

# 磁性量子相变\*

沈斌 袁辉球<sup>†</sup>

(浙江大学关联物质研究中心 物理系 杭州 310058)

2020-08-19收到

<sup>†</sup> email: hqyuan@zju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20200901

## Magnetic quantum phase transitions

SHEN Bin YUAN Hui-Qiu<sup>†</sup>

(Center for Correlated Matter and Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

**摘要** 量子相变广泛存在于关联电子材料体系中, 与非常规超导和奇异金属行为有着紧密的联系。近年来, 人们对量子相变的认识正在不断深入, 不同类型的量子相变相继被发现。揭示量子相变的普适分类, 发展和完善量子相变理论, 探索量子临界点附近的呈展量子态及其产生机理是当前量子相变研究的热点。文章简要介绍磁性量子相变的一些最新研究进展以及面临的挑战。

**关键词** 量子相变, 超导, 奇异金属行为, 重费米子

**Abstract** Zero-temperature quantum phase transitions, which are ubiquitous throughout correlated electron systems, exhibit a strong connection with both unconventional superconductivity and strange metal behaviors. Recently, a deeper understanding of quantum phase transitions has been achieved, and different types of quantum phase transitions have been found. Uncovering the universal classification for quantum phase transitions, developing theories of quantum phase transitions, and exploring the emergent quantum states and their mechanisms in the vicinity of a quantum critical point remains a major research focus. This review presents some recent research progress and challenges in the field of magnetic quantum phase transitions.

**Keywords** quantum phase transition, superconductivity, strange metal behavior, heavy fermion

## 1 引言

物相表示物质中具有特定物理化学性质的均匀体系。在适当的条件下, 物质可以从一种相转变为另一种相, 称作相变或者物态变化。例如, 随着温度的增加, 冰融化成水, 水蒸发成水蒸气, 这些都是相变。相变是一个非常普遍的物理现象, 通常可以分为一级相变和二级相变两种类型。在相变理论中, 化学势连续但化学势对温

度、压力的一阶偏导不连续的相变被称为一级相变。一级相变伴随着相变潜热且通常会表现出物质体积的突变, 如大多数的结构相变或者固、液、气三相之间的转变。二级相变不会产生相变潜热, 而且通常没有体积的突变, 但化学势对温度、压力的二阶偏导会发生跳变, 如常见的超导转变、铁磁—顺磁转变等。

经典热力学相变发生在有限温度, 由热涨落所驱动。对于二级相变, 其临界行为可由朗道—金兹堡—威耳逊的对称性破缺理论进行普适描述<sup>[1]</sup>。当温度趋于绝对零度时, 热涨落被抑制, 由于海森伯不确定性原理, 量子涨落得以增强, 从

\* 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, 11974306) 和科学挑战计划 (批准号: TZ2016004) 资助项目

而驱动量子相变。在关联电子材料体系中，人们可以通过压力、磁场、掺杂等非温度参量调节电子相互作用，从而抑制磁性等长程有序态而诱发量子相变。随着非温度调控参量的增加，量子相变呈现出两种不同的情形(图1)：(a)磁性相变等从二级相变转变为一级相变后突然消失。这种情形缺乏量子临界点，但存在一个三相临界点。在磁场等其他参量的调控下，该三相临界点可以被抑制到零温而产生量子临界点；(b)长程有序态被逐渐抑制到零温而出现量子临界点。该类量子相变为连续的二级相变，量子临界点附近的量子涨落会对有限温区的物理性质产生深远的影响。

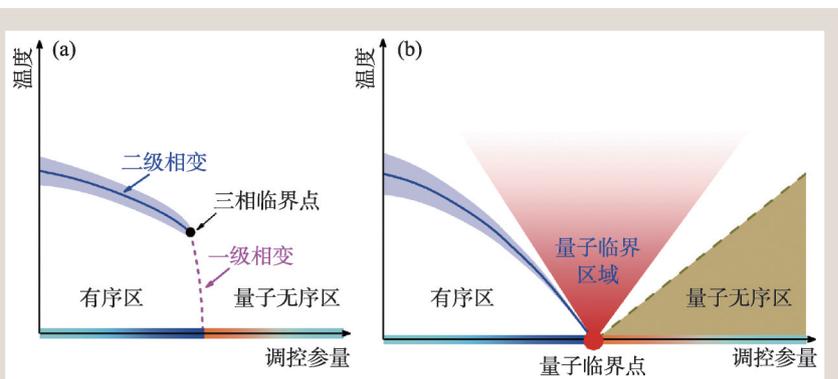


图1 量子相变示意图

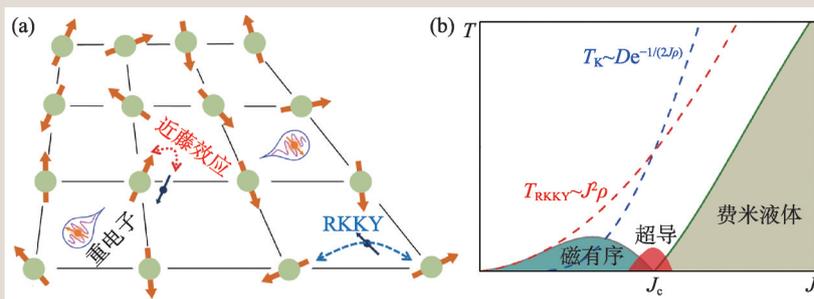


图2 (a) 近藤晶格示意图，其中橙色大箭头代表局域磁矩，蓝色小箭头代表巡游电子；(b) Doniach相图

量子相变是当前凝聚态物理研究的一个前沿问题，广泛存在于重费米子化合物、铁基超导体、铜氧化物高温超导体、有机超导体等关联电子材料体系中。不同于经典相变，量子相变呈现出多样化的特性，目前尚缺乏普适的描述。在一定条件下，电子不同自由度均可呈现出某种量子临界性。比较常见的是与电子自旋相关的磁性量子相变。在压力、掺杂、磁场等参量的调控下，不同的磁有序态都可以逐渐被抑制掉而出现量子临界点，并且在量子临界点附近出现超导或非费米液体行为<sup>[2-5]</sup>。另一方面，与电荷相关的电荷密度波<sup>[6, 7]</sup>或者电子价态<sup>[8, 9]</sup>也可能呈现出量子临界性，相应的电荷涨落也可能诱导超导或者量子临界行为。此外，与电子轨道相关的多极矩序量子相变<sup>[10]</sup>以及与拓扑序<sup>[11]</sup>相关的拓扑量子相变也正受到广泛的关注，拓宽了量子相变的研究范畴。

## 2 重费米子与量子相变

重费米子通常存在于含有局域f电子的镧系或者铜系金属间化合物中。在这类材料中，自

旋、电荷、轨道、晶格等自由度的相互作用可能导致磁有序、非常规超导、混合价态、非费米液体以及拓扑序等量子态，并可能伴随自旋、电荷、轨道等量子临界涨落<sup>[5, 12]</sup>。因此，重费米子体系呈现出丰富的基态性质，并且表现出独特的量子临界行为。

重费米子体系中存在两种相互竞争的作用力，即近藤相互作用与RKKY相互作用(图2(a))。通过近藤效应，重费米子体系中的局域磁矩被传导电子屏蔽，使系统趋向于无磁性的基态，同时大幅提升电子的有效质量，重费米子(又称重电子)因此而得名。另一方面，局域电子可以通过RKKY相互作用形成长程磁有序。近藤温度( $T_K$ )与RKKY相互作用( $T_{RKKY}$ )分别遵循如下关系<sup>[13]</sup>：

$$T_K \sim D e^{-1/(2\rho)}, \quad (1)$$

$$T_{RKKY} \sim J^2 \rho, \quad (2)$$

这里 $D$ 为导带电子带宽， $J$ 为局域电子与巡游电子的耦合强度， $\rho$ 为电子在费米能级的态密度。重费米子体系的基态取决于近藤效应和RKKY相互作用的竞争，通常可由Doniach相图进行描述(图2

(b)。相比其他关联电子体系，重费米子化合物中的各种特征能量尺度都较低，其基态可以通过磁场、压力、掺杂等非温度参量来进行调控，因此是研究量子相变的理想材料体系。随着近藤耦合强度  $J$  的增加，磁有序态可以被连续抑制到零温而出现量子临界点<sup>[14, 15]</sup>。在量子临界点附近，部分重费米子材料的电子比热系数随着温度降低呈现出发散行为，引起熵的积聚<sup>[16]</sup>。根据热力学第三定律，这些积聚的熵需要在低温形成某种长程有序态而得以释放。因此，在量子临界点附近往往会出现一些新颖的量子态，如超导态等。

目前，量子相变尚缺乏统一的理论描述。Hertz、Millis 和 Moriya 基于巡游电子体系和序参量的涨落，发展了量子相变理论。Hertz 最早用重整化群的方法处理巡游电子体系中的量子相变，提出了有效维度的概念： $d_{\text{eff}} = d + z$ ，其中  $d$  和  $z$  分别代表材料的空间维度和动态临界指数<sup>[17]</sup>。这样，Hertz 就可以把一个  $d$  维材料体系的量子相变等效为一个  $d_{\text{eff}}$  维的经典相变进行处理。之后，Millis 在此基础上又做了改进<sup>[18]</sup>。Moriya 则用自洽的重整化方法来研究量子相变<sup>[19]</sup>，得到了和 Millis 类似的结果。但与 Hertz 和 Millis 模型不同的是，Moriya 考虑了不同自旋涨落模式之间的耦合效应。Hertz—Millis—Moriya 的上述理论（简称 HMM 理论）在定性解释  $f$  电子和  $d$  电子体系的量子临界行为方面取得了一定的成功。然而，该理论沿袭了朗道费米液体理论中的“准粒子”概念。如果在量子临界点处电子有效质量发散，则

“准粒子”的概念将不再适用，HMM 理论也将受到挑战。除了 HMM 理论，Lonzarich 也发展了基于巡游电子体系自旋涨落的唯象理论<sup>[20]</sup>，得到了和 HMM 理论类似的量子临界行为。Lonzarich 提出，在靠近量子临界点时，自发的自旋涨落频率不断减小，但是幅值和范围不断变大，最终导致动态磁化率的发散。作为总结，表 1 列举了不同理论模型预测的量子临界行为<sup>[2]</sup>。

### 3 反铁磁量子相变

反铁磁量子相变广泛存在于重费米子材料、铁基超导体、铜氧化物高温超导体、有机超导体等强关联电子体系中，其超导电性与反铁磁量子临界性紧密相关。反铁磁量子相变可以通过压力、磁场和掺杂等多种参量诱导产生，而量子相变的类型可以是一级相变或者二级相变。图 3 展示了几类不同重费米子材料的反铁磁量子相变：(a) 在磁场调控下， $\text{Ce}_2\text{Bi}/\text{Ce}_2\text{Sb}$  经历一个三相临界点，其反铁磁相变从二级相变转变为一级相变<sup>[21]</sup>；(b) 在压力调控下， $\text{CeRh}_2\text{Si}_2$  的反铁磁序经历一级量子相变而突然消失，并且出现超导<sup>[22]</sup>；(c) 在  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  中掺杂诱导反铁磁量子临界点，不存在超导<sup>[23]</sup>；(d)  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$  中存在压力诱导的反铁磁量子临界点和超导相<sup>[24]</sup>。

除了反铁磁量子临界点外，在  $\text{CeCu}_2(\text{Si}, \text{Ge})_2$  等材料体系中还观察到了压力诱导的其他类型的量子相变与超导态(图 4)。 $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  是第一个被发现的重费米子超导体，也是首个非常规超导体<sup>[25]</sup>，该化合物正好位于反铁磁量子临界点附近<sup>[8, 26]</sup>。通过 Si/Ge 替换引入负的化学压力， $\text{CeCu}_2(\text{Si}, \text{Ge})_2$  中的反铁磁性随着 Ge 的掺杂比例增加而增强。另一方面，在外加压力下，其反铁磁序又可以逐渐被抑制而出现反铁磁量子临界点，且在反铁磁量子临界点附近出现超导。Si/Ge 替换引起的无序效应对超导有明显的抑制作用，但对反铁磁量子临界性的影响较小<sup>[27]</sup>。随着压力的进一步增加， $\text{CeCu}_2(\text{Si}, \text{Ge})_2$  从重费米子态过渡到混合价态，并且在该临界点附近出现了一个新的超导相，其超

表 1 不同理论模型预测的磁性量子临界行为<sup>[2]</sup>

模型	物理量	反铁磁 $z=2$ $d=3$	反铁磁 $z=2$ $d=2$	铁磁 $z=3$ $d=3$	铁磁 $z=3$ $d=2$
Hertz/ Millis	$C/T$	$\gamma_0 - aT^{1/2}$	$\log(T_0/T)$	$\log(T_0/T)$	$T^{-1/3}$
	$\Delta\chi$	$T^{3/2}$	$\chi_0 - dT$	/	/
	$\Delta\rho$	$T^{3/2}$	$T$	$T$	/
Moriya	$C/T$	$\gamma_0 - aT^{1/2}$	$\log(T_0/T)$	$\log(T_0/T)$	$T^{-1/3}$
	$\chi$	$T^{-3/2}$	$-\log T/T$	$T^{-4/3}$	$-1/(T \log T)$
	$\Delta\rho$	$T^{3/2}$	$T$	$T^{5/3}$	$T^{4/3}$
Lonzarich	$C/T$	$\gamma_0 + T^{1/2}$	/	$-\log T$	$T^{-1/3}$
	$\Delta\chi$	$T^{-3/2}$	/	$T^{-4/3}$	$T^{-1}$
	$\rho$	$T^{3/2}$	/	$T^{5/3}$	$T^{4/3}$

导态可能源自 Ce-4f 电子的价量子临界涨落<sup>[8, 28, 29]</sup>。类似的双超导相还被推广到其他材料体系中, 如 Ce-115<sup>[30]</sup>和 Pu-115 体系<sup>[31]</sup>。

如前所述, HMM 理论比较成功地解释了 CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 等巡游反铁磁材料体系中的量子相变, 该类相变又称自旋密度波型量子相变。然而, 随着研究的不断深入, 人们在 CeCu<sub>6-x</sub>Au<sub>x</sub> 等化合物的反铁磁量子临界点附近发现了 HMM 理论无法解释的  $\omega/T$  或者  $E/T$  标度行为<sup>[32]</sup>。此外, CeCu<sub>6-x</sub>Au<sub>x</sub><sup>[33]</sup>和 YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub><sup>[34]</sup> 等化合物在反铁磁量子临界点附近还表现出奇异金属行为: 电阻呈线性温度依赖关系, 低温比热系数呈对数或幂指数发散, 电子有效质量趋于无穷大。

这些现象表明, 朗道费米液体理论中的“准粒子”概念在这类材料的量子临界点不再适用, 传统的 HMM 量子相变理论受到挑战, 亟待新的理论。为了解释这些新颖的量子临界行为, 科学家们拓展了现有的量子相变理论, 提出了局域量子临界点<sup>[35, 36]</sup>、分数化费米液体<sup>[37]</sup>、二流体模型<sup>[38]</sup>、价电子涨落<sup>[39]</sup>等多种理论模型或者假设, 但普适的量子相变理论还有待进一步发展。

对于自旋密度波型量子相变, 其电子态或者费米面在量子临界点是渐变的。然而, 实验发现, YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>(磁场诱导)和 CeRhIn<sub>5</sub>(压力调控)等材料的反铁磁量子临界点处出现费米面或载流子浓度的跳变<sup>[40, 41]</sup>。一般认为, 这种费米面的突变与局域量子临界理论预测一致<sup>[35, 36]</sup>。该理论认为, 在量子临界点, 由于近藤效应的作用使局域磁矩参与费米面, 导致小费米面到大费米面的转变。最近, YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 薄膜的太赫兹时域光谱测量表明, 其光电导具有  $\omega/T$  标度行为, 该标度行为同样不能由 HMM 理论描述, 需要考虑临界电荷涨

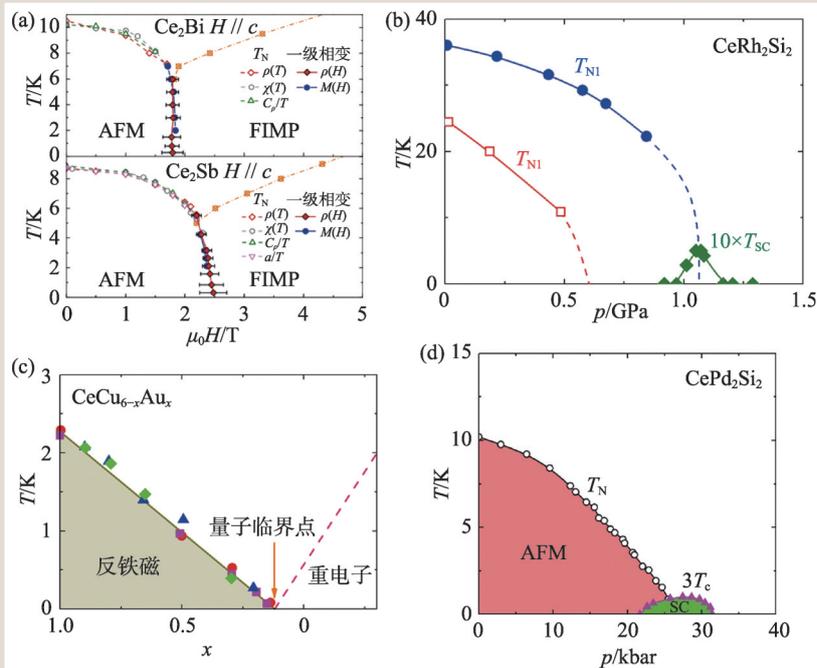


图3 不同材料的电子相图与反铁磁量子相变 (a) Ce<sub>2</sub>Bi/Ce<sub>2</sub>Sb 的磁场—温度相图, 其中空心数据表示二级相变, 实心数据表示一级相变, FIMP 为磁场诱导的极化态<sup>[21]</sup>; (b) CeRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的压力—温度相图<sup>[22]</sup>; (c) CeCu<sub>6-x</sub>Au<sub>x</sub> 的掺杂—温度相图<sup>[23]</sup>; (d) CePd<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 的压力—温度相图<sup>[24]</sup>

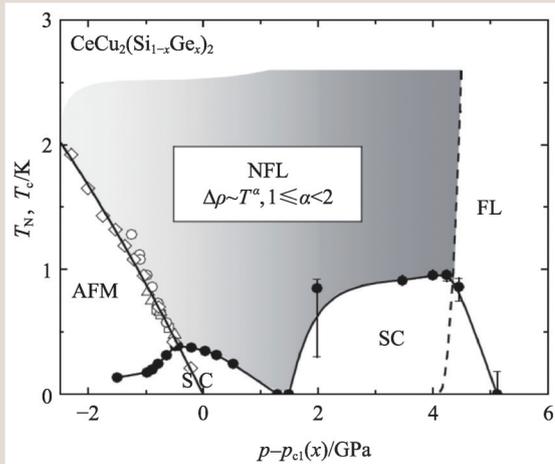


图4 CeCu<sub>2</sub>(Si,Ge)<sub>2</sub> 的压力—温度相图<sup>[28]</sup>

落对于量子临界行为的影响<sup>[42]</sup>。总之, 这类非常规量子相变的物理机制尚不清楚, 仍需进一步的实验与理论研究。

另外, 对于同一个材料, 不同调控参量可能会诱导不同类型的量子相变<sup>[43]</sup>。例如, 在重费米子化合物 CeRhIn<sub>5</sub> 中, 磁场和压力都可以诱导反铁磁量子临界点, 但其电子态在量子临界点的变化是不同的(图5)。在磁场调控的情况下, 费米面

在反铁磁态内( $B^* \approx 30$  T)发生突变, 导致电子有效质量大幅增加, 而在反铁磁量子临界点( $B_c = 50$  T), 电子态却是渐变的, 因此磁场诱导的量子临界点可能是自旋密度波类型的<sup>[43]</sup>。而在压力诱导的反铁磁量子临界点处( $p_c \approx 2.4$  GPa), 费米面发生重构, 从小费米面变到大费米面<sup>[41, 44]</sup>, 与自旋密度波类型的量子临界点相悖, 可能属于一种非常规的量子临界点<sup>[45]</sup>。此外, 自旋阻挫对反铁磁量子相变也有深刻的影响, 可能诱发自旋液体等新颖量子态。研究压力、磁场、维度等参量诱导的量子相变, 构造多参量电子相图, 对发展和完善量子相

变理论, 揭示量子相变的普适分类具有重要意义。

## 4 铁磁量子相变

虽然反铁磁量子临界点广泛存在于关联电子材料中, 但长期以来, 人们普遍认为纯净的铁磁材料体系中是不存在铁磁量子临界点的<sup>[4]</sup>。实验上, 随着调控参量的增加, 铁磁序的消失通常存在如下几种情况(图6): (a)发生一级铁磁量子相变。在一些纯净的铁磁材料中, 如5f电子体系UGe<sub>2</sub><sup>[47]</sup>以及3d电子体系ZrZn<sub>2</sub><sup>[48]</sup>, 其铁磁序经历一

级量子相变而突然消失。值得一提的是, 早期对ZrZn<sub>2</sub>多晶样品的研究表明, 该化合物的铁磁序随着压力的增加逐渐被抑制, 存在铁磁量子临界点<sup>[49]</sup>。但后续研究表明, 随着样品纯度的提高, 该化合物的铁磁序呈现出一级量子相变的特征<sup>[48]</sup>, 表明无序效应对铁磁量子相变有着深刻的影响; (b)转变为反铁磁序。在诸如CeAgSb<sub>2</sub><sup>[50]</sup>、CeRuPO<sup>[51]</sup>、Nb<sub>1-y</sub>Fe<sub>2+y</sub><sup>[52]</sup>等材料中, 随着压力或掺杂浓度的增加, 铁磁相转变为反铁磁相, 进而可能出现反铁磁量子临界点。对于这类临近铁磁相的反铁磁量子临界点, 其临界行为可能受反铁磁和铁磁量子临界涨落的共同影响, 具体机制还有待进一步研究; (c)出现自旋玻璃态。在Ni<sub>1-x</sub>V<sub>x</sub><sup>[53]</sup>和U<sub>1-x</sub>Th<sub>x</sub>NiSi<sub>2</sub><sup>[54]</sup>等掺杂铁磁材料体系中, 随着掺杂浓度的增加, 长程铁磁序转变为自旋玻璃或Griffiths相等无序态, 并且在顺磁相一侧表现出非费米液体行为; (d)铁磁序连续消失。在URu<sub>2-x</sub>Re<sub>x</sub>Si<sub>2</sub><sup>[55]</sup>和Ni<sub>x</sub>Pd<sub>1-x</sub><sup>[56]</sup>等材料中, 铁磁序

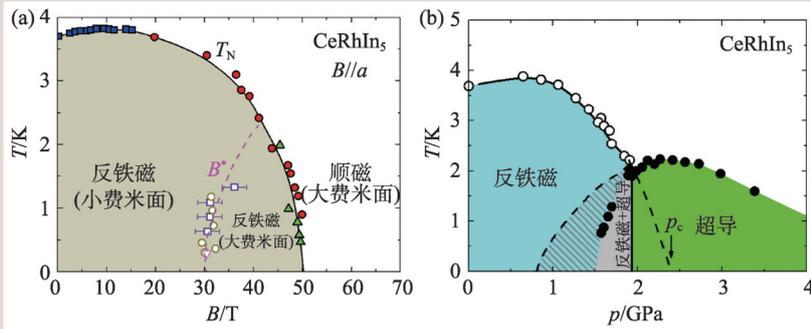


图5 (a) CeRhIn<sub>5</sub>的磁场—温度相图, 其中 $B^* \approx 30$  T代表费米面的变化<sup>[43]</sup>; (b) CeRhIn<sub>5</sub>的压力—温度相图, 在 $p_c \approx 2.4$  GPa处费米面存在突变<sup>[46]</sup>

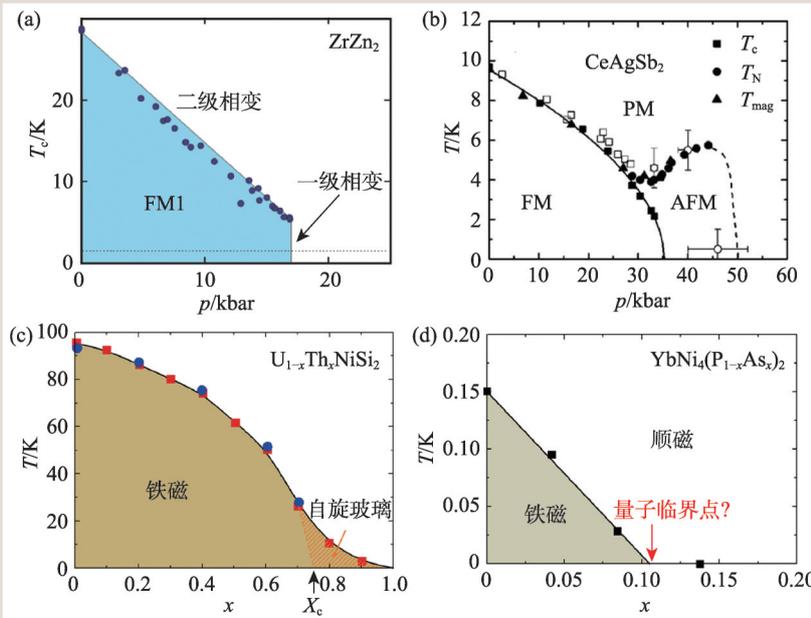


图6 不同材料体系中的铁磁量子相变 (a) ZrZn<sub>2</sub>的压力—温度相图: 表现出一级铁磁量子相变<sup>[48]</sup>; (b) CeAgSb<sub>2</sub>的压力—温度相图: 铁磁相转变为反铁磁相<sup>[50]</sup>; (c) U<sub>1-x</sub>Th<sub>x</sub>NiSi<sub>2</sub>的掺杂—温度相图: 铁磁相转变为自旋玻璃态<sup>[54]</sup>; (d) YbNi<sub>4</sub>(P<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>)<sub>2</sub>的掺杂—温度相图: 铁磁相被连续抑制<sup>[58]</sup>

可以随着掺杂浓度的增加而逐渐被抑制掉。但人们普遍认为，铁磁序的这种行为是由掺杂导致的无序效应引起的。研究发现，化合物 $\text{Ni}_x\text{Pd}_{1-x}$ 的Grüneisen系数在临界掺杂浓度附近缺乏发散行为，在2 K以下几乎为常数，表明不存在铁磁量子临界点<sup>[57]</sup>。而在准一维铁磁材料 $\text{YbNi}_4\text{P}_2$ 中，通过P位掺As的方法引入化学负压，其铁磁转变被逐渐抑制掉，并且在临界点附近观察到比热系数、热膨胀系数以及Grüneisen系数呈发散行为，表明该材料可能存在铁磁量子临界点(图6(d))<sup>[58]</sup>。然而，P/As元素替代不可避免会带来无序效应，其对量子相变和量子临界行为的影响尚不清楚。

为了解释上述铁磁量子相变行为，Belitz、Kirkpatrick和Vojta等考虑了巡游铁磁体系中的序参量与软模(如粒子-空穴激发)的耦合后<sup>[59-61]</sup>，发现在二维或者三维的纯净铁磁体系中不存在铁磁量子临界点，铁磁序要么经历一级量子相变突然消失，要么转变为非公度的反铁磁序。然而，无序效应可以抑制一级相变而出现二级相变。因此，当无序效应足够强时，铁磁序可以逐渐被抑制到零温<sup>[59, 62, 63]</sup>。之后，Belitz和Kirkpatrick进一步延伸了他们的理论，发现在纯净的巡游/局域铁磁/亚铁磁等铁磁体系中，都不存在量子临界点<sup>[64]</sup>。对于铁磁一级量子相变，通常存在一个三相临界点，将铁磁二级相变与铁磁一级相变分开(图7)。在外加磁场的调控下，一级相变可以被逐渐抑制掉，在相图中出现扇形结构。随着无序效应的增加，三相临界点可以被逐渐抑制，在零磁场的情况下出现铁磁量子临界点。该理论和先前的实验结果完美契合，解释了实验上观察到的不同情形。因此，人们普遍相信，纯净的巡游铁磁材料中不存在铁磁量子临界点。

那么，铁磁体系中是否真的不存在铁磁量子临界点？怎样去探索铁磁量子临界点？从先前的研究来看，为了避免无序效应对铁磁量子临界性的影响，纯净的材料体系和调控手段是至关重要的。相比掺杂，压力是一种纯净的调控手段，并且不像磁场一样会破坏时间反演对称性。那么，

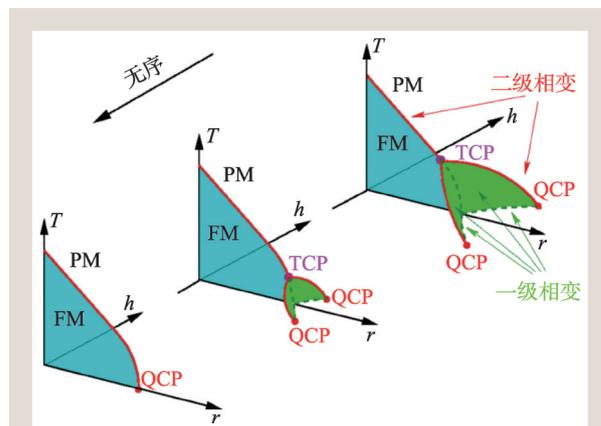


图7 无序效应对铁磁量子相变的影响。无序效应逐渐抑制三相临界点(TCP)，从而实现铁磁量子临界点(QCP)<sup>[63]</sup>

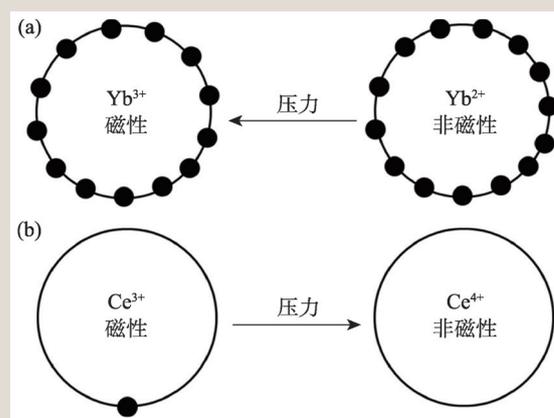


图8 Yb/Ce基化合物的Yb/Ce原子价态在压力下的演变，其中黑色实心圆代表f电子

为何人们不用压力去调控 $\text{YbNi}_4\text{P}_2$ 而诱发铁磁量子临界点呢？对于Yb基重费米子材料，外加压力将使Yb离子从非磁性的 $\text{Yb}^{2+}$ 转变为带磁性的 $\text{Yb}^{3+}$ 。因此，压力会增强Yb基重费米子材料体系中的磁性，使系统进一步偏离量子临界点(图8(a))。与之相反，Ce原子只有一个4f电子。在压力作用下，磁性的 $\text{Ce}^{3+}$ 会失去电子而变成 $\text{Ce}^{4+}$ ，从而抑制磁有序(图8(b))。因此，Ce基铁磁重费米子材料是研究铁磁量子相变的理想体系，可以通过压力来诱导量子临界点。另外，如果巡游铁磁体系中不存在铁磁量子临界点，那么局域铁磁性是否有助于铁磁量子临界点的出现？铁磁量子临界性是否与材料的维度有关？

考虑到上述因素，我们课题组经过长期的探索，最近终于取得突破，在高质量的重费米子单

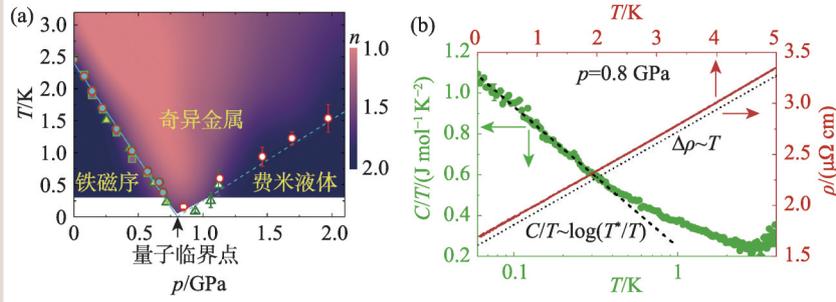


图9 CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>的(a)压力—温度相图和(b)铁磁量子临界点处的奇异金属行为<sup>[65]</sup>

晶材料 CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>中发现了铁磁量子临界点存在的明确证据, 并且观察到了与铜氧化物高温超导体类似的奇异金属行为<sup>[65]</sup>。

CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>具有准一维的晶体结构(晶格常数  $a/c \approx 1.86$ ), 所归属的空间群为  $P\bar{6}m2$ , 且该类化合物的晶体结构缺乏对称中心。常压下的物性测量表明, CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>在  $T_c \approx 2.5$  K 附近发生铁磁转变, 且具有很强的磁各向异性,  $ab$  面为易磁化面。为了避免无序效应的影响, 我们采用压力作为调控手段, 结合压力下电阻、比热、磁化率等多种测量手段, 发现 CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>的铁磁序随着压力的增加逐渐被抑制掉, 在 0.8 GPa 存在铁磁量子临界点(图 9(a))。在铁磁量子临界点的两端, 该体系表现出费米液体行为, 低温电阻遵循温度的平方关系, 而电子比热系数在低温趋于常数。而在量子临界点附近, CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>表现出显著的奇异金属行为(图 9(b)): (1)线性电阻; (2)电子比热系数随温度降低而对数发散; (3)电阻系数  $A$  以及零温比热系数  $\gamma_0$  趋于无穷大, 表明电子有效质量发散。

CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>的上述奇异金属行为类似于铜基高温超导体和部分反铁磁重费米子材料体系中的量子临界行为<sup>[45, 66, 67]</sup>。在先前的研究中, 奇异金属行为的起源仍是一个不解之谜, 但有观点认为这与反铁磁量子临界点附近的量子纠缠效应有关<sup>[68]</sup>。我们的这一实验发现将奇异金属行为拓展到铁磁量子体系, 将有助于揭示量子临界性与奇异金属行为和非常规超导的普适关系。

理解铁磁量子临界点和奇异金属行为的物理起源, 揭示与之相关的新物理和新现象仍需要大

量的实验与理论研究。目前, 国际上已经提出了几种不同的理论模型来阐明铁磁量子临界点产生的物理机制。Komijani 和 Coleman 等人在先前反铁磁局域量子临界点研究的基础上, 考虑 CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>中的磁各向异性并且易磁化面出现在  $ab$  面内的实验结果, 提出了一种基

于自旋三重态共振价键(triplet resonant valence bond, tRVB)的局域量子临界理论模型<sup>[65]</sup>。该模型预言了铁磁量子临界点的存在, 以及铁磁量子临界点附近的比热系数对数发散行为。此外, 该理论还预测, 在铁磁量子临界点处, 由于近藤效应的作用, 费米面会发生从小费米面到大费米面的跳变。此外, Belitz 和 Kirkpatrick 基于 CeRh<sub>6</sub>Ge<sub>4</sub>的非中心对称晶体结构, 发现强自旋轨道耦合可以破坏序参量和软模的耦合, 从而诱导铁磁量子临界点<sup>[69]</sup>。需要指出的是, 铁磁量子临界点的研究才刚刚起步, 这些理论模型都还有待进一步的实验验证。

## 5 展望

类似于发生在有限温度的热力学相变, 量子相变广泛存在于不同的凝聚态物质中, 特别是一些关联电子体系。在量子临界点, 量子临界涨落会对有限温度的物理性质产生深远的影响, 诱导新颖量子物质态。凝聚态体系中涌现的许多宏观量子现象, 如非常规超导、奇异金属行为等, 都与量子临界性紧密相关。揭示不同类型量子临界点的共有特性及其普适分类, 将是发展和完善量子相变理论的基础, 也有助于理解量子临界态及相关量子现象的产生机理。

对于巡游磁性材料体系, HMM 理论比较成功地描述了其量子临界行为。另一方面, 理论和实验研究表明, 纯净的巡游铁磁材料不存在铁磁量子临界点, 铁磁序或经历一级相变突然消失, 或转变为反铁磁序。但在一些接近铁磁量子临界

的材料中,量子涨落仍然可以诱导量子临界行为。近年来,越来越多的实验表明,先前的HMM理论不足以描述一些材料体系中呈现出来的标度行为,可能需要考虑局域磁矩对量子临界性的影响。因此,局域电子体系中的量子相变及奇异量子现象成为当前研究的重点。

最近,铁磁量子临界点的发现是一个重要突破,将推动这个领域的进一步发展。同时,该发现也带来了一系列新的问题:(1)铁磁量子临界点在什么条件下才能出现?其产生的物理机制是什么?(2)铁磁和反铁磁量子临界点的奇异金属行为是否相似,其物理起源是什么?(3)铁磁量子临界点附近是否存在超导?超导与量子相变的关系是什么?(4)对于局域铁磁体系,无序效应对铁磁量子相变有什么影响?(5)非中心对称的晶体结构以及相应的自旋轨道耦合会对铁磁量子相变产生什么影响?

近年来,关联拓扑量子态已成为强关联电子体系的一个新研究方向。越来越多的证据表明,

重费米子体系中存在拓扑近藤绝缘体<sup>[70]</sup>和拓扑近藤半金属<sup>[71]</sup>。那么,当改变电子间的相互作用或者自旋轨道耦合强度时,是否会诱导拓扑量子相变?会产生哪些新的量子效应?这些都亟待进一步的研究。

需要指出的是,量子相变研究强烈依赖于高纯度样品的制备,压力、强磁场、低温等多种极端条件下的宏观物性测量,以及实验与理论的紧密结合。因此,量子相变是一个既富有创新性,又具有挑战性的研究领域。这样的研究不但需要先进的实验条件,也需要高水平研究团队协作作战,更需要执着的科研精神。近年来,随着国内研究条件的不断改善以及青年人才的不断引进,我国在重费米子方面的研究力量正在快速增长,在国际上的影响力得以显著提升,一些具有重要原创性的研究成果正逐渐显现出来,为进一步拓展重费米子及相关领域的研究创造了良好的条件。

## 参考文献

- [1] Wilson K G, Kogut J B. *Phys. Rep.*, 1974, 12: 75
- [2] Stewart G R. *Rev. Mod. Phys.*, 2001, 73: 797
- [3] Weng Z F, Smidman M, Jiao L *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2016, 79: 094503
- [4] Brando M, Belitz D, Grosche F *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2016, 88: 025006
- [5] 谢武, 沈斌, 张勇军 等. *物理学报*, 2019, 68: 177101
- [6] Gruner T, Jang D, Huesges Z *et al.* *Nat. Phys.*, 2017, 13: 967
- [7] Morosan E, Zandbergen H W, Dennis B S *et al.* *Nat. Phys.*, 2006, 2: 544
- [8] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M *et al.* *Science*, 2003, 302: 2104
- [9] Watanabe S, Miyake K. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105: 186403
- [10] Matsubayashi K, Tanaka T, Sakai A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 187004
- [11] Haldane F D M. *Rev. Mod. Phys.*, 2017, 89: 040502
- [12] Weng Z F, Smidman M, Jiao L *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2016, 79: 094503
- [13] Doniach S. *Physica B+C*, 1977, 91: 231
- [14] 路欣. *物理*, 2012, 42: 6
- [15] Sminman M, Shen B, Guo C Y *et al.* *Chin. Phys. B*, 2019, 28: 017106
- [16] Grube K, Zaum S, Si Q *et al.* *Nat. Phys.*, 2017, 13: 742
- [17] Hertz J A. *Phys. Rev. B*, 1976, 14: 1165
- [18] Millis A J. *Phys. Rev. B*, 1993, 48: 7183
- [19] Moriya T. *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*. Berlin: Springer, 1985
- [20] Lonzarich G G. *The magnetic electron*. In: *Electron* (ed. M. Springford). Cambridge University Press, 1997
- [21] Wu F, Guo C Y, Chen Y *et al.* *Phys. Rev. B*, 2019, 99: 064419
- [22] Araki S, Nakashima M, Settai R. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002, 14: L377
- [23] Schröder A, Aeppli G, Coldea R *et al.* *Nature*, 2000, 407: 351
- [24] Mathur N D, Grosche F M, Julian S R *et al.* *Nature*, 1998, 394: 39
- [25] Steglich F, Aarts J, Bredl C D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 43: 1892
- [26] Stockert O, Arndt J, Faulhaber E *et al.* *Nat. Phys.*, 2011, 7: 119
- [27] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M *et al.* *New J. Phys.*, 2004, 6: 132
- [28] Yuan H Q, Grosche F M, Deppe M G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 047008
- [29] Scheerer G W, Ren Z, Watanabe S *et al.* *npj Quantum Materials*,

**PARATERA 并行®**  
并/行/超/算/云 用/超/算/更/省/心

# 并行超算云

提供高性能计算  
人工智能的超算公有云计算服务




您是否正在被以下科研计算中遇到的问题而困扰：

**Q 超算资源五花八门, 如何选?**

**A** 一个平台对接多家国家超算中心, 汇聚60万核计算资源, 种类多、资源优、不排队。

**Q 自建集群成本高、周期长, 如何解?**

**A** 以“租”代“建”, 计算按需付费, 只为所需买单, 成本节约50%以上。

**Q 遇到计算问题, 响应慢, 不能快速解决, 怎么办?**

**A** 提供7×24小时在线技术服务, 5分钟快速响应, 帮助老师及时解决计算问题。

**· 关于并行 ·**

并行科技提供高性能计算和人工智能的超算公有云计算服务和混合云平台建设, 形成了集计算资源、应用资源、服务资源和人才资源于一体的“中国超算电网”, 真正使中国科技和科研用户像“用电”一样方便地使用计算服务。现已成功帮助超25,000名科研工作, 使用超算“更省心”!



扫码添加工程师微信, 免费领取2000核时获取专属超算服务方案

www.paratera.com  
并行科技官方联系方式: 400-650-1286

2018, 3:41

- [30] Pagliuso P G, Movshovich R, Bianchi A D *et al.* Phys. B Condens. Matter, 2002, 129: 312
- [31] Bauer E D, Altarawneh M M, Tobash P H *et al.* J. Phys.: Condens. Matter, 2012, 24: 052206
- [32] Schröder A, Aeppli G, Coldea R *et al.* Nature, 2000, 407: 351
- [33] Custers J, Gegenwart P, Wilhelm H *et al.* Nature, 2003, 424: 524
- [34] Löhneysen H V, Pietrus T, Portisch G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 72: 3262
- [35] Si Q, Rabello S, Ingersent K *et al.* Nature, 2001, 413: 804
- [36] Coleman P, Nevidomskyy A H. J. Low Temp. Phys., 2010, 161: 182
- [37] Senthil T, Sachdev S, Vojta M. Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 216403
- [38] Yang Y F, Fisk Z, Lee H O *et al.* Nature, 2008, 454: 611
- [39] Watanabe S, Miyake K. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 186403
- [40] Paschen S, Lühmann T, Wirth S *et al.* Nature, 2004, 432: 881
- [41] Shishido H, Settai R, Harima H *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 2005, 74: 1103
- [42] Prochaska L, Li X, MacFarland D C *et al.* Science, 2020, 367: 285
- [43] Jiao L, Chen Y, Kohama Y *et al.* Proc. Nat. Acad. Sci., 2015, 112: 673
- [44] Park T, Ronning F, Yuan H Q *et al.* Nature, 2006, 440: 65
- [45] Gegenwart P, Si Q, Steglich F. Nat. Phys., 2008, 4: 186
- [46] Knebel G, Aoki D, Braithwaite D *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 74: 020501
- [47] Taufour V, Aoki D, Knebel G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105(21): 217201
- [48] Uhlarz M, Pfleiderer C, Hayden S M. Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 256404
- [49] Smith T F, Mydosh J A, Wohlfarth E P. Phys. Rev. Lett., 1971, 27: 1732
- [50] Sidorov V A, Bauer E D, Frederick N A *et al.* Phys. Rev. B, 2003, 67: 224419
- [51] Kotegawa H, Toyama T, Kitagawa S *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 2013, 82: 123711
- [52] Moroni-Klementowicz D, Brando M, Albrecht C *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 224410
- [53] Wang R, Gebretsadik A, Ubaid-Kassis S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 118: 267202
- [54] Pikul A P. J. Phys.: Condens. Matter, 2012, 24: 276003
- [55] Butch N P, Maple M B. Phys. Rev. Lett., 2017, 118: 267202
- [56] Nicklas M, Brando M, Knebel G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 4268
- [57] Küchler R, Gegenwart P, Weickert F *et al.* Physica B, 2006, 378: 36
- [58] Steppke A, Küchler R, Lausberg S *et al.* Science, 2013, 339: 933
- [59] Belitz D, Kirkpatrick T R, Vojta T. Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 4707
- [60] Chubukov A V, Pépin C, Rech J. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 147003
- [61] Karahasanovic U, Krüger F, Green A G. Phys. Rev. B, 2012, 85: 165111
- [62] Belitz D, Kirkpatrick T R, Rollbühler J. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 247205
- [63] Sang Y, Belitz D, Kirkpatrick T R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 207201
- [64] Kirkpatrick T R, Belitz D. Phys. Rev. B, 2012, 85: 134451
- [65] Shen B, Zhang Y, Komijani Y *et al.* Nature, 2020, 579: 51
- [66] Daou R, Doiron-Leyraud N, LeBoeuf D *et al.* Nat. Phys., 2008, 5: 31
- [67] Michon B, Girod C, Badoux S *et al.* Nature, 2019, 567: 218
- [68] Senthil T, Vojta M, Sachdev S. Phys. Rev. B, 2004, 69: 035111
- [69] Kirkpatrick T R, Belitz D. Phys. Rev. Lett., 2020, 124: 147201
- [70] Dzero M, Sun K, Galitski V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 106408
- [71] Guo C Y, Wu F, Wu Z Z *et al.* Nat. Commun., 2018, 9: 1