

压力环境下重费米子体系的物性探索

路欣^{1,2,†}

(1 洛斯阿拉莫斯国家实验室 新墨西哥州 美国 87544)

(2 浙江大学关联物质中心 杭州 310058)

2012-10-09 收到

† email: xinluphy@gmail.com

DOI: 10.7693/wl20130602

Exploring heavy-Fermion systems under pressure

LU Xin^{1,2,†}

(1 Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87544, USA)

(2 Center for Correlated Matter, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

摘要 重费米子体系是近藤晶格中的强关联电子系统，它由于电、磁等相互作用的竞争呈现出丰富的电子基态，而且由于各种相互作用的能量尺度较小，它会对外界参量(压力、掺杂、磁场)的调控比较敏感。文章论述了重费米子体系的基本性质和它在压力环境下的物性演变以及相关的量子临界现象。超导态一般会出现在量子临界点附近，文章特别以“115”超导体系为例，讲述了超导态与其他长程序共存时可能出现的纹络化结构，介绍了如何运用压力下的谱学测量(如转角比热、软点接触隧道谱)来研究压力下重费米子体系的物性特别是超导序参量的对称性。

关键词 重费米子，近藤晶格，量子临界点，超导，序参量对称性

Abstract Heavy-Fermion system is a prototype of strongly correlated electron systems, which displays a rich degree of ground states due to the coexisting and competing interactions such as Coulomb and magnetic interactions. Meanwhile, different ground states can be tuned back and forth with controlling parameters such as pressure, doping and magnetic field. In this article, general behaviors of heavy-Fermion systems under pressure are discussed and the researches on superconductivity and quantum critical phenomena are of the focus, which have deepened our understanding on the strongly-correlated electron systems. Interesting results on the so called 115 family are taken as an example to demonstrate how superconductivity emerges in a textured form with the coexisting antiferromagnetic order and how to apply different spectroscopic methods (field-rotational heat capacity, soft point-contact spectroscopy...) to investigate heavy-Fermion systems under pressure, especially the superconducting order parameter.

Keywords heavy-Fermion, Kondo lattice, quantum critical point, superconductivity, order parameter symmetry

1 引言

重费米子体系自从发现以来便吸引了研究者的广泛兴趣,作为研究强关联体系的重要平台,它为人们揭示和理解关联系统复杂深奥的行为提供了一个宝贵的窗口^[1]。令人惊讶的是,随着研究的深入,它不仅与凝聚态领域中其他的超导系统如铜氧化物、铁基超导体等表现出惊人的相似性^[2],而且与宇宙中的黑洞现象也有着异曲同工之妙^[3]。在重费米子材料发现之初,人们困惑于它巨大的电子比热系数及其对应的超乎寻常的电子能带质量(是自由电子质量的几百甚至上千倍!);当 Frank Steglich 博士发现第一个重费米子超导体 CeCu_2Si_2 时^[4],受超导与磁性不能共存等传统观念的束缚,其他的研究者们对这一成果投以质疑的目光,而所有这些疑惑和质疑在人们对多体问题中的近藤效应有了深入理解后便烟消云散了。该领域的再次复兴则是由于重费米子体系中量子临界现象的发现和研究:由海森伯不确定原理决定的量子涨落甚至影响到很高的温度区域,使材料表现出奇异的非费米液体行为^[5]。

2 重费米子体系的基本性质

2.1 近藤杂质和近藤晶格

随着低温技术的发展以及样品制备纯度的提

高,科学家们发现在金样品中掺入极少量的铁、锰等磁性杂质后,它的电阻在低温下达到极小值后反而会随着温度的降低而指数式地升高(图 1(c))^[6]。1964年,近藤指出这一现象起源于铁、锰等磁性杂质的局域电子和金样品中巡游电子的反铁磁自旋耦合($H = J\sigma \cdot S$),并且利用微扰理论成功地解释了电阻在低温下的行为。对这种多体现象,人们将其冠名为“近藤效应”^[7]。近藤效应的精髓就是金属费米面上的巡游电子被磁性杂质的局域电子散射,其相反的自旋磁矩同时动态屏蔽掉局域杂质磁矩的过程,如图 1(a)所示。

近藤杂质问题的自然延伸就是“近藤晶格”:当局域电子磁矩如图 1(b)所示呈空间周期性的晶格结构时,它是否只是单个近藤杂质效应的简单叠加?费米面上能否有足够的巡游电子屏蔽掉所有的局域电子磁矩?在实验中,某些含有镧系(镧系)元素的晶体,由于镧系(镧系)原子未配对的 4f (5f)局域电子的存在而拥有电子磁矩的周期性结构,从而成为研究近藤晶格的重要对象,例如 CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , URu_2Si_2 , URu_2Si_2 等。如图 1(d)所示,在高温区域,由于近藤“杂质”4f(5f)电子对巡游电子的散射,它们的电阻一般会随着温度的降低而增加;然而当温度低于某温度 T^* 后,它们的电阻会急剧减小,这表明近藤晶格中巡游电子的散射持续减弱,其行为开始有异于近藤杂质^[8]。巡游电子在低温下经近藤散射后仍然保持其相位的相干性,它和局域 f 电子因近藤作用的杂化而形成新的量子基态——重费米液体。这是一种在强关联体系

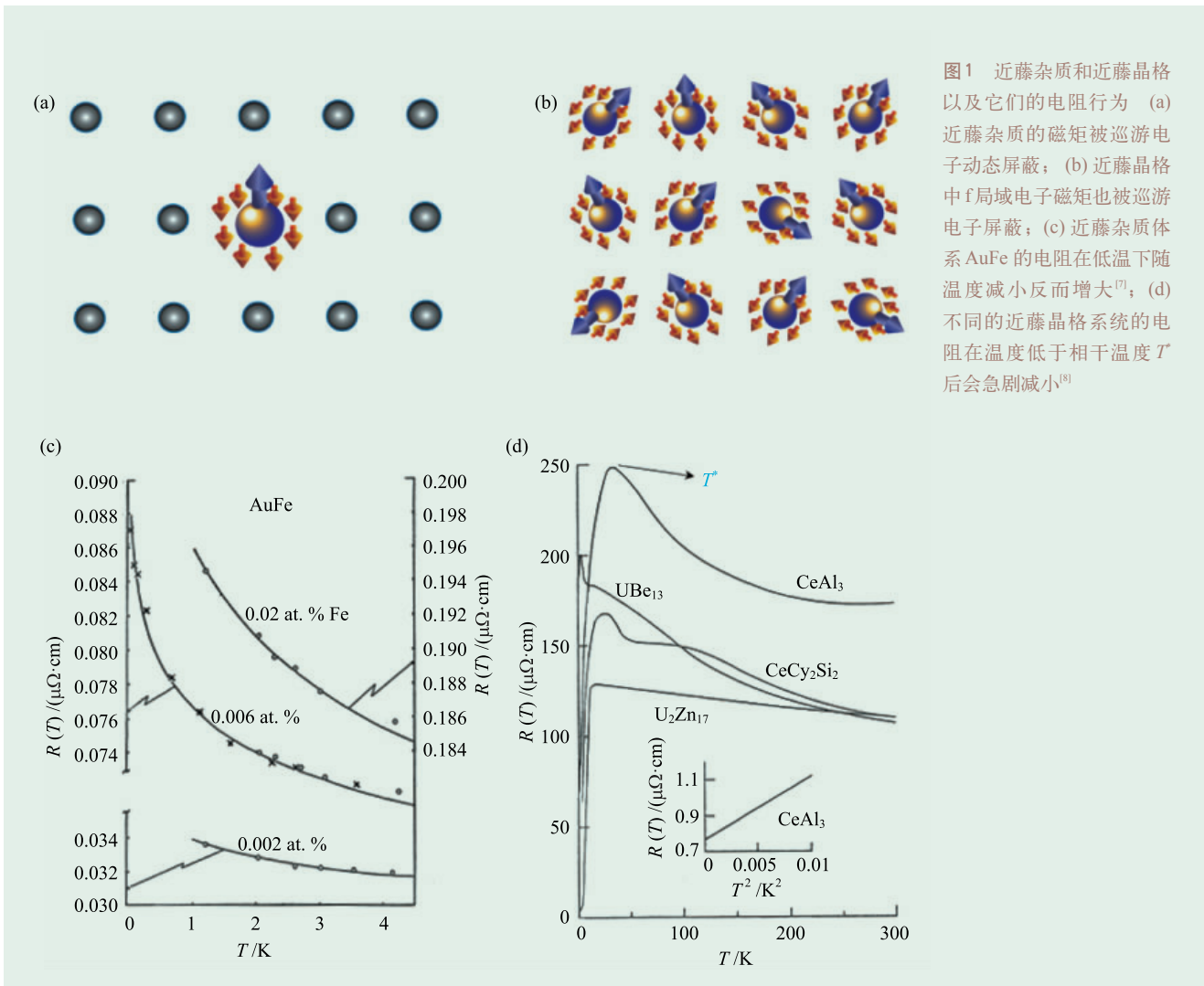


图1 近藤杂质和近藤晶格以及它们的电阻行为 (a) 近藤杂质的磁矩被巡游电子动态屏蔽; (b) 近藤晶格中 f 局域电子磁矩也被巡游电子屏蔽; (c) 近藤杂质体系 AuFe 的电阻在低温下随温度减小反而增大^[7]; (d) 不同的近藤晶格系统的电阻在温度低于相干温度 T^* 后会急剧减小^[8]

中形成的朗道费米液体，它的电阻在低温下随温度呈二阶指数变化，即 $R=R_0+\alpha T^2$ ；而它的电子比热系数 γ 反映了费米面附近准粒子激发的态密度 ρ ，即 $\gamma=\lim_{T\rightarrow 0}(\frac{C_v}{T})=\frac{\pi^2 k_B^2}{3}\rho\propto m^*$ ；然而不同于一般金属的费米液体行为，它的 $\gamma\sim 100\text{--}1600\text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$ (作为对比，铜的 γ 约为 $0.7\text{ mJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}$)。因此在近藤晶格中形成的费米液体，其准粒子的有效质量 m^* 是自由电子质量的 100—1000 倍，而近藤晶格中的这种费米子激发由于超乎寻常的重量因此被命名为重费米子。从理论上简单地讲，近藤晶格中的巡游电子和局域 f 电子杂化后的能带变得比较平，这意味着对应的电子能带质量会比较大。局域 f 电子因为参与了杂化，也为重

费米液体贡献了 n_f 个电子，所以重费米子体系中总的费米面体积是巡游电子和局域 f 电子数目之和，

$$\text{即 } \frac{2V_{\text{FS}}}{(2\pi)^3}=(n_e+n_f)。$$

2.2 RKKY 相互作用和Doniach 相图

在上面对近藤晶格的分析中，我们的基本假设是局域 f 电子之间没有相互作用、彼此独立。一个基本的事实是 f 电子比较局域化，不会像 d 电子那样由于彼此波函数的重叠而产生交换相互作用。然而理论计算表明，局域的电子磁矩会使周围的巡游电子产生电子自旋密度波，此密度波会与不远处的另外一个电子磁矩产生耦合，这等效于两个局域电

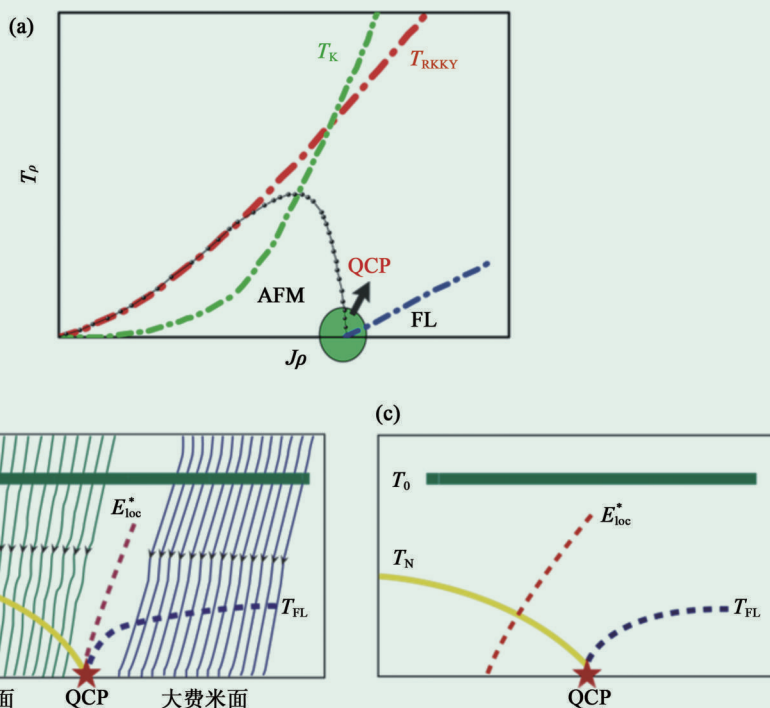


图2 (a) Doniach相图中RKKY和近藤相互作用的强弱决定近藤晶格的基态(图中AFM为反铁磁相, QCP为量子临界点, FL为费米液体); (b)局域型量子临界点; (c)自旋密度波型量子临界点((b)和(c)图片来源于文献[12]), 其中 T_0 为近藤屏蔽的特征温度, T_N 为反铁磁相的奈尔温度, T_{FL} 为费米液体行为的特征温度, 而 E_{loc}^* 代表把f电子局域化和巡游化分开的能量特征尺度

子磁矩之间产生了相互作用力。20世纪50年代, M.A. Ruderman, C. Kittel, T. Kasuya 和 K.Yosida 不断完善了该理论^[9], 因此局域电子之间以巡游电子为中介而产生的磁相互作用被简称为RKKY作用。近藤晶格中的局域f电子由于RKKY相互作用会在低温下产生长程磁序, 而且一般为反铁磁相。因此Doniach指出, 在近藤晶格中有两个能量尺度^[10]: 近藤温度 T_k 和RKKY温度 T_{RKKY} , 其中 $T_k \propto e^{-1/2J\rho}$ 而 $T_{RKKY} \propto J^2\rho$, 这里 J 是近藤相互作用系数, ρ 是巡游电子在费米面处的态密度。它们的竞争直接决定了近藤晶格在低温下的基态:如图2(a)所示, 当 $J\rho$ 较小时, T_{RKKY} 大于 T_k , 系统在低温下形成反铁磁相; 当 $J\rho$ 较大时, 近藤效应占主导, 随着温度的降低, 晶格中局域f电子的磁矩被屏蔽, 局域f电子和巡游电子在低温下会因杂化而形成重整化的能带, 表现出重费米液体的行为。

2.3 量子临界现象和非常规超导态

在Doniach相图中, 外界参量(如压力、磁场、

掺杂等)可以通过调控 $J\rho$ 使近藤晶格系统中反铁磁相的转变温度 T_N 在某 $J\rho_c$ 处趋近于零, 此处被称为量子临界点。当我们研究系统在绝对零度下状态随着外界调控参量演化时, 在量子临界点附近, 该系统经历了从反铁磁相转变为重费米液体的相变。这种零温下的相变起源于因海森伯不确定性原理而存在的量子能量涨落, 因此被称为量子相变^[3, 11], 它区别于在一定温度下由热涨落而引起的经典相变, 如水结成冰, 磁铁磁化等。量子涨落和热涨落的尺度分别为普朗克常量 \hbar ($1.05 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$)和 $k_B T$ (k_B 是玻尔兹曼常数 $1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$), 只有在绝对零度时, 量子涨落才会超过热涨落, 从而决定系统的状态。虽然量子相变发生在绝对零度, 但它影响到相图内临界点附近相当大的范围, 在一定温度范围内, 也可以观测到量子涨落效应, 如非费米液体行为^[1]和标度无关性^[12, 13]。

重费米子体系的独特性使它的量子相变更加复杂^[12, 13]: 除了序参量在临界点附近的量子涨落, 近藤效应也会随着调控参量的变化而使局域f电子巡游化, 从而引起体系费米面的变化。在 $T-\delta$ 相图

中，有一条“楚界”，即 $E_{loc}^*(T, \delta)$ 把 f 电子局域化和巡游化的区域分开。在局域化区域，体系的费米面仅来自于巡游电子，所以为小费米面；而在 f 电子巡游化的区域，巡游电子和 f 电子对费米面都有贡献，所以为大费米面。如图 2(c) 所示，当 E_{loc}^* 与 $T_N(\delta)$ 相交于有限温度时，体系在量子临界点左右的费米面皆为大费米面，没有显著的变化，因此量子临界点附近仅有反铁磁相序参量的涨落。另一方面，当 E_{loc}^* 与 $T_N(\delta)$ 恰好相交于绝对零度时，如图 2(b) 所示，量子临界点附近不仅有序参量的涨落，也有费米面拓扑结构的变化，因此体系表现出更复杂的性质。

在重费米子体系的量子临界点附近(以反铁磁相为例)，经常会发现超导相。人们相信这里的超导机理不同于常规超导体，它的库珀对的吸引力并不是起源于经典的 BCS 理论所揭示的电子-声子相互作用，相反很可能起源于自旋涨落，因为它的超导相出现在反铁磁相的量子临界点附近^[14, 15]。它的超导相不再是常规超导体中的 s 波，超导序参量的对称性通常会低于晶格的对称性，其超导能隙在某些动量方向为零(此处被称为节点)，超导序参量在节点附近一般也会发生相位的改变^[16]。在低温下，超导基态的准粒子激发随温度呈幂函数式变化，而不是 BCS 理论预测的指数式变化。表 1 简单

罗列了一些重费米子超导体材料以及它们的基本性质，探测其超导序参量的对称性对于确定相关的超导机理至关重要。

一般情况下重费米子体系在超导态转变温度之上的正常态表现出重费米液体行为，而其超导相变附近的比热跳跃 ($\Delta C = C^s - C^n$) 是正常态比热 C^n 的几倍左右，这表明，局域 f 电子通过杂化也参与了超导态(虽然具体的超导机理现在还不是很清楚)，因此重费米超导体中的库珀对比常规超导体重很多。这一特性决定了重费米超导体的穿透深度 λ 远大于其相干长度 ξ ，所以它一般为第二类超导体；而它在零温下的临界磁场 H_{c2} 也远远大于一般的常规超导体，比如 CeCoIn₅ ($T_c=2.3$ K) 在 ab 平面内的 $H_{c2} \sim 5$ T，相比之下，铅 ($T_c=7.2$ K) 的 H_{c2} 仅为 0.08 T。

3 压力装置和压力下的物性测量

压力、磁场和掺杂是调控重费米子体系基态的重要手段。掺杂调控会在体系中引入杂质，而压力作为一种干净的调控变量可以实现重费米子材料在不同基态之间的演化。实验中常见的压力装置有活塞-圆筒型压力胞(piston-cylinder type)^[25]和金刚石压力胞(diamond anvil cell)^[26]等。不同的压力胞适

表 1 重费米子超导体

种类	材料	T_c	库珀对自旋	备注
广义“115”体系 ^[17, 18]	CeAl ₃	0.2 K (2.6 GPa)	单重态	常压下反铁磁相 $T_N=10$ K
	CeCoIn ₅	2.3 K (1 bar)	单重态	序参量对称性 $d_{x^2-y^2}$
	CeRhIn ₅	2.1 K (2.0 GPa)	单重态	常压下反铁磁相 $T_N=3.8$ K
	CeIrIn ₅	0.4 K (1 bar)	单重态	电阻测量中 $T_c=1.2$ K
	PuCoGa ₅	18.5 K (1 bar)	单重态	重费米子材料中最高的 T_c
“122”体系	CeRh ₂ Si ₂ ^[19]	0.35 K (0.8 GPa)	单重态	常压下反铁磁相 $T_N=36$ K
	CeCu ₂ Si ₂ ^[4,20]	0.7 K (1 bar)	单重态	压力相图有两个超导区间
	URu ₂ Si ₂ ^[21]	1.5 K (1 bar)	单重态	隐藏序转变温度为 17.5 K
其他	UGe ₂ ^[22]	0.7 K (1.2 GPa)	三重态	常压下铁磁相 $T_c=53$ K
	UPt ₃ ^[23]	0.48 K (1 bar)	?	两个超导相变区域
	CePt ₃ ^[24]	0.85 K (1 bar)	单重态+三重态	常压下反铁磁相 $T_N=2.2$ K

用于不同的压力范围和实验条件，它们有着各自的优缺点。如图 3(a)所示，活塞—圆筒型压力胞的样品封闭在装有液体的特氟龙胶囊里，液体受压缩后产生各向均匀的液体静压力，并作用于样品上，它的优点是准备方便、样品体积可以较大，但是压力范围较小，一般仅在 3 GPa 以内；而金刚石压力胞则是通过两个相向的金刚石压缩封闭在衬垫里的液体和样品，从而比较容易产生 10 GPa 以上甚至高达 300 GPa 的压力(地球核内部的压力!)，它的实际压力一般是通过压力下红宝石的荧光变化来进行校准。它的样品体积一般限制在几百个微米的大小，同时由于金刚石对各种波长的光透明，所以它在压力下的光谱学测量中有着广泛的应用(图 3(b))。

压力下的样品由于浸在液体中(低温下会固化)并且封闭在压力胞中，这无法满足很多物性测量手段所要求的实验条件，例如角分辨光电子发射谱、扫描隧道谱等。因此，如何拓展压力下的物性测量特别是谱学测量手段是压力研究的一个重要课题，而许多技术也正是在压力实验的探索中应运而生。图 3(c)中的交流比热法就是压力条件下比热测量的重要发展^[28]：它不同于一般真空条件下比热测量采用的热弛豫法，它是通过光或者电阻给样品较小的交流热量信号 $\Delta Q = \delta Q \sin \omega t$ ，样品温度变化对应的交流成分 $\Delta T = \delta T \sin \omega t$ 可以通过热电偶(AuFe—Cr)转化为微弱的交流电压信号 $\Delta V = V_0 \sin \omega t$ ，所以样品的热容 $C_{ac} = \frac{\delta Q}{\delta T} \propto \frac{I_0^2}{\omega V_0}$ 。虽然此法不能给出比热的绝对值，但它是研究样品在压力环境下相图的重要手段。交流比热法应用中的关键问题是确定交流热量信号的最佳频率 ω_0 ，在 ω_0 处，样品与周围压力媒介液体的热交换最小，测量的比热

可信度高，而 ω_0 一般会随着温度变化而变化。同时，如图 3(d)所示，洛斯阿拉莫斯实验室的研究者们应用银颗粒环氧树脂作为接触点，推广了机械式点接触隧道谱，因为这种新方法没有移动的部位，所以很容易推广到压力环境下，为研究压力条件下超导等电子态的能谱提供了一个宝贵的窗口。

4 压力下“115”重费米子体系的研究

重费米子材料 CeIn₃ 在常压(一个大气压)下呈反铁磁相，奈尔温度为 10 K。在施加压力条件下，反铁磁相会逐渐被压制，它的量子临界点在 2.5 GPa 左右。而超导相则出现在临界点附近，最高超导转

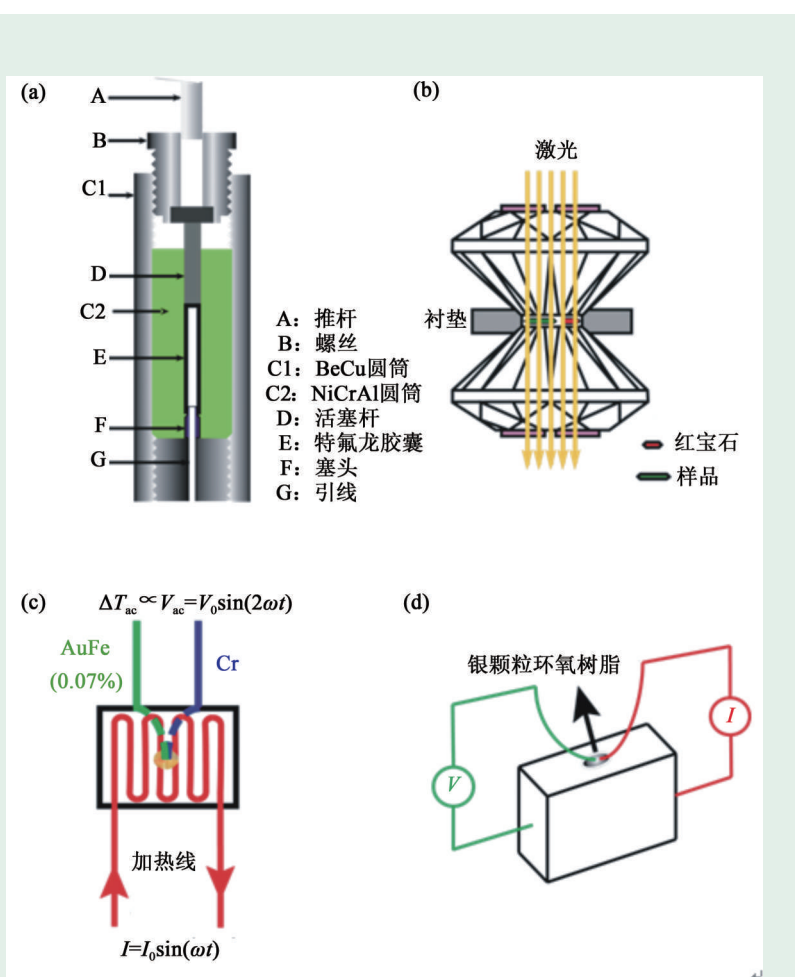


图 3 (a)活塞—圆筒型压力胞示意图；(b)金刚石压力胞示意图^[27]；(c)压力下的交流比热测量法示意图；(d)压力下的软点接触隧道谱示意图

变温度 $T_c \sim 0.2 \text{ K}$ ^[14]。有理论预言，导电电子二维化一般会提高超导体的转变温度，洛斯阿拉莫斯的研究者们受此启发，成功地用 $T\text{In}_2$ 层 ($T=\text{Co}, \text{Rh}, \text{Ir}$) 将 CeIn_3 层分开，合成了著名的“115”体

系 CeTIn_5 。而“115”体系在常压或压力下的超导转变温度 T_c 相对于 CeIn_3 的确提高了一个量级^[17, 18]： CeCoIn_5 在常压下的 T_c 是 2.3 K，施加压力条件下最高 T_c 可达 2.6 K； CeIrIn_5 在常压下零电阻的 T_c 是

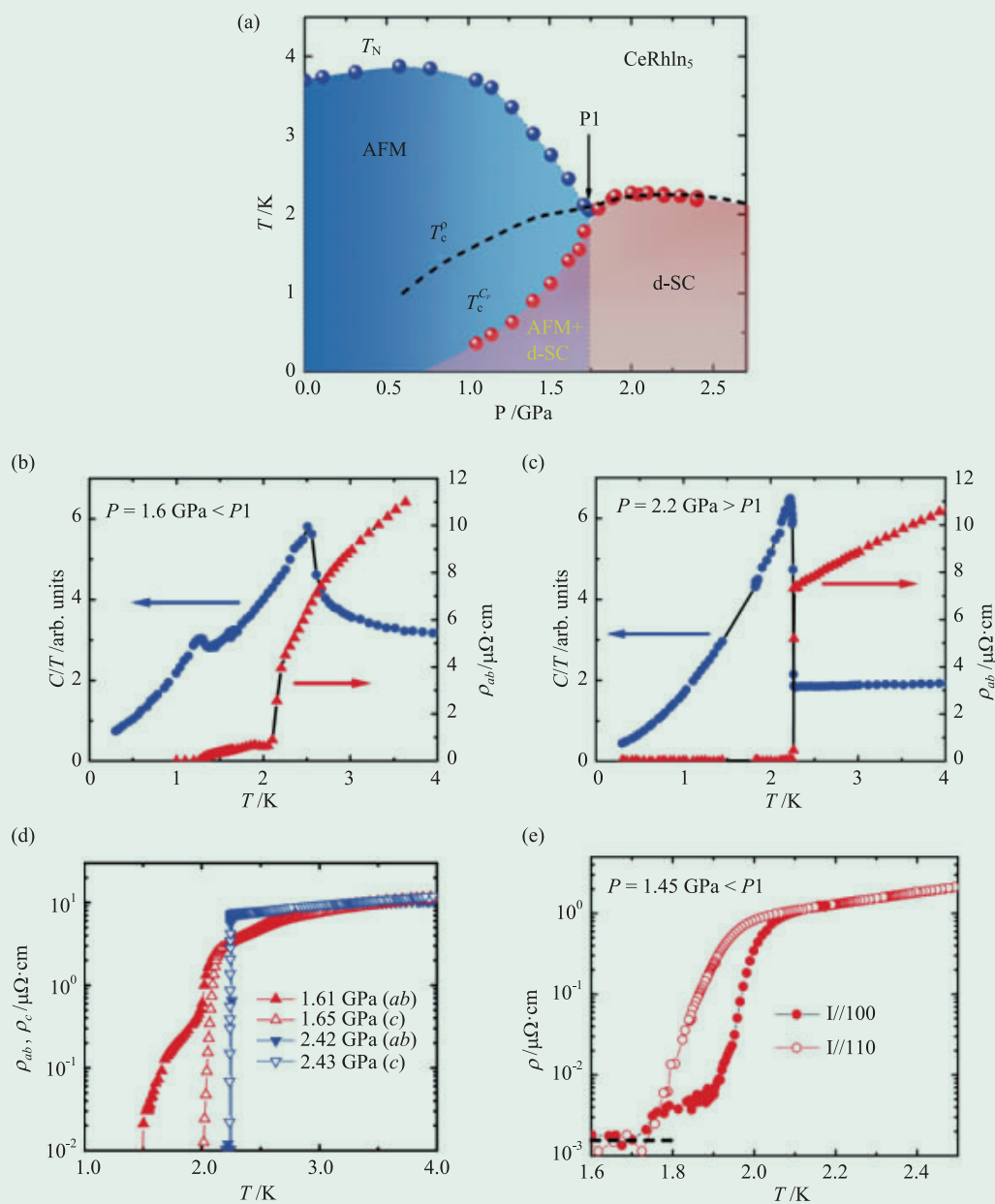


图4 (a) CeRhIn_5 在压力下的相图 (图中 AFM 表示反铁磁相, d-SC 表示 d 波超导相, P_1 是反铁磁相消失的临界压强, 而 T_c^ρ 和 T_c^C 分别代表电阻和比热测量给出的超导转变温度); (b) 和 (c) 分别是 CeRhIn_5 在 1.6 GPa 和 2.2 GPa 压力下的比热和电阻测量结果; (d) 1.6 GPa 和 2.4 GPa 压力下电流分别沿着 ab 平面和 c 轴方向时电阻的行为; (e) 1.45 GPa 压力下, 电流分别沿着 $[100]$ 和 $[110]$ 方向电阻的行为表现不同^[30]

1.2 K, 然而比热、磁化率等体测量决定的 T_c 仅有 0.4 K; CeRhIn_5 在常压下是反铁磁相 ($T_N \sim 3.8$ K), 它在压力下出现超导态并且最高 T_c 是 2.2 K。在所有以 Ce 为基础的重费米子超导体中, CeCoIn_5 是超导温度的纪录保持者。另外, 广义“115”体系中的一员 PuCoGa_5 , 在已知重费米子超导材料中拥有最高的超导温度 18.5 K。尽管“115”体系的基本性质经过十几年的研究已经比较清楚, 但它们仍然是重费米材料研究中的热点, 亟待人们进行更深刻的探索和理解。

4.1 CeRhIn_5

如图 4(a) 所示, CeRhIn_5 的反铁磁相和超导相在一定压力范围内共存 ($P < P_1 = 1.7$ GPa), 而且 NMR 等实验手段证实低温下这种共存是微观的, 并不存在相分离^[29]。一个自然的问题就是, CeRhIn_5 的超导态如何在反铁磁相的环境中产生并与原来的反铁磁相共存呢? 压力下的电阻和交流比热测量可以为我们提供如下线索^[30]: 在 1.6 GPa 的压力下, 图 4(b) 中的比热测量显示它的反铁磁相和超导相的转变温度分别是 2.4 K 和 1.2 K, 然而电阻测量则显示, 电阻在 2.1 K 附近就因为超导转变而降低了很多, 但是它并没有降到零, 而是有一个很长的尾巴, 直到 1.2 K (比热测量所揭示的体超导转变温度) 才彻底降为零。这表明在 CeRhIn_5 的反铁磁相中, 超导相先非均匀地出现在样品中, 最后才均匀地分布并与反铁磁相微观共存; 当压力大于 P_1 , 比如 $P = 2.2$ GPa 时, CeRhIn_5 仅有超导相而反铁磁相已经消失, 图 4(c) 中的比热和电阻测量给出的超导转变曲线都很锋利, 并且转变温度相同。这表明, 在 1.6 GPa 压力下, 两种测量手段观测到的不同的超导转变温度是本征性的, 它并不是由于实验中压力的不均匀性而是由与超导相共存的反铁磁相引起的。

如图 4(d) 所示, 在 1.6 GPa 左右的压力下, 当测量电流沿着不同的晶体方向时, CeRhIn_5 的电阻表现出不同的行为: 当电流沿着 [001] 方向时, 电阻在 2.1 K 就很快降到零 (在仪器可分辨范围内);

而当电流沿着 ab 平面内时, 电阻在 2.0 K 附近降低, 但是有个很长的尾巴。另外, 在图 4(e) 中, 当电流分别沿着 [100] 和 [110] 时, 电阻也表现出各向异性。这种行为很可能与纹络化的超导态有关, 即在反铁磁相下, 超导相首先在 [001] 方向形成网络, [001] 方向的超导路径使电阻在此方向下降很快。随着温度的降低这个超导网络在 ab 平面内逐渐建立相位相关性, 从而在较低温度下形成体超导相。这种纹络化超导态在其他重费米体系以及电子强关联系统中也相当普遍地被观察到, 一般它都有其他并存相, 例如反铁磁相、相列相 (nematic order)、自旋密度波等, 从而破坏了空间的对称性。

4.2 CeIrIn_5

CeIrIn_5 在常压下的电阻和比热测量也显示了不同的超导转变温度, 这个温度差别在压力条件下会逐渐减小, 直至最后为零, 它与本文上面讨论的 CeRhIn_5 中纹络化超导态的行为非常相似。另外, 当在 CeIrIn_5 中掺入等电子价位的 Rh 杂质时, 超导首先消失, 然后再出现在 CeRhIn_5 反铁磁量子临界点附近。图 5(d) 把掺杂 (SCI) 和压力 (SCII) 条件下的相图合二为一, 从图中我们可以清楚地看到, CeIrIn_5 体系的相图含有两个超导区域^[31], 这种行为与 CeCu_2Si_2 体系非常相似^[20]。有理论预言, 这两个超导区域可能分别起源于不同的超导配对相互作用, 因此, 研究不同区域中 CeIrIn_5 序参量的对称性 (特别是压力下的超导区域), 对于揭示相应的超导机理至关重要。

磁场转角比热测量是研究非常规超导体序参量对称性的一种新方法^[32]: 它通过低温下旋转矢量磁场相对样品的方向 (或者固定磁场方向旋转样品), 并测量对应方向下样品的比热, 我们可以根据比热在磁场转角下的行为, 判断超导能隙节点的位置, 进而明确判断其序参量的对称性。它的基本原理是第二类超导体在磁场下会产生 Abrikosov 磁通格子, 每个量子磁通周围环绕的超导电流会使激发的准粒子的能量产生多普勒漂移 $\delta E \sim p_F \cdot v_s$, 其中 p_F 和 v_s 分别是准粒子的费米动量和超导电流的速度。

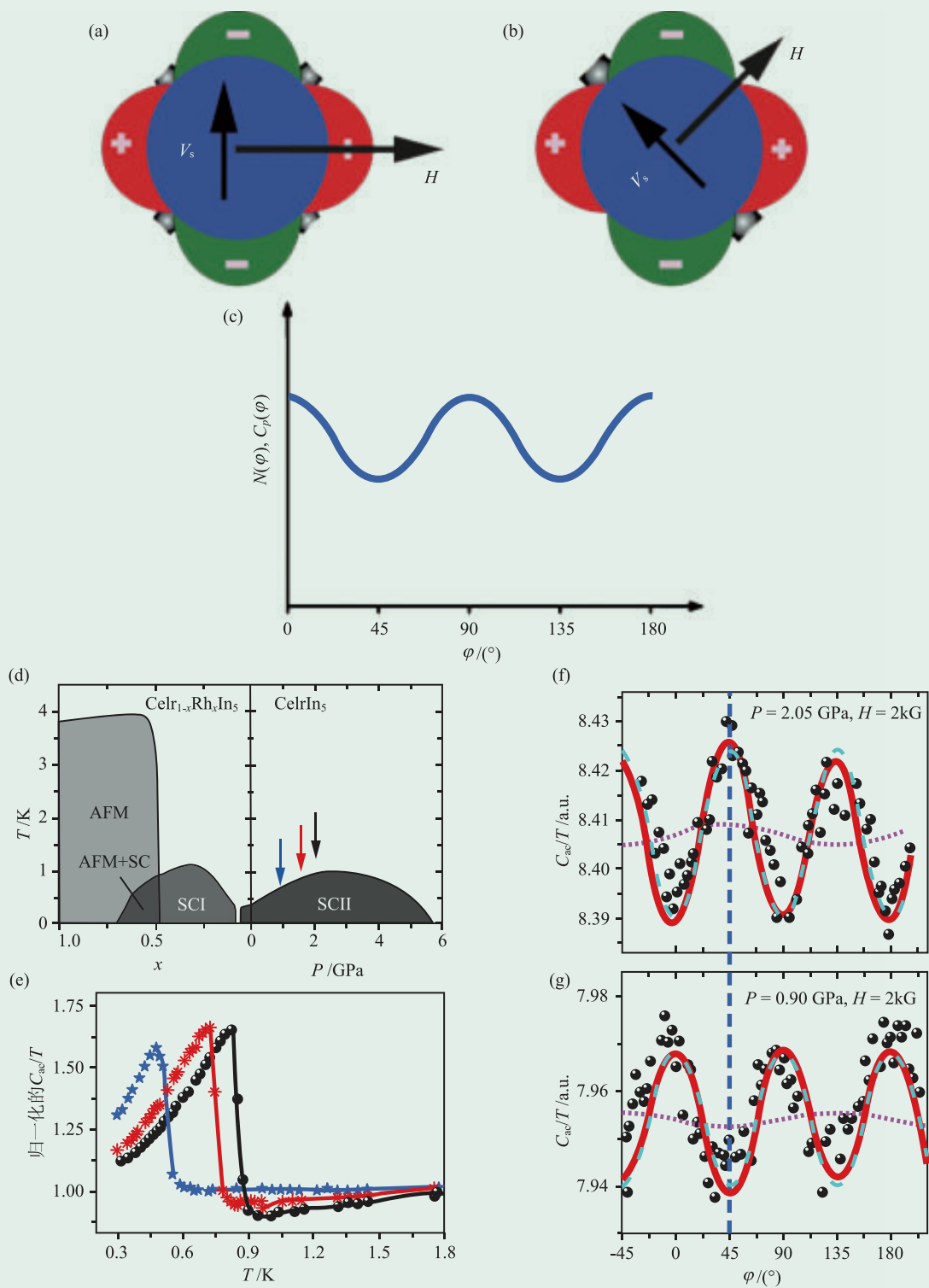


图5 磁场转角比热及其在CeIrIn₅中的应用 (a)和(b)分别为磁场沿着d波超导序参量的反节点和节点方向时的准粒子激发,其中 V_s 表示磁场引起的超导电流的方向;(c)超导体中准粒子激发态密度 $N(\varphi)$ 和比热 $C_p(\varphi)$ 随着磁场转角 φ 呈四重振荡;(d)CeIrIn₅系统在掺杂和压力条件下的相图有两个超导区域SCI和SCII;(e)CeIrIn₅在0.90,1.50和2.05 GPa压力下的比热曲线,显示超导温度升高;(f)和(g)为CeIrIn₅分别在2.05和0.90 GPa压力下的转角比热测量,测量温度和磁场分别是0.3K和2 kG^[33]

因为在超导能隙的节点处能隙为零，所以，即使多普勒效应能量很小，也可以破坏能隙节点附近的库珀对，产生准粒子激发，从而改变超导体准粒子的态密度和比热。当磁场相对超导能隙节点的方向连续变化时，测量的比热也会随之变化，从而产生振荡。如图 5(a)–(c) 所示，当矢量磁场在 $d_{x^2-y^2}$ 超导波函数的 xy 平面内旋转一周时，比热会有一个四重振荡：经典情况下(低温、弱磁场)，比热的极大值是当磁场沿着 x 轴或 y 轴方向时出现的，而比热的极小值是当磁场沿 45° 角方向即超导能隙节点的方向时出现的；一般情况下(较高温度、较高磁场)，准粒子在 Abrikosov 磁通格子中的散射会使转角比热结果的理解更加复杂，比热极大值的磁场方向有时反而对应能隙节点的方向，此时必须结合样品的费米面进行具体的分析，从而准确判断能隙节点的位置。即便如此，转角比热测量无与伦比的优点就是，它可以毫无障碍地推广到压力环境下。因为很多重费米子体系的超导态都是在压力环境下产生的，所以它在研究压力环境下超导序参量对称性的方向有着广阔的应用前景。

压力下的转角比热测量使研究 CeIrIn₅ 超导区域 SCII 的序参量对称性成为可能^[33]，另外，压力下 CeIrIn₅ 的超导转变温度由 0.4 K 提高到 1 K 左右，这又为测量提供了方便，实验中压力由小到大分别为 0.90, 1.50, 2.05 GPa，如图 5(d) 所示。在图 5(e) 中，对应压力下的交流比热测量显示，CeIrIn₅ 的超导温度分别是 0.50, 0.75, 0.85 K。当磁场在 CeIrIn₅ 的 ab 平面内旋转时，CeIrIn₅ 在所有测量压力和最低测量温度 0.3 K 下的比热都会随着磁场的转角呈现四重振荡。如图 5(f) 所示，2.05 GPa 的压力下比热的极小值对应的磁场则是沿着 [100] 方向(1.50 GPa 压力下的测量结果相似)；当压力是 0.90 GPa 时，图 5(g) 中比热的极小值对应的磁场是 [110] 方向，振荡的相位转了 45° 。四重振荡与 d 波超导序参

量相吻合，此处关键是要确定能隙节点的位置：如果我们假定 CeIrIn₅ 和 CeCoIn₅ 的费米面相似，以 CeCoIn₅ 的能带费米面为基础而进行的转角比热的理论计算表明，SCII 中所有压力下的振荡相位都与 $d_{x^2-y^2}$ 的超导序参量相吻合。另一方面，因为超导区域 SCI 靠近相图中反铁磁相的量子临界点，我们可以基本认定 SCI 的超导序参量类似于 CeCoIn₅ 或 CeRhIn₅，也是 $d_{x^2-y^2}$ 。一个很自然的问题就是，为什么 CeIrIn₅ 体系的超导区域被分隔成了两个独立的区间，虽然它们拥有相同的超导序参量？当然“115”体系还有很多有趣的性质值得更深入的研究和探索。

5 结 论

综上所述，重费米子体系作为研究电子强关联效应的一个重要平台，展现了丰富多彩的物理现象，比如局域电子和巡游电子的杂化现象、磁性、超导和量子临界现象等。而压力作为调控重费米子材料，使其处于不同量子基态的重要手段，实现了常压下不存在的量子态，从而极大地拓宽了研究的维度。由于篇幅限制，重费米子体系中还有许多有趣的现象或性质本文没有涉及，例如，近藤绝缘体以及可能的拓扑绝缘性质，电子价位相变以及可能由价位涨落而引起的超导现象^[34]，铁磁性及其相关的超导材料^[22]，非中心对称的重费米子超导材料^[24]以及 URu₂Si₂ 中的隐藏序问题^[21]和用软点接触隧道谱对它在压力下的性能进行系统研究^[35]，等等。总之，虽然研究者们已经打开了重费米子体系神秘王国的阿里巴巴之门，但是它还有很多宝藏等待人们的探索和开发。

致谢 感谢洛斯阿拉莫斯国家实验室 Joe Thompson 博士对该工作的指导以及与 Tuson Park 博士、Hanh Lee 博士等的密切合作和富有启发性的讨论。

参考文献

- [1] Coleman P. Heavy Fermions: Electrons at the edge of magnetism. In: Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. New York: Wiley, 2007
- [2] Scalapino D J. Reviews of Modern Physics, 2012, 84:1383
- [3] Sachdev S. Nature Physics, 2008, 4: 173
- [4] Steglich F, Aarts J, Bredl C D *et al.* Physical Review Letters, 1979, 43: 1892
- [5] Löhneysen H V, Pietrus T, Portisch G *et al.* Physical Review Letters, 1994, 72: 3262
- [6] Sarachik M P, Corenzwit E, Longinotti L D. Physical Review, 1964, 135: A1041; MacDonald D K C, Templeton I M, Pearson W B. Proceedings of the Royal Society, 1962, 266: 161
- [7] Kondo J. Progress of Theoretical Physics, 1964, 32: 37
- [8] Smith J L, Riseborough P S. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1985, 47& 48: 545
- [9] Ruderman M A, Kittel C. Physical Review, 1954, 96: 99; Kasuya T. Progress of Theoretical Physics, 1956, 16: 45; Yosida K. Physical Review, 1957, 106: 893
- [10] Doniach S. Physica B, 1977, 91: 231
- [11] Sachdev S. Quantum phase transitions. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999
- [12] Gegenwart P, Si Q, Steglich F. Nature Physics, 2008, 4: 186
- [13] Si Q, Steglich F. Science, 2010, 329: 1161
- [14] Mathur N D, Grosche F M, Julian S R. Nature, 1998, 394:39
- [15] Monthoux P, Pines D, Lonzarich G G. Nature, 2007, 450: 1177
- [16] Wollman D A, Van Harlingen D J, Giapintzakis J *et al.* Physical Review Letters, 1995, 74: 797
- [17] Sarrao J L, Thompson J D. Journal of the Physical Society of Japan, 2007, 76: 051013
- [18] Thompson J D, Fisk Z. Journal of the Physical Society of Japan, 2012, 81: 011002
- [19] Movshovich R, Graf T, Mandrus D *et al.* Physical Review B, 1996, 53: 8241
- [20] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M *et al.* Science, 2003, 302: 2104
- [21] Mydosh J A, Oppeneer P M. Reviews of Modern Physics, 2011, 83: 1301
- [22] Aoki D, Flouquet J. Journal of the Physical Society of Japan, 2012, 81: 011003
- [23] Stewart G R, Fisk Z, Willis J O *et al.* Physical Review Letters, 1984, 52: 679
- [24] Bauer E, Hilscher G, Michor H *et al.* Physical Review Letters, 2004, 92: 027003
- [25] Walker I R. Review of Scientific Instruments, 1999, 70: 3402
- [26] Jayaraman A. Reviews of Modern Physics, 1983, 55: 65
- [27] http://en.wikipedia.org/wiki/Diamond_anvil_cell
- [28] Kraftmakher Y. Physics Reports, 2002, 356:1—117
- [29] Mito T, Kawasaki S, Kawasaki Y *et al.* Physical Review Letters, 2003, 90: 077004
- [30] Park T, Lee H, Martin I *et al.* Physical Review Letters, 2012, 108: 077003
- [31] Nicklas M, Sidorov V A, Borges H A *et al.* Physical Review B, 2004, 70: 020505(R)
- [32] Matsuda Y, Izawa K, Vekhter I. Journal of Physics: Condensed Matter, 2006, 18: R705
- [33] Lu X, Lee H, Park T *et al.* Physical Review Letters, 2012, 108: 027001
- [34] Watanabe S, Miyake K. Journal of Physics: Condensed Matter, 2012, 24: 294208
- [35] Lu X, Ronning F, Tobashi P H *et al.* Physical Review B, 2012, 85: 020402(R)

读者和编者

《物理》有奖征集封面素材

为充分体现物理科学的独特之美，本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。封面素材要求图片清晰，色泽饱满，富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。被选用的封面素材提供者，均有稿酬及全年《物理》杂志相送。

请将封面素材以附件形式发至：physics@iphy.ac.cn；联系电话：010-82649470；82649029
期待您的参与！

《物理》编辑部