修士論文

量子ドット・Aharonov-Bohm リング複合系における電子のコヒーレンス

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻修士 2 年

学生番号 06036

相川 恒

指導教官　勝本 信吾 助教授

2002 年 1 月

目 次

第 1 章 導入 **1**
1.1 目的 . . . 1
1.2 研究の背景 . . . 2
1.2.1 量子ドット . . . 2
1.2.2 Aharonov-Bohm 効果 . . . 4
1.2.3 Fano 効果 . . . 5
1.2.4 量子ドットと AB リングの複合系 . . . 6
1.2.5 Landauer-Büttiker 公式 . . . 7

第 2 章 試料作成と実験手法 **10**
2.1 試料の作成 . . . 10
2.2 実験手法 . . . 11
2.2.1 実験装置 . . . 11
2.2.2 測定系 . . . 11

第 3 章 AB リングにおける電子のコヒーレンス **13**
3.1 2 つの測定方法 . . . 13
3.2 実験結果 . . . 14
3.3 測定方法で異なる AB 振幅 . . . 17
3.4 AB 振動の温度依存性 . . . 18
3.5 デコヒーレンスの原因 . . . 19

第 4 章 量子ドットの電気伝導特性 **21**
4.1 クーロン振動 . . . 21
4.2 バイアス依存性と温度依存性 . . . 22
4.3 諸パラメータの見積り . . . 24

第 5 章 Fano 効果の観測 **27**
5.1 非局所測定 . . . 27
5.2 Fano 効果の発現 . . . 28
5.2.1 離散準位と連続準位の結合による共鳴ピーク形状の変化 . . . 28
5.2.2 温度・有限バイアスによる Fano 効果の消失 . . . 29
5.3 Fano 状態の制御 . . . 33
5.3.1 ゲート電極による制御 . . . 33
5.3.2 磁場による制御 . . . 35
5.4 考察 . . . 38
5.4.1 Fano 効果の発現と磁場との関係 . . . 38
5.4.2 Fano 状態での AB 位相変化 . . . 39

第 6 章 総括 **41**

概 要

電子が量子ドットをコヒーレントに通過できることはこれまでに Aharonov-Bohm(AB) 干渉計に量子ドットを埋め込んだ系の研究 [1, 2] で明らかにされた。しかし、その際に AB リングは量子ドットを通過する電子のコヒーレンスを調べる為の参照系として用いられているだけであり、この系を AB リングと量子ドットの複合系として捉えた研究は行なわれていない。実際には、このような複合系において AB リングと量子ドットがコヒーレントに結合することで Fano 効果が発現して特異な電気伝導特性が見られるはずであり、実験的にこれを確かめるのが本研究の目的である。

この複合系を扱う前に、まず連続準位である AB リングそのものの特性を調べたところ、測定端子の取り方がコヒーレンスに大きな影響を及ぼすことが判明した。すなわち、ある特殊な端子配置では通常の配置に比べてコヒーレンスが非常に良く保たれることがわかった。

次に AB リングに量子ドットを組み込んだ試料では、量子ドットを通過する伝導と AB リングの腕を通過する伝導が同時に存在する時に、ピーク形状に大きな非対称性のある異常クーロン振動を観測することができた。この異常クーロン振動が離散準位 (量子ドット) と連続準位 (AB リング) のコヒーレントな結合の結果として起きた Fano 効果であることを明らかにした。更にゲート電極や磁場によってこの Fano 状態を制御し詳細に調べた。

第1章　導入

本論文は次のように構成されている。まず第１章では研究の目的と背景を述べ、第２章で試料の作成方法と実験手法の説明をする。続く第３章〜第５章は実験結果の解析・考察から成り、第６章で全体のまとめを行う。

1.1　目的

量子ドットを通過する電子のコヒーレンスへの興味から、AB リングと量子ドットを組み合わせた系が 90 年代中ごろから盛んに研究されてきた。幾つかの実験 [1, 2] によって量子ドットが存在するときでも AB 効果が観測できることがわかり、電子の少なくとも一部はコヒーレンスを保って量子ドットを通過することが明らかになった。その後も量子ドットと AB リングを組み合わせた系で実験は行われたが [3, 4, 5]、AB リングの存在が系の電気伝導特性に与える影響はあまり重要視されず、この点に関して 1 つの疑問が持たれる。量子ドットを離散準位として捉えるならば、量子ドットを持たない AB リングのもう一方の経路は連続準位である。この離散準位と連続準位がコヒーレンスを保つくらいに近接しているのだから、準位の混合を反映した何らかの異常が系の電気伝導に見られるはずである。

また、このような AB リングが系に及ぼす影響を調べるのならば、AB リングに取りつけられている測定端子の影響も調べておかなければならない。これも普段はそれほど重要だとは考えられていないものであるが、特に電気伝導がバリスティックに近い場合には例えば外部環境となって系のコヒーレンスを乱しているというのは考えうることである。

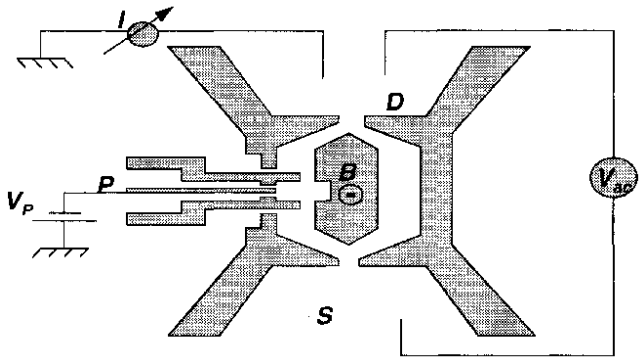

図 1.1: Yacoby *et al.* の実験 [1] の模式図。影がついている部分のような形状に 2 次元電子を空乏化して、AB リングと量子ドットを形成している。

本研究の目的は、まず連続準位である AB リングのみを用いた測定を行って、端子の取り方がコヒーレンスにどのような影響を与えるのかを調べ、次に離散準位である量子ドットを導入して連続準位と結合させて、このときに起こると予想される Fano 効果を実験的に確かめることである。後述のように、Fano 効果が発現するとクーロン振動のピーク形状は大きく非対称になることが期待される。

1.2 研究の背景

ここでは本研究で重要な位置を占める量子ドット、AB 効果、Fano 効果の説明を行ない、これまでに量子ドットが埋め込まれた AB リングという系でどのような研究が行なわれたのかをレビューする。

1.2.1 量子ドット

量子ドットとは電子が 0 次元的に閉じ込められたものである。ここでは、電気伝導を測定するための 2 本のリード (ソース・ドレインと呼ばれる) がトンネル障壁を介して取りつけられており、またドット内の静電ポテンシャルを変化させるためのゲート電極がついているものを考える。2 つのトンネル障壁の持つ静電容量を C_1、C_2 としゲート電極との間の静電容量を C_g とすると、量子ドットを特徴付けるパラメータである静電容量は $C = C_1 + C_2 + C_g$ で表される。

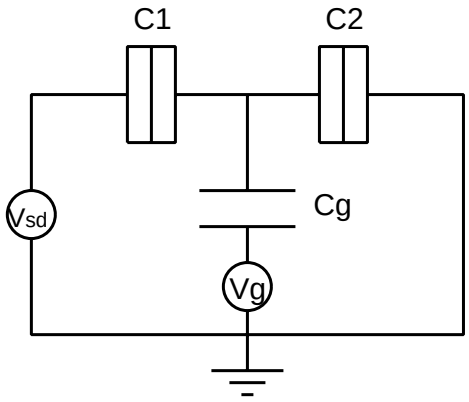

図 1.2: 量子ドットの模式図。議論を簡単にするために様々な効果を静電容量 $C = C_1 + C_2 + C_g$ に押し込めて考える。

いま量子ドットの中に電子が N 個いるとすると、ソース・ドレイン電圧が零であれば静電エネルギーはゲート電圧を V_g として

$$U(N) = \frac{1}{2C}\left\{e\left(N - \frac{C_g V_g}{e}\right)\right\}^2 \tag{1.1}$$

と表される。ここで $\mu(N)$ を次式で定義する。

$$\begin{aligned} \mu(N) &\equiv U(N) - U(N-1) \\ &= \frac{e^2}{C}\left(N - \frac{1}{2}\right) - e\frac{C_g}{C}V_g \end{aligned} \tag{1.2}$$

$\mu(N)$ は電子数を $N-1 \to N$ にするのに必要なエネルギーである。量子ドットの静電容量 C が非常に小さい場合にはこの $\mu(N)$ が系の温度よりも小さくなるため電子のトンネリングが禁止された状態になる (クーロンブロッケード)。ここでゲート電圧 V_g を $e(N-1/2)/C_g$ まで動かすと $\mu(N) = 0$ になって量子ドット・リード間のトンネルが許されて有限の伝導度を生じる。更に V_g を動かしていくとクーロンブロッケードが次々と on/off されるためにコンダクタンスの振動が観測される (クーロン振動)。その間隔は

$$\Delta V_g = \frac{e}{C_g} \tag{1.3}$$

で等間隔であり、量子ドット内の電子数を N 個の状態と $N-1$ 個の状態とに分離するエネルギーは量子ドットの帯電エネルギー E_c と呼ばれ、

$$E_c = \mu(N) - \mu(N-1)$$

$$= \frac{e^2}{C} \tag{1.4}$$

で与えられる量子ドットを特徴づける重要なパラメータの 1 つである。

また、クーロンブロッケードは有限のソース・ドレイン バイアスによっても解除される。バイアスを変化させてゆくとリードのフェルミエネルギーが μ と交差する毎にコンダクタンスが階段状に変化するのでクーロン階段と呼ばれる。ゲート電圧とバイアス電圧の両方に対してコンダクタンスを測定すると、クーロンブロッケードを表す部分が菱形になって見えるイメージマップが得られる (クーロンダイアモンド)。

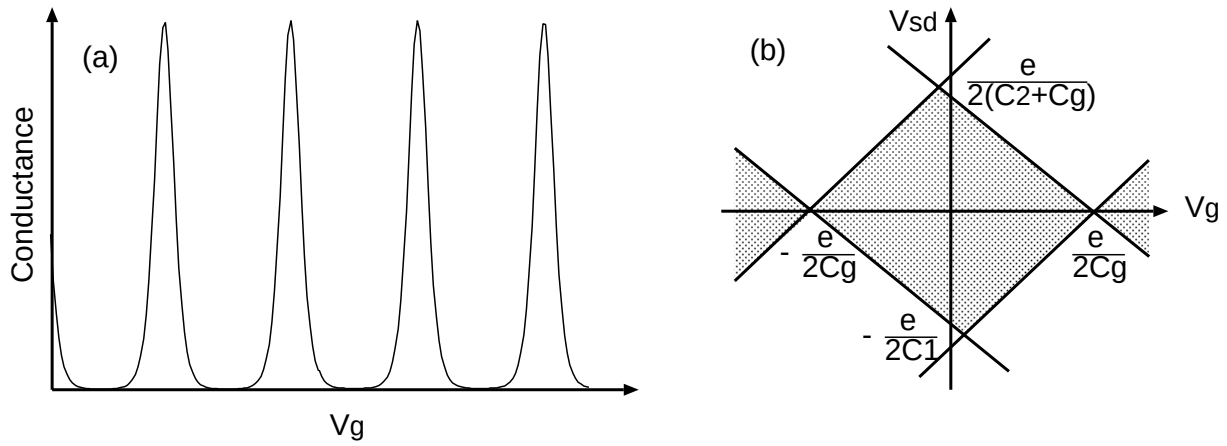

図 1.3: 量子ドット内の離散準位が重要でないときの、(a) クーロン振動と (b) クーロンダイアモンド。(b) で網掛けの部分がクーロンブロッケードの状態。

GaAs から作成された特にサイズの小さな量子ドットでは、主に電子の小さい有効質量のために閉じ込めポテンシャル内で一電子準位 ε の離散性が重要になる。このとき式 (1.1) は

$$U(N) = \sum_N \varepsilon_N + \frac{1}{2C}\left\{e\left(N - \frac{C_g V_g}{e}\right)\right\}^2 \tag{1.5}$$

に、式 (1.2) は

$$\mu(N) = \varepsilon_N + \frac{e^2}{C}\left(N - \frac{1}{2}\right) - e\frac{C_g}{C}V_g \tag{1.6}$$

に変更される。離散準位間隔 $\Delta\varepsilon(\equiv \varepsilon_{N+1} - \varepsilon_N)$ の最大値が温度よりも大きい、すなわち $\max(\Delta\varepsilon) \gg k_B T$ のときにこのような量子ドットが観測され、式 (1.6) よりクーロン振動の間隔は不均一になる。またこの状態ではリードにいる電子はドット中の離散準位と共鳴して通過する。これは共鳴トンネリングと呼ばれ、離散準位が存在する時に特有のものである。この $\Delta\varepsilon$ は必ずしも一定ではなく、ドットの閉じ込め形状に依存するほか、一電子準位の縮退のために $\Delta\varepsilon = 0$ となることもある。

一電子準位には、左右のリードとの有限のトンネル確率のために不確定性関係から生じる有限の幅 Γ がある。この Γ もまた量子ドットを特徴づけるパラメータの 1 つであり、ドットとリードとの結合が弱い場合には電子のトンネル確率は小さいので Γ は小さく、強い結合の場合に Γ は大きくなる。

最後に量子ドットを特徴づけるパラメータ $E_c, \Delta\varepsilon, k_B T, \Gamma$ とクーロン振動のピーク形状の関係についてまとめておく [6]。

・量子ドット内の離散順位が無視できる場合 ($h\Gamma, \Delta\varepsilon \ll k_B T \ll E_c$)：

$$\frac{G}{G_\infty} = \frac{1}{2}\cosh^{-2}\left(\frac{\delta}{2.5 k_B T}\right) \tag{1.7}$$

・離散順位を介した共鳴トンネルの場合 ($h\Gamma \ll k_BT \ll \Delta\varepsilon, E_c$)：

$$\frac{G}{G_\infty} = \frac{\Delta\varepsilon}{4k_BT}\cosh^{-2}\left(\frac{\delta}{2k_BT}\right) \tag{1.8}$$

・離散順位の幅が温度よりも大きくなった場合 ($k_BT \ll h\Gamma \ll \Delta\varepsilon, E_c$)：

$$\frac{G}{G_0} = \frac{(h\Gamma)^2}{(h\Gamma)^2 + \delta^2} \tag{1.9}$$

G_∞ は高温極限でのコンダクタンスで、量子ドットの左右のバリアのコンダクタンスをそれぞれ G_1, G_2 とすると $1/G_\infty = 1/G_1 + 1/G_2$ で与えられる。また δ はゲート電圧のピーク位置 V_{res} からのずれを表し、ゲート電圧を量子ドット内での静電ポテンシャルに変換するパラメータ C_g/C を用いて $\delta = e(C_g/C)\cdot|V_{res} - V_g|$ と書ける。G_0 は $\delta = 0$ での量子ドットのコンダクタンスである。

これらの式より式 (1.9) の場合を除いてクーロン振動のピーク幅は温度に比例することがわかる。また離散準位が重要な量子ドットではクーロン振動の間隔が不均一になることを先に述べたが、式 (1.8) より振動のピーク高さも不均一になる。最後の式 (1.9) は温度が 0 K の極限か、もしくは Γ が大きい、すなわちドットがリードと強結合であるときに現れるピーク形状で、他の状態のピーク ($\propto \cosh^{-2}$) に比べて緩やかなローレンツ型となる。

1.2.2 Aharonov-Bohm 効果

Aharonov-Bohm 効果 [7] は電子のコヒーレンスを実験的に議論する際には最も有効な手段の 1 つだと考えられる。

磁場中におかれた電子が満たす Schrödinger 方程式は

$$\left[\frac{\{\boldsymbol{p} + e\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})\}^2}{2m} + V(\boldsymbol{r})\right]\psi(\boldsymbol{r}) = E\psi(\boldsymbol{r}) \tag{1.10}$$

で書き表され、この方程式の解は磁場がない時の解を ψ_0 として

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \psi_0(\boldsymbol{r})\exp\left\{-\frac{ie}{\hbar}\int_{r_0}^{r}\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}')\cdot d\boldsymbol{r}'\right\} \tag{1.11}$$

で与えられる。このように波動関数には経路に沿ってベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$ を線積分しただけの位相が付随する。ここで電子が 2 つの経路 C_1 と C_2 に一旦別れて再び出会うような状況を考えると、積分の開始点 r_0 の取り方は重要ではなく、再会した電子波には

$$\Delta\theta = \frac{e}{h}\oint_C \boldsymbol{A}\cdot d\boldsymbol{s} = 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} \tag{1.12}$$

だけの位相差 $\Delta\theta$ がついてくることがわかる。ここで C は経路 C_1 と経路 C_2 が作る閉じた回路、Φ は C の面積 S とそれを貫く磁場の積で $\Phi = BS$、また

$$\Phi_0 = \frac{h}{e} \tag{1.13}$$

は磁束量子である。これによって系のコンダクタンス G は磁場に対して

$$G_{\mathrm{coherent}}(B) \propto \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} + \theta_0\right) \tag{1.14}$$

のように振動する (AB 振動)。ここで θ_0 は経路 C_1 と経路 C_2 の差から決まる系に固有の初期位相である。AB 振動は電子の干渉なので、干渉計を通過する電子のうちコヒーレント成分は磁場に対して振動するが、そうでない電子は磁場に対して振動しないバックグラウンドとして観測される。

また AB 干渉計の重要な特徴としてコヒーレンスだけでなく位相変化を測定できる点が挙げられる。これは AB 振動を連続的に測定して θ_0 の変化を観測することに相当する。

1.2.3 Fano 効果

Fano 効果 [8] は系に離散準位と連続準位が存在してそれらが結合したときに発現するもので、離散準位の共鳴ピーク形状が特徴的な非対称を見せる。これはピークの左右で強め合う干渉と弱め合う干渉が起きる為である。

離散準位 φ と連続準位 $\psi_{E'}$ がカップルした系を考える。ハミルトニアン H の行列要素は次で与えられるとする。

$$\begin{aligned}(\varphi|H|\varphi) &= E_\varphi \\ (\psi_{E'}|H|\varphi) &= V_{E'} \\ (\psi_{E''}|H|\psi_{E'}) &= E'\delta(E''-E')\end{aligned} \tag{1.15}$$

$V_{E'}$ は離散準位と連続準位の配置間相互作用の強さを表す。この H の固有状態を

$$\Psi_E = a\varphi + \int dE'\ b_{E'}\psi_{E'} \tag{1.16}$$

のようにおくと、係数 a と $b_{E'}$ は式 (1.15) と規格化条件から

$$a = \frac{\sin\Delta}{\pi V_E} \tag{1.17}$$

$$b_{E'} = \frac{V_{E'}}{\pi V_E}\frac{\sin\Delta}{E-E'} - \cos\Delta\ \delta(E-E') \tag{1.18}$$

と求めることができる。ここで

$$\Delta = -\arctan\frac{\pi|V_E|^2}{E-(E_\varphi+F(E))} \tag{1.19}$$

は ψ_E が φ との相互作用によって得る位相で

$$F(E) = P\int dE'\ \frac{|V_{E'}|^2}{E-E'} \tag{1.20}$$

は共鳴位置の E_φ からのずれである。P は積分の主値を表す。このずれ $F(E)$ は、$V_{E'}$ の E 依存性が小さければ一定と見なせる。

ある始状態 i が遷移 $\mathcal{T}$ によって終状態 Ψ_E になる確率を求める。

$$\begin{aligned}(\Psi_E|\mathcal{T}|i) &= \frac{1}{\pi {V_E}^*}(\varphi|\mathcal{T}|i)\sin\Delta + \frac{1}{\pi {V_E}^*}\ P\int dE'\frac{{V_{E'}}^*(\psi_{E'}|\mathcal{T}|i)}{E-E'}\sin\Delta - (\psi_E|\mathcal{T}|i)\cos\Delta \\ &= \frac{1}{\pi {V_E}^*}(\Phi|\mathcal{T}|i)\sin\Delta - (\psi_E|\mathcal{T}|i)\cos\Delta\end{aligned} \tag{1.21}$$

ここで

$$\Phi = \varphi + P\int dE'\frac{V_{E'}\psi_{E'}}{E-E'} \tag{1.22}$$

は連続準位の存在によって修正された離散準位である。式 (1.19) を見ればわかるように、E が変化すると Δ は $E = E_\varphi + F$ 付近で鋭く変化する。また $\sin\Delta$ と $\cos\Delta$ は $E - E_\varphi - F$ に関してそれぞれ奇関数と偶関数であるので、式 (1.21) の第 1 項と第 2 項は $E = E_\varphi + F$ の右と左で強め合う/弱め合う干渉を起こす。これが Fano 効果が特徴的なラインシェイプを与える理由である。また、式 (1.21) から

$$\tan\Delta_0 = \frac{\pi {V_{E_0}}^*(\psi_{E_0}|\mathcal{T}|i)}{(\Phi|\mathcal{T}|i)} \tag{1.23}$$

のときには遷移確率が 0 になることがわかる。

系全体の遷移確率 $|(\Psi_E|\mathcal{T}|i)|^2$ を連続準位のそれ $|(\psi_E|\mathcal{T}|i)|^2$ で規格化したものは

$$\frac{|(\Psi_E|\mathcal{T}|i)|^2}{|(\psi_E|\mathcal{T}|i)|^2} = \frac{(q+\epsilon)^2}{1+\epsilon^2} \tag{1.24}$$

で与えられる。ϵ と q は

$$\epsilon = -\cot\Delta = \frac{E - E_\varphi - F}{\pi |V_E|^2} \tag{1.25}$$

$$q = \frac{(\Phi|\mathcal{T}|i)}{\pi V_E{}^*(\psi_E|\mathcal{T}|i)} \tag{1.26}$$

であり、q は Fano 効果が存在する場合のラインシェイプを特徴づけるパラメータとなる。図 1.4 に幾つかの q パラメータにおけるラインシェイプを示す。

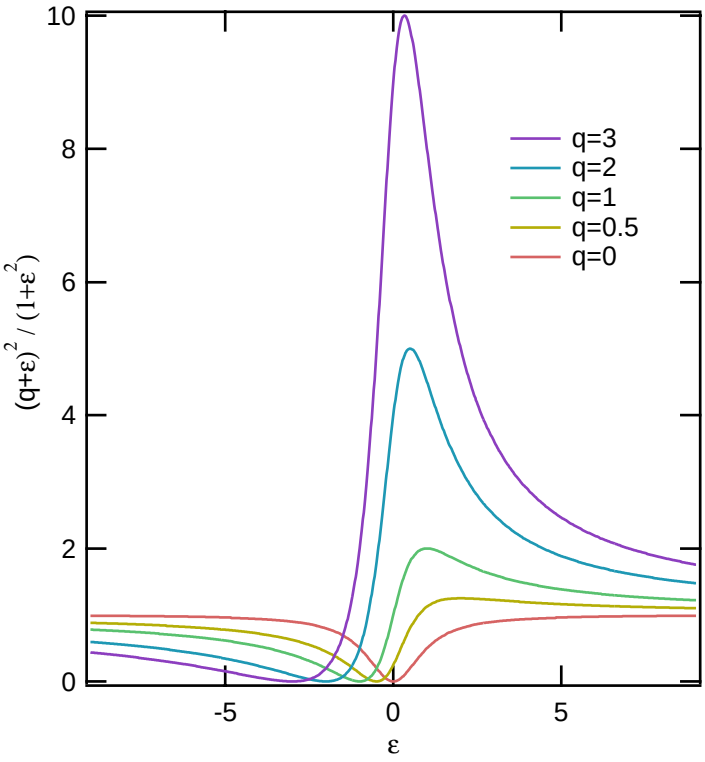

図 1.4: q パラメータと Fano のラインシェイプ。q の符号が反転すると裾を引く向きが逆転し、また $|q| \to \infty$ でローレンツ型の対称な形状になる。

1.2.4 量子ドットと AB リングの複合系

AB リングに量子ドットを埋め込んだ系が調べられたのは、1.1 節で述べたように量子ドットを通過する電子のコヒーレンスに対する興味からで、Yacoby *et al.* [1] によって行なわれた実験で次の 3 つの事実が確認された。1) 量子ドットを通過する電子の少なくとも一部はコヒーレンスを保っている。2) 連続するクーロン振動のピークは全て同じ AB 位相変化を起こす。3) クーロン振動のピークをまたいで AB 位相が突然 π だけジャンプする (図 1.5)。

3) は電子数の変化 ΔQ と位相変化 $\Delta\theta$ の関係を与える Friedel の総和則

$$\Delta\theta = \pi\,\Delta Q/e \tag{1.27}$$

と、Onsager の相反定理と電流の保存則から導かれる 2 端子抵抗の磁場反転対称性

$$\rho_{xx}(B) = \rho_{xx}(-B) \tag{1.28}$$

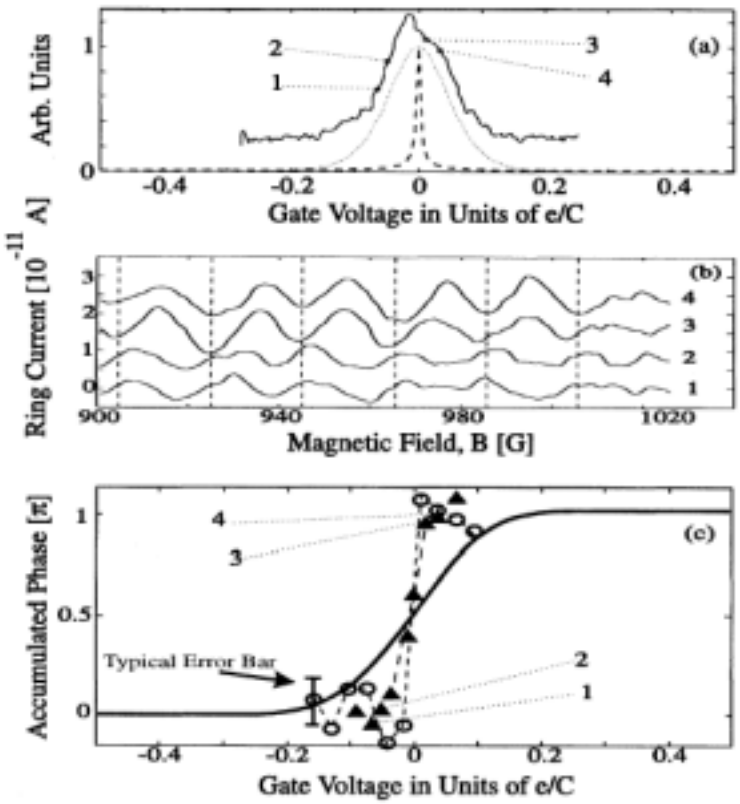

図 1.5: Yacoby *et al.* の実験結果 [1]。(a) のクーロン振動の各点で見られた AB 振動が (b) であり、(c) は AB 位相の変化である。○や▲は実験結果で、実線は理論的に期待される位相変化。

によって説明された [9, 10]。

その後 Schuster *et al.*[4] の 4 端子測定の実験によってクーロン振動のピークで AB 位相が連続的に変化することが示され、また連続するピークで位相の振舞いが同じだという 2) の結果も再現された。しかしクーロン振動の谷付近の AB 振幅が消失する場所で位相が π だけ飛ぶことがわかり、これに関しては現在まで様々な理論 ([9, 11] など) が提唱されているが、現在のところ意見の一致は得られていない。

これらの実験では AB 振動が見えていることから系全体にわたってコヒーレンスがあることは間違いなく、それならば離散準位である量子ドットと連続準位である AB リングとの結合によって Fano 効果が観測されてもおかしくはない。しかし特徴的なピーク形状は見られておらず、Schuster *et al.* の実験 [4] でやや非対称なクーロン振動が観測されているだけである。

1.2.5 Landauer-Büttiker 公式

最後に、第 3 章で用いる Landauer-Büttiker(LB) 公式 [12] について説明を行なう。この公式は任意数の端子を持つ任意形状の試料への Landauer 公式の拡張で、試料を通過する間に電子が位相情報を失わないことが仮定されている。

端子 i は電位 V_i の電子溜めにつながっており、温度 $T = 0$ で電子溜めは V_i まで端子に電子を供給する。電子が端子 j から端子 i へ (弾性) 散乱される確率を T_{ij}、端子 i から i へ反射される確率を R_{ii} とおくと、これ

らの確率は電流の保存と磁場反転対称性から

$$R_{ii}(\Phi) = R_{ii}(-\Phi), \quad T_{ij}(\Phi) = T_{ji}(-\Phi) \tag{1.29}$$

という関係を満たし、また端子 i から試料に流れ込む電流 I_i は

$$I_i = \frac{e^2}{\pi\hbar}\left((1-R_{ii})V_i - \sum_{j\neq i} T_{ij}V_j\right) \tag{1.30}$$

と書ける。

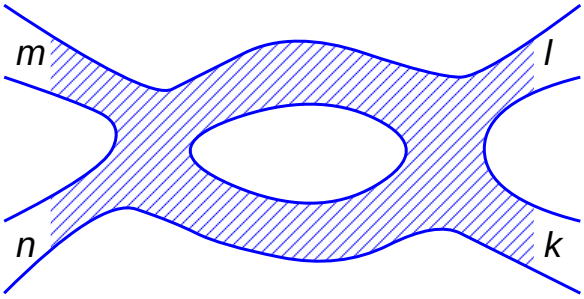

図 1.6: 4 本の端子を持つ任意形状の試料。斜線部分で電子はコヒーレントであるとする。

いま端子数を 4 としそれらを m, n, k, l とおく。$I_m = -I_n \equiv J_1$、$I_k = -I_l \equiv J_2$ の様に電流を流したとすると式 (1.30) から J_1 と J_2 は $V_m - V_n$ と $V_k - V_l$ を使って

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & -\alpha_{12} \\ -\alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_m - V_n \\ V_k - V_l \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

のように表され、行列要素 α は R_{ii} と T_{ij} を使って

$$\frac{\pi\hbar}{e^2}\alpha_{11} = \frac{(1-R_{mm})S - (T_{ml}+T_{mn})(T_{lm}+T_{nm})}{S} \tag{1.32}$$

$$\frac{\pi\hbar}{e^2}\alpha_{12} = \frac{T_{mn}T_{kl} - T_{ml}T_{kn}}{S} \tag{1.33}$$

$$\frac{\pi\hbar}{e^2}\alpha_{21} = \frac{T_{nm}T_{lk} - T_{nk}T_{lm}}{S} \tag{1.34}$$

$$\frac{\pi\hbar}{e^2}\alpha_{22} = \frac{(1-R_{nn})S - (T_{nm}+T_{nk})(T_{kn}+T_{mn})}{S} \tag{1.35}$$

$$\begin{aligned} S &= T_{mn} + T_{ml} + T_{kn} + T_{kl} \\ &= T_{nm} + T_{lm} + T_{nk} + T_{lk} \end{aligned} \tag{1.36}$$

のように書けることがわかる。これらの係数は式 (1.29) から

$$\alpha_{11}(\Phi) = \alpha_{11}(-\Phi), \quad \alpha_{22}(\Phi) = \alpha_{22}(-\Phi), \quad \alpha_{12}(\Phi) = \alpha_{21}(-\Phi) \tag{1.37}$$

という関係を満たす。

4 端子測定で m, n に電流 I_{mn} を流し k, l の電圧 V_{kl} を測定する場合を考える。電圧端子間には電流が流れない ($I_k + I_l = 0$) ものとして 4 端子抵抗は式 (1.31) から

$$\begin{aligned} R_{mn,kl} &\equiv \frac{V_{kl}}{I_{mn}} \\ &= \frac{\pi\hbar}{e^2}\frac{(T_{km}T_{ln} - T_{kn}T_{lm})}{D} \end{aligned} \tag{1.38}$$

と求まる (LB 公式)。ここで D は透過率 T と同じ次元を持つ量で $mnkl$ のとり方に依らず

$$D = \left(\frac{\pi\hbar}{e^2}\right)^2 (\alpha_{11}\alpha_{22} - \alpha_{12}\alpha_{21})S \tag{1.39}$$

で与えられて $D(\Phi) = D(-\Phi)$ を満たす。また式 (1.38) から 4 端子抵抗は磁場反転に対して恒等的に

$$R_{mn,kl}(\Phi) = R_{kl,mn}(-\Phi) \tag{1.40}$$

を満たすことがわかる。

第2章　試料作成と実験手法

この章では試料の作成方法と実験方法について述べる。

2.1　試料の作成

試料は GaAs/AlGaAs ヘテロ界面に形成される 2 次元電子系を微細加工して作成した。使用した 2 次元電子基板の 4.2 K での特性は、電子濃度 $n_s = 3.8 \times 10^{15}$ m^{-2} 、移動度 $\mu = 90$ m^2/Vs で、平均自由行程は約 9 μm である。また 2 次元電子は基板表面から約 60 nm の深さにある。本研究で作成した試料は次の 3 つの工程で作成され、AB リングや量子ドットなどの微細構造の形成には全て電子線リソグラフィー (EB) を用いた。

1. 2 次元電子系とのオーミックコンタクト
   まず 2 次元電子基板を洗浄してからレジストをスピンコーターで塗布、プリベークでレジストを乾燥、密着させてから電極-2 次元電子のコンタクトをとる部分を EB で描画する。この段階で後から重ね描画で使用するマーカーも描いておく。描画パターンを現像し、AuGe 合金 (Ge $\sim$ 5 %) をスパッタ蒸着したのち余計な部分をリフトオフによって取り除く。窒素雰囲気中で 430 ℃程度に加熱して AuGe を GaAs 中に拡散させてオーミックコンタクトを取る。

2. ゲート電極の作成
   感度の異なる 2 種類のレジストを使用してゲートパターンを EB 描画、現像する。その後、e-gun 加熱による Ti のアンダーコートと抵抗加熱による Au の膜を真空蒸着によって作成した。

3. AB リングの形成
   EB 描画でレジストに AB リングを描画、現像し、ウェットエッチングでリング構造を基板に形成する。

この順序で作成すると、ゲート電極が乗っていた部分は後からエッチングされずに残ってしまうのでリングに漏れ生じそうだが、実際にはゲート電極を十分細く作成することでゲート電極の下の 2 次元電子を横からの空乏化で消してしまうことができるので実用上は問題ない。逆順で試料を作成する、すなわちリングを先に作っておいてからゲート電極をのせると、ゲート電極に段切れが生じる恐れがあるためにこのような順序を採用した。

以上の工程で作成した試料が図 2.1 である。

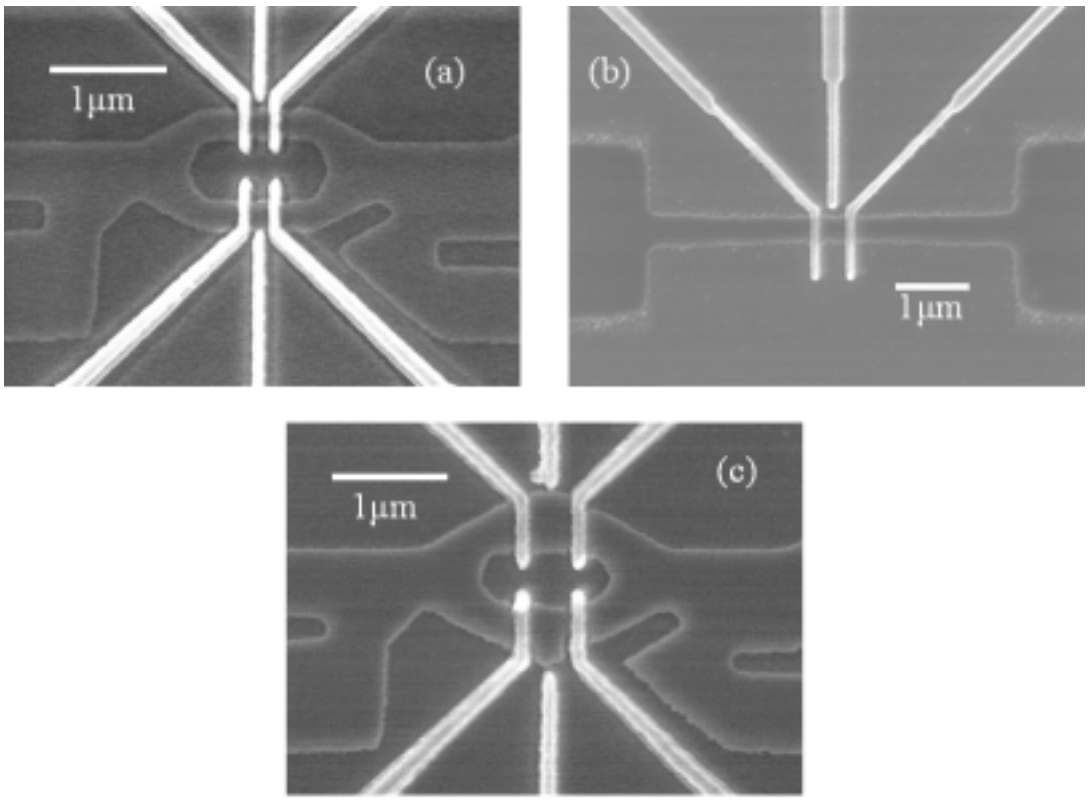

図 2.1: 作成した試料の SEM 写真。(a)AB リング、(b) 量子ドット、(c)Fano 効果、の測定に用いた試料と同じ形状のもの。

2.2 実験手法

2.2.1 実験装置

実験は全て希釈冷凍を用いており、試料は混合器内に設置されて ^{3}He-^{4}He 混合液に直接冷却される仕様である。最低到達温度は約 30 mK であり、ヒーターとのバランスを取ることで 800 mK 程度まで安定して温度調整がかけられる。

磁場の印加には超伝導マグネットを利用した。このマグネットは最大で 7 T までの磁場がかけられ、必要なときにはヒートスイッチを切って電源から切り離すことができるものである。

2.2.2 測定系

測定は全て電磁シールド内で行った。シールド内にはアナログ機器のみを設置し、測定シグナルは貫通フィルターを通してシールド外のデジタル計測器に入力して、そこからコンピュータに取り込んだ。

測定はロックイン測定 (80 Hz) を行い、試料には状況に応じて定電圧もしくは定電流をかけ、シグナルをプリアンプを通してからロックインアンプに戻して測定した。ゲート電圧の印加には市販の電源を用いており、全ての電極が独立に制御できるようになっている。

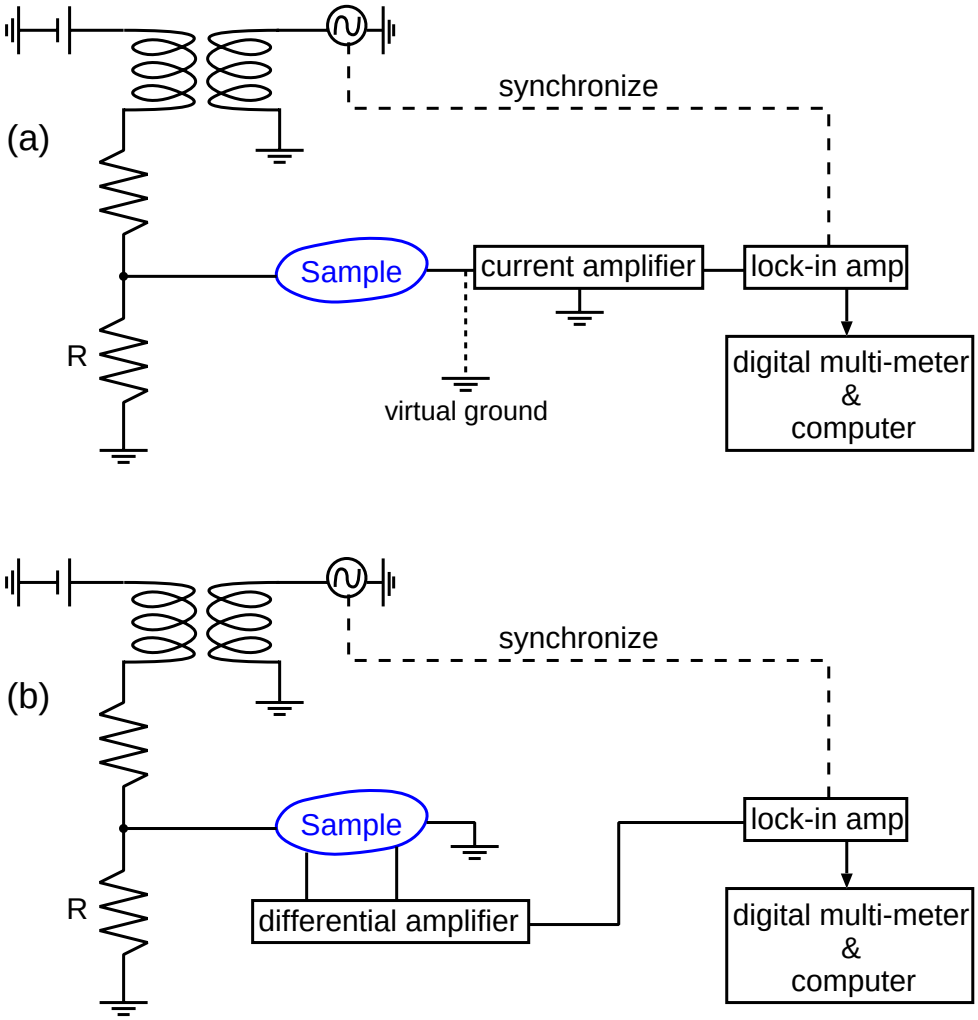

図 2.2: 測定回路の模式図。図中の抵抗 R を試料の抵抗よりも十分小さく取ると定電圧回路になり、R を無限大にすると定電流回路にできる。(a) は 2 端子測定、(b) は 4 端子測定を行なうの場合のセットアップである。

第3章　ABリングにおける電子のコヒーレンス

この章では、Fano 効果の発現に重要である連続準位、すなわち AB リングの特性を調べた実験について報告する。特に、測定方法が電子のコヒーレンスにどのような影響を与えるのかという観点からこの実験は行われた。

3.1　2つの測定方法

測定に用いた AB リングは図 2.1(a) のような形状で 4 本の測定端子を持つ。このうち 2 つを電流端子、残る 2 つを電圧端子とするときに端子の独立な選び方は ${}_4C_2 = 6$ 通りあり、この実験で採用された端子の選び方は次の 2 種類である。

- 通常の 4 端子測定 (電流：1-4、電圧：2-3)　図 3.1(a)
  試料に電流を流しておいてその電圧降下を試料をまたいで測定する方法で、特徴として試料のコンタクト抵抗に影響されにくいという点が挙げられる。通常、4 端子測定というとこの測り方のことを指す。
- 非局所 4 端子測定 (電流：1-2、電圧：4-3)　図 3.1(b)
  この測定方法は、バリスティック系の研究で用いられていた「曲がり抵抗 (図 3.1(c))」や「伝達抵抗 (図 3.1(d))」と呼ばれる抵抗の測定方法に似たもので、一般的に非局所測定と呼ばれている。試料の大きさよりもコヒーレンス長が長い場合や、電子に直進性がある場合に非局所抵抗が発生すると考えられる。

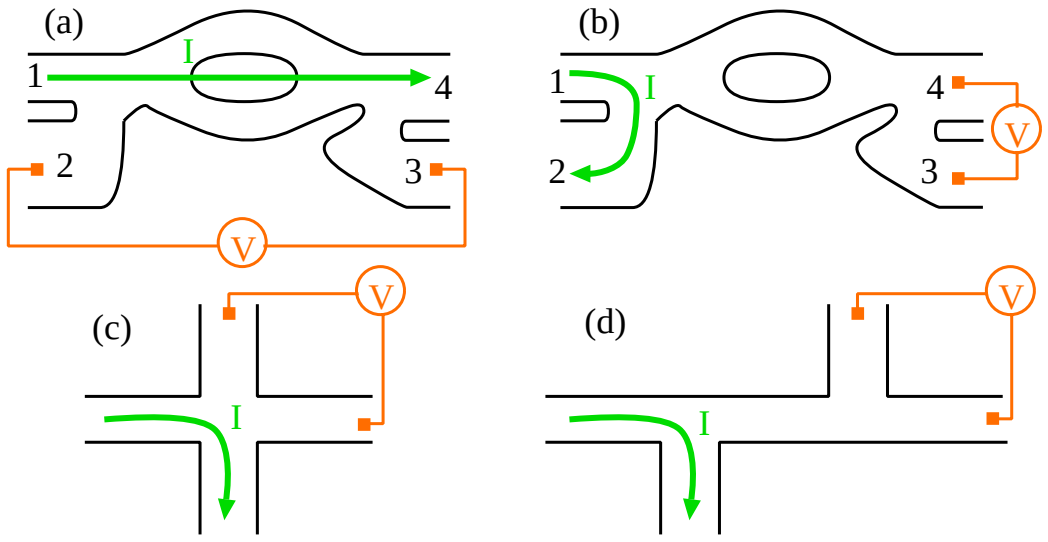

図 3.1: (a) 通常の 4 端子抵抗 $R_{14,23}$ と (b) 非局所 4 端子抵抗 $R_{12,43}$ を測定する端子配置のとり方。4 本の端子に図のように番号をふる。非局所抵抗には他にも (c) 曲がり抵抗、(d) 伝達抵抗などがある。

3.2 実験結果

まず、30 mK で典型的に見られる磁場応答を図 3.2 に示す。

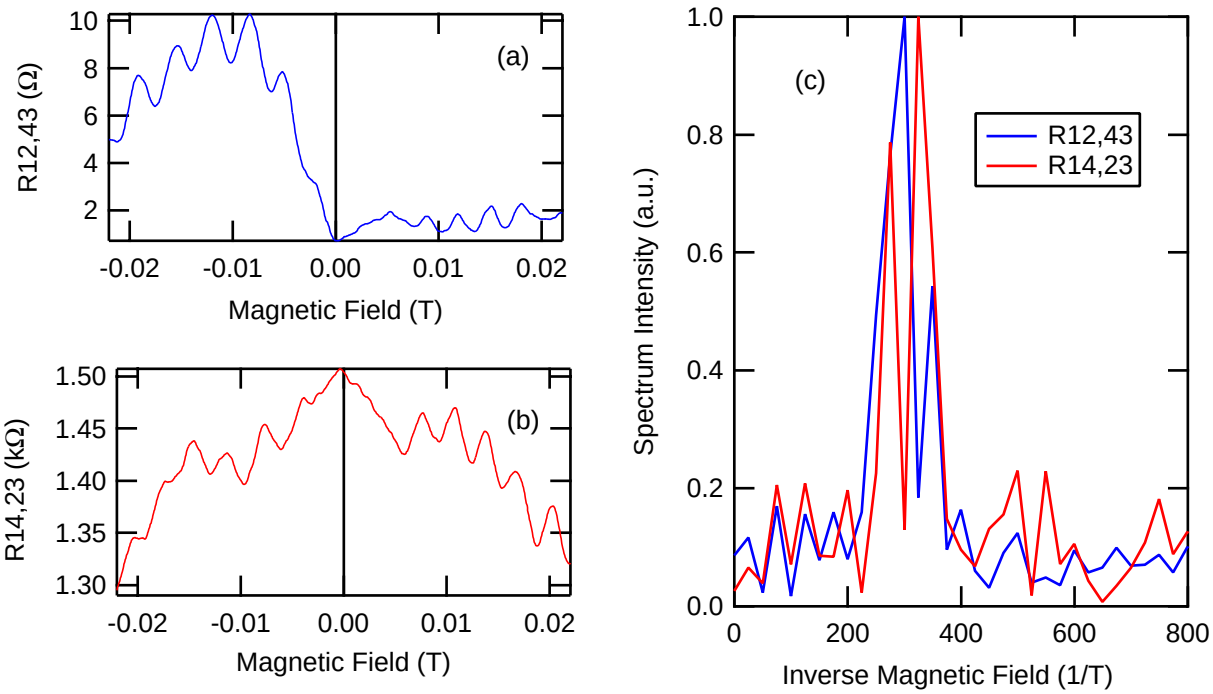

図 3.2: (a) 非局所 4 端子測定と (b) 通常の 4 端子測定で見られる AB 振動と、(c) そのパワースペクトル。AB 振幅や磁場反転に関する対称性は全く異なるが、AB 振動の周期は一致している。

どちらの測定方法でも試料形状から期待される周期 3.2 ± 0.3 mT の AB 振動が明瞭に現れている。ここで、通常 4 端子測定では $I_{14} = 3$ nA、非局所 4 端子測定では $I_{12} = 15$ nA のロックイン測定を行った。これは AB 振幅の電流依存性を実際に測定してみて、電流量が少々変化しても AB 振幅に影響が出ないことを確認して選んだものである。

また非局所抵抗 $R_{12,43}$ には磁場反転に対する大きな非対称性がある。バルク試料では電子の持つ運動量や位相がランダム化するために巨視的には時間反転対称性が常になり立ち 4 端子抵抗であっても式 (1.28) の様な対称性を満たしてしまうのだが、今の場合コヒーレンス長が試料サイズと同程度であるために式 (1.37) の α_{12} のような項が存在し、これが非対称性の原因になっている。このような場合に 4 端子抵抗に期待される磁場反転対称性 (式 (1.40)) は、図 3.3 のように確かに満たされている。

また、式 (1.28) を満たすことが AB 位相のロックを引き起こす原因であることを先に述べたが、図 3.2 を見ると通常の 4 端子抵抗は磁場反転に対する対称性が良いので位相がロックし非局所測定では位相がロックしないことが予想される。このことを実験的に確かめるには、何らかの方法で AB 位相に変調をかけてみる必要がある。ここではゲート電極を用いることにしたのだが、これは次のような機構で位相変調を生じる。

ゲート電圧 V が 0 V のときの 2 次元電子濃度 n_0 とし、ゲート電圧をかけることで電子濃度が単調に減少していくと仮定すると、電子濃度は

$$n(V) = n_0 \left(1 - \frac{V}{V_{\rm dep}}\right) \tag{3.1}$$

のように V の関数として書ける。ここで $V_{\rm dep}$ は電子が完全に空乏化する時のゲート電圧である。2 次元電子

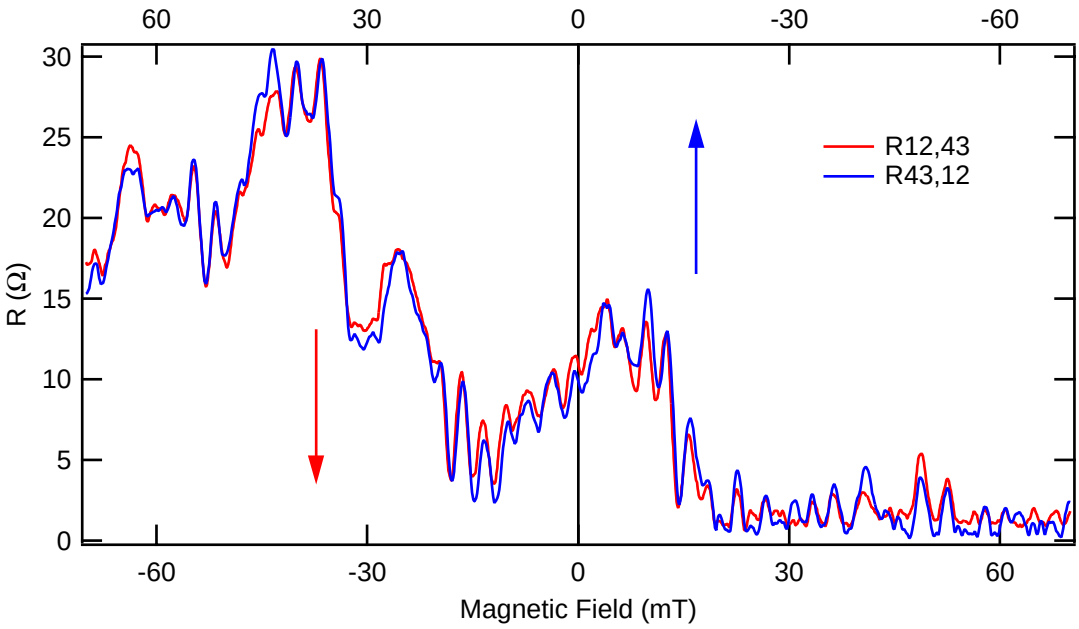

図 3.3: LB 公式から期待される、4 端子抵抗が満たす磁場反転対称性 $R_{12,43}(\Phi) = R_{43,12}(-\Phi)$ を実験的に確認したもの。$R_{43,12}$(青) は磁場軸の向きを反転してプロットしてある。これは図 3.2 とは別の試料を測定したものだが、加工形状などは全く同じである。

のフェルミ波長と電子濃度の関係は

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n}} \tag{3.2}$$

であるので、ゲート電極が電子濃度を変化させることでそこを通過する電子の波長が変化することがわかる。このため AB リングの 2 つの経路間に

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= 2\pi\left(\frac{d}{\lambda_F} - \frac{d}{\lambda_F{}'}\right) \\ &= 2\pi\frac{d}{\lambda_F}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{V}{V_{\rm dep}}}\right) \end{aligned} \tag{3.3}$$

だけの位相差が生じることになる。ここで d はゲート電極の太さで、この位相差 $\Delta\theta$ は V に関して連続的である。

実際に AB 位相変化を調べた結果が図 3.4 であり、AB 位相がゲート電圧に対して変化しており、その様子は非局所測定では連続的で、通常の測定ではロックしている。

図 3.4(a) 中の線は式 (3.3) から期待される等位相線で、実験結果との良い一致は上述のような単純なモデルがおおよそ正しいことを意味している。位相が突然変化している箇所が幾つかあるが、これは伝導チャネルの数や閉じ込めポテンシャル形状が急激に変化する為だと考えらる。このような場所を除いてはおおむね位相はゲート電圧に対して連続的に変化している。これは非局所抵抗が式 (1.28) のような磁場反転対称性を満たさなくても良い為である。

また多くの実験で見られるように [13]、通常の 4 端子測定では位相がロックしてしまっている。これは、透過率に対して次節で行なうような仮定 (式 (3.6) と $T_0 \gg T_1, T_2$) が成り立っている時に、$R_{14,23}(\Phi) = R_{14,23}(-\Phi)$ が成立する為である。試料はコヒーレンスが保たれているようなサイズなので、この位相ロックはバルク試料

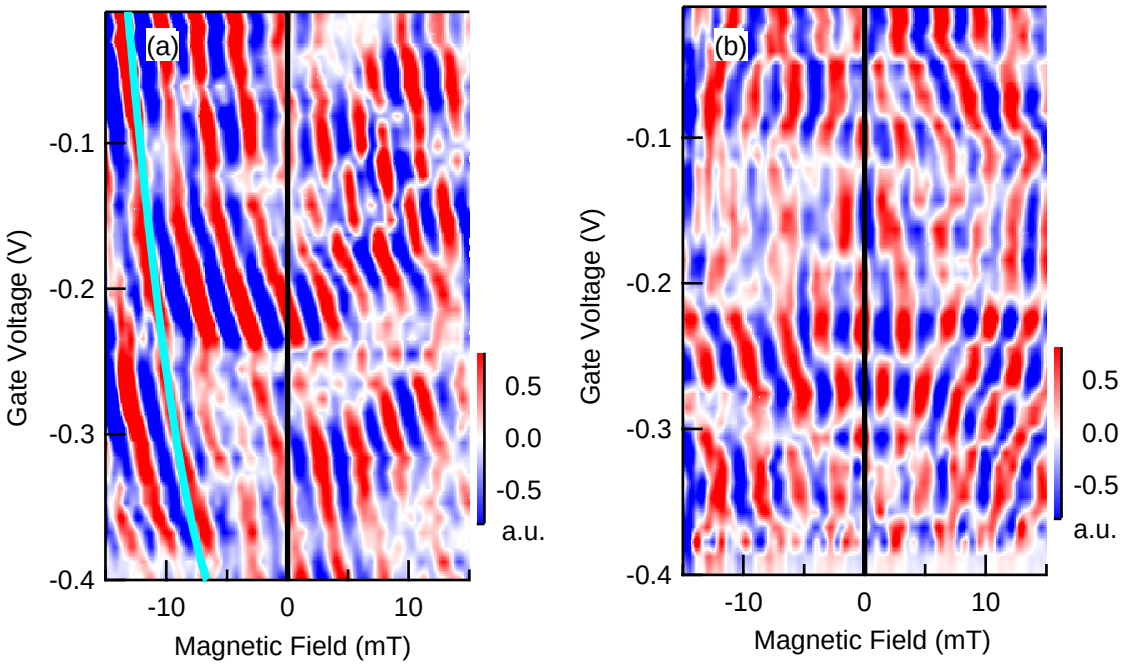

図 3.4: ゲート電極が AB 位相に変調を与える様子をプロットしたもの。赤と青は AB 振動の山と谷に対応する。使用されていないゲートは全て 0V に固定しており、(a) は非局所測定、(b) は通常の測定によるものである。(a) 中の曲線は期待される等位相線をプロットしたもの。

の場合とは原因が異なっている。

ところで、LB 公式ではコヒーレンスが完全であるという状況を仮定しているが、この条件は実験的には破られている。しかしその場合でも、透過率の中にインコヒーレント成分が含まれた「実効的な透過率」を導入することで、見かけ上 LB 公式を適用することができる [14]。この修正された LB 公式は、非常に小さなバイアスや低温で測定している場合に適用可能である。実際、図 3.3 や図 3.4 の実験結果はいずれも LB 公式による解釈が正しいことを裏付けている。

3.3 測定方法で異なる AB 振幅

図 3.2 を見ると 2 つの測定方法で一見 AB 振幅が大きく異なる。すなわち、通常の 4 端子測定では全体の数%しか振動しないのに対して、非局所 4 端子測定では 20%から大きいところで 70%近くまでもが振動している。以下ではこの点に関して LB 公式に基づいて解釈を試みる。

LB 公式 (1.38) によると通常の 4 端子抵抗 $R_{14,23}$ と非局所抵抗 $R_{12,43}$ は

$$R_{14,23} = \frac{\pi\hbar}{e^2}\frac{T_{21}T_{34}-T_{24}T_{31}}{D} \tag{3.4}$$

$$R_{12,43} = \frac{\pi\hbar}{e^2}\frac{T_{41}T_{32}-T_{42}T_{31}}{D} \tag{3.5}$$

と書けるが、この式は非常に煩雑なので議論を簡単にするために透過率を次のように 3 種類に分ける (図 3.5)。これは試料形状から無理のない近似である。

$$\begin{aligned} T_0 &\equiv T_{12}=T_{21}=T_{34}=T_{43} \\ T_1 &\equiv T_{14}=T_{41}=T_{23}=T_{32} \\ T_2 &\equiv T_{13}=T_{31}=T_{24}=T_{42} \end{aligned} \tag{3.6}$$

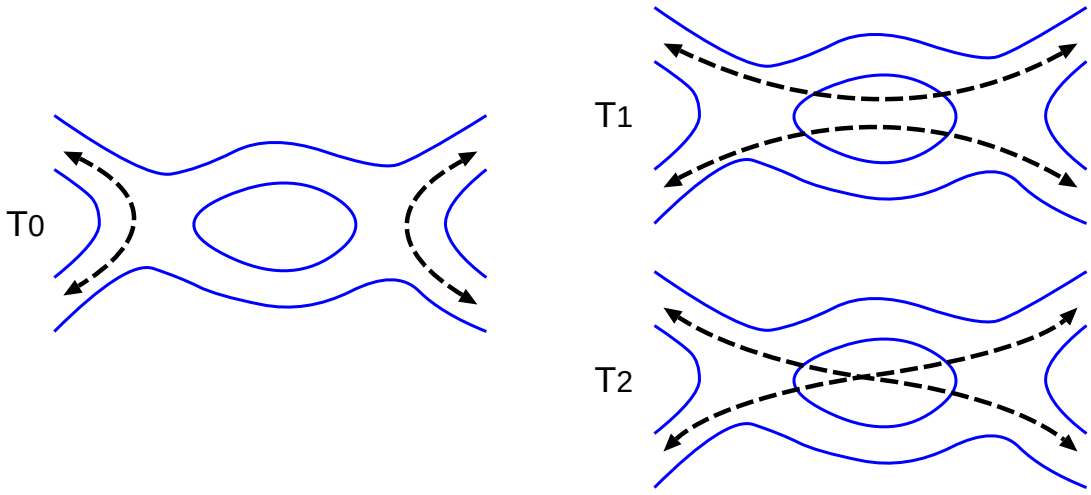

図 3.5: LB 公式に出てくる様々な透過率を上の 3 種類にモデル化する。

T_0, T_1, T_2 のうち磁場に対して AB 振動するのは主にリングをまたぐような透過率 T_1 と T_2 であると考えられ、修正された LB 公式ではこれらは

$$T_i = \alpha_i + \delta T_i \tag{3.7}$$

のように書ける。α はインコヒーレントな部分を主とする非振動成分であり、AB 振動するのは δT である。

試料形状から $T_0 \gg T_1, T_2$ という仮定が許されるが、このときそれぞれの 4 端子抵抗は

$$\begin{aligned} R_{14,23} &= \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{T_0-T_2}{(T_0+T_1)(T_1+T_2)} \\ &\sim \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{1}{T_1+T_2} \end{aligned} \tag{3.8}$$

$$\begin{aligned} R_{12,43} &= \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{T_1-T_2}{(T_0+T_1)(T_0+T_2)} \\ &\sim \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{T_1-T_2}{{T_0}^2} \end{aligned} \tag{3.9}$$

と表されることがわかる。通常の 4 端子抵抗 $R_{14,23}$ が T_1 と T_2 の和の項を持つのに対し、非局所抵抗 $R_{12,43}$ では T_1 と T_2 の差の項が出てくるために式 (3.7) の非振動成分 α が相殺され、その結果全シグナルに対する振動成分の割合が大きくなると考えられる。

以上のように、$\Delta R/R$ が非局所測定において大きくなることは透過率を式 (3.7) の形に修正した LB 公式で説明可能である。そこで、更に定量的な議論を試みた。簡単の為、$T_2 \sim T_1$、$\delta T_2 \sim \delta T_1$ とおくと、まず式 (3.8) から通常の 4 端子抵抗 $R_{14,23}$ は

$$R_{14,23} = \frac{\pi\hbar}{4e^2}\frac{1}{T_1} \tag{3.10}$$

となるので $R_{14,23} \simeq 1.5$ kΩ より $T_1 \simeq 2.2$ と求まる。また 4 端子抵抗の振動成分は T_1 と δT_1 を用いて

$$\begin{aligned} \delta R_{14,23} &\sim \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{1}{\sqrt{2}}\,\delta\!\left(\frac{1}{2T_1}\right) \\ &= \frac{\pi\hbar}{4\sqrt{2}e^2}\,\frac{\delta T_1}{{T_1}^2} \\ &= \frac{R_{14,23}}{\sqrt{2}}\frac{\delta T_1}{T_1} \end{aligned} \tag{3.11}$$

と書けるので、$\delta R_{14,23} \simeq 0.04$ kΩ 程度と見積もると、通常の測定では $\delta T_1 \simeq 0.083$ となる。

次に非局所測定の場合を考えると、非局所抵抗の振動成分は式 (3.9) から

$$\delta R_{12,43} \sim \frac{\pi\hbar}{2e^2}\frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{\delta T_1}{{T_0}^2} \tag{3.12}$$

と書け、実験的には $\delta R_{12,43} \sim 1.8\ \Omega$ であった。上式で出てくる T_0 は、4 端子抵抗 $R_{mn,kl}$ を m, n, k, l の様々な組み合わせに対して測定することで見積もることができ、実測の結果 $T_0 \sim 30$ が得られた。この値は $T_0 \gg T_1$ の仮定に矛盾しない。その結果、非局所測定では $\delta T_1 \sim 0.36$ と求まる。これは通常の 4 端子測定の場合の $\delta T_1 \sim 0.083$ よりも明らかに大きい。これらの数値の精度はそれほど良くはないが、このように約 4 倍もの差を生じる誤差はあり得ない。このことから、LB 公式が破れているか、δT_1 そのものが端子配置によって変化しているかという可能性が考えられるのだが、図 3.3 や図 3.4 に見られる LB 公式の適用の妥当性を考えると δT_1 変化していると考えるのが自然である。

ここまでの議論をまとめておく。

- 非局所測定では AB 振幅が非常に大きく見えたが、これは磁場に対して振動する成分だけを見ている為であり、LB 公式で定性的に説明ができる。
- しかし透過率の定量的な見積もりからは、やはり非局所測定では振動成分が大きいといわざるを得ない。

3.4 AB 振動の温度依存性

次に AB 振幅の温度依存性に着目した。その結果を図 3.6 に示す。

図 3.6(a),(b) から非局所測定では AB 振動が高温まで持続することがわかる。Fourier 変換より抽出した AB 振幅を温度に対してプロットしたのが図 3.6(c) で、AB 振幅の大きさは上の議論に従って $\delta T_1/T_1$ で規格化してある。どちらの測定方法でも AB 振幅は $\exp(-aT)$ のように変化しているが、a の値が全く異なることがわかる。通常の 4 端子測定では試料 1 と試料 2 でそれぞれ 2.3 K^{-1}、3.6 K^{-1} であり、非局所測定ではそれぞれ 0.70 K^{-1}、1.1 K^{-1} であった。式 (3.8),(3.9) を見てもわかるように、LB 公式からは AB 振幅 $\delta T_1/T_1$ は 2 つの測定方法で同じ温度変化をするはずで、この結果はデコヒーレンスの温度依存性が測定方法によって異なることを意味している。この差がどこから生じるのかを次に論じる。

3.5 デコヒーレンスの原因

AB 振幅を減少させる原因は主に 2 つ考えられる。1 つは電子の持つエネルギーの熱的なぼやけである。有限温度の為に波数に幅をもった電子は、適当な距離を走ると自然に位相差がついてしまって干渉性を失う。バリスティック系の場合、このような効果が起きる時間スケールは $\tau_{th} \sim \hbar/k_B T$ と見積もられる。もう 1 つの原因は電子の量子デコヒーレンスによる位相緩和であり、これを時間スケール τ_ϕ で表す。実験的に測定されるデコヒーレンス時間 τ は τ_{th} と τ_ϕ の調和平均で与えられる。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{th}} + \frac{1}{\tau_\phi} \tag{3.13}$$

いま τ_ϕ を無視して τ_{th} だけの影響を考えてみる。バリスティック伝導の場合、τ_{th} によるデコヒーレンスが $\exp(-\frac{L}{v_F}/\tau_{th}) = \exp(-aT)$ のように起こるとすると、試料の形状から AB リングの腕の長さ $L \sim 2$ μm とフェルミ速度 $v_F \sim 2.6 \times 10^5$ m/s を用いて $a \sim 1$ と求まり、非局所測定の場合の a とよく似た値を得る。上でも述べたように τ_{th} の影響は実験では必ず存在することから、このことは非局所測定では $\tau \sim \tau_{th}$ であって τ_ϕ の影響がほとんど無いことを意味する。逆に $a > 2$ であった通常の測定では有限の τ_ϕ が存在し、$\tau_\phi \propto T^{-1}$ である。これは、同じくバリスティック系で行なわれた Hansen *et al.* の実験の結果と一致する [15]。

それでは非局所測定はどのような機構で τ_ϕ の影響を減らしているかということに興味が持たれるが、これに関しては現在のところ十分な理解には至っていない。2 種類の測定方法の最も大きな相違点は、AB リングにネットな電流が流れているかどうかである。例えば電子がリングを通過する毎にポテンシャルに微小な揺らぎが生じて、これが他の電子にデコヒーレンスをもたらすという可能性があるが [16]、このような効果は非局所測定では抑制されるかもしれない。しかし、この解釈が正しいならば通常の測定でもリングに流す電流を減らすことでデコヒーレンスの少ない状態を実現できるはずだが、実験的には電流をある程度以下に減らしても AB 振幅が大きくなることはなかった。またネットな電流がなくてもリングに出入りする電子はあってもよいので、それらの電子はポテンシャル揺らぎに寄与しないのか、という疑問も残る。

τ_ϕ による影響が減ってしまう別の可能性として、リングに直接電流を流さないことでリングと外部環境が切り離された状態になってリング部分のコヒーレンスが保たれやすくなっているということも考えられる。

以上のように、デコヒーレンスを抑制するメカニズムについては現在十分な理解が得られていないが、非局所測定において量子デコヒーレンスが大きく減少することは実験的には明らかで、これは非常に興味深い結果である。

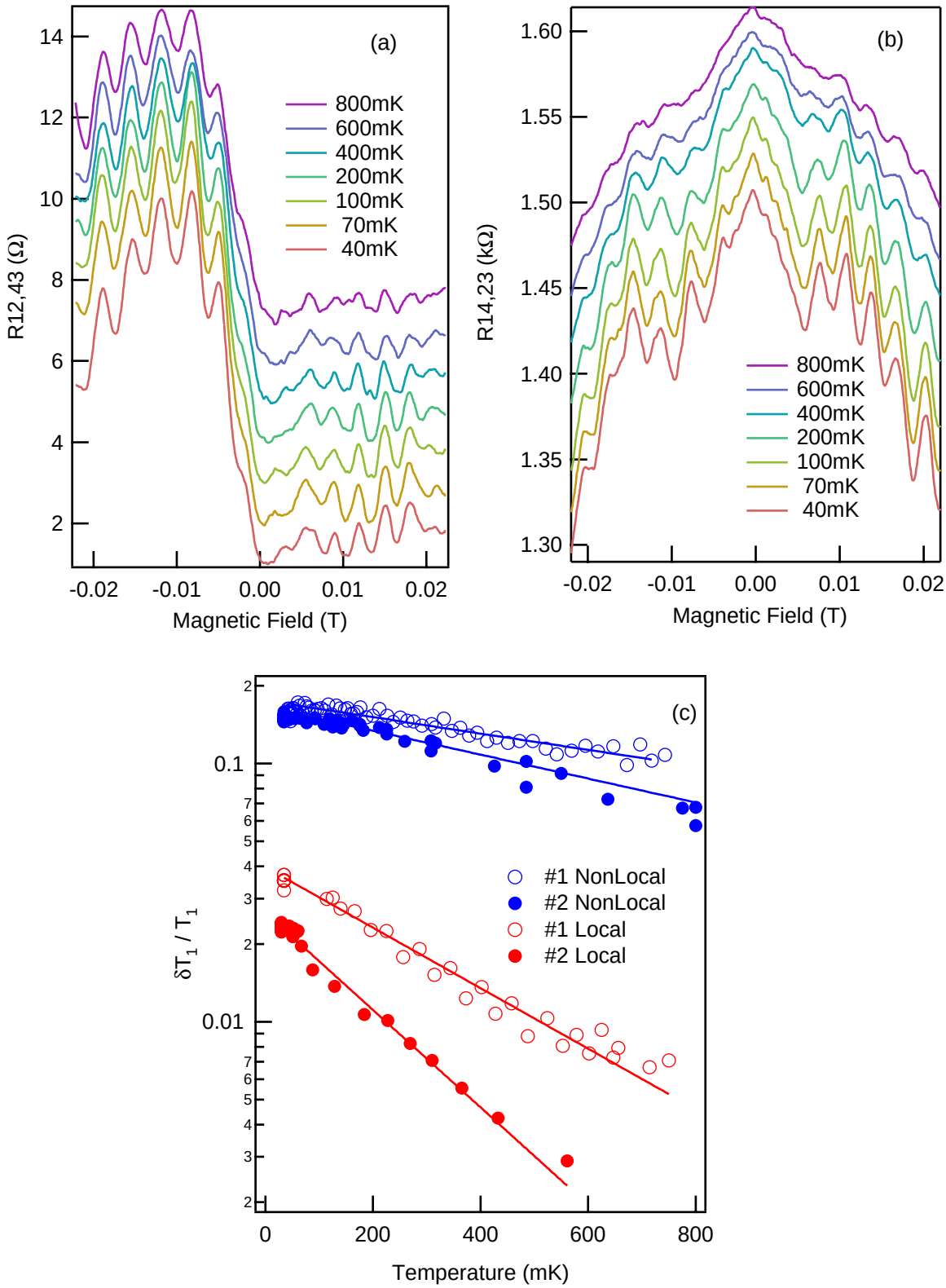

図 3.6: (a) 非局所測定、(b) 通常の測定で見られる AB 振動の温度依存性。通常の測定では AB 振動が温度の上昇とともに急速に消えていくのに対して、非局所測定では温度変化に対して鈍感である。(c) は AB 振幅を温度に対してプロットしたもので、縦軸は $\delta T_1/T_1$ で規格化してある。2 つの異なる試料 (#1 と#2) で同じ傾向が見られた。

第4章　量子ドットの電気伝導特性

前章では、Fano 効果の発現の際に連続準位としての役割を果たす AB リングに関する実験について述べた。本章では、もう 1 つの重要な構成要素である離散準位を形成する量子ドットに関する実験について述べる。この実験は特に新しい知見を与えるものではないが、Fano 系の構成要素を物理的に明瞭にしておく上で重要である。

4.1　クーロン振動

ゲート電極で量子ドットの閉じ込め形状を作る場合、ゲートの特性が信頼性の高い実験を行う上で重要である。図 4.1 に 30 mK でのゲート特性を示す。掃引のヒステリシスもほとんどなく、極めて安定であることがわかる。

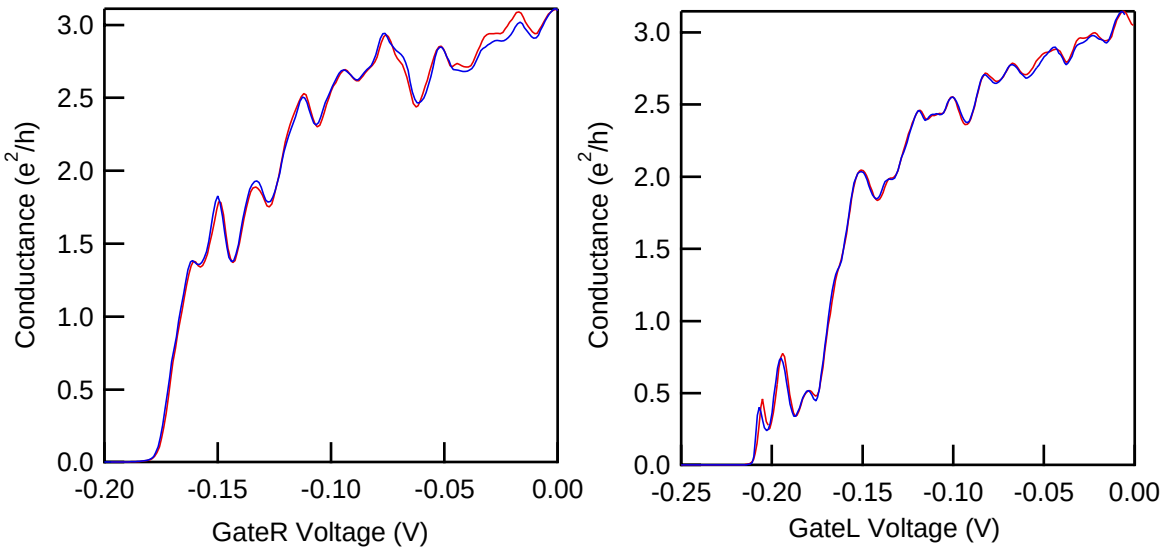

図 4.1: 量子ドットを形成するサイドゲートの特性。赤と青は掃引 (1 mV/s) の向きの違いで、ヒステリシスはほとんど無い。

これらのサイドゲートを適度に閉じると図 4.2 のようなクーロン振動が見られた。振動の間隔やピーク高さの不均一性から、ドット内での離散準位が重要な状態であることがわかる。

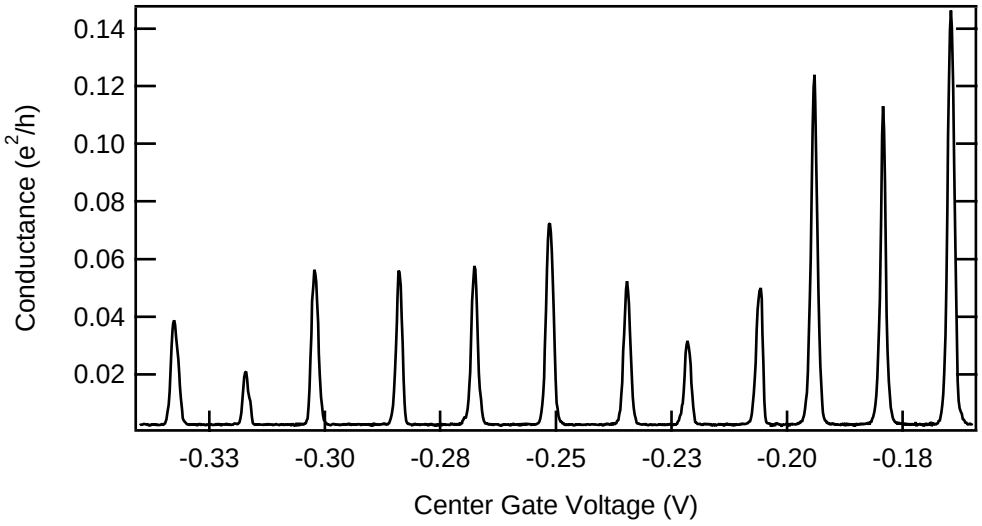

図 4.2: 典型的に見られるクーロン振動。ピーク間隔は狭い部分で約 12 mV, 広い部分で約 18 mV ある。

4.2 バイアス依存性と温度依存性

測定の dc バイアスをかけていくとクーロン振動は少しずつ太くなり、やがてピークが分裂して見える (図 4.3)。これは、電子がドット-リード間をトンネルする際に利用できる離散準位の数がセンターゲートの掃引によって変化するためである。

コンダクタンスをバイアス電圧 V_{dc} とセンターゲート電圧 V_g に対してプロットすると図 4.4 のようなクーロンダイアモンドが得られた。

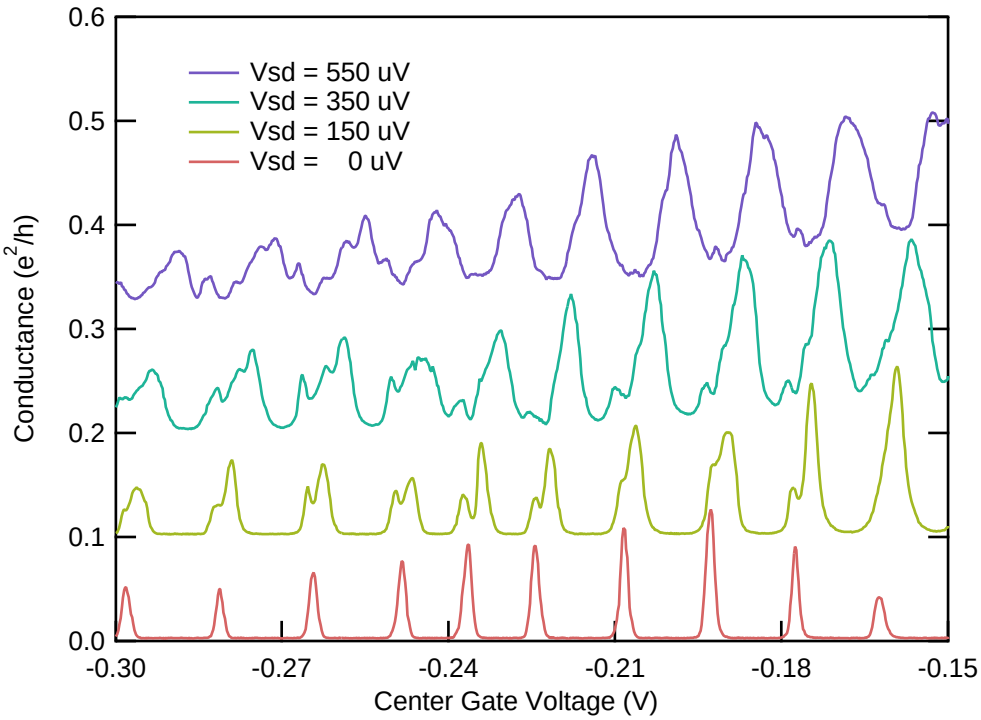

図 4.3: 有限バイアス下で見られるクーロン振動。1 つのピークが複数に分裂していく様子がわかる。縦軸は 0.1 e^2/h ずつベースラインを変えている。

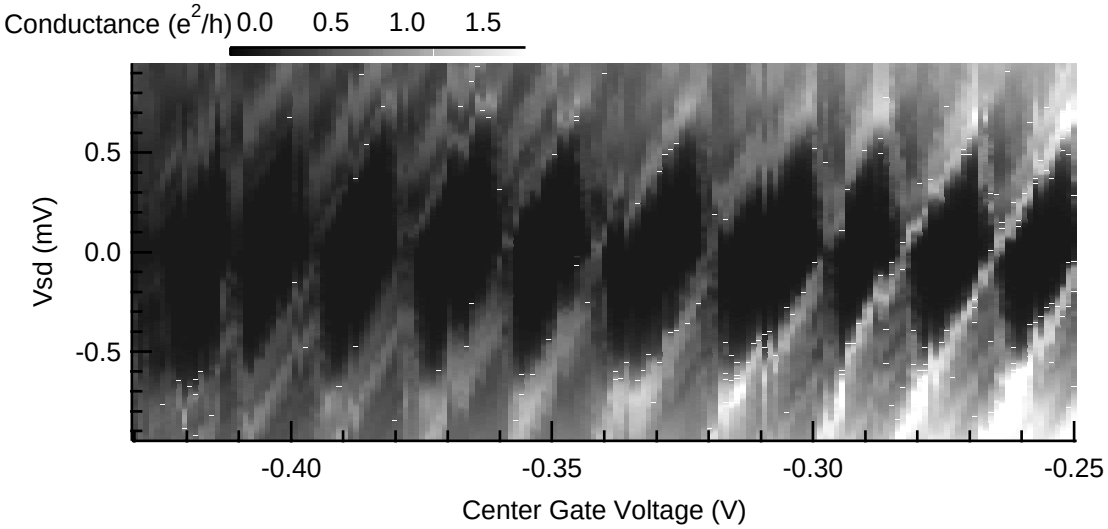

図 4.4: クーロンダイアモンド。菱形が歪んでいるのはサイドゲートによるポテンシャル障壁の大きさが左右で等しくない為である。ダイアモンドの縁に沿って走る線は、ドット内の離散準位によるものである。

温度変化に対しては、クーロン振動が図 4.5 のように変化する様子が見られた。これらは式 (1.8) で表せる形状であり、このドットが $h\Gamma \ll k_BT$ を満たしていることがわかる。最低温でのピークのフィッティングは後述する。

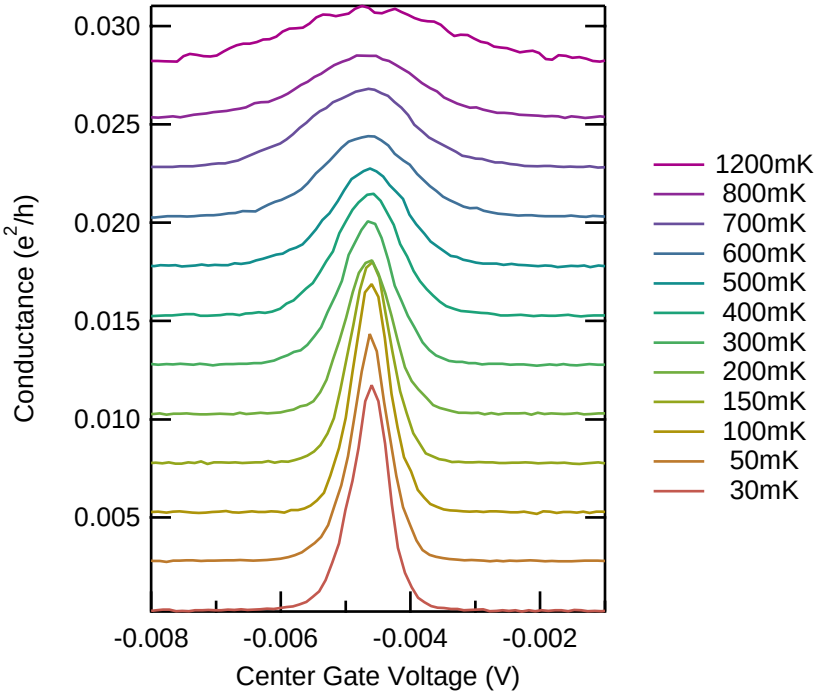

図 4.5: クーロン振動の温度変化。オフセットをつけて表示してある。

4.3 諸パラメータの見積り

最後に、以上の実験結果を用いて量子ドットを特徴づけるパラメータを算出する。

式 (1.3) とクーロン振動のピーク間隔の平均値からドットとセンターゲートの間の静電容量は $C_g \simeq 9.1$ aF である。$V_{\rm sd}$ の掃引に対するクーロンブロッケード領域の幅から帯電エネルギーは $E_c \simeq 0.65$ meV、ドットの全静電容量 C は約 250 aF である。

クーロンダイアモンドの縁の傾きは $\frac{C_g}{C_1}$ もしくは $\frac{C_g}{C_2+C_g}$ で与えられるので、ドットを形成するサイドゲートの静電容量 C_1, C_2 を C_g で表すことができて $C_1 \simeq 4.0\ C_g$, $C_2 \simeq 20\ C_g$ である。

またダイアモンドの縁に沿って走るコンダクタンスが高い部分を表す線は励起離散準位によるもので、ダイアモンドとの間隔から離散準位間隔 $\Delta\varepsilon$ は約 0.2 meV(~2.3 K) である。これは測定温度 ~30 mK よりも十分小さいので離散準位が見えているのは妥当である。$\Delta\varepsilon$ の影響はクーロン振動のピーク間隔の不均一さにも現れており、ピーク間隔の差は大きくても約 6 mV 程度である。この値と、センターゲート電圧をドット内の静電ポテンシャルに変換するパラメータ $\alpha = C_g/C$ から $\Delta\varepsilon \simeq 0.22$ meV と求まり、見積もり方の違いにほとんど依らないことがわかる。

次に、これらの数値を簡単な計算から見積もられる値と比較してみる。2 次元電子のフェルミエネルギーは電子濃度を $n_s \simeq 3.8 \times 10^{15}$ m^{-2} として

$$\begin{aligned} E_F &= \frac{\pi n_s \hbar^2}{m^*} \\ &\simeq 13.5 \text{ meV} \end{aligned} \tag{4.1}$$

である (m^* は電子の有効質量で GaAs の場合 0.067 m_0)。量子ドットを半径 r =100 nm の円盤だと仮定すると、この中に含まれる電子数は $n = n_s \pi r^2$ ∼130 個なので、2 次元電子系の場合は単純には離散エネルギー準位間隔は E_F を電子数で割って

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= 2E_F/n \\ &= 0.22 \text{ meV} \end{aligned} \tag{4.2}$$

と求まる (2 はスピン縮重による)。実験的には $\Delta\varepsilon \sim 0.2$ meV であったので、良く一致している。

一方、円盤の自己静電容量 C_0 を見積もることができ、

$$\begin{aligned} E_c &= \frac{e^2}{C_0} \\ &= \frac{e^2}{8\epsilon_r\epsilon_0 r} \end{aligned} \tag{4.3}$$

より $E_c \simeq 1.7$ meV($C_0 \simeq 90$ aF) と求まる。図 1.2 に C_0 を導入したとき、今は C_2 側を仮想グラウンドとして測定しているので、$C_2 \to C_2 + C_0$ という変更を受ける。よって量子ドットの自己静電容量を考慮すると、$C_2 \sim 90$ aF、$C_1 \sim 36$ aF となる。

最後に零バイアスでのクーロン振動から電子温度を見積もる。サイドゲートを強くかけると $h\Gamma \ll k_BT (\ll \Delta\varepsilon, E_c)$ が満たされるので、クーロン振動のピークを式 (1.8) でフィッティングすることで電子温度が見積もられる。

図 4.6 の他にも幾つかのピークに対してフィッティングを行なったところ、電子温度 180±20 mK 程度の値が得られた。ところでピークの裾の辺りは高次のトンネリングの寄与が大きいと考えられるので図 4.6 のような広い範囲を式 (1.8) でフィットするのは厳密には正しくない。しかし、そのことを考慮してピーク付近だけをフィッティングしても算出される値は ±20 mK の誤差の中に収まるほどで、大きな差は見られなかった。

電子温度 180 mK は測定温度 30 mK と大きく異なるが、これは導線を伝わってくる高温部分に由来するノイズがクーロン振動のピークを太く見せている為だと考えられている。

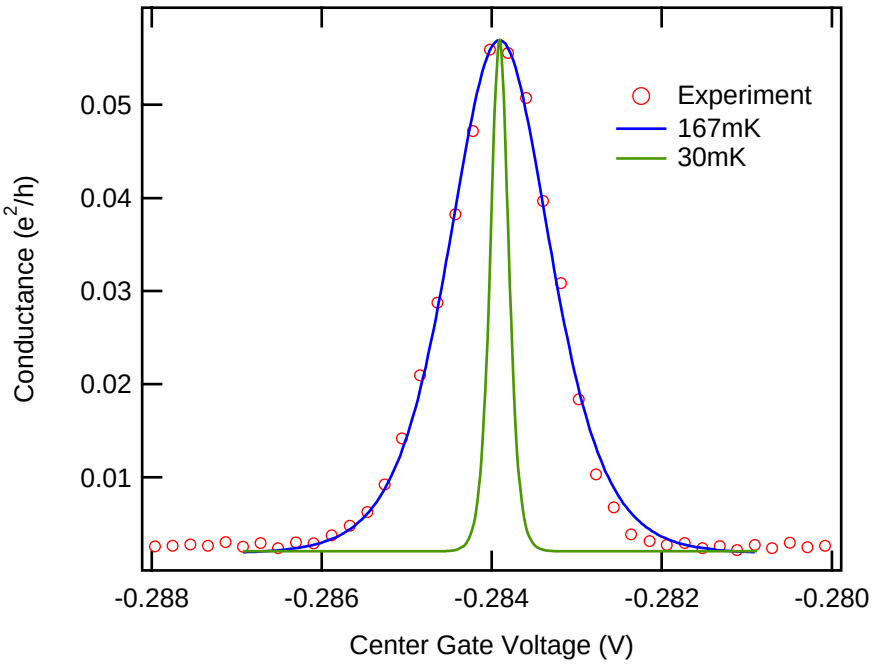

図 4.6: クーロン振動のピークとそのフィッティング。緑色の線は電子温度 30 mK の場合に期待されるピーク形状である (ピーク高さは実験結果のピーク高さに規格化してある)。

第5章　Fano効果の観測

本章では、ここまでに準備してきたABリングと量子ドットを組み合わせた系での実験結果について述べる。

5.1　非局所測定

第3章の実験から、非局所測定ではコヒーレンスがよく保たれることがわかりFano効果を観測するための手法として期待が持てるが、同時に実験を行なう際に困難があることも考えられた。それは量子ドットのような高抵抗のものをABリングに埋め込んだ場合でも非局所的シグナルを精度良く捉えることができるのか、ということである。ここではまず非局所測定による実験について述べる。

図5.1は2端子測定で測定したクーロン振動と、同じものを非局所測定で測定した結果である。非局所測定でもクーロン振動が見えてはいるが、電流を小さくしていくにつれてSN比が悪化する。このような状況で見ているシグナルはほとんどがラインと同じ周波数のもので、実験を行なうのに実用的な積分時間では十分なSN比が得られなかった。

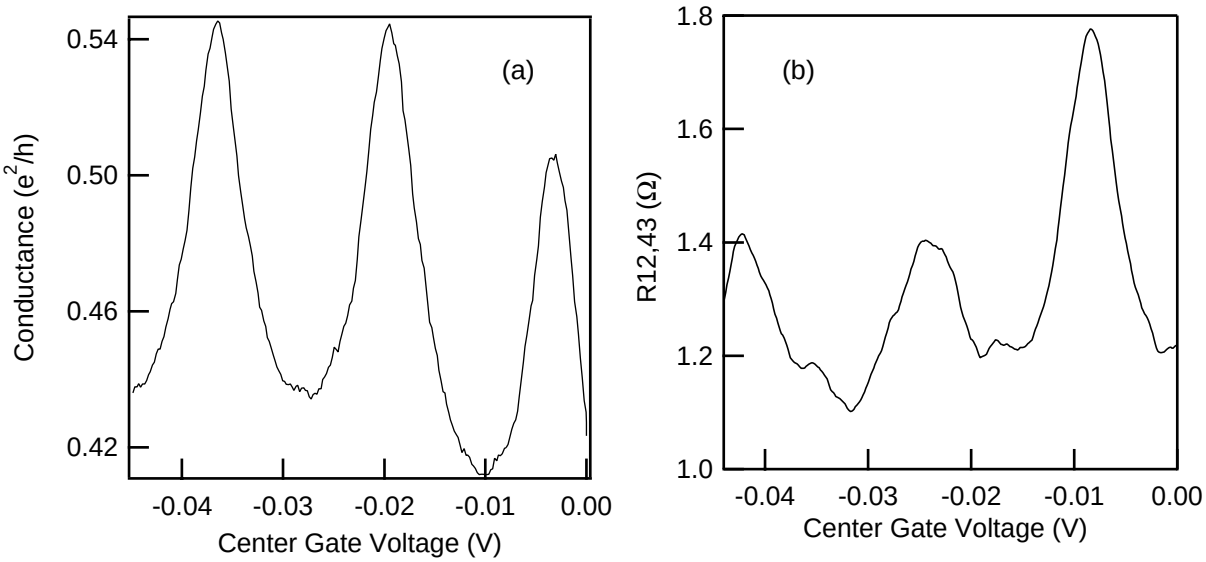

図5.1: (a)2端子測定と(b)非局所測定で見たクーロン振動。(b)は30 nAの電流ドライブで積分時間4 secで測定したものである。ピークが太いのは信号を大きくするためにサイドゲートによる抵抗を低めに設定した為である。

第3章の実験では非局所測定を行なう際に電流をI_{12} =15 nAにしていたが、これはAB振幅に影響が出ないように選んだものであり、最大で30 nA程度までは自己発熱の影響は見られなかった。しかし、図5.1を見ると30 nAでドライブしている場合でもノイズは無視できない位になってきている。場所によってはノイズの大きさがクーロン振動のピーク高さに匹敵することもあり、ピーク形状などを議論することは極めて困難である。

このような測定精度の限界のために非局所測定を行なうことは断念せざるを得ず、以後の実験は全て 2 端子測定で行なわれた。

5.2 Fano 効果の発現

次に Fano 効果を測定した結果について述べる。この測定は、Fano 効果が最も顕著に現れた約 0.9 T という磁場下で行われている。

5.2.1 離散準位と連続準位の結合による共鳴ピーク形状の変化

AB リングの片方の腕を閉じておくと量子ドットのみの伝導を見ることができる。この状態で、ドットとリードとの結合が強くなるようにサイドゲートを緩めに設定し、次に腕を適度に開くと図 5.2 のようなクーロン振動を見ることができた。腕を開くことによって振動のベースラインが持ち上がるのは当然であるが、ここで注目すべきはクーロン振動のピークに大きな非対称性が生じたことである。このような非対称性は大小の差はあるものの連続する全てのクーロンピークに対して観測されており、場所によってはピークだった部分がディップに変化しているものもある。このようなピーク形状はコンダクタンスの単純な足し算では説明できず、Fano 効果によるものであると考えられる。実際、これらの非対称なピーク形状は図 5.3 のように Fano ラインシェイプ (式 (1.24)) でフィッティングできる。

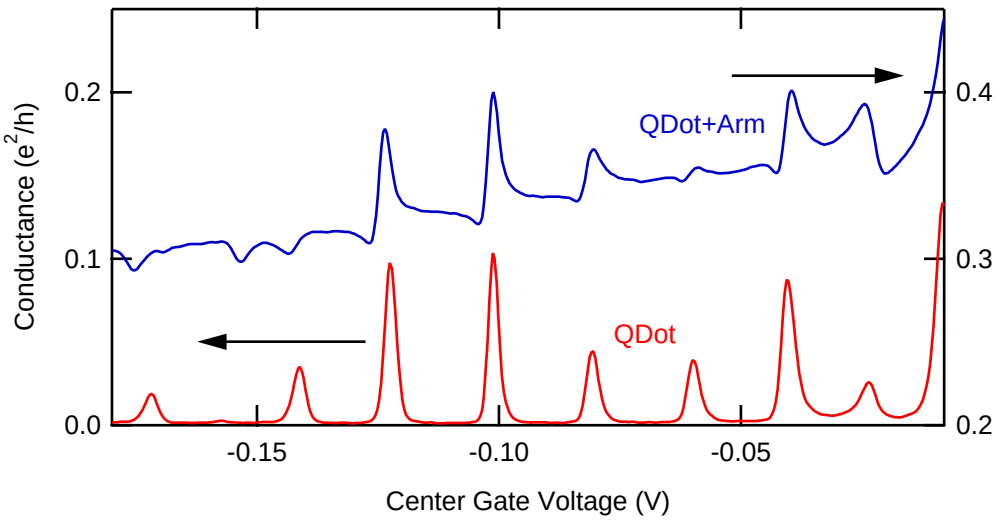

図 5.2: AB リングの片方の腕を閉じて量子ドットだけにしたの場合のクーロン振動 (赤) と、腕を少し開いたときに見られるクーロン振動 (青)。ピーク形状が大きく非対称になり、−0.15 V 付近ではディップへと変化している。

これまでにも量子ドットで非対称なクーロン振動が観測された実験があったが [17]、そこでは連続準位の存在は明確ではなかった。この系では離散準位 (量子ドット) と連続準位 (AB リング) の存在は明らかで、図 5.2 の非対称な形状が Fano 効果によるものであることは間違いない。

Fano 状態では共鳴ピークが裾を長く引くのが特徴で、ピーク位置を ε_0 とすると式 (1.24) より裾はセンターゲート V_g の掃引に対して $\propto |V_g - \varepsilon_0|^{-1}$ のように減衰する。これはリードと強結合の量子ドットの場合の裾の引き方 $\propto |V_g - \varepsilon_0|^{-2}$ よりもずっと緩やかである。図 5.3 のフィッティングが完全にはあっていないのは隣接するピークの影響が無視できないことと、後述のように q を実数にしている為だと考えられる。

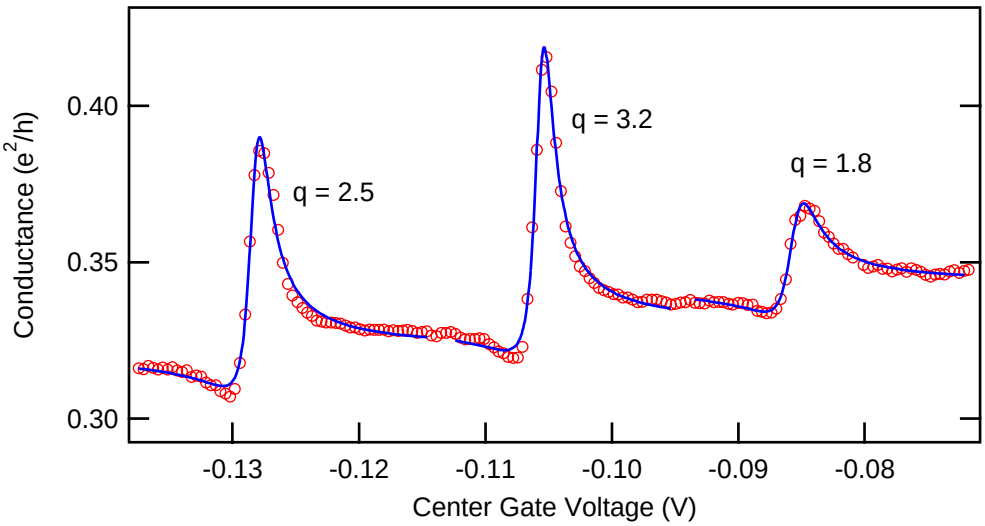

図 5.3: 図 5.2 の実験結果を Fano のラインシェイプでフィッティングしたもの。線形のバックグラウンドを仮定し、パラメータ q は実数としている。

5.2.2 温度・有限バイアスによる Fano 効果の消失

Fano 効果にコヒーレンスが重要であることを確かめるには、共鳴ピークの温度変化を測定すればよい。図 5.4 に Fano 効果の消失によって非対称なピークが通常のクーロン振動のピークへと連続的に変化する様子を示す。

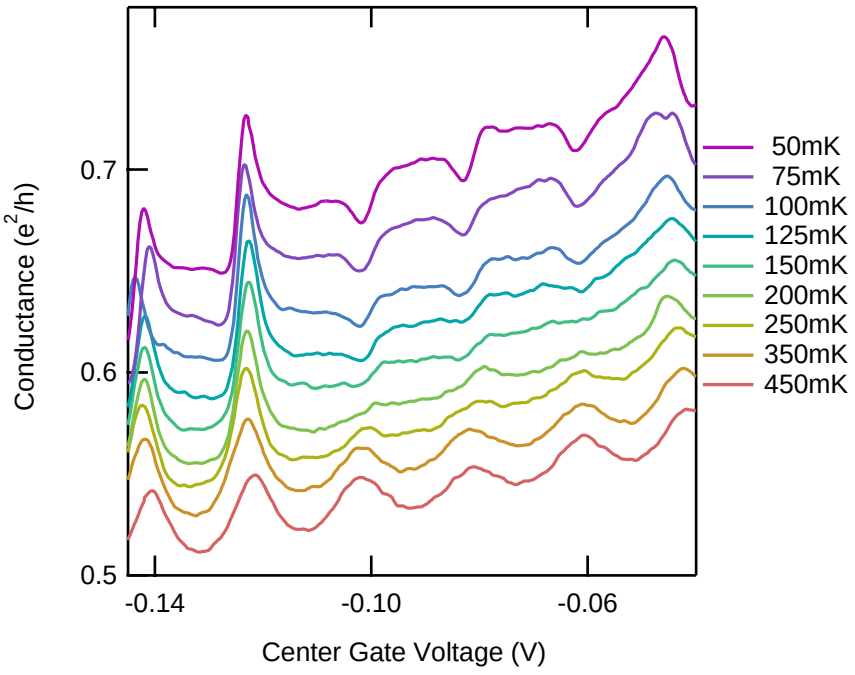

図 5.4: Fano 効果と温度変化。低温で見られる非対称なピークが元はクーロン振動ピークであったことが分かる。Fano 効果が見た目にも明らかに現れるのは約 300 mK 以下である。

図 5.4 を見ると、50 mK で見られた (ディップも含めた) 非対称性が温度上昇によって失われ、同じ場所にクーロン振動のピークが成長していくのがわかる。このことから最低温で見られた特異な振動が、もともとはクーロン振動だったことは明らかである。

Fano 状態では共鳴ピークが裾を長く引くので、クーロンブロッケード状態だった部分にも有限の伝導が生じて AB 振動を観測できるようになる。このことを利用して、共鳴ピークの頂点と、ピーク間の谷の部分で AB 振幅の温度依存性に差違があるかどうかを調べた。この 2 個所の電気伝導はそれぞれクーロン振動、Fano 効果と別のものに由来しており、このような状況でコヒーレンスが同じ温度依存性を示すかどうかというのは興味深いところである。

図 5.5 は Fano 状態の時に、共鳴ピーク位置と谷の位置で AB 振動の温度依存性を測定したものである。これを見ると AB 振幅の温度変化に対する振舞いはどちらも同じである。この結果は、Fano 効果によって AB 振幅は大きくなるわけでもなく、また逆に温度上昇による Fano 効果の消滅がコヒーレンスの消失よりも速やかに起きるということでもなく、むしろ Fano 状態とコヒーレンスとが不可分なものであることを意味している。

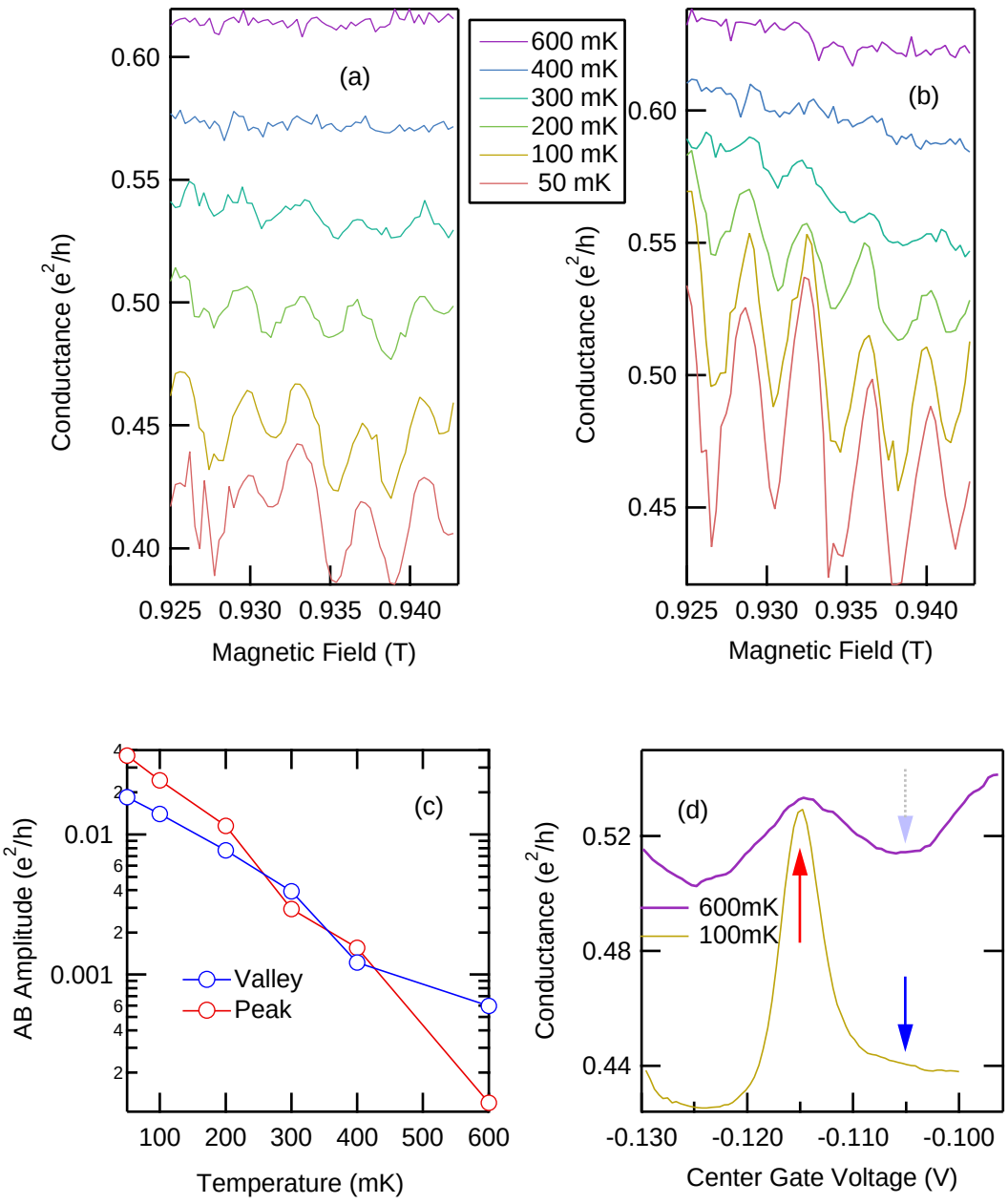

図 5.5: (a) クーロン振動の谷だった部分 ((d) の青矢印)) と (b) ピークの頂点 ((d) の赤矢印) での AB 振動の温度依存性。(c) は振幅を温度に対してプロットしたもの。AB 振幅の温度依存性には、ピーク位置による差は見られない。

次に有限バイアスの影響を調べるためにクーロンダイアモンドと同様の測定を行なった。この際に、連続状態である腕そのものの伝導にも非オーミック性があったためにその影響を方法で差し引く必要が生じた。差し引かれた量を直接測定するような方法が無いため、腕のバイアス依存性を測定しておいて後から数値的に差し引いた。この処理によってバックグラウンドが消えるのはもちろんのこと、データ値が負になる可能性もあるが、それは打ち消し合う干渉が存在する場合に起きることでありこのような差し引きをしても本質は失われない。図 5.6(a) が Fano 状態の時に測定したもの、(b) が腕のバイアス依存性を測定したもので、(a) から (b) を差し引いて (c) の結果を得た。

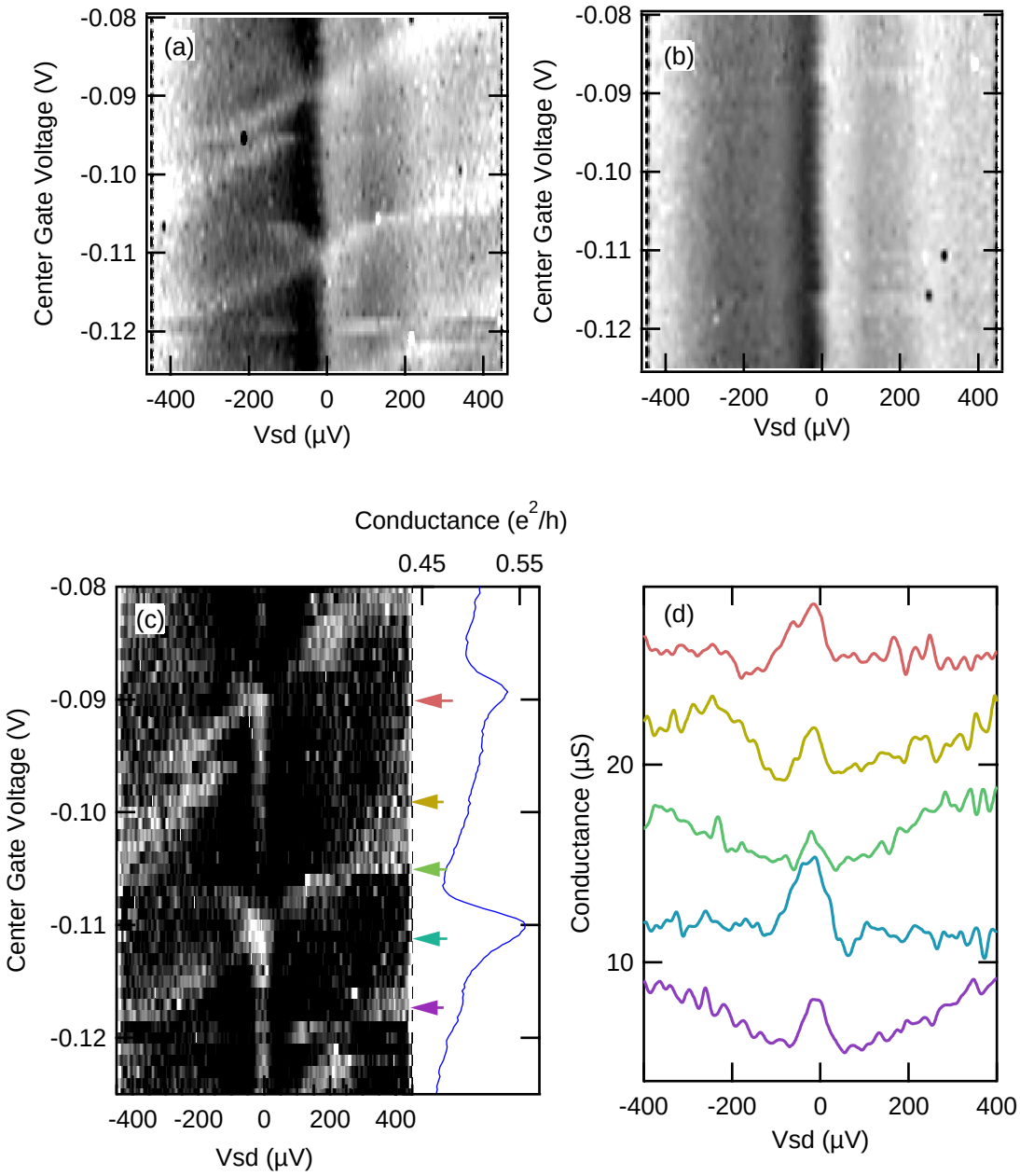

図 5.6: Fano 効果のバイアス依存性。(a) では Fano 状態に腕の影響が重なって見える。(b) はドットのサイドゲートをピンチオフして腕のみの伝導を見た場合。(a) から (b) を差し引くと (c) が得られる。(c) の右半分は $V_{sd} = 0$ で見られた Fano ピーク。(d) は (c) を矢印の箇所で切った断面で、零バイアスに共鳴によるピークを持つことが分かる。

図 5.6(c) を見ると、量子ドットのなごりでクーロンダイアモンドが見えているのがわかる。しかし、通常のクーロンダイアモンドと全く異なるのは零バイアス付近に Fano 共鳴による有限の伝導が存在することである (図 5.6(d))。このような伝導が生じるのは Fano 効果によってクーロンブロッケードが解除されている為で、前述のようにピークが $|V_g - \varepsilon|^{-1}$ に比例した長い裾を引くことがこの原因である。有限のバイアスをかけることで Fano 効果による伝導は消失し、再びクーロンブロッケード状態が現れる。このようなバイアス依存性は、量子ドットが近藤効果を起こしている場合 [5] に見られるものと良く似ている。どちらも、量子ドット中の電子

の局在が解けることで零バイアスでの有限の伝導を生じるのだが、近藤効果の場合にはスピン一重項の形成、Fano 効果の場合には連続準位と離散準位の配置間相互作用がその原因である。

Fano 状態が持続するのは零バイアスから 20~30 μV 以内であり、このエネルギースケールは温度上昇によって Fano 効果の消失が起きた約 300 mK とほぼ一致する。

5.3 Fano 状態の制御

次に、AB リングの腕を開閉するゲート電極や磁場によって Fano 状態を様々に変化させた実験結果について、ピーク形状の非対称パラメータ q に着目して述べる。

5.3.1 ゲート電極による制御

腕を完全に閉じている状態では離散準位と連続準位を通過する電子の干渉がないので $q = \infty$ の通常のクーロン振動が見られるが、腕を開いて干渉が起きると Fano 効果特有のラインシェイプが現れる。

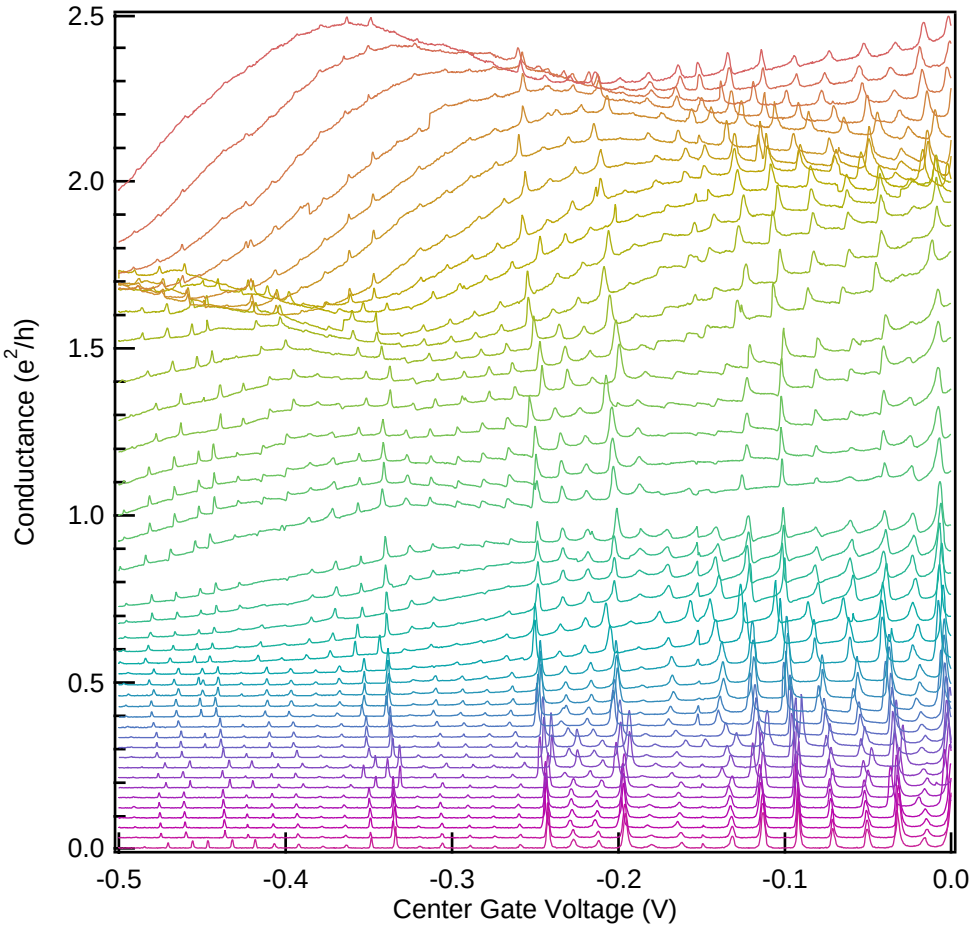

図 5.7: 腕の開閉に伴う Fano 状態の変化。ゲート電圧は一番上の −0.07 V から 1 mV ステップで −0.11 V まで変化させており、データはオフセットを付けて表示してある。

図 5.7 で興味深いのは、非対称が発達するだけでなく裾を引く向きまでもが変化することである。この反転は式 (1.24) より q の符号の反転に相当しており、その物理的な意味合いは式 (1.21) からわかる。裾を引く向きは共鳴準位のどちら側で強め合う (弱め合う) 干渉を起こすかによって決まることから、式 (1.21) の $\sin\Delta$ と $\cos\Delta$ の相対的な符号が反転すると強め合う (弱め合う) 向きが逆転して q の符号が入れ替わって見えるのだと考えられる。

このように干渉の向きが入れ替わるのは、第 3 章でも述べたように腕を開閉するゲート電極が Δ に変調を加えている為であり、これによる位相差が π 異なると q の符号が入れ替わって見える。以下でこのことを確かめる。

図 5.8 は腕を開閉するゲート電圧が -0.081 V の場合と -0.092 V の場合の Fano 共鳴ピークだが、これらの q 値はそれぞれ 2.7 と -2.8 でほぼ絶対値が等しく逆符号になっている。腕が完全に閉じるゲート電圧 $V_{\rm dep} \simeq -0.1$ V、フェルミ波長 $\lambda_F \simeq 40$ nm と、ゲート太さが実効的に $d \sim 100$ nm 程度だとすると式 (3.3) から図 5.8 の 2 つの状態に対して $\delta\theta \sim 0.92\ \pi$ と算出され、この値は π に非常に近い。このことから図 5.7 に見られた q の符合の反転は、ゲート電極による位相変調が原因だとわかる。

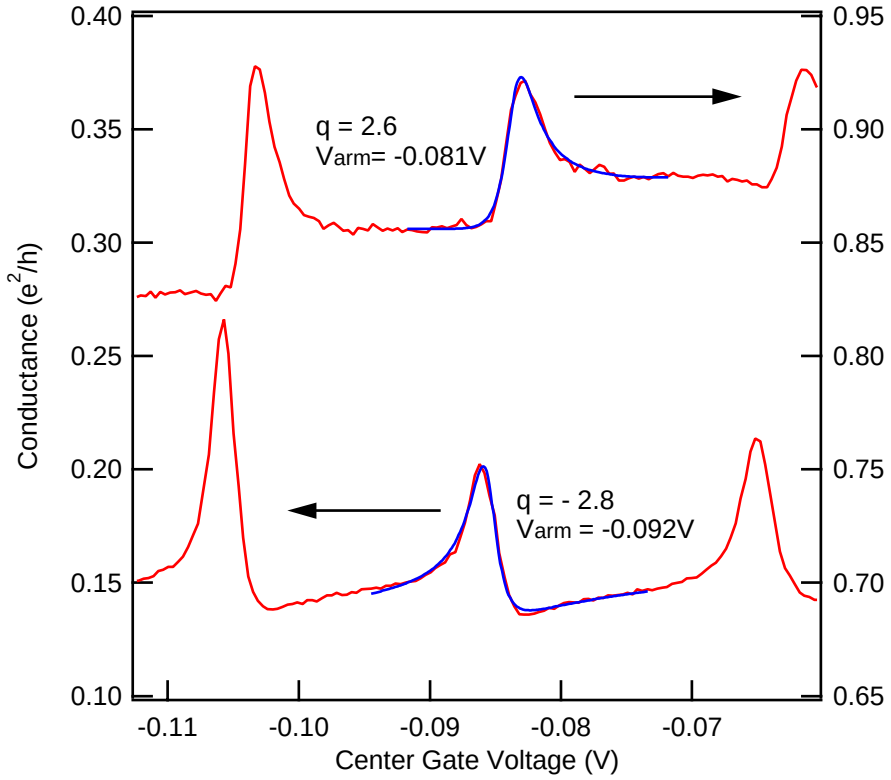

図 5.8: q の符号が反転する Fano ピーク。離散準位と連続準位との位相の差が π 程度あるものと考えられる。青線は q を実数としてフィッティングしたもの。

5.3.2 磁場による制御

次に磁場によって Fano 状態がどのように変化するのかを調べた結果を見る。先ほどはゲート電極が位相シフトを引き起こして q 値を変化させて見えるということを述べたが、このような効果は磁場を変化させることでも起こるはずである。というのも、今考えている系では離散準位と連続準位が空間的に分離しているので、その間を磁束が貫くことによって位相差がつくからである。実際、図 5.9 の実験結果を見ると磁場によってピーク形状が連続的に変化しているのがわかる。

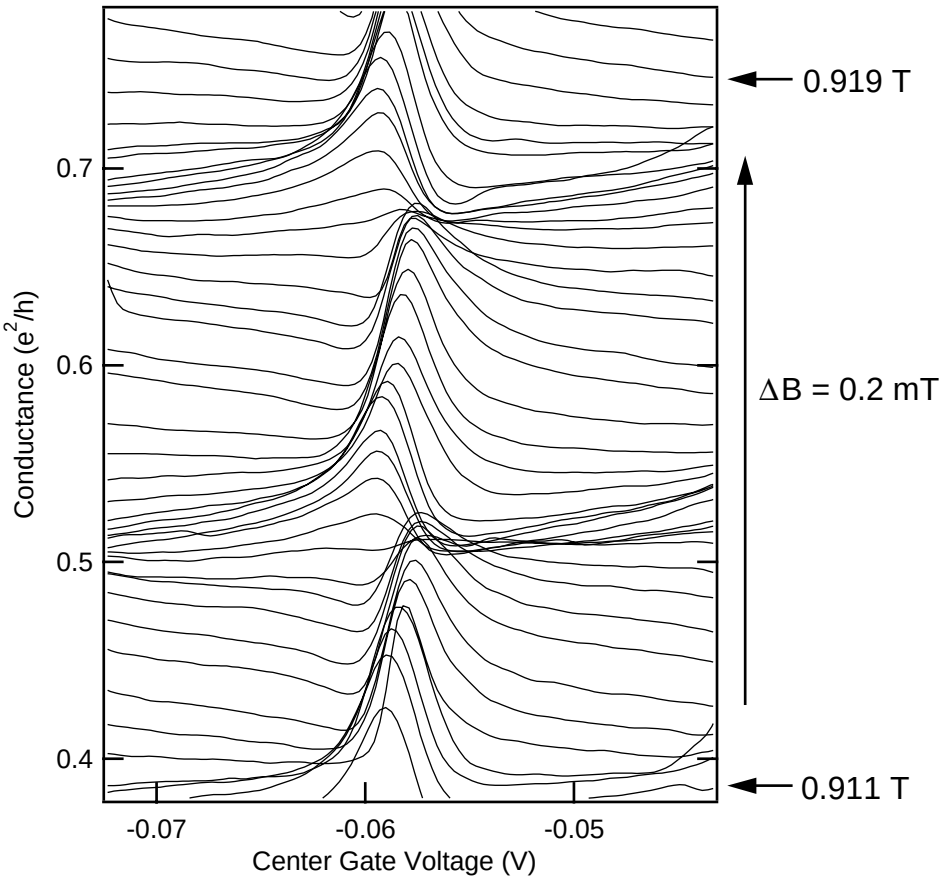

図 5.9: 磁場による Fano 状態の変化。磁場を 0.2 mT ずつ変化させて測定した Fano ピークをオフセットをつけて表示してある。

以下では、q 値を磁場の関数として書き下すことを試みる。まず、q を実数として図 5.9 の一連のピークを式 (1.24) でフィッティングすると、磁場に対して q が図 5.10(a) のように変化することがわかった。また、同じ解析を別の Fano 状態のピークに対して行なうと今度は図 5.10(b) のような結果を得た。

どちらも磁場に対して AB 振動と同じ約 3.5 mT の周期で変化しているのがわかり q を磁場の周期関数として扱うのは悪くないように思われる。しかし q の変化の仕方は全く異なっており、(b) では q の符号の反転が $q = 0$ を連続的に通過して起き得るのに対して、(a) では $q \neq 0$ である。そこで、このような一見全くことなる振舞いを統一的に表すことのできる q の表式を考える必要がある。

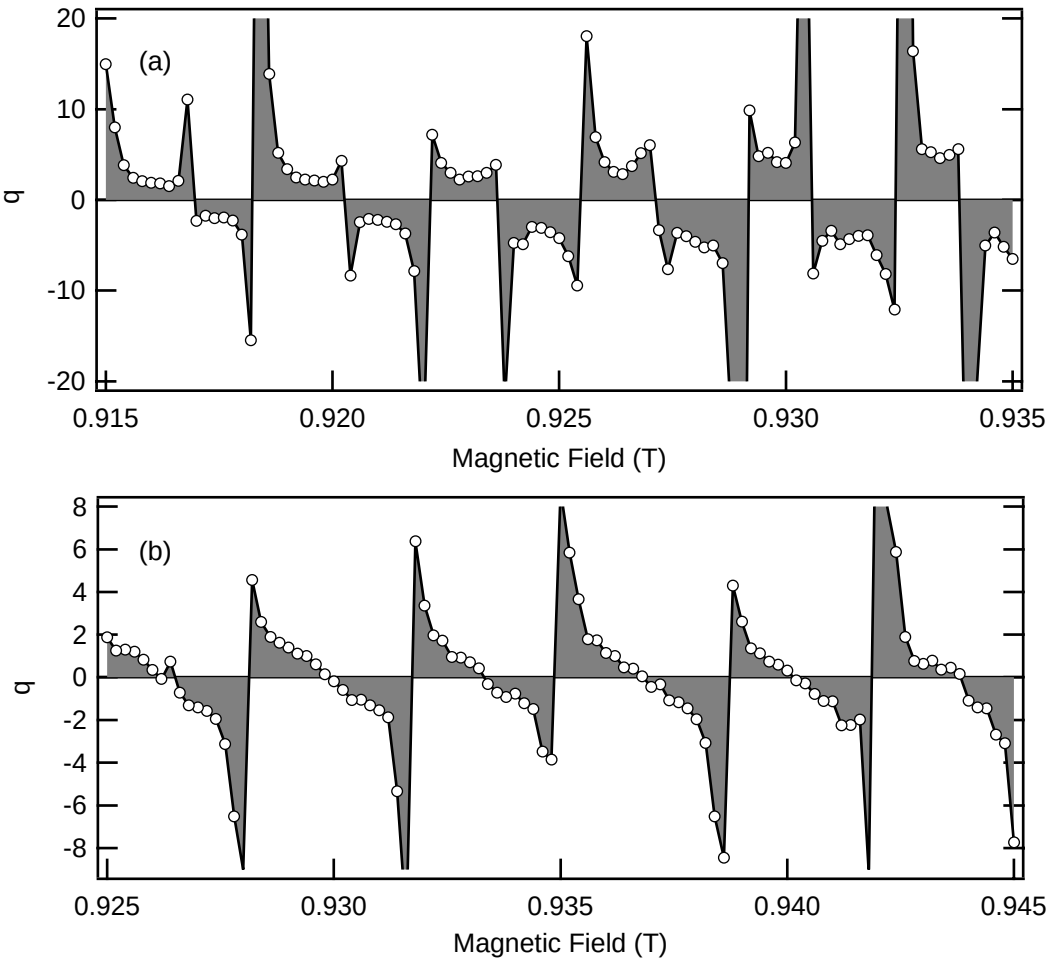

図 5.10: (a) 図 5.9 の一連のピークでの q 値の磁場変化と、(b) 別の Fano 共鳴ピークでの q 値の磁場変化。(a) では $p \sim 7.7$、(b) では $p \sim 1.0$ であった。

Fano ラインシェイプは式 (1.24) の様に与えられるが、この表式は現在考えているような系では直観的に導出できる [18]。離散準位である量子ドットの透過振幅 $t_{\rm dot}$ を式 (1.9) のような Breit-Wigner 型

$$t_{\rm dot}(\varepsilon) = {\rm g_d}\frac{\Gamma}{2\varepsilon + i\Gamma} \tag{5.1}$$

であるとし、また連続準位の透過振幅 $t_{\rm arm}$ を

$$t_{\rm arm} = e^{i\theta}\sqrt{G}_{\rm arm} \tag{5.2}$$

とする。磁場による位相変化はこの θ に入れることができて、$B \propto \theta$ である。系全体のコンダクタンスは式 (1.24) と同じ Fano のラインシェイプ

$$\begin{aligned} G(\varepsilon) &= |t_{\rm dot} + t_{\rm arm}|^2 & (5.3)\\ &= G_{\rm arm}\frac{|2\varepsilon + q\Gamma|^2}{4\varepsilon^2 + \Gamma^2} & (5.4) \end{aligned}$$

を示し、ここで q は

$$q = i + \frac{{\rm g_d}}{\sqrt{G}_{\rm arm}}e^{-i\theta} \tag{5.5}$$

と表される。これまで q を実数として扱ってきたが上式の q は複素数であり、磁場 (今の場合 θ) に対して振動する項も持っている。また振動項のほかに i という項が入っているが、これは磁場の影響を q に入れて考えたときに便宜的に導入されたものである。この式を

$$q = i + p\,e^{i\theta} \quad (p > 0 \text{ とする}) \tag{5.6}$$

のように簡単化すると、このとき Fano のラインシェイプは実数だけを用いて

$$\frac{(q+\epsilon)^2}{1+\epsilon^2} = \frac{(\epsilon + p\cos\theta)^2}{1+\epsilon^2} + \frac{(1+p\sin\theta)^2}{1+\epsilon^2} \tag{5.7}$$

と表される。第 1 項はこれまで考えていたものと同じく非対称な Fano のラインシェイプを与え、第 2 項はローレンツ型であり $\epsilon = 0$ に対して対称で上に凸である。よって、$\theta = 0, \pi$ の時に第 2 項の寄与が最も小さくなって全体としては非対称なピーク形状が見られ、逆に $\theta = \pi/2, 3\pi/2$ の時は第 2 項はもとより第 1 項も対称なディップになるので非対称性は消えてしまう。

先にも述べたように q の符号の入れ替えはピーク形状の非対称性が左右逆転した時に起きるので、磁場によって θ が連続的に変化することから、この逆転は式 (5.7) で $\theta = \pi/2, 3\pi/2$ の時に起きることになる。ここで問題は式 (5.7) の第 1 項と第 2 項をたし合わせた結果が上に凸か、それとも下に凸かである。上に凸の場合は q を実数としてフィッティングすると $q \to \infty$ になって見えるが、下に凸の場合には $q \to 0$ になって見える。

上下のどちらに凸になるかは第 1 項と第 2 項の大きさを比較すればよく、それをまとめると、実数としてフィッティングした q 値と式 (5.7) の θ, p とは次のような関係があることがわかる。

- $\theta = \pi/2$ の場合
  この時は全ての $p(>0)$ に対して上に凸のピークになる。
  $\to |q|$ は決して 0 にはならず、符号を変える時には $\pm\infty \to \mp\infty$ と変化する。

- $\theta = 3\pi/2$ の場合
  この時は式 (5.5) の第 1 項 i に由来して、更に p の値が重要になる。

  - $2 > p\ (>0)$ の場合
    ピークは下に凸になり、q は連続的に 0 を通過して符号を変える。(図 5.10(b) の場合。)
  - $p > 2$ の場合
    ピークは上に凸で、$q \neq 0$ であり、符号を変える時には $|q| \to \infty$ になる。(図 5.10(a) の場合。)

式 (5.6) のように q パラメータを仮定して実験結果を解析したところ、図 5.10(a) の一連のピークでは $p \sim$7.7、(b) では 1.0 と求まった。これらの値と上の議論によって図 5.10 の結果が説明できることから、q を磁場の関数としたときに式 (5.6) のような表式が定性的には正しいものであると考えられる。

理論的には、一般化された q として式 (5.7) の第 2 項に重みがついたような表式を提唱しているものもある [19] が、定性的には本質は同じである。

5.4　考察

ここまでで Fano 効果の特徴の多くが明らかになったわけだが、幾つかの疑問点も未だ残されている。この節ではそれらについて議論する。

5.4.1　Fano 効果の発現と磁場との関係

約 0.9 T という磁場下で強い Fano 状態を観測したと先に述べたが、これ以外の磁場領域でも Fano 効果は観測されている。図 5.11 に幾つかの磁場領域で測定した Fano 共鳴ピークを示したが、0.92 T で測定したものは他よりも大きな非対称性を見せている。また磁場は大きければよいというわけではなく、むしろある特定の磁場下で Fano 効果が出現することがわかった。

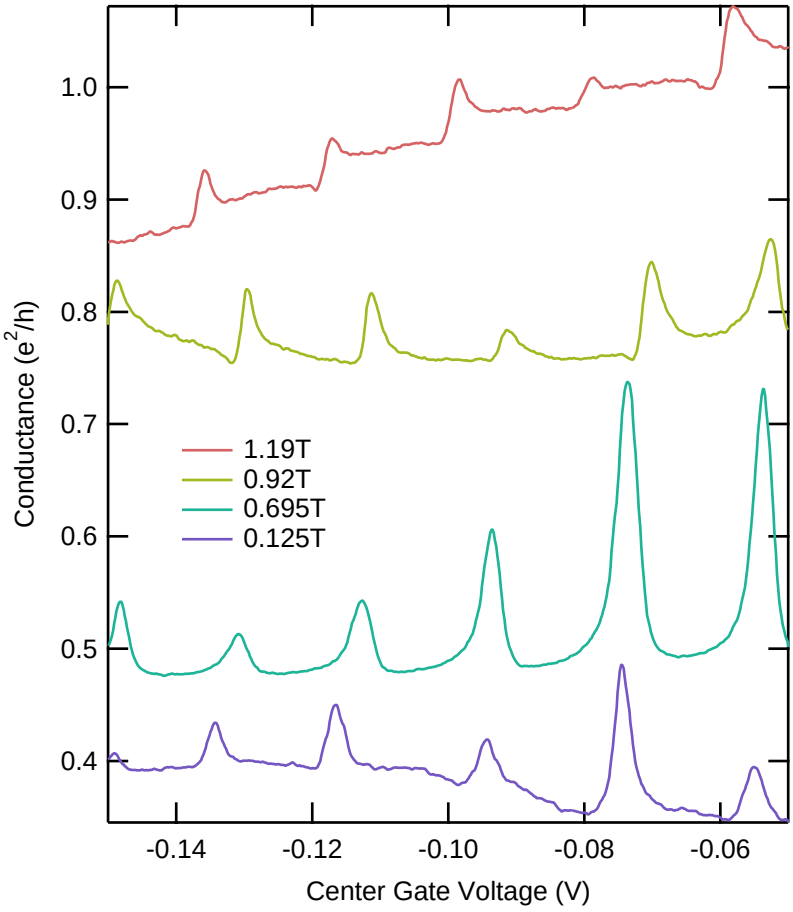

図 5.11: 様々な磁場領域で見られる Fano 効果。この他の磁場下でも Fano 効果が観測されているが、むしろ Fano 効果が見えない磁場領域の方が多い。

Fano 効果の出現には系のコヒーレンスが非常に重要であることから、これらの特定の磁場下でコヒーレンスが非常に高い状態が実現しているのではないかと考えられるが、その理由は明らかではない。しかし同じような系でも、ある特定の磁場で量子ドットが近藤状態になるという報告があり [5]、何らかの共通点があると思われる。以下に幾つかの可能性を列挙するが、理論的な証明・実験的な検証は十分にはなされていない。

- リングに入射される電子の後方散乱の確率が減ることで、コヒーレンスを保ったまま通過し易くなる。量

子ホール状態で発生すると考えられるエッジチャネルによる伝導はこのような状況の極限である。

- 量子ドット内での電子状態が磁場によって変化し、ある特定の磁場下ではコヒーレントに通過できる割合が増大する。例えばスピンのような内部自由度をもつ散乱体は、電子との衝突の際にエネルギー緩和を引き起こすと考えられるが、磁場を印加するとスピンが固まってしまい、デコヒーレンスを起こさない弾性散乱に変化するという可能性がある [14]。

5.4.2 Fano 状態での AB 位相変化

量子ドットを通過する電子の位相変化はこれまで実験的にも理論的にも研究されてきた。ここでは Fano 効果が起きている時の AB 位相変化に着目する。

図 5.12 がその実験結果であるが、まず最初に目につくのは 2 端子測定を行なったにも関わらず AB 位相が連続的に変化していることである。これは、実際の AB 振動の周期が有限の幅を持つことと、測定が高磁場で行なわれたことが原因ではないかと考えられる [20]。すなわち、零磁場付近では AB 振動の周期に多少の幅があっても位相のロックが見られるのだが、高磁場まで行くころには周期の有限の幅のために位相が不揃いになってしまい、その結果位相がロックしなくなるのである。

位相がロックする/しないがどの程度の磁場で決められるのかは、簡単には次のように見積もることができる。求める磁場を B_c、AB 振動の周期を $B_{\rm AB}+\delta B_{\rm AB}$ とおくと、位相が揃わなくなるのは周期 $B_{\rm AB}$ で振動する成分と $B_{\rm AB}+\delta B_{\rm AB}$ で振動する成分との間に 2π 程度の位相差が生じる時だから

$$2\pi \sim \frac{2\pi}{B_{\rm AB}}B_c - \frac{2\pi}{B_{\rm AB}+\delta B_{\rm AB}}B_c \tag{5.8}$$

より

$$B_c \sim \frac{{B_{\rm AB}}^2}{\delta B_{\rm AB}} \tag{5.9}$$

である。この B_c よりも大きい磁場では 2 端子測定をしていても位相がロックしなくなる可能性がある。理想的な AB 振動 $\delta B_{\rm AB}=0$ の場合には $B_c\to\infty$ となって位相は全ての磁場下でロックする。この実験で測定した試料は $B_{\rm AB}$ ~3.5 mT で $\delta B_{\rm AB}$ ~0.4 mT 程度なので B_c ~0.03 T となり、これは実験を行なった磁場領域 0.9 T よりも十分小さい。

次に位相変化に着目する。図 5.12(a) からもわかるように AB 位相の振舞いは一連のピークで揃っており、この点では過去の実験と一致している。このような位相が揃った状態になる為にはピーク 1 周期の間に合計で 2π の位相変化があるわけだが、図 5.12(b) から π は谷の部分でゆっくりと変化し、残りの π はピーク付近で鋭くしかし連続的に変化しているように見える。

いまは 2 端子測定をしているにも関わらず位相がロックしないという特殊な状況なので位相の振る舞いを厳密に議論することは難しいが、これまでの実験との比較をしてみる。2 端子測定で行なわれた実験 [1] では、ピークで位相が π だけジャンプするがピークから離れた場所では位相は変化していない。また 4 端子測定で行なわれた実験 [4] とも異なり、ピークで位相がゆっくり変化したり AB 振幅が消える時にジャンプする、といった振る舞いも見られない。このことから、図 5.12 のような位相変化は Fano 効果が起きている際に特有のものだと考えられる。

理論的な研究では、2 端子測定という条件まで考慮した場合の議論を行なっているものもあるが [21]、共鳴ピークを 1 つしか仮定していないためピークの左右で AB 位相が π 異なっていて実験結果とは矛盾する。またピークの頂点付近で 2 倍周波数の振動が現れると主張する研究があり [22]、実験精度内ではそのような振舞い

は観測されていないが、図 5.12 のセンターゲート電圧 −0.06 V 付近にある共鳴ピークの頂点が磁場に対してジグザグに変化しているのはその兆候ではないかと考えられる。

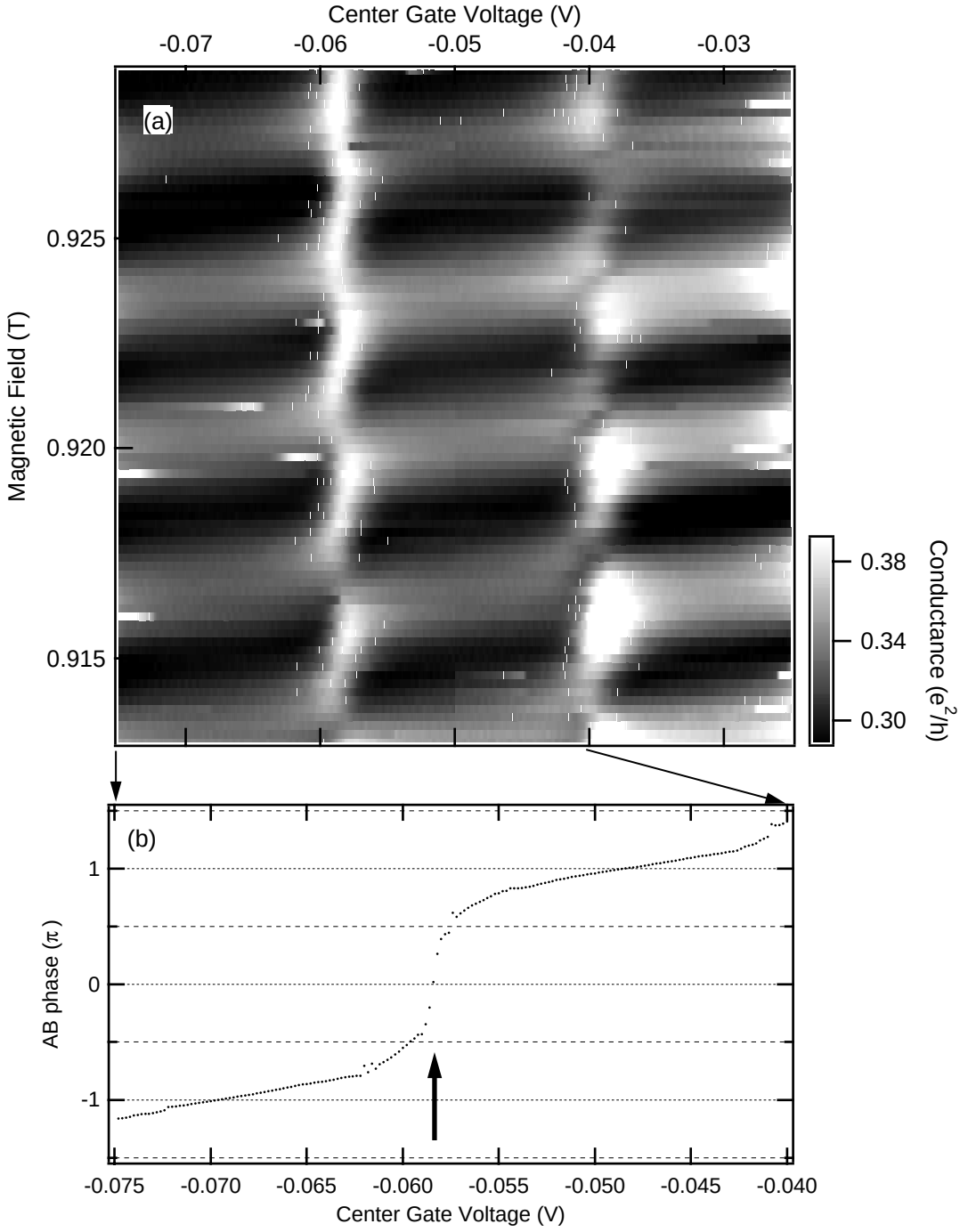

図 5.12: (a) 磁場とセンターゲートに対するコンダクタンスのイメージプロットと (b)AB 位相の変化。矢印はピーク位置を示す。

第6章　総括

以上の結果をまとめる。まず Fano 系の構成要素の 1 つである連続準位、すなわち AB リングの特性を調べた。4 端子抵抗の磁場反転対称性や AB 位相変化などの実験結果は LB 公式で説明でき、またデコヒーレンスがある場合にも適用できるように修正された LB 公式によって非局所測定で見られた大きな AB 振動を定性的に理解できた。しかし、コヒーレンスの割合 $\delta T/T$ やその温度変化の様子からは、非局所測定が明らかにコヒーレンスをよく保っていることがわかり、更に量子デコヒーレンスがほとんど起きていない可能性があることがわかった。この理由として、例えば AB リングにネットな電流が存在しないことでポテンシャル揺らぎが抑制されている可能性や、AB リングが測定端子のような外部環境とデカップルした状態が形成されているという可能性を考えた。

非局所測定によってコヒーレンスが通常の測定よりも保たれることは本研究で初めて明らかになったことであり、デコヒーレンスのメカニズムという観点からも興味深い結果である。

次にもう 1 つの構成要素、離散準位である量子ドットを測定した。この実験は物理的に新しい知見を得るものではなかったが、量子ドットを精度良く測定しその特性を明らかにした。

AB リングに量子ドットを組み込んだ系の測定では、AB リングの腕と量子ドットとの両方を通る伝導路が存在するときに、クーロン振動ピークが非対称で裾を長く引く様子が観測された。これが Fano 効果によるものであることを温度変化や励起スペクトロスコピーによって調べ、Fano 効果の発現には系のコヒーレンスが重要であることを確かめた。

また、試料の制御性を生かして Fano 状態を様々な角度から調査した。AB リングの腕を開閉することで共鳴ピークの非対称性が成長し、またゲート電極が与える位相変調によって非対称性の向きが左右逆転する様が見られた。このようなピーク形状の非対称性の反転は, 磁場を変化させることによっても観測できた。この変化を q パラメータの変化として扱う場合には、q を複素数とすることで磁場の影響を統一的に扱うことができると考えられる。

Fano 状態での AB 位相変化にも着目したところ、谷の部分でゆっくりと π だけ変化し、ピーク部分で鋭くしかし連続的に π だけ変化することがわかった。連続するピークにおいて位相変化は同じであるという、過去の実験と一致する結果を得たが、それ以外の振舞いに関しては一致を見ず、Fano 系特有の位相変化であると考えられる。

Fano 効果は電子散乱、中性子散乱、Raman 散乱など様々な系において普遍的に観測されている物理現象であり、本研究はメゾスコピック系において初めて well-defined な単一サイトの Fano 系を実現したものである。この系には、離散準位の位置、離散準位-連続準位の結合、磁場などの様々なパラメータが制御可能であるという特徴があり、量子ドットと AB リングがもはや不可分な新しい量子構造を実験的に検証した。

謝辞

本研究を遂行し論文をまとめるにあたって多くの方々のお世話になりました。ここに感謝の意を表します。

勝本信吾助教授には、興味深いテーマと恵まれた研究環境を与えていただき、また数々の御指導、御助言を賜わりました。深く敬意を表するとともに心から感謝いたします。

家泰弘教授には、様々な局面で貴重な御助言と御協力を頂きました。心より御礼申し上げます。

小林研介博士、遠藤彰博士には、多くの有益な議論と懇親な御指導を賜わったほか、研究生活のあらゆる面でお世話になりました。心より感謝いたします。橋本義昭氏には、特に実験技術に関する助言と御協力を頂き、深く感謝しております。そして、研究生活を共にし、様々な指導や議論をして下さった家・勝本研究室の皆様にも厚く御礼申し上げます。

参考文献

[1] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Strikman, Phys. Rev. Lett. **74**, 4047 (1995)

[2] S. Katsumoto, and A. Endo, J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 4086 (1996)

[3] E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu, and V. Umansky, Nature **391**, 871 (1998)

[4] R. Schuster, E. Buks, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, and H. Shtrikman, Nature **385**, 417 (1997)

[5] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, T. Fujisawa, J. M. Elzerman, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, Science **289**, 2105 (2000)

[6] C. W. Beenakker, Phys. Rev. B **44**, 1646 (1991)

[7] Y. Aharonov, and D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1963)

[8] U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961)

[9] A. Yeyati, and M. Büttiker, Phys. Rev. B **52**, R14 360 (1995)

[10] A. Yacoby, R. Schuster, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **53**, 9583 (1996)

[11] H. Lee, Phys. Rev. Lett. **82**, 2358 (1999)

[12] M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986)

[13] C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong, C. M. Knoedler, S. E. Laux, J. J. Wainer, and S. Washburn, Surf. Sci. **229**, 307 (1990); G. Cernicchiaro, T. Martin, K. Hasselbach, D. Mailly, and A. Benoit, Phys. Rev. Lett. **79**, 273 (1997); B. Krafft, A. Förster, A. van der Hart, and Th. Schäpers, Physica E **9**, 635 (2001)

[14] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1997)

[15] A. E. Hansen, A. Kristensen, S. Pedersen, C. B. Sørensen, and P. E. Lindelof, Phys. Rev. B **64**, 045327 (2001)

[16] G. Seelig, and M. Büttiker, Phys. Rev. B **64**, 245313 (2001)

[17] J. Göres, D. Goldharver-Gordon, S. Heemeryer, M. A. Kastner, H. Shtrikman, D. Mahalu, and U. Meirav, Phys. Rev. B **62**, 2188 (2000)

[18] A. A. Clerk, X. Waintal, and P. W. Brouwer, Phys. Rev. Lett **86**, 4636 (2001)

[19] W. Hofstetter, J. Köning, and H. Schoeller, Phys. Rev. Lett. **87**, 156803 (2001)

[20] A. van Oudenaarden, M. H. Devoret, Y. V. Nazarov, and J. E. Mooji, Nature **391**, 768 (1998)

[21] O. Entin-Wohlman, A. Aharony, Y. Imry, and Y. Levinson, cond-mat/0109328

[22] C. M. Ryu, and S. Y. Cho, Phys. Rev. B **58**, 3572 (1998)