

Marian NOWAK

LINIOWY ROZKŁAD NATĘŻENIA ŚWIATŁA ODBITEGO OD CIENKIEJ WARSTWY NA GRUBEJ PŁYTCE

Streszczenie. Podano opis matematyczny liniowego rozkładu natężenia światła odbitego od cienkiej warstwy na grubej, płaskorównoległej płytce podłożowej oświetlonej wiązką o skończonej średnicy. Zaprezentowano wyniki obliczeń ilustrujących wpływ warunków eksperymentu (polaryzacja, kąt padania oraz rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę) oraz optycznych i geometrycznych parametrów badanej próbki (grubość cienkiej warstwy, jej współczynniki załamania i absorpcji promieniowania, grubość i współczynnik załamania światła w płytce podłożowej) na rozkład natężenia światła odbitego.

LINEAR DISTRIBUTION OF INTENSITY OF LIGHT REFLECTED FROM A THIN FILM ON A THICK SUBSTRATE

Summary. Theoretical description of linear distribution of radiation reflected from thin film on thick, parallel-sided substrate illuminated with radiation beam of finite diameter is given. Results of numerical calculations show the dependences of this distributions on experiment conditions (polarization, angle of incidence and spatial distribution of radiation in the incident light beam) as well as on optical and geometrical parameters of the sample (thickness, refractive index and absorption coefficient of thin film, thickness and refractive index of the substrate).

ЛИНЕЙНОЕ РАЗЛАЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ОТРАЖЕННОГО ОТ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ НА ТОЛСТОЙ ПОДЛОЖКЕ

Резюме. Математически описано линейное разложение интенсивности света отраженного от тонкой пленки на толстой, плоско-параллельной подложке освещенной лучом с ограниченным диаметром. Результаты вычислений показывают зависимость этого разложения от условий эксперимента (поляризация, угол падения и разложение падающего света), а также от оптических и геометрических параметров образца (показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина тонкой пленки, показатель преломления и толщина подложки).

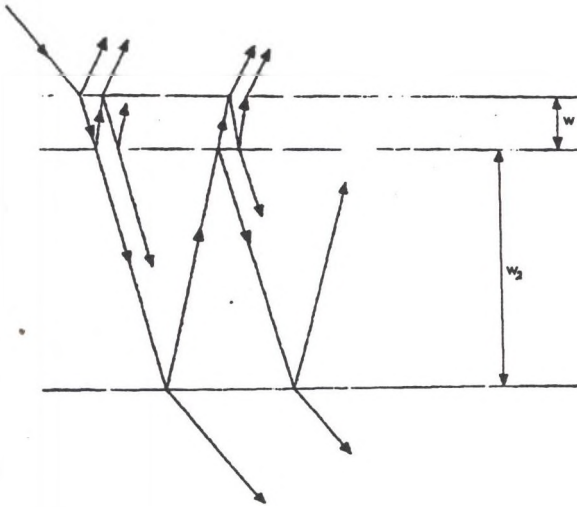
1. Wstęp

Dla mikroelektroniki, optoelektroniki oraz optyki ważne jest wyznaczanie parametrów optycznych (n – części rzeczywistej współczynnika załamania, k – współczynnika absorpcji promieniowania elektromagnetycznego) oraz grubości cienkich warstw różnych materiałów, np. półprzewodników.

Dokonuje się tego najczęściej poprzez pomiary natężenia promieniowania odbitego lub przechodzącego przez daną warstwę. Część metod badawczych bazuje przy tym na pomiarach przeprowadzanych w warunkach prostopadłego padania promieniowania na warstwę. Jednak znacznie częściej wykorzystywane są metody uwzględniające zależność współczynników odbicia i transmisji promieniowania od jego polaryzacji. W metodach tych (np. w elipsometrii [1, 2]) stosuje się nieprostopadle padanie wiązki promieniowania na badaną strukturę.

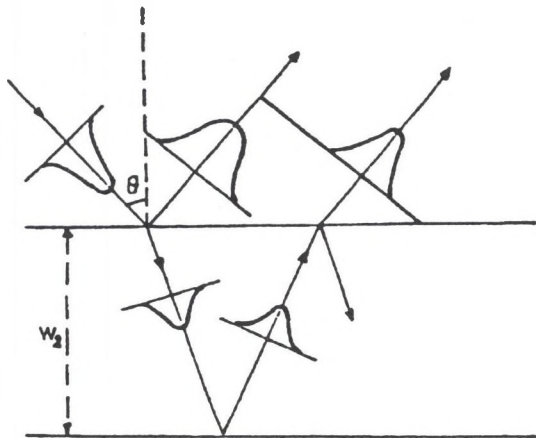
Ze względów technologicznych i praktycznych zastosowań cienkie warstwy są nanoszone na odpowiednie podłoża, tzw. płytki podłożowe (rys. 1) wykonane z materiałów dielektrycznych, przezroczystych dla stosowanego w badaniach optycznych promieniowania. Płytki podłożowe mają z reguły znacznie większą grubość aniżeli badane warstwy (grubość typowej płytki podłożowej ze szkła BK-7 wynosi 10^{-3} m, gdy typowe cienkie warstwy a-Si mają grubość od kilku dziesiątych do kilku mikrometrów).

W przypadku nieprostopadłego padania światła na płytkę płaskorównoległą światło odbite od tylnej powierzchni płytki wydostaje się z niej w punkcie przesuniętym względem punktu padania promienia na płytkę (rys. 1 i 2). Efekt ten powtarza się w przypadku wielokrotnych odbić wewnętrznych w badanej płytce.



Rys. 1. Schemat propagacji promieniowania w strukturze dwuwarstwowej (w , w_2 – grubości warstw)

Fig. 1. Scheme of radiation propagation in a doublelayer structure (w , w_2 – thicknesses of the layers)



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie rozkładu natężenia promieniowania laserowego odbitego od grubej, płaskorównoległej płytki (θ – kąt padania promieniowania na płytkę, w_2 – grubość płytki)

Fig. 2. Schematic distribution of radiation intensity in laser beam reflected from thick parallel-sided plate (θ – angle of radiation incidence, w_2 – thickness of the plate)

Do tej pory fakt ten był pomijany w opisach teoretycznych zjawiska odbicia promieniowania, jakie wykorzystywane są przy opracowaniu wyników badań optycznych prowadzonych na cienkich warstwach naniesionych na grube podłoża. Wynikało to z przyjmowanego założenia, iż na badaną próbkę pada promieniowanie w postaci jednorodnej, nieograniczonej w kierunku poprzecznym fali płaskiej o ustalonym natężeniu. Tymczasem obecnie jako źródła fal elektromagnetycznych w badaniach optycznych najczęściej wykorzystuje się lasery. Ich zaletami są stosunkowo duże natężenie światła, jego koherencyjność oraz równoległość wiązki promieniowania. Wiązka ta ma jednak niewielką średnicę (rzędu ułamka lub co najwyżej kilku mm). Jednocześnie występuje w niej przestrzenny rozkład natężenia promieniowania. Jeżeli pominiemy złożone rozkłady promieniowania emitowanego przez lasery wielomodowe i ograniczymy się do wiązki lasera jednomodowego TEM_{00} , to wówczas rozkład natężenia promieniowania $I(r)$ po odległości r od środka wiązki możemy aproksymować zależnością

$$I(r) = I_0 \exp \left[-2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (1)$$

(I_0 – maksymalne natężenie promieniowania, a – promień wiązki laserowej w punkcie, w którym jej natężenie wynosi e^{-2} natężenia maksymalnego).

Gdy uwzględnimy powyższe fakty, to rzeczywista sytuacja występująca w eksperymentach związanych z wyznaczaniem parametrów optycznych cienkich warstw z wykorzystaniem odbicia promieniowania laserowego musi być analizowana zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 2. Schemat ten uwzględnia przestrzenną separację wiązek pochodzących od kolejnych odbić (zewnętrznego i wewnętrznego) w płytce podłożowej. Należy przy tym uwzględnić sumowanie się natężeń promieniowania pochodzących od poszczególnych wiązek, z których każda charakteryzuje się gaussowskim rozkładem natężenia.

Celem niniejszej pracy jest matematyczny opis zaprezentowanego modelu oraz wyznaczenie teoretycznych zależności liniowych rozkładów natężenia wiązki laserowej odbitej od warstw półprzewodnikowych naniesionych na grubych podłożach jako funkcji optycznych i geometrycznych parametrów badanych próbek.

2. Opis teoretyczny

Rozważania teoretyczne ograniczymy do przypadku odbić zwierciadlanych. Stanowi to pewną idealizację rzeczywistej sytuacji, w której może występować odbicie dyfuzyjne, jednak przybliżenie to jest wystarczające dla analizy zjawiska odbicia promieniowania od cienkich warstw półprzewodnikowych posiadających tzw. lustrzaną powierzchnię.

Założymy, iż rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w wiązce laserowej padającej na próbkę jest opisany wzorem (1). Próbka składa się z płaskorównoległej, jed-

norodnej, izotropowej, nie absorbującej promieniowania płytki podłożowej o grubości w_2 spełniającej zależność

$$\Delta\lambda \gg \frac{\lambda^2}{2n_2w_2} \quad (2)$$

($\Delta\lambda$, λ – szerokość i środkowa wartość przedziału długości fal promieniowania elektromagnetycznego padającego na próbkę, n_2 – współczynnik załamania promieniowania w materiale płytki podłożowej).

Nierówność (2) jest warunkiem pomijalności zjawiska interferencji fal wielokrotnie odbitych we wnętrzu tej płytki [3].

Zakładamy, iż na czolowej powierzchni płytki podłożowej znajduje się cienka warstwa materiału o parametrach optycznych n oraz k (rys. 1). Przy tym grubość tej warstwy w spełnia nierówność

$$\Delta\lambda \ll \frac{\lambda^2}{2nw} \quad (3)$$

Z warunku (3) wynika konieczność uwzględnienia interferencji promieniowania wielokrotnie odbitego w tej warstwie [3]. W szczególnych przypadkach warstwa ta może być pewnego rodzaju optycznym filtrem odbiciowym, antyodbiciowym lub transmisyjnym.

Promieniowanie pada na próbkę pod kątem θ od strony nie absorbującego ośrodka o współczynniku n_0 załamania promieniowania (rys. 1). Z tyłu próbka przylega do ośrodka o części rzeczywistej współczynnika załamania n_3 oraz współczynnika absorpcji promieniowania k_3 (w szczególnym przypadku może występować $k_3 = 0$).

Każdą z powierzchni rozdzielających dwa ośrodki optyczne charakteryzują odpowiednie współczynniki Fresnela odbicia r_{jv} i transmisji t_{jv} promieniowania propagującego w kierunku wiązki padającej oraz współczynniki $\bar{r}_{jv} = -r_{jv}$ i \bar{t}_{jv} dla promieniowania propagującego w kierunku przeciwnym (gdzie indeks v może przyjmować oznaczenie p lub s odpowiednio dla liniowo spolaryzowanego promieniowania o wektorze natężenia pola elektrycznego równoległym lub prostopadłym do płaszczyzny padania promieniowania na próbkę). Korzystając z [4, 5] współczynniki te można przedstawić w postaci

$$r_{js} = \frac{(a_{j-1} - ib_{j-1}) - (a_j - ib_j)}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |r_{js}| \exp[i\phi_s], \quad (4)$$

$$t_{js} = \frac{2(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |t_{js}| \exp[i\beta_s], \quad (5)$$

$$\bar{t}_{js} = \frac{2(a_j - ib_j)}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |\bar{t}_{js}| \exp[i\bar{\beta}_s], \quad (6)$$

$$r_{jp} = \frac{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) - (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |r_{jp}| \exp[i\phi_p], \quad (7)$$

$$t_{jp} = \frac{2(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})(n_j - i\kappa_j)(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |t_{jp}| \exp[i\beta_p], \quad (8)$$

$$\tilde{t}_{jp} = \frac{2(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})(n_j - i\kappa_j)(a_j - ib_j)}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |\tilde{t}_{jp}| \exp[i\tilde{\beta}_p], \quad (9)$$

gdzie

$$i = \sqrt{-1}, \quad b_j = \frac{n_j \kappa_j}{a_j}, \quad \kappa_j = \frac{k_j \lambda}{4\pi}, \quad (10)$$

$$a_j^2 = 0.5 (n_j^2 - \kappa_j^2 - n_0^2 \sin^2 \theta) + \left[0.25 (n_j^2 - \kappa_j^2 - n_0^2 \sin^2 \theta)^2 + n_j^2 \kappa_j^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$n_1 = n$, $k_1 = k$, $k_0 = k_2 = 0$, $n_3 = 1$, indeks $j = 1, 2, 3$ oznacza numer kolejnego ośrodka lub kolejnej powierzchni pomiędzy ośrodkami.

W przypadku interferencji promieniowania wewnątrznie odbitego w warstwie o grubości $w_1 = w$ i parametrach optycznych $n_1 = n$, $k_1 = k$, ograniczonej powierzchniami scharakteryzowanymi odpowiednio współczynnikami Fresnela r_{1v} , t_{1v} , \tilde{r}_{1v} , \tilde{t}_{1v} , r_{2v} , t_{2v} , \tilde{r}_{2v} , \tilde{t}_{2v} , można obliczyć efektywne współczynniki Fresnela odbicia i transmisji promieniowania od całej warstwy w postaci [4]

$$r_v = r_{1v} + \frac{t_{1v} \tilde{t}_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (12)$$

$$t_v = \frac{t_{1v} t_{2v} \exp[-0.5i\Gamma] \exp[-0.5kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (13)$$

$$\tilde{t}_v = \frac{\tilde{t}_{1v} \tilde{t}_{2v} \exp[-0.5i\Gamma] \exp[-0.5kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (14)$$

$$\tilde{r}_v = \tilde{r}_{2v} + \frac{t_{2v} \tilde{t}_{2v} \tilde{r}_{1v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (15)$$

gdzie $\Gamma = \frac{4\pi a_j w}{\lambda}$.

Natężenie promieniowania I_1 wiązki odbitej w punkcie padania światła na badaną warstwę wyraża się wzorem

$$I_1 = |r_v|^2 I_0, \quad (16)$$

(gdzie I_0 oznacza maksymalne natężenie promieniowania padającego na badaną próbkę), a natężenia promieniowania w kolejnych wiązках wychodzących z warstwy wskutek odbicia od tylnej powierzchni płytki podłożowej wyrażają się wzorami

$$I_2 = |t_v|^2 |r_{3v}|^2 |\tilde{t}_v|^2 I_0, \quad I_l = |\tilde{r}_v|^2 |r_{3v}|^2 I_{l-1} \quad (17)$$

gdzie $l = 3, 4, 5, \dots$

Zgodnie z (2) nie zachodzi interferencja promieniowania pochodzącego z kolejnych wiązek wychodzących z badanej próbki wskutek wielokrotnych wewnętrznych odbić w płytce podłożowej. Wobec tego całkowite natężenie promieniowania odbitego od próbki otrzymujemy przez zsumowanie natężeń wszystkich omówionych powyżej wiązek promieniowania. Natężenie to jest funkcją $I_v(x)$ współrzędnej geometrycznej x w kierunku prostopadłym do kierunku wektora falowego wiązki odbitej od badanej próbki

$$I_v(x) = I_1 \exp[-2(x - x_1)^2 a^{-2}] + I_2 \exp[-2(x - x_2)^2 a^{-2}] + \sum_l I_l \exp[-2(x - x_l)^2 a^{-2}], \quad (18)$$

gdzie

$$\begin{aligned} x_1 &= 0, \\ x_2 &= w_2 n_0 [n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta]^{-1/2} \sin 2\theta, \\ x_l &= x_{l-1} + x_2 \end{aligned} \quad (19)$$

oznaczają współrzędne punktów, z których docierają kolejne wiązki odbite ($l = 3, 4, 5, \dots$).

Załóżmy, iż próbka została odwrócona o 180° , czyli że światło pada z ośrodka nie absorbującego promieniowania na płytkę podłożową, a warstwa absorbującą przylega do ośrodka absorbującego. Wówczas natężenie światła odbitego będzie podobną funkcją x , jak ta opisana wzorem (18), lecz maksymalne natężenia I_1 , I_2 , I_l wiązek odbitych i wychodzących z próbki należy odpowiednio zastąpić wielkościami

$$\begin{aligned} I_1^* &= |r_v^*|^2 I_0, \\ I_2^* &= |t_v^*|^2 |\bar{r}_{3v}^*|^2 |\bar{t}_v^*|^2 I_0, \\ I_l^* &= |r_v^*|^2 |\bar{r}_{3v}^*|^2 I_{l-1} \end{aligned} \quad (20)$$

gdzie

$$r_s^* = \frac{n_0 \cos \theta - n_2 \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta + n_2 \cos \theta_2}, \quad r_p^* = \frac{n_0 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta}{n_0 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta}, \quad (21)$$

$$t_s^* = \frac{2n_0 \cos \theta}{n_0 \cos \theta + n_2 \cos \theta_2}, \quad t_p^* = \frac{2n_0 \cos \theta}{n_0 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta}, \quad (22)$$

$$\bar{t}_s^* = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta + n_2 \cos \theta_2}, \quad \bar{t}_p^* = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta}, \quad (23)$$

$$\bar{r}_{3v} = \bar{r}_{2v} + \frac{t_{2v}\bar{t}_{2v}r_{bv} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}{1 + r_{2v}r_{bv} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (24)$$

$$r_{bs} = \frac{(a_1 - ib_1) - (a_3 - ib_3)}{(a_1 - ib_1) + (a_3 - ib_3)} = |r_{bs}| \exp[i\phi_{bs}], \quad (25)$$

$$r_{bp} = \frac{(n_1 - i\kappa_1)^2(a_3 - ib_3) - (n_3 - i\kappa_3)^2(a_1 - ib_1)}{(n_1 - i\kappa_1)^2(a_3 - ib_3) + (n_3 - i\kappa_3)^2(a_1 - ib_1)} = |r_{bp}| \exp[i\phi_{bp}]. \quad (26)$$

Wzór (18) nie uwzględnia wpływu wielokrotnych odbić w samej cienkiej warstwie na rozkład liniowy natężenia promieniowania odbitego od próbki. Jest to uzasadnione wspomnianą we Wstępie niewielką grubością tej warstwy w porównaniu z grubością płytki podłożowej.

Wzór (18) nie uwzględnia także efektu Goosa-Hänchena [6], gdyż przesunięcie przestrzenne wiązki odbitej wywołane tym efektem jest znacznie mniejsze od przesunięcia wywołanego przejściem promieniowania odbitego przez grubą płytkę podłożową.

Do opisu zjawiska odbicia promieniowania najczęściej używany jest tzw. energetyczny współczynnik odbicia zwany w skrócie współczynnikiem odbicia promieniowania

$$R_v = \frac{I_v}{I_0}. \quad (27)$$

Liniowy rozkład wartości tego współczynnika dla promieniowania odbitego od cienkiej warstwy na grubym podłożu możemy w prosty sposób wyrazić wykorzystując wzory (27) i (18).

3. Zależność rozkładu natężenia odbitego promieniowania od parametrów próbki

W celu przeanalizowania wpływu parametrów próbki na charakter rozkładu natężenia odbitego od niej promieniowania wykonano obliczenia numeryczne, których wyniki są przedstawione w postaci wykresów na rys. 3 do 9. Na wykresach tych przedstawiono kątowe rozkłady wartości współczynników odbicia promieniowania zamiast rozkładów liniowych. Wynika to z faktu, iż autor dysponuje stanowiskiem pomiarowym do badań kątowych rozkładów natężenia promieniowania odbitego od próbki (wyniki takich pomiarów zostaną wkrótce opublikowane).

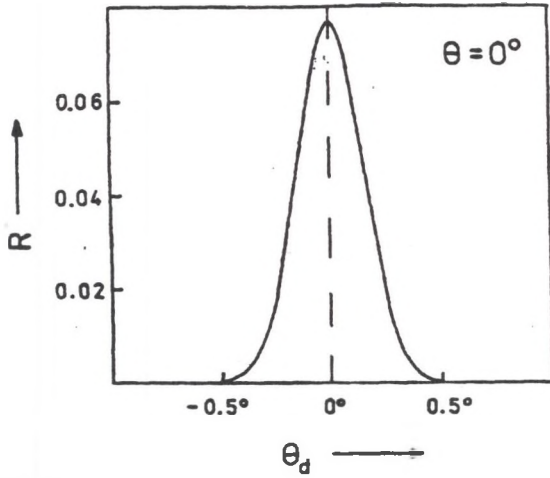


Fig. 3a
Rys. 3a

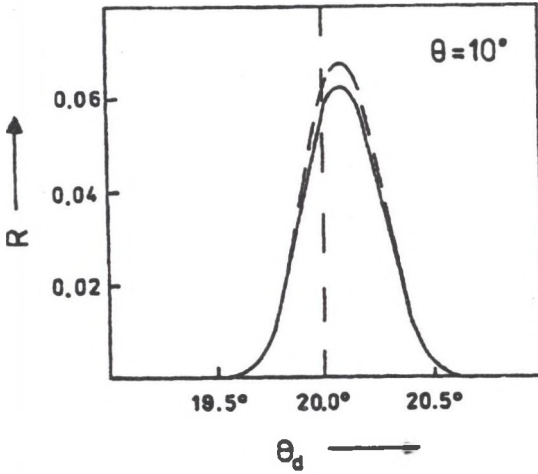


Fig. 3b
Rys. 3b

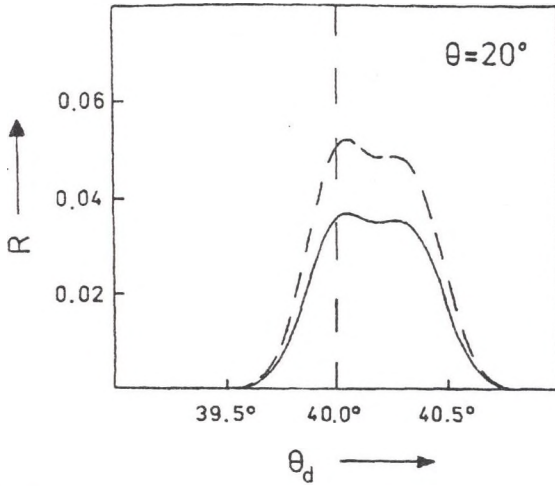


Fig. 3c
Rys. 3c

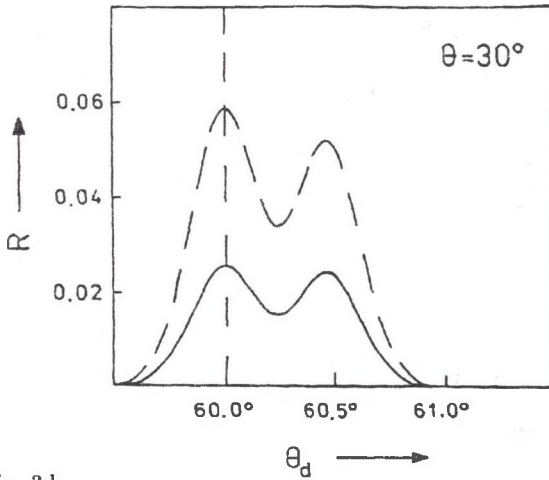


Fig. 3d
Rys. 3d

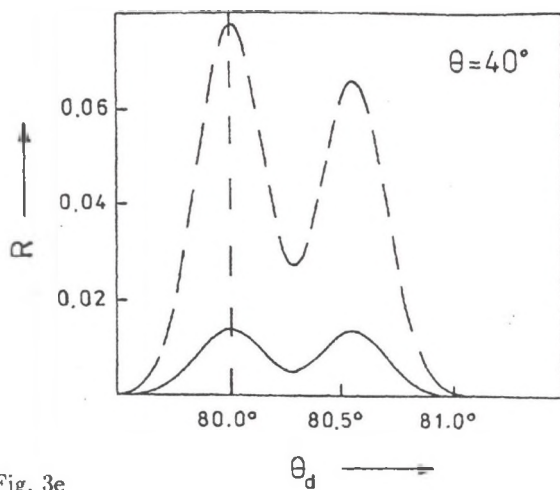


Fig. 3e

Rys. 3e

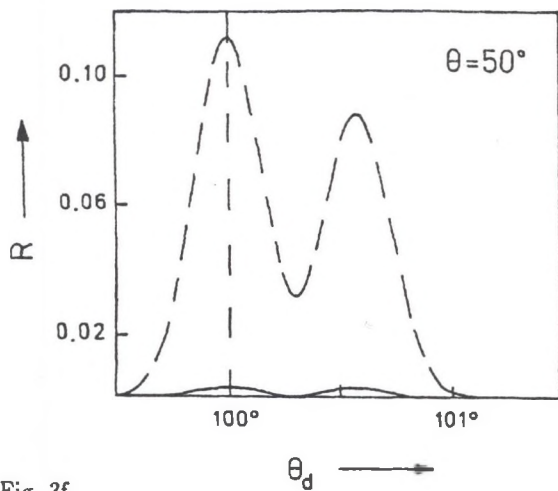


Fig. 3f

Rys. 3f

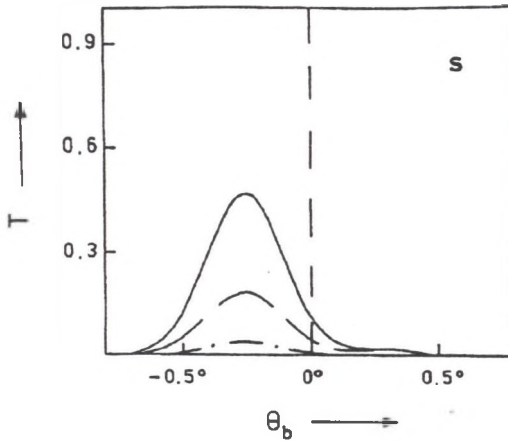
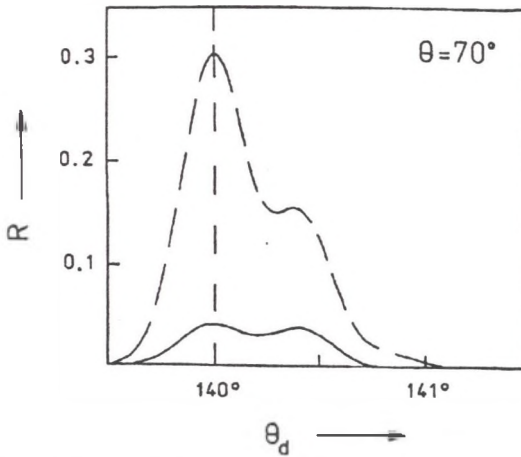


Fig. 3g
Rys. 3g



Rys. 3. Rozkłady kątowe współczynnika odbicia promieniowania laserowego o polaryzacji p i s dla różnych kątów padania na grubą płytkę ($n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $a = 1.3$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm], krzywe ciągłe i przerywane odpowiadają promieniowaniu o polaryzacji p oraz s , oznaczenia opisano w tekście)

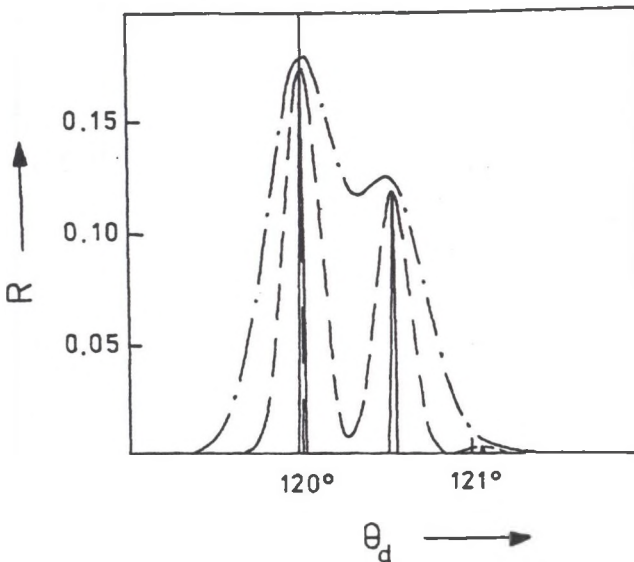
Fig. 3. Angular distribution of reflection coefficient of p and s polarized radiation for different angles of radiation incidence on a thick plate ($n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $a = 1.3$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm], solid and broken curves represent the cases of p and s polarized radiation, description in the text)

Przeprowadzając obliczenia zależności kątowych rozkładu współczynnika odbicia promieniowania skorzystano z następującej relacji

$$\frac{\Delta x}{r} \simeq \sin \Delta \theta_D \simeq \Delta \theta_D \quad (28)$$

gdzie Δx – liniowe przesunięcie wiązki odbitej, r – długość ramienia goniometru, na którym umocowany jest fotodetektor rejestrujący natężenie promieniowania, θ_D – kąt, jaki tworzy ramię goniometru z kierunkiem wektora falowego wiązki padającej na próbkę, $\Delta \theta_D$ – kątowe przesunięcie wiązki odbitej.

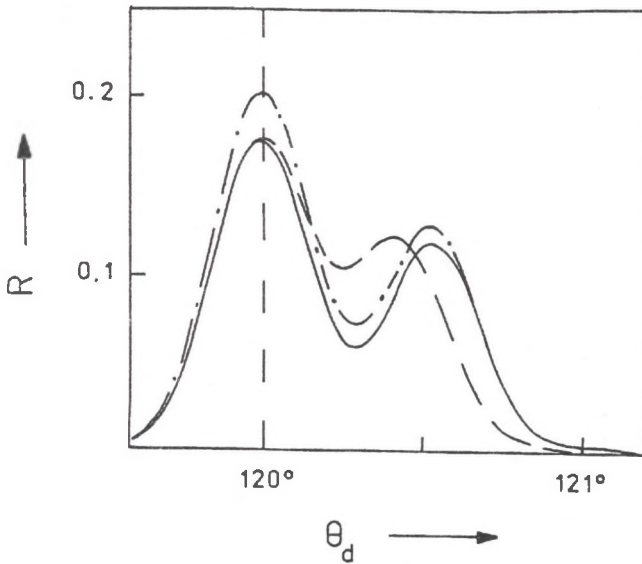
Wzór (28) jest słuszny w przypadku niewielkich Δx oraz dużych r , jakie występują w prowadzonych eksperymentach ($r = 0.25$ [m], $\Delta x < 0.001$ [m]).



Rys. 4. Rozkłady kątowe współczynnika odbicia promieniowania laserowego dla różnych promieni a wiązek padających na grubą płytkę (krzywa ciągła – $a = 0.044$ [mm], krzywa przerywana – $a = 0.8$ [mm], krzywa łańcuchowa – $a = 1.7$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , oznaczenia opisano w tekście)

Fig. 4. Angular distribution of reflection coefficient for different radiuses of laser beam incident on a thick plate (solid curve – $a = 0.044$ [mm], broken curve – $a = 0.8$ [mm], chain curve – $a = 1.7$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, description in the text)

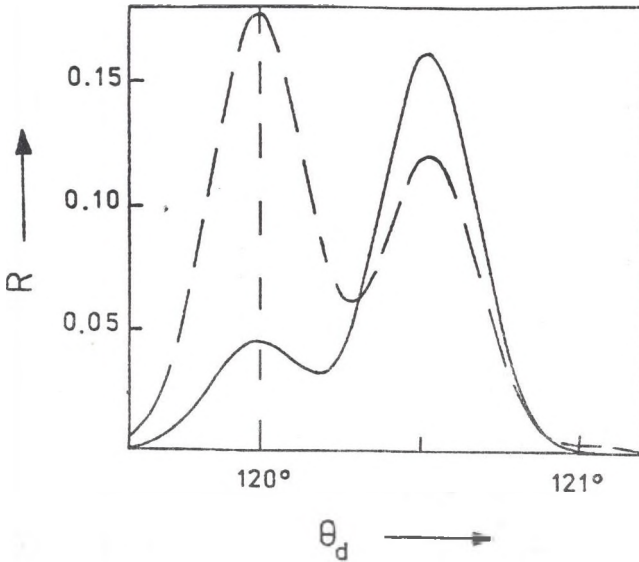
Wykresy przedstawione na rys. 3 pokazują wpływ polaryzacji i kąta padania na wartość współczynnika odbicia od grubej płytki bez dodatkowej warstwy powierzchniowej. Dla $\theta \neq 0^\circ$ współczynnik odbicia odpowiadający promieniowaniu o polaryzacji s jest większy od współczynnika odbicia dla promieniowania o polaryzacji p . Wraz ze wzrostem kąta padania początkowo następuje stopniowe rozseparowanie wiązek promieniowania pochodzących od kolejnych odbić w grubej płytce podłożowej (dla $\theta \leq 50^\circ$, rys. 3). Po przekroczeniu kąta, dla którego wiązki odbite są maksymalnie rozseparowane dalszy wzrost θ powoduje stopniowe zmniejszanie się odległości pomiędzy nimi (dla $\theta \geq 50^\circ$, rys. 3).



Rys. 5. Wpływ grubości płytki i jej współczynnika załamania na kątowy rozkład współczynnika odbicia promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę (krzywa ciągła - $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm]; krzywa przerywana - $n_2 = 1.5$, $w_2 = 0.8$ [mm]; krzywa łańcuchowa - $n_2 = 1.58$, $w_2 = 1$ [mm]; $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 5. Influence of thickness and refractive index of thick plate on angular distribution of reflection coefficient of light (solid curve - $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm]; broken curve - $n_2 = 1.5$, $w_2 = 0.8$ [mm]; chain curve - $n_2 = 1.58$, $w_2 = 1$ [mm]; $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, description in the text)

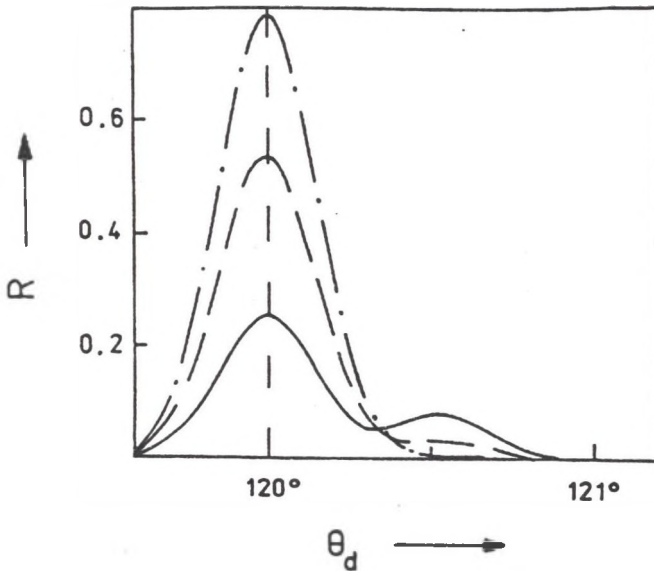
Stosunek natężeń w wiązках pochodzących od kolejnych odbić zależy od kąta padania światła na próbkę oraz od jego polaryzacji (rys. 3). Charakterystyczne jest to, że wskutek rozseparowania różnych wiązek ze wzrostem θ efektywnie maleje maksymalne natężenie promieniowania rejestrowanego dla kąta odbicia odpowiadającego maksymalnemu natężeniu promieniowania pierwszej wiązki odbitej. Występuje to zarówno dla promieniowania o polaryzacji s , jak i o polaryzacji p . Jednak po całkowitym rozseparowaniu wiązek odbitych współczynnik odbicia promieniowania o polaryzacji s rośnie ze wzrostem θ . Natomiast współczynnik odbicia promieniowania o polaryzacji p maleje ze wzrostem θ aż do kąta padania równego wartości kąta Brewstera. Wraz z dalszym wzrostem θ następuje wzrost tego współczynnika odbicia (dla $\theta > 60^\circ$, rys. 3).



Rys. 6. Rozkłady kątowe współczynnika odbicia promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę bez (krzywa przerywana, $w = 0$) oraz z nie absorbującą warstwą powierzchniową (krzywa ciągła, $w = 0.15 \text{ } [\mu\text{m}]$); ($n = 1.3$; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1 \text{ [mm]}$, $\lambda = 0.6328 \text{ } [\mu\text{m}]$, polaryzacja s , $\theta = 60^\circ$, $a = 1.3 \text{ [mm]}$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 6. Angular distribution of reflection coefficient of laser beam incident on a single thick plate (broken curve - $w = 0$) and on a thick plate covered with nonabsorbing thin film (solid curve - $w = 0.15 \text{ } [\mu\text{m}]$); ($n = 1.3$; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1 \text{ [mm]}$, $\lambda = 0.6328 \text{ } [\mu\text{m}]$, s polarized radiation, $\theta = 60^\circ$, $a = 1.3 \text{ [mm]}$, description in the text)

Stopień rozseparowania promieniowania należącego do wiązek podlegających różnym wewnętrznym odbiciom zależy w głównej mierze od szerokości wiązki laserowej padającej na próbkę (rys. 4). Poza tym rośnie on ze wzrostem grubości płytki podłożowej (porównaj krzywe ciągłą i przerywaną na rys. 5) oraz ze zmniejszeniem wartości jej współczynnika załamania (porównaj krzywe ciągłą i łańcuchową na rys. 5). Wartość współczynnika załamania światła w płytce podłożowej wpływa nie tylko na wielkość współczynnika odbicia, lecz także na stosunek natężeń promieniowania w różnych wiązkach odbitych od próbki (porównaj krzywe ciągłą i łańcuchową na rys. 5).



Rys. 7. Wpływ grubości cienkiej warstwy absorbującej na grubym podłożu na kątowy rozkład współczynnika odbicia promieniowania laserowego (krzywa łańcuchowa - $w = 0.5$ [μm]; krzywa przerywana - $w = 0.54$ [μm]; krzywa ciągła - $w = 0.56$ [μm]; $n = 3.5$, $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $k = 10^5$ [m^{-1}], $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 7. Influence of thickness of a thin absorbing film on angular distribution of reflection coefficient of laser beam incident on a thin plate (chain curve - $w = 0.5$ [μm]; broken curve - $w = 0.54$ [μm]; solid curve - $w = 0.56$ [μm]; $n = 3.5$, $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $k = 10^5$ [m^{-1}], $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, description in the text)

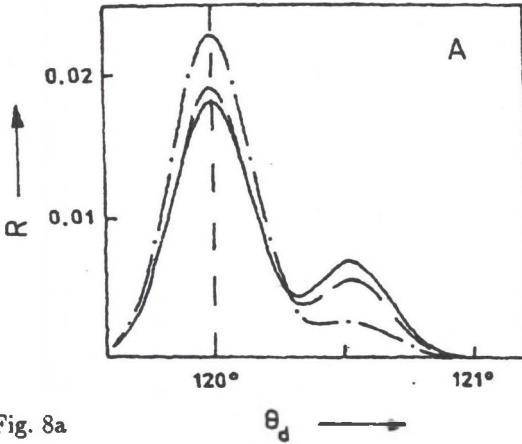
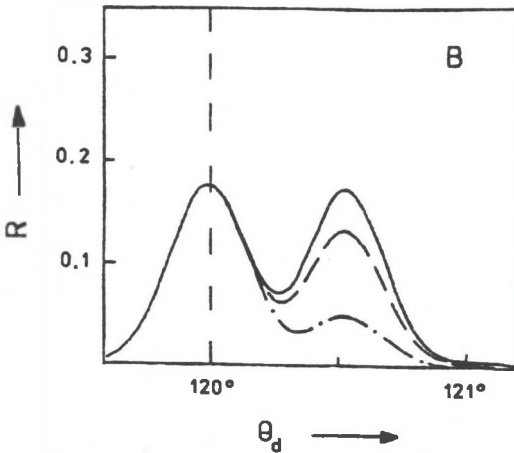


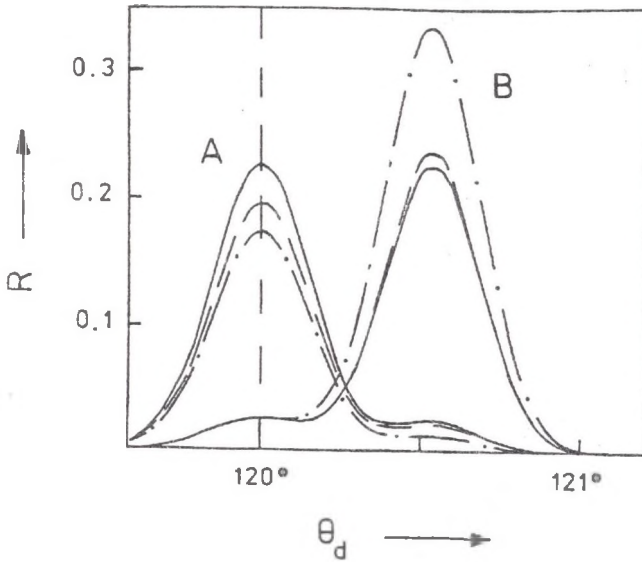
Fig. 8a
Rys. 8a



Rys. 8. Rozkłady kątowe współczynnika odbicia promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę podłożową od strony pokrywającej ją cienkiej warstwy (A) oraz od strony przeciwnej (B) dla różnych współczynników absorpcji promieniowania w cienkiej warstwie (krzywa ciągła - $k = 0$, krzywa przerywana - $k = 10^5 \text{ [m}^{-1}\text{]}$, krzywa łańcuchowa - $k = 5 \cdot 10^5 \text{ [m}^{-1}\text{]}$; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1 \text{ [mm]}$, $w = 0.55 \text{ [}\mu\text{m]}$, $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328 \text{ [}\mu\text{m]}$, polaryzacja s , $a = 1.3 \text{ [mm]}$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 8. Angular distribution of reflection coefficient of laser beam incident on a thick plate surface covered with thin film (A) and on the rear surface of the plate (B) for different values of absorption coefficient of the thin film (solid curve - $k = 0$, broken curve - $k = 10^5 \text{ [m}^{-1}\text{]}$, chain curve - $k = 5 \cdot 10^5 \text{ [m}^{-1}\text{]}$; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1 \text{ [mm]}$, $w = 0.55 \text{ [}\mu\text{m]}$, $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328 \text{ [}\mu\text{m]}$, s polarized radiation, $a = 1.3 \text{ [mm]}$, description in the text)

Decydujące znaczenie dla kąowego (liniowego) rozkładu wartości współczynnika odbicia promieniowania ma obecność cienkiej warstwy na grubej płytce. Istotna jest zarówno grubość tej warstwy (rys. 6 i 7), jak i wartość jej współczynnika absorpcji (rys. 8a i 8b oraz 9). Parametry te wpływają nie tylko na wartość współczynnika odbicia, lecz także na wzajemny stosunek natężeń promieniowania w wiązках pochodzących od kolejnych odbić. Zmiana kierunku oświetlenia próbki powoduje istotne zmiany ilościowe i jakościowe w rozkładzie kąowym (liniowym) wartości współczynników odbicia zarówno dla promieniowania o polaryzacji s (rys. 8a i 8b), jak i dla promieniowania o polaryzacji p (rys. 9). Przy tym dla każdej z tych polaryzacji zmiany te są inne.



Rys. 9. Rozkłady kąowe współczynnika odbicia promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę podłożową od strony pokrywającej ją cienkiej warstwy (A) oraz od strony przeciwnej (B) dla różnych współczynników absorpcji promieniowania w cienkiej warstwie (krzywa ciągła - $k = 0$, krzywa przerywana - $k = 10^5$ [m^{-1}], krzywa łańcuchowa - $k = 5 \cdot 10^5$ [m^{-1}]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $w = 0.55$ [μm], $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja p , $a = 1.3$ [mm], oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 9. Angular distribution of reflection coefficient of laser beam incident on a thick plate surface covered with thin film (A) and on the rear surface of the plate (B) for different values of absorption coefficient of the thin film (solid curve - $k = 0$, broken curve - $k = 10^5$ [m^{-1}], chain curve - $k = 5 \cdot 10^5$ [m^{-1}]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $w = 0.55$ [μm], $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], p polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], description in the text)

4. Wnioski

Z zaprezentowanego opisu wynika, iż rozkład liniowy (lub kątowy) natężenia wiązki światła laserowego odbitego od próbki złożonej z warstwy półprzewodnika na grubej płycie podłożowej silnie zależy zarówno od warunków eksperymentu (polaryzacji, kąta padania oraz rozkładu przestrzennego natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę), lecz także od parametrów optycznych i geometrycznych badanej próbki. Parametrami tymi są: grubość (w) warstwy badanego materiału półprzewodnikowego, część rzeczywista (n) zespolonego współczynnika załamania oraz współczynnik absorpcji (k) promieniowania w tym materiale, grubość płytki podłożowej (w_2) oraz współczynnik (n_2) załamania promieniowania w materiale, z jakiego jest ona wykonana.

Stwarza to możliwość wykorzystania badań liniowego (lub kąтового) rozkładu natężenia promieniowania odbitego od cienkiej warstwy półprzewodnikowej naniesionej na grubą płytkę podłożową jako metody wyznaczania optycznych i geometrycznych parametrów cienkich warstw i ich podłoży. Zagadnienia te będą analizowane w następnej pracy.

Niniejszy artykuł powstał w ramach pracy BK-545/RMF-1/92 na Politechnice Śląskiej.

Literatura

- [1] R. M. Azzam, N. M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light*, Nort-Holland, Amsterdam 1992.
- [2] K. Brudzewski, *Wstęp do elipsometrii*, Wyd. Politechniki Warszawskiej, Prace Naukowe Chemia **30**, Warszawa 1983.
- [3] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, London 1970.
- [4] O. S. Heavens, *Optical properties of thin solid films*, Dover Publications, New York 1965.
- [5] M. Suffczyński, *Elektrodynamika*, PWN, Warszawa 1980.
- [6] J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986.

Recenzent: Prof. dr hab. Sławomir Kończak

Wpłynęło do redakcji 20.04.1994 r.

Abstract

In this paper theoretical description of linear distribution of intensity of radiation reflected from a thin film on a thick, parallel-sided, transparent substrate illuminated with light beam of finite diameter is given. Results of numerical calculations show the dependences of this distribution on experiment conditions (intensity, wavelength, polarization, angle of incidence and spatial distribution of radiation in the incident light beam) as well as on optical and geometrical parameters of the sample (thickness, refractive index and absorption coefficient of thin film, thickness and refractive index of the substrate). It suggests to use the investigations of linear or angular distributions of reflection coefficient for determining optical and geometrical parameters of thin films deposited on thick, parallel-sided, transparent substrates. Since the optical properties of a thin film are determined by at least two parameters, e.g., refractive index and thickness of the film, it is necessary to take measurements of at least the same number of independent properties of the reflected or/and transmitted beams. The difference between the various optical measuring techniques, e.g. multiple angle reflectometry, ellipsometry, interference spectroscopy, is in fact that each of them measures at least two different properties of the reflected and/or transmitted beam in order to determine the optical and geometrical parameters. The proposed novel method of investigations uses at least two radiation intensities of two beams reflected from a sample. The first beam is reflected in a point of radiation incidence on the sample. The successive beam goes out from the sample due to internal reflection in the thick, parallel-sided substrate.