



Title	強磁場中のアンダーソン転移
Author(s)	大槻, 東巳
Citation	大阪大学低温センターだより. 1991, 75, p. 11-14
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/12519">https://hdl.handle.net/11094/12519</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# 強磁場中のアンダーソン転移

教養部 大槻 東 巳 (豊中 5232)

## 1. はじめに

電気伝導度の振る舞いを理解することは、固体物理学における重要なテーマの一つである。この電気伝導度は古典的には  $ne^2\tau/m$  で決定される。ここで  $n$  は電子数密度、 $e$  は電子の電荷、 $m$  は電子の質量である。 $\tau$  は不純物等の散乱による電子の古典的な寿命で、低温では不規則ポテンシャルの揺らぎに反比例する。この表式では、不純物を増やし系の不規則性を大きくすると  $\tau$  は減少するが、不規則性が無限に大きくなると電気伝導度は0にならない。しかし直観的には不純物ポテンシャルが大きくなるとポテンシャルの井戸に電子が捕まってしまう、電流を運べなくなり系は絶縁体になるはずである。実際には平均自由行路がドブロイ波長程度になると電子は一波長進むごとに不純物による散乱を受け、干渉効果によって電子波は定在波となり局在してしまい、電流を運べなくなる。こうして不規則性が増加していったときに電気伝導度が消失し、系が伝導体から絶縁体になる点がアンダーソン転移点である。

アンダーソン転移点の付近で電気伝導度  $\sigma$  は

$E$  をフェルミエネルギーとして

$$\sigma \propto (E - E_c)^s$$

というふうに振る舞う。この  $s$  の値は絶縁体領域での局在長の発散の指数  $\nu$  と3次元では等しくなる<sup>1)</sup> (局在長  $\xi$  は波動関数の裾が、 $\exp(-r/\xi)$  という具合に減少するとして定義されるものである)。

実験的には勝本らが永年光伝導体で三次元系でのアンダーソン転移を調べ、 $\nu$  が1であることを明らかにしている。彼らはさらに弱磁場中でも強磁場中でもこの指数が変わらないことを報告している。<sup>2)</sup> 一方、数値計算は零磁場の場合格子模型をもとに精力的に研究が進められ  $\nu$  の値も詳しく議論されているが、<sup>3)</sup> この模型を磁場のかかった系に適用するには困難があった。我々は格子模型を用いず、量子ホール領域における二次元系を出発点にして、これらを多層に積み重ね層間のホッピング  $t$  を有限にして三次元強磁場中でのアンダーソン転移を調べた。モデルの概念図を図1に示しておく。

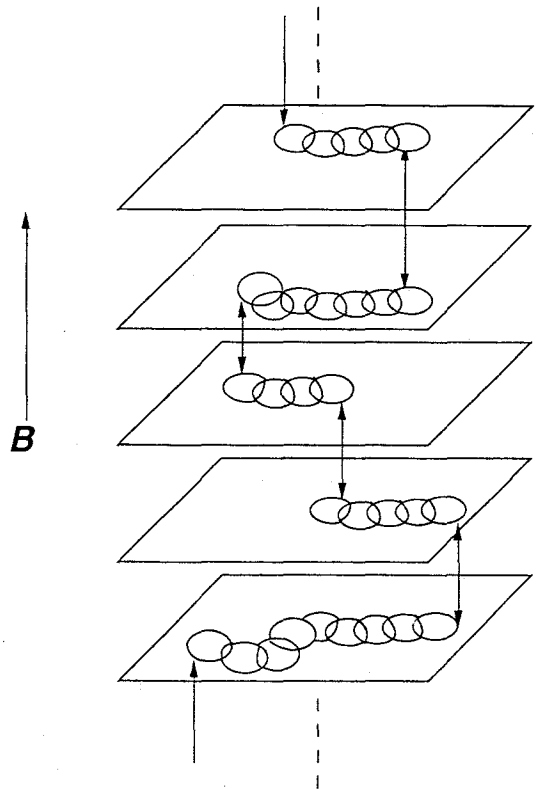


図1 モデルの概念図。電子はサイクロトロン運動を行いながら、面内の不純物によって散乱されながら移動する。層間のホッピングにより他の層にも移動する。

## 2. 二層系

まず層が二枚の場合について議論しよう。<sup>9)</sup> この系は基本的には二次元系なので、転移の様子は定性的には単一層の場合と同じであるが、最近多くの実験がなされ定量的な比較が可能となっている。<sup>5)</sup>

不規則ポテンシャルがない場合には Landau 準位が結合と反結合のバンドに分離し、固有値は  $(N + 1/2) \hbar \omega_c \pm t$  ( $N$  は Landau バンドインデックス、 $\omega_c$  はサイクロトロン振動数) となる。これらのバンドで状態はそれぞれ  $\Omega/2\pi l_c^2$  ( $l_c$  は磁氣的長さ) の縮退をしている。不規則ポテンシャルが存在する場合、縮退は解けバンドは広がる。図 2 に二層系の状態数密度を数値計算した結果を示す。Landau バンド幅を  $\Gamma$  とすると、 $t/\Gamma = 1$  の場合  $t$  のまわりに幅を持った形になるが、 $t/\Gamma = 0.2$  の場合ふたつのバンドは重なりあってしまっている。

こうした系での輸送現象を調べるため、我々はホール伝導度  $\sigma_{yx}$  の Landau バンドの充填因子  $\nu_L$  ( $\equiv 2\pi l_c^2 n$ ) 依存性を久保公式によって数値的に計算した。図 3 に結果を示す。 $t/\Gamma = 0.2$  の場合、 $\nu_L = 1$  のプラトーが見にくくなっているが(図 3a)、 $t/\Gamma = 1$  の場合、 $\nu_L = 1$  の量子化プラトーがきれいに見られる(図 3b)。このことは、 $t/\Gamma = 1$  の場合、非局在状態の領域が図 2 の状態数密度の二つのピー

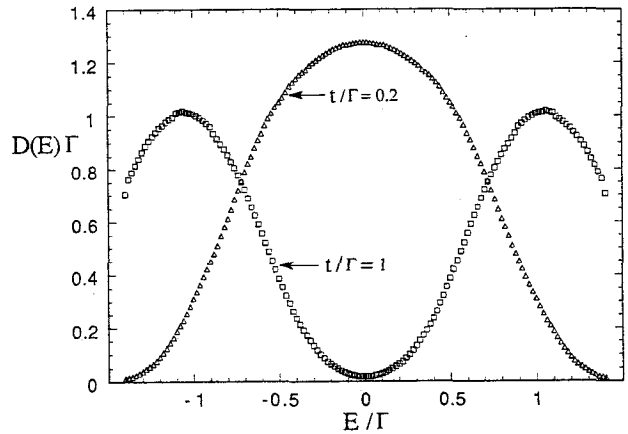


図 2 強磁場中での 2 層系の状態数密度

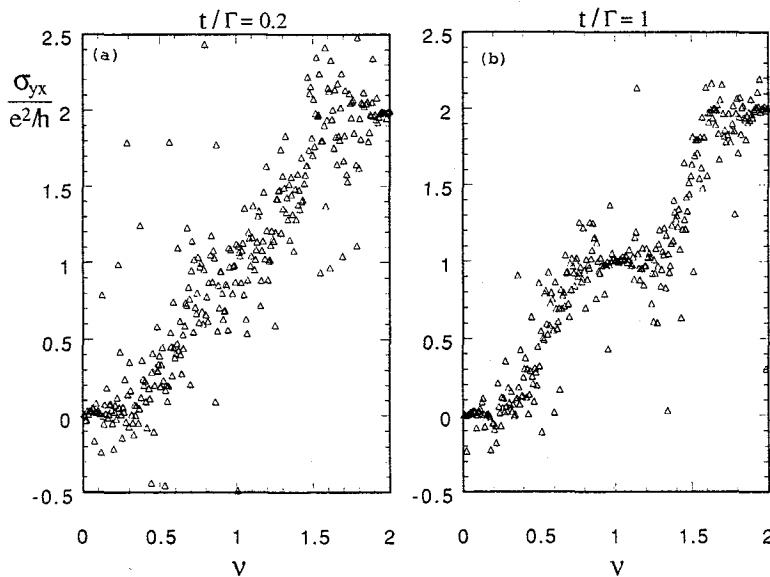


図 3 ホール伝導度の  $\nu_L$  依存性。ホッピングが小さいときは、大きいときに比べて、 $\nu_L = 1$  のプラトーが見えにくくなっている。

クの位置に現れ、これらの領域が十分離れているため、 $\nu_L=1$ のプラトーが見えると考えerことで説明できる。一方  $t/\Gamma=0.2$  の場合、非局在状態はやはり二カ所に現れるが、 $t$  が小さいためこれら二つは接近してて、 $\nu_L=1$  のプラトー領域が見えにくくなっていると解釈できる。このように層間ホッピング  $t$  が小さくなると奇数のプラトーが見えにくくなり、(図では見えにくい)が偶数次のプラトーが大きくなるという現象は実験的に層間のホッピングの値を見積もる際にも有用となるであろう。

### 3. 多層系

層の数が増えていくと、層の数だけ非局在領域の数が増えることが予想される。層の数が無限になった場合の三次元系ではどのような振る舞いが期待されるであろうか？

この問題に答えるため、我々は最低Landauバンドでの局在長さ  $\xi$  を数値的に計算した。<sup>9)</sup> このとき磁場と平行方向(層と垂直方向)の局在長と垂直方向での局在長は同時に発散することが期待できるので、アンダーソン転移点の計算はより計算のしやすい、層に垂直な方向の局在長から求めた。

解析にあたって、まず局在長が一変数スケーリングに従うことを確かめた。一変数スケーリングが成り立つことから、アンダーソン転移

点  $E_c(t)$  を求めることができる。

$E_c(t)$  の  $t$  依存性を図4に示す。

$E_c(t)$  は  $t$  が大きくなると大きくなる、つまり伝導体の領域が大きくなる傾向を示す。これはホッピングが大きくなることにより不規則性のより小さいところを選んで電子が層間を飛び移れることに対応している。 $t$  が0の極限で  $E_c(t)$  が0になるのは量子ホール状況と一致する。

$t$  が小さいところで  $E_c(t)$  が  $t$  に関して速やかに増大することから、

このパラメータ領域で急速に非局在

状態が増えていくことがわかる。その後は

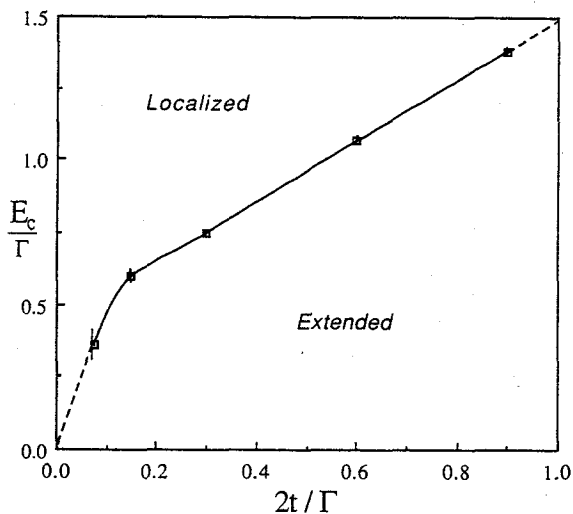


図4 アンダーソン転移点の  $t$  依存性

$$E_c(t) = 0.51\Gamma + 2t$$

という具合に磁場方向(層に垂直な方向)の一次元的バンド幅  $2t$  が増加するとともにシフトしていく。

さらに局在長の発散の指数を一変数スケーリングによって見積もった結果、局在長は

$$\xi = |E - E_c(t)|^{-\nu}$$

という具合に発散することが示せた。臨界指数  $\nu$  の値は  $t$  にはほとんど依存せず 1.3 程度である。ゼロ磁場の時この指数は 1.5 であったので、<sup>3)</sup> この値はゼロ磁場の時とエラーバーの範囲で一致している。

#### 4. おわりに

強磁場中での二層系では無限小のエネルギー幅を持つ非局在領域が2カ所存在し、これらの間隔は $2t$ 程度になった。これより、ホッピングの値を小さくすることにより、量子ホールプラトーの大きさが奇数プラトーは小さくなり、偶数プラトーは大きくなることが示された。層の数を増やすにつれて、これらの非局在領域の数が増大し、無限の層を持った系では有限のエネルギー幅を持った非局在領域のバンドが現れることがわかった。

こうした無限系では局在長のシステムサイズ依存性は一変数スケーリングに従い、これより無限系での局在長がホッピングの値 $t$ によらず1.3という臨界指数でアンダーソン転移点で発散することがわかった。スケーリングの議論から三次元系ではこの指数と電気伝導度の指数は同じであるので、電気伝導度も強磁場中で1.3の指数で消失することが示せた。この結果は層状系に対して得られたものであるが、計算の結果得られた指数の普遍性から通常の三次元系に対してもこの指数で電気伝導度が消失することが期待される。また臨界指数はゼロ磁場の計算結果<sup>6)</sup>とはほぼ同じであった。これは、勝本らが実験的に求めたゼロ磁場、強磁場ともに臨界指数が1であるという結果と定性的に一致している。

以上示したように強磁場下での層状電子系は大変おもしろい輸送現象を示すことが期待される。今後より多くの実験がなされることを切に期待する。

大阪大学教養部物理学科の斎藤基彦教授、川村光助教授には大変有益なコメントをいただいた。また斎藤研の川口高明君には草稿を読んでいただいた。ここに謝意を表したい。本研究は東邦大学理学部物理学科の小野嘉之、ドイツ連邦共和国物理工学研究所のB. Kramer との共同研究である。

#### 参考文献

- 1) A. Kawabata : Prog. Theor. Phys. Suppl. 84 (1985) 16.
- 2) S. Katsumoto, F. Komori, N. Sano and S. Kobayashi : J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 2259, S. Katsumoto : in *Localization* 1990 (London), Institute of Physics Conference Series, p. 17.
- 3) A. MacKinnon and B. Kramer : Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1546, Z. Phys. B53 (1983) 1, B. Kramer *et al.* : Physica A167 (1990) 163.
- 4) T. Ohtsuki, Y. Ono and B. Kramer : to be published in Surf. Sci.
- 5) G.S. Boebinger : in Springer Series in Solid State Sciences, "The Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics" (1991), in print.
- 6) T. Ohtsuki, B. Kramer and Y. Ono : unpublished.