

Półprzewodniki (ang. semiconductors).

Jacek.Szczytko@fuw.edu.pl

<http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/NT>

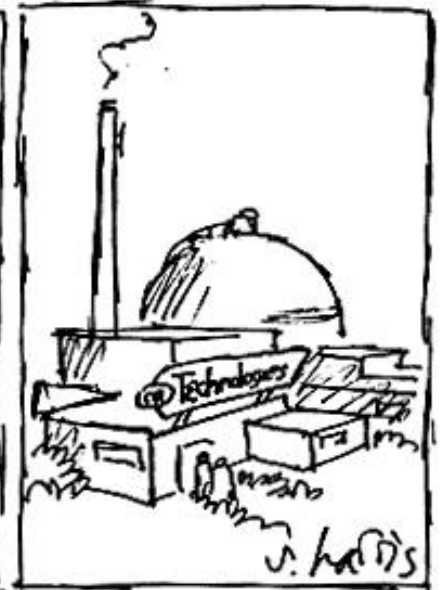
inżynieria
nanostruktur



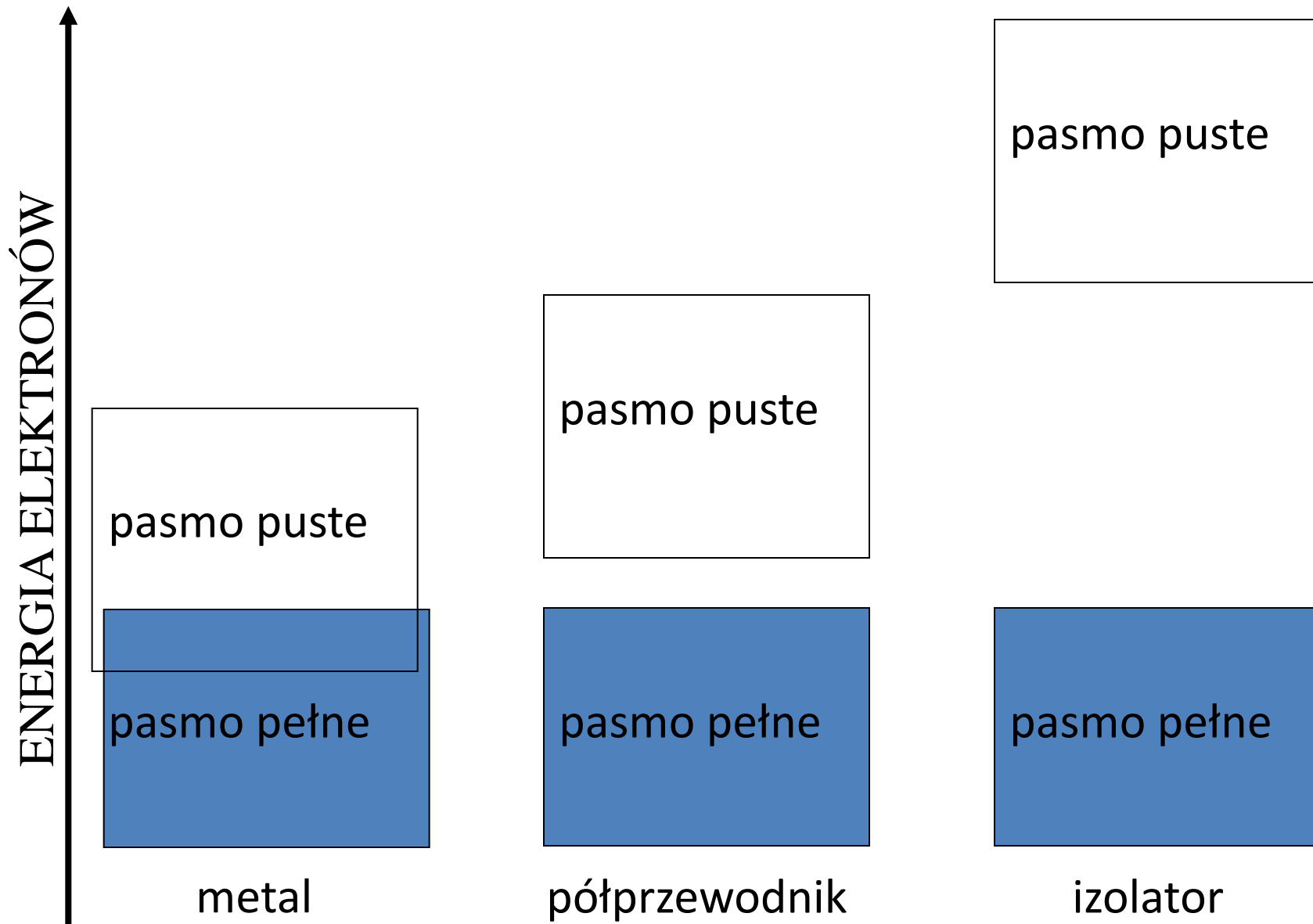
BIG SCIENCE



LITTLE SCIENCE



Teoria pasmowa ciał stałych.



Przerwa energetyczna

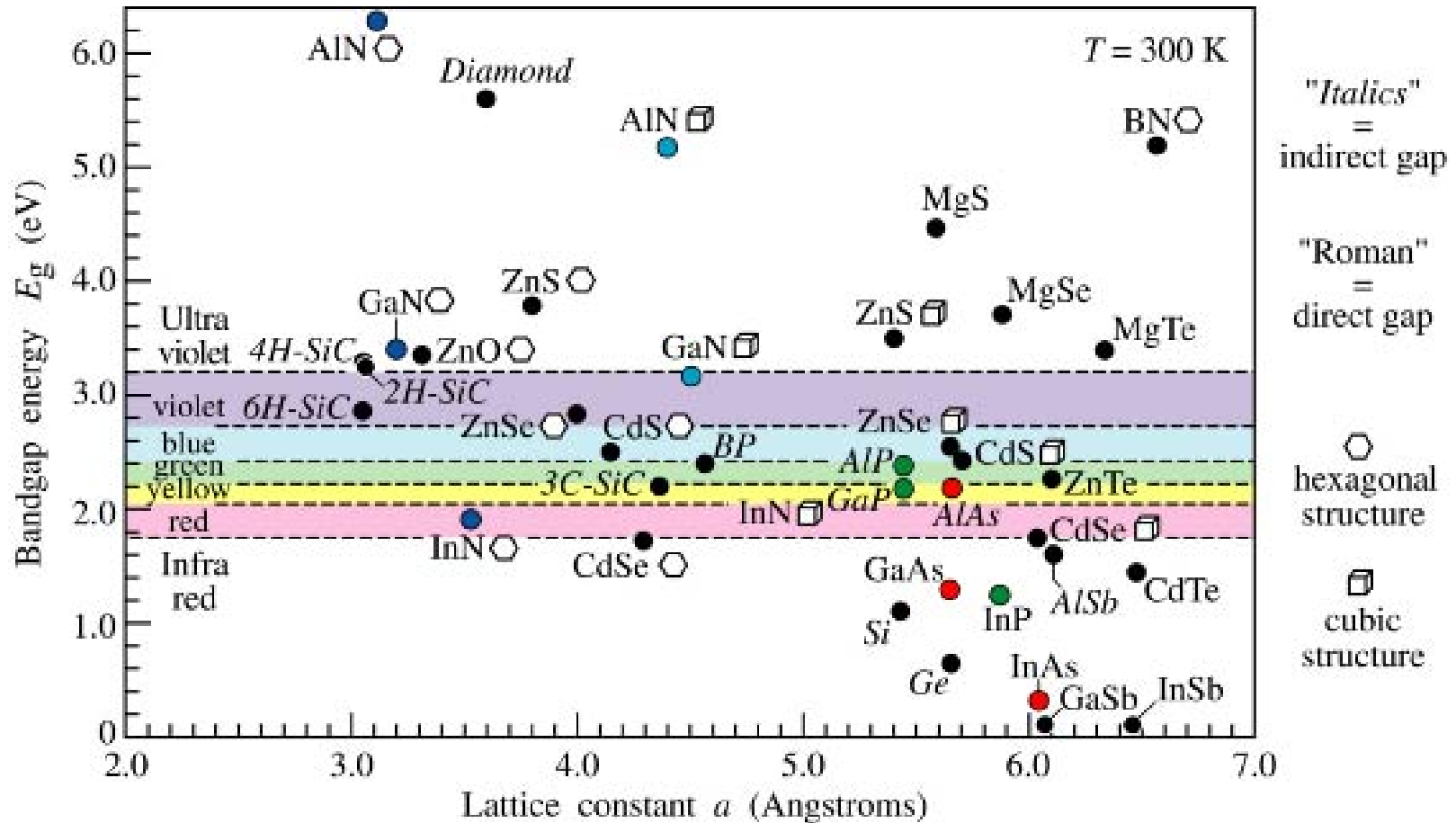


Fig. 11.4. Room-temperature bandgap energy versus lattice constant of common elemental and binary compound semiconductors.

Podstawy modelu jednoelektronowego

Masa efektywna. Przybliżenie kp

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Przybliżenie kp

Wektor k nie jest pędem (mówimy, że jest quasi-pędem).

$$\hat{p}\psi(\vec{r}) = -i\hbar(i\vec{k} + \nabla u_{n,\vec{k}})e^{i\vec{k}\vec{r}} \neq \hbar\vec{k}\psi(\vec{r})$$

Funkcja Blocha w równaniu Schrodingera:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r}) \right) \Psi(\mathbf{r}, t) = E\Psi(\mathbf{r}, t)$$

$$\begin{aligned} \Delta u_{n,\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} &= e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \Delta u_{n,\mathbf{k}} + i\mathbf{k}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \nabla u_{n,\mathbf{k}} + i\mathbf{k}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \nabla u_{n,\mathbf{k}} - k^2 u_{n,\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \\ &= \left(\Delta u_{n,\mathbf{k}} + 2i\mathbf{k}\nabla u_{n,\mathbf{k}} - k^2 u_{n,\mathbf{k}} \right) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \end{aligned}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta u_{n,\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{\hbar}{m}\mathbf{k}\hat{p} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) u_{n,\mathbf{k}}$$

Podstawy modelu jednoelektronowego

Masa efektywna. Przybliżenie kp

Po uproszczeniu $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{\hbar}{m} \mathbf{k} \hat{\mathbf{p}} + V(\mathbf{r}) \right) u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \left(E - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} \right) u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$$

Energia $E_n(\mathbf{k})$ wokół $\mathbf{k}=0$:

$$E'_n(\mathbf{k}) = E'_n(0) + H'_{nn} + \sum_{l \neq n} \frac{|H'_{nl}|^2}{E_n(0) - E_l(0)} + \dots$$

gdzie

$$H'_{nl} = \int u_{n,0}^*(r) \mathbf{H}' u_{l,0}(r) d_3r = -\frac{i\hbar^2}{m} \mathbf{k} \int u_{n,0}^*(r) \nabla u_{l,0}(r) d_3r$$

Jeśli rozwijamy wokół ekstremum $a_i=0$

liniowe w k

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{0}) + \sum_{i=1}^3 a_i k_i + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\hbar^2}{2m} \delta_{ij} + b_{ij} \right) k_i k_j + \dots$$

Podstawy modelu jednoelektronowego

Masa efektywna. Przybliżenie kp

Energia $E_n(\mathbf{k})$ wokół ekstremum:

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{0}) + \sum_{ij} m^{-1}_{ij} \frac{\hbar^2 k_i k_j}{2}$$

Przez analogię do klasycznej zależności energii kinetycznej od pędu wprowadzamy tensor odwrotności masy efektywnej m^{-1}_{ij} :

$$m^{-1}_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{m} + \frac{2}{m^2} \sum_{l \neq n} \frac{\hbar^2 \int u_{n0}^* \frac{\partial u_{l0}}{\partial x_i} d_3r \int u_{l0} \frac{\partial u_{n0}}{\partial x_j} d_3r}{E_n - E_l} \stackrel{def}{=} \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E_n}{\partial k_i \partial k_j} \Big|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_0}$$

Jeśli ekstremum energii jest w punkcie $\square(\mathbf{k}=\mathbf{0})$ to powierzchnia stałej energii jest elipsoidą w przestrzeni \mathbf{k} , która po sprowadzeniu do osi głównych ma postać:

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(0) + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_1^2}{m_1^*} + \frac{k_2^2}{m_2^*} + \frac{k_3^2}{m_3^*} \right)$$

Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisanie sumarycznych właściwości tych $2N-1$ elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki - dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje właściwości zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.

Jeśli $f(\mathbf{k})$ pewna wielkość fizyczna charakteryzująca elektron o wektorze falowym \mathbf{k} to wartość tej wielkości dla dziury:

$$f_d = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{2N} f(\mathbf{k}_i) \quad \text{dla pasma w którym brakuje elektronu w stanie } j$$

Np. wektor falowy dziury:

$$\mathbf{k}_d = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{2N} \mathbf{k}_i = \sum_{i=1}^{2N} \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_e = -\mathbf{k}_e$$

Np. prędkość dziury:

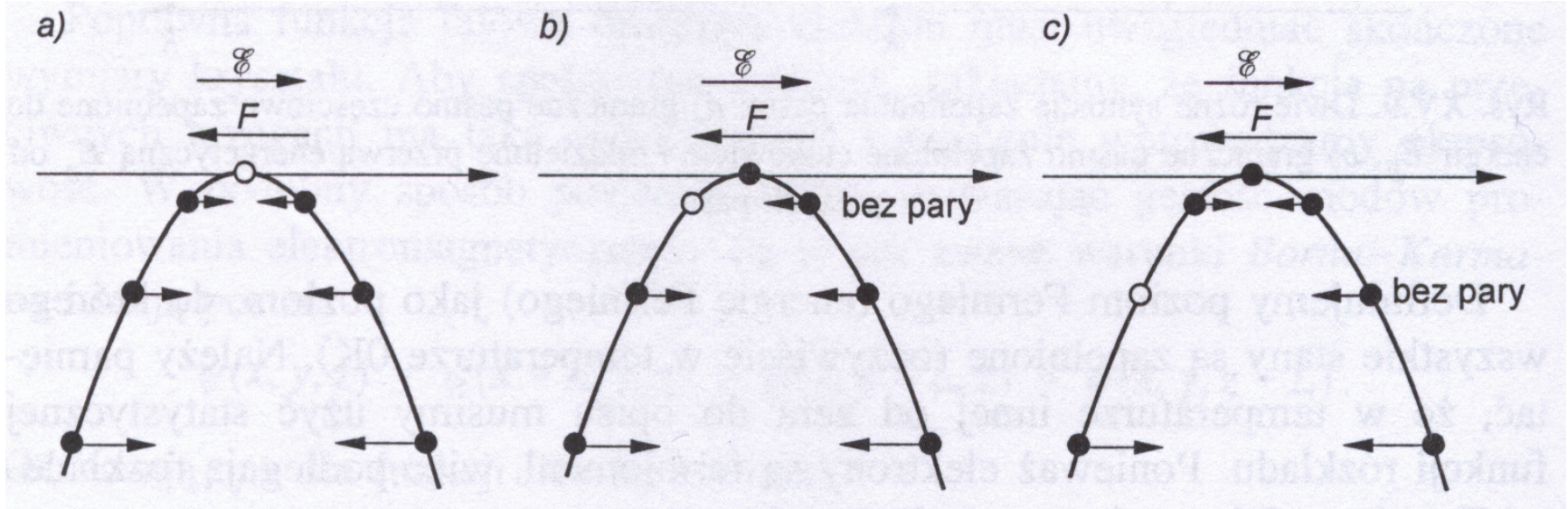
$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_e) = -\mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_d) = \mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisu sumarycznych właściwości tych $2N-1$ elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki - dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje właściwości zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.



Np. prędkość dziury:

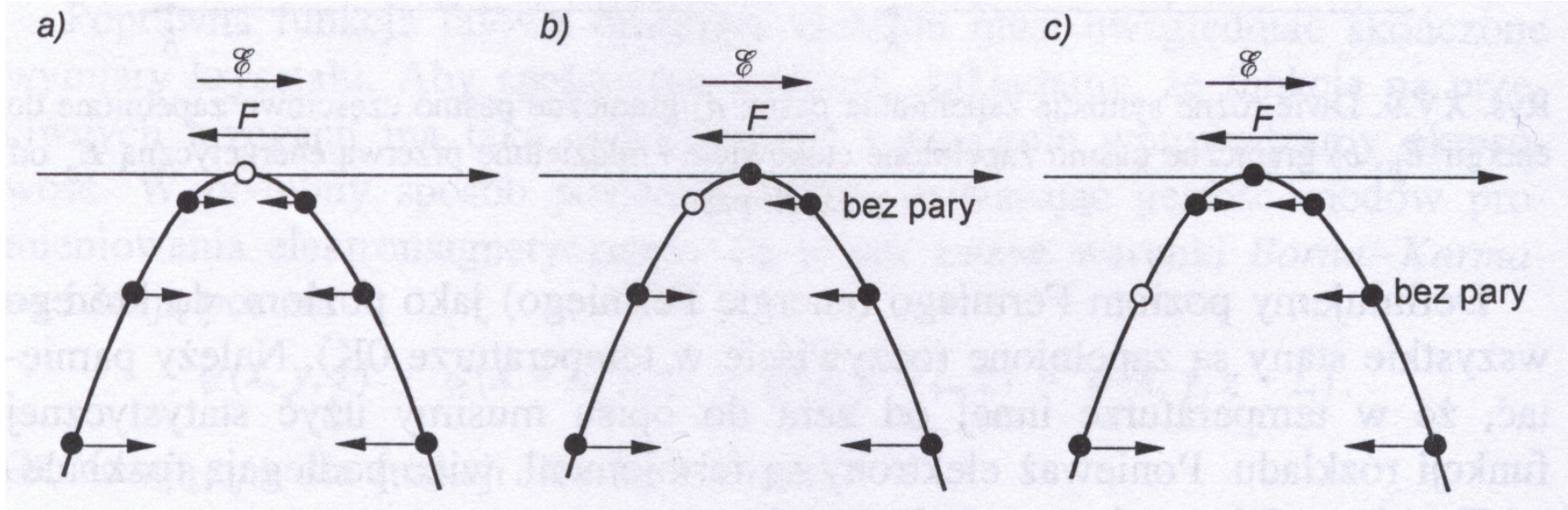
$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_e) = -\mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

$$\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_d) = \mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$$

Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisu sumarycznych właściwości tych $2N-1$ elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki - dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje właściwości zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.



Pole elektryczne E

$$\vec{j} = -e\vec{v}_{e\text{-bez-pary}}$$

$$\vec{j} = +e\vec{v}_{e\text{-w-pustym-miejscu}}$$

$$\vec{v}_h = \vec{v}_{e\text{-w-pustym-miejscu}}$$

Funkcja rozkładu

Własności pasm

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E

E_F – potencjał chemiczny

Fermiony:

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Elektrony

Dziury

Triony (eksycytony naładowane)

Bozony:

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} - 1}$$

Polaritony

Fonony

Magnony

Eksycytony, bieksycytony

Plazmony

Rozkład Boltzmana:

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} \pm 1} \approx e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$E_F = \frac{\partial F}{\partial n_i}$$

$$F = U - TS$$

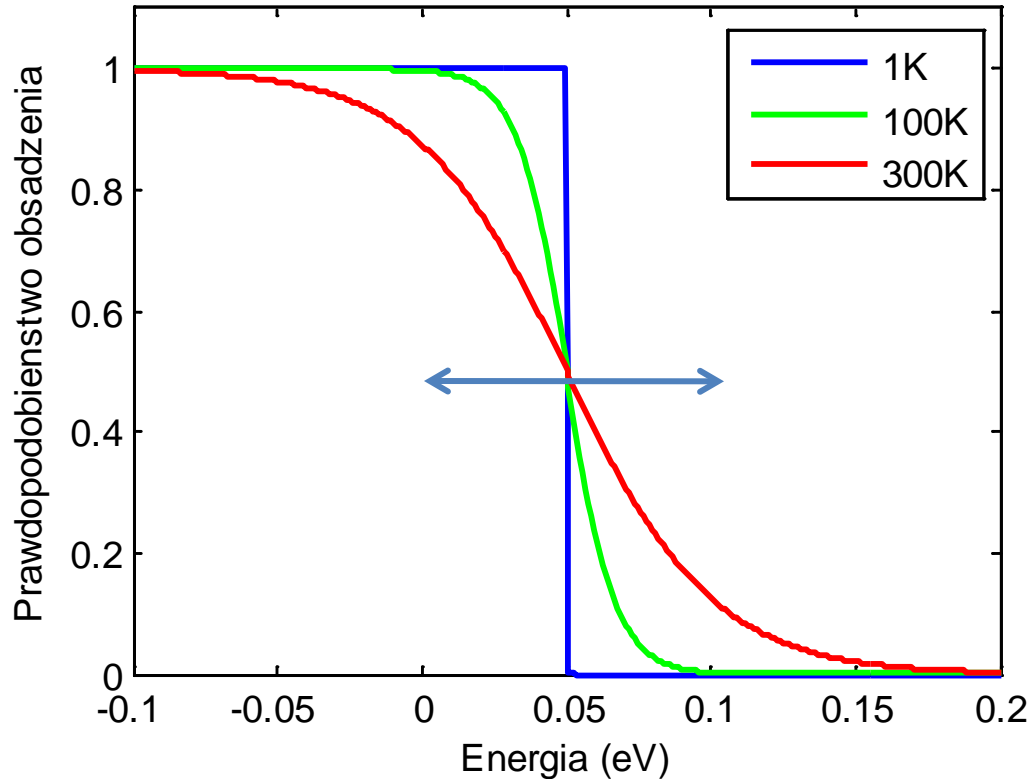
Anyons – np. composite fermions $|\psi_1\psi_2\rangle = e^{i\theta}|\psi_2\psi_1\rangle$

Slave fermions (chargon, holon, spinon) = fermion+bozon w separacji spin-ładunek

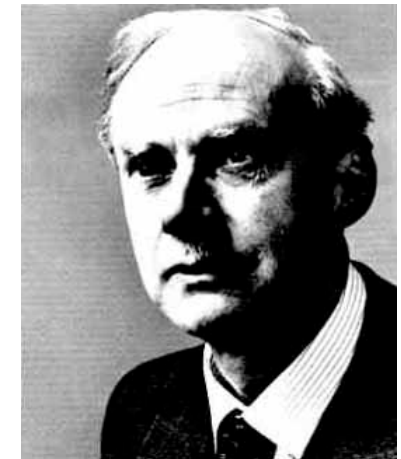
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



Enrico Fermi
1901 – 1954

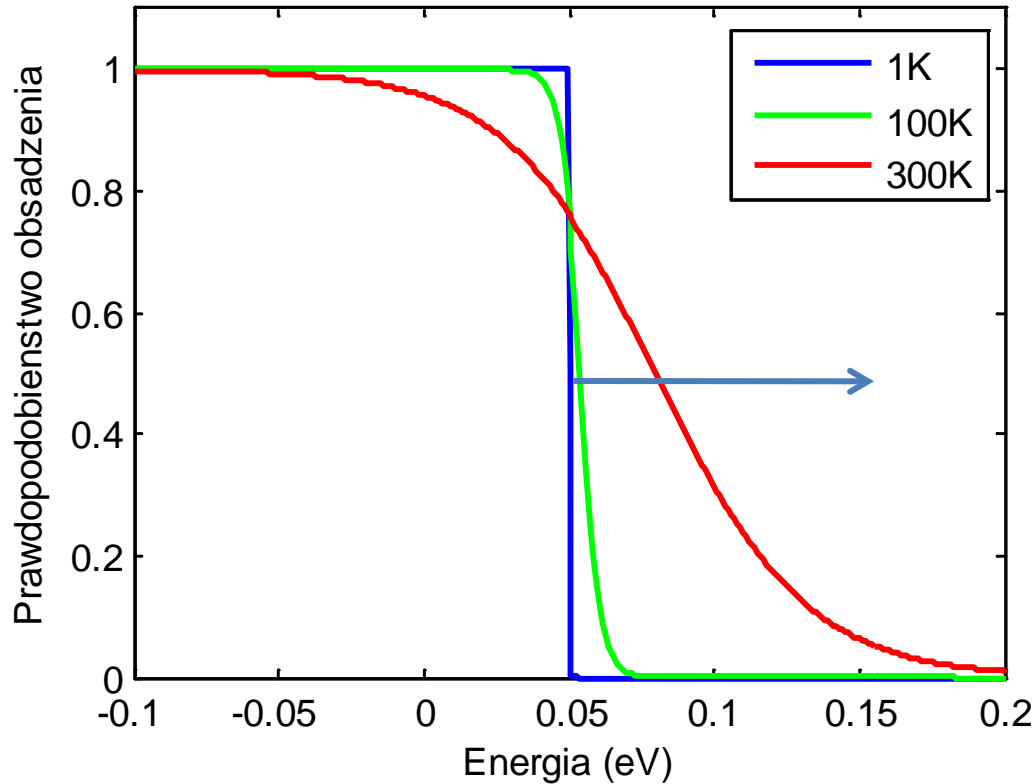


Paul Adriaan
Maurice Dirac
1902 – 1984

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

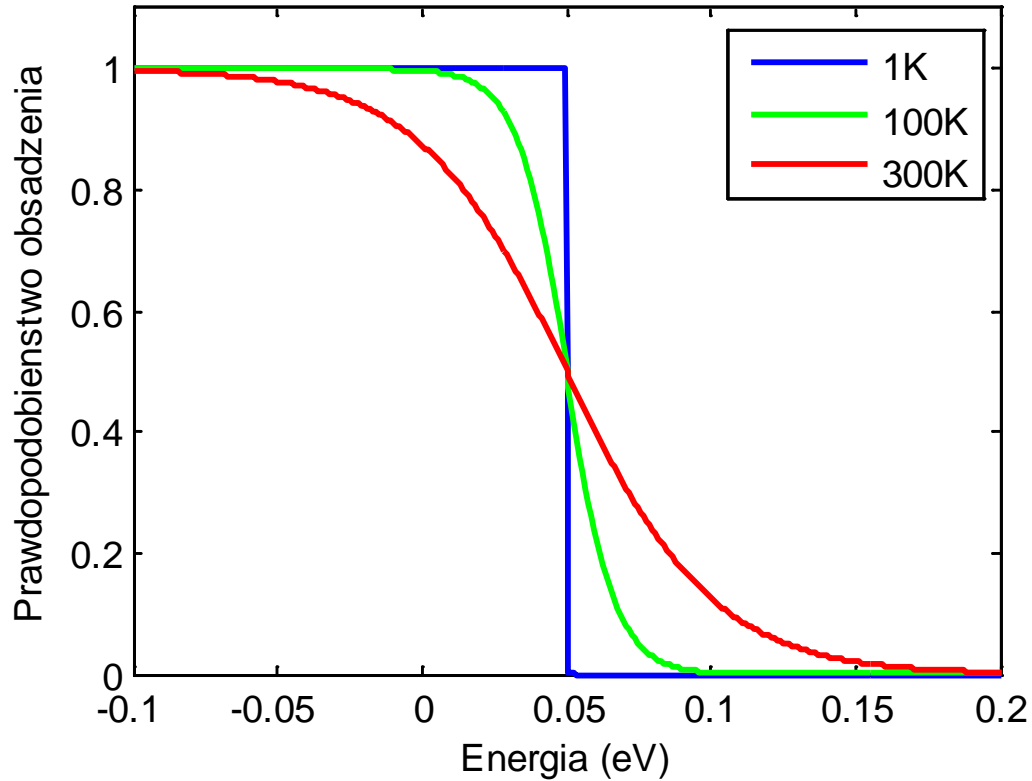
$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



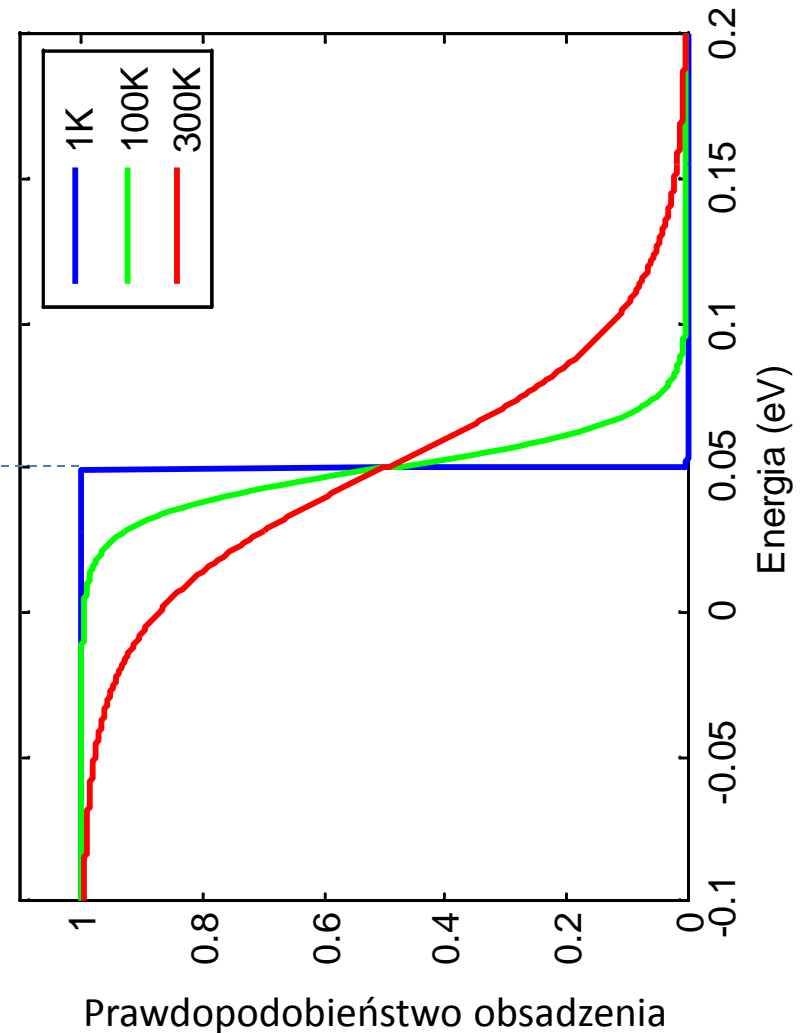
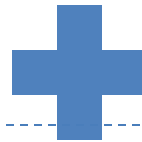
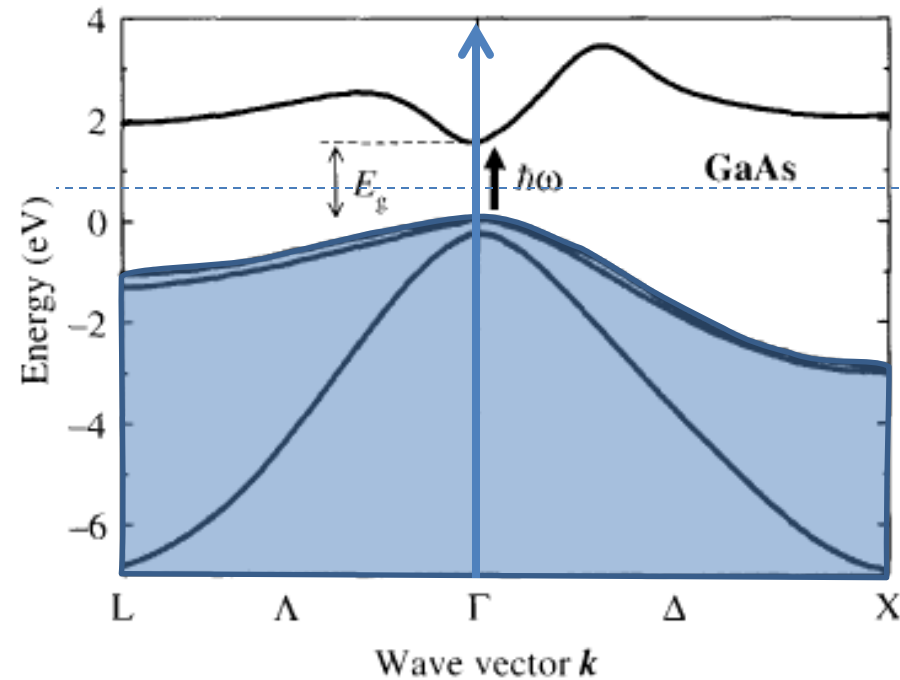
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E

E_F – potencjał chemiczny

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



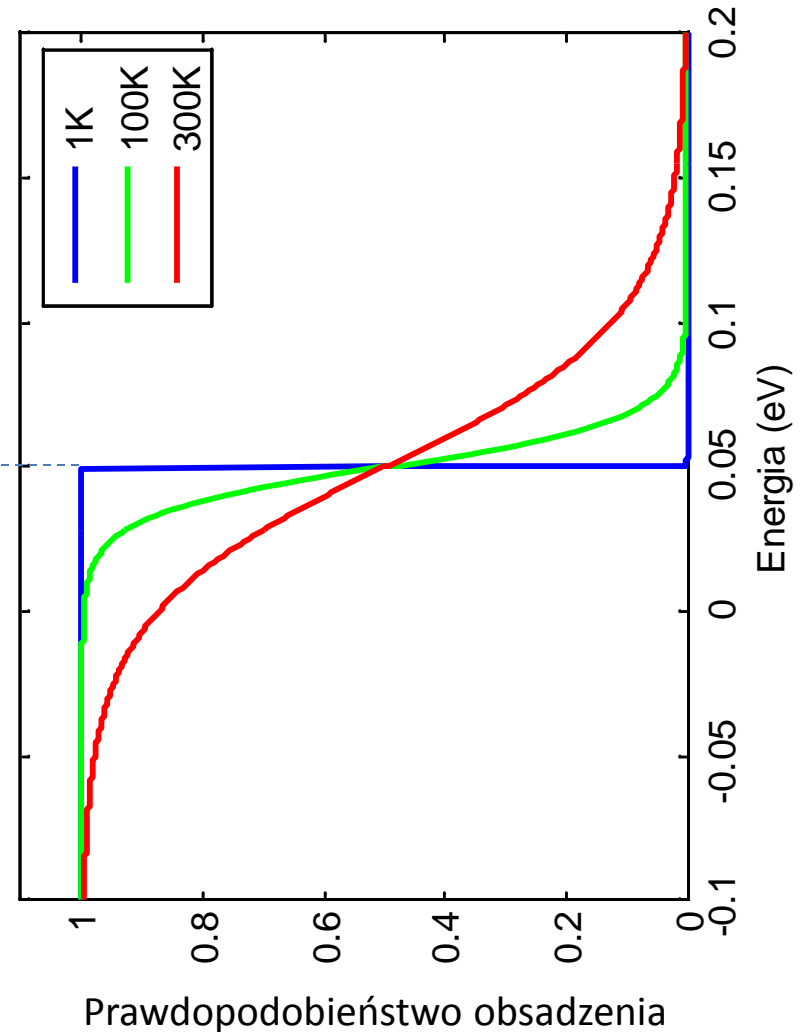
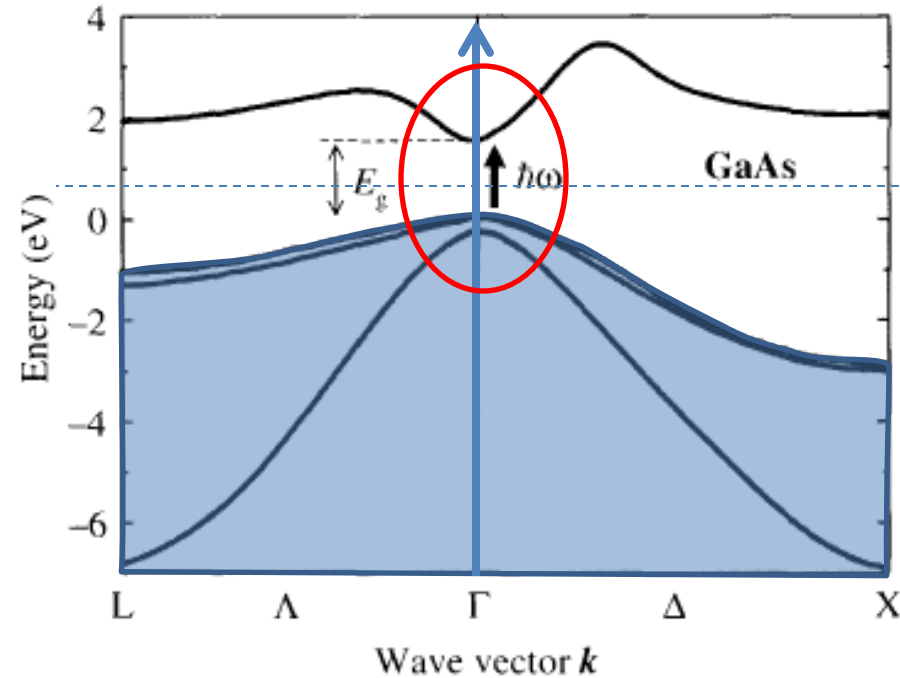
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E

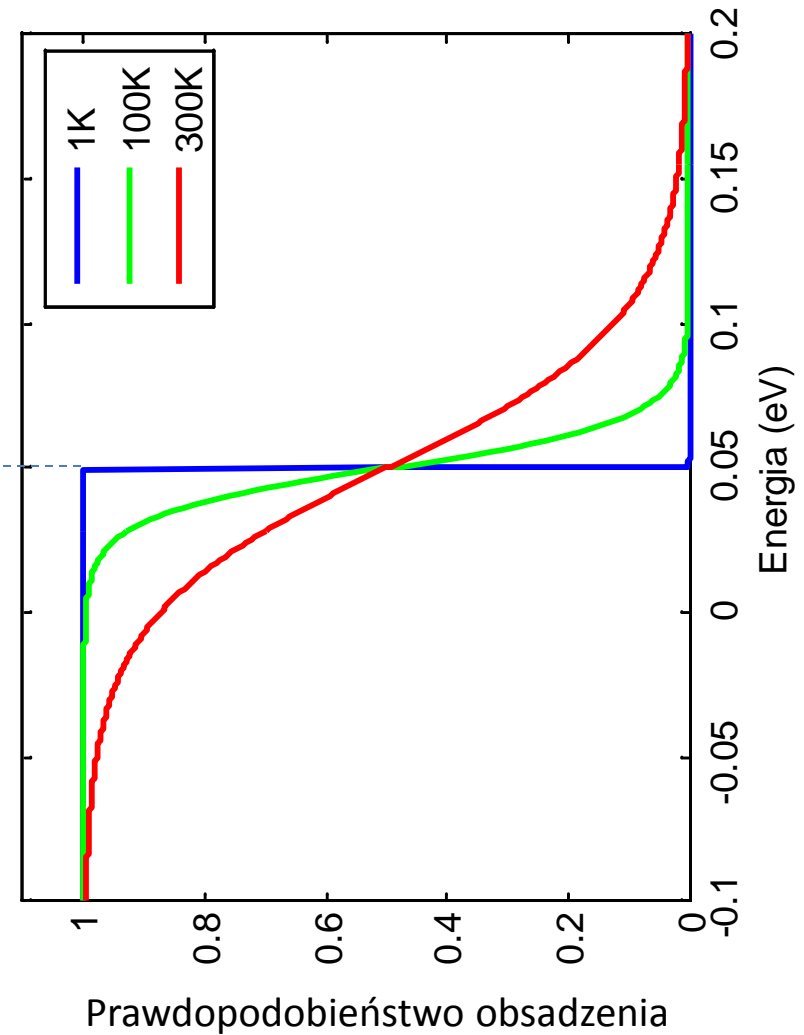
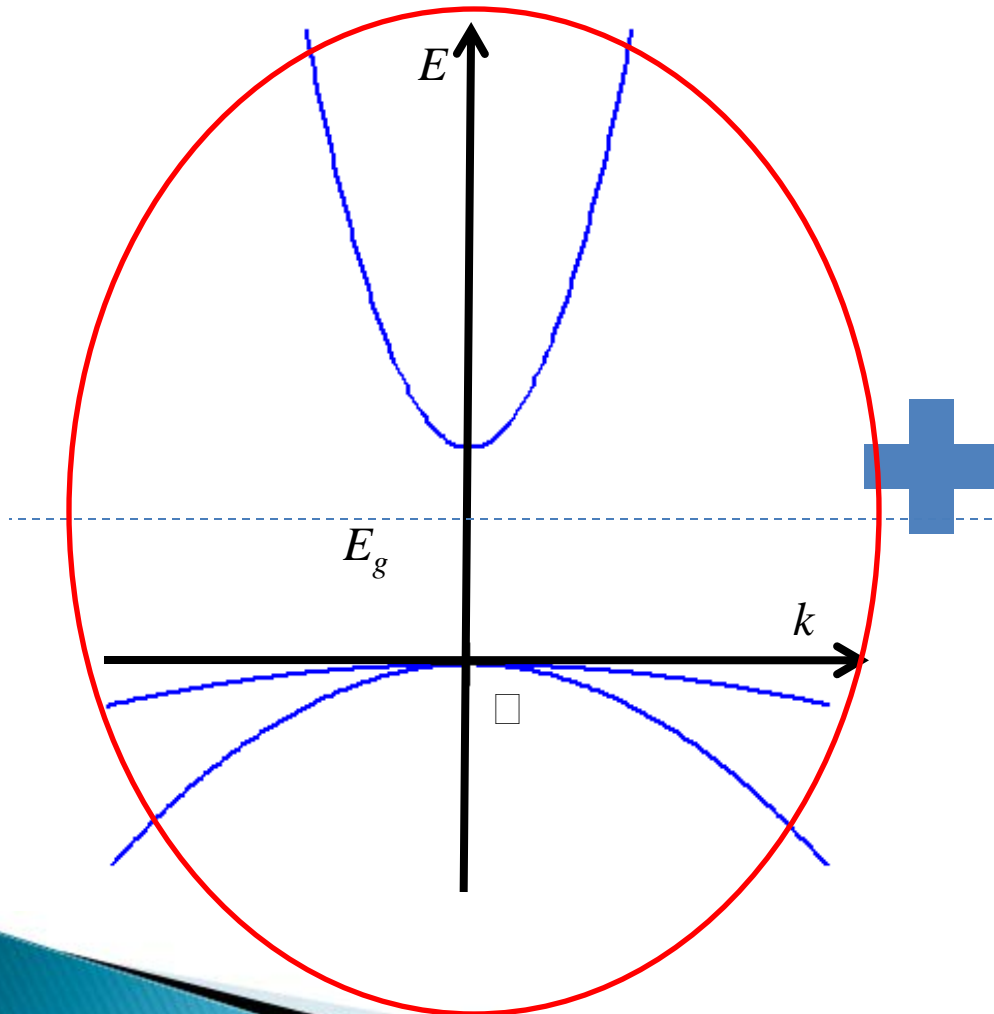
E_F – potencjał chemiczny

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



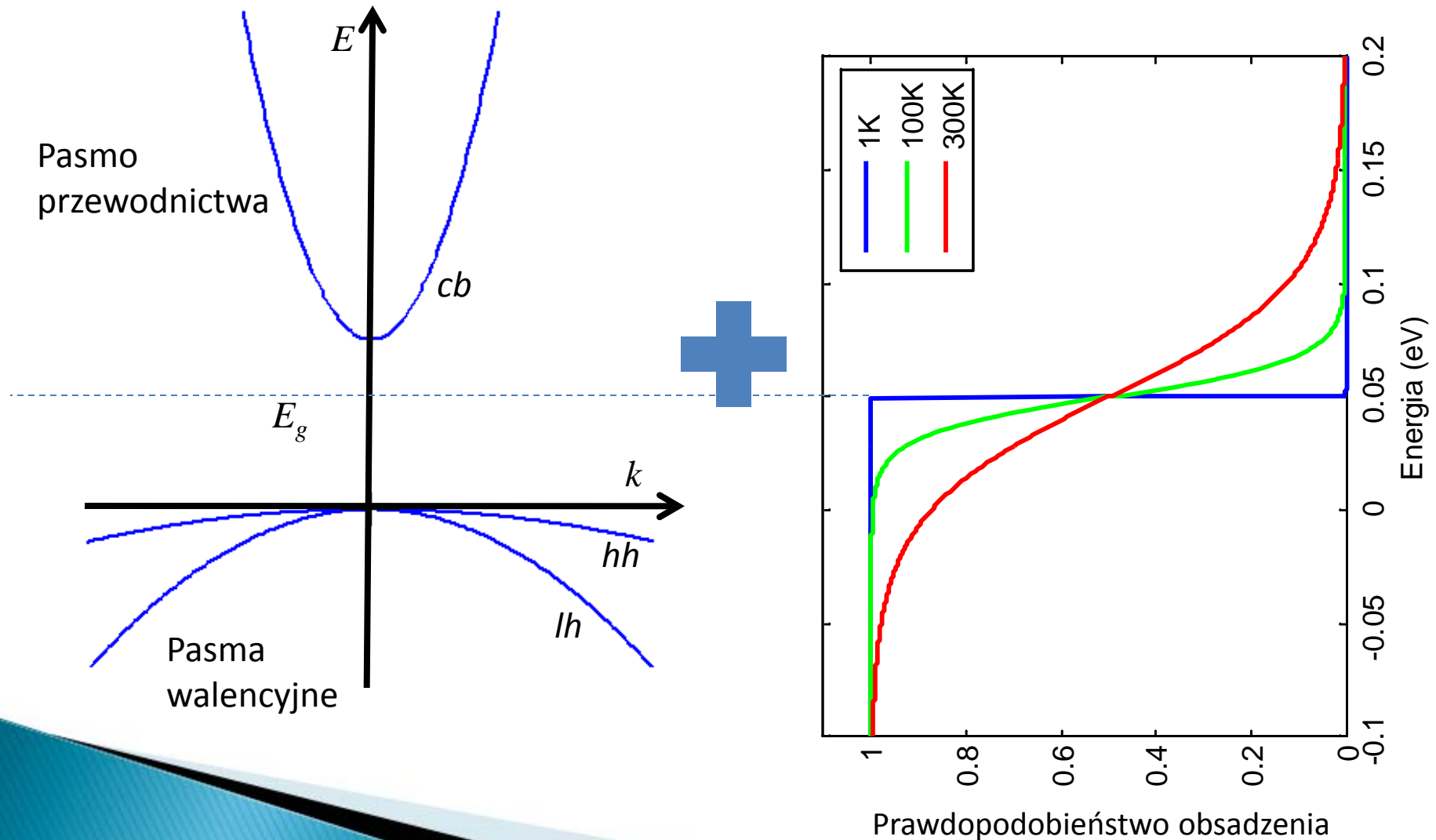
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



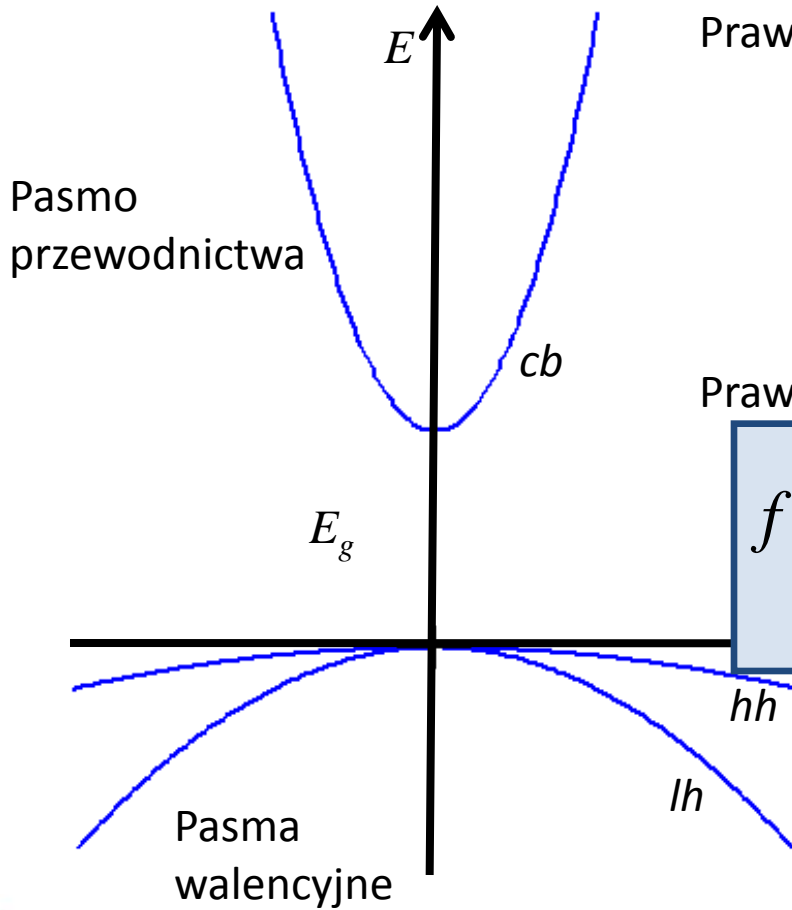
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



Prawdopodobieństwo obsadzenia elektronu o energii E

$$f_e = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Prawdopodobieństwo obsadzenia dziury o energii E

$$f_h = 1 - f_e = 1 - \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} = \frac{1}{e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów \mathbf{k} jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

Warunki Borna-Karmana

Skończone rozmiary kryształu L_x, L_y, L_z

Ψ – postać funkcji Blocha

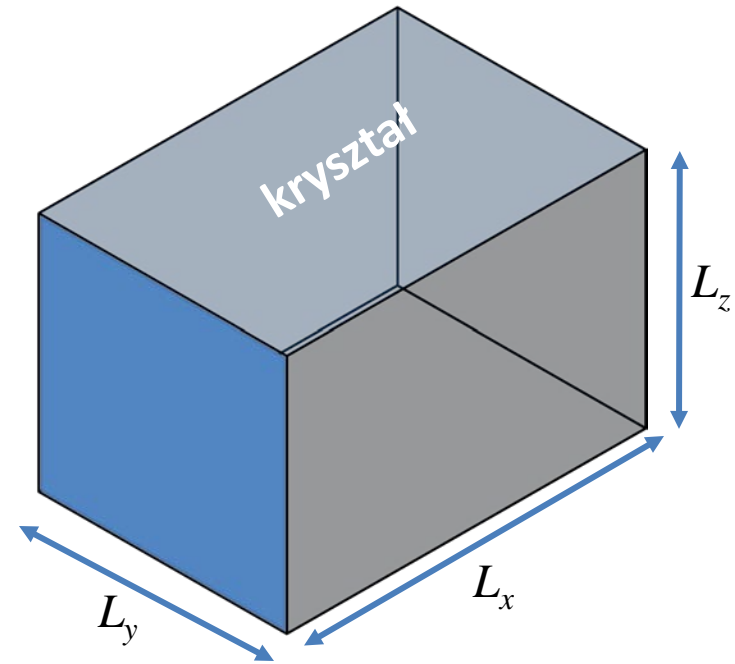
$$\Psi(x + L_x, y, z) = \Psi(x, y + L_y, z) = \Psi(x, y, z + L_z)$$

$$e^{ik_x L_x} = 1$$

$$e^{ik_y L_y} = 1$$

$$e^{ik_z L_z} = 1$$

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_i}, \pm \frac{4\pi}{L_i}, \dots, \pm \frac{2\pi n_i}{L_i}$$



Stany te wyznaczają w przestrzeni odwrotnej siatkę o gęstości $(V/2\pi)^3$
Gęstość stanów na jednostkę trójwymiarowej przestrzeni k

Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów \mathbf{k} jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

Warunki Born-Karmana

Skończone rozmiary kryształu L_x, L_y, L_z

Ψ – postać funkcji Blocha

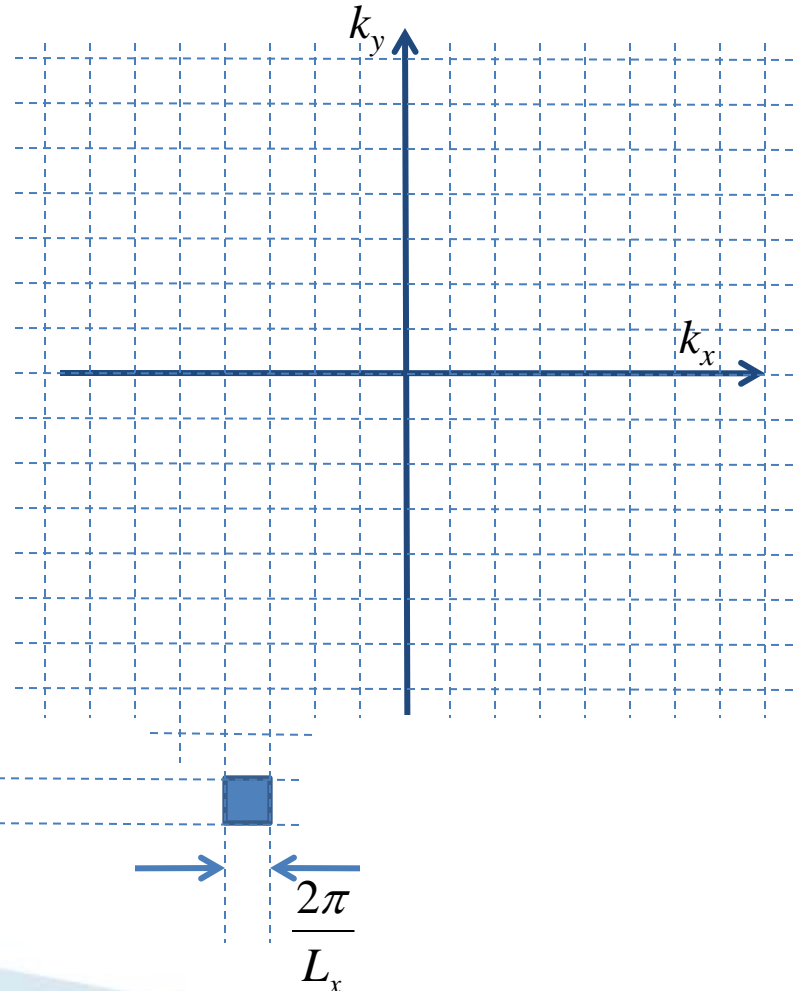
$$\Psi(x + L_x, y, z) = \Psi(x, y + L_y, z) = \Psi(x, y, z + L_z)$$

$$e^{ik_x L_x} = 1$$

$$e^{ik_y L_y} = 1$$

$$e^{ik_z L_z} = 1$$

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_i}, \pm \frac{4\pi}{L_i}, \dots, \pm \frac{2\pi n_i}{L_i}$$



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

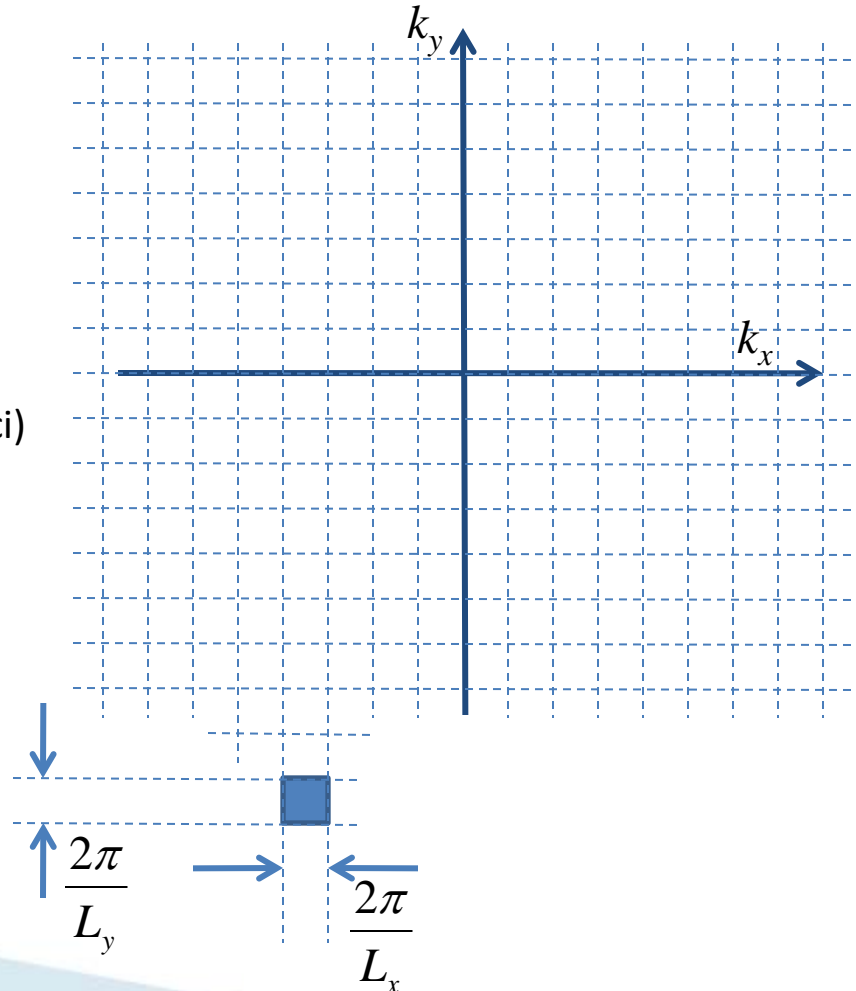
Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów \mathbf{k} jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_i}, \pm \frac{4\pi}{L_i}, \dots, \pm \frac{2\pi n_i}{L_i}$$

$$\text{Ilość stanów w objętości} = \frac{1}{\frac{2\pi}{L_x} \times \frac{2\pi}{L_y} \times \frac{2\pi}{L_z}} = \frac{V}{(2\pi)^3}$$

Gęstość stanów w przestrzeni \mathbf{k} (w jednostkowej objętości)

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów \mathbf{k} jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć okresowe warunki brzegowe i wtedy:

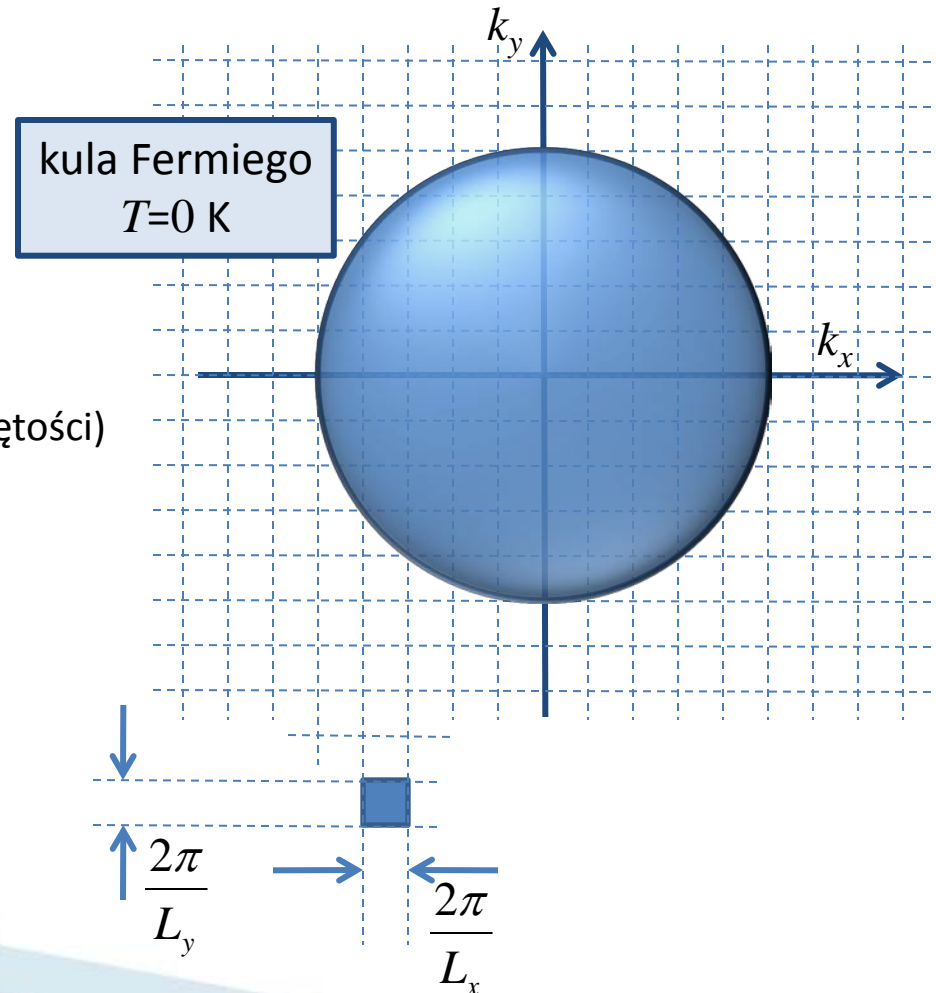
$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_i}, \pm \frac{4\pi}{L_i}, \dots, \pm \frac{2\pi n_i}{L_i}$$

$$\text{Ilość stanów w objętości} = \frac{1}{\frac{2\pi}{L_x} \times \frac{2\pi}{L_y} \times \frac{2\pi}{L_z}} = \frac{V}{(2\pi)^3}$$

Gęstość stanów w przestrzeni \mathbf{k} (w jednostkowej objętości)

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

przypadek 3D



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

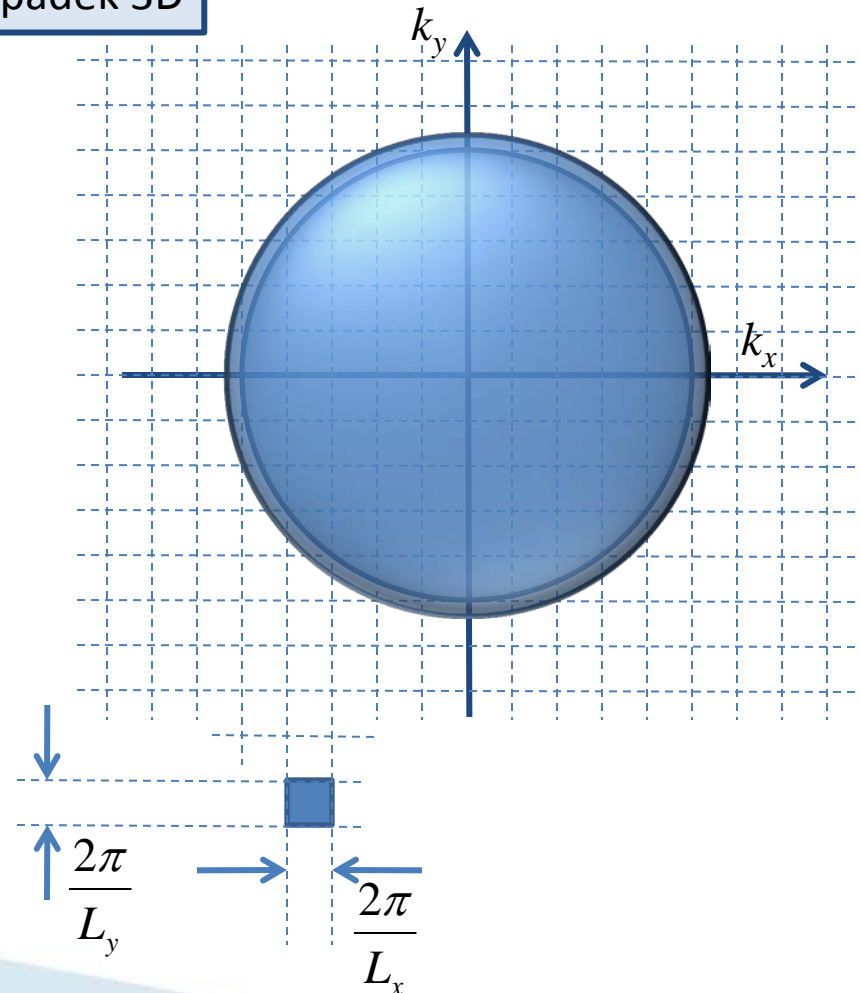
Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \leftarrow \text{przypadek 3D}$$

gęstość stanów liczymy jako:

$$N(E)dE = \rho_k d\vec{k} = \frac{2}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk$$

Przy tablicy



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

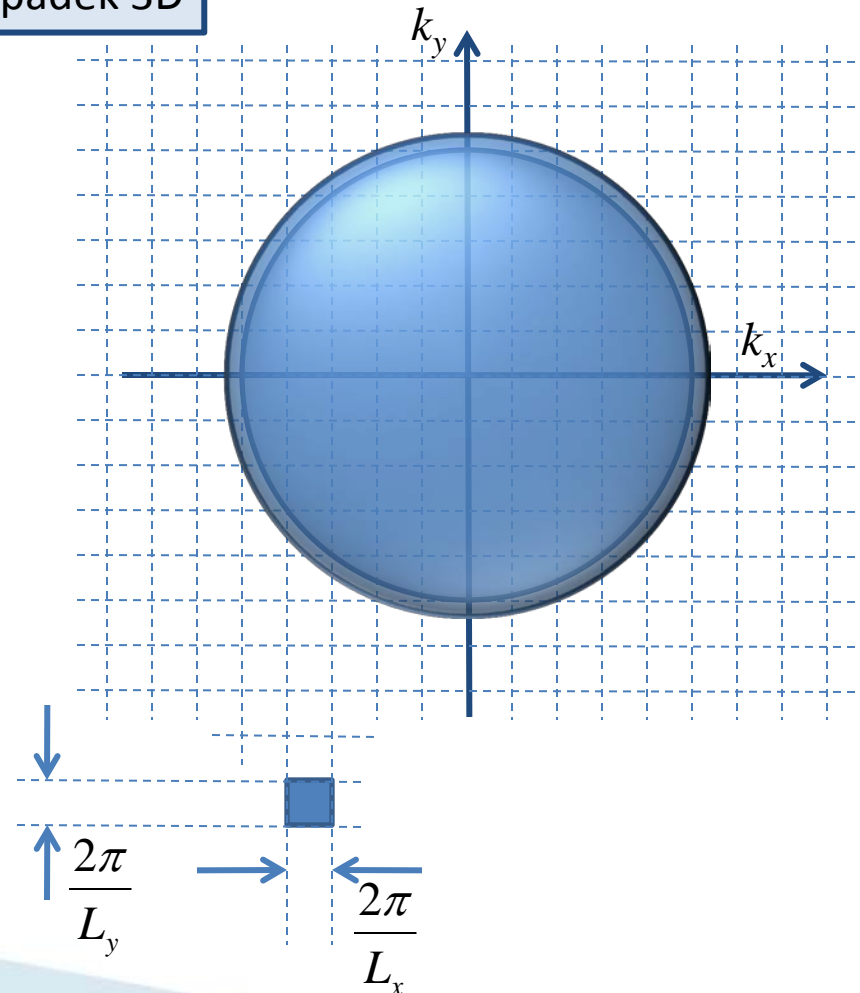
$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \leftarrow \text{przypadek 3D}$$

gęstość stanów liczymy jako:

$$N(E)dE = \rho_k d\vec{k} = \frac{2}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk$$

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

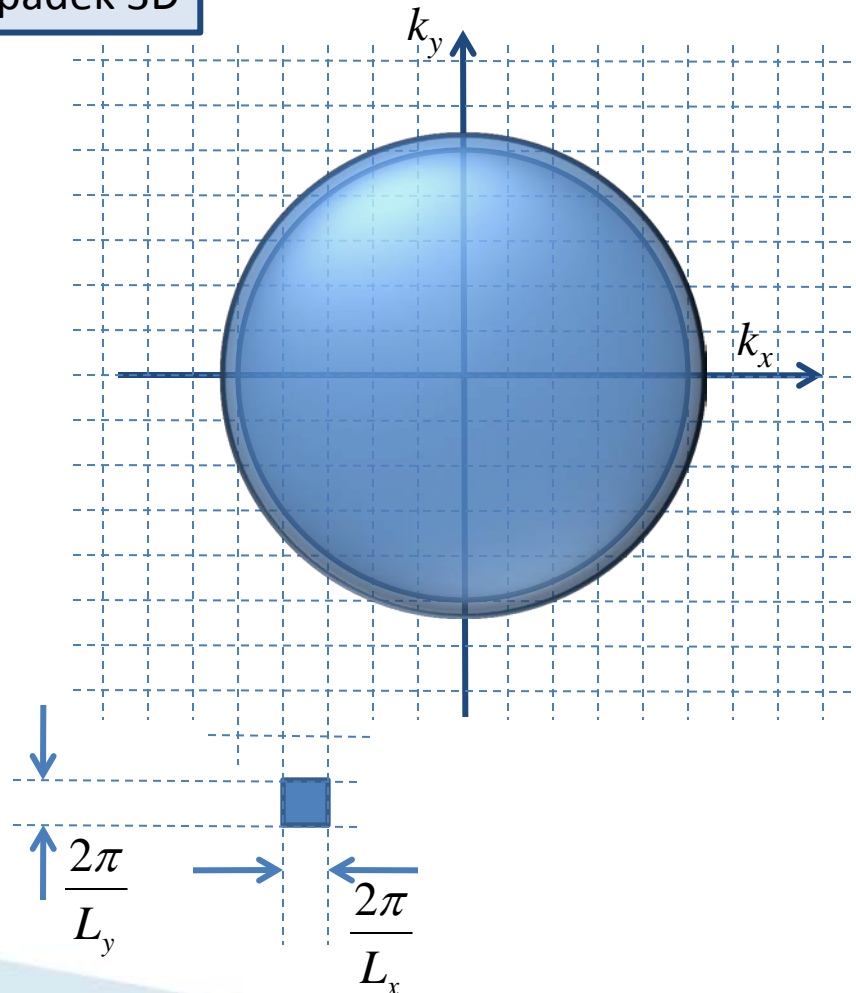
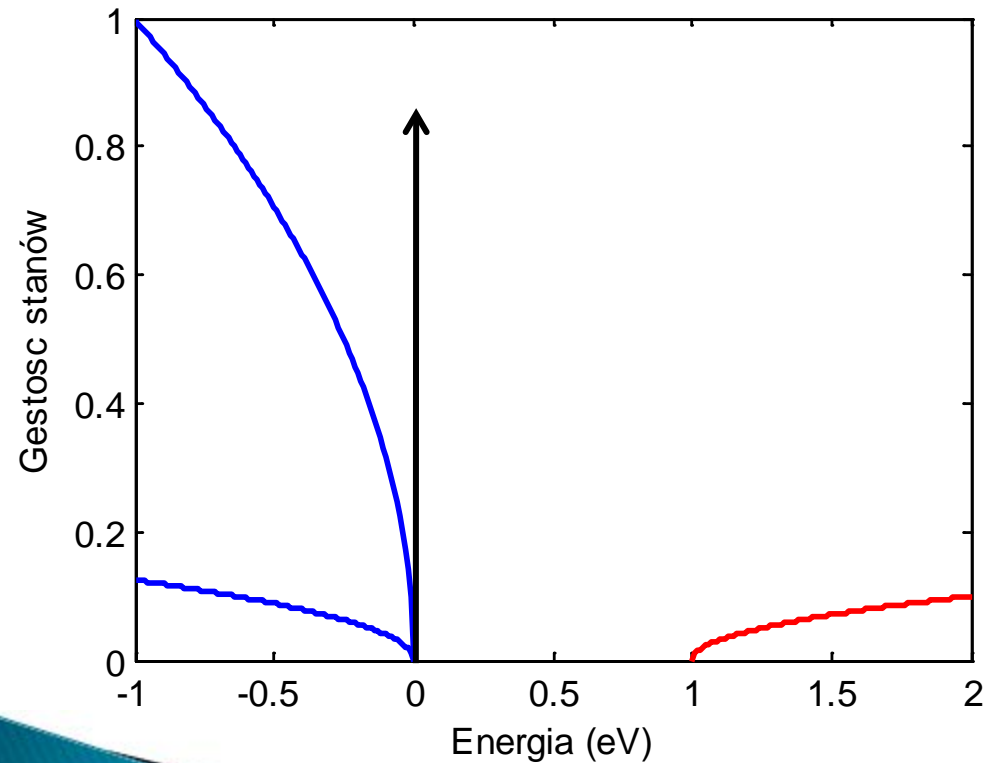


Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

przypadek 3D



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

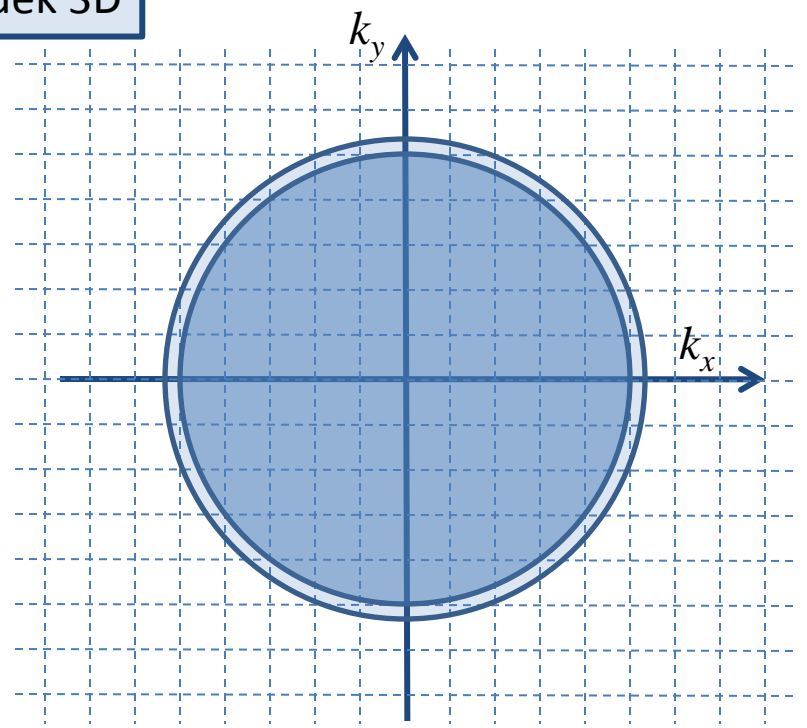
$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \leftarrow \text{przypadek 3D}$$

gęstość stanów liczymy jako:

Do domu: znajdź $N(E)$

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \leftarrow \text{przypadek 2D}$$

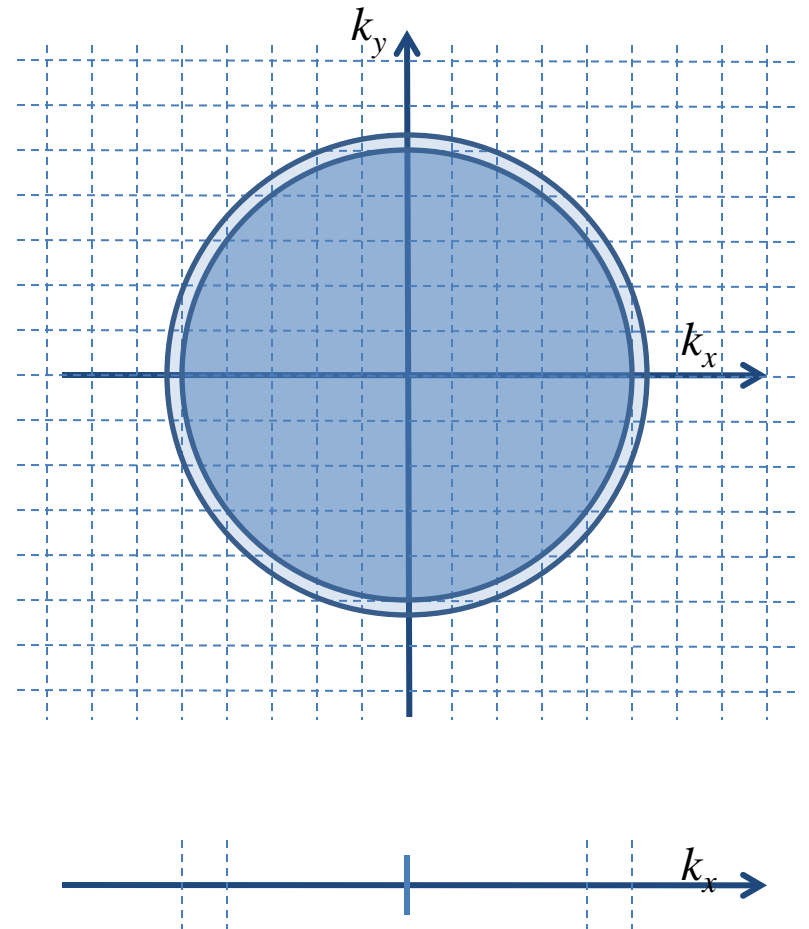
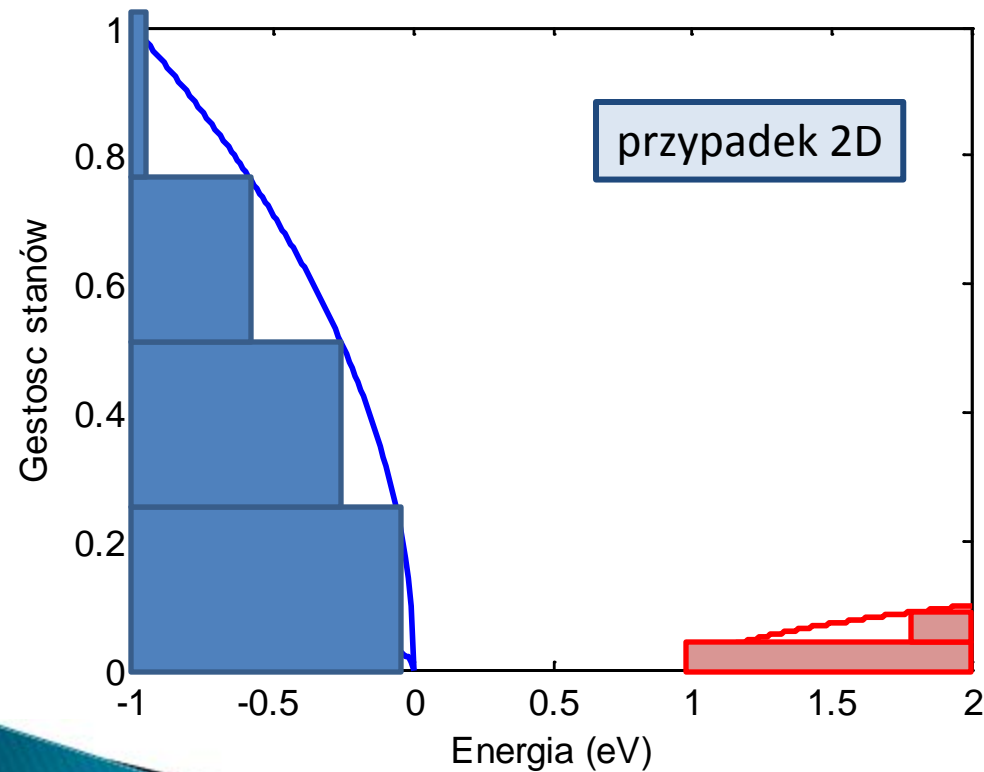
$$\rho_k = \frac{2}{2\pi} \leftarrow \text{przypadek 1D}$$



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

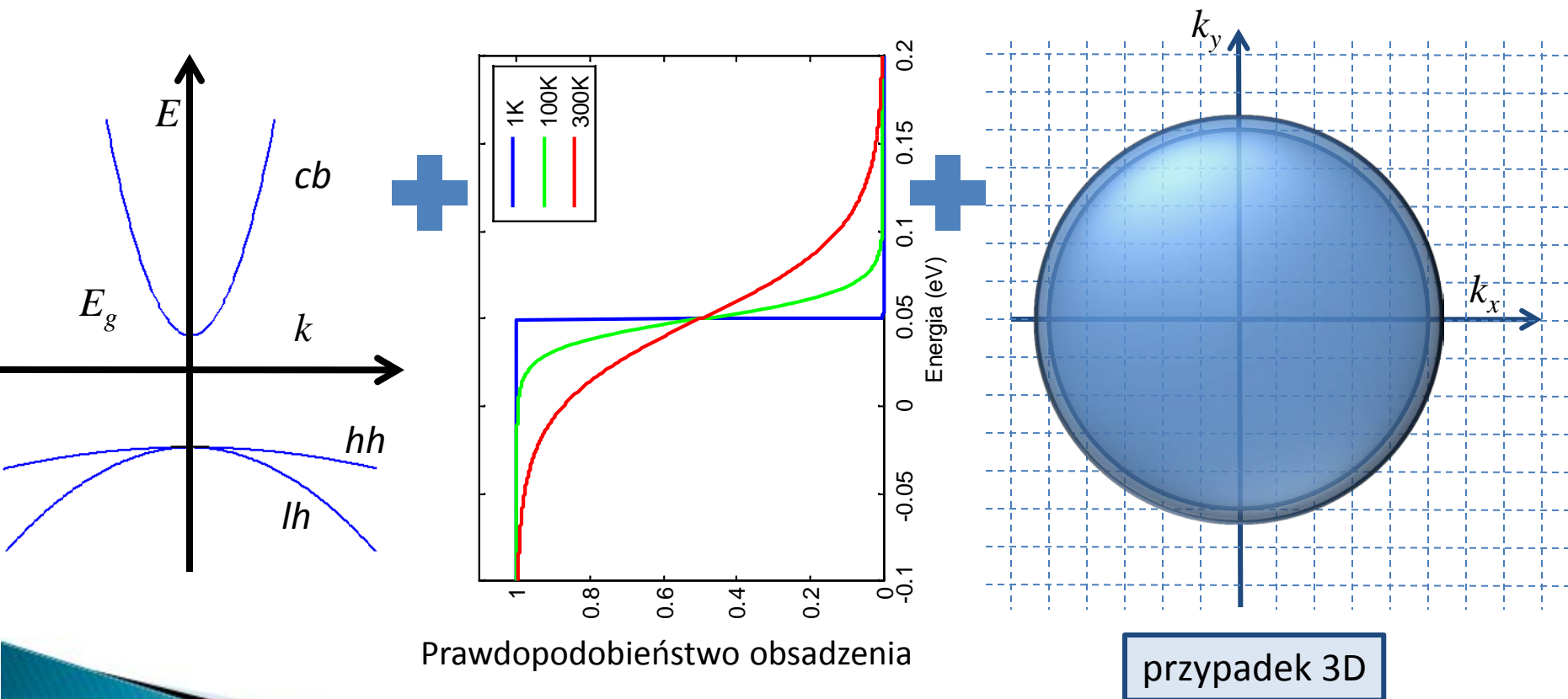
Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.



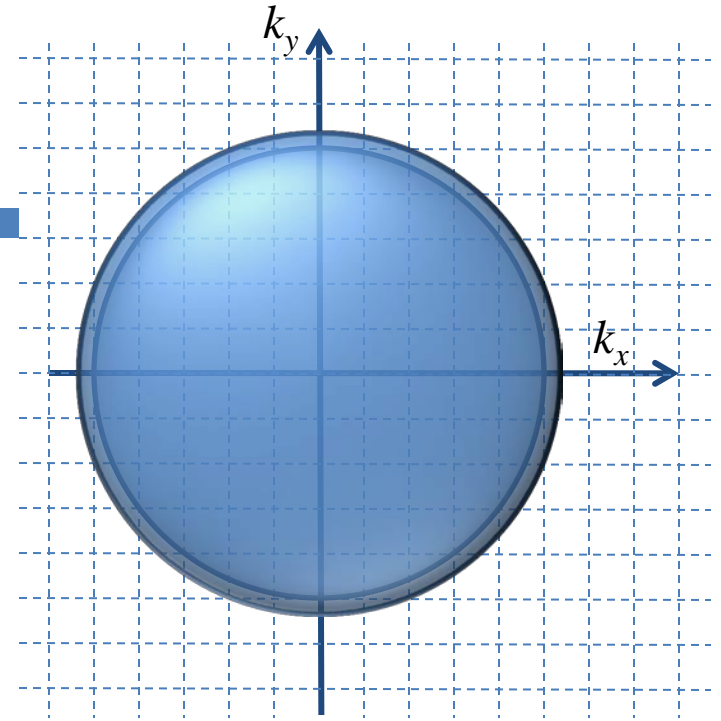
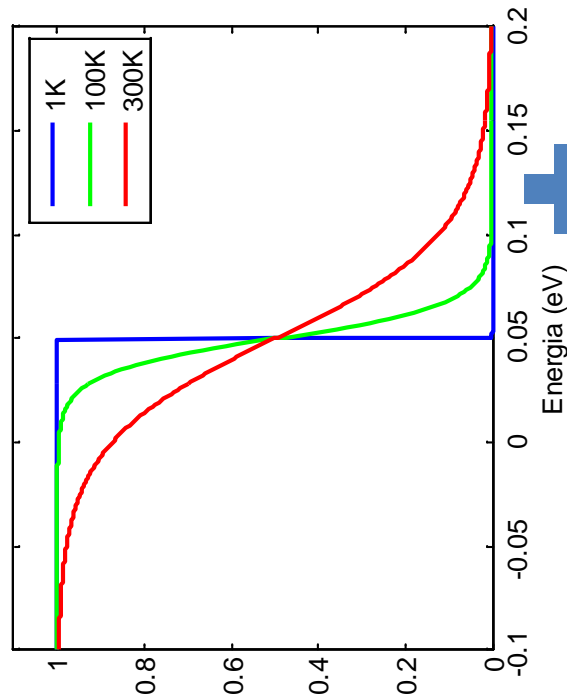
Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*}$$

$$E_h(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$



przypadek 3D

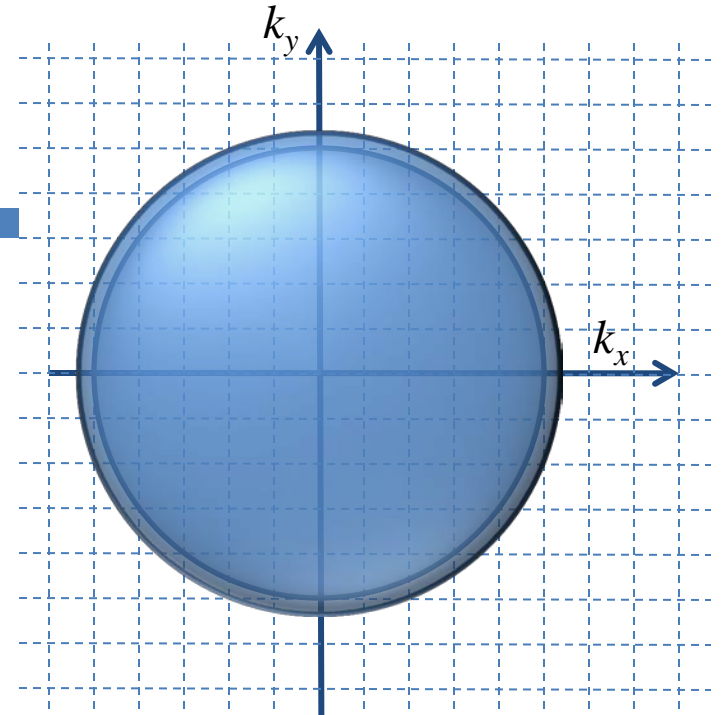
Prawdopodobieństwo obsadzenia

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} + f_0 = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} + \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} + 1} +$$



przypadek 3D

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$\begin{aligned} E_c(k) &= E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} \\ E_h(k) &= -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \end{aligned} + f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} + N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \\ N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

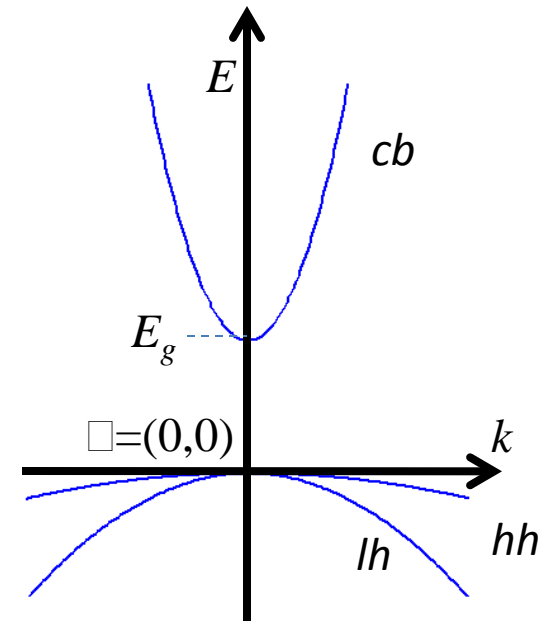
$$n = p = n_i$$

$$f_e = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \approx e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$f_h = 1 - f_e = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \approx e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g}$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{-E}$$



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n(E_F) = \int_{E_g}^{\infty} f_e N(E) dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{E_g}^{\infty} e^{-\frac{(E-E_F)}{k_0T}} \sqrt{E - E_g} dE$$

$$\int_0^{\infty} e^{-t} t^{z-1} dt = \Gamma(z)$$

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n)$$

$$\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$$

Przy tablicy

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i \quad n(E_F) = \int_{E_g}^{\infty} f_e N(E) dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{E_g}^{\infty} e^{-\frac{(E-E_F)}{k_0T}} \sqrt{E-E_g} dE$$

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F - E_c}{k_B T}} = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{k_B T}}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} f_h g_h dE$$

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}} = N_v e^{-\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}}$$

Koncentracja samoistna

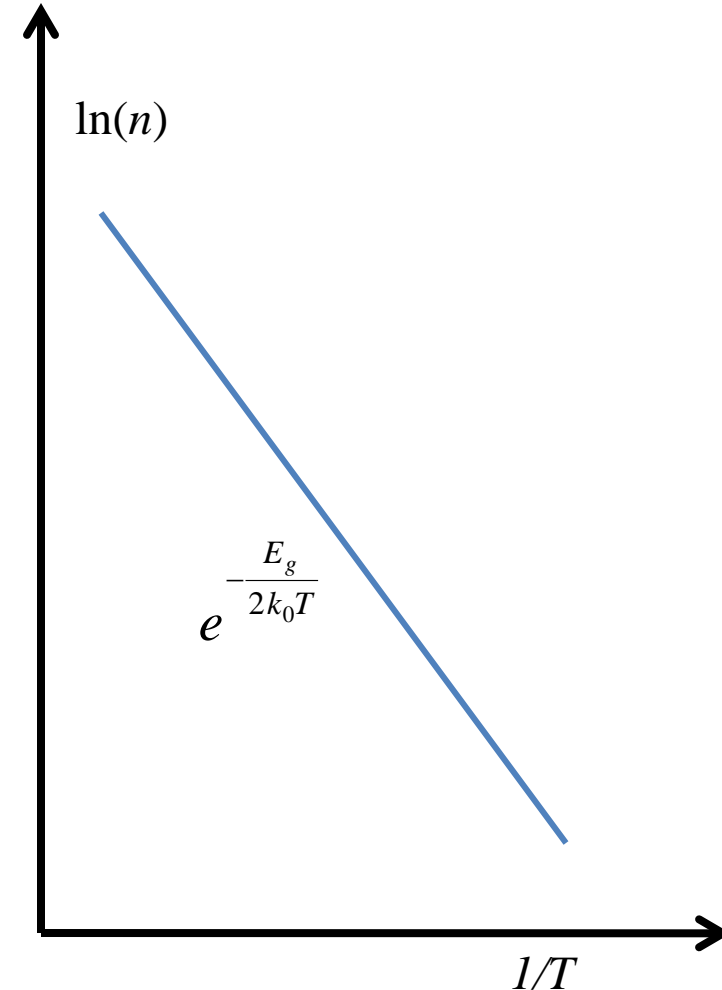
Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n \cdot p = n^2 = 4 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{k_0 T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_0 T}}$$

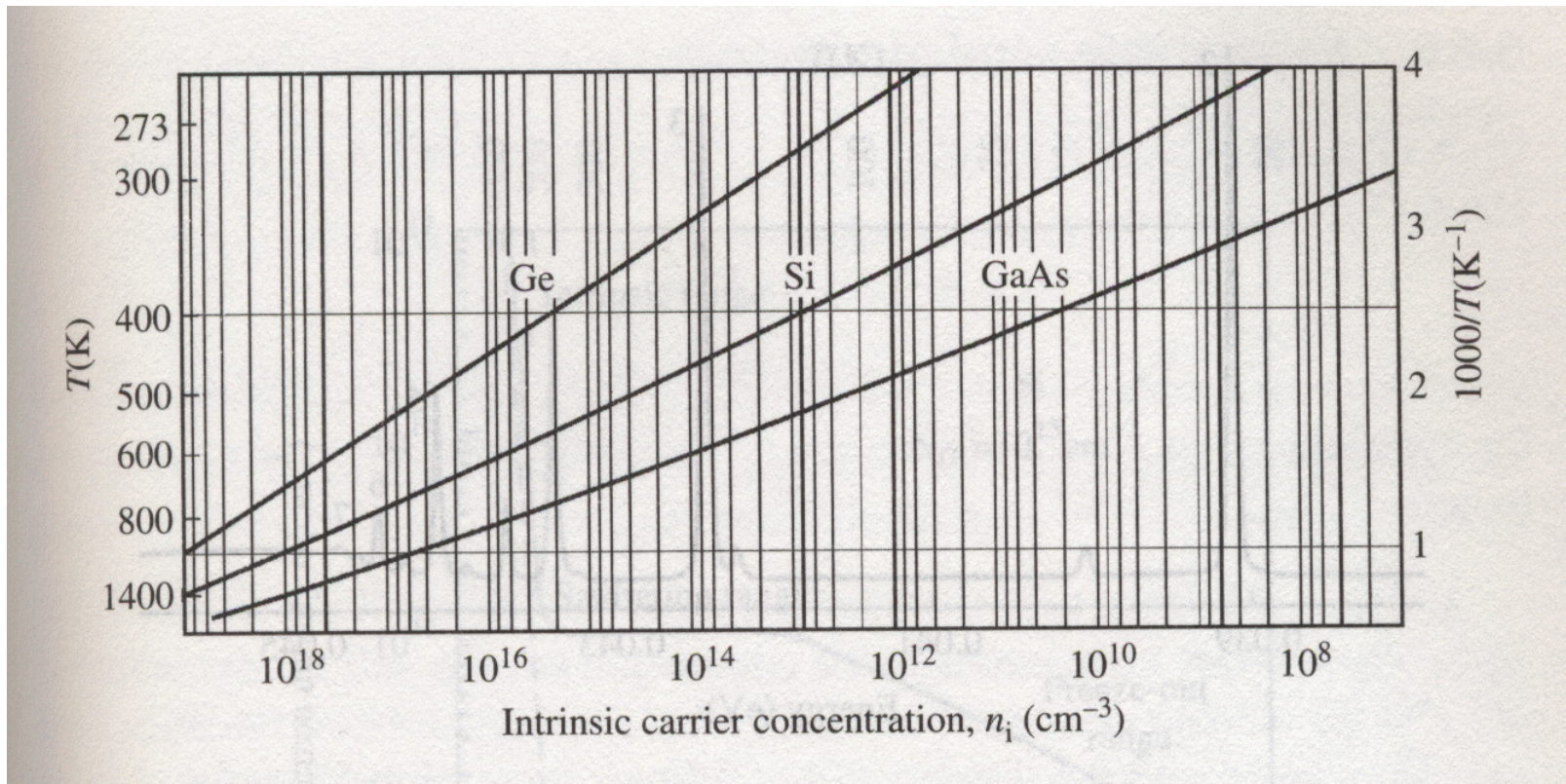
$$n = p = 2 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}}$$



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.



J. Singleton

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

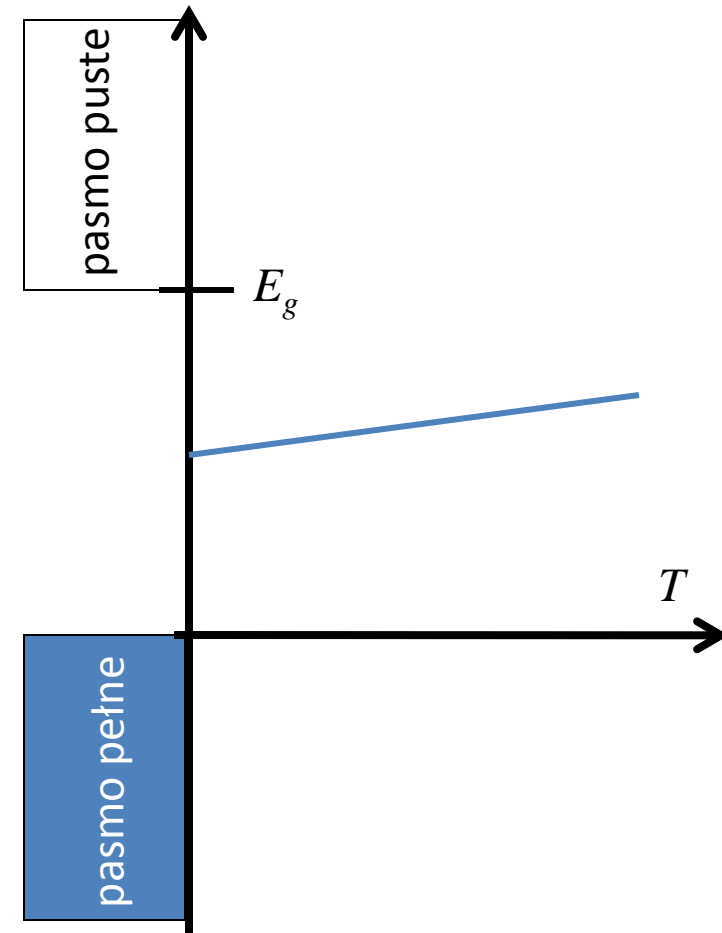
W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n \cdot p = n^2 = 4 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{k_0 T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_0 T}}$$

$$n = p = 2 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}}$$

$$\frac{N_c}{N_v} = e^{\frac{(2E_F - E_g)}{k_0 T}} \Rightarrow E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{3}{4}k_0 T \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)$$



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

Koncentracja samoistna typowych półprzewodników

$E_g \setminus T$	77K	300K	1200K	materiał
0,25eV	10^9 cm^{-3}	10^{16} cm^{-3}	10^{18} cm^{-3}	InSb PbSe
1eV	-	10^{10} cm^{-3}	10^{17} cm^{-3}	Ge, Si, GaAs
4eV	-	-	10^{11} cm^{-3}	ZnS, SiC, GaN, ZnO, C (diament)

R. Stępniewski

W powyższej tabelce wartości poniżej 10^{10} cm^{-3} nie mają sensu gdyż koncentracja zanieczyszczeń, a co za tym idzie koncentracja wynikająca z nieintencjonalnego domieszkowania jest większa

$$n = p = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad n = N_c e^{-\frac{(E_F - E_c)}{k_B T}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}}$$

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

Widać że wartość przerwy energetycznej nie jest wystarczającym kryterium na rozróżnienie półprzewodników i izolatorów, np. czysty Ge, Si i GaAs mają w temperaturze pokojowej bardzo niską koncentrację nośników co czyni je materiałami o właściwościach izolatorów.

Lepsze kryterium – dla półprzewodników istnieje możliwość domieszkowania powodującego znaczące zmiany koncentracji i typu przewodnictwa (elektrony lub dziury).

