

CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的超导理论 (I)

模型, T_c 及序参量

徐 继 海

(山东大学物理系)

1987 年 1 月 5 日收到

提 要

本文从周期性的 Anderson 晶格模型出发, 考虑到局域电子与局域晶格形变的作用, 对 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的重费密子超导现象进行了理论研究. 通过计算, 得到了合理的超导转变温度 T_c ; 给出了描述同位素效应大小的参数 $\alpha < 1/2$, 甚至等于零(在 BCS 理论中 $\alpha = 1/2$), 说明现在的理论给出的同位素效应比 BCS 理论小, 甚至可以不存在同位素效应, 这与重费密子超导的实验相符合; 此外还给出了序参量随温度及态密度变化的关系曲线, 由此可以自然地得出 f 电子参加超导的结论.

一、引 言

一般认为重费密子超导体 (HFS) CeCu₂Si₂^[1] 和 UBe₁₃^[2] 属于 Kondo 晶格系统, 用周期性的 Anderson 晶格模型可以描述它们在正常态的基本特点. 为了解释超导态的性质, 可先对这一模型作 Schrieffer-Wolff (SW) 变换^[3], 我们发现: 除了能得到 $(f_{i-\sigma}^\dagger c_{k-\sigma} c_{k-\sigma}^\dagger f_{i\sigma})$ 这样的 Kondo 项外, 还可得到引起系统发生超导转变的项: $(c_{k-\sigma}^\dagger c_{k-\sigma}^\dagger f_{i-\sigma} f_{i\sigma} + \text{H.c.})$ (f, c 分别为 f 电子和传导电子的算符). 利用这一项, 就可得到合理的 T_c 公式, 并能自然地得出超导转变主要是由 f 电子引起的结论. 但是只考虑这一项还得出与实验相符的热力学量^[4]. 我们认为在描述 HFS 现象时, 考虑上面提到的 f 电子对向传导电子对的转移过程(或者相反的过程)是必要的, 但只考虑这一项还不能充分说明引起 HFS 现象的原因. 为了寻找引起超导的其它因素, 我们注意到这样一个实验事实^[5]: 在稀土及 U-基化合物中, 每个格点上的 f 电子并不一定, 它依赖于晶格常数的变化. 例如, 加压可使晶格常数变小, 从而使 f 电子的占据数减小, 这表明 f 电子的能级强烈地依赖晶格的局域形变. 在周期性的 Anderson 晶格模型中, 并不包含描述这种效应的项. 以前曾经有人讨论过这种效应^[6,7], 认为它可使 f 电子间产生一个等效的吸引作用, 并且这种吸引作用还表现出很强的各向异性. 本文的目的就是在周期性的 Anderson 晶格模型的基础上, 考虑到这种效应, 试图对具有 Kondo 反常行为的 HFS 化合物 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的 HFS 现象进行理论解释.

通过理论计算, 本文给出了 T_c 公式, 利用这一公式, 基本上不用可调参数就可与 HFS 的实验结果进行比较; 计算了描述系统同位素效应大小的参数 α , 结果表明: $0 \leq \alpha \leq$

1/2 (在 BCS 理论中 $\alpha = 1/2$), 这说明我们给出的同位素效应一般比 BCS 理论小, 甚至不存在同位素效应, 这也与实验相符; 另外, 还给出了在几种不同条件下序参量随温度及态密度变化的关系曲线, 指出在一般情况下, 系统有两个序参量和能隙共存, 这对于解释有关物理量在 T_c 以下的低温行为是很重要的^[4], 并且可由此自然地得出 HFS 现象是 f 电子引起的结论。

二、等效哈密顿量

我们的出发点是周期性的 Anderson 晶格模型, 其哈密顿量可表示为

$$H = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{i,\sigma} E_f f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + \sum_{i,k,\sigma} V (f_{i\sigma}^\dagger c_{k\sigma} e^{-ikR_i} + \text{H.c.}) + U \sum_i f_{i\uparrow}^\dagger f_{i\uparrow} f_{i\downarrow}^\dagger f_{i\downarrow}, \quad (1)$$

其中 ε_k 和 E_f 分别为传导电子 (s 电子) 和 f 电子的单电子能量; V 为 s-f 电子间的混合矩阵元; U 为同一格点上两个自旋相反的 f 电子间的 Coulomb 排斥能。对 (1) 式作标准的 SW 变换^[3], 可以得到

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{k,\sigma} \left(E_f + \frac{2V^2}{\varepsilon_k - E_f} \right) f_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} \\ & + U \sum_i f_{i\uparrow}^\dagger f_{i\uparrow} f_{i\downarrow}^\dagger f_{i\downarrow} + \frac{1}{2} \sum_{k,k'} \sum_{i,\sigma} J_{kk'} (f_{i-\sigma}^\dagger f_{i\sigma}^\dagger c_{k'\sigma} c_{k\sigma} e^{-(k+k')R_i} \\ & + \text{H.c.}) + H_k, \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} H_k = & \sum_{k,k'} \sum_{i,\sigma} J_{kk'} f_{i-\sigma}^\dagger f_{i\sigma}^\dagger c_{k'\sigma} c_{k\sigma} e^{i(k-k')R_i} \\ & - \sum_{k,k'} \sum_{i,\sigma} J_{kk'} (c_{k'\sigma}^\dagger c_{k\sigma}^\dagger f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} e^{i(k-k')R_i} + \text{H.c.}) \end{aligned} \quad (3)$$

为 Kondo 项, 用此项可描述系统中出现的 Kondo 效应。其中

$$\begin{aligned} J_{kk'} = & \frac{1}{2} V^2 \left(\frac{1}{E_f - \varepsilon_k} + \frac{1}{E_f - \varepsilon_{k'}} - \frac{1}{E_f + U - \varepsilon_k} \right. \\ & \left. - \frac{1}{E_f + U - \varepsilon_{k'}} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

在过去的研究中, 一般都不考虑 (2) 式等号右端第 4 项的影响^[8], 下面将会看到, 在讨论系统发生超导转变时, 该项是不能忽略的。

如上节所述, 在讨论 HFS 现象时, 还应该考虑到 f 电子与局域晶格变形的耦合, 这里我们将这种效应表示成如下形式:

$$H_{\text{fp}} = - \sum_{\langle ij \rangle} g_{ij} f_{i\uparrow}^\dagger f_{i\downarrow}^\dagger f_{j\downarrow} f_{j\uparrow}. \quad (5)$$

上式中的求和只对 i 格点的最近邻进行, 其中 g_{ij} 为耦合常数, 它一般是各向异性的, 这种各向异性对研究超导态的某些性质时是非常重要的。这里为便于讨论, 将忽略这种各向异性的影响, 而认为 $g_{ij} = g$ 为常数。

(2)式与(5)式合起来就是我们将要用到的哈密顿量。现在的目的是集中研究系统在超导态的性质,以下将不考虑 H_k ,但我们应当记住,利用 H_k 可以解释系统中出现的 Kondo 反常现象,这种 Kondo 反常效应可使系统在 Kondo 温度 T_K 以下变为顺磁状态。以下将在此基础上(顺磁状态)研究 Kondo 晶格系统 CeCu_2Si_2 和 UBe_{13} 的超导现象。

三、能隙方程及 T_c 公式

根据上节的讨论,这里将对(2)+(5)式(忽略 H_k)所决定的超导态的性质作类似于 BCS 理论的处理。为便于讨论,这里假设:只讨论对称的 Anderson 模型,即取 $E_f = -U/2$; $J_{kk'}$ 取其在费密面上的值 $J_{k_F k_F}$,并令 $J = -J_{k_F k_F}$,利用(4)式得

$$J = -J_{k_F k_F} = 2V^2/U. \quad (6)$$

因为现在是在 Kondo 温度 T_K 以下研究超导问题,系统处于顺磁状态,此时有

$$\langle f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} \rangle = \langle f_{i-\sigma}^\dagger f_{i-\sigma} \rangle = \frac{1}{2}.$$

这样就可导出描述系统状态的 Gor'kov 方程

$$(i\omega_n - \varepsilon_k)G_s(\mathbf{k}, \omega_n) + J\delta_f F_s^+(\mathbf{k}, \omega_n) = 1, \quad (7)$$

$$(-i\omega_n - \varepsilon_k)F_s^+(\mathbf{k}, \omega_n) - J\delta_f^* G_s(\mathbf{k}, \omega_n) = 0, \quad (8)$$

$$(i\omega_n - \varepsilon_{fk})G_f(\mathbf{k}, \omega_n) + [(g\bar{\gamma} - U)\delta_f + J\delta_s]F_f^+(\mathbf{k}, \omega_n) = 1, \quad (9)$$

$$(-i\omega_n - \varepsilon_{fk})F_f^+(\mathbf{k}, \omega_n) - [(g\bar{\gamma} - U)\delta_f^* + J\delta_s^*]G_f(\mathbf{k}, \omega_n) = 0. \quad (10)$$

上面的式子中 $G_s(G_f)$ 和 $F_s(F_f)$ 分别为 s(f) 电子的正常和反常 Green 函数。 $\omega_n = (2n+1)\pi T$, 这里的 n 为整数。序参量 δ_s^* 和 δ_f^* 分别由下式定义:

$$\begin{aligned} \delta_s^* &= T \sum_{\mathbf{k}, \omega_n} e^{i\omega_n 0^+} F_s^+(\mathbf{k}, \omega_n), \\ \delta_f^* &= T \sum_{\mathbf{k}, \omega_n} e^{i\omega_n 0^+} F_f^+(\mathbf{k}, \omega_n). \end{aligned} \quad (11)$$

另外式中的 ε_{fk} 和 $\bar{\gamma}$ 由下两式定义:

$$\varepsilon_{fk} = 2V^2/(\varepsilon_k + U/2), \quad (12)$$

$$\bar{\gamma} = \langle \gamma_k \rangle = \left\langle \frac{1}{z} \sum_{\langle ij \rangle} e^{ik(R_i - R_j)} \right\rangle. \quad (13)$$

由于 γ_k 的存在,会严重影响超导态的性质^[9],且求解也非常复杂。在(9)和(10)式中,我们已用其在费密面上的平均值 $\bar{\gamma}$ [见(13)式]取代了 γ_k 。(13)式中的 z 为最近邻格点的数目。

从(12)式可以看出, ε_{fk} 为位于费密面附近的一个非常窄的 f 能带,其宽度约为 V^2/U 的量级,由此可得出 f 电子的有效质量

$$m^* = 1 / \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{fk}}{\partial k^2} \right) \approx U^2 / (4V^2). \quad (14)$$

在 HFS 中,可取典型数值^[10]: $U \sim 5\text{eV}$, $V \sim 0.1-0.2\text{eV}$, 则可得到 $m^* \sim 200m_e$ (m_e 为一个自由电子的质量),这与 HFS 的实验基本相符。

利用(11)式定义的序参量,可定义 s 及 f 电子的能隙函数 Δ_s 和 Δ_f 如下:

$$\Delta_s = J\delta_f, \quad \Delta_f = J\delta_s + (g\gamma - U)\delta_f. \quad (15)$$

由上式和(11)式可清楚地看出序参量和能隙的不同意义. 利用(7)–(11)以及(15)式,可得到决定系统超导状态的能隙方程

$$\Delta_s = \frac{1}{2} J\Delta_f \sum_k \tanh(\sqrt{\epsilon_{fk}^2 + \Delta_f^2}/2T) / \sqrt{\epsilon_{fk}^2 + \Delta_f^2}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Delta_f = & \frac{1}{2} J\Delta_s \sum_k \tanh(\sqrt{\epsilon_{sk}^2 + \Delta_s^2}/2T) / \sqrt{\epsilon_{sk}^2 + \Delta_s^2} \\ & + \frac{1}{2} (g\gamma - U)\Delta_f \\ & \times \sum_k \tanh(\sqrt{\epsilon_{fk}^2 + \Delta_f^2}/2T) / \sqrt{\epsilon_{fk}^2 + \Delta_f^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

在计算上两式的第一个积分时,我们将截止能量分别取为 f 和 s 能带的半宽度 D_f 和 D_s ; 在计算(17)式的第二个积分时,由于该项的相互作用与电声子作用相联系,故将截止能量取为 Debye 频率 ω_D .

当 $T = T_c$ 时,应有 $\Delta_s = \Delta_f = 0$, 由(16)和(17)式就可得到超导转变温度 T_c .

$$T_c = \frac{2e^\gamma}{\pi} \sqrt{D_s D_f} \exp(-\lambda), \quad (18)$$

其中 γ 为欧拉常数, λ 由下式给出:

$$\begin{aligned} \lambda = & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{N_f^2 (g\gamma - U)^2}{(N_s N_f J^2)^2} + \frac{4}{N_s N_f J^2} + \left(\ln \frac{D_s}{D_f} \right)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \frac{N_f (g\gamma - U)}{N_s N_f J^2} \ln \frac{D_s D_f}{\omega_D^2} \right) - \frac{N_f (g\gamma - U)}{N_s N_f J^2} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

上式中的 N_s 和 N_f 分别为 s 和 f 电子在费密面上的态密度.

从 T_c 的表达式(18)和(19)可以看出,不管 f 电子间的有效相互作用是吸引(相当于 $g\gamma - U > 0$), 还是排斥(相当于 $g\gamma - U < 0$), 也不管 J 的符号如何, 我们总可以得到一个有限的 T_c . 此时超导主要是由 s - f 电子间的杂化效应所引起的, 这是一种不同于电声子作用的超导机制. 可以考虑如下过程: 在 f 带上的一对 f 电子被虚激发后, 变成 s 带上的一对传导电子, 然后又回到 f 带; 或者发生相反的过程. 由于这是一个二级过程, 所以无论 J 的符号如何, 总是起到一个吸引作用, 因而这种过程可以引起系统发生超导转变. 另外, 还可以看出, 当 $g\gamma - U > 0$ 时, 系统的 T_c 也会增大, 这是由 f 电子与局域晶格形变的耦合作用引起的, 这是一种等效的电声子机制. 以后将会看到, HFS 现象是由上面所讨论的两种效应共同引起的. 下面我们考虑两种特殊情况:

1. $g\gamma - U = 0$. 在这种情况下, (18)式可以化为

$$\begin{aligned} T_c = & \frac{2e^\gamma}{\pi} \sqrt{D_s D_f} \exp \left[-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{4}{N_s N_f J^2} + \left(\ln \frac{D_s}{D_f} \right)^2} \right] \\ = & 1.14 T_K \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{4}{N_s N_f J^2} + \left(\ln \frac{D_s}{D_f} \right)^2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \ln \frac{D_s}{T_K} - \ln \frac{D_f}{T_K} \right) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

上式中 T_K 为 Kondo 温度。注意到如下关系:

$$D_s/D_f \sim N_f/N_s \sim m^*/m_c. \quad (21)$$

上述关系在讨论 HFS 问题时经常被引用^[11]。根据(12)式,并利用 U 及 V 的典型数据,则可算出, $D_f \sim 40$ K, 由此可推知 $N_f \sim 1/(\pi D_f) \sim 100 \text{ eV}^{-1}$ (这正是重费密子在费密面上的态密度的典型数值)。在 HFS 中,可取 $D_s/D_f = N_f/N_s \sim 200$, $T_K \sim 10$ K, 利用(6)式可算得 $J \sim 0.016 \text{ eV}$, 将这些数据代入(20)式中,则可得到 $T_c \sim 0.6$ K, 与 HFS 的实验相符。

2. $J = 0$, $g\bar{\gamma} - U > 0$. 在这种情况下,(18)式可化为

$$\begin{aligned} T_c &= \frac{2e^{\gamma}}{\pi} \sqrt{D_s D_f} \exp \left[- \left(\frac{1}{N_f(g\bar{\gamma} - U)} + \frac{1}{2} \ln \frac{D_s D_f}{\omega_D^2} \right) \right] \\ &= 1.14 \omega_D \exp [-1/N_f(g\bar{\gamma} - U)]. \end{aligned} \quad (22)$$

这与 BCS 理论的 T_c 公式完全相同。如果认为 $\omega_D \sim D_f$, 要从(22)式得出合理的 T_c , 应取 $(g\bar{\gamma} - U) \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}$, 与简单金属相比,这是一个非常小的量,主要原因是这里的 N_f 比 N_s 大得多。这说明:局域晶格形变引起的等效相互作用,只要稍稍比 U 大,就足以使 HFS 系统发生超导转变。

在一般情况下,超导是由上述两种效应共同引起的,应该利用(18)式估计 T_c 。

四、同位素效应

从(18)和(19)式可以看出, T_c 只是通过 λ 依赖于 ω_D 。对(18)式求 ω_D 的偏导,可得

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = -\Delta\lambda = 2\alpha \frac{\Delta\omega_D}{\omega_D}, \quad (23)$$

式中 α 由下式给出:

$$\alpha = \frac{N_f |g\bar{\gamma} - U|}{2 \left[N_f^2 (g\bar{\gamma} - U)^2 + 4 N_s N_f J^2 + \left(N_s N_f J^2 \ln \frac{D_s}{D_f} \right)^2 + 2 N_s N_f J^2 N_f (g\bar{\gamma} - U) \ln \frac{D_s D_f}{\omega_D^2} \right]^{1/2}}. \quad (24)$$

α 的数值就代表超导系统中同位素效应的大小。在 BCS 理论中, $\alpha = 1/2$ 。从(24)式可以看出, α 的取值在 $0-1/2$ 之间,特别是当 $(g\bar{\gamma} - U) = 0$ 时, $\alpha = 0$, 表明在这种情况下不存在同位素效应;当 $J = 0$ 时, $\alpha = 1/2$, 系统成为 BCS 超导。在 HFS 中,实验上还未观察到同位素效应。根据现在的理论,可以认为,在 HFS 中即使有同位素效应, α 的值也会小于 BCS 理论。在这里只要适当调整电声子作用和非电声子作用在超导中所占的比重,就可得出与实验相符的结果。

五、序参量

由(11)式的定义可以看出, δ_f 和 δ_s 分别是描述 f 电子和 s 电子超导有序化程度的量,这两个量与相应的能隙函数 Δ_f 和 Δ_s 不同[见(15)式]。这里为便于讨论,在计算(16)和(17)两式中的有关积分时,统一取一个等效的截止能量 ω , 这样做并不会改变序参量的基

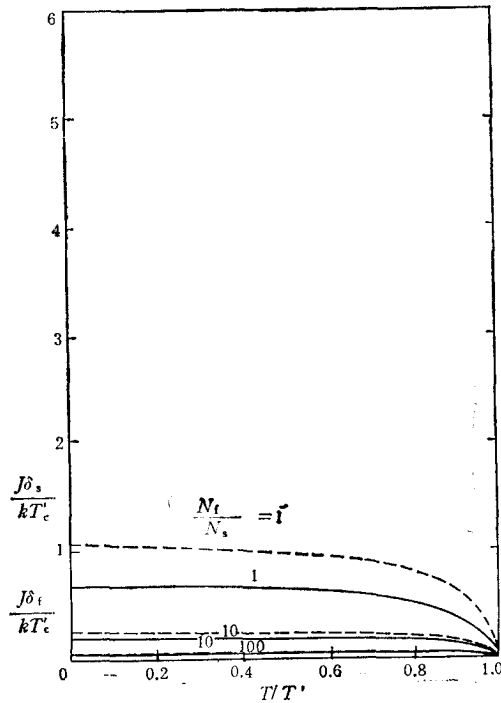


图 1

$$g\bar{\gamma} - U = -J < 0, \sqrt{N_s N_f} J = 1/3, \\ T_c = 1.14\omega \cdot \exp\left(-\frac{1}{\sqrt{N_s N_f} J}\right)$$

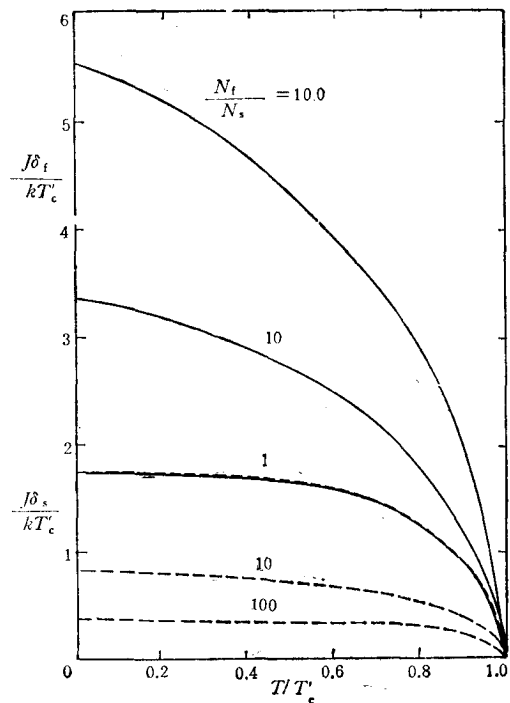


图 2

$$g\bar{\gamma} - U = 0, \sqrt{N_s N_f} J = 1/3, \\ T_c = 1.14\omega \cdot \exp\left(-\frac{1}{\sqrt{N_s N_f} J}\right)$$

本性质。根据(15)–(17)式,可以绘出在各种不同条件下,序参量 $\delta_f(T)$ (用实线表示)和 $\delta_s(T)$ (用虚线表示)随温度及比值 (N_f/N_s) 变化的关系曲线(见图 1–3)。

图 1 相当于 f 电子间的 Coulomb 排斥能大于电声子作用,其净效果仍为排斥作用的情况。我们看到: 在图 1 中所给参数的条件下,系统存在两个序参量,并且一般有 $\delta_s > \delta_f$, 这是由于 f 电子间存在净的排斥作用的结果。当 $N_f/N_s = 100$ 时, $\delta_f \sim \delta_s \sim 0$ 。在 HFS 中,一般有 $N_f/N_s \sim 200$, 由图 1 可推知,此时 $\delta_f \approx \delta_s \approx 0$ 。因此在这种情况下,系统不可能发生超导转变。

图 2 表示 f 电子间的电声子作用等于 Coulomb 作用的情况。此时超导完全依靠 f 电子对向传导电子对的转移过程来完成。从图 2 中可以看出,只有当 $N_f = N_s$ 时,有 $\delta_f = \delta_s$, 此时系统存在一个序参量,根据(15)式,此时也有 $\Delta_f = \Delta_s$, 表明系统存在一个能隙。当 $N_f \neq N_s$ 时, $\delta_f \neq \delta_s$, 系统存在两个序参量,也存在两个能隙函数。另外还可以看出,当 $N_f > N_s$ 时,有 $\delta_f > \delta_s$; 在 T_c 附近,近似有 $\delta_f/\delta_s \sim \sqrt{N_f/N_s}$, 这说明粒子越重(态密度越大),对超导的贡献越大。在 HFS 中,有 $N_f \gg N_s$, 由图 2 中 δ_f 和 δ_s 随比值 (N_f/N_s) 的变化趋势可以清楚地看出,此时有 $\delta_f \gg \delta_s$ 。这意味着: 在超导态, f 电子配对的几率(由 δ_f 表征)比 s 电子配对的几率(由 δ_s 表征)大得多。换句话说,在现在的模型中,参加超导而形成 Cooper 对的主要是 f 电子,这样,用现在的模型就能很自然地解释“重费密子”超导现象。

图 3 示出的是 f 电子间的电声子作用大于 Coulomb 作用的情况。此时超导由 f 电

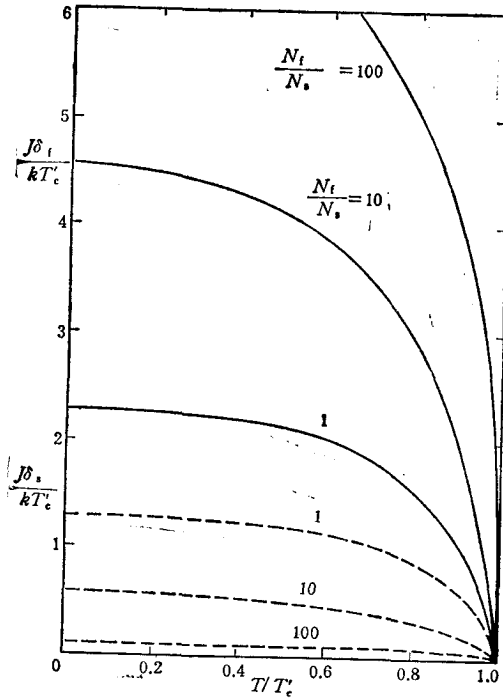


图 3

$$g\tilde{\tau} - U = J > 0, \sqrt{N_s N_f} J = \frac{1}{3},$$

$$T_c = 1.14\omega \cdot \exp\left(-\frac{1}{\sqrt{N_s N_f} J}\right)$$

子对与传导电子对的交换过程及 f 电子间的净吸引作用共同引起。从图 3 中可以看出, δ_f 及 δ_s 的变化趋势基本上与图 2 相同, 差别只是随着比值 (N_f/N_s) 的增大, δ_f 和 δ_s 比图 2 中相差更大了。这是很自然的结果, 因为 f 电子间存在净的吸引作用, 这会进一步促进 f 电子的超导有序化。从图中可以看出, 当 $N_f/N_s = 100$ 时, δ_s 已经变得非常小了。在 HFS 中, $N_f/N_s = 200$, 此时可认为 $\delta_s \approx 0$, 表明超导几乎完全由 f 电子引起。我们认为, “重费密子 (f 电子) 超导”正是属于这种情况。根据超导态有关热力学量的计算结果^[4] 将更能证明这一点。

在 HFS 中, f 电子与局域晶格形变的耦合一般都较强, 有可能超过 Coulomb 排斥能, 使 f 电子间的有效相互作用成为吸引的, 这是完全可能的。

六、结 论

在前几节中, 我们给出了一个描述 Kondo 晶格系统中超导现象的简单模型。我们认为在周期性 Anderson 晶格模型的基础上, 加上局域电子与局域晶格形变的耦合作用, 不仅可以描述 CeCu_2Si_2 和 UBa_{13} 的正常态的性质, 而且也能够描述超导态的性质。根据我们的讨论, 可以得出如下结论: HFS 现象是由 f 电子对与传导电子对的交换过程以及 f 电子与局域声子的作用共同引起的。由这一模型出发, 可以得到合理的 T_c 公式; 由此而得出的同位素效应比 BCS 理论要小。将这一模型应用于 HFS 系统, 可以自然地得出 HFS 现象主要是由 f 电子引起的结论, 这与 HFS 的实验相符合。另外, 由这一模型还可以得出系统存在两个能隙函数的结论, 这对于解释有关物理量在 T_c 处临界值的大小, 特别是在 T_c 以下的低温行为是非常重要的^[4]。

参 考 文 献

- [1] P. Steglich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1892.
- [2] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1595.
- [3] J. R. Schrieffer and P. A. Wolff, *Phys. Rev.*, **149**(1966), 491.
- [4] 徐继海, 本刊本期.
- [5] J. M. Lawrence, P. S. Riseborough and R. D. Parks, *Rep. Progr. Phys.*, **44**(1981), 1.
- [6] H. Razafimandimby, P. Fulde and J. Keller, *Z. Phys.*, **B54**(1984), 111.
- [7] F. J. Ohkawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **52**(1983), 3886.

- [8] C. Lacroix and M. Cyrot, *Phys. Rev.*, **B20**(1979), 1969.
- [9] K. Miyake *et al.*, *Prog. Theor. Phys.*, **72**(1984), 652.
- [10] C. M. Varma, *Rev. Mod. Phys.*, **48**(1976), 219.
- [11] M. Tachiki and S. Maekawa, *Phys. Rev.*, **B29**, (1984), 2497.

THE THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY IN CeCu_2Si_2 AND UBe_{13} (I)

MODEL, T_c AND ORDER PARAMETERS

XU JI-HAI

(Department of Physics, Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

The phenomena of the heavy-fermion superconductivity (HFS) of CeCu_2Si_2 and UBe_{13} were theoretically investigated by starting from the periodic Anderson lattice model and considering the interaction between the localized electrons and the localized lattice deformation. Through the calculations, we obtained a reasonable superconducting transition temperature T_c and showed that the parameter which describes the isotopic effect $\alpha < 1/2$, even equals to zero (in BCS theory $\alpha = 1/2$). We showed that the isotopic effect is smaller in our theory than that in BCS theory, even there could exist no isotopic effect in our model, the result is in agreement with the experimental facts of HFS. In addition, the curves of the order parameters varying with the temperature and the density of state are given and the conclusion of f -electrons to be responsible for HFS can be obtained naturally.