

重费密子超导系统的 Landau 费密液体理论

冯 世 平

(北京师范大学物理系, 低能核物理研究所)

1986 年 6 月 30 日收到

提 要

我们已近似地将周期性 Anderson 模型哈密顿量中的参数与 Landau 的费密液体理论中的唯象参数联系起来了, 并且将这些理论应用到了重费密子超导系统, 结果与实验定性相符。结论是由重费密子液体中的相互作用而引起的超导系统应是 P 波型超导系统。

一、引 言

根据实验结果, 重费密子系统基本上可分为三大类^[1]。第一类在温度趋于零时显示费密液体行为, 典型的例子为 CeAl_3 。第二类系统当温度足够低时有相变发生, 例如 U_2Zn_{17} , 它们处于磁有序状态。第三类系统, 例如 CeCu_2Si_2 , UBe_{13} 等就是所谓的重费密子超导系统。对于这类系统, 实验上已观测到它们具有很大的比热系数和很高的上临界场, 从而说明这类系统中电子的有效质量非常大^[2-5]。这些重费密子超导系统都显示出低温反常特性, 有的在低温下显示 Kondo 行为^[2-3], 有的则是变价系统^[6]。虽然重费密子超导系统的实验结果已经很多了, 但是理论研究仍然处于初始阶段^[7-9]。在围绕着重费密子超导体的超导机制的争论中, 大致可以分为两类。一类认为重费密子超导体的超导机制仍然是由电-声子作用而引起的 BCS 型 S 波型超导体^[10-14]。而另一类则认为重费密子超导系统是由非电-声子作用的且类似于超流 ^3He 的 P 波型超导体^[15-18]。但是无论坚持哪种观点的人都认为重费密子超导系统中的 f 电子或是经过导带杂化了的准 f 电子起了关键作用。而且实验上也证实了这一点。例如, 对与 CeCu_2Si_2 同构的化合物 LaCu_2Si_2 进行测量表明, 在温度 $T \leq 0.5\text{mK}$ 时还未发现超导相变, 两者的差别只是 La 不具有 f 电子^[19]。对于研究含有 f 电子的重费密子系统, 一般都采用周期性 Anderson 模型哈密顿量。由于周期性 Anderson 模型哈密顿量到目前为止并没有精确解, 因此不同的作者应用这个模型时有不同的近似方法^[20,21,11,12]。本文的目的就是将 Anderson 模型中的参量与 Landau 的费密液体理论中的唯象参数联系起来, 从而在以周期 Anderson 模型哈密顿量为基础而建立的 Landau 费密液体理论的框架下讨论重费密子超导系统。

二、周期 Anderson 哈密顿量的 Landau 费密液体描述

对于重费密子系统的研究一般大都采用周期性 Anderson 模型哈密顿量. 与 Tachiki 等人相同,本文中我们也采用双导带的周期性 Anderson 模型哈密顿量^[12]

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

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

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

这样,我们可以近似求出对应上述模型哈密顿量的 f 电子和导带电子的 Green 函数. 由于实验上已经确认重费密子系统的各种主要性质是由经过 f-s 杂化后的准 f 电子所支配,因而我们也仅仅关心准 f 电子的 Green 函数,它为^[21]

$$G(\mathbf{k}, \omega_n) = (\tilde{r} + \alpha)^{-1} [i\omega_n - h\varepsilon_k]^{-1}, \quad (4)$$

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

$\tilde{r}$ 为自能的展开系数,其定义为

$$\Sigma(\omega_n) = (1 - \tilde{r})i\omega_n. \quad (6)$$

由(4)式,可求出准粒子的能谱为

$$E_k = h\varepsilon_k. \quad (7)$$

因而在 $T = 0$ 时,每个准粒子的基态能量为(以费密能为能量零点)

$$E_g/N = h \sum_{k < k_F} \varepsilon_k = h\varepsilon_0 = -h|\varepsilon_0|. \quad (8)$$

这时的准粒子既不是纯 f 电子,也不是纯导带电子,而是经过 f-s 杂化后的准 f 电子,它既有 f 电子的特性,也含有一些 s 电子的特性. 因此为了能够采用 Landau 的费密液体理论,我们假定上述准粒子可以用如下形式的 Hubbard 模型哈密顿量来描述:

$$H_H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k a_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma} + U' \sum_i a_{i\uparrow}^\dagger a_{i\uparrow} a_{i\downarrow}^\dagger a_{i\downarrow}. \quad (9)$$

对于这个模型哈密顿量,在 $T = 0$ 时,由 Gutzwiller 近似可求出其对应的基态能量为^[22-24]

$$E_g/N = -|\varepsilon_0| [1 - U'/U_c]^2, \quad (10)$$

式中 $U_c = 8|\varepsilon_0|$. 根据我们的假定,应该有

$$-h|\varepsilon_0| = -|\varepsilon_0| [1 - U'/U_c]^2 \quad (11)$$

或

$$U' = U_c [1 - \sqrt{h}]. \quad (12)$$

由于 h 与周期 Anderson 模型哈密顿量中的参数 U, V 等有关,那么显见若用 Hubbard 模

型哈密顿量来描述上述准粒子时, $U' = U'(U, V)$. 因此我们可以把 U' 称为 U 的重整化后的量. 在这种情况下, 可写出准粒子的有效质量表达式^[25]

$$m^* = m[1 - (1 - \sqrt{h})^2]^{-1} = m/(2\sqrt{h} - h). \quad (13)$$

由于 $h \ll 1$, 因而 $m^* \gg m$, 与重电子系统的实验相符.

下面我们来求以上准粒子的 Landau 参数. 对于在 Hubbard 模型哈密顿量下, 应用 Gutzwiller 近似求解 Landau 参数, Vollhardt 已做过深入的研究^[25]. 我们遵从于 Vollhardt 的方法, 将对应的量修正后, 可得我们所研究的重费密子系统的 Landau 参数为

$$F_1^i = 3 \left[\frac{1}{2\sqrt{h} - h} - 1 \right], \quad (14)$$

$$F_0^a = -\frac{1}{4} N(0) U_c \frac{(3 - \sqrt{h})(1 - \sqrt{h})}{h}, \quad (15)$$

式中 $N(0)$ 为费密面上的态密度, 而

$$F_0^i = P \left[\frac{1}{h} - 1 \right], \quad (16)$$

式中 $P = 2|\varepsilon_0|N(0)$. 为了求出 F_1^i , 我们要利用关于 Landau 参数的求和定则

$$\sum_{l=0}^{\infty} (A_l^i + A_l^a) = 0, \quad (17)$$

在 S-P 近似下(就是 $l < 2$), 可得

$$F_1^i = - \left\{ \left[\left(\frac{1}{F_0^i} + 1 \right)^{-1} + \left(\frac{1}{F_0^a} + 1 \right)^{-1} + \left(\frac{1}{F_1^i} + \frac{1}{3} \right)^{-1} \right]^{-1} + \frac{1}{3} \right\}^{-1}. \quad (18)$$

由此我们发现准粒子的 Landau 参数 F_0^i , F_0^a , F_1^i , F_1^a 均与 Anderson 模型哈密顿量中的杂化参数 V 及 f 电子库仑作用能 U 有关. 而且若用 Yamada 等人近似求出的 $\tilde{r}$ ^[26-28],

$$\tilde{r} = 1 + \left(3 - \frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{2aU}{\pi^2|V|^2} \right)^2 + \dots, \quad (19)$$

可近似地将 h 写成

$$h = \frac{2V^2/a^2 + \beta}{1 + \left(3 - \frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{2aU}{\pi^2|V|^2} \right)^2 + \dots + 2V^2/a^2}. \quad (20)$$

因而我们发现, 在 V 不变的情况下, F_1^i 和 F_0^i 随 U 的增大而增大, F_1^a 和 F_0^a 的绝对值也随 U 的增大而增大. 在 U 不变时, V 的变化也对 Landau 参数有很大的影响. 这样一旦上述 Landau 参数被确定后, 我们就可应用 Landau 的费密液体理论来讨论重费密子系统的各种物理性质.

三、应用到重费密子超导系统

由 Landau 的费密液体理论, 可求出重费密子系统的比热为

$$c_v = \frac{1}{2\sqrt{h} - h} \cdot \frac{\pi^2}{3} N(0) T. \quad (21)$$

由于 $h \ll 1$, 因而上式可近似写成

$$c_v \approx \frac{1}{2\sqrt{h}} \cdot \frac{\pi^2}{3} N(0) T. \quad (21')$$

我们虽然是用费密液体理论求得上式, 但与 Tachiki 等人用其它方法求得的结果类似^[11].

在费密液体理论中, 超导临界转变温度可以写成^[29, 30, 17]

$$T_c = 2T^* e^{-\frac{1}{\lambda}}. \quad (22)$$

对于 S 波, 式中

$$\lambda \equiv \lambda_s = -\frac{1}{12} \sum_l (-1)^l (A_l^i - 3A_l^s). \quad (23)$$

对于 p 波, 式中

$$\lambda \equiv \lambda_p = -\frac{1}{12} \sum_l (-1)^l (A_l^i + A_l^s). \quad (24)$$

而

$$A_l^{i,s} = F_l^{i,s} [1 + F_l^{i,s} / (2l + 1)]^{-1}. \quad (25)$$

如果令

$$b = [1 - \sqrt{h}], \quad (26)$$

那么把 (14)–(18) 式的 Landau 参数代入可得

$$\lambda_s = \frac{1}{6} \left[\frac{pb(2-b)}{(1-b)^2 + pb(2-b)} - \frac{3pb(2+b)}{(1+b)^2 - pb(2+b)} + 6b^2 \right], \quad (27)$$

$$\lambda_p = -\frac{1}{6} \left[\frac{pb(2-b)}{(1-b)^2 + pb(2-b)} - \frac{pb(2+b)}{(1+b)^2 - pb(2+b)} \right]. \quad (28)$$

为了更清楚地看出上述 λ_s 和 λ_p 的特点, 我们遵从 Hubbard 而取一个合理的态密度^[25, 31, 32]

$$N(\varepsilon) = \frac{8}{\pi\Delta} \left[1 - \left(\frac{\varepsilon}{\Delta/2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

式中 Δ 为准粒子带宽。由此有 $N(0) = 8/\pi\Delta$, $|\varepsilon_0| = 2\Delta/3\pi$, 那么

$$p = \frac{32}{3\pi^2} \approx 1.08. \quad (30)$$

我们近似地取 $p = 1$, 这样我们就发现

$$\lambda_s = -\frac{1}{3} [2b - b^2], \quad (31)$$

$$\lambda_p = \frac{1}{3} b^2. \quad (32)$$

由于 $h \ll 1$, 但 $h \neq 0$, 因而 $b < 1$, 可见在 b 有意义的区域内, $\lambda_s < 0$, 而 $\lambda_p > 0$, 从而排出了 S 波型超导的可能性, 因此由重费密子液体的相互作用而引起的超导系统是 P 波型超导系统。由于 $\lambda_p = \lambda_p(U, V)$, 那么对于不同的重费密子超导系统, 周期性 Anderson 模型哈密顿量中的参数 U, V 不同, 所以 T_c 也不同, 当 $m^* \rightarrow \infty$ 时, 要求 $h \rightarrow 0$, 从而 $b \rightarrow 1$, 所以 $\lambda_p(m^* \rightarrow \infty) = 1/3$ 。这个结果与文献 [17] 的结果相同。

四、讨论与小结

我们已经近似地将周期性 Anderson 模型哈密顿量中的参数与 Landau 的费密液体中的唯象参数联系起来了,而且我们也已将这些理论应用到了重费密子超导系统,计算得到的比热系数及超导临界温度与实验定性相符。我们的理论计算排除了由重费密子液体的相互作用而引起的超导系统是 *S* 波型超导体的可能性。结论是由重费密子液体的相互作用而引起的超导体为 *P* 波型超导体。我们正在将以上的理论推广到强耦合的重费密子超导情形,并且准备对重费密子超导体的各个量做较为详细的计算。

作者感谢黄祖洽教授的指导以及苏肇冰教授的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984), 755.
- [2] G. R. Stewart *et al.*, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 172.
- [3] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1595; *ibid.*, **52**(1984), 1915.
- [4] F. Steglich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1892.
- [5] G. R. Stewart *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 679.
- [6] J. W. Allen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 1106, R. M. Martin *et al.*, *J. Magn. Magn. Matter.*, **31**—**34**(1983), 473.
- [7] P. A. Lee *et al.*, Preprint.
- [8] C. M. Varma, *Comments Solid State Phys.*, **11**(1985), 221.
- [9] C. M. Varma, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 3064.
- [10] P. Fulde *et al.*, *Z. Phys.*, **B54**(1984), 111.
- [11] M. Tachiki *et al.*, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 2497.
- [12] M. Tachiki *et al.*, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 228.
- [13] N. Grewe, *Z. Phys.*, **B56**(1984), 111.
- [14] F. J. Ohkawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **53**(1984), 3577.
- [15] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 1553.
- [16] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 4000.
- [17] O. T. Valls *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1497.
- [18] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1915.
- [19] W. Franz *et al.*, *Z. Phys.*, **B31**(1978), 7.
- [20] F. J. Ohkawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **53**(1984), 1389.
- [21] R. M. Martin, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 362.
- [22] M. C. Gutzwiller, *Phys. Rev. Lett.*, **10**(1963), 159.
- [23] M. C. Gutzwiller, *Phys. Rev.*, **A134**(1964), 923.
- [24] M. C. Gutzwiller, *Phys. Rev.*, **A137**(1965), 1726.
- [25] D. Vollhardt, *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984), 99.
- [26] K. Yamada, *Prog. Theor. Phys.*, **53**(1975), 940.
- [27] K. Yamada, *Prog. Theor. Phys.*, **54**(1975), 316.
- [28] K. Yosida *et al.*, *Prog. Theor. Phys.*, **53**(1975), 1286.
- [29] B. R. Patton *et al.*, *Phys. Lett.*, **A55**(1975), 75.
- [30] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum Press, New York, (1981).
- [31] J. Hubbard, *Proc. R. Soc. London*, **A276**(1963), 238.
- [32] J. Hubbard, *Proc. R. Soc. London*, **A281**(1964), 401.

LANDAU'S FERMI LIQUID THEORY OF HEAVY-FERMION SUPERCONDUCTING SYSTEMS

FENG SHI-PING

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

ABSTRACT

We have established approximately a relation between the parameters of periodic Anderson model hamiltonian and the Landau's phenomenological parameters, and applied it to heavy-fermion superconducting systems. Calculation results are in agreement with experiment results qualitatively. We conclude that superconducting systems induced by heavy-fermion liquid interaction are P-wave type ones.