

## 重费米子材料与物理

谢武 沈斌 张勇军 郭春煜 许嘉诚 路欣 袁辉球

## Heavy fermion materials and physics

Xie Wu Shen Bin Zhang Yong-Jun Guo Chun-Yu Xu Jia-Cheng Lu Xin Yuan Hui-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 177101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190801

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190801>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 重费米子超导与竞争序

Heavy-fermion superconductivity and competing orders

物理学报. 2015, 64(21): 217401 <https://doi.org/10.7498/aps.64.217401>

#### 高压调控的磁性量子临界点和非常规超导电性

Pressure-tuned magnetic quantum critical point and unconventional superconductivity

物理学报. 2017, 66(3): 037401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.037401>

#### 非晶材料与物理近期研究进展

Recent progress of the glassy materials and physics

物理学报. 2018, 67(12): 126101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180681>

#### 铁基超导中拓扑量子态研究进展

Research progress of topological quantum states in iron-based superconductor

物理学报. 2018, 67(20): 207101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181455>

#### 利用超导量子电路模拟拓扑量子材料

Topological quantum material simulated with superconducting quantum circuits

物理学报. 2018, 67(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181857>

#### 双量子点结构中Majorana费米子的噪声特性

Shot noise characteristics of Majorana fermions in transport through double quantum dots

物理学报. 2015, 64(16): 167302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.167302>

## 特邀综述

## 重费米子材料与物理\*

谢武<sup>1)2)</sup> 沈斌<sup>1)2)</sup> 张勇军<sup>1)2)</sup> 郭春煜<sup>1)2)</sup>许嘉诚<sup>1)2)</sup> 路欣<sup>1)2)</sup> 袁辉球<sup>1)2)†</sup>

1) (浙江大学关联物质中心, 杭州 310058)

2) (浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2019年5月24日收到; 2019年6月19日收到修改稿)

作为典型的强关联电子体系, 重费米子材料表现出丰富的量子基态, 如反铁磁序、铁磁序、非常规超导、非费米液体、自旋液体、轨道序和拓扑态等. 相比其他强关联电子体系, 重费米子体系的特征能量尺度低, 可以通过压力、磁场或掺杂等参量对不同量子态进行连续调控, 因而是研究量子相变、超导及其相互作用理想体系. 本文简要介绍重费米子研究的发展历史和国内外研究现状, 概述几类典型的重费米子材料, 并简单阐述重费米子超导、量子相变和强关联拓扑态等前沿科学问题.

**关键词:** 重费米子, 非常规超导, 强关联拓扑态, 量子相变, 量子调控

**PACS:** 71.27.+a, 74.70.Tx, 75.30.Mb, 71.20.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190801

## 1 重费米子的发展历史及研究现状

重费米子材料是一类典型的强关联电子体系, 通常存在于含有 f-电子的镧系或者铪系金属间化合物中, 近期在一些过渡金属化合物中也发现了类似的重费米子行为. CeAl<sub>3</sub> 是首个被发现的重费米子化合物<sup>[1]</sup>, 该材料在低温表现出典型的费米液体行为, 即电阻正比于温度的平方, 且比热与温度呈线性关系, 但其零温比热系数高达 1.62 J/(mol·K<sup>2</sup>), 比常规金属高出几个数量级 (如 Cu 或 Au 的电子比热大约 1 mJ/(mol·K<sup>2</sup>)). 根据朗道费米液体理论, 费米液体的比热系数正比于准粒子的有效质量, 因此 CeAl<sub>3</sub> 的准粒子有效质量可以高达自由电子质量的上千倍, “重费米子”因此而得名. 人们普遍认为, 这些巡游重电子起源于重费米子化合物中局域电子与巡游电子通过近藤效应而产生的相干

杂化 (coherent hybridization), 导致费米能级附近打开一个小的杂化能隙 (hybridization gap), 出现近藤共振峰 (Kondo resonance peaks)<sup>[2]</sup>. 当费米能级位于杂化能隙之内时, 材料呈现出绝缘体或者半导体行为, 这类材料又称近藤绝缘体 (Kondo insulator) 或者半导体; 而在更多的情况下, 费米能级穿过导带或价带, 材料表现出金属行为.

自 1911 年荷兰人 Heike Kamerlingh Onnes 发现超导之后的半个多世纪内, 超导与磁性的关系备受关注. 由于传统 BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 超导会被外加磁场或磁性杂质快速抑制, 因此逐渐形成了超导与磁性相互排斥的观念. 1979 年, 德国科学家 Steglich 等<sup>[3]</sup> 首次在含有磁性元素的重费米子化合物 CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 中发现超导, 而不含 f 电子的参考化合物 LaCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 却不超导, 表明重费米子化合物中超导与磁性紧密相关, 从而拓宽了人们对超导的认识. 另外, 重费米子超导体 CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的重

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303100, 2016YFA0300202)、国家自然科学基金 (批准号: U1632275, 11674279)、浙江省自然科学基金杰出青年项目 (批准号: LR18A04001) 和科学挑战专项 (批准号: TZ2016004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hqyuan@zju.edu.cn



袁辉球, 浙江大学物理系“长江学者”特聘教授, 浙江大学关联物质研究中心常务副主任. 1999—2003年在德国马普固体化学物理研究所攻读博士学位, 2003年10月获德累斯顿工业大学理学博士, 随后在美国伊利诺依大学香槟分校和拉斯阿拉莫斯国家实验室从事博士后研究工作, 2008年回国, 任职于浙江大学.

主要从事低温、高压、强磁场等多重极端条件下关联电子材料的奇异电子态研究. 在重费米子物理、非常规超导、量子相变、强关联拓扑态等领域取得了系列开创性研究成果. 在 *Nature*, *Science*, *PNAS* 和 *PRL* 等学术期刊上发表 SCI 论文约 110 余篇, 被引用近 3500 次, 部分研究成果已入选国外教科书. 主持国家重点研发计划、基金委重点/面上以及中德合作小组等多个项目.

电子能带宽度远远小于声子的德拜温度, 同时其超导转变温度与重电子带宽的比值高达 5%, 比常规 BCS 超导要高几个数量级. 这些现象表明, 重费米子超导无法由传统 BCS 超导理论解释, 代表一类新型非常规超导体.

近年来, 随着强磁场、高压和低温等极端条件下物性研究手段的不断完善, 人们发现重费米子材料表现出更加丰富的物理现象, 是探索新颖量子物质态及其组织规律、实现量子态操作与调控的重要体系. 一般认为, 重费米子化合物中存在两种相互竞争的作用力: 一方面, 局域电子与巡游的导带电子通过近藤效应而发生自旋屏蔽, 在低温形成非磁性复合重费米子; 另一方面, 空间上较为局域的  $f$ -电子或  $d$ -电子之间会通过巡游电子的媒介作用而产生长程的 RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) 磁交换作用, 从而形成长程磁有序. 这两种相互作用力的竞争可导致丰富的基态性质, 如磁有序 (magnetic order)、非常规超导 (unconventional superconductivity)、非费米液体 (non-Fermi liquid)、自旋液体 (spin liquid)、多极矩序 (multipolar order) 等. 与其他关联电子体系不同, 重费米子体系的特征能量尺度较低, 其基态可以通过磁场、压力、掺杂等非温度参数进行连续调控, 实现不同量子态之间的转变或共存. 此外, 一些典型的重费米子材料, 如  $\text{CeMIn}_5$  ( $M = \text{Co}, \text{Rh}, \text{Ir}$ ) 等, 样品纯度高, 受杂质或无序效应影响小, 有利于研究其本征物性, 对认识非常规超导与其他竞争序的关系、揭示高温超导机理、建立量子相变和非费米液体理论等前沿科学问题具有独特的优势. 另外, 重费米子体系中复杂的多体相互作用还是发现新

型量子态或者奇异量子现象的重要源泉, 例如 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 态、隐藏序 (hidden order) 等. 部分近藤半导体还呈现出良好的热电性质, 具有潜在的应用前景, 为重费米子热电机理的研究和新型热电原型器件的设计提供了启发. 最近, 随着拓扑近藤绝缘体 (topological Kondo insulator)、近藤外尔费米子 (Weyl-Kondo fermion) 等实验证据的相继发现, 关联拓扑态 (correlated topological state) 正受到广泛关注. 电子关联效应与自旋-轨道耦合或者自旋阻挫相结合有望产生更多新颖的量子态或者量子现象, 正发展成为重费米子领域的一个新研究方向.

由于重费米子的独特性质, 相关材料和物理性质的研究一直是欧美等发达国家凝聚态物理研究的一个重要前沿领域, 并长期获得国家层面的重大专项资助. 欧洲是重费米子研究的传统优势地区, 有数个著名的研究小组长期专注于重费米子研究, 包括德国的马普所、英国剑桥大学、法国国家科学研究院等著名研究机构, 均在重费米子超导与量子相变方面做出卓越的贡献. 美国的洛斯阿拉莫斯国家实验室早在 80 年代初期就成立了专门的重费米子实验组, 这种长期的投入和积累取得了丰硕的成果, 比如 Ce-115 等重费米子超导系列材料的发现<sup>[4-6]</sup>. 日本许多大学都有重费米子方面的研究团队, 同时在日本政府的专项资助下, 日本科学家近年来在重费米子新材料、新物性以及理论方面都取得了巨大成功, 是国际重费米子研究的一支主要力量.

由于先前实验条件的限制, 中国在重费米子方面的实验研究起步较晚, 基础相对薄弱, 人才储备较少, 亟待大力加强. 近年来, 随着极端实验条件的不断完善和研究队伍的不断壮大, 中国的重费米子物理迎来了一个很好的发展机遇. 最近, 国家重点研发计划立项资助了“重费米子体系中的演生量子态及其调控”, 这将进一步凝聚国内重费米子研究队伍, 提升其研究水平. 此外, 国家自然科学基金委员会也将重费米子列为“十三五”重点资助方向之一, 国防基础科研科学挑战计划专题也设立了重费米子方面的研究项目. 国内多个科研院所, 如浙江大学、中国科学院物理研究所、中国工程物理研究院材料研究所等单位都组建了重费米子方面的研究团队. 2016年, 第 25 届国际强关联电子体系大会在杭州成功召开, 提升了我国重费米子研究在国际上的影响力. 美国科学院院士 Zachary



Fisk 教授指出, 中国正在成为国际重费米子研究版图中的重要一员.

## 2 几类典型的重费米子材料

重费米子主要存在于一些含有镧系或锕系元素的金属间化合物中(如图 1). 因为这些元素具有未充满的 4f 或 5f 电子壳层, 这些 f 电子轨道不像巡游的导带电子一样完全自由, 也不像内层电子那样高度局域, 可以与巡游的导带电子发生相干杂化而形成重费米子态. 本节将重点列举几类典型的重费米子材料.

### 2.1 铈基重费米子化合物

铈原子的外层电子结构为  $4f^15d^16s^2$ , 在化合物中一般呈现+3 价或+4 价, 其中  $Ce^{3+}$  离子含有局域磁矩, 而  $Ce^{4+}$  离子没有局域的 f 电子. 当三价的铈离子形成金属间化合物时, 局域的 f 电子与导带电子可以通过近藤杂化而形成复合费米子, 导致准粒子的有效质量大幅提高. 与其他镧系或锕系重费米子材料相比, 铈基重费米子材料由于 f 壳层只有一个电子, 相对比较简单. 其次,  $Ce^{3+}$  与  $Ce^{4+}$  在能量上十分相近, 这将导致某些材料中的铈离子价态可以处于三价和四价之间, 这样的化合物被称为混价化合物 (mixed-valence compound). 压力和掺杂等参量可以调控铈离子的价态, 诱发价态涨落或者相变, 从而导致新奇的物理现象.

1975 年, 人们首次在化合物  $CeAl_3$  中观察到重费米子现象<sup>[1]</sup>, 开启了重费米子研究时代. 迄今为止, 多种类型的铈基重费米子材料相继被发现, 并受到了学界的广泛关注. 下面讨论若干具有代表性的铈基重费米子体系, 及其展现的物理现象与效应.

#### 2.1.1 铈基 1-2-2 体系

铈基 1-2-2 系列是研究得比较广泛的一类重费米子材料, 具有四方晶体结构, 空间群为  $I4/mmm$  (No.139). 第一个重费米子超导体  $CeCu_2Si_2$  为该

系列化合物的典型代表<sup>[3]</sup>, 晶体结构如图 2(a) 所示.

$CeCu_2Si_2$  的超导转变温度  $T_c \approx 0.6$  K (图 2(b) 和图 2(c)), 其正常态表现出重费米子行为, 电子比热系数高达  $1$  J/(mol·K<sup>2</sup>), 且超导转变温度处的比热跳变很大, 表明参与超导配对的电子是杂化后形成的“重电子”<sup>[3]</sup>. 由于重电子有效质量大, 费米速度很小, 不满足 BCS 电声子耦合配对的条件, 因此  $CeCu_2Si_2$  的超导配对机理不可能是简单的 BCS 电声子耦合. 深入研究发现,  $CeCu_2Si_2$  的基态对 Cu/Si 配比比例十分敏感<sup>[7]</sup>, Cu/Si 比例的微小变化可以诱导出完全不同的基态: 反铁磁态 (A 态), 反铁磁和超导竞争态 (A/S 态) 以及超导态 (S 态). 这表明  $CeCu_2Si_2$  正好位于反铁磁量子临界点 (quantum critical point, QCP) 附近 (如图 2(d) 中的低压超导相), 超导配对态可能由自旋涨落 (spin fluctuation) 产生. 随着压力的增加,  $CeCu_2(Si,Ge)_2$  在高压下又出现一个新的超导相 (如图 2(d) 中的高压超导相), 其超导配对态可能由价电子涨落 (valence-electron fluctuation) 产生<sup>[8]</sup>.  $CeCu_2Si_2$  中磁性与超导之间的紧密联系颠覆了先前人们对超导和磁性的认识. 作为第一个重费米子超导体,  $CeCu_2Si_2$  的超导序参量对称性仍存在争议<sup>[9-13]</sup>. 除  $CeCu_2Si_2$  之外,  $CeM_2X_2$  ( $M = Cu, Au, Rh, Pd, Ni; X = Si, Ge$ ) 也是铈基 1-2-2 重费米子体系中的重要成员<sup>[14-21]</sup>, 它们都具有四方的晶体结构, 常压下具有反铁磁基态, 加压后在低温呈现出超导态, 而少数化合物 (如  $CeNi_2Ge_2$ ) 在常压下即出现超导<sup>[22]</sup>. 铈基 1-2-2 重费米子系列化合物是研究量子相变、超导、磁性及其相互作用的重要材料体系.

#### 2.1.2 铈基 $Ce_nM_mIn_{3n+2m}$ 体系

$Ce_nM_mIn_{3n+2m}$  ( $M = Co, Rh, Ir; n$  和  $m$  为整数) 是以  $CeIn_3$  为基本结构单元, 加上  $MIn_2$  作为填充层相互叠加堆垛而成的准二维层状化合物. 根据  $CeIn_3$  与  $MIn_2$  堆垛层的数目不同依次可形成  $CeMIn_5$  和  $Ce_2MIn_8$  等系列材料.  $CeIn_3$  本身是立

57 La LANTHANUM	58 Ce CELESIUM	59 Pr PRASEODYMIUM	60 Nd NEODYMIUM	61 Pm PROMETHIUM	62 Sm SAMARIUM	63 Eu EUROPIUM	64 Gd GADOLINIUM	65 Tb TERBIUM	66 Dy DYSPROSIUM	67 Ho HOLEMIUM	68 Er ERBIUM	69 Tm THULIUM	70 Yb YTERBIUM	71 Lu LUTETIUM
89 Ac ACTINIUM	90 Th THORIUM	91 Pa PROTACTINIUM	92 U URANIUM	93 Np NEPTUNIUM	94 Pu PLUTONIUM	95 Am AMERICIUM	96 Cm CURIUM	97 Bk BERKELIUM	98 Cf CALIFORNIUM	99 Es EINSTEINIUM	100 Fm FERMIUM	101 Md MENDELEVIUM	102 No NOBELIUM	103 Lr LAWRENCIUM

图 1 重费米子材料大多是含有镧系或锕系元素的金属间化合物

Fig. 1. Intermetallic compounds with lanthanides or actinides form the majority of heavy fermion materials.

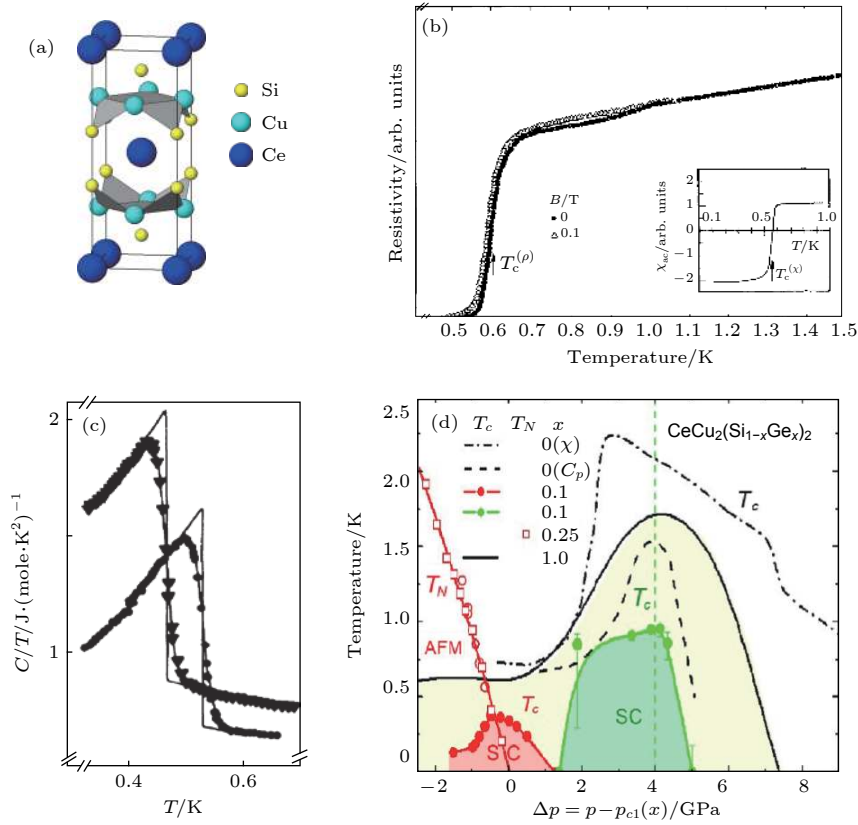


图 2 (a) CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 结构示意图; (b), (c) 超导电性在电阻和比热上的体现<sup>[9]</sup>; (d) 压力诱导的双超导相<sup>[8]</sup>

Fig. 2. (a) A schematic illustration of the crystal structure of CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>; (b) and (c) evidences for superconductivity in CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> from resistivity and heat capacity, respectively<sup>[9]</sup>; (d) temperature-pressure phase diagram of CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> and CeCu<sub>2</sub>(Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>)<sub>2</sub>, suggesting two separate superconducting domes<sup>[8]</sup>.

方结构 (Cu<sub>3</sub>Au 类型), 空间群是  $Pm\bar{3}m$ , 而 Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2m</sub> 体系由于在  $c$  方向上被拉伸, 呈现四方晶体结构. 图 3(a) 归纳了 Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2m</sub> 体系中若干化合物的晶体结构<sup>[23]</sup>. 与其他类型的化合物相比, 该系列材料更容易获得高质量的大块单晶, 并且表现出丰富的超导和量子临界行为. 自发

现伊始, 该系列化合物即受到学界的广泛关注.

在常压下, CeIn<sub>3</sub> 表现出反铁磁基态,  $T_N = 10.2$  K<sup>[25]</sup>. 在外加压力下, 反铁磁序被逐渐抑制, 在量子临界点附近出现超导和非费米液体行为, 继续加压后体系又呈现费米液体行为<sup>[25]</sup>, 如图 3(b) 所示. 此外, 超导转变温度在量子临界点附近出现

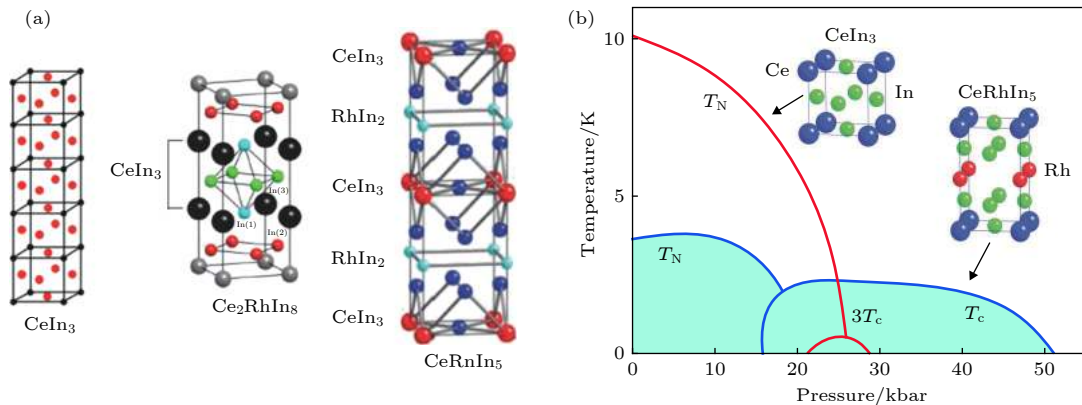


图 3 (a) Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2m</sub> ( $M = Co, Rh, Ir; n, m$  为整数) 体系的晶体结构 (以  $M = Rh$  为例); (b) CeIn<sub>3</sub> 和 CeRhIn<sub>5</sub> 的压力-温度相图示意图<sup>[24]</sup>

Fig. 3. (a) Schematic illustrations of crystalline structures in Ce<sub>n</sub>M<sub>m</sub>In<sub>3n+2m</sub> ( $M = Co, Rh, Ir; n, m$  are integers) ( $M = Rh$  for example); (b) a schematic pressure-temperature phase diagram of CeIn<sub>3</sub> and CeRhIn<sub>5</sub><sup>[24]</sup>.

极大值, 说明其超导可能由量子自旋涨落产生. 此外,  $\text{CeIn}_3$  的量子临界行为符合 Hertz<sup>[26]</sup> 和 Millis<sup>[27]</sup> 的自旋涨落量子相变理论.

$\text{CeMIn}_5$  ( $M = \text{Co}, \text{Rh}, \text{Ir}$ ) 是  $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$  体系中研究最为深入的体系<sup>[28]</sup>. Co-Rh-Ir 的替代可以看作某种化学压力效应: 原胞体积依次增加, 而晶格常数  $c/a$  的比值却依次减少. 电子结构计算和量子振荡测量表明, 此类化合物具有准二维的费米面结构<sup>[29–31]</sup>. 另一方面, 实验发现该重费米子体系的电子相图与铜氧化物和铁基超导的相图颇为相似<sup>[28]</sup>, 也是研究多参量调控的量子临界行为的重要体系.  $\text{CeMIn}_5$  一般被认为是有线节点 (line-node) 的 d 波超导体<sup>[32,33]</sup>.

$\text{CeCoIn}_5$  在常压下的超导转变温度为  $T_c \approx 2.3 \text{ K}$ <sup>[4]</sup>, 其正常态表现出非费米液体行为. 当超导被磁场抑制时, 其低温电阻率随温度的降低线性地减小, 而低温比热和磁化率随温度降低则表现出发散行为, 表明  $\text{CeCoIn}_5$  可能存在超导量子临界行为<sup>[34]</sup>.  $\text{CeRhIn}_5$  在  $T_N = 3.8 \text{ K}$  发生反铁磁相变<sup>[5]</sup>, 电子正常态比热系数高达  $420 \text{ mJ}/(\text{mol}\cdot\text{K}^2)$ . 在压力和磁场作用下,  $\text{CeRhIn}_5$  呈现出丰富的电子相图, 不同参量诱导的量子相变呈现出多重性<sup>[35]</sup>. 与  $\text{CeCoIn}_5$  相似, 常压  $\text{CeIrIn}_5$  在低温也发生超导转变. 但不同的是,  $\text{CeIrIn}_5$  的电阻超导转变温度 ( $T_c = 1.2 \text{ K}$ ) 明显高于比热的超导转变温度 ( $T_c = 0.4 \text{ K}$ )<sup>[36]</sup>, 其物理起源仍不清楚, 一种可能是该化合物在体超导转变温度以上先形成了条纹超导相 (filamentary superconductivity), 因此电阻的超导转变温度更高<sup>[36]</sup>.

除  $\text{CeMIn}_5$  外,  $\text{Ce}_n\text{M}_m\text{In}_{3n+2m}$  体系中  $n$  更大

的化合物, 如 2-1-8, 3-1-11 等化合物也相继被制备出来<sup>[37,38]</sup>, 表现出与 1-1-5 体系类似的行为<sup>[37,39]</sup>.

## 2.2 镱基重费米子化合物

镱 (Yb) 作为镧系元素中倒数第二个元素, 在形成化合物时一般是 +2 价或 +3 价, 其中  $\text{Yb}^{2+}$  的 4f 壳层中排满了 14 个电子, 对外不显示磁性, 而  $\text{Yb}^{3+}$  的 4f 壳层中排布了 13 个电子, 可等效为一个空穴, 其排布特征与三价铈离子 (一个 4f 电子) 对应. 由于电子与空穴的这种对应性, 一般认为, 镱基和铈基重费米子材料具有相似的性质, 而压力通常会抑制铈基化合物中的长程磁有序 ( $4f^1 \rightarrow 4f^0$ ), 但在镱基化合物中却增强长程磁有序 ( $4f^{14} \rightarrow 4f^{13}$ ).

镱基重费米子化合物的典型代表是  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ . 该化合物具有与  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  相同的晶体结构, 空间群为  $I4/mmm$  (No.139)<sup>[40]</sup>.  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  具有很弱的反铁磁性<sup>[41]</sup>, 奈尔温度  $T_N \approx 0.07 \text{ K}$ , 磁有序态的磁矩只有  $2 \times 10^{-3} \mu_B/\text{Yb}^{3+}$ . 在外加磁场作用下,  $T_N$  被逐渐抑制到零温 ( $ab$  面内, 临界磁场  $B_c \approx 0.06 \text{ T}$ ), 出现反铁磁量子临界点 (AFM-QCP). 在量子临界点附近, 该体系呈现出非费米液体行为 (图 4(a)), 包括线性电阻和对数发散的低温比热行为<sup>[42]</sup>. 此外, 该体系在量子临界点附近表现出  $B/T$  标度行为<sup>[43]</sup>, 并且霍尔系数呈现出非连续的跳变<sup>[44]</sup>, 表明该材料的电子态在量子临界点发生突变, 表现出与  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  等类似的性质<sup>[45]</sup>. 为了理解这类材料独特的量子临界行为, 人们提出了不同的理论模型<sup>[43,46]</sup>, 但其物理机理仍然具有较大的争议. 目前大家普遍认可这是一种超越 Hertz-Millis 自旋密度波类型的非常规量子临界点, 比较

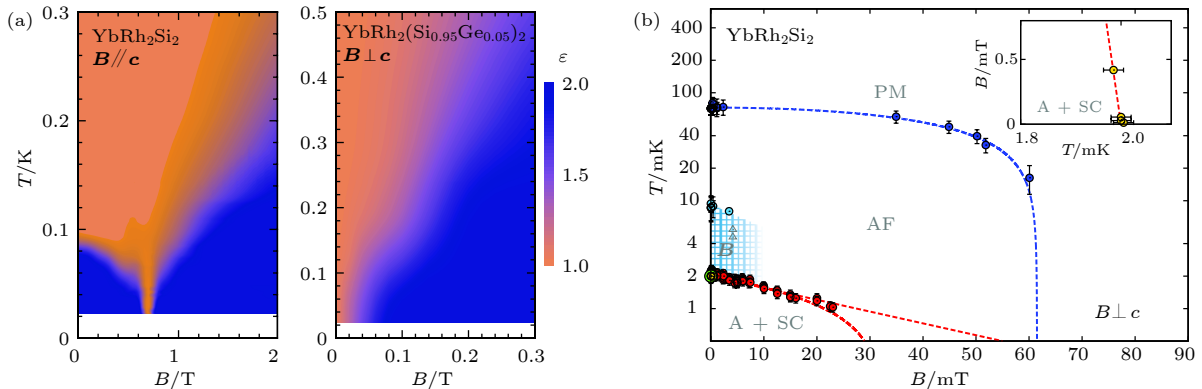


图 4 (a)  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  和  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$  的  $B$ - $T$  相图<sup>[43]</sup>; (b) 极低温下的  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  的  $B$ - $T$  相图<sup>[47]</sup>

Fig. 4. (a) Magnetic field ( $B$ )-temperature ( $T$ ) phase diagram of  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  and  $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ <sup>[43]</sup>; (b)  $B$ - $T$  phase diagram of  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  at lower temperature, suggesting a superconducting region<sup>[47]</sup>.



流行的观点认为该量子临界点可能伴随着近藤效应的塌陷 (Kondo breakdown)<sup>[46]</sup>. 最近, 人们发现 YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 在极低温条件下出现超导 ( $T_c \approx 2$  mK)<sup>[47]</sup>, 如图 4(b) 所示, 但其超导物理机理尚不清楚.

### 2.3 铀基重费米子化合物

铀基重费米子化合物是更为复杂的一类材料体系, U 原子的 5f 壳层含有 3 个 f 电子, 相比铈原子外壳层多了 2 个 f 电子, 同时 5f 电子相对 4f 电子更加巡游. 铀原子的这种特殊电子结构丰富了铀基化合物的物理性质, 但也增加了其复杂程度. 目前所发现的大部分铁磁重费米子超导材料都属于铀基化合物.

UBe<sub>13</sub> 具有立方 NaZn<sub>13</sub> 类型晶体结构 (图 5(a)), 空间群为  $Fm\bar{3}c$ , 是第二个被发现的重费米子超导体<sup>[48]</sup>. 与 CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 一样, 其正常态的电子比热系数达到 1.1 J/(mol·K<sup>2</sup>). UBe<sub>13</sub> 的超导配对机制或配对对称性至今仍不清楚<sup>[49–52]</sup>. 如图 5(c) 所示, U<sub>1-x</sub>Th<sub>x</sub>Be<sub>13</sub> 随着 Th 掺杂浓度  $x$  的变化呈现出多个超导相, 而且转变温度并不是单调地变化<sup>[53]</sup>. 缪子自旋共振 (Muon spin resonanc,  $\mu$ SR) 实验测量发现磁性与超导在  $x$  的某个范围内共存, 超导态在该范围内发生时间反演对称性破缺 (time-reversal-symmetry breaking)<sup>[53]</sup>.

在常压下, UPt<sub>3</sub> 呈现两个超导相 (A 和 B), 如图 5(d)<sup>[54]</sup> 所示, 其超导转变温度均在 0.5 K 左右, 并且在  $T_N = 5$  K 处发生反铁磁相变<sup>[55]</sup>. 与 UBe<sub>13</sub> 类似, 缪子自旋共振<sup>[56]</sup> 和 Kerr 效应<sup>[57]</sup> 测量都表明 UPt<sub>3</sub> 在超导转变温度以下出现时间反演对称性破缺. 在外加磁场作用下, UPt<sub>3</sub> 出现第三个超导相 C<sup>[58]</sup>, 如图 5(d) 所示. 在外加压力作用下, 超导相 A 和 B 汇聚成一个新的超导相<sup>[59]</sup>. 该材料的超导配对机制和对称性仍需进一步研究.

另外, 铀基重费米子材料 UPd<sub>2</sub>Al<sub>3</sub> 的超导与反铁磁长程序紧密地耦合在一起, f 电子表现出局域和巡游的两重性<sup>[23,60]</sup>. 在 UGe<sub>2</sub><sup>[61]</sup>, URhGe<sup>[62]</sup> 以及 UCoGe<sup>[63]</sup> 等材料中, 铁磁性与超导共存, 超导配对态可能为自旋三重态 (spin-triplet). URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 化合物因其隐藏序 (hidden order) 而闻名, 它的超导转变温度为  $T_c \approx 1.5$  K, 超导与隐藏序的关系仍是未解之谜<sup>[64]</sup>.

重费米子化合物作为一个庞大的材料体系, 除了上述介绍的几个材料体系外, 还包括镧 (Pr) 基、钷 (Pu) 基、镎 (Np) 基等 f 电子材料体系以及少数 d 电子重费米子化合物. 其中, 镧基主要是以 PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub><sup>[65]</sup>, PrTi<sub>2</sub>Al<sub>20</sub><sup>[66]</sup> 等为代表的 1-2-20 体系以及 PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub><sup>[67]</sup> 为代表的 1-4-12 体系, 这些化合物往往存在多极矩序 (multi-polar order) 和超导.

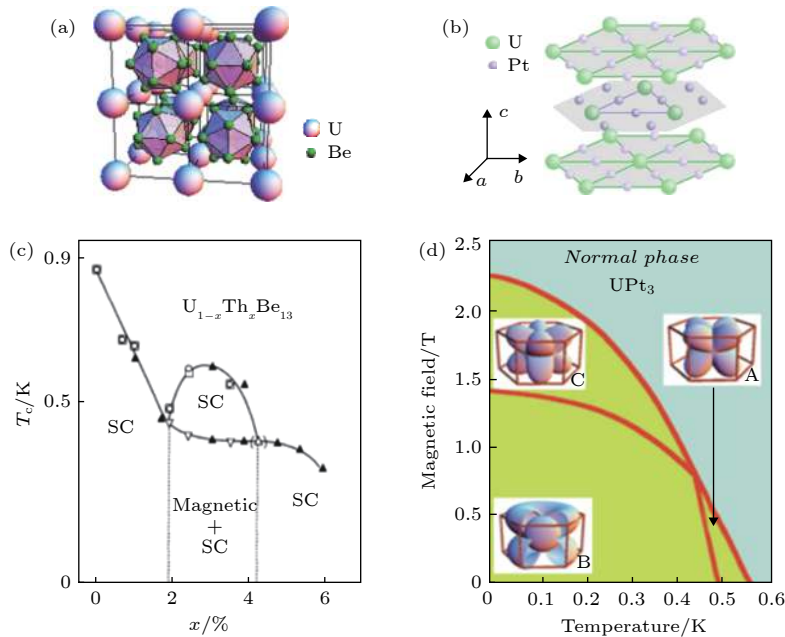


图 5 (a) UBe<sub>13</sub> 结构示意图; (b) UPt<sub>3</sub> 结构示意图; (c) Th 掺杂的 UBe<sub>13</sub> 相图<sup>[53]</sup>; (d) UPt<sub>3</sub> 的超导相图<sup>[58]</sup>

Fig. 5. (a), (b) Schematic illustrations of the crystalline structure of UBe<sub>13</sub> and UPt<sub>3</sub>, respectively; (c) superconducting phase diagram of UBe<sub>13</sub> as a function of Th-doping<sup>[53]</sup>; (d) magnetic field–temperature superconducting phase diagram of UPt<sub>3</sub><sup>[58]</sup>.

而钷基重费米子中引人关注的是以  $\text{PuCoGa}_5$  为代表的 Pu 基 115 体系<sup>[68]</sup>, 其中  $\text{PuCoGa}_5$  的超导转变温度高达 18 K, 是目前重费米子超导体中超导温度最高的材料<sup>[69]</sup>.

### 3 重费米子体系中的前沿科学问题

在重费米子体系中, 电荷、自旋和轨道等自由度的复杂多体相互作用可导致丰富的宏观量子现象, 如超导、非费米液体、隐藏序和关联拓扑态等. 探索新颖量子物质态, 揭示这些奇异量子态产生的物理机理是当前重费米子研究的重要前沿问题.

早期重费米子研究主要集中在宏观量子态和量子现象的探索, 对其本质特征和微观机理缺乏理解. 随着实验技术的不断发展, 分子束外延 (molecular beam epitaxial, MBE) 生长、扫描隧道显微镜 (scanning tunneling microscopy, STM)、角分辨电子光谱 (angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES)、非弹性中子散射 (inelastic neutron scattering, INS)、共振非弹性 X 射线散射 (resonant inelastic X-ray scattering, RIXS) 以及极端条件物性测量等先进实验方法正逐渐应用于重费米子研究, 极大地促进了该领域的发展. 近年来, 人们在重费米子材料的电子结构、重费米子态的形成与演化、重费米子超导和量子相变的多样性与普适性等重要科学问题上都取得了新的进展, 为认识复杂体系中的多体相互作用及其调控提供新的契机.

同时, 重费米子物理与凝聚态物理的其他重要前沿领域相结合, 催生了一些新的研究方向, 如强关联拓扑态、重费米子自旋阻挫 (spin frustration) 体系、重费米子薄膜和界面物理等. 随着表面与界面技术的发展, 人们可以更加精确地在原子层面进行调控生长, 从而制备出高质量的重费米子薄膜或者超晶格, 为研究与界面相关的新物理提供了可能. 同时, 维度还是调控量子相变的一个重要参量, 而且在超导薄膜或超晶格界面, 中心反演对称 (inversion symmetry) 遭到破坏, 这将有助于系统研究中心反演对称破缺对超导态和正常态的影响.

#### 3.1 重费米子超导

重费米子超导是一类重要的非常规超导. 到目前为止, 人们已经在 40 余个重费米子化合物中发

现超导 (见表 1). 重费米子超导一般都出现在磁性量子临界点附近, 很多材料中的超导都是压力诱导的, 其超导态表现出多种配对形式, 但其配对机理仍然不清楚<sup>[70]</sup>.

##### 3.1.1 重费米子超导序参量的对称性

超导序参量 (superconducting order parameter) 是超导配对机理研究中的一个重要物理量. 由于重费米子超导的转变温度普遍较低 (大多在 1 K 以下), 并且在很多情况下都是压力诱导产生的, 这使得一些在高温超导研究中广泛应用的实验技术, 如 ARPES 和 STM 等, 在重费米子超导研究中具有局限性. 目前, 科学家们仍主要依赖于磁场穿透深度 (magnetic penetration depth)、低温电子比热、热导和核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 等实验手段, 测量超导的低能激发.

重费米子超导属于非常规超导, 其超导配对态可以是自旋单态、自旋三重态, 甚至两者的混合. 通常情况下, 其超导能隙在某些方向上存在节点 (nodes). 例如, 钷基重费米子超导体  $\text{CeCoIn}_5$  的序参量得到了广泛的研究, 它的低温磁场穿透深度随温度线性变化, 低温热导和比热随  $ab$  平面内磁场转角具有四重对称性<sup>[33,71,72]</sup>, 表现出 d-波超导的行为. 另一方面, 铀基重费米子超导体  $\text{UPt}_3$  的奈特位移 (Knight shift) 在样品进入超导态前后保持不变, 并且缪子自旋弛豫实验和 Kerr 效应实验证实该材料在超导态下发生了时间反演对称性破缺<sup>[56,57,73]</sup>, 表明该材料可能是一个自旋三重态超导体. 最近, 理论预言  $\text{UPt}_3$  是一个潜在的拓扑超导体<sup>[74]</sup>.

类似于铜氧化物高温超导体, 先前的实验普遍支持  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  为 d-波超导体, 其超导能隙存在线节点<sup>[9]</sup>. 然而, 最近的磁场穿透深度<sup>[10]</sup> 和极低温比热<sup>[11]</sup> 等测量表明, 该材料的超导能隙没有节点, 表现出类“s-波”超导特性 (图 6). 怎样来理解这些新的实验发现仍是一个具有争议的问题. 结合第一性原理计算, 人们从理论上提出了 s-波超导配对模型<sup>[12]</sup>. 然而, 这些模型很难解释先前的实验结果, 特别是非弹性中子散射观察到的自旋共振峰 (spin resonance peak)<sup>[13]</sup>. 最近, Pang 等<sup>[10]</sup> 提出了一种无能隙节点的两能带 d-波混合超导配对模型, 既可以完美地拟合最新的超流密度和电子比热等实验数据, 又可以合理解释早期的实验结果, 为解决这些看似矛盾的问题提供了一种新的思路. 此外,



表 1 重费米子超导材料 (超导转变温度  $T_c$ , 比热系数  $\gamma$ , 上临界场  $H_{c2}(0)$ )

Table 1. A summary of heavy fermion superconductors ( $T_c$  is superconducting transition temperature,  $\gamma$  is specific heat coefficient,  $H_{c2}(0)$  is the upper critical field).

类型	化合物	$T_c$ /K	$\gamma$ /mJ·mol <sup>-1</sup> ·K <sup>-2</sup>	$H_{c2}(0)$ /T
Ce $T_2X_2$	CeCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.64	1000	0.45// <i>a</i>
	CeCu <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	0.64 (10 GPa)		2// <i>a</i>
	CePd <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.5 (2.7 GPa)	65	0.7// <i>a</i> 1.3// <i>c</i>
	CeAu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	2.5 (22.5 GPa)		
	CeNi <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	0.3	350	
	CeRh <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.35 (0.9 GPa)	23	
Ce $TX_3$	CeRhSi <sub>3</sub>	1.05 (2.6 GPa)	110	7
	CeIrSi <sub>3</sub>	1.59 (2.6 GPa)	120	30
	CeNiGe <sub>3</sub>	0.48 (6.8 GPa)	34	2
	CeCoGe <sub>3</sub>	0.7 (5.5 GPa)	32	22
	CeIrGe <sub>3</sub>	1.6 (24 GPa)	80	17
Ce <sub><i>m</i></sub> T <sub><i>n</i></sub> In <sub>3<i>m</i>+2<i>n</i></sub>	CeIn <sub>3</sub>	0.25 (2.5 GPa)	370	0.45
	CeCoIn <sub>5</sub>	2.3	300	11.6—11.9// <i>a</i> 4.95// <i>c</i>
	CeRhIn <sub>5</sub>	1.9 (1.77 GPa)	50	10.2// <i>c</i>
	CeIrIn <sub>5</sub>	0.4	700	0.53
	CePt <sub>2</sub> In <sub>7</sub>	2.3 (3.1 GPa)	340	15
	Ce <sub>2</sub> CoIn <sub>8</sub>	0.4	460	
	Ce <sub>2</sub> RhIn <sub>8</sub>	2.0 (2.3 GPa)	400	5.36
	Ce <sub>2</sub> PdIn <sub>8</sub>	0.68	550	
Ce <sub>3</sub> PdIn <sub>11</sub>	0.42	290	2.8	
其他镨基	CePt <sub>3</sub> Si	0.75	390	5
	CePd <sub>5</sub> Al <sub>2</sub>	0.57 (10.8 GPa)	56	0.25
镨基	PrOs <sub>4</sub> Sb <sub>12</sub>	1.85	500	2.3
	PrTi <sub>2</sub> Al <sub>20</sub>	0.2	100	0.006
	PrV <sub>2</sub> Al <sub>20</sub>	0.05	90	0.014
镱基	YbRh <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	0.002		
	$\beta$ -YbAlB <sub>4</sub>	0.08	130	0.03
铀基	UIr	0.14 (2.6 GPa)	48.5	0.026
	UGe <sub>2</sub>	0.7 (1.2 GPa)	100	1.4
	UBe <sub>13</sub>	0.9	1000	9
	UPt <sub>3</sub>	0.55, 0.48	422	2.8// <i>a</i>
	UCoGe	0.66	55	5// <i>a</i>
	URhGe	0.25	160	2// <i>a</i>
	UNi <sub>2</sub> Al <sub>3</sub>	1.0	120	1.6
	UPd <sub>2</sub> Al <sub>3</sub>	2.0	150	0.8
	URu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	1.5	65.5	10
镱基	NpPd <sub>5</sub> Al <sub>2</sub>	5.0	200	3.7// <i>a</i>
钚基	PuCoGa <sub>5</sub>	18.0	77	74
	PuCoIn <sub>5</sub>	2.5	200	32// <i>a</i> , 10// <i>c</i>
	PuRhGa <sub>5</sub>	9	80-150	25// <i>ab</i>
	PuRhIn <sub>5</sub>	1.7	350	23// <i>ab</i>

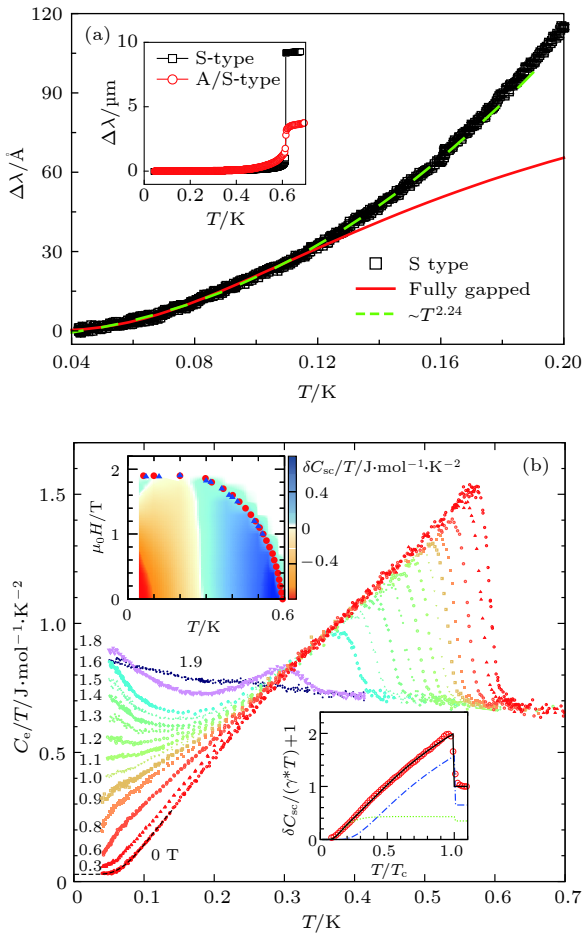


图 6 重费米子超导体  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的 (a) 磁场穿透深度  $\Delta\lambda$ <sup>[10]</sup> 和 (b) 低温比热系数  $C_c/T$ <sup>[11]</sup>, 两者在低温都呈指数衰减

Fig. 6. Temperature dependence of the magnetic penetration depth  $\Delta\lambda$ <sup>[10]</sup> (a) and specific heat  $C_c/T$ <sup>[11]</sup> (b) of  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , both showing a fully gapped behavior at the lowest temperature.

人们发现重费米子超导体  $\text{UBe}_{13}$  的低温比热行为与  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  相似, 其超导能隙可能也没有能隙节点<sup>[51]</sup>. 这些最新的研究进展表明, 重费米子超导的序参量对称性及其超导配对机理尚未清楚, 需要更多的实验与理论研究.

2004 年, Bauer 等<sup>[75]</sup> 首次在具有非中心对称的重费米子材料  $\text{CePt}_3\text{Si}$  中发现超导. 随后, 非中心对称超导迅速发展成为一个重要的超导研究方向, 并被认为是—类潜在的拓扑超导 (topological superconductor) 材料<sup>[76]</sup>. 当晶体结构缺乏中心反演对称时, 反对称自旋-轨道耦合 (anti-symmetric spin-orbit coupling, ASOC) 会使自旋简并的能带发生劈裂, 允许自旋单态和自旋三重态的混合<sup>[77]</sup>. 低温磁场穿透深度<sup>[78]</sup> 和核磁共振<sup>[79–81]</sup> 等测量表

明,  $\text{CePt}_3\text{Si}$  的超导态既呈现出类似于 s-波超导的特征, 又具有自旋三重态超导的一些性质<sup>[78–81]</sup>.  $\text{CeTSi}_3$  ( $T = \text{Rh, Ir}$ ) 是另一类非中心对称重费米子化合物<sup>[82,83]</sup>, 在压力下其反铁磁序被抑制掉, 并出现超导. 这类材料的上临界磁场表现出很强的各向异性, 并且远超过理论上的 Pauli 极限值 ( $H//c$  方向). 目前, 非中心对称重费米子超导的例子还不多, 中心对称破缺与电子关联效应相结合所导致的新物理效应尚待进一步发掘.

### 3.1.2 重费米子超导与其他竞争序的相互作用

某些重费米子超导与铜基和铁基高温超导材料具有相似的物理相图, 其超导与磁性紧密相关, 超导通常出现在磁性失稳态 (magnetic instability) 附近. 相比铜基和铁基高温超导材料而言, 重费米子材料通常都很干净, 其超导通常由压力诱导 (或者零压), 超导态较少受到无序效应等因素的干扰, 从而更有利于研究超导的本质特征. 另一方面, 由于重费米子体系的各种特征温度都比较低, 磁场和压强等参量都可以有效地调控其基态性质, 为研究超导与其他竞争序的相互作用提供了一个很好的平台.

在重费米子化合物中, 超导和量子相变紧密相关. 从目前已有的材料体系来看, 重费米子超导通常出现在反铁磁量子临界点附近, 而且与反铁磁序微观共存或者竞争<sup>[84]</sup>. 先前一直认为, 重费米子超导只出现在自旋密度波量子临界点附近 (如  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ), 而局域量子临界点不利于超导态的形成. 最近的实验表明,  $\text{CeRhIn}_5$  (压力诱导) 和  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  (磁场诱导) 的反铁磁量子临界点存在费米面的突变<sup>[85]</sup>, 这与局域量子临界点相符; 但另一方面, 这两个材料在低温都出现超导<sup>[47]</sup>. 除了反铁磁量子临界点附近的超导外 (如图 7(a) 所示), 人们还在  $\text{UGe}_2$ <sup>[86]</sup>,  $\text{UCoGe}$ <sup>[87]</sup>,  $\text{URhGe}$ <sup>[88]</sup> 等铁磁材料的量子相变点附近观察到超导 (注: 该类材料的量子相变为一阶相变, 缺乏铁磁量子临界点 (ferromagnetic quantum critical point, FM-QCP)). 作为一个例子, 图 7(b) 给出了  $\text{UCoGe}$  的压力-温度相图<sup>[85]</sup>. 此外, 重费米子超导还可能出现在价态 (valence) (如图 2(d) 所示的  $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$  高压超导相<sup>[8]</sup>) 或者多极矩序 (如图 7(c) 所示的  $\text{PrTi}_2\text{Al}_{20}$ <sup>[89]</sup>) 等量子相变点附近, 其超导态可能起

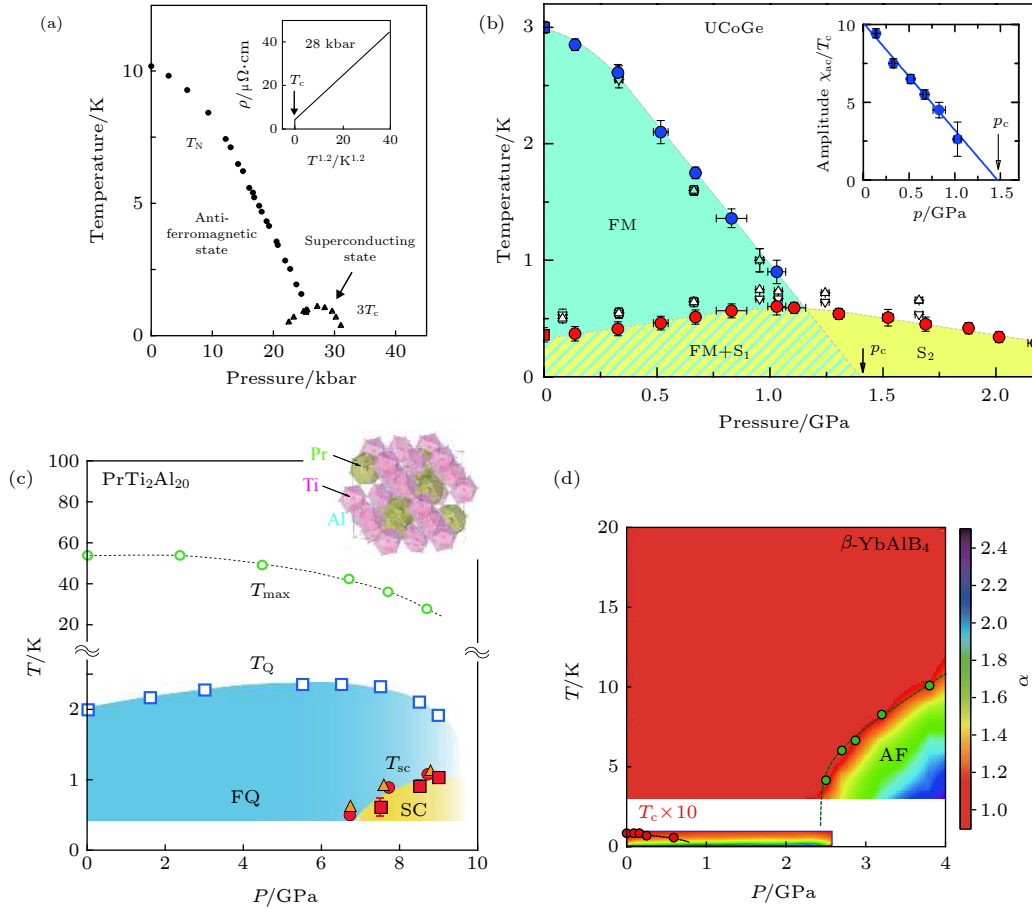


图 7 重费米子超导体超导相和量子相变 (a)  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$ , 超导出现在反铁磁量子临界点附近<sup>[19]</sup>; (b)  $\text{UCoGe}$ , 超导出现在铁磁量子相变附近<sup>[87]</sup>; (c)  $\text{PrTi}_2\text{Al}_{20}$ , 超导与多极矩序<sup>[89]</sup>; (d)  $\beta\text{-YbAlB}_4$ , 超导远离反铁磁量子临界点<sup>[90]</sup>

Fig. 7. Heavy fermion superconductors and quantum phase diagrams: (a)  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$ , superconductivity (SC) near an antiferromagnetic quantum critical point (QCP)<sup>[19]</sup>; (b)  $\text{UCoGe}$ , SC near a ferromagnetic QCP<sup>[87]</sup>; (c)  $\text{PrTi}_2\text{Al}_{20}$ , SC coexists with multipolar order and gets enhanced near its QCP<sup>[89]</sup>; (d)  $\beta\text{-YbAlB}_4$ , SC far away from an antiferromagnetic QCP<sup>[90]</sup>.

源于价态或者轨道序 (orbital order) 的量子涨落. 还有一些材料, 如图 7(d) 的  $\beta\text{-YbAlB}_4$ <sup>[90]</sup>, 其超导相远离磁性量子临界点. 因此, 重费米子体系中超导配对的形式比其他任何体系都更丰富, 而揭示重费米子超导与其他竞争序的相互作用是理解其超导配对机制的基础, 尚需要进一步研究.

### 3.2 量子相变

由热涨落驱动的经典热力学二级相变, 其临界点的标度行为可通过序参量进行普适描述, 而发生在绝对零度的连续量子相变尚缺乏普适的理论描述, 是当前凝聚态物理的一个重要前沿科学问题. 与其他关联电子体系不同, 重费米子体系中的多体相互作用能量尺度低, 其基态可通过磁场、压力和掺杂等参量进行连续调控. 例如, 在同一材料体系中, 人们可以通过不同的调控参量来抑制磁有序

态, 也可以通过压力等诱导电子的不同自由度发生量子相变. 揭示量子临界行为的普适性及其分类将是建立量子相变理论的基础.

#### 3.2.1 多参量调控的反铁磁量子相变

压力和磁场是重费米子体系的重要调控参量. 压力可改变晶格常数, 调节电子间的相互作用, 并且不会引入额外的杂质或者无序效应 (disorder effect), 是一种纯净的调控手段. 然而, 由于受实验环境的限制, 压力下的物性测量通常具有挑战性. 目前常用的实验方法包括压力下的电输运、比热、磁化率、核磁共振和中子散射等, 而角分辨光电子能谱和扫描隧道谱等先进谱学测量则无法在压力下开展. 如前所述, 压力在研究重费米子超导与量子相变时发挥了重要作用. 在已知的 40 多个重费米子超导体中, 很多都是由压力诱导产生的, 如  $\text{CeIn}_3$ <sup>[19]</sup>,  $\text{CeRhIn}_5$ <sup>[5]</sup>,  $\text{CeCoGe}_3$ <sup>[91]</sup> 和  $\text{UGe}_2$ <sup>[61]</sup> 等.



同时, 压力可以抑制长程磁有序等, 诱发量子临界行为. 另一方面, 磁场可以极化电子自旋, 改变电子间的耦合强度, 从而改变基态性质, 诱发量子相变, 如  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ <sup>[41]</sup> 和  $\text{CeRhIn}_5$ <sup>[35]</sup> 等. 在磁场诱导下, 一些重费米子材料也会出现磁结构的改变, 发生变磁相变 (metamagnetic transition). 通常情况下, 变磁相变为一级相变. 在其他参量调控下, 变磁相变可以被逐渐抑制到零温, 出现量子临界终点 (quantum critical end point, QCEP), 从而导致一些独特而复杂的量子临界行为. 典型的变磁相变重费米子化合物包括  $\text{CeRu}_2\text{Si}_2$ <sup>[92]</sup>,  $\text{CeRh}_2\text{Si}_2$ <sup>[93]</sup> 和  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ <sup>[94]</sup> 等, 这些材料都呈现出丰富的磁场-温度相图.

为了解释重费米子体系中的量子临界行为, 人们提出了不同的理论模型. Löhneysen 等<sup>[95]</sup> 将经典热力学相变理论推广到量子相变体系, 可以较好地解释自旋密度波类型的反铁磁量子临界点, 如  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ <sup>[96]</sup> 等. 类似于经典相变, 这类量子相变可由序参量的涨落来描述. 然而, 越来越多的实验表明这一理论无法普适描述所有量子临界行为. 近年来, Custer 等<sup>[43]</sup>, Si 等<sup>[97]</sup> 和 Coleman 等<sup>[98]</sup> 发展了局域量子相变理论, 认为量子临界点的出现伴随近藤效应的塌陷 (Kondo breakdown), 局域的 f 电子在量子临界点由于近藤效应而发生退局域化 (delocalization), 从而导致小费米面-大费米面的转变, 其量子临界行为不能简单由序参量涨落来描述. 图 8 给出了两种量子临界模型的低温相图<sup>[99]</sup>. 这一理论被用来解释  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  和  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  等

材料中的量子临界行为<sup>[43,100]</sup>, 但目前仍然有些争议. 其他的理论还包括分数化费米液体 (fractionalized Fermi liquids) 理论<sup>[101]</sup>、价电子涨落量子临界理论<sup>[102]</sup>、临界准粒子理论 (critical quasiparticle theory)<sup>[103]</sup>、二流体理论 (two-fluid model)<sup>[104]</sup> 等. 在这些理论中, 除了考虑磁性序参量的涨落外, 还可能存在局域的玻色模式 (Bosonic mode)、分数化的自旋子激发 (spinon excitation)、集体杂化模式 (collective hybridization modes) 等不同类型的集体激发 (collective excitation).

另外, 同一重费米子体系在不同参量调控下是否具有普适行为? 目前在该方面尚缺乏系统的研究. 最近, Jiao 等<sup>[35,105]</sup> 深入地研究了  $\text{CeRhIn}_5$  在强磁场下的物理行为, 发现该化合物在  $B^* \approx 30$  T 时发生费米面重构, 电子有效质量增加, 对应小费米面-大费米面的转变, 并在  $B_{c0} \approx 50$  T 出现磁致量子临界点, 如图 9(b) 所示. 这些结果表明, 该磁致反铁磁量子临界点为自旋密度波类型, 费米面在量子临界点没有发生突变. 另一方面, 如图 9(a) 所示, 压力也可以连续抑制  $\text{CeRhIn}_5$  中的反铁磁序<sup>[5]</sup>, 并且在量子临界点出现费米面突变<sup>[106]</sup>, 从而支持局域量子临界 (local quantum criticality) 理论<sup>[43,97,98]</sup>. 研究表明, 对于同一材料体系, 压力和磁场可诱导不同类型的反铁磁量子临界点, 并且可以通过费米面的变化来进行普适分类<sup>[35]</sup>. 进一步构建更多重费米子材料的多参量物理相图 (图 9(c)), 研究不同调控参量诱导的量子临界行为以及费米面拓扑结构和霍尔系数的变化, 对建立和完善量子相变理

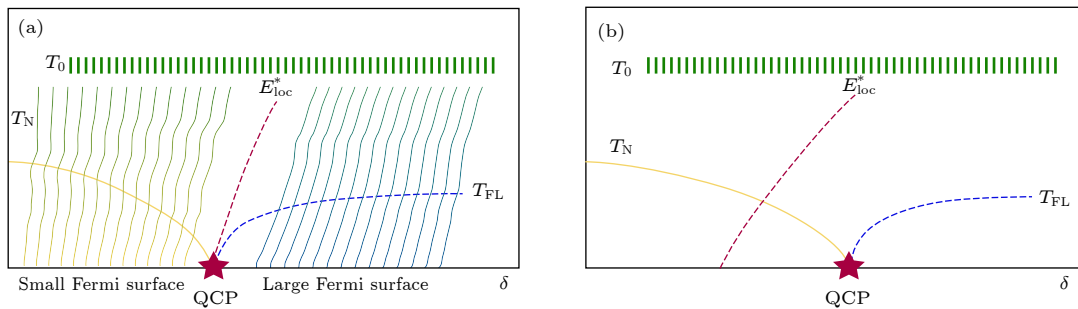


图 8 巡游量子临界点 (a) 和局域量子临界点 (b) 的理论相图. 图中的横坐标是非热力的调控参量  $\delta$ , 纵坐标表示温度  $T$ , 调控参量  $\delta$  可以调节 RKKY 作用和 Kondo 作用的相对强度; 图 (a) 显示量子临界点伴随近藤效应的塌陷, 导致费米面在此发生跳变; 而在图 (b) 中, 近藤效应发生在反铁磁态内部, 费米面在量子临界点连续变化;  $T_N$  代表反铁磁转变温度,  $T_{FL}$  表示费米液体的温度上限,  $E_{loc}^*$  标记小费米面到大费米面的转变,  $T_0$  代表近藤晶格形成的过渡区间<sup>[99]</sup>.

Fig. 8. Schematic phase diagrams for itinerant quantum critical point (QCP) (a) and local QCP (b), respectively, proposed in one theoretical model. The  $x$ -axis denotes nonthermal tuning parameters  $\delta$ ,  $y$ -axis is the temperature  $T$ .  $T_N$  is the antiferromagnetic ordering temperature,  $E_{loc}^*$  denotes the volume change of Fermi surface and  $T_0$  is the temperature regime where kondo lattice forms<sup>[99]</sup>.

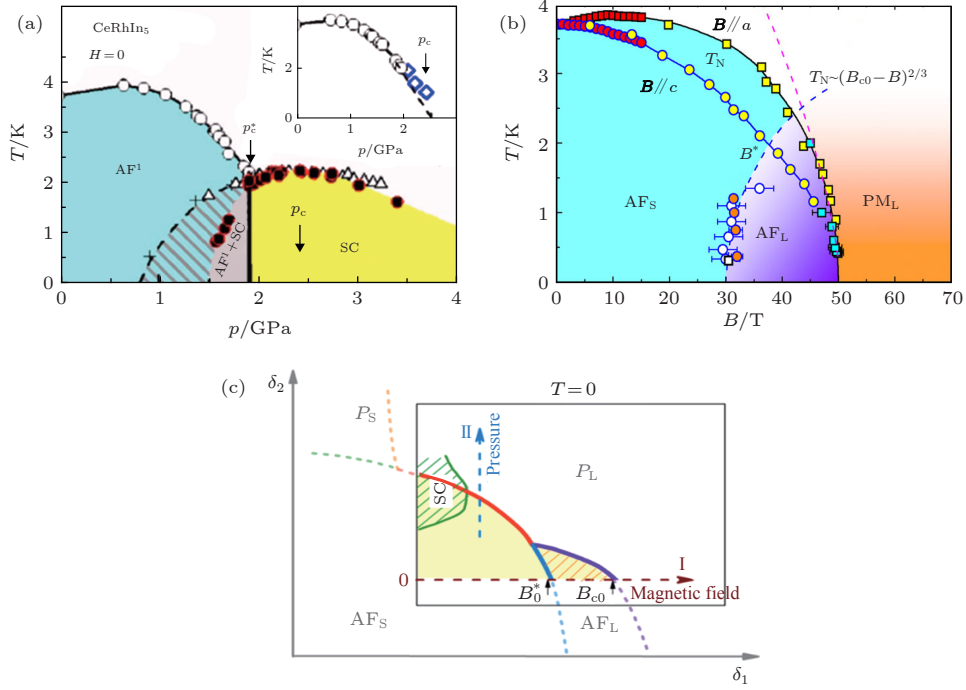


图 9 CeRhIn<sub>5</sub> 在 (a) 压力<sup>[100]</sup> 和 (b) 磁场调制下的相图<sup>[35]</sup>; (c) 可能的零温压力-磁场相图<sup>[35]</sup>

Fig. 9. Experimental phase diagram of CeRhIn<sub>5</sub> tuned by pressure<sup>[100]</sup> (a) and magnetic field<sup>[35]</sup> (b); (c) the proposed zero-temperature pressure-field global phase diagram<sup>[35]</sup>.

论, 建立全局相图, 揭示量子相变的普适规律等至关重要。

### 3.2.2 电子不同自由度的量子相变

研究表明, 反铁磁量子临界点广泛存在于重费米子材料中. 然而到目前为止, 人们对铁磁量子临界点还知之甚少. 先前的理论预言<sup>[107]</sup>, 巡游铁磁体系不存在量子临界点, 铁磁态通常会在压力等参量调控下经历一级相变而突然消失或者转变成其他磁有序态, 而无序效应可能会导致二级相变. 该理论与现有的实验基本一致, 比如在 UGe<sub>2</sub><sup>[61]</sup>, ZrZn<sub>2</sub><sup>[108]</sup> 和 CoS<sub>2</sub><sup>[109]</sup> 等材料中, 铁磁序在临界点附近突然消失, 发生一级相变; 在 MnSi<sup>[110]</sup>, Nb<sub>1-y</sub>Fe<sub>2+y</sub><sup>[111]</sup> 等材料中, 铁磁态转变为反铁磁序等; 而在 Ni<sub>1-x</sub>V<sub>x</sub><sup>[112]</sup> 和 URu<sub>2-x</sub>Re<sub>x</sub>Si<sub>2</sub><sup>[113]</sup> 等材料中, 由于无序效应的作用, 铁磁序被逐渐抑制掉, 有的甚至在临界点附近出现 Griffiths 相等<sup>[112]</sup>. 最近, 人们在准一维重费米子材料 YbNi<sub>4</sub>(P<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>)<sub>2</sub> 中发现掺杂可以逐渐抑制铁磁序, 并且观察到了明显的量子临界行为, 被认为是第一个可能存在铁磁量子临界点 (FM-QCP) 的材料<sup>[114]</sup>. 然而, 该体系中的元素替换不可避免地会引入一些无序效应. 那么, 在纯净的铁磁材料中是否存在铁磁量子临界点? 铁磁量子临界

点会表现出哪些独特的物理行为? 这仍然是当前一个非常吸引人的问题。

在重费米子体系中, 除了上述与电子自旋相关的磁性量子相变之外, 电子的其他自由度 (如轨道和电荷等) 在外界参量调控下也可能经历量子相变, 表现出奇异的量子临界行为. 例如, CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 在压力下先后经历反铁磁量子临界点和价态量子相变, 并且在两个临界点附近都观察到超导相<sup>[8]</sup>. 由于实验的挑战性, 高压下价态相变的实验研究还很少. 研究混价化合物或者多极矩序材料在压力和磁场下的物理性质, 探索与电子价态、电荷或者轨道序等相关的量子临界行为以及可能诱导的奇异量子态, 对理解量子相变的多样性与普适性具有重要意义。

### 3.3 强关联拓扑态

近年来, 材料的拓扑非平庸 (topological non-trivial) 能带结构及其物理性质是凝聚态物理研究的热点, 产生了许多重要的发现, 如拓扑绝缘体 (topological insulator, TI)、狄拉克半金属 (Dirac semimetal)、外尔费米子 (Weyl semimetal) 等. 然而, 到目前为止, 绝大多数的拓扑物态研究都集中在弱关联电子体系当中, 其物理图像相对较简单。

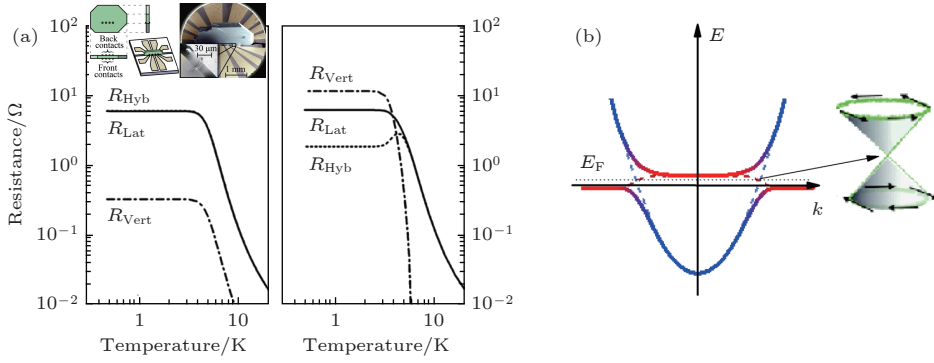


图 10 (a) 拓扑近藤绝缘体  $\text{SmB}_6$  的电阻随温度变化测量结果<sup>[116]</sup>, 在低温, 电阻的上升趋势逐渐饱和, 形成一个平台; (b) 能带计算表明,  $\text{SmB}_6$  的能带结构中存在能带反转, 从而导致了表面狄拉克锥的出现<sup>[128]</sup>

Fig. 10. (a) Temperature dependence of resistivity for a possible topological Kondo insulator  $\text{SmB}_6$ , where a clear plateau is observed at low temperature<sup>[116]</sup>; (b) band inversion and surface Dirac cone of  $\text{SmB}_6$ , from band-structure calculation<sup>[128]</sup>.

电子关联效应与自旋-轨道耦合的结合会产生哪些新的拓扑效应? 这是重费米子领域最近衍生出来的一个新研究方向. 相比弱关联电子体系, 重费米子体系能带的精准计算更具有挑战性, 同时 ARPES 等谱学测量也受限于能量分辨率, 这些因素增加了强关联拓扑态研究的难度.

### 3.3.1 拓扑近藤绝缘体 (topological Kondo insulator, TKI)

强关联拓扑材料的研究前期主要集中在近藤拓扑绝缘体 (TKI), 其中引起广泛关注的例子包括  $\text{SmB}_6$  和  $\text{YbB}_6$  等.  $\text{SmB}_6$  的电阻表现出非常独特的行为<sup>[115,116]</sup>, 在低温出现一个电阻平台, 被认为起源于拓扑表面态 (topological surface state), 因此  $\text{SmB}_6$  是一个潜在的拓扑近藤绝缘体 (图 10). 该材料具有高对称的立方晶体结构, 并且在费米能附近只有 d 电子和 f 电子能带存在能带反转 (band inversion)<sup>[117]</sup>. 最近的一系列实验都支持  $\text{SmB}_6$  中存在表面金属态, 如样品厚度对输运性质的影响<sup>[118]</sup>、角分辨光电子能谱<sup>[117,119]</sup>、扫描隧道显微镜<sup>[120]</sup>以及非局域输运性质测量<sup>[121]</sup>等. 另一方面, 该材料表现出独特的量子振荡行为<sup>[122,123]</sup>, 目前其机理尚存在争议. 除了  $\text{SmB}_6$  以外, 最近人们在  $\text{PuB}_6$ <sup>[124]</sup>,  $\text{YbB}_{12}$ <sup>[125, 126]</sup>,  $\text{CeNiSn}$ <sup>[127]</sup> 等近藤晶格材料中也观察到了拓扑表面态的迹象, 但尚需进一步的实验验证.

### 3.3.2 拓扑近藤半金属 (topological Kondo semimetal)

与拓扑绝缘体不同, 拓扑半金属的体能带中并没有能隙打开. 同时, 由于强自旋-轨道耦合作用,

其体能带中出现一些交叉点, 表现出线性色散关系, 并受到晶格对称性的保护. 根据交叉点的能带简并性质不同, 它们又分为狄拉克半金属和外尔半金属. 狄拉克和外尔半金属材料表现出许多独特的磁输运性质<sup>[129]</sup>, 如不饱和线性磁阻 (linear magnetoresistance, LMR)、手性异常 (chiral anomaly)、反常霍尔效应 (anomalous Hall effect) 等.

类似于拓扑近藤绝缘体, 人们也一直在探索是否存在近藤狄拉克或外尔半金属 (Kondo-Dirac semimetal/-Weyl semimetal). 理论研究表明, 重费米子半金属  $\text{CeRu}_4\text{Sn}_6$  的能带结构中可能存在几对外尔点<sup>[130]</sup>, 但由于该化合物具有非常复杂的能带结构, 多个能带穿过费米面, 这一理论预言很难被实验验证. Lai 等<sup>[131]</sup>从理论上预言, 近藤相互作用与自旋-轨道耦合结合可以产生外尔费米子 (Weyl fermion), 其电子比热正比于温度的三次方, 他们认为重费米子半金属  $\text{Ce}_3\text{Bi}_4\text{Pd}_3$  的比热结果支持这一预言. 然而, 由于  $\text{Ce}_3\text{Bi}_4\text{Pd}_3$  的低温比热分析的复杂性, 其拓扑性质仍有待进一步验证. 另一方面, 最近的 DMFT 计算结果表明, 该材料不太可能通过自旋<sup>[43]</sup>轨道耦合作用而产生外尔节点 (Weyl node)<sup>[132]</sup>. 最近, Guo 等<sup>[133]</sup>的系列实验和理论研究表明, 重费米子半金属  $\text{YbPtBi}$  中存在外尔费米子激发 (如图 11 所示), 并且随着能带杂化效应的增强, 外尔费米子表现出不同的性质. 此外, 文献<sup>[134–138]</sup>还系统研究了磷族化合物  $\text{REX}$  ( $\text{RE}$  = 镧系元素,  $X = \text{Sb, Bi}$ ) 的能带拓扑结构以及输运性质, 发现  $\text{CeSb}$  的磁致铁磁态可能存在于外尔节点<sup>[139]</sup>, 并且在  $\text{SmSb}$  中发现了反常的量子振荡行



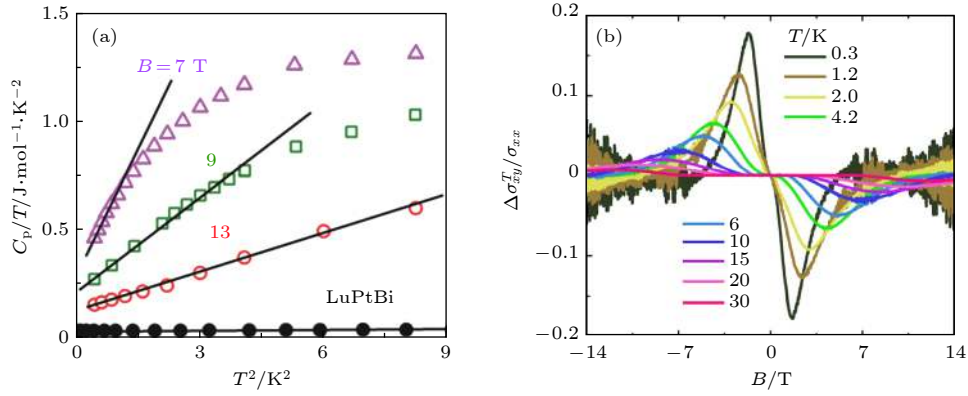


图 11 YbPtBi 在低温重费米子态的拓扑性质<sup>[133]</sup> (a) 电子比热  $C_p$  正比于温度  $T$  的三次方; (b) 拓扑霍尔效应

Fig. 11. Topological properties of the low temperature heavy fermion state in YbPtBi<sup>[133]</sup>: (a)  $T^3$ -behavior of the low temperature specific heat  $C_p/T$  in different fields; (b) topological Hall effect at low temperatures.

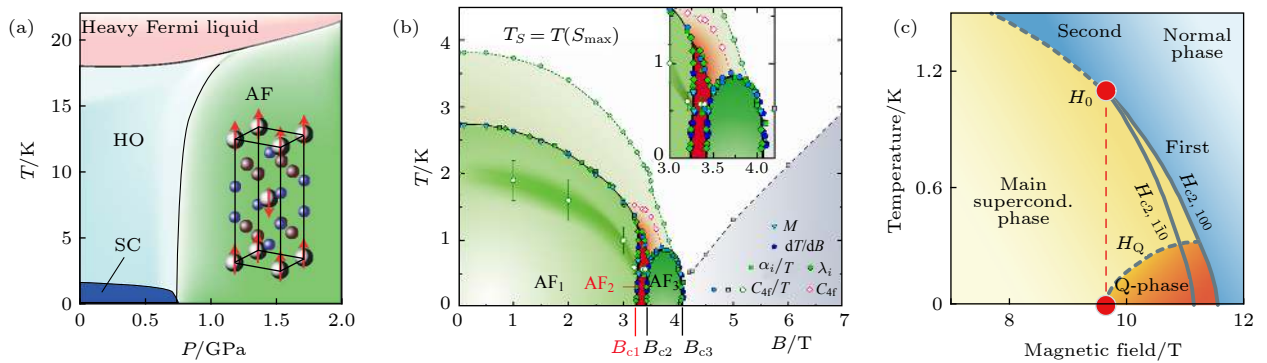


图 12 (a) URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 材料在压力下的相图<sup>[146]</sup>, 隐藏序相逐渐被抑制, 转变为反铁磁序, 同时超导相消失; (b) CePdAl 材料的磁场-温度相图<sup>[150]</sup>, 在某一磁场区间内, 比热测量结果表明其熵出现极大增加; (c) CeCoIn<sub>5</sub> 中子散射结果表明其超导上临界磁场附近存在一个特殊的 Q 相<sup>[151]</sup>

Fig. 12. (a) Pressure-temperature phase diagram of URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub><sup>[146]</sup>; (b) magnetic field-temperature phase diagram of CePdAl<sup>[150]</sup>; (c) Q-phase of CeCoIn<sub>5</sub>, by neutron scattering measurements<sup>[151]</sup>.

为<sup>[136]</sup>. 这些研究表明, 重费米子体系为研究拓扑序与电子关联效应的结合提供了一个很好的研究平台, 蕴藏着丰富的物理现象, 亟待进一步的实验和理论研究.

### 3.4 其他类型的新颖量子态

除了上述的重费米子超导、量子相变和关联拓扑态外, 重费米子体系还呈现出许多其他的量子性质. 本节将简要介绍重费米子化合物 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的隐藏序, 磁阻挫 (magnetic frustration) 材料 CePdAl 中可能的自旋液体 (spin liquid) 相和 CeCoIn<sub>5</sub> 的 Q 相 (Q-phase) 等奇异量子态.

#### 3.4.1 重费米子材料 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的隐藏序 (hidden order)

重费米子超导体 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的超导转变温度  $T_c \approx 1.5$  K. 随着温度上升, 在  $T_0 = 17.5$  K 时经历了

一个二级相变, 释放的熵大约为  $0.2 \times R \ln 2$ <sup>[140]</sup>. 另一方面, 该化合物的磁矩很小 ( $0.03\mu_B/U$ ), 不可能导致如此大的熵变, 因而  $T_0$  处的相变不大可能对应于一个简单的磁性相变<sup>[141]</sup>. 到目前为止, 人们已经提出了数十种理论来解释这一独特的现象, 但仍未达成共识<sup>[142]</sup>. 因此, 人们将 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 在  $T_0$  以下的奇异有序相称作隐藏序 (hidden order). 经过 30 多年的不断探索, 人们仍未揭开这个“隐藏序”的神秘面纱, 但持续的研究大大加深了对其奇异性质的理解和认识. 扫描隧道谱和非弹性中子散射实验结果表明<sup>[143]</sup>, URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 费米面上的能隙和动力学自旋磁化率表现出平均场行为, 为人们寻找隐藏序对应的序参量提供了重要线索. 量子振荡实验建立了隐藏序费米面的完整图像<sup>[144]</sup>, 而非弹性中子散射实验将隐藏序相变附近的巨大熵变归结为与自旋激发相关的能隙<sup>[145]</sup>. 同时, 相关高压、强磁场

和掺杂实验表明隐藏序的独特性及其演化, 构建了完整的相图<sup>[146]</sup>, 其中压力-温度相图如图 12(a) 所示. 最近的一系列实验表明, URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的隐藏序和超导可能对应多种对称性的破缺: Kerr 效应实验发现超导转变温度以下出现时间反演对称性破缺<sup>[147]</sup>; 极化拉曼散射实验发现隐藏序内垂直反射和对角反射对称性的破缺<sup>[148]</sup>; 磁力矩转角实验则发现隐藏序可能破坏了 *ab* 面内晶格的四重旋转对称, 这种二重对称的电子向列序与铁基超导中的行为非常类似<sup>[149]</sup>. 为了进一步揭示隐藏序这一奇异量子态, 仍需要理论和实验的进一步紧密合作.

### 3.4.2 重费米子阻挫体系中的奇异态

在重费米子材料中, 几何阻挫和维度等都可以影响体系的量子自旋涨落, 是调控电子相互作用的另一重要参量<sup>[152]</sup>. 在重费米子材料 CePdAl 中, 由于自旋阻挫的存在, 2/3 的 *f* 电子磁矩在低温下形成反铁磁长程序, 而另外 1/3 的 *f* 电子局域磁矩仍处于无序状态, 且由于近藤效应而被屏蔽. 但在磁场调控下, 如图 12 (b) 所示, 近藤屏蔽 (Kondo screening) 效应逐渐被抑制, 其比热测量显示在某一个特定的磁场范围内存在明显的熵增现象, 这表明体系的无序度得到增强, 是量子自旋液体 (quantum spin liquid, QSL) 的一个重要标志<sup>[150]</sup>. 因此, 人们认为 CePdAl 在磁场调控下可能存在自旋液体相. 需要指出的是, 文献中所讨论的量子自旋液体一般源自绝缘体材料, 而 CePdAl 是重费米子金属, 进一步确认该材料体系中是否存在自旋液体相是当前一个热点问题.

### 3.4.3 CeCoIn<sub>5</sub> 超导相中的 Q 相

当重费米超导体 CeCoIn<sub>5</sub> 在 *ab* 平面内的磁场接近其上临界磁场时, 人们观察到了一个新的量子态, 如图 12(c) 所示, 即所谓的 Q 相<sup>[151]</sup>. 中子散射和核磁共振实验表明, 该超导相伴随自旋密度波型反铁磁序<sup>[153,154]</sup>, 其波矢  $Q = (0.44, 0.44, 0.5)$ . 早期的观点认为这可能是一个非均匀的超导相, 类似于 FFLO 相<sup>[155]</sup>, 但也有观点认为 Q 相起源于超导能隙线节点方向上的电子嵌套 (nesting)<sup>[156]</sup>. 最近的中子散射实验表明, 该 Q 相内超导态可能存在含有 *p* 波成分的配对密度波 (pairing density wave, PDW)<sup>[151]</sup>. 因此, CeCoIn<sub>5</sub> 中 Q 相的真实起源尚需进一步的实验来阐释.

## 4 总结与展望

重费米子材料是一类典型的强关联电子体系, 表现出异常丰富的量子性质. 许多重费米子超导体表现出与铜基和铁基高温超导材料类似的物理相图, 超导与反铁磁序紧密相关. 与掺杂的高温超导材料相比, 重费米子化合物通常都非常干净, 并且可以通过压力等纯净的实验手段来进行调控, 因而更有助于揭示超导的本质特征, 为理解高温超导机理提供借鉴. 与其他非常规超导体相比, 重费米子超导具有更加丰富的性质, 超导可出现在自旋、轨道和电荷等有序态的失稳 (instability) 点附近, 超导配对态可以是自旋单态、自旋三重态或者两者的混合. 另一方面, 重费米子超导的转变温度比较低, 通常需要极低温、高压等极端实验条件, 从而限制了其超导物性的研究, 特别是一些谱学测量. 进一步发展极端条件下的实验方法, 提高谱学测量精度, 将有助于对重费米子超导态及其配对机制的理解.

重费米子体系的特征能量尺度 (energy scale) 都比较低, 可以通过外加压力和磁场等参量对基态进行调控, 是研究量子相变的理想体系. 不同于经典热力学相变, 量子相变表现出许多奇异的性质, 目前还没有普适的理论来描述. 构造多参量的全局电子相图, 研究不同调控参量诱导的量子临界点的标度行为以及电子态变化, 探索电子不同自由度的量子临界性, 对揭示量子相变的多样性和普适分类至关重要.

强关联拓扑态是重费米子领域最近发展起来的一个研究方向, 引起了广泛关注. 现有的研究表明, 重费米子体系可以表现出丰富的拓扑性质, 包括拓扑绝缘体、拓扑半金属以及可能的拓扑超导. 由于强关联电子体系的复杂性, 理论和实验研究都比弱关联拓扑材料更具有挑战性. 对于弱关联拓扑材料, 能带计算、ARPES、STM 和输运性质等测量可以较好地表征其拓扑性质. 最近, 国际上的几个研究团队发展了一些理论方法<sup>[157–159]</sup>, 对数万个弱关联电子材料进行了拓扑分类, 发现很多材料都表现出非平庸的拓扑性质. 然而, 对于强关联电子体系, 理论学家们还缺乏行之有效的方法进行拓扑分类, 甚至连精准的能带计算都比较困难. 另外, 由于重费米子能带很窄, ARPES 等实验方法也还很

难精确测量其能带色散关系. 因此, 强关联拓扑态亟待进一步的实验和理论研究, 包括发展一些新的实验表征方法. 不同于弱关联拓扑材料, 重费米子体系中的局域电子与巡游电子通过近藤耦合打开一个杂化能隙, 杂化能隙的大小以及费米能级的位置可以通过压力、元素替换或者磁场等参量来连续调控, 因而重费米子体系有望成为拓扑量子相变研究的理想体系. 此外, 通过同族元素的替换, 人们还可以研究自旋-轨道耦合强度对拓扑性质的影响.

在重费米子体系中, 电子不同自由度的相互作用可以催生许多意想不到的奇异量子态或者量子现象. 发现新颖量子态, 揭示其形成机制仍将是重费米子研究的重要方面, 而一个新材料体系或者一种新颖量子态的发现往往会带动整个领域的发展.

## 参考文献

- [1] Andres K, Graebner J E, Ott H R 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1779
- [2] Grewe N 1984 *Solid State Commun.* **50** 19
- [3] Steglich F, Aarts J, Bredl C D, Lieke W, Meschede D, Franz W, Schäfer H 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1892
- [4] 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** 378
- [5] Hegger H, Petrovic C, Moshopoulou E G, Sarrao J L, Fisk Z, Thompson J D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4986
- [6] 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
- [7] Steglich F, Gegenwart P, Geibel C, Helfrich R, Hellmann P, Lang M, Link A, Modler R, Sparn G, Büttgen N, Loidl A 1996 *Physica B* **223-224** 1
- [8] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M, Geibel C, Sparn G, Steglich F 2003 *Science* **302** 2104
- [9] Ueda K, Kitaoka Y, Yamada H, Kohori Y, Kohara Y, Asayama K 1987 *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 867
- [10] Pang G M, Smidman M, Zhang J L, Jiao L, Weng Z F, Nica E M, Chen Y, Jiang W B, Zhang Y J, Xie W, Jeevan H S, Lee H, Gegenwart P, Steglich F, Si Q M, Yuan H Q 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115** 5343
- [11] Kittaka S, Aoki Y, Shimura Y, Sakakibara T, Seiro S, Geibel C, Steglich F, Ikeda H, Machida K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 067002
- [12] Ikeda H, Suzuki M, Arita R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 147003
- [13] Stockert O, Arndt J, Faulhaber E, Geibel C, Jeevan H S, Kirchner S, Loewenhaupt M, Schmalzl K, Schmidt W, Si Q, Steglich F 2011 *Nat. Phys.* **7** 119
- [14] 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
- [15] Bruls G, Wolf B, Finsterbusch D, Thalmeier P, Kouroudis I, Sun W, Assmus W, Lüthi B 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1754
- [16] Steglich F 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 167
- [17] Jaccard D, Belinia, Sierro J 1992 *Phys. Lett. A* **163** 475
- [18] Grosche F M, Julian S R, Mathur N D, Lonzarich G G 1996 *Physica B* **223-224** 50
- [19] 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
- [20] Movshovich R, Graf T, Mandrus D, Thompson J D, Smith J L, Fisk Z 1996 *Phys. Rev. B* **53** 8241
- [21] Ren Z, Pourovskii L V, Giriat G, Lapertot G, Georges A, Jaccard D 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031055
- [22] Gegenwart P, Kromer F, Lang M, Sparn G, Geibel C, Steglich F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1293
- [23] Pfeleiderer C 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1551
- [24] Monthoux P, Pines D, Lonzarich G G 2007 *Nature* **450** 1177
- [25] Knebel G, Braithwaite D, Canfield P C, Lapertot G, Flouquet J 2001 *Phys. Rev. B* **65** 024425
- [26] Hertz J A 1976 *Phys. Rev. B* **14** 1165
- [27] Millis A J 1993 *Phys. Rev. B* **48** 7183
- [28] Sarrao J L, Thompson J D 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 051013
- [29] Koitzsch A, Borisenko S V, Inosov D, Geck J, Zabolotnyy V B, Shiozawa H, Knupfer M, Fink J, Büchner B, Bauer E D, Sarrao J L, Follath R 2008 *Phys. Rev. B* **77** 155128
- [30] Cornelius A L, Arko A J, Sarrao J L, Hundley M F, Fisk Z 2000 *Phys. Rev. B* **62** 14181
- [31] Hall D, Palm E C, Murphy T P, Tozer S W, Petrovic C, Eliza M R, Lydia P, Li C Q H, Alver U, Goodrich R G, Sarrao J L, Pagliuso P G, Wills J M, Fisk Z 2001 *Phys. Rev. B* **64** 064506
- [32] Akbari A, Thalmeier P 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134516
- [33] An K, Sakakibara T, Settai R, Onuki Y, Hiragi M, Ichioka M, Machida K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 037002
- [34] Bianchi A, Movshovich R, Vekhter I, Pagliuso P G, Sarrao J L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 257001
- [35] Jiao L, Chen Y, Kohama Y, Graf D, Bauer E D, Singleton J, Zhu J X, Weng Z F, Pang G M, Shang T, Zhang J L, Lee H, Park T, Jaime M, Thompson J D, Steglich F, Si Q M, Yuan H Q 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **112** 673
- [36] Bianchi A, Movshovich R, Jaime M, Thompson J D, Pagliuso P G, Sarrao J L 2001 *Phys. Rev. B* **64** 220504
- [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] Kratochvilova M, Dusek M, Uhlířova K, Rudajevova A, Prokleska J, Vondrackova B, Custers J, Sechovsky V 2014 *J. Cryst. Growth* **397** 47
- [39] Kratochvilová M, Prokleska J, Uhlířová K, Tkáč V, Dušek M, Sechovský V, Custers J 2015 *Sci. Rep.* **5** 15904
- [40] Rossi D, Marazza R, Ferro R 1979 *J. Less-Common Met.* **66** P17
- [41] Gegenwart P, Custers J, Geibel C, Neumaier K, Tayama T, Tenya K, Trovarelli O, Steglich F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 056402
- [42] Trovarelli O, Geibel C, Mederle S, Langhammer C, Grosche F M, Gegenwart P, Lang M, Sparn G, Steglich F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 626
- [43] Custers J, Gegenwart P, Wilhelm H, Neumaier K, Tokiwa Y, Trovarelli O, Geibel C, Steglich F, Pépin C, Coleman P 2003 *Nature* **424** 524
- [44] Friedemann S, Oeschler N, Wirth S, Krellner C, Geibel C, Steglich F, Paschen S, Kirchner S, Si Q 2010 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **107** 14547



- [45] Schröder A, Aeppli G, Coldea R, Adams M, Stockert O, von Löhneysen H, Bucher E, Ramazashvili R, Coleman P 2000 *Nature* **407** 351
- [46] Si Q, Steglich F 2010 *Science* **329** 1161
- [47] Schubert E, Tippmann M, Steinke L, Lausberg S, Brando S, Krellner C, Geibel C, Yu R, Si Q, Steglich F 2016 *Science* **351** 485
- [48] Ott H R, Rudigier H, Fisk Z, Smith J L 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1595
- [49] Ott H R, Rudigier H, Rice T M, Ueda K, Fisk Z, Smith J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1915
- [50] 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
- [51] Shimizu Y, Kittaka S, Sakakibara T, Haga Y, Yamamoto E, Amitsuka H, Tsutsumi Y, Machida K 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 147002
- [52] Joynt R, Taillefer L 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 235
- [53] Heffner R H, Smith J L, Willis J O, Birrer P, Baines C, Gygax 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] 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
- [55] Aeppli G, Bucher E, Broholm C, Kjems J K, Baumann J, Hufnagl J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 615
- [56] Sonier J E, Heffner R H, Morris G D, MacLaughlin D E, Bernal O O, Cooley J, Smith J L, Thompson J D 2003 *Physica* (Amsterdam) **326B** 414
- [57] Schemm E R, Gannon W J, Wishne C M, Halperin W P, Kapitulnik A 2014 *Science* **345** 190
- [58] Huxley A, Rodière P, Paul D M, van Dijk N, Cubitt R, Flouquet J 2000 *Nature* **406** 160
- [59] Hayden S M, Taillefer L, Vettier C, Flouquet J 1992 *Phys. Rev. B* **46** 8675
- [60] Bernhoeft N, Sato N, Roesli B, Aso N, Hiess A, Lander G H, Endoh Y, Komatsubara T 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4244
- [61] 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
- [62] Aoki D, Huxley A, Ressouche E, Braithwaite D, Flouquet J, Brison J P, Lhotel E, Paulsen C 2001 *Nature* **413** 613
- [63] Huy N T, Gasparini A, de Nijs D E, Huang Y, Klaasse J C P, Gortenmulder T, de Visser A, Hamann A, Görlach T, von Löhneysen H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 067006
- [64] White B D, Thompson J D, Maple M B 2015 *Physica C* **514** 246
- [65] Tsujimoto M, Matsumoto Y, Tomita T, Sakai A, Nakatsuji S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 267001
- [66] Sakai A, Kuga K, Nakatsuji S 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 083702
- [67] Bauer E D, Frederick N A, Ho P C, Zapf V S, Maple M B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 100506
- [68] Sarrao J L, Bauer E D, Mitchell J N, Tobash P H, Thompson J D 2015 *Physica C* **514** 184
- [69] Cero 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
- [70] Yang Y F, Li Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 217401 (in Chinese) [杨义峰, 李宇 2015 物理学报 **64** 217401]
- [71] Ormeno R J, Sibley A, Gough C E 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 047005
- [72] Izawa K, Yamaguchi H, Matsuda Y, Shishido H, Settai R, Onuki Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 057002
- [73] Luke G M, Keren A, Le L P, Wu W D, Uemura Y J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1466
- [74] Tsutsumi Y, Ishikawa M, Kawakami T, Mizushima T, Sato M, Ichioka M, Michida K 2013 *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 113707
- [75] Bauer E, Hilscher G, Michor H, Paul Ch, Scheidt E W, Griбанov A, Seropegin Yu, Noel H, Sigrist M, Rogl P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 027003
- [76] Smidman M, Salamon M B, Yuan H Q, Agterberg D F 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 036501
- [77] Sigrist M, Ueda K 1991 *Rev. Mod. Phys.* **63** 239
- [78] Bonalde I, Brammer-Escamilla W, Bauer E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 207002
- [79] Yogi M, Mukuda H, Kitaoka Y, Hashimoto S, Yasuda T, Settai R, Matsuda T D, Haga Y, Ōnuki Y, Rogl P, Bauer E 2006 *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** 013709
- [80] Yogi M, Kitaoka Y, Hashimoto S, Yasuda T, Settai R, Matsuda T D, Haga Y, Ōnuki Y, Rogl P, Bauer E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 027003
- [81] Mukuda H, Nishide S, Harada A, Iwasaki K, Yogi M, Yashima M, Kitaoka Y, Tsujino M, Takeuchi T, Settai R, Onuki Y, Bauer E, Itoh KM, Haller E E 2009 *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 014705
- [82] Kimura N, Ito K, Aoki H, Uji S, Terashima T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 197001
- [83] Settai R, Miyauchi Y, Takeuchi T, Levy F, Sheikin I, Onuki Y 2008 *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 073705
- [84] Dressel M 2007 *Naturwissenschaften* **94** 527
- [85] Steglich F 2014 *Phil. Mag.* **94** 3259
- [86] Pfeleiderer C, Huxley A D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 147005
- [87] Slooten E, Naka T, Gasparini A, Huang Y K, de Visser A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 097003
- [88] Lévy F, Sheikin I, Grenier B, Huxley A D 2005 *Science* **309** 1343
- [89] Matsubayashi K, Tanaka T, Sakai A, Nakatsuji S, Kubo Y, Uwatoko Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 187004
- [90] Tomita T, Kuga K, Uwatoko Y, Coleman Piers, Nakatsuji S 2015 *Science* **349** 506
- [91] Settai R, Sugitani I, Okuda Y, Thamizhavel A, Nakashima M, Ōnuki Y, Harima H 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 844
- [92] Mignot J M, Flouquet J, Haen P, Lapierre F, Puech L, Voiron J 1988 *J. Magn. Magn. Mater.* **76** 97
- [93] Knafo W, Aoki D, Vignolles D, Vignolle B, Klein Y, Jaudet C, Villaume A, Proust C, Flouquet J 2010 *Phys. Rev. B* **81** 094403
- [94] Sugiyama K, Nakashima M, Ohkuni H, Kindo K, Haga Y, Honma T, Yamamoto E, Ōnuki Y 1999 *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 3394
- [95] Löhneysen H, Rosch A, Vojta M, Wölfle P 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 1015
- [96] 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
- [97] Si Q, Rabello S, Ingersent K, Smith J L 2001 *Nature* **413** 804
- [98] Coleman P, Pépin C, Si Q, Ramazashvili R 2001 *J. Phys. Condens. Matter* **13** R723
- [99] Gegenwart P, Si Q, Steglich F 2008 *Nat. Phys.* **4** 186
- [100] Knebel G, Aoki D, Braithwaite D, Salce B, Flouquet J 2006 *Phys. Rev. B* **74** 020501
- [101] Senthil T, Sachdev S, Vojta M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 216403

- [102] Watanabe S, Miyake K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 186403
- [103] Abrahams E, Wölfle P 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **109** 3238
- [104] Yang Y 2016 *Rep. Prog. Phys.* **79** 074501
- [105] Jiao L, Smidman M, Kohama Y, Wang Z S, Graf D, Weng Z F, Zhang Y J, Matsuo A, Bauer E D, Lee Hanoh, Kirchner S, Singleton J, Kindo K, Wosnitza J, Steglich F, Thompson J D, Yuan H Q, 2019 *Phys. Rev. B* **99** 045127
- [106] Shishido H, Settai R, Harima H, Onuki Y 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 1103
- [107] Belitz D, Kirkpatrick T R, Vojta T 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4707
- [108] Uhlarz M, Pfeleiderer C, Hayden S M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 256404
- [109] Barakat S, Braithwaite D, Alireza P, Grube K, Uhlarz M, Wilson J, Pfeleiderer C, Flouquet J, Lonzarich G 2005 *Physica B* **359** 1216
- [110] Pfeleiderer C, McMullan G J, Julian S R, Lonzarich G G 1997 *Phys. Rev. B* **55** 8330
- [111] Friedemann S, Duncan W J, Hirschberger M, Bauer T W, Kichler R, Neubauer A, Brando M, Pfeleiderer C, Grosche F M 2018 *Nat. Phys.* **14** 62
- [112] Wang R, Gebretsadik A, Ubaid-Kassis S, Schroeder A, Vojta T, Baker P J, Pratt F L, Blundell S J, Lancaster T, Franke I, Möller J S, Page K 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 267202
- [113] Maple M B, Butch N P, Bauer E D, Zapf V S, Ho P C, Wilson S D, Dai P C, Adroja D T, Lee S H, Chung J H, Lynn J W 2006 *Physica B* **378** 911
- [114] Steppke A, Kichler R, Lausberg S, Lengyel E, Steinke L, Borth R, Lühmann T, Krellner C, Nicklas M, Geibel C, Steglich F, Brando M 2013 *Science* **339** 933
- [115] Allen J W, Batlogg B, Wachter P L 1979 *Phys. Rev. B* **20** 4807
- [116] Wolgast S, Kurdak C, Sun K, Allen J W, Kim D J, Fisk Z 2013 *Phys. Rev. B* **88** 180405
- [117] Neupane M, Alidoust Nasser, Xu S Y, Kondo T, Ishida Y, Kim D J, Liu C, Belopolski I, Jo Y J, Chang T R, Jeng H T, Durakiewicz T, Balicas L, Lin H, Bansil A, Shin S, Fisk Z, Hasan M Z 2013 *Nat. Commun.* **4** 2991
- [118] Syers P, Kim D, Fuhrer M S, Paglione J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 096601
- [119] Miyazaki H, Hajiri T, Ito T, Kunii S, and Kimura S 2012 *Phys. Rev. B* **86** 075105
- [120] Jiao L, Rößler S, Kim D J, Tjeng L H, Fisk Z, Steglich F, Wirth S 2016 *Nat. Commun.* **7** 13762
- [121] Kim D J, Thomas S, Grant T, Botimer J, Fisk Z, Xia J 2013 *Sci. Rep.* **3** 3150
- [122] Li G, Xiang Z, Yu F, Asaba T, Lawson B, Cai P, Tinsman C, Berkley A, Wolgast S, Eo Y S, Kim D J, Kurdak C, Allen J W, Sun K, Chen X H, Wang Y Y, Fisk Z, Li L 2014 *Science* **346** 1208
- [123] Tan B S, Hsu Y T, Zeng B, Hatnean M C, Harrison N, Zhu Z, Hartsteinl M, Kiourlappoul M, Srivastava1 A, Johannes M D, Murphy T P, Park J H, Balicas L, Lonzarich G G, Balakrishnan G, Sebastian Suchitra E 2015 *Science* **349** 287
- [124] Deng X, Haule K, Kotliar G 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 176404
- [125] Xiang Z, Kasahara Y, Asaba T, Lawson1 B, Tinsman C, Chen Lu, Sugimoto U, Kawaguchi S, Sato Y, Li G, Yao S, Chen Y L, Iga F, Singleton J, Matsuda Y, Li L 2018 *Science* **362** 65
- [126] Weng H, Zhao J, Wang Z, Fang Z, Dai X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 016403
- [127] Dzero M, Sun K, Galitski V, Coleman P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 106408
- [128] Dzero M, Xia J, Galitski V, Coleman P 2016 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **7** 249
- [129] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015001
- [130] Xu Y, Yue X, Weng H, Dai X 2017 *Phys. Rev. X* **7** 011027
- [131] Lai H H, Grefe S E, Paschen S, Si Q 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115** 93
- [132] Cao C, Zhi G X, Zhu J X 2019 *arXiv* 1904.00675
- [133] Guo C Y, Wu F, Wu Z Z, Smidman M, Cao C, Bostwick A, Jozwiak C, Rotenberg E, Liu Y, Steglich F, Yuan H Q 2018 *Nat. Commun.* **9** 4622
- [134] Wu F, Guo C Y, Smidman M, Zhang J L, Yuan H Q 2017 *Phys. Rev. B* **96** 125122
- [135] Li P, Wu Z, Wu F, Cao C, Guo C, Wu Yi, Liu Yi, Sun Zhe, Cheng C M, Lin D S, Steglich, F, Yuan Q Y, Chiang T C, Liu Y 2018 *Phys. Rev. B* **98** 085103
- [136] Wu F, Guo C Y, Smidman M, Zhang J L, Chen Y, Singleton J, Yuan H Q 2019 *npj Quantum Mater.* **4** 20
- [137] Wu Z Z, Wu F, Li P, Guo C Y, Liu Y, Sun Z, Cheng C M, Chiang T C, Cao C, Yuan H Q, Liu Y 2019 *Phys. Rev. B* **99** 035158
- [138] Duan X, Wu F, Chen J, Zhang P, Liu Y, Yuan H Q, Cao C 2018 *Commun. Phys.* **1** 71
- [139] Guo C, Cao C, Smidman M, Wu F, Zhang Y J, Zhang F C, Yuan H Q 2017 *npj Quantum Mater.* **2** 39
- [140] Maple M B, Chen J W, Dalichaouch Y, Kohara T, Rossel C, Torikachvili M S, McElfresh M W, Thompson J D 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 185
- [141] Broholm C, Kjems J K, Buyers W J L, Matthews P, Palstra T T M, Menovsky A A, Mydosh J A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1467
- [142] Mydosh J A, Oppeneer P M 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1301
- [143] Aynajian P, Neto E H da Silva, Parker C V, Huang Y K, Pasupathy A, Mydosh J A, Yazdani A 2010 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **107** 10383
- [144] Shishido, Hashimoto K, Shibauchi T, Sasaki T, Oizumi H, Kobayashi N, Takamasu T, Takehana K, Imanaka Y, Matsuda T D, Haga Y, Onuki Y, Matsuda Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 156403
- [145] Wiebe C R, Janik J A, MacDougall G J, Luke G M, Garrett J D, Zhou H D, Jo Y J, Balicas L, Qiu Y, Copley J R D, Yamani Z, Buyers W J L 2007 *Nat. Phys.* **3** 96
- [146] Matsuda Y, Okazaki R, Kasahara Y, Shishido H, Shibauchi T, Haga Y, Matsuda T D, Onuki Y 2010 *Physica C* **470** 1013
- [147] Schemm E R, Baumbach R E, Tobash P H, Ronning F, Bauer E D, Kapitulnik A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 140506
- [148] Kung H H, Baumbach R E, Bauer E D, Thorsmølle V K, Zhang W L, Haule K, Mydosh Y A, Blumberg G 2015 *Science* **347** 1339
- [149] Okazaki R, Shibauchi T, Shi H J, Haga Y, Matsuda T D, Yamamoto E, Onuki Y, Ikeda H, Matsuda Y 2011 *Science* **331** 439
- [150] Lucas S, Grube K, Huang C L, Sakai A, Wunderlich S, Green E L, Wosnitza J, Fritsch V, Gegenwart P, Stockert O, von Löhneysen H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 107204
- [151] Gerber S, Bartkowiak M, Gavilano J, Ressouche E, Egetenmeyer N, Niedermayer C, Bianchi A D, Movshovich R, Bauer E D, Thompson J D, Kenzelmann M 2014 *Nat. Phys.* **10** 126
- [152] Si Q 2010 *Phys. Status Solidi* **247** 476
- [153] Kenzelmann M, Strssle T, 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
- [154] Kumagai K, Shishido H, Shibauchi T, Matsuda Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 137004
- [155] Radovan H A, Fortune N, Murphy T P, Hannahs S T, Palm E C, Tozer S W, Hall D 2003 *Nature* **425** 51
- [156] Kenzelmann M, Gerber S, Egetenmeyer N, Gavilano J L, Strässle T, Bianchi A D, Rössouche E, Movshovich R, Baue R E D, Sarrao J L, Thompson J D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 127001
- [157] Vergniory M G, Elcoro L, Felser C, Regnault N, Bernevig B A, Wang Z 2019 *Nature* **566** 480
- [158] Tang F, Po H C, Vishwanath A, Wan X 2019 *Nature* **566** 486
- [159] Zhang T, Jiang Y, Song Z, Huang H, He Y, Fang Z, Weng H M, Fang C 2019 *Nature* **566** 475

## INVITED REVIEW

# Heavy fermion materials and physics\*

Xie Wu<sup>1)2)</sup> Shen Bin<sup>1)2)</sup> Zhang Yong-Jun<sup>1)2)</sup> Guo Chun-Yu<sup>1)2)</sup>  
 Xu Jia-Cheng<sup>1)2)</sup> Lu Xin<sup>1)2)</sup> Yuan Hui-Qiu<sup>1)2)†</sup>

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

2) (*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

( Received 24 May 2019; revised manuscript received 19 June 2019 )

### Abstract

As typical examples of strongly correlated electron systems, heavy fermion materials exhibit diverse quantum ground states such as antiferromagnetic order, ferromagnetic order, non-Fermi-liquid phases, unconventional superconductivity, quantum spin liquids, orbital order and topological order. In contrast to other strongly correlated electron systems, heavy fermion systems have relatively small characteristic energy scales, which allows different quantum states to be tuned continuously by using external parameters such as pressure, magnetic field and chemical doping. Heavy fermion materials thus serve as ideal systems for studying quantum phase transitions, superconductivity and their interplay. In this review, we briefly introduce the history of the field of heavy fermions and the current status both in China and in other countries. The properties of several representative heavy fermion systems are summarized, and some frontier scientific issues in this field are discussed, in particular, concerning heavy fermion superconductors, quantum phase transitions and exotic topological states in strongly correlated electron systems.

**Keywords:** heavy fermion, unconventional superconductivity, strongly correlated topological states, quantum phase transition, quantum tuning

**PACS:** 71.27.+a, 74.70.Tx, 75.30.Mb, 71.20.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190801

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0303100, 2016YFA0300202), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1632275, 11674279), the Young Scientists Fund of the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LR18A04001), and the Science Challenge Project of China (Grant No. TZ2016004).

† Corresponding author. E-mail: hqyuan@zju.edu.cn