

基研研究会報告

s-d 交換相互作用

長岡 洋介 (名大理)

三輪 浩 (阪大理)

はしがき

表題の研究会が11月10～12日の3日間、研究において行われた。出席者は下記の通りである。

東北大工、 守田 徹

東大物性研、 芳田 奎、吉森昭夫、興地斐男、川村 清

東大理、鈴木増雄、斯波弘行

東大教養、阿部龍蔵、石川幸志

東教大理、高野文彦、宗田敏雄

名大理、長岡洋介、柏村昌平、松浦民房

京大理、松原武生、村尾 剛、小川 泰、倉田泰幸ほか

阪大理、金森順次郎、三輪 浩、利根川孝ほか

神戸大、永井旺二郎

九大、 西村 久、都築俊夫

研究会は、問題提起的な若干の講演のほかは、ほとんど自由討議の形をとった。したがって、この報告も、個々の講演の紹介という形式はとらず、会の席上で問題となり、討論されたことの内容を、問題別にまとめるという形にした。個々のコメントの発言者は記していない。

この報告は、世話人(長岡洋介)が三輪浩と討論し、共同で執筆し、最後に長岡がまとめた。ところにより報告者の見解が強くでているところもあると思う。研究会がやや型やぶりだつたのだから、報告も型やぶりが許されるだろうと思い、あえてこのような報告を書いた。出席者、読者のご了承を乞いたいと思う。

s-d 交換相互作用

最後に紙上をかりて、この研究会を開いていただいた基礎科学研究所、研究会のための雑務をしていただいた基研清水さんほかのみなさんに、出席者一同にかわつて感謝の意を表したい。(世話人 長岡洋介)

I. 問題

ハミルトニアンが

$$H = \sum_{k,s} \epsilon_k c_{ks}^+ c_{ks} - \frac{J}{N} \sum_{kk'ss'} \vec{S} \cdot \vec{\sigma}_{ss'} c_{ks}^+ c_{k's'} \quad (1)$$

で与えられる系がある。ここに、 c_{ks} , c_{ks}^+ はスピン S 、波数ベクトル k の状態の伝導電子の消滅、生成演算子、 $\vec{S}$ は局在スピンの演算子、 $\vec{\sigma}_{ss'}$ はパウリ行列、 J は $s-d$ 相互作用の強さである。^{*} この系は低温（特に基底状態）でどのような状態にあるか—これが、3日間をかけた研究会の問題である。ハミルトニアンを(1)と書くことに、すでに問題がある。(1)で $s-d$ 相互作用は δ -型、したがつて k , k' に依存しないとしてある。この仮定が、何か非物理的な困難の原因となりはしないか。²⁷⁾²⁸⁾ 実際、相互作用を(1)のようにとつた結果、理論の途中で積分を発散させないために、積分に人為的な cut-off を入れる必要がでてくる。しかし、現象に本質的なのはフェルミ面であるから、相互作用の行列要素がフェルミ面上でほぼ一定であるとして(1)のようにハミルトニアンをとることは、現象の本質を理解する上で障害にならないと思われる。少くとも一般にはそう考えられている。

(1)から出発するなら、問題は一見単純にみえる。しかし、実はそうではない。近藤の画期的な論文⁴⁾ が発表されて以来、実に数多くの論文が発表されているが、まだすべての人が納得する形では解答がでていない。(問題の本質的な点は解決したと考えている人もいるようだが) それでは、これまでにどこまでが明かになり、つぎには何が明かにされなければならないか——これが、この研究会における討論の主題であつた。

*論文によつて $2J$ を J [19) 20) 21) 30) 31) など], $-2J$ を J [25) ~ 29) など] とつたものがあるので注意を要する。

世話人の提案により、研究会では問題をつぎの四つに分けて討論が行われた。

- 1 摂動理論では、何か明かになつたか、そしてつぎは何を明かにする必要があるか。
- 2 基底状態は何か。芳田・興地理論^{19)~21)}と近藤理論²³⁾の比較・検討
- 3 Dispersion 理論^{25)~29)}とグリーン函数理論^{30)~31)}の比較・検討
- 4 その他の問題

以下、これらのテーマごとに分けて述べていきたい。

ここに、(1)に与えられた以外の Notation をまとめておく。

ρ 一原子当りの伝導電子の状態密度

D 伝導電子のエネルギーについての積分が発散するときは、積分を $-D$ と D で cut-off する。 D はバンド巾の程度の大きさのパラメーター

$T_0 = De^{-1/J\rho}$ 低温異常のおこる温度 (の目安)

単位はボルツマン常数=1, $\pi=1$ にとる。

II 摂動論——most divergent term と next divergent term

摂動論でこれまでにわかつていることは、つぎの諸点である。

- 1) $T=0$ で伝導電子の散乱振巾は、 J の各巾で一番強く対数発散する項 (most divergent term, 以下 m.d. 項と呼ぶ) のみ集めると、

$$T(\omega) \sim \frac{-J}{N} (\sigma \cdot S) \left[1 + 2J\rho \log \frac{|\omega|}{D} + (2J\rho \log \frac{|\omega|}{D})^2 + \dots \right] \quad (2)$$

$$= - \frac{(J/N)(\sigma \cdot S)}{1 - 2J\rho \log \frac{|\omega|}{D}} \quad (2)$$

となり、¹⁰⁾ (2) の級数は $|\omega| < \omega_0$ で $J < 0$ なら発散し、 $J > 0$ なら振動する。(2)を形式的に足し合せた(2)は $|\omega| < \omega_0$ では一応意味がない。

- 2) 上の $T(\omega)$ から $\tau^{-1} \propto |T|^2$ として lifetime を求め、電気抵抗をだすと、 $(1 - 2J\rho \log T/D)^{-2}$ を展開した級数が得られ、その級数は $T < T_0$ で(2)

長岡・三輪

と同様なことになる。

3) 局在スピンの effective な大きさを求めると、m.d. 項のみ集めて

$$\langle S_Z \rangle \simeq S_Z \left[1 + J\rho \left\{ 2J\rho \log \frac{T}{D} + (2J\rho \log \frac{T}{D})^2 + \dots \right\} \right] \quad (3)$$

$$= S_Z \left[1 + \frac{2(J\rho)^2 \log T/D}{1 - 2J\rho \log T/D} \right] \quad (3')$$

が得られ、¹³⁾ (3)の級数は $T < T_0$ のとき、 $J < 0$ なら発散し、 $J > 0$ なら振動する。 $J < 0$ のとき $\langle S_Z \rangle$ は温度がさがると減少し、 $T \simeq T_0$ で 0 になる。

4) 有限の外部磁場 H が局在スピンのにかかっているとき、基底エネルギーは

$$E = E^0 - 2(J\rho)^2 \text{Sh} \log(h/D) \left\{ 1 + 2J\rho \log \frac{h}{D} + \dots \right\} \quad (4)$$

$$= E^0 - \frac{2(J\rho)^2 \text{Sh} \log h/D}{1 - 2J\rho \log h/D} \quad (4')$$

$$h = g\mu_B H$$

となる。²³⁾ ここに E^0 は磁場 0 の時のエネルギーで、 E^0 には発散はあらわれない。⁹⁾ (4) は $H \neq 0$ で $H < H_0 (= T_0/\mu)$ の時は、(2), (3) と同様に発散または振動する。

以上の事実から引き出す結論について、研究者の意見は必ずしも一致していない。

i) $J > 0$ の場合

(2), (3), (4)の級数は低温、低磁場、フェルミ面近傍では収束しないから、そこで何か異常がおこるのか、それとも(2), (3), (4)にまとめた函数は何の異常も示さないから何事もおきないのか？ 普通は異常がおきないと考えられているが、このことは必ずしも自明ではない。特に、相互作用が異方性をもつ場合を考えると、 $J > 0$ のことも再検討を要するように思われる。この点にはVで触れることにしよう。

ii) $J < 0$ の場合

この場合も二つの立場がある。a) 低温では、摂動そのものがないのかそれとも b) 発散の困難は上の計算ですてた発散の弱い項をひろうことで救われるのか。

Abrikosov は b) の立場をとる。彼は(2) は(2)の発散する $|\omega| < \omega_c$ でも意味をもち、分母が 0 になる $|\omega| = \omega_c$ は共鳴散乱であると解釈する。ただし、(2) のままでは共鳴点で $T(\omega_c) = \infty$ となり物理的でない。実際には lower divergent term をひろうことにより

$$T(\omega) \sim -J(\sigma \cdot S) \frac{1}{1 - 2J\rho \log \frac{|\omega|}{D} + ir} \quad (5)$$

と、有限の巾をもつた共鳴になると考えるのである。

(5)で困難は救われたかにみえるが、実はそうではない。(5)式を仮定し2次の計算で r を決めると、 $r = -(\pi J\rho) \text{sign } \omega$ を得る。この $T(\omega)$ を $\omega > 0$ から解析接続すると、complex ω の上半面に pole をもつことがわかる。これは、上半面で analytic でなければならないという $T(\omega)$ の性質にあわず、系が不安定になつていていることを示しているように思われる。

(5)に似た形を具体的に出した計算例はいくつかある。例えば、Suhlの近似解²⁵⁾、Doniach¹²⁾ Abrikosov (private communication) は一致して

$$T(\omega) = t(\omega) + \frac{1}{2}(\sigma \cdot S) \tau(\omega) \quad (6)$$

$$t(\omega) = \frac{2J}{N} \frac{S(S+1)}{2S+1} \left\{ \frac{1}{(1 - 2J\rho \log |\omega|/D) - i\pi - SJ\rho} - \frac{1}{(1 - 2J\rho \log |\omega|/D) + i\pi(S+1)J\rho} \right\} \text{sign } \omega$$

$$\tau(\omega) = \frac{2J}{N} \frac{1}{2S+1} \left\{ \frac{S+1}{(1 - 2J\rho \log |\omega|/D) + i\pi(S+1)J\rho} + \frac{S}{(1 - 2J\rho \log |\omega|/D) - i\pi SJ\rho} \right\}$$

を与えている。結果は(5)のように単純な形ではないが、上の complex pole

の困難はまぬがれていない。

(5), または(6)を逆に展開してみればわかるように、巾の問題にちゃんと答えるには、少くとも next divergent term (以下 n.d. 項と呼ぶ) がどうなっているかを知る必要がある。(6)にしたところで、これで n.d. 項まではちゃんと記述できているという証明はないように思われる。しかし、n.d. 項ができてくるのは巾にだけではない。

1) m.d. 項だけを考える限り、 $\log$ 中の数係数については何も言えない。 $(\log |\omega|/D)^n$ と $(\log |\omega|/\alpha D)^n$ の差は α が 1 の程度の数である限り、対数発散については低次である。n.d. 項にはバンドの形もきいてきて、そこまで計算してはじめて、 D にかかる係数が確定する。しかし、すべての次数で n.d. 項まで正しく同一の αD で $(\log |\omega|/\alpha D)^n$ とまとまるという保証はない。もしまとまらなければ、その意味からも ω_c, T_c は sharp な意味はもたず、発散のおこる ω, T の目安にすぎなくなる。

2) 巾を決めるには、n.d. 項の虚数部を知る必要がある。n.d. 項まで正しく巾を決めても、complex pole の困難からまぬがれないかどうか、低温で異常がおこるかどうかを知る手がかりとなろう。

3) n.d. 項には、もう一つ別の型がある。これまでの散乱振巾ないし、グリーン関数の self-energy part を求める理論はすべて、グラフでかくと図 1 のように、一つづきの電子線がくり返しスピンと相互作用するものだけとることになっている。(IV 参照) このようなグラフからは m.d. 項にしる、n.d.

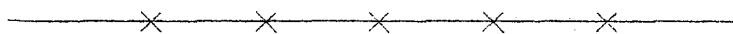


図 1

項にしる $(\log |\omega|)^n$ の型の対数項しかあらわれない。 $(\omega=0$ では $(\log T)^n$ になる) しかし、図 2 のように電子線のループをもつグラフを考えると、self-energy に ω には依存しない $\log T$ という項があらわれる。実際に check されたのは J^4 までにすぎないが、同様な項は高次にもあらわれると予想される。

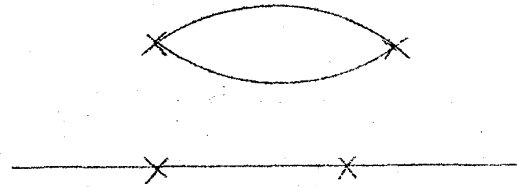


図 2

一つの可能性は $(\log T)^n$ の級数が

$$T(\omega) \sim -\alpha(T)J(\sigma \cdot S) \left[1 + 2J\rho \log \frac{|\omega|}{D} + \dots \right] \quad (7)$$

$$\alpha(T) = 1 + \frac{2(J\rho)^2 \log T/D}{1 - 2J\rho \log T/D} \quad (8)$$

のように、スピンのちぢみ¹³⁾としてまとめられることである。

もし、(7), (8)が正しければ、この効果は重要である。(2)では、 $T=0$ でもフェルミ面から十分はなれたところでは摂動が収束し、いいようにみえる。しかし、(7)なら、いくらフェルミ面からはなれても、低温では摂動は収束しない。フェルミ面から遠くでは、 $\log |\omega|$ の項は重要でないから、温度がさがり T_0 に近づくにつれて $\alpha(T)$ によつて s - d 相互作用の効果はおさえられる。一方、フェルミ面近傍では m.d. の $\log |\omega|$ の発散が n.d. の $\alpha(T)$ の効果を上まわり s - d 相互作用の効果は強まる。こうして、温度がさがるとともに、電子に対する相互作用の効果はエネルギー的にフェルミ面近傍は localize していく傾向がみられるであろう。 $T < T_0$ でおこることにも、こうした傾向はそのまま受け継がれるにちがいない。

摂動を行う方法としては、これまで Abrikosov¹⁰⁾, Doniach^{11) 12)} がある。m.d. 項については、どんな方法でも比較的簡単に出される。問題は、n.d. 項の求め方である。

川村・斯波は新たにつぎのような方法を提案した。電子に対する thermal Green's function を考えると、その self-energy part は

$$\Sigma_k(i\epsilon) = \ll [H_{sd}, C_{k\uparrow}], [H_{sd}, C_{k\uparrow}^\dagger] \gg_{i\epsilon} \quad (9)$$

$$= -\left(\frac{J}{N}\right)^2 \sum_{k', k''} \ll C_{k'} \uparrow S_z + C_{k'} \downarrow S_- , C_{k''}^+ \uparrow S_z + C_{k''}^+ \downarrow S_+ \gg_{i\epsilon}$$

と書ける。カンマの前の operator CS の時刻は同じであるがこれを別にとり C の運動のみをおいかける。これをくりかえして Σ_k に対する展開式が得られる：

$$\begin{aligned} E_k(i\epsilon) = & T \sum_{\epsilon_1 k_1} G_{k_1}(i\epsilon_1) \ll S_1 S_2 \gg_{i\epsilon-i\epsilon_1, -(i\epsilon-i\epsilon_1)} \\ & + T^2 \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2 k_1 k_2} G_{k_1}(i\epsilon_1) G_{k_2}(i\epsilon_2) \ll S_1 S_2 S_3 \gg_{i\epsilon-i\epsilon_1, i\epsilon_1-i\epsilon_2, -(i\epsilon-i\epsilon_2)} \\ & + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

ここに、 $G_k(i\epsilon) = (i\epsilon - \epsilon_k)^{-1}$ 、 $\ll S_1 S_2 \dots \gg$ はスピンの多時間グリーン関数である。

(10)でさらに $\ll S_1 S_2 \dots \gg$ を摂動展開すれば、Doniach¹¹⁾ を温度グリーン関数に拡張せられたものが得られる。ここでは $\ll S_1 S_2 \dots \gg$ に対する運動方程式をたて、

- S の運動は無視 ($[S, H] = 0$) して、S の非可換性のみ考慮する。
- 一定の順序をもつた commutator のみとる。

の近似をすると、 $\ll S_1 S_2 \dots \gg$ の漸化式が得られ、それを用いて

$$\Sigma_k(i\epsilon) = \frac{J^2 \rho S(S+1) \text{sign } \epsilon}{(1 - 2J\rho \log \frac{|\epsilon|}{D})^2 + (\pi J\rho)^2 S(S+1)} \quad (11)$$

上の近似は m.d. 項については正しいことが証明できる。しかし巾の項については正しくなく、a) の近似のもとで 4 次の正確な結果

$$3(2J\rho)^2 \left(\log \frac{|\epsilon|}{D}\right)^2 - (\pi J\rho)^2 S(S+1) + \frac{1}{4} (\pi J\rho)^2 \quad (12)$$

とすでにくいちがいがある。

$\ll S_1 S_2 \dots \gg$ の運動をおうとき、 $[S, H]$ をとると $\ll c^+ c S_1 S_2 \dots \gg$ の型のグリーン関数があらわれる。これはグラフと比較すればループが一つできた

ことに対応する。したがって a) の近似がループをおとす近似に対応し、この近似をとる限り、 $\log T$ 型の n.d. 項はあらわれない。スピンの運動をもつとちやんとおつてみる必要がある。

この方法の特徴は、スピンのグリーン函数 ($\longleftrightarrow$ 帯磁率) という物理的な量で J が展開されていることで、これに対するうまい近似がみつければ、有力な方法になり得るように思われる。

III 基底状態の性質——singlet か？

$J < 0$ の場合の低温での困難は基底状態の異常性に関係があると考えられる。それについての見解は摂動論の困難を本質的なものとみるかみないかにも関係するが、大雑把に言うと、

1) 自由スピンの $(2S+1)$ の縮重はとれて、基底状態ではスピンの平均は 0 になつている。

2) unperturbed と同じ対称性が保たれ、縮重がのこつている。

の二つに分けられる。摂動を可とする Abrikosov¹⁰⁾, 水野-石川¹⁷⁾ らは当然 2) の立場にあり、芳田-興地^{13) 19) ~ 21)}、近藤²³⁾ の理論は 1) であり、エネルギーに対して J について singular な expression が得られている。長岡^{30) 31)} の理論は 1) Suhl の理論^{25) ~ 29)} は 2) のようであるが、これには問題があるので IV で触れることにしたい。

1) を受入れ難いとする人々にとつては、低温で伝導電子のスピンのみが次々に局在スピンのまわりに集つてくるといふ picture には問題ないとしても、1 つのスピンの対して多電子の "束縛状態" が "バンドの中に real に" できるような感じを与えること、超伝導との類似から T_0 が相転移温度の印象を与え 1 ケのスピンの sharp な転移が起るはずのないことなどが、抵抗を感じさせる原因になつていふように思われる。この問題できめてになるのは帯磁率の $T \rightarrow 0$ でのふるまいであろう。

芳田-興地^{19) ~ 21)} はまず 0 近似として、フェルミ球を rigid に考え、余分につけ加えた電子 1 ケが局在スピンの couple した波動函数

$$\psi = \sum_{\mathbf{k}} \{ r_{\mathbf{k}}^{\alpha} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{+} \beta + r_{\mathbf{k}}^{\beta} c_{\mathbf{k}\downarrow}^{+} \alpha \} \psi_V \quad \psi_V : \text{フェルミ球} \quad (13)$$

長岡・三輪

をつくり、 $J < 0$ なら singlet, $J > 0$ なら triplet ($S = \frac{1}{2}$ のとき) の束縛状態をつくることを示す。そのエネルギーはそれぞれ $-De^{-2/3|J|\rho}$, $-De^{-2|J|\rho}$ である。以下 J に関する摂動展開の形で電子とホールが (2 ケ, 1 ケ), (3 ケ, 2 ケ), ... の状態を混ぜて基底エネルギー -4 に対する方程式を求める。 J の各次数で $\log 4/D$ の最高巾のみ残すと、摂動の次数を上げるにつれて singlet の解は、単純な摂動の発散から期待される $-De^{-\frac{1}{2|J|\rho}}$ に単調に近づき、一方 triplet の解は消えたり現れたりして不安定であることが示される。またこの展開で、1 電子状態に対する energy shift に繰込まれる部分は、ちょうど Rayleigh-Schrödinger の摂動展開で求めたエネルギーに相当する。

$S = 1/2$ の場合ほど見通しはよくないが、一般の S の場合も調べられている。特に興味ある結果は、 $S \rightarrow \infty$, $JS = \text{const}$ の極限 (スピンは古典的になり、量子効果はおちる) では束縛状態の解が安定でなくなるらしい点である。

0 近似の結果は、 $|J|\rho \rightarrow \infty$ とすると強結合の極限と (後で述べる電子とホールの縮重の点を除き) 定性的に一致する。強結合の取扱いは、バンド巾 0 の極限では簡単で、局在スピンの位置の Wannier 函数に 1 電子が束縛された解になるが、他の電子の占める site について大きく縮重しているので、それからの摂動計算は簡単でない。強結合が現実的か否かは疑問であるが、理論的な問題としては調べてみる必要があろう。

研究会では、鈴木が近藤の理論^{23) 52)}を紹介し、特に芳田-興地の理論との関係などを中心に議論された。近藤の考え方は、基底エネルギーから J について展開できる部分を分離して残りを self-consistent に定めるという方針で、フェルミ面+自由スピンから出発して、電子とホールが (1 ケ, 1 ケ), (2 ケ, 2 ケ), ... の状態を混ぜていき、展開できない部分 -4 に対する式を得る。これから $J < 0$ のときには、通常の Rayleigh-Schrödinger の摂動による解の他に、それぞれエネルギーが $4 = kDe^{-1/2|J|\rho}$ (k は 1 の程度) だけ低い解が得られる。

近藤の理論を難解にしている点は、波動函数を " J に関して展開" (係数には J で展開できない $4(J)$ を含んでいる) するが、その各項はいづれもエネル

ギーに $J\rho d$ の order の寄与をし、 $|J|\rho \rightarrow 0$ の極限では $J\rho(1+1+\dots)$ = finite の形になつて、展開を無限項集めてはじめて意味のある結果に到達するために、対応する波動函数の形が不明なことにある。局在スピンの大きさの期待値は S から order 1 のある量だけ変化していることが示される。 H_{sd} が total spin を保存するので、摂動でいく限り、出発点にあつた $(2S+1)$ 重の縮重は最後まで見かけ上は残つているようだが、無限項まで集めれば、その縮重は局在スピンに関係のない（遠い所にある？）伝導電子が肩代りしており（したがつて trivial で）局在スピンの近くでは singlet であろうというのが近藤の conjecture である。そのことを実際に示すには、このままでは近似が不十分である。

芳田 - 興地の取扱いでは、波動函数は理解し易いが、基底エネルギーとして同形の式が得られており、計算を高次まで進めれば近藤の結果と一致する傾向にある。両者が本質的に同じものかどうか検討の要があろう。近藤は、芳田 - 興地の extra bound electron は近似をすすめるにつれて波動函数が広がつてしまい、無限次まで近似を進めたときに得られるのは（近藤の基底状態）+（広がつた extra electron）であるという意見で、これは言いかえれば重要なのは漸近形であるから、出発点に特別な細工を考えることはないということになる。

近藤の批判はつぎのように理解することもできよう。芳田 - 興地では、近似の次数を有限にとどめる限り、N ケの電子のフェルミ球から出発した電子に対する束縛状態と、N + 2 ケの電子のフェルミ球から出発したホールに対する束縛状態は互に独立で、バンドをフェルミ面の上下に対称にとると、見かけ上 2 つの縮重した解があるように見える。しかし両者は $1/N$ の order では直交しておらず、近似を進めると 2 つの解の overlap は大きくなりそうであり、エネルギーが期待される値に近くなるにつれて、2 つの解は一致する、つまり現実にはそのような縮重はないだろうとの予想も可能である。

この点を調べるには、近似を進めた波動函数で charge density がどうなつていのかをみるのが一法であろう。才 1 近似による現在までの計算（興地）では charge 分布は広がるが、0 近似での電子密度が才 1 近似のホールで

compensate される傾向は明かになつていない。一方、もし仮りに charge density が高次近似で次才に delocalize するとした場合、スピンの方の "local に singlet" という性質がほんとうに ∞ 次まで保存されるか、という疑問もある。実はこの "local に singlet" という概念は、はつきり定義しておく必要がある。一つの可能な定義の方法はつぎのようなものであろう。伝導電子の spin density の演算子を $s(r)$ とした時、基底状態が singlet であれば

$$\langle \psi | \vec{S}(\vec{S} + \int_{r \leq R} \vec{s}(r) d\vec{r}) | \psi \rangle$$

は $R \rightarrow \infty$ で 0 になる。local に singlet であれば十分遠くにいる電子のスピンはどうなつていてもよいはずで、この量は R を ミクロ で十分大きくとればほとんど 0 になるであろう。したがつて

$$F(R) \equiv \int_{r \leq R} \langle \psi | \vec{S} \cdot \vec{s}(r) | \psi \rangle d\vec{r} \xrightarrow{R \rightarrow T} -S(S+1) \quad (14)$$

が十分速かにおこつていれば、local に singlet になつているとみなされるであろう。 $F(R)$ の integrand ^は spin-correlation density とでも呼ぶべき量である。上に述べた疑問は、 $F(R)$ をつかえば、近似を ∞ 次まで進めても $F(R)$ は local なままにとどまつているか、ということである。*) 近似を進めるとエネルギーが次才に下がるのが、電子スピンの localization がよくなるためか、波動関数がなめらかになつて kinetic energy が下がるためかをみるのも興味がある。

芳田-興地の方法は変分法になつていから、trial function にエネルギーに essential にきく性質がとり入れられていれば、波動関数自体あまり正確でなくとも、エネルギーはよいこともあり得る。実際、エネルギーに効くのは spin-correlation density であるから、これを localize させて出発した芳田-興地の理論は、仮りに charge density に対する波動関数の形

*)これに対応して、近藤の理論に対しては、 $F(R)=0$ から出発して ∞ 次まで進む事によつてほんとうに local な $F(R)$ が得られているか、という疑問がある。

は悪くとも、エネルギーに関しては、はじめの方の項だけでよい結果に達したのに対し、近藤の場合はエネルギーについては本質的でない charge neutrality が満足されるような形で出発したために、無限に多くの項を集める必要があつたと解釈することができそうに思われる。

吉森は $S=1/2$ の場合に、芳田型の trial 函数で

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum \Gamma(\epsilon_k) (c_{k\downarrow}^+ \alpha - c_{k\uparrow}^+ \beta) \Psi_V \cos \theta \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum \Gamma(\epsilon_{k_1}) \Gamma(\epsilon_{k_2}) \Gamma(-\epsilon_{k_3}) c_{k_1\uparrow}^+ c_{k_2\downarrow}^+ (c_{k_3\uparrow} \alpha + c_{k_3\downarrow} \beta) \Psi_V \sin \theta \quad (15) \end{aligned}$$

の形のものをとると、エネルギーが $-De^{-\frac{1}{2J\Gamma_0}}$ と得られることを示した。ただし、 $J > 0$ でも束縛状態があること、 $S \neq 1/2$ ではうまくいかないことなどから、こうなつたのは偶然とも考えられる。

基底エネルギーに現われる Δ は、いわば local な energy gap で、局在スピンと couple している " 近くの " 電子の励起には関与するが、" 遠くの " 電子の励起エネルギーは連続的であるはずである。それが近藤の理論では、摂動展開がすべての励起に gap があるような形になつていているのは理解しにくい。この local な energy ^{gap} が何を調べれば物理的に意味のある量として現われるかという問題もある。励起状態 (たぶん、遠くのものと近くのものの区別が必要) を同様の方針で扱つてみるのが、この面から基底状態を理解する助けになろう。それとともに有限温度の取扱いも必要である。

芳田 - 興地理論と近藤理論の比較を表 1 にまとめてみた。

表 1 芳田-興地理論と近藤理論の比較

E : 基底エネルギーのanomalousな部分
 CD : charge density
 SD : spin-correlation density

		芳 田 - 興 地	近 藤
オ 0 近 似	E	$-De^{-2/3J \rho}$	0
	CD	localize (電子とホール縮重)	neutral
	SD	localize (singlet)	0 (スピンの縮重)
高 次 近 似	E	$-De^{-1/2J \rho}$ に近づく	0
	CD	次々に delocalize?	neutral
	SD	localize	0 (スピンの縮重)
∞ 次	E	$-De^{-1/2J \rho}$?	$-De^{-1/2J \rho}$
	CD	neutral ?	neutral
	SD	localize ?	localize ?

IV 非摂動理論——Dispersion と Green's function

摂動論の低温における困難は、摂動論そのものが低温では適用できないという立場から、Suhl と長岡は摂動ではない理論を提出している。研究会では、長岡が Green 関数法によるその理論の問題点をのべ、倉田が dispersion 理論による Suhl の理論を紹介し、討論を行つた。

A Suhl 理論^{25) - 29)}

Suhl は高エネルギーの理論でつかわれる dispersion theory を用いてこの問題を扱つたが、多くの物性研究者はこのような方法には不慣れで、そのためこの理論が難解なものになつている。

Suhl はまず T-matrix のみたすべき方程式を求め、それに中間状態として

一電子の散乱状態のみとるという近似をほどこす。〔メソン散乱における Chew-Low の理論〕このようにして、T-matrix に対する積分方程式が

$$T = t + \frac{1}{2} \tau (\sigma \cdot S) \quad (16)$$

として、 t と τ について

$$t(z) = V + \int \frac{|t(x)|^2 + 4S(S+1)|\tau(x)|^2}{z - x} \rho(x) dx \quad (17)$$

$$\tau(z) = -\frac{1}{2}J + \int \frac{\tau(x)t^*(x) + \tau^*(x)t(x) - 2|\tau(x)|^2 \tanh(\beta x/2)}{z - x} \rho(x) dx$$

と得られる。ここに V は不純物のポテンシャルのスピンによらない部分である。

(17) の積分方程式は、一見グラフを重複して数えているように見えるが、この理論と摂動論との対応は単純でなく、少くとも m.d. 項については重複がない。ただし、ループをもつグラフは含まれていないようである。温度 $\rightarrow 0$ で局在スピンの $(2S+1)$ 重の縮重が消えるとすれば、 $\tau \rightarrow 0$ となるべきだが、

(17) によると $J \neq 0$ の限り $\tau \neq 0$ とはならない。singlet のできる可能性は出発点から exclude した理論になつていると見るべきであろう。

このように、(17) を出して来た近似がまず検討されなければならないが、ここでは (17) の解き方とその解の性質に議論をしぼろう。Suhl はまず (17) の一つの exact solution を求めてみせる。その解の essential な部分は m.d. 項に巾をいれた共鳴型のもので、 $T > T_0$ ではその解析性にも問題はなないが、そのままの形では $T < T_0$ では z の上半面に pole が現われ、不安定になる。そこで、この解を $T > T_0$ から、低温までの z の上半面で analytic であるように「温度についての解析接続」することが可能であり、それが (17) の exact solution であることを示す。これで、全温度にわたって安定な解が得られたと考える。

以上が Suhl の (17) 式の解き方の概要であるが、よくわからない点がある。

- 1) Suhl の原論文で解いている式は、実は (17) のように簡単ではなく、

長岡・三輪

相互作用のひろがりを取り入れた複雑な式である。そのようにモデルを複雑にしたのは、簡単化しすぎたことによる unphysical な困難を避けるためであると Suhl は主張している。しかし、この複雑化は、いま考えている困難を救うのに essential に必要であるようには見えない。もし必要でなければ、単純なモデルで考えた方が essential な点を浮き彫りにできてわかりよい。

2) 温度について解析接続したとしているが、ほんとうに温度を複素数に拡張しているのか？　そういうことが一体可能であるか、どうか？

3) かりに温度についての解析接続が可能としても、 $T=T_0$ が特異点になつてはいないか？　Suhl が重要な結論と考えていることの一つは、 $T=T_0$ で何も anomalous なことがおきないということである。しかし、Suhl は低温での complex pole を消すため、 $T>T_0$ では identical に 1 で、 $T<T_0$ では 1 でないような z の函数を導入しており、 $T=T_0$ で解の形が不連続にかわつていようにみえる。もしそうであれば、この理論は 1 ケの不純物が関与した現象で sharp な相変化がおき得ないという Suhl 自身の主張にも矛盾することになる。

4) $T<T_0$ で単純な摂動では得られない解が求まつたのは、摂動では求まらない何かが低温でおこつたせいだと見なければならぬだろう。この何かは一体何であるか、物理的な解釈がほしい。エネルギー、帯磁率などの物理量が求まれば、もつと理解しやすくなるかも知れない。例えばエネルギーに、 J について singular な項が出るか、 $\lim_{T \rightarrow 0} T\chi$ は $S(S+1)$ から 1 の order ではずれるか、など。

B グリーン函数理論^{30) 31)}

長岡はグリーン函数

$$G_{kk'}(\omega) = \ll c_{k\mu}; c_{k'\mu}^+ \gg_{\omega} \quad (18)$$

$$\Gamma_{kk'}(\omega) = \frac{1}{2} \sum_{\mu\mu'} \ll S \cdot \sigma_{\mu'\mu} c_{k\mu}; c_{k'\mu'}^+ \gg_{\omega}$$

を導入し、その運動方程式をたて、高次のグリーン函数に対しては decoupling

をほどこし、 G と Γ に対する閉じた self-consistent 方程式を得た。 G の方程式には Γ があらわれ、 Γ の方程式には新しく $\ll c^+ c c S; c^+ \gg$ の型のグリーン関数が現われる。これに対し、

$$\ll c^+ c c S; c^+ \gg \simeq \langle c^+ c \rangle \ll c S; c^+ \gg \pm \langle c^+ c S \rangle \ll c; c^+ \gg \quad (19)$$

の decoupling をほどこす。ここで $c^+ c$, $c^+ c S$ はともに total spin を保存する組合せにとらなければならない。こうして、 G , Γ に対する方程式は次のようになる：

$$(\omega - \epsilon_k) G_{kk'} + \frac{J}{N} \sum_{k''} \Gamma_{k''k'} = \frac{1}{2\pi} \delta_{kk'} \quad (20)$$

$$(\omega - \epsilon_k) \Gamma_{kk'} + \frac{2J}{N} (n_k - \frac{1}{2}) \sum_{k''} \Gamma_{k''k'} - \frac{J}{N} [m_k - S(S+1)] \sum_{k''} G_{k''k'} = 0$$

$$\text{ここに} \quad n_k \equiv \sum_{\mu} \langle c_k^+ c_{k\mu} \rangle \quad (21)$$

$$m_k \equiv \sum_{\mu, \mu'} \frac{1}{2} \langle \sigma_{\mu\mu'} \cdot S c_{k\mu}^+ c_{k'\mu'} \rangle$$

は、それぞれ $G_{kk'}$, $\Gamma_{kk'}$ から求まる。

(20) を解いて、二つの型の解が得られた。

1) iteration で解いて m.d. 項を集めると、摂動と一致する解が得られる。この解は $T < T_c$ では発散する。

2) 上の解で m_k が $T \rightarrow T_c$, $k \rightarrow k_F$ で発散することから

$$|m_k| \gg S(S+1) \quad (22)$$

を仮定し、(20)で $S(S+1)$ を無視する。そうすると (20) は解けて、 $T < T_c$ で non-trivial solution ($m \neq 0$, $\Gamma \neq 0$) が得られる。この解は低温で発散もせず、解析性もよいが、 $|T - T_c| \ll T_c$ では (22) の条件をみたさなくなり、もとの式の解ではなくなる。したがって 1) の解と 2) の解が $T = T_c$ で sharp につながる事になつてはいない。

2) の解の $T = 0$ の性質を調べると、エネルギーは $De^{-1/2|J|\rho}$ となつて、

芳田・興地、近藤の結果（Ⅲ章）と一致するが、スピンの大きさは 1 の order で小さくなっているが、0 にはなっていない。

まず、(19) の近似から検討する必要がある。この近似を摂動と比較するとグリーン函数 $\ll c^+ c c S; c^+ \gg$ は、グラフでは τ にはじまり τ' に終る電子線と、 τ にはじまり τ に終る電子線のループで表わされる。(図 3) それぞれの電子線はともにスピンと相互作用するが、

それを (19) のように近似することは、

$\tau - \tau'$ 線とループの間に局在スピンを通

じた相関を無視することを意味する。この

近似は m.d. 項についてはよいが、これで

はⅡで議論した log T 型の n.d. 項はおちることになる。

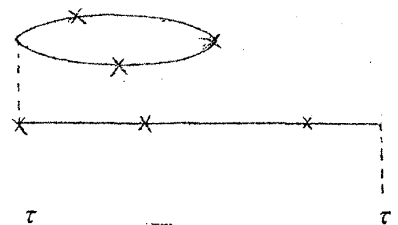


図 3

摂動で log T 型の n.d. 項が本質的に重要であれば、低温側の理論でもループをおとす近似はよくないであろう。この点は Suhl 理論の場合も同じで、Suhl 理論もこの理論も本質的にフェルミ面のみを記述する理論であるとみるべきかも知れない。

近似 (19) には別の面からも疑問がある。(19) では二つの量の積の平均 $\langle AB \rangle$ を平均の積 $\langle A \rangle \langle B \rangle$ でおきかえている。この問題では、ハミルトニアンは total spin を保持し、他方平均値 $\langle \dots \rangle$ はスピンの状態についても平均するものとして定義された。したがって、この近似がよいためには、A, B のうち一方がスピンの状態によらないか、あるいは実現する状態がスピンについて縮重していないか、でなければならないだろう。(19) では $c^+ c$ がスピンの状態に insensitive であると期待されるが、それを全く依存しないとする近似がどの程度よいか疑問は残る。その意味で、この近似では singlet になることを前提にしていると言うべきかも知れない。

この点の不明確さを除くには、もし $T=0$ に話を限るなら、まず有限の磁場 H をかけてスピンについての縮重があればそれを取り除き、しかる後に $H \rightarrow 0$ として $\langle S_z \rangle = 0$ の解が安定か、 $\langle S_z \rangle \neq 0$ の解が安定か調べるのがよいと思われる。

仮りに (19) の近似はよいとしても、その解き方、特に低温の解の出し方に

については検討の余地があろう。この解がフェルミ面近傍で、定性的にはよいとしても、フェルミ面から遠くではよくないことは明かである。(20)で $S(S+1)$ を落すことにより、解は S によらなくなり、この解を用いたのでは $T=0$ で singlet かどうかの判定は不可能である。(20)を $S(S+1)$ を含めて解くことが望まれる。

以上のように、一見 Suhl は singlet にならないことを、長岡は singlet になることを前提にしているように見える。しかし、一方では長岡の方程式の解が Suhl の解に非常によく似ていて、二つの理論は equivalent ではないかという議論 [Maki, Hamann: private communication] もあり、両者の関係をもう少し明かにする必要がある。

V その他の問題

以上のような基本的な問題に関する議論のほかに、宗田は超伝導中の s - d 守田は Anderson model による帯磁率の計算について述べた。

A 超伝導体中の s - d 相互作用

まず、BCS 状態を unperturbed にとり、 H_{sd} を単純な摂動として quasi-particle の散乱確率を J^3 まで計算してみる。 $T=0$ で、散乱確率には energy gap のはして $J^3 \log \Delta_s/D$ が現われる。(Δ_s は超伝導の energy gap) この三次の項が二次の項と同程度となるのは、ちょうど $|J|/V_{pair} \simeq 1$ (V_{pair} は超伝導の pairing interaction) のところで、 $|J| \gtrsim V_{pair}$ のときはこの摂動は発散するものと予想される。このとき、超伝導状態は局所的には完全にこわされるので、超伝導状態から出発した摂動はよくないのであろう。

$|J| \gtrsim V_{pair}$ なら、まず局在スピンのまわりに "bound state" をつくり、それから bound されていない電子が超伝導状態をつくるという順序になると思われる。

$T \simeq T_c$ のときの三次摂動の計算は Liu⁶⁾ が行つた。

長岡・三輪

B Anderson model による帯磁率の計算

ハミルトニアンが

$$H = \sum_{k\sigma} \epsilon_{k\sigma} a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{\sigma} \epsilon_{d\sigma} a_{d\sigma}^+ a_{d\sigma} + \sum_{k\sigma} V_{dk} (a_{d\sigma}^+ a_{k\sigma} + \text{h.c.}) \\ + U a_{d+}^+ a_{d+} a_{d-}^+ a_{d-}$$

で与えられる Anderson model について帯磁率を二時間グリーン函数の方法を用いて計算した。まずグリーン函数に対する運動方程式をたて、それに $|V_{dk}|^2$ までなら exact な decoupling を行う。inhomogeneous term に現われる $\langle a_{k\sigma}^+ a_{d\sigma} \rangle$ のような平均値も同じく二次までは正しいように $n_{d\sigma} = \langle a_{d\sigma}^+ a_{d\sigma} \rangle$ などによつて書き直す。このようにして、 $n_{d\sigma}$ をきめる self-consistent equation が得られる。これを解くと帯磁率は

$$\chi_{KT} = \frac{-kT f'(\epsilon_d + \Delta \epsilon_d) - kT \rho(\epsilon_F) |V_{dk}|^2 / |\epsilon_d|^2}{1 - f(\epsilon_d + \Delta \epsilon_d) - 2\rho(\epsilon_F) |V_{dk}|^2 / |\epsilon_d|}$$

となる。この結果は $|V_{dk}| \rightarrow 0$ なら普通の Curie law を与えるが、

$$kT < |\epsilon_d| \left(\log \frac{|\epsilon_d|}{\Delta} \right)^{-1}$$

$$\Delta = \rho(\epsilon_F) |V_{dk}|^2$$

の低温では、分子、分母とも才二項がきいてきて $\chi \rightarrow \text{const.}$ となる。

この計算の問題点は、近似が $|V_{dk}|^2$ まで正しいようなものであるのに、結果で低温の異常にきくのは $|V_{dk}|^4$ からきていることである。(結果の式だけから見ると二次のようだが、二次の係数がちょうど打消しあつていて、二次に見える項は実は四次の項である) したがつて摂動を忠実に行つたらどうなるかも調べてみなくてはならない。そうした計算は斯波が行つたが、その結果では、mixing $\rightarrow$ negative exchange $\rightarrow$ logarithmic anomaly 以上のものは得られていない。Dworin [preprint]* も守田と同じように二時間グリーン函数を用いた計算をしているが、その結果にも疑問がある。

*) この preprint は名大理・長岡が所有。

VI Discussion

研究会ではほとんど論議されなかつたが、未解決の重要な問題のいくつかをあげておく。

1) 磁場の効果

(4)でみるように、磁場が十分強ければ摂動の m.d. 項の級数は収束する。これからみて、低温でも磁場をかけると異常は消えると予想される。T-H 図にかくと、図 5 のように、異常が起るのは点線よりも原点側といったことになる。(この点線はもちろん、sharp な相転移を意味するのではない) $H_0(T)$ は

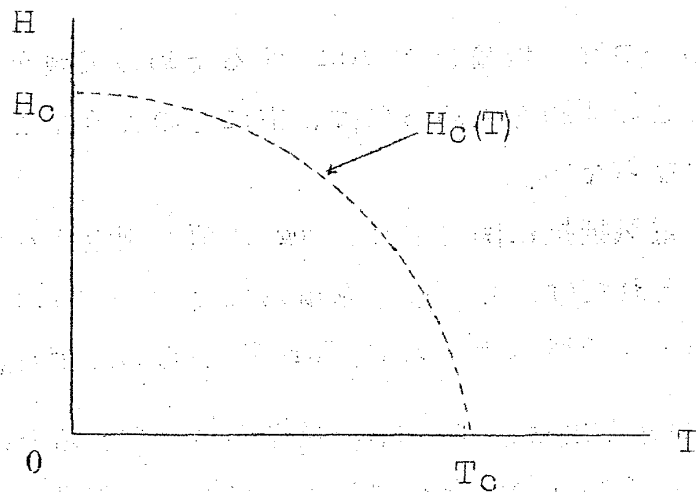


図 5

どうなるか、基底状態の "bound state" は磁場によつてどのようにこわされていくか…?

2) dynamical な性質

例えば ESR は温度を下げていくとどのように変わるか?

3) 相互作用が異方的な場合

三輪-長岡¹⁴⁾ は

$$H_{sd} \sim -\frac{1}{N} (J_x \sigma_x S_x + J_y \sigma_y S_y + J_z \sigma_z S_z)$$

のとき、i) $J_x = J_y = 0$, $J_z \neq 0$ (Ising spin) ii) $J_x = J_y = J_z > 0$

(isotropic ferro.) の二つの特殊な場合を例外として、あとは一般に低温

長岡・三輪

で必ず $m \cdot d$ 項の級数は発散することを示した。これからみると、まるい場合 $J > 0$ なら大丈夫と考えていたのは、特殊な例外について見ていたことになる。このことは物理的にどのように理解できるだろうか？

4) 局在スピン間の相関³⁶⁾

これまでの理論の多くは、局在スピン一ケの場合のみを考えてきた。しかし低温で "bound state" ができるとすれば、その波動函数のひろがり $\propto v_F / \Delta$ の程度になると思われ、これは Δ が小さいと非常に大きい。 $\Delta = 0.1^\circ\text{K}$ でも $10^5 \text{\AA}$ の程度になり、波動函数のかさなりによる局在スピン間の相関が重要になつてくる。これが "bound state" にはどのような影響を与えるだろうか？

この問題の難しさの一つは、理論を check するための実験が全くないことである。実験の方からこの問題を改めるには、主にどのようなことを調べるべきかも検討しなければならない。

現在までのところ、電気抵抗に関しては、 $\log T$ 項が測定されていることははつきりしているが、それだけから T_0 を見積るには ambiguity を避けられない。そこで、測定をより低温へすすめて、 $\log T$ からのはずれ、多分オーには $(\log T)^2$ の項がはつきり出せば、 T_0 の見当がつけられるわけである。(はずれを見るという点では $J > 0$ の場合も同じことである) 帯磁率では、 $1/T$ からのはずれは抵抗に比べて 1 つ order が高いけれども、別の面からの check として測定されることが望まれる。何か新しい測定法や現象はすぐに思い当るものはないが、最近話題になつているトンネル効果の問題は興味がある。

[Appelbaum, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 91; Anderson, ibid 17 (1966) 95]

さて、実際に T_0 に到達し、あるいはそれ以下での性質を調べるのに要求される条件は、惣ばつて並べれば、

低温、低濃度、したがって高精度

である。典型的な $s-d$ 系である Cu-Mn とか rare-earth では T_0 がかなり低いものと見積られているが、何か J/ϵ_F の大きい面白い物質を見つけることも大切である。濃度に関しては、まず通常の long-range order のできる

温度（あるいは RKKY 相互作用が効いてくる温度、これは濃度に比例）が T_0 （濃度によらない）より低くなければならないことは明かだが、その条件よりも、今考えている spin-correlation の拡がりのすそが著しくかさなりあわないという条件の方がきつく、要求される低濃度はこちらで決つてきそうである。³⁶⁾

また理論的な検討はまだ多くないが、s-d 系の dynamical response も実験的に調べられるべきことである。簡単な場合としては、static な電気抵抗には $\log T$ が現われたが、ある程度 high frequency になればこれが押えられて様子が変わってくるだろう。I で述べた摂動論でいえば、 $\log T$ と $\log |\omega|$ とを区別して考えることにも相当しよう。

参 考 文 献

s-d exchange model から出発し、低温での異常に関係したものに限つた。したがつて、Anderson model に関係したものは割愛した。また、同一内容のものが二ヶ所以上（例えば letter と本論文）に発表されているときは、内容が完全な方のみをとつてある。配列は内容にによつて分類したが、この分類には一考の余地があるかもしれない。読者の便宜を考え、論文の題名と簡単な内容の紹介も可能な限り付した。preprint についてはその所有者を註 a) b) の形で示してある。物性研究に発表されたものに関しては、正式の論文として発表されたものと内容が重複するものが少くないが、内容に関係なく、発表順にならべた。完全を期したつもりではあるが、見落とし、内容紹介の誤りなどがあるかも知れない。ご叱責を乞う。

preprint 所有者

- a) 名大理・物理 長 岡 洋 介
- b) 東大物性研 芳 田 研 究 室

A 綜 合 報 告

- 1) 近藤淳, $s-d$ 相互作用 [会誌 20 (1965) 72^A]

Kondo 理論 4) の解説

- 2) M. Bailyn, Theory of magnetic impurities in simple metals [Advances in Phys. 15 (1966) 179]

- 3) P. W. Anderson, Theory of localized magnetic states in metals [J. Appl. Phys. 37 (1966) 1194]

Conf. on Magnetism and Magnetic Materials (1965 San Francisco) での総合講演。T = 0 で singlet だろうと予想した。ただし上記 reference には簡単な予稿しかのつていない。

B 振 動 理 論

- 4) J. Kondo, Resistance minimum in dilute magnetic alloys [Progr. Theor. Phys. 32 (1964) 37]

J^3 に $\log$ 発散があらわれることをはじめて示した。

- 5) N. Mikoshiba and K. Yoshihiro, Note on the magnetoresistance in dilute magnetic alloys [J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 2346]

- 6) S. H. Liu, Anomalous electron Scattering in dilute magnetic alloys [Phys. Rev. 137 (1965) A1209]

5) 6) は三次の $\log$ 項の magnetoresistance, 超電導転移温度に対する効果

- 7) A. Griffin, Effect of the Suhl-Abrikosov resonance on the transition temperature of superconductors [Phys. Rev. Letters 15 (1965) 703]

Suhl 理論による超電導転移温度の下がり

- 8) S. Engelsberg, Perturbation of the electronic specific heat due to magnetic impurities [Phys. Rev. 139 (1965) A1194]

J^3 で比熱に $T \log T$ に比例する項がでるとしたが 9) により否定された。

- 9) K. Yosida and H. Miwa, Free-energy shift of conduction electrons due to the s-d exchange interaction [Phys. Rev. 144 (1966) 375]

8) の批判

- 10) A. A. Abrikosov, Electron scattering on magnetic impurities in metals and anomalous resistivity effects [Physics 2 (1965) 5]

spin operator を Fermion operator におきかえる方法により電子の scattering amplitude について一番強く log 発散する項をすべて ∞ 次まで集めた。その結果 $J < 0$ では resonance scattering があらわれることを示した。

- 11) S. Doniach, Theory of low-temperature resistance anomalies in dilute alloys [Phys. Rev. 144 (1965) 382]

S の non-commutativity を考慮した摂動展開の formulation

- 12) S. Doniach, Investigation of the Nagaoka-Subl instability in the theory of dilute paramagnetic alloys [Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II 11 387] a)

11) の方法により 9) と同じ結果を得る。

- 13) K. Yosida and A. Okiji, Spin polarization of conduction electrons due to s-d exchange interaction [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 505]

spin の effective な長さを摂動で計算した。most divergent term をたし合せると $J < 0$ のとき $T \rightarrow T_0$ で $-\infty$ になる。

- 14) H. Miwa and Y. Nagaoka, Anomalies due to anisotropic s-d exchange interaction [Phys. Letters 22 (1966) 394]

相互作用が anisotropic の時は most divergent term の級数は低温で常に発散する。

長岡・三輪

- 15) J. Kondo, A new type divergence due to s-d interaction
[Progr. theor. phys. 34 (1965) 523]

高次に 3) とは異なる型の発散があらわれるとした。

- 16) H. Miwa, On the perturbation calculation for the s-d
interaction [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 1040]

物理量を計算すると 15) の型の発散は消えるとして 14) を批判。

- 17) K. Ishikawa and Y. Mizuno, The ground state of a non-
interacting electron gas exchange-coupled to a localized spin [Progr. Theor. Phys. 35 (1966) 746]

Wigner-Brillouin 型摂動法を用いると低温の発散はおさえられるとした。

- 18) J. Kondo, Giant thermo-electric power of dilute magnetic
alloys [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 372]

log 項により熱起電力の実験を説明する。

C. 基底状態

- 19) K. Yosida, Bound state due to the s-d exchange interaction [Phys. Rev. 147 (1966) 223]

- 20) A. Okiji, Bound state due to the s-d exchange interaction-Effect of the higher order perturbation [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 712]

- 21) K. Yosida, Ground state energy of conduction electrons interacting with a localized spin [Technical report of ISSP Ser. A No. 208 (1966)] b)

19) ~ 21) では電子が S と singlet をつくって束縛された状態が単純な摂動で得られる状態よりもエネルギーが低いことが示された。

- 22) J. Kondo, Bound state in metal due to a fluctuating perturbation [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 429]

19) ~ 21) とはちがつた型の変分によつて、定性的には似た結論をひき出す。

- 23) J. Kondo, Ground state energy shift due to the s-d interaction [preprint] ^{a) b)}

物性研究 と同内容

D 非 摂 動 理 論

- 24) J. Kondo, s-d scattering at low temperatures [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 204]

soluble model に対する exact solution

- 25) H. Suhl, Dispersion theory of the Kondo effect [Phys. Rev. 138 (1965) A515]

$T=0$, $S=\frac{1}{2}$ で t-matrix に対する方程式をみちびく。

- 26) H. Suhl, Paramagnetic impurities in metals at finite temperatures [Physics 2 (1965) 39]

25) を $T \neq 0$, $s \geq 1$ に拡張。

- 27) H. Suhl, Exact solution of the one-particle model of exchange-scattering in solids [Phys. Rev. 141 (1966) 483]

26) で得た式の exact solution を得るが、この解は低温で解析性がよくない。

- 28) H. Suhl and D. Wong, Solution of the exchange-scattering problem without inadmissible complex pole [preprint] ^{a) b)}

低温でも解析性のよい exact solution が得られることを示す。
resistivity の計算。

- 29) H. Suhl, S-matrix theory of local moments [preprint] ^{a) b)}
1966 年、Varenna の夏の学校での講義ノート。

25) ~ 28) の解説。

- 30) Y. Nagaoka, Self-consistent treatment of Kondo's effect

in dilute alloys [Phys. Rev. 138 (1965) A1112]

二時間グリーン函数による取扱い。低温では摂動とは異なる解が得られる。

- 31) Y. Nagaoka, Self-consistent theory of low-temperature anomalies due to s-d exchange interaction [Progr. Theor. Phys. 37 No.1]

30) の $s \geq 1$ への拡張。 x の計算。

- 32) F. Takano and T. Ogawa, Simple self-consistent treatment of Kondo's effect in dilute alloys [Progr. Theor. Phys. 35 (1966) 343]

単純化されたモデルで、低温で 30) と似た解を得る。

E 局在スピン間の相関

- 33) R. Breseman and M. Bailyn, Temperature dependence in the effective Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida interaction [preprint]^{a)}

spin 間の RKKY interaction にも $J^3 \log T$ がでる。

- 34) R. Abe, Linked cluster expansion for a system with s-d interaction [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 454]
formal treatment

- 35) A. A. Abrikosov, Influence of Impurity Ferromagnetism and of the External Magnetic Field on the Resistance of a Metal with Magnetic Impurities [Physics 2 (1965) 61]

10) の理論に内部磁場又は外場の効果を入れる。

- 36) Y. Nagaoka, Anomalous scattering of conduction electrons in dilute alloys with a moderate concentration of paramagnetic impurities [J. Phys. Chem. Solids 27 (1966) 1139]

30) の理論の finite concentration への拡張。

- 37) J. Kondo, Anomalous density of states in dilute magnetic alloys [Progr. Theor. Phys. 33 (1965) 575]

スピン間の相関と anomaly がからんで、Fermi 面上の state density が高くなる。

F 超伝導体中の s-d

- 38) K. Maki, Anomalous scattering by magnetic impurities in superconductors [preprint]^{a)}

gap の中に bound state ができる。

(このほか 6) 7) も超伝導体中のことをあつかっている)

G 物性研究にでたもの [巻頁]

- 39) 三輪浩, s - d 相互作用に関する摂動展開について [5 11]
 40) 近藤淳, s - d 相互作用における発散について——三輪氏への反論 [5 15]
 41) 高野文彦ほか, s - d 相互作用による異常性について [5 19]
 42) 長岡洋介, 「s - d 相互作用における異常性について」について [5 282]
 43) 高野文彦, 長岡氏の批判に答えて [5 375]
 44) 芳田奎, Bound state due to s-d exchange interaction [6 1]
 45) 近藤淳, Bound state in metal due to a fluctuating perturbation [6 6]
 46) 倉田泰幸, 「s - d 相互作用で共鳴点が 2 つある」ということについて [6 13]
 47) 芳田奎, 近藤氏への手紙 [6 53]
 48) 近藤淳, 芳田氏への手紙 [6 55]
 49) 近藤淳, s - d 相互作用による基底状態のエネルギー [6 85]
 50) 倉田泰幸, 「Fluctuating perturbation」についてのコメント [6 89]
 51) 近藤淳, s - d 相互作用による基底状態のエネルギー [6 196]
 52) 近藤淳, s - d 相互作用による基底状態のエネルギーについて [6 218]

53) 近藤淳、s - d 相互作用における発散について [6 221]

54) 近藤淳、"Ground state energy of conduction electrons
interacting with a localized spin" について [6 223]

物 性 研 究

才 7 卷 才 3 号

1967年1月20日発行

発 行 人 松 田 博 嗣

印 刷 者 有限会社 双 美 社
代表者 倉 本 作 雄
京都市左京区岡崎徳成町 11

発 行 所 物 性 研 究 刊 行 会
電話(77)8111 内線 5171
振 替 京 都 5321
京都市左京区北白川追分町
京都大学 湯 川 記 念 館 内
