

## Wykład 9

---

### Zjawiska transportu w przewodnikach. Ciepło właściwe gazu elektronów

W początkowym stadium rozwoju teorii metali jednym z najtrudniejszym problemem było wytłumaczenie ciepła właściwego metali. Zgodnie z zasadą ekwipartycji energii dowolna punktowa cząstka powinna dawać wkład w ciepło właściwe próbki równy  $3k/2$ . A zatem dla typowej koncentracji elektronów  $n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  należałoby oczekiwać wkładu od elektronów przewodnictwa rzędu  $3kn/2$ . Doświadczalnie stwierdzono jednak, że wkład elektronowy jest rzędu 1% od oczekiwanej wielkości  $3kn/2$ .

Dla obliczenia ciepła właściwego gazu elektronowego znajdziemy średnią energię elektronów

$$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} E g(E) f(E) dE = A \int_0^{\infty} E^{3/2} f(E) dE . \quad (9.1)$$

Tu

$$A = \frac{V}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} . \quad (9.2)$$

Całkując (9.1) przez części, otrzymujemy

$$\langle E \rangle = A \int_0^{\infty} E^{3/2} f(E) dE = A \cdot \left[ \frac{2}{5} E^{5/2} \cdot f(E) \right]_0^{\infty} - \frac{2}{5} \int_0^{\infty} E^{5/2} \frac{\partial f}{\partial E} dE . \quad (9.3)$$

Pierwszy wyraz w (9.3) jest równy zero. W dalszym ciągu dokonamy podstawienia

$$\xi = (E - E_F) / kT . \quad (9.4)$$

Skąd

$$E = E_F + kT \cdot \xi , \quad dE = kT \cdot d\xi . \quad (9.5)$$

Pochodna  $\partial f / \partial E$  wyrażona przez nową zmienną ma postać

$$\frac{\partial f}{\partial E} = \frac{1}{kT} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{1}{e^{\xi} + 1} \right) = -\frac{1}{kT} \frac{e^{\xi}}{(e^{\xi} + 1)^2} = -\frac{1}{kT} \frac{1}{(1 + e^{\xi})(1 + e^{-\xi})} . \quad (9.6)$$

Uwzględniając (9.4) – (9.6) znajdujemy ze wzoru (9.3)

$$\langle E \rangle = \frac{2}{5} A \int_{-E_F/kT}^{\infty} (E_F + kT \cdot \xi)^{5/2} \frac{1}{(1 + e^{\xi})(1 + e^{-\xi})} d\xi . \quad (9.7)$$

Dla metali, jak już mówiliśmy, w temperaturze pokojowej ( $T = 300K$ ,  $kT \cong 10^{-2} eV$ ) energia Fermiego  $E_F$  jest prawie w 1000 razy większa niż  $kT$ . Oznacza to, że przy zwykłych temperaturach wzbudzona jest tylko niewielka liczba elektronów w pobliżu poziomu Fermiego i gaz elektronów w metali znajduje się w *stanie zwyrodniałym*.

Przy  $T \ll T_F = E_F / k$  możemy zapisać

$$(E_F + kT \cdot \xi)^{5/2} \approx E_F^{5/2} \left[ 1 + \frac{5}{2} \left( \frac{kT}{E_F} \cdot \xi \right) + \frac{5}{2} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2!} \left( \frac{kT}{E_F} \cdot \xi \right)^2 + \dots \right] . \quad (9.8)$$

Biorąc pod uwagę (9.8) ze wzoru (9.7) otrzymujemy

$$\langle E \rangle = E_0 + E_1 + E_2 , \quad (9.9)$$

gdzie

$$E_0 = \frac{2}{5} A \cdot E_F^{5/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{(1 + e^{\xi})(1 + e^{-\xi})} = \frac{3^{5/3} \pi^{4/3} \hbar^2}{10m} V \cdot (n)^{5/3} , \quad (9.10)$$

$$E_1 = A \cdot E_F^{3/2} \cdot kT \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi d\xi}{(1 + e^{\xi})(1 + e^{-\xi})} = 0 , \quad (9.11)$$

$$E_2 = \frac{3}{4} A \cdot E_F^{1/2} (kT)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 + e^{\xi})(1 + e^{-\xi})} = \frac{3^{1/2} \pi^{2/3} m}{4\hbar^2} V \cdot (n)^{1/3} \cdot (kT)^2 . \quad (9.12)$$

We wzorach (9.10) – (9.12) zamieniliśmy dolny przedział całkowania na  $(-\infty)$ , ponieważ ( $E_F / kT \gg 1$ ).

Ze wzoru (9.9) wynika, że w temperaturze bezwzględnego zera  $T = 0$  gaz elektronowy posiada energię

$$\langle E \rangle = E_0 = \frac{3^{5/3} \pi^{4/3} \hbar^2}{10m} V \cdot (n)^{5/3} . \quad (9.13)$$

Fakt ten jest zupełnie niezrozumiały z klasycznego punktu widzenia.

Korzystając ze wzoru (9.9) łatwo znaleźć wzór na ciepło właściwe gazu elektronowego

$$C_{el} = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = \gamma \cdot T, \quad (9.14)$$

gdzie współczynnik  $\gamma$  jest określony wzorem

$$\gamma = \frac{3^{1/2} \pi^{2/3} m}{2\hbar^2} V \cdot (n)^{1/3} \cdot k^2. \quad (9.15)$$

Przewidywana liniowa zależność ciepła właściwego elektronów od temperatury została potwierdzona eksperymentalnie.

### Przewodnictwo elektryczne metali. Równanie Boltzmannna

Przewodnictwo elektryczne metali jest związane z ruchem elektronów swobodnych. Pod wpływem pola elektrycznego zachodzi swoiste przegrupowanie elektronów, wskutek czego rozkład Fermiego, który jest niezależny od współrzędnych elektronu, modyfikuje się i przechodzi w rozkład zależny od współrzędnych przestrzennych. Aby wyznaczyć ten nowy rozkład  $f(\vec{r}, \vec{k})$  rozważmy zmianę funkcji  $f$  w czasie od  $t$  do  $t + \Delta t$ . Załóżmy, że w dowolnej chwili  $t$  elektron znajdował się w miejscu określonym wektorem wodzącym  $\vec{r}$  i posiadał pęd  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ . Wtedy w polu elektrycznym  $\vec{E}$  w nieobecności zderzeń ten elektron w czasie  $t + \Delta t$  będzie miał współrzędne:  $(\vec{r} + \vec{v}(\vec{k})\Delta t)$ ,  $\hbar \vec{k} + (-e\vec{E}) \cdot \Delta t$ . Jeżeli czas  $\Delta t$  jest mały i zmiany funkcji  $f(\vec{r}, \vec{k})$  są również małe, możemy zapisać zmiany tej funkcji w postaci szeregu Taylora

$$f[\vec{r} + \vec{v}(\vec{k})\Delta t; \vec{k} - (e\vec{E}/\hbar)\Delta t] = f(\vec{r}, \vec{k}, t) + \left( \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z \right) \Delta t - \frac{e}{\hbar} (E_x \frac{\partial f}{\partial k_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial k_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial k_z}) \Delta t + O(\Delta t^2). \quad (9.16)$$

Z równania (9.16) łatwo znaleźć równanie ruchu dla funkcji rozkładu  $f(\vec{r}, \vec{k})$

$$\frac{df}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{f[\vec{r} + \vec{v}(\vec{k})\Delta t; \vec{k} - (e\vec{E}/\hbar)\Delta t] - f(\vec{r}, \vec{k})}{\Delta t} = \left( \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z \right) - \frac{e}{\hbar} (E_x \frac{\partial f}{\partial k_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial k_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial k_z}) . \quad (9.17)$$

Otrzymane równanie musimy uzupełnić dodatkowym członem, ponieważ elektrony mogą być rozpraszane na drganiach (fononach) i defektach sieci krystalicznej. Ten człon wybierzemy w sposób fenomenologiczny w tak zwanym *przybliżeniu czasu relaksacji*

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_r = - \frac{f - f_0}{\tau} . \quad (9.18)$$

Tu  $f_0$  - funkcja rozkładu równowagowego, czyli rozkładu Fermiego. W ogólnym przypadku czas relaksacji  $\tau$  zależy od  $\vec{r}$  i  $\vec{k}$ .

Z uwzględnieniem (9.18) ze wzoru (9.17) otrzymujemy jedno z fundamentalnych równań w fizyce – *równanie Boltzmanna*

$$\frac{df}{dt} - \left( \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z \right) + \frac{e}{\hbar} (E_x \frac{\partial f}{\partial k_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial k_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial k_z}) = \frac{f_0 - f}{\tau} . \quad (9.19)$$

Równanie Boltzmanna stanowi punkt wyjścia do rozważań różnych zagadnień transportu w ciele stałym. Równanie Boltzmanna umożliwia przybliżone obliczenie stacjonarnego rozkładu nierównowagowego. Na przykład, jeżeli funkcja rozkładu  $f(\vec{r}, \vec{k})$  nie zależy od  $\vec{r}$  (ośrodek jednorodny), ze wzory (9.19) przy  $(df/dt) = 0$  mamy

$$\frac{e}{\hbar} (E_x \frac{\partial f}{\partial k_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial k_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial k_z}) = \frac{f_0 - f}{\tau} . \quad (9.20)$$

Skąd

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - \frac{e}{\hbar} \tau(\vec{k}) (E_x \frac{\partial f}{\partial k_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial k_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial k_z}) . \quad (9.21)$$

Oznaczając

$$\Delta k_x \equiv \frac{e}{\hbar} \tau(\vec{k}) E_x, \quad \Delta k_y \equiv \frac{e}{\hbar} \tau(\vec{k}) E_y, \quad \Delta k_z \equiv \frac{e}{\hbar} \tau(\vec{k}) E_z,$$

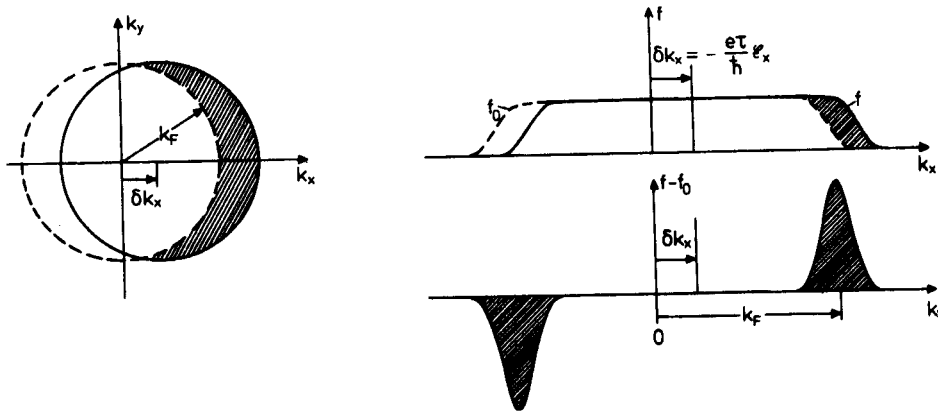
wzór (9.21) możemy zapisać w postaci

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - \left( \frac{\partial f}{\partial k_x} \Delta k_x + \frac{\partial f}{\partial k_y} \Delta k_y + \frac{\partial f}{\partial k_z} \Delta k_z \right). \quad (9.22)$$

Dla małych odchyżeń od stanu równowagi termicznej, czyli dla małych pól elektrycznych, wzór (9.22) możemy zapisać w postaci

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - \left( \frac{\partial f_0}{\partial k_x} \Delta k_x + \frac{\partial f_0}{\partial k_y} \Delta k_y + \frac{\partial f_0}{\partial k_z} \Delta k_z \right) \equiv f_0(\vec{k} - \Delta \vec{k}). \quad (9.23)$$

Ze wzoru (9.23) wynika, że wpływ słabego stałego pola elektrycznego na rozkład elektronów sprowadza się do przesunięcia kuli Fermiego rozkładu równowagowego o wielkość  $\Delta \vec{k} = (e\tau \vec{E} / \hbar)$  (rys.9.1). Nowy rozkład Fermiego  $f$  różni się w sposób istotny od rozkładu równowagowego  $f_0$  tylko w pobliżu energii (promienia) Fermiego.



Rys.9.1. Wpływ pola stałego elektrycznego na rozkład elektronów

Korzystając z równania Boltzmanna rozważmy przewodnictwo elektryczne gazu elektronów. Gęstość prądu elektrycznego, jak wiadomo z podstaw fizyki, jest określona wzorem

$$\vec{j} = \frac{1}{V} \sum_i e \vec{v}_i . \quad (9.24)$$

Sumowanie w (9.24) przebiega po wszystkich elektronach. Sumowanie po elektronach można zastąpić przez całkowanie po energii, używając do tego celu funkcję rozkładu  $G(E) = f(E)g(E)$

$$\vec{j}(\vec{r}) = \frac{e}{V} \int_0^\infty \vec{v}(E) f(E) g(E) dE . \quad (9.25)$$

Przypuśćmy, że pole elektryczne jest skierowane wzdłuż osi  $Ox$ . Wtedy, w przypadku ośrodka izotropowego  $j_y = j_z = 0$  i korzystając z przybliżenia (9.23) otrzymujemy dla  $x$ -składowej gęstości prądu

$$j_x = \frac{e}{V} \int_0^\infty v_x(E) \cdot g(E) \cdot [f_0(E) - \frac{e}{\hbar} \tau(\vec{k}) E_x \frac{\partial f_0}{\partial k_x}] dE . \quad (9.26)$$

Łatwo udowodnić, że całka z  $v_x(E) f_0(E) g(E)$  w (9.26) znika, a zatem

$$j_x = -\frac{e^2 E_x}{V \hbar} \int v_x \cdot g(E) \cdot \tau(\vec{k}) \frac{\partial f_0}{\partial k_x} dE . \quad (9.27)$$

Funkcja Fermiego  $f_0(E)$  zmienia gwałtownie swoją wartość przy  $E \approx E_F$ , czyli przy  $\vec{k} \approx \vec{k}_F$ , gdzie  $\vec{k}_F$  - wektor falowy Fermiego. Zatem w dobrym przybliżeniu możemy zapisać

$$\frac{\partial f_0}{\partial k_x} = \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial k_x} = \frac{\partial f_0}{\partial E} \hbar v_x \rightarrow -\hbar v_x \cdot \delta(E - E_F) , \quad (9.28)$$

gdzie  $\delta(x)$  jest delta funkcja Diraca. Tu skorzystaliśmy z równości  $\partial E / \partial k_x = \hbar^2 k_x / m = \hbar v_x$  oraz  $\partial f_0 / \partial E = -\delta(E - E_F)$ .

Po podstawieniu (9.28) do wzoru (9.27) znajdujemy

$$j_x = \frac{e^2 E_x}{V} \int v_x^2 \cdot \tau(\vec{k}) \cdot g(E) \cdot \delta(E - E_F) dE . \quad (9.29)$$

Wykorzystując właściwości  $\delta$ -funkcji Diraca otrzymujemy

$$j_x = \sigma E_x, \quad (9.30)$$

gdzie przewodnictwo elektryczne  $\sigma$  wzdłuż osi  $0x$  wynosi

$$\sigma \cong \frac{e^2}{V} v_x^2(E_F) g(E_F) \tau_F. \quad (9.31)$$

Tu  $\tau_F$  - czas relaksacji na powierzchni Fermiego.

Ponieważ

$$g(E_F) = \frac{V}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_F}, \quad (9.32)$$

zakładając, że

$$v_x^2(E_F) = \frac{1}{3} v^2(E_F) = \frac{1}{3} \left( \frac{2E_F}{m} \right), \quad (9.33)$$

ze wzoru (9.31) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \sigma &\cong \frac{e^2}{V} v_x^2(E_F) g(E_F) \tau_F = \frac{e^2}{V} \cdot \frac{1}{3} \left( \frac{2E_F}{m} \right) \cdot \frac{V}{2\pi^2} \cdot \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E_F^{1/2} \tau_F = \\ &= \frac{e^2}{3\pi^2 m} \cdot \left( \frac{2mE_F}{\hbar^2} \right)^{3/2} \tau_F. \end{aligned} \quad (9.34)$$

Uwzględniając, że

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \cdot n)^{2/3} \rightarrow 3\pi^2 \cdot n = \left( \frac{2mE_F}{\hbar^2} \right)^{3/2}.$$

przekształćmy wzór (9.34) do postaci

$$\sigma \cong \frac{e^2}{3\pi^2 m} \left( \frac{2mE_F}{\hbar^2} \right)^{3/2} \tau_F = \frac{e^2 \tau_F}{m} n. \quad (9.35)$$

Wzór (9.35) nie zawiera stałej Plancka, a zatem może być wyprowadzony na podstawie fizyki klasycznej. Udowodnił to po raz pierwszy Drude około roku 1900, na długo za nim powstała mechanika kwantowa.

Wielkość

$$\mu = \frac{e\tau_F}{m} \quad (9.36)$$

nosi nazwę *ruchliwości elektronów*.

Z uwzględnieniem (9.36) wzór (9.35) przyjmuje postać

$$\sigma = e\mu n \quad (9.37)$$

Ze wzorów (9.37) i (9.36) wynika, że zależność temperaturową oporu metali określa temperaturowa zależność czasu relaksacji  $\tau_F$ . Czas relaksacji  $\tau_F$  określa prawdopodobieństwo rozproszenia elektronu, które jest odwrotnie proporcjonalne do  $\tau_F$ . Rozproszenie elektronów w ciele stałym zachodzi na drganiach i defektach sieci krystalicznej. Jeżeli założymy, że oba mechanizmy rozproszenia są od siebie niezależne, to całkowite prawdopodobieństwo rozproszenia jest sumą prawdopodobieństw rozproszenia elektronu na defektach i fononach

$$\frac{1}{\tau_F} = \frac{1}{\tau_{def}} + \frac{1}{\tau_{fon}} \quad (9.38)$$

Czas relaksacji  $\tau_F$  można z grubsza określić jako średni czas swobodnego przelotu, czyli bez rozpraszania, elektronu. Można przypuszczać, że czasy  $\tau_{def}$  i  $\tau_{fon}$  są odwrotnie proporcjonalne do iloczynów odpowiednich przekroju czynnego na rozpraszanie  $\Omega$  i średniej prędkości elektronu  $v$ :

$$\tau \propto \frac{1}{v \cdot \Omega} \quad (9.39)$$

W przypadku metali wkład w przewodnictwo pochodzi od elektronów znajdujących się na poziomie Fermiego, a zatem  $v$  jest po prostu prędkością elektronu na poziomie Fermiego  $v(E_F)$  i słabo zależy od temperatury, gdyż sama energia Fermiego jest słabo zależna od temperatury. Dla defektów nie ma podstawy przypuszczać, że przekrój czynny zależy od temperatury, a zatem dla defektów

$$\frac{1}{\tau_{def}} \approx const \quad (9.40)$$



W przypadku rozpraszania na drganiach sieci krystalicznej przekrój czynny jest proporcjonalny do średniego kwadratu amplitudy drgań  $\langle u_n^2(\vec{k}) \rangle$  o wektorze falowym  $\vec{k}$  i częstości  $\omega(\vec{k})$ . Można wykazać, że przy  $T \gg T_D$  (gdzie  $T_D$  jest tak zwana temperatura Debye'a)

$$\frac{1}{\tau_{fon}} \approx \alpha \cdot T. \quad (9.41)$$

A zatem, zgodnie z (9.35), (9.38) – (9.41), możemy dla oporu właściwego metalu zapisać

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m}{e^2 n} \frac{1}{\tau_F} = \rho_{def} + \rho_{fon}(T). \quad (9.42)$$

Niezależny od temperatury opór, wynikający z rozpraszania elektronów na defektach,  $\rho_{def}$  nazywa się *oporem właściwym resztkowym*. Opór właściwy, związany z rozpraszaniem elektronów na drganiach sieci  $\rho_{fon}(T)$  w niskich temperaturach zmienia się jak  $T^5$ . Dla temperatur wysokich  $\rho_{fon}(T)$  jest wprost proporcjonalny do temperatury.

### Przewodnictwo cieplne metali

W kinetycznej teorii gazów przewodność cieplna gazu jest określona wzorem

$$\kappa = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \cdot \langle l \rangle, \quad (9.43)$$

gdzie  $\langle v \rangle$  - średnia prędkość cząstki gazu, a  $\langle l \rangle$  - średnia droga swobodna cząstki między zderzeniami,  $C_v$  - pojemność cieplna gazu na jednostkę objętości.

Główny wkład w przewodnictwo pochodzi od elektronów znajdujących się w pobliżu powierzchni Fermiego, a zatem zakładając, że  $\langle v \rangle = v_F$ , a  $\langle l \rangle = v_F \tau_F$ , ze wzoru (9.43) otrzymujemy

$$\kappa = \frac{1}{3} C_{el} v_F^2 \cdot \tau_F. \quad (9.44)$$

Wzór na pojemność cieplną na jednostkę objętości gazu elektronowego otrzymaliśmy wcześniej

$$C_{el} = \frac{3^{1/2} \pi^{2/3} m}{2\hbar^2} \cdot (n_e)^{1/3} \cdot k^2 \cdot T = \frac{\pi^2 n_e k^2}{m v_F^2} T . \quad (9.45)$$

Po podstawieniu (9.45) do (9.44) otrzymujemy

$$\kappa = \frac{1}{3} C_{el} v_F^2 \cdot \tau_F = \frac{\pi^2 n_e k^2 \tau_F}{3m} T . \quad (9.46)$$

Korzystając ze wzorów (9.46) oraz (9.35) znajdujemy

$$L = \frac{\kappa_{el}}{\sigma T} = \frac{\pi^2 n_e k^2 \tau_F}{3m} \cdot \frac{m}{e^2 \tau_F n_e} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k}{e} \right)^2 = 2.45 \cdot 10^{-8} W \cdot \Omega / K . \quad (9.47)$$

Wzór (9.47) wyraża *prawo Wiedemanna – Franza*: stosunek przewodności cieplnej do przewodności elektrycznej jest wprost proporcjonalny do temperatury, przy czym współczynnik proporcjonalności nie zależy od rodzaju metalu. Liczba  $L$  we wzorze (9.47) nosi nazwę *liczby Lorenza*.

#### Zadania do Wykładu 9

1. Wykazać, że wzór na molowe ciepło właściwe jednowymiarowego gazu Fermiego wynosi

$$C_v = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = \frac{\pi^2}{12 E_F} k^2 T = \frac{\pi^2 k}{12} \cdot \frac{T}{T_F} .$$

2. Wyprowadzić wzór na molowe ciepło właściwe dwuwymiarowego gazu elektronowego.

*Odpowiedź:*

$$C_v = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = \frac{\pi^2}{3 E_F} k^2 T = \frac{\pi^2 k}{3} \cdot \frac{T}{T_F} .$$

3. Obliczyć energie Fermiego  $E_F$  i temperaturę Fermiego  $T_F = E_F / k$  dla miedzi.  
 $n_e = 8.5 \cdot 10^{26}$ .

4. Przewodność elektryczna miedzi w temperaturze pokojowej wynosi  $\sigma = 6 \cdot 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ , koncentracja elektronów przewodnictwa  $n_e = 8.5 \cdot 10^{26} m^{-3}$ . Ile wynosi czas relaksacji  $\tau_F$  i ruchliwość elektronów w miedzi?

5. Oszacować średnią prędkość ruchu elektronów na poziomie Fermiego oraz ich średnią drogę swobodną, jeżeli energia Fermiego  $E_F = 7 \text{ eV}$ ;  $\sigma = 6 \cdot 10^7 \text{ } \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$  i  $n_e = 8.5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

6. Dla złota *Au* liczba Lorenza przy  $T = 100\text{C}$  jest równa  $L = 2.40 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$ . Natomiast przy  $T = 0^\circ \text{C}$  liczba Lorenza  $L = 2.35 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega / \text{K}^2$ . Z czym może być związane zmniejszenie liczby Lorenza?