

論文内容の要旨

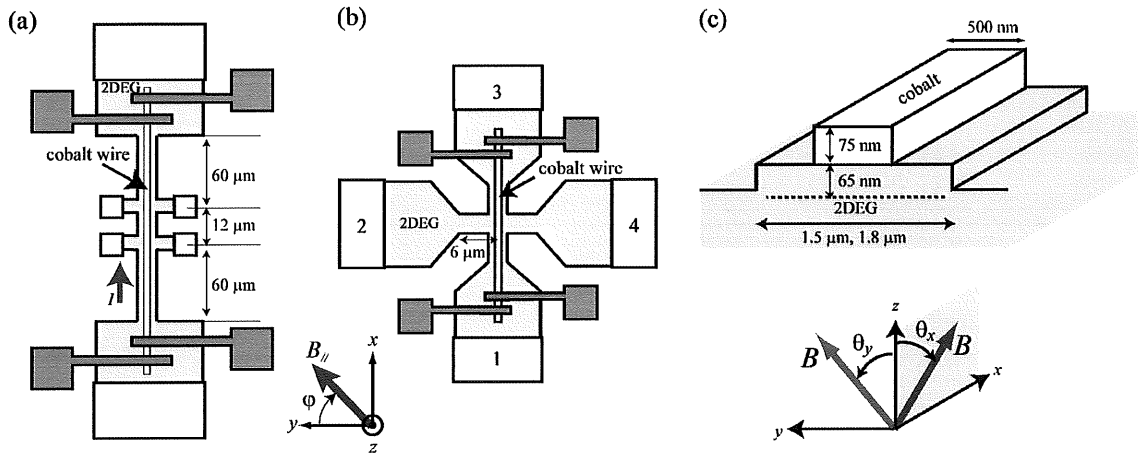
論文題目 Electron Transport under Gradient Magnetic Field
in Mesoscopic Ferromagnet / Semiconductor 2DEG
Hybrid Structures

(微小磁性体/半導体二次元電子系複合構造における
勾配磁場中の電子輸送)

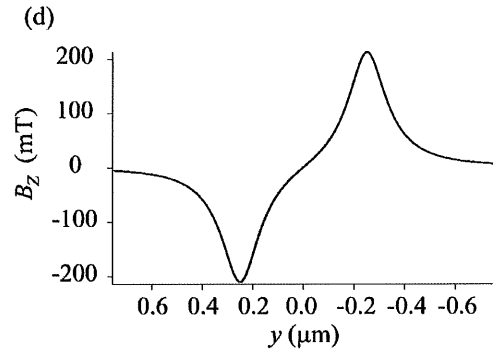
氏名 原 正大

近年における半導体成長及び微細加工技術の目覚ましい進歩は、サブミクロンスケールの構造を人工的に実現、制御することを可能とし、その舞台であるメソスコピック系では新奇な物理現象の発現が期待される。最近では半導体二次元電子系の平均自由行程はミリメートルのオーダーに達するものも存在する。電子線描画による微細加工の技術を用いて作成した量子ドットや量子細線といった微小な閉じ込め構造では、低温において興味深い量子効果が顕わとなり、近年数多くの研究がなされている。このようなメソスコピック構造の制御の手法としてはエッチングやゲート電極による静電的制御によるものが主流であるが、最近、微小磁性体の漏れ磁場を利用した空間変調磁場による制御が注目を集めている。極めて散乱の少ない二次元電子系では、電子の運動はバリスティック（弾道的）であり、局所的な漏れ磁場による影響を強く受ける。微小磁性体/半導体二次元電子系複合構造は新奇な磁気輸送現象の舞台のみならず、将来のデバイスへの応用も期待される系である。

本論文は微小磁性体の漏れ磁場による制御を用いて、二次元電子系細線試料における磁場勾配を持つ磁場中の電子輸送に関する研究を述べたものである。勾配磁場は一様磁場の場合とは異なる形で系の時間反転対称性を破る。この研究において目指したことは、単に空間変調磁場中のバリスティックな電子の運動を反映した半古典的な現象のみならず、量子論的な効果による現象の観測である。4つの異なる物理的な視点から実験を行い、それぞれの現象において空間変調磁場の効果に関する考察を行った。



上図(a)(b)のような二種類の構造を作成した。まず、二次元電子系をエッチングにより細線に加工しそのチャンネル中央の基板表面に磁性体（コバルト）細線を配置する。外部磁場を様々な向きに印加して磁性体の磁化の向きを変化させることで、直下に存在する二次元電子系に生じる漏れ磁場の大きさやプロファイルを制御することができる。ここで、二次元面に水平な磁場の伝導への寄与は無視できるので、漏れ磁場の z 成分だけを考えればよい。 y 方向に磁化の向きを揃えると、右図(d)のような 0.2 T 程度の正負の磁場をもつ勾配磁場をチャンネル中に導入することができる。一方、 x 方向に磁化させると、空間変調磁場を消すことができる。二次元電子系細線と同時に磁性体細線の抵抗も測定し、異方性磁気抵抗効果から磁性体の磁化過程の情報が得られるように工夫した。



(1) 異方性伝導効果

二次元電子系細線の幅が平均自由行程（数ミクロン程度）より小さくなると境界における散乱が抵抗に大きく寄与してくる。鏡面的な散乱であればチャンネル方向の運動量は保存するので抵抗へは寄与しないが、一般的にはある程度拡散的に散乱され（細線の作成方法にもよる）境界散乱による抵抗が生じる。DC バイアス電流を印加するとホットエレクトロン効果によりチャンネル中の電子温度が上昇し、電子—電子散乱が頻繁に起こるようになる。この際、細線の抵抗は当初増加するが、それは電子—電子散乱によりチャンネル中央付近を伝播していた電子が境界方向へ曲げられ、拡散的な境界散乱を受けるようになるためである。さらにバイアス電流を増やすと、頻繁に起こる電子—電子散乱により境界へ到達する確率が減少するため、逆に抵抗は減少する。そこで二次元電子系細線に図(d)のようなプロファイルをもつ勾配磁場を導入して同様な実験を行った。勾配磁場はチャンネル方向に対して対称性を破っており、古典的な描像ではチャンネル中央付近に正負の磁場に交互に跳ね返

されて伝播する snake 軌道が存在する。また、その伝播する向きは磁場勾配の向きに依っている。一方、境界付近には境界散乱を次々と受けながら snake 軌道とは逆向きに伝播する電子が存在する。snake 軌道に沿った向きに DC バイアス電流を印加すると、逆向きの場合に比べて、抵抗が減少する振る舞いを観測した。チャンネル中央付近の snake 軌道に束縛された電子は多少の電子—電子散乱では、境界付近に到達せず拡散的な境界散乱が抑制されるのに対して、逆向きに運動する電子は境界散乱が助長される。これにより、抵抗はバイアス電流の向きにより有意な差を生じる。

(2) パリステティック効果

図(b)に示すようなマイクロスケールの十字路構造では、電子は散乱を受けずに弾道的に他の電極へ透過するので、ホール抵抗の消失や曲がり抵抗（例えば2から3に電流を流し、1と4の電位差を測る）が負の値を示すなど、一見特異な振る舞いを示す。しかし、これらの振る舞いはそれぞれの電極間の透過率を古典的なビリヤードモデルで計算し、Landauer-Büttiker 公式に当てはめる事で理解される。この系は先述の snake 軌道の効果や磁気バリア（局所的な磁場により電子の軌道が曲げられる）の効果をより直接的に観測することのできる格好の系である。先程と同様に図(d)のような勾配磁場を十字路構造中に導入すると、負の曲がり抵抗は磁場勾配の向きによって、一方では負の方向へさらに助長され、また他方では抑制されて正の値へと変化した。また空間変調磁場をまたぐ二端子抵抗（電極2—4間）は変調磁場の大きさとともに増加した。以上の振る舞いを理解するためにビリヤードモデルにより透過率のシミュレーションを行った。図(d)のような勾配磁場中では、snake 軌道は図(b)の電極1から3に伝播するため、1から3への透過率は増加する。一方、逆向きの3から1へは減少する。また、電極2及び4から放射された電子は十字路構造中の磁気バリアにより電極1の方へ曲げられ、直進の透過率は減少する。求めた透過率を Landauer-Büttiker 公式により抵抗に換算し、実験で観測した振る舞いをほぼ再現できた。

(3) 普遍的コンダクタンス揺らぎ

二次元電子系細線の長さが位相緩和長（電子の波動関数の位相が保たれる距離）程度になると、磁場及びフェルミエネルギーの変化に対して、再現性のある抵抗揺らぎを生じる。コンダクタンスの揺らぎの二乗平均は試料のサイズや不純物配置に依らず e^2/h 程度と普遍的な値をとる。この普遍的コンダクタンス揺らぎは Al'tshuler-Lee-Stone らにより理論的に予測され、拡散的な金属細線においても観測されている。絶対零度におけるコンダクタンス揺らぎの大きさは位相緩和長とサンプル長さの比および、系のユニバーサルティークラスによって決まる。磁場により系の時間反転対称性が破れるとゼロ磁場の値に比べて揺らぎの大きさは減少する。これはダイアグラムの手法では cooperon の寄与が磁場により抑制されることに対応する。一様磁場の場合と同様に図(d)のような勾配磁場の変化に対して

も再現性のあるコンダクタンス揺らぎを観測した。一様磁場の場合と勾配磁場の場合を比較すると、より低温で揺らぎの大きさに変化が生じた。勾配磁場は場所によって正負の磁場を持ちそれを囲むようなパスを貫く磁束は正負でキャンセルしゼロ付近で揺らぐ。**cooperon** の寄与はパスを貫く磁束が量子磁束より十分大きくなると抑制されるが、このような状況では **cooperon** もコンダクタンス揺らぎに寄与するため、勾配磁場による抵抗揺らぎがより低温で大きくなったと考えられる。

(4) 量子ホール効果

整数量子ホール効果は、強磁場下二次元電子系で観測され、ホール抵抗が h/e^2 の単位で量子化され、縦抵抗がゼロになる現象であるが、その本質は非局在状態がランダムポテンシャルにより広がった **Landau** 準位の中心のみに存在し、その周りの状態は全て局在していることにある。エッジチャンネル描像ではネットの電流は試料の端付近の電子状態が担っており、それぞれの端を逆向きに伝播するエッジ状態が十分隔離されると、後方散乱が抑制され抵抗はゼロになる。ところが、フェルミエネルギーが **Landau** 準位の中心をよぎるとバルクの非局在状態を介して逆向きに後方散乱され、有限の抵抗を生じる。そこで磁性体の漏れ磁場を利用してチャンネルの中央付近に磁場の空間的な揺らぎを導入した。空間変調磁場は磁気長に比べてゆっくり変化しているので、**Landau** 準位は各々の場所で外部磁場による一様成分と漏れ磁場による空間変調成分の和で決まる。そのため、非局在状態はバルク全体には広がらず、チャンネルの中央付近の磁気構造にブロックされる。空間変調磁場は、いわば、非局在状態の磁気バリアとして働く。そのため、量子ホール遷移領域の有限抵抗は変調磁場の弱い場合に比べて強く抑制される。また、温度上昇とともに磁気バリアをまたいだ遷移が可能となるため、熱活性的に抵抗は増加する。