

強磁場下のアンダーソン局在 (二次元)

東大・理 小野嘉之

不純物ポテンシャルによる電子のアンダーソン局在の問題は、見掛け上、一体問題であるが、ポテンシャルの揺らぎに関する平均を取ると、拡散モード間の相互作用が生じ、本質的には多体問題と扱うことになる。ポテンシャルの揺らぎを一定にしたまま、電子の濃度を変えていくと、Fermi エネルギーが変化し、あるエネルギーを境に、局在-非局在の転移が起こる。これは、通常の相転移に類似のものである。

ここでは、二次元系のアンダーソン局在を論じるが、これに関しては、系が時間反転対称性を持つ場合、エネルギーに関らず状態は局在するということが、Abrahams ら四人組により、示され、その後の実験の解釈もとれを裏づけた。磁場は時間反転対称性を破り、局在を弱めるという指摘は、氷上らにより、示され、Si-MOSFET などの系で、負の磁気抵抗として観測された。しかし、吉岡らは、ダイヤグラムを用いた自己無撞着な、動的拡散係数の計算によって、強磁場領域では、局在は弱められる（即ち、局在の長さが伸びる）だけで、完全に壊されることはないという結論を得た。これは、非線型モデルによる繰込み群の理論の結論とも矛盾しない。一方、強磁場下では、現在、量子化ホール効果の問題が脚光を浴びている。ホール伝導度が零でないためには、非局在化した状態が存在しなければならぬことは、青木と安藤によって議論され、現実には量子化ホール伝導度が観測されている事実は、強い磁場によって局在が壊されていることを示唆する。それでは、局在の壊れ方は、どのようなものであろうか？これが、ここでも論じた問題である。紙面の都合で、途中の詳しい計算は省き、大まかな方針と、得られる結論の概略を以下に述べる。

方法は、Vollhardt ら、あるいは吉岡らにより、用いられたものと本質的に同系統に属するものであり、動的拡散係数 $D(\omega, E)$ [E は Fermi エネルギー、温度は $T=0$ に限ることとする] を自己無撞着に決定する。 D は密度緩和関数 $\phi(\mathbf{r}, \omega)$ の長波長 ($\mathbf{r} \rightarrow 0$) 極限での拡散関数形で定義する、 $[N(E)$ は E での状態密度]

$$\phi(\mathbf{r}, \omega) = -N(E)/[\omega + iD(\omega, E)r^2]$$

ϕ はダイヤグラムで分解することにより、一体系のグリーン関数で表わせる。その際、既約パート、クロス補正と $D(\omega, E)$ を結びつける方程式が得られる。次に、既約パート、クロス補正を、拡散過程を含むような適当な近似で計算することにより、 D に対する自己無撞着な方程式が得られる。この近似の精神は、異なるポテンシャル中心による散乱の間の相関を、途中の運動が、有効拡散媒質 (D で記述される) 中の拡散過程になるということと取り入れようというものである。具体的計算は、Landau サブバンド中 (Γ) $\ll \omega_c$ (サブバンド間隔, ω_c はサイクロトロン周波数) の場合に限る。得られた自己無撞着方程式は、対数特異性を与える積分を含むが、その前に $[G^R(E) + G^A(E)]^2$ という因子が掛かるため、 $\text{Re } G^R(E) = 0$ となる E では対数特異性が現れない [ここに、 $G^R(E)$,

$G^A(E)$ は Fermi エネルギーが存在しているサブバンドに対する遷延及び先進グリーン関数である。] この対称特性は、低周波での D の振舞いを決めるのに本質的な役割りを果し、 $\text{Re } G^R(E) \neq 0$ のときは、 $\omega \rightarrow 0$ で

$$D(\omega, E) = -i\omega A_1(E) + \omega^2 A_2(E) + \dots$$

の形の解しかなことが判る。即ち、 $D(0, E) = 0$ の意味で状態は局在する。 $E \rightarrow E_0$ での $\text{Re } G^R(E)$ の振舞いから、 $\text{Re } G^R(E) = 0$ となる E が少くとも一つはあることが判る（一般には一つだけである）。このエネルギー E_N (E は N 番目のサブバンド内にあるとする) を、サブバンドの“中央”と定義すれば、サブバンドの中央では、状態は非局在化しており、その状態が量子化ホール効果を与えると予想される。密度緩和関数の存在性から、局在の長さを決めることが出来るが、 $E \rightarrow E_N$ のとき、この局在の長さは、

$$\xi \sim \exp[CR^2/(E - E_N)^2]$$

のように強く発散する。ここに C は 1 のオーダーの定数である。

不純物ポテンシャルをとりあて、電子濃度を変えていくと、Fermi エネルギーがサブバンドの“中央”を通過するたびに、局在の長さが発散するという結論が得られる。これは、最近の安藤による計算機シミュレーションの結果と定性的に一致する。

[参考文献]

- 1) E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello and T.V. Ramakrishnan: Phys. Rev. Lett. 42(1979)672
- 2) S. Hikami, A.I. Larkin and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. 63(1980)707
- 3) D. Yoshioka, Y. Ono and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. 50(1981)3419
Y. Ono, D. Yoshioka and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. 50(1981)2143
- 4) D. Vollhardt and P. Wölfle: Phys. Rev. Lett. 45(1980)842, Phys. Rev. B22(1980)4666
- 5) H. Aoki and T. Ando: Solid State Commun. 38(1981)1097
- 6) Y. Ono: J. Phys. Soc. Jpn. 51(1982)2055, 3544
- 7) T. Ando: in "Recent Topics from the Progress of Semiconductor Physics", ed. H. Kamimura and Y. Toyozawa, World Scientific Publication, 1983