

„Fizyka materii skondensowanej i struktur półprzewodnikowych”
Wykład 14 (03.06.2020)

Tomasz Kazimierczuk

Zakład Fizyki Ciała Stałego
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

Na podstawie materiałów prof. M. Baja

Równanie Boltzmannna



$$\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{1}{\hbar} \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{k}} f + \frac{f_1}{\tau(E)} = 0$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

Nośniki w polach elektrycznym i magnetycznym – zjawiska galwanomagnetyczne

- *w obecności pól elektrycznego i magnetycznego* w układzie jednorodnym równanie Boltzmann'a ma postać:

$$\frac{q}{\hbar} \left[\vec{\varepsilon} + (\vec{v} \times \vec{B}) \right] \cdot \nabla_{\vec{k}} f + \frac{\vec{v} \cdot \vec{X}(E)}{\tau(E)} = 0 \quad \text{gdzie standardowo przyjęto, że:}$$
$$f_1(\vec{k}) = \vec{v} \cdot \vec{X}(E)$$

- rozwiązanie (bez dowodu!) jest postaci:

$$\vec{X} = \frac{\vec{X}_0 + s(\vec{X}_0 \times \vec{b}) + s^2 \vec{b}(\vec{b} \cdot \vec{X}_0)}{1 + s^2}$$

gdzie: $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{B}$ – wersor w kierunku pola magnetycznego,

$$s = \frac{q\tau B}{m^*} \quad q = \pm e \quad |s| = \frac{|q|\tau B}{m^*} = \omega_c \tau$$

$$\vec{X}_0 = q\tau \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \vec{\varepsilon} \quad \text{– rozwiązanie bez pola magnetycznego}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- Wektorowa funkcja $\vec{X}(E)$ zależy więc od znanej, zależnej tylko od pola elektrycznego funkcji $\vec{X}_0(E)$, ale w polu magnetycznym kierunek wektora $\vec{X}(E)$ jest różny od $\vec{X}_0(E)$ (a więc różny od $\vec{\varepsilon}$)



gęstość prądu \vec{j} i natężenie pola elektrycznego $\vec{\varepsilon}$ nie są równoległe



$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{\varepsilon}$$

$\hat{\sigma}$ jest antysymetrycznym tensorem drugiego rzędu (tensorem przewodnictwa); jeśli ***pole magnetyczne jest skierowane wzdłuż osi z***, to:

$$\hat{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{1+s^2} \right\rangle$$

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{s\tau}{1+s^2} \right\rangle$$

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau \rangle$$

– może być dodatnie albo ujemne !

Zjawiska galwanomagnetyczne

- σ_{xx} i σ_{xy} zależą od pola magnetycznego (poprzez $s = \frac{q\tau B}{m^*}$), zaś σ_{zz} od B nie zależy

- **w obszarze słabych pól magnetycznych $|s| \ll 1$:**

$$\sigma_{xx} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau(1-s^2) \rangle = \frac{e^2 n}{m^*} \left(\langle \tau \rangle - \frac{e^2 B^2}{m^{*2}} \langle \tau^3 \rangle \right) \quad \begin{array}{l} \text{– główny człon niezależny od } B \\ \text{plus dodatek kwadratowy w } B \end{array}$$

$$\sigma_{xy} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau s \rangle = \frac{e^2 n q B}{m^{*2}} \langle \tau^2 \rangle \quad \text{– liniowe w } B$$

- **w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:**

$$\sigma_{xx} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{s^2} \right\rangle = \frac{n m^*}{B^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle$$

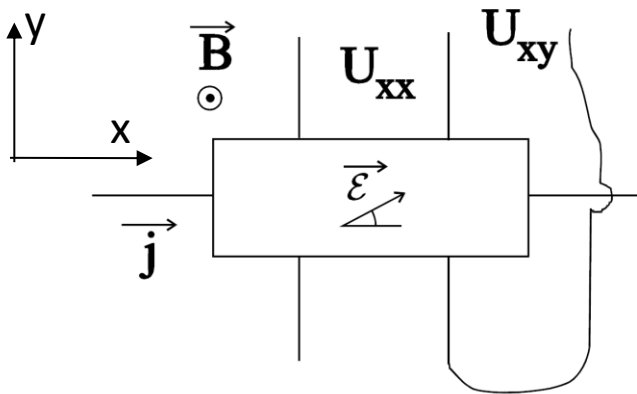
$$\sigma_{xy} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{s} \right\rangle = \frac{qn}{B}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- Znajomość postaci tensora przewodnictwa pozwala wyjaśnić zjawisko Halla czy magnetooporu poprzecznego i to zarówno w przypadku, kiedy w transporcie biorą udział nośniki z jednego pasma czy też z kilku (np. elektrony i dziury)

Efekt Halla

- Prostopadłościenna próbka, pole magnetyczne wzdłuż osi z, prąd przepływa wzdłuż osi x:



- napięcie wzdłuż kierunku przepływu prądu U_{xx}
- napięcie poprzeczne (hallowskie) U_{xy}

Zjawiska galwanomagnetyczne

- wektor gęstości prądu: $\vec{j} = \begin{bmatrix} j \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
- wektor natężenia pola elektrycznego znajdziemy za pomocą relacji:

$$\vec{\varepsilon} = \hat{\rho} \vec{j} = (\hat{\sigma})^{-1} \vec{j} \quad \text{gdzie } \hat{\rho} - \text{tensor oporności}$$

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{bmatrix} = \hat{\sigma}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & 0 \\ \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sigma_{zz}} \end{bmatrix}$$



Zjawiska galwanomagnetyczne

- oporność podłużna (zależna od pola magnetycznego B):

$$\rho_{xx} \equiv \rho(B) = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

- oporność hallowaska:

$$\rho_H \equiv R_H \cdot B = -\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

gdzie R_H *jest współczynnikiem Halla*

- *współczynnik Halla w obszarze słabych pól magnetycznych $B \rightarrow 0$:*

$$R_{H0} \cong \frac{1}{B} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2} \cong \frac{1}{qn} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{r}{\pm en}$$

r nazywa się hallowskim
czynnikiem rozproszeniowym

- w przypadku silnej degeneracji $\tau \rightarrow \tau(E_F)$ i $r = 1$
- w przypadku niezdegenerowanym, opisywalnym rozkładem Boltzmann'a, po zastosowaniu wprowadzonej wcześniej zależności czasu relaksacji od energii:

$$\tau(E) \propto E^{(p-1/2)}$$

otrzymujemy:

Zjawiska galwanomagnetyczne

$$r = \frac{\Gamma(2p + 3/2) \cdot \Gamma(5/2)}{\Gamma^2(p + 2)}$$

gdzie $\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ jest funkcją gamma Eulera

- Jeśli:
 - $p = 0$ (rozpraszanie na fononach, potencjał deformacyjny) $r \approx 1,18$
 - $p = 1$ (rozpraszanie na fononach optycznych, mechanizm polarny, rozpraszanie na fononach akustycznych, mechanizm piezo) $r \approx 1,10$
 - $p = 2$ (rozpraszanie na zjonizowanych domieszkach) $r \approx 1,93$
- mierząc współczynnik Halla w obszarze słabych pól B i przewodnictwo elektryczne σ bez pola magnetycznego można z dokładnością do hallowskiego czynnika rozproszeniowego wyznaczyć koncentrację i ruchliwość nośników:

$$n = \frac{r}{e |R_H|}$$

$$\mu = \frac{|R_H| \sigma}{r}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- *współczynnik Halla w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:*

$$R_H = \frac{1}{B} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \xrightarrow{s \gg 1} \frac{1}{B} \frac{1}{\sigma_{xy}} \approx \frac{1}{qn} = R_{H\infty}$$

w ogóle nie zależy od mechanizmów rozpraszania nośników !

Magnetoopor poprzeczny – efekt Gaussa

- słowo „poprzeczny” odnosi się do sytuacji, kiedy przepływ prądu zachodzi w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego
- zjawiskiem magnetooporu nazywamy względną zmianę oporności r_{xx} w funkcji pola magnetycznego:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{xx}(B)}{\rho(0)} - 1 = \frac{\sigma(0)\sigma_{xx} - \sigma_{xx}^2 - \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- wystarczy teraz podstawić odpowiednie wyrażenia na składowe tensora przewodnictwa...
- **magnetoopór w obszarze słabych pól magnetycznych $|s| \ll 1$:**
stosując standardowe przybliżenia i ograniczając się do wyrazów najniższego rzędu w B otrzymujemy:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{e^2 B^2}{m^{*2}} \left[\frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} - \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} \right] = \mu^2 B^2 \left[\frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} - \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^4} \right] = \mu^2 B^2 \cdot A$$

(ćwiczenia !)

- magnetopór jest kwadratowy w B
- jest proporcjonalny do μ^2
- współczynnik proporcjonalności A zależy od mechanizmu rozpraszania:
np. w przypadku niezdegenerowanym (rozkład Boltzmanna) dla $p = 0$ (fonony akustyczne, potencjał deformacyjny) $A = 0,38$, dla $p = 2$ (zjonizowane domieszki) $A = 2,15$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- *magnetoopór w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:*

$$\frac{\Delta\rho_\infty}{\rho} \approx \frac{\sigma(0)\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2} - 1 = \langle \tau \rangle \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle - 1$$

nasyca się na wartości zależnej od mechanizmu rozpraszania

Dla rozkładu Boltzmanna:

0,13 dla $p = 0$

2,40 dla $p = 2$

- *dla pasma sferycznego magnetoopór podłużny nie pojawia się* (na ładunek poruszający się wzdłuż linii pola B nie działa siła). W przypadku pasma niesferycznego przewodnictwo jest tensorowe nawet bez pola B i w tym przypadku magnetoopór podłużny występuje
- efekt Halla – pierwszego rzędu w polu B
- efekt Gaussa – drugiego rzędu w polu B

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przypadek udziału w przewodnictwie wielu rodzajów nośników

np.:

- półprzewodnik bliski samoistnemu – w transporcie biorą udział elektrony w paśmie przewodnictwa i dziury w paśmie walencyjnym
- degeneracja kilku dolin jednego pasma – nośniki obsadzające różne doliny mają różne koncentracje i ruchliwości
- heterostruktura w której występuje kilka warstw zawierających różne swobodne nośniki
- ***Standardowym założeniem*** jest to, że każda i-ta „grupa” nośników czuje ten sam rozkład pola elektrycznego oraz że nośniki w swoim ruchu sobie nawzajem „nie przeszkadzają”. W takim przypadku, całkowita gęstość prądu jest sumą gęstości prądu od poszczególnych grup nośników i:

$$\hat{\sigma}^{tot} = \sum_i \hat{\sigma}^i \quad \text{tzn. tensor przewodnictwa jest addytywny}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przykład 1 – elektrony i dziury współuczestniczące w transporcie

- elektrony: $\sigma_{xx}^e = \frac{e^2 n}{m_e^*} \left\langle \frac{\tau_e}{1 + s_e^2} \right\rangle$ $\sigma_{xy}^e = \frac{e^2 n}{m_e^*} \left\langle \frac{s_e \tau_e}{1 + s_e^2} \right\rangle$
- dziury: $\sigma_{xx}^h = \frac{e^2 p}{m_h^*} \left\langle \frac{\tau_h}{1 + s_h^2} \right\rangle$ $\sigma_{xy}^h = \frac{e^2 p}{m_h^*} \left\langle \frac{s_h \tau_h}{1 + s_h^2} \right\rangle$

- całkowity tensor przewodnictwa:

$$\sigma_{xx}^{tot} = \sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h \qquad \sigma_{xy}^{tot} = \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h$$

- możemy teraz w standardowy sposób wyznaczyć współczynnik Halla

$$R_H^{tot} = \frac{\rho_H^{tot}}{B} = \frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{xy}^{tot}}{(\sigma_{xx}^{tot})^2 + (\sigma_{xy}^{tot})^2}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- *w obszarze słabych pól magnetycznych $|s_e|, |s_h| \ll 1$:*

$$R_0 = \frac{r_h p \mu_h^2 - r_e n \mu_e^2}{e(p\mu_h + n\mu_e)^2} \xrightarrow{r_h=r_e=r} \frac{r}{e} \frac{p - nb^2}{(p + nb)^2} \quad \text{gdzie} \quad b = \frac{\mu_e}{\mu_h}$$

- *w obszarze silnych pól magnetycznych $|s_e|, |s_h| \gg 1$:*

$$R_\infty = \frac{1}{e(p - n)} \quad \Downarrow$$

1. w słabych polach magnetycznych dominujący wkład do współczynnika Halla mogą mieć nośniki bardziej ruchliwe, nawet jeśli ich koncentracja jest istotnie mniejsza!
2. w silnych polach magnetycznych o znaku współczynnika Halla decydują nośniki o większej koncentracji
3. z powyższego wynika, że znak współczynnika Halla może w funkcji pola B się zmienić !!!

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przykład 2 – widmo ruchliwości

- nie wiemy ile różnych rodzajów (grup) nośników bierze udział w transporcie
- staramy się opisać doświadczalną zależność składowych tensora przewodnictwa od pola magnetycznego $\sigma_{xx}(B)$ i $\sigma_{xy}(B)$ jako złożenie wielu różnych wkładów – kanałów przewodnictwa (w ogólności – dowolnie wielu) pochodzących od grup nośników (numerowanych wskaźnikiem i) charakteryzujących się daną masą efektywną m_i^* , ładunkiem $q_i (= \pm e)$ oraz czasem relaksacji τ_i
- dla każdej z takich grup możemy napisać:

$$s_i = \frac{q_i \tau_i}{m_i^*} B \equiv \mu_i B \quad \text{– gdzie } m_i \text{ jest ujemne dla elektronów,} \\ \text{a dodatnie dla dziur}$$

$$\sigma_{xx}^i(B) = \frac{e^2 n_i}{m_i^*} \frac{\tau_i}{1 + s_i^2} = \frac{\sigma_{0i}}{1 + s_i^2} = \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2}$$

$$\sigma_{xy}^i(B) = \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2} \cdot (\mu_i B)$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- sumaryczny wkład od wszystkich kanałów przewodnictwa (grup nośników):

$$\sigma_{xx}^{tot}(B) = \sum_i \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2} = \int_{\mu} \left(\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu} \right) \frac{1}{1 + (\mu B)^2} d\mu$$

$$\sigma_{xy}^{tot}(B) = \sum_i \frac{\sigma_{0i} \mu_i B}{1 + (\mu_i B)^2} = \int_{\mu} \left(\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu} \right) \frac{\mu B}{1 + (\mu B)^2} d\mu$$

- rozwiązanie problemu polega na takim dobraniu wkładów poszczególnych kanałów przewodnictwa, aby zgodność pomiędzy wyliczonymi zależnościami $\sigma_{xx}^{tot}(B)$ i $\sigma_{xy}^{tot}(B)$ i doświadczeniem była jak najlepsza
- można albo próbować dopasować sumę wkładów od kilku kanałów $\mu_i - \sigma_{0i}$ przewodnictwa, albo stosować kwaziciągły rozkład

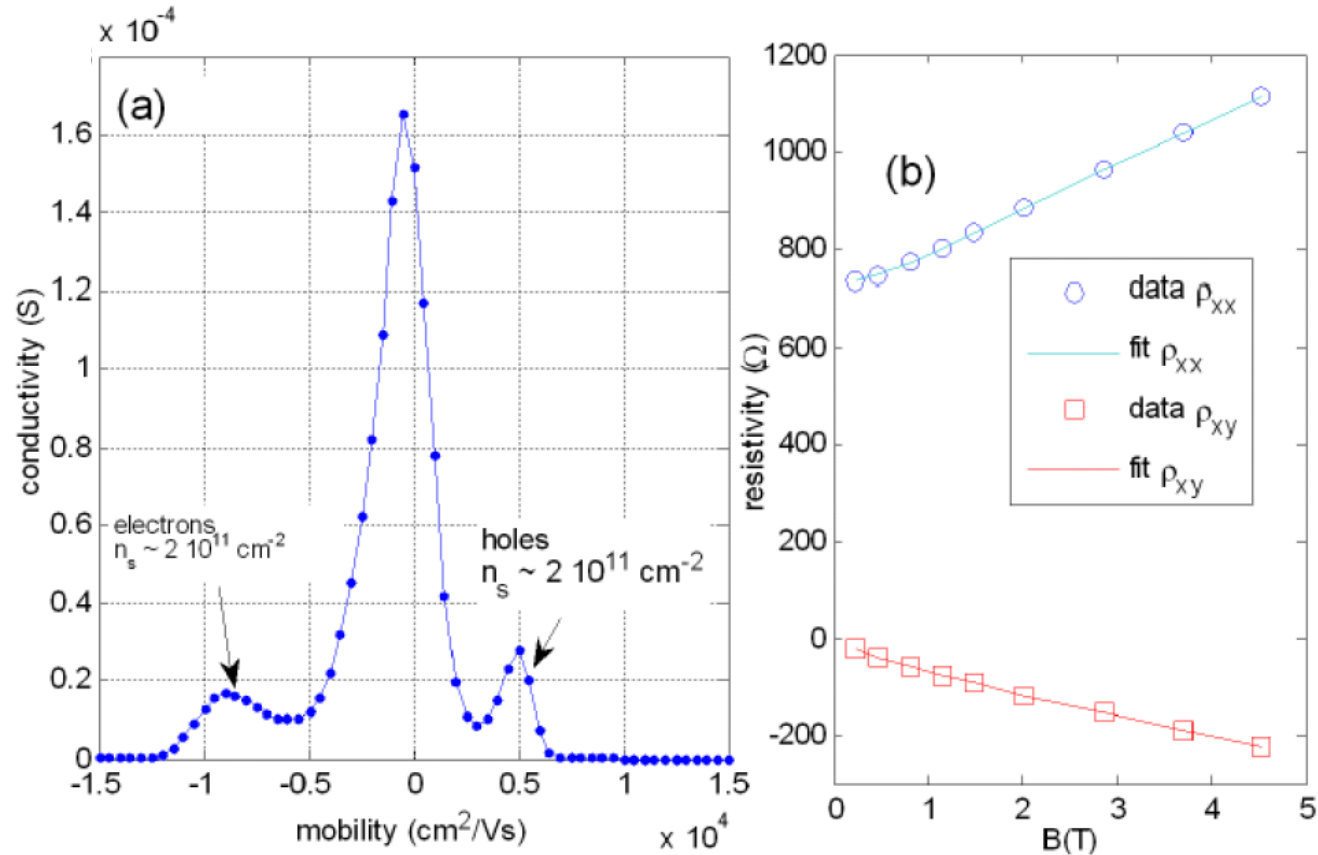


widmo ruchliwości

$$\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu}$$

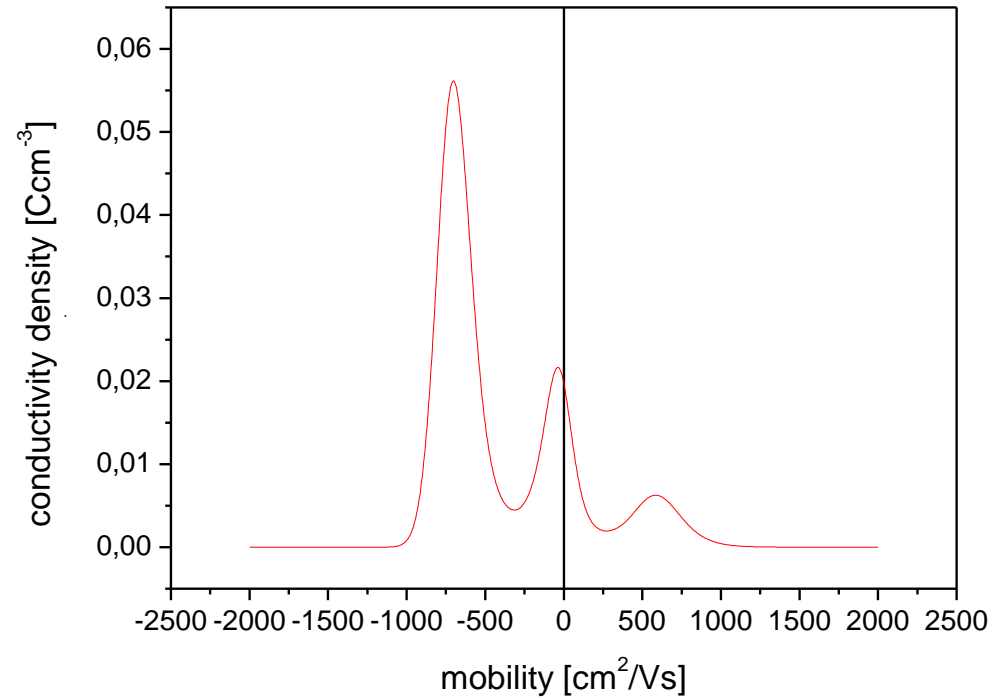
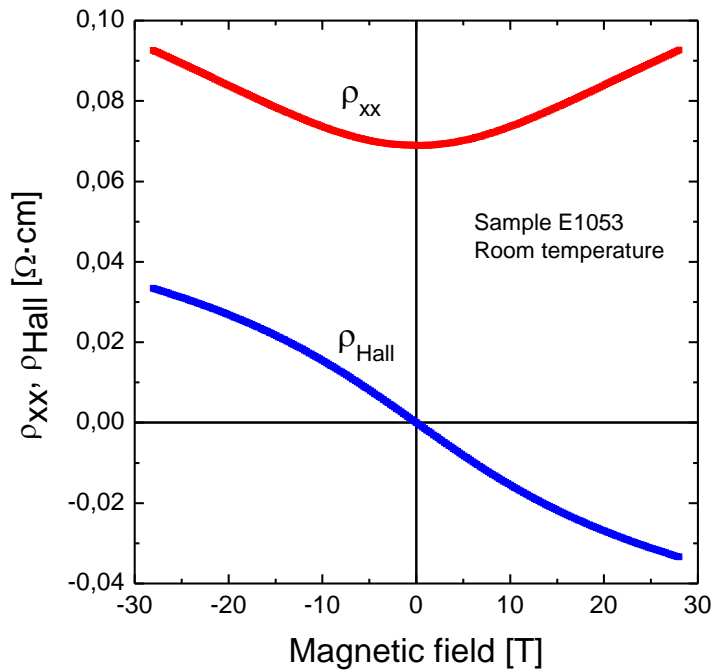
Zjawiska galwanomagnetyczne

Grafen (wyniki – dr Marta Gryglas-Borysiewicz)



Zjawiska galwanomagnetyczne

InN:Mg (wyniki – L. Dmowski, M. Baj)



Maximum Entropy Mobility Spectrum Analysis wg.:
S. Kiatgamolchai et al., *Physical Review E*, **66**, 036705 (2002)

ZJAWISKA TERMoeLEKTRYCZNE

Zjawiska termoelektryczne

Zjawiska termoelektryczne – siła termoelektryczna

- gradient temperatury i pole elektryczne, bez pola magnetycznego
- funkcja rozkładu *musi* zależeć od położenia (gradient temperatury!) , od położenia będzie zależeć potencjał chemiczny

- Równanie Boltzmannna: $\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{1}{\hbar} q \vec{\mathcal{E}} \cdot \nabla_{\vec{k}} f + \frac{f_1}{\tau(E)} = 0$

- w członie dryfowym pominiemy f_1 :

$$\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f_0 + \frac{1}{\hbar} q \vec{\mathcal{E}} \cdot \nabla_{\vec{k}} f_0 + \frac{f_1}{\tau(E)} = 0$$

- **człon dyfuzyjny** – zawiera gradient f_0 po współrzędnych przestrzennych:

$$\nabla_{\vec{r}} f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial T} \nabla_{\vec{r}} T$$

- f_0 zależy od temperatury poprzez zależność explicite od T oraz poprzez zależność poziomu Fermiego od T :

$$f_0 = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - \mu(T)}{k_B T}}}$$

Zjawiska termoelektryczne

- wprowadźmy zmienną: $\frac{E - \mu}{k_B T} = \zeta$
- wtedy: $\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \cdot \left(-\frac{E - \mu}{k_B T^2} - \frac{1}{k_B T} \frac{d\mu}{dT} \right) = \frac{\partial f_0}{\partial E} \cdot \left(-\frac{E - \mu}{T} - \frac{d\mu}{dT} \right)$
- **człon polowy:** $\frac{1}{\hbar} q \vec{\varepsilon} \cdot \nabla_{\vec{k}} f_0 = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \nabla_{\vec{k}} E \cdot q \vec{\varepsilon} = q \left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \vec{v} \cdot \vec{\varepsilon}$
- stąd otrzymujemy rozwiązanie na funkcję f_1 :

$$f_1 = \tau \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \vec{v} \cdot \left[\underset{\substack{\uparrow \\ (1)}}{q \vec{\varepsilon}} - \left(\frac{E - \mu}{T} \right) \underset{\substack{\uparrow \\ (2)}}{\nabla_{\vec{r}} T} - \frac{d\mu}{dT} \underset{\substack{\uparrow \\ (3)}}{\nabla_{\vec{r}} T} \right]$$

- następnym krokiem jest obliczenie wektora gęstości prądu:

$$\vec{j} = \int_{SB} q \vec{v} \cdot f_1 \cdot \rho(\vec{k}) d_3 k = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \vec{j}_3$$

Zjawiska termoelektryczne

- \vec{j}_1 już liczyliśmy:

$$\vec{j}_1 = \frac{e^2 n \langle \tau \rangle}{m^*} \vec{\mathcal{E}}$$

- dokładnie tak samo możemy postąpić z \vec{j}_2 (tym razem wprowadzając układ współrzędnych sferycznych z osią biegunową skierowaną wzdłuż wektora gradientu temperatury):

$$\vec{j}_2 = -\frac{qnk_B}{m^*} [\langle \varepsilon \tau \rangle - \eta \langle \tau \rangle] \nabla_{\vec{r}} T \quad \text{gdzie} \quad \varepsilon = \frac{E}{k_B T} \quad \eta = \frac{\mu}{k_B T}$$

(uwaga na kolizję oznaczeń – zredukowana energia ε i natężenie pola elektrycznego $\vec{\mathcal{E}}$!)

- w członie (3) korzystamy z tego, że $\frac{d\mu}{dT} \nabla_{\vec{r}} T = \nabla_{\vec{r}} \mu$ i otrzymujemy:

$$\vec{j}_3 = -\frac{qn \langle \tau \rangle}{m^*} \nabla_{\vec{r}} \mu$$

Zjawiska termoelektryczne

- całkowita gęstość prądu:

$$\vec{j} = \frac{e^2 n \langle \tau \rangle}{m^*} \left[\vec{\varepsilon} - \frac{1}{q} \nabla_{\vec{r}} \mu - \frac{k_B}{q} \left(\frac{\langle \varepsilon \tau \rangle}{\langle \tau \rangle} - \eta \right) \nabla_{\vec{r}} T \right]$$

- jeśli mierzymy pojawiającą się na końcach próbki różnicę potencjałów przy braku przepływu prądu, to $\vec{j} = 0$:

$$\vec{\varepsilon} - \frac{1}{q} \nabla_{\vec{r}} \mu - \frac{k_B}{q} \left[\frac{\langle \varepsilon \tau \rangle}{\langle \tau \rangle} - \eta \right] \nabla_{\vec{r}} T = 0$$

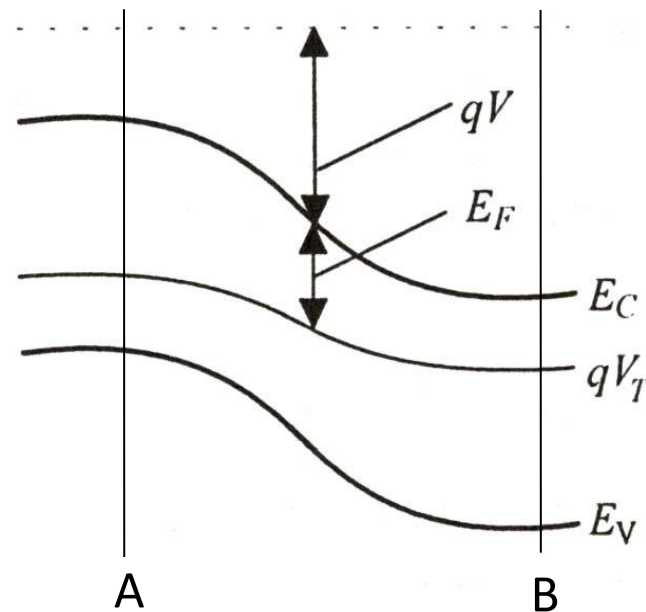
zjawisko występowania pola elektrycznego w materiale, wskutek występowania gradientu temperatury nazywa się zjawiskiem Seebecka (siłą termoelektryczną)

- Uwaga !***

Natężenie pola elektrycznego $\vec{\varepsilon}$ w powyższym wzorze ***nie jest*** wielkością, którą się bezpośrednio mierzy poprzez dołączenie 2 kontaktów umieszczonych na próbce wzdłuż gradientu temperatury i zmierzenie napięcia elektrycznego między nimi! ***Istnieją dwie tego przyczyny:***

Zjawiska termoelektryczne

1. poziom Fermiego w dołączonej elektrodzie (w punkcie A lub B) zrówna się odpowiednio z qV_{TA} lub qV_{TB} , gdzie $qV_T = qV + E_F$ i w pomiarze dałoby się wyznaczyć $U_{AB} = qV_{TB} - qV_{TA}$ a nie $qV_B - qV_A$, gdyby nie to, że:
2. w materiale, z którego zrobione są kontakty także występuje zjawisko Seebecka i co najwyżej możemy zmierzyć efekt różnicowy, a nie efekt charakteryzujący dany materiał !



Zjawiska termoelektryczne

- Gdybyśmy mierzyli napięcie generowane w próbce wzdłuż gradientu temperatury za pomocą elektrod, w których efekt Seebecka nie występuje:

$$\nabla_{\vec{r}} V_T = \nabla_{\vec{r}} V + \frac{1}{q} \nabla_{\vec{r}} \mu = -\vec{\mathcal{E}} + \frac{1}{q} \nabla_{\vec{r}} \mu$$



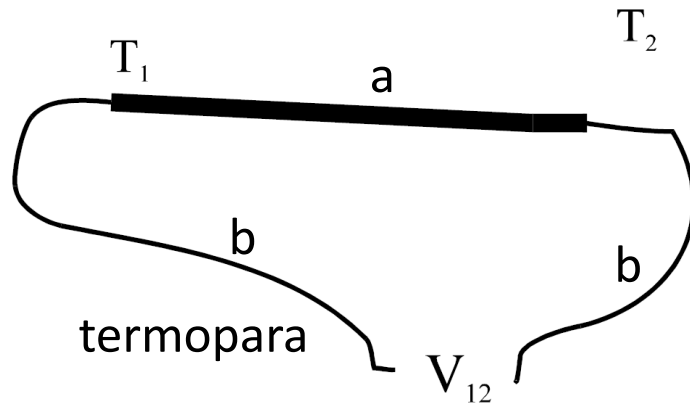
$$\nabla_{\vec{r}} V_T = -\frac{k_B}{q} \left[\frac{\langle \varepsilon \tau \rangle}{\langle \tau \rangle} - \eta \right] \nabla_{\vec{r}} T = \alpha(T) \nabla_{\vec{r}} T$$

Siła termoelektryczna, współczynnik Seebecka:

$$\alpha(T) = \frac{dV_T}{dT} = -\frac{k_B}{q} \left[\frac{\langle \varepsilon \tau \rangle}{\langle \tau \rangle} - \eta \right]$$

Zjawiska termoelektryczne

- w rzeczywistości mamy do czynienia z dwoma materiałami: **a** i **b**



$$\frac{dV_{12}}{dT} = \alpha_{ab} = \alpha_a - \alpha_b$$

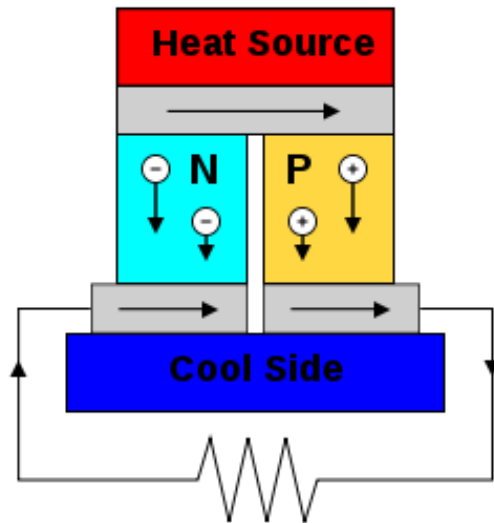
$$V_{12} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{ab}(T) dT$$

- podczas pomiarów należy jeden materiał uznać za wzorcowy, i badać siłę termoelektryczną względem takiego wzorca (idealnie – względem nadprzewodnika)
- znak siły termoelektrycznej zależy od rodzaju nośników: dla elektronów $q < 0$ i $\alpha > 0$ (znak zimnego końca – ujemny) \Rightarrow **metoda gorącej sondy**
- $\frac{k_B}{e} = 86 \frac{\mu V}{K}$ – siły termoelektryczne niezdegenerowanych półprzewodników są rzędu kilkuset $\mu V/K$

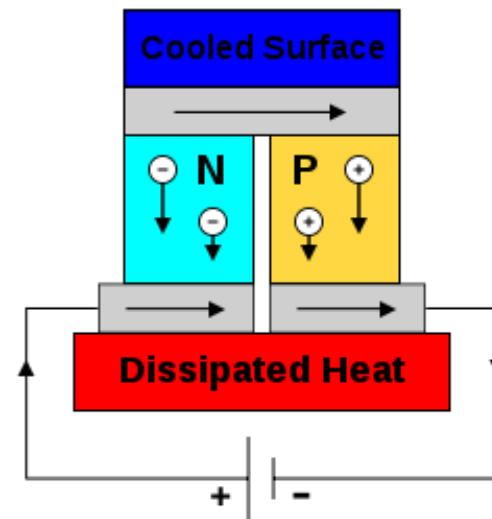
Zjawiska termoelektryczne

Efekt Peltier

- efekt odwrotny do efektu Seebecka – powstawanie różnicy temperatury pomiędzy złączami $a-b$ i $b-a$ dwóch różnych materiałów przez które przepuszczany jest prąd elektryczny:



efekt Seebecka



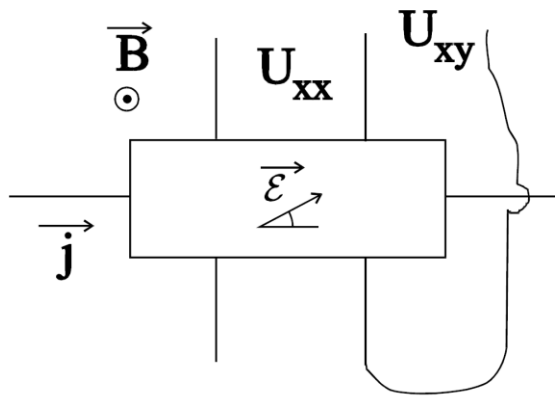
efekt Peltier

http://en.wikipedia.org/wiki/Thermoelectric_effect

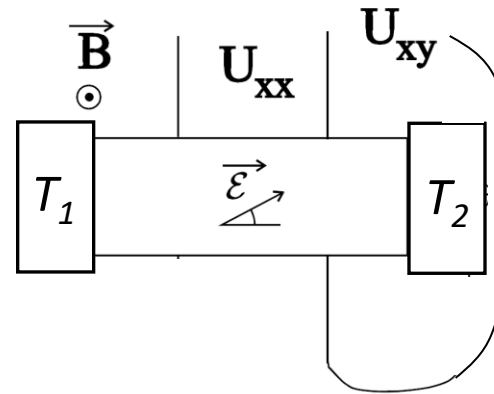
Zjawiska termomagnetyczne

Zjawiska termomagnetyczne

- Istnieje szereg zjawisk termomagnetycznych (gradient temperatury, pole elektryczne, pole magnetyczne \Rightarrow możliwe przepływy prądu i ciepła); szczegóły – patrz np.: B.M. Askerov, „Electron transport phenomena in semiconductors”, World Scientific 1994
- Przykład: poprzeczne i podłużne zjawisko Nernsta-Ettinghausena*



magnetoopór i efekt Halla

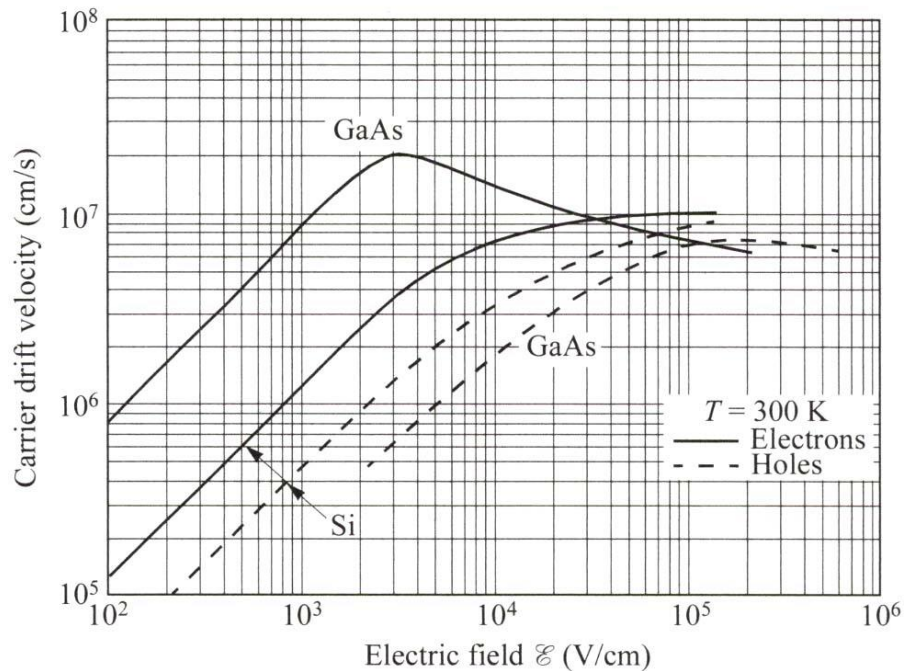


podłużny (zmiana siły termoelektrycznej w polu B) i poprzeczny efekt Nernsta-Ettinghausena

ZJAWISKA TRANSPORTU W SILNYCH POLACH ELEKTRYCZNYCH

Zjawiska transportu w silnych polach elektrycznych

- Do tej pory rozważaliśmy zjawiska transportu *przy założeniu liniowej odpowiedzi* – np. średnia prędkość unoszenia nośników w polu elektrycznym była proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego: $\langle \vec{v}_d \rangle = \mu \vec{\mathcal{E}}$
- dla silnych pól elektrycznych (10^3 – 10^4 V/cm) przestaje to być prawdziwe:



- w silnych polach elektrycznych prędkość unoszenia się nasycza, a dla elektronów w GaAs nawet maleje!

S.M. Sze, Kwok K. Ng, „*Physics of Semiconductor Devices*”, Wiley-Interscience 2007

Zjawiska transportu w silnych polach elektrycznych

- w silnych polach elektrycznych elektrony uzyskują energie, których nie są w stanie efektywnie oddać sieci, co prowadzi do wzrostu ich efektywnej temperatury w stosunku do temperatury sieci – są to tzw. *gorące nośniki*
- nasycanie się prędkości unoszenia oznacza, że w silnych polach elektrycznych następuje nasycenie średniej wartości energii nośników $\langle E \rangle$ – a więc elektrony zyskują od pola elektrycznego ε tyle energii ile tracą na skutek rozpraszania nieelastycznego (emisja fononów optycznych):

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} = e\varepsilon v_d - \frac{\hbar\omega_0}{\tau_E} = 0 \quad \text{gdzie } \hbar\omega_0 \text{ jest energią fononu optycznego, a } \tau_E \text{ – czasem relaksacji energii}$$

- podobne równanie można napisać dla relaksacji pędu:

$$\frac{d(m^* v_d)}{dt} = e\varepsilon - \frac{m^* v_d}{\tau_p} = 0 \quad \text{gdzie } \tau_p \text{ jest czasem relaksacji pędowej}$$

- przeważnie $\tau_p < \tau_E$ (w relaksacji pędu biorą udział rozpraszania elastyczne i nieelastyczne, a w relaksacji energii tylko nieelastyczne), ale w wysokich polach elektrycznych dominuje rozpraszanie na fononach optycznych i $\tau_p \approx \tau_E$

Zjawiska transportu w silnych polach elektrycznych – efekt Gunna

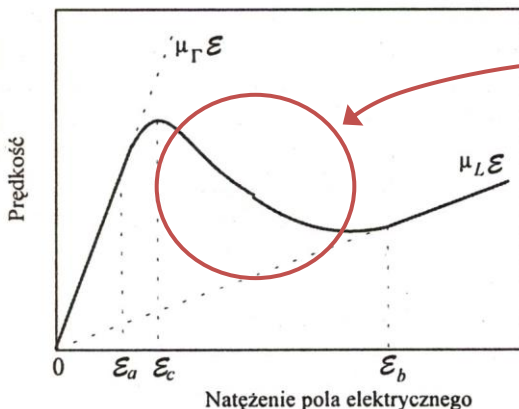
- prowadzi to do wyniku, że dla stanu stacjonarnego prędkość unoszenia odpowiadająca nasyceniu wynosi:

$$v_s = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{m^*}}$$

co dla $\hbar\omega_0 = 40 \text{ meV}$ i $m^* = 0,1 m_0$ daje

$v_s = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ (bardzo sensowne oszacowanie!)

- w GaAs w bardzo wysokich polach elektrycznych **prędkość unoszenia elektronów maleje** \Rightarrow elektrony rozpędzone silnym polem elektrycznym zyskują na tyle dużą energię, że mogą być rozproszone do minimum L pasma przewodnictwa (leżącego około 0,3 eV powyżej minimum Γ), gdzie masa efektywna jest dużo większa (a więc ruchliwość odpowiednio mniejsza):



obszar ujemnej oporności różniczkowej – w tym obszarze prąd oscyluje z częstotliwościami rzędu odwrotności czasu przelotu elektronów przez długość próbki – są to częstotliwości rzędu 10 GHz



efekt Gunna, dioda Gunna