W1/2

Model Drudego

Założenia:

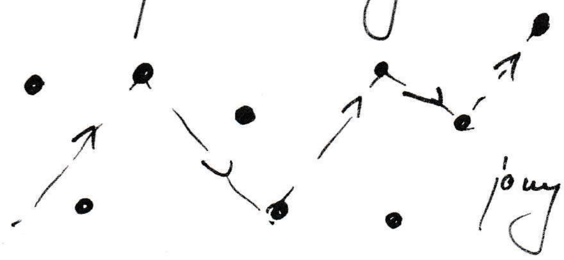
① Zaniedbujemy oddziaływania pomiędzy ē oraz z jonami poza samymi zderzeniami

(przybliżenie elektronów niezależnych)
+
(przybl. elektronów swobodnych) ← silne ograniczenie!

- bez pola $\vec{E}$: ruch prostoliniowy + jednostajny
- z polem $\vec{E}$: ruch opisany r. Newtona

② Zderzenia ē są krótkotrwałe (raptowne) i silnie zmieniają prędkość ē i są związane z rozpraszaniem na jonach bardziej niż innych ē

- zakładamy, że jest pewien mechanizm rozpraszania ale nie wnikamy w jego naturę!



③ ē ulegają zderzeniom (gwałtowna zmiana $\vec{v}$) z prawdopodobieństwem $\frac{1}{\tau}$ w j. czasu

τ — czas relaksacji (lub średni czas swobodnego ruchu ē) $l = \bar{v}\tau$

$dP(t) \sim \frac{dt}{\tau}$ prawdopodobieństwo zderzenia w nieskończenie krótkim czasie dt

- podstawowa koncepcja teorii przewodnictwa metali

④ Gaz ē osiąga stan równ. TD z otoczeniem wyłącznie poprzez zderzenia. Im gorętszy obszar gdzie zaszło zderzenie tym szybciej ē stamtąd ucieka.

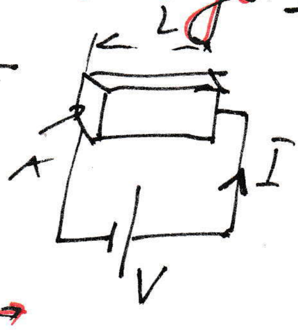
W1.3

PRZEWODNICTWO prądu stałego #1

p. Ohma

makro $V = R I$ $R = \rho \frac{L}{A}$

opór   oporność wł.



$$\boxed{\rho = \frac{1}{\sigma}}$$

przewodność elekt.

mikro $\vec{E} = \rho \vec{j}$ $V = -\int \vec{E} \cdot d\vec{L}$

tensor $I = \int \vec{j} \cdot d\vec{A}$

$V = EL \qquad I = jA$

$$\boxed{R = \rho \frac{L}{A}} \qquad \text{p. Ohma} \qquad \boxed{V = \rho \frac{L}{A} I}$$

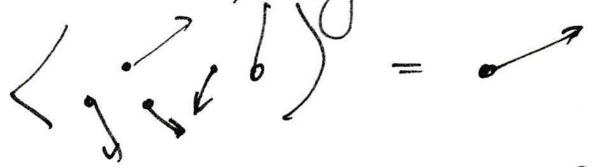
- jeśli wszystkie $\bar{e}$ mają tą samą $\bar{v}$ i przebyły drogę $v dt \Rightarrow$

strumień ładunku $\sim n (v dt) A (\bar{e})$

$$dq = -n\bar{e}(v\,dt)A \Rightarrow \vec{j} = \frac{\frac{dq}{dt}}{A} = -n\bar{e}\vec{v}$$

$$\boxed{\vec{j} = -ne\vec{v}} \quad \text{gęstość prądu}$$

$\vec{v}$ – wektor będący średnią ruchu $\bar{e}$ poruszających się w różnych kierunkach z różnymi energiami termicznymi!

$\vec{v} =$ 

Jeśli $\vec{E} = 0 \Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = 0$

zwrot $\vec{v}$ przeciwny do zwrotu $\vec{E}$ (ujemny!)

W 1.4 PRZEWODNICTWO prądu stałego #2

t – czas pomiędzy zderzeniami

• natychmiast po zderzeniu $\bar{e}$ ma prędkość

$$\vec{v}_0 = \vec{a}\,t \qquad \vec{a} = \frac{-e\vec{E}}{m} \Rightarrow \vec{v}_0 = -\frac{e\vec{E}}{m}t$$

$$\langle t \rangle = \tilde{\tau} \Rightarrow \vec{v}_{śr.} = -\frac{e\vec{E}\tilde{\tau}}{m}$$

(brak pamięci o zderzeniach!)

$$\boxed{\vec{j} = ne^2\frac{\tilde{\tau}}{m}\vec{E}}$$

najważniejszy wynik t. Drude

$$\boxed{\sigma = \frac{ne^2\tilde{\tau}}{m}}$$

$$\vec{j} = \sigma\,\vec{E}$$

prąd (efekt) przewodność właściwa pole (źródło)

$$\boxed{\sigma = \frac{1}{\rho}} \qquad \vec{E} = \rho\vec{j}$$

$\rho(T) \longrightarrow$ silna zależność od temp. dla metali

$$\tilde{\tau} = \frac{m}{\rho n e^2} = \left(\frac{0.22}{\rho_\mu}\right)\left(\frac{r_s}{a_0}\right)^3 \cdot 10^{-14}\,s$$

$\rho_\mu\ [\mu\Omega\cdot cm]$

zakładamy $n(T) = const$!

v_0 można oszacować na podst. t. kinet

$$\frac{1}{2}m\bar{v}_0^2 = \frac{3}{2}k_B T \longrightarrow \bar{v}_0 \sim 10^7\,\frac{cm}{s}$$

$$\bar{\lambda} = \bar{v}_0\tilde{\tau} \longrightarrow 1\mathring{A} < \bar{\lambda} < 10\mathring{A}$$

czyli średnie drogi swobodne zgodne z wyobrażeniami o zderzeniach $\bar{e}$ na jonach atomów !

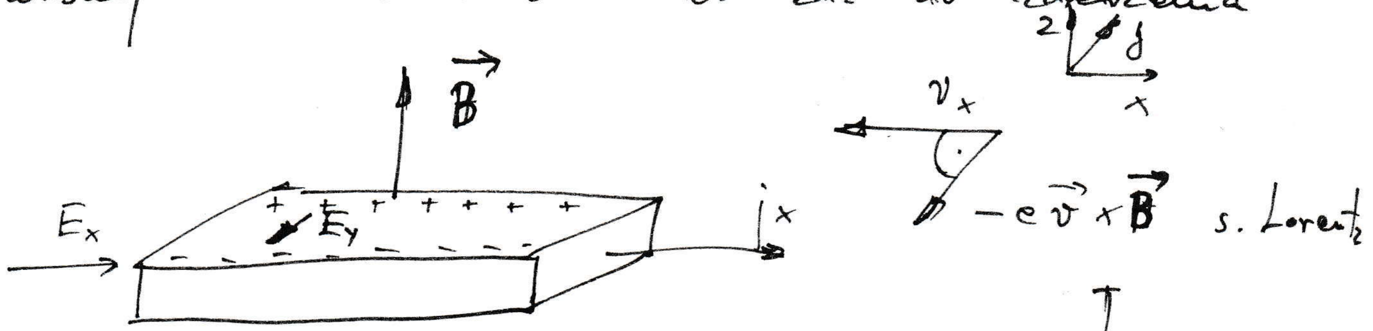
W 1.5 EFEKT Halla (1879)

$\vec{j} = -\frac{n e \vec{p}(t)}{m}$ ← pod ruch z tłumieniem!

ale $\frac{d\vec{p}(t)}{dt} = -\frac{\vec{p}(t)}{\tau} + \vec{f}(t)$

siła zewnętrzna

relaksacja z czasem "τ" od zd. do zderzenia



$\rho(H) = \frac{E_x}{j^x}$ — magnetooporność

E_y — natężenie poprzeczne równoważące siłę Lorentza

$\vec{F}_L = -e\vec{v}\times\vec{B}$

$E_y = R_H B j^x$

w stanie ustalonym $\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 = -e\left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{m}\times\vec{B}\right) - \frac{\vec{p}}{\tau}$

$\left(-\frac{ne\tau}{m}\right) / \quad 0 = -eE_x - \omega_c p_y - \frac{p_x}{\tau}$

$0 = -eE_y + \omega_c p_x - \frac{p_y}{\tau}$

$\boxed{\omega_c = \frac{eB}{m}}$ (częstość cyklotronowa)

$$\begin{cases} \sigma_0 E_x = \omega_c \tau j_y + j_x \\ \sigma_0 E_y = -\omega_c \tau j_x + j_y \end{cases}$$

gdy $j_y = 0$ $\longmapsto$ $E_y = -\left(\frac{\omega_c\tau}{\sigma_0}\right) j_x = -\frac{B}{ne} j_x$

$$\boxed{R_H = -\frac{1}{ne}}$$

współczynnik Halla zależy tylko od parametru $\underline{\underline{n}}$

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{3}{2}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \neq \boxed{2.44 \times 10^{-8} \ \frac{W \cdot \Omega}{K^2}}$$

(1872, Lorenz)

$1.11 \times 10^{-8} \ \frac{W \cdot \Omega}{K^2}$

z modelu Drude

właściwa wartość

p. WF

2 razy za mała!

W1.7

Zjawisko Seebecka S

$$\langle v_x^2\rangle = \langle v_y^2\rangle = \langle v_z^2\rangle = \frac{1}{3}v^2$$

$$\vec{E} = S\,\nabla T$$

$$\boxed{\vec{V}_S = -\frac{\tau}{6}\frac{dv^2}{dT}\nabla T}$$

$$\vec{V}_S + \vec{V}_E = 0 \qquad \vec{V}_E = -\frac{e\vec{E}}{m}\tau$$

$$S = -\frac{1}{3e}\frac{d}{dT}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = -\frac{C_V}{3ne}$$

$$C_V = \frac{3}{2}n k_B \quad \Rightarrow \quad S = \frac{-\frac{3}{2}\cancel{n}k_B}{\cancel{3}\cancel{n}e} = -\frac{k_B}{2e}$$

$$S = -\frac{k_B}{2e} = -0.43\times10^{-4}\,\frac{V}{K} = -43\,\frac{\mu V}{K}$$

- nieadekwatność opisu mech. klasycznej

S w metalach $\sim$ kilka $\frac{\mu V}{K}$