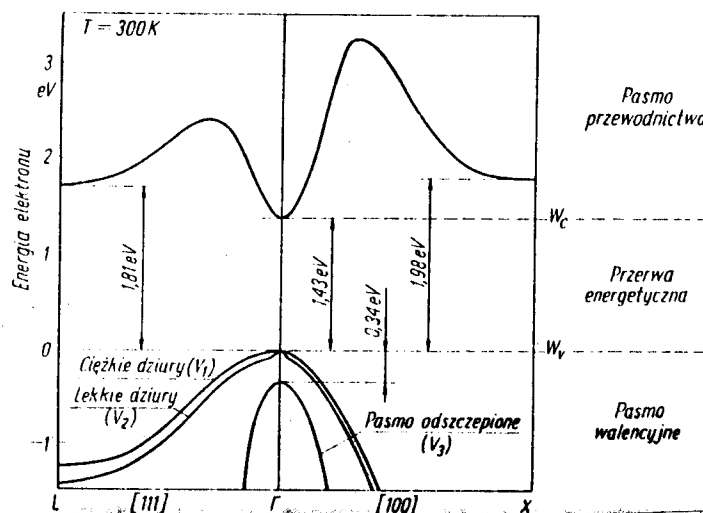


W półprzewodniku z prostą przerwą wzbronioną dno pasma przewodnictwa i wierzchołek pasma walencyjnego przypadają w tym samym punkcie strefy Brillouina. Na rys. 32 przedstawiono zależność dyspersyjną dla GaAs w temperaturze 300K. W GaAs minimum pasma przewodnictwa i maksimum walencyjnego leżą w punkcie  $\Gamma$  strefy Brillouina. Przerwa wzbroniona dla tego materiału wynosi w 300K 1.43eV.



Rys.32 Struktura pasmowa GaAs w  $T = 300K$ .

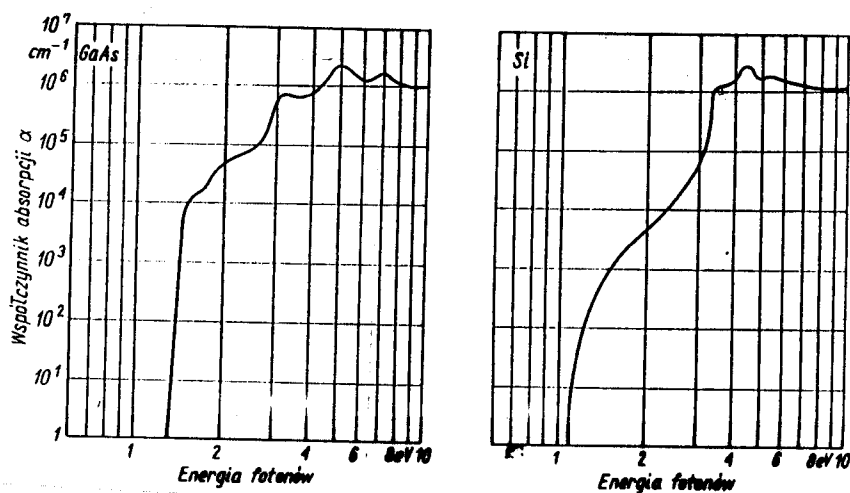
Jak wynika z rys. 32 w GaAs możliwe są przejścia elektronowe bez zmiany wektora falowego. Przejścia takie nazywają się przejściami prostymi. Jak wiadomo miarą przejść optycznych jest współczynnik absorpcji  $\alpha$ . Przypomnijmy, że jeśli światło pada na kryształ w kierunku np. osi x, to w punkcie x w głębi kryształu (licząc  $x = 0$  tuż pod powierzchnią kryształu) na skutek pochłaniania względne natężenie światła ulegnie osłabieniu zgodnie z równaniem:

$$dI(x)/I(x) = -\alpha dx \quad (23)$$

Zgodnie z teorią pasmową w półprzewodnikach dla energii fotonów mniejszej niż przerwa wzbroniona  $W_g$ , kryształ jest przezroczysty. Dopiero gdy energia fotonów  $E_f \geq W_g$  następuje absorpcja fotonów. Wówczas następuje **szybki wzrost pochłaniania światła** — jest to przekroczenie tzw. krawędzi absorpcji. Współczynnik absorpcji szybko rośnie, tak jak to przedstawiono na rys. 33. a dla GaAs, do wartości  $10^4 \text{cm}^{-1}$ . Oznacza to, że  $I(x)$  maleje  $e$ -krotnie na drodze o długości  $10^{-4} \text{cm}$ , czyli  $1 \mu\text{m}$ . Można przeliczyć, że na odcinku o długości  $10 \mu\text{m}$ . maleje ponad 20000razy. Zatem bardzo cienkie próbki półprzewodnika stają się całkowicie nieprzezroczyste dla promieniowania o energii fotonów  $\geq W_g$ . Wzbudzenie elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa jest procesem odwracalnym. Proces odwrotny nazywa się rekombinacją promienistą. W półprzewodnikach z prostą przerwą wzbronioną rekombinacja promienista jest procesem bardzo prawdopodobnym, dlatego materiały te są wykorzystywane w diodach elektroluminescencyjnych LED i laserach półprzewodnikowych. Jeśli przejście jest z emisją fononu, wówczas nazywa się rekombinacją bezpromienistą. Jest to związane z faktem, że w procesie musi oprócz elektronu i fotonu

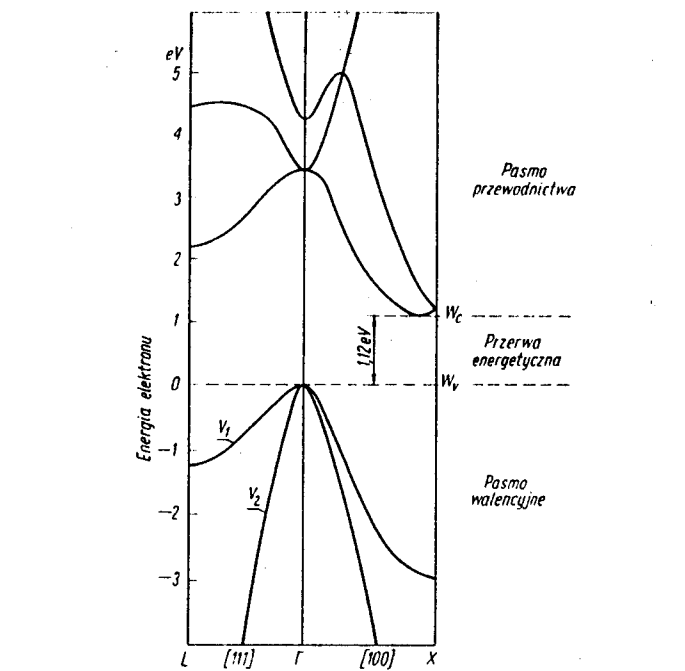
Omawiana powyżej struktura GaAs jest typowa dla wielu związków typu III-V i II-VI o przerwie energetycznej rzędu 1 eV i większej. Istnieją tzw. półprzewodniki z wąską przerwą

wzbronioną. Przykładem są PbS, PbTe i PbSe. Te materiały stosowane są na detektory promieniowania podczerwonego, przede wszystkim detektory fotoprzewodzące.



Rys.33 Współczynnik absorpcji w funkcji energii fotonów: a) - dla GaAs, b) – dla krzemu.

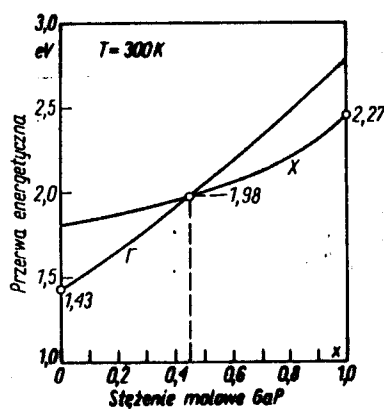
Przykładami półprzewodników ze skośną przerwą wzbronioną są german, krzem i GaP. Na rys. 34 przedstawiono zależność dyspersyjną dla krzemu w  $T = 300\text{K}$ .



Rys. 34. Struktura pasmowa dla krzemu w  $T = 300\text{K}$ .

Jak wynika z rys. 34, przejście elektronu z pasma walencyjnego do przewodnictwa ( lub przejście odwrotne) może zachodzić tylko z udziałem fononu. Takie przejście nazywa się przejściem skośnym. Ponieważ w procesie przejścia skośnego bierze udział oprócz elektronu i fotonu trzecia cząstka – fonon, to prawdopodobieństwo takiego procesu jest mniejsze niż dla przejść prostych. W efekcie współczynnik absorpcji nie rośnie tak szybko jak w półprzewodnikach z prostą przerwą (porównaj rys. 33b).

Bardzo interesującą grupę półprzewodników stanowią kryształy mieszane. Ze względu na to, że składają się one np. z dwóch związków półprzewodnikowych, to tworząc kryształ mieszany o dowolnej zawartości jednego składnika względem drugiego, można otrzymać kryształ o wybranej przerwie wzbronionej. Tak jest np. w przypadku  $Cd_xHg_{1-x}Te$  czy też  $GaAs_{1-x}P_x$ . Na rys. 35 przedstawiono zależność przerwy wzbronionej od składu molowego GaP w  $GaAs_{1-x}P_x$ . Realizując kryształ o konkretnym składzie molowym, uzyskuje się określoną wartość przerwy wzbronionej. Wykorzystuje się to w celu wykonania detektorów promieniowania na określony zakres widmowy – tak jest w przypadku  $Cd_xHg_{1-x}Te$  lub diody elektroluminescencyjnych emitujących promieniowanie w zadanym obszarze energii fotonów. Diody LED wykonane z  $GaAs_{1-x}P_x$  dla  $x = 0.4$  świecą na czerwono, dla  $x = 0.65$  – na pomarańczowo, dla  $x = 0.85$  – na żółto i  $x = 1$  – na zielono.  $GaAs_{1-x}P_x$  dla składów molowych  $x < 0.42$  jest półprzewodnikiem z prostą przerwą wzbronioną. Dlatego prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej jest duże. Natomiast dla większych składów – półprzewodnikiem o skośnej przerwie wzbronionej. Stąd czysty GaP nie nadaje się na diody LED. Aby umożliwić rekombinację promienistą w tym kryształ, wprowadza się do niego tzw. domieszkę zlokalizowaną. Do tego problemu i do wyjaśnienia dlaczego wówczas diody z GaP świecą wrócimy przy omawianiu domieszek.



Rys. 35. Zależność przerwy wzbronionej od składu molowego GaP w  $GaAs_{1-x}P_x$

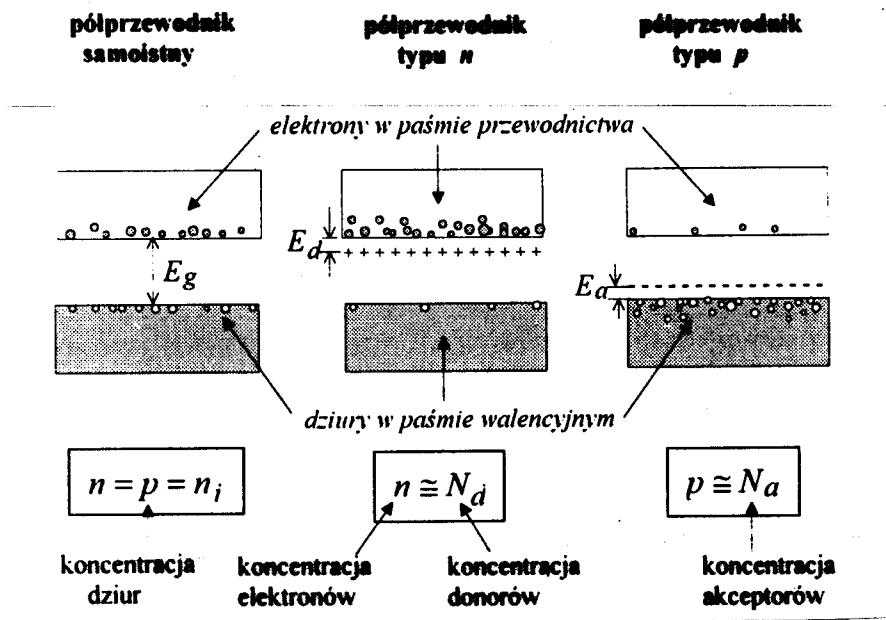
#### g) Domieszki w półprzewodnikach

Domieszki w półprzewodnikach dzieli się na wodoropodobne i zlokalizowane.

Domieszki wodoropodobne tworzą atomy pierwiastków, które mają o jeden elektron walencyjny więcej lub mniej od własnych atomów półprzewodnika. Wprowadzenie atomów z V grupy układu okresowego pierwiastków do krzemu, np. fosforu (P.), daje 1 swobodny elektron. Mamy więc jon  $P^+$  i jeden elektron walencyjny, czyli mamy sytuację podobną do atomu wodoru. Energia wiązania elektronu na takim wodoropodobnym stanie jest równa przez analogię do energii wiązania elektronów w atomie wodoru równaniem:

$$E_w = -13.6 \frac{m^*}{m_e} \frac{1}{\epsilon^2} [\text{eV}] \quad (24)$$

gdzie  $\epsilon$  jest stałą dielektryczną półprzewodnika. Na rys. 36a przedstawiono strukturę pasmową półprzewodnika samoistnego w  $T > 0\text{K}$ . W paśmie przewodnictwa znajduje się tyle samo dziur co elektronów w paśmie przewodnictwa. Obecność domieszki donorowej wpływa na strukturę pasmową półprzewodnika. W obrębie przerwy wzbronionej w pobliżu pasma przewodnictwa pojawia się dodatkowy poziom energetyczny, o energii  $E_d$  (patrz rys.36b). W  $T > 0\text{K}$  w porównaniu z półprzewodnikiem samoistnym, koncentracja elektronów jest wyższa: mówimy, że mamy do czynienia z półprzewodnikiem typu n (negative). Liczba elektronów w paśmie przewodnictwa jest większa o elektrony pochodzące z poziomów donorowych. W przypadku gdy atom domieszki jest z III grupy, wówczas jedno wiązanie pozostaje nie wysycone, pojawia się puste miejsce zdolne przyjąć (zaakceptować) elektron. Zatem każdy atom trójwartościowej domieszki jest tzw. akceptorem swobodnego elektronu, albo dostawcą stanów pustych, czyli dziur. W porównaniu z półprzewodnikiem samoistnym, koncentracja dziur jest wyższa: mówimy, że mamy do czynienia z półprzewodnikiem typu p (positive). W półprzewodniku typu p, w obszarze przerwy wzbronionej pojawia się dodatkowy poziom energetyczny  $E_a$  położony w pobliżu pasma walencyjnego (rys. 36c).



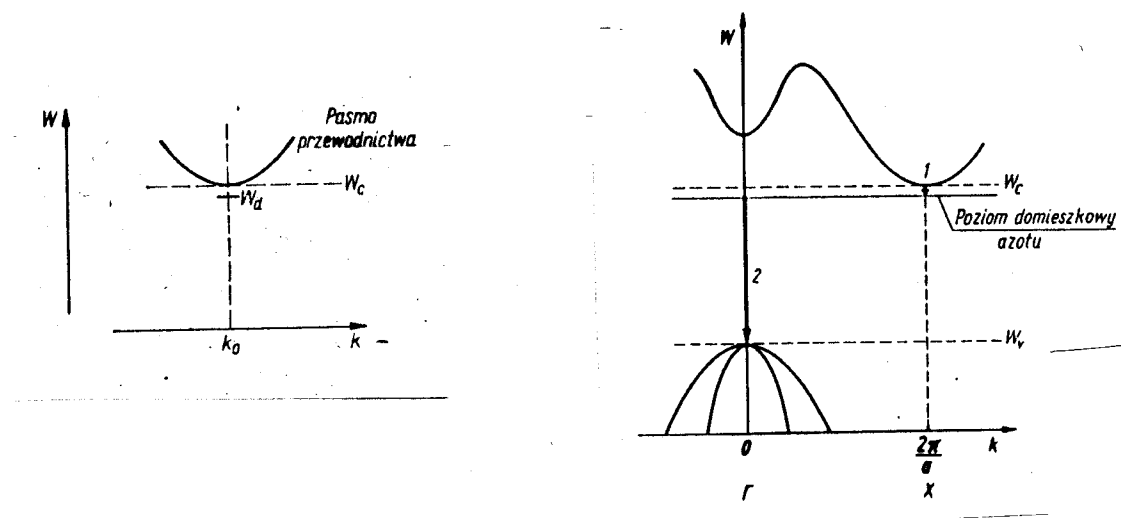
Rys.36. Struktura pasmowa półprzewodnika: a) samoistnego; b) typu n; c) typu p.

Konsekwencją pojawienia się dodatkowych poziomów energetycznych w obszarze przerwy wzbronionej półprzewodnika domieszkowego jest następująca zależność oporu od temperatury:

$$R(T) \approx C_1 \exp\left(-\frac{E_{d(a)}}{2kT}\right) \quad (25)$$

ponieważ jak wynika z rys. 36b (36c), bariera jaką musi pokonać elektron (dziura) aby przejść do pasma przewodnictwa (walencyjnego) jest teraz równa  $E_d$  ( $E_a$ ). Ponieważ wartość  $E_{d(a)} \ll W_g$ , to opór półprzewodnika domieszkowego może być kilka rzędów niższy od oporu półprzewodnika samoistnego.

Domieszki wodoropodobne są w kryształach słabo zlokalizowane. Ze względu na nieoznaczoność Heisenberga ( $\Delta x \Delta p = \hbar \Delta x \Delta k \geq \hbar$ ) na wykresie  $W(k)$  są dość dobrze zlokalizowane, tak jak to przedstawia rys. 37a.



Rys. 37. Poziom donorowy na wykresie  $W(k)$  a) dla domieszki donorowej wodoropodobnej; b) dla domieszki zlokalizowanej..

Domieszki zlokalizowane są przestrzennie dobrze zlokalizowane, jak sama nazwa wskazuje. W przestrzeni wektora falowego poziomy domieszki zlokalizowanej są rozciągnięte na całą strefę Brillouina, tak jak to przedstawiono na rys. 37b dla domieszki azotu w GaP. Poziom ten odgrywa istotną rolę w procesie przejścia elektronu do pasma walencyjnego z pasma przewodnictwa, a więc w procesie rekombinacji promienistej w tym materiale. Ponieważ GaP jest półprzewodnikiem o skośnej przerwie wzbronionej, to przejście proste pasmo-pasmo bez udziału fononów jest mało prawdopodobne i czysty GaP nie może być stosowany do produkcji LED czy laserów półprzewodnikowych. Obecność domieszki azotu i związanego z nią poziomu energetycznego rozciągniętego na całą strefę Brillouina umożliwia przejście proste, bez udziału fononów, poprzez ten dodatkowy stan energetyczny i wówczas prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej rośnie. W pierwszej fazie wzbudzony elektron spada na poziom domieszki, oddając posiadany pęd domieszce. Jest to przejście bezpromieniste. Stąd dopiero następuje przejście proste do pasma walencyjnego.

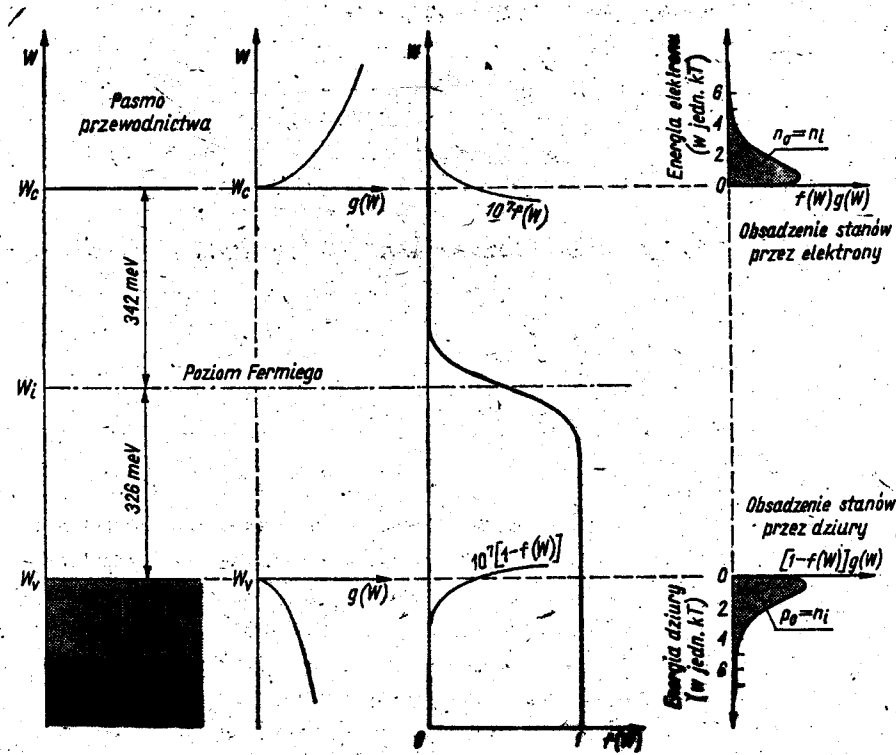
#### h) Koncentracje nośników ładunku w półprzewodnikach w stanie równowagi

Aby wyznaczyć koncentracje elektronów czy dziur w półprzewodniku, należy policzyć ile stanów kwantowych znajduje się w danym paśmie oraz jakie jest prawdopodobieństwo obsadzenia tych stanów przez elektrony czy dziury. Np. aby policzyć koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa, należy policzyć następującą całkę:

$$n_0 = \int_{W_c}^{\infty} f(W)g(W)dW \quad (26)$$

gdzie  $f(W)$  jest funkcją rozkładu Fermiego - Diraca a  $g(W)dW$  – gęstością stanów, czyli liczbą stanów przypadającą na przedział energii od  $W$  do  $W + dW$  i na jednostkę objętości półprzewodnika.  $W_c$  jest energią dna pasma przewodnictwa. Analogiczny wzór obowiązuje

dla dziur w paśmie walencyjnym, z tym, że całkowanie przeprowadza się od energii opowiadającej krawędzi pasma walencyjnego i zamiast  $f(W)$  w całości występuje człon  $(1-f(W))$ , gdyż obsadzenie stanów kwantowych dziurami jest równoznaczne z brakiem obsadzenia przez elektrony. Na rys. 38 przedstawiono przebieg funkcji  $f(W)$  i  $g(W)$  oraz obsadzenie stanów przez elektrony (dziury) w półprzewodniku samoistnym. Zgodnie ze wzorem (26) pole pod krzywą  $f(W)g(W)$  jest równe koncentracji elektronów  $n_0$  w paśmie przewodnictwa.



Rys. 38. Przebieg funkcji  $f(W)$  i  $g(W)$  oraz obsadzenie stanów przez elektrony (dziury) w półprzewodniku samoistnym w  $T = 300K$ .

Można pokazać, że wartość całki danej wzorem (26), opisującej zależność koncentracji elektronów  $n_0$  i dziur  $p_0$  w stanie równowagi w półprzewodniku samoistnym:

$$n_i = n_0 = p_0 = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-W_f}{kT}\right) \quad (27)$$

gdzie  $N_c$  i  $N_v$  to tzw. efektywne gęstości stanów elektronów (dziur) na dnie pasma przewodnictwa (przy wierzchołku pasma walencyjnego), dane wzorami:

$$N_{\alpha(v)} = 2 \left( \frac{2\pi m_{\alpha(v)} kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (28)$$

gdzie  $m_{\alpha(v)}$  to tzw. masa efektywna gęstości stanów, dla pasma przewodnictwa (walencyjnego), która dla półprzewodników z prostą przerwą wzbroniona jest równa masie efektywnej elektronów (dziur)  $m_{\alpha(p)}$ .

W półprzewodnikach również wprowadza się pojęcie poziomu Fermiego, podobnie jak dla metali. W półprzewodniku samoistnym poziom Fermiego  $W_{Fi}$  jest położony niemal w środku przerwy wzbronionej, tak jak to zaznaczono na rys. 38. W półprzewodnikach domieszkowych

poziom Fermiego jest położony powyżej lub poniżej środka przerwy wzbronionej, tak jak to przedstawiono na rys. 39a dla półprzewodnika typu n i na rys. 39b – dla półprzewodnika typu p.

Rys. 39 Poziom Fermiego w półprzewodniku: a) typu n; b) – w półprzewodniku typu p.

W półprzewodnikach domieszkowych, o koncentracji nośników w danej temperaturze decyduje położenie poziomu Fermiego:

$$n_o = n_i \exp\left(\frac{W_F - W_{Fi}}{kT}\right) \quad (29a)$$

$$p_o = n_i \exp\left(\frac{W_{Fi} - W_F}{kT}\right) \quad (29b)$$

gdzie  $W_{Fi}$  określa położenie poziomu Fermiego w półprzewodniku samoistnym. Jeśli poziom Fermiego leży wyżej niż w półprzewodniku samoistnym, to mamy do czynienia z półprzewodnikiem typu n, bo koncentracja elektronów jest większa od koncentracji dziur. Jeśli poziom Fermiego leży niżej niż w półprzewodniku samoistnym, to mamy do czynienia z półprzewodnikiem typu p, bo koncentracja dziur jest większa od koncentracji elektronów.

#### h) Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach.

Do tej pory zajmowaliśmy się opisem półprzewodnika w stanie równowagi. Jednakże działanie wszystkich elementów półprzewodnikowych opiera się na zjawiskach nierównowagowych, dlatego teraz się nimi zajmiemy.

##### 1. Ruchliwość nośników.

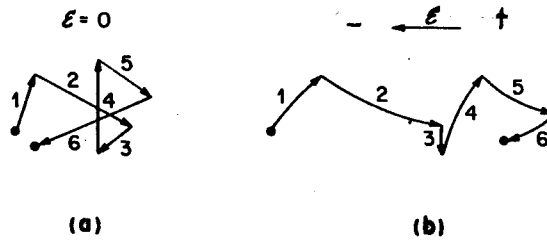
W temperaturze  $T > 0K$  zawsze istnieje ruch termiczny nośników. Termiczna prędkość nośników  $v_{th}$  oraz temperatura są związane zależnością:

$$\frac{1}{2}m_e \cdot v_{th}^2 = \frac{3}{2}kT \quad (30)$$

Ruch termiczny nośników odbywa się chaotycznie, we wszystkich kierunkach ponieważ nośniki są rozpraszane przez atomy sieci, domieszki i inne centra rozpraszające. Przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego porządkuje ruch nośników, np. elektronów, zgodnie z równaniem:

$$-eE\tau_e = m_e \cdot v_e \quad (31)$$

gdzie  $\tau_e$  jest czasem między zderzeniami a  $v_e$  – prędkością unoszenia (dryftu). Na rys. 40 przedstawiono ruch termiczny elektronów a) bez i b) po przyłożeniu pola elektrycznego o natężeniu  $E$ .



Rys.40. Ruch termiczny elektronów a) bez i b) po przyłożeniu pola elektrycznego o natężeniu  $E$ .

Aby opisać jak elektrony w kryształach reagują na przyłożenie pola elektrycznego, wprowadza się pojęcie **ruchliwości**,  $\mu$ . Jest to stosunek prędkości unoszenia do wartości natężenia pola elektrycznego. Dla elektronów ruchliwość zgodnie ze wzorem (31) jest równa:

$$\mu_e = e\tau_e / m_e^* \quad (32)$$

Tak więc dla elektronów prędkość unoszenia  $v_e$  jest równa:

$$v_e = -\mu_e E \quad (33a)$$

zaś dla dziur:

$$v_p = \mu_p E \quad (33b)$$

Zwykle w półprzewodnikach obserwuje się, że ruchliwość elektronów jest większa od ruchliwości dziur. Dlatego też tranzystory npn działają szybciej niż pnp.

## 2. Oporność półprzewodników.

Oporność właściwa półprzewodników  $\rho$  jest odwrotnością przewodności właściwej  $\sigma$  i dla półprzewodnika samoistnego jest równa:

$$\rho = 1/\sigma = [en(\mu_e + \mu_p)]^{-1} \quad (34)$$

zaś dla półprzewodnika typu n lub typu p. :

$$\rho = 1/(en\mu_e) \quad (35a)$$

i

$$\rho = 1/(cp\mu_p) \quad (35b)$$

Załóżmy, że mamy półprzewodnik jednorodny typu n w stanie równowagi (rys. 41a) do którego przykładamy niewielkie pole elektryczne  $E$ . W polu elektrycznym na elektron działa siła  $F$  równa:

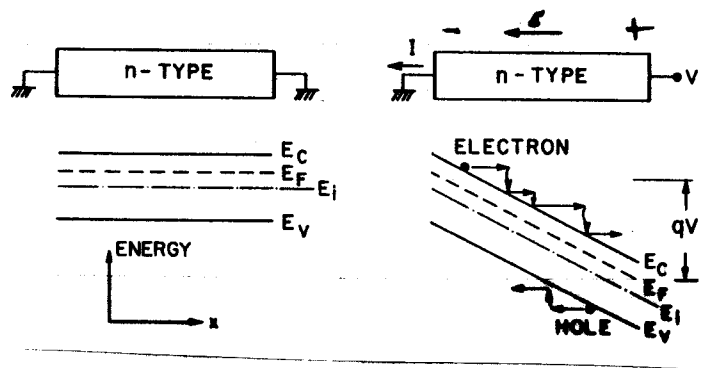
$$F = -eE = -\text{grad } W_p \quad (36)$$



gdzie  $\text{grad}W_p$ . Jest gradientem energii potencjalnej w tym polu. Dla sytuacji przedstawionej na rys. 41, pole elektryczne działa w kierunku osi  $x$ , zatem istnieje tylko jedna składowa gradientu  $W_p$ , równa  $dW_p/dx$  i jak wynika z równania (36):

$$E = dW_p/dx = -d\psi/dx \cdot e \quad (37)$$

gdzie  $\psi$  jest potencjałem pola elektrycznego. Jak wynika z powyższej równości gradient potencjału ma przeciwny zwrot do gradientu energii potencjalnej. Skoro w sytuacji przedstawionej na rys. 41b, potencjał dodatni znajduje się po prawej stronie próbki, to oznacza to, że tam wartość energii potencjalnej jest niższa niż po lewej stronie. Energie potencjalną na rys. 41 reprezentują wszystkie poziomy energetyczne. Tak więc po przyłożeniu pola jak na rys. 41, następuje odpowiednie zagięcie pasm.



Rys. 41 Model pasmowy półprzewodnika typu n a) w stanie równowagi; b) po przyłożeniu napięcia

W spolaryzowanym półprzewodniku elektrony poruszają się do elektrody dodatniej – spadają w dół równi pochyłej. Dziury poruszają się w kierunku przeciwnym – wspinają się pod górę równi pochyłej. Strzałki na rys. 41 przedstawiają ruch elektronów w dół równi: elektrony stopniowo tracą energię w wyniku zderzeń z centrami rozpraszającymi. Transport nośników w polu elektrycznym nazywa się dryfem lub unoszeniem. Odpowiednio prąd nośników nazywa się prądem unoszenia lub dryftu.

Prąd dryftu w półprzewodnikach wyraża się wzorem:

$$I = I_n + I_p = en(\mu_e + \mu_p)E \quad (38)$$

### 3. Dyfuzja nośników

Dyfuzja nośników wynika z istnienia gradientu ich koncentracji. W półprzewodniku typu n prąd dyfuzyjny związany z dyfuzją nośników wyraża się wzorem:

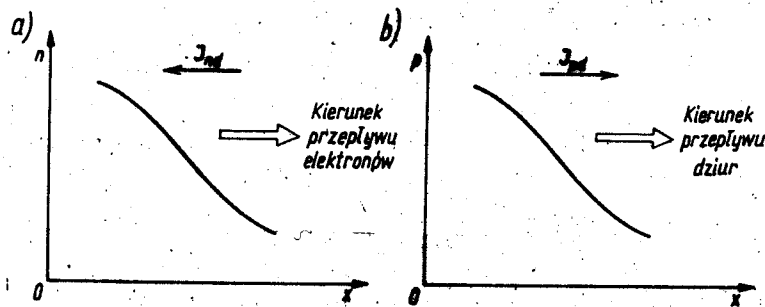
$$I_n = eD_n \frac{dn}{dx} \quad (39a)$$

zaś w półprzewodniku typu p

$$I_p = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (39b)$$

Na rys. 42 przedstawiono kierunek prądu wywołanego dyfuzją a) elektronów i b) dziur.

We wzorach (39a) i (39b)  $D_{n(p)}$  jest zwany współczynnikiem dyfuzji i jest równy  $\mu_{n(p)} kT/e$ .



Rys.42 Prąd dyfuzyjny a) elektronowy i b) dziurowy.

#### 4. Wstrzykiwanie nośników

Proces wstrzykiwania nośników polega na wytwarzaniu nadmiarowych nośników, tak, że iloczyn  $np > n_i^2$ . Z taką sytuacją mamy do czynienia np. po spolaryzowaniu złącza p-n w kierunku przewodzenia lub po oświetleniu półprzewodnika promieniowaniem o energii fotonów większej od przerwy wzbronionej  $W_g$ . Będziemy analizować tylko zjawiska fizyczne w których poziom wstrzykiwania jest niski, tzn. spełniona jest nierówność:

$$\Delta n \ll n_0$$

(40a)

lub

$$\Delta p \ll p_0$$

(40b)

#### 5. Procesy generacji i rekombinacji nośników.

Jeśli tylko pojawia się odstępstwo od równowagi, tzn.  $np > n_i^2$ , to na skutek wstrzykiwania nośników pojawia się proces odwrotny, przywracający stan równowagi. Jest to proces rekombinacji. Już wcześniej wspominaliśmy o dwóch rodzajach procesów rekombinacji: bezpośredniej - promienistej, polegającej na emisji fotonu oraz bezpromienistej jeśli elektrony oddają nadmiar energii sieci krystalicznej.

Rozważmy półprzewodnik typu n. W stanie równowagi termodynamicznej w danej temperaturze T, w jednostce czasu ilość przejść elektronów do poziomów wzbudzonych, czyli szybkość generacji termicznej  $G_{th}$  musi być równa ilości przejść w kierunku odwrotnym, czyli szybkości rekombinacji termicznej,  $R_{th}$ . Szybkość rekombinacji jest równa:

$$G_{th} = R_{th} = a n_{no} p_{no} \quad (41)$$

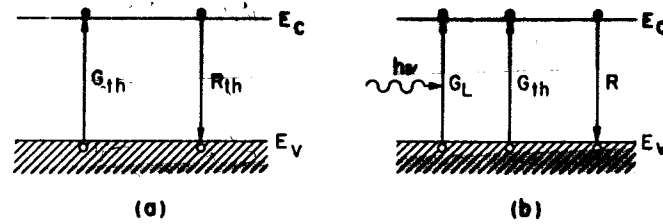
gdzie  $n_{no}$  jest równowagową koncentracją elektronów (w półprzewodniku typu n są to nośniki większościowe) oraz  $p_{no}$  - równowagową koncentracją dziur (w półprzewodniku typu n są to nośniki mniejszościowe),  $a$  - jest współczynnikiem proporcjonalności. Jeśli teraz półprzewodnik zostanie oświetlony światłem o energii fotonów większej od  $W_g$  to szybkość generacji G będzie równa:

$$G = G_{th} + G_l \quad (42)$$

gdzie  $G_l$  jest generacją wywołaną światłem, zaś szybkość rekombinacji R:

$$R = a(n_{no} + \Delta n)(p_{no} + \Delta p) \quad (43)$$

Na rys. 43 przedstawiono procesy generacji i rekombinacji par elektron – dziura a) w stanie równowagi termodynamicznej i b) – po oświetleniu.



Rys. 43 . Generacja i rekombinacja par elektron – dziura a) w stanie równowagi termodynamicznej i b) – po oświetleniu.

Ze względu na to, że po oświetleniu ilość nośników mniejszościowych w stosunku do ilości równowagowej wzrasta ~~znacznie w porównaniu do stosunku nadmiarowych nośników~~ większościowych do ich koncentracji równowagowej, to interesujące jest jak szybko zmienia się koncentracja nośników ~~mniejszościowych~~. W rozważanym przypadku, chodzi o szybkość zmiany koncentracji dziur:

$$\frac{dp_n}{dt} = G - R \equiv G_l + G_{th} - R \quad (44)$$

W stanie stacjonarnym,  $dp_n/dt = 0$  i z (44) mamy:

$$G_l = R - R_{th} \equiv U \quad (45)$$

gdzie  $U$  jest wypadkową szybkością rekombinacji. Podstawiając do równania (45) równania (41) i (43) otrzymujemy:

$$U \equiv a (n_{no} + p_{no} + \Delta p) \Delta p \quad (46)$$

Zakładając, że spełniony jest warunek niskiego poziomu wstrzykiwania, tzn.  $\Delta p, p_{no} \ll n_{no}$ , równanie (46) upraszcza się do następującej postaci:

$$U \equiv a n_{no} \Delta p = \frac{P_n - P_{no}}{1} = \frac{P_n - P_{no}}{\tau_p} \quad (47)$$

gdzie  $\tau_p \equiv \frac{1}{an_{no}}$  jest zwany czasem życia nośników mniejszościowych, tu – dziur. Jak wynika

ze wzoru (47) szybkość rekombinacji w półprzewodniku jest proporcjonalna do nadmiarowej koncentracji nośników mniejszościowych.

Również przy rekombinacji pośredniej poprzez tzw. centra pułapkowe szybkość rekombinacji jest proporcjonalna do nadmiarowej koncentracji nośników mniejszościowych. Najbardziej efektywnymi centrami rekombinacji są takie, dla których poziomy energetyczne leżą w połowie przerwy wzbronionej półprzewodnika. Centra pułapkowe są związane z obecnością defektów struktury krystalicznej, o których wspomniano już wcześniej.