

弱色散重费密子合金模型的电阻率*

李正中 许 望 周青春

南京大学物理系, 南京, 210008

1990年4月18日收到

本文从 Yoshimori-Kasai 模型出发, 应用 slave-boson 技巧, 计算重费密子合金的电阻率。在平均场近似下, 应用相干势近似 (CPA) 方法, 求出合金的剩余电阻, 并计入 slave-boson 场的涨落, 解释了高浓度情况下重费密子合金出现电阻率低温极大的实验结果。

PACC: 7215Q; 7530M; 7520H

一、引 言

重费密子合金的低温热力学性质, 随着磁离子浓度的增加, 出现从稀合金极限下的非相干单杂质特征到高浓度情况下的相干晶格特征的过渡。实验上, 这一过渡表现为热电功率 (TEP) 变号、比热系数 $\gamma(T) (=c_v(T)/T)$ 从低浓度随温度上升单调下降到高浓度下出现低温峰, 以及电阻率在高浓度情况下出现低温极大等现象^[1-5]。理论上, 这些现象可以用合金系统的相干性加以解释。作者曾在以前的一组文献中^[6-9], 将处理单 Kondo 杂质和 Kondo 晶格都行之有效的 slave-boson 方法推广到合金系统, 在平均场近似下, 建立了重费密子合金的相干势近似 (CPA) 理论, 并对合金系统的电子态密度进行了自洽的计算, 结果表明: 当合金浓度增加时, f 电子态密度逐渐在费密能级附近形成隙隙。由于隙隙的出现表明系统中具有一定色散的相干 f 带的形成^[7], 是系统相干性的标志, 因而利用合金系统的电子态密度随浓度的变化, 可以较为直接地解释 TEP^[7,9] 和 $\gamma(T)$ ^[9] 的相干效应。

Yoshimori 和 Kasai 首先通过在 f 电子具有弱色散的 Anderson 晶格模型 (Y-K 模型^[10]) 中引入无序^[11], 并将有限关联的单杂质理论推广到合金系统, 用 CPA 方法计算了合金的电阻率。但由于他们略去了格点关联对 Kondo 离子自能修正的影响, 其自洽性有欠缺。此外, 他们还假定合金的 Kondo 温度 T_K 是浓度 x 的迅变函数, 这又与近期实验^[2,3] 不符。

本文试图在重费密子合金的 slave-boson 理论的基础上自洽计算弱色散重费密子合金模型^[9] 的电阻率。在 slave-boson 理论中, 合金的电阻主要来自两种散射机制: 电子受到非磁离子势的散射和磁格点上 slave-boson 场的 Gauss 涨落的散射。由这两种机制造成的电阻可按 Matthiessen 规则相加。由于在 $T = 0K$ 时, Gauss 涨落的贡献为

* 国家自然科学基金资助的课题。

零, 零温度剩余电阻全部来自第一部分贡献. 在 $x = 1$ 即晶格情况下, 电阻率全部来自 Gauss 涨落的贡献. 而在有限温度合金情况下, 必须同时计入两部分贡献.

二、无序模型与 slave-boson 平均场理论

在类似于 $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ 的重费密子合金系统中, 含有 A 和 B 两类稀土原子, 磁性原子 A (类 Ce, 含 f 电子) 被非磁性原子 B (类 La, 不含 f 电子) 所取代, 成为合金. 合金系统通常可用多杂质 Anderson 模型即 Anderson 合金模型来描述. 在 $U \rightarrow \infty$ 强关联极限下, 将 slave-boson 技巧^[12]应用于合金模型, 系统的哈密顿量可写成

$$\begin{aligned} H = & \sum_{k\sigma} (\varepsilon_{k\sigma} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \alpha \varepsilon_{k\sigma} f_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma}) \\ & + \sum_{l\sigma} \xi_l (b_l^\dagger c_{l\sigma}^\dagger f_{l\sigma} + f_{l\sigma}^\dagger c_{l\sigma} b_l) \\ & + \sum_{l\sigma} [E_f \xi_l + E_L (1 - \xi_l)] f_{l\sigma}^\dagger f_{l\sigma}. \end{aligned} \quad (1)$$

此外, 在 A 格点上需满足约束条件

$$\sum_{\sigma} f_{l\sigma}^\dagger f_{l\sigma} + b_l^\dagger b_l = 1, \quad l \in A. \quad (2)$$

在 (1) 式中, ε_k 为导带电子的能量, E_f 为 A 格点上的 f 能级, E_L 则为 B 原子的 f 能级. 为了保证 B 格点上无 f 电子占据, 在计算中应取 $E_L \rightarrow \infty$. ξ_l 为无序参量 ($\xi_l = 1$, $l \in A$; $\xi_l = 0$, $l \in B$). b_l 为引入的 slave-boson 算子, 用于 (2) 式, 可以排除 A 格点上 f 电子的双占据. $c_{k\sigma}$ ($c_{l\sigma}$) 和 $f_{k\sigma}$ ($f_{l\sigma}$) 分别为 Bloch (Wannier) 表象中导带电子和 f 电子算符. ε_k 为 Y-K 模型中所引入的弱色散项. 在平均场近似下, 算符 b_l 由 c 数代替^[13], 另外, 为满足约束条件 (2) 式, 在各 A 格点上引入拉氏乘子 λ_l , 并作 ansatz^[7],

$$b_l = b, \quad \lambda_l = \lambda, \quad l \in A. \quad (3)$$

平均场近似下的哈密顿量写成

$$\begin{aligned} H_{\text{MF}} = & \sum_{k\sigma} [c_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma}^\dagger] \begin{bmatrix} \varepsilon_k & 0 \\ 0 & \tilde{E}_f + \alpha \varepsilon_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{k\sigma} \\ f_{k\sigma} \end{bmatrix} \\ & + \sum_{l\sigma} \left\{ \xi_l [c_{l\sigma}^\dagger f_{l\sigma}^\dagger] \begin{bmatrix} 0 & \nu b^* \\ \nu b & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{l\sigma} \\ f_{l\sigma} \end{bmatrix} \right. \\ & \left. + (1 - \xi_l) [c_{l\sigma}^\dagger f_{l\sigma}^\dagger] \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{l\sigma} \\ f_{l\sigma} \end{bmatrix} \right\} + \lambda |b|^2 \sum_l \xi_l, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\tilde{E}_f (= E_f + \lambda)$ 代表重整 f 能级, 在 Kondo 极限下, 可近似取 $\tilde{E}_f = 0$ ^[14]. $\varepsilon_L = E_L - \tilde{E}_f$. b 和 λ 由方程

$$x \lambda b = \frac{1}{N} \sum_{k\sigma} \overline{\langle c_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} \rangle}, \quad \overline{\langle n_f \rangle} = x(1 - |b|^2) \quad (5)$$

决定. 这里 $\overline{\langle \dots \rangle}$ 代表对无序系综的平均. 在 (4) 式中, 弱色散参数 α 可选为

$$\alpha = \eta^2 |Vb|^2 / D, \quad \eta \geq 1, \quad (6)$$

式中 D 为导带半宽, η 为调节参量, 当 $\eta \geq 1$ 时, 可保证半满 Kondo 晶格也具有金属性^[14].

在 CPA 近似下, (4) 式中的无序势(第二项)可以用 2×2 矩阵形式的有效介质

$$\Sigma(z) = \begin{bmatrix} \Sigma_{cc} & \Sigma_{cf} \\ \Sigma_{fc} & \Sigma_{ff} \end{bmatrix} \quad (7)$$

来代替. 而 $\Sigma(z)$ 由 CPA 自洽方程^[9]决定. 当 $E_L(\varepsilon_L) \rightarrow \infty$ 时, 可以证明

$$\Sigma = \begin{bmatrix} 0 & Vb^* \\ Vb & \Sigma_{ff} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

而 Σ_{ff} 则由方程

$$\Sigma_{ff} F_{ff} = x - 1 \quad (9)$$

自洽决定. (9) 式中 $F(z) = (1/N) \Sigma_k \bar{G}(k, z)$, $\bar{G}(k, z)$ 为有效介质中的 2×2 矩阵格林函数. 在实轴 $z = \omega + i0^+$ 上用数值方法求解方程 (9) (注意其中参量 b 由方程 (5) 自洽决定), 可得到合金系统的相干势及相应的格林函数. 系统的物理量可由有效质量格林函数决定. 下面将利用上述格林函数的结果, 计算系统的平均场电阻率.

三、零温度电阻率与有限温度平均场电阻率的计算

合金系统的电阻率主要来自杂质势和磁格点上 slave-boson 场的 Gauss 涨落对电子的散射. 先考虑系统仅存在杂质势对电子散射(即平均场)的情况, 根据 Kubo-Greenwood 公式^[15,16], 利用系统的有效介质格林函数, 系统的平均场电导率可以写成

$$\sigma_{MF} = \frac{2e^2}{\pi \hbar^2 Q} \int d\omega \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) \text{Tr}[\mathbf{v} \text{Im} \bar{G}(\omega + i0^+) \mathbf{v} \cdot \text{Im} \bar{G}(\omega + i0^+)], \quad (10)$$

式中

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} \mathbf{v}_c & 0 \\ 0 & \mathbf{v}_f \end{bmatrix},$$

$\mathbf{v}_c$ 和 $\mathbf{v}_f$ 分别为导带和 f 电子的迁移速度. 假定系统各向同性, 并考虑到在费密面附近

$$|\mathbf{v}| = \begin{bmatrix} v_F & 0 \\ 0 & \alpha v_F \end{bmatrix},$$

式中 v_F 为导带电的费密速度, 电导率写成

$$\begin{aligned} \sigma_{MF}(x, T) = \frac{2e^2 v_F^2}{3\pi \hbar^2 Q} \int d\omega \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) \sum_k \{ [\text{Im} \bar{G}_{cc}(k, \omega + i0^+)]^2 \\ + 2\alpha [\text{Im} \bar{G}_{cf}(k, \omega + i0^+)]^2 + \alpha^2 [\text{Im} \bar{G}_{ff}(k, \omega + i0^+)]^2 \}. \end{aligned} \quad (11)$$

将格林函数用相干势表示, 上式化为

$$\begin{aligned} \sigma_{MF}(x, T) = \frac{2e^2 v_F^2}{3\pi \hbar^2 Q_c} \int d\omega \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) |Vb|^4 [\text{Im} \Sigma_{ff}(\omega + i0^+)]^2 \\ \cdot \int d\varepsilon N_0(\varepsilon) \frac{\left[1 + \left(\frac{\eta}{D} \right)^2 (\omega - \varepsilon)^2 \right]^2}{[X^2 + Y^2]^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中取 $N_0(\varepsilon) = (2/\pi D) \sqrt{1 - (\varepsilon/D)^2}$ ($|\varepsilon| < D$), $N_0(\varepsilon)$ 为非微扰导带电子态密度 (Hubbard 型),

$$X = (\omega - \varepsilon)(\omega - \text{Re}\Sigma_{ff} - \alpha\varepsilon) - |Vb|^2, Y = \text{Im}\Sigma_{ff}. \quad (13)$$

利用电子-空穴对称性可以证明

$$\begin{aligned} \text{Re}\Sigma_{ff}(\omega + i0^+) &= -\text{Re}\Sigma_{ff}(-\omega + i0^+), \\ \text{Im}\Sigma_{ff}(\omega + i0^+) &= \text{Im}\Sigma_{ff}(-\omega + i0^+). \end{aligned} \quad (14)$$

并由此得到

$$\text{Re}\Sigma_{ff}(i0^+) = 0. \quad (15)$$

当 $T = 0\text{K}$ 时, 因为 $(-\frac{\partial f}{\partial \omega}) = \delta(\omega)$, 利用 (15) 和 (12) 式可化为

$$\sigma_{\text{MF}}(x, 0) = \frac{2e^2 v_F^2}{3\pi \hbar^2 Q_c} \int d\varepsilon N_0(\varepsilon) \frac{\delta^2 [1 + (\eta/D)^2 \varepsilon^2]^2}{\{\delta^2 [1 - (\eta/D)^2 \varepsilon^2]^2 + \varepsilon^2\}^2}, \quad (16)$$

式中 $\delta = |Vb|^2 / |\text{Im}\Sigma_{ff}(i0^+)|$, 由方程 (9), 可导出决定 δ 的方程为

$$\int d\varepsilon N_0(\varepsilon) \frac{[1 - (\eta/D)^2 \varepsilon^2]^2 \delta^2}{[1 - (\eta/D)^2 \varepsilon^2]^2 \delta^2 + \varepsilon^2} = x \quad (17)$$

由于 $T = 0\text{K}$ 时, 由 Gauss 涨落对电子的散射所引起的电阻率为零, 电阻率全部来自杂质散射, 因而, 系统的剩余电阻率即为

$$\begin{aligned} \rho_r(x) &= \rho_{\text{MF}}(x, 0) = \frac{1}{\sigma_{\text{MF}}(x, 0)}, \\ \bar{\rho}_r(x) &= \bar{\rho}_{\text{MF}}(x, 0) = \frac{1}{x \sigma_{\text{MF}}(x, 0)}. \end{aligned} \quad (18)$$

上式中第二式代表磁离子的摩尔电阻率。 δ 和 ρ_r 的数值结果分别如图 1 和图 2 所示。从图 2 可以看出, $\rho_r(x)$ 与通常的 Nordheim 律有偏离, 而 x 大约从 0.5 开始, $\bar{\rho}_r(x)$ 随 x 增加迅速下降, 这一下降与系统中 f 电子间因关联而逐渐形成相干能带的过程有关。

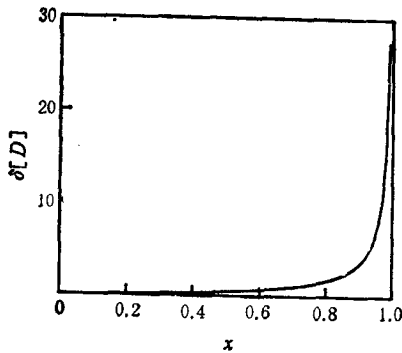
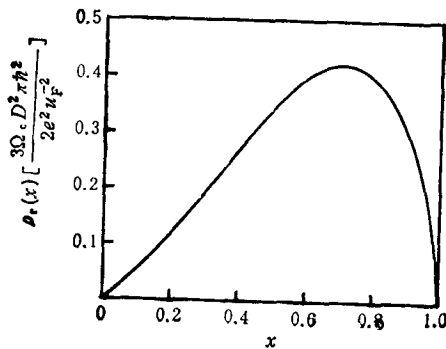
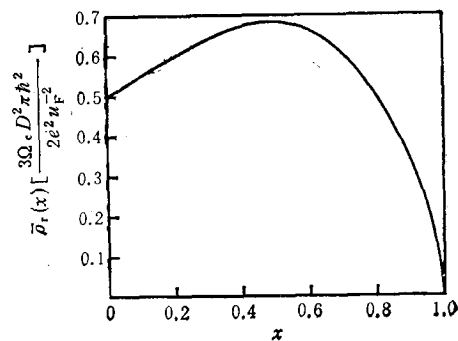


图 1 δ - x 曲线 $\eta = 1.01$



(a) 不同合金浓度的剩余电阻率



(b) 不同合金浓度的摩尔剩余电阻率

图 2

在有限温度情况下,应同时考虑杂质势和 Gauss 涨落两部分贡献. 先考虑第一部分贡献. 后一部分在下面进行讨论. 将(12)式改写为

$$\sigma_{MF}(x, T) = \frac{2e^2\nu_F^2}{3\pi\hbar^2\Omega_c} \int d\omega \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) \tilde{\tau}(\omega, T), \quad (19)$$

式中 $\tilde{\tau}(\omega, T)$ 为类似于 Wilson 公式中输运弛豫时间的物理量. 利用(14)式, 可以证明 $\tau(\omega, T)$ 为 ω 的偶函数, 因而, 在低温下 $\tau(\omega, T)$ 可以作下列级数展开:

$$\tilde{\tau}(\omega) = \tilde{\tau}_0 + \tilde{\tau}_1\omega^2 + \cdots, \quad (20)$$

由(19)和(20)式可以得到

$$\sigma_{MF}(x, T) = \frac{2e^2\nu_F^2}{3\pi\hbar^2\Omega_c} \left[\tilde{\tau}_0 + \left(\frac{\pi^2}{3} \right) \tilde{\tau}_1 T^2 \right]. \quad (21)$$

因而平均场近似下的摩尔电阻率为

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{MF}(x, T) &= \frac{1}{x\sigma_{MF}(x, T)} \\ &= \frac{\bar{\rho}_r(x)}{1 + (B/\bar{\rho}_r(x))T^2} = \bar{\rho}_r(x) - BT^2 + O(T^4), \end{aligned} \quad (22)$$

式中 $B = (\pi^2/3)(\tilde{\tau}_1/\tilde{\tau}_0)\bar{\rho}_r(x)$, 为低温平均场电阻率的 T^2 系数. 图3给出参量 $B(x)$ 的数值结果. 图4则为各种合金浓度下平均场电阻率随温度的变化曲线. 由图3可以看出, B 随合金浓度增大而下降, 这反映了随着磁离子浓度的增大, 系统的相干性逐渐增长. 从图4看出, 各不同浓度合金的低温平均场电阻率随温度上升而单调下降. 为了说明高浓度合金情况下出现低温电阻极大的实验结果, 还必须计入 Gauss 涨落的贡献.

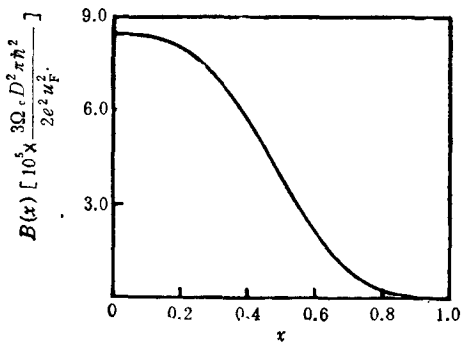


图3 $B(x)$ 曲线

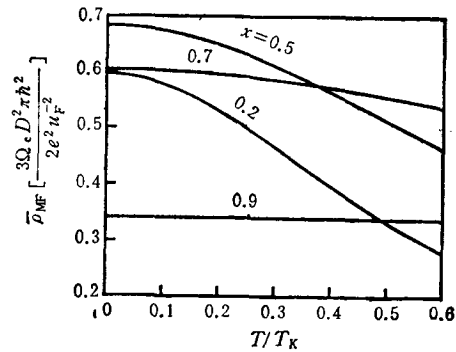


图4 不同浓度合金平均场电阻率随温度的变化

四、合金电阻的低温极大

考虑合金系统由于 slave-boson 场的 Gauss 涨落而引起的电阻率. 由于 f 电子具有很大的有效质量, 这里仅考虑导带电子受到涨落的散射. 由于 Gauss 涨落将导带电子散射到同一格点的 f 能态上, 因而对应的导带电子散射弛豫率 τ_{FL}^{-1} 与 f 电子的态密度有关, 同时也和 slave-boson 的 Gauss 涨落“强度”有关. 在 Kondo 晶格情况下, 通过引入涨落 boson 格林函数, 舍去其中非物理的红外发散项, 再应用 t 矩阵近似可以求得^[46]

$$\tau_{\text{FL}}^{-1}(\omega) = \frac{\pi^2}{3} \frac{T^2}{T_K} \frac{N_f(\omega)}{N_0(0)}, \quad (23)$$

式中 $N_0(0)$ 为费密面上导带电子的态密度, $N_f(\omega)$ 则为 f 电子态密度. 考虑到 boson 涨落的局域性, 在合金情况下, 散射弛豫率应有与 (23) 式类似的形式. 作为近似, 将 (23) 式直接推广到合金情况. 应用 Wilson 公式, 由于涨落引起的合金摩尔电阻率可以写成

$$\begin{aligned} \rho_{\text{FL}}(T) &= \frac{1}{x\sigma_{\text{FL}}(T)}, \\ \sigma_{\text{FL}}(T) &= \frac{2e^2 v_F^2}{3\pi\hbar^2 Q_c x} \int d\omega N_0(\omega) \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) \tau_{\text{FL}}(\omega). \end{aligned} \quad (24)$$

将 (23) 式代入 (24) 式, 考虑到 $\left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right)$ 使积分仅在费密面附近有效, (24) 式改写为

$$\sigma_{\text{FL}}(T) = \frac{2e^2 v_F^2}{3\pi\hbar^2 Q_c x} \frac{3}{\pi^2} \frac{T_K}{T^2} [N_0(0)]^2 \int d\omega \left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right) [N_f(\omega)]^{-1}. \quad (25)$$

当 $T \ll T_K$ 时, $\left(-\frac{\partial f}{\partial \omega} \right)$ 接近于 δ 函数, 再考虑到 $[N_f(0)]^{-1} \sim T_K$, 则从 (25) 式显然有 $\rho_{\text{FL}}(+)\sim T^2/T_K^2$ [16,17]. 当 T 与 T_K 可比较时, 则应考虑 $N_f(\omega)$ 在费密面附近的结构. 文献 [9] 给出各合金浓度下 f 电子态密度的数值结果, 利用此结果可以具体计算 (25) 式. 为简单起见, 也可近似地采用下列函数:

$$N_f(\omega, x) = \frac{1}{N(x)} \frac{1}{\pi\Delta} \frac{\left(1 + \frac{2\beta(x)\omega^2}{\Delta^2} + \frac{\omega^4}{\Delta^4} \right)}{\left(1 + \frac{\omega^2}{\Delta^2} \right) \left(1 + \frac{2\omega^2}{\Delta^2} + \frac{\omega^4}{\Delta^4} \right)} \quad (26)$$

来拟合文献 [9] 所给出的 f 电子态密度结果. 式中 $\Delta = 2|Vb|^2/D$, 与 Kondo 温度 T_K 有相同的数量级. 此外, $\beta(x) = 1 + x/2x_c$, 归一化常数 $N(x) = 1 + (\beta(x) - 1)/4$. 当 $x \rightarrow 0$ 时, (26) 式简化为

$$N_f(\omega, 0) = \frac{1}{\pi\Delta \left(1 + \frac{\omega^2}{\Delta^2} \right)}. \quad (27)$$

此即为单杂质 f 电子态密度的 Kondo 峰. 从 (26) 式可以看出, 随着合金浓度增加, f 电子态密度曲线在费密面附近将从上凸型转变为下凹型, 转变点浓度为 $x = x_c$, 此时

$$\left. \frac{d^2 N_f(\omega, x_c)}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} = 0. \quad (28)$$

在 (26) 式中, 适当选择 x_c 的数值, 所拟合的 f 电子态密度曲线就能够反映出文献 [9] 中所给出的 f 电子态密度的腰隙(双峰)结构的特征. 将 $N_f^{-1}(\omega, x)$ 在 $\omega = 0$ 附近展开

$$N_f^{-1}(\omega, x) = N_f^{-1}(0, x) \left[1 + (3 - 2\beta) \frac{\omega^2}{\Delta^2} + 2(2\beta^2 - 3\beta + 1) \frac{\omega^4}{\Delta^4} + \dots \right], \quad (29)$$

代入 (24) 和 (25) 式可以得到

$$\bar{\rho}_{\text{FL}}(T) = A_0 T^2 \left[1 + \frac{\pi^2}{3} (2\beta - 3) \frac{T^2}{\Delta^2} - \frac{\pi^4}{45} (64\beta^2 - 66\beta - 3) \frac{T^4}{\Delta^4} \right], \quad (30)$$

式中

$$A_0 = \frac{3\pi\hbar^2\Omega_c D}{2e^2 v_F^2} \frac{\pi^4 N_f(0, x)}{12 T_K}. \quad (31)$$

由此可见, 当温度 T 与 T_K 可比较时, $\bar{\rho}_{FL}(T)$ 偏离 T^2 律^[18]. 应用 Matthiessen 规则, 将合金系统的总电阻率写为平均场部分和高斯涨落部分之和

$$\bar{\rho}(T) = \bar{\rho}_{MF}(T) + \bar{\rho}_{FL}(T), \quad (32)$$

式中 $\bar{\rho}_{MF}$ 与 $\bar{\rho}_{FL}$ 分别由 (22) 和 (30) 式决定. 可以看出, 随着浓度增加; 合金的总电阻率的低温 T^2 项系数由负变为正, 它表明极低温的合金电阻率在低浓度合金情况下按 T^2 律下降, 而在高浓度合金情况下则按 T^2 律上升. 此外, 由于 T 的高次幂项的存在, 合金电阻率在较高浓度时会出现极大, 如图 5 所示. 此结果与重费密子合金电阻率的实验结果^[1-3]定性一致.

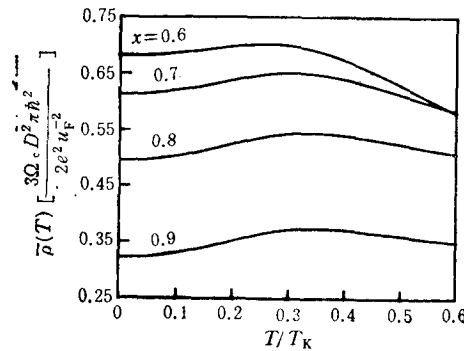


图 5 合金电阻率的低温极大

五、结 语

本文从含组分无序的 Y-K 模型出发, 应用 slave-boson 技巧及相干势近似方法, 计算了重费密子合金系统的电阻率. 在平均场近似下, 给出零温度剩余电阻率的严格结果, 并通过计入 slave-boson 场的涨落, 解释了高浓度合金出现低温电阻极大的实验结果. 应该指出, 由于 slave-boson 理论在 $T = T_K$ 时给出一个非物理的“相变”, 本文的理论结果仍与重费密子合金的低温 ($T < T_K$) 实验测量定性相符. 采用本文的方法还可以进一步计算重费密子合金的其它输运性质, 这方面的工作正在进行.

- [1] F. G. Aliev *et al.*, *J. Low Temp. Phys.*, **57**(1984), 61.
- [2] Y. Onuki *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **53**(1984), 2734; **54**(1985), 1964; **56**(1987), 1454.
- [3] Y. Onuki *et al.*, *J. Mag. Mag. Mat.*, **63** and **64**(1987), 218.
- [4] A. Sumiyama *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**(1985), 877; **55**(1986), 1294.
- [5] C. D. Bredl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1982.
- [6] Li Zheng-zhong, Qiu Yang and Xu Wang, *Phys. Lett.*, **A131**(1988), 466.
- [7] Xu Wang and Li Zheng-zhong, *J. Phys. C*, **21**(1988), 4083.
- [8] Xu Wang and Li Zheng-zhong, *J. Phys.*, **2**(1990), 109.
- [9] 李正中、周青春、邱扬, *物理学报*, **38**(1989), 2019.
- [10] A. Yoshimori and H. Kasai, *J. Mag. Mag. Mat.*, **31-34**(1983), 475.
- [11] A. Yoshimori and H. Kasai, *Solid State Commun.*, **58**(1986), 259.
- [12] P. Coleman, *Phys. Rev.*, **B34**(1987), 5072.

- [13] Z. Tesanovic and O. T. Valls, *Phys. Rev.*, **B34**(1986), 1918.
- [14] Li Zheng-zhong, Zhou Qing and Qiu Yang, *Commun. Theor. Phys. (Beijing)*, **11**(1989), 1.
- [15] B. Velicky *et al.*, *Phys. Rev.*, **175**(1968), 747.
- [16] A. J. Millis and P. A. Lee, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 3394.
- [17] A. Auerbach and K. Levin, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 887.
- [18] B. H. Brandow, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 3782.

ELECTRICAL RESISTIVITY OF THE WEAK-DISPERSION HEAVY-FERMION ALLOY MODEL

LI ZHENG-ZHONG XU WANG ZHOU QING-CHUN

Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, 210008

(Received 18 April 1990)

ABSTRACT

The electrical resistivity of the heavy-fermion alloy system is calculated through the Yoshimori-Kasai model with the application of the slave-boson technique. The residual resistivity of the system is found in the mean-field approximation by using the CPA method. The low-temperature resistivity maximum in the concentrated alloy is also obtained as the Gaussian fluctuation of the slave-boson field is included.

PACC: 7215Q; 7530M; 7520H