

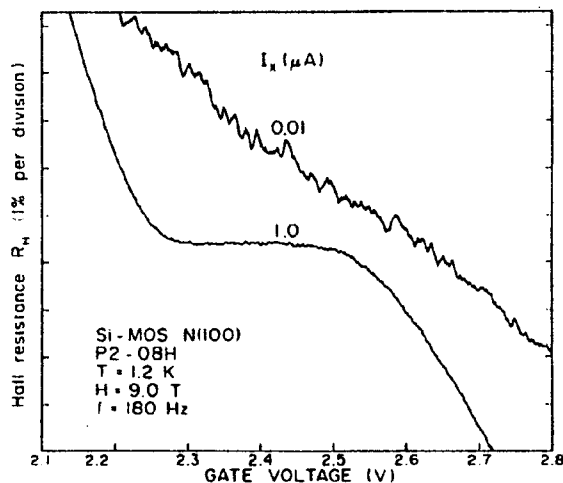
シリコンMOSFETの量子ホール効果における、電流、磁場、基板バイアス、および周波数等の影響*)

学習院大・理 若林孝一

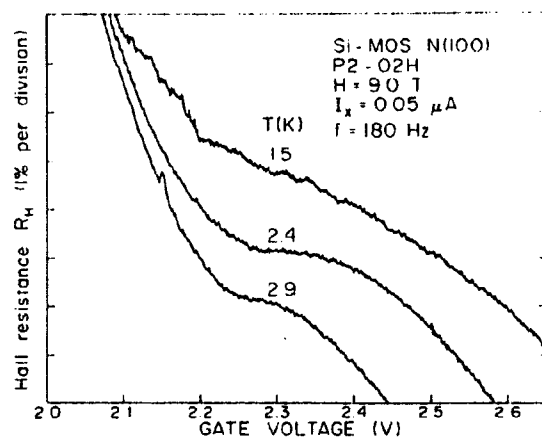
二次元電子系における量子ホール効果、すなわちホール抵抗(R_H)のプラトー化現象は、物理定数 e^2/h の精密測定と結びついて、最近注目されているが、実験的にも^{1,2)}、理論的³⁻⁵⁾にも、様々な結果が報告され、この現象の本質の統一的な理解にはまだ至っていない。しかし、これまでの理論は、プラトー化に必要な条件としての、(1)フェルミレベルが局在状態の中にある、(2)フェルミレベル以下に非局在状態が存在する、という二点で失通していると言える。実験的には、条件(1)は $\sigma_{xx} = 0$ (又は $\rho_{xx} = 0$)となる。条件(2)を実験で直接確かめるのはむずかしい。ここでは、種々の実験パラメータの変動により引き起こされる、ホール抵抗のプラトー化現象の実験結果を示し、最後に、強磁場中のアンダーソン局在モデルに基いた簡単なモデルで、これらの実験結果を定性的に説明することを試みる。実験方法は、ホールブリッジ型のシリコンMOSFET試料に交流の定電流を流し、ホール抵抗 R_H (二次元では ρ_{xy} に等しい)と横磁気抵抗 R_x ($\rho_{xx} \times L/w$)を測定するもので、主に基底ラングウレレベルのスピンギャップ領域で行なった。

図1は、チャネル電流 I_x の増加によってプラトーが形成される様子を示している。 I_x を更に $2\mu A$ まで増加させると、プラトーは消失する。これは、 I_x の増加により、 ρ_{xx} が増大するためである。温度変化でも同様の現象、すなわち温度を上げるとプラトー化が観測された(図2)。温度の増加は、条件(1)には負に働くと考えられるから、これらの実験結果は、電子温度の増加により、フェルミレベル以下に非局在状態が生成され、それがプラトー化を引き起こしていることを示している。すなわち、フェルミレベル以下のラングウレレベルの中心付近に弱い局在状態が存在し、それが温度の増加により非局在化する、と考えられる。

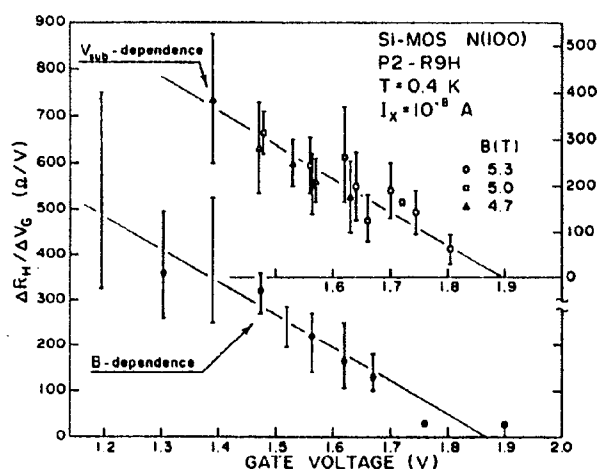
図3は、スピンギャップ領域のホール抵抗のゲート電圧に対する傾き($\Delta R_H / \Delta V_G$)が、磁場および負の基板バイアスの増加により減少し、プラトー化($\Delta R_H / \Delta V_G = 0$)が起きる様子を示している。磁場および基板バイアスの増加とともに、スピンギャップ領域は高ゲート側へ移動するが、注目すべき点は、



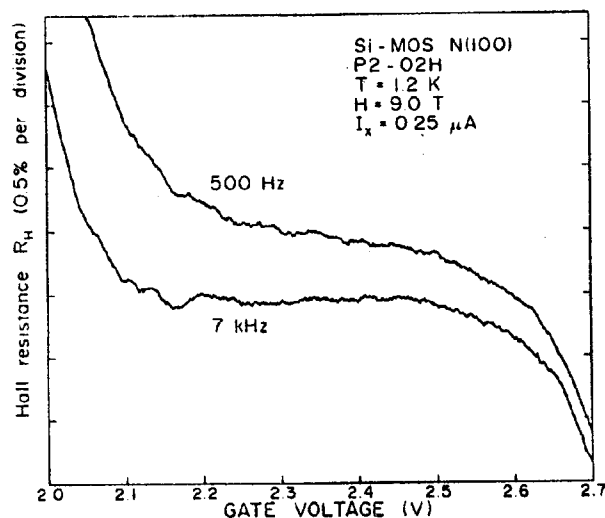
(図1)



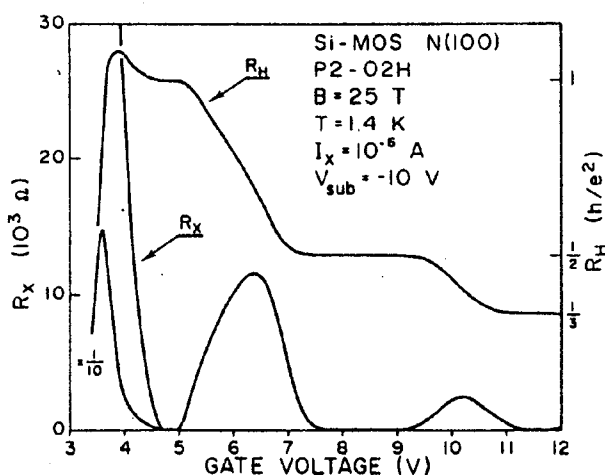
(図2)



(図3)



(図4)



(図5)

このプラトー化のゲート電圧依存性が二つの場合で良く一致していることである。これより、シリコンの界面近くでの表面電界の強さがプラトー化を引き起こすパラメータの一つになっていると考えられる。

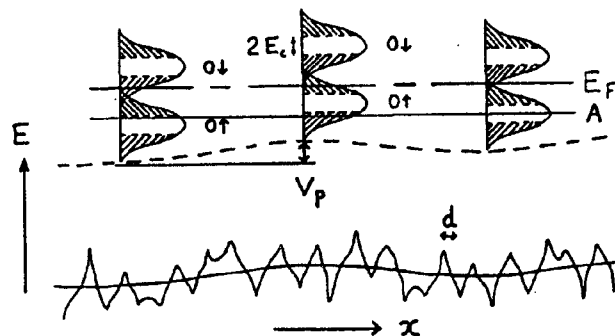
以上の測定は低周波の交流測定であるが、低周波数でプラトー化直前まで電流を適当に増やした後、周波数を上げてゆくと、やはりプラトー化が観測された(図4)。このときの周波数と電子のドリフト速度とから、電子の往復運動の振幅を計算すると $320\mu\text{m}$ となった。(試料の全長は $400\mu\text{m}$)

強磁場中の二次元電子系の局在現象という点からは、これまで最低ランダウレベルでの特異な振舞いが注目されてきており^{6,7)}、ピン止めされたウィグナー結晶⁸⁾、あるいは電荷密度波⁹⁾のモデル、又アンダーソン局在モデル¹⁰⁾などが提唱されている。図5は、磁場25Tでの最低ランダウレベル付近のホール抵抗および縦磁気抵抗の測定結果で、ゲート電圧4.9V付近に $R_x=0$ の領域と、 h/e^2 に対応する R_H のプラトーが観測されている。これは、少なくとも、フェルミレベルが最低ランダウレベルの上端にいるときには、そのフェルミレベル以下に、ホール電流を担う非局在状態が存在することを示している。

以上の実験結果は、次の様なモデルで定性的に説明することができる。モデルの基本は、強磁場中のアンダーソン局在で、図6の様に短距離型の散乱ポテンシャル(起源は SiO_2 中のイオン化不純物等)により、各ランダウレベルの状態密度のすそに局在状態が生じるとする。それらとランダウレベルの中心付近の非局在状態を区別する、

実効易動度端が存在すると仮定し、非局在状態のエネルギー幅を $2E_c$ とする。次に、この系に、ゆるやかに変化する長距離型のポテンシャルのゆらぎを仮定する。(図6)

そうすると、この系のエネルギー状態は、図6の上側の様に描ける（簡単のため谷縮重は省略してある）。このとき、フェルミレベル E_F がスピンギャップ領域にあるとすると、図6の状態では、 E_F 以下に試料全体に広がった非局在状態がないので、（エネルギーレベル A を参照）直流条件下ではRHにプラトーは形成されない。従って、プラトーが観測されるためには、非局在状態のエネルギー幅が、長距離型のポテンシャルのゆらぎの振幅より大きくなければなら



(図6)

い。すなわち、 $2E_c > V_P$ (条件(2'))となる。長距離型のポテンシャルの起源としては、イオン化不純物の分布の不均一性や、酸化膜厚の不均一性が考えられる。

このモデルで、これまでの実験結果を説明すると、まず図5の強磁場の効果は、磁場とともにランダウレベルの幅が増大するので、 $2E_c$ も増大し条件(2')が満たされた結果と考えられる。図4の周波数依存性は、電子の往復運動の振幅が、ポテンシャルのゆらぎ(V_P)で弱く局在している、非局在状態の広がりよりも小さくなったとき、電子が局在を感じなくなった結果と考えられる。

安藤の数値実験の結果¹¹⁾によると、実効易動度端の位置は散乱ポテンシャルのレンジ(図6のd)に強く依存する。すなわち、dの減少とともに局在状態の数が減り、 $2E_c$ は増大する。図3の磁場および基板バイアスの効果は、これを表面電界の効果と考え、その増大により反転層の電子が界面に近づき、短距離型の散乱ポテンシャルの元である、イオン化不純物のポテンシャルのスクリーニングを増大すると考えられる。その結果、dが小さくなり、 $2E_c$ が増大し、条件(2')が満たされたと考えられる。

図1および図2の温度効果の起源は明らかではないが、これも散乱ポテンシャルのスクリーニングが増大した結果ではないかと推測される。又、アンダーソン局在モデルに基づく、 σ_{xy} の温度依存の解析において、実効易動度端の温度依存性を導入すると、実験結果を良く説明できるという結果も報告されている¹²⁾。

以上、定性的(傾向的?)説明のみであるが、シリコンMOS反転層の強磁場中の電子局在には、短距離型の散乱ポテンシャルと、長距離型のポテンシャルのゆらぎとの両方が、それぞれ重要な役割を果たしていると思われる。

*) 実験は、筆者がケンブリッジ大学キャベンディッシュ研究所に在籍中に行なわれた。

- 1) J. Wakabayashi, H.W. Myron, and M. Pepper, Proc. 16th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Montpellier (1982), to be published.
- 2) D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1559.
- 3) R.B. Laughlin, Phys. Rev. **B23** (1981) 5632.
- 4) H. Aoki and T. Ando, Solid State Commun. **38** (1981) 1079.
- 5) R.F. Kazarinov and Serge Luryi, Phys. Rev. **B25** (1982) 7626.
- 6) S. Kawaji and J. Wakabayashi, Solid State Commun. **22** (1977) 87.
- 7) B.A. Wilson, S.J. Allen, and D.C. Tsui, Phys. Rev. **B24** (1981) 5887.
- 8) M. Tsukada, J. Phys. Soc. Jpn. **42** (1977) 391.
- 9) H. Fukuyama, P.M. Platzman, and P.W. Anderson, Phys. Rev. **B19** (1979) 5211.
- 10) H. Aoki and H. Kamimura, Solid State Commun. **21** (1977) 45.
- 11) T. Ando, "Anderson Localization", edited by Y. Nagaoka and H. Fukuyama (Springer-Verlag, Berlin) p.176.
- 12) S. Kawaji, J. Wakabayashi, and J. Moriyama, J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981) 3839.