

INSTYTUT
TECHNOLOGII
MATERIAŁÓW
ELEKTRONICZNYCH

PRACE ITME

FOTOMETRYCZNA METODA POMIARU NAPRĘŻEŃ W MATERIAŁACH PÓŁPRZEWODNIKOWYCH

1985

Zeszyt 16

**INSTYTUT TECHNOLOGII
MATERIAŁÓW ELEKTRONICZNYCH**

**Andrzej BAJOR
Grażyna ADAMKIEWICZ**

**FOTOMETRYCZNA METODA
POMIARU NAPRĘŻEŃ
W MATERIAŁACH
PÓŁPRZEWODNIKOWYCH**

Redaktor naczelny **PRAC ITME**: dr inż. **MIECZYŚLAW FRĄCKI**
Redaktor działowy zeszytu: dr inż. **ANDRZEJ BUKOWSKI**
Sekretarz redakcji: dr inż. **ŁUKASZ KACZYŃSKI**

Adres redakcji:

Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych
ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa

PL ISSN 0209-0066

WEMA - Warszawa 1986 - 200 +60 - 641/85/K - 558/85 - N-72

<http://rcin.org.pl>

Andrzej BAJOR, Grażyna ADAMKIEWICZ - "Fotometryczna metoda pomiaru naprężeń w materiałach półprzewodnikowych"

Naprężenia, które powstają w kryształach półprzewodnika kolejno w procesach monokryształizacji, obróbki mechanicznej i technologii wytwarzania przyrządu półprzewodnikowego, mogą niekorzystnie wpływać na parametry mechaniczne, elektryczne lub optyczne materiału bądź gotowego przyrządu. Jedną z metod pomiaru wielkości naprężeń jest tzw. metoda fotometryczna, wykorzystująca zjawisko dwójłomności wymuszonej mechanicznie. W niniejszej pracy przedstawiono nową metodę pomiaru naprężeń, będącą odmianą metody fotometrycznej, wykorzystującą do pomiaru szerokopasmową wiązkę promieniowania, zamiast stosowanej dotychczas wiązki monochromatycznej. Opracowana metoda umożliwia zwiększenie czułości pomiaru o co najmniej jeden rząd wielkości w stosunku do metody dotychczas stosowanej.

Andrzej BAJOR, Grażyna ADAMKIEWICZ - "Intensity method for stress measurements of semiconductors"

The stress which is generated in semiconductor due to crystal growth and processing of semiconductor devices can degrade mechanical, electrical and optical parameters of the semiconductor materials and devices. One of the methods of stress measurement is the so-called light intensity method, using stress-induced birefringence phenomenon. This paper presents a new method of stress measurement, being the modification of the intensity method, which uses wide-band nonchromatic light beam instead of monochromatic beam previously used. The new method increases sensitivity of the measurement by at least on order of magnitude.

А. БАЙОР, Г. АДАМКЕВИЧ - "Фотометрический метод измерения напряжений в полупроводниковых материалах"

Напряжения возникающие в кристаллах полупроводников во время монокристаллизации, механической обработки и процесса изготовления приборов могут оказывать отрицательное влияние на их механические, электрические или оптические параметры, а также на параметры приборов. Одним из методов измерений величины напряжений является так называемый фотометрический метод в котором используется явление двупреломления.

В работе представлен новый метод, являющийся модификацией фотометрического метода, в котором измерения проводятся с использованием широкополосного пучка в место применяемого до сих пор монохроматического пучка. Представленный метод увеличивает чувствительность измерений на один порядок величины.

INDEKS OZNACZEŃ

a, b, c	- współczynniki równania kwadratowego
a_n	- współczynniki we wzorze /14/
C	- współczynnik piezooptyczny
d	- grubość próbki
$d\lambda$	- różniczka długości fali promieniowania
D	- współczynnik we wzorze /15/
$F/\lambda/$	- względna charakterystyka widmowa transmisji układu polaryskopu
h	- krok całkowania
i_{det}	- minimalna mierzalna wielkość sygnału detektora promieniowania
i_{min}	- minimalna wielkość sygnału detektora promieniowania
i_{max}	- maksymalna wielkość sygnału detektora promieniowania
I	- natężenie wiązki promieniowania za analizatorem
I_{min}	- minimalna wielkość natężenia wiązki promieniowania za analizatorem
I_{max}	- maksymalna wielkość natężenia wiązki promieniowania za analizatorem
I_o	- natężenie wiązki promieniowania padającej na próbkę
$I_o/\lambda/$	- względna gęstość monochromatyczna natężenia promieniowania wiązki pomiarowej
k	- współczynnik związany z geometrią układu optycznego detektora promieniowania
n	- wykładnik potęgowy
n_o	- współczynnik załamania nie naprężonego kryształu
R	- bezwzględna różnica dróg optycznych promieni nadzwyczajnego i zwyczajnego w próbce
$S/\lambda/$	- względna czułość widmowa detektora promieniowania
$T/\lambda/$	- transmisja próbki
α	- kąt między osią przepuszczania analizatora a kierunkiem naprężenia w próbce
\mathcal{G}	- względna różnica dróg optycznych promieni nadzwyczajnego i zwyczajnego w próbce
λ, λ_1	- długość fali promieniowania
λ_1, λ_1'	- krótkofalowy próg transmisji filtru pasmowego
λ_2, λ_2'	- długofalowy próg transmisji filtru pasmowego
$\pi_{11}, \pi_{12}, \pi_{44}$	- współczynniki piezooptyczne kryształu
δ	- naprężenie
δ_1, δ_2	- wielkości naprężeń głównych
δ_{min}	- minimalna mierzalna wielkość naprężenia

$\delta_1 \text{ min}, \delta_2 \text{ min}$ - czułości metody pomiarowej z zastosowaniem wiązek promieniowania o różnych szerokościach widmowych

τ_{max} - maksymalne naprężenie styczne /ścinające/

1. WSTĘP

Wielu badaczy doświadczalnie potwierdziło istnienie naprężeń w realnej strukturze kryształu półprzewodnika. Naprężenie w zależności od jego wielkości może w różnym stopniu wpływać na podstawowe parametry materiału półprzewodnikowego i przyrządu półprzewodnikowego. Powszechnie znany jest wpływ naprężenia na rezystywność półprzewodnika [1, 2], wykorzystywany w klasie przyrządów zwanych tensorezystorami. Znacznie mniej znany jest wpływ naprężenia na inne parametry elektryczne półprzewodnika, takie jak szybkość generacji-rekombinacji i czas życia nośników nadmiarowych np. [3, 4] lub parametry optyczne, takie jak współczynnik załamania np. [5] lub wynikające ze zmiany współczynnika załamania współczynniki odbicia i transmisji kryształu. Istnieją przesłanki, które wskazują, że naprężenia powstające kolejno w procesach krystalizacji, obróbki mechanicznej kryształu oraz technologii wytwarzania przyrządu półprzewodnikowego mogą wpływać niekorzystnie na parametry przyrządów.

Znajomość charakteru, wielkości oraz rozkładu naprężeń w materiałach półprzewodnikowych jest niezbędna dla optymalizacji procesów wytwarzania tych materiałów.

Istnieje kilka metod pomiaru wielkości naprężeń w materiale. Jednymi z najbardziej popularnych i powszechnie stosowanych metod, wykorzystywanych do pomiaru naprężeń w materiale wyjściowym bądź w gotowym przyrządzie, są elastooptyczne metody pomiaru naprężeń, wykorzystujące zjawisko dwójłomności wymuszonej mechanicznie, które występuje w materiale poddanym działaniu siły zewnętrznej, bądź w którym istnieją wewnętrzne naprężenia mechaniczne. Jedną z metod elastooptycznych, szczególnie przydatną do badań materiałów półprzewodnikowych oraz przyrządów półprzewodnikowych ze względu na nieniszczący charakter i brak konieczności przygotowania próbek pomiarowych o specjalnych kształtach, jest tzw. metoda fotometryczna. Autorzy niniejszej publikacji opracowali metodę pomiaru wielkości naprężeń, będącą odmianą metody fotometrycznej, która eliminuje główne wady tej metody oraz umożliwia zwiększenie czułości pomiaru o rząd wielkości w stosunku do dotychczas stosowanej metody.

2. PODSTAWY TEORETYCZNE METODY

Metoda fotometryczna jest oparta na wykorzystaniu zależności między natężeniem spolaryzowanej wiązki padającej na próbkę, a natężeniem wiązki przechodzącej przez analizator /i próbkę/. Jeżeli w układzie polaryskopu liniowego [6] na próbkę poddaną działaniu osiowego naprężenia pada prostopadle liniowo spolaryzowana wiązka

promieniowania elektromagnetycznego, w której wektor indukcji elektrycznej drga w płaszczyźnie tworzącej kąt 45° z kierunkiem naprężenia, to natężenie wiązki opuszczającej analizator /bez uwzględnienia strat w próbce/ wyrazi się zależnością [7, 8]:

$$I = \frac{1}{2} \cdot /1 + \sin 2\alpha \cos \delta / I_0 \quad /1/$$

gdzie: I_0 - jest natężeniem wiązki padającej na próbkę

α - jest kątem między osią przepuszczania analizatora a kierunkiem naprężenia w próbce

δ - jest względną różnicą dróg optycznych promieni nadzwyczajnego i zwyczajnego w próbce

Jak wynika z powyższej zależności, natężenie tej wiązki zmienia się cyklicznie wraz z obrotem analizatora i przyjmuje następujące wartości ekstremalne:

$$I_{\min} = \frac{1}{2} \cdot /1 - \cos \delta / I_0 \quad /2/$$

$$I_{\max} = \frac{1}{2} \cdot /1 + \cos \delta / I_0 \quad /3/$$

Korzystając z powyższych zależności można wyznaczyć względną różnicę dróg optycznych, np.:

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{1 - \cos \delta}{1 + \cos \delta} = \text{th}^2 \delta / 2 \quad /4/$$

lub

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \cos \delta \quad /5/$$

Z kolei znając względną różnicę dróg optycznych można wyznaczyć naprężenie ze znanej zależności [5]:

$$\delta = - \frac{n_0^3 \cdot d \cdot C \cdot \delta}{\lambda} \quad /6/$$

gdzie: n_0 - współczynnik załamania nie naprężonego kryształu,

d - grubość próbki,

C - współczynnik piezooptyczny

δ - naprężenie

λ - długość fali promieniowania użytego do pomiaru.

Przy czym w przypadku gdy kierunek naprężenia osiowego pokrywa się z kierunkiem [111] w kryształach należącym do układu regularnego /do

którego należy większość powszechnie stosowanych półprzewodników, takich jak Si, GaAs lub GaP/, to $C = \pi_{44}$, natomiast gdy kierunek naprężenia osiowego jest prostopadły do kierunku [111], to $C = \pi_{11} - \pi_{12}$, a $\delta = \delta_1 - \delta_2 \in 2\tau_{\max}$ [5]. δ_1 i δ_2 są tu wielkościami naprężeń głównych, τ_{\max} jest maksymalnym naprężeniem stycznym ścinającym, a π_{11} , π_{12} i π_{44} są współczynnikami piezooptycznymi kryształu.

Zależności /4/ i /5/ są słuszne jedynie dla monochromatycznej wiązki promieniowania, której uzyskanie jest możliwe w drodze zastosowania lasera bądź filtru pasmowego o bardzo wąskim zakresie przepuszczania. Może się to okazać czynnikiem limitującym metody, zwłaszcza w sytuacji, gdy istnieje konieczność pomiaru naprężeń w szeregu różnych materiałów, wymagających stosowania wiązek promieniowania o różnych długościach fal. Ponadto analizując te zależności w powiązaniu z zależnością /6/ można intuicyjnie przewidywać, że zastosowanie wiązki monochromatycznej może utrudnić bądź wręcz uniemożliwić pomiar niewielkich naprężeń, ze względu na ograniczenie natężenia wiązki.

Autorzy publikacji opracowali metodę pomiaru naprężeń w materiałach przy wykorzystaniu niemonochromatycznej, szerokopasmowej wiązki promieniowania [9, 10], zamiast stosowanej dotychczas wiązki monochromatycznej. Opracowana metoda, będąca odmianą metody fotometrycznej, zdaniem autorów eliminuje podstawowe wady metody pomiaru z zastosowaniem wiązki monochromatycznej.

W ogólnym przypadku ekstremalne wielkości sygnału optycznego, mierzone za pomocą detektora promieniowania elektromagnetycznego, proporcjonalne do ekstremalnych natężeń wiązek promieniowania opuszczających analizator wyrażą się zależnościami:

$$I_{\min} = k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0/\lambda/ \cdot T/\lambda/ \cdot [1 - \cos\delta] \cdot S/\lambda/ \cdot d\lambda \quad /7/$$

$$I_{\max} = k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0/\lambda/ \cdot T/\lambda/ \cdot [1 + \cos\delta] \cdot S/\lambda/ \cdot d\lambda \quad /8/$$

- gdzie: k - współczynnik związany z geometrią układu optycznego detektora promieniowania i jednocześnie współczynnik przeliczeniowy, uwzględniający stosowane jednostki
 $I_0/\lambda/$ - względna gęstość monochromatyczna natężenia promieniowania wiązki pomiarowej
 $T/\lambda/$ - transmisja próbki
 $S/\lambda/$ - względna czułość widmowa detektora promieniowania
 λ_1 - krótkofalowy próg transmisji filtru pasmowego
 λ_2 - długofalowy próg transmisji filtru pasmowego

Skorzystanie w ogólnym przypadku z powyższych zależności jest praktycznie niemożliwe i dlatego zakłada się, że w zakresie widmowym transmisji filtru pasmowego dwójłomność, a więc również bezwzględna różnica dróg optycznych R , nie zależy od długości fali promieniowania, tj.:

$$R \approx -\pi \cdot n_0^3 \cdot d \cdot C \cdot \delta = \text{const.} \cdot f/\lambda / \quad /9/$$

Ponadto stosując oznaczenie:

$$F/\lambda / = I_0/\lambda / \cdot T/\lambda / \cdot S/\lambda / \quad /10/$$

otrzymuje się:

$$\frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} = \frac{k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot /1 + \cos R/\lambda / \cdot d\lambda - k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot /1 - \cos \frac{R}{\lambda} / \cdot d\lambda}{k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot /1 + \cos R/\lambda / \cdot d\lambda + k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot /1 - \cos \frac{R}{\lambda} / \cdot d\lambda}$$

$$= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot \cos \frac{R}{\lambda} \cdot d\lambda - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot \cos \frac{R}{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot \cos \frac{R}{\lambda} \cdot d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot \cos \frac{R}{\lambda} \cdot d\lambda}$$

$$= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot \cos \frac{R}{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda} \quad /11/$$

Powyższe wyrażenie po rozwinięciu funkcji cosinus w szereg potęgowy oraz po dokonaniu odpowiednich przekształceń przybierze postać:

$$\frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} = 1 - \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(2n)!} \cdot R^{2n} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F/\lambda /}{\lambda^{2n}} \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda / \cdot d\lambda} \quad /12/$$

lub:

$$a_2 \cdot R^2 - a_4 \cdot R^4 + a_6 \cdot R^6 - \dots - D = 0 \quad /13/$$

gdzie:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F/\lambda/}{\lambda_1 \lambda_n} \cdot d\lambda$$

$$a_n = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F/\lambda/}{\lambda_1 \lambda_n} \cdot d\lambda}{2 \cdot /n/ \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F/\lambda/}{\lambda_1} \cdot d\lambda}, \quad n = 2, 4, 6, \dots \quad /14/$$

$$D = \frac{i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \quad /15/$$

Współczynniki a_n występujące w równaniu /13/, mogą zostać obliczone analitycznie lub numerycznie dla funkcji $F/\lambda/$ danej w postaci analitycznej, lub numerycznie, dla funkcji przedstawionej w postaci wykresu /tablicy liczb/. Równanie /13/ po obliczeniu współczynników a_n , umożliwia wyznaczenie bezwzględnej różnicy dróg optycznych R , a z niej naprężenia.

W przypadku próbek o niewielkich grubościach "i" lub pomiaru naprężeń o niewielkich wartościach, tj. gdy spełniony jest warunek:

$$a_n \cdot R^n < 1 \quad /16/$$

liczba wyrazów nieskończonego szeregu zawierającego wyrazy z R^n może zostać ograniczona do dwóch pierwszych, a nawet tylko do pierwszego wyrazu tego szeregu. W praktyce, w przypadku materiałów z niewielkimi wewnętrznymi naprężeniami można stosować następujące zależności:

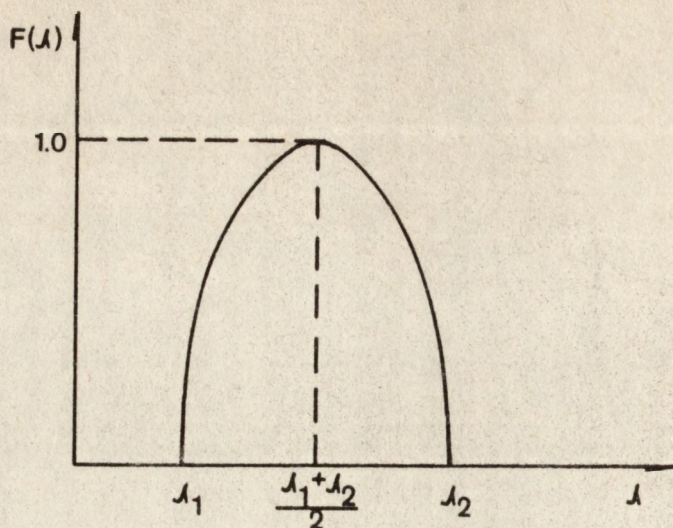
$$a_2 \cdot R^2 - D = 0 \quad /17/$$

lub

$$a_2 \cdot R^2 - a_4 \cdot R^4 - D = 0 \quad /18/$$

W niektórych przypadkach dla celów analitycznych funkcję $F/\lambda/$ można aproksymować przy pomocy prostych funkcji elementarnych. Na rys. 1 przedstawiono aproksymację funkcji $F/\lambda/$ przy pomocy paraboli.

$$F/\lambda/ = a \cdot \lambda^2 + b \cdot \lambda + c, \quad a < 0 \quad /19/$$



Rys. 1. Aproksymacja funkcji $F/\lambda/$ parabolą

Można wykazać, że przy założeniach:

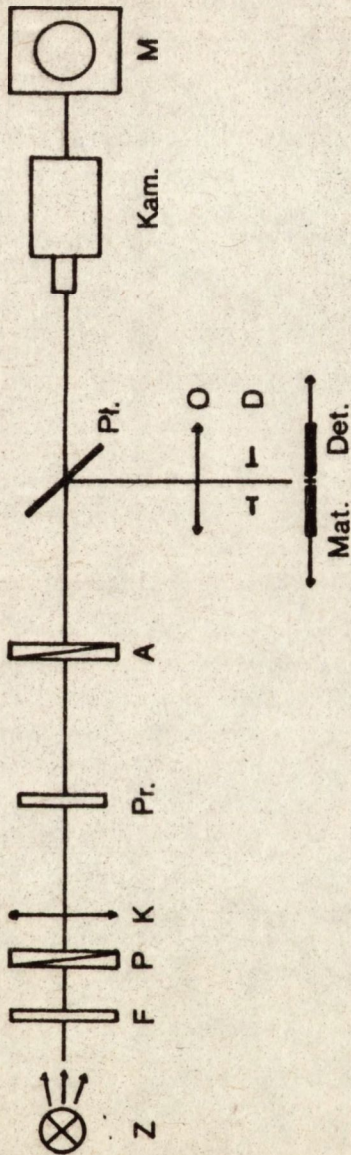
$$F/\lambda_1/ = F/\lambda_2/ = 0 \quad /20/$$

$$F/\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}/ = 1 \quad /21/$$

współczynniki a_n wyrażę się zależnościami:

$$a_2 = \frac{1}{4 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2} \quad /22/$$

$$a_4 = \frac{\lambda_1^2 + \lambda_1 \cdot \lambda_2 + \lambda_2^2}{144 \cdot \lambda_1^3 \cdot \lambda_2^3} \quad /23/$$



Rys. 2. Schemat blokowy polaryskopu stosowanego do pomiaru naprężeń

Oznaczenia:

- Z - źródło promieniowania
- F - filtr cieplny
- P - polaryzator
- K - kondensor
- Pr - próbka pomiarowa
- A - analizator
- Pł - płytki światłodzielnąca

- Kam - kamera telewizyjna
- M - monitor telewizyjny
- O - obiektyw układu detekcyjnego
- D - diafragma
- Mat - matówka układu detekcyjnego
- Det - detektor promieniowania

3. METODYKA POMIAROWA

Jak wspomniano w poprzednim rozdziale, wielkości naprężeń w badanej próbce mogą zostać wyznaczone na podstawie znanych bądź wyprowadzonych przez autorów zależności w sytuacji, gdy znany jest kierunek naprężenia i oś przepuszczania polaryzatora może zostać ustawiona pod kątem 45° do tego kierunku.

Autorzy publikacji zastosowali opisaną w pracy [9] technikę pomiaru, która umożliwia wykorzystanie przedstawionych zależności do wyznaczania naprężeń w nie obciążonych próbkach, posiadających własne, wewnętrzne naprężenia mechaniczne.

Na rys. 2 przedstawiono schemat blokowy polaryskopu stosowanego do pomiaru naprężeń.

Opis konstrukcji polaryskopu podany jest w pracach [9, 11].

3.1. Analiza doboru optymalnego zakresu widmowego wiązki promieniowania

Przed przystąpieniem do pomiaru należy dokonać wyboru optymalnej długości fali /zakresu długości fal/ promieniowania. W przypadku stosowania do pomiaru szerokopasmowej wiązki promieniowania, analiza doboru optymalnego zakresu długości fal składa się z następujących etapów:

1. Podstawowym warunkiem stosowania zależności /13/ lub przybliżonych zależności /17 i /18/ do wyznaczania naprężeń w badanej próbce, jest spełnienie założenia /9/ w całym zakresie długości fal promieniowania użytego do pomiaru. Wiadomo, że w ogólności współczynnik załamania, jak również współczynniki piezooptyczne kryształu, są funkcjami długości fali promieniowania. Okazuje się jednak, że dla różnych półprzewodników można znaleźć takie zakresy długości fal, w których iloczyn tych wielkości jest stały, bądź prawie stały, z błędem nie przekraczającym kilku procent. W tabeli 1 zestawiono zakresy długości fal dla niektórych półprzewodników, w przypadku których spełniony jest warunek /9/. Dane odnośnie do innych półprzewodników zestawiono zbiorczo w pracy [9].

Dane literaturowe zawarte w tabeli 1 zostały uzyskane przez różnych badaczy w drodze doświadczałnej, a niekiedy również w drodze porównania wyników eksperymentalnych z wynikami obliczeń teoretycznych. W przypadku danych opublikowanych dla tego samego półprzewodnika przez różnych badaczy, należy odnotować zbieżność wyników dla Si i GaAs i pewną, niewielką rozbieżność dla InP. Symbol "minimum" dotyczący długofalowego progu zakresu długości fal, podanego w tabeli 1

Tabela 1

Zestawienie zakresów długości fal promieniowania dla niektórych półprzewodników, w przypadku których spełniony jest warunek $n_o^3 \cdot C = \text{const.}$

Półprzewodnik	$n_o^3 \cdot C = \text{const.}$	Zakres długości fal / μm /	Lit.
Si	$n_o^3 \cdot \pi_{44}$	1,1 - min. 2,0	[12, 13]
	$n_o^3 \cdot \sqrt{\pi_{11} - \pi_{12}}$	1,1 - min. 2,0	[12, 13]
GaAs	$n_o^3 \cdot \pi_{44}$	1,1 - min. 1,8	[12, 14]
	$n_o^3 \cdot \sqrt{\pi_{11} - \pi_{12}}$	1,5 - min. 1,8	[12, 14]
GaP	$n_o^3 \cdot \pi_{44}$	brak stałości	[15]
	$n_o^3 \cdot \sqrt{\pi_{11} - \pi_{12}}$	0,6 - min. 1,25	[15]
InP	$n_o^3 \cdot \pi_{44}$	1,2 - min. 1,6	[15]
		1,1 - min. 2,4	[16]
	$n_o^3 \cdot \sqrt{\pi_{11} - \pi_{12}}$	1,2 - min. 1,6	[15]
	1,5 - min. 2,4	[16]	

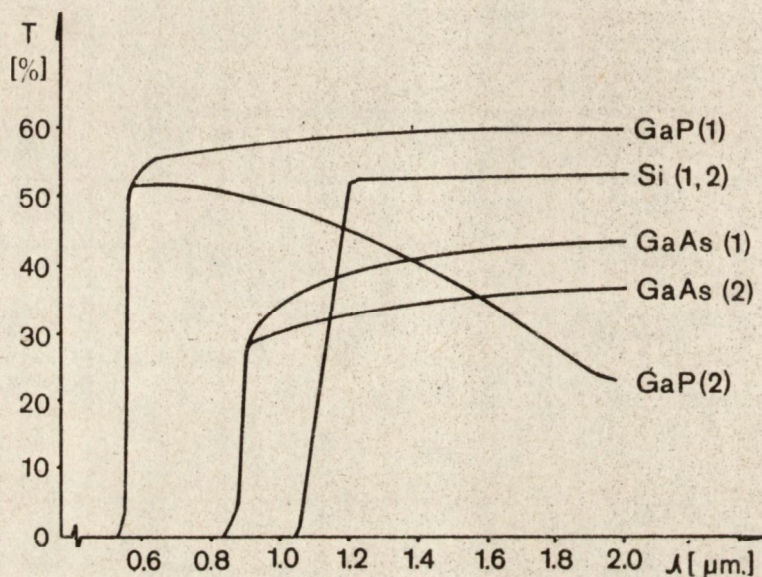
oznacza, że pomiary były nie kontynuowane powyżej tego progu.

W praktyce należy uznać, że zakresy długości fal, podane w tabeli 1 są nieograniczone od strony fal długich.

2. Zakres widmowy transmisji układu optycznego polaryskopu, opisanej funkcją $F/\lambda/$, musi pokrywać się dla danego materiału z zakresem długości fal podanym w tabeli 1. Transmisja układu optycznego polaryskopu, będącego jednocześnie filtrem pasmowym, o którym mowa w poprzednim rozdziale, jest iloczynem następujących względnych charakterystyk widmowych:

- gęstości monochromatycznej natężenia promieniowania źródła,
- transmisji filtra cieplnego w układzie źródła promieniowania,
- transmisji analizatora i polaryzatora,
- transmisji badanej próbki,
- czułości detektora promieniowania
oraz /ewentualnie/
- transmisji dodatkowego filtra korekcyjnego.

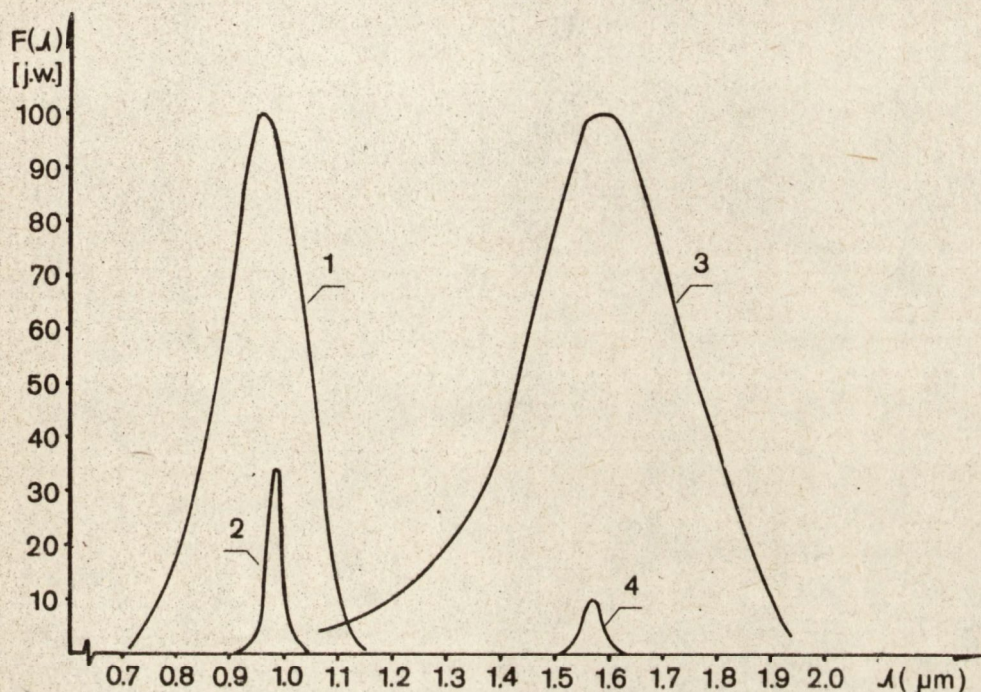
Dokonywanie każdorazowo przed pomiarem wielkości naprężeń pomiaru transmisji próbki, w celu wyznaczenia łącznej transmisji F/λ układu polaryskopu, byłoby pracochłonne i niecelowe. Dlatego należy dążyć do wyboru takiego zakresu długości fal pomiarowych, w którym transmisja próbki jest stała. W praktyce, w przypadku materiałów półprzewodnikowych można znaleźć takie zakresy długości fal, w których transmisja materiału jest stała lub bardzo słabo zależy od długości fali promieniowania. Na rys. 3 pokazano przykładowo charakterystyki widmowe transmisji kilku próbek Si, GaAs i GaP.



Rys. 3. Przykładowe charakterystyki widmowe transmisji próbek Si, GaAs, GaP. Grubość próbki 1 mm

Z charakterystyk pokazanych na rys. 3 wynika, że w przypadku Si i GaAs transmisja próbki o niewielkiej grubości jest praktycznie stała w całym zakresie długości fal promieniowania, z wyjątkiem zakresu długości fal położonego bezpośrednio w pobliżu krawędzi absorpcji. Natomiast w przypadku GaP obserwuje się rozbieżność w kształcie krzywych transmisji, nawet dla próbek wyciętych z tego samego kryształu, co jest przypisywane silnej zależności współczynnika absorpcji GaP od rodzaju i koncentracji domieszki [17]. Niemniej jednak, nawet w przypadku GaP można znaleźć takie zakresy długości fal promieniowania, położone w pobliżu krawędzi absorpcji, w których transmisja próbek stosunkowo

słabo zależy od długości fali. Na rys. 4 przedstawiono charakterystyki widmowe transmisji F/λ układu optycznego polaryskopu /bez uwzględnienia próbki pomiarowej/, zmierzone dla różnych filtrów cieplnych i detektorów promieniowania stosowanych w układzie. Filtry cieplne zostały tak dobrane, aby zakresy transmisji polaryskopu pokrywały się z zakresami transmisji próbek, które słabo zależą od długości fali promieniowania.



Rys. 4. Charakterystyki widmowe transmisji układu optycznego polaryskopu, bez próbki pomiarowej

W tabeli 2 zestawiono wyliczone dla charakterystyk F/λ pokazanych na rys. 4, współczynniki równania /13/, z którego można wyznaczyć wielkość różnicy dróg optycznych. W tabeli tej określono ponadto, które z charakterystyk są zalecane do badań niektórych materiałów półprzewodnikowych.

3. Jeżeli do wyznaczenia wielkości naprężeń istnieje możliwość stosowania różnych zakresów długości fal promieniowania niemonochromatycznego lub różnych długości fal promieniowania monochromatycznego, to należy dążyć do stosowania promieniowania możliwie krótkofalowego.

Tabela 2

Zestawienie wielkości współczynników a_n równania /13/ dla charakterystyk $F/\lambda/$ pokazanych na rys. 4

Nr charakterystyki wad-mowej transmisji układu polaryskodu wg oznaczeń na rys. 4	Współczynniki równania /13/				Półprzewodniki zalecane do badań
	a_2 μm^{-2}	a_4 μm^{-4}	a_6 μm^{-6}	a_8 μm^{-8}	
1	2.876×10^{-1}	2.845×10^{-2}	1.163×10^{-3}	2.635×10^{-5}	GaP
2	2.630×10^{-1}	2.313×10^{-2}	-	-	GaP
3	1.102×10^{-1}	4.361×10^{-3}	7.525×10^{-5}	7.667×10^{-7}	Si, GaAs InP
4	1.009×10^{-1}	-	-	-	Si, GaAs InP

Warunek ten jest szczególnie istotny w przypadku pomiaru naprężeń o niewielkich wartościach, kiedy dąży się do maksymalizacji wielkości sygnałów detektora promieniowania.

4. Z powyższych rozważań wynika wniosek, że przed przystąpieniem do pomiaru naprężeń należy wybrać optymalny sposób pomiaru stosując wiązkę monochromatyczną lub szerokopasmową. Sposób pomiaru przy użyciu wiązki monochromatycznej ma tę zaletę, że nie wymaga przyjmowania założeń upraszczających oraz dokonywania dodatkowych pomiarów transmisji układu i ewentualnie próbki oraz przeliczeń. Dużą wadą tego sposobu jest to, że poprzez zastosowanie wąskopasmowej filtracji powoduje się zmniejszenie natężenia wiązki promieniowania, co w przypadku niewielkich naprężeń może utrudnić lub wręcz uniemożliwić pomiar. Sposób pomiaru przy użyciu wiązki szerokopasmowej wymaga większego wkładu pracy analitycznej, zwłaszcza w szacowaniu błędu pomiaru, ale przez radykalne zwiększenie natężenia wiązki umożliwia pomiar niewielkich naprężeń.

3.2. Przygotowanie próbek pomiarowych

Próbki pomiarowe powinny być wycięte z badanego kryształu w postaci płytek odpowiednio zorientowanych, mających dwie powierzchnie płasko-równoległe. Grubość płytki jest uzależniona od wielkości naprężeń - im mniejsze naprężenia w kryształach, tym płytka powinna być grubsza /6/. Ponieważ nie można z góry przewidzieć rzędu wielkości naprężeń, autorzy publikacji w przypadku GaAs i GaP stosowali do pomiarów płytki

o grubości 1 mm, a w przypadku Si o grubości 1 i 2 mm. Płytki te były na tyle "grube", że nawet w przypadku stosunkowo niedużych naprężeń uzyskiwano mierzalny efekt piezooptyczny i na tyle "cienkie", że stan naprężeń w płytkach mógł być traktowany jako płaski /dwuwymiarowy stan naprężeń/.

Płytki po wycięciu były obustronnie szlifowane, polerowane i trawione w celu zmniejszenia współczynnika odbicia do minimum. Na marginesie należy wspomnieć, że stosowana metoda pomiaru nie jest wrażliwa na stan powierzchni próbki /wynik pomiaru nie zależy od sposobu przygotowania powierzchni/, oczywiście o ile brak doskonałej lustrzaności powierzchni nie zmniejsza radykalnie wielkości mierzonych sygnałów.

3.3. Technika pomiaru

Badana próbka umieszczana jest w układzie polaryskopu liniowego, polaryzator skrzyżowany z analizatorem /rys. 2/ w specjalnie skonstruowanym uchwycie, który zapewnia stabilne jej mocowanie, a jednocześnie nie wprowadza dodatkowych naprężeń, które mogłyby zmienić rozkład i wielkości naprężeń istniejących w próbce. Uchwyt umożliwia ponadto przesuw próbki w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej układu.

Zgodnie z prawami elastooptyki np. /18/ w przypadku próbki mającej własne, wewnętrzne naprężenia mechaniczne, za analizatorem obserwuje się obraz w postaci układu ciemnych linii na jasnym tle naprężonej próbki. Obraz ten jest jednocześnie rzutowany na ekran monitora telewizyjnego i powierzchnię światłoczułą detektora promieniowania. Po stwierdzeniu, że dana linia w obrazie naprężeń próbki jest izokliną, tj. miejscem geometrycznym punktów, w których kierunki naprężeń głównych są odpowiednio równoległe i prostopadłe do osi przepuszczania polaryzatora /w obrazie mogą również wystąpić izochromy/, należy "wycelować" detektor promieniowania w punkt leżący na tej linii, a następnie bez zmiany położenia próbki i detektora obrócić polaryzator o kąt 45° względem jego pierwotnego położenia. W ten sposób detektor promieniowania zostaje "wycelowany" w punkt, w którym oś przepuszczania polaryzatora tworzy kąt 45° z kierunkami naprężeń głównych. Obracając następnie analizator, należy odnotować ekstremalne wielkości sygnału detektora i_{\max} i i_{\min} , które posłużą do wyznaczenia wielkości naprężeń.

Stosując powyższą metodę można punkt po punkcie zmierzyć naprężenia w próbce wzdłuż dowolnej izokliny. Mierząc naprężenia wzdłuż wielu izoklin można wyznaczyć mapę naprężeń w tych obszarach próbki, w których izokliny są wyraźnie rozróżnialne.

3.4. Czułość metody

Czułość metody, tj. określenie minimalnej mierzalnej wielkości naprężenia w danym punkcie pomiarowym, lub minimalnej mierzalnej różnicy wielkości naprężeń w dwóch różnych punktach pomiarowych, powinno się szacować z zależności /7/, tj.:

$$i_{\min} = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot [1 - \cos \frac{R}{\lambda}] \cdot d\lambda \quad /24/$$

podstawiając do tej zależności minimalną mierzalną wielkość sygnału detektora promieniowania, następnie wyznaczając różnicę dróg optycznych R , a z niej minimalną mierzalną wielkość naprężenia. Pewien problem stwarza nieznaną wielkość współczynnika k , który jest współczynnikiem uzależnionym od geometrii układu optycznego detektora oraz od czułości bezwzględnej detektora. Dlatego w ogólnym przypadku nie można wyznaczyć czułości metody i może ona zostać wyznaczona jedynie dla konkretnego detektora i konkretnego układu optycznego.

Można wykazać [9], że równanie /24/ może zostać przekształcone do postaci:

$$i_{\min} = 2 \cdot k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda \cdot \sum_{n=2}^{\infty} a_n \cdot R^n, \quad n = 2, 4, 6 \dots \quad /25/$$

stąd

$$k = \frac{i_{\min}}{2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda \cdot \sum_{n=2}^{\infty} a_n \cdot R^n}, \quad n = 2, 4, 6 \dots \quad /26/$$

Należy więc dla konkretnego układu pomiarowego wyznaczyć wielkości współczynników a_n oraz całki $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda$, dokonać pomiaru różnicy dróg optycznych R w jakiejś próbce w dowolnym punkcie pomiarowym, odnotować bezwzględną wielkość sygnału i_{\min} w tym punkcie i z zależności /26/ wyliczyć wielkość współczynnika k . Po wyznaczeniu wielkości współczynnika k , dalsza procedura szacowania minimalnej, mierzalnej wielkości naprężenia σ_{\min} jest następująca:

$$a_2 \cdot R^2 - a_4 \cdot R^4 + \dots = \frac{i_{\min}}{2 \cdot k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda} \quad /27/$$

Ograniczając liczbę wyrazów powyższego szeregu do pierwszego wyrazu otrzymuje się:

$$a_2 \cdot R^2 = \frac{i_{\min}}{2 \cdot k \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda} \quad /28/$$

$$R = \sqrt{\frac{i_{\min}}{2 \cdot k \cdot a_2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda}} \quad /29/$$

$$\delta = - \sqrt{\frac{i_{\min}}{2 \cdot k \cdot a_2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda}} \cdot \frac{1}{\pi \cdot n_0^3 \cdot d \cdot c} \quad /30/$$

$$\delta_{\min} = - \sqrt{\frac{i_{\det}}{2 \cdot k \cdot a_2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda}} \cdot \frac{1}{\pi \cdot n_0^3 \cdot d \cdot c} \quad /31/$$

gdzie: i_{\det} - minimalna mierzalna wielkość sygnału detektora promieniowania

Jak wynika z powyższej zależności, czułość metody uzależniona jest ponadto od parametrów badanego materiału $/n_0, C/$, grubości próbki d oraz od charakterystyki widmowej transmisji układu optycznego polaryskopu: $a_2, F/\lambda/$, która jest dopasowywana do konkretnego materiału. Wynika z tego, że czułość pomiaru należy szacować indywidualnie dla każdej próbki pomiarowej, lub co najmniej dla danego półprzewodnika.

Autorzy publikacji, korzystając z powyższej zależności, szacowali każdorazowo czułość pomiaru. Typowa wielkość czułości metody fotometrycznej z zastosowaniem szerokopasmowej wiązki promieniowania wynosiła w przypadku badanych materiałów półprzewodnikowych ok. $2 \times 10^3 \text{ dyn/cm}^2$.

Czułość pomiaru w razie konieczności może zostać zwiększona poprzez stosowanie do pomiaru próbek o większej grubości niż 1 mm, zastosowanie wyselekcjonowanych detektorów promieniowania o podwyższonej

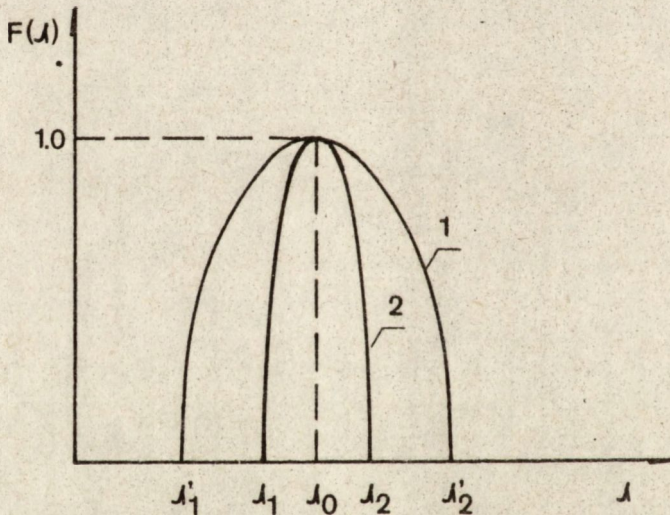
czułości bezwzględnej oraz zastosowanie do pomiaru wiązek promieniowania o jeszcze szerszym zakresie widmowym niż w wiązkach, których charakterystyki pokazano na rys. 4.

Korzystając z zależności /31/ można porównać czułości metod pomiaru z zastosowaniem wiązek o różnych szerokościach widmowych. Porównania można dokonać np. przy założeniu, że charakterystyki obydwu wiązek są opisywane funkcją paraboliczną, przy czym w maksimum bezwzględne wielkości natężeń obydwu wiązek są identyczne /rys. 5/:

$$\frac{\delta_{1 \text{ min}}}{\delta_{2 \text{ min}}} = \sqrt{\frac{a_2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F/\lambda/ \cdot d\lambda}{a_1 \cdot \int_{\lambda_1'}^{\lambda_2'} F/\lambda/ \cdot d\lambda}} \quad /32/$$

gdzie: $\delta_{1 \text{ min}}$ - czułość metody z zastosowaniem wiązki o charakterystyce nr 1 na rys. 5

$\delta_{2 \text{ min}}$ - czułość metody z zastosowaniem wiązki o charakterystyce nr 2 na rys. 5



Rys. 5. Charakterystyki widmowe transmisji układu polaryskopu w przypadku wiązki szerokopasmowej /1/ i quasimonochromatycznej /2/

Korzystając z zależności /22/ oraz dokonując odpowiednich przekształceń otrzymuje się:

$$\frac{\delta_{1 \min}}{\delta_{2 \min}} = \sqrt{\frac{|\lambda_2' - \lambda_1'| \left[\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 2 \right]}{|\lambda_2 - \lambda_1'| \left[\frac{\lambda_1' + \lambda_2'}{\lambda_2' - \lambda_1'} \ln \frac{\lambda_2'}{\lambda_1'} - 2 \right]}} \quad /33/$$

Przykładowo:

$$\lambda_1' = 0.85 \mu\text{m}, \lambda_2' = 1.15 \mu\text{m}, \lambda_0 = 1.00 \mu\text{m},$$

$$\lambda_1 = 0.98 \mu\text{m}, \lambda_2 = 1.02 \mu\text{m}, \delta_{1 \min} / \delta_{2 \min} = 0.36,$$

$$\lambda_1 = 0.995 \mu\text{m}, \lambda_2 = 1.005 \mu\text{m}, \delta_{1 \min} / \delta_{2 \min} = 0.18.$$

Czyli metoda z zastosowaniem wiązki szerokopasmowej o szerokości widmowej 300 nm jest ok. 3 razy bardziej czuła od metody z zastosowaniem wiązki quasimonochromatycznej o szerokości widmowej 40 nm i ok. 5 razy bardziej czuła od metody z zastosowaniem wiązki monochromatycznej o szerokości widmowej 10 nm. Biorąc pod uwagę fakt, że stosowanie wiązki monochromatycznej jest w większości przypadków związane ze zmniejszeniem bezwzględnej wielkości natężenia wiązki /np. umieszczenie w torze wiązki szerokopasmowej dodatkowego filtra interferencyjnego powoduje zmniejszenie natężenia wiązki w maksimum od 2 do 5 razy/ można zakładać, że czułości obydwu metod różnią się co najmniej o 1 rząd wielkości.

W celu praktycznej weryfikacji obydwu metod przeprowadzono następujące doświadczenie. W układzie polaryskopu, którego charakterystyka widmowa transmisji $F/\lambda/$ opisana jest krzywą nr 1 na rys. 4, umieszczono płytke GaP i za pomocą metody opisanej w rozdz. 3.3 wyznaczono wielkość różnicy naprężeń głównych w jednym punkcie pomiarowym. Następnie w torze wiązki promieniowania umieszczono dodatkowy filtr interferencyjny, który zmienił charakterystykę wiązki na charakterystykę oznaczoną numerem 2 i ponownie wyznaczono wielkość różnicy naprężeń głównych w tym samym punkcie. Analogiczną procedurę zastosowano w przypadku płytki GaAs, gdzie zastosowano kolejno wiązki promieniowania, których charakterystyki widmowe $F/\lambda/$ są opisywane przy pomocy krzywych nr 3 i nr 4 na rys. 4. Wyniki pomiarów zestawiono w tabeli 3

Należy zwrócić uwagę na znaczny spadek wielkości sygnałów detektora promieniowania po wstawieniu filtrów interferencyjnych w tor wiązek szerokopasmowych. W przypadku próbki GaAs i wiązki promieniowania, której charakterystyka widmowa $F/\lambda/$ została przedstawiona za pomocą krzywej nr 3, wstawienie w tor wiązki dodatkowego filtra interferencyjnego powodowało tak znaczne zmniejszenie wielkości sygnału i_{\min}

Tabela 3

Zestawienie wyników pomiarów wielkości naprężeń w jednym punkcie pomiarowym płytek GaP i GaAs przy stosowaniu wiązki szerokopasmowej i monochromatycznej

Próbka	Nr ch-ki widmowej transmisji układu polaryskopu	i_{\max} nA	i_{\min} nA	$\delta_1 - \delta_2$ dyn/cm ²
GaP	1	222	14,5	$4,48 \times 10^7$
GaP	2	9,8	0,35	$3,32 \times 10^7$
GaAs	3	3,55	0,22	$8,67 \times 10^7$
GaAs	4	0,14	nie mierzalny	-

/poniżej czułości przyrządu/, że pomiar stał się niemożliwy. Różnica wyników pomiaru wielkości naprężeń w przypadku GaP /25,8%/, podanych w tabeli 3, jest najprawdopodobniej spowodowana pewnymi naprężeniami w materiale filtru interferencyjnego i dwójłomnością jaką wnosi on do układu.

3.5. Dyskusja błędów

Oszacowanie błędu pomiaru wielkości naprężeń mechanicznych w metodzie fotometrycznej jest trudnym problemem, gdyż w grę wchodzi spora liczba czynników mogących wpływać na wynik pomiaru. Różnica między rzeczywistą wielkością naprężenia, a wielkością mierzoną przy pomocy metody fotometrycznej spowodowana jest następującymi czynnikami:

- błędem pomiaru ekstremalnych wielkości sygnałów detektora i_{\min} i i_{\max} ,
- błędem wyznaczenia wielkości współczynników a_n /zależność /14//,
- błędem wynikającym z nieuwzględnienia transmisji próbki w całkowitej transmisji układu optycznego polaryskopu,
- błędem wynikającym ze stosowania założenia /9/ w całym zakresie widmowym transmisji układu polaryskopu,
- błędem między rzeczywistymi wielkościami współczynników piezooptycznych kryształu, a wielkościami branyymi do obliczeń z danych literaturowych.

Ponadto źródłami błędu pomiaru naprężenia o mniejszym znaczeniu są:

- błąd określenia grubości próbki,

- błąd wynikający ze stosowania równań w uproszczonej postaci /17/ lub /18/ zamiast równania /13/.
- błąd uśrednienia wielkości naprężenia w określonym obszarze próbki wynikający z określonego pola widzenia detektora promieniowania.

3.5.1. Błąd pomiaru ekstremalnych wielkości sygnałów detektora promieniowania

W układzie polaryskopu skonstruowanego przez autorów [9, 11], ekstremalne wielkości natężeń wiązek promieniowania mierzono przy pomocy detektorów promieniowania pracujących w układzie fotoogniwa. W przypadku stosowanego miernika, błąd pomiaru wielkości prądu zwarcowego detektora, proporcjonalnego do wielkości natężenia promieniowania, nie przekraczał 2% wartości końcowej podzakresu pomiarowego.

Można wykazać [9], że w takim przypadku maksymalny błąd względny wyznaczenia wielkości D , równanie /15/, za pomocą zmierzonych wielkości i_{\max} oraz i_{\min} nie przekroczy 8%. Autorzy publikacji szacują, że w większości przypadków błędy wyznaczenia wielkości D są znacznie mniejsze od błędu maksymalnego i nie przekraczają 3-4%, gdyż zakresy pomiarowe dobiera się w taki sposób, aby wskazania miernika były w okolicach maksimum zakresu pomiarowego, a ponadto stosowany miernik charakteryzuje się dużą stabilnością i powtarzalnością wskazań.

3.5.2. Błąd wyznaczenia wielkości współczynników a_n

Wielkości współczynników a_n , równanie /14/, są wyznaczone numerycznie w oparciu o krzywe F/λ mierzone w standardowym układzie z monochromatorem. Na błąd wyznaczenia wielkości tych współczynników będzie wpływać błąd pomiaru charakterystyki F/λ oraz błąd wynikający ze sposobu numerycznego wyliczenia całek oznaczonych.

W celu oszacowania błędu wyznaczenia współczynników a_n , wynikającego z błędu pomiaru skwantowanych wartości krzywej F/λ , przeprowadzono symulację błędu [9] polegającą na wyliczeniu wielkości współczynnika a_2 dla zmierzonych wartości F/λ_1 oraz dla tych samych wartości, powiększonych lub pomniejszonych o pewien błąd względny, a także dla przypadku, gdy względny błąd pomiaru na przemian zmienia znak w przypadku kolejnych punktów pomiarowych. Stwierdzono, że nawet w przypadku gdy względny błąd pomiaru wartości F/λ_1 wynosi aż 10%, błąd ten nie ma większego wpływu /uwidacznia się dopiero w piątej cyfrze znaczącej/ na wielkość wartości współczynnika a_2 . Jest to

wynikiem jednakowego wpływu błędu o jednakowym znaku na obydwie całki występujące w liczniku i w mianowniku równania /14/. Wpływ błędów występujących na przemian z różnymi znakami, co jest dobrą symulacją błędu pomiaru krzywej F/λ , jest również do pominięcia, gdyż błędy te jednocześnie odejmują się lub dodają od licznika i mianownika równania /14/.

W celu oszacowania błędu wynikającego z numerycznego całkowania /stosowano metodę parabol/ i wyliczania wielkości współczynników a_n , zastosowano wyliczanie wielkości współczynnika a_2 przy użyciu różnych kroków całkowania. W przypadku charakterystyki F/λ nr 1 /rys. 4/, wyliczanie rozpoczęto od długości fali $\lambda_1 = 0,70 \mu\text{m}$, stosując kroki $h = 0,02 \mu\text{m}$, $0,04 \mu\text{m}$, $0,06 \mu\text{m}$ i $0,08 \mu\text{m}$. Natomiast w przypadku charakterystyki F/λ nr 3, wyliczanie rozpoczęto od długości fali $\lambda_1 = 1,00 \mu\text{m}$, stosując kroki całkowania $h = 0,05 \mu\text{m}$, $0,10 \mu\text{m}$, $0,15 \mu\text{m}$, $0,20 \mu\text{m}$. Wyniki tych obliczeń zestawiono w tabeli 4.

Tabela 4

Zestawienie wielkości współczynników a_2 wynikających z zastosowania różnych kroków całkowania h

Nr charakterystyki widmowej transmisji układu polaryskopu	a_2 μm^{-2}				
	1	$h \mu\text{m}$	0,02	0,04	0,06
	$a_2 \mu\text{m}^{-2}$	0,287608	0,287512	0,288550	0,291369
3	$h \mu\text{m}$	0,05	0,10	0,15	0,20
	$a_2 \mu\text{m}^{-2}$	0,107852	0,108130	0,107993	0,107099

Jak należało oczekiwać, stosowanie coraz większych kroków całkowania powoduje coraz większą różnicę między wyliczoną wielkością a_2 , a wielkością tego współczynnika dla najmniejszego kroku. Jednakże i w tych przypadkach różnice są niewielkie i są do pominięcia.

3.5.3. Błąd wynikający z nieuwzględnienia transmisji próbki w całkowitej transmisji F/λ układu polaryskopu

W celu oszacowania wielkości błędu wynikającego z ewentualnego nieuwzględnienia udziału transmisji próbki w całkowitej transmisji układu optycznego polaryskopu, zmierzono tę charakterystykę dla kilkudziesięciu próbek różnych półprzewodników. W tabeli 5 zestawiono porównawczo wielkości współczynników a_2 obliczone dla przypadków transmisji układu polaryskopu bez i z próbką pomiarową, przy czym odnotowano jedynie wartości ekstremalne.

Tabela 5

Zestawienie błędów wyznaczenia wielkości współczynników a_2 wynikających z nieuwzględnienia transmisji próbki w całkowitej transmisji układu optycznego polaryskopu

Nr charakterystyki widmowej transmisji układu polaryskopu	Próbka	a_2 μm^{-2}	a_2 min μm^{-2}	$a_{2\text{min}} - a_2$	$a_{2\text{max}}$ μm^{-2}	$a_{2\text{max}} - a_2$
				a_2 %		a_2 %
1	bez próbki	0,2876				
1	GaP nr 4		0,2860	-0,56		
1	GaP nr 10031				0,3111	8,17
3	bez próbki	0,1078				
3	GaAs nr 4M		0,1044	-3,09		
3	InP nr 6		0,1069	-0,77		

Jak wynika z powyższej tabeli, nieuwzględnienie przy stosowanych filtrach i detektorach promieniowania udziału transmisji próbki w całkowitej transmisji układu polaryskopu, może prowadzić do błędów określenia wielkości współczynnika a_2 rzędu kilku procent.

3.5.4. Błąd wynikający ze stosowania założenia /9/ w całym zakresie widmowym transmisji układu polaryskopu

Stosowanie założenia /9/ w przypadku zakresów długości fal promieniowania, podanych w tabeli 1, powoduje powstanie pewnego błędu. Z publikacji [12] wynika, że błąd ten w przypadku GaAs nie przekracza 2%. Natomiast z publikacji [15] wynika, że analogiczny błąd w przypadku GaP może dochodzić do 5%. Oszacowanie wpływu tych błędów na błąd wyznaczenia wielkości naprężeń jest bardzo trudne ze względu na skomplikowanie obliczeń. Jednakże na podstawie charakteru ogólnych zależności /7/ i /8/ autorzy uważają, że błąd wyznaczenia wielkości naprężeń będzie mniejszy od błędów wynikających ze stosowania założenia /9/ w całym zakresie długości fal wiązki promieniowania.

Odrębnym zagadnieniem jest dobór takich filtrów i detektorów promieniowania, kształtujących charakterystykę widmową transmisji układu polaryskopu F/λ , aby jej zakres widmowy w całości mieścił się w odpowiednim zakresie długości fal, podanym w tabeli 1. W przypadku charakterystyki F/λ nr 1 /rys. 4/, warunek ten jest całkowicie spełniony. Natomiast w przypadku charakterystyki nr 3 istnieje pewne odstępstwo w zakresie fal krótkich bliskiej podczerwieni. Może to prowadzić do błędów wyznaczenia wielkości naprężeń w przypadku Si i GaAs o orientacji [111]. Jednakże i w tym przypadku, biorąc pod uwagę zmniejszanie się wielkości współczynników piezooptycznych tych półprzewodników dla fal o długościach poniżej $1,5 \mu\text{m}$ autorzy uważają, że błąd ten jest niewielki i szacunkowo nie przekracza 10%.

3.5.5. Błąd wynikający ze stosowania opublikowanych w literaturze wielkości współczynników piezooptycznych

Do wyznaczania wielkości naprężeń, korzystano z opublikowanych w literaturze danych odnośnie wielkości współczynników piezooptycznych.

Autorzy zdają sobie sprawę z faktu, iż stosowanie tych wielkości bez ich weryfikacji dla konkretnego materiału może być źródłem błędów, gdyż współczynniki piezooptyczne materiałów półprzewodnikowych mogą zależeć, aczkolwiek słabo, od poziomu domieszkania [19], temperatury [20] oraz od staranności wykonania pomiaru, a zwłaszcza od odpowiedniej orientacji próbki pomiarowej.

Wyznaczenie wielkości współczynników piezooptycznych dla danego materiału jest sprawą pracochłonną i wymaga stosowania odpowiedniej aparatury, np. [21]. Poza tym metoda jest niszcząca. Dlatego autorzy nie zdecydowali się na przeprowadzanie osobnego wyznaczania wielkości współczynników piezooptycznych w ramach ogólnej procedury pomiaru naprężeń.

Opublikowane w literaturze dane odnośnie do wielkości współczynników piezooptycznych dla określonego półprzewodnika różnią się z reguły od siebie nie więcej niż o kilkanaście procent. Np. wielkości współczynników piezooptycznych GaAs opublikowane w pracy [12] różnią się o ok. 15% od analogicznych wielkości podanych w publikacji [22]. Dlatego można założyć, że przyjmowanie do wyliczania wielkości naprężeń mechanicznych, opublikowanych wartości współczynników piezooptycznych, może prowadzić do powstania błędu systematycznego rzędu kilkunastu procent.

3.5.6. P o z o s t a ł e b ł ę d y p o m i a r u

Grubości płytek mierzono w kilku miejscach na płytce za pomocą miernika grubości płytek. Stwierdzono, że w większości przypadków standardowe odchyłka nie przekracza 1% wielkości średniej grubości płytki. Systematyczny błąd pomiaru jest szacunkowo tego samego rzędu.

Błędu wynikającego ze stosowania równań w uproszczonej postaci /17/ lub /18/ można nie brać pod uwagę w dyskusji, gdyż zawsze można korzystać z ogólnego równania /13/. Jednakże nawet w przypadku stosowania uproszczonych równań, błąd ten nie przekracza szacunkowo kilku procent.

Należy dążyć do tego, aby średnica pola widzenia detektora promieniowania była możliwie jak najmniejsza. Nie zawsze jest to możliwe ze względu na poziom mierzonego sygnału. W układzie polaryskopu skonstruowanego przez autorów, w większości przypadków stosowano średnicę pola widzenia detektora ok. 1 mm, co odpowiadało ok. 1-3% średnicy badanych próbek. Błąd uśrednienia wielkości naprężeń, wynikający ze stosowania pola widzenia detektora o skończonej średnicy, jest zdaniem autorów do pominięcia. Błąd ten może być znaczący tylko wtedy, gdy w polu widzenia detektora będą istniały duże, zwłaszcza niejednorodne gradienty naprężeń, z czym autorzy w swojej praktyce pomiarowej się nie zetknęli.

3.5.7. Całkowity błąd względny pomiaru

Reasumując uwagi na temat błędu wyznaczenia wielkości naprężeń w metodzie fotometrycznej, wykorzystującej szerokopasmową wiązkę promieniowania można stwierdzić, że pomijając błąd wynikający z nieznajomości rzeczywistych wielkości współczynników piezooptycznych półprzewodnika, maksymalny błąd pomiaru w większości przypadków nie przekracza 10%. Nieuwzględnienie udziału transmisji próbki w całkowitej transmisji układu optycznego polaryskopu może zwiększyć ten błąd do ok. 15%. Zastosowanie do wyliczania wielkości naprężeń, wielkości współczynników piezooptycznych podawanych w literaturze, może wprowadzić dodatkowy błąd systematyczny rzędu 15%.

4. WYNIKI POMIARÓW

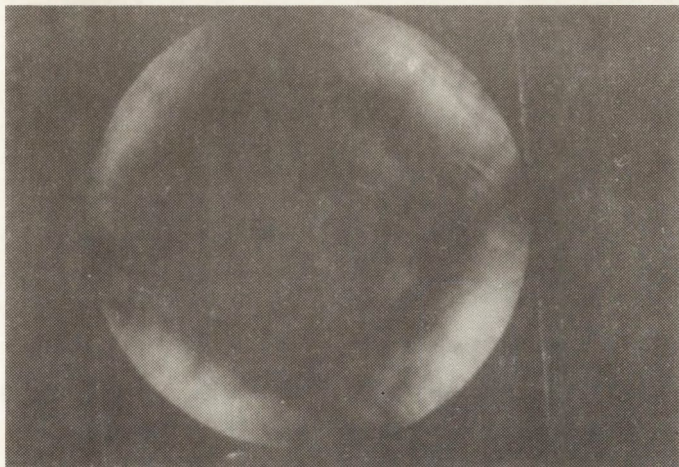
Na rysunkach 6-13 pokazano przykładowo obrazy polaryskopowe naprężeń w płytkach GaP i Si oraz rozkłady wielkości różnic naprężeń głównych, zmierzone wzdłuż średnic tych płytek.

Polaryskopowy obraz naprężeń, o którym wspomniano w rozdz. 3.3., umożliwia jakościową ocenę stanu naprężeń w badanej próbce, a zwłaszcza ocenę stopnia symetrii rozkładu naprężeń. W przypadku próbek, w których istnieje osiowo-symetryczny rozkład naprężeń, w obrazie naprężeń uwidaczniają się dwie izokliny, wzajemnie prostopadłe, tworzące figurę o kształcie krzyża, którego środek położony jest w środku symetrii próbki [9]. Przedstawione powyżej obrazy naprężeń wskazują, że w badanych próbkach występowała osiowa symetria rozkładu naprężeń. W takich próbkach wystarczającą informację o wielkościach naprężeń daje pomiar rozkładu naprężeń wzdłuż średnicy próbki, pokrywającej się z jedną z izoklin.

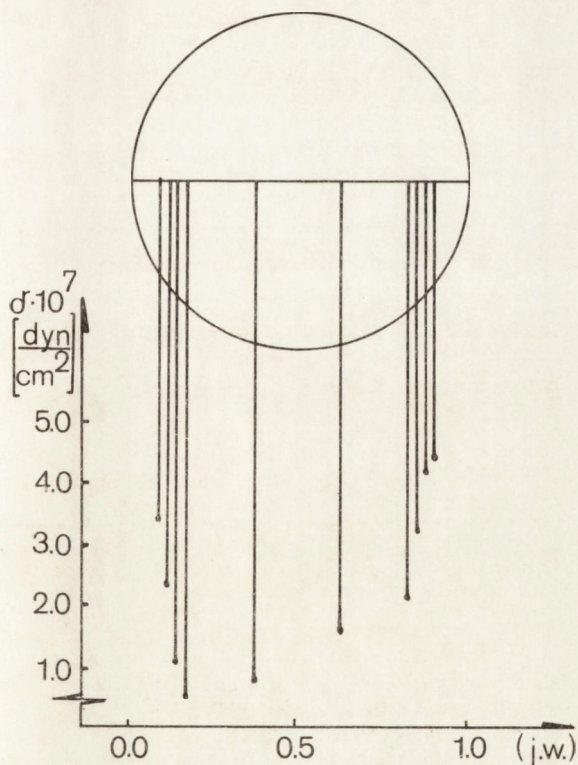
Przedstawione na rysunkach 7, 9, 11 i 13, rozkłady wielkości różnicy naprężeń głównych są jakościowo zgodne z teoretycznymi rozkładami, przewidzianymi dla kryształów otrzymywanych metodą Czochrałskiego [23]. Badane próbki miały orientację [111].

5. PODSUMOWANIE

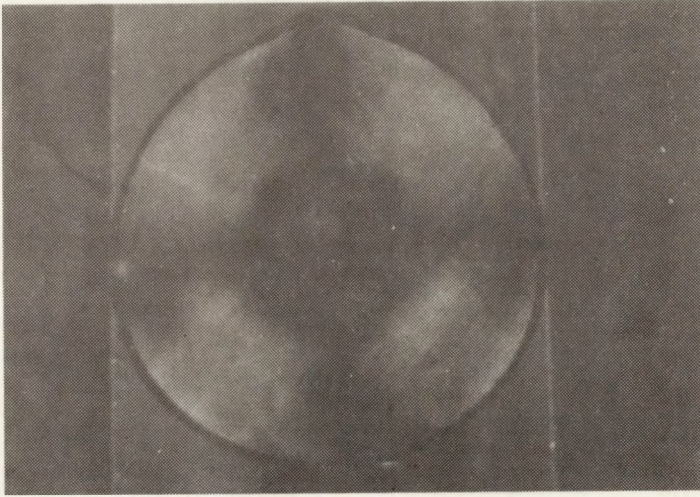
Fotometryczna metoda pomiaru naprężeń jest metodą uniwersalną, która może być stosowana w przypadku próbek mających zarówno własne, wewnętrzne naprężenia mechaniczne, jak również naprężenia indukowane siłą zewnętrzną. Metoda ta jest szczególnie przydatna do badań naprężeń w materiałach półprzewodnikowych o strukturze monokrystalicznej, w przypadku których próbką pomiarową może być płytka o określonej orientacji, wycięta z badanego kryształu.



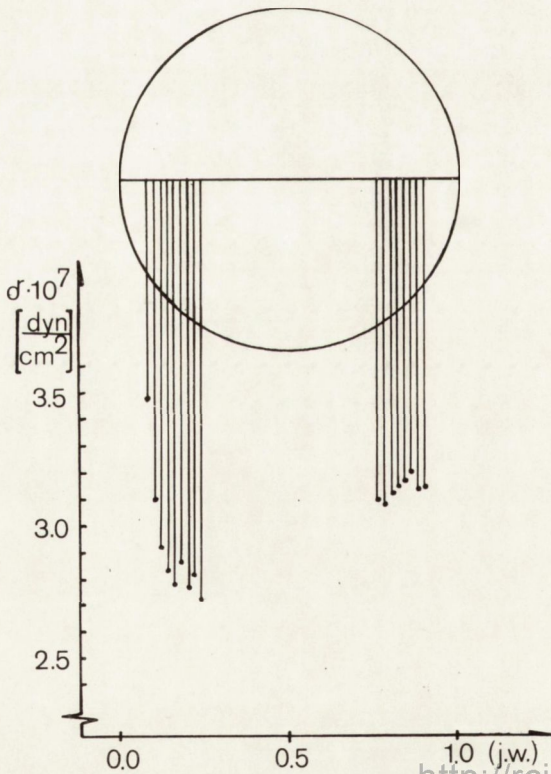
Rys. 6.
 Polaryskopowy obraz
 naprężeń w płytce GaP
 nr 1001 I



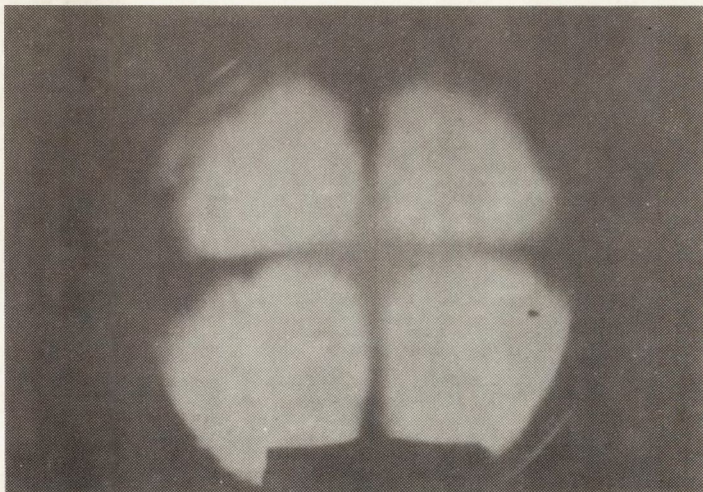
Rys. 7.
 Rozkład wielkości różnicy
 naprężeń głównych wzdłuż
 średnicy płytki GaP
 nr 1001 I



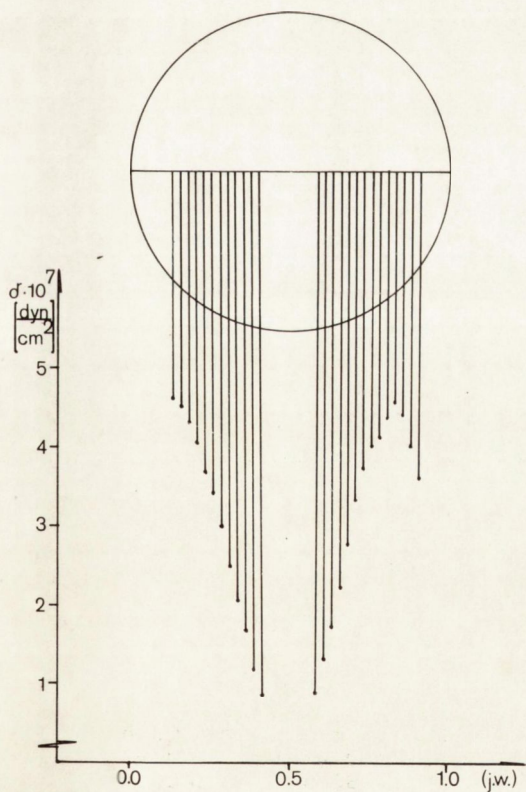
Rys. 8.
Polaryskopowy obraz
napreżeń w płytce GaP
nr 1010 I



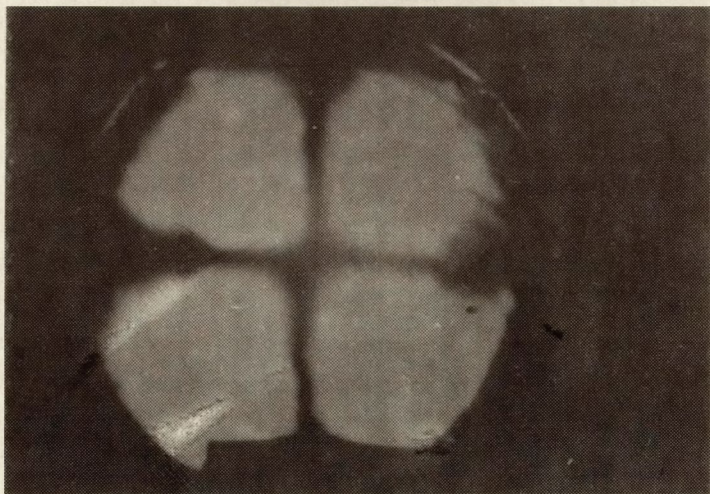
Rys. 9.
Rozkład wielkości różnicy
napreżeń głównych wzdłuż
średnicy płytki GaP
nr 1010 I



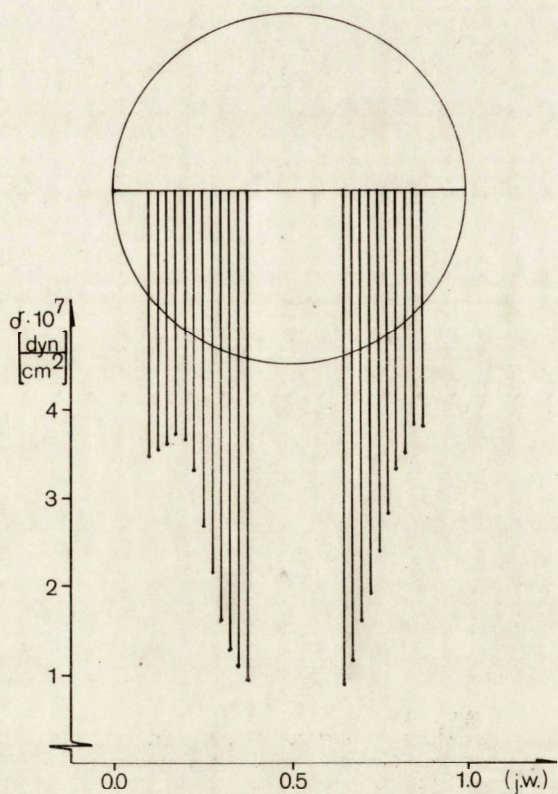
Rys. 10.
Polaryskopowy obraz
naprężeń w płytce Si
nr 1546 A II.
Fot. J. Wiszniowski



Rys. 11.
Rozkład różnicy naprężeń
głównych wzdłuż średnicy
płytki Si nr 1546 A II



Rys. 12.
 Polaryskopowy obraz
 naprężeń w płytce Si
 nr 1557 B II.
 Fot. J. Wiszniowski



Rys. 13.
 Rozkład różnicy naprężeń
 głównych wzdłuż średnicy
 płytki Si nr 1557 B II

Opracowana przez autorów metoda pomiaru z zastosowaniem szeroko-pasmowej wiązki promieniowania, oprócz zwiększenia czułości pomiaru w stosunku do metody z wiązką monochromatyczną, umożliwia eliminację drogiej aparatury pomiarowej i zastosowanie do badań różnych półprzewodników jednego konwencjonalnego źródła promieniowania np. lampy halogenowej [11] zamiast kilku laserów.

Przewiduje się, że opracowana metoda zostanie wykorzystana do badań naprężeń powstających w różnych etapach procesów wytwarzania materiałów i przyrządów półprzewodnikowych. Ustalenie związku pomiędzy rozkładami i wielkościami naprężeń w materiałach półprzewodnikowych, a podstawowymi parametrami procesów monokrystalizacji i obróbki mechanicznej kryształu, a także związku pomiędzy wielkościami naprężeń i różnymi parametrami fizycznymi materiału półprzewodnikowego, takimi jak wytrzymałość mechaniczna, ruchliwość lub czasy życia nośników, powinno się przyczynić do optymalizacji wymienionych procesów technologicznych oraz poprawy jakości materiałów.

Prace dotyczące elastooptycznych metod badania naprężeń w materiałach półprzewodnikowych są prowadzone przez autorów w ramach tematyki badawczej Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych.

/Tekst dostarczono 1985.07.29/

LITERATURA

1. Kiriejew P.S. - Fizika Połuprowodników, Wyd. Wysszaja Szkoła, Moskwa 1969
2. Pasyнков W.W. et al. - Połuprowodnikowyje Pribory, Wyd. Wysszaja Szkoła, Moskwa 1966
3. Matukura Y., Miura Y. - Jap. J. of Appl. Phys., 4, 1963, 72
4. Sloan B.J., Hauser J.R. - J. of Appl. Phys., 41, 1970, 3504
5. Nye J.F. - Physical Properties of Crystals, tłum. ros., Wyd. Mir, Moskwa 1967
6. Adamkiewicz G., Bajor A. - Opracowanie metody i wykonanie zestawu pomiarowego do badań naprężeń metodą elastooptyczną w płytkach i monokryształach półprzewodnikowych, OT-1, Nr 20/80946/83. Sprawozdanie ITME niepublikowane
7. Michael A.J. - J. of the Opt. Soc. of America, 58, 1968, 889
8. Wasilienko I.P., Pieliech B.L. - Asnowy elektromagnitnowo metoda isliedowanija napriażenij w anizotropnych sriedach, Wyd. Naukowa Dumka, Kijów 1980
9. Adamkiewicz G., Bajor A. - Opracowanie metody i wykonanie zestawu pomiarowego do badań naprężeń metodą elastooptyczną w płytkach i monokryształach półprzewodnikowych, OT-2, Nr 20/80946/83. Sprawozdanie ITME, niepublikowane.
10. Bajor A., Adamkiewicz G. - Zgłoszenie patentowe PRL nr P-252263, Sposób pomiaru dwójłomności wymuszonej mechanicznie
11. Adamkiewicz G., Bajor A. - Materiały Elektroniczne, 3 /51/, 1985
12. Higginbotham C.W. et al. - Phys. Rev., 184, 1969, 821
13. Pataj K. et al. - Prace ITE, 17, 1969
14. Pataj K. et al. - Prace ITE, 5, 1969
15. Canal F., Cordona M. - Sol. St. Commun., 29, 1979, 523
16. Suzuki N., Toda K. - Jap. J. of Appl. Phys., 22, 1983, 441
17. Gershenzon M., Mikulyak R.M. - J. of Appl. Phys., 35, 1964, 2132
18. Doroszkiewicz R.S. - Elastooptyka, PWN W-wa 1975
19. Bierzozaszwili J.N. et al. - Fiz. i Tiech. Połuprow., 15, 1981, 588
20. Birnbaum G. et al. - Appl. Opt., 13, 1974, 1660
21. Wardzyński W. - Prace ITE, 3, 1969
22. Dixon R. - J. of Appl. Phys., 38, 1967, 5149
23. Nikitienko W.I., Indenbom W.L. - Kristallografija, 6, 1961, 432

SPIS TREŚCI

Indeks oznaczeń	5
1. Wstęp	7
2. Podstawy teoretyczne metody	7
3. Metodyka pomiarowa	14
3.1. Analiza doboru optymalnego zakresu widmowego wiązki promieniowania ..	14
3.2. Przygotowanie próbek pomiarowych	18
3.3. Technika pomiaru	19
3.4. Czułość metody	20
3.5. Dykusja błędów	24
3.5.1. Błąd pomiaru ekstremalnych wielkości sygnałów detektora promienio- wania	25
3.5.2. Błąd wyznaczenia wielkości współczynników a_n	25
3.5.3. Błąd wynikający z nieuwzględnienia transmisji próbki w całkowitej transmisji F/λ układu polaryskopu	27
3.5.4. Błąd wynikający ze stosowania założenia /9/ w całym zakresie widmowym transmisji układu polaryskopu	28
3.5.5. Błąd wynikający ze stosowania opublikowanych w literaturze wielkości współczynników piezooptycznych	28
3.5.6. Pozostałe błędy pomiaru	29
3.5.7. Całkowity błąd względny pomiaru	30
4. Wyniki pomiarów	30
5. Podsumowanie	30
Wykaz literatury	32

