Seria: MATEMATYKA-FIZYKA z. 74

Nr kol. 1285

Marian NOWAK

METODA WYZNACZANIA OPTYCZNYCH I GEOMETRYCZNYCH PARAMETRÓW CIENKICH WARSTW NA PODSTAWIE WIDMOWYCH BADAŃ TRANSMISJI OPTYCZNEJ

Streszczenie. Przedstawiono nową metodę wyznaczania widmowych zależności części rzeczywistej zespolonego współczynnika załamania i współczynnika absorpcji promieniowania, a także grubości i wariancji jej rozkładu w oświetlonym obszarze próbki. Metoda ta bazuje na wynikach widmowych badań transmisji optycznej cienkich warstw na grubym podłożu. Wzięty jest pod uwagę gaussowski rozkład zmian fazy promieniowania przechodzącego przez próbkę. Przydatność metody jest potwierdzona w badaniach a-Si:H.

METHOD OF DETERMINATION OF OPTICAL AND GEOMETRICAL PARAMETERS OF THIN FILMS PERFORMING SPECTRAL INVESTIGATIONS OF OPTICAL TRANSMITTANCE

Summary. A new method of determining spectral dependences of real part of refractive index and absorption coefficient as well as thickness and standart deviation of its value is proposed for examinations of optical transmittance of thin films on thick substrates. This method takes into account the gaussian distribution of the change in phase of radiation over the illuminated sample area. Its usefulness in investigations of optical properties of a-Si:H is shown.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОНЬКИХ ПЛЕНОК ИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ

Резюме. Предложено новый метод исследования спектралных характеристик показателя преломления и коэффицента абсорпции излучения, а также толщины и ее варианции в освещенной области тонкой пленки. Этот метод использует результаты спектралных измеренний оптического пропускания. Учестено гаусовское разлажение смены фазы излучения, который проходить через пленку. Проверено этот метод в исследованиях а-Si:H.

1. Wstęp

W pracy [1] zwrócono uwagę, iż uwzględnienie realnego gaussowskiego rozkładu zmian fazy Γ promieniowania przechodzącego przez cienką warstwę eleminuje istotne ograniczenie tkwiące w metodzie Swanpoela [2] wyznaczania parametrów optycznych oraz grubości w cienkich warstw półprzewodników. Wyznaczonymi parametrami o podstawowym znaczeniu dla mikroelektroniki i optoelektroniki są część rzeczywista n zespolonego współczynnika załamania oraz współczynnik absorpcji k promieniowania elektromagnetycznego.

Swanepoel [2] opublikował metodykę opracowania wyników badań transmisji optycznej, w której założył następujące przypadki: (a) badana cienka warstwa może posiadać niejednakową grubość w różnych miejscach, (b) promieniowanie padające na próbkę nie jest monochromatyczne, lecz posiada składowe o długościach zawierających się w przedziale $\Delta\lambda$, (c) badana warstwa jest niejednorodna pod względem wartości części rzeczywistej współczynnika załamania promieniowania. Praca Swanepoela dokonała znacznego postępu w dziedzinie badań transmisji optycznej cienkich warstw. Jednak jej podstawowym ograniczeniem jest założenie o liniowym rozkładzie Γ w obszarze próbki objętym badaniami transmisji optycznej (Γ oznacza zmianę fazy promieniowania przebywającego w cienkiej warstwie drogę równą podwójnej grubości tej warstwy). Założenie to w konsekwencji sprawia, iż metodyka zaproponowana przez Swanepoela [2] pozwala badać jedynie próbki o stosunkowo nieznacznych zmianach grubości cienkiej warstwy w obszarze próbki objętym badaniami transmisji optycznej [1, 2].

Celem niniejszej pracy jest przedstawienie metodyki wyznaczania widmowych zależności n oraz k cienkich warstw półprzewodnika na grubym podłożu na podstawie zmian transmisji optycznej próbki ze zmianą długości fali światła. Poza tym metodyka ta pozwala wyznaczyć grubość badanej warstwy oraz wariancję jej zmian w obszarze próbki objętej badaniami transmisji. W metodzie tej zakłada się dopasowanie do doświadczalnie wyznaczonej widmowej charakterystyki transmisji optycznej krzywej teoretycznej $t(\sigma_w, \lambda, w_0, n, k)$ obliczanej przy założeniu gaussowskiego rozkładu zmian Γ w obszarze objętym badaniami.

2. Opis teoretyczny

Teoretyczną krzywą transmisji optycznej $t(\sigma_w, \lambda, w_0, n, k)$ obliczamy zgodnie ze wzorami podanymi w pracy [1]

$$t(\sigma_w, \lambda, w_0, n, k) = \int_0^{+\infty} \frac{T(\Gamma)}{\sigma_{\Gamma} \sqrt{2\pi}} \exp\left[-0.5\left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\sigma_{\Gamma}}\right)^2\right] d\Gamma,$$
(1)

gdzie $\Gamma_0 = \frac{4\pi n u_0}{\lambda}$ – najbardziej prawdopodobna zmiana fazy promieniowania przy przejściu w warstwie półprzewodnika drogi równej dwukrotnej grubości tej warstwy, σ – wariancja rozkładu zmian fazy Γ , w_0 – średnia grubość cienkiej warstwy.

Transmisja optyczna $T(\Gamma)$ występująca we wzorze (1) jest określona w następujący sposób [1]

$$T(\Gamma) = \frac{A}{B - Cx \cos \Gamma + Dx^2},$$
(2)

gdzie

$$A = 16n^{2}n_{2}, \qquad B = (n+1)^{3}(n+n_{2}^{2}),$$

$$C = 2(n^{2}-1)(n^{2}-n_{2}^{2}), \qquad D = (n-1)^{3}(n-n_{2}^{2}),$$

$$x = \exp(-kw_{0}),$$
(3)

 n_2 – współczynnik załamania światła w materiale płytki podłożowej, na którą jest naniesiona cienka warstwa.

Wzór (2) jest słuszny w przypadku transmisji światła przez próbkę składającą się z płaskorównoległej, jednorodnej, izotropowej, nie absorbującej promieniowania płytki podłożowej o grubości w_2 , spełniającej zależność

$$\Delta \lambda \gg \frac{\lambda^2}{2n_2 w_2} \tag{4}$$

Nierówność (4) jest warunkiem pomijalności zjawiska interferencji fal wielokrotnie odbitych we wnętrzu tej płytki [3].

Zakładamy, iż na czołowej powierzchni płytki podłożowej znajduje się cienka, płaskorównoległa, jednorodna, izotropowa warstwa materiału o parametrach optycznych noraz k. Przy tym grubość tej warstwy w spełnia nierówność

$$\Delta\lambda \ll \frac{\lambda^2}{2nw_0}.\tag{5}$$

Z warunku (5) wynika konieczność uwzględnienia interferencji promieniowania wielokrotnie odbitego w tej warstwie [3].

Promieniowanie jednorodnie oświetlające powierzchnię XZ próbki pada na nią prostopadle i jest pochłaniane w kierunku osi Y. Badana próbka znajduje się w powietrzu.

W ogólnym przypadku względna niepewność Γ wyraża się w następujący sposób [1]

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = \frac{\Delta w}{w} + \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$
(6)

Jednak podstawowym przyczynkiem niepewności w przypadku badań transmisji cienkich warstw jest zwykle przyczynek związany z niejednorodnością ich grubości. W związku z tym we wzorze (1) dokonano przybliżenia

$$\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\sigma} = \frac{w_0 - w}{\sigma_w},\tag{7}$$

gdzie w_0 – najbardziej prawdopodobna grubość badanej cienkiej warstwy, σ_w – wariancja rozkładu zmian grubości cienkiej warstwy po obszarze, w którym dokonywane są pomiary transmisji optycznej.

3. Opis doświadczenia

Badaniom transmisji optycznej zostały poddane cienkie warstwy a-Si:H naniesione metodą rozkładu silanu w polu w.cz. na płaskorównoległe płytki szafirowe w IGV Kernforschungsanlage, Jülich (Niemcy). Płytki różniły się grubościami warstw a-Si:H.

Badania wykonano wykorzystując podwójny monochromator interferencyjny GDM-1000 (firmy Carl Zeiss Jena), z halogenową żarówką wolframową o mocy 50 [W] i zestawem odcinających filtrów interferencyjnych (firmy Carl Zeiss Jena). Promienjowanie elektromagnetyczne wychodzące z monochromatora było po zogniskowaniu prowadzone w kablu światłowodowym typu Y. Jedna jego część była doprowadzona bezpośrednio do fotodetektora rejestrującego tzw. natężenie światła odniesienia. Druga część poprzez obiektyw mikroskopowy była ogniskowana na badanej próbce, a po jej przejściu i po przejściu przez otwór kalibracyjny o średnicy 1 [mm] była prowadzona jednotorowym kablem światłowodowym do fotodetektora pomiarowego. Jako detektor światła wykorzystano fotodiody germanowe SFH231 oraz krzemowe BPYP-35 pracujące jako fotoogniwa w režimie zwarciowym. Natężenie światła o krótszych długościach fal mierzono fotopowielaczami M12FQ51. Natężenie fotoprądów mierzono za pomocą elektrometru Keithley 617 oraz pikoamperomierza Keithley 418/4853. Jako zasilacz wysokonapiecjowy fotopowielaczy stosowano Polon ZWN-42. Całe stanowisko badawcze było sterowane mikrokomputerem kompatybilnym z IBM/PC AT poprzez magistralę IEC-625. Sterowano zarówno

przyrządami pomiarowymi, jak i zmianą długości fali światła oraz zasłanianiem i odsłanianiem próbki w trakcie pomiarów. W trakcie badań próbka była utrzymywana w powietrzu, w temperaturze pokojowej.

Rysunek 1 przedstawia typowe wyniki badań transmisji optycznej, jakie uzyskano dla jednej z próbek.



Rys. 1. Widmowa zależność transmisji optycznej cienkiej warstwy a-Si:H na grubym podłożu szafirowym (+ – wyniki doświadczalne; krzywe ciągłe przedstawiają obwiednię oszacowaną numerycznie)

Fig. 1. Spectral dependence of optical transmittance of a thin film a-Si:H on sapphire substrate (+ - experimental data, broken curves represent envelope of the experimental characteristics)

4. Metodyka opracowania wyników

Podobnie jak w pracy [2] wyznaczono obwiednię otaczającą wyniki eksperymentalne pomiaru transmisji optycznej badanej próbki (rys. 1). Wykonano to numerycznie metodą aproksymacji i wygładzania funkcji przechodzących odpowiednio przez punkty maksimów i minimów interferencyjnych transmisji.



Rys. 2. Część widmowej zależności transmisji optycznej przedstawionej na rys. 1 oraz dopasowane zależności teoretyczne (+ – wyniki doświadczalne; gładkie krzywe ciągłe przedstawiają obwiednię oszacowaną numerycznie dla zakresu, który posłużył do wyznaczenia σ_w ; krzywa przerywana przedstawia pierwsze przybliżenie krzywej teoretycznej (patrz tekst); oscylacyjna krzywa ciągła przedstawia drugie przybliżenie krzywej teoretycznej (patrz tekst))

Fig. 2. Part of the spectral dependence of optical transmittance from fig. 1 (+ - experimental data, solid lines represents part of envelope of the T data in spectral range taken for determining σ_w ; broken and solid curves - first and secondary fitted theoretical spectral dependence of $T(\lambda)$ (description in text))

Przy opracowaniu wyników pomiarów uwzględniono, iż współczynnik załamania światła w szafirowej płytce podłożowej wynosi $n_2 = 1,72$.

Następnie dla kilku długości fal λ_j wybranych z zakresu pomijalnej absorpcji promieniowania w badanej próbce, tzn. w zakresie długości fal od $\lambda_{min} = 0.83 \ \mu m$ do $\lambda_{max} =$ 1.19 μm (rys. 2) znaleziono numerycznie wartość $\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8} \ [m]$ odpowiadającą minimalnej wartości funkcji

$$\Omega = \sum_{j} \chi_{j}, \qquad (8)$$

przy czym dla każdej długości fal
i λ_j znajdowano numerycznie wartość n_j taką, dla której funkcja

$$\chi_j = \left[T_{max}(\lambda_j) - t_{max}(\sigma_w, \lambda_j, n_j)\right]^2 + \left[T_{min}(\lambda_j) - t_{min}(\sigma_w, \lambda_j, n_j)\right]^2 \tag{9}$$

osiągała wartość minimalną przy zadanej aktualnie wartości σ_w . Wielkości $T_{max}(\lambda_j)$ oraz $T_{min}(\lambda_j)$ oznaczają maksymalną i minimalną wartość obwiedni otaczającej wyniki eksperymentalne pomiaru transmisji badanej próbki dla długości fali λ_j . Wielkości $t_{max}(\sigma_w, \lambda_j, n_j)$ oraz $t_{min}(\sigma_w, \lambda_j, n_j)$ oznaczają obliczone teoretycznie zgodnie ze wzorami (10) i (11) wartości maksymalną i minimalną transmisji dla danych σ_w, λ_j i n_j

$$t_{max}(\sigma_w, \lambda_j, n_j) = \max_{\vartheta \in (0, 2\pi)} \{ T_{\vartheta}(\sigma_w, \lambda_j, w_0, n_j, \vartheta) \}$$
(10)

$$t_{\min}(\sigma_w, \lambda_j, n_j) = \min_{\vartheta \in (0, 2\pi)} \{ T_{\vartheta}(\sigma_w, \lambda_j, w_0, n_j, \vartheta) \}$$
(11)

gdzie

$$T_{\vartheta}(\sigma_w, \lambda_j, w_0, n_j, \vartheta) = \int_0^{+\infty} \frac{T(\Gamma_{\vartheta})}{\sigma_{\Gamma} \sqrt{2\pi}} \exp\left[-0.5\left(\frac{w_0 - w}{\sigma_w}\right)^2\right] dw,$$
(12)

$$T(\vartheta) = \frac{A}{B - Cx \cos \Gamma_{\vartheta} + Dx^2},$$
(13)

$$\Gamma_{\vartheta} = 4\pi w_0 n_j \lambda_j^{-1} + \vartheta. \tag{14}$$

Przy tym przyjęto $k_j = 0$, ponieważ oczekuje się, iż wybrany przedział fal odpowiada zakresowi znikomej absorpcji promieniowania w badanym materiale. Potwierdzeniem słuszności tego założenia jest stosunkowo płaski przebieg obwiedni krzywej transmisji po długościach fali światła. Poza tym dowolnie przyjęto w_0 . Jest to dopuszczalne, ponieważ w pracy [1] wykazano niezależność kształtu obwiedni krzywej transmisji od grubości cienkiej warstwy w obszarze znikomej absorpcji promieniowania.

Wyznaczone w powyższy sposób wartości n_j dla kilku λ_j interpolowano dla wszystkich długości fal odpowiadających wybranemu poprzednio zakresowi pomijalnej absorpcji promieniowania w badanej próbce, tzn. w zakresie długości fal od $\lambda_{min} = 0.83 \ \mu m$ do $\lambda_{max} = 1.19 \ \mu m$. Znaleziono w ten sposób zależność $n_l(\lambda_l)$.

Wykorzystując znajomość $n_l(\lambda_l)$ oraz długości fal λ_1 i λ_2 odpowiadające wybranym kolejnym dwom ekstremom na doświadczalnej, widmowej charakterystyce transmisji optycznej, wyznaczono grubość $w_1 = 0.621 \ [\mu m]$ badanej cienkiej warstwy, podobnie jak robiono to np. w pracy [4]

$$w_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{4 \left(n_1 \lambda_2 - n_2 \lambda_1 \right)}.$$
(15)

Wykorzystując wyznaczone $\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8}$ [m], w_1 , $n_l(\lambda_l)$ i k = 0, obliczono zgodnie ze wzorem (1) teoretyczną krzywą transmisji będącą pierwszym przybliżeniem wyników doświadczalnych. Jest ona przedstawiona krzywą przerywaną na rys. 2. Krzywa ta jest przesunięta w stosunku do wyników doświadczalnych. Wobec tego wielkość w_1 wykorzystano jako pierwsze przybliżenie wartości grubości badanej warstwy, a wartość najbardziej prawdopodobną w_0 wyznaczono korzystając ze znajomości $\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8}$ [m] oraz $n_l(\lambda_l)$ poprzez numeryczną minimalizację funkcji

$$\zeta = \sum_{l} \left[T_l(\lambda_l) - t(\sigma_w, \lambda_l, n_l, w) \right]^2$$
(16)

gdzie $T_l(\lambda_l)$ oznacza wyznaczone eksperymentalnie wartości transmisji dla długości fal λ_l , wartości $t(\sigma_w, \lambda_l, n_l, w)$ są obliczone zgodnie ze wzorem (1).

Wyznaczono w ten sposób wartość $w_0 = 0.601 \ [\mu m]$. Oscylacyjna krzywa ciągła na rys. 2 przedstawia krzywą teoretyczną obliczoną zgodnie ze wzorem (1), przy wykorzystaniu wyznaczonych wartości $w_0 = 0.601 \ [\mu m]$, $\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8} \ [m]$ oraz $n_l(\lambda_l)$. Krzywa ta stanowi drugie przybliżenie wyników doświadczalnych. Przybliżenie to jest znacznie lepsze od pierwszego (rys. 2).

Wykorzystując obliczone powyżej wartości σ_w oraz w_0 , wyznaczono numerycznie wartości n_k oraz k_k poprzez minimalizację funkcji

$$\chi_{k} = [T(\lambda_{k}) - t(\lambda_{k}, n_{k}, k_{k})]^{2} + 0.5 [T_{max}(\lambda_{k}) - t_{max}(\lambda_{k}, n_{k}, k_{k})]^{2} + 0.5 [T_{min}(\lambda_{k}) - t_{min}(\lambda_{k}, n_{k}, k_{k})]^{2}$$
(17)

gdzie $T(\lambda_k)$ oznacza wyznaczoną eksperymentalnie wielkość transmisji dla długości fali $\lambda_k, t(\sigma_w, \lambda_l, n_l, w)$ wartość teoretyczną transmisji obliczoną zgodnie ze wzorem (1) dla danych $\sigma_w, w_0, \lambda_k, n_k, k_k. T_{max}(\lambda_k)$ oraz $T_{min}(\lambda_k)$ oznaczają maksymalną i minimalną wartość obwiedni otaczającej wyniki eksperymentalne pomiaru transmisji badanej próbki dla długości fali λ_k . Wielkości $t_{max}(\lambda_k, n_k, k_k)$ oraz $t_{min}(\lambda_k, n_k, k_k)$ oznaczają obliczone teoretycznie zgodnie ze wzorami (10) i (11) wartości maksymalną i minimalną transmisji dla danych $\sigma_w, w_0, \lambda_k, n_k, k_k$.

Minimalizację przeprowadzono dla wszystkich długości fal λ_k , dla których

$$[T_{max}(\lambda_k) - T_{min}(\lambda_k)] > 0, 2T_{max}(\lambda_k),$$
(18)

tzn. w tym zakresie długości fal, dla którego obserwuje się efekty interferencyjne w widmie transmisji optycznej badanej próbki (w prezentowanym przypadku był to zakres fal od $\lambda_m = 0.61 \ \mu m$ do $\lambda_M = 1.35 \ \mu m$).

Wyznaczone w ten sposób wartości n_k są przedstawione na rys. 3, a wartości k_k zostały przedstawione na rys. 4.

Aby znaleźć wartości współczynników absorpcji promieniowania w zakresie fal silnie pochłanianych w badanym materiale, tzn. poza zakresem efektów interferencyjnych obserwowanych w widmie transmisji optycznej, posłużono się identyczną procedurą jak w pracy [2]. A mianowicie, metodą najmniejszych kwadratów wyszukano spośród znanych w literaturze wzorów empirycznych $n(\lambda)$ taki wzór, który najlepiej opisuje wyniki n_k wyznaczane dla zakresów braku oraz umiarkowanej absorpcji promieniowania w badanej





Fig. 3. Spectral dependence of real part n of refractive index of radiation in the investigated thin film a-Si:H (x, + - values determined with the assumptions of negligible and medium absorption of radiation (description in text), solid curve represents the fitted semiempirical spectral dependence of n)

próbce. Znaleziono w ten sposób wzór [5]

$$n^2 = 1 + \frac{F}{E_a^2 - (h\nu)^2},\tag{19}$$

gdzie E_a – średnia szerokość przerwy energetycznej, F – współczynnik proporcjonalności, h – stała Plancka, ν – częstotliwość fali elektromagnetycznej.

W wyniku przeprowadzonego metodą najmniejszych kwadratów dopasowania relacji (19) do wyników poprzednio znalezionych $n_k(\lambda)$ otrzymano $F = 145,5 \ [eV]^2$ oraz $E_a = 3,322 \ [eV]$. Krzywa teoretyczna $n(\lambda)$, wyliczona na podstawie tych wartości i wzoru (19), jest przedstawiona na rys. 3. Oddaje ona dość dobrze zasadniczy przebieg zmian wcześniej określonych n_k ze zmianą długości fali. Widoczne osobliwości tego przebiegu będą przedmiotem odrębnych rozważań.





Fig. 4. Spectral dependence of absorption coefficient k of radiation in the investigated thin film a-Si:H (x, + - values determined with the assumptions of medium and strong absorption of radiation (description in text))

Na podstawie znalezionych wartości E_g i F ekstrapolowano zależność $n(\lambda)$ do zakresu fal silnie pochłanianych w badanym materiale, tzn. w prezentowanym przypadku do zakresu długości fal od 0.568 μ m do 0.61 μ m. Przyjmując tak oszacowane w tym zakresie fal wartości n, wyliczono wartości k dla długości fal odpowiadających silnej absorpcji promieniowania w badanej próbce. Posłużono się przy tym wzorem [2]

$$k = -\frac{1}{w_0} \ln \left[\frac{A - (A^2 4 T^2 B D)^{1/2}}{2T D} \right],$$
(20)

gdzie parametry A, B, D są takie same jak we wzorach (3), T oznacza zarejestrowaną wartość transmisji optycznej.

Wyznaczone w ten sposób wartości k zaznaczono na rys. 4. Natomiast krzywa teoretyczna wyliczona dla ekstrapolowanych wartości n oraz wyznaczonych za pomocą wzoru (19) wartości współczynników k dla zakresu silnej absorpcji została przedstawiona na rys. 5. Krzywa ta na tyle dobrze aproksymuje wyniki doświadczalne, iż jest nierozróżnialna na rys. 5.



Rys. 5. Widmowa zależność transmisji optycznej cienkiej warstwy a-Si:H na grubym podłożu szafirowym oraz dopasowane zależności teoretyczne (+ – wyniki doświadczalne; krzywa ciągła przedstawia teoretyczną transmisję optyczną obliczoną dla dopasowanych w niniejszej pracy wartości $\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8}$ m, $w_0 = 0.601 \ \mu$ m, $n(\lambda)$ (przedstawione na rys. 3), $k(\lambda)$ (przedstawione na rys. 4); krzywa przerywana została uzyskana dla tych samych w_0 , $n(\lambda)$ i $k(\lambda)$, jednak przy założeniu $\sigma_w = 0$)

Fig. 5. Spectral dependence of optical transmittance of a thin film a-Si:H on thick sapphire substrate and the fitted theoretical curves $(+ - \text{experimental data, solid curve represents optical transmittance calculated for <math>\sigma_w = 1.29 \cdot 10^{-8} \text{ m}, w_0 = 0.601 \ \mu\text{m}, n(\lambda)$ (shown in fig. 3), $k(\lambda)$ (shown in fig. 4) fitted in this paper; broken curve represents results obtained for the same $w_0, n(\lambda)$ and $k(\lambda)$, however for $\sigma_w = 0$)

Na zakończenie należy zwrócić uwagę na różnice pomiędzy krzywymi ciągłą i przerywaną przedstawionymi na rys. 5. Pierwsza z tych krzywych przedstawia teoretyczną transmisję optyczną obliczoną zgodnie ze wzorem (1) i wyznaczonymi wartościami $\sigma_w =$ $1.29 \cdot 10^{-8}$ m, $w_0 = 0.601 \ \mu$ m, $n(\lambda)$ (przedstawione na rys. 3), $k(\lambda)$ (przedstawione na rys. 4). Krzywa ta dość dobrze aproksymuje wyniki doświadczalne. Jedynie w otoczeniu minimum dla długości fali $\lambda = 0.704 \ \mu$ m krzywa teoretyczna wyraźnie odbiega od wyników doświadczalnych. Jest to wywołane niemożliwością dokładnego oszacowania obwiedni widmowej charakterystyki transmisji optycznej w tym zakresie długości fal (rys. 1). Krzywa przerywana przedstawia natomiast transmisję optyczną obliczoną dla tych samych w_0 , $n(\lambda)$ i $k(\lambda)$, jednak przy założeniu idealnej koherencji promieniowania w badanej warstwie, czyli przy założeniu $\sigma_w = 0$. Widać wyraźnie, iż nieuwzględnienie ewentualnego rozrzutu zmian fazy promieniowania wewnętrznie odbitego w badanej warstwie powoduje niezgodność krzywej teoretycznej z wynikami doświadczalnymi. Aby wyeliminować tę niezgodność, można zwiększyć wartość współczynników absorpcji dla długości fal, dla których obserwowane są minima interferencyjne transmisji. Jednocześnie należałoby zmniejszyć wartości współczynników absorpcji dla długości fal, dla których obserwowane są maksima interferencyjne transmisji. Taka procedura byłaby jednak bardzo sztuczna, jeśli wziąć pod uwagę stosunkowo gładką zależność widmową $k(\lambda)$, jaką uzyskano w badaniach przedstawionych w niniejszej pracy (rys. 4).

5. Wnioski

Zaprezentowana metodyka opracowania wyników badań widmowej zależności transmisji optycznej cienkich warstw na grubym podłożu pozwala efektywnie wyznaczyć: grubość próbki, wariancję jej zmian w obszarze próbki objętej badaniami transmisji, widmowe zależności części rzeczywistej współczynnika załamania i współczynnika absorpcji światła w materiale, z którego jest wykonana cienka warstwa.

W szczególności metodyka ta może znaleźć zastosowanie w badaniach cienkich warstw półprzewodników amorficznych, np. a-Si:H.

Podziękowania

Autor wyraża podziękowanie Panu Profesorowi S. Kończakowi z Politechniki Śląskiej w Gliwicach za udostępnienie do badań próbek a-Si:H otrzymanych w IGV Kernforschungsanlage, Jülich, Niemcy.

Niniejszy artykuł powstał w ramach pracy BW-707/RMF-1/92 na Politechnice Śląskiej.

Literatura

- M. Nowak, Wpływ niejednorodności cienkich warstw i niepełnej koherencyjności promieniowania na transmisję optyczną, Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz. (w tym tomie).
- [2] R. Swanepoel, J. Phys. E: Sci. Instrum. 17 (1984), 898.
- [3] M. Born, E. Wolf, Principles of optics, Pergamon Press, London 1970.
- [4] M. H. Brodsky, P. A. Leary, J. Non-Cryst. Solids 35 & 36 (1980), 487.
- [5] V. Augelli, R. Murri, M. Nowak, Phys. Rev. B 39, 12 (1989), 8336.

Recenzent: Prof. dr hab. Sławomir Kończak

Wpłynęło do redakcji 20.04.1994 r.

Abstract

Spectral dependences of optical parameters (i.e. real parts of refractive indices n and absorption coefficients α) as well as thicknesses of thin semiconductor films are essential e.g. for optoelectronics. One of the simplest method of determining these parameters applies spectral investigations of optical transmittance T of the films. Obviously, one can determine only one independent parameter from a single T measured for one wavelength. However assuming the enclopes of spectral characteristic of T (influenced by interference effect) as continuous functions of λ and thus of $n(\lambda)$ and $\alpha(\lambda)$, two optical parameters can be evaluated for each λ from optical transmittance data. Additional information can be obtained from the positions of interference fringes in the spectral characteristic of T. The thickness variation, surface roughness, variation in refractive index, and illumination wavelength bandwidth strongly influence the change Γ in phase of radiation traversing a thin film and as a consequence the optical transmittance of thin films. Using numerical least square fitting of $T(\lambda)$ characteristics with theoretical dependence, which takes into account gaussian distribution of Γ , the optical and geometrical parameters of a thin film can be determined. A procedure of doing that is proposed. It was used to determine the optical properties of a-Si:H. The fitting of the experimental data with the theoretical dependences is rather good.