

研究简报

态密度奇点对 In-Cd 和 In-Tl 合金 T_c 影响的计算*

章 立 源

(北京大学物理系)

许多实验研究了少量非磁性杂质对超导转变温度 T_c 的影响, Markowitz-Kadanoff^[1] 提出的理论(以下简称 MK 理论)可以解释这方面的多数实验结果. 但是对含 Cd 量在 2 at% 附近的 In-Cd 合金以及含 Tl 4.4 at% 附近的 In-Tl 合金来说, 其 T_c 变化与 MK 理论不符^[2,3]. 本文根据对有关实验的分析, 对上述成分附近的 In-Cd, In-Tl 合金提出了一种态密度奇点模型并对其 T_c 作了计算, 定量解释了上述“反常”特点. 文献[4]讨论过态密度奇点对 T_c 变化[以 $(\Delta T_c)_i$ 表示]的影响, 在特殊条件下给出 $(\Delta T_c)_i$ 近似式(参见本文第一节末), 本文在第一节中提出对 $(\Delta T_c)_i$ 的数值计算法则没有这种条件限制, 宜于计算 In-Cd, In-Tl 合金的情况.

一、计 算 公 式

含有少量非磁性杂质的超导合金的 T_c 由下式决定^[5]:

$$VT \sum_{\omega_n} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} \eta_{\omega} = 1, \quad (1)$$

其中 $V > 0$ 是电子间 BCS 相互作用常数, ξ 是自费密能 ε_F 计起的能量变数; $\omega_n = (2n+1)\pi T$, n 取正负整数及零, 而 η_{ω} 为

$$\eta_{\omega} = 1 + \frac{1}{2\tau} \frac{1}{\sqrt{\omega_n^2}}, \quad (2)$$

$\frac{1}{\tau} = \frac{mp_0}{\pi} N\nu^2$, p_0 是费密动量, N 是每单位体积内的杂质原子数, ν 是杂质散射位势常数,

τ 是玻恩近似下的碰撞时间. 以下引入 $\Gamma \equiv \frac{1}{2\tau}$.

利用 $\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = N(\varepsilon)d\varepsilon$, 将(1)式中积分化为对能量变数的积分. 把在奇点附近的态密度 $N(\varepsilon)$ 写成^[6]

$$N(\varepsilon) = N_0(\varepsilon) + \delta N(\varepsilon), \quad (3)$$

其中通常项 $N_0(\varepsilon)$ 按 BCS 的处理, 即在 $\sim \varepsilon_F \pm k\Theta_D$ (Θ_D 是德拜温度)的范围内基本上为

* 1974 年 6 月 26 日收到.

一常数, 而 $\delta N(\varepsilon)$ 则表示由奇点引起的剧变附加项. $\delta N(\varepsilon)$ 的形式

$$\text{在极大点附近为} \quad \delta N(\varepsilon) = a \sqrt{\varepsilon_{k_0} - \varepsilon} \theta(\varepsilon_{k_0} - \varepsilon), \quad (4A)$$

$$\text{在极小点附近为} \quad \delta N(\varepsilon) = a \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_{k_0}} \theta(\varepsilon - \varepsilon_{k_0}), \quad (4B)$$

其中 $a \equiv \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (m_1 m_2 m_3)^{\frac{1}{2}} > 0$, m_1, m_2, m_3 表示奇点附近电子态的有效质量, ε_{k_0} 是态密度奇点处的能量, $\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$ 如果在 (4A), (4B) 式右方冠以负号, 则是马鞍点奇点的 $\delta N(\varepsilon)$.

以 (3) 式代入 (1) 式得

$$VT \sum_{\omega_n} \int \frac{\eta_{\omega} N_0(\xi + \varepsilon_F)}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} d\xi + VT \sum_{\omega_n} \int \frac{\eta_{\omega} \delta N(\xi + \varepsilon_F)}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} d\xi = 1, \quad (5)$$

其中 $\xi \equiv \varepsilon - \varepsilon_F$. 式中第一项就是没有奇点存在时的通常项, 第二项是奇点的贡献. 下面先计算 (5) 式中对 ω_n 的求和, 注意到 (2) 式, 对其中 $n \geq 0$ 部分, 得

$$\begin{aligned} \sum_{n \geq 0} \frac{\eta_{\omega}}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} &= \frac{1}{4i\pi T} \left\{ \frac{1}{|\xi| - i\Gamma} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{n + \frac{1}{2}} - \frac{1}{n + \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2i\pi T} (|\xi| - i\Gamma) \right]} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{|\xi| + i\Gamma} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{n + \frac{1}{2}} - \frac{1}{n + \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2i\pi T} (|\xi| + i\Gamma) \right]} \right) \right\}. \end{aligned}$$

对 ω_n 求和中 $n < 0$ 部分, 注意到这时 $\eta_{\omega} = 1 + \frac{\Gamma}{|\omega_n|}$, 同法处理仍得上式. 考虑到 Psi 函数 ($\psi(Z)$) 的关系

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n + \frac{1}{2}} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n + Z} = \psi(Z) - \psi\left(\frac{1}{2}\right),$$

于是得

$$\begin{aligned} \sum_{\omega_n} \frac{\eta_{\omega}}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} &= \frac{1}{2i\pi T} \left\{ \frac{1}{|\xi| - i\Gamma} \left[\psi(Z_1) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{|\xi| + i\Gamma} \left[\psi(Z_2) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

其中

$$Z_1 = \left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma}{2\pi T} \right) + i \frac{|\xi|}{2\pi T}, \quad Z_2 = \left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma}{2\pi T} \right) - i \frac{|\xi|}{2\pi T}. \quad (6)$$

注意 $\bar{Z}_1 = Z_2$, $\psi(\bar{Z}) = \overline{\psi(Z)}$, 于是可把 $\sum_{\omega_n}$ 式再化简为

$$\sum_{\omega_n} \frac{\eta_{\omega}}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} = \frac{1}{2i\pi T} \left\{ -2i\psi\left(\frac{1}{2}\right) \frac{\Gamma}{\xi^2 + \Gamma^2} + \frac{1}{\xi^2 + \Gamma^2} [\zeta\psi(Z_1) - \bar{\xi}\overline{\psi(Z_1)}] \right\},$$

其中 $\zeta \equiv |\xi| + i\Gamma$. 设 $\psi(Z_1) = X + iY$, 则有

$$\zeta\psi(Z_1) - \bar{\xi}\overline{\psi(Z_1)} = 2i(|\xi|Y + \Gamma X).$$

最后得

$$\sum_{\omega_n} \frac{\eta_{\omega}}{\xi^2 + \omega_n^2 \eta_{\omega}^2} = \frac{1}{\pi T} \frac{1}{\xi^2 + \Gamma^2} \left\{ \left[X - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \Gamma + |\xi|Y \right\}.$$

以此式代入(5)式中第二项,并注意一般对(5)式中通常项的处理结果^[5],得

$$VN_0 \ln \frac{2\omega_D \gamma}{\pi T_c} + VF = 1, \quad (7)$$

其中 $\ln \gamma = 0.577$, 而

$$F \equiv \frac{1}{\pi} \int_{-\theta_D}^{+\theta_D} \frac{1}{\xi^2 + \Gamma^2} \left\{ \left[X - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right] \Gamma + |\xi| Y \right\} \delta N(\xi + \varepsilon_F) d\xi. \quad (8)$$

以 T_c 表示纯主体元素超导体的转变温度, 则 $T_c = T_{c_0} + (\Delta T_c)_i$. 设 $(\Delta T_c)_i \ll T_{c_0}$, 将(7)式中的对数项按 $(\Delta T_c)_i/T_{c_0}$ 展开, 准确到一级项, 并设在所讨论的少量杂质范围内 V 不变, 则得

$$\frac{(\Delta T_c)_i}{T_{c_0}} \simeq \frac{F}{N_0}. \quad (9)$$

有专门数值表列出了 ϕ 函数的实部及虚部值^[7], 利用这种表由(8)式进行数值积分, 即可计算 F , 再由(9)式就可求出由态密度奇点引起的 $(\Delta T_c)_i$.

具体计算 F 时, 对于极大点型以(4A)式代入(8)式,

$$F = \frac{a}{\pi} \sqrt{2\pi T} \int_{-\theta_D/2\pi T}^{S'} \frac{1}{S^2 + \left(\frac{\Gamma}{2\pi T}\right)^2} \left\{ |S| Y + \left[X - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right] \frac{\Gamma}{2\pi T} \right\} \sqrt{S' - S} dS, \quad (10A)$$

其中 $S \equiv \frac{\xi}{2\pi T}$, $S' \equiv \frac{\varepsilon_{k_0} - \varepsilon_F}{2\pi T}$.

对于极小点型以(4B)式代入(8)式,

$$F = \frac{a}{\pi} \sqrt{2\pi T} \int_{-S''}^{+\theta_D/2\pi T} \frac{1}{S^2 + \left(\frac{\Gamma}{2\pi T}\right)^2} \left\{ |S| Y + \left[X - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right] \frac{\Gamma}{2\pi T} \right\} \sqrt{S'' + S} dS, \quad (10B)$$

其中 $S'' \equiv \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_{k_0}}{2\pi T}$. 公式(10A), (10B)中 ε_F 与 Γ 的关系设为

$$\varepsilon_F = \varepsilon_F^0 - \alpha \Delta Z \Gamma - \beta \Gamma = \varepsilon_F^0 - c \Gamma, \quad (11)$$

其中 $c \equiv \alpha \Delta Z + \beta$, ε_F^0 是纯主体元素的费密能, $\alpha \Delta Z$ 表示由于主体元素与杂质元素的原子价差 ΔZ 引起的费密能改变, $\beta \Gamma$ 表示由于每个原子平均所占体积的改变而引起的费密面位置变动. 注意 Γ 与杂质浓度成正比, α, β (因而 c) 是纯数.

图1曲线表示了按此法算得的 $(\Delta T_c)_i$. 曲线1, 2分别与极大点、极小点型奇点对应. 文献[4]只给出在 $\frac{c}{2} \gg 1$ 及 $\frac{c}{2} \ll 1$ 条件下 $(\Delta T_c)_i$ 近似式¹⁾, 本文计算法则可计算包括 c 为中等大小的情况.

二、对 In-Cd 合金的应用

1. In-Cd 合金的超导转变温度 T_c

1) 注意, 本文中的 $\frac{c}{2}$ 与文献[4]中的符号 $\alpha \Delta Z$ 相当.

设合金中含 Cd 的原子百分比为 x at%, 实验指出^[2], 在 $x = 2$ 附近, T_c 随 x 的变化与 MK 理论显著不符. MK 理论把杂质引起的 $\Delta T_c = T_c - T_{c_0}$ 归为两者之和: 一是 BCS 相互作用的各向异性效应(今后以 $(\Delta T_c)_{MK}$ 表示), 一是“价效应”. 所谓“价效应”是指由于合金的一些重要参量(如电子态密度、原子价差)以及所有未包含在前者中的因素引起的 T_c 改变. MK 对各向异性效应作了理论推导, 但对“价效应”则经验地认为, T_c 变化的“价效应”部分与杂质浓度的关系是线性的. MK 理论导出

$$(\Delta T_c)_{MK} = (-0.36 + 0.078 \ln \gamma) \langle a^2 \rangle T_c \gamma \rho + 0.078 \langle a^2 \rangle T_c \gamma \rho \ln \rho, \quad (12)$$

其中 $\gamma = \frac{\hbar \bar{v}_F}{\rho k T_c}$ ($\bar{v}_F$ 为纯 In 的费密面平均速度, l 为电子平均自由程, k 是玻耳兹曼常数), $\rho \equiv R_{4.2K}/R_{295K} - R_{4.2K}$, $\langle a^2 \rangle$ 是 V 的各向异性平方平均, 对于 In, MK 得出 $\gamma = 140$, $\langle a^2 \rangle = 0.021$; 对于 $0.007 < \rho < 0.7$ 范围内的 In 合金, 公式(12)均适用. 而 $x = 2$ 附近的 In-Cd 合金, ρ 在这范围内, 因此, 可用(12)式计算它的 $(\Delta T_c)_{MK}$. 但是对 MK 理论中假设的“价效应”线性关系应由实验从新审查. 我们从文献[2]的实验数据算出总的 $(\Delta T_c)_{实验值}$, 然后减去由(12)式求得的 $(\Delta T_c)_{MK}$, 所得“价效应”结果示于图 2. 此图表明, 在 $x = 2$ 附近的 In-Cd 合金, “价效应”的线性关系不成立, 它已被随含 Cd 量的非线性变化所代替.

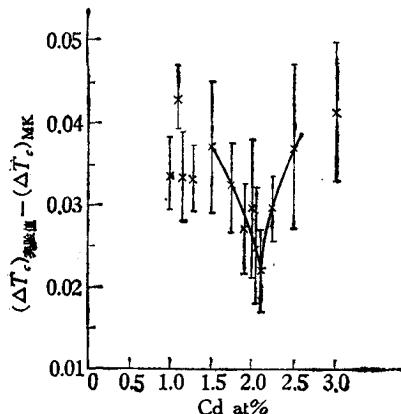


图 2

图中“1”为转变宽度; “x”为转变中心

对这“反常”现象 M. F. Merriam 认为是由费密面与布里渊区界面互相影响的结果. 比较图 1 和图 2 我们提出如下设想: 这一“反常”是由极大点和极小点型奇点共同引起的费密面拓扑变化造成的, 极大点奇点主要影响 $x \geq 2$ 的一个狭小含 Cd 浓度范围, 而极小点型奇点则在比 $x = 2$ 浓度稍小的一个狭小范围内起主要作用.

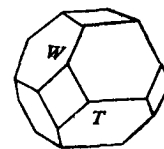


图 3

一些其它实验也证实上述设想. 设 Z 表示合金中每原子平均的价电子数, 文献[8]分析了 In 合金晶格常数比 c/a 随 Z 变化的数据. 图 3 表示 In 的第一布里渊区, 图中标出了 T, W 等角态. 文献[8]认为, 在 $Z \lesssim 2.98$ 附近, 当 Z 增加时, 正在填充极大点角态 W 附近的空穴态, 当 $Z = 2.98$ 时, 第一布里渊区刚好完全被电子填满. 角态 W 共 8 个, 它们附近的空穴费密面片可以合成两个小的闭合空穴腔. 含 Cd 量 2 at% In-Cd 合金的 Z 恰为 2.98, 这表明 In-Cd 合金从含 Cd 稍大于 2% (Z 小些) 减为含 Cd 2% 时, 正经历一个电子填充角点附近空穴态的过程, 即有极大点型奇点影响. 另外,

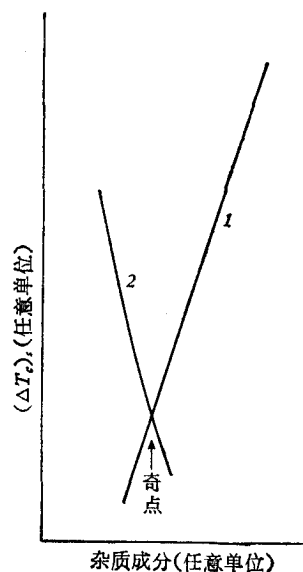


图 1

文献[9-11]等工作从理论和实验分析了 In-Cd 合金 T_c 随压力、张力的变化,表明在 $x \lesssim 2$ 时,随着含 Cd 量的逐渐增加(Z 减小),于约化布里渊区第三带区有四个小球状电子腔费密面逐渐消失,即在 $x \lesssim 2$ 有极小点奇点的影响。

综上所述,我们对含 Cd 在 2 at% 附近的一个狭小浓度范围内提出双类型奇点模型:在含 Cd 量 2 at% 处有极大点型奇点存在,在含 Cd 比 2 at% 稍小处有极小点型奇点存在(以下计算时也近似地定位在 2% 处)。这两种类型的奇点是在含 Cd 2 at% 附近起决定影响的奇点。

2. 按双类型奇点模型对 In-Cd 合金 T_c 的计算

由奇点引起电子态密度一个附加项 δN , 这导致非线性“价效应”项 $(\Delta T_c)_s$, 用公式(9), (10) 计算它; 对于各向异性效应仍用(12)式计算, 两种影响之和给出总的 ΔT_c 理论值:

$$\begin{aligned} \Delta T_c &= (\Delta T_c)_s + (\Delta T_c)_{MK}, \\ (\Delta T_c)_s &= (\Delta T_c)_{sA} + (\Delta T_c)_{sB}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $(\Delta T_c)_{sA}$, $(\Delta T_c)_{sB}$ 分别表示极大点、极小点奇点贡献。

计算 $(\Delta T_c)_s$ 时要解决三个问题: 1) Γ 和 x 的比例关系。利用文献[1]中公式(46), (55), (56), 并注意在杂质原子散射位势与空间方位角无关的条件下, $\tau = \tau_{tr}^{[5]}$ (τ_{tr} 是输运时间), 可得: $\Gamma \equiv \frac{1}{2\tau} \simeq \frac{1}{2} k T_c \gamma \rho$ 。以 $\gamma = 140$, 纯 In 的 $T_{c_0} = 3.406 K^{[2]}$ 代入则

$$\Gamma = 238.5 k \rho. \quad (14)$$

利用 $\rho = 0.042 x^{[2]}$, 即得

$$\Gamma = 10.02 k x. \quad (15)$$

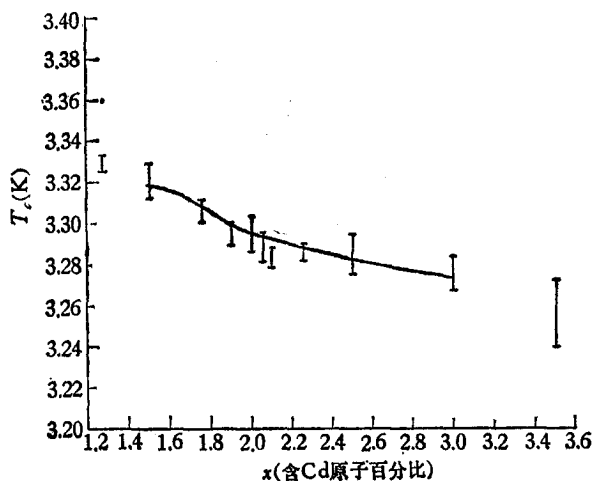


图 4

图中“ Γ ”为实验数据; 曲线是理论计算结果

似取 $2\pi T_{c_0}$; (9) 式中 N_0 用自由电子态密度公式计算, 其中用由能带理论计得的有效质量

2) 如何求(11)式中的 c 值? 以(15)式

代入(11)式并对 x 微商得: $\frac{d\epsilon_F}{dx} =$

$-10.02 c k$ 。但由文献[10], 此式左方值是 $-0.0051 \text{ eV/Cd at\%}$, 由此得出 $c = 5.91.3$ 奇点附近电子态的有效质量。对于极小点奇点的每一

一球状电子腔, 取 $a = \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (m_{\text{最小}}^*)^{3/2}$,

而 $m_{\text{最小}}^* = 0.15 m_0^{[10]}$ ($m_0 = 9.11 \times 10^{-28} \text{ g}$); 对于极大点奇点每一闭合空穴腔, 由于没有有效质量数据, 对其相应的 a 值我们取 In-Cd 合金的一个 T_c 数据确定, 这里选 $x = 2.35^{[2]}$

一点。此外, (10) 式系数中 $2\pi T_c$ 近

似取 $2\pi T_{c_0}$; (9) 式中 N_0 用自由电子态密度公式计算, 其中用由能带理论计得的有效质量

1) 文献[2] T_c 实验数据中有 $x = 2.25; 2.50$ 两个数据。由于利用数学表计算 $x = 2.35$ 一点比较方便, 我们对两实验数据进行了内插, 作为 $x = 2.35$ 时 T_c 实验值。

$0.91 m_0^{[12]}$ 并乘以电声增进因子 $1.6^{[10]}$. 计算所得不同含 Cd 量的 T_c 示于图 4. 我们看到, 在含 Cd $\sim 1.50-3.00$ at% 范围内, 理论与实验基本一致.

附带指出, 若对每一闭合空穴腔采用 $a = \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (m_{\text{极大}}^*)^{3/2}$ 近似 (这里 $m_{\text{极大}}^*$ 表示极大点奇点附近有效质量沿各向的某种平均值), 那么按上述方法定出的 $m_{\text{极大}}^* \simeq 0.241 m_0$.

三、In-Tl 合金

In-Tl 合金在含 Tl 4.4 at% 附近, 存在与 In-Cd 合金类似的 T_c 反常^[3]. 由于每个 Tl 原子的“有效价电子数”不是 3^[8] 以及 (11) 式中 βT 项对费密能的影响, 随着含 Tl 量的不同, In-Tl 合金的费密面也要移动. 假设所含少量杂质元素不同 (Cd, Tl) 并未改变 In 合金能带结构中极大点、极小点型奇点的性质及位置 (有效质量、 $\varepsilon_F^0 - \varepsilon_{k_0}$ 未变; 从 In-Cd 合金知, $\varepsilon_F^0 - \varepsilon_{k_0} = 0.0051 \times 2 = 0.0102$ eV), 那么, 当逐渐增加 In 中含 Tl 量, 使 In-Tl 合金费密面达到同样奇点处时, 无疑将造成与 In-Cd 合金类似的 T_c 反常.

当然, (11) 式中的 c 值要从新确定, 因为加 Tl 和加 Cd 使费密能改变的程度不同. 照上述设想, 应有 $\varepsilon_F^0 - \varepsilon_F(\text{含 Tl 量 } 4.4 \text{ at}\%) = \varepsilon_F^0 - \varepsilon_{k_0} = 0.0102 \text{ eV} = 118.3k$, 另一方面由 (11) 及 (14) 式有 $\varepsilon_F^0 - \varepsilon_F(\text{含 Tl 量 } 4.4 \text{ at}\%) = c\Gamma = 238.5ck\rho_{4.4 \text{ at}\% \text{ Tl}}$, 比较前后两者, 即得 In-Tl 合金的 $c = 5.02$; 这里 ρ 随含 Tl 量的关系用^[13]

$$\rho = 2.35 \frac{x}{100} \left(1 - \frac{x}{100}\right). \quad (16)$$

(10) 式积分前的系数采用已在 In-Cd 合金中得到的值. 同前法算出 $(\Delta T_c)_{\text{理论值}}$. 表 1 列出了理论与实验比较, 在含 Tl 4.4% 附近 ($\sim 3.5-6.0\%$) 理论与实验基本相符.

表 1 In-Tl 合金 T_c 理论值与实验值比较

含 Tl 量 at %	T_c (K)	
	理 论 值	实 验 值 ¹⁾
3.52	3.302	3.309—3.292
3.98	3.291	3.289—3.281
4.50	3.282	3.281—3.272
5.49	3.271	3.272—3.267
5.67	3.269	3.272—3.267 ²⁾

1) 实验值给出的是超导转变宽度;

2) 含 Tl 5.49 at % 及 6.00 at % 时, 实验值均为 3.272—3.267.

四、结 论

由于态密度奇点导致态密度的附加项 δN , 它引起 T_c 随杂质浓度的非线性附加变化. 我们提出一种计算它的数值算法. 在双类型奇点模型下, 用此法计算了含 Cd 在 2 at% 附近的 In-Cd 合金以及含 Tl 在 4.4 at% 附近的 In-Tl 合金的 (ΔT_c) , 再迭加以 MK 各向异性效应的贡献后得出与实验基本相符的结果.

从本工作看来,对于含少量非磁性杂质的超导合金,在态密度奇点附近,除应考虑奇点效应外,还要计及 MK 各向异性效应,一般不能忽略两者之一对 T_c 的影响。

参 考 文 献

- [1] D. Markowitz, L. P. Kadanoff, *Phys. Rev.*, **131** (1963), 563.
- [2] M. F. Merriam, *Phys. Rev.*, **144** (1966), 300.
- [3] M. F. Merriam, J. Hagen and H. L. Luo, *Phys. Rev.*, **B154** (1967), 424.
- [4] В. Г. Барьяхмар, И. И. Фалькон, В. И. Макаров, *ЖЭТФ*, **49** (1965), 1858.
- [5] А. А. Абрикосов 等著,统计物理中的量子场论方法 (1962), § 34, § 39.3.
- [6] И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ*, **38** (1960), 1569.
- [7] Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables, Edited by Milton Abramowitz (1966).
- [8] И. В. Свечкарев, *ЖЭТФ*, **47** (1964), 960.
- [9] D. R. Overcash *et al.*, *Phys. Rev.*, **3** (1971), 3765.
- [10] R. J. Higgins, *Phys. Rev.*, **182** (1969), 649.
- [11] В. И. Макаров, И. Я. Волинский, *Письма ЖЭТФ*, **IV** (1966), 369.
- [12] N. W. Ashcroft, *Phys. Rev.*, **175** (1968), 938.
- [13] D. U. Gubser *et al.*, *Phys. Rev.*, **B2** (1970), 2547.

A CALCULATION OF THE EFFECTS OF SINGULAR POINTS IN THE DENSITY OF ELECTRON STATES ON THE T_c OF In-Cd AND In-Tl ALLOYS

ZHANG LI-YUAN

(Department of Physics, Peking University)