

ZŁĄCZA PÓŁPRZEWODNIKOWE

Wstep

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),
- (2) heterozłącza $p - n$, $n - n$, $p - p$, lub złącze dwóch różnych półprzewodników samoistnych,

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),
- (2) heterozłącza $p - n$, $n - n$, $p - p$, lub złącze dwóch różnych półprzewodników samoistnych,
- (3) złącze metal-półprzewodnik,

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),
- (2) heterozłącza $p - n$, $n - n$, $p - p$, lub złącze dwóch różnych półprzewodników samoistnych,
- (3) złącze metal-półprzewodnik,
 - (a) bariera Schottky'ego,

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),
- (2) heterozłącza $p - n$, $n - n$, $p - p$, lub złącze dwóch różnych półprzewodników samoistnych,
- (3) złącze metal-półprzewodnik,
 - (a) bariera Schottky'ego,
 - (b) złącze omowe,

Wstęp

W przyrządach półprzewodnikowych występują następujące złącza:

- (1) złącze $p - n$ (homozłącze $p - n$),
- (2) heterozłącza $p - n$, $n - n$, $p - p$, lub złącze dwóch różnych półprzewodników samoistnych,
- (3) złącze metal-półprzewodnik,
 - (a) bariera Schottky'ego,
 - (b) złącze omowe,
- (4) złącza w strukturze metal-izolator-półprzewodnik.

Złącza mają istotne znaczenie w budowie i działaniu przyrządów półprzewodnikowych.

Złącza mają istotne znaczenie w budowie i działaniu przyrządów półprzewodnikowych.

- ▶ Samo złącze może stanowić przyrząd półprzewodnikowy,

Złącza mają istotne znaczenie w budowie i działaniu przyrządów półprzewodnikowych.

- ▶ Samo złącze może stanowić przyrząd półprzewodnikowy, np. złącze $p - n$ jest diodą półprzewodnikową.

Złącza mają istotne znaczenie w budowie i działaniu przyrządów półprzewodnikowych.

- ▶ Samo złącze może stanowić przyrząd półprzewodnikowy, np. złącze $p - n$ jest diodą półprzewodnikową.
- ▶ Złącza są podstawowymi elementami przyrządów półprzewodnikowych,

Złącza mają istotne znaczenie w budowie i działaniu przyrządów półprzewodnikowych.

- ▶ Samo złącze może stanowić przyrząd półprzewodnikowy, np. złącze $p - n$ jest diodą półprzewodnikową.
- ▶ Złącza są podstawowymi elementami przyrządów półprzewodnikowych, np. złącza metal-półprzewodnik są podstawowymi elementami tranzystorów MOSFET.

Dygresja: Równowaga fazowa w ośrodku niejednorodnym

Dygresja: Równowaga fazowa w ośrodku niejednorodnym

Struktury półprzewodnikowe zawierające złącza są układami niejednorodnymi, złożonymi z materiałów o różnych własnościach.

Dygresja: Równowaga fazowa w ośrodku niejednorodnym

Struktury półprzewodnikowe zawierające złącza są układami niejednorodnymi, złożonymi z materiałów o różnych własnościach. Badając własności nośników ładunku w strukturach złączowych opieramy się na **termodynamice ośrodków niejednorodnych**.

Dygresja: Równowaga fazowa w ośrodku niejednorodnym

Struktury półprzewodnikowe zawierające złącza są układami niejednorodnymi, złożonymi z materiałów o różnych własnościach. Badając własności nośników ładunku w strukturach złączowych opieramy się na **termodynamice ośrodków niejednorodnych**.

Znajdziemy ogólny warunek równowagi termodynamicznej układu złożonego z jednakowych cząstek, znajdujących się w niejednorodnym ośrodku.

Dygresja: Równowaga fazowa w ośrodku niejednorodnym

Struktury półprzewodnikowe zawierające złącza są układami niejednorodnymi, złożonymi z materiałów o różnych własnościach. Badając własności nośników ładunku w strukturach złączowych opieramy się na **termodynamice ośrodków niejednorodnych**.

Znajdziemy ogólny warunek równowagi termodynamicznej układu złożonego z jednakowych cząstek, znajdujących się w niejednorodnym ośrodku. Niejednorodność ośrodka może być spowodowana różnym składem chemicznym poszczególnych jego części lub zewnętrznym polem.

Podstawowy warunek równowagi termodynamicznej

Podstawowy warunek równowagi termodynamicznej

W stanie równowagi termodynamicznej energia swobodna F układu cząstek przyjmuje wartość minimalną (przy ustalonej objętości V i temperaturze T).

Niejednorodność układu cząstek, spowodowana niejednorodnością ośrodka, w którym cząstki się znajdują, może być uwzględniona przez podział układu \mathcal{U} na podukłady \mathcal{U}_i o objętościach V_i .

Niejednorodność układu cząstek, spowodowana niejednorodnością ośrodka, w którym cząstki się znajdują, może być uwzględniona przez podział układu \mathcal{U} na podukłady \mathcal{U}_i o objętościach V_i . Każdy podukład \mathcal{U}_i jest traktowany jak układ jednorodny w obrębie objętości V_i , co oznacza, że w podukładzie tym koncentracja cząstek N_i jest stała.

Niejednorodność układu cząstek, spowodowana niejednorodnością ośrodka, w którym cząstki się znajdują, może być uwzględniona przez podział układu \mathcal{U} na podukłady \mathcal{U}_i o objętościach V_i . Każdy podukład \mathcal{U}_i jest traktowany jak układ jednorodny w obrębie objętości V_i , co oznacza, że w podukładzie tym koncentracja cząstek N_i jest stała. Oczywiście objętość V układu \mathcal{U} jest sumą objętości podukładów

$$V = \sum_i V_i .$$

Całkowita energia swobodna F układu jest również wielkością addytywną, czyli

$$F = \sum_i F_i(T, V_i, N_i) , \quad (1)$$

Całkowita energia swobodna F układu jest również wielkością addytywną, czyli

$$F = \sum_i F_i(T, V_i, N_i) , \quad (1)$$

gdzie F_i jest energią swobodną podukładu \mathcal{U}_i , zależną od temperatury T całego układu, objętości V_i podukładu \mathcal{U}_i i liczby cząstek N_i w podukładzie \mathcal{U}_i .

Całkowita energia swobodna F układu jest również wielkością addytywną, czyli

$$F = \sum_i F_i(T, V_i, N_i) , \quad (1)$$

gdzie F_i jest energią swobodną podukładu \mathcal{U}_i , zależną od temperatury T całego układu, objętości V_i podukładu \mathcal{U}_i i liczby cząstek N_i w podukładzie \mathcal{U}_i .

Cząstki mogą przechodzić z jednego podukładu do drugiego, a zatem

Całkowita energia swobodna F układu jest również wielkością addytywną, czyli

$$F = \sum_i F_i(T, V_i, N_i) , \quad (1)$$

gdzie F_i jest energią swobodną podukładu \mathcal{U}_i , zależną od temperatury T całego układu, objętości V_i podukładu \mathcal{U}_i i liczby cząstek N_i w podukładzie \mathcal{U}_i .

Cząstki mogą przechodzić z jednego podukładu do drugiego, a zatem

$$N_i \neq \text{const} . \quad (2)$$

Całkowita energia swobodna F układu jest również wielkością addytywną, czyli

$$F = \sum_i F_i(T, V_i, N_i) , \quad (1)$$

gdzie F_i jest energią swobodną podukładu \mathcal{U}_i , zależną od temperatury T całego układu, objętości V_i podukładu \mathcal{U}_i i liczby cząstek N_i w podukładzie \mathcal{U}_i .

Cząstki mogą przechodzić z jednego podukładu do drugiego, a zatem

$$N_i \neq \text{const} . \quad (2)$$

Jednak całkowita liczba cząstek N w układzie \mathcal{U} jest stała, czyli

$$\sum_i N_i = N = \text{const} . \quad (3)$$

Z warunku (3) wynika, że

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Warunek minimum energii swobodnej F względem zmiany liczby cząstek N_i ma postać

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Warunek minimum energii swobodnej F względem zmiany liczby cząstek N_i ma postać

$$\sum_i \left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} dN_i = 0 , \quad (5)$$

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Warunek minimum energii swobodnej F względem zmiany liczby cząstek N_i ma postać

$$\sum_i \left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} dN_i = 0 , \quad (5)$$

przy czym różniczki dN_i spełniają warunek (4).

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Warunek minimum energii swobodnej F względem zmiany liczby cząstek N_i ma postać

$$\sum_i \left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} dN_i = 0 , \quad (5)$$

przy czym różniczki dN_i spełniają warunek (4).

Mamy zatem do rozwiązania problem znajdowania minimum warunkowego energii swobodnej F , przy czym warunkiem jest stała liczba N cząstek w układzie.

Z warunku (3) wynika, że

$$\sum_i dN_i = 0 . \quad (4)$$

Warunek minimum energii swobodnej F względem zmiany liczby cząstek N_i ma postać

$$\sum_i \left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} dN_i = 0 , \quad (5)$$

przy czym różniczki dN_i spełniają warunek (4).

Mamy zatem do rozwiązania problem znajdowania minimum warunkowego energii swobodnej F , przy czym warunkiem jest stała liczba N cząstek w układzie. Warunek ten ma postać (4).

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a.

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a. W tym celu mnożymy (4) przez stałą λ i wynik dodajemy stronami do równania (5). Otrzymujemy

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a. W tym celu mnożymy (4) przez stałą λ i wynik dodajemy stronami do równania (5). Otrzymujemy

$$\sum_i \left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} + \lambda \right] dN_i = 0 . \quad (6)$$

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a. W tym celu mnożymy (4) przez stałą λ i wynik dodajemy stronami do równania (5). Otrzymujemy

$$\sum_i \left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} + \lambda \right] dN_i = 0 . \quad (6)$$

W równaniu (6) różniczki dN_i są wielkościami niezależnym, a zatem wyrażenie w nawiasie [] musi się zerować.

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a. W tym celu mnożymy (4) przez stałą λ i wynik dodajemy stronami do równania (5). Otrzymujemy

$$\sum_i \left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} + \lambda \right] dN_i = 0 . \quad (6)$$

W równaniu (6) różniczki dN_i są wielkościami niezależnym, a zatem wyrażenie w nawiasie [] musi się zerować. Prowadzi to do równości

Warunek (4) uwzględniamy metodą mnożników Lagrange'a. W tym celu mnożymy (4) przez stałą λ i wynik dodajemy stronami do równania (5). Otrzymujemy

$$\sum_i \left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} + \lambda \right] dN_i = 0 . \quad (6)$$

W równaniu (6) różniczki dN_i są wielkościami niezależnym, a zatem wyrażenie w nawiasie [] musi się zerować. Prowadzi to do równości

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = -\lambda = \text{const} . \quad (7)$$

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i .

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i . Na podstawie (7) otrzymujemy

$$\mu_i = -\lambda = \text{const} . \quad (9)$$

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i . Na podstawie (7) otrzymujemy

$$\mu_i = -\lambda = \text{const} . \quad (9)$$

Inaczej

$$\mu_i = \mu = \text{const} , \quad (10)$$

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i . Na podstawie (7) otrzymujemy

$$\mu_i = -\lambda = \text{const} . \quad (9)$$

Inaczej

$$\mu_i = \mu = \text{const} , \quad (10)$$

gdzie μ jest potencjałem chemicznym układu \mathcal{U} .

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i . Na podstawie (7) otrzymujemy

$$\mu_i = -\lambda = \text{const} . \quad (9)$$

Inaczej

$$\mu_i = \mu = \text{const} , \quad (10)$$

gdzie μ jest potencjałem chemicznym układu \mathcal{U} .

Wynika stąd, że niejednorodny układ cząstek znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli zarówno temperatura T jak i potencjały chemiczne μ_i każdego podukładu są jednakowe.

Wielkość

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial N_i} \right) \Big|_{T, V_i} = \mu_i \quad (8)$$

jest potencjałem chemicznym podukładu \mathcal{U}_i . Na podstawie (7) otrzymujemy

$$\mu_i = -\lambda = \text{const} . \quad (9)$$

Inaczej

$$\mu_i = \mu = \text{const} , \quad (10)$$

gdzie μ jest potencjałem chemicznym układu \mathcal{U} .

Wynika stąd, że niejednorodny układ cząstek znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli zarówno temperatura T jak i potencjały chemiczne μ_i każdego podukładu są jednakowe.

Koniec dygresji.

Złącza w równowadze termodynamicznej

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek.

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek. Zgodnie z wynikiem otrzymanym w dygresji w równowadze termodynamicznej zarówno temperatura jak i potencjał chemiczny są stałe w całym układzie.

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek. Zgodnie z wynikiem otrzymanym w dygresji w równowadze termodynamicznej zarówno temperatura jak i potencjał chemiczny są stałe w całym układzie. Stałość potencjału chemicznego jest ważną cechą struktur półprzewodnikowych.

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek. Zgodnie z wynikiem otrzymanym w dygresji w równowadze termodynamicznej zarówno temperatura jak i potencjał chemiczny są stałe w całym układzie. Stałość potencjału chemicznego jest ważną cechą struktur półprzewodnikowych. Może być ona sformułowana następująco:

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek. Zgodnie z wynikiem otrzymanym w dygresji w równowadze termodynamicznej zarówno temperatura jak i potencjał chemiczny są stałe w całym układzie. Stałość potencjału chemicznego jest ważną cechą struktur półprzewodnikowych. Może być ona sformułowana następująco:

W stanie równowagi termodynamicznej poziom Fermiego μ jest stałą funkcją położenia.

Złącza w równowadze termodynamicznej

Układ złożony z różnych materiałów znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, jeżeli nie występuje w nim ani wymiana energii ani przepływ cząstek. Zgodnie z wynikiem otrzymanym w dygresji w równowadze termodynamicznej zarówno temperatura jak i potencjał chemiczny są stałe w całym układzie. Stałość potencjału chemicznego jest ważną cechą struktur półprzewodnikowych. Może być ona sformułowana następująco:

W stanie równowagi termodynamicznej poziom Fermiego μ jest stałą funkcją położenia.

Inaczej mówimy, że **poziom Fermiego jest płaski w całej strukturze półprzewodnikowej.**

Złącze p – n w równowadze

Złącze p – n w równowadze

Złącze $p - n$ **nie jest stykiem** dwóch kawałków półprzewodników o różnym typie przewodnictwa.

Złącze p – n w równowadze

Złącze $p - n$ **nie jest stykiem** dwóch kawałków półprzewodników o różnym typie przewodnictwa. Jest to natomiast pojedynczy kawałek krystalicznego materiału półprzewodnikowego, który zawiera **nadmiar donorów z jednej strony i nadmiar akceptorów ze drugiej strony**.

Złącze p – n w równowadze

Złącze $p - n$ **nie jest stykiem** dwóch kawałków półprzewodników o różnym typie przewodnictwa. Jest to natomiast pojedynczy kawałek krystalicznego materiału półprzewodnikowego, który zawiera **nadmiar donorów z jednej strony i nadmiar akceptorów ze drugiej strony**. Jednakże w opisie teoretycznym złącza wygodnie jest przyjąć, że oba materiały, początkowo odizolowane od siebie, zostały z sobą zetknięte w pewnej chwili czasu.

Złącze $p - n$ w równowadze

Złącze $p - n$ **nie jest stykiem** dwóch kawałków półprzewodników o różnym typie przewodnictwa. Jest to natomiast pojedynczy kawałek krystalicznego materiału półprzewodnikowego, który zawiera **nadmiar donorów z jednej strony i nadmiar akceptorów ze drugiej strony**. Jednakże w opisie teoretycznym złącza wygodnie jest przyjąć, że oba materiały, początkowo odizolowane od siebie, zostały z sobą zetknięte w pewnej chwili czasu. W ten sposób będziemy mogli zastosować własność wyrównywania się poziomów Fermiego w całej strukturze korzystając równocześnie z niezmienności położenia pasm względem poziomu Fermiego w obszarach odległych od złącza.

Metody wytwarzania złącz p – n

Metody wytwarzania złącz p – n

- (1) stapianie powierzchniowe dwóch różnych materiałów,

Metody wytwarzania złącz p – n

- (1) stapianie powierzchniowe dwóch różnych materiałów,
- (2) dyfuzja domieszek,

Metody wytwarzania złącz p – n

- (1) stapianie powierzchniowe dwóch różnych materiałów,
- (2) dyfuzja domieszek,
- (3) wzrost epitaksjalny,

Metody wytwarzania złącz p – n

- (1) stapianie powierzchniowe dwóch różnych materiałów,
- (2) dyfuzja domieszek,
- (3) wzrost epitaksjalny,
- (4) implantacja jonów.

W złączu $p - n$, wytworzonym za pomocą każdej z metod, warstwa rozdzielająca obszar typu p od obszaru typu n posiada grubość d o wartości rzędu

W złączu $p - n$, wytworzonym za pomocą każdej z metod, warstwa rozdzielająca obszar typu p od obszaru typu n posiada grubość d o wartości rzędu

$$d \simeq 10^{-6} \text{m} = 1000 \text{ nm} .$$

W złączu $p - n$, wytworzonym za pomocą każdej z metod, warstwa rozdzielająca obszar typu p od obszaru typu n posiada grubość d o wartości rzędu

$$d \simeq 10^{-6} \text{ m} = 1000 \text{ nm} .$$

Grubość d jest bardzo mała w porównaniu ze średnią drogą swobodną l dyfuzji nośników ładunku, ponieważ $l \simeq 10^{-3} \text{ m}$.

W złączu $p - n$, wytworzonym za pomocą każdej z metod, warstwa rozdzielająca obszar typu p od obszaru typu n posiada grubość d o wartości rzędu

$$d \simeq 10^{-6} \text{ m} = 1000 \text{ nm} .$$

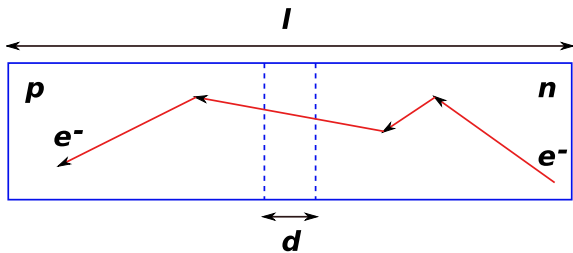
Grubość d jest bardzo mała w porównaniu ze średnią drogą swobodną l dyfuzji nośników ładunku, ponieważ $l \simeq 10^{-3} \text{ m}$. Dla złącza $p - n$ spełniona jest zatem nierówność

W złączu $p - n$, wytworzonym za pomocą każdej z metod, warstwa rozdzielająca obszar typu p od obszaru typu n posiada grubość d o wartości rzędu

$$d \simeq 10^{-6} \text{ m} = 1000 \text{ nm} .$$

Grubość d jest bardzo mała w porównaniu ze średnią drogą swobodną l dyfuzji nośników ładunku, ponieważ $l \simeq 10^{-3} \text{ m}$. Dla złącza $p - n$ spełniona jest zatem nierówność

$$d \ll l .$$



Schemat złącza $p - n$. $d =$ grubość warstwy zaporowej.

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu p – n w równowadze

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu $p - n$ w równowadze

Rozważymy zjawiska zachodzące w złączu $p - n$ w temperaturze pokojowej, czyli $T = 300$ K, bez pól zewnętrznych.

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu $p - n$ w równowadze

Rozważymy zjawiska zachodzące w złączu $p - n$ w temperaturze pokojowej, czyli $T = 300$ K, bez pól zewnętrznych.

Zauważmy, że dla $T = 300$ K energia drgań termicznych wynosi ~ 0.03 eV.

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu $p - n$ w równowadze

Rozważymy zjawiska zachodzące w złączu $p - n$ w temperaturze pokojowej, czyli $T = 300$ K, bez pól zewnętrznych.

Zauważmy, że dla $T = 300$ K energia drgań termicznych wynosi ~ 0.03 eV. Jest to zatem energia porównywalna z typową energią wiązania ΔE donora lub akceptora ($\Delta E \simeq 0.01 \div 0.1$ eV).

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu $p - n$ w równowadze

Rozważymy zjawiska zachodzące w złączu $p - n$ w temperaturze pokojowej, czyli $T = 300$ K, bez pól zewnętrznych.

Zauważmy, że dla $T = 300$ K energia drgań termicznych wynosi ~ 0.03 eV. Jest to zatem energia porównywalna z typową energią wiązania ΔE donora lub akceptora ($\Delta E \simeq 0.01 \div 0.1$ eV).

Stosunek tych energii (od ~ 0.3 do ~ 3) jest więc rzędu 1

Zjawiska fizyczne zachodzące w złączu $p - n$ w równowadze

Rozważymy zjawiska zachodzące w złączu $p - n$ w temperaturze pokojowej, czyli $T = 300$ K, bez pól zewnętrznych.

Zauważmy, że dla $T = 300$ K energia drgań termicznych wynosi ~ 0.03 eV. Jest to zatem energia porównywalna z typową energią wiązania ΔE donora lub akceptora ($\Delta E \simeq 0.01 \div 0.1$ eV).

Stosunek tych energii (od ~ 0.3 do ~ 3) jest więc rzędu 1

$$\frac{\Delta E}{k_B T} \sim 1 .$$

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

$$\exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \simeq e^{-1} \simeq \frac{1}{3}.$$

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

$$\exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \simeq e^{-1} \simeq \frac{1}{3}.$$

Dla porównania czynnik Boltzmann'a dla energii równej energii przerwy wzbronionej jest rzędu

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

$$\exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \simeq e^{-1} \simeq \frac{1}{3}.$$

Dla porównania czynnik Boltzmann'a dla energii równej energii przerwy wzbronionej jest rzędu

$$\exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \simeq \exp\left(-\frac{1}{0.03}\right) \simeq 10^{-13}.$$

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

$$\exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \simeq e^{-1} \simeq \frac{1}{3}.$$

Dla porównania czynnik Boltzmann'a dla energii równej energii przerwy wzbronionej jest rzędu

$$\exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \simeq \exp\left(-\frac{1}{0.03}\right) \simeq 10^{-13}.$$

Wartość czynnika Boltzmann'a określa liczbę nośników ładunku uwolnionych w procesach termicznej jonizacji z domieszek.

Czynnik Boltzmann'a przyjmuje zatem wartość

$$\exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \simeq e^{-1} \simeq \frac{1}{3}.$$

Dla porównania czynnik Boltzmann'a dla energii równej energii przerwy wzbronionej jest rzędu

$$\exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \simeq \exp\left(-\frac{1}{0.03}\right) \simeq 10^{-13}.$$

Wartość czynnika Boltzmann'a określa liczbę nośników ładunku uwolnionych w procesach termicznej jonizacji z domieszek. Z porównania powyższych wartości wynika, że w półprzewodniku domieszkowanym w temperaturze pokojowej dominują nośniki ładunku pochodzące z jonizacji termicznej donorów i akceptorów.

W półprzewodniku typu n występuje nadmiar donorów, spośród których znaczna część ulega jonizacji termicznej, co prowadzi do powstania jonów dodatnich D^+ , tworzących tzw. **ładunek przestrzenny**, i quasi-swobodnych elektronów, będących większościami nośnikami ładunku ujemnego.

W półprzewodniku typu n występuje nadmiar donorów, spośród których znaczna część ulega jonizacji termicznej, co prowadzi do powstania jonów dodatnich D^+ , tworzących tzw. **ładunek przestrzenny**, i quasi-swobodnych elektronów, będących większościami nośnikami ładunku ujemnego.

W półprzewodniku typu p ładunek przestrzenny tworzą zjonizowane centra akceptorowe A^- , a większościami nośnikami ładunku są dodatnio naładowane dziury.

W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza.

W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza. Dodatkowo powstające w obszarze złącza silne pole elektryczne usuwa z niego swobodne nośniki.

W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza. Dodatkowo powstające w obszarze złącza silne pole elektryczne usuwa z niego swobodne nośniki. W rezultacie w obszarze złącza liczba swobodnych nośników ładunku ulega znacznej redukcji, stąd obszar ten nazywany jest **warstwą zubożoną**.

W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza. Dodatkowo powstające w obszarze złącza silne pole elektryczne usuwa z niego swobodne nośniki. W rezultacie w obszarze złącza liczba swobodnych nośników ładunku ulega znacznej redukcji, stąd obszar ten nazywany jest **warstwą zubożoną**. Równocześnie w obszarze złącza pojawiają się ładunki przestrzenne o przeciwnych znakach:

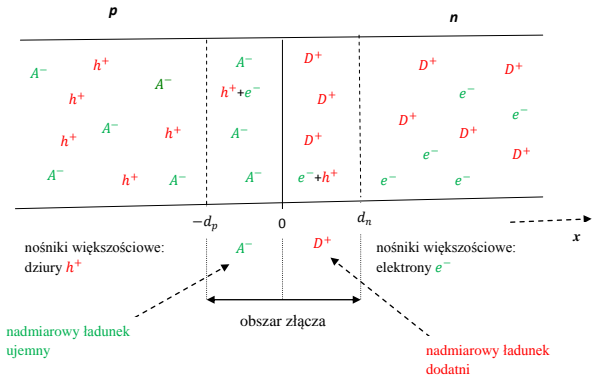
W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza. Dodatkowo powstające w obszarze złącza silne pole elektryczne usuwa z niego swobodne nośniki. W rezultacie w obszarze złącza liczba swobodnych nośników ładunku ulega znacznej redukcji, stąd obszar ten nazywany jest **warstwą zubożoną**. Równocześnie w obszarze złącza pojawiają się ładunki przestrzenne o przeciwnych znakach:

- ▶ dodatnim, po stronie półprzewodnika typu n (ładunek ten pochodzi od zjonizowanych donorów), oraz

W obszarze złącza $p - n$ nośniki ładunku dyfundują przez granicę między półprzewodnikami p i n i ulegają rekombinacji, co prowadzi do redukcji ich liczby w obszarze złącza. Dodatkowo powstające w obszarze złącza silne pole elektryczne usuwa z niego swobodne nośniki. W rezultacie w obszarze złącza liczba swobodnych nośników ładunku ulega znacznej redukcji, stąd obszar ten nazywany jest **warstwą zubożoną**. Równocześnie w obszarze złącza pojawiają się ładunki przestrzenne o przeciwnych znakach:

- ▶ dodatnim, po stronie półprzewodnika typu n (ładunek ten pochodzi od zjonizowanych donorów), oraz
- ▶ ujemnym, po stronie półprzewodnika typu p (ładunek ten pochodzi od zjonizowanych akceptorów).

Rozkład ładunków na złączu p-n



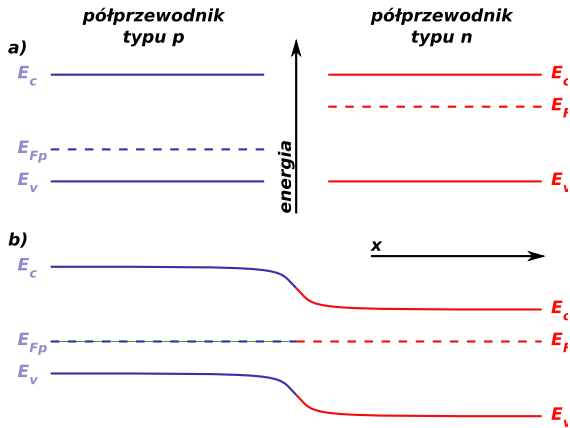
Dodatnie i ujemne ładunki przestrzenne są zlokalizowane w obu częściach złącza.

Dodatnie i ujemne ładunki przestrzenne są zlokalizowane w obu częściach złącza. A zatem tworzą one w obszarze złącza **warstwę dipolową**.

Dodatnie i ujemne ładunki przestrzenne są zlokalizowane w obu częściach złącza. A zatem tworzą one w obszarze złącza **warstwę dipolową**. Grubości warstwy dipolowej po stronach p i n są na ogół różne.

Dodatnie i ujemne ładunki przestrzenne są zlokalizowane w obu częściach złącza. A zatem tworzą one w obszarze złącza **warstwę dipolową**. Grubości warstwy dipolowej po stronach p i n są na ogół różne.

Ładunek przestrzenny w warstwie dipolowej wytwarza silne pole elektryczne, które powoduje wyrównywanie się poziomów Fermiego w półprzewodnikach n i p , co z kolei prowadzi do zakrzywienia pasm energetycznych w obszarze złącza.



Wyrównywanie się poziomów Fermiego w złączu $p - n$.

Rozkład potencjału i pola elektrycznego w obszarze złącza p – n w stanie równowagi

Rozkład potencjału i pola elektrycznego w obszarze złącza p – n w stanie równowagi

W stanie równowagi zewnętrzne napięcie przyłożone do złącza jest równe zero.

Rozkład potencjału i pola elektrycznego w obszarze złącza $p - n$ w stanie równowagi

W stanie równowagi zewnętrzne napięcie przyłożone do złącza jest równe zero. W celu wyznaczenia tzw. **profilu potencjału** w obszarze złącza $p - n$ rozwiążemy jednowymiarowe równanie Poissona w kierunku x prostopadłym do płaszczyzny styku.

Zakładamy, że w półprzewodnikach typu p i n występują całkowicie zjonizowane (nieskompensowane) akceptory i donory o koncentracjach N_A i N_D , które zmieniają się skokowo w płaszczyźnie styku $p - n$, czyli dla $x = 0$.

Zakładamy, że w półprzewodnikach typu p i n występują całkowicie zjonizowane (nieskompensowane) akceptory i donory o koncentracjach N_A i N_D , które zmieniają się skokowo w płaszczyźnie styku $p - n$, czyli dla $x = 0$.

Uwaga:

Zakładamy, że w półprzewodnikach typu p i n występują całkowicie zjonizowane (nieskompensowane) akceptory i donory o koncentracjach N_A i N_D , które zmieniają się skokowo w płaszczyźnie styku $p - n$, czyli dla $x = 0$.

Uwaga:

W celu uproszczenia oznaczeń obecnie N_A i N_D mają to samo znaczenie, co N_{A0} i N_{D0} w wykładzie poprzednim.

Założenie to oznacza, że objętościową gęstość ładunku $\rho(x)$ przyjmujemy w postaci

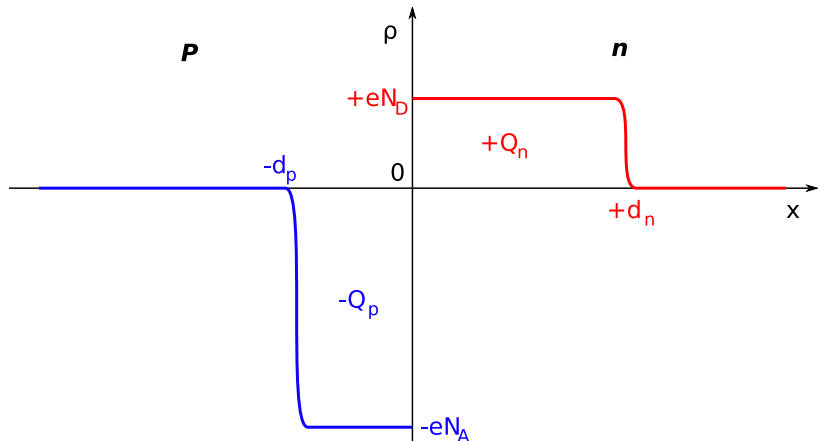
Założenie to oznacza, że objętościową gęstość ładunku $\rho(x)$ przyjmujemy w postaci

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{dla } 0 < x < d_n , \\ -eN_A & \text{dla } -d_p < x < 0 , \\ 0 & \text{dla } x < -d_p \text{ oraz } x > d_n , \end{cases} \quad (11)$$

Założenie to oznacza, że objętościową gęstość ładunku $\rho(x)$ przyjmujemy w postaci

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{dla } 0 < x < d_n , \\ -eN_A & \text{dla } -d_p < x < 0 , \\ 0 & \text{dla } x < -d_p \text{ oraz } x > d_n , \end{cases} \quad (11)$$

gdzie d_n (d_p) jest grubością warstwy dipolowej w obszarze n (p).



Rozkład ładunku przestrzennego w złączu $p - n$.

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2\varphi = -\rho/(\epsilon_0\epsilon_s) , \quad (12)$$

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2\varphi = -\rho/(\epsilon_0\epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2\varphi = -\rho/(\epsilon_0\epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Podstawiając do równania (12) gęstość ładunku (11) otrzymujemy układ trzech równań

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2 \varphi = -\rho / (\epsilon_0 \epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Podstawiając do równania (12) gęstość ładunku (11) otrzymujemy układ trzech równań

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } 0 < x < d_n , \quad (13)$$

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2 \varphi = -\rho / (\epsilon_0 \epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Podstawiając do równania (12) gęstość ładunku (11) otrzymujemy układ trzech równań

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } 0 < x < d_n , \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = +\frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } -d_p < x < 0 , \quad (14)$$

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2 \varphi = -\rho / (\epsilon_0 \epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Podstawiając do równania (12) gęstość ładunku (11) otrzymujemy układ trzech równań

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } 0 < x < d_n , \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = +\frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } -d_p < x < 0 , \quad (14)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 0 \quad \text{dla } x < -d_p \text{ i } x > d_n . \quad (15)$$

Równanie Poissona dla ośrodka o statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s w jednym wymiarze przyjmuje postać

$$\nabla^2 \varphi = -\rho / (\epsilon_0 \epsilon_s) , \quad (12)$$

gdzie $\varphi = \varphi(x)$ jest potencjałem elektrostatycznym.

Podstawiając do równania (12) gęstość ładunku (11) otrzymujemy układ trzech równań

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } 0 < x < d_n , \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = +\frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{dla } -d_p < x < 0 , \quad (14)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 0 \quad \text{dla } x < -d_p \text{ i } x > d_n . \quad (15)$$

Równanie (15) jest słuszne poza obszarem złącza.

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = q_\nu , \quad (16)$$

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = q_\nu, \quad (16)$$

gdzie $\nu = n, p$, $q_n = -eN_D/\varepsilon_0\varepsilon_s$, $q_p = eN_A/\varepsilon_0\varepsilon_s$.

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = q_\nu, \quad (16)$$

gdzie $\nu = n, p$, $q_n = -eN_D/\varepsilon_0\varepsilon_s$, $q_p = eN_A/\varepsilon_0\varepsilon_s$.

Całkujemy dwukrotnie równanie (16) i otrzymujemy

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = q_\nu, \quad (16)$$

gdzie $\nu = n, p$, $q_n = -eN_D/\varepsilon_0\varepsilon_s$, $q_p = eN_A/\varepsilon_0\varepsilon_s$.

Całkujemy dwukrotnie równanie (16) i otrzymujemy

$$\frac{d\varphi}{dx} = q_\nu x + C_{1\nu} \quad (17)$$

Równania (13) i (14) można zapisać w jednolitej postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = q_\nu, \quad (16)$$

gdzie $\nu = n, p$, $q_n = -eN_D/\varepsilon_0\varepsilon_s$, $q_p = eN_A/\varepsilon_0\varepsilon_s$.

Całkujemy dwukrotnie równanie (16) i otrzymujemy

$$\frac{d\varphi}{dx} = q_\nu x + C_{1\nu} \quad (17)$$

oraz

$$\varphi(x) = \frac{1}{2}q_\nu x^2 + C_{1\nu}x + C_{2\nu}. \quad (18)$$

W problemie Poissona dla złącza $p - n$ nakładamy następujące warunki brzegowe:

W problemie Poissona dla złącza $p - n$ nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\varphi'(-d_p) = \varphi'(d_n) = 0 , \quad (19)$$

W problemie Poissona dla złącza $p - n$ nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\varphi'(-d_p) = \varphi'(d_n) = 0, \quad (19)$$

$$\varphi(-d_p) = \varphi_p^0, \quad (20)$$

W problemie Poissona dla złącza $p - n$ nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\varphi'(-d_p) = \varphi'(d_n) = 0, \quad (19)$$

$$\varphi(-d_p) = \varphi_p^0, \quad (20)$$

oraz

$$\varphi(d_n) = \varphi_n^0. \quad (21)$$

Z warunków brzegowych (19), (20) i (21) wyznaczamy stałe całkowania

Z warunków brzegowych (19), (20) i (21) wyznaczamy stałe całkowania

$$C_{1p} = \frac{eN_A d_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (22)$$

Z warunków brzegowych (19), (20) i (21) wyznaczamy stałe całkowania

$$C_{1p} = \frac{eN_A d_p}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (22)$$

$$C_{2p} = \varphi_p^0 + \frac{eN_A d_p^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (23)$$

Z warunków brzegowych (19), (20) i (21) wyznaczamy stałe całkowania

$$C_{1p} = \frac{eN_A d_p}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (22)$$

$$C_{2p} = \varphi_p^0 + \frac{eN_A d_p^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (23)$$

$$C_{1n} = \frac{eN_D d_n}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (24)$$

Z warunków brzegowych (19), (20) i (21) wyznaczamy stałe całkowania

$$C_{1p} = \frac{eN_A d_p}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (22)$$

$$C_{2p} = \varphi_p^0 + \frac{eN_A d_p^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (23)$$

$$C_{1n} = \frac{eN_D d_n}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (24)$$

$$C_{2n} = \varphi_n^0 - \frac{eN_D d_n^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s}. \quad (25)$$

Podstawiając stałe całkowania (22), (23), (24), (25) do ogólnej postaci rozwiązania (18) otrzymujemy następujące rozwiązania szczególne:

Podstawiając stałe całkowania (22), (23), (24), (25) do ogólnej postaci rozwiązania (18) otrzymujemy następujące rozwiązania szczególne:

- (1) Dla obszaru p złącza, czyli dla $-d_p \leq x \leq 0$,

Podstawiając stałe całkowania (22), (23), (24), (25) do ogólnej postaci rozwiązania (18) otrzymujemy następujące rozwiązania szczególne:

(1) Dla obszaru p złącza, czyli dla $-d_p \leq x \leq 0$,

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d_p)^2 + \varphi_p^0, \quad (26)$$

Podstawiając stałe całkowania (22), (23), (24), (25) do ogólnej postaci rozwiązania (18) otrzymujemy następujące rozwiązania szczególne:

(1) Dla obszaru p złącza, czyli dla $-d_p \leq x \leq 0$,

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d_p)^2 + \varphi_p^0, \quad (26)$$

(2) Dla obszaru n złącza, czyli dla $0 \leq x \leq d_n$,

Podstawiając stałe całkowania (22), (23), (24), (25) do ogólnej postaci rozwiązania (18) otrzymujemy następujące rozwiązania szczególne:

(1) Dla obszaru p złącza, czyli dla $-d_p \leq x \leq 0$,

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d_p)^2 + \varphi_p^0, \quad (26)$$

(2) Dla obszaru n złącza, czyli dla $0 \leq x \leq d_n$,

$$\varphi(x) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x - d_n)^2 + \varphi_n^0. \quad (27)$$

Natomiast poza obszarem złącza potencjał przyjmuje postać

Natomiast poza obszarem złącza potencjał przyjmuje postać

$$\varphi(x) = \begin{cases} \varphi_p^0 & \text{dla } x \leq -d_p, \\ \varphi_n^0 & \text{dla } x \geq d_n. \end{cases} \quad (28)$$

Natomiast poza obszarem złącza potencjał przyjmuje postać

$$\varphi(x) = \begin{cases} \varphi_p^0 & \text{dla } x \leq -d_p, \\ \varphi_n^0 & \text{dla } x \geq d_n. \end{cases} \quad (28)$$

Dla $x = 0$ otrzymujemy

$$\varphi(0) \equiv \varphi_0 = \frac{eN_A d_p^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + \varphi_p^0 = -\frac{eN_D d_n^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + \varphi_n^0. \quad (29)$$

Natomiast poza obszarem złącza potencjał przyjmuje postać

$$\varphi(x) = \begin{cases} \varphi_p^0 & \text{dla } x \leq -d_p, \\ \varphi_n^0 & \text{dla } x \geq d_n. \end{cases} \quad (28)$$

Dla $x = 0$ otrzymujemy

$$\varphi(0) \equiv \varphi_0 = \frac{eN_A d_p^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + \varphi_p^0 = -\frac{eN_D d_n^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + \varphi_n^0. \quad (29)$$

Różnica potencjałów określonych w punktach poza obszarem złącza stanowi napięcie V_0 dla złącza w równowadze

Natomiast poza obszarem złącza potencjał przyjmuje postać

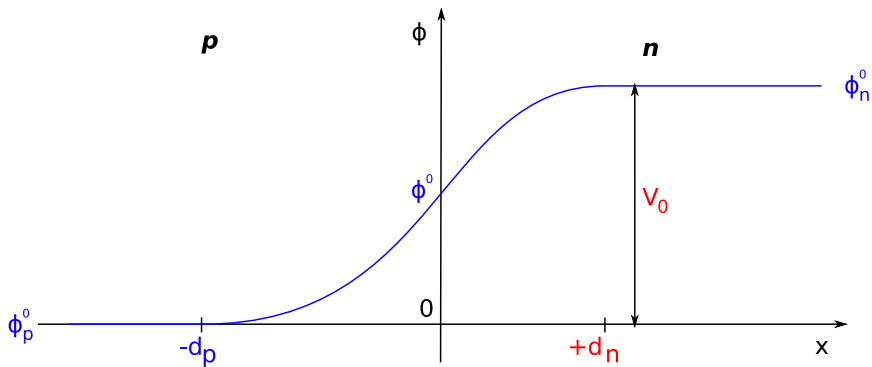
$$\varphi(x) = \begin{cases} \varphi_p^0 & \text{dla } x \leq -d_p, \\ \varphi_n^0 & \text{dla } x \geq d_n. \end{cases} \quad (28)$$

Dla $x = 0$ otrzymujemy

$$\varphi(0) \equiv \varphi_0 = \frac{eN_A d_p^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} + \varphi_p^0 = -\frac{eN_D d_n^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} + \varphi_n^0. \quad (29)$$

Różnica potencjałów określonych w punktach poza obszarem złącza stanowi napięcie V_0 dla złącza w równowadze

$$V_0 \stackrel{\text{def}}{=} \varphi_n^0 - \varphi_p^0 = \frac{e(N_A d_p^2 + N_D d_n^2)}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}. \quad (30)$$



Rozkład potencjału na złączu $p - n$.

Napięcie V_0 jest tzw. **napięciem wbudowanym**.

Napięcie V_0 jest tzw. **napięciem wbudowanym**.

Napięcie wbudowane można także wyznaczyć z różnicy poziomów Fermiego w półprzewodnikach typu p i n przed zetknięciem w następujący sposób:

Napięcie V_0 jest tzw. **napięciem wbudowanym**.

Napięcie wbudowane można także wyznaczyć z różnicy poziomów Fermiego w półprzewodnikach typu p i n przed zetknięciem w następujący sposób:

$$eV_0 = E_g - E_{Fp} - E_{Fn} , \quad (31)$$

Napięcie V_0 jest tzw. **napięciem wbudowanym**.

Napięcie wbudowane można także wyznaczyć z różnicy położenia poziomów Fermiego w półprzewodnikach typu p i n przed zetknięciem w następujący sposób:

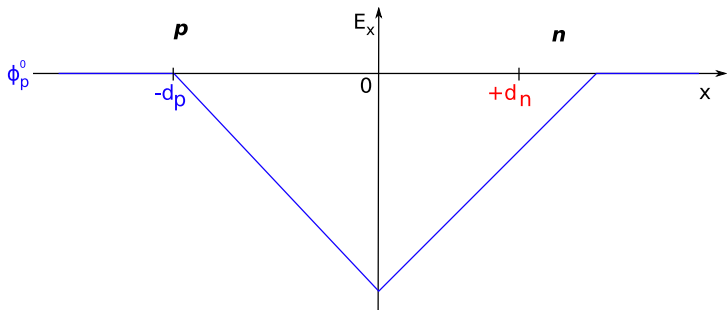
$$eV_0 = E_g - E_{Fp} - E_{Fn} , \quad (31)$$

gdzie E_{Fp} i E_{Fn} są poziomami Fermiego w obszarach p i n przed utworzeniem złącza.

Po podstawieniu stałych całkowania (22), (23), (24), (25) do rozwiązania (17) otrzymujemy składową x -ową pola elektrycznego w postaci

Po podstawieniu stałych całkowania (22), (23), (24), (25) do rozwiązania (17) otrzymujemy składową x -ową pola elektrycznego w postaci

$$E_x(x) = \begin{cases} 0 & \text{dla } x \leq -d_p , \\ -eN_A(x + d_p)/(\varepsilon_0\varepsilon_s) & \text{dla } -d_p \leq x \leq 0 , \\ eN_D(x - d_n)/(\varepsilon_0\varepsilon_s) & \text{dla } 0 \leq x \leq d_n , \\ 0 & \text{dla } x \geq d_n . \end{cases} \quad (32)$$



Składowa x -owa pola elektrycznego dla złącza $p - n$.

Warunek ciągłości pola elektrycznego dla $x = 0$ ma postać

Warunek ciągłości pola elektrycznego dla $x = 0$ ma postać

$$E_x(0) = -\frac{eN_A d_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} = -\frac{eN_D d_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} . \quad (33)$$

Warunek ciągłości pola elektrycznego dla $x = 0$ ma postać

$$E_x(0) = -\frac{eN_A d_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} = -\frac{eN_D d_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} . \quad (33)$$

Otrzymujemy stąd ważną własność złącza $p - n$

Warunek ciągłości pola elektrycznego dla $x = 0$ ma postać

$$E_x(0) = -\frac{eN_A d_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} = -\frac{eN_D d_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} . \quad (33)$$

Otrzymujemy stąd ważną własność złącza $p - n$

$$N_A d_p = N_D d_n . \quad (34)$$

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczymy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczmy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczmy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczymy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Warunek neutralności ładunkowej (35) pozwala na wyznaczenie zależności grubości warstw d_n i d_p od koncentracji domieszek.

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczmy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Warunek neutralności ładunkowej (35) pozwala na wyznaczenie zależności grubości warstw d_n i d_p od koncentracji domieszek.

Jeżeli przyjmiemy, że

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczymy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Warunek neutralności ładunkowej (35) pozwala na wyznaczenie zależności grubości warstw d_n i d_p od koncentracji domieszek.

Jeżeli przyjmiemy, że

$$N_A > N_D ,$$

to z warunku (35) otrzymamy

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczmy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Warunek neutralności ładunkowej (35) pozwala na wyznaczenie zależności grubości warstw d_n i d_p od koncentracji domieszek.

Jeżeli przyjmiemy, że

$$N_A > N_D ,$$

to z warunku (35) otrzymamy

$$d_n > d_p .$$

Jeżeli powierzchnię złącza oznaczymy symbolem A , to z własności (34) wynika **warunek neutralności ładunkowej**

$$eA(N_D d_n - N_A d_p) = 0 . \quad (35)$$

Warunek (35) oznacza, że całkowity ładunek warstwy dipolowej (warstwy zubożonej) jest równy zero.

Warunek neutralności ładunkowej (35) pozwala na wyznaczenie zależności grubości warstw d_n i d_p od koncentracji domieszek.

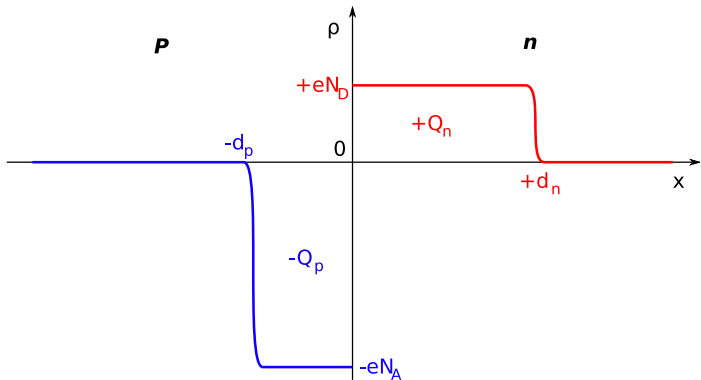
Jeżeli przyjmiemy, że

$$N_A > N_D ,$$

to z warunku (35) otrzymamy

$$d_n > d_p .$$

Wynika stąd wniosek, że warstwa zubożona wnika głębiej w obszar o mniejszej koncentracji domieszek.



Rozkład ładunku przestrzennego w obszarze złącza $p - n$.

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym oznacza, że zewnętrzne źródło napięcia V podłączone jest biegunem ujemnym do półprzewodnika typu p , a dodatnim – do półprzewodnika typu n .

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym oznacza, że zewnętrzne źródło napięcia V podłączone jest biegunem ujemnym do półprzewodnika typu p , a dodatnim – do półprzewodnika typu n . Przyjmujemy umownie, że natężenie prądu płynącego z obszaru p do n ma znak $+$.

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym oznacza, że zewnętrzne źródło napięcia V podłączone jest biegunem ujemnym do półprzewodnika typu p , a dodatnim – do półprzewodnika typu n . Przyjmujemy umownie, że natężenie prądu płynącego z obszaru p do n ma znak $+$. Podobna umowa dotyczy znaku napięcia:

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym oznacza, że zewnętrzne źródło napięcia V podłączone jest biegunem ujemnym do półprzewodnika typu p , a dodatnim – do półprzewodnika typu n . Przyjmujemy umownie, że natężenie prądu płynącego z obszaru p do n ma znak $+$. Podobna umowa dotyczy znaku napięcia:

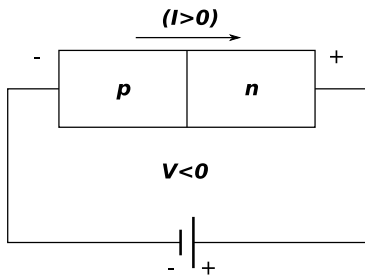
Napięcie wywołujące prąd z obszaru p do n ma znak $+$.

Rozkład potencjału na złączu p – n z dołączonym zewnętrznym napięciem

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym

Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym oznacza, że zewnętrzne źródło napięcia V podłączone jest biegunem ujemnym do półprzewodnika typu p , a dodatnim – do półprzewodnika typu n . Przyjmujemy umownie, że natężenie prądu płynącego z obszaru p do n ma znak $+$. Podobna umowa dotyczy znaku napięcia:

Napięcie wywołujące prąd z obszaru p do n ma znak $+$.
A zatem napięcie zewnętrzne V w kierunku zaporowym jest ujemne.



Polaryzacja złącza $p - n$ w kierunku zaporowym.

Napięcie zewnętrzne jest równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_- - \varphi_+ < 0 , \quad (36)$$

Napięcie zewnętrzne jest równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_- - \varphi_+ < 0, \quad (36)$$

przy czym $\varphi_- < 0$ i $\varphi_+ > 0$.

Napięcie zewnętrzne jest równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_- - \varphi_+ < 0, \quad (36)$$

przy czym $\varphi_- < 0$ i $\varphi_+ > 0$.

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku zaporowym potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

Napięcie zewnętrzne jest równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_- - \varphi_+ < 0, \quad (36)$$

przy czym $\varphi_- < 0$ i $\varphi_+ > 0$.

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku zaporowym potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

$$\varphi'_p = \varphi_p^0 + \varphi_- < \varphi_p^0, \quad (37)$$

Napięcie zewnętrzne jest równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_- - \varphi_+ < 0 , \quad (36)$$

przy czym $\varphi_- < 0$ i $\varphi_+ > 0$.

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku zaporowym potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

$$\varphi'_p = \varphi_p^0 + \varphi_- < \varphi_p^0 , \quad (37)$$

$$\varphi'_n = \varphi_n^0 + \varphi_+ > \varphi_n^0 . \quad (38)$$

Prowadzi to do następującej zmiany napięcia na złączu:

Prowadzi to do następującej zmiany napięcia na złączu:

$$V' = \varphi'_n - \varphi'_p = \varphi_n^0 - \varphi_p^0 + \varphi_+ - \varphi_- = V_0 - V . \quad (39)$$

Prowadzi to do następującej zmiany napięcia na złączu:

$$V' = \varphi'_n - \varphi'_p = \varphi_n^0 - \varphi_p^0 + \varphi_+ - \varphi_- = V_0 - V. \quad (39)$$

Wynika stąd, że $V' > V_0$.

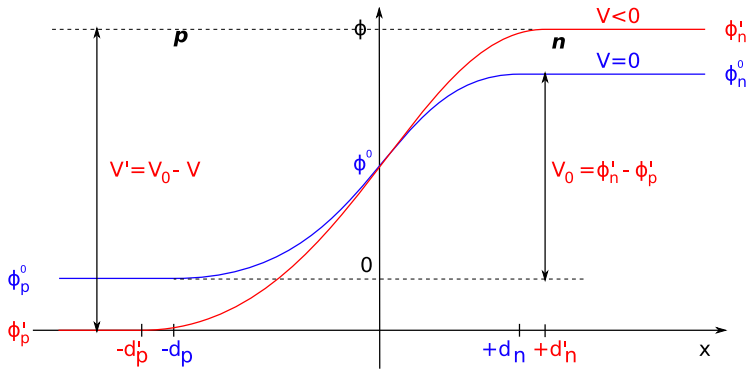
Po przyłożeniu zewnętrznego napięcia w kierunku zaporowym pojawiają się dwa efekty:

Po przyłożeniu zewnętrznego napięcia w kierunku zaporowym pojawiają się dwa efekty:

- (1) wzrost wysokości bariery potencjału na złączu,

Po przyłożeniu zewnętrznego napięcia w kierunku zaporowym pojawiają się dwa efekty:

- (1) wzrost wysokości bariery potencjału na złączu,
- (2) poszerzenie warstwy zaporowej.



Profil potencjału w obszarze złącza $p - n$ spolaryzowanego w kierunku zaporowym.

Polaryzacja złącza w kierunku przewodzenia

Polaryzacja złącza w kierunku przewodzenia

W tym przypadku zewnętrzne źródło napięcia podłączone jest biegunem dodatnim do półprzewodnika typu p , a ujemnym – do półprzewodnika typu n .

Polaryzacja złącza w kierunku przewodzenia

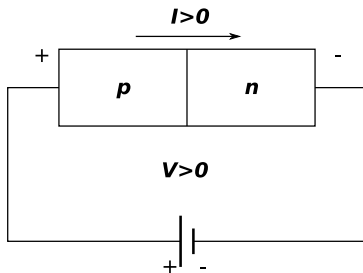
W tym przypadku zewnętrzne źródło napięcia podłączone jest biegunem dodatnim do półprzewodnika typu p , a ujemnym – do półprzewodnika typu n . Zatem napięcie zewnętrzne V ma znak dodatni.

Polaryzacja złącza w kierunku przewodzenia

W tym przypadku zewnętrzne źródło napięcia podłączone jest biegunem dodatnim do półprzewodnika typu p , a ujemnym – do półprzewodnika typu n . Zatem napięcie zewnętrzne V ma znak dodatni.

Jest ono równe różnicy potencjałów

$$V = \varphi_+ - \varphi_- > 0 . \quad (40)$$



Polaryzacja złącza $p - n$ w kierunku przewodzenia.

Wskutek przyłożenia napięcia V w kierunku przewodzenia potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

Wskutek przyłożenia napięcia V w kierunku przewodzenia potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

$$\varphi'_p = \varphi_p^0 + \varphi_+ > \varphi_p^0, \quad (41)$$

Wskutek przyłożenia napięcia V w kierunku przewodzenia potencjały obszarów p i n zmieniają się następująco:

$$\varphi'_p = \varphi_p^0 + \varphi_+ > \varphi_p^0, \quad (41)$$

$$\varphi'_n = \varphi_n^0 + \varphi_- < \varphi_n^0. \quad (42)$$

Prowadzi to do zmiany następującej napięcia na złączu:

Prowadzi to do zmiany następującej napięcia na złączu:

$$V' = \varphi'_n - \varphi'_p = \varphi_n^0 - \varphi_p^0 + \varphi_- - \varphi_+ = V_0 - V . \quad (43)$$

Prowadzi to do zmiany następującej napięcia na złączu:

$$V' = \varphi'_n - \varphi'_p = \varphi_n^0 - \varphi_p^0 + \varphi_- - \varphi_+ = V_0 - V. \quad (43)$$

A zatem w przypadku polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia napięcie wypadkowe $V' < V_0$.

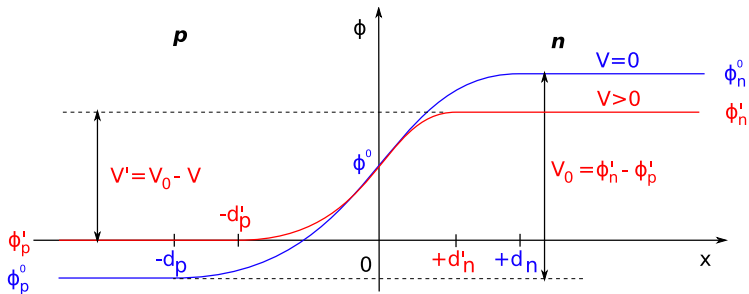
Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia pojawiają się dwa efekty:

Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia pojawiają się dwa efekty:

- (1) obniżenie wysokości bariery potencjału na złączu,

Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia pojawiają się dwa efekty:

- (1) obniżenie wysokości bariery potencjału na złączu,
- (2) zwężenie warstwy zaporowej.



Profil potencjału na złączu $p - n$ spolaryzowanym w kierunku przewodzenia.

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej.

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy.

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy. Oznaczmy przez d'_p i d'_n odpowiednio szerokości warstwy zaporowej w obszarach p i n po przyłożeniu napięcia zewnętrznego V .

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy. Oznaczmy przez d'_p i d'_n odpowiednio szerokości warstwy zaporowej w obszarach p i n po przyłożeniu napięcia zewnętrznego V .

Jeżeli podczas rozwiązywania równania Poissona dla złącza p - n uwzględnimy w warunkach brzegowych zmienione potencjały φ'_p i φ'_n , to otrzymamy rozwiązania

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy. Oznaczmy przez d'_p i d'_n odpowiednio szerokości warstwy zaporowej w obszarach p i n po przyłożeniu napięcia zewnętrznego V .

Jeżeli podczas rozwiązywania równania Poissona dla złącza p - n uwzględnimy w warunkach brzegowych zmienione potencjały φ'_p i φ'_n , to otrzymamy rozwiązania

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d'_p)^2 + \varphi'_p \quad \text{dla} \quad -d'_p \leq x \leq 0 \quad (44)$$

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy. Oznaczmy przez d'_p i d'_n odpowiednio szerokości warstwy zaporowej w obszarach p i n po przyłożeniu napięcia zewnętrznego V .

Jeżeli podczas rozwiązywania równania Poissona dla złącza p - n uwzględnimy w warunkach brzegowych zmienione potencjały φ'_p i φ'_n , to otrzymamy rozwiązania

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d'_p)^2 + \varphi'_p \quad \text{dla} \quad -d'_p \leq x \leq 0 \quad (44)$$

oraz

$$\varphi(x) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x - d'_n)^2 + \varphi'_n \quad \text{dla} \quad 0 \leq x \leq d'_n. \quad (45)$$

Wyznaczenie zmiany szerokości warstwy zaporowej

Poprzednio przedstawiliśmy wnioski jakościowe dotyczące zmiany szerokości warstwy zaporowej. Obecnie wyznaczymy tę zmianę w sposób ilościowy. Oznaczmy przez d'_p i d'_n odpowiednio szerokości warstwy zaporowej w obszarach p i n po przyłożeniu napięcia zewnętrznego V .

Jeżeli podczas rozwiązywania równania Poissona dla złącza p - n uwzględnimy w warunkach brzegowych zmienione potencjały φ'_p i φ'_n , to otrzymamy rozwiązania

$$\varphi(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x + d'_p)^2 + \varphi'_p \quad \text{dla} \quad -d'_p \leq x \leq 0 \quad (44)$$

oraz

$$\varphi(x) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}(x - d'_n)^2 + \varphi'_n \quad \text{dla} \quad 0 \leq x \leq d'_n. \quad (45)$$

Dla $x = 0$ rozwiązania te muszą być identyczne, czyli

$$\frac{eN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}d_p'^2 + \varphi'_p = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_s}d_n'^2 + \varphi'_n. \quad (46)$$

Warunek neutralności ładunkowej warstwy zubożonej przyjmuje teraz postać

Warunek neutralności ładunkowej warstwy zubożonej przyjmuje teraz postać

$$N_A d'_p = N_D d'_n . \quad (47)$$

Warunek neutralności ładunkowej warstwy zubożonej przyjmuje teraz postać

$$N_A d'_p = N_D d'_n . \quad (47)$$

Otrzymujemy stąd

$$d'_n = \frac{N_A}{N_D} d'_p . \quad (48)$$

Warunek neutralności ładunkowej warstwy zubożonej przyjmuje teraz postać

$$N_A d'_p = N_D d'_n . \quad (47)$$

Otrzymujemy stąd

$$d'_n = \frac{N_A}{N_D} d'_p . \quad (48)$$

Ze związków (46) i (48) otrzymujemy

$$d'_p = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{eN_A} \frac{N_D}{N_A + N_D} (\varphi'_n - \varphi'_p) \right]^{1/2} . \quad (49)$$

Korzystając z tego, że $\varphi'_n - \varphi'_p = V' = V_0 - V$, obliczamy

Korzystając z tego, że $\varphi'_n - \varphi'_p = V' = V_0 - V$, obliczamy

$$d'_p = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon_s N_D}{eN_A(N_A + N_D)} (V_0 - V) \right]^{1/2}. \quad (50)$$

Korzystając z tego, że $\varphi'_n - \varphi'_p = V' = V_0 - V$, obliczamy

$$d'_p = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s N_D}{eN_A(N_A + N_D)} (V_0 - V) \right]^{1/2}. \quad (50)$$

Wzory (48) i (50) pozwalają nam określić w sposób ilościowy zmiany szerokości warstwy zubożonej, które możemy interpretować jako zmiany głębokości wnikania warstwy zubożonej w obszary typu p i n .

Korzystając z tego, że $\varphi'_n - \varphi'_p = V' = V_0 - V$, obliczamy

$$d'_p = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s N_D}{eN_A(N_A + N_D)} (V_0 - V) \right]^{1/2}. \quad (50)$$

Wzory (48) i (50) pozwalają nam określić w sposób ilościowy zmiany szerokości warstwy zubożonej, które możemy interpretować jako zmiany głębokości wnikania warstwy zubożonej w obszary typu p i n .

Zgodnie z (48) i (50) głębokości wnikania warstwy zubożonej rosną przy polaryzacji złącza w kierunku zaporowym, czyli dla $V < 0$, a maleją przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia, czyli dla $V > 0$.

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Równowaga oznacza, że napięcie zewnętrzne $V = 0$.

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Równowaga oznacza, że napięcie zewnętrzne $V = 0$.

Wprowadzamy następujące oznaczenia:

- ▶ n_ν = koncentracja elektronów w półprzewodniku typu ν ,

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Równowaga oznacza, że napięcie zewnętrzne $V = 0$.

Wprowadzamy następujące oznaczenia:

- ▶ n_ν = koncentracja elektronów w półprzewodniku typu ν ,
- ▶ p_ν = koncentracja dziur w półprzewodniku typu ν ,

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Równowaga oznacza, że napięcie zewnętrzne $V = 0$.

Wprowadzamy następujące oznaczenia:

- ▶ n_ν = koncentracja elektronów w półprzewodniku typu ν ,
- ▶ p_ν = koncentracja dziur w półprzewodniku typu ν ,

Mechanizm przepływu prądu przez złącze p – n

Prądy w warunkach równowagi

Równowaga oznacza, że napięcie zewnętrzne $V = 0$.

Wprowadzamy następujące oznaczenia:

- ▶ n_ν = koncentracja elektronów w półprzewodniku typu ν ,
- ▶ p_ν = koncentracja dziur w półprzewodniku typu ν ,

przy czym $\nu = p, n$.

Prądy dziurowe

Prądy dziurowe

(1) Prąd nośników większościowych

Prądy dziurowe

(1) Prąd nośników większościowych

W obszarze typu p większościowymi nośnikami ładunku są dziury.

Prądy dziurowe

(1) Prąd nośników większościowych

W obszarze typu p większościowymi nośnikami ładunku są dziury. Większościowy prąd dziurowy płynie z obszaru p do obszaru n .

Prądy dziurowe

(1) Prąd nośników większościowych

W obszarze typu p większościowymi nośnikami ładunku są dziury. Większościowy prąd dziurowy płynie z obszaru p do obszaru n .

Oznaczmy natężenie tego prądu symbolem $I_0^+(p \rightarrow n)$.

Prądy dziurowe

(1) Prąd nośników większościowych

W obszarze typu p większościowymi nośnikami ładunku są dziury. Większościowy prąd dziurowy płynie z obszaru p do obszaru n .

Oznaczmy natężenie tego prądu symbolem $I_0^+(p \rightarrow n)$.

Natężenie $I_0^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do koncentracji dziur p_p w obszarze p i do prawdopodobieństwa pokonania przez dziurę bariery potencjału $U_0 = qV_0$, gdzie ładunek dziury $q = +e > 0$.

Prawdopodobieństwo pokonania przez dziurę bariery potencjału jest proporcjonalne do klasycznego czynnika boltzmanowskiego $\exp(-\beta U_0)$,

Prawdopodobieństwo pokonania przez dziurę bariery potencjału jest proporcjonalne do klasycznego czynnika boltzmanowskiego $\exp(-\beta U_0)$, a zatem natężenie większościowego prądu dziurowego

Prawdopodobieństwo pokonania przez dziurę bariery potencjału jest proporcjonalne do klasycznego czynnika boltzmanowskiego $\exp(-\beta U_0)$, a zatem natężenie większościowego prądu dziurowego

$$I_0^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta e V_0} . \quad (51)$$

(2) Prąd nośników mniejszościowych

(2) Prąd nośników mniejszościowych

W półprzewodniku typu n dziury są mniejszościowymi nośnikami ładunku.

(2) Prąd nośników mniejszościowych

W półprzewodniku typu n dziury są mniejszościowymi nośnikami ładunku. W obszarze dodatniego ładunku przestrzennego w materiale typu n dziury posiadają wyższą energię niż w materiale typu p , a zatem odpowiedni prąd dziurowy nie jest aktywowany termicznie.

(2) Prąd nośników mniejszościowych

W półprzewodniku typu n dziury są mniejszościowymi nośnikami ładunku. W obszarze dodatniego ładunku przestrzennego w materiale typu n dziury posiadają wyższą energię niż w materiale typu p , a zatem odpowiedni prąd dziurowy nie jest aktywowany termicznie. Stąd natężenie tego prądu

$$I_0^+(n \rightarrow p) \sim p_n . \quad (52)$$

W obszarze n dziury powstają wskutek jonizacji termicznej akceptorów, przy czym $N_A < N_D$.

W obszarze n dziury powstają wskutek jonizacji termicznej akceptorów, przy czym $N_A < N_D$. W stanie równowagi całego obwodu elektrycznego napięcia na złączach półprzewodnik typu p – metal i półprzewodnik typu n – metal znoszą działanie napięcia V_0 na złączu $p - n$. Zatem

W obszarze n dziury powstają wskutek jonizacji termicznej akceptorów, przy czym $N_A < N_D$. W stanie równowagi całego obwodu elektrycznego napięcia na złączach półprzewodnik typu p – metal i półprzewodnik typu n – metal znoszą działanie napięcia V_0 na złączu $p - n$. Zatem

$$I_0^+(p \rightarrow n) = I_0^+(n \rightarrow p) \equiv I_0^+ . \quad (53)$$

W obszarze n dziury powstają wskutek jonizacji termicznej akceptorów, przy czym $N_A < N_D$. W stanie równowagi całego obwodu elektrycznego napięcia na złączach półprzewodnik typu p – metal i półprzewodnik typu n – metal znoszą działanie napięcia V_0 na złączu $p - n$. Zatem

$$I_0^+(p \rightarrow n) = I_0^+(n \rightarrow p) \equiv I_0^+ . \quad (53)$$

Zgodnie ze wzorami (51), (52) i (53) otrzymujemy następującą własność prądu dziurowego w stanie równowagi

W obszarze n dziury powstają wskutek jonizacji termicznej akceptorów, przy czym $N_A < N_D$. W stanie równowagi całego obwodu elektrycznego napięcia na złączach półprzewodnik typu p – metal i półprzewodnik typu n – metal znoszą działanie napięcia V_0 na złączu $p - n$. Zatem

$$I_0^+(p \rightarrow n) = I_0^+(n \rightarrow p) \equiv I_0^+ . \quad (53)$$

Zgodnie ze wzorami (51), (52) i (53) otrzymujemy następującą własność prądu dziurowego w stanie równowagi

$$I_0^+ \sim p_n = p_p e^{-\beta e V_0} . \quad (54)$$

Prądy elektronowe

Prądy elektronowe

Analogicznie jak dla prądów dziurowych otrzymujemy

$$I_0^-(n \rightarrow p) = I_0^-(p \rightarrow n) \equiv I_0^- , \quad (55)$$

Prądy elektronowe

Analogicznie jak dla prądów dziurowych otrzymujemy

$$I_0^-(n \rightarrow p) = I_0^-(p \rightarrow n) \equiv I_0^- , \quad (55)$$

przy czym podobnie jak dla prądu dziurowego

$$I_0^- \sim n_p = n_n e^{-\beta e V_0} . \quad (56)$$

Prądy elektronowe

Analogicznie jak dla prądów dziurowych otrzymujemy

$$I_0^-(n \rightarrow p) = I_0^-(p \rightarrow n) \equiv I_0^- , \quad (55)$$

przy czym podobnie jak dla prądu dziurowego

$$I_0^- \sim n_p = n_n e^{-\beta e V_0} . \quad (56)$$

Uwaga: Znak czynnika boltzmannowskiego wyjaśniony jest w komentarzu poniżej.

Prąd wypadkowy w stanie równowagi

Prąd wypadkowy w stanie równowagi

W stanie równowagi nie płynie żaden prąd wypadkowy, czyli

Prąd wypadkowy w stanie równowagi

W stanie równowagi nie płynie żaden prąd wypadkowy, czyli

$$I = I_0^+(p \rightarrow n) - I_0^+(n \rightarrow p) + I_0^-(n \rightarrow p) - I_0^-(p \rightarrow n) = 0 . \quad (57)$$

Przepływ prądu przez złącze p – n wywołany zewnętrznym napięciem

Przepływ prądu przez złącze $p - n$ wywołany zewnętrznym napięciem

Jeżeli do struktury $p - n$ przyłożymy zewnętrzne napięcie V , to – zgodnie z poprzednio uzyskanym wynikiem – napięcie na złączu wynosi

Przepływ prądu przez złącze p – n wywołany zewnętrznym napięciem

Jeżeli do struktury $p - n$ przyłożymy zewnętrzne napięcie V , to – zgodnie z poprzednio uzyskanym wynikiem – napięcie na złączu wynosi

$$V' = V_0 - V . \quad (58)$$

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \longrightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n .

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n . Zgodnie ze wzorem (51) jego natężenie $I^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do odpowiednio zmienionego czynnika boltzmannowskiego

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n . Zgodnie ze wzorem (51) jego natężenie $I^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do odpowiednio zmienionego czynnika boltzmannowskiego

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta U}, \quad (59)$$

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \longrightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n . Zgodnie ze wzorem (51) jego natężenie $I^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do odpowiednio zmienionego czynnika boltzmannowskiego

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta U}, \quad (59)$$

gdzie $U = eV' = e(V_0 - V)$.

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n . Zgodnie ze wzorem (51) jego natężenie $I^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do odpowiednio zmienionego czynnika boltzmannowskiego

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta U}, \quad (59)$$

gdzie $U = eV' = e(V_0 - V)$.

Podstawiając (54) do (59) otrzymujemy

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta e V_0} e^{\beta e V}, \quad (60)$$

Powtórzenie poprzednich rozważań dla zmienionego napięcia $V_0 \rightarrow V'$ prowadzi to do następujących wyników:

Prąd dziurowy nośników większościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu p do obszaru typu n . Zgodnie ze wzorem (51) jego natężenie $I^+(p \rightarrow n)$ jest proporcjonalne do odpowiednio zmienionego czynnika boltzmannowskiego

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta U}, \quad (59)$$

gdzie $U = eV' = e(V_0 - V)$.

Podstawiając (54) do (59) otrzymujemy

$$I^+(p \rightarrow n) \sim p_p e^{-\beta e V_0} e^{\beta e V}, \quad (60)$$

a stąd

$$I^+(p \rightarrow n) = I_0^+ e^{\beta e V}. \quad (61)$$

Prąd dziurowy nośników mniejszościowych

Prąd dziurowy nośników mniejszościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu n do obszaru typu p .

Prąd dziurowy nośników mniejszościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu n do obszaru typu p .
Jeżeli napięcie zewnętrzne V nie jest zbyt duże, to natężenie tego prądu $I^+(n \rightarrow n)$ pozostaje stałe i równe natężeniu prądu I_0^+ nośników mniejszościowych w równowadze, czyli

Prąd dziurowy nośników mniejszościowych

Prąd ten płynie z obszaru typu n do obszaru typu p .
Jeżeli napięcie zewnętrzne V nie jest zbyt duże, to natężenie tego prądu $I^+(n \rightarrow p)$ pozostaje stałe i równe natężeniu prądu I_0^+ nośników mniejszościowych w równowadze, czyli

$$I^+(n \rightarrow p) = I_0^+ . \quad (62)$$

Wypadkowy prąd dziurowy

Wypadkowy prąd dziurowy

Na podstawie wzorów (61) i (62) obliczmy natężenie wypadkowego prądu dziurowego jako

Wypadkowy prąd dziurowy

Na podstawie wzorów (61) i (62) obliczmy natężenie wypadkowego prądu dziurowego jako

$$I^+ = I^+(p \rightarrow n) - I_0^+ . \quad (63)$$

Wypadkowy prąd dziurowy

Na podstawie wzorów (61) i (62) obliczmy natężenie wypadkowego prądu dziurowego jako

$$I^+ = I^+(p \rightarrow n) - I_0^+ . \quad (63)$$

Prąd ten płynie z obszaru p do obszaru n zgodnie z wypadkowym ruchem dziur.

Prądy elektronowe

Prądy elektronowe

Prąd elektronowy opisany jest wzorem analogicznym do wzoru (63), opisującego prąd dziurowy.

Prądy elektronowe

Prąd elektronowy opisany jest wzorem analogicznym do wzoru (63), opisującego prąd dziurowy. A zatem możemy napisać

$$I^- = I^-(n \rightarrow p) - I_0^- . \quad (64)$$

Komentarz

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$.

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$. A zatem energia potencjalna elektronu $U_e = -e\varphi$.

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$. A zatem energia potencjalna elektronu $U_e = -e\varphi$.

Jednakże natężenie prądu elektronowego opisane jest analogicznymi wzorami jak dla prąd dziuowy.

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$. A zatem energia potencjalna elektronu $U_e = -e\varphi$.

Jednakże natężenie prądu elektronowego opisane jest analogicznymi wzorami jak dla prąd dziurowy.

Zastosowanie tych samych wzorów dla prądów elektronowego i dziurowego wynika stąd, że energia potencjalna U_0 elektronu w stanie równowagi obliczana jest w następujący sposób:

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$. A zatem energia potencjalna elektronu $U_e = -e\varphi$.

Jednakże natężenie prądu elektronowego opisane jest analogicznymi wzorami jak dla prąd dziuowy.

Zastosowanie tych samych wzorów dla prądów elektronowego i dziuowego wynika stąd, że energia potencjalna U_0 elektronu w stanie równowagi obliczana jest w następujący sposób:

$$\begin{aligned}U_0 &= \Delta U = U_p^e - U_n^e = q_e(\varphi_p^0 - \varphi_n^0) = (-e)(\varphi_p^0 - \varphi_n^0) \\ &= e(\varphi_n^0 - \varphi_p^0) = eV_0 ,\end{aligned}\tag{65}$$

Komentarz

Ładunek elektronu $q_e = -e < 0$. A zatem energia potencjalna elektronu $U_e = -e\varphi$.

Jednakże natężenie prądu elektronowego opisane jest analogicznymi wzorami jak dla prąd dziuowy.

Zastosowanie tych samych wzorów dla prądów elektronowego i dziuowego wynika stąd, że energia potencjalna U_0 elektronu w stanie równowagi obliczana jest w następujący sposób:

$$\begin{aligned}U_0 &= \Delta U = U_p^e - U_n^e = q_e(\varphi_p^0 - \varphi_n^0) = (-e)(\varphi_p^0 - \varphi_n^0) \\ &= e(\varphi_n^0 - \varphi_p^0) = eV_0, \end{aligned} \tag{65}$$

przy czym $eV_0 > 0$.

Powyżej podano sposób obliczania energii potencjalnej elektronu U_0 w przypadku równowagi, czyli dla $V = 0$.

Powyżej podano sposób obliczania energii potencjalnej elektronu U_0 w przypadku równowagi, czyli dla $V = 0$. Dla $V \neq 0$ w przekształceniach (65) należy dokonać zastąpienia $V_0 \rightarrow V'$.

Powyżej podano sposób obliczania energii potencjalnej elektronu U_0 w przypadku równowagi, czyli dla $V = 0$. Dla $V \neq 0$ w przekształceniach (65) należy dokonać zastąpienia $V_0 \rightarrow V'$. Wynika stąd, że dla dowolnego napięcia zewnętrznego V energia potencjalna elektronu wchodzi do odpowiednich wzorów na prąd z tym samym znakiem czynnika boltzmanowskiego, co energia potencjalna dziury.

Powyżej podano sposób obliczania energii potencjalnej elektronu U_0 w przypadku równowagi, czyli dla $V = 0$. Dla $V \neq 0$ w przekształceniach (65) należy dokonać zastąpienia $V_0 \rightarrow V'$. Wynika stąd, że dla dowolnego napięcia zewnętrznego V energia potencjalna elektronu wchodzi do odpowiednich wzorów na prąd z tym samym znakiem czynnika boltzmanowskiego, co energia potencjalna dziury.

Wypadkowy ruch elektronów odbywa się z obszaru typu n do obszaru typu p , a więc natężenie prądu elektronowego I^- dodaje się do natężenia prądu dziurowego.

Prąd całkowity

Prąd całkowity

Prąd całkowity I przez złącze $p - n$ jest sumą prądu dziurowego i prądu elektronowego, czyli

Prąd całkowity

Prąd całkowity I przez złącze $p - n$ jest sumą prądu dziurowego i prądu elektronowego, czyli

$$I = I^+ + I^- . \quad (66)$$

Prąd całkowity

Prąd całkowity I przez złącze $p - n$ jest sumą prądu dziurowego i prądu elektronowego, czyli

$$I = I^+ + I^- . \quad (66)$$

Definiując sumę prądów nośników mniejszościowych jako

$$I_0 = I_0^+ + I_0^- , \quad (67)$$

Prąd całkowity

Prąd całkowity I przez złącze $p - n$ jest sumą prądu dziurowego i prądu elektronowego, czyli

$$I = I^+ + I^- . \quad (66)$$

Definiując sumę prądów nośników mniejszościowych jako

$$I_0 = I_0^+ + I_0^- , \quad (67)$$

obliczamy ze wzorów (63), (64) i (66) natężenie prądu całkowitego

Prąd całkowity

Prąd całkowity I przez złącze $p - n$ jest sumą prądu dziurowego i prądu elektronowego, czyli

$$I = I^+ + I^- . \quad (66)$$

Definiując sumę prądów nośników mniejszościowych jako

$$I_0 = I_0^+ + I_0^- , \quad (67)$$

obliczamy ze wzorów (63), (64) i (66) natężenie prądu całkowitego

$$I = I_0(e^{\beta eV} - 1) . \quad (68)$$

Natężenie prądu całkowitego możemy zapisać w równoważnej postaci jako

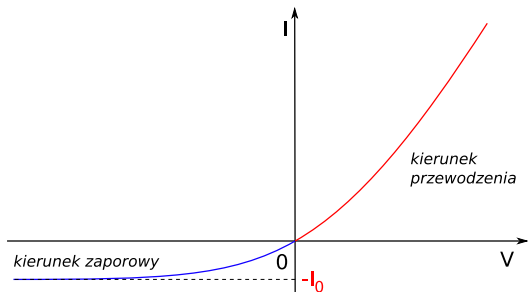
Natężenie prądu całkowitego możemy zapisać w równoważnej postaci jako

$$I = I_0 \left[e^{eV/(k_B T)} - 1 \right]. \quad (69)$$

Natężenie prądu całkowitego możemy zapisać w równoważnej postaci jako

$$I = I_0 \left[e^{eV/(k_B T)} - 1 \right]. \quad (69)$$

Wzór (69) nazywany jest **wzorem Shockleya**.



Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$. $I_0 = 1\mu\text{A}$ dla Ge, $I_0 = 1 \div 10$ nA dla Si.

Heterozłącza w równowadze

Heterozłącza w równowadze

Najczęściej stosowanym obecnie heterozłączem jest złącze utworzone pomiędzy kryształem GaAs i stopem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, gdzie $0 \leq x \leq 1$.

Heterozłącza w równowadze

Najczęściej stosowanym obecnie heterozłączem jest złącze utworzone pomiędzy kryształem GaAs i stopem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, gdzie $0 \leq x \leq 1$. Ważną zaletą tego złącza jest bardzo dobre dopasowanie stałych sieciowych:

Heterozłącza w równowadze

Najczęściej stosowanym obecnie heterozłączeniem jest złącze utworzone pomiędzy kryształem GaAs i stopem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, gdzie $0 \leq x \leq 1$. Ważną zaletą tego złącza jest bardzo dobre dopasowanie stałych sieciowych: stała sieci GaAs i stałe sieci wszystkich stopów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ różnią się co najwyżej o parę procent.

W stopie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ położenia maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa zmieniają się w stosunku do tych w GaAs.

W stopie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ położenia maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa zmieniają się w stosunku do tych w GaAs. Prowadzi to do następującej zmiany przerwy energetycznej wraz ze zmianą składu stopu:

W stopie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ położenia maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa zmieniają się w stosunku do tych w GaAs. Prowadzi to do następującej zmiany przerwy energetycznej wraz ze zmianą składu stopu:

$$E_g = 1.424 + 1.247x \text{ [eV]} , \quad (70)$$

przy czym wzór (70) obowiązuje dla dla $T = 300 \text{ K}$.

W stopie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ położenia maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa zmieniają się w stosunku do tych w GaAs. Prowadzi to do następującej zmiany przerwy energetycznej wraz ze zmianą składu stopu:

$$E_g = 1.424 + 1.247x \text{ [eV] } , \quad (70)$$

przy czym wzór (70) obowiązuje dla dla $T = 300 \text{ K}$. Wynika stąd, że w heterozłączu na granicy pomiędzy różnymi materiałami występuje nieciągłość pasm przewodnictwa i walencyjnego oraz przerwy energetycznej.

Typy heterostruktur

Typy heterostruktur

Przyjmijmy, że heterostrutura A/B utworzona jest z materiałów półprzewodnikowych A i B.

Typy heterostruktur

Przyjmijmy, że heterostrutura A/B utworzona jest z materiałów półprzewodnikowych A i B. W zależności od składu chemicznego materiałów A i B można wytworzyć różne typy heterostruktur:

- (I) Przy przejściu od półprzewodnika A do półprzewodnika B następuje skokowy wzrost energii dna pasma przewodnictwa (o wartość $\Delta E_c > 0$) oraz skokowe obniżenie się energii pułapu pasma walencyjnego (o wartość $\Delta E_v > 0$).

- (I) Przy przejściu od półprzewodnika A do półprzewodnika B następuje skokowy wzrost energii dna pasma przewodnictwa (o wartość $\Delta E_c > 0$) oraz skokowe obniżenie się energii pułapu pasma walencyjnego (o wartość $\Delta E_v > 0$). W tej heterostrukturze nieciągłości energii ekstremów obu pasm mają zgodne znaki.

- (I) Przy przejściu od półprzewodnika A do półprzewodnika B następuje skokowy wzrost energii dna pasma przewodnictwa (o wartość $\Delta E_c > 0$) oraz skokowe obniżenie się energii pułapu pasma walencyjnego (o wartość $\Delta E_v > 0$). W tej heterostrukturze nieciągłości energii ekstremów obu pasm mają zgodne znaki. Skokowe zmiany energii pasm prowadzą do nieciągłości przerwy energetycznej

- (I) Przy przejściu od półprzewodnika A do półprzewodnika B następuje skokowy wzrost energii dna pasma przewodnictwa (o wartość $\Delta E_c > 0$) oraz skokowe obniżenie się energii pułapu pasma walencyjnego (o wartość $\Delta E_v > 0$). W tej heterostrukturze nieciągłości energii ekstremów obu pasm mają zgodne znaki. Skokowe zmiany energii pasm prowadzą do nieciągłości przerwy energetycznej

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v . \quad (71)$$

- (I) Przy przejściu od półprzewodnika A do półprzewodnika B następuje skokowy wzrost energii dna pasma przewodnictwa (o wartość $\Delta E_c > 0$) oraz skokowe obniżenie się energii pułapu pasma walencyjnego (o wartość $\Delta E_v > 0$). W tej heterostrukturze nieciągłości energii ekstremów obu pasm mają zgodne znaki. Skokowe zmiany energii pasm prowadzą do nieciągłości przerwy energetycznej

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v . \quad (71)$$

Heterostruktura typu I jest najczęściej spotykana. Przykładem tej heterostruktury jest układ GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

(II) Przy przejściu od materiału A do B następuje skokowy wzrost energii ekstremów obu pasm.

- (II) Przy przejściu od materiału A do B następuje skokowy wzrost energii ekstremów obu pasm. W tym przypadku nieciągłości energii ekstremów obu pasm wnoszą przeciwne wkłady do zmiany szerokości przerwy energetycznej.

(II) Przy przejściu od materiału A do B następuje skokowy wzrost energii ekstremów obu pasm. W tym przypadku nieciągłości energii ekstremów obu pasm wnoszą przeciwne wkłady do zmiany szerokości przerwy energetycznej. Dla $\Delta E_c > \Delta E_v > 0$ otrzymujemy zmniejszenie szerokości przerwy energetycznej o wartość

(II) Przy przejściu od materiału A do B następuje skokowy wzrost energii ekstremów obu pasm. W tym przypadku nieciągłości energii ekstremów obu pasm wnoszą przeciwne wkłady do zmiany szerokości przerwy energetycznej. Dla $\Delta E_c > \Delta E_v > 0$ otrzymujemy zmniejszenie szerokości przerwy energetycznej o wartość

$$\Delta E_g = \Delta E_c - \Delta E_v . \quad (72)$$

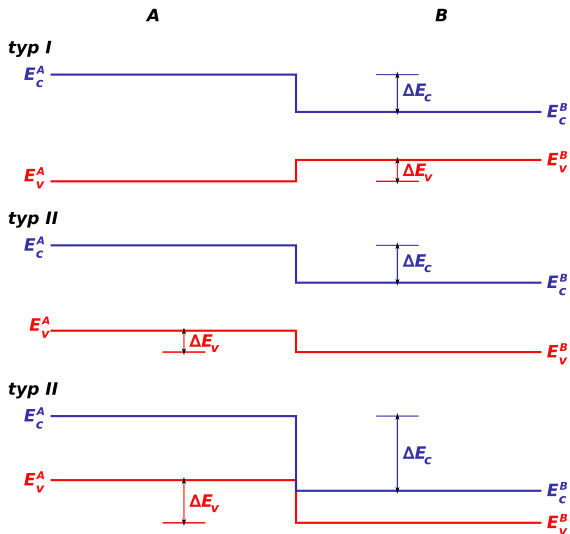
(II) Przy przejściu od materiału A do B następuje skokowy wzrost energii ekstremów obu pasm. W tym przypadku nieciągłości energii ekstremów obu pasm wnoszą przeciwne wkłady do zmiany szerokości przerwy energetycznej. Dla $\Delta E_c > \Delta E_v > 0$ otrzymujemy zmniejszenie szerokości przerwy energetycznej o wartość

$$\Delta E_g = \Delta E_c - \Delta E_v . \quad (72)$$

Przykład: InAs/GaSb.

- (III) Pułap pasma walencyjnego półprzewodnika A leży powyżej dna pasma przewodnictwa półprzewodnika B.

- (III) Pułap pasma walencyjnego półprzewodnika A leży powyżej dna pasma przewodnictwa półprzewodnika B. Podobnie jak w przypadku (II) nieciągłości energii ekstremów obu pasm się odejmują, a zatem nieciągłość przerwy energetycznej dana jest wzorem (72).



Schematy zmian ekstremów pasm dla trzech typów heterostruktur.

Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

Do opisu heterozłącza wprowadzamy następujące wielkości fizyczne:

Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

Do opisu heterozłącza wprowadzamy następujące wielkości fizyczne:

- ▶ ΔE_c = nieciągłość energii dna pasma przewodnictwa,

Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

Do opisu heterozłącza wprowadzamy następujące wielkości fizyczne:

- ▶ ΔE_c = nieciągłość energii dna pasma przewodnictwa,
- ▶ ΔE_v = nieciągłość energii pułapu pasma walencyjnego,

Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

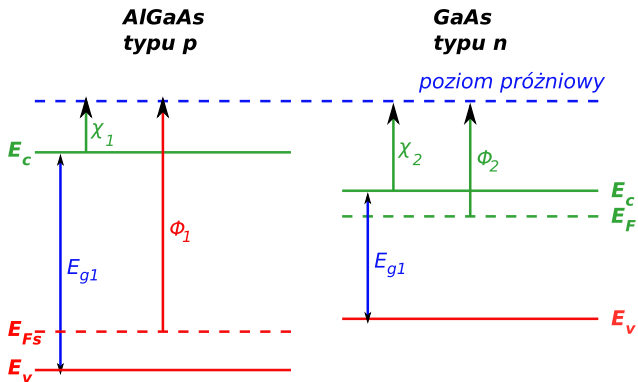
Do opisu heterozłącza wprowadzamy następujące wielkości fizyczne:

- ▶ ΔE_c = nieciągłość energii dna pasma przewodnictwa,
- ▶ ΔE_v = nieciągłość energii pułapu pasma walencyjnego,
- ▶ ϕ = praca wyjścia = energia potrzebna do przeniesienia elektronu z poziomu Fermiego na poziom próżniowy o minimalnej energii,

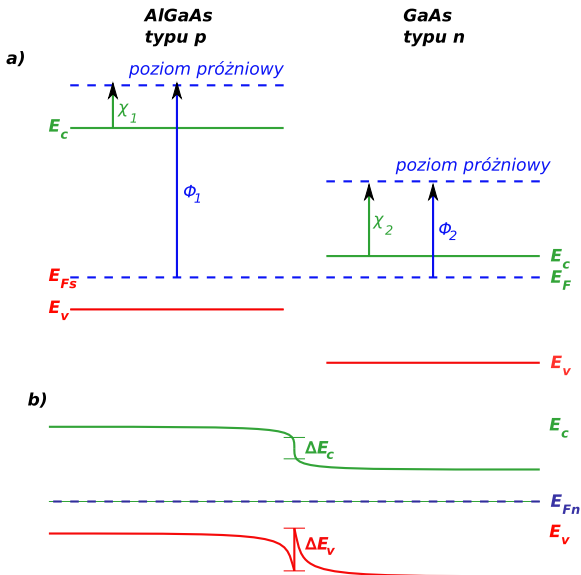
Zmiana położenia ekstremów pasm przy powstawaniu heterozłącza pomiędzy GaAs typu n i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ typu p w równowadze

Do opisu heterozłącza wprowadzamy następujące wielkości fizyczne:

- ▶ ΔE_c = nieciągłość energii dna pasma przewodnictwa,
- ▶ ΔE_v = nieciągłość energii pułapu pasma walencyjnego,
- ▶ ϕ = praca wyjścia = energia potrzebna do przeniesienia elektronu z poziomu Fermiego na poziom próżniowy o minimalnej energii,
- ▶ χ = powinowactwo elektronowe = energia potrzebna do przeniesienia elektronu z dna pasma przewodnictwa na poziom próżniowy o minimalnej energii.



Energie ekstremów pasm dla rozseparowanych materiałów *p*-AlGaAs i *n*-GaAs.



Heterozłącze p-AlGaAs/n-GaAs w równowadze.

Złącze metal-półprzewodnik w równowadze

Złącze metal-półprzewodnik w równowadze

(a) Bariera Schottky'ego

Złącze metal-półprzewodnik w równowadze

- (a) Bariera Schottky'ego
- (b) Złącze omowe

