

# 重费密子体系的磁化率反常

张裕恒<sup>1)</sup> 张伟杰

中国科学技术大学物理系, 合肥, 230026

1989年11月6日收到

作者之一<sup>[1]</sup>提出重费密子体系是一种 f 电子可以随温度变化的 Kondo 体系. f 电子被束缚在费密面附近的一个窄带上. 由此模型, 本文在理论上给出磁化率随温度的变化关系, 统一地解释了磁化率的各种反常. 理论的数值计算给出了八种重费密子的磁化率, 它们都与实验曲线较好地符合. 同时讨论了重费密子体系的磁化率对样品的依赖性.

PACC: 7530M; 7530C; 7520H

## 一、引 言

实验指出<sup>[2-9]</sup>八种重费密子材料的磁化率具有很多共性, 在室温区附近的很宽区域, 它们的实验值很好地遵从 Curie-Weiss 定律, 而且有效磁矩均大于  $2\mu_B$ . 但当温度降低时, 磁化率倒数  $\chi^{-1}$  都偏离高温区的线性. 另外, 这八种重费密子体系的磁化率都对样品有很大的依赖, 例如对于  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , 不同人的结果数值上的差异可达两倍<sup>[2]</sup>.

Sales 等人<sup>[3]</sup>和 Horn 等人<sup>[4]</sup>都用晶格场理论试图解释  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的  $\chi^{-1}-T$  实验结果. Horn 等人把  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  分成 140K 以下和 350K 两部分激发区, 以符合中子实验结果, 而 Sales 等人则把  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  分成 13K 和 310K 两部分激发区, 才能够很好地符合他们的  $\chi^{-1}-T$  实验. 但这两个研究组所用的晶格场理论却不能解释其它七种重费密子的实验结果, 也无法解释重费密子体系对样品的依赖性.

作者之一<sup>[1]</sup>提出重费密子体系是一种 f 电子在格点上占有率可以随温度变化的 Kondo 体系. f 电子被束缚在费密面附近的一个窄带上. 文献[15,16]计算了由于 f 电子占有率的变化引起的比热反常, 理论和实验符合很好. 由此模型, 本文试图解释八种重费密子的磁化率行为. 由于这八种重费密子的 f 电子间最近距离均大于  $4\text{\AA}$ , 因此 f 电子的波函数不交叠, 我们采用了以传导电子为媒介的 RKKY 相互作用. 从理论上统一地解释了磁化率反常现象.

## 二、体系的哈密顿量

文献[14,15,16]指出可用如下哈密顿量描述重费密子体系:

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室).

$$H = \sum_{K\sigma} \varepsilon_K c_{K\sigma}^\dagger c_{K\sigma} + \sum_{i\sigma} E_0 b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum'_{i,j,\sigma} T_{ij} b_{i\sigma}^\dagger b_{j\sigma} \\ + \sum_{iK\sigma} (h_{Ki} c_{K\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H.c.}) + U \sum_j b_{j\uparrow}^\dagger b_{j\downarrow}^\dagger b_{j\uparrow} b_{j\downarrow}. \quad (1)$$

式中  $c_{K\sigma}^\dagger (c_{K\sigma})$ ,  $b_{i\sigma}^\dagger (b_{i\sigma})$  分别是自由电子和  $i$  格点上  $f$  电子的产生(湮没)算符. 考虑到  $f$  电子间距很大, 它们的波函数是不交叠的<sup>[2]</sup>, 可以忽略(1)式等号右端第三项. 得到

$$H = \sum_{K\sigma} \varepsilon_K c_{K\sigma}^\dagger c_{K\sigma} + \sum_{i\sigma} E_0 b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum_{iK\sigma} (h_{Ki} c_{K\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H.c.}) \\ + U \sum_j b_{j\uparrow}^\dagger b_{j\downarrow}^\dagger b_{j\uparrow} b_{j\downarrow}. \quad (2)$$

由于  $f$ - $f$  电子间直接相互作用很小, 而起主要作用的是以传导电子为媒介的 RKKY 间接相互作用<sup>[17,18]</sup>, 因此我们在(2)式中应考虑加一项  $H_{\text{RKKY}}$ ,

$$H_{\text{RKKY}} = - \sum'_{i,j} \mathcal{F}(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|) \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j, \quad (3)$$

$$\mathcal{F}(R) = - \frac{9\pi}{2} \left( \frac{J^2}{E_F} \right) \left\{ \frac{\cos(2k_F R)}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin(2k_F R)}{(2k_F R)^4} \right\}. \quad (4)$$

式中  $\mathbf{R}_i$  是格点位矢,  $k_F$  是费密波矢,  $J$  是同一格点周围自由电子与  $f$  电子的交换积分,  $\hat{S}_i$  是自旋算符.

当  $\hat{S}_i$  量子数是  $1/2$  时, 有<sup>[19]</sup>

$$b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\uparrow} - b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\downarrow} = 2\hat{S}_{ix} \\ b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\uparrow} + b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\downarrow} = 1, \\ b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow} = \hat{S}_i^+ = \hat{S}_{ix} + i\hat{S}_{iy}, \\ b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} = \hat{S}_i^- = \hat{S}_{ix} - i\hat{S}_{iy}. \quad (5)$$

将(5)式代入(3)式得到

$$H_{\text{RKKY}} = \frac{1}{4} \sum'_{i,j} \mathcal{F}(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|) (-2b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow} b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} - 2b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow} \\ + 1 + 2b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow} b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} + 2b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow}). \quad (6)$$

因此将(6)式加入(2)式得到总的体系的哈密顿量为

$$H = \sum_{K\sigma} \varepsilon_K c_{K\sigma}^\dagger c_{K\sigma} + \sum_{i\sigma} E_0 b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum_{iK\sigma} (h_{Ki} c_{K\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H.c.}) \\ + \frac{1}{2} \sum_{i,j,\sigma} [U\delta_{ij} - \mathcal{F}_{ij}(1 - \delta_{ij})] b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} b_{j\sigma}^\dagger b_{j\sigma} \\ + \frac{1}{2} \sum'_{i,j} \mathcal{F}_{ij} (b_{i\uparrow}^\dagger b_{i\downarrow} b_{j\downarrow}^\dagger b_{j\uparrow} + b_{i\downarrow}^\dagger b_{i\uparrow} b_{j\uparrow}^\dagger b_{j\downarrow}) + \frac{1}{4} \sum_{i,j} \mathcal{F}_{ij}. \quad (7)$$

式中  $\mathcal{F}_{ij} = \mathcal{F}(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|)$  最后一项是常数项.

从(7)式可以求出  $f$  电子的态密度, 注意到在平均场近似下(7)式等号右端第五项变为零, 因此在求态密度时, 我们先忽略(7)式最后两项, 就得到

$$H = \sum_{K\sigma} \varepsilon_K c_{K\sigma}^\dagger c_{K\sigma} + \sum_{i\sigma} E_0 b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \sum_{iK\sigma} (h_{Ki} c_{K\sigma}^\dagger b_{i\sigma} + \text{H. c.}) + \frac{1}{2} \sum_{i,j,\sigma} \tilde{U}_{ij} b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} b_{j\sigma}^\dagger b_{j\sigma}. \quad (8)$$

式中  $\tilde{U}_{ij} = U\delta_{ij} - \mathcal{J}_{ij}(1 - \delta_{ij})$ .

正如文献[4]所指出,自旋向上和向下的 f 电子的占有率(用  $n_+$  和  $n_-$  表示)为

$$n_{\pm} = 1 + \ln \frac{1 + \exp\left[\left(E_0 - E_F + \tilde{U}n_{\mp} - \frac{\Delta}{2}\right)/kT\right]}{1 + \exp\left[\left(E_0 - E_F + \tilde{U}n_{\mp} + \frac{\Delta}{2}\right)/kT\right]}. \quad (9)$$

式中  $\tilde{U}$  是(8)式最后一项在平均场近似下的结果,如下式:

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j\sigma} \tilde{U}_{ij} b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma} b_{j\sigma}^\dagger b_{j\sigma} \simeq \tilde{U}\langle n_i \rangle \sum_i b_{i\sigma}^\dagger b_{i\sigma}. \quad (10)$$

$\tilde{U}$  代表着体系中自旋向上(下)的 f 电子受到体系中自旋向下(上)的 f 电子的有效的相互作用.  $\Delta$  是我们对 f 电子的窄带取的近似,如文献[4]代表带宽.

得到  $n_{\pm}$  后,我们再考虑  $H_{\text{RKKY}}$  相互作用项,就得到了重费密子系统的磁化率.

### 三、磁化率公式

重费密子体系在 10K 以上是无自发磁化的<sup>[15,16]</sup>,我们在采用理论参数时注意符合了这一条件,即体系中自旋向上和自旋向下的 f 电子数在零场下相等.

采用 Weiss 场即交换场模型,引入内场  $\mathbf{B}_i$ , 当体系在外场  $\mathbf{B}_0$  中时,实际作用在本征磁矩上的有效场是  $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_i$ , 而  $\mathbf{B}_i$  与体系磁化强度成正比,  $\mathbf{B}_i = \lambda \mathbf{M}$ ,  $\lambda$  是内场参数. 不难求出磁化率公式<sup>[20,21]</sup>,并令  $\mu_B = 1$ , 得

$$\chi = \frac{C}{T - \lambda_0 C} \quad C = NP^2/3k, \quad \lambda_0 = \frac{\alpha + \beta}{2}. \quad (11)$$

式中  $p$  是格点有效磁矩;  $\alpha, \beta$  代表体系中存在两种内场, 分别对应于自旋向上的 f 电子和自旋向下的 f 电子产生的内场;  $N$  是 f 电子数目. 注意(11)式是以(9)式求出  $n_+ = n_-$  为成立条件的, 因此  $N$  正比于  $n_+ + n_- = 2n_+$ , 显然, 只要求出(11)式中的  $\lambda_0$  便可以得到磁化率  $\chi$ .

考虑相互作用

$$\begin{aligned} H_{\text{RKKY}} &= - \sum_{ij}' \mathcal{J}_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \simeq - \sum_i \left( \sum_i' \mathcal{J}_{ij} \langle \hat{S}_i \rangle \right) \cdot \hat{S}_j \\ &= - \sum_i \left( \sum_m' \mathcal{J}_{mi} \langle \hat{S}_m \rangle + \sum_l' \mathcal{J}_{li} \langle \hat{S}_l \rangle \right) \cdot \hat{S}_i. \end{aligned} \quad (12)$$

上式是将  $\sum_i' \mathcal{J}_{ij} \langle \hat{S}_i \rangle$  分成两组, 一组是自旋同向上的, 一组是自旋同向下的. 式中  $\langle \hat{S}_m \rangle$  表示  $m$  格点自旋本征值是向上的,  $\langle \hat{S}_l \rangle$  表示  $l$  格点自旋本征值是向下的,  $\langle \rangle$  表示对自旋角动量求体系平均值.

另一方面,由内场定义,

$$H_{\text{RKKY}} = - \sum_j \hat{S}_j \cdot (\alpha \mathbf{M}_j + \beta \mathbf{M}_j) \quad \mathbf{M}_j = \langle \hat{S}_j \rangle \quad (13)$$

式中  $\alpha \mathbf{M}_j$  和  $\beta \mathbf{M}_j$  分别是体系中自旋向上的 f 电子和自旋向下的 f 电子产生的内场。

由(12)和(13)式可知

$$\lambda_0 = (\alpha + \beta)/2 = \frac{1}{2} \sum_i \mathcal{F}(R_i). \quad (14)$$

注意到

$$J = \int a^*(\mathbf{r}_1) \phi_L^*(\mathbf{r}_2) v_{ii}(\mathbf{r}_{12}) \phi_L(\mathbf{r}_1) a(\mathbf{r}_2) d^3 r_1 d^3 r_2. \quad (15)$$

式中  $a(\mathbf{r})$  和  $\phi_L(\mathbf{r})$  分别是自由电子的瓦尼尔函数和 f 电子的波函数, 因此  $J$  是正比于 f 电子占有率的, 令  $J_0$  表示完全占据时的交换积分值, 则由(14)式可知

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= - \frac{9\pi}{4E_F} J^2 \sum_i' \left\{ \frac{\cos(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^3} - \frac{\sin(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^4} \right\} \\ &\simeq - \frac{9\pi}{4E_F} J_0^2 n^2 \sum_i' \left\{ \frac{\cos(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^3} - \frac{\sin(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^4} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

式中  $n$  是(9)式给出的  $n_+ = n_-$  的 f 电子自旋向上(下)的占有率。

将(16)式代入(11)式并取倒数, 对(16)式和(11)式考虑以 1mol 磁杂质为单位, 就得到了磁化率倒数(以 mol/emu 为单位)与温度的关系式

$$\chi^{-1} = \frac{3kT}{2np^2 N_0} + \frac{9\pi}{4E_F N_0} J_0^2 n^2 \sum_i' \left\{ \frac{\cos(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^3} - \frac{\sin(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^4} \right\}. \quad (17)$$

式中  $N_0$  是阿伏伽德罗常数, 表示取 1mol 磁性杂质为单位。

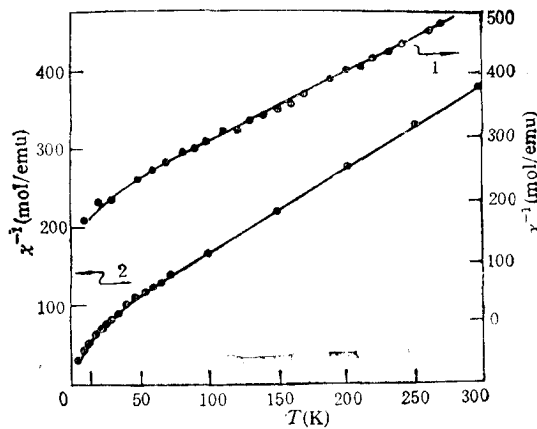


图1 曲线1和2分别是  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  和  $\text{CeAl}$  的  $\chi^{-1}-T$  理论计算结果; 对应的实验值均用  $\cdot$  表示, 分别取自文献[3]和[5].  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的  $R_0 = 4.1 \text{ \AA}$ ,  $\text{CeAl}$  的  $R_0 = 4.43 \text{ \AA}$ , 均取自文献[2]. 理论参数是:  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的  $E_F = 2 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 2 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 2 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$ ;  $\text{CeAl}$  的  $E_F = 8 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 2 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 4 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$

我们的计算采用立方格子情形,则

$$\sum_i' \left\{ \frac{\cos(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^3} - \frac{\sin(2k_F R_i)}{(2k_F R_i)^4} \right\}$$

$$\approx \sum_i' 4 \times i \times i \times \left\{ \frac{\cos(2k_F R_0 \times i)}{(2k_F R_0 \times i)^3} - \frac{\sin(2k_F R_0 \times i)}{(2k_F R_0 \times i)^4} \right\}.$$

式中  $R_0$  是 f 和 f 电子最近距离。根据(17)式并考虑到 f 电子态的简并及自由电子对 f 电子的有效磁矩会有影响(即本文  $p$  参数的选择), 得出了各种重费密子体系的磁化率理

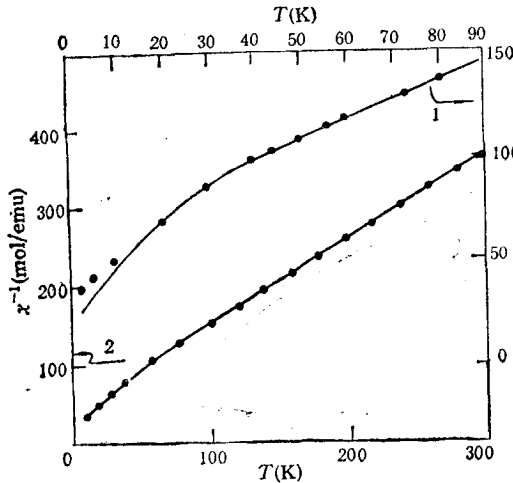


图2 曲线1和2分别是  $\text{CeCu}_6$  和  $\text{NpBe}_{13}$  的  $\chi^{-1}$ - $T$  理论计算结果; 对应的实验值分别取自文献[6]和[7].  $R_0$  值分别是  $4.83 \text{ \AA}$  和  $5.17 \text{ \AA}$ , 取自文献[2]. 理论参数是:  $\text{CeCu}_6$  的  $E_F = 8 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 2 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 4 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = 5 \times 10^{-3}$ ;  $\text{NpBe}_{13}$  的  $E_F = 6 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 2 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = 1 \times 10^{-4}$

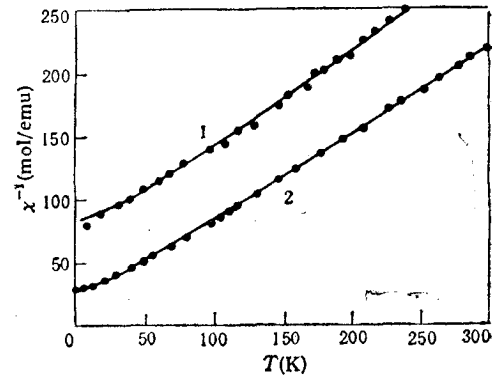


图3 曲线1和2分别是  $\text{UBe}_{13}$  和  $\text{UCd}_{11}$  的  $\chi^{-1}$ - $T$  理论计算结果; 对应的实验值分别取自文献[8]和[2].  $R_0$  值分别是  $5.13 \text{ \AA}$  和  $6.56 \text{ \AA}$ , 取自文献[2]. 理论参数是:  $\text{UBe}_{13}$  的  $E_F = 2 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 6 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = -4.2 \times 10^{-3}$ ;  $\text{UCd}_{11}$  的  $E_F = 4.5 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 6 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = -4.8 \times 10^{-4}$

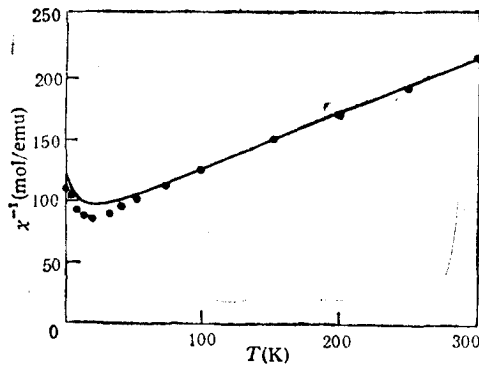


图4  $\text{U}_2\text{Zn}_{17}$  的  $\chi^{-1}$ - $T$  关系 实线为本文的理论曲线,理论参数是:  $E_F = 2 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 6 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = -4.4 \times 10^{-4}$ ; ●为实验值,取自文献[2],  $R_0$  值是  $4.39 \text{ \AA}$ ,取自文献[2]

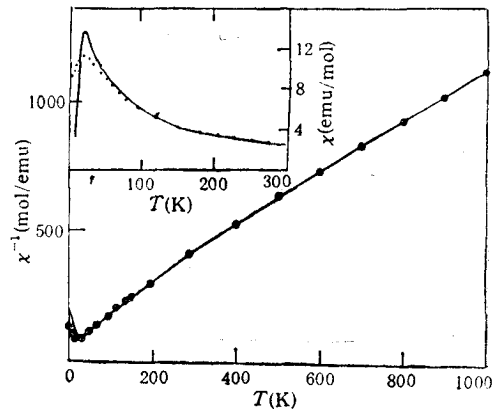


图5  $\text{UPt}_3$  的  $\chi^{-1}$ - $T$  关系的理论计算结果 内部的插图是  $0-300 \text{ K}$  温区  $\chi$ - $T$  的理论计算结果. ●是实验值,取自文献[9],  $R_0$  值是  $4.1 \text{ \AA}$ ,取自文献[2]; 理论参数是:  $E_F = 3.4 \times 10^4 \text{ K}$ ,  $\bar{U}/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta/E_F = 1 \times 10^{-4}$ ,  $(E_0 - E_F)/E_F = 9 \times 10^{-3}$

论曲线。

图 1 至图 5 给出了  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{CeAl}_3$ ,  $\text{CeCu}_6$ ,  $\text{NpBe}_{13}$ ,  $\text{UBe}_{13}$ ,  $\text{UCd}_{11}$ ,  $\text{UPt}_3$ ,  $\text{U}_2\text{Zn}_{17}$  的理论曲线与实验值的比较,理论与实验符合较好。

## 四、讨 论

### 1. 关于重费密子材料的磁化率反常的原因

理论给出了  $\text{UBe}_{13}$ ,  $\text{UCd}_{11}$  的  $\chi^{-1}$  在低温时向上偏离线性和其它六种向下偏离线性。这是 f 带中心距费密面  $E_F$  的距离和带宽,  $\tilde{U}$  值对  $n$  值的影响的反应。(17)式可以看出,等号右端第一项  $\sim T/n$ , 表征无内场效应时  $\chi^{-1}$  随 f 电子占有率增加而降低;第二项  $\sim n^2$ , 表征内场效应随 f 电子占有率的增加而增加。对于  $\text{UBe}_{13}$  和  $\text{UCd}_{11}$ ,  $n^2$  项的增加比  $T/n$  项的降低来得快, 因此表现为低温下  $\chi^{-1}$  向上偏离线性。对于  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{CeAl}_3$ ,  $\text{CeCu}_6$  和  $\text{NpBe}_{13}$ ,  $n^2$  项的降低大于  $T/n$  项的增加, 因此表现为  $\chi^{-1}$  向下偏离线性。对于  $\text{U}_2\text{Zn}_{17}$  和  $\text{UPt}_3$ , 表现为  $n$  值在某一温度下变化迅速。对于  $\text{U}_2\text{Zn}_{17}$ ,  $n$  值迅速上升, 从而使  $n^2$  项迅速上升并远大于  $T/n$  的下降, 因此出现  $\chi^{-1}$  的极小值。而  $\text{UPt}_3$  表现为在某一温度下  $n$  值迅速减小, 因此  $T/n$  迅速增加, 相比之下  $n^2$  项较小, 也会出现  $\chi^{-1}$  的极小值。

### 2. 重费密子体系的磁化率对样品的依赖性

为了说明体系对样品的依赖关系, 我们研究了(16)式。图 6 表示当 f 电子完全占据时, 在  $\text{CeAl}_3$  和  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  费密面理论取值的附近,  $\lambda_0$  随着费密面值的变化。因为 RKKY 相互作用是以传导电子为媒介的, 而  $E_F$  值决定着自由电子的费密分布及活泼电子的动量 ( $\sim k_F$ ), 因此费密面  $E_F$  决定着传导电子对内场参数  $\lambda_0$  的影响。

图 7 分别表示当  $E_F$  取  $\text{CeAl}_3$ ,  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的理论参数, 温度取 20K 时,  $\lambda_0$  随着 f 电

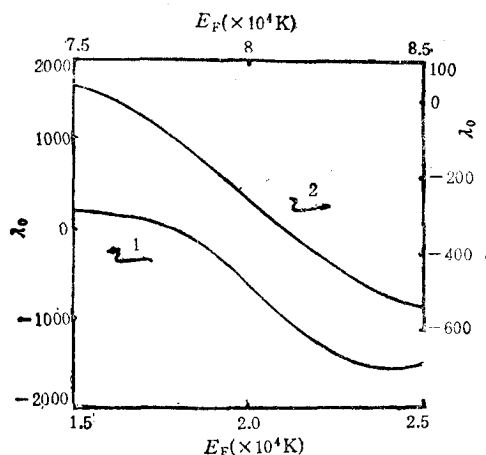


图 6 当认为 f 电子完全占据时,  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  (曲线 1) 和  $\text{CeAl}_3$  (曲线 2) 的内场参数与费密面  $E_F$  的关系。注意在各自  $\chi^{-1}-T$  计算时所采用的理论参数  $E_F$  值附近  $d\lambda_0/dE_F$  值较大。

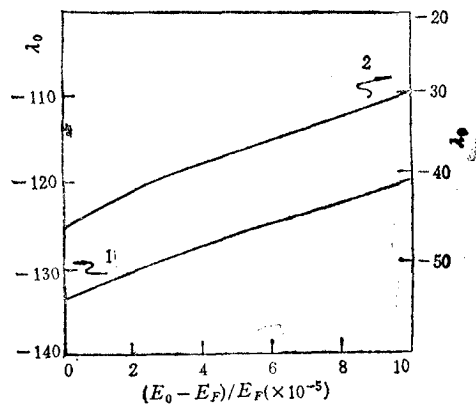


图 7 当  $T = 20\text{K}$  时,  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  (曲线 1) 和  $\text{CeAl}_3$  (曲线 2) 的内场参数  $\lambda_0$  随 f 带中心距费密面距离的变化。

子距费密面距离发生变化而变化。由于  $E_F$  和  $T$  取定了, 自由电子的行为性质就决定了, 因此它表征由于距费密面距离不同,  $f$  电子占有率则不同, 图 7 所示便是  $f$  电子占有率对  $\lambda_0$  值的影响。

从图 6 可看出,  $d\lambda_0/dE_F$  在理论取值点 ( $E_F = 80000\text{K}$  对于  $\text{CeAl}_3$ ,  $E_F = 20000\text{K}$  对于  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ) 附近较大, 同样如图 7,  $d\lambda_0/d(E_0 - E_F)$  在理论取值点也很大。而  $f$  电子距费密面距离以及费密面  $E_F$  值本身都受样品影响较大。  $E_F$  值是我们对费密面在  $k$  空间中取球形平均的结果, 因此  $\lambda_0$  受样品的影响较大,  $\chi^{-1}$  也受样品的影响较大。以上的结果给出了重费密子的行为强烈地依赖于材料的原因。

- [ 1 ] Zhang Yuheng, Wang Jihong, *Solid State Commun.*, **61**(1987), 309.
- [ 2 ] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, **56** (4) (1984), 755.
- [ 3 ] B. C. Sales and R. Viswanathan, *J. Low Temp. Phys.*, **23**(1976), 449.
- [ 4 ] S. Horn, E. Holland-Moritz, M. Loewenhaupt, F. Steglich, H. Scheuer, A. Benoit and J. Flouquet, *Phys. Rev.*, **B23** (1981), 3171.
- [ 5 ] K. H. J. Buschow, and J. F. Fast, *Z. Phys. Chem.*, **50**(1966), 1.
- [ 6 ] G. R. Stewart, Z. Fisk and M. S. Wire, *Phys. Rev.*, **B30** (1984), 482.
- [ 7 ] M. B. Brodsky, R. J. Friddle, in *Magnetism and Magnetic Materials*, edited by C. D. Graham, Jr., G. H. Lander and J. J. Phyne, AIP Conference Proceedings 24, (1974), p. 353.
- [ 8 ] H. R. Ott et al in *moment Formation in Solids*, edited by W. J. L. Buyers, (1984), p. 305.
- [ 9 ] P. H. Frings, J. J. M. Franse, F. R. de Boer and A. Menovsky, *J. Mag. Mag. Mat.*, **31—41**(1983), 240.
- [ 10 ] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franze and H. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1892.
- [ 11 ] W. Lieke, U. Rauchschwalbe, C. D. Bredl, F. Steglich, J. Aarts and F. R. de Boer, *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 2111.
- [ 12 ] M. Tachiki and S. Maokawa, *Phys. Rev.* **B34**(1986), 3272.
- [ 13 ] H. Kaga et al., *Phys. Rev.* **B37**(1988), 341.
- [ 14 ] 陈长风、章立源, *物理学报*, **34**(1985), 1442.
- [ 15 ] Zhang Yuheng, Mao Xianglei, *Solid State Commun.*, **63**(1987), 737.
- [ 16 ] 毛向雷、张裕恒, *物理学报*, **38**(1989), 956.
- [ 17 ] M. A. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev.*, **96**(1954), 99.
- [ 18 ] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106** (1957), 895.
- [ 19 ] 李正中, *固体理论*, 高等教育出版社, (1985).
- [ 20 ] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 1976 edition.
- [ 21 ] 方俊鑫、陆栋, *固体物理学*, 上海科学技术出版社, (1981).

## THE SUSCEPTIBILITY ANOMALY IN HEAVY FERMION SYSTEM

ZHANG YU-HENG    ZHANG WEI-JIE

*Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026*

(Received 6 November 1989)

### ABSTRACT

One of the authors<sup>[1]</sup> had pointed out that the heavy fermion system is a kind of Kondo system in which localized f-electrons can change with temperature. The f-electrons are bound in a narrow band near Fermi level. Using this model, the relation between the susceptibility and temperature is deduced and the susceptibility anomaly is explained in this paper. The calculated results of susceptibility for all the eight heavy fermion system coincide with the experimental data. The strong sample dependence of the susceptibility of the heavy fermion system has also been discussed.

**PACC:** 7530M; 7530C; 7520H