

電流標準の現状と展望

中村 秀司*

(平成 24 年 2 月 3 日受理)

A Review of Current Standard

Shuji NAKAMURA

Abstract

Research on Single Electron Transistors (SETs) was started in the 90s and has since opened the path towards modern metrological current standards based on quantum effects. The SET device can control the elementary charge one by one and the slow rate of the charges, thus it directly determines the electrical current. In this article, the quantum electrical standards based on the quantized Hall effect and the Josephson effect are reviewed. Then, the principle of the SET device and the history of its development are introduced. Applications of the SET device to the current standard, to the quantum metrology triangle experiment, and to the determination of the value of e for the SI redefinition are also described.

1 はじめに

今日我々が生活する中で電気の恩恵に与らない日はない。また今日の科学技術の発展は、高度な電気技術によって支えられているといっても過言ではない。電気標準は、それら高度な電気技術を支えるトレーサビリティの根幹として非常に重要な役割を果たしている。電気に関する物理量としては、電流、電圧、抵抗、キャパシタンス、インダクタンスなど様々なものが存在するが、本調査研究では「電流標準」の研究の現状とその展望について報告する。産業界において電流を利用しないものを挙げることは困難であり、そのことからこの単位の重要性が容易に想像できる。

現在の電流標準は、「量子 Hall 効果」と「Josephson 効果」によって決められた抵抗標準と電圧標準を組み合わせ、Ohm の法則に基づいて間接的に実現されている。一方で、より不確かさの小さな電流標準を実現するための研究も各国で盛んに行われており、例えば単一の電子を電氣的に制御することで電流標準を実現しようという試みなどがある。本調査研究では、まず過去の電気標準の歴史について簡単に概説し、現在の電流標準の基礎となる「量子 Hall 抵抗標準」「Josephson 電圧標準」につい

て述べる。そしてより不確かさの小さな電流標準の実現に向けた取り組みを紹介する。最後にこれらの研究の位置づけとその応用について述べる。

2 電気標準の歴史と現状

電流とは、電子など電荷を持つ粒子*1の流れの大きさを表す量である。正確に言えばある面内を単位時間当りに通過する電荷の量のことで、

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (1)$$

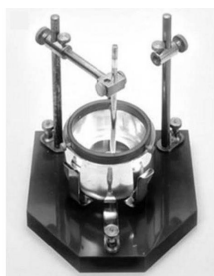
となる。ここで I は電流、 Q は電荷量である。 t は時間を表している。

電流の発見がいつであるかということを断定するのは非常に難しい。しかし 17 世紀ごろにはその存在が認識されており、おそらく商取引によって出現したであろう「重さ」、「長さ」といった単位に比べれば、比較的新しい単位であるといえる。電流を含む電磁気に関する基礎研究は、18 世紀頃から盛んに行われ、1785 年の Coulomb の法則、1820 年の Biot-Savart の法則、Ampere

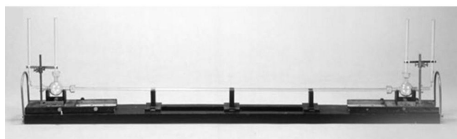
*1 量子力学的な考え方では、物質は波でもあり粒子でもあるのだがここでは便宜上「粒子」と記述する。

* 計測標準研究部門 電磁気計測科 電気標準第 2 研究室

の法則, 1826年の Ohm の法則, 1831年の Faraday による電磁誘導の発見などがあり, これ以外にもあげれば枚挙に暇がない. 1873年 Maxwell は, これらを『電磁気学』としてまとめ上げた. さらにこの後, 運動する座標系に対する電磁気学を Hertz や Lorentz が精力的に研究し, その後の Einstein の特殊相対性理論, 一般相対性理論へとつながっていったことは周知の事実である. 電流の応用に関しては, 例えば 1750年頃には電信の提案がなされ, 18世紀中旬にはその商用化がなされている. また 18世紀後半になると電球や発電機, 蓄音機など様々なものに利用されるようになった. このような商業的な応用に伴い, 電気量に対する標準の整備が求められるようになっていったと考えられる. そのような中で 1908年万国電気単位本会議が開かれ国際電気単位が定められた.



a) 銀分離器



b) 水銀抵抗原器

図1 1908年から1948まで用いられた電流と抵抗の標準器¹⁾

ここからは電気量のうち特に電流, 抵抗, 電圧に注目し話を進める. 電流, 抵抗, 電圧の3つの物理量は互いに Ohm の法則によって,

$$V = I \times R \quad (2)$$

という関係で結びついている. ここで V は電圧, I は電流, R は抵抗である. この式からもわかるように, 電圧, 電流, 抵抗のうち2つの単位を定義すれば, もう一つの単位もその組立量として実現される.

まず初期の段階(1908年から1948年)では, 「電流」と「抵抗」が標準として採用された. 電流については, 「硝酸銀溶液に電流を通した場合, 1秒間に 0.00111800 g の銀を析出する不変電流」を 1A として定義し, 一次標準器として「銀分離器」が用いられた. また抵抗に関して

は「断面積 1 mm², 長さ 1063.00 mm, 摂氏 0 度における水銀柱の抵抗」を 1 Ω として定義し, 一次標準器として「水銀抵抗原器」が用いられた. 図 1 は, 実際に用いられた電流標準器と抵抗標準器の写真である. この後, さまざまな手法によって(例えば電流天秤や相互誘導器によって)これら標準の絶対測定が行われ, この標準 CGS の確かさ, CGS 単位系との一致の確かさが確認されていた.

一方, メートル条約で定められた MKS 単位系と国際電気単位を統合し, MKSA 単位系としてまとめる動きが国際的に高まりつつあった. つまり, 前記の器物による電気標準から, より一般的で器物に依存しない電気標準の定義への移行が期待された. 1948年第9回国際度量衡総会によって, 電流の定義は「真空中に 1メートルの間隔で平行に配置された無限に小さい円形断面積を有する無限に長い2本の直線状導体のそれぞれを流れ, これらの導体の長さ 1メートルにつき 2×10^{-7} ニュートンの力を及ぼしあう一定の電流である.」と変更され, 電気単位は MKS 単位系に統合され MKSA 単位系を構成する基本単位の一つとなった. この電流の定義は, 実際の電流標準器作製法を定めたものではなく, むしろ真空の透磁率 μ_0 を

$$\mu_0 \equiv 4\pi \times 10^{-2} \text{ m kg s}^{-2} \text{ A}^{-2} \quad (3)$$

と定義するによって国際単位系の一貫性を担保することを目的として定められたものである. その成り立ちから自明なようにこの定義に基づき実用上の電流標準を作製することは困難である. 例えば, 「真空中」「1メートルの間隔で平行に配置」「無限に小さい円形断面積」「無限に長い直線状導体」「1メートルにつき 2 ニュートンの力」などを必要な不確かさの中で実現もしくは測定することは事実上不可能であろう. そこで電気量を測定するための標準に関しては, 長さ, 時間, 抵抗, 電圧の4つを軸として実用上の標準体系が用意されるようになった.

1956年クロスキャパシタ³⁾が発案され, 1962年 Josephson 効果が発見された⁴⁾. クロスキャパシタは, 真空中に4本の棒状の電極を平行に配置した構造をもち, その中央に設置されたガード電極の変位を測定すること, すなわち長さの測定を行うことのみでキャパシタンスを正確に決定することができるものである. キャパシタンスは直角相ブリッジを介して抵抗の校正の標準として用いることが可能であり, その原理的な不確かさの要因である電源周波数の値は最も不確かさの小さな周波数標準にトレーサブルに十分小さな不確かさで校正できる

ため、抵抗も精度よく実現できる。Josephson 効果は、薄い絶縁体もしくは金属を超伝導体で挟んだ構造に電磁波を照射することで接合を挟んだ両端の電圧が $\frac{h}{2e} \times f$ を単位として量子化する現象である。ここで h はプランク定数、 e は電気素量、 f は周波数である。クロスキャパシタ、Josephson 効果の標準器としての可能性についての検討が行われた後、1975 年国際度量衡委員会は、抵抗標準をクロスキャパシタにより実現し、電圧標準を Josephson 効果によって実現することを各国に勧告し、日本では 1977 年からクロスキャパシタと Josephson 効果によって抵抗、電圧の標準が供給されるようになっていった。

1980 年 von Klitzing によって量子 Hall 効果が発見された⁵⁾。これは二次元電子系 *² と呼ばれる系に面直に磁場を印加した際、その Hall 抵抗が、 $\frac{h}{2e^2}$ の自然数分の一で量子化する現象である。ここで Hall 抵抗とは、印加した電流および磁場に垂直な方向に発生する抵抗であり、 $\frac{h}{2e^2} \equiv R_k$ は von Klitzing 定数と呼ばれる。その後の先進各国の研究を通して量子 Hall 効果の普遍性と標準としての利用の容易さが実証され、1990 年 1 月より Josephson 定数の協定値を用いた電圧標準と von Klitzing 定数の協定値を用いた抵抗標準を基礎とする電気標準体系を採用し現在に至っている。

以上のような流れで現状電流標準は、量子 Hall 効果による抵抗標準と Josephson 効果による電圧標準から Ohm の法則を用いて実現されている。産総研において現在供給されている電流標準は、交流電流標準のみであり、直流電流標準の供給は行われていない。交流電流の校正には、分流器（シャント）、および変流器が用いられ、それを校正することによって間接的に交流電流標準を供給している。これらについては、文献⁶⁾ に詳しい解説があるので参照されたい。一方デジタルマルチメーターや直流電流源など直流電流を用いる機器の校正は、日本電気計器検定所（JEMIC）などが行っている。図 1 は JEMIC が行っている直流電流関係の校正の一覧である。この直流電流の校正においても大元をたどれば、「抵抗」と「電圧」の標準に行きつく。

次に抵抗標準の基礎となる「量子 Hall 効果」および電圧標準の基礎となる「Josephson 効果」について解説する。

2.1 量子 Hall 効果と Josephson 効果

抵抗標準の基礎となる量子 Hall 効果は、1980 年 von Klitzing によって発見された⁵⁾。量子 Hall 効果は、図 2

*¹ 量子力学的な考え方では、物質は波でもあり粒子でもあるのだがここでは便宜上「粒子」と記述する。

表 1 日本電気計器によって供給されている直流電流関係の校正（現地校正は除く）²⁾

種類	校正範囲	最高測定能力 (k=2)
直流電流発生装置	1 pA 以上 10 pA 以下	0.07 pA
	10 pA 超 60 pA 以下	0.3 pA
	60 pA 超 400 pA 以下	0.4 pA
	400 pA 超 600 pA 以下	0.5 pA
	600 pA 超 800 pA 以下	0.6 pA
	800 pA 超 900 pA 以下	0.7 pA
	900 pA 超 1000 pA 以下	0.8 pA
	1 nA 超 3 nA 以下	0.003 nA
	3 nA 超 4 nA 以下	0.004 nA
	4 nA 超 6 nA 以下	0.005 nA
	6 nA 超 8 nA 以下	0.006 nA
	8 nA 超 9 nA 以下	0.007 nA
	9 nA 超 100 nA 以下	0.008 nA
	100 nA 超 400 nA 以下	0.03 nA
	400 nA 超 8 μA 以下	0.04 nA
	8 μA 超 10 μA 以下	0.05 nA
	10 μA 超 90 μA 以下	0.4 nA
	90 μA 超 100 μA 以下	0.5 nA
	0.1 mA 超 0.8 mA 以下	0.004 μA
	0.8 mA 超 1 mA 以下	0.005 μA
	1 mA 超 8 mA 以下	0.04 μA
	8 mA 超 10 mA 以下	0.05 μA
	10 mA 超 90 mA 以下	0.4 μA
	90 mA 超 100 mA 以下	0.5 μA
	0.1 A 超 0.7 A 以下	0.004 mA
	0.7 A 超 0.9 A 以下	0.005 mA
	0.9 A 超 1 A 以下	0.006 mA
	1 A 超 1.3 A 以下	0.05 mA
	1.3 A 超 1.9 A 以下	0.06 mA
	1.9 A 超 2.3 A 以下	0.07 mA
	2.3 A 超 2.7 A 以下	0.08 mA
	2.7 A 超 3.1 A 以下	0.09 mA
	3.1 A 超 3.5 A 以下	0.1 mA
	3.5 A 超 7.2 A 以下	0.2 mA
	7.2 A 超 10 A 以下	0.3 mA
	10 A 超 11 A 以下	0.4 mA
	11 A 超 15 A 以下	0.5 mA
	15 A 超 19 A 以下	0.6 mA
	19 A 超 20 A 未満	0.7 mA
	20 A	0.6 mA
	20 A 超 21 A 以下	0.7 mA
	21 A 超 25 A 以下	0.8 mA
	25 A 超 28 A 以下	0.9 mA
	28 A 超 30 A 未満	1 mA
	30 A	0.9 mA
30 A 超 45 A 以下	2 mA	
45 A 超 50 A 未満	3 mA	
50 A	4 mA	
50 A 超 58 A 以下	4 mA	
58 A 超 73 A 以下	5 mA	
73 A 超 88 A 以下	6 mA	
88 A 超 100 A 未満	7 mA	
100 A	3 mA	
100 A 超 300 A 以下	0.02 A	
300 A 超 500 A 以下	0.03 A	
500 A 超 900 A 以下	0.3 A	
900 A 超 1000 A 以下	0.4 A	
1000 A 超 5000 A 以下	2 A	
1 pA 以上 10 pA 以下	0.06 pA	
10 pA 超 60 pA 以下	0.2 pA	
60 pA 超 400 pA 以下	0.3 pA	
400 pA 超 600 pA 以下	0.4 pA	
600 pA 超 800 pA 以下	0.5 pA	
800 pA 超 900 pA 以下	0.6 pA	
900 pA 超 1000 pA 以下	0.7 pA	
1 nA 超 3 nA 以下	0.002 nA	
3 nA 超 4 nA 以下	0.003 nA	
4 nA 超 6 nA 以下	0.004 nA	
6 nA 超 8 nA 以下	0.005 nA	
8 nA 超 9 nA 以下	0.006 nA	
9 nA 超 100 nA 以下	0.007 nA	
100 nA 超 400 nA 以下	0.02 nA	
400 nA 超 600 nA 以下	0.03 nA	
600 nA 超 1 μA 以下	0.04 nA	
1 μA 超 10 μA 以下	0.05 nA	
10 μA 超 80 μA 以下	0.4 nA	
80 μA 超 100 μA 以下	0.5 nA	
0.1 mA 超 0.8 mA 以下	0.004 μA	
0.8 mA 超 1 mA 以下	0.005 μA	
1 mA 超 8 mA 以下	0.04 μA	
8 mA 超 10 mA 以下	0.05 μA	
10 mA 超 80 mA 以下	0.4 μA	
80 mA 超 100 mA 以下	0.5 μA	
0.1 A 超 0.6 A 以下	0.004 mA	
0.6 A 超 0.9 A 以下	0.005 mA	
0.9 A 超 1 A 以下	0.006 mA	
1 A 超 1.6 A 以下	0.06 mA	
1.6 A 超 2.1 A 以下	0.07 mA	
2.1 A 超 2.5 A 以下	0.08 mA	
2.5 A 超 2.9 A 以下	0.09 mA	
2.9 A 超 3.4 A 以下	0.1 mA	
3.4 A 超 7.2 A 以下	0.2 mA	
7.2 A 超 10 A 以下	0.3 mA	
10 A 超 11 A 以下	0.5 mA	
11 A 超 16 A 以下	0.6 mA	
16 A 超 20 A 以下	0.7 mA	
20 A 超 23 A 以下	0.8 mA	
23 A 超 26 A 以下	0.9 mA	
26 A 超 30 A 以下	1 mA	
30 A 超 45 A 以下	2 mA	
45 A 超 50 A 未満	3 mA	
50 A	2 mA	
50 A 超 58 A 以下	4 mA	
58 A 超 73 A 以下	5 mA	
73 A 超 87 A 以下	6 mA	
87 A 超 100 A 未満	7 mA	
100 A	3 mA	
100 A 超 300 A 以下	0.02 A	
300 A 超 500 A 以下	0.03 A	
500 A 超 1000 A 以下	0.5 A	
1000 A 超 5000 A 以下	2 A	
10 μA 以上 100 A 以下	25 ppm	
100 A 超 500 A 以下	50 ppm	
500 A 超 5000 A 以下	0.06 %	
50 A 超 500 A 以下	50 ppm	
500 A 超 5000 A 以下	0.06 %	

のように加工した二次元電子系 (two dimensional electron gas, 2DEG) に磁場 B を印加することでその Hall 抵抗 $R_H = \frac{V_{12}}{I}$ が $\frac{h}{e^2} \equiv R_K$ (von Klitzing 定数) の自然数分の 1 で量子化される現象である。(端子 i と端子 j の間に発生する電圧を V_{ij} とする。) 量子 Hall 抵抗標準には, 半導体で構成された半導体二次元電子系を用いる。異なる半導体を接合しそこに変調ドーピングと呼ばれる局所的なドーピングを施すことによって, 電子が半導体界面だけに二次元的に存在する構造を作製することができる。半導体二次元電子系は分子線エピタキシー法 (MBE) や有機金属気相成長法 (MOCVD) 等の手法によって作製される。半導体二次元電子系の特徴は移動度が通常の半導体などに比べて高いことである。また, ゲート電極を半導体基板上に作製しそこに負の電圧を印加することで二次元電子系の電子密度を変えたり, 空乏化させたりすることができる。これにより任意の形状を半導体二次元電子系上に実現することができる。代表的な半導体二次元電子系としては GaAs 系二次元電子系, InGaAs 系二次元電子系などがありそれぞれ移動度が高い, スピン軌道相互作用が大きいなどといった特徴を有している。

図 2 において Hall 抵抗は, 電流と垂直方向に発生する電圧 V_{12} ($=V_{34}$) を電流 I で割ったものであり, 電流と平行方向に発生する電圧 V_{24} ($=V_{13}$) を電流 I で割ったものは縦抵抗と呼ばれる。数式を用いれば Hall 抵抗は

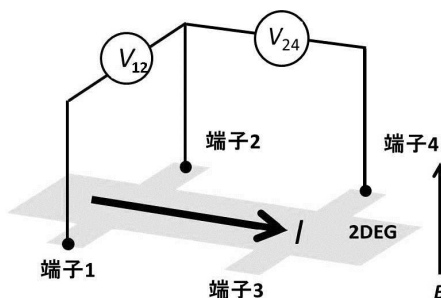
$$R_H = \frac{V_{12}}{I} = \frac{h}{e^2} \times \frac{1}{i} \equiv R_K \times \frac{1}{i} \quad (4)$$

と記述することができる。ここで i は自然数であり, 物理的にはスピン自由度を考量したときの伝導チャンネルの本数を意味している。この発見によって 1985 年 von Klitzing はノーベル賞を受賞した。受賞した理由には「物理定数の測定技術の開発」という項目が含まれており, このことから物理定数の測定の重要性が世界的に認識されていることがわかる。

図 3 は産総研で行った量子 Hall 効果の実験例とそのサンプルである。Hall 抵抗 R_H が量子化し, そこで縦抵抗 R_{xx} が 0 になっている。この量子 Hall 効果による Hall 抵抗の量子化は, Laughlin の思考実験⁷⁾ によって理論的に説明することができるが, ここでは紹介にとどまり以降より定性的な説明を行う。重要なのは二次元電子系の電子が磁場によってサイクロトロン運動し, 電子状態が縮退した Landau 準位に分かれていくことである (図 4 の a) \rightarrow b)。この Landau 準位は不純物の効果によってエネルギー的に幅を持っている。またこの Landau 準位は, 試料端で持ち上がるため図 5 のように試料端で Fermi 面 (図

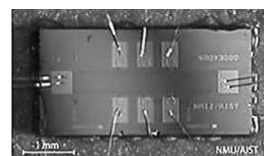
中 EF) と交わる点が存在する。すなわち量子 Hall 状態においてはこの端だけで電流が流れることになる。このような状態は edge 状態と呼ばれ, Büttiker らによって提唱された⁸⁾。

まず量子 Hall 状態において縦抵抗 R_{xx} がゼロになる原

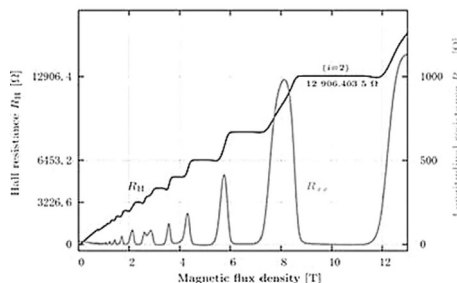


$$R_H = V_{12} / I = (h/e^2) \times 1/i$$

図 2 量子 Hall 効果の測定



a) 産総研で作製した量子Hall素子



b) 量子Hall効果におけるHall抵抗(縦軸左)と縦抵抗(縦軸右)の磁場依存性

図 3 量子 Hall 効果

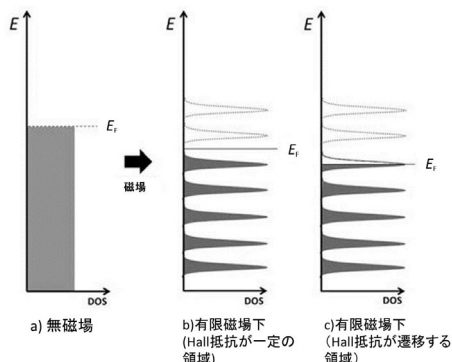


図 4 Landau 量子化 (図中 E はエネルギー, DOS は状態密度, E_F は Fermi エネルギー)

理を説明する。ここでは絶対零度かつ無限小の一定電流をサンプルに印加しているとする。一般的に抵抗を持つためには伝導電子は散乱を受ける必要がある。今、図4b)のように離散化した Landau 準位間にちょうど Fermi 面があるとすると、Fermi 面以下の Landau 準位はすでに占有されているため、伝導電子が散乱されるためには上の占有されていない Landau 準位までの差のエネルギーを得て飛び移らなくてはならない。しかし低温かつ低バイアス電圧ではこのようなエネルギーを得ることができず、結果として電子は散乱されず edge 状態を流れ縦抵抗 R_{xx} はゼロになる。次に Hall 抵抗 R_{H} が一定の値をとる理由であるが、これも散乱が無いことで定性的な説明ができる。試料中央にある Landau 準位に存在する電子は、多数の不純物を素子端と見なしてその周りを周回し局在している。Hall 抵抗 R_{H} が変化するためには電子は Hall 抵抗を測定している端子間（ここでは図2の端子1と端子2の間）を移動しなければいけないが、電子が端子間を移動するためには素子中央に局在した Landau 準位間を飛び移りながら移動しなければならない。先ほどの説明のように Fermi 面以下の Landau 準位は占有されていて、上の準位はエネルギー的に飛び移ることが難しいため、Fermi 面がこの Landau 準位の間にあるときは磁場を変化させても Hall 抵抗の値は変化せず一定の値をとる。このようにして磁場に対して Hall 抵抗 R_{H} が変化しない領域が発生する。電子密度や磁場の変化によって図4c)のように Fermi 面が Landau 準位に触り Fermi 面直上に空いている準位が存在する状況になると、電子は散乱され縦抵抗 R_{xx} は有限の値を持ち、Hall 抵抗 R_{H} は量子化値から変化する。以上、量子 Hall 状態における Hall 抵抗 R_{H} と縦抵抗 R_{xx} の振る舞いを Landau 準位と Fermi 面の関係によって簡単に説明した。しかし実際にはもう少し複雑な議論が必要であり、それは文献を参考にされたい⁹⁾。

次に電圧標準の基礎となる Josephson 効果について説明する。図6は Josephson 接合とその代表的な電流電圧特性である。Josephson 効果は、二つの超伝導体が薄い絶縁膜もしくは金属の薄膜によって隔てられた構造で起

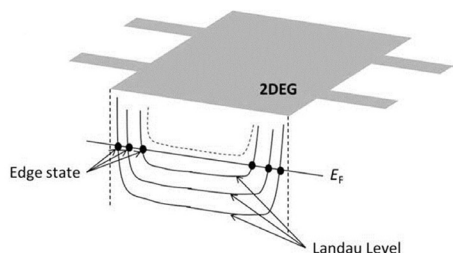


図5 Landau 準位と edge 状態

きる現象である。Josephson 効果は、その名の通り Josephson によって1962年に理論的に予想され⁴⁾、その後 Anderson と Rowell によって実験的に確かめられた¹⁰⁾。1973年 Josephson は、Esaki, Giaever 等とともに「トンネル現象」の発見という理由でノーベル賞を受賞している。Josephson 効果は次の2つの式によって特徴づけられる。

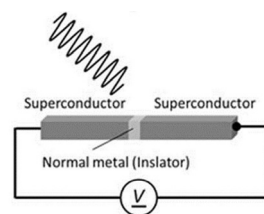
$$I = I_C \sin(\Delta\varphi) \tag{5}$$

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V \tag{6}$$

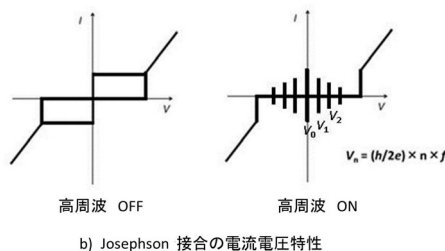
ここで V は接合間の電圧、 I は電流、 I_C は臨界電流、 e は電気素量、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである。また $\Delta\varphi$ は2つの超伝導体のマクロな波動関数の位相差をあらわす。今、(5)式が表していることは二つの超伝導のマクロな波動関数間に位相差があると、印加している電圧がゼロであっても超伝導電流が流れるということである。これは直流 Josephson 効果と呼ばれる。(6)式は、素子両端に直流電圧を印加すると二つの超伝導のマクロな波動関数の位相差が時間的に発展することを示しており、(5)式に(6)を時間で積分したものを代入することで、定電圧下で2つの超伝導間を流れる電流値が交流的に変化することがわかる。これを交流 Josephson 効果と呼ぶ。

さてここで直流電圧だけではなく交流電圧も合わせて

$$R_H = \frac{V_{12}}{I} = \frac{h}{e^2} \times \frac{1}{i} \equiv R_K \times \frac{1}{i} \tag{7}$$



a) Josephson 接合と測定の概念図



b) Josephson 接合の電流電圧特性

図6 Josephson 接合とその高周波応答（ここでは、電流電圧特性がヒステリシスを持つアンダーダンプ型の Josephson 接合の応答を示す。）

で表される電圧を Josephson 接合に印加することを考える。ここで V_0 は直流電圧成分, V_1 は交流電圧の振幅, ω_1 は交流電圧の角振動数である。この式を (6) に代入し両辺を時間 t で積分すると

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \frac{2eV_0}{\hbar}t + \frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \sin\omega_1 t \quad (8)$$

となり (φ_0 は積分定数), さらにこの式を第一式に代入し J_1 を第一種 1 次 Bessel 関数として, Hankel 変換を行えば,

$$I = I_C \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^n J_l \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \sin \left[\varphi_0 - \left(\frac{2eV_0}{\hbar} \right) t - n\omega_1 t \right] \quad (9)$$

となる。今この電流を時間 t で積分し, さらに時間 t で割って平均化された電流 (直流電流) を考えると, t が十分大きい領域では, 一般的にはゼロになってしまう。しかし

$$\left(\frac{2eV_0}{\hbar} \right) t - n\omega_1 t = 0 \quad (10)$$

$$V_0 = n \frac{\hbar\omega_1}{2e} = n \frac{hf}{2e} \quad (11)$$

を満たす直流電圧 V_0 では有限の値の直流成分を持つことができる。また φ_0 は積分定数であり不定性を持つため流れる電流値は,

$$-I_C J_n \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \leq I \leq I_C J_n \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \quad (12)$$

の不定性を持つ (図 6b) 右図)。このように電流電圧特性に電圧一定で電流が不定の領域が出現する。標準にはこの櫛状に立った電圧 V_0, V_1, \dots を利用する。これが Josephson 電圧標準の原理である。 $K_J \equiv \frac{h}{2e}$ は Josephson 定数と呼ばれている。この値は場所, 時間, 温度, 接合材料, 接合の形状などに依存せず普遍的であると考えられている。

次節では「量子 Hall 効果と Josephson 効果の普遍性」, 次々節では「von Klitzing 定数 R_K と Josephson 定数 K_J の絶対測定」について述べる。

2.2 量子 Hall 効果と Josephson 効果の普遍性

さて量子 Hall 効果や Josephson 効果によって抵抗, および電圧が量子化することがわかったが, これはどれくらい普遍的な現象なのであろうか? これらを確認するべく多くの研究が行われた。例えば von Klitzing 定数 R_K は,

異なる試料間や異なるプラトー間での比較が行われている^{11)~13)}。一例をあげると 1991 年 GaAs 二次元電子系と SiMOS-FET での値の比較が行われ, 3.5×10^{-10} の不確かさで一致する事が確かめられた¹¹⁾。また Josephson 効果の研究については, 1983 年 Tsai らによって 2 つの異なる Josephson 接合間で Josephson 定数 K_J が 2×10^{-16} 以下の相対標準不確かさ¹⁴⁾で, 1987 年には 10^{-19} の不確かさで一致することが確かめられている¹⁵⁾。

2.3 von Klitzing 定数 R_K と Josephson 定数 K_J の絶対測定

量子 Hall 効果, Josephson 効果の普遍性が確かめられると同時に von Klitzing 定数 R_K と Josephson 定数 K_J の絶対測定も行われていった。あらゆる物理量を絶対測定する際には国際単位系 (SI) の 7 つの基本単位, すなわち, m, kg, s, A, K, cd, mol から求めなくてはならない。von Klitzing 定数 R_K と Josephson 定数 K_J の絶対測定の詳しい手法に関しては, 文献¹⁶⁾に解説があるのでここでは手法について簡単に紹介するにとどまる。

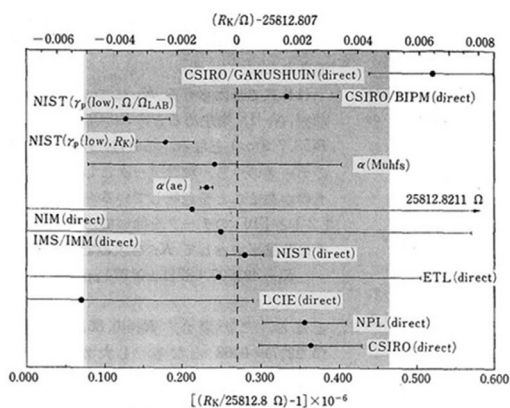
まず R_K の絶対測定のための手法であるが, クロスキャパシタによる手法や, 微細構造定数 α から求める手法などがある。一方, K_J の絶対測定のための手法であるが, 水銀エレクトロメーター, 電圧天秤法, 電流天秤法などがある。そのほかの方法として, 基礎物理定数を組み合わせることでその値を求めることができる。

これらの各種手法により測定された結果をまとめたものが図 7 である。これらのデータを基に 1988 年国際度量衡委員会は von Klitzing 定数と Josephson 定数の協定値を, 不確かさゼロとした上で,

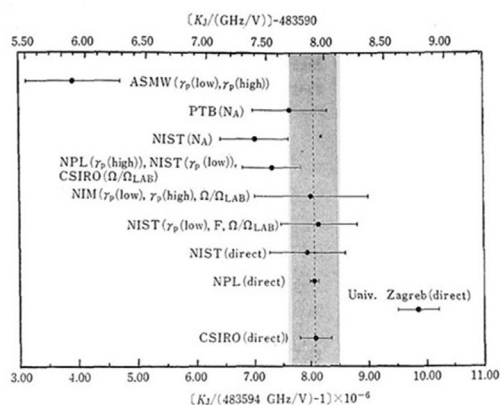
$$R_{K-90} \equiv 25812.807 \Omega \quad (13)$$

$$K_{J-90} \equiv 483597.9 \times 10^9 \text{ Hz/V} \quad (14)$$

と定め 1990 年 1 月 1 日から世界が統一してこの値の使用を開始した。これにより SI トレーサビリティに準じた形で抵抗標準および電圧標準を小さい不確かさで供給できるようになった。つまり, CODATA の改訂の度に变化するプランク定数や電気素量の不確かさに影響されず, かつ量子 Hall 効果と Josephson 効果の普遍性を最大限利用した形で標準供給の体系が確立された。当時既に 8 桁以上の分解能を持つ電圧計などが開発されており, また, 抵抗や電圧の標準器もそれと同等の安定性を持つものが存在したため, この体系の確立は高度な電気計測器のトレーサビリティを必要な不確かさで維持するためにも必



a) Von Klitzing定数



b) Josephson定数

図7 von Klitzing 定数 RK, Josephson 定数 KJ の絶対測定¹⁶⁾

須の事であった。またこれを利用することで、電流標準も Ohm の法則に基づき抵抗標準と電圧標準を組み合わせることで実現できるようになった。

ここまでは、現在の電流標準の基礎となっている量子 Hall 効果と Josephson 効果について述べてきた。近年、この二つの量子効果を用いることなく、電荷を一粒ずつコントロールすることでより不確かさの小さな電流標準を実現しようという試みがなされている。次節では、この新しい試みによる電流標準について解説する。

3 電流標準の近年の研究

電流はその単位「クーロン/秒」からわかる様に「電荷が一秒間に何個通過したか。」ということを表す量である。電荷を一粒ずつ動かして、一秒間あたりに通過する電荷の数を正確に制御することができ、かつ現在検討されているアンペアの定義変更によって電子の電荷が定義値になれば、理想的には現在もっとも不確かさの小さ

な周波数にトレーサビリティを確保するだけで電流を決定することができるため、不確かさの小さな電流標準を作りだすことができると期待される。微細加工技術の進歩によって、電子一粒の動きを制御できる単電子トランジスタと呼ばれるデバイスが実現され、それを用いた電流標準の研究が各国で盛んに行われている。また近年、Quantum Phase Slip と呼ばれる現象を用いた電流標準の提案もなされている。将来的に電流標準はこのような手法によって実現されると考えられる。ここではそれらの研究の概要と現状について解説する。

3.1 単電子トランジスタを用いた電流標準

3.1.1 クーロンブロッケイド

系を小さくしていくと量子力学的な効果が表れ、電子の波動性が重要になってくる。今、図8のような金属を微小な絶縁体で挟んだトンネル接合を考える。電子が古典的な粒子として振る舞うならば、電子の持つエネルギーが障壁のポテンシャルエネルギーより低いと、電子は障壁を通り抜けることはできない。しかし波として電子が振る舞うならば、この障壁を電子は、確率的にトンネルすることができる。ここでさらに電子の Coulomb 相互作用の影響を考えると、電子が左側の金属から右側の金属へと一粒飛び移るには、

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \tag{15}$$

だけの余分なエネルギーが必要となる。Cはこのトンネル接合のキャパシタンスを表し、 E_C はチャージングエネルギーと呼ばれる。ここで電荷 e は $1.60 \cdots \times 10^{-19}$ C で一定であるのでこの E_C は、接合のキャパシタンスだけで決まる。図2はこの接合のキャパシタンスとチャージ

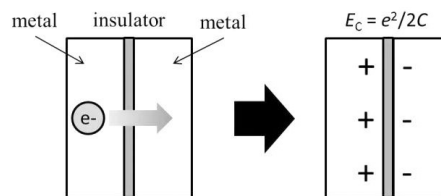


図8 トンネル接合とチャージングエネルギー

表2 キャパシタンスとチャージングエネルギー、温度の関係

キャパシタンス	E_C	温度(E_C/k_B)
1 nF	$\approx 1.28 \times 10^{29}$	1 μ K
1 pF	$\approx 1.28 \times 10^{26}$	1 mK
1 fF	$\approx 1.28 \times 10^{23}$	1K

ングエネルギー E_c を温度に換算したものである。この表からもわかるようにキャパシタンスが数 fF の接合を作製し、数百 mK 程度の温度を実現すれば Coulomb 相互作用によって電子が飛び移れないという現象を現実の系で観測することができる。これをクーロンブロックードという。実際には、微細加工技術によって大きさが μm で厚さ数十 Å のトンネル接合を作り、希釈冷凍機を用いてサンプルを冷却すればよい。クーロンブロックードを解除するには、このデバイスに E_c に相当するバイアス電圧すなわち

$$V_{SD} = \frac{E_C}{e} = \frac{e}{2C} \quad (16)$$

を印加すればよい。理想的には図 9 の電流電圧特性のグラフのようになり、(16) 式であらわされるバイアス電圧以下では電流は流れず、(16) 式であらわされるバイアス電圧以上では電流は直線的に増えていく。実際には、熱、および不確定性関係などにより $e/2C$ より低い電圧で電流は流れ始める。

3.1.2 単電子トランジスタ

さて次に 3 つの金属を薄い 2 つのトンネル接合を介して直列につなぎ、中心の金属の隣にゲート電極と呼ばれる電極がキャパシタンスを介して結合している図 10 のようなデバイスを考える。このゲート電極により、中心の金属のエネルギー準位を上下に動かすことができる。ゲート電極と中心の金属は十分に離れており、ゲート電極から中心の金属への電子のトンネルは起こらないとする。クーロンブロックードのためにこの中心の金属に存在する電子数は固定されているが、ゲート電極に印加する電圧 V_g を変化させることで図 11 のように中心の金属にいる電子数を一粒増やしたり、減らしたりすることができる。ここでこの中心の金属は、絶縁体によって周りの金属から電気的に孤立していることからクーロン島 (Coulomb Island) と呼ばれる。(もちろんキャパシティブには結合している。)

次に図 12 のように一定のバイアス $V_{SD} = V_1, V_2$ を印加し、その状態でゲート電極に印加する電圧を変化させていくことを考える。左右の金属の Fermi 面の間に中心の金属 (Island) のエネルギー準位がない時には、電子は左側の金属 (Left Lead) から中心の金属 (Island) へとトンネルすることはできない。しかし、左右金属の Fermi 面の間に中心の金属 (Island) のエネルギー準位が存在すると、電子は左側の金属 (Left Lead) から中心の金属 (Island) にトンネルし、また右側の金属 (Right

Lead) へとエネルギーを失いながら移動していくことができる。このように通常のトランジスタと同じくゲート電極に印加する電圧の大きさによって電子一粒の流れを ON, OFF できることから、このデバイスは単電子トランジスタ (Single Electron Transistor, SET) と呼ばれる。

3.1.3 金属単電子トランジスタを用いた電流標準の研究

次にこの単電子トランジスタを用いて電流標準を実現する方法について解説する。一つの単電子トランジスタで電流の ON, OFF の状態をコントロールできることを示したが、ON 状態の電流に含まれる電子の数は制御されたものではない。電流標準を実現するためには、決まった数の電子を一粒ずつ運ぶことができないなければならない。そこで図 13a) のように SET 二つを組み合わせ、図 13b) のようなサイクルを考える。まず V_{g1} を変化させ一番左側の金属 (Left Lead) から左側から二番目の金属 (Island) へと電子を運ぶ (図 13b) 1)。次に V_{g1}, V_{g2} をうまく調整し左から二番目の金属 (Island) から、三番目の金属 (Island) へと電子を輸送する。(図 13b) 2) 最

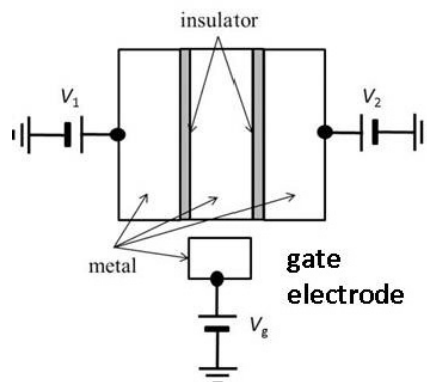


図 10 単電子トランジスタの概念図

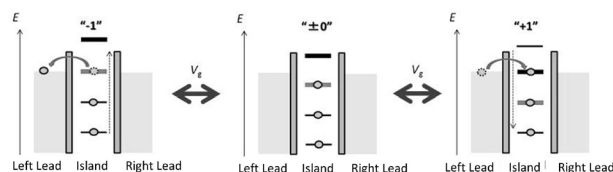


図 11 ゲート電極による電子数制御

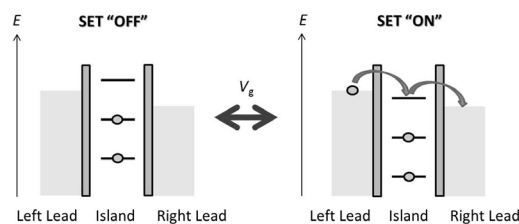
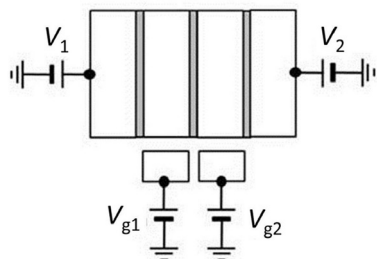
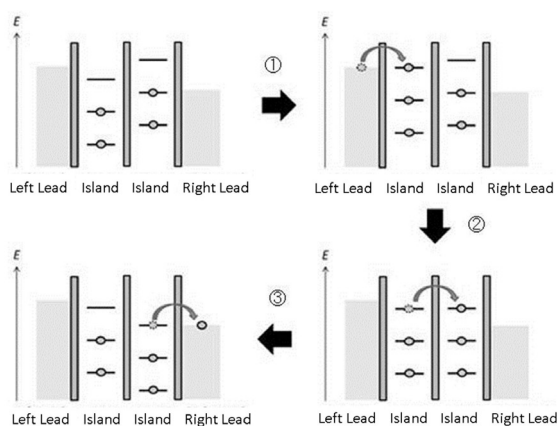


図 12 単電子トランジスタの動作原理

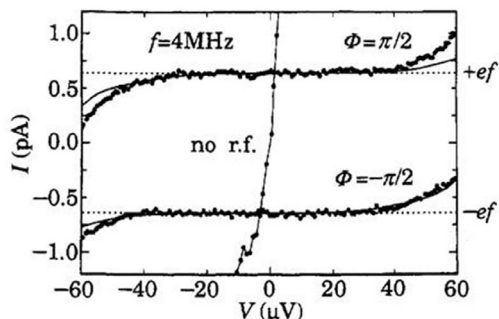


a) 単電子ポンプのサンプル

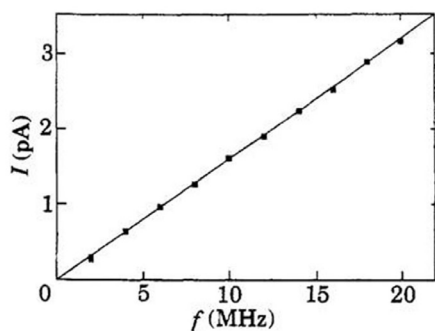


b) 単電子ポンプの動作

図 13 金属単電子トランジスタを用いた単電子ポンプ



a) ポンプ電流のソースドレイ電圧依存性



b) ポンプ電流の周波数依存性

図 14 直列に結合した金属単電子トランジスタによる定電流生成¹⁷⁾

後に V_{g2} を調整することで電子を一番右側の金属 (Right Lead) へと運ぶ (図 13b) 3)。このサイクルを一秒間に f 回行えば電子は、右側から左側へと f 個移動したことになり

$$I = ef \tag{17}$$

の一定電流が生成される。これを単電子ポンプという。

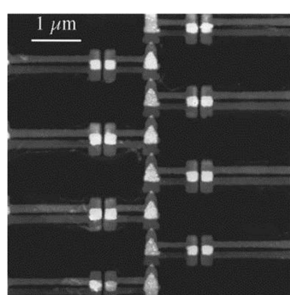
1992 年フランスサクレー研究所の Pothier らはこの手法を用いて初めて一定電流を生成した¹⁷⁾。図 14 は Pothier によって行われた実験の結果である。この時用いられた金属は Al であり、金属を蒸着後チャンバー内で酸化処理を施すことによって酸化膜を形成し絶縁膜として用いている。アルミニウムは低温で超伝導転移を起こすため、この実験では磁場を印加し常伝導化させている。この実験で得られた電流値は数百 fA であり、実験的な不確かさは数十 fA 程度であった。彼らはこのエラーの起源について考察を行い、電子が競合して飛び移るコトンネリング^{*3}が不確かさの主な要因の一つであると結論づけている。このコトンネリングを抑制するため 1996 年 NIST の Keller らは、図 15 のように 7 つのトンネル接合をつなげる素子構造を考案し実験を行った。コトンネリングの発生確率は、単純には各接合の抵抗の積の逆数に比例するため、接合数を直列に増やすことでエラーを抑制できる。この実験ではポンプした電子をキャパシタンスに溜め、別の単電子トランジスタを電荷計として利用することで電子を数え上げている。その結果、0.8 pA で 15 ppb の不確かさの電流を生成できることが示された¹⁸⁾。1992 年 NIST の Jensen と Martinis は、単電子ポンプにおけるエラーの主な原因は「コトンネリング」以外にも「熱擾乱」や「高い周波数での SET 駆動」があることを指摘し、数値計算と解析的手法を用いて単電子ポンプにおける不確かさの評価を行った¹⁹⁾。「熱擾乱」とは、有限温度の効果で電子が熱的なエネルギーを受けてトンネルしてしまう現象である。これは温度の上昇に対して指数関数的に増加する。「高い周波数での SET 駆動」によるエラーには、主に二つの要因が含まれる。一つ目はゲート電極に印加する電圧を変化させる速さが、電子が接合をトンネルする速さよりも早くなると、ゲート電極に印加する電圧の変化に合わせて電子を運ぶことができ

*3 複数のトンネル接合が組み合わせられた系を考える。単一のトンネル接合をトンネルすることはエネルギー的に損であっても、複数の電子協力して複数のトンネル接合を同時に飛び越えるとエネルギー的には得するという過程が生じる。これをコトンネリングという。

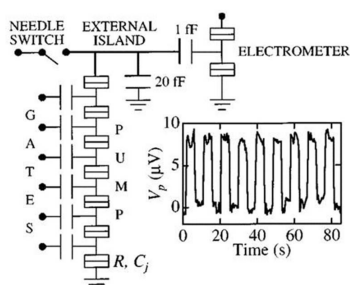
ずエラーの要因となるものである。これは接合の抵抗とキャパシタンスの大きさで決まる。二つ目は「ホットエレクトロン」によるものである。今、電子を一粒ポンプすることは、電子の静電エネルギーを運動エネルギーに変換していることに相当する。通常この運動エネルギーは、電子-格子相互作用を通じて散逸し、LeadのFermiエネルギーへと緩和していく。しかし低温では、電子-格子相互作用は温度の5乗に比例して小さくなるため、電子は格子にエネルギーを捨てられず格子温度よりも電子温度が高くなってしまふ。周波数が高ければ高いほどこの「熱い電子」の数は多くなり電子温度も高くなってエラーの要因となる。この他にも、例えば「環境の効果」すなわち室温部分からの熱雑音によって光子が生成

され、その光子を吸った電子がトンネル障壁を飛び越えてしまうこと²⁰⁾、サンプル中に含まれる不純物準位によって $1/f$ ノイズが発生し単電子ポンプが誤動作すること²¹⁾中央のIsland上に形成されるオフセットチャージの影響などがエラーの原因となっていることが指摘された。

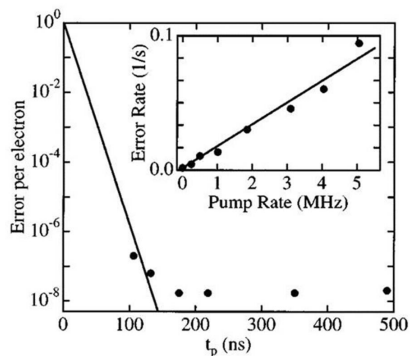
これらのエラーの要因を取り除くために様々な実験的試みもなされてきた。まず「コトネリング」に関してはSETのarrayの数を増やす^{18,22)}、もしくはSETデバイスの両端に大きな抵抗をいれる²³⁾ことで抑制する試みが行われた。例えばLotkhov等はCrの薄膜で作製した抵抗体を、直列につないだ3つのSETの両端につけることで16 pAで 3.9×10^{-6} の不確かさの電流ポンプに成功している。このような電子ポンプは、R-Pumpと呼ばれる。また「熱擾乱」「ホットエレクトロン」によるエラーを防ぐため、低温測定環境の改善、例えば希釈冷凍機に配線するための線材選択等様々な工夫がなされてきた。「高い周波数でのSET駆動に伴うエラー」は、サンプルのキャパシタンスおよび抵抗によって決まってくるため、接合間のキャパシタンスの小さなSETを作る試みがなされてきた。また「環境の効果」は、Thermocoaxケーブル、パウダーフィルタ、テープワームフィルタなどを用いて外部から侵入する高周波を減衰させることで低減することができ²⁴⁻²⁷⁾、「オフセットチャージ」に関しては、中央のIslandにDCのゲート電圧を印加することでキャンセルすることができる。「不純物準位による $1/f$ ノイズ」に関しては、サンプルを作製する際に必然的に発生してしまうものでありこれを完全に取り除くことは現状困難だが、トンネル接合の質を上げることによって改善すると考えられる。



a) サンプルの走査型電子顕微鏡像



b) 測定系



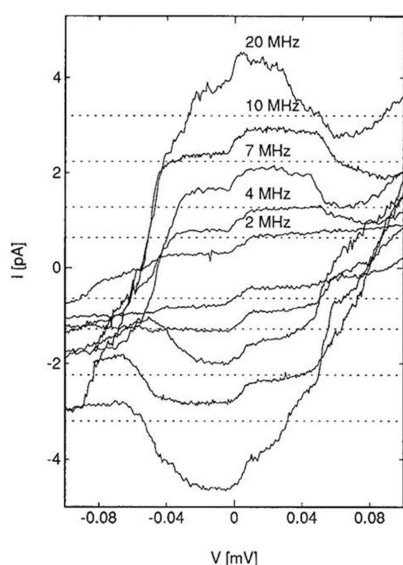
c) ポンプエラーとポンピング周期の関係 (inset: ポンプ周波数とエラー頻度の関係)

図 15 7junction 単電子ポンプのサンプルと測定系¹⁸⁾

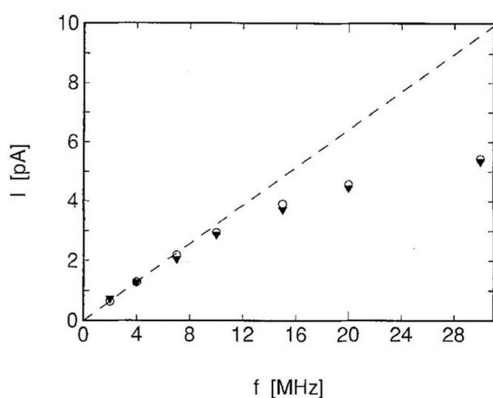
3.1.4 超伝導SETを用いた研究

前節で説明した金属SETはAlにより作製されており磁場を印加することで超伝導状態から常伝導に保たれていた。ここで超伝導状態にすることで何か電流生成という点で劇的な効果は起きないであろうか。また金属SETによって電子一粒をポンプできることは分かったが、超伝導を使うことでクーパペアをポンプできるのかという疑問も生じる。これら疑問を解決する試みはGeerligsらによって行われた²⁸⁾。サンプルは金属SETと同様にAlで作られているが、常伝導状態の時とは異なり磁場を印加せず超伝導状態になっている。常伝導状態においては、 $I = ef$ の電流が生成されるが、常伝導状態から超伝導状態へと転移させると、図16のように低周波、低バイアス領域において $I = 2ef$ で電流が生成される。図16a)

の縦軸は電流、横軸はバイアス電圧の大きさを、点線は $I=2ef$ のラインである。b) は周波数に対して電流をプロットしたもので点線は $I=2ef$ のライン、白丸と三角は実験データである。これらの実験結果からクーパーペアがポンプされていることが分かった。さて図 16 からわかるように高周波、高バイアス領域において電流値は $I=2ef$ から大きく外れていく。この原因は「クーパーペアコトンネリング」「ツェナートンネリング」「準粒子によるトンネリング」などの競合によって生じているものであることが著者らによって指摘されている。詳しい解説は論文²⁸⁾に譲るが、超伝導状態になることで波動性がより顕著になりリーク電流が大きくなる。その後、超伝導状態の SET を 7 つなげた研究²⁹⁾、や Josephson カップ



a) クーパーペアポンピングの電流電圧特性



b) ポンピング電流の周波数

図 16 超伝導状態 SET によるクーパーペアポンプ²⁸⁾

リングの小さな接合を用いた研究³⁰⁾などが行われたがリーク電流を劇的に改善するには至らなかった。

3.1.5 クーパーペアスルースを用いた研究

2003 年 Niskanen らは、クーパーペアスルースという新たな手法によって電流をポンプする手法を理論的に提案した³¹⁾。スルースとは、「水門」のことである。概念図を図 17 に示す。デバイスは一つの超伝導 Island と二つの SQUID によって構成されている。SQUID とは、超伝導量子干渉素子 (Superconducting Quantum Interference Device) を略したもので、リング状の超伝導と Josephson 接合によって構成されている。SQUID はそれを貫く磁束の大きさによって抵抗が変化することから、磁気センサなどに用いられている。外部のコイルによって SQUID 中を貫く磁束をコントロールし、クーパーペアの流れを ON, OFF する。また超伝導 Island のそばにキャパシタンスを介してゲート電極を作製することで、この超伝導 Island に任意の数のクーパーペアを溜めることができる。動作原理は、まず SQUID 近傍に作製されたコイルに電流を流すことにより外部磁場を誘起し、右側の SQUID を「開」にし、それと同時にゲート電圧を印加し中心の超伝導 Island にクーパーペアを右側の SQUID を介して導入する。印加するゲート電圧の大きさを調整することで超伝導 Island に導入するクーパーペアの数をコントロールする。次に右側の SQUID を「閉」し、左側の SQUID を「開」にし、同時に中心の超伝導 Island に印加していたゲート電圧を戻し、導入したクーパーペアを左側の SQUID から放出する。これによって右側から左側にクーパーペアをポンプすることができる。これを一秒間に f 回行うことで、

$$I = 2enf \tag{18}$$

の一定電流を生成できる。ここで係数の 2 はクーパーペアの電荷が $2e$ であることを反映している。

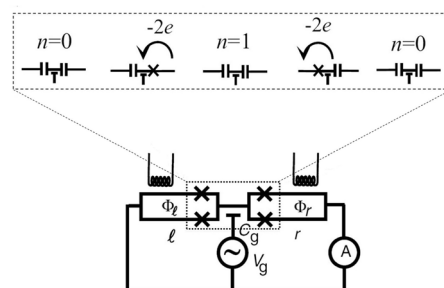


図 17 クーパーペアスルースによるクーパーペアのポンプ³¹⁾

2005年 Niskanen らは、クーパーペアスルースによる定電流生成に成功した³²⁾。図 18 はサンプルの SEM 像、図 19 は実験結果である。図 19a) は周波数を変えてポンピングしたときの電流、電圧特性である。実線はバイアス電圧と同方向にクーパーペアをポンピングしたときの結果、破線は逆方向にポンピングした結果である。この実験では、ポンピングによる電流とリーク電流が合わさ

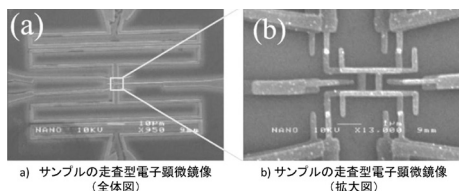
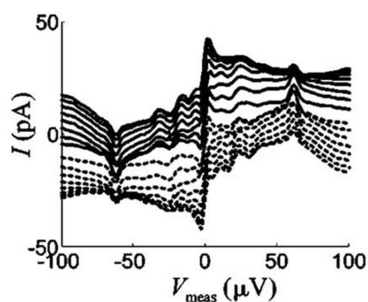
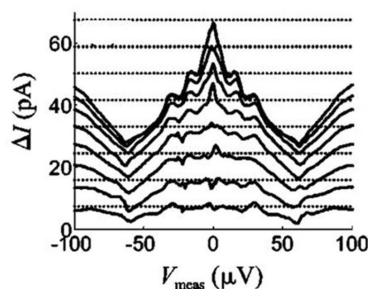


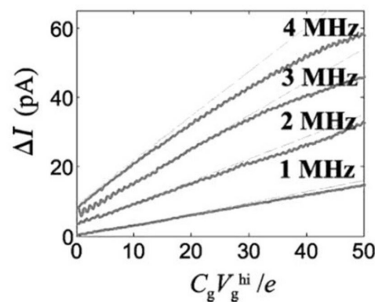
図 18 クーパーペアスルースのサンプル



a) ポンピングの電流電圧特性



b) 順バイアスと逆バイアスの電流差



c) ポンピング周波数と電流の関係

図 19 クーパーペアスルースの実験³²⁾

ったものになっているため、同じ周波数で逆向きにポンピングした結果を引くことでリーク電流の効果を打ち消している。その結果が図 19b) のグラフであり、実線は実験結果で、点線は理論値である。また図 19c) のグラフは、周波数を変えてポンピングの電流をプロットしたものである。ここでもやはり高バイアス、高周波数領域では理論値からずれていく。その後 2007 年、Vartiainen はこの手法を改良することによって nA オーダーの電流ポンプに成功しているが、誤差は 2 % 程度であり、ここでも電流標準への応用は実現しなかった。³³⁾

3.1.6 超伝導、常伝導ターンスタイルを用いた研究

2007年 Pekola らは超伝導の Island に常伝導の Lead を接合した SET (NISIN 型ターンスタイル) を用いることで単一の SET でも定電流を生成できることを実験的に示した³⁴⁾。図 20 は Pekola らによって行われた実験のサンプルである。動作原理は以下の通りである。中心の超伝導 Island 付近に作製したゲート電極に電圧を印加し中心の Island のエネルギーを低くすると Island に左右リードのどちらからか電子がトンネルしようとする。今バイアス電圧を印加してあるため低バイアス側の Lead からのトンネルは抑制され、高バイアス側から Island へと電子は飛び移る。次にゲート電極を元に戻すと誘起された電子は、中心の Island から左右どちらかの Lead へとトンネルしていくが、ここでもやはりバイアス電圧がかかっているため低エネルギー側の Lead へとトンネルしていく。この時ポンプされるのはクーパーペアではなく準粒子として存在する電子である。この動作を単位時間に f 回繰り返すことで、高バイアス側から低バイアス側へ電子が f 個移動し、 $I = ef$ の電流が生成される。図 21 は Pekola らによって行われた実験結果である。バイアス電圧によらず電流値は一定値をとり、しかもその電流値は周波数に比例して大きくなっていく。この実験では 10^{-3} 程度の相対誤差で数 pA の電流を生成している。

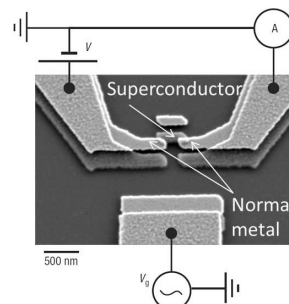
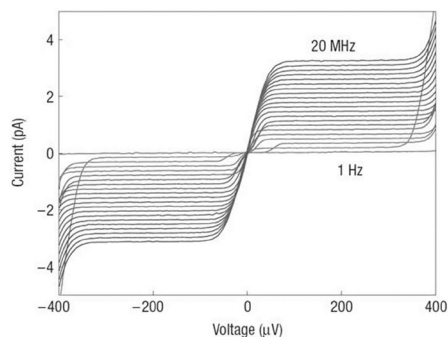
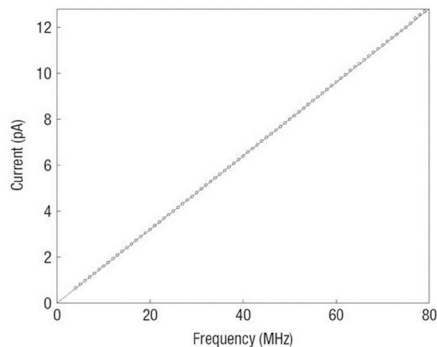


図 20 超伝導、常伝導ハイブリッド構造を持つ SET (NISIN ターンスタイル)³⁴⁾

さてこの超伝導，常伝導ハイブリッド構造を持つ SET でのエラーの要因も理論的に調べられている³⁵⁾。主な要因としては「熱」「コトンネリング」「超伝導のサブギャップリーケージ」などがあげられている。まずは，熱による影響であるがバイアス電圧 V_{sd} ，温度を T とすると，このエラーは $\exp(-eV_{sd}/k_B T)$ に比例する。このことはバイアス電圧を大きくすればエラーが少なくなることを意味している。一方でギャップの上端付近までバイアスを印加してしまうと，ポンプ電流以外も流れてしまい逆にエラーが大きくなる。このエラーの大きさは $\exp(-2(\Delta - eV_{sd})/k_B T)$ に比例する。この二つの競合によりエラーは $eV_{sd} = \Delta$ のとき最小になり， $\exp(-\Delta/k_B T)$ となる。すなわち温度を低くするか，超伝導ギャップを大きい超伝導体を用いることで熱によるエラーは減少させることができる。次にコトンネリングであるが，超伝導体と常伝導体の組み合わせ方でその影響は異なる。超伝導を常伝導で挟んだ常伝導 - 絶縁体 - 超伝導 - 絶縁体 - 常伝導型 SET (NISIN 型ターンスタイル) では通常の常伝導 SET のような電子と電子によるコトンネリングが発生する。そのため単一の SET では相対不確かさとして 10^{-7} から 10^{-6} の精度しか実現できないといわれている³⁵⁾。しかし NISIN 型 SET の超伝導部分と常伝導部分を入れ替



a) ポンプ電流の電圧依存性



b) ポンプ電流の周波数依存性

図 21 超伝導，常伝導ハイブリッド構造を持つ単電子トランジスタによる電流生成³⁴⁾

えた超伝導 - 絶縁体 - 常伝導 - 絶縁体 - 超伝導型 SET (SINIS 型ターンスタイル) においては超伝導ギャップのために通常のコトンネリングは起こらず，代わりに「アンドレエフ反射によるトンネリング」，「電子とクーパーペアが競合したコトンネリング」が発生する。これらトンネリングによるエラーは，Island のチャージングエネルギー E_c と超伝導ギャップ Δ の大きさの比で決まる。これを表したものが図 22 である。このグラフからわかるように超伝導ギャップに対して単電子トランジスタのチャージングエネルギーを大きくすることで 10^{-8} の相対精度で 100 pA 程度の電流を生成でき，NISIN 型ターンスタイル素子よりも優れた特性を持つことがわかる。まとめると，デバイスに関しては 1. 温度を低くする，2. ギャップの大きな超伝導を用いる，3. その超伝導ギャップに対して十分に大きなチャージングエネルギーを持つ SET を作製する，ことが重要となる。

もう一点 SINIS 型ターンスタイル素子が優れている点は，サンプル自体に「冷却機能」が備わっている点である。この概念図を図 23 に示す。中心の常伝導金属の Fermi 面は，Fermi 分布関数に従って Fermi 面を中心に $k_B T$ だけぼやけている。このぼやけを小さくすることができれば，金属を冷却することができる³⁶⁾⁻³⁸⁾。冷却方法には二種類ある。一つ目は，図 23a) のように，超伝導ギャッ

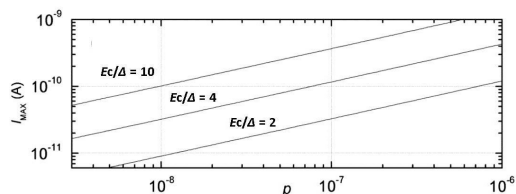


図 22 SINIS ポンプによる生成電流とエラー³⁵⁾

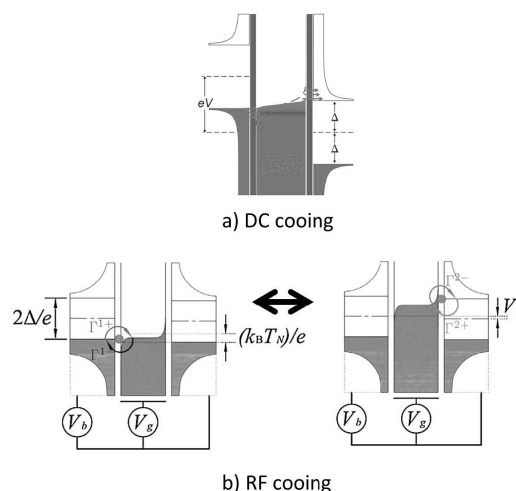


図 23 SINIS 型 SET による冷却効果⁴²⁾

に相当するバイアス電圧を印加する方法である。中心の常伝導体に存在する Fermi 面より下の空いている状態に左の超伝導側から電子が詰められ、Fermi 面より上の状態に存在する電子は右側の超伝導体に出ていくことで常伝導体中の Fermi 面は平らになる。二つ目は、図 23b) のように中心の常伝導体にゲート電極を介して交流電圧を印加することで、中心金属の Fermi 面を上下し平らにする方法である。このような冷却効果により電子は冷却され「熱擾乱」「ホットエレクトロン」によるエラーを防ぐことができると考えられる³⁶⁻³⁸⁾。これ以外にも「サブギャップリーケージ」と呼ばれるトンネル接合中の欠陥準位を介したトンネルや「環境による効果」によるエラーがあると考えられているが、これはサンプルの周りにグランドプレーンを作製することで防ぐことができる³⁹⁾。

次にハイブリッド SET を用いた電流標準に向けた近年の進展について記述する。2009 年 Kemp-pinen らは、SINIS 構造を持つ SET を作製し単電子ポンプの実験を行った。彼らは単一の SET で 0.3 pA ではあるが 10^{-5} 以下の相対精度で電流を生成することに成功している⁴⁰⁾。またその後、大きなチャージングエネルギーを持つ常伝導 Island を持つハイブリッドトランジスタを作製したが劇的な改善は見られなかった⁴¹⁾。同時に彼らは正弦波ではなく矩形波での駆動も試みている。電圧が最大値になるまでの時間が矩形波の方が短いためエラーの確率も小さくなると考えられる。図 24 は実験結果であり、わずかではあるが矩形波の方がエラーは小さくなっている。またその後同じ研究グループによって、素子の周りにグランドプレーンを作製することによってノイズを低減させ 1.6 pA で 2×10^{-6} の相対誤差を持つ電流の生成に成功している³⁹⁾。また生成電流を上げる試みもなされており 2009 年 Maisi らは、このハイブリッド SINIS 型 SET を並列にポンプすることで 8×10^{-3} で 104 pA の電流の生成

を報告している⁴³⁾。

3.2 半導体を用いた研究

SET を作製する舞台として金属ではなく半導体を用いた研究も行われている。半導体は金属に比べ電子密度が小さく、Fermi 波長が長いという特徴を持ち金属系とは違った振る舞いが期待される。また半導体加工技術はトランジスタやメモリなどの発達とともに進化しており集積化などの点において金属系よりも有利であると考えられる。ここでは「表面弾性波を用いた研究」「Tunable Barrier Pumping を用いた研究」について解説する。

3.2.1 表面弾性波を用いた研究

表面弾性波とは、図 25 のように物質の表面、もしくは表面のごく近傍を音速で伝わる弾性波である。例えば圧電効果を持つ物質に櫛状の電極を作製し、そこに高周波電圧を印加することで物質表面に発生させることができる。表面弾性波は、高周波のフィルタやタッチパネルなどにも応用されている。

表面弾性波を用いた電流標準の実験の舞台としては、量子 Hall 抵抗標準と同じ系である半導体二次元電子系が用いられる。GaAs 系二次元電子系は圧電効果を持ち、表面に櫛状の電極を作製しそこに高周波電圧を印加すると、表面弾性波が立ち結晶構造が歪められる。これにより表面よりも下にある二次元電子が感じるポテンシャルに変調が起きる。表面弾性波の振幅が十分に大きければ表面弾性波の作るポテンシャルの極小点に電子をとどめることができる。このような表面弾性波によってソースからドレインまで電子を運び、その途中でスプリットゲ

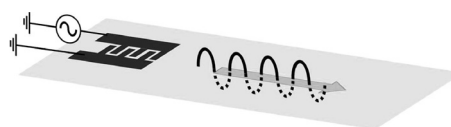


図 25 表面弾性波

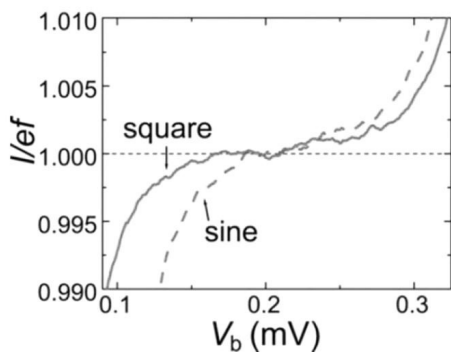


図 24 正弦波、矩形波による単電子ポンプ⁴¹⁾

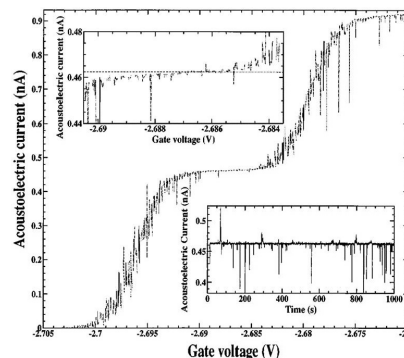


図 26 表面弾性波による電子ポンプ⁴⁶⁾

ート法によって狭窄した一次元チャンネルに通す。一次元チャンネル中の離散化されたエネルギー準位が一つの電子によって占有されている際には、パウリの排他率によって他の電子は通過できないということが起こるため、結果電子は一粒ずつ一次元チャンネルを通過する。このようにして電流標準を実現することができる。表面弾性波に印加すべき電圧の周波数は、櫛形電極の形状等で決まる共鳴周波数によって決定されるが数 GHz まで及ぶ。このためこの手法を利用することで比較的大きな電流値を生成することができると考えられている。この表面弾性波を用いた電流標準の研究は、1995 年 Shilton らによって初めて行われた。この実験では一粒ずつ電子を運ぶには至らなかった⁴⁴⁾が、1996 年素子の改良を行い単電子輸送に成功している⁴⁵⁾。

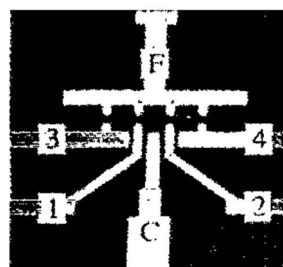
1997 年 Talyanskii らはさらに詳細に実験を行い 462 pA で、 3×10^{-3} の相対精度を持つ電流値を得ることに成功した⁴⁶⁾。使用したのは GaAs/AlGaAs 二次元電子系で測定温度は 1.3 K で行われた。図 26 は実験結果である。横軸は、スプリットゲートによって二次元電子系を狭窄し一次元チャンネルを形成するための電圧である。縦軸は電流値を表している。櫛形電極には 2.8 GHz の高周波を印加している。図 26 のように電流は 462 pA でプラトーになり、その相対精度はおよそ 3×10^{-3} であった。なおプラトー間の遷移領域にあるスパイク上のノイズはランダムテレグラフノイズやサンプル中の不純物準位による $1/f$ ノイズであると考えられている。その後 1999 年 J.Cunningham 等は逆向きの SAW を足し合わせることで不確かさが減少することを見出した⁴⁷⁾。2003 年 Fletcher 等⁴⁸⁾、2004 年 Ebbecke 等⁴⁹⁾により、一次元細線の代わりに量子ドットを用いる実験が行われたがその相対精度は 10^{-3} 程度であった。

3.2.2 Tunable Barrier Pumping

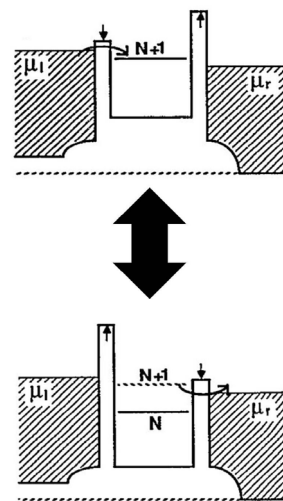
半導体、もしくは半導体二次元電子系を用いたもう一つの手法は「Tunable Barrier Pumping」と呼ばれる手法である。Tunable Barrier Pumping を用いて電流標準を実現するメリットとしては、キャパシタンスが金属系に比べて小さくなることがあげられる。これにより電子のトンネル時間が短くなり動作周波数が大きくできるとともに、チャージングエネルギーを大きくできるため、数 K から数十 K という動作温度が実現できる。図 27 は Kouwenhoven によって 1991 年に行われた実験のサンプル、および動作原理である⁵⁰⁾。サンプルは半導体二次元電子系上に作製されている。ゲート 1 およびゲート 2 に位相差をつけて交流電圧を印加すると、図 27 b) のよ

うにバリアの高さを電気的に変化させることができる。(金属接合系のバリアは、金属の酸化によって作製しているため、高さを電気的に変化させることはできない。) バイアス電圧を印加した状態で左側のバリアの高さを低くし左側の Lead (二次元電子) から電子を量子ドットの内に導入する。この際右側のバリアの高さを高くすることで右側の Lead に抜けていくのを防ぐ。次に左側のバリアの高さを高くし、右側のバリアの高さを低くすることで、量子ドット内の電子を右側の Lead に移す。この操作を一秒間に f 回行うことで $I = ef$ の一定電流を生成することができる。図 28 は実験結果であり、横軸はバイアス電圧、縦軸は電流値を表している。バイアス電圧を大きくしていくと、左右 Lead の Fermi 面間にある量子ドット内の離散準位の数が増えるため、電流値は階段状に増えていく。また周波数を増加するとそれに伴って電流電圧特性の傾きは増加し、数から十数 pA の電流値生成に成功している。

2004 年 Fujiwara 等は Si の MOSFET 構造を作製し一定電流を生成することに成功した⁵¹⁾。電流値の測定には Si 基板上に作製した CCD を用いている。図 29 はサンプル



a) サンプルの走査型電子顕微鏡像



b) 動作原理

図 27 Tunable Barrier tunneling による単電子ポンピング⁵⁰⁾

および実験結果である。測定は 20 K で行われ、最大で 16 pA、 10^{-2} の精度を持つ電流の生成に成功した。2009 年 Blumenthal らは GHz 領域の周波数で素子を動作させ、540 pA で 10^{-4} の相対精度の電流生成に成功した⁵²⁾。サンプルは半導体二次元電子系をエッチングすることで幅数百 nm 程度の細線を作製し、そこに図 30a) のようにゲート電極を細線に対して垂直に並べる構造をとっている。図 30b)、および c) はサンプル動作の概念図と、周波数が 547 MHz で動作させた時の実験結果である。その

後彼らは、電流ポンプを並列にすることによる電流の増幅⁵³⁾ やキャパシタンスを用いた不確かさの評価⁵⁴⁾ なども行っている。また最近では図 31 のようにこの素子に面直方向に十数 T という高磁場を印加し 100 pA で 3 ppm 以下の電流を生成することにも成功している⁵⁵⁾。この不確かさは、ポンプのエラーというよりむしろ電流そのものに乗ってくる $4 \text{ fA}/(\text{Hz})^{1/2}$ 程度の素子の熱雑音が要因であると考えられている⁵⁶⁾。また高磁場を印加することに

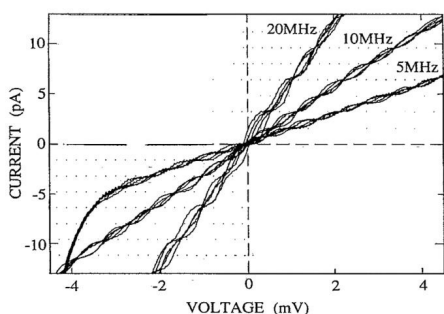
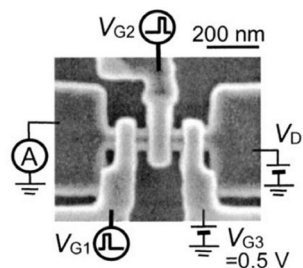
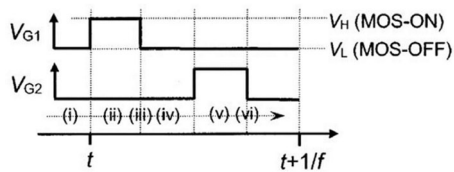


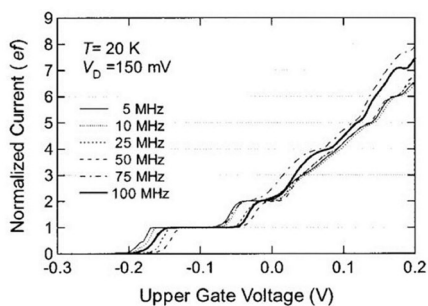
図 28 Kouwenhoven らによる実験⁵⁰⁾



a) サンプルの走査型電子顕微鏡像と測定系の概念図

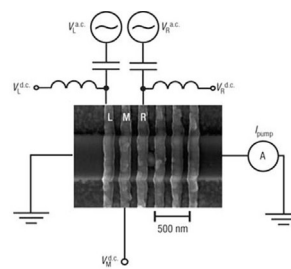


b) ゲートに印加する電圧の時間変化

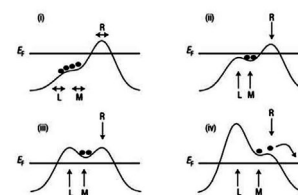


c) ポンプ電流のゲート電圧依存性、周波数依存性

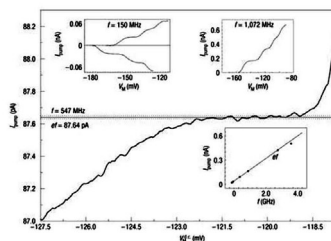
図 29 Fujiwara らによる実験⁵¹⁾



a) サンプルの走査型電子顕微鏡像と測定系の概念図



b) 動作原理



c) 実験結果

図 30 Blumenthal らによる実験⁵²⁾

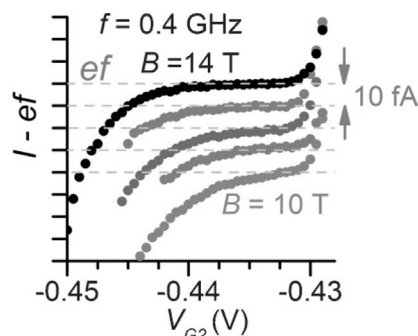


図 31 Fletcher らによる実験⁵⁵⁾

よって不確かさが改善する理由であるが、これは磁場によって波動関数が小さくなることに起因していると考えられている。二次元電子系に面直に磁場を印加することによってサイクロトロン半径が小さくなり、電子の波動関数が縮小する。これはあたかも閉じ込めポテンシャルが大きくなったのと同様の効果を及ぼし、それに伴い Lead との波動関数の重なりが少なくなり、結果ポンプとは逆向きのトンネルが抑えられる⁵⁹⁾。また強磁場印加によって量子 Hall 状態が形成されることが本質であるとする説もある⁵⁷⁾。これら Tunable barrier pumping のエラーの理論的な評価は 2004 年 Zimmerman によって行われている⁵⁸⁾。

3.3 電流標準を目指す新しい試み

次に単電子ポンプではなく別の手法によって電流標準を実現する試みについて紹介する。ここでは一次元超伝導細線を用いた「Quantum Phase Slip」, および生成した電流を単一電子として実時間で検出できる「RF-SET」について解説する。

3.3.1 Quantum Phase Slip による電流標準

微細加工技術の進歩に伴い一次元細線状の超伝導を製作することが可能となった。この細線状の超伝導に高周波を印加することで、一定の電流が生成できることを 2006 年 Mooij と Nazarov は理論的に報告し注目を集めている⁶⁰⁾。重要となるのは、量子力学的なゆらぎの効果である。三次元的なバルクの超伝導体では、このような効果は全体として平均化されゼロとなるが、一次元細線上の超伝導体では平均化されず残る。Ginzburg-Landau 理論によるとオーダーパラメーター ψ , および位相 φ によって超伝導体は $\psi = |\psi|^2 \exp(i\varphi)$ と記述することができ、超伝導体中を流れる電流 J_s は $J_s = |\psi|^2 \nabla\varphi$ と記述される。今一次元細線中である瞬間、ある点でゆらぎの効果によってオーダーパラメータの大きさ $|\psi|$ が 0 になると、その点では超伝導から常伝導へ変化する。電流は保存しなくてはならないので、第二式の位相の空間変化 $\nabla\varphi$ を十分に大きい値にすることでこれを実現しようとする。結果として位相 φ はある点で大きな不定性を持つ。ゆらぎにより超伝導から常伝導になりオーダーパラメータの大きさ $|\psi|$ が変化している領域以外では、オーダーパラメーター ψ は等しくならなければならないので、結局変化できる位相 φ の大きさは $\pm 2\pi$ の整数倍になる。これが Phase slip である。(図 32)

*⁴ Thermally Activated Phase Slip

*⁵ Quantum Phase Slip

熱によっておこる Phase Slip を TAPS*⁴⁽⁶¹⁾, 量子ゆらぎによる Phase Slip を QPS*⁵ という。この QPS であるが 2010 年に Mooij と Nazarov によって Josephson 効果の共役な物理現象であることが理論的に示された⁶⁰⁾。Josephson 効果では、薄い接合をクーパーペアが行き来することで定電圧を生成するが、QPS ジャンクションで

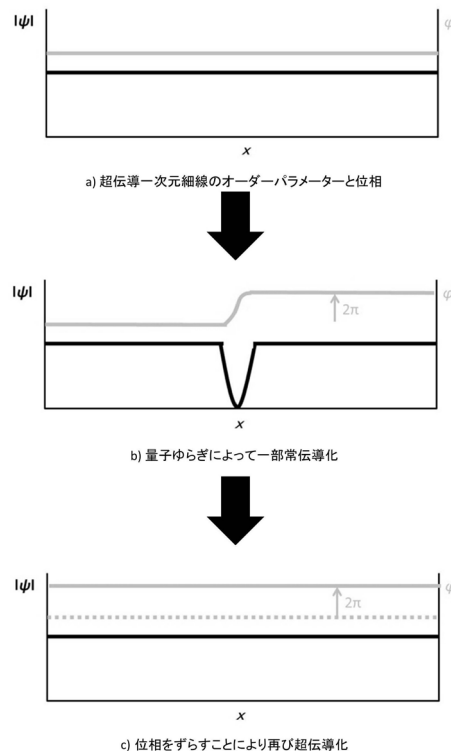


図 32 一次元超伝導体の Phase slip (x は細線長手方向)

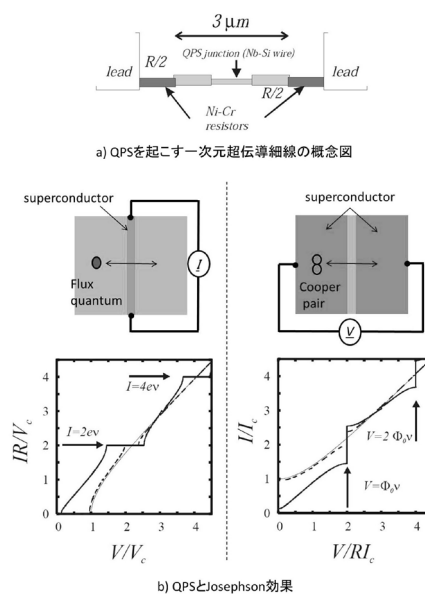


図 33 QPS による定電流生成⁶⁰⁾

は、量子ゆらぎを介して Phase Slip が起こり、細い超伝導体を磁束が行き来することで定電流を発生する。図 33a) は、彼らによって提案された QPS デバイスの概念図であり、b) 左図は QPS ジャンクションの概念図とそこに高周波を印加した際に予想される電流電圧特性、b) 右図は Josephson 接合の概念図と高周波を印加した際の電流電圧特性である。Josephson 接合では電圧がプラトーになるのに対して、QPS ジャンクションでは高周波印加時に電流がプラトーになる。実験的にこの現象を測定しようという試みも盛んになされている。2012 年 Astafiev らは、超伝導共振器と QPS 細線とをカップルさせた系を用いて磁束がコヒーレントにトンネルしていることを実験的に示した⁶²⁾。また Hongist と Zorin 等は、トランジスタ構造に QPS 細線を組み込みクーロンブロッケードが起こることを確かめている⁶³⁾。しかしながら実際、Josephson 効果の電圧ステップに相当するような電流ステップを測定した結果は報告されていない。

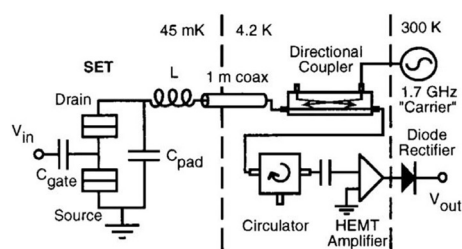
3.3.2 RF-SET による単電子検出

ここでは電流標準の高精度化のために電荷一粒を検出する単電子検出について述べる。電流標準を実現するためには、一定の電流値を正確に生成することが必要である。生成した電流に含まれる電荷数を数え上げることができれば、電子の過不足分を把握しフィードバック掛けることで、電流をより正確に生成することができるようになる。また電荷検出によりその統計性をとり、定電流を生成する際に起きるエラーの起源についてより詳細な情報を得ることができる。

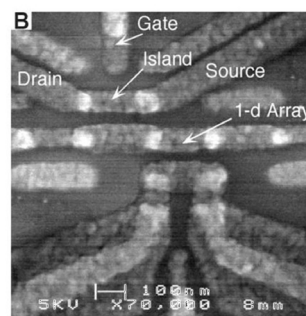
我々が通常測定するのは、電流値の時間的な平均 $\langle I \rangle$ である。電流の平均値の測定は、時間的な情報を失っているが、実時間で単一電子を観測することによりこの失われた情報を得ることができる。近年高周波技術の進歩とともに電流の平均値 $\langle I \rangle$ に加えそのゆらぎ $\langle (\delta I)^2 \rangle$ を評価する手法に注目が集まっている⁶⁴⁾。例えばこの手法は、分数量子 Hall 効果における分数電荷の存在を示す決定的な証拠となり^{65, 66)}、1998 年のノーベル賞へとつながった。SET は感度のいい電荷系として働き現在では $1.9 \times 10^{-6} e / (\text{Hz})^{-1/2}$ 程度の分解能を持つものも作製されている⁶⁷⁾。この SET のバンド幅は 1 kHz から 1 MHz 程度しかないため、別の手法と組み合わせることでバンド幅を増加させる必要がある。ここでは RF-SET⁶⁸⁻⁷¹⁾ について解説する。RF-SET は、はじめ Averin と Likharev によって提案⁶⁹⁾され、その後 Fulton と Doran によって実現された⁷⁰⁾。ここでは 1998 年に Schoelkopf らによって改良された実験について解説する。

図 34 はこの RF-SET の測定系の概念図とサンプルの

走査型電子顕微鏡像⁶⁸⁾である。この SET のソースはグランドに短絡されており、SET のドレインは 27 nH のインダクタを介してセミリジッドの同軸ケーブルに接合してある。また SET のソースドレイン間は SET の電極パッドのキャパシタンスを介して結合しているためこの回路は共鳴回路を組んでいることになる。この SET のソースドレイン間にこの共鳴周波数の RF シグナルを印加するとこの周波数の波は反射し、HEMT で増幅され出力が

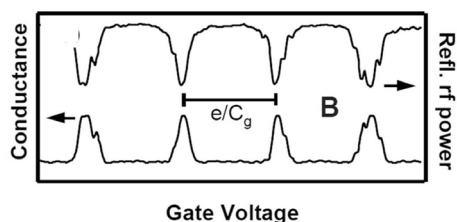


a) RF-SETの測定回路

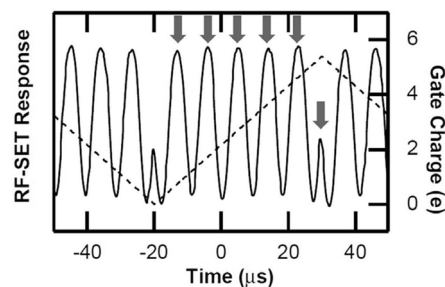


b) RF-SETに用いる素子の走査型電子顕微鏡像

図 34 RF-SET の測定回路とサンプル⁶⁸⁾



a) RF-SETのゲート電圧に対する反射波の強度

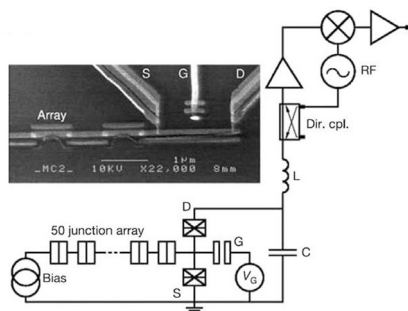


b) RF-SET動作の実時間測定

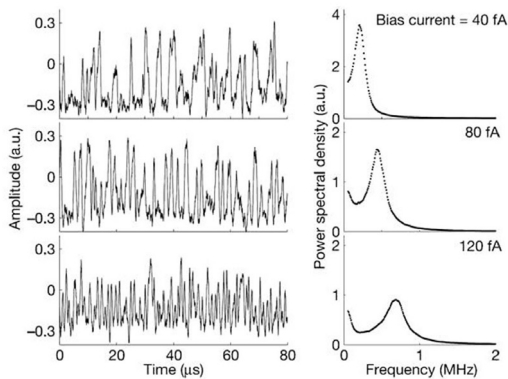
図 35 RF - SET の動作実験⁶⁸⁾

得られる。SETのゲート電極に電荷がやってくると、回路自体のインピーダンスが変わり反射率が変わるため、ゲート電極に電子がやってきたかどうかを確認できる。図35(a)はそれを表しており、SETのDC伝導度がSETのゲート電圧によって変化すると、共鳴周波数に対するインピーダンスも変わり反射されるパワーも減少していることがわかる。図35(b)は、ゲート電極に5.5個分の電荷を10kHzの三角波で誘起したときの結果であるが、電荷5個分のピークが5本と電荷0.5個分の立ち上がりが観測されている。この実験でSETの感度は $10^{-4}e/(\text{Hz})^{-1/2}$ 程度で、測定可能な周波数は137MHzであった(この周波数は、SETのRCで決まるものではなく、同軸ケーブルのキャパシタンスとサンプル抵抗によって決まるものである。理論上はSETの動作周波数は数十GHz程度といわれている。)

2005年、この手法を用いた電流の実時間観測がBylanderらによって行われた⁷¹⁾。図36(a)のようにSETを直列につないだ系に数fAから数pAまでの電流を流して、それを別のSETで受ける。図36(b)は、実験結果であるが、電流を大きくするにしたがい実時間観測結果に高周波成分を含み、実時間の測定結果をフーリエ変換したスペクトルにおいては周波数 $f = I/e$ で決まる周波数を



a) 測定系の概念図、およびサンプルの走査型電子顕微鏡像



b) 電流の実時間観測結果とそのFFTスペクトル

図36 RF-SETによる電荷検出⁷¹⁾

中心とした分布が観測されている。また電流の大きさに対してこの周波数分布をプロットしていくと、電流値と周波数分布のピーク位置とが比例関係になっていることが分かった。更に、この電流の周波数分布からは様々な情報が得られる。例えば電流の確率分布の2次のモーメント(分散)である電流雑音を求め、温度など得ることができるほか、高次のモーメントを求めることで多体効果などの情報も得ることができると考えられている。このように非平衡電流の確率分布から様々な情報を得ようという試みは「完全係数統計」と呼ばれ近年理論的に盛んに研究されている⁷²⁾。またSETの代わりにJosephson接合のスイッチングをこの電荷検出器に用いようという試みもなされている⁷³⁾。以上RF-SETによる電流リブレーションを行うことができるだけでなく、電流値の不確かさを与えている要因について電流の時間平均からは分からない情報を得ることができるという点で今後盛んに用いられていく研究手法であると考えられる。

3.3.3 電流値と相対精度

最後にまとめとしてこれら実験結果について、その電流値と相対精度についてまとめたものを示す。このグラフは、いわゆる不確かさの評価を行ったものではないため、3.4章の図と直接は比較できるものではないが、各手法を比較する意味では重要である。図37は、横軸に電流、縦軸に相対不確かさをとったグラフである。縦軸上方向に行くほど相対不確かさは大きく、横軸右側に行くほど電流は大きくなる。すなわち右下に近づくほど理想的な電流標準として働く。現状電流としてはnA程度が最大で、相対不確かさは 10^{-8} 程度が最小である。これら電流値と不確かさは、トレードオフの関係にあり同時に好ましい状況を実現することが難しい。しかし現在の状況においても微小電流標準やメトロロジートライアングルの検証などいくつかの応用が考えられる。

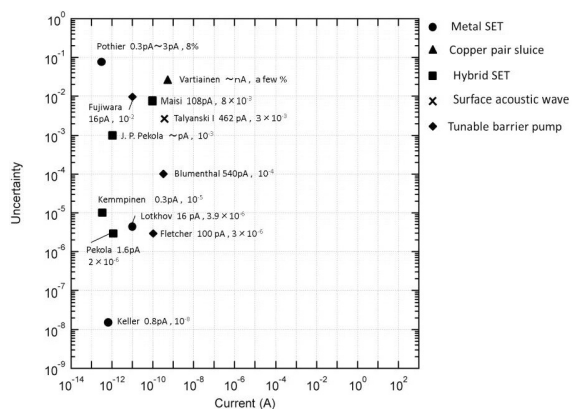


図37 電流標準に向けた研究による電流値と相対精度の関係

3.3.4 メトロロジートライアングル

理論的には Josephson 定数, von Klitzing 定数, 電気素量はそれぞれ $K_J = 2e/h$, $R_K = h/e^2$, $Q_X = e$ である. これら 3 つの値を掛け合わせると次元はなくなり定数 2 という値になる. メトロロジートライアングルとはこのことを検証する実験である (図 38) ⁷⁴⁾

この検証のための実験セットアップを図 39 に示す. 具体的には電流ポンプによって生成した電流を極低温電流比較器 (CCC) に入力し電流を正確に通倍する. 通倍した電流を量子 Hall 素子に入力し発生した Hall 電圧を, Josephson 接合アレーによって実現された電圧と比較する. 数式を使って表すと, まず電流ポンプによって発生する電流は

$$I = m \cdot Q_X \cdot f_{SET} \quad (19)$$

と記述される. Q_X は電荷であり m は一回のポンプで生成される電子数, f_{SET} は SET を駆動させる周波数である. CCC によって A だけ通倍されると

$$I = A \cdot m \cdot Q_X \cdot f_{SET} \quad (20)$$

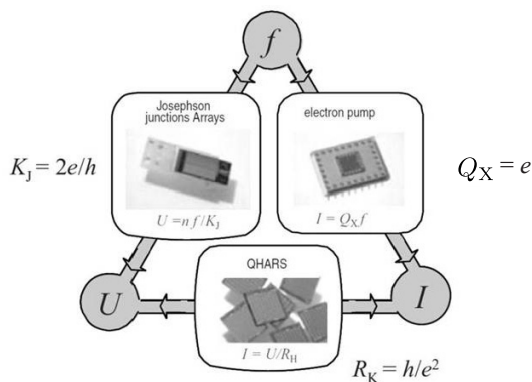


図 38 メトロロジートライアングルの検証 ⁷⁴⁾

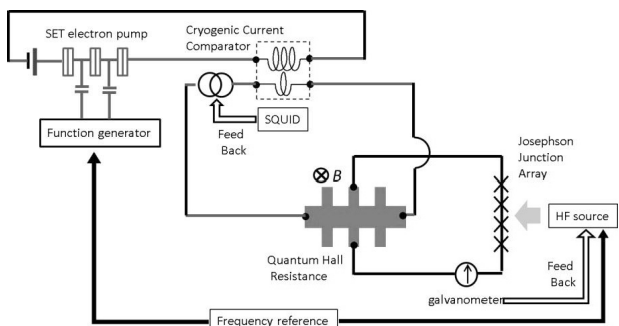


図 39 メトロロジートライアングル検証実験セットアップ

となる. これを量子 Hall 素子に流すとそこに発生する Hall 電圧は Ohm の法則より

$$V = (R_K/i) \cdot A \cdot m \cdot Q_X \cdot f_{SET} \quad (21)$$

ここで i は自然数である. ここで検流計を用いてこの電圧と等しくなるように, Josephson 接合に印加する周波数 f_{JJ} を調整すると

$$(1/K_J) \cdot n \cdot f_{JJ} = (R_K/i) \cdot A \cdot m \cdot Q_X \cdot f_{SET} \quad (22)$$

となる. ここで n は自然数である. これを変形すると

$$K_J \cdot R_K \cdot Q_X = n \cdot (i/m) \cdot \frac{1}{A} \cdot (f_{JJ}/f_{SET}) \quad (23)$$

となる. ここで n , m , i , A は既知であり, f_{SET} , f_{JJ} は設定値であるのでこの $K_J \cdot R_K \cdot Q_X$ の積が求まりこれを理論的な値 2 と比較する.

さて, このメトロロジートライアングルのスキームにおいて現状解決しなくてはならない課題としては, 単電子ポンプによって生成される電流値の問題が考えられる. 現状量子 Hall 素子に印加する電流値は典型的には $10 \mu A$ のオーダーである. 極低温電流比較器によって例えば電流値を 1000 通倍することが可能であるとして, 単電子ポンプからは $10 nA$ 程度の電流値が必要となる. これを解決する手法としては, 1. 素子の並列化によって電流を増やすこと, 2. 単一の電子ポンプでより大きな電流値を生成できる手法を考えること, などが考えられる. また巻線比がより大きな (例えば 1:10000 の) 極低温電流比較器を作製することができれば, $100 pA$ の電流を生成できる Tunable Barrier Pumping などの手法を用いて, それを 10 から 100 個程度並列化し, それを 10000 倍の極低温電流比較器によって増幅することで 10 から $100 \mu A$ の電流値を生成することが可能となる. またこのメ

表 3 電荷 e の絶対測定の結果 ⁷⁴⁾

Value of e 10^{-10} e.s.u	Value of e 10^{-19} C	Relative standard uncertainty u_r	Identification
4.774		$1.9 \cdot 10^{-3}$	Millikan, 1913
4.774		$1 \cdot 10^{-3}$	Millikan, 1917
4.794		$5 \cdot 10^{-3}$	Baklin, 1928
4.770		$1 \cdot 10^{-3}$	Birge, 1929
4.800–4.810		$2.5 \cdot 10^{-4}$	Robinson, 1937
4.802 5		$8.3 \cdot 10^{-5}$	Dunnington, 1939
4.805 9		$1.1 \cdot 10^{-3}$	Re-evaluated Millikan, 1917
4.802 5		$2.1 \cdot 10^{-4}$	Birge, 1941
4.802 88		$4.4 \cdot 10^{-5}$	DuMond and Cohen, 1952
4.802 98		$1.2 \cdot 10^{-5}$	DuMond and Cohen, 1965
4.803 24	1.602 189 2	$2.9 \cdot 10^{-6}$	Cohen and Taylor, 1973
	1.602 177 33	$3.1 \cdot 10^{-7}$	Cohen and Taylor, 1987
	1.602 176 462	$3.9 \cdot 10^{-8}$	Mohr and Taylor, 1998
	1.602 176 53	$8.7 \cdot 10^{-8}$	Mohr and Taylor, 2005
	1.602 176 487	$2.5 \cdot 10^{-8}$	Mohr et al., 2008

トロロジートライアングルの検証は言い換えれば Josephson 定数, vonKlitzing 定数から電気素量を絶対測定することであり, 近年検討されている SI のアンペアの再定義にも貢献できる. アンペアの再定義とは現在の定義から, 「アンペアは 1 秒間に $1/(1.602176487 \times 10^{19})$ 個の電荷が流れる電流値に等しい。」(数値は 2008 年 Mohr らの実験を参照している.) と変更するものである. この定義変更に際しては, 素電荷の値を正確に決定することが重要である. メトロロジートライアングルは, この電荷を絶対測定できる一つの手法として有用であると考えられている. 表 3 にこれまでに求められた電気素量の値についての一覧を示す. また, 電流の定義が e を用いることになると, 電流の実用的実現方法 (practical realization, mise en pratique) においては, $I = ef$ の式を使う事が「自然」と見なされるであろう. しかし現時点においてこの実現方法は, 要求される不確かさを満たしていない. よって当面は, 実用的には Josephson 効果と vonKlitzing 効果を使う事が賢明である. これらによる実用的実現方法を SI として表明するための科学的根拠を得るためにも, メトロロジートライアングルによって 3 つの量子現象の整合性を十分小さな不確かさで確認する事は重要である.

3.4 電流標準の産業界への影響

さて産業応用の観点からこの電流標準実現の利点について考える. 現在直流電流に関する機器 (直流電流発生装置, 直流電流測定装置, 直流電流分流器, 直流変流器など) の校正は, JCSS 校正によって JEMIC によって行われており, 産総研では行われていない. 以下に JEMIC によって供給されている直流電流に関する品目の中で直流電流発生装置および直流電流測定装置に関して, その電流範囲と不確かさ ($k=2$) をグラフにしたものを図 40 に示す.

縦軸は不確かさの大きさで, 上に行くほど不確かさが大きくなる. 横軸は電流値である. グラフからもわかるように $10 \mu\text{A}$ から 1A の範囲で相対不確かさは 5 ppm 程度で最小になり, それ以外の範囲では不確かさは大きくなっていく. 特に電流値が小さいレンジにおいては, その相対不確かさは 0.01% から 0.8% と比較的大きな不確かさを持っている. さてここで図 37 の一覧とこのグラフを比べると, 現状の単電子ポンプによる定電流生成でも手法を選ぶことで現状 JEMIC で行われている校正システムを大きく改善できることがわかる. 単電子ポンプによって定電流生成と極低温電流比較器による電流値の通倍を考慮に入れると 1 pA から $10 \mu\text{A}$ 電流領域にお

る不確かさの改善が見込まれるとともに, より小さな 10 fA から 1 pA の範囲の電流校正も行うことができるようになり校正範囲も広がる. これは現状の校正システムを補完する役割を果たすと考えられる. 実際電子デバイスの基礎となるトランジスタの特性評価などに用いられるエレクトロメーターやソースメーターなどは fA , aA オーダーのものが測定器メーカーによって作製され実際に販売されている. 今後デバイスの省電力化, 微細化が進んで行くことを考えれば, さらにこの領域に電流の精密発生・測定重要性は増していくものと考えられ単電子ポンプによる電流標準実現には産業にとり大きな意義がある. そのほかにも微小電流の正確な測定は, 絶縁体などの特性評価や放射線測定の際に使われる電荷計の校正の高精度化につながり産業界に大きく貢献できるものである.

4 まとめ

電流標準の歴史, 電流標準の現状, そして電流標準の展望について様々な手法を列挙し, 最後にその可能性と波及効果について概説した. 現状の電流標準に置き換えるために, 電流値の増加や不確かさの減少など乗り越える課題はある. しかし現在ニーズの増している低電流領域での電流標準による産業界への貢献や, メトロロジートライアングル (電荷 e の絶対測定) などによる学術的な貢献, アンペアの定義変更に関する国際的な貢献を考えれば, 研究を独立行政法人産業技術総合研究所計量標準総合センター (NMIJ) で開始する必要があると考える. 産業, 学術両面において非常に重要な電流という物理量をより不確かさの小さな電流標準として供給していくことは, 今後日本が国際競争に打ち勝っていくために必要不可欠な技術である.

5 謝辞

本調査研究をまとめるにあたり多くの方々にも助言をいただきました. 計測標準研究部門電磁気計測科の金子様, 浦野様, 福山様, 堂前様, 大江様, 丸山様, 坂本様, 計測標準研究部門材料物性科の松本様, 計測標準研究部門温度湿度科の山田様に篤く御礼申し上げます. ありがとうございます.

参考文献

- 1) 国立博物館ホームページより転載 (<http://www.kahaku>).

- go.jp)
- 2) 日本電気計器検定所 (JEMIC) ホームページより転載 (<http://www.jemic.go.jp/>). 2011年12月現在.
 - 3) A. M. Thompson and D. G. Lampard, *Nature*(London) 177, 888 (1956).
 - 4) B. D. Josephson, *Phys. Letters* 1, 251 (1962).
 - 5) K. v. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* 45, 494 (1980).
 - 6) 昆 盛太郎, 計量標準報告 6, 201 (2007) .
 - 7) R. B. Laughlin, *Phys. Rev. B* 23, 5632 (1981)
 - 8) M. Buttiker, *Phys. Rev. B* 38, 9375 (1988)
 - 9) 吉岡大二郎, 量子ホール効果, 岩波書店
 - 10) P. W. Anderson and J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* 10, 230 (1963).
 - 11) A. Hartland, K. Jones, J. M. Williams, B.L. Gallagher and T. Galloway, *Phys. Rev. Lett.* 66, 969 (1991).
 - 12) Jeckelmann B., Inglis A. D. and Jeanneret B., *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 44, 269 (1995).
 - 13) B. Jeckelmann and B. Jeanneret, *Rep. Prog. Phys.* 64, 1603 (2000).
 - 14) Jaw-Shen Tsai, A. K. Jain, and J. E. Lukens, *Phys. Rev. Lett.* 51, 316 (1983).
 - 15) A. K. Jain, J. E. Lukens, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* 58, 1165 (1987).
 - 16) 遠藤忠, 応用物理 第59巻, 第6号 712 (1990).
 - 17) H. Pothier, P. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve and M. H. Devoret, *Euro. Phys. Lett.* 17, 249 (1992).
 - 18) Mark W. Keller, John M. Martinis, Neil M. Zimmerman, and Andrew H. Steinbach, *Appl. Phys. Lett.* 69, 1804 (1996).
 - 19) H. D. Jensen and J. M. Martinis, *Phys. Rev. B* 46, 13407 (1992).
 - 20) J. M. Martinis and M. Nahum, *Phys. Rev. B* 48, 18316 (1993).
 - 21) M. Covington, Mark W. Keller, R. L. Kautz, and John M. Martinis, *Phys. Rev. Lett.* 84, 5192 (2000).
 - 22) Mark W. Keller, John M. Martinis, and R. L. Kautz, *Phys. Rev. Lett.* 80, 4530 (1998).
 - 23) S. V. Lotkhov, S. A. Bogoslovsky, A. B. Zorin, and J. Niemeyer, *Appl. Phys. Lett.* 78, 946 (2001).
 - 24) John M. Martinis, Michel H. Devoret, and John Clarke, *Phys. Rev. B* 35, 4682 (1987).
 - 25) D. Vion, P. F. Orla, P. Joyez, D. Esteve, and M. H. Devoret, *J. Appl. Phys.* 77, 2519 (1985).
 - 26) A. B. Zorin, *Rev. Sci. Instrum.* 66, 4296 (1995).
 - 27) L. Spietz, J. Teufel, and R. J. Schoelkopf, arXiv:cond-mat/0601316.
 - 28) L. J. Geerligs, S. M. Verbrugh, P. Hadley, J. E. Mooij, H. Pothier, P. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve, and M. N. Devoret, *Z. Phys. B: Condens. Matter* 85, 349 (1991)
 - 29) J. Aumentado, M. W. Keller, and J. M. Martinis, *Physica E Amsterdam*. 18, 37 (2003).
 - 30) J.J. Toppari, J.M. Kivioja, J.P. Pekola, and M.T. Savolainen, *J. Low Temp. Phys.* 136, 57 (2004).
 - 31) A. O. Niskanen, J. P. Pekola, and H. Seppa, *Phys. Rev. Lett* 91, 177003 (2003).
 - 32) A. O. Niskanen, J. M.. Kivioja, H. Seppa, and J. P. Pekola, *Phys. Rev. B* 71, 012513 (2005).
 - 33) Juha J. Vartiainen, Mikko Mottonen, Jukka P. Pekola, and Antti Kemppinen, *Appl. Phys. Lett.* 90 082102 (2007).
 - 34) Jukka P. Pekola, Juha J. Vartiainen, Mikko Mottonen, Olli-Pentti Saira, Matthias Meschke and Dmitri V. Averin, *Nature Phys.* 4, 120 (2008).
 - 35) D. V. Averin and J. P. Pekola, *Phys. Rev. Lett.* 101, 066801 (2008).
 - 36) M. M. Leivo, J. P. Pekola, and D. V. Averin, *Appl. Phys. Lett.* 68, 1996 (1996).
 - 37) J. P. Pekola, T. T. Heikkila, A. M. Savin, and J. T. Flyktman, F. Giazotto and F. W. J. Hekking, *Phys. Rev. Lett.* 92, 056804 (2004).
 - 38) A. M. Clark, N. A. Miller, A. Williams, S. T. Ruggiero, G. C. Hilton, L. R. Vale, J. A. Beall, K. D. Irwin, and J. N. Ullom, *Appl. Phys. Lett.* 86, 173508 (2005).
 - 39) J. P. Pekola, V. F. Maisi, S. Kafanov, N. Chekurov, A. Kemppinen, Yu. A. Pashkin, O.-P. Saira, M. Mottonen, and J. S. Tsai, *Phys. Rev. Lett.* 105, 026803 (2010)
 - 40) A. Kemppinen, M. Meschke, M. Mottonen, D.V. Averin, and J.P. Pekola, *Eur. Phys. J. Special Topics* 172, 311. (2009).
 - 41) A. Kemppinen, S. Kafanov, Yu. A. Pashkin, J. S. Tsai, D. V. Averin, and J. P. Pekola, *Appl. Phys. Lett.* 94, 172108 (2009).
 - 42) S. Kafanov, A. Kemppinen, Yu.A. Pashkin, M. Meschke, J. S. Tsai, and J. P. Pekola, *Phys. Rev. Lett.* 103, 120801 (2009).
 - 43) Ville F Maisi, Yuri A Pashkin, Sergey Kafanov, Jaw-Shen Tsai and Jukka P Pekola, *New J. Phys.* 11, 113057 (2009).
 - 44) J. M. Shilton, D. R. Mace, V. I. Talyanskii, M. Pepper, M. Y. Simmons, A. C. Churchill, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* 51, 14770 (1995).

- 45) J. M. Shilton, V. I. Talyanskii, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, C. J. B. Ford, C. G. Smith, and G. A. C. Jones, *J. Phys.: Condens. Matter* 8, L531 (1996).
- 46) V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, C. G. Smith, C. J. B. Ford, E. H. Lin, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *Phys. Rev. B* 56, 15180 (1997)
- 47) J. Cunningham, V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* 60, 4850 (1999)
- 48) N. E. Fletcher, J. Ebbecke, T. J. B. M. Janssen, F. J. Ahlers, M. Pepper, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* 68, 245310 (2003).
- 49) J. Ebbecke, N. E. Fletcher, T. J. B. M. Janssen, F. J. Ahlers, M. Pepper, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* 84, 4319 (2004).
- 50) L. P. Kouwenhoven, A. T. Johnson, N. C. van der Vaart, and C. J. P. M. Harmans, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1626 (1991).
- 51) Akira Fujiwara, Neil M. Zimmerman, Yuki-nori Ono, and Yasuo Takahashi, *Appl. Phys. Lett.* 84, 1323 (2004)
- 52) M. D. Blumenthal, B. Kaestner, L. Li, S. Giblin, T. J. B. M. Janssen, M. Pepper, D. Anderson, G. Jones and D. A. Ritchie, *Nature Physics* 3, 343 (2007).
- 53) S. J. Wright, M. D. Blumenthal, M. Pepper, D. Anderson, G. A. C. Jones, C. A. Nicoll, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* 80, 113303 (2009).
- 54) S. P. Giblin, S. J. Wright, J. D. Fletcher, M. Kataoka, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen, D. A. Ritchie, C. A. Nicoll, D. Anderson and G. A. C. Jones, *New J. Phys.* 12 073013 (2010).
- 55) J. D. Fletcher, M. Kataoka, S. P. Giblin, Sunghun Park, H. S. Sim, P. See, D. A. Ritchie, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, H. E. Beere, and T. J. B. M. Janssen, *Phys. Rev. B* 85, 155311 (2012).
- 56) J. D. Fletcher, EP2DS poster "Effect of magnetic field on high accuracy single-electron pumps" (2011)
- 57) F. Battista and P. Samuelsson, *PRB* 83, 125324 (2011)
- 58) Neil M. Zimmerman, Emmanouel Hourdakis, Yuki Ono, Akira Fujiwara, and Yasuo Takahashi, *J. Appl. Phys.* 96, 5254 (2004)
- 59) S. J. Wright, A. L. Thorn, M. D. Blumenthal, S. P. Giblin, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen, M. Kataoka, J. D. Fletcher, G. A. C. Jones, C. A. Nicoll, et al., *J. Appl. Phys.* 109, 102422. (2011)
- 60) J. E. Mooij and Yu. V. Nazarov, *Nature Physics* 2, 169 (2006).
- 61) W. A. Little, *Phys. Rev.* 156, 396 (1967)
- 62) O. V. Astaev, L. B. Io.e, S. Kafanov, Yu. A. Pashkin, K. Yu. Arutyunov, D. Shahar, O. Cohen, J. S. Tsai, *Nature* 484, 355 (2012)
- 63) T. T. Hongisto and A. B. Zorin, *Phys. Rev. Lett.* 108, 097001 (2012).
- 64) C. Beenakker, C. Schonenberger: *パリティ* 19, No. 2, 14 (2004)
- 65) L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.* 79, 2526(1997).
- 66) R. dePicciotto, M. Reznikov, M. Heiblum, V. Umansky, G. Bunin and D. Mahalu, *Nature* 389, 162 (1997).
- 67) Henrik Brenning, Sergey Kafanov, Tim Duty, Sergey Kubatkin, and Per Delsing, *J. Appl. Phys.* 100, 114321 (2006).
- 68) R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing, D. E. Prober, *SCI-ENCE* 280, 1238 (1998).
- 69) D. V. Averin and K. K. Likharev, *J. Low Temp. Phys.* 62 345 (1986).
- 70) T. A. Fulton and G. J. Doran, *Phys. Rev. Lett.*, 59 109 (1987).
- 71) Jonas Bylander, Tim Duty and Per Delsing, *Nature* 434, 361 (2005).
- 72) 内海裕洋 : *固体物理* 41, 909 (2006); K. Saito and H. Utsumi: arXiv:0709.4128.
- 73) A. V. Timofeev, PhD thesis Helsinki University of Technology
- 74) N. Feltn and F. Piquemal, *Eur. Phys. J. special topic* 172, 267 (2009)