Serie: MATEMATYKA-FIZYKA z. 60

Nr kol. 999

Zygmunt KLESZCZEWSKI

## EFEKTY POLARYZACYJNE PRZY PROPAGACJI FAL AKUSTYCZNYCH W KRYSZTAŁACH

<u>Streszczenie</u>. W pracy omówiono istotę aktywności akustycznej kryształów oraz efekty polaryzacyjne występujące przy propagacji fal akustycznych w kierunkach bliskich osiom krystalograficznym. Pomiary przeprowadzono dla tlenku bizmutowo - germanowego i niobianu litu. Zastosowana metoda pomiarowa wykorzystuje dyfrakcję typu Bragga światła laserowego na fali akustycznej.

## 1. WSTEP.

Badanie efektów polaryzacyjnych przy propagacji fal akustycznych w kryształach pozwala uzyskać ważne informacje z akustyki ciała stałego. W szczególności badanie tych efektów pozwala analizować:

- a)dyspersję fal akustycznych;
- b)anizotropię akustyczna;
- c)oddziaływanie fal akustycznych;
- d)efekty nieliniowe;
- e)dokładność orientacji kryształów.

W pracy przeanalizowano i przedstawiono wyniki eksperymentalne dwóch efektów polaryzacyjnych: aktywności akustycznej kryształów i oddziaływania poprzecznych fal akustycznych propagujących się w kierunkach bliskich osiom krystalograficznym.

# 2. AKTYWNOSC AKUSTYCZNA KRYSZTAŁÓW

Pierwsze prace teoreyczne poświęcone aktywności akustycznej kryształów pojawiły się pod koniec lat sześćdziesiątych [1, 2]. Eksperymentalnie stwierdzono aktywność akustyczną w kwarcu i w tellurze [3, 4].

Aktywność akustyczna wynika z istnienia zjawiska dyspersji w kryszyałach, to znaczy z zależności prędkości propagacji fali, a więc i stałych sprężystych od częstotliwości (liczby falowej). Przyjmujac, że skladowe tensora stałych sprężystych

(1)

gdzie k jest wekotrem falowym, możemy z dokładnością do wyrazów pierwszego rzędu zapisać prawo Hooke'a w postaci

$$\sigma_{i,j} = c_{i,jkl} S_{kl} + b_{i,jklm} \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_m} , \qquad (2)$$

gdzie  $\sigma_{ij}$  jest tensorem naprężeń,  $S_{kl}$  - tensorem deformacji, natomiast  $b_{ijklm}$  - tensorem aktywności akustycznej. Ponieważ jest to tensor nieparzystego rzędu, zjawisko aktywności akustycznej występuje tylko w kryształach nie mających środka symetrii. Wykazać można, że wartość liczbowa tensora  $b_{ijklm}$  jest rzędu  $c_{ijkl}$ \* a, gdzie a jest stałą sieci. Wobec tego, biorąc pod uwagę zależność (2), wnioskujemy, że dyspersja, a więc i aktywność akustyczna może wystąpić przy częstościach przynajmniej 10<sup>6</sup> Hz i większych.

Tensor aktywności akustycznej bułk zapisujemy zwykle w postaci

$$b_{ijklm} = \delta_{ijq} G_{jklm}$$

gdzie G jest tensorem akustycznej girjacji, natomiast  $\delta$  jest tensorem jednostkowym zdefiniowanym następująco:

 $\delta_{ijq} = \begin{cases} 1 & przy & ijq = 123, 231, 321; \\ -1 & przy & ijq = 132, 213, 321; \\ 0 & w & pozostałych & przypadkach \end{cases}$ 

Jeśli zależność wyrażoną wzorem (2) podsawimy do równania ruchu

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x}, \qquad (3)$$

to otrzymamy

$$\rho \frac{\partial^{z} \mathbf{u}_{i}}{\partial t^{z}} = \mathbf{c}_{ijkkl} \frac{\partial^{z} \mathbf{u}_{k}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} + \mathbf{b}_{ijklm} \frac{\partial^{3} \mathbf{u}_{k}}{\partial x_{i} \partial x_{j} \partial x_{m}}$$
(4)

Przyjmując rozwiązania równania (4) w postaci fali płaskiej

$$u_{i} = u_{oi} e^{-ik_{i}x_{i} - \omega t}$$
(5)

otrzymujemy równanie Christoffela

$$(c_{ijkl}k_{lj} + ib_{ijklm}k_{ljm} - \rho\omega^{2}\delta_{ik})u = 0$$
 (6a)

i odpowiednio

$$\left|\begin{array}{c}c_{ijkl} & \varkappa_{l} & \varkappa_{j} + i \\ b_{ijklm} & \varkappa_{l} & \varkappa_{j} & \kappa_{m} - \rho & \sqrt{2} \\ \delta_{ik} & | = 0, \quad (6b)\end{array}\right|$$

gdzie k<sub>m</sub> jest składową wektora falowego,  $\varkappa_{l}$  - składowa wektora jednostkowego w kierunku propagacji fali, v - prędkością propagacji fali,  $\delta_{lk}$  - deltą Kroneckera.

Po skorzystaniu z definicji tensora giracji, równanie (6b) napiszemy w postaci

$$\Gamma_{ik} + ikG_{ik} - \rho v^2 \delta_{ik} = 0$$
(7)

 $gdzie \Gamma_{ik} = c_{ijkl} \varkappa_{j} \varkappa_{l}; G_{ik} = \delta_{ikp} G_{mpji} \varkappa_{m} \varkappa_{j} \varkappa_{l}.$ 

W tablicy 1 podano składowe wektora  $G_{ik}$  dla różnych kierunków propagacji fali sprężystej w krysztale.

Tablica 1

Składowe tensora G

Rozważmy teraz, jaki jest wpływ aktywności akustycznej kryształu na propagację fali akustycznej. Jako przykład rozpatrzmy kryształ o stukturze regularnej, w którym propaguje się fala akustyczna w jednym z kierunkow głównych. Mamy wówczas

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma_{23} = 0$$
 (8b)

$$\Gamma_{22} = \Gamma_{33} = C_{44}$$
 (8c)

$$G = G = 0$$
 (8d)

$$G = -G = G$$
(8e)

W takim przypadku wyznacznik równania Christoffela przyjmuje postać

$$\begin{vmatrix} c_{11} - \rho v^{2} & 0 & 0 \\ 0 & c_{44} - \rho v^{2} & ikg \\ 0 & -ikg & c_{44} - \rho v^{2} \end{vmatrix} = 0$$
(9)

Rozwiązując równanie (9) otrzymujemy wyrażenia na prędkości propagacji fali podłużnej v =  $(c_{11}^{\prime}\rho)^{1/2}$  oraz dwóch fal poprzecznych

$$v_{Ti} = \left[\frac{c_{44} + kG}{\rho}\right]^{1/2} \approx v_{To} \left[1 + \frac{1}{2}\frac{kG}{c_{44}}\right]$$
(10a)

$$v_{T2} = \left[\frac{c_{44} - kG}{\rho}\right]^{1/2} \approx v_{T0} \left[1 - \frac{1}{2}\frac{kG}{c_{44}}\right]$$
(10b)

gdzie v =  $v_{c_{44}}/p$ 

Podstawiając tak wyznaczone prędkości do równania Christoffela, możemy wyznaczyć polaryzację fali o danej prędkości. Dla fal v $_{\rm Ti}$ i v $_{\rm TZ}$  dostaniemy odpowiednio

$$u_y = iu_z$$
 (iia)  
 $u_y = -iu_z$  (iib)

Oznacza to, że fale te mają polaryzację kołową lewoskrętną i prawoskrętną.

Jeśli założymy dwie fale o polaryzacji kołowej lewo- i prawoskrętnej i jednakowej amplitudzie, otrzymamy falę spolaryzowaną liniowo o amplitudzie dwukrotnie większej niż amplituda każdej ze składowych.

W przypadku gdy v<sub>ri</sub> = v<sub>rz</sub>, między falami nie ma różnicy faz i wektor polaryzacji ma stały kierunek w przestrzeni (rys.ia).

jeśli jednak w ośrodku występuje dyspersja, to znaczy v = v<sub>TZ, J</sub> między falami powstaje różnica faz (rys. ib). Po przebyciu przez fale drogi i w krysztale fazy będą wynosiły odpowiednio

$$\phi_{1} = \frac{\omega}{v_{T1}}$$
 (12 a)  
$$\phi_{2} = \frac{\omega}{v_{T2}}$$
 (12 b)



Rys. 1. Kierunek polaryzacji fali w przypadku:

a)  $v_{T1} = v_{T2}$ ; b)  $v_{T1} = v_{T2}$ Fig. 1. Direction of wave polaryzation in the case when: a)  $v_{T1} = v_{T2}$ ; b)  $v_{T1} = v_{T2}$ 

Różnica faz  $\Delta \phi$  i obróż płaszczyzny polaryzacji  $\bar{\Phi} = \phi/2$  wynoszą odpowiednio

$$\Delta \phi = \phi_{\underline{i}} - \phi_{\underline{i}} = \omega \left[ \frac{1}{v_{\underline{i}}} - \frac{1}{v_{\underline{i}}} \right]$$
 (13 a)

$$\bar{\Phi} = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} = \frac{\omega}{2} \frac{1}{2} \frac{v_{T1} - v_{T2}}{v_{T1} v_{T2}} = \frac{\omega}{2} \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v_{T0}^2}$$
(13 b)

Biorac pod uwagę, że

$$\Delta v = v_{T1} - v_{T2} = \frac{k \ G}{C_{44}} \quad v_{T0} = \frac{\omega \ G}{v_{T0}^2} - (14)$$

otrzymujemy ostatecznie

$$\Phi = \frac{\omega^2 1}{2 \rho v_{TO}} = 0$$
(15)

Oznacza to, że występuje zmiana płaszczyzny polaryzacji poprzecznej fali akustycznej.

Charakterystyczną cechą aktywności akustycznej kryształów jest możliwość polaryzacji kołowej (eliptycznej) nie tylko fal poprzecznych, ale również podłużnych, co nie ma swojego odpowiednika w optyce.

# 3. ODDZIAŁYWANIE AKUSTOOPTYCZNE W KRYSZTAŁACH AKTYWNYCH AKUSTYCZNIE

Bardzo użyteczną metodą badania aktywności akustycznej kryształów jest metoda wykorzystująca oddziaływania akustooptyczne. Możliwe jest tu wykorzystanie zarówno dyfrakcji Bragga, jak i rozpraszania Brillouina. W niniejszej pracy wykorzystano dyfrakcję typu Bragga, dlatego metodę tę omówimy bliżej.

Natężenie światła ugiętego na fali akustycznej zależy od geometrii dyfrakcji, to znaczy od kierunku propagacji i polaryzacji fali akustycznej oraz polaryzacji fali świetlnej i może być wyrażone zależnością

$$\frac{I}{I} \sim \left\langle p_{ijkl} \alpha_i \beta_j \varkappa_k r_l \right\rangle^2$$
(16)

gdzie p<sub>ijkl</sub> są składowymi tensora stałych fotosprężystych,  $\alpha_i$ ,  $\beta_j$  - składowe wektora jednostkowego określającego polaryzację światła padającego i ugiętego,  $\varkappa_k$ ,  $\gamma_l$  - wektory jednostkowe w kierunku propagacji i polaryzacji fali akustycznej.

Tablica 2

Polaryzacja fali akustycznej	acoustic wave $\frac{z}{x}$ light 2c = (0,0,1)	acoustic wave y y y y y y y y
	Polaryzacja światła: padające ugięte ( $\alpha_i / \beta_j$ )	
	a B a B a B y	$\alpha_x \beta_x \alpha_z \beta_z \alpha_z \beta_x$
× z	p <sub>25</sub> ≈0 p <sub>35</sub> ≈0 p <sub>45</sub> ≈0	p <sub>15</sub> <sup>m0</sup> p <sub>35</sub> <sup>m0</sup> p <sub>55</sub> <sup>#0</sup>
x <sub>y</sub>	p_==0 p_==0 p_==0	p_=0 p_=0 p_5=0

Dyfrakcja światła na falach akustycznych w kryształach układu regularnego

Oznacza to, że w określonym kryształe, a więc ustalonej postaci tensora p<sub>ijkl</sub>, dyfrakcja jest możliwa tylko dla pewnej polaryzacji światła padającego i ugiętego oraz dla pewnej polaryzacji i kierunku propagacji fali akustycznej. Zmiana płaszczyzny polaryzacji fali akustycznej, co ma właśnie miejsce w kryształach aktywnych akustycznie, powoduje zmianę nateżenia ugiętego światła. W szczególności natężenie to może być równe zeru.

W tablicy 2 podano przykładowe, możliwe geometrie dyfrakcji przy określonym kierunku propagacji fali akustycznej dla kryształów układu regularnego

Z powyższego wynika już idea wykorzystania dyfrakcji Bragga do badania aktywności akustycznej kryształów. Wiadomo, że w kryształach aktywnych akustycznie zmienia się kierunek polaryzacji fali poprzecznej. Oznacza to także zmianę natężenia ugiętego światła przy określonej geometrii dyfrakcji. Natężenie to będzie zmieniało się periodycznie, przy czym okres zmian będzie odpowiadał zmianie fazy  $\phi = \pi$ , czyli I( $\phi$ ) = I( $\phi$  + n $\pi$ ). Zatem ustalając płaszczyznę polaryzacji światła padającego i ugiętego, a następnie przesuwając wiązkę laserową wzdłuż kierunku propagacji fali akustycznej, można przez pomiar I(D, czyli I( $\phi$ ) wyznaczyć  $\phi$ , a więc i stałą giracji G. Metodę tę wykorzystano w niniejszej pracy.

### 4. UKŁAD POMIAROWY.

AKTYWNOŚĆ AKUSTYCZNA TLENKU BIZMUTOWO - GERMANOWEGO

Schemat zastosowanego układu pomiarowego przedstawiono na rys 2. 👘

źródłem światła jest laser He - Ne o mocy 50 mW. Odpowiednie rotatory, polaryzatory i analizatory zapewniają odpowiednią polaryzcję światła padającego i ugiętego. Badane próbki umieszczone są na stoliku goniometrycznym, który może być za pomocą silnika przesuwany w pleszczyźnie poziomej w kierunku propagacji fali akustycznej z prędkością około 1 cm/min. Światło ugięte jest rejestrowane za pomocą fotopowielucza, wzmacniacza, oscyloskopu i rejestrarora. Przetworniki piezoelektry zne pobudzano za pomocą generatorów wysokiej częstotliwości G3-20 i G4-37A.

Pomiary aktywności akustycznej wykonano dla tlenku bizmutowo – germanowego B<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub> (BGO). Kryształy wycięte wzdłuż kierunków głównych miały kształt prostopadłościanów o wymiarach 8x8x60 mm. Przetwormiki z LiNbO<sub>3</sub> o cięciu X naklejano na powierzchnie czołowe kryształu w ten sposób, że kierunek polaryzacji fali akustycznej przy przetworniku leżał w płaszczyżnie dyfrakcji (rys. 3). Próbka umieszczona była między skrzyżowanym polaryzatorem i analizatorem, to znaczy badano dyfrakcję ze zmianą płaszczyzny polaryzacji.



Rys.2. Schemat układu pomiarowego do badania efektów polaryzacyjnych; 1 - laser, 2 - stolik goniometryczny z przesuwem, 3 - układ formowania wiązki, 4 - rotator, 5 - polaryzator i analizator polaryzacyjny, 6 - fotodetektor, 7 - wzmacniacz, 8 - układ rejestrujący, 9 - generator wysokiej częstotliwości.

Fig. 2. Diagram of the measuring arrangement for the testing of polarization effects; 1 - laser, 2 - goniometric table whith a shift; 3 - system of beam formation, 4 - rotator, 5 - polarizer and polarization analizer, 6 - photodetector, 7 - amplifier, 8 - re - cording device, 9 - high frequency generator.



Rys. 3. Geometria eksperymentu. Fig. 3. Geometry of the experiment. Warunki początkowe są następujące:  $\alpha_i = \alpha_z$ ,  $\beta_j = \beta_y$ ,  $\kappa_k = \kappa_z$ ,  $\gamma_1 = \gamma_x$ ; odpowiadająca tym warunkom stała fotosprężysta wynosi p<sub>3231</sub> = p<sub>45</sub>, dla kryształu BGO (struktura regularna) p<sub>45</sub> = 0. Oznacza to, że początkowe natężenia światła ugiętego I(l=0) = 0. Przy przesuwaniu kryształu wzdłuż kierunku propagacji fali akustycznej (przy nieruchomej wiązce laserowej) następuje dyfrakcja światła na fali poprzecznej o polaryzacji  $\gamma_y$ , która pojawiła się na skutek obrotu płaszczyzny polaryzacji. Za tę dwirakcję odpowiedzialna jest stała fotosprężysta p<sub>3232</sub> = p<sub>44</sub>, która dla kryształów BGO jest różna od zera.

Pomiary przeprowadzono dla dwóch częstsotliwości: f = 360 MHz i  $f_2 = 450$  MHz. Wyniki pomiarów przedsawiono na rys. 4.



Rys. 4. Zależność natężenia ugiętego światła od odległości od przetwornika.

Fig. 4. Dependence of the intensity of the diffracted light on the distance from the transducer.

Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że natężenie światła ugiętego osiaga kolejne maksima i minima, przy czym odległość między maksimami wynosi l<sub>i</sub> = 15 mun dla częstości f<sub>i</sub> = 360 MHz i l<sub>z</sub> = 9,5 mm dla częstości f<sub>i</sub> = 450 MHz. Przyjmując, że tym wartościom l odpowiada  $\phi = \pi$ , możemy na podstawie wzoru(15) wyznaczyć stałą G, która wynosi

$$G = \frac{\rho v_{TO}^2}{2\pi i f^2}$$
(17)

Podstawiajć do wzoru (20) uzyskane wartości eksperymentalne oraz stałe materiałowe:  $\rho = 9,252 \, 10^3$  kg m<sup>-3</sup>, v<sub>TO</sub> = 1662 m s<sup>-1</sup>, uzyskujemy wartości kczbową stałej G = 5,8 N m<sup>-1</sup>. Uwzględniając dokładność wyznaczenia L, dóra jest uwarunkowana głównie średnicą wiązki laserowej i wynosi około 1,5 mm, możemy zapisać, że stała giracji akustycznej G = G<sub>23</sub> dla zyształów BGO wynosi 5,8 ∓ 0,8 N m<sup>-1</sup>.



Rys.2. Schemat układu pomiarowego do badania efektów polaryzacyjnych; 1 - laser, 2 - stolik goniometryczny z przesuwem, 3 - układ formowania wiązki, 4 - rotator, 5 - polaryzator i analizator polaryzacyjny, 6 - fotodetektor, 7 - wzmacniacz, 8 - układ rejestrujący, 9 - generator wysokiej częstotliwości.

Fig. 2. Diagram of the measuring arrangement for the testing of polarization effects; 1 - laser, 2 - goniometric table whith a shift; <math>3 - system of beam formation, 4 - rotator, 5 - polarizer and polarization analizer, 6 - photodetector, 7 - amplifier, 8 - re - cording device, 9 - high frequency generator.



Rys. 3. Geometria eksperymentu. Fig. 3. Geometry of the experiment. Warunki początkowe są następujące:  $\alpha_i = \alpha_{z'}$ ,  $\beta_j = \beta_{y'}$ ,  $\kappa_k = \kappa_{z'}$ ,  $\gamma_l = \gamma_{x'}$ , odpowiadająca tym warunkom stała fotosprężysta wynosi p<sub>3231</sub> = p<sub>45</sub>, dla kryształu BGO (struktura regularna) p<sub>45</sub> = 0. Oznaczą to, że początkowe natężenia światła ugiętego I(l=0) = 0. Przy przesuwaniu kryształu wzdłuż kierunku propagacji fali akustycznej (przy nieruchomej wiązce laserowej) następuje dyfrakcja światła na fali poprzecznej o polaryzacji  $\gamma_{y'}$  która pojawiła się na skutek obrotu płaszczyzny polaryzacji. Za tę dyirakcję odpowiedzialna jest stała fotosprężysta p<sub>3232</sub> = p<sub>44</sub>, która dla kryształów BGO jest różna od zera.

Fomiary przeprowadzono dla dwóch częstsotliwości: f = 360 MHz i f = 450 MHz. Wyniki pomiarów przedsawiono na rys. 4.



Rys. 4. Zależność natężenia ugiętego światła od odległości od przetwornika.

Fig. 4. Dependence of the intensity of the diffracted light on the distance from the transducer.

Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że natężenie światła ugiętego osiaga kolejne maksima i minima, przy czym odległość między maksimami wynosi I = 15 mm dla częstości f = 360 MHz i I = 9,5 mm dla częstości f = 450 MHz. Przyjmując, że tym wartościom I odpowiada  $\phi = \pi$ , możemy na podstawie wzoru(15) wyznaczyć stałą G, która wynosi

$$G = \frac{\rho v_{TO}^2}{2\pi i f^2}$$
(17)

odstawiajć do wzoru (20) uzyskane wartości eksperymentalne oraz stałe lateriałowe:  $\rho = 9,252 \, 10^3 \, \text{kg m}^{-3}$ ,  $v_{TO} = 1662 \, \text{m s}^{-1}$ , uzyskujemy wartość lczbową stałej G = 5,8 N m<sup>-1</sup>. Uwzględniając dokładność wyznaczenia L, tóra jest uwarunkowana głównie średnicą wiązki laserowej i wynosi około 1,5 mm, możemy zapisać, że stała giracji akustycznej G = G dla ryształów BGO wynosi 5,8 ∓ 0,8 N m<sup>-1</sup>.

## 5. EFEKTY POLARYZACY JNE PRZY DEZORIENTACJI KRYSZTAŁU.

Interesujące efekty polaryzacyjne występują przy propagacji fal akustycznych w kierunkach bliskich niektórym osiom krystalograficznym

Otóż, jak wiadome, w kryształach mogą propagować się trzy fale sprężyste: dwie poprzeczne i jedna podłużna. Mówiąc ściśle, są na ogół fale quasi-poprzeczne i fala quasi-podłużna. Prędkości tych fal są różne i zmieniają się dość szybko ze zmianą kierunku propagacji fali. Są jednak takie kierunki w kryształach, w których propagujące się fale mają równe prędkości fazowe. Kierunki te zależą od struktury krystalograficznej. Dla dużej liczby kryształów, kierunkiem takim, zwanym kierunkiem zdegenerowanym, jest kierunek 10011. Jeśli kierunek propagacji niewiele różni się od kierunku zdegenerowanego, to otrzymujemy dwie fale poprzeczne o niewiele róźniących się prędkościach.

Bardziej szczegółowo rozważmy ten problem dla kryształów klasy 3m (układ trygonalny). Otóż okazuje się, że w tym przypadku wspomniana wcześniej różnica prędkości fal poprzecznych propagujących się w kierunku bliskim kierunkowi [001] jest równa

$$\Delta v = 2\theta - \frac{c_{\pm}}{c_{\pm}} v_{TO}$$
 (18)

gdzie c i c - odpowiednie stałe sprężyste, v - prędkość fali poprzecznej w kierunku [001],  $\theta$  - kąt między kierunkiem propagaacji fali a kierunkiem [001]. Między falami powstaje więc różnica faz wynosząca

$$\phi = \frac{\omega z}{2} \Delta v \frac{1}{v_{TO}^2} = \frac{\omega z c_{14}}{c_{44} v_{TO}} \theta$$
(19)

W szczególności różnica faz  $\phi = \pi$  występuje dla wartości z równej

$$z = \frac{c_{44}}{2 f c_{44}} e^{\Theta}$$
(20)

Otrzymujemy więc efekt taki sam jak w kryształach aktywnych akustycznie.

Wstępne badania omowionego efektu przeprowadzono dla kryształu LiNbO<sub>3</sub> wyciętego pod kątem  $\theta$  = 3° w stosunku do kierunku [001]. Dla tego kryształu: c<sub>44</sub> = 5,95 10<sup>10</sup> N m<sup>-2</sup>, c<sub>44</sub> = 0,85 10<sup>10</sup> N m<sup>-2</sup>, v<sub>10</sub> = = 3580 m s<sup>-1</sup>. Pomiary przeprowadzono, wykorzystując dyfrakcję Bragga, przy częstotkiwości 150 Miz. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 5.



Rys. 5. Zależność I = I(z) dla LiNbO<sub>g</sub>. Fig. 5. Dependence I = I(z) for LiNbO<sub>g</sub>.

Natężenie ugiętego światła przechodzi przez kolejne maksima i minima, przy czym okres zmian wynosi około 2 mm. Wartość teoretyczna wyliczona na podstawie wzoru (20) jest równa 1,6 mm. Rozbieżność jest spowodowana głównie dużą średnicą wiązki laserowej.

## 6. PODSUMOWANIE.

Wykorzystując oddziaływanie akustooptyczne dokonano eksperymentalnych badań niektórych efektów polaryzacyjnych w kryształach. Pomiary przeprowadzono dla tienku bizmutowo-germanowego i niobianu litu. Zaprezentowana metoda pomiarowa jest bardzo użyteczna do badania tych efektów. W omówionym w pracy stanowisku pomiarowym należy jeszcze udoskonalić układ formujący wiązkę laserową, aby uzyskać mniejszą jej średnicę.

Wydaje Się, że szczególnie ważne jest badanie aktywności wymuszonej i wymuszonych efektów polaryzacyjnych, gdyż można w ten sposob uzyskać informacje o naprężeniach i deformacjach w kryształe, co ma istotne znaczenie praktyczne.

Dalsze prace będą prowadzone w tym kierunku.

### LITERATURA

[1] D. F. Nelson, M. Lax, Phys., B3 (1971), 2812 - 2975.

- [2] G. Kluge, Phys. Stat. Sol., 17 (1966), 109 118-
- (3] A.S. Dine, Phys. Rev., B2 (1970), 2049 2054.
- [4] B. M. Polwell, P. Martel, Bull. Am. Phys. Soc., 15 (1970), 870.

Recenzent: Doc. dr hab. Ryszard Płowiec полапизационые ЭффЕКТы ПРИ ПОСПРОСТРЕНЕНИИ АКУСТИЦЧЕСКИХ ВОЛХ В КРИСТАЛЛАХ

#### Резрие

В работе рассмотрено сышность акустической активности кристаллов, а также поларизациоххые эффекты имеющие миесто при распростронении акыстических воли в направлиениах близких кристаллографическим осям. Измерения провиедиено дла Bi GeO и LiNbOs. Примененый метод измерений используйет дифракцию Брага лазерного луча на акустической волне.

POLARIZATION EFFECTS CONNECTED WITH PROPAGATION OF ACOUSIC WAVES IN CRYSTALS

# Summary

The nature of acoustic activity of crystals has been discussed in the work. Polarization effects occuring if acoustic waves propagate in directions close to crystallographic axes have been studied. Measurments were made for  $\operatorname{Bi}_{12}$  GeO and for LiNbO<sub>3</sub>. The applied experimental method was based on the Bragg type diffraction of a laser light on acoustic waves.