

WYKŁAD 5

**Koncentracja elektronów i dziur w półprzewodniku.
Półprzewodnik w polu elektrycznym. Złącze
półprzewodnikowe (p-n). Charakterystyka
prądowo-napięciowa złącza p-n.**

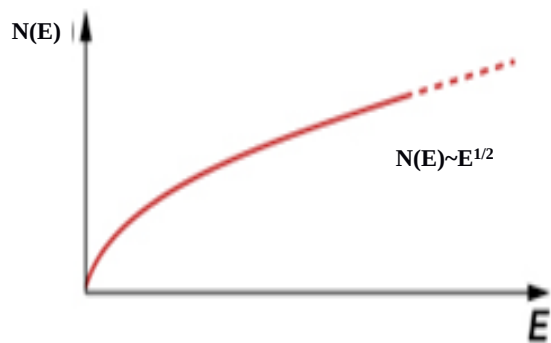
Przypomnienie z wykładu III

Jak liczy się koncentrację elektronów w metalu?

- **Najpierw wprowadza się pojęcie gęstości stanów, tzn. liczby dostępnych stanów (w pasmie przewodnictwa lub walencyjnym) na jednostkę objętości, zawartych w pewnym przedziale energii**
- **Potem gęstość stanów mnoży się przez prawdopodobieństwo, że elektrony obsadzą te stany, czyli przez funkcję Fermiego-Diraca**
- **Potem sumuje się (całkuje) ten iloczyn po wszystkich energiach dostępnych w pasmie przewodnictwa**

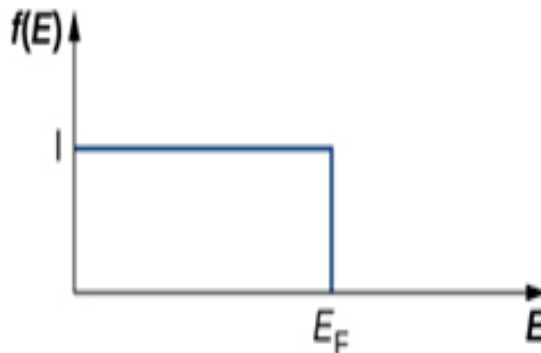
Jak to sobie przypomnimy, to obliczymy koncentrację elektronów w półprzewodniku typu n (p)...

Koncentracja elektronów w metalu



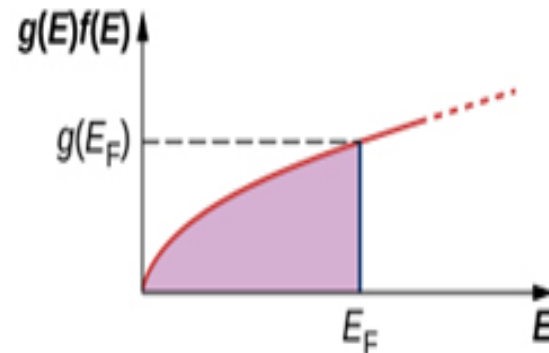
(a)

Gęstość stanów



(b)

Funkcja rozkładu
Fermiego-Diraca



(c)

Gęstość stanów
obsadzonych
elektronami

$$n = \int_0^{E_F} f(E)N(E)dE = \frac{16\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{3h^3} E_F^{3/2}$$



pole pod wykresem c)

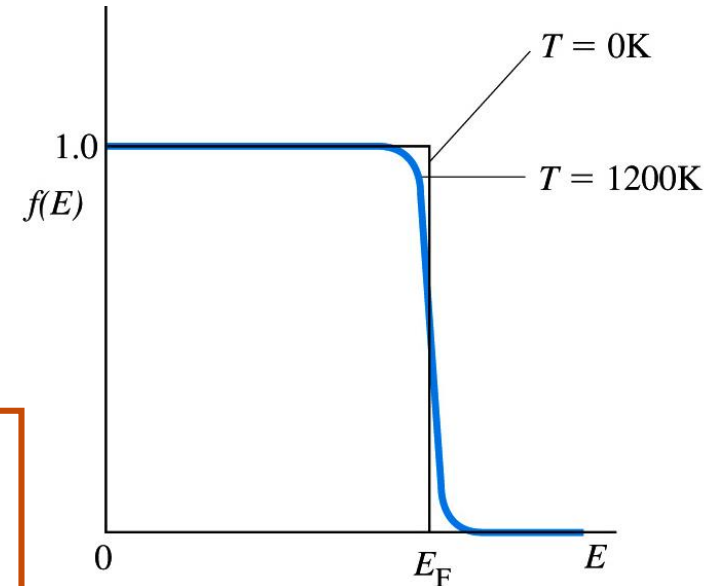
Funkcja rozkładu Fermiego-Diraca

Elektrony są fermionami.

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu fermionem:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

$$\text{Dla } T = 0 \text{ K, } f(E) = \begin{cases} 1 & E < E_F \\ 0 & E > E_F \end{cases}$$



- W $T=0$ wypełnione są wszystkie stany o energiach poniżej E_F
- Dla dowolnej temperatury prawdopodobieństwo wypełnienia stanu o energii E_F wynosi 0.5:

$$f(E) = 0.5 \quad \text{dla} \quad E = E_F$$

Koncentracja elektronów i dziur w stanie równowagi termodynamicznej w półprzewodniku

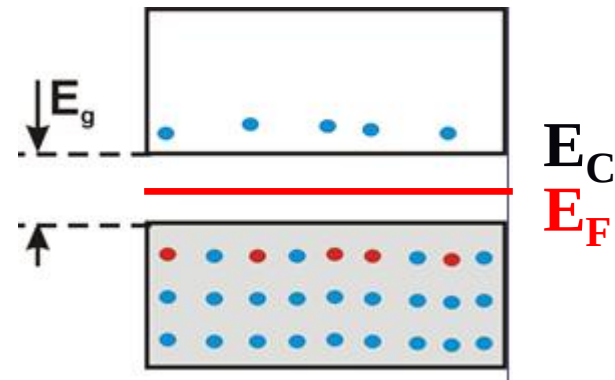
Koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa:

$$n_0 = \int_{E_C}^{\infty} f(E)N(E)dE$$

- kT (w 300K) = 0.025eV
- E_F znajduje się w połowie przerwy wzbronionej (w Si tj. 0.55eV)

$$\rightarrow E_C - E_F > kT$$

$$f(E_C) = \frac{1}{1 + e^{(E_C - E_F)/kT}} \approx e^{-(E_C - E_F)/kT} \quad (300K)$$



$T=300K$
półprzewodnik samoistny

Koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa

- $N(E) \sim \sqrt{E}$
- $f(E)N(E)$ maleje istotnie dla $E > E_C$, więc mało elektronów zajmuje stany powyżej dna pasma przewodnictwa
- wprowadza się **efektywną gęstość stanów** N_C : wszystkie stany zastępuje się stanami na dnie pasma przewodnictwa
- koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa = (**efektywna gęstość stanów** N_C) x (**funkcja Fermiego**) :

$$n_0 = N_C f(E_C) = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

Koncentracja dziur w pasmie walencyjnym

$$p_0 = N_V [1 - f(E_V)] = N_V e^{-(E_F - E_V)/kT}$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

Koncentracja równowagowa elektronów w pasmie przewodnictwa jest równa koncentracji równowagowej dziur w paśmie walencyjnym:

$$n_0 = p_0 = n_i$$

Koncentracja elektronów i dziur w stanie równowagi termodynamicznej

Równanie prawdziwe dla wszystkich półprzewodników:

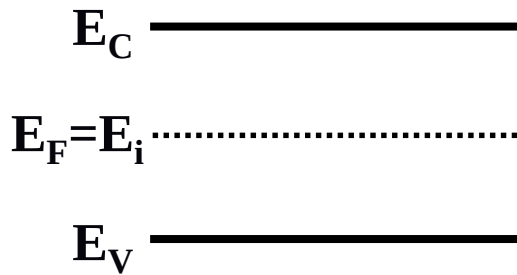
$$n_0 p_0 = n_i^2$$

W półprzewodniku samoistnym koncentracja dziur jest równa koncentracji elektronów, więc

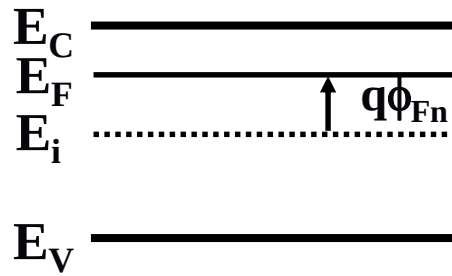
$$n_0 = p_0 = n_i$$

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g / 2kT}$$

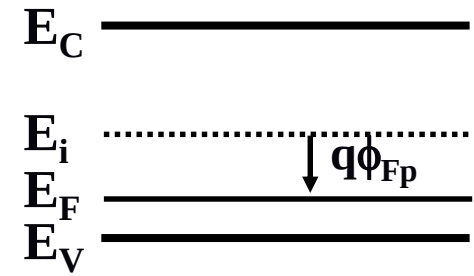
Koncentracja równowagowa nośników w półprzewodniku domieszkowym



samoistny



n-typu



p-typu

Wpływ domieszkowania na
poziom Fermiego E_F

n-typu: poziom Fermiego
przesuwa się do góry

p-typu: poziom Fermiego
przesuwa się w dół

$$n_0 = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}$$

$$p_0 = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}$$

poziom Fermiego

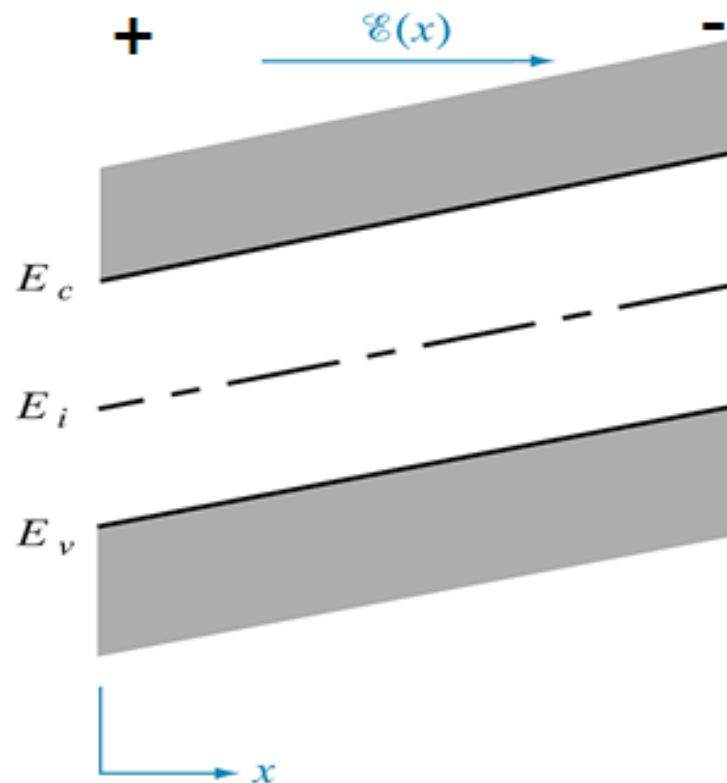
$$q\phi_F = E_F - E_i$$

Półprzewodnik w polu elektrycznym

$$F = -\frac{dE_p}{dx}$$

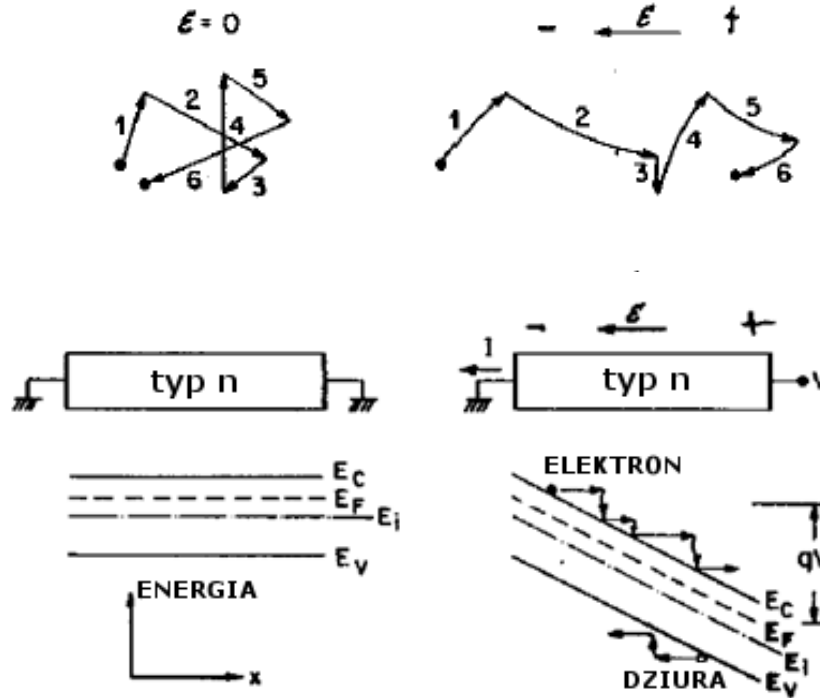
$$-e\varepsilon(x) = -(-e)\frac{dV}{dx}$$

$$\varepsilon(x) = -\frac{dV}{dx}$$



Gęstość prądu unoszenia

Prąd unoszenia:
wynika z obecności
pola elektrycznego



$$J_x = qn\mu_n \varepsilon_x$$

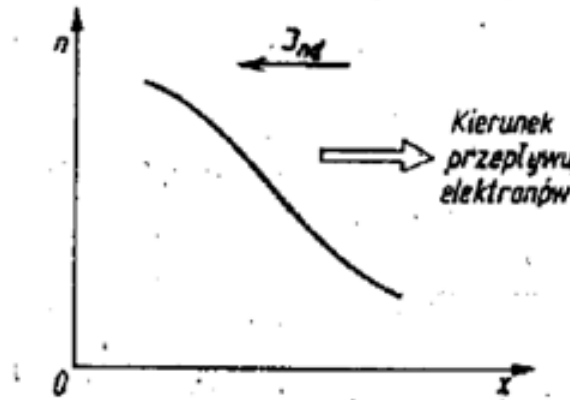
$$J_x = \sigma \varepsilon_x$$

Całkowity prąd unoszenia elektronowy i dziurowy:

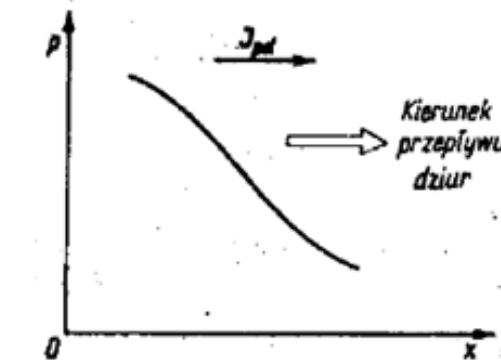
$$J_x = qn\mu_n \varepsilon_x + qp\mu_p \varepsilon_x = q(n\mu_n + p\mu_p) \varepsilon_x = \sigma \varepsilon_x$$

Gęstość prądu dyfuzyjnego

Prąd dyfuzyjny:
wynika z gradientu
koncentracji
nośników



$$J_n(\text{dyf}) = -(-q)D_n \frac{dn(x)}{dx} = +qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$



$$J_p(\text{dyf}) = -(+q)D_p \frac{dp(x)}{dx} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

Całkowity prąd w obecności pola elektrycznego

Całkowity prąd jest sumą prądu dyfuzyjnego (elektronowego i dziurowego) i prądu unoszenia (elektronowego i dziurowego):

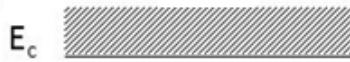
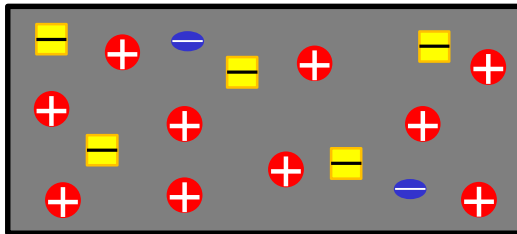
$$J(x) = J_n(x) + J_p(x)$$

$$J_n(x) = q\mu_n n(x)\varepsilon(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

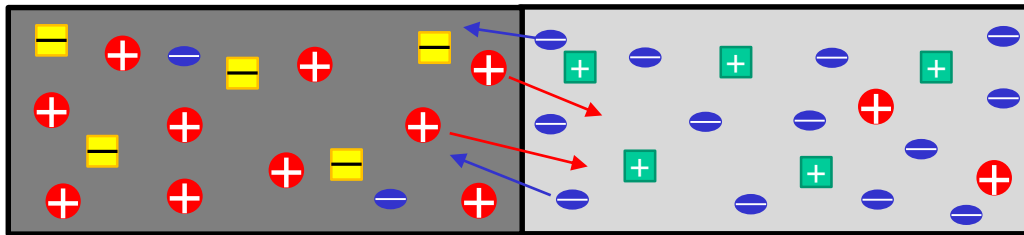
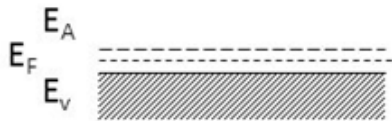
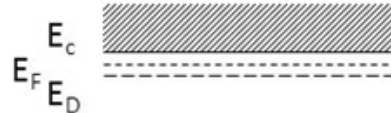
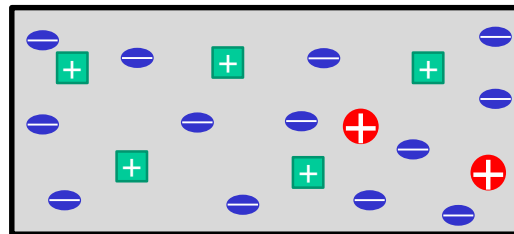
$$J_p(x) = q\mu_p p(x)\varepsilon(x) - qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

Złącze p-n – tworzenie się złącza

Typ p



Typ n



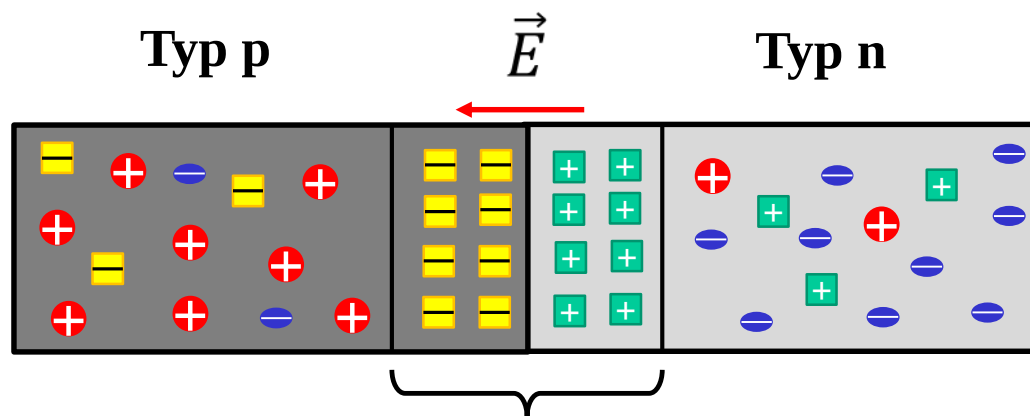
Oznaczenia:

- + Dodatnio naładowane nieruchome donory
- Ujemne elektrony
- Ujemnie naładowane nieruchome akceptory
- + Dodatnie dziury

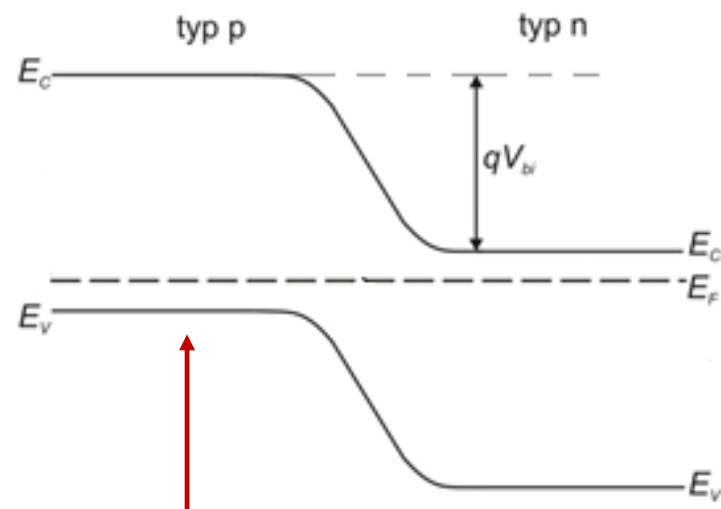
W półprzewodniku typu *n* występują następujące ładunki: nieruchome, dodatnie jony domieszki donorowej; ruchome elektrony będące nośnikami większościowymi oraz pojedyncze, ruchome dziury pełniące rolę nośników mniejszościowych. W przypadku półprzewodnika typu *p* wyróżnia się: nieruchome, ujemne jony domieszki akceptorowej; ruchome dziury - nośniki większościowe, oraz pojedyncze, ruchome elektrony będące nośnikami mniejszościowymi. W momencie połączenia warstw następuje **dyfuzja** nośników większościowych z obszaru o ich większej koncentracji do obszaru o koncentracji mniejszej. Zatem: **dziury dyfundują** z obszaru *p* do *n*, **elektrony** zaś z obszaru *n* do *p*.

Złącze p-n – tworzenie się złącza – c.d.

Prąd dyfuzyjny elektronów i dziur powoduje, że w obszarze granicznym złącza pozostają nieruchome jony domieszek, które tworzą warstwę ładunku przestrzennego, tzw. **obszar zubożony**. W obszarze zubożonym powstaje pole elektryczne E skierowane od + do -, tj. od półprzewodnika typu n do półprzewodnika typu p . Istnienie pola elektrycznego w obszarze zubożonym powoduje, że na granicy warstw pojawia się bariera potencjału o wysokości qV_{bi} , która jest źródłem **prądu unoszenia** czyli ruchu nośników mniejszościowych (dziur z typu n do p i elektronów z typu p do n). W stanie równowagi termodynamicznej prąd unoszenia równoważy prąd dyfuzyjny.



Obszar zubożony / warstwa ładunku przestrzennego (tylko dodatnio naładowane donory/ ujemnie naładowane akceptory)



Rys. Diagram pasmowy złącza p-n w stanie równowagi termodynamicznej.

Prąd dyfuzji i unoszenia – kierunki przepływu

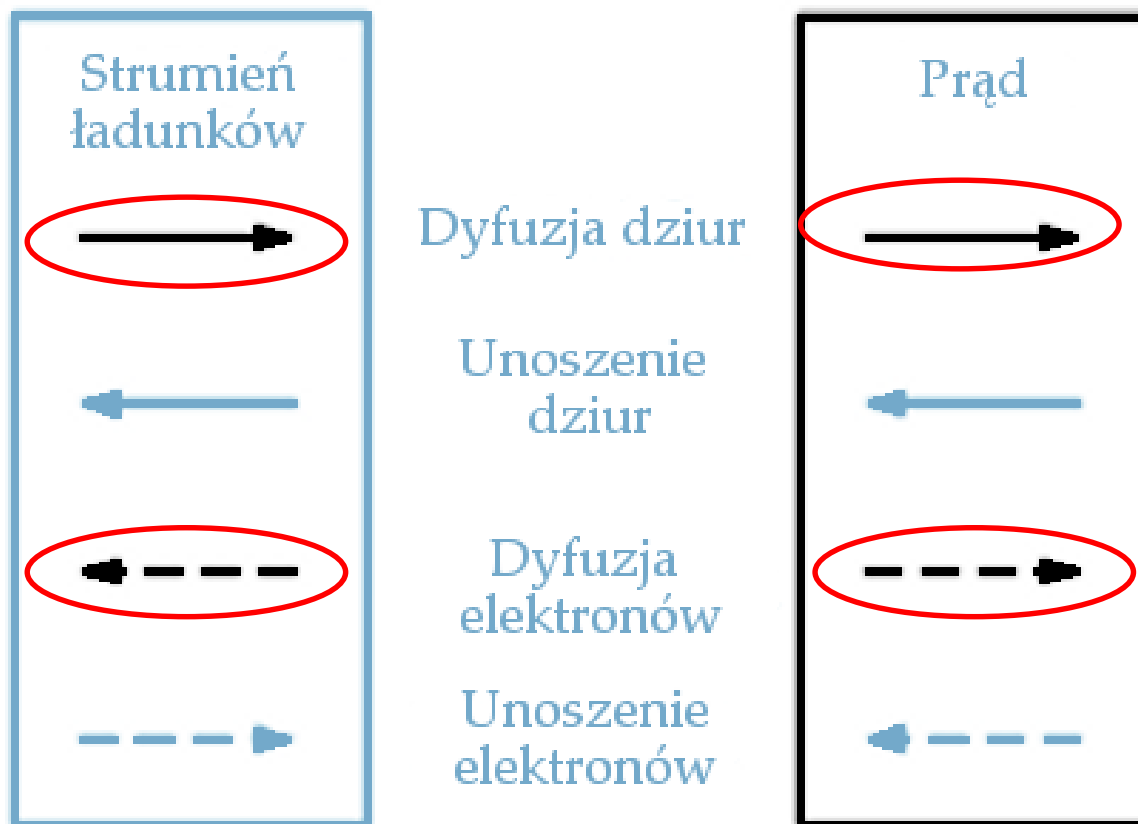
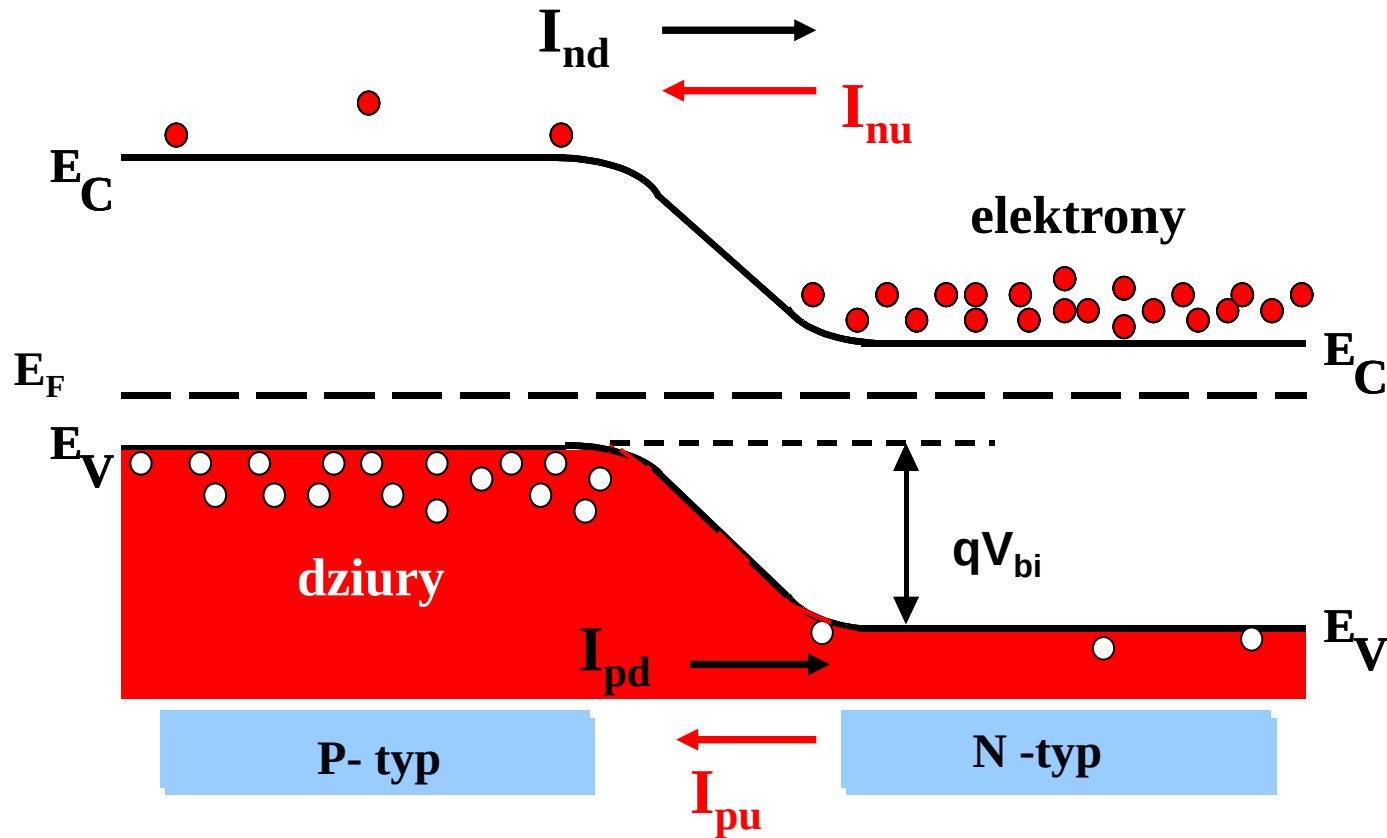


Diagram pasmowy złącza p-n w stanie równowagi termodynamicznej



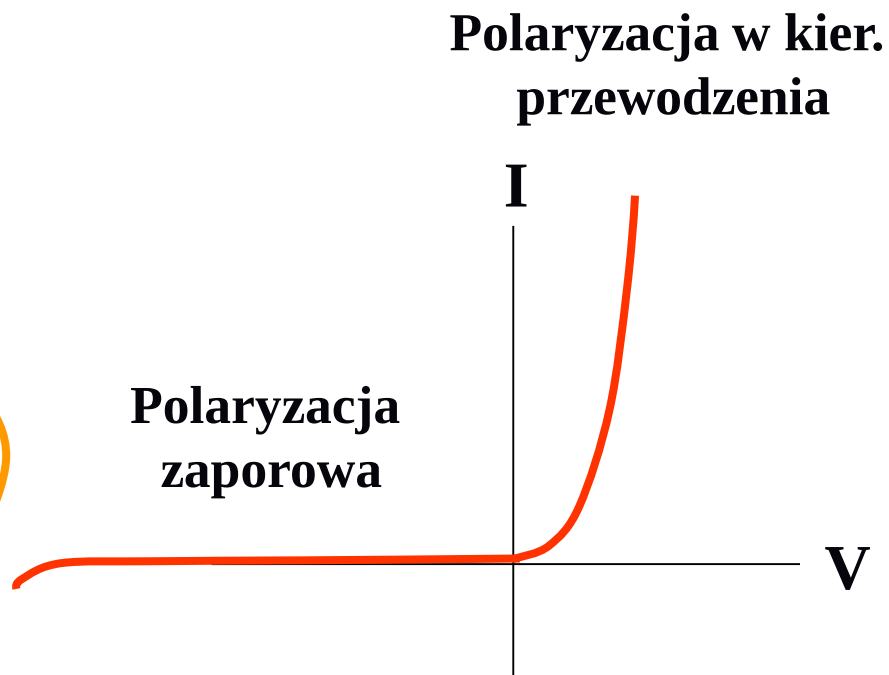
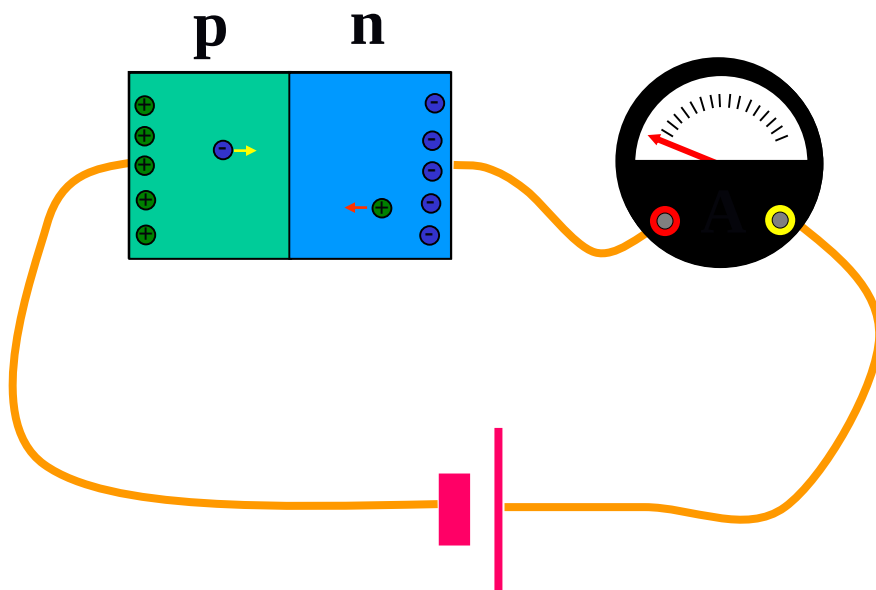
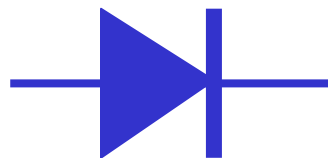
I_{nd} (I_{pd}) – prąd dyfuzyjny elektronowy (dziurowy)

I_{nu} (I_{pu}) – prąd unoszenia elektronowy (dziurowy)

V_{bi} – potencjał wbudowany

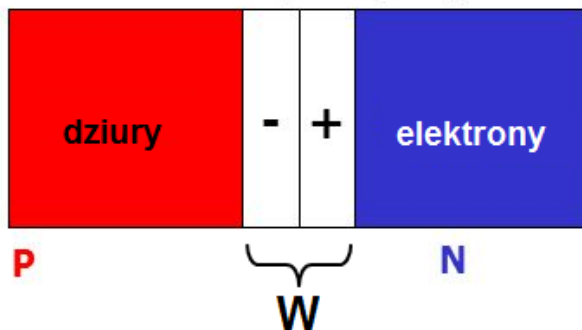
Złącze p-n → dioda półprzewodnikowa

Charakterystyka I-V - nieliniowa



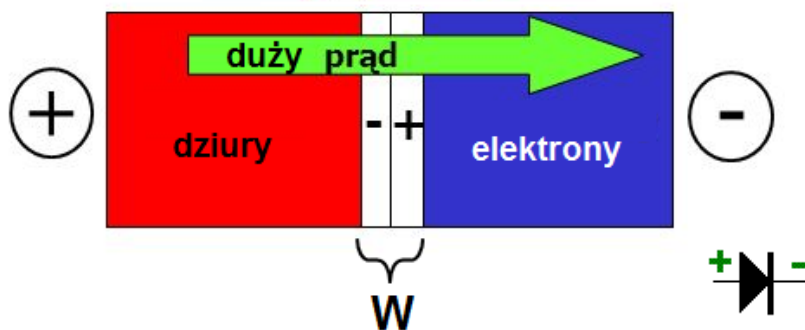
Spolaryzowane złącze p - n

Bez polaryzacji

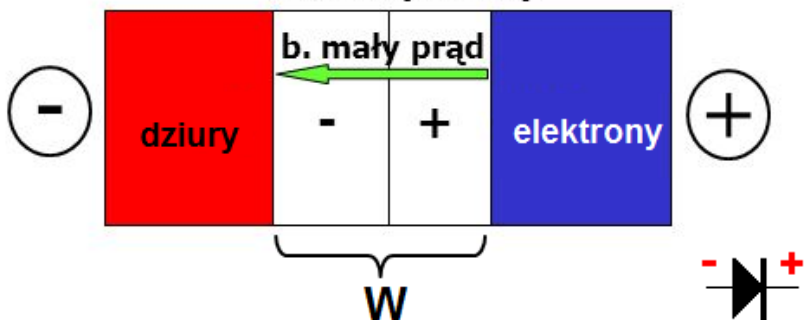


A – anoda
K – katoda

kier. przewodzenia

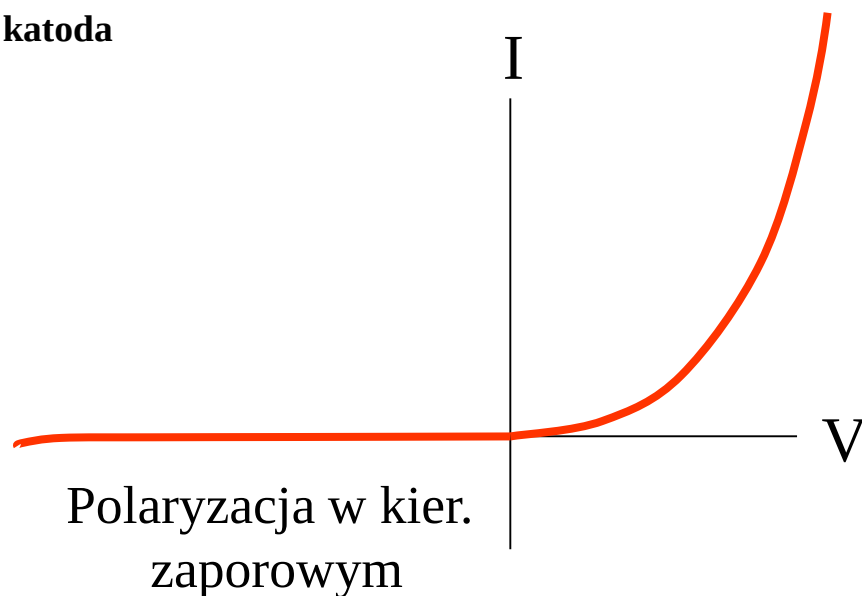


kier. zaporowy



Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza p - n (diody półprzewodnikowej)

Polaryzacja w kier. przewodzenia



W – szerokość obszaru zubożonego

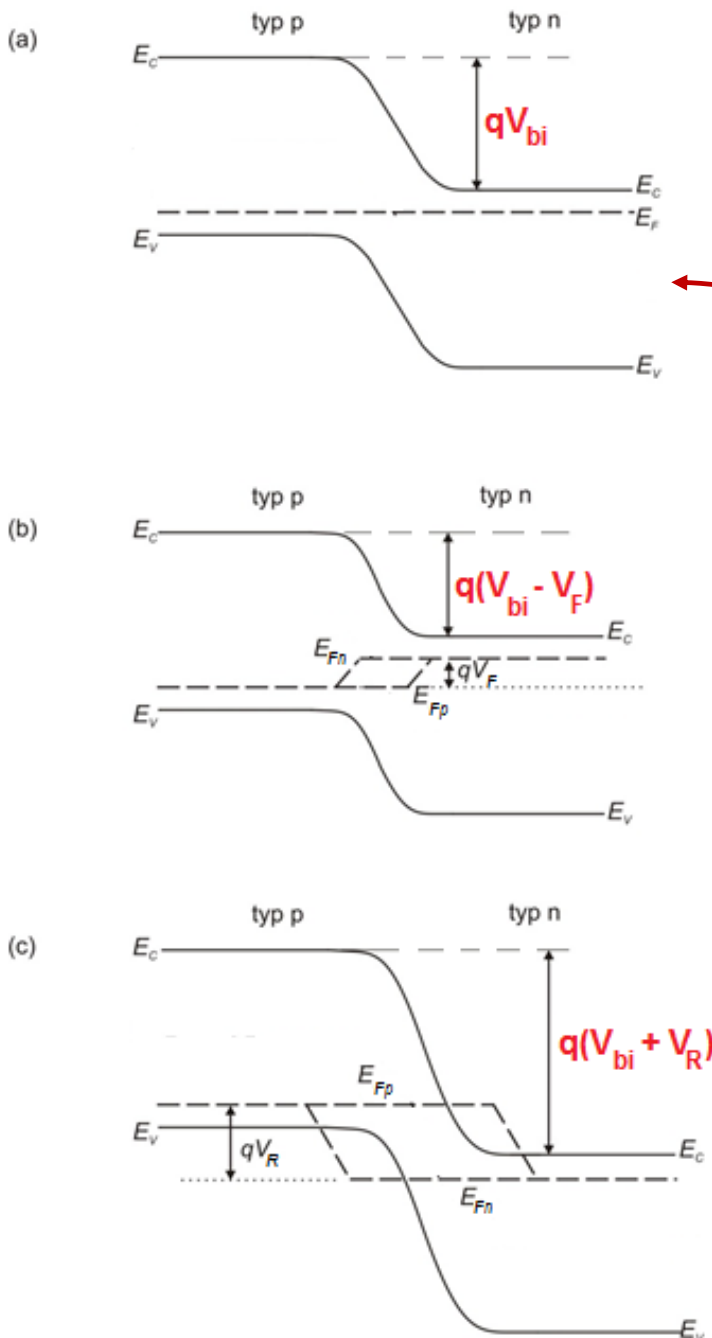
Spolaryzowane złącze $p-n$ – c.d.

Rys. Diagramy pasmowe złącza $p-n$:

(a) niespolaryzowanego,

(b) spolaryzowanego w kierunku przewodzenia,

(c) spolaryzowanego w kierunku zaporowym.



W niespolaryzowanym złączu $p-n$ (Rys. (a)) prądy dyfuzyjne są równoważone przez prądy unoszenia i przez złącze nie płynie prąd. W przypadku polaryzacji o napięciu V_F w kierunku przewodzenia, zewnętrzne pole elektryczne jest skierowane przeciwnie do wbudowanego pola elektrycznego E wytworzonego w złączu $p-n$ (Rys. (b)). Wypadkowe pole elektryczne zmniejsza się co powoduje, że bariera potencjału obniża się i jest równa $q(V_{bi} - V_F)$. Szerokość obszaru zubożonego (W) jest mniejsza niż w przypadku niespolaryzowanego złącza $p-n$ (por. z rysunkiem na poprzednim slajdzie). Obniżenie bariery potencjału przyczynia się do zwiększenia prawdopodobieństwa przejścia nośników większościowych, co z kolei wpływa na **zwiększenie prądów dyfuzji elektronów i dziur**. Prądy unoszenia nośników mniejszościowych nie ulegają zmianie. Podczas polaryzacji złącza napięciem V_R w kierunku zaporowym (Rys. (c)), zewnętrzne pole elektryczne jest skierowane w tym samym kierunku co wbudowane pole E w złączu. Wypadkowe pole elektryczne zwiększa się powodując wzrost bariery potencjału do wartości $q(V_{bi} + V_R)$. Zwiększa się również szerokość obszaru zubożonego. Wzrost bariery potencjału zmniejsza prawdopodobieństwo przejścia nośników większościowych, czyli **zmniejsza wartość prądów dyfuzji elektronów i dziur**. Prądy unoszenia pozostają takie same.