

Wykład 13

Półprzewodniki. Pojęcie i własności dziury

Jeżeli z zapełnionego pasma jeden elektron przechodzi na poziom w wyższym paśmie, w paśmie pozostają $(2N - 1)$ elektronów. Właściwości takiego pasma zawierającego $(2N - 1)$ elektronów można opisać wprowadzając pojęcie nowej kwazicząstki - *dziury*.

Jeśli oznaczymy przez $\phi_e(\vec{k}_{ie})$ pewną funkcję charakteryzującą elektron o wektorze falowym \vec{k}_{ie} , to wartość tej samej funkcji określającej dziurę pasma, w którym brakuje elektronu w stanie j opisuje wzór

$$\phi_d(\vec{k}_{jd}) \equiv \sum_{i \neq j}^{2N} \phi_e(\vec{k}_{ie}) . \quad (13.1)$$

Wektor falowy dziury jest równy

$$\vec{k}_{jd} \equiv \sum_{i \neq j}^{2N} \vec{k}_{ie} = \sum_i^{2N} \vec{k}_{ie} - \vec{k}_{je} = -\vec{k}_{je} . \quad (13.2)$$

Tu skorzystaliśmy z faktu, że dla pasma obsadzonego całkowicie

$$\sum_i^{2N} \vec{k}_{ie} = 0 . \quad (13.3)$$

Energia wszystkich elektronów w paśmie jest równa

$$E_0 = \sum_i^{2N} E_e(\vec{k}_{ie}) . \quad (13.4)$$

A zatem energia dziury wynosi

$$E_d(\vec{k}_d) = E_0 - E_e(\vec{k}_e) . \quad (13.5)$$

Jeżeli przyjmiemy, że $E_0 = 0$, to ze wzoru (7.5) mamy

$$E_d(\vec{k}_d) = -E_e(\vec{k}_e) . \quad (13.6)$$

Uwzględniając wzory (13.2) i (13.6), łatwo udowodnić, że prędkość dziury jest równa prędkości usuniętego elektronu

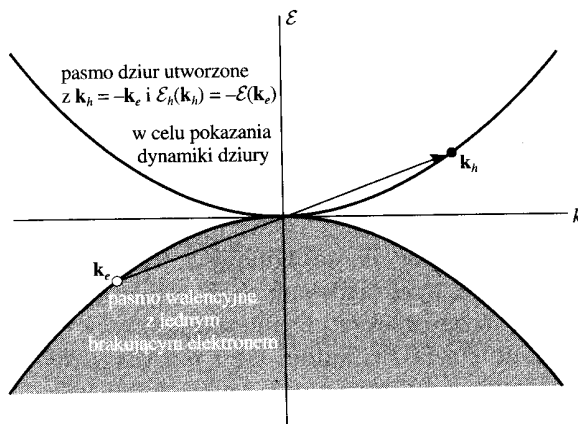
$$\begin{aligned}\vec{v}_d &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_d(\vec{k}_d)}{\partial \vec{k}_d} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial [-E_e(\vec{k}_e)]}{\partial (-\vec{k}_e)} = \\ &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_e(\vec{k}_e)}{\partial \vec{k}_e} = \vec{v}_e.\end{aligned}\quad (13.7)$$

Równanie ruchu dziury jest takie samo, jak równanie ruchu cząstki o ładunku dodatnim $+|e|$.

Istotnie, równanie ruchu dziury w polu elektrycznym o natężeniu \vec{E}

$$\begin{aligned}\hbar \frac{\partial \vec{k}_d}{\partial t} &= -\hbar \frac{\partial \vec{k}_e}{\partial t} = \\ &= -(-|e|\vec{E}) = +|e|\vec{E}\end{aligned}\quad (13.8)$$

Masa efektywna dziury ma znak przeciwny znakowi masy efektywnej usuniętego elektronu. Istotnie, biorąc pod uwagę (13.2) i (13.6), otrzymujemy ze wzoru (13.8)



Rys.13.1. Pasma dziur i elektronów

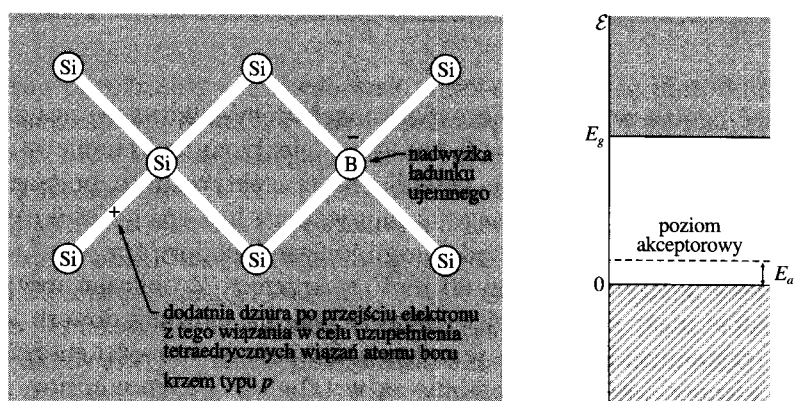
$$m_{nmd}^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E_d(\vec{k}_d) / \partial k_{nd} \partial k_{md}} = - \frac{\hbar^2}{\partial^2 E_e(\vec{k}_e) / \partial k_{ne} \partial k_{me}} = -m_{nme}^*.\quad (13.9)$$

Półprzewodniki samoistne i domieszkowe

Właściwości półprzewodnikowe wykazuje wiele materiałów. Półprzewodniki czyste chemiczne nazywamy *samoistnymi*. W półprzewodnikach samoistnych wzbudzenia termiczne (albo naświetlanie itp.) powodują przejścia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Powstałe w taki sposób elektrony swobodne w paśmie przewodnictwa i dziury w paśmie walencyjnym, liczba których oczywiście równa się liczbie elektronów swobodnych, są w stanie przewodzić prąd elektryczny. Więc w półprzewodnikach zawsze istnieje dwa rodzaje prądów: *prąd dziur* w paśmie walencyjnym i *prąd elektronów* w paśmie przewodnictwa.

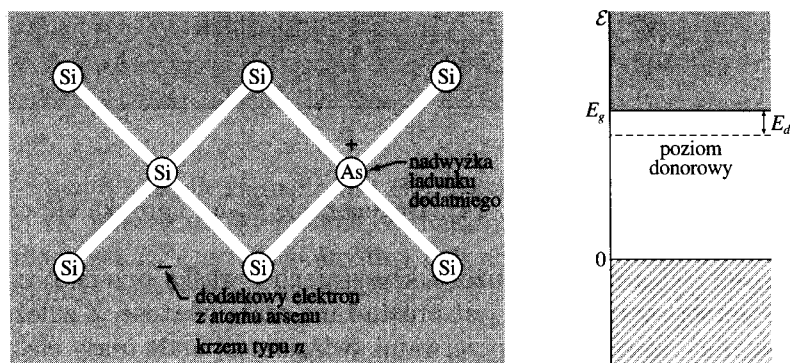
Półprzewodniki zawierające domieszki nazywamy *domieszkowymi*. Na rys. 13.2(a) pokazany schemat ilustrujący działanie domieszek atomów boru i arsenu, wprowadzonych do germanu. W czystym germanu każdy atom germanu jest związany wiązaniami kowalencyjnymi z czterema sąsiednimi atomami, znajdujących się w wierzchołkach

czworościanu foremnego (tetraedru). Atom boru ($B - 1s^2 2s^2 2p$) ma na p -powłoce elektronowej o jeden elektron mniej niż atom germanu ($Ge - Ar4s^2 4p^2$), a zatem jeżeli jeden z atomów germanu zostanie zamieszczony przez atom boru, to jedno z wiązań pozostanie niewysycone. Niewysycone wiązanie może być uzupełnione dowolnym elektronem z pasma walencyjnego germanu. Wymaga to energii około 0.04 eV, a to oznacza, że domieszkowy atom boru kreuje dodatkowy poziom domieszkowy, leżący blisko wierzchołka pasma walencyjnego (rys.13.2a).



Rys.13.2a. German z atomami domieszkowymi boru (B). Obok pokazana struktura pasmowa półprzewodnika z domieszkami akceptorowymi

Funkcja falowa, odpowiadająca temu poziomowi szybko znika z odległością od atomu boru. Elektron, który przeniósł się na poziom domieszkowy, zostawił w paśmie walencyjnym dziurę. Domieszki, które "zabierają" elektrony z pasma walencyjnego nazywają *akceptorami*. Poziomy tych atomów nazywamy *poziomami akceptorowymi*. Będziemy oznaczali odległość poziomu akceptorowego od wierzchołka pasma walencyjnego przez ΔE_a (rys.13.2a).



Rys.13.2b. German z atomami domieszkowymi arsenu (As). Obok pokazana struktura pasmowa półprzewodnika z domieszkami donorowymi.

Atom arsenu ($As - Ar4s^2 4p^3$) ma o jeden elektron za duzo w porównaniu z atomem germanu ($Ar4s^2 4p^2$), a zatem jeżeli jeden z atomów germanu zostanie zamieszczony przez atom arsenu, to jeden z elektronów pozostanie swobodny. Dzięki temu ten nie sparowany elektron może łatwo przejść do pasma przewodnictwa. Wymaga to energii około 0.05 eV, a to oznacza, że domieszkowy atom arsenu kreuje dodatkowy poziom domieszkowy, leżący blisko dna pasma przewodnictwa (rys.13.2b). Funkcja falowa, odpowiadająca temu poziomowi też szybko znika z odległością od atomu arsenu. Domieszki, które "dostarczają" elektrony do pasma przewodnictwa nazywają *donorami*. Poziomy tych atomów nazywamy *poziomami donorowymi*. Będziemy oznaczali odległość poziomu donorowego od dna pasma przewodnictwa przez ΔE_d (rys.13.2b).

Półprzewodniki, w których dominuje dziurowy mechanizm przewodnictwa nazywamy *półprzewodnikiem typu p* (od angl. słowa "positive"). Półprzewodniki, w których dominuje elektronowy mechanizm przewodnictwa nazywamy *półprzewodnikiem typu n* (od angl. słowa "negative").

Poziom Fermiego i koncentracja nośników w półprzewodnikach

W odróżnieniu od przewodnictwa typu metalicznego, przewodnictwo półprzewodników silnie zależy od temperatury i domieszek. Koncentracje elektronów n znajdujących się w paśmie przewodnictwa, oraz dziur p w paśmie walencyjnym znajdziemy w sposób standardowy, korzystając z funkcji rozkładu Fermiego $f(E)$, pomnożonej przez funkcję gęstości stanów $g(E)$:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} f(E) g_n(E - E_C) dE, \quad (13.10)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} [1 - f(E)] g_p(E_V - E) dE. \quad (13.11)$$

Gęstość stanów w paśmie przewodnictwa i paśmie walencyjnym wynosi

$$g_n(E - E_C) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C} \quad (E > E_C). \quad (13.12)$$

$$g_p(E_V - E) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E} \quad (E < E_V). \quad (13.13)$$

We wzorach (13.10) - (13.13) E_C oznacza energię dna pasma przewodnictwa, a E_V - energię wierzchołka pasma walencyjnego.

Ponieważ w zwykłych temperaturach "szerokość" funkcji Fermiego ($\sim 2 kT$) jest w zwykłych temperaturach mała w porównaniu z przerwą między pasmami (~ 1 eV), funkcję Fermiego wewnątrz pasm ($E < E_V$ i $E > E_C$) możemy zamienić rozkładem Boltzmanna

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta(E-E_F)}} \approx \exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right) \ll 1, \quad (13.14a)$$

$$\begin{aligned} f_p(E) &= 1 - f_n(E) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(E-E_F)}} = \frac{e^{\beta(E-E_F)}}{1 + e^{\beta(E-E_F)}} \\ &= \frac{1}{1 + e^{-\beta(E-E_F)}} \approx \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right) \approx 1 \end{aligned} \quad (13.14b)$$

Półprzewodniki, dla których są słuszne wzory (13.14) (oraz wynikające stąd wzory (13.17) i (13.18)) nazywamy *niezdegenerowanymi*.

Biorąc pod uwagę wzory (13.10) - (13.14) dla koncentracji elektronów i dziur otrzymujemy

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{E_F/kT} \int_{E_C}^{\infty} \sqrt{E-E_C} \cdot e^{-E/kT} dE, \quad (13.15)$$

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-E_F/kT} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{E_V-E} \cdot e^{E/kT} dE. \quad (13.16)$$

Podstawiając $x = (E - E_C)/kT$ do wzoru (13.15) oraz $y = (E_V - E)/kT$ do wzoru (13.16) otrzymujemy

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{(E_F-E_C)/kT} (kT)^{3/2} \int_0^{\infty} \sqrt{x} \cdot e^{-x} dx \\ &= 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{kT}\right) = N_{ef}^C \cdot \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{kT}\right), \end{aligned} \quad (13.17)$$

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} e^{(E_V-E_F)/kT} \int_0^{\infty} \sqrt{y} \cdot e^{-y} dy$$

$$= 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = N_{ef}^V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right). \quad (13.18)$$

Tu uwzględniliśmy, że

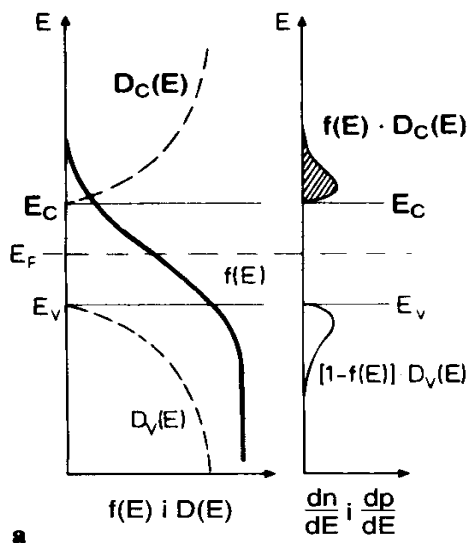
$$\int_0^{\infty} x^{1/2} e^{-x} dx = \Gamma(3/2) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

We wzorach (13.17) i (13.18)

$$N_{ef}^C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (13.19)$$

$$N_{ef}^V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (13.20)$$

Ze wzorów (13.17) i (13.18) wynika, że koncentracji elektronów i dziur podlegają statystyce Boltzmann.



Rys.13.3. Rozkład elektronów i dziur w pasmach

Wprowadzenie tak zwanych "efektywnych gęstości stanów" N_{ef}^C i N_{ef}^V daje możliwość formalnie rozważać zamiast całego pasma przewodnictwa (albo pasma walencyjnego) tylko jeden poziom E_C (albo E_V) z gęstością stanów N_{ef}^C (albo N_{ef}^V) zależną od temperatury.

W półprzewodnikach samoistnych koncentracja swobodnych elektronów równa się koncentracji dziur ($n = p$), a zatem ze wzorów (13.17) i (13.18) otrzymujemy następujące równanie na poziom Fermiego

$$E_{F_i}$$

$$e^{2E_{F_i}/kT} = \frac{N_{ef}^V}{N_{ef}^C} e^{(E_V + E_C)/kT}. \quad (13.21)$$

Skąd

$$E_{F_i} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4}kT \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right). \quad (13.22)$$

Ze wzoru (13.22) widać, że poziom Fermiego w półprzewodnikach ma inny sens fizyczny niż w metalach. Jeżeli $T = 0$, to poziom Fermiego leży dokładnie w środku przerwy energetycznej. Pasma leżące poniżej E_F są zapełnione, ale poziom Fermiego nie styka się z nim. Więc w półprzewodnikach w odróżnieniu od metali poziom Fermiego nie ma nic wspólnego z maksymalną energią elektronów przewodnictwa, a zatem musimy traktować jego jako potencjał chemiczny, określający warunki równowagi półprzewodnika.

Z równań (13.17) i (13.18) wynika, że

$$n \cdot p \equiv n_i^2 = N_{ef}^C N_{ef}^V e^{-(E_C - E_V)/kT} = 4 \cdot \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} e^{-E_g/kT}. \quad (13.23)$$

Równanie (13.23) znane jako *prawo działania mas* jest słuszne dla dowolnego (nie tylko samoistnego!) półprzewodnika. Z tego prawa wynika, że wystarczy wiedzieć tylko koncentrację jednego z nośników (elektronów albo dziur).

Dla półprzewodników samoistnych ($n = p$)

$$n_i = n = p = 2 \cdot \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} e^{-E_g/2kT}. \quad (13.24)$$

Ze wzoru (13.24) wynika, że przy $T = 300K$ i $E_g \approx 1eV$ koncentracja nośników jest rzędu 10^{11} cm^{-3} .

Koncentracja nośników i poziom Fermiego w półprzewodnikach domieszkowanych

Najpierw zauważmy, że ze wzoru (13.22) wynika

$$2E_{F_i} - E_C - E_V = \frac{3}{2}kT \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right). \quad (13.25)$$

Skąd

$$\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)^{3/4} = \exp\left(\frac{2E_{F_i} - E_C - E_V}{2kT}\right). \quad (13.26)$$

Przypomnimy, że tu E_{F_i} jest poziom Fermiego w przypadku półprzewodnika samoistnego (bez domieszek).

Korzystając ze wzorów (13.17) i (13.26) otrzymujemy

$$\begin{aligned} n &= 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT} \right) = n_i \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)^{3/4} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT} \right) \exp\left(\frac{E_g}{2kT} \right) \\ &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{F_i}}{kT} \right). \end{aligned} \quad (13.27)$$

W podobny sposób ze wzorów (13.18) i (13.26) otrzymujemy

$$p = n_i \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right)^{3/4} \exp\left(\frac{-2E_F + E_V + E_C}{2kT} \right) = n_i \exp\left(\frac{E_{F_i} - E_F}{kT} \right). \quad (13.28)$$

Równania (13.27) i (13.28) określają koncentrację nośników w dowolnym niezdegenerowanym półprzewodniku. Ze wzoru (13.27) wynika, że domieszki donorowe, zwiększając koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa ($n > n_i$), przesuwają poziom Fermiego w stronę dna pasma przewodnictwa. Natomiast domieszki akceptorowe, jak wynika ze wzoru (13.28), zwiększając koncentrację dziur ($p > n_i$), powodują przesunięcie poziomu Fermiego w stronę pasma walencyjnego.

Rozważmy półprzewodnik, który zawiera (N_D) donorowych i (N_A) akceptorowych domieszek w jednostce objętości. Oznaczmy przez n koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa; przez N_D^0 - koncentrację elektronów na poziomach donorowych (koncentracja niezjonizowanych donorów); przez p - koncentrację dziur w paśmie walencyjnym i przez N_A^0 - koncentrację dziur na poziomach akceptorowych (zakładamy, że nie wszystkie atomy akceptorowe "otrzymały" elektrony z pasma walencyjnego). W temperaturze pokojowej wszystkie atomy domieszek są zjonizowane a zatem $N_A^0 \approx N_D^0 \approx 0$. Z warunku neutralności elektrycznej kryształu, który oznacza, że łączna liczba (koncentracja) elektronów w paśmie przewodnictwa (n) oraz na poziomach akceptorowych (N_A) musi być równa łącznej liczbie dziur w paśmie walencyjnym (p) i na poziomach donorowych (N_D), wynika, że

$$p + N_D = n + N_A. \quad (13.29)$$

Po podstawieniu do tego równania wyrażenia $p = n_i^2 / n$, które wynika z prawa działania mas, otrzymujemy następujące równanie na koncentrację elektronów (n_n) w półprzewodnikach typu n ($N_D > N_A$)

$$n_n^2 - (N_D - N_A)n_n - n_i^2 = 0 . \quad (13.30)$$

Rozwiązanie równania (13.30) ma postać

$$n_n = \frac{N_D - N_A}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_D - N_A)^2}} \right] . \quad (13.31)$$

W większości stosowanych w praktyce półprzewodników elektronowych ($N_D - N_A$) \gg n_i , a zatem ze wzoru (13.31) otrzymujemy

$$n_n \approx (N_D - N_A) . \quad (13.32)$$

Wtedy, z prawa działania mas (13.23), dla koncentracji dziur w półprzewodniku typu n mamy

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D - N_A} . \quad (13.33)$$

Dla półprzewodników typu p , po podstawieniu do równania (13.29) wyrażenia $n = n_i^2 / p$, otrzymujemy następujące równanie na koncentrację dziur (p_p) w półprzewodnikach typu p ($N_A > N_D$)

$$p_p^2 - (N_A - N_D)p_p - n_i^2 = 0 . \quad (13.34)$$

Rozwiązanie równania (13.34) ma postać

$$p_p = \frac{N_A - N_D}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_A - N_D)^2}} \right] . \quad (13.35)$$

W większości stosowanych w praktyce półprzewodników elektronowych ($N_A - N_D$) \gg n_i , a zatem ze wzoru (13.35) otrzymujemy

$$p_p \approx (N_A - N_D) . \quad (13.36)$$

Wtedy, z prawa działania mas (13.23), dla koncentracji dziur w półprzewodniku typu n mamy

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A - N_D} . \quad (13.37)$$

Korzystając z przybliżonych wzorów (13.32) i (13.36), z (13.17) i (13.18) otrzymujemy następujące wzory na poziom Fermiego w półprzewodniku typu n

$$E_F = E_C - kT \ln \left(\frac{N_{ef}^C}{N_D - N_A} \right) , \quad (13.38)$$

oraz w półprzewodniku typu p

$$E_F = E_V + kT \ln \left(\frac{N_{ef}^V}{N_A - N_D} \right) . \quad (13.39)$$

Przewodnictwo półprzewodników

W odróżnieniu od metali przewodnictwo półprzewodników jest określone przez ruch elektronów oraz dziur. Korzystając ze wzoru, określającym przewodnictwo metali, zapiszmy przewodnictwo półprzewodnika w postaci

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_n}{m_n^*} n + \frac{e^2 \tau_p}{m_p^*} p . \quad (13.40)$$

Tu $\tau_{n,p}$ - czas relaksacji odpowiednio elektronów i dziur.

Ze ścisłych rozwiązań problemu obliczenia czasów relaksacji τ_n i τ_p wynika, że ich temperaturowa zależność wskutek rozpraszania na fononach jest wprost proporcjonalna do $T^{-3/2}$

$$\tau_{n,p} = \alpha_{n,p} T^{-3/2} , \quad (13.41)$$

gdzie $\alpha_{n,p}$ są współczynnikami proporcjonalności.

W półprzewodnikach samoistnych koncentracje elektronów i dziur określa wzór (13.24), a zatem

$$\sigma_i = \sigma_{0i} \cdot e^{-E_g / 2kT} , \quad (13.42)$$

gdzie

$$\sigma_{oi} = 2e^2 \cdot \left(\frac{k}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \left(\frac{\alpha_n}{m_n^*} + \frac{\alpha_p}{m_p^*} \right) . \quad (13.43)$$

Ze wzoru (13.42) wynika dość proste równanie na znalezienie przerwy energetycznej z danych doświadczalnych $\sigma_i(T)$

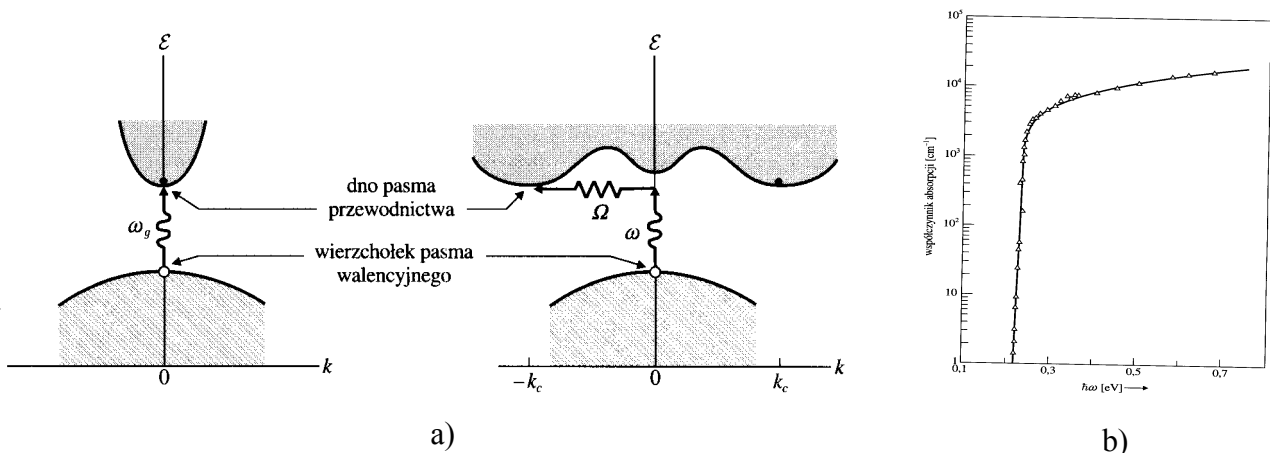
$$\ln \sigma_i(T) = \ln \sigma_{oi} - \frac{E_g}{2kT} . \quad (13.44)$$

W przypadku półprzewodników domieszkowych przewodnictwo elektryczne przy niskich temperaturach ($T < E_g/k$) ma głównie charakter domieszkowy, ponieważ dla domieszek energia potrzebna do oderwania elektronu (lub zapelnienia dziury) jest zwykle kilkadziesiąt razy mniejsza niż E_g . W temperaturze pokojowej prawie wszystkie domieszki są zjonizowane i temperaturowa zależność przewodnictwa będzie podobna do przewodnictwa w półprzewodnikach samoistnych.

Warto zwrócić uwagę na to, że w półprzewodnikach opór półprzewodnika maleje wraz z temperaturą, podczas gdy w metalach opór rośnie przy oziębianiu próbek.

Właściwości optyczne półprzewodników

Wyróżniają trzy podstawowe mechanizmy oddziaływania światła ze strukturą półprzewodnika. Jeden z nich związany jest z efektem Comptona, czyli z przyspieszeniem swobodnych nośników prądu przez fale elektromagnetyczne. Drugi jest związany z absorpcją międzypasmową, czyli z przejściami elektronów między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa (rys.13.4).



Rys.13.4. (a) Przejścia międzypasmowe. (b) Widmo absorpcyjne półprzewodnika

Istnienie pasma wzbronionego powoduje, że międzypasmowa absorpcja zachodzi, gdy częstotliwość fali spełnia warunek

$$\omega \geq \omega_g = \frac{E_g}{\hbar} . \quad (13.45)$$

Tu ω_g jest *progową częstotliwością absorpcji* i określa ją wartość przerwy energetycznej E_g .

Oprócz *prostych przejść* międzypasmowych, w których cała energia fotonu idzie na przejście elektronu do pasma przewodnictwa, możliwe są *przejścia skośne* (rys.13.4). W przypadku tych przejść część energii i pędu fotonu idzie na wzbudzenie fononu w sieci krystalicznej

$$\hbar\omega_{foton} = E_c + \hbar\omega_{fonon} , \quad \vec{k}_{foton} = \vec{k}_c + \vec{q}_{fonon} .$$

Dodatkowe nośniki prądu, powstałe wskutek naświetlania próbki, są odpowiedzialne za przewodnictwo które nosi nazwę *fotoprzewodnictwa*.