

# 国際ワークショップ: ナノスコピック輸送現象における相互作用と干渉効果

慶應義塾大学 理工学部 江藤 幹雄

## 1 はじめに

2008年2月18–22日、ドレスデンのマックスプランク研究所にて表題の国際会議 (International Workshop on Interaction and Interference in Nanoscopic Transport) がおこなわれた。オーガナイザーは、Y. Gefen (イスラエル、ワイツマン研究所; 以下敬称略), J. König (独、Bochum), K. Ensslin (ETH Zurich), いずれもメソスコピック系物理学の理論、実験研究においてリーダー的存在の3名である。口頭発表は招待講演者のみの34件 (各40分)、ポスター発表が48件、という小規模の会議ながら、この分野の最新の成果について活発な議論をおこなう充実した5日間であった。(朝から晩まで (半日の極めて退屈なエクスカージョンを除いて) 研究所に缶詰、夕食後もポスターセッション。ドレスデンにいながらオペラも聞かず、ラファエロの「システィーナの聖母」もマイセン焼きも見ず (本当です!), それでも苦にならない5日間でした。)

本稿では、この会議の話題を基に、メソスコピック系物理学の最近の研究の一端を紹介してみたい。筆者の独断による記述が多いがご容赦ください。この分野の活発な研究状況が少しでも伝われば幸いである。興味を持たれた読者のために参考文献を充実させた。

## 2 近藤効果でのショットノイズ

クーロンブロックードによって量子ドット中に電子スピン  $S = 1/2$  が局在するとき、リード中の伝導電子のフェルミの海との相互作用によって近藤効果が生じる。これは金属中の磁性不純物による近藤効果と同様の現象であるが、量子ドットではさまざまなパラメーターを人工的に制御できることからその詳細な研究が進展している [1]。量子ドットに接合した2つのリード間に有限のバイアス電圧  $V$  をかけると非平衡状態での近藤効果が実現する。その説明は残された問題の一つである。

F. von Oppen のグループは量子ドットの近藤領域におけるショットノイズの計算をおこなった [2]。一般に、電流揺らぎは電流・電流の相関関数  $\langle I(t)I(0) \rangle - \langle I^2 \rangle$  のフーリエ変換  $S(\omega)$  として定義される。通常は  $\omega = 0$  を考え、そのときの値を  $S$  で表す。温度がバイアス電圧より高い場合 ( $k_B T \gg eV$ )、 $S$  は Johnson-Nyquist ノイズ (平衡ノイズ) と呼ばれ、これは揺動散逸定理より電気伝導度  $G$  ( $\times 4k_B T$ ) に他ならない。 $eV \gg k_B T$  での非平衡ノイズが普通「ショットノイズ」に相当し、電気伝導度とは異なる情報を与える。トンネル障壁を「電荷」 $Q$  の粒子が1つ1つランダムに透過する場合 (Poisson 過程)、ショットノイズと電流  $I$  の間には

$$S = 2QI \quad (1)$$

の関係がある。だいぶ前になるが、M. Heiblum (ワイツマン) のグループで分数量子ホール系における後方散乱によるショットノイズが測定され、 $Q = e/3$  が観測されている [3]。

近藤領域では、量子ドット中の局在スピンと伝導電子がコヒーレントに結合し、スピン-重項の多体状態を形成する。その結果、第1図 (a) のように、リードのフェルミ準位に一致して近藤共鳴準位が作られ、伝導電子はあたかも自由電子のように共鳴準位を透過率  $T = 1$  (電気伝導度は Landauer の公式から  $G = 2e^2/h$ ) で透過する (フェルミ流体論)。このときの後方散乱による

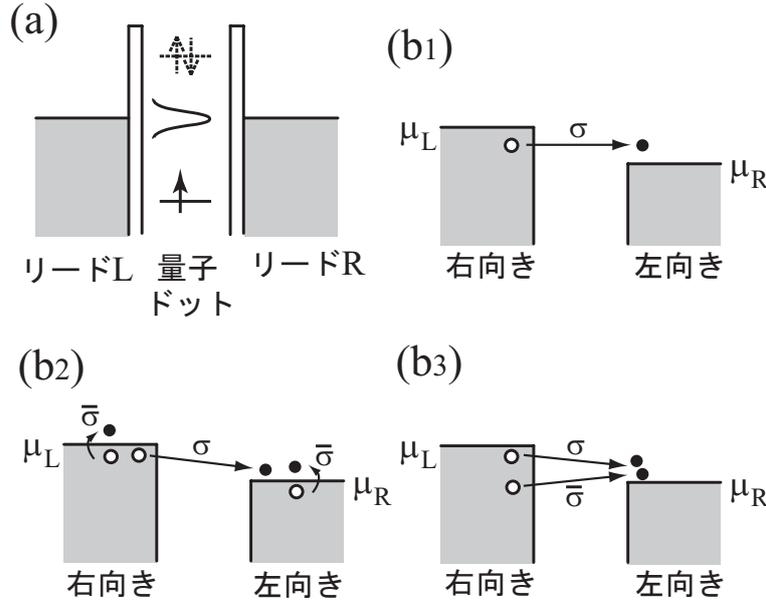


図 1: (a) 量子ドットに 2 つのリードをトンネル接合した系での近藤効果の概念図。ドット中に電子スピン  $S = 1/2$  が局在するとき、リード中の伝導電子のフェルミの海との相互作用によって、スピン 1 重項の多体状態が出現する。リード中の伝導電子は、近藤共鳴準位 (中心はリードのフェルミ準位、幅は近藤温度  $k_B T_K$ ) を、透過率  $T = 1$  でトンネルする。(b<sub>1,2,3</sub>) 近藤領域における有限バイアス下での後方散乱過程。 $(eV/k_B T_K)^2$  のオーダーで、(b<sub>1</sub>) 弾性過程、(b<sub>2</sub>) リード  $L$  または  $R$  に電子ホール対が生成される非弾性過程、(b<sub>3</sub>) 2 つの電子が同時に散乱される非弾性過程、が存在する。

ショットノイズは、自由電子のように振舞うならば  $S = 2eI$  となるはずである。が、実際は式 (1) で  $Q = 5e/3$  の電荷に相当する値をとる！原因は 2 粒子の寄与する後方散乱過程である。有限バイアス下 (近藤温度を  $T_K$  として  $(eV/k_B T_K)^2$  のオーダー) では、第 1 図 (b<sub>1</sub>) の弾性過程と (b<sub>2</sub>), (b<sub>3</sub>) の非弾性過程が存在する。フェルミ流体論によると、これらの寄与は互いに等しい。過程 (b<sub>1</sub>), (b<sub>2</sub>) は  $Q = e$  を、過程 (b<sub>3</sub>) は  $Q = 2e$  を与え、その平均値が  $Q = 5e/3$  になる。この計算結果は実験でも確認されている [4]。

F. von Oppen は、過程 (b<sub>3</sub>) のような、有限バイアス下で 2 粒子が同時に散乱を受ける伝導過程の考察を進めた。近藤効果が生じないクーロンブロック領域 (量子ドット中の電子スピンのゼロの場合) でも、2 個の電子のペアが同時に伝導する高次のトンネル過程 (cotunneling) が存在する。それはあるバイアス電圧  $V$  において共鳴的に起き、 $d^3 I/dV^3$  の大きなピークとして観測可能である [5]。クーロンブロック領域の新たな内部構造として研究が進むかも知れない。

上述のように  $eV \ll k_B T_K$  の場合は、フェルミ流体論から出発した  $(eV/k_B T_K)$  についての展開によって非平衡近藤効果の計算は可能である。しかし  $eV \gtrsim k_B T_K$  での輸送特性 (例えば、リード間で異なるフェルミ準位を反映して近藤共鳴準位が分裂するかどうか) はまだ良くわかっていない。有限バイアス下では近藤一重項状態を壊す decoherence 過程が存在するが、その扱いが難しい<sup>1</sup>。近藤効果のもっとも信頼される計算方法は数値繰り込み群 (Numerical Renormalization Group; NRG) の手法であるが、それも非平衡状態には適用できない。そのような状況で H. Schoeller の発表は興味深かった。彼らは長い間 Real-Time Renormalization Group という独自の方法を用い

<sup>1</sup>例えば繰り込み群の手法では、フローが強結合固定点まで到達せず、途中で打ち切られる。その cut-off のエネルギーを  $eV$  とするか (Coleman *et al.*[6])、近藤効果の位相緩和時間とするか (Kaminski *et al.*[7], Rosch *et al.*[8])、で異なる結果を与える。

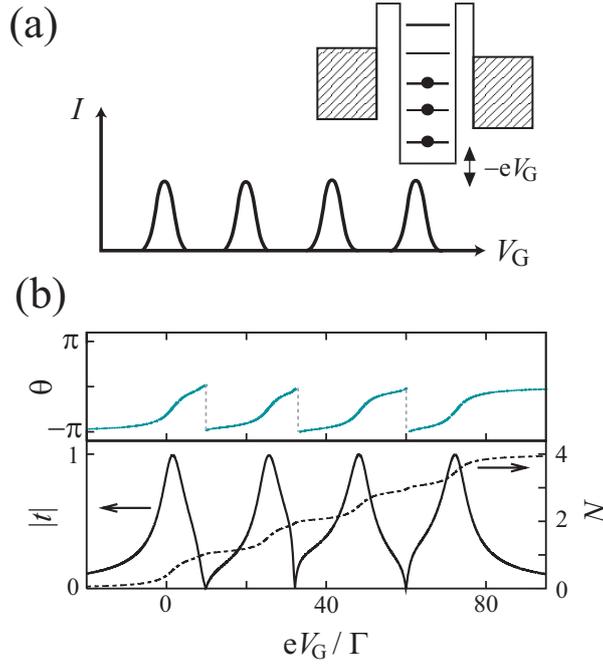


図 2: (a) 量子ドットにおけるクーロン振動の概念図。量子ドット中の静電ポテンシャルをゲート電圧で制御するとき、ドット中の離散エネルギー準位が左右のリードのフェルミ準位の間に見える度に大きな電流が生じる。(b) 4つのエネルギー準位を含む量子ドットのモデルを用いた輸送特性の数値計算。フェルミ準位での透過係数  $t$  の絶対値  $|t|$  (下図; 実線)、位相  $\theta$  (上図)、および量子ドット中の電子数  $N$  (下図; 破線) をゲート電圧の関数としてプロットした。電気伝導度は  $G = (2e^2/h)|t|^2$  で与えられる。計算ではスピンレスの電子を仮定した。モデルは文献 [13] と同じであるが、異なる計算方法を用いた (T. Homma and M. Eto: 私信)。クーロン振動のピークとピークの間には phase lapse が見られるが、この結果は NRG の計算結果 [13] と良く一致している。

て、量子ドットの非平衡伝導の問題に取り組んできたが、最近大きな進展があったようである [9]。1-loop の近似解ながら、ゼロバイアス極限での電気伝導度については NRG の結果の再現に成功し、有限バイアスの状況への応用を述べた。

Functional Renormalization Group という別の計算手法も、メゾスコピック系における多体問題への応用が研究され始めている。V. Meden は、近藤効果ではないが、その手法の非平衡状態への拡張について報告した [10]。

### 3 量子ドットを通る電子の位相差

量子ドット中の静電ポテンシャルをゲート電圧で制御するとき、ドット中の離散エネルギー準位が左右のリードのフェルミ準位の間に見える度に大きな電流が流れる (クーロン振動; 第 2 図 (a))。このときの電子の位相差 (phase shift) が、後述の量子ドットをアハロノフ・ボームリングに埋め込んだ実験で調べられている。この位相差の振舞いが長い間の未解決のパズルである。

簡単のために電子間相互作用とスピンを無視し、量子ドット中の離散準位  $\{\varepsilon_i\}$  を通過するときの電子の位相差を考えてみよう。ドットとリード L, R 間のトンネル結合を tunnel Hamiltonian

$$H_T = \sum_{\alpha=L,R} \sum_k \sum_i (V_{\alpha,i} c_{\alpha,k}^\dagger d_i + \text{h.c.})$$

で表す ( $c_{\alpha,k}^\dagger$  はリード  $\alpha$ , 運動量  $k$  の生成演算子;  $d_i$  はドット中の準位  $i$  の消滅演算子)。磁場がない場合を考え、 $V_{\alpha,i}$  は実数とする。まず、1つの準位  $\varepsilon_1$  のみに着目する。フェルミ準位での T 行

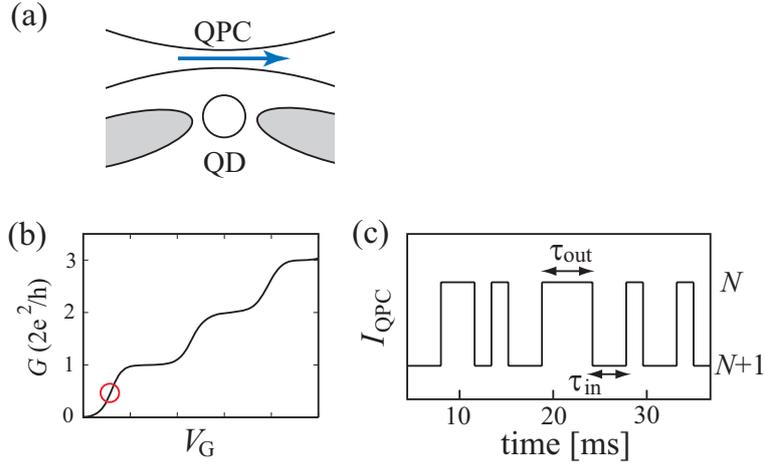


図 3: (a) 量子ドット (QD) の近傍に量子ポイントコンタクト (QPC) を作製した系の模式図。QD と QPC は静電的に結合しており、QD 中の電荷の変化 ( $\Delta Q = \pm e$ ) を QPC の電流の変化で検出することができる。(b) QPC で見られる電気伝導度の量子化。くびれ部分のゲート電圧  $V_G$  (横軸) によってくびれの幅を変えると、電気伝導度  $G$  (縦軸) は  $2e^2/h$  の整数倍の値をとって変化する。 $G = (2e^2/h) \times (\text{半整数})$  のあたりでは (赤い丸印)、 $V_G$  のわずかな変化に対して  $G$  が敏感に変化する。(c) 量子ドットにおける完全計数統計の測定概念図。量子ドット中の電子数が  $N$  か  $N + 1$  かに応じて QPC を通る電流が変わる。電子がドット中にとどまる時間 ( $\tau_{\text{in}}$ ) の分布等を調べることができる。

列は

$$\langle R, k' | T | L, k \rangle = \frac{V_{R,1} V_{L,1}}{\varepsilon_F - \varepsilon_1 + i\Gamma_1}, \quad (2)$$

ここで  $\Gamma_1 = \pi\nu(V_{L,1}^2 + V_{R,1}^2)$ ,  $\nu$  はリード中の状態密度である。 $V_{L,1}V_{R,1} > 0$  の場合、 $\varepsilon_1$  の減少 ( $\varepsilon_F - \varepsilon_1 \ll -\Gamma_1$  から  $\varepsilon_F - \varepsilon_1 \gg \Gamma_1$ ) とともに式 (2) の位相は  $\delta = -\pi \rightarrow 0$  に変化する (Breit-Wigner 共鳴)。 $V_{L,1}V_{R,1} < 0$  の場合、位相差の変化は  $\delta = 0 \rightarrow \pi$  である。

次に、2つの隣接する準位  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  が互いに十分離れている場合を考察しよう。T 行列は近似的に

$$\langle R, k' | T | L, k \rangle = \frac{V_{R,1} V_{L,1}}{\varepsilon_F - \varepsilon_1 + i\Gamma_1} + \frac{V_{R,2} V_{L,2}}{\varepsilon_F - \varepsilon_2 + i\Gamma_2} \quad (3)$$

で与えられるが、その位相  $\delta$  の振舞いを考える。2つの準位のパリティが異なる場合 (例えば  $V_{L,1}V_{R,1} > 0, V_{L,2}V_{R,2} < 0$ ) では  $\delta = -\pi \rightarrow 0 \rightarrow -\pi$ , 同じパリティの場合 (例えば  $V_{L,1}V_{R,1} > 0, V_{L,2}V_{R,2} > 0$ ) では  $\delta = -\pi \rightarrow 0 \rightarrow (\text{不連続変化}) \rightarrow -\pi \rightarrow 0$  となる。後者の場合、クーロン振動の2つのピークの間で式 (3) にゼロ点が現れ、そこで位相  $\delta$  が不連続に変化する (phase lapse)。(すなわち、phase lapse が起きること自体はパズルでない。) 実際の実験では、この phase lapse がほとんどいつも観測され、フェルミ面に現れる量子ドット中の準位が常に同じパリティを持つように見える [11]。これがパズルである。

このパズルの解として、「量子ドット中にリードと特別に強くトンネル結合する状態があって、それが常にフェルミ面での伝導に関与する」という「状態ホバリング」などが提案されている [12]。が、電子間相互作用の重要性の指摘等、他の多くの理論もあって決着していない。会議では、J. von Delft が NRG を用いて電子間相互作用を厳密に取り入れた数値計算を行い、このパズルにチャレンジした [13]。実験に類似の結果は得られたが (第2図 (b))、その物理的起源の理解はまだ不十分の印象である。

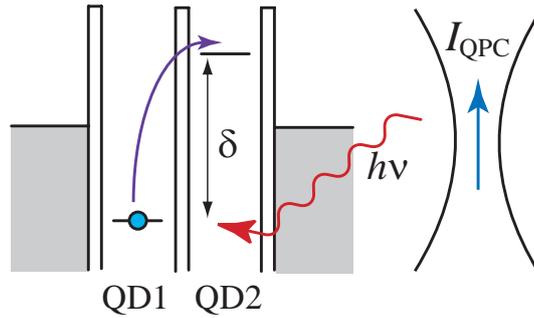


図 4: 量子ポイントコンタクト (QPC) の近傍に 2 重量子ドットを作製した系の模式図。QPC を流れる電流から発生したマイクロ波のエネルギーが量子ドット間のエネルギー準位の差  $\delta$  に一致したとき、その吸収によって電子のドット間遷移が起こり、電流として検出される。 $\delta$  は各量子ドットにつけたゲート電圧によって可変である。

## 4 量子ドットにおける完全計数統計

量子ドットを透過する電子数を  $q$  とするとき、電流は  $\langle q \rangle$  (1 次のモーメント)、電流ノイズは  $\langle q^2 \rangle$  (2 次のモーメント) に相当する。完全計数統計の方法は、すべての次数のモーメントを、キュムラントの母関数の計算によって求める強力な手法である [14]。理論研究 (会議では G. Blatter, T. Martin) が先行したが、実験も行われるようになった。

T. Ihn (ETH, Ensslin のグループ) は、量子ドットに 1 個の電子が入ったり出たりする様子を実時間観測した [15]。それを可能にしたのは量子ポイントコンタクト (QPC; 電子の通り道に細いくびれを作った構造) の利用である (第 3 図)。QPC では、くびれの幅をゲート電圧で変えることで電気伝導度の量子化 [ $G = (2e^2/h) \times (\text{整数})$ ] が観測される。くびれの幅を  $G = (2e^2/h) \times (\text{半整数})$  あたりにしておくと、近傍の量子ドットの電荷の変化 ( $\Delta Q = \pm e$ ) によって  $G$  が大きく変わるため、その感度の良い検出器になる。(この検出手法は、L. Kouwenhoven (デルフト) を始め、多くのグループで以前から用いられている。) 電子の量子ドットへの出入りの時間の分布をとると、完全計数統計の計算とよく一致する結果が得られた<sup>2</sup>。

完全計数統計の手法は、計算が難しく具体的な応用が限られる一方、形式的には非平衡状態の問題を厳密に取り扱うことができる。内海裕洋 (東大物性研) は、非平衡統計力学の「ゆらぎの定理」を量子輸送現象へ拡張することに利用した [17]。完全計数統計の新しい可能性を示す研究として興味深い。

## 5 2 重量子ドットによるマイクロ波検出

T. Ihn は、前節とは逆に、QPC で発生した単一光子 (マイクロ波) を 2 重量子ドットで検出する実験についても報告をおこなった [18]。QPC に有限バイアスをかけると、電流のショットノイズに伴ってマイクロ波が発生する。2 重量子ドット間のエネルギー準位の差を  $\delta$  とするとき、周波数が  $\delta$  と一致した光子が吸収され、その結果ドット間を電子がトンネルする。その電子はさらに右のリードに抜けて電流が発生する (第 4 図)。 $\delta$  は各量子ドットにつけたゲート電圧によって可変である。

上述の実験は、エネルギー準位差  $\delta$  を利用することで、マイクロ波を DC 電流に変換して取り出すことを基本的なアイデアとしている。この点で、マイクロ波検出器である 2 重量子ドットを、

<sup>2</sup>完全計数統計の実験は、藤澤 (NTT) らによって 2 重量子ドットを用いた、より精度の高い手法も報告されている [16]。

オンチップのスペクトルアナライザーと見なすことが出来る [19]。これに対し、小林研介 (京大化研) は 2 つの QPC の静電的な結合系を作製して、一方の QPC からの高周波ショットノイズの放射を、他方の QPC の Johnson-Nyquist ノイズ (雑音温度) の上昇として検出する実験を行なった。1GHz 以上の高周波数のノイズが検出可能であり、QPC がオンチップのボロメーターとして動作することを定量的な考察によって示した [20]。

## 6 量子ドットを埋め込んだアハロノフ・ボーム干渉計

勝本信吾 (東大物性研) は、量子ドットを埋め込んだアハロノフ・ボーム (AB) リング (第 5 図 (a), 左図) の電気伝導特性を精力的に調べている。

- (i) 量子ドット中の離散準位と AB リング中の連続スペクトルの干渉効果によって、ファノ共鳴の非対称なピークが観測される [12, 21]。リードの側面にトンネル結合した量子ドット (side-coupled quantum dot; 第 5 図 (a), 右図) では、通常のクーロン振動の電流ピークが「電流ディップ」として観測されるが、これもファノ共鳴の特別な場合として理解される [22]。
- (ii) AB リングを貫く磁束を変えると、AB 効果によって電気伝導度に振動が現れる。その振幅を測定することで量子ドットを通過する電子のコヒーレンスを調べることができる。量子ドット中に電子スピンの局在する場合、電子が伝導する途中でスピン反転する過程がある。それがコヒーレンスを減少させ、AB 振動の振幅を小さくする [23]。
- (iii) 近藤効果が生じる場合は局在スピンの遮蔽されて多体のスピン-重項が形成されるため、(ii) の位相緩和過程は消失する。近藤効果での位相差は、(共鳴準位が常にフェルミ面に一致して現れるため) ゲート電圧に依らず  $\pi/2$  となる。実際には、近藤効果とファノ共鳴が競合した「ファノ近藤効果」としてその効果が観測される [22, 24]。

どれも目覚ましい実験結果であるが、最後のファノ近藤効果については理論計算の結果と不整合な点が残っている。AB リングの幅を無視したモデルでは不十分で、リングの有限幅とリング内の磁場の効果を取り入れたモデルの考察が求められている。

さて、AB リング中に埋め込まれた量子ドットの横に QPC を作製し、量子ドットへの電子の出入りを観測したら、AB 振動はどうなるであろうか。AB 振動は、量子ドットを含んだアームを通る電子波と、もう一方のアームを伝わる電子波の間の干渉効果である (第 5 図 (b))。前者を通ることを観測した時点で波束の収縮が起こり、波の干渉効果は壊れる。この “which-path” detector による位相緩和は、M. Heiblum のグループによって確かめられていた [25]。同グループの Y. Chung は、AB リングでの高次の干渉効果における位相緩和を調べた [26]。AB リングでの電子の干渉効果は、第 5 図 (b) のような AB 効果 (磁束  $\Phi$  について振動周期  $h/e$ ) だけでなく、第 5 図 (c) のような干渉 (Altshuler-Aronov-Spivak 効果; 振動周期  $h/2e$ )、さらに高次の harmonic 成分 (振動周期  $h/Ne$ ,  $N \geq 3$ ) も存在する。(それらの重ねあわせがファノ共鳴になる。) 第 5 図 (c) の場合は第 5 図 (b) とは異なり、量子ドットで電子を観測して波束の収縮が起こっても、2 つの電子波の干渉は壊れない。実際、干渉パターンの周期  $h/e$  の成分は QPC の測定によって小さくなるのに対し、周期  $h/2e$  の成分はほとんど影響されない結果が得られている。

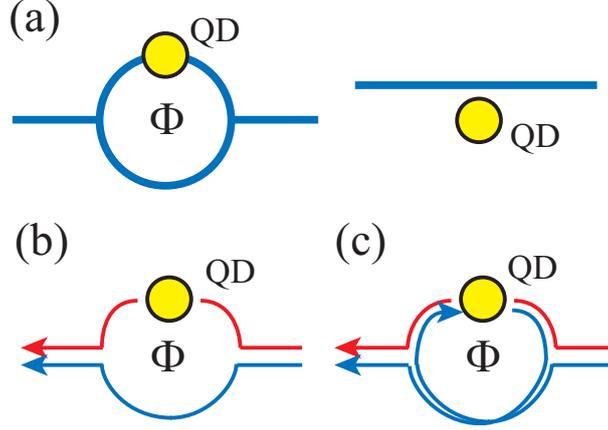


図 5: (a) 量子ドットを埋め込んだアハロノフ・ボーム (AB) 干渉計、およびリードの側面にトンネル結合した量子ドット (side-coupled quantum dot) の模式図。いずれの系でもファノ共鳴が現れ、また近藤領域ではファノ近藤効果が観測される。(b) 量子ドットを埋め込んだ AB リングでの干渉効果: AB 振動。リングの 2 つのアームに分かれた波が互いに干渉する。AB リングを貫く磁束  $\Phi$  の関数として、電気伝導度は周期  $h/e$  で振動する。(c) 量子ドットを埋め込んだ AB リングでの干渉効果: Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) 振動。ドットを含んだアームを通過する波と、リングを 1 周半する波との干渉効果で、AAS 振動を与える過程の一つである。磁束  $\Phi$  の関数として、電気伝導度は周期  $h/2e$  で振動する。

## 7 マッハ・ゼンダー干渉計

アハロノフ・ボーム干渉計では、通常リング中に複数の伝導モードが存在するため、AB 振動の“visibility”

$$\nu = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (4)$$

は小さな値になってしまう ( $I_{\max}, I_{\min}$  は電流の最大値と最小値)。M. Heiblum のグループは、強磁場中の量子ホール効果において試料の端電流のみが電気伝導に寄与することに着目し、光学の Mach-Zehnder 干渉計 (第 6 図 (a)) に対応する系を固体素子で作製した (第 6 図 (b)) [27]。ハーフミラー (Beam-Splitter; BS1, 2) には QPC1, 2 が対応する。Filling factor 1 の量子ホール領域では単一の端状態が伝導する: ソース電極 S から出た電子は QPC 1 で 2 つの経路に別れ、QPC 2 で干渉した後にドレイン電極 D1 か D2 に到達する。(電極 D2 は孤立しているように見えるが、実験では air-bridge という手法で 3 次的に外部回路に接続している。) 端状態は chirality がある (伝播の方向が決まっている) ため、AB リングのような高次の干渉効果も存在しない。QPC  $i$  ( $i = 1, 2$ ) での透過係数、反射係数を  $t_i, r_i$  ( $|t_i|^2 + |r_i|^2 = 1$ ) とすると、それぞれの電流は

$$\begin{aligned} I_{D1} \propto T_{SD1} &= |t_1 t_2 + r_1 r_2 e^{i\varphi}|^2 \\ &= |t_1 t_2|^2 + |r_1 r_2|^2 + 2|t_1 t_2 r_1 r_2| \cos \varphi, \\ I_{D2} \propto T_{SD2} &= |t_1 r_2 + r_1 t_2 e^{i\varphi}|^2 \\ &= |t_1 r_2|^2 + |r_1 t_2|^2 + 2|t_1 t_2 r_1 r_2| \cos \varphi \end{aligned}$$

( $\varphi$  は 2 つの経路で囲まれた領域を貫く磁束の AB 位相) で  $T_{SD1} + T_{SD2} = 1$  が成立する。 $I_{D1}, I_{D2}$  は同じ振幅で AB 振動を示すことがわかる。 $T_2 = |t_2|^2 = 0.5$  のとき、式 (4) の visibility は  $\nu = 2\sqrt{T_1}(1 - T_1)$  ( $T_1 = |t_1|^2$ ) と計算されるが、測定結果はこれと定量的に一致する。

マッハ・ゼンダー干渉計では大きな visibility が得られるため、位相緩和の詳細な研究が可能である。それについて、3 つのグループから報告があった。

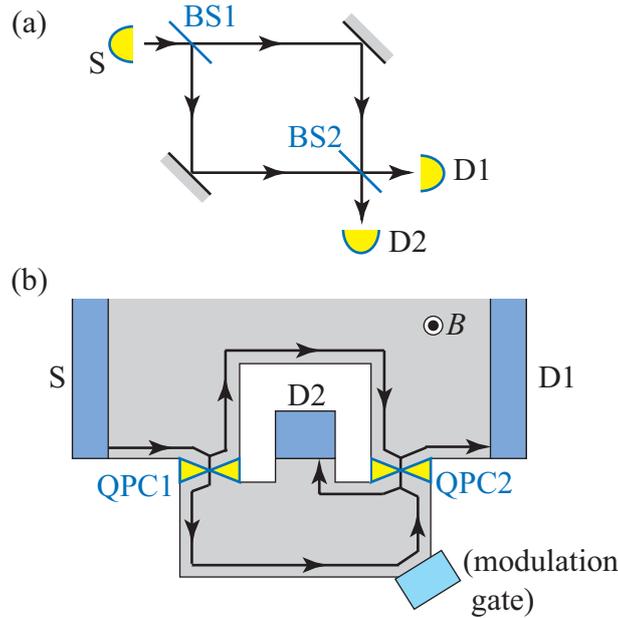


図 6: (a) 光のマッハ・ゼンダー干渉計。ソースから出た光はハーフミラー (Beam-Splitter; BS1) で 2 つに分れ、BS2 で互いに干渉する。検出器 D1, D2 で干渉パターンが観測される。(b) 固体素子で作ったマッハ・ゼンダー干渉計。2 次元電子系に垂直に高磁場をかけた量子ホール領域では、端状態のみが伝導に寄与する。ソースから出た電子は端状態を伝わり、量子ポイントコンタクト (QPC1) で 2 つに分れ、QPC2 で互いに干渉する。ドレイン D1, D2 で干渉パターン (AB 振動) が観測される。AB 振動を見るには、磁場を変化させるか、modulation gate の電圧によって電子の経路を変え、2 つの経路で囲まれた領域内の磁束を変化させる。

- (i) Filling factor 2 の量子ホール領域では 2 つの端状態が存在し、その間の相互作用が位相緩和の原因となる。F. Marquardt はその理論計算をおこない、実験結果を説明した: 1 つの端状態の電流が非ガウス分布のショットノイズを生成し、もう一方の電流に影響を与える [28]。C. Strunk も同様の状況を実験で調べた [29]。
- (ii) P. Roche は有限バイアスの visibility への影響を調べた [30]。また有限温度での実験から、端状態のコヒーレント長を導出した [31]。

## 8 量子ドット中の核スピン

GaAs の量子ドットは  $10^6$  個程度の核スピンを含み、量子ドット中の 1 個の電子は超微細相互作用によってそれらと同時に結合する (第 7 図 (a))。これは新しい多体問題である。量子ドットは原子との類似性から人工原子と呼ばれることが多いが、核スピンとの相互作用に関しては 1 個の原子核のみを持つ原子と状況が大きく異なる。

量子ドット中の電子スピンを制御して量子情報処理に応用する観点からは、核スピンとの相互作用は電子スピン (量子ビット) のコヒーレンスを壊す深刻な原因となる。D. Loss は、この位相緩和の理論研究を報告した [32]。

一方、量子ドット中の核スピンを電子スピンを介して制御して、量子情報処理に用いようという研究がある。核スピンは電子スピンに比べて位相緩和時間が非常に長いため、量子計算機のメモリーに都合が良い [33]。核スピンの制御と観測を実現する鍵は、2 重量子ドットで生じるパウリスピンブロックという現象であり、大野、樽茶らによって最初に見出された [34]。第 7 図 (b) のように、直列 2 重量子ドットにおいて、ドレイン側の量子ドット (QD2) に電子が 1 個トラップ

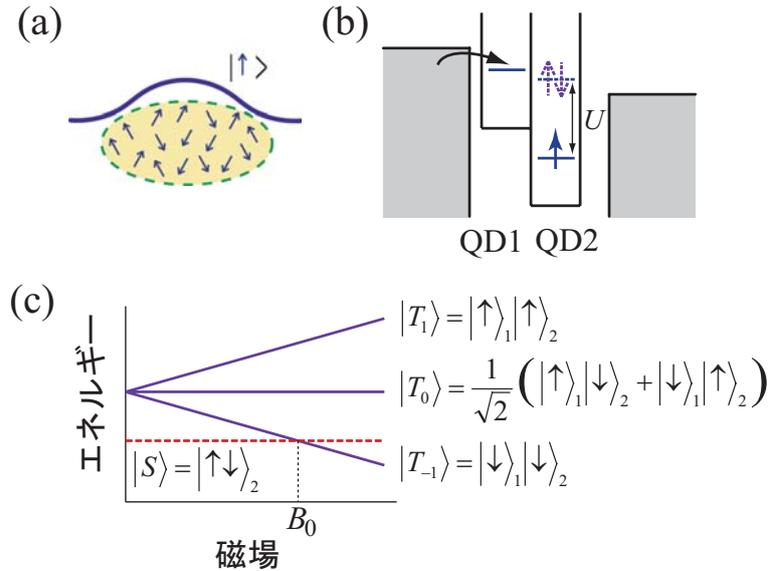


図 7: (a) GaAs 量子ドットにおける電子スピン、核スピン間の超微細相互作用の概念図。量子ドットには  $10^6$  個程度の核スピンがあり、1 個の電子スピンと同時に相互作用をする。(b) 直列 2 重量子ドットにおけるパウリスピンブロックの模式図。QD2 には 1 個の電子がトラップされている。リードから QD1 に入る電子のスピンが QD2 の電子のスピンと平行な場合、ドット間のトンネルがパウリの排他律から禁止される。(c) パウリスピンブロックにおける、QD1, 2 のスピン 3 重項状態 ( $|T_1\rangle$ ,  $|T_0\rangle$ ,  $|T_{-1}\rangle$ ) のエネルギーの磁場依存性。磁場が  $B_0$  のとき、 $|T_{-1}\rangle$  とスピン 1 重項状態  $|S\rangle$  が縮退するため、 $|T_{-1}\rangle$  状態からは主に超微細相互作用によってスピン反転が生じ、漏れ電流が流れる。

された状況を考える。ソース側のドット (QD1) にトンネルして入った電子のスピンが、QD2 中の電子のスピンと平行な場合 (第 7 図 (c) の  $|T_1\rangle$ ,  $|T_0\rangle$ ,  $|T_{-1}\rangle$  のいずれか)、ドット間のトンネルはパウリの排他律から禁止され、電流が流れなくなる。(電子スピンが互いに反平行な場合は電流が流れるが、遅かれ早かれスピンプロケードの状況となって電流が止まる。) スピンプロケード領域では小さな漏れ電流が観測されるが、その主な原因は 3 つあって、(i) 核スピンとの超微細相互作用によるスピン反転、(ii) 電子のスピン軌道相互作用によるスピン反転、(iii) 高エネルギーの中間状態を経た高次のトンネル過程、である。外部磁場を第 7 図 (c) の  $B_0$  あたりに選ぶと、 $|T_{-1}\rangle$  から  $|S\rangle$  への遷移には主として超微細相互作用が効く<sup>3</sup>。このとき、スピンフリップによって 1 個の核スピンの  $z$  成分  $I_z$  が  $-1$  変化する。 $|T_1\rangle$ ,  $|T_0\rangle$  から  $|S\rangle$  への遷移には他の機構がはたらくとすれば、核スピンは次第に  $-z$  方向に揃っていく。この「動的核スピン分極」によって 40% の分極が生じることが、樽茶グループの実験で報告されている [35]。

C. Marcus は、この 2 重量子ドットでの動的核スピン分極を詳細に調べた [36]。ゲート電圧をパルスで時間的に制御して、1 サイクルごとに 1 個の核スピンが分極する状況を実現した。また、超微細相互作用を介した電子スピン共鳴の実験も行っている [37]。

R. Leturcq (Ensslin のグループ) は、InAs ナノワイヤを利用して 2 重量子ドットを作製した。InAs では GaAs に比べてスピン軌道相互作用が大きくはたらくが、そのパウリスピンブロックへの影響等を議論した [38, 39]。

量子ドットにおける電子スピンの制御に関しては、光学的な研究も盛んにおこなわれている。量子ドットに円偏光 ( $\sigma^-$ ) の光を当てると、価電子帯から伝導帯にスピン  $\uparrow$  の電子が励起される。(価

<sup>3</sup>電子スピンと核スピンとはゼーマンエネルギーが大きく異なるため、通常はエネルギー保存則から超微細相互作用によるフリップフロップ過程は抑制される。なお  $|S\rangle$  は  $|\uparrow\downarrow\rangle_2$  成分だけでなく、 $(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)/\sqrt{2}$  も含む。

電子帯のホールスピンは、強いスピン軌道相互作用のために短時間で緩和する。また、価電子帯の波動関数は  $p$  軌道から成るため、Bloch 波は原子核の位置に振幅を持たず、核スピンとの超微細相互作用ははたらかない。) 伝導帯のスピン  $\uparrow$  は、そのまま価電子帯のホールと対消滅するか、核スピンとの相互作用によってスピンの  $\downarrow$  に反転した後に対消滅する。 $\sigma^-$  の円偏光を照射し続けるとこの過程が繰り返され、核スピンの  $z$  方向の分極が成長していく。大きな核スピン分極は有効磁場 (Overhauser 磁場) として伝導帯の電子に影響を与える。V. I. Fal'ko は、この円偏光励起による動的核スピン分極の時間発展、外部磁場を変化させたときの Overhauser 磁場によるヒステリシス曲線、等を計算し、実験結果を説明した [40]。実験では 40–50% の核スピン分極が実現している。

## 9 おわりに

会議では、上述以外にも多くの興味深い研究が報告された。

- Filling factor  $\nu = 5/2$  の分数量子ホール効果 (理論: A. Stern, D. Feldman、実験: C. Marcus)。Non-abelian 状態の干渉効果や検出方法について [41]。
- 分数量子ホール効果での準粒子の分数電荷を、Fabry-Perot 共振器で観測する話 (V. J. Goldman)。
- 2 重量子ドットでの電子スピンの weak value の観測 (Y. Blanter)、量子非破壊測定について (Yu. V. Nazarov)。
- 断熱ポンプ: バイアス電圧をかけずに、ゲート電圧の変調等によってコヒーレントな電気伝導を作るデバイス、の理論研究 (M. Governale)。

これ以外にも話題は尽きないが、このあたりで筆を置きたい。

この国際ワークショップへの日本からの参加者は、私以外に、勝本信吾氏、小林研介氏、青野友祐氏、内海裕洋氏の 4 名であった。本稿の執筆にあたって、この 4 名の方から貴重なご意見をいただいた。ここに感謝いたします。

## 参考文献

- [1] 江藤幹雄: 物性研究 **85** (2006) 853 (物性若手夏の学校 (2005 年度) テキスト)。
- [2] E. Sela, Y. Oreg, F. von Oppen and J. Koch: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 086601.
- [3] R. de-Picciotto, M. Reznikov, M. Heiblum, V. Umansky, G. Bunin and D. Mahalu: Nature **389** (1997) 162.
- [4] O. Zarchin, M. Zaffalon, M. Heiblum, D. Mahalu and V. Umansky: arXiv:0711.4552.
- [5] E. Sela, H.-S. Sim, Y. Oreg, M. E. Raikh and F. von Oppen: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 056809.
- [6] P. Coleman, C. Hooley and O. Parcollet: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4088.
- [7] A. Kaminski, Yu. V. Nazarov and L. I. Glazman: Phys. Rev. B **62** (2000) 8154.

- [8] A. Rosch, J. Kroha and P. Wölfle: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 156802.
- [9] T. Korb, F. Reininghaus, H. Schoeller and J. König: Phys. Rev. B **76** (2007) 165316.
- [10] S. G. Jakobs, V. Meden and H. Schoeller: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 150603.
- [11] M. Avinun-Kalish, M. Heiblum, O. Zarchin, D. Mahalu and V. Umansky: Nature **436** (2005) 529.
- [12] 相川恒, 小林研介, 中西毅: 日本物理学会誌 **59** (2004) 682.
- [13] C. Karrasch, T. Hecht, A. Weichselbaum, Y. Oreg, J. von Delft and V. Meden: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 186802.
- [14] 内海裕洋: 固体物理 **41** (2006) 909.
- [15] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simović, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll and A. C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 076605.
- [16] T. Fujisawa, T. Hayashi, R. Tomita and Y. Hirayama: Science **312** (2006) 1634.
- [17] K. Saito and H. Utsumi: arXiv:0709.4128.
- [18] S. Gustavsson, M. Studer, R. Leturcq, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll and A. C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 206804.
- [19] R. Deblock, E. Onac, L. Gurevich and L. P. Kouwenhoven: Science **301** (2003) 203.
- [20] M. Hashisaka, Y. Yamauchi, S. Nakamura, S. Kasai, T. Ono and K. Kobayashi: submitted.
- [21] K. Kobayashi, H. Aikawa, S. Katsumoto and Y. Iye: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 256806.
- [22] M. Sato, H. Aikawa, K. Kobayashi, S. Katsumoto and Y. Iye: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 066801.
- [23] H. Aikawa, K. Kobayashi, A. Sano, S. Katsumoto and Y. Iye: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 176802.
- [24] S. Katsumoto, H. Aikawa, M. Eto and Y. Iye: phys. stat. sol. (c) **3** (2006) 4208.
- [25] E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu and V. Umansky: Nature **391** (1998) 871.
- [26] D.-I. Chang, G. L. Khym, K. Kang, Y. Chung, H.-J. Lee, M. Seo, M. Heiblum, D. Mahalu and V. Umansky: Nature Phys. **4** (2008) 205.
- [27] Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu and H. Shtrikman: Nature **422** (2003) 415.
- [28] I. Neder, F. Marquardt, M. Heiblum, D. Mahalu and V. Umansky: Nature Phys. **3** (2007) 534.
- [29] L. V. Litvin, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider and C. Strunk: Phys. Rev. B **75** (2007) 033315.
- [30] P. Roulleau, F. Portier, D. C. Glatthli, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser and D. Maily: Phys. Rev. B **76** (2007) 161309(R).

- [31] P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser and D. Maily: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 126802.
- [32] W. A. Coish and D. Loss: Phys. Rev. B **70** (2004) 195340.
- [33] J. M. Taylor, C. M. Marcus and M. D. Lukin: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 206803.
- [34] K. Ono, D. G. Austing, Y. Tokura and S. Tarucha: Science **297** (2002) 1313.
- [35] J. Baugh, Y. Kitamura, K. Ono and S. Tarucha: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 096804.
- [36] J. R. Petta, J. M. Taylor, A. C. Johnson, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 067601.
- [37] E. A. Laird, C. Barthel, E. I. Rashba, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 246601.
- [38] A. Pfund, I. Shorubalko, K. Ensslin and R. Leturcq: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 036801.
- [39] A. Pfund, I. Shorubalko, K. Ensslin and R. Leturcq: Phys. Rev. B **76** (2007) 161308(R).
- [40] A. I. Tartakovskii, T. Wright, A. Russell, V. I. Fal'ko, A. B. Van'kov, J. Skiba-Szymanska, I. Drouzas, R. S. Kolodka, M. S. Skolnick, P. W. Fry, A. Tahraoui, H.-Y. Liu and M. Hopkinson: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 026806.
- [41] M. Dolev, M. Heiblum, V. Umansky, A. Stern and D. Mahalu: Nature **452** (2008) 829.