

論文題目

Electric Field Effect and Quantum Effect on Magnetoresistance
Angular Effects in Low-Dimensional Conductors

(低次元導体における角度依存磁気抵抗振動の電場効果と量子効果)

氏名 小林 夏野

本論文は以下のような内容になっている。

1. 擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗振動の量子効果
2. 擬 1 次元導体の磁気抵抗角度効果の電場効果

それぞれの要旨はそれぞれ以下で示すとおりである。

1. 擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗振動の量子効果

本研究の目的 1

一般に用いられている半古典論的描像が破綻する強磁場領域における角度依存磁気抵抗振動の振る舞いを実験、理論的に調べ量子論的描像を用いて全体を包括的に説明する。

擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗効果

擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗振動(Angular-dependent MagnetoResistance Oscillations, AMRO)は半古典論的描像で説明されている。Yamaji 振動とピーク効果の 2 つが角度効果として知られており、それぞれがフェルミ面上の電子軌道効果として説明されている。一般的に擬 2 次元電子系における層間磁気抵抗は

$$\sigma_{zz} = \frac{2t^2 cm^* e^2}{\pi \hbar^4} \tau J_0^2(ck_F \tan \theta) \quad (1)$$

と現される。角度 θ は伝導面の法線方向からの傾きとして定義される。層間のトランスファ一積分は t 、層間の距離は c とする。ベッセル関数 $J_0(x)$ は x が大きい時に $x = (N-1/4)$ に零点を持つことから層間伝導が振動的な構造を持つ。これが、Yamaji 振動であり、ピークが現れる Yamaji 条件は式(2)のように書ける。

$$ck_F \tan \theta = \pi(N-1/4). \quad (2)$$

擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗振動の半古典論描像の破れ

半導体超格子を用いた擬 2 次元導体の角度依存磁気抵抗振動の実験において高磁場側で Yamaji 条件から AMRO がずれる振る舞いが観測された。また、磁場を伝導面に平行に印加した場合の層間磁気抵抗に極小構造が現れることが観測され、これは電子軌道の層間閉じ込めによって説明されたが、実際には層間閉じ込め磁場とは一致しなかった。

半導体超格子試料における AMRO

実験は磁場印加角度を変化させながら磁場掃引し、磁気抵抗を測定した。高磁場側での AMRO のピークの位置が Yamaji 条件からずれていく様子を観測した。このような Yamaji 条件からのずれが起こるのはこの試料の次のような特性によると考えられる。半導体超格子を用いた擬 2 次元導体試料は有機物などの結晶に比べるとキャリア数が小さいためにフェルミ面が小さい。このため、通常の実験においても観測可能な磁場範囲において、ラン

ランダウ準位が小さい指数の量子極限に入る。このような量子極限に入った場合、通常半古典論的描像のフェルミ面がランダウチューブに分裂するためにフェルミ面上を走る電子軌道を考えることができなくなる。この状況は半古典論的描像で用いた電子準位数が無限大に近いという近似が破綻していることに対応する。この量子極限近傍においては、電子のエネルギー準位がランダウ準位に分裂したエネルギー Spektrum を用いて考えた量子論的描像を用いて考えなくてはならない。量子論的描像では磁場中の電子がランダウ準位を持ったときの系のエネルギー分散を考えて伝導度を求める。

量子論的描像を用いた場合の AMRO

ランダウサブバンドを形成する磁場中電子を考えた場合、層間抵抗におけるピークの位置は Yamaji 条件から外れ、それぞれのランダウ準位ごとに異なる条件を持ち、切り替わる構造を持つ。

量子論的描像における層間抵抗はそれぞれの電子の波動関数の重なりを考えて求められる。つまり同じ電子分散を持った層が距離 c だけ離れて連なっている系を考え、各層の電子の波動関数の重なりを考えることになる。磁場の伝導面平行成分は層間を動く電子の面内の波動関数の中心座標を移す効果を持っている。この中心座標のずれた波動関数間の重なりを考えればよい。このとき AMRO の層間抵抗のピークが現れる位置は、各層間の波動関数が直交する磁場方位として理解できる。

AMRO のピークを与える磁場方位では、半古典論的描像においてはフェルミ面上の電子軌道の形がすべて等しくなるために層間方向における分散がなくなり、磁気抵抗にピークが現れる。量子論的描像と半古典論的描像のどちらにおいても AMRO のピークが現れる磁場方位においては層間の伝導が足し合わせて零になることとして理解できる。

磁場に対する層間伝導度を考えたとき、ランダウ準位が大きい磁場領域では AMRO は Yamaji 条件に一致し、半古典論と同じ結果を与える。つまり現在まで考えられてきた磁場領域では半古典論の近似が成り立つ。

面平行磁場下における極小構造

量子論的描像において電子の波動関数の重なりが大きいところでは、層間の伝導が良くなり磁気抵抗が減少する。伝導面内に磁場が印加された場合、2層間の波動関数の重なりは零磁場では全体が重なっているために大きい。磁場が印加されていくと波動関数がずれていくために重なりが小さくなり、磁気抵抗が増大する。傾きが大きくなると、波動関数の山の部分の重なりが現れて伝導が良くなるが、磁場を強くしていくと最後には波動関数の大きさよりも中心座標のずれが大きくなって重なりがなくなる。このときの層間磁気抵抗は増加する。これが画面内磁場印加時に見られた極小構造の起源である。

実験結果

GaAs/AlGaAs 超格子構造を用いた擬 2 次元電子系において定常磁場下で回転ホルダを用いて実験を行った結果、次のような結果を得た。①高磁場領域においては AMRO のピークが Yamaji 条件から外れることを観測した。このときのピークの位置は、量子論的描像を用

いて計算した結果を再現した。②面平行磁場印加時に見られる極小構造を傾斜磁場下でも観測し、その振る舞いが量子論的描像を用いた計算による予測をよく再現することを確かめた。

2. 擬1次元導体の磁気抵抗角度効果の電場効果

擬1次元電子系に与える層間電場の効果

擬1次元導体の電子がすべてx方向にフェルミ速度で走っていると仮定し、座標軸を伝導面がxy面に一致するようにとる。層間方向、z方向に電場が印加されたときに電子が電場より受ける力はy方向に印加された磁場より受ける力と等しい。

このときの電場は有効磁場として次のように書き換えることができる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{v}_F \times \mathbf{B}_{eff} \quad (3)$$

もちろん、磁場も同様に電場として書き換えることができるが、係数として光速の2乗が分母にかかるためにこの場合は無視することができる。ここで最初の仮定として電子の速度をx方向としたことと、電場の印加方向はz方向としたために、有効磁場はy方向成分を持つ。このときに擬1次元系では2枚の開いたフェルミ面を持ち、電子速度はそれぞれのフェルミ面で反対の符号を持つ。つまり電子にとっての有効磁場は2枚のフェルミ面で反対の符号を持つことになる。擬1次元導体の磁気抵抗角度効果は磁場の伝導鎖に対する角度で起こる現象であるので、層間電場を印加することによって有効磁場が印加されたことと等しくなり、角度効果が起こる磁場方位が変化する。このときの有効磁場の符号が上記のようにフェルミ面毎に異なっているため、角度効果は2つの異なる磁場方位において起こる。

Lebed 共鳴時の電場効果

擬1次元導体の磁気抵抗角度効果は Lebed 共鳴、Danner-Chaikin 振動、第三角度効果の3つが知られている。本研究ではこのうちの Lebed 共鳴が起こる磁場方位における層間電場効果を調べた。上記のように電子の運動する方向をx方向、伝導面をxy面、層間方向をz方向とすると、Lebed 共鳴の観測される磁場方位は伝導鎖に垂直なyz面で回転させたときである。このときそれぞれの磁場成分の比が、式(4)を満たすときに層間方向に伝導が増大し磁気伝導度にピーク、磁気抵抗に極小構造が現れる。これが Lebed 共鳴である。

$$\frac{B_y}{B_z} = \tan \theta = p \frac{b}{c} \quad (4)$$

電場が印加されたときの Lebed 共鳴条件は有効磁場の成分がy方向であることから有効磁場をそれぞれ $\mathbf{B}_{eff} = (0, \pm B_{eff}, 0)$ として式(5)のように変化する。

$$\frac{B_y \pm B_{eff}}{B_z} = p \frac{b}{c} \quad (5)$$

一般磁場方位における層間磁気伝導に対する電場効果

擬1次元導体の層間伝導度の一般式を層間電場を入れた場合に考える。求めた式を伝導面

内でプロットしてみると Lebed 共鳴のピークが電場を印加することによって 2 つに分裂している様子が見られた。

パルス電場を用いた実験

強電場をフェルミ面を持つような金属的な導体に印加するために実験はパルス電場を用いて行った。ヒーティングチェックを行い、パルス幅は 100 μsec 以下、Duty Ratio は 1/3000 で測定を行った。パルスジェネレーターから発生させた電場を試料と標準抵抗を直列につないだものに印加し、試料の層両端と抵抗の両端に現れた電圧をデジタイザに差動入力を取り込んで測定を行った。試料に現れた電圧で電子系に印加された電場を求め、抵抗の両端に現れた電圧で系に流れた電流を求めた。

有機擬 1 次元導体の測定結果

実験に用いた試料は有機導体の $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ である。この物質は層間抵抗が高く、きれいな Lebed 共鳴が現れることが知られている。この物質にパルス電場を印加したときに、強電場を印加するにつれて層間電流に現れる Lebed 共鳴のピークが分裂する振る舞いを観測した。

Lebed 共鳴の分裂幅と情報

上記のように、電場を印加したときの Lebed 共鳴条件より、それぞれの角度の差 $\Delta \tan \theta = \tan \theta_1 - \tan \theta_2$ は、電場と磁場とフェルミ速度によって決まることがわかる。実験結果の分裂幅は条件式より式(6)と書ける。ただし、試料の厚さを d 、印加電圧を V 、指数 p の Lebed 共鳴の起こる角度を θ_p 、伝導面内の回転方向と伝導鎖のなす角を φ とする。

$$\Delta \tan \theta_p = \frac{2}{d v_F \sin \varphi} \frac{V}{B} \sqrt{1 + \tan^2 \theta_p} \quad (6)$$

縦軸 $\Delta \tan \theta_p$ 、横軸 $V/B(1 + \tan^2 \theta_p)^{1/2}$ と実験結果をプロットすると直線に乗ることがわかる。このことから実験で得られた Lebed 共鳴の分裂が予測したとおりの電場の効果であることが確かめられた。またこのときの直線の傾きはフェルミ速度を情報として含む。求められたフェルミ速度は $v_F = (9 \pm 1.5) \times 10^4$ [m/sec]。これは他の測定法で得られたこの物質のフェルミ速度と良い一致を示している。

実験結果と解析結果

擬 1 次元導体に層間方向に電場を印加したときの効果を半古典論的描像を用いて計算を行い、磁気抵抗角度効果が電場によって分裂することを予測した。この現象を実際の有機導体を用いて実証し、分裂を観測した。この分裂は予測した振る舞いとよく一致している。またこの分裂から従来のフェルミオロジーでは求められなかった擬 1 次元導体のフェルミ速度を求めることに成功した。この測定方法と高周波を用いた赤外吸収測定とを比較し、同じ物理量を測定していることを示した。