

# 一个可能的 $P$ 波型重费密子 超导体—— $\text{UBe}_{13}$

冯 世 平

(北京师范大学物理系, 低能核物理研究所)

1986年11月19日收到

## 提 要

在朗道的费密液体理论框架下, 我们解释了重费密子超导体  $\text{UBe}_{13}$  的超导临界温度随压力变化的实验结果. 所得结论是:  $\text{UBe}_{13}$  可能是一个  $P$  波型的重费密子超导体. 同时也发现由于加压使得系统的  $f$  能级与费密能级的相对移动和  $f$  电子与导带电子杂化的增加对  $S$  波超导有利, 而对  $P$  波超导不利.

## 一、引 言

现在, 重费密子金属化合物已被认为是一类新的金属化合物, 其主要特征是这些金属化合物的比热系数比普通金属的大两到三个数量级<sup>[1]</sup>, 从而说明这类化合物中电子的有效质量是很大的. 这类化合物大都具有低温反常特性, 特别是  $\text{UBe}_{13}$ ,  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{UPt}_3$  等材料还是重费密子超导系统<sup>[1]</sup>. 但到目前为止, 对于重费密子超导系统并没有一个令人满意的理论解释, 比较流行的看法是这些超导系统的超导机制可能是非电-声子的<sup>[2]</sup>. Valls 和 Tesanovic 认识到重费密子超导系统中电子的有效质量很大, 因而在电子有效质量  $m^*$  趋于无穷大的极限情况下应用朗道的费密液体理论来解释重费密子超导现象, 结果与实验定性相符<sup>[3]</sup>. 我们采用 Anderson 晶格哈密顿量, 在朗道的费密液体理论框架下更一般地讨论了这个问题, 所得结论是由费密液体相互作用导致的超导体是  $P$  波型超导体<sup>[4]</sup>. 对于重费密子超导体  $\text{UBe}_{13}$ , 一系列的实验测量说明  $\text{UBe}_{13}$  的自旋-晶格弛豫比率, 超声衰减系数和热导率在  $T < T_c$  时是随温度  $T$  的幂级数变化<sup>[5-7]</sup>, 而不是遵从 BCS 超导体的变化规律. 最近 Lambert 等人又完成了对于  $\text{UBe}_{13}$  的超导临界温度随压力变化的测量<sup>[8]</sup>. 这些实验引起了我们极大的兴趣. 在本文中, 我们试图在朗道的费密液体理论框架下<sup>[4]</sup>, 来解释这个实验结果, 由此说明重费密子超导体  $\text{UBe}_{13}$  可能是一个  $P$  波型超导系统.

## 二、理 论 方 法

由于重费密子系统一般含有局域性很强的  $f$  电子, 因而人们总是应用 Anderson 晶格

哈密顿量来描述这类系统. 为方便起见, 我们采用双导带的 Anderson 晶格哈密顿量<sup>[4,8]</sup>

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_{1k} c_{1k\sigma}^\dagger c_{1k\sigma} + \sum_{k\sigma} \varepsilon_{2k} c_{2k\sigma}^\dagger c_{2k\sigma} + \sum_{k\sigma} \varepsilon_{fk} f_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} \\ + \sum_{k\sigma} V (c_{1k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} + f_{k\sigma}^\dagger c_{1k\sigma} + c_{2k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} + f_{k\sigma}^\dagger c_{2k\sigma}) + U \sum_i f_{i\uparrow}^\dagger f_{i\uparrow} f_{i\downarrow}^\dagger f_{i\downarrow}, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{fk} = \beta \varepsilon_k, \quad \beta \ll 1, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{1k} = \varepsilon_k - a, \quad \varepsilon_{2k} = \varepsilon_k + a. \quad (3)$$

由于重费密子系统的性质主要是由 f 电子或经过导带电子与 f 电子杂化后的准 f 电子决定, 因而我们也只关心准 f 电子, 在温度  $T = 0$  时, 对应的基态能量为<sup>[4]</sup>

$$E_g = E'_g/N = 2h \sum_{k < k_F} \varepsilon_k, \quad (4)$$

$$h = (\alpha + \beta)/(\tilde{\gamma} + \alpha), \quad \alpha = 2V^2/a^2. \quad (5)$$

而  $\tilde{\gamma}$  是通过系统的自能  $\Sigma(w_n)$  而定义成

$$\Sigma(w_n) = (1 - \tilde{\gamma}) i w_n. \quad (6)$$

将上述准粒子能谱近似认为是自由粒子能谱, 则可得到

$$E_g = \frac{6}{5} h E_F, \quad (7)$$

式中  $E_F$  是系统的费密能量. 当对样品施加压力后, 我们需要考虑 f 电子能级和费密能级的相对移动和 f 电子与导带电子杂化的增加而引起的效应. 在压力较低时, 这两个效应可通过如下方式引入<sup>[9]</sup>:

$$\beta = \beta_0 - \chi_1 \bar{V}, \quad (8)$$

$$E_F = E_0 - \chi_2 \bar{V}, \quad (9)$$

$$\bar{V} = V - V_0. \quad (10)$$

这里  $V$  是样品上的压力为  $P$  时的比容, 而  $V_0$  是零压力时的比容. 那么, 在压力不为零时, 系统的基态能量为

$$E_g = \frac{\sigma}{5(\tilde{\gamma} + \alpha)} [(\alpha + \beta_0)E_0 - E_0\chi_1\bar{V} - (\alpha + \beta_0)\chi_2\bar{V} + \chi_1\chi_2\bar{V}^2]. \quad (11)$$

与文献[9]相同, 可定义系统的焓, 再由热力学平衡条件可定出  $P$  与  $\bar{V}$  的关系为

$$P = \frac{6}{5(\tilde{\gamma} + \alpha)} [E_0\chi_1 + (\alpha + \beta_0)\chi_2 - 2\chi_1\chi_2\bar{V}]. \quad (12)$$

由约束条件:  $P = 0$  时,  $\bar{V} = 0$ . 我们可从(12)式中得出

$$\chi_2 = - \frac{E_0\chi_1}{(\alpha + \beta_0)}. \quad (13)$$

由此可见费密能级的移动和 f 能级的移动不是相互独立的. 将(13)式代回(12)式, 就可得

$$P = \frac{12\chi_1^2 E_0}{5(\tilde{\gamma} + \alpha)(\alpha + \beta_0)} \bar{V}. \quad (14)$$

由于  $\bar{V} < 0$ , 必有  $E_0 < 0$ . 因而上式又可改写成

$$P = - \frac{12\chi_1^2 |E_0|}{5(\tilde{\gamma} + \alpha)(\alpha + \beta_0)} \bar{V}. \quad (14')$$

在朗道的费密液体理论框架下,应用 Anderson 晶格哈密顿量,我们已经求出系统的超导临界温度为<sup>[4]</sup>

$$T_c = 2T^* e^{-1/\lambda}, \quad (15)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} [1 - \sqrt{h}]^2. \quad (16)$$

由  $h$  的定义,我们有

$$\sqrt{h} = \sqrt{h_0} \left[ 1 - \frac{\chi_1}{\alpha + \beta_0} \bar{V} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (17)$$

在低压情况下,  $P$  较小,因而  $\bar{V}$  也较小,这样上式可近似成为

$$\sqrt{h} \approx \sqrt{h_0} \left( 1 - \frac{\chi_1}{2(\alpha + \beta_0)} \bar{V} \right). \quad (18)$$

假定在方程(15)中的  $T^*$  不随压力而变化,那么,在同样的近似下,可得

$$T_c = T_c^0 e^{-D_1 P + D_2 P^2}, \quad (19)$$

式中

$$D_1 = \frac{5\sqrt{h_0}(\tilde{\gamma} + \alpha)}{4\chi_1 |E_0| (1 - \sqrt{h_0})^3}, \quad (20)$$

$$D_2 = \frac{25h_0(\tilde{\gamma} + \alpha)^2}{192\chi_1^2 E_0^2 (1 - \sqrt{h_0})^4}. \quad (21)$$

### 三、结果与讨论

由(19)式可知,我们推导出的系统的  $T_c$  公式中包含有两个参数  $D_1$  和  $D_2$ , 而  $D_1$  和  $D_2$  又分别是一些更基本的参数的组合. 在现阶段要想对  $D_1$  和  $D_2$  进行第一原理性的计算那是不可能的,但是我们可以对  $D_1$  和  $D_2$  的量级进行一些估计. 由文献[4]已知准粒子的有效质量表达式为

$$m^* = m / [1 - (1 - \sqrt{h})^2]. \quad (22)$$

在压力为零时的准粒子的有效质量大致是自由电子质量的 100—1000 倍<sup>[1]</sup>. 我们取  $m^* \sim 1000m$ , 由此可估计出  $(1 - \sqrt{h_0})^2 \sim 0.999$ . 而对于零压时系统的费密能量  $|E_0|$ , 则基本上是准粒子能带宽度的量级. 遵照文献[11], 取  $|E_0| \sim 60\Delta$ ,  $\Delta = \pi|V|^2$  是由于  $f$  电子与导带电子杂化而使得  $f$  能级展开的宽度. 对于大部分重费密子系统,  $\Delta \sim 0.1$ <sup>[12]</sup>. 而对于参数  $\alpha$  和  $\tilde{\gamma}$ , 从它们的定义知  $\alpha \ll 1$ ,  $\tilde{\gamma} \gg 1$ <sup>[8]</sup>. 我们近似取  $\tilde{\gamma} + \alpha \sim 10$ . 据

我们所知,现在尚无关于  $\chi_1$  的量级估计,因而在这里我们近似取  $\chi_1 \sim 0.1$ . 将上述这些

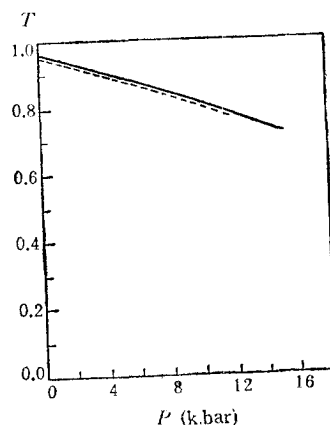


图1 虚线代表实验结果<sup>[10]</sup>; 实线代表理论结果

数据代入  $D_1$  和  $D_2$  的表达式(20)和(21),发现  $D_1 \sim 0.02$ ,  $D_2 \sim 3 \times 10^{-3}$ . 为了能够更好地模拟  $\text{UBe}_{13}$  的实验结果,我们取  $D_1 = 0.016$ ,  $D_2 = 5 \times 10^{-3}$ . 由图 1 可见,在这组参数下,我们的理论计算值与实验符合较好. 这样,可以从以上计算中得出如下结论:(1) 由于我们的  $T_c$  公式是在朗道的费密液体理论框架下求得,因而说明重费密子超导体  $\text{UBe}_{13}$  可能是一个  $P$  波型超导体. (2)与文献[9]比较,我们发现在对样品施加压力后,  $f$  电子能级和费密能级的相对移动和  $f$  电子与导带电子杂化的增加而引起的效应在  $S$  波超导体和  $P$  波超导体中对超导体的临界温度的作用相反,在  $S$  波超导体中,这些效应提高了超导体的临界温度,而在  $P$  波超导体中,则降低了超导体的临界温度.

作者感谢黄祖洽教授的指导.

### 参 考 文 献

- [1] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, **56** (1984), 755.
- [2] P. A. Lee *et al.*, *Comments on Condensed Matter Physics*, **12**(1986), 99.
- [3] O. T. Valls and Z. Tesanovic, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1497.
- [4] 冯世平, 物理学报, 待发表.
- [5] D. E. Maclaughlin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 1833.
- [6] D. J. Bishop *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 1009.
- [7] D. Jaccard *et al.*, *J. Phys. (Paris) Lett.*, **46** (1985), L-811.
- [8] M. Tachiki *et al.*, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 228.
- [9] 冯世平, 物理学报, **35**(1986), 687.
- [10] S. E. Lambert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1619.
- [11] P. Coleman, *Phys. Rev.* **B29**(1984), 3035.
- [12] D. M. Newns *et al.*, in "Moment Formation in Solids", edited by J. L. Buyers, NATO ASI Series, (1984).

## A POSSIBLE $P$ WAVE HEAVY-FERMION SUPERCONDUCTOR— $\text{UBe}_{13}$

FENG SHI-PING

(Department, of Physics, Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University)

### ABSTRACT

Applying Landau's Fermi liquid theory, we explain the superconductive critical temperature change with pressure in  $\text{UBe}_{13}$ . The conclusion is that  $\text{UBe}_{13}$  is a possible  $P$ -wave superconductor. Furthermore, we find the effect of  $f$  energy levels displacement relative to Fermi energy level and  $s$ - $f$  hybridization increase due to applying pressure are of benefit to  $S$ -wave superconductors, but not of benefit to  $P$ -wave superconductors.