

ひとつの電気伝導計算法

名古屋大学教養部 中 野 藤 生

(1955 年 4 月 26 日 受 理)

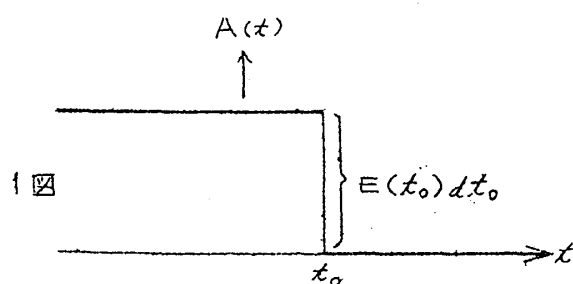
§1. 金属の電気伝導度を計算する方法は、電子の波数空間における分布函数を $f(k)$ として、

- (1) $f(k)$ の電場 E のもとにおける drift による変化率 $(\frac{df}{dt})_{\text{drift}}$ を求める。
- (2) 格子波との衝突による変化率 $(\frac{df}{dt})_{\text{衝突}}$ を求める。
- (3) 上の二つの変化を釣合せることにより、電子の自由行路 $\ell(k)$ を求める。
- (4) Lorentz - Sommerfeld の電流の表式に、求めた $\ell(k)$ を代入する。

こういう4段がまえで、複雑な論理である。久保 - 富田が磁気吸収の理論で展開した緩和現象の取扱い¹⁾を利用して、一段論法で電気伝導度を求める方法を示すのがこの話のスジである。スジガキは次のとおり。電場 $E(t)$ はベクトル・ポテンシャル $A(t)$ を用いて

$$E(t) = - \frac{1}{c} \frac{dA(t)}{dt} \quad (1)$$

と表わす。基本的な $A(t)$ として、1 図のような $t = t_0$ においてトビ $E(t_0)dt_0$ をもつ階段函数



$$A(t) = E(t_0)dt_0 \cdot \epsilon(t - t_0) \quad (2)$$

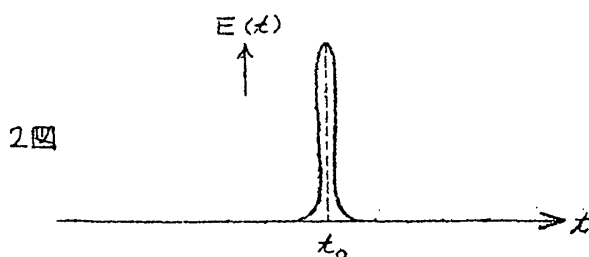
をとる。これにたいする $E(t)$ は、2 図に示すような $t = t_0$ における δ 函数に比例するもので、

$$E(t) = E(t_0)dt_0 \cdot \delta(t - t_0) \quad (3)$$

かようなシゲギにたいする系の電流の(準)熱平衡値 $\overline{j(t)}$ の response $\overline{dj(t)}$ は

$$\overline{dj(t)} = \sigma'(t - t_0) E(t_0)dt_0$$

のかたちに求まる。時間によらぬ一定



-(26)-

電場 $E(t) = E$ にたいする *response* はこの基本解から

$$j = \int \overline{dj(t)} = \int_{-\infty}^t \sigma'(t-t_0) dt_0 \cdot E = \sigma E$$

のかたちに来る。こうして伝導度 σ が一ぺんに求められる。 $E(t)$ を一定にしなければ交流の問題が、 A として $A(t)$ の他に磁場の存在を表わす $A(r)$ をいれて取扱えば磁場共存下の問題がとける。これらについてはこゝではやらない。

§2. 単位体積で考える.

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}' \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_K E(K) a_K^* a_K + \sum_k \hbar \omega_k \left(b_k^* b_k + \frac{1}{2} \right). \quad (1a)$$

$$\mathcal{H}' = \alpha \sum_{K,k} \sqrt{k} \left(a_{K+k}^* a_K b_k + a_K^* a_{K'+k} b_k^* \right). \quad (1b)$$

$$\alpha = \left(\frac{2C^2}{9NMS} \right)^{\frac{1}{2}}$$

これらの式については説明の要はなかろう。たゞ C は *Sommerfeld-Bethe* の常数、 N は単位体積中のイオンの数、 M はイオンの質量、 S は縦波の音速、1, 2 図に示した基本のシゲキがあるとき、系のハミルトニアン H は

$$H = \begin{cases} \mathcal{H} + V. & t \leq t_0. \\ \mathcal{H} & t > t_0. \end{cases} \quad (2)$$

t_0 以後の電流オペレーターは

$$j = -\frac{e}{\hbar} \sum_K \frac{dE_K}{dK} a_K^* a_K \quad (3)$$

これは電流の *Fourier k*-成分

$$j_K = -\frac{e}{2\hbar} \sum_{K'} \left\{ \left(\frac{dE}{dK} \right)_{K'} + \left(\frac{dE}{dK} \right)_{K'+K} \right\} a_{K'}^* a_{K'+K}$$

のうちの 0-成分である。(2) 式に現れる V は $E(t_0) \Delta t_0$ を A と略記して、

$$V = \frac{e}{c\hbar} \sum_K \left(\frac{dE}{dK} \cdot A \right) a_K^* a_K = -\frac{1}{c} (j, A) \quad (4)$$

-(27)-

で表される。この式もそうであるが、以下 A^2 以上の項が現れてもそれは不必要故かゝないことにする。この系のフルマイを論ずるには久保、富田¹⁾のオサライをすればよろしい。それは次のように進められる。 $t > t_0$ における系の密度行列 $\rho(t)$ の運動はハミルトニアン $\mathcal{H}$ 下に行われ、

$$\rho(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H} (t-t_0)} \rho' e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H} (t-t_0)}$$

ρ' は時 t_0 における密度行列。これは $t = -\infty$ からハミルトニアン $\mathcal{H} + V$ のもとに運動してきた密度行列が t_0 において示すかたちであることから *Gellmann - Goldberger* 流の展開

$$\begin{aligned} \exp[-\beta(\mathcal{H} + V)] \\ = \exp(-\beta \mathcal{H}) \left\{ 1 - \int_0^\beta d\lambda e^{\lambda \mathcal{H}} V e^{-\lambda \mathcal{H}} \right. \\ \left. + \int_0^\beta d\lambda_1 e^{\lambda_1 \mathcal{H}} V e^{-\lambda_1 \mathcal{H}} e^{\lambda_2 \mathcal{H}} V e^{-\lambda_2 \mathcal{H}} + \dots \right\} \end{aligned}$$

を利用すれば、

$$\rho' = \frac{e^{-\beta \mathcal{H}}}{\text{Tr} e^{-\beta \mathcal{H}}} \left\{ 1 - \int_0^\beta d\lambda e^{\lambda \mathcal{H}} V e^{-\lambda \mathcal{H}} e^{-\lambda \mathcal{H}} \right\} \quad (5)$$

となることがわかる。

$t > t_0$ における j の熱平衡値 $\overline{j(t)}$ は

$$\begin{aligned} \overline{j(t)} &= \text{Tr} [\rho(t) j] \\ &= \text{Tr} [\rho' j(t-t_0)] \end{aligned} \quad (6)$$

$$j(t) = e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H} t} j e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H} t}$$

で $j(t)$ はハミルトニアン $\mathcal{H}$ のハイゼンベルク運動をする。(5)を(6)に代入すると、

$$\begin{aligned} \overline{j(t)} &= - \int_0^\beta d\lambda \text{Tr} [\rho_0 e^{\lambda \mathcal{H}} V e^{-\lambda \mathcal{H}} j(t-t_0)] \\ &= \frac{1}{c} \int_0^\beta d\lambda \text{Tr} [\rho_0 e^{\lambda \mathcal{H}} (A \cdot j) e^{-\lambda \mathcal{H}} j(t-t_0)] \end{aligned}$$

(5)の $\{ \}$ 内第1項1からくる項はさえる。こゝで A を本式に $E(t_0) d\epsilon_0$ とかき、 $\overline{j(t)}$ も正しく、 $dj(t, t_0)$ とかく。又ベクトルの直交座標系への成分を μ, ν 等で表わすと、

(28)-

 $(\mu, \nu = x, y, z)$

$$\overline{dj_\mu(t, t_0)} = dt_0 \sum_\nu E_\nu(t_0) \varphi_{\nu\mu}(t-t_0) \quad (7)$$

$$\varphi_{\nu\mu}(t) = \frac{1}{c} \int_0^\beta d\lambda \langle e^{\lambda \mathcal{H}} j_\nu e^{-\lambda \mathcal{H}} j_\mu(t) \rangle \quad (8)$$

 $\langle X \rangle$ は

$$\langle X \rangle = \frac{\text{Tr}(e^{-\beta \mathcal{H}} X)}{\text{Tr}(e^{-\beta \mathcal{H}})} \quad (9)$$

を表す。以後高温近似で満足することにして(電子格子波相互作用が温度に比べて強くない)

high frequency part をねぐれば

$$\varphi_{\nu\mu}(t) = \frac{\beta}{2c} \langle \{j_\nu j_\mu(t)\} \rangle \quad (8')$$

$$\{X, Y\} \equiv \frac{1}{2}(XY + YX)$$

(8') は (8) の integrand を λ で展開したとき λ の 1 次の項まで正しいように $\frac{1}{2}\{ \dots \}$ の操作をしたものである。(8') のかわりに、むづろさに $\frac{\beta}{c} \langle j_\nu j_\mu(t) \rangle$ としたのは λ の 1 乗の項ですでに本モノとちがつてくるので近似が悪い。 $\langle \dots \rangle$ のイミも (9) の代りに

$$\langle X \rangle = \frac{\text{Tr}(e^{-\beta \mathcal{H}_0} X)}{\text{Tr}(e^{-\beta \mathcal{H}_0})} \quad (9')$$

を使う。

$$G(t) = \langle \{j_\mu j_\mu(t)\} \rangle \quad (10)$$

とおけば

$$\varphi_{\mu\mu}(t) = \frac{\beta}{c} G(t) \quad (8'')$$

となる。以下 $G(t)$ を求めることにする。 $\varepsilon(k)$ が $|k|$ の函数であつたり、そうでなくても $\alpha_1 k_x^2 + \alpha_2 k_y^2 + \alpha_3 k_z^2$ のような形であれば、 $\varphi_{\mu\nu}(t) \neq 0$ ($\mu \neq \nu$) で $\varphi_{\mu\mu}$ のみ考えれば充分。 $\varepsilon(k) = \alpha_1 k_x^2 + \alpha_2 k_y^2 + \alpha_3 k_z^2 + \beta_1 k_y k_z + \beta_2 k_z k_x + \beta_3 k_x k_y$ のような形のときは $\varphi_{\nu\mu} \neq 0$ であるが、かような場合は考えないでおく。この場合でも以下の $\varphi_{\mu\mu}$ の計算結果は勿論使える。 $G(t)$ は

$$G(t) = G_0(t) + G_1(t) + G_2(t) + \dots \quad (11)$$

(29)

$$G_n(t) = (i\hbar)^{-n} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \cdots \int_0^{t_{n-1}} dt_n \langle \{ [j_\mu, \mathcal{H}'(t_1), \cdots, \mathcal{H}'(t_n)] j_\mu \} \rangle \quad (11a)$$

ただし

$$\mathcal{H}'(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}_0 t} \mathcal{H}' e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}_0 t},$$

$$[j_\mu, \mathcal{H}'(t_1), \cdots, \mathcal{H}'(t_n)]$$

$$= \left[\cdots [j_\mu, \mathcal{H}'(t_1)] \mathcal{H}'(t_2) \cdots \right] \mathcal{H}'(t_n)$$

たとえば

$$G_0(t) = \langle j_\mu^2 \rangle. \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} G_1(t) &= (i\hbar)^{-1} \int_0^t dt_1 \langle \{ [j_\mu, \mathcal{H}'(t)] j_\mu \} \rangle \\ &= (i\hbar)^{-1} \int_0^t dt_1 \langle \{ [j_\mu, \mathcal{H}'(0)] j_\mu \} \rangle \\ &= 0 \end{aligned} \quad (12b)$$

$$\begin{aligned} G_2(t) &= (i\hbar)^{-2} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \langle \{ [[j_\mu, \mathcal{H}'(t_1)] \mathcal{H}'(t_2)] j_\mu \} \rangle \\ &= (i\hbar)^{-2} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \langle \{ [[j_\mu, \mathcal{H}'(t_1 - t_2)] \mathcal{H}'(0)] j_\mu \} \rangle \\ &= (i\hbar)^{-2} \int_0^t d\tau (t - \tau) \langle \{ [[j_\mu, \mathcal{H}'(\tau)] \mathcal{H}'(0)] j_\mu \} \rangle \end{aligned} \quad (12c)$$

 (12a, b) で第1式を第2式にかきかえうることは, $[\mathcal{H}_0, j_\mu] = 0$ にもとづく.

 $G_2(t)$ は

$$G_2(t) = -\langle j_\mu^2 \rangle \int_0^t (t - \tau) d\tau f(\tau) \quad (13)$$

$$f(\tau) = \frac{\langle \{ [j_\mu, \mathcal{H}'(\tau), \mathcal{H}'(0)] j_\mu \} \rangle}{\hbar^2 \langle j_\mu^2 \rangle} \quad (13a)$$

 とかける. *high frequency part* をねぐると,

$$f(\tau) = \frac{\langle \{ [j_\mu, \mathcal{H}'(\tau)] [\mathcal{H}'(0), j_\mu] \} \rangle}{\hbar^2 \langle j_\mu^2 \rangle} \quad (13b)$$

(30)

$$\mathcal{H}'_f(t) = \sum_{\omega} \mathcal{H}'_{f\omega} e^{i\omega t} \text{ とかけるから}$$

$$\begin{aligned} f(\tau) &= \frac{1}{2\hbar^2 \langle j_{\mu}^2 \rangle} \sum_{\omega} \langle [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] e^{i\omega\tau} \\ &\quad + [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] e^{-i\omega\tau} \rangle \\ &= \frac{1}{\hbar^2 \langle j_{\mu}^2 \rangle} \sum_{\omega} \langle [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] \rangle \cos(\omega\tau) \quad (13c) \end{aligned}$$

G(t) が

$$G(t) = \langle j_{\mu}^2 \rangle \exp \psi(t) \quad (14)$$

の形になるものと仮定すると,

$$\psi(t) = - \int_0^t (t-\tau) f(\tau) d\tau \quad (14a)$$

t → ∞ で漸近形

$$\psi(t) \simeq -\nu |t| - i\nu' t \quad (14b)$$

を仮定すれば

$$\nu = \operatorname{Re} \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau, \quad (14c)$$

$$\nu' = \operatorname{Im} \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau. \quad (14d)$$

(13c) を使うと,

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau &= \frac{1}{\hbar^2 \langle j_{\mu}^2 \rangle} \sum_{\omega} \langle [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] \rangle \int_0^{\infty} \cos(\omega\tau) d\tau \\ &= \frac{2\pi}{\hbar^2 \langle j_{\mu}^2 \rangle} \sum_{\omega} \langle [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] \rangle \delta(\omega) \end{aligned}$$

したがって (14c, d) から

$$\nu = \frac{2\pi}{\hbar^2 \langle j_{\mu}^2 \rangle} \sum_{\omega} \langle [\mathcal{H}_{f\omega}, \mathcal{H}'_{f\omega}] [\mathcal{H}'_{f-\omega}, j_{\mu}] \rangle \delta(\omega).$$

$$\nu' = 0$$

となり

$$\psi(t) \simeq -\nu |t|$$

-31-

(14) から

$$\begin{aligned}
 G(t) &= \langle j_\mu^2 \rangle e^{-\nu|t|} \\
 \overline{j_\mu(t)} &= \int_{-\infty}^t \overline{dj_\mu(t-t_0)} \\
 &= \int_{-\infty}^t dt_0 E_\mu(t_0) \varphi_{\mu\mu}(t-t_0) \\
 &= \frac{\beta}{c} \int_0^\infty d\tau E_\mu(t-\tau) G(\tau)
 \end{aligned} \tag{15}$$

に(15)を入れると,

$$\overline{j_\mu(t)} = \frac{\beta}{c} \langle j_\mu^2 \rangle \int_0^\infty E_\mu(t-\tau) e^{-\lambda\tau} d\tau \tag{16}$$

 $E_\mu = E = \text{const.}$ とすれば,

$$\overline{j_\mu(t)} \equiv \overline{j_\mu} = \frac{\beta}{c\nu} \langle j_\mu^2 \rangle \cdot E$$

 $\overline{j_\mu} = \sigma E$ で伝導度 σ がきまるから,

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \frac{\beta}{c\nu} \langle j_\mu^2 \rangle \\
 &= \frac{\hbar^2 \beta}{2\pi} \langle j_\mu^2 \rangle^2 \frac{1}{\sum_\omega \langle [j_\mu, \mathcal{H}'_\omega] [\mathcal{H}'_{-\omega}, j_\mu] \rangle \delta(\omega)}
 \end{aligned} \tag{17}$$

§. (2.1) のハミルトニアン $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$ にもとづいて; (2.17) 式の σ を計算する.

$$\mathcal{H}'_\omega = \alpha \sum_{k,k'} \sqrt{k} (a_{k+k}^* a_k b_{k'} + a_k^* a_{k+k} b_{k'}^*)$$

$$E_{k+k} - E_k - \hbar\omega_{k'} = \pm \hbar\omega$$

$$\therefore [j_\mu, \mathcal{H}'_\omega]$$

$$= -\alpha' \sum_{k,k'} \sqrt{k} \frac{dE}{dk} \frac{k\mu}{k} (a_{k+k}^* a_k b_{k'} - a_k^* a_{k+k} b_{k'}^*)$$

$$E_{k+k} - E_k - \hbar\omega_{k'} = \pm \hbar\omega$$

-(32)-

$\sum$ の下のタダシガキの等式における土は(…)中の第1項にたいしては+, 第2項にたいしては-をとる. この式を出すのには, $\frac{d\varepsilon}{dk}$ が k の一次函数で,

$$\begin{aligned}\sum_{\nu} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_{\mu} \partial k_{\nu}} k_{\nu} &= \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_{\mu}^2} k_{\mu}, \\ &= \frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} k_{\mu} = \frac{d\varepsilon}{dk} \frac{k_{\mu}}{k}\end{aligned}$$

としようとした. これを仮定しなければ, 右辺の式を左辺にもどしておけばよいだけである. これを使つて

$$\begin{aligned}&\sum_{\omega} \langle [j_{\mu}, \mathcal{H}'_{\omega}] [\mathcal{H}'_{-\omega}, j_{\mu}] \rangle \delta(\omega) \\ &= -\frac{\alpha'^2}{\pi^2} \int_0^{\infty} k^2 dk \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{k_0} \int_{-1}^1 k'^2 dk' d(\cos \theta) k \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)^2 \frac{k_{\mu}^2}{k^2} \\ &\quad \times \left\{ f_{k+k'} (1-f_k) (n_k+1) + f_k (1-f_{k+k'}) n_k \right\} \delta \left(\frac{\varepsilon_{k+k'} - \varepsilon_k - \hbar \omega_k}{\hbar} \right)\end{aligned}$$

ただし, $\alpha' = -\frac{e}{\hbar} \alpha$, f_k , n_k は熱平衡分布の函数で

$$f_k = \langle a_k^* a_k \rangle = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_k - \zeta)} + 1}.$$

$$n_k = \langle b_k^* b_k \rangle = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega_k} - 1} \simeq \frac{kT}{\hbar \omega_k}.$$

k_0 は音波の最大波数

$$\varepsilon_{k+k'} - \varepsilon_k - \hbar \omega_k = \frac{d\varepsilon}{dk} \left(2k \cos \theta' + \frac{k'^2}{k} \right) - \hbar \omega_k, \quad (\theta' \text{ は } k, k' \text{ 間の角})$$

であること.

$$f_{k+k'} (1-f_k) n_k = (f_k - f_{k+k'}) \cdot n_k^2 \simeq -\frac{\partial f_k}{\partial \varepsilon_k} \frac{(kT)^2}{\hbar \omega}$$

$$\text{同様に } f_k (1-f_{k+k'}) \simeq -\frac{\partial f_k}{\partial \varepsilon_k} \frac{(kT)^2}{\hbar \omega}.$$

等の関係を使うと,

$$\begin{aligned}&\sum_{\omega} \langle [j_{\mu}, \mathcal{H}'_{\omega}] [\mathcal{H}'_{-\omega}, j_{\mu}] \rangle \delta(\omega) \\ &= -2 \left(\frac{\alpha'}{\pi} kT \right)^2 \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{k_0} k^2 \frac{df_k}{d\varepsilon_k} \frac{dk}{d\varepsilon_k} d\varepsilon.\end{aligned}$$

-(33)-

$$\times \int_0^{k_0} k^2 dk \, k \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)^2 \frac{k_\mu^2}{k^2} \frac{1}{\hbar \omega_k} \hbar \frac{dk}{d\varepsilon_k} \frac{1}{2k}$$

k_0 : Fermi 準位の波数. $\omega_k = \hbar S k$ において計算すると.

$$= \frac{C^2 e^2}{NM S^2 \hbar} (kT)^2 \frac{k_0^4}{48\pi^4} \cdot \frac{2}{9}$$

$$N = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{k_0}{2\pi} \right)^3 = \frac{k_0^3}{6\pi^2}, \quad \hbar S k_0 = k\Theta \quad (\Theta: \text{Debye 温度}).$$

を使うと.

$$= \frac{1}{6} \frac{C e^2 \hbar}{M} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2$$

次に $\langle j_\mu^2 \rangle$ を計算する.

$$\begin{aligned} \langle j_\mu^2 \rangle &= \frac{e^2}{\hbar^2} \left\langle \sum_k \frac{d\varepsilon_k}{dk} a_k^* a_k \sum_k \frac{d\varepsilon_k}{dk} a_k^* a_k \right\rangle \\ &= \frac{e^2}{\hbar^2} \frac{8\pi}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)^2 (f_k - f_k^2) k^2 dk \end{aligned}$$

$f_k - f_k^2 = -kT \frac{df_k}{d\varepsilon_k}$ を使って.

$$= - \frac{e^2 kT}{3\hbar^2 \pi^2} \int_0^\infty \left(\frac{d\varepsilon_k}{dk} \right)^2 \frac{\partial f_k}{\partial \varepsilon_k} k^2 \frac{dk}{d\varepsilon_k} d\varepsilon_k$$

$$\simeq - \frac{e^2 kT}{3\hbar^2 \pi^2} \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)_0 k_0^2 \int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = \frac{e^2 k_0^2}{3\hbar^2 \pi^2} \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)_0$$

添字 0 は Fermi レベルでの値を示す. これらのかたちを (2.17) に代入すれば

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{1}{kT} \frac{\frac{e^4 k_0^4}{9\hbar^4 \pi^4} \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)_0^2 (kT)^2}{\frac{C^2 e^2 \hbar}{6M} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2} \\ &= \frac{n e^2 k_0 M}{\hbar^2 \pi^3 C^2} \left(\frac{d\varepsilon_k}{dk} \right)_0^2 \frac{k\Theta^2}{T} \end{aligned}$$

n は電子の密度, $n = \frac{k_0^3}{3\pi^2}$ である.

これは §1 にのべたタイプのふつうの計算の結果, たとえば *Sommerfeld-Bethe* の結果²⁾ と正に同じである.

-(34)-

文 献

- 1) R. Kubo & K. Tomita, Journ. Phys. Soc. Jap. 9 (1954)
888.
- 2) Handbuch d. Phys. p. 523.