

**ZESZYTY
NAUKOWE
POLITECHNIKI
ŚLĄSKIEJ**

MATEMATYKA-FIZYKA

**Z. 37
GLIWICE
1979**

Składam serdeczne podziękowania Panu Profesorowi doktorowi hab. Aleksandrowi Opilskiemu za pomoc i okazaną życzliwość przy wykonywaniu niniejszej pracy. Cenne uwagi Profesora na pewno uczyniły pracę bardziej wartościową.

Serdecznie dziękuję również Doc. dr Stanisławowi Daszkiewiczowi, Kierownikowi Zakładu Optyki COBRABiD-u za dużą pomoc przy obróbce kryształów.

Dziękuję także Mgr inż. Andrzejowi Mleczo i Mgr inż. Halinie Delewicz za pomoc w pracy doświadczalnej, a Mgr inż. Bogdanowi Sikorze za pomoc przy wykonaniu dużej ilości rysunków.

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 632

ZYGMUNT KLESZCZEWSKI

**ODDZIAŁYWANIE ŚWIATŁA
LASEROWEGO
Z OBJĘTOŚCIOWYMI
FALAMI AKUSTYCZNYMI
W CIAŁACH STAŁYCH**

**BADANIA PODSTAWOWE
I ZASTOSOWANIA PRAKTYCZNE**

PL ISSN 0072-470X

GLIWICE

1979

OPINIODAWCA

Prof. dr hab. Antoni Sliwiński

REDAKTOR NACZELNY WYDAWNICTW UCZELNIANYCH
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Jan Bandrowski

REDAKTOR DZIAŁU

Sławomir Kończak

SEKRETARZ REDAKCJI

Wojciech Mikołajków

REDAKCJA

Alicja Nowacka

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
Gliwice, ul. Kujawska 2

Nakł. 150+85 Ark. wyd. 8,37 Ark. druk. 8,37 Papier offset. kl. III. 70x100, 90 g
Oddano do druku 18.07.1979 Podpis. do druku 3.08.1979 Druk ukończ. w sierpniu 1979
Zamówienie 969/79 Cena zł 21,-

Fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TREŚCI

	str
WSTĘP	7
I. ODDZIAŁYWANIE ŚWIATŁA Z FAŁAMI AKUSTYCZNYMI	9
I.1. Teoria oddziaływania światła z fałami akustycznymi. Dyfrakcja Bragge	10
I.2. Zjawisko fotosprężyste	15
I.3. Geometria dyfrakcji Bragge	18
I.4. Inne rodzaje oddziaływań skustooptycznych	20
I.4.1. Dyfrakcja Remens-Netha	20
I.4.2. Rozpraszanie Mandelsztama-Brillouina	22
II. ODDZIAŁYWANIA AKUSTOOPTYCZNE PRZY DUŻYCH NATĘŻENIACH ŚWIATŁA	24
II.1. Teoretyczna analiza dyfrakcji światła o dużym natę- żeniu na fali akustycznej	24
II.2. Analiza uzyskanych wyników z obliczeń teoretycznych .	27
II.3. Doświadczalne badanie skustooptycznych oddziaływań nieliniowych. Stymulowane rozpraszanie Mandelsztama- Brillouina	33
III. PRZEGLĄD NIEKTÓRYCH ZASTOSOWAŃ DYFRAKCJI ŚWIATŁA NA FAŁACH AKUSTYCZNYCH	35
III.1. Zastosowanie dyfrakcji światła w fizyce ultra- dźwięków	35
III.2. Wyznaczenie stałych akustycznych i skustooptycznych kryształów	36
III.2.1. Pomiar prędkości propagacji fali akustycz- nej. Wyznaczenie stałych sprężystych . .	36
III.2.2. Pomiar stałych fotosprężystych	37
III.2.3. Pomiar współczynnika tłumienia fali	38
akustycznej	38
III.2.4. Pomiar stałych sprzężenia fonon-fonon . .	40
III.3. Urząd pomiarowy zastosowany w pracy	40

IV. BADANIE PRZETWORNIKÓW PIEZOELEKTRYCZNYCH I ROZKŁADU PÓL AKUSTYCZNYCH METODĄ DYFRAKЦИИ ŚWIATŁA	43
IV.1. Przetworniki piezoelektryczne do badań akustooptycznych	43
IV.1.1. Podstawowe właściwości przetworników piezoelektrycznych	45
IV.1.2. Wykonanie przetworników	47
IV.1.3. Charakterystyki wykonanych przetworników	47
IV.2. Badanie rozkładu natężeń pól akustycznych	54
IV.2.1. Pole akustyczne przetworników płaskich i cylindrycznych	55
IV.2.2. Wyniki pomiarów i ich omówienie	58
IV.2.2.1. Pomiar rozkładów kątowych natężenia ugiętego światła	59
IV.2.2.2. Sondowanie pola akustycznego	61
V. WŁASNOŚCI AKUSTYCZNE I AKUSTOOPTYCZNE NIEKTÓRYCH CIAŁ STAŁYCH	66
V.1. Dyfrakcje Bragge w badanych ośrodkach	66
V.1.1. Dyfrakcje izotropowe	66
V.1.2. Dyfrakcje anizotropowe	68
V.2. Prędkość propagacji fali akustycznej i własności sprężyste badanych ciał stałych	71
V.2.1. Dane eksperymentalne	71
V.2.2. Charakterystyki katowe prędkości propagacji fal akustycznych	74
V.2.3. Prędkość fali akustycznej o własności fizykochemiczne ciał stałych	81
V.3. Własności fotosprężyste badanych ciał stałych	83
V.4. Współczynniki dobroci akustooptycznej	86
V.5. Tłumienie fal akustycznych	93
V.5. Wykorzystanie dyfrakcji światła do badania nieliniowych efektów sprężystych	102
V.5.1. Nieliniowe efekty sprężyste	102
V.5.2. Metoda pomiaru	104
V.5.3. Uzyskane rezultaty i ich omówienie	107

VI. PRAKTYCZNE ZASTOSOWANIE ZJAWISK AKUSTOPTYCZNYCH	113
VI.1. Parametry skustooptycznych modulatorów i deflektorów światła laserowego	113
VI.2. Akustooptyczny modulator światła	116
VI.3. Układy wykorzystujące modulatory i deflektory skustooptyczne	117
VI.4. Zalety skustooptycznej modulacji światła	120
VII. ZAKOŃCZENIE	122
VII.1. Omówienie uzyskanych rezultatów	122
VII.2. Problemy i kierunki rozwoju skustooptyki	124
LITERATURA	126
STRESZCZENIA	131

WSTĘP

Ostatnie lata przyniosły bardzo gwałtowny rozwój akustyki ciała stałego [1-5]. Możliwość generacji fal akustycznych w bardzo szerokim przedziale częstotliwości spowodowała, że pomiary akustyczne stały się narzędziem w badaniach ciała stałego. Równocześnie rozwój techniki laserowej spowodował, że istotnego znaczenia nabrało oddziaływanie światła laserowego z falami akustycznymi. Wprowadzie oddziaływanie światła z ultradźwiękami jest znane dość dawno, to jednak zastosowanie do tych celów laserów dało zupełnie nowe możliwości wykorzystania zjawisk akustooptycznych. Ostatnie dziesięciolecie przyniosło bardzo gwałtowny rozwój akustooptyki, zarówno jeśli chodzi o badania podstawowe jak również praktyczne wykorzystanie tych zjawisk [6-16].

W Polsce badania akustooptyczne ciał stałych rozpoczęły się stosunkowo niedawno. Były one jednak prowadzone głównie pod kątem badań podstawowych. Dopiero w ostatnich dwóch latach rozpoczęto prace nad praktycznym wykorzystaniem tych zjawisk. Ostatnie zapotrzebowania przemysłu wskazują, że akustooptyka zarówno fal objętościowych jak i powierzchniowych ma pełne szanse rozwoju.

Celem niniejszej pracy jest przeprowadzenie badań oddziaływania światła laserowego z falami akustycznymi pod kątem wykorzystania tego zjawiska w fizyce ciała stałego i fizyce ultradźwięków, jak również praktycznego zastosowania tych oddziaływań. Przedstawione zostaną i szczegółowo przedyskutowane uzyskane omawianą metodą wyniki eksperymentalne.

Rozdział pierwszy zawiera krótki opis zjawisk akustooptycznych przy małych natężeniach światła padającego. Omówiono dyfrakcję światła na koherentnych falach akustycznych, zwracając szczególną uwagę na dyfrakcję Bragge, gdyż głównie ten rodzaj dyfrakcji będzie wykorzystywany w niniejszej pracy. Przedstawiono także krótko dyfrakcję światła na fononach cieplnych (rozpraszanie Mendelsztama-Brillouina).

W rozdziale drugim omówiono oddziaływanie światła laserowego o bardzo dużym natężeniu z falami akustycznymi. Zaprezentowano oryginalne rezultaty obliczeń teoretycznych dotyczących nieliniowych oddziaływań akustooptycznych. Przy obliczeniach założono, że natężenie światła nieugiętego zmienia się wzdłuż drogi oddziaływania z falą akustyczną. Przedstawiono również niektóre własne rezultaty eksperymentalne.

W rozdziale trzecim dokonano krótkiego przeglądu możliwych zastosowań zjawisk akustooptycznych w badaniach ciała stałego i w fizyce ultradźwięków. Rozpatrzone tylko te zastosowania, które będą wykorzystane w niniejszej pracy. Omówiono również zastosowany układ pomiarowy.

Rozdział czwarty poświęcony jest omówieniu własnych wyników doświadczalnych dotyczących badania przetworników piezoelektrycznych i rozkładu pól akustycznych metodą dyfrakcji Breggs. Ponieważ jednym z podstawowych problemów, który występuje we wszystkich badaniach akustooptycznych jest zagadnienie wysokosprężnych przetworników piezoelektrycznych, w pracy omówiono adhezyjną metodę łączenia przetworników z podłożem i zaprezentowano charakterystyki tak wykonanych przetworników.

Rozdział piąty zawiera wyniki pomiarów stałych akustycznych i akustooptycznych materiałów mogących mieć zastosowanie w akustooptyce i akustoelektronice. Przedmiotem pomiarów były: LiNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, PbMoO_4 , TiO_2 , $\alpha\text{-SiO}_2$, $\alpha\text{-HfO}_2$ oraz niektóre ciężkie szkła flintowe. Większość z tych substancji to kryształy, których hodowlę rozpoczęto w kraju w ostatnim okresie. Wydaje się, że jest bardzo celowym zbadanie własności tych kryształów, zarówno z punktu widzenia badań podstawowych jak również pod kątem ich przyszłych zastosowań. Dokonano pomiaru prędkości propagacji i współczynnika tłumienia fal akustycznych oraz stałych fotosprężystych wymienionych wyżej ciał stałych. Wykonane pomiary pozwoliły wyliczyć współczynniki dobroci akustooptycznej.

Metody akustooptyczne wykorzystano w niniejszej pracy do badania nieliniowych efektów sprężystych w kryształach. Wykorzystując dyfrakcję Breggs dokonano pomiaru stałych sprężenia fonon-fonon.

W rozdziale szóstym omówiono praktyczne aspekty zastosowania zjawisk akustooptycznych. Przedstawiono istotę akustooptycznej modulacji światła i porównano ją z innymi metodami modulacji. Zaprezentowano opracowane układy wykorzystujące modulację i odchylenie wiązki laserowej.

Prace ma w zasadzie charakter eksperymentalny, chociaż pewne zagadnienie z akustooptycznych oddziaływań nieliniowych opracowano również teoretycznie. Rezultaty własnych badań zawarte są w rozdziale drugim (akustooptyka zjawisk nieliniowych), czwartym i piątym (wykorzystanie dyfrakcji światła w fizyce ultradźwięków i fizyce ciała stałego) oraz częściowo w rozdziale szóstym (urządzenia akustooptyczne).

I. ODDZIAŁYWANIE ŚWIATŁA Z FALAMI AKUSTYCZNYMI

Oddziaływanie światła z falami akustycznymi rozpatrywać można w dwóch przypadkach:

- a/ oddziaływanie z fononami cieplnymi,
- b/ oddziaływanie z fononami koherentnymi.

Rozpraszanie światła na fononach cieplnych było przewidziane teoretycznie przez Brillouina [17] i Mandelsztama [18], a pierwsze prace doświadczalne wykonał Gross [19]. Bardzo szczegółowo problem rozpraszania światła został opracowany w latach późniejszych przez Fabelińskiego [20,21]. Zjawisko to znalazło szerokie zastosowanie do badania własności akustycznych i skustooptycznych cieczy i ciał stałych przy bardzo wysokich częstotliwościach (powyżej 10 GHz). Częstotliwości te są praktycznie niedostępne do badań innymi metodami, zwłaszcza w przypadku ośrodków o dużym tłumieniu fali akustycznej.

Przy rozpraszaniu światła laserowego o dużej mocy na fononach cieplnych może wystąpić tzw. stymulowane rozpraszanie Mandelsztama-Brillouina [22-24]. Jest to o tyle interesujące, że efekt ten jest wykorzystany do optycznej generacji fal hiperdźwiękowych [21].

Ugięcie światła na falach akustycznych koherentnych zostało doświadczalnie zobserwowane przez Debye'a i Searsa [25] i niezależnie od nich przez Lucasa i Biquarda [26] dla częstotliwości niższych oraz przez Bhagavantama i Rao [27] dla częstotliwości wyższych. W pierwszym przypadku mówimy o dyfrakcji Remana-Natha, w drugim - o dyfrakcji Bregga. Dyfrakcja Remana-Natha występuje, gdy $\frac{qL}{k} \ll \pi$, natomiast dyfrakcja Bregga dla $\frac{qL}{k} \gg \pi$, gdzie q , k oznaczają odpowiednio długość wektora fali akustycznej i świetlnej, L - długość drogi oddziaływania światła i fali akustycznej.

W Polsce badania nad zjawiskiem dyfrakcji światła na falach akustycznych zostały zapoczątkowane przez A. Śliwińskiego [28,29]. Dotyczyły one badania własności cieczy i ich mieszanin, zwłaszcza w obszarze krytycznym, przy wykorzystaniu dyfrakcji Remana-Natha. Następnie prace z skustooptyki były podjęte w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej pod kierunkiem A. Opilskiego [30-32]. Dotyczyły one najpierw rozpraszania Mandelsztama-Brillouina, a następnie dyfrakcji Bregga. Należy wymienić również prace prowadzone z tej dziedziny w Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie.

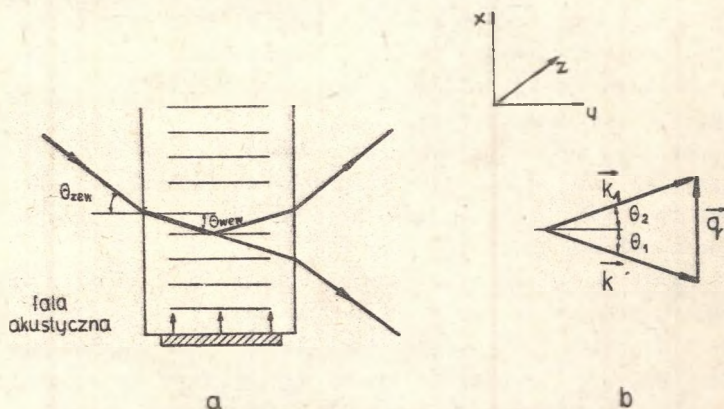
Jeśli interesują nas własności akustyczne ośrodka w bardzo szerokim przedziale częstotliwości należy zastosować dyfrakcję Bregga, gdyż w przypadku dyfrakcji Remana-Natha ograniczymy się w zasadzie do niskich częstotliwości. Dyfrakcja Bregga stwarza również nieco większe możliwości

praktycznego wykorzystania zjawisk akustooptycznych. Dlatego w niniejszej pracy wykorzystana będzie głównie ta właśnie metoda.

I.1. Teoria oddziaływania światła z falami akustycznymi. Dyfrakcja Bragga

Przy rozpatrywaniu zjawiska dyfrakcji światła na fali akustycznej możliwe są dwa podejścia. W pierwszym z nich wykorzystuje się różniczkowe równanie Maxwella dla ośrodka zaburzonego przejściem fali akustycznej. W drugim przypadku rozpatruje się indukowaną polaryzację ośrodka powstałą w wyniku oddziaływania fali elektromagnetycznej i akustycznej (metoda równań całkowych).

Teoria dyfrakcji światła na falach akustycznych była szczegółowo opracowana w wielu pracach [9, 33-41], dlatego ograniczymy się tutaj do omówienia spraw najistotniejszych.



Rys.I.1. a) Ugięcie światła na fali akustycznej,
b) Układ wektorów falowych

Rys.I.1a przedstawia schematycznie ugięcie światła na fali akustycznej, a rys.I.1b układ wektorów falowych fali świetlnej padającej (\vec{k}), ugiętej (\vec{k}_1) oraz fali akustycznej (\vec{q}). W oparciu o zasadę zachowania pędu i energii przy rozprzesczeniu foton-fonon można zapisać

$$\vec{k}_1 = \vec{k} \pm \vec{q} \quad (\text{I.1a})$$

$$\omega_1 = \omega \pm \Omega \quad (\text{I.1b})$$

gdzie:

ω, ω_1, Ω - częstości kątowne odpowiednio dla fali świetlnej padającej, rozproszonej oraz dla fali akustycznej.

Niech w ośrodku propaguje się fala akustyczna i elektromagnetyczna

$$\vec{u} = u_0 \vec{Y} e^{i(\Omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})} \quad (\text{I.2a})$$

$$\vec{E} = E^0 \beta e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \quad (\text{I.2b})$$

gdzie:

- \vec{u} - wektor przemieszczenia,
- u_0, E^0 - odpowiednio amplituda fali skustycznej i elektromagnetycznej,
- $\vec{\gamma}, \vec{\beta}$ - wektory jednostkowe charakteryzujące polaryzację fali skustycznej ($\vec{\gamma}$) i elektromagnetycznej ($\vec{\beta}$),
- $\vec{q} = q\vec{x}, \vec{x}$ - wektor jednostkowy w kierunku propagacji fali skustycznej.

Przejście fali skustycznej powoduje zmianę przenikalności elektrycznej ośrodka [42].

$$\Delta \epsilon_{nk} = -\epsilon_{ni} \epsilon_{jk} P_{ijml} S_{ml}, \quad (\text{I.3})$$

gdzie:

- ϵ_{nk} - składowe tensora przenikalności elektrycznej,
- P_{ijml} - składowe tensora stałych fotosprężystych,
- $S_{ml} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \right)$ - składowe tensora deformacji.

W rzeczywistości równanie (I.3) jest słuszne dla kryształów optycznie izotropowych i bez uwzględnienia własności piezoelektrycznych. Szczegółowo dyskusja własności fotosprężystych zostanie przeprowadzona później.

Dla konkretnych rozważań przyjmijmy geometrię oddzielenia jak na rys. I.1. Założmy, że fala świetlna jest liniowo spolaryzowana w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny dyfrakcji. Wtedy równanie faliowe będzie miało postać

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon' E), \quad (\text{I.4})$$

gdzie:

- μ_0, ϵ_0 - odpowiednio przenikalność magnetyczna i elektryczna próżni (przyjęto, że $\mu = 1$),
- $\epsilon' = \epsilon + \Delta \epsilon$ - przenikalność elektryczna ośrodka zaburzonego przejściem fali skustycznej.

Rozwiązanie równania (I.4) będziemy zakładać w postaci [39-41]

$$E = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(y) e^{i[(\omega + m\Omega)t + (k \sin\theta - mq)x - ky \cos\theta]}, \quad (\text{I.5})$$

gdzie:

θ - kąt ugięcia,

$E_m(y)$ - amplituda światła ugiętego w m-tym rzędzie dyfrakcyjnym.

Podstawiając powyższe do (I.4) i zakładając, że amplitudy $E_m(y)$ są wolno zmieniającymi się funkcjami położenia oraz, że $\Omega \ll \omega$ otrzymujemy układ równań

$$\begin{aligned} \frac{d E_m}{d y} - \xi [E_{m+1}(y) - E_{m-1}(y)] = \\ = -i \frac{m q}{\cos \theta} (\sin \theta - m \sin \theta_B) E_m(y), \end{aligned} \quad (I.6)$$

gdzie:

$$\xi = \frac{k \Delta \varepsilon(y)}{4 \varepsilon_0 \cos \theta}$$

$$\theta_B = \arcsin \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad \text{-- kąt Breggsa,}$$

λ, Λ -- odpowiednio długość fali świetlnej i akustycznej,

$\Delta \varepsilon(y)$ -- amplituda zmiany przenikalności elektrycznej ośrodka.

Rozpatrzymy szczegółowiej przypadek dyfrakcji Breggsa ($\frac{q^2 L}{k} \gg \pi$).

Wtedy w ośrodku występują tylko dwie fale świetlne: przechodząca bez ugięcia ($m = 0$) i ugięta w prążku plus lub minus pierwszego rzędu [9, 40, 41]. W tym przypadku układ równań (I.6) ma postać (dla $m = 0$ i $m = 1$)

$$\frac{d E_0(y)}{d y} = \xi E_1(y) \quad (I.7a)$$

$$\frac{d E_1}{d y} + i \Delta q E_1(y) = -\xi E_0(y) \quad (I.7b)$$

gdzie:

$$\Delta q = \frac{q(\sin \theta - \sin \theta_B)}{\cos \theta} \cong q \Delta \theta, \quad \Delta \theta = \theta - \theta_B.$$

Z równań (I.7a, I.7b) wyliczyć można nastęzenie ugiętego światła w dyfrakcji Breggsa.

Rozpatrzymy najpierw przypadek kiedy nastęzenie światła ugiętego jest niewielkie. Wtedy amplituda w rzędzie zerowym E_0 właściwie nie zmienia się wzdłuż drogi oddziaływanie światła z fala akustyczną i równa jest amplitudzie światła padającego E^0 . Przy tym założeniu amplituda światła ugiętego E_1 , wyliczona z równania (I.7b) wyraża się wzorem

$$E_1 = e^{-i \Delta q y} \int_{y_1}^{y_2} \xi E_0 e^{i \Delta q y'} dy' \quad (I.8)$$

Konkretne wyliczenie E_1 z równania (I.8) wymaga znajomości $\Delta \varepsilon(y)$. Zmiana przenikalności elektrycznej $\Delta \varepsilon$ związana jest liniową zależnością z deformacją ośrodka wywołaną przejściem fali akustycznej (dla małych nastężeń fali akustycznej).

Poniżej rozpatrzone będą najczęściej spotykane przypadki rozkładu amplitudy drgań na powierzchni przetwornika, co warunkuje zależność $\Delta \varepsilon(y)$.

1) $\xi = \xi_0$ w obszarze $-\frac{L}{2} < y < \frac{L}{2}$ (przetwornik płaski o równomiernym rozkładzie amplitudy).

W tym przypadku z wyrażenia (I.8) otrzymujemy

$$\frac{E_1}{E_0} = \xi_0 L e^{-iqy\Delta\theta} \frac{\sin \frac{qL\Delta\theta}{2}}{\frac{qL\Delta\theta}{2}} \quad (I.9a)$$

lub

$$\frac{I_1}{I_p} = \xi_0^2 L^2 \frac{\sin^2 \frac{qL\Delta\theta}{2}}{\left(\frac{qL\Delta\theta}{2}\right)^2} \quad (I.9b)$$

Jeśli $\theta = \theta_B$ ($\Delta\theta = 0$), z wyrażenia (I.9b) otrzymujemy

$$\frac{I_1}{I_p} = \frac{\mathcal{I}^2}{2 \lambda_0^2 \cos^2 \theta_B} \left(\frac{n_p^2}{Q v^2} \right) \frac{P_s L}{H}, \quad (I.9c)$$

gdzie:

$p = p_{ijkl} \alpha_i \beta_j \gamma_k \chi_l$ jest określone poprzez tensor stałych fotosprężystych oraz polaryzującą światła padającego i ugiętego (β_j, α_i), a także przez kierunek propagacji i polaryzację feli akustycznej (γ_k, χ_l),

H - szerokość przetwornika piezoelektrycznego,

P_s - moc akustyczna,

λ_0 - długość feli świetlnej w próżni,

n, Q - odpowiednio współczynnik załamania i gęstość ośrodka,

v - prędkość propagacji feli akustycznej,

$\frac{I_1}{I_p}$ - stosunek natężenia światła ugiętego do padającego.

(Przy założeniu, że $E_0 = E_0^0$ natężenie światła w rzędzie zerowym I_0 jest równe natężeniu światła padającego I_p).

Z wyrażenia (I.9c) wynika, że natężenie ugiętego światła zależy od własności skustoptycznych materiału i mocy wiązki akustycznej.

Zauważmy też, że z zależności $p = p_{ijkl} \alpha_i \beta_j \gamma_k \chi_l$ można określić polaryzację światła po dyfrakcji przy ustalonej geometrii eksperymentu.

$$2) \xi = \xi_0 e^{-\frac{y}{R^2}} \quad (\text{rozkład gaussowski}) \quad (I.10a)$$

Wtedy

$$\frac{E_1}{E_0} = \sqrt{\mathcal{I}R} \xi_0 e^{-i\Delta qy} e^{-\frac{(\Delta\theta qR)^2}{4}}, \quad (I.10b)$$

natomiast

$$\frac{I_1}{I_p} = \mathcal{I}^2 \xi_0^2 R^2 e^{-\frac{(q\Delta\theta R)^2}{2}} \quad (I.10c)$$

3)

$$\xi = \begin{cases} \xi_0 - \frac{1}{2}(W+L) \leq y \leq -\frac{1}{2}(W-L) \\ \frac{1}{2}(W-L) \leq y \leq \frac{1}{2}(W+L) \\ 0 \text{ poza tym obszarem,} \end{cases} \quad (I.11a)$$

(dwa przetworniki prostokątne o długości L każdy i wzajemnej odległości W)

W tym przypadku

$$\frac{E_1}{E_p} = -2 \int_0^L \frac{\sin \frac{qL\Delta\theta}{2}}{\left(\frac{qL\Delta\theta}{2}\right)} \cos \frac{qW\Delta\theta}{2} e^{iqL\Delta\theta} \quad (I.11b)$$

natomiast

$$\frac{I_1}{I_p} = 4 \int_0^L L^2 \frac{\sin^2 \frac{qL\Delta\theta}{2}}{\left(\frac{qL\Delta\theta}{2}\right)^2} \cos^2 \frac{qW\Delta\theta}{2} \quad (I.11c)$$

Z powyższego wyniku (wzory I.9a - I.11b), że stosunek $\frac{E_1}{E_0}$ jest transformatą Fouriera funkcji \int_0^L . Jeśli więc dokonać pomiaru rozkładu kąтового natężenia ugiętego światła, to można na tej podstawie wnioskować w przybliżeniu o rozkładzie amplitudy drgań na powierzchni przetwornika. Podkreślić jednak należy, że pomiar $\frac{I_1}{I_p}$ daje tylko $\left|\frac{E_1}{E_0}\right|$ oraz, że obliczenie transformaty Fouriera z krzywej doświadczalnej jest sprawą dość złożoną. W części doświadczalnej pokazane jednak będzie, że pomiary te mogą dać dużo informacji o drganiach przetwornika.

Jeśli przyjąć, że natężenie światła ugiętego jest duże, to wtedy $E_0 = E_0(y)$. W tym przypadku stosunek I_1/I_p wyliczony z równań (I.7a,b) wyraża się wzorem (przy założeniu, że $\Delta\epsilon = \text{const}$)

$$\frac{I_1}{I_p} = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi L}{\Delta \cos\theta}\right) \sqrt{B^2 + (\sin\theta_B - \sin\theta)^2}}{B^2 + (\sin\theta_B - \sin\theta)^2} \quad (I.12)$$

gdzie:

$$s = \frac{\Delta}{2\lambda} \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = -\frac{\Delta}{2\lambda} \epsilon_p \sqrt{\frac{2P_s}{Qv^3LH}}$$

Jeśli światło pada pod kątem Bragga ($\theta = \theta_B$), to wtedy

$$\frac{I_1}{I_p} = \sin^2\left(\frac{\pi n^3 L p}{2\lambda_0 \cos\theta} \sqrt{\frac{2P_s}{Qv^3LH}}\right) \quad (I.13)$$

Dla niewielkich wartości I_1/I_p wyrażenie (I.13) jest identyczne z (I.9a).

Podkreślimy, że przeprowadzone tu rozważania są słuszne w przypadku, jeśli oddziaływające fale są płaskie.

I.2. Zjawisko fotosprężyste

Jednym z przeprowadzonych rozważań oddziaływanie fali elektromagnetycznej i akustycznej jest możliwe dzięki efektowi fotosprężystemu. Poniżej zostanie krótko omówiona istota zjawiska fotosprężystego.

Historycznie najstarszym opisem zjawiska fotosprężystego jest ujęcie Pöckelsa [43], w którym założono, że zmiana tensora nieprzenikalności elektrycznej jest proporcjonalna do odkształcenia

$$\Delta B_{ij} = P_{(ij)(kl)} S_{kl}, \quad (I.14)$$

gdzie:

$P_{(ij)(kl)}$ - składowe tensora prostych symetrycznych stałych fotosprężystych.

Ponieważ B_{ij} i S_{kl} są tensorami symetrycznymi stała $P_{(ij)(kl)}$ jest symetryczna dla zmian $(ij) \leftrightarrow (ji)$ oraz $(kl) \leftrightarrow (lk)$. W tym ujęciu efekt fotosprężysty jest opisywany prostym tensorem 4 rzędu.

W kryształach piezoelektrycznych na skutek sprzężenia efektów piezoelektrycznego i elektrooptycznego występuje dodatkowy czynnik zwany nieprostym efektem fotosprężystym. Ponieważ zmiana tensora nieprzenikalności elektrycznej na skutek efektu elektrooptycznego dana jest wzorem [42]

$$\Delta B_{ij} = r_{ij\alpha} E_{\alpha}, \quad (I.15)$$

więc

$$\Delta B_{ij} = P_{(ij)(kl)} S_{kl} + r_{ij\alpha} E_{\alpha}. \quad (I.16)$$

gdzie:

$r_{ij\alpha}$ - składowe tensora stałych elektrooptycznych,

$$E_{\alpha} = - \mathcal{C}_{\alpha} \frac{e_{skl}^{\alpha} S_{kl}}{\epsilon_0 \epsilon_{pq}^{\beta} p^{\alpha} q},$$

e_{skl}^{α} - składowe tensora stałych piezoelektrycznych,

ϵ_{pq}^{β} - składowe tensora przenikalności elektrycznej przy $S = 0$.

Zatem

$$\Delta B_{ij} = \left[P_{(ij)(kl)} - \frac{r_{ij\alpha}^{\alpha} e_{skl}^{\alpha} S_{kl}}{\epsilon_0 \epsilon_{pq}^{\beta} p^{\alpha} q} \right] S_{kl} \quad (I.17)$$

Wyróżnienie $\frac{r_{ij\alpha}^{\alpha} e_{skl}^{\alpha} S_{kl}}{\epsilon_0 \epsilon_{pq}^{\beta} p^{\alpha} q}$ będzie dalej oznaczone przez $\Delta P_{ij\alpha}^{\alpha}$.

Wpływ sprzężenia efektów piezoelektrycznego i elektrooptycznego na oddziaływanie fotosprężyste był wprowadzony jeszcze przez I. Chapeliera i L. Tsurela [44]. Zjawisko to zostało w ostatnich latach szczególnie opracowane przez Nelsona i Laxa [45, 46].

Stażę oddziaływania nieprostego efektu fotosprężystego są opisywane tensorem 4 rzędu, który jest funkcją kierunku wektora fali elastycznej. W ogólnym przypadku może tu wystąpić 36 niezależnych elementów. Sytuacja taka jest w kryształach układu trójskośnego, jednoskośnego i trygonalnego (klasa 3 m). W układzie ortorombowym (klasa 222) oraz kubicznym (klasa 23)

występuje 9 elementów tensora nieprostego efektu fotosprężystego.

Nelson i Lax zwrócili uwagę, że nawet w przypadku kryształów niepiezoelektrycznych symetris prostego efektu fotosprężystego ze względu na pery wskaźników ij i kl nie zawsze znajduje potwierdzenie doświadczalne.

W oparciu o powyższe spostrzeżenia autorzy wykazali, że właściwą zmienną w anizotropowych oddziałyvaniach fotosprężystych jest nie deformacja a przemieszczenie cząstki

$$\Delta B_{ij} = P_{(ij)kl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} = P_{(ij)kl} (S_{kl} + \omega_{kl}), \quad (I.18)$$

gdzie:

$P_{(ij)kl}$ - składowe tensore prostych stałych fotosprężystych symetrycznych względem (ij) , niesymetrycznych względem (kl)

ω_{kl} - tensor antysymetryczny opisujący czysty obrót.

Widać, że tensor $P_{(ij)kl}$ może być rozłożony na część symetryczną i antysymetryczną tak, że wzór (I.18) można zapisać w postaci

$$\Delta B_{ij} = P_{(ij)(kl)} S_{kl} + P_{(ij)[kl]} \omega_{kl}, \quad (I.19)$$

gdzie:

$P_{(ij)(kl)}$ - składowe tensore prostych symetrycznych stałych fotosprężystych,

$P_{(ij)[kl]}$ - składowe tensore prostych niesymetrycznych stałych fotosprężystych.

Część niesymetryczną prostego efektu fotosprężystego można wprowadzić w następujący sposób.

Równanie elipsoidy współczynników załamania przed i po przemieszczeniu ma postać

$$\frac{x_1^2}{n_{11}^2} + \frac{x_2^2}{n_{22}^2} + \frac{x_3^2}{n_{33}^2} = 1 \quad (I.20a)$$

$$\frac{x_1^2}{n_{11}^2} + \frac{x_2^2}{n_{22}^2} + \frac{x_3^2}{n_{33}^2} = 1, \quad (I.20b)$$

gdzie:

$$x_i = (\delta_{ij} - \omega_{ij}) x_j, \quad \delta_{ij} - \text{delta Kroneckera}$$

Podstawiając powyższe do (I.20b) otrzymamy

$$\begin{aligned} \frac{x_1^2}{n_{11}^2} + \frac{x_2^2}{n_{22}^2} + \frac{x_3^2}{n_{33}^2} - 2x_1x_2 \left(\frac{1}{n_{11}^2} - \frac{1}{n_{22}^2} \right) \omega_{12} - 2x_2x_3 \left(\frac{1}{n_{22}^2} - \frac{1}{n_{33}^2} \right) \omega_{23} + \\ - 2x_1x_3 \left(\frac{1}{n_{11}^2} - \frac{1}{n_{33}^2} \right) \omega_{13} \end{aligned} \quad (I.21)$$

Porównując wyrażenia (I.20a) i (I.21) widać, że pojawiają się nowe wyrazy

$$\frac{1}{n_{ij}^2} = - \left[\frac{1}{n_{ii}^2} - \frac{1}{n_{jj}^2} \right] \omega_{ij} \quad (I.22)$$

Ostatecznie więc, proste arytmetyczne stałe fotosprężyste mogą być zapisane w postaci

$$P_{(ij)[kl]} = \frac{1}{2} (\delta_{il} \delta_{kj} - \delta_{ik} \delta_{lj}) \left(\frac{1}{n_{ii}^2} - \frac{1}{n_{jj}^2} \right) \quad (I.23)$$

Z powyższego wynika, że stałe te występują w kryształach optycznie anizotropowych. Pozwalają one uwzględnić dyfrakcję światła pochodzącą od obrotów objętościowych elementów, które opisywane są antysymetryczną kombinacją gradientów przesunięcia cząstek w wyniku propagacji fali skustycznej.

Proste niesymetryczne stałe fotosprężyste tworzą tensor 3 rzędu. W układzie trójskośnym występuje 18 niezależnych składowych, w jedno-skośnym - 7, ortorombowym - 3, w heksegonalnym, trygonalnym i tetragonalnym - 2, równe sobie składowe.

Reasumując, efektywne stałe fotosprężyste, które warunkują natężenie ugiętego światła mogą być zapisane w postaci

$$P_{ij}^{ef} kl = P_{(ij)}(kl) + \frac{1}{2} (\delta_{il} \delta_{kj} - \delta_{ik} \delta_{lj}) \left(\frac{1}{n_{ii}^2} - \frac{1}{n_{jj}^2} \right) - \frac{r_{ijl}^{\alpha} t_{sp}^{\beta} k_l^{\gamma} q^{\delta}}{\epsilon_o \epsilon_p \alpha' \alpha'' q} \quad (I.24)$$

Z przeprowadzonej dyskusji wynika, że zjawisko piezoelektryczne i optyczne anizotropia ośrodka w sposób istotny wpływają na dyfrakcję światła na falach skustycznych. W kryształach pojawiają się nowe konfiguracje oddziaływań skustooptycznych, które nie były możliwe w tradycyjnym podejściu. Szczegółowa dyskusja tych efektów dla pewnych kryształów będzie przeprowadzona w części doświadczalnej niniejszej pracy,

I.3. Geometria dyfrakcji Bragg'a

Oprócz znajomości natężenia ugiętego światła, jego rozkładu kąowego niezwykle ważnym problemem jest geometria zjawiska dyfrakcji. Zasadniczo nie to jest zwłaszcza istotne w urządzeniach akustooptycznych.

Geometrię zjawiska dyfrakcji można rozpatrywać w oparciu o zasadę zachowania pędu i energii, i znajomość własności optycznych ośrodków.

Dla interesujących nas częstości (≤ 1.5 GHz) można przyjąć, że $k_1 \gg q$ i dlatego zmiana długości wektora falowego fali elektromagnetycznej występuje tylko na skutek zmiany współczynnika załamania. Jeśli dyfrakcja odbywa się w ośrodku optycznie izotropowym lub bez zmiany płaszczyzny polaryzacji, to wtedy ze wzorów (1a) i (1b) otrzymujemy wyrażenia na kąt padania θ_1 i kąt dyfrakcji θ_2 w postaci

$$\sin \theta_1 = \sin \theta_2 = \sin \theta_B = \frac{\lambda_0 f}{2nv} \quad (I.25)$$

gdzie:

f - częstotliwość fali akustycznej.

Jeśli natomiast ośrodek jest optycznie anizotropowy i w wyniku dyfrakcji zmienia się polaryzacja światła, to kąty θ_1 i θ_2 wyrażają się wzorami

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda_0 f}{2n_1 v} \left[1 + \left(\frac{v}{\lambda_0 f} \right)^2 (n_1^2 - n_d^2) \right], \quad (I.26a)$$

$$\sin \theta_2 = \frac{\lambda_0 f}{2n_d v} \left[1 - \left(\frac{v}{\lambda_0 f} \right)^2 (n_1^2 - n_d^2) \right], \quad (I.26b)$$

gdzie:

n_1 i n_d - współczynniki załamania światła w kierunku fali padającej i ugiętej.

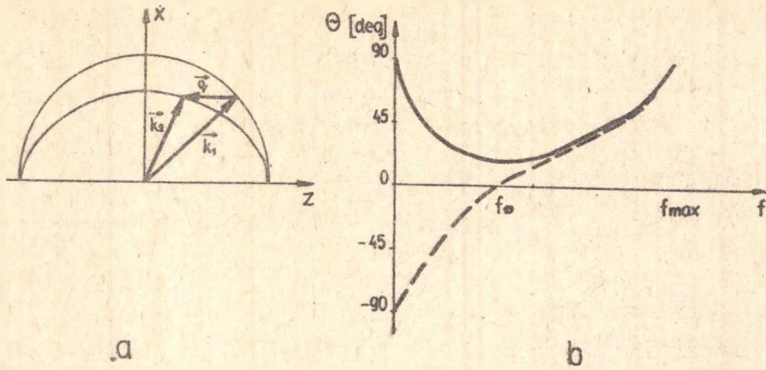
Wzory (I.26a) i (I.26b) są bardzo ogólne, gdyż współczynniki załamania n_1 i n_d są na ogół funkcjami kątów θ_1 i θ_2 .

Rozpatrzmy konkretnie niektóre przypadki anizotropowej dyfrakcji Bragg'a dla kryształów jednoosiowych, które były przedmiotem pomiarów w niniejszej pracy.

Niech fala akustyczna propaguje się wzdłuż osi Z (oś optyczna), a płaszczyzną dyfrakcji będzie dowolna płaszczyzna przechodząca przez oś Z.

Rys. I.2a przedstawia układ wektorów falowych, a rys. I.2b zależność kątów θ_1 i θ_2 od częstotliwości fali akustycznej. Kąty te wyrażają się wzorami ($n_o > n_e$)

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda_0 f}{2v} \frac{\sqrt{\left(\frac{v}{\lambda_0 f} \right)^2 (n_o^2 - n_e^2) + n_e^2 - n_e^2}}{n_o - n_e} \quad (I.27a)$$



Rys.1.2. Anizotropowa dyfrakcja Bragge w kryształach jednoosiowych $\vec{q} \parallel Z$
 a) układ wektorów falowych, — — — ślad przecięcia powierzchni współczynników załamania z płaszczyzną rysunku,
 b) zależność kątów θ_1 (—) i θ_2 (- - -) od częstotliwości fali akustycznej

$$\sin \theta_2 = \pm \left[\frac{1 - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \cos^2 \theta_1}{1 - \left[\left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 - 1\right] \cos^2 \theta_1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (I.27b)$$

gdzie:

n_o, n_e — współczynniki załamania światła dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego.

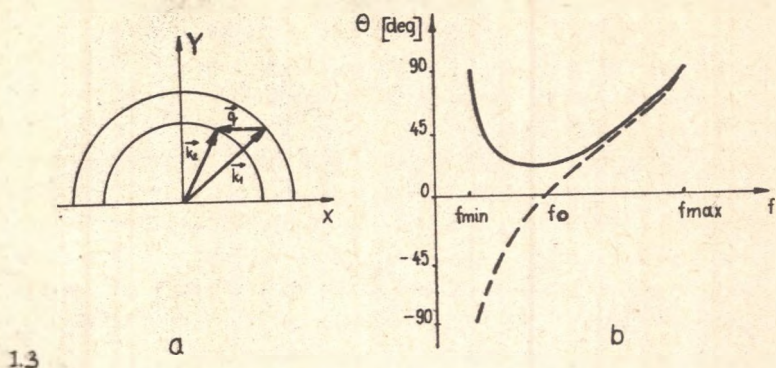
Charakterystyczne jest, że dla częstotliwości fali akustycznej

$$f = f_0 = \frac{v}{\lambda_0} \sqrt{|n_o^2 - n_e^2|} \quad (I.28a)$$

kąt padania jest najmniejszy, a kąt dyfrakcji θ_2 jest równy zero. Ważne jest w tym przypadku, że w pobliżu częstotliwości f_0 kąt θ_2 zmienia się w szerokich granicach, a kąt padania θ_1 jest prawie stały. Daje to możliwość odchylenia wiązki światła wraz ze zmianą częstotliwości fali akustycznej bez zmiany kąta padania.

Na rys.1.3 przedstawiono przekrój powierzchni wektorów falowych płaszczyzną dyfrakcji w przypadku gdy $\vec{q} \parallel X$ a dyfrakcja odbywa się w płaszczyźnie XY. Z zależności kątów θ_1 i θ_2 od częstotliwości wynika, że w tym przypadku dyfrakcja anizotropowa występuje powyżej częstotliwości

$$f_{\min} = \frac{v}{\lambda_0} |n_o - n_e| \quad (I.28b)$$



Rys.1.3. Anizotropowe dyfrakcje Bragga w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej
 a) układ wektorów falowych,
 b) zależności θ_1 (—) i θ_2 (---) od częstotliwości fali akustycznej

Podobnie, jak w przypadku, gdy $\vec{q} \parallel Z$, dla częstotliwości $f_0 = \frac{v}{\lambda_0} \times \sqrt{|n_o^2 - n_e^2|}$ kąt θ_1 osiąga minimum, a kąt $\theta_2 = 0$. Ten najbardziej interesujący przypadek dyfrakcji anizotropowej występuje jednak dla bardzo wysokich częstotliwości, najczęściej powyżej 1 GHz. Przekonamy się dalej, że częstotliwości te można znacznie zmniejszyć przez odpowiednią geometrię eksperymentu.

Zrozumieliśmy jest, że aby wspomniane procesy dyfrakcji wystąpiły, efektywne stała fotesprężyste musi być różna od zera oraz ośrodek musi być optycznie anizotropowy.

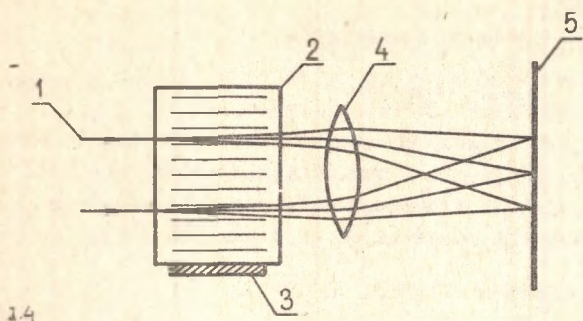
Szczegółową dyskusję geometrii dyfrakcji Bragga zarówno w kryształach jedno- jak i dwuosiowych można znaleźć w pracach [47, 48].

I.4. Inne rodzaje oddziaływań skustooptycznych

Rozpetrując oddziaływanie światła z falami akustycznymi należy pamiętać, że oprócz omówionej dyfrakcji Bragga występują także inne rodzaje oddziaływań skustooptycznych. Odgrywają one również ważną rolę, z tym, że w innych zakresach częstotliwości i przy wykorzystaniu innych technik pomiarowych.

I.4.1. Dyfrakcje Remens-Natha

Dyfrakcje Remens-Natha jest to dyfrakcje światła na koherentnych falach akustycznych o niskich częstotliwościach (około 10 MHz). Spełniony jest wtedy warunek $\frac{a^2 L}{\lambda} \ll \pi$. Jest to tzw. normalne zjawisko ugięcia światła na fali akustycznej, w przeciwieństwie do ugięcia Bragga zwanego anomalnym.



1.4

Rys. I.4. Zesada dyfrakcji Ramens-Netha

1 - wiązka światła, 2 - ośrodek akustooptyczny, 3 - przetwornik ultradźwiękowy, 4 - obiektyw, 5 - ekran

Rys. I.4 przedstawia zesadę dyfrakcji Ramens-Netha. Równoległe wiązki światła pada prostopadle do kierunku wektora falowego feli akustycznej. Światło ulega ugięciu na strukturze zgęszczeń i rozrzedzeń i na ekranie uzyskujemy prążki dyfrakcyjne poszczególnych rzędów.

Pierwsze teorie opisujące normalne ugięcie światła na fali akustycznej zostały opracowane przez Rama-

na i Natha [33] oraz Lucasa i Biquarda [34]. Ramen i Nath w swojej teorii zakładają, że szerokość wiązki akustycznej jest niewielka. Można wtedy zaniedbać zakrzywienie promieni świetlnych w polu akustycznym. Przy tym założeniu optyczna niejednorodność ośrodka powoduje tylko przesunięcie fazowe promieni świetlnych. Mówi się wtedy o tzw. ultradźwiękowej fazowej siatce dyfrakcyjnej. Lucas i Biquard rozpatrują przypadek dużych szerokości wiązki akustycznej. Istotne jest wtedy zakrzywienie promieni świetlnych w polu akustycznym. W tym przypadku mówi się o tzw. ultradźwiękowej amplitudowej siatce dyfrakcyjnej.

Obydwie wspomniane wyżej teorie wzajemnie się uzupełniają, gdyż pierwsza jest słuszna dla małej szerokości wiązki i małych natężeń fali akustycznej, a druga dla dostatecznie dużej szerokości wiązki i większych natężeń fali ultradźwiękowej.

Ogólniejsze teorie, np. teorie Wagnera [37] czy Martensa [35] obejmują obydwie wymienione wyżej teorie, które są ich szczególnymi przypadkami.

Natężenie światła ugiętego w dyfrakcji Ramens-Netha znajdujemy z równania (I.6) zakładając, że $\frac{q^2 L}{k} \ll \lambda$. Natężenie to w m -tym prążku dyfrakcyjnym dane jest wzorem [40]

$$I_m = I_p J_m^2 \left(-2 \int \frac{\sin \chi}{\chi} \right) \quad (I.29)$$

gdzie:

J_m - funkcja Bessela m -tego rzędu, $\chi = qL \sin \frac{\theta}{2}$.

Kierunki głównych maksimów znajdujemy z zależności

$$\sin \Theta_m = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (I.30)$$

Dyfrakcja Remens-Naths jest wykorzystywana w kilku odmianach do wyznaczenia prędkości propagacji, natężenia i współczynnika tłumienia fali skustycznej [29, 49, 50]. Schaefer i Bergmann zastosowali dyfrakcję Remens-Naths do badania własności sprężystych ciał stałych [51].

I.4.2. Rozpraszanie Mendelsztama-Brillouina

Interesującym przypadkiem dyfrakcji typu Bragga jest dyfrakcja światła na fononach cieplnych. Mówimy wtedy o rozpraszaniu Mendelsztama-Brillouina [21]. W rezultacie omówionego już wcześniej oddziaływania foton-fonon w widmie światła przechodzącego przez ośrodek pojawiają się składowe o zmienionej częstotliwości, tzw. składowe Mendelsztama-Brillouina. Zmiana tej częstotliwości jest równa częstotliwości fali hiperdźwiękowej, z którą następuje oddziaływanie. Światło rozproszone w kryształach będzie zawierało sześć składowych (trzy stokesowskie i trzy antystokesowskie) odpowiadające dwóm fonom poprzecznym i jednej podłużnej.

Tłumienie fali skustycznej powoduje pewne poszerzenie linii odpowiadających składowym Mendelsztama-Brillouina [21]

$$\Delta \bar{\omega} = \frac{\alpha v}{3c} \quad (I.31)$$

gdzie:

$\Delta \bar{\omega}$ - szerokość połowkowa składowych wyrażona w liczbach falowych,

α - współczynnik pochłonięcia fali hiperdźwiękowej,

c - prędkość światła.

Pomiar odległości między składowymi struktury subtelnej oraz ich szerokości połowkowej pozwala wyznaczyć prędkość propagacji i współczynnik tłumienia fali skustycznej.

Natężenie składowych Mendelsztama-Brillouina jest wyrażone poprzez tzw. współczynnik rozpraszania [21]

$$R = \bar{\omega}^2 (\omega + \Omega)^4 n^8 \bar{\phi}_{lm} \frac{kT}{Q \cdot v^2} \quad (I.32)$$

gdzie:

$\bar{\phi}_{lm}$ - funkcja stałych fotosprężystych oraz kierunku propagacji i polaryzacji fali świetlnej i hiperdźwiękowej,

k - stała Boltzmanna.

Ponieważ natężenie tych składowych jest niewielkie układ rejestrujący winien być bardzo czuły. Stawiane są też bardzo wysokie wymagania jeśli chodzi o monochromatyczność źródła światła. Należy w tym przypadku stosować wyłącznie lasery jednomodowe.

Rozproszenie Mendelsztams-Brillouina jest wykorzystywane do badania własności ciał stałych i cieczy. W przypadku ciał stałych wyznacza się tą metodą prędkość propagacji fali akustycznej i stałe fotosprężyste [21, 52], w przypadku cieczy - prędkość propagacji i współczynnik tłumienia fali akustycznej [53-55].

II. ODDZIAŁYWANIA AKUSTOOPTYCZNE PRZY DUŻYCH NATĘŻENIACH ŚWIATŁA

W rozpatrywanych dotychczas oddziaływaniach skustooptycznych założono, że natężenie światła jest niewielkie i nie wpływa na natężenie fali skustycznej. Zupełnie inaczej jest w przypadku gdy światło padające ma duże natężenie. Istotną rolę zczynią odgrywać wtedy zjawisko elektrostrykcji. Jeśli w ośrodku występują dwie fale elektromagnetyczne o nieco różniących się częstotliwościach, to w wyniku oddziaływania tych fal może powstać fala skustyczna o częstotliwości równej różnicy częstotliwości oddziałujących fal elektromagnetycznych. Warunki takie występują, np. w przypadku dyfrakcji Bragg'a. Wzmocnienie fali skustycznej powoduje wzrost natężenia ugiętego światła, to z kolei wzrost natężenia fali skustycznej itd. Z powyższego wynika, że w tym przypadku efektywność dyfrakcji może być bardzo duża. Efekt ten może służyć również do generacji fal skustycznych. Typowym zjawiskiem z tej dziedziny jest stymulowane rozpraszanie Mendelsztama-Brillouina.

Poniżej rozpatrzone zostanie dyfrakcja światła o dużym natężeniu na falach skustycznych. Przedstawione zostaną także uzyskane przez autora rezultaty obliczeń numerycznych oraz niektóre wyniki precyzyjnych doświadczeń.

II.1. Teoretyczna analiza dyfrakcji światła o dużym natężeniu na fali skustycznej

Uwzględniając omówione wyżej nieliniowe oddziaływanie fali elektromagnetycznej i skustycznej równania opisujące ich propagację mogą być przedstawione w postaci

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x_k^2} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[(\epsilon_{ik} - \epsilon_{il} \epsilon_{km} P_{lmj} S_{nj}) E_k \right] + i \epsilon_0 \mu_0 \epsilon''_{ik} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} \quad (II.1a)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{iklm} \frac{\partial S_{lm}}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_{ml} \epsilon_{nj} P_{ljik} \frac{\partial}{\partial x_k} (E_m E_n) = \\ = \varrho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \eta_{iklm} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_k} (S_{lm}), \end{aligned} \quad (II.1b)$$

gdzie:

$\epsilon_{ik}, \epsilon_{ik}''$ - odpowiednio część rzeczywista i urojona składowych tensora przenikalności elektrycznej,

η_{iklm} - składowe tensory lepkości,
 ϵ_{ijkl} - składowe tensory stałych sprężystych,
 u_i - składowe wektory przemieszczenia.

W równaniach powyższych uwzględniono efekt elektrostrykcji oraz tłumienie fali elektromagnetycznej i akustycznej. Okazuje się później, że tłumienie tych fal w istotny sposób wpływa na rozpatrywane zjawiska nieliniowe.

Załóżmy, że geometria dyfrakcji jest analogiczna jak na rys. I.1, tzn. fala elektromagnetyczna propaguje się w płaszczyźnie XY i jest spolaryzowana wzdłuż osi Z, natomiast podłużna fala akustyczna propaguje się wzdłuż osi X. Takie geometrie odpowiadają warunkom izotropowym i równania (II.1a, b) przyjmują postać

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[(\epsilon - \epsilon^2 p \frac{\partial u}{\partial x}) E \right] + i \mu_0 \epsilon_0 \epsilon'' \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (II.2a)$$

$$c_{11} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon^2 p \frac{\partial E^2}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \eta \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2}, \quad (II.2b)$$

oznaczono: $\eta_{1111} = \eta$, $p_{3311} = p$, $\epsilon_{33} = \epsilon + i\epsilon''$, $\epsilon_{1111} = c_{11}$.

Przy założeniu dyfrakcji Bregge z powstaniem składowej stokesowskiej, rozwiązaniami układu równań (II.2a, b) są funkcje przedstawiające falę elektromagnetyczną przechodzącą przez ośrodek bez ugięcia, falę elektromagnetyczną ugiętą i falę akustyczną.

Zakładając (podobnie jak w rozdziale I), że amplitudy tych fal są wolno zmieniającymi się funkcjami położenia i czasu (tzn. pomijając wyrazy zawierające drugie pochodne oraz iloczyny pochodnych), z wyrażen (II.2a, b) otrzymujemy układ trzech równań różniczkowych cząstkowych opisujący zmiany amplitud omawianych fal

$$k_x \frac{\partial E_0}{\partial x} + k_y \frac{\partial E_0}{\partial y} + \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega \frac{\partial E_0}{\partial t} = - \frac{1}{2} \epsilon_0 \mu_0 \epsilon'' \omega^2 E_0 + \\ + \frac{1}{4} \epsilon_0 \mu_0 \epsilon^2 p q \omega^2 u E_1, \quad (II.3a)$$

$$k_{1x} \frac{\partial E_1}{\partial x} + k_{1y} \frac{\partial E_1}{\partial y} + \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega_1 \frac{\partial E_1}{\partial t} = - \frac{1}{2} \epsilon_0 \mu_0 \epsilon'' \omega_1^2 E_1 + \\ - \frac{1}{4} \epsilon_0 \mu_0 \epsilon^2 p q \omega_1^2 u E_0, \quad (II.3b)$$

$$\alpha_{11} q \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{2} \varrho q^2 \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{1}{2} \varrho q^2 \Omega u - \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon^2 p (k_x - k_{1x}) E_0 E_1 +$$

$$- \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon^2 p (k_y - k_{1y}) E_0 E_1, \quad (\text{II.3c})$$

gdzie:

- $E_0(x, y, t), \omega, k_x, k_y$ - odpowiednio amplituda, częstość i składowe wektora falowego fali elektromagnetycznej przechodzącej przez ośrodek bez ugięcia,
 $E_1(x, y, t), \omega_1, k_{1x}, k_{1y}$ - analogicznie dla fali elektromagnetycznej ugiętej,
 $u(x, y, t), \Omega, q$ - odpowiednio amplituda, częstość i wektor falowey fali akustycznej.

W pracach teoretycznych dotyczących tego zagadnienia [21, 56-59] stosuje się dalsze założenia upraszczające, lub rozpatruje pewne przypadki szczególne, które ułatwiają opis metametyczny. Najczęściej opis dyfrakcji światła o bardzo dużym natężeniu na fali akustycznej dotyczy stymulowanego rozpraszania Mendelsztama-Brillouina pod kątem 180° . Uproszczone to zdecydowanie rozwiązanie równań (II.3a, b, c), gdyż amplitudy są funkcją tylko jednej współrzędnej i czasu. W pracy [59] rozpatrzono nieliniowe oddziaływanie akustooptyczne przy dyfrakcji światła pod niewielkimi kątami (częstotliwości fali akustycznej - do kilkuset MHz), ale przy założeniu, że $E_0 = \text{const}$, tzn. że fala przechodząca bez ugięcia nie zmienia swojego natężenia. Założenie to wprowadzi prowadzi do układu równań różniczkowych cząstkowych liniowych, który posiada rozwiązanie analityczne, ale jest skuteczne tylko przy bardzo małych efektywnościach dyfrakcji, co w oddziaływaniach nieliniowych najczęściej nie jest spełnione.

W niniejszej pracy rozwiązano układ równań (II.3a, b, c) przyjmując, że natężenie światła nieugiętego zmienia się wzdłuż drogi oddziaływania oraz, że proces jest stacjonarny, tzn. $E_0 = E_0(x, y)$. Przy stosowanych najczęściej częstotliwościach fal akustycznych (do 1 - 2 GHz) można przyjąć, że $k_x \ll k_y$ i $k_{1x} \ll k_{1y}$. Ponieważ zmniejszy natężenie fal są największe w kierunku ich oddziaływanie, można także przyjąć, że $\frac{\partial E_0}{\partial x} \ll \frac{\partial E_0}{\partial y}$ oraz $\frac{\partial E_1}{\partial x} \ll \frac{\partial E_1}{\partial y}$. Po tych założeniach układ równań (II.3a, b, c) sprowadza się do poniższego

$$\frac{\partial E_0(x, y)}{\partial y} + \alpha_k E_0(x, y) = \frac{p \Omega \omega \epsilon^2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{4v} u(x, y) E_1(x, y), \quad (\text{II.4a})$$

$$\frac{\partial E_1(x, y)}{\partial y} + \alpha_k E_1(x, y) = - \frac{p \Omega \omega \epsilon^2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{4v} u(x, y) E_0(x, y), \quad (\text{II.4b})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \alpha u(x, y) = - \frac{\epsilon_0 \epsilon^2 p \Omega}{4 v^3} E_0(x, y) E_1(x, y) \quad (\text{II.4c})$$

gdzie:

$$\alpha = \frac{\eta \Omega^2}{2 C_n v} \quad - \text{współczynnik tłumienia fali akustycznej,}$$

$$\alpha_k = \frac{\epsilon' \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{2 \sqrt{\epsilon_1}} \quad - \text{współczynnik tłumienia fali elektromagnetycznej.}$$

Powyższy układ równań został rozwiązany numerycznie metodą kolejnych przybliżeń. Celem tych obliczeń była szczegółowa analiza akustooptycznych zjawisk nieliniowych w zależności od czynników warunkujących te zjawiska, a zwłaszcza od natężenia światła padającego, wielkości obszaru oddziaływania fal oraz współczynnika tłumienia fali akustycznej. Do obliczeń przyjęto typowe wartości stałych występujących w równaniach (II.4a, b, c)

$$\epsilon = 4, \quad p = 0,2, \quad \rho = 5 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, \quad \omega = 3 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}},$$

$$v = 5,7 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad d_k = 1 \frac{1}{\text{m}}, \quad C_{11} = 1,5 \cdot 10^{10} \frac{\text{N}}{\text{m}^2},$$

$$u_0 = 3 \cdot 10^{-10} \text{m}, \quad \frac{\Omega}{2\pi} = 200 \text{ MHz}, \quad \alpha = 10 \frac{1}{\text{m}}.$$

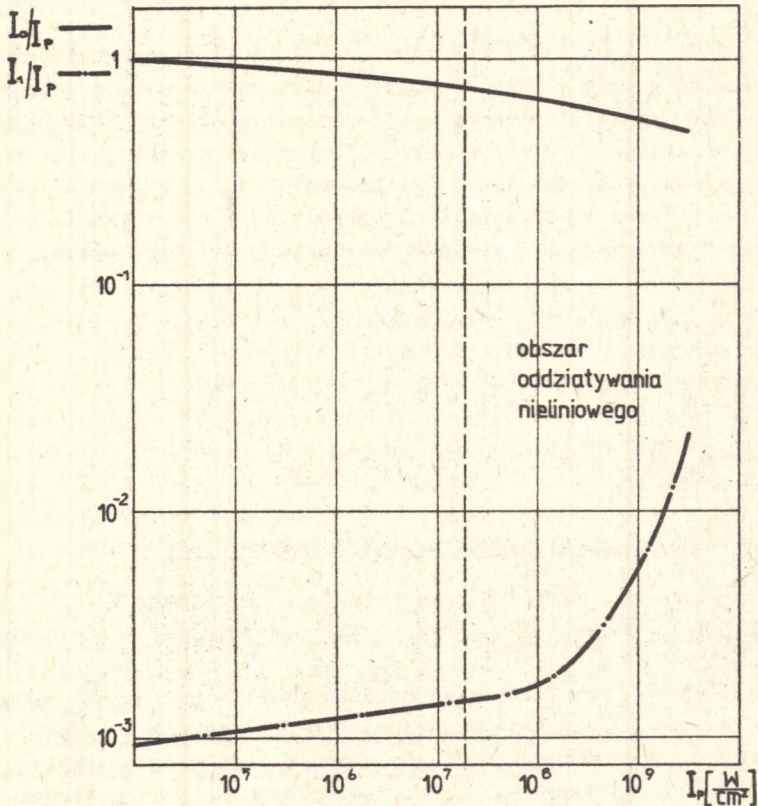
II.2. Analiza uzyskanych wyników z obliczeń teoretycznych

Rys.II.1 przedstawia względne natężenie fali nieugiętej I_0/I_p oraz ugiętej I_1/I_p w zależności od natężenia fali padającej I_p w określonym punkcie oddziaływania.

Z wykresu wynika, że dla niewielkich natężeń światła padającego występuje liniowy wzrost I_1 . Powyżej pewnej wartości I_p wzrost ten jest silnie nieliniowy. Ta wartość natężenia światła padającego, powyżej której istotną rolę odgrywają zjawiska nieliniowe nosi nazwę wartości progowej natężenia światła padającego I_{prog} . W naszym przypadku $I_{\text{prog}} = 2 \cdot 10^7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Z obliczeń wynika także, że powyżej I_{prog} znacznie zmniejsza się natężenie światła nieugiętego.

Rys.II.2 przedstawia względne natężenie fal świetlnych (nieugiętej i ugiętej) w zależności od długości drogi oddziaływania, przy różnych natężeniach światła padającego I_p .

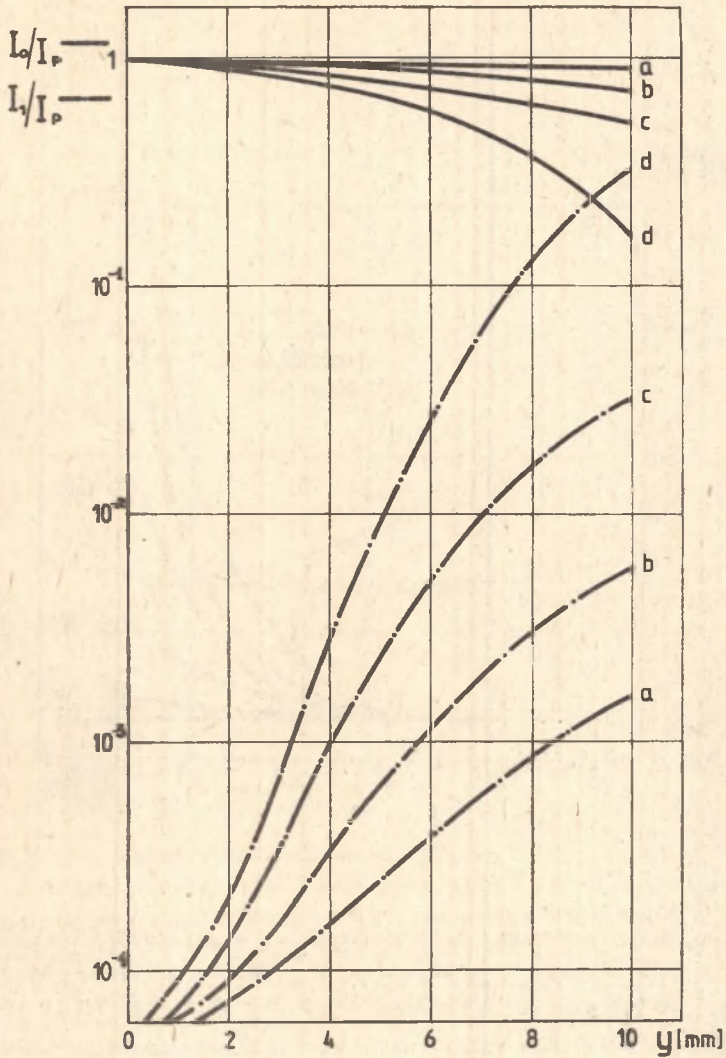
Dla niewielkich natężeń I_p zależność I_1/I_p od długości drogi oddziaływania jest liniowa (wykres a), przy większych wartościach I_p natężenie światła ugiętego wzrasta bardzo szybko. Zauważyć należy, że dla oddziaływań liniowych, przy przyjętych do obliczeń parametrach I_1/I_p wynosi około $2 \cdot 10^{-3}$ (dla $y = 10 \text{ mm}$), natomiast przy bardzo dużych natężeniach światła padającego stosunek I_1/I_p wynosi ponad 0,5. Istnieje więc możliwość uzyskania znacznych efektywności dyfrakcji w bardzo przeciętnych materiałach akustooptycznych.



Rys.II.1. Względne zmiane natężeń fali świetlnej ugiętej I_1/I_p oraz nieugiętej I_0/I_p w funkcji natężenia fali wzbudzającej dla punktu w obszarze oddziaływania o współrzędnych $x = 1$ mm, $y = 5$ mm

W skustooptycznych oddziaływaniach nieliniowych bardzo znacznie wzrasta natężenie fali akustycznej.

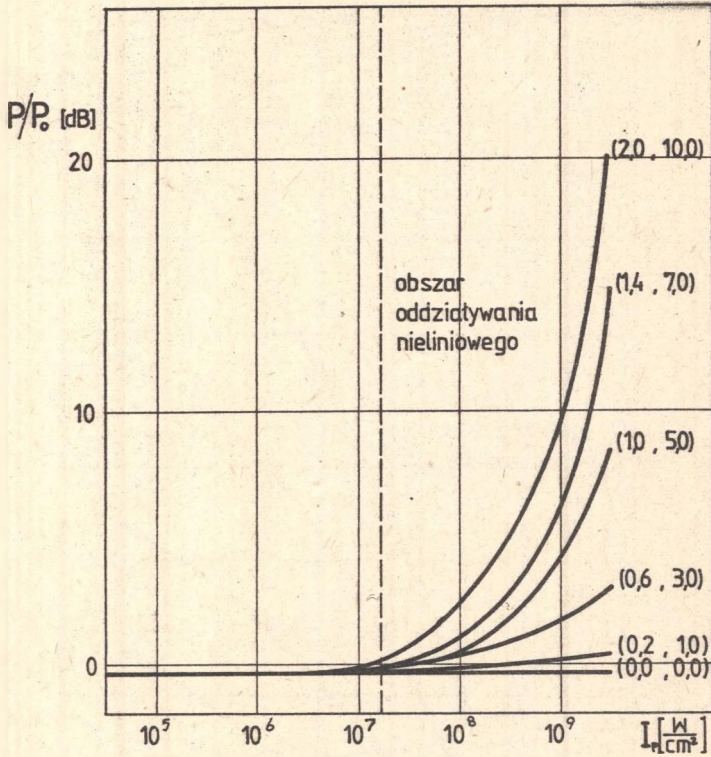
Na rys.II.3 przedstawiono zmiany natężenia tej fali w zależności od natężenia światła padającego w różnych punktach obszaru oddziaływania. Przy małych natężeniach światła padającego ($I_p < 10^7 \frac{W}{cm^2}$), występuje tylko tłumienie fali akustycznej. Natomiast po przekroczeniu wartości progowej natężenia światła padającego uzyskuje się znaczne wzmocnienie fali akustycznej. Przy przyjętych do obliczeń parametrach możliwe jest uzyskanie wzmocnienia do 20 dB.



Rys.II.2. Zależność względnej wartości natężenia feli świetlnych od drogi oddziaływania wzdłuż czoła feli elastycznej dla $x = 1 \text{ mm}$, przy różnych natężeniach feli padającej:

a) $I_p = 10^7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, b) $I_p = 5 \cdot 10^7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, c) $I_p = 10^9 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$,

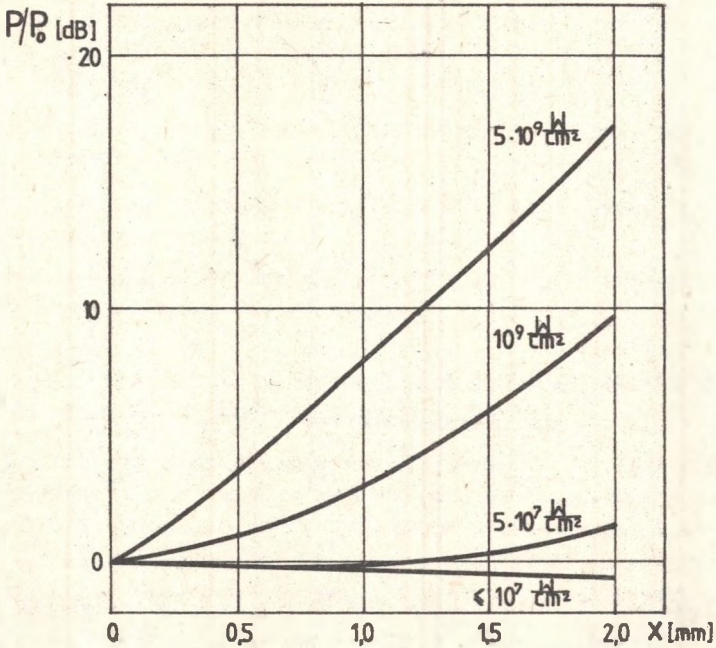
d) $I_p = 5 \cdot 10^9 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.



Rys.II.3. Zmiany natężenia fali akustycznej w zależności od natężenia fali świetlnej wzbudzającej w różnych punktach obszaru oddziaływania, których współrzędne podano w nawiasach (w mm)

Rys.II.4 przedstawia zmiany natężenia fali akustycznej wzdłuż kierunku propagacji tej fali przy różnych natężeniach światła padającego. Także i z tych zależności wynika możliwość uzyskania znacznego wzmocnienia fali akustycznej przy dużych natężeniach światła padającego. Przedstawione przykładowo rezultaty obliczeń numerycznych obrazują zależność efektów nieliniowych od natężenia światła padającego i wielkości obszaru oddziaływania.

Akustooptyczne oddziaływania nieliniowe zależą także w istotny sposób od współczynnika tłumienia i częstotliwości fali akustycznej.

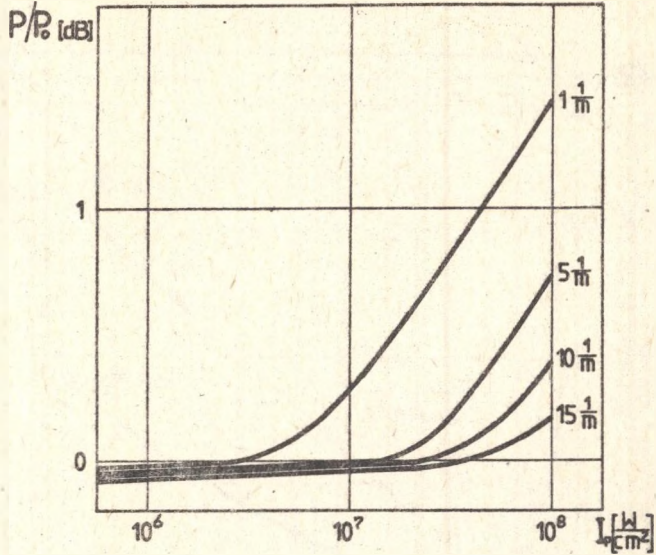


Rys. II.4. Względne zmiany natężenia fali akustycznej wzdłuż kierunku propagacji tej fali przy różnych natężeniach światła wzbudzającego dla $y = 5 \text{ mm}$

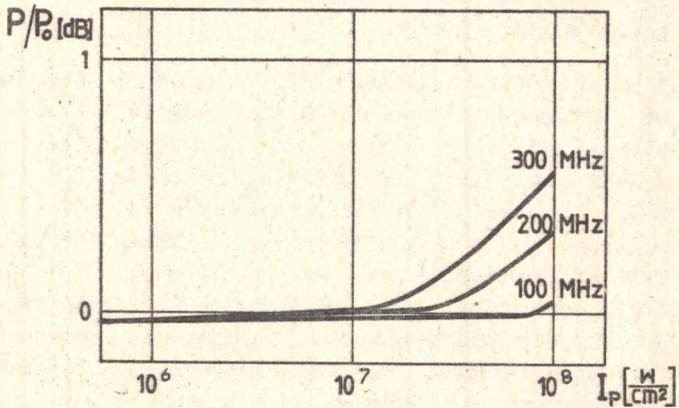
Na rys. II.5 przedstawiono zależność P/P_0 od natężenia fali świetlnej padającej przy różnych współczynnikach tłumienia fali akustycznej. Z przedstawionych zależności wynika, że w ośrodkach o dużym tłumieniu wzmocnienie fali akustycznej jest możliwe do uzyskania przy większych wartościach I_p . Obliczenia teoretyczne wykazują, że natężenie progowe światła padającego jest w przybliżeniu liniową funkcją współczynnika tłumienia fali akustycznej.

Rys. II.6 przedstawia zależność P/P_0 od natężenia fali świetlnej padającej dla różnych częstotliwości fali akustycznej (przy $\alpha = 10 \frac{1}{\text{m}}$)

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że natężenie progowe jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalne do częstotliwości fali akustycznej. Jeśli jednak przyjąć, że $\alpha \sim f^2$ i przedstawioną na rys. II.5 zależność P/P_0 od I_p dla różnych wartości współczynnika tłumienia, to wynika z tego, że znacznie łatwiej uzyskać jest akustooptyczne efekty nieliniowe przy niskich częstotliwościach fali akustycznej.



Rys.II.5. Zależność natężenia fali akustycznej od natężenia światła wzbudzającego dla różnych wartości współczynnika tłumienia fali akustycznej oraz $x = 1 \text{ mm}$, $y = 5 \text{ mm}$



Rys.II.6. Zależność natężenia fali akustycznej od natężenia fali świetlnej wzbudzającej przy różnych częstotliwościach fali akustycznej dla $x = 1 \text{ mm}$, $y = 5 \text{ mm}$

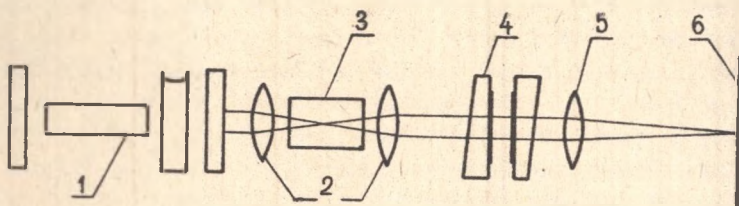
Reasumując, można stwierdzić co następuje:

- 1) skustooptyczne oddziaływanie nieliniowe, występują gdy natężenie światła padającego przekroczy ściśle określoną wartość progową, która dla typowych parametrów ośrodka oraz fali świetlnej i akustycznej wynosi około $10^7 \frac{W}{cm^2}$,
- 2) efektywność oddziaływania jest tym większa im większy jest obszar oddziaływania obu wiązek,
- 3) możliwe jest uzyskanie znacznego wzmocnienia fali akustycznej, a więc i wzrost efektywności dyfrakcji,
- 4) wartość progowa natężenia światła padającego jest w przybliżeniu liniową funkcją częstotliwości fali akustycznej.

II.3. Doświadczalne badanie skustooptycznych oddziaływań nieliniowych. Stymulowane rozpraszanie Mandelsztama-Brillouina

Rozważane wyżej skustooptyczne oddziaływanie nieliniowe były w niniejszej pracy obserwowane w stymulowanym rozpraszaniu Mandelsztama-Brillouina. Jest to rozpraszanie światła o bardzo dużym natężeniu na ciepłych fononach akustycznych. Możliwe jest w tym przypadku wygenerowanie koherentnej fali akustycznej o bardzo wysokiej częstotliwości ($10^{10} - 10^{11} \text{ Hz}$).

Zastosowany układ pomiarowy przedstawiono na rys. II.7.



Rys. II.7. Układ do badania stymulowanego rozpraszania Mandelsztama-Brillouina

- 1 - laser rubinowy o modulowanej dobroci,
- 2 - soczewki,
- 3 - kryształ,
- 4 - interferometr Fabry-Perot,
- 5 - obiektyw,
- 6 - klisza fotograficzna

Jako źródło światła wykorzystano laser rubinowy o modulowanej dobroci. Światło laserowe było skupiane soczewkami o ogniskowych 5-20 cm, celem uzyskania dużych natężeń światła w badanym ośrodku. Kąt rozpraszania wynosił 180° . Wykorzystanie rozpraszania do tyłu jest bardzo korzystne, gdyż zwiększa się droga wzajemnego oddziaływania tych fal jak również uzyskuje się największe przesunięcie między składowymi Mandelsztama-Brillouina. Stymulowane rozpraszanie badano w topionym kwarcu i niektórych szklach.

W przeprowadzonych badaniach uzyskiwano duże natężenie światła rozproszanego, ale tylko dla składowej stokesowskiej. Było ono porównywalne z natężeniem światła padającego ($\frac{I_1}{I_p} \approx 0,5$). Świadczy to o wzajemnym oddziaływaniu fali świetlnej padającej i ugiętej, a więc i o znacznym wzmocnieniu fali akustycznej, z którą następuje oddziaływanie.

III. PRZEGLĄD NIEKTÓRYCH ZASTOSOWAŃ DYFRAKCJI ŚWIATŁA NA FALACH AKUSTYCZNYCH

Przeprowadzone w rozdziale pierwszym rozważenia sugerują możliwość zastosowania dyfrakcji światła na falach akustycznych w fizyce ciał stałych i fizyce ultradźwięków. Poniżej zostaną krótko omówione te zastosowania zjawiska dyfrakcji światła w badaniach podstawowych, które zostaną wykorzystane w niniejszej pracy. Omówiony zostanie także zastosowany układ pomiarowy.

III.1. Zastosowanie dyfrakcji światła w fizyce ultradźwięków

Fakt, że natężenie ugiętego światła zależy od natężenia fali akustycznej pozwala zastosować dyfrakcję światła do badania sprawności przetworników piezoelektrycznych oraz do wyznaczenia rozkładu natężeń pól akustycznych. W pomiarach tych najwygodniej wykorzystać przypadek gdy efektywność dyfrakcji jest niewielka. Występuje bowiem wtedy liniowa zależność między natężeniem ugiętego światła a natężeniem fali akustycznej (wzór I.9c).

Sprawność przetworników piezoelektrycznych wyznacza się z pomiaru natężenia ugiętego światła. Pomiar I_1/I_p pozwala wyliczyć moc akustyczną jeśli znamy stałe materiałowe ośrodka i wymiary przetwornika. Jeśli niezależnie dokonać pomiaru napięcia doprowadzonego na przetwornik i jego admitancji, to można wyliczyć moc elektryczną. Znajomość mocy elektrycznej i akustycznej pozwala wyliczyć straty na przetworzenie.

Badanie rozkładu natężenia pola akustycznego może być dokonane poprzez pomiar rozkładu kąтового natężenia ugiętego światła lub sondowanie pola akustycznego zwężoną wiązką laserową.

W pierwszym przypadku wykorzystuje się fakt, że rozkład kątowy natężenia ugiętego światła zależy od $\Delta \epsilon$ (y), a więc od rozkładu amplitudy drgań wzdłuż drogi oddziaływania światła z falam akustyczną (wzory I.9-I.11). Pomiar $I_1(\Delta \Theta)$ pozwala zatem uzyskać informacje o rozkładzie amplitudy drgań na powierzchni przetwornika.

W przypadku sondowania pola akustycznego dokonujemy pomiaru natężenia ugiętego światła pod kątem Θ_B . Przesuwając kryształ w kierunku prostopadłym do płaszczyzny dyfrakcji, uzyskujemy względny rozkład natężenia pola akustycznego w danej odległości od przetwornika.

III.2. Wyznaczenie stałych akustycznych i akustooptycznych kryształów

W badaniach ciał stałych dyfrakcje światła znajduje zastosowanie do pomiarów prędkości propagacji i współczynnika tłumienia fal akustycznych oraz stałych fotosprężystych. Znajomość tych stałych jest ważna z punktu widzenia praktycznych zastosowań kryształów w akustooptyce i akustoelektronice. Istotne są one również w przypadku badań podstawowych. Wymienimy przykładowo badanie wpływu domieszek na własności sprężyste kryształów, badanie przejść fazowych, czy też badanie oddziaływań fonon-fonon. Dyfrakcje światła na falach akustycznych zostało również wykorzystane w niniejszej pracy do badania sprężystych efektów nieliniowych powstałych przy propagacji fali akustycznej w kryształach.

III.2.1. Pomiar prędkości propagacji fali akustycznej. Wyznaczenie stałych sprężystych

Prędkość propagacji fali akustycznej wyznacza się z pomiaru kąta dyfrakcji. Najwygodniej jest wykorzystać dyfrakcję izotropową (bez zmiany płaszczyzny polaryzacji), gdyż wtedy nie jest konieczna znajomość współczynnika załamania światła, jak również znacznie upraszczają się obliczenia. Dokładność wyznaczenia prędkości, jak o tym będzie mowa później wynosi 0,1 - 0,3%.

W celu znalezienia związku między własnościami sprężystymi ośrodków a prędkością propagacji fali akustycznej wykorzystamy związek między tensorem naprężeń i tensorem deformacji [60]

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}, \quad (\text{III.1})$$

gdzie:

T_{ij} - składowe tensora naprężeń.

Korzystając z równania ruchu

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{III.2a})$$

i podstawiając (III.1) otrzymujemy

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} (c_{ijkl} S_{kl}) = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} \quad (\text{III.2b})$$

Jeśli przemieszczenie cząstki jest wywołane falą harmoniczną, to wtedy z równania (III.2b) i (I.2a) mamy

$$(c_{ijkl} \alpha_j \alpha_l - \frac{\rho \Omega^2}{q} \delta_{ik}) u_k = 0, \quad (\text{III.3})$$

δ_{ik} - delta Kroneckera.

Równanie powyższe ma nietrywialne rozwiązanie tylko wtedy, gdy znika wyznacznik

$$\left| c_{ijkl} \alpha_j \alpha_l - \frac{\rho \Omega^2}{q^2} \delta_{ik} \right| = 0. \quad (\text{III.4})$$

Powyższe równanie pozwala znaleźć związek między stałymi sprężystymi a prędkością propagacji fali akustycznej w danym kierunku. Rozwiązanie tego równania daje trzy nierówności na ω^2 , które prowadzą do trzech różnych fal o przemieszczeniach wzajemnie prostopadłych. Nadmienimy, że w ogólnym przypadku, w ciałach anizotropowych przemieszczenie nie będzie ani prostopadłe, ani równoległe do kierunku rozchodzenia się fali. Oznacza to, że fale nie będą czystymi falami poprzecznymi czy też podłużnymi. Fale czystego typu, tzw. (czyste mody) mogą rozchodzić się tylko w określonych kierunkach krystalograficznych. Wyznaczenie wszystkich stałych sprężystych dla danego typu kryształu wymaga pomiaru prędkości propagacji fal podłużnych i poprzecznych w kilku kierunkach. Problem ten nie będzie jednak tutaj dyskutowany, gdyż jest on przedmiotem wielu prac [1, 2, 4, 60, 61].

W kryształach piezoelektrycznych sytuacja jest bardziej złożona, ze względu na sprzężenie fali akustycznej z indukowanym polem elektrycznym. W tym przypadku równanie (III.3) ma postać [62, 63]

$$\left(\bar{c}_{ijkl} \alpha_j \alpha_l - \frac{\rho \Omega^2}{q^2} \delta_{ik} \right) u_k = 0, \quad (\text{III.5})$$

gdzie:

$$\bar{c}_{ijkl} = c_{ijkl}^E + \frac{e_{tij} e_{mkl} \alpha_t \alpha_m}{\epsilon_0 \epsilon_{pq} \alpha_p \alpha_q}, \quad (\text{III.6})$$

c_{ijkl}^E - składowe tensory stałych sprężystych przy $E = 0$,

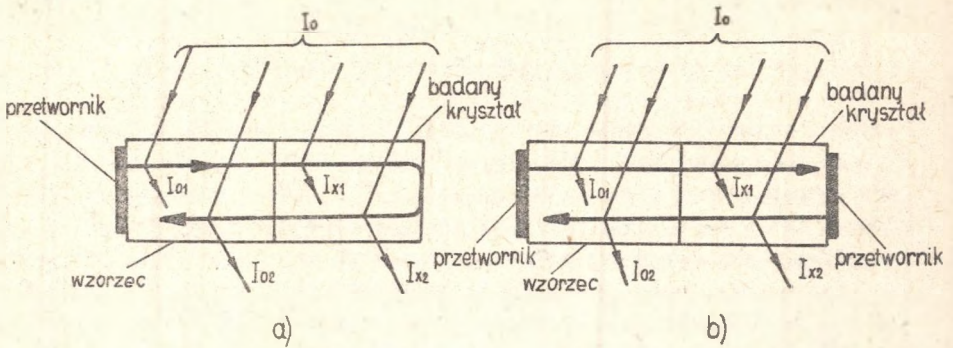
e_{tij} - składowe tensory stałych piezoelektrycznych.

Do wyznaczenia c_{ijkl}^E z pomiarów prędkości w piezoelektrykach konieczne jest więc znajomość własności piezoelektrycznych kryształu.

III.2.2. Pomiar stałych fotosprężystych

Dyfrakcja Braggs jest obok rozpraszania Brillouina najczęściej stosowaną metodą wyznaczenia stałych fotosprężystych [64]. Pomiaru dokonuje się względem substancji wzorcowej. Idea metody pomiarowej jest przedstawiona na rys. III.1.

Dokonując pomiaru natężenia ugiętego światła w badanym kryształcie i w substancji wzorcowej, efektywne wartości stałych fotosprężystych wyliczamy z zależności



Rys.III.1. Metoda pomiaru stałych fotosprężystych:
a) z jednym przetwornikiem, b) z dwoma przetwornikami

$$P_x = P_o \left(\frac{n_o}{n_x} \right)^3 \left(\frac{v_x}{v_o} \right)^3 \frac{1}{2} \left(\frac{I_{1x} I_{2x}}{I_{1o} I_{2o}} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1 - \left(\frac{n_o - 1}{n_o + 1} \right)^2}{1 - \left(\frac{n_x - 1}{n_x + 1} \right)^2}, \quad (\text{III.7})$$

gdzie:

P_x, P_o - efektywne stałe fotosprężyste odpowiednio dla badanej substancji i wzorca (symbol x dotyczy badanej substancji, symbol o - wzorca).

Dokładność metody wynosi 4 - 15%, w zależności od wartości P_x . W przypadku kryształów o dużym tłumieniu dokładniejsza jest metoda z dwoma przetwornikami.

III.2.3. Pomiar współczynnika tłumienia feli akustycznej

Przy pomiarze współczynnika tłumienia feli akustycznej wykorzystywane jest liniowe zależności natężenia ugiętego światła od natężenia wiązki akustycznej, co ma miejsce w przypadku niewielkich natężeń ugiętego światła.

Najprostszy sposób wyznaczenia współczynnika tłumienia polega na pomiarze natężenia ugiętego światła na ciągłej feli akustycznej w różnych odległościach od przetwornika. Współczynnik tłumienia wyznacze się wtedy z zależności [29]

$$\alpha = \frac{1}{2(x_2 - x_1)} \ln \frac{I(x_1)}{I(x_2)}, \quad (\text{III.8})$$

gdzie:

$I(x_1)$ i $I(x_2)$ jest natężeniem światła ugiętego w dyfrakcji Bragga w odległości x_1 i x_2 od przetwornika.

Sposób ten może być zastosowany do ośrodków o dostatecznie dużym tłumieniu. Dla typowych wartości Δx wynoszących 1 - 2 cm współczynnik tłumienia winien być większy niż $1 \frac{dB}{cm}$. Nie jest wymagane w tym przypadku równoległość płaszczyzn czołowych kryształu. Warunkiem dokładnego pomiaru współczynnika tłumienia jest zastosowanie wiązki laserowej o nieco większej rozbieżności niż rozbieżność wiązki akustycznej, aby był spełniony warunek Bragga wzdłuż całej drogi oddziaływania.

W przypadku kryształów o niewielkim tłumieniu może być wykorzystane ugięcie światła na impulsowej fali akustycznej, które ulega wielokrotnym odbiciom od płaszczyzn czołowych kryształu. Czas trwania impulsu musi być znacznie krótszy od czasu przejścia fali akustycznej przez badany kryształ. Płaszczyzny czołowe kryształu winny być bardzo gładkie (z tolerancją optyczną). Można natomiast wyeliminować ewentualną mełą ich nierównoległość przez odpowiednie ustawienie kryształu, aby dla danego impulsu akustycznego był spełniony warunek Bragga. Jest to dość znaczne zalety tej metody w stosunku do typowej metody echo-impulsowej.

Trzecią metodą wykorzystuje interferencję ciągu fal padających i odbitych od płaszczyzn czołowych kryształu. Wykazać można [65], że w tym przypadku natężenie fali akustycznej w odległości x od przetwornika wyraża się wzorem

$$P_{ak} = A \frac{e^{-2\alpha x} + e^{-2\alpha(2L-x)}}{1 + e^{-4\alpha L} - 2e^{-2\alpha L} \cos 2qL}, \quad (III.9)$$

gdzie:

P_{ak} - natężenie fali akustycznej,
 L - długość kryształu,
 A - stała.

Z powyższego wynika, że przy niewielkiej zmianie częstotliwości fali akustycznej, jej natężenie, a więc i natężenie ugiętego światła będzie przechodziło przez kolejne maksima i minima, przy czym

$$\frac{I(\min)}{I(\max)} = \frac{P_{ak}(\min)}{P_{ak}(\max)} = \tanh^2 \alpha L \quad (III.10)$$

Pomiar $\frac{I(\min)}{I(\max)}$ pozwala wyznaczyć współczynnik tłumienia.

W tej metodzie płaszczyzny czołowe kryształu muszą być równoległe z tolerancją optyczną (2 - 3" łuku). Tylko wtedy jest możliwa jednolita interferencja wzdłuż całej długości próbki i otrzymujemy z pomiaru dokładną wartość współczynnika tłumienia. Pewne odchylenie płaszczyzn czołowych

od równoległości, co właściwie zawsze występuje, powoduje, że zmierzona wartość α jest nieco większa od rzeczywistej. Efekt ten można nieco zmniejszyć przeprowadzając pomiar bliżej końca przeciwległego od przetwornika, gdyż wtedy doprowadzamy do interferencji dwie fale o największych amplitudach. Przy ustalonej geometrii próbki można bardzo dokładnie mierzyć niewielkie zmiany tłumienia, co jest istotne, np. w pomiarach temperaturowych. Może być zastosowana w przypadku, gdy αL zawarte jest w przedziale 0,2 - 1,5. Jest to niewątpliwie ograniczenie metody. Zaletą natomiast jest możliwość użycia próbek o niewielkich długościach (2 - 3 mm).

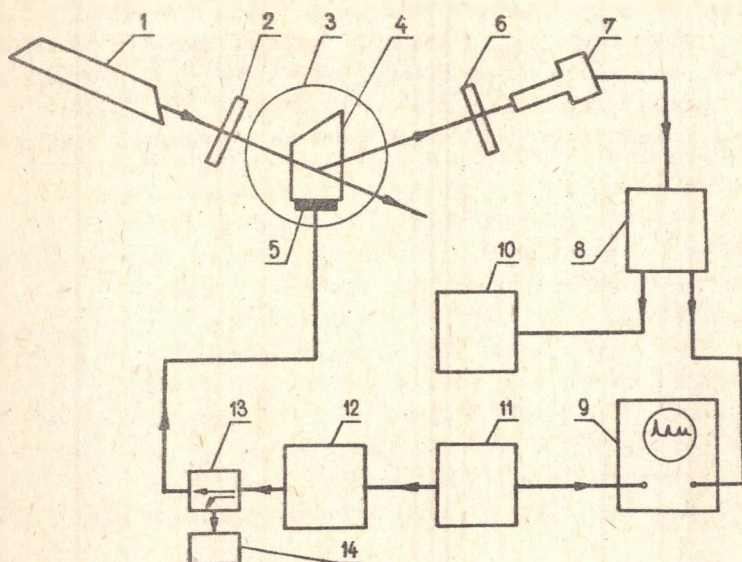
III.2.4. Pomiar stałych sprzężenia fonon-fonon

Dyfrakcje światła na falach akustycznych może być także wykorzystana do wyznaczenia stałych sprzężenia fonon-fonon [66]. Wykorzystuje się przy tym fakt, że na skutek sprężystych efektów nieliniowych przy propagacji w kryształach fali akustycznej o częstotliwości f może zostać wygenerowana fala o częstotliwościach wyższych: $2f$, $3f$ itd. Przyczyną tego są sprężyste efekty nieliniowe. Jeśli dokonać pomiaru natężenia ugiętego światła na fali o częstotliwości f i $2f$, to można wyliczyć natężenie fali akustycznej o danej częstotliwości. Pozwala to znaleźć stałe sprzężenia fonon-fonon, a więc i stałe sprężyste trzeciego rzędu. W pomiarach tych można wykorzystać zarówno dyfrakcję Bregga jak i Remana-Natha.

III.3. Układ pomiarowy zastosowany w pracy

Wszystkie omówione wyżej możliwości zastosowania dyfrakcji światła zostały wykorzystane w niniejszej pracy. Pod takim kątem został zestawiony układ pomiarowy, na którym przeprowadzono zasadniczą część badań. Podkreślimy raz jeszcze, że cel tych pomiarów był wieloraki. Chodziło z jednej strony o zastosowanie i opowienie szeroko rozumianych metod skustooptycznych w fizyce ultradźwięków i fizyce ciała stałego, a także o stwierdzenie możliwości i zalet tych metod w oparciu o dostępną aparaturę. Z drugiej strony istotne jest zbadanie własności kryształów, które dotychczas nie były otrzymywane i badane, a które mogą mieć istotne znaczenie w skustooptyce i skustoelektronice.

Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys. III.2. Jako źródło światła stosowano lasery He-Ne o mocach 5-30 mW. Badane kryształy mocowano na stoliku goniometrycznym. Wykorzystano goniometr GS-5 jak również stoliki mikroskopowe. Uzyskiwano w ten sposób obrót kryształu z dokładnością do $1'$, a przesuw względem wiązki laserowej z dokładnością 0,005 mm, tak w płaszczyźnie pionowej jak i poziomej. Przetworniki piezoelektryczne łączono z badanym ośrodkiem kontaktowo (adhezyjnie) lub warstwą kleju. Najczęściej stosowano jednak sposób pierwszy. Pomiary prowadzono w zakresie częstotliwości ultradźwięków 30 - 1700 MHz.



Rys.III.2. Schemat układu pomiarowego do badania dyfrakcji Bragga
 1 - laser He-Ne, 2 - płytka półfalowa, 3 - stolik goniometryczny, 4 - badany kryształ, 5 - przetwornik piezoelektryczny, 6 - analizator polaryzacyjny, 7 - fotopowielacz, 8 - nanowoltomierz, 9 - oscyloskop, 10 - rejestrator, 11 - generator modulujący, 12 - generator wysokiej częstotliwości, 13 - sprzęgacz kierunkowy, 14 - miernik napięcia

Przetworniki pobudzano z generatorów: UGM-1 (30 - 270 MHz), G3-20 (200 - 800 MHz), G4-37A (400 - 1200MHz) i G3-21 (800 - 1800 MHz).

W przypadku pracy impulsowej sygnał z generatora był modulowany impulsami prostokątnymi (generator G5-15) o czasie trwania 0.1 - 0.3 μ s, w zależności od długości próbki. Napięcie na przetworniku mierzono miernikiem VG40 Merstronik. Światło ugięte było rejestrowane przez fotopowielacz M12PQC51, z którego sygnał był podawany na oscyloskop OS-150, OSA-601 lub na nanowoltomierz selektywny i rejestrator samopiszący. W niektórych pomiarach, zwłaszcza przy badaniach rozkładu pól akustycznych stosowano też rejestrator XY.

Płytkę półfalowa i analizator polaryzacyjny służyły do ustalenia żądanej płaszczyzny polaryzacji światła padającego i ugiętego.

Odległość między kryształem a przetwornikiem wynosiła 3,5 m. Zapewniono to dokładność pomiaru kąta dyfrakcji od 0,05 do 0,3%, w zależności od

badanego kryształu i częstotliwości stosowanej fali akustycznej.

Kryształy do badań otrzymano z ONPMP w Warszawie i WAT-u. W ramach niniejszej pracy wyhodowano w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej kryształy LiJO_3 i $\alpha\text{-HJO}_3$, które były także przedmiotem pomiarów.

Obróbkę kryształów przeprowadzono bardzo starannie. Równoległość płaszczyzn nie była gorsza niż $5''$, a gładkość - $\frac{\lambda}{20}$, gdzie λ - długość fali lasera He-Ne. Substancją wzorcową w badaniach był topiony kwarc.

IV. BADANIE PRZETWORNIKÓW PIEZOELEKTRYCZNYCH I ROZKŁADU PÓL AKUSTYCZNYCH METODĄ DYFRAKCJI ŚWIATŁA

Jednym z podstawowych zagadnień występujących przy badaniach i zastosowaniach praktycznych zjawisk akustooptycznych jest problem wytworzenia odpowiednich pól akustycznych. Istotna jest także znajomość natężenia tego pola i jego rozkładu w ośrodku akustooptycznym. Warunkuje to bowiem efektywność dyfrakcji i rozkład przestrzenny natężenia ugiętego światła. Z drugiej strony, z pomiaru tych wielkości można uzyskać informacje o wielkościach charakteryzujących pole akustyczne.

Poniżej przedstawione będą rezultaty prac własnych dotyczące badania charakterystyk wykonanych przetworników piezoelektrycznych oraz rozkładu pól akustycznych metodą dyfrakcji światła. Celem prac eksperymentalnych było zarówno wytworzenie odpowiednich pól ultradźwiękowych, jak również zastosowanie metod akustooptycznych do badania właściwości tych pól.

IV.1. Przetworniki piezoelektryczne do badań akustooptycznych

Przetworniki piezoelektryczne stosowane w akustooptyce winny spełnić szereg istotnych warunków, z których najważniejsze to:

- a) duża sprawność przetwarzania celem dostarczenia do ośrodka odpowiednio dużej mocy akustycznej, przy możliwie małej mocy elektrycznej,
- b) pasmo częstotliwości, przy których przetwornik może pracować powinno być w pewnych przypadkach możliwie szerokie (np w deflektorach), aby zapewnić zmianę położenia wiązki światła w szerokich granicach,
- c) równomierny rozkład amplitudy drgań w obszarze oddziaływania ze światłem, aby nie zniekształcić wiązki laserowej,
- d) dostateczna trwałość i niezawodność działania.

Spełnienie tych warunków wymaga stosowania zarówno odpowiednich materiałów, jak i odpowiednich technologii wykonania. Stosowane materiały piezoelektryczne winny cechować się dużym współczynnikiem sprzężenia elektromechanicznego, małym współczynnikiem przenikalności elektrycznej, w miarę dużą stałą częstotliwości (iloczyn grubości płytki i odpowiadającej jej częstotliwości rezonansowej). Ponadto winny być trwałe i łatwe w obróbce. Zapewnienie minimalnych strat na przetworzenie wymaga zapewnienia dobrego dopasowania akustycznego poszczególnych elementów (przetwornik, warstwa łącząca, elektrody, ośrodek akustooptyczny). Z kolei wymaganie, aby przetwornik pracował w szerokim paśmie częstotliwości, wymaga specyficznego łączenia przetwornika z ośrodkiem akustooptycznym.

Z dostępnych w kraju materiałów piezoelektrycznych, które mogą spełnić powyższe warunki, należy wymienić jeden litu i niobian litu. Najważniejsze parametry tych materiałów (wg. [67, 68]) podano w poniższej tabeli. Dla porównania przytoczono również parametry piezoelektryczne kwercu [69].

Tabela IV.1

Właściwości piezoelektryczne LiNbO_3 , LiJO_3 , $\alpha\text{-SiO}_2$ [67, 68, 69]

Kryształ	Rodzaj drgań	Rodzaj cięcia	Współczynnik sprzężenia k	Przenikalność elektryczna ϵ	Staża częstotliwości [MHz μm]	Oporność akustyczna $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$
LiNbO_3	L	Z	0.17	29	3360	$34.4 \cdot 10^6$
	L	36°Y	0.49	39	3700	$34.8 \cdot 10^6$
	S	X	0.68	44	2700	$22.3 \cdot 10^6$
LiJO_3	L	0°	0.51	6	2066	$18.5 \cdot 10^6$
	S	90°	0.60	8	1260	$11.3 \cdot 10^6$
$\alpha\text{-SiO}_2$	L	X	0.098	4.58	2850	$15.1 \cdot 10^6$
	S	Y	0.137	4.58	1925	$10.2 \cdot 10^6$

Z powyższej tabeli wynika, że obydwa kryształy charakteryzują się dużym współczynnikiem sprzężenia elektromechanicznego.

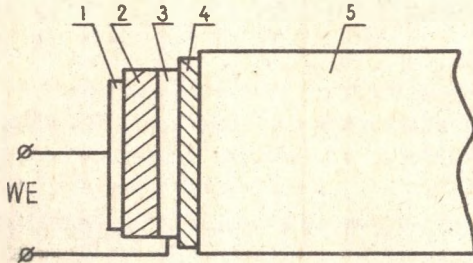
Jeden litu jako materiał piezoelektryczny ma dwie bardzo pożądane cechy: duży współczynnik sprzężenia elektromechanicznego i małą wartość przenikalności elektrycznej. Mała wartość prędkości fali akustycznej powoduje, że kryształ charakteryzuje się niewielką stałą częstotliwości. Wynaga to uzyskiwanie bardzo cienkich płytek ($< 5 \mu\text{m}$) przy wysokich częstotliwościach. Niewątpliwą zaletą LiJO_3 jest również łatwość hodowli. Jednak mimo tych zalet, jeden litu ze względu na rozpuszczalność w wodzie nie znalazł dotychczas powszechnego zastosowania jako materiał piezoelektryczny.

Bardzo korzystne właściwości piezoelektryczne ma niobian litu. Ponieważ jest jednocześnie kryształem twardym i stosunkowo łatwym w obróbie, wykorzystuje się go obecnie najczęściej na przetworniki piezoelektryczne.

Również i w niniejszej pracy do wykonania przetworników stosowano głównie niobian litu. (W pierwszym etapie pracy wykorzystywano także jeden litu). Przy wykonywaniu przetworników szczególną uwagę poświęcono na uzyskaniu dużej sprawności i szerokiego pasma pracy. Uzyskane wyniki eksperymentalne przedyskutowano w oparciu o obliczenia teoretyczne.

IV.1.1. Podstawowe właściwości przetworników piezoelektrycznych

Rys.IV.1. przedstawia schematyczną konstrukcję przetwornika. Do jego opisu wykorzystuje się metodę elektrycznych układów zastępczych [70, 71].



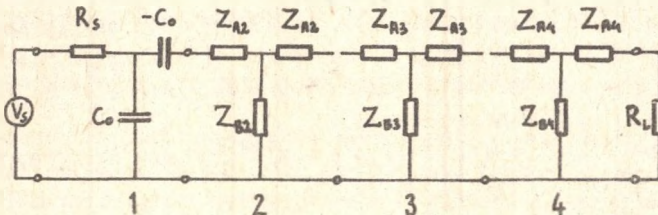
Rys.IV.1. Schematyczne przedstawienie układu przetwornika - ośrodek skusto-
optyczny

1-3 - elektrody, 2 - przetwornik,
4 - warstwa kleju, 5 - ośrodek
skustooptyczny

Ogniwo 1 i 2 reprezentuje przetwornik wraz z elektrodą zewnętrzną i opornością linii transmisyjnej. Ogniw 3 i 4 reprezentują warstwy pośrednie (klej, elektroda wewnętrzna). Parametry elektryczne i -tego czwornika są wyrażone poprzez znane parametry skustyczne i mechaniczne danej warstwy [73, 74]. Takie przedstawienie układu zastępczego przetwornika pozwala zastosować do jego analizy macierz łańcuchową [71]. Daje to możliwość teoretycznego wyliczenia strat na przetworzenie TL (f) i admitancji

Trektując poszczególne elementy tego układu jako odcinki transmisyjnych linii skustycznych oraz korzystając z zastępczego układu elektrycznego dla drgającej grubościowo cienkiej płytki piezoelektrycznej [72 - 74], można po pewnych przekształceniach otrzymać układ zastępczy całego przetwornika jak na rys.IV.2.

C cały układ zastępczy po wyodrębnieniu V_g i R_L zbudowany jest z łańcuchowo połączonych ogniw typu T.



Rys.IV.2. Elektryczny układ zastępczy przetwornika piezoelektrycznego

R_s - oporność linii transmisyjnej, C_0 - pojemność statyczna,
 Z_{A_i}, Z_{B_i} - elektryczne parametry i -tego czwornika, R_L - oporność obciążenia, V_g - napięcie zasilające

wejściowej przetwornika Y_{wej} (f). Wielkości te są zdefiniowane następująco

$$TL = 10 \lg \frac{P_{ML}}{P_L} \quad , \quad (IV.1)$$

$$Y_{wej} = G + i B, \quad (IV.2)$$

gdzie:

- P_{ML} - moc dysponowana źródle,
 P_L - moc wydzielająca się w obciążeniu R_L ,
 G - konduktancja promieniowania,
 B - susceptancja.

Po skorzystaniu do opisu układu (rys.IV.2) z własności macierzy łączuchowej wzory (IV.1,2) mają postać [74].

$$TL = 10 \lg \left[\frac{1}{4R_S R_L} \left| A_{11} R_L + A_{12} \right|^2 \right], \quad (IV.3)$$

$$Y_{wej} = \frac{A_{21} R_L + A_{22}}{A_{11} R_L + A_{12}}, \quad (IV.4)$$

gdzie:

A_{ij} - elementy wypadkowej macierzy $[A]$ opisującej układ elektryczny z rys.IV.2.

Elementy te wyrażone są poprzez parametry elektryczne układu, a więc znane dla danego przetwornika parametry skustyczne (prędkość propagacji fali, grubość warstwy, gęstość ośrodka, częstotliwość rezonansowa, powierzchnia, współczynnik sprzężenia elektromechanicznego). W oparciu o wzór (IV.3) obliczono numerycznie straty na przetwarzanie dla wykonanych przetworników. Wyrażenie na elementy macierzy A_{ij} wzięto z pracy [73].

Na podstawie przeprowadzonej w pracach [70-74] teoretycznej analizy przetworników można wyciągnąć następujące, interesujące dla nas wnioski

1. Straty wniesione przez przetwornik zależą głównie od współczynnika sprzężenia elektromechanicznego.
2. Elektroda zewnętrzna wywiera niekorzystny wpływ na pracę przetwornika - tym większy im jest grubsza.
3. Wpływ warstw pośrednich zależy w dużym stopniu od ich grubości, impedencji skustycznej i częstotliwości fali skustycznej. W przypadku dopasowania wpływ ten jest mniejszy, ale zachodzi to rzadko, gdyż stosowane zazwyczaj kleje mają niewielkie impedencje skustyczne. Ilościowo wpływ warstwy pośredniej ujmuje parametr t zdefiniowany następująco [70]

$$t = \frac{v_p l_k}{v_k l_p}, \quad (IV.5)$$

gdzie:

v_p, l_p, v_k, l_k - odpowiednio prędkości fali skustycznej i grubości przetwornika oraz warstwy pośredniej.

Im wartość t bardziej odbiega od zera, tym wpływ warstw pośrednich jest większy.

IV.1.2. Wykonanie przetworników

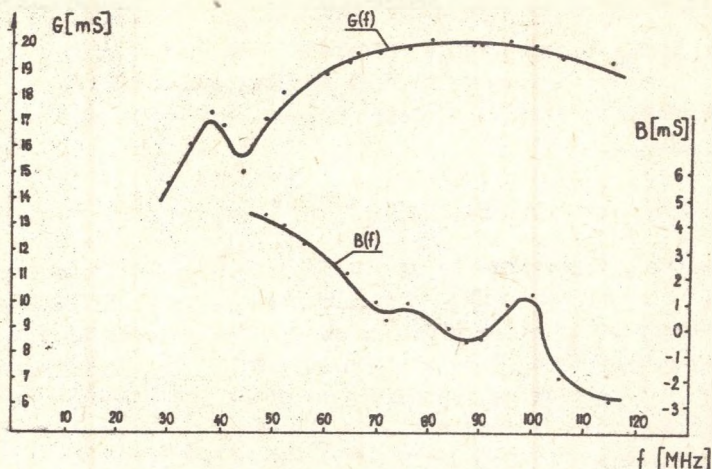
Materiałem wyjściowym do wykonania przetworników były płytki z LiNbO_3 i LiJO_3 . W przypadku LiNbO_3 wykorzystywano cięcie 36°Y (do generacji fal podłużnych) i cięcie X (do generacji fal poprzecznych). W przypadku LiJO_3 wykorzystywano odpowiednio cięcie 0° i 90° . Płytki jednostronnie szlifowano i polerowano, parowano elektrodę i klejono do podłoża. Elektrody wykonywano z chromu i złota (dla LiNbO_3) lub srebra (dla LiJO_3). Jako klej stosowano "Cyjanopon B4". Następnie płytkę szlifowano do żądanej grubości, polerowano i parowano górną elektrodę. Grubości wykonanych przetworników były bardzo różne: od $50 \mu\text{m}$ do $7 \mu\text{m}$, co odpowiada częstościom rezonansowym 70 - 500 MHz.

Stosowany klej nie pozwolił na uzyskanie warstw cieńszych niż 3 - 4 μm . Przy wysokich częstotliwościach wywiera to bardzo niekorzystny wpływ na parametry przetwornika, o czym wspomniano już wyżej. Dlatego też prowadzono równoległe prace nad kontaktowym łączeniem przetworników z ośrodkiem skustooptycznym. W tym przypadku zarówno podłożę jak i płytkę z LiNbO_3 szlifowano i polerowano z dokładnością $\frac{1}{20}$. Jako materiał na elektrody zastosowano aluminium, gdyż okazało się, że dla tego metalu uzyskuje się najtrwalsze łączenie kontaktowe. Grubości elektrod w tym przypadku wynosiły 1000 Å. Przeprowadzone obliczenia numeryczne pozwoliły stwierdzić, że przy częstotliwościach do 150 MHz rodzaj elektrody nie wpływa w istotny sposób na straty na przetwarzanie. Omawianą metodą wykonano przetworniki o grubości 50 - 25 μm , co daje częstotliwość rezonansową 70 - 140 MHz. Powierzchnie przetworników wynosiły 3 - 15 mm^2 .

IV.1.3. Charakterystyki wykonanych przetworników

Po wykonaniu przetworników dokonano pomiaru ich charakterystyk. Zmierzono admitancję wejściową, moc elektryczną i skustyczną, a na tej podstawie wyliczono straty przetwarzania w funkcji częstotliwości.

Przykładowe zależności G i B od częstotliwości przedstawiono na rys. IV.3. Oporności promieniowania wykonanych przetworników zawierają się w granicach 5 - 1000 Ω , w zależności od typu podłoża i powierzchni promieniowania. Odpowiednio dobierając te wielkości można uzyskać oporności promieniowania rzędu 50 Ω , co zapewni maksymalną transmisję mocy bez stosowania zewnętrznych elementów strojnych.



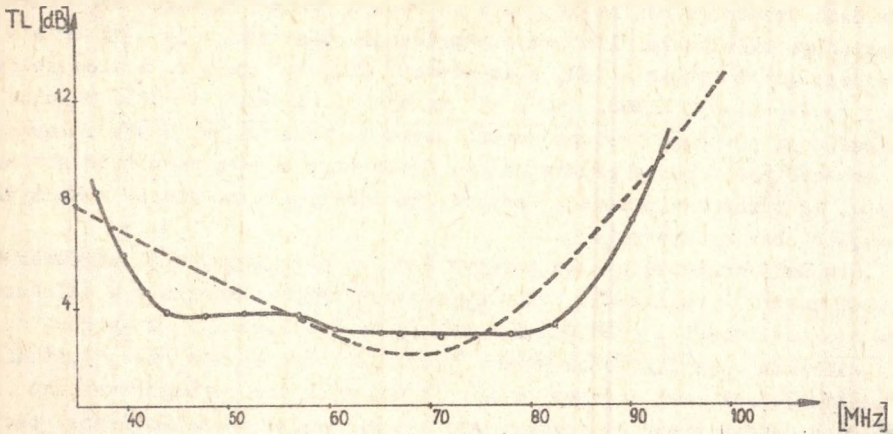
Rys.IV.3. Admitancja przetwornika z LiNbO_3 w funkcji częstotliwości; grubość - 50 μm , powierzchnia - 15 mm^2
 G - konduktancja promieniowania,
 B - susceptancja.

Moc elektryczną doprowadzoną wyliczono z pomiaru admitancji wejściowej przetwornika i napięcia doprowadzonego na przetwornik. Wartości tej mocy zawierały się w granicach 0.1-1.5 W, w zależności od przetwornika i wartości doprowadzonego napięcia.

Pomiaru mocy akustycznej dokonano mierząc natężenie światła ugiętego w stosunku do natężenia światła padającego. Stosowany układ pomiarowy przedstawia rys.III.2. Znając parametry skustoptyczne ośrodka i wymiary przetwornika, w oparciu o wzór (I.9c), wyliczono moc akustyczną. Dla dokładnego ustalenia L i H przeprowadzono niezależnie sondowanie pola akustycznego odpowiednio zwężoną wiązką laserową. Znajomość mocy akustycznej i elektrycznej pozwoliła wyliczyć straty przetwarzania w funkcji częstotliwości. Uzyskane wyniki dla kilku charakterystycznych egzemplarzy przetworników przedstawiono na rysunkach.

Rys.IV.4 przedstawia straty przetwarzania dla przetwornika łączonego z ośrodkiem adhezyjnie. Przetwornik ten charakteryzuje się bardzo szerokim pasmem pracy i niewielkimi stratami przetwarzania.

Przeprowadzone w oparciu o wyrażenie (IV.3) obliczenia teoretyczne (linia przerywana) wskazują, że w pobliżu częstości rezonansowej sprawność zmierzona jest nieco mniejsza od teoretycznej, ale przetwornik charakteryzuje się szerszym pasmem pracy (63%), niż to wynika z obliczeń teoretycznych (50%). Przyczyną tego jest przede wszystkim niejednakowa grubość przetwornika, co wystąpi nawet przy bardzo starannej obróbce. Z punktu widzenia zastosowania przetworników w skustoptyce uzyskanie szerokiego pasma pracy jest nieraz bardzo korzystne (deflektory), nawet jeśli spowoduje to pewien wzrost strat na przetwarzanie.



Rys. IV.4. Straty przetworzenia w funkcji częstotliwości dla przetwornika z LiNbO_3 łączonego kontaktowo z ośrodkiem skustooptycznym (cięcie 36°Y).

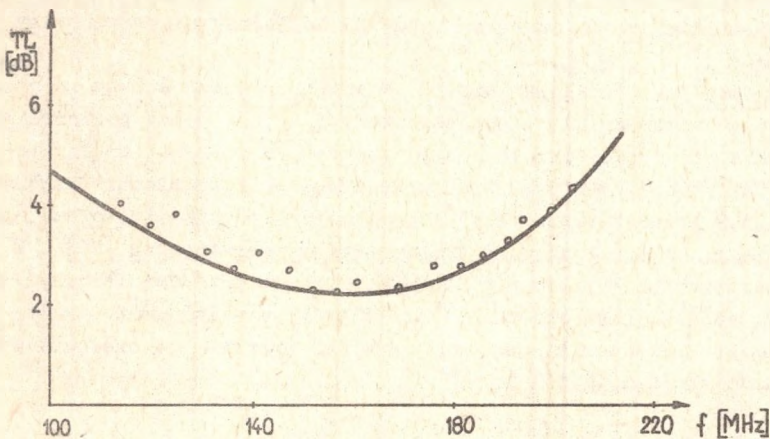
—○— — krzywe doświadczalna,

--- — krzywa teoretyczna,

Grubość przetwornika - $50 \mu\text{m}$, f_0 - 74 MHz , powierzchnia - 15 mm^2

Impedancje akustyczna ośrodka - $18,1 \cdot 10^6 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$, elektrody - Al o grubości $0,1 \mu\text{m}$

Na rys. IV.5 przedstawiono straty przetworzenia dla przetwornika z LiNbO_3 łączonego z podłożem warstwą indu metodą ultradźwiękową [11]. Z porównania rys. IV.4 i IV.5 wynika, że straty w obu przypadkach są zbliżone.



Rys. IV.5. Straty przetworzenia dla przetwornika z LiNbO_3 wg [11].

Zwrócić trzeba jednak uwagę, że w pierwszym przypadku ośrodkiem skustooptycznym było szkło flintowe o impedancji akustycznej $18 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, podczas gdy w drugim - TeO_2 o impedancji $25 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, a więc zbliżonej do impedancji LiNbO_3 ($34 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Wiadomo, że duża różnica impedancji powoduje zarówno wzrost strat na przetworzenie jak i zmniejsza szerokość pasma precy przetwornika. Można więc z całą pewnością stwierdzić, że przetwornik łączony z podłożem adhezyjnie ma znacznie korzystniejsze charakterystyki.

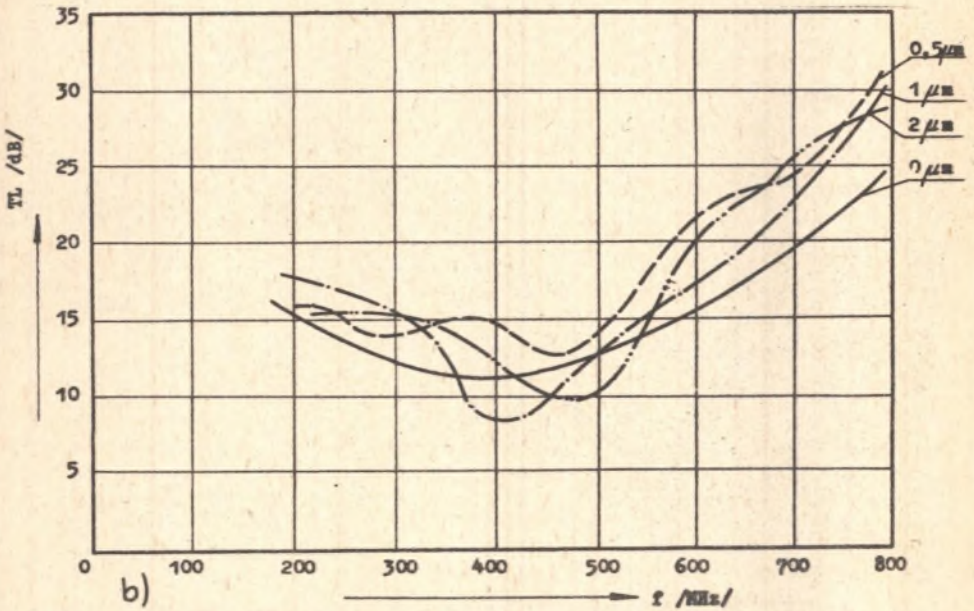
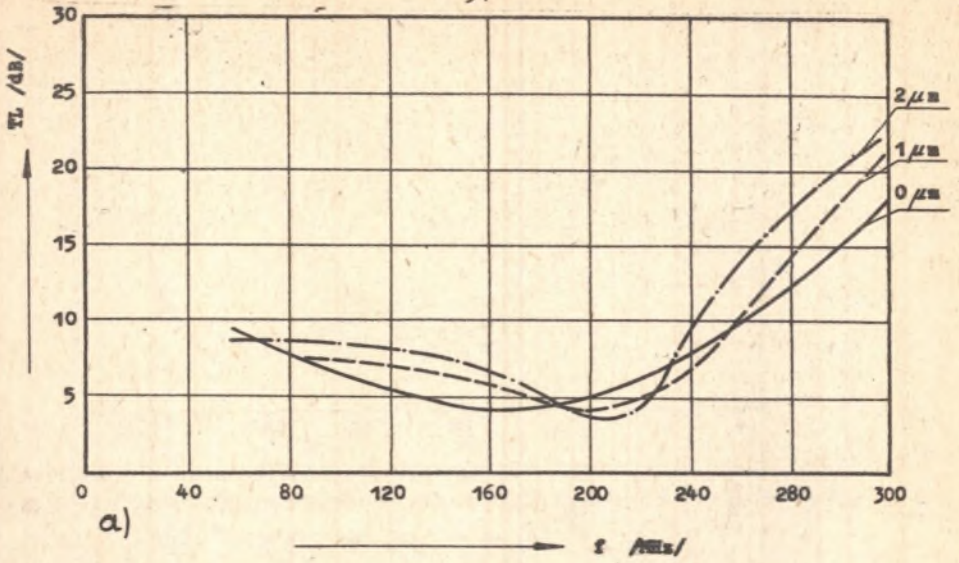
Dla uwidocznienia wpływu warstwy indu na charakterystyki przetwornika przeprowadzono obliczenia numeryczne strat na przetworzenie w zależności od częstotliwości i grubości warstwy indu. Z wyliczeń tych wynika, że dla niewielkich częstotliwości (100 - 150 MHz) wpływ warstwy indu jest niewielki. Jednak przy częstotliwościach wyższych indu powoduje zarówno znaczny wzrost strat na przetworzenie jak również zwężenie pasma precy. Przykładowo na rys.IV.6 przedstawiono rezultaty wyliczeń dla częstotliwości 200 i 500 MHz.

Rys.IV.7 przedstawia straty przetworzenia dla przetwornika o częstotliwości rezonansowej 145 MHz, ale łączonego z podłożem klejem "Cyjanopen B4". Z porównania rys.IV.4 i IV.7 wynika, że warstwa kleju powoduje zarówno wzrost strat, ale przede wszystkim zdecydowanie zmniejsza pasmo częstotliwości.

Rys.IV.8 przedstawia natomiast straty przetworzenia dla przetwornika o grubości $7 \mu\text{m}$ również łączonego z ośrodkiem skustooptycznym klejem. Częstotliwość rezonansowa przetwornika wynosi 528 MHz. Liniami przerywanymi przedstawiono rezultaty obliczeń numerycznych dla różnych wartości parametru t (wzór IV.5), a więc dla różnych grubości warstwy kleju. Z obliczeń wynika, że straty spowodowane przez klej mają różne wartości, w zależności od jego grubości i częstotliwości precy przetwornika. Najbardziej niekorzystnie warstwa kleju wpływa jednak na pasmo precy przetwornika.

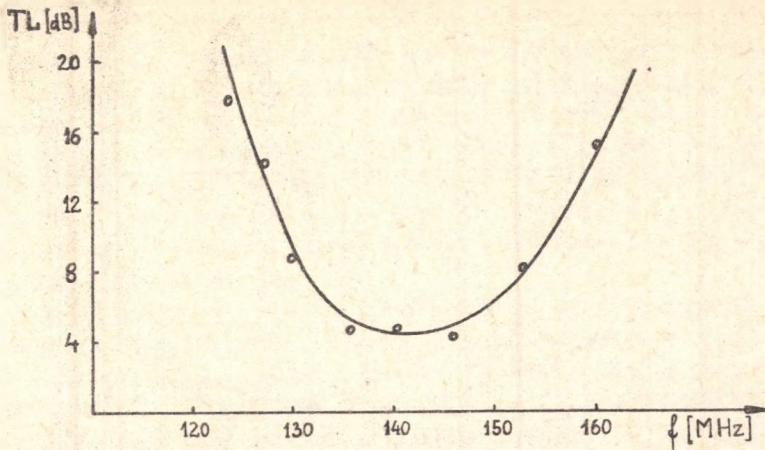
Wykorzystując dyfrakcję światła zmierzono również straty na przetworzenie dla przetworników cienkowarstwowych z CdS. Celem pomiarów było porównanie sprawności przetworników płytkowych z LiNbO_3 i cienkowarstwowych z CdS pracujących przy tych samych częstotliwościach. Przykładowo na rys.IV.9 przedstawiono rezultaty pomiarów i obliczeń teoretycznych dla jednego z wykonanych przetworników cienkowarstwowych [75]. Z porównania wartości TL (rys.IV.8 i IV.9) wynika, że przetworniki płytkowe z LiNbO_3 mają większą sprawność, jeśli tylko wyeliminować warstwę kleju.

Wykonane przetworniki pracowały również sprawnie na częstotliwościach harmonicznych (rys.IV.10).

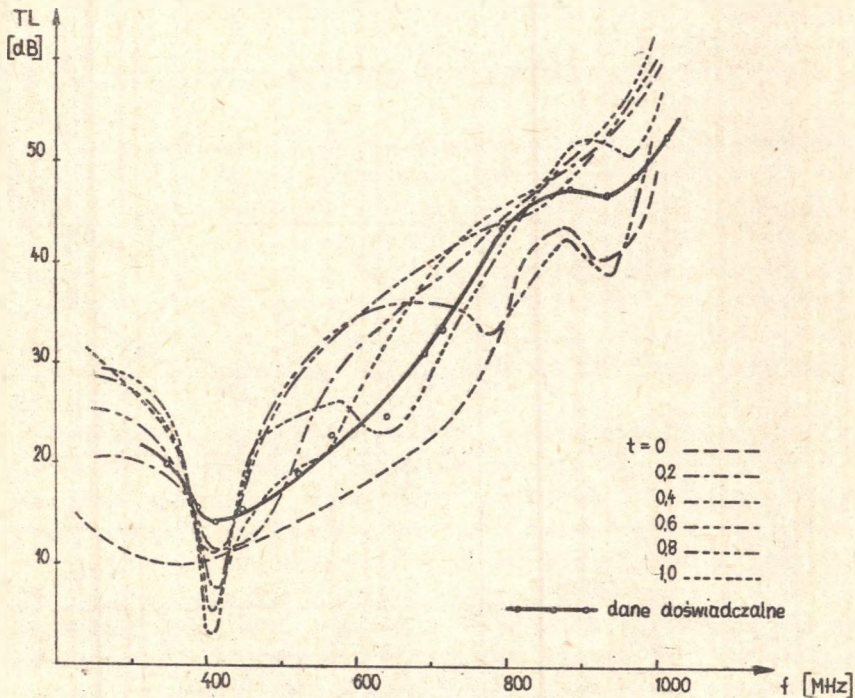


Rys.IV.6. Wpływ warstwy indu na straty przetwarzania dla przetworników z LiNbO_3 36°Y

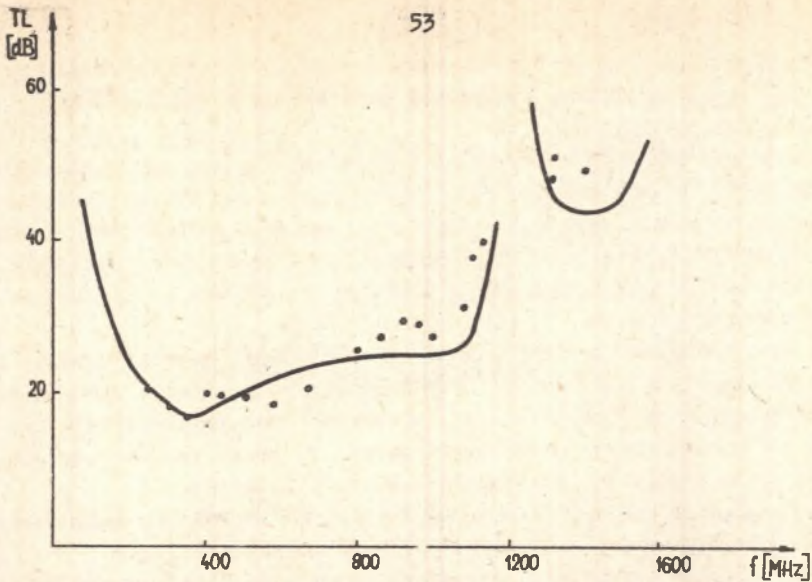
a) $f_r = 200$ MHz, b) $f_r = 500$ MHz. Elektrody Cr + Au, powierzchnia - 4 mm^2 , impedancja akustyczna ośrodka - $31 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$



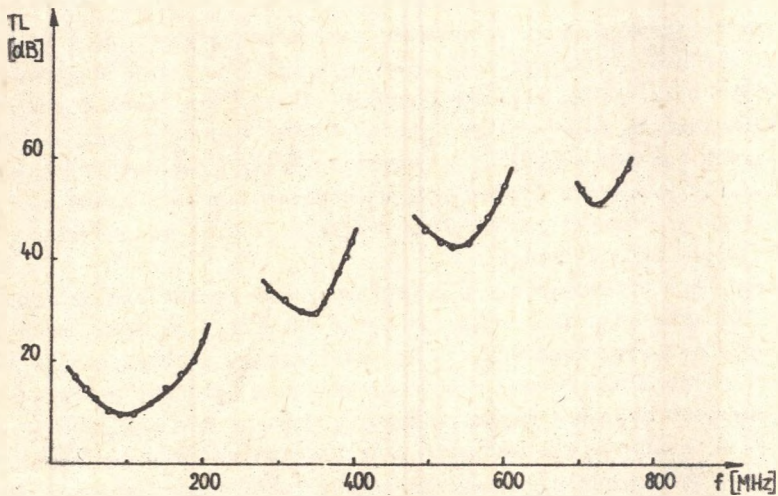
Rys. IV.7. Straty przetwarzania w funkcji częstotliwości dla przetwornika z LiNbO_3 łączonego z podłożem klejem "Cyjenopen B4". Grubość przetwornika - 26 μm , f_T - 145 MHz, powierzchnia - 10 mm^2 .



Rys. IV.8. Wpływ warstwy kleju na straty przetwarzania dla przetwornika z LiNbO_3 o grubości 7 μm , f_T - 528 MHz, powierzchnia - 3 mm^2 , cięcie - 36°Y , elektrody - Cr + Au o grubości 0.1 μm , impedancja akustyczna ośrodka - $3,4 \cdot 10^7 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$



Rys.IV.9. Straty na przetworzenie w funkcji częstotliwości dla przetwornika cienkowarstwowego z CdS o grubości $2,7 \mu\text{m}$. Linie ciągłe - obliczenia teoretyczne dla $k = 0,09$, elektrody Cr + Au o grubości $0,1 \mu\text{m}$.



Rys.IV.10. Straty na przetworzenie dla częstotliwości harmonicznych; grubość przetwornika - $30 \mu\text{m}$, $f_r - 123 \text{ MHz}$, cięcie 36°T

Przeprowadzone pomiary i obliczenia pozwoliły na sformułowanie następujących wniosków odnośnie wykonanych przetworników pod kątem ich zastosowań w akustooptyce.

- a. Najmniejsze straty przetworzenia i największe pasmo pracy wykazują przetworniki z LiNbO_3 łączone kontaktowo z podłożem. Wprowadzie wykonanie takich przetworników jest dość trudne, to jednak w deflektorach i szerokopasmowych modulatorach światła winno się stosować takie przetworniki. Openowano technologię kontaktowego łączenia z podłożem do częstotliwości rezonansowej 150 MHz.
- b. Dla częstotliwości wysokich, gdzie nie udało się jeszcze uzyskać kontaktowego łączenia, warstwy kleju wprowadzają duże straty, zmniejszającą i zmniejszającą pasmo pracy. Mimo to, sprawność tych przetworników nie jest gorsza niż przetworników ciekliwarstwowych. Na pewno znaczną poprawę można uzyskać przez zastosowanie zgrzewania ultradźwiękowego.
- c. Dalsze prace winny być prowadzone w kierunku openowania technologii kontaktowego łączenia przetworników na wysokie częstotliwości.
- d. Własności piezoelektryczne krajowych kryształów LiNbO_3 są na ogół dobre, chociaż niektóre z otrzymanych monokryształów wykazywały znaczną kruchość, co uniemożliwiło uzyskanie z nich płytek o grubości kilku um.
- e. Dyfrakcja Bregge jest wygodną i stosunkowo dokładną metodą pomiaru sprawności przetworników piezoelektrycznych w szerokim przedziale częstotliwości.

IV.2. Badanie rozkładu natężeń pól akustycznych

Znajomość sprawności przetworników piezoelektrycznych jest bardzo istotna, ale nie wyczerpuje zagadnień związanych z polem akustycznym w przypadku oddziaływań akustooptycznych. Ważna jest również znajomość rozkładu natężenia pola akustycznego w ośrodku akustooptycznym. Rozkład ten w sposób istotny wpływa na zjawisko dyfrakcji, zwłaszcza na jego geometrię. Zastosowanie np. zbieżnej wiązki akustycznej powoduje, że warunek Bregge jest spełniony selektywnie przy różnych częstotliwościach dla ustalonego kąta dyfrakcji.

Poniżej będą przedstawione i przedyskutowane wyniki pomiaru rozkładu natężeń pól akustycznych z wykorzystaniem dyfrakcji Bregge. Pomierzy wykonano przeprowadzając sondowanie pola akustycznego zwięzłą wiązką laserową i będąc rozkłady katowe natężenia ugiętego światła. Zastosowanie w tym przypadku zwięzłej wiązki laserowej jest bardzo pożądane ze względu na to, że wykonane przetworniki mają bardzo niewielkie wymiary.

Uzyskane doświadczalnie rozkłady natężeń pól akustycznych porównano z obliczeniami numerycznymi. Pozwoliło to na wyciągnięcie szeregu istotnych wniosków dotyczących zarówno rozkładu pól, jakości wykonanych przetworników jak również skuteczności zastosowanej metody.

IV.2.1. Pole akustyczne przetworników płaskich i cylindrycznych

Sondowanie pola akustycznego pozwala wyznaczyć względne natężenie tego pola w stosunku do wartości maksymalnej w obszarze oddziaływania z wiązką laserową.

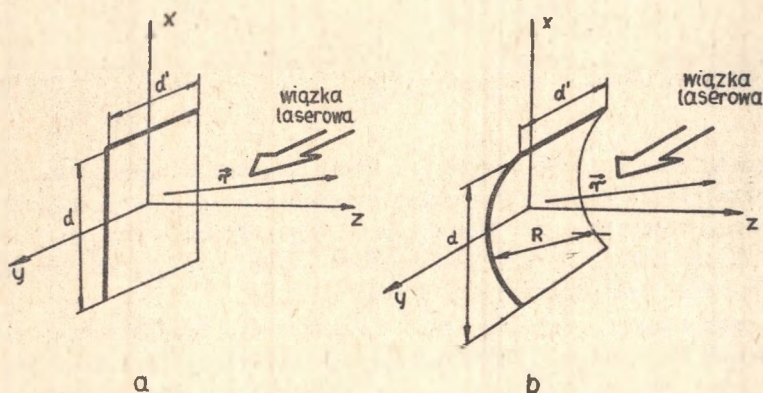
Amplitudę pola akustycznego w dowolnym punkcie pola wyliczamy korzystając ze znanego wzoru dyfrakcyjnego [76, 77]

$$S(x, y, z) = \frac{1g}{2\lambda} \iint_A S(x_0, y_0, 0) \frac{|z|}{r} \frac{e^{-i\vec{q}\vec{r}}}{r} dx_0 dy_0 \quad (IV.6)$$

gdzie:

$S(x_0, y_0, 0), x_0, y_0$ - odpowiednio amplituda drgań i współrzędne punktu na powierzchni przetwornika.

Rys.IV.11 przedstawia usytuowanie przetwornika w obrębnym do obliczeń układzie współrzędnych w przypadku przetwornika płaskiego i cylindrycznego. Zaznaczono tu również wymiary przetwornika i kierunek propagacji światła laserowego.



Rys.IV.11. Położenie przetwornika płaskiego (a) i cylindrycznego (b) w przyjętym do obliczeń układzie współrzędnych.

W przypadku stosowanej metody pomiarowej występowało oddziaływanie wiązki laserowej z falią akustyczną wzdłuż całej długości przetwornika. Dlatego w wyrażeniu (IV.6) należy jeszcze dodatkowo wykonać całkowanie wzdłuż kierunku Y. W rezultacie, uwzględniając sprzężystą snizotropię ośrodka i tłumienie fali akustycznej, otrzymuje się następujące wyrażenie na rozkład amplitudy pola akustycznego $\Delta(x, z)$ wzdłuż całkowitej drogi oddziaływania światła i fali akustycznej [77 - 79].

$$\Delta(x, z) = \frac{iq_0 e^{-\alpha z}}{2\lambda(1-2b)} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} S(x_0, y_0, 0) e^{-iq_0 \left[z + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z(1-2b)} \right]} dx_0 dy_0 dy, \quad (IV.7)$$

gdzie:

b - parametr snizotropii,
 q_0 - wektor felowy feli czystomodowej.

Ścisłe biorąc wzór powyższy jest słuszny dla kierunków czystomodowych lub tworzących z nimi niewielkie kąty. Wartości b dla niektórych układów krystalograficznych podano w pracy [80].

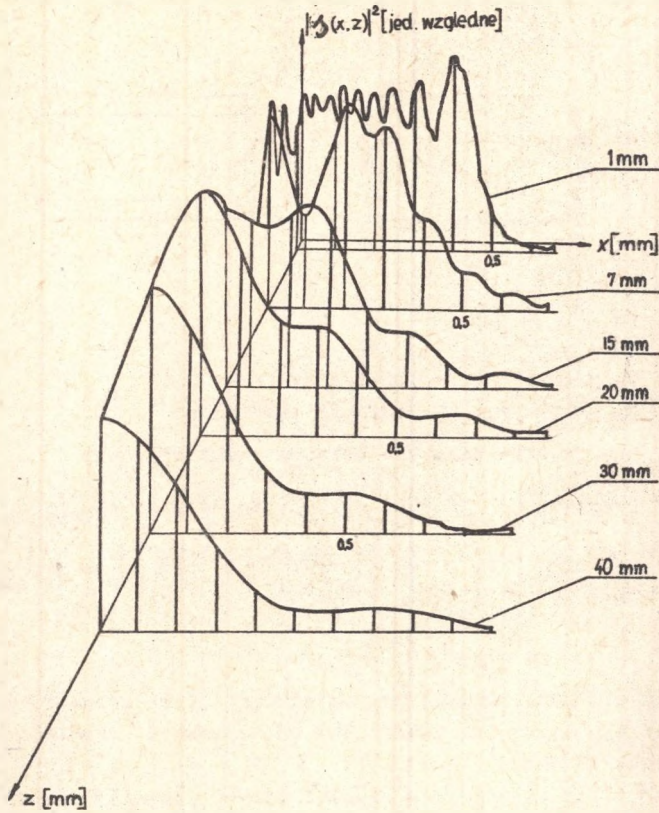
Jeśli przyjąć, że rozkład natężenia na powierzchni przetwornika jest stały, tzn. $S(x_0, y_0, 0) = S_0$, to wtedy rozkład natężenia pola wyliczony z (IV.7) dany jest wzorem

$$\left| \Delta(x, z) \right|^2 = S_0^2 e^{-2\alpha z} \frac{d^2}{\lambda z(1-2b)} \left| e^{iq_0 \frac{(x-x_0)^2}{2z(1-2b)}} dx_0 \right|^2 \quad (IV.8)$$

Rozkład natężenia pola wg powyższego wzoru liczono numerycznie.

Rys.IV.12 przedstawia obliczony rozkład natężenia pola akustycznego feli podłużnej o częstotliwości 215 MHz w kwercu krystalicznym dla kierunku propagacji wzdłuż osi Z. Do obliczeń wybrano kwerc dlatego, że pomiary rozkładu natężenia przeprowadzono dla tego ośrodka.

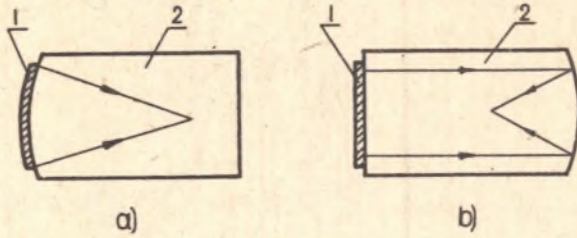
W wielu przypadkach w oddziaływaniach akustooptycznych stosuje się ogniskowanie wiązki akustycznej. Wykorzystuje się wtedy przetworniki cylindryczne lub odbicie płaskiej feli akustycznej od tylnej, cylindrycznej powierzchni (rys.IV.13).



Rys. IV.12. Obliczony numerycznie wg wzoru (IV.8) rozkład natężenia pola akustycznego o częstotliwości 215 MHz w krystalicznym kwercu $d = 1$ mm, $d' = 5$ mm, $b = -0.232$.

Z tego względu zbadano również rozkład natężenia takiego pola. W tym przypadku, jeśli źródłem pola jest przetwornik cylindryczny o równomiernym rozkładzie amplitudy na swej powierzchni, to

$$S(x_0, y_0, 0) = \begin{cases} S_0 e^{-\frac{iq x_0^2}{2R}} & -\frac{d}{2} < x_0 < \frac{d}{2}, \\ & -\frac{d'}{2} < y_0 < \frac{d'}{2}, \\ 0 & \text{poza tym obszarem} \end{cases}$$



-Rys.IV.13. a) przetwornik cylindryczny
 b) skupiające zwierciadło akustyczne
 1 - przetwornik, 2 - ośrodek skustoptyczny

Wstawiając powyższe do (IV.7) i obliczając kwadrat amplitudy otrzymujemy

$$|\beta(x, z)|^2 = S_0^2 e^{-2\alpha z} \frac{d^2}{\Lambda z(1-2b)} \left| \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} e^{i q_0 x x_0 + \frac{i q_0 x_0^2}{2} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{z(1-2b)} \right]} dx_0 \right|^2 \quad (\text{IV.9})$$

Wyniki obliczeń numerycznych (wg zależności IV.9) rozkładu natężenia pola akustycznego o częstotliwości 340 MHz w kwercu krystalicznym przedstawiono na rys.IV.14.

Najbardziej interesujący jest rozkład pola w płaszczyźnie ogniskowej dla $z = \frac{R}{1-2b}$. Wykorzystując ten warunek w równaniu (IV.9) otrzymujemy

$$\left| \beta\left(x, \frac{R}{1-2b}\right) \right|^2 = S_0^2 e^{-\frac{2\alpha R}{1-2b}} \frac{d^2 d^2}{\Lambda R} \left[\frac{\sin \frac{\pi dx}{\Lambda R}}{\frac{\pi dx}{\Lambda R}} \right]^2 \quad (\text{IV.10})$$

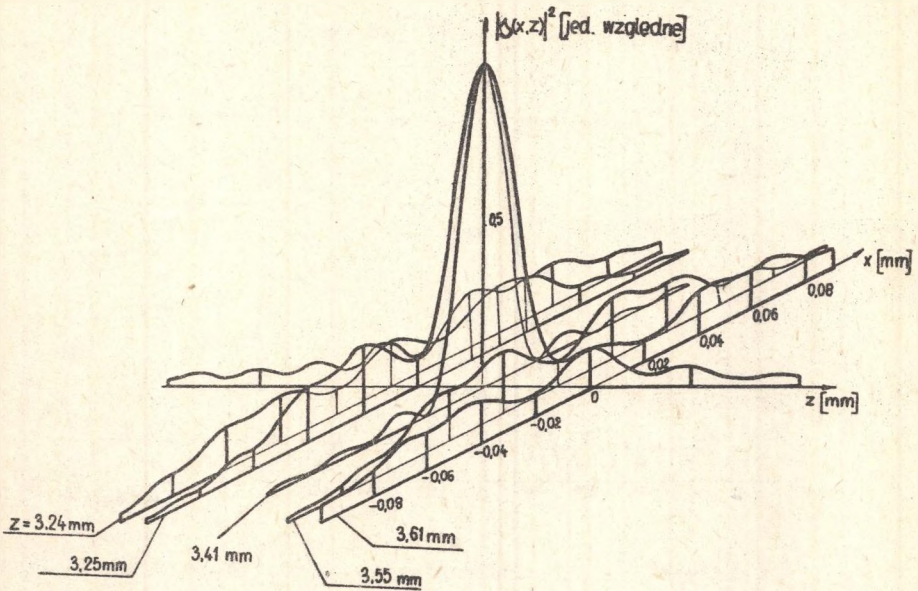
Należy zwrócić uwagę, że odległość ogniskowania wiązki akustycznej jest większa lub mniejsza od R , w zależności od parametru anizotropii.

Do badania rozkładu natężeń pól akustycznych wykorzystano również analizę rozkładów kątowych natężenia ugiętego światła.

IV.2.2. Wyniki pomiarów i ich omówienie

Do wyznaczenia rozkładu pól akustycznych zastosowano układ pomiarowy analogiczny do omówionego w rozdziale trzecim.

Pomiary rozkładów kątowych natężenia ugiętego światła przeprowadzono w ten sposób, że obrotowo krysztal w płaszczyźnie dyfrakcji. W przypadku sondowania pola akustycznego przesuwano krysztal w kierunku pionowym



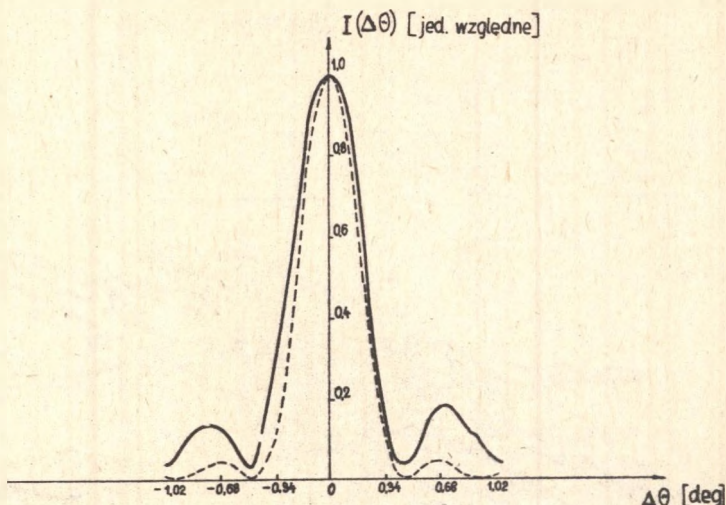
Rys.IV.14. Obliczony numerycznie rozkład natężenia pola skustycznego przez przetwornik cylindryczny

$$d = 4 \text{ mm}, d' = 6 \text{ mm}, f = 340 \text{ MHz}, R = 5 \text{ mm}, \\ b = -0.232, \frac{R}{1-2b} = 3,41 \text{ mm}.$$

w płaszczyźnie XY. Zwężona za pomocą układu optycznego wiązka laserowa miała średnicę około 20 μm na odcinku 1 cm. Wiązka ta padała pod kątem Bregga w stosunku do czoła fali skustycznej.

IV.2.2.1. Pomiary rozkładów kątowych natężenia ugiętego światła

Rys.IV.15 przedstawia jeden z uzyskanych rozkładów kątowych natężenia ugiętego światła w krystalicznym kwercu, dla kierunku propagacji fali skustycznej wzdłuż osi Z, częstotliwość - 215 MHz. Widoczne, że między uzyskanymi rezultatami doświadczelnymi a obliczeniami teoretycznymi występuje znaczna rozbieżność, która wynosi około 20% dla maksimum głównego i około 150% dla maksimów bocznych. Otóż wykorzystując zależność (I.8a, b) i uzyskany doświadczelnie rozkład $I(\Delta\theta)$ oszacowano rozkład amplitudy na powierzchni przetwornika. (Pomiary $I(\Delta\theta)$ przeprowadzono w odległości 0,1 - 0,2 mm od przetwornika). Wiadomo bowiem (rozdział I), że zależność $\frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta)$ jest transformacją Fouriera funkcji $f(y)$, a więc $S(y)$. Wyliczywszy zatem transformację odwrotną uzyskujemy $S(y)$ jeśli znamy $\frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta)$.



Rys.IV.15. Rozkład katowy natężenia ugiętego światła

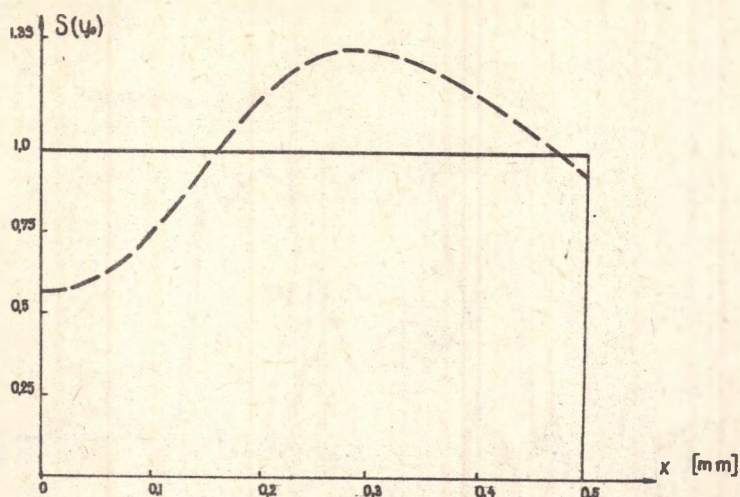
— - doświadczeniowy, - - - - - teoretyczny,
 $f = 215 \text{ MHz}$, $L = 5 \text{ mm}$

Należy jednak zauważyć, że związek między $S(y)$ i $\frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta)$ jest niejednoznaczny ponieważ, aby znać funkcję $S(y)$ trzeba znać wartość bezwzględną $\left| \frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta) \right|$ oraz zależność fazową $\frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta)$.

Z pomiarów uzyskujemy tylko $\left| \frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta) \right|$. Ponadto nie znamy analitycznej postaci zależności $\left| \frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta) \right|$.

Aby wyliczyć transformatę odwrotną posłużono się przybliżoną metodą trapezów [81]. Założono przy tym, że $S(y)$ jest funkcją przystą i że $S(x_0, y_0) = S(y_0)$. Błąd wynikający z samej metody trapezów starano się wyeliminować licząc również transformatę odwrotną dla znanego (teoretycznego) rozkładu $\left| \frac{E_1}{E_0}(\Delta\theta) \right|$ w identycznych warunkach (ten sam przedział całkowania, metoda trapezów). Wyniki obliczeń przedstawiono na rys.IV.16. Krzywa przerywana przedstawia uzyskany omawianą metodą rozkład amplitudy drgań na powierzchni przetwornika, natomiast krzywa ciągła przedstawia rozkład amplitudy teoretyczny ($S(y_0) = \text{const}$). Widać, że uzyskany doświadczalnie rozkład znacznie odbiega od zakładanego rozkładu równomiernego.

Wydeje się, że metoda ta, wprowadzając przybliżoną i nieco kłopotliwą w obliczeniach, może być z powodzeniem stosowana do wyznaczenia rozkładu amplitudy drgań przetworników piezoelektrycznych o bardzo małych wymiarach.



Rys. IV.16. Rozkład amplitudy drgań na powierzchni przetwornika

- złożony rozkład równomierny
 - - - wyliczony z pomiarów $I(\Delta\theta)$

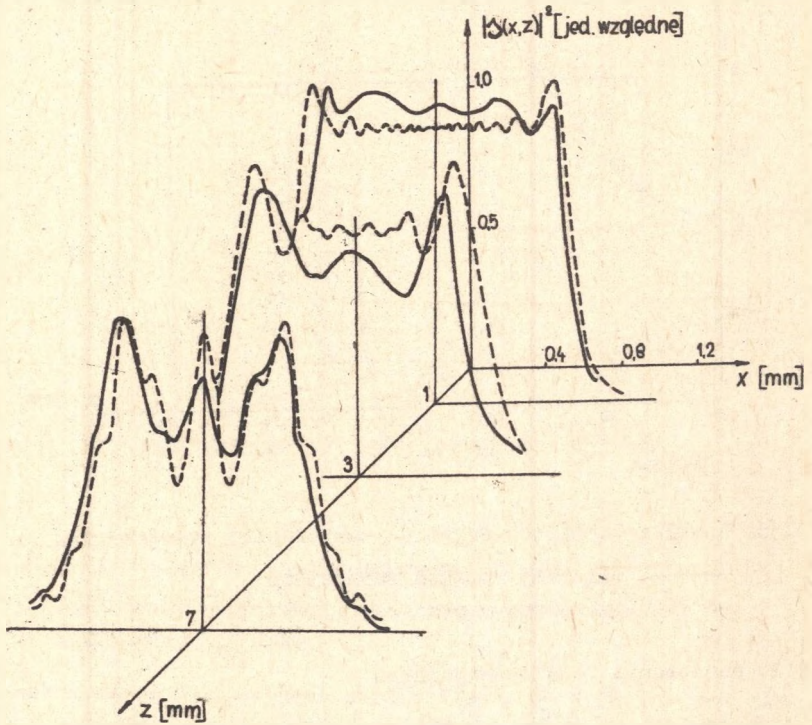
IV.2.2.2. Sondowanie pola akustycznego

W przeprowadzonych pomiarach zwrócono jednak szczególną uwagę na możliwość bezpośredniego pomiaru względnego natężenia pola akustycznego oraz na wpływ ogniskowania na rozkład tego pola.

Rys. IV.17 przedstawia uzyskane rozkłady natężenia pól akustycznych w odległości 1, 3 i 7 mm od przetwornika o wymiarach $8 \times 1.5 \text{ mm}^2$. Częstotliwość pracy - 200 MHz.

Rys. IV.18 przedstawia natomiast rozkład natężenia pola w krystalicznym kwarcu dla częstotliwości 215 MHz. (Ten sam przetwornik dla którego analizowano poprzednio rozkłady kątowe).

Z porównania przebiegów doświadczalnych i teoretycznych wynika, że w obszarze pola bliskiego zgodność nie jest najlepsza. Względne odchylenie wynoszą około 25%. Widać też, że rozbieżności te są różne dla różnych egzemplarzy przetworników. Jest to chyba zupełnie zrozumiałe, gdyż trudno jest uzyskać identyczne egzemplarze przetworników płytkowych na wysokiej częstotliwości. Dalej od przetwornika rozkłady doświadczalne i teoretyczne są właściwie takie same.



Rys.IV.17. Rozkład natężenia pola skustycznego w topionym kwercu

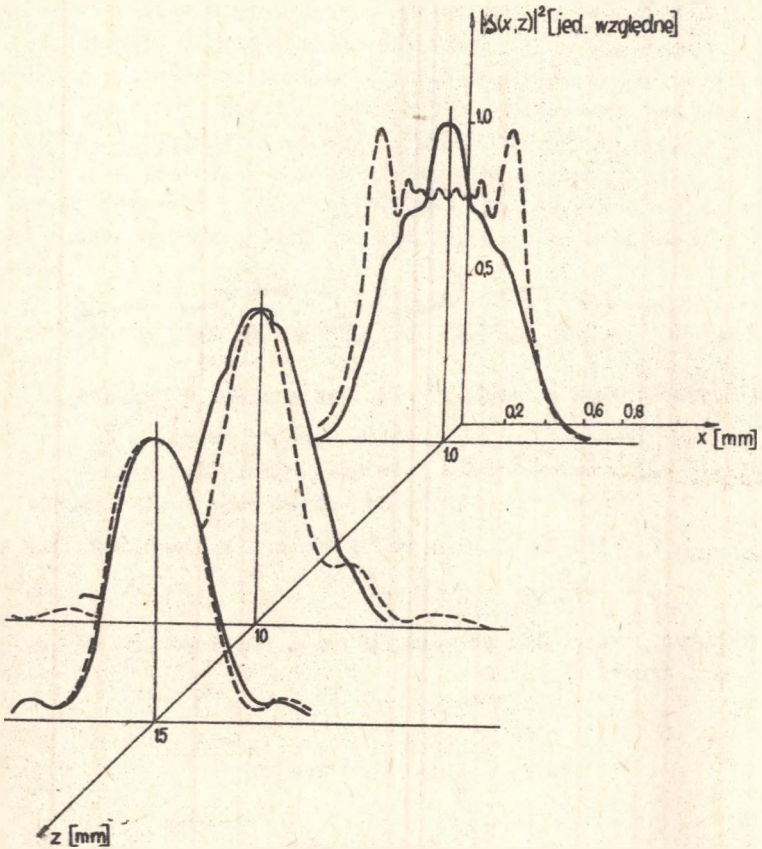
$$f = 200 \text{ MHz}, d = 1,5 \text{ mm}, d' = 8 \text{ mm}$$

————— przebieg doświadczalny,

----- przebieg teoretyczny obliczony numerycznie według wzoru (IV.8)

Badanie ogniskowania wiązki skustycznej było prowadzone w układzie przedstawionym na rys.IV.13b. Zastosowanie skustycznego zwierciadła skupiającego było konieczne, ze względu na niemożliwość wykonania płytkowych przetworników cylindrycznych na wysokie częstotliwości.

Efekt ogniskowania pola skustycznego badano mierząc natężenie ugiętego światła na fali padającej i odbitej w układzie przedstawionym na rys.IV.13b. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys.IV.19.



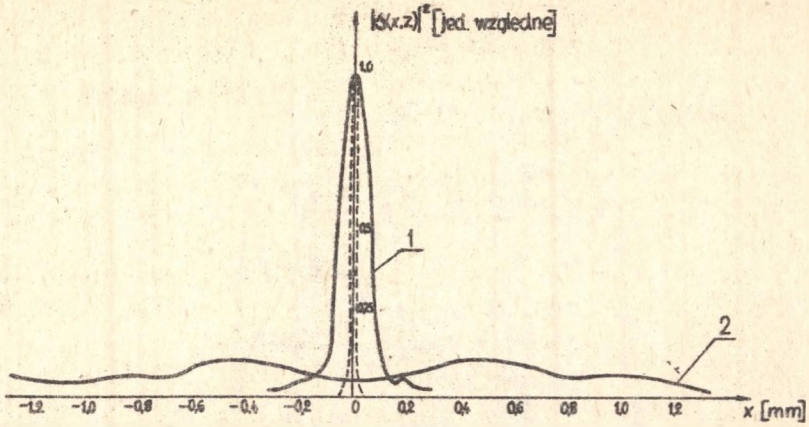
Rys.IV. 18. Rozkład natężenia pola akustycznego w krystalicznym kwarcu,

$$f = 215 \text{ MHz}, d = 1 \text{ mm}, d' = 5 \text{ mm}, b = -0.232,$$

————— - przebieg doświadczalny,

----- - przebieg teoretyczny obliczony numerycznie według wzoru (IV.8).

Ośrodkiem był w tym przypadku krystaliczny kwarc, kierunek propagacji wzdłuż osi Z, częstotliwość - 340 MHz. Krzywa 1 przedstawia rozkład natężenia pola w ognisku dla feli odbitej, krzywa 2 rozkład pola dla feli padającej. Linia przerywana zaznacza teoretyczny rozkład pola w ognisku, wyliczony wg wzoru (IV.10). Z przebiegu tych krzywych widać wyraźnie efekt ogniskowania, choć występuje on w mniejszym stopniu niż to wynika z obliczeń. Przyczyną tej rozbieżności jest przede wszystkim duża średnica wiązki laserowej sondującej pole. Zauważmy, że teoretycznie



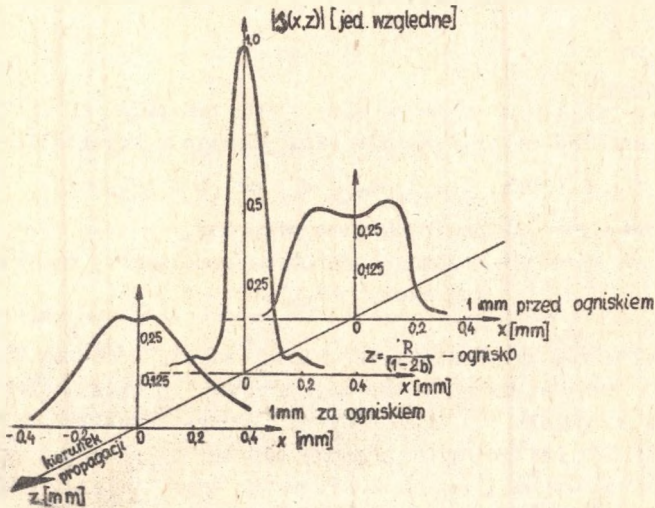
Rys. IV.19. Rozkład natężenia pola skustycznego w ognisku

- 1) ————— - pola odbite, zogniskowane
- 2) ————— - pola padające, niezogniskowane
- — — — — obliczenia teoretyczne (wzór IV.10)

$$f = 340 \text{ MHz}, d = 4 \text{ mm}, d' = 6 \text{ mm}, b = -0.232, R = 5 \text{ mm},$$

$$z = \frac{R}{1 - 2b} = 3,41 \text{ mm}.$$

zogniskowanie winno być do $4\text{-}\mu\text{m}$, podczas gdy średnice stosowanej wiązki laserowej wynosi około $20\text{ }\mu\text{m}$.



Rys. IV.20. Efekt ogniskowania pola skustycznego

Rys.IV.20 przedstawia zmierzony rozkład natężenia pola w ognisku oraz 1 mm przed i za ogniskiem. Uzyskana rozbieżność wiązki akustycznej wynosi 35° , natomiast natężenie zogniskowanej wiązki akustycznej jest dziesięciokrotnie większe niż wiązki niezogniskowanej.

Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że rozkład natężenia pola wykonanych przetworników różni się nieco od rozkładu teoretycznego, zwłaszcza blisko przetwornika. Największą zgodność uzyskano dla przetworników łączonych kontaktowo. Są one również najbardziej powtarzalne.

Dyfrakcja Bragge może być z powodzeniem użyta do badania rozkładu natężeń pól akustycznych pod warunkiem jeszcze lepszego zogniskowania wiązki laserowej.

V. WŁASNOŚCI AKUSTYCZNE I AKUSTOOPTYCZNE NIEKTÓRYCH CIAŁ STAŁYCH

Ważną dziedziną zastosowań dyfrakcji światła na falach akustycznych jest wykorzystanie tego zjawiska do badania własności ciał stałych. Z rozważań przeprowadzonych w rozdziale trzecim wynika, że metodami akustooptycznymi można wyznaczyć: prędkość propagacji i współczynnik tłumienia fali akustycznej, stałe fotosprężyste i stałe sprzężenia fonon-fonon. Pozwala to, wykorzystać te metody zarówno do badań podstawowych, jak również do oceny przydatności kryształów w akustooptyce i akustoelektronice.

Z wyrażenia na efektywność dyfrakcji (wzór I.13) wynika, że materiały stosowane w akustooptyce winny cechować się dużymi wartościami współczynnika załamania światła i stałych fotosprężystych, a małymi wartościami gęstości i prędkości propagacji fali akustycznej. Również tłumienie fali akustycznej winno być nieznaczące. Oprócz tego, kryształy winny spełnić kilka innych wymogów, z których najważniejsze to:

- a) wysoka jakość optyczna kryształów przy stosowanych długościach fal świetlnych,
- b) duża stabilność chemiczna i trwałość mechaniczna,
- c) niewielkie współczynniki temperaturowe stałych materiałowych.

Rozdział poniższy poświęcony jest omówieniu uzyskanych rezultatów doświadczalnych dotyczących badania własności ciał stałych metodami dyfrakcji światła na falach akustycznych. Celem pomiarów było zbadanie własności ciał stałych dostępnych w kraju i mogących mieć zastosowanie w akustooptyce oraz szczegółowe analizy możliwości wykorzystania dyfrakcji światła do wyznaczenia wspomnianych wyżej stałych materiałowych.

Omówienie uzyskanych rezultatów doświadczalnych rozpoczniemy od rozpatrzenia geometrii dyfrakcji Bragga i przykładowego przedstawienie charakterystyk częstotliwościowo-kątowych w badanych ośrodkach.

V.1. Dyfrakcja Bragga w badanych ośrodkach

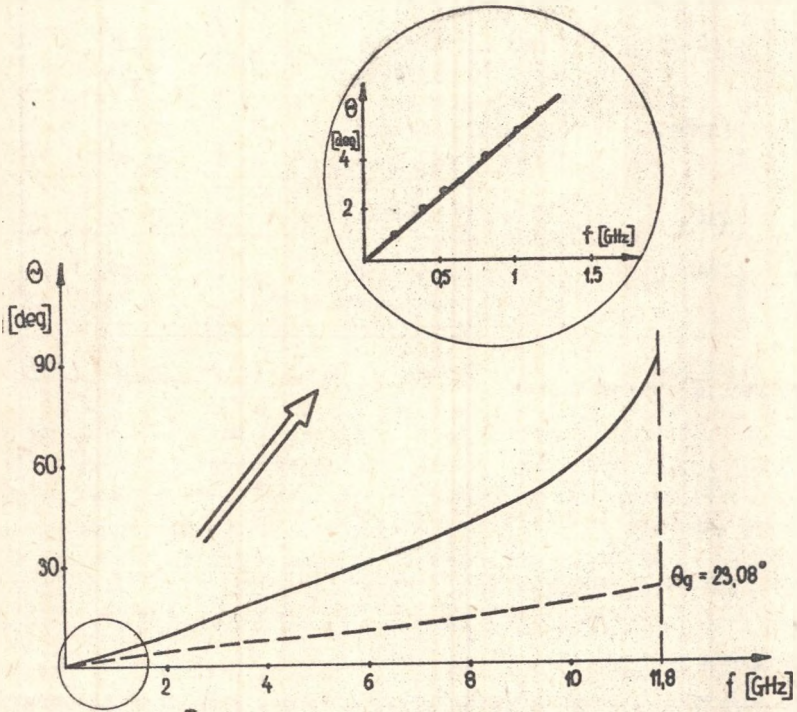
V.1.1. Dyfrakcja izotropowa

Ogólnie biorąc dyfrakcja izotropowa występuje w ośrodkach akustooptycznych optycznie izotropowych lub anizotropowych, jeśli w tym ostatnim przypadku nie występuje zmiana płaszczyzny polaryzacji. Charakterystyka częstotliwościowo-kątowa dana jest wzorem (I.25). Dyfrakcja Bragga występuje w tym przypadku już przy częstotliwościach stosunkowo niskich. Górna granica częstotliwości f_{\max} uwarunkowana jest wartością kąta granicznego na granicy badany ośrodek-powietrze

$$\frac{1}{n} = \sin \theta_{gr} = \frac{\lambda_0 f_{max}}{2v} \quad (V.1)$$

Graniczne wartości częstotliwości dla rozpatrywanych kryształów zebrano w tabeli V.1. Z tabeli tej wynika, że częstotliwości graniczne są bardzo wysokie.

Przykładowy przebieg charakterystyki częstotliwościowo-kątowej dla dyfrakcji izotropowej w $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ przedstawiono na rys. V.1. W górnej części rysunku zaznaczono uzyskane wartości doświadczalne w przedziale częstotliwości 0,2 - 1,5 GHz.



Rys. V.1. Charakterystyka częstotliwościowo-kątowa dyfrakcji izotropowej w $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$

- kąt na zewnątrz kryształu,
- - - - - kąt wewnątrz kryształu,
- dane doświadczalne

Tabela V.1

Maksymalne częstotliwości przy izotropowej dyfrakcji
Bregge ($\lambda_0 = 6,328 \cdot 10^{-7} \text{m}$)

Substancja	Kierunek propagacji i polaryzacji fali akustycznej	f_{max} [GHz]
Szkło SF-14	podłużna	11,31
	poprzeczna	7,32
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	[100], podłużna	11,82
	[100], poprzeczna	3,69
OC-HfO_3	[100], podłużna	11,25
	[001], podłużna	7,71
LiNbO_3	[100], podłużna	20,69
	[001], poprzeczna	23,16
TiO_2	[100], podłużna	25,15
PbMoO_4	[100], podłużna	12,64
	[100], poprzeczna [001]	6,19

V.1.2. Dyfrakcje anizotropowe

Dyfrakcje anizotropowe występuje w kryształach optycznie anizotropowych, jeśli w wyniku dyfrakcji zmienia się polaryzacja światła. O ile w przypadku ciał optycznie izotropowych fakt ten nie ma żadnego wpływu na geometrię zjawiska dyfrakcji, to w ośrodkach optycznie anizotropowych prowadzi to do zupełnie innych charakterystyk częstotliwościowych. Stwarzają one niewątpliwie większe możliwości zastosowań praktycznych.

Przypomnijmy (zob. rozdział I), że w dyfrakcji anizotropowej występują następujące, charakterystyczne częstotliwości fali akustycznych:

f_{min} - minimalna częstotliwość, poniżej której dyfrakcje nie występuje

$$f_{\text{min}} = \frac{v}{\lambda_0} |n_1 - n_d|,$$

f_0 - częstotliwość, przy której kąt $\theta = 0$ wektory faliowe \vec{q} i \vec{k}_1 tworzą kąt prosty

$$f_0 = \frac{v}{\lambda_0} \sqrt{|n_1^2 - n_d^2|},$$

f_{max} - częstotliwość maksymalna dyfrakcji anizotropowej

$$f_{\text{max}} = \frac{v}{\lambda_0} |n_1 + n_d|,$$

n_1, n_d - współczynniki załamania światła dla promienia padającego i ugiętego.

Wartości tych częstotliwości dla omawianych kryształów zebrano w tabeli V.2.

Tabela V.2

Charakterystyczne częstotliwości dyfrakcji anizotropowej

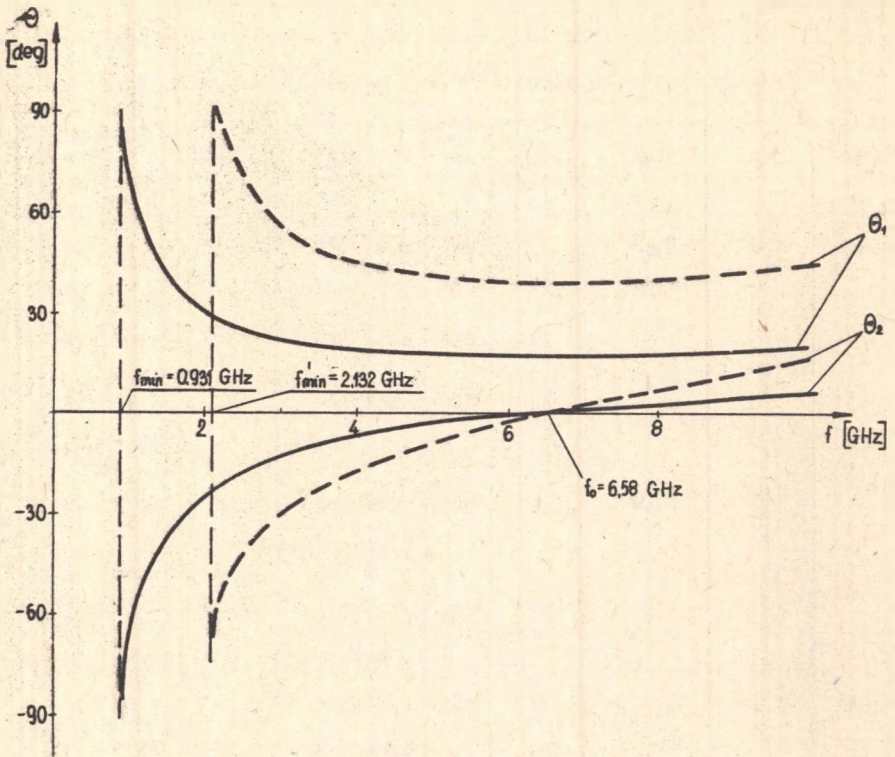
Kryształ	n_o	n_e	Plaszczyna dyfrakcji	\bar{q}	Rodzaj feli	f_{\min} [GHz]	f_o [GHz]	f_{\max} [GHz]
LiNbO ₃	2,29	2,20	XY	$\bar{q} \parallel Z$	podłużna	0,931	6,58	46,46
			XY	$\bar{q} \parallel X$	poprzeczna szybka	0,676	4,78	33,75
			XY	$\bar{q} \parallel X$	poprzeczna wolna	0,573	4,05	28,61
			YZ	$\bar{q} \parallel Z$	podłużna	0	7,36	52,0
				$\bar{q} \parallel Z$	poprzeczna	0	3,11	25,45
TiO ₂	2,58	2,87	XY	$\bar{q} \parallel X$	podłużna	3,63	15,75	68,28
				$\bar{q} \parallel X$	poprzeczna $\bar{q} \parallel Z$	—	—	—
			XZ	$\bar{q} \parallel Z$	podłużna	0	19,9	86,4
				$\bar{q} \parallel Z$	poprzeczna	0	10,75	46,5
PbMoO ₄	2,386	2,262	XY	$\bar{q} \parallel X$	podłużna	0,77	3,64	29,42
				$\bar{q} \parallel X$	poprzeczna $\bar{q} \parallel Z$	0,377	2,35	14,41
			XZ	$\bar{q} \parallel Z$	podłużna	0	3,29	26,68
				$\bar{q} \parallel Z$	poprzeczna	0	1,78	14,41
α-HfO ₃	$n_x=1,83$	$n_y=1,95$	XY	$\bar{q} \parallel X$	podłużna	0,168	1,94	22,27
		$n_z=1,98$	YZ	$\bar{q} \parallel Z$	podłużna	0,461	2,59	15,26

Z powyższych danych wynika, że częstotliwości przy których może wystąpić dyfrakcja anizotropowa w płaszczynie XY są na ogół dość wysokie, tym większe, im większa jest optyczna anizotropia kryształu.

Wartości f_{\min} zamieszczone w tabeli są wyliczone dla kątów wewnątrz kryształu. Oczywiście, że w warunkach eksperymentalnych, gdy interesuje nas odchylenie światła poza kryształem częstotliwości te będą jeszcze wyższe.

Obliczoną przykładowo charakterystykę częstotliwościową dyfrakcji anizotropowej dla LiNbO₃ przedstawiono na rys. V.2.

Najbardziej interesujący przypadek dyfrakcji anizotropowej występuje w pobliżu częstotliwości f_o . Wtedy, przy zmianie częstotliwości feli akustycznej kąt θ_1 pozostaje prawie stały, natomiast kąt θ_2



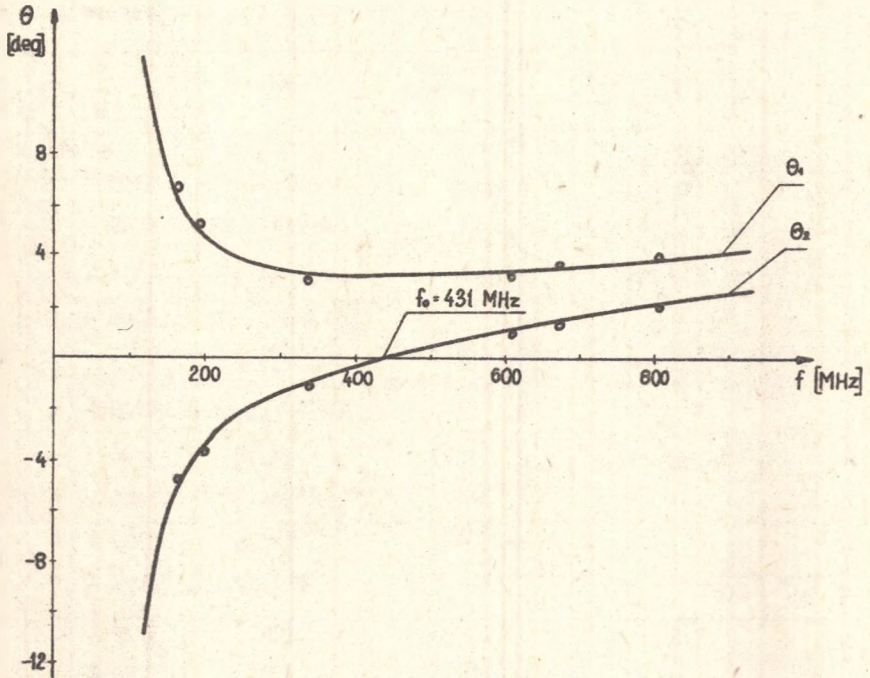
Rys.V.2. Zależność kątów θ_1 i θ_2 od częstotliwości dla LiNbO_3 . Światło padające spolaryzowane wzdłuż osi Z po dyfrakcji w płaszczyźnie XY, ulega dyfrakcji na podłużnej fali akustycznej propagującej się wzdłuż osi X, — — — dla kątów wewnątrz kryształu, - - - - dla kątów na zewnątrz kryształu

może zmieniać się w szerokich granicach. Jednak częstotliwości te, jak to wynika z tabeli V.2. są bardzo duże i trudne do realizacji eksperymentalnej. Można je jednak znacznie zmniejszyć odpowiednio wybierając płaszczyznę dyfrakcji. Jeśli płaszczyzna ta tworzy pewien kąt z osią Z, to wtedy $n_1 = n_o$, natomiast n_d wynosi

$$\frac{1}{n_d^2} = \frac{\cos^2 \alpha}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} \quad (V.2)$$

Dobierając odpowiednio kąt α różnicę $n_1 - n_d$ można znacznie zmniejszyć a zatem zmniejszyć f_0 . Eksperymentalnie przypadek taki zrealizowano dla LiNbO_3 (rys.V.3). Kąt α wynosił 5° . Dla tej wartości α częstotliwość f_0 równa jest 431 MHz.

Uzyskane rezultaty doświadczalne są w dobrej zgodności z obliczeniami teoretycznymi.



Rys.V.3. Wyznaczone eksperymentalnie charakterystyki częstotliwościowe dyfrakcji anizotropowej dla LiNbO_3

Płaszczyzna dyfrakcji $Z'X$, Z' tworzy kąt 5° z osią Z . Światło padające spolaryzowane wzdłuż osi X , ulega dyfrakcji na szybkiej poprzecznej feli akustycznej poruszającej się wzdłuż osi X . Kąty mierzone na zewnątrz kryształu. Polaryzacja światła ugiętego \perp do płaszczyzny dyfrakcji.

V.2. Prędkość propagacji feli akustycznej i własności sprężyste białych ciał stałych

V.2.1. Dane eksperymentalne

Prędkość propagacji feli akustycznej wyznaczono z pomiarów kąta Bragge dla dyfrakcji izotropowej. Pomiarów wykonywano w różnych kierunkach krystalograficznych, zarówno dla feli podłużnych jak i poprzecznych. Nie w każdym przypadku dysponowano jednak odpowiednią ilością próbek,

aby można było wyznaczyć z pomiarów prędkości wszystkie stałe sprężyste badanych substancji.

Zmierzone wartości prędkości zebrano w tabeli V.3.

Tabela V.3

Prędkość propagacji fal akustycznych

Substancja	Kierunek propagacji	Polaryzacja	V [$\frac{m}{s}$]
Szkło flintowe SF-2	-	podłużna	4358 ± 11
		poprzeczna	2809 ± 8
SF-12	-	podłużna	4054 ± 12
		poprzeczna	2604 ± 8
SF-14	-	podłużna	3580 ± 9
		poprzeczna	2315 ± 6
Bi ₁₂ GeO ₂₀	[100]	[100]	3740 ± 10
	[100]	[001]	1809 ± 6
	[110]	[110]	3398 ± 9
	[111]	[111]	3276 ± 9
Bi ₁₂ SiO ₂₀	[100]	[100]	3727 ± 10
	[100]	[001]	1770 ± 7
	[110]	[110]	3350 ± 9
	[111]	[111]	3217 ± 9
α-BiO ₃	[100]	[110]	3560 ± 12
	[001]	[001]	2510 ± 10
	[001]	[100]	1852 ± 10
TiO ₂	[001]	[001]	10054 ± 20
	[001]	[100]	5415 ± 10
	[100]	[100]	7929 ± 12
	[110]	[110]	9827 ± 15
LiNbO ₃	[001]	[001]	7316 ± 12
	[001]	[100]	3572 ± 8

Substancja	Kierunek propagacji	Polaryzacja	V [$\frac{m}{s}$]
LiNbO ₃	[100]	[100]	6540 ± 10
	[010]	quasi podłużna	6853 ± 10
	[001]	[100]	3994 ± 8
PbMoO ₄	[001]	[001]	3645 ± 8
	[001]	[100]	1960 ± 5
	[011]	[011]	3850 ± 9
	[100]	[100]	4007 ± 11

Korzystając ze zmierzonych wartości prędkości i w oparciu o równania (III.4) i (III.6) wyznaczone stałe sprężyste. Wyniki obliczeń zebrano w tabeli V.4. (Dla piezoelektryków podano c_{ij}^e).

Tabela V.4

Stałe sprężyste badanych substancji

Substancja	ρ $10^3 \frac{kg}{m^3}$	$c_{ij} \cdot 10^{10} \frac{N}{m^2}$					
		c_{11}	c_{12}	c_{44}	c_{33}	c_{14}	c_{66}
SF-2	3,86	7,33	1,24				
SF-12	3,74	6,14	1,04				
SF-14	4,54	5,82	0,95				
Bi ₁₂ GeO ₂₀	9,20	12,9	3,0	2,6			
Bi ₁₂ SiO ₂₀	9,20	12,8	2,7	2,5			
TiO ₂	4,22	26,8	17,4	12,38	42,65		
α -HfO ₃	4,63	5,86		1,59	2,91		
PbMoO ₄	6,95	11,15		2,66	9,23		3,38
LiNbO ₃	4,62	20,6	5,71	6,11	2,49	0,81	

Uzyskane rezultaty, zarówno prędkości propagacji fali akustycznej jak i stałych sprężystych, są w dość dobrej zgodności z danymi literaturowymi [67, 82-88].

V.2.2. Charakterystyki katowe prędkości propagacji fali akustycznych

Wiadomo, że w kryształach optycznie anizotropowych efektywność oddziaływania skustooptycznego jest różna zarówno dla różnych kierunków propagacji fali akustycznej jak i polaryzacji światła. W związku z tym należy znać kierunki w kryształach, w których efektywność ta jest największa. Wynaga to znajomości wartości prędkości w dowolnym kierunku w kryształach. W szczególności interesującym zagadnieniem jest znalezienie kierunków, w których propagują się tzw. czyste mody i rozpatrzenie efektywności dyfrakcji w tych przypadkach. Występuje wtedy oddziaływanie światła z jednym modem fali akustycznej. Stosunkowo najprościej jest w tych przypadkach wyznaczyć stałe fotosprężyste kryształów.

Dotychczas problem wyznaczenia prędkości i obliczenia kierunków czystomodowych był podawany w literaturze dla kryształów niepiezoelektrycznych [89, 90]. W piezoelektrykach zagadnienie to było rozpatrywane tylko w nielicznych przypadkach [91, 92].

Poniżej zostanie rozpatrzony ten problem dla kryształów układu tetragonalnego i trygonalnego. W układach tych krystalizuje znaczna liczba kryształów mająca zastosowanie w skustooptyce. Konkretnie obliczenia przeprowadzono dla TiO_2 , $PbMoO_4$, $LiNbO_3$ i $LiTaO_3$. Potrzebne do obliczeń stałe materiałowe przyjęto na podstawie własnych pomiarów jak również z prac [61, 86, 93], przy czym w przypadku tantalenu litu korzystano tylko z danych literaturowych [93]. Aby wyznaczyć prędkość propagacji fali akustycznej w danym kierunku wprowadzono pomiarowy układ współrzędnych $X'Y'Z'$, tak aby kierunek propagacji pokrywał się z jedną z osi tego układu. Jest on związany z układem osi krystalograficznych poprzez macierz cosinusów kierunkowych $[a_{ij}]$ [42]. Stałe materiałowe c'_{ijkl} , e'_{mij} , ϵ'_{pq} występujące w równaniu falowym w układzie pomiarowym są związane z odpowiednimi stałymi zapisanymi w układzie osi krystalograficznych w następujący sposób:

a) składowe tensora stałych sprężystych

$$c'_{ijkl} = a_{ip} a_{jq} a_{kn} a_{lm} c_{pqnm}^E \quad (V.3a)$$

analogicznie stałe fotosprężyste

b) składowe tensora stałych piezoelektrycznych

$$e'_{ijk} = a_{ip} a_{jq} a_{kn} e_{pqn} \quad (V.3b)$$

c) składowe tensora przenikalności elektrycznej

$$\epsilon'_{pq} = a_{pm} a_{qn} \epsilon_{mn} \quad (V.3c)$$

Jeśli w układzie pomiarowym kierunek propagacji fali akustycznej pokrywa się z jedną z osi, to w równaniu falowym pojawi się tylko jeden wyraz

poziadgonalny różny od zera. Kierunki czystomodowe obliczono z warunku zerowania się tego wyrazu. W przeprowadzonych obliczeniach uwzględniono głównie te kierunki, w których efektywność oddziaływania skustooptycznego jest największa.

Układ tetragonalny, klasy 4, $\bar{4}$, $\frac{4}{m}$

Rozpatrzone propagację fali w płaszczyźnie XY. Układ pomiarowy X'Y'Z' otrzymuje się w tym przypadku poprzez obrót wokół osi Z. Równanie (III.4) ma wtedy postać

$$\begin{vmatrix} c'_{11} - \rho v^2 & c'_{16} & 0 \\ c'_{16} & c'_{66} - \rho v^2 & 0 \\ 0 & 0 & c'_{44} - \rho v^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{V.4})$$

Rozkład prędkości w tej płaszczyźnie przedstawiają wyrażenia

$$v_1 = \sqrt{\frac{c'_{11} + c'_{66} + \sqrt{(c'_{66} - c'_{11})^2 + 4c'^2_{16}}}{2\rho}} \quad \text{quasi podłużna} \quad (\text{V.5a})$$

$$v_{t1} = \sqrt{\frac{c'_{11} + c'_{66} - \sqrt{(c'_{66} - c'_{11})^2 + 4c'^2_{16}}}{2\rho}} \quad \text{quasi poprzeczna} \quad (\text{V.5b})$$

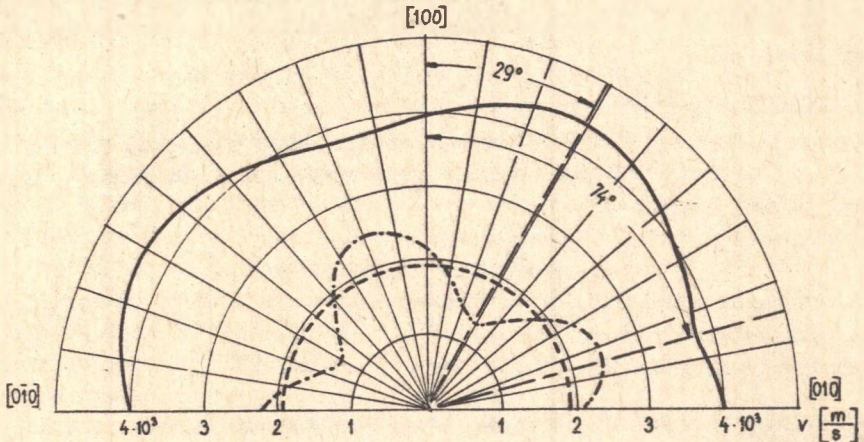
$$v_{t2} = \sqrt{\frac{c'_{44}}{\rho}} \quad \text{poprzeczna o polaryzacji [001]} \quad (\text{V.5c})$$

W oparciu o powyższe wyrażenie dokonano numerycznych obliczeń wartości prędkości propagacji fal skustycznych w płaszczyźnie XY w PbMoO_4 . Wyniki obliczeń przedstawiono na rys.V.4.

Z obliczeń tych wynika, że w tym przypadku fala podłużna nie wykazuje silnej anizotropii, znaczną natomiast fala quasi poprzeczna. Prędkość w tym przypadku zmienia się od $1300 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ do $2400 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Druga fala poprzeczna jest czystomodowa i ma stałą prędkość $1960 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Kierunki propagacji fal czystomodowych znaleziono z warunku $c'_{16} = 0$, co po rozpisaniu prowadzi do równania

$$\text{tg}^4 \alpha - \frac{c_{12} - c_{11} + 2c_{66}}{c_{16}} \text{tg}^3 \alpha + 6\text{tg}^2 \alpha + \frac{c_{12} - c_{11} + 2c_{66}}{c_{16}} \text{tg} \alpha + 1 = 0 \quad (\text{V.6})$$



Rys.V.4. Zależność kątowa prędkości propagacji fali akustycznych w płaszczyźnie XY w PbMoO_4

- fala podłużna,
 - - - fala poprzeczna spolaryzowana w kierunku $[001]$
 - · - fala poprzeczna spolaryzowana w płaszczyźnie XY.
- Linia przerywaną zaznaczono kierunki propagacji fal czystomodowych.

Wyliczono z tego równania wartości kątów α i odpowiadające im wartości prędkości fal czystomodowych, przedstawiono poniżej

α [deg]	v_1 [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]	v_{t1} [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]	v_{t2} [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]
29	4340	1313	1960
74	3860	2464	1960

Dodajmy również, że kierunkiem czystomodowym jest $[001]$.

Układ tetragonalny, klasy $\frac{4}{\text{mm}}$, 4 mm, 422

Równanie falowe i wyrażenie na rozkład prędkości opisujące propagację fali w płaszczyźnie XY analogiczne jak poprzednio. Ponieważ jednak masce w obu przypadkach są różne, to zależności między c_{ij} i c'_{ij} nie są jednkowe. Numeryczne wyniki obliczeń wartości prędkości dla rutyli przedstawiono na rys.V.5.

Z obliczeń wynika, że zarówno fale poprzeczne jak i podłużna spolaryzowana w płaszczyźnie XY wykazują znaczną anizotropię.

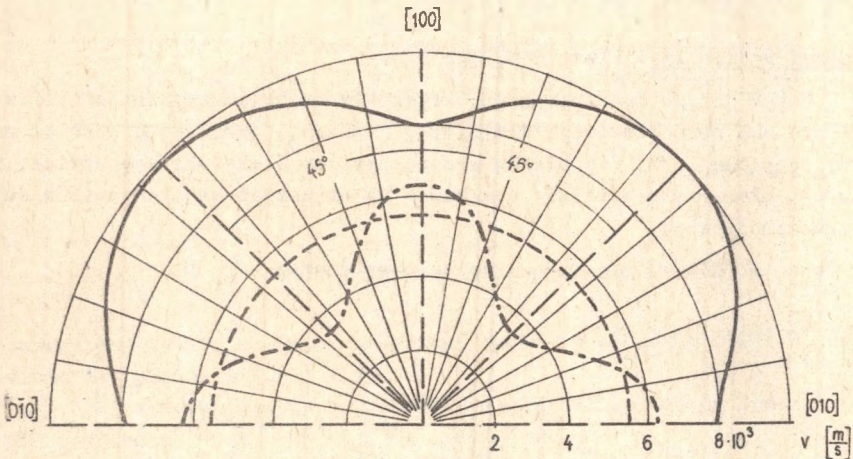
Wychodząc z zależności $c_{16} = 0$, lub

$$\sin \alpha \cos \alpha [(c_{12} + 2c_{66} - c_{11}) \cos^2 \alpha + (c_{11} - c_{12} - 2c_{66}) \sin^2 \alpha] = 0 \quad (V.7)$$

wyliczono kierunki propagacji fal czystomodowych.

Wyniki obliczeń zebrano poniżej.

α [deg]	v_1 [$\frac{m}{s}$]	v_{t1} [$\frac{m}{s}$]	v_{t2} [$\frac{m}{s}$]
0	7929	6684	5415
45	9827	3315	5415
90	7927	6684	5415



Rys.V.5. Zależność kątowa prędkości propagacji fal akustycznych w płaszczyźnie XY w TiO_2

— fale podłużna,

---- fale poprzeczne spolaryzowana w kierunku $[001]$,

-.-.- fale poprzeczne spolaryzowana w płaszczyźnie XY.

Linia przerywana zaznaczono kierunki propagacji fal czystomodowych.

Podobnie jak w przypadku $PbMoO_4$ kierunki czystomodowe charakteryzują się ekstremalnymi wartościami prędkości.

W przypadku propagacji w płaszczyźnie ZX równanie (III.4) ma postać

$$\begin{vmatrix} c'_{11} - qv^2 & 0 & c'_{15} \\ 0 & c'_{66} - qv^2 & 0 \\ c'_{15} & 0 & c'_{44} - qv^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (V.8)$$

Kierunki propagacji fal czystomodowych wyznacze się w tym przypadku z zależności $c'_{15} = 0$, lub

$$\sin \alpha \cos \alpha [c'_{13} + 2c'_{44} - c'_{11}] \cos^2 \alpha - (c'_{13} - c'_{33} + 2c'_{44}) \sin^2 \alpha = 0 \quad (V.9)$$

Jest ono spełnione dla $\alpha = 0^\circ$ i $\alpha = 90^\circ$ (kąt α mierzony od osi X).
Wartości prędkości dla $\alpha = 90^\circ$ wynoszą :

$$V_L = 10054 \text{ m/s}, \quad V_{t1} = V_{t2} = 5415 \text{ m/s}.$$

Układ trygonometryczny klasy 3 m, 32, $\bar{3}$ m.

W tym przypadku rozpatrzone kryształy piezoelektryczne s obliczenia ilościowe przeprowadzono dla LiNbO_3 i LiTaO_3 , wybierając jako płaszczyznę propagacji YZ. Z pomiarów skustooptycznych okazało się bowiem, że w tej płaszczyźnie należy oczekiwać największych współczynników dobroci skustooptycznej.

Równanie (III.4) dla tego przypadku ma postać

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{2}(c'_{11} - c'_{12}) - qv^2 & 0 & 0 \\ 0 & c'_{22} + \frac{e'_{22}{}^2}{\epsilon_0 \epsilon_2''} - qv^2 & c'_{24} + \frac{e'_{22} e'_{24}}{\epsilon_0 \epsilon_2''} \\ 0 & c'_{24} + \frac{e'_{22} e'_{24}}{\epsilon_0 \epsilon_2''} & c'_{44} + \frac{e'_{24}{}^2}{\epsilon_0 \epsilon_2''} - qv^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (V.10)$$

Kierunki propagacji fal czystomodowych wyliczymy z relacji

$$c'_{24} + \frac{e'_{22} e'_{24}}{\epsilon_0 \epsilon_2''} = 0, \quad (V.11a)$$

która prowadzi do równania

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[\epsilon_0 \epsilon_3'' (c'_{33} - c'_{13} + 2c'_{44}) + e'_{33}(e'_{33} - e'_{31} - e'_{15}) \right] \text{tg}^5 \alpha + \right. \\ & \left. + (3c'_{14} \epsilon_0 \epsilon_3'' - e'_{22} e'_{33}) \text{tg}^4 \alpha + \left[2c'_{44} \epsilon_0 (\epsilon_3'' - \epsilon_1'') + c'_{13} \epsilon_0 (\epsilon_3'' - \epsilon_1'') + \epsilon_0 (\epsilon_1'' c'_{33} - \epsilon_3'' c'_{13}) + \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2 e_{15} e_{33} - 3 e_{15} e_{31} + e_{31} e_{33} - 2 e_{15}^2 \Big] \operatorname{tg}^3 \alpha + \left[\epsilon_0 (3 \epsilon_1^{\text{II}} - \epsilon_3^{\text{II}}) c_{14} + \right. \\
 & + e_{22} e_{33} - 3 e_{14} e_{22} - 2 e_{22} e_{31} \Big] \operatorname{tg}^2 \alpha + \left[\epsilon_0 \epsilon_1^{\text{I}} (2 c_{44} + c_{13} - c_{11}) + \right. \\
 & \left. + (2 e_{15} + e_{31}) e_{15} - e_{22}^2 \right] \operatorname{tg} \alpha + (e_{15} e_{22} - \epsilon_0 \epsilon_1^{\text{II}} c_{14}) \Big\} \cos \alpha = 0
 \end{aligned}
 \tag{V.11b}$$

Nastomiast rozkład prędkości w płaszczyźnie YZ przedstawiają wyrażenia

$$v_1 = \frac{\sqrt{c_{22}^{\prime} + c_{44}^{\prime} + \frac{e_{22}^{\prime 2} + e_{24}^{\prime 2}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}} + \left[c_{22}^{\prime} + c_{44}^{\prime} + \frac{e_{22}^{\prime 2} + e_{24}^{\prime 2}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}} \right]^2 - 4(c_{22}^{\prime} c_{44}^{\prime} - c_{24}^{\prime 2}) + \frac{c_{22}^{\prime} e_{24}^{\prime 2} + c_{11}^{\prime} e_{22}^{\prime 2} - 2c_{24}^{\prime} e_{22}^{\prime} e_{24}^{\prime}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}}}}{2q}$$

- fala quasi podłużna (V.12a)

$$v_{t_1} = \frac{\sqrt{c_{22}^{\prime} + c_{44}^{\prime} + \frac{e_{22}^{\prime 2} + e_{24}^{\prime 2}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}} - \left[c_{22}^{\prime} + c_{44}^{\prime} + \frac{e_{22}^{\prime 2} + e_{24}^{\prime 2}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}} \right]^2 - 4(c_{22}^{\prime} c_{44}^{\prime} - c_{24}^{\prime 2}) + \frac{c_{22}^{\prime} e_{24}^{\prime 2} + c_{44}^{\prime} e_{22}^{\prime 2} - 2c_{24}^{\prime} e_{22}^{\prime} e_{24}^{\prime}}{\epsilon_0 \epsilon_1^{\prime 2}}}}{2q}$$

- fala quasi poprzeczna (V.12b)

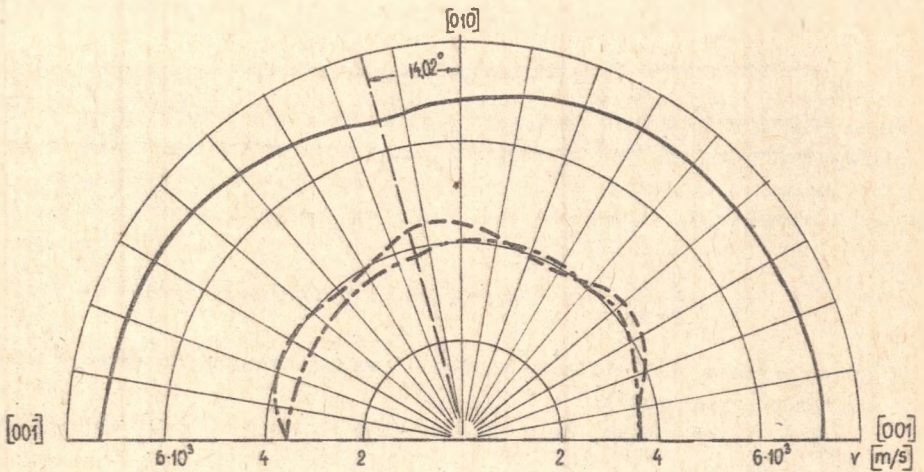
$$v_{t_2} = \sqrt{\frac{c_{66}^{\prime}}{q}} - \text{fala poprzeczna o polaryzacji } [100]
 \tag{V.12c}$$

Numeryczne wyniki obliczeń prędkości według powyższych wyrażeń przedstawiono na rysunkach V.6 i V.7.

Z obliczeń wynika, że w płaszczyźnie YZ nie występuje duże anizotropie prędkości.

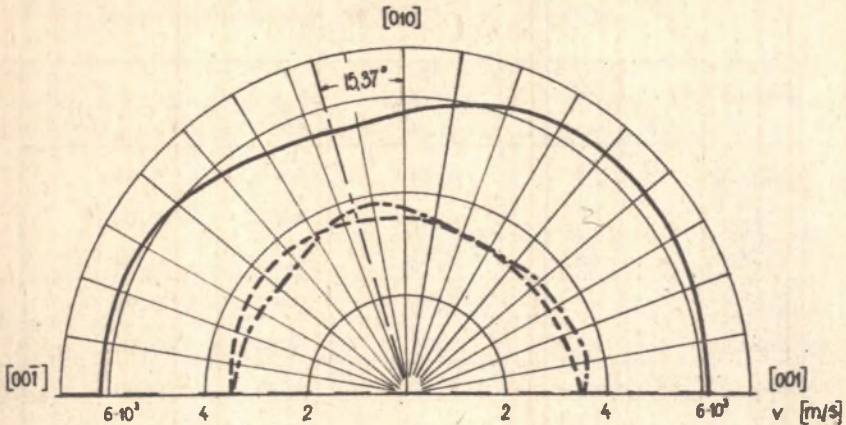
Kierunki propagacji fal czystomodowych, wyliczone z równania V.11b i odpowiadające im wartości prędkości podano poniżej.

	α [deg]	v_1 [$\frac{m}{s}$]	v_{t_1} [$\frac{m}{s}$]	v_{t_2} [$\frac{m}{s}$]
LiNbO ₃	-14,02	6517	4458	3855
	90	7315	3573	3573
LiTaO ₃	-15,37	5523	3907	3642
	90	6177	3551	3551



Rys.V.6. Zależność kątowa prędkości propagacji fal akustycznych w płaszczyźnie YZ w LiNbO₃

- fale podłużne,
 - fale poprzeczne spolaryzowane w kierunku [100],
 - - - fale poprzeczne spolaryzowane w płaszczyźnie YZ
- Linia przerywana zaznaczono kierunki propagacji fal czystomodowych.



Rys.V.7. Zależność kątowna prędkości propagacji fal akustycznych w płaszczyźnie YZ w LiTeO_3

— fala podłużna,
 - - - fala poprzeczna spolaryzowana w kierunku $[100]$,
 - - - fala poprzeczna spolaryzowana w płaszczyźnie YZ
 Linia przerywana zaznaczono kierunki propagacji fal czystomodowych.

V.2.3. Prędkość fali akustycznej a własności fizykochemiczne ciał stałych

Jest nas pewno interesujące powiązać prędkość fali akustycznej z innymi własnościami fizykochemicznymi, aby można było wstępnie oszacować tę wartość bez wykonywania pomiarów, czy nawet przed przystąpieniem do hodowli kryształów.

Dla oszacowania prędkości propagacji fali akustycznej bardzo często stosuje się empiryczny wzór [94]

$$\lg \frac{v}{\bar{M}} = -b \bar{M} + d \quad (\text{V.13})$$

gdzie:

b, d - stałe dla danego typu kryształów,

\bar{M} - średnia masa atomowa.

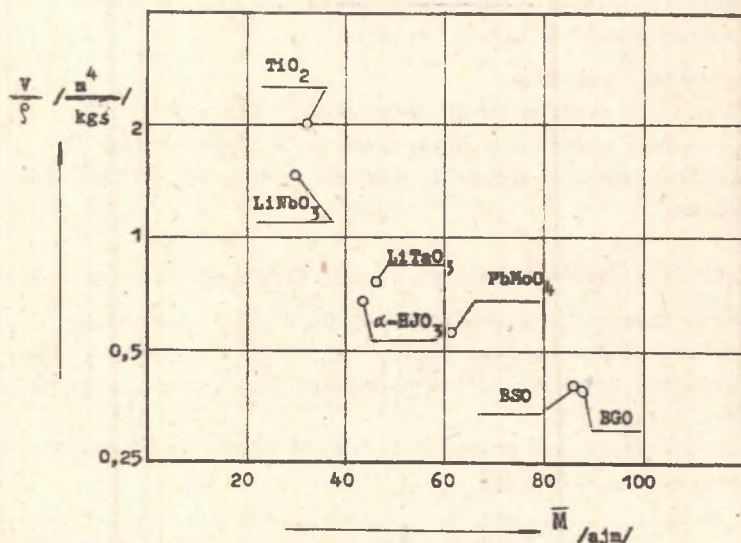
W tabeli V.5 podano wartości \bar{M}, ρ, v i $\frac{v}{\bar{M}}$ dla omawianych kryształów. Jako v przyjęto średnią wartość prędkości fal podłużnych w głównych kierunkach krystalograficznych.

Rys.V.8 przedstawia zależność $\frac{v}{\bar{M}}$ od \bar{M} . Z przytoczonych danych wynika, że zależność (V.13) dość dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi. Zauważyć można również, że stała d jest większa im większa jest twardość kryształu.

Tabela V.5

Wartości \bar{M} , ρ , v i $\frac{v}{\rho}$ dla badanych substancji

Kryształ	\bar{M}	ρ $10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	v $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$	$\frac{v}{\rho}$ $\left[\frac{\text{m}^4}{\text{kg s}}\right]$
LiNbO_3	29	4,61	6880	1,49
TiO_2	32	4,23	8363	2,04
$\alpha\text{-HfO}_3$	44	4,63	3035	0,54
LiTaO_3	47	7,45	5800	0,78
PbMoO_4	61	6,95	3754	0,54
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	87	9,20	3720	0,40
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	88	9,20	3740	0,41

Rys.V.8. Zależność $\frac{v}{\rho}$ od \bar{M} dla omawianych substancji

Przy oszacowaniu prędkości fali akustycznej często jest też wykorzystywane zależność [11]

$$v = \sqrt{C \frac{T_t}{M}} \quad (\text{V.14})$$

C - stała, T_t - temperatura topnienia kryształu.

Z wyrażen (V.13) i (V.14) wynika, że malej prędkości fali akustycznej należy oczekiwać w kryształach o dużej średniej masie atomowej i niskiej temperaturze topnienia. Jednak kryształy takie mają na ogół niekorzystne własności termiczne i mechaniczne, które utrudniają ich zastosowania praktyczne.

V.3. Własności fotosprężyste badanych ciał stałych

Efektywne wartości stałych fotosprężystych wyznaczono metodą Dixona i Cohena [54], wzbudzając fale akustyczne od strony wzorca i badanego ośrodka (zob. III.2.2.). Uzyskane wartości zebrano w tabeli V.6.

Tabela V.6

Efektywne wartości stałych fotosprężystych

Substancja	P_{ij}					
	P_{11}	P_{12}	P_{44}	P_{13}	P_{31}	P_{33}
SF-2	0.12	0.19				
SF-12	0.140	0.220				
SF-14	0.135	0.225				
$Bi_{12}GeO_{20}$	0.125		0.04			
$Bi_{12}SiO_{20}$	0.130		0.04			
$LiNbO_3$	0.02	0.09		0.15	0.17	
TiO_2	0.01	0.18		0.17	0.10	0.06
$\alpha-HfO_3$	0.37			0.30	0.47	
$PbMoO_4$	0.24	0.22		0.29	0.14	0.28

W przypadku szkieł flintowych badano dyfrakcję na feli podłużnej i poprzecznej, co pozwoliło wyliczyć $|P_{12}|$ i $|P_{44}| = \frac{1}{2} |P_{11} - P_{12}|$. Charakterystyczne są stosunkowo niewielkie wartości stałych fotosprężystych odpowiedzialnych za oddziaływanie z falami poprzecznymi.

Dla kryształów $Bi_{12}GeO_{20}$ i $Bi_{12}SiO_{20}$ nie ustalono wpływu polaryzacji światła na efektywność dyfrakcji.

Okazało się, że natężenie ugiętego światła było w zeszłości niezależne od jego polaryzacji. Jak się wydaje jest to uwarunkowane znaczną aktywnością optyczną tych kryształów [95].

Uzyskane rezultaty są w granicach błędu pomiaru w dobrej zgodności z wynikami innych prac [95 - 99].

Poniżej zostanie krótko omówiony wpływ prostego niesymetrycznego i nieprostego efektu fotosprężystego w omawianych kryształach.

W tabeli V.7 podano obliczone wartości stałych $P_{(ij)} [k_1]$.

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że największe wartości stałych $P_{(ij)} [k_1]$ występują dla $\alpha-HfO_3$ i TiO_2 . Jednak w przypadku $\alpha-HfO_3$ wpływ prostego niesymetrycznego efektu jest nieznaczący, gdyż wartości P^{ef} są duże. W rufalu udział $P_{(ij)} [k_1]$ wynosi około 10% w stosunku do wartości P^{ef} . W pozostałych kryształach jest do zaniedbania.

Tabela V.7

Proste niesymetryczne stałe fotosprężyste będących kryształów

$$P_{(1j)}[k_1] = \frac{1}{2} (\delta_{11} \delta_{kj} - \delta_{ik} \delta_{1j}) \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

Kryształ	$P_{(12)} [12] =$ $= P_{(21)} [21]$	$P_{(12)} [21] =$ $= P_{(21)} [21]$	$P_{(23)} [23] =$ $= P_{(32)} [23]$	$P_{(23)} [32] =$ $= P_{(32)} [32]$	$P_{(13)} [13] =$ $= P_{(31)} [13]$	$P_{(13)} [31] =$ $= P_{(31)} [31]$
$\alpha\text{-HfO}_3$	$-1,78 \cdot 10^{-2}$	$1,78 \cdot 10^{-2}$	$-3,4 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$-2,12 \cdot 10^{-2}$	$2,12 \cdot 10^{-2}$
TiO_2	-	-	$-1,44 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$-1,44 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$
LaNbO_3	-	-	$7,96 \cdot 10^{-3}$	$-7,96 \cdot 10^{-3}$	$7,96 \cdot 10^{-3}$	$-7,96 \cdot 10^{-3}$
LaTeO_3	-	-	$-4,8 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$-4,8 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$
PbMoO_4	-	-	$9,9 \cdot 10^{-3}$	$-9,9 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-3}$	$-9,9 \cdot 10^{-3}$

Znacznie większy może być wpływ nieprostego efektu fotosprężystego. W tabeli V.8. zebrano wyliczone wartości ΔP_{ijk1} w LiNbO_3 i LiTaO_3 dla głównych kierunków propagacji fali akustycznej. Wartości stałych r_{ijk} i e_{ijk} zaczerpnięto z pracy [93].

Tabela V.8

Wartości stałych $\Delta P_{ijk1} = \frac{r_{ijt} \alpha_t e_{skl} \alpha_s}{\epsilon_0 \epsilon_p \alpha_p \alpha_q}$

ΔP_{ijk1}	Kierunek propagacji i polaryzacji fali akustycznej	LiNbO_3	LiTaO_3
$\Delta P_{1122} = -\frac{r_{22} e_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[010] , [010]	-0,021	-0,04
$\Delta P_{1133} = \frac{r_{13} e_{33}}{\epsilon_0 \epsilon_3^s}$	[001] , [001]	0,10	-0,036
$\Delta P_{2222} = \frac{r_{22} e_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[010] , [010]	0,021	0,04
$\Delta P_{2233} = \frac{r_{13} e_{33}}{\epsilon_0 \epsilon_3^s}$	[001] , [001]	0,10	0,036
$\Delta P_{2223} = \frac{r_{22} e_{15}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[010] , [001]	0,032	0,072
$\Delta P_{3333} = \frac{r_{33} e_{33}}{\epsilon_0 \epsilon_3^s}$	[001] , [001]	0,10	0,04
$\Delta P_{2322} = \frac{r_{51} e_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[010] , [010]	0,18	0,088
$\Delta P_{2323} = \frac{r_{51} e_{15}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[010] , [001]	0,26	0,14
$\Delta P_{1313} = -\frac{r_{51} e_{15}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[100] , [001]	-0,26	-0,14
$\Delta P_{1213} = -\frac{r_{22} e_{15}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[100] , [001]	-0,032	-0,072
$\Delta P_{1212} = \frac{2 r_{22} e_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[100] , [010]	0,042	0,08
$\Delta P_{1312} = \frac{2 r_{15} e_{22}}{\epsilon_0 \epsilon_1^s}$	[100] , [010]	0,36	0,17

Z tabeli wynika, że w kryształach LiNbO_3 i LiTaO_3 wpływ nieprostego efektu fotosprężystego jest znaczny. Zwłaszcza stałe ΔP_{3333} , ΔP_{2322} , ΔP_{2323} , ΔP_{1213} i ΔP_{1312} osiągają duże wartości. wnoszą one istotny wkład do oddziaływań fotosprężystych i warunkują również znak P_{ij} . Przyczyną tak znacznego nieprostego efektu fotosprężystego w kryształach LiNbO_3 i LiTaO_3 są bardzo duże stałe elektrooptyczne tych kryształów.

W przypadku kryształów $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ i $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ wpływ nieprostego efektu fotosprężystego jest bardzo niewielki. Maksymalne wartości $\Delta|P_{ij}|_{kl}$ wynoszą 0,009. Jest to oczywiście bardzo trudne do weryfikacji doświadczalnej. Według wstępnego rozeznania podobna sytuacja jest dla $\alpha\text{-HfO}_2$, choć w tym przypadku należy wykonać jeszcze wiele dodatkowych pomiarów.

V.4. Współczynniki dobroci skustooptycznej

Omówione wyżej rezultaty pomiarów i obliczeń zostały wykorzystane do wyznaczenia współczynników dobroci skustooptycznej badanych materiałów.

Współczynniki dobroci skustooptycznej są to parametry, które pozwalają ilościowo ocenić przydatność kryształów w praktycznych urządzeniach skustooptycznych. Definiuje się cztery następujące postaci współczynników dobroci skustooptycznej [12, 13, 100, 101]

$$M_1 = \frac{n^7 p^2}{Qv} \quad - \text{ w deflektorach skustooptycznych,}$$

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{Qv^3} \quad - \text{ w wąskopasmowych modulatorach światła,}$$

$$M_3 = \frac{n^7 p^2}{Qv^2} \quad - \text{ w impulsowych modulatorach światła,}$$

$$M_4 = \frac{n^7 p^2 v}{Q} \quad - \text{ w szerokopasmowych deflektorach i modulatorach, gdzie czynnikiem ograniczającym jest gęstość mocy skustycznej.}$$

W zasadzie najważniejszym współczynnikiem dobroci skustooptycznej jest M_2 , gdyż warunkuje on natężenie ugiętego światła przy określonym poziomie mocy skustycznej.

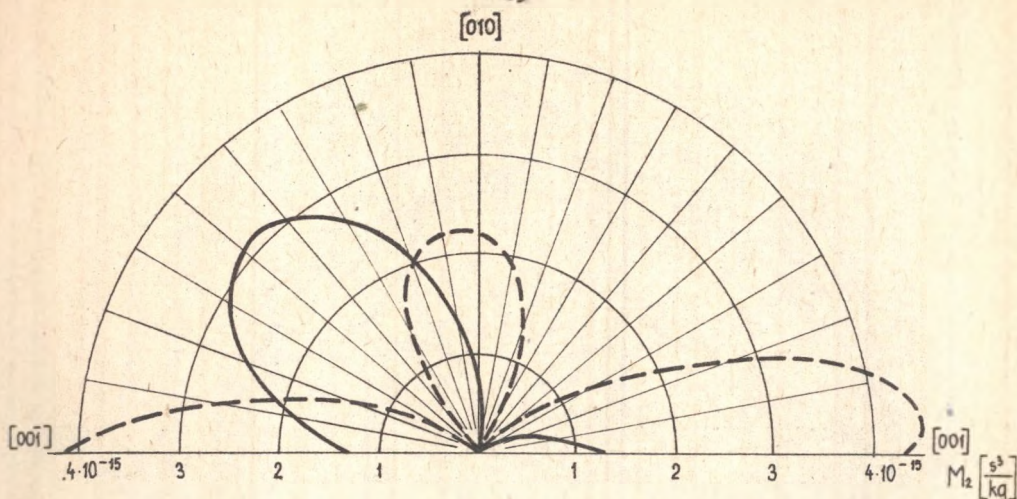
Wyniki obliczeń współczynników dobroci skustooptycznej zebrano w tabeli V.9. Wartości najważniejszego współczynnika M_2 wyznaczono w różnych płaszczyznach krystalograficznych (rys.V.9 - V.15).

Tabela V.9

Parametry skustooptyczne badanych substancji

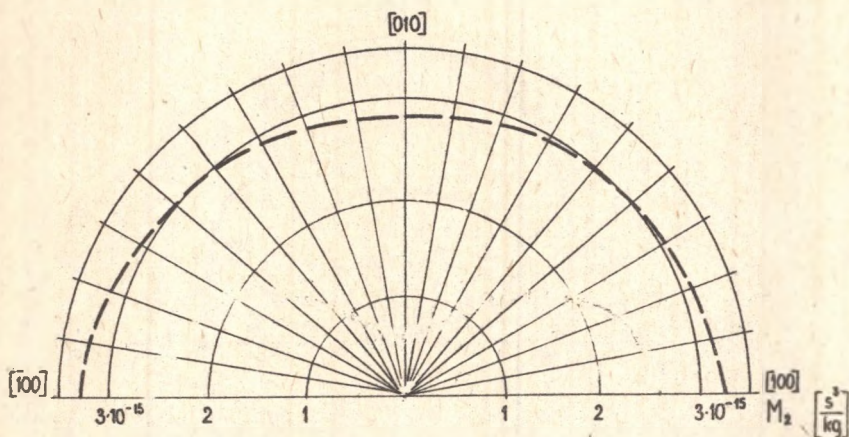
Substancja	n (n_o, n_e)	ρ $10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Fala skustyczna kierunek, polaryzacja	V $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	Fala świetlna kierunek, polaryzacja	M_1 $10^{-8} \frac{\text{m}^2}{\text{kg}}$	M_2 $10^{-15} \frac{\text{s}^3}{\text{kg}}$	M_3 $10^{-11} \frac{\text{m}^2}{\text{kg}}$	M_4 $\frac{\text{m}^4}{\text{kg} \cdot \text{s}}$
7	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Szkło flintowe SF-2	1,647	3,86	podłużna poprzeczna	4358 2809	⊥,	7,05 0,4	2,27 0,30	1,61 0,14	1,34
SF-12	1,648	3,74	podłużna poprzeczna	4054 2604	⊥,	10,50 0,50	3,89 0,49	2,60 0,21	1,73
SF-14	1,762	4,54	podłużna poprzeczna	3580 2315	⊥,	16,29 1,0	7,37 1,04	4,59 0,43	2,08
B ₁₂ SiO ₂₀	2,55	9,20	podłużna [100], [100]	3727	dowolna	34,5	9,79	9,30	4,74
B ₁₂ GeO ₂₀	2,55	9,20	[100], [001] [100], [001]	1770 3740		6,96 31,7	8,90 8,91	4,0 8,46	0,21 4,43
LiNbO ₃	$n_o=2,29$ $n_e=2,20$	4,61	[100], [100] [010], [010] [010], [010] [001], [001] [001], [100]	6540 6853 6853 7316 3572	[010], [001] [100], [001] [001], [100] [010], [100] [010], [100]	31,2 30,2 16,73 16,5 12,9	3,06 2,79 0,62 1,34 4,39	4,85 4,41 0,98 2,25 3,6	13,70 14,25 3,16 8,87 1,64

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
TiO ₂		$n_o = 2,58$ $n_e = 2,8$	4,23	[001], [001] [010], [010] [100], [100]	10054 7929 7929	[010], [100] [001], [100] [010], [001]	50,5 67,1 20,8	1,29 4,17 1,29	5 8,46 2,63	50,6 42,1 13,1
	Ca-Flu ₃	$n_x = 1,84$ $n_y = 1,95$ $n_z = 1,98$	4,63	[001], [001] [001], [001] [010], [010] [100], [100]	2510 2510 2900 3560	[010], [100] [010], [001] [001], [100] [001], [100]	115,7 67,0 67,9 104	76,8 58,3 40,7 42,9	38,1 24,0 23,4 29,2	5,94 4,20 5,7 13,5
		PbMO ₄	$n_o = 2,386$ $n_e = 2,262$	6,95	[001], [001] [010], [010] [100], [100] [100], [100]	3749 4000 4000 4000	[100], [010] [001], [100] [010], [001] [010], [100]	206 142 85,4 31,6	61,6 39,4 23,8 8,2	55,2 37,2 21,8 77
LiTaO ₃			$n_o = 2,175$ $n_e = 2,180$	7,45	[001], [001] [100], [100]	6160 5550	[010], [100] [010], [001]	4,05 4,49	0,49 0,66	6,57 8,08

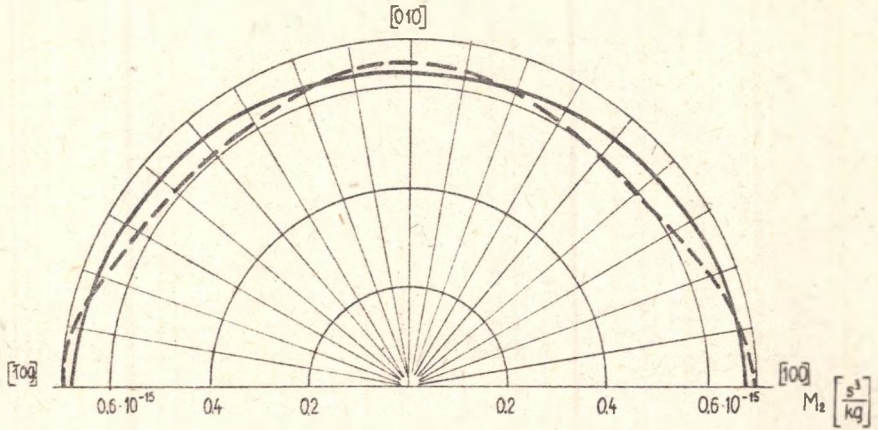


Rys.V.9. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji fali akustycznej w płaszczyźnie YZ w LiNbO_3 ;

- fala podłużna, polaryzacja światła $[100]$,
- - - fala poprzeczna o polaryzacji w płaszczyźnie YZ, polaryzacja światła $[100]$

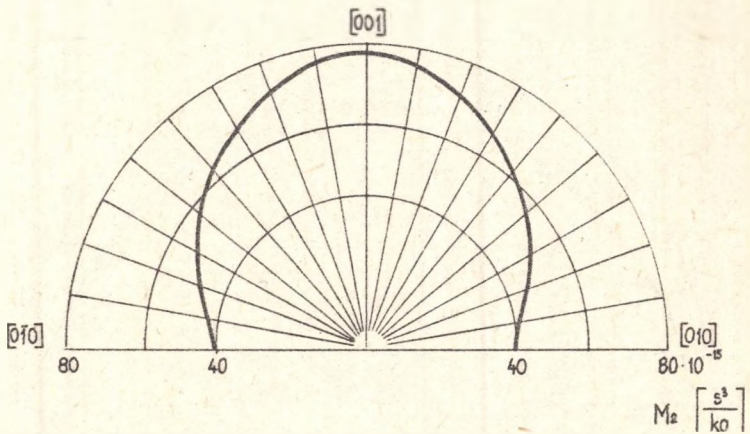


Rys.V.10. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie XY w LiNbO_3 . Polaryzacja światła - oś Z

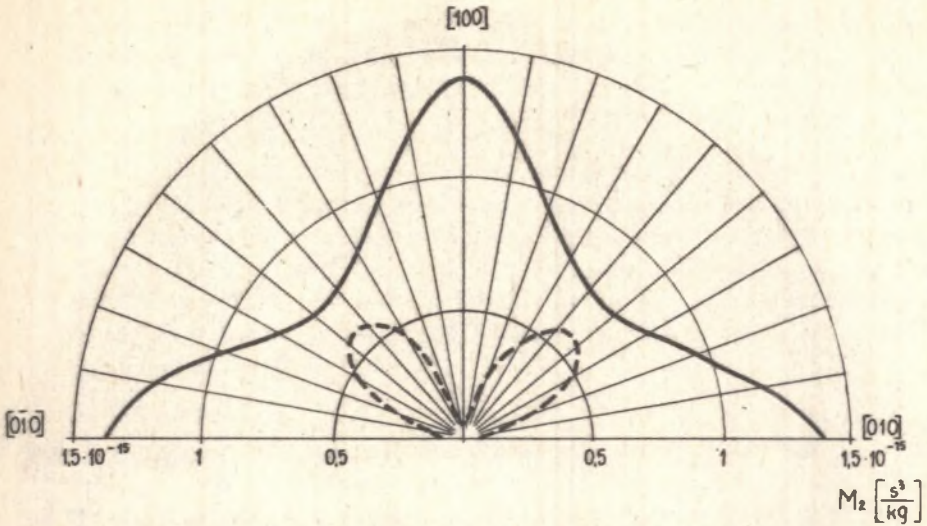


Rys.V.11. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie XY w LiTaO_2

- światło spolaryzowane w kierunku $[001]$,
 - - - światło spolaryzowane w płaszczyźnie XY

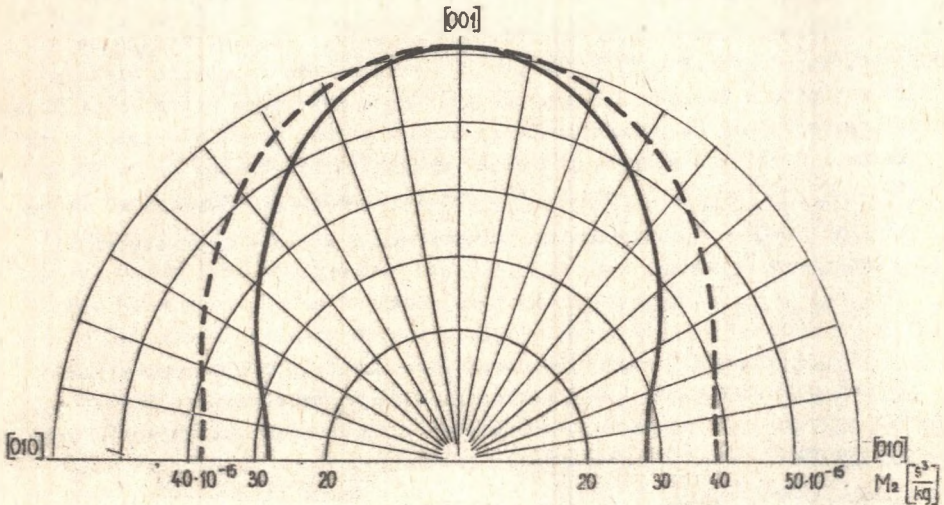


Rys.V.12. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie YZ w $\alpha\text{-HfO}_3$, polaryzacja światła \perp do płaszczyzny dyfrakcji



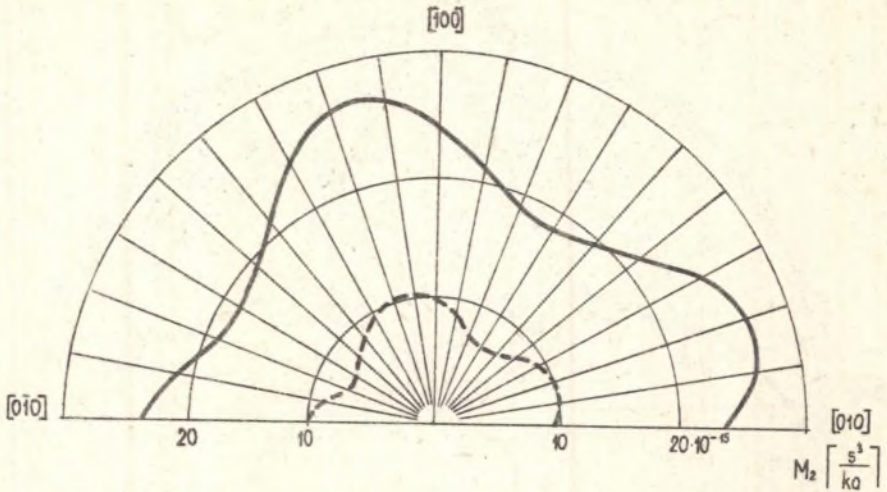
Rys.V.13. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie XY w TiO_2

----- polaryzacja światła \parallel do płaszczyzny dyfrakcji,
 ————— polaryzacja światła \perp do płaszczyzny dyfrakcji



Rys.V.14. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie YZ w PbMoO_4

————— światło spolaryzowane w kierunku $[010]$,
 ----- światło spolaryzowane w kierunku $[100]$,



Rys.V.15. Zależność współczynnika M_2 od kierunku propagacji podłużnej fali akustycznej w płaszczyźnie XY w PbMoO_4 ,

——— polaryzacja światła \perp do płaszczyzny dyfrakcji,
 ---- polaryzacja światła \parallel do płaszczyzny dyfrakcji

Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na wyciągnięcie następujących wniosków dotyczących własności skusto optycznych badanych materiałów.

a. Szkła flintowe

Z badanych szkieł najkorzystniejsze własności skusto optyczne ma SF-14. Współczynnik M_2 dla fal podłużnych jest pięciokrotnie większy niż w topionym kwarcu. Słabsze oddziaływanie występuje natomiast z falami poprzecznymi. Na podkreślenie zasługują bardzo dobre własności mechaniczne i termiczne szkieł. Ponieważ impedancja akustyczna szkła SF-14 ($16 \cdot 10^6 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$) jest bardzo zbliżona do impedancji akustycznej LiIO_3 ($18 \cdot 10^6 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$), mogą być tu z powodzeniem stosowane przetworniki z tego piezoelektryka.

b. $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Obydwa kryształy mają dość dobre parametry skusto optyczne zarówno dla fal podłużnych jak i poprzecznych. Wadą kryształów jest bardzo mała wytrzymałość mechaniczna i termiczna. Badane kryształy wykazywały też często duże niejednorodności.

c. LiNbO_3 , LiTaO_3

Parametry skusto optyczne są bardzo przeciętne. Rys.V.9 i V.10 przedstawiają wartości współczynnika M_2 dla LiNbO_3 . Stosunkowo największa wartość M_2 występuje dla poprzecznej fali akustycznej w kierunku $[001]$.

W przypadku LiTaO_3 nie ma właściwie kierunków charakteryzujących się dużymi wartościami M_2 . Rys.V.11 przedstawia przykładowo wyniki obliczeń współczynnika M_2 w płaszczyźnie XY.

d. $\alpha\text{-HfO}_3$

Kryształ bardzo interesujący pod względem skustooptycznym. Charakteryzuje się bardzo dużymi wartościami współczynnika M_2 . Najbardziej korzystny jest w tym przypadku kierunek $[001]$ (rys.V.12). W kryształe występują wszystkie możliwe rodzaje oddziaływań skustooptycznych; jest bowiem kryształem dwuosiowym, optycznie czynnym i piezoelektrykiem. Mimo, że kryształ jest higroskopijny, wstępne badania wykazały możliwość praktycznego zastosowania $\alpha\text{-HfO}_3$.

e. TiO_2

Mimo dużej wartości n i stałych fotosprężystych, ze względu na bardzo duże wartości v współczynniki dobroci skustooptycznej są niewielkie. Rys.V.13 przedstawia wartość współczynnika M_2 w zależności od kierunku propagacji fali skustycznej w płaszczyźnie XY i YZ. Najbardziej użyteczny kierunek to $[010]$, dla którego współczynnik M_2 jest trzykrotnie większy niż w kwercu.

f. PbMoO_4

Z dostępnych w kraju kryształów najlepszy materiał skustooptyczny. Duże stałe fotosprężyste i mała prędkość fali skustycznej powodują, że współczynniki dobroci skustooptycznej są bardzo duże. Rys.V.14 i 15 przedstawiają zależności współczynnika M_2 od kierunku propagacji fali skustycznej. Największe wartości M_2 występują dla kierunku propagacji $[001]$.

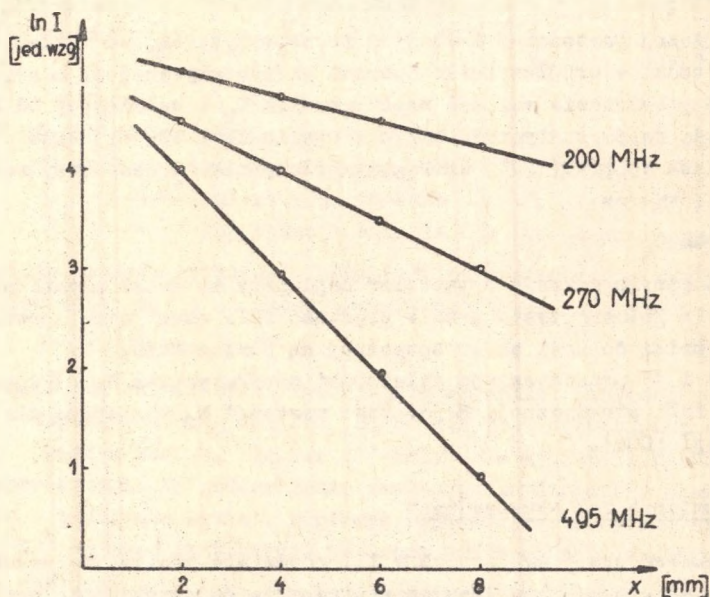
V.5. Tłumienie fali skustycznych

Z rozważań przeprowadzonych w III rozdziale wynika, że metody skustooptyczne mogą być z powodzeniem zastosowane do wyznaczenia współczynnika tłumienia fali skustycznej w ciałach stałych. Cechują je nawet pewne zalety w stosunku do typowych metod skustycznych.

Znajomość wartości współczynnika tłumienia jest istotna nie tylko przy ocenie materiałów w zastosowaniach skustooptycznych, ale ma niezwykle ważne znaczenie w badaniach podstawowych. Wymienimy przykładowo, że pomiar współczynnika tłumienia w funkcji częstotliwości i temperatury daje informacje o oddziaływań fonon-fonon, fonon-elektron, fonon-spin $[102 - 106]$. Można również badać defekty, dyslokacje i ich wpływ na własności sprężyste kryształu $[107, 108]$. Wspomnieć trzeba również o możliwości badania oddziaływania fali skustycznej z nośnikami ładunku w półprzewodnikach $[109, 110]$.

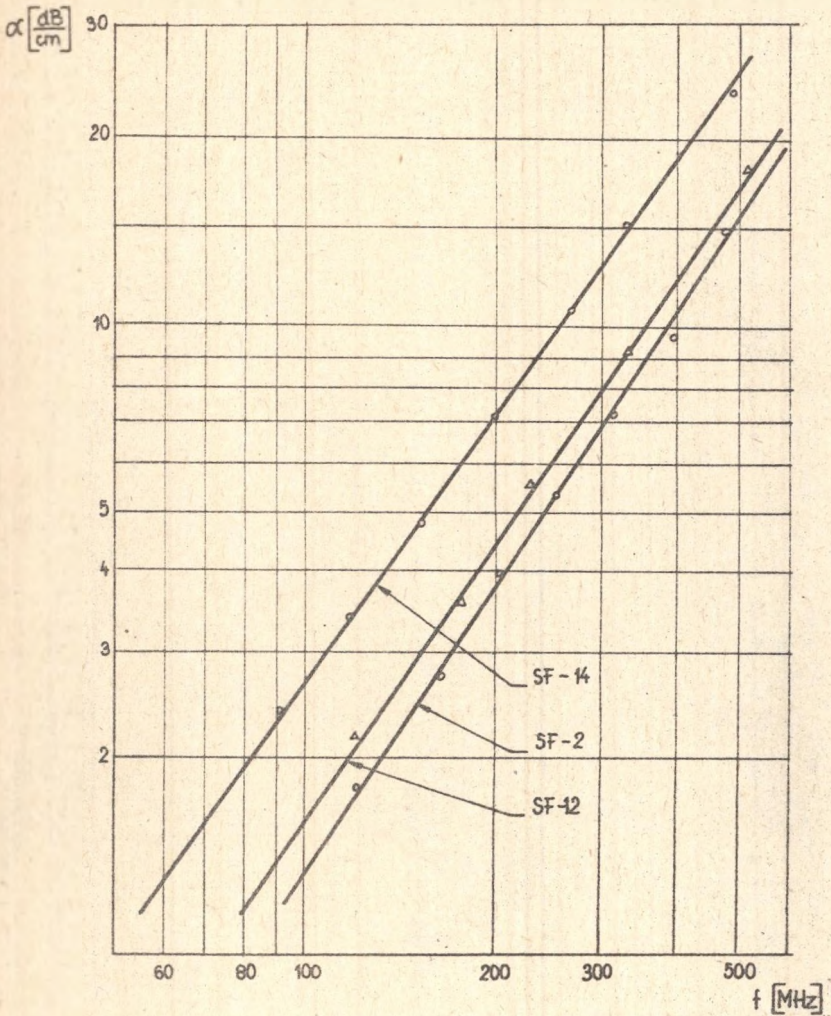
W niniejszej pracy wykorzystując dyfrakcję Bregge dokonano pomiaru współczynnika tłumienia fali akustycznej w omawianych wcześniej materiałach.

W przypadku szkła flintowego współczynnik tłumienia wyznaczono z pomiaru natężenia ugiętego światła w różnych odległościach od przetwornika. Przykładowo, zależność taką dla szkła SF-14 przedstawiono na rys.V.16. Obliczony wg wzoru (III.8) współczynnik tłumienia α przedstawiono na wykresie rys.V.17. Dokładność pomiaru uwarunkowana jest głównie dokładnością wyznaczenia natężenia ugiętego światła i średnicą wiązki laserowej i wynosi około 15%.



Rys.V.16. Zależność natężenia ugiętego światła od odległości od przetwornika przy różnych częstotliwościach w szkłe flintowym SF-14

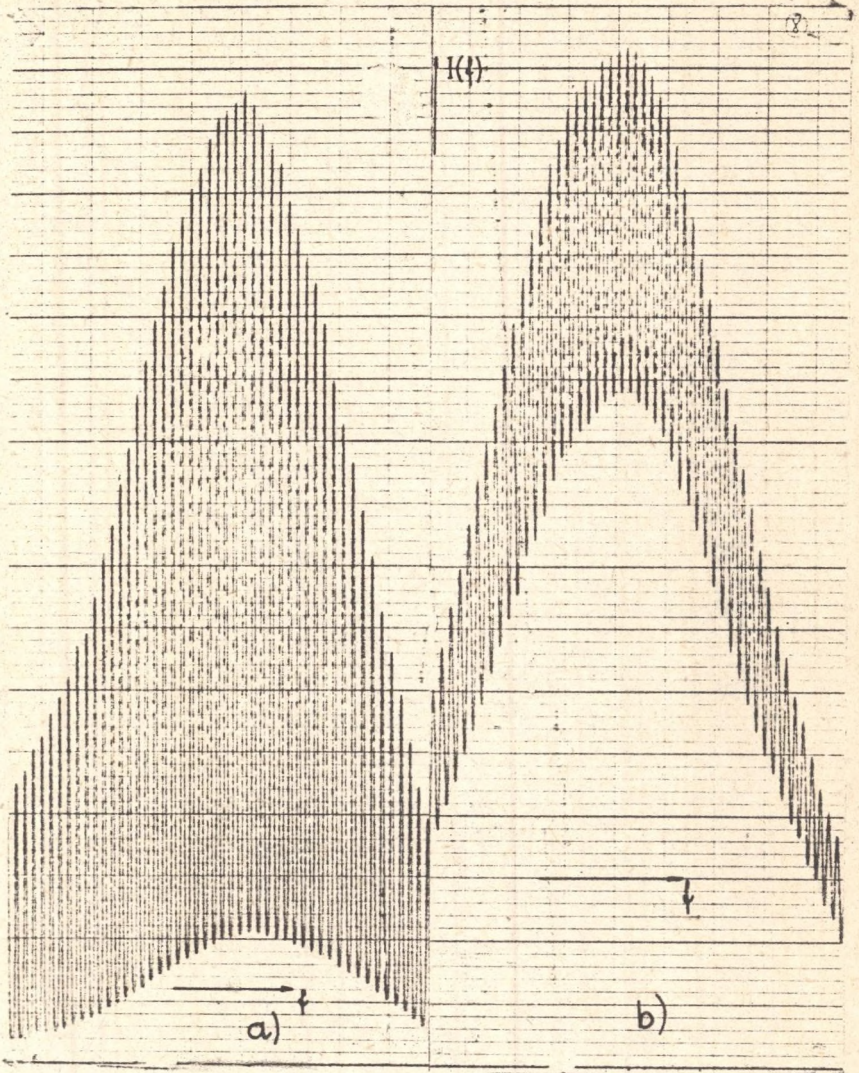
Z przeprowadzonych pomiarów w przedziale częstotliwości 100 - 500 MHz wynika, że w omawianych materiałach występuje znaczne tłumienie fali akustycznej. Jednak przy częstotliwościach do 300 MHz nie stanowi to istotnego utrudnienia w zastosowaniach akustooptycznych. Stwierdzono też, że w badanym przedziale częstotliwości zależność α od f może być zapisana w postaci $\alpha \sim f^{1,5}$.



Rys.V.17. Zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości dla podłożnych fel akustycznych w szklach flintowych SF-2, SF-12, SF-14

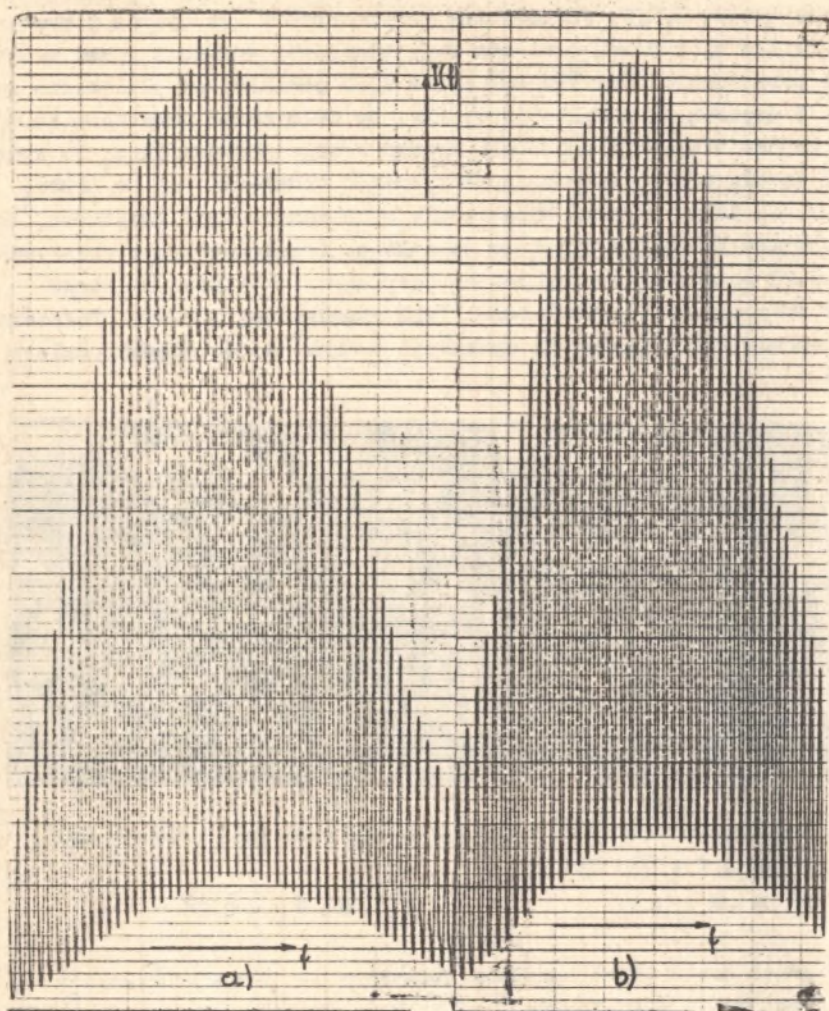
W pozostałych przypadkach pomiaru współczynnika tłumienia dokonano metodą interferencji fel akustycznych lub metodą impulsową (zob. per. III.2.3).

Na rys.V.18 przedstawiono zależność natężenia ugiętego światła od niewielkiej zmiany częstotliwości feli akustycznej w $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ dla $f = 0.85$ GHz i $f = 1.45$ GHz. Widać, że przy częstotliwości 1,45 GHz stosunek $\frac{I(\min)}{I(\max)}$



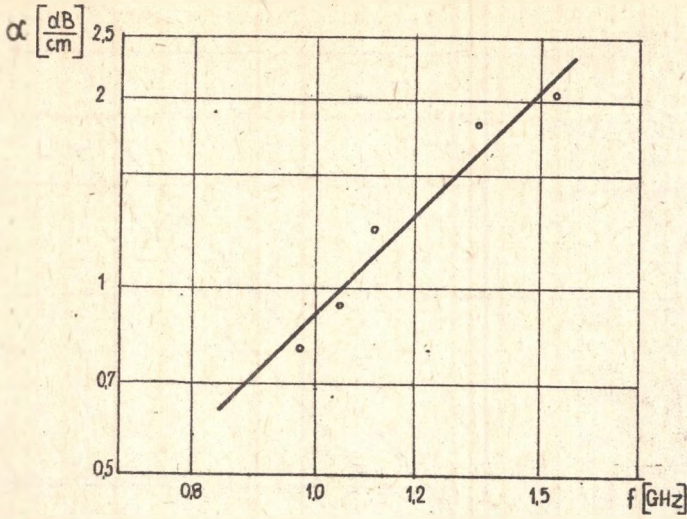
Rys.V.18. Zależność natężenia ugiętego światła od częstotliwości dla $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, długość próbki $L = 10$ mm.

$$\alpha = \frac{1}{L} \operatorname{arctanh} \left[\frac{I_{\min}}{I_{\max}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \begin{array}{l} \text{a) } f = 0.85 \text{ GHz,} \\ \text{b) } f = 1.45 \text{ GHz} \end{array}$$

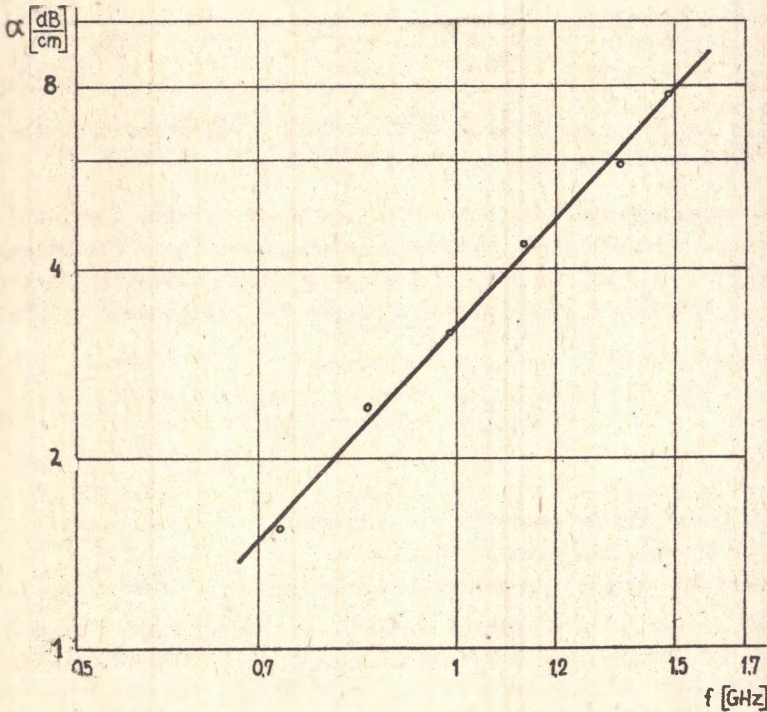


Rys.V.19. Wpływ przetwornika na wynik pomiaru współczynnika tłumienia feli skustycznej,
 a) bez obciążenia końca kryształu
 b) z obciążeniem przetwornikiem o grubości 10 μm ,
 $f = 1,1 \text{ GHz}$, $L = 20 \text{ mm}$, kryształ - TiO_2

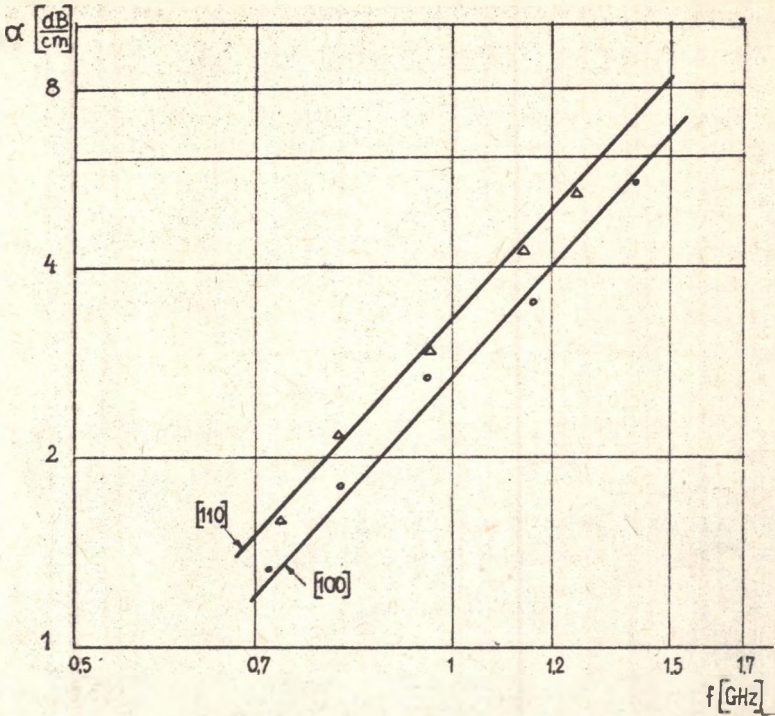
jest znacznie większy, co świadczy o wzroście tłumienia feli skustycznej. Wartość α wyliczono z pomiaru $\frac{I_{(\min)}}{I_{(\max)}}$ wg wzoru (III.10). W pomiarach uwzględniono wpływ warstwy łączącej i przetwornika na zmierzoną wartość współczynnika tłumienia. Wpływ ten wyznaczono doświadczalnie



Rys.V.21. Zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości dla podłużnej fali akustycznej w kierunku [001] w TiO_2



Rys.V.22. Zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości dla podłużnej fali akustycznej w kierunku [001] w $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$



Rys.V.23. Zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości dla podłużnych feli skustycznych w $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów współczynnika tłumienia feli skustycznych podjęto próbę wyliczenia stałej Grüneisena dla badanych kryształów. Jeśli przyjąć, że głównym mechanizmem tłumienia jest rozprzelenie na fononach ciepłych, to α może być wyliczone z zależności [102]

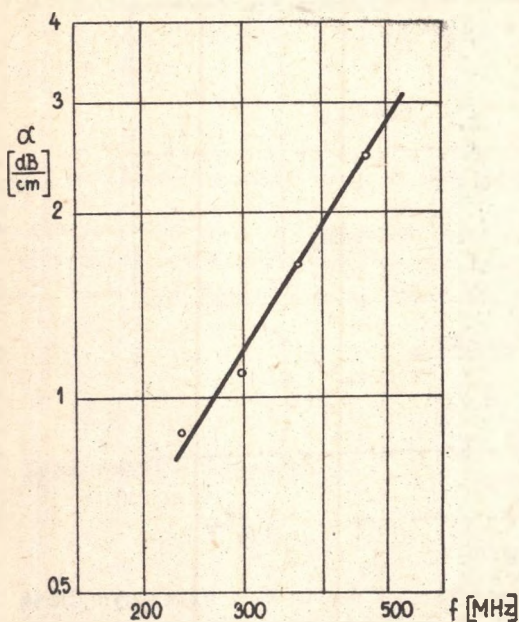
$$\alpha \left[\frac{\text{dB}}{\text{cm}} \right] = 8,68 \frac{\kappa T \kappa^2 \omega^2}{\rho \bar{v}^5}, \quad (\text{V.15})$$

gdzie:

- κ - współczynnik przewodnictwa cieplnego,
- T - efektywne stałe Grüneisena,
- \bar{v} - prędkość średnia wg przybliżenia Debye'a

$$\bar{v} = \left[\frac{3 v_t^3 v_l^3}{v_t^3 + 2 v_l^3} \right]^{1/3} \quad (\text{V.15a})$$

v_t, v_l - odpowiednio prędkość propagacji feli poprzecznej i podłużnej w rozpatrywanym kierunku.



Rys.V. 24. Zależność współczynnika tłumienia fali akustycznych od częstotliwości w α -H₂O₃, fala podłużna [001]

Z porównienia wyrażenia (V.15) i zmierzonej wartości współczynnika tłumienia wyznaczono stałą Grüneisena. Wyniki obliczeń zebrano w poniższej tabeli. Przyjęto:

$$T = 300^{\circ} \text{ K}, f = 1 \text{ GHz},$$

$$\chi_{\text{TlO}_2} = 4 \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad [113],$$

$$\chi_{\text{BGO}} = \chi_{\text{BSO}} = 0,42 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$$

Wydaje się, że uzyskane z pomiarów tłumienia wartości stałej Grüneisena są rozsądne, ale do dokładnej weryfikacji uzyskanych rezultatów należy znać jeszcze stałe sprężyste III rzędu.

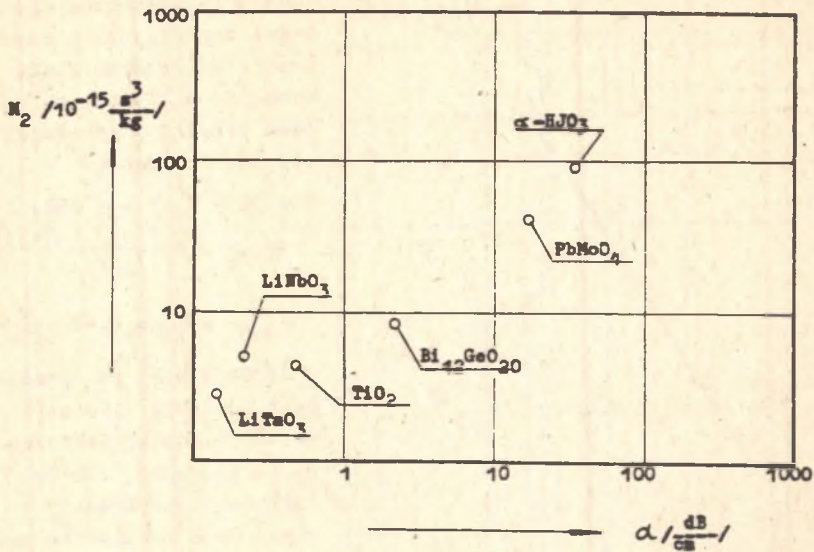
Interpretacja dla α -H₂O₃ wymaga przeprowadzenia jeszcze wielu dodatkowych pomiarów.

Tabela V.10

Wartość efektywnej stałej Grüneisena

Kryształ	Kierunek, polaryzacja	α [dB/cm]	γ
TlO ₂	[001], [001]	0,75	1,53
Bi ₁₂ SiO ₂₀	[100], [100]	2,6	1,39
	[110], [110]	3,1	1,31
Bi ₁₂ GeO ₂₀	[100], [100]	3,0	1,52

Z punktu widzenia zastosowania materiałów w akustooptyce interesującym jest powiązać tłumienie fali akustycznej z dobrocią akustooptyczną. Otóż, jak wynika z porównienia wyrażenia na współczynnik tłumienia, kryształy które mają dużą wartość M_2 mają też, niestety, duży współczynnik tłumienia. Ilustruje to rys.V.25, gdzie przedstawiono zależność między współczynnikiem M_2 a współczynnikiem tłumienia fali akustycznej.



Rys.V.25. Zależność między współczynnikiem dobroci M_2 i współczynnikiem tłumienia feli akustycznej dla $f = 1$ GHz

V.6. Wykorzystanie dyfrakcji światła do badania nieliniowych efektów sprężystych

Jak wspomniano w rozdziale trzecim jednym z możliwych zastosowań dyfrakcji światła w fizyce ciała stałego jest wykorzystanie tego zjawiska do badania sprężystych efektów nieliniowych [66, 114-121]. Badania tych efektów są dość istotne w akustyce ciała stałego, gdyż można w ten sposób uzyskać informację o oddziaływaniu fonon-fonon, a więc i o tłumieniu fali akustycznej.

V.6.1. Nieliniowe efekty sprężyste

Przyczyną wystąpienia tych efektów nieliniowych, które będą rozpatrywane poniżej jest anharmoniczność sił międzycząsteczkowych. Uwzględniając w wyrażeniu na energię sprężystą człony trzeciego stopnia względem deformacji, a w wyrażeniu na deformację człony kwadratowe względem przemieszczenia, równanie ruchu ma postać [122]

$$\rho \ddot{u}_i = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} + A_{ij} \kappa_{lpq} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial u_p}{\partial x_q} \quad (V.16)$$

gdzie:

$$A_{ijklpq} = c_{jipq} \delta_{ik} + c_{ij} q_l \delta_{kp} + c_{jk} q_l \delta_{ip} + c_{ij} k_l p_q \quad (V.16a)$$

c_{ijklpq} - składowe tensora stałych sprężystych trzeciego rzędu.

Równanie powyższe opisuje nieliniowe efekty sprężyste przy propagacji fali skustycznych w kryształach. Na przykład w konkretnym przypadku propagacji fali podłużnej w kierunku [100] otrzymujemy

$$q \ddot{u}_x = c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \Gamma c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (V.17a)$$

lub przechodząc do deformacji

$$q \ddot{s} = c_{11} \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{1}{2} c_{11} \Gamma \frac{\partial^2}{\partial x^2} (s^2) \quad (V.17b)$$

gdzie:

$$\Gamma = 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}}$$

Występowanie w równaniu (V.17b) s^2 pokazuje, że podczas propagacji w kryształach fali skustycznej o częstotliwości f występuje również druga harmoniczna o częstości $2f$. Stała Γ opisująca nieliniowe efekty sprężyste nosi nazwę stałej sprzężenia fonon-fonon.

Z równania (V.16) można znaleźć natężenie drugiej harmonicznej w funkcji odległości od przetwornika [121]

$$P_{2f}(x) = \frac{\Gamma^2 q_1^2 P_f^2(0)}{8 q v^3} \left[\frac{-2\alpha_1 x}{\alpha_2 - 2\alpha_1} - \frac{-\alpha_2 x}{\alpha_2 - 2\alpha_1} \right]^2 \quad (V.18)$$

gdzie:

- q_1 - wektor falowy fali skustycznej o częstotliwości f ,
- $P_f(0)$ - natężenie fali skustycznej o częstotliwości f przy przetworniku,
- α_1, α_2 - współczynniki tłumienia fali skustycznej o częstotliwości f i $2f$.

Z równania (V.18) wynika, że natężenie drugiej harmonicznej początkowo wzrasta, osiąga maksimum i następnie maleje. Jeśli przyjąć, że

$\alpha_2 = 4 \alpha_1$, co najczęściej ma miejsce, to maksimum natężenia drugiej

hermonicznej występuje dla $x = l_0 = \frac{\ln 2}{2\alpha_1}$. Wymieniona już wcześniej stała sprzężenia fonon-fonon ma w ogólnym przypadku postać [123]

$$\Gamma = \frac{A_{ijklpq} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l \alpha_p \alpha_q}{c_{ijkl} \alpha_j \alpha_l \alpha_i \alpha_k}, \quad (V.19)$$

gdzie:

A_{ijklpq} jest dane wzorem (V.16e),

α_i, α_j - wektory jednostkowe w kierunku polaryzacji i propagacji fali akustycznej.

Z wyrażenia (V.18) wynika również, że pomiar natężenia drugiej harmonicznej pozwala wyznaczyć stałe sprzężenia fonon-fonon.

V.6.2. Metoda pomiaru

Z przeprowadzonych rozważań widać, że dyfrakcja Bragge może być wykorzystana do badania nieliniowych efektów sprężystych. Jeśli bowiem występuje w kryształach generacja drugiej harmonicznej, to następuje ugięcie światła pod kątem 2θ . Dokonując pomiaru natężenia ugiętego światła na fali o częstotliwości f i $2f$, w oparciu o wzory (V.18) i (I.9c) można wyliczyć moc drugiej harmonicznej, a więc i stałą Γ . Podkreślić należy, że stała Γ wyraża się w bardzo złożonej formie poprzez stałe sprężyste trzeciego rzędu i wyznaczenie wszystkich tych stałych jest eksperymentalnie sprawą trudną. Przykładowo w tabeli V.11 podano stałe Γ dla kryształów układu kubicznego przy różnych kierunkach propagacji podłużnej fali akustycznej.

Tabela V.11

Stałe sprzężenia fonon-fonon dla kryształów
układu kubicznego

Kierunek propagacji	Γ
[100]	$3 + \frac{c_{111}}{c_{11}}$
[110]	$3 + \frac{1}{4} \frac{2c_{111} + 3(c_{112} + c_{113}) + 12(c_{166} + c_{155})}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}}$
[111]	$3 + \frac{1}{3} \frac{c_{111} + 2c_{123} + 3(c_{112} + c_{113}) + 12(c_{144} + c_{166}) + 16c_{456}}{c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}}$

Jeśli do tego dodać fakt, że propagacja fali poprzecznej nie zawsze powoduje generację drugiej harmonicznej [114], oczywistym jest fakt, że poprzez pomiar stałej Γ nie można wyznaczyć wszystkich stałych sprę-

żystych 3 rzędu. Do tego celu może być wykorzystany pomiar prędkości propagacji fali w funkcji ciśnienia [61]. Według metody jest możliwość wyznaczenia tylko wartości bezwzględnej stałej Γ .

Tym niemniej metody skustooptyczne zeznają z wielu względów na istotną uwagę przy badaniu sprężystych efektów nieliniowych.

a. Istnieje możliwość pomiaru natężenia drugiej harmonicznej w funkcji odległości od przetwornika i można uzyskane dane porównać z wyrażeniem (V.18). Ma to bardzo istotne znaczenie, gdyż przyczyny powstania w kryształach fali o częstotliwości $2f$ mogą być różne. Jednak tylko w przypadku, gdy jest one spowodowana anharmonicznością sił międzyatomowych, natężenie tej fali może być opisane wzorem (V.18). Można więc metodą skustooptyczną zbadać eksperymentalnie jakie są przyczyny występowania nieliniowych efektów sprężystych.

b. Można badać zależność mocy drugiej harmonicznej od mocy fali podstawowej. Duża czułość metody skustooptycznej pozwala stosunkowo dokładnie wyznaczyć natężenie progowe $P_r(0)$, przy którym występuje generacja drugiej harmonicznej.

c. Istotną zaletą jest możliwość sondowania pola skustycznego wiązką laserową.

Badanie nieliniowych efektów sprężystych metodami skustooptycznymi najwygodniej prowadzić jest w przypadku dyfrakcji Bragga (wysokie częstotliwości). Dla niskich częstotliwości, gdzie występuje dyfrakcja Remens-Natha analiza eksperymentalnych danych jest znacznie utrudniona, gdyż pod tym samym kątem występują prążki dyfrakcyjne drugiego rzędu i prążki światła ugiętego na drugiej harmonicznej. Należy jednak pamiętać, że nawet przy wysokich częstotliwościach mogą pojawić się prążki dyfrakcyjne drugiego rzędu. Otóż, z obliczeń wynika [124], że stosunek natężenia światła w prążku drugiego rzędu (ugiętego na fali podstawowej) do natężenia światła ugiętego na fali o częstotliwości $2f$ dany jest wzorem

$$\tau = \left[\frac{\Lambda^3 n^4 p}{4x \lambda_0^2 \Gamma x} \right]^2, \quad (V.20)$$

gdzie:

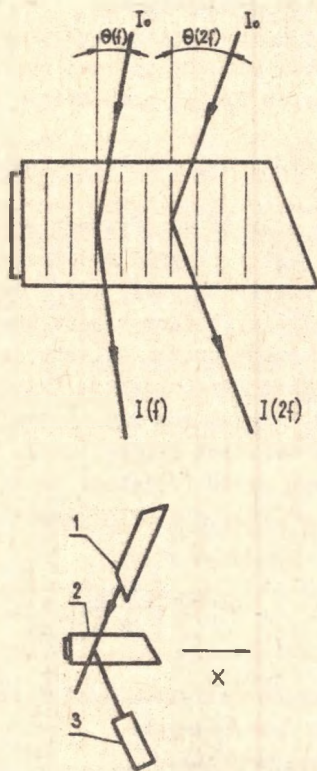
- λ_0 - odpowiednio długość fali świetlnej i skustycznej,
- p - efektywna stała fotosprężysta,
- x - odległość od przetwornika.

Z wyrażenia (V.20) wynika istotnie, że przy wysokich częstotliwościach fali skustycznej (małe Λ) stosunek ten jest niewielki.

Porównując użyteczność dyfrakcji Bragga i Remens-Natha do badania omawianych efektów należy jednak zaznaczyć, że przy wykorzystaniu dyfrakcji Remens-Natha istnieje możliwość wyznaczenia stałej Γ [124].

W przypadku dyfrakcji Bragge, jak to wynika z wyrażenia (V.18), wyznaczamy tylko wartość bezwzględną stałej sprzężenia fonon-fonon.

Idea zastosowanej metody pomiarowej przedstawiona jest na rys.V.26, natomiast układ pomiarowy - energetyczny jak na rys.III.2. Fale akustyczne wzbudzone przy pomocy przetworników płytkowych z LiNbO_3 o grubości 5 - 10 μm . Powierzchnie czynne przetworników były w tym przypadku niewielkie (około 2 mm^2), co zapewniło natężenie pola akustycznego do 10 W/cm^2 . Dokonywano pomiaru natężenia ugiętego światła pod kątem θ i 2θ w funkcji odległości od przetwornika. Pozwoliło to wyznaczyć



Rys.V.26. Idea pomiaru stałych sprzężenia fonon-fonon przy wykorzystaniu dyfrakcji Bragge

1 - laser, 2 - badany kryształ, 3 - fotopowielacz

$\frac{I(2f)}{I(f)}$, a więc również stosunek mocy akustycznej fali o częstotliwości $2f$ i f . Następnie z pomiaru $\frac{I(f)}{I_0}$ wyznaczono moc akustyczną fali podstawowej (patrz wzór I.9c). Wymiary przetwornika ustalono dokładnie sondując pole akustyczne zwązłą wiązką laserową. Pomisry $\frac{I(2f)}{I(f)}$ i $\frac{I(f)}{I_0}$ pozwoliły wyznaczyć stałą Γ (wzór V.18).

Przeprowadzono również pomiary zależności P_{2f} od $P_f(0)$ i dokonano w niektórych przypadkach analizy rozkładu natężenia pola akustycznego o częstotliwości harmonicznej.

V.6.3. Uzyskane rezultaty i ich omówienie

Badania nieliniowych efektów sprężystych przeprowadzono w kryształach $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, TiO_2 , LiNbO_3 , $\alpha\text{-SiO}_2$ i w topionym kwarcu.

W tabeli V.12 podano kierunki krystalograficzne i częstotliwości przy których przeprowadzono pomiar. W tabeli V.13 podano natomiast wartości τ (wzór V.20) dla badanych kryształów i stosowanych częstotliwości. Obliczenia przeprowadzono dla $\lambda = 1$ cm. Z obliczeń tych wynika, że z wyjątkiem bardzo małych odległości $\gg \lambda$, natężenie światła pod kątem 2θ jest uwarunkowane tylko ugięciem na fali o częstotliwości harmonicznej $2f$.

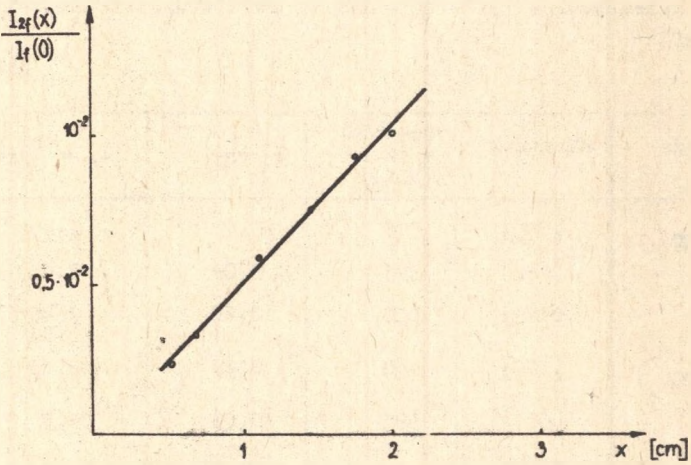
Tabela V.12

Substancja	Kierunek	Częstotliwość [MHz]	$\alpha \left[\frac{1}{\text{cm}} \right]$	$l_0 = \frac{\ln 2}{2\alpha} \left[\text{cm} \right]$
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	[100]	500	0,1	3,40
	[110]	395	0,09	3,83
	[111]	500	0,12	2,80
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	[100]	450	0,09	3,83
TiO_2	[001]	595	0,03	11,5
LiNbO_3	[001]	427	0,005	69
	[100]	600	0,01	35
$\alpha\text{-SiO}_2$	[001]	438	0,06	5,7
SiO_2 topiony		490	0,3	1,15

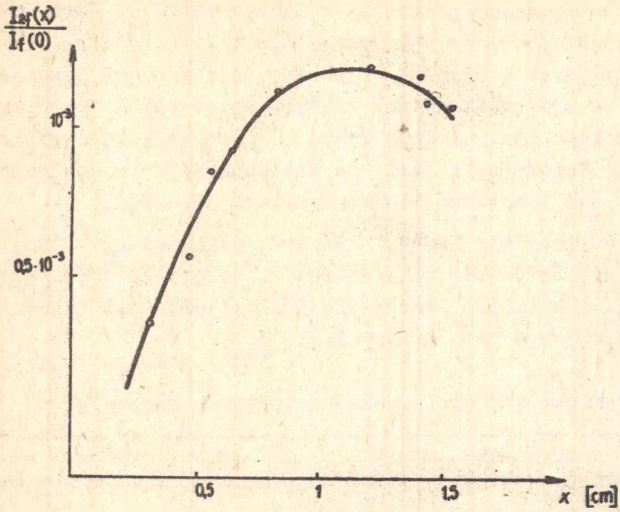
Na rys. V.27 - V.29 podano przykładowo zmierzoną zależność $\frac{I(2f)}{I(f)}$ dla LiNbO_3 , TiO_2 i topionego kwarcu. Warto zwrócić uwagę na charakterystyczny przebieg tej zależności w topionym kwarcu. Ze względu na stosunkowo znaczne tłumienie fali akustycznej przy badanej częstotliwości, maksimum jest osiągnięte przy niewielkiej odległości od przetwornika. Zeuważmy, że wyznaczenie l_0 może być wykorzystane do oszacowania wartości współczynnika tłumienia fali akustycznej.

Wartości parametru τ

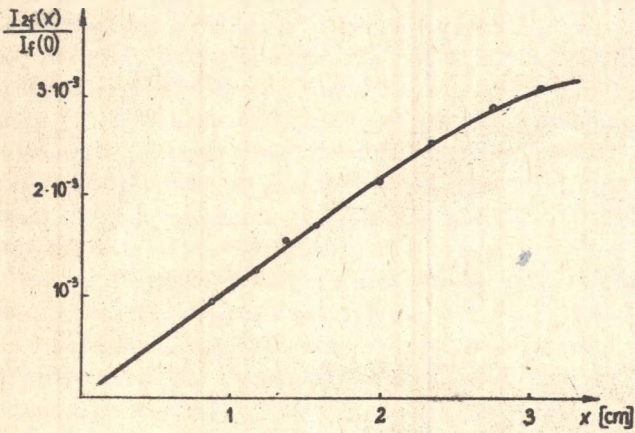
Kryształ	Częstotliwość MHz	τ
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	500	0,002
TiO_2	595	0,061
LiNbO_3	427	0,090
$\alpha\text{-SiO}_2$	438	0,050



Rys.V.27. Zależność $\frac{I_f(x)}{I_f(0)}$ od odległości od przetwornika dla LiNbO_3 ,
kierunek propagacji $[001]$, $f = 427$ MHz



Rys.V.28. Zależność $\frac{I(2f)}{I(f)}$ od odległości od przetwornika dla kwarcu topionego, $f = 490$ MHz



Rys.V.29. Zależność $\frac{I(2f)}{I(f)}$ od odległości od przetwornika dla rutilu. Kierunek propagacji podłużnej fali akustycznej - $[001]$, $f = 595$ MHz

Przeprowadzone pomiary pozwoliły wyliczyć stałą Γ dla badanych kryształów. Wyniki pomiarów zebrano w tabeli V.14 podając również w każdym przypadku związek między Γ i stałymi sprężystymi drugiego i trzeciego rzędu. Nie wyliczono jednak stałych sprężystych trzeciego rzędu, gdyż przeprowadzone pomiary dają tylko $|\Gamma|$. Dokładność wyznaczania stałych sprężenia fonon-fonon jest uwarunkowana głównie dokładnością pomiaru $\frac{I(2\theta)}{I(\theta)}$ i $P_f(0)$ i zawiera się w granicach 30 - 50%.

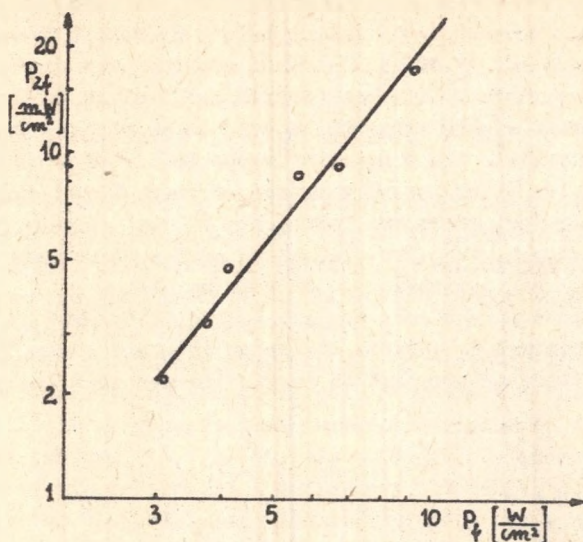
Uzyskane rezultaty dla LiNbO_3 , kwarcu krystalicznego i topionego są w dobrej zgodności z danymi literaturowymi [117, 125, 126]. W przypadku TiO_2 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ i $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ autor nie znalazł prac dotyczących badania efektów nieliniowych w tych kryształach.

Tabela V.14

Zmierzone wartości stałej sprężenia fonon-fonon

Kryształ	Kierunek	Γ
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	[100]	$\left 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}} \right = 6 \pm 3$
	[110]	$\left 3 + \frac{1}{4} \frac{2c_{111} + 3(c_{111} + c_{113}) + 12(c_{166} + c_{155})}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}} \right = 7 \pm 3$
	[111]	$\left 3 + \frac{1}{3} \frac{c_{111} + 2c_{123} + 3(c_{112} + c_{113}) + 12(c_{144} + c_{166}) + 16c_{456}}{c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}} \right = 8 \pm 4$
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	[100]	$\left 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}} \right = 7 \pm 3$
TiO_2	[001]	$\left 3 + \frac{c_{333}}{c_{33}} \right = 4 \pm 1$
LiNbO_3	[100]	$\left 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}} \right = 14 \pm 5$
	[001]	$\left 3 + \frac{c_{333}}{c_{33}} \right = 6 \pm 2$
$\alpha\text{-SiO}_2$	[001]	$\left 3 + \frac{c_{333}}{c_{33}} \right = 8 \pm 2$
Kwarc topiony		$\left 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}} \right = 11 \pm 3$

Na rys. V.30 przedstawiono zależność natężenia drugiej harmonicznej od natężenia feli podstawowej dla TiO_2 . Z pomiarów wynika, że w granicach błędów występuje kwadratowa zależność P_{2f} od P_f zgodnie z wyrażeniem (V.18). Świadczy to, że rozpatrywane efekty nieliniowe są wywołane anharmonicznością sił międzycząsteczkowych.



Rys.V.30. Zależność P_{2f} od P_f dla TiO_2 , odległość od przetwornika - 3 cm

Pomiar stałych sprzężenia fonon-fonon i stałych sprzężystych III rzędu jest ważnym problemem z punktu widzenia badań podstawowych. Można w ten sposób uzyskiwać informacje o oddziaływnościach fonon-fonon w kryształach. Znajomość stałych sprzężystych III rzędu daje możliwość wyliczenia stałych Grüneisena dla danego kierunku propagacji i polaryzacji fali skustycznej [127]. Konkretnych wyliczeń nie przeprowadzono, gdyż wymagają one wykonania jeszcze wielu dodatkowych eksperymentów.

Badanie nieliniowych efektów sprzężystych może być także prowadzone poprzez oddziaływanie fal sprzężystych w kryształach [114, 125, 128, 129]. Jeśli w kryształach propagują się dwie fale skustyczne o częstotliwościach f_1 i f_2 , to w wyniku oddziaływności fonon-fonon może w pewnych warunkach powstać w ośrodku fala o częstotliwościach $f_1 + f_2$ lub $f_1 - f_2$. Dokonując pomiaru natężenia ugiętego światła na falach o tych częstotliwościach, można wyliczyć stałe sprzężenia fonon-fonon.

Wspomniano również, że metoda dyfrakcji Braggs pozwala sondować pole skustyczne i mierzyć rozkłady kątowne natężenia ugiętego światła. Przy badaniu zjawisk nieliniowych bardzo pomocny może być pomiar rozkładów kątowych. Wiadomo bowiem, że szerokość połówkowa I ($\Delta\theta$) zależy od wartości wektora falowego, a więc można stwierdzić jaka jest częstotliwość badanej fali. Jest to dość istotne, gdyż jak pamiętamy pod kątem 2θ może być również światło ugięte na fali o częstotliwości podstawowej.

Przy badaniu zjawisk nieliniowych metodą dyfrakcji Bragga należy pamiętać, że wyrażenia (V.16) i (V.18) są słuszne przy spełnieniu założeń uczynionych w punkcie V.6.1. Przy dużych natężeniach fali akustycznej należy uwzględnić efekty anharmoniczne wyższych rzędów. Prowadzi to do generacji w kryształach fsl o częstotliwościach $3f$, $4f$ i wyższych. Jeśli stałą sprzężenia Γ wyliczymy w oparciu o wzór (V.18) stosowane natężenie fali akustycznej winno być takie, aby nie występowała generacja wyższych harmonicznych. Eksperymentalnie natężenie to dobieramy tak, aby pod kątem $3\Theta_B$ nie pojawiło się światło ugięte.

Przeprowadzone przykładowo pomiary potwierdziły dużą użyteczność metod akustooptycznych do badania nieliniowych efektów sprężystych. Uzyskano także w niektórych przypadkach oryginalne wartości stałych sprzężenia fonon-fonon.

VI. PRAKTYCZNE ZASTOSOWANIE ZJAWISK AKUSTOOPTYCZNYCH

Z przeprowadzonej analizy zjawisk akustooptycznych w ciałach stałych wynika, że amplituda, częstotliwość i rozkład przestrzenny ugiętego światła zależą od analogicznych wielkości charakteryzujących falę akustyczną. Oznacza to jednocześnie możliwość sterowania światłem laserowym za pomocą wspomnianych wyżej oddziaływań.

Rozwój badań w dziedzinie akustooptyki spowodował, że stało się możliwe wykonanie i praktyczne wykorzystanie modulatorów i deflektorów światła laserowego, filtrów akustooptycznych a także urządzeń do formowania sygnałów elektrycznych [10, 11, 12, 16, 130 - 143]. Największe zastosowanie, jak dotąd, znajdują modulatory i deflektory akustooptyczne. Modulatory wykorzystywane są m.in. do przesyłania informacji, do synchronizacji modów lasera i do uzyskiwania bardzo krótkich impulsów światła laserowego. Układy odchylenia wiązki laserowej znajdują zastosowanie w urządzeniach wyświetlających, telewizji laserowej, a także w pamięciach holograficznych, gdzie stanowią element wybierania informacji.

Poniżej zostaną krótko omówione najważniejsze parametry akustooptycznych deflektorów i modulatorów światła laserowego [6, 8, 11, 12, 14, 144 - 147]. W dalszej części przedstawione będą wykonane modele modulatorów i opracowane układy, w których znajdują one praktyczne wykorzystanie.

VI.1. Parametry akustooptycznych modulatorów i deflektorów światła laserowego

Najważniejszymi parametrami charakteryzującymi akustooptyczne modulatory i deflektory są:

- 1) sprawność dyfrakcji,
- 2) poziom mocy akustycznej niezbędny do uzyskania założonej sprawności dyfrakcji,
- 3) przedział częstotliwości, w którym może pracować urządzenie,
- 4) liczba rozróżnialnych położenia wiązki światła przy zadanym przedziale częstotliwości fali akustycznej,
- 5) stała czasowa układu.

Natężenie ugiętego światła, określone wzorem (I.12) zależy od dobroci akustooptycznej ośrodka, długości drogi oddziaływania i mocy wiązki akustycznej. Ponieważ moc akustyczna nie powinna osiągać dużych wartości ($< 1 \text{ W}$) dla osiągnięcia znacznych efektywności dyfrakcji należy stosować materiały o dużej dobroci akustooptycznej.

Poziom mocy akustycznej potrzebny do uzyskania zadanego stosunku $\frac{I_1}{I_0}$ określa się z wyrażenia na efektywność dyfrakcji. Przykładowo, dla

uzyskania sprawności 70% potrzebna moc akustyczna wynosi [94]

$$P_g [W] = 54 \frac{H}{L} \frac{M_2 \text{ kwarcu}}{M_2 \text{ ośrodku}} \quad (VI.1)$$

gdzie:

$M_2 \text{ kwarcu}$, $M_2 \text{ ośrodku}$ - dobroć akustooptyczna odpowiednio dla topionego kwarcu i zastosowanego ośrodka,
 H, L - wymiary obszaru oddziaływania światła z fala akustyczną.

W tabeli VI.1 podano wyliczone w oparciu o wzór (VI.1) moce akustyczne dla niektórych z omawianych wcześniej substancji.

Tabela VI.1

Moc akustyczna potrzebna dla uzyskania

$$\frac{I_1}{I_p} = 0,7 \quad \left(\frac{H}{L} = 0,2 \right)$$

Substancja	$P_g [W]$
BGO	1,9
SF-14	2,3
LiNbO_3	4,1
PbMoO_4	0,4

Warto może zaznaczyć, że substancje charakteryzujące się dobrymi parametrami akustooptycznymi są jednocześnie bardzo wrażliwe na gradienty temperatur. Należy ograniczyć się w tych przypadkach do niewielkich natężeń fali akustycznej.

Przy ustalonym kącie dyfrakcji, przedział częstotliwości określa się zwykle jako tę wartość Δf , przy której natężenie światła ugiętego zmniejszy się o 3 dB.

Z wyrażenia (1.9b) wynika, że przedział ten wynosi

$$\Delta f = 1,8 \frac{nv^2}{\lambda_0 PL} = 1,8 \frac{nv\Delta}{\lambda_0 L} \quad (VI.2)$$

Zauważyć należy, że przedział ten jest duży dla niskich częstotliwości i niewielkich dróg oddziaływania światła i dźwięku. Dla typowych wartości $n = 2$, $v = 4 \cdot 10^3$ m/s, $L = 1$ cm, $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$, przy $f_0 = 100$ MHz Δf wynosi 90 MHz, ale dla $f_0 = 500$ MHz już tylko 18 MHz. Oddzielnym zagadnieniem jest oczywiście wykonanie przetwornika o odpowiednio szero-

kim paśmie pracy. Problem ten był omawiany szczegółowo w rozdziale czwartym. Ustalenie odpowiedniej wartości długości drogi oddziaływania uwarunkowane jest przeznaczeniem danego elementu skustooptycznego. Zauważmy, że z iloczynu Δf i efektywność dyfrakcji wynika współczynnik dobroci skustooptycznej M_1 .

Liczba rozróżnialnych położenia wiązki laserowej jest zdefiniowana jako

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta}, \quad (\text{VI.3})$$

gdzie:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda_0 \Delta f}{nv \cos\theta} \approx \frac{\lambda_0 \Delta f}{nv} \quad \begin{array}{l} \text{- zmiana kąta odchylenia wiązki laserowej przy} \\ \text{zmianie częstotliwości feli akustycznej o } \Delta f, \end{array}$$

$$\delta\theta = \frac{\lambda_0}{Dn} a \quad \begin{array}{l} \text{- rozbieżność wiązki laserowej,} \\ D \text{ - średnica wiązki laserowej,} \\ a \text{ - parametr bliski jedności, zależny od rozkładu} \\ \text{natężenia światła w wiązce laserowej} \end{array}$$

Podstawiając wyrażenia na $\Delta\theta$ i $\delta\theta$ do (VI.3) otrzymujemy

$$N = \frac{\Delta f t}{a \cos\theta} = \frac{\Delta f t}{a}, \quad (\text{VI.4})$$

gdzie:

$t = \frac{D}{v}$ jest czasem przejścia feli akustycznej przez wiązkę laserową.

W przypadku ośrodków anizotropowych liczba rozróżnialnych położenia zwiększa się. Jest to uwarunkowane charakterystyką częstotliwościowo-kątową dyfrakcji Bregge w ośrodkach anizotropowych. Przypomnijmy, że szczególnie korzystny przypadek występuje w pobliżu częstotliwości

$$f_0 = \frac{v}{\lambda_0} \sqrt{|n_1^2 - n_d^2|} \approx 2n_1 \sqrt{\Delta n} \frac{v}{\lambda_0}.$$

Elementarnym rachunkiem można wykazać, że w tym przypadku liczba rozróżnialnych położenia wynosi [6]

$$N_1 = \frac{2D}{a} \left(\frac{2n}{\lambda_0 \cos\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI.5})$$

Z porównania wyrażenia (VI.5) i (VI.4) wynika, że

$$\frac{N_1}{N} = 2 \left(\frac{|n_1 - n_d| L}{\lambda_0 \cos\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI.6})$$

Możliwy jest więc w tym przypadku znaczny wzrost wartości Δf jak i liczby rozróżnialnych położenia.

Stała czasowa elementu akustooptycznego jest dana wyrażeniem [145]

$$\tau = \frac{1}{\Delta f} + \frac{D}{v}, \quad (\text{VI.7})$$

gdzie:

Δf jest określone wzorem (VI.2).

W deflektorze, dla którego najważniejszym parametrem jest liczba różnielnych położeń stała czasowa może być zwiększona poprzez wzrost D . Wiąże się to jednak ze zmniejszeniem szybkości działania elementu akustooptycznego. W przypadku impulsowych modulatorów światła, gdzie wymagana jest bardzo mała stała czasowa, Δf winno być możliwie duże a D - małe. Widać w tym przypadku korzyść stosowania elementów cienkowarstwowych, gdzie można uzyskać bardzo małe średnice wiązki światła laserowego.

VI.2. Akustooptyczny modulator światła

Przeprowadzone pomiary parametrów akustooptycznych oraz prace nad otrzymaniem wysokosprawnych przetworników piezoelektrycznych pozwoliły wykonać modele laboratoryjne modulatorów i elementów odchyłających światło laserowe. Jako ośrodki akustooptyczne wykorzystano szkło flintowe SF-14, PbMoO_4 i szkło tellurowe AOT-5. W tym ostatnim przypadku nie prowadzono jednak szczegółowych pomiarów ze względu na bardzo niewielkie ilości tego szkła i bardzo drogi import. Dopreczowania wymagają również elementy akustooptyczne na PbMoO_4 . W wykonanej głowicy akustooptycznej wykorzystano pierwszy kryształ PbMoO_4 wyhodowany w kraju. Trzeba tu polepszyć zarówno jakość optyczną kryształu jak również i jego obróbkę.

Typowe parametry wykonanych modulatorów przedstawiono niżej:

ośrodek akustooptyczny	szkło SF-14,
przetwornik	LiNbO_3 , 36 ⁰ Y,
wymiary przetwornika	10 x 0,5 mm ² ,
łączenie przetwornika z podłożem	kontakt optyczny,
straty przetwarzania	3 - 5 dB,
częstotliwość rezonansowa	70 MHz,
efektywność dyfrakcji przy mocy akustycznej 1,5 W	50%,
stała czasowa	60 ns.

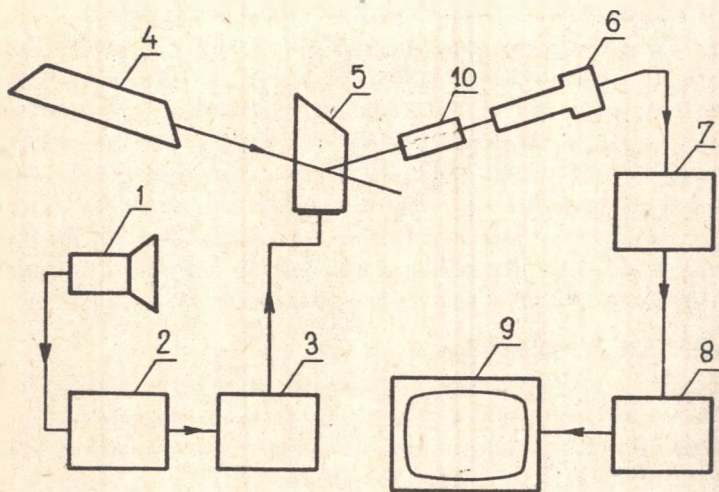
Stosunkowo niewielka efektywność dyfrakcji jest spowodowana głównie małą wartością współczynnika M_2 . Wykonywane obecnie modulatory na PbMoO_4 i TeO_2 mają efektywność dyfrakcji 85 - 90% [148 - 150]. Prace muszą być więc prowadzone w kierunku uzyskania materiałów o dobrych właściwościach akustooptycznych.

VI.3. Układy wykorzystujące modulatory i deflektory akustooptyczne

Wykonane elementy akustooptyczne zastosowano w kilku praktycznych układach.

Układ do przesyłania wizji na wiązkę laserowej

Schemat układu przedstawia rys. VI.1. Wybrano tu wariant, który umożliwia wykorzystanie w charakterze odbiornika standardowego zestawu kamera - monitor TV. Całkowity sygnał wizji, tj. treść analogizowanego przez kamerę



Rys. VI.1. Układ do przesyłania obrazu na wiązkę laserowej

- 1 - kamera, 2 - wzmacniacz, 3 - generator wysokiej częstotliwości,
4 - laser He-Ne, 5 - modulator akustooptyczny, 6 - fotopowielacz,
7 - układ korekcyjny, 8 - wzmacniacz, 9 - monitor TV,
10 - tor przesyłu sygnału

obrazu uzupełnioną impulsami synchronizacji jest wzmacniony i moduluje generator wysokiej częstotliwości. Sygnał wysokiej częstotliwości, zmodulowany sygnałem wizyjnym pobudza przetwornik ultradźwiękowy. Napięcie podawane na przetwornik wynosi 5 volt. Światło laserowe ulega modulacji amplitudowej, analogicznej jak modulacja sygnału akustycznego.

Ugięta i zmodulowana wiązka jest rejestrowana przez fotopowielacz. Sygnał z fotopowielacza po wzmacnieniu steruje strumieniem elektronów w kineskopie monitora i w rezultacie powstaje obraz. Z uwagi na ograniczoną szybkość działania fotopowielacza zastosowano bierne układy RC w celu wyeliminowania zniekształceń fazowych. Zmniejsza to wprowadzenie amplitudę sygnału użytecznego, ale wpływa korzystnie na jakość przenoszenia bardzo szyb-

kich impulsów. Na uwagę zasługuje prostota układu i możliwość zastosowania światłowodu do prowadzenia wiązki ugiętej. W ten sposób cały układ może pracować przy normalnym oświetleniu. Jakość uzyskiwanych obrazów jest bardzo dobra. Należy zaznaczyć, że w przedziale częstotliwości 6 MHz charakterystyka przetwornika winna być możliwie płaska, gdyż wpływ to istotnie na jakość odtworzenia drobnych szczegółów obrazu. Niewielkie winny być też zniekształcenia fazowe wnoszone przez modulator. Warunki te spełnia modulator, w którym przetwornik łączony jest adhezyjnie z ośrodkiem akustooptycznym.

Wykorzystanie modulatora światła w badaniach podstawowych.

Modulatory akustooptyczne mogą znaleźć zastosowanie wszędzie tam, gdzie pożądane są świetlne sygnały zmienne. Klasycznym przykładem może być zestawiony w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej układ do badania zjawiska fotomagnetycznego. Zastosowanie w tym przypadku akustooptycznego modulatora pozwala wykorzystać promieniowanie laserowe do oświetlenia badanych materiałów przy równoczesnym skorzystaniu z zalet detekcji sygnałów zmiennych. Ważne jest również możliwość dokonywania pomiarów w szerokim zakresie częstotliwości, ciągła zmiana natężenia światła padającego na próbkę i proste zmiana częstotliwości modulacji.

Laserowy monitor telewizyjny

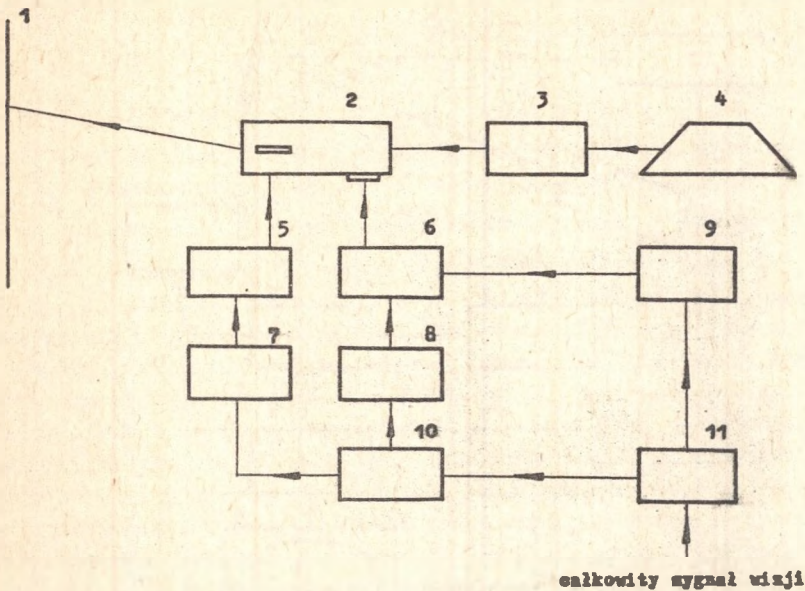
Interesującym i rokującym duże nadzieje na szybkie zastosowanie praktyczne jest laserowy monitor telewizyjny do potrzeb elektronicznej techniki obliczeniowej. Urządzenie to zostało opracowane i aktualnie jest wykonywane w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej.

Obecnie w monitorach telewizyjnych wykorzystywany jest strumień elektronów. Zastąpienie go wiązką laserową może mieć wiele zalet. Nie występuje w układzie wysokie napięcie a kineskop zostanie zastąpiony zwykłą matówką fotograficzną. Ze względu na znaczne skupienie wiązki laserowej można uzyskać lepszą zdolność rozdzielczą.

Schemat laserowego monitora telewizyjnego przedstawia rys. VI.2.

Zasadniczym elementem urządzenia jest deflektor X-Y. Musi on zapewnić zarówno dużą sprawność deflekcji, jak również dużą liczbę około 200 niezależnych położeń. Substancję akustooptyczną będzie $PbMoO_4$ lub $\alpha-HfO_2$. Przetworniki ultradźwiękowe z $LiNbO_3$ łączone adhezyjnie. Są one zasilane w następujący sposób. Przetwornik deflektora poziomego jest zasilany generatorem wysokiej częstotliwości (60 - 140 MHz), który jest przestrajany w takt działania generatora pikokształtnego odchylenia poziomego. Podobnie zasilany jest przetwornik deflekcji pionowej, z tym że następuje tu dodatkowo modulacja amplitudy napięcia wysokiej częstotliwości (70 - 130 MHz) sygnałem wizyjnym. Generatory [5, 6, 7, 8] synchronizowane są impulsami otrzymywanymi z całkowitego sygnału wizji w układzie 11.

Opisany powyżej laserowy monitor telewizyjny może być wykorzystany nie tylko do wyświetlania danych cyfrowych lecz także do innych celów.



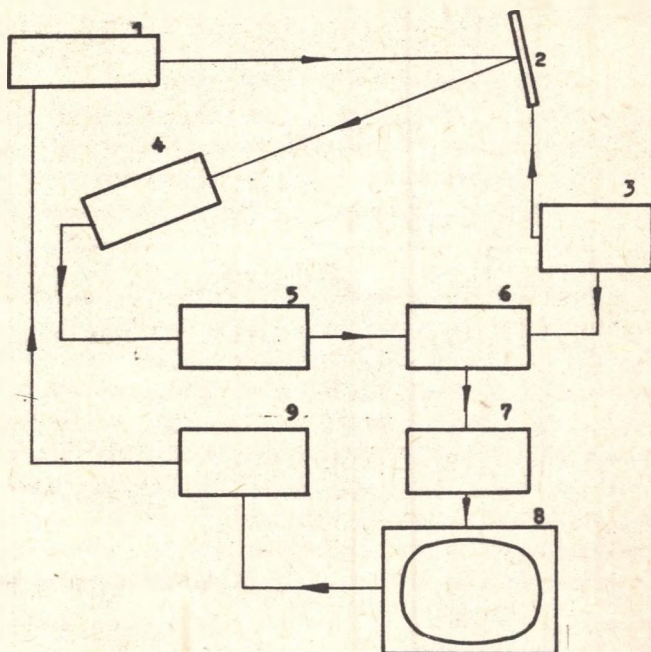
całkowity sygnał wiązki

Rys.VI.2. Laserowy monitor telewizyjny

1 - ekran, 2 - deflektor X-Y, 3 - układ optyczny skupienia wiązki, 4 - laser, 5 - generator wysokiej częstotliwości modulowany częstotliwościowo z generatorem odchylenia poziomego, 6 - generator wysokiej częstotliwości modulowany częstotliwościowo z generatorem odchylenia pionowego oraz amplitudowo sygnałem wizyjnym, 7 - generator odchylenia poziomego (15625 Hz), 8 - generator odchylenia pionowego (50 Hz), 9 - wzmacniacz wizji, 10 - układ synchronizacji, 11 - układ separatora impulsów wizyjnych i synchronizacji

Wyłączając modulację amplitudy w generatorze 6 można użyć skanowanej wiązki laserowej do badania deformacji powierzchni. Przykładem może być użycie opisanego urządzenia do wizualizacji fali powierzchniowej na ekranie monitora telewizyjnego. Układ przedstawia rys.VI.3.

Odchylona w dwóch kierunkach wiązka laserowa pada na kryształ, w którym propaguje się sprężyste fale powierzchniowe wzbudzone generatorem wysokiej częstotliwości. Po odbiciu od badanej powierzchni wiązka pada na fotopowielacz, z którego sygnał zostaje wzmocniony selektywnie i zmieszany synchronicznie z sygnałem wysokiej częstotliwości. W wyniku takiej obróbki sygnału uzyskujemy sygnał wizyjny, który po wzmocnieniu daje na ekranie monitora obraz fali powierzchniowej propagującej się po powierzchni kryształu.



Rys.VI.3. Układ do wizualizacji fali powierzchniowej z wykorzystaniem deflektora akustooptycznego

1 - wyświetlacz laserowy, 2 - badana próbka, 3 - generator wysokiej częstotliwości, 4 - fotopowielacz, 5 - wzmacniacz selektywny, 6 - mieszacz synchroniczny, 7 - wzmacniacz wizji, 8 - monitor telewizyjny, 9 - układ synchronizacji

Oczywiście omówiono tu krótko tylko niektóre z możliwych metod i możliwych zastosowań akustooptycznej modulacji światła.

VI.4. Zalety akustooptycznej modulacji światła

Do modulacji i skanowania światła laserowego mogą być wykorzystane jeszcze inne metody. Wymienić tu trzeba przede wszystkim metody elektrooptyczne wykorzystujące zmiany własności optycznych kryształu pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego [151]. Jednak modulatory te wymagają dużych napięć zasilania (do kilku kV) i dużych mocy elektrycznych. Wykazać można, że dla uzyskania tej samej efektywności modulacji stosunek mocy elektrycznych przy modulacji elektro- i akustooptycznej wynosi [151].

$$\frac{P_E}{P_A} = \pi \alpha_T \frac{\epsilon \epsilon_0}{r^2} \frac{p^2}{Qv^2}, \quad (\text{VI.8})$$

gdzie:

P_E, P_A - moc elektryczna w modulacji elektrooptycznej i akustooptycznej,
 α_T - stosunek mocy akustycznej do elektrycznej P_A ,

r, p - odpowiednio efektywne stałe elektrooptyczne i fotosprężyste.

Biorąc typowe wartości stałych materiałowych otrzymujemy, że $\frac{P_E}{P_A}$ jest rzędu kilkudziesięciu. Małe moce i niskie napięcia są niewątpliwą zaletą modulatorów i deflektorów akustooptycznych. Przy modulatorach wykorzystujących podłużny efekt elektrooptyczny wymagane jest specjalna konstrukcja elektrod. Muszą być one przezroczyste dla światła. Stosuje się też często elektrody siatkowe. Modulatory wykorzystujące efekt poprzeczny nie wymagają wprowadzanie przezroczystych elektrod i ich konstrukcja jest prostsza, ale stawia się w tym przypadku szczególnie wysokie wymagania odnośnie jakości powierzchni kryształu o przede wszystkim stabilizacji temperatury. Przykładowo dla kryształu ADP zmiana temperatury o 0.01°K powoduje powstanie dodatkowej różnicy faz wynoszącej 23° . Jest to spowodowane różnymi zmianami temperaturowymi [10] współczynnika załamania promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego. Nie trzeba dodawać jak jest utrudnione zastosowanie takiego elementu. Nie wymagają natomiast takiej stabilizacji temperaturowej elementy akustooptyczne.

Z innych metod modulacji wymienić jeszcze można metody wykorzystujące zmianę współczynnika pochłonięcia światła, np. poprzez zmianę koncentracji nośników w złączu n-p. Jednakże metoda ta nie znajduje szerszego zastosowania ze względu na trudności uzyskania dużych zmian współczynnika absorpcji. Ograniczone jest one ponadto do bardzo niskich częstotliwości.

Z wymienionych tu uwag wynika, że akustooptyczne metody modulacji i odchylenia wiązki laserowej są stosunkowo najprostsze i najbardziej uniwersalne.

VII. ZAKOŃCZENIE

Złożeniem pracy było przeprowadzenie badań zjawiska dyfrakcji światła na falach akustycznych pod kątem wykorzystania tego zjawiska w fizyce ciała stałego i fizyce ultradźwięków, a także w praktycznych urządzeniach akustooptycznych. Poniżej zostaną krótko omówione rezultaty badań i perspektywy rozwoju akustooptyki fal objętościowych.

VII.1. Omówienie uzyskanych rezultatów

Uzyskane rezultaty w ramach poszczególnych zagadnień, które były przedstawione w pracy, można sformułować następująco

1. Akustooptyczne oddziaływania nieliniowe. Przeprowadzono teoretyczną analizę dyfrakcji światła o bardzo dużym natężeniu na falach akustycznych. Rozpatrzone zostały wpływy różnych czynników na powstanie akustooptycznych zjawisk nieliniowych. Z przeprowadzonych obliczeń numerycznych można wyciągnąć następujące wnioski:

- a) w typowych ośrodkach akustooptycznych, przy częstotliwościach fali akustycznej rzędu setek MHz akustooptyczne efekty nieliniowe uzyskuje się przy $I_p > 10^7 \frac{W}{cm^2}$,
- b) wartość progowa natężenia światła padającego jest w przybliżeniu liniową funkcją częstotliwości fali akustycznej,
- c) oddziaływania nieliniowe zależą istotnie od wielkości obszaru oddziaływania fal, a zwłaszcza od długości drogi oddziaływania L . Natężenie ugiętego światła jest proporcjonalne do L^n , gdzie $n = 2 \div 4$, w zależności od natężenia światła padającego,
- d) istnieje możliwość znacznego wzmocnienia fali akustycznej.

Możliwości zastosowań praktycznych: generacja fal akustycznych o dużym natężeniu i bardzo wysokiej częstotliwości, uzyskiwanie dużej efektywności dyfrakcji w typowych materiałach akustooptycznych.

2. Wykorzystanie dyfrakcji światła w fizyce ultradźwięków. W pracy rozpatrzone zostały zagadnienie zarówno wytworzenia odpowiednich pól akustycznych pod kątem ich wykorzystania w akustooptyce jak również zastosowanie dyfrakcji Bregga do badania charakterystyk przetworników i rozkładu pól akustycznych.

- a) wykonano przetworniki piezoelektryczne, łączone adhezyjnie z podłożem. Charakteryzują się one bardzo małymi stratami przetworzenia (<4 dB) oraz szerokim pasmem pracy (>50%).

- b) znaleziono rozkład amplitudy drgań pola skustycznego z pomiarów rozkła-
dów kątowych natężenia ugiętego światła,
- c) zbadano wpływ ogniskowania wiązki skustycznej na zjawisko dyfrakcji
światła. Stwierdzono znaczny wzrost efektywności dyfrakcji i możli-
wość uzyskania korzystniejszej geometrii zjawiska.

3. Wykorzystanie dyfrakcji światła w badaniach ciał stałego. Metody

akustooptyczne są bardzo użyteczne do badania własności skustycznych i akustooptycznych ciał stałych. Można mierzyć prędkość propagacji i współczynnik tłumienia fali skustycznych w bardzo szerokim przedziale częstotliwości ($10^6 \div 10^{12}$ Hz). Ze względu na bardzo dużą czułość metod, można je stosować w przypadku bardzo małych natężeń pól skustycznych. Ma to nieraz istotne znaczenie z punktu widzenia własności mechanicznych i termicznych kryształów. Przy niskich poziomach mocy skustycznej nie pojawiają się też sprężyste efekty nieliniowe, które nieraz utrudniają interpretację wyników. W przypadku pomiaru tłumienia metody akustooptyczne umożliwiają wyznaczenie współczynnika tłumienia w bardzo szerokich granicach ($0,2 \div 30 \frac{\text{dB}}{\text{cm}}$). Metody akustooptyczne są w zasadzie jedynymi do pomiaru stałych fotosprężystych.

Wykorzystując dyfrakcję światła na fali skustycznej zbadano grupę materiałów pod kątem ich wykorzystania w akustooptyce.

- a) zmierzono prędkość propagacji fali skustycznej, wyliczono stałe sprężyste oraz rozkłady prędkości w różnych płaszczyznach kryystalograficznych,
- b) zmierzono stałe fotosprężyste i zbadano wpływ efektu piezoelektrycznego i optycznej anizotropii kryształu na efektywne stałe fotosprężyste. Stwierdzono, że w badanych kryształach efekt piezoelektryczny bardzo znacznie wpływa na wartość efektywnych stałych fotosprężystych,
- c) wyznaczono dla badanych kryształów najbardziej korzystne kierunki oddziaływań akustooptycznych,
- d) zmierzono tłumienie fali skustycznej w przedziale częstotliwości 50 - 1700 MHz. Przeskanizowano zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości fali skustycznej i wyliczono w niektórych przypadkach stałe Grüneisena,
- e) wykorzystując dyfrakcję Bregga przeprowadzono badania sprężystych efektów nieliniowych. Zmierzono stałe sprzężenia fonon-fonon.

4. Praktyczne wykorzystanie zjawisk akustooptycznych. Wykonano modele

akustooptycznych modulatorów światła, opracowano laserowy monitor telewizyjny dla potrzeb elektronicznej techniki obliczeniowej i układ do przesłania obrazu na wiązkę laserowej.

W pracy nie poruszono wszystkich zagadnień związanych z wykorzystaniem dyfrakcji światła, zarówno jeśli chodzi o badania podstawowe jak i zastosowania praktyczne. W grupie badań podstawowych należy przede wszystkim wymienić badanie zjawisk skustoelektronowych w półprzewodnikach [152-155]; w zastosowaniach praktycznych - filtry skustooptyczne i urządzenia do formowania sygnałów [6, 150, 156].

VII.2. Problemy i kierunki rozwoju skustooptyki

Przeprowadzone w pracy badania jak również przegląd literatury pozwoliły wyłonić pewną grupę zagadnień, które zdaniem autora w najbliższej przyszłości wymęgać będą teoretycznych i eksperymentalnych badań. Będzie to jednocześnie w pewnym sensie warunkować kierunki rozwoju skustooptyki fali objętościowych.

1. Opracowanie pełnej, jednolitej teorii dyfrakcji światła na falach skustycznych uwzględniającej właściwości materiału w którym występuje oddziaływanie.
2. Teoretyczne opracowanie mikroskopowej teorii zjawisk fotosprężystych. Teoria taka przyczyniłaby się do otrzymania materiałów o dużych współczynnikach dobroci skustooptycznej i małym tłumieniu fali skustycznej. Obecnie stosowane w urządzeniach skustooptycznych materiały mają duże współczynniki tłumienia fali skustycznych, co utrudnia ich zastosowanie przy wysokich częstotliwościach.
3. Prowadzenie prac eksperymentalnych dyfrakcji światła na falach skustycznych w półprzewodnikach, zwłaszcza w obszarze podczerwieni. Istotny jest wtedy udział elektronów swobodnych w oddziaływaniach skustooptycznych.
4. Prowadzenie prac teoretycznych i eksperymentalnych pod skustooptycznymi zjawiskami nieliniowymi.
5. Intensywne prace (zwłaszcza w kraju) nad otrzymaniem dobrych materiałów skustooptycznych.

Rozpatrując perspektywy skustooptyki fali objętościowych należy także pamiętać o praktycznych zastosowaniach zjawiska. Zdaniem autora elementy skustooptyczne będą w dalszym ciągu szeroko stosowane, mimo gwałtownego rozwoju skustooptyki fali powierzchniowych [15, 156]. Urządzenia skustooptyki fali objętościowych mają niektóre parametry mniej korzystne w stosunku do analogicznych elementów cienkowarstwowych. Mają też jednak szereg istotnych zalet. Wymienimy przykładowo:

- 1) zdecydowanie prostsze technologie wykonywania,
- 2) mniej krytyczne warunki w stosunku do jakości stosowanych materiałów,
- 3) możliwość uzyskania znacznie szerszego pasma pracy,
- 4) mniejsza możliwość wystąpienia niekorzystnych efektów nieliniowych.

Można więc przyjąć, że urządzenia praktyczne skustooptyki fsl objętościowych i powierzchniowych będą się wzajemnie uzupełniać.

Z tego co powiedziano wynika, że skustooptyka fsl objętościowych jest problematyką bardzo interesującą i aktualną.

LITERATURA

- [1] J.W.Tucker, V.W.Rampton: *Microwave Ultrasonic in Solid State Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1972.
- [2] R.Truell, C.Elbaum, B.Chick: *Ultrasonic Methods in Solid State Physics*, Academic Press, London, 1969
- [3] W.F.Mason: *Physical Acoustic*, vol IV-VI, Academic Press, New York, London.
- [4] A.Śliwiński, E.Ozimek: *Akustyka laboratoryjna*, t.III PWN, Warszawa-Poznań 1974.
- [5] W.W.Lemenow, G.A.Smoleński: *UFN*, 108, 465 (1972).
- [6] R.W.Damon, W.T.Meloney, D.H.McMahon: *Intersection of light with ultrasound; Phenomena and Applications*, in: *Physical Acoustic*, vol.7, Academic Press, New York, 1970.
- [7] C.F.Quete, C.D.Wilkinson, D.K.Winslow: *Proc IEEE*, 54, 142, (1966).
- [8] E.Sitting: *Elasto-Optic Light Modulation and Deflection*, in: *Progress in Optics*, vol.X, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1972.
- [9] M.G.Cohen, E.I.Gordon: *Bell System Tech. J.* 44, 693, (1965).
- [10] E.R.Mustiel, W.N.Parygin: *Metody modulacji światła*, PWN, Warszawa, 1974.
- [11] N.Uchida, N.Muzeki: *Proc. IEEE*, 61, 1073, (1973).
- [12] I.C.Cheng: *IEEE Trans.Sonics Ultrasonics*, SU-23, 3 (1976).
- [13] J.Sepriol: *L'acousto-optique*, Masson, Paris, New York, 1976.
- [14] A.Korpel: *Acousto-Optics* in: *Applied Solid State Science*, vol.III, Academic Press, 1970.
- [15] I.W.Gulejew, W.W.Prokłow, G.N.Szkierdin: *UFN*, 124, 61 (1976).
- [16] R.W.Dixon: *IEEE J.Quantum Electronics*, QE-3, 85 (1967).
- [17] L.Brillouin: *La diffraction de la lumiere par des ultrasons*, Paris 1923.
- [18] L.I.Mendelsztem: *Ann. Phys.* 41, 609, 1913.
- [19] E.Gross: *Naturwiss*, 18, 718, 1930.
- [20] I.L.Febieliński: *UFN*, 63, 355 (1957).
- [21] I.L.Febieliński: *Molekularnoje rassiejanie swieta*, Nauka, Moskwa 1965.
- [22] R.Y.Chiao, C.H.Townes, B.P.Stoicheff: *Phys. Rev. Lett.* 12, 592 (1964).
- [23] D.I.Mesz, W.W.Morozow, W.S.Sterunow, I.L.Febieliński: *Pisma w Redakcji*, *ŽETF*, 6, 41 (1965).
- [24] R.G.Brewer, K.Riechoff: *Phys. Rev. Letters*, 23, 83 (1966).
- [25] P.Debye, F.W.Sears: *Proc.Nt. Acad. Sci. USA*, 18, 409 (1932).
- [26] R.Lucas, P.Biquard: *J.Phys. Rad.* 3, 464 (1932).

- [27] S. Baghaven, B.R. Rao: *Nature*, 161, 927 (1948).
- [28] A. Śliwiński: *Prace III Otwartego Seminarium z Akustyki*, PWN, Warszawa 1959.
- [29] A. Śliwiński: *Pomiar natężenia, prędkości i współczynnika absorpcji fali ultradźwiękowej metodą ugięcia światła; w pracy "Akustyka molekularna i nieliniowa"*, Ossolineum, Wrocław-Warszawa-Kraków 1965.
- [30] Z. Kleszczewski: *Archiwum Akustyki*, 2, 169 (1972).
- [31] Z. Kleszczewski, M. Wojewoda: *Archives of Acoustics*, 1, 159 (1976).
- [32] Z. Kleszczewski: *Postępy Fizyki*, 29, 209 (1978).
- [33] C.V. Remen, N.S. Negendré-Nath, a) *Proc. Ind. Ac. Sci.*, A2, 406 (1935), b) A2, 413 (1935); c) A3, 75 (1936), d) A3, 119 (1936).
- [34] R. Lucas, P. Biquard: *J. Phys. Rad* 5, 119 (1934).
- [35] R. Mertens, *Z. Phys*: 160, 291 (1960).
- [36] F. Kulisko, R. Mertens; *Simon Stevin*; 34, 126 (1961).
- [37] H. Wegner, *Zs. Phys*: 141, 604, 622 (1955).
- [38] A. Śliwiński: *Proc. Vibr. Probl.*, 2, 121 (1961).
- [39] M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics*, New York 1965.
- [40] W.R. Klein, B.D. Cook: *IEEE Trans. Soniosend Ultrasonios*, SU-14, 123 (1967).
- [41] V.N. Mshajen: *Wave Electronics*, 2, 309 (1976).
- [42] J.F. Nye: *Własności fizyczne krzestłów*, PWN, Warszawa 1962.
- [43] F. Pockels, *Ann. Phys. Chem.* 37, 144 (1889); 37, 269 (1889); 37, 372 (1889).
- [44] L. Chappelle, L. Teurel: *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 240, 743 (1955).
- [45] D.F. Nelson, M. Lex: *Phys. Rev. B*, 3, 2778 (1971).
- [46] D.F. Nelson, M. Lex: *Phys. Rev. Lett.* 24, 379 (1970).
- [47] W.W. Lemenow, O. Szekin: *FTT*, 14, 229 (1972).
- [48] J.W. Piszewski, I.M. Sylwestrowe: *Krystalografia*, 18, 1003 (1973).
- [49] M. Kwiek, A. Śliwiński, E. Hojen: *Akustyka laboratoryjna, t. II*, PWN, 1971.
- [50] Z. Kleszczewski: *Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Seria Matematyka i Fizyka*, 15, 347 (1970).
- [51] L. Bergmann: *Der Ultraschall*, Stuttgart 1954.
- [52] J. Berdowski: *Prace doktorskie, Politechnika Śląska, Gliwice*, 1977.
- [53] Z. Kleszczewski: *Prace doktorskie, Politechnika Śląska, Gliwice* 1972.
- [54] Z. Kleszczewski: *Archives of Acoustics*, 1, 243 (1976).
- [55] H.S. Starunow: *Trudy FIAN*, 39, 151 (1967).
- [56] N.M. Kroll: *J. Appl. Phys.*, 36, 34 (1965).
- [57] W.S. Starunow, I.L. Febieliński: *UFN*, 98, 441 (1969).
- [58] A. Jeriw: *Kwantoweje elektronike i nieliniejneje optiks*, Sowjetskoje Radio, Moskwa 1973.
- [59] G.N. Szkieardin, W.W. Proklow, I.W. Gulsjew: *FTT*, 19, 424 (1977).
- [60] L. Landau, E. Lifszyc: *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1958.
- [61] R.T. Beyer, S.V. Letcher: *Physical Ultrasonics*, Academic Press, New York-London 1969.

- [62] R.Lec: Praca doktorska, WAT, Warszawa 1978.
- [63] W.P.Mason: Physical Acoustic, vol I, Academic Press, New York-London 1964
- [64] R.W.Dixon, M.G.Cohen: Appl.Phys. Lett, 8, 205 (1966).
- [65] D.McMahon: IEEE Trans.Sonics Ultrasonics, SU-14, 103 (1967).
- [66] C.D.W.Wilkinson: The interaction of Light and Sound, Report. No.1632, Stanford University, Stanford (1968).
- [67] A.W.Werner, G.A.Coquin, M.One; J.Acous. Soc. Am. 42, 1223 (1967).
- [68] S.Haussühl: Phys. Stat. Sol. 29, K159 (1968).
- [69] H.Jaffe, D.A.Berlincourt: Proc. IEEE, 53, 1372 (1965).
- [70] T.M.Reeder, D.K.Winslow: IEEE, Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-17, 927 (1969).
- [71] A.H.Meitzler, E.K.Sitting: J.Appl. Phys. 40, 4341 (1969).
- [72] E.K.Sitting: IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, SU-16, 2 (1969).
- [73] J.Finak, M.Szustekowski: Biuletyn WAT, 24, 3 (1975): 24, 11 (1975).
- [74] J.Finak, M.Szustekowski: J. Tech. Phys. 17, 235, 1976.
- [75] J.Finak, Z.Kleszczewski, M.Wojewoda: Acoustics, 36, 340 (1976/77).
- [76] I.Malecki: Teoria fal i układów akustycznych. PWN, Warszawa 1964.
- [77] M.G.Cohen: J. Appl. Phys. 38, 3821 (1967).
- [78] M.G.Cohen, E.I.Gordon: J. Appl. Phys. 38, 2340 (1967).
- [79] M.G.Cohen: IEEE J.Quantum. Electronics, QE-6, 25 (1970).
- [80] E.P.Papadakis: J. Acous. Soc. Am. 40, 863 (1966).
- [81] B.Demidowicz, I.Maron: Osnovy vychislitel'noy matematyki, Moskwa 1963.
- [82] A.J.Slobodnik, J.C.Sethares: J. Appl. Phys. 43, 247 (1972).
- [83] M.One, A.W.Werner, A.Bellman: IEEE Trans. Sonics Ultrasonics SU-14, 165 (1967).
- [84] H.Schwepe, P.Quedflieg: IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, SU-21, 56 (1974).
- [85] W.T.Gebrielen, W.W.Kludzin, S.W.Kuśkow, B.P.Rezzywin: FTT, 17, 605 (1975).
- [86] G.A.Coquin, D.A.Pinnow, A.W.Werner: J. Appl. Phys. 42, 2162 (1971).
- [87] L.P.Awiskano, D.F.Kisielew, N.N.Szczitow: FTT, 18, 1547 (1976).
- [88] W.W.Lemsnow, O.W.Szakin, G.A.Smoleński: FTT, 13, 533 1971.
- [89] F.E.Bornis: Phys. Rev. 98, 1000 (1955).
- [90] K.Brugger: J. Appl. Phys. 36, 759 (1965).
- [91] W.N.Lubinow: FTT, 12, 947 (1970).
- [92] R.A.Brzeze, M.A.Grigoriew, B.I.Nisnow: FTT, 17, 886 (1975).
- [93] I.S.Kyżminow: Niobet i tentsist litis, "Neuka", Moskwa 1975.
- [94] D.A.Pinnow: IEEE, J.Quantum Electronics, QE-6, 223 (1970).
- [95] E.L.Venturini, E.G.Spencer, A.A.Bellman: J. Appl. Phys. 40, 1622 (1969).
- [96] D.A.Pinnow: Elasto-Optic Materials, in: Laser Handbook, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1972.
- [97] D.A.Pinnow, R.W.Dixon: Appl. Phys. Lett. 13, 156 (1968).

- [98] W.W.Kludzin: FTT, 13, 651 (1971)*.
- [99] R.J.O. Brein, G.J.Rossco, A.Weber: J.Opt. Soc. Am., 60, 14 (1970).
- [100] T.Smith, A.Korpel: IEEE J.Quantum Electronics, QE-1, 283 (1965).
- [101] R.W.Dixon: J.Appl. Phys. 39, 5254 (1968).
- [102] A.J.Ahizer: ŽETF, 8, 1318 (1938).
- [103] H.Bümmel, K.Drausfeld: Phys. Rev. 117, 1245 (1960).
- [104] T.O.Woodruff, H.Ehrenreich: Phys. Rev. 123, 1523 (1961).
- [105] H.J.Maris: Phil. Mag 9, 901 (1964).
- [106] I.E.Guriewicz, B.I.Szkłowski: ŽETF, 53, 1726 (1967).
- [107] A.Grensto, K.LHoke: Journ. Appl. Phys. 27, 583 (1956).
- [108] W.F.Nozdriew, N.W.Fiedoriszczenko: Molekularnaja akustika, Wyssz. Szkoła, Moskwa 1974.
- [109] G.Weinreich: Phys. Rev. 104, 321 (1956).
- [110] W.L.Guriewicz: FTP, 2, 1557 (1968).
- [111] W.Rehweld: J. Appl. Phys. 44, 3017 (1973).
- [112] E.G.Spencer, P.V.Lenzo, A.A.Bollman: Proc. IEEE, 55, 2074 (1967).
- [113] J.Antoniewicz: Własności dielektryków, WNT, Warszawa 1971.
- [114] L.K.Zerembo, W.A.Krsilnikow: UFN, 102, 549 (1970).
- [115] W.W.Lemnow, O.W.Szskin: FTT, 14, 1384 (1972).
- [116] P.Carr: Phys. Rev. 169, 718 (1968).
- [117] B.A.Richardson, R.B.Thompson, C.D.W.Wilkinson: J.Acoust. Soc. America, 44, 1608 (1968).
- [118] R.Torguet, E.Bridoux, J.M.Ronveën: J. Appl. Phys. 44, 3945 (1973).
- [119] D.H.McMahon: J.Acoust. Soc. Amer. 44, 1007 (1968).
- [120] E.L.Meeks, K.T.Arnold: Phys. Rev. B1, 982 (1970).
- [121] W.W.Lemnow, G.A.Smoleński: Ak. Żurnoł, 20, 426 (1974).
- [122] D.C.Wallace: Sol. St. Phys., 25, 302 (1970).
- [123] W.W.Lemnow, N.K.Juszin: FTT, 14, 2373 (1972).
- [124] B.L.Timsen, B.I.Minkow: FTT, 13, 3070 (1971).
- [125] W.I.Bogdenow, W.W.Lemnow, N.K.Juszin: FTT, 13, 1450 (1971).
- [126] E.H.Bogardus: J. Appl. Phys. 36, 2504 (1965).
- [127] W.P.Mason, T.B.Beteman: J.Acoust.Soc. Am., 40, 852 (1966).
- [128] N.P.Welitows, K.W.Gonczerow: FTT, 12, 3089 (1970).
- [129] R.W.Dixon: Appl. Phys. Lett. 11, 340 (1967).
- [130] A.Korpel, R.Adler, P.Desmares, W.Watson: Proc. IEEE, 54, 1429 (1966).
- [131] D.Mayden: J. Appl. Phys. 41, 1552 (1970).
- [132] H.R.Carleton, W.T.Meloney, G.Meltz: Proc. IEEE, 57, 796 (1969).
- [133] D.A.Pinnow, L.G.Von Unitert, A.W.Warner, W.A.Bonner: Appl. Phys. Lett., 15, 83 (1969).
- [134] A.W.Warner, D.A.Pinnow: IEEE, J.Quantum Electronics, QE-9, 1155 (1973).
- [135] R.L.Abrams, D.A.Pinnow: IEEE, J.Quantum Electronics /Corresp./ QE-7, 135 (1971).

- [136] D.Meyden: J.Appl. Phys., 41, 1552 (1970).
- [137] M.B.Schulz, M.G.Holland, L.Davis: Appl. Phys. Lett., 11, 237 (1967)
- [138] J.H.Collins, E.G.R.Lean, H.J.Shaw: Appl. Phys. Lett., 11, 240 (1967)
- [139] M.Gottlieb, J.J.Bonroy, T.Foster: Appl. Optics, 11, 1068 (1972).
- [140] L.C.Foster, C.B.Crumly, R.L.Cphoon: Appl. Optics, 9, 2154 (1970).
- [141] S.E.Harris, R.Wallace: J.Opt. Soc. Am., 59, 774 (1969).
- [142] T.C.Cheng: Appl. Phys. Letters, 17, 223 (1974).
- [143] J.A.Kusters, D.A.Wilson, D.L.Hammond: J. Opt. Soc. Am., 64, 434 (1974)
- [144] E.I.Gordon: Proc. IEEE, 54, 1391 (1966).
- [145] D.Meyden: IEEE J. Quantum Electronics, QE-6, 15 (1970).
- [146] M.K.Baronski: Introduction to Integrated Optics, Plenum Press, New York, London 1974.
- [147] W.N.Możejowski, A.S.Sonin: Optika i spektroskopija, 37, 337 (1974).
- [148] M-40R Acoustooptic Light Modulator, Zenith Red. Corp. Sept. 1970.
- [149] Prospekt firmy "Isomet".
- [150] L.N.Magdycz, W.I.Molczenow: Akustooptyczne ustroista i ich primienienie, Sowietkoje Radio, Moskwa, 1978.
- [151] I.P.Keminow: An Introduction to Electrooptic Devices, Academic Press, New York, London 1974.
- [152] J.Zucker, S.Zemon: Appl. Phys. Letters, 9, 398 1966 : 10, 212 (1967).
- [153] B.W.Hakki, R.W.Dixon: Appl. Phys. Letters, 14, 185 (1969).
W.Wettling, M.Brunn: Phys. Letters, A27, 123 (1968).
- [154] D.L.Spears, R.Brady, J. Appl. Phys. 39, 5092 1968 .
- [155] K.Wakita, M.Umeno, S.Hameda, S.Miki: Japan J. Appl. Phys., 12, 706 (1973).
- [156] M.Balkenski, P.Lallemand: Photonics, Gauthier-Villars, Paris 1975.

ODDZIAŁYWANIE ŚWIATŁA LASEROWEGO Z OBJĘTOŚCIOWYMI FALAMI AKUSTYCZNYMI
W CIAŁACH STAŁYCH

Badania podstawowe i zastosowania praktyczne

S t r e s z o z e n i e

W pracy przedstawiono rezultaty badań dyfrakcji światła laserowego na fałdach akustycznych pod kątem wykorzystania tego zjawiska w fizyce ultradźwięków i fizyce ciała stałego. Rozpatrzone również możliwości praktycznego wykorzystania zjawisk akustooptycznych.

W części wstępnej praca zawiera krótki opis zjawiska dyfrakcji światła na fałdach akustycznych. Szczególną uwagę zwrócono na dyfrakcję typu Bragge. Omówiono także dyfrakcje przy dużych natężeniach światła padającego.

Wykorzystując dyfrakcję Bragge dokonano pomiaru charakterystyk wykonanych przetworników piezoelektrycznych z LiNbO_3 łączonych adhezyjnie z podłożem. Metodę dyfrakcji światła wykorzystano także do pomiaru rozkładu natężeń pól akustycznych.

Dużo uwagi poświęcono w pracy badaniom własności akustycznych i akustooptycznych ciał stałych. Dokonano pomiaru prędkości propagacji i współczynnika tłumienia fali akustycznej oraz stałych fotosprężystych dla kryształów: LiNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, PbMoO_4 , TiO_2 , $\alpha\text{-SiO}_2$ i $\alpha\text{-HfO}_2$. Przedmiotem pomiarów były także niektóre ciężkie szkła flintowe. Przeprowadzone pomiary pozwoliły ocenić przydatność badanych ciał stałych w akustooptyce. Dyfrakcję światła na fałdach akustycznych wykorzystano także do badania sprężystych efektów nieliniowych. Przedyskutowano zalety i wady metod akustooptycznych w zastosowaniu do badania ciał stałych.

W pracy zaprezentowano opracowane układy wykorzystujące modulację i odchylenie wiązki laserowej.

THE INTERACTION OF LASER LIGHT ON VOLUME ACOUSTIC WAVES IN SOLID STATES

Fundamental investigations and applications

S u m m a r y

In the paper are presented the results of studies of diffraction of laser light on sound waves in view of using the phenomenon in ultrasounds and solid state physics. Also the possibility of practical utilization of acoustooptical phenomena has been examined.

The introductory part includes as short description of diffraction of light on sound waves with special emphasis on Bragg's type. Also diffraction at large incident light has been discussed.

Using Bragg's diffraction, measurements of the characteristics of the produced piezoelectric transducers of LiNbO_3 adhesively joined with the substratum have been made. The method of light diffraction has also been used for measuring the distribution of acoustic field intensity.

A great deal of attention has been given to the studies of acoustic and acoustooptical properties of solid states. Measurement of the velocity of wave propagation has been made as well as of the coefficient of acoustic wave attenuation and photoelastic constants for crystals: LiNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, PbMoO_4 , TiO_2 , $\alpha\text{-SiO}_2$ and $\alpha\text{-HfO}_2$. Subject to measurement were also some heavy flint glasses. The conducted measurements enabled the assessment of usability of investigated solid in acoustooptics.

Diffraction of light on acoustic waves has also been utilized for studying elastic nonlinear effects.

Advantages and disadvantages of acoustic optical methods for investigation of solids have also been discussed.

The developed systems utilizing modulation and laser beam deflection have been presented in the paper.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО СВЕТА С ОБЪЁМНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ
В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ

Основное исследование и практическое применение

Резюме

В статье представлены результаты исследований дифракции лазерного света на акустических волнах с целью использования этого явления в ультразвуковой физике и физике твёрдого тела. Были рассмотрены возможности практического использования акустооптических явлений.

Во вступлении работы были коротко описаны явления дифракции света на акустических волнах, учитывая особенно, дифракцию типа Брэгга. Представлены, также дифракции при большой интенсивности падающего света. Были проведены, используя дифракцию Брэгга, измерения характеристик выполненных пьезопреобразователей из LiNbO_3 соединённых адгезионно с основой. Метод дифракции света был использован также для измерения распределения интенсивности звукового поля.

Большое внимание в работе было уделено исследованиям акустических и акустооптических свойств твёрдого тела.

Были проведены измерения скорости распространения и коэффициента затухания акустической волны, а также постоянных фотоупругих для кристаллов: LiNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, PbMoO_4 , TiO_2 , $\alpha\text{-SiO}_2$ и $\alpha\text{-HfO}_2$. Были проведены, также измерения некоторых тяжёлых флинтглассов. Проведённые измерения дали возможность определить пригодность исследуемых твёрдых тел в акустооптике. Дифракция света на акустических волнах была использована для исследования упругих нелинейных эффектов.

Были обсуждены достоинства и недостатки методов акустооптики при применении для исследований твёрдого тела.

В работе были разработаны системы использующие модуляцию и отклонение лазерного пучка.

WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYC W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:

- 44-100 Gliwice -- Księgarnia nr 096, ul. Konstytucji 14 b
44-100 Gliwice — Spółdzielnia Studencka, ul. Wrocławska 4 a
40-950 Katowice — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33
40-096 Katowice — Księgarnia nr 005, ul. 3 Maja 12
41-900 Bytom — Księgarnia nr 048, Pl. Kościuszki 10
41-500 Chorzów — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22
41-300 Dąbrowa Górnicza — Księgarnia nr 081, ul. ZBoWiD-u 2
47-400 Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
44-200 Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
41-200 Sosnowiec — Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7
41-800 Zabrze — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288
00-901 Warszawa — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN —
Pałac Kultury i Nauki

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Księgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.