

講義ノート (I)金属中 non-magnetic localized states と超伝導  
( Al-鉄族稀薄合金の実験 )

大塚 泰一郎 (物性研)

§ 1 問題の背景

遷移金属不純物が金属中に局在状態を形成したことによる母体の超伝導相互作用への影響は、1961 Matthias によつて遷移金属における磁性と超伝導に与える機構の関連性の例証として論じられた。局在状態が磁気モーメントを持つと超伝導は急激に破壊される。しかし状態が non-magnetic のときは、準局在 d-電子と伝導電子 (以後 S-電子と略す) の相互作用を媒介として S 電子間に負の相互作用が誘起される可能性を Ti に Fe, Co などを添加した際の転移温度  $T_c$  の急激な増大に照して考えるのである。Matthias の問題提起と相前後して、以前から Friedel によつて共鳴散乱の立場から論じられていた金属中局在状態の問題が、P. W. Anderson によつて相補的な立場から論じられたのは周知の通りである。一方、実験的研究にはその後、花々しい進展はなく、常伝導状態でも non-magnetic state の諸性質と積極的に取り組んだ例は、magnetic state の研究に比して非常に少い。幾つかの理由が考えられると思ひが、一つには期待される諸効果が小さく、単純な非共鳴散乱による効果を良い確度でより分けることが難しいと考えられていたことが上げられる。超伝導についていえば、最大の難点は適当な稀薄合金系を作ることの困難で、これから述べる Al-鉄族系以外には適当な系は見当らない。Ti 系についてはその後幾つかの研究が現われたが、例えば Ti-Fe は Fe が充分稀薄だと磁気モーメントが現われるなど、試料の吟味が進むほど複雑な様相を呈しており、それが冶金学上の問題か、intrinsic なものかの区別が判然としていない。またそもそも遷移金属はポテンシャルの変化による "rigid band" 的な状態密度の変化が大きく、電子状態と相互作用の変化が微妙にからみあつてくる  $T_c$  の変化から一義的な答をひき出してくることは難しい。一方、単純な

ポテンシャルのずれによる状態密度の変化が充分小さいと考えられる非遷移金属に鉄族元素はほとんど溶けこまず、僅かに Al が多少の固溶度を示す程度である。固溶度の点を除けば、Al はかなり理想に近い母体で、Mn, Cr 近傍で強い共鳴散乱を示すことが残留抵抗の測定より分つており、また生じた局在状態は non-magnetic であることも分つている。その上、バンド計算からフェルミ面が自由電子的であり、フェルミ面近くに状態密度の異常のないこと、また典型的な BCS 超伝導体であることも分つている。ここでは主として私達の(実験の大半は青木亮三氏が行つた)結果を中心としてのべるが、独立に Boato 等も類似の実験を行つていることを附記しておく。

## § 2 実 験

1) 固溶限は Mn が最大で高々 0.6 at. %。Ti, V, Cr は 0.1 % のオーダー Fe は 0.1 % 以下、Ni, Co はほとんど溶けない。不純物のランダムな分布を保証するためには、出来るだけ固溶限に近くない方がよい。実験はすべて高純度 Al (99.999%) を母体とし不純物濃度を 0.1 % 以下に限つた。その上、残留抵抗が濃度に比例し、しかも抵抗値が焼鈍によつて変化しないもののみを用いた。

2) 低濃度のため、 $T_c$  の変化  $\delta T_c$  は  $10^{-1} \sim 10^{-2}$  °K の程度。温度調節は  $10^{-4}$  °K 以内出来るので、問題は地磁気などの stray field の効果をさけることにある。純 Al は  $T_c = 1.181$  °K で臨界磁場  $H_c$  は、 $(dH/dT)_{T=T_c} = 0_e/°K$  の勾配を持つ。従つて  $10_e$  で  $\sim 7 \times 10^{-3}$  °K の  $\delta T_c$  が生じうる。実験はすべて  $H > 10_e$  での転移を十分な数だけ測つて結果をゼロ磁場に外そうとする方法を用いた。このようにして定めた濃度対  $\delta T_c$  は図 1 に示してある。但し図 1 には濃度かわりに濃度に比例する残留抵抗比、 $\rho = (R_{273} - R_{4.2})/R_{4.2}$  がとつてある。 $R_i$  では °K における電気抵抗。

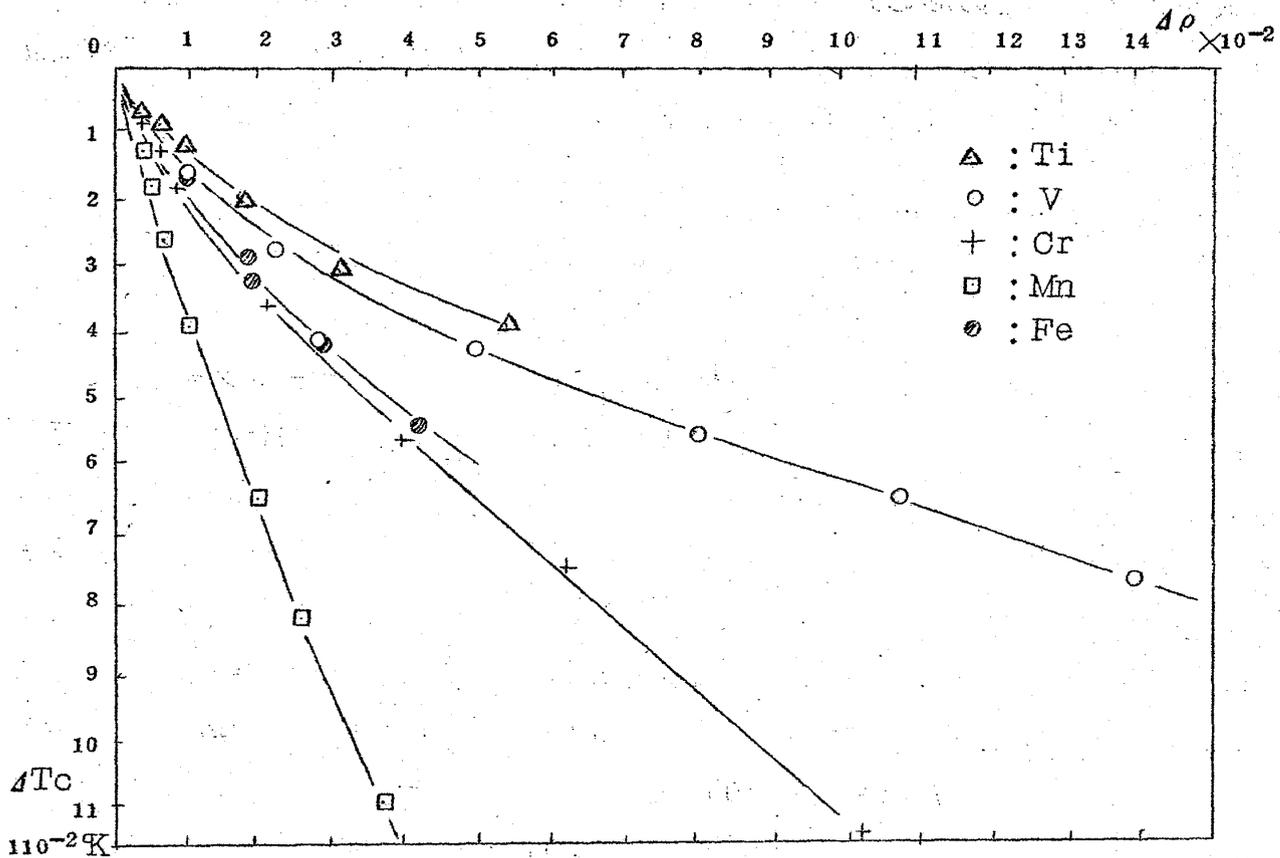


図 1

### § 3 データの解析

一般に不純物を添加したときの  $\delta T_c$  は電子状態の変化による効果  $(\delta T_c)_v$  のほか、エネルギー・ギャップの異方性が不純物散乱のために減少する効果  $(\delta T_c)_a$  をふくむ。ここで知りたいのは  $(\delta T_c)_v$ 、しかも  $(\delta T_c)_v$  のうち共鳴散乱による部分、 $(\delta T_c)_{res.}$  なので、先ず異方性効果を差し引く手段を講じなければならない。非共鳴弾性散乱の場合の異方性効果の計算は、Anderson の dirty superconductor の議論に基づいて、Tsuneto, Markowitz-Kadanoff, deGennes 等によつて行われている。Markowitz等によれば、抵抗比  $\rho$  の値の広範囲な領域に互つて、良い近似で、

$$\frac{(\delta T_c)_a}{T_{c0}} = A_a \rho + B \rho \ln \rho \quad (1)$$

研究会報告

の式が成立つ。この形の式が Al, Sn, In に非遷移元素を添加したときの  $\delta T_c$  をよく表わすことは、すでに Seraphim 等によつて示されていたが、理論は諸係数が下記のような関係で母体金属の性質に結びついていることを示した。

$$A_a = (0.078 - 0.36 \ln \lambda_i \alpha) \lambda_i \langle a^2 \rangle \alpha T_{c0}$$

$$B = 0.078 \lambda_i \langle a^2 \rangle \alpha T_{c0}$$

$T_{c0}$  は純粋母体の転移温度。  $\alpha = 1 / (\rho \tau_{tr} k_B T_{c0})$  で  $k_B$  はボルツマン常数、  $\tau_{tr} = \lambda_i \tau_a$ 。  $\tau_{tr}$  は常伝導状態における不純物散乱の緩和時間で、  $\tau_a$  は相互作用の異方性のほやけ機構を支配する緩和時間。  $\tau_a$  は計算できないが、  $\tau_{tr}$  に比例するものとし、比例係数が  $\lambda_i$  となつている。  $\tau_{tr}$  は Faber 等の異常表皮効果の結果を用いることができる。この計算では相互作用が  $\mathcal{R}_{k,k'} = a(\varrho) \mathcal{R} a(\varrho')$  ( $\mathcal{R} = \text{const.}$ ,  $\varrho$  は特定結晶軸と波動ベクトル  $\tilde{k}$  の間の角度) の形で表わせることを仮定する。するとギャップ  $\Delta(\varrho)$  は  $\Delta(\varrho) = \Delta_0 (1 + a(\varrho))$  の形の異方性 (但し  $\langle a \rangle = \int \frac{a(\varrho)}{4\pi} d\varrho = 0$ ) を持つので、  $\langle a^2 \rangle$  は異方性の実験から推定することが出来る。 Al では  $\langle a^2 \rangle \cong 0.01$  となる。

ここでの問題は、共鳴散乱のある場合にも、上の計算がそのまま使えるかどうかという点である。仮に使えるとすれば、実験結果を  $\delta T_c = (\delta T_c)_v + (\delta T_c)_a$  の形で整理して  $(\delta T_c)_v$  を求めることができる。この仮定の吟味は後で述べる共鳴散乱の  $T_c$  に対する理論を前提とするが、Nagashima-Soda, Zuckermann-Singh によつて結果を実測の  $\rho$  で整理すれば補正があるにしても一時的効果の 1% 程度で無視しうることを示されている。

先ず最初に  $\delta T_c / \rho$  を  $\ln \rho$  に対してプロットすると図 2 のようになる。結果が非常に良く直線にのることから  $(\delta T_c)_v = A_v \rho$  の形にかけることが分る。次に直線の勾配から式 1 の係数 B, 従つて  $\lambda_i \langle a^2 \rangle$  を求めることができる。図 2 から分るように、  $\lambda_i \langle a^2 \rangle$  は Fe 以外の不純物では、表 1 に示してあるようにほとんど同じ値で  $\lambda_i \langle a^2 \rangle \sim 1 \times 10^{-2}$ 。 Fe は前述したように固溶度が小さい。試料を充分焼鈍出来なかつたので、  $\lambda_i \langle a^2 \rangle$  の異常性が内因的なものであるかどうか分からない。  $\ln \rho = 0$  の交点から  $(A_v + A_a)$  が求まり、  $\langle a^2 \rangle =$

0.01 を  $\lambda_i \langle a^2 \rangle$  の値を用いて  $A_a$  が求まるので、所望の

$(\delta T_c)_v / \rho$  が表 1、図 3 のように求まる。

$\lambda_i \langle a^2 \rangle$  はもともと余り不純物に依らない量であるが、それが予期通りの傾向を示したことは、 $\lambda_i \langle a^2 \rangle$  の値が Al-Zn とほぼ同じであることと相まって異方性効果が散乱機構如何にかかわらず、平均自由行路の大きさのみによつて決まることの証左と考える良さそうである。これに対し  $(\delta T_c)_v$  は著しく不純物の種類に依存し、Mn でかなりシャープ

な極少をつくる。図 4 に残留抵抗比を示してあるが、傾向は同じでも大分不純物依存性がゆるやかであることが分る。

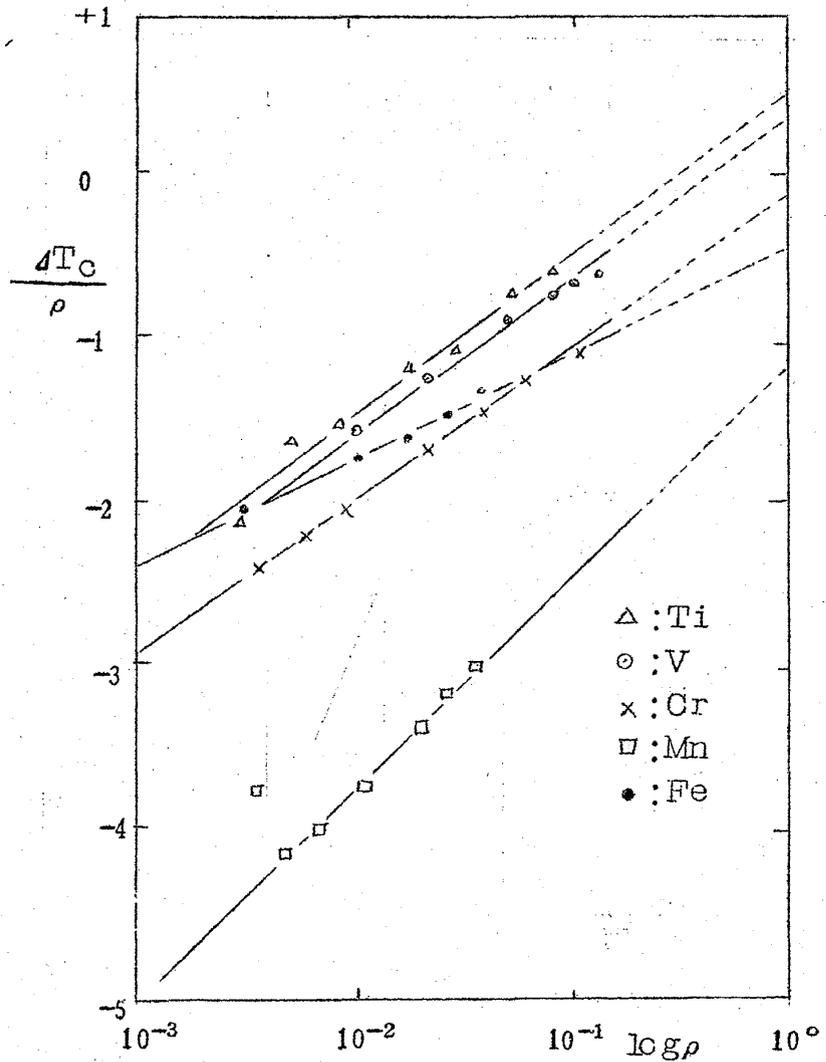


図 2

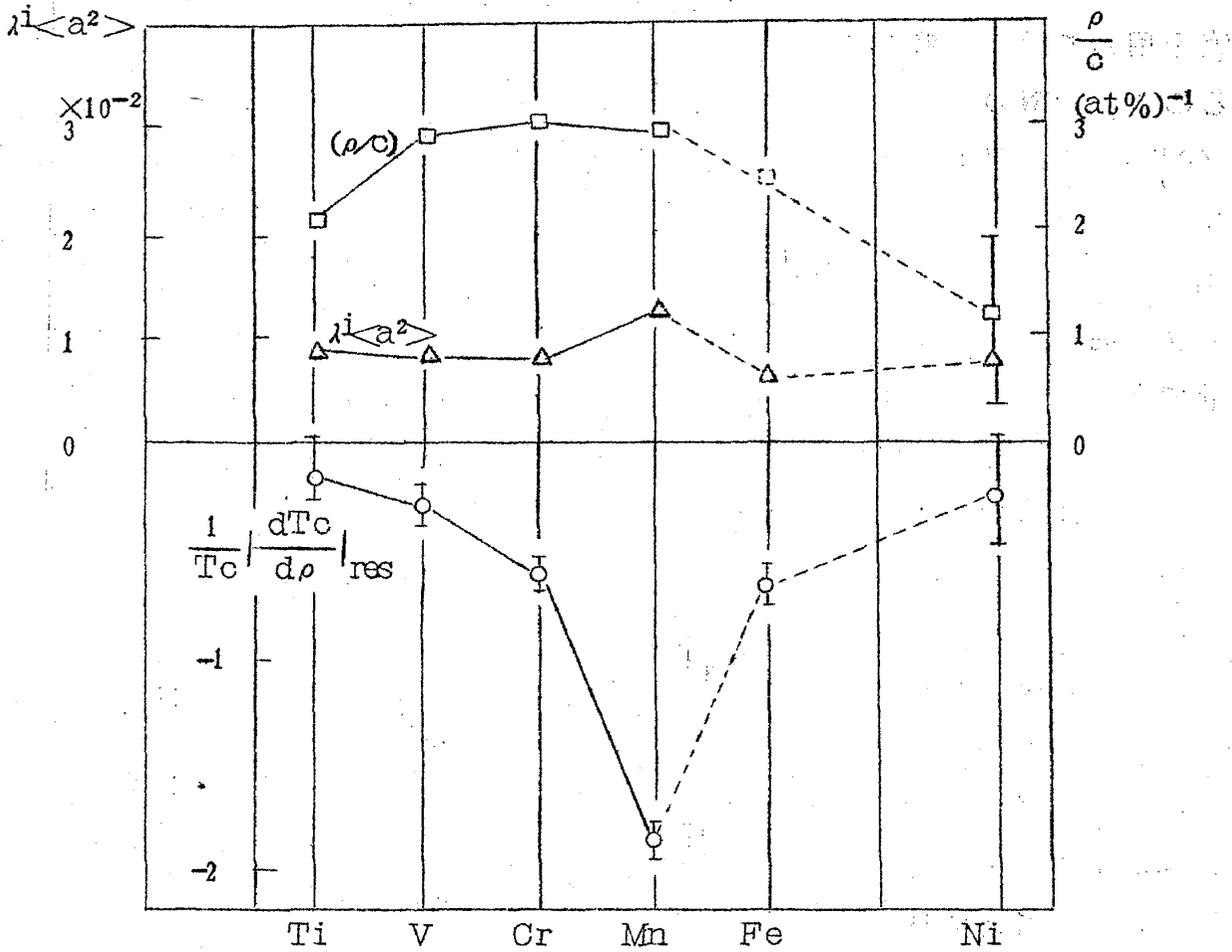


図 3

表 1

	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Ni	Zn
$\rho/c$ (at%)	2.4 ± 0.1	2.9 ± 0.2	3.2 ± 0.1	3.2 ± 0.2	2.5 ± 0.3	1.2 ± 0.1	0.11
$\lambda^i \langle a^2 \rangle \times 10^{-2}$	0.93 ± 0.06	0.92 ± 0.04	0.89 ± 0.03	1.24 ± 0.08	0.73 ± 0.07	0.87 ± 0.04	1.5 *
$\frac{1}{Tc} \left( \frac{dTc}{d\rho} \right)_v$	-0.13 ± 0.15	-0.23 ± 0.11	-0.59 ± 0.05	-1.8 ± 0.17	-0.53 ± 0.16	-0.15 ± 0.13	-0.08 *
$\frac{1}{Tc} \left( \frac{dTc}{c} \right)_v$ (at%)	-0.3 ± 0.4	-0.7 ± 0.4	-1.9 ± 0.2	-5.6 ± 0.7	-1.3 ± 0.4	-0.2 ± 0.2	-0.01

\* 印のデータは Chanin Lynton and Serin: ref(9) による。

## § 4 理論の背景

ここでは理論の詳細には立入らず、物理的背景を述べるに止める。Non-magnetic な不純物の超伝導に対する効果を論ずるときには、あらかじめ不純物散乱を繰り込んだ状態を基として相互作用を求め、次いで繰り込んだ状態とその time reversed state の間で電子対をつくるというのが Anderson の dirty superconductor の議論で、共鳴散乱のある場合も、前述の異方性効果と同様、この議論に基づいて計算されている。非共鳴散乱の場合は、散乱を繰りこんだ 1 電子オペレーターは、

$$C_{n,\sigma} = \sum_k (n|k) C_{k\sigma}$$

で、 $|n,\sigma\rangle$  を基底とした相互作用は、

$$g_{n,n'} = \sum_{k,k'} |(n|k)|^2 |(n'|k')|^2 g_{k,k'}$$

となる。 $(n|k)$  には規格化の条件、 $\sum_k |(n|k)|^2 = 1$  があるので  $g_{k,k'}$  が  $k, k'$  の相対値に依存せず、ほぼ一定であるとすれば、 $g_{n,n'} = g_{k,k'} = g$ . Time reversed state は、

$$(C_{n,\sigma})^* = \sum_k (n|k)^* C_{-k,-\sigma}$$

なので BCS ハミルトニアンは、

$$\mathcal{H}_{\text{BCS}} = \sum g_{n,n'} C_n^* C_{-n'}^* C_{-n'} C_n$$

となり、 $g_{n,n'} = g$  であれば、 $T_c$  は不純物散乱の 1 電子状態、フォノン、cutoff の変化を無視する限り変化しない。相互作用が異方的なときは、 $g_{k,k'}$  は  $k, k'$  の相対的方向に依存するので前述の効果が生れる。これに対し共鳴散乱のある場合は、Anderson の局在状態モデルによれば、

$$C_{n,\sigma} = \sum_k (n|k) C_{k,\sigma} + (n|d) C_{d,\sigma} \quad (2)$$

ここで  $C_{d,\sigma}$  は d-状態のオペレーター。今度は、規格化の条件は、

研究会報告

$\sum_k |(n|k)|^2 + |(n|d)|^2 = 1$  となり、 $g_{k,k'} = g = \text{const.}$  でも、 $|(n|d)|^2$  への効果が現われてくる。細い点や計算の手法は違うが、Andersonモデルの  $C_{n,\sigma}$  と time reversed state  $(C_{n,\sigma})^*$  を pair させて  $|(n|d)|^2$  への効果をはじめて議論したのが Zuckermann である。 $g$  は不変とし、 $d$ -状態は超伝導相互作用に一切関与しないとすれば、

$$\frac{(\delta T_c)_{\text{res.}}}{T_{c0}} = n_i (2\ell + 1) \frac{\rho_d(0)}{\rho_0(0)} \alpha \quad (3)$$

$$\alpha = \ln \left[ \frac{2r}{\pi} \frac{\sqrt{E_d^2 + \Gamma^2}}{k_B T_{c0}} \right] - 1$$

が得られる。ここで  $\rho_d(0)$  は  $d$ -状態の伝導電子帯への混合の平均密度 ( $d$ -状態密度) で、 $(n|d)$  との間に、 $\rho_{d,\sigma}(\epsilon) = \sum_n \delta(\epsilon_n - \epsilon) |(n|d)_\sigma|^2$  の関係にあり、Anderson モデルでは、

$$\rho_{d,\sigma} = \frac{(2\ell + 1)}{\pi} \frac{\Gamma}{E_d^2 + \Gamma^2}$$

これらの式で  $n_i$  は不純物濃度、 $E_d$  はフェルミ・エネルギーを原点にとつたときの  $d$ -状態の位置、 $\Gamma$  は  $sd$ -mixing のエネルギー  $V_{sd}$  を一定ととつたときの virtual な局在状態の中。  $\Gamma$  は母体の状態密度  $\rho_0$  と  $V_{sd}$  で次の如く表わせる。

$$\Gamma = \pi \langle V^2 \rangle \rho_0$$

$(2\ell + 1)$  は縮退度で  $d$ -状態の場合、 $2\ell + 1 = 5$ 。因子  $\alpha$  はほとんど  $\sqrt{E_d^2 + \Gamma^2}$  の値によらず ( $r$  は Euler 常数)、 $0.1 < \sqrt{E_d^2 + \Gamma^2} < 10 \text{ eV}$  の範囲内で大体  $\alpha \cong 7$  とおくことができる。従つて  $(\delta T_c)_{\text{res}}$  と  $\rho_0$  が分れば、式 2 より  $\rho_d$  が求まる。常伝導状態の比熱の測定から  $\rho_d$  を求めるときには、後述するように母体の寄与を差し引くという操作が必要なので、 $\rho_d$  が直接求まるということは大変魅力的であるが、あとで示すように式 3 から求めた  $\rho_d$  は非常に大きい上、 $(\delta T_c)_V$  の不純物依存性を巾、 $\Gamma$  の値を著しく変えない限り説明できない。Anderson-Friedel の理論によれば、共鳴散乱による抵抗  $R_{\text{res}}$

は、

$$\frac{R_{\text{res}}}{n_i} \propto \sin^2 \left( \frac{\pi \langle N \rangle}{10} \right) \propto \frac{\Gamma^2}{E_d^2 + \Gamma^2}$$

ここで  $\langle N \rangle$  は d-状態にある電子の平均値。従つて  $R_{\text{res}}/\rho_d \propto \Gamma_0$  となり Anderson モデルのように  $\Gamma \cong \text{const.}$  とすれば  $R_{\text{res}}$  の殆んど同じ Mn, Cr で  $\rho_d$  が 3 倍も違うが、( $\delta T_c$  が 3 倍ちがうので) 説明出来ない。

ところで Zucknermann の理論では d-pairing の影響は無視してたが、その後 Ratto-Blairing および Takanaka は、伝導電子の Cooper pair ( $k, -k$ ) が sd-mixing を通じて空の d-状態におちこむ過程  $C_d^+ C_{-d}^+ C_{-k} C_k$  によつてかなり大きな効果が現われうることを指摘し、式 3 に次式の如く因る  $(1 + \alpha u_{\text{eff}} \rho_d)$  が加かることを示した。

$$\frac{(\delta T_c)_{\text{res}}}{T_{c0}} = n_i (2\ell + 1) \frac{\rho_d}{\rho_0} (1 + \alpha u_{\text{eff}} \rho_d) \quad (4)$$

$\langle C_d^+ C_{-d}^+ \rangle$  は d-状態にある電子数の揺動を示しており、Hartree-Fock 近似ではゼロであるが、超伝導の場合、( $k, -k$ ) 電子対がおちこむことによつて  $\langle C_d^+ C_{-d}^+ \rangle$  が誘起される形になっている。この過程を通じて電子対は d-電子間の coulomb repulsion  $u$  を感じ、それが

$$u_{\text{eff}} = \frac{u}{1 + us} ; \quad S = \frac{1}{\pi E_d} \tan^{-1} \frac{E_d}{\Gamma} \quad (5)$$

となつて出てくる。  $u$  は普通 10 eV の程度とみなされているので、  $u_{\text{eff}}$  の効果は無視し得ない。

## § 5 実験との比較

以上の諸理論は共鳴散乱の効果のみを論じているので、実験との比較は非共鳴散乱の無視し得ると考えられる Al-Mn, Cr のみについて行ひ。これらについては  $(\delta T_c)_V \cong (\delta T_c)_{\text{res}}$  とみなす。非共鳴散乱の理論は今のところないのはつきりしたことは出来ないが、少くとも Mn, Cr では  $\langle N \rangle \cong 5$  で残留抵抗が説明できるので、非共鳴の効果は一応無視する。Al-Mn の場合、  $\delta T_c$  よ

研究会報告

り Zucknermann の式 3 で  $\rho_d$  を求めると  $\rho_d = 27 \text{ st}_1/\text{ev-atom-spin}$  (以後単位省略) となる。ここで  $\rho_0$  として純 Al で実測された値  $\rho_0 = 0.288$  を用いた。これから抵抗の値を使つて virtual の巾、 $\Gamma$  を求めると、 $\Gamma = 0.06 \text{ eV}$  となり、普通考えられている値  $\Gamma \sim 1 \text{ eV}$  に比して著しく小さい。Cr については前述したように  $\Gamma$  を約 3 倍にとらないと  $\delta T_c$  は説明出来ない。これに対し d-correlation を考えた式 4 では  $\rho_d^2$  の項が入ってくるので、 $\delta T_c$  の不純物依存性が残留抵抗より、より鋭くなる傾向が  $\Gamma = \text{一定}$  としてもある程度説明しうる。しかし今度は  $\rho_d$  以外に  $u_{\text{eff}}$  が入ってくるので、独立な実験がないと、 $\rho_d, u_{\text{eff}}$  は一義的に定らない。Anderson モデルによれば、合金等の状態密度  $\rho_A$  は、 $\rho_A = \rho_0 + n_i \rho_d$ 。従つて電子比熱の測定から  $\rho_d$  を求めることができる。Al-Mn で若し  $\rho_d$  が式 4 で計算される値に近ければ、電子比熱の係数  $r$  は /at% 当り数 10% 近い変化を示すはずであり、固溶限内の試料(例えば 0.3% Mn)でも約 10% の変化が認められることになる。現在の比熱の技術で  $r$  を 1% 以内の精度で求めることは比較的容易なので、Al-Mn 系の比熱測定を行つた。実験結果は図 4 の通りで、 $r$  は /at.% 当り約 30% とかなり

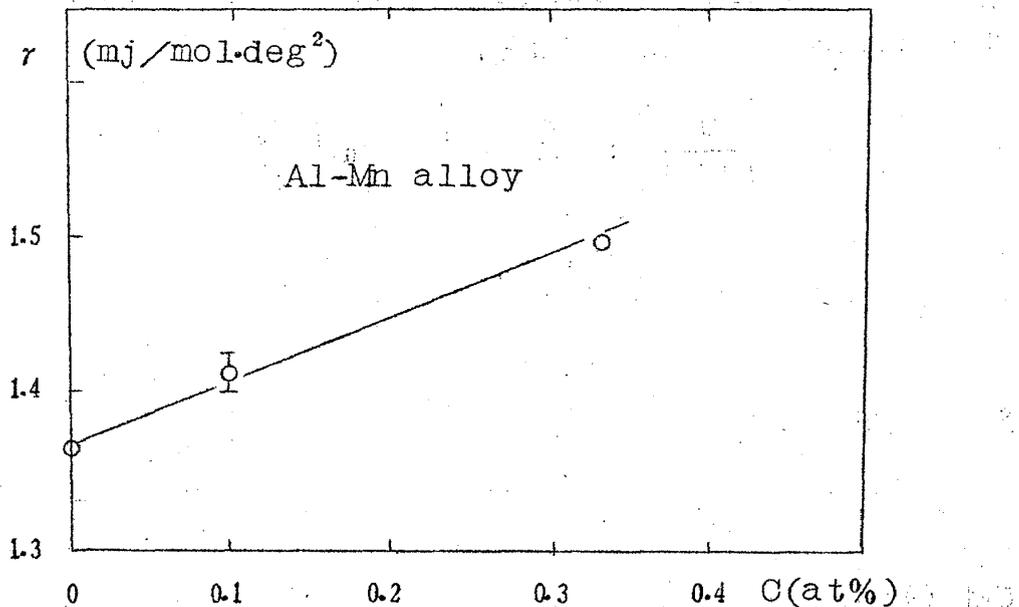


図 4

大きな変化を示す。参考のためデバイ温度  $\theta_D$  も 1% あたり約 50% 変ることを附記しておく。これから母体の状態密度  $\rho_0$  をさし引いて  $\rho_d$  を求めると  $\rho_d$  (比熱) = 8.9 となり、 $\Gamma$  は  $\Gamma = 0.18$  eV となる。式 3 から求めた  $\Gamma$  より 3 倍大きい、まだ常識(?)的な値よりは小さい。この値を式 4 に代入すると  $u_{\text{eff}} \sim 0.3$  eV を得る。Al-Mn のときは  $E_d \ll \Gamma$  と考えられるので式 5 で  $S \cong 1/\pi\Gamma$ 。従つて  $u_{\text{eff}}$ ,  $\Gamma$  の値より  $u \cong 0.5$  eV となる。u は 10 eV よりは大分小さい可能性があるとのことであるが、果して 0.5 eV で良いかどうかは分からない。そこで以上の解析で多少問題となる点をひろつてみる。先ずオーに  $\rho_d$  は  $n_i \rho_d = \rho_A - \rho_0$  より求めた。実際には純 Al でもバンド計算の  $\rho_0$  に比し実測の  $\rho_0$  ( $\rho_0^*$  とする) は約 1.6 倍あり、この差異は相互作用のためと考えられている。上述の解析では  $\rho_A^* - \rho_0^* = n_i \rho_d$  とおいてある。実際に相互作用の繰り込み効果が  $\rho_d$  の決定にどうきいてくるか余り簡単ではないが、一応キャンセルする形になつて解析通りでよさそうである。(この議論は川村清氏におう。研究会では  $(\rho_A^* - \rho_0^*) / (1 + \lambda) = n_i \rho_d$  とおいた。ここで  $(1 + \lambda) \cong 1.6$ )。次に式 4 の  $\rho_0$  に  $\rho_0^*$  を (実測値) を使つたが、この点はまだはつきりしない。もつとも  $\rho_0^*$  の代りに  $\rho_0^* / (1 + \lambda)$  を使うと  $u_{\text{eff}}$  は益々小さくなる。オ三は理論式の妥当性である。  $u_{\text{eff}}$  は余り変化しない量なので Mn で得られた  $u_{\text{eff}}$  を使つて Cr の  $\delta T_c$  より、  $\rho_d$  (Cr) を求めると Cr/at% あたり、20% ぐらいの  $r$  の変化がみられるはずである。Al-Cr の実験はまだ一つしかやつていないのではつきりいえないが、これに近い程度の比熱の増大は認められているので一応 consistent である。しかし、このためにはやはり  $\Gamma$  は多少変化しなければならぬ。これは電気抵抗 R がほぼ同じ値で  $\Gamma \propto R/\rho_d$  のためである。このズレが何故おこつているかは良く分からない。

もう一つ独立な実験として帯磁率  $x$  の測定がある。帯磁率も  $x_A = x_0 + n_i x_d$  のさし引き操作で求められ、Anderson モデルでは、

$$x_d = \frac{2\mu_B^2 \rho_d}{1 - (u + 4J)\rho_d / (2\ell + 1)}$$

となる。  $x$  の場合には差し引き操作に、反磁性項の変化があるので、比熱以上の不確定因子があるが、仮に測定値に比熱より求めた  $\rho_d$  を代入すると、

## 研究会報告

$u+4J \sim 0.25\text{eV}$  となる。これは  $u_{\text{eff}}$  と同じであるが、この場合の  $u$  は余り screen されていないかもしれないし、 $J$  も入っているので、この一致は偶然であろう。何れにしろ先に求めた  $u \sim 0.5\text{eV}$  とはそうひどくはずれていない。

### § 6 総括

1)  $Al$ -鉄族系での  $T_c$  の変化で、異方性効果は大体自由平均行路の大きさで決り、 $d$ -電子の数  $\langle N \rangle$  (不純物の種類) によらないこと、異方性効果を差し引いた残りの  $(\delta T_c)_V$  は顕著な  $\langle N \rangle$  依存性を示し、 $\langle N \rangle = 5$  (Mn) で深い谷がみられることが分つた。

2) Andersonモデルにもとづき、電子対によつて誘起された  $d$ -correlation 効果をいれた理論は、 $(\delta T_c)_V$  の  $\langle N \rangle$  依存性の大まかな傾向を説明する。定量的には非共鳴散乱効果を無視しうると考えられる  $Al$ -Mn で、電子比熱から求めた  $\rho_d$  を使うと、 $d$ -間 coulomb 相互作用  $u$  が小さく出すぎるきらいはあるが、少なくとも  $d$ -状態の伝導帯への admixture と  $d$ -間の相互作用の効果が  $(\delta T_c)_V$  に対して大きくきくことは事実とみてよい。但し非共鳴効果がどの程度の寄与をしているかは不明。

3) 相互作用常数  $g$  がどのように変化するか、またその変化が上述の効果と comparable の大きさかどうかは判らない。sd 間の coulomb 相互作用の  $g$  への寄与の計算は最近なされていることを附記しておく。

4)  $u$  の値が小さく出すぎることの一因は比熱測定から得た  $\rho_d$  が意外に大きいことにある。常伝導状態の実験とその解析については長くなるのでふれなかつたが、尙検討を要する。

Review の性格としてもつと多方面の data も紹介すべきであつたと思うが超伝導にしぼると実験がほとんどないこと、常伝導の実験まで及ぶと話の範囲が大きくなりすぎるといふ理由で  $Al$  系に片よつたことをおわびしたい。下記の文献表で多少この欠陥をおぎなえれば幸である。

Superconductivity of dilute alloys  
containing transitional impurities

- 1) M.J.Zuckermann; Phys. Rev. 140 (1965) A899 and private communication (1965).
- 2) A.D.Singh and M.J.Zuckermann; (Private communication) (1966).
- 3) T.Nagashima and T.Soda; Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 36 (1966) 887.
- 4) C.F.Ratto and A.Blindin; Phys. Rev. (to be published).
- 5) K.Takanaka and F.Takano; Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 36 (1966) 1080.
- 6) T.Nakashima and T.Soda; Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 36 (1966) 1299.
- 7) G.Boato, G.Gallinaro and C.Rizzuto; Phys. Letters 5 (1963) 20, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 162, Phys. Rev. 148 (1966) 353.
- 8) R.Aoki and T.Ohtsuka; Phys. Letters 19 (1965) 456.

Superconductivity of dilute alloys  
containing non transitional impurities

- 1) P.W.Anderson; J. Phys. Chem. Solid 11 (1959) 26.
- 2) T.Tsuneto; Prog. Theor. Phys. (Kyoto) 28 (1962) 857.
- 3) P.Hohenberg; Soviet Phys. JETP 18 (1964) 834.
- 4) C.Caroli, P.G.de Gennes and J.Matricon; J. Phys. Rad. 23 (1962) 707.
- 5) D.Markowitz and L.P.Kadanoff; Phys. Rev. 131 (1963) 563.
- 6) D.M.Brink and M.J.Zuckermann; Prog. Phys. Soc. 85 (1965) 329.

研究会報告

- 7) D.M.Ginsberg; Phys. Rev. 136 (1964) A1167. (以上理論)
- 8) G.Chanin, E.A.Lynton and B.Serin; Phys. Rev. 114 (1959) 719. (Al系 alloy の超伝導)
- 9) D.D.Seraphim, C.Chiou and D.J.Quinn; Acta Met. 9 (1961) 861. (In, Al, Sn系 alloy の超伝導)

§ Localized state of dilute alloys

- 1) P.W.Anderson; Phys. Rev. 124 (1961) 41.
- 2) J.Friedel; Nuovo Cimento Suppl. 2 (1958) 278.
- 3) K.Yoshida and A.Okiji; Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 33 (1965) 559.
- 4) T.Moriya; Tech. Rep. of ISSP Ser. A No 204 (1966).  
(Lecture notes, International School of Physics "Emrico Fermi" 1966)
- 5) J.R.Schrieffer and D.C.Mattis; Phys. Rev. 140 (1965) A1412.
- 6) A.P.Klein and A.J.Heeger; Phys. Rev. 144 (1966) 458. (Be+Ni系)
- 7) F.T.Hedgcock and W.B.Muir and E.Walling; Can. J. Phys. 38 (1960) 376. (Al-Mn, Al-Fe 電気抵抗)
- 8) F.T.Hedgcock and Y.Muto; Phys. Rev. 134 (1964) A1593. (Al-Mn 磁気電気抵抗)
- 9) E.W.Collings and F.T.Hedgcock; Phys. Rev. 126 (1962) 1654.  
(Al系帯磁率)
- 10) P.M.Michael and A.Taylor; J. de Physique 10 (1959) 829.  
(Al系帯磁率)
- 11) C.R.Vassel; J. Phys. Chem. Solids 7 (1958) 90. (Al系電気抵抗)
- 12) G.Boato, M.Bugo and C.Rizzuto; J. Chem. Phys. Solids (to

be published). (Al-3d alloy 系比熱、帶磁率)

13) R.Aoki, T.Ohtsuka; (to be published)

§ Data for pure aluminium

- 1) J.F.Cochran and D.E.Mapother; Phys. Rev. 111 (1958) 132.
- 2) D.L.Martin; Proc. Phys. Soc. 78 (1961) 1489.
- 3) S.Caplan and G.Chanin; Phys. Rev. 138 (1965) A1428.
- 4) N.E.Phillips; Phys. Rev. 114 (1959) 676.
- 5) D.H.Howling, E.Mendoza and J.E.Zimmerman; Proc. Roy.Soc. (London) A229 (1955) 86.
- 6) T.E.Faber and A.B. Pippard; Proc. Roy. Soc. (London) A231 336 (1955) (anormalous skin effect)
- 7) Y.Masuda and A.G.Redfield; Phys. Rev. 125 159 (1962) (Al の gap anisotropy)
- 8) M.A.Biondi, M.P.Garfunkel and W.A.Thompson; Phys. Rev. 136 A1471 (1964) (Al の anisotropy)