Charged Phonons. II. Second Quantization and Its Application to Galvanomagnetic Effect

岡大・電子工学教室　石　井　忠　男

（1月24日受理）

§ 1. Introduction

超強磁場は荷電格子の振動の量子化に寄与し，2つのエネルギー分散

$$\Omega_\varepsilon = \sqrt{\omega_q^2 + \omega_L^2}\ , \ - \varepsilon\,\omega_L\ , \quad \varepsilon = \pm 1 \tag{1}$$

を有す“charged phonon”を作り出す。[1] このことは電気伝導などにも影響を与える。ここでは第2量子化法について述べ，その応用として，久保，三宅，橋爪の理論[2]に準拠して電気伝導への影響を調べてみよう。

§ 2. Hamiltonian[3]

2.1 Hamiltonian

結晶中のκ番目の原子が外場EおよびHによって受ける力$\mathbf{F}(\kappa)$は，原子の有効電荷$e(\kappa)$，変位$\mathbf{u}(\kappa)$とすれば

$$F_\alpha(\kappa) = e(\kappa)\left[E_\alpha + \frac{1}{c}\{\dot{u}(\kappa)\times H\}_\alpha\right] - \frac{1}{2}\sum_{\kappa'\alpha'}\Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')\,u_{\alpha'}(\kappa') \tag{2}$$

$$\Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa') = \partial^2\Phi(r)/\partial r_\alpha(\kappa)\,\partial r_{\alpha'}(\kappa')\ , \tag{3}$$

$$\alpha,\ \alpha' = x,\ y,\ z, \qquad \kappa = 1,\ 2,\ \cdots,\ N$$

$\Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')$は（3）式で表わされる比例定数である。[3]（2）式は$\mathbf{u}$及び$\dot{\mathbf{u}}$を変数として，（$\mathbf{u}$, $\dot{\mathbf{u}}$）連続空間に於る次のラグランジュ函数から導かれる。

$$\mathcal{L}_S = \sum_{\kappa}\left[\frac{1}{2}M(\kappa)\dot{u}(\kappa)^2 - e(\kappa)\phi(\kappa) + e(\kappa)A(\kappa)\cdot u(\kappa)/c - \frac{1}{2}\sum_{\kappa'\alpha\alpha'}\Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')u_\alpha(\kappa)u_{\alpha'}(\kappa')\right] \tag{4}$$

但し$M(\kappa)$はκ番目の原子の質量，及び$H = \mathrm{rot}_{u(\kappa)}A(\kappa)$，$A(\kappa) = \frac{1}{2}H \times u(\kappa)$，$E(\kappa) = -\nabla_{u(\kappa)}\phi(\kappa) - \frac{1}{c}\frac{\partial A(\kappa)}{\partial t}$ と定義する。従ってハミルトン函数は$u(\kappa)$に正準共役な運動量を$\pi(\kappa)$として

$$\mathcal{H}_S = \sum_{\kappa}\left[\frac{1}{2M(\kappa)}\left\{\pi(\kappa) - \frac{e(\kappa)}{c}A(\kappa)\right\}^2 + e(\kappa)\phi(\kappa) + \frac{1}{2}\sum_{\kappa'\alpha\alpha'}\Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')u_\alpha(\kappa)u_{\alpha'}(\kappa')\right] \tag{5}$$

2.2 Normal Coordinates

$\phi = 0$, $H /\!/ \hat{z}$ の場合について考えよう。$A = (-\frac{1}{2}Hu_y, \frac{1}{2}Hu_x, 0)$ のゲージをとり次の諸量を定義する。

$$\begin{aligned}
&W(\kappa) = \sqrt{M(\kappa)}\,u(\kappa),\quad P(\kappa) = -i\hbar\,\partial/\partial W(\kappa),\\
&L(\kappa) = W(\kappa) \times P(\kappa),\quad D_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa') = \Phi_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')/\sqrt{M(\kappa)M(\kappa')},\\
&\omega_L(\kappa) = e(\kappa)H/2M(\kappa)c
\end{aligned} \tag{6}$$

更に次の関係を満足する$\theta(\kappa/j)$を選ぶことができる。

$$\left.\begin{aligned}
&W(\kappa) = \sum_{j=1}^{N}\theta(\kappa/j)Q(j)\\
&\omega_{\alpha\alpha'}(j)^2\theta(\kappa/j) = \sum_{\kappa'}D_{\alpha\alpha'}(\kappa\kappa')\theta(\kappa'/j)\\
&\omega_L(\kappa)W(\kappa) = \sum_j\theta(\kappa/j)\omega_L(j)Q(j)
\end{aligned}\right\},\quad
\begin{aligned}
&\text{但し}\\
&\sum_{\kappa}\theta(\kappa/j)\theta(\kappa/j') = \delta_{jj'}\\
&\sum_j\theta(\kappa/j)\theta(\kappa'/j) = \delta_{\kappa\kappa'}
\end{aligned} \tag{7}$$

(5)式－(7)式から次のハミルトン函数が求まる。

$$\mathscr{H}_S=\sum_j\left[\frac{1}{2}\mathbf{P}(j)^2+\sum_{\alpha=x,y}\frac{1}{2}\omega_L(j)^2\mathbf{Q}_\alpha(j)^2+\sum_{\alpha\alpha'}\frac{1}{2}\omega_{\alpha\alpha'}(j)^2Q_\alpha(j)Q_{\alpha'}(j)\right.$$

$$\left.-\ \omega_L(j)\,\mathbf{L}_z(j)\right], \qquad (8)$$

$$\mathbf{P}(j)=-i\hbar\,\partial/\partial\mathbf{Q}(j),\quad L_z(j)=\left[\mathbf{Q}(j)\times\mathbf{P}(j)\right]_z$$

ここで結晶が例えば z 軸に対して点対称性を有しているとしよう。(5) 式及び (8) 式は座標変換 (x, y, z) → (−x, −y, z) に対して不変であることより

$$\Phi_{z\alpha}(\kappa\kappa')=0,\quad \omega_{z\alpha}=\omega_{\alpha z}=0,\quad \text{for }\alpha=x,y \qquad (9)$$

一方モード j に対して次の変換

$$\left.\begin{aligned}
&Q_\alpha=\sum_{\beta=1}^{2}\tau_{\alpha\beta}\,q_\beta,\quad \omega_\beta^2\tau_{\alpha\beta}=\sum_{\alpha'=x,y}\omega_{\alpha\alpha'}^2\,\tau_{\alpha'\beta},\\
&\sum_\alpha\tau_{\alpha\beta}\tau_{\alpha\beta'}=\delta_{\beta\beta'},\quad \sum_\beta\tau_{\alpha\beta}\tau_{\alpha'\beta}=\delta_{\alpha\alpha'},\\
&\tau_{x1}\tau_{y2}-\tau_{x2}\tau_{y1}=1,\quad \text{for }\alpha,\alpha'=x,y,\quad \beta,\beta'=1,2,\\
&Q_z=q_z=q_3,\quad \omega_{zz}=\omega_z=\omega_3
\end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

を行えば次の最終的なハミルトン函数を得る。

$$\mathscr{H}_S=\sum_{j=1}^{N}\left[\frac{1}{2}\left\{\mathbf{p}(j)-\frac{e(j)}{c}\mathbf{A}(j)\right\}^2+\frac{1}{2}\left\{\boldsymbol{\omega}(j)\cdot\mathbf{q}(j)\right\}^2\right] \qquad (11)$$

この結果は文献 (1) の (1) 式である。一方場の理論から導出することもできる。

§ 3. Second Quantization[4)]

(11) 式に於て $\omega_\lambda(j)=\omega(j)$, $\lambda=1,2,3$ として議論を進めよう。 $\lambda=3$ に対

しては磁場の効果のないこれまでの結果である。

$$\sum_j \left(b_{j3}^{+} b_{j3} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega(j) \tag{12}$$

$\lambda = 1, 2$ については次の複素演算子を考えよう。

$$\left.\begin{aligned}
p_\lambda(j) &= \left\{ \frac{\hbar\sqrt{\omega_L(j)^2+\omega(j)^2}}{2} \right\}^{1/2} (b_{j\lambda}^{+} + b_{j\lambda}), \\
q_\lambda(j) &= \frac{1}{i} \left\{ \frac{\hbar}{2\sqrt{\omega_L(j)^2+\omega(j)^2}} \right\}^{1/2} (b_{j\lambda}^{+} - b_{j\lambda}), \\
[b_{j\lambda}, b_{j'\lambda'}^{+}] &= \delta_{jj'}\delta_{\lambda\lambda'}, \quad [b_{j\lambda}, b_{j'\lambda'}] = [b_{j\lambda}^{+}\, b_{j'\lambda'}^{+}] = 0
\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

(13) 式を用いて (11) 式を書き出すと

$$\sum_j \left(\sum_{\lambda=1}^{2} b_{j\lambda}^{+} b_{j\lambda} + 1 \right) \hbar \sqrt{\omega_L(j)^2+\omega(j)^2} + i\hbar\omega_L(j)(b_{j1}^{+} b_{j2} - b_{j1} b_{j2}^{+}) \tag{14}$$

更に次の複素演算子を考えよう。

$$\left.\begin{aligned}
&\left\{\begin{aligned} b_{j1} &= (b_{j+} + b_{j-})/\sqrt{2} \\ b_{j1}^{+} &= (b_{j+}^{+} + b_{j-}^{+})/\sqrt{2} \end{aligned}\right. , \quad
\left\{\begin{aligned} b_{j2} &= i(b_{j+} - b_{j-})/\sqrt{2} \\ b_{j2}^{+} &= -i(b_{j+}^{+} - b_{j-}^{+})/\sqrt{2}, \end{aligned}\right. \\
&[b_{j\varepsilon}, b_{j'\varepsilon'}^{+}] = \delta_{jj'}\delta_{\varepsilon\varepsilon'}, \quad [b_{j\varepsilon}, b_{j'\varepsilon'}] = [b_{j\varepsilon}^{+}, b_{j'\varepsilon'}^{+}] = 0
\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

但し $\varepsilon = \pm 1$ 。(14) − (15) 式より

$$\sum_j \sum_\varepsilon \left(b_{j\varepsilon}^{+} b_{j\varepsilon} + \frac{1}{2} \right) \hbar \left(\sqrt{\omega_L(j)^2+\omega(j)^2} - \varepsilon\, \omega_L(j) \right) \tag{16}$$

これは $b_{j\varepsilon}^{+}$, $b_{j\varepsilon}$ が右旋回，左旋回（但し絶対的に左，右旋回するのではない）の生成消滅演算子を表わすことが判る。(11) − (12) 式及び (16) 式より次のハミルトン演算子を得る。 j を改めて phonon の波数ベクトル $\mathbf{q}$ と置き換えて

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{H}_S &= \sum_{\mathbf{q}} \sum_{\lambda=\varepsilon,3} (b^+_{\mathbf{q}\lambda} b_{\mathbf{q}\lambda} + \frac{1}{2}) \hbar \Omega_{\mathbf{q}\lambda}, \\ \Omega_{\mathbf{q}\lambda} &= \sqrt{\omega_{\mathbf{q}}^2 + \omega_L^2 (1-\delta_{\lambda 3})} - \lambda (1-\delta_{\lambda 3}) \omega_L \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

但し，$\omega_L(j) = \omega_{L\mathbf{q}} = \omega_L$ とおいた。

§ 4. Electrical Conductivity[2)]

イオンのクーロンポテンシャルの周期性からのずれによる次の相互作用ハミルトニアン演算子を考えよう。[5)]

$$\mathcal{H}'(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{q}\lambda} \Omega_{\mathbf{q}\lambda}^{-1/2} \left[C(q) (\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda} q_\lambda) b_{\mathbf{q}\lambda} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} + C^*(q) (\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda} q_\lambda)^* b^+_{\mathbf{q}\lambda} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \right], \quad (18)$$

$$C(q) = i\, 4\pi e^{*2} [\hbar n_i / 2M]^{1/2} / (q^2 + q_T^2), \quad e^* = z e^2$$

但し n_i ：イオンの数密度，V：体積，M：イオンの質量，q_T ：Thomos − Fermi の遮蔽効果を表わす定数。一方 $\lambda = \varepsilon$，z に対して，$\mathbf{e_q}$ を $\mathbf{q}$ 方向の単位ベクトルとして次の量を定義する。

$$\left.\begin{aligned} & e_{\mathbf{q}\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{2}} (e_{\mathbf{q}x} - i\varepsilon e_{\mathbf{q}y}), \quad q_\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} (q_x - i\varepsilon q_y), \quad q_z = q_z \\ & e_{\mathbf{q}3} = e_{\mathbf{q}z}, \quad q_3 = q_z, \\ & \sum_\lambda (\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda} q_\lambda) \equiv e_{\mathbf{q}+} q_+^* + e_{\mathbf{q}-} q_-^* + e_{\mathbf{q}3} q_3^* = (\mathbf{e_q} \cdot \mathbf{q}) \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

上記相互作用演算子をもとに，久保，三宅，橋爪理論[2)]に基いて横方向導伝率テンソル $\sigma_{xx}(0)$ を求めてみよう。

久保の公式によれば $\sigma_{xx}(0)$ は

$$\sigma_{xx}(0) = \frac{e^2}{2 k_b T V} \int_{-\infty}^{\infty} dt < \dot{\mathbf{X}}(0)\, \mathbf{X}(t) >, \quad (20)$$

$$\dot{X} = (i/\hbar)[\mathscr{H}, X] = \frac{c}{eH}\,\frac{\partial \mathscr{H}'(\mathbf{r})}{\partial y}$$

で$\dot{X}(t)$は電子の中心座標の運動のHeisenberg 演算子でありゴヂック体$\mathbf{X}$は

$$\mathbf{X} = \int_V \psi^{\bigstar +}(\mathbf{r})\,X\psi^{\bigstar}(\mathbf{r})\,d^3\mathbf{r} \tag{21}$$

で表わされる多電子演算子である。$\psi^{\bigstar}(\mathbf{r})$は体積V で規格化された演算子を表わす。(18)，(20) 式より

$$\dot{X}(t) = e^{it\mathscr{H}_e/\hbar}\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{q}\lambda}\frac{i\ell^2}{\hbar}q_y\Big[\frac{C(q)(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda}\,\mathbf{q}_\lambda)}{\sqrt{\Omega_{\mathbf{q}\lambda}}}b_{\mathbf{q}\lambda}\,e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}-\Omega_{\mathbf{q}\lambda}t)} - \frac{C^*(q)(\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda}\mathbf{q}_\lambda)^*}{\sqrt{\Omega_{\mathbf{q}\lambda}}}b^+_{\mathbf{q}\lambda}\,e^{-i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}-\Omega_{\mathbf{q}\lambda}t)}\Big]e^{-it\mathscr{H}_e/\hbar} \tag{22}$$

但し$\ell=(\hbar/m\Omega_c)^{1/2}$で基底Landau 軌導の古典半径であり，$\Omega_c$は電子のサイクロトロン角振動数である。(22) 式を (20) に代入して

$$\sigma_{xx}(0) = \frac{4e^2}{V}\sum_\lambda\int\frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3}\,\frac{(\ell^2 q_y)^2}{2k_bT}\,2\pi|\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda}\,\mathbf{q}_\lambda|^2|C(q)|^2$$

$$\times N_{\mathbf{q}\lambda}(N_{\mathbf{q}\lambda}+1)\sum_{N_X p_z}\sum_{N'}\frac{f\{E_N(p_z)-\hbar\Omega_{\mathbf{q}\lambda}\}-f\{E_N(p_z)\}}{\hbar\,\Omega_{\mathbf{q}\lambda}}$$

$$\times\ \delta[E_N(p_z)-\hbar\Omega_{\mathbf{q}\lambda}-E_{N'}(p_z-\hbar q_z)]\,|J_{NN'}(X,q_x,X-\ell^2 q_y)|^2, \tag{23}$$

$$J_{NN'}(X,q_x,X') = \int_{-\infty}^{\infty}\varphi_N(x-X)\,e^{iq_x x}\,\varphi_{N'}(x-X')\,dx, \tag{24}$$

$$\varphi_N(x-X) = \frac{\exp[-|x-X|^2/2\ell^2]}{(2^N N!\sqrt{\pi}\,\ell)^{1/2}}H_N\{(x-X)/\ell\}$$

Extremely Strong Field, $N=N'=0$

縮退系について考える。$\sum_{X p_z} = \frac{L^2}{(2\pi\ell)^2\hbar}\int_0^L dX \int_{-\infty}^{\infty} d p_z$, $C(q)$ は低温の場合長波長 charged phonon が有効で $q_T \gg q$ とできるから，q に無関係，かつ $|J_{00}(X, q_x, X-\ell^2 q_y)|^2 = \exp\{-(q_x^2+q_y^2)\ell^2/2\}$ を用いて

$$\sigma_{xx}(0) = \frac{2|C|^2 m e^2 \ell^2}{k_b T(2\pi\hbar)^3} \sum_\lambda \iint_{q_z^2+q_\perp^2 \ll q_{max}^2} d q_z\, d q_\perp\, |\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda} q_\lambda|^2$$

$$\times (q_\perp^3/|q_z|) \exp[-\ell^2 q_\perp^2/2]\, N_{\mathbf{q}\lambda}(N_{\mathbf{q}\lambda}+1)\bar{K}/\Omega_{\mathbf{q}\lambda} , \qquad (25)$$

$$q_\perp^2 = q_x^2+q_y^2, \quad \bar{K} = f[\tfrac{1}{2}\hbar\Omega_c + \{\tfrac{1}{2}\hbar q_z + (m\Omega_{\mathbf{q}\lambda}/q_z)\}^2/2m$$

$$- \hbar\Omega_{\mathbf{q}\lambda}] - f[\tfrac{1}{2}\hbar\Omega_c + \{\tfrac{1}{2}\hbar q_z + (m\Omega_{\mathbf{q}\lambda}/q_z)\}^2/2m]$$

(I) $\lambda = z$ の場合

A. $k_b T/\hbar v_s \gg 1/\ell$ (i.e. $k_b^2 T^2/m v_s^2 \hbar\Omega_c \gg 1$)

$$\sigma_{xx}^z(0) = \left(\frac{n e^2}{m\Omega_c^2 \tau_f}\right) \frac{243}{2} \left(\frac{m v_s^2}{2\zeta_0}\right) \left(\frac{\hbar\Omega_c}{2\zeta_0}\right)^7 , \qquad (26)$$

$$\begin{cases} \tau_f^{-1} = \dfrac{2\pi}{\hbar} \dfrac{|C|^2 k_b T (2m)^{3/2} \zeta_0^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^4 v_s^2}, \quad n = 2[(2m\zeta_0)^{3/2}/6\pi^2\hbar^3] , \\ \zeta - \dfrac{1}{2}\hbar\Omega_c = \zeta_0 (2\zeta_0/3\hbar\Omega_c)^2 \end{cases}$$

を用いた。

B. $k_b T/\hbar v_s \ll 1/\ell$

$$\sigma_{xx}^{z}(0)=\left(\frac{n\,e^2}{m\Omega_c^{\,2}\tau_f}\right)243\left(\frac{m v_s^{\,2}}{2\zeta_0}\right)\left(\frac{\hbar\Omega_c}{2\zeta_0}\right)^5\frac{\mathscr{I}_5(\theta/T)}{\mathscr{I}_5[2v_s(2m\zeta_0)^{1/2}/k_bT]}$$

$$\times\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{k_bT}{\hbar v_s/\ell}\right)^2\frac{\mathscr{I}_7(\theta/T)}{\mathscr{I}_5(\theta/T)}\right],\qquad(27)$$

$$\begin{cases}\tau_f^{-1}=\dfrac{2\pi}{\hbar}\,\dfrac{|C|^2\,(k_bT)^5}{8\pi^2(2m)^{1/2}\hbar^4v_s^{\,6}}\,\dfrac{\mathscr{I}_5[2v_s(2m\zeta_0)^{1/2}/k_bT]}{\zeta_0^{\,3/2}},\\[2ex]\mathscr{I}_n(x)=\displaystyle\int_0^x\frac{\xi^n\,d\xi}{(e^{\xi}-1)(1-e^{-\xi})},\end{cases}$$

(Ⅱ)　$\lambda=\varepsilon$　の場合

$\beta\hbar\omega_L=\xi_L$, $Z=\beta(\zeta-\frac{1}{2}\hbar\Omega_c)\gg\sqrt{\xi^2+\xi_L^{\,2}}-\varepsilon\,\xi_L$ とおいて文献（2）と同じ様に計算すると,

$$\sigma_{xx}^{\varepsilon}(0)=\frac{2|C|^2me^2\ell^2}{(2\pi\hbar)^3\,k_bT}\,\frac{1}{4v_s}\left(\frac{k_bT}{\hbar v_s}\right)^5\frac{1}{Z}\int_0^{\theta/T}d\xi\,\xi^5$$

$$\times\frac{1}{\left[e^{-\varepsilon\xi_L+\sqrt{\xi_L^{\,2}+\xi^2}}-1\right]\left[1-e^{\varepsilon\xi_L-\sqrt{\xi_L^{\,2}+\xi^2}}\right]}\exp\left[-\left(\frac{k_bT}{\hbar v_s/\ell}\right)^2\frac{\xi^2}{2}\right]\qquad(28)$$

今簡単のため, $\xi_L\gg\xi$ の charged phonon の寄与が大きい領域について議論を進める。

$$\sqrt{\xi^2+\xi_L^{\,2}}-\varepsilon\,\xi_L\approx\xi_L(1-\varepsilon)+\xi^2/2\,\xi_L\qquad(29)$$

であり, 従って $\varepsilon=+1$ の寄与が大きい。即ち $\sigma_{xx}^{+}(0)\gg\sigma_{xx}^{-}(0)$ である。

$$\sigma_{xx}^{+}(0)=\left(\frac{n\,e^2}{m\Omega_c^{\,2}\tau_f}\right)\frac{27}{2}\left(\frac{\hbar\Omega_c}{2\zeta_0}\right)^5\left[\frac{\hbar\omega_L}{4Mv_s^{\,2}}\right]\qquad(30)$$

但し τ_f は(26)式の量と同じである。以上より

$$\sigma_{xx}(0) \sim \sigma_{xx}^{+}(0) + \sigma_{xx}^{z}(0) \tag{31}$$

§ 5. Discussion

導伝率に寄与の大きい phonon は，波数ベクトルが磁場と垂直方向に向いている $q_\perp$ であり，q_z による導伝率は(26)式から判るように，文献(2)で求められた

$$\sigma_{xx}(0) = \left(\frac{n e^2}{m\Omega_c{}^2\tau_f}\right)\frac{27}{2}\left(\frac{\hbar\Omega_c}{2\zeta_0}\right)^5 \tag{32}$$

に比して $(9/8)(m v_s^2/\zeta_0)(\hbar\Omega_c/\zeta_0)^2$ だけ小さい。これはLi 金属などでは，$\hbar\Omega_c/\zeta_0 \sim O(1)$ として $\sim 10^{-5}$ であり，$\sigma_{xx}(0) \sim \sigma_{xx}^{\perp}(0)$ であることが判る。一方強磁場をかけることによって $\sigma_{xx}^{\perp}(0) \sim \sigma_{xx}^{+}(0)$ となり，(30)式を(32)式と比較すると，$\hbar\omega_L/4Mv_s{}^2 \sim 10^{-6}$ (10 MOe)だけ小さい。これは磁場によって散乱断面積が増えることを意味する。$\hbar\omega_L/Mv_s{}^2 \gg 1$ では断面積が減ることになるが，これは磁場によって格子の周期性がより完全になることを意味するのであろうか。

電気伝導の議論は簡単に $N=N'=0$ の場合についてのみ具体的に計算を行ってみたが，この条件を満足する磁場はLi 金属の場合で，数100MOe の値である。従ってより現実味のある問題としてStrong field[2] の領域での計算があげられる。

§ 6. Conclusion

論文I[1] 及び本論文の第2量子化の過程を通じて，charged phonon のエネルギー分散は(1)式で表わされることを示した。ここでは第2量子化の結果を簡単な場合について電気伝導に応用した。

この小論を終るに当り，常日頃暖い御支援を頂いている犬石教授，吉田教授，橋本助教授，及び助言を頂いた万成教授に厚く感謝の意を表したい。

参 考 文 献

1) T. Ishii : Bussei-Kenkyu 19 (1972) 186.

2) R.Kubo, S.J.Miyake and N.Hashitsume : Solid State Physics, ed.

F.Seitz and D.Turnbull (Academic, New York, 1965) p.269.

3) M.Born and K.Huang : Dynamical Theory of Crystal Lattices (Clarendon, London, 1954) Chap. IV.

4) P.A.M. Dirac : The Principles of Quantum Mechanics (Oxford University, London, 1958) Chap. VI.

5) R.Abe : Denki－Dendo (Baifukan, Tokyo, 1969) Chap. 8.

* 論文 I , p.194 の $u_s^{\pm}$ は, $u_s^{\pm} = u_{sx} \mp i u_{sy}$ の誤りです。