

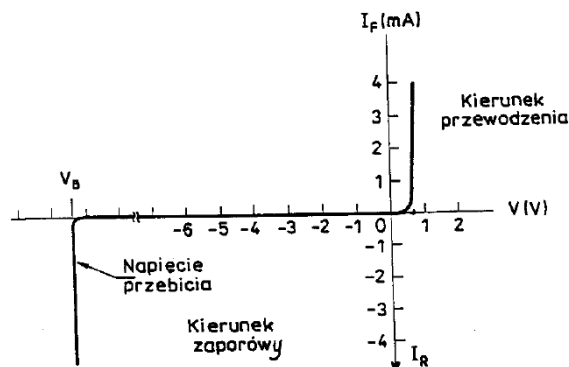
## II. POMIAR CHARAKTERYSTYK I-V-T ZŁĄCZA P-N

**Cel ćwiczenia:** Wyznaczenie potencjału wbudowanego w złączu p-n na podstawie pomiarów charakterystyk prądowo - napięciowych w funkcji temperatury.

**Zagadnienia:** półprzewodniki samoistne, domieszkowane, złącze p-n.

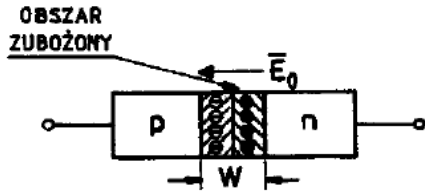
### 1. Wprowadzenie

Najważniejszą cechą złącza półprzewodnikowego p-n jest prostująca charakterystyka prądowo-napięciowa. Przykładową charakterystykę I-V dla złącza wykonanego na bazie Si, przedstawiono na rys.1. Kiedy złącze jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia, prąd  $I_F$  rośnie ze wzrostem przykładanego napięcia. Kiedy jest spolaryzowane w kierunku zaporowym, płynie tylko niewielki prąd  $I_R$ . Dopiero jeśli napięcie wzrośnie powyżej napięcia przebicia  $V_B$  prąd gwałtownie rośnie.

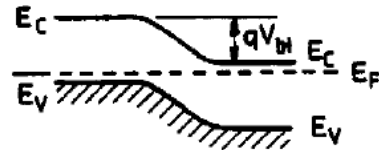


Rys.1 Charakterystyka prądowo - napięciowa złącza p-n.

Rozważmy półprzewodniki typu p i typu n. Załóżmy dalej, że w wyniku przeprowadzenia procesu epitaksji, dyfuzji lub implantacji jonów uformowane zostało złącze p-n, czyli połączono te półprzewodniki ze sobą. Zauważmy, że w półprzewodniku typu p istnieje dużo więcej dziur niż w półprzewodniku typu n, zaś w półprzewodniku typu n jest dużo więcej elektronów niż w półprzewodniku typu p. Ten gradient koncentracji nośników jest źródłem tzw. prądu dyfuzyjnego, czyli prądu elektronów poruszających się z obszaru typu n w stronę obszaru typu p i dziur - poruszających się z obszaru typu p w stronę obszaru typu n. Elektrony opuszczając półprzewodnik typu n, pozostawiają dodatnio naładowane jony donorów, zaś dziury w półprzewodniku typu p pozostawiają ujemnie naładowane jony akceptorów. Ładunek przestrzenny tych jonów jest źródłem pola elektrycznego  $E_o$  które jest skierowane od obszaru typu n do obszaru typu p. W efekcie między obydwojma półprzewodnikami pojawia się bariera energetyczna o wysokości  $qV_{bi}$ . Schematycznie tę sytuację ilustrują rys. 2a i rys. 2b na których przedstawiono złącze p-n i różnicę energii potencjalnej między obszarami p i n złącza, gdzie  $E_C$  – poziom pasma przewodnictwa,  $E_V$  - poziom pasma walencyjnego,  $E_F$  – poziom Fermiego,  $W$  – szerokość obszaru zubożonego.

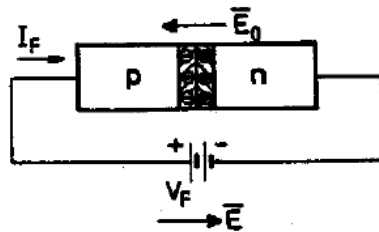


Rys.2a

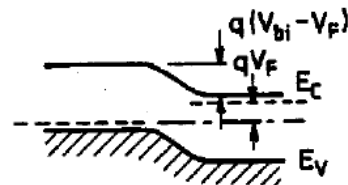


Rys.2b

Ta różnica potencjałów jest źródłem tzw. prądu unoszenia. Jest to prąd elektronów poruszających się z obszaru typu p do n i prąd dziur poruszających się z obszaru typu n do p. W stanie równowagi termodynamicznej prąd dyfuzyjny jest równoważony przez prąd unoszenia i przez złącze p-n nie płynie prąd. Jeśli teraz złącze p-n spolaryzujemy w kierunku przewodzenia napięciem  $V_F$ , czyli tak jak to przedstawiono na rys. 2c, wówczas zewnętrzne pole będzie skierowane przeciwnie niż pole w złączu p-n tak, że wypadkowe pole elektryczne zmniejszy się. Różnica potencjałów na złączu p-n zmniejszy się również, o wartość przyłożonego napięcia (rys.2d) co spowoduje wzrost prądu dyfuzyjnego.



Rys.2c



Rys.2d

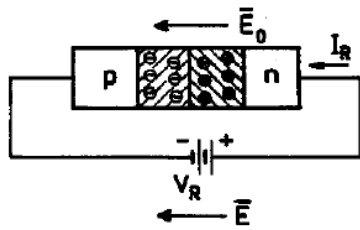
Charakterystykę prądowo - napięciową dla idealnego złącza p-n opisuje wzór Shockley'a :

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) \quad (1)$$

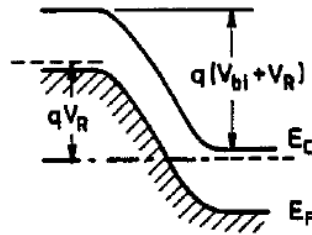
gdzie

$$I_0 = qA \left( \frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \quad (2)$$

nazywa się prądem nasycenia zaś  $D_p$  ( $D_n$ ) – współczynnikiem dyfuzji dla dziur (elektronów),  $L_p$  ( $L_n$ ) – długością drogi dyfuzji dla dziur (elektronów),  $p_n$  – koncentracją dziur po stronie n złącza p-n i  $n_p$  – koncentracją elektronów po stronie p złącza p-n,  $A$  jest powierzchnią złącza. Jeśli złącze p-n spolaryzujemy w kierunku zaporowym (rys.2e), wówczas zewnętrzne pole elektryczne doda się do pola  $E_0$ , różnica potencjałów między obszarami p i n wzrośnie do wartości  $q(V_R + V_{bi})$  (patrz rys.2f) i prąd dyfuzyjny znacznie zmniejszy się. Prąd unoszenia pozostanie ten sam, tak że dla dużych napięć w kierunku zaporowym stanowi on jedyny prąd płynący przez złącze. Dlatego wypadkowy prąd jest wówczas równy prądowi nasycenia  $I_0$ .

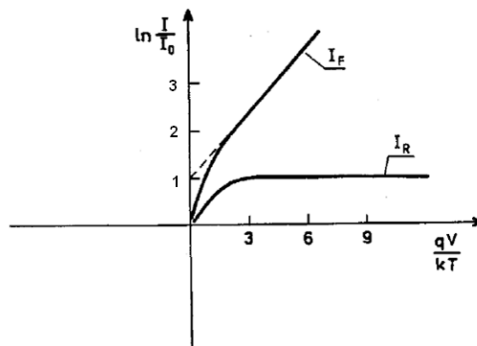


Rys.2e



Rys.2f

Równanie (7) opisuje charakterystykę prądowo – napięciową idealnego złącza p-n. Charakterystykę  $\ln(I/I_0)=f(qV/kT)$  dla idealnego złącza p-n przedstawia rys.3.



Rys.3

W rzeczywistym złączu p-n oprócz prądu dyfuzyjnego mogą płynąć jeszcze inne prądy, takie jak prąd generacji – rekombinacji w obszarze zubożonym złącza, prąd tunelowy i powierzchniowe prądy upływności. Przepływ tych prądów powoduje, że charakterystyka prądowo – napięciowa odbiega od idealnej i jest opisywana wzorem:

$$I = I_0 [\exp(qV/(nkT))-1] \quad (3)$$

gdzie  $n$  jest tzw. współczynnikiem idealności diody.

## 2. Wyznaczenie energii wzbronionej materiału półprzewodnika

Pomiar charakterystyk prądowo – napięciowych półprzewodnikowego złącza p-n w różnych temperaturach umożliwia wyznaczenie przerwy energetycznej materiału półprzewodnika. W tym celu wyznacza się najpierw prąd nasycenia oraz współczynnik idealności diody. Dla napięć takich, że  $qV/(kT) \geq 3$ , można pominąć 1 w równaniu (3) i po jego obustronnym zlogarytmowaniu otrzymamy równanie:

$$\ln I = \ln I_0 + qV/(nkT) \quad (4)$$

Z równania tego wynika, że wykres  $\ln I$  w funkcji napięcia w stałej temperaturze jest linią prostą przecinającą oś rzędnych w punkcie o współrzędnej  $\ln I_0$ . Współczynnik nachylenia prostej jest równy  $q/(nkT)$ . Zatem z pomiarów I-V w stałej temperaturze można określić współczynnik idealności złącza p-n oraz wartość prądu nasycenia.

Można pokazać, że dla złącza jednostronnego (np. gdy  $N_A \gg N_D$ ) można jeden ze składników w równaniu (2) pominąć i wówczas prąd nasycenia wyraża się wzorem:

$$I_0 \approx qn_i^2 \sqrt{D_p / \tau_p} \cdot \frac{1}{N_D} \quad (5)$$

gdzie  $\tau_p$  jest czasem życia dziur. Ponieważ koncentracja samoistna  $n_i$  zmienia się wykładniczo z temperaturą:

$$n_i^2 \propto T^3 \exp(-E_g / kT) \quad (6)$$

to prąd nasycenia jest następującą funkcją temperatury:

$$I_0 = CT^2 \exp(-E_g / kT) \quad (7)$$

gdzie  $C = \text{const.}$  Po podzieleniu równania (7) przez  $T^2$  a następnie obustronnym zlogarytmowaniu otrzymuje się wzór:

$$\ln \frac{I_0}{T^2} = \ln C - E_g / kT \quad (8)$$

Jest to równanie prostej o współczynniku nachylenia równym  $-E_g / k$ . Mierząc charakterystykę I-V w kilku różnych temperaturach i wyznaczając z każdej charakterystyki wartość  $I_0(T)$ , a następnie konstruując wykres  $\ln(I_0/T^2)$  w funkcji odwrotności temperatury, otrzymuje się linię prostą opisaną równaniem (8). Otrzymana z wykresu wartość współczynnika nachylenia prostej pozwala wyznaczyć wartość przerwy wzbronionej.

Równanie Shockley'a jest słuszne dla złącza o niewielkiej przerwie wzbronionej (np. german). Dla złącza krzemowego, prąd nasycenia jest zdominowany przez prąd generacji nośników w obszarze zubożonym złącza. Ten prąd jest proporcjonalny do koncentracji samoistnej  $n_i$  w pierwszej potędze. Wówczas zależność temperaturowa prądu nasycenia jest następująca:

$$I_0 = CT^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (9)$$

W efekcie na wykresie  $\ln(I_0/T^2)$  w funkcji odwrotności temperatury współczynnik kierunkowy jest równy  $-E_g / 2k$  zamiast  $-E_g / k$ .