

電極電子状態とクーロン・ブロッケイド

Effect of Electronic States of Electrodes on Coulomb Blockade

岩 渕 修 一*・日 暮 等*・長 岡 洋 介**
Shuichi IWABUCHI, Hitoshi HIGURASHI and Yosuke NAGAOKA

一電子素子の基本構成要素である外部回路を持つ極微細 2 重トンネル接合の電流電圧特性をトンネル過程として最低次の範囲内で考察する。電極は常伝導状態とし、素子の低温動作で問題となる乱雑な不純物散乱および電子間クーロン相互作用による電子の弱い局在化を考慮したトンネル電流の表式が導かれる。クーロン・ギャップ、クーロン・ステアケイス、ゲート電極による電流の周期変動およびそれらに対する局在化の効果が議論される。

1. はじめに

極微細素子における現象として、近年一電子トンネリング現象が注目されている¹⁾。この現象は、クーロン・ブロッケイドと呼ばれる効果により、極微細なトンネル接合を文字どおり電子が一個ずつ通り抜けるものであり、電気特性を電子一個のレベルで制御する一電子トランジスタの動作原理となり得る。実際、さまざまな一電子オンネリング素子が作られており、現れる現象も多彩である。そもそもトンネル現象は、電子が波の性質を持つという事の現れなのであるが、電子一個一個という電子の粒子性が顔を出すところが面白いところである。さらに、この現象はエネルギー散逸が在るときの量子力学の問題と密接な関係があるため、基礎科学的にも多くの研究者の関心を呼んでいる。

2. クーロン・ブロッケイドとは…

いま単一のトンネル接合を電子が一個トンネルしたとしよう。電子は素電荷 e を持つ粒子であるから、電磁気学の教えるところによれば、電荷の移動に伴う静電エネルギーの変化が生じる事になる。トンネル接合の静電容量を C 、トンネルが起こる直前に電極に蓄えられた実効的な表面電荷を Q とすれば、それは

$$\Delta E = \frac{(Q-e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{e}{C} \left(\frac{e}{2} - Q \right), \quad (1)$$

となる。これより、 $Q < e/2$ である限り電子のトンネリングはエネルギー的に損であることがわかる。つまり、電子がトンネルするためには、外部から ΔE のエネルギー

をもらわなければならない。したがって、トンネル素子をこのエネルギーに対応する温度よりも十分低い温度で動作させれば、原理的には一個の電子といえどもトンネルする事はできないことになる。逆向きのトンネル過程では、 $Q < -e/2$ である限り電子のトンネリングはエネルギー的に損であることもわかる。このように、電荷が本来量子化されているためにクーロン力によってトンネリングが抑制される現象をクーロン・ブロッケイド (クーロン閉塞) という。この現象で特徴的なエネルギーは、結局電子一個の充電エネルギー

$$E_c = \frac{e^2}{2C}, \quad (2)$$

である。もしもトンネル接合が大きければ (C が大きければ)、電荷が $N \cdot e$ (N : マクロ数) でない限り E_c は取るに足らない量であり、特別なことは生じない。しかし、極微細なトンネル接合では無視できない量となり、クーロン・ブロッケイドが問題となってくるのである。上で述べた熱ゆらぎ以外にも純粋に量子力学的なゆらぎ (特徴的エネルギー: $\hbar/R_t C$, R_t : トンネル接合の抵抗) によってもこの効果はかき消されてしまうから、クーロン・ブロッケイドが期待できるための条件は

$$E_c \gg \text{Max} \{ k_B T, \hbar/R_t C \}, \quad (k_B: \text{Boltzmann 定数}) \quad (3)$$

となる。この条件はクーロン・ブロッケイドを利用出来る上限温度 T_0 、およびトンネル抵抗に関する次のような条件となっている:

$$T \ll T_0 \equiv \frac{e^2}{2k_B C} \quad \text{and} \quad R_t \gg R_g \equiv \frac{\hbar}{2e^2} \sim 12.5 \text{ k}\Omega. \quad (4)$$

*東芝 研究開発センター ULSI 研究所

**京都大学 基礎物理学研究所

接合容量が aF (=10⁻¹²F) であるような極微細トンネル接合では、T₀ は室温程度になる。

ところで、いま考えたような単一トンネル接合でのクーロン・ブロッケイドの安定条件は複雑であることがわかってきた。電子がトンネルする際生じる電荷のゆらぎによって回路系に誘起される電磁モードとの結合が問題となり、これによって誘起される電荷のゆらぎが容易に e を越えてしまうからである (環境効果)²⁾⁻⁵⁾。クーロン・ブロッケイドが阻害されないためには、外部回路を含めた系の全インピーダンス Z_i(ω) が次のような条件を満たすことが必要になる：

$$Z_i(\omega = \frac{E_c}{\hbar}) \gg R_q. \quad (5)$$

しかし、隣り合う 2 つのトンネル接合を結ぶ電極上の電荷は単一電子トンネルが起こる状況下では電子化されるから、外部回路の影響を受けない。このような事情から、クーロン・ブロッケイドを利用した素子では、微細化・高集積化には不利だがしばしばトンネル接合列が用いられる。

一方、トンネル現象は電極電子状態に大きく左右される。実際、これまで電極が常伝導状態か超伝導状態かでクーロン・ブロッケイドがどのような側面を見せるかが実験的にも理論的にも調べられてきた^{1), 6)}。しかし、電極が常伝導であるか超伝導であるかを問わず、乱雑な不純物があるとき電子間相互作用によってもたらされる電子の局在化に伴う電子状態の質的变化といった側面も実際の素子動作の解析という観点から考察すべき重要な問題である。

以下ではクーロン・ブロッケイドに対する弱局在の効果を取り上げ、外部回路を持った 2 重トンネル接合の電流-電圧特性を議論する⁷⁾。

3. 外部回路を持つ 2 重トンネル接合のモデル

Grabert らにない図 1 のような外部回路を持つ 2 重トンネル接合を考える⁸⁾。ただし、電極電子状態を記述するために、各電極内でクーロン相互作用および乱雑な不純物散乱を陽に考慮する。ここでは電極 i (=1, 2, 3) は常伝導状態の場合に話を限る。外部回路としてはインダクタンス L だけの簡単な場合を考えることにする。このとき系は次のハミルトニアンで記述される：

$$H = H_0 + H_T. \quad (6)$$

ここで、

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 [H_{el}^{(i)} + H_{imp}^{(i)} + H_{el-el}^{(i)}] + H_{em} + H_c, \quad (7)$$

$$H_{el}^{(i)} = \sum_{k\sigma} (\epsilon_{k_i} - \mu_i) a_{k_i\sigma}^\dagger a_{k_i\sigma}, \quad (8)$$

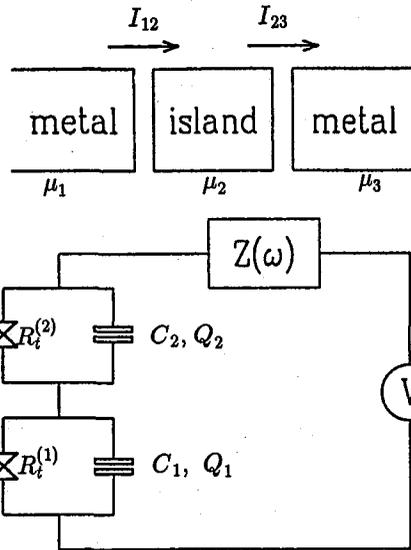


図 1 外部回路を持つ 2 重トンネル接合。
ここでは簡単のために外部回路としてインダクタンス L のみを考える

$$H_{imp}^{(i)} = \sum_{k_i\sigma} u^{(i)}(q) a_{k_i+q\sigma}^\dagger a_{k_i\sigma}, \quad (9)$$

$$H_{el-el}^{(i)} = \sum_{k_i k_i' q} V^{(i)}(q) a_{k_i+q\sigma}^\dagger a_{k_i'-q\sigma}^\dagger a_{k_i'\sigma} a_{k_i\sigma}, \quad (10)$$

$$H_{em} = \frac{Q^2}{2C} + \frac{1}{2L} \left(\frac{\hbar}{e} \varphi \right)^2 - QV, \quad (11)$$

$$H_c = \frac{q^2}{2C_\Sigma}, \quad (12)$$

$$H_T = H_T^{(1)} + H_T^{(2)}, \quad (13)$$

$$H_T^{(1)} = \sum_{k_1 k_2} [T_{k_1, k_2}^{(1)} e^{i\varphi_1} a_{k_1\sigma}^\dagger a_{k_2\sigma} + h.c.], \quad (14)$$

$$H_T^{(2)} = \sum_{k_2 k_3} [T_{k_2, k_3}^{(2)} e^{i\varphi_2} a_{k_2\sigma}^\dagger a_{k_3\sigma} + h.c.], \quad (15)$$

である。a_{k_iσ}[†] (a_{k_iσ}) は電極 i の電子の生成 (消滅) 演算子、ε_{k_i}、μ_i、u⁽ⁱ⁾(q) および T⁽ⁱ⁾ はおのおの電極 i の電子の運動エネルギー、化学ポテンシャル、不純物ポテンシャル、クーロンポテンシャル、トンネル行列であり、

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (16)$$

$$C_\Sigma = C_1 + C_2, \quad (17)$$

は全静電容量およびアイランド (電極 2) の静電容量である。さらに、マクロ変数である連続電荷 Q および量子化電荷 q はトンネル接合 i (=1, 2) の電荷 Q_i を用いて

$$Q = \frac{C_2 Q_1 + C_1 Q_2}{C_1 + C_2}, \quad (18)$$

$$q = Q_1 - Q_2 \equiv en \quad (n: \text{整数}), \quad (19)$$

で定義され, それぞれ正準共役な位相 φ および ψ を持つ⁸⁾:

$$[\varphi, Q] = ie, \quad (20)$$

$$[\psi, q] = ie, \quad (21)$$

これらの位相は(14)式および(15)式に現れる位相と次の関係で結ばれている:

$$\varphi_1 = \kappa_1 \varphi + \psi, \quad (22)$$

$$\varphi_2 = \kappa_2 \varphi - \psi, \quad (23)$$

$$(24)$$

ここで,

$$\kappa_i = \frac{C}{C_i} \quad (i=1, 2), \quad (25)$$

である.

4. トンネル電流

4.1 定式化

電極 1, 2 間のトンネル接合 1 を流れるトンネル電流 I_{12} は, トンネル過程の最低次の範囲で次のように表される:

$$I_{12} = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \theta(t) \langle [t \frac{e}{\hbar} \{ \tilde{A}_{12}(t) - \tilde{A}_{12}^\dagger(t) \} \tilde{H}_T(t)] \rangle, \quad (26)$$

ここで,

$$[A, B] = AB - BA, \quad (27)$$

$$\tilde{A}_{12}(t) \equiv \sum_{k_1 k_2} T_{k_1 k_2}^{(1)} e^{i\tilde{\varphi}_1(t)} \tilde{a}_{k_1}^\dagger \sigma(t) \tilde{a}_{k_2} \sigma(t), \quad (28)$$

$$(\tilde{O}(t)) \equiv e^{iH_0 t/\hbar} O e^{-iH_0 t/\hbar}$$

$$\langle \dots \rangle \equiv \frac{\text{Tr}\{\dots e^{-\beta H_0}\}}{\text{Tr}\{e^{-\beta H_0}\}}, \quad \left(\beta \equiv \frac{1}{k_B T} \right) \quad (29)$$

である。(26)式は通常のトンネル電流(準粒子電流)および Josephson 電流を共に記述するが, ここでは常伝導電極のみを考えているので前者のみを考える。このときトンネル電流は

$$I_{12} = -\frac{2e}{\hbar^2} \text{Im} \left\{ X_{12} \left(i\omega_\ell = -\frac{eV + \mu_2 - \mu_3}{\hbar} + i\delta \right) \right\}, \quad (30)$$

となる。ここで, $X_{12}(i\omega_\ell)$ は松原グリーン関数(虚時間表示: $\tau=it$)であり, 今の場合

$$X_{12}(i\omega_\ell) \equiv -\int_0^{\beta\hbar} d\tau e^{i\omega_\ell \tau} \langle T_\tau \tilde{A}_{12}(\tau) \tilde{A}_{12}^\dagger(0) \rangle \\ = \sum_{k_1 k_2} |T_{k_1 k_2}^{(1)}|^2 \int_0^{\beta\hbar} d\tau e^{i\omega_\ell \tau} F_{\varphi_1}(\tau) F_\psi(\tau) G(k_1, -\tau) G(k_2, \tau), \quad (31)$$

と表され,

$$G(k, \tau) \equiv -\langle T_\tau \tilde{a}_{k\sigma}(\tau) \tilde{a}_{k\sigma}^\dagger(0) \rangle, \quad (32)$$

$$F_{\varphi_1}(\tau) \equiv \langle T_\tau e^{i\kappa_1 \tilde{\varphi}(\tau)} e^{-i\kappa_1 \tilde{\varphi}(0)} \rangle = \exp \left[\frac{E_c}{\hbar \omega_L} J_1(\omega_L \tau) \right], \quad (33)$$

$$J_1(\omega_L \tau) = \kappa_1^2 \left[\coth \left(\frac{\beta \hbar \omega_L}{2} \right) (\cosh(\omega_L \tau) - 1) - \sinh(\omega_L |\tau|) \right], \quad (34)$$

$$F_\psi(\tau) \equiv \langle T_\tau e^{i\psi(\tau)} e^{-i\psi(0)} \rangle \\ = \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\beta U n^2} e^{-\frac{U}{\hbar}(2n\tau+|\tau|)}}{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\beta U n^2}}, \quad (35)$$

$$E_c = \frac{e^2}{2C}, \quad U = \frac{e^2}{2C\Sigma}, \quad (36)$$

$$eV = \mu_3 - \mu_1, \quad (37)$$

$$\omega_L = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (38)$$

である。Grabert らの取扱い⁸⁾と異なり, 位相 ψ の相関関数 $F_\psi(\tau)$ を陽にかつ量子力学的に取り扱っているので, 一電子トンネリングに伴うアイランド上の充電エネルギーの変化やゲート構造によるアイランド上の電荷の変化が自然に記述できる。さらには後で述べるようにアイランドの電荷状態をマスター方程式に頼ることなく記述することができる。

外部回路の効果を表す $F_{\varphi_1}(\tau)$ なら, インピーダンス $Z(\omega)$ を持つ一般的な場合には, 全インピーダンス

$$Z_i(\omega) = \frac{1}{i\omega C + Z^{-1}(\omega)}, \quad (39)$$

を用いて

$$F_{\varphi_1}(\tau) = \exp \left\{ \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \frac{\text{Re}[Z_i(\omega)]}{R_q} J_1(\omega, \tau) \right\}, \quad (40)$$

となる。さらに, 容量的に接合したゲート構造が存在し, アイランドランドに Q_g だけ電荷の変化をもたらす場合

には, (35)式は

$$F_{\psi}(\tau) = \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\beta E_n(Q_g)} e^{-\frac{U'}{\hbar}[2(n+Q_g/e)\tau + |\tau|]}}{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\beta E_n(Q_g)}}, \quad (41)$$

となる。ここで,

$$E_n(Q_g) = U' \left(n + \frac{Q_g}{e} \right)^2, \quad (42)$$

$$U' = \frac{e^2}{2(C_{\Sigma} + C_g)}, \quad (43)$$

である。

同様にして, 電極 2, 3 を持つオネル接合 2 のオネル電流 I_{23} も求めることができ,

$$I_{23} = -\frac{2e}{\hbar^2} I_m \left\{ X_{23} \left(i\omega_{\ell} = -\frac{eV + \mu_1 - \mu_2}{\hbar} + i\delta \right) \right\}, \quad (44)$$

となる。 $X_{23}(i\omega_{\ell})$ は(31)式で電極添字 (1,2) をそれぞれ (2,3) に, φ_1 を φ_2 に変えて得られるものである。求める 2 重トンネル接合のトンネル電流 I は, 電流連続の条件

$$I_{12} = I_{23} \equiv I, \quad (45)$$

で決まる。これは電極 2 (アイランド) の化学ポテンシャルを決める条件ともなっている。

4.2 電極電子状態の考慮—弱局在

トンネル過程の詳細は, (31)式の

$$\alpha_i^{(1)}(\tau) \equiv -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{k_1, k_2} |T_{k_1, k_2}^{(1)}|^2 G(k_1, \tau) G(k_2, \tau), \quad (46)$$

の部分に含まれている。今, トンネル障壁内での (非)弾性散乱を陽に扱わないことにすれば¹¹⁾, トンネリングの詳細は一電子松原グリーン関数 $G(k_b, \tau)$ で記述される。したがって, 低温動作に伴う電極電子の弱局在の効果は図 2 に示す不純物および電子間散乱による自己エネルギーを摂動的に G に取り込んでやれば良い¹⁰⁾ :

$$G(k_b, i\omega_n) = \int_0^{\beta\hbar} d\tau e^{i\omega_n\tau} G(k_b, \tau) = \frac{1}{G_0^{-1}(k_b, i\omega_n) - \Sigma(k_b, i\omega_n)} \quad (47)$$

$$\sim G_0(k_b, i\omega_n) + G_0(k_b, i\omega_n)^2 \Sigma(k_b, i\omega_n). \quad (48)$$

ここで,

$$G_0(k_b, i\omega_n) = \frac{1}{i\omega_n - (\epsilon_{k_i} - \mu_i)/\hbar + i/2\tau_i \cdot \text{sgn}(\omega_n)}, \quad (49)$$

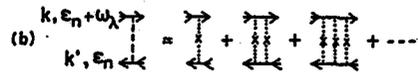
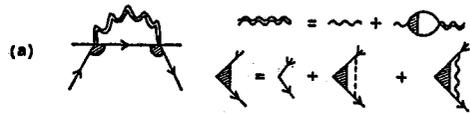


図 2 弱局在効果による自己エネルギー $\Sigma(k_b, i\omega_n)$ 。波線はクーロン相互作用, 2 重波線は有効クーロン相互作用, 実線は自由電子の松原グリーン関数, 点線は電子-正孔間の位相干渉散乱を表すディフューズン。

は不純物散乱のみを取り込んだ電子の松原グリーン関数であり, $\hbar/2\tau_i = \pi N_i(0) \langle u(q) u(-q) \rangle$ random average, $N_i(0)$ は電極 i のフェルミエネルギー ϵ_F での状態密度, $\omega_n = (2n+1)\pi/(\beta\hbar)$ (n は整数) である。このとき $T_{k_1, k_2}^{(1)} = T_1$ として

$$\alpha_i^{(1)}(\tau) = \frac{1}{2} \frac{R_q}{R_i^{(1)}(T)} \frac{1/(\beta\hbar)^2}{\sin^2(\frac{\pi\tau}{\beta\hbar})}, \quad (50)$$

となる。たとえば, 電極電子が半導体のチャネル電子のように 2 次元的であれば, 局在化によって温度依存性を持ったトンネル接合 i の有効抵抗は

$$R_i^{(i)}(T) = \frac{R_i^{(i)}}{\prod_{i=1,2} \left\{ 1 - \lambda_i \eta_i \left[\psi\left(\frac{\beta\hbar}{2\pi\tau_i} + 1\right) - \psi\left(\frac{\beta\epsilon_n}{2\pi} + \frac{1}{2}\right) \right] \right\}}, \quad (51)$$

となる。

$$R_i^{(i)} = \frac{\hbar}{4\pi e^2 |T_i^{(i)}|^2 N_i(0) N_2(0)}, \quad (52)$$

$$\lambda_i = \frac{\hbar}{2\pi\epsilon_F\tau_i}, \quad (53)$$

はそれぞれ高温側での抵抗および電極 i の弱局在の摂動パラメータであり, η_i は有効散乱強度, $\psi(x)$ はダイガンマ関数である。トンネル接合の有効抵抗は低温で $\ln T$ で増大する。

(50)式のフーリエ変換が

$$\alpha_i^{(i)}(i\omega_\nu) = \int_0^{\beta\hbar} d\tau e^{i\omega_\nu\tau} \alpha_i^{(i)}(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{R_q}{R_i^{(i)}(T)} |\omega_\nu|, \quad (54)$$

($\omega_\nu \equiv 2\pi\nu/(\beta\hbar)$ ν : 整数) であることに注意して (オーミック散逸), (30)式および(44)式は次のように表される:

$$I_{12} = \frac{1}{eR^{(1)}(T)} I_m \left\{ \frac{1}{\beta\hbar} \sum_{\omega_\nu} \hbar |\omega_\nu - \omega_{\ell}| \times F_1(i\omega_\nu) \right\}_{i\omega_{\ell} = -(eV + \mu_2 - \mu_1)/\hbar + i\delta}, \quad (55)$$

$$I_{23} = \frac{1}{eR_i^{(2)}(T)} I_m \left\{ \frac{1}{\beta \hbar} \sum_{\omega} \hbar |\omega_{\nu} - \omega_{\ell}| \right. \\ \left. \times F_2(i\omega_{\nu}) \right\}_{i\omega_{\ell} = -(eV + \mu_1 - \mu_2) / \hbar + i\delta} \quad (56)$$

ここで,

$$F_i(i\omega_{\nu}) = \int_0^{\beta \hbar} d\tau e^{i\omega_{\nu}\tau} F_i(\tau), \quad (57)$$

$$F_i(\tau) \equiv F_{\varphi_i}(\tau) F_{\psi}(\tau), \quad (58)$$

である。2重トンネル接合のトンネル電流 I は、(45)式から求まる。

4.3 式の検討

以下にいくつかの興味ある極限をまとめる。

(A) 単一トンネル接合:

(55)式で $U = 0$, $\mu_2 = \mu_3$, $C_2 \rightarrow \infty$ と置いて

$$I = \frac{1}{eR_i(T)} I_m \left\{ \frac{1}{\beta \hbar} \sum_{\omega_{\nu}} \hbar |\omega_{\nu} - \omega_{\ell}| F(i\omega_{\nu}) \right\}_{i\omega_{\ell} = -eV / \hbar + i\delta} \quad (59)$$

電極電子の弱局在の効果を除けば、これは Devoretらの結果^{4), 8)}と一致する。局在化の効果は摂動的に取り込んでいるので、そのまま $T \rightarrow 0$ の極限はとれないが、十分低温でのクーロンギャップのようすはおおよそ次のようになる。

(i) 高インピーダンス, 低温: $E_c \gg \text{Max}\{\hbar\omega_L, k_B T\}$

$$I = \frac{1}{R_i(T)} \left[V - \frac{E_c}{e} \right] \theta \left(V - \frac{E_c}{e} \right). \quad (60)$$

(ii) 低インピーダンス, 低温: $k_B T \ll E_c \ll \hbar\omega_L$

$$I = \frac{V}{R_i(T)}. \quad (61)$$

(B) 2重トンネル接合

(i) 高インピーダンス, 低温: $E_c \gg \text{Max}\{\hbar\omega_L, k_B T\}$

$$I \sim \frac{1}{R_i^{(1)}(T) + R_i^{(2)}(T)} \left[V - \frac{E_c}{e} \right] \theta \left(V - \frac{E_c}{e} \right). \quad (62)$$

(ii) 低インピーダンス, 低温: $k_B T \ll E_c \ll \hbar\omega_L$

$$I \sim \frac{1}{R_i^{(1)}(T) + R_i^{(2)}(T)} \left[V - 2 \frac{U}{e} \right] \theta \left(V - 2 \frac{U}{e} \right). \quad (63)$$

ゲート構造がある場合についても同様の表式を求めることができる(陽な式は省略)。この場合、低温では高、低インピーダンス極限とも電流 $I \equiv I(V, Q_g)$ は $I(V, 0)$ のまわりに周期 $\delta Q_g = e$ で振幅

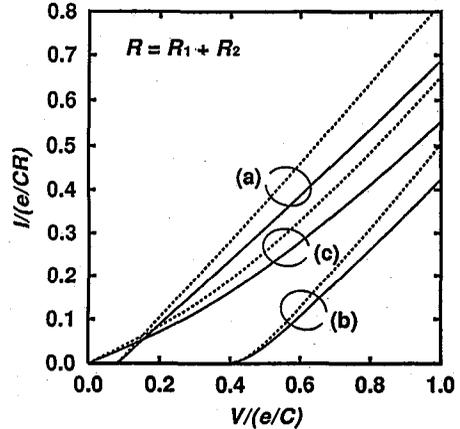


図3 重トンネル接合の電流-電圧特性。

$\lambda_i = 0.129$, $\eta_i = 1.24$. 両電極の物質は同一とし、試験的に $C_1 = 30 \text{ aF} = 10 C_2$, $R_1 = 10 R_2$ ($R \equiv R_1 + R_2$) としている。(a) $E_c/k_B T = 100$, $\hbar\omega_1/E_c = 1$, (b) $E_c/k_B T = 100$, $\hbar\omega_1/E_c = 0.01$, (c) $E_c/k_B T = 10$, $\hbar\omega_1/E_c = 0.01$. 局在効果無し (.....), 局在効果有り (—)。

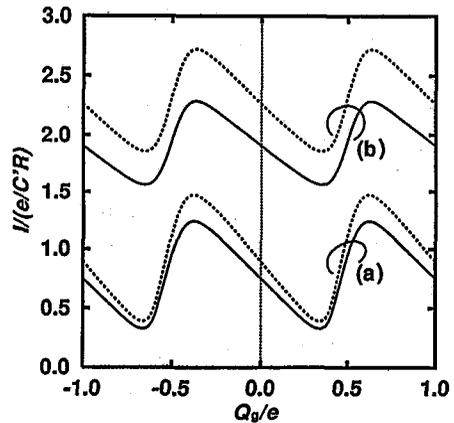


図4 重トンネル接合の電流-ゲート電圧特性。

$C' = C_2 + C_g$ で $C_g = 100 \text{ aF}$. (a) および (b) は図 3 の (a) および (b) と同じパラメーターを使用。V はおのおのの場合のクーロン・ギャップを近傍に選んでいる。局在効果無し (.....), 局在効果有り (—)。

$$\frac{2U}{e[R_i^{(1)}(T) + R_i^{(2)}(T)]}, \quad (64)$$

の振動を示す。電子の局在化は振幅を小さくすることがわかる。

図3 および図4 に実際の計算結果を示す。試験的に電極が $0.1 \mu\text{m}$ チャネル長の極微細 Si-MOSFET である場合のパラメーターを設定した。この場合に問題となる電子のパレー間散乱効果についても縮重度が2で散乱は十分強いとして考慮している。トンネルに関して最低次までの取扱いでは、局在の効果はクーロン・ギャップそのも

のを変えず抵抗の温度依存性を反映した電流電圧特性をもたらすと言う意味で付加的な効果にとどまっている。この温度依存性は局在によって Fermi 液体的振る舞いが破綻することに由来する電子の状態密度の変化による。

5. まとめと議論

外部回路を持つ極微細2重トンネル接合のトンネル電流の表式を電極電子の局在効果を考慮して求めた。最低次のトンネル過程を考える範囲で、局在効果は状態密度の減少に伴うトンネル抵抗の温度変化を通して付加的な温度依存性をもたらす。たとえばゲート構造による電流の周期変動の振幅は減少することがわかった。一方、局在化の効果は R_q/R_L を有効的に小さくし電荷緩和を遅くするから、クーロン・ブロッケイドの安定性に関係する。高次のトンネル過程を考慮した場合この点がどう変わるかは興味ある問題である^{7),13)}。このように、電極電子状態のクーロン・ブロッケイドに関わる現象への影響は実際に素子動作の解析をする上で必要となる。

ここで述べたトンネル電流の表式は低バイアスでの特性をよく記述するが、非対称2重トンネル接合 ($C_1R_L^{(1)} \neq C_1R_L^{(2)}$) で期待されるクーロン・ステアケイス (高バイアス下でみられる電流の階段的増大) を記述できない。これはアイランドの電荷状態を単純に取り扱ったためである。実際には、各バイアス電圧に依存して(45)式で決まるアイランドの化学ポテンシャルとコンシステントにアイランドの電荷状態を記述することが必要である。このような記述は $F_\psi(\tau)$ を陽にかかる量子学的に取り扱うことを通して可能であり、(62)式および(63)式は

$$I \sim \frac{V - \left(\frac{E_c}{e} + 2\Delta n_\mu \frac{2U}{e}\right)}{R_L^{(1)}(T) + R_L^{(2)}(T)} \theta \left(V - \frac{E_c}{e} - 2\Delta n_\mu \frac{2U}{e} \right), \quad (65)$$

$$I \sim \frac{V - 2\left(\Delta n_\mu + \frac{1}{2}\right) \frac{2U}{e}}{R_L^{(1)}(T) + R_L^{(2)}(T)} \theta \left(V - 2\left(\Delta n_\mu + \frac{1}{2}\right) \frac{2U}{e} \right), \quad (66)$$

となる^{11),12)}。ここで、 Δn_μ はある V と U に対して最適化された μ_2 で決まるアイランドの電子数 n の周期関数である ($|\Delta n_\mu| < 1/2$)。非対称な2重トンネル接合に限り $\Delta n_\mu \neq 0$ の解、すなわちクーロン・ステアケイスが記述できる。

理論は一部の電極が超伝導である場合に容易に拡張可能であり、そこでは電子対の破壊に関わる温度依存性が新たにつけ加わることになる¹³⁾。(1992年12月16日受理)

参考文献

- 1) 総合報告として, K. K. Likharev, *IBM J. Res. DEVELOP.* **32**, 144 (1988), D. V. Averin and K. K. Likharev, *Macroscopic Phenomena in Solid* edited by B. L. Al'tshuler, P. A. Lee and R. A. Webb (Elsevier Science Publishers), p. 173 (1991)
- 2) A. A. Odintsov, *Sov. Phys. JETP* **67**, 1265 (1988)
- 3) Yu. V. Nazarov, *Sov. Phys. JETP* **68**, 561 (1989)
- 4) M. H. Devoret *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1824 (1990)
- 5) S. M. Girvin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3183 (1990)
- 6) G. Schön and A. D. Zaikin, *Phys. Rep.* **198**, 237 (1990)
- 7) S. Iwabuchi, H. Higurashi and Y. Nagaoka, *Proc. 4-th Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics (ISQM-Tokyo '92)* (1992) to be published
- 8) H. Gravert *et al.*, *Quantum Fluctuations in Mesoscopic and Macroscopic Systems* edited by H. A. Cerdeira, F. Guinea López and U. Weiss (World Scientific), p. 199 (1991)
- 9) トンネル障壁内での散乱を取り込む取扱いもできる。
- 10) 例えば, H. Fukuyama: *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, edited by Y. Nagaoka, No. 84 (1985) 47
- 11) S. Iwabuchi, H. Higurashi and Y. Nagaoka, *2nd Int. Symp. on New Phenomena in Mesoscopic Structures* (1992)
- 12) H. Higurashi, S. Iwabuchi and Y. Nagaoka (投稿予定)
- 13) S. Iwabuchi, H. Higurashi and Y. Nagaoka (投稿予定)