

G I C の Galvanomagnetic Properties

松下電器材料研究所 杉原 硬

§ 1. 序論

Simon 等は Graphite acceptor Compounds の一つである C_nHNO_3 ($n=2,3,4$) の DHVA 効果の周期を説明するために、低温では インターカレント が 超格子をつくり それをつくるポテンシャルによって新しいフェルミ面が出現するものと考えた。¹⁾ 以下では解析に便利な $C_{16}HNO_3$ を考えることにしよう。インターカレント が 整列しているときには、フェルミ面 (正孔) は、独立なエッジ U, U' のまわりに 画いた 大小二つの円筒より出来ている。これらのバンドの分散関係は、Blinowski-Rigaux モデルにより与えられる。²⁾ 図 1 に示すように U, U' のまわりのフェルミ面は重なっているから、DHVA 効果の周期は 2 個観測されるのみであり、Simon 等の観測した多数の周期は説明出来ない。¹⁾

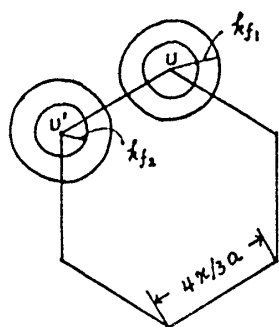


図 1. 第 2 ステージ $C_{16}HNO_3$ のブリルアン域とフェルミ面。
 $a = 2.46 \text{ \AA}$, $k_{f1} = 0.265 \text{ \AA}^{-1}$,
 $k_{f2} = 0.138 \text{ \AA}^{-1}$.

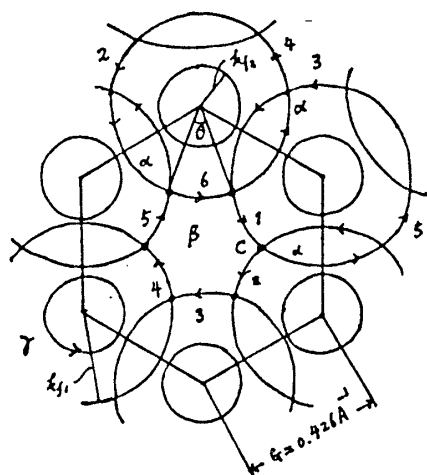


図 2. インターカレントの整列による $C_{16}HNO_3$ のフェルミ面。α, γ は正孔, β は電子軌道である。

$C_{24}SbCl_5$ では、 $C_{16}HNO_3$ では 重なる S を かつた、lower band (γ) も重なるので

Fuzellier³⁾ によると、低温において インターカレント HNO_3 が、グラファイト母体の格子と commensurate な ordering をしめ、単位格子は、グラファイトのそれの 16 倍 ($4a \times 4a$) に拡大され、従って、ブリルアン域は $1/16$ の面積に減少する。新しい、ブリルアン域において、 k_{f1} , k_{f2} の円を画くと、 k_{f1} の円は隣り同士を重なり合ひ、新しいフェルミ面が形成される。^{1,3)}

これらのことから、低温から DHVA の周期の強度を評価し、実験と矛盾しないことを示した。⁴⁾ Simon 等は、図 2 に与えられている、α, β, γ 軌道 および、それらのハーフニックス $2\alpha, \beta-\alpha, \beta-2\alpha, \dots$ を観測される周期と関連づけた。

もし、図 2 のようなフェルミ面が形成されているとすれば、磁場を C 軸方向に加えたときの、電流磁気効果も図 1 の場合に対するものは著しく変った振舞を示すはずである。以下において、Falicov-Sierant の理論⁵⁾ に従って、伝導度テンソル σ_{xx}, σ_{yy} の表式を求めよう。

γ 軌道の正孔は、 σ_{xx}, σ_{yy} に 単に つけ加えておけばよいので考慮しない。田沼等は $C_{24}SbCl_5$ について、同様の DHVA 効果を観測している。⁶⁾ これらの理論を拡張することにより論ずることが出来る。

更に、BRとMBの現象が基となる。

§2. Magnetic Breakdown とともなうときの電流磁気効果

図2で示されている変Cにおいては、キャリアはある確率Qで、ブラッグ反射(BRと略記)し、1→2の経路をとる一方、確率PでMagnetic Breakdown(MBと略記)として自由正孔の軌道をとる可能性もあるから、このような事情を考慮した電流磁気効果の理論が必要となるが、これはFalicov-Siervertによって与えられている。⁵⁾

図2から容易に分かるように、軌道の粗粒なsegmentsは、レンズ軌道αが関係した6個と、β-軌道の1~6を含めて、12個存在する。従って、segmentsの交差での遷移を記述するマトリックスは12×12の行列となり複雑となるので、以下の簡単化をする。

レンズ軌道αを無視し、BRの確率A、MBの確率Bにα-軌道の存在を絡込めておく、α-軌道の伝導率への寄与は別に考慮する。このようにすると、計算は簡単化される。

すなわち、

$$\begin{cases} A = \text{図2の軌道} = \text{図2の軌道} + \text{図2の軌道} + \text{図2の軌道} + \dots = Q + QP^2 + Q^3P^2 + Q^5P^2 + \dots = Q + \frac{QP^2}{1-Q^2} = Q + \frac{QP}{1+Q} \\ B = \text{図2の軌道} = \text{図2の軌道} + \text{図2の軌道} + \text{図2の軌道} + \dots = P^2 + P^2Q^2 + P^2Q^4 + \dots = \frac{P^2}{1-Q^2} = \frac{P}{1+Q} \end{cases} \quad (2.1)$$

また、 $P+Q=1$ なる関係を用いて、(2.1)より直ちに $A+B=1$ が得られる。よく知られているように、MBの確率Pは、次式で与えられる。

$$P = \exp(-H_0/H), \quad H_0/H \cong \Delta E^2/\hbar\omega E_F, \quad (2.2)$$

ΔE は、BR、MBを伴う変のキップフエネルギー、 ω はサイクロトロン角周波数、 E_F はフェルミエネルギー。軌道セグメント間の遷移を与える Transition Matrix Mは以下のように与えられる。

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ \begin{matrix} 0 & 0 & B & 0 & 0 & A \\ A & 0 & 0 & B & 0 & 0 \\ 0 & A & 0 & 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & A & 0 & 0 & B \\ B & 0 & 0 & A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 & 0 & A & 0 \end{matrix} & \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} \end{pmatrix}, \quad (1 \sim 6 \text{ は 図2の軌道の segments とする}). \quad (2.3)$$

Chambersのpath integralの方法をMBが存在する場合に拡張して、伝導度テンソル σ_{ij} は次のようにあらわされる。⁵⁾

$$\sigma_{ij} = -\frac{2e^2s}{(2\pi)^3\hbar} \sum_{\ell=1}^{\infty} \int dE \frac{df_0}{dE} \int_{\ell}^{t_0} d\ell_2 \int_{\ell}^{t_0} d\ell_1 v_i(t_1) I_j(t_1, \ell) dt', \quad I_j(t_1, \ell) = e^{-t_1/\tau} \left\{ \int_{\ell}^{t_1} dt'' v_j(t''; \ell) e^{t''/\tau} + K_j(\ell) \right\}. \quad (2.4)$$

($s = eH/\hbar c$, $\tau = \hbar$, t_0 : 11個のsegmentを通過するのに要する時間),

$$K_j = \begin{bmatrix} k_j^{(1)} \\ \vdots \\ k_j^{(n)} \end{bmatrix}, \quad V_j = \begin{bmatrix} V_j^{(1)} \\ \vdots \\ V_j^{(n)} \end{bmatrix}, \quad V_j(r) = \int_0^{t_0} v_j(t, r) e^{i\omega t} dt. \quad (2.5)$$

とおく。

$$K_j = \sum_{p=1}^n M^p V_j e^{-p\omega t/\tau} = M e^{-\omega t/\tau} [1 - M e^{-\omega t/\tau}]^{-1} V_j. \quad (2.6)$$

$v_{x,y}(t, l)$ は l -番目 ($l=1, 2, \dots, 6$) の segment の速度と時刻 t における l 成分の速度成分である。
 7 成分の速度を v_F とする。

$$v_x(t, l) = -v_F \sin(\omega t + \phi_l), \quad v_y(t, l) = v_F \cos(\omega t + \phi_l), \quad (2.7)$$

と与えられる。

$$[1 - M e^{-\omega t/\tau}]^{-1} \equiv Y = \begin{bmatrix} \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & Y_{ij} & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad \text{とおく。} \quad Y_{ij} = Y_{i+p, j+p} \pmod{6} \quad \text{なる関係があり、独立な}$$

Y_{ij} の値はつきのようになる。

$$\begin{cases} Y_{11} = (1 + 3a^2b + b^3)\Delta^{-1}, & Y_{21} = (-a + 2ab^3 - 2a^3b)\Delta^{-1}, & Y_{31} = (a^2 - 2a^2b^3 + a^4b + b^2 + b^5)\Delta^{-1}, \\ Y_{41} = -(a^3 + 3ab^2)\Delta^{-1}, & Y_{51} = (a^4 - b - b^6)\Delta^{-1}, & Y_{61} = (-a^5 + 2a^3b^2 + 2ab - ab^4)\Delta^{-1}, \\ \Delta = -a^6 + 3a^4b^2 + 6a^2b - a^2b^4 + 2b^3 + b^6 + 1, & a = -A e^{-\omega t/\tau}, & b = -B e^{-\omega t/\tau}. \end{cases} \quad (2.8)$$

また、 $K_j(l)$ は

$$K_j(l) = e^{-\omega t/\tau} \sum_{p=1}^6 (A Y_{l-1,p} + B Y_{l+2,p}) V_j(p). \quad (2.9)$$

以上の結果を利用して、 σ_{xx} , σ_{xy} を磁場の関数として計算できる。(2.4)の表式において、

$v_i(t, l) I_j(t, l)$ は速度相関を与えてくれる。 $I_j(t, l)$ の $\{\dots\}$ の第 1 項からは、同じ segment

内の相関があらわれ、他方 $K_j(l)$ は異なる segment 間の相関を与えてくれる。MB に関係する項である。 $M_{l,r} = \delta_{l,r+1}$ とすれば、MB を考えない通常の Chambers の式に帰着する。

$\omega\tau \gg 1$ の場合に興味があるので、それに対して、 σ_{xx} , σ_{xy} の表式を求める。初めに注意しておきたいのは、ここには $L > r$ 軌道 α からの寄与が含まれていない。

さて、ローレンツの式より、 $\hbar \int dk_s = (e/c) v_F H t$ 。 ($\int dk_s$ は軌道 k の長さ)

$$t_0 = \hbar \theta / S v_F, \quad (S = eH/\hbar c) \quad (\theta \text{ は } l \text{ 成分の角度}) \quad (2.10)$$

より、 $t_0/\tau = \theta/\omega\tau \ll 1$ とする。 $e^{-\omega t/\tau} \doteq 1$ として、

$$\begin{cases} \sigma_{xx} \doteq \sigma_{xx}^{(0)} \left(\frac{3}{\pi} \right) (1 - \cos\theta) \left\{ 1 + \frac{3(A-B)(4B-1)}{|\omega\tau| B^2 A} \theta \right\}, & \sigma_{xx}^{(0)} = \frac{Ne^2\tau}{m(1+\omega^2\tau^2)}, \\ \sigma_{xy} \doteq |\sigma_{xy}^{(0)}| \frac{3}{\pi} \left\{ (\sin\theta - \theta) + \frac{3\sqrt{3}(B-A)}{|\omega\tau| B^2 A} \theta (1 - \cos\theta) \right\}, & \sigma_{xy}^{(0)} = \sigma_{xx}^{(0)} |\omega\tau|. \end{cases} \quad (2.11)$$

σ_{xx} の $\{\dots\}$ の中の第2項に注目しよう。 $H_0 > H$ であれば、(2.1), (2.2) より $A > B$, $4B > 1$ なる関係があり、正の値をとるが、十分磁場が強くなるとは、 $A \approx 2H_0/H = 2\omega_0/\omega$ ($\omega_0 = eH_0/mc$), $B \approx 1$ となり $\{\dots\} \approx 1 - 90/\omega_0\tau \approx 1$ となる。一方、 σ_{xy} の $\{\dots\}$ もまた、

第1項は正であり、第2項は $H_0 > H$ で負、 $H_0 < H$ で正となり、磁場増加と共に、電子軌道 β の寄与が減少し、自由正孔の軌道への遷移を主として考えられる。

一般的な考察から分るように、⁵⁾ MBの効果は緩和時間 τ の代りに有効緩和時間 τ_{eff} を導入すると同等である。 τ_{eff} は

$$1/\tau_{eff} = 1/\tau + C\omega_0, \quad (C \sim 1). \quad (2.12)$$

従って、磁気抵抗 $\rho = \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)$ は $\omega\tau > 1$ なる磁場で飽和値 (式(2.1)の τ) にならず、より大きい磁場 $\omega\tau_{eff} > 1$ で達成される。田沼等の研究した $CuSbCl_2$ ⁶⁾ では upper

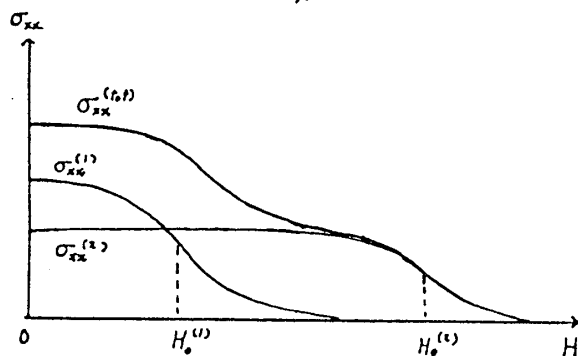


図.3 2種類のバンド 1, 2 からなる breakdown field $H_0^{(1)}$, $H_0^{(2)}$ をもつ σ_{xx} の H の振舞。

band の breakdown field $H_0^{(1)}$ は小さく、lower band のそれはより大きいと考えられている。もし両者の差がかなり大きければ、図3のように、

$\sigma_{xx}^{(total)} = \sigma_{xx}^{(1)} + \sigma_{xx}^{(2)}$ が2段階の減少を示す可能性が示唆されるかも知れない。⁷⁾

ここで全く考えがつかない α -軌道の寄与を加えておかなければならない。これを単に相加的に加えておけば良いのは、粗つぽい近似であることに留意しておく必要がある。

文献

- 1) Ch. Simon, F. Batallan, I. Rosenman and H. Fuzellier: *Phys. Rev.* **23** (1981) 2386.
- 2) J. Blinowski and C. Rigaux: *J. Physique*: **41** (1980) 667; J. Blinowski, N. H. Hau, C. Rigaux and J. P. Vieren: *J. Physique* **41** (1980) 47.
- 3) I. Rosenman, F. Batallan, Ch. Simon and H. Fuzellier: *Proc. 15th Int. Conf. Phys. Semicon. Kyoto, 1980*, *J. Phys. Soc. Japan* **49** (1980) Suppl. A 923.
- 4) 杉原 石: 「インターロンの機構と物性」 第1回研究会報告書 (1981) p. 44.
- 5) L. M. Falicov and P. R. Sievert: *Phys. Rev.* **135** (1965) A88.
- 6) 田沼静一, 高橋文: 表紙34: 「インターロンの機構と物性」 第1回研究会報告書 p. 40
- 7) 田沼教授の suggestion.