

4. 結晶 pinning の本質が摩擦であることは、長岡氏の指摘〔物性研究 23 (1975) 257〕にもある通りである。塚田理論は、摩擦の理論としては凹凸説により静止摩擦を考えたことにあたるであろう。動的現象を論ずるには、今一段階ゆらぎ力を取り入れた統計理論か、もしくは虚数部のある有効ポテンシオールによる定式化かが、必要であろう。福山理論は、均質模型によって、近似的にせよ動摩擦の導出に成功したことが、初等力学との対応により保証されている。弱相関の系（気体）では、粘性抵抗，強相関の系（結晶）では摩擦力となることが、簡単な模型に対して示された。このことは、摩擦力の本質に関する統計力学的理論への重要な一歩として、大きな意義のあることといえよう。

2次元電子系の Anderson 局在

東北大・理 星 野 公 三

Si 反転層に 2次元電子系が実現していると考えられているが、Pepper 等¹⁾と Tsui 等²⁾は、電気伝導度の温度依存性の実験から、この系で Anderson 局在が起っていると言い出した。この際、Anderson 局在をひき起すポテンシャルのゆらぎは、 SiO_2 層の電荷と SiO_2 - Si 界面の roughness と考えられている。

この実験結果に刺戟されて、2次元 Anderson モデルが、単なる数学的取り扱いの簡単さからではなく、現実の問題との関連において興味が持たれている。最近、Licciardello と Thouless³⁾は、scaling を用いて、2次元 Anderson モデルでは、minimum metallic conductivity σ_{\min} が、結晶構造によらない定数であることを示した。更に、彼らは、その正当性を示し、かつ σ_{\min} の値を estimate するために、honeycomb, square, triangular lattices において、数値実験を行なった。計算は、 N 個の格子点をもつ系の energy levels を、周期的境界条件と、1つの方向だけ反周期的境界条件で計算し、 N 個の levels を energy の順序に並べて、対応する energy level の energy shift ΔE を求める。これと level spacing との比を求めて、その比の値が N を大きくしていった時、単調に減少するなら、その energy の状態は局在するという

Edwards & Thouless⁴⁾により提案された局在の判定条件を使う。こうして決めた易動度端での電気伝導度の値を σ_{\min} とする。この計算から、 $\sigma_{\min} = (0.12 \pm 0.03)e^2/h \approx 3 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$ と得られた。我々⁵⁾は、square latticeの場合について、CPAで状態密度と電気伝導度を計算して、Licciardello & Thoulessの数値実験の結果と比べた。状態密度は非常に良い一致を示すが、電気伝導度は2倍くらい大きくなる。状態密度に関しては、数値実験の結果がfine structureをほとんどもたず、またtail statesがほとんどないことから、CPAの結果が良く一致するのはそれ程驚くべきことではない。電気伝導度に関しては、CPAの計算は、一般に、状態密度ほどは良い近似でない。ただし、彼らの数値実験では、電気伝導度の値は、いくつかの近似を経て得られているので、状態密度ほどは、定量的には正しくないかもしれない。

さて、Licciardello & Thoulessが示したように、2次元電子系における σ_{\min} が定数であるならば、上で求めた σ_{\min} の値とSi反転層での実験から求めた値とを比較することは興味がある。Tsui等⁶⁾の実験によると、電気伝導度の温度依存性から決めた σ_{\min} の値は試料に依存していて、surface state charge Q_{SS} の増加とともに σ_{\min} が減少することがわかった。実験によれば、 $Q_{SS} > 10^{12}/cm^2$ なら $\sigma_{\min} \sim 10^{-5} \Omega^{-1}$ でLicciardello & Thoulessの求めた値と同じorderだが、 $Q_{SS} < 10^{12}/cm^2$ では、 σ_{\min} がひとけた大きくなる。このことは、 Q_{SS} が大きいときは、ポテンシャルのゆらぎが本質的で、Anderson局在が、かなり理想的に起るが、 Q_{SS} が小さいときは、ポテンシャルのゆらぎと電子間の多体効果がともに重要な役割を果すため、Anderson局在だけでは説明できない、と考えることもできるように思われる。電子間の多体効果を考慮したAnderson局在の議論はまだないので、今後の問題である。

参 考 文 献

- 1) Pepper M., Pollitt S., Adkins C. J. and Oakley R. E., Phys. Lett. 47A, 71 (1974);
Pepper M., Pollitt S. and Adkins C. J., Phys. Lett. 48A, 113 (1974).
- 2) Tsui D. C. and Allen S. T., Phys. Rev. Lett. 32, 1200 (1974).
- 3) Licciardello D. C. and Thouless D. C., Phys. Rev. Lett. 35, 1475 (1975) and preprint.

- 4) Edwards J. T. and Thouless D. C., J. Phys. C. Solid State Phys. 5, 807 (1972).
- 5) Hoshino K. and Watabe M., Solid State Commun. to be published.
- 6) Tsui D. C. and Allen S. J., Phys. Rev. Lett. 34, 1293 (1975).

MOSにおけるWigner-2D格子の安定性と鏡像 ポテンシャルによるスクリーニングの影響^{*})

東大教養 生井沢 寛

MOS 反転層に集まった電子系が、2次元Wigner 格子を形成したとして、格子の静的安定性、動的安定性及び、電子格子の格子振動の分散関係に対する、鏡像電荷のもたらすスクリーニングの影響を調べる。

今、電子は、簡単のため量子力学的な拡がり反転層に垂直な方向には無視して、 $z = 0$ 面に分布しているとする。この時、単一電子の作る電場は、絶縁体の厚さを D 、半導体と絶縁体の誘電率を夫々 ϵ_1, ϵ_2 とすると、金属中に並んだ、 $z_\nu = -2\nu D$ に位置すると、荷電 $Q_\nu = -\frac{\epsilon_2}{\epsilon} e \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{\nu-1}$ ($\bar{\epsilon} = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2)$) また $\nu = 1, 2, \dots, \infty$) の鏡像電荷の列で作られる場に等しい。2電子間の相互作用は、これら鏡像電荷列からもたらされる作用も入れれば、 $\vec{\rho}_l, \vec{\rho}_{l'}$ を夫々電子の $z = 0$ 面内の位置ベクトルとすると、

$$W(\vec{\rho}_l - \vec{\rho}_{l'}) = \frac{e^2}{\bar{\epsilon}} \left[\frac{1}{\rho_{ll'}} + \sum_{\nu=1}^{\infty} Q_\nu \frac{1}{\sqrt{\rho_{ll'}^2 + z_\nu^2}} \right], \quad \rho_{ll'} = |\vec{\rho}_l - \vec{\rho}_{l'}| \quad (1)$$

簡単の為、正電荷バックグラウンドは一様に $z = 0$ 面内に分布するとすれば、全系の相互作用は、(1) の W を使って、

$$V = V_{ee} + V_{eI} + V_{II} \quad (2)$$