

論文内容の要旨

論文題目：Electron Transport of Antidot Systems in the Quantum Hall Regime
(量子ホール領域におけるアンチドット系の電子輸送)

氏名：加藤 雅紀

近年の半導体微細加工技術の発展により、電子を GaAs/AlGaAs 半導体ヘテロ界面に閉じ込めた二次元電子系を作製できるようになった。二次元電子系はその次元性に特有の様々な現象を示し、二次元面に垂直な磁場をかけた際に整数量子ホール効果や分数量子ホール効果が観測されることは特に有名である。量子ホール効果は系中に含まれる局在ポテンシャルの影響を強く受けるため、試料中の電子の局在状態は量子ホール効果を調べる上で多くの関心を集めてきた。また、整数量子ホール効果は電子間相互作用を無視した一電子描像でこれまで説明されてきたが、最近になってクーロン相互作用やスピン偏極の重要性が示唆され、理論・実験共に更なる研究が望まれている。

二次元電子系にポテンシャル変調を加えたアンチドット系は、以上のような量子ホール効果の研究対象として注目されている。量子ホール状態において、ポテンシャルの山に当たるアンチドットの周りに電子は局在し、エッジ（一電子）状態を形成する。このため、アンチドット系での電子の振る舞いを調べることで、二次元電子系における局在状態の情報を得ることができる。

アンチドット周りに局在した電子は、アンチドットを貫く磁束に対応した Aharonov-Bohm (AB) 位相を持ち、その情報は外側のバルク状態へのトンネル現象を介して磁気抵抗として取り出すことができる。このアンチドット系において観測される磁場に周期的な ($\Delta B = h/eS$ 、 S はアンチドットの面積) 磁気抵抗振動は AB (型) 振動と呼ばれ、アンチドット周りに局在した電子状態を反映した現象として考えられている。我々は、この AB 型振動に注目し、振動の観測及び起源の解明、そして AB 型振動から量子ホール領域での電子相関やスピン (ゼーマン) 効果について知見を得ることを目的として研究を行った。

本研究では、GaAs/AlGaAs 基板の表面を削ってアンチドットを作製し、それを周期的に並べたアンチドット格子 (図 1(a)) と金電極の間に挟んだ single アンチドット試料 (図 1(b)) を使用した。系の一様性が重要な場合は格子試料、アンチドット一つの振る舞いを調べる場合は single 試料の電気伝導を希釈冷凍器 (~ 30 mK) を用いて垂直磁場下で測定し、主に以下の 3 つの結果を得た。

アンチドット格子における AB 型振動の観測

まず、測定手段となる量子ホール領域での AB 型振動の振る舞いをアンチドット格子において調べ、その起源を明らかにした。アンチドット格子における AB 型振動は、これまで主に低磁場領域 (0 T 付近) で調べられ、高磁場領域においてはほとんど調べられていない。この理由として、アンチドットの大きさにバラつきがあると振動が消えてしまい観測されにくいことが考えられる。そこで我々は、大きさを揃えた少数アンチドット格子を用いて高磁場での実験を行った。

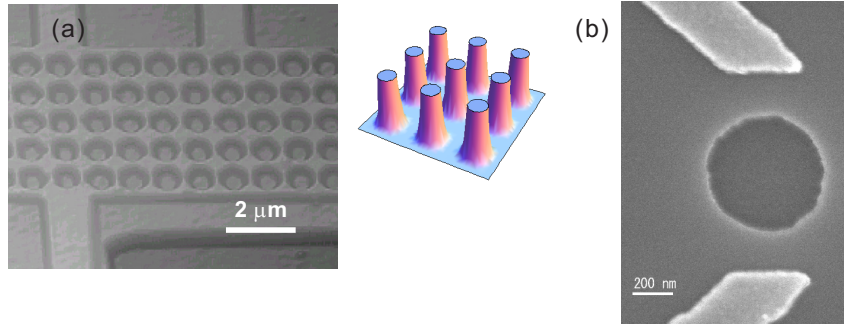


図 1: (a) アンチドット格子の AFM 画像と 2 次元電子が感じるポテンシャルの概念図。(b) アンチドット一つをゲート電極で挟んだ single アンチドット試料の SEM 画像。明るい所が Au-Ti サイドゲート。

図 2(a) は 5×5 正方格子における対角及びホール抵抗率の磁場依存性を表しており、図中の α (低磁場領域)、 β (量子ホールプラトー間遷移領域) の領域では、単位格子及びアンチドット一つの面積に対応した AB 型振動がそれぞれ観測された。磁場周期の変化から、低磁場で電子が格子中をバリスティックに動き回る状況から、磁場が増えるにつれて電子が各々のアンチドットに巻きついていき、量子ホール状態ではエッジ状態を形成する様子を確認できた。また、量子ホール領域における AB 型振動は温度と共に減衰し、図 2(b) にあるような Dingle 関数でフィットすることができた。これにより AB 型振動はシュブニコフ・ド・ハース振動と同様に系の状態密度を反映していると考えられる。試料に取り付けたフロントゲートに電圧 V_g を印加して 2 次元電子のフェルミ面の位置を変えながら実験を行うことで、我々はこの AB 型振動がアンチドット 1 つの周りに形成される一電子状態によってエネルギー状態密度にできる微細構造を反映していることを明らかにした。

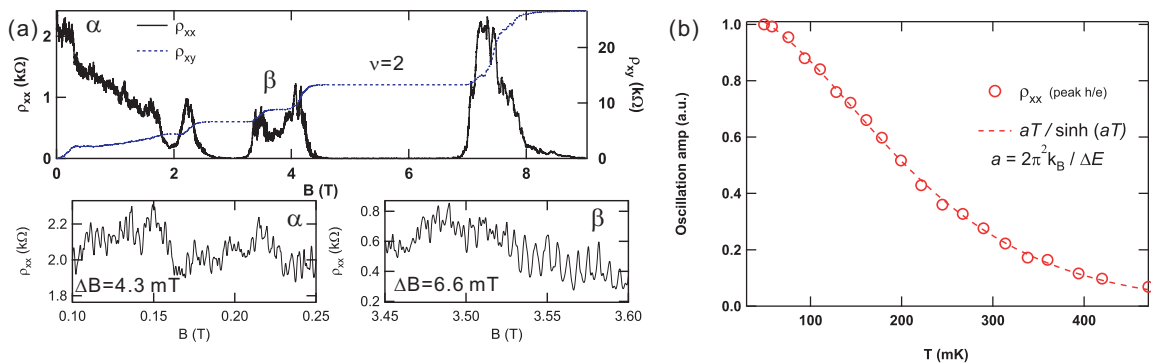


図 2: (a) アンチドット格子 (周期 $a = 1 \mu\text{m}$, 半径 $r = 350 \text{ nm}$) における対角抵抗率 ρ_{xx} とホール抵抗率 ρ_{xy} の磁場依存性、及び α 、 β での ρ_{xx} の拡大図。 ρ_{xx} には周期的な振動が見られ、その周期は、 $\alpha: \Delta B \simeq h/ea^2$ 、 $\beta: \Delta B \simeq h/e\pi r^{*2}$ ($r^* = 450 \text{ nm}$ は電子の追い出し領域を考慮した実効半径) にそれぞれ一致した。(b) 量子ホール領域における AB 型振動の振幅の温度依存性。丸印は実験値、点線は Dingle 関数によるフィット。

量子ホール領域におけるスクリーニング効果

次に、量子ホール領域で観測された AB 型振動を用いて、我々はアンチドット周りのエッジ状態のポテンシャルの傾きを求め、電子間相互作用によるスクリーニング効果について議論した。

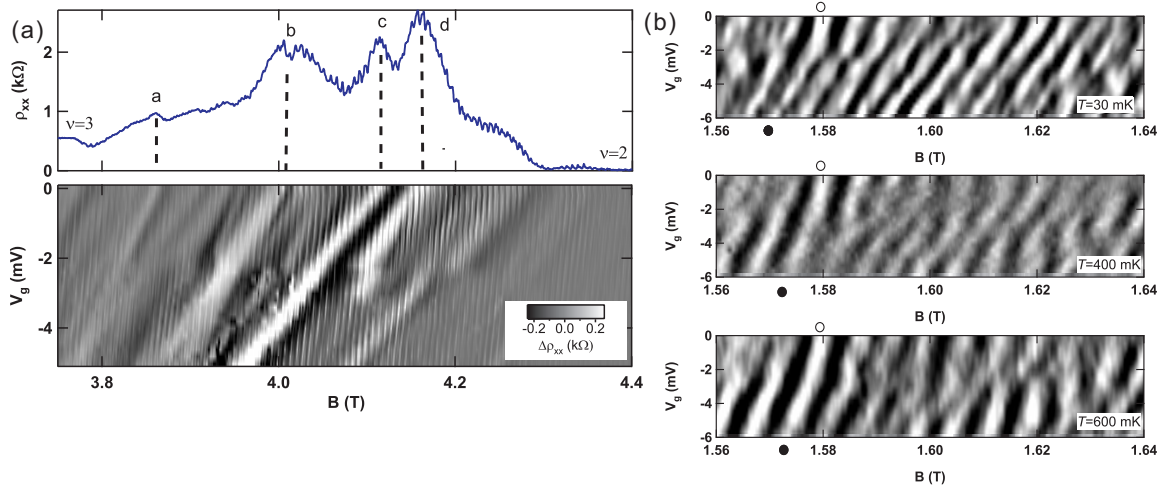


図 3: (a) 5×5 正方格子の $\nu = 2 - 3$ における対角抵抗率とその振動成分を B - V_g 平面にプロットしたもの。a-d にある非周期的な抵抗揺らぎの上に周期的な AB 型振動が現れている。この二つの振動は B - V_g 平面における傾きの変化から区別することができる。(b) $\nu = 6$ 付近での AB 型振動が作る縞構造の温度変化。明るい所が抵抗の高い所（ピーク）を表している。図中の白丸・黒丸は $V_g = 0, -6$ mV におけるピーク位置。

図 3(a) は $\nu = 2 - 3$ における対角抵抗率の様子とその振動成分を磁場とゲート電圧に対してプロットしたものである。これを見ると AB 型振動は B - V_g 平面上に縞構造を作ることがわかる。今、アンチドット周りに局在した電子は整数本の磁束量子を囲むように ($B\pi r^{*2} = \text{constant}$) 量子化され、一電子状態を作る。 B - V_g 平面で振動が作る縞上を微小に動くことを考えると、この移動において磁束量子の変化は無いので次式が成り立つ。

$$\frac{\Delta V_g}{\Delta B} = -\frac{r^*}{2B} \left(\frac{dE}{dr} \right)_{r^*} \left(\frac{\Delta E_F}{\Delta V_g} \right)^{-1}. \quad (1)$$

式 (1) より、縞構造の傾き $\Delta V_g/\Delta B$ とそこでの周期から求めた電子の実効的な軌道半径 r^* から、我々はアンチドット周りのポテンシャル勾配 $|dE/dr|$ が $\sim 10^5$ eV/m という値になることを得た。これは生のポテンシャルから予想される値よりも 1 桁程度小さいものであった。

このことはスクリーニング効果によってフェルミ面近傍のポテンシャルが緩やかになっていることを示唆している。逆に考えると、ポテンシャル勾配から 2 次元電子のスクリーニング効果を調べることができる。図 3(b) は $\nu = 6$ 付近における AB 型振動の作る縞構造を表しており、温度が高くなるにつれて B - V_g 平面における傾きは急になっている。図 4(a) は各磁場位置におけるポテンシャル勾配の温度変化をプロットしたもので、どの磁場位置でも温度が高くなるにつれてポテンシャルの傾きは図 4(b) のように急になっている。これは、量子ホール領域において電子のスクリーニング効果が温度上昇と共に弱まる様子を直接的に示唆した初めての実験結果である。

$\nu = 2$ 付近における AB 型振動とゼーマン効果

最後に、スピン分離したエッジ状態が 1 本ずつアンチドットの周りに局在している $\nu = 2$ 量子ホール状態近傍において AB(型) 振動のゼーマンエネルギー依存性を調べ、アンチドット周りに作られる電子状態について議論した。我々は single アンチドット試料を用いた傾斜磁場の実験を初めて行った。試料を磁場中で傾けることで、垂直磁場成分 B_{\perp} を一定に保ちながら全磁場 B を変えることができ、アンチドットに関していえば、他のエネルギースケールを変えずにゼーマンエネルギーだけを变化させることが可能になった。

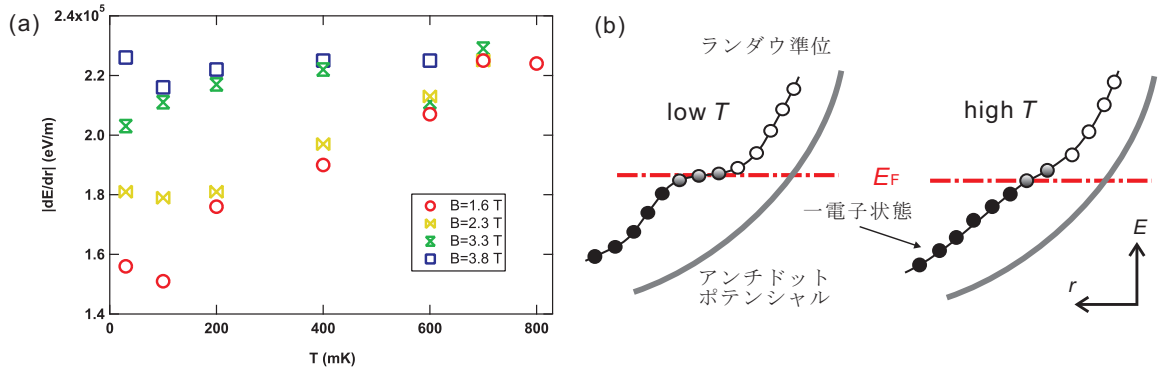


図 4: (a) 各磁場位置におけるポテンシャル勾配の温度依存性。(b) 低温 (左) 及び高温 (右) 時に於いて、フェルミ面 (E_F) 近傍でアンチドット周りに形成されるランダウ準位の模式図。丸印は一電子状態を表し、黒色・白色・灰色は電子の占有・非占有・部分的な占有状態を示している。

図 5(a) は $\nu = 2$ の低磁場側において観測されたコンダクタンス G のピーク構造と、試料に DC バイアス V_{SD} を印加した時に得られる微分コンダクタンス (ダイヤモンド構造: dG/dV_{SD} vs $B-V_{SD}$) の様子を表している。各試料回転角 θ においてダイヤモンドから求めたエネルギーを全磁場に対してプロットしたところ、図 5(b) のような結果を得た。低磁場側 (上図) が強い全磁場依存性を示すのに対し、高磁場側 (下図) は回転角を変えても大きな違いを示さなかった。これは、 $\nu = 2$ の低磁場側における AB(型) 振動はスピン分離したエッジ状態が作る一電子描像で説明できるのに対し、 $\nu = 2$ のランダウ準位が非局在化を始める高磁場側では、ゼーマンエネルギーが顕には現れず、一電子描像が成り立たないことを示唆している。さらに我々は、 $\nu = 2$ の高磁場側において、ゼーマンエネルギーによってエッジチャンネル間の距離が変化する様子を観測することができた。

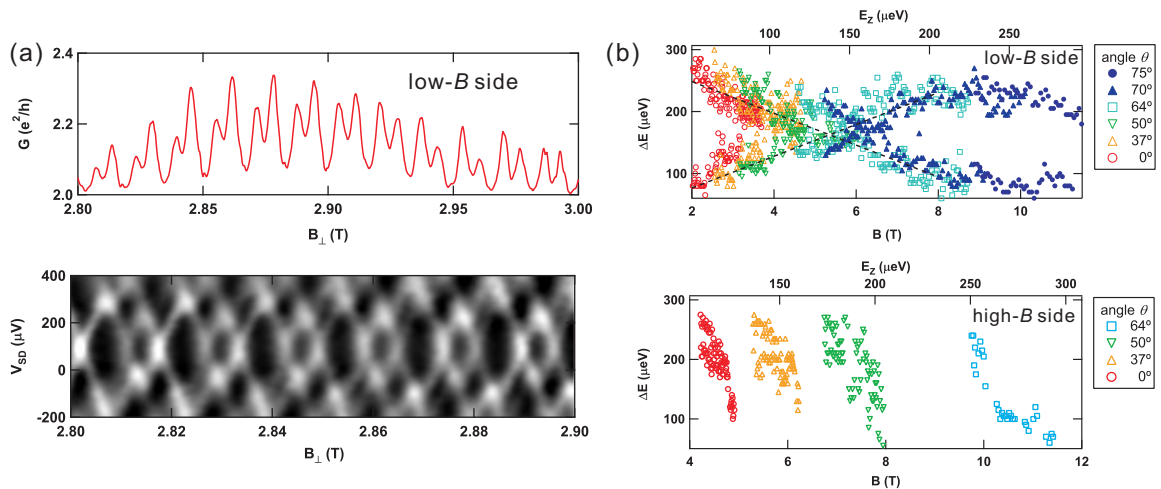


図 5: (a)(上図)single アンチドット試料における $\nu = 2$ 付近 (低磁場側) でのコンダクタンス G の磁場依存性。(下図) 上図の振動成分を B_{\perp} 、 V_{SD} に対してプロットした時に見られるダイヤモンド構造。白色部は G の大きな所 (ピーク) を表している。(b) $\nu = 2$ の低磁場側 (上図) と高磁場側 (下図) において、試料を磁場に対して角度 θ で傾けた時のダイヤモンドの高さから求めたエネルギー間隔を全磁場 B (ゼーマンエネルギー E_Z) に対してプロットしたもの。上図の直線フィット (破線) から求めた g 因子はバルクの GaAs と同じ値になった。