

1. Introduction¹⁾

1979年の四人組の理論によつて Anderson 局在の理論は大きく進歩したが、不純物半導体における臨現象も、その後の2, 3年の内にこれに関連した理論によつて見直される事により更に多方面で理解が深まつたと言えよう。まず一つには、長年の固正体不明であった量の磁気抵抗が Anderson 局在の前駆現象として説明された事であり、又低温における電気伝導率の強度変化もある程度まで理解出来るようになった事である。

ここでは、最近の Anderson 局在の理論の不純物伝導への応用について述べる事とする。

2. 四人組理論

四人組理論の基本となるのは、方程式

$$d \ln g(L) / d \ln L = \beta(g(L)) \quad (2.1)$$

である。これは、大きさ L の系の conductance (conductivity であり点か重要) $g(L)$ の L を増した時の変化率は $g(L)$ によるのみである (L には直接よつたつ)、という仮定を表している。この仮定は、求めている系の固有函数の envelope が、フェルミ波長、ランダムポテンシアルの凸凹の特徴的な長さ、mean free path、等の長さにくらべて空間的に十分小さく変化していることれば、(2.1) の中では L 以外の長さの単位の影響は入らなつたはずであると考へれば尤もしい。conductance に拘りては、 $e^2/2\pi^2 h$ なる universal 定数があるので、 $g(L)$ にもこれを単位とするものとする。二次元系以外では、conductance と conductivity とは異なるので、このような議論を後述にあてはめるわけには行かない。

$\beta(g)$ の形は、Hamiltonian の対称性によつて異なることが示されてきた²⁾。たとえば、磁場のある場合では、Hamiltonian 及固有函数は本質的に複素数となる。平面波を重ね合せて局在した状態を作ろうとする時、遠方では実部と虚部を0にするのは、実数の波動函数の場合にくらべて難しく、局在は起りにくくなる。このような考へ方と Feynman graph による計算とを結びつけることにより、磁気抵抗の理論が作られた。

3. 磁気抵抗の理論

三次元系では、 g と conductivity σ ($e^2/2\pi^2 h$ で割つてある) の関係は

$$g(L) = L \sigma(L)$$

である。十分に全体的な伝導電子系で、 L が十分に大きければ、 $\sigma(L)$ と $\sigma(\infty)$ とおきかえられ (2.1) より $\beta(g) = 1$ となる。 L が有限 (g が有限) の時の補正は、

$$\beta(g) = 1 - C/g \quad (3.1)$$

の形と考えるのが自然である。そこで、 C の値を右考慮から正と仮定する。これを仮定(2.1)から

$$\sigma(L) = \sigma(\infty) + C/L \quad (3.2)$$

を得る。磁場のあり場を考えると、磁場の強さを与えてはこの単位量は $\ell = \sqrt{c\hbar/eH}$ である。実際、 ℓ は波動関数の2点間の位相の差が、磁場の方向に ℓ だけ進むと 2π の位相が変化する長さである。したがって、 ℓ の大きさが ℓ より小さければ磁場の影響は小さい。又、 $L \gg \ell$ では、磁場の影響により局在(正確には、局在の前駆現象)。(3.2)の右辺の2項がそれぞれ ℓ と L をおさえて、 σ の L 依存性はなくなることを考えると、 σ の L 依存性は図1のようになる。したがって、 $L \rightarrow \infty$ のときの σ の磁場による変化分は

$$\Delta\sigma \sim C/\ell \quad (3.3)$$

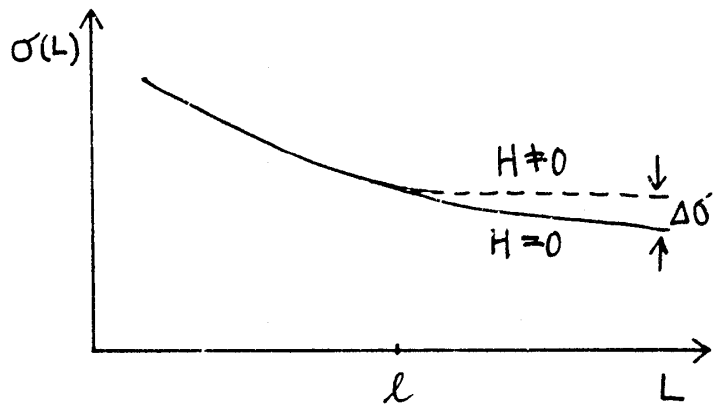
となる。Ryngaert graph による計算では、普通の単位で

$$\Delta\sigma = 0.605 e^2 / 2\pi^2 \hbar \ell = 0.918 \mu\text{ho/cm} \quad (3.4)$$

(H in kOe)

である。

図 1



以上は、等方的な質量をもつ電子の場合であるが、質量が異方性をもつ $\Delta\sigma$ も磁場の方向による異方性をもつ。この異方性を利用して、Ge の負の磁気抵抗が軌道運動によるものであることを示すことができる。³⁾ μ の依存性については多くの系で成立つことが知られている。しかし、係数の値は、定性的に (3.4) に一致する場合ばかり無いものである。その理由が、(3.4) 式は OK の理論であるが、実際に何修正にたると何修正効果その他によりこの値からずれる事が考えられるからである。又、異方性についてその値の data はあまり単純ではないが、これは、軌道運動によるスピン軌道相互作用による g -factor の異方性が入って来る事、谷間散乱の影響⁴⁾ 等によることを示している。

4. 多体効果

Altshuler と Aronov は、四人組以前に1978年頃から金属中の電子の不純物散乱と電子-電子散乱の相乗効果を議論していたが、その後このより高次元な Anderson 局在と同様の効果を実験的に与えることがわかり、くわしい計算が色々と行われた⁵⁾。この場合、ほとんどの理論は金属的伝導の領域に限られている。

多体効果で重要なものは、波動函数の相乗効果である。局在していた場合には、電子の固有エネルギーは連続変数であり、固有函数もエネルギーの連続函数と考えられる。ランダム系では、固有函数の振りは、局在の前駆現象のために多々いざおり、固有エネルギーの値の近い固有函数内には、より多量の相乗効果があるわけである。Hartree-Pock エネルギーは、大体 $|\psi_E(x)|^2$ のどこそでの決まりだが、 $E \approx E'$ 、 x と x' が近ければ、この値は多量の相乗効果のためにランダム系でより大きくなる。したがって、ランダム系では Hartree-Pock エネルギーは Fermi 面以下の状態において enhance されることになり、Fermi 面の近くで状態密度等に異常が起きる。

このように、多体効果は Fermi 面近くの状態の異常から生ずるものであるため、温度に敏感である。その結果の一つは、conductivity の T の温度依存性であり、Ge, Si の実験が大体の所は説明出来ることになっていく⁶⁾。

磁気抵抗に因って言えば、上にのべた波動函数の振りのうちの一部分は Anderson 局在の前駆現象によるものであり、一体問題の場合と同様に磁場によって弱められる。計算に求めれば、このノイズに正の磁気抵抗を与え、大部分の実験では、負の磁気抵抗は一体問題からの寄与が小さい値を観測しているため、これは多体効果によると考えられている。しかし、定量的には一体効果との分離が難しく、何個かの parameter を導入しても、磁場変化や温度変化を矛盾なく説明出来る例は少ないようである。

もう一つの磁気抵抗を与えるノイズは、スピンの関係したものである。簡単に言えば、ゼーマンエネルギーによってスピンの向きの変り状態内の Fermi 面をずらす事により、波動函数の多量の相乗効果を減らす事である。このノイズの寄与は、二次元系では磁場を面と平行にかけたことにより一体効果と分離出来る。又、三次元系でも、実効性 g -factor の異方性を反映して、軌道運動によるものと変るのりで分離が可能である⁷⁾。応力を加えた Ge の実験によれば、低温の磁気抵抗の相当大部分がスピンの関係しているようである(大塚氏ら報告参照)

5. Anderson 転移の理論

以上の話は、いわゆる弱局在の理論であり、Anderson 局在に直接せまるものでない。転移の近くでの物理量のふるまいに因っては、理論的にはあまり進歩していないが、新しく得られたのは転移の指数である。即ち、不純物濃度、応力等 (X と書く) の変化によつて転移が起るとすると、転移点 X_c の近くで伝導率は

$$\sigma \propto |X - X_c|^S \quad (5.1)$$

となるが、2の S を内題にする。氷上²⁾によれば、磁場の方向が暗に $S=1$ である。実験では $S=1$ のように見える場合もあるが、compensationのない S_i では S は $1/2$ に近い。⁷⁾ 氷上によれば、磁場のある場合、又は局在スピンのある場合の $S=1/2$ に近くなる。実際、 S_i の転移点の近くでは局在スピンの存在が認められている。しかし、実験では、 $S=1/2$ にある領域は相当広く、局在スピンの観測されている領域にまで及んでいること、又臨界指数の理論がどれだけの範囲で成立つか不明の点もあるので、この理論で説明可能かどうかは速かではない。磁場中での転移がどうか、興味のある所がある。

7. まとめ

以上、最近のフレッガーソン局在の理論の不純物半導体への応用についてのべたが、金属低次元領域での電荷低次元については大体の所はわかったと云えよう。定量的には色々問題があるが、一つの原因は、弱局在の理論もAnderson転移にも近しい場合にも適用している場合が多い事である。多体効果にしても、昔から言われているMott転移的な考え方にたつたか？で済ませなければならぬはずであるが、理論はそこまで行っていない。弱局在から強局在へ上げる試みはされてはいるが、まだはつきりした成果はないようである。

References

- 1) 川畑有郷; 日本物理学会誌 37 (1982) 673, フィジクス 3 (1982) 519.
A. Kawabata; Anderson Localization (Proc. 4th Taniguchi Intern. Symposium) p122.
- 2) S. Hikami; Anderson Localization p15.
- 3) W. Sasaki; J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 825 & Ref 1.
- 4) H. Fukuyama; J. Phys. Soc. Japan 49 (1980) 649.
- 5) P.A. Lee; Anderson Localization p 78, H. Fukuyama; Anderson Localization p 89.
- 6) G.A. Thomas, A. Kawabata, Y. Ootsuka, S. Katsumoto, S. Kobayashi and W. Sasaki; Phys. Rev. 26 (1982) 2113.
- 7) M.A. Pualanen, T.F. Rosenbaum, G.A. Thomas and R.N. Bhatt Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1284. G.A. Thomas, Y. Ootsuka, S. Katsumoto, S. Kobayashi and W. Sasaki; Phys. Rev. B25 (1982) 4288