *Physica C* **514** 184
- [170] Curro N J, Caldwell T, Bauer E D, Morales L A, Graf M J, Bang Y, Balatsky A V, Thompson J D, Sarrao J L 2005 *Nature* **434** 622
- [171] Matsumoto Y, Nakatsuji S, Kuga K, Karaki Y, Shimura Y, Sakakibara T, Nevidomskyy A H, Coleman P 2012 *J. Phys.: Conf. Ser.* **391** 012041
- [172] Okawa M, Matsunami M, Ishizaka K, Eguchi R, Taguchi M, Chainani A, Takata Y, Yabashi M, Tamasaku K, Nishino Y, Ishikawa T, Kuga K, Horie N, Nakatsuji S, Shin S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 247201
- [173] Volovik G E, Gorkov L P 1985 *JETP* **61** 843
- [174] Sigrist M, Ueda K 1991 *Rev. Mod. Phys.* **63** 239
- [175] Hirsch J E 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 1317
- [176] Leggett A J 1975 *Rev. Mod. Phys.* **47** 331
- [177] Béal-Monod M T, Bourbonnais C, Emery V J 1986 *Phys. Rev. B* **34** 7716
- [178] Scalapino D J, Loh E, Hirsch J E 1986 *Phys. Rev. B* **34** 8190
- [179] Miyake K, Schmitt-Rink S, Varma C M 1986 *Phys. Rev. B* **34** 6554
- [180] Bednorz J G, Müller K A 1986 *Z. Phys. B* **63** 189
- [181] Monthoux P, Balatsky A V, Pines D 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3448
- [182] Monthoux P, Lonzarich G G 1999 *Phys. Rev. B* **59** 14598
- [183] Monthoux P, Lonzarich G G 2002 *Phys. Rev. B* **66** 224504
- [184] Nishiyama S, Miyake K, Varma C M 2013 *Phys. Rev. B* **88** 014510
- [185] Hertz J A 1976 *Phys. Rev. B* **14** 1165
- [186] Millis A J 1993 *Phys. Rev. B* **48** 7183
- [187] Moriya T 1985 *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*, Springer Series in Solid State Physics (Berlin: Springer-Verlag)
- [188] Si Q, Rabello S, Ingersent K, Smith J L 2001 *Nature* **413** 804
- [189] Si Q, Pixley J H, Nica E, Yamamoto S J, Goswami P, Yu R, Kirchner S 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 061005
- [190] Pixley J H, Cai A, Si Q M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 125127
- [191] Jaccard D, Wilhelm H, Yadri K A, Vargoz E 1999 *Physica B* **259-261** 1
- [192] Onishi Y, Miyake K 2000 *Physica B* **281** 191
- [193] Onishi Y, Miyake K 2000 *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** 3955
- [194] Holmes A T, Jaccard D, Miyake K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 024508
- [195] Watanabe S, Imada M, Miyake K 2006 *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** 043710
- [196] Miyake K, Watanabe S 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 061006

- [197] Seyfarth G, Rüetschi A S, Sengupta K, Georges A, Jacquard D, Watanabe S, Miyake K 2012 *Phys. Rev. B* **85** 205105
- [198] McHale P, Fulde P, Thalmeier 2004 *Phys. Rev. B* **70** 014513
- [199] Thalmeier P, Maki K, Yuan Q 2004 *Physica C* **408-410** 177
- [200] Thalmeier P 2006 *Physica B* **378-380** 261
- [201] Shu L, Higemoto W, Aoki Y, Hillier A D, Ohishi K, Ishida K, Kadono R, Koda A, Bernal O, MacLaughlin D E, Tunashima Y, Yonezawa Y, Sanada S, Kikuchi D, Sato H, Sugawara H, Ito T U, Maple M B 2011 *Phys. Rev. B* **83** 100504
- [202] Ho P C, MacLaughlin D E, Shu L, Bernal O O, Zhao S R, Dooraghi A A, Yanagisawa T, Maple M B, Fukuda R H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 235111
- [203] Flint R, Dzero M, Coleman P 2008 *Nature Physics* **4** 643
- [204] Flint R, Coleman P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 246404
- [205] Flint R, Nevidomskyy A H, Coleman P 2011 *Phys. Rev. B* **84** 064514
- [206] Erten O, Flint R, Coleman P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 027002
- [207] Senthil T, Sachdev S, Vojta M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 216403
- [208] Senthil T, Fisher M P A 2000 *Phys. Rev. B* **62** 7850
- [209] Coleman P, Andrei N 1989 *J. Phys. : Condens. Matter* **1** 4057
- [210] Andrei N, Coleman P 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 595
- [211] Liu Y, Li H, Zhang G M, Yu L 2012 *Phys. Rev. B* **86** 024526
- [212] Liu Y, Zhang G M, Yu L 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 087102
- [213] Zwignagl G, Pulst U 1993 *Physica B* **186-188** 895
- [214] Eremin I, Zwignagl G, Thalmeier P, Fulde P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 187001
- [215] Ito T, Kumigashira H, Kim H D, Takahashi T, Kimura N, Haga Y, Yamamoto E, Ōnuki Y, Harima H 1999 *Phys. Rev. B* **59** 8923
- [216] Sugawara H, Osaki S, Saha S R, Aoki Y, Sato H, Inada Y, Shishido H, Settai R, Ōnuki Y, Harima H, Oikawa K 2002 *Phys. Rev. B* **66** 220504
- [217] Xavier J C 2003 *Phys. Rev. B* **68** 134422
- [218] Xavier J C, Dagotto E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 146403
- [219] Asadzadeh M Z, Becca F, Fabrizio M 2013 *Phys. Rev. B* **87** 205144
- [220] Asadzadeh M Z, Fabrizio M, Becca F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 205113
- [221] Bodensiek O, Zitko R, Vojta M, Jarrell M, Pruschke T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 146406
- [222] Wu W, Tremblay A M S 2015 *Phys. Rev. X* **5** 011019
- [223] Yang Y F, Fisk Z, Lee H O, Thompson J D, Pines D 2008 *Nature* **454** 611
- [224] Yang Y F, Pines D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096404
- [225] Yang Y F, Pines D 2012 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **109** E3060
- [226] Yang Y F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 197004
- [227] Yang Y F, Pines D, Curro N J 2014 arXiv: 1410.0452 [cond-mat.supr-con]
- [228] Yang Y F, Pines D 2014 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **111** 18178
- [229] Nakatsuji S, Pines D, Fisk Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 016401
- [230] Curro N J, Young B L, Schmalian J, Pines D 2004 *Phys. Rev. B* **70** 235117
- [231] Yang Y F 2013 *Phys. Rev. B* **87** 045102
- [232] Yang Y F, Pines D 2014 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **111** 8398
- [233] Barzykin V, Pines D 2009 *Adv. Phys.* **58** 1
- [234] Yang Y F 2014 *Physics* **43** 80
- [235] Millis A J, Monien H, Pines D 1990 *Phys. Rev. B* **42** 167
- [236] Shirer K R, Shickley A C, Dioguardi A P, Crocker J, Lin C H, apRoberts-Warren N, Nisson D M, Klavins P, Cooley J C, Yang Y F, Curro N J 2012 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **109** E3067
- [237] Thompson J D 2014 *JPS Conf. Proc.* **3** 010001
- [238] Fujimori S, Kawasaki I, Yasui A, Takeda Y, Okane T, Saitoh Y, Fujimori A, Yamagami H, Haga Y, Yamamoto E, Ōnuki Y 2014 *JPS Conf. Proc.* **3** 011072
- [239] Jiang R, Mou D X, Liu C, Zhao X, Yao Y X, Ryu H, Petrovic C, Ho K M, Kaminski A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 165101
- [240] Sarrao J L, Ronning F, Bauer E D, Batista C D, Zhu J X, Thompson J D 2015 *APL Mater.* **3** 041512

SPECIAL ISSUE—Progress in research of superconductivity and correlated systems

## Heavy-fermion superconductivity and competing orders\*

Yang Yi-Feng<sup>1)2)†</sup> Li Yu<sup>1)</sup>

1) (Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100190, China)

( Received 14 May 2015; revised manuscript received 15 June 2015 )

## Abstract

One of the most salient features of heavy fermion superconductivity is its coexistence with various competing orders. Superconductivity often emerges near or at the border of these exotic orders and their interplay may give rise to many interesting quantum phenomena. In this paper, we give a brief review of the various heavy fermion superconductors discovered so far and show there may exist an intimate connection between their superconducting pairing and quantum critical spin/charge/orbital fluctuations. We classify these superconductors into three categories:

(A)  $CeM_2X_2$ ,  $Ce_nM_mIn_{3n+2m}$ ,  $CePt_3Si$ ,  $CeMX_3$ ,  $CeNiGe_3$ ,  $Ce_2Ni_3Ge_5$  and  $CePd_5Al_2$ , in which superconductivity emerges at the border of antiferromagnetic phase;  $YbRh_2Si_2$ , in which superconductivity was very recently found inside the antiferromagnetic phase at 2 mK;  $UX_2Al_3$  and  $UPt_3$ , in which superconductivity occurs inside the antiferromagnetic phase; and  $UBe_{13}$  and  $U_6Fe$ , in which the connection between magnetism and superconductivity is not yet clear. Among them,  $CePt_3Si$  and  $CeMX_3$  are noncentrosymmetric, while  $UPt_3$  exhibits spin triplet pairing inside an antiferromagnetic phase.

(B)  $UGe_2$ ,  $URhGe$ ,  $UCoGe$ ,  $UIr$  and  $U_2PtC_2$ , are spin triplet superconductors under the influence of ferromagnetic order or fluctuations.

(C)  $URu_2Si_2$ ,  $PrOs_4Sb_{12}$ ,  $PrT_2X_{20}$ ,  $Pu-115$ ,  $NpPd_5Al_2$  and  $\beta$ - $YbAlB_4$ , in which superconductivity may be related to other exotic quantum states or fluctuations such as hidden order, valence fluctuations and quadrupolar fluctuations.

In these compounds, f-electrons may participate in both superconductivity and other competing orders and often behave simultaneously itinerant and localized. These could be described by a phenomenological two-fluid theory, in which two coexisting fluids—an itinerant heavy electron fluid (the Kondo liquid) and a spin liquid of unhybridized local f-moments—compete to give rise to the various low temperature orders as well as superconductivity. Combining the two-fluid picture and the idea of spin-fluctuation-induced superconducting pairing, a BCS-like formula is proposed for calculating the superconducting transition temperature, and the results are found to be in good agreement with the experimental data for Ce-115. This model can explain naturally the microscopic coexistence of superconductivity and antiferromagnetism in these materials, and provides a promising guidance to other heavy fermion superconductors to achieve a systematic examination of the interplay between superconductivity and other exotic orders.

**Keywords:** heavy-fermion superconductivity, competing order, quantum critical fluctuation, two-fluid model

**PACS:** 74.70.Tx, 74.25.Dw, 74.20.Mn, 74.20.Rp

**DOI:** 10.7498/aps.64.217401

\* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2015CB921303), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174339), the Strategic Priority Research Program (B) (Grant No. XDB07020200), and the “Hundred Talents Program” of the Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: [yifeng@iphy.ac.cn](mailto:yifeng@iphy.ac.cn)