



Laboratorium Fotowoltaiki

Ćwiczenie II – wstęp teoretyczny

Właściwości optyczne ośrodka absorbującego światło opisuje zespolona funkcja dielektryczna

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2. \quad (1)$$

Ponieważ $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}}$, to również współczynnik załamania jest zespoloną funkcją:

$$\tilde{n} = n + i\kappa. \quad (2)$$

Po przekształceniu wzorów (1) i (2) otrzymujemy:

$$n^2 - \kappa^2 = \epsilon_1 \quad \text{oraz} \quad 2n\kappa = \epsilon_2 \quad (3)$$

Jeśli κ jest małe, to $n = \sqrt{\epsilon_1}$ oraz $\kappa = \frac{\epsilon_2}{2n}$.

Założmy, że na substancję, którą charakteryzuje zespolony współczynnik załamania pada płaska fala elektromagnetyczna monochromatyczna, przy czym wektor pola elektrycznego fali jest dany wzorem $E = E_0 e^{i(kx - \omega t)}$. Po uwzględnieniu zależności $k = \frac{\omega}{v}$ oraz $v = \frac{c}{\tilde{n}}$ otrzymujemy równanie opisujące falę, która wychodzi z ośrodka o grubości x :

$$E = E_0 e^{i(kx - \omega t)} = E_0 e^{i\omega\left(\frac{x}{v} - t\right)} = E_0 e^{i\omega\left(\frac{x}{c}\tilde{n} - t\right)} = E_0 e^{-\frac{\omega\kappa x}{c}} e^{i\omega\left(\frac{x}{c}n - t\right)}. \quad (4)$$

Z równania (4) wynika, że po przejściu przez ośrodek, amplituda fali wykładniczo maleje ze wzrostem grubości ośrodka x (człon $E_0 e^{-\frac{\omega\kappa x}{c}}$) i faza fali ulega zmianie (człon $e^{i\omega\left(\frac{x}{c}n - t\right)}$). Współczynnik κ opisuje pochłanianie fali w ośrodku. Ponieważ natężenie fali jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy wektora pola elektrycznego, to zależność natężenia światła od grubości ośrodka x , można zapisać następująco:

$$I = I_0 e^{-2\frac{\omega\kappa}{c}x} = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (5)$$

gdzie I_0 to natężenie fali wchodzącej do ośrodka. Jest to prawo Lamberta-Beera. Współczynnik $\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c}$, zwany jest współczynnikiem absorpcji albo współczynnikiem pochłaniania.

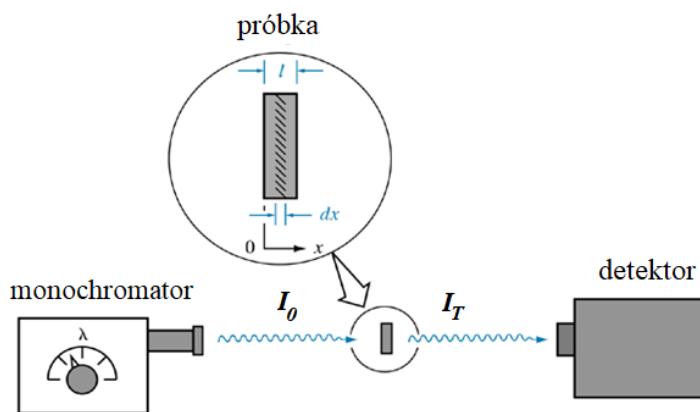


Laboratorium Fotowoltaiki

Ze względu na wykładniczy charakter absorpcji światła, w celu scharakteryzowania właściwości pochłaniających danego obiektu optycznego, jako całości wprowadza się pojęcie gęstości optycznej (ang. Optical Density, O.D.):

$$O.D. = -\log\left(\frac{I(x)}{I_0}\right) \quad (6)$$

Rys.1 przedstawia schemat układu stosowanego do pomiaru współczynnika absorpcji. Wiązka światła monochromatycznego o natężeniu I_0 jest kierowana na badany ośrodek. Po przejściu przez ośrodek, wiązka o natężeniu I_T dociera do detektora. Sygnał na wyjściu detektora jest proporcjonalny do natężenia I_T .



Rys.1. Schemat układu stosowanego do pomiaru współczynnika transmisji, T .

Niech współczynnik transmisji $T = \frac{I_T}{I_0}$. Można pokazać, że jeśli współczynnik absorpcji α jest dostatecznie duży¹, to $T = (1 - R)^2 e^{-\alpha x}$ gdzie x - grubość próbki a R – współczynnik odbicia. Przekształcając tę zależność otrzymujemy wzór na podstawie, którego można obliczyć α

$$\alpha = \frac{1}{x} \ln \frac{(1-R)^2}{T} \quad (7)$$

¹ W rzeczywistości sprawdzamy, ile wynosi iloczyn αx . Jeśli jest on większy od ok. 2, możemy zastosować wzór (7).



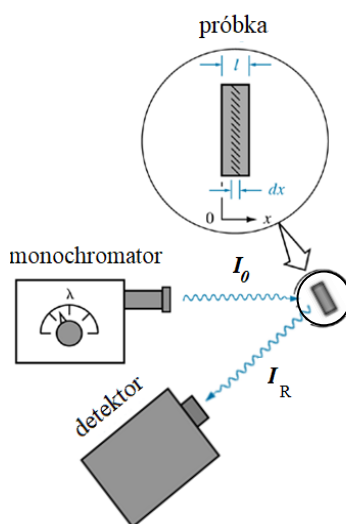
Laboratorium Fotowoltaiki

Jak wynika z powyższego wzoru, aby wyznaczyć zależność $\alpha(\hbar\omega)$, należy również wykonać pomiar współczynnika odbicia $R(\hbar\omega)$. Schemat układu do pomiaru współczynnika odbicia przedstawia rys. 2. Współczynnik odbicia wyznaczamy ze wzoru:

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (8)$$

gdzie I_R to natężenie wiązki odbitej.

Natężenie wiązki odniesienia I_0 mierzymy w konfiguracji przedstawionej na rys.1, ale bez próbki.



Rys.2. Schemat układu stosowanego do pomiaru współczynnika odbicia, R .

Pomiar współczynnika absorpcji nie jest skomplikowany a dostarcza cennych informacji o badanym ośrodku. W przypadku półprzewodników, pozwala na wyznaczenie przerwy wzbronionej.

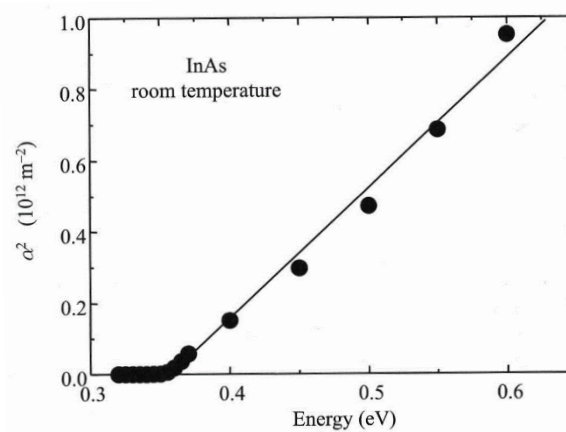
1. Współczynnik absorpcji dla półprzewodnika z prostą przerwą wzbronioną

Widmo współczynnika absorpcji dla półprzewodnika z prostą przerwą wzbronioną jest opisane następującymi zależnościami:



$$\left. \begin{aligned} \text{dla } \hbar\omega < E_g, \quad \alpha(\hbar\omega) &= 0 \\ \text{dla } \hbar\omega \geq E_g, \quad \alpha(\hbar\omega) &\propto \sqrt{(\hbar\omega - E_g)}. \end{aligned} \right\} \begin{aligned} (9a) \\ (9b) \end{aligned}$$

Jeśli przedstawi się te zależności w skali $\alpha^2(\hbar\omega)$, to dla półprzewodnika z prostą przerwą wzbronioną punkty eksperymentalne powinny tworzyć linię prostą, przecinającą oś energii w punkcie o współrzędnej równej E_g , tak jak to prezentuje rys.3 dla związku półprzewodnikowego InAs, który jest półprzewodnikiem z prostą przerwą wzbronioną.



Rys. 3. Zależność $\alpha^2(\hbar\omega)$ dla InAs w temperaturze pokojowej. Linia prosta przecina oś odciętych przy energii 0.37eV. Tyle wynosi przerwa wzbroniona InAs w tej temperaturze.

M.Fox „Optical Properties of Solids”

2. Współczynnik absorpcji dla półprzewodnika ze skośną przerwą wzbronioną

W przypadku półprzewodnika ze skośną przerwą wzbronioną (Si, Ge), widmo współczynnika absorpcji jest opisywane następującą zależnością:

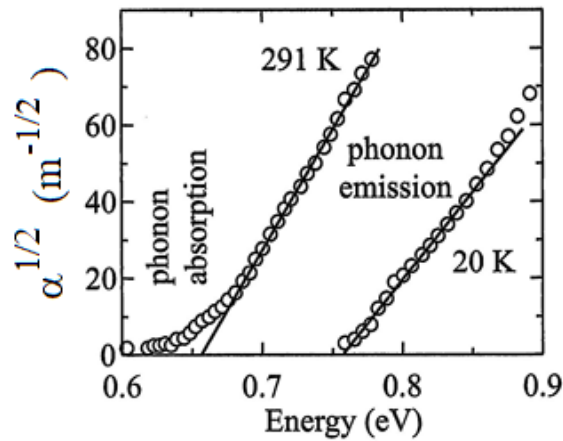
$$\alpha(\hbar\omega) \propto (\hbar\omega - E_g \mp \hbar\Omega)^2 \quad (10)$$

gdzie $\mp \hbar\Omega$ to energia fononu, absorbowanego bądź emitowanego. W wyższych temperaturach (pokojowa) absorpcji światła towarzyszy zwykle absorpcja a w niższych –



Laboratorium Fotowoltaiki

emisja fononu. Przykładową zależność $\sqrt{\alpha(\hbar\omega)} = f(\hbar\omega)$ dla germanu w dwóch różnych temperaturach przedstawia rys.4. Z przecięcia linii prostej dopasowanej do punktów eksperymentalnych w temperaturze 291K, otrzymuje się wartość $E_g(291K) - \hbar\Omega$ (proces z absorpcją fononu) a w temperaturze 20K - $E_g(20K) + \hbar\Omega$ (proces z emisją fononu).



Rys.4. Zależność $\sqrt{\alpha(\hbar\omega)} = f(\hbar\omega)$ dla germanu.

M.Fox „Optical Properties of Solids”