

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

resistance of the lattice is $1.5 - 2 \times 10^{-2}$ ohm, ^{の値} lattice of
destruction is 10^{-4} ohm, \therefore ion distance ^{の距離} $\approx 10^{-8}$ cm
~~は~~ $\approx 10^{-8}$ cm. \therefore ρ is $\approx 10^{-4}$ ohm cm, ρ is $\approx 10^{-4}$ ohm cm
like melting point ^{の値} $\approx 10^{-4}$ ohm cm, ρ is $\approx 10^{-4}$ ohm cm
is $\approx 10^{-4}$ ohm cm $\approx 10^{-4}$ ohm cm.

この値は 10^{-4} ohm cm 程度である。これは impurity の
irregularity の $\approx 10^{-4}$ ohm cm 程度の atomic distance
程度である。liquid の場合 $\approx 10^{-4}$ ohm cm の irreg-
ularity は de Broglie wave の length の order 程度である。
これは 10^{-4} ohm cm 程度である。

\therefore Liquid Crystal Metal の conduction の $\approx 10^{-4}$ ohm cm Solid
の場合 $\approx 10^{-4}$ ohm cm 程度である。これは 10^{-4} ohm cm 程度である。

これは $\approx 10^{-4}$ ohm cm conduction electron の stationary state
に決まる。これは liquid の metal の $\approx 10^{-4}$ ohm cm 程度である。

(1) external electric field

これは ion の thermal vibration の $\approx 10^{-4}$ ohm cm electron
の $\approx 10^{-4}$ ohm cm stationary state の $\approx 10^{-4}$ ohm cm stationary state
への prob. は $\approx 10^{-4}$ ohm cm 程度である。

(1) Stationary state の $\approx 10^{-4}$ ohm cm. x-ray diffraction

これは Debye, Menke の $\approx 10^{-4}$ ohm cm 程度である。 (Phys. ZS, 31, 197,
1930 or ibid., 33, 595, 1932) liquid の

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

2nd perturbation theory
 2nd perturbation theory & apply to. (1st approx.
 free $\psi(x)$)

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \mu E_0 \psi = 0 \quad (3)$$

$$\mu E_0(k) = \frac{k^2}{2} \quad \psi_0(k) = \alpha_k e^{ikx} + \beta_k e^{-ikx} \quad (4)$$

$$E(k) = E_0(k) + \epsilon(k) \quad (5)$$

$$\psi(k) = \psi_0(k) + v(k)$$

$$\frac{dv}{dx^2} + k^2 v = \int_{-\infty}^{+\infty} (\alpha_k A_{p-k} + \beta_k A_{p+k}) e^{ipx} dp - \epsilon (\alpha_k e^{ikx} + \beta_k e^{-ikx}) \quad (6)$$

continuous solution exists $\epsilon=0$ as solution exists ϵ, v exists

$$v = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_k A_{p-k} + \beta_k A_{p+k}}{k^2 - p^2} dp \quad (7)$$

2nd perturbation theory α_k, β_k of ϵ combination is ϵ of ϵ
 2nd perturbation theory is 2nd degeneration theory

if $\alpha_k=1, \beta_k=0$ then $\psi = e^{ikx} \left(1 - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A_p}{2pk+p^2} e^{ipx} dp \right) \quad (8)$

irregularity in x distribution
 almost free electron wave ψ is

$$\psi = e^{ikx} u_k(x)$$

crystal $u_k(x)$ is crystal $u_k(x)$
 periodic theory $u_k(x)$ is $u_k(x)$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

(1) In wave $\psi(x)$ in crystal lattice, stationary state wave electron wave $\psi(x)$ in crystal lattice, periodicity a is $\psi(x+a) = \psi(x)$. In a distance a it is $\psi(x) = e^{i k a} \psi(x)$. (factor $e^{i k a}$)
 In crystal lattice, electron is almost free. (1) wave $\psi(x) = e^{i k x}$.
 crystal lattice energy spectrum is gap or not.
 In almost free electron, it is strongly bound in gap or not.
 (low energy $e^{i k x}$ wave $\psi(x)$)

(2) External Field ^{electron's transition}
 electron in constant electric field or apply static field is low energy or high energy \rightarrow transition $E \rightarrow E'$
 $\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} C_k \psi_k e^{-\frac{i E_k t}{\hbar}} dk$

low wave packet $\psi(x)$, C_k is time t and k .

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

DATE

NO.

$$\begin{aligned} x\psi &= \int_{-\infty}^{\infty} c_k e^{ikx} u_k(x) e^{-iEt} dk \\ &= -i \int_{-\infty}^{\infty} c_k \frac{\partial e^{ikx}}{\partial k} u_k(x) e^{-iEt} dk \end{aligned}$$

$$i\hbar \frac{dc_k}{dt} = -e^{-iEt} \int \Phi_k^* x \psi dx$$

$$= -e^{-iEt} \int \Phi_k \frac{1}{i} \frac{\partial \psi}{\partial k} dx$$

$$= -i \frac{\partial}{\partial k} \int c_k u_k(x) e^{-iEt} dk$$

$$x\psi = -i \frac{\partial}{\partial k} \left(\int c_k u_k(x) e^{-iEt} dk \right) e^{ikx}$$

$$= (-e^{-iEt}) \frac{\partial}{\partial k} \left(\int c_k \frac{\partial}{\partial k} (u_k(x) e^{-iEt}) dk \right)$$

Handwritten notes and diagrams, including a large circle around the main derivation and some faint text.

$$\psi = \int c_k e^{ikx} e^{-iEt} dk$$

Handwritten notes at the bottom of the page.

OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY
 DEPARTMENT OF PHYSICS

DATE

NO.

$$\frac{d|C_R|^2}{dt} = -\frac{e\Gamma}{\hbar} \frac{\partial |C_R|^2}{\partial R_x}$$

$$|C_R(\hat{k} + \frac{e\Gamma}{\hbar} t, t)|^2$$

$$= |C_R(\hat{k}, 0)|^2$$

$$\sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{K} \left(\frac{1}{K} \sum_{\mathbf{k}'} \frac{1}{K} \dots \right)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

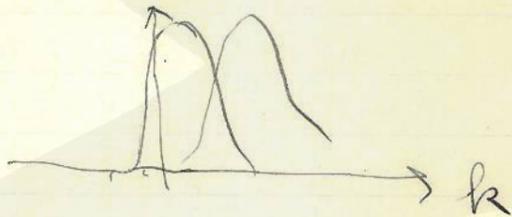
NO.....

$$i \frac{dC_k}{dt} = - \frac{2\pi e^2 \bar{r}}{\hbar} \sum_{R'} \chi_{RR'} C_{R'}$$

$$\frac{dC_k}{dt} = - \frac{2\pi e^2 \bar{r}}{\hbar} \frac{\delta C_k}{\delta R}$$

$$C_k(k + \frac{e\bar{r}}{\hbar} t, t) = C_k(k, 0)$$

→ wave packet in time t is in k -space ν
 in k space ν is $\frac{e\bar{r}}{\hbar} t$ at $t=0$.



→ This is Fundamental Statistical Equation of
 crystal lattice vibrations. χ transition prob. expression
 is given by χ .

○ In const. field of lattice vibrations, alternating field of
 lattice vibrations is required.

Crystal lattice vibrations periodicity is

$$k - k' + \frac{2\pi}{a} = \frac{2\pi n}{a} \quad (15)$$

→ selection rule is χ .

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

ここで $E(k') - E(k) = h\nu$ (16)

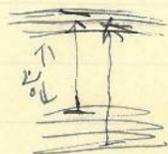
この両方の関数の差を $h\nu$ とし、 k' と k の差を Δk とし、 k と k' の平均を k とする。

liquid の場合 (15) の条件は、 ρ の electron の el. mag. wave の influence により、(16) の条件は transition の条件となる。

これは Δk の関係 (1) の Δk の formula の rigid metal の場合 longer wave lengths light の場合 Δk は $2\pi/\lambda$ である。つまり Kronig の場合 first zone と second zone の transition は lattice との interaction の $\Delta k < \pi/a$ である。つまり optical oscillation の period の mean free path の mean time τ の $\tau < \lambda/c$ である。

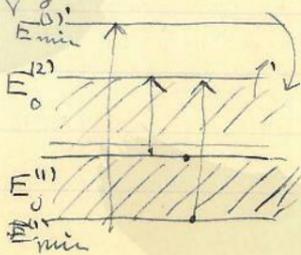
つまり (2) の τ の damping の $\tau < \lambda/c$ である。

crystal の場合 τ の $\tau < \lambda/c$ である。これは τ の Fermi abfall の point of fall (abfallstelle) の electron の contribute (b. r. s. s. r.)



つまり (2) の liquid の場合 τ の $\tau < \lambda/c$ である。mean free time の $\tau < \lambda/c$ である。damping の影響は shorter wave length λ である。

(2) 2nd zone と 3rd zone の overlap がある transition bands は $\tau < \lambda/c$ である。rigid metal の場合 τ の



DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

Fig 2' Δn などは、fluid の λ の isoenergetic state
の transition などは、res ion などは electron の
direct scattering (elastic) などは、

(Text 参照) λ は temp. indep.

liquids の場合の resistance の temp. dep. は

(1) rigid の場合 振動と interaction

(2) metal の expansion などは isoenergetic
state であり、 λ は direct scattering の
prob. である。

Temp. が高くなる $\lambda < \lambda_0$ 2 molecular distance である
など、resistance は λ が λ_0 以下に
ある。

res \rightarrow の λ は λ_0 以下に
ある mean molecular distance の order まで
displace したとき、free electron の
dispersion がある。

res $R(T)$ の slope の λ の λ_0 以下に
ある linear law がある。

mercury の resistance の cooling などは reduction
は compression などは resistance の reduction などは
order 2 である。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

Nr. Mott: The Resistance of Liquid Metals.

(Proc. Roy. Soc. 146, 465, 1934, Sept 1)

多くの metal の electric resistance は melting point
に 比例 した 二 次 関 数 に 従 っ て 変 化 する。

例 (Bi, Gallium, Antimony) の 如 く, solid
state なら ば poor conductor だが 融 け ば melt とな
る 途 へ conductivity が 急 増 する。

この 急 増 する こと を quantitative に 説明 する ことは 今 まで
qualitative に 説明 され っ てる だけ だ。

Solid なら ば atom は fixed position へ 定 め ら れ っ て 振 動 する。

liquid なら ば, melting point へ 近 づく 途 へ mean
position へ 定 め ら れ っ て 振 動 する。その velocity は $\sqrt{kT/M}$ の
order だ とい っ ても 可 しい。mean position が 遅 く 振 動 する
途 へ 振 動 の velocity が 急 増 する (1 次 関 数) 。

この 急 増 する こと が - 融 け ば conductivity が 急 増 する こと の direct evidence
と 考 へ 可 しい。

1) monatomic metal の specific heat of melting
point が $\frac{1}{2} RT$ だ とい っ てる ($\approx 3R$) (7% の error
が あり 得 っ てる)

2) Gold の mercury 中 の diffusion (0.72 sq cm/day)
と 同 じ だ とい っ てる。Th (α) の liquid Pb 中 の diffusion (2.2 ")

と 同 じ だ とい っ てる。
$$D = \frac{1}{3} l c$$

(l: mean free path, c: mean molecular velocity)

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE _____
 NO. _____

Handwritten notes and diagrams. Includes a graph showing a curve with a peak and a dip, and some scribbles. The text includes:
 $c \approx \sqrt{kT/M}$
 $l \approx \frac{1}{100} \cdot \text{intermolecular distance}$
 Andrade's law of viscosity (Phil. Mag. 17, 698, 1934)

Atoms in a liquid are fixed mean position + vibrate. freq. $\approx \nu_L$
 Solid vs liquid. Einstein's characteristic temperature (Debye ν)

Imb temp at 0-pressure in liquid & solid at equilibrium. Free energy F is min.
 as $n \rightarrow$ atoms in liquid & solid at 0 free energy at rest.

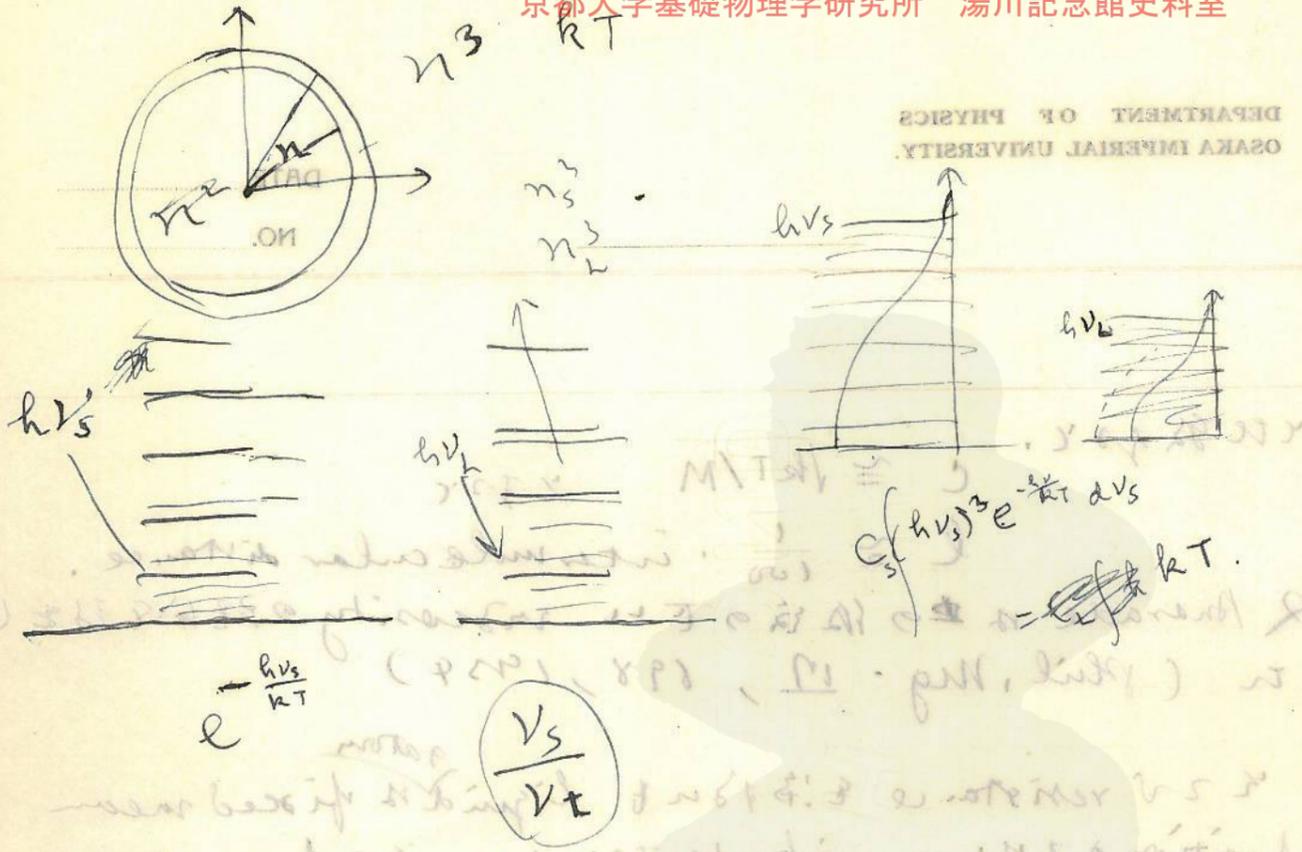
Eq 2

$$F = N(-kT \log f + E)$$

N : number of atom
 f : partition function
 E : energy of atom at rest in its position of equilibrium.

3 cases: $F = N_s(-kT \log f_s) + N_l(-kT \log f_l + U)$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY



In the temp. T , the probability of finding a particle in the state s is given by the Boltzmann factor $e^{-\frac{E_s}{kT}}$. The total number of particles N is given by $N = \sum_s N_s = \sum_s N e^{-\frac{E_s}{kT}}$. The average energy \bar{E} is given by $\bar{E} = \frac{\sum_s E_s N_s}{N} = \frac{\sum_s E_s N e^{-\frac{E_s}{kT}}}{\sum_s N e^{-\frac{E_s}{kT}}}$.

20g: (n²)

©2012 YHAD, YITP, Kyoto University
 京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

エネルギー, U の変化 $U + h\nu_L - h\nu_S$
 を取り扱う時, $\nu_L - \nu_S \ll \nu_S$
 とする。
 DATE.....
 NO.....

$T = T_M$. $N_S + N_L = \text{const}$ \rightarrow N_S, N_L の change あり.
 T : min of N_S, N_L .

or $k T_M \log f_S = k T_M \log f_L - U$
 $\frac{f_L}{f_S} e^{-U/k T_M} = 1$

simple harmonic oscillator. $kT \gg h\nu$ として

$f \propto (kT/h\nu)^3$

$\frac{\nu_L}{\nu_S} = e^{-\frac{1}{3} U/k T_M}$

$\frac{\nu_L}{\nu_S} = e^{-40 (U/T_M)}$

U in kilojoules = 10^{10} ergs.

Bloch's theory $u \propto \sqrt{M}$. heat motion with resistance
 is atom's vibration so distance \propto square root
 of u .

$\frac{1}{2} f x^2 \approx kT$ ($f/M = 4\pi^2 \nu^2$)

$f x$: restoring force

$\frac{1}{\sigma} \propto x^2 \propto T/M \nu^2$ M : atomic mass

$\propto \frac{h^2}{h^2} \frac{T}{M (\text{g})^2}$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

Dr. Nehe (Handbuch XXIV. II, 507, 1933) uses

$$\sigma = \frac{2n_0}{\pi^2} \frac{M}{m} \left(\frac{K}{C} \frac{dE}{dk} \right) \frac{k^3}{hka_0} \frac{k^3}{T}$$

n_0 : nr. of free electrons per atom

a_0 : radius of Bohr orbit

K : wave number of electron at the top of the Fermi distrib.

E : kinetic energy

C : const. depending on the interaction of between ion and a free electron and is a property of the ion rather than of the crystal structure.

metal or melt $\sigma \propto T^{-2}$ 1933?

σ K is specific volume n or σ depend $\sigma \propto n^2$, $\sigma \propto n^2$ or $\sigma \propto n$, $\sigma \propto n$. $\frac{dE}{dk}$ is $\frac{E}{k}$ or $\frac{E}{k}$ or. good conductor σ monovalent $\sigma \propto n$.

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad K = 2\pi mv/h$$

$$\therefore E = \hbar^2 K^2 / 8\pi^2 m$$

$$K \frac{dE}{dk} = 2E = \text{twice the max. energy of the Fermi distrib.}$$

$\therefore \sigma \propto n^2$ or $\sigma \propto n$.

(Ni & Mott (Reierls, 80, 1163, 1933.)

direction of conductivity $\frac{dE}{dk}$ is $\frac{E}{k}$ or $\frac{E}{k}$.

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

DATE _____
 NO. _____

Tl	6.15	580.5	96	2.1	2.0
Zn	7.1	692.4	235	2.33	2.09
Hg	2.33	234	97	2.23	3.2-4.9
Bi	10.9	544		5.0	0.43
Ge	5.56	302.7		4.5	0.58
Sb	19.5	905.5		5.6	0.67
Fe	11.2	1808		1.65	
Ni	18.17	1725		2.34	
Pt	22	2628		2.40	

(Faint handwritten notes and bleed-through from the reverse side of the page, including mathematical expressions and scientific text.)

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

melt ρ c. diamg. ρ \propto ρ \propto ρ . $\frac{d\rho}{dT}$ \neq ρ .
 ρ \propto ρ . normal metal ρ \propto ρ melting ρ \propto ρ resistance
 ρ change ρ \propto ρ . ρ or ρ ρ change ρ \propto ρ

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_S} = \left(\frac{v_L}{v_S}\right)^2 = e^{-\frac{2}{3}UL/T_M} = e^{-80L/T_M}$$

L: latent heat in kilojoules per gram atom.

ρ ρ . ρ ρ ρ ρ ρ ρ

Li	L	T_M (degrees K)	ρ	$(\frac{\sigma_S}{\sigma_L})_{calc}$	$(\frac{\sigma_S}{\sigma_L})_{obs.}$
Li	3.5	459.	510	1.84	1.68
Na	2.65	370.5	200	1.77	1.45
K	2.35	335.5	126	1.75	1.55
Rb	2.18	299.5	85	1.76	1.61
Cs	2.	299	68	1.75	1.66
Cu	11.5	1356	310	1.97	2.07
Ag	11.	1233.5	215	2.0	1.9
Au	13.3	1336	175	2.22	2.28
Al	8.0	933	400	2.0	1.64
Cd	6.2	593.9	168	2.0	2.0
Pb	4.70	600.5	90	1.87	2.07
Sn	(7)*	504.8	—	(3)*	2.1

DEPARTMENT OF PHYSICS
 • OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

12b a m < 液体の抵抗の温度依存性 - 湯川 2001.5 p. 20
 liquid's extra resistance is \propto oscillation's amplitude
 の大きさは \propto 原子の振動の振幅の大きさである。
 原子の配置の不規則性による。
 原子の配置の不規則性による。

① 電子の波長 (atomic distance) 程度の領域では液体の原子は規則的に配置される。(crystal 的な状態)
 ⇒ small crystal is sharp surface of the crystal
 の抵抗は徐々に減少する。液体中の電子は
 liquid 中を travel する small crystal scattering による。
 scattering の効果は \propto 原子の配置の不規則性である。

湯川 湯川 1% の Al, Ni, Ag, Sn 及び molten Cu
 の場合、temp. は indep. solid copper の場合
 と異なり、total の resistance の temperature 依存性
 は液体中の disorder による foreign atom の presence?
 湯川 湯川 湯川 湯川 湯川 湯川

liquid metal の resistance の temp. dependence は $\rho = \text{const} \cdot T \therefore \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{T}$.

	Li	Na	K	Cu	Ag	Au
$10^3 \frac{d\rho}{\rho dt}$ exp.	1.45	3.2	3.6	0.38	0.71	0.46
calcd. melting point	2.2	2.7	3.0	0.74	0.81	0.75

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$$\psi = e^{-a \sqrt{(r_1 - r_2)^2 + (r_2 - r_3)^2 + \dots + (r_{n-1} - r_n)^2}}$$

$$= e^{-a \sqrt{\frac{n(n-1)}{2} (r_1^2 + r_2^2 + \dots + r_n^2) - 2 \sum_{i < j} r_i r_j}}$$

Kudar: Bemerkung zur Quantentheorie der Schmelzwärme
 (ZS. 29, 529, 1912)

Richardssche Regel
 $\frac{Q}{T_0} = \text{const} \sim 2 \text{ cal/grad abs.}$

T_0 : Schmelztemp.
 Q : Schmelzwärme molare
 Schmelzwärme pro Molekül: $Q \sim kT_0$

$$\frac{n(n+1)}{2} (r_1^2 + \dots + r_n^2) - (\sum r_i)^2$$

$$> \frac{n(n-1)}{2} r_0^2$$

Kudar is 293 of the M. von ... in Schmelzpunkt ...
 ... Flüssigkeits ... angeregte Zustand
 ... feste Körper ... Grundzustand
 ... $T_0 = Q/k$...
 ... Anregungsenergie ...

Iderzogen. Kudar: Zur kin. Theorie der Flüssigkeit
 (ZS. 180 417)

$$e^{-a \sqrt{\frac{n(n-1)}{2} (r_1^2 + \dots + r_n^2) - 2 \sum_{i < j} r_i r_j}}$$

$$= e^{-a \sqrt{\frac{n(n+1)}{2} (r_1^2 + \dots + r_n^2) - 2 \sum_{i < j} r_i r_j}}$$

$$\left(\Delta_1 + a^2 (r_1 - r_2)^2 + \dots \right) \psi$$

$$= a^2 \left\{ \frac{n(n+1)}{2} (r_1^2 + \dots + r_n^2) - 2 \sum_{i < j} r_i r_j \right\}$$

ψ indep of R , $R=0$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

$$(r_1 - r_2)^2 + b^2 = 2b(r_1 - r_2)$$

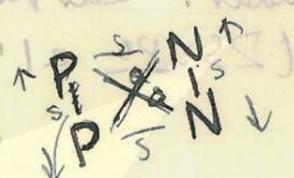
$$-2b\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2}$$

$$b^2 - 2b(r_1 - r_2) = 2b\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2}$$

$$b^2 - 2b(r_1 - r_2) = 2b\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2}$$

Handwritten notes and diagrams, including a small graph showing a curve with a minimum. The text is partially obscured by a watermark.

	τ	ρ
τ	sym	anti
ρ	anti	sym
τ	anti	sym
ρ	sym	anti
τ	sym	anti
ρ	anti	sym
τ	anti	sym
ρ	sym	anti



Austauschwechselwirkung

$$\Delta^2 + \alpha(x-x_0) + \dots$$

$$\psi = \dots$$

$$R = 0$$

$$\dots$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

N. F. Mott: The conductivity of metals
(Proc. Phys. Soc. 46 680, 1934)

$$\left[\frac{1}{m} \sum_y \nabla_{xyz,r}^2 + \frac{1}{M} \sum_g \nabla_{xyz,g}^2 - \frac{8\pi^2}{h^2} V(x,X) - \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi = 0, \quad (1)$$

$$\left[\frac{1}{m} \sum_y \nabla_y^2 + \frac{8\pi^2}{h^2} \{E(x) - V(x,X)\} \right] \psi(x,X) = 0, \quad (2)$$

$$\left[\frac{1}{M} \sum_g \nabla_g^2 + \frac{8\pi^2}{h^2} \{W - E(x)\} \right] \phi(x) = 0 \quad (3)$$

$$\Psi = \psi(x,X) \phi(x) e^{2\pi i W t / h}$$

$$\Psi = \sum_{r,p} a_{rp}(t) \psi_r(x,X) \phi_p^r(x) \quad (4)$$

$$\dot{a}_{rp}(t) = \sum_{s\sigma} \dot{a}_{s\sigma}(t) (r_p | A | s\sigma) \exp 2\pi i t (W_s^\sigma - W_r^p) / h \quad (5)$$

$$(r_p | A | s\sigma) = \frac{h}{4\pi M i} \sum_g \left[\phi_p^r(x)^* \phi_s^\sigma(x) \psi_r(x,X)^* \nabla_{xg}^2 \psi_s(x,X) dx dX \quad (6) \right.$$

$$\left. + 2 \int \phi_p^r(x)^* \psi_r(x,X)^* (\text{grad}_{x,g} \phi_s^\sigma(x) \cdot \text{grad}_{x,g} \psi_s(x,X)) dx dX \right]$$

$$|(r_p | A | s\sigma)|^2 \Omega (W_s^\sigma - W_r^p)$$

$$\Omega(x) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1 - \cos 2\pi x / h}{x^2}$$

(I) Crystal

$$V(x,0) = \sum_{g_1, g_2, g_3 = -\infty}^{\infty} \sqcup (x - g_1 a, y - g_2 a, z - g_3 a) \quad (7)$$

$$= \sum_{g_1, g_2, g_3 = -\infty}^{\infty} \sqcup (x - g a)$$

$$\Psi_{k\ell m}(x,0) = \sum_{g_1, g_2, g_3 = -\infty}^{\infty} e^{\frac{2\pi i}{G} (kg_1 + \ell g_2 + mg_3)} \phi(x - g a) \quad (8)$$

i) Lattice Vibration

$$X_{g_1, g_2, g_3} = \sum_{fgh = -\frac{1}{2}G}^{\frac{1}{2}G} \sum_{j=1}^3 \left[a_{fghj} \cos \frac{2\pi}{G} (fg_1 + gg_2 + hg_3) \right. \quad (9)$$

$$\left. + b_{fghj} \sin \frac{2\pi}{G} (fg_1 + gg_2 + hg_3) \right] u_{fghj}$$

Σ' : summation over the points lying in either half of the cube.

$$\ddot{a}_{fghj} + 4\pi^2 \nu_{fghj}^2 a_{fghj} = 0$$

$$\ddot{b}_{fghj} + 4\pi^2 \nu_{fghj}^2 b_{fghj} = 0$$

$$\nu_{fghj} = \frac{c_j}{G a} \sqrt{f^2 + g^2 + h^2} \quad (10)$$

c_j : velocity of sound, supposed constant, for each type of vibration.

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} M G^3 \right) \sum_{fgh} \sum_{j=1}^3 \left[\frac{2}{M G^3} (p_a^2 + p_b^2) + \left(\frac{1}{2} M G^3 \right) + \pi^2 v_{fgh}^2 (a_{fgh}^2 + b_{fgh}^2) \right] \quad (11)$$

$$\phi(X) = \prod_{fghj} \phi(a_{fghj}) \phi(b_{fghj}) \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \phi}{da_{fghj}^2} + \frac{8\pi^2 M_0}{h^2} \left[W - 2\pi^2 M_0 v_{fghj}^2 a_{fghj}^2 \right] \phi = 0 \quad (13)$$

$$M_0 = \frac{1}{2} M G^3$$

ii) Electronic Motion

$$\left[\frac{1}{m} \nabla_{xyz}^2 + \frac{8\pi^2}{h^2} \{ E(X) - V(x, X) \} \right] \psi(x, X) = 0 \quad (14)$$

nuclei at their equilibrium position

$$\left[\frac{1}{m} \nabla_{xyz}^2 + \frac{8\pi^2}{h^2} \{ E(0) - V(x, 0) \} \right] \psi(x, 0) = 0 \quad (15)$$

Consider (14) as a perturbation on (15), the perturbing energy being

$$\Delta V = V(x, X) - V(x, 0)$$

$$V(x, X) = \sum_{g, g_1, g_2, \dots = -\infty}^{\infty} U(x - g, a - X_{g, g_1, g_2, \dots}, y - g_1 a - Y_{g_1, g_1, g_2, \dots}, z - g_2 a - Z_{g_2, g_2, g_3, \dots})$$

$$\Delta V = - \sum_{g, g_1, g_2, \dots = -\infty}^{\infty} \left(X_{g, g_1, g_2, \dots}, \text{grad } U(x - g, a) \right) \quad (16)$$

(II) Liquid

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University

京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

従って (16) 式, 核 + 核 = ... 核 + ...

liquid, density

Nucleus, motion as a perturbation

liquid, volume V , ρ , atom, total number N

$\frac{V}{N}$ volume, $\rho = \frac{1}{\frac{V}{N}}$, nucleus

liquid, $a = \sqrt[3]{\frac{V}{N}}$ lattice constant \rightarrow cubic lattice

lattice point, nucleus

Crystal, nucleus, configuration potential energy

Crystal, nucleus, displacement as a perturbation

Crystal, nucleus, displacement as a perturbation

$$\Delta V = - \sum_{g, g'} \sum_{h, h'} \left(\times_{g, g', h, h'} \text{grad } U(x - g a) \right)$$

lattice point, displacement $\times_{g, g', h, h'}$

lattice point, displacement $\times_{g, g', h, h'}$

lattice point, displacement $\times_{g, g', h, h'}$

$$\times_{h, h', h, h'} = (g - h) a + \times_{g, g', h, h'}$$

\rightarrow nucleus, motion