

微小トンネル接合の物理とその応用

——単一電子エレクトロニクスへの展望——

上 田 正 仁

サブミクロンサイズのトンネル接合を用いて、電流や電荷を 1 電子のレベルで人工制御しようというアイデアが、実験によって次々と実証されつつある。このために考案された一連の単一電子デバイスは、電流・電荷標準をはじめ、微細構造定数の精密測定へと応用され始めている。また、これらのデバイスの動作限界についての考察は、将来の単一電子エレクトロニクスが克服すべき問題を提示する一方で、トンネル現象のより深い理解へとわれわれを導いてくれる。

Keywords : mesoscopic physics, small-capacitance tunnel junctions, Coulomb blockade of tunneling, single-electron electronics, single-electron transistor, dc current standards, quantum metrology triangle, fine structure constant

1. ま え が き

1980 年代以後の物性物理学の発展の大きな潮流の一つとして、テクノロジーの発展が科学をリードしてきていることがあげられる。特に、微細加工技術と精密測定技術の著しい進歩は、今日メゾスコピック物理学と呼ばれている新しい分野を開拓した¹⁾。

メゾスコピックとはマクロ（日常の世界）とミクロ（原子の世界）の中間領域を指す。この領域の特徴は、これまでは電子の粒子性に起因すると考えられてきた伝導現象を波動性が支配するようになったり（これを量子伝導現象という）、逆に、電子の波動性に基づくと考えられるトンネル現象を電荷の量子化という粒子性が支配するようになることである。これら粒子-波動二重性を巧みに制御することにより、量子力学に従う新しいデバイス原理の可能性が開けた反面、量子揺らぎがその動作限界に基本的な制約を与えるという状況が生じた。

メゾスコピック物理学のもう一つの特徴は、系の状態がそれを取り巻く環境の影響を強く受けることである。このために、測定系と被測定系を単純に切り離して考えることができない。この問題の解決は、われわれにより深い物性物理学の理解を要求するだけでなく、デバイスを設計するうえでも避けて通ることのできない困難な課題を提示している。

静電容量が微小なトンネル接合は電子波干渉デバイスと同様に、これら二つの性質を兼ね備えた典型例となっている。本記事では、トンネル障壁をはさむ二つの金属が（超

伝導ではなく）普通の状態にある微小接合の物理と、これを利用した単一電子デバイスの動作原理および、その動作限界を与えるさまざまな要因を議論し、その応用例を紹介する。

2. クーロンブロッケイドの準古典理論

トンネル接合は二つの導体（電極）とそれらにはさまれた絶縁体からなっている。絶縁体は導体中の伝導電子のエネルギーよりも高いポテンシャル障壁となっており、電子は古典的には障壁を通過することができない。ところが、量子力学によれば電極電子の波動関数は、障壁の反対側へと浸み出しているので、電子はポテンシャル障壁を確率的にトンネルすることができる（図 1(a)）。マクロなトンネ

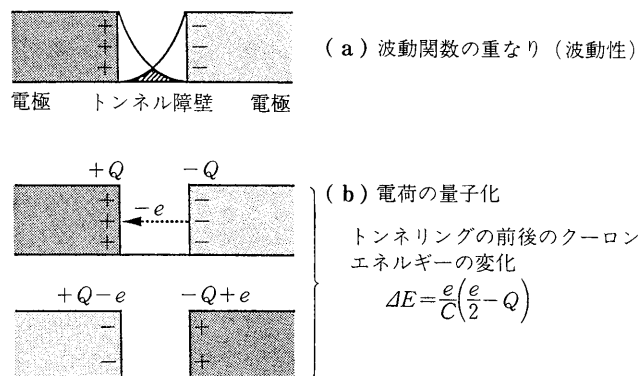


図 1 電子はその波動性のために、古典的には通過不可能なポテンシャル障壁をトンネルすることができる(a)。他方、電子の電荷は量子化されているので、トンネリングの前後で接合の静電エネルギーが変化する(b)。

NTT 基礎研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11.

東京大学物性研究所 〒106 東京都港区六本木 7-22-1.

Physics and applications of small-capacitance tunnel junctions : Introduction to single-electron electronics. Masahito UEDA. NTT Basic Research Laboratories. 9-11, Midori-cho 3 chome, Musashino 180. Institute for Solid State Physics, University of Tokyo. 22-1, Roppongi 7 chome, Minato-ku, Tokyo 106.

分類番号 5.2, 5.10

ル接合では個々の電子のトンネリングが互いに無相関に起こるために、トンネル電流の平均値を制御することはできても、それぞれの電子がいつトンネルするかまでは制御できない。

微小接合がマクロな接合と違うのは、トンネリングの前後での接合系の静電エネルギーの変化が、背景熱雑音に比べて無視できないという点である。接合の静電容量を C とすると、1 電子のトンネリングの前後での接合系の静電エネルギーの変化は、1 電子のクーロンエネルギー

$$E_c = \frac{e^2}{2C}$$

の程度である。接合面積が 0.01mm^2 程度、絶縁体の厚さが 1nm 程度のマクロなトンネル接合では、 C は 10^{-9} ファラッド (F) くらいなので、 E_c は 10^{-20}J のオーダーとなる。これは温度に換算すると $1\text{ }\mu\text{K}$ となるので、 E_c は背景熱雑音に完全に隠れてしまう。ところが、接合面積が $0.01\text{ }\mu\text{m}^2$ 、絶縁体の厚さが 1nm くらいの微小接合では E_c は温度に換算して 1K くらいの大きさとなる。したがって、接合系の温度をこれよりも十分に冷やせば、 E_c がトンネル確率を決める主なエネルギースケールとなる。

接合面に電荷 Q が蓄えられているとすると、接合の静電エネルギーは $Q^2/2C$ で与えられる。1 電子がトンネルすると、 Q は e だけ変化するので (図 1(b))、トンネリングの前後で静電エネルギーの変化 ΔE 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。この右辺を、トンネルする前に接合にかかっていた電圧 $V=Q/C$ を用いて書くと

$$\Delta E = E_c - eV \quad (2)$$

と書き換えられる。この結果は、電子がトンネルする際に系は、電源からの仕事によりエネルギー eV だけ得をする反面、自分自身のクーロンエネルギー E_c だけ損をすることを示している。

したがって、電子がトンネルできるためには、接合にかかった電圧は $V > E_c/e$ でなければならない。逆に、電圧が

$$V < \frac{E_c}{e} \quad (3)$$

ならば、十分低温 ($k_B T \ll E_c$) である限り電子はトンネルすることはできない。同様に、反対方向の電子がトンネルする場合は、静電エネルギーは

$$\frac{(Q+e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = eV + E_c$$

だけ変化するので、接合の電圧が

$$-\frac{E_c}{e} < V \quad (4)$$

である限り電子はトンネルできない。

(3)、(4)式から、十分低温 ($k_B T \ll E_c$) では $|V| <$

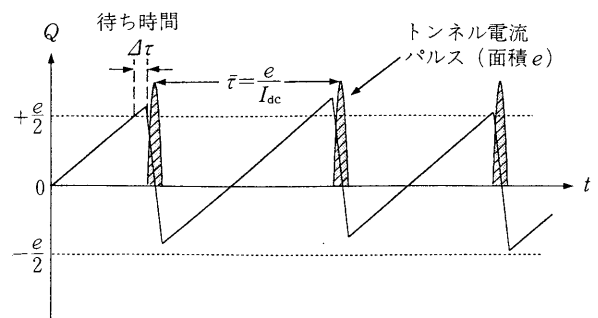


図2 クーロンブロッケイドの原理による電流の量子化。

E_c/e , すなわち、 $|Q| < \frac{e}{2}$ である限りトンネリングが禁止されることがわかる。これをクーロンブロッケイド (Coulomb blockade) という²⁻⁴⁾。

接合電荷 Q の絶対値が $e/2$ 以下である限りトンネリングは禁止されるので、接合を定電流バイアスすると、接合電荷および電圧 $V=Q/C$ は図 2 に示したように規則正しく振動する。これを単一電子トンネル振動 (single-electron-tunneling oscillations) または SET 振動と呼ぶ²⁾。注入電流 I_{dc} の大きさがあまり大きくない場合 ($I_{dc} \leq 0.1e/R_T C$, R_T はトンネル抵抗を表す*) の SET 振動の平均周期は

$$\bar{\tau} = \frac{e}{I_{dc}} \quad (5)$$

であり、電圧の平均値は電流の平方根に比例し^{2,5)},

$$\bar{V} = \sqrt{\frac{\pi e R_T I_{dc}}{2C}} \quad (I_{dc} \leq 0.1e/R_T C) \quad (6)$$

で与えられる。しかし、注入電流が大きくなるにつれて、接合電圧が、クーロンブロッケイドが効く領域にある割合が次第に小さくなり、規則正しいトンネリングは起こらなくなる。

3. クーロンブロッケイドに対する電磁場環境の影響

メゾスコピック系では、一般にわれわれの関心のある対象 (今の場合は微小接合) とそれを取り巻く環境とを切り離して考えることができない。環境には系の電流-電圧特性を測定するために接続された外部回路が含まれ、系の性質そのものがリード線の接続の仕方に強く依存する。微小接合に対する外部回路の影響は、総称して電磁場環境の影響と呼ばれ、単一接合でのクーロンブロッケイドの観測を

* トンネル抵抗 R_T は、接合の電流-電圧特性から得られる微分抵抗 $R_T = \frac{dV}{dI}$ として定義される。この値は、一般に、印加電圧に依存するが、ここでは微小接合の電圧スケール E_c/e よりも十分に高い電圧における微分抵抗 (この領域では R_T は一定となる) を意味するものとする。

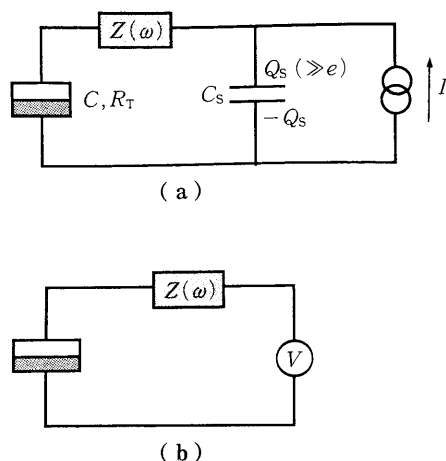


図3 微小トンネル接合を定電流源で駆動した場合の回路図(a)と、その($C_s \gg C$ の場合の)等価回路(b)。

困難にしている。本節では、これに関連した三つの問題について述べる。

3.1 浮遊容量

単一接合で規則正しいSET振動を観測するためには接合を定電流駆動しなければならないが、これは接合の静電容量 C よりもはるかに大きな浮遊容量 C_s^* が存在するために実現困難である。

図3(a)はトンネル接合とその駆動系の回路図を示したものである。接合につながれたリード線には一般に抵抗だけでなく、容量やインダクタンスが分布しており、これらをまとめて $Z(\omega)$ と書き、外部回路のインピーダンスと呼ぶ。 C_s は接合と定電流源をつなぐリード線間に形成される浮遊容量で、 10^{-12}F 程度の大きさをもつ。この浮遊容量はマクロな接合の容量 ($\sim 10^{-9}\text{F}$) に比べると無視できるが、クーロンブロッケイドを観測するために要求される容量 ($\sim 10^{-15}\text{F}$) に比べると数けたも大きくなっている。このため、 C_s にたまる電荷は e に比べてはるかに大きくなり、これにかかる電圧は微小接合で電子が1個トンネルしてもほとんど変化しない。したがって、接合は実効的には定電圧源で駆動されることになる(図3(b)参照)。

3.2 インピーダンスの周波数特性

浮遊容量の存在のために、図3(b)で示されたように、微小接合は実効的にはインピーダンス $Z(\omega)$ を介した定電圧源 V で駆動されるものとみなすことができる。このような条件下で規則的なSET振動が起こるための必要条件を考えよう。

簡単のため、リード線の容量とインダクタンスを無視し、インピーダンス $Z(\omega)$ を抵抗 R_s で置き換える。このとき、

* stray capacitance, 寄生容量 (parasitic capacitance) とも呼ばれる。

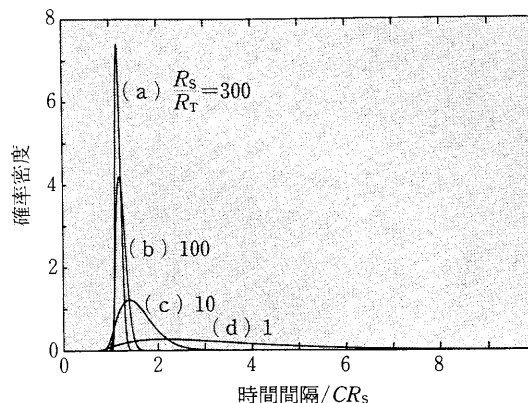


図4 トンネル事象の時間間隔の分布。時間間隔は外部回路の時定数 CR_s を単位として測っている。

連続した二つのトンネル事象の時間間隔の分布関数を図4に示した⁵⁾。曲線(a)は R_s がトンネル抵抗 R_T に比べて十分に大きい場合で、トンネリングがほぼ規則的に起こっていることがわかる。この理由は $R_s \gg R_T$ の場合、たとえ定電圧源で駆動しても、接合にはほぼ一定の割合で電流が注入されるからである。これとは対照的に曲線(d)では分布関数が大きく広がっており、個々のトンネル事象がランダムに起こっていることを示している。この理由は、 R_s の R_T に対する比が小さくなると、トンネリングによって減少した電荷分が電源によって素早く補給され、クーロンブロッケイドが効く時間が、効かない時間に比べて相対的に減少するからである。

以上の議論から、規則正しいSET振動が起こるためには、外部回路のインピーダンスの実部の大きさが、トンネル抵抗に比べて十分に大きいことが必要である。

$\text{Re } Z(\omega) \gg R_T$ (接合に一定の割合で電流が注入される条件) (7)

さらに、トンネル抵抗それ自身の値が、抵抗量子* $R_K = h/e^2 \approx 25.8\text{ k}\Omega$ に比べて十分に大きい必要がある。

$R_T \gg R_K$ (高次のトンネリングが無視できる条件) (8)

この条件は、トンネル障壁を厚くすることによって、容易に満たすことができる。この条件が満たされないと、トンネルハミルトニアンに関して2次摂動で得られる公式が適

* 抵抗量子 R_K はプランク定数 h と素電荷 e から定義される抵抗の単位であるが、次のような定性的な議論から導くこともできる。接合電荷は、トンネリングによって緩和されるが、緩和を特徴づける時定数は CR_T である。エネルギーと時間の不確定性原理によれば、このとき系のエネルギーは h/CR_T 程度揺らぐ。クーロンブロッケイドが観測されるためには、帯電エネルギー E_C が h/CR_T よりも十分に大きくななければならない ($E_C \gg h/CR_T$) が、この条件は(8)式と等価である。同様の議論は、外部回路を通じた接合電荷の緩和に対しても適用でき、これから条件(9)式が得られる⁶⁾。

用できなくなる。この領域 ($R_T \leq R_K$) に関する理論的な取り扱いには困難で、今のところ一致した結論は得られていないが、クーロンブロッケイドが弱められるという点では合意が得られており^{*}、また、実験結果もこのことを裏づけているように見える⁷⁾。

条件(7)と(8)から、環境インピーダンスもまた、抵抗量子よりも十分大きくならなければならないことが導かれる。

$$\operatorname{Re} Z(\omega) \gg R_K = \frac{h}{e^2}$$

(接合電荷の量子揺らぎが無視できる条件) (9)

これは後に示されるように、電磁場環境の影響による接合電荷の量子揺らぎが無視できるための条件である。しかし、現状ではこれを満たすことは非常に難しい。実際、微小接合に接続された抵抗体の抵抗値は周波数の増大に伴って減少し、マイクロ波の周波数帯 ($\sim 10^{14} \text{ Hz}$) では真空のインピーダンス $Z_v \approx 377 \Omega$ と同程度になる。これは、高周波では、電流が変位電流として電磁波的に運ばれるからであると考えられる。一方、条件(8)のもとでは電子は一度に1個ずつしかトンネルできないから、SET 振動を特徴づける振動数は注入電流の大きさを I として、

$$f = \frac{I}{e} \quad (10)$$

で与えられる。 $I = 10^{-9} \text{ A}$ (アンペア) とすると $f = 10^{10} \text{ Hz}$ となる。この周波数帯域では得られている抵抗値はたかだか抵抗量子 R_K と同程度か、これを1けた上回る程度である⁸⁾。他方、注入電流を安定化しなければならないという要請から I の大きさはあまり小さくできず、したがって、SET 振動の周波数もあまり低くすることができないという技術的困難が存在する。この事情は、次に述べる接合電荷の量子揺らぎを小さくできない要因となっている。

3.3 接合電荷の量子揺らぎ

SET 振動が起こると、接合電荷は平均周波数 $\omega_{\text{SET}} = 2\pi f$ で振動する。このような電荷の振動は、同じ振動数をもった外部回路の電磁場モードと結合し、この結合を通じて電荷振動は緩和する。緩和時間は $C \operatorname{Re} Z(\omega_{\text{SET}})$ で与えられるので、エネルギーと時間の不確定性によって系のエネルギーは

$$\Delta E \sim \frac{\hbar}{C \operatorname{Re} Z(\omega_{\text{SET}})} \quad (11)$$

程度の不確定性をもつ⁹⁾。クーロンブロッケイドが観測できるためには $E_c = e^2/2C$ が ΔE よりも十分に大きいことが必要で、これから条件(9)が得られる。

エネルギー揺らぎ (11) 式が生じる理由は、振動散逸定理からの帰結 (電荷振動の緩和がその揺らぎを伴う) であ

るともいえるが、具体的には、外部回路の電磁場モードの量子力学的零点振動が、これと結合する接合電荷および注入電流を揺るがせる原因となっている^{6,9)}。接合電荷の揺らぎを抑えるために、リード線のインピーダンス $Z(\omega_{\text{SET}})$ を R_K よりも大きくすることが、今後の技術的課題となっている。

直列に並べた接合列のなかの一つの接合に着目し、他の接合をこれに対する高抵抗リード線として使うことによって、明りょうなクーロンブロッケイドを観測することができる¹⁰⁾。この方法は、トンネル抵抗が高周波数帯域でも抵抗量子よりも大きくできるという事実 [条件(8)] を使っている。ただし、接合列を通過する電荷密度はソリトニックになるので¹¹⁾、実験結果を文字通り高抵抗リード線を接続したものと同様であるとみなすことはできない。

4. 単一電子デバイス

クーロンブロッケイドは、単一接合では電磁場環境の影響を受けやすいが、デバイス応用上重要な多重接合配置では、クーロンブロッケイドの観測が比較的容易である。本節では三つの代表的な単一電子デバイスを紹介し、その動作限界を決める要因について議論する。

4.1 単一電子トランジスタ

最も単純なデバイスは、図5(a)に示したように、2個の

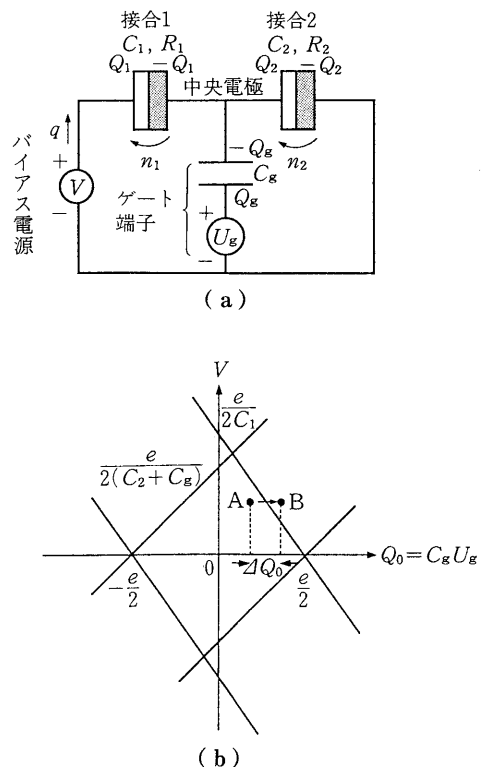


図5 単一電子トランジスタの回路図(a)とその動作原理(b).

* p. 891 右段の脚注と同じ。

接合と中央電極に接続されたゲート端子からなる。今、中央電極にゲート端子を通じて電荷を注入することにより、接合を流れる平均電流を制御することを考える。二つの接合およびゲート容量にたまった電荷をそれぞれ Q_1 , Q_2 および Q_g とし、各接合を矢印の向きにトンネルした電子数をそれぞれ n_1 , n_2 とする。このとき、全系の自由エネルギー^{*}は

$$F(n_1, n_2) = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} + \frac{Q_g^2}{2C_g} - qV - Q_g U_g \quad (12)$$

で与えられる。ここで、右辺の最初の三つの項は接合およびゲート容量の静電エネルギー、第4項と第5項はそれぞれバイアス電源とゲート電源が系になした仕事を表している。各電荷は次の諸関係式を満足しなければならない。

$$\begin{aligned} \frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_2}{C_2} &= V \\ \frac{Q_g}{C_g} + \frac{Q_2}{C_2} &= U_g \\ -Q_1 + Q_2 - Q_g &= e(n_1 - n_2) \\ q &= en_1 + Q_1 \end{aligned} \quad (13)$$

ただし、3番目の等式では、中央電極の初期電荷は0であると仮定している。これらを Q_1 , Q_2 , Q_g , q について解いた結果を(12)式に代入すると次の結果が得られる。

$$\begin{aligned} F(n_1, n_2) &= \frac{1}{2C_2} [C_g U_g + e(n_1 - n_2)]^2 \\ &\quad - en_1 \frac{C_2 + C_g}{C_2} V - en_2 \frac{C_1}{C_2} V \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 $C_2 \equiv C_1 + C_2 + C_g$ は中央電極から見た全容量である。また、 n_1 , n_2 に依存しない項は、以下の議論には影響しないので省略した。

量子揺らぎを考えると、前節の議論と同様に、各接合電荷 Q_1 , Q_2 , Q_g は e に比べて大きく揺らぐ。しかし、中央電極の全電荷 $-Q_1 + Q_2 - Q_g$ は、(13)式から明らかなように e の整数倍しかとれない。この制約のために、自由エネルギーの量子揺らぎは電磁場モードの量子揺らぎの影響をあまり受けず、 n_1 と n_2 の揺らぎに帰着する。ところが、トンネル抵抗 R_1 と R_2 はともに抵抗量子 R_K よりも十分に大きくとることができるので、自由エネルギーの量子揺らぎは R_K/R_i ($i=1, 2$) の1次オーダーで考えている限り無視できる。

まず、この近似の範囲内でクーロンブロッケイドが働く

ための条件を考えよう。接合1でクーロンブロッケイドが働いて、トンネリングが禁止されるためには、 $n_1 \rightarrow n_1 \pm 1$ なる変化に対して自由エネルギーが増加しなければならない。

$$F(n_1 \pm 1, n_2) > F(n_1, n_2) \longrightarrow$$

$$-\frac{1}{C_2 + C_g} (Q_0 - \frac{e}{2}) < V < \frac{1}{C_2 + C_g} (Q_0 + \frac{e}{2}) \quad (15)$$

ここで、

$$Q_0 \equiv C_g U_g + e(n_1 - n_2) \quad (16)$$

は中央電極の初期電荷を表している。同様に接合2でトンネリングが禁止されるためには、 $n_2 \rightarrow n_2 \pm 1$ なる変化に対して自由エネルギーが増加しなければならない。

$$F(n_1, n_2 \pm 1) > F(n_1, n_2) \longrightarrow$$

$$-\frac{1}{C_1} (Q_0 + \frac{e}{2}) < V < -\frac{1}{C_1} (Q_0 - \frac{e}{2}) \quad (17)$$

接合1と2の両方でクーロンブロッケイドが働くのは(15)と(17)の両方の不等式が満足される領域で、これを $n_1 = n_2$ (このとき $Q_0 = C_g U_g$ となる)、 $C_1 < C_2 + C_g$ の場合に示したのが図5(b)の菱形の内側である。

接合系の状態が、はじめA点にあるようにバイアス電圧とゲート電圧を設定しておくと、クーロンブロッケイドが働き外部回路には電流は流れない。次にゲート電圧を増加させてバイアス点をB点に移すと、はじめ、接合2のクーロンブロッケイドが解けて、電子が中央電極へトンネルする ($n_2 \rightarrow n_2 + 1$)。ところが、このとき、不等式 $F(n_1, n_2 + 1) > F(n_1 + 1, n_2 + 1)$ も成立するので、接合1のクーロンブロッケイドも解けて回路に電流が流れる。この系は、ゲート電荷の変調がコンデンサーを介して行われるので、電界効果トランジスタと同様の機能を有しているが、スイッチングに必要な電荷 ΔQ_0 が素電荷 e よりもずっと小さいという長所をもっている。この性質のために図5(a)で示された系は単一電子トランジスタ (single-electron-tunneling (SET) transistor) と呼ばれている。

単一電子トランジスタは、非常に高感度な電荷測定器として機能する。現在、2~200Hzの周波数領域で、電荷の分解能が $1.5 \times 10^{-4} e / \sqrt{\text{Hz}}$ という値が報告されている^{12,13)}。この値は市販のものに比べて百万倍も検出感度が向上している。

単一電子トランジスタはリソグラフィを用いた系でクーロンブロッケイドが最初に観測された系の一つ¹⁴⁾であるが、現在では微小接合の実験で電荷を測定するための測定器としての役割も果たしている¹⁵⁾。

単一電子トランジスタの動作限界を決める主たる要因は、co-tunneling と呼ばれる高次のトンネリングである¹⁶⁾。これまでの議論では、二つの接合での自由エネルギーの損得を別々に考えてきた。しかし、例えば、接合1での

* 温度を一定に保たれた系が可逆変化をする際になされる仕事は、自由エネルギーの変化分で表される。今の場合、与えられたバイアス条件のもとでトンネリングが可能か否かは、それによって自由エネルギーが減少するか増大するかによって決まる。もし、エネルギーのより低い状態が存在すれば、系はトンネリングによってより低い状態へと遷移する。(始状態よりも高い) 障壁の高さなどの中間状態のエネルギーはトンネルレートを決める役割を果たす。

トンネリングがエネルギー的に損でも接合2でのトンネリングが得で、両方を合わせると得であれば、接合1と2で二つの電子がコヒーレントにトンネリングすることが可能である。このようなトンネリングは、起こる割合が R_K^2/R_1R_2 に比例する高次なものであるが、図5(b)の菱形の内側では R_K/R_i ($i=1,2$) に比例する最低次のトンネリングが禁止されているので、このようなより高次のトンネリングが漏れ電流として観測されるのである^{17,18)}。

単一電子トランジスタによる電荷検出感度は、菱形の内側では外部回路に電流が流れないということに依存しているので、co-tunneling による漏れ電流は、検出感度を劣化させる。co-tunneling の割合は二つのトンネル抵抗の積に逆比例するので、これらの値を大きくすることにより、小さくすることはできる。しかし、トランジスタの応答の速さは CR_i ($i=1,2$) に逆比例するので、 R_i を大きくすると遅くなってしまう。検出感度と応答速度の最適化は、今後に残された課題である。

単一電子トランジスタは電圧利得を大きくとることができず^{*}、他のトランジスタを誤動作なく駆動することが難しいという欠点をもっている。また、中央電極にランダムな残留電荷 (offset charge) があり、集積化を困難にしている。他方、個々の系の残留電荷は低温では安定しているので、精密電荷測定のためには妨げとはならない。

4.2 ターンスタイル

単一電子トランジスタの場合は、バイアス点が菱形の外に出て、一方のクーロンブロッケイドが解けると、他方の接合でも自動的にブロッケイドが解け、外部回路に電流が流れる。このため、ゲート端子により電流の平均値は制御できても、個々の電子がいつトンネルするかまでは制御できない。この欠点を克服し、電流を1電子のレベルで制御するために考案されたのがターンスタイル (turnstile)¹⁹⁾ と次節で述べるポンプ (pump)²⁰⁾ である。

ターンスタイルは図6(a)に示されたように、四つのトンネル接合と一つのゲート端子からなる。前節と同様にして系の自由エネルギーを計算することによって、中央電極にたまった余分の電子数が一定に保たれる領域を図示したのが図6(b)である。単一電子トランジスタとの違いは、中央電極の両側にそれぞれ1個ではなくて2個の接合がつ

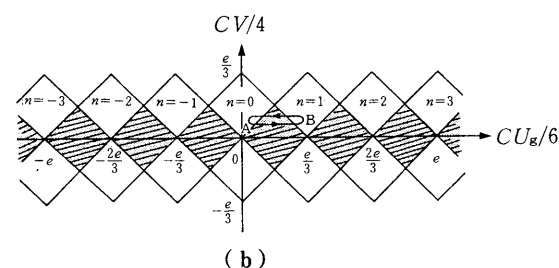
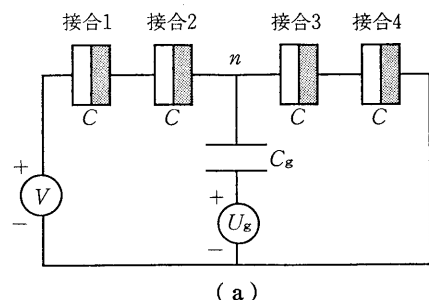


図6 ターンスタイルの回路図(a)とその動作原理(b)。n は中央電極にある余分の電子数を示す。

ながれていることである。このために、中央電極にトラップされる余分の電子数が、ゲート電圧の関数としてヒステリシスをもつ (図6(b)の斜線部)。

例えば、系の状態がはじめA点にある場合を考える。このとき中央電極にたまった余分の電子数 n は0であり、外部回路に電流は流れない。次に、ゲート電圧を変化させてバイアス点をBに移すと、バイアス点が斜線部を越えた所で電子が一つ中央電極に移動し、ここにトラップされる。最後にバイアス点をAに戻すと、今度は接合3と4の両側にかかる電位差が減少し、1と2の電位差が増加するので、バイアス点が斜線部を越えた所で電子はやってきた方向と反対側へトンネルし、1サイクルでちょうど1個の電子が外部回路を流れる。

ターンスタイルという名前は、このデバイスの動作が、回転ドアが回転するたびに人が規則正しく通過することに似ていることに由来している。そこで、このサイクルを振動数 f で繰り返すと、外部回路にはちょうど

$$I = ef \quad (18)$$

に等しい電流が流れることになる。

ターンスタイルは四つの接合が直列につながっているので、co-tunneling による誤動作の確率は比較的小さい (R_K/R_i の4次のオーダー)。ターンスタイルの誤動作の主たる要因は、ホットエレクトロンの効果である。今、簡単のため四つの接合の容量を同一の C とし、ゲートコンデンサの容量を $C/2$ とする。このとき、1サイクルごとに $2e^2/3C$ 程度のクーロンエネルギーが電子系の運動エネルギーに転化する。ところが低温では電子-格子相互作用は温

* 今、単一電子トランジスタを定電流 $\bar{I}$ で駆動する場合を考える。このとき、ゲート電圧 U_g を変化したときの出力電圧 V の変化率 $G_V = \left. \frac{\partial V}{\partial U_g} \right|_{I=\text{一定}}$ を電圧利得という。図5(b)から、 $\bar{I}=0$ の極限 (点Bの付近) での利得は $G_V = \frac{C_0}{C_1}$ で与えられることがわかる。したがって、原理的には C_0 と C_1 との比を大きくすることによって利得をかせぐことができるが、現実には微細加工技術や浮遊容量などの制約のために、 C_0 に比べて C_1 をあまり小さくすることができない。

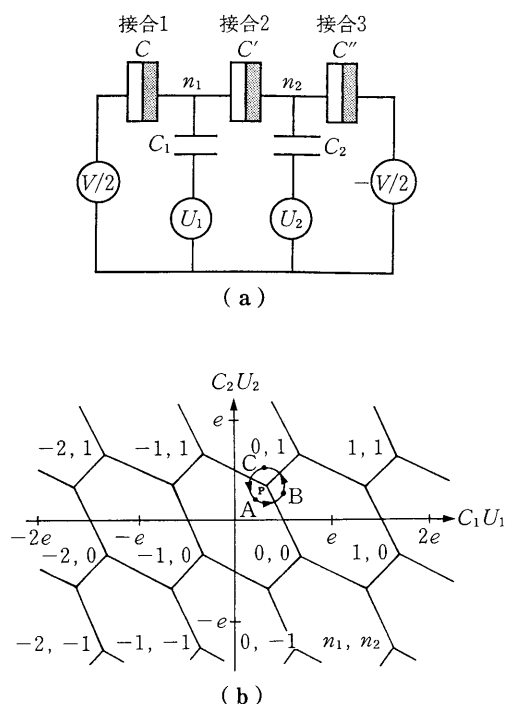


図7 ポンプの回路図(a)とその動作原理(b).

度の5乗に比例して小さくなる（プロッホの法則）ので、転化されたエネルギーは十分速く格子系（熱浴）に逃げる事ができない。こうして、一般に電子系の温度 T_{el} は格子系の温度 T_{ph} よりも高くなる。 T_{ph} は測定される温度とみなすことができる。

電子系の温度は、外部から単位時間あたりに供給されるエネルギー $(2e^2/3C)f$ と、電子系から格子系へ逃げるエネルギー $A(T_{el}^5 - T_{ph}^5)$ (A は物質に依存した正の定数) とが等しいとおくことによって得られる^{21, 22)}。

これから、繰り返し周波数が高いほど電子系の温度が高くなる事がわかる。電子系の温度が高くなると熱的なトンネリングが可能となり、これが誤作動の要因となる。文献19で用いられたアルミニウムで作られた接合を例にとると、格子系の温度を20mKとして、 $f=1$ MHzで電子系の温度は $T_{el}=40$ mK、 $f=10$ MHzで $T_{el}=60$ mKとなる。デバイス応用という観点から考えると、比較的低い繰り返し周波数でも、すでに電子系の温度がかなり高くなっている事がわかる。

4.3 ポンプ

電子1個のレベルで電流を制御するために考察されたもう一つのデバイスであるポンプは、図7(a)に示したように三つの接合と二つのゲート端子からなる。この系の状態は、接合間の電極に存在する余分な電子数 n_1 と n_2 によって分類される。与えられた n_1 と n_2 の組に対して、系の自由エネルギーを極小とする U_1 と U_2 の領域を図7(b)に

示した²⁰⁾。

ゲート電圧 U_1, U_2 は直流成分と交流成分からなり、直流成分は三つの領域が交わる三重点（例えばP点）に設定される。交流成分は U_1 と U_2 の位相を互いに $\pi/2$ だけずらして、系の状態が、直流成分によって指定された三重点のまわりを回転するようにする。例えば、P点のまわりに反時計まわりに一周するごとに、接合系を左から右へ電子が1個通過することがわかる。また同じ点のまわりに時計まわりに一周すると、今度は1個の電子が逆向き（右から左）に通過することがわかる。

このように、バイアス電圧の向きによって電流の向きが決まるターンスタイルとは異なり、ポンプでは電流の向きは二つのゲート電圧の交流成分の位相差によって決まり、バイアス電圧に逆らって電流を流すこともできる。ポンプという名前は、このことと水を高い所にくみ上げることの類似性に由来している。運ばれる電流の大きさはターンスタイルと同じ(18)式で与えられ、バイアス電圧の大きさによらず、ゲート端子の変調周波数のみによって決まる。

ポンプは、バイアス電圧が0の状態でも電流を流すことができるので、ホットエレクトロンの影響を小さくすることができる。しかし、3個の接合よりなるポンプの場合、co-tunnelingによる漏れ電流が無視できず、誤動作の要因となっている。

5. 単一電子デバイスの応用

単一電子デバイスは、高感度電荷測定器のほかにも論理素子やデジタル回路、赤外光検出器などのパラエティーに富んだ応用が提案されている^{2, 23)}。ここでは、基本的な物理法則の検証にかかわる二つの応用例を紹介する。

5.1 電流標準

現在のところ、電流標準は、周波数標準からの二つの物理法則の助けを借りて間接的に作られている。すなわち、

図8に示されたように、交流ジョセフソン効果 $V = \frac{h}{2e}f$ によって、振動数 f から電圧 V を作り、これと量子ホール効果 $I = \frac{2e^2}{h}V$ を組み合わせて電流 I が得られる。

他方、ターンスタイルやポンプで成立する関係式(18)は、周波数標準から直接電流標準を作り出せる可能性を示唆している。現在のところ、これらのデバイスから作り出される電流は0.1~1%程度の誤差をもっており^{19~21)}、標準となるために要求される8けたの精度にほど遠い。この主たる原因はホットエレクトロンやco-tunnelingの効果である。ポンプに関しては接合の数を5個以上に増やすことにより、8けたの精度が達成できるという理論的解析の報告がなされている²⁴⁾。

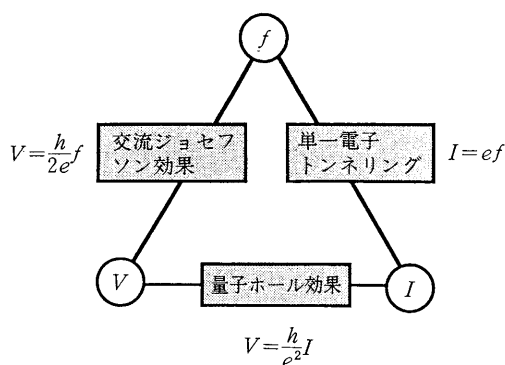


図8 量子計測三角形 (quantum metrology triangle).

単一電子デバイスが電流標準となるために克服しなければならないもう一つの課題は、作り出される電流が小さすぎることである。ターンスタイルやポンプの繰り返し周波数は、今のところメガヘルツのオーダーで、例えば、 $f=10^7$ Hz に対応する電流は $I=1.60 \times 10^{-12}$ A という微量となる。ジョセフソン効果の場合は、多数の接合を直列に並べることによって、電圧を大きくすることができたが、今の場合は4.1節の最後に述べたランダムなオフセット電荷の問題が解決されない限り、並列化による電流の増倍は望めない。

他方、ゲート電圧を変調する周波数 f を大きくすれば、今度はトンネリングが起こる前に、変調が1サイクルしてしまう確率が増大し、関係式(18)に誤差をもたらす。この種の誤動作が無視できるためには、1サイクルの周期がトンネリングの待ち時間 $\Delta\tau$ (図2参照)に比べて十分長いことが必要である。この待ち時間は、接合電荷が $e/2$ を越えてクーロンブロッケイドが解けてから、実際にトンネリングが起こるまでの時間のばらつきで、トンネリングが確率的にしか起こらないことに起因している。 $\Delta\tau$ は理想的な定電流バイアスの場合でも

$$\Delta\tau \simeq \left(\frac{eR_T C}{I_{dc}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

程度の大きさをもつので^{5, 25)}、誤動作確率を 10^{-8} 程度に抑えるためには、 f は最大

$$f^{\max} \simeq \frac{10^{-2}}{R_T C} \quad (20)$$

程度に抑える必要がある²¹⁾。これに、典型的な値 $C=10^{-16}$ F, $R_T=1$ M Ω を代入すると、 $f^{\max} \simeq 100$ MHz となり、得られる電流の大きさはたかだか 10 pA くらいにしかならないことがわかる。誤動作確率を最小限に抑えつつ電流を大きくするための工夫が望まれる。

5.2 素電荷および微細構造定数の測定

ジョセフソン効果による基本定数 $2e/h$ の測定は、微細

構造定数 α を、量子電気力学の理論とは独立に決定することを可能にした²⁶⁾。クーロンブロッケイド効果から測定される基本定数は素電荷で、これは α を独立に決定する別の方法を与える²⁷⁾。既知の容量 C にポンプを用いて n 個の電子を注入すれば、接合には電圧

$$V = \frac{ne}{C} \quad (21)$$

が発生する。この電圧を測定することによって素電荷 e を知ることができる。他方、 V はジョセフソン効果によって測定でき、ジョセフソン接合に照射したマイクロ波の振動数 f と

$$V = mf \frac{h}{2e} \quad (22)$$

という関係で結ばれている。ここで、 m はシャピロステップの総数である。(21)式と(22)式から微細構造定数 $\alpha = \mu_0 c e^2 / 2h$ (μ_0 は真空の透磁率、 c は光速)を既知の量 m , n , f , C を用いて求めることができる。

$$\alpha = \frac{m \mu_0 c f C}{4n} \quad (23)$$

この量を量子電気力学に基づく異常磁気モーメントの計算から得られる $\alpha^{28)}$ の値と比較することによって、量子電気力学を検証することができる。これは、ジョセフソン効果と量子ホール効果を組み合わせることによって得られる独立な α の測定²⁹⁾ との比較検証にも使える。

6. お す び

微小トンネル接合の研究は、制御可能なサンプル作製技術が確立してから³⁰⁾急速に進歩した。クーロンブロッケイドの原理に基づく単一電子デバイスは物質の種類や次元によらず、また容量を小さくすることによって室温動作も可能である³¹⁾という電子波干渉デバイスにはない利点を有している。他方、単一電子デバイスの動作限界を決めている要因は、古典的なクーロンエネルギーではなく、ホットエレクトロンの効果や高次のトンネリングの効果であり、デバイスを作製するうえで克服すべき具体的課題を提示している。

またここでは述べなかったが、超伝導結合におけるクーロンブロッケイド³²⁻³⁴⁾では、トンネリングに伴う多くの散逸機構があり、また、二次元電子ガス中に形成された量子ドットにおけるクーロンブロッケイド^{35, 36)}は、キャリアの数を少なくできることや、磁場効果が重要になることなどのために、今後も新しい進展が期待できる。

文 献

- 1) B. L. Al'tshuler and P. A. Lee: Phys. Today **41**, No. 12, 36 (1988). R. A. Webb and S. Washburn: Phys. Today **41**, No. 12, 46 (1988).

- 2) D. V. Averin and K. K. Likharev : *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. B. L. Al'tshuler, P. A. Lee and R. A. Webb, p. 173 (Elsevier, Amsterdam, 1991).
- 3) H. Grabert and M. Devoret, ed.: *Single Charge Tunneling* (Plenum, New York, 1992).
- 4) Special issue on *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert, Z. Phys. **B 84** (1991).
- 5) M. Ueda : Phys. Rev. **B 42**, 3087 (1990).
- 6) 上田正仁 : 固体物理 特集号 「メゾスコピック系の物理」 **28**, No.11 (1993) 掲載予定.
- 7) L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, C. A. van der Jeugd, J. Romijn and E. Mooij : Europhys. Lett. **10**, 79 (1989).
- 8) A. N. Cleland, J. M. Schmidt and J. Clarke : Phys. Rev. Lett. **64**, 1565 (1990); Phys. Rev. **B 45**, 2950 (1992).
- 9) M. H. Devoret, D. Esteve, H. Grabert, G. -L. Ingold, H. Pothier and C. Urbina : Phys. Rev. Lett. **64**, 1824 (1990).
- 10) P. Delsing, K. K. Likharev, L. S. Kuzmin and T. Claeson : Phys. Rev. Lett. **63**, 1180 (1989).
- 11) K. K. Likharev, N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha and S. I. Serdyukova : IEEE Trans. Magn. **25**, 1436 (1989).
- 12) L. S. Kuzmin, P. Delsing, T. Claeson and K. K. Likharev : Phys. Rev. Lett. **62**, 2539 (1989).
- 13) L. J. Geerligs, V. F. Anderegg and J. E. Mooij : Physica **B 165/166**, 973 (1990).
- 14) T. A. Fulton and G. J. Dolan : Phys. Rev. Lett. **59**, 109 (1987).
- 15) 例えば, P. Lafarge, H. Pothier, E. R. Williams, D. Esteve, C. Urbina and M. H. Devoret : Special issue on *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert, Z. Phys. **B 84**, 327 (1991).
- 16) D. V. Averin and Yu. V. Nazarov : *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert and M. Devoret, p. 217 (Plenum, New York, 1992).
- 17) L. J. Geeligs, D. V. Averin and J. E. Mooij : Phys. Rev. Lett. **65**, 3037 (1990).
- 18) T. M. Eiles, G. Zimmerli, H. D. Jensen and J. M. Martinis : Phys. Rev. Lett. **69**, 148 (1992).
- 19) L. J. Geeligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina and M. H. Devoret : Phys. Rev. Lett. **64**, 2691 (1990).
- 20) H. Pothier, P. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve and M. H. Devoret : Europhys. Lett. **17**, 249 (1992).
- 21) D. Esteve : *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert and M. Devoret, p. 109 (Plenum, New York, 1992).
- 22) H. Pothier : Ph. D. Thesis (l'Universite Paris 6, 1991).
- 23) D. V. Averin and K. K. Likharev : *Single Charge Tunneling*, p. 311 (Plenum, New York, 1992).
- 24) H. D. Jensen and J. M. Martinis : Phys. Rev. **B 46**, 13407 (1992).
- 25) M. Ueda and N. Hatakenaka : Phys. Rev. **B 43**, 4975 (1991).
- 26) A. Barone and G. Paterno : *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley, New York, 1982). 邦訳 : 「ジョセフソン効果の物理と応用」, 菅野卓雄監訳, 太田浩・山下努共訳 (近代科学社, 1987).
- 27) E. R. Williams, R. N. Ghosh and J. M. Martinis : J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **97**, 299 (1992).
- 28) T. Kinoshita and W. B. Lindquist : Phys. Rev. **D 42**, 636 (1990).
- 29) B. N. Taylor and E. R. Cohen : Phys. Lett. **A 153**, 308 (1991).
- 30) G. J. Dolon and J. H. Dunsmuir : Physica **B 152**, 7 (1988).
- 31) C. Schönnenberger, H. van Houten, H. C. Donkersloot, A. M. T. van der Putten and L. G. J. Fokkink : Phys. Scr. **T 45**, 289 (1992).
- 32) G. -L. Ingold and Yu. V. Nazarov : *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert and M. Devoret, p. 21 (Plenum, New York, 1992).
- 33) M. Tinkham : *Single Charge Tunneling*, ed. H. Grabert and M. Devoret, p. 139 (Plenum, New York, 1992).
- 34) 上田正仁 : 日本物理学会誌 **47**, 717 (1992).
- 35) M. A. Kastner : Rev. Mod. Phys. **64**, 849 (1992).
- 36) M. A. Kastner : Phys. Today **46**, No. 1, 24 (1993).

(1993年5月24日 受理)