

Ćwiczenie 126

Krawędź absorpcji

Cel ćwiczenia

Wyznaczanie przerwy energetycznej półprzewodników przez pomiar współczynnika absorpcji światła w funkcji długości fali.

Wprowadzenie

Odstęp energetyczny między pasmem przewodnictwa i pasmem walencyjnym nazywamy przerwą energetyczną. Jeżeli na półprzewodnik padają fotony o energii wystarczającej do przeniesienia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, to są one o wiele silniej absorbowane niż fotony o mniejszych energiach. Zatem w widmie absorpcyjnym półprzewodnika lub izolatora daje się wyróżnić w okolicy energii $h\nu$ równej szerokości przerwy energetycznej E_g odcinek szybkiego wzrostu współczynnika absorpcji zwany krawędzią absorpcji.

Poziom krawędzi absorpcji stanowi drugą, podstawową metodę wyznaczania przerwy energetycznej (obok metody opartej na pomiarze oporności w funkcji temperatury opisanej w ćwiczeniu 122).

Wartości E_g można z grubsza oszacować na podstawie barwy czystej próbki półprzewodnika. Jeżeli przerwa energetyczna jest mniejsza od 1,6 eV jak np. w klasycznych półprzewodnikach Ge i Si, to krawędź absorpcji leży w podczerwieni; w świetle widzialnym próbka półprzewodnika jest nieprzezroczysta i wykazuje odbłask metaliczny. Dla szerokości przerwy energetycznej zawartej w zakresie energii kwantów światła widzialnego (od 1,6 do 3,1 eV) półprzewodnik uzyskuje zabarwienie od koloru czerwonego przez żółty do zielonego wskutek zaabsorbowania krótkofalowej części widma światła białego. Dla $E_g > 3,1$ eV czysty monokryształ półprzewodnika jest przezroczysty.

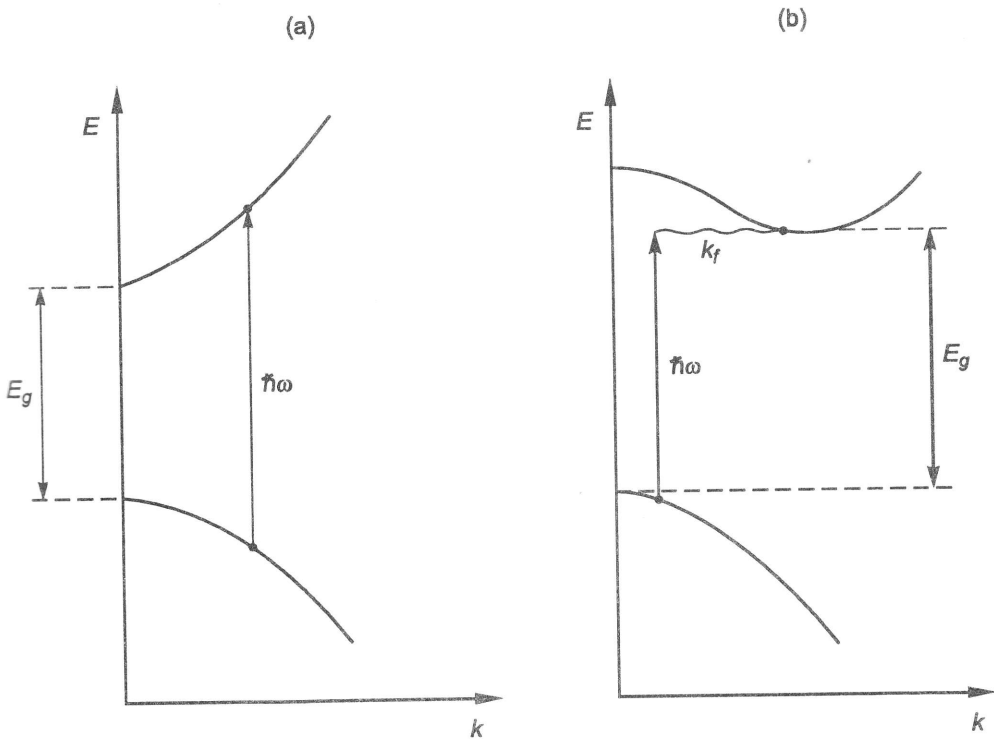
Absorpcję światła związaną z przejściami z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego nazywamy dla odróżnienia od innych procesów pochłaniania światła absorpcją podstawową lub międzypasmową.

W procesie absorpcji światła obok zasady zachowania energii musi być też spełnione prawo zachowania pseudopędu (lub wektora falowego, gdyż $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$). Ponieważ długość fali świetlnej λ jest rzędu 10^3 razy większa od wymiarów komórki elementarnej, więc liczba falowa fotonu $2\frac{\pi}{\lambda}$ jest pomijalnie mała w porównaniu z liczbą falową elektronów

w pasmach (przybierających wartości od zera do około $\frac{\pi}{a}$ na granicy strefy Brillouina, a jest stałą sieci krystalicznej). Przejścia związane wyłącznie z absorpcją przez elektron

energii i pędu fotonu zachodzą zatem praktycznie bez zmiany wektora falowego elektronu i na wykresie $E(k)$ są reprezentowane przez pionową prostą (rys. 1a). Przejścia proste dominują w pobliżu krawędzi absorpcji półprzewodników z tzw. prostą przerwą energetyczną (GaAs, $\text{Sn}_x\text{O}_{1-x}$), w których wierzchołek pasma walencyjnego i dno pasma przewodnictwa występują dla tej samej wartości wektora falowego.

Rysunek 1b przedstawia zależność $E(k)$ dla półprzewodników ze skośną przerwą energetyczną (Si, Ge); w pobliżu krawędzi absorpcji dominują przejścia skośne, w których oprócz fotonu jest wykreowany lub zaabsorbowany fonon, (liczba falowa fononu może być równie duża jak elektronu, natomiast energie fononów są rzędu 10^{-2} eV).



Rys. 1. Schemat mechanizmu absorpcji światła w półprzewodniku z prostą (a) i skośną (b) przerwą energetyczną

W przejściach międzypasmowych obowiązują, podobnie jak w atomach swobodnych, określone reguły wyboru. W związku z tym rozróżnia się przejścia dozwolone i wzbronione.

W naszym ćwiczeniu krawędź absorpcji będzie wyznaczona dla półprzewodnika, w którym dominują przejścia proste dozwolone.

Zgodnie z rysunkiem 1a, w przybliżeniu parabolicznych pasm

$$h\nu = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}, \quad (1)$$

gdzie m_p i m_n oznaczają masy elektronów w paśmie walencyjnym i efektywne dziur przewodnictwa.

Dla $h\nu = E_g$ zachodzi przejście elektronu z wierzchołka pasma walencyjnego na dno pasma przewodnictwa. Ze wzrostem energii kwantu poziom energii stanu początkowego przesuwa się w dół pasma walencyjnego, a poziom energii stanu końcowego w górę pasma przewodnictwa proporcjonalnie do różnicy $h\nu - E_g$, wskutek czego proporcjonalnie do $(h\nu - E_g)^{1/2}$ rośnie liczba stanów, między którymi może zachodzić przejście (w pobliżu wierzchołka lub dna pasma funkcja gęstości stanów jest pierwiastkową funkcją energii). Ostatecznie współczynnik absorpcji α wiąże się z energią kwantów $h\nu$ w następujący sposób:

$$\alpha h\nu = A (h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Dla innych rodzajów przejść (proste wzbronione, skośne) wartość wykładnika we wzorze (2) jest inna. Analiza zależności $\alpha(h\nu)$ pozwala określić nie tylko wartość, lecz również rodzaj przerwy energetycznej (prosta lub skośna). Wyprowadzenie zależności $\alpha(h\nu)$ dla różnych rodzajów przejść można znaleźć w [2], [3].

Współczynnik absorpcji α osiąga wartości rzędu 10^7 m^{-1} ; liczba ta oznacza $e = 2,7$ -krotny spadek natężenia światła na grubości absorbenta $0,1 \mu\text{m}$. Aby można było zmierzyć współczynnik absorpcji, należy posłużyć się cienkimi warstwami półprzewodnika, wytworzonymi za pomocą różnych technik na powierzchni szkła. Wiązka światła padającego o natężeniu I_0 częściowo odbija się na granicy powietrze – półprzewodnik, następnie wewnątrz półprzewodnika o grubości d natężenia światła maleje zgodnie z prawem wykładniczym absorpcji ($\sim e^{-\alpha d}$). Dodatkową stratę natężenia światła powoduje odbicie na granicy półprzewodnik – szkło i szkło – powietrze. Doświadczalnie mierzymy stosunek natężenia światła przechodzącego I_T do światła padającego I_0 zwany transmisją

$$\frac{I_T}{I_0} = T, \quad T = (1 - R) e^{-\alpha d}, \quad (3)$$

gdzie R oznacza wypadkowy współczynnik odbicia.*

* Definicja współczynnika absorpcji i prawo wykładniczej absorpcji są dla światła takie same jak dla promieniowania γ (patrz ćwiczenie 92). W przypadku światła dodatkową komplikację przy pomiarze α stanowi odbicie na granicy ośrodków. Zgodnie ze wzorami Fresnela przy prostopadłym przejściu światła przez granicę ośrodków ulega odbiciu $(n - 1)^2 / (n + 1)^2$ padającej energii (n – współczynnik załamania).

Zaniedbując zjawisko odbicia (czyli przyjmując $R = 0$), co jest usprawiedliwione, jeżeli transmisja T jest mała, z połączenia wzorów (2) i (3) otrzymujemy

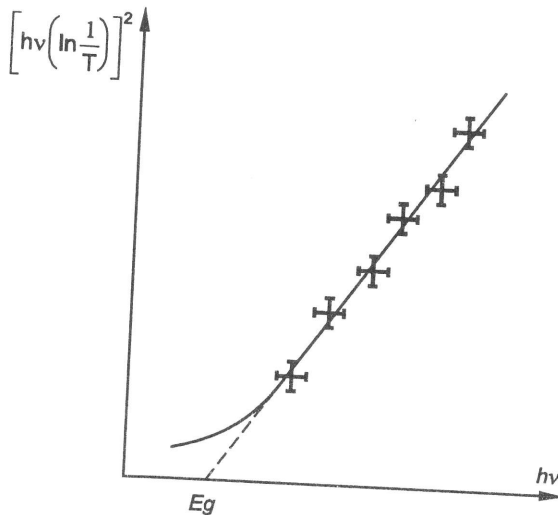
$$T = \exp \left[-\frac{A}{hv} (hv - E_g)^{1/2} d \right]. \quad (4)$$

Po obustronnym zlogarytmizowaniu i wykonaniu przekształceń algebraicznych otrzymujemy

$$\left(hv \ln \frac{1}{T} \right)^2 = Ad (hv - E_g). \quad (5)$$

Wykres zależności $[hv \ln(1/T)]^2$ w funkcji energii kwantu hv powinien być linią prostą, której przecięcie z osią rzędnych wyznacza wartość przerwy energetycznej.

Rysunek 2 pokazuje, że wartość E_g należy uzyskać przez ekstrapolację prostoliniowej części krzywej doświadczalnej, gdyż dla $hv \approx E_g$ zmierzona zależność odchyła się od linii prostej. Wynika to stąd, że gdy absorpcja w cienkiej warstwie staje się mała, większą rolę zaczynają odgrywać zaniedbane przez nas odbicia i inne rodzaje absorpcji światła w półprzewodniku (jak absorpcja związana z występowaniem domieszek, ekscytonowa, sieciowa itd., patrz [2]). Bez szczegółowej analizy tych procesów przerwę energetyczną można wyznaczyć z widma absorpcyjnego z dokładnością rzędu 0,1 eV. Szczegółową analizę wyznaczania E_g z pomiaru $T = f(hv)$ dla cienkich warstw przedstawiono w skrypcie [3].



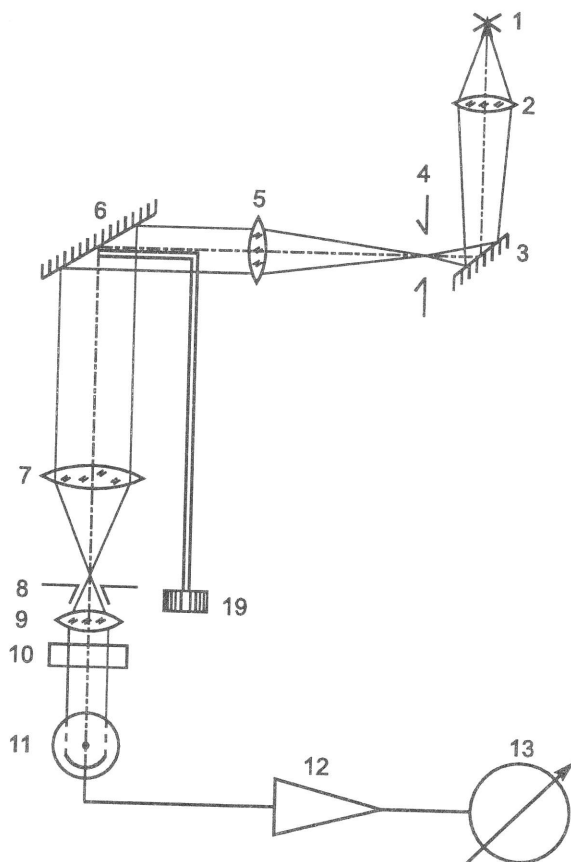
Rys. 2. Zależność transmisji cienkiej warstwy półprzewodnika od energii kwantu przedstawiona jako $[hv \ln(1/T)]^2 = f(hv)$

Literatura

1. Podręczniki fizyki ciała stałego (patrz ćw. 122).
2. Krop K.: *Fizyka ciała stałego. Laboratorium*. Kraków, Wyd. AGH 1983

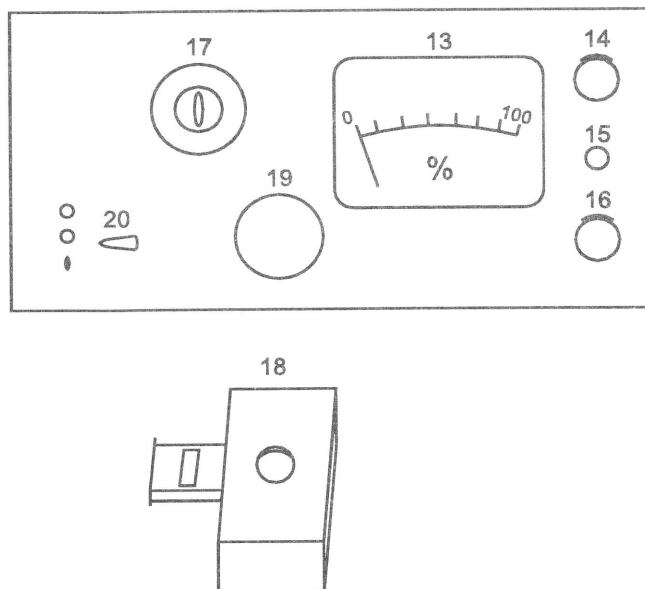
Aparatura

Pomiary wykonuje się za pomocą spektrometru fotoelektrycznego (Specol 10). Schemat optyczny przyrządu przedstawiono na rysunku 3. Światło ze źródła (1) po rozłożeniu na widmo przez monochromator siatkowy (elementy 2 ÷ 9, element 6 jest odbiciową siatką dyfrakcyjną) przechodzi przez badaną substancję (10) i zostaje przekształcone przez fotokomórkę (11) w prąd elektryczny. Prąd ten jest wzmacniany wzmacniaczem (12). Natężenie światła padającego na fotokomórkę (a zatem i prąd) jest proporcjonalne do transmisji T . Miernik ma skalę liniową dla transmisji wycechowaną w procentach.



Rys. 3. Schemat optyczny Specol-u

Rysunek 4 przedstawia płytę czołową przyrządu. Oprócz skali (13) znajdują się tam dwa potencjometry (14) i (16) do zerowania i regulacji wzmacnienia. Pokrętko (15) służy do zmiany czułości przyrządu. Za szczeliną wyjściową (17) znajduje się przystawka pomiarowa (18), a w niej karetką z okienkami na płytkę wzorcową oraz dwie używane alternatywnie fotokomórki. Pokrętkiem (20) reguluje się przysłonę.



Rys. 4. Płyta czołowa Specol-u. Obok przystawka pomiarowa z karetką z okienkami na próbkę i płytkę wzorcową oraz dwoma fotokomórkami

Wykonanie ćwiczenia

- Ustawianie warunków pracy:
 - włączyć Specol 10 do sieci,
 - w okienkach przystawki pomiarowej włożyć czystą płytkę oraz badaną próbkę,
 - ustawić wybraną długość fali,
 - wzmocnienie, czułość oraz zero przyrządu ustawić tak, aby przy maksymalnej czułości (dla danej długości fali) wskazówka pokazywała 100%, gdy światło przechodzi przez czystą płytkę (lub puste okienko) oraz zero, gdy okienko przystawki jest zasłonięte.
- Pomiar zależności transmisji od długości fali światła. Dla każdej długości fali, przed ustawieniem próbki na drodze wiązki światła należy wyregulować wskazania: zero i 100% jak w punkcie 1d. Pomiaru wykonywać co 5 nm.

Opracowanie wyników

1. Na podstawie wyników pomiarów sporządzić wykres zależności $[h\nu \ln(1/T)]^2$ od energii kwantów $h\nu = hc/\lambda$.
2. Z wykresów odczytać $h\nu$ graniczne dla obu próbek, prowadząc prostą metodą najmniejszych kwadratów przez prostoliniową część wykresu.
3. Obliczyć wartość i błąd przerwy energetycznej w dżulach i elektronowoltach.