

講座

量子光学と新技術〔V〕

山本喜久 上田正仁

電子情報通信学会誌 Vol. 72 No. 10 pp. 1177-1184 1989年10月

山本喜久：正員 NTT 基礎研究所

上田正仁：同上

Quantum Optics and New Technology [V]. By Yoshihisa YAMAMOTO, Member and Masahito UEDA, Nonmember (NTT Basic Research Laboratories, Musashino-shi).

トンネル電流の量子化

最近の微細加工技術の進展に伴い、電子のもつ粒子・波動の2重性を巧みに人工制御することによって現れる新しい物理現象が実際に観測されるようになった。

サブミクロン素子に現れる現象に特徴的なことは、これまで電子の粒子性の現れ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り、逆に、電子あるいは電子対の波動性の現れと考えられてきたトンネル現象を粒子性が支配するようになることである。そこで、これらの性質を積極的に利用することによって、これまではランダムであった両現象を規則的な現象に変えることができる。

トンネル電流は一般に電子（または電子対）の波動性に起因して起こるが、接合素子が小さくなるにつれて、粒子性がトンネル現象を支配するようになる。低温において電子（対）のトンネル現象を支配する要因は二つある。一つは障壁をはさんで両電極にまたがる電子の波動関数の結合エネルギー。もう一つは、電子（対）のトンネルに伴う静電エネルギーの変化 $e^2/2C$ ($2e^2/C$) である。ここで、 e は電子の電荷、 C は接合素子の静電容量である。通常の巨視的な接合素子では、静電容量もまた大きくなるので、後者（電子の粒子性）は前者（電子の波動性）に比べて無視できる。ところが、接合素子が小さくなるにつれて、両者が競合するようになり、ついには、一電子（対）トンネリングに必要な静電エネルギーが波動関数の結合エネルギーや背景熱雑音よりも大きくなり、トンネリングが禁止される。これが以下で述べるクーロン・ブロッケイド (Coulomb blockade) の原理である。

1. クーロン・ブロッケイドによる電流の量子化

一電子（対）のもつ静電エネルギー $e^2/2C$ が、ジョセフソンの結合エネルギー E_J や背景熱雑音 $k_B T$ よりも大きい場合、電子（対）の波動性の現れと考えられてきたトンネル現象が粒子性によって支配されるようになることを述

予 定 目 次

- [I] はじめに
量子力学の基礎 (I)
—不確定性原理— (6月号)
- [II] スクイズド状態と光子対 (7月号)
- [III] 量子非破壊測定 (8月号)
- [IV] 共振器量子電気力学 (9月号)
- [V] トンネル電流の量子化 (10月号)
- [VI] 量子力学の基礎 (II)
—重ね合せの原理と観測問題—
(12月号)
- [VII] 量子力学と情報 (1月号)
- [VIII・完] 応用・結論 (2月号)

べた。実は、以下に述べるようにこれをうまく利用することによって、電子（対）一つのレベルで接合素子を通る電流を制御することができる。

以後しばらくの間、議論をノーマル金属間の一電子トンネリングに限定することにする。静電容量 C をもったトンネル接合素子の両電極にそれぞれ電荷 $\pm Q$ （あるいは電圧 $V=Q/C$ ）が蓄積されているとする。このとき、一方の電極から他方の電極へ単位時間当りに電子がトンネルする割合 $r(Q)$ は次式で与えられる⁽¹⁾。

$$r(Q) = \int_{-\infty}^{\infty} D(E) \tau^{-1}(E) f(E) \times \left[1 - f\left(E + eV - \frac{e^2}{2C}\right) \right] dE \quad (1)$$

ここで、 $D(E)$ は一電子のエネルギー状態数密度、 $\tau^{-1}(E)$ はエネルギー E をもった電子の弾性トンネリングの割合、 f はフェルミ分布関数である。 $D(E)$ と $\tau^{-1}(E)$ のエネルギー依存性がゆるやかであると仮定すれば、これらをフェルミエネルギーにおける値に置き換えることができる。すると式 (1) は直ちに積分できて、

$$r(Q) = \begin{cases} \frac{k_B T}{e^2 R_T} \left(\frac{e(Q - \frac{e}{2})}{C} \ll k_B T \right) \\ \frac{Q - \frac{e}{2}}{e R_T C} \left(\frac{e(Q - \frac{e}{2})}{C} \gg k_B T \right) \end{cases} \quad (2)$$

が得られる。但し、 R_T はクーロンエネルギー $e^2/2C$ を無視した場合に得られるトンネル抵抗

$$R_T = \frac{1}{e^2 \tau^{-1}(E_F) D(E_F)} \quad (3)$$

である。特に、 $k_B T \ll e^2/2C$ の場合、式 (2) は、

$$r(Q) = \begin{cases} 0 & (Q < \frac{e}{2}) \\ \frac{Q - \frac{1}{2}}{R_T C} & (Q > \frac{e}{2}) \end{cases} \quad (4)$$

となる。すなわち、電極に蓄えられる電荷が $e/2$ よりも小さい限り一電子といえどもトンネルは禁止される。この物理的意味は次のように説明することができる。すなわち、電子は波動

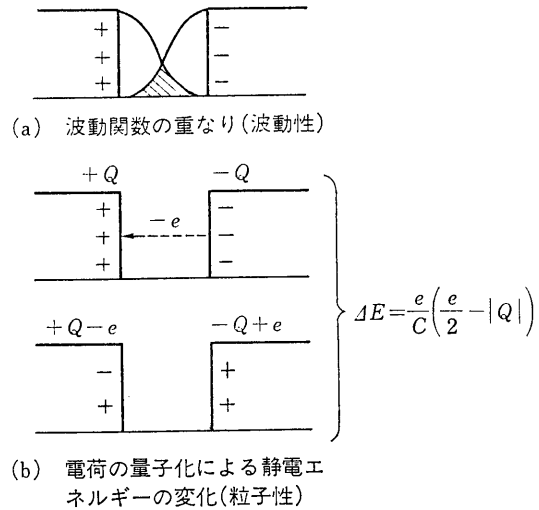


図1 クーロン・ブロッケイドの原理

関数の重なりという“波動性”のためにトンネリングが可能である(図1(a))。ところが、電子の電荷が e で量子化されているという“粒子性”のために、一電子のトンネリングに伴って、静電エネルギーに有限の変化

$$\Delta E = \frac{(Q - e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{e}{C} \left(\frac{e}{2} - Q \right) \quad (5)$$

が生じる。従って、 $Q < e/2$ で電子がトンネルするためには、外からエネルギー $\Delta E (> 0)$ を供給する必要がある(図1(b))。ところが $T \ll e^2/2k_B C$ の低温ではそれだけのエネルギーをもったフォノンがほとんどいなくなるので電子はトンネルすることができない。このように、電荷の量子化に起源を有するトンネリングの抑圧をクーロン・ブロッケイド (Coulomb blockade) という^{(2),(3)}。

では、 $k_B T \ll e^2/2C$ を満足するような小さな静電容量をもった(あるいは低温に冷やされた)接合素子に、定電流 I を注入すればどういことが起こるだろうか? 上に述べたように電荷が $e/2$ に達するまでは、トンネルはできない。しかし、 $e/2$ を越えると、トンネル確率は、 $(Q - e/2)/eR_T C$ に比例して非常に大きくなるので、ほどなくトンネルが起こる。しかし、ひとたび一電子がトンネルすると $Q < e/2$ となってしまうので、再び Q が $e/2$ に達するまでは次のトンネルは起こらない(図2(a))。こうして、図2(b)のように一電子のトンネリ

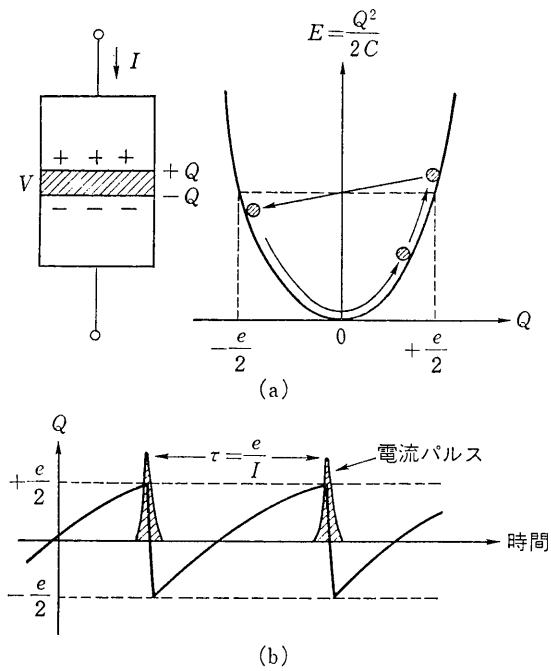


図2 クーロン・ブロッケイドの原理による電流の量子化

ングが時間間隔

$$\tau = \frac{1}{f} \text{ 但し, } f = \frac{I}{e} \quad (6)$$

において規則的に起こる。すなわち、トンネル電流は“量子化”される。このように、クーロン・ブロッケイドの原理に基づいて一電子のトンネリングが規則的に起こる現象を、Single-Electron-Tunneling Oscillations—SET 振動—という⁽³⁾。

電極が超伝導体であるジョセフソン接合素子のハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \frac{(2e\hat{n})^2}{2C} + E_J(1 - \cos \hat{\theta}) \quad (7)$$

と書ける⁽⁴⁾。ここで、右辺第1項は静電(クーロン)エネルギー、 \hat{n} は中性電荷の状態に比べて電極に余分に存在する電子対の数を表す演算子である。右辺第2項はジョセフソンの結合エネルギー、 $\hat{\theta}$ は、両超伝導体の位相差を表す演算子である。 \hat{n} と $\hat{\theta}$ の間には、不確定性関係

$$[\hat{\theta}, \hat{n}] = 1 \quad (8)$$

が成立している⁽⁴⁾。マクロなジョセフソン接合では、 $2e^2/C \ll E_J$ が成立するために、式(7)の第1項は第2項に比べて無視でき、いわゆる

ジョセフソン効果が観測される。しかし、逆の極限 $2e^2/C \gg E_J$ が成立するような微小ジョセフソン接合の場合は、一つの電子対がトンネルするに伴う静電エネルギーの変化が、右辺第2項よりもずっと大きくなり、ノーマル金属接合の場合と同様に $|Q| < e$ ではトンネルは禁止される。また、このような微小ジョセフソン素子を低温 ($T \ll e^2/k_B C$) で定電流動作させると、振動数

$$f = \frac{I}{2e} \quad (9)$$

で、規則的に電子対のトンネルが起こる。式(7)で $(\hbar/2e)^2 C$ を粒子の質量、 $\hbar \hat{n}$ を運動量演算子、 $\hat{\theta}$ を位置演算子と形式的にみなせば、式(7)は、弱い一様な電界をかけた結晶の周期的ポテンシャル中を運動する電子のハミルトニアンと同じ形になるので、式(9)で表される電荷の振動は、固体物理とのアナロジー⁽⁵⁾から(図3参照)プロッホ波振動とよばれる。

ところで、これまでの議論では、電子(対)のトンネルに伴う電荷の変化は、最小単位 $e(2e)$ であるが、トンネルが起きるときの電極電荷の値はその半分 $e/2(e)$ であった。一体どうして最小単位よりも更に小さい電荷を考慮することができるのだろうか? 実は、 $Q^2/2C$ で表される量は、接合面に実際に蓄えられた電荷によ

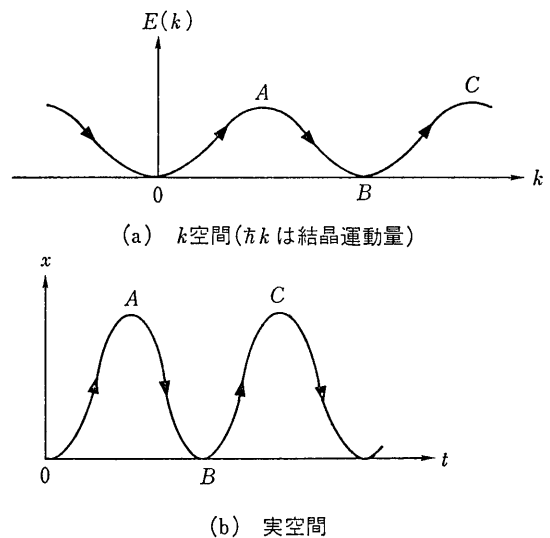


図3 弱い一様な電界をかけた周期的ポテンシャル中の電子の運動

るものではなく、電流の注入によって、電極の電子全体が、陽イオンに対して相対運動することによって生じる静電エネルギーである。電極に存在する電子の数が非常に多いために、電子全体の重心はほとんど連続的に変化しうる。従って、静電エネルギーを実効的に表す表面電荷 Q もまた e に比べて連続的に変化しうるのである。このように電流の量子化 (SET 振動, ブロツホ波振動) の根底にある物理は、連続的な外部回路からの電荷の注入と、離散的な電子のトンネリングの共存であるといえる⁽⁶⁾。

2. SET 振動, ブロツホ波振動が観測できるための条件

前節では SET 振動, ブロツホ波振動の原理を説明したが, 本節では, これらが実際に観測されるための条件, 困難およびその解決法を議論する。これらの考察は, 実験上重要であるだけでなく, 微小接合素子に固有な量子雑音を考える上でも興味深い。定電流バイアス動作をしている微小接合素子を記述しているパラメータを静電容量 C , 接合素子に蓄えられた電荷 Q , 式 (3) で与えられるトンネル抵抗 R_T , 電源抵抗 R_S , 電源電圧 V とするとき, SET 振動, ブロツホ波振動が観測できるための条件は, 次のように整理することができる。

(a) $e^2/C \gg k_B T$ (クーロン・ブロッケイドが働くための条件)

温度が高いと, 電荷 Q が $e/2$ に達する前にフォノンの助けをかりてトンネリングが起こってしまう。例えば, $T=1\text{K}$ で条件(a)が満足されるためには, 静電容量は, $0.1\text{fF}(=10^{-16}\text{F})$ 以下でなければならない。図4は, トンネリングの割合を温度をパラメータとして示している⁽⁴⁾。ここで, 静電容量は 1fF , トンネル抵抗 $2.5\text{k}\Omega$, 電流平均 $I_{dc}=1\text{nA}$ である。 $C=1\text{fF}$ でクーロン・ブロッケイドの原理が十分に働くためには, 50mK 以下に冷やされなければならないことがわかる。

(b) $R_S \gg R_T$ (定電流動作のための条件)

トンネル接合にかかる電圧 V (もしくは電荷

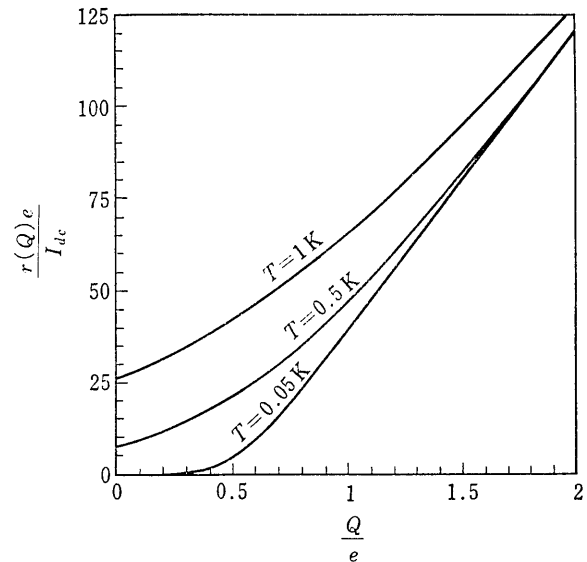


図4 トンネリングの割合 $r(Q)$ の温度依存性⁽⁴⁾

$Q=C V$) の揺らぎが消えてゆく緩和過程には, トンネル抵抗を介するもの (時定数 CR_T) と電源抵抗を介するもの (時定数 CR_S) の二つがある。 $R_S \ll R_T$ の場合には, 電源側からの電荷の供給が素早く起こり, トンネルに伴う電圧 (電荷) の変動はほとんど瞬時に消滅してしまう。すなわち, トンネル接合にはほとんど常に一定の電源電圧 V_0 がかかっている状態となる。しかし, 電源回路には, パルス的な (パルス幅 $\sim CR_S$) 電流が流れることになる。一方, $R_S \gg R_T$ の場合には, 電源側からの電荷の供給に時間がかかり, トンネルに伴う電圧 (電荷) の変動はなかなか消滅しない。すなわち, トンネル接合の電圧は自由に揺らぐことができるが, 電源回路には極わずかな緩和電流しか流れない。従って注入電流は, ほぼ一定 (連続的) とみなすことができる。前者は定電圧動作に, 後者は定電流動作に対応しているが, SET 振動, ブロツホ波振動を観測するためには, トンネルが起きてから, 連続的に電荷が供給されなければならないので, 定電流動作 ($R_S \gg R_T$) が必要である。

(c) $e/I_{dc} \gg \tau_T$, $\tau_T \equiv R_T C$

クーロン・ブロッケイドが効く領域は, $-e/2 < Q < e/2$ であるから, 電子がこの領域にいる時間は e/I_{dc} 程度である。他方, クーロン・ブ

ロッケイドが解けてから ($Q > e/2$) 次のトンネルが起こるまでの時間は τ_T 程度である。従って、この条件は、クーロン・ブロッケイドが効いている時間が効いていない (ランダムにトンネルできる) 時間に比べて十分大きくなければならないということを意味している。

$$(d) \quad R_T, R_S \gg R_Q; \quad R_Q \equiv h/4e^2 \approx 6.8 \text{ k}\Omega$$

この条件⁽³⁾は次のように解釈することができる。すなわち、電子がトンネルする平均時間間隔は、

$$\tau_T \equiv R_T C \quad (10)$$

程度であるが、エネルギーと時間の不確定性関係によれば⁽⁷⁾、このとき、 \hbar/τ_T 程度のエネルギーの不確定さが生じる。クーロン・ブロッケイドが働くためには、このエネルギーの不確定さは、静電エネルギーよりも十分小さくなくてはならず、次の条件が必要である。

$$\frac{\hbar}{\tau_T} \ll \frac{e^2}{2C} \longrightarrow R_Q \ll R_T \quad (11)$$

また、 C と R_S との間には、静電エネルギーの緩和が

$$\tau_S \equiv R_S C \quad (12)$$

程度の時間スケールで起こり、これに伴って接合子もつ静電エネルギーも \hbar/τ_S 程度の揺らぎをもつ。従ってクーロン・ブロッケイドがうまく働くためには、次の条件が満足されなければならない。

$$\frac{\hbar}{\tau_S} \ll \frac{e^2}{2C} \longrightarrow R_Q \ll R_S \quad (13)$$

3. 単一電子トランジスタ

クーロン・ブロッケイドの原理を用いることにより、単一電子のレベルで動作するトランジスタを実現することができる^{(6),(8)}。図5 (a) に示すような二つの微小トンネル接合が直列接続されて定電圧バイアスされている場合を考える。微小トンネル接合を、通常の容量と区別するため、記号 \dagger を用いている。外部回路を通して、電流が流れるためには、二つの接合でクーロン・ブロッケイドが解けて、トンネルが起きなければならない。今、接合1を通して n_1 個の電子が、接合2を通して n_2 個の電子が、既にトンネルしているものとする。このとき、中央電極には、

$$Q = e(n_1 - n_2) \quad (14)$$

なる電荷が蓄えられていることになる。各接合には、 $V_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V$, $V_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V$ なる電圧が印加されているので、結局、系全体の持つ自由エネルギーは、

$$F(n_1, n_2) = \frac{Q^2}{2C_S} - en_1 \frac{C_2}{C_S} V - en_2 \frac{C_1}{C_S} V \quad (C_S = C_1 + C_2) \quad (15)$$

となる。接合1でクーロン・ブロッケイドが解けて、電子が一つ下から上へトンネルできるためには、式 (15) で与えられる自由エネルギーが $n_1 \rightarrow n_1 + 1$ になることにより、小さくならないなければならない。この条件より、印加電圧 V に次の条件式が課せられる。

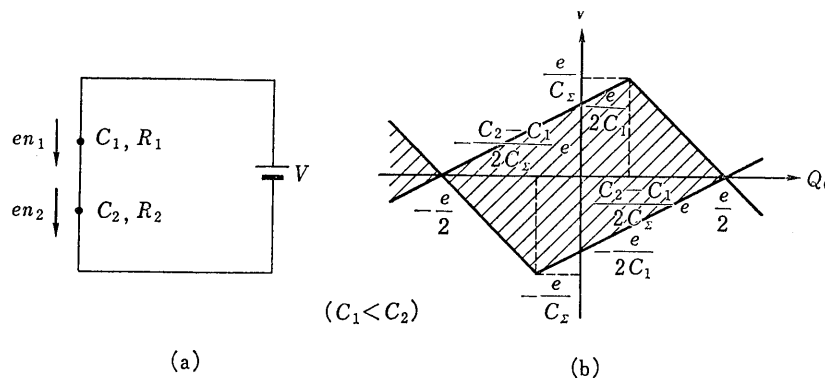


図5 (a) 二つの微小トンネル接合の直列接続
(b) 外部回路電流がクーロン・ブロックされる印加電圧 V と初期電荷 Q_0 の領域⁽⁸⁾

$$F(n_1, n_2) > F(n_1+1, n_2) \rightarrow V > \frac{1}{C_2} \left(Q_0 + \frac{e}{2} \right) \quad (16)$$

但し、 $Q_0 = (n_1 - n_2)e$ は初期の電荷量である。接合1で、ひとたびトンネルが起こると、接合2におけるクーロン・ブロッケイドが解け、 $(F(n_1+1, n_2) > F(n_1+1, n_2+1))$ 、接合2におけるトンネルがただちに起こり、外部回路に電流が流れる。同様に、接合2でクーロン・ブロッケイドが先に解け、電子が一つ下から上へトンネルし、引き続いて、接合1でトンネルが起こるためには、式(15)が $n_2 \rightarrow n_2+1$ になることにより、小さくならなければならない。この条件より、印加電圧 V に次の条件式が課せられる。

$$F(n_1, n_2) > F(n_1, n_2+1) \rightarrow V > \frac{1}{C_1} \left(-Q_0 + \frac{e}{2} \right) \quad (17)$$

外部回路に電流が流れないためには、式(16)、(17)のどちらの条件も満足されてはならないので、結局、印加電圧は次の上限値以下でなければならない。

$$V_i^+ = \min \left[\frac{1}{C_1} \left(-Q_0 + \frac{e}{2} \right), \frac{1}{C_2} \left(Q_0 + \frac{e}{2} \right) \right] \quad (18)$$

外部回路には、また、電子が上から下へトンネルしても $(n_1 \rightarrow n_1-1$ または $n_2 \rightarrow n_2-1)$ 、電流が流れる。これを抑圧するためには、印加電圧は次の下限値以上でなければならない。

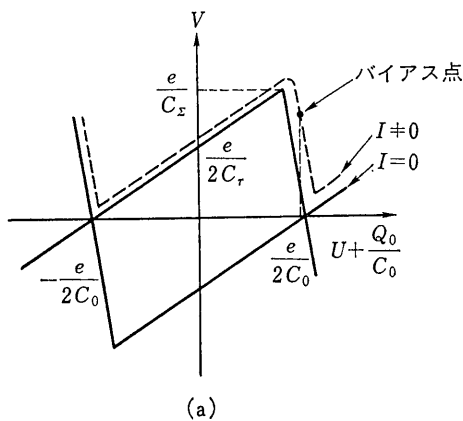


図7 (a) C-SETの入、出力電圧特性 (b) R-SETの入、出力電圧特性⁽⁸⁾

$$V_i^- = \max \left[\frac{1}{C_1} \left(-Q_0 - \frac{e}{2} \right), \frac{1}{C_2} \left(Q_0 - \frac{e}{2} \right) \right] \quad (19)$$

クーロン・ブロッケイドが働くためにはこれら二つの条件を同時に満足しなければならない。この領域を、図5(b)の斜線部で示した。

次に、中央電極にゲート端子を通して、電荷を注入し、この $V-Q$ 曲線を制御することを考える。図6(a)は、容量 C_0 を通してゲート電圧 U を印加する場合、図6(b)は、抵抗 R_0 を介して、ゲート電圧 U を印加する場合を示している。容量接続の場合には、式(15)において、 $Q_0 \rightarrow Q_0 + C_0 U$ 、 $C_2 \rightarrow C_2 + C_0$ 、 $C_x \rightarrow C_0 + C_1 + C_2$ と置き換えることにより、すでに行ったのと同様の手続きで、外部回路を流れる電流をブロックする条件が求められる。入、出力電圧の関係として、これを表すと図7(a)に示すようになる。これはいわば、外部回路電流 I

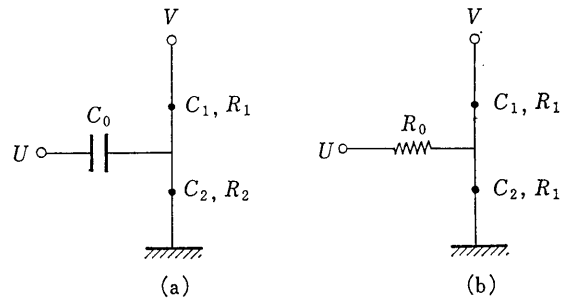
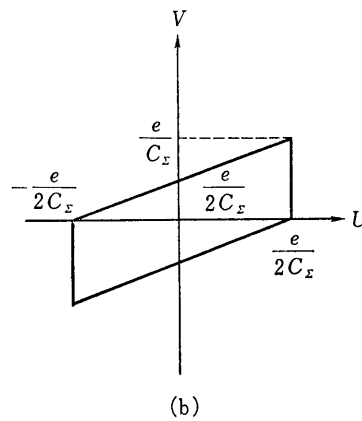


図6 (a) 容量結合単一電子トランジスタ (C-SET) (b) 抵抗結合単一電子トランジスタ (R-SET)⁽⁸⁾



$=0$ の極限における入, 出力電圧の関係を表している. 今, 外部回路を定電流電源で駆動し, 一定の電流を流したとすると, 入, 出力電圧の関係は, 図に示したように, 抵抗で発生する電圧分だけ上にシフトする. 例えば, 入力電圧 $U+(Q_0/C_0)$ を, 図に示したように, $e/2C_0$ 以下の点にバイアスして, 変調入力 δU を印加すると, 出力電圧 V は次式に従って増幅される.

$$K_V \equiv \frac{\delta V}{\delta U} \bar{I} = \text{一定} \quad \left| \approx \frac{C_0}{C_1} \right. \quad (20)$$

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と見なすことができる. 実際, C_0 を介して注入される電荷量は単位電荷 e よりも小さいが, 巨視的なレベルの電圧を増幅できるのである. ただ, この容量結合単一電子トランジスタ (Capacitive Single Electron Transistor; CSET) は, 図 7 (a) に示す如く, バイアス点が, 入力電圧 U だけでなく, 初期電荷量 Q_0 にも依存するため, 多くのトランジスタを集積化した VLSI の素子として用いるには, 入力電圧の設定値が画一的にできないという欠点を持つ.

そこで考え出されたのが, 図 6 (b) に示す抵抗接続の場合で, このとき, 初期電荷 Q_0 と入力電圧 U は次式で一義的に関係づけられる.

$$Q_0 = C_2 U - C_1 V \quad (21)$$

従って, 式 (21) を式 (15) に代入して, 外部回路を流れる電流がブロックされる領域を同様に求めると, 図 7 (b) に示すようになる. 入, 出力特性が Q_0 によらず, 一義的に決まるので, この抵抗結合単一電子トランジスタ (Resistive Single Electron Transistor; R-SET) の方が, VLSI 用の素子として適しているといえる.

4. 光の量子状態とトンネル接合の量子状態の類似性

定電圧, 定電流動作しているジョセフソン接合に形成される量子状態は, それぞれ光のコヒーレント状態, 光子数状態に非常に近い. 電源抵抗 R_S がトンネル抵抗 R_T に比べて非常に小

さい場合は ($R_S \ll R_T$) ジョセフソン接合の障壁にかかる電位差 V は, 電源により固定される. このとき, 両超伝導体に形成される位相の差は (時間に比例する項 $(2eV/\hbar)t$ を除き), 固定され, 接合電流は, ジョセフソン振動数 $f = 2eV/\hbar$ で振動する. 他方, 障壁をトンネルする電子対 (クーパー・ペア) の数を制御する機構であるクーロン・ブロッケイドは注入電流がパルス的になるので機能できず, 従って, トンネルイベントはランダムに発生する. これは位相はよく確定しているが, 量子数の揺らぎは大きい巨視的なコヒーレント状態の発生に似ている. 反対に, トンネル抵抗が電源抵抗に比べて十分に小さい場合 ($R_S \gg R_T$) は, ジョセフソン接合は定電流動作になる. このとき, 障壁にかかる電位差は, ブロッセ波振動数 $f = I/2e$ で振動する. 位相差は全くランダムになるが, 電子対は障壁を同じ振動数で規則的にトンネルする (ブロッセ波振動). これは光子数状態に似ている.

電極が共に金属であるノーマル接合の場合, 超伝導体の位相に相当するような秩序パラメータは存在しない. しかし, 微小な接合素子ではクーロン・ブロッケイドの効果によって, あるいは接合素子から放射される光と接合素子との相互作用によって, ジョセフソン接合の場合と似た秩序状態が形成されるかもしれない⁽³⁾.

5. 単一光子数状態の発生法

図 8 (a) のような, 微小な金属-絶縁体-半導体からなるトンネル接合を考えよう. このようなトンネル接合素子を低温で ($T \ll e^2/k_B C$) 定電流動作させる状態を考えよう. 1. で述べた原理に従って, 注入された電子は, 振動数 $f = I/e$ で規則的に半導体の伝導帯に注入される. この注入された電子は, 図 8 (b) に示されるようなマイクロキャビティによって強調された真空場によって直ちにホールと再結合し, エネルギーギャップに対応したフォトンをつ一つの指定されたモードに発生させる. こうして, クーロン・ブロッケイドの原理とマイクロキャビティ

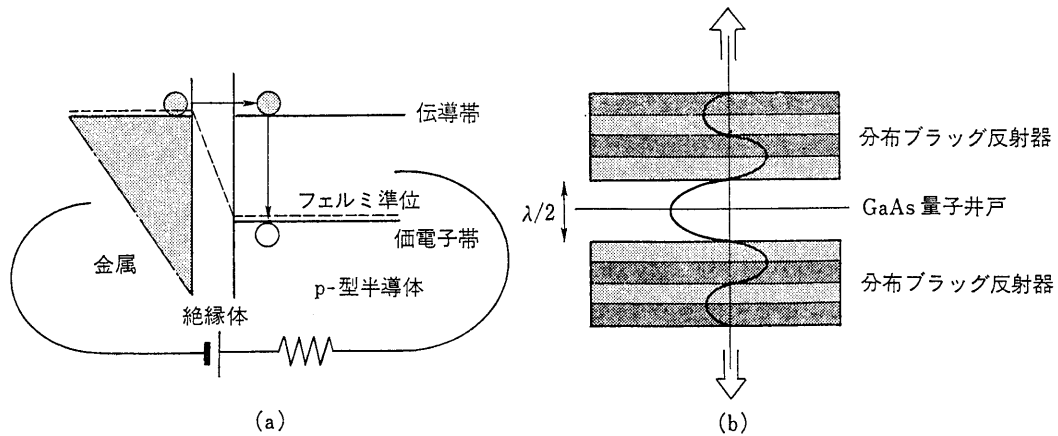


図 8 単一光子数状態の発生法 (a) クーロン・ブロッケイドの原理を用いた単一電子の規則的な注入, (b) 強調された真空場の揺らぎによる高い量子効率の実現.

の技術を組み合わせることによって単一光子数状態を発生させることができる⁽⁹⁾.

- (9) Y. Yamamoto, S. Machida, K. Watanabe, K. Igeta and M. Ueda : 11th Int. Conf. on Atomic Physics (Paris, July, 1988, to be published from World Scientific).

文 献

- (1) E. Ben-Jacob, Y. Gefen, K. Mullen and Z. Schuss : Phys. Rev., B 37, p. 7400 (1988).
- (2) K.K. Likharev and A.B. Zorin : J. Low. Temp. Phys., 59, p. 347 (1985).
- (3) D.V. Averin and K.K. Likharev : J. Low. Temp. Phys., 62, p. 345 (1986).
- (4) P.W. Anderson : "Lectures on the Many-Body Problem", ed. E.R. Caianiello, Academic, New York, 2, p. 113 (1964).
- (5) J. Ziman : "Principles of the theory of Solids", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 3章および6章 (1972).
- (6) K.K. Likharev : IBM J. Res. Dev., 32, p. 143 (1988).
- (7) Y. Aharonov and D. Bohm : Phys. Rev., 122, p. 1649 (1961).
- (8) K.K. Likharev : IEEE Trans. Mag., MAG-23, p. 1142 (1987).



山本 喜久 (正員)

昭 48 東工大・工・電気卒。昭 53 東大大学院博士課程了。同年日本電信電話公社入社。以来、コヒーレント光通信、レーザ増幅器、レーザの量子雑音、量子光学の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループリーダー、工博。昭 56 年度学術奨励賞、昭 60 年度業績賞受賞。著書「Semiconductor and Semimetals」など。



上田 正仁

昭 61 東大・理・物理卒。昭 63 同大学院修士課程了。同年日本電信電話(株)入社。以来、微小接合素子の量子論の研究、量子光通信の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループに所属。