

解説

メゾスコピック系におけるトンネル現象：帯電効果・非平衡電流雑音・トンネル時間

上田正仁 (NTT 基礎研究所 243-01 神奈川県厚木市森の里若宮 3-1, 東京大学物性研究所 106 東京都港区六本木 7-22-1)

直径が $0.1 \mu\text{m}$ 程度の微小領域に閉じこめられた電荷は一電子といえども数ケルビンに相当する大きな帯電エネルギーを持つ。このような系とトンネリングを通じて電荷をやりとりすることにより電流や電荷を一電子のレベルで人工制御しようというアイデアが、電子一つで動くトランジスタから量子電気力学の検証へと多角的な発展を遂げつつある。微小トンネル接合はまた、それをとりまく電磁場環境がトンネリングに与える影響、高次のトンネル効果、非平衡電流雑音、トンネル時間といった多彩な問題を研究する格好の舞台を提供している。本記事では、これらの問題を概観しつつ、残された課題について議論したい。

1. はじめに

孤立系の電荷が電気素量 e の整数倍しかとれないという事実は、様々な巨視的效果をもたらす。ミリカンは、電荷の離散性が帯電した油滴の運動に現れることに着目して e の測定に成功した。直径が 100\AA くらいの微粒子では1電子の帯電エネルギー $E_c = e^2/2C$ (C は微粒子の全静電容量) が $1,000 \text{ K}$ にも達するので、これより低温では、系は電気的中性を保とうとする。久保はこの制約が微粒子の熱力学的性質を決定する上で重要な役割を果たすことを示した。¹⁾

電荷の離散性は、輸送現象にも現れる。図1の様に絶縁された微粒子を介して電子が伝導する状況を考えよう。電子は電極間をトンネル効果によって移動するが、高バイ

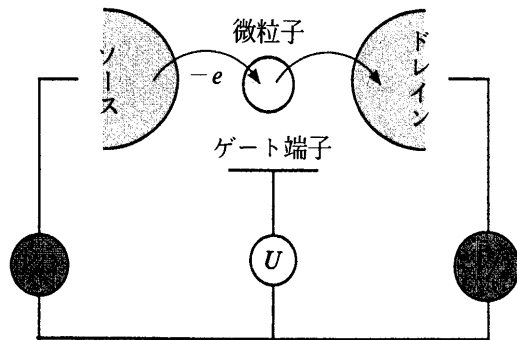


図1 酸化膜等で絶縁された微粒子を中間電極とする二重接合。微粒子の帯電効果のためにバイアス電圧 V がブロックエイドのしきい値を越えない限りトンネリングは禁止される。このしきい値をゲート端子に電圧 U を印加することで変調すればソースドレイン間の電流を一電子のレベルで制御することができる (単一電子トランジスタの原理)。

ス領域での微分抵抗として定義されるトンネル抵抗 R_T が

$$\text{条件 1 } R_T \gg R_K \equiv h/e^2 \approx 25.8 \text{ k}\Omega$$

(h はプランク定数) を満足すれば、* 電子が微粒子に飛び移るとそのエネルギーを E_c だけ押し上げる。従って、十分低温では、 E_c/e に比べてずっと小さいゼロバイアス付近の直流伝導度は帯電効果により抑圧される。このような現象は以前から知られていたが、²⁾ 近年、クーロンブロックエイド (Coulomb blockade) という名の下に大きな注目を集めている。³⁾ その背景として、微細加工技術の進歩によってサブミクロンサイズの微小接合を制御よく作れるようになってきたことが挙げられる。たとえば、接合面の一辺が $0.1 \mu\text{m}$ 、絶縁層の厚さが 10\AA の接合の静電容量はおおよそ 10^{-15} ファラッド (F)、帯電エネルギー E_c は温度に換算して 1 K に達し、希釈冷凍器を用いた低温実験でクーロンブロックエイドの観測が可能になっている。これに対して、マクロな接合では E_c は $1 \mu\text{K}$ 程度の微量なので背景熱雑音に完全に覆い隠されてしまい、ブロックエイドは観測されない。それ故、マクロな接合では、トンネリングの離散性は電流雑音スペクトルがショット雑音

$$S_I(\omega) = 2e \langle I \rangle \quad (1)$$

を示すという点にしか現れない。ここで、 $\langle I \rangle$ は平均電流である。また、背景熱雑音はショット雑音よりは小さいものと仮定している (この条件は、実験的には容易に満足さ

* 条件1は次のような定性的な議論から導くことができる。微粒子にたまった電荷はトンネリングによって CR_T 程度の時間で緩和される。エネルギーと時間の不確定性原理によれば、系のエネルギーは h/CR_T 程度の不確定さを持つので、帯電効果が観測されるためには条件 $E_c \gg h/CR_T$ が満足されなければならない。これは、条件1と等価である。

図2 単一電子トンネル振動. 接合電荷 Q の大きさが $e/2$ 以下である限りトンネリングが禁止されるので, 電流駆動された接合の電荷及び電圧 $V=Q/C$ は時間的に振動する.

れる).

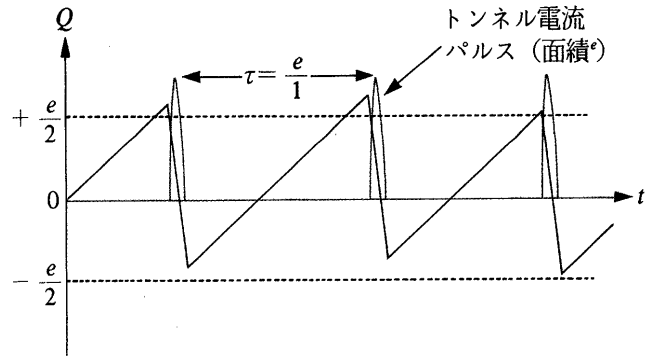
微小接合では帯電エネルギーが主要なエネルギースケールとなるために, これを外部回路で変調することでトンネル確率を制御できる. たとえば, 図1の中央電極にゲート端子をつけることによってソースドレイン間の電流をコントロールすることができるが, これは, 電子一つのレベルで動作する電界効果トランジスタの実現を意味している.³⁾

クーロンブロッケイドに基づく一連の単一電子デバイスは, 将来の単一電子エレクトロニクスの中核となる可能性を秘めているばかりでなく, 電流・電荷標準の実現や量子電気力学の検証へと応用されはじめている.⁴⁾ クーロンブロッケイドは一方では古典的な帯電エネルギーに基づいているために, 材料の種類や次元によらず, また, 接合の大きさを小さくすることによってデバイスが動作する温度を室温にまで上昇させることができるという, 電子波干渉デバイスにはない利点がある. 他方, その動作を制限する要因は古典的なクーロンエネルギーではなく, 接合をとりまく交流電磁場環境, 高次のトンネル効果, 注入電流の非平衡量子揺らぎ, トンネル時間といった多彩な量子効果にある. 微小接合は, これまで物性物理にあまり登場しなかった, あるいは, 純粋に理論家の研究対象でしかなかったこれらの問題を実験的に検証する格好の舞台を提供してくれる. 以下では, これらの問題について概観し, 残された課題について議論する. 微小接合のデバイスへの応用については文献4を, また, 多数の接合を一次元・二次元的に配列した場合に現れる現象については文献5を参照されたい.

2. 電磁場環境のトンネリングに与える影響

静電容量 C を持った単一接合の接合面に, はじめ電荷 Q がたまっているとす. トンネルする電子は電荷 $-e$ を運ぶので, 電荷が接合面から逃げなければ, トンネリングの前後で帯電エネルギーが $\Delta E = (Q-e)^2/2C - Q^2/2C = e(e/2 - Q)/C$ だけ変化する. 絶対零度でトンネリングが起こるための条件は $\Delta E < 0$ であるから, $Q < e/2$ である限りトンネリングは禁止される. 従って, 接合に外部から一定の割合で電流 I を注入すれば, ほぼ等しい時間間隔 e/I で電子が1個ずつトンネルし, 接合にかかる電圧が同じ周期で鋸型の振動をすることが期待できる (図2参照). これを単一電子トンネル (Single-Electron-Tunneling—SET) 振動と呼ぶ.³⁾

図2に示されているように, SET振動でトンネリングが起こるしきい値は $e/2$ 付近である. しかし, 素電荷 e よ



り更に小さい電荷とはいったい何を意味するのだろうか? 実は, ここに現れる電荷はトンネル接合に蓄えられる静電エネルギーを $Q^2/2C$ に等しいとおくことで得られる実効的な表面電荷である. この表面電荷は, 電流の注入により電極中の伝導電子全体の重心が, 正イオン全体の重心に対して相対的に Δx だけずれる結果生じ, その大きさは Δx に比例するものと考えられる. ところが, この重心運動は, 電極中に存在する伝導電子の数が非常に多数なために量子化されず, ほとんど連続的に変化できる. したがって, その結果生じる表面電荷もまた連続的に変化し得るのである.

理想的な SET 振動が起これば, オーミックな場合 ($I \propto V$) に比べて電流の立ち上がりが緩やか ($I \propto V^2$) になることが示される.³⁾ ここで, V は接合にかかる電圧の平均値である. ところが, 実際に測定される電流電圧特性は理想的な放物曲線とオーミックな直線の間であり, クーロンブロッケイドの効果が弱められていることを示している.⁶⁾ これは, 接合をとりまく電磁場環境がトンネリングに与える影響を考慮することで定性的に説明することができる.

一般に, 電流電圧特性を測定するために接合につないだリード線と接合電荷の間には電気力線が走るので, 電荷は接合面だけではなくリード線に沿っても分布する. この効果は浮遊容量として記述されるが, その大きさは pF のオーダーに達し接合自身の容量よりも何桁も大きい. 従って, 電子が1個トンネルしても接合にかかった電圧はほとんど変化せず, ブロッケイドを効かなくしてしまう. 浮遊容量を避ける方法は接合のごく近傍 (数 μm 以内) に高抵抗体を接続することである. こうすればトンネリングによって運ばれた電荷は逃げ場を失い, クーロンエネルギーが損をするのでクーロンブロッケイドを引き起こす.

では, どれくらい高抵抗でなければならないか? 簡単のため, リード線を抵抗 R_s で置き換えれば, 接合面にたまった電荷は CR_s 程度の時間で緩和する. エネルギーと時間の不確定性関係によれば, この緩和にともなって系のエネルギーに \hbar/CR_s 程度の不確定性が生じる.⁷⁾ 帯電効果

が観測されるためには、条件 $E_C \gg \hbar/CR_S$ が満たされなければならないので、

$$\text{条件 2} \quad R_S \gg R_K$$

が導かれる。すなわち、単一接合でクーロンブロッケイドが起こるためには、帯電エネルギーが確定するのに必要な \hbar/E_C 程度の時間内に電荷が接合面から逃げないようにしなければならない。微粒子を中間電極とする二重接合では条件 1 が電荷閉じ込めの条件 2 を兼ねているのでブロッケイドの観測は比較的容易であるが、単一接合では金属のリード線で後者を満足させなければならない。ところが、SET 振動が起こっているギガヘルツという高周波数領域での実効的な抵抗値は、真空のインピーダンス $Z_0 \approx 377 \Omega$ と同程度になり、条件 2 を満足することが困難である。Cleland らは Ni-Cr の合金で $2 \mu\text{m}$ の細線を作り、抵抗量子 R_K の十倍程度の高抵抗リード線を作製することで、ゼロバイアス付近のトンネル抵抗が二倍程度に増大することを観測した。⁶⁾ しかし、熱的揺らぎが効かないと考えられる低温でも抵抗が無限大とはならず、ブロッケイドが接合電荷の量子揺らぎによって弱められていることを示している。

このことを理解するために、接合の静電容量 C にインダクタンス L が直列につながっている系を考えよう。インダクタンスを貫く磁束を Φ とすると、系のハミルトニアンは

$$H = \frac{Q^2}{2C} + \frac{\Phi^2}{2L}$$

で与えられる。 Φ と Q が正準共役な演算子であると仮定して交換関係 $[\Phi, Q] = i\hbar$ を要請すると、* 零点エネルギーのために電荷は

$$\left\langle \frac{Q^2}{2C} \right\rangle = \frac{\hbar\omega}{4} \longrightarrow \Delta Q \equiv \sqrt{\langle Q^2 \rangle} = e \sqrt{\frac{R_K}{4\pi|Z|}} \quad (3)$$

程度揺らぐことがわかる。ここで、 $\omega = (LC)^{-1/2}$ は系の共鳴周波数、 $|Z| = \omega L$ はインダクタンスのインピーダンスの大きさである。一般の場合も線形な電磁応答を考える限り外部回路を共鳴周波数が分布した LC 回路の集まりであると考えることができるので、 $|Z|$ を SET 振動が起こっ

* Φ と Q との交換関係は次のようにして“導く”ことができる。今、コンデンサーを構成する二つの金属板に垂直に運動する電子を考える。磁束が揺らぐと金属板間に電位差 $d\Phi/dt$ が生じるので、電子の運動量 p が変化する: $dp/dt = (e/d)d\Phi/dt$ 。ここで、 d は金属板間の距離である。他方、電子の位置 x が変化すると金属板の電荷 Q が変化する (鏡像効果): $dQ/dt = -(e/d)dx/dt$ 。これから $[\Phi, Q] = [x, p]$ が導かれるが、これに電子の位置と運動量間の交換関係 $[x, p] = i\hbar$ を代入すれば $[\Phi, Q] = i\hbar$ が得られる。

ている周波数におけるリード線のインピーダンスの大きさであるとみなすことで同様の結果が得られる。⁸⁾ そこで、(3) 式に Cleland らの実験で実現された値 $|Z| \sim 10 R_K$ を代入すると $\Delta Q \sim 0.1e$ が得られ、接合電荷の量子揺らぎがしきい値 $e/2$ の 20% にも達し、ブロッケイドの効果を弱めていることが理解できる。

浮遊容量や、電荷の量子揺らぎは、単一接合におけるクーロンブロッケイドの観測を困難にしている。多重接合の場合も接合面にたまった電荷 q_i ($i=1, 2, \dots$, 接合数) は大きな揺らぎを示すが、トンネル障壁に挟まれた電極の全電荷 $q_{i+1} - q_i$ は条件 1 が満足される限り素電荷の整数倍しか変化できないので、クーロンブロッケイドが観測されるのである。

今後、材料面で工夫することによって、更に大きな抵抗を持ったリード線を作製することが可能になるだろう。この際、ホットエレクトロンが障害になる可能性がある。その理由は電子がトンネルするごとに E_C 程度のエネルギーが伝導電子系に放出されるが、低温では電子格子相互作用が弱くなるために放出されたエネルギーが格子系に逃げることはできず、電子系の温度を上昇させるからである。そう、リード線が高抵抗なために大きな運動エネルギーを獲得した電子が接合付近の狭い領域に (CR_S 程度の時間) 閉じこめられるので、ホットエレクトロンの効果が強められることが予想される。接合付近の温度上昇の効果を抑えつつリード線の抵抗を大きくする工夫が望まれる。

3. 協同トンネリング (Co-tunneling)

単一接合では条件 2 に関する問題があることを指摘したが、多重接合では条件 1 に関する課題がある。はじめに述べたように、帯電効果のために図 1 で左から中央電極へのトンネリングが禁止される。ところが、これがエネルギー的に損でも、中央電極から右側の電極へのトンネリングが得で、両方を合わせると得になれば、2 個の電子が同時にトンネリングすることが可能である。このように複数の電子が協力してトンネルする現象は協同トンネリング (co-tunneling) と呼ばれる。二重接合の場合、その確率は R_K^2/R_1R_2 (R_1, R_2 は各接合のトンネル抵抗) に比例する高次の量であるが、ブロッケイドのしきい値電圧以下では 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、より高次のトンネリングが観測されるのである。⁹⁾

単一電子トランジスターを利用した電荷の検出感度はブ

図3 トンネル接合 (A), 量子ポイントコンタクト (B), マクロな抵抗体 (C) の絶対零度における電流雑音スペクトル $S_I(\omega)$. T はサンプルの透過確率, $\Delta\mu/e$ はエネルギー散逸がない場合, $\Delta\mu^*/e$ はエネルギー散逸がある場合のサンプルにかかった実効的な電位差を表している.

ロッケイドのしきい値電圧以下でトンネリングが起こらないということに依存しているため、協同トンネリングによる漏れ電流は、検出感度を劣化させる。協同トンネリングが起こる割合は二つのトンネル抵抗の積に反比例するので、これらの値を大きくすることによりその割合を小さくすることはできる。しかし、トランジスタの応答速度は CR_i ($i=1, 2$) に反比例するので、 R_i を大きくすると遅くなってしまふ。デバイス応用上の観点からは、漏れ電流の抑圧と応答速度を上げることの最適化が課題となっている。一方、実験で観測される¹⁰⁾漏れ電流の大きさが協同トンネリングの理論予測¹¹⁾よりも数桁も大きいという未解決の問題が存在している。

4. 注入電流の非平衡量子揺らぎ

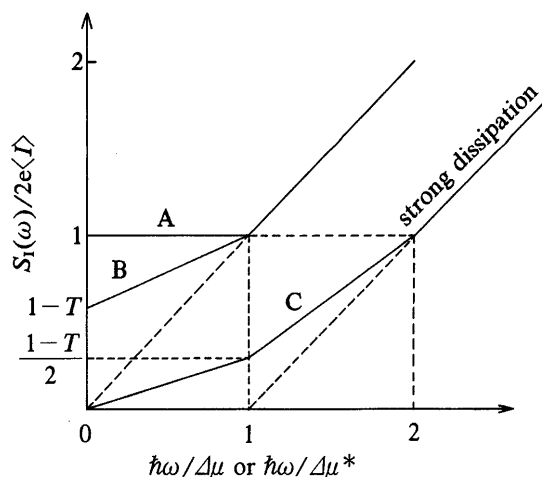
単一接合で SET 振動が観測されるためには電荷の輸送に関して二つの条件が満足されなければならない。まず、トンネリングに際しては電荷は離散的に運ばなければならない。これは、条件1が満足されれば近似的に成立する。他方、クーロンブロッケイドのしきい値は $e/2$ だから、外部回路から e に比べて連続的に電荷を注入しなければならない。これは、電流に比例したショット雑音 [(1)式] が接合に接続された抵抗体で発生しないことを要請する。高品質抵抗体でショット雑音が発生しないことは経験上よく知られているが、この事実は伝導電子が互いに無相関に運動するものと仮定したのでは理解できない。

このことを示すために抵抗体を透過確率 T の散乱体であると仮定してみよう。散乱体への入射電子数を N とし、これらが互いに無相関に散乱されると仮定すると、透過電子数 n は二項分布に従うので、その平均値と分散はそれぞれ $\langle n \rangle = NT$, $\langle (\Delta n)^2 \rangle = NT(1-T)$ で与えられる。両者の比

$$W = \frac{\langle (\Delta n)^2 \rangle}{\langle n \rangle} = 1 - T \quad (4)$$

は雑音指数 (noise figure) と呼ばれ、ショット雑音に対しては $W=1$ 、電流雑音がない場合は $W=0$ が得られる。これから、透過確率が低いトンネル接合がショット雑音を示し、 T が1に近い量子ポイントコンタクトを流れる電流がショット雑音以下の揺らぎを示す¹²⁾ことが理解できる。マクロな抵抗体の場合、各電子に対する透過確率はゼロに近いと考えられるので、(4)式から $W=1$ が得られ、ショット雑音をほとんど示さないという経験事実と矛盾してしまう。

これからわかるように、平均値がゼロでない電流揺らぎ



がショット雑音以下であるためには、伝導電子が相関を持って運動する機構が働かなければならない。このような機構としてまず考えられるのは、クーロン相互作用である。これは放電管のような電子密度が比較的低い系の電流雑音を抑圧することが知られている (空間電荷制限電流)。荷電粒子の干渉計の感度もまた、クーロン相互作用によって改善される。¹³⁾ 一方、伝導電子が縮退していると考えられる抵抗体の場合は、非弾性散乱によるエネルギー緩和が電流雑音を抑圧するための十分条件であることが示される。¹⁴⁾ この理由は、抵抗体中で強いエネルギー緩和を受けると、伝導電子系は完全縮退したまま、その重心運動によって電流を運ぶようになるからである。このため、電流雑音スペクトルは、マクロな電流が流れているにも拘らず平衡系でみられるジョンソン・ナイキスト雑音を示し、抵抗値 R_s に反比例して減少する。

以上の議論を要約すると図3のようになる。¹⁵⁾ 絶対零度でかつ低周波数極限では、平衡雑音は消え、非平衡雑音だけが残る。その結果、上述のように、トンネル接合 (A) はショット雑音、ショット雑音が抑圧されるマクロな抵抗体 (C) は無雑音、量子ポイントコンタクト (B) はその中間の電流雑音を示す。しかし、高周波数領域では、いずれの場合も電子系の持つ量子力学的零点エネルギーのために周波数に比例した平衡雑音を示すようになり、電荷の連続的な注入が困難になる可能性を示している。

高周波数領域で支配的となる零点揺らぎを抑圧するためには、関心のある周波数帯域の量子雑音を他の帯域へ押しやるという、周波数の異なるモード間の量子雑音の再分配 (モード間スキージングという) を考える必要がある。しかし、これを電子系 (一般に、フェルミオン系) で実現する方法は知られていない。

5. トンネル時間

2節で接合をとりまく電磁場環境がクーロンブロッケイ

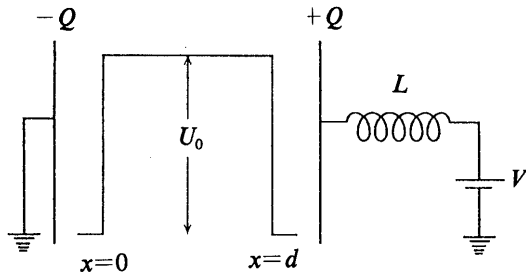


図4 微小トンネル接合の模式図。インダクタンス L とエネルギーをやりとりすることで、コンデンサー C にたまった電荷 Q およびこれに誘起された静電ポテンシャル $Q/2C$ は LC 回路の特性周波数 $\omega = (LC)^{-1/2}$ で時間的に振動する。電子はポテンシャル障壁の高さ U_0 と幅 d で決まる $1/\omega$ とは独立の時間スケールでトンネルするので、両者の時間スケールの大小関係によってトンネリングのダイナミクスが変化する。

ドに与える影響を議論したが、本節では電磁場環境がトンネリングのダイナミクスにどのような影響を与えるかを議論しよう。¹⁶⁾

図4のように高さ U_0 のポテンシャル障壁を電子が $x=0$ から $x=d$ までトンネルする状況を考える。コンデンサーには電荷 Q が蓄えられていて、これがインダクタンス L を持ったコイルとエネルギーをやりとりすることで周波数 $\omega = (LC)^{-1/2}$ で振動するものとする。接合電荷が Q のとき接合面に垂直に電場 Q/Cd が加かるので、位置 x にある電子は静電ポテンシャル $-eQx/Cd$ を感じる。従って、全系のハミルトニアンは

$$H = \frac{p^2}{2m} + U_0 + \frac{\Phi^2}{2L} + \frac{Q^2}{2C} - \frac{eQ}{C} \frac{x}{d} \quad (5)$$

と書ける。ここで、 m は電子の質量、 p は運動量である。2節で議論したように、トンネリングにともない Q が e だけ変化することを考慮すると、トンネリングが起こるしきい値は $e/2$ となるが、本節では簡単のためこのような変化を無視し、 Q とトンネルする電子の座標 x を互いに独立な変数とみなすモデルを考える。従って、電子は $Q=0$ でもトンネルできる。

電子がポテンシャル障壁を通過するのにかかる時間を T とすると、 $\omega T \ll 1$ ならば電子はトンネルする瞬間の電荷によって決まるポテンシャル

$$V_D(x) = U_0 - \frac{eQ}{C} \frac{x}{d} \quad (6)$$

を感じるものと考えられる。他方、 $\omega T \gg 1$ ならば、電荷は系のエネルギーが常に最小になるように電子の運動に合わせて断熱的に変化できるので、電子は(5)式の最後の二項を平方完成した残りの分極ポテンシャル

$$V_S(x) = U_0 - E_C \left(\frac{x}{d} \right)^2 \quad (7)$$

を感じるものと考えられる。このように微小接合ではトンネル時間が電磁場モードの特性周波数の逆数より短いか長

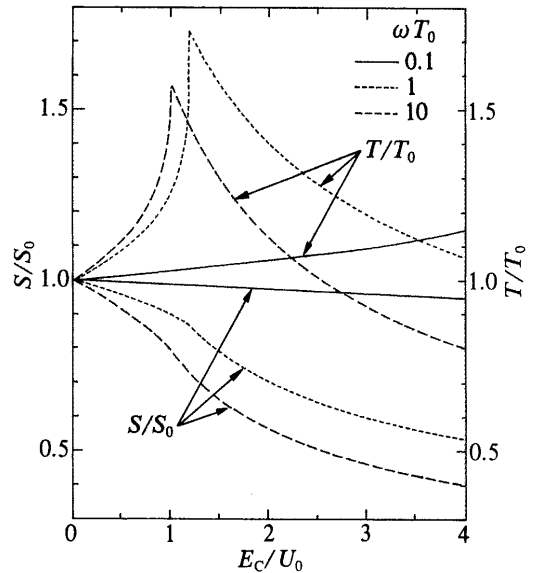


図5 規格化されたトンネル時間 T とトンネルレート $\propto e^{-S/\hbar}$ を与えるトンネル指数 S を、 E_C/U_0 の関数として表した図。 $\omega = (LC)^{-1/2}$ は LC 回路の特性周波数である。

いかによって電子が感じるポテンシャルが変化し、これがトンネル電流の変化として現れるのである。特に、室温動作が可能な微小接合では E_C が 1 eV に達するために電流値が大きく変化することが期待できる。

図5はトンネル時間 T とトンネル確率 $\propto e^{-S/\hbar}$ を与えるトンネル指数 S を ωT_0 のいくつかの値に対して E_C と U_0 の比の関数として示したものである。¹⁶⁾ T_0 は

$$T_0 = \frac{d}{\sqrt{2U_0/m}} \quad (8)$$

で与えられる相互作用のない場合のトンネル時間で、対応するエネルギー \hbar/T_0 は(定数を別にして)ポテンシャルの高さ U_0 と電子の閉じこめエネルギー $(\hbar/d)^2/2m$ の相乗平均となっている。 $S_0 = 4U_0T_0$ は相互作用のない場合のトンネル確率 $\propto e^{-S_0/\hbar}$ を与えるトンネル指数である。この図から E_C が増加するか、または、電磁場モードの特性周波数が大きくなるにしたがってトンネル電流が指数関数的に増大することがわかる。このことは、接合面積だけが異なるいくつかの微小接合を流れるトンネル電流が、面積に比例しては小さくならないことを意味している。 E_C/U_0 の関数としてトンネル時間が変化するの、パラメタに依存して電子が感じる実効的なポテンシャルが変化するからである。

ところで、電子が自分自身のエネルギーよりも高いポテンシャル障壁をトンネルできるのはその波動性によるのだから、粒子の通過時間のような意味でトンネル時間を定義することには本来無理がある。¹⁷⁾ しかし、ダイナミカルな問題を考える場合には、相互作用を特徴づける時間スケールとしてのトンネル時間を導入することは理解を助ける

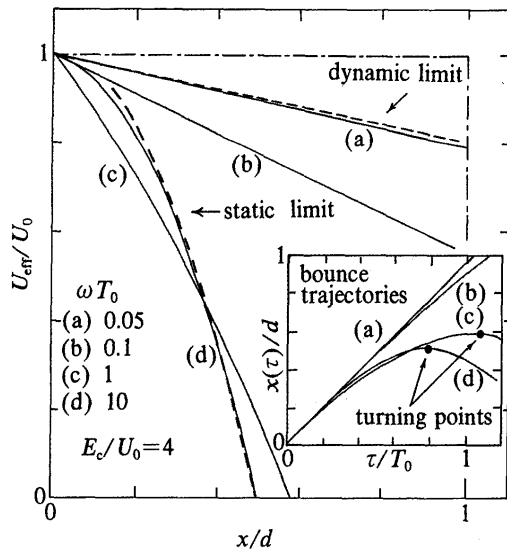


図6 トンネルする電子が感じる実効的ポテンシャル U_{eff} を ωT_0 のいくつかの値に対して示した図。挿入図は対応する電子の軌道を示している。

上でしばしば有用である（このような時間は Büttiker-Landauer 時間と呼ばれる。¹⁷⁾ 本節で用いたトンネル時間は次のように決められる。トンネル確率を計算するためにハミルトニアンを虚時間でのラグランジアンに変換すると、準古典近似の範囲では電子の運動は反転したポテンシャル $-U_0$ 中での運動に帰着する。トンネル時間は、このような電子が入射エネルギーとポテンシャルの高さによって決まる初速度で、 $x=0$ から出発して $x=d$ に達するまでに要する時間としてセルフコンシステントに決められる。

図5でトンネル時間がピークを持つことは次のように理解される。トンネルする電子が電磁場モードと相互作用すると、電子にとっての実効的なポテンシャルが下がる〔(6) (7)式参照〕。これは、ポテンシャルの符号が反転した虚時間形式では電子の速度の減少を意味するので、 $x=d$ に達するのにかかる時間が長くなる。ところが、相互作用があまり強くなるとポテンシャルの下がり方が $x=d$ より以前に U_0 よりも大きくなり、バリアーが透明になってくる。従って、電子がトンネルする距離も短くなるのでトンネル時間もまた減少に転ずるのである。

図6は電子の感じる実効的なポテンシャル U_{eff} を ωT_0 のいくつかの値に対して示したものである。曲線 (c) と (d) はバリアーが透明になる様子を示している。また、破線はそれぞれダイナミックな極限 ($\omega T_0 \ll 1$) とスタティックな極限 ($\omega T_0 \gg 1$) を表している。 Q はゼロのまわりに振動するために (6) 式の第二項を単純に平均するとゼロになるが、実際には、 Q が正の場合と負の場合でトンネル確率の重みが異なるために、第二項からの寄与が残り、その結果、ダイナミックな極限の破線のように実効的なポテンシ

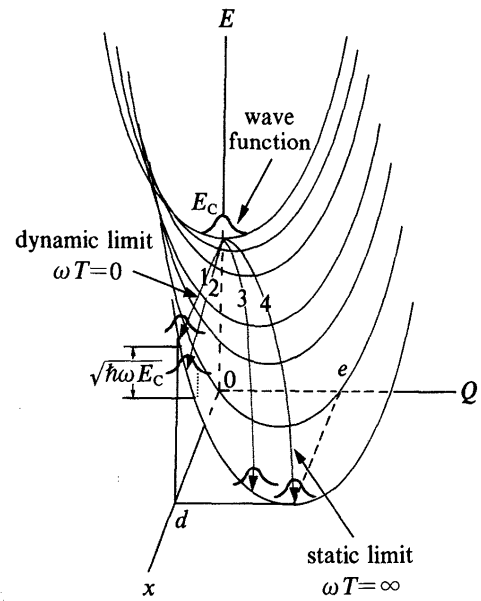


図7 トンネルする電子に対するポテンシャルを電子の位置 x と接合電荷 Q の関数として表した図。エネルギーの原点は任意にとってある。ガウス型の山は電荷の波動関数を表している。

ャルが傾くのである。図6の挿入図はバリアー内での電子の軌道 (bounce trajectory) を虚時間の関数として示したものである。バリアーが透明になることに対応して曲線 (c) と (d) の転回点は d に達していない。

最後にトンネル時間とエネルギー散逸との関係を議論しよう。図7はトンネルする電子に対する実効的なポテンシャルをその位置 x と接合電荷 Q の関数として示したものである。ガウス型の山は電荷の波動関数の広がりを表している。その分散は (3) 式で与えられる。ダイナミックな極限 ($\omega T_0 \ll 1$) では、電子はそのエネルギーをほとんど変えることなくトンネルする (曲線 1, 2)。この場合、電磁場モードは電子の運動に追従できないので電荷の平均値もほとんど変化しない。しかし、波動関数が広がっているために終状態のエネルギーは $\sqrt{\hbar\omega E_c}$ 程度分布している。逆の極限 $\omega T_0 = \infty$ では、電子はポテンシャル (7) 中を運動し、相互作用によってエネルギー E_c を獲得する (曲線 4) が、トンネリングは断熱的に起こるために接合電荷の平均値が $Q=0$ から $Q=e$ へ変化する (鏡像電荷) だけで電磁場環境のモードは励起されない。 ωT_0 が無限大でない断熱的な場合から電子の軌道がずれる (曲線 3) 結果、獲得するエネルギーは E_c に比べて少なくなる。Caldeira と Leggett はこのようなダイナミックな効果によるエネルギー変化の減少分をエネルギー散逸と呼び、それによるトンネル確率の減少分を議論した。¹⁸⁾ しかし、実際には電荷の波動関数は広がりを持っているために、曲線 3 と曲線 4 の終状態の波動関数の重なり積分はゼロではなく、波動関数の中心が

曲線3に沿って動くトンネリングもエネルギー散逸を伴わないトンネリングを一部含んでいる。¹⁹⁾ この例からもわかるように、一般に、エネルギー散逸と全トンネル確率の変化分との関係は一意ではなく、個々の物理的状況に適合した注意深い問題設定が必要である。

6. おわりに

クーロンブロッケイドの本質が帯電効果であるということは30年以上も前から知られていたことである。近年の実験技術の進歩によって現象を詳しく観測できるようになった結果、帯電エネルギーが量子効果により大きく揺らいでいることが認識された。この現象は、非平衡電流雑音の問題やトンネル時間の問題とともに、メゾスコピック系の輸送現象全般に顔を出す興味深い現象であり、また、電子デバイスをさらに微細化していく上で避けて通れない課題になるものと思われる。

4節と5節の議論はそれぞれ清水明助教授、安藤恒也教授との共同研究に基づいています。

参考文献

- 1) R. Kubo: *J. Phys. Soc. Jpn.* **17** (1962) 975.
- 2) C. J. Gorter: *Physica* **17** (1951) 777. C. A. Neugebauer and M. B. Webb: *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 74. I. Giaever and H. R. Zeller: *Phys. Rev.* **181** (1969) 789. J. Lambe and R. C. Jacklevic: *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 1371.
- 3) 最近のレビュー記事としては、D. V. Averin and K. K. Likharev: in *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. B. L. Altshuler, P. A. Lee and R. A. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991) p. 173. H. Grabert and M. Devoret, ed.: *Single Charge Tunneling* (Plenum, New York, 1992).
- 4) 一連の単一電子デバイスの動作原理やその応用の日本語による解説としては、上田正仁: *パリティ* **8** (1993) no. 9, 48. *応用物理* **62** (1993) 889.
- 5) 小林俊一: *固体物理* **28** (1993) 100.
- 6) A. N. Cleland, J. M. Schmidt and J. Clarke: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 1565; *Phys. Rev. B* **45** (1992) 2950.
- 7) 上田正仁: *固体物理* **28** (1993) 79.
- 8) Yu. V. Nazarov: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **95** (1989) 975. [*Sov. Phys.-JETP* **68** (1989) 561]. M. H. Devoret, D. Esteve, H. Grabert, G.-L. Ingold, H. Pothier and C. Urbina: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 1824. S. M. Girvin, L. I. Glazman, M. Jonson, D. R. Penn and M. D. Stiles: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 3183.
- 9) L. J. Geeligs, D. V. Averin and J. E. Mooij: *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 3037. T. M. Eiles, G. Zimmerli, H. D. Jensen and J. M. Martinis: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 148.
- 10) P. Lagarge, P. Joyez, H. Pothier, A. Cleland, T. Holst, D. Esteve, C. Urbina and M. Devoret: *C. R. Acad. Sci. Paris* **314** (1992) 883. J. M. Martinis, N. Nahum and H. D. Jensen: *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 904.
- 11) D. V. Averin and Yu. V. Nazarov: *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2446.
- 12) Y. P. Li, D. C. Tsui, J. J. Hermann, J. A. Simmons and G. Weimann: *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 774.
- 13) M. Kitagawa and M. Ueda: *Phys. Rev. Lett.* **67** (1992) 1852; *Phys. Rev. A* **47** (1993) 5138.
- 14) A. Shimizu and M. Ueda: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 1403. 清水 明: *固体物理* **28** (1993) 771.
- 15) M. Ueda and A. Shimizu: *J. Phys. Soc. Jpn.* **62** (1993) 2994.
- 16) M. Ueda and T. Ando: *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 1726.
- 17) E. H. Hauge and J. A. Støvneng: *Rev. Mod. Phys.* **61** (1989) 917.
- 18) A. O. Caldeira and A. J. Leggett: *Ann. Phys. (New York)* **149** (1983) 374. A. J. Leggett: *Phys. Rev. B* **30** (1984) 1208. 散逸のある量子系を記述した最近の本としては、たとえば、U. Weiss: "*Quantum Dissipative Systems*" (World Scientific, Singapore, 1993).
- 19) M. Ueda and T. Ando: *Phys. Rev. B* **40** (1994) Sep. 15.