

Materiały i przyrządy półprzewodnikowe



Wykład 7: Złącze p-n. Diody półprzewodnikowe.

Paweł Wójcik

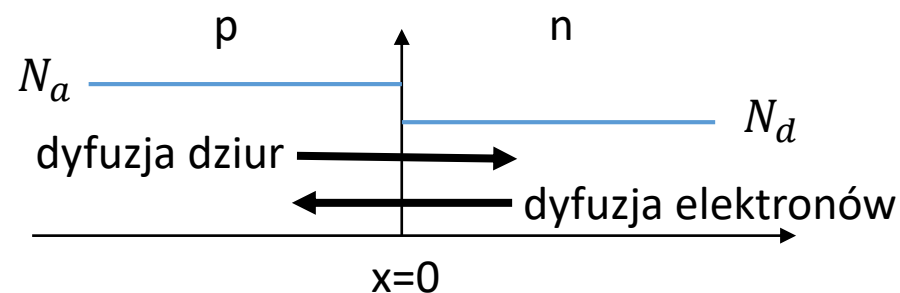


Plan wykładu:

1. Złącze p-n
2. Działanie diody półprzewodnikowej p-n
3. Przebicie diody p-n
4. Dioda tunelowa

Złącze p-n

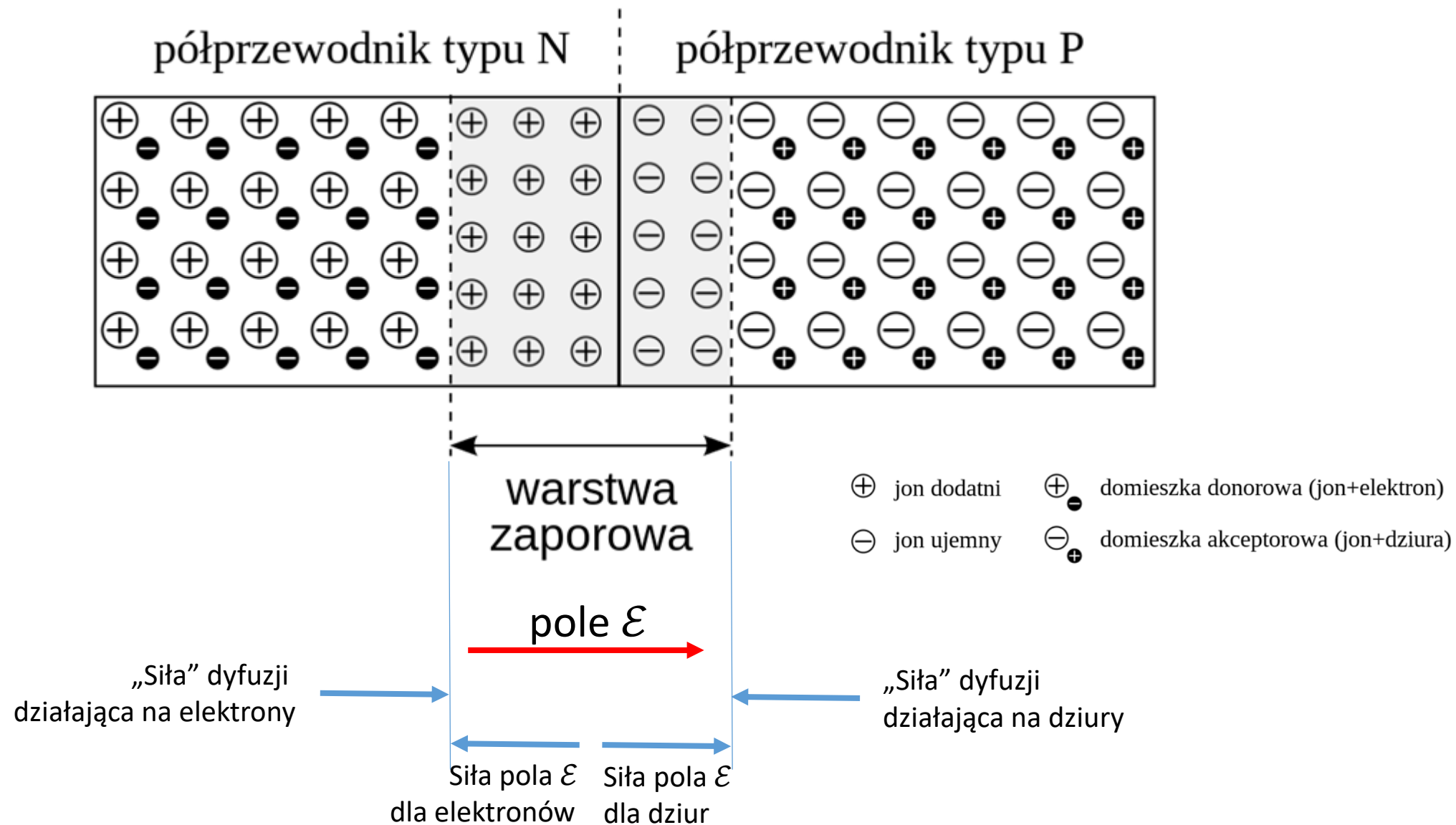
Złącze p-n – złącze dwóch półprzewodników niesamoistnych domieszkowanych akceptorowo (typ p) oraz donorowo (typ n)



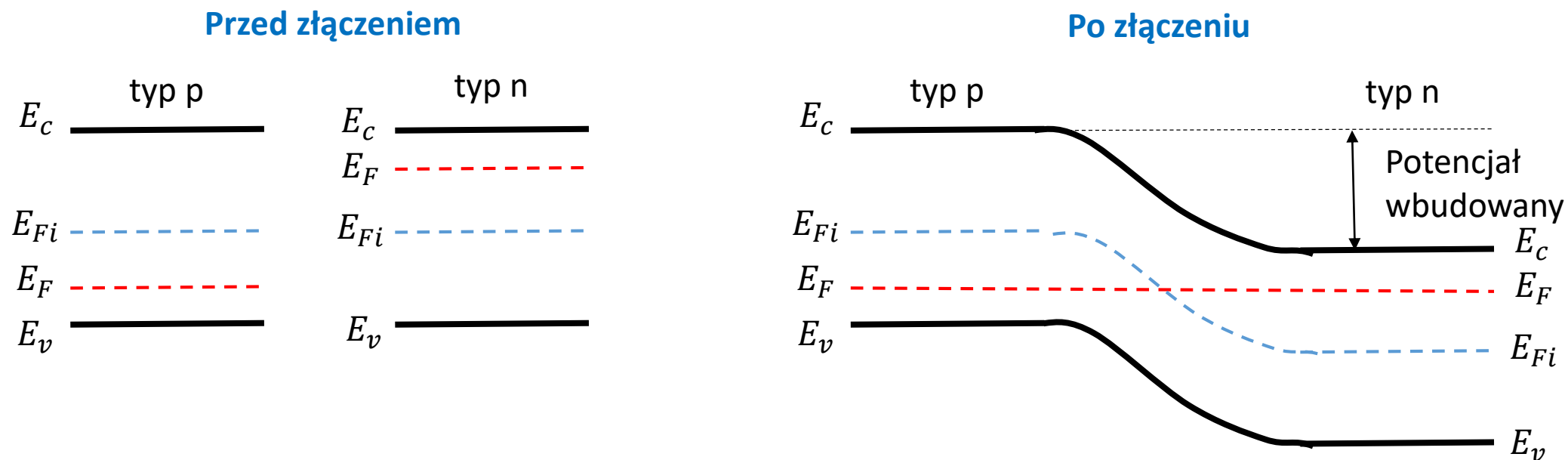
- Elektrony z obszaru typu n dyfundują do obszary typu p, gdzie rekombinują z dziurami. Analogicznie dziury z obszaru typu p dyfundują do obszaru typu n, gdzie rekombinują z elektronami.
- Elektrony dyfundujące z obszaru typu n pozostawiają w tym obszarze dodatnie jony donorowe.
- Dziury dyfundujące z obszaru typu p pozostawiają w tym obszarze ujemne jony akceptorowe.
- Dyfuzja nośników ładunku nie trwa w nieskończoność, bowiem ładunek jaki tworzy się w obszarze złącza ($x=0$) generuje pole elektryczne, które przeciwdziała dalszej dyfuzji nośników ładunku.
- W obszarze złącza tworzy się tzn. warstwa zaporowa (zubożona) (*ang. depletion region, space charge region*)



Złącze p-n

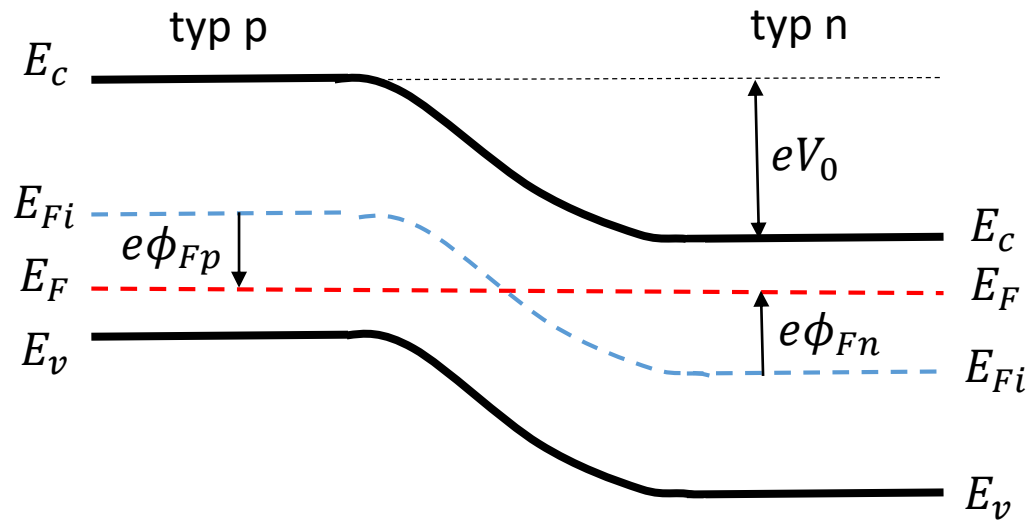


Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$



- Przed złączeniem materiałów, poziomy Fermiego w obu materiałach zdeteminowane są poprzez koncentracje domieszek odpowiednio akceptorowych dla półprzewodnika typu p i donorowych dla półprzewodnika typu n.
- Po złączeniu półprzewodników poziomy Fermiego wyrównują się. Poziom Fermiego pozostaje stały i niezależny od położenia ponieważ układ znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej.
- W układzie pojawia się tzn. potencjał wbudowany. Elektrony z półprzewodnika typu n „widzą” potencjał wbudowany przy próbie przejścia do półprzewodnika typu p, gdzie byłyby nośnikami mniejszościowymi. Analogicznie, dziury odczuwają potencjał na złączu, przy próbie przejścia do półprzewodnika typu n.

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$



Potencjał wbudowany

$$V_0 = |\phi_{Fn}| + |\phi_{Fp}|$$

Koncentracja elektronów i dziur w obszarach n i p

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) = n_i \exp\left(\frac{-e\phi_{Fn}}{k_B T}\right)$$

$$p = p_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_F}{k_B T}\right) = p_i \exp\left(\frac{e\phi_{Fp}}{k_B T}\right)$$

Wyznaczając potencjały ϕ_{Fn} oraz ϕ_{Fp} oraz zakładając, że $n = N_d$ oraz $p = N_a$

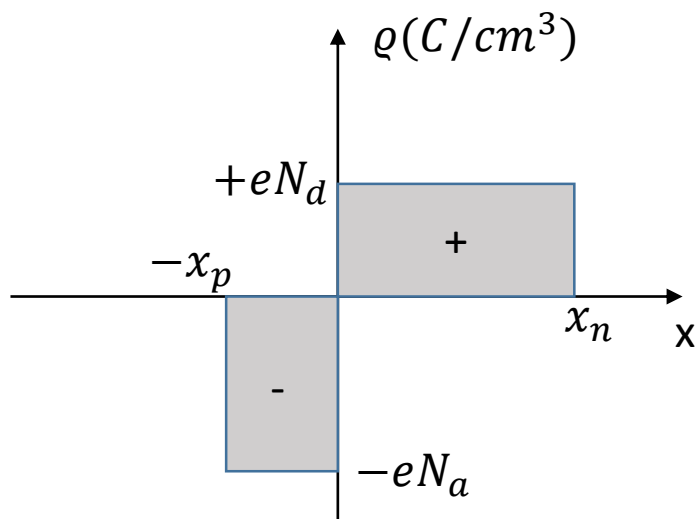
$$\phi_{Fn} = -\frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

$$\phi_{Fp} = +\frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

Stąd potencjał wbudowany

$$V_0 = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$



Spróbujmy znaleźć rozkład potencjału wzdłuż złącza. W tym celu rozwiążmy równanie Poissona

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{d\mathcal{E}(x)}{dx}$$

gdzie $\rho(x)$ to rozkład koncentracji ładunku (rysunek po lewej)

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_a & \text{dla } -x_p < x < 0 \\ eN_d & \text{dla } 0 < x < x_n \end{cases}$$

Dla obszaru typu p

$$\mathcal{E}(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx = - \int \frac{eN_a}{\epsilon} dx = \frac{-eN_a}{\epsilon} x + C_1$$

Stałą C_1 obliczamy z warunku $\mathcal{E}(x = -x_p) = 0$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{-eN_a}{\epsilon} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$

Dla obszaru typu n

$$\mathcal{E}(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx = \int \frac{eN_d}{\epsilon} = \frac{eN_d}{\epsilon}x + C_2$$

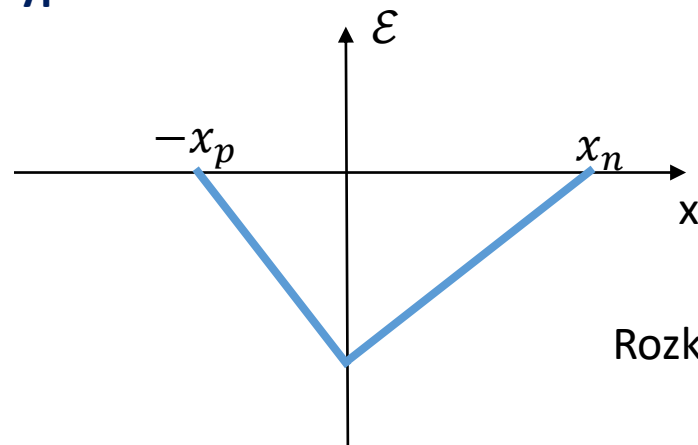
Stałą C_2 obliczamy z warunku $\mathcal{E}(x = x_n) = 0$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{eN_d}{\epsilon}(x - x_n) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

Z warunku ciągłości w punkcie $x = 0$

$$N_a x_p = N_d x_n$$

Liczba ładunków dodatnich na jednostkę powierzchni w obszarze typu p równa jest liczbie ładunków ujemnych na jednostkę powierzchni w obszarze typu n.



Rozkład pola elektrycznego w złączu p-n

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$

Dokonując kolejnego całkowania pola elektrycznego otrzymamy rozkład potencjału. Dla obszaru typu p

$$\phi(x) = - \int \mathcal{E}(x) dx = \int \frac{eN_a}{\epsilon} (x + x_p) dx = \frac{eN_a}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x \right) + C'_1$$

Ponieważ interesuje nas różnica potencjału wzdłuż złącza, możemy założyć, że $\phi(x = -x_p) = 0$. Stąd stała C'_1

$$C'_1 = \frac{eN_a}{2\epsilon} x_p^2$$

Stąd otrzymujemy

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x + x_p)^2 \quad -x_p \leq x \leq 0$$

Dla obszaru typu n

$$\phi(x) = - \int \mathcal{E}(x) dx = \int \frac{eN_d}{\epsilon} (x_n - x) dx = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + C'_2$$

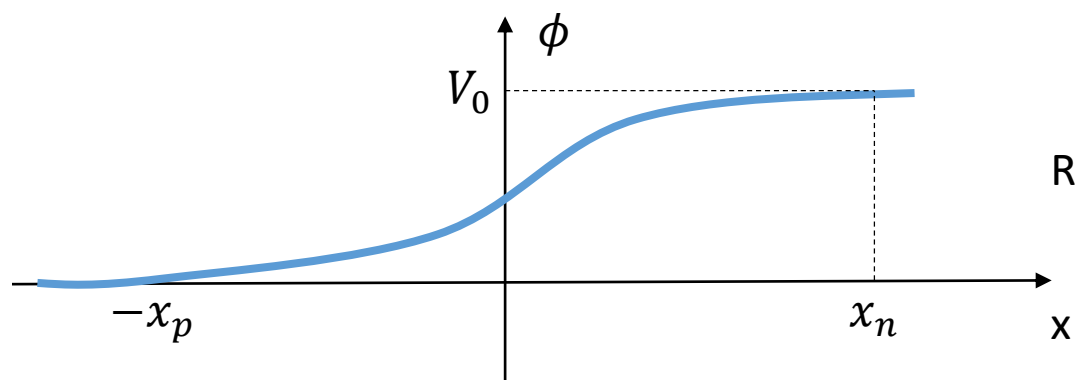
Stałą C'_2 wyznaczamy z warunku ciągłości potencjału w punkcie $x = 0$

$$C'_2 = \frac{eN_a}{2\epsilon} x_p^2$$

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$

Stąd ostatecznie dla obszaru typu n

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon} x_p^2 \quad 0 \leq x \leq x_n$$



Rozkład potencjału w złączu p-n

Z powyższych wzorów można określić potencjał wbudowany

$$V_0 = |\phi(x = x_n)| = \frac{e}{2\epsilon} (N_d x_n^2 + N_a x_p^2)$$

Uwaga: wielkość ϕ jest potencjałem a zatem energia potencjalna elektronu wyraża się wzorem $E = -e\phi$

Złącze p-n dla $V_{bias} = 0$

Obliczmy długość warstwy zaporowej. Z równania

$$N_a x_p = N_d x_n \quad \longrightarrow \quad x_p = \frac{N_d x_n}{N_a}$$

Podstawiając do równania na potencjał zbudowany i wyznaczając x_n

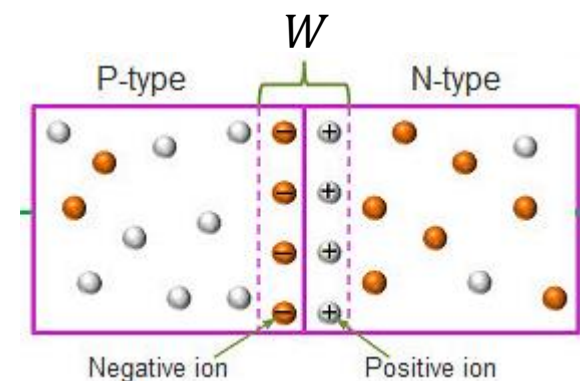
$$x_n = \left[\frac{2\epsilon V_0}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2}$$

Postępując analogicznie dla drugiej strony złącza

$$x_p = \left[\frac{2\epsilon V_0}{e} \left(\frac{N_d}{N_a} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2}$$

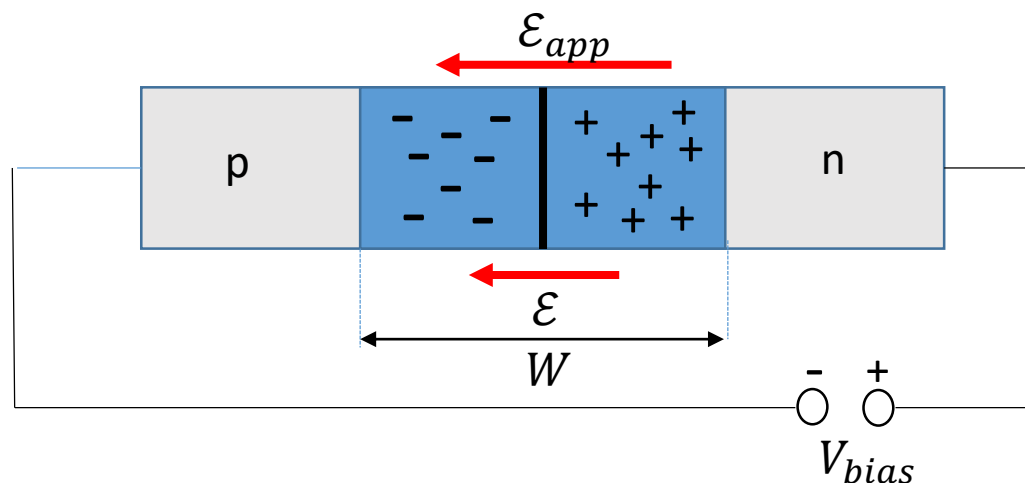
Ponieważ całkowita długość obszaru zubożonego (warstwy zaporowej) $W = x_n + x_p$

$$W = \left[\frac{2\epsilon V_0}{e} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2}$$



Złącze p-n dla $V_{bias} < 0$

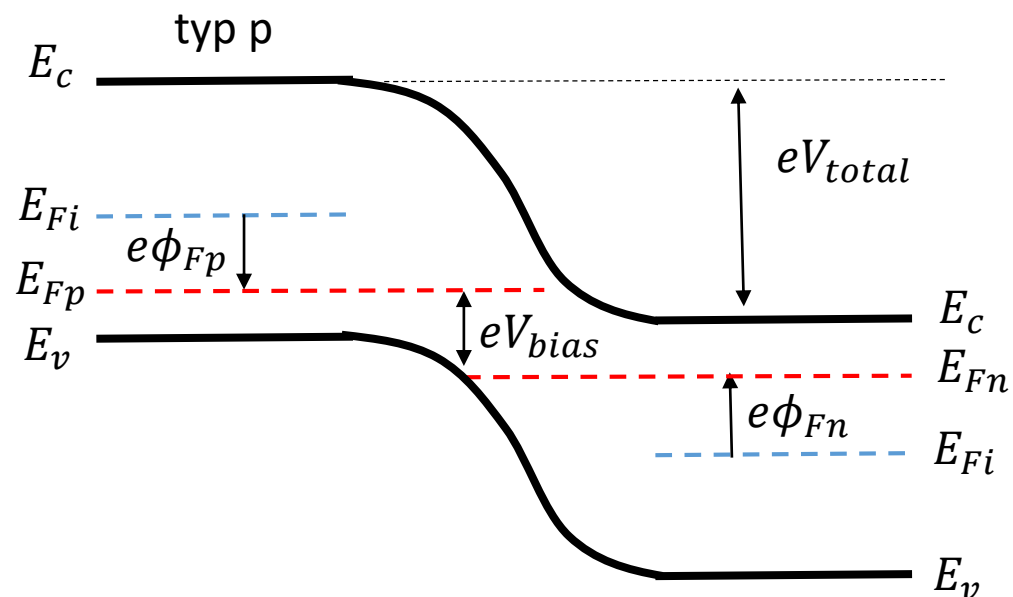
Przeanalizujemy co się stanie, jeśli do złącza p-n przyłożymy napięcie w kierunku zaporowym



Jeżeli do złącza p-n przyłożymy napięcie w sposób pokazany na rysunku (w kierunku zaporowym) to w obszarze zubożonym pojawi się dodatkowe pole elektryczne \mathcal{E}_{app} , które będzie wzmacniać pole wewnętrzne \mathcal{E} powstałe w wyniku dyfuzji nośników ładunku pomiędzy materiałami. Należy się zatem spodziewać, że przyłożone w ten sposób napięcie spowoduje dalszy odpływ elektronów z obszaru typu n i dziur z obszaru typu p, skutkując poszerzeniem warstwy zubożonej.

Zauważmy ponadto, że po przyłożeniu napięcia układ **nie jest w stanie równowagi termodynamicznej, a energia Fermiego nie jest stała lecz zmienia się z położeniem.**

Złącze p-n dla $V_{bias} < 0$



W wyniku przyłożenia napięcia w kierunku zaporowym potencjał z którym oddziałują elektrony i dziury powiększa się o wielkość przyłożonego napięcia

$$V_{total} = |\phi_{Fp}| + |\phi_{Fn}| + V_{bias} = V_0 + V_{bias}$$

Jeżeli założymy brak przepływu prądu, wszystkie założenia poprzednich wyprowadzeń pozostają słuszne, a zatem szerokość warstwy zubożonej

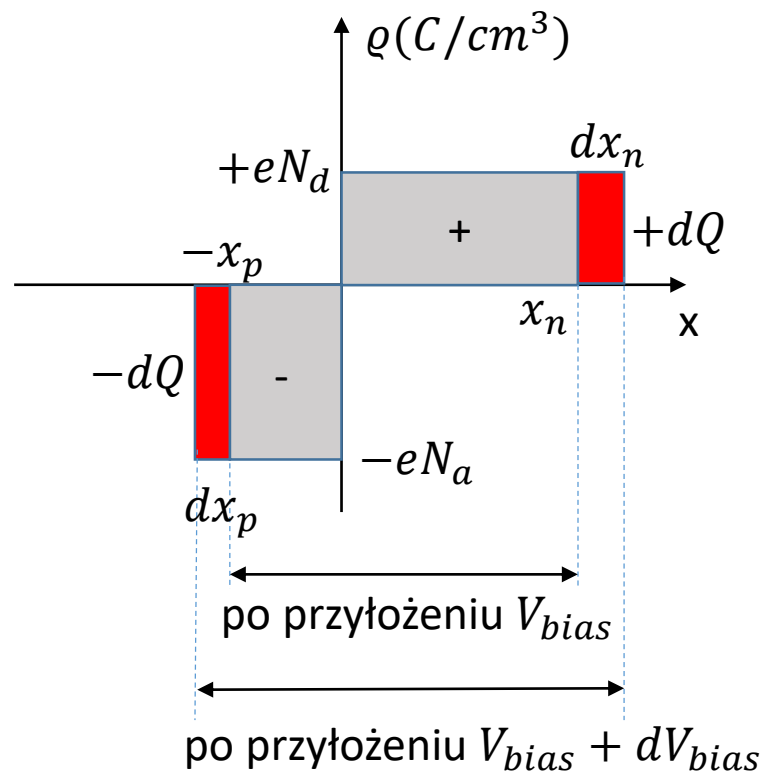
$$W = \left[\frac{2\epsilon(V_0 + V_{bias})}{e} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2}$$

Stąd, maksymalne pole elektryczne w złączu (korzystając z wcześniej wyprowadzonych równań)

$$\mathcal{E}_{max} = \frac{-eN_d x_n}{\epsilon} = \frac{-eN_a x_p}{\epsilon}$$

$$\mathcal{E}_{max} = - \left[\frac{2e(V_0 + V_{bias})}{\epsilon} \left(\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2} = \frac{-2(V_0 + V_{bias})}{W}$$

Złącze p-n dla $V_{bias} < 0$



Obliczmy pojemność złącza spolaryzowanego w kierunku zaporowym.

$$C = \frac{dQ}{dV_{bias}}$$

Zmiana ładunku związana ze zmianą przyłożonego napięcia o dV_{bias}

$$dQ = eN_d dx_n = eN_a dx_p$$

Korzystając ze wcześniej wyprowadzonego wzoru na x_n

$$x_n = \left[\frac{2\epsilon(V_0 + V_{bias})}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2}$$

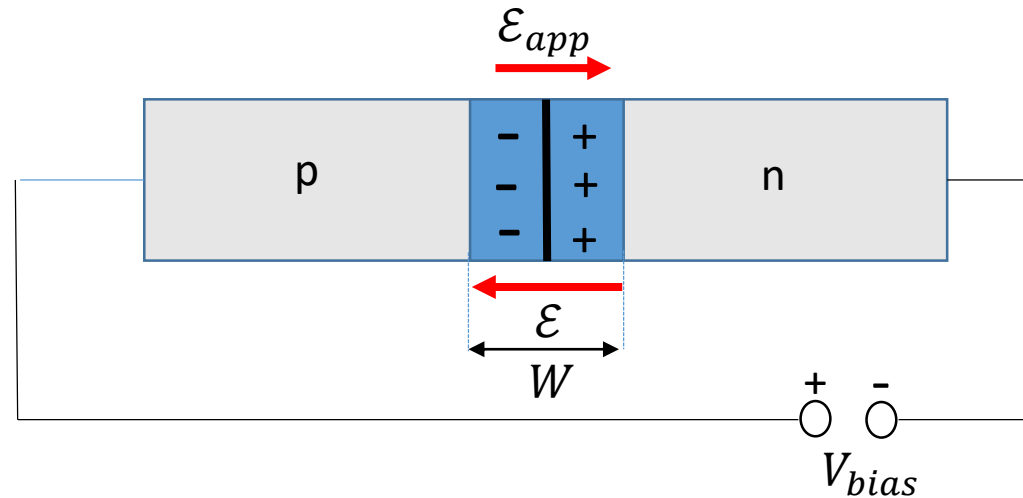
Otrzymujemy

$$C = \frac{dQ}{dV_{bias}} = eN_d \frac{dx_n}{dV_{bias}} = \left[\frac{e\epsilon N_a N_d}{2(V_{bias} + V_0)(N_a + N_d)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon}{W}$$

Otrzymujemy zatem wzór na pojemność kondensatora płaskiego. Ten sam wzór otrzymamy wychodząc od x_p zamiast x_n

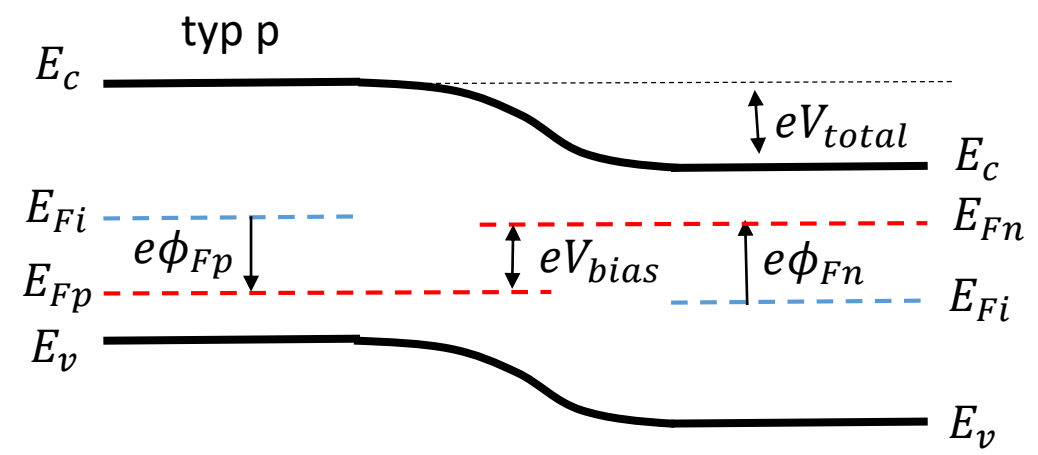
Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Przeanalizujemy co się stanie jeśli do złącza p-n przyłożymy napięcie w kierunku przewodzenia



Jeżeli do złącza p-n przyłożymy napięcie w sposób pokazany na rysunku (w kierunku przewodzenia) to w obszarze zubożonym pojawi się dodatkowe pole elektryczne \mathcal{E}_{app} , które będzie zmniejszać pole wewnętrzne \mathcal{E} powstałe w wyniku dyfuzji nośników ładunku pomiędzy materiałami. Należy się zatem spodziewać, że przyłożone w ten sposób napięcie spowoduje zmniejszenie warstwy zubożonej, a tym samym potencjału wbudowanego. Zmniejszenie tego potencjału spowoduje, że dziury z obszaru p zostaną wstrzyknięte do obszaru typu n, gdzie stają się nośnikami mniejszościowymi, a elektrony z obszaru n zostaną wstrzyknięte do obszaru p, gdzie również będą nośnikami mniejszościowymi. Wstrzyknięte nośniki mniejszościowe podlegają dynamice opisanej równaniem wyprowadzonym w wykładzie 5 (równanie dynamiki dla nośników mniejszościowych).

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$



W wyniku przyłożenia napięcia w kierunku przewodzenia potencjał, z którym oddziałują elektrony i dziury pomniejsza się o wielkość przyłożonego napięcia

$$V_{total} = |\phi_{Fp}| + |\phi_{Fn}| - V_{bias} = V_0 - V_{bias}$$

Dla układu w stanie równowagi termodynamicznej $V_{bias} = 0$ wyprowadziliśmy, że

$$V_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \longrightarrow \frac{n_i^2}{N_a N_d} = \exp \left(\frac{-eV_0}{k_B T} \right) \quad (*)$$

Założmy, że koncentracja nośników większościowych (elektronów) w obszarze typu n, w stanie równowagi termodynamicznej, $n_{n0} = N_d$. Wówczas koncentracja elektronów (nośników mniejszościowych) w obszarze typu p można obliczyć z prawa działania mas, zakładając $p_{p0} = N_a$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_a}$$

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Wstawiając wyznaczone koncentracje do równania z potencjałem wbudowanym (*), otrzymujemy

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_0}{k_B T}\right)$$

Równanie to określa koncentracje nośników mniejszościowych w półprzewodniku typu p w funkcji koncentracji nośników większościowych w obszarze typu n, w stanie równowagi termodynamicznej ($V_{bias} = 0$).

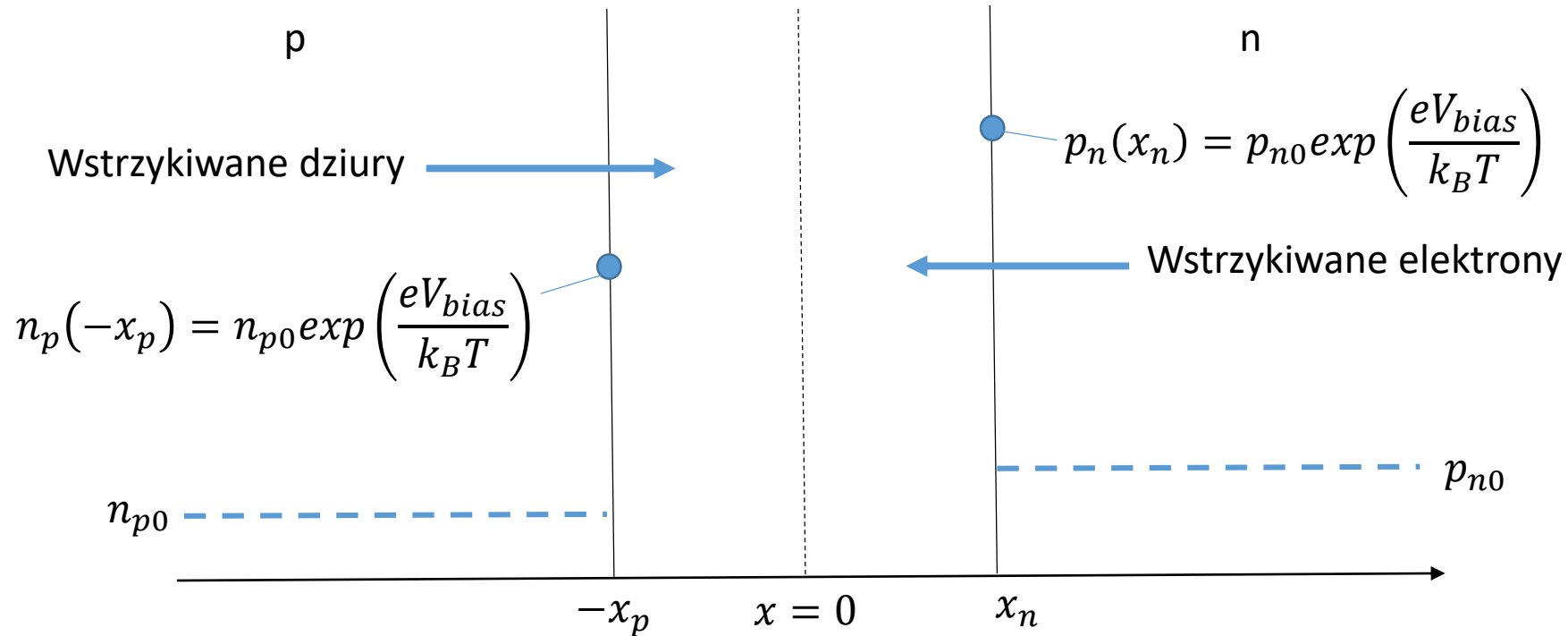
Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia potencjał wbudowany zmniejsza się

$$n_p = n_{n0} \exp\left(\frac{-e(V_0 - V_{bias})}{k_B T}\right) = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_0}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right)$$

A zatem w wyniku przyłożenia napięcia, koncentracja nośników mniejszościowych (elektronów) w obszarze typu p zwiększa się. Elektrony zostają wstrzyknięte przez warstwę zaporową do półprzewodnika typu p, gdzie podlegają dynamice nośników nadmiarowych (dyfuzja i rekombinacja). Analogiczne równanie można napisać dla nośników mniejszościowych (dziur) w obszarze typu n.

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right)$$

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$



Wyprowadzone wzory na koncentracje nośników mniejszościowych po przyłożeniu napięcia, w rzeczywistości określają ich koncentracje na granicach warstwy zaporowej (warunki brzegowe). Wzory te obowiązują również dla $V_{bias} < 0$, ale wówczas koncentracja nośników mniejszościowych na brzegach warstwy zaporowej szybko spada do zera (brak przepływu prądu).

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Nośniki ładunku, odpowiednio elektrony i dziury z obszary typu n i p, zostają wstrzyknięte do obszaru typu p i n, gdzie stają się nośnikami mniejszościowymi. Ich dynamika określona jest przez równanie dynamiki dla nośników nadmiarowych

$$D_p \frac{\partial^2(\delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial(\delta p_n)}{\partial x} + g - \frac{\delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial(\delta p_n)}{\partial t} \quad x > x_n$$

$$D_n \frac{\partial^2(\delta n_p)}{\partial x^2} - \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial(\delta n_p)}{\partial x} + g - \frac{\delta n_p}{\tau_{n0}} = \frac{\partial(\delta n_p)}{\partial t} \quad x < -x_p$$

gdzie $\delta p_n = p_n - p_{n0}$, zaś $\delta n_p = n_p - n_{p0}$.

generacja par
elektron-dziura

rekombinacja par
elektron-dziura

Dla uproszczenia załóżmy, że $\mathcal{E} = 0$ w obszarach neutralnych złącza oraz $g = 0$

$$(1) \quad \frac{\partial^2(\delta p_n)}{\partial x^2} - \frac{\delta p_n}{L_p^2} = 0 \quad x > x_n$$

$$(2) \quad \frac{\partial^2(\delta n_p)}{\partial x^2} - \frac{\delta n_p}{L_n^2} = 0 \quad x < -x_p$$

gdzie $L_n^2 = D_n \tau_{n0}$ oraz $L_p^2 = D_p \tau_{p0}$.

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Równania różniczkowe (1) i (2) musimy rozwiązać, zakładając następujące warunki brzegowe

$$p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) \qquad p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$$

oraz

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) \qquad n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$$

Rozwiązania ogólne równań (1) i (2) mają postać

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \qquad x > x_n$$

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = C \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + D \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \qquad x < -x_p$$

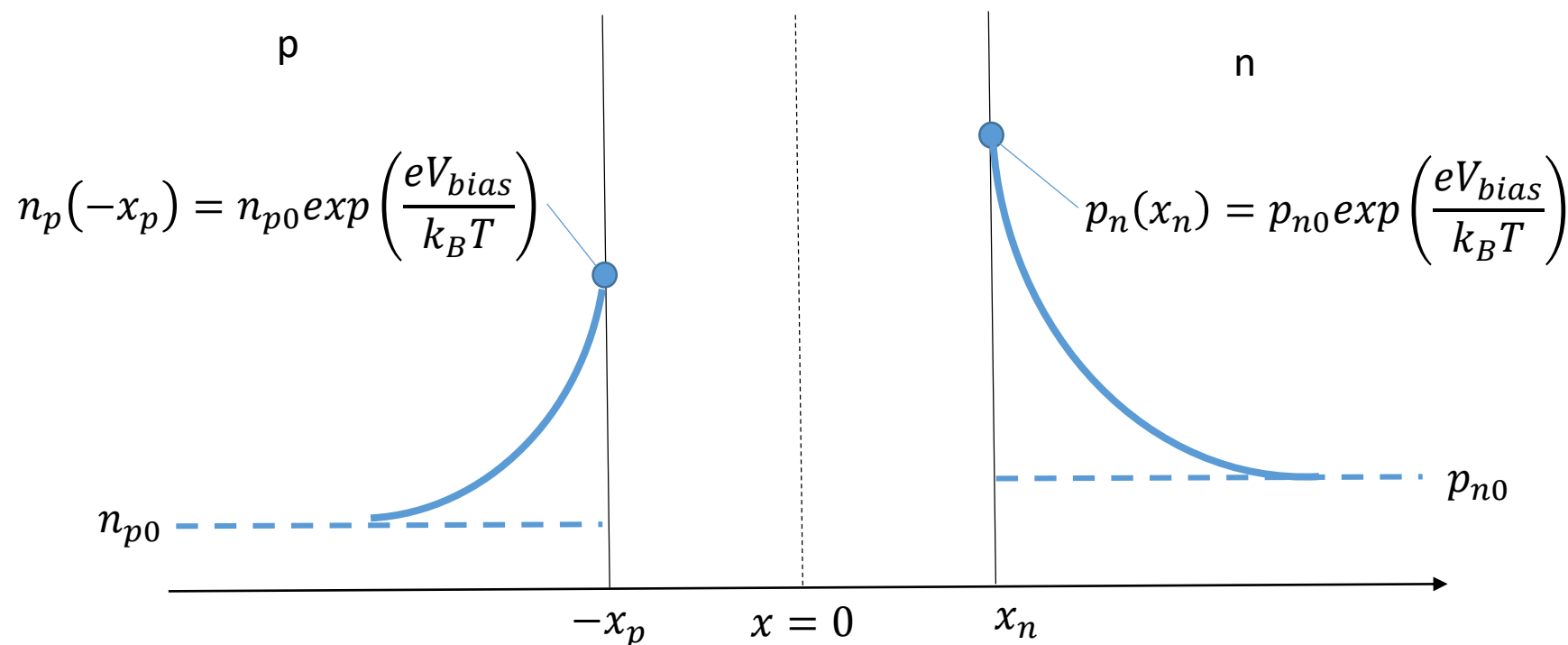
Zastosowanie warunków brzegowych w nieskończoności prowadzi do $A = 0$ oraz $D = 0$.

Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Rozwiązania równań (1) i (2) po zastosowaniu warunków brzegowych mają postać

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad x > x_n$$

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad x < -x_p$$



Złącze p-n dla $V_{bias} > 0$

Ponieważ w stanie ustalonym prąd jest stały w całym urządzeniu możemy go policzyć jako sumę prądu dyfuzyjnego nośników mniejszościowych na brzegach warstwy zaporowej

$$j_p(x_n) = -eD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n} = -eD_p \frac{d(\delta p_n(x))}{dx} \Big|_{x=x_n} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

$$j_n(-x_p) = eD_n \frac{dn_p(x)}{dx} \Big|_{x=-x_p} = eD_n \frac{d(\delta n_p(x))}{dx} \Big|_{x=-x_p} = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

Suma obu prądów daje

$$j = j_p(x_n) + j_n(-x_p) = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

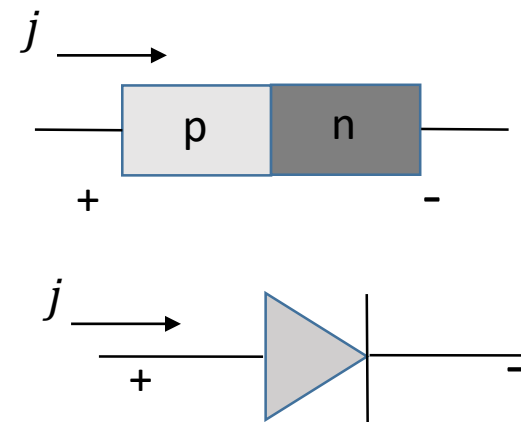
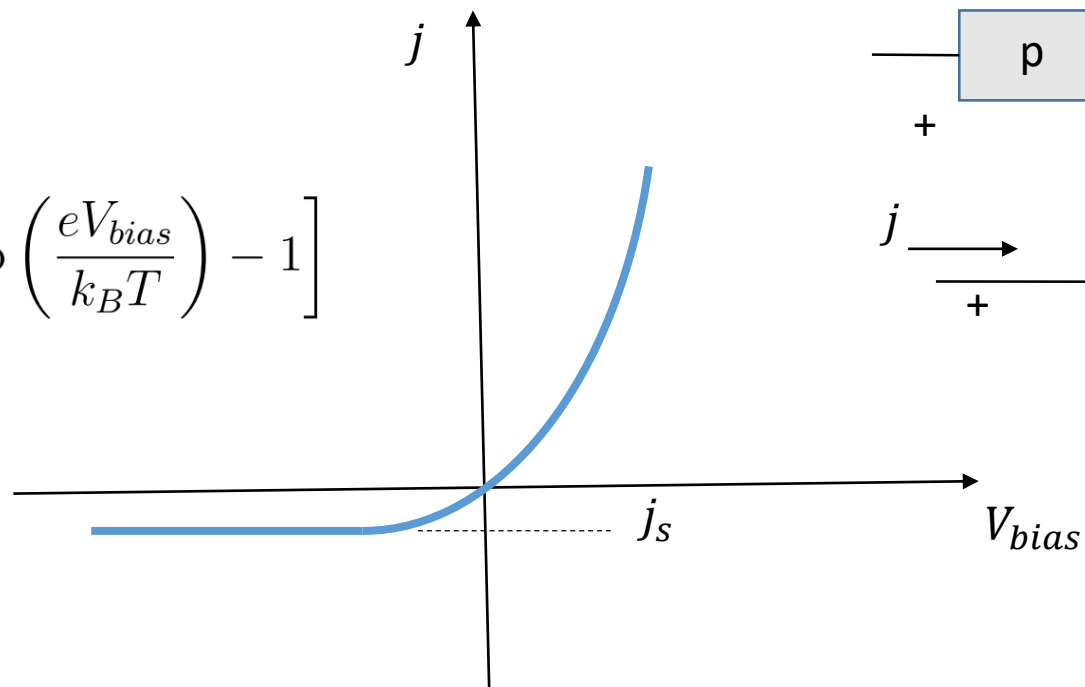
$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

Charakterystyka prądowo-napięciowa idealnej diody p-n

Dioda p-n - charakterystyka $j(V)$

Co prawda, wszystkie wzory zostały wyprowadzone przy $V_{bias} > 0$ ale nic nie stoi na przeszkodzie aby zastosować je również dla $V_{bias} < 0$

$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right]$$



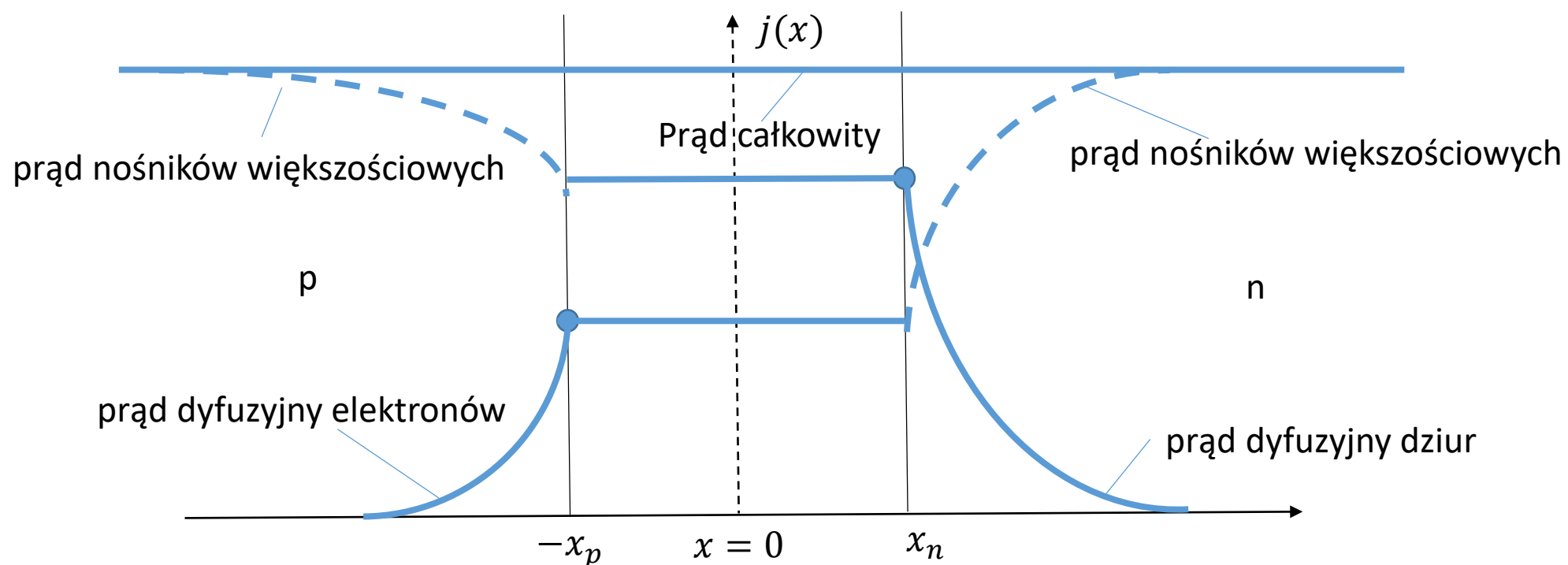
Charakterystyka prądowo-napięciowa

Dioda p-n - rozkład prądu

Rozkład prądu dyfuzyjnego w złączu

$$j_p(x) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad x > x_n$$

$$j_n(x) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_{bias}}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad x < -x_p$$



Dioda p-n - dyskusja

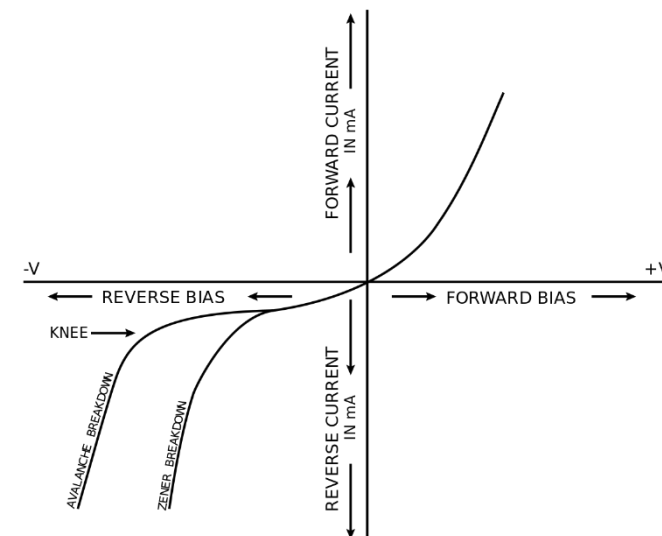
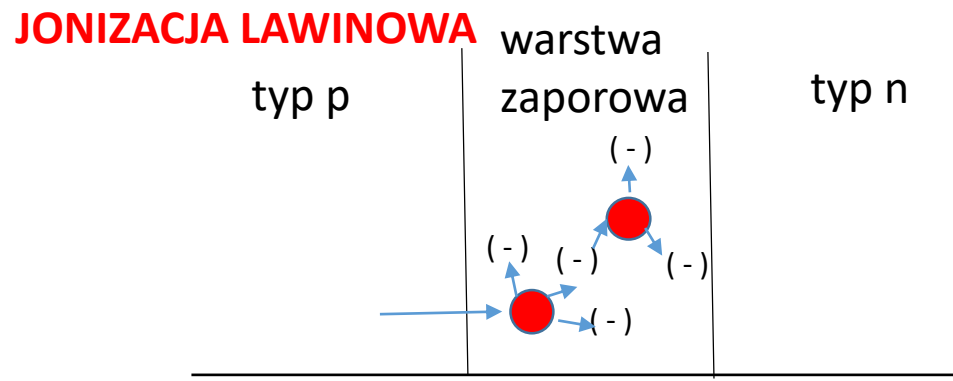
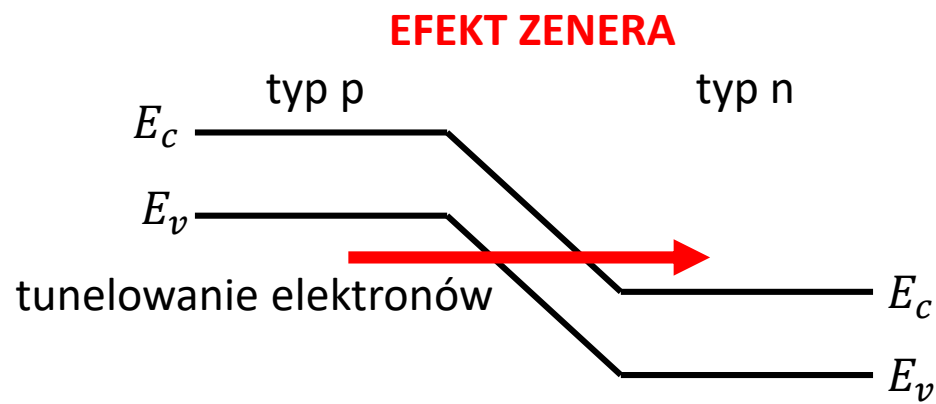
- Prąd nasycenia j_s zależy od koncentracji nośników mniejszościowych n_{p0} oraz p_{n0} , które zależą od n_i^2 .
Ponieważ koncentracja nośników w półprzewodniku samoistnym zależy od temperatury, prąd nasycenia j_s również silnie zależy od temperatury – wzrost o czynnik 4 na każde 10° C.
- Przy wyprowadzenie wzoru na $j(V_{bias})$ pominęliśmy całkowicie wszystkie procesy generacji i rekombinacji występujące w warstwie zaporowej.
- Ponieważ w warstwie zaporowej dochodzi do procesów rekombinacji (generacji), wyprowadzona zależność $j(V_{bias})$ dla diody rzeczywistej może być inna niż dla diody idealnej. Teoria Shockley-Read-Hall przewiduje częstość rekombinacji (generacji) w obszarze zubożonym. Dokładne wyprowadzenia dają prąd diody rzeczywistej.

$$j = j_{rec} + j_{diode} = j_s \left[\exp \left(\frac{eV_{bias}}{\eta k_B T} \right) - 1 \right]$$

gdzie η to tzn. czynnik idealności (ideality factor), $\eta = 1$ dla diody idealnej oraz $\eta = 2$, jeśli rekombinacja w warstwie zaporowej dominuje.

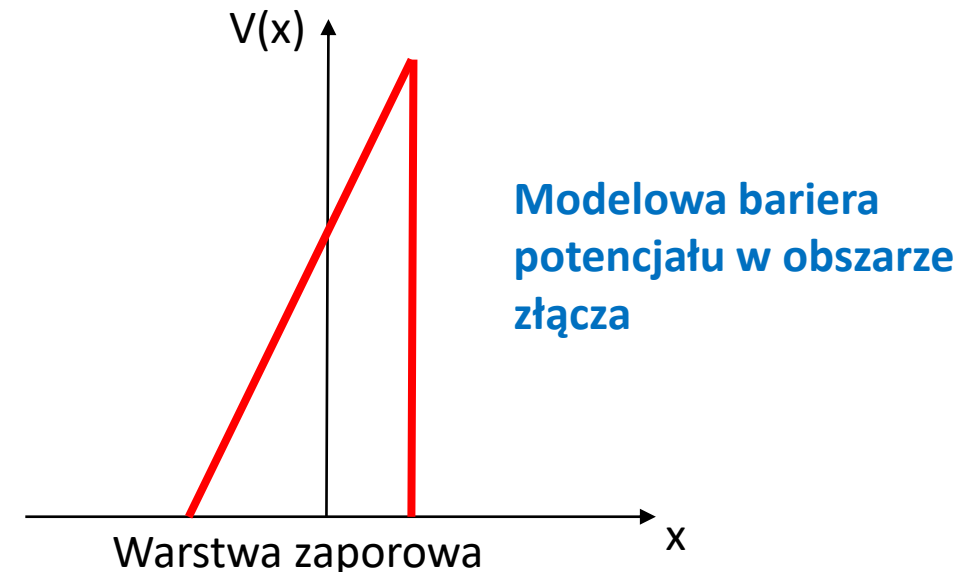
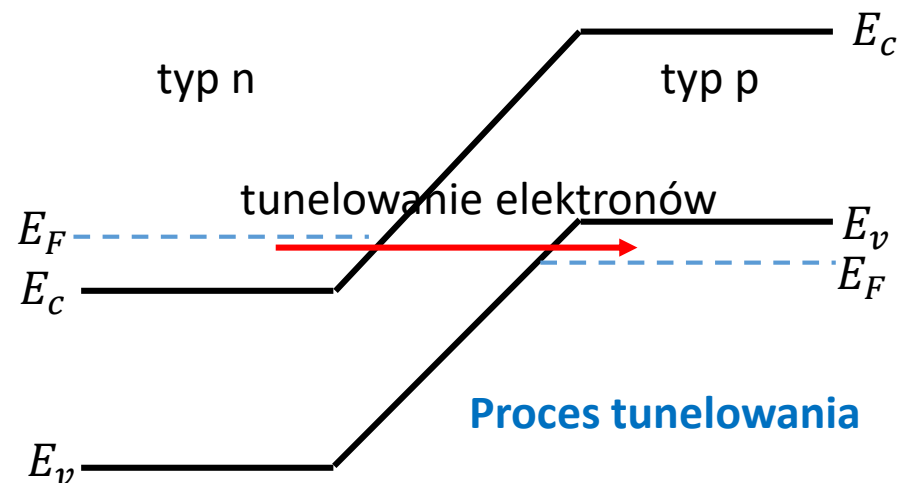
Dioda p-n - przebicie diody p-n

- W idealnej diodzie przyłożenie napięcia w kierunku zaporowym prowadzi do przepływu niewielkiego prądu j_s . Napięcia w kierunku zaporowym nie możemy jednak zwiększać w nieskończoność, ponieważ dla pewnego napięcia nastąpi gwałtowny wzrost padu w kierunku zaporowym, proces ten nazywamy przebiciem diody, a napięcie dla którego następuje to zjawisko napięciem przebicia.
- Za zjawiskiem przebicia diody stoją dwa efekty fizyczne:
 - a) efekt Zenera – tunelowanie elektronów z pasma walencyjnego do przewodnictwa przy odpowiednio silnym polu elektrycznym,
 - b) jonizacja lawinowa - elektron o dużej energii kinetycznej wybija elektrony z pasma walencyjnego i stanów rdzeniowych atomów, elektrony wybite mają na tyle duże energie kinetyczne, że wybijają kolejne elektrony, co powoduje lawinowe narastanie prądu w kierunku zaporowym.

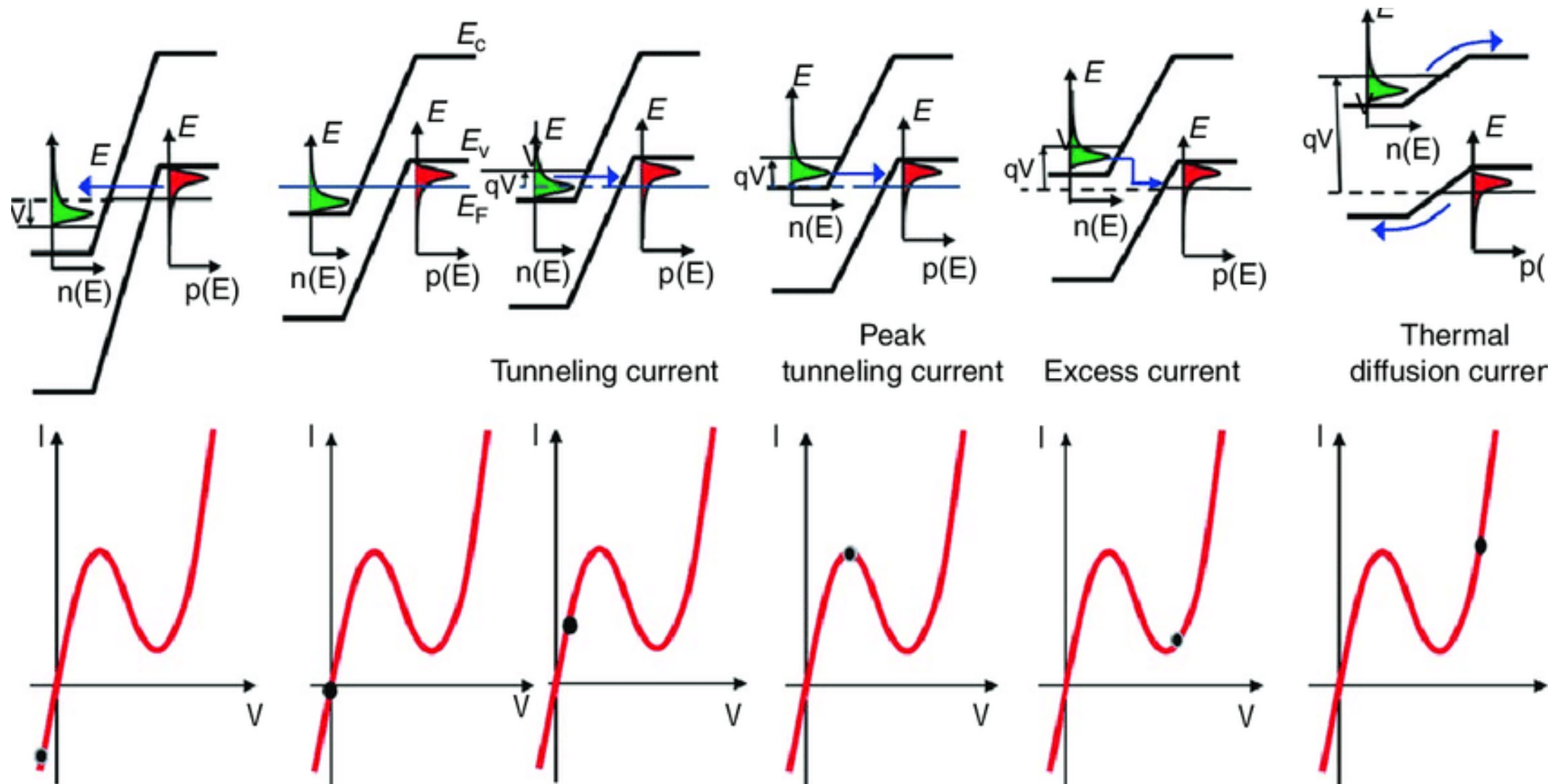


Dioda tunelowa

- Dioda tunelowa jest złączem p-n, w którym zarówno warstwa typu p jak i n są silnie domieszkowane tak, że półprzewodniki po obu stronach złącza stają się zdegenerowane.
- Działanie diody tunelowej opiera się na transporcie elektronów z pasma przewodnictwa półprzewodnika typu n do pasma walencyjnego półprzewodnika typu p przez barierę potencjału (zjawisko tunelowania).
- Charakterystyka prądowo-napięciowa diody tunelowej zawiera charakterystyczny obszar ujemnego oporu różniczkowego (NDR z ang. negative differential resistance), dlatego diody te były w przeszłości wykorzystywane jako generatory wysokich częstotliwości.



Dioda tunelowa – zasada działania



Najważniejsze informacje z wykładu

- Złącze p-n - złącze dwóch półprzewodników domieszkowanych akceptorowo (typ p) oraz donorowo (typ n). W wyniku dyfuzji nośników ładunku na styku obu rodzajów półprzewodników tworzy się **obszar zubożony**, w którym powstaje tzn. **potencjał wbudowany** blokujący ruch ładunków.
- Przyłożenie napięcia w kierunku zaporowym powoduje poszerzenie warstwy zaporowej. Prąd płynący przez układ jest bardzo mały. Zbyt duże napięcie w kierunku zaporowym powoduje jednak zjawisko przebicia diody i związany z tym gwałtowny wzrost prądu w kierunku napięcia. Zjawisko to wynika z efektu Zenera oraz jonizacji lawinowej.
- Przyłożenie napięcia w kierunku przewodzenia powoduje przepływ prądu zgodnie ze wzorem

$$j = j_s \left(\exp \left(\frac{eV_{bias}}{k_B T} \right) - 1 \right)$$

- Idealny model diody nie uwzględnia procesów generacji i rekombinacji w warstwie zaporowej. Ich uwzględnienie prowadzi do wzoru

$$j = j_s \left(\exp \left(\frac{eV_{bias}}{\eta k_B T} \right) - 1 \right)$$

gdzie η to współczynnik idealności (ideality factor).