OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	量子細線における磁気フォノン共鳴
Author(s)	百瀬, 英毅; 江崎, 達也; 森, 伸也 他
Citation	大阪大学低温センターだより. 1995, 89, p. 15-20
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/11765
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

量子細線における磁気フォノン共鳴

低温センター　百瀬英毅（内線7985）
工学部　江崎達也，森　伸也，浜口智尋（内線7767）

1．はじめに

強磁場下において半導体中の伝導電子の軌道がランダウ準位に量子化されたとき，輸送現象には種々の特有な量子効果が現れる．磁気フォノン共鳴もこの種の現象の一つで，強磁場中で伝導電子が光学フォノンの吸収や放出を伴い，量子化されたランダウ準位間を共鳴的に遷移することによって，磁気抵抗が磁場の増加と共に振動的に変化する現象である．この磁気抵抗の振動成分を測定し，解析することによって伝導電子の有効質量や光学フォノンのエネルギーが求められるなど電子物性における有力な手段の一つとして研究が行われてきた．最近の研究では，対象とする系がバルク物質から2次元系[1]，さらに1次元系へと進んできている[2-4]．そこで，最近の微細加工技術の発達により作成が可能となった半導体量子細線構造を対象にし，擬1次元系における電子輸送機構と磁気フォノン共鳴とについて説明する．

2．量子細線における磁気抵抗の理論的解析

GaAs/AlGaAsヘテロ構造の上部にゲートを設けたり，あるはエッチング等により構造を作成した量子細線を考える．ヘテロ界面に垂直な方向をz軸，ヘテロ界面に水平な方向のうち電子が閉じ込められている方向をy軸，電子が自由に運動できる方向をx軸とする．この系（擬1次元系）における1電子ハミルトニアンは

$$H_e=\frac{1}{2m^*}(\boldsymbol{P}+q\boldsymbol{A})^2+\frac{1}{2}m^*\Omega^2y^2+V(z), \tag{1}$$

と表される．ここで，$V(z)$はz方向の閉じ込めポテンシャルを表している．y方向の電子の閉じ込めポテンシャルは$U(y)=m^*\Omega^2y^2/2$という放物線型を仮定しているので，シュレディンガー方程式$H_e|\lambda>=\varepsilon_\lambda|\lambda>$は解析的に解け，

$$<r|\lambda>=<r|Nks>=e^{ikx}\phi_N(y-\widetilde{Y})\,\xi_s(z), \tag{2}$$

$$\varepsilon_\lambda=\varepsilon_{Nks}=(N+1/2)\widetilde{\omega}_c+k^2/2\widetilde{m}^*+\varepsilon_s, \tag{3}$$

という解が得られる．ここで，ε_sとξ_sはそれぞれz方向の固有値，固有関数を，Nはランダウ量子数，kはx方向の波数ベクトルを表している．また，$\widetilde{\omega}_c=(\omega_c^2+\Omega^2)^{1/2}$，$\omega_c=eB/m^*$，$\widetilde{Y}=(\omega_c/m^*\widetilde{\omega}_c^2)k$，$\widetilde{m}^*=m^*(\widetilde{\omega}_c/\Omega)^2$であり，波動関数$\phi_N(y)$は調和振動子の解である．すなわち，ランダウ準位の間隔$\hbar\widetilde{\omega}_c$はサイクロトロン・エネルギー$\hbar\omega_c$と閉じ込めの強さ$\hbar\Omega$との平均$\hbar(\omega_c^2+\Omega^2)^{1/2}$で表され，擬1次元系における磁気フォノン共鳴の共鳴条件は，光学フォノンのエネルギー$\hbar\omega_0$を用いて，

$$N\hbar\widetilde{\omega}_c=\hbar\omega_0 \qquad (N=1,2,3,\ldots) \tag{4}$$

と与えられる．

電気伝導率は久保公式を用いて計算する．久保公式では，伝導率は電流密度j_xを用いて，

$$\sigma_{xx}=-\lim_{\omega\to 0}\left[\frac{\mathrm{Im}\,\pi(\omega+i0)}{\omega}\right] \tag{5}$$

$$\pi(i\omega)=-\int_0^{\beta} d\tau\, e^{i\omega\tau}<T_\tau j_x(\tau) j_x^{\dagger}(0)> \tag{6}$$

とかける．強磁場下において電子はサイクロトロン運動をするので，電荷の移動はサイクロトロン中心（X,Y）の移動で表される．したがって，強磁場中の電流密度は電子場の演算子 $\Psi(r)$ を用いて，

$$j_x=-e\int \Psi^{\dagger}(r)\dot{X}\Psi(r)d^2r \tag{7}$$

とかける．

今回考えているような系では，サイクロトロン中心の移動量$\dot{X}$は，電子－フォノン相互作用のポテンシャル$U_{ep}(r)$とy方向の閉じ込めポテンシャル$U(y)$とを用いて

$$\dot{X}=\frac{1}{eB}\frac{\partial U_{ep}(r)}{\partial y}+\frac{1}{eB}\frac{\partial U(y)}{\partial y} \tag{8}$$

と表せる．なお，この式の右辺の第１項，第２項から計算される電流成分をそれぞれ電子－フォノン相互作用による電流成分 $\sigma_{e\text{-}ph}$，ポテンシャルによる電流成分 σ_{po}と呼ぶことにする（図１参照）．

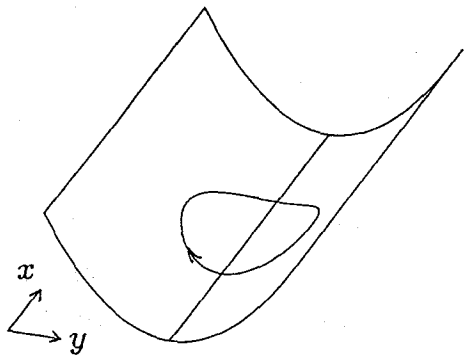

図１(a)：電子－フォノン相互作用による電流成分．放物線型閉じ込めポテンシャル中の電子について，磁場下での古典的運動を表わしている．サイクロトロン中心が細線中央と一致している場合，電子は同一の軌跡を描くため，細線方向へ電子が動くには散乱によってサイクロトロン中心が移動する必要がある．

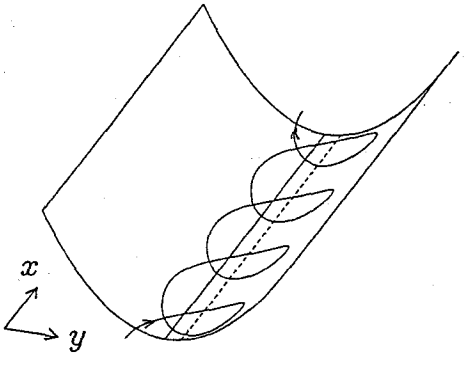

図１(b)：ポテンシャルによる電流成分．サイクロトロン中心が細線中央から離れると電子はポテンシャルによって細線方向に運動するようになる．このような電子に対して散乱は，運動を妨げるように作用する．

電子密度は十分低く，z方向の基底サブバンドにのみ電子が存在し，電子の分布がボルツマン分布で近似できるような場合を仮定して，伝導率の式を計算すると次のような結果を得る．電子－フォノン相互作用による電流成分は，

$$\sigma_{e\text{-}ph}=\frac{ne^2\tau_{e\text{-}ph}}{m^*} \tag{9}$$

$$\tau_{e\text{-}ph}=\tilde{\alpha}N_0\beta\left(\frac{\tilde{\omega}_c}{\omega_c}\right)\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)\sum_{N'\geq 0}\frac{\beta}{\sqrt{\pi}}\int_0^{+\infty}d\varepsilon_k\frac{e^{-\beta\varepsilon_k}}{\sqrt{\beta\varepsilon_k}}\mathrm{Re}\left(\frac{\omega_0}{\varepsilon_k+\omega_0-N'\tilde{\omega}_c+i\Gamma}\right)^{1/2} \tag{10}$$

と表される．ここで，$\beta=1/k_BT$であり，$\tilde{\alpha}$ は実効的な電子－光学フォノン結合定数で

$$\tilde{\alpha}=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{\tilde{m}^*}{2\omega_0}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{\kappa_\infty}-\frac{1}{\kappa_0}\right) \tag{11}$$

と表される．一方，閉じ込めポテンシャルによる電流成分は

$$\sigma_{po}=\frac{ne^2\tau_{po}}{\tilde{m}^*}\qquad\tau_{po}=\frac{2\beta}{\sqrt{\pi}}\int_0^{+\infty}d\varepsilon_k\frac{\sqrt{\beta\varepsilon_k}}{W_k}e^{-\beta\varepsilon_k} \tag{12}$$

と表される．ここで，電子の散乱確率は

$$W_k=\tilde{\alpha}\,\omega_0N_0\sum_{N'\geq 1}\frac{1}{N'}\mathrm{Re}\left(\frac{\omega_0}{\varepsilon_k+\omega_0-N'\tilde{\omega}_c+i\Gamma}\right)^{1/2} \tag{13}$$

と表される．

これらの式より，$\sigma_{e\text{-}ph}$は結合定数$\tilde{\alpha}$に比例するのに対し，σ_{po}は結合定数$\tilde{\alpha}$に反比例していることがわかる．このことは，$\sigma_{e\text{-}ph}$は共鳴条件において伝導率が増加する方向に振動するのに対し，σ_{po}は減少する方向に振動することを表している．これらの式を用いて電気伝導率を計算した結果を図2，図3に示す．閉じ込めポテンシャルΩはそれぞれ1meV，5meVである．また，両図とも状態密度の幅Γ＝1meV,温度T＝100Kであり，矢印は共鳴条件の磁場を示している．図２より，閉じ込めが弱い場合には$\sigma_{e\text{-}ph}$の電流成分がが支配的となり，共鳴条件において伝導率は増加する方向に振動することがわかる．また，図３より，閉じ込めが強い場合にはσ_{po}が支配的になり，共鳴条件において伝導率は減少する方向に振動することがわかる．

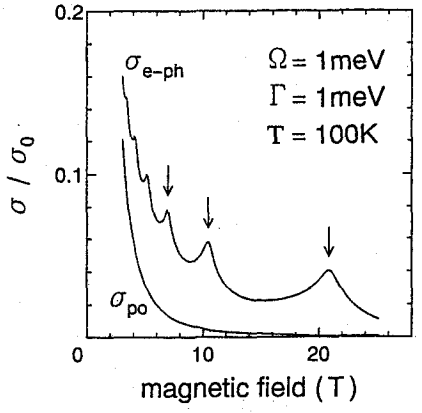

図２：磁場下における電気伝導率$\sigma_{e\text{-}ph}$，σ_{po}の計算結果．温度はT＝100K，閉じ込めポテンシャルはΩ＝1meVである．

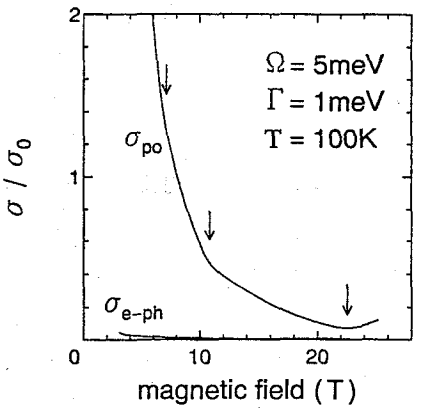

図３：磁場下における電気伝導率$\sigma_{e\text{-}ph}$，σ_{po}の計算結果．温度はT＝100K，閉じ込めポテンシャルはΩ＝5meVである．

3．量子細線における磁気フォノン共鳴の観測

今回測定に用いたサンプルは，高濃度にnドープされたキャップ層(d＝150Å，n_D＝5.7×10^{18}cm^{-3})を

持つGaAs/AlGaAsヘテロ構造で，$Al_xGa_{1-x}As$層にはSiがドープされており(d=250Å，$n_D=4\times10^{18}cm^{-3}$，$x$=0.3)，100Åのノンドープのスペーサ層を持つ[3]．サンプル1は電子ビーム露光によって作成した幅200Å，周期600Åの細線構造で，構造作製時のエッチング時間は45秒とした．一方，サンプル2はレーザ干渉法により作成し，幅200Å，周期425Å，エッチング時間30秒である．図4にサンプル1の温度T=106,136,175Kにおける磁気抵抗を示す．矢印は磁気抵抗の極大値を示し，Nは共鳴条件のインデックスを表す．この図より，極大値を与える磁場には温度依存性がなく，振動はT=136Kで最も大きくなることがわかる．これは，バルクや2次元電子ガスの磁気フォノン共鳴の傾向と一致している．共鳴条件式(4)を変形すると

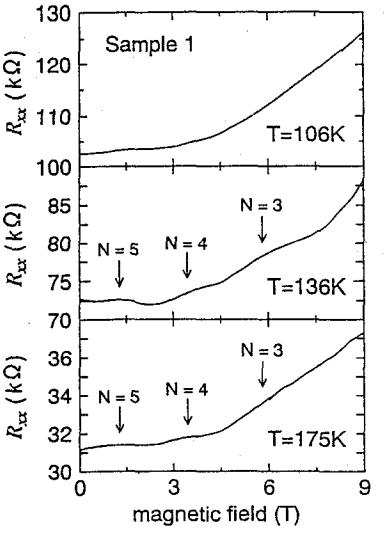

図4：サンプル1における磁気抵抗の温度依存性．温度はT=106K,136K,175Kである．矢印はピーク位置を示し，Nは共鳴条件のインデックスを表す．

$$B^2=\left(\frac{m^*\omega_0}{e}\right)^2\frac{1}{N^2}-\left(\frac{m^*\Omega}{e}\right)^2 \tag{14}$$

が得られる．すなわち，B^2と$1/N^2$の関係より電子の有効質量m^*と閉じ込めポテンシャルの大きさΩが見積もることができる．この実験で，$\hbar\omega_0$をバルクの縦波光学フォノンのエネルギー36.2meVと仮定すると，電子の有効質量は$m^*=(0.07\pm0.005)m_0$(m_0は電子の静止質量)と見積もられた．また，共鳴磁場の値より閉じ込めポテンシャルを見積もると，サンプル1ではΩ=7.2meV，サンプル2ではΩ=2.6meVという結果が得られた．この結果は，エッチング時間の差によるものと考えられ，エッチングが深いサンプルの方が閉じ込めが強くなるということに一致している．

4．ゲート電極をもつ量子細線における電子輸送現象

電気伝導率の理論解析を磁場が印加されていないときに適用すると，1次元系では磁場無しでも閉じ込めによる準位が形成されるため，磁気フォノン共鳴と類似の現象が観測されることが予測される[2]．特に，電子を閉じ込めているポテンシャルの強さを変化させれば，磁気フォノン共鳴と同様に抵抗の振動が観測されるはずである．実際に，ゲート電極を設けた量子細線構造において窒素温度以上の高温領域で電子の伝導率はゲート電圧に対し単調に増加せず，あるゲート電圧で極小を示すという実験結果が報告されている[5]．ここでは，このようなゲート電極をもつ量子細線構造における電子輸送現象について電子－LOフォ

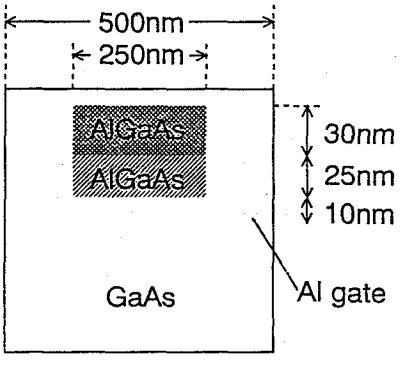

図5：計算に用いた量子細線構造

ノン相互作用を中心に理論的な解析をおこなう．

図５に計算に用いた量子細線のモデルを示す．GaAsチャネル層から順にAlGaAsスペーサ層，AlGaAsキャップ層を形成した単一ヘテロ構造上にメサエッチにより細線を作り込んだ構造になっている．AlGaAsキャップ層から供給された電子はGaAs/AlGaAsヘテロ界面付近に閉じこめられ擬１次元電子ガス(Q1DEG)を形成する．電子の移動度を計算するために細線中の電子状態を知る必要がある．細線中では電子はヘテロ界面に平行な方向(y方向)と垂直な方向(z方向)の２方向に閉じこめられるため２次元領域での電子の波動関数を計算しなければならない．この計算では，量子細線中の電子状態および電子の感じるポテンシャルを２次元のシュレディンガー方程式および２次元のポアッソンの式を自己無撞着に解くことにより求めた．なお，温度は150Kとしている．

図６に電子のエネルギー準位の計算結果を示す．各準位のエネルギーは基底状態のエネルギーを基準にして示している．ここで，電子状態は２次元のシュレディンガー方程式から計算されるので，各準位のエネルギーの大きさの順に波動関数の形状を見ていくと，y方向に波動関数の節が増える系列とz 方向に波動関数の節が増える系列が入り交じって現れてくる．図６においてz方向に波動関数の節がない準位を実線で示し，z方向に波動関数の節が１つある準位を破線で示した．図３から波動関数の節がy方向に増える準位の方が密であり，連続するこれらの準位間のエネルギー間隔は数meV程度である．このことから，z方向に比べてy方向の閉じ込めが弱いことがわかる．

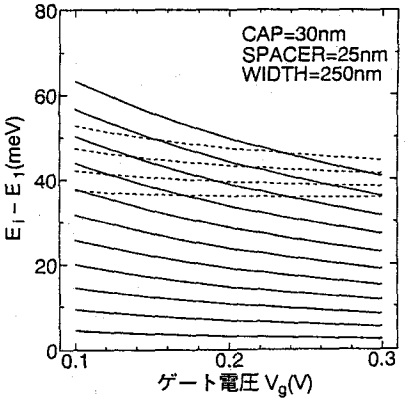

図６：電子のエネルギー準位の計算結果．基底準位をエネルギーの基準としている．

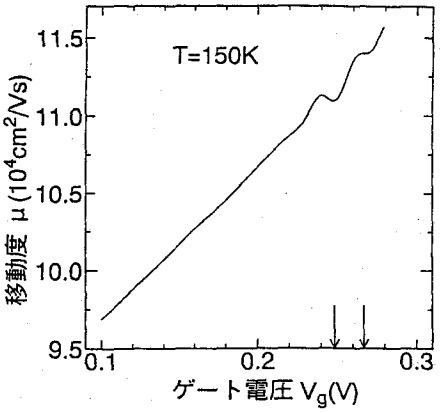

図７：LOフォノン散乱による細線中の電子の移動度の計算結果．矢印は移動度の谷の位置を示している．

図７にLOフォノン散乱による細線中の電子の移動度の計算結果を示す．矢印は移動度の谷の位置を示している．電子とLOフォノンとの共鳴的な散乱はLOフォノンのエネルギーとサブバンド間のエネルギー差とが一致するところで起こる．図６で示したように，連続する準位間の間隔が数meVと狭いこのような系では，共鳴条件を満たす準位が多数存在する．さらに，準位の幅が10数meV程度であると考えられることから，各電子準位の分離が良くないためはっきりとした共鳴が得られない．この様に考えると，LOフォノンによる共鳴の効果が表に現れてこないことが予想される．ここで，各状態をy方向の量子数n_yとz方向の量子数n_zを用いて(n_y,n_z)のように表したとき，準位(1,1)－基底準位－と準位(1,2)－波動関数の自乗のy方向の山の数が１個，z方向の山の数が２個の準位－とのエネルギー差は

35～38meVあるので準位間の分離が良い．よって，図７の移動度の落ち込みは波動関数のz方向の形状が異なる準位間における共鳴光学フォノン散乱によると考えられる．

上述の結果は，形状因子の計算結果から理解できる．図８は基底準位から励起準位への形状因子を示し，黒丸は(2,1),(3,1),(4,1),...と表される準位への，白四角は(1,2),(2,2),(3,2),...と表される準位への形状因子である．縦の破線はω_0=36.2meVの位置を示している．図８でω_0付近で最も大きな値の形状因子は$G_{(1,1)\to(1,2)}$である．散乱の強さは形状因子に比例するので形状因子が大きい準位間での共鳴が支配的になることを考えると，(1,1)→(1,2)という準位間で共鳴的な散乱が起こるときに移動度の減少がみられることがわかる．これらのことから，波動関数のy方向の形状が似た準位間での共鳴が移動度の低下に大きく寄与することがわかる．

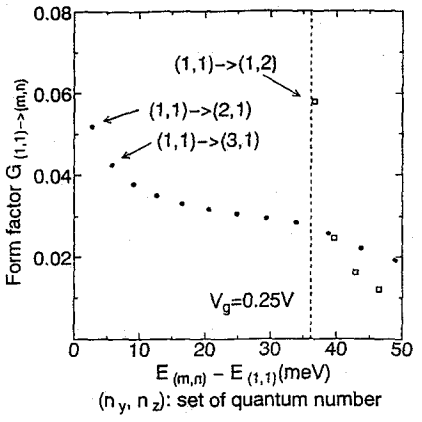

図８：形状因子の計算結果．縦の破線はω_0=36.2meVの位置を示している．

本研究における実験は，Walter Schottky Institut(Technische Universität München)のE. Gornikらのグループとの共同研究として行われたものである．

参考文献

[1] N. Mori, H. Murata, K. Taniguchi and C. Hamaguchi: Phys. Rev. B **38** (1988) 7622.

[2] N. Mori, H. Momose and C. Hamaguchi: Phys. Rev. B **45** (1992) 4536.

[3] G. Berthold, J. Smoliner, C. Wirner, E. Gornik, G. Böhm, G. Weimann, M. Hauser, C. Hamaguchi, N. Mori and H. Momose: Semicond. Sci. Technol. 8 (1993) 735.

[4] C. Hamaguchi, N. Mori, H. Momose, T. Ezai, G. Berthold, J. Smoliner, E. Gornik, G. Böhm, G. Weimann, T. Suski, P. Wisniewski: Physica B, **201** (1994) 339.

[5] K. Ismail, *Science and Technology of Mesoscopic Structures* ed. by S. Namba, C. Hamaguchi and T. Ando, (Springer, Berlin, 1992) p.135.