

elektroniczna  
technika  
obliczeniowa

P. 3057/75

NOWOŚCI  
NR 3  
1975

ZJEDNOCZENIE  
PRZEMYSŁU  
AUTOMATYKI  
I APARATURY  
POMIAROWEJ „MERA”

●  
INSTYTUT MASZYN  
MATEMATYCZNYCH  
BRANŻOWY  
OŚRODEK INTE





P. 3057/75

ELEKTRONICZNA TECHNIKA OBLICZENIOWA  
NOWOŚCI

Rok XIV

Nr 3

1975

Spis treści

	str.
WPROWADZENIE	3
mgr inż. Zdzisław WRZESZCZ: Zależność Rayleigh-Sommerfelda jako narzędzie opisu układu optycznego	5
mgr inż. Romuald SYNAK: Deflektory wiązki światła i ich zastosowanie w pamięciach holograficznych	19
mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ: Elektrooptyczne układy odchylenia pamięci holograficznych	48
mgr inż. Zdzisław WRZESZCZ: O cechach kryształów elektrooptycznych i ciekłych kryształów stanowiących elementy układu twornika stronicy pamięci holograficznej	52
mgr inż. Romuald SYNAK: Przetworniki piezoelektryczne do akustooptycznych deflektorów wiązki światła	65

Wydaje

INSTYTUT MASZYN MATEMATYCZNYCH  
Branżowy Ośrodek Informacji Naukowej Technicznej  
i Ekonomicznej

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Dańda (red. nacz.), Hanna Drozdowska (sekr. red.),  
Antoni Kwiatkowski, Ryszard Patryn, Zbigniew Świątkowski

Redaktor techniczny: Maria Kozłowska

Adres redakcji: Warszawa, ul. Krzywickiego 34  
tel. 28-37-29 lub 21-84-41 w.431

## WPROWADZENIE

Działalność naukowo-badawcza w zakresie maszyn matematycznych rozwija się wyjątkowo dynamicznie, oddziałuje na inne dziedziny nauki a także korzysta z ich wyników. Tym prostym faktem należy przede wszystkim tłumaczyć duże zainteresowanie holografia z strony twórców komputerów.

W chwili obecnej prace większości ośrodków badawczych zachodnich firm komputerowych oraz ośrodków naukowo-badawczych w krajach socjalistycznych skupiają się nad cyfrową pamięcią holograficzną (CPH), to jest nad urządzeniem pamiętającym masywy informacji kodowane binarnie. Jest to więc w pewnym sensie praca nad wytworzeniem jeszcze jednej konkurencyjnej technologii produkcji urządzeń pamięciowych, obok technologii rdzeni ferrytowych, cienkich warstw magnetycznych i półprzewodnikowych technologii układów scalonych. Wprowadzenie do systemu informatycznego urządzeń wytwarzanych według tych technologii prowadzi w konsekwencji do zmian charakteru ilościowego, a ilościowe korzyści nie zawsze są opłacalne jeśli ma się na względzie koszt opracowania nowej technologii.

Chcąc uniknąć tej sytuacji w pracach nad CPH należy, naszym zdaniem, przyjąć takie założenia dla jej parametrów, aby prowadziło to w konsekwencji do jakościowych zmian działania systemu.

Punkt wyjścia może stanowić przyjęcie głównych cech CPH stanowiących powiązanie cech pamięci taśmowej oraz pamięci ferrytowej, co oznacza: pojemność  $10^{10-12}$  bitów, swobodny dostęp do informacji z czasem 1-10  $\mu$ s oraz zdolność operacji maszynami rzędu  $10^{4-5}$  bitów w czasie zbliżonym do wymienionego. Urządzenie o takich parametrach funkcjonalnych powinno dodatkowo wyróżniać się niezawodnością i podatnością eksploatacyjną a więc także małymi gabarytami oraz powinno być konkurencyjne w sensie ekonomiki produkcji masowej całej maszyny matematycznej. W konsekwencji przyjęcia takiej filozofii działania powinno nastąpić wyeliminowanie z systemu komputerowego funkcjonalnie różnych typów pamięci i podniesienie przez to ogólnej zdolności przetwarzania systemu.

Sformułowane wyżej parametry CPH są w zasadzie wystarczające do określenia struktury CPH oraz wymagań dotyczących głównych parametrów jej elementów będących w istocie złożonymi układami.

Tematyka artykułów zawartych w trzecim i czwartym numerze ETO-NOWOŚCI wiąże się z podstawami budowy wymienionych układów. Mimo że pamięci holograficzne były już omawiane na łamach ETO-NOWOŚCI, warto jednak zwrócić uwagę

na ogólny schemat ich działania, gdyż kolejność zamieszczonych artykułów odpowiada schematowi połączenia układów w pamięci holograficznej wzdłuż drogi wiązki przedmiotowej.

Przypominamy więc, że wiązka światła spójnego jest odchylana przez układ zwany deflektorem, poddana jest modulacji w wyniku oddziaływania na nią binarnego modulatora przestrzennego, który jest elementem twornika stronicy informacji pośredniczącego we współpracy pamięci holograficznej i maszyny cyfrowej; zmodulowana wiązka, zwana wiązką przedmiotową, interferuje z wiązką referencyjną powodując zapis hologramu w ośrodku pamiętającym hologram. Na tym kończy się pisanie hologramu. W fazie czytania następuje pobudzenie ośrodka pamiętającego hologram wiązka czytania, w wyniku czego na matrycę detektora pada sygnał optyczny zawierający informację utrwaloną pierwotnie w binarnym modulatorze przestrzennym a następnie w ośrodku pamiętającym hologram.

Zagadnienia dotyczące poszczególnych układów są omówione dwukrotnie: w sposób ogólny, którego celem jest sformułowanie wymagań głównych oraz w sposób szczegółowy, ukazujący już elementy budowy układu. Pierwsza grupa, ogólna, stanowi opracowanie wcześniejsze i jest kopią referatów wygłoszonych (lecz nie drukowanych) na Konferencji "Kryształy elektrooptyczne i ciekłe kryształy w nauce i technice", zorganizowanej przez Politechnikę Łódzką w Uniejowie, w 1973 r. W drugiej grupie artykułów, ich autorzy starali się dać przegląd istniejących rozwiązań omawianych układów, co umożliwia optymalny wybór sposobu realizacji tych układów.

Omówienie podstaw budowy układów ma znaczenie pierwszorzędne dla prac badawczych zmierzających do opanowania bazy podzespołowej dla optocyfroniki; brak takiej bazy uniemożliwia podejmowanie prac badawczych nad złożonymi modułami funkcjonalnymi takimi, jak na przykład pamięć holograficzna.

Ze względu na znaczną objętość materiału, artykuły poświęcone pamięci holograficznej zamieszczamy w dwóch kolejnych numerach wydawnictwa ETO-NOWOŚCI.

ZDZISŁAW WRZESZCZ

mgr inż. Zdzisław WRZESZCZ  
Instytut Maszyn Matematycznych

535.1

## ZALEŻNOŚĆ RAYLEIGH-SOMMERFELDA JAKO NARZĘDZIE OPISU UKŁADU OPTYCZNEGO

### Zależność Rayleigh-Sommerfelda

$$\epsilon(u, v) = \frac{1}{i\lambda} \int_S \int_{(x,y)} \epsilon(x, y) \frac{1}{r} \exp(ikr) \cos(n, r) dx dy \quad (1)$$

stanowi punkt wyjściowy do opisu podstawowych własności układu optycznego; podejście takie jest stosowane przez wielu autorów [1], [2], [3]. Wychodząc z zależności (1) można wykazać podobieństwo zachowania się układu optycznego do układu elektronicznego opisywanego pewną charakterystyką impulsową [6]. Dla pewnych warunków w układzie optycznym można przekształcić zależność (1) do postaci transformacji Fouriera przestrzennego sygnału wchodzącego do układu optycznego. Własność transformacji Fouriera układu optycznego ma znaczenie zasadnicze dla implementacji techniki filtracji przestrzennej [5]. Mając na uwadze wymienione oraz inne konsekwencje stosowania zależności (1) do analizy układów optycznych wydaje nam się, że jest rzeczą interesującą prześledzenie wyprowadzenia tego wzoru w sposób w miarę systematyczny i tak, aby umożliwić zaznajomienie się zarówno z techniką wywodu jak też i z jego mocnymi i słabymi stronami. Przy wyprowadzaniu zależności Rayleigh-Sommerfelda korzystano z prac [1], [2], [3] oraz [4].

### 1. ZJAWISKO DYFRAKCJI

Częstotliwości drgań pola elektromagnetycznego dla światła widzialnego są zawarte w granicach  $4,29 - 7,5 \cdot 10^8$  MHz, co odpowiada długości fal  $0,7 - 0,4 \mu\text{m}$ , stąd w pierwszym przybliżeniu, przy rozpatrywaniu zjawisk rozchodzenia się fal świetlnych, można pominąć aspekt skończo-

nej długości fali. Takie podejście, jak pokazały doświadczenia, jest słuszne przy rozwiązywaniu wielu problemów z dziedziny optyki. Dział optyki stosujący wymienione podejście nazywa się optyką geometryczną. Zakłada się tu, że energia rozchodzi się wzdłuż określonych linii, tzw. promieni świetlnych. Model fizyczny promienia można uzyskać jeśli przepuścić światło, pochodzące ze źródła punktowego, przez mały otwór w nieprzezroczystym ekranie. W obszarze za ekranem powstaje wiązka światła, a granica światła i cienia na pierwszy rzut oka jest bardzo ostra. Dokładniejsze badania wskazują jednak, że zmiana natężenia światła na granicy światła i cienia nie zachodzi skokowo lecz w sposób ciągły chociaż obszar zmian jest bardzo mały, ok.  $\lambda$ . Struktura obszaru przejścia ma charakter jasnych i ciemnych prążków, a one same są nazywane prążkami dyfrakcyjnymi.

Wychodząc z systemu równań Maxwella, problem dyfrakcji promieniowania EM na pewnym określonym ciele sprowadza się do rozwiązania zagadnienia układu równań z dobrze określonymi warunkami brzegowymi. Tak postawiony problem zaliczany jest do ścisłej teorii dyfrakcji i odnosi się do pewnej liczby określonych przypadków w warunkach idealizowanych, samo postępowanie zaś jest złożone. Pierwsze takie rozwiązanie uzyskał A. Sommerfeld w 1896 r. rozpatrując zagadnienia dyfrakcji fali płaskiej na idealnie przewodzącym, półnieskończonym płaskim ekranie. Do wyprowadzenia zależności Rayleigh-Sommerfelda, z zastosowaniem do badania układów optycznych jest wykorzystywana wersja skalarna opisu zjawiska dyfrakcji.

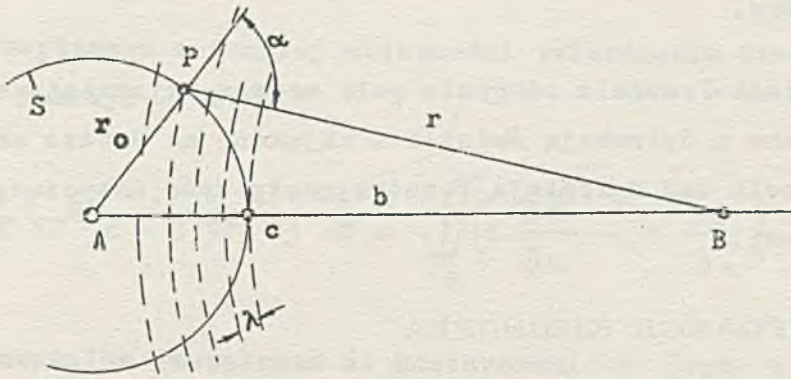
## 2. ZASADA HUYGENSA

Model propagacji fal świetlnych określony przez Huygensa w 1678 r. stanowi podstawę do późniejszego rozwoju teorii światła. Zgodnie z postulatami Huygensa każdy punkt, do którego dociera światło może być rozpatrywany jako centrum promieniowania wtórnych fal sferycznych. Czoło łącznej fali wtórnej jest obwiednią fal elementarnych.

## 3. ZASADA HUYGENSA-FRESNELA

Fresnel (1788-1827) wyjaśnił zjawisko dyfrakcji uzupełniając konstrukcję Huygensa stwierdzeniem, że fale wtórne interferują ze sobą.





Rys. 1. Ilustracja do modelu Huygensa-Fresnela

Do punktu P na rysunku 1 dociera fala

$$\mathcal{E}(P) = \frac{a \exp(ikr_0)}{r_0} \quad (2)$$

Zgodnie z zasadą Huygensa fala ta w punkcie P generuje wtórną falę sferyczną przez co elementarne pobudzenie w punkcie B można określić jako

$$d\mathcal{E}(B) = K(\alpha) \frac{\exp(ikr_0)}{r_0} \frac{\exp(ikr)}{r} ds \quad (3)$$

gdzie  $K(\alpha)$  - pewien współczynnik nachylenia, zależny od kąta  $\alpha$  zwanego kątem dyfrakcji; pozostałe oznaczenia są widoczne na rys. 1.

Łączne pobudzenie w punkcie B pochodzące od części  $\sigma$  czoła fali pierwotnej, nie przesłoniętej ekranem wynosi

$$\mathcal{E}(B) = \frac{a \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_{\sigma} \frac{\exp(ikr)}{r} K(\alpha) dS \quad (4)$$

Przy obliczeniach według wzoru (4) korzysta się z tzw. stref Fresnela wyznaczonych z punktu B w odległościach  $b, b + \frac{\lambda}{2}, \dots$ . Nie bę-

dziemy jednak kontynuować rozwinięcia wzoru Fresnela, gdyż nie mieści się to w linii wyprowadzenia zależności (1); ważna jest jedynie ogólna postać tego wzoru.

Zasada Huygensa-Fresnela odegrała rolę modelu wyjaśniającego główne zjawiska związane z dyfrakcją światła a uzyskane na drodze eksperymentu. Prace Fresnela nad dyfrakcją rozstrzygnęły spór dotyczący słuszności teorii falowej.

#### 4. TEORIA DYFRAKCJI KIRCHOFFA

G. Kirchhoff (1882) nadał koncepcji Fresnela postać matematyczną traktując pole w sposób skalarny, co jest zgodne z duchem samej zasady Huygensa-Fresnela. Wektorowe uogólnienie zasady H.-F. było podejmowane także a pierwszeństwo w tym względzie należy do F.K. Kottlera (1923). Teoria dyfrakcji Kirchhoffa posiada podstawowe znaczenie dla naszego problemu.

Korzystając z twierdzenia Greena Kirchhoff udowodnił, że można określić w dowolnym punkcie przestrzeni wartość funkcji spełniającej równanie falowe jeżeli tylko dane są wartości funkcji i jej pochodna w kierunku normalnym na pewnej zamkniętej powierzchni; wartość tej funkcji wynika z całki po powierzchni zamkniętej otaczającej punkt B.

$$\varepsilon(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (5)$$

W próżni czynnik  $\varepsilon(x, y, z)$  spełnia więc skalarnie równanie falowe

$$\nabla^2 \varepsilon + k^2 \varepsilon = 0, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (6)$$

$$k = 2\pi \frac{\nu}{c}, \quad \nu = \frac{\omega}{2\pi}$$

Oprócz tego

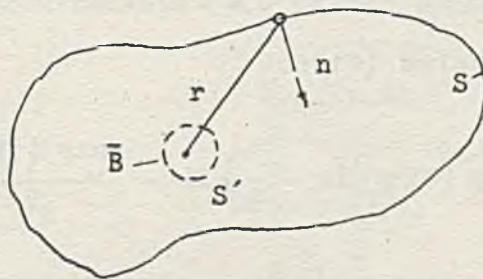
- dany jest obszar  $V$  zawierający punkt B,
- obszar  $V$  jest ograniczony powierzchnią  $S$ ,
- funkcja  $\varepsilon$  ma ciągle pierwsze i drugie pochodne cząstkowe wewnątrz  $V$  i na powierzchni  $S$ ,

. istnieje inna dowolna funkcja  $\mathcal{E}'$  mająca ciągle pierwsze i drugie pochodne w  $V$  i na  $S$ ,

Wobec powyższego z drugiej zależności twierdzenia Greena [4] otrzymamy się dla funkcji  $\mathcal{E}$  i  $\mathcal{E}'$

$$\iiint_V (\mathcal{E} \nabla^2 \mathcal{E}' - \mathcal{E}' \nabla^2 \mathcal{E}) dV = - \iint_S \left( \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial n} - \mathcal{E}' \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n} \right) dS \quad (7)$$

gdzie  $n$  - normalna wewnętrzna do powierzchni  $S$  (rys. 2).



Rys. 2. Ilustracja do wywodu twierdzenia Kirchhoffa

Niech funkcja  $\mathcal{E}'$  także spełnia skalarne równanie falowe. Podstawiając więc człony

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathcal{E} &= -k\mathcal{E}' \\ \nabla^2 \mathcal{E}' &= -k\mathcal{E} \end{aligned} \quad (8)$$

do równania (7) można łatwo wykazać, że jego lewa strona jest równa zero dla każdego punktu w objętości  $V$ . Stąd prawa strona równania (7)

$$\iint_S \left( \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial n} - \mathcal{E}' \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (9)$$

Niech

$$\mathcal{E}'(x, y, z) = \frac{\exp(ikr)}{r} \quad (10)$$

gdzie  $r$  jest odległością punktu  $B$  do dowolnego punktu  $(x, y, z)$  zawartego w objętości  $V$  i na powierzchni  $S$ . Ze względu na założenie dotyczące funkcji  $\mathcal{E}'$  uczynione na wstępie, funkcja (10) musi także

spełniać zależność (9), z wyjątkiem punktu B będącego punktem osobliwym zespolonej funkcji  $\frac{\exp(ikr)}{r}$ . Chcąc obliczyć całkę (9) wprowadzamy otoczenie  $S'$  punktu B w postaci kuli o promieniu  $\eta$ . Dla takiej konstrukcji obszaru V zapiszemy

$$\iint_S \left[ \epsilon \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right] dS + \iint_{S'} \left[ \epsilon \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ik\eta)}{\eta} \right) - \frac{\exp(ik\eta)}{\eta} \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right] dS' \quad (11)$$

Rozwińmy drugą z całek (11):

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ik\eta)}{\eta} \right) = \frac{1}{\eta} \exp(ik\eta) \left( ik - \frac{1}{\eta} \right) \cong - \frac{\exp(ik\eta)}{\eta^2}$$

$$\iint_{S'} [ ] dS' = \iint_{S'} \left[ -\epsilon \frac{\exp(ik\eta)}{\eta^2} - \frac{\eta \exp(ik\eta)}{\eta^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \eta^2 \right] d\Omega$$

$$\iint_S [ ] dS' = - \iint_{\Omega} \left[ \epsilon \exp(ik\eta) + \eta \exp(ik\eta) \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right] d\Omega \quad (11')$$

zmniejszając obszar S otrzymamy w granicy

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \epsilon \exp(ik\eta) = \epsilon$$

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \eta \exp(ik\eta) = 0$$

Stąd wartość całki (11') wynosi

$$\iint_S [ ] dS = \epsilon(B) 4\pi; \quad \Omega - \text{ kąt bryłowy} \quad (11'')$$

a interesująca nas wartość pola w punkcie B wynika z zależności

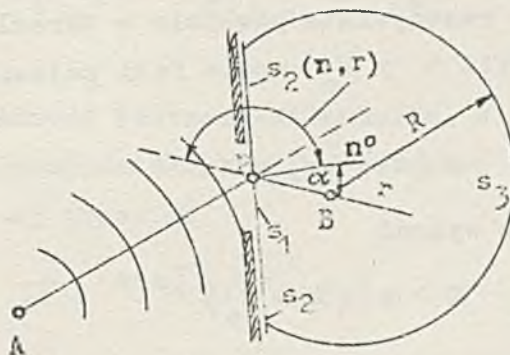
$$\epsilon(B) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[ \epsilon \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right] dS \quad (12)$$

Uzyskaliśmy w ten sposób całkową postać twierdzenia Helmholtza-Kirchhoffa.

Omówimy następnie, stosując w dalszym ciągu falę monochromatyczną, ważne zagadnienie dyfrakcji na płaskim ekranie.

### 5. ZAGADNIENIE DYFRAKЦИИ NA PŁASKIM EKRANIE - formuła Fresnela-Kirchhoffa

Dany jest ekran nieprzeźroczysty z otworem  $S_1$ , monochromatyczna fala  $\mathcal{E}$  wychodząca ze źródła punktowego w punkcie A przechodzi przez  $S_1$  i dociera do punktu badania B. Całość pokazuje rys. 3.



Rys. 3. Ilustracja do wyprowadzenia formuły Fresnela-Kirchhoffa

Celem określenia pobudzenia w punkcie B w obecności ekranu z otworem, podobnie jak w problemie poprzednim, wybiera się zamkniętą powierzchnię całkowania  $S$  zawierającą części płaskie  $S_1$  i  $S_2$  oraz część kulistą  $S_3$  o promieniu  $R$  ze środkiem w B.

Na podstawie twierdzenia (12) zapiszemy

$$\mathcal{E}(B) = \frac{1}{4\pi} \left[ \iint_{S_1} + \iint_{S_2} + \iint_{S_3} \right] \left\{ \mathcal{E} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n} \right\} dS \quad (13)$$

Dla rozwiązania (13) trzeba znać  $\mathcal{E}$  i  $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n}$  na powierzchniach  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ . Przyjmijmy następujące założenia:

- dla powierzchni  $S_1$ :  $\mathcal{E}$  oraz  $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n}$  mało różnią się od odpowiednich wartości w przypadku braku ekranu, co oznacza, że

$$\mathcal{E} = \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \quad (14)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial n} = \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \left( ik - \frac{1}{r_0} \right) \cos(n, r_0) \quad (14')$$

• dla powierzchni  $S_2$ :

$$\epsilon = 0, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0 \quad (14'')$$

• dla powierzchni  $S_3$ :

jeśli  $R \rightarrow \infty$  to  $\left( \epsilon, \frac{\partial \epsilon}{\partial n} \right) \rightarrow 0$  oraz  $S_3 \rightarrow \infty$

w ten sposób nie osiągnie się jasnego wniosku. Wzięto więc pod uwagę fakt, że pole rzeczywiste powstało w określonej chwili  $t_0$  w punkcie A. W chwili  $t > t_0$  czoło fali pojawi się nie dalej niż w odległości

$$c(t - t_0)$$

można więc zawsze wybrać

$$R > c(t - t_0)$$

przez co obserwując w chwili  $t$  punkt B nie zaobserwujemy składowej od  $S_3$  tj.  $\iint_{S_3} [ ] dS = 0$ , stąd

$$\begin{aligned} \epsilon(B) = & \iint_{S_1} \left[ \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ikr)}{r} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \left( ik - \frac{1}{r_0} \right) \cos(n, r_0) \right] dS \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp(ikr)}{r} \right) = \frac{1}{r} \exp(ikr) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \cos(n, r) \quad (16)$$

Podstawiając (16) do (15) otrzymamy

$$\begin{aligned} \varepsilon(B) &= \iint_{S_1} \left[ \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \frac{1}{r} \exp(ikr) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \cos(n, r) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r} \exp(ikr) \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0) \left( ik - \frac{1}{r_0} \right) \cos(n, r_0) \right] dS = \\ &= \iint_{S_1} \left\{ \frac{iak}{r_0 r} \exp[ik(r + r_0)] [\cos(n, r) - \cos(n, r_0)] \right\} dS \quad (17) \end{aligned}$$

$$\varepsilon(B) = \frac{-ika}{r r_0} \iint_{S_1} \exp[ik(r + r_0)] [\cos(n, r_0) - \cos(n, r)] dS \quad (18)$$

Jest to tzw. zależność Fresnela-Kirchhoffa. W powyższym pom' ięto  $\frac{1}{r}$  i  $\frac{1}{r_0}$  wobec  $k$ . W miejsce płaskiej powierzchni  $S_1$ , można wziąć część  $E_1$  czoła fali kulistej przez co

$$\cos(n, r_0) = 1$$

Jeśli przyjąć, że

$$\alpha = \pi - (r_0, r)$$

to

$$\varepsilon(B) = \frac{-ika}{r_0} \exp(ikr_0) \iint_{E_1} \frac{1}{r} \exp(ikr) (1 + \cos \alpha) dS \quad (19)$$

Zależności (14), (14') oraz (14'') znane są pod nazwą postulatów Kirchhoffa.

Wyniki doświadczalne bardzo dobrze potwierdzają teorię Fresnela-Kirchhoffa mimo jej wewnętrznych sprzeczności. Po pierwsze, postulaty Kirchhoffa nie są zgodne z teorią potencjału. Jedno z twierdzeń tej teorii głosi, że jeśli dwuwymiarowa funkcja potencjałowa i jej pochodne względem normalnej znikają na dowolnym skończonym odcinku to funkcja potencjału znika na całej płaszczyźnie. Po drugie, zależność Fresnela-Kirchhoffa daje rezultaty niezgodne z założonymi warunkami granicznymi jeśli zbliżać punkt B do skraju otworu.

Sprzeczności wewnętrzne teorii Kirchhoffa rozstrzyga A. Sommerfeld. Teoria Sommerfelda zwana też teorią Rayleigh-Sommerfelda (1897) interesuje nas jednak także z tego względu, że w jej wyniku uzyskujemy zapis dyfrakcji dla dowolnego kształtu  $\mathcal{E}(P)$  na  $S_1$ .

## 6. ZALEŻNOŚĆ RAYLEIGH-SOMMERFELDA

Powróćmy do zależności (12)

$$\mathcal{E}(B) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial n} \mathcal{E}' - \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial n} \right) dS \quad (20)$$

Przyjmijmy, że jedna z funkcji Greena, np. funkcja  $\mathcal{E}'$ , jest tak skonstruowana, że bądź sama funkcja  $\mathcal{E}'$  bądź też jej pochodna  $\frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial n}$  znikają na płaszczyźnie  $S_1 + S_2$ . Taka konstrukcja funkcji znacznie uprościłaby wywód zależności. A. Sommerfeld udowodnił, że istnieje taka funkcja Greena. Ponieważ można rozpatrywać zarówno wpływ punktu P na B jak B na P Sommerfeld przyjął, że na P oddziałuje również punktowe źródło  $\bar{B}$  będące lustrzanym odbiciem źródła w B, skąd funkcja Greena.

$$\mathcal{E}'(P) = \frac{\exp(ikr)}{r} - \frac{\exp(ik\bar{r})}{\bar{r}} \quad (21)$$

Pochodna tej funkcji względem normalnej

$$\frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial n} = \frac{\exp(ikr)}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) \cos(n, r) - \frac{\exp(ik\bar{r})}{\bar{r}} \left( ik - \frac{1}{\bar{r}} \right) \cos(n, \bar{r}) \quad (22)$$

Ponieważ  $r = \bar{r}$  to funkcja  $\mathcal{E}' = 0, \forall P \in S_1 \cup S_2$ , (dla każdego P należącego do  $S_1$  i  $S_2$ ), Pochodna względem normalnej natomiast

$$\frac{\partial \mathcal{E}'(P)}{\partial n} = \cos(n, r) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(ikr)}{r} \neq 0 \quad (23)$$

nie równa się zero. Podstawmy (21) i (23) do (20)

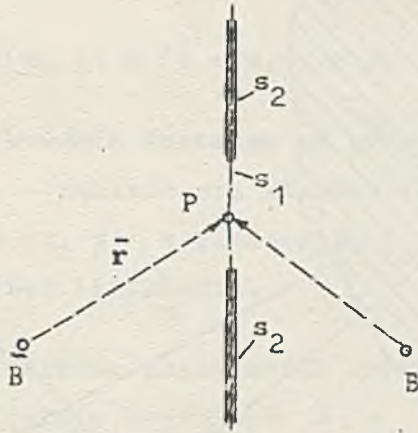
$$\mathcal{E}(B) = \iint_{S_1+S_2} 2 \cos(n, r) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(ikr)}{r} \mathcal{E}(P) dS$$



Pomijając  $\frac{1}{r}$  wobec  $k$  oraz przyjmując  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\iint_{S_2} \epsilon ds = 0$  otrzymamy

$$\epsilon(B) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{S_1} \epsilon(P) \frac{1}{r} \exp(ikr) \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) ds \quad (24)$$

Zależność ta nosi nazwę zależności Rayleigh-Sommerfelda.



Rys.4. Ilustracja do zależności Rayleigh-Sommerfelda

Uzyskany rezultat (19) dyfrakcji na płaskim ekranie dotyczył oświetlenia ekranu falą kulistą

$$\epsilon(P) = \frac{a}{r_0} \exp(ikr_0)$$

i można go porównać z rezultatem Fresnela (4). Natomiast w zależności (24) rozkład pola na obszarze  $S_1$  może mieć w zasadzie kształt dowolny. Zależność (24) przepisujemy następnie do postaci stosowanej w [6]

$$\hat{\epsilon}(u, v) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{S(x,y)} \hat{\epsilon}(x, y) \frac{1}{r} \exp(ikr) \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) dx dy \quad (25)$$

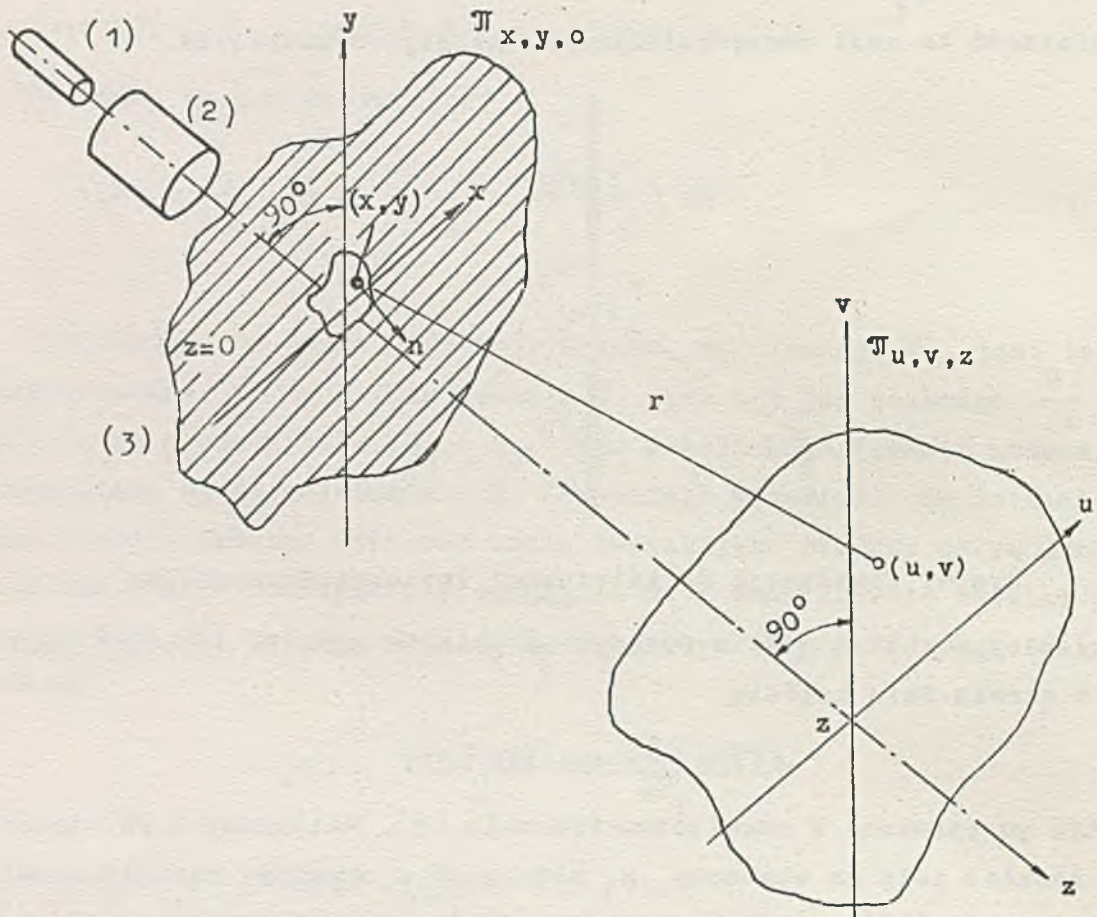
gdzie, jak wiadomo z [6],  $x, y$  są współrzędnymi punktu na powierzchni  $S(x, y)$  (oznaczonej przez  $S$ , we wzorze (24));  $u, v$  natomiast wyznaczają punkt na ekranie obserwacji.

## 7. DYSKUSJA NAD ZALEŻNOŚCIĄ RAYLEIGH-SOMMERFELDA

Wzór ten określa związek między znanym wejściowym sygnałem optycznym  $\hat{\epsilon}(x, y)$  istniejącym na pewnej powierzchni  $S(x, y)$  oraz sygnałem wyjściowym  $\hat{\epsilon}(u, v)$  w płaszczyźnie odległej o  $r$ . Można bliżej

zbadać charakter tego związku. Dla płaskiego ekranu obserwacji odległość  $r$  wynosi

$$r = [z^2 + (u-x)^2 + (v-y)^2]^{1/2} \quad (26)$$



Rys. 5. Model podstawowego układu optycznego

- $n$  - jednostkowy wektor normalny do powierzchni  $S(x, y)$  w punkcie  $(x, y)$
- $r$  - wektor odległości między punktami  $(x, y, 0)$  oraz  $(u, v, z)$
- (1) - laser
- (2) - kolimator

Przyjmijmy także, że zmienność normalnej jest niewielka a jej wartość średnia jest zgodna z osią  $z$ . Wtedy wstawiając (26) do (25) otrzymamy

$$\hat{E}(u, v) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{S(x,y)} \hat{E}(x,y) \frac{\exp\{[z^2 + (u-x)^2 + (v-y)^2]^{1/2}\}}{z^2 + (u-x)^2 + (v-y)^2} dx dy \quad (27)$$

Zwróćmy uwagę, że po podstawieniu

$$h(u, v) = \frac{1}{i\lambda} \cdot \frac{\exp \left[ ik \frac{(z^2 + u^2 + v^2)^{1/2}}{z^2 + u^2 + v^2} \right]}{z^2 + u^2 + v^2} \quad (28)$$

zależność (28) przyjmuje postać znaną w ogólnej teorii układów liniowych

$$\hat{E}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{E}(x, y) h(u-x, v-y) dx dy \quad (29)$$

Zmiany granic całkowania dokonano na podstawie specjalnego charakteru funkcji  $\hat{E}(x, y)$  - zakłada się mianowicie, że funkcja ta znika na zewnątrz obszaru  $s(x, y)$  w płaszczyźnie  $\pi_{x,y}$ , co jest zgodne z II granicznym warunkiem Kirchhoffa.

W ogólnej teorii układów układ można określić przez operator  $\sigma \{ \}$  przyporządkowujący funkcje wejściowe  $\hat{e}(x, y)$  funkcjom wyjściowym  $\hat{E}(u, v)$  w sposób następujący

$$\hat{E}(u, v) = \sigma \left\{ \hat{e}(x, y) \right\} \quad (30)$$

Układ jest liniowy, jeśli dla dowolnych funkcji  $\hat{e}, \hat{f}$  oraz dowolnych stałych  $a, b$  obowiązuje zasada superpozycji

$$\sigma \left\{ a\hat{e}(x, y) + b\hat{f}(x, y) \right\} = a\sigma \left\{ \hat{e}(x, y) \right\} + b\sigma \left\{ \hat{f}(x, y) \right\} \quad (31)$$

Jeśli układ jest liniowy, tj. ma własność (31), to jego odpowiedź na dowolny sygnał można zastąpić przez odpowiedzi na pewne sygnały elementarne. Powstaje więc problem rozkładu dowolnego sygnału na sygnały elementarne; wykorzystuje się w tym celu filtrujące własności  $\delta$  - funkcji.

$$\hat{e}(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{e}(\xi, \eta) \delta(x-\xi, y-\eta) d\xi d\eta \quad (32)$$

Podstawiając do (30) otrzymamy

$$\hat{E}(u, v) = \sigma \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{e}(\xi, \eta) \delta(x-\xi, y-\eta) d\xi d\eta \right\} \quad (33)$$

Zwróćmy uwagę, że (32) można traktować jako sumę sygnałów elementarnych  $\delta$  w punktach  $\xi, \eta$  i o amplitudzie  $\hat{e}(\xi, \eta)$  zajmującej miejsce stałej  $a$  w (31). Stąd wprowadzając  $\sigma$  pod całkę zapiszemy

$$\hat{E}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{e}(\xi, \eta) \sigma \left\{ \delta(x-\xi, y-\eta) \right\} d\xi d\eta \quad (34)$$

Oznaczmy przez

$$h(x - \xi, y - \eta) = \sigma \left\{ \delta(x - \xi, y - \eta) \right\} \quad (35)$$

Stąd wynika, że funkcja  $h$  jest odpowiedzią układu na pobudzenie sygnałem typu  $\delta$  - funkcja; funkcja  $h$  nazywa się też odpowiedzią impulsową lub funkcją rozproszenia punktu. Związek wyjścia z wejściem ma ostatecznie następującą postać znaną z teorii układów elektronicznych

$$\hat{E}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{s}(x, y) h(u, v; x, y) dx dy \quad (36)$$

#### LITERATURA

- [1] BORN M., WOLF E.: Principles of Optics. Oxford 1964. Pergamon Press. Tłum. na jęz. ros. Moskwa 1970
- [2] GOODMAN J.W.: Introduction to Fourier Optics, 1968. McGraw-Hill. Tłum. na jęz. ros. Moskwa 1970
- [3] O'NEILL E.L.: Introduction to Statistical Optics. 1963 Addison-Wesley Publ. Co. Tłum. na jęz. ros. Moskwa 1966
- [4] GOLDFAIN I.A.: Elementy wektorowego isčislenija. Moskwa 1968
- [5] VANDER LUGT A.: Signal Detection by Complex Spatial Filtering. IEEE Trans. on Inf. Theory, 1964, t. IT-10, nr 2, s.139
- [6] WRZESZCZ Z.: Układy optyczne w przetwarzaniu informacji. ETO Nowości, 1973, nr 1

mgr inż. Romuald SYNAK  
Instytut Maszyn Matematycznych

681.327.2:621.375.826:535.8

## DEFLEKTORY WIĄZKI ŚWIATŁA I ICH ZASTOSOWANIE W PAMIĘCIACH HOLOGRAFICZNYCH

### 1. WSTĘP

Układy odchylenia wiązki światła stały się nieodłączną częścią wielu systemów laserowych, takich jak np. urządzenia wyświetlające, telewizja laserowa, procesory optyczne. Niezbędne są one również w pamięciach holograficznych, gdzie stanowią element wybierania informacji [1], [2], [3], [4], [5].

Zadaniem układu odchylającego w pamięci jest skierowanie wiązki światła na określoną przez maszynę cyfrową stronicę, czyli na jeden z hologramów znajdujących się w ośrodku pamiętającym hologramy (OPH). Powoduje to powstanie obrazu, odwzorowującego informację zapisaną w hologramie, który jest odczytywany przez układ detekcji. Odczytana informacja przekazywana jest z kolei do maszyny cyfrowej. W pamięciach, w których oprócz opisanej operacji odczytu istnieje również możliwość zapisu, odchylona wiązka światła pada nie tylko na OPH jako tzw. wiązka odniesienia, ale również dochodzi do modulatora przestrzennego, w którym po zmodulowaniu zależnym od zapisywanej informacji podawana jest do OPH w celu wytworzenia hologramu.

Dążenie do dużej pojemności pamięci i dużej szybkości jej działania wymagają, aby zarówno liczba stronic, a więc rozróżnialnych pozycji wiązki światła była duża, jak również aby szybko następowała zmiana z jednej pozycji na drugą. Wybieranie poszczególnych pozycji jest przy tym swobodne, tzn. adresy kolejnych położzeń mogą być dowolne. Oprócz tego wymaga się, aby odchylona wiązka była mało tłumiona lub zniekształcana oraz aby jej położenie w przestrzeni było dokładnie ustalone.

Układy odchyłania powinny charakteryzować się również niewrażliwością na wpływy otoczenia i stabilnością działania. Inna grupa wymagań dotyczy warunków sterowania tymi układami, pożądane jest aby leżały one w możliwościach zwykłych układów elektronicznych.

Intensywny rozwój prac nad metodami odchyłania, który nastąpił wkrótce po wynalezieniu lasera poszedł głównie w kierunku wykorzystania efektu elektrooptycznego Pöckelsa i Kerra oraz ugięcia światła pod kątem Bragg'a w ośrodku, w którym rozchodzi się fala ultradźwiękowa. Wykorzystując te zjawiska zbudowano wiele urządzeń odchyłających - deflektorów.

Niniejszy artykuł ma na celu ogólne przedstawienie metod odchyłania i realizacji deflektorów. Zagadnieniom tym poświęcona jest obszerna literatura zagraniczna. Publikacje krajowe dotyczą głównie problemu modulacji światła [6],[7]. Rezultaty badań nad ugięciem światła w cieczy opisano w pracy [8].

Zostanie również omówione wykorzystanie deflektorów w niektórych opracowaniach modeli pamięci holograficznych.

## 2. PARAMETRY SYSTEMOWE DEFLEKTORÓW

Deflektory wiązki światła mogą być scharakteryzowane parametrami, które można podzielić na systemowe i wewnętrzne. Do pierwszej zalicza się te parametry, które bezpośrednio wpływają na pracę całego systemu pamięci. Drugą grupę charakteryzować będzie bliżej sam deflektor i obejmie ona parametry materiału, parametry elektryczne, parametry charakterystyczne dla wykorzystanego zjawiska fizycznego. Omówimy teraz parametry systemowe, parametry wewnętrzne rozpatrzemy w rozdziale następnym przy omawianiu poszczególnych typów deflektorów.

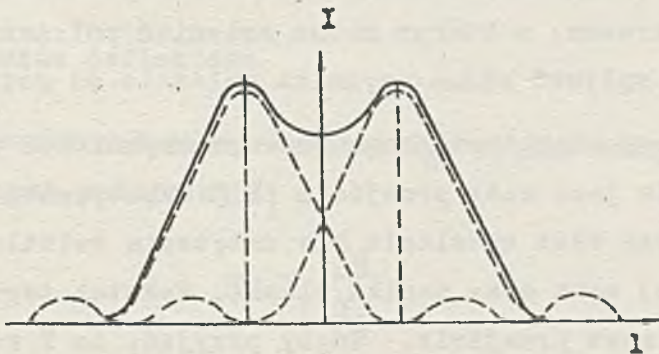
Do parametrów systemowych zaliczamy:

- liczbę rozróżnialnych położeń,
- prędkość działania deflektora,
- iloczyn liczba położeń-prędkość,
- zakres długości fal świetlnych,
- sprawność optyczna deflektora,
- dokładność położenia wiązki,

- zakłócenia na niewybranych pozycjach,
- zniekształcenia wiązki światła.

### Liczba rozróżnialnych położeń

Do zdefiniowania rozróżnialności dwóch plamek świetlnych przyjmuje się zwykle kryterium Rayleigha, wg którego dwa rozkłady natężenia światła są rozróżnialne, jeżeli główne maksimum jednego przypada na pierwsze minimum drugiego (rys. 1).



Rys. 1. Kryterium Rayleigha

W przypadku, gdy wiązka odchylana jest kątowno np. w deflektorze akustooptycznym i maksymalny kąt odchylenia wynosi  $\phi_M$ , a minimalny kąt, przy którym dwie plamki są rozróżnialne  $\phi_m$ , na podstawie kryterium Rayleigha liczbę rozróżnialnych położeń  $N_R$  można wyrazić wzorem [9]

$$N_R = \frac{\phi_M}{\phi_m} = \frac{\phi_M \cdot w}{\alpha \lambda} \quad (1)$$

gdzie  $w$  - szerokość wiązki,

$\lambda$  - długość fali,

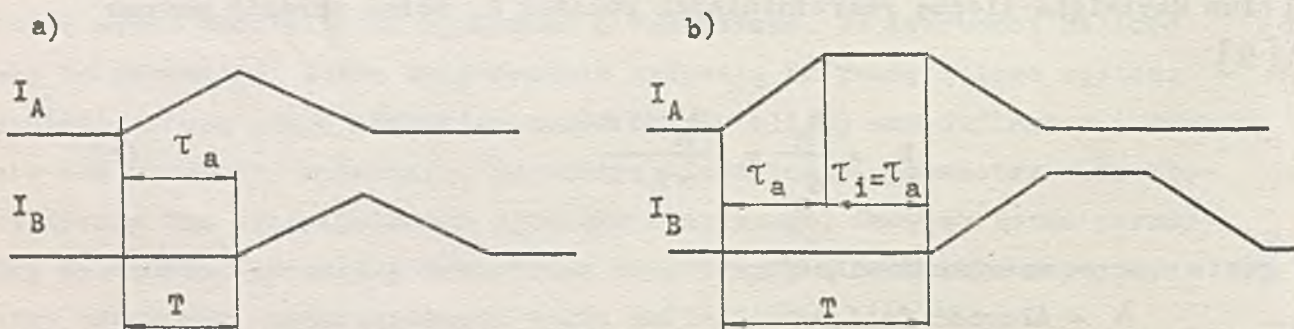
$\alpha$  - współczynnik zależny od rozkładu natężenia w wiązce.

Dla wiązki o równomiernym natężeniu i przekroju prostokątnym  $\alpha = 1$ , dla kołowego przekroju  $\alpha = 1,22$ . Jeżeli wiązka ma przekrój kołowy z gaussowskim rozkładem natężenia obcięty na poziomie  $1/e^2$ , co w wielu przypadkach zachodzi, można zdefiniować równoważne kryterium Rayleigha przez takie przyjęcie odległości między dwoma rozkładami natężenia, że w wypadkowym rozkładzie stosunek natężenia w punkcie środkowym do maksymalnego jest taki sam, jak dla dwu wiązek kołowych o stałej amplitudzie,

które są rozróżnialne w sensie kryterium Rayleigha [10]. Przy tych warunkach  $\alpha = 1.34$ . W praktyce na rozróżnialność wpływać będą również aberacje soczewkowe i dlatego w pewnych przypadkach rzeczywista rozróżnialność będzie mniejsza od teoretycznej.

### Prędkość działania deflektora

Prędkość działania deflektora można określić jako liczbę możliwych zmian położenia wiązki w jednostce czasu, tzn. równa jest ona  $1/T$ , gdzie  $T$  jest minimalnym okresem, w którym można zmieniać położenie wiązki. Na parametr ten mogą wpływać różne czynniki zależnie od rodzaju deflektora. Np. w deflektorze akustooptycznym głównym czynnikiem ograniczającym prędkość działania jest czas przejścia fali akustycznej przez deflektor, który wyznacza czas ustalenia się natężenia światła w wybranym miejscu (czas dostępu) oraz czas zaniku plamki. Wskutek tego okres  $T$  musi być większy niż czas przejścia. Gdyby przyjąć, że  $T$  równy jest czasowi dostępu  $\tau_a$ , to jak przedstawiono to poglądowo na rys. 2 jednocześnie oświetlone byłyby dwa miejsca. Dopiero zwiększenie okresu do wartości np.  $2\tau_a$  spowoduje, że tylko jedno miejsce będzie oświetlone w czasie  $\tau_i = \tau_a$  (rys. 2b).



Rys. 2. Natężenie światła w punktach A i B przy

- a)  $T = \tau_a$  i
- b)  $T = 2\tau_a$

W deflektorze elektrooptycznym czas dostępu jest mały i o możliwym okresie pracy decyduje dopuszczalna wartość mocy traconej w deflektorze.

Iloczyn: liczba rozróżnialnych położzeń razy prędkość działania deflektora (CSP)<sup>1</sup>. Jest to syntetyczny wskaźnik łączący dwa najważniejsze parametry systemowe deflektora

<sup>1</sup> Skrót od ang. capacity · speed product



$$CSP = N_R \cdot \frac{1}{T} \quad (s^{-1}) \quad (2)$$

### Zakres długości fal świetlnych

Podaje on dopuszczalne długości fal, które mogą być odchylane przez deflektor. Często zmiana długości fali powoduje konieczność zmiany pewnych parametrów, np. kąta padania wiązki światła i mocy pobudzania w deflektorze akustooptycznym.

### Sprawność optyczna deflektora

Jest to stosunek natężenia światła  $I_d$  wiązki odchylonej do natężenia światła wiązki padającej  $I_i$

$$\eta_d = \frac{I_d}{I_i} \quad (3)$$

### Dokładność położenia wiązki

Określa się zwykle dopuszczalne przemieszczenie środka plamki w stosunku do położenia nominalnego.

### Zakłócenia na niewybranych pozycjach

Oprócz właściwej wiązki światła padającej na wybraną pozycję, w wyniku przejścia światła przez deflektor mogą pojawić się również dodatkowe wiązki padające na niewybrane miejsca (ma to miejsce np. w deflektorach elektrooptycznych).

Dopuszczalny stosunek natężenia światła w wiązce niewybranej do wybranej określa się zwykle w decybelach.

### Zniekształcenie czoła fali

Czoło fali może ulegać zniekształceniom wskutek pewnych aberacji występujących w deflektorze, w rezultacie czego zwiększają się rozmiary plamki świetlnej, zmniejsza się rozróżnialność. Jako dopuszczalną wartość zniekształcenia czoła fali wnoszoną przez deflektor można przyjąć  $\lambda/4$  [11].

### 3. METODY ODCHYLENIA WIĄZKI ŚWIATŁA LASEROWEGO

#### 3.1. Podział metod odchylenia światła

Odchylenie światła może być realizowane za pomocą metod elektromechanicznych lub przez zmianę współczynnika załamania ośrodka, przez które przechodzi światło. Czynione są również próby realizacji odchylenia w źródle światła.

W deflektorach elektromechanicznych wykorzystuje się lusterka lub pryzmaty, które poruszane są za pomocą silnika lub przetworników piezoelektrycznych [9], [12], [13]. Jednak metody te charakteryzują się małą prędkością działania i nadają się w zasadzie tylko do systemów, gdzie potrzebne jest odchylenie z regularną prędkością i w określonym porządku (skanowanie).

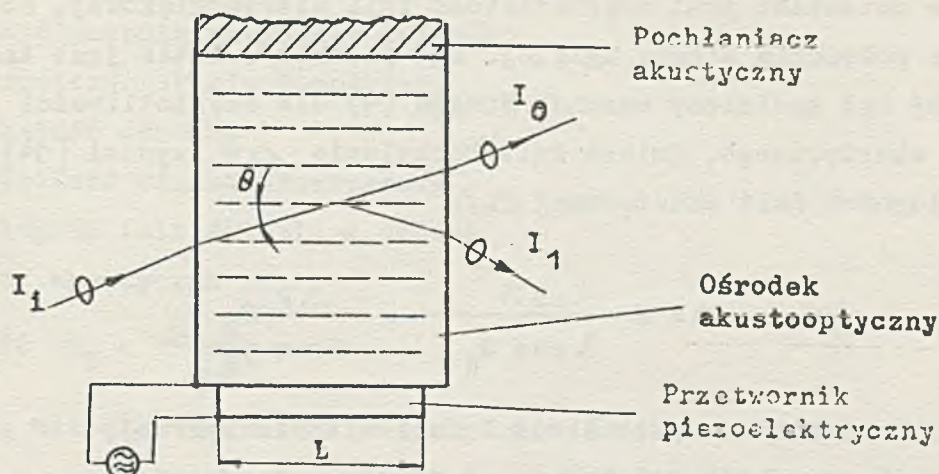
Druga grupa metod obejmuje metody akustooptyczne [14], [15], elektrooptyczne [16], [17], magnetoptyczne [18], [19] i inne. Najbardziej zaawansowane są obecnie metody akustooptyczne (ugięcie światła pod kątem Bragga), duże nadzieje wiąże się również z metodami elektrooptycznymi (liniowy efekt elektrooptyczny Pöckelsa i kwadratowy efekt elektrooptyczny Kerra). Metodom tym poświęcimy najwięcej uwagi. Krótko przedstawimy również niektóre prace dotyczące odchylenia wewnątrz komory laserowej [13], [20]. Natomiast pominiemy metody elektromechaniczne, jako mające mniejsze zastosowanie w pamięciach holograficznych i pozostałe - ze względu na ich mniejszą jak dotychczas, przydatność.

#### 3.2. Deflektory akustooptyczne

##### Zasada działania deflektora akustooptycznego

W deflektorach akustooptycznych wykorzystuje się zjawisko oddziaływania fali ultradźwiękowej na światło w ośrodkach stałych lub cieczech. Fala akustyczna rozchodząca się w ośrodku powoduje zmiany współczynnika załamania światła, który jest modulowany okresowo w przestrzeni i czasie. Ośrodek oddziałuje wówczas na światło jak siatka dyfrakcyjna, której stała równa jest długości fali akustycznej  $\Lambda$  i grubość równa szerokości wiązki akustycznej  $L$ . Charakter zjawiska zależy od wzajem-

nego stosunku ilorazu tych dwu wielkości do kąta  $\theta$ , jaki tworzy w ośrodku wiązka światła z czołem fali akustycznej (rys. 3).



Rys. 3. Zasada budowy deflektora akustooptycznego

W przypadku, gdy  $\frac{\Lambda/L}{\theta} \ll 1$ , co zachodzi dla dużych częstotliwości i dużej szerokości wiązki określonej, wiązka padająca  $I_1$  po załamaniu na granicy ośrodków ulega w ośrodku rozdzieleniu na wiązkę nieugiętą  $I_0$  i ugiętą  $I_1$ . Warunkiem powstania tego zjawiska jest spełnianie warunku [14] przez kąt  $\theta$ .

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\Lambda}, \quad (4)$$

gdzie  $\lambda$  - długość fali świetlnej w ośrodku.

Kąt między wiązkami  $I_0$  i  $I_1$  wyniesie wtedy  $2\theta$ . Warunek ten jest analogiczny do warunku Bragga, który dotyczy ugięcia promieni Roentgena w kryształach. Z tego względu przyjęto nazywać kąt, przy którym zachodzi związek (4) kątem Bragga  $\theta_B$ , a zjawisko - ugięciem pod kątem Bragga lub odbiciem Bragga. Warto jeszcze dodać, że jeżeli zachodzi  $\frac{\Lambda/L}{\theta} \gg 1$  (przypadek cienkich siatek i małych częstotliwości akustycznych) w wyniku przejścia światła przez ośrodek powstaje szereg wiązek ugiętych, symetrycznie położonych w stosunku do wiązki nieugiętej. Zjawisko to nazwane zostało rozproszeniem Ramana-Natha.

W deflektorach znalazło zastosowanie ugięcie pod kątem Bragga. Przez odpowiednie zaprojektowanie deflektora można uzyskać, że większość światła padającego ulegnie odchyleniu.

Rozpatrzmy teraz właściwości deflektorów akustooptycznych. Na ogół praca takiego deflektora odbywa się przy stałej długości fali świetlnej, a zmieniana jest częstotliwość fali ultradźwiękowej, co powoduje zmianę położenia wiązki ugiętej. Kąt padania światła jest tak nastawiony, aby był spełniony warunek Bragga (4) dla częstotliwości środkowej pasma akustycznego. Zmiana kąta odchylenia  $\Delta \theta$  wynosi [14] przy zmianie długości fali akustycznej  $\Delta \Lambda$

$$\Delta \theta \cong \frac{\Delta \Lambda}{\lambda \cos \theta_B} = \frac{\Delta F}{v \cos \theta_B}, \quad (5)$$

gdzie:  $F$  - zmiana częstotliwości fali ultradźwiękowej,  
 $v$  - prędkość tej fali w ośrodku.

Korzystając ze wzoru (1) dla  $\theta_M = \Delta \theta$  otrzymamy  $N_R = \frac{W \Delta F}{\alpha v \cos \theta_B}$ . Ponieważ wielkość  $\tau = W/v \cos \theta_B$  (6) określa czas przejścia fali akustycznej przez wiązkę światła o szerokości  $w$  otrzymamy

$$N_R = \frac{1}{\alpha} \tau \cdot \Delta F \quad (7)$$

Jak wynika z powyższego wzoru w deflektorze akustooptycznym, przy stałym paśmie akustycznym, zwiększenie liczby  $N_R$  wiąże się ze zwiększeniem, tzn. pogorszeniem prędkości działania. Przy zadanym  $\tau$ , większą liczbę położeń można uzyskać tylko przez zwiększenie pasma  $\Delta F$ . Jeżeli przyjąć, że okres  $T$  wynosi  $\tau$ , co jest przypadkiem granicznym określającym maksymalną prędkość działania deflektora (patrz też uwagi na ten temat w p. 2), to

$$CSP = \frac{\Delta F}{\alpha} \quad (8)$$

Rozpatrzmy jeszcze sprawę sterowania deflektora. Otóż, aby uzyskać dużą sprawność odchylenia potrzebne jest dostarczenie odpowiedniej mocy do przetwornika piezoelektrycznego. Dla kąta padania spełniającego warunek Bragga sprawność  $\eta_D = \frac{I_1}{I_0}$  wynosi [15]

$$\eta_D = \sin^2 (\xi/2) \quad (9)$$

przy czym 
$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda_0 \cos \theta_B} \left( \frac{n^6 p^2}{Q v^3} \right)^{1/2} \left( \frac{P_a L}{2H} \right)^{1/2} \quad (10)$$

$n$  - współczynnik załamania światła

$p$  - współczynnik elastooptyczny

$Q$  - gęstość ośrodka

$H$  - wysokość wiązki akustycznej

$\lambda_0$  - długość fali światła w próżni

$P_a$  - moc akustyczna

Wielkość 
$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{Q v^3} \quad (11)$$

jest stałą materiałową, która może być miarą dobroci (przydatności) materiału w zastosowaniu do deflektora. O jakości materiału świadczy jednak oprócz  $M_2$  również wielkość tłumienia fali akustycznej  $\Gamma$  w ośrodku. Na ogół tłumienie to jest proporcjonalne do częstotliwości w pewnej potęgze [21]. Dla cieczy wykładnik potęgi równy jest 2, a w ciałach stałych jest mniejszy niż 2, zwykle bliski jedności.

Materiały stosowane do budowy deflektorów akustooptycznych [15]

Przy wyborze materiału do deflektora można posłużyć się współczynnikiem  $M_2$ . Jak wynika ze wzoru (11) dużą wartością tego współczynnika odznaczać się będą materiały o dużym współczynniku załamania światła i małą prędkością rozchodzenia się dźwięku. Jednak, chociaż mała prędkość umożliwia uzyskanie dużej liczby położeń, to jednak powoduje, że czas przejścia jest duży. Ponadto zwykle ośrodki o małej prędkości charakteryzują się dużym tłumieniem akustycznym.

Materiały akustooptyczne powinny również charakteryzować się dużą przezroczystością materiału dla wybranego zakresu fal, trwałością i małym wpływem temperatury na parametry (zwłaszcza prędkość dźwięku).

Materiały akustooptyczne można podzielić na 3 grupy:

- materiały krystaliczne,
- szkła,
- ciecze.

Kryształy tworzą grupę obecnie najważniejszych materiałów akustooptycznych. Odznaczają się dużym współczynnikiem  $M_2$  i małym tłumieniem

akustycznym, co pozwala na pracę deflektora przy częstotliwościach powyżej 100 MHz. Trudności są tylko z otrzymaniem dużych jednorodnych kryształów.

Do najbardziej obiecujących materiałów należy molibdenian ołowiu  $PbMoO_4$  [22],[23] i dwutlenek telluru  $TeO_2$  [24]. Ten drugi kryształ odznacza się ciekawą właściwością. Gdy fala akustyczna rozchodzi się w kierunku [110] jej prędkość jest wyjątkowo mała, kilkakrotnie mniejsza niż w innych kryształach. Dzięki temu współczynnik  $M_2$  jest bardzo duży. Przy kierunku [001] prędkość dźwięku jest podobna jak w  $PbMoO_4$  i zbliżone są parametry akustooptyczne obu kryształów.

Parametry ważniejszych kryształów zestawiono w tabeli 1.

Tab. 1

Material	Zakres $\lambda$ $\mu m$	Kierunek rozchodzenia się fali akust.	$v$ cm/ $\mu s$	$\Gamma$ dB/cm GHz <sup>2</sup>	$M_2$ $10^{-18} s^3/g$	Źródło
$PbMoO_4$	0,42-5,5	[001]	3,63	15	36,3	[22],[23]
$TeO_2$	0,35-5	[001]	4,20	15	25,6	[24]
		[110]	0,616	290	793	
$\alpha-HfO_3$	0,3-1,8	[001]	2,44	10	86	[25]
$LiNbO_3$	0,4-4,5	[100]	6,57	0,15	7	[26],[27]
Ge	2 - 20	[111]	5,50	30	840	[28]
		[100]	3,51	9	290	

Materiały szklane mają wiele korzystnych właściwości: łatwo się je wytwarza, można uzyskać dowolne kształty, cena jest niska. Jednak ich zastosowanie w deflektorach jest na razie ograniczone z powodu małego  $M_2$  i stosunkowo dużego  $\Gamma$ . Na uwagę zasługuje szkło tellurowe [29], którego parametry są następujące:  $M_2 = 24 \cdot 10^{-18} s^3/g$ ,  $v = 3,40$  cm/ $\mu s$ ,  $\Gamma = 170$  dB/cm GHz<sup>2</sup>.

Ciecze, jako materiał akustooptyczny odznaczają się dużymi wartościami współczynników  $M_2$ , jednak ze względu na duże straty akustyczne, z wyjątkiem wody, nie znalazły większego zastosowania. Woda ma najmniejszą wartość współczynnika  $M_2$  spośród cieczy ( $126 \cdot 10^{-18} \text{ s}^3/\text{g}$ ), ale za to małe  $\Gamma$ .

#### Osiągnięcia w dziedzinie budowy deflektorów akustooptycznych

Jednym z pierwszych rozwiązań deflektorów charakteryzującym się dobrymi parametrami był deflektor wodny opracowany przez Korpela i in. [30]. Specjalna konstrukcja zapewniła uzyskanie tutaj dosyć szerokiego pasma częstotliwości akustycznych od 16 do 35 MHz i w efekcie liczba położeń wynosiła 200 przy czasie przejścia 12.5  $\mu\text{s}$ . Zamiast jednego przetwornika piezoelektrycznego zastosowano cztery umieszczone na schodkach o wysokości  $\frac{\Lambda_0}{2}$ , gdzie  $\Lambda_0$  jest długością fali akustycznej przy częstotliwości środkowej pasma. Wytworzone w ten sposób czoło fali akustycznej ulega obrotowi przy zmianie częstotliwości akustycznej. Powoduje to, że mimo zmiany częstotliwości zachowany jest warunek Bragga, co jest konieczne do otrzymania dużej sprawności. Wiele deflektorów zbudowano też na  $\alpha\text{-HfO}_3$ . Pinnow [31] uzyskał np. deflektor z pasmem 80 MHz, ( $N_R = 128$ ,  $\tau = 1,6 \mu\text{s}$ ), który wymagał mocy pobudzania (elektrycznej) 1W przy sprawności 50%. Jednak wadą  $\alpha\text{-HfO}_3$  jest jego duża wrażliwość na wilgoć.

Dalszy rozwój deflektorów poszedł w kierunku wykorzystania  $\text{TeO}_2$  i  $\text{PbMoO}_4$ . W deflektorze opisanym w pracy [22] i zbudowanym na  $\text{PbMoO}_4$  częstotliwość akustyczną zmieniano w granicach od 90 do 170 MHz, przy czym sprawność deflektora była większa niż 50% przy mocy pobudzania 1W. Bardzo szerokie pasmo częstotliwości 210 MHz uzyskał Alphonse [32] w deflektorze zbudowanym również na  $\text{PbMoO}_4$  z zastosowaniem segmentowanych przetworników piezoelektrycznych.

Właściwości deflektorów wykorzystujących  $\text{TeO}_2$  zostały opisane w [15]. W jednym z nich (fala akustyczna rozchodziła się w kierunku [001]) częstotliwość środkowa pasma wynosiła 160 MHz, a pasmo częstotliwości 60 MHz. Deflektor umożliwiał więc uzyskanie 120 położeń przy 2  $\mu\text{s}$  czasu przejścia. Sprawność wynosiła 80% przy mocy 3W. Inny typ deflektora (z kierunkiem rozchodzenia się fali akustycznej [110]) ze

względu na małą prędkość dźwięku miał czas przejścia  $64 \mu\text{s}$ , jednak liczba położeń wynosiła 1500.

Deflektory akustooptyczne produkowane są już obecnie seryjnie, np. firma Isomet [10] opracowała deflektory wykorzystując  $\text{PbMoO}_4$  i  $\text{TeO}_2$ . Charakteryzują się one pasmami częstotliwości 50 MHz lub 100 MHz i sprawnością 50%.

Jak widać z powyższego przeglądu obecny rozwój prac nad deflektorami doprowadził już do uzyskania pasma częstotliwości akustycznych ok. 200 MHz, co dla liczby położeń  $N_R = 100$ , przy gaussowskim przekroju wiązki, daje czas przejścia poniżej  $1 \mu\text{s}$ . Można więc uzyskać CSP ok.  $10^8$ .

Uzyskanie jeszcze lepszych rezultatów wymaga prowadzenia dalszych prac nad materiałami akustooptycznymi oraz rozwiązania licznych problemów konstrukcyjnych i technologicznych, związanych z budową i łączeniem przetworników piezoelektrycznych, pracujących przy dużych częstotliwościach [49].

### 3.3. Deflektory elektrooptyczne

#### Zasada działania deflektorów elektrooptycznych

Działanie deflektorów elektrooptycznych opiera się na wykorzystaniu zjawiska zmiany współczynnika załamania światła ośrodka pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. Istnieją dwa podstawowe typy deflektorów elektrooptycznych:

- cyfrowe - składające się z modulatora polaryzacji (przełącznika elektrooptycznego) i elementu biernego (np. płytki dwójłomnej),
- analogowe, złożone z elementów (np. pryzmatów), w których wywołuje się liniową zmianę współczynnika załamania światła.

Z punktu widzenia zastosowania do pamięci holograficznych, bardziej interesujące są cyfrowe deflektory elektrooptyczne i nimi zajmiemy się dalej.



## Przełączniki elektrooptyczne

Najpierw omówimy krótko efekt elektrooptyczny [6], [33], [34]. Natężenie pola elektrycznego wywołuje zmianę współczynnika załamania światła  $n$  w ośrodku, którą można przedstawić równaniem

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + r E + R E^2 \quad (12)$$

gdzie  $r$  i  $R$  są współczynnikami charakteryzującymi odpowiednio liniowy i kwadratowy efekt elektrooptyczny.

W ogólnym przypadku wartość współczynnika załamania w materiałach elektrooptycznych zależy od polaryzacji i kierunku światła względem osi krystalicznych. Zależność taką można opisać za pomocą elipsoidy (indykatrysy)

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (13)$$

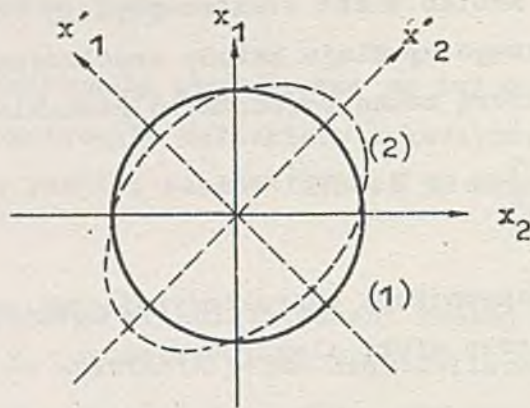
gdzie  $x_1, x_2, x_3$  tworzą układ współrzędnych kryształu,  $n_1, n_2, n_3$  są głównymi współczynnikami załamania.

W kryształach izotropowych  $n_1 = n_2 = n_3$ , w kryształach jednoosiowych  $n_1 = n_2 \neq n_3$ , w dwuosiowych  $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ . Ponieważ przyłożone pole  $E$  jest wektorem, a składowe współczynników  $r$  i  $R$  zależą od symetrii kryształu, po przyłożeniu pola następuje reorientacja indykatrysy. Np. jeżeli w kryształach dwufosforanu potasu KDP wykazującym liniowy efekt elektrooptyczny przyłożymy pole wzdłuż osi optycznej, elipsoida współczynników w swoim przekroju w płaszczyźnie  $x_1 x_2$  zmieni swój kształt z kołowego na eliptyczny (rys. 4) [34].

Współczynniki załamania wzdłuż nowych osi są następujące:

$$n'_{x_{1,2}} \cong n_1 \mp \frac{1}{2} n_1^3 r_{63} E_3 \quad (14)$$

gdzie  $E_3$  - pole elektryczne w kierunku  $x_3$   
 $r_{63}$  - składowa tensora  $r$

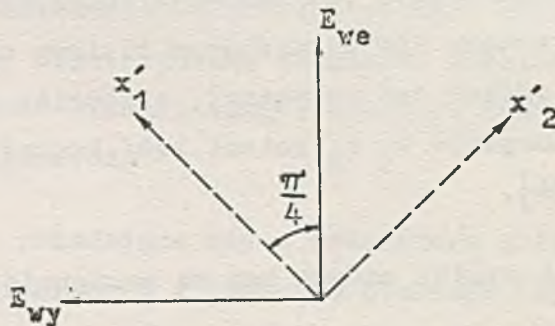


Rys. 4. Przekrój indykatrysy w płaszczyźnie  $x_1 x_2$

Jeżeli na kryształ będą padać w kierunku osi optycznej dwie fale spolaryzowane w kierunku nowych osi, to po przejściu odległości  $L$ , między tymi falami wytworzy się różnica faz

$$\Gamma_{x'_1} - \Gamma_{x'_2} = \frac{2\pi n_1^3 r_{63}}{\lambda} E_3 L \quad (15)$$

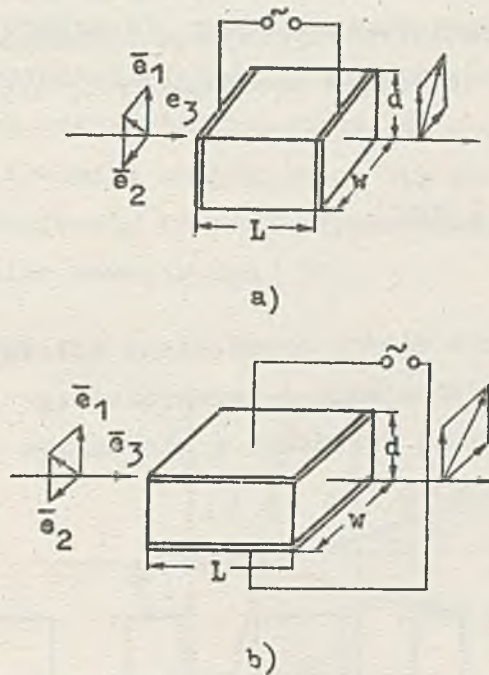
Przy odpowiednim napięciu różnica faz może wynosić  $\pi$ , otrzymamy więc układ równoważny płytce półfalowej. Jak wiadomo płytka taka powoduje zmiany kierunku polaryzacji światła o kąt  $90^\circ$ , jeżeli główne osie płytki tworzą kąt  $45^\circ$  z kierunkiem polaryzacji światła padającego (rys. 5).



Rys. 5. Zmiana polaryzacji światła po przejściu przez płytkę półfalową

Napięcie potrzebne do wytworzenia różnicy faz  $\pi$  nazywa się napięciem półfalowym i oznaczane jest jako  $U_{\lambda/2}$  lub  $U_\pi$ . W pewnych kryształach pole elektryczne może być przyłożone prostopadle do kierunku rozchodzenia się światła. Mamy wówczas poprzeczny efekt elektrooptycz-

ny w przeciwieństwie do poprzedniego zwanego podłużnym. Oba przypadki zostały pokazane na rys. 6.



Rys. 6. Przełączniki elektrooptyczne

- a) z podłużnym i
- b) z poprzecznym efektem elektrooptycznym

W kryształach z kwadratowym efektem elektrooptycznym (Kerra) względna zmiana fazy jest funkcją kwadratową przyłożonego pola lub polaryzacji  $P$  w ośrodku.

Reasumując powyższe wywody możemy stwierdzić, że wykorzystanie efektu elektrooptycznego zależy od tego, czy podajemy czy też nie odpowiednio napięcie pozwala uzyskać zmiany płaszczyzny polaryzacji światła o  $90^\circ$ .

### O d c h y l a n i e w i ą z k i ś w i a t ł a

Deflektor elektrooptyczny składa się z szeregu stopni złożonych z przełączników elektrooptycznych i elementów biernych zmieniających położenie wiązki. Na rys. 7 pokazano taki układ, w którym wykorzystano płytkę dwójłomną jako element bierny.

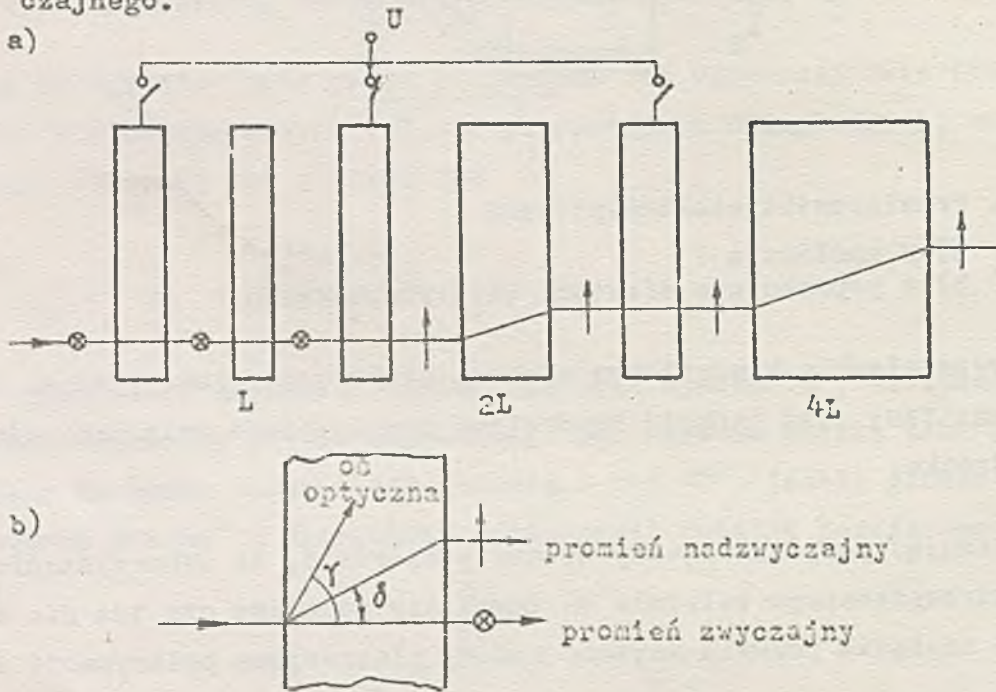
Płytki dwójłomne (najczęściej z kalcytu) charakteryzują się tym, że wiązka padająca na nie ulega po załamaniu rozszczepieniu na dwa promienie: zwyczajny i nadzwyczajny. Jeżeli wiązka pada prostopadle

do płytki (rys. 7), to promień zwyczajny nie ulega załamaniu, natomiast nadzwyczajny załamuje się na przedniej i tylnej ścianie płytki i wychodzi z niej równoległe do promienia zwyczajnego. Promienie wychodzą spolaryzowane w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych, a przesunięcie  $b$  między nimi wynosi

$$b = L \operatorname{tg} \delta \quad (16)$$

gdzie  $L$  - grubość płytki

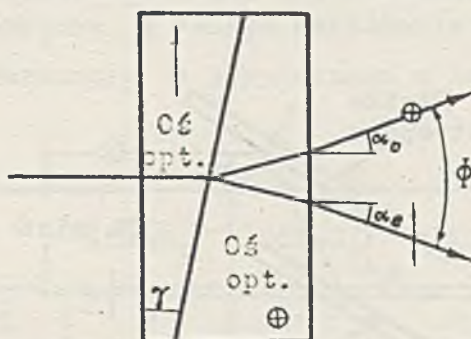
$\delta$  - kąt rozszczepienia między promieniami zależny od współczynników załamania zwyczajnego i nadzwyczajnego i kąta  $\gamma$ , który tworzy oś optyczną kryształu z kierunkiem promienia zwyczajnego.



Rys. 7. Deflektor elektrooptyczny z płytkami dwójłomnymi

W przypadku szczególnym, jeżeli wiązka padająca jest spolaryzowana tak jak promień zwyczajny, nie zachodzi rozszczepienie i wiązka wychodzi bez zmiany kierunku. Jeżeli natomiast jest ona spolaryzowana jak promień nadzwyczajny, ulega załamaniu i wychodzi z kryształu odchylona o odległość  $b$ . Zatem zależnie od polaryzacji, którą zmienia się za pomocą przełącznika elektrooptycznego możemy uzyskać odchylenie wiązki lub brak tego odchylenia. Kaskada elementów pokazana na rys. 7, w których płytki dwójłomne mają grubość  $L, 2L, \dots, 2^{m-1}L$  umożliwia więc uzyskanie  $2^m$  dyskretnych położeń wiązki światła ( $m$  liczba stopni).

W celu uzyskania większej rozróżnialności i natężenia światła można zastosować zbieżną wiązkę światła [34], jednak wówczas powstają dwie składowe wiązki wychodzącej, wskutek czego pojawiają się zakłócenia na niewybranych pozycjach. Jeżeli szeregowo ustawimy dwa układy odchylające w kierunkach wzajemnie prostopadłych  $x$  i  $y$ , otrzymamy  $2^m \times 2^m$  dyskretnych pozycji wiązki znajdujących się na płaszczyźnie, Jako element dwójłomny stosuje się również pryzmat Wollastona [11] i układ z całkowitym odbiciem wewnętrznym [35].



Rys. 8. Pryzmat Wollastona

Pryzmat Wollastona (rys. 8) odchyła wiązkę światła padającą prostopadle do jego powierzchni w jednym z dwu kierunków zależną od polaryzacji światła. Kąt  $\phi$  między odchylonymi wiązkami wynosi

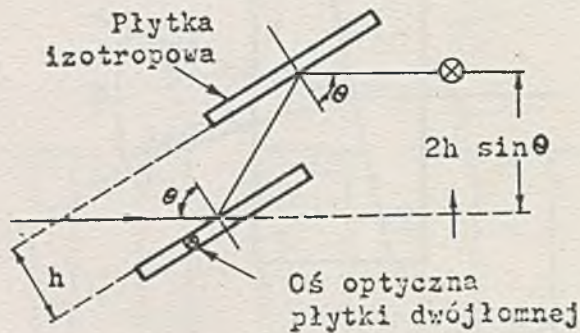
$$\phi \cong 2 (n_e - n_o) \operatorname{tg} \gamma \quad (17)$$

gdzie  $\gamma$  - jest kątem pryzmatu Wollastona,

$n_e, n_o$  - współczynniki załamania dla promienia nadzwyczajnego i zwyczajnego.

Przez zmianę kąta  $\gamma$  można uzyskać odchylenie różniące się dwukrotnie w stosunku do siebie i podobnie jak było to w przypadku płytek dwójłomnych - uzyskać  $2^m$  położeń przy binarnych sygnałach podanych do przełączników elektrooptycznych. Źródłem zakłóceń (tj. niepożądanych wiązek) w deflektorze złożonym z pryzmatów Wollastona jest wzrastający kąt padania światła na przełączniki elektrooptyczne. Stwarza to konieczność stosowania małych kątów, co z kolei utrudnia znacznie wykonanie pryzmatów.

Deflektor z całkowitym odbiciem wewnętrznym (rys. 9) składa się z dwu płytek, z których jedna jest z materiału dwójłomnego, w którym oś optyczna skierowana jest prostopadłe do płaszczyzny padania. Wiązka światła zależnie od polaryzacji przechodzi przez płytkę bez strat (promień zwykły) lub też ulega całkowitemu odbiciu (promień nadzwyczajny) jeżeli kąt padania jest większy od kąta granicznego. Promień nadzwyczajny jest ponownie odbity przez drugą płytkę, która złożona jest z materiału izotropowego. Opisany układ nadaje się do wytwarzania dużych przesunięć, jednak wymaga to stosowania przełączników elektrooptycznych o dużej aperturze, a więc kosztownych.



Rys. 9. Deflektor z całkowitym odbiciem wewnętrznym

#### Materiały elektrooptyczne [16]

W deflektorach elektrooptycznych szczególnie ważne jest dobranie właściwego materiału do konstrukcji przełącznika elektrooptycznego. Powinien on cechować się dużym efektem elektrooptycznym, małą dwójłomnością naturalną, niską stałą dielektryczną, małymi stratami dla częstotliwości radiowych, małą przewodnością, dużą jednorodnością, dużą przepuszczalnością, małą piezoelektrycznością, małą wrażliwością na temperaturę i inne czynniki zewnętrzne. Takie cechy są warunkiem małych strat mocy w przełączniku i dużej sprawności, umożliwiając one uzyskanie dużej liczby położenia i szybkiej pracy deflektora przy jednocześnie małych zniekształceniach i dużej sprawności. Materiały elektrooptyczne można zasadniczo podzielić na dwie grupy:

- ciała stałe,
- ciecze elektrooptyczne.

Dla grupy pierwszej najbardziej reprezentatywne są następujące materiały [16]:

- perowskity:  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ , KTN ( $\text{KTa}_{0,65}\text{Nb}_{0,35}\text{O}_3$ ),
- związki izomorficzne KDP (dwuwodorofosforanu potasu  $\text{KH}_2\text{O}_4$ ): DKDP (dwudeutero-fosforan potasu  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ),
- związki AB:  $\text{CuCl}$ .

Spośród cieczy największe zastosowanie jak dotąd znalazł nitrobenzen. W celu porównania przydatności materiałów elektrooptycznych do deflektorów Krüger i inni [16] obliczyli parametry przełączników elektrooptycznych do deflektora, w którym zakłócenia w każdym stopniu są mniejsze niż 20 dB. Parametry te przytoczono w tabeli 2.

Tab. 2

Parametry	$\text{LiNbO}_3$	$\text{LiTaO}_3$	KTN	DKDP	$\text{CuCl}$	
Wymiary kryształu (mm)	L	1	1	2	1	
	d	0,38	0,39	0,39	0,47	0,41
	w	0,48	0,48	0,47	0,58	0,51
Napięcie pobudzające (V)	990	975	18,5	1660	1410	
Liczba położeń	$2^{10}$	$2^{10}$	$2^{10}$	$2^9$	$2^{10}$	
Prędkość odchylenia (1/s)	$10^6$	$10^5$	$10^6$	$10^4$	$10^5$	
Moc bierna ostatniego stopnia (W)	1,45	2,2	0,16	1,5	2,2	
Moc tracona (W)	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,15	$4 \cdot 10^{-3}$	
Pojemność przełącznika (pF)	3,3	4,9	900	1,1	0,8	
CSP (1/s)	$10^9$	$10^8$	$10^9$	$5 \cdot 10^6$	$10^8$	

Wymiary geometryczne obliczono tak, aby uzyskać  $2^9$  pozycji dla DKDP i  $2^{10}$  dla pozostałych materiałów. Szczególnie małą mocą pobudzenia i małą mocą strat charakteryzuje się KTN, który również umożliwia dużą prędkość działania ( $10^6$  przełączeń/s). Jednak trudno uzyskać kryształy KTN

o wystarczającej jednorodności i wymiarach. Stabilność temperatury dla perowskitów powinna być lepsza niż  $0,1^{\circ}\text{C}$ , pozostałe związki są mniej czułe na zmiany temperatury. Duża moc pobudzania DKDP powoduje ograniczenie prędkości działania do  $10^4$  przełączeń na sekundę.

### Właściwości deflektorów elektrooptycznych

Tabela 2 wskazuje na kilka cech deflektorów elektrooptycznych. Przy liczbie położzeń 1000 można uzyskać częstotliwość zmian położzeń  $10^6/\text{s}$ , co daje CSP równe  $10^9$ . Napięcie przełączające jest ok. 1000 V lub więcej z wyjątkiem KTN, dla którego wynosi ono ok. 20 V. Wymagana moc bierna jest ok. 2 W.

Deflektor można tak zaprojektować, aby ta moc była minimalna [36]. W tym przypadku CSP dla przełącznika z liniowym efektem elektrooptycznym i poprzecznym polem elektrycznym wynosi [16]

$$\text{CSP} = \frac{P}{4,95 \epsilon \epsilon_0 v_{\lambda/2}^2 \beta \lambda} \quad (18)$$

gdzie  $\beta = \lambda/2d_0$

$d_0$  - średnica wiązki (mierzona na poziomie  $1/e^2$ )

$\lambda$  - długość fali w ośrodku

$\epsilon$  - względna stała dielektryczna

$\epsilon_0$  - stała dielektryczna próżni

$P$  - moc bierna

$v_{\lambda/2}$  - zredukowane napięcie półfalowe, tj. napięcie, które przy odległości między elektrodami równej długości powoduje opóźnienie fazy  $\pi$

Moc pobudzania nie może jednak być zwiększana dowolnie, gdyż straty wewnętrzne mogłyby spowodować zniszczenie klucza wskutek przegrzania lub wzrost zakłóceń wywołanych gradientem temperatury. Ogólnie rzecz biorąc zakłócenia w deflektorze mogą powstawać w wyniku np. niedokładności ustawienia przyзмatów dwójłomnych lub przełączników, albo też nieprawidłowej pracy przełączników, która prowadzi do polaryzacji eliptycznej światła. Ten ostatni przypadek może mieć miejsce w wyniku niejednorodnej dwójłomności spowodowanej różnicą temperatur.



Istnieją jeszcze i inne czynniki, które rzutują na możliwości deflektorów elektrooptycznych. Do nich należą m.in. zniekształcenia czoła fali wywołane niejednorodnościami materiału [16].

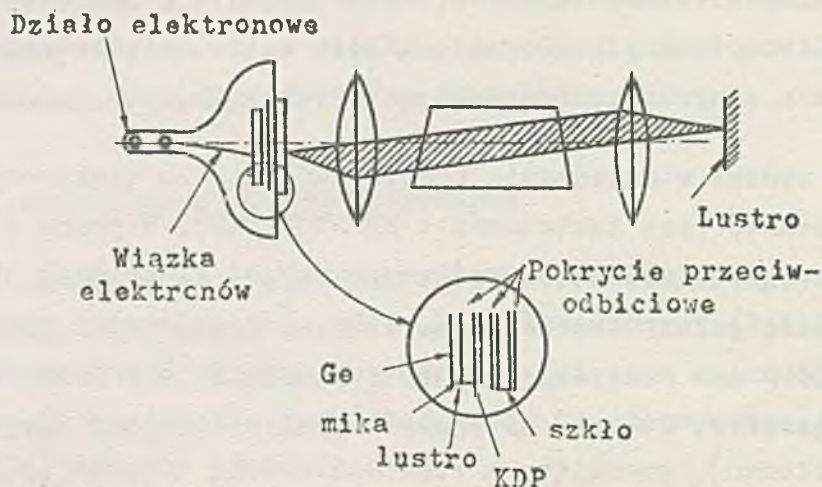
Praktyczne wyniki w dziedzinie budowy deflektorów elektrooptycznych uzyskano w zasadzie przy zastosowaniu KDP lub DKDP. W pracy [38] opisano deflektor z przełącznikami z podłużnym polem, który miał 16 stopni (256 x 256 położeń) i sprawność 2,5%. Jako element bierny wykorzystano tu płytki dwójłomne z kalcytu. Z grupy deflektorów z poprzecznym efektem elektrooptycznym wymienić można deflektor składający się z 10 stopni (32 x 32 położeń), pracujący z częstotliwością 100 kHz [16].

Dużą liczbę położeń uzyskano w deflektorze wykorzystującym efekt Kerra w nitrobenzenie [38]. Deflektor składa się z 20 stopni, w każdej z nich jest komórka i pryzmat dwójłomny z kalcytu. Wiązka laserowa może być odchylona na 1024 x 1024 pozycji z częstotliwością 500000 zmian na sekundę. Sprawność deflektora wynosi 79%. Wymaga on jednak napięcie powyżej 10 kV.

Dane na temat innych opracowań z dziedziny deflektorów elektrooptycznych znajdzie Czytelnik również w pracy [39] w niniejszym zeszycie.

### 3.4. O d c h y l a n i e   w   k o m o r z e   l a s e r o w e j

Połączenie w jednym urządzeniu funkcji generacji światła i zmiany kierunku jego promieniowania byłoby bardzo celowe, gdyż uprościłoby budowę wielu systemów laserowych. Propozycje realizacji i modele takich urządzeń charakteryzują się nie tyle odchyleniem wiązki w tym sensie, jak to miało miejsce w deflektorach poprzednio omawianych, ile generacją światła z określonych punktów komory laserowej, przez co uzyskuje się przestrzenne źródło światła. Do pierwszych rozwiązań tego typu można zaliczyć lasery opisane w pracach [40 - 42]. Na uwagę zasługuje zwłaszcza urządzenie zeprezentowane przez Pole'a i Myersa w [42]. Ulepszona jego wersja została podana w [48]. Wykorzystano tutaj odchylany strumień elektronów do sterowania przełączników elektrooptycznych znajdujących się w komorze rezonansowej lasera. Zasada działania pokazana jest na rys. 10. Jedno lustro oddzielone jest od komory szklaną



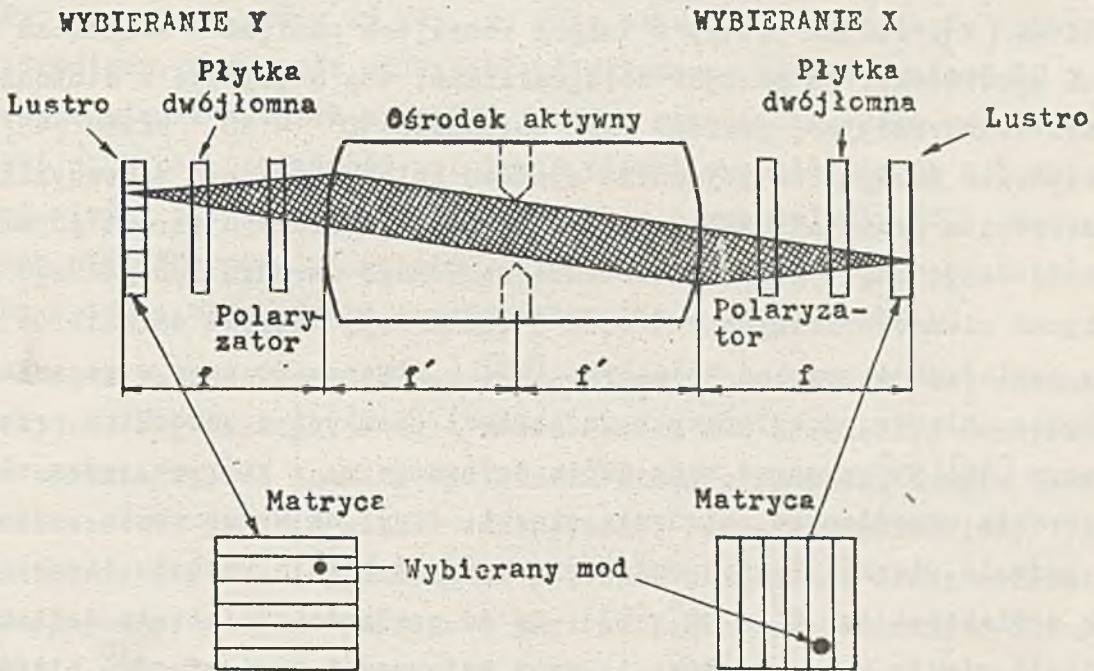
Rys. 10. Laser ze sterowaniem za pomocą wiązki elektronów

plytką dwójłomną i plytką KDP. Plytka szklana powoduje obniżenie dobroci rezonatora i wskutek tego akcja laserowa nie zachodzi. Wiązka elektronów wytwarza pole elektryczne w określonym miejscu KDP, który odznacza się podłużnym efektem elektrooptycznym i powoduje zmianę kierunku polaryzacji, co umożliwia przejście światła w tym miejscu i rozpoczęcie akcji laserowej. Zmieniając położenie wiązki elektronów uzyskuje się wypromieniowanie światła z różnych miejsc obszaru drgań. Uzyskano rozróżnialność 200 plamek na centymetrze.

Inne rozwiązanie wykorzystujące matrycę przełączników elektrooptycznych zbudowanych z  $\text{LiNbO}_3$  zostało podane przez Dakssa i Powella [20]. Schemat takiego urządzenia pokazany jest na rys. 11.

Rezonator składa się z ośrodka aktywnego, dwu soczewek umieszczonych w odległości równej sumie ich ogniskowych i dwu płaskich luster, oddzielonych polaryzatorem liniowym, plytką dwójłomną i matrycą plytek z materiałem elektrooptycznym (rys. 11). Soczewki utworzone są w ciele stałym tworzącym ośrodek aktywny. Każda matryca znajduje się bardzo blisko lub bezpośrednio przy lustrze i tworzy pasy poziome  $\psi$  przy jednym lustrze i pionowe  $\chi$  przy drugim. W rezonatorze mogą odbywać się drgania o dużej liczbie modów poprzecznych, każdy z nich skupiony jest na różnej parze sprzężonych plamek. Typowy mod pokazany jest na rysunku. Normalnie drgania w rezonatorze są stłumione wskutek małej dobroci obwodu. Jeżeli jednak na określone przełączniki elektrooptyczne

x i y zostanie podane napięcie U dobroć obwodu rośnie i następuje wypro-  
mieniowanie światła z wybranego miejsca układu x, y.



Rys. 11. Zasada budowy lasera z matrycą przełączników elektrooptycznych [20]

Opisane urządzenie zostało zbudowane na laserze neodymowym YAG. Umożliwia ono wybranie 4 położzeń (matryca 2 x 2). Autorzy jednak obliczają, że można zbudować laser wysyłający impulsy o mocy 1 W lub większej o  $7,3 \cdot 10^3$  rozróżnialnych wiązках i częstotliwości przełączania ok. kilku megaherców. Takie parametry mogłyby już być interesujące z punktu widzenia zastosowania w pamięci holograficznej.

#### 4. ZASTOSOWANIE DEFLEKTORÓW w pamięciach holograficznych

Jak wspomniano już we wstępie, układy odchyłania pełnią w pamięci holograficznej funkcję wybierania informacji. Wiązka światła kierowana jest przez nie na określony fragment ośrodka pamiętającego hologramy (stronicę), przez co w cyklu odczytowym następuje odtworzenie informacji, a w cyklu zapisowym jej zarejestrowanie. Układ odchyłania musi charakteryzować się zatem liczbą rozróżnialnych położzeń równą liczbie stronic w pamięci i prędkością działania wynikającą z zadanego czasu cyklu pracy pamięci.

Liczba stron w pamięci uzależniona jest od całkowitej pojemności informacyjnej pamięci. Początkowo przewidywano, że pojemność ta powinna wynosić ok.  $10^8$  bitów, tzn. pamięć zawierałaby  $10^4$  stron, każda po  $10^4$  bitów [1]. Jednak postęp w innych rodzajach pamięci - zwłaszcza dyskowych spowodował, że pamięci holograficzne, aby mogły być w stosunku do nich konkurencyjne, powinny mieć pojemność  $10^{11} - 10^{12}$  bitów [43]. Teoretycznie maksymalna pojemność systemu holograficznego z dwuwymiarowym ośrodkiem pamiętającym wynosi ok.  $10^9$  [44]. Dlatego wzrost pojemności może odbyć się przez zastosowanie ruchomego ośrodka lub jednego z rozwiązań niemechanicznych (ośrodek 3-wymiarowy, matryce detektorów o dużej powierzchni, pamięć modułarna [43]). Stwarza to nowe wymagania dotyczące układów odchylających do pamięci. Pamięci z ośrodkiem przestrzennym [44],[45] wymagać będą dwóch deflektorów, z których jeden służy do wybrania określonego położenia wiązki, drugi do wytworzenia zadanego kąta padania wiązki. Pamięć modułarna wymagać będzie wzrostu liczby położeń deflektora do  $10^5 - 10^6$  [43]. Co do prędkości działania deflektorów to ocenia się ją w ten sposób, że przy pojemności pamięci  $10^{10}$  bitów czas dostępu winien wynosić ok.  $10 \mu s$ , przy  $10^{11}$  ok.  $50 \mu s$  [43]. Oczekuje się jednak również, że deflektory pozwolą na uzyskanie  $256 \times 256$  lub nawet  $1024 \times 1024$  położeń przy czasie dostępu  $1 \mu s$  [3]. Jak więc widać układy odchylania do pamięci holograficznej powinny charakteryzować się iloczynem pojemność prędkość  $10^8 - 10^9 s^{-1}$ .

Przytoczone w poprzednim punkcie wyniki prac nad deflektorami pokazują, że istnieją potencjalne możliwości osiągnięcia takich parametrów. Deflektory akustooptyczne już obecnie mają  $CSP = 10^8 s^{-1}$  i można oczekiwać kilkakrotnego wzrostu tego parametru w przyszłości. Deflektory elektrooptyczne teoretycznie powinny zapewnić  $CSP = 10^9 s^{-1}$ .

Stan rozwoju pozwalający już obecnie na zastosowanie w pamięciach holograficznych osiągnęły jednak tylko deflektory akustooptyczne. Były one zastosowane już w pierwszych modelach pamięci holograficznych. Początkowo stosowano deflektory wodne [46]. W nowszych opracowaniach [44], [47] zastosowano deflektory zbudowane na molibdenianie ołowiu. Poniżej podamy opis tych deflektorów.

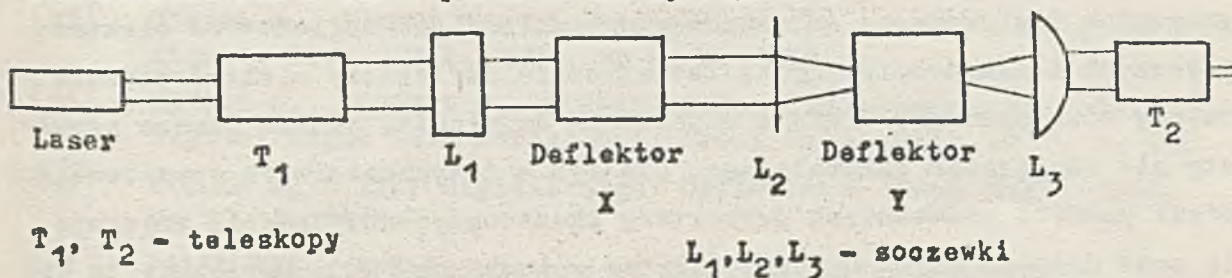
W eksperymentalnej pamięci odczytowo-zapisowej RCA [47] projektowana liczba stron wynosi 1024. Zastosowano tutaj dwa deflektory odchy-

lające w kierunku  $x$  i  $y$ , każdy o maksymalnej liczbie położeń przy spełnieniu kryterium Rayleigha  $N_R=42$ . Częstotliwość środkowa pasma wynosi 91 MHz, szerokość pasma 29 MHz, co daje maksymalne odchylenie katowe 4 miliradiany. Sprawność odchylenia dla jednego stopnia wynosi 60 %. Szerokość wiązki światła wynosi 6,3 mm, w rezultacie czego czas dostępu jest 1,75  $\mu$ s. Dokładność położenia plamki określa się na  $1/8$  odległości między plamkami przy pracy z cyklem o wypełnieniu 20 %. Jednak wskutek niejednorodności współczynnika załamania światła w kryształach, wiązka światła ulega dużym zniekształceniom w deflektorze.

W modelu pamięci ośrodka badawczego firmy Thomson-CSF [44] charakteryzującej się organizacją 3D mają zastosowanie dwa urządzenia odchyłające: jedno spełnia typową funkcję wybierania stronic pamięci, drugie umożliwia zmianę kąta padania wiązki odniesienia, od czego uzależniony jest przestrzenny zapis hologramu. Jako pierwsze urządzenie służy deflektor akustooptyczny, drugim tymczasowo jest deflektor mechaniczny, ale prowadzi się prace nad zastosowaniem - akustooptycznego. Deflektor odznacza się liczbą położeń 220 i czasem dostępu 3  $\mu$ s. Pozostałe dane deflektora są następujące:

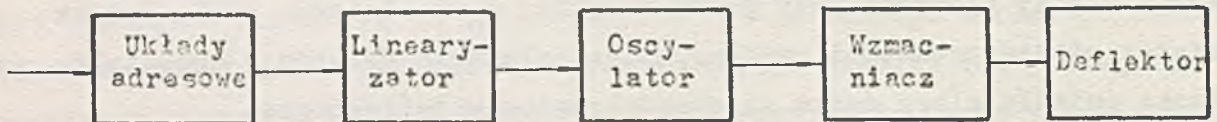
- moc pobudzenia 2 W,
- pasmo częstotliwości 100 MHz,
- średnica wiązki wejściowej 10 mm ( $1/e^2$ ),
- kąt odchylenia 14 miliradianów,
- sprawność deflektora 65 %.

Opracowany deflektor odznacza się małą zmianą sprawności przy zmianie częstotliwości. Układ optyczny deflektora pokazano na rys.12. Układ służy do uformowania z wiązki o przekroju kołowym - wiązki eliptycznej w celu lepszego dopasowania jej do komórki odchyłającej, która ma kształt prostokątny. Schemat blokowy układów elektronicznych sterujących deflektorem X lub Y pokazano na rys.13.



Rys.12. Układ optyczny deflektora

Układy adresowe mają za zadanie wytworzenie określonych poziomów napięć zależnie od podanego do urządzeń wejściowych adresu. Napięcie takie wytwarza się za pomocą dzielników potencjometrycznych, z których napięcie przez bramkę podawane jest do wspólnego wzmacniacza operacyjnego.



Rys. 13. Schemat blokowy układów elektronicznych deflektora

Linearyzator służy do wytworzenia charakterystyki odcinkami liniowej aproksymującej charakterystykę oscylatora.

Oscylator ma za zadanie wygenerowanie przebiegów sinusoidalnych o częstotliwościach w zakresie 150 - 300 MHz, zależnie od napięcia podanego z linearyzatora.

Wzmacniacz dostarcza mocy elektrycznej do deflektora. Przy napięciu zasilającym 28 V moc ta wynosi ok. 2 W. Wzmacniacz odznacza się równomierną charakterystyką mocy wyjściowej w funkcji częstotliwości ( $\pm 1$  dB) i małą zawartością harmonicznych (druga harmoniczna jest o 15 dB mniejsza niż pierwsza).

## 5. ZAKOŃCZENIE

Pamięci holograficzne stawiają układom odchyłania dosyć wysokie wymagania zarówno co do liczby położeń, jak i czasu dostępu. Prace nad deflektorami prowadzone w ostatnich latach idą w kierunku sprostania tym wymaganiom i prowadzone są równolegle w dziedzinie deflektorów elektrooptycznych i akustooptycznych. Teoretycznie deflektory elektrooptyczne powinny odznaczać się większą szybkością działania, jednak obecne rezultaty nie są jeszcze zadowalające. Dlatego w dotychczasowych opracowaniach modeli pamięci zastosowano deflektory akustooptyczne. Obecnie uzyskuje się czas dostępu kilku  $\mu$ s przy liczbie położeń ok. 200. Umożliwia to wy-

bieranie liczby stron ok.  $10^5$  z cyklem pracy poniżej 10  $\mu$ s. Należy oczekiwać dalszego postępu w dziedzinie deflektorów akustooptycznych i znacznego poprawienia tych parametrów.

#### LITERATURA

- [ 1 ] SMITS F.M., GALAHER L.E.: Design Considerations for a Semipermanent Optical Memory, Bell Syst. Techn. J., 1967, nr 6, s. 1267
- [ 2 ] LANGDON R.M.: Design of a Large Read-Only Holographic Memory. The Radio a. Electr. Eng. 1969, nr 6, s. 369
- [ 3 ] RAJCHMAN J.A.: Promise of Optical Memories. J. Appl. Phys. 1970, nr 3, s. 1376
- [ 4 ] LANGDON R.M.: A High Capacity Holographic Memory. Marconi Rev. 1970, nr 3, s. 113
- [ 5 ] WRZESZCZ Z.: Kierunki realizacji pamięci optycznych swobodnego dostępu. ETO Nowości 1972, nr 1, s. 3
- [ 6 ] HELSZTYŃSKI J.: Modulacja światła spójnego. Warszawa 1969, WNT
- [ 7 ] BOROWSKA E. i in.: Akustooptyczny modulator promieniowania laserowego. Materiały VI Konf. Elek. Kwant. i Optyki Nielin. 22-24.IV.74, t. B, s. 164
- [ 8 ] SYLLA S.: Badanie ugięcia światła na fali ultradźwiękowej w cieczy. Biuletyn WAT, 1973, nr 1, s. 45
- [ 9 ] FOWLER V.J., SCHLAFFER J.: A Survey of Laser Beam Deflection Systems, Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1437
- [ 10 ] Laser Deflection Systems. New York. 1972. Oprac. firmy Isomet, s. 1
- [ 11 ] TABOR W.J.: A High-Speed Digital Light Deflector Using Wollaston Prism, The Bell Tech. J., 1967, nr 6, s. 957
- [ 12 ] ZOOK J.D.: Light Beam Deflector Performance: A Comparative Analysis. Appl. Opt. 1974, nr 4, s. 875
- [ 13 ] HOLT D.: Laser Beam Deflection Techniques. Optics Tech. 1970, nr 2, s. 1
- [ 14 ] GORDON E.I.: A Review of Acoustooptical Deflection and Modulation Devices. Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1391
- [ 15 ] UCHIDA N., NIIZEKI N.: Acoustooptic Deflection Materials and Techniques. Proc. IEEE, 1973, nr 8, s. 1073
- [ 16 ] KRUGER U., PEPPERL R., SCHMIDT U.J.: Electrooptic Materials for Digital Light Beam Deflectors. Proc. IEEE. 1973, nr 7, s. 992
- [ 17 ] KULCKE W. i in.: Digital Light Deflectors. Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1419
- [ 18 ] PALIK E.D.: A Brief Survey of Magneto-optics. Appl. Phys. 1967, nr 4, s. 597

- [19] PALIK E.D., HENVIS B.W.: A Bibliography of Magneto-optics. Appl. Opt. 1967, nr 4, s. 603
- [20] DAKSS M.L., POWEL G.G.: A Fast Digitalized Scanlaser. IEEE, Quant El. 1968, nr 10, s. 648
- [21] PINNOW D.A.: Guide Lines for the Selection of Acoustooptic Materials. IEEE, Quant El. 1970, nr 4, s. 223
- [22] PINNOW D.A. i in.: Lead Molybdate a Melt-grown Crystal with a High Figure of Merit for a Acoustooptic Device Applications. Appl. Phys. Lett 1969, nr 3, s. 83-85
- [23] COQUIN C.A., PINNOW D.A., WARNER A.W.: Physical Properties of Lead Molybdate Relevant to Acoustooptic Device Applications. J. Appl. Phys. 1971, nr 4, s. 2162
- [24] UCHIDA N., OHMACHI Y.: Elastic and Photoelastic Properties of TeO<sub>2</sub> Single Crystal. J. Appl. Phys. 1969, nr 11, s. 4692
- [25] PINNOW D.A., DIXON R.W.: Alpha-iodic Acid: A Solution-grown Crystal with High Figure of Merit for Acoustooptic Device Applications. Appl. Phys. Lett. 1968, t. 13, nr 8
- [26] DIXON R.W.: Photoelastic Properties of Selected Materials and Their Relevance for Applications to Acoustic Light Modulators and Scanners. J. Appl. Phys. 1967, nr 12, s. 5149
- [27] DIXON R.W., COHEN M.G.: A New Technique for Measuring Magnitudes of Photoelastic Tensors and Its Application for Lithium Niobate. Appl. Phys. Lett. 1966, nr 4, s. 205
- [28] ABRAMS R.L., PINNOW D.A.: Acoustooptic Properties of Crystalline Germanium. J. Appl. Phys. 1970, nr 6, s. 2765
- [29] YANO T., FUKUMOTO A., WATANABE A.: Tellurite Glass: a New Acoustooptic Materials, J. Appl. Phys. 1971, nr 8, s. 3674
- [30] KORPEL A. i in.: A Television Display Using Acoustic Deflection and Modulation of Coherent Light. Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1429
- [31] PINNOW D.A.: A Solid-state Acoustooptic Light Deflector, IEEE Quant El. 1969, nr 6, s. 352
- [32] ALPHONSE C.: Broad-band Acoustooptic Deflectors Using Sonic Gratings for First-Order Beam Steering. R.C.A. Review, 1972, nr 8, s. 543
- [33] KAMINOW J.P., TURNER E.H.: Electrooptic Light Modulators. Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1374
- [34] BASS J.C.: A Review of Electrooptic Beam Deflection Techniques. The Radio and El. Eng. 1967, nr 12, s. 345
- [35] HABEGGER M.A., HARRIS T.J., LIPP E.: Total Internal Reflection Light Deflector. Appl. Opt. 1966, nr 9, s. 1403
- [36] SCHMIDT U.J., SCHRÖDER E., THUST W.: Optimization Procedures for Digital Light Deflectors. Appl. Opt. 1973, nr 3, s. 460
- [37] KULCKE W, i in.: High Resolution Digital Light Deflector. Appl. Phys. Lett. 1966, nr 5, s. 266
- [38] MEYER H. i in.: Design and Performance of a 20-Stage Digital Light Beam Deflector. Appl. Opt. 1972, nr 8, s. 1732



- [39] WOJTOWICZ B.: Elektrooptyczne układy odchyłania pamięci holograficznych. ETO Nowości 1974, nr 6
- [40] POLE R.V., MEYERS R.A., NUNEZ J.: Bidirectional Electrically Switched Laser. Appl. Opt. 1966, nr 10
- [41] KOHN E.S., FOWLER U.J.: An Internally Scanned Laser, IEEE Quant El. 1966, nr 9
- [42] POLE R.U., MYERS R.A.: Electronbeam Scanlaser. IEEE Quant. El. 1966, nr 7
- [43] KIEMLE H.: Considerations on Holographic Memories in the Megabyte Region. Appl. Opt. 1974, nr 4, s. 803
- [44] D'AURIA L. i in.: Experimental Holographic Memory Using 3 D Storage. Appl. Opt. 1974, nr 4, s. 808
- [45] D'AURIA L., HUIGNARD J.P., SPITZ E.: Holographic Read-Write Memory and Capacity Enhancement by 3-D Storage. IEEE 1973, nr 2, s. 89
- [46] ANDERSON L.K.: Holographic Optical Memory for Bulk Data Storage. Bell Laborat. Rec., 1968, nr 14, s. 318
- [47] STEWART W.C. i in.: An Experimental Read-write Holographic Memory. R.C.A. Rev. 1973, nr 1, s. 3
- [48] MYERS R.A.: Fast Electron Beam Scanlaser IEEE. Quant El. 1968, nr 6, s. 408
- [49] SYNAK R.: Przetworniki piezoelektryczne do akustooptycznych deflektorów wiązki światła. ETO Nowości 1975, nr 3

mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ  
Instytut Maszyn Matematycznych

681.327.2:621.375.826;  
535.8:621.38

## ELEKTROOPTYCZNE UKŁADY ODCHYLANIA PAMIĘCI HOLOGRAFICZNYCH

Układy odchylenia należą do podstawowych zespołów pamięci optycznej. Zadaniem ich jest kierowanie wiązki adresowej strumienia świetlnego na wybrany fragment ośrodka przechowującego informację.

Możliwa do uzyskania pojemność i czas cyklu pamięci uwarunkowane są liczbą możliwych do rozróżnienia położzeń strumienia, które gwarantuje układ odchylenia oraz częstotliwością jego przełączeń.

Wymagane pojemności operacyjnych pamięci holograficznych obejmują zakres  $10^7$ ,  $10^8$  i  $10^9$  bitów przy czasach cyklu odpowiednio 1 mikrosekunda, 10 i 100 mikrosekund. Przy pojemnościach stronicy ok.  $10^4$  bitów [1] stawia to określone wymagania dotyczące liczby rozróżniających położzeń strumienia:  $10^3$ ,  $10^4$  i  $10^5$  adresów przy częstotliwościach przełączeń odpowiednio 1 MHz, 100 kHz, 10 kHz. Wymagania dotyczące pozostałych parametrów układów są następujące:

- |  |  |
|--|--|
| ● poziom sygnału tła na niewybranych pozycjach                     | -20 dB   |
| ● sprawność optyczna układu  | $\geq 25\%$                                    |
| ● poziom zniekształceń czoła fali                                  | $\leq \frac{\lambda}{4}$                       |
| ● dokładność, równomierność i powtarzalność<br>położzeń odchylenia | poniżej 10% od-<br>chylenia jed-<br>nostkowego |
| ● moc pobudzania ok.   | $\leq 10$ W                                    |

Próby spełnienia tych wymagań realizowane są metodami elektrooptycznymi oraz akustooptycznymi, a prace nad obu typami prowadzone są od ponad 10 lat.

Potencjalnie większą szybkość działania zapewniają układy elektrooptyczne, bowiem w układach akustycznych szybkość ogranicza czas przejś-

cia fali akustycznej przez komorę odchylenia. Czas ten wynosi z reguły kilka mikrosekund, co ogranicza częstotliwość pracy do ok. 250 kHz. Akustyczne układy odchylające są jednak pod względem technicznym znacznie dalej zaawansowane. Ten rodzaj układów wykorzystywany jest we wszystkich dotychczas opracowanych modelach pamięci holograficznych [2], [3], [4], a parametry układów opracowywanych przez firmy specjalizujące się w tej dziedzinie są następujące:

- liczba położeń  $4,6 \cdot 10^3$ ,  $10^4$  oraz  $1,6 \cdot 10^5$  adresów przy częstotliwościach odpowiednio 250 kHz, 160 kHz, 45 kHz,
- sprawność optyczna  $25\%$ ,
- moc pobudzania poniżej 7 W [5], [6].

Spełnia to w zasadzie wymagania w zakresie pamięci wolniejszych, uniemożliwia jednak osiągnięcie czasu cyklu ok. jednej mikrosekundy. Takie z reguły wymagania stawia się przed układami elektrooptycznymi, praktycznie jednak wymagania te nie zostały jeszcze spełnione.

Napotkano na duże trudności w zakresie materiałów, obróbki oraz montażu całości układów. Trudności te wiążą się z dużą liczbą elementów występujących na drodze wiązki światła przechodzącej przez cyfrowy układ odchylający. Ogniw tych dla wymaganej liczby położeń jest 10, 14 lub 17. Każde z ogniw składa się ze sterowanego elektrycznie przełącznika polaryzacji oraz z dwójłomnego pasywnego elementu odchylającego. Początkowo badania przeprowadzano nad pasywnymi elementami odchylającymi ze statycznym przełączaniem polaryzacji światła. W 1964 r. Nelson przedstawił układ na płytkach płasko-równoległych [10]: liczba położeń 16, odchylenie jednostkowe 26 mikrometrów, dokładność położenia  $\pm 6$  mikrometrów. Materiał: kalcyt. Błąd obróbki najcieńszej płytki wynosił 6/1000 cala przy grubości płytki 0,02 cala. Poziom zakłóceń - 10 dB.

W 1966 r. Kulcke [9] przedstawił układ na 65536 położeń wykorzystujący płytki płasko równoległe, a w 1967 r. Tabor [11] układ na pryzmatach Wollastona o pojemności 262 144 przy poziomie sygnału do zakłóceń 20 do 28 dB. Materiałami w pierwszym przypadku był dwudeuterofosforan potasu ( $KD_2P$ ), w drugim kwarc i kalcyt.

Na poważne trudności napotyka opracowanie wielostopniowego układu odchylającego z dynamicznie działającymi przełącznikami polaryzacyjnymi.

Pierwsze ograniczenia pojawiają się ze strony materiałów. Takie materiały jak tantalano-niobian potasu (KTN) oraz niobian litu ( $\text{NbO}_3$ ) dające możliwość uzyskania częstotliwości przełączeń 1 MHz [8][15] są bardzo czułe temperaturowo i wymagają stabilizacji temperatury z dokładnością do  $0,1^\circ\text{C}$  [15]. Dodatkowo zdolność rozdzielcza ograniczona jest niejednorodnościami materiału. W KTN jako materiale o kwadratowym efekcie elektrooptycznym stosowane jest napięcie polaryzacji dla zmniejszenia napięcia pobudzenia. Wywołuje to jednak dodatkowe niejednorodności optyczne na skutek nierównomiernego rozkładu pola elektrycznego między elektrodami (wpływ przewodności elektrycznej materiału); uwidacznia się oddziaływanie skupionego promienia lasera w materiale poddanym jednocześnie stałemu natężeniu pola elektrycznego. Największą jednorodność optyczną i łatwość uzyskiwania większych kryształów bez naprężeń wewnętrznych wykazują kryształy rodziny KDP. Wszystkie dynamicznie działające zestawy odchylające, przełącznik polaryzacyjny mają zrealizowany na KDP bądź  $\text{KD}_2\text{P}$ . Uzyskiwane tu częstotliwości pracy wynoszą 100-130 kHz [9], [13].

Celowe jest dalsze prowadzenie prac w tej dziedzinie. Projektowanie i optymalizacja szczegółowych rozwiązań układów odchylania opierać się mogą bądź na kryterium minimalnej mocy pobudzania bądź na kryterium minimalnego napięcia pobudzania ostatniego stopnia układu odchylania [16]. Przy wyborze koncepcji układu odchylania i materiałów muszą być uwzględniane następujące elementy:

- dopasowanie współczynników załamania przełącznika polaryzacyjnego i układu pasywnego,
- jednorodność optyczna materiału i wysoka jakość obróbki powierzchni,
- małe straty dielektryczne,
- mała przewodność elektryczna,
- duża przezroczystość w pożądanym zakresie długości fali,
- zapewnienie tłumienia drgań piezoelektrycznych,
- stabilność na wpływy zewnętrzne.

Elektrooptyczne układy odchylania znajdują również zastosowanie w urządzeniach zobrazowania informacji. Ostatnio postępy w tym zakresie zastosowań poczyniono w układach odchylania wykorzystujących jako ele-

ment aktywny komórkę Kerra z nitrobenzenem [17]. Pryzmaty dwójłomne wykonano z kalcytu. Uzyskano zestaw odchylający na 1048576 położeń. Dla dwudziestostopniowego układu odchylenia sprawność optyczna wynosi w tym przypadku 79%.

#### LITERATURA

- [1] YAMAOKA T., FUJIWARA T., NISHI N.: Photodetector Array for Holographic. Scientific and Technical Journal 1972, nr 9
- [2] CACHMAN M.W.: A Read/Write Optical Memory System. Datamation 1973, t.19, nr 3
- [3] Reading, Writing and Demonstrated by RCA's Holographic Optical Computer. The Laser Weekly 1973, nr 8
- [4] TAKAHOSHI H., HORIE M., YAMAGISHI K.: Holographic Memory System Fujitsu. Sci. Techn. J. 1973, t. 9, nr 6
- [5] Laser Deflection Systems. 1972 May
- [6] Acousto-optic Laser Beam Deflector, Model LD-400 Specifications. 1973 May
- [7] SMITS F.M., GALLAHER L.E.: Design Consideration for a Semipermanent Optical Memory. The Bell System Techn. Journal 1967, nr 5
- [8] KURTZ S.K.: Design of an Electro-Optic Polarization Switch for a High-Capacity High Speed Digital Light Deflection System. The Bell System Techn. Journal 1966, nr 8
- [9] Digital Light Deflectors. Proc. of the IEEE, 1966, t. 54, nr 10
- [10] NELSON T.J.: Digital Light Deflection. The Bell Techn. Journal 1964, nr 5
- [11] TABOR W.I.: A High Capacity Digital Light Deflector Using Wollaston Prism. The Bell System Techn. Journal 1967, nr 5
- [12] High-resolution Digital Light Deflector. Appl. Phys. Lett. 1966 t. 8
- [13] HEPNER G.: Digital Light Deflector with Prism and Polarization Switch Based on Pockels Effect with Transverse Field. Proc. Electro-Optics 1971 Int. Conf. Brighton, England 1971
- [14] KAMINOW I.P., TURNER E.H.: Electrooptic Light Modulators. Proc. of the IEEE, 1966, t. 54, nr 10
- [15] KRÜGER U., PEPPERL R., SCHMIDT U.I.: Electrooptic Materials for Digital Light Beam Deflectors. Proc. of the IEEE 1973, t. 61, nr 7
- [16] SCHMIDT U.I., SCHRÖDER E., THUST W.: Optimization Procedures for Digital Light Beam Deflectors. Appl. Optics 1973, nr 3
- [17] MEYER H.: Design and Performance of a 20-Stage Digital Light Beam Deflector. Appl. Opt. 1972, t. 11

mgr inż. Zdzisław WRZESZCZ  
Instytut Maszyn Matematycznych

681.327.2:621.375.826:  
621.313.13

## O CECHACH KRYSZTAŁÓW ELEKTROOPTYCZNYCH I CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW STANOWIĄCYCH ELEMENTY UKŁADU TWORNIKA STRONICY PAMIĘCI HOLOGRAFICZNEJ

W tym artykule omówimy pewien ważny podzespół pamięci holograficznej swobodnego dostępu, tj. twornik stronicy. Proponujemy, aby podane tu parametry funkcjonalne układu twornika stronicy stanowiły punkt wyjściowy przy formułowaniu wymagań dotyczących materiałów stosowanych jako ośrodek modulacyjny twornika stronicy. Do materiałów tych należą m.in. kryształy elektrooptyczne i ciekłe kryształy.

### 1. OPIS UKŁADU TWORNIKA STRONICY

Pamięć operacyjna jest urządzeniem, które służy do gromadzenia informacji, tj. danych, programów oraz pośrednich i końcowych rezultatów przetwarzania. Pamięć taka współpracuje z procesorem przesyłając do tego procesora rozkazy i operandy programu; z procesora do pamięci przesyłane są pośrednie i końcowe rezultaty przetwarzania.

Z reguły, pamięć operacyjna stanowi pewien zbiór komórek pamięciowych zwanych słowami. Komórki te zawierają - adresy, co umożliwia dostęp do dowolnego słowa w pamięci. Słowo w maszynie, a także w pamięci, jest ciągiem zmiennych logicznych

$$\{b_r; b_r \in \{0,1\}, r = 1, 2, \dots, w\} \quad (1)$$

który może być traktowany jako pewien punkt  $\bar{b}$  w-wymiarowej binarnej przestrzeni logicznej [1].

Fizycznym odpowiednikiem wartości zmiennej logicznej w maszynie cyfrowej są dwa zdecydowanie różniące się przebiegi zmiennej fizycznej

$U_r(t)$  - zazwyczaj napięcia - w danym przedziale czasu  $\tau_k = [t_k, t_{k+1}]$  nazywanym dalej chwilą  $k$ .

Zmienne fizyczna  $U_r(\tau_k)$  przyjmuje wartości  $U^0$  lub  $U^1$  w chwili  $\tau_k$ . Załóżmy, że

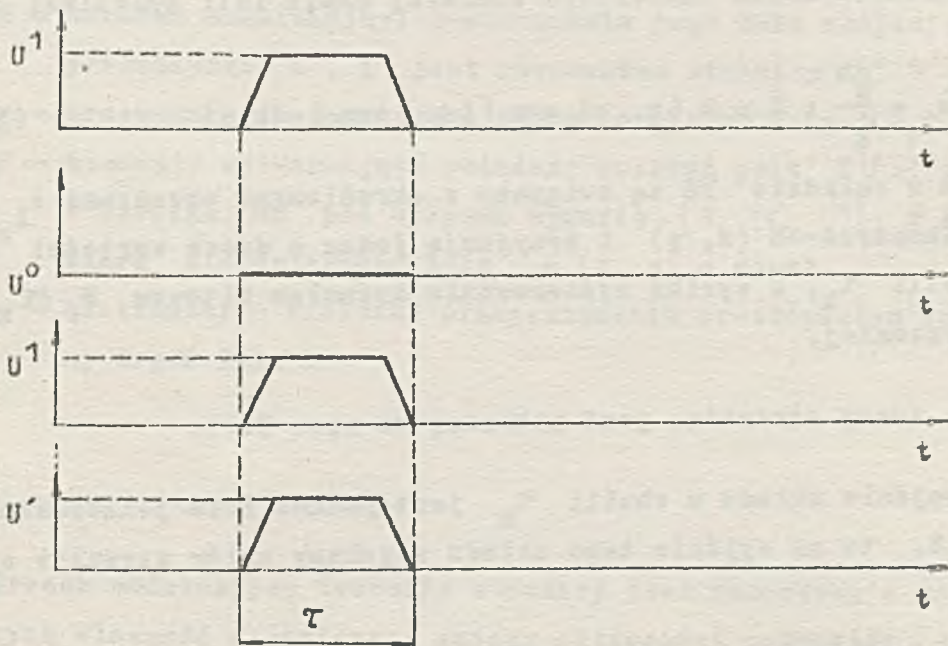
$$U_{\tau_k}^0 = 0; \quad U_{\tau_k}^1 = 1, \quad (2)$$

wtedy zbiór zmiennych fizycznych w chwili  $\tau_k$

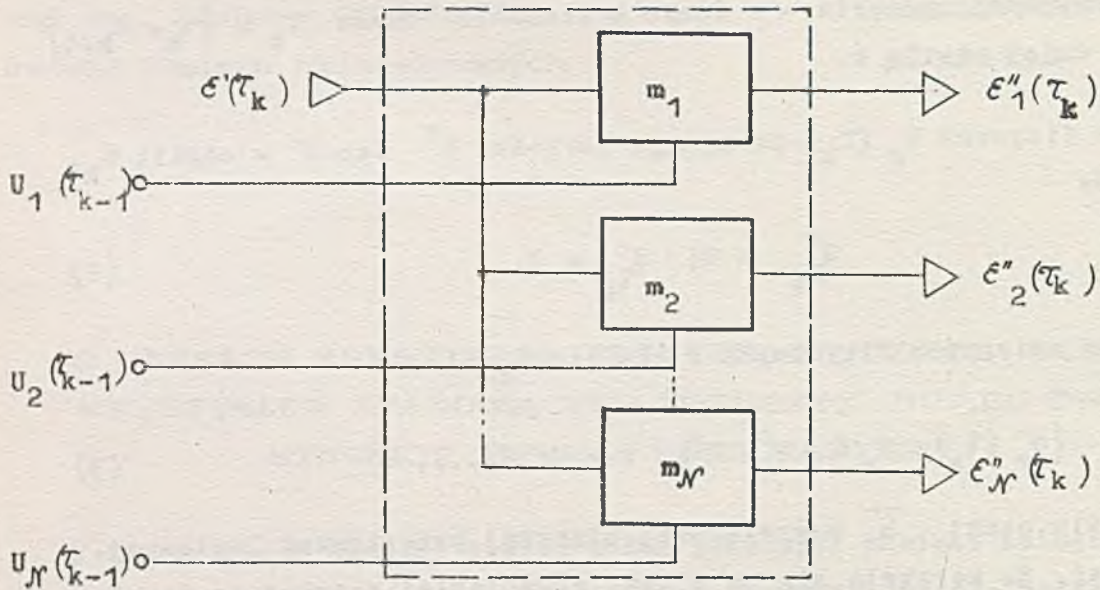
$$\{U_r(\tau_k) : U_r \in \{U^0, U^1\}, r = 1, 2, \dots, w\} \quad (3)$$

także określa punkt  $\vec{b}$   $w$ -wymiarowej binarnej przestrzeni logicznej. Należy dodać, że korzysta się tu z tzw. równoległej reprezentacji słowa maszynowego (rys. 1).

W holograficznej pamięci cyfrowej nośnikiem informacji jest fala świetlna. Niezbędne jest więc wprowadzenie układu pośredniczącego, którego istotą działania jest przeniesienie informacji zawartej w nośniku elektronicznym na nowy typ nośnika - falę świetlną. Stosuje się w tym celu układ pośredniczący (rys. 2).



Rys. 1. Interpretacja słowa równoległego o długości  $w$  bitów



Rys. 2. Schemat układu pośredniczącego.

Układ pośredniczący zawiera  $N \geq w$  elementów modulacyjnych określonych czynnikiem modulacji

$$m_j; \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (4)$$

Jeśli w układzie można zastosować skalarny zapis fali świetlnej to [2]

$$\hat{m}_1 = \frac{\hat{E}''}{\hat{E}'}; \quad \hat{E} = E(x, y) \exp(i\omega t) \exp(-ik \cdot r) \quad (5)$$

Czynniki  $m$  w układzie TS są związane z określonymi obszarami  $s_i(x, y)$  zawartymi w obszarze  $S(x, y)$  i przyjmują jedną z dwóch wartości  $r_m^0$  lub  $m^1$  w chwili  $\tau_k$ , w wyniku wysterowania sygnałem bitowym  $U_r(\tau_{k-1})$  w chwili poprzedniej.

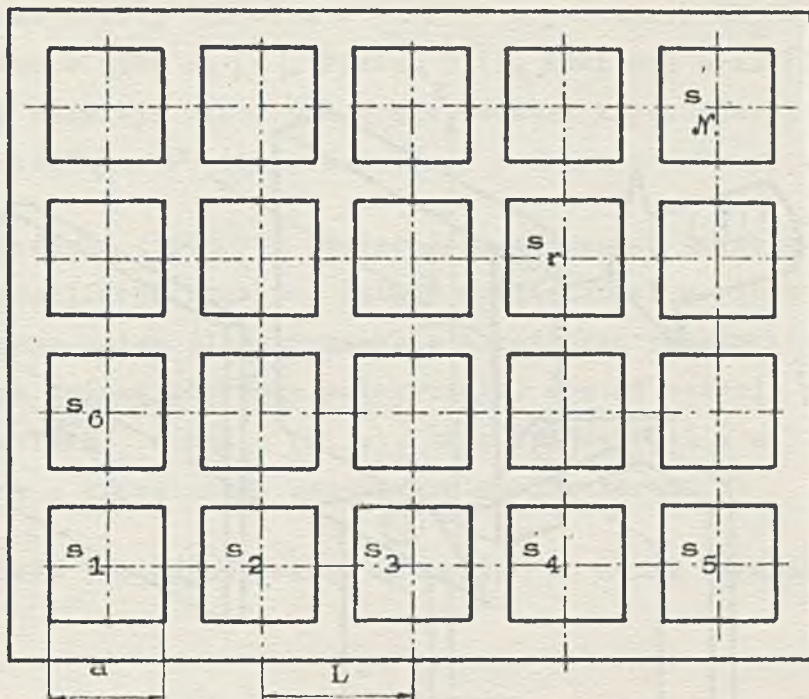
Obszar  $S$ , zwany stronicą, jest pokazany na rys. 3.

Jeśli na wejście układu w chwili  $\tau_k$  jest podana fala jednorodna na obszarze  $S$ , to na wyjściu tego układu uzyskamy zbiór sygnałów optycznych

$$\left\{ \varepsilon_{j_r}''(\tau_k); \quad \varepsilon_{j_r}'' = m_{j_r} \varepsilon', \quad j_r = j_1, j_2, \dots, j_w \right\} \quad (6)$$

wyznaczający ten sam punkt  $\overline{b}$  w przestrzeni logicznej.





Rys. 3. Stronica informacji zawierająca  $N = 20$  obszarów elementarnych ( $N_x = 5, N_y = 4$ )

Na rys. 4 pokazano schemat blokowy postaci fizycznej układu z rys. 2. Należy zwrócić uwagę na następujące elementy tego układu:

OM - ośrodek modulacyjny; powierzchnia jego boku znajdująca się w płaszczyźnie  $X', Y'$  jest równoważna stronicy  $S$

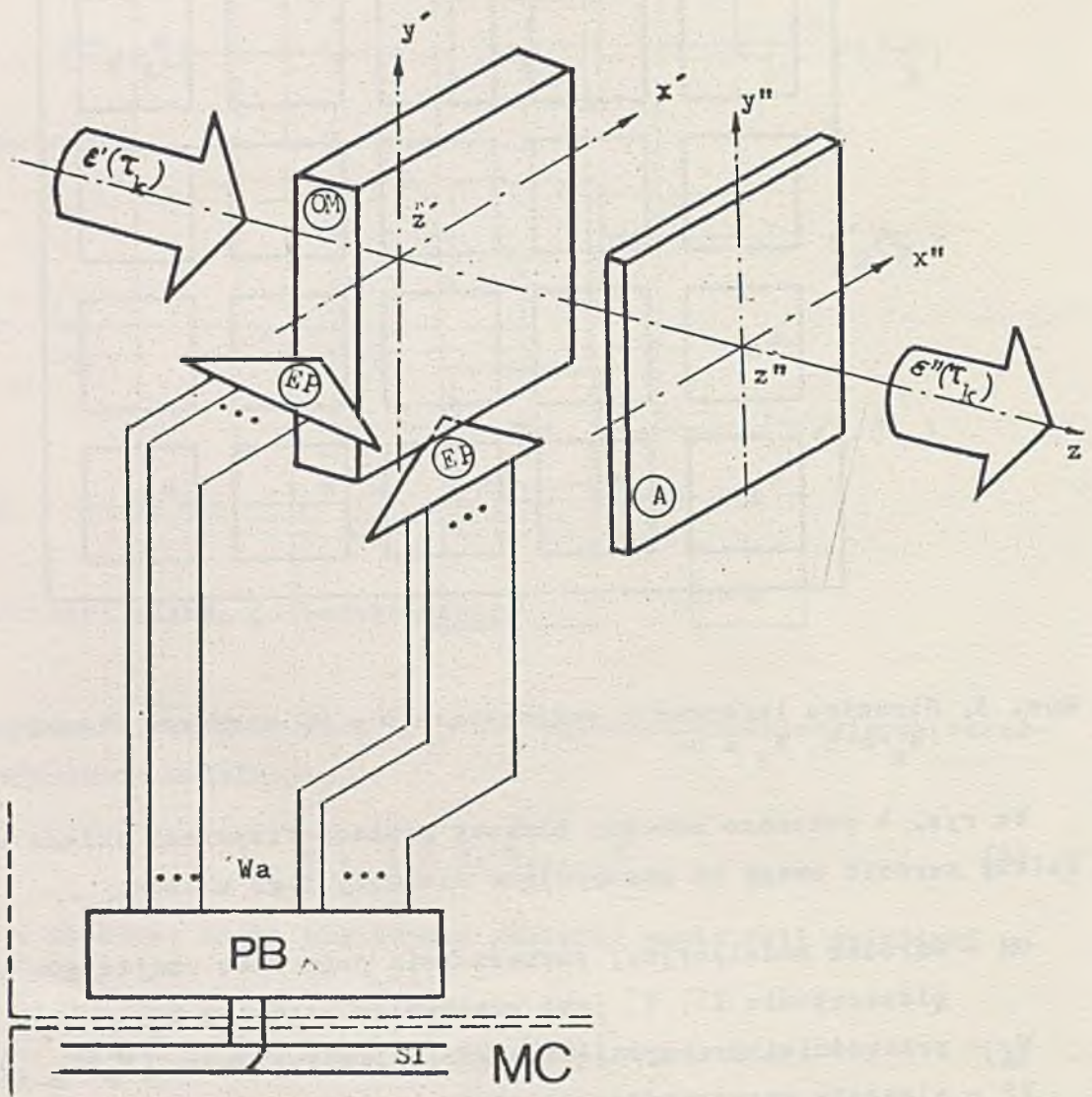
$W_a$  - przewodniki przesyłające sygnał elektroniczny  $\{U_r(\tau_{k-1})\}$

EP - elementy wytwarzające pożądaną rozkład pola  $K(x, y; z)$  w ośrodku OM pod wpływem sygnału  $\{U_r(\tau_{k-1})\}$ ; w obrębie obszaru elementarnego pole  $K(x, y) = \text{const.}$

A - analizator o kierunku przepuszczania prostopadłym do płaszczyzny drgań fali  $\epsilon'$

## 2. OŚRODEK MODULACYJNY

Ośrodek modulacyjny twornika stronicy jest zbudowany z materiałów mających własność dynamicznej zmiany aktywności optycznej, dającej się wykryć detektorami promieniowania stosowanymi w pamięciach holograficznych [3]. Należą tu szczególnie kryształy elektrooptyczne, ceramika ferroelektryczna oraz kryształy ciekłe.



Rys. 4. Układ twornika stronicy

SI - szyny informacji, RI - rejestr, A - analizator, Wa - przewodniki sygnału  $\{U_r\}$ , EP - elementy wytwarzające pole  $K_r$  w obszarze s, OM - ośrodek modulacyjny,  $X'Y'$  - osie reprezentujące wyjściową płaszczyznę w odległości  $Z'$  od początku układu,  $X''Y''$  - osie reprezentujące płaszczyznę wyjściową w odległości  $Z''$  od początku układu,  $E'(\tau_k)$  - skolidowana wiązka fali płaskiej z polaryzacją określoną w stosunku do osi x

Elektrooptyczne efekty Pöckelsa i Kerra w kryształach  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  oraz  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  odnotowano w 1944 r. [4]. Prace [5] (I. Kaminow) oraz [6] (J. Helsing) omawiają własności wielu różnych kryształów zastosowanych do budowy modulatorów wiązki świetlnej o danym przekroju.

Stosunkowo niedawno (1966) [7] stwierdzono w pewnych kryształach ferroelektrycznych możliwość lokalnej zmiany dwójłomności w wyniku oddziaływania zewnętrznym polem elektrycznym, o określonym rozkładzie przestrzennym. Lokalna zmiana kierunku polaryzacji, a stąd rotacja płaszczyzny polaryzacji fali  $\mathcal{E}'$  o kąt  $\Gamma(x, y)$ , może być wykryta w układzie twornika stronicy z odpowiednio ustawionym analizatorem.

Działanie układu dla pojedynczego elementu  $s$  można wyrazić przez przepustowość

$$T(x, y) = \frac{J''(x, y)}{J'} \quad (7)$$

gdzie:  $J'$  - natężenie płaskiej fali świetlnej  $\mathcal{E}'$  na wejściu układu

$J''(x, y)$  - natężenie fali po przejściu przez ośrodek modulacyjny na obszarze  $s$  oraz przez analizator

Jeśli płaszczyzna polaryzacji  $\mathcal{E}'$  znajduje się pod kątem  $\theta$  w stosunku do kierunku wygaszania w kryształ (kierunek wygaszania jest związany z kierunkiem polaryzacji ośrodka modulacyjnego), to przepustowość obszaru  $s$  można opisać podobnie, jak dla układu ze skrzyżowanym polaryzatorem i analizatorem [12]

$$T(x, y) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi \Gamma(x, y)}{\lambda} \quad (8)$$

$$\Gamma(x, y) = d \cdot \Delta n(x, y)$$

$$\Delta n(x, y) = f [K(x, y)],$$

gdzie:  $\Delta n(x, y)$  - wskaźnik dwójłomności

$f : K(x, y) \rightarrow \Delta n(x, y)$  - funkcja odwzorowująca w sposób jednoznaczny pole  $K$  na obszarze  $s$  w zmienną  $\Delta n$

$d$  - grubość kryształu

Przegląd zastosowań kryształów elektrooptycznych w modulatorach przestrzennych zawierają m.in. prace [12], [13], [14]. W przeważającej części zastosowania te dotyczą monitorów ekranowych, które mają zbliżony układ do twornika stronicy, przez co wymieniona literatura może być pomocna we wstępnym stadium rozpoznania problemu.

Trwale lokalne uporządkowanie wektora polaryzacji można także uzyskiwać w pewnych polikrystalicznych materiałach ferroelektrycznych. Praca C. Landa [8] zawiera przegląd własności takich materiałów pod kątem ich zastosowania w monitorach ekranowych, pamięciach i innych; podaje też pewne istotne szczegóły konstrukcji takich układów. Podzielono tu ceramikę EO ze względu na grubość ziarna: materiały drobnoziarniste mają własność elektrycznie kontrolowanej dwójłomności zaś materiały gruboziarniste - własność elektrycznie kontrolowanego rozpraszania światła.

W materiałach drobnoziarnistych obserwowana dwójłomność jest zbliżona charakterem do efektów uzyskiwanych w ujemnych kryształach jednoosiowych. W materiale optycznie nieuporządkowanym można wprowadzić elektryczne pole porządkujące, w wyniku czego polaryzacja, a w związku z tym osie optyczne kryształitów przyjmą kierunek przyłożonego pola. Po odjęciu pola zewnętrznego polaryzacja utrzyma stan remanencji, co odpowiada pożądaney własności pamiętania informacji.

W obydwu rodzajach ceramiki EO wywołany stan jest stabilny w czasie i może być wymazany wzbudzeniem przeciwnym.

Ciekłe kryształy legitymują się największą różnorodnością dynamiczną efektów optycznych i to zarówno elektrycznych, jak też magnetycznych [9]. Materiały te są przedmiotem licznych prac badawczych pod kątem ich zastosowania w układach zbliżonych do twornika stronicy [16].

### 3. PARAMETRY UKŁADU

W niniejszym rozdziale omówione są cztery grupy parametrów układu TS umożliwiające określenie jakości funkcjonalnej fizycznego układu TS. Wartości parametrów trzech pierwszych grup umożliwiają zbudowanie

liczbowej skali ocen. Grupa IV natomiast, wspólnie z opisem układu, definiuje warunki pomiaru.

### Parametry geometryczne

- a - długość boku obszaru elementarnego
- L - odległość pomiędzy obszarami elementarnymi
- $N_x, N_y$  - liczba wierszy i kolumn
- N - liczba elementów w stronicy
- $A_x, A_y$  - długość boku stronicy
- l - liniowa gęstość upakowania (bit/mm)

### Parametry modulacyjne

T - przepustowość  
 $T(x, y) = \hat{m} \cdot \hat{m}^*$ ;  $\hat{m}^*$  - sprzężona wartość operatora (9)

$$\hat{m} = \frac{\hat{E}''(x, y)}{E_0},$$

$$T(x, y) = (m)^2 = \frac{J''(x, y)}{J'},$$

$$T = \frac{1}{s(x, y)} \iint_S T(x, y) dx dy. \quad (10)$$

$T^1$  - przepustowość "jedynki"

$T^1(J^1)$  - charakterystyka dynamicznej przepustowości

q - kontrastowość

$$q = \frac{J''\{1\}}{J''\{0\}}, \quad (11)$$

$$J''\{1\} = J'' \text{ dla } m = m^1$$

$$J''\{0\} = J'' \text{ dla } m = m^0$$

$\eta_s$  - sprawność stronicy

$$\eta_s = \frac{\iint_S J''(x, y) dx dy}{\iint_S J^1(x, y) dx dy}; \quad m = m^1 \quad (12)$$

$J'_{\max}$  - maksymalne (dopuszczalne) natężenie wiązki na wejściu

### Parametry przełączania

- $T(U)$  - amplitudowa charakterystyka przełączania
- $U_p$  - wartość progowa pobudzenia
- $U^{01}$  - amplituda pobudzenia dla przełączania  $m^0 \rightarrow m^1$
- $P^{01}$  - moc pobudzenia dla przełączania  $m^0 \rightarrow m^1$
- $T^{01}(U)$  - czasowa charakterystyka przełączania
- $T^{01}$  - czas włączenia:  $m^0 \rightarrow m^1$
- $T^{10}$  - czas wyłączenia:  $m^1 \rightarrow m^0$
- $T^{11}$  - czas pamiętania stanu  $m^1$
- $T_z$  - czas cyklu zapisu do stronicy

Większość parametrów grupy II i III dotyczyła wartości dla danej komórki s. Trzeba jednak także uwzględnić przeciętne wartości na obszarze stronicy

$$\bar{p} = \frac{1}{N} \sum_r p_r, \quad (13)$$

p - symbol parametru

r - numer obszaru s

oraz zmienność parametrów w czasie

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} . \quad (14)$$

### Parametry odniesienia

Wszystkie wymienione parametry, a zwłaszcza należące do grupy II i III powinny być mierzone jedynie w określonych warunkach, na które składa się

- konfiguracja układu TS,
- parametry odniesienia

W grupie parametrów odniesienia znajdują się przede wszystkim:

- parametry klimatyczne (temperatura, ciśnienie, wilgotność)
- parametry mechaniczne (naprężenie, udary, wibracje)
- parametry źródła ( $\lambda$ ,  $\Delta v$ , spójność)

Na zakończenie podana jest tabela zawierająca przykłady wartości parametrów.

Wartości w kolumnie 6 określono na podstawie ogólnych wymagań technicznych wynikających z wymagań dotyczących parametrów systemowych pamięci holograficznej. Przyjęto założenie, że pamięci holograficzne łączą zalety pamięci operacyjnej i pamięci masowej, wybrano więc następujące wartości liczbowe:

• pojemność pamięci	$10^9$ bitów
• pojemność stronicy informacji	$10^4$ bitów
• czas cyklu czytania stronicy informacji	10 $\mu$ s
• czas cyklu zapisu stronicy informacji	200 $\mu$ s
• gabaryty pamięci	$\sim 100$ dcm <sup>3</sup>
• czas między uszkodzeniami	$\sim 10.000$ godzin

Pamięć taka może wydatnie poprawić cechy architektury przyszłych maszyn cyfrowych.

#### LITERATURA

- [ 1 ] AJZERMAN M.A. i in.: Logika, Avtomaty, Algoritmy. Moskva 1963
- [ 2 ] WRZESZCZ Z.: Układy optyczne w przetwarzaniu informacji. ETO Nowości 1973, nr 1, s. 31
- [ 3 ] WILLIAMS C.S., BECKLUND O.A.: New York 1972, Wiley-Interscience
- [ 4 ] JONA I., SHIRANE G.: Ferroelectric Crystals. New York 1962, MacMillan
- [ 5 ] KAMINOW I.D., TURNER E.H.: Electrooptic Light Modulators. Proc. IEEE 1966, t. 54, nr 10, s. 1374
- [ 6 ] HELSZTYŃSKI J.: Modulacja światła spójnego. Warszawa 1966, PWN
- [ 7 ] SHABANA M.M., JONES R.V.: Electrooptical Activity of Localized Perpendicularly Switched Domains in Ferroelectric Crystals. Proc. IEEE 1966, t. 54, nr 1, s. 85
- [ 8 ] LAND C.E., THACHER P.D.: Ferroelectric Ceramic Electrooptic Materials and Devices. Proc. IEEE 1969, t. 57, nr 5, s. 751
- [ 9 ] SOREF R.A.: Liquid-Crystal Light-Control Experiments. The Physics of Opto-Electronic Materials. N. York 1971, Plenum Press
- [ 10 ] FEINLEIB J., OLIVER D.S.: Reusable Optical Image Storage and Processing Device. Appl. Opt. 1972, t. 11, nr 12, s. 2752
- [ 11 ] NISENSEN P., IWASA S.: Real Time Optical Processing with Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>. Appl. Opt. 1972, t. 11, nr 12, s. 2760

- [12] TAYLOR G.W., MILLER A.: Feasibility of Electrooptic Devices Utilizing Ferroelectric Bismuth Titanate. Proc. IEEE 1970, t. 58, nr 8, s. 1220
- [13] TAYLOR G.W.: A Method of Matrix Addressing Polarization Rotating or Recording Light-Valve Arrays. Proc. IEEE 1970, t. 58, nr 11, s. 1812
- [14] MARIE G., DONJON J.: Single-Crystal Ferroelectrics and their Application in Light-Valve Display Devices. Proc. IEEE 1973, t. 61, nr 7, s. 942
- [15] HILL B.: Some Aspects of a Large Capacity Holographic Memory. Appl. Opt. 1972, t. 11, nr 1, s. 192
- [16] JACOBSON A.D. i in.: The Liquid Crystal Light Valve, an Optical-to-Optical Interface Device. Pattern Recognition 1973, t. 5, nr 1, s. 13



Tabela orientacyjnych wartości parametrów układu twornika stronicy

Lp.	Nr grupy	Symbol	Nazwa	Jednostka	Wartość wg wymagań ogólnych	Wartość wg [11]	Wartość wg [15]	Wartość wg [16]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	I	a	Długość boku obszaru elementu	$\mu\text{m}$	$\sim 80$		220	
2	I	L	Odległość między obszarami elementów	$\mu\text{m}$	$\sim 100$		300	
3	I	$N_x, N_y$	Liczba wierszy/kolumn w stronicy	-	128	128	100	
4	I	$N$	Liczba obszarów elem. w stronicy	-	16,384	16,384	10000	
5	I	$A_x, A_y$	Długość boku w stronicy	mm	$\sim 10$	20	30	
6	I	$l$	Liniiowa gęstość upakowania	$\frac{\text{bit}}{\text{mm}}$	$\sim 10$		3	
7	II	$T^1$	Przepustowość "jedynek"	-	0,9	0,5		0,95
8	II	q	Kontrastowość	-	$> 10:1$ uwzględniając zakłócenia	1000:1		500:1
9	II	$\eta_s$	Sprawność stronicy	-	0,4	0,08	$T' \times 0,86$	
10	II	$J_{\text{max}}$	Maksymalna wartość natężenia wiązki wejściowej	$\text{W}/\text{cm}^2$	zależy od materiału ośrodka pamiętającego			

Tabela orientacyjnych wartości parametrów układu twornika stronicy (c.d.)

Lp.	Nr grupy	Symbol	Nazwa	Jednostka	Wartość wg wymagań ogólnych	Wartość wg [11]	Wartość wg [15]	Wartość wg [16]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
11	III	$U_p$	Pobudzenie progowe	V	$\sim \frac{1}{2} U^{01}$			10
12	III	$U^{01}$	Pobudzenie dla "jedynki"	V	<100			40 +27 ω 20 kHz
13	III	$P^{01}$	Moc pobudzenia dla "jedynki"	mW	< 10			
14	III	$T^{01}$	Czas przełączenia do "jedynki"	μs	< 1			$10^5$
15	III	$T^{10}$	Czas przełączenia do "zera"	μs	< 1			$10^5$
16	III	$T^{11}$	Czas pamiętania "jedynki"	μs	>1000			
17	III	$T_z$	Czas zapisu do stronicy	μs	< 100			
18	III	Tcz	Czas cyklu zapisu do stronicy		< 200	4600		

PRZETWORNIKI PIEZOELEKTRYCZNE DO AKUSTOOPTYCZNYCH  
DEFLEKTORÓW WIĄZKI ŚWIATŁA

## 1. WSTĘP

W ostatnich latach nastąpił intensywny rozwój prac nad urządzeniami wykorzystującymi zjawisko oddziaływania fali ultradźwiękowej na światło [1]. Wśród tych urządzeń szczególne znaczenie mają deflektory światła [2],[3] ze względu na ich zastosowanie w wielu systemach laserowych, jak np. pamięciach holograficznych, urządzeniach skanujących, telewizji laserowej i in. Systemy te, a zwłaszcza pamięci holograficzne wymagają dużej liczby położeń wiązki oraz odchylenia wiązki światła z dużą prędkością [4]. Wymaga to z kolei wytworzenia w ośrodku akustooptycznym - fali ultradźwiękowej o dużej częstotliwości - od ok. 100 MHz do 1 GHz i więcej. Rozwój deflektorów akustooptycznych jest więc związany z postępowaniem w dziedzinie techniki ultradźwięków w tym zakresie częstotliwości. Opracowanie nowych materiałów piezoelektrycznych i technologii wytwarzania przetworników spowodowało, że możliwe stało się uzyskanie drgań akustycznych o tak dużych częstotliwościach, przy jednocześnie szerokim paśmie i małych stratach mocy.

Technika wytwarzania materiałów o częstotliwościach powyżej 100 MHz różni się znacznie od metod stosowanych przy częstotliwościach niższych [5]. Bardzo małe grubości płytek przetworników (od ok. 10  $\mu\text{m}$  do 30  $\mu\text{m}$ ) wymagają specjalnych metod wytwarzania. Przy częstotliwościach powyżej 500 MHz uzyskanie przetworników płytkowych jest już bardzo trudne i stosuje się przetworniki cienkowarstwowe. Mała długość fali ultradźwiękowej powoduje, że duży wpływ na charakterystyki przetwornika zaczynają mieć grubości elektrod i warstwy łączącej przetwornik z podłożem. W celu uzyskania generacji drgań w szerokim paśmie częstotliwości, konieczny jest staranny dobór materiału piezoelektrycznego i pozostałych elementów prze-

twornika. Szczególnie wymaga się dobrego dopasowania pod względem właściwości akustycznych oraz dużej wartości współczynnika sprzężenia elektromechanicznego przetwornika.

Zagadnienia analizy i budowy przetworników na duże częstotliwości są tematem wielu publikacji, z których można wymienić np. prace [6 ÷ 22].

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie problematyki związanej z przetwornikami piezoelektrycznymi ze szczególnym uwzględnieniem specyfiki ich pracy w deflektorach akustooptycznych. Zostaną rozpatrzone wymagania stawiane przetwornikom do deflektorów, właściwości i metody analizy przetwornika przy dużych częstotliwościach, zagadnienia doboru materiałów na przetworniki oraz problemy technologiczne wytwarzania przetworników.

## 2. ZASTOSOWANIE PRZETWORNIKÓW piezoelektrycznych w deflektorach akustooptycznych

Zasada działania deflektorów akustooptycznych i podstawowe ich właściwości zostały przedstawione w pracy [23]; tutaj ograniczymy się tylko do krótkiego opisu. Deflektor składa się głównie z ośrodka akustooptycznego i dołączonego do niego przetwornika piezoelektrycznego. Rozchodząca się w ośrodku fala ultradźwiękowa powoduje periodyczną zmianę współczynnika załamania światła, wskutek czego wiązka światła przechodząca przez ośrodek ulega odchyleniu. Zjawisko to zwane jest ugięciem pod kątem Bragga i zachodzi, gdy spełniony jest pewien warunek dotyczący kąta padania wiązki światła w stosunku do czoła fali ultradźwiękowej. Mianowicie wymagane jest, aby kąt ten był równy  $\arcsin \lambda/2\Lambda$ , gdzie  $\lambda$  długość fali świetlnej w ośrodku,  $\Lambda$  długość fali ultradźwiękowej. Kąt odchylenia wiązki można zmienić przez zmianę długości fali  $\Lambda$ , co z kolei dokonuje się przez zmianę częstotliwości sygnału elektrycznego sterującego przetwornikiem.

Natężenie światła w wiązce odchylonej zależy w dużym stopniu od mocy akustycznej fali ultradźwiękowej. Przy nieodpowiednim wysterowaniu sprawność optyczna deflektora będzie mała tzn. tylko część światła ulegnie odchyleniu.

Do specyficznych cech deflektora akustooptycznego należy również to, że iloczyn liczby położeń wiązki i prędkości zmian położenia jest wprost

proporcjonalny do szerokości pasma częstotliwości fal ultradźwiękowych. Powoduje to konieczność generacji fal o dużej częstotliwości oraz stosowania odpowiedniej techniki umożliwiającej uzyskanie szerokiego zakresu zmian częstotliwości. Wcześniejsze rozwiązania deflektorów [24] wykorzystywały jako ośrodek akustooptyczny wodę, gdzie jednak ze względu na silne tłumienie ultradźwięków ich częstotliwość była ograniczona do 50 MHz. Wynalezienie lepszych materiałów akustooptycznych (szkieł i kryształów) umożliwiło pracę z częstotliwościami powyżej 100 MHz.

Na szerokość pasma częstotliwości poza tłumieniem fali ultradźwiękowej mają wpływ czynniki:

- zmniejszenie się sprawności optycznej wskutek niespełnienia warunku Bragga przy zmianie długości fali,
- duże straty mocy w przetworniku piezoelektrycznym przy częstotliwościach różniących się bardzo od częstotliwości rezonansowej.

Wpływ pierwszego z tych czynników można znacznie ograniczyć przez jednoczesną zmianę kierunku czoła fali ultradźwiękowej przy zmianie częstotliwości. Dzięki temu zmienia się kąt padania wiązki światła i warunek Bragga spełniony jest w szerokim paśmie. Dokonuje się tego za pomocą budowy zestawu przetworników piezoelektrycznych umieszczonych schodkowo [24], [25] lub w jednej płaszczyźnie i zasilanych w przeciwfazie [26]. Jeśli chodzi o pasmo częstotliwości samego przetwornika, to czynniki wpływające na nie będą przedstawione bliżej w następnym rozdziale.

Biorąc pod uwagę funkcje i właściwości deflektorów akustooptycznych można stwierdzić, że przetworniki piezoelektryczne do tych urządzeń powinny odznaczać się następującymi cechami:

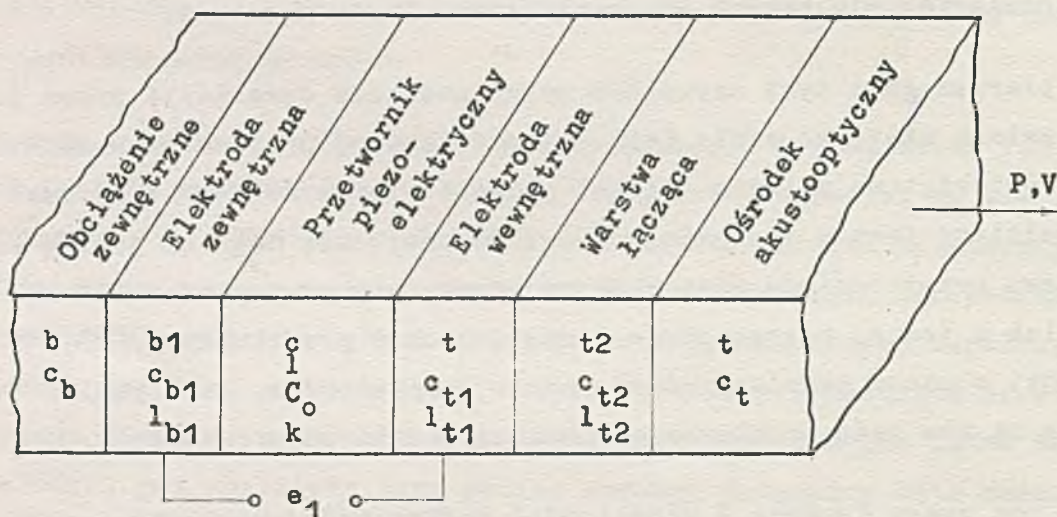
- przetwornik powinien dostarczyć do ośrodka akustooptycznego odpowiednią moc (wynosi ona na ogół mniej niż 1 W); jest to konieczne do uzyskania dużej sprawności optycznej deflektora,
- pasmo częstotliwości, przy których przetwornik może pracować powinno być szerokie (ok. 2/3 częstotliwości środkowej); umożliwia to zmianę położenia wiązki światła w szerokich granicach,
- przetwornik powinien charakteryzować się dużą sprawnością przetwarzania energii elektrycznej na akustyczną,
- układ: przetwornik, elektrody, warstwa łącząca, ośrodek akustooptyczny powinien odznaczać się dobrym dopasowaniem, jeśli chodzi o transmisję fali ultradźwiękowej,

● łączenie przetworników z materiałem akustooptycznym nie może wprowadzać naprężeń lub uszkodzeń. Materiały akustooptyczne na ogół podatne są na uszkodzenia i wymagają łączenia w niskich temperaturach.

Do powyższych wymagań można dołączyć jeszcze dodatkowe, związane np. z jego sterowaniem czy też rodzajem generowanej fali. Zagadnienia te będą poruszone w następujących punktach.

### 3. PODSTAWOWE WŁAŚCIWOŚCI przetworników piezoelektrycznych

Jak wspomniano już we wstępie, przy dużych częstotliwościach istotnego wpływu na pracę przetwornika zaczynają nabierać: warstwa łącząca przetwornik z ośrodkiem akustooptycznym oraz elektrody przetwornika. Mamy więc do czynienia ze strukturą wielowarstwową (rys. 1).



rys. 1. Struktura przetwornika piezoelektrycznego na duże częstotliwości [17]

Taki układ przetwornika był analizowany przez Sittiga [16],[17] oraz Meitzlera i Sittiga [18]. Założono, że

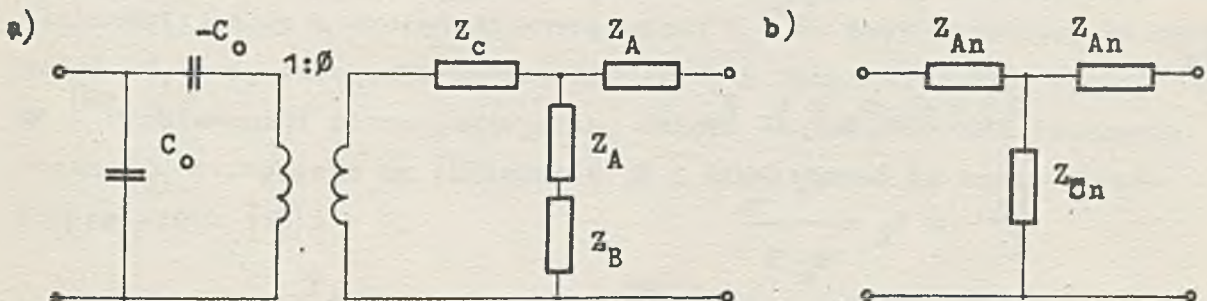
- wymiary poprzeczne układu są znacznie większe niż długość fali ultradźwiękowej,
- poszczególne warstwy są bezstratne,
- w układzie rozchodzi się tylko fala o określonym jednym rodzaju drgań (tzn. fale podłużna lub poprzeczna).

Właściwości układu będą zależeć od parametrów charakteryzujących poszczególne warstwy pod względem akustycznym. Do parametrów tych należą:

- gęstość materiału warstwy  $\rho_n$ ,
- prędkość rozchodzenia się dźwięku w warstwie  $c_n$ ,
- grubość warstwy  $l_n$ .

Parametry te uwidoczniło na rys. 1. Iloczyn gęstości i prędkości dźwięku jest akustyczną opornością falową danego ośrodka. Stała ta określa stosunek amplitudy ciśnienia akustycznego do prędkości cząstkowej w ośrodku. Do opisanie właściwości przetwornika potrzebne są ponadto: pojemność elektryczna  $C_0$  i współczynnik sprzężenia elektromechanicznego  $k$ .  $C_0$  jest pojemnością przetwornika zdefiniowaną przy stałym odkształceniu. (W wyniku przyłożenia pola elektrycznego do przetwornika powstaje w nim odkształcenie wskutek czego zmienia się stała dielektryczna). Współczynnik sprzężenia elektromechanicznego  $k$  charakteryzuje przetwornik pod względem energetycznym. Kwadrat tego współczynnika równy jest stosunkowi energii mechanicznej nagromadzonej w przetworniku wskutek odkształcenia zaistniałego pod wpływem pola elektrycznego do dostarczonej energii elektrycznej.

W celu przeprowadzenia analizy przetwornika poszczególne warstwy przedstawia się za pomocą schematu zastępczego. Na rys. 2a pokazano schemat zastępczy Masona [27] dla warstwy przetwornika, a na rys. 2b dla pozostałych warstw. Pokazane na rysunku wielkości  $Z_A$ ,  $Z_B$ ,  $Z_C$  oznaczają impedancje akustyczne, a transformator o przekładni  $\phi$  jest elementem przekształcającym parametry elektryczne, z którymi mamy do czynienia na wejściu układu (napięcie, prąd) na parametry akustyczne (ciśnienie, prędkość cząstkowa).



Rys. 2. Schematy zastępcze

- a) przetwornika piezoelektrycznego i
- b) elektrod lub warstwy łączącej

Poszczególne elementy występujące na schemacie zastępczym przetwornika wyrażają się następującymi wzorami [18]:

$$C_o = \epsilon_r^s \epsilon_o \frac{F}{l} \quad (1)$$

$$Z_A = j Z_o \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} \quad (2)$$

$$Z_C = -j \frac{Z_o}{\sin \gamma} \quad (3)$$

$$\phi = k (Z_o \omega_o C_o / \pi)^{1/2} \quad (4)$$

przy czym

$$Z_o = \rho c \quad (5)$$

$$\omega_o = \pi c / l \quad (6)$$

$$\gamma = \pi \frac{\omega}{\omega_o} = \pi \frac{f}{f_o} \quad (7)$$

$\epsilon_r^s$  jest względną stałą dielektryczną materiału przetwornika mierzona przy stałym odkształceniu,  $F$  polem powierzchni przetwornika,  $Z_o$  akustyczną opornością falową przetwornika, a  $\omega_o$  częstotliwością kątową, przy której grubość przetwornika równa jest połowie długości fali akustycznej. Analogicznymi wzorami będą wyrażały się elementy czwórnik z rys. 2b:

$$Z_{An} = j Z_{on} \operatorname{tg} \frac{\gamma_n}{2} \quad (8)$$

$$Z_{Cn} = -j \frac{Z_{on}}{\sin \gamma_n} \quad (9)$$

gdzie

$$Z_{on} = \rho_n c_n = z_n Z_o \quad (10)$$

$$\frac{\gamma_n}{\gamma} = t_n = \frac{c l_n}{c_n l} \quad (11)$$

Przetwornik obciążony jest akustyczną opornością falową ośrodka akustooptycznego  $Z_t = \rho_t c_t$  i opornością  $Z_b$  dołączoną do elektrody zewnętrznej. Zwykle w celu uniknięcia strat energii stosuje się jednostronnie obciążenie przetwornika i wówczas  $Z_b = 0$ . Jak więc widać, cały układ



przetwornika można przedstawić za pomocą łańcucha kaskadowo połączonych czwórników. Analizę takiego układu najwygodniej przeprowadza się za pomocą rachunku macierzowego. Po obliczeniu dla każdego czwórnika macierzy

$$[T_n] = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \quad (12)$$

otrzymujemy macierz całego układu

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod [T_n] \quad (13)$$

Mając zaś obliczone wielkości A, B, C i D za pomocą metod znanych z teorii czwórników można obliczyć impedancję wejściową układu oraz moc przesłaną do obciążenia.

Impedancja wejściowa  $Z_i$  wyniesie

$$Z_i = \frac{A Z_t + B}{C Z_t + D} \quad (14)$$

Przy określaniu parametrów związanych z transmisją mocy w układzie trzeba również wziąć pod uwagę możliwości ich praktycznego zweryfikowania. Jest to o tyle utrudnione, że pod względem elektrycznym układ charakteryzuje się tylko jednym wejściem. W sposób pośredni moc akustyczną w ośrodku można określić na podstawie pomiaru natężenia światła w wiązce odchylonej, jeżeli znane są dokładnie parametry materiałowe ośrodka akustooptycznego. Bezpośredniego pomiaru mocy można dokonać za pomocą metody pomiaru echa [18],[22] lub przez dołączenie dodatkowego przetwornika [16]. W tym drugim przypadku definiuje się tłumienność wtrąceniową układu jako stosunek mocy wydzielonej na oporności  $R_1$  dołączonej do źródła zasilającego o oporności wewnętrznej  $R_s$  do mocy uzyskanej na oporności  $R_1$  przy wtrąceniu między źródło i tę oporność układu zawierającego 2 przetworniki piezoelektryczne. Jeżeli napięcie źródła oznaczymy przez  $E_s$ , a napięcie na obciążeniu  $E_1$ , tłumienność IL można określić ze wzoru [18]:

$$I L \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{E_s}{E_1} + 20 \lg \frac{R_s}{R_s + R_1}, \text{ przy czym dla } R_s = R_1 \quad (15a)$$

$$\frac{E_s}{E_1} = \frac{2 Z_t R_s}{[A Z_t + B \cdot R_s (C Z_t + D)]^2} \quad (15b)$$

Przy założeniu, że obydwa przetworniki są takie same, straty w układzie zawierającym tylko jeden przetwornik będą dwa razy mniejsze.

Przedstawimy teraz niektóre wyniki, jakie Sittig i Meitzler uzyskali za pomocą wyżej przedstawionej metody analizy.

Założmy najpierw, że elektrody i warstwa łącząca są bardzo cienkie i można pominąć ich wpływ. Obliczając elementy macierzy A, B, C, D dla czwórnika reprezentującego przetwornik i podstawiając je do równania (14) otrzymujemy wówczas dla  $\omega = \omega_0$

$$Z_i = \frac{1}{\omega_0 C_0} \left( -j + \frac{4k^2}{\pi Z_t} \right) \quad (16)$$

gdzie  $z_t = \frac{Z_t}{Z_0}$  (17)

Impedancję wejściową przetwornika stanowi, jak widać, szeregowe połączenie pojemności  $C_0$  i oporności  $\frac{4k^2}{\pi Z_t C_0}$ .

Tłumiennosc dla częstotliwości rezonansowej wyniesie [7]

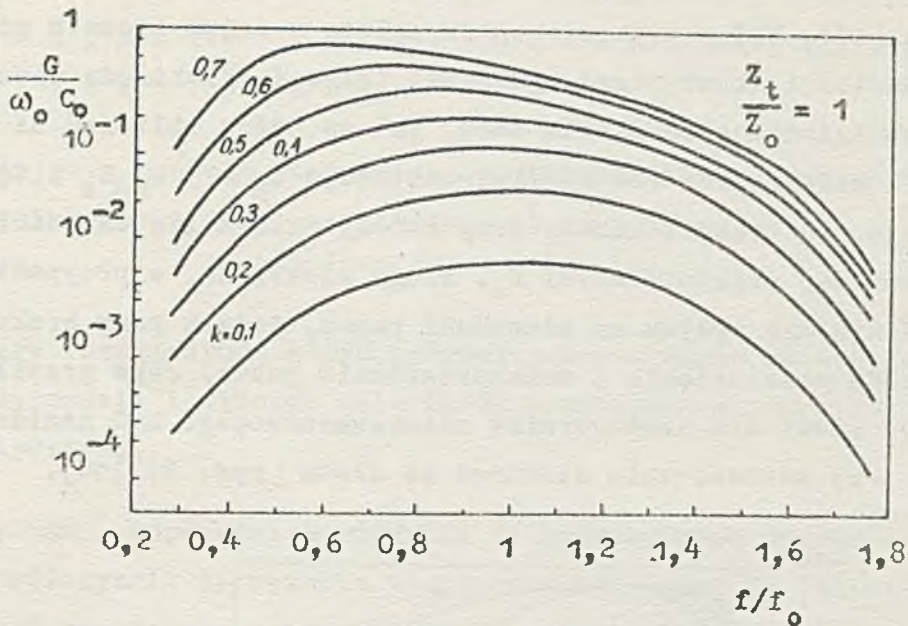
$$I L [dB] \cong 20 \lg \left( \frac{\pi}{8 k^2} z_t \right) \quad (18)$$

Powyższe wyrażenie jest słuszne dla przypadku

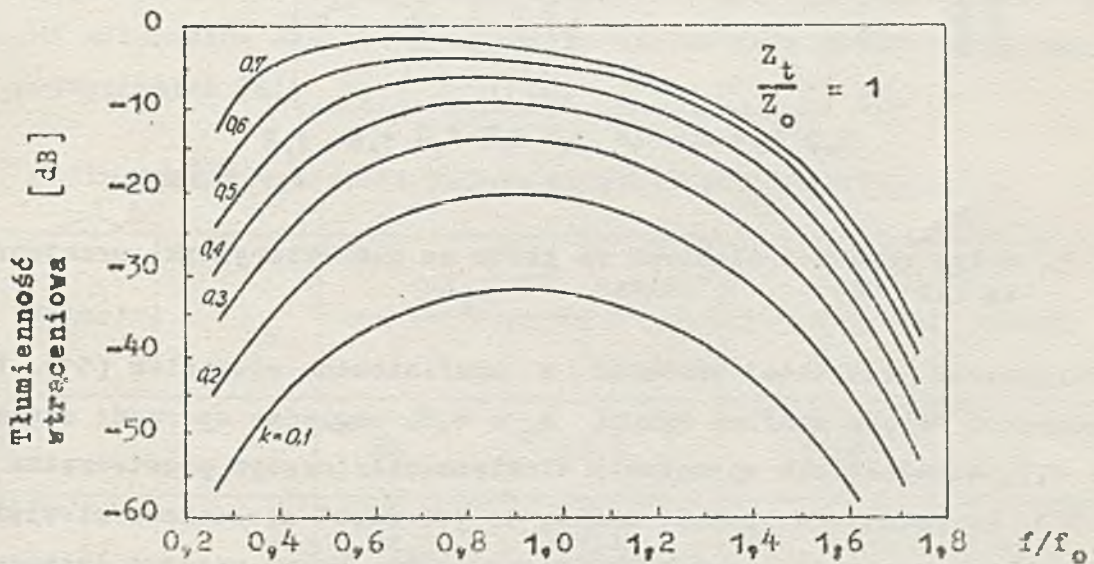
$$R_1 = R_S = \frac{1}{\omega_0 C_0} \quad (19)$$

przy którym zachodzi maksymalna transmisja mocy przy częstotliwości  $\omega_0$ .

Wzór na przebieg impedancji wejściowej i strat w funkcji częstotliwości jest dosyć skomplikowany i dlatego najlepiej obrazują przebiegi tych wielkości wykresy przedstawione w pracy [18]. Wykonano je dla parametru  $k$  zmienianego w granicach 0,1 - 0,7, co odpowiada zakresowi występujących w praktyce wielkości  $k$  oraz dla różnych wartości  $z_t$ . Na rys. 3 pokazano przebieg konduktancji wejściowej znormalizowanej względem susceptancji przetwornika przy  $\omega = \omega_0$ , a na rys. 4 przebieg wielkości strat przy  $R_S = R_1 = 1/\omega_0 C_0$ . Przytoczono tutaj wykresy tylko dla  $z_t = 1$ , gdyż w takim przypadku otrzymuje się szerokie pasmo i małe straty.



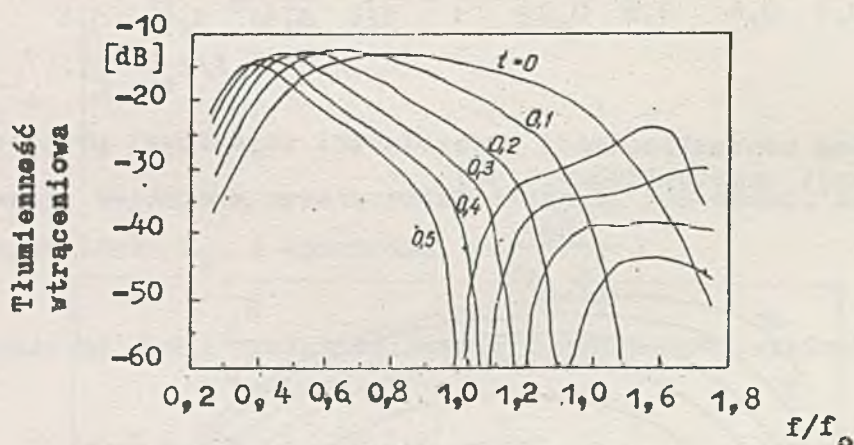
Rys. 3. Przebieg znormalizowanej przewodności wejściowej przetwornika w funkcji częstotliwości [18]



Rys. 4. Przebieg wielkości strat przetwornika w funkcji częstotliwości [18]

Porównując obydwa wykresy można stwierdzić, że charakter przebiegów jest podobny. Uwidacznia się silny wpływ współczynnika  $k$  na obie wielkości. Np. znormalizowana konduktancja dla  $f = f_0$  wynosi 0,5 dla  $k = 0,7$  i ok.  $10^{-2}$  dla  $k = 0,1$ . Przy małych wartościach  $k$  bardzo wzrastają straty wniesione przez przetwornik.

Omówimy teraz pokrótce wpływ elektrod i warstwy łączącej na parametry przetwornika [17]. Wpływ tych elementów zależy w dużym stopniu od ich grubości i wartości akustycznej oporności falowej. Elektroda zewnętrzna przy braku obciążenia przedstawia sobą, jak to można obliczyć na podstawie rys. 2b i zależności (8) i (9), reaktancję  $Z_b = j z_{b1} Z_0 \cdot \operatorname{tg}(t_{b1} \gamma)$ , która powoduje, że częstotliwość, przy której osiąga się wartości maksymalne jest poniżej częstotliwości  $f_0$ . Druga elektroda, w przypadku dopasowania, nie wywiera wpływu na szerokość pasma, jednak przy braku dopasowania następuje przesunięcie i zniekształcenie pasma. Jako przykład podajemy wielkość strat dla przetwornika cienkowarstwowego ZnO naniesionego na szafirze przy zastosowaniu elektrod ze złota (rys. 5) [18].



Rys. 5. Wpływ grubości elektrod ze złota na charakterystyki przetwornika ZnO [18]

Parametrem jest tutaj wielkość  $t$  zdefiniowana równaniem (11). Względna oporność falowa szafiru wynosi  $z_t = 1,2$ , względna oporność złota  $z_n = 1,7$ , współczynnik sprzężenia elektromechanicznego przetwornika  $k = 0,3$ . Na podstawie rysunku widać, że już nawet stosunkowo niewielkie wartości  $t$  powodują dosyć duże zmiany pasma. Wpływ warstwy łączącej na charakterystykę częstotliwościową przetwornika ma podobny charakter. Jako materiał do połączeń stosuje się żywice epoksydowe lub metale (ind, ołów). Stosunek oporności akustycznych żywic do oporności typowych materiałów piezoelektrycznych jest ok. 0,1 - 0,2, a metali 0,5 - 1. Powoduje to, że wymagana ze względu na zniekształcenie pasma grubość warstwy żywicy musi być znacznie mniejsza niż dla złącz metalicznych [18]. Np. przy częstotliwości 100 MHz grubość warstwy powinna być ok. 0,06  $\mu\text{m}$ , co przekracza już nieco możliwości techniczne uzyskania takiej warstwy, a dla indu 0,650  $\mu\text{m}$ , co nie przedstawia trudności realizacyjnych.

#### 4. MATERIAŁY PIEZOELEKTRYCZNE [7]

##### 4.1. Wymagania stawiane materiałom piezoelektrycznym

W niniejszym punkcie zostaną przedstawione właściwości materiałów piezoelektrycznych znajdujących zastosowanie w przetwornikach na duże częstotliwości.

Najpierw rozpatrzmy, które parametry materiałowe należy wziąć pod uwagę przy ocenie i wyborze materiałów piezoelektrycznych do deflektorów akustooptycznych.

Jak wynika z poprzednich rozważań do podstawowych parametrów zaliczyć należy współczynnik sprzężenia elektromechanicznego  $k$ , od którego zależy wielkość strat mocy w przetworniku i szerokość pasma częstotliwości. Drugim parametrem wpływającym na te wielkości jest akustyczna oporność falowa przetwornika, która powinna być zbliżona do oporności ośrodka akustooptycznego. W tabeli 1 zestawiono akustyczne oporności falowe ważniejszych materiałów akustooptycznych do deflektorów dla fal podłużnych (L) i poprzecznych (S).

Tab. 1. Akustyczne oporności falowe materiałów akustooptycznych

Materiał	$Z_t [10^6 \text{ kgm/sm}^2]$			źródło
	L	$S_1$	$S_2$	
$\text{PbMoO}_4$	26	13,8	13,8	[35]
$\text{TeO}_2$	25,2	3,4		[36]
$\text{Li Nb O}_3$	30,8	22,4	18,9	[37]
Ge	30,5	19,5		[38]
Szkło tellurowe	20			[39]

Z punktu widzenia przesłania maksymalnej mocy istotne jest również, aby impedancja wyjściowa źródła sygnałów sterujących przetwornikiem była

równa  $1/\omega_0 C_0$ . Ponieważ zwykle impedancja wyjściowa wynosi  $50\Omega$  w celu spełnienia tego warunku pożądanym jest by pojemność  $C_0$  była mała, zatem wymaga się by względna stała dielektryczna  $\epsilon_r^S$  materiału była mała. Oprócz trzech wymienionych parametrów  $k$ ,  $Z_0$  i  $\epsilon_r^S$  należy wziąć jeszcze pod uwagę stałą częstotliwości przetwornika określoną wg wzoru

$$k_f = f_0 \cdot l \quad [\text{MHz} \cdot \mu\text{m}]$$

Znajomość tej stałej pozwala na wyznaczenie grubości płytki przetwornika przy zadanej częstotliwości  $f_0$ . Pożądane jest aby wartość  $k_f$  była duża, gdyż wtedy łatwiejsze jest wykonanie płytki.

Materiały piezoelektryczne powinny również odznaczać się takimi cechami, jak łatwość obróbki, odporność na działanie temperatury, odporność na działanie wilgoci i wody, która często używana jest przy czyszczeniu przetworników przed ich połączeniem z ośrodkiem.

#### 4.3. P o d z i a ł   m a t e r i a ł ó w   p i e z o e l e k t r y c z n y c h

Początkowo przetworniki piezoelektryczne wykonywano z kwarcu lub ceramiki, później, w latach sześćdziesiątych opracowano wiele nowych materiałów. Ogólnie przetworniki można podzielić na płytkowe i cienkwarstwowe. Wśród materiałów stosowanych do pierwszej grupy można wyróżnić:

- monokryształy piezoelektryczne,
- monokryształy ferroelektryczne,
- materiały ceramiczne.

W przetwornikach cienkwarstwowych największe zastosowanie znalazły materiały półprzewodnikowe.

Ważniejsze materiały piezoelektryczne i ich podstawowe parametry zestawiono w tabeli 2. Dalej podamy krótki opis tych materiałów.

Tab. 2. Materiały piezoelektryczne

Materiał	Rodzaj drgań	Rodzaj cięcia	Współczynnik sprzężenia k	Względna stała dielektr. $\epsilon_r$	Stała częstotliwości $f_{0.1}$ [MHz· $\mu\text{m}$ ]	Akustyczna oporność falowa $Z_0$ [ $10^6 \text{kg/sm}^2$ ]	Źródło
Monokryształy piezoelektryczne $\text{SiO}_2$	L	X	0,098	4,58	2850	15,1	[40]
	S	Y	0,137	4,58	1925	10,2	
	S	AC	0,083	4,58	1650	8,8	
$\text{LiGaO}_2$	L	Z	0,30	8,5	3130	26,2	[41]
	S	X	0,17	7,0	2550	21,4	
	S	Y	0,17	6,0	2900	24,2	
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	L	111	0,155	38	1670	30,6	[10]
	S	110	0,235	38	850	15,6	
$\text{LiJO}_3$	L	$0^\circ$	0,51	6	2066	18,5	[15]
	S	$90^\circ$	0,60	8	1260	11,3	
Ceramika MBT	L	$0^\circ$	0,30	395	2880	31,3	[31]
	S	$90^\circ$	0,30	365	1700	18,4	
PZT-5	L	$0^\circ$	0,49	635	2170	33,4	[31]
	S	$90^\circ$	0,69	730	1120	17,3	
SPN	L	$0^\circ$	0,46	310	3470	31,3	[9],[29]
	S	$90^\circ$	0,65	545	1880	16,9	
PZT-7A	L	$0^\circ$	0,50	235	2400	33,8	[9],[31]
	S	$90^\circ$	0,67	460	1250	17,6	
Monokryształy ferroelektryczne $\text{LiNbO}_3$	L	Z	0,17	29	3660	34,4	[32]
	L	$36^\circ\text{Y}$	0,49	39	3700	34,8	
	S	$163^\circ\text{Y}$	0,62	43	2280	21,4	
	S	X	0,68	44	2400	22,3	
$\text{LiTaO}_3$	L	Z	0,19	43	3040	45,3	[32]
	L	$47^\circ\text{Y}$	0,29	42	3700	55,1	
	S	$165^\circ\text{Y}$	0,41	41	2280	34,0	
	S	X	0,44	41	2100	31,3	
$\text{BaNaNb}_5\text{O}_{15}$	L	Z	0,57	32	3075	32,6	[33]
	S	X	0,21	222	1820	19,3	
	S	Y	0,25	227	1830	19,4	
Warstwy cienkie CdS	L	$0^\circ$	0,154	9,53	2750	21,7	[13]
	S	$90^\circ$	0,188	9,02	900	8,69	
	S	$39,7^\circ$	0,212	9,33	1050	10,2	

Tab. 2. Materiały piezoelektryczne c.d.

Materiał	Rodzaj drgań	Rodzaj cięcia	Współczynnik sprzężenia k	Względna stała dielektr. $\epsilon_r$	Stała częstości $f \cdot l$ [MHz· $\mu$ m]	Akustyczna oporność falowa $Z_0$ [ $10^6$ kg/sm <sup>2</sup> ]	Źródło
ZnO	L	0°	0,282	8,84	3200	36,4	[13]
	S	90°	0,259	8,33	2880	16,4	
	S	43,0°	0,322	8,63	1620	18,4	
AlN	L	0°	0,20	8,5	5200	34,0	[28]

#### 4.3. Monokryształy piezoelektryczne

Kwarc ( $\text{SiO}_2$ ) należy do materiałów tradycyjnie stosowanych w technice ultradźwięków i odznacza się wieloma korzystnymi cechami: niski koszt, dobre właściwości mechaniczne, odporność na działanie wody, mała stała dielektryczna. Akustyczna oporność falowa zbliżona jest do oporności szklanych materiałów akustooptycznych. Wadą jest mały współczynnik sprzężenia elektromechanicznego.

Galan litu ( $\text{LiGaO}_2$ ) ma strukturę ortorombową, należy do grupy mm2. Materiał ten ma kilka zalet, z których należy wymienić przede wszystkim: uzyskiwanie czystych drgań L lub S, mała stała dielektryczna, średni współczynnik k i duża wartość oporności akustycznej (dla cięcia Z), dobra stabilność chemiczna. Może pracować w temperaturach co najmniej do 700°C. W stosunku do niobianu barowo-sodowego, który należy również do grupy mm2, jest łatwiejszy w obróbce, ma mniejszą stałą  $\epsilon_r^S$ , ma szerszy zakres temperatury pracy, jednak ma mniejszy współczynnik sprzężenia elektromechanicznego.

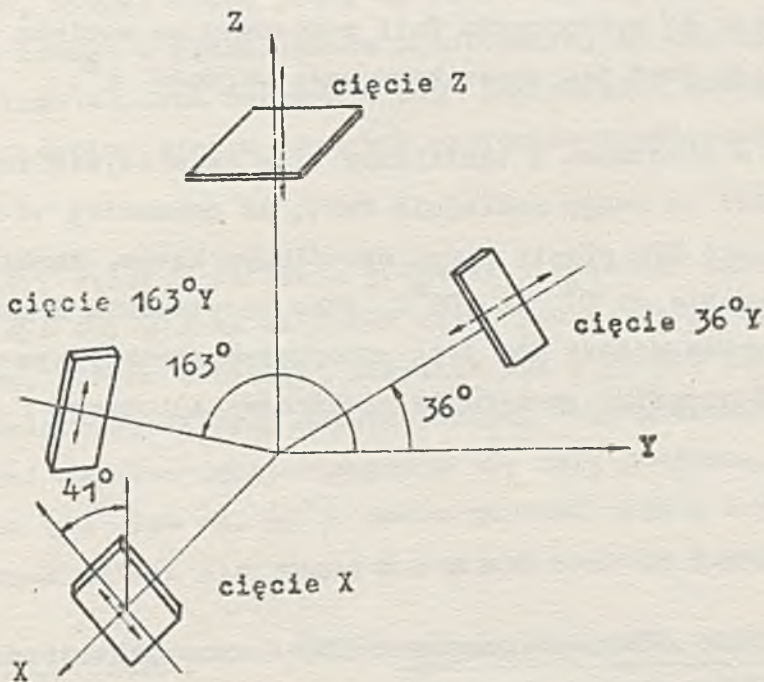
Tlenek germanowo-bismutowy ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ) należy do grupy 23. Materiały piezoelektryczne grupy 23 mają tę cechę, że żadne z prostych cięć kryształu nie jest przydatne do przetworników na duże częstości. Dlatego stosuje się płytki cięte w płaszczyźnie (111) i (110). Do zalet tego materiału należy niska temperatura topnienia, dzięki czemu można uzyskać duże kryształy, stosunkowo małe  $\epsilon_r^S$ , dużą wartość  $Z_t$ . Wadą jest niska wartość stałej częstości i współczynnika k.



Jodan litu ( $\text{LiJO}_3$ ) jest kryształem o strukturze heksagonalnej i należy do grupy 6. Ma dwie bardzo pożądane cechy: duży współczynnik sprzężenia  $k$  i małą stałą dielektryczną, mimo że rozpuszcza się w wodzie, nie wykazuje widocznych uszkodzeń w temperaturze pokojowej (przy wilgotności względnej 50%). Jednak wymaga specjalnego postępowania przy cięciu, polerowaniu i czyszczeniu, aby nie dopuścić do kontaktu z reztworami wodnymi.

#### 4.4. Monokryształy ferroelektryczne

Niobian litu ( $\text{LiNbO}_3$ ) ma właściwości symetrii grupy 3 m i krystalizuje w układzie romboedrycznym. Jako materiał piezoelektryczny może być stosowany w temperaturach do  $1050^\circ\text{C}$ . Ponieważ jest ferroelektrykiem istnieje tendencja do tworzenia się domen podczas wyciągania, co pogarsza jego właściwości piezoelektryczne. Jednak przez przyłożenie odpowiedniego pola elektrycznego można uzyskać reorientację domen i utworzenie się monokryształu. Na rys. 6 pokazano cztery najbardziej użyteczne cięcia kryształu.



Rys. 6. Cięcia płytek z niobianu litu

Cięcie Z odznacza się małym współczynnikiem sprzężenia elektromechanicznego 0,17, jednak dzięki drganiom cząstek dokładnie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny płytki uzyskuje się czystą falę podłużną. Cięcia Y ( $k = 0,49$  i  $0,62$ ) mają wektor ruchu cząstek skierowany o  $2^\circ$  w stosunku do idealnej orientacji i dlatego mogą pojawić się niepożądane mody drgań, jednak na poziomie poniżej 40 dB w stosunku do modu głównego. Cięcie X odznacza się dużym współczynnikiem  $k$  wynoszącym 0,68 przy poprzecznym kierunku drgań. Niobian litu należy do najczęściej obecnie stosowanych materiałów piezoelektrycznych do przetworników na wysokie częstotliwości.

Tantalany litu  $\text{LiTaO}_3$  należy do tej samej grupy co niobian litu. Ma prawie dwukrotnie niższą temperaturę Curie ( $660^\circ\text{C}$ ). Domeny mają znacznie mniejsze rozmiary i skierowane są antyrównoległe. Jako materiał na przetwornik piezoelektryczny ma gorsze właściwości niż niobian litu - niższe współczynniki  $k$  (z wyjątkiem cięcia Z) i wyższe oporności akustyczne.

Niobian sodowo-barowy ( $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ ) odznacza się budową ortorombową i należy do grupy  $\text{mm}2$ . Powyżej temperatury  $300^\circ\text{C}$  zmienia grupę symetrii i swoją strukturę na tetragonalną. Jako przetwornik piezoelektryczny nadaje się zwłaszcza do wytwarzania fali podłużnej ze względu na duże  $k$  równe 0,57. Zaletą jest też stosunkowo mała wartość  $\epsilon_r^S$ .

W porównaniu z niobianem i tantalaniem litu ma mniejszą impedancję mechaniczną. Również na uwagę zasługuje fakt, że parametry te uzyskuje się dla cięcia Z, a nie dla cięcia Y pod określonym kątem. Współczynnik  $k$  jest stały w zakresie od  $0^\circ$  do  $100^\circ\text{C}$ . Jako przetwornik drgań poprzecznych tytanian barowo-sodowy nie jest materiałem atrakcyjnym ze względu na mniejsze współczynniki sprzężenia elektromechanicznego i dużą stałą dielektryczną.

#### 4.5. M a t e r i a ł y c e r a m i c z n e

Ceramika z niobianu sodowo-potasowego (SPN) oraz cyrkonianu i tytanianu ołowiu (PZT-7A) spośród materiałów ceramicznych najlepiej nadaje się do przetworników dużej częstotliwości. Obydwa materiały wykazują duże współczynniki sprzężenia elektromechanicznego i mają dosyć dużą stałą częstotliwości. Stała dielektryczna tych materiałów, mimo że stosunkowo

niska w porównaniu do innych ceramik, jest znacznie wyższa niż innych materiałów piezoelektrycznych, co utrudnia jej stosowanie przy dużych częstotliwościach. Dodatkowym czynnikiem uniemożliwiającym jej stosowanie są sprzeczne wymagania co do wielkości ziaren. Ze względu na małą grubość płytki powinny być one małe, jednak wówczas pogarsza się współczynnik  $k$ . Ceramika PZT-7A umożliwia pracę w zasadzie do 100 MHz, ceramika SPN daje możliwość uzyskania większych częstotliwości, lecz jej wykorzystanie jest wówczas utrudnione z powodu dużej stałej dielektrycznej.

#### 4.6. Przetworniki cienkowarstwowe

Siarczek kadmu (CdS) i tlenek ołowiu (ZnO) znalazły jak dotychczas największe zastosowanie jako przetworniki cienkowarstwowe. Parametry podane w tab. 2 odnoszą się do tych związków w formie litej, jednak istnieje na ogół dobra zgodność z parametrami związku w postaci cienkowarstwowej. Niższy może być jednak współczynnik sprzężenia elektromechanicznego ze względu na to, że warstwa jest zbiorem ziaren, których osie krystaliczne nie są dokładnie skierowane w jednym kierunku. Zwykle  $k$  dla warstw wynosi 60 - 90% wartości zmierzonej dla monokryształu. Oba związki należą do grupy 6 mm, której cechą jest, że materiały mają symetrię elektryczną i elastyczną leżącą w płaszczyźnie prostopadłej do osi  $c$ . Dzięki temu warstwa polikrystaliczna zachowuje się jak warstwa monokrystaliczna, mimo że poszczególne ziarna mogą być przypadkowo ukierunkowane względem osi  $a$ .

Na parametry warstwy wpływają głównie: nieczułość warstwy na przypadkowe orientacje osi  $a$  oraz wielkość kąta, który tworzy oś  $c$  z normalną do warstwy. Ziarna orientują kierunek osi  $c$  prawie równolegle z kierunkiem padania cząstek przy naparowywaniu. Przy kierunku prostopadłym do powierzchni naparowywanej otrzymuje się falę podłużną. Przy pewnym kącie padania ( $40^\circ$  lub ok.  $90^\circ$ ) można uzyskać czyste drgania poprzeczne. Przy innych kątach otrzymuje się obydwa rodzaje drgań.

Przetworniki z siarczku kadmu uzyskuje się przez naparowywanie, natomiast z tlenku cynku - techniką rozpylania jonowego. Naparowywanie ZnO jest bardzo utrudnione ze względu na dużą różnicę prężności par obydwu składników.

Azotek glinu (AlN) należy do grupy 6 mm i jest obiecującym materiałem ze względu na dużą stałą częstotliwości i małą stałą dielektryczną. Przewiduje się, że może on znaleźć zastosowanie przy budowie przetworników na zakres kilku GHz.

## 5. ZAGADNIENIA TECHNOLOGII PRZETWORNIKÓW PŁYTKOWYCH

Przetworniki piezoelektryczne wykonane w postaci płytki monokryształu charakteryzują się dużą wartością współczynnika sprzężenia elektromechanicznego. Jednak uzyskanie przetworników płytkowych o dobrych parametrach wymaga zastosowania odpowiednich metod wytwarzania i łączenia płytki z podłożem.

Wytwarzanie przetworników na ogół odbywa się w następujących etapach:

- wstępne przygotowanie płytki,
- wykonanie elektrody wewnętrznej,
- połączenie płytki z podłożem,
- zmniejszanie grubości płytki, szlifowanie, polerowanie,
- naniesienie elektrody zewnętrznej.

Przygotowanie płytki obejmuje jej wycięcie z materiału wyjściowego, dokładne oczyszczenie i wygładzenie powierzchni. Grubość płytki może być znacznie większa od wartości docelowej. Cięcie płytki musi być bardzo dokładne względem określonych osi, w celu uzyskania drgań tylkożądanego rodzaju.

Wykonanie elektrody wewnętrznej odbywa się przez naporowanie warstwy metalicznej. Zwykle stosuje się złoto, przy czym w celu uzyskania lepszej adhezji do podłoża, najpierw nanosi się warstwę chromu.

Połączenie płytki z ośrodkiem, jak wspomniano już w punkcie 3, może być uzyskane za pomocą materiałów organicznych (np. żywicy epoksydowej) lub warstwy metalicznej (np. indu). Żywice epoksydowe umożliwiają uzyskanie trwałych połączeń w zakresie temperatury od 0 do 80°C. Jednak ze względu na to, że akustyczna oporność falowa tych materiałów różni się od oporności przetwornika, grubość warstwy w celu uzyskania szerokiego pasma powinna być bardzo mała. Wykonanie złącza musi odbywać się niezwykle starannie w pomieszczeniu bezpyłowym i z materiałem łączącym odfiltrowanym

z cząstek większych niż kilka dziesiątych  $\mu\text{m}$  [7]. Łączenie za pomocą żywic stosuje się więc w zasadzie do przetworników na częstotliwości nieprzekraczające 100 MHz.

Technika łączenia indem umożliwia uzyskanie znacznie większych częstotliwości pracy - do kilkuset megaherców. Stosowane jest zgrzewanie termokompresyjne lub łączenie w temperaturze pokojowej [20]. Ta druga metoda zasługuje zwłaszcza na uwagę, gdyż mimo że wymaga stosowania dużych ciśnień unika się powstania naprężeń wywołanych różną rozszerzalnością cieplną materiałów. Opisane w pracy [20] łączenie tą metodą odbywa się następująco: na przygotowaną płytkę i podłoże nanosi się warstwę indu i bezpośrednio po tym ściska się płytkę z podłożem pod ciśnieniem kilkuset  $\text{kg/cm}^2$  za pomocą prasy pneumatycznej w próżni. Warstwa indu przed połączeniem ma grubość ok. 50 nm. Przy zastosowaniu elektrod ze złota uzyskuje się trwałe połączenie umożliwiające pracę aż do  $600^\circ\text{C}$ . Warstwa ze złota może wprowadzać jednak pewne niedopasowania i dlatego prowadzone są próby nad zastosowaniem srebra i indu.

Oprócz opisanych metod opracowano również metodę łączenia ultradźwiękowego [22]. Jako materiały łączące stosuje się złoto, srebro i ind. Fale ultradźwiękowe o częstotliwości 18 kHz podaje się łącznie z ciśnieniem 100 - 200  $\text{kg/cm}^2$ . Zaletą tej metody jest zniszczenie przez fale warstw tlenków tworzącą się na powierzchni metalu łączącego.

Zmniejszanie grubości płytki jest następną ważną operacją, która ma wpływ na parametry przetwornika. Musi ona odbywać się w warunkach zapobiegających zanieczyszczeniu powierzchni i jej uszkodzeniu, co jest szczególnie ważne, gdy wymagana jest grubość płytki ok. 10  $\mu\text{m}$ . Ponieważ wymiary boczne płytki są rzędu kilkunastu milimetrów przy tak cienkiej płytce dopuszczalne niedokładności wzajemnego położenia obu płaszczyzn przetwornika wynoszą ok.  $\pm 5''$  [7].

Do szlifowania i polerowania stosuje się pasty diamentowe o różnej grubości ziarna. Dostępne są proszki o ziarnistości 0,1 - 15  $\mu\text{m}$ . Pasta diamentowa tworzy zawiesinę wodną, co zmniejsza prawdopodobieństwo uszkodzenia płytki. W czasie zmniejszania grubości trzeba sprawdzać grubość płytki i czy obie płaszczyzny są równoległe.

Opracowano również inną metodę polegającą na bombardowaniu płytki jo-

nami o wysokiej energii [21]. Metoda ta umożliwia uzyskanie grubości ok. kilku  $\mu\text{m}$ .

Naparowanie na płytkę warstwy metalicznej, która stanowi drugą elektrodę jest końcową operacją wykonywania przetwornika.

## 6. PRZYKŁADY WYKONANIA przetworników piezoelektrycznych do deflektorów akustooptycznych

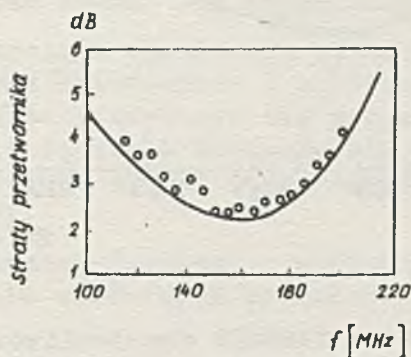
Omówimy teraz kilka przykładów wykonania przetworników piezoelektrycznych do deflektorów akustooptycznych charakteryzujących się dobrymi parametrami.

W deflektorze zbudowanym na molibdenianie ołowiu [35], charakteryzującym się pasmem  $90 \div 170$  MHz zastosowano przetwornik piezoelektryczny z niobianu litu. Oporności akustyczne obydwu materiałów są zbliżone do siebie, co w połączeniu z dużym współczynnikiem sprzężenia elektromechanicznego niobianu litu umożliwiło uzyskanie szerokiego pasma. Przetwornik składa się z dwu płytek połączonych szeregowo, dzięki czemu impedancja wejściowa jest zbliżona do  $50\Omega$ . Płytki mają grubość  $25\mu\text{m}$ , pole powierzchni wynosi  $3,75\text{mm}^2$ . Z ośrodkiem akustooptycznym łączymy się za pomocą indu opisaną wyżej metodą łączenia na zimno pod ciśnieniem.

Opisany w pracy [42] deflektor wykonany na molibdenianie ołowiu posiada przetwornik piezoelektryczny z niobianu litu o cięciu  $36^\circ$ , który charakteryzuje się pasmem częstotliwości  $210$  MHz. Uzyskano je przy częstotliwości środkowej pasma  $150$  MHz. Grubość płytki wynosiła  $23\mu\text{m}$ , powierzchnia  $5\text{mm} \times 10\text{mm}$ . Płytką łączoną była za pomocą indu. Elektrody wykonano ze złota, a jako warstwę pośrednią zastosowano molibden, gdyż jak stwierdzono doświadczalnie ma on lepszą adhezyjność do  $\text{PbMoO}_4$  niż chrom. W celu dalszego poprawienia przyczepności powierzchnia łączonych elementów była polerowana na matowo, przy czym nierówności wynosiły  $1\mu\text{m}$ . Po wykonaniu płytki była ona cięta na 4 mniejsze części w celu uzyskania zestawu przetworników generujących falę ultradźwiękową o zmieniającym się kierunku czoła fali w funkcji częstotliwości.

Przetworniki z niobianu litu w połączeniu z molibdenianem ołowiu spotyka się również w innych rozwiązaniach deflektorów np. [43].

W deflektorach wykorzystujących inny materiał o dobrych właściwościach akustooptycznych, tj. dwutlenek telluru - również często spotyka się niobian litu. Np. opisany w pracy [3] przetwornik o cięciu  $36^{\circ} Y$  ma częstotliwość rezonansową ok. 150 MHz, a jego charakterystyka strat w funkcji częstotliwości ma przebieg pokazany na rys. 6. Krzywa ciągła została otrzymana na podstawie obliczeń teoretycznych. Efektywna powierzchnia przetwornika wynosiła  $4,5 \times 8$  mm, a jego grubość  $25 \mu\text{m}$ . Przetwornik połączono z ośrodkiem za pomocą warstwy indu o grubości  $0,5 \mu\text{m}$  metodą ultradźwiękową.



Rys. 7. Charakterystyka mocy strat przetwornika z niobianu litu w funkcji częstotliwości [3]

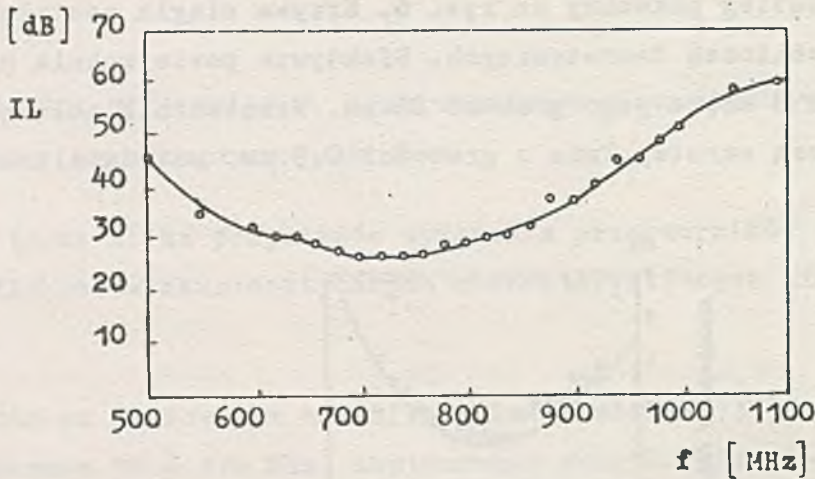
Opisany wyżej przetwornik służył do wytworzenia fali podłużnej. Dwutlenek telluru umożliwia jednak również uzyskanie dużej liczby położeń wiązki przy fali o poprzecznym charakterze drgań. W deflektorze tego rodzaju, omówionym w pracy [3], zastosowano niobian litu o cięciu X. Uzyskane pasmo częstotliwości akustycznych nie jest tu jednak duże (wynosi ono 35 MHz), gdyż dla tego rodzaju drgań impedancje akustyczne obu materiałów znacznie różnią się między sobą (patrz tab. 1 i 2).

Jeśli chodzi o przetworniki cienkowarstwowe, to jak podaliśmy w pkt.4 stosuje się przetworniki z siarczku kadmu i tlenku ołowiu.

W pracy [25] opisano deflektor z przetwornikami z siarczku kadmu naniezionymi na materiał akustooptyczny nacięty w formie schodków w celu uzyskania spełnienia warunku Bragga w szerokim zakresie częstotliwości. Szerokość pasma częstotliwości wynosi tutaj 250 MHz, straty przetwornika 20 dB.

Jako przykład przetwornika z tlenku cynku można wskazać przetwornik opisany w pracy [7], który wykonano metodą rozpylania. Grubość warstwy

wynosi  $3,2 \pm 0,5 \mu\text{m}$ , elektrody są z chromu (50 nm) i złota (100 nm). Uzyskano szeroki zakres częstotliwości, przy czym jego górna granica sięga 1 GHz (patrz rys. 7).



Rys. 8. Charakterystyka strat w funkcji częstotliwości przetwornika z tlenku cynku [7]

## 7. PODSUMOWANIE

Akustooptyczne deflektory światła o dużej liczbie rozróżnialnych położeń wiązki światła i dużej prędkości działania wymagają wytworzenia fali ultradźwiękowej o częstotliwościach zmienianych w szerokim zakresie. Z tego powodu częstotliwości rezonansowe przetworników wynoszą obecnie od ok. 100 MHz do ok. 1 GHz. W przyszłości potrzebne będą przetworniki na jeszcze większe częstotliwości.

Uzyskanie przetworników o szerokim pasmie przenoszenia i małych stratach mocy wymaga rozwiązania następujących problemów:

- właściwego projektowania przetworników,
- otrzymania materiałów piezoelektrycznych o właściwych parametrach,
- opanowania technologii wytwarzania i łączenia przetworników.

Przedstawienie tych zagadnień było przedmiotem niniejszego artykułu.

Jeśli chodzi o obliczanie i projektowanie przetworników, to dobre wyniki daje pokazana w rozdz. 3 metoda analizy Sittiga i Meitzlera. Pozwala ona również na ocenę wpływu na parametry przetwornika elektrod i warstwy łączącej.

W punkcie 4 omówiono problemy materiałów do przetwornika.

Efektywna praca przetwornika wymaga stosowania materiałów charakteryzujących się dużym współczynnikiem sprzężenia elektromechanicznego akustycznej i oporności falowej zbliżonej do oporności ośrodka akustooptycznego. Materiały te powinny odznaczać się również małą wartością stałej dielektrycznej. Korzystne jest także, aby stała częstotliwości była duża.

Z materiałów na przetworniki płytkowe wymienić należy przede wszystkim niobian litu. Na uwagę zasługuje również niobian sodowo-barowy ze względu



du na dużą wartość współczynnika sprzężenia dla drgań podłużnych. Dobrymi właściwościami odznacza się jodan litu, który jednak wymaga specjalnej obróbki ze względu na małą odporność na działanie wody. W przetwornikach cienkowarstwowych największe zastosowanie znalazły siarczek kadmu i tlenek cynku. Materiały te w porównaniu z materiałami do przetworników płytkowych mają dwu-trzykrotnie mniejszy współczynnik sprzężenia elektromechanicznego, jednak umożliwiają uzyskanie drgań o częstotliwościach 1 GHz i wyżej. Zakres częstotliwości przetworników płytkowych ograniczony jest do kilkuset MHz ze względu na trudności z uzyskaniem bardzo cienkich płytek.

Problemy technologii przetworników poruszono w p. 5.

Przetworniki cienkowarstwowe zależnie od materiału wykonuje się metodą naparowywania (siarczek kadmu) lub rozpylania (tlenek cynku).

W technologii przetworników płytkowych zasadnicze znaczenie ma łączenie płytki z podłożem oraz szlifowanie i polerowanie do odpowiedniej grubości. Najlepsze rezultaty uzyskuje się przez zastosowanie warstwy łączącej z indu. Operacji łączenia dokonuje się na zimno przy zastosowaniu dużych ciśnień, pozytywne wyniki daje również wykorzystanie do tego celu fali ultradźwiękowej.

Aby uniknąć wpływu warstwy łączącej i elektrod na parametry przetwornika konieczne jest dobranie właściwych materiałów i ograniczenie grubości tych warstw.

Praktyczne rezultaty uzyskiwane w dziedzinie przetworników do deflektorów akustooptycznych omówiono w pkt. 6. Najczęściej stosowanym materiałem piezoelektrycznym jest niobian litu. W przetwornikach cienkowarstwowych największe zastosowania znalazły siarczek kadmu i tlenek cynku.

Ogólnie można stwierdzić, że obecny stan rozwoju techniki ultradźwięków pozwala na budowę deflektorów akustooptycznych sterowanych w zakresie częstotliwości rzędu kilkuset megaherców. Konieczne jest przy tym zachowanie dużej dokładności przy wykonywaniu zarówno samej płytki piezoelektrycznej, jak i pozostałych warstw składających się na przetwornik.

## LITERATURA

- [1] BORN M., WOLF E.: Principles of Optics tłum. ros. Moskwa 1973 Nauka
- [2] GORDON E.I.: A Review of Acoustooptical Deflection and Modulation Devices. Proc. IEEE, 1966, nr 10, s. 1391
- [3] UCHIDA N., NIIZEKI N.: Acoustooptic Deflection Materials and Techniques. Proc. IEEE, 1973, nr 8, s. 1073
- [4] SMITS F.M., GALLAHER L.E.: Design Considerations for a Semipermanent Optical Memory. Bell Syst. Tech. J. 1967, nr 6, s. 1267
- [5] MATAUSCHEK J.: Technika ultradźwiękowa. Warszawa 1961, WNT
- [6] JAFFE W., BERLINCOURT D.A.: Piezoelectric Transducer Materials, Proc. IEEE 1965, nr 10, s. 1372
- [7] MEITZLER A.H.: Piezoelectronic Transducer Materials and Techniques for Ultrasonics Devices Operating above 100 MHz. W: Ultrasonic Transducer Materials. New York Plenum 1971

- [ 8 ] WARNER A.W., MEITZLER A.H.: Performance of Bonded Single-Crystal  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiGaO}_2$  as Ultrasonic Transducers Operating above 100 MHz. Proc. IEEE 1968, s. 1376
- [ 9 ] BERLINCOURT D.: Delay Line Transducer Materials, IEEE Int. Conv. Rec. 1967, part 11, s. 61
- [10] ONOE M., WARNER A.W., BALLMAN A.A.: Elastic and Piezoelectric Characteristics of Bismuth Germanium Oxide  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ . IEEE Trans. Son. Ultrason. 1967, s. 165
- [11] UCHIDA N., FUKUNISHI S., SAITO S.: Performance of Single Crystal  $\text{LiNbO}_3$  Transducers Operating above 1 GHz. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1973, nr 3, s. 71
- [12] FOSTER N.F.: Ultrahigh Frequency Cadmium Sulfide Transducers. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1964, s. 63
- [13] FOSTER N.F. i in.: Cadmium Sulfide and Zinc Oxide Thin-film Transducers. IEEE Trans. Son. Ultrason 1968, nr 1, s. 28
- [14] FINAK J., KOŃCZAK S., OPILSKI A.: Technologia wytwarzania cienkowarstwowych przetworników hiperdźwiękowych na bazie CdS. Zeszyty Nauk. Politechniki Śląskiej 1973, nr 23, s. 143
- [15] HAUSSUHL S.: Piezoelectric and Electric Behaviour of Lithium Jodate. Phys. State Sd. 1968, s. 159
- [16] SITTIG E.K.: Transmission Parameters of Thickness Driven Piezoelectric Transducers Arranged in Multilayer Configurations. IEEE, Trans. Son. Ultrason. 1967, nr 3, s. 167
- [17] SITTIG E.K.: Effects of Bonding and Electrode Layers on the Transmission Parameters of Piezoelectric Transducers Used in Ultrasonic Digital Delay Lines. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1969, nr 1, s. 2
- [18] MEITZLER A.H., SITTIG E.K.: Characterization of Piezoelectric Transducers Used in Ultrasonic Devices Operating above 0.1 GHz, J. Appl. Phys. 1969, nr 40, s. 4341
- [19] WILSON R.B.: Precision Polishing of Thin Single-Crystal Layers. J. Sci. Instruments 1967, s. 159
- [20] SITTIG E.K., WARNER A.W., COOK H.D.: Bonded Piezoelectric Transducers for Frequencies Beyond 100 MHz. Ultrasonics 1969, s. 108-112
- [21] BEECHAM D.: Sputter Machining of Piezoelectric Transducers. J. Appl. Phys. 1969, nr 10, s. 4357
- [22] LARSON J.P., WINSLOW D.K.: Ultrasonically Welded Piezoelectric Transducers. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1971, nr 3, s. 142-152
- [23] SYNAK R.: Deflektory wiązki światła i ich zastosowanie w pamięciach holograficznych, ETO Nowości 1975, nr 3
- [24] KORPEL A. i in.: A Television Display Using Acoustic Deflection and Modulation of Coherent Light, Proc. IEEE 1966, nr 10, s. 1429
- [25] PINNOW D.A.: Acoustooptic Light Deflection: Design Considerations for First Order Beam Steering Transducers. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1971, nr 4, s. 206
- [26] COQUIN G.A., GRIFFIN J.P., ANDERSON L.K.: Wide Band Acoustooptic Deflectors Using Acoustic Beam Steering. IEEE Trans. Son. Ultrason. 1970, nr 1, s. 34

- [27] MASON W.P.: Electromechanical Transducers and Wave Filters, New York, Van Nostrand, 1948
- [28] KLERK J., KELLEY E.F.: Vapor Deposited Thin Films Piezoelectronic Transducers. Rev. Sci Instr. 1965, s. 506
- [29] EGERTON L., DILLOND M.: Piezoelectric and Dielectric Properties of Ceramics in the System Potassium-Sodium Niobate. J. Amer. Ceramic Soc. 1959, s. 438
- [30] ONOE M., TIERSTEN H.F., MEITZLER A.H.: Shift in Location of Resonant Frequencies Caused by Large Electromechanical Coupling in Thickness-mode Resonators, J. Acous. Soc. Am. 1964, s. 36
- [31] BERLINCOURT D.A., CURRAN D.R., JAFFE H.: Physical Acoustics New York, Academic Press 1964, part A
- [32] WARNER A.W., ONOE M., COQUIN G.A.: Determination of Elastic and Piezoelectric Constants for Crystal in Class 3 m, J. Acous. Soc. Am. 1964, s. 1223
- [33] WARNER A.W. i in.: Piezoelectric Properties of  $Ba_2NaNb_5O_{15}$ . Appl. Phys. Lett. 1969, nr 1, s. 34
- [34] WARNER A.W., COQUIN G.A., FINK J.L.: Elastic and Piezoelectric Constants of  $Ba_2NaNb_5O_{15}$ . J. Appl. Phys. 1969, s. 4353
- [35] PINNOW D.A. i in.: Lead Molybdate: A Melt-Grown Crystal with a High Figure of Merit for Acoustooptical Device Applications. Appl. Phys. Letters 1969, nr 8, s. 5674
- [36] UCHIDA N., OHMACHI Y.: Elastic and Photoelastic Properties of  $TeO_2$  Single Crystal. J. Appl. Phys. 1969, nr 11, s. 46-92
- [37] SPENCER E.G., LENZO P.V., BALLMAN A.A.: Dielectric Material for Electrooptic, Elastooptic and Ultrasonic Device Applications, Proc. IEEE 1967, s. 2074
- [38] ABRAMS R.L., PINNOW D.A.: Acoustooptic Properties of Crystalline Germanium, J. Appl. Phys. 1970, nr 6, s. 2765
- [39] YANTO T., FUKUMOTO A., WATANABE A.: Tellurite Glass; A New Acoustooptic Material. J. Appl. Phys. 1971, nr 9, s. 5674
- [40] BROCKELSBY C.F., PALFREEMAN S.S., GIBSON R.W.: Ultrasonic Delay Lines, London, Iliffe Book Ltd. 1963
- [41] WARNER A.W.: New Piezoelectric Materials. Proc. of the 19th Annual Symposium on Frequency Control. 1965, s.5
- [42] ALPHONSE G.A.: Broadband Acoustooptic Deflectors: New Results. Appl. Opt. 1975, nr 1, s. 201
- [43] D'AURIA L. i in.: Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3D Storage. Appl. Opt., 1974, nr 4, s. 808

