

電子トンネル効果に現われる多体効果

田 中 実 (東大 物性研)

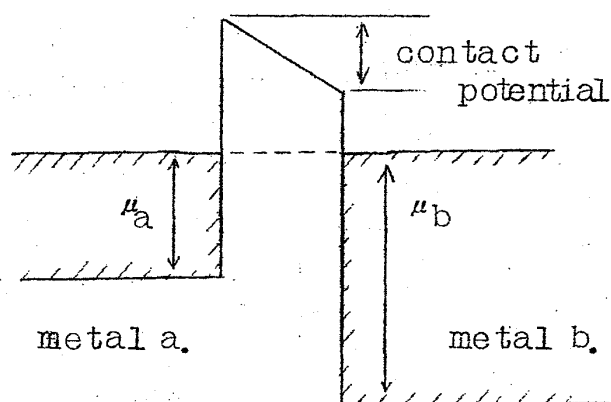
(5月28日受理)

§ 1 序

このノートは、今迄の電子トンネル効果の理論を reformulate して表題の多体効果が本来どのような形で現われるであろうか、を推論するものである。同じ題目で今春学会分科会にて、中嶋先生と共同で発表した内容をやや詳しく述べる。

§ 2 トンネル電流の表式

異種の金属 a , b が酸化絶縁膜をへだてて接している系を考える。実験的には、中間の酸化膜は厚さ約 $20 \sim 30 \text{ \AA}$ であるから、双方の価電子の波動関数は酸化膜内で小さいながら有限の overlap を持っている。従つて直観的には金属 a の電子は長いが有限な時間を経れば金属 b 内に存在する確率を持つていと云える。即ち量子力学でよく知られたトンネル効果を生じる。



図に示した平衡状態にバイアス電圧をかけて、たとえば金属 a のフェルミ準位が $e\phi_B$ だけ相対的にずれた状態を作れば、系の平衡状態への approach はトンネル効果による電子数の再配分によつて再びフェルミ準位を一致させることに向う。即ち、酸化膜を通して、 a から b へ (又はその逆) 電流が流れることになる。

量子力学の教科書に述べてあるように、この時例えば金属 a の中の電子 1 個が酸化膜の barrier を通つて b に至る過程として電流を計算することは易しい。しかし Bardeen¹⁾ は、金属間電子はクーロン相互作用、電子-フォノン相互作用

用等のために、前のようなナイーブな見方をとることは正しくなく、勿論酸化膜を通りぬけるのは電子1個であつても、生じた結果はたとえば金属aは n_a 個の多電子系の状態から $(n_a - 1)$ 間の多電子系へ遷移していると考えるべきで又、金属bは当初の n_b 個から $(n_b + 1)$ 個の系に遷移している。従つてこの合成系全体の状態が遷移することがらとして、電子トンネルを理解すべきであろうと示唆した。簡単な推論でこの合成系の遷移の行列要素は、実際に酸化膜内での電流オペレーターの期待値に比例することが示される。

このBardeenの考えはCohen, Falicov 及びPhillips²⁾や又Ambegaokar 及びBaratoff³⁾等によつてmicroscopicな表式にまとめられ、超伝導体サンドイッチの電子トンネル電流やJosephson電流の解釈に成功をおさめている。以下簡単にこれ等の理論をreformulateする。

先ず仮想的に、中間の酸化膜が充分厚くてトンネル確率が零とみなせる場合を考えれば、系のdensity matrixは次の如くかける。

$$\rho_0 \propto \exp[-\beta \mathcal{H}_a] \cdot \exp[-\beta \mathcal{H}_b] \quad (1)$$

ただし、 $(N=1)$,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_a &= \sum_{p,\sigma} \left(\frac{p^2}{2m} - \mu_a(n_a) \right) a_{p\sigma}^+ a_{p\sigma} + H_{int}^a \\ \mathcal{H}_b &= \sum_{k,\sigma} \left(\frac{k^2}{2m} - \mu_b(n_b) \right) b_{k\sigma}^+ b_{k\sigma} + H_{int}^b \end{aligned} \quad (2)$$

また、 $H_{int}^{a,b}$ は各々の金属内での電子間クーロン相互作用、電子-フォノン相互作用、イオン周期場等全てを含むものとしておく。云うまでなく、各々孤立したa, bのフェルミ準位からエネルギーを測るものとしてあるから、バイアス $e\phi_B$ を(例えば金属aに)かけても ρ_0 の表式はそのまま良い。

一方、全系のハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_a + \mathcal{H}_b + e\phi_B N_a \quad (3)$$

以下、電荷eは符号も含めておく。即ち電子なら($e < 0$)とするものとする。

$$N_a = \sum_{p\sigma} a_{p\sigma}^+ a_{p\sigma} \quad , \quad N_b = \sum_{k\sigma} b_{k\sigma}^+ b_{k\sigma}$$

田中 実

この状態 (たとえば $t = -\infty$ において) から, adiabatic に酸化膜を薄くして行つて, 終に実際の ($\sim 20 \text{ \AA}$) 膜厚になつたとして, 流れる電流を求めてみよう。全系の遷移を次の Cohen-Falicov-Phillips ハミルトニアンで記述する。

$$e^{\delta t} H_T = e^{\delta t} \sum_{p,k,\sigma} (T_{pk} a_{p\sigma}^+ b_{k\sigma} + \text{c.c.}), \quad \delta \rightarrow +0 \quad (4)$$

この摂動による density matrix の変化を linear response の考えで H_T の 1 次まで求めれば,

$$\begin{aligned} \Delta \rho(t) &= \rho(t) - \rho_0 \\ &= -i \int_{-\infty}^t dt' e^{\delta t'} e^{-i\mathcal{H}(t-t')} [H_T, \rho_0] e^{i\mathcal{H}(t-t')} \end{aligned} \quad (5)$$

次に a から b へのトンネル電流は次の量の期待値で与えられる。

$$\begin{aligned} -e \frac{d}{dt} N_a &= -ie [\mathcal{H} + H_T, N_a] \\ &= -ie [H_T, N_a] \\ &= -ie \sum_{p,k,\sigma} (T_{kp} b_{k\sigma}^+ a_{p\sigma} - T_{pk} a_{p\sigma}^+ b_{k\sigma}) \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式を $(\rho_0 + \Delta \rho(t))$ で平均を求める際, (6) 式が a, a^+ 等について奇数次であるから ρ_0 の部分は消える。また,

$$\begin{aligned} e^{i\mathcal{H}t} a_{p\sigma} e^{-i\mathcal{H}t} &= e^{iVt} a_{p\sigma}(t), \quad V = -e\phi_B = |e|\phi_B \\ a_{p\sigma}(t) &= e^{i\mathcal{H}_a t} a_{p\sigma} e^{-i\mathcal{H}_a t} \quad \text{etc.} \end{aligned} \quad (7)$$

等を用いて, $I = \text{Tr}(\Delta \rho(t) \{-e \frac{d}{dt} N_a\})$ を書き下せば,
 $\text{Tr}A(B, C) = \text{Tr}C(A, B)$ から直ちに

$$I = -e \int_{-\infty}^t dt' e^{\delta t'} \sum_{p,k,\sigma} \sum_{p',k',\sigma'} \{ T_{pk} T_{p'k'} e^{iV(t-t')} \langle [b_{k\sigma}^+(t) b_{p\sigma}(t) a_{p'\sigma'}^+(t') b_{k'\sigma'}(t')] \rangle \}$$

$$-e \int_{-\infty}^t dt' e^{\delta t'} \sum_{p,k,\sigma} \sum_{p',k',\sigma'} \{ T_{pk} T_{p'k'} e^{iV(t+t')} \langle b_{k\sigma}^+(t) a_{p\sigma}(t), b_{k'\sigma'}^+(t') a_{p'\sigma'}(t') \rangle \} \\ - c.c. \} \quad (8)$$

ただし $\langle A \rangle_0 \equiv \text{Tr } \rho_0 A$;

第2の部分は phase dependent term で Josephson 電流である。この部分の表式は、前述の文献 Ambegaokar-Baratoff や Nakajima⁴⁾ を見てもらうことにして、最初の部分を求める。Kubo 理論で周知の如く、第一の部分は H_T の retarded commutator $K(V)$ の imaginary part で書ける。

$$I = -ie \{ K(V) - K^*(V) \}$$

ところで、この retarded commutator を Matsubara Green 関数を用いて、解析接続して求められる。

$$K(V) \Longleftrightarrow \mathcal{K}(i\omega_\ell) \\ \sum_{pk\sigma} \sum_{p'k'\sigma'} T_{pk} T_{p'k'} (-1) \langle T b_{k\sigma}^+(\tau) a_{p\sigma}(\tau) a_{p'\sigma'}^+(\tau') b_{k'\sigma'}(\tau') \rangle_0 \\ = \sum_{pk\sigma} \sum_{p'k'\sigma'} T_{pk} T_{p'k'} \langle T a_{p\sigma}(\tau) a_{p'\sigma'}^+(\tau') \rangle_0 \langle T b_{k'\sigma'}(\tau') b_{k\sigma}^+(\tau) \rangle_0 \\ = \frac{1}{\beta} \sum_{\ell} \mathcal{K}(i\omega_\ell) e^{-i\omega_\ell(\tau-\tau')}, \quad \omega_\ell = \frac{2\pi}{\beta} \ell, \quad (\ell : \text{integer}) \quad (9)$$

(9)から結局金属 a, b 各々の 1 電子 Matsubara Green 関数を用いてトンネル電流を表わすことが出来る。

$$K(V) = \sum_{p,k} 2 |T_{pk}|^2 \int \int d\omega d\omega' N_a(p, \omega) N_b(k, \omega') \frac{f(\omega) - f(\omega')}{\omega - \omega' - V - i\delta} \quad (10)$$

ただし簡単のために spin について Tr をとって factor 2 をつけた。

$$N_a(p, \omega) = (e^{\beta\omega} + 1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d(t-t')}{2\pi} e^{i\omega(t-t')} \langle a_{p\sigma}^+(t) a_{p\sigma}(t') \rangle_0, \text{ etc.} \\ f(\omega) = (e^{\beta\omega} + 1)^{-1} \quad (11)$$

田中 実

勿論、 $N_a(p, \omega)$ は Matsubara Green 函数 (1 体) の spectral density である。

$$G_a(p, Z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{N_a(p, \omega)}{Z - \omega} = \frac{1}{Z - \epsilon_p - \Sigma(p, Z)} \quad (12)$$

結局、トンネル電流の最終的な表式として、

$$I = 4\pi e \sum_{p,k} |T_{pk}|^2 \int d\omega N_a(p, \omega + V) N_b(k, \omega) \{ (\omega + V) - f(\omega) \} \quad (13)$$

§ 3 多体系相互作用の効果(I)

1) 最初に 1 体近似 (Harrison⁵⁾) の結果をみちびいておこう。イオン周期場の効果を有効質量 m^* 或いはより一般的に ϵ_p の形で考慮したものとするれば (12) の定義から

$$N_a(p, \omega) = \delta(\omega - \epsilon_p), \quad N_b = \delta(\omega - \epsilon_k)$$

従つて

$$I = - \int d\omega S(\omega + V, \omega) \{ f(\omega + V) - f(\omega) \} \quad (14)$$

$$S(\chi, \chi') \equiv -4\pi e \sum_{p,k} |T_{pk}|^2 \delta(\chi - \epsilon_p) \delta(\chi' - \epsilon_k), \quad (15)$$

Bardeen が示唆したように、トンネルの行列要素 T_{pk} は、酸化膜内部で電流オペレーターの期待値に比例する。Harrison は酸化膜内部へのびた一電子波動函数を WKB 近似で求め T_{pk} を計算した。酸化膜に垂直な方向を χ 軸とすれば $T_{pk} \propto \langle J_\chi \rangle$, 或いは

$$|T_{pk}|^2 \propto p_\chi k_\chi |T|^2, \quad |T|^2 = \exp[-2 \int_{\text{oxide layer}} |k_\chi| dx]$$

$|T|^2$ は電位差がフェルミ準位に比して極めて小さい範囲ではほとんど常数とみてよい。また Specular transmission を仮定すれば、酸化膜に平行な運動量は保存されるから

$$\sum_{p_{\parallel}} \sum_{p_{\perp}} \sum_{k_{\perp}} \delta(\chi - \epsilon_p) \delta(\chi - \epsilon_k) = \sum_{p_{\parallel}} \int d\epsilon_p \left(\frac{dp_{\perp}}{d\epsilon_p} \right) \delta(\chi - \epsilon_p) \int d\epsilon_k \left(\frac{dk_{\perp}}{d\epsilon_k} \right) \delta(\chi - \epsilon_k)$$

勿論最後の形は χ 方向の状態密度をあらたに書いた。

これから明らかなように、コンダクタンス $S(\omega+V, \omega)$ は金属 a, b の状態密度によらず、しかも $V \ll \epsilon_F^{a,b}$ であれば常数とみてよい。

$$I \cong -S \int d\omega \{ f(\omega+V) - f(\omega) \} = SV \quad (16)$$

通常の電子トンネル効果では (16) で整理できることはよく知られている。

2) Quasi-particle picture.

(16) の Harrison の結果は、Giaever やその後の Douglass 等の超伝導状態におけるトンネル効果の説明を正しく与えることはできなかつた。その理由は (12) 式の spectral density が多体相互作用の結果単純な δ -函数でないことが本質的であることを意味している。

一方、Landau は金属内電子系に外部から摂動を与えてその response を調べた場合、我々はある粒子間描像で整理することが可能であり、その描像が我々が電子と呼ぶ対象であることを示唆した。この粒子的描像 quasi-particle は外からの摂動の与え方、いかえれば金属内多電子系がどのような励起状態をとつたかに依存して簡単な一体近似の描像よりずれて見える。

我々はこの“衣裳”がトンネル効果の場合どんな形で現われるかを簡単に示そう。

一般的に励起状態は有限の life time を持つことにより spectral density は各々の波数 p に対し、 ω の函数として巾を持つピーク曲線で与えられよう。しかしこの巾は励起エネルギー（外部からの摂動の大きさ等）がフェルミ準位に比して著しく小さい場合は近似的に次の如く書けよう。(12)より

$$n_a(p, \omega) \cong \delta(\omega - \epsilon_p - \Sigma_1(p, \omega)) \quad (17)$$

但しここで自己エネルギー、 $\Sigma(p, \omega) = \Sigma_1(p, \omega) - i\Sigma_2(p, \omega)$ の虚の部分を見捨てるとした。(17) が quasi-particle 近似に他ならない。等方的な系では $n_a(p, \omega)$ は $|p|$ のみによるから

田中 実

$$n_a(p, \omega) = \int d\varepsilon \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) n_a(\varepsilon, \omega) \quad (18)$$

他方簡単のため金属 b は次の如く近似できるとする。

$$n_b(k, \omega) \cong \delta(\omega - \varepsilon_k).$$

これらから、再び (13) にもどつて

$$I = + \int d\omega \int d\varepsilon S(\omega, \omega - V) \delta(\omega - \varepsilon - \Sigma_1(\varepsilon, \omega)) \\ \times \{ f(\omega - V) - f(\omega) \} \quad (19)$$

S は (15) と同じもので一体近似の量である。(19) の ω 積分は次式できまる $\omega = E$ のところが圧倒的である。

$$E = \varepsilon + \Sigma_1(\varepsilon, E) \quad (20)$$

従つて、

$$\delta(\omega - \varepsilon - \Sigma_1(\varepsilon, \omega)) \cong \delta\left(\left[1 - \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \omega}\right]_{\omega=E} (\omega - E)\right) \\ I \cong + \int d\varepsilon S(E, E - V) \frac{1}{\left[1 - \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \omega}\right]_{\omega=E}} \{ f(E - V) - f(E) \} \\ = \int dE \left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right) S(E, E - V) \frac{1}{\left[1 - \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \omega}\right]_{\omega=E}} \{ f(E - V) - f(E) \}$$

(20) から明らかな如く

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right) = \left[1 - \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \omega}\right]_{\omega=E} / \left[1 + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \varepsilon}\right]_{\omega=E}$$

これは比熱の Sommerfeld 定数に対する相互作用の補正に他ならないことを注意しよう。

$$(\text{状態密度 } g(E) = 2 \frac{d^3 \mathbf{k}}{dE} = 2 \left(\frac{d^3 \mathbf{k}}{d\varepsilon}\right) \left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right) = g^0(E) \left(\frac{d\varepsilon}{dE}\right) .)$$

結局，トンネル電流の表式は (13) 式を書きかえて

$$I = + \int dE S(E, E-V) \frac{1}{\left[1 + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \epsilon}\right]_{E(\epsilon)}} \{ f(E-V) - f(E) \} \quad (18)$$

従つてコンダクタンスへ現われる相互作用の補正は一般に

$$S^*(E, E-V)/S(E, E-V) = \left[1 + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \epsilon}\right]_{E(\epsilon)}^{-1} \quad (19)$$

バイアスが小さい場合は (19) をフェルミ準位のところで近似してもよからう。

$$I \cong S^* V, \quad S^*/S = \left[1 + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \epsilon}\right]_{\mu}^{-1} \quad (20)$$

勿論金属 b についても以上の議論をあてはめれば，全体として相互作用の補正は (19) の因子を各々について評価してその種の形で与えられることがわかる。

(19) から明らかな如く相互作用の効果を $\Sigma_1(\epsilon, \omega)$ で表わした時，その ϵ -依存性（波数依存性が現われ，比熱とは異っていることに注意しよう）。

§ 4 多体系相互作用の効果 (II)

最後にいくつかの相互作用の例について簡単にふれる。

1) 超伝導状態

よく知られた Schrieffer の表式を導くには (18) より (13) に戻った方が明瞭であろう。たとえば金属 a が超伝導状態であつたとする。この場合 (8) の第 1 の部分に寄与する quasi-particle はエネルギーギャップをとびこえた Bogoliubov particle の Spectral density に書きなおせばよい。

$$\alpha_p = u_p a_{p\uparrow} - v_p a_{-p\downarrow}^+, \quad \beta_p = v_p a_{p\uparrow}^+ + u_p a_{-p\downarrow} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\sigma} \langle a_{p\sigma}^+(t) a_{p\sigma}(t) \rangle_{\text{BCS}} &= u_p^2 \langle \alpha_p^+(t) \alpha_p(t) \rangle_{\text{BCS}} + v_p^2 \langle \beta_p(t) \beta_p^+(t) \rangle_{\text{BCS}} \\ &\quad + u_{-p}^2 \langle \beta_{-p}^+(t) \beta_{-p}(t) \rangle_{\text{BCS}} + v_{-p}^2 \langle \alpha_{-p}^+(t) \alpha_{-p}(t) \rangle_{\text{BCS}} \\ &\quad + \text{off diagonal terms} \end{aligned}$$

off diagonal terms は Bogoliubov particle 同志の相互作用を無視すれば

田中 実

省略してよい。又、inversion symmetry のある系では結局 $u_p^2 + v_p^2 = 1$

$$\sum_{\sigma} \langle a_{p\sigma}^{\dagger}(t) a_{p\sigma}(t) \rangle \cong f(E_p) e^{-iE_p(t-t')} + (1 - f(E_p)) e^{+iE_p(t-t')}$$

これを (11) に代入してみれば、フェルミ分布函数の部分が第 1 の因子と相殺して

$$\sum_{\sigma} N_a(p, \omega) = \delta(\omega - E_p) + \delta(\omega + E_p)$$

$$E_p = \sqrt{\epsilon_p^2 + \Delta^2}$$

結局、

$$\begin{aligned} I &\cong -\frac{S}{2} \int d\epsilon \{ \delta(\omega - E_p) + \delta(\omega + E_p) \} \{ f(\omega + V) - f(\omega) \} \\ &= -\frac{S}{2} \int dE \left(\frac{d\epsilon}{dE} \right) \{ \delta(\omega - E_p) + \delta(\omega + E_p) \} \{ f(\omega + V) - f(\omega) \} \\ &= -S \int dE \left(\frac{d\epsilon}{dE} \right) \{ f(E + V) - f(E) \}, \quad \left(\frac{d\epsilon}{dE} \right) = \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \end{aligned}$$

勿論、特別な超伝導状態として、Nakajima⁴⁾ の注意した Cohen-Ealicov model でも上の導出手続きはそのまま使える。より一般にエネルギーギャップが波数 $p (\equiv \sqrt{\epsilon})$ やエネルギー ω に依存する場合でもすぐ拡張できる。

2) 電子間クーロン相互作用

正常状態金属における電子間クーロン相互作用の効果を (18) 式の形で調べることは容易である。勿論、この場合は (V/ϵ_F) が相互作用の効果の目安で、従って単純な金属の場合には殆んど問題にならない。

例えば遮へいされたクーロン相互作用を使つて 1 次の交換エネルギーを求め、フェルミ面近傍での ϵ -依存性を評価すれば、

$$\begin{aligned} \Sigma_1(\epsilon, \omega) &\cong -\frac{\epsilon^2}{\pi} n_F \left\{ \frac{\epsilon - b}{a} \ln \left| \frac{\epsilon^2 + d^2}{c^2} \right| - \left(\frac{k_{T,F}}{n_F} \right) \tan^{-1} \left(\frac{\epsilon}{f} \right) \right. \\ &\quad \left. + (\epsilon \text{ に殆んどよらぬ項}) \right\} \end{aligned}$$

a, b, c, d, f はフェルミエネルギー ϵ_F 程度の量である。

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial \epsilon} \cong -\text{const} \cdot \ln \left| \frac{\epsilon^2 + d^2}{c^2} \right| + \dots$$

特別な場合として、トンネルに参加している伝導電子系が、独立な小さな電子ポケット（ホールポケット）で effective な ϵ_F が小さい場合にはこのような効果が現われる可能性がある。

3) 電子-フォノン相互作用

極めて特徴的な事情は、 Σ_1 にもつとも大きな寄与を持つ部分は ω -依存性のみである。Fröhlich model で最低次の自己エネルギーの部分を求めれば

$$\Sigma_1(\epsilon, \omega) = \frac{g^2}{8\pi^2} \left(\frac{v_s}{v}\right) \int_0^{q_F} q^2 dq \ln \left| \frac{\omega - v_s q}{\omega + v_s q} \right| + O\left(\frac{v_s}{v_F}\right)$$

第一項の ϵ -依存性は前の因子 v のみにしかない。通常の如く、フェルミ面上で評価すれば

$$\Sigma_1(\epsilon, \omega) \cong -\lambda \omega + O\left(\frac{v_s}{v_F}\right)$$

従つて (18) の correction factor は 1 で、比熱の系数が $(1+\lambda)$ 倍になったのと同じに異なる。 $O(v_s/v_F)$ の項迄含めれば、

$$\left[1 + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \epsilon}\right]^{-1} \cong 1 - \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\omega_D}{\epsilon_F}\right) \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right) + \frac{\lambda}{3} \left(\frac{\omega_D}{\epsilon_F}\right) \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^3 \ln \left| \frac{\omega}{\omega_D} \right| + \dots$$

残りは $\omega(=V) \sim \epsilon_F$ で始めて重要となる項である。

従つて、電子-フォノン相互作用の効果は、バイアスがデバイ振動数程度変動する場合に現われ、しかも、コンダクタンス全体への補正は (ω_D/ϵ_F) の程度、即ち高々 1% 以下である。又、特別な場合として、フォノンの振動数分布が複雑な場合、特定の振動数 $\omega' (< \omega_D)$ の近傍のフォノンが重要となるような時にはより小さな (~ 10 mV) 位の範囲でも上の事情が反映して、コンダクタンスが常数にならない場合もある。しかしその時でもバイアス V についてその寄与は奇函数であること、即ちバイアス 0 のところでは一体近似の量になることに注意しよう。

4) s-d 相互作用

Kondo⁶⁾ によつて初めて明らかにされた resistance minimum の機構は、

田中 実

不純物局在スピンによる伝導電子の散乱が dynamical effect としてフェルミ面近傍のエネルギースペクトルを修正している事情が本質的であつた。

Kondo はこの dynamical effect による一電子エネルギースペクトルの虚の部分が電気抵抗の低温での温度依存性を特徴づけることを示すと同じに、実の部分への寄与は、電子比熱の Sommerfeld 定数が稀薄合金で著しく大きくなっている事情を説明し得ることを明らかにした。

この s-d 相互作用がトンネル効果にどのように反映しているかを調べることは容易であるが、事情は上記の電子-フォノン相互作用の計算と殆んど同じことがわかる。極低温では他の不純物スピンにもとづく伝導電子の分極は考えている不純物スピンに対して或る種の内部磁場として働いていると見做せる。この有効内部磁場 (local field) の下でのラーモア振動数が、フォノン振動数に相当する。従つて中間状態で不純物スピンのフリップしている過程はあたかもそのゼーマンエネルギー差に相当するフォノンの放出吸収過程と同様に計算できて、自己エネルギーの形式は、上記の電子-フォノン相互作用と同形である。

従つて、第一近似として Σ_1 は ϵ -依存性を持たず、s-d 相互作用はトンネル効果には殆んど効果を持たぬものと考えられる。

(以 上)

文 献

- 1) J. Bardeen : Phys. Rev. Letters 6 ('61) . 57.
- 2) M.H. Cohen, L.M. Falicov & J.C. Phillips ; Phys. Rev. Letters 8 ('62) . 316.
- 3) V. Ambega^okar & A. Baratoff ; Phys. Rev. Letters 10 ('63) . 486.
- 4) S. Nakajima : Prog. Theor. Phys. 32 ('64) , 871.
- 5) W.A. Harrison : Phys. Rev. 123 ('61) 85.
- 6) J. Kondo : Prog. Theor. Phys. 32 ('64) , 37.