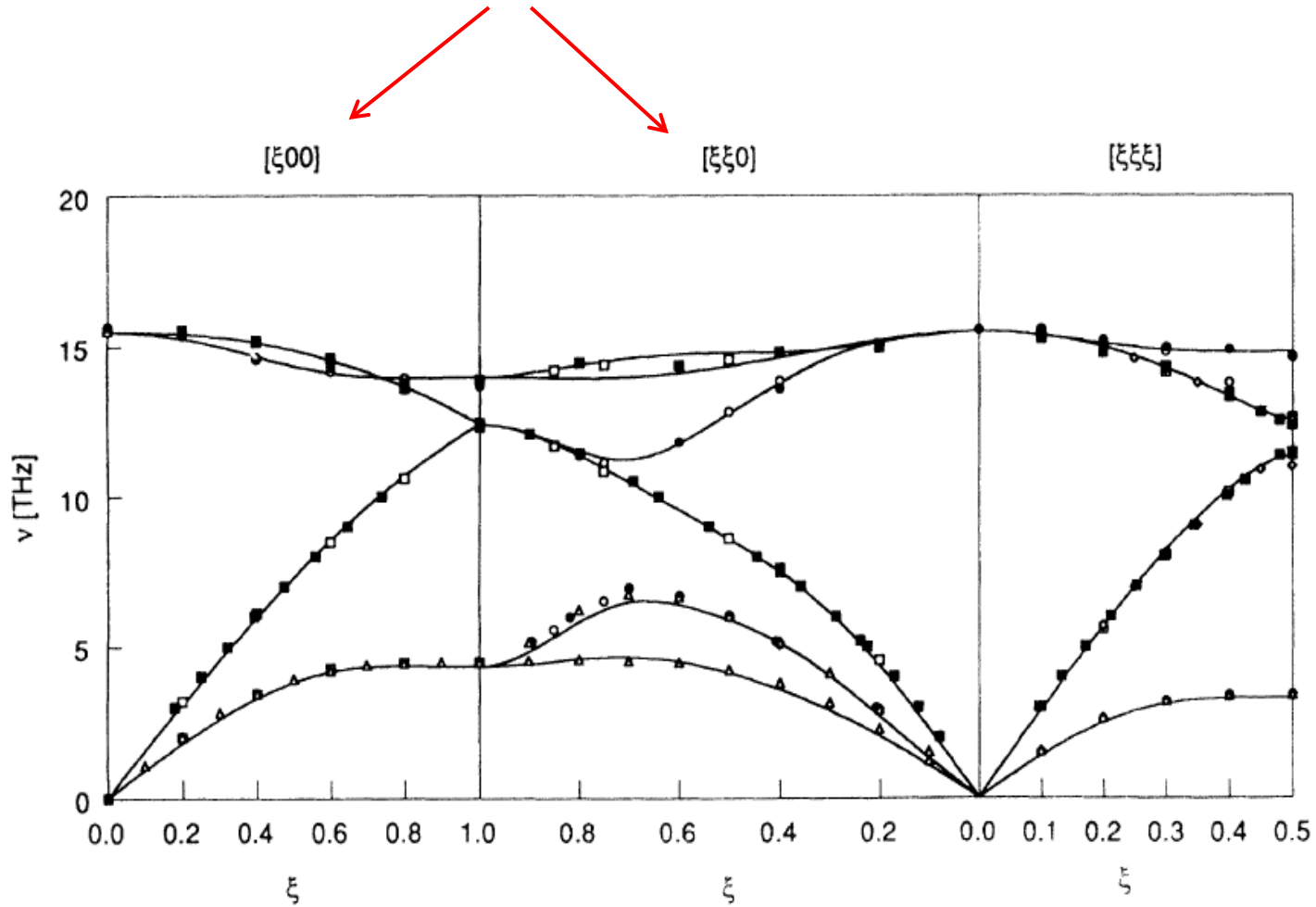
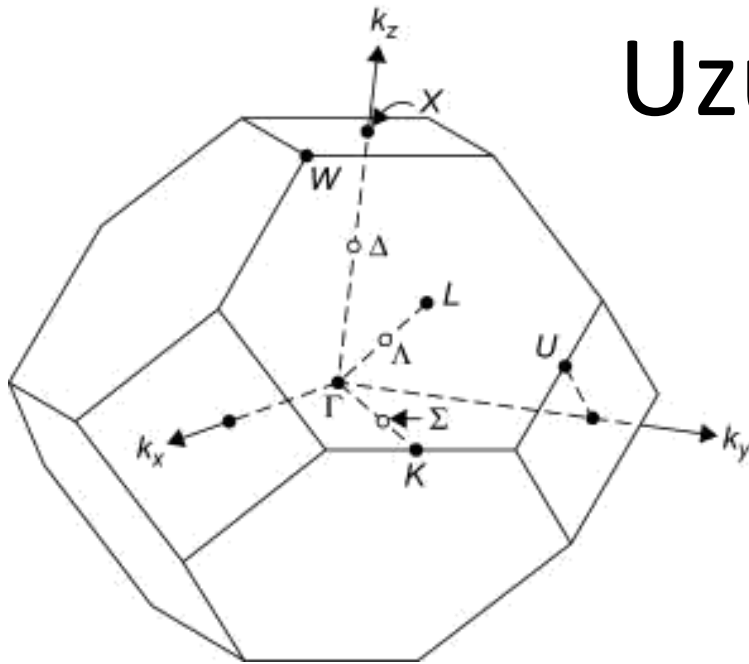


# Uzupełnienie

Dlaczego te 2 panele się sklejają?



# Uzupełnienie



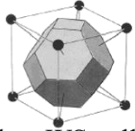
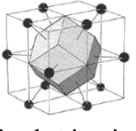
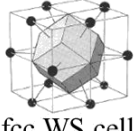
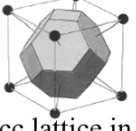
Punkt K ma współrzędne:  $\frac{2\pi}{a} [3/4, 3/4, 0]$

Idąc dalej dochodzimy do punktu R:  $\frac{2\pi}{a} [1, 1, 0]$

dodajemy do niego wektor sieci odwrotnej:

$$\frac{2\pi}{a} [1, 1, 0] + \frac{2\pi}{a} [-1, -1, 1] = \frac{2\pi}{a} [0, 0, 1] = X$$

## WS zone and BZ

Lattice Real Space	Lattice K-space
 <p>bcc WS cell</p>	 <p>Bcc BZ (fcc lattice in K-space)</p>
 <p>fcc WS cell</p>	 <p>fcc BZ (bcc lattice in K-space)</p>

The BZ of fcc is the WS cell of bcc.  
The BZ of bcc is the WS cell of fcc.

**„Fizyka materii skondensowanej i struktur półprzewodnikowych”**  
**Wykład 12 (20.05.2020)**

Tomasz Kazimierczuk

Zakład Fizyki Ciała Stałego  
Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Wydział Fizyki  
Uniwersytet Warszawski

Na podstawie materiałów prof. M. Baja

# **POJEMNOŚĆ CIEPLNA SIECI KRYSTALICZNEJ**

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

- Doświadczalna obserwacja – w wysokich temperaturach molowe ciepło przy stałej objętości  $C_V=3R$ . Jest to zgodne z modelem klasycznym i zasadą ekwipartycji energii – prawo Dulonga-Petita ( $\sim 3N_A$  jednowymiarowych oscylatorów na mol, na każdy wypada średnio  $kT$  energii  $\Rightarrow$  molowa pojemność cieplna  $3RT$ ). Jednak w niskich temperaturach  $T \rightarrow 0$  w niemetalach  $C_V \sim T^3$  (a prawo Dulonga-Petita przewiduje  $C_V = \text{const}$ )

- Wkład fononów do energii wewnętrznej (na jednostkę objętości, bo  $\rho(\vec{q})$  jest liczone na jednostkę objętości):

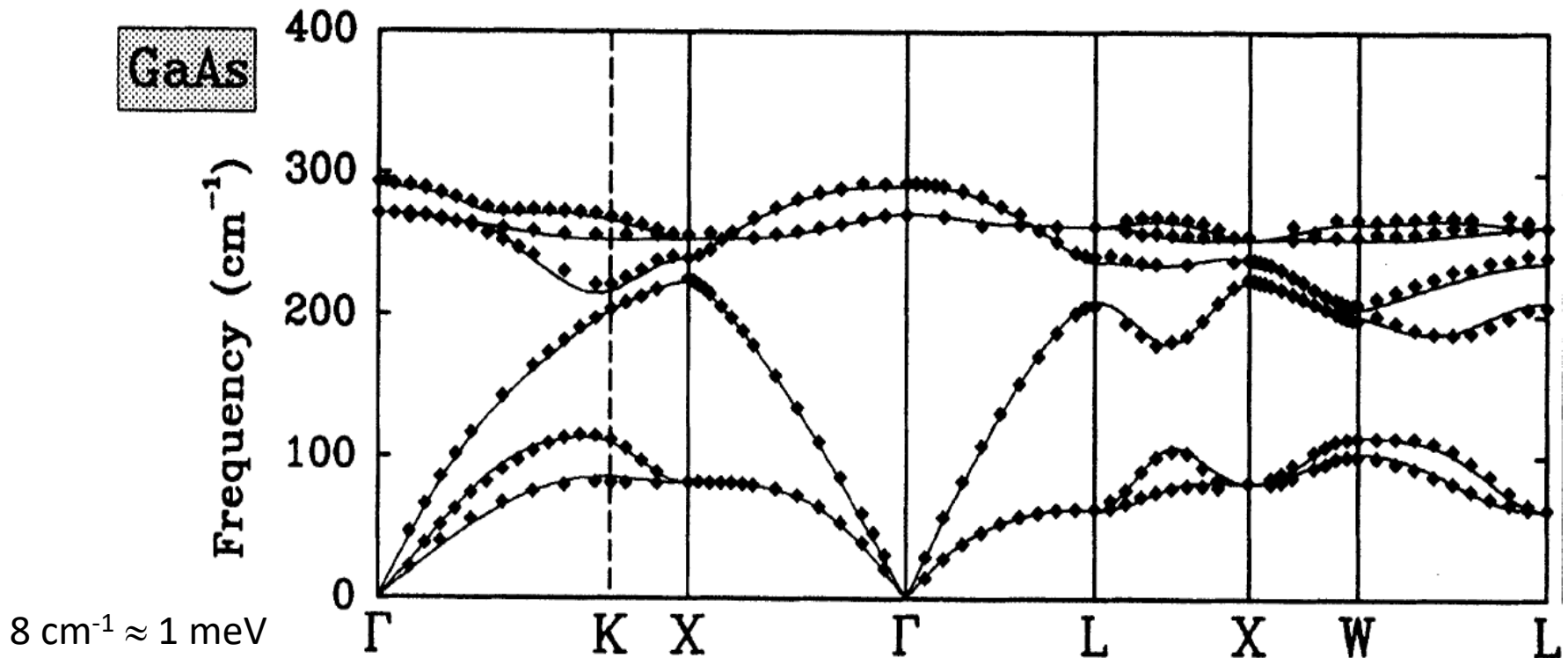
$$U(T) = \sum_s \int_{1SB} \hbar \omega_s(\vec{q}) \langle n_{s\vec{q}}(T) \rangle \rho(\vec{q}) d_3q \quad \text{gdzie } s \text{ numeruje gałęzie fononów}$$

- Znajomość relacji dyspersyjnych dla wszystkich gałęzi fononowych pozwala znaleźć fononowy wkład do  $U(T)$  i ciepło przy stałej objętości liczone na jednostkę objętości:

$$C_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$$

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

GaAs,  $r = 2$



P. Giannozzi et al., *Physical Review B* **43**, 7231 (1991)

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

- Dwa proste analityczne modele fononowego wkładu do pojemności cieplnej sieci krystalicznej:

**1.** **Model Einsteina:** zbiór  $3N$  oscylatorów kwantowych, wszystkie o jednakowej energii  $\hbar\omega_0$  (model w przybliżeniu słuszny dla fononów optycznych dla których  $\omega(\vec{q}) \approx const$ )

$$U(T) = 3N \cdot \hbar\omega_0 \cdot \langle n(T) \rangle = 3N \cdot \hbar\omega_0 \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{kT}} - 1}$$

jeśli wziąć  $N=N_A$ , to molowe ciepło:

$$C_V = 3R \cdot \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \xrightarrow[\substack{x \rightarrow 0 \\ (T \rightarrow \infty)}]{} 3R \quad \text{gdzie} \quad x = \frac{\hbar\omega_0}{kT}$$

w ten sposób odtwarzamy prawo Dulonga-Petita, ale w niskich temperaturach otrzymuje się zależność szybszą niż doświadczalna !

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

2. **Model Debye'a**: fonony akustyczne z uproszczoną (liniową) dyspersją:

$$\omega_{TA} = u_T q \quad (2 \text{ gałęzie})$$

$$\omega_{LA} = u_L q \quad (1 \text{ gałąź})$$

- **gęstość stanów** na jednostkę częstości, na jednostkę objętości, na jedną (i-tą) gałąź:

$$\rho(\omega_i) d\omega_i = \rho_q(\vec{q}_i) d_3 q_i = \frac{1}{(2\pi)^3} 4\pi q_i^2 dq_i = \frac{1}{2\pi^2} \frac{\omega_i^2}{u_i^3} d\omega_i$$

- wszystkie 3 gałęzie (zakładając degenerację obu gałęzi poprzecznych):

$$\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2} \cdot \left( \frac{2}{u_T^3} + \frac{1}{u_L^3} \right) \equiv \frac{3\omega^2}{2\pi^2} \cdot \frac{1}{u^3}$$

$u$  jest pewną średnią prędkością



# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

- Założenie liniowej sferycznej relacji dyspersyjnej zmusza do ograniczenia się do obszaru  $\omega \leq \omega_{\max}$ , tak aby całkowita liczba (koncentracja) stanów fononowych wyniosła  $3N$ :

$$3N = \int_0^{\omega_{\max}} \rho(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \frac{\omega_{\max}^3}{u^3}$$

stąd:  $\omega_{\max} = \sqrt[3]{6\pi^2 N} \cdot u$

oraz *definicja temperatury Debye'a*:  $\Theta = \frac{\hbar\omega_{\max}}{k} = \sqrt[3]{6\pi^2 N} \cdot \frac{\hbar u}{k}$

- *Wkład fononów do energii wewnętrznej* (na jednostkę objętości):

$$U(T) = \int_0^{\omega_{\max}} \hbar\omega \cdot \rho(\omega) \cdot \langle n(\omega, T) \rangle d\omega = \frac{3}{2\pi^2} \cdot \frac{\hbar}{u^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} d\omega$$

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

- Zamiana zmiennych:  $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$

$$U(T) = \frac{3}{2\pi^2} \cdot \frac{\hbar}{u^3} \cdot \left(\frac{kT}{\hbar}\right)^4 \cdot \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{3}{2\pi^2} \cdot T^4 \cdot \left(\frac{k}{\hbar u}\right)^3 \cdot \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

i wreszcie, wykorzystując związek:  $\Theta = \sqrt[3]{6\pi^2 N} \cdot \frac{\hbar u}{k}$

otrzymujemy:

$$U\left(\frac{T}{\Theta}\right) = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \cdot \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

*wkład fononów  
(akustycznych) do  
energii wewnętrznej  
wg. modelu Debye'a*

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej

a) *niskie temperatury  $T \ll \Theta$ :*

$$U\left(\frac{T}{\Theta}\right) \approx 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \cdot \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \cdot \frac{\pi^4}{15} \propto T^4$$



$$C_V \propto T^3$$

zgodnie z doświadczeniem

b) *wysokie temperatury  $T \gg \Theta$ :*

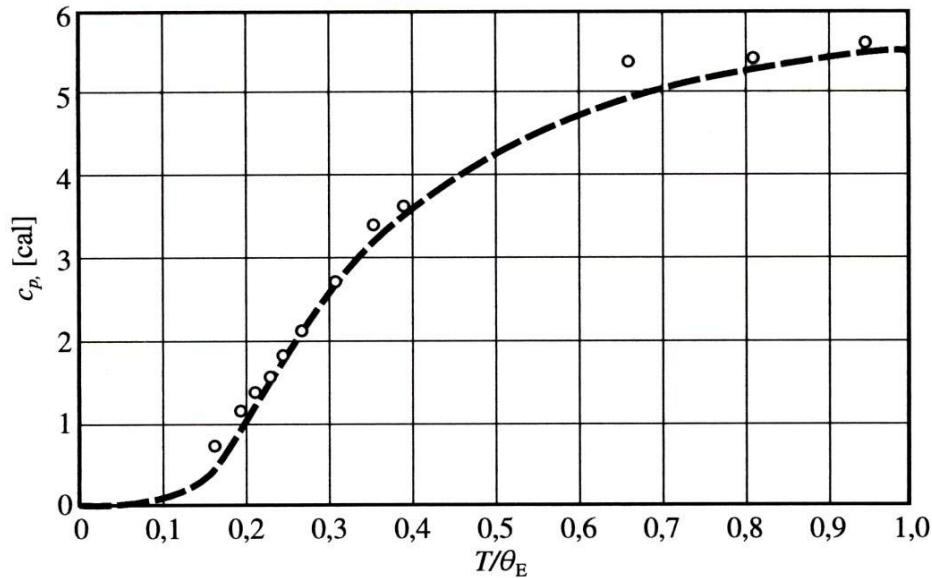
wtedy w całym obszarze całkowania  $x \ll 1$  i:

$$U\left(\frac{T}{\Theta}\right) \approx 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \cdot \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3}{1+x-1} dx = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \cdot \frac{1}{3} \left(\frac{\Theta}{T}\right)^3 = 3NkT$$

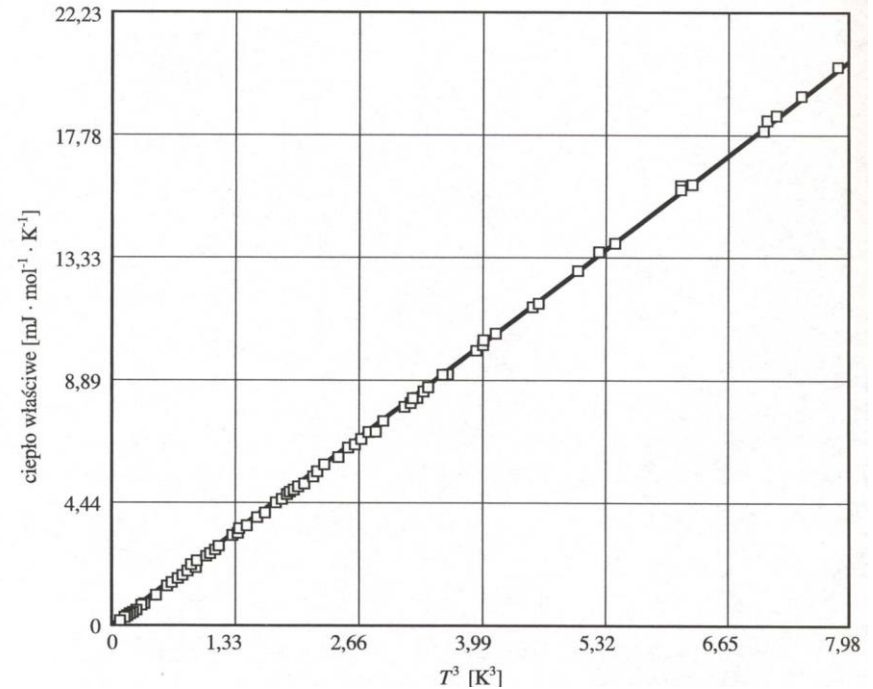
$$C_V = 3R$$

prawo Dulonga-Petita, jeśli obliczymy  $U$  dla  $N_A$  oscylatorów

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej



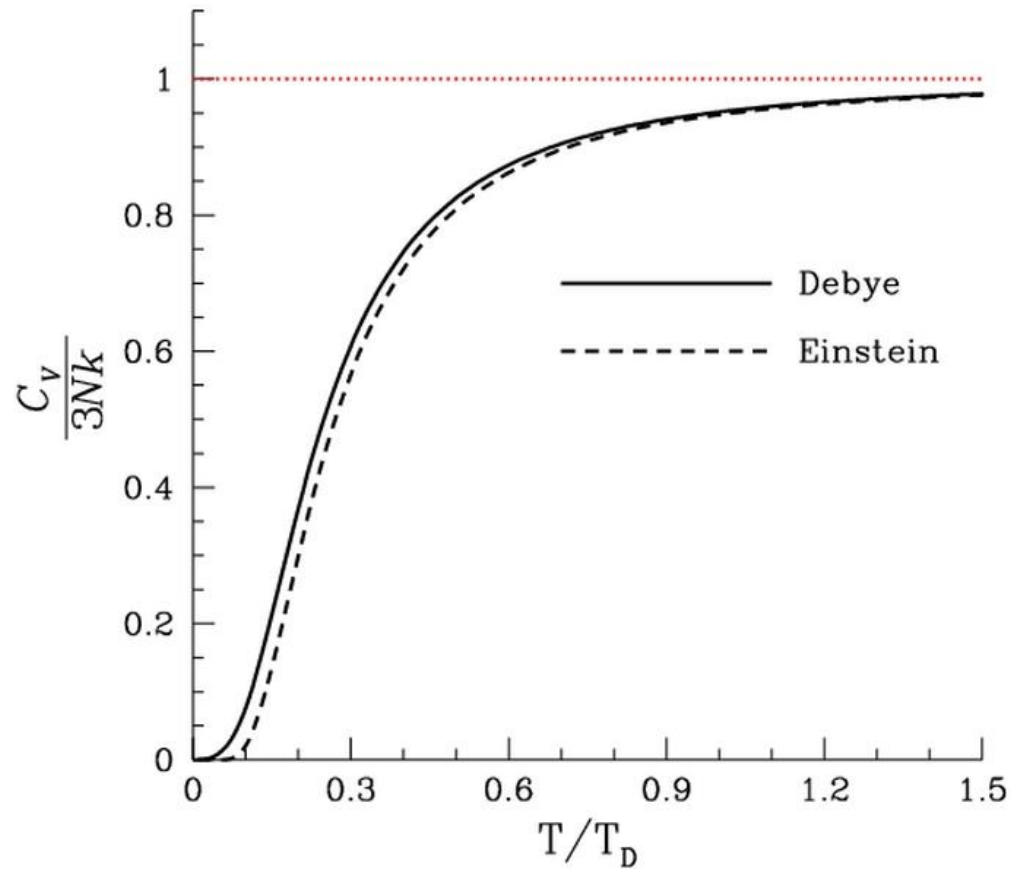
diament, linia – model Einsteina



stały argon, linia – model Debye'a

Ch. Kittel, „Wstęp do fizyki ciała stałego”

# Pojemność cieplna sieci krystalicznej



Wikipedia

Uwaga na skale! Model Debye'a działa też w wysokich temperaturach

# TRANSPORT - WSTĘP

# Transport – siły zewnętrzne

## Przypomnienie

- Jednoelektronowe równanie Schrödingera:

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\vec{r}) \right) \varphi(\vec{r}) = E \cdot \varphi(\vec{r})$$

- Jeśli potencjał jest periodyczny, to dobrymi rozwiązaniami są funkcje Blocha:

$$\varphi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$$

- Wektor falowy  $\vec{k}$  (a więc i kwazipęd  $\hbar\vec{k}$ ) jest dobrą „liczbą” kwantową

- Prędkość grupowa elektronu:  $\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k}) \Rightarrow$

- Ze względu na symetrię pasm:  $E_n(\vec{k}) = E_n(-\vec{k})$  (ogólniej  $E_n^\uparrow(\vec{k}) = E_n^\downarrow(-\vec{k})$ ), jeśli funkcja rozkładu zależy tylko od energii (w równowadze termodynamicznej), to nie ma żadnych przepływów (transportu)

# Transport – siły zewnętrzne

## *Siły zewnętrzne (a więc dodatkowy potencjał)*

- Jeśli mamy dodatkowy potencjał (np. pole elektryczne), to **NIE MA** symetrii translacyjnej  $\Rightarrow \vec{k}$  przestaje być dobrą liczbą kwantową, stany blochowskie nie są już funkcjami własnymi hamiltonianu (choć zawsze rozwiązania możemy poszukiwać w postaci ich kombinacji liniowej – w ogólności zależnej od czasu)

$$\vec{F} = \hbar \dot{\vec{k}}$$

- zmiana  $\vec{k}$  – przejścia pomiędzy stanami blochowskimi, stany o określonym  $\vec{k}$  nie są już stanami własnymi hamiltonianu
- **Przykład** – elektron w stałym polu elektrycznym (w płaszczyźnie yz ruch jest swobodny):

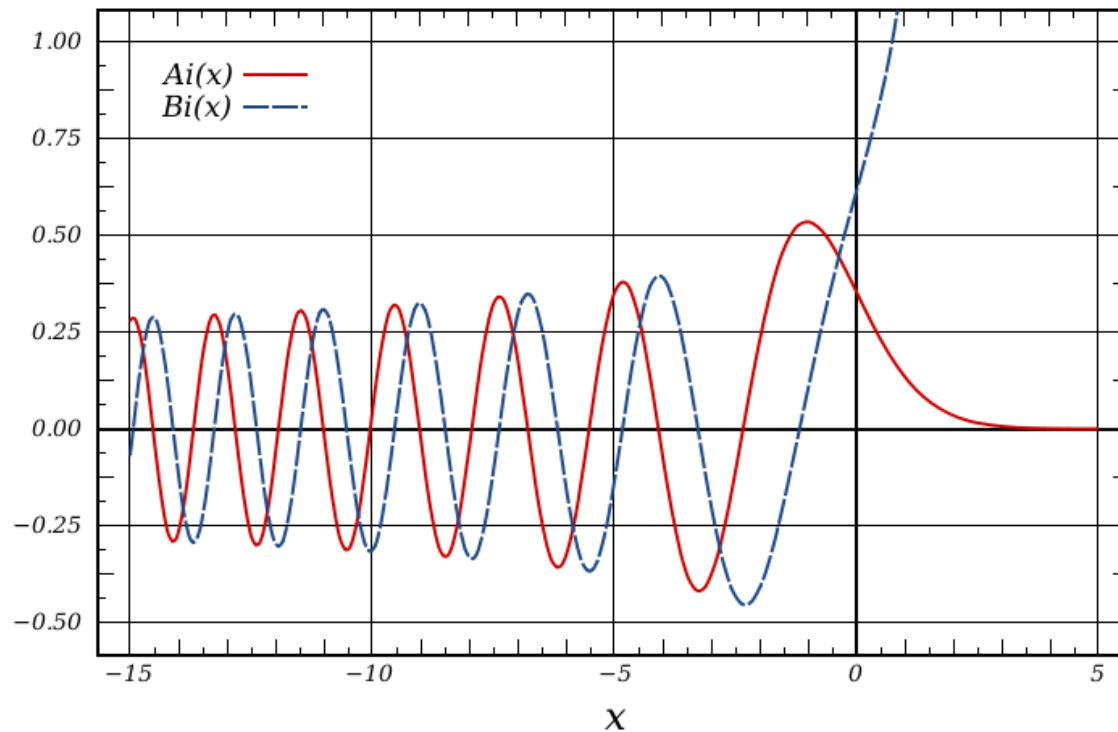
$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - eFx \right) \varphi(x) = E \cdot \varphi(x)$$



# Transport – siły zewnętrzne



- równanie Airy:  $\frac{d^2 y}{dx^2} - xy = 0$ , rozwiązania kombinacją liniową  $Ai(x)$  i  $Bi(x)$ :



# Transport – siły zewnętrzne

- postać asymptotyczna funkcji Airy dla  $x \rightarrow -\infty$ :

$$Ai(-x) \sim \frac{\sin\left(\frac{2}{3}x^{3/2} + \frac{1}{4}\pi\right)}{\sqrt{\pi}x^{1/4}}$$

$$Bi(-x) \sim \frac{\cos\left(\frac{2}{3}x^{3/2} + \frac{1}{4}\pi\right)}{\sqrt{\pi}x^{1/4}}$$

- funkcje te dla  $|x| \gg 1$  mogą być lokalnie przybliżane przez  $\sin(kx)$  lub  $\cos(kx)$  z  $k \sim x^{1/2}$



podczas ruchu paczki falowej zrobionej z funkcji Airy takie „ $k$ ” będzie ulegało zmianie, co odpowiada przejściom pomiędzy funkcjami Blocha numerowanymi różnymi  $k$ , jeśli rozwiązania problemu poszukiwaliśmy w bazie funkcji Blocha

# Transport – siły zewnętrzne

- Oprócz sił zewnętrznych, które powodują „uporządkowane” przejścia pomiędzy stanami blochowskimi  $\hbar\vec{k} = \vec{F}$  istnieją też przyczyny „nieuporządkowanych” przejść pomiędzy tymi stanami – *rozproszenia*

## *Co może rozpraszać elektrony?*

### *– wszelkie niedoskonałości sieci (potencjał rozpraszający $V$ )*

- domieszki, defekty (punktowe, liniowe – dyslokacje, ...) – „sztywne” rozpraszacze, potencjały niezależne od czasu
- nieporządek stopowy w krysztalach mieszanych (rozpraszanie stopowe)
- międzypowierzchnie (interface roughness)
- fonony – „fluktuujące” rozpraszacze
- inne elektrony (rozpraszanie elektron-elektron) – „fluktuujące” rozpraszacze
- etc.

# Transport – siły zewnętrzne

- Prawdopodobieństwo rozproszenia elektronu ze stanu  $|n, \vec{k}\rangle$  do stanu  $|n', \vec{k}'\rangle$ :  
$$W(n\vec{k}, n'\vec{k}') \sim \left| \langle n', \vec{k}' | V | n, \vec{k} \rangle \right|^2$$
 gdzie  $V$  – potencjał rozpraszający

## *Rozproszenia elastyczne i nieelastyczne*

$$\vec{k} = \vec{k}' \pm \vec{q} + \vec{G} \quad \text{zachowanie kwazipędu}$$

$$E_{n, \vec{k}} = E_{n', \vec{k}'} \pm E_{\vec{q}} \quad \text{zachowanie energii}$$

gdzie  $\vec{q}$  i  $E_{\vec{q}}$  – kwazipęd i energia emitowanej/pochłoniętej kwazicząstki

- Jeśli w rozproszeniu nie uczestniczy żadna kwazicząstka (np. fonon) lub jej energia jest w bilansie do zaniedbania (w porównaniu z  $kT$  i średnią energią układu elektronów), to ***rozproszenie jest elastyczne (lub w przybliżeniu elastyczne)***. ***Przy rozproszeniach wewnątrzpasmowych  $n=n'$ , jeśli pasmo jest sferyczne, to:*** 
$$|\vec{k}| = |\vec{k}'|$$

# Transport – siły zewnętrzne

- **Rozproszenia elastyczne** – np. na potencjałach domieszek i defektów
- **Rozproszenia nieelastyczne** – np. na fononach (lub innych kwazicząstkach).  
W przybliżeniu często traktuje się rozpraszanie na fononach akustycznych jako elastyczne (bo energie fononów akustycznych są niewielkie). Nawet rozpraszanie na fononach optycznych często opisuje się przy założeniu, że rozproszenia są w przybliżeniu elastyczne (w odpowiednio wysokich temperaturach, w których  $kT \gg \hbar\omega_0$ ).

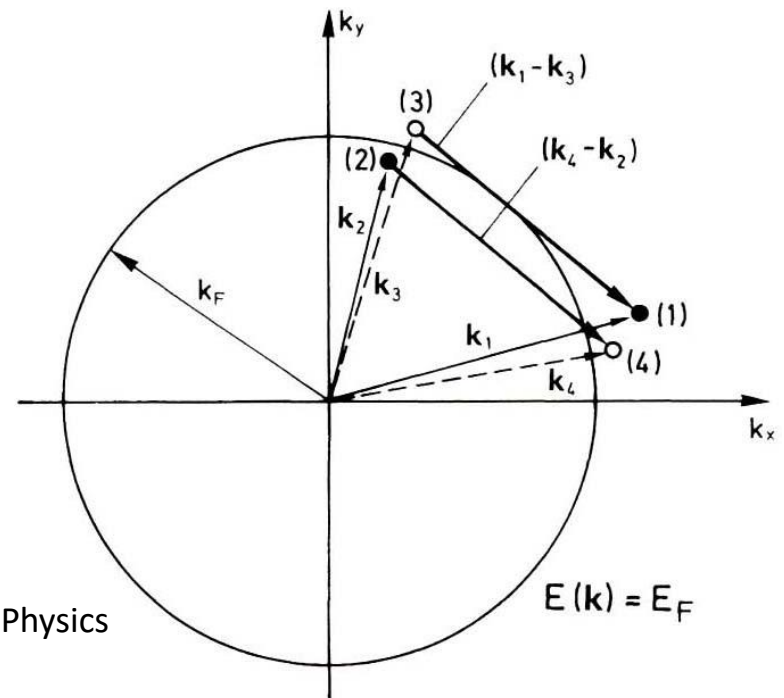
## **Rozpraszanie elektron-elektron**

– też nieelastyczne, możliwe tylko dla elektronów z okolicy poziomu Fermiego, istotne z punktu widzenia procesów relaksacji fazy funkcji falowej

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 + \vec{G}$$

$$E_1 + E_2 = E_3 + E_4$$

H. Ibach, H. Lüth, Solid-State Physics



# Transport – skale długości i czasu

## Skale długości i czasu w transporcie

1. **Punkt wyjścia** – potencjał ściśle periodyczny. Rozwiązania blochowskie – stany własne hamiltonianu jednoelektronowego  $\Rightarrow$  stany odpowiadają ściśle określonej energii  $\Delta E = 0$  i „żyją” nieskończenie długo  $\tau_q = \infty$ , gdzie  $\Delta E \cdot \tau_q \approx \hbar$  i droga swobodna jest nieskończona

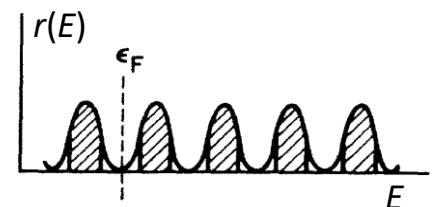
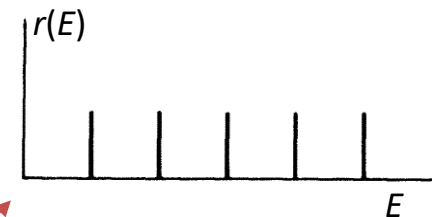
2. **Czas kwantowy  $\tau_q$ , średnia droga swobodna  $l_q$**   
Każde rozpraszanie prowadzi do tego, że czas życia w danym stanie kwantowym  $\tau_q$  (tzw. „czas kwantowy”) jest skończony i poszerzenie  $\Delta E \neq 0$ . Średnia droga swobodna:  $l_q = v_F \tau_q$

**Przykład:** oscylacje Shubnikova-de Haasa w 2DEG

$$E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_c$$

gęstość stanów bez rozproszeń

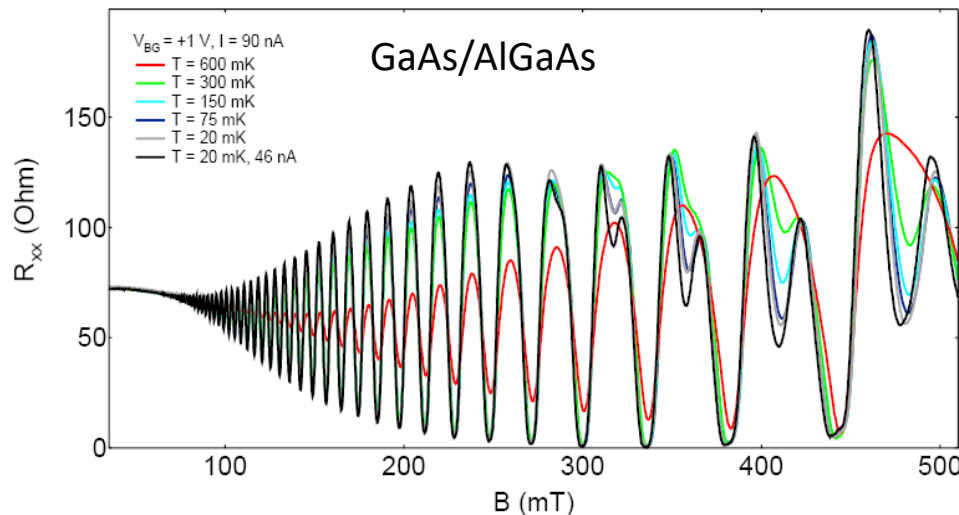
z rozproszeniami



# Transport – skale długości i czasu

Gęstość stanów oscyluje w funkcji energii. Amplituda oscylacji zależy od pola B (bo separacja pików gęstości stanów,  $\hbar\omega_c$  jest proporcjonalna do B), ale i od  $\tau_q$ ! W funkcji pola magnetycznego oscyluje gęstość stanów na poziomie Fermiego, co przekłada się na oscylacje magnetooporu (efekt Shubnikova-de Haasa):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = 4 \frac{\chi}{\sinh \chi} \cdot \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c} + \varphi\right) \quad \text{gdzie} \quad \chi = \frac{2\pi^2 kT}{\hbar\omega_c}$$



w niskiej temperaturze  $T \rightarrow 0$

$$\frac{\chi}{\sinh \chi} \rightarrow 1$$

A. Renfer, University of Basel, 2009

# Transport – skale długości i czasu

2DHG w Si/Si<sub>0,87</sub>Ge<sub>0,13</sub>/Si

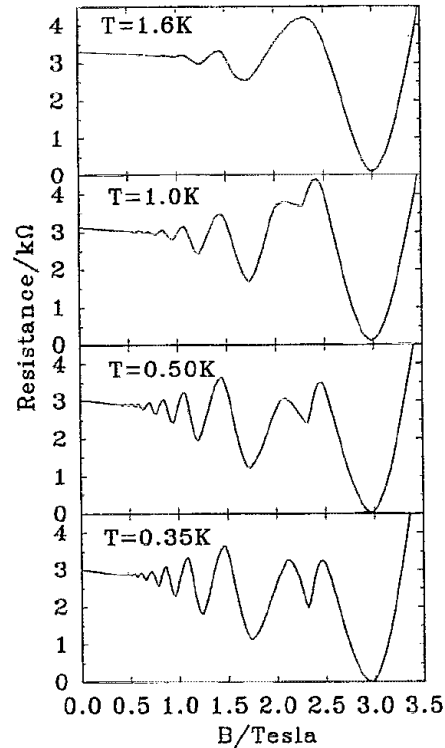


FIG. 1. Longitudinal resistance  $\rho_{xx}$  plotted vs magnetic field  $B$  for a range of temperatures.

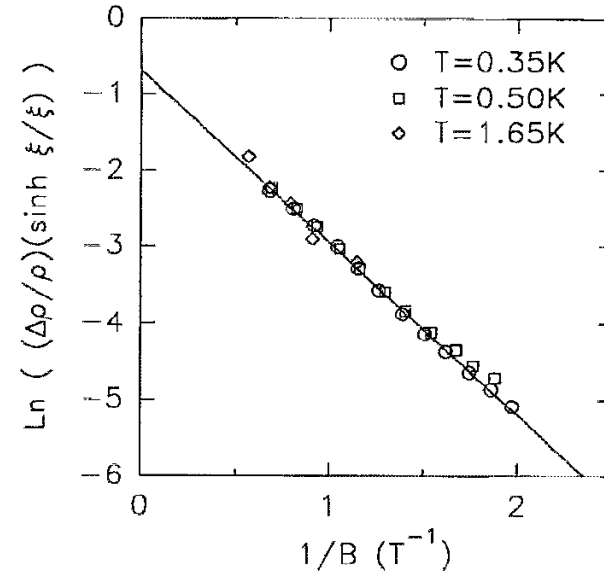


FIG. 3. Dingle plots of  $\ln[(\Delta\rho_m \sinh \xi)/(\rho_0 \xi)]$  vs  $1/B$  for various temperatures.



$$\tau_q \approx 2 \text{ ps}, \quad \Delta E \approx 0,3 \text{ meV}$$

T.E. Whall et al., *Applied Physics Letters*, **64**, 357 (1994)



# Transport – skale długości i czasu

## 3. *Czas transportowy (czas relaksacji pędowej) $\tau_{tr}$ , średnia droga swobodna $l_{tr}$*

W makroskopowych przepływach elektronów (np. prąd elektryczny) liczy się nie sam fakt rozproszenia, ale jak w rozproszeniu zmienia się pęd (wektor falowy). Niskokątowe rozproszenia mają mniejszy wpływ na relaksację pędu niż wysokokątowe (**rozproszenia elektron-elektron nie dają wkładu do  $\tau_{tr}$  !**):

$$\frac{1}{\tau_q} = \int P(\theta) d\Omega$$

gdzie  $\theta$  – kąt (elastycznego) rozproszenia

$$\frac{1}{\tau_{tr}} = \int P(\theta)(1 - \cos\theta) d\Omega$$

przeważnie  $\tau_{tr} > \tau_q$

**Ruchliwość:**  $\mu = \frac{e\tau_{tr}}{m^*}$

**Przykład:** GaAs,  $m^* \approx 0,067 m_0$ ,  $E_F = 10$  meV,  
 $v_F \approx 2,3 \cdot 10^5$  m/s

1.  $T = 300$  K, materiał objętościowy:  $m \approx 4000$  cm<sup>2</sup>/Vs,  $t_{tr} \approx 0,15$  ps,

$$\tau_{tr} v_F \approx l_{tr} \approx 35$$
 nm

2.  $T = 1$  K, 2DEG:  $m \approx 10^7$  cm<sup>2</sup>/Vs,  $\tau_{tr} \approx 400$  ps,  $\tau_{tr} v_F \approx l_{tr} \approx 90$  nm

# Transport – skale długości i czasu

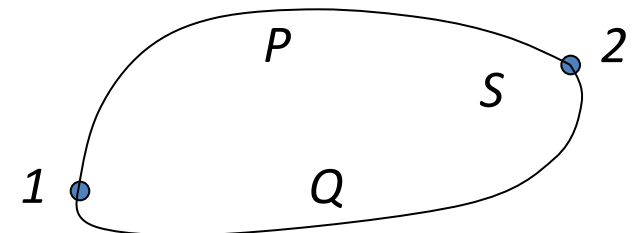
4. *Czas relaksacji fazy (czas koherencji fazowej)  $\tau_\phi$ , długość relaksacji fazy (długość koherencji fazowej)  $l_\phi$*

Rozproszenia mogą prowadzić do przypadkowych zmian fazy funkcji falowej elektronu, a więc zaniku jej spójności fazowej, co z kolei uniemożliwia efektywną interferencję. Spójność fazową niszczą rozproszenia nieelastyczne. W relaksacji fazy nie biorą udziału „sztywne rozpraszacze”, a tylko „fluktuujące” (rozpraszanie na fononach, rozpraszanie elektron-elektron, rozpraszanie na domieszkach z „wewnętrznymi stopniami swobody”)

## Przykład 1 – efekt Aharonova-Bohma

- Elektron poruszający się z punktu 1 do punktu 2 po pewnej drodze  $P$ , na której nie znika potencjał wektorowy  $\vec{A}$  ( $\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$ ) doznaje przesunięcia fazowego:

$$\phi_P = \frac{e}{\hbar} \int_{1 \rightarrow 2}^P \vec{A} \cdot d\vec{r}$$



# Transport – skale długości i czasu

- Różnica faz pomiędzy dwiema różnymi drogami:

$$\Delta\phi_{PQ} = \frac{e}{\hbar} \left( \int_P \vec{A} \cdot d\vec{r} - \int_Q \vec{A} \cdot d\vec{r} \right) = \frac{e}{\hbar} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \frac{e}{\hbar} \Phi_B$$

jest proporcjonalna do strumienia pola  $\mathbf{B}$  przez powierzchnię  $S$  rozpiętą przez obie drogi



- Interferencja fal elektronowych poruszających się po obu drogach, prawdopodobieństwo transmisji:

$$T = 2T_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{e}{\hbar} \Phi_B + \varphi_0 \right) \right]$$

$T$  – okresowe w strumieniu  $\Phi_B$  (a więc i w polu  $\mathbf{B}$ ), z okresem  $\Phi_0 = \frac{h}{e}$  (kwant strumienia magnetycznego)

# Transport – skale długości i czasu

2DEG w GaAs/Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As

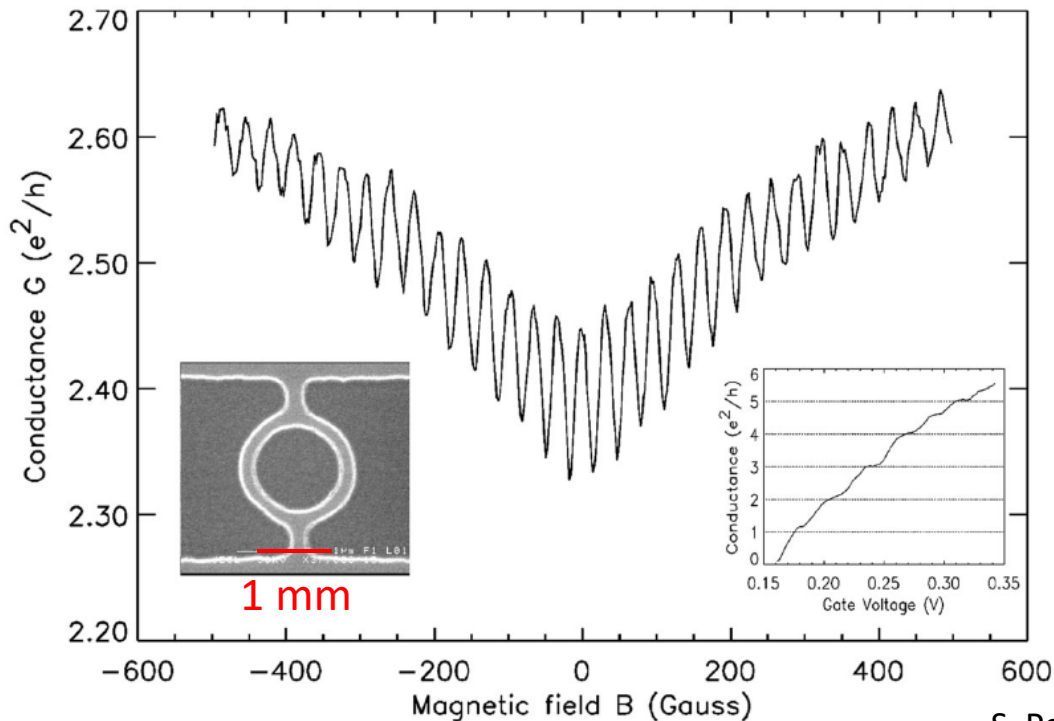


FIG. 1. Measured magnetoconductance of the device shown on the SEM picture in the left insert. The magnetoconductance show a very clear Aharonov-Bohm signal imposed on a slowly varying background. The right insert displays the zero-magnetic field conductance at  $T=4.2$  K as a function of gate voltage. The conductance curve displays distinct steps which show that the device is in a single- or few-mode regime, see text.

S. Pedersen et al., *Physical Review B*, **61**, 5457 (2000)

Średnia droga swobodna  $v_F \tau_{tr} \approx 6$  nm – transport bez rozproszeń (balistyczny)

# Transport – skale długości i czasu

- Amplituda interferencji gaszona przez procesy defazowania funkcji falowej z czynnikiem gaszącym:

$$\sim \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_\phi}\right) \quad \text{gdzie } \tau \text{ – czas w którym elektron pokonuje interferometr}$$

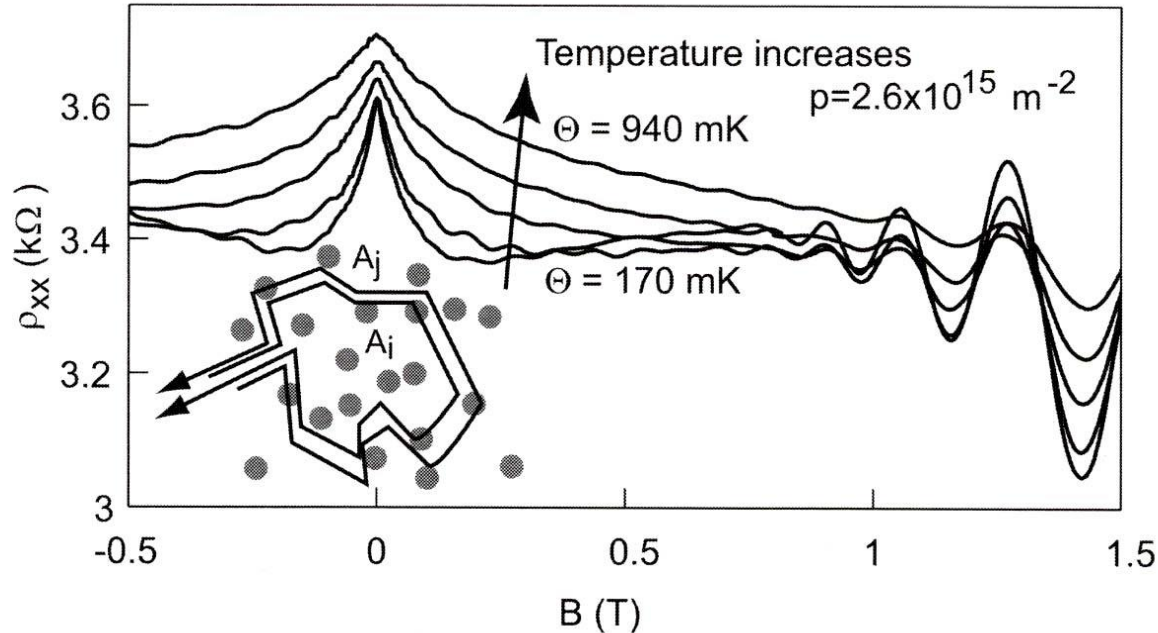
## Przykład 2 – słaba lokalizacja

- Przypadkowo rozłożone rozpraszacze (elastyczne) umożliwiają wystąpienie rozpraszania do tyłu, którego prawdopodobieństwo jest zwiększone ze względu na interferencję konstruktywną pomiędzy dwiema drogami odpowiadającymi ruchom w przeciwne strony. Prowadzi to do zwiększenia całkowitego prawdopodobieństwa rozpraszania do tyłu, a więc zmniejszenia przewodności elektrycznej. Pole magnetyczne wprowadza przesunięcia fazowe pomiędzy obu drogami, co, ze względu na uśrednienie wkładów bardzo wielu możliwych tego typu par trajektorii, gasi efekt

**⇒ ujemny magnetoopór**

# Transport – skale długości i czasu

## 2DHG w Si/SiGe QW

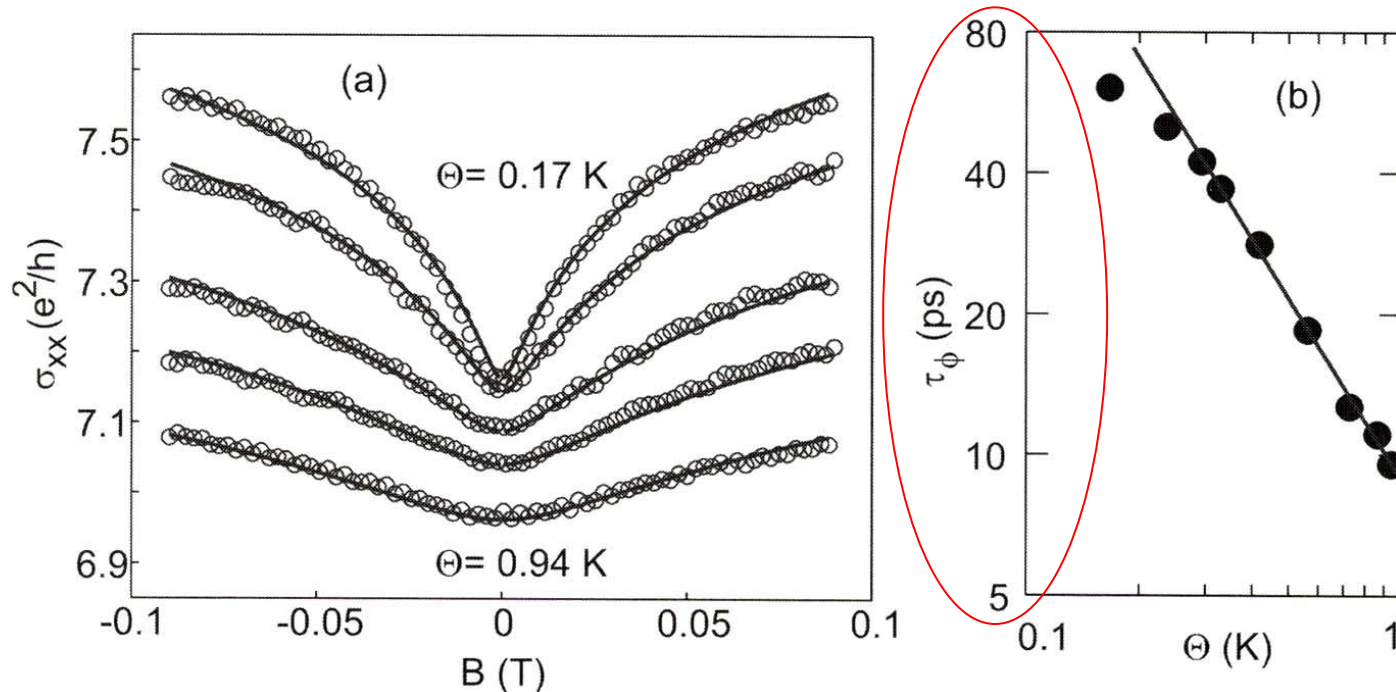


**Fig. 8.5** Inset: A fraction of the electronic trajectories in a diffusive 2DEG form closed loops and lead to coherent backscattering. Main figure: WL peak as a function of  $B$ , and for various temperatures between 170 and 940 mK. The sample was a Si–SiGe quantum well containing a hole gas.

V. Senz et al., *Physical Review B*, **61**, R5082 (2000)

# Transport – skale długości i czasu

## 2DHG w Si/SiGe QW



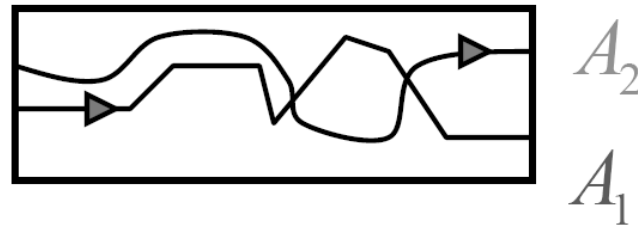
**Fig. 8.6** (a) The data of Fig. 8.5 (circles), translated into longitudinal conductivity  $\sigma_{xx}(B)$ . The lines are least squares fits according to Eq. (8.4). (b) Temperature dependence of  $\tau_\phi$ , as determined from these fits. The line represents the theoretically expected  $1/T$  dependence.

V. Senz et al., *Physical Review B*, **61**, R5082 (2000)

# Transport – skale długości i czasu

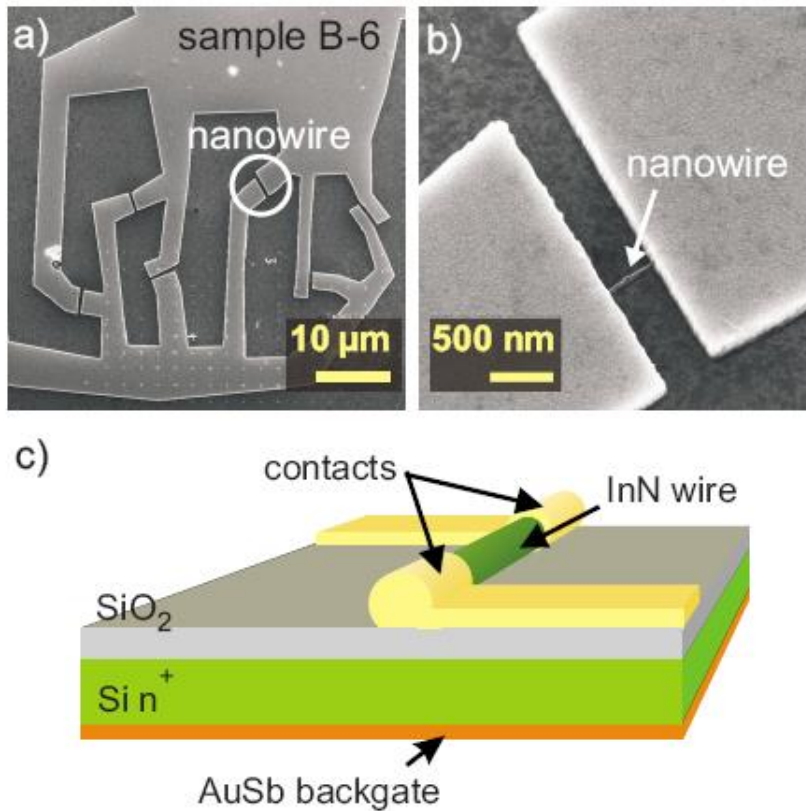
## Przykład 3 – uniwersalne fluktuacje przewodności (UCF)

- Przypadkowo rozłożone rozpraszacze (elastyczne) wyznaczają różne możliwe trajektorie elektronowej paczki falowej. Interferencje pomiędzy tymi trajektoriami prowadzą do **zależności całkowitej przewodności od parametru mogącego modyfikować tę interferencję** (np. pola magnetycznego). Zmiany te są w pełni powtarzalne. Szczegółowy obraz aperiodycznych zależności  $G(B)$  zależy jednak od rozkładu domieszek: ogrzanie i ponowne schłodzenie próbki może zmieniać szczegóły zależności  $G(B)$  – domieszki mogą trochę prędyfundować.





# Transport – skale długości i czasu

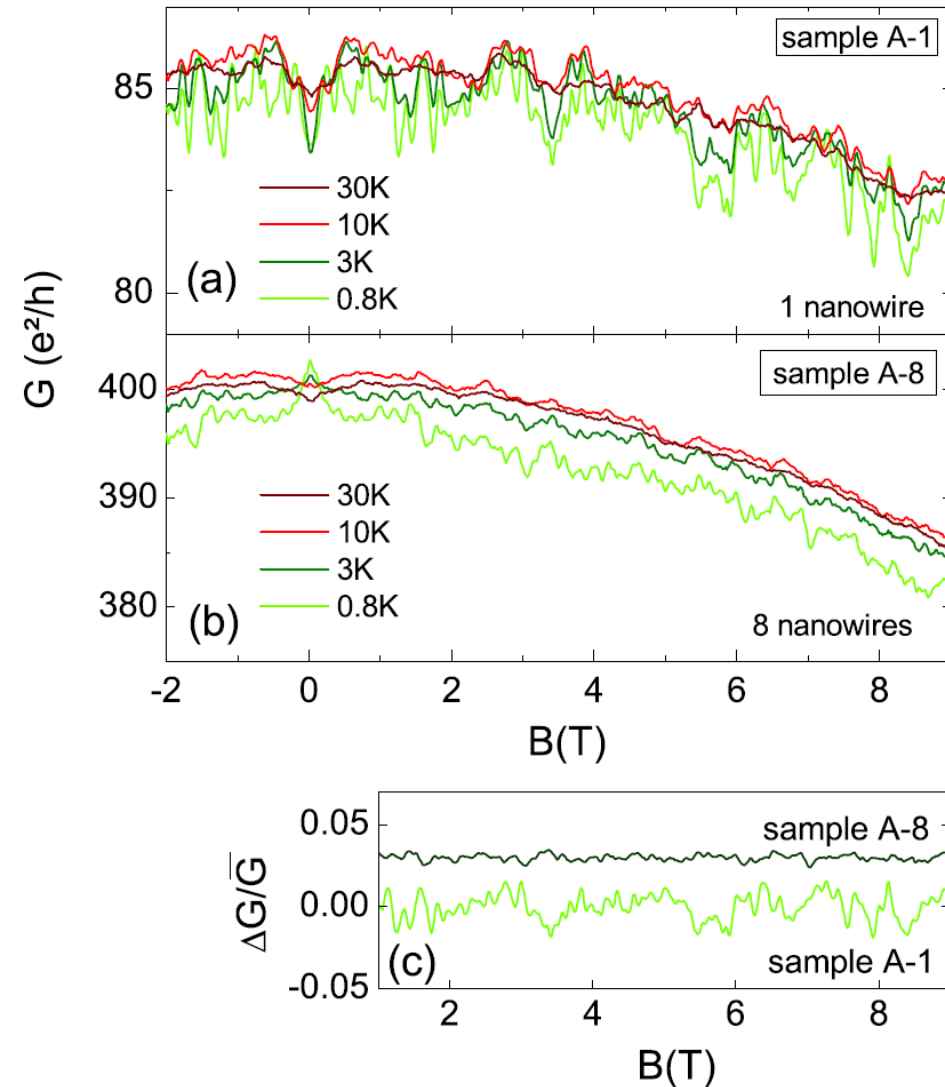


Druty kwantowe InN

FIG. 1. (Color online) (a) Scanning electron beam micrograph of sample B-6 with six InN wires connected in parallel and (b) detail of a contacted InN nanowire. (c) Schematic illustration of a contacted nanowire. The Si substrate used as a back-gate electrode is isolated from the nanowire by a 100 nm thick SiO<sub>2</sub> layer.

S. Alagha et al., *Journal of Applied Physics*, **108**, 113704 (2010)

# Transport – skale długości i czasu



## Druty kwantowe InN

S. Alagha et al., *Journal of Applied Physics*, **108**, 113704 (2010)

FIG. 2. (Color online) (a) Conductance fluctuations in units of  $e^2/h$  for a single wire (sample A-1) at various temperatures in the range from 0.8 to 30 K. (b) Corresponding measurements for a sample with eight wires connected in parallel (sample A-8). (c) Comparison of the conductance fluctuations  $\Delta G/\bar{G}$  of samples A-1 and A-8 at 0.8 K. The curve of sample A-8 was shifted by 0.03.

# Transport – skale długości i czasu

## *Skale długości i czasu w transporcie*

- Czas kwantowy  $\tau_q$ , średnia droga swobodna  $l_q = \tau_q v_F$
- Czas transportowy (czas relaksacji pędowej)  $\tau_{tr}$ , średnia droga swobodna  $l_{tr} \approx \tau_{tr} v_F$
- Czas relaksacji fazy (czas koherencji fazowej)  $\tau_\phi$ , długość relaksacji fazy (długość koherencji fazowej)  $l_\phi$   
jeśli  $\tau_\phi \gg \tau_q$  to:

$$l_\phi = \sqrt{D \tau_\phi}$$

a nie  $l_f \approx \tau_f v_F$

gdzie  $D = \frac{\mu k T}{q}$  – stała dyfuzji