

## Ćwiczenie nr 20

### BADANIE ZŁĄCZA p-n

#### 1. PRZEPŁYW PRĄDU PRZEZ ZŁĄCZE

Złączeniem *p-n* nazywamy styk obszarów o różnym typie przewodnictwa wytworzony w obrębie tego samego materiału półprzewodnikowego. Złącze takie otrzymuje się przez odpowiednie rozmieszczenie domieszek. Domieszkowanie w sposób istotny zmienia własności półprzewodnika, nawet jeśli atomy domieszek stanowią niewielki procent liczby wszystkich atomów. Domieszki powodują powstanie dodatkowych poziomów energetycznych w strukturze pasmowej, zwykle w przerwie wzbronionej między pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa. Domieszka donorów – atomów, które mają nadmiar elektronów w porównaniu z atomami sieci krystalicznej, wprowadza poziomy w pobliżu dna pasma przewodnictwa, natomiast domieszka akceptorów, które mają mniej elektronów niż atomy sieci, wprowadza poziomy w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego. W temperaturze wyższej od zera bezwzględnego w półprzewodnikach istnieją swobodne dziury i elektrony. W obszarze domieszkowanym akceptorami, zwanym obszarem typu *p*, koncentracja swobodnych dziur przewyższa koncentrację elektronów. W materiale donorowym (typ *n*) koncentracja elektronów przewyższa koncentrację dziur. Mówimy, że w materiale istnieją nośniki większościowe np. dziury w obszarze typu *p* i mniejszościowe np. elektrony w obszarze *p*.

Swobodne nośniki w złączu pn przemieszczają się w wyniku dyfuzji. Część dziur z obszaru *p* znajdzie się w obszarze typu *n*, a część elektronów z obszaru *n* przemieści się do obszaru *p*. Ubytek nośników prądu z jakiegoś obszaru materiału powoduje, że przestaje on być obojętny elektrycznie, ponieważ nie są wtedy skompensowane ładunki donorów lub akceptorów. Na granicy obszarów *n* i *p* powstaje dipolowa warstwa ładunku przestrzennego zwana warstwą zubożoną lub warstwą zaporową. Siły elektrostatyczne wytwarzane przez ładunki jonów utrudniają dalszy ruch dyfuzyjny nośników większościowych, natomiast na nośniki mniejszościowe powstałe pole elektryczne działa przyspieszająco. Przez złącze płyną przeciwnie skierowane prądy dyfuzji  $I_d$  i prądy unoszenia  $I_u$  dziur i elektronów (Rys.1a).

Jeżeli złącze znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej i bez przyłożonego napięcia, to prądy dyfuzji i unoszenia muszą być równe oddzielnie dla dziur i dla elektronów.

$$I_{dp} - I_{up} = 0, \quad I_{dn} - I_{un} = 0 \quad (1)$$

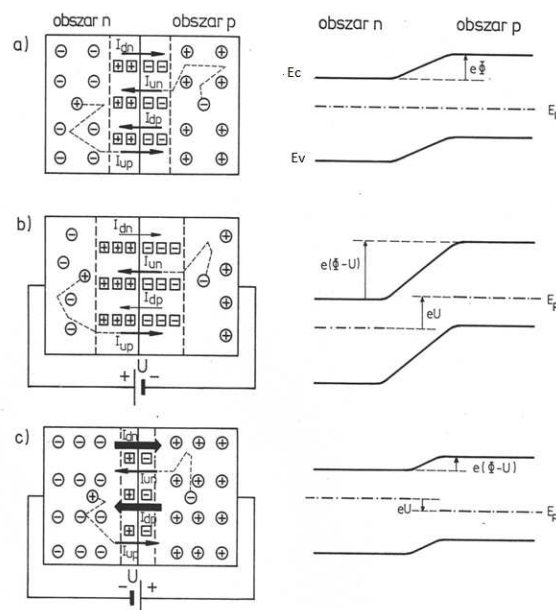
Indeksy *p* i *n* oznaczają odpowiednio prądy dziur i elektronów.

Na Rys.1a pokazany jest też model pasmowy złącza. Zaznaczono na nim poziom Fermiego  $E_F$  jednakowy dla całego kryształu. Poziom Fermiego znajduje się bliżej dna pasma przewodnictwa w obszarze *n*, a w obszarze *p* bliżej wierzchołka pasma podstawowego. Na złączu powstaje bariera potencjału  $\Phi$ , której odpowiada na rysunku zagięcie pasm energetycznych.

Zewnętrzne pole elektryczne może być przyłożone zgodnie lub przeciwnie z polem powstałym w złączu. Jeżeli zostanie przyłożone zgodnie (plus napięcia źródła zasilającego

dołączony do obszaru typu  $n$ , minus – do obszaru typu  $p$ , napięcie  $U$  traktujemy jako ujemne), wtedy powiększa się bariera potencjału na złączu. Prawdopodobieństwo pokonania większej bariery potencjału przez nośniki większościowe jest mniejsze, czyli składowe dyfuzyjne prądów elektronowego i dziurowego maleją.

Prądy unoszenia nośników mniejszościowych pozostają bez zmian, ponieważ są one określone przez prędkość dopływu tych nośników do granic warstwy zaporowej z obszarów obojętnych. Przy dostatecznie dużej wartości napięcia, prądy dyfuzji są bliskie zero i płynie tylko niewielki prąd unoszenia niezależny od napięcia. Prawie cały spadek napięcia zewnętrznego odkłada się na złączu, ponieważ nie ma tam swobodnych nośników i oporność tego obszaru jest bardzo duża. Przyłożone napięcie powoduje rozszerzenie obszaru zubożonego w nośniki - Rys.1b. Taką polaryzację złącza nazywamy zaporową.



Rys.1. Schemat złącza  $p-n$  i jego model pasmowy: Zaznaczone są cztery składowe prądu płynącego przez złącze: prądy dyfuzji  $I_{dn}$  i  $I_{dp}$  oraz unoszenia  $I_{un}$  i  $I_{up}$ ; znakiem  $\pm$  oznaczono swobodne nośniki ładunku, kwadracikami ładunki zjonizowanych donorów i akceptorów.

- niespolaryzowane złącze  $p-n$  w równowadze termodynamicznej,
- złącze  $p-n$  spolaryzowane w kierunku zaporowym,
- złącze  $p-n$  spolaryzowane w kierunku przewodzenia.

Jeżeli zewnętrzne pole elektryczne przyłożone jest przeciwnie do pola złącza niespolaryzowanego, wówczas wysokość bariery potencjału obniża się, zwęża się obszar zubożony w nośniki – Rys.1c. Jest to polaryzacja w kierunku przewodzenia. Prąd dyfuzji nośników większościowych gwałtownie wzrasta wraz ze wzrostem przyłożonego napięcia. Prąd nośników mniejszościowych nie ulega zmianie. Przy dostatecznie dużych wartościach napięcia polaryzującego prąd dyfuzji nośników większościowych zdecydowanie przeważa nad prądem unoszenia nośników mniejszościowych.

Prąd dyfuzji jest proporcjonalny do liczby nośników większościowych, które mogą pokonać barierę z prawdopodobieństwem określonym rozkładem Boltzmanna  $e^{-E/kT}$ . Jeśli złącze jest spolaryzowane napięciem  $\pm U$  wysokość bariery energetycznej wynosi  $e(\Phi \pm U)$  i otrzymujemy

$$I_d = C \exp\left[-\frac{e(\Phi \pm U)}{kT}\right] \quad (2)$$

gdzie  $C$  jest współczynnikiem proporcjonalności. W stanie równowagi dla  $U = 0$  składowa dyfuzyjna prądu jest równa składowej unoszenia:

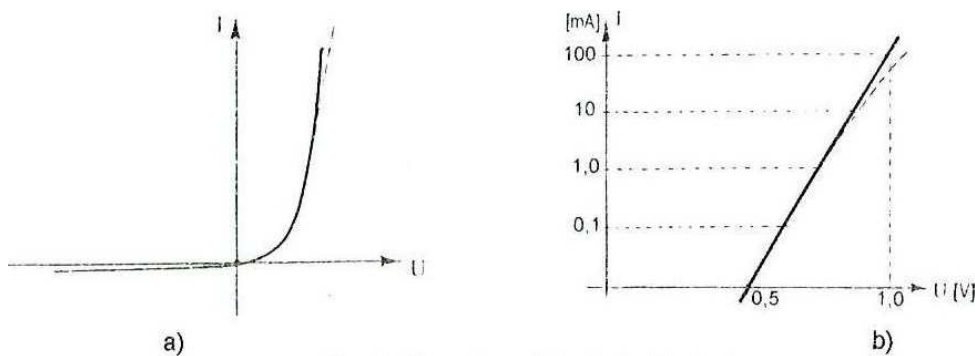
$$I_u = I_d = C \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right] \quad (3)$$

Dla dowolnych wartości  $U$ , biorąc pod uwagę, że składowa unoszenia nie zależy od napięcia zewnętrznego, można zapisać:

$$I_d = C \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right] \exp\left[\pm \frac{eU}{kT}\right] = I_u \exp\left[\pm \frac{eU}{kT}\right] \quad (4)$$

Całkowity prąd płynący przez złącze jest równy:

$$I = I_d - I_u = I_u \left[ \exp\left[\pm \frac{eU}{kT}\right] - 1 \right] \quad (5)$$



Rys.2. Charakterystyka prądowo – napięciowa idealnej (linia ciągła) i rzeczywistej (linia przerywana) diody półprzewodnikowej a) w skali liniowej; b) w skali półlogarytmicznej. Oporność omowa całej struktury ogranicza prąd dla wysokich napięć.

Rozważania prowadzące do wzoru (5) są słuszne zarówno dla dziur, jak i dla elektronów. Całkowity prąd, zwany często prądem nasycenia  $I_o$ , jest sumą składowej dziurowej i elektronowej. Jego wartość zależy od koncentracji nośników mniejszościowych dopływających do złącza. Otrzymana zależność prądu od napięcia, zwana równaniem idealnej diody półprzewodnikowej – opisuje przepływ prądu wywołany tylko dyfuzją i unoszeniem w złączu idealnym, to jest takim, w którym pominięto procesy generacji i rekombinacji w warstwie zubożonej oraz spadek napięcia poza warstwą zaporową.

Prąd złącza rzeczywistego  $I$  opisuje się za pomocą wzoru, w którym wprowadzono współczynnik  $A$ , nazywany współczynnikiem idealności

$$I = I_o \left[ \exp\left[\frac{eU}{AkT}\right] - 1 \right] \quad (6)$$

Dla idealnego złącza  $A$  wynosi 1, po uwzględnieniu rekombinacji w warstwie zubożonej

$$1 \leq A \leq 2.$$

Zauważmy, że jeśli zewnętrzne napięcie w kierunku przewodzenia zrówna się z wysokością bariery - bariera znika i wielkość prądu jest ograniczona jedynie omowym oporem struktury. Charakterystyka prądowo-napięciowa staje się wtedy liniowa, a liniowa ekstrapolacja tej

części charakterystyki do zera jest w przybliżeniu równa wysokości bariery potencjału na niespolaryzowanym złączu.

### 1.1. Wysokość bariery

Wysokość bariery potencjału na złączu można łatwo obliczyć, jeśli się zauważy, że w równowadze termodynamicznej (p. Rys. 1a)

$$E_g = e\Phi + (E_f - E_v) + (E_c - E_f) \quad (7)$$

Możemy zauważyć, że jeśli półprzewodnik jest silnie domieszkowany, to poziom Fermiego leży bardzo blisko krawędzi pasm po obu stronach złącza, a zatem wysokość bariery potencjału jest bliska przerwie energetycznej. Ogólnie, odległości poziomów Fermiego od krawędzi pasm w niezdegenerowanym materiale są związane z koncentracjami swobodnych nośników relacjami

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad (8)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right) \quad (9)$$

w których  $N_c$  i  $N_v$  to odpowiednio efektywne gęstości stanów w paśmie przewodnictwa i walencyjnym (p. Instrukcja do ćw. 8). Dodatkowo możemy założyć, że w pokojowej temperaturze koncentracje swobodnych dziur w obszarze p i elektronów w obszarze n są równe odpowiednio koncentracji akceptorów i donorów:  $p = N_a$  and  $n = N_d$ . Wykorzystując to i wstawiając (8) i (9) do związku (7) otrzymujemy:

$$e\phi = E_g - kT \ln \frac{N_c N_v}{N_a N_d} \quad (10)$$

### 1.2. Prąd nasycenia w idealnym złączu pn

Jak wspomniano wcześniej, prąd nasycenia nie zależy od przyłożonego napięcia, czyli pola elektrycznego w złączu, a jest ograniczony przez liczbę nośników mniejszościowych, którym uda się dotrzeć do warstwy zubożonej w jednostce czasu. Jego wielkość zależy od ważnych parametrów charakteryzujących nośniki mniejszościowe: czasu życia  $\tau$  i drogi dyfuzji  $L$ . Czas życia to średni czas, który nierównowagowy elektron lub dziura spędza w paśmie zanim ulegnie rekombinacji, a droga dyfuzji  $L$  to średnia odległość, którą nośnik jest w stanie przebyć w drodze dyfuzji zanim zrekombinuje.  $L$  zależy od stałej dyfuzji  $D = \mu kT/e$  i czasu życia:

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (11)$$

Droga dyfuzji jest rzędu nanometrów dla zdefektowanych materiałów, a w dobrej jakości monokryształach dochodzi do setek mikronów.

Zauważmy, że wszystkie nośniki mniejszościowe, które są generowane nie dalej od złącza niż droga dyfuzji dają wkład do prądu unoszenia. Zatem na jednostkę czasu przez powierzchnię złącza  $S$  płynie prąd:

$$I_u^n = \frac{n_p L_n}{\tau_n} S, \quad I_u^p = \frac{p_n L_p}{\tau_p} S \quad (12)$$

Koncentracje nośników mniejszościowych, elektronów w obszarze p - n<sub>p</sub> i dziur w obszarze n - p<sub>n</sub>, można obliczyć używając następujących wzorów:

$$np = n_i^2 \quad (13)$$

gdzie  $n_i$  to koncentracja samoistna:

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (13a)$$

Ponieważ w domieszkowanym materiale swobodne nośniki pochodzą od zjonizowanych donorów i akceptorów, to

$$\begin{aligned} n_p &= \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_a} \\ p_n &= \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_d} \end{aligned} \quad (14)$$

Całkowity prąd nasycenia jest sumą prądu elektronowego i dziurowego:

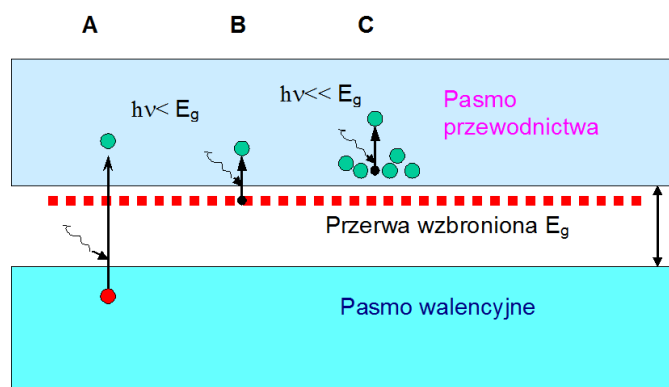
$$I_o = I_u^n + I_u^p = \frac{n_i^2 L_n}{N_a \tau_n} S + \frac{n_i^2 L_p}{N_d \tau_p} S \quad (15)$$

Zauważmy, że zależy on silnie (wykładniczo) od szerokości przerwy energetycznej półprzewodnika i od temperatury.

## 2. ZASADY DZIAŁANIA WYBRANYCH PRZYRZĄDÓW ZE ZŁĄCZEM p-n

### 2.1 Fotodioda

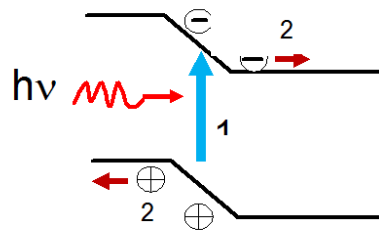
Fotodioda jest przyrządem zawierającym złącze p-n, w którym wykorzystywane jest zjawisko generacji optycznej nośników prądu. Mechanizmy absorpcji promieniowania pokazane są na Rys. 4. Budowa fotodiody pozwala na to, aby generacja nośników następowała w obszarze złącza p-n i w pobliżu złącza.



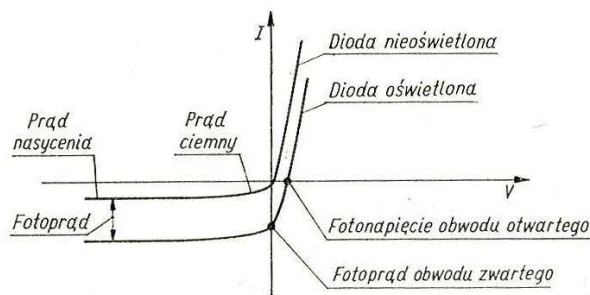
Rys. 4. Zjawiska absorpcji promieniowania w półprzewodniku o przewodnictwie elektronowym: A - absorpcja samoistna, B - domieszkowa, C - absorpcja na swobodnych nośnikach.

Materiał fotodiody dobiera się tak, aby wykorzystać absorpcję powodującą powstawanie par elektron – dziura (szerokość przerwy wzbronionej zbliżona do energii kwantów  $h\nu \geq E_g$ ).

W oświetlonym złączu p-n występują dwa zjawiska: i/ powstaje siła elektromotoryczna (efekt fotowoltaiczny) przy braku polaryzacji zewnętrznej - FOTOOGNIWO; ii/ prąd wsteczny zależy od natężenia padającego promieniowania przy polaryzacji zaporowej - FOTODIODA



Rys. 5. Generacja pary elektron - dziura w obszarze złącza spolaryzowanego zaporowo (1 - generacja, 2 – przepływ nośników prądu w kierunku kontaktów).



Rys. 6. Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza p-n nieoświetlonego i oświetlonego

Nośniki generowane w złączu – obszarze działania silnego pola elektrycznego - są separowane i natychmiast przenoszone na zewnątrz (Rys. 5.). Te, które znajdują się w odległości drogi dyfuzji dyfundują w kierunku złącza i po znalezieniu się w obszarze złącza także dają wkład do prądu unoszenia. Zatem, pod wpływem oświetlenia wzrasta znacząco prąd unoszenia. W przypadku rozwarcia złącza nośniki nie mogą odpływać do obwodu zewnętrznego, tworzy się ładunek nieskompensowany, z którym jest związane istnienie siły elektromotorycznej fotoogniwa. W przypadku polaryzacji w kierunku zaporowym generowane nośniki zwiększają w sposób istotny wartość prądu wstecznego fotodiody. Przy polaryzacji w kierunku przewodzenia (znaczny prąd nośników większościowych) udział nośników generowanych światłem w całkowitym prądzie fotodiody jest niewielki. Charakterystyka oświetlonego złącza jest przedstawiona w porównaniu do ciemnej charakterystyki na Rys. 6.

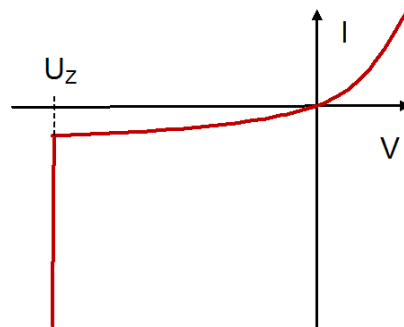
## 2.2. Dioda Zenera

Własności złączy p-n wykonanych z materiałów silnie domieszkowanych są odmienne od złącz słabo domieszkowanych: koncentracje nośników są znacznie większe, grubość warstwy zaporowej jest mała i wolniej zmienia się ze zmianą napięcia. Natężenie pola elektrycznego w warstwie zaporowej jest duże. Poziom Fermiego złącza wykonanego z materiału silnie domieszkowanego znajduje się w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego w obszarze p i w pobliżu dna pasma przewodnictwa w obszarze typu n.

Przyłożenie napięcia zaporowego odpowiada rozsunięciu poziomów Fermiego w obszarach n i p i takiemu przesunięciu pasm energetycznych, że powoduje ustawienie naprzeciwko

siebie w skali energii wielu wolnych stanów w paśmie przewodnictwa po stronie n złącza oraz wielu zajętych stanów w paśmie walencyjnym po stronie p (por. Rys. 9b). Bariera rozdzielająca oba obszary jest wąska (mała grubość warstwy zaporowej), co powoduje, że prawdopodobieństwo tunelowego przejścia nośników z pasma walencyjnego jest duże.

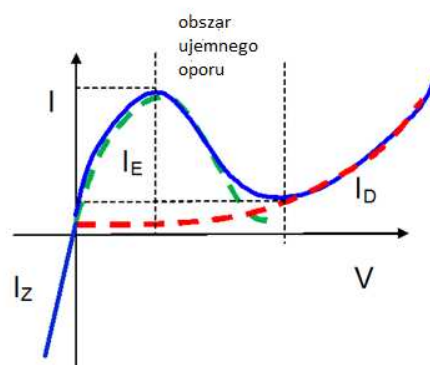
Objawia się to wzrostem prądu przy pewnym napięciu zaporowym rzędu kilku woltów . Gwałtowny wzrost prądu jest połączony z minimalnymi zmianami spadku napięcia na diodzie. Opisany efekt nosi nazwę zjawiska Zenera, obserwowany jest przy natężeniach pola w złączu rzędu  $10^8$  V/m w przypadku diod wykonanych z germanu lub krzemu. Diody Zenera wykorzystywane są jako stabilizatory napięcia.



Rys.7. Charakterystyka prądowo – napięciowa diody Zenera;

### 2.3. Dioda tunelowa (Esakiego)

W diodzie tunelowej zachodzi zjawisko tunelowania nośników zarówno przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia jak i przy polaryzacji zaporowej. Tunelowanie nośników przy polaryzacji w kierunku przewodzenia można uzyskać w złączach *p-n* wykonanych z półprzewodnika o szczególnym układzie pasm, tzw. półprzewodnika zdegenerowanego.



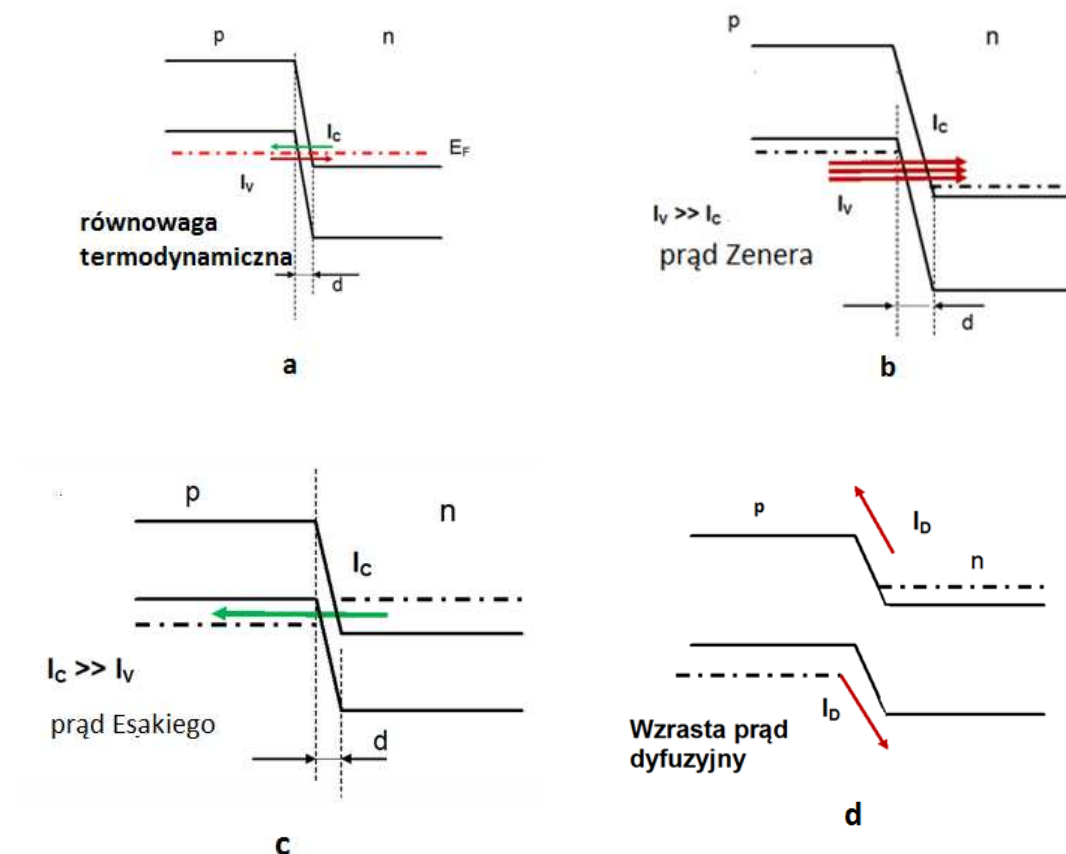
Rys. 8. Charakterystyka diody tunelowej: linia ciągła – charakterystyka wypadkowa,  $I_D$  – prąd dyfuzyjny,  $I_Z$  – prąd Zenera,  $I_E$  – prąd Esakiego.

Jeżeli koncentracja domieszek staje się porównywalna z koncentracją atomów półprzewodnika, wówczas atomy domieszki oddziałują w sposób istotny ze sobą, a w modelu pasmowym pojawiają się już nie dodatkowe poziomy energetyczne a pasma donorowe lub akceptorowe. Np. w przypadku krzemu przy koncentracji donorów powyżej  $10^{20}$  atomów / $cm^3$  możemy mówić, że istnieje pasmo donorowe, które zachodzi na dno pasma przewodnictwa. Poziom Fermiego leży wtedy wewnątrz pasma przewodnictwa. Analogicznie dla półprzewodnika typu p poziom Fermiego znajduje się wewnątrz pasma walencyjnego. O

półprzewodnikach, w których poziom Fermiego został przesunięty z przerwy wzbronionej do pasma przewodnictwa lub walencyjnego mówimy, że są zdegenerowane.

Według interpretacji japońskiego badacza Esakiego w diodzie tunelowej płyną trzy prądy:

- prąd dyfuzji  $I_D$  nośników większościowych ponad barierą.
- prąd wsteczny nośników przenikających na wskroś warstwę zaporową z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, nazywany prądem Zenera  $I_Z$ ,  
 $I_Z = I_v$  ( $v \rightarrow c$ )
- prąd w kierunku przewodzenia utworzony przez elektrony przenikające na wskroś warstwę zaporową z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego, zwany prądem Esakiego  $I_E$   
 $I_E = I_c$  ( $c \rightarrow v$ )



Rys. 9. Model pasmowy silnie domieszkowanego złącza p-n: a) w warunkach równowagi termodynamicznej; b) spolaryzowanego w kierunku zaporowym; c) spolaryzowanego w kierunku przewodzenia, takim napięciem, że płynie znaczny prąd  $I_c$ ; d) spolaryzowanego w kierunku przewodzenia tak, że prąd  $I_c$  zanika, a płynie znaczny prąd dyfuzyjny  $I_D$ .

$I_v$  - prąd nośników przechodzących tunelowo z pasma walencyjnego do przewodnictwa;

$I_c$  - prąd nośników przechodzących tunelowo z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego;

$d$  - grubość warstwy zubożonej.

Przerwana kreska oznacza górny poziom stanów obsadzonych w pasmach przewodnictwa i walencyjnym.

Na Rys.9. pokazany jest model pasmowy złącza p-n wykonanego z półprzewodnika zdegenerowanego. W stanie równowagi, bez polaryzacji napięciem zewnętrznym, dno pasma



przewodnictwa po stronie  $n$  złącza leży poniżej wierzchołka pasma walencyjnego po stronie  $p$ . Model ten wskazuje, że nawet przy niewielkiej polaryzacji w kierunku przewodzenia albo w kierunku zaporowym, stany zajęte znajdują się naprzeciwko stanów pustych i tunelowanie przez wąską barierę jest bardzo prawdopodobne. Bez przyłożonego napięcia tunelowanie jest możliwe, ale prawdopodobieństwa przejścia z obszaru  $p$  do obszaru  $n$  i z  $n$  do  $p$  są jednakowe, więc wypadkowy prąd jest zerowy (Rys. 9a).

Przy niewielkiej polaryzacji w kierunku przewodzenia następuje takie przesunięcie pasm energetycznych, że stany zajęte po stronie  $n$  znajdują się naprzeciwko stanów pustych po stronie  $p$ . Elektrony przechodzą ze strony  $n$  do  $p$ , następuje gwałtowny wzrost prądu diody (prąd Esakiego, Rys.9c). Ze wzrostem napięcia polaryzacji w kierunku przewodzenia coraz mniej stanów zajętych znajduje się naprzeciwko stanów pustych i prąd tunelowy diody zanika. W tym zakresie obserwujemy ujemną oporność różniczkową  $dU/dI < 0$ . Przy dalszym wzroście napięcia diody prąd zwiększa się prąd dyfuzji i charakterystyka diody przypomina typową charakterystykę w kierunku przewodzenia (Rys.9 d). Przy polaryzacji zaporowej – wzrasta wysokość bariery, układ pasm pozwala na przejście elektronów z obszaru  $p$  do  $n$  (prąd Zenera, Rys. 9b).

Najważniejszymi parametrami diody tunelowej są: współrzędne szczytu ( $I_p, U_p$ ) - maksimum prądu Esakiego oraz współrzędne doliny ( $I_v, U_v$ ) - położenie minimum prądu, odpowiadające zanikowi prądu Esakiego i wzrostowi prądu dyfuzyjnego. Ze względu na występowanie ujemnego oporu dioda taka może być wykorzystywana w układach przełączających, oscylacyjnych, wzmacniających. Zaletą jest szybkość pracy diody, ponieważ tunelowanie nie wprowadza opóźnień takich, jak zjawisko dyfuzji i unoszenia.

## 2.4. Złącze Schottky'ego

Złącze Schottky'go powstaje na granicy metalu i półprzewodnika. Powstaje wówczas bariera energetyczna dla nośników prądu oraz warstwa ładunku przestrzennego i związane z tym pole elektryczne. Powstanie bariery na złączu metal-półprzewodnik teoretycznie wynika z różnicy prac wyjścia z obu materiałów. Rozważając przykładowo przypadek  $|\phi_m| > |\phi_s|$ , gdzie  $\phi_m$  - praca wyjścia z metalu, a  $\phi_s$  - praca wyjścia z półprzewodnika można przewidzieć, że więcej elektronów przechodzi z półprzewodnika do metalu, niż z metalu do półprzewodnika. W wyniku tego przy powierzchni półprzewodnika następuje zubożenie w elektrony, a w metalu - nadmiar elektronów. Dipolowa warstwa ładunku przestrzennego wytwarza kontaktową różnicę potencjałów spełniającą rolę bariery energetycznej dla elektronów wychodzących z półprzewodnika. W stanie równowagi termodynamicznej po ustaleniu się poziomu Fermiego dla całej struktury metal-półprzewodnik, mniejsza koncentracja elektronów przy powierzchni „w języku” modelu pasmowego oznacza zagięcia pasm „do góry”. Powstałe złącze ma własności prostujące.

W praktyce okazuje się, że bariera energetyczna w rzeczywistym złączu prawie nie zależy od różnicy prac wyjścia. Powodem tego jest wpływ stanów powierzchniowych. W paśmie wzbronionym półprzewodnika na powierzchni tworzą się elektronowe poziomy energetyczne spowodowane nieciągłością sieci krystalicznej, obecnością domieszek i defektami struktury krystalicznej. Wysokość bariery złącza półprzewodnik-metal jest zwykle mniejsza od szerokości przerwy wzbronionej półprzewodnika  $e\Phi < E_g$ .

Charakterystyki prądowo-napięciowej złącza metal-półprzewodnik ma podobny przebieg jak złącza p-n:

$$I = I_{sn} \left[ \exp\left(\frac{eU}{AkT}\right) - 1 \right] \quad (16)$$

Sens fizyczny jest jednak inny. Decydującym mechanizmem przepływu prądu jest termoemisja, a  $I_{sn}$  jest wartością prądu nasycenia termoemisji złącza metal-półprzewodnik. opisaną wzorem:

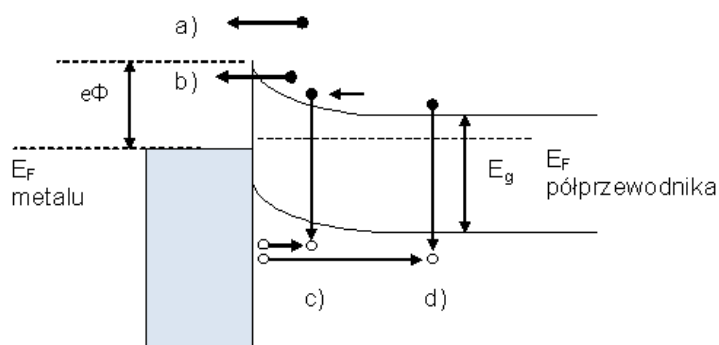
$$I_{sn} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (17)$$

gdzie  $A^*$  jest stałą Richardsona. Wartość współczynnika  $A$  w (16) jest bliska jedności.

Na Rys. 10. pokazane są mechanizmy transportu nośników przez złącze metal-półprzewodnik:

- emisja elektronów z półprzewodnika do metalu,
- tunelowanie nośników przez barierę,
- rekombinacja w obszarze ładunku przestrzennego,
- rekombinacja w obszarze półprzewodnika poza złączem, co jest równoważne wstrzykiwaniu dziur z metalu do półprzewodnika.

Oprócz termoemisji występuje także zjawisko jest tunelowanie nośników przez barierę (b) w przypadku silnie domieszkowanego materiału półprzewodnikowego (cienka bariera). Zjawiska rekombinacji (c i d) nie odgrywają dużej roli ponieważ wykorzystywany jest jeden rodzaj nośników.



Rys. 10. Model pasmowy złącza Schottky'go, pokazane są podstawowe mechanizmy transportu nośników .

Najczęściej stosowane są półprzewodniki typu n, ze względu na większą ruchliwość elektronów niż dziur. Elektrony z półprzewodnika n są wprowadzane do metalu (polaryzacja w kierunku przewodzenia) i ulegają spowolnieniu wskutek zderzeń (termalizacja). Czas ten jest znacznie krótszy niż czas rekombinacji nośników mniejszościowych w przyrządach ze złączem p-n. Z tego powodu diody ze złączem Schottky'go charakteryzują się dużą szybkością odpowiedzi. W praktycznych zastosowaniach używane są jako diody w układach impulsowych lub jako szybkie fotodiody.

## WYKONANIE ĆWICZENIA

- Zarejestrować za pomocą charakterografu charakterystykę diody krzemowej, germanowej i diody Schottky'ego. Umieścić diodę w gnieździe układu współpracującego z charakterografem. Włączyć program IV.PL. Parametry pomiarowe uzgodnić z prowadzącym zajęcia. Wykonać pomiar charakterystyki  $I = f(V)$ .

2. Zarejestrować charakterystykę prądowo-napięciową fotodiody nieoświetlonej, a następnie oświetlonej wiązką lasera półprzewodnikowego.
3. Badanie charakterystyk diód, w których występuje efekt tunelowy. Zarejestrować za pomocą charakterografu charakterystyki  $I = f(V)$  diody Zenera i diody tunelowej.

## OPRACOWANIE WYNIKÓW

1. Wykreślić charakterystyki w kierunku przewodzenia wszystkich diód poza fotodiodą na jednym rysunku i przedyskutuj powody, dla których obserwuje się różną wartość napięcia, przy którym wzrasta gwałtownie wartość prądu.
2. Dla diody krzemowej odczytać napięcie, w którym następuje gwałtowny wzrost prądu przy polaryzacji w kierunku przewodzenia poprzez ekstrapolację do  $I=0$  liniowej części charakterystyki dla najwyższych napięć. Używając tej wartości jako wysokości bariery potencjału na złączu w stanie równowagi (wyjaśnij dlaczego!) obliczyć koncentracje domieszek akceptorowych i donorowych w materiale. Zastosować zależność (10) zakładając, że złącze było domieszkowane tak samo po obu stronach, efektywne gęstości stanów  $N_c=N_v=10^{19}\text{cm}^{-3}$ , a przerwa energetyczna krzemu  $E_g=1.1\text{ eV}$ . Odczytać wartość prądu nasycenia  $I_o$  z charakterystyki diody w kierunku zaporowym. Wykreślić charakterystykę  $f(U) = \ln\left(\frac{I+I_o}{I_o}\right)$ . Dopasować prostą do liniowej części tej charakterystyki i wyznaczyć współczynnik idealności  $A$ .
3. Wykonać to samo co w p. 2. dla diody germanowej ( $E_g=0.7\text{eV}$ )
4. Stosując metodę opisaną w p. 2. wyznaczyć wysokość bariery i współczynnik idealności dla diody Schottkiego.
5. Odczytać napięcie Zenera dla diody Zenera. Porównać charakterystyki diody krzemowej i Zenera na jednym rysunku. Obliczyć domieszkowanie diody Zenera jak w p. 2 i skomentować wynik porównując domieszkowanie w zwykłej diodzie krzemowej i w krzemowej diodzie Zenera.
6. Wykreślić na jednym rysunku charakterystykę fotodiody oświetlonej i nieoświetlonej oraz wyjaśnić, dlaczego charakterystyka diody oświetlona jest przesunięta "w dół" w stosunku do ciemnej charakterystyki. Z charakterystyki fotodiody oświetlonej odczytać napięcie otwartego obwodu i prąd zwarcia.
7. Dla diody tunelowej odczytać napięcie szczytu i napięcie doliny. Oszacować położenie poziomu Fermiego względem krawędzi pasm (założyć symetryczne złącze) na podstawie tych wartości. Zrobić to samo porównując wysokość bariery na złączu z przerwą energetyczną Si. Zaznaczyć zakres ujemnej oporności. Podać interpretację zjawisk zachodzących w tym zakresie.

## PYTANIA KONTROLNE.

1. Wyjaśnić zjawisko przepływu prądu dyfuzji przez złącze  $p-n$ .
2. Dlaczego na granicy obszarów  $p$  i  $n$  powstaje warstwa zubożona w nośniki prądu?
3. Jak działa pole elektryczne złącza  $p-n$  na a) nośniki większościowe? b) nośniki mniejszościowe?
4. Jak wpływa na wysokość bariery potencjału złącza i grubości warstwy zubożonej napięcie przyłożone z zewnątrz?

5. Od czego zależy wysokość bariery potencjału na złączu, jaka jest maksymalna jej wysokość (dla niezdegenerowanego materiału półprzewodnikowego)?
6. Dlaczego charakterystyka oświetlonej diody jest przesunięta w dół w stosunku do diody nieoświetlonej?
7. Na czym polega zjawisko a) generacji? b) rekombinacji?
8. Podać przykład zjawisk tunelowania nośników prądu w złączu  $p-n$  dla przypadku polaryzacji zaporowej i przewodzenia.

## LITERATURA

1. C. A. Wert, R. M. Thomson – „Fizyka ciała stałego”, PWN Warszawa 1974
2. A. Świt, J. Półtorak – „Przyrządy półprzewodnikowe”, WNT Warszawa 1979
3. W. Marciniak – „Przyrządy półprzewodnikowe”, WNT, Warszawa 1979
4. T. Figielski – „Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach”, PWN Warszawa 1980
5. J. Hennel – „Podstawy elektroniki półprzewodnikowej”, WNT Warszawa 1986
6. „Encyklopedia fizyki współczesnej” PWN Warszawa 1980
7. M. Rusek, R. Ćwirko, W. Marciniak – „Przewodnik po elektronice”, WNT 1980
8. J. Hennel – „Podstawy elektroniki półprzewodnikowej”, WNT Warszawa 1986
9. Z. Bielecki, A. Rogalski – „Detekcja sygnałów optycznych”, WNT Warszawa 2001

## Exercise no 20

### p-n JUNCTION AND ITS APPLICATIONS

#### 1. CURRENT TRANSPORT IN p-n JUNCTION

The p-n junction is a structure consisting of two layers of different type of conductivity fabricated within the same semiconducting material. It is obtained by an appropriate distribution of dopant atoms, which dramatically changes electrical properties of the material even if their number is many orders of magnitude lower than the number of all atoms. They might introduce additional energy levels into the forbidden energy gap between the valence and conductivity bands. Doping with donors - atoms with surplus of valence electrons comparing to the atoms of the host material - introduces levels close to the conduction band, while doping with acceptors which have less valence electrons than atoms of host crystal introduces levels close to the valence band. The ionization energy needed to free electrons from donor levels and holes from acceptor levels is much lower than the energy needed to create free electrons and holes by ionization of atoms of the host material. Thus, around room temperature all the donors and acceptors are ionized. In the p-type region of semiconductor doped with acceptors, concentration of holes is much higher than concentration of electrons. In the donor-doped material (type n) concentration of electrons is much higher than concentration of holes. The prevailing free carriers are called majority carriers, while the other ones - minority carriers. Free carriers might move due to diffusion in an attempt to spread evenly within whole material. Thus, holes diffuse in the p-n junction to the n-type part of the material and electrons - to p-type part. They leave behind uncompensated ionized acceptors and donors so the material is not electrically neutral any more. Close to the interface between p and n region a dipole layer of space charge arises, which is called a depletion layer. Electrostatic force produced by negatively charged ionized acceptors and positively charged donors limits further diffusion of majority carriers while it accelerates minority carriers. Diffusion and drift currents flow across the junction in the opposite directions (Fig. 1a). Diffusion and drift currents for holes and for electrons are equal and net flowing current is zero, when the junction is in thermodynamic equilibrium and no external voltage is applied.

$$I_{diff}^n - I_{dr}^n = 0, \quad I_{diff}^p - I_{dr}^p = 0 \quad (1)$$

Index p and n correspond to hole and electron current respectively.

In the Fig. 1a a band model of p-n junction at a thermal equilibrium is shown with the Fermi level at the same position in the whole crystal.  $E_F$  is situated close to the conduction band edge in the n-type region and to the valence band edge in the p-type region. The electrical field produced by ionized donors and acceptors is responsible for a potential barrier  $\Phi$  between p and n-type region. External electric field might be applied in the same or opposite direction to the internal field of the junction. If it is applied in the same direction (positive sign of the voltage source connected to the positively charged n-type region), then the barrier at the junction increases and so does the depleted region. Probability of overcoming of the enhanced barrier by the majority carriers is lower, so contribution of diffusion current to electron and hole currents decreases. Drift currents remain the same, because they do not depend on the applied voltage and but are limited by a number of minority carriers reaching the depletion layer within unit of time. Diffusion currents are negligible for high enough values of external bias and only very small drift current flows, which does not depend on voltage bias. This bias causes also cause a broadening of the depleted region - Fig 1b. This type of polarization is called "reverse". In Fig. 1 four constituents of current flowing across

the junction are shown - diffusion currents  $I_{diff}^n$  i  $I_{diff}^p$  and drift currents  $I_{dr}^n$  i  $I_{dr}^p$  flowing in the opposite direction. Free carriers are shown as pluses and minuses, while squares are fixed charges of ionized donors and acceptors.

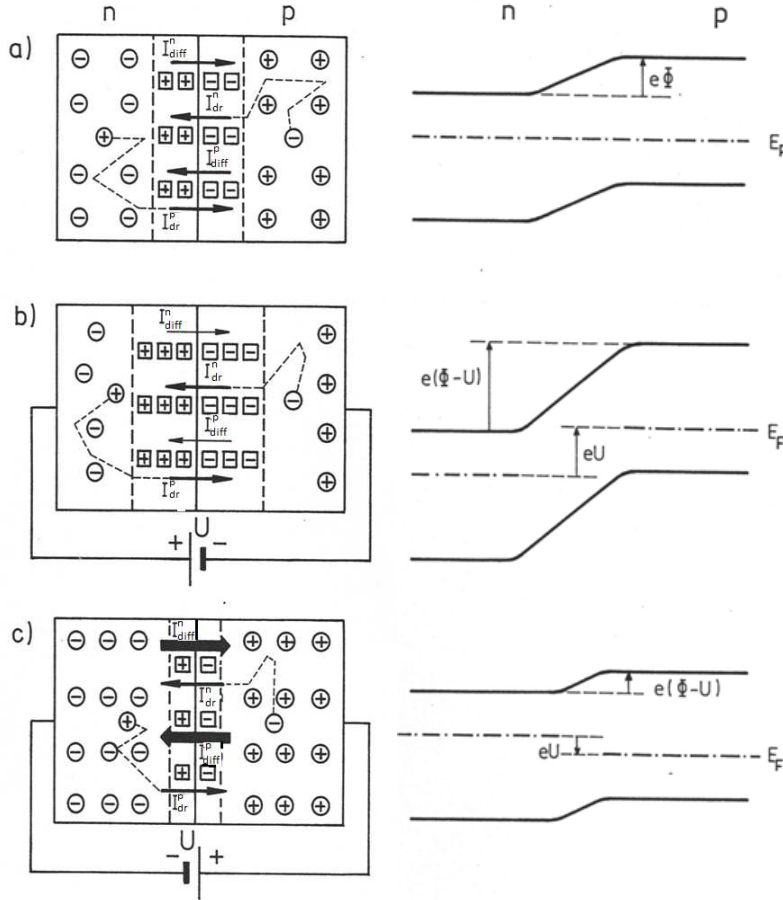


Fig. 1. Scheme of the p-n junction and its band diagram  
a) thermal equilibrium, no external voltage applied  
b) voltage bias applied in the reverse direction  
c) voltage bias in the forward direction

If the external field is applied in the opposite direction to the internal field, the potential barrier decreases and the width of the depleted region decreases - Fig. 1c. Such polarization is called “forward bias”. The diffusion current of majority carriers increases rapidly while minority carriers current does not change. For high enough forward bias, the diffusion current exceeds by many orders of magnitude the drift current. Diffusion current is proportional to the number of majority carriers able to overcome the barrier with probability expressed by the Boltzmann distribution  $e^{-E/kT}$ . Under the bias voltage  $\pm U$ , the energy barrier height is equal to  $e(\Phi \pm U)$  and hence:

$$I_{diff} = C \exp\left[-\frac{e(\Phi \pm U)}{kT}\right] \quad (2)$$

Here C is a proportionality factor. In the equilibrium (for  $U=0$ ) the diffusion current is equal to the drift constituent:

$$I_{diff} = I_{dr} = C \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right] \quad (3)$$

The expression, after taking into account that the drift current does not depend on external voltage, might be written:

$$I_{diff} = C \exp\left[-\frac{e\Phi}{kT}\right] \exp\left[\frac{eU}{kT}\right] = I_{dr} \exp\left[\frac{eU}{kT}\right] \quad (4)$$

Then total current flowing across the junction is equal to:

$$I = I_{diff} - I_{dr} = I_{dr} \left[ \exp\left[\frac{eU}{kT}\right] - 1 \right] \quad (5)$$

The expression (5) is valid for both electrons and holes and total current is the sum of both components. Total value of  $I_{dr}$  is often called a saturation current  $I_o$ . Derived from the above dependence of current on external bias, so called ideal diode equation, describes the current flow caused only by diffusion and drift in the ideal diode, i.e. when generation-recombination processes in the depleted region and voltage drop outside of the depletion region are neglected. In more general case current in the real junction might be described by a modified expression using an ideality factor  $A$ :

$$I = I_o \left[ \exp\left[\frac{eU}{AkT}\right] - 1 \right] \quad (6)$$

In case of an ideal junction  $A=1$ , when generation-recombination in the depleted region is included, then  $1 < A < 2$ .

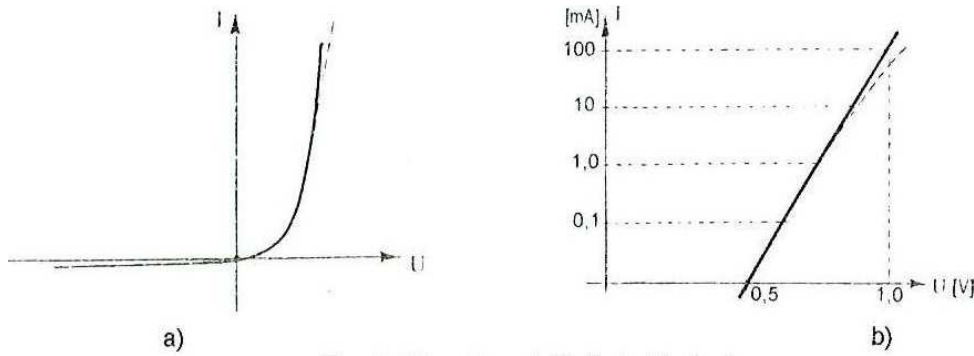


Fig. 2. Current-voltage characteristics a) in the linear, b) in the logarithmic scale. Continuous line represents an ideal diode, broken line – a real diode, with ohmic resistance limiting the current at high voltage.

Let us notice that if the external voltage bias in the forward direction is equal to the barrier height, the barrier disappears completely and current magnitude in the real junction is limited only by the junction ohmic resistance. The current-voltage characteristics becomes linear then and a linear extrapolation of the  $I(V)$  dependence for very high voltage biases should give us an approximate value of the barrier height.

### 1.1. Barrier height

Height of the barrier in the p-n junction can easily be calculated if we notice that at a thermal equilibrium:

$$E_g = e\Phi + (E_f - E_v) + (E_c - E_f) \quad (7)$$

We may easily notice that in the heavy-doped material the Fermi levels are very close to the band edges and the barrier height is then approximately equal to the band gap.

Since the distances of the Fermi level from the band edges in a non-degenerated semiconductor are related to the free carrier concentration by formulas:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad (8)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right) \quad (9)$$

Here  $N_c$  and  $N_v$  are the effective densities of states in the conduction and valence band respectively. Additionally, we might assume that in a doped semiconductor at an elevated temperature, a concentration of free carriers is equal to the concentration of acceptors in p-type region and donors in the n-type material,  $p=N_a$  and  $n=N_d$ . Hence we obtain:

$$e\phi = E_g - kT \ln \frac{N_c N_v}{N_a N_d} \quad (10)$$

## 1.2. Saturation current in the ideal p-n junction

As mentioned earlier, the saturation current consists of minority carriers which reach the edge of the depletion layer per unit of time. It does not depend on the applied bias but on important parameters of minority carriers: the lifetime  $\tau$  and the diffusion length  $L$ . The lifetime is an average time which non-equilibrium electron or hole spends in the band before it recombines, while the diffusion length is an average distance which the carrier is able to travel in the band thanks to the diffusion before it recombines.  $L$  depends on a diffusion constant  $D=\mu kT/e$  and the lifetime:

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (11)$$

It may cover the range from nanometers for defected materials up to hundreds of microns for good quality single crystals. We notice that all minority carriers which are generated not further away from the junction than the diffusion length contribute to the current. Thus, the current crossing the junction of an area  $S$  per unit of time is equal to:

$$I_{dr}^n = \frac{n_p L_n}{\tau_n} S, \quad I_{dr}^p = \frac{p_n L_p}{\tau_p} S \quad (12)$$

The concentrations of minority carriers, electrons in the p region  $n_p$  and holes in the n region  $p_n$ , might be calculated using following formulas:

$$np = n_i^2$$

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (13)$$

where  $n_i$  is an intrinsic carrier concentration. Since in the doped semiconductors, all acceptors and donors are ionized around room temperature we obtain:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_a} \quad (14)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_d}$$

Total saturation current is the sum of hole and electron component:

$$I_o = I_{dr}^n + I_{dr}^p = \frac{n_i^2 L_n}{N_a \tau_n} S + \frac{n_i^2 L_p}{N_d \tau_p} S \quad (15)$$

Let us notice that since  $n_i$  enters the expression (15), the saturation current strongly depends on temperature and semiconductor bandgap.



## 2. APPLICATIONS OF THE p-n JUNCTION

### 2.1. Photodiode

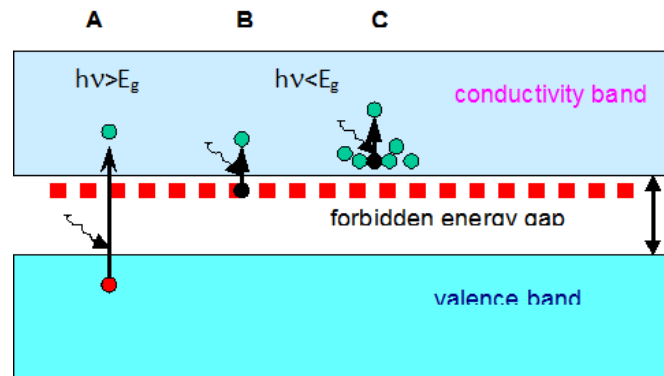


Fig. 3. Transitions due to the absorption of photon in the n-type semiconductor: A - fundamental absorption, B - absorption on dopants, C - absorption on free carriers.

Photodiode is a device in which photogeneration of free carriers is employed. Types of absorption of electromagnetic radiation are shown in Fig. 3. Photodiode architecture enables generation of photocarriers in the region of the p-n junction. Generation of the electron-hole pairs (process A) is the process employed in the photodiode, thus the material should feature an adequate energy gap - equal or lower than photons energy  $h\nu > E_g$ . In the illuminated p-n junction two effects might be observed: i/ electromotive force arises (photovoltaic effect) without external bias applied - PHOTOVOLTAIC CELL; ii/ current depends on illumination intensity under reverse polarisation - PHOTODIODE.

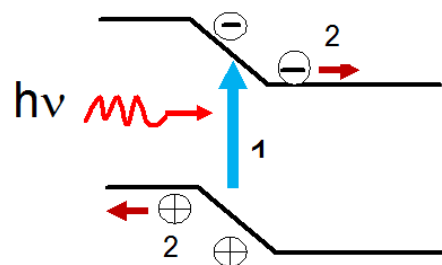


Fig. 4. Generation of electron-hole pair in the reverse-biased junction (1 - generation, 2 - drift of carriers towards contacts).

Free carriers generated in the region of strong electric field in the junction are immediately separated, they cross the junction and flow outside of it (Fig.4). The non-equilibrium minority carriers generated outside of the depletion layer diffuse towards the junction and after reaching the electric field region are also swept to the other side of the junction. Thus, photogenerated carriers contribute to the drift current which increases significantly and so does the reverse current. In the forward direction (high concentration of majority carriers) the input of photogenerated carriers is minor. The resulting current-voltage characteristics of the illuminated p-n junction in comparison to the dark curve is shown in Fig. 5.

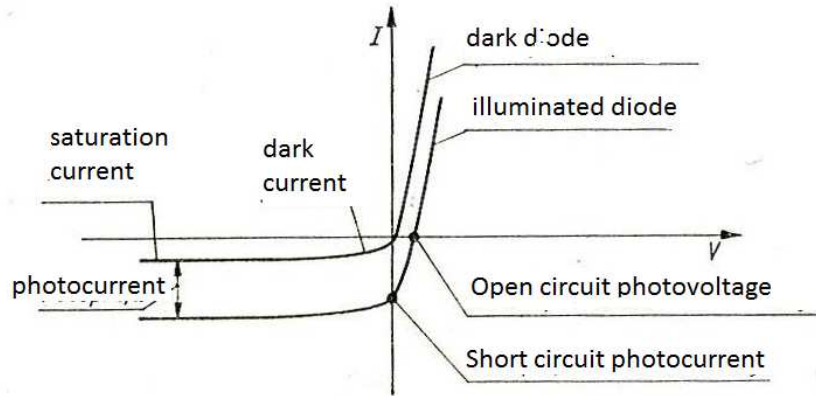


Fig. 5. Dark and illuminated current-voltage characteristics of the photodiode.

### 2.2. Zener diode

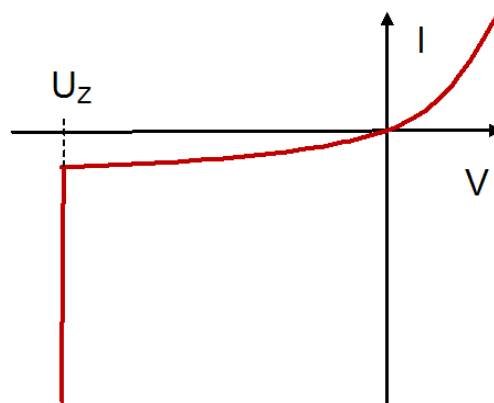
Electrical properties of the p-n junctions fabricated on heavily doped semiconductors differ from those made out of weakly doped ones: the concentrations of free carriers are much higher, depletion layer is narrow and changes a little with applied voltage bias, electric field is strong in the depletion layer. The Fermi level is situated very close to the conduction and valence bands in the n and p type neutral regions respectively. When external bias is applied in the reverse direction, the bands move with respect to each other in such a way, that free levels in the conduction band are situated at the same energies as occupied levels in the valence band. The depletion region separating both sides of the junction is very narrow and then a probability of tunneling transition of electrons from the valence band to the conduction band becomes quite pronounced (see Fig. 8b). It is revealed by an increase of the current at a certain reverse bias voltage, of order of a few volts. Rapid increase of the current is

Fig.6. Current-voltage characteristics of the Zener diode.

accompanied by a minimal change of voltage drop on the junction. The effect is known as Zener effect and is observed for electric field strength around  $10^8$  V/m in Ge or Si diodes. Zener diodes are employed as voltage regulators to maintain a constant voltage.

### 2.3. Tunnel diode

In the tunnel diode, the phenomenon of tunneling of carriers takes place both under forward and reverse bias. Tunneling of carriers under the forward polarization might be obtained in a p-n junction made of very heavily doped semiconductors. When concentration of dopant



atoms becomes comparable with concentration of semiconductor atoms, then dopant atoms interacts with each other and in forbidden gap not single levels but acceptor or donor bands

are formed. In the case of silicon a band overlapping the conduction band appears if donor concentration exceeds  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . The Fermi level is situated then inside the conduction band.

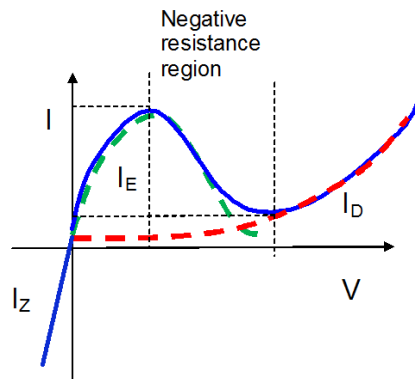


Fig. 7. Current-voltage characteristics of the tunnel diode:  $I_D$  – diffusion current,  $I_Z$  – Zener current,  $I_E$  – Esaki current.

Similarly, for a p-type semiconductor, the Fermi level lies inside the valence band. Such a material in which the Fermi level is pushed inside the valence or conduction band is called degenerated semiconductor.

According to a Japanese researcher Esaki, three types of current flow in the tunnel diode: *i/* diffusion current of majority carriers over the barrier, *ii/* reverse current of electrons tunneling through the depletion layer from the valence band to the conduction band (the Zener current), *iii/* current in the forward direction made by electrons crossing the depletion layer from the conduction band to the empty states in the valence band (the Esaki current). In Fig. 8. a band model of the p-n junction formed by a degenerated p and n material in the equilibrium (a), at the reverse (b), forward (c) and far forward (d) voltage bias is shown. At the equilibrium condition, without external voltage bias, the bottom of the conduction band lies below the top of the valence band. Then even under a very small voltage bias in the forward or reverse direction, the states occupied by electrons are situated just opposite to the empty states and tunneling through the narrow barrier becomes very probable. Hence, even for a low voltage, the rapid increase of the diode current is observed for both, forward direction (Esaki current) and reverse direction (Zener current) as illustrated in Fig. 8 b and c. Let us notice however that if the bias in the forward direction is high enough, then a number of occupied states situated opposite to the empty ones diminishes and tunneling current decrease. This is the region of negative differential resistance  $dU/dI < 0$ . For even higher voltage the tunneling current disappears and diffusion current increases (Fig. 8d): diode characteristics starts to resemble a typical characteristics in the forward direction.

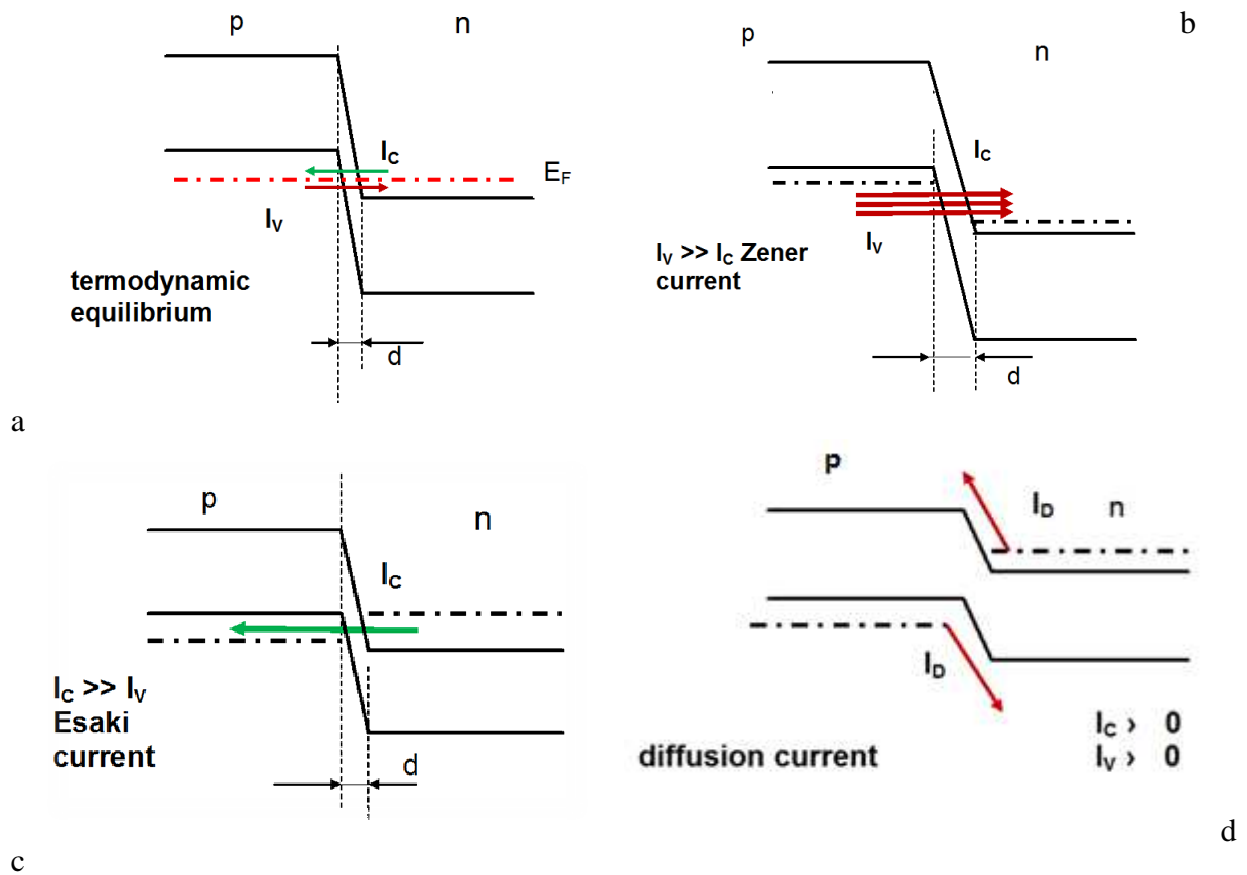


Fig. 8. Band diagram of the tunnel diode a) in the thermodynamic equilibrium; b) under forward bias with dominating tunneling current across depletion layer from the occupied states in conduction band to empty states in the valence band; c) under high enough forward bias, such that tunneling current cease to flow and diffusion current prevails; d) under reverse bias.

$I_v$  - current of electrons tunneling from the valence band to empty states in the conductivity band.

$I_c$  - current of electrons tunneling from the conductivity band to the empty states in the valence band

$d$  – depletion width

Broken line - upper level of occupied states in the conduction and valence bands.

The important parameters of the tunnel diode are peak (maximum of Esaki current) and valley (minimum of Esaki current) voltages and currents ( $I_p$ ,  $U_p$ ) ( $I_v$ ,  $U_v$ ). Thanks to the region of negative resistance the diode might be employed in the switching systems, amplifiers and high frequency oscillators. The advantage of the tunnel diode is its operation speed, since tunneling does not introduce such delays as diffusion and drift.

## 2.4. Schottky diode

A Schottky junction is formed between a metal and a semiconductor. A potential barrier for carrier transport, a space charge layer and resulting electric field might be created theoretically when the vacuum-metal workfunction  $\Phi_m$  is higher than the vacuum-semiconductor workfunction  $\Phi_s$ :

$$|\phi_m| > |\phi_s|$$

In such conditions more electrons travel from the semiconductor to the metal than from the metal to the semiconductor. A region close to the semiconductor surface becomes depleted from free carriers and a surplus of electrons arises in the metal. A dipole layer of the space charge creates potential difference. Lower concentration of electrons close to the metal surface means that bands are bended "upwards" on the band diagram and the junction has rectifying properties (Fig. 9).

In the real junctions rather properties of the interface, such as surface states due to "dangling bonds" and impurities, not the workfunction difference, affect the potential barrier height most. The height of the barrier is generally lower than semiconductor bandgap:  $e\Phi < E_g$ .

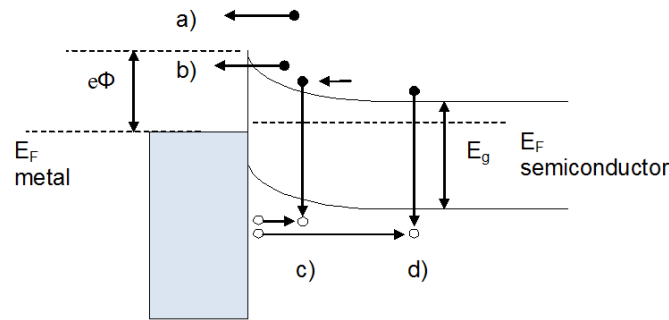


Fig. 9. Band diagram of the Schottky junction metal/n-type semiconductor with basic mechanisms of the carrier transport indicated.

The current-voltage characteristics of the rectifying metal-semiconductor junction has similar mathematical form as in the case of the p-n junction, but a physical sense is different:

$$I = I_{sn} \left[ \exp\left(\frac{eU}{AkT}\right) - 1 \right] \quad (17)$$

A dominating current transport mechanism is here thermionic emission,  $I_{sn}$  is a value of a thermo-emission saturation current, and the ideality factor A is close to unity, while

$$I_{sn} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (18)$$

with  $A^*$  - Richardson constant.

In Fig. 9. the transport mechanisms in the metal-semiconductor junction are shown:

- a) emission of electrons from the semiconductor to metal
- b) tunneling of carriers through the potential barrier
- c) recombination in the space charge layer
- d) recombination in the neutral region of semiconductor

Mechanisms c) and d) play a minor role since the concentration of minority carriers in the absence of injection is very small - the current has unipolar character.

Schottky junctions are most frequently fabricated on the n-type semiconductors since the mobility of electrons is higher than holes. At the forward polarization electrons flow from the semiconductor to the metal and then lose their energy due to scattering (thermalization). The time of thermalization is much shorter than the time of the minority carrier recombination in the devices based on p-n junction. Thus the Schottky junctions feature high operation speed and in practical applications they are employed as diodes in switching systems or fast photodiodes

## TASKS TO BE COMPLETED:

1. Using I-V set-up register current-voltage characteristics of the silicon, germanium, and Schottky diode by switching on IV.ENG software. Parameters are to be discussed with the supervisor.
2. Register current-voltage characteristics of the photodiode in the dark and under illumination (use laser diode).
3. Register I-V characteristics of elements exhibiting tunneling effect (Zener diode and tunneling diode)

## ANALYSIS OF THE RESULTS.

1. Make a plot of the all (dark) characteristics on one graph, discuss the origin of different values of the onset voltage (voltage at which current rapidly increases).
2. Plot I-V characteristics of Si diode in the linear scale and determine a value of voltage at which rapid increase of the current takes place by linear extrapolation of I(V) at the highest voltages to  $I=0$ . Using this value as the estimate of the junction potential barrier (explain why!) calculate doping concentrations of the material (eq. (10)). Assume the same doping level at both sides of the junction, the same effective density of states  $N_c=N_v=10^{19}\text{cm}^{-3}$ , energetical bandgap in silicon  $E_g=1.1\text{ eV}$ . Read the value of saturation current from the reverse part of I-V characteristics. Make a plot  $f(U)=\ln\left(\frac{I+I_o}{I_o}\right)$  and calculate an ideality factor A by using linear fit to appropriately chosen part of the plot.
3. Do the same as in 2. for the germanium diode. Bandgap width in germanium  $E_g=0.7\text{ eV}$ .
4. Estimate the barrier height of the Schottky diode and calculate an ideality factor using the method described in 2.
5. Show, on the same plot, the dark and illuminated characteristics of the photodiode and explain why illuminated curve lies below the dark curve. Determine open circuit voltage:  $V(J=0)$  and short circuit current  $I(V=0)$ . Calculate the ideality factor using semilogarithmic plot of the dark characteristics.
6. Read the Zener voltage from the linear plot of I-V characteristics for a Zener diode. Compare Si diode and Zener diode on the same plot. Calculate the doping level of the Zener diode using similar procedure as in 1. Comment on the values of doping for regular and Zener silicon-based diode.
7. For tunnel diode, read the voltages corresponding to the maximum and minimum of the Esaki current. Estimate the position of the Fermi level within the bands basing on these values. Do the same by comparing the onset voltage for resistance-limited forward current to the band gap of Si.

## REVIEW QUESTIONS

1. Explain flow of diffusion current in the p-n junction
2. Why a depleted layer is formed at the interface region of the p-n junction?
3. How the electric field in the depleted region acts on a) majority b) minority carriers?
4. Describe the influence of the external voltage on a) height of the barrier; b) width of the depletion layer?
5. Discuss factors determining the height of the potential barrier at the p-n junction, what is its maximum value for the non-degenerated semiconductor?
6. Explain how the junction is formed in the n-type Schottky diode.

7. How the I-V characteristics of the p-n junction changes under illumination and why?
8. Explain term "degenerated semiconductor".
9. Describe the conditions at which the negative resistance shows up in the I-V characteristics of the tunnel diode?
10. What is the mechanism of the Zener breakdown?

#### **LITERATURE**

1. S. M. Sze " Modern Semiconductor Device Physics", New York : John Wiley and Sons, 1998
2. [B. Anderson](#), [R. L. Anderson](#) "[Fundamentals of semiconductor devices](#)", McGraw-Hill Education, 2005
3. [K. A. Kano](#) "Semiconductor devices", Upper Saddle River : Prentice Hall, 1998
4. A. Rockett "The Materials Science of Semiconductors", Springer, 2008