参 考 文 献

1) J. L. Smith and P. J. Stiles, Phys. Rev. Letters **29** (1972) 102.
2) P. Kneshaurek, A. Kamgar and J. F. Koch, Proc. the XII-th Intern. Conf. on Semiconductor Physics, Stuttgard, 1974, p. 709. and to be published in Surface Science.
3) R. G. Wheeler, to be published in Surface Science.

Si−n型（100）面反転層における Valley分裂の強磁場下 enhancement

東大理　大川房義
植村泰忠

Siの伝導帯は縮退する6つの谷からなる。不純物に束縛されたドナー状態では，これらの準位は電場による谷間相互作用で分裂し，そのスペクトルは詳しく測定されている。[1] 理論的には，Twose[2]の近似により数多くの解析が行われているが，定式化を含め扱いに疑問がある。出発点の方程式は分裂を与えない厳密解を持つのであるが，従来それを変分で扱って分裂を得ているのである。

Siの（100）面n型反転層に於ては，表面垂直方向の質量の違いにより，6つの谷は4重縮退と2重縮退のサブバンドの2系列に分裂し，これは更に谷間相互作用で分裂する。低温（$T \lesssim 10K$）で，通常のキャリア濃度（$N_S \lesssim 5\times10^{12} cm^{-2}$）では，キャリアは2重の系列の基底サブバンドのみに存在する。そして，これに付随する谷分裂は，サブバンド形成の初の実験的証拠と言えるFowler等[3]の磁気伝導に現われていたが，その理論的解明は先に述べたように谷分裂を扱う定式の問題もあって長く未解決であった。

我々は谷分裂を扱う一方法としてextended zone有効質量近似を提案し，Siの（100）面n型反転層に適用し，谷分裂として次を得た。

$$\triangle \approx 0.15 \times \left(N_s + \frac{32}{11} N_{depl}\right) \text{ meV}. \tag{1}$$

ここで，N_s と N_{depl} は反転層と空乏層の荷電濃度で $10^{12}\,cm^{-2}$ 単位である。分裂の機構は，この系では電場による運動量空間におけるトンネル効果，electric break-through である。キャリアが増えると分裂が増加するのは表面電場が強くなるためである。

実験的には谷分裂は，面垂直方向の強磁場印加下の磁気伝導の線形のみに現われており，この状況下では，自由に残っていた面に沿った方向の運動もランダウレベルとして量子化されている。通常の実験条件下の $H \approx 10^2$ k Oe で $N_s \lesssim 5\times10^{12}\,cm^{-2}$ では，この系の種々の分裂として，$\hbar\omega_c \approx 6$ meV，$g\,\mu_B H \approx 1$ meV，$\triangle \lesssim 0.7$ meV 程度が与えられる。ここで g は Si の伝導電子の g 因子で約 2 であり，他は通常の記法である。

この系の主たる散乱体は SiO_2-Si 界面の凸凹であるが，安藤・植村理論[4]は短距離散乱体を仮定して，磁場の存在しない時の緩和時間 τ を用いて，ランダウレベルの巾として次を与える。

$$\Gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}\hbar\omega_c\frac{\hbar}{\tau}} \gtrsim 2 \sim 3 \text{ meV}. \tag{2}$$

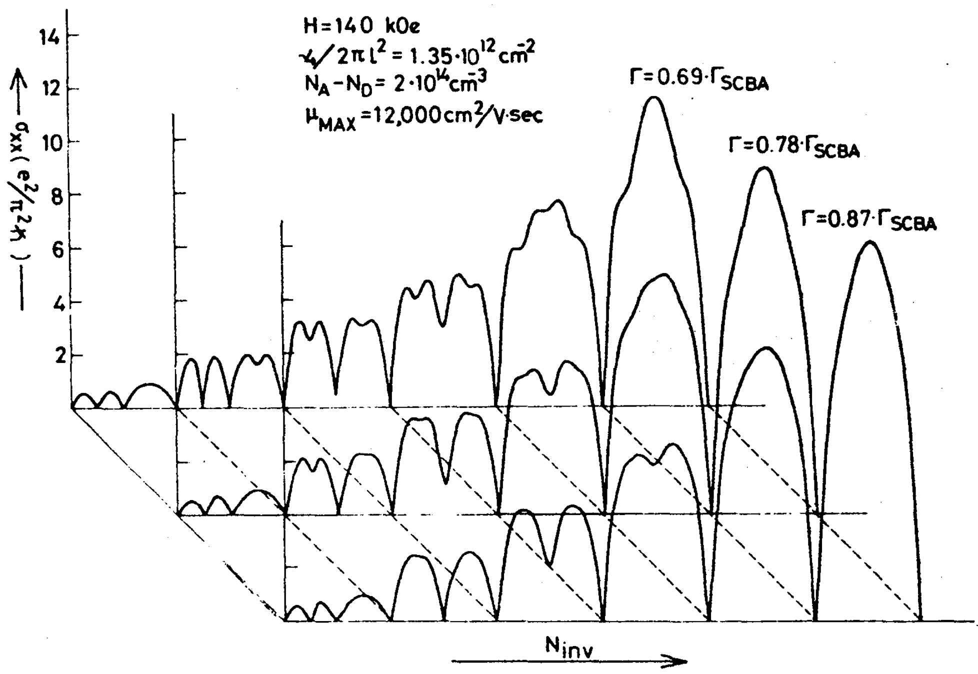
数値は，現実に測定された τ を用い推定したものである。これによると，スピン分離はおろか，それより小さい谷分裂が現実に観測されているのは非常に不思議なことである。この矛盾は，多体効果によりスピン分裂，谷分裂が大きく増大されることを考えると，きれいに説明がつく。

分裂の増大の機構は遮蔽された交換相互作用である。スピン，谷の量子数が異なれば別種粒子と見做せる。同種粒子同士はパウリ原理のため近づけないから，クーロン反発力を異種粒子間よりも弱く感じ，エネルギが下がる。従って裸の分裂により，占有数に差があると占有数の多い粒子の方により大きく交換相互作用が効く。その事は更に占有数の差をうみ，分裂を更に増大させる。

遮蔽された交換相互作用は，また系の誘電率に反比例するので定量的議論には誘電率の計算も重要である。トマス・フェルミ型の遮蔽は状態密度に比例するから，状態密度の線形，また異なるスピン，谷レベルの重なり等が重要になってくる。特に小さな谷分

裂の増大にはランダウレベルの状態密度の線形が現実にそうであるように裾をひかせる必要がある。多重散乱を考えた安藤の理論[5]によると線形はガウス型に近くなるので，ここでは一粒子グリーン関数としてガウス型の状態密度を与えるものを使い，それに対応してWard identity をほぼ近似的に満足する結節部分の近似を行った乱雑位相近似（RPA）の誘電関数を用いた。

スピン，又は谷の異なる２つのレベルを例にとれば，一方は満ちて，かつ一方は空である，フェルミ準位上の状態密度が零の，いわば絶縁体状態の時に分裂の増大は最大になる。満ちた状態の粒子間隔は概ね $\ell = (c\hbar/eH)^{1/2}$ で与えられるから交換相互作用によるシフトは $e^2/\kappa_{Si}\,\ell \simeq 10\,\mathrm{meV}$ (at $H \simeq 10^2$ kOe) であり，空のレベルはシフトしない。他に，ランダウレベル間遷移に伴う遮蔽や，一般のキャリア濃度ではレベルの重なり，キャリア数の相異等で分裂の増大はこれより小さくなり，キャリア数の関数と



The calculated transverse magneto-conductivity for several level widths. The valley and spin splittings are resolved in the lower Landau levels. Cusps can be seen in the Laudau levels of $N \geqq 4$.

図 1

見た時，増大は振動的に起る。

更に多体効果を考慮して計算されたレベル位置を基に伝導度を計算し，磁気伝導の線形を求めた。結果は第1図に示すが、川路・若林[6]その他のグループによる実験を良く説明する。計算に現われているN $\geq$ 4 のカスプは裸の谷分裂が裸のスピン分裂の半分よりも大きくなった所で現われるのであるが，川路・若林らの実験で実証されている。

参 考 文 献

1) W. Kohn, Solid State Physics, vol. 5. ed by F. Seitz and D. Turnbull, and references contained therein.
2) W. D. Twose, in Appendix of the reference : H. Fritzsche, Phys. Rev. **125** (1962) 1560.
3) A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard and P. J. Stiles, Phys. Rev. Letters **16** (1966) 901 ; J. Phys. Soc. Japan Suppl. 21 (1966) 337.
4) T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan **37** (1974) 1044.
5) T. Ando, J. Phys. Soc. Japan 37 (1974) 622.
6) S. Kawaji and J. Wakabayashi, to be published in Surface Science.

^{4}He 表面電子のリプロン散乱易動度

東大教養物理　斎 藤 基 彦

最近 $0.5 < T < 1$ °K において，^{4}He 表面上の電子のプラズマ振動が GRIMES と ADAMS[1] によって観測された。彼らはその巾より易動度を評価し，$T < 1$ °K でリプロン[2] による散乱が重要である事を示した。しかし理論的には COLE[2] の指摘以来，SHIKIN と MONARKA[3]，GASPARI と BRIDGES[4] の論争があり混乱していて，まだ定量的結着がついていない。ここでは SHIKIN ら[3] の議論が本質的に正しい事を示し，リプロン散乱による易動度を計算し，実験と良い一致をみたので報告する。

今 He 表面は $z = u(\rho; Q)$ で与えられたとする。ここで $\rho = (x, y)$，Q_q はリプ