

二重障壁構造におけるクーロン・ブロッケード効果

Coulomb Blockade in Double Barrier Structures

伊 澤 義 雅
Yoshimasa ISAWA

ダブル・バリア構造におけるクーロン・ブロッケードの次の諸点に関して解説している。クーロン・ブロッケードとはどんな現象か？ クーロン・ブロッケードはどんな条件が満たされると観測できるのか？ 二重障壁構造におけるトンネル過程をどのように考えるべきか？ 二重障壁構造のトンネル過程に非弾性散乱はどのような影響を及ぼしているか？ 二つの障壁で囲まれた島の電気化学ポテンシャルを導入するとクーロン・ブロッケードの定性的な理解がいかに簡単に行なえるようになるのか？ クーロン・ブロッケード特性にとって系の非対称性はいかに大切な役割を果たしているのか？ 電子数の揺らぎはどのようになるか？ 今後の課題は何か？

1. はじめに

最近、試料中に形成された極微な二重障壁構造いわゆる量子ドット中の二つのトンネル障壁に囲まれた小さな島状の領域（以下単に島と呼ぶ）の静電エネルギーに起因するクーロン・ブロッケード現象^{1)~9)}が、Siの量子細線やGaAsの量子ドットにおいて観測されている。Siにおけるトンネル障壁は人為的に制御して作られたものではなく、トラップされた電荷の分布が特殊な配置をしていたためと考えられている。これに対して、GaAsでは直列に並んだ複数のポイント・コンタクトをピンチ・オフ状態にしてトンネル障壁として利用し再現性のよい実験結果を得ている。バリスティック伝導を示すGaAsでも拡散伝導のSiでも同じ現象が観測されていることからクーロン・ブロッケードは伝導領域によらない普遍的な現象である。

この解説では、二重障壁構造におけるクーロン・ブロッケードの概略とその基礎となるトンネル過程について説明する。

2. クーロン・ブロッケード現象とはどのようなものか？

クーロン・ブロッケードは単一障壁でも観測されているが、二重障壁構造では電子の閉じこめ効果が強く、島の電子数をゲート電圧で制御することにより島の電荷の量子化が実現できるため、単一障壁に比べ比較的簡単にしかも明瞭な現象の観測ができる。

普通のトンネルの場合には、ポテンシャル障壁によ

* 広島大学工学部

が生じていると、ポテンシャル障壁に加えてクーロン斥力による“障壁”によって電子の透過が妨げられる。このクーロン斥力による“障壁”の存在がクーロン・ブロッケードの起源である。

二重障壁構造でのクーロン・ブロッケードに関する典型的な現象として次の四つを挙げることができる。

- (1) コンダクタンスが島の電位を制御するゲート電圧（電子密度）の関数として振動し、振動のピーク間隔が等しい。（図1）^{1)~9)}。
- (2) 二重障壁構造を流れる電流を左右の電極（ソースドレイン）間の電圧の関数としてみると、特徴的な非線形特性を示す（図2）^{1)~8)}。オフセット電圧と呼ばれるある電圧より小さな領域では電流がほとんど流れず、オフセット電圧以上ではほぼ電流は電圧の関数として直線的に増加する。オフセット電圧より小さな電圧領域がブロッケードの生じている領域である。

もう少し細かに調べると、I-V特性はゲート電圧の

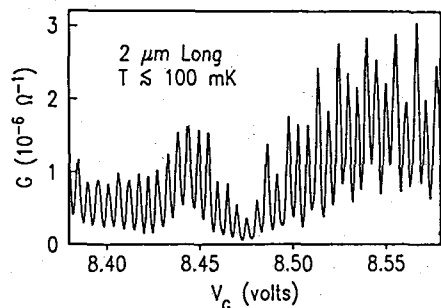


図1 二重障壁構造におけるコンダクタンスの周期的振動の観測例[3]。横軸はゲート電圧、縦軸はコンダクタンス。

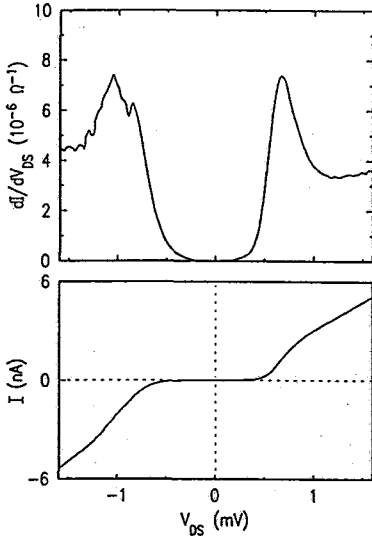


図2 非線形電流-電圧特性の例 [3]. 上図が微分コンダクタンスとソース・ドレイン間電圧 V_{DS} の関係, 下図が上図を積分して得られる電流と V_{DS} の関係. 測定温度は100mK.

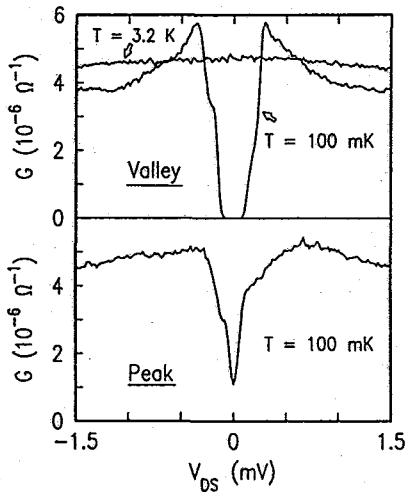


図3 (a)上図がコンダクタンスの極小 (Valley) での微分コンダクタンスと V_{DS} の関係. (b)下図がコンダクタンスの極大 (Peak) での微分コンダクタンスと V_{DS} の関係 [1].

値に大きく依存しており(1)におけるコンダクタンスが極小となるゲート電圧でオフセット電圧は最大となる (図3(a)). これに対して, コンダクタンスが極大となるゲート電圧でオフセット電圧は消失してしまう. (図3(b))^{3), 6), 8)}.

(3) 二つの接合の構造や接合に加える電圧を適当に非対称にすると, 電流は電圧の関数として階段状に増加するクーロン・ブロッケード特性を示す (図4)⁹⁾.

(4) 周波数 f の交流電圧を二重障壁構造に重畳すると直流の電流成分 I は, n を整数として, 量子化値 $I = nef$

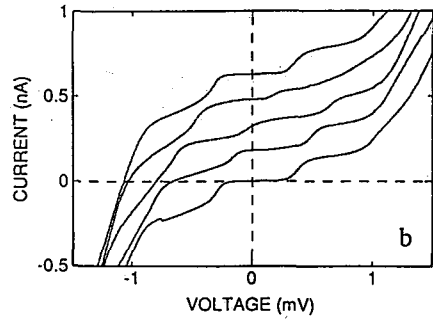


図4 クーロン・ステアケース特性 [5] の観測例 (GaAs). 縦軸は電流, 横軸はソース・ドレイン間電圧である. ゲート電圧をパラメータとした5本の曲線が示してある. 各曲線の原点はずらして図示してある.

をとる (n は印加電圧の増加関数)^{7), 10)}. これは, 交流電圧の一周期に当たる時間間隔で電子が一個ずつ量子ドット (二重障壁構造) を出入りしていることを示している.

3. エネルギー・スケールおよび系を特徴づけるパラメータ

これらの現象を記述するための特徴的なエネルギー・スケールは, 単一電子のチャージングエネルギー $e^2/2C$, 熱エネルギー $k_B T$, 閉じこめによって生じた離散的な共鳴エネルギー準位間隔 ΔE , 左右電極のフェルミ・エネルギー E_F などである. クーロン・ブロッケードが観測されている GaAs でのパラメータの値 (の領域) を以下に示す. 単一電子のチャージングエネルギー ($e^2/2C$): (0.1~0.6) meV, 温度: (0.01~1) K, 島のエネルギーレベル間隔 (ΔE): (0.004~0.03) meV, 電極のフェルミエネルギー (E_F): 10meV 程度, 島の電子数 (N): 100~1000, 二重障壁構造の距離 (島の長さ): (0.1~1) μm , 島の幅: (10~100) nm, 一つの障壁のトンネル抵抗 (R_T): ($10^5 \sim 10^{11}$) Ω

4. クーロン・ブロッケードが観測されるための条件

クーロン・ブロッケード現象を観測するためには次の三つの条件が必要となる.

その第一は, ドット内の電子の波動関数を狭い二重障壁構造に局在化させること (電子を閉じ込めること) によって, 電子間のクーロン斥力を強めることである. これはトンネル障壁を高くすることにより実現され, 単一バリアのトンネル抵抗 R_T が量子化抵抗 R_Q に比べ十分大きい条件, $R_T \gg R_Q = h/e^2 = 25.8$ (k Ω), として表される. 波動関数がドット内のみならず電極にまで広がると, 電子間のクーロン斥力は弱められクーロン・ブロッケード効果は観測されなくなるのである. この条件は, 後述する二重障壁構造中の二つのトンネル過程の一方が

支配的となる条件にも合致しているためトンネル過程を選択する条件ともなっていることは興味深い。

第二の条件は、接合容量 C を小さくし単一電子のチャージングエネルギー $e^2/2C$ を熱エネルギー $k_B T$ よりも十分大きくなることである。最低エネルギー状態以外の電子数状態が熱的に励起されると島の電子数は整数値からズレてしまう。このズレが無視できる条件といってもよい。

第三の条件は離散的なエネルギー準位間隔 ΔE を単一電子のチャージングエネルギーより小さくとることである。 ΔE を大きくし $\Delta E > e^2/C$ が満たされるとクーロン・ブロッケード領域から共鳴トンネル領域に移行するため、負の微分抵抗を持つ非線形伝導特性が観測される。クーロン・ブロッケード現象から共鳴トンネル現象へどのように移行していくかは興味深い研究課題である。

5. 二重障壁構造でのトンネル過程

二重障壁構造のクーロン・ブロッケードの解明には、先ずその伝導過程を知る必要がある。二重障壁構造の電気伝導がトンネル過程によることは明らかであるが、この構造には二つのトンネル過程があるということに注目する必要がある。クーロン相互作用がない場合、トンネル過程は、コヒーレント共鳴トンネル過程とインコヒーレントなシークエンシャルトンネル過程の二つで完全に記述される。クーロン相互作用を導入してもこれら二つの過程は残り、二つの過程の高次過程がつけ加わる。

トンネル過程の初期状態あるいは最終状態として島の電子状態を利用するシークエンシャル過程では、トンネルによる島の電子数の変化がクーロン斥力の強度変化としてトンネルする電子に作用する。このため、トンネルする電子には二つの障壁、すなわちポテンシャル障壁とクーロン斥力による障壁が立ちはだかることになり、トンネルがクーロン・ブロッケードされる。

これに対してコヒーレントな共鳴トンネル過程は、初期状態が左(右)の電極内の電子状態で最終状態が右(左)の電極の電子状態というトンネル過程である。この過程では島の電子状態は中間状態として、仮想的(virtual)に利用されるにすぎないため、ゲート電圧を変化し島のエネルギー準位を上下させても共鳴トンネル過程による電流は消失しない。これは中間状態と初期状態のエネルギーが異なっても散乱確率がゼロにならないためである。共鳴トンネル過程がゲート電圧に対するコンダクタンス振動の極小値を引き上げる効果、いわゆる漏れ電流の効果、を引き起こすと考えられるのはこのためである。つまり、シークエンシャルトンネル過程がブロッケードの主役であるとすれば、共鳴トンネル過程はブロッケードを邪魔する悪役ということになる。ただ共鳴トンネル過程による電流が示す電流-電圧特性の全体

の解明はまだ行なわれていない。

クーロン・ステアケースが観測されるための条件として挙げた第一条件 ($R_T \gg R_Q$) はシークエンシャル・トンネル過程の確率 ($\propto R_Q/R_T$) が共鳴トンネル過程の確率 ($\propto (R_Q/R_T)^2$) より十分大きくなる条件とも合致しており、クーロン・ブロッケードを実現する上で大切なクーロン斥力の強化とブロッケードに有利なトンネル過程の選択とをトンネル障壁を高くすることにより一挙に解決していることは興味深い。

クーロン・ブロッケードが明瞭に観測される状態では、シークエンシャル・トンネル過程に起因するトンネル電流がほとんど大半を占め、共鳴トンネル過程による電流成分はほんのわずかだということになる。

6. 半導体と金属でのクーロン・ブロッケード

従来、クーロン・ブロッケード効果は金属のポイント・コンタクトや金属微粒子を埋め込んだトンネル接合において観測されてきた¹¹⁾。半導体でも金属でもクーロン・ブロッケード現象の原理は同じであるが、材料の相違が現象の違いとしてどのように現われるかは、これから明らかにすべき問題であり半導体と金属との電子密度や移動度の違いが現象にどのように影響するかは興味ある研究課題である。研究を進める上で半導体の有利な点は、微細加工技術の進歩のおかげで、閉じこめによる離散的な(共鳴)エネルギー準位や準位間隔を制御しレベル間隔と温度あるいはチャージングエネルギーとの比を大きくかえることができることや、ゲート電圧を調整し島の電子数を制御できることである。現在半導体では、数百から千個程度島の電子数で実験が行なわれている。

7. 非弾性散乱とトンネル過程

チャージング効果がない場合の二重障壁構造のトンネル現象を考えると、以下に述べるように非弾性散乱がトンネル過程に本質的な影響を与えていることがわかる。

非弾性散乱が全くない場合、トンネル電流はコヒーレントな共鳴トンネル過程による電流だけなのに対し、島の中に非弾性散乱が導入されるとシークエンシャル・トンネル過程という新たな散乱のチャンネルが開き、共鳴トンネル電流と同時にシークエンシャル電流が流れる。非弾性散乱強度を次第に大きくすると、シークエンシャル電流は増大し、共鳴トンネル電流は減少し続ける。その結果、ある散乱強度で二つの電流の大きさは逆転する¹²⁾。島での非弾性散乱の有無がトンネル過程に大きな影響を及ぼす理由を理解するには、非弾性散乱の役割を明らかにする必要がある。

非弾性散乱を受けると電子波はその位相コヒーレンスを失うことから、非弾性散乱は電子波の位相情報を壊す非可逆過程をもたらす。この非可逆過程は島の中の電子

を観測するために検出器を持ち込んだことにも相当する。勿論、この検出器は非弾性散乱が弱い場合、トンネルしてくる電子全部を検出するのではなく、ときたましか検出しないう、いい加減な検出器である¹³⁾。しかしそれでも、島の中の電子状態を、左右電極の状態と同様に、散乱の初期状態や最終状態として利用できるようにするため、非弾性散乱がない場合には存在しなかったシークエンシャル・トンネル過程が電流に寄与することになる。

非弾性散乱の導入によりたとえ最終状態を一つに固定しても、初期状態として電極内の電子状態だけでなく島の電子状態をとることができるようになるため、系は純粋状態から混合状態へと変化したことになる。

左右どちらかの電極を初期状態とし最終状態がもう一方の電極である場合をコヒーレントな共鳴トンネル過程、最終状態が島の中の電子状態である場合をシークエンシャル・トンネル過程と区別して呼ぶ¹²⁾。

ただこの考えには異論があって、共鳴トンネル過程とシークエンシャル・トンネル過程という二つのトンネル過程は実はまったく同じ過程の二つの局面にすぎないという意見もかなり強力である。しかし上述したように、二つの過程は、初期状態を固定すれば、最終状態が異なる過程であるため独立なトンネル過程と見るのが自然だと考える。このような原理的な違いを別にしても、トンネルの遷移レートを二つのトンネル過程に対して計算すると、たとえばトンネル抵抗に対する依存性が大きく異なっており少なくともポテンシャル障壁の高い接合の場合にはその一方の過程だけがクーロン・ブロックードに寄与していることはたしかである。

熱平衡への接近をもたらす非弾性散乱は上述したように、シークエンシャル電流をもたらすことに加えて、島の電気化学ポテンシャルを well-defined な量とする役割をも演じている。電気化学ポテンシャルは電子がどのエネルギー状態まで占有されているかの目安となる量であり、電流が流れている二重障壁構造では、単位時間当たり左の障壁から流れ込む電子数と右の障壁から外部回路へ流出する電子数とが釣り合う条件から決められる。つまり左右のトンネル障壁を流れる電流の連続条件から決定される。注意すべきことは共鳴トンネル過程による電流の連続条件は自動的に満足されているため、化学ポテンシャルを決定するための条件は、シークエンシャル電流が連続となる条件に帰着されることである。

このように、流れが釣り合っている条件では、電子がある最高のエネルギー単位まできちんと詰まっていてその上の準位はすべて空になっているという状況は実現しにくくなる。このため島の電子数は流れの存在により整数値からずれ始めることになる。

8. 島の電気化学ポテンシャル

島の中に非弾性散乱がある場合を考える。非弾性散乱は熱平衡への接近をもたらす散乱機構であり、量子ドット内に熱力学関数の導入を可能にする。たとえば熱力学的ポテンシャル Ω を考えてみると熱力学の公式から $d\Omega = -SdT - pdV - Nd\mu$ となる。ここで N は島の中の電子数であり μ は島の電気化学ポテンシャルである。島の中の電子数は $N = -\partial\Omega/\partial\mu$ から求められる。島の電子数が N の場合と $N+1$ の場合の電気化学ポテンシャルをそれぞれ $\mu(N)$, $\mu(N+1)$ とおくと、熱エネルギー $k_B T$ が一つの電子のチャージングエネルギーに較べて小さい場合、近似的に

$$\mu(N+1) - \mu(N) = e^2/C + E_{N+1} - E_N \quad (1)$$

となる^{4)~5)}。ここでは、 E_N は N 番目の島の中のエネルギー単位である。(この議論ではスピン自由度を無視している)。この化学ポテンシャルの変化分は、島の中に N 個の電子があり、そこにもう一つ余計に電子を持ち込むのに要するエネルギーであり、これがクーロン斥力による等価的な障壁の高さになる。

したがって、ソース・ドレイン間の電位差が小さくクーロン斥力による障壁を越えるに十分なエネルギーが電子に与えられていない場合には、熱励起された少数の電子だけが電気伝導に寄与し電気伝導には活性化型の温度依存性が現われる。

トンネルがブロックードされた状態を破り十分な電流を流すには $(\mu(N+1) - \mu(N))/e$ より大きなゲート電圧あるいはソース・ドレイン間電圧を印加する必要がある。このことから、オフセット電圧 V_{OF} とコンダクタンスの一周りに相当するゲート電圧 ΔV_g は等しく、

$$eV_{OF} = e\Delta V_g = \mu(N+1) - \mu(N) \quad (2)$$

となることが結論される。

クーロン・ブロックードを生ずる条件として、 $\mu(N)$ が左右どちらの電極の化学ポテンシャルより小さく、 $\mu(N+1)$ が左右両電極の化学ポテンシャルより大きい条件が挙げられている⁵⁾がこの条件は必要十分条件でなく十分条件の一つである。例えばオフセット電圧以下の電圧ではトンネルがクーロン・ブロックードされているにもかかわらず島の化学ポテンシャルは左右の電極の化学ポテンシャルの中間の値をとることは電流連続の条件から明らかなのである。

次に熱力学ポテンシャル Ω から引き出せる重要な結論を述べよう。そのためにまずソース・ドレイン間の電位差をゼロとし熱力学ポテンシャルを島の電子数 N とゲート電圧 V_g の関数として表す。 Ω が N に関して縮退していればクーロン斥力が働いていない状況と見かけ

上同じになるためほんの少しの電位差をソース・ドレイン間につけるだけで電流が流れる。つまり

$$\Omega(N, V_g) = \Omega(N+1, V_g) \quad (3)$$

が満たされるとコンダクタンスは極大となる。このとき島の電子の電荷 Q_e はほぼ

$$Q_e = e(N+1/2) \quad (4)$$

となり、島の電子数の期待値は半整数となる⁹⁾。これはコンダクタンスの周期的振動における極大値でどのような状態が実現されているかを示唆するものとして興味深い。

このように、ブロッケード現象は島の電気化学ポテンシャル（あるいは熱力学ポテンシャル）の振る舞いからかなりの部分を予測することができる。共鳴トンネル現象のみならずクーロン・ブロッケード現象を理解する上でも化学ポテンシャルは非常に重要かつ便利な概念なのである。

9. クーロン・ステアケースと非対称性

島の電子数がゲート電圧の関数として階段状に変化する現象はクーロン・ブロッケードの典型的な現象としてよく知られている。では、電流がソース・ドレイン間の電圧の関数として階段状に変化し、しかも一つのステップ毎に電子数が一個ずつ変化する特性—クーロン・ステアケース特性—をどのようにしたら明確に実現することができるだろうか？

これまでの二重障壁構造に関する実験結果を見ると、ステップが少し見えるという程度⁷⁾で、明瞭な階段状の特性は半導体では実現されていないようである。一つの原因は、クーロン・ステアケース特性を実現するために、非対称性が必要だということはわかっているが、どのような非対称性が必要かが明確になっていないことだと考えられる。最近われわれはどのような非対称性がクーロン・ステアケース特性を明確にするのかを研究している。両電極間の電位差の大半が片方のトンネルバリアに加わり、しかもそこでのトンネル確率が高く、もう一方のほとんど電位差の加わらないバリアのトンネル確率が低いような非対称性をつけることがステアケース特性を明確にする条件であり、そのとき島の電荷は電子の電荷の整数倍に量子化されていることを数値計算により確認している。

系の対称性の変化が非線形電流—電圧特性の形に大きな影響を及ぼすことは、クーロン・ブロッケードの特徴の一つである。二つのトンネル障壁の厚さ、幅、二つの障壁に加える電圧、…を調節することにより多様な非線形電流—電圧特性を実現できるものと考えられる。

通常のクーロン・ブロッケード特性として見慣れた非

線形電流—電圧特性……オフセット電圧がありそれ以上の電圧ではほぼ直線に近い電流—電圧特性……は左右のポテンシャル障壁の高さや厚さを対称とした場合の特性なのである。

10. 電子数の揺らぎ

単一電子のチャージング・エネルギー ($e^2/2C$) が、ほかのエネルギースケールである、離散エネルギー準位間隔、温度、に較べて大きいとき島は電子数の固有状態となり島の電子数 (の期待値) は整数値をとる。このため電子数の揺らぎ ΔN はブロッケードされた状態では島の電子数にかかわらずほとんどゼロとなる。電子数の揺らぎが最大となるのは、コンダクタンスが極大値をとりトンネルのブロッケードが破れる場合、すなわち、二つの電子数状態 N と $N+1$ に対して系のエネルギー (厳密には熱力学ポテンシャル Ω) が縮退する場合であり、平均電子数に無関係にほぼ $\Delta N=1/2$ となる。

このように電子数揺らぎが小さいことは、島の中の電子波の位相コヒーレンスがないことを意味している。もともと二重障壁構造は光学の Fabry-Perot 共振器とのアナロジーにもとづいて作られたものと考えられ、鏡の反射率を高めることにより、共振器のモード選択性を高め共振器内にコヒーレントな電子波モードを励起しやすくすることを意図して作られた。言い換えれば、二重障壁構造は電子の波動性を顕著に引き出すための装置のほずであった。ところが、ブロッケードが実現される条件が満たされると、共振器の効果 (電子の閉じ込め) は電子のクーロン斥力を強め、さらにはブロッケードに有利なインコヒーレントなシークエンシャル・トンネル過程を優先し、コヒーレントな電子波を得ようとする初期の意図とは逆に電子数の固有状態を実現してしまったことは面白い。

以上の議論は、ゲート電圧のみ印可されている場合やソース・ドレイン間電圧がオフセット電圧以下ならば正しい。オフセット電圧以上の電圧における電子数揺らぎがどうなるかは今後の研究課題である。

11. 従来の解析方法の概要

二重障壁構造の非線形電流—電圧特性の解析で、おそらく最も注目されているのは単一トンネル障壁のクーロン・ブロッケードの解析に用いてきた方法^{14)~16)}を二重障壁の場合に拡張した方法^{17)~18)}であろう。

これはトンネルハミルトニオンを仮定し密度行列に対する運動方程式をトンネル抵抗に関する摂動計算からマスター方程式を導き、その定常状態の解から電流を求めるやり方である。ただこの方法で非線形電流—電圧特性を求めるには一工夫が必要である。それは、トンネルを単なる準粒子のトンネルとみなさず、準粒子のトンネルと

同時に、それとは独立な自由度としての島の電荷が、電子の電荷一個分、電極と島の間を瞬時に移動したとみなすのである。このような解釈が可能であるための必要条件の一つは、スクリーニングが瞬時に起こること、つまり、プラズマ周波数が他の周波数スケールに比べて十分に高いことである。

クーロン・ブロッケードはこの電荷移動による島のチャージング・エネルギーの変化が引き起こす効果として解釈される。強調しなければならない点は、この電荷はトンネル障壁付近にのみ局在しているのではなく、外部回路全体に広がる集団励起と考えるべきだということにある¹⁵⁾。これによって、調和振動子と同じ形式で記述される線形外部回路の電流の時間積分をトンネルによって移動した電荷と同一視する道が拓けるのである。

このような立場にたつと、ブロッケードは接合の近傍だけでなく外部環境を含む広範囲の領域が関与する現象となるためトンネル接合がどのような外部回路の中におかれているかに強く依存することになる。つまり環境特に電磁場環境の効果が無視できなくなるのである。

準粒子のトンネルに伴って瞬時に発生した電荷は、平衡状態にある環境の電磁場の多重放出、吸収(非弾性散乱過程)を誘起し、逆にこの電荷の発生が環境の電磁場の多重放出、吸収過程によりもたらされると考えるのである。この考えに従うと単一障壁のクーロン・ブロッケードはトンネルに伴う環境の電磁場の多重発生、吸収という非弾性散乱過程そのものが起源ということになる。

他方、二重障壁ではもう少し条件が穏やかで上述の非弾性散乱があっても、あるいは環境の電磁場の効果がなくとも、つまり環境効果を無視してもクーロン・ブロッケードが生じることになる(ただし、オフセット電圧は二つの場合で異なる)。

環境の電磁場の多重放出、吸収はトンネルの遷移レート(transition rate)の中に多重放出、吸収の確率を表す確率分布関数として登場してくる。この事情は単一障壁でも二重障壁でも同じである。

ただ、上に述べたトンネル過程の解釈、すなわち、準粒子のトンネルと電荷の移動とを独立と見る取り扱いが正しいかどうかは検討の余地がある。特に二重障壁構造の島の部分の電荷を集団励起とみなすには、すくなくとも島の大きさはスクリーニング長に較べ十分大きいことが必要となる。しかも瞬時にトンネル電子の電荷をスクリーニングするための電荷が島のどこに準備されているのかという疑問が湧いてくる。

トンネルする準粒子と電荷をあたかも独立な自由度のように見なせるかどうかという問題は、高温超伝導体のような、強い電子相関のある系を取り扱うために考え出されたスピノン、ホロン描象における自由度の分離の問題とも共通している。そこでは電子のスピン自由度を担

うスピノンと電荷の自由度を担うホロンとが独立粒子として振る舞う描象を出発点としており、スピノンが準粒子、ホロンが電荷という対応関係が成立する。いずれの場合も二つに分離した自由度間に強い相関が残っており話は簡単でない。微視的な検討が必要である。

おそらく、環境効果の微視的な解析を行なうには、イオンの運動の自由度もダイナミックに取り扱いスクリーニングの過程を微視的に取り扱うことが必要であり、電子—電子相互作用、電子—イオン相互作用、イオン—イオン相互作用などを陽に取り入れた解析を行うことが必要になるものと考えられる。

このように環境効果を取り込んだ解析とは別に、Beenakker¹⁹⁾やMeirたち²⁰⁾は、環境効果を一切無視してコンダクタンスの周期的振動や電子相関を議論しており実験結果との一致はよい。ただこの方法ではソース・ドレイン電圧に関する線形の現象のみ解析が可能であるため、非線形電流—電圧特性を求めることはできない。

外部回路が低インピーダンスの場合、回路の電磁場モードの励起エネルギーは高く準粒子のトンネルによって電磁波環境を励起する確率は小さくトンネルには電磁場の多重放出、吸収過程である非弾性散乱は効かない。このため電磁場環境との電子の相互作用を考えにいれない場合の弾性散乱だけがトンネル電流に寄与する。したがって、環境効果を取り込んだ解析結果の低インピーダンス極限と最初から環境効果を全く無視した解析結果とは一致しなければならないが、果たして二つの結果が一致しているかどうかの検討はこれからの研究課題である。

12. まとめと今後の研究課題

Siの量子細線中に偶然に形成された二重障壁構造や、GaAsの2次元電子中に近接して設けた二つのポイントコンタクトをピンチ・オフし二つのトンネル障壁とした系において、クーロン・ブロッケード効果によると見られる現象が観測されている。典型的な現象は次の四つである。

(1)ゲート電圧(電子密度)の関数としてコンダクタンスが周期的に振動する。(2)ソース・ドレイン間の電流—電圧特性は非線形となり電圧オフセットを示す。このオフセットはコンダクタンスが極小値を取るゲート電圧で最大、極大値を取るゲート電圧でほぼ消失する。(3)適当な非対称があると、電流は電圧の関数として段階状に変化する(クーロン・ステアケース特性)。(4)周波数 f 交流電圧を二重障壁構造に加えると直流電流 I は $I = nef$ (n は整数)となり量子化される。

Siの量子細線中のトンネル障壁はトラップされた電荷の特別な配置がもたらすポテンシャル揺らぎによると考えられており、トンネル障壁の高さ幅、そして島の大きさや電子数など不確定な点が多い。温度を低温から室

温まで一旦あげ、再び低温にして測定しなおすとトラップされていた電荷分布が変わるため現象が再現しない。今後の研究課題である。これに対して GaAs では、制御性よくトンネル障壁が形成できるため温度サイクルによるデータの再現性がよい。

現在、半導体におけるクーロン・ブロッケードは 1 K より低い温度で観測されているが、もっと小さなトンネル接合を作り単一電子のチャージング・エネルギーを増大させれば、高温でも現象の観測が可能となるはずである。この方面の新たな挑戦を期待したい。

二重障壁構造でのトンネル過程は共鳴トンネル過程とシークエンシャル過程の二つに大別される。クーロン・ブロッケード効果はシークエンシャル過程に起因する現象であり共鳴トンネル過程はブロックした状態での漏れ電流の原因の一つと考えられている。しかし共鳴トンネル過程による電流が電圧の関数としてどのような特性を示すかは解明されていない。今後明らかにすべき課題といえる。特にトンネル抵抗が小さい領域では、共鳴トンネルによる電流成分の割合が相対的に増大するため、その解明は重要となる。これに関連する問題としては、共鳴トンネル領域で見られる微分負性抵抗と、クーロン・ブロッケード特性とが共存しうのか否かという問題がある。

ブロッケードを観測するための 3 条件は、トンネル抵抗を量子化抵抗より大きくすること、接合容量 C を小さくしチャージングエネルギー $e^2/2C$ を熱エネルギー $k_B T$ よりも十分大きくすること、そして離散的なエネルギー単位間隔を単一電子のチャージングエネルギーより小さくすることの三つであるが、具体的な特性は接合構造の非対称性や二重障壁構造を励起するための(等価)回路の非対称性などが絡み合って複雑になる。クーロン・ブロッケードをより深く理解するにはこのような種々のパラメータを系統的に変えながら数値解析を行うことが必要となる。このような解析は、クーロン・ブロッケードの電流-電圧特性の多様性の限界を知る上でも役立つものと考えられる。

われわれは低インピーダンスの外部回路に埋め込まれた二重障壁構造に対するクーロン・ブロッケード効果を単純化したモデルを用いて解析し、実験結果と定性的に一致する結果を得ている。しかしながら外部回路のインピーダンスが高くなってくると、外部回路の電磁場モードのエネルギーが低下しその励起が容易になるため、トンネル電子と電磁場環境との相互作用が重要な意味を持つことになる。いわゆる環境効果の問題が現れる。

二重障壁での環境効果に関しては、単一のトンネル障壁で行われてきた解析手法をそのままバリアが二つの場合に拡張した解析は行われている^{17)~18)}が、この拡張に際し、島をあたかも単一バリアにおける電極と同様十分

長く、しかも島にトンネルしてきた電子の電荷が瞬時にスクリーニングされると仮定されている。島が小さい場合やトンネル抵抗が高い場合、この仮定が破れる可能性がある。今後の検討課題だと考える。

周期的な外場が加えられた素子での電流量子化現象、いわゆるターンスタイル素子で見られる現象は、交流ジョセフソン効果と双対の関係にある現象として注目されている。この現象に関しては定性的な議論が行われている段階であり、今後微視的で定量的な研究が必要になるものと予想される。われわれはこの現象に対して、ケルディシュの非平衡グリーン関数法を用い周期的な外場のある条件下での電流を求め電流の量子化の理論解析を行う予定である。

高次のトンネルプロセスがトンネル電流にどのように寄与するかも興味深い。たとえばドット内の電子-正孔対の生成を伴うシークエンシャル過程の高次過程や、左右電極間をドット中間状態としてトンネルするいわゆる共鳴トンネル過程及びこれの高次過程からの寄与などである。高次過程は、 $T=0K$ でオフセット電圧の数居値より小さな電圧でも電流に寄与し、リーク電流の原因となったり、コンダクタンスの極大点での非線形電流-電圧特性に大きく寄与することが考えられる。ターンスタイル素子の電流量子化値の精度を低下させる原因も高次過程に伴うリーク電流が原因の一つである¹⁷⁾と考えられており理論的解析の必要な研究課題である。

クーロン・ブロッケードをデバイスに応用しようと思えば、この現象の雑音特性、もっと広く言えば動的特性が問題となるのは当然である。熱雑音、ショット雑音が抑制されるかどうか、そして動作速度がいくらかが当面の興味の焦点となろう。

二重障壁構造におけるクーロン・ブロッケードでは、島の電子数が一つずつ制御されており、それがコンダクタンスの周期的振動や非線形特性となって現れている。電子数を一個一個制御できる特性を生かした量子効果素子の実現が期待される。

(1993年1月11日受理)

参考文献

- 1) J. H. F. Scott-Thomas, S. B. Field, M. A. Kastner, H. I. Smith and D. A. Antoniadis: Phys. Rev. Lett. 30 (1989) 583.
- 2) U. Meirav, M. A. Kastner and S. J. Wind: Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 771.
- 3) S. B. Field, M. A. Kastner, U. Meirav, J. H. F. Scott-Thomas, D. A. Antoniadis, H. I. Smith and S. J. Wind: Phys. Rev. B42 (1990) 3523.
- 4) L. P. Kouwenhoven, F. W. Hekking, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans, C. E. Timmering and C. T. Foxen: Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 361.
- 5) L. P. Kouwenhoven, N. C. der Vaart, A. T. Johnson, W. Kool, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, A. A. M.

- Staring and C. T. Foxon: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 367-373.
- 6) L. J. Geerligs, D. V. Averin, and J. E. Mooij: *Phys. Rev. Lett.* 24 (1990) 3037.
 - 7) L. P. Kouwenhoven, A. T. Johnson, N. C. van der Vaart, A. van der Enden, C. J. P. M. Harmans, and C. T. Foxon: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 381-388.
 - 8) D. C. Glatli, C. Pasquier, U. Meirav, F. I. B. Williams, Y. Jin, and B. Etienne: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 375-380.
 - 9) U. Mairav, P. L. McEuen, M. A. Kastner, E. B. Foxman, A. Kumar, and S. J. Wind: *Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 357-366.
 - 10) L. J. Geerigs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg and J. E. Mooij: *Phys. Rev. Lett.* 22 (1990) 2691.
 - 11) レビューとして K. K. Likharev: *IBM J. RES. DEVELOP.* 32 (1988) 144.
 - 12) Y. Isawa and M. Kanechika: *J. Phys. Soc. Jpn.* 60 (1991) 4013.
 - 13) R. P. Feynmann: 光と物質の不思議な理論 (釜江, 大貫訳 岩波書店 p112).
 - 14) M. H. Devoret, D. Esteve, H. Grabert, G. L. Ingold, H. Pothier, and C. Urbina: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 1824.
 - 15) S. M. Girvin, L. I. Glatzman, M. Jonson, D. R. Penn, and M. D. Stiles: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 3185.
 - 16) K. Flensberg, S. M. Girvin, M. Jonson, D. R. Penn, and M. D. Stiles: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 395-403.
 - 17) H. Grabert, G. L. Ingold, M. H. Devoret, D. Esteve, H. Pothier, and C. Urbina: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 84 (1991) 143-155.
 - 18) G. L. Ingold, P. Wyrowski, and H. Grabert: *Z. Phys. B-Condensed Matter* 85 (1991) 443-449.
 - 19) C. W. Beenakker: *Phys. Rev. B* 44 (1991) 1646.
 - 20) Y. Meir, N. S. Wingreen and P. A. Lee: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 3048.
 - 21) L. V. Keldysh: *Soviet Physics JETP.* 20 (1965) 1018.