

重 Fermi 子体系的自发磁矩和反常比热

毛向雷 张裕恒

(中国科学技术大学物理系)

1988年9月12日收到

本文提出重 Fermi 子体系是一种局域的 f 电子可以变化的 Kondo 体系. 理论得到在特定温区可以产生自发磁矩, 且由 f 带离 Fermi 面的距离之不同而存在不同类型的自发磁矩效应. 理论并给出由于局域 f 电子的变化导致重 Fermi 子体系比热与温度的反常关系. 理论与六种重 Fermi 子材料比热的实验值符合得相当好.

一、引 言

张裕恒等人^[1]对重 Fermi 子体系提出一个物理模型: 由于具有重 Fermi 子性质的化合物, 例如 CeCu_2Si_2 , UPt_3 和 UBe_{13} 等都具有局域的 f 电子, 且其形成的能带很窄, 能带的位置非常靠近体系的 Fermi 面^[2,3], 以致当外界条件(如温度、压力、磁场等)变化时, f 电子能从局域位置上隧道出去, 而留在局域位置上的 f 电子将产生自发磁矩. 由这个模型可以定性地解释迄今发现的重 Fermi 子体系的各种各样现象.

陈长凤、章立源^[4]研究了变价体系, 计算自发磁矩的形状, 发现从某一个温度开始自发磁矩出现, 随温度降低而单调增加, 当 $T \rightarrow 0$ 时趋向饱和.

立木昌等人^[5,6]将重 Fermi 子体系看作类 Kondo 体系, 研究了重 Fermi 子体系的行为, 但没有考虑局域的 f 电子随温度的不同可以变化, 故理论上得不出在超导前比热存在一个反常的峰.

本文提出重 Fermi 子体系是一种局域的 f 电子可以随外部条件变化的 Kondo 体系. 理论得到自旋为 σ 的 f 电子的平均占有数 n_σ 与温度 T 的关系, 比热 $c-T$ 关系. 理论得到的 $c-T$ 关系与实验测得的各种类型反常比热相当好的符合.

二、体系的哈密顿量

理论^[2-4]和实验上都给出重 Fermi 子体系中存在 s-p-d 带的自由电子和 f 带的局域电子, 因此系统中电子间的相互作用能为: 同一格点上两个 f 电子之间的库仑排斥能; 不同格点上 f 电子的交换能; f 电子与自由电子之间的交换能. 所以体系的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{i,\sigma} E_0 b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum_{\substack{i,j \\ (i \neq j)}} T_{ij} b_{i\sigma}^\dagger b_{j\sigma} \\ & + \sum_{i,k,\sigma} (h_{ki} c_{k\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H. c.}) + U \sum_i b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\downarrow} b_{i\uparrow} \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $c_{k\sigma}^\dagger, b_{i\sigma}^\dagger$ 分别为自由电子和 f 电子的产生算符, $c_{k\sigma}, b_{i\sigma}$ 为相应的消灭算符, k, i, σ 分别为其动量、格点、自旋下标, ε_k 为自由电子的动量, E_0 为 f 电子的平均带能, T_{ij} 为相互作用积分

$$T_{ij} = \int \varphi_i^\dagger(\mathbf{r}) \left[\sum_{\mathbf{r} \neq \mathbf{i}} V(\mathbf{r}, \mathbf{k}_i) \right] \varphi_j(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (2)$$

U 为同一格点上的电子库仑能

$$U = \int \varphi_i^\dagger(\mathbf{r}) \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \varphi_i(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (3)$$

h_{ki} 为自由电子与 f 电子的交换能。

在(1)式的各项相互作用中,同一格点上 f 电子的库仑相互作用是大量^[7],而在重 Fermi 子体系中,不同格点上的 f 电子是孤立的,它们的电子波函数不交迭^[8],因而不同格点上 f 电子的交换作用可以忽略。另外,由于 f 电子的能带很窄,可用一个平均带能来表征不同格点上 f 电子的动量,故可用 Anderson^[9] 哈密顿量来描述重 Fermi 子体系

$$H = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + E_0 \sum_i b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum_{k,\sigma} (h_k c_{k\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H.c.}) + U b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma}. \quad (4)$$

三、自发磁矩

设在 Fermi 能处的自由电子的态密度变化缓慢,利用(4)式可以得到 f 电子的态密度为^[9]

$$\rho_f(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (\varepsilon - E_f)^2}, \quad (5)$$

式中 $\Delta = \pi V^2 \rho_c(E_F)$, ρ_c 为自由电子的态密度, $E_f = E_0 + U n_{\sigma}$, n_{σ} 为自旋为 σ 的 f 电子的平均占有数。

利用(5)式可以得到关于 n_{σ} 的自洽方程。因为

$$n_{\sigma} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_f(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

式中

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - E_F)} + 1}, \quad (7)$$

式中 $\beta = 1/k_B T$, k_B 为 Boltzmann 常数。

将(5)和(7)式代入(6)式,可以得到自洽方程组

$$n_+ = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (\varepsilon - E_0 - U n_-)^2} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - E_F)} + 1} d\varepsilon, \quad (8a)$$

$$n_- = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (\varepsilon - E_0 - U n_+)^2} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - E_F)} + 1} d\varepsilon. \quad (8b)$$

解此方程组可以得到自旋向上的 f 电子数与自旋向下的 f 电子数随温度的变化。

利用(8)式,其计算量比较大。理论^[2,3]已给出 f 电子的态密度是一个很窄而陡的带,

其平均带近似于矩形,因此用矩形态密度代替(5)式的 Lorentz 形态密度。为了保留(5)式的主要特征,矩形态密度取如下形式:

$$\rho_c(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & |\varepsilon - E_0 - Un_s| < \frac{\Delta}{2}; \\ 0 & \text{其它.} \end{cases} \quad (9)$$

上式与(5)式的 Δ 为带的半宽度,带的有效中心位置为 $E_0 + Un_s$ 。

将(9)式代入(6)式可得到 n_+ 和 n_- 的方程组为

$$n_+ = 1 + \frac{k_B T}{\Delta} \ln \frac{1 + \exp[(E_0 + Un_- - 1 - \Delta/2)/k_B T]}{1 + \exp[(E_0 + Un_- - 1 + \Delta/2)/k_B T]}, \quad (10a)$$

$$n_- = 1 + \frac{k_B T}{\Delta} \ln \frac{1 + \exp[(E_0 + Un_+ - 1 - \Delta/2)/k_B T]}{1 + \exp[(E_0 + Un_+ - 1 + \Delta/2)/k_B T]}. \quad (10b)$$

只要求方程组(8)或(10)算出 $n_+ \approx n_-$, 就得到自发磁矩。

四、反常比热

系统的比热可以从内能对温度的微分导出

$$c = \frac{dE}{dT} = \frac{d}{dT} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\varepsilon) \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (11)$$

将(7)和(9)式代入(11)式,得到自旋为 σ 的电子的比热为

$$c_{\sigma} = E_F \frac{dn_{\sigma}}{dT} + \frac{d}{dT} \left[\frac{(k_B T)^2}{\Delta} \int_{(E_0 + Un_{\sigma} - E_F - \Delta/2)/k_B T}^{(E_0 + Un_{\sigma} - E_F + \Delta/2)/k_B T} \frac{y}{1 + e^y} dy \right]. \quad (12)$$

因为系统总电子数 N 为

$$N = n_+ + n_- + n_c, \quad (13)$$

式中 n_c 为自由电子的电子数,系统的总电子数是保持不变的,故有

$$\frac{dn_+}{dT} + \frac{dn_-}{dT} + \frac{dn_c}{dT} = 0. \quad (14)$$

自由电子的比热为

$$c_c = E_F \frac{dn_c}{dT} + \gamma T, \quad (15)$$

γ 为自由电子的 Sommerfield 系数,它为 $1 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$ 的数量级,比 f 电子的 γ 要小二到三个数量级,故可忽略不计。由(12), (14)和(15)式,得到系统的电子比热

$$c_e = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \frac{d}{dT} \left[\frac{(k_B T)^2}{\Delta} \int_{(E_0 + Un_{\sigma} - E_F - \Delta/2)/k_B T}^{(E_0 + Un_{\sigma} - E_F + \Delta/2)/k_B T} \frac{y}{1 + e^y} dy \right]. \quad (16)$$

利用方程(10)和(16),就可以计算系统的电子比热。

五、计算结果

1. 自发磁矩

利用方程组(8)和(10)数值计算 n_+ , n_- 与温度的关系.

先数值计算方程组 (8), 令 $\Delta/E_F = 0.01$, $U/E_F = 0.1$, $E_0/E_F = 0.990, 0.995, 0.996$ 和 0.999 , 计算结果见图 1. 纵坐标为自旋向上的 f 电子数 n_+ 与自旋向下的 f 电子数 n_- 之差, 横坐标为 T/T_F . 从图 1 可以看出, 存在三种类型的 $n_+ - n_-$ 与 T 的关系: 对 $E_0/E_F = 0.999$, $n_+ - n_-$ 在所有温区内为零; 对 $E_0/E_F = 0.996$ 和 0.995 , 大约在温度为 $10^{-2}T_F$ 处, $n_+ - n_-$ 出现非零, 对 0.996 , 在特定温区内出现 $n_+ - n_-$ 峰, 对 0.995 , 除出现峰外, 温度从低于某个值后直到 $0K$, $n_+ - n_-$ 保持不变; 对 $E_0/E_F = 0.990$, 大约在 $10^{-2}T_F$ 处 $n_+ - n_-$ 出现非零值, 随 T 降低它单调上升, $T \rightarrow 0$ 时, $n_+ - n_-$ 趋向于饱和.

由于(5)式的 Lorentz 型态密度 $\rho(\epsilon)$ 随 ϵ 衰减很慢, 见图 2, 所以数值计算量大. 为了简化计算, 用方程组 (10) 求解. 若令 $\Delta/E_F = 0.01$, $U/E_F = 0.06$, 取 $E_0/E_F = 1, 1.003, 1.005, 1.006$ 和 1.01 , 其 f 带的有效中心位置将和上述接近. 用这些参数, 由方程组(10)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系绘于图 3. 比较图 1 和图 3, 不同 $\rho(\epsilon)$ 得到的结果是很相近的. 可见, 简化计算得到的物理结果是正确的.

用简化模型, 令 $\Delta/E_F = 10^{-3}$, $U/E_F = 6 \times 10^{-3}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 0, 3 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}, 6 \times 10^{-4}, 10^{-3}$ 和 $\Delta/E_F = 10^{-4}$, $U/E_F = 6 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 0, 3 \times 10^{-5}, 5 \times 10^{-5}, 6 \times 10^{-5}, 10^{-4}$ 两组参数, 由方程组(10)计算

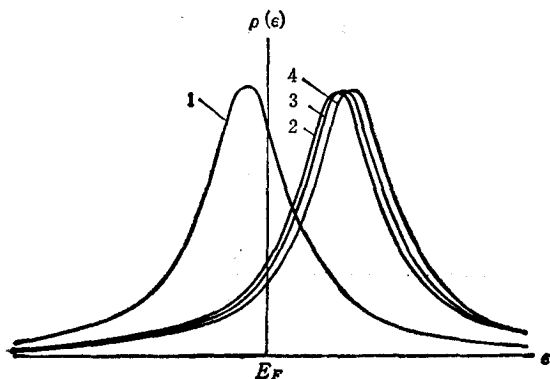


图 2 Lorentz 型态密度 $\Delta/E_F = 0.01$; $U/E_F = 0.1$; 曲线 1—4 分别为 $E_0 + Un_0 = 0.996, 1.006, 1.015$ 和 1.016

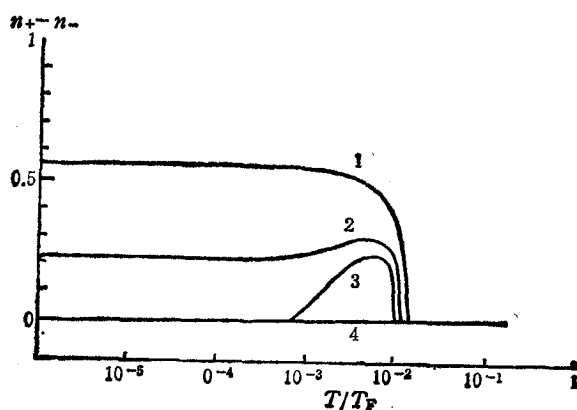


图 1 由方程组(8)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系 $\Delta/E_F = 0.01$; $U/E_F = 0.1$; 曲线 1, 2, 3, 4 分别为 $E_0/E_F = 0.990, 0.995, 0.996$ 和 0.999

出的结果分别绘于图 4 和图 5. 当 $n_+ - n_-$ 不为零时, 体系出现净的自旋向上的 f 电子, 这些自旋使体系显现出不为零的磁矩. 图 4 和图 5 出现自发磁矩的温度分别在 $10^{-3}T_F$ 和 $10^{-4}T_F$.

2. 反常比热

由方程组(10)和方程 (16), 取图 5 中的参数, 计算出比热 c 的反常曲线在图 6 中给出.

为了与实验值比较, 必须考虑体系声子的比热 c_s , 在低温下 c_s 是 T^3 规律, 所以体系的比热 c 为

$$c = \alpha c_s + AT^3, \quad (17)$$

式中 α 为接近于 1 的常数, c_s 由(16)式给出, A 为声子项系数. 图 7(a)—(d) 分别给

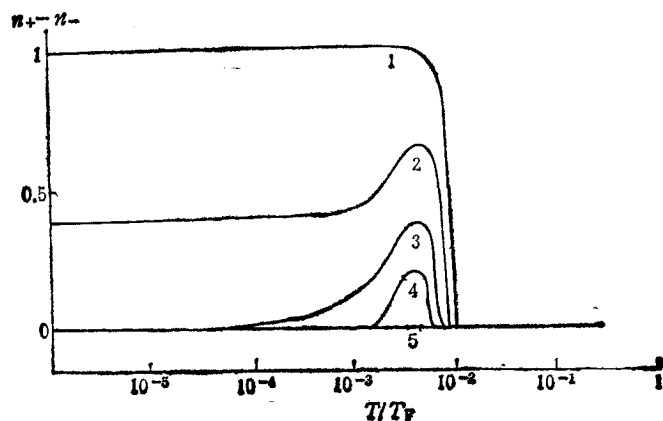


图 3 由方程组(10)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系 $\Delta/E_F = 0.01$; $U/E_F = 0.06$;
曲线 1—5 分别为 $E_0/E_F = 1, 1.003, 1.005, 1.006$ 和 1.01

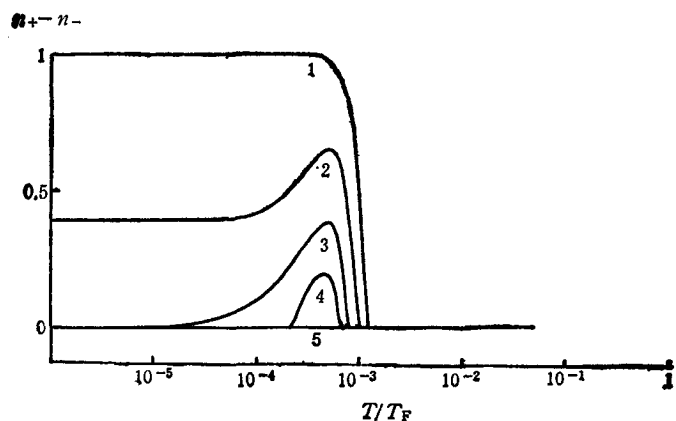


图 4 由方程组(10)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系 $\Delta/E_F = 10^{-3}$; $U/E_F = 6 \times 10^{-2}$;
曲线 1—5 分别为 $(E_0 - E_F)/E_F = 0, 3 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}, 6 \times 10^{-4}$ 和 10^{-3}

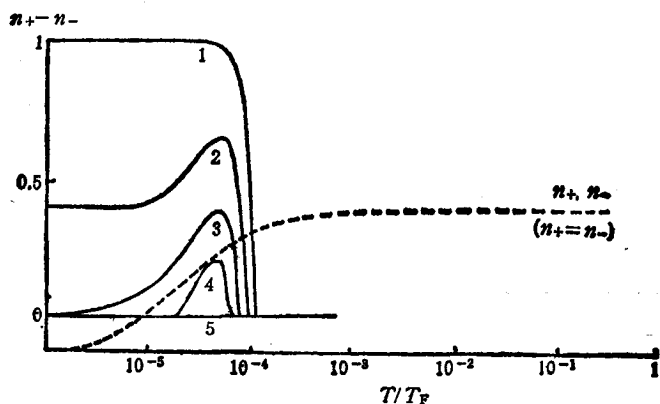


图 5 由方程组(10)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系 $\Delta/E_F = 10^{-4}$; $U/E_F = 6 \times 10^{-2}$;
曲线 1—5 分别为 $(E_0 - E_F)/E_F = 0, 3 \times 10^{-5}, 5 \times 10^{-5}, 6 \times 10^{-5}$ 和 10^{-4}

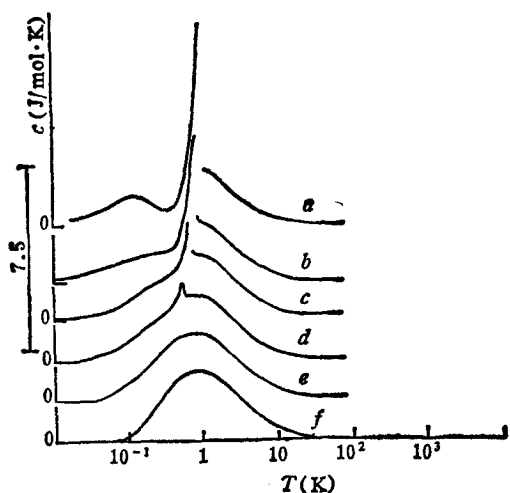


图6 反常比热的理论曲线 $\Delta/E_F = 10^{-4}$; $U/E_F = 6 \times 10^{-4}$;
曲线 a-f 分别为 $(E_0 - E_F)/E_F = 0, 3 \times 10^{-3}, 5 \times 10^{-3}, 6 \times 10^{-3}, 7 \times 10^{-3}$ 和 10^{-2}

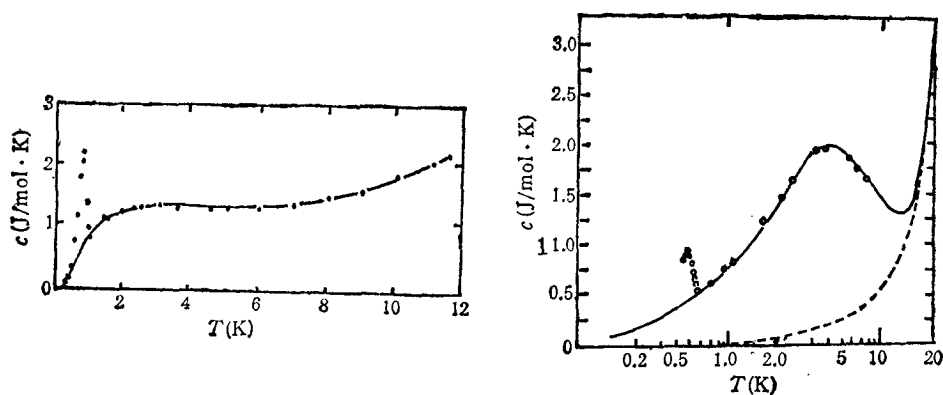
出 UBe_{12} , CeCu_2Si_2 的 c - T 关系; CeAl_3 , CeCu_6 , NpBe_{13} , $\text{Np}_{0.68}\text{U}_{0.32}\text{Be}_{13}$, UBe_{13} 的 c/T - T^2 关系。理论与实验相当好的符合。

六、物理解释

1. 自发磁矩

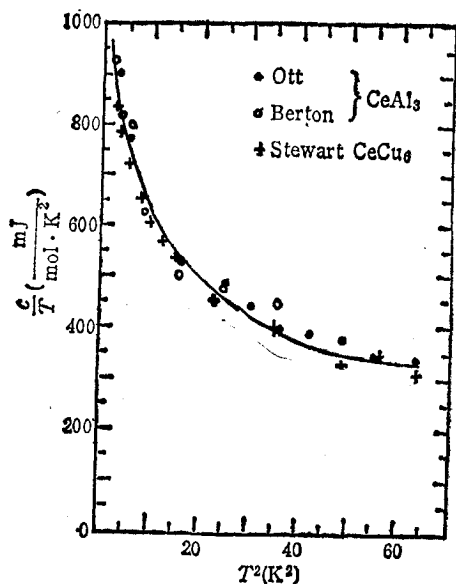
Anderson^[9] 指出相反自旋的 f 电子间的库仑关联是引起自发磁矩的根源。

从哈密顿量(4)式中可以看到,这个库仑作用会使体系能量升高,故倾向于使其中一

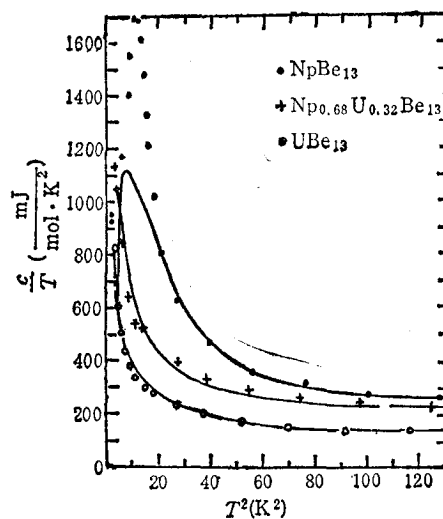


(a) UBe_{12} 的 c - T 关系
实线为本文理论曲线, 理论参数为 $\Delta/E_F = 10^{-4}$, $U/E_F = 6 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 10^{-4}$, $T_F = 3.6 \times 10^4 \text{K}$, $\alpha = 1$, $A = 10^{-3} \text{J/molK}^4$;
实验值取自文献[10]

(b) CeCu_2Si_2 的 c - T 关系
实线为本文理论曲线, 理论参数为 $\Delta/E_F = 2.1 \times 10^{-4}$, $U/E_F = 2 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$, $T_F = 1.6 \times 10^4 \text{K}$, $\alpha = 0.8$, $A = 7 \times 10^{-4} \text{J/molK}^4$;
虚线为 $c = \gamma T + AT^3$, 实验值取自文献[8]



(c) CeAl_3 , CeCu_6 的 $c/T-T^2$ 关系
实线为本文理论曲线, 理论参数为 $\Delta/E_F = 4 \times 10^{-4}$, $U/E_F = 2 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$, $T_F = 8 \times 10^4 \text{K}$, $\alpha = 2.4$, $A = 1.2 \times 10^{-3} \text{J/molK}^4$; 实验值“●”取自文献[8]; “○”取自文献[11]; “+”取自文献[12]



(d) NpBe_{13} , $\text{Np}_{0.68}\text{U}_{0.32}\text{Be}_{13}$ 和 UBe_{13} 的 $c/T-T^2$ 关系
实线为本文理论曲线, 理论参数为对 NpBe_{13} , $\Delta/E_F = 10^{-4}$, $U/E_F = 2 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 2 \times 10^{-4}$, $T_F = 4 \times 10^4 \text{K}$, $\alpha = 1.2$, $A = 6 \times 10^{-4} \text{J/molK}^4$; 对 $\text{Np}_{0.68}\text{U}_{0.32}\text{Be}_{13}$, $\Delta/E_F = 3 \times 10^{-4}$, $U/E_F = 2 \times 10^{-4}$, $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$, $T_F = 5 \times 10^4 \text{K}$, $\alpha = 0.9$, $A = 9 \times 10^{-4} \text{J/molK}^4$; 对 UBe_{13} , 参数同图 7(a); 实验值取自文献[13]

图 7

个 f 电子脱离格点成自由电子, 且留在各格点上的 f 电子当自旋同向时对体系能量有利^[9], 故出现自发磁矩。另一方面, 热运动则以同样的几率激发 f 电子, 这将趋向于破坏各格点上电子自旋的同向性, 故热激发趋向于破坏自发磁矩。显然库仑作用越大, 自发磁矩的出现越向高温区推移, 图 8 给出由方程组(10)取不同 U 的理论结果。这两种机制的竞争, 造成上述各种类型的自发磁矩与温度的关系。

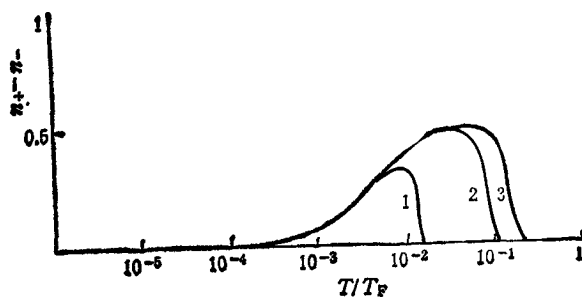


图 8 对于不同 U , 由方程组(10)计算出的 $n_+ - n_- - T$ 关系 $\Delta/E_F = 0.01$, $E_0/E_F = 1.005$, 曲线 1, 2, 3 分别为 $U/E_F = 0.1, 0.5$ 和 1

1) $E_0 - \Delta/2 < E_F$ 若 Fermi 面落在 f 带中 (对 Lorentz 型态密度, Fermi 面落在 Δ 中), 见图 9(a) 和图 2 曲线 1, 对 $T = 0 \text{K}$, 当 U 足够大时, 库仑作用使格点上的一

个 f 电子离开 f 带,从而体系出现自发磁矩,随温度升高,热激发效果逐渐增强,到某一温区明显影响 n_+-n_- , 当达到 $T \geq T_0$ 后, $n_+-n_- = 0$, 自发磁矩消失。这个物理过程如图 1, 3, 4, 5 中的曲线 1。

2) $E_0 - \Delta/2 \approx E_F$ 若 f 带底等于或稍高于 Fermi 面,见图 9 中 c 和 d, 对 Lorentz 型态密度, f 带半宽度 Δ 高于 Fermi 面,见图 2(c), 在 $T = 0$ 时, f 带中没有电子存在或在 Δ 中无电子存在,因此自发磁矩为零。随温度升高,热激发使一部分自由电子进入 f 带成 f 电子,出现自发磁化。当 T 再升高时,进入 f 带的电子由于热效应致使其自旋同向性降低,故出现一个最大磁矩,当 $T \geq T_0$ 时,热激发起主要作用,自发磁化消失。这个物理过程导致在某一个温区中出现自发磁矩峰。见图 1 曲线 3, 图 3—图 5 中曲线 3 和 4。

如 f 带底稍低于 Fermi 面,如图 9 中 b, 则在 $T = 0K$ 时存在自发磁矩,在某一较高温区出现峰。见图 1, 3, 4, 5 中曲线 2。

3) $E_0 - \Delta/2 > E_F$ 若带高于 Fermi 面,如图 9 中 e, 而在所讨论的温区内热激发电子不能进入 f 带,或即使进入 f 带,热效应已破坏自旋同向性,则自发磁矩为零。见图 1 曲线 4, 图 3—图 5 中曲线 5。

由上述讨论可以预计,当 $E_0 - \Delta/2 \ll E_F$ 时,库仑作用不能使其一个 f 电子激发到 Fermi 面以上,故不出现自发磁矩。而当温度很高时,热激发和库仑排斥共同作用将可激发一个 f 电子成自由电子。这个物理过程可导致两种结果:一是如上所述的理由,使之在高温区出现一个自发磁矩峰;另一是如果此种激发主要来自热效应,则在所有温区不出现自发磁矩。

当 $E_0 - \Delta/2$ 高于并远离 Fermi 面时, f 带中不存在电子,当温度很高时,热激发的自由电子虽然能进入 f 带,但热效应抑制了不同格点上自旋的同向性,故不出现自发磁矩。

2. 比热的反常

从图 6 的理论曲线可以看到,曲线 a—d 都有一个反常跃变峰,在此跃变两侧还有两个缓变峰。对照图 5 和图 6, 反常跃变都出现在 $n_+-n_- \geq 0$ 的温度,这说明比热的反常跃变是铁磁-正常相变的结果。

图 6 中的曲线 e 和 f 相应于图 5 的曲线 5, 此时

$$n_+-n_- = 0.$$

我们在文献[14]和本文图 5 的虚线表明,在此温区虽然 $n_+ = n_-$, 但 n_+ 和 n_- 都随着 T 的降低有一个缓变的减小,而后不变。显然图 6 中曲线 e 和 f 的缓变峰及曲线 a—d 在高温端的峰是由于 f 电子数随温度的变化而导致的。

低温端的缓变峰是由于 f 带分裂成双带所致。在这组参数下, $T = 0$ 时, $n_+ = 1$, $n_- = 0$, 自旋向上与自旋向下两组 f 电子的能带差为

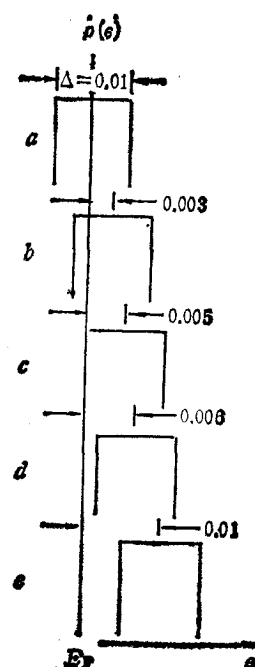


图 9 Fermi 面与 f 带的位置
 $\Delta/E_F = 0.01$; $U/E_F = 0.06$;
 a 为 $E_0/E_F = 1$;
 b 为 $E_0/E_F = 1.003$;
 c 为 $E_0/E_F = 1.005$;
 d 为 $E_0/E_F = 1.006$;
 e 为 $E_0/E_F = 1.01$

$$E_{0+} - E_{0-} = U(n_+ - n_-) = 6 \times 10^{-4} E_F.$$

这个值大于 f 带的宽度 $\Delta = 10^{-4} E_F$, 可见, 此时 f 带分裂为两个子带。此比热峰为 Schottky 比热。

- [1] Zhang Yuheng, Wang Jihong, *Solid State Commun.*, 61(1987), 309.
- [2] R. C. Albers, *Phys. Rev.*, B32(1985), 7646.
- [3] O. Sakai, M. Takeshige, H. Harima, K. Otaki and T. Kasuya, *J. Mag. Magn. Mat.*, 47 & 48(1985), 18.
- [4] 陈长风, 章立源, *物理学报*, 34(1985), 1442.
- [5] M. Tachiki and S. Maekawa, *Phys. Rev.*, B29(1984), 2497.
- [6] T. Koyama and M. Tachiki, *Phys. Rev.*, B34(1986), 3272.
- [7] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A276(1963), 238.
- [8] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, 56(1984), 755.
- [9] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, 124(1961), 41.
- [10] H. R. Ott, H. Rudigier, Z. Fisk and J. L. Smith, in *Moment Formation in Solid*, edited by W. J. L. Buyers, Plenum, New York, (1984), p. 305.
- [11] A. Berton, J. Chaussy, G. Chouteau, B. Cornut, J. Peyrard and R. Tournier, in *Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena*, edited by R. D. Parks, Plenum, New York, (1977), p. 471.
- [12] G. R. Stewart, Z. Fisk, J. O. Willis and J. L. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, 52(1984), 679.
- [13] G. R. Stewart, Z. Fisk, J. L. Smith, J. O. Willis and M. S. Wire, *Phys. Rev.*, B30(1984), 1249.
- [14] Zhang Yuheng and Mao Xianglei, *Solid State Commun.*, 63(1987), 737.

THE SPONTANEOUS MAGNETIC MOMENT AND SPECIFIC HEAT ANOMALY IN HEAVY FERMION SYSTEM

MAO XIANG-LEI ZHANG YU-BENG

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

We point out in this paper that the heavy Fermion system is a kind of Kondo system whose localized f-electrons can change with temperature. The theory suggests the existence of spontaneous magnetic moment in particular temperature range. According to the different distance between the f-electron band and Fermi level, there are different types of spontaneous magnetic moment effect. We also point out that the anomaly in specific heat versus temperature curve is caused by the change of number of f-electron in heavy Fermion system. The theoretical values of specific heat coincide well with six experimental data.