

## 人工量子系の物理：電子干渉計内におかれた人工原子のファノ効果

### Quantum Hybrid Systems: Fano Effect through an Artificial Atom in an Electronic Interferometer

小林 研介

京都大学 化学研究所 材料機能化学研究系

Kensuke KOBAYASHI

Institute for Chemical Research, Kyoto University

#### 1. はじめに

量子力学は、人類が原子や電子や光子を発見し、古典力学では理解できない不思議な現象を解明しようとする試みの中から生まれてきた。歴史をひもといてみると、量子力学が生まれた19世紀末から20世紀初頭の物理学はまさに霧の中を手探りで進むようなものであったことがよく分かる[1]。その当時の物語が今でも繰り返し語られるのは、量子力学誕生のドラマとそれに立ち会った科学者の道程が私たちの心をひきつけてやまないからであろう。そして、そのような悪戦苦闘の中で原子のエネルギー準位をうまく説明できたことは、産声を上げたばかりの量子力学にとって大きな成功であった。それ以降、量子力学は、核物理・原子物理・固体物理・宇宙物理などの物理学の諸分野だけではなく、化学や生物学に至るまでその適用範囲を着々と広げ、いまや自然を理解するためには無くてはならない手段となっている。

そして現在、物理の世界では新しい潮流が生まれつつある。それは、自然を理解するための手段としての量子力学というよりもむしろ、人工的に量子系を作り出し、その制御を目指す研究である[2]。代表例として量子コンピュータの研究を挙げることができる。私たちの身のまわりにある普通のコンピュータは、0か1かで記述される演算単位に基づいて計算が行われる。それに対し、0と1という二つの状態間の量子力学的な重ね合わせを用いて演算を行うのが量子コンピュータである。演算を量子力学的に行うことによって、ある種の問題に対しては、普通のコンピュータに比べて圧倒的に早い実行速度が得られる。量子コンピュータの概念そのものは、20年ほど前に提案されたが、その当時はただの夢物語とされていた。「0と1の量子力学的な重ね合わせ」のようなものをどのように人工的に実現するのか、そしてどのように制御すればよいのか、皆、見当もつかなかったのである。しかし、ここ数年その基本素子が色々な系で作られるようになってきた。また、別の代表例として、量子情報通信の研究がある。この技術を用いると、量子力学によって安全が保証された盗聴不可能な通信網を作ることができる。こう聞くと、本当にそんなものが実現できるのかと思われるかもしれないが、この技術はすでに実用をめざした実験段階にある。

このような人工量子系の研究が盛んになってきた背景には、近年の微細加工技術の発展がある。人工量子系の多くは、半導体や金属薄膜を微細加工して作られる数nm～数 $\mu$ mのサイズの極小の電子回路である。しかし、それらはいくつかの外部パラメータによって制御できるようにデザインされており、小さな実験室と呼ぶにふさわしい系である。このような系を用いることによって、電子の電荷、

スピン、位相情報、電子間相互作用など、多彩な量子効果を人間の手によって自在に制御することが可能となってきたのである[3]。

本稿では、人工量子系の研究の一端として、人工原子（量子ドット）と電子干渉計（アハラノフ・ボームリング）を組み合わせた系を舞台として行った我々の実験を紹介したい。この実験は物質の波動・粒子二重性という量子力学の基本原則に関わるものでもある。

## 2. 人工原子

最初に、人工原子（量子ドット）について簡単に紹介したい。量子ドットとは電子が電荷  $e$  を持つ粒子であるという粒子性に基づく系であり、その本質は単電子効果と閉じ込め効果の二つにある。なんだか難しそうに聞こえるかもしれないが、その仕組みは次に述べるように、それぞれ高校レベルあるいは大学初年度レベルの物理で理解できるものである。

単電子効果から説明する。図 1(a)のように、電子を小さな領域（以下、ドットと呼ぶ）に閉じ込めたとする。ドットはトンネル障壁を介して外部とリード線とつながっている。障壁が高すぎなければ、熱的に励起した電子がドットとリード線との間をトンネルできる。また、ドットの脇には、ゲート電極が取り付けられており、これは静電的にドットと結合している。いま、ドットに電子が  $N$  個入っているとしよう。また、ドットとリード線やゲート電極を含む周囲との間の静電容量を  $C$  としよう。ドットはコンデンサーのようなものであり、ここに余分な電子を一個付け加えるためには  $e^2/C$  だけの静電エネルギーが必要となる。通常、マクロな系では  $C$  が大きいので、このようなエネルギーはあまりに小さすぎて問題にならない。しかし、 $C$  が十分に小さく、ドットが十分低温にある場合、 $e^2/C$  が系の温度を上回るような状況が生み出される。すると、ドットとリード線との間に電子のトンネルが起きず、ドット内の電子数は固定されてしまう。これをクーロン閉塞状態と呼ぶ。また、この状態でゲート電極に電圧を印加すると、ゲートや近傍のリード線を含むドット系全体の静電エネルギーが、電子が  $N$  個の場合と  $N+1$  個の場合とで等しくなるように調整できる。この時、ドット内の電子数は  $N$  と  $N+1$  の間を揺らぐことが可能となり、リード線にいた電子はこれを利用してドットを通過できるようになる。

この現象が単電子効果あるいは単電子トンネリングと呼ばれるもので、微小な金属粒などで観測されている。高校物理の言葉でいえば、コンデンサー（=電荷を蓄える回路部品）をどんどん小さくした結果、一電子あたりの帯電エネルギー  $e^2/C$  がとてつもなく大きくなり、電子が自由に移動できなくなったものだと思えばよい。

電子密度の小さい半導体量子ドット（半導体界面に形成される二次元電子系を加工して作られたド

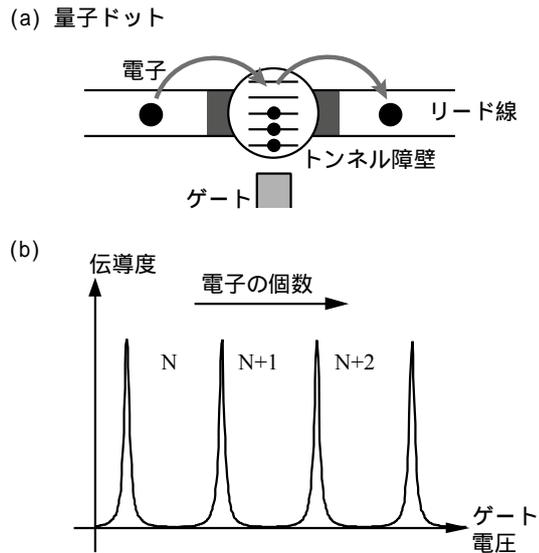


図 1(a) 量子ドット。電子を極めて小さい領域に閉じ込め、トンネル障壁（図の黒い部分）を介してリード線とつなげることで量子ドットを作ることが出来る。単電子効果と閉じ込め効果によって、ドット内の電子数は固定される。ただし、ゲート電圧によって電子数を制御することもでき、ゲート電圧の掃引によって量子ドットの伝導度は(b)のようにクーロン振動を起す。

ット)では、さらに閉じ込め効果も重要になってくる。量子力学や量子化学を少し習うと「箱型モデル」というものが出てくるが、まさにそれである。すなわち、電子を小さいドットに閉じ込めることによってドット内のエネルギー準位が離散化する。そして、その間隔が温度のエネルギーを上回るために、電子のトンネルがただ一つの離散準位を介して行われることになる。この状況は、原子に導線をつなぎ、特定の原子軌道のみを通過する伝導現象を観測することに他ならない。

以上の現象は、実験では図 1(b)のように観測される。ゲート電圧を変化させると、単電子トンネルが起こるようなゲート電圧のところでスパイク的な伝導度のピークが見られる。ピークとピークの間がクーロン閉塞状態である。ドット内の電子数は一個ずつ変化していくので、全体としてはピークがほぼ周期的に連なったような伝導度特性(クーロン振動)が得られる。半導体量子ドットの典型的な大きさは 100 nm 程度であり、クーロン振動が観測されるのは 1 K 以下である。

量子ドットは人工量子系の代表選手であり 1990 年代初頭から多くの研究が蓄積されている。例えば、量子ドットのエネルギー準位に殻構造が現れたり、電子の充填の仕方にフント則が現れたりするなど、原子物理でよく知られた現象が起こることが知られている。しかし、天然の原子とは異なり、量子ドットは数桁も大きいサイズ(数百 nm)を持つ系であるため、関与するエネルギースケールは天然原子のものよりもずっと小さくなる(典型的には meV 以下)。したがって、静電的あるいは磁氣的に原子軌道やスピン状態を変化させたり、系を非平衡状態において原子準位の励起スペクトルを測定したりすることなど、天然の原子では簡単には出来ないような制御性の高い実験を行うことができる。例えば、電子をただ一個だけ含む人工水素原子を作ったり、二つの量子ドットを組み合わせる人工分子を作ったりすることなども盛んに行われている。さらに、近年、近藤効果などの多電子間相互作用の制御を可能とする系として、あるいは高い将来性を持つ量子コンピュータの基本素子として、量子ドットはますます大きな注目を集めている[3,4]。

### 3. 電子干渉計

人工量子系の別の代表例に、アハラノフ・ボームリング(AB リング)という電子干渉計がある。図 2(a)のようなリング状の伝導体を考える。リング全体に渡って電子の干渉性が保たれるとき、その電気伝導度は図 2(b)のようにリングを貫く磁場に関して周期的に変動する。これが AB 効果であり、電子の波動性が劇的に現れる例の一つである。振動(AB 振動)が起きる理由は、電子波がリングの上側を通る場合と下側を通る場合とで、リングを貫く磁場の大きさに応じて異なる位相の変化をうけるためである。光の波動性を明らかにした実験にヤングの二重スリットの実験があるが、AB リングはその電子版である。しかし、巨視的なスケールで干渉効果が起きる光の場合とはちがひ、導体中で電子の干渉性が保たれるにはかなり厳しい条件が必要である。典型的な AB リングの直径は

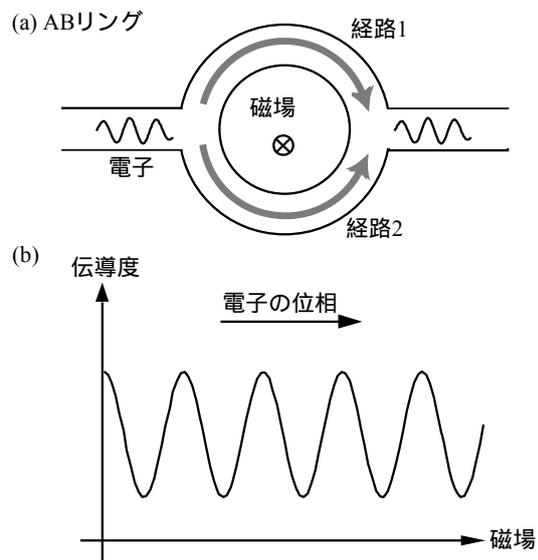


図 2(a) AB リング。左から入射した電子は矢印の経路を通り右へ通り抜ける。このとき、それぞれの経路を通る電子は、リングを貫く磁場に応じて異なる位相を得るため伝導度は磁場の掃引に対して図(b)のように AB 振動を起こす。

1  $\mu\text{m}$ , 幅は 0.1  $\mu\text{m}$ , 温度は 100 mK 程度である. AB リングは 1980 年代に実現され, 人工量子系研究の先駆けとなったものであるが[5], いまやハンバリー・ブラウン・トアイス干渉計やマッハ・ツェンダ干渉計など, 量子光学ではおなじみの干渉計の電子版が次々と実現されている[6].

#### 4. 二つを組み合わせると...

ここまで見てきたように, 量子ドットと AB リングは, それぞれ電子の粒子性と波動性を明瞭に示す特色ある人工量子系であることがわかる. それでは, 次にこの二つを組み合わせた AB リング・量子ドット複合系を考えてみよう. 図 3(a)のように AB リングの下側に量子ドットを埋め込んだとする. 電子は, リングの下側を通過する際には電荷  $e$  を持った粒子として単電子トンネリングするはずである. このとき果たして電子の波としての性質は現れるのだろうか?

実験は図 3 (b)のようなサンプルを用いて行った[7]. これは半導体ヘテロ界面 (AlGaAs/GaAs) 上の二次元電子系を電子ビームリソグラフィと化学エッチングを用いて, リング状に削りだし, その後, 金属電極 (白色) を蒸着したものである. 6 本の電極は図の上と下で 3 本ずつ組になっており, それぞれの箇所でも量子ドットを作ることができるようになっているが, 今回ご紹介するのは図 3 (a) のように下側のみ量子ドット状態にして実験した結果である. 上側の量子ドットの無い方 (以後, 便宜上「アーム」と呼ぶ) は, 電極 C に負の電圧 ( $V_C$ ) をかけることによって, 遮断したり開いたり出来るようになっている. 下側の 3 本のうち 2 本 (R と L) は, 二次元電子系を区切ることで量子ドットを形

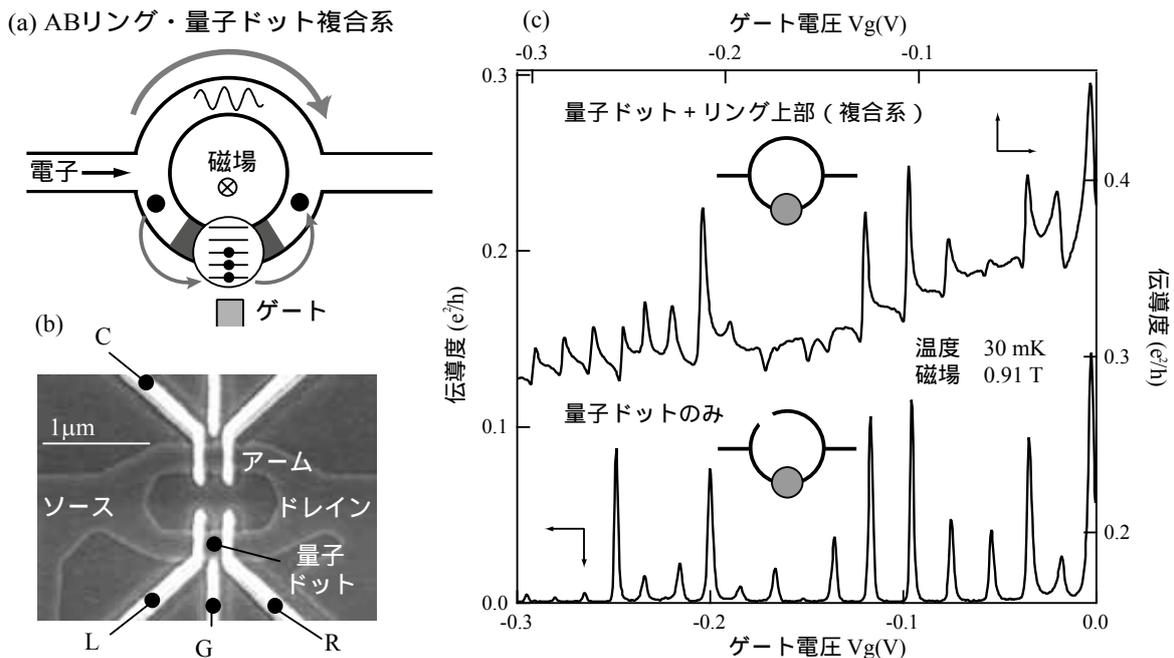


図 3 (a) AB リングと量子ドットの複合系. 電子は量子ドットを通過する際には, 単電子トンネリングする必要がある. (b) サンプルの走査型電子顕微鏡写真. AlGaAs/GaAs 二次元電子系上につくられている. (c) AB リング・量子ドット複合系の伝導度 (温度 30 mK, 磁場 0.91 T). 下のデータは, リング上部の伝導を禁止し, 電子が量子ドットのみを通過するようにしたもので, 通常のクーロン振動である. ピーク間隔に若干の不規則性があるが, これはドット内離散準位の間隔の不規則性を反映している. 上のデータは量子ドットもリング上部も同時に通過できるようにした際の伝導度. 上下の伝導度のピーク位置などはある程度対応しているが上のデータは非対称な特徴的なピーク構造を示す. この形状はファノの式で良く説明される.

成するための電極で、適当な負電圧をかけるとトンネルバリアを作ることができる。真ん中の一本(G)は量子ドットのポテンシャルを静電的に外部から制御するゲート電極である。このドットの場合、含まれる電子数は80個程度と見積もられる。測定は、30 mK から 800 mKの間で行った。

まず、電極Cに負の電圧をかけて上側の経路を遮断しておき、電子が下側の量子ドットだけを通れるような状況を考えてみよう。このときの伝導度は図3(c)の下側のデータに示すような典型的なクーロン振動になっている。ピークの間は電子数固定であり、伝導度は完全にゼロである。ピーク間隔に若干の不規則性があるが、これは単電子帯電エネルギーに量子閉じ込めのエネルギーが加算されるため、電子がドット内の一つの準位を通過していることを表している。次に、リングの上側も電子が通れるようにしてみよう(図3(c)上)。このとき複合系全体の伝導度はもちろん増加するが、それだけでなくクーロン振動のピークが非対称な形になり、一方に裾を引いた特徴的な形になる。もともとピークだったものが完全にディップになってしまっている場所さえある( $V_g \sim -0.16$  V付近)。それでも、クーロン振動の場所自体は上下のデータで良い一対一対応をしていることから、上側を電子が通過できるようにしたことによって量子ドット自体の性質が大きく変わったわけではないことが分かる。

## 5. ファノ効果

温度変化や電流電圧特性などの測定を行った結果、この特徴的なラインシェープの起源が、分光学では良く知られているファノ効果であることが分かった。ファノ効果とは、1935年に発見された原子スペクトルの非対称なピーク[8]を説明するために、1961年にファノ(U. Fano, 1912-2001)が定式化したものである[9]。発見者ポイトラー(Beutler)にちなんでポイトラー・ファノ効果と呼ばれることもある。

原子に光を照射した場合を例にとって考えてみよう。図4(a)のように、光のエネルギーを少しずつ変化させながら、原子のスペクトル(入射状態から散乱状態への遷移確率)を測定したとする。原

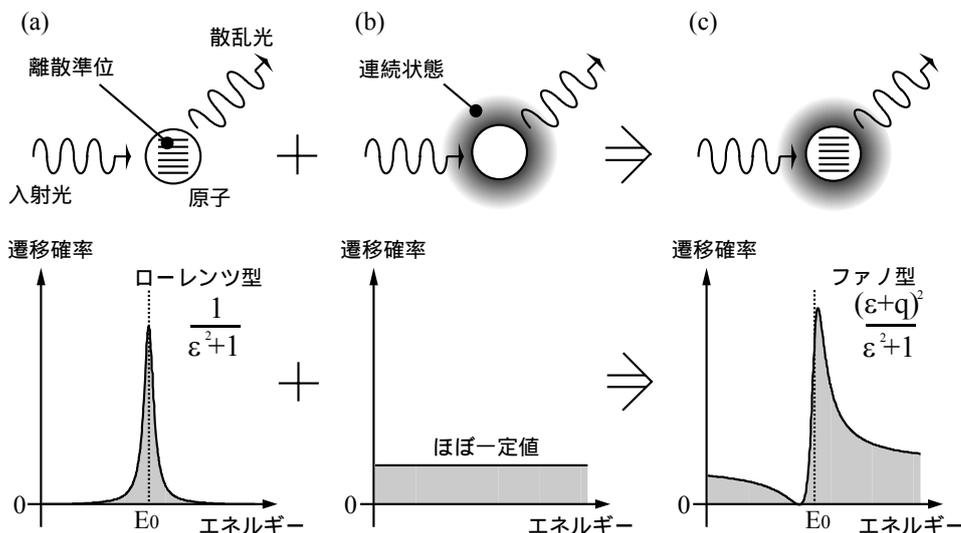


図4(a) 原子に光が入射し散乱される様子。下図のように、原子内部の離散準位の位置(エネルギー $E_0$ )にローレンツ型のピークがスペクトルに現れる。原子には複数の離散準位があるが、ここではそのうち一つだけを考慮している。(b) 光が連続状態を介して散乱される様子。下図のように、スペクトルは光のエネルギーが変わってもほとんど変化しない。(c) 離散状態と連続状態を持つ系によって光が散乱される様子。この過程は、(a)と(b)が同時に起こる場合であるが、スペクトルは下図のように $E_0$ 付近で非対称になる。これが(a)と(b)の単純な足し算ではないことに注意。この形状はファノの式 $(\epsilon+q)^2/(\epsilon^2+1)$ で表される。

子は離散準位を持っているので、エネルギーが準位 $E_0$ を横切るところで遷移確率はピークとなり、その形状は図 4 (a)下のように対称なローレンツ型になる。しかし、このような離散準位を介した過程とは別に、図 4 (b)のように連続状態を通過するような別の遷移（ポテンシャル散乱など）が共存している場合もある。このとき、得られる遷移確率が(a)と(b)の単純な足し算にはならず、図 4 (c)のようになる、というのがファノ効果である。御覧のように、図 4 (c)はピーク形状が左右非対称である上に、スペクトルが $E_0$ 近傍のある一点で 0 になってしまう、という予想外の現象が起こる。これは足し算が単なる和ではなく、「量子力学的な」足し算になっていることに起因する。つまり、図 4 (a)と(b)のような過程が両方同時に起こると、どちらの経路を通ったかは量子力学的に区別がつかない。そのため、二つの遷移過程が干渉し、遷移確率がピークの左右で強めあったり弱めあったりする。この状況は、二つの異なる配置（=経路）の間の相互作用（=干渉）であるから、分光学では配置間相互作用と呼ぶ。その結果、図 4 (c)のような形状となるのである。この形状を式で書くと、 $(\varepsilon+q)^2/(\varepsilon^2+1)$ となる。ここで、 $\varepsilon$  は規格化されたエネルギーで、その中身は  $\varepsilon=(E-E_0)/(\Gamma/2)$  ( $E$ はエネルギー、 $E_0$ は離散準位のエネルギー位置、 $\Gamma$ は離散準位の幅)である。 $q$ はファノの非対称性パラメータと呼ばれ、配置間相互作用の強さの指標となる。

余談になるが、ファノは、フェルミ (Fermi) とハイゼンベルグ (Heisenberg) の弟子である。彼はまた、原子物理で知られるラカー係数で著名なラカー (Racah) と従兄弟同士でもあった。ちなみにポイトラーは、水素の原子スペクトルで有名なパッシェン (Paschen) の弟子であった。いずれも量子力学誕生の頃に思いを馳せたくなるような名前である[10]。

## 6. 制御可能なファノ効果

先ほども書いたとおり、ファノ効果自体は、分光学においては極めて有名な現象である。たとえば、ラマン散乱、光電子放出、原子の光電離、光吸収、中性子散乱などで知られている。我々の結果は、もともとは原子分光で確立されたファノ効果が、人工原子系でも観測されるようになったという点にまず意義がある。しかし、このような系を人工量子系で実現することには、系が制御可能である点で、これまでにない利点がある。実際、例えば、連続状態を結合したり切り離したり出来る点（図 3 (c)）や、昇温によって系の干渉性（コヒーレンス）が減少しファノ効果が消失すること等が観測されている。

最もユニークな点は、離散準位と連続状態が空間的に分離しており両者の位相差を制御できる点にある。図 5 (a)に我々の系の電気伝導度の磁場依存性の結果（三次元プロット）を示す。高さは伝導度、一方の横軸は磁場、他方はゲート電圧である。この図は、ゲート電圧を固定して磁場を掃引すると AB 振動が現れ、逆に磁場を固定してゲート電圧を掃引するとクーロン振動が現れることを示している。ただし、クーロン振動は、ファノ効果を反映した非対称な形状となっている。AB 振動の大きさは、クーロン振動の大きさと同程度であり、電子がほとんど干渉性を失うことなく量子ドットを通過していることが分かる。磁場は電子波の位相、つまり電子の波動性を制御し、ゲート電圧は量子ドット内の電子数、つまり電子の粒子性を制御するものである。この意味で、図 5 (a)はファノ効果を仲立ちとして電子の二重性が現れたものである、と言ってよいだろう。

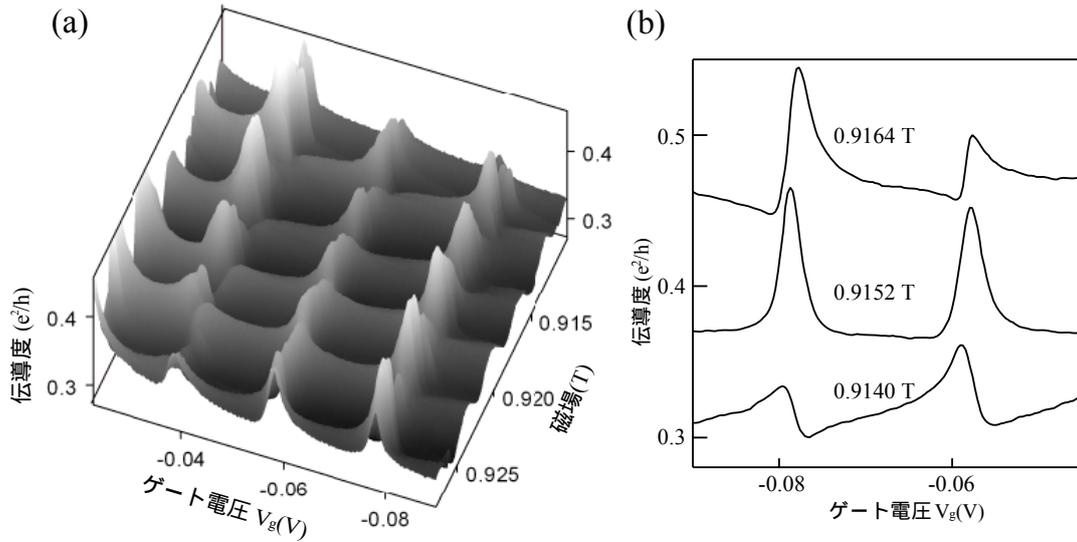


図5 (a) ゲート電圧（ドット内の電子数）と磁場（電子の位相）に対して伝導度をプロットしたもの．磁場を固定してゲート電圧を掃引すれば，非対称なクーロン振動が得られ，逆にゲート電圧を固定して磁場を掃引すれば，AB振動が得られる．これは電子の波動・粒子二重性のあらわれである．(b) 特定の磁場に対するクーロン振動をプロットしたもの．データは見やすいように上方向にずらしてある．わずかな磁場変化で裾の向きが変わることと，中間の磁場で対称なピーク形状になっていることが分かる．

図5 (a)を見ると，クーロン振動のピーク間のクーロン閉塞領域においても，AB振動がはっきりと見えていることが分かる．これは興味深い点である．というのも，AB効果は電子が両方の経路を通ってはじめて生じるものであるから，この現象は，クーロン閉塞領域にある量子ドットを電子が“通過”していることを意味しているからである．ファノ効果によって，リングの上側の連続状態に助けられる形で，量子ドット内の離散準位が系全体に広がったのである．言い換えれば，量子ドット内の局在状態とアームの連続状態とがコヒーレントに重ね合わされた量子状態（ファノ状態）が実現している．これは固体物理における  $s-d$  模型における仮想束縛状態と見ることもできる．先ほどファノ効果の原因は配置間相互作用であると言いたけれども，固体物理の観点からはこのような見方も可能である．このことは，ファノ効果の普遍性の表れであると言えるだろう．

ここまで触れなかったが，量子ドットを AB リングに埋め込む，という実験は，我々の実験が初めてではない．1995年にヤコビ（Yacoby）らが行った実験[11]を皮切りとして現在まで何例か報告がある．ただ，それらの実験の目的はあくまでも量子ドットにあり，ドットを通過する電子の位相変化を，AB効果をプローブとして検出する，というものであった．観測される AB 振動の大きさもファノ効果をはっきりと現れるほど大きくはなかった．それに対し，我々の実験では，電子は量子ドットを通過しても干渉性をほとんど失うことが無いため，上記のような特異な伝導特性が得られた．その点で，我々の系は，単なる AB リングでもなければ，量子ドットでもない，その両者の量子力学的な結合系として初めて理解されるような新しい人工量子複合系である．（ただし，どのような状況ならば干渉性を保持するのかという問題も依然重要である[12].）

磁場依存性の結果は，ファノ効果についての新しい知見を与えてくれる．図5 (b)に示すように，磁場が変化すると，裾の引き方が逆になるのである．しかも，その途中で全く対称なラインシェープになる．この現象の本質はAB効果にあり，離散状態を通る経路と連続状態を通る経路の間に入ってい

る磁場が両者の位相差を変化させることによる。ここでは詳細は省くけれども、この現象を統一的に理解しようとするれば、ファノの非対称性のパラメータ $q$ は、実数ではなく、複素数に拡張しなければならないことがわかる。その偏角は磁場の関数であり、二つの経路の位相差を反映している。ファノの式も $|\varepsilon+q|^2/(\varepsilon^2+1)$ と拡張される。このことはファノの理論と矛盾するものではないが、分光学において $q$ は長らく実数として扱われてきたことを考えると、新しい知見であり、今後、他の分光学的手法によって検証されるであろう。一般に、系に時間反転対称性が無く、波動関数を実数にとれない場合は非対称性パラメータ $q$ を複素数として扱う必要があることを示すことが出来る。

## 7. その後の展開

先に述べたようにファノ効果は分光学においては何十年もの歴史がある。しかし、電気伝導現象においてその重要性が理論的に認識され始めたのは、意外なことに1990年代半ば以降であり[13]、我々の実験は、その効果を初めて明瞭に実現したものである。その後の我々の実験により、単一の量子ドットにおけるファノ効果[14]、量子細線-量子ドット複合系におけるファノ効果[15]、ファノ効果と近藤効果の共存[16]など、様々な人工量子系でファノ効果が発現することが分かった。また、半導体量子ドットに限らず、カーボンナノチューブにおけるファノ効果についても複数のグループから報告されている[17]。ファノ効果を観測することによって、人工量子系の中を伝播する電子の位相情報やコヒーレンスの度合いを定量的に知ることが出来る。理論面での進展としては、ファノ効果と量子カオスとの関係[18]や、ファノ効果から見た電子波の位相発展の問題などに注目が集まっている。このように、ファノ効果は電気伝導現象の多くの局面に顔をだす現象として、いまや広く認知されるようになった。さらに複素数としての非対称性パラメータ $q$ についても、最近になって分光学の分野から報告があった[19]。今後の展開が楽しみである。

## 8. まとめ

人工量子系の研究には多くの可能性が秘められている。最もシンプルで古くから研究されてきた量子ドットとAB干渉計を組み合わせた系でさえ、特異な伝導現象を示すことが分かった。ここでは、残念ながら我々の研究の一部しか紹介できなかったが、人工量子系の研究は現代の物理学における一大潮流となりつつあり、その裾野は基礎から応用まで大きく広がっている。その雰囲気の本稿から少しでも感じ取っていただければ幸いである。実験家にとって何よりもわくわくさせられることは、これまで机上の空論と思われていた思考実験でも、最新の技術を用いることによって実験的に検証可能になってきた、ということである。確かにそのような実験は簡単ではない。しかし、量子力学黎明期の先人の苦闘に思いを馳せるとき、その当時は夢にも思わなかったような実験が今や可能である、という事実の重みと魅力は圧倒的でさえある。

## 謝辞

本研究は、私が東京大学物性研究所在職中に、勝本信吾、家泰弘(物性研教授)、相川恒、佐藤政寛、佐野徹之(院生、当時)の各氏と行った共同研究である。ここに感謝したい。

## 参考文献

- [1] 例えば、江沢洋、量子力学 誕生から基礎の再反省まで、「20世紀の物理学」、江沢洋編著、サイエンス社 62-69(1998)。

- [2] 上田正仁, 現代量子物理学 基礎と応用 (培風館, 2004) はこのような視点に立って生き生きと書かれた素晴らしい教科書である.
- [3] 解説として, 川畑有郷, メゾスコピック系の物理学 (培風館, 1997); 三浦登, 安藤恒也, 樽茶清悟, 河原林透 (編), 量子輸送現象における新展開, 「固体物理」特集号 (アグネ技術センター, 1999); メゾスコピック物理への招待, 「パリティ」特集号 (丸善, 2000).
- [4] 例えば, 藤澤利正, 林稔晶, 固体物理 **38**, 817 (2003). また, 量子ドットの可能性を論じた最新の研究として Hans-Andreas Engel and Daniel Loss, Science **309**, 586 (2005).
- [5] R. A. Webb, S. Washburn, C. Umbach, and R. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
- [6] W. D. Oliver, J. Kim, R. C. Liu, and Y. Yamamoto, Science **284**, 299 (1999); M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland, and C. Schönberger, Science **284**, 296 (1999); Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Nature **422**, 415 (2003).
- [7] K. Kobayashi, H. Aikawa, S. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. Lett. **88**, 256806 (2002); Phys. Rev. B **68**, 235304 (2003); 小林研介, 相川恒, 勝本信吾, 家泰弘, 固体物理 **38**, 29 (2003).
- [8] H. Beutler, Z. Phys. **93**, 177 (1935); U. Fano, Nuovo Cimento **12**, 156 (1935).
- [9] U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961). ちなみにこの論文はこれまでに4500回以上も引用された物理の古典的論文の一つである.
- [10] C. W. Clark, Nature **410**, 164 (2001); 渡辺信一, 日本物理学会誌 **56**, 533 (2001); 佐々木泰三, 日本放射光学学会誌 **14**, 149 (2001).
- [11] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **74**, 4047 (1995).
- [12] H. Aikawa, K. Kobayashi, A. Sano, S. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. Lett. **92**, 176802 (2004); 相川恒, 小林研介, 佐野徹之, 勝本信吾, 家泰弘, 固体物理 **38**, 745 (2003).
- [13] J. U. Nöckel and A. D. Stone, Phys. Rev. B **50**, 17415 (1994).
- [14] H. Aikawa, K. Kobayashi, A. Sano, S. Katsumoto, and Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, L3235 (2004); 相川恒, 小林研介, 中西毅, 日本物理学会誌 **59**, 682 (2004).
- [15] K. Kobayashi, H. Aikawa, A. Sano, S. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. B **70**, 035319 (2004).
- [16] M. Sato, H. Aikawa, K. Kobayashi, S. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. Lett. **95**, 066801 (2005).
- [17] 例えば, J. Kim, J.-R. Kim, J.-O. Lee, J. W. Park, H. M. So, N. Kim, K. Kang, K.-H. Yoo, and J.-J. Kim, Phys. Rev. Lett. **90**, 166403 (2003).
- [18] 例えば, V. Uski, F. Mota-Furtado, and P. F. O'Mahony, J. Phys. A: Math. Gen. **38**, 10819 (2005); U. Kuhl, H.-J. Stöckmann and R. Weaver, J. Phys. A: Math. Gen. **38**, 10433 (2005).
- [19] O. V. Misochko, M. Hase, K. Ishioka, and M. K, JETP Lett. **82**, 426 (2005).