

## 量子ポイントコンタクト構造における電子波伝導

Electron-Wave Transport in 2DEG System with Quantum-Point-Contacts

齋藤美寿\*・岡田 誠\*・臼杵達哉\*・横山直樹\*

Miyoshi SAITO, Makoto OKADA, Tatsuya USUKI and Naoki YOKOYAMA

point contact 構造におけるバリスティック電子伝導に関して、実験および解析を行った。二つの point contact を直列に配置して、point contact からの電子の射出分布を測定し、分布が injector point contact 中のモード数に依存する結果を得た。この分布測定の問題点として detector 側による電子の反射の影響が指摘されている。そこで point contact 出口側に障壁を置いた素子を用いて、障壁からの反射の影響を調べる実験を行った。その結果、point contact の conductance に反射の影響と考えられている振動現象が観測された。

## 1. はじめに

メソスコピックな電子系は、サンプルの大きさ、電子の位相干渉長  $L\phi$ 、および平均自由行程  $L_e$  の関係より、いくつかの領域に分類できる。バリスティック領域では、サンプルの大きさが  $L\phi$  と  $L_e$  の関係に関して  $L\phi$  と  $L_e$  が同程度であるか、あるいは  $L\phi$  が  $L_e$  よりも大きい。この領域は、化合物半導体による高移動度の二次元電子ガスの実現および微細加工技術の進展の結果として、人工的に形成できるようになった。このバリスティック領域の特長としては、平均自由行程がサンプル長よりも大きいために人工的なサンプルの形状そのものが電子伝導に大きな影響を与えることがある。また位相干渉長がサンプル長よりも長いため電子伝導に電子の波動性が拡散の影響を受けない形で現われてくる。この領域に属する構造の一つとして point contact 構造がある。われわれはこの point contact 構造を、バリスティック領域の現象を利用する将来の電子デバイスの key element と位置づけ、この構造を有する系についての研究を行っている。本稿ではわれわれの行っている研究を中心に、point contact 構造を有するバリスティック領域における電子伝導について述べる。

## 2. point contact

point contact<sup>1),2)</sup>とは二次元電子ガス上のスプリットしたゲート電極から延びる空乏領域によって挟まれた擬一次元チャンネルのことである。この擬一次元チャンネルのチャンネル長は電子の平均自由行程より短い。すなわちこの系はバリスティック領域に相当する。

point contact に関する現象としてコンダクタンスの

\* (株)富士通研究所

量子化が知られており、Point Contact のコンダクタンスが  $2e^2/h$  ごとに量子化されるものである<sup>1),2)</sup>。この現象はコンダクタンスがチャンネル内の電気伝導に寄与する波動関数のモード数に比例することにより説明できる。これは、電子の波動性による現象の一つである。

## 3. point contact からの電子の射出分布

Molenkemp らの実験<sup>3)</sup>と同様な方法で、われわれは point contact から射出した電子の分布を調べた<sup>4),5)</sup>。用いた素子は、電子伝導領域内に接続した二つの point contact を有する (図1の挿入図)。この素子と同じウエハ上の Van der Pauw 型 Hall 素子から求めたシートキャリア濃度 ( $N_s$ ) は  $3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、移動度は  $300,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  である。また、これらから見積られる平均自由行程は  $2.9 \mu\text{m}$  である。実験では一方の point contact (injector PC) から電子を注入し、他方の point contact (detector PC) を通過する電流 (コレクタ電流) を測定した。injector PC に印加される電圧を約  $10 \mu\text{V}$  としており、 $kT > eV$  を満たす領域で定電流測定している。二つの point contact のあいだの距離が電子の平均自由行程より大きいので、injector PC までバリスティック (弾道的) に、伝導することになる。

この時、二次元電子ガスに対して垂直に磁場を印加し、コレクタ電流を磁場の関係として求めることにより、point contact から射出された電子の分布が測定できる。バリスティックに電子の磁場による古典的な円弧軌道を仮定すれば、磁場の関数として求めた電流値分布が point contact から電子の射出分布になると期待できるからである。磁場の関数としての測定と電子の射出分布との関係の波動的な扱いに関しては後述する。

図1に磁場に対するコレクタ電流を示す。図1(a)にお

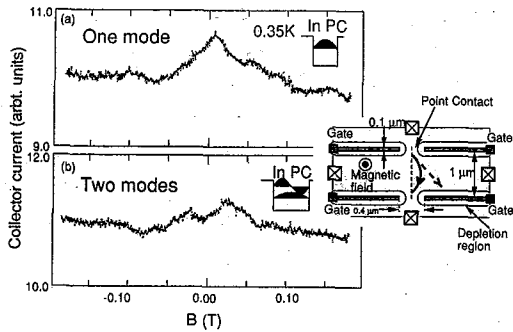


図1 detector point contact に流れる電流. injector PC からの電子の出射分布に相当する. (a)は injector PC のモード数が1つの時 (b)は injector PC のモード数が2つの時. 挿入図は電子の出射分布の測定に用いた素子の模式図(数字はデザイン上の値).

いては injector PC のモード数が1個の時, (b)においては injector PC 内のモード数が2個の時である. このとき injector PC 内のモード数は injector PC のゲート電圧を変えることによりコントロールしている. 結果は分布がモード数により異なることを示している. すなわち, モード数が1個のときはシングルピーク, モード数2個のときはダブルピークとなっている.

detector が存在しない系において, この実験を再現する計算結果が Kawamura ら<sup>6)</sup>, Okiji ら<sup>7)</sup>, われわれのグループ<sup>8), 8)</sup>によってなされている. これらの計算において, 出射分布は, 細線または point contact の出口でのモード数に依存するという結果が得られている. また, その分布形状は, 細線中あるいは出口での電子の波動関数の分布形状は, 細線中あるいは出口での電子の波動関数の分布形状と同じになる. すなわちモード数1のときシングルピーク, モード数2のときダブルピークとなる結果である.

このうちわれわれの計算方法および結果を示す<sup>8)</sup>. われわれの方法では計算を解析的に行なっているので, 直感的に現象を理解しやすい点の特徴である. まず, point contact の出口に磁場の効果を弱磁場近似として取り入れた電子の波動関数をおく, この波動関数をグリーン関数によって半平面中を伝播させる. この半平面は injector split gate および point contact の出口を境界として有する系である (境界を図2中の破線で示す). グリーン関数は弱磁場近似を用いて表し, 境界の影響を磁場中における鏡像法をもちいて導入している. この方法は出射する波動関数の分布形状, 磁場および鏡像の影響をのぞけば光学における回折と類似の計算法となる. なお, この実験における印加磁場の大きさは弱磁場近似が使える範囲内である.

図2以下の計算で用いた座標系を示す. 出口における波動関数はモード数が1のときには,  $y$  方向に関して基底

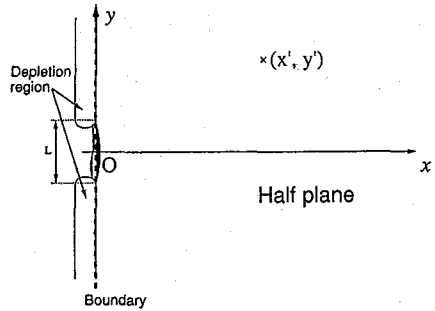


図2 出射分布の analytic な計算に用いた座標系.

準位を表現する関数と  $x$  方向に関して平面波の積とする. モード数2のときには, 上記のモード1の波動関数とモード2の波動関数の和とする. ここで, モード数2の波動関数は,  $y$  方向に関して最低励起状態を表現する関数と  $x$  方向に関して平面波の積とする. この時半平面の任意の点  $(x', y')$  における波動関数は

$$\Psi(x', y') = \frac{\hbar}{2m^*} \int_{-L/2}^{L/2} \Psi_B(0, y) \frac{\partial G_D^+}{\partial x} \Big|_{x=0} dy \quad (1)$$

ここでは  $G_D^+$  は Dirichlet の境界条件を満たすグリーン関数であり, 弱磁場近似と鏡像法を用いると

$$G_D^+(x', y'; x, y) = e^{i\theta(x', y'; x, y)} G^F(x', y'; x, y) - e^{-i\theta(x', y'; x, y)} G^F(x', y'; x, y) \quad (2)$$

と表される.  $G^F$  は自由粒子のグリーン関数である.  $\theta_1, \theta_2$  は次式で表される.

$$\theta_1(x', y'; x, y) = -\frac{e}{\hbar} \int_{C_1} \vec{A}(\vec{R}) \cdot \vec{u}_i(\vec{R}) dt \quad (3a)$$

$$\theta_2(x', y'; x, y) = -\frac{e}{\hbar} \int_{C_2} \vec{A}(\vec{R}) \cdot \vec{u}_i(\vec{R}) ds \quad (3b)$$

ここで,  $\vec{A}(\vec{R})$  は点  $\vec{R}$  におけるベクトルポテンシャル,  $\vec{R}$  は  $C_1, C_2$  上の点, そして  $\vec{u}_{i,s}(\vec{R})$  磁場のない場合のグリーン関数の  $\vec{R}$  における勾配の単位ベクトルである. 積分経路  $C_1, C_2$  は図4中で示す.

また  $\Psi_B(0, y)$  は point contact の出口で波動関数であり, 磁場の効果を位相因子として近似的に導入する.

$$\Psi_B(0, y) = \Psi_0(0, y) \exp[i\theta_3(y)] \quad (4)$$

ここで

$$\theta_3(y) = -\frac{e}{\hbar} \int_0^y \vec{A}(0, y_1) dy_1 \quad (5)$$

と表せる.

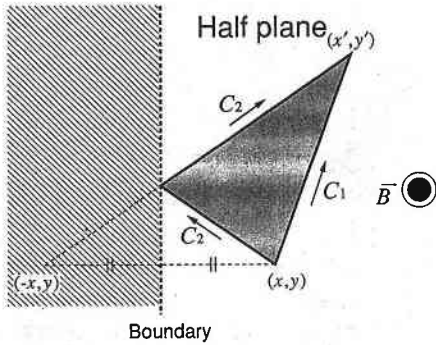


図 3 境界が存在する系において、弱磁場中のグリーン関数を求めるための積分経路。

実験と同様に、二次元電子ガスに対して垂直に一樣磁場  $B$  が印加されている場合を考える。この状況は実験に対応している。この時、式(1), (2), (4)より、半平面上の任意の点  $(x', y')$  における波動関数は次式のように導かれる。ただし点  $(x', y')$  と point contact の出口の中心との距離が point contact の出口幅より十分に大きい場合である。

$$\Psi(x', y') \approx - \left[ \frac{k}{2\pi} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \frac{x'}{\rho_0} e^{-i(k\rho_0 + \theta_0)} \int_{-L/2}^{L/2} \Psi_0(0, y) \exp \left[ -ik \frac{y}{\rho_0} \left[ y' - \frac{e\rho_0 x'}{2\hbar k} B \right] \right] dy \quad (6)$$

ここで、 $k$  は Fermi 波数、 $\theta_0$  は point contact の出口の中心から点  $(x', y')$  を結ぶ線分を積分を積分経路とするベクトルポテンシャルについて線積分である。また  $\rho_0$  はその線分の長さである。この結果は波動関数が座標  $y'$  と磁場  $B$  (正確には出射角と磁場  $B$ ) の線形結合の関数となることを表している。従って電子強度  $I$  は

$$I \left( y' - \frac{e\rho_0 x'}{2\hbar k} B \right) \quad (7)$$

と表すことができる。

式(7)はたとえば以下のことを意味している。すなわち  $y' = 0$  の点 (われわれの実験の場合における detector の位置に相当する) において磁場の関数として表した強度  $I[f(B)]$  は  $B = 0$  において位置  $y'$  の関数として表した強度  $I(y')$  と同等となる。したがって、波動形式で表した場合でも磁場による測定が電子の分布の測定に対応していることになる。

式(6)または(7)を用いて、われわれの実験条件での電子の強度分布を示したものが図 4 である。(a)は point contact の出口でのモード数が 1 のときで分布がシングルピークとなる。一方(b)はモード数 2 のときであり、分布がダブルピークとなる。これらの結果の分布形状は実験結果と定性的に一致する。

この方法を用いて、電子の Fermi 波長を固定した場合において、いくつかの point contact の出口幅に対して行なった電子分布の計算結果を図 5 に示す。一方 point contact の出口幅を一定にした場合において、いくつかの Fermi 波長に対して行なった計算結果を図 6 に示す。この時 point contact 中のモード数を 1 として計算を行っている。図 5, 6 に示されるように、(point contact の出口幅/Fermi 波長) が大きくなるにつれて、電子の分布が収束していくことが分かる。これはコリメーション効果<sup>3)</sup>の表出と考えられる。

Fermi 波長が決める point contact のパラメータは point contact 中のモード数である。逆にいうとモード数が 1 に定められ、高次モードが point contact を通過しない場合には、Fermi 波長は point contact の中心部分の幅のオーダーを与える。たとえば、Fermi 波長を固定したときには、point contact の中心部分の幅は固定される。この場合に出口幅を大きくしていけば、中心部分の幅の比が大きくなる。この時の分布は図 5 に示すように

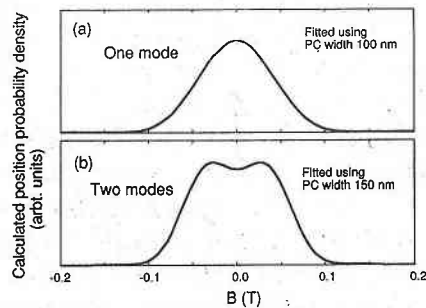


図 4 (a) injector PC 中のモード数が 1 の時、detector PC の位置における電子の存在確率密度。(b) injector PC 中のモード数が 2 の時、detector PC の位置における電子の存在確率密度。ここで injector PC と detector PC の距離は  $1 \mu\text{m}$ 、Fermi 波数は  $1.48 \times 10^8 \text{m}^{-1}$ 。

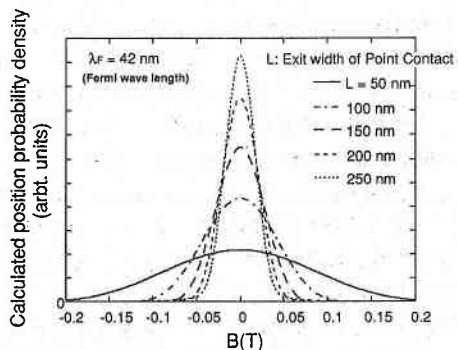


図 5 磁場の関数としての電子の存在確率密度。ここでは point contact の出口幅を変化させている。その値は 50, 100, 150, 200, 250 nm である。Fermi 波長は 42nm、injector PC と detector PC の距離は  $1 \mu\text{m}$  であり、injector PC 内のモード数は 1 である。

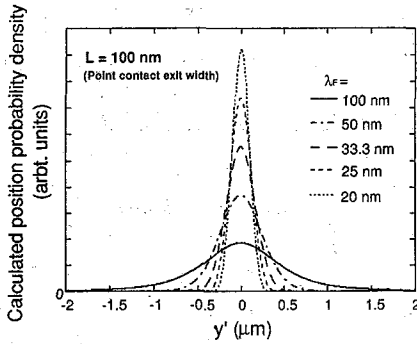


図6 detector側のsplit gate上の点 $y'$ の関数としての電子の存在確率密度, ここではFermi波長を変化させている. injector PCの出口幅は100 nm, injector PCとdetector PCの距離は1  $\mu\text{m}$ であり, injector PC内のモード数は1である.

収束していく. また, モード数を一定とした場合にFermi波長を小さくしていくと, point contactの中心部分の幅も小さくならぬと考えられる. この時に出口部分の幅を固定した場合には, 図6に示すように, 電子の分布がやはり収束してくる. このことから電子分布の収束の仕方は, point contactの中心部分の幅とpoint contactの出口部分の幅の比でできると考えることができる(ここではpoint contact中は波動関数がpoint contactの中心部分での分析形状を維持しながら, 出口まで断熱的に拡がりながら伝播して行くモデルを採用している).

以上の計算は, 一つのpoint contactを有する系に対する計算である. しかし実験で用いた素子の場合には, detectorとして用いたもう一つのpoint contactが存する. したがって, より実験に即した結果を得るためには, 計算においてもdetector側の影響を考慮する必要があると考えられる. detector側を考慮した計算はAndoによってなされている<sup>9)</sup>. Andoの計算によると図7に引用するように, 温度によるエネルギーのボケを考慮した場合, われわれの実験結果を大まかに再現する結果を与えている. しかし複雑なピーク構造も含んだものとなっている.(われわれの実験温度の10倍すなわち約3 Kにおける計算結果では複雑なピーク構造は消えてしまい, このときはシングルピーク, ダブルピークの分布になることを示している.) これらの複雑なピーク構造は, detector等の境界による反射によって引き起こされる干渉の効果であり, この効果が分布測定において無視できないことを指摘している.

われわれのグループでは, 前述した解析的な計算のほかに, より現実に即した複雑な形状を持つ系において物理量を求めることが可能な数値計算を行っている. この数値計算法はconformal交換<sup>10)</sup>, カップルドチャネル法<sup>7)</sup>およびモードマッチング法のそれぞれの利点を利用し組

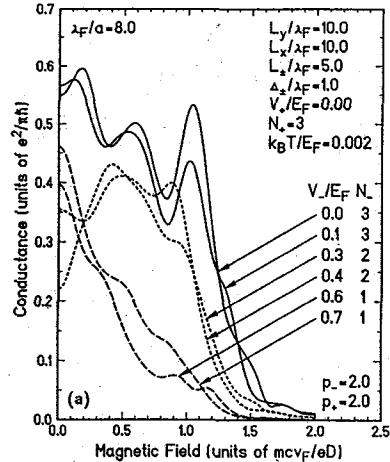


図7 Andoによる, 二つのpoint contactにわたるconductanceの計算結果の一例(文献9による). 図中の右の1, 2, 3はinjector PC内モード数.

み合わせたものである<sup>11)</sup>. また, この数値計算では磁場の効果も容易に取り入れられる. これにより電子の透過確率を求め, Langauer公式から透過確率を用いてコンダクタンス等を求める方法である. この方法を用いてシリーズのpoint contactの実験に対応する計算を行った. Andoにより指摘されている反射の影響をできるだけ抑えるためにdetector split gateの形状に角度をつけ, detector PCの幅をinjector PCよりも十分に広くしている. その結果を図8に示す. injector PC中の2ndモードに起因したダブルピークが0.06 T付近に現われている<sup>11)</sup>. 今後実際の素子において, 反射の効果を低減できるような形状の最適化を図り実験的に検証していく.

ここで不純物の効果について言及しておく. Cummingは直列に接続した二つのpoint contactの間に1個の不純物があることを仮定して説明を行っている実験結果を与えており, この系においては, 少数の不純物が電子伝導に影響を与える可能性があることを示唆している<sup>12)</sup>. 彼らの実験においては, モード数による分布の変化が見えなかったことを指摘している. 一方Eugsterらは他の形状の素子において, このパリスティック系での不純物の影響について調べており, 不純物の有無によりこの系に現われる現象が大きく影響を受け, そのため素子間のばらつきが非常に大きいことを指摘している<sup>13)</sup>.

#### 4. point contactのコンダクタンスにおける反射障壁の影響

##### 4-1 実験について

反射による干渉効果については, Smithらが相対する

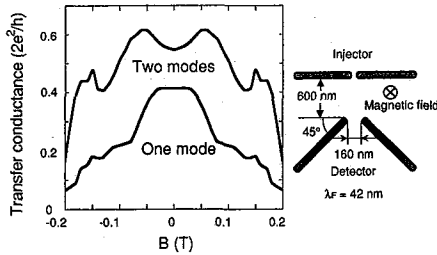


図 8 われわれのグループによる、二つの point contact にわたる conductance の計算結果. 反射の効果を低減するために detector split gate を斜に配置している. 挿入図は計算で用いた形状を示す.

二つの reflector gate を持った Fabri-Perot 型電子干渉素子を用いて調べている<sup>14)</sup>. また Hirayama らは Smith らと同じ topology の素子ではあるが、近接する二本の細線の間の一部が開いている素子を用いて subband depopulation による振動現象を観測している<sup>15)</sup>, または Eugster らはポイントコンタクトの間にポイントコンタクトを二分するゲート電極を挿入した素子を用いて、片方の一次元領域からそのゲート電極によって形成されるポテンシャルをトンネルして二次元領域に流れる電流を調べることで、一次元領域のサブバンドに関係するトンネル電流の振動を観測している<sup>16)</sup>.

われわれは、電子分布の測定で用いたような大きさの系で、Ando に指摘されるような反射による干渉効果があるのか、その効果がある場合にはどのくらい測定に現われるのかを、実験的に調べるために、図 9 に示す素子を用いて反射の影響についての測定を行なった.

使用した素子の構造は電子分布の測定に用いた素子中の detector PC 形成用の split gate を障壁形成用の reflector gate に置き換えたものである. この系の大きさは分布の測定で用いた素子とほぼ同程度である. 図 9 に示した素子と同じウエハ上に形成した Van der Pauw 型 Hall 素子を用いて測定した  $N_s$  は  $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , 移動度は  $420,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  である. これらから見積られる平均自由行程は  $3.9 \mu\text{m}$ , Fermi 波長は  $45 \text{ nm}$  となる.

split gate 電圧 ( $V_g\text{-sp}$ ) を固定して reflector gate 電圧 ( $V_g\text{-reflector}$ ) を変化させたときの point contact の抵抗値  $R_{pc}$  ( $=V_{3,8 \rightarrow 2}/I_{4,7 \rightarrow 1}$ ) を図 10 に示す. また, 図 11 に split gate と reflector gate に挟まれた領域のコンダクタンス  $G$  ( $=I_{8 \rightarrow 4}/V_{7 \rightarrow 3}$ ) を示す.

図 10 中に挿入した矢印は, 図 11 に示した split gate と reflector gate に挟まれた領域の 0T における量子化コンダクタンスのプラトーの始まりのゲート電圧値をプロットしなおしたものである. この矢印の位置と振動はほぼ一致している. 図 10 中の破線は同じ日に時間をおいて測定したものである (ただしこの時, 低温状態を維持している). 抵抗値は変化しているが振動のピークの位置お

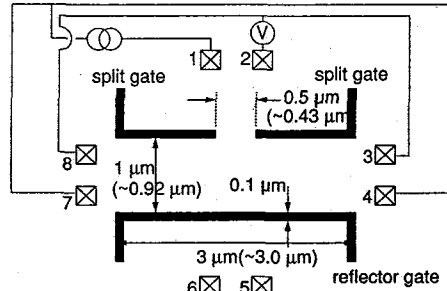


図 9 detector 側に於ける反射の効果を調べる為に用いた素子の模式図, 挿入した長さはデザイン上のデータ, 括弧内は SEM より求めた長さ, 配線も挿入している.

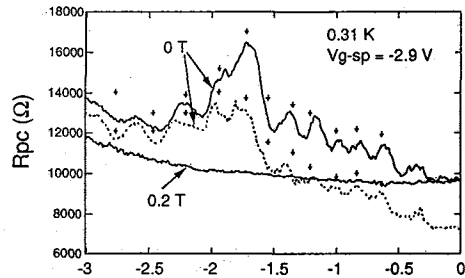


図 10 sample A による, split gate に対する印加電圧を  $V_g\text{-sp} = -2.9 \text{ V}$  に固定して,  $V_g\text{-reflector}$  を変化させたときの point contact の抵抗値  $R_{pc}$ . ただし,  $R_{pc} = V_{3,8 \rightarrow 2}/I_{4,7 \rightarrow 1}$ . ここで  $V_{3,8 \rightarrow 2}$  は端子 3 及び 8 と端子 2 の間に於ける電圧,  $I_{4,7 \rightarrow 1}$  は端子 4 及び 7 から端子 1 に流している電流を表す. 破線は時間経過した時のデータ.

よび周期は再現されている. また, 図 11 にしめされる  $R_{pc}$  の抵抗の変化と, 図 11 に示される  $G$  を抵抗で見たときの変化の大きさを比べた場合, 図 10 の変化がはるかに大きいことを示しており,  $R_{pc}$  が split gate と reflector gate に挟まれた領域で生ずる抵抗変化を直接見ているわけではないと考えられる.

図 10 に示すように  $R_{pc}$  の振動は磁場を印加するにつれて減衰し  $0.2 \text{ T}$  では完全に消失する. 一方, 図 12 に示すように split gate と reflector gate に挟まれた領域におけるコンダクタンスに関しては  $0.2 \text{ T}$  においても  $0 \text{ T}$  と同様に量子化が見られる. この時, この量子化のプラトーのゲート電圧にたいする位置の変化は少ない. したがって split gate と reflector gate に挟まれた領域全体の電子サブバンドの状態には磁場による変化が少ない.

split gate と reflector gate に挟まれた領域のコンダクタンスの量子化準位の数, および図 9 に示す素子における SdH 振動から求めた  $N_s$  (reflector gate 電圧により変調される) を用いて split gate-reflector 間の距離を見積った. その距離は  $V_g\text{-reflector} = V_{th}$  のときは約  $0.4 \mu\text{m}$ , その後ゲート電圧を負に印加していくと徐々に狭まり  $V_g\text{-reflector} = -3 \text{ V}$  においては約  $0.2 \mu\text{m}$  とな

る<sup>17)</sup>。

Hall 素子から求めた  $N_s$  を用いて計算される電子のサイクロトロン半径は 0.2 T に於いて  $0.46 \mu\text{m}$  となる。また図 9 の素子において SdH 振動から求めた  $N_s$  から計算されるサイクロトロン半径は、たとえば  $V_g\text{-reflector} = -2.9\text{V}$  の時に約  $0.35 \mu\text{m}$  となる。このことから印加磁場が 0.2 T であるときのサイクロトロン半径は、 $V_g\text{-reflector} = 0\text{V}$ ,  $V_g\text{-sp} = -2.9\text{V}$  の場合には最大でも  $0.46 \mu\text{m}$  である。gate 電圧を負に印加するとともに  $N_s$  が減衰するので、電子の運動エネルギーも減衰し、たとえば  $V_g\text{-reflector} = -2.7\text{V}$ ,  $V_g\text{-sp} = -2.9\text{V}$  では約  $0.35 \mu\text{m}$  となる。先に見積った split gate-reflector 間の距離と比較すれば、0.2 T においては、split gate-reflector 間の距離がサイクロトロン半径よりも小さいことになる。(ここで  $R_{pc}$ ,  $G$  の測定においては  $V_g\text{-sp} = -2.9\text{V}$  に固定している)

したがって、この弱磁場の領域では split gate のエッジを伝わるような skipping orbit は起こりえないと考えられる。すなわち skipping orbit のようなエッジ電流により振動が減衰することは強磁場の極限に起こる可能性はあるが、この実験の磁場領域では可能性が少ないと考えられる。式(6)に示したように弱磁場における磁場と位置の関係があるので、このような古典的なサイクロトロン半径による見積りも許される。したがって、サイクロトロン半径と point contact-reflector 間の距離の関係から、磁場を印加したときでも、point contact-reflector を通過する電子は reflector gate まで電子は到達していると考えられる。また、ショットキーゲート電極で形成された空乏化領域は電子を鏡面的に反射することが知られており<sup>18)</sup>、このことから reflector に到達した電子は鏡面にあたったように反射されることが予想される。

$R_{pc}$  の振動が split gate と reflector gate に挟まれた領

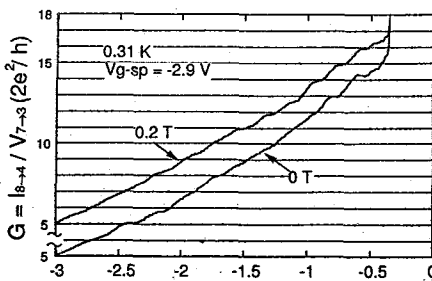


図11 sample A による, split gate に対する印加電圧を  $V_g\text{-sp} = -2.9\text{V}$  に固定して,  $V_g\text{-reflector}$  を変化させたときの split gate と reflector gate で挟まれる領域のコンダクタンス  $G$ , ここで,  $G = I_{8-4} / V_{7-3}$ ,  $I_{8-4}$  は端子 8 から端子 4 に流している電流,  $V_{7-3}$  は端子 7 と端子 3 の間の電圧値である。ただし定電流測定によって抵抗を求め、シリーズ抵抗を差し引いたのちコンダクタンスに直したものである。

域の量子コンダクタンスが関係することからポイントコンタクトの近傍にある不純物の影響の可能性も少ない。また、量子化コンダクタンスが観測されることから、この実験の場合の point contact-reflector 間の距離で電子の波動性が現われていることを示唆している。

同じ素子で室温で約一か月間保存し再び測定したところ、振動の大きさは減衰し周期も若干ずれているがほぼ同様な振動現象を得ることができた。一方、図12に異なる素子 (sample B) による同様の実験結果を示す。やはり reflector gate 電圧にたいして point contact の抵抗値に現われる。図中に示した立て線も同様に量子化コンダクタンスに対応したプロットである (ただし素子では図11に示したもほどの量子化が現われないため、sample A ほどは対応が取れていないが) やはりピークの相関は見られる。複数の素子でも同様な振動が見られることから、 $R_{pc}$  の振動が不純物に拠るものでないとわれわれは考えている。複数の素子で split-gate-reflector で挟まれた領域の量子化コンダクタンスとこれらの振動現象とが関係することから、これらの振動は split gate-reflector で挟まれた領域の一次元サブバンド (or 波動的に言うともード) と関係して生ずると考えられる。

図13に初めの素子 (sample A) について、 $R_{pc}$  の印加電流依存性を示す。電流の増大と共に振動が消失していくことがわかる。これは注入される電子のエネルギーの拡がりにより、波長の大きさにも拡がりが生ずるためである。また、これらの振動は温度上昇と共に減衰しほぼ 6 K で消失する。これらの電流増大および温度上昇による振動の減衰からも、 $R_{pc}$  の振動が電子の波動性による現われるものと考えられる。

図14に数値計算による結果の一例を示す<sup>11)</sup>。数値計算手法は前述のものである。この計算の場合には Fermi 波長を 42 nm に固定し point contact と reflector gate の距離を変化させたときの point contact の抵抗を求めたものである。図に示すように抵抗に  $1/2$  Fermi 波長周期

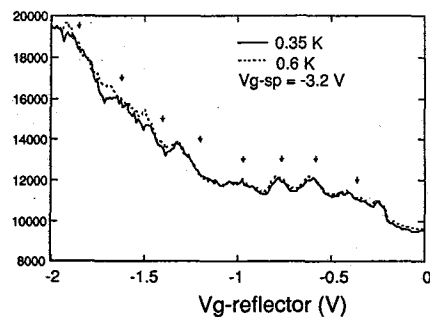


図12 sample B による, split gate に対する印加電圧を  $V_g\text{-sp} = -3.2\text{V}$  に固定して,  $V_g\text{-reflector}$  を変化させたときの point contact の抵抗値  $R_{pc}$ 。実線は 0.35K, 破線は 0.6K に於けるデータ。

の振動が見られる。また、磁場を0.2 T印加すると減衰する結果が得られており実験に対応した結果となっている。

4-2 反射障壁の影響についてまとめと議論

reflector gate に印加する電圧  $V_g$ -reflector に対して point contact の抵抗 ( $R_{pc}$ ) に振動が現われる。この振動は不純物の影響によるとは考えにくく、split gate-reflector で挟まれた領域のモード (or 一次元サブバンド) に関係していると考えられる。

また、この振動は印加電流の増大、温度上昇と共に減衰することから、波動性に起因すると考えられる。磁場を印加していくに連れて振動が減衰し0.2 T においては消失する。このような振る舞いは電子シュミレーションでも見られている。

磁場を印加したことによって split gate-reflector で挟まれた領域での量子化コンダクタンスの各ステップのゲート電圧に対する位置はそれほど変化しない。すなわち磁場が印加されても一次元サブバンドは存在している。これは split gate-reflector で挟まれた領域にサブバンドが存在しているにもかかわらず、弱磁場の印加による減衰は生じるということの意味している。

この実験での磁場の大きさおよび point Contact-

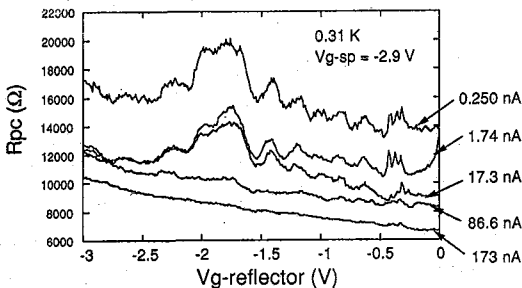


図13 sample A による、point contact における振動の印加電流依存性。図内内の電流値は AC 電流の実効値。split gate に対する印加電圧を  $V_g$ -sp = -2.9V。測定温度は0.31K である。

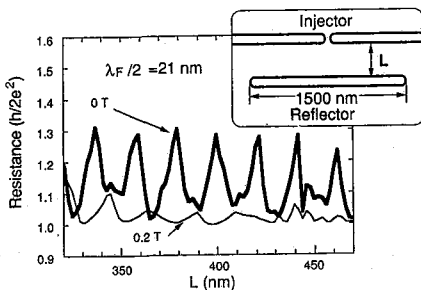


図14 point contact と反射障壁がある系に於ける、数値計算による point contact の抵抗値。横軸は split gate と reflector gate の距離、縦軸は  $h/2e^2$  で規格化した抵抗値。挿入図は計算で用いた形状を示す。

reflector 間の距離を考慮すると、ゲート電極のエッジを伝わるような skipping orbit は考えにくい。したがって skipping orbit あるいはエッジ電流に関して振動が減衰するという可能性は小さいと考えられる。

また、同様に磁場と距離の関係から、実験における磁場の大きさでは point contact を通過した電子は reflector に到達するという結果が得られる。また、このとき、到達した電子はゲート電極のまわりの空乏化領域によって反射されると考えられる<sup>18)</sup>。

われわれは、この  $R_{pc}$  について振動現象を現在のところ次のように考えている。split gate-reflector で挟まれた領域に量子コンダクタンスが見られることから、この split gate-reflector 間の路離においては電子の波動性が保たれていると考えられる。したがって、point contact を通過した電子による split gate-reflector 間での反射による干渉効果により、reflector を固定端とした定住波の電子の分布が生じると考えれば、この振動を説明できる。すなわち split gate-reflector 間の距離を変化させることによって、point contact をコリメートされながら通過した電子と split gate-reflector で挟まれた領域におけるモードとのマッチングが周期的に変化し、その結果として振動が生じると考えることができる。

弱い磁場の印加による振動の減衰については、磁場を印加することにより point contact-reflector 間で定住波の電子の分布が生じなくなるために振動が現われなくなると考えれば説明できる。すなわち弱い磁場の印加により、point contact を通過した電子の軌道が曲げられ、reflector で反射された電子が point contact にもどることができなくなる状態になる。この時には split gate-reflector 間において定住波が生じなくなると考えられるからである。したがって、Ando が指摘するように、電子分布の測定で用いたような大きさの系では反射の効果が無視できないとわれわれは考えている。

この実験に関してさらに詳細に詰めるべきことがいくつかある。たとえば、split gate-reflector で挟まれた領域の量子化コンダクタンスから、point contact-reflector 間の路離を見積っているが、この量子化が鮮明でないことである。この距離について今後正確に調べていく。 $R_{pc}$  の振動のピーク、バレーと point contact-reflector 間の距離あるいは split gate-reflector で挟まれた領域の量子コンダクタンスとの関係についても詳細に調べていく。また、温度依存性、過剰電圧評価も可能から行っていく。そして、これらを踏まえてこの振動について調べていく。

5. ま と め

本小論において量子ポイントコンタクト構造における電子伝導に関するわれわれの実験および計算結果を中心

に述べた。

二個の point contact を直列に配置した素子を用いての、point contact からの電子の出射分布の実験について述べた。また、この実験を再現する解析的な計算について述べ、特に磁場と位置の関係およびコリメーション効果についても述べた。この実験の問題点の一つである。反射の効果を調べるために、数値計算を行った。今後このような数値計算により反射の効果を低減できる素子構造について検討していく。

上記の反射による効果が分布測定で用いた大きさの素子で現われるかを調べるための実験についても述べた。point contact と reflector gate を有する素子を用いて実験を行い、point contact-reflector 間の距離を変化させると point contact の抵抗に振動が現われる結果を得た。また、この振動は弱磁場で減衰するものであることから反射の効果が大きいことについても述べた。この実験結果と同様な振る舞いをする数値計算結果も得られた。今後この実験についてもさらに検討していく。

(1992年12月16日受理)

#### 参考文献

- 1) B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhove, D. vander Marel, and C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett, 60, 848 (1988)
- 2) D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, J. Phys. C21, L209 (1988)
- 3) L. W. Molenkamp, A. A. M. String, C. W. J. Beenakker, R. Eppenga, C. E. Timmering, J. G. Williamson, C. J. P. M. Harnans, and C. J. Foxon, Phys. Rev. B41, 1274 (1990)
- 4) M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, K. Kosemura, T. Nagata, H. Ishiwari, and N. Yokoyama, Suppl. Microstruct. 10, 493 (1991); M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, P. E. Schmidt, K. Kosemura, and N. Yokoyama, Semicond. Sci. Technol. 7, B223 (1992)
- 5) 斎藤美寿, 岡田誠, 高津求, 横山直樹, 電学論 C, 110, 749 (1990)
- 6) Kiyoshi Kawamura, Tuyoshi Ueta, and Hiroyuki Sawano, Jpn. J. Appl. Phys. 31, 317 (1992)
- 7) Ayao Okiji, Hideaki Kasai, and Atsunobu Nakamura, Prog. Theor. Phys. Suppl. 1062 209 (1991)
- 8) Miyoshi Saito, Motomu Takatsu, Makoto Okada, and Naoki Yokoyama, Phys. Rev. B46, 13220 (1992)
- 9) T. Ando, Phys. Rev. B44, 8017 (1991)
- 10) A. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. 58, 372 (1989)
- 11) T. Usuki, M. Takatsu, M. Okada, M. Saito, and N. Yokoyama, to be published in 1992 IEEE International Electron Device Meeting Tecnical Digest
- 12) D. R. S. Cumming, H. Ahmed, and T. J. Thornton, Appl. Phys. Lett. 60, 2755(1992)
- 13) C. C. Eugester, J. A. del Alamo, M. R. Melloch, and M. J. Rooks, II B-2,50th annual Device Research Conference Digest
- 14) C. G. Smith, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, R. Newbury, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, J. Rhy. Condens. Matter 1, 9035 (1989)
- 15) Y. Hirayama, A. D. Wieck, T. Bever, K. von Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. B46, 4035 (1989)
- 16) Cristopher C. Eugster, Jesus. A. del alamo, Phys. Rev. Lett. 67, 3586 (1991)
- 17) ただしこの距離は単純に予想される距離よりは短く、今後詳細な検討が必要と考えている。単純な見積とは以下のものである。たとえば point contact のモード数が 1 の時には point contact 部分でのチャネル幅は Fermi 波長の半分程度と考えられる。したがって、point contact の最狭部の幅は約 20 nm 程度と見積られる。一方 point contact の幅は SEM 観察により約 0.43  $\mu\text{m}$  である。(ただしこの距離に関しては素子間に多少のばらつきがある) この時には split gate の先端部分での空乏化領域の伸びはおよそ 0.2  $\mu\text{m}$  となる。もし空乏化領域の伸び方が split gate 電極のすべての部分で同じなら、 $V_g$ -reflector =  $V_{th}$  の場合には split gate-reflector 間の距離は約 0.7  $\mu\text{m}$  (=0.9-0.2) になると見積られる。
- 18) H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. L. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B39, 8556 (1989)