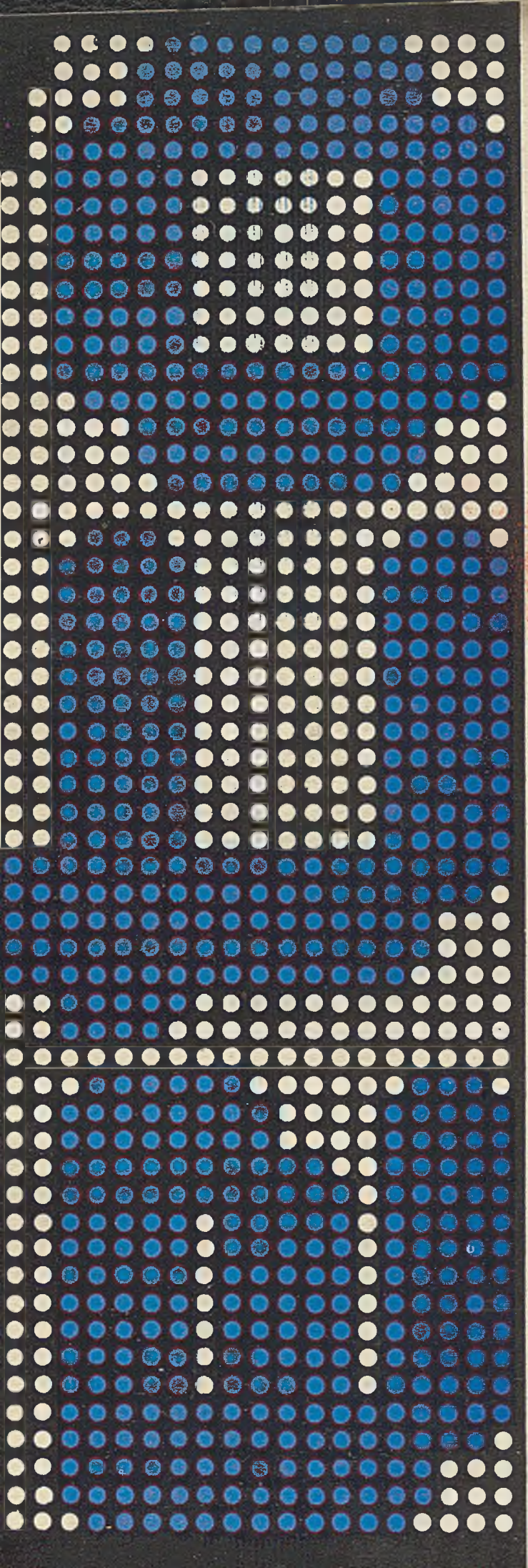


elektroniczna technika obliczeniowa

P.3057/75

NOWOŚCI NA 9 1975

ZJEDNOCZENIE PRZEMYSŁU AUTOMATYKI I APARATURY POMIAROWEJ „MERA"

INSTYTUT MASZYN MATEMATYCZNYCH BRANŻOWY OŚRODEK INTE

ELEKTRONICZNA TECHNIKA OBLICZENIOWA

N O W O Ś C I

Rok XIV Nr 4 1975

P. 3057/75

S p i s t r e ś c i

str.

mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ: Przestrzenne binarne modulatory światła dla pamięci holograficznej 3

mgr Andrzej SIKORSKI: Kryształy elektrooptyczne ośrodkiem pamiętającym hologram w pamięciach maszyn cyfrowych 34

mgr inż. Jan RYŻKO, mgr Andrzej SIKORSKI: Ośrodki pamiętające hologram 41

mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ: Półprzewodnikowa matryca detektora sygnału w pamięci holograficznej. Omówienie struktury i parametrów układu 78

mgr inż. Marian JOZANIS: Reżim gromadzenia ładunku w fotodetektorach ze złączem p-n i jego wykorzystywanie w fototranzystorowej matrycy detekcyjnej pamięci holograficznej 87

Wydaje

INSTYTUT MASZYN MATEMATYCZNYCH

B r a n ż o w y O ś r o d e k I n f o r m a c j i

N a u k o w e j T e c h n i c z n e j i E k o n o m i c z n e j

KOMITET REDAKCYJNY

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

Redaktor techniczny: Maria Kozłowska

Adres redakcji: 09-078 Warszawa, ul. Krzywickiego 34
tel. 28-37-29 lub 21-84-41 w. 431

Druk IMM z. 97/75 n. 1800 egz. pap. offset. kl. III g. 90. B-88. INDEKS 35804/35709.

ETO NOWOŚCI Nr 4/1975

mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ
Instytut Maszyn Matematycznych

681.327.2:621.375.826:535.8

PRZESTRZENNE BINARNE MODULATORY ŚWIATŁA DLA PAMIĘCI HOLOGRAFICZNEJ

1. WSTĘP

Holograficzne metody zapisu informacji stwarzają potencjalne możliwości znacznej poprawy parametrów systemów cyfrowych. Wiąże się to z ich podstawową cechą, tzn. równoległym operowaniem dużym blokiem informacji zarówno przy optycznym zapisie, jak i odczycie danych z nośnika [1], [2], [3].

Równoległy zapis bloku informacji wymaga, aby zgodnie z elementami tego bloku dokonać modulacji światła w przekroju poprzecznym wiązki przedmiotowej. Temu zadaniu służy przestrzenny modulator światła pozwalający w sposób wybiórczy oddziaływać na poszczególne fragmenty przekroju poprzecznego wiązki; tym różni się on od konwencjonalnych modulatorów czasowych, oddziaływujących na wiązkę światła w sposób jednakowy w całym jej przekroju.

Przestrzenne modulatory światła podzielić można na analogowe i cyfrowe. Modulatory analogowe pozwalają na podstawie wejściowych sygnałów elektrycznych lub optycznych wprowadzać funkcje o przebiegach ciągłych, tworząc optyczny sygnał graficzny o dowolnych kształtach. Stosowane są jako urządzenia wejściowe komputerów optycznych lub też dla wyświetlania danych graficznych w urządzeniach wskaźnikowych (displejach). Wprowadzanie danych do cyfrowej pamięci holograficznej wymaga zastosowania binarnych modulatorów przestrzennych, które pozwalają tworzyć dwuwymiarowy sygnał optyczny informacji zero-jedynkowej przy matrycowym sterowaniu sygnałami elektrycznymi. Parametry funkcjonalne modulatora zależą od mechanizmu wykorzystywanego zjawiska elektrooptycznego,

parametrów materialnego ośrodka czynnego, wielkości geometrycznych i optycznych układu oraz wyboru punktu pracy.

Celem niniejszej pracy jest dokonanie przeglądu rozwiązań technicznych binarnych modulatorów przestrzennych, porównanie poziomu parametrów funkcjonalnych uzyskiwanych w różnych rozwiązaniach, jak również dokonanie próby wyboru koncepcji do prac eksperymentalnych.

2. SPOSOBY MODULACJI ŚWIATŁA

Modulator przestrzenny możemy uważać za zespół elementów modulacyjnych wypełniający cały poprzeczny przekrój czynny modulatora (rys. 1). Stan optyczny każdego z tych elementów może być zmieniany za pośrednictwem sygnałów zewnętrznych podawanych na wiersze x_i i kolumny y_j. Wiązka światła o przekroju obejmującym cały poprzeczny przekrój modulatora, po przejściu przez modulator zostaje przestrzennie zmodulowana zgodnie ze stanem poszczególnych jego elementów.

Załóżmy, że na płaszczyznę XY modulatora pada w kierunku osi Z fala świetlna płaska i monochromatyczna o równomiernym rozkładzie przestrzennym amplitudy. Niech amplituda tej fali wynosi E_o, wówczas możemy wyrazić falę padającą na płaszczyznę X, Y wyrażeniem

$$E_i(t) = E_o \exp(j\omega t)$$

Modulator o charakterystyce przenoszenia $\bar{f}(x, y)$ działa na wejściową falę świetlną tak, że falę opuszczającą modulatora wyrazić możemy zależnością

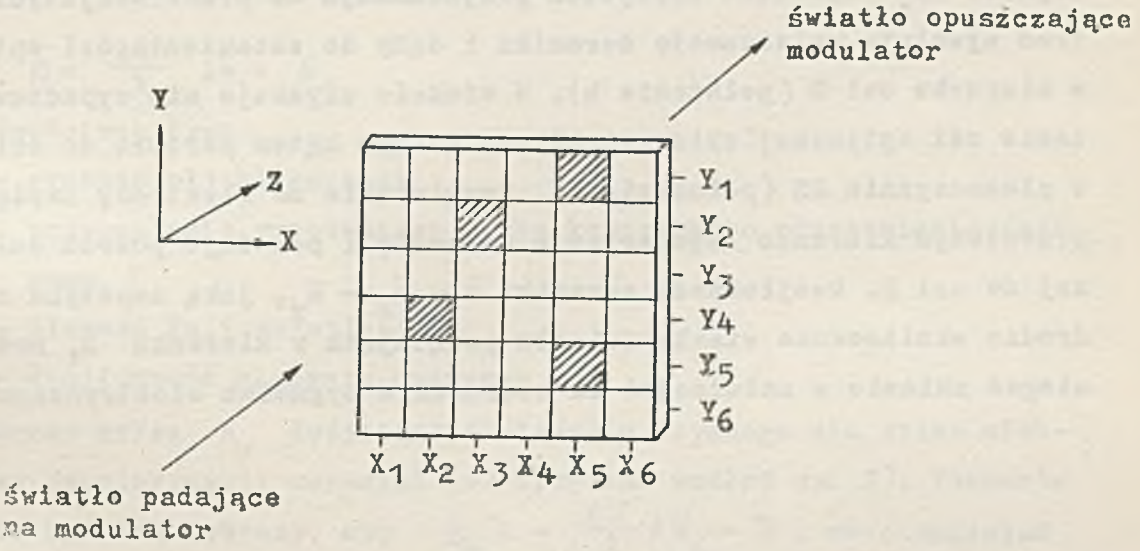
$$E_d(x, y, t) = E_o \bar{f}(x, y) \exp(j\omega t)$$

W ogólnym przypadku $\bar{f}(x, y)$ jest wartością zespoloną $\bar{f}(x, y) = \Phi_o(x, y)\, e^{j\Phi(x,y)}$, a więc oddziaływanie dotyczy zarówno amplitudy jak i fazy sygnału wejściowego $E_i(t)$, stąd też fala światła po przejściu modulatora może być opisana zależnością

$$E_d(x, y, t) = E_o f_o(x, y) \exp j[\omega t + \Phi(x, y)]$$

gdzie czynnik $f_o(x, y)$ odpowiada wpływowi na amplitudę a $\Phi(x, y)$ na fazę fali świetlnej. Z reguły dąży się do oddziaływania na jeden z wy-

mienionych parametrów fali i mówimy o modulacji amplitudy lub modulacji fazy. Modulację amplitudy możemy zrealizować przez zmianę tłumienia, rozproszenia lub odbicia światła w elemencie czynnym modulatora. Modulację fazy możemy uzyskać zmieniając drogę optyczną fal świetlnych. Można to zapewnić bądź przez zmianę współczynnika załamania n ośrodka modulującego, bądź przez zmianę długości drogi geometrycznej przemieszczającej się fali świetlnej na skutek odkształceń geometrycznych elementów czynnych modulatora.

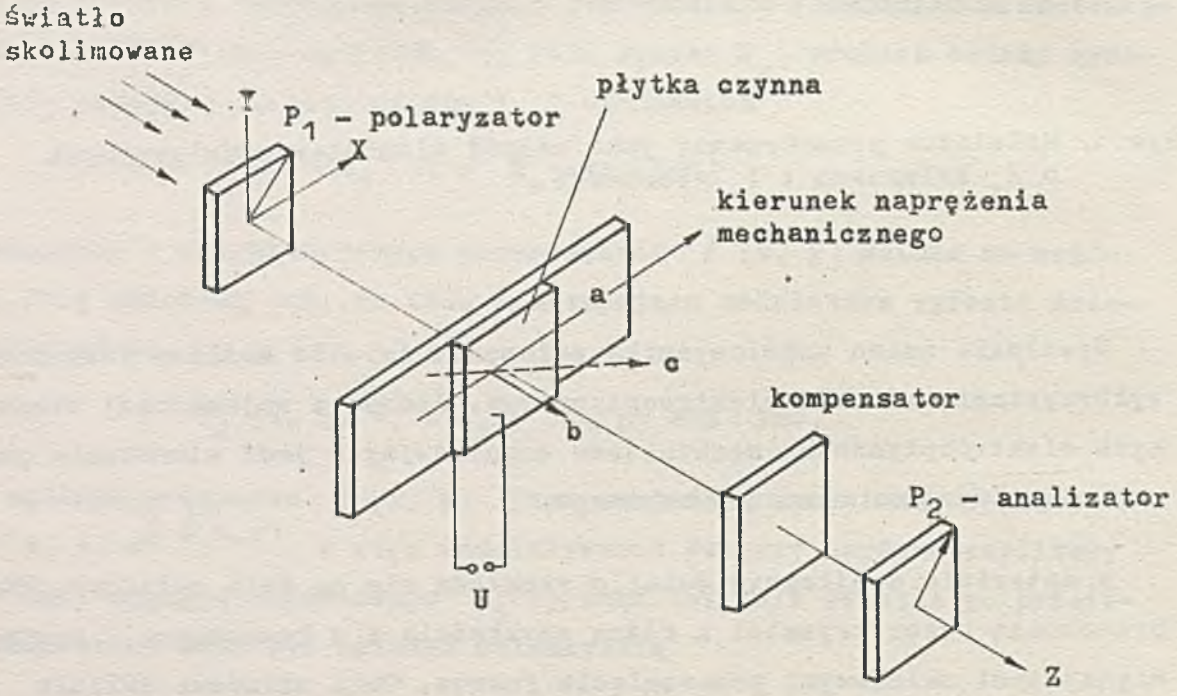


Rys.1. Modulator przestrzenny jako zespół elementów modulacyjnych o X_n kolumnach i Y_m wierszach

Wywołanie zmian współczynnika załamania światła możliwe jest przez wykorzystanie efektów elektrooptycznych. Jednym z najczęściej stosowanych elektrooptycznych mechanizmów modulacyjnych jest sterowanie zmianami dwójłomności elementu czynnego.

W materiale dwójłomnym światło rozkłada się na dwie składowe, które przechodzą przez kryształ z różną szybkością i w konsekwencji występuje między tymi składowymi przesunięcie fazowe. Obie składowe światła są spolaryzowane w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych; przesunięcie fazowe między nimi prowadzi więc do zmiany polaryzacji światła wychodzącego z kryształu. Podając na wejście układu światło spolaryzowane li-

niowo i dobierając odpowiednio przesunięcie fazowe między składowymi, możemy dokonać obrotu płaszczyzny polaryzacji światła opuszczającego element, a po przepuszczeniu przez analizator uzyskać zmiany amplitudy będące funkcją przesunięcia fazowego. Zasadę działania takiego modulatora omówimy na przykładzie rys. 2. Elementem czynnym jest tu płytka ceramiki ferroelektrycznej naprężona wstępnie, mechanicznie w celu wymuszenia w materiale dwójłomności. Oś optyczna wywołana przez to naprężenie leży w płaszczyźnie płytki wzdłuż osi X (położenie a). Pole elektryczne E_z wywołane napięciem przykładanym do przeźroczystych elektrod wywołuje polaryzację ceramiki i dąży do ustawienia osi optycznej w kierunku osi Z (położenie b). W efekcie uzyskuje się wypadkowe położenie osi optycznej skierowanej pod pewnym kątem zarówno do osi X i Z w płaszczyźnie XZ (położenie c). Przyłożenie na elektrody napięcia o przeciwnym kierunku depolaryzuje ceramikę i powoduje powrót osi optycznej do osi X. Dwójłomność ceramiki $\bar{n} = \bar{n}_x - \bar{n}_y$, jaką napotyka na swej drodze skolimowana wiązka światła podążająca w kierunku Z, może więc ulegać zmianie w zależności od sterowania sygnałem elektrycznym.



Rys. 2. Modulator wykorzystujący zmiany dwójłomności

Jeżeli przez płytkę tak sterowaną przepuścić światło skolimowane i spolaryzowane liniowo przez polaryzator P_1, to zmiana dwójłomności w płytce czynnej spowoduje obrót płaszczyzny polaryzacji światła o pewien kąt. Na skutek tego skręcenia światło po przejściu przez analizator P_2 ma inne natężenie. Stosunek natężenia światła I_2 przechodzącego przez polaryzator P_2 (analizator) do natężenia światła I_1 przechodzącego przez P_1 określony jest tu zależnością [4]

$$I_2/I_1 = \cos^2 \frac{\beta}{2}$$

gdzie $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l\bar{n} + \beta_o$

w zależnościach tych

l - grubość płytki czynnej

β_o - przesunięcie wprowadzane przez kompensator przesunięcia fazowego,

λ - długość fali świetlnej.

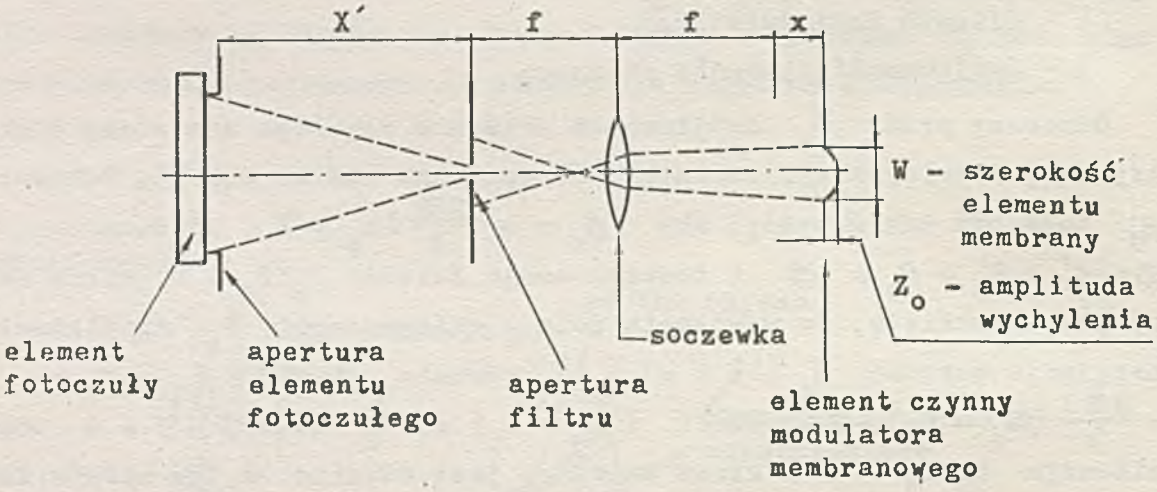
$\bar{n}$ - dwójłomność elementu czynnego

Oznaczmy przez $\bar{n}_p$ dwójłomność elementu czynnego dla stanu elektrycznej depolaryzacji ceramiki (oś optyczna wzdłuż osi X). Parametr β_o może być tak dobrany, aby $\beta_o = -\frac{2\pi}{\lambda} l\bar{n}_p - \pi$, wówczas $\beta = \beta' = \beta_p + \beta_o = -\pi$ i transmitancja światła $I_2/I_1 = 0$, klucz świetlny jest zamknięty. Po wywołaniu pola elektrycznego E_{z1} dwójłomność przyjmuje wartość $\bar{n}_q$ ($|\bar{n}_q| = |\bar{n}_p|$) wówczas $\beta = \beta'' = \beta_q + \beta_o = \frac{2\pi l}{\lambda}(\bar{n}_q - \bar{n}_p) - \pi$. Jeżeli $l(\bar{n}_q - \bar{n}_p) = \frac{\lambda}{2}$ to $\beta = \pi - \pi = 0$ transmitancja $I_2/I_1 = 1$ i klucz świetlny jest otwarty. W ten sposób dwa stany każdego z elementów modulatora mogą reprezentować wartość 0 i 1 binarnej informacji wejściowej.

Zasadę działania modulatora wykorzystującego odkształcenie powierzchni prześledzimy na przykładzie modulatora membranowego. Modulator membranowy składa się z cienkiej warstwy metalicznej (membrany) zawieszonej na perforowanej podporze, której otwory określają kształt i wielkość każdego z elementów czynnych modulatora. Pod każdym z tych elementów membrany znajduje się indywidualna elektroda. Przyłożenie napięcia między elektrodę a uziemioną membranę wywołuje siłę przyciągania elektrostatycznego odkształcającą fragment membrany. Od takiego elementu światło odbija się pod innym kątem niż od elementu nieodkształconego. W układzie

optycznym współpracującym z modulatorem można umieścić odpowiednią aparaturę, tak że światło odbijane od elementów płaskich przedostaje się do detektora, gdy natomiast światło odbite od elementów odkształconych zostaje zatrzymane na przesłonie.

W pamięciach holograficznych zapis hologramu odbywa się w tych miejscach nośnika informacji, gdzie światło odbite od nieodkształconych elementów interferuje z wiązką odniesienia. Światło odbite przez elementy odkształcone rozpraszane jest na dużo większą powierzchnię niż powierzchnia hologramu i natężenie światła przy zapisie tych elementów jest znacznie mniejsze; w ten sposób uzyskujemy określony kontrast sygnału "1"do sygnału "0". Optyczny układ zastępczy dla holograficznego zapisu informacji z elementu membrany podany jest na rys. 3 [5]. Układ ten stanowi dolnoprzepustowy filtr częstotliwości przestrzennej, którego charakterystyka wyznaczona jest przez średnicę apertury filtru.



Rys. 3. Układ optyczny modulatora membranowego

Układ soczewek rzuca obraz na płaszczyznę detektora ze współczynnikiem powiększenia $M = (x' + f) / (x + f)$. Wielkość apertury detektora jest równa M·W, czyli powiększonemu obrazowi elementu membrany. Światło padające na membranę jest skolimowane i wobec tego dla nieodkształconego elementu membrany w całości pada na element fotoczuły. Odkształcony element membrany przyjmuje postać paraboli o maksymalnym odchyleniu środka membrany od położenia spoczynkowego wynoszącym Zo. Powstaje w tym elemencie paraboliczne lustro, którego ogniskowa dla małych od-

kształceń może być wyrażona zależnością [5]

$$f_m \cong W^2/16\,Z_o$$

Odchylenie uprzednio skolimowanych promieni przez tę membranę tworzy w płaszczyźnie apertury filtrującej równomiernie oświetlony obszar o szerokości $d = f\,W/f_m$. Dla | apertury | filtrującej o wielkości $d_a = 2a\lambda f/W$ strumień światła przepuszczanego przez aperturę wynosi

$$I = I_o\, d_a/d \qquad \text{dla } d > d_a$$
$$\text{oraz } I = I_o \qquad \text{dla } d \leqslant d_a$$

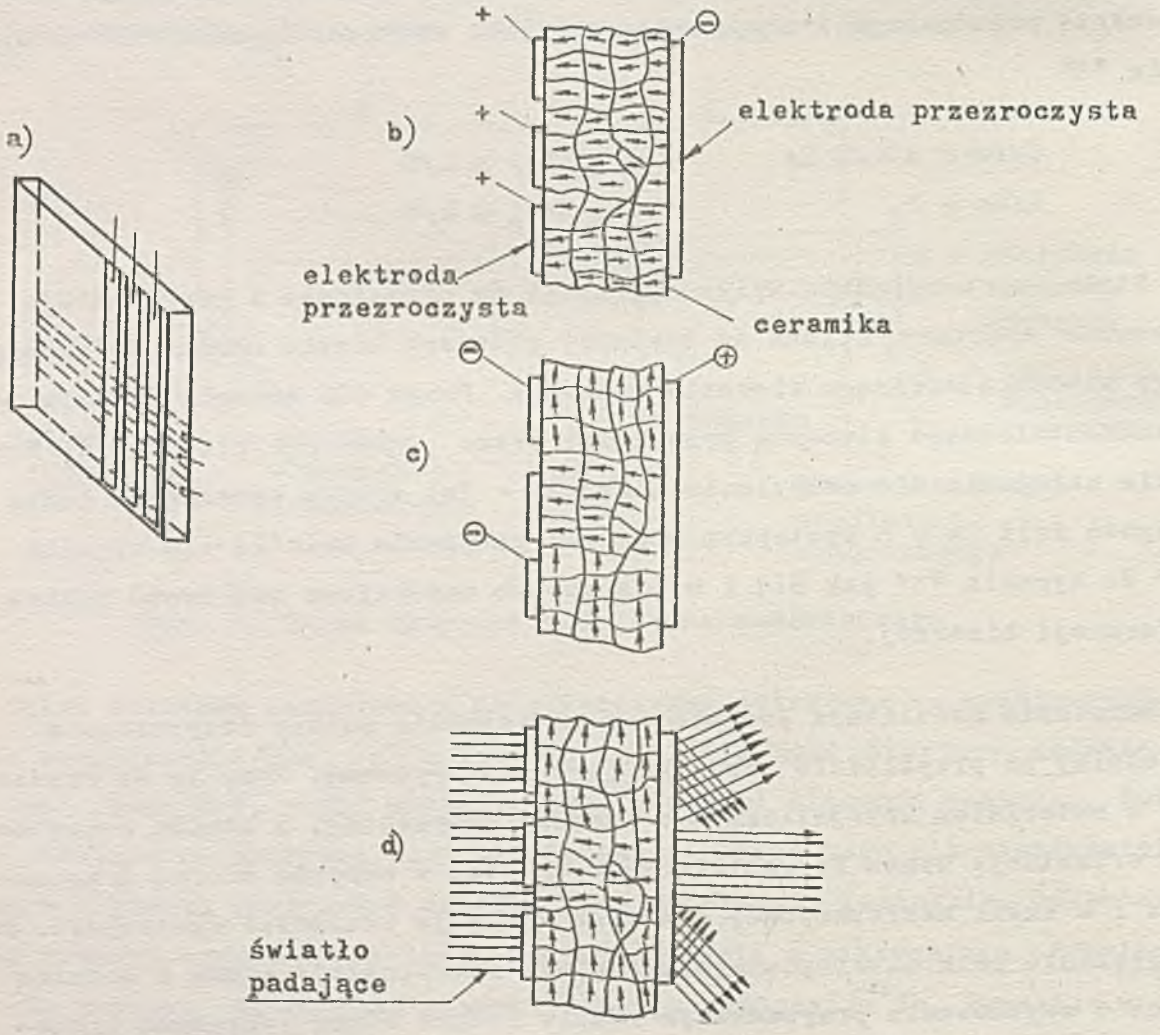
Strumień ten tworzy obraz na powierzchni elementu fotoczułego, przy czym I_o - oznacza strumień dla elementu nieodkształconego. Korzystając z tych zależności możemy wyrazić stosunek sygnału świetlnego dla elementu pobudzanego i niepobudzanego jako stosunek sygnału "0" do sygnału "1"

$$I/I_o = a\lambda/8\,Z_o \qquad \text{dla } Z_o > a\lambda/8$$
$$I/I_o = 1 \qquad \text{dla } Z_o \leqslant a\lambda/8$$

Stała a uwzględnia wpływ dyfrakcji na przesłonie i reprezentuje stosunek apertury filtru do średnicy głównego listka obrazu dyfrakcyjnego nieodkształconego elementu membrany. Ponad 90% energii światła od nieodkształconego elementu przechodzi przez apertury przy a = 1. Przy takim założeniu dla odchylenia membrany w jej środku wynoszącym jedną długość fali $Z_o = \lambda$ występuje stosunek natężenia światła dla sygnału "0" do sygnału "1" jak 8:1 i w ten sposób uzyskujemy możliwość zapisu informacji binarnej.

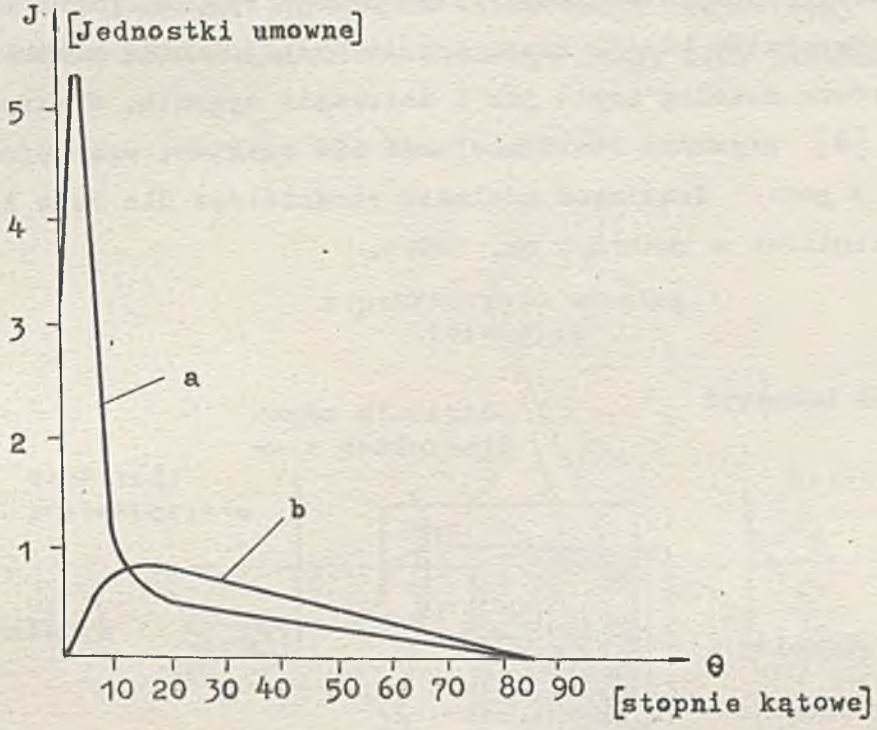
Działanie modulatora pracującego na zasadzie zmiany rozproszenia wyjaśnimy na przykładzie ceramiki ferroelektrycznej. Mamy tu do czynienia z materiałem krystalicznym o budowie ziarnistej. W stanie początkowym orientacja domen ferroelektrycznych jest w obrębie ziaren przypadkowa i w skali makroskopowej materiał wykazuje własności izotropowe. Po przyłożeniu pola elektrycznego następuje reorientacja domen i kosztem domen o usytuowaniu przypadkowym rośnie liczba domen jednakowo ułożonych względem pola. Ten wzrost liczby domen o określonej orientacji prowadzi do pojawienia się w skali makroskopowej własności anizotropo-

wych. Charakterystyka rozpraszania (kątowy rozkład natężenia) światła po przejściu przez płytkę ceramiczną w znacznym stopniu zależy od kierunku polaryzacji elektrycznej materiału (rys. 4)[6]. Płytka ceramiczna pokryta jest z obu stron elektrodami przezroczystymi, których fragmenty stanowią poszczególne elementy modulatora. Najpierw wszystkie elementy zostają spolaryzowane z jednakowym zwrotem i w kierunku normalnej do powierzchni głównych płytki (kierunek promienia światła). Następnie do tych elementów, które mają reprezentować zapis "zera" przykładany jest sygnał napięciowy o przeciwnym znaku. Powoduje to przełączenie domen i częściową depolaryzację elektryczną ceramiki w tych obszarach. Pojawia się składowa wektora polaryzacji, równoległa do powierzchni głównych płytki. Przełączone obszary rozpraszają światło znacznie bardziej niż elementy spolaryzowane w kierunku promienia świetlnego. Rozkład kątowy



Rys.4. Modulator pracujący na zasadzie rozpraszania a) płytka ceramiczna z naniesionymi elektrodami (pokazano 3 wiersze i 3 kolumny), b) wstępna polaryzacja ceramiki, c) częściowa depolaryzacja fragmentów ceramiki pod pobudzonymi elektrodami, d) rozpraszanie światła na elementach przełączonych

natężenia światła dla obu kierunków polaryzacji płytki podaje rys. 5 [7]. Umieszczając element modulacyjny w układzie optycznym z aperturą odfiltrowującą promienie rozproszone podobnie, jak to było w modulatorze membranowym uzyskujemy określony kontrast dla sygnału "0" i "1" .



Rys.5.Kątowy rozkład natężenia światła

a) charakterystyka dla ceramiki spolaryzowanej w kierunku normalnej do głównych płaszczyzn płytki

b) charakterystyka dla ceramiki spolaryzowanej w kierunku równoległym do głównych płaszczyzn

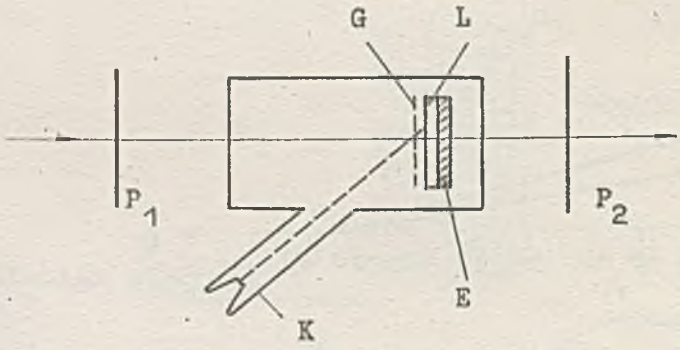
3. ROZWIĄZANIA TECHNICZNE MODULATORÓW

Dokonamy krótkiego przeglądu przykładów rozwiązań technicznych binarnych modulatorów światła podając ich podstawowe parametry pojemności informacyjnej, kontrastu sygnału "1" i "0" oraz szybkości działania.

3.1. Modulatory w postaci lamp elektrooptycznych

Jeden ze sposobów wykorzystania zmiany dwójłomności kryształu DKDP demonstruje elektrooptyczna lampa typu Titus. Zmiany dwójłomności wywołane są nierównomiernym rozkładem ładunku elektrycznego na powierzch-

ni kryształu. Funkcję przestrzennego rozłożenia ładunku na powierzchni płytki DKDP pełni wiązka elektronów. Wiązka ta modulowana jest sygnałem informacji wejściowej. Rozkład ładunku dokonywany jest za pomocą emisji wtórnej elektronów z powierzchni płytki kryształu. Rozmieszczenie podstawowych elementów lampy"Titus"podaje rys. 6. Przez odpowiedni stosunek potencjałów płytki anody krystalicznej L oraz siatki G można uzyskać zarówno lokalny zapis jak i ścieranie sygnału. W eksperymentalnej lampie [8] uzyskano rozróżnialność 650 punktów, czas przechowywania obrazu 3 godz. Graniczna zdolność rozdzielcza dla tego typu lamp wynosi 20 linii/mm a kontrast ok. 100:1.

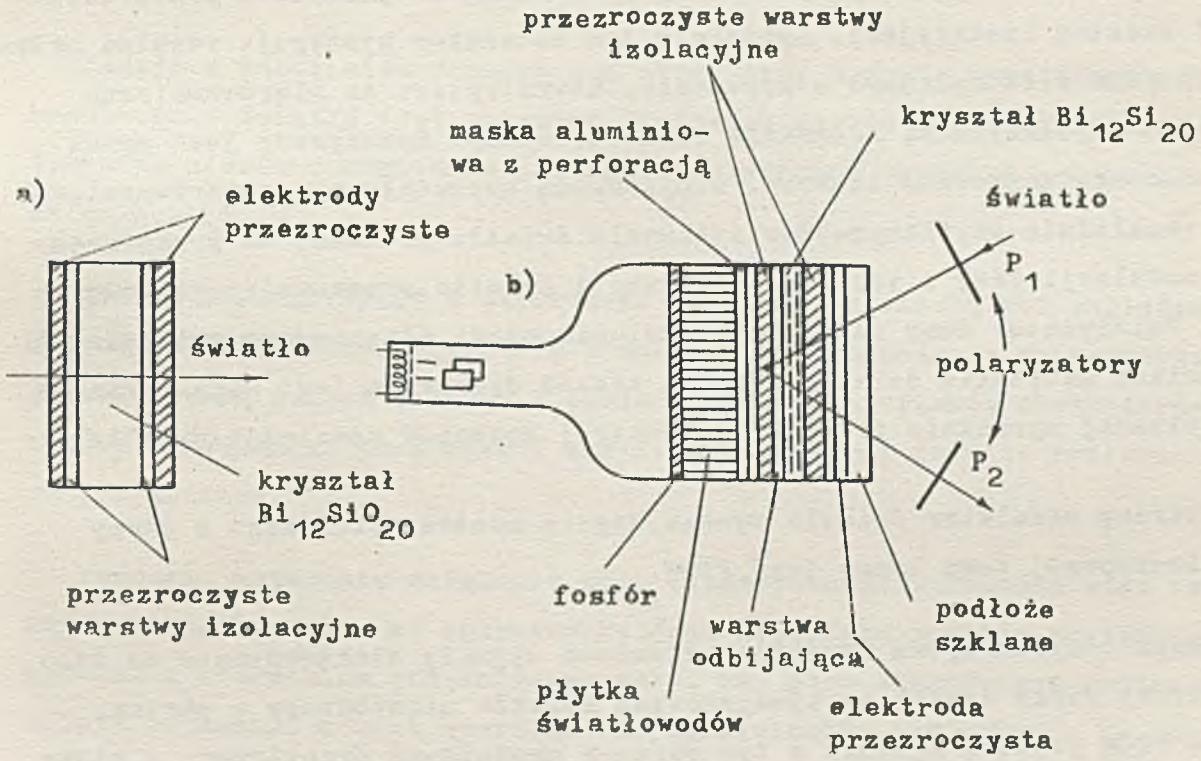


Rys. 6. Zasadnicze elementy modulatora na lampie elektrooptycznej "Titus"
P_1, P_2 - polaryzatory, K - działo elektronowe, G - siatka, L - kryształ DKDP, E - elektroda przezroczysta

Do wad lampy tego typu należy konieczność sterowania wysokim napięciem katody. Przy zapisie potencjał katody wynosi ok. -15 kV, natomiast przy wymazywaniu -1 kV. Poważnym niedostatkiem jest również konieczność intensywnego chłodzenia kryształu dla utrzymania jego temperatury blisko $-50^{\circ}C$ i stabilizowania jej z dokładnością $\pm 0{,}5^{\circ}C$. Stosuje się tu dwustopniowy układ chłodzący Peltiera. Wydzielana moc wynosi 50 W i konieczne jest zastosowanie zewnętrznego chłodzenia wodą [9].

Nowsze rozwiązania lamp elektrooptycznych opracowane zostały przez firmę Itek Corporation. W lampach tego typu wykorzystuje się zjawisko Pockelsa, stąd ich nazwa PROM (Pockels Readout Optical Modulator) [10]. Elektrooptyczny efekt Pockelsa polega na uzależnieniu przyrostów współczynników $1/n_i^2$ indykatrysy kryształu od składowych wektora elektrycz-

nego w pierwszej potędze [11]. W lampach PROM elementem czynnym jest kryształ ZnS lub $Bi_{12}SiO_{20}$. Kryształy te, oprócz efektu Pockelsa, charakteryzują się zjawiskiem fotoprzewodnictwa, stąd też w jednym elemencie można realizować zarówno funkcję modulacji (efekt Pockelsa) jak i funkcję optycznego wpisywania informacji wejściowej (efekt fotoprzewodnictwa). Budowa elementu czynnego lampy PROM pokazana jest na rys. 7a.



Rys. 7. Modulator na lampie elektrooptycznej PROM

a) element modulacyjny transmisyjny
b) zestaw lampy oscyloskopowej oraz elementu PROM pracującego w układzie odbiciowym

Informacja wejściowa wprowadzana jest do modulatora przez oświetlenie kryształu.

Obraz rzucany jest poprzez przezroczystą elektrodę i przezroczystą warstwę izolacyjną przy jednoczesnym przyłożeniu na zespół zewnętrznego napięcia elektrycznego. Zgodnie z rozkładem natężenia światła w obrazie informacji wejściowej mamy do czynienia z różną przewodnością kryształu, stąd też następuje niejednakowy przepływ ładunków przez kryształ.

Obraz informacji zostaje odwzorowany w rozkładzie ładunku elektrostatycznego na powierzchni styku fotoprzewodzącego kryształu i przezroczystej warstwy izolacyjnej. Zgodnie z tym ładunkiem występuje rozkład natężenia pola elektrycznego w krysztale, które wpływa na nierównomierny rozkład współczynnika załamania światła. Odczyt dokonywany jest przez światło spolaryzowane liniowo. Dwójłomność kryształu przy nierównomiernym rozkładzie współczynników załamania światła prowadzi do przestrzennej modulacji fazy i zmian w polaryzacji światła opuszczającego modulator. Polaryzator dany na wyjściu zamienia obrót płaszczyzny polaryzacji na zmiany natężenia światła. Ogólna zasada działania jest więc zbliżona do opisanej uprzednio w części dotyczącej sposobów modulacji światła.

Cyfrowy modulator światła wymaga użycia zestawu złożonego z lampy oscyloskopowej oraz lampy typu PROM.

Lampa oscyloskopowa zamienia wejściowe sygnały elektroniczne na dwuwymiarowy obraz danych zerojedynkowych światła niespójnego z ekranu, lampa PROM pozwala zgodnie z tym obrazem zmodulować przestrzennie strumień światła spójnego z lasera.

Element modulujący pracuje w układzie odbiciowym, przy czym promień światła lasera dwukrotnie przechodzi przez płytkę elementu czynnego, co dodatkowo zmniejsza wymagane napięcie polaryzujące kryształ. Dokładność położeń elementów zerojedynkowych obrazu wejściowego zapewniona jest przez precyzyjną maskę z otworami, co częściowo uniezależnia od błędów położenie plamki świetlnej w lampie oscyloskopowej.

Zestaw lampy oscyloskopowej i lampy PROM schematycznie przedstawiono na rys. 6b. Zasadnicze parametry funkcjonalne takiego zestawu są następujące [12]:

- liczba elementów 128 x 128
- kontrast sygnału wyjściowego 1000 : 1
- sprawność optyczna (światło lasera) 50%
- szybkość wprowadzania informacji $4{,}6 \cdot 10^6$ b/s

3.2. Modulatory na ceramice PLZT

Jednym z materiałów branych pod uwagę przy budowie przestrzennych modulatorów światła jest ceramika ferroelektryczna PLZT (cyrkanianotytanian ołowiu z domieszką lantanu) wytwarzana techniką prasowania na gorąco [7].

Ziarna ceramiki PLZT o strukturze romboedru stanowią pod względem optycznym jednoosiowe kryształy o ujemnej dwójłomności z osią optyczną ukierunkowaną wzdłuż jednego z ośmiu możliwych kierunków elementarnej komórki kryształu, przy czym w skali makroskopowej osie te rozłożone są przypadkowo.

Poddanie materiału działaniu pola elektrycznego wprowadza stan wstępnego uporządkowania, oś optyczna każdego kryształu zostaje usytuowana zgodnie z kierunkiem przyłożonego pola. Gdy pole elektryczne zostanie zdjęte, większość z tych uporządkowanych kierunków nie powraca do stanu pierwotnego i ceramika pozostaje w stanie remanencji nasycenia, wykazując anizotropowe własności optyczne. Przyłożenie pola elektrycznego w innym kierunku pozwala zmieniać kierunek wektorów polaryzacji, a tym samym sterować elektrycznie własnościami optycznymi elementu.

Cienkie płytki ceramiki PLZT wykazują właściwości elektrooptyczne, które różnią się wielkością ziarna ceramiki. Ceramika gruboziarnista o wielkości ziarna większej niż 2 μm rozprasza światło przez wielokrotne wewnętrzne odbicie, przy czym stopień rozpraszania światła można zmieniać pobudzeniem elektrycznym, o czym była mowa przy omawianiu różnych sposobów modulacji. Właściwość pamiętania zapisanego stanu w modulatorze pozwala na wprowadzanie informacji do modulatora kolejno

wiersz po wierszu. Modulator przestrzenny na tego typu ceramice składa się z płytki wraz z przezroczystymi elektrodami w formie pasków naniesionych na obie strony płytki. Elektrody te są wzajemnie skrzyżowane. Ponieważ efekt przełączania wektora polaryzacji elektrycznej wykazuje własności progowe, możemy dokonywać wybierania pobudzanego elementu przez koincydencję sygnałów napięciowych na wybranym wierszu oraz kolumnie. Celem zmniejszenia wpływu zakłóceń w elementach półwybranych oraz dla uniezależnienia stanu polaryzacji poszczególnych elementów od historii zapisywanej w nich informacji, wprowadza się tu pobudzanie przebiegami dwufazowymi [13]. Dla ceramiki o wielkości ziarna $G > 4$ µm i grubości płytki 250 µm przy napięciu przełączającym 300 V uzyskuje się kontrast 5:1.

Ceramika drobnoziarnista, tj. o wielkości ziarna $G \leqslant 2$ µm, wykazuje dwójłomność. Mniejszy współczynnik załamania (oś szybka) pokrywa się z osią polaryzacji ceramiki, większy współczynnik załamania leży w płaszczyźnie normalnej do tej osi. Oznacza to, że charakterystyka przepuszczania światła wykazuje właściwości ujemnych kryształów jednoosiowych. Wynikowa dwójłomność zależy od wielkości wstępnej polaryzacji elektrycznej, jak i od przyłożonego pola przełączającego. Można więc wpływać na zmianę dwójłomności za pomocą pobudzenia elektrycznego.

Dla tego rodzaju pracy potrzebne jest wymuszanie dwóch kierunków polaryzacji płytki, jeden w płaszczyźnie normalnej do kierunku wiązki światła, drugi wzdłuż normalnej do głównych płaszczyzn płytki czyli w kierunku równoległym do kierunku wiązki światła. Wymuszanie kierunku polaryzacji w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku światła możemy osiągnąć podając napięcie między kolejnymi parami elektrod na tej samej powierzchni płytki. W tym jednak przypadku obszarem czynnym stają się fragmenty ceramiki między elektrodami. Zmniejsza to znacznie powierzchnię czynną modulatora, co prowadzi do dużej straty energii świetlnej. Również swoboda w geometrii elementów modulacyjnych jest w takim przypadku ograniczona, bowiem odstęp między kolejnymi elektrodami bezpośrednio wpływa na wielkość napięcia pobudzającego. Wymagane tu natężenia wynoszą ok. 20 kV/cm, aby więc sprowadzić napięcia pobudzeń do praktycznych wielkości trzeba stosować bardzo małe odstępy. Aby uniknąć tej niedogodności dobrze jest uprzywilejować polaryzację cera-

miki w tym kierunku innym rodzajem wymuszenia. Dokonać tego można wprowadzając stałe naprężenie odkształcające płytkę mechanicznie [4], [13], [14].

Kierunek drugi wymuszany jest podobnie, jak uprzednio przez pole elektryczne wywołane napięciem przykładanym do przezroczystych elektrod z obu stron płytki. W modulatorze tego typu płytka PLZT z naniesionymi obustronnie przezroczystymi elektrodami paskowymi, poddana naprężeniu odkształcającemu, umieszczona jest między polaryzatorami. Schemat układu na rys. 2.

Parametry uzyskiwane w prototypowych rozwiązaniach modulatorów PLZT pracujących w omawianym reżymie pracy są następujące [4], [13]:

- pojemność modulatora 128 x 128
- wymiar elementu 0,125 x 0,125 mm
- kontrast 10 : 1
- sprawność optyczna 40%
- czas włączenia 10 μs - 10 ms
- napięcie pobudzające 300 V
- maksymalna szybkość wpisywania informacji dla słowa 100-bitowego $5 \cdot 10^6$ b/s

Do zalet ceramiki PLZT w zastosowaniu do modulatorów przestrzennych należy dobre zdefiniowanie obszaru przełączeń geometrią elektrod. Możliwe jest tu uzyskanie wymiarów elementu modulacyjnego 25 μm x 25 μm (dla grubości płytki 30 μm).

3.3. Modulator przestrzenny na krysztale molibdenianu gadolinu

Do modulatorów przestrzennych światła wykorzystujących zjawisko zmiany wymuszonej dwójłomności należy również model, w którym jako materiał czynny zastosowano molibdenian gadolinu $[Gd_2 (MoO_4)_3]$ [15]. Jest to kryształ należący do materiałów ferroelektrycznych. Zmiana dwójłomności kryształu wiąże się tu z przełączeniem domenowym. Kierunek polaryzacji przełączonego obszaru wykazuje efekt pamiętania. Molibdenian gadolinu charakteryzuje się bardzo dobrą przezroczystością i jednorod-

nością, co zapewnia wysoką sprawność optyczną modulatora. Pod względem konstrukcyjnym modulator z tego kryształu jest jednak dość złożony. Dla uniknięcia oddziaływania na sąsiednie obszary stosuje się składanie bloku modulatora z pręcików kryształów odpowiadających poszczególnym kolumnom, a dla oddzielenia poszczególnych obszarów przełączeń w danej kolumnie stosuje się specjalną obróbkę powierzchniową.

Poziom potwierdzonych eksperymentalnie parametrów jest dla tego typu modulatora następujący:

- pojemność 32 x 36 = 1152
- wymiar elementu 0,5 x 0,5 mm
- kontrast 20 : 1
- sprawność optyczna 90%
- napięcie przełączające 150 - 300 V
- szybkość wprowadzania informacji 72 k bit/s

3.4. Modulatory na ciekłych kryształach

W modulatorach światła stosowane są również ciekłe kryształy; nazwę tę przyjęto dla oznaczania substancji wykazujących stan pośredni pomiędzy ciałem stałym a cieczą o własnościach izotropowych. W ciekłych kryształach występuje bogata gama zjawisk elektrooptycznych [6]. Główne perspektywy wykorzystania ciekłych kryształów dotyczą techniki wskaźnikowej [16]. W modulatorach cyfrowych wykorzystuje się efekt zmiany dwójłomności lub efekt dynamicznego rozpraszania. Zmiana dwójłomności dokonywana jest przez obrót osi optycznej kryształu pod wpływem przyłożonego napięcia zewnętrznego. Orientacja dwóch skrajnych położeń osi optycznej (prostopadłych względem siebie) zapewniona jest przez wzajemne oddziaływanie ciekłego kryształu oraz powierzchni elektrod. W stanie spoczynkowym oś optyczna cienkiej warstwy ciekłego kryształu jest prostopadła do ścian wewnętrznych elektrod. Dla strumienia świetlnego przepuszczanego przez ścianki boczne modulatora w kierunku równoległym do tej osi kryształ nie wykazuje dwójłomności i polaryzacja światła przepuszczanego przez modulator nie ulega zmianie, a umieszczenie modulatora między dwoma skrzyżowanymi polaryzatorami daje w efekcie zamknięcie drogi dla strumienia świetlnego. Efekt dwójłomności występuje w kryszta-

le, gdy oś optyczna znajdzie się w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku fali świetlnej, tzn. gdy przyjmie kierunek w płaszczyźnie głównych ścian modulatora. Z sytuacją taką mamy do czynienia po przyłożeniu napięcia elektrycznego na elektrody. Dokładna orientacja nowego kierunku osi optycznej określona jest w toku przygotowywania elektrod. Elektrody te poddawane są specjalnej obróbce powierzchniowej. Polega ona na pocieraniu ich w jednym kierunku za pośrednictwem przepływu roztworu organicznego. Tak obrobiona powierzchnia powoduje uporządkowanie struktur molekularnych kryształu (po przyłożeniu napięcia do elektrod). W stanie spoczynkowym, oś optyczna kryształu skierowana jest w kierunku prostopadłym do powierzchni głównych modulatora. Po przyłożeniu napięcia oś optyczna jest skierowana równolegle do kierunku wyznaczonego obróbką powierzchniową elektrod. Obrót osi optycznej powoduje przyrost dwójłomności Δn, a co za tym idzie przesunięcie fazowe między promieniem nadzwyczajnym. Przy spełnieniu warunku przesunięcia fazy o π następuje obrót płaszczyzny polaryzacji fali wyjściowej o 90° i w układzie dwóch skrzyżowanych polaryzatorów następuje, podobnie jak o tym mówiono uprzednio, transmisja promieniowania. Odpowiada to otworzeniu klucza optycznego. Szybkość działania takiego modulatora określona jest szybkością zmian współczynnika załamania światła w krysztale.

Przebieg tych zmian w czasie określony jest zależnością [17]

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n_{max}}{2}\left(1 + \tanh\frac{t - t_o}{T}\right),$$

przy czym stała czasu tego przebiegu T ma inne wartości dla okresu otwierania i dla okresu zamykania klucza świetlnego.

Stała czasu T dla przebiegu narastania dwójłomności określona jest zależnością

$$T = T_R \quad \text{gdzie} \quad \frac{1}{T_R} = \frac{|\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}|}{4\pi\gamma_1}\,\frac{V^2 - V_p}{l^2} \simeq \frac{|\epsilon_a|\bar{E}_a^2}{4\pi\gamma_1}$$

a dla naturalnego czasu zaniku dwójłomności obowiązuje stała czasu

$$T = -T_o \quad \text{gdzie} \quad \frac{1}{T_o} = \frac{\pi^2 K_{33}}{l^2\gamma_1}$$

Wartość progowa napięcia V_p określona jest zależnością

$$V_p = 2\pi \left[\pi K_{33} / \left| \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} \right| \right]^{1/2}$$

W powyższych wzorach

Δn_{max} - jest to maksymalna wartość zmiany współczynnika załamania w przypadku, gdy czas trwania przyłożonego napięcia jest bardzo długi,

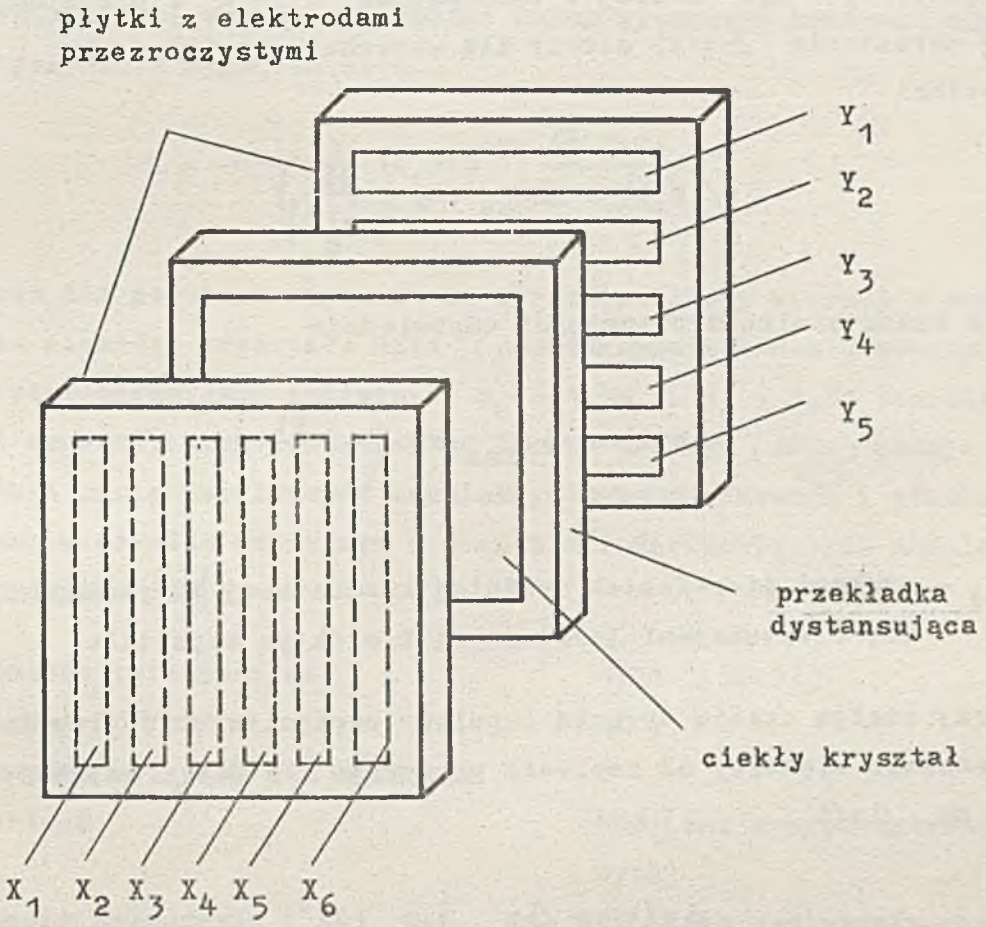
$\epsilon_{\parallel}$ i $\epsilon_{\perp}$ - stałe dielektryczne dla kierunku równoległego i prostopadłego do długiej osi optycznej molekuły,

γ_1 - współczynnik lepkości,

K_{33} - stała sprężystości,

t_o - stała całkowania.

Z przytoczonych zależności wynika, że czasy wyłączenia klucza świetlnego oraz wartość progowa napięcia wyznaczone są parametrami kryształu ciekłego oraz grubością warstwy. Stała czasu narastania współczynnika dwójłomności zależy również od wielkości przyłożonego napięcia i skrócenie tego czasu można osiągnąć przez jego podwyższenie. W cyfrowym modulatorze przestrzennym elektrody na obu płytkach komory z ciekłym kryształem wytrawiane są w postaci wzajemnie prostopadłych pasków. Elektrody są przezroczyste. Jedne z nich stanowią doprowadzenie do wierszy a drugie do kolumn elementów modulatora. Zestaw podstawowych elementów takiego modulatora podaje rys. 8. Element modulatora stanowi ten fragment warstwy ciekłego kryształu, który znajduje się na skrzyżowaniu wiersza i kolumny. Pobudzenie uzyskuje się przez koincydencję przyłożonego napięcia na obydwa rodzaje elektrod. Zapis informacji odbywa się sekwencyjnie wiersz po wierszu, co odpowiada słowom wprowadzanej informacji. Pobudzenie kolumn zależy od wartości logicznej bitów w poszczególnych słowach.



Rys. 8. Podstawowe elementy modulatora na ciekłym krysztale

Przy konwencjonalnym systemie matrycowego wybierania elementów maksymalne napięcie komórki wybranej nie może przekraczać progowej wartości napięcia więcej niż 2-3-krotnie, w innym bowiem przypadku pojawiają się sygnały fałszywe na elementach półwybranych. Przy takich napięciach czasy narastania w procesie przełączania kryształu są duże. W jednym z systemów wybierania [17] zastosowano napięcia pobudzające, znacznie większe od wartości progowej i drogą doboru szerokości impulsu zapewniano indukowanie odpowiedniej wartości dwójłomności. Miało to przyspieszyć czas włączenia poszczególnych wierszy elementów modulatora tak, aby sekwencyjnie móc wprowadzić informacje do całego modulatora zanim zaniknie indukowany stan pobudzenia w wierszu pierwszym. W tym przypadku

zmiana współczynnika załamania, która zachodzi w czasie trwania impulsu jest małą częścią całkowitej zmiany dla stanu ustalonego przy tym napięciu. Np. $\Delta n \leq 0{,}05$ w stosunku do $n_e - n_o = 0.2$ stąd też przebieg narastania $\Delta n(t)$ możemy dla warunku $\Delta n(t) \leqslant \Delta n_{max}$ wyrazić w postaci

$$\Delta n(t) = \Delta n_{oo} \exp\left(\frac{2t}{T_R}\right)$$

i dla czasu zaniku dwójłomności odpowiednio

$$\Delta n(t) = \Delta n_{max} \exp\left(-\frac{2t}{T_o}\right)$$

Δn_{oo} - stanowi pierwiastek średniej kwadratowej dwójłomności wywoływanej fluktuacjami termicznymi w ciekłym krysztale.

Przy stałym czasie trwania impulsów napięciowych i przy ich wartości znacznie większej od napięcia progowego $V \gg V_p$ uzyskujemy zależność na $\Delta n(t)$

$$\Delta n(t) = \Delta n_{oo} \exp\ (AV^2)$$

gdzie A - wartość stała dla danej szerokości impulsu.

Aby uniknąć kumulacyjnego efektu pobudzania elementów półwybranych stosuje się wybieranie sygnałami dwufazowymi, zarówno w wierszach jak i w kolumnach. Przy liczbie wierszy wynoszącej k po zapisaniu właściwej informacji w danym wierszu występuje k-1 impulsów zakłócających na liniach bitowych. W tym systemie zapisu zmiana dwójłomności przy zapisie jedynki wynosi

$$\Delta n_1 = \Delta n_{oo} \exp A\left[(V_1 + V_2)^2 + (K - 1)\, V_2^2\right]$$

a dla zapisu zera

$$\Delta n_o = \Delta n_{oo} \exp A\left[(V_1 - V_2)^2 + (K - 1)\, V_2^2\right]$$

gdzie V_1 oznacza napięcie pobudzania wiersza, a V_2 napięcie pobudzania kolumny.

Na podstawie powyższych zależności można wyznaczyć kontrast między sygnałem jedynki a sygnałem zera.

$$K = \frac{I_{(1)}}{I_{(o)}} = \sin^{-2}\left(\frac{\pi}{2}\,\frac{\Delta n_o}{\Delta n_1}\right)$$

Kontrast ten pogarsza się wraz ze wzrostem liczby wierszy w modulatorze. Dla ciekłego kryształu MBBA (p-metaksybenzyliden-p-n-butyloanilina) o współczynnikach załamania $n_o = 1{,}56$ i $n_e = 1{,}81$ teoretyczną zależność współczynnika kontrastu od liczby wierszy (słów) podaje rys. 9 [17]. Próbną serię modulatorów omawianego typu opracowano i przebadano we francuskim ośrodku badawczym w Grenoble[1]. Parametry tych modulatorów były następujące [17]:

- pojemność informacyjna — 1024 (32x32)
- kontrast "1"/"0" — 20 : 1
- sprawność optyczna dla elementu otwartego — 85% (bez pokryć antyodbiciowych)
- napięcia pobudzania — 65 V dla wybierania wiersza; 15 V dla wybierania kolumny
- czas wprowadzania informacji do całego modulatora — 0,6 ÷ 0,7 ms
- minimalny czas cyklu całkowitego — 10 ms (100 zapisów całego modulatora na sekundę)
- średnia szybkość przesyłania informacji — 10^5 b/s

W konstrukcji tej wymiary zespołu modulującego wynoszą 16 mm x 16 mm, grubość warstwy ciekłego kryształu MBBA 5 μm, szerokość elektrod 0,45 mm, odstęp 0,05 mm. Elektrody o grubości 30-50 μm z tlenku indu charakteryzują się opornością $\varrho = 300\,\Omega$ na kwadrat i bardzo dobrą

---

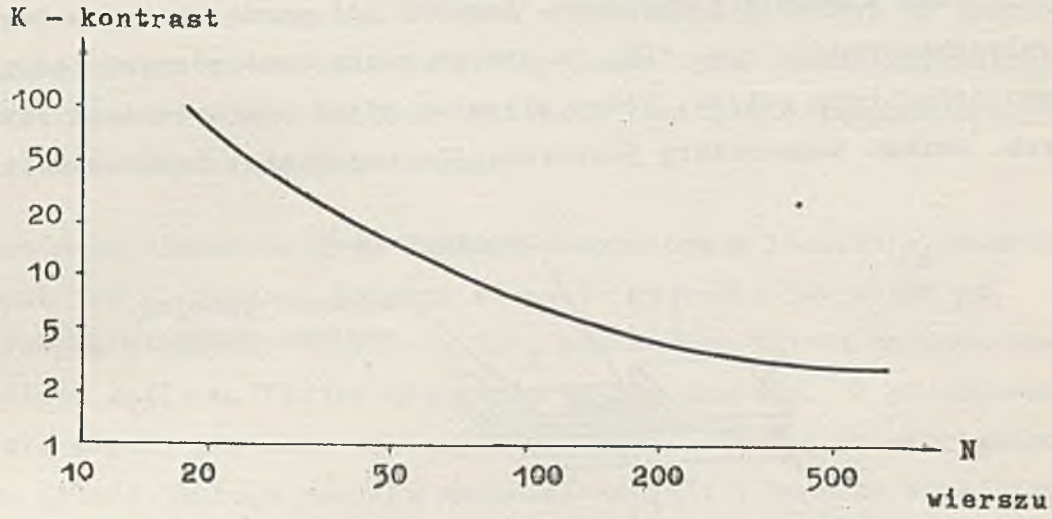
[1] Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble

sprawnością optyczną > 99%. Modulatory na ciekłych kryształach zastosowano również w niektórych modelach pamięci holograficznej.

W eksperymentalnej pamięci holograficznej ośrodka badawczego francuskiej firmy Thomson - CSF zastosowano modulator przestrzenny na ciekłym krysztale również wykorzystujący zjawisko zmiany dwójłomności. Czynny materiał modulujący stanowi tu nematyczny zestaw MBBA - EBBA z domieszką 5% Versamidu. Ta ostatnia substancja zapewnia jednorodną orientację molekuł w kierunku prostopadłym do ścianek zewnętrznych komory przy braku pola elektrycznego. Liczba elementów modulacyjnych wynosiła 8 x 8, wymiar liniowy elementu 150 μm, grubość warstwy kryształu 5 μm, kontrast 50 : 1, napięcie pobudzenia 20 V, częstotliwość przełączeń kilka kiloherców, a czas dostępu około 20 ms [18].

W eksperymentalnej pamięci holograficznej firmy RCA zastosowano modulator na ciekłym krysztale wykorzystując zjawisko rozproszenia [19]. Liczba komórek modulatora wynosiła 2048, średnica elementu 0,976 mm, a moduł ich rozmieszczenia 1,3 mm. Zastosowano tu system dwóch komórek na bit. Jedna z nich podlega pobudzeniu napięciem zmiennym, a druga jest nie pobudzana. Zapis jedynki i zapis zera logicznego polega na zamianie miejscami pobudzonej i niepobudzonej komórki. Przy braku napięcia na komórce modulatora warstwa ciekłego kryształu jest przezroczysta i przepuszcza światło z małym tłumieniem. Przyłożenie napięcia na warstwę powoduje jej turbulencję, światło przepuszczane przez taki element podlega silnemu rozproszeniu i nie dociera do nośnika informacji przy zapisie. W modelu pamięci tylko 10 bitów modulatora podlegało dynamicznej zmianie, pozostałe 1014 bitów zawierało stałą kombinację zero-jedynkową, w której połowa elementów połączona była trwale z elektrodami zasilającymi, a druga połowa nie była zasilana. Pod względem optycznym występowało jednak pełne 2048 elementów, z których 1024 było przezroczystych i pozwalało na zapis hologramów o pełnej pojemności. Dziesięć bitów o zmiennej informacji rozmieszczono wokół zewnętrznej krawędzi modulatora oraz w jego środku tak, że uzyskiwane wyniki są reprezentatywne dla całości modulatora. Grubość warstwy kryształu ciekłego wynosiła 0,0127 mm. Uzyskiwany poziom kontrastu elementu niepobudzonego do pobudzonego wynosił 50 : 1. Zaobserwowano wpływ szkodliwego w tym przypadku efektu dwójłomności w krysztale i pomiary wyka-

zały, że zjawisko to zmniejsza poziom użytecznego natężenia światła na brzegach modulatora o około 25%.



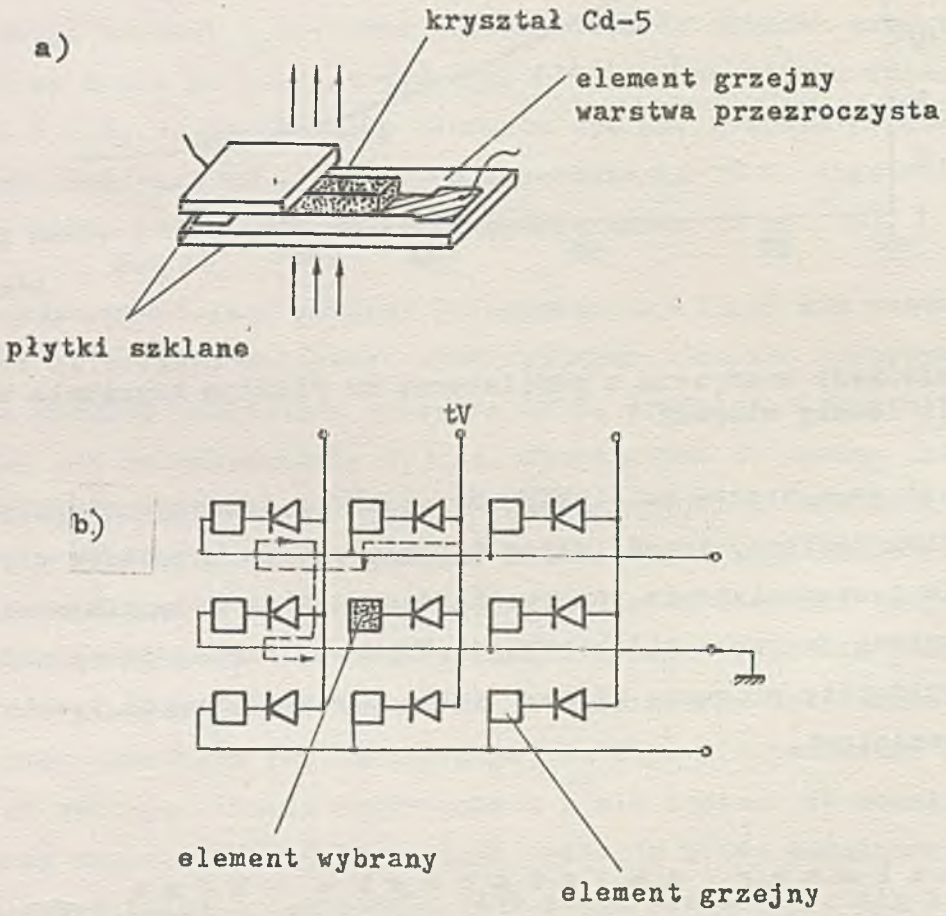
Rys. 9. Zależność kontrastu w modulatorze na ciekłym krysztale w funkcji liczby wierszy

Żywotność modulatorów na ciekłym krysztale w znacznym stopniu zależy od poziomu zanieczyszczeń, które dostają się do kryształu w procesie napełniania i uszczelniania komory. Zastosowano tu wstępnie utwardzoną masę epoksydową kauczuku silikonowego. Uzyskano roczną pracę modulatora zanim wystąpiły pierwsze objawy zmian parametrycznych wywołanych zanieczyszczeniami.

3.5. Modulator na siarczku kadmu

W modulatorze omawianego typu wykorzystuje się zjawisko przesunięcia granicy pasma przepuszczania światła pod wpływem zmiany temperatury. W modelu laboratoryjnym takiego podzespołu, jako element czynny zastosowano płytkę wyciętą z monokryształu siarczku kadmu [20]. Modulacji podlega światło lasera argonowego o długości fali 0,515 μm. Energia cieplna potrzebna do sterowania procesem modulacji wytwarzana jest w przezroczystej warstwie oporowej. Konstrukcja elementu pokazana jest na rys. 10a. Płytka kryształu wklejona jest między płytki szklane, przy czym na jednej z nich naparowana jest przezroczysta elektroda podgrzewająca. Większą liczbę elementów modulacyjnych można

wybierać w układzie matrycowym. Dla zapewnienia charakterystyki progowej przewidziano tu włączenie diody w szereg z każdym elementem grzejnym. Było to konieczne aby uchronić się od prądów zakłócających, płynących przez elementy półwybrane. Schemat połączeń takiego matrycowego wybierania podaje rys. 10b, na którym zaznaczono również jedną z możliwych dróg prądu upływu, który płynąłby gdyby nie było diod separujących. Zmiana temperatury potrzebna dla uzyskania kontrastu ok. 100:1



Rys. 10. Modulator na siarczku kadmu

a) Element modulacyjny pobudzany cieplnie
b) Układ matrycowego wybierania elementu grzejnego (Pokazano jedną z możliwych dróg prądów szkodliwych, które płynęłyby przez niewybrane elementy gdyby nie było diod separujących)

wynosi 70°C, dla grubości płytki kryształu ok. 10 µm, energia potrzebna do wywołania tej zmiany wynosi 1,25 mJ/mm^2. Projekt modulatora tego typu wymaga optymalizacji rozkładu przewodności cieplnych w zespole. Potrzebne jest zapewnienie możliwie szybkiej dyfuzji ciepła między elementem grzejnym a kryształem, bowiem decyduje to o czasie włączenia ele-

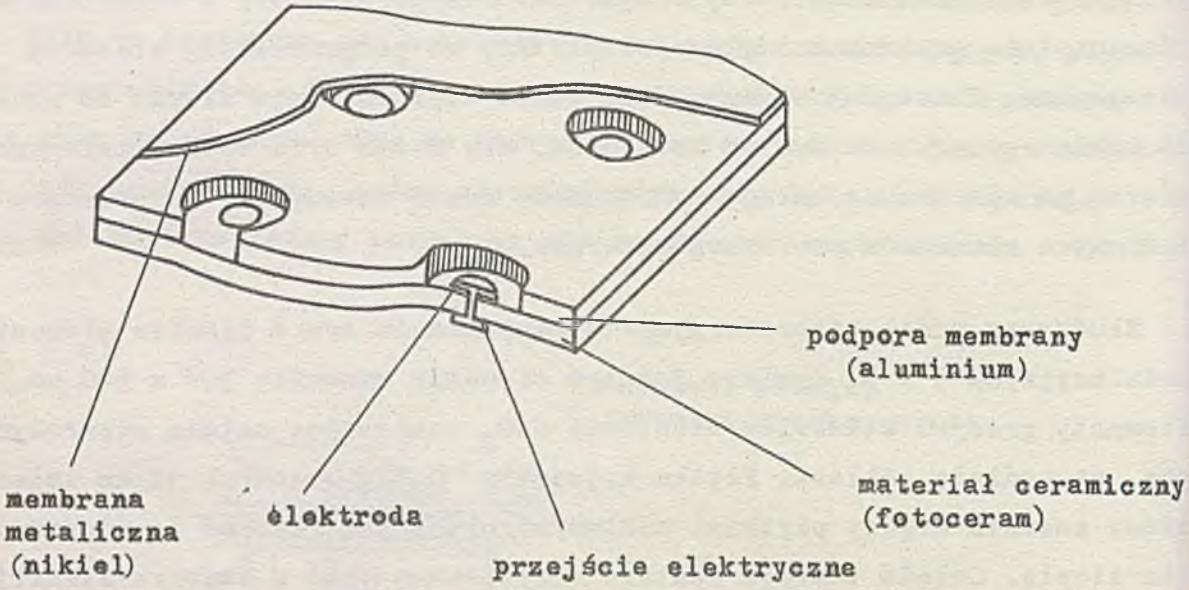
mentu. Niezbędne jest również odprowadzanie ciepła z kryształu do podłoża z taką stałą czasu, aby ciepło nie rozchodziło się w krysztale w płaszczyźnie powierzchni głównych płytki, co podgrzewałoby elementy niewybrane. Z drugiej strony stała czasu odprowadzania ciepła do podłoża szklanego powinna być na tyle duża, aby można było wpisać informację wiersz po wierszu do całego modulatora, zanim obniży się temperatura pobudzonych elementów pierwszego wiersza.

Zbudowano model laboratoryjny takiego modulatora o liczbie elementów modulacyjnych 5 x 5. Wymiary jednego elementu wynosiły 500 x 500 μm. Elementy grzejne stanowiły elektrody SnO_2 naniesione metodą naparowywania na podłoże szklane. Płytka kryształu C_dS o grubości 12 μm umieszczona została między płytkami szklanymi służącymi również do odprowadzania ciepła. Całość takiego zestawu umieszczona jest w komorze stabilizowanej temperaturowo przez element Peltiera na poziomie $-30^{\circ}C$. Uzyskano następujące parametry funkcjonalne modelu: kontrast 100:1, czas włączenia elementu (czas włączenia wiersza) 100 μs, czas wyłączenia 5 ms, sprawność optyczna 50%. Co 10 ms można było wprowadzać nową informację. Przy dokonaniu 10^6 zapisów nie zaobserwowano żadnych zmian w jakości działania zespołu.

3.6. Modulator membranowy

Zasadę działania modulatora membranowego omówiliśmy podając go jako przykład modulacji za pośrednictwem odkształcenia powierzchni. Ogólna struktura budowy modulatora membranowego podana jest na rys. 11. W modulatorze membranowym przeznaczonym dla komputera optycznego [22] średnica elementu modulacyjnego wynosiła 40 μm przy liniowej gęstości rozmieszczenia elementów 10 na 1 mm. Odstęp między membraną a elektrodą wynosił 100 nm, czas reakcji takich elementów od 50 do 500 ns. Celem opracowania modulatora membranowego dla pamięci holograficznej przeprowadzono badania wpływu różnych parametrów geometrycznych modulatora na jego parametry funkcjonalne, m.in. podjęto próby określenia optymalnej grubości membrany i optymalnego jej odstępu od elektrod [5].

Zadaniem, które sobie postawiono, było osiągnięcie kontrastu ok. 10:1 przy napięciu pobudzania do 50 V. Badano elementy modulacyjne



Rys. 11. Budowa modulatora membranowego

o różnych kształtach. Dla elektrod paskowych o szerokości 0,25 mm najlepsze rezultaty uzyskano dla grubości membrany ok. 0,4 μm przy odstępie między membraną a elektrodami około 2 μm. Uzyskiwany kontrast 10:1 występował dla napięć od 25 do 50 V. Częstotliwość rezonansowa elementów membranowych w próżni wynosiła ok. 330 kHz. Przełączanie elementu modulacyjnego ok. $200 \cdot 10^6$ cykli nie wywołało zauważalnego pogorszenia parametrów. Badano również elektrody kwadratowe o wymiarach 0,25 mmx0,25 mm. Grubość membrany 0,4 μm przy odstępie od elektrod 1,25 μm dawała średni kontrast ok. 10:1 przy średniej wartości napięcia pobudzania 33 V. Częstotliwość rezonansowa elementów modulacyjnych w próżni wynosiła od 530 do 610 kHz. Czas włączenia elementu w powietrzu miał dla różnych elementów duże rozrzuty od 10 μs do 200 μs. Parametr ten w znacznym stopniu zależy od liczby mikrootworów w membranie danego elementu modulacyjnego, co ma wpływ na stopień tłumienia wprowadzanego przez powietrze znajdujące się pod membraną. Im większa liczba mikrootworów tym tłumienie mniejsze i większa szybkość włączenia elementu.

Przy badaniu elementów kołowych wybrano średnicę elementu 0,75 mm. Za optymalną z punktu widzenia kontrastu przy zadanych ograniczeniach napięcia sterującego, uznano grubość membrany 0,8 μm, odstęp membrany od elektrody ok. 2 μm.

Ponieważ elementy modulatora membranowego nie wykazują efektu progowego ani efektu pamiętania, konieczne jest bezpośrednie doprowadzenie sygnału pobudzającego do każdego z nich oraz wyposażenie każdego elementu w układ elektroniczny zapewniający funkcję pamiętania. Ze względu na przewidywaną dużą liczbę elementów modulacyjnych niezbędne jest podejście do konstrukcji modulatora w sposób całościowy oraz uwzględnienie rozmieszczenia i podłączenia układów elektronicznych. W rozwiązaniu prototypowym modulatora membranowego [5] wyróżnić można trzy zasadnicze części. Pierwsza dotyczy samej membrany, druga - podłoża umożliwiającego precyzyjne rozmieszczenie elektrod i mikropołączeń skrośnych, trzecia - układów elektronicznych.

Podstawowym elementem wsporczym konstrukcji jest płytka podłoża. Zastosowano tu materiał Fotoceram pozwalający na precyzyjną obróbkę fotochemiczną. W płytce tej wytrawiane są otwory dla połączeń skrośnych i stanowi ona podłoże z jednej strony dla elektrod, z drugiej - dla połączeń układów elektronicznych. Przejście elektryczne od elektrod zapewnia się przez wypełnienie kanalików skrośnych przewodzącą masą epoksydową z zawiesiną srebra. Na podłożu ceramicznym od strony elektrod naniesione zostaje perforowana warstwa aluminium. Otwory perforacji otaczają elektrody. Warstwa ta stanowi podporę dla przyszłej membrany. Celem przygotowania tymczasowej jednolitej powierzchni dla położenia warstwy metalicznej membrany, płytka z perforowaną warstwą aluminiową zostaje pokryta materiałem fotoochronnym, przy czym grubość tej warstwy jest większa od grubości warstwy aluminiowej tak, że wypełnia z naddatkiem perforację. Po wysuszeniu i spolerowaniu materiału fotoochronnego do wysokości podpory aluminiowej uzyskuje się jednolitą powierzchnię dla naniesienia membrany. Dla umożliwienia usunięcia materiału fotoochronnego spod gotowej membrany niezbędne jest pozostawienie w warstwie metalicznej mikrootworków. Ich obecność zmniejsza również tłumienie wprowadzane przez powietrze komory elementu membranowego gotowego zespołu, zwiększając szybkość działania. Wszelkie niejednorodności w gęstościach mikrootworków prowadzą do rozrzutów parametrów dynamicznych modulatora, dlatego wypracowano tu specjalną technikę tworzenia tych mikrootworków.

Najpierw podłoże zostaje pokryte roztworem żelatyny, który to roztwór następnie jest spłukiwany wodą zdejonizowaną, co pozostawia cienką

warstwę żelu. Jeszcze gdy powierzchnia jest mokra rozprasza się nad nią zawiesinę mikrocząsteczek w wodzie i pozwala na ich osadzenie się na powierzchni. Powierzchnia zostaje lekko przepłukana wodą zdejonizowaną i wysuszona, co pozostawia równomierną warstwę cząsteczek zakotwiczonych w żelatynie na powierzchni przeznaczonej do osadzenia elektrod. Metalizacja membrany naparowywana do grubości ok. 0,5 μm nie pokrywa cząsteczek proszku z poprzedniej operacji i po ich usunięciu pozostają w membranie mikrootwory. Mikrootworki te nie wpływają w większym stopniu na odbijanie światła.

Trzecią część konstrukcji modulatora stanowią płytki układów scalonych oraz nadruk ścieżek służących do ich połączenia na tylnej ściance podłoża ceramicznego. Układy elektroniczne muszą zawierać tranzystorowe klucze wyjściowe dostarczające napięcie do poszczególnych elektrod oraz element pamiętający. Jako ten ostatni można zastosować przerzutnik statyczny lub też dynamiczny element pamiętający typu MOS. W tym ostatnim przypadku służy on do ładowania i rozładowywania pojemności między elektrodą a membraną, a więc jednocześnie spełnia funkcje pobudzania i pamiętania, dając w sumie znaczne uproszczenie układu w stosunku do statycznego przerzutnika. Ten rodzaj układu został zastosowany w omawianym rozwiązaniu modelowym.

Seria modelowa modulatorów dotyczyła zespołów o liczbie elementów 8 x 8, średnica elementu modulatora 0,75 mm, moduł rozmieszczenia elementów 1,5 mm. Uzyskiwano kontrast ok. 10:1, czas włączania miał rozrzuty od 10 μs do 200 μs, sprawność optyczną 90%. W dobrze wykonanych elementach nie zaobserwowano zmian starzeniowych nawet po 10^{12} cyklach. Pozostaje jednak do ustalenia, czy większe matryce elementów membranowych można wytwarzać bez defektów i przy zapewnieniu niezbędnej jednorodności parametrów, a to wymaga dalszych prac technologicznych.

4. PODSUMOWANIE

W artykule dokonaliśmy krótkiego przeglądu różnych rozwiązań technicznych binarnych modulatorów przestrzennych podając zasadę pracy i uzyskane wyniki badań. Stan zaawansowania poszczególnych rozwiązań jest bardzo różny. Dotyczy to zarówno bezpośrednio osiągniętych parametrów

funkcjonalnych, jak i stopnia rozwiązania problemów technologicznych, szczególnie w zakresie zapewnienia jednorodności i powtarzalności elementów. Łączne zestawienie wybranych parametrów funkcjonalnych podaje poniższa tabela.

Lp.	Rodzaj modulatora	Rodzaj parametru			
		Pojemność informacyjna	Kontrast "1" do "0"	Sprawność optyczna	Średnia szybkość wprowadzania informacji
1)	Modulator na lampach elektrooptycznych	16 k	1000:1	50%	4,6 Mb/s
2)	Modulator membranowy	64 k	10:1	90%	1 Mb/s
3)	Modulator na krysztale $Gd_2 MoO_{43}$	1 k	20:1	90%	70 kb/s
4)	Modulator sterowany cieplnie na CdS	25	100:1	50%	10 kb/s
5)	Modulatory na ciekłych kryształach	1 k	20:1	85%	100 kb/s
6)	Modulatory na ceramice PLZT	16 k	10:1	40%	3 Mb/s

Z danych tych wynika, że nie ma rozwiązania, które górowałoby nad pozostałymi we wszystkich parametrach. Najbliższe takiej ocenie jest rozwiązanie na lampach elektrooptycznych, które jest też najbardziej dojrzałe technicznie z racji wczesnego rozpoczęcia prac nad tego typu modulatorami. Do zastosowań w pamięci holograficznej poszukuje się jednak rozwiązań prostszych. Względy pojemności i szybkości przemawiają za wyborem do prac eksperymentalnych przede wszystkim modulatorów na ceramice ferroelektrycznej PLZT. W przypadkach, w których zasadnicze ograniczenie dotyczyć będzie sprawności optycznej modulatora, można brać również pod uwagę zastosowanie ciekłych kryształów lub modulatora membranowego.

LITERATURA

[1] RAJCHMAN J.A.: Promise of Optical Memories. Journal of Applied Physics, 1970, t. 41, nr 3, s. 1376

[2] LOHMAN R.D., MEZRICH R.S., STEWART W.C.: Holographic Mass Memory's Promise: Megabits Accessible in Microseconds. Electronics 1971, t.44, nr 2, s.61

[3] WRZESZCZ Z.: Kierunki realizacji pamięci optycznych swobodnego dostępu. ETO Nowości 1972, nr 1, s. 3

[4] ROBERTS K.N.: Strain-Biased PLZT Input Devices /Page Composers for Holographic Memories and Optical Data Processing. Applied Optics 1972, t. 11, nr 2, s. 397

[5] COSENTINO L.S., STEWART W.C.: A Membrane Page Composer. RCA Review 1973, t. 34, nr 3, s. 45

[6] FLANNERY J.B.: Light-Controlled Light Valves, Electron Devices 1973, t. ED-20, nr 11, s. 941

[7] LAND C.E., TACHER P.D.: Ferroelectric Ceramic Electrooptic Materials and Devices. Proc. IEEE 1969, t. 57, nr 5, s. 751

[8] MARIE G.: Un nouveau dispositif de restitution d'images utilisant un effet eléctro-optique: Le tube Titus. Philips Res. Reports 1967, t. 22, nr 2, s. 110

[9] MARIE G., DONJON J.: Single-Crystal Ferroelectric and Their Application in Light-Valve Display Devices. Proc. IEEE 1973, t. 61, nr 7, s. 942

[10] FEINLEIB J., OLIVER D.S.: Reusable Optical Image Storage and Processing Device. Applied Optics 1972, t. 11, nr 12, s. 2752

[11] HELSZTYŃSKI J.: Modulacja światła spójnego. Warszawa 1969, WNT

[12] NISENSON P., IWASA S.: Real Time Optical Processing with $Bi_{12}SiO_{20}$ PROM. Applied Optics 1972, t. 11, nr 12, s. 2760

[13] DRAKE M.D.: PLZT Matrix-Type Block Data Composers. Applied Optics 1974, t. 13, nr 2, s. 347

[14] MALDONADO J.R., MEITZLER A.H.: Strain-Biased Ferroelectric-Photoconductor Image Storage and Display Devices. Proc. IEEE 1971, t. 59, nr 3, s. 368

[15] TAKEDA Y.: Digital Spatial Modulators. Applied Optics 1974, t. 13, nr 4, s. 825

[16] KMETZ A.R.: Liquid-Crystal Display Prospects in Perspective. IEEE Transactions on Electron Devices 1973, t. ED-20, nr 11, s. 954

[17] LABRUNIE G., ROBERT J., BOREL J.: Nematic Liquid Crystal 1024 Bits Page Composer. Applied Optics 1974, t. 13, nr 6, s. 1355

[18] D'AURIA L., HUIGUARD J.P., ŚLEZAK C., SPITZ E.: Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3-D Storage. Applied Optics 1974, t. 13, nr 3, s. 808

[19] STEWART W.C. i in.: An Experimental Read-Write Holographic Memory. RCA Review 1973, t. 34, nr 3

[20] HILL B., SCHMIDT K.P.: New Page-Composer for Holographic Data Storage. Applied Optics 1973, t. 12, nr 6, s. 1193

[21] PRESTON K.: The Membrane Light Modulator and Its Application in Optical Computers. Optica Acta 1969, t. 16, nr 5, s. 579

mgr Andrzej SIKORSKI
Instytut Maszyn Matematycznych

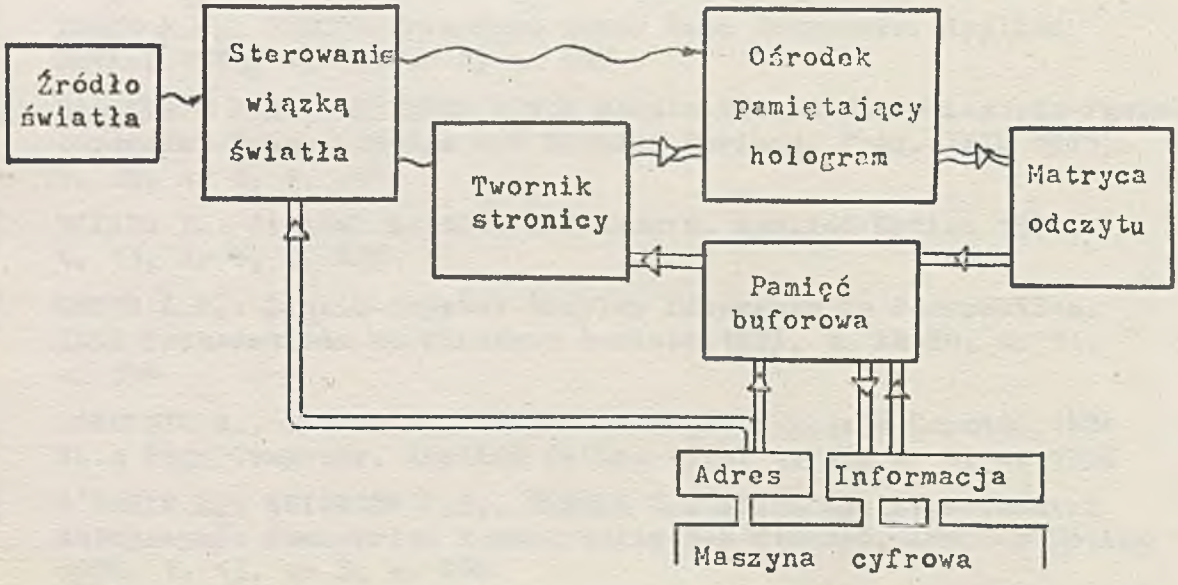
681.327.2:621.375.826:
621.319.1

KRYSZTAŁY ELEKTROOPTYCZNE OŚRODKIEM PAMIĘTAJĄCYM HOLOGRAM W PAMIĘCIACH MASZYN CYFROWYCH

W pracy zostały omówione wymagania, które musi spełnić ośrodek przechowujący hologram w pamięci holograficznej, a następnie w jakim stopniu kryształy elektrooptyczne mogą spełnić te wymagania.

Zasadnicze cechy ośrodka pamiętającego informację, a w omawianym przypadku, informację w postaci hologramu, wynikają z podstawowych zadań pamięci w maszynie cyfrowej oraz z organizacji tej pamięci.

Zadaniem pamięci jest przechowywanie zapisanych informacji w celu ich wielokrotnego odczytywania. Organizację pamięci holograficznej można w ogólnym zarysie przedstawić jak na poniższym rysunku.



Rys. 1. Organizacja pamięci holograficznej

Jakie stąd wynikają cechy ośrodka pamiętającego?

Ośrodek pod wpływem padającego na niego światła i ewentualnie działania jakichś dodatkowych czynników musi lokalnie zmieniać swoje własności optyczne takie, jak współczynniki załamania światła, albo współczynnik odbicia lub współczynnik absorpcji światła. Zmiany w ten sposób powstałe muszą być trwałe, tzn. nie mogą zanikać gdy ośrodek przestanie być naświetlany. Zmiany te powstałe w wyniku naświetlenia ośrodka intereferującymi z sobą wiązką odniesienia i wiązką informacyjną muszą następnie podczas oświetlania ośrodka wiązką odniesienia wytworzyć obraz dyfrakcyjny odtwarzający zapisaną informację.

Aby można było informację odczytywać wielokrotnie (realizacja nieniszczącego odczytu) powstałe w ośrodku zmiany własności optycznych nie powinny zanikać pod wpływem oświetlania ośrodka w czasie odczytu. Musi istnieć możliwość skasowania omawianych zmian własności ośrodka, czyli wymazania zapisanego obrazu holograficznego, aby pod tym samym adresem móc zapisać nowy hologram z nową informacją.

W pamięciach informacja zorganizowana jest w pewne grupy, na których operacje zapisu i odczytu wykonywane są zawsze jednocześnie. W pamięci holograficznej taką grupę stanowi informacja zawarta w pojedynczym hologramie. Tak więc struktura ośrodka musi uwzględniać konieczność: wielokrotnych zapisów, odczytów i wymazywań pojedynczych hologramów bez naruszania pozostałych hologramów przechowywanych w ośrodku.

Aby jakiś ośrodek rzeczywiście nadawał się do przechowywania hologramów w pamięciach maszyn cyfrowych, musi on nie tylko cechować się wymienionymi własnościami, ale także spełniać pewne wymagania ilościowe.

Podstawowym parametrem, którego wielkość musi być większa od pewnej wartości granicznej, aby w ogóle istniała możliwość wpisania hologramu, jest zdolność rozdzielcza ośrodka. Musi ona być większa od gęstości prążków interferencyjnych hologramu. Wielkość ta jest zależna od długości fali światła oraz od kąta, pod którym przecinają się interferujące z sobą wiązki światła. Dla typowych układów optycznych i zakresu promieniowania widzialnego wartość ta powinna być większa od 1000 linii/mm.

Wymagania dotyczące dalszych parametrów ośrodka trudno jest określać w równie jednoznaczny sposób, gdyż zależą one zarówno od parametrów jakich oczekuje się od projektowanych pamięci, takich jak pojemność informacyjna czy też szybkość wykonywania operacji, jak i od wymagań stawianych pozostałym zespołom pamięci, tzn. źródłu światła, twornikowi stronicy, matrycy elementów światłoczułych i innych.

Zastanówmy się nad najważniejszymi parametrami: wymiarami, wydajnością dyfrakcyjną i czułością ośrodka pamiętającego.

Przedstawione oceny zostały wykonane dla pamięci holograficznej o pojemności informacyjnej 10^8 bitów zorganizowanej w 10^4 hologramów zawierających po 10^4 bitów. Czas potrzebny do odczytu informacji z hologramu przyjęto na 1 μs, zaś czas potrzebny do zapisu informacji na 10 μs.

Wymiary ośrodka zależeć będą przede wszystkim od pojemności informacyjnej projektowanej pamięci, zarówno od liczby hologramów jak i od ilości bitów informacji w pojedynczym hologramie.

Powierzchnia zajmowana przez pojedynczy hologram musi być odpowiednio duża, dla zawarcia na niej wymaganej ilości informacji. Ocenić to można korzystając ze znanego wzoru na zdolność rozdzielczą siatki dyfrakcyjnej,

$$\Delta\varphi \geqslant \frac{\lambda}{L}$$

gdzie: $\Delta\varphi$ - najmniejszy rozróżnialny kąt
λ - długość fali światła
L - liniowy wymiar siatki

gdyż hologram podczas odczytu działa jako pewnego rodzaju siatka dyfrakcyjna. Zdolność rozdzielcza hologramu musi być wystarczająca aby na matrycy detektorów powstał dostatecznie kontrastowy obraz punktów niosących informacje. Oszacowania wykonane dla pewnych geometrii układu: matrycy, hologramów i czytającej wiązki światła wykazują, że dla zapisu pojemności 10^4 bitów wystarczający jest hologram o średnicy 0,2-0,5 mm. Aby zapewnić większą jednorodność i stabilność odczytów, a także zapobiec odczytywaniu sąsiedniego hologramu trzeba wymiar ten

powiększyć oraz wprowadzić odstępy między hologramami. Wielkość tych odstępów, jak i wspomnianego powiększenia, zależy od precyzji zastosowanych układów optycznych, a szczególnie od dokładności układu odchylania wiązki. Uwzględniając wyliczone wyniki, można szacunkowo przyjąć, że hologramy należy umieszczać co 1 - 2 mm. Tak więc do pamięci o pojemności 10^8 bitów, mającej 10^4 hologramów, potrzebny byłby ośrodek o kształcie kwadratu i powierzchni 100 - 400 cm^2.

Przedstawione rozważania dotyczą zapisu hologramu na płaszczyźnie. Natomiast wykorzystując przestrzenny zapis hologramów, można w tej samej jednostce przestrzennej umieścić wiele hologramów wybieranych różnymi kątami padania odczytującej wiązki światła. Pozwoliłoby to na zwiększenie gęstości zapisu co najmniej o dwa rzędy wielkości. System taki wymaga jednak rozwiązania dodatkowo trudnego problemu zapisu hologramu tak, by nie uszkodzić innych hologramów pamiętanych w tej samej jednostce przestrzennej. Dużym ograniczeniem takiego systemu pozostanie konieczność jednoczesnego kasowania całej informacji zawartej w jednostce przestrzennej. Dużym ograniczeniem takiego systemu pozostanie konieczność jednoczesnego kasowania całej informacji zawartej w jednostce przestrzennej ośrodka.

Wydajność dyfrakcyjna hologramu określana jest jako stosunek natężenia wiązki ugiętej na tym hologramie do natężenia wiązki padającej.

Wymaganie stawiane wydajności dyfrakcyjnej można by określać, rozpatrując ją jako jeden ze współczynników osłabiających wiązkę światła na drodze od lasera do matrycy dekodującej. Jednak tak długo, jak wielka czułość matryc dekodujących, przy małej czułości ośrodka pamiętającego, powoduje potrzebę znacznie mniejszej energii do odczytu hologramu, niż do jego zapisu, wartość wydajności dyfrakcyjnej jako współczynnika osłabiającego nie będzie miała istotnego znaczenia. Ważniejsze jest, aby wartość wydajności dyfrakcyjnej była wystarczająca do uzyskania odpowiedniego kontrastu obrazu rekonstruowanego na matrycy detekcyjnej, przy uwzględnieniu promieniowania rozproszonego w układzie. Efekt ten trudno jest wyrazić analitycznie i określać go trzeba na drodze eksperymentalnej.

Wydaje się obecnie, że wydajność dyfrakcyjna rzędu pojedynczych procent, a w niektórych układach nawet rzędu dziesiątych części procentu może już być wystarczająca.

Postawienie wymagania na czułość ośrodka pamiętającego, definiowaną jako ilość energii świetlnej potrzebnej na utworzenie w ośrodku hologramu,

który podczas odczytu będzie miał określoną wydajność dyfrakcyjną, nie jest możliwe bez równoczesnego określenia wielu wymagań stawianych zarówno samemu ośrodkowi jak i pozostałym zespołom pamięci.

Do oceny wymaganej czułości ośrodka należy uwzględnić: czas cyklu zapisu projektowanej pamięci, moc źródła światła, straty mocy wiązki światła na drodze od źródła do ośrodka a więc także w układzie odchylania i w tworniku stronicy, wielkość naświetlanej powierzchni ośrodka. Jednocześnie trzeba też brać pod uwagę jaką dopuszczalną moc wiązki świetlnej mogą przepuścić kolejne zespoły pamięci.

Jeśli przyjąć moc wiązki emitowanej z lasera na 10 wat, oszacowując straty mocy na drodze od lasera do ośrodka na 90%, powierzchnię naświetlaną 1 mm^2, otrzyma się dla pamięci o czasie zapisu 10 us wymaganą czułość ośrodka 1 mJ/cm^2.

A jak wygląda rzeczywistość w stosunku do przedstawionych życzeń?

W ciągu kilku ostatnich lat zaproponowano wiele różnych materiałów posiadających w zasadzie przedstawione przed chwilą cechy. Są to: kryształy elektrooptyczne, warstwy magneto-optyczne, materiały fotochromowe, materiały termoplastyczne, elastomery i różne układy złożone. Jednak jak dotąd żaden z wymienionych materiałów nie spełnia w zadowalającym stopniu postawionych wymagań.

Jedną z takich grup materiałów stanowią przezroczyste kryształy elektrooptyczne. Są to ferroelektryki z grupy ABO_3 takie jak: niobian litu $LiNbO_3$, tantalan litu $LiTaO_3$, tytanian baru $BaTiO_3$ i kilka podobnych. W kryształach tych pod wpływem naświetlania ulega trwałym zmianom współczynnik załamania światła, co umożliwia zapis w krysztale przestrzennego hologramu fazowego.

Zjawisko to w ogólnym zarysie tłumaczone jest następująco: w wyniku istniejących w krysztale niejednorodności i domieszek, występują zarówno pułapki obsadzone elektronami jak i pułapki wolne. Pod wpływem oświetlenia elektrony z tych pierwszych pułapek przenoszone są do pasma przewodnictwa, a po przemieszczeniu się wyłapywane są w miejscach nieoświetlonych kryształu przez wolne pułapki. Tak powstałe ładunki wytwarzają lokalne pola elektryczne, które w wyniku efektu elektrooptycznego zmieniają współczynnik załamania światła.

Wymazania zapisanej informacji można dokonać podgrzewając kryształ do temperatury około 150°C dla $LiNbO_3$ lub równomiernie silnie go oświe-

tlając. Oba te oddziaływania powodują wzbudzenie elektronów do pasma przewodnictwa i następnie wyrównanie się ładunków w krysztale.

Powstałe w krysztale zmiany współczynnika załamania zanikają w czasie kolejnych odczytów w wyniku naświetlania kryształu. Zmiany te można utrwalić wygrzewając kryształ w temperaturze około 100°C (dla $LiNbO_3$). Następuje wtedy zamiana rozkładów ładunków elektronowych na rozkład ładunków jonowych.

Tak więc przedstawione kryształy spełniają podstawowe zadania ośrodka pamiętającego hologram. Lecz jakie są parametry tych ośrodków?

W wyniku prób, które wykonano w wielu ośrodkach, głównie w Bell Telephone Laboratories i RCA Laboratories, zarówno na czystych jak i na domieszkowanych kryształach stwierdzono:

- zdolność rozdzielcza wynosiła na ogół ponad 1500 linii/mm,
- wydajność dyfrakcyjna hologramów dla niektórych materiałów sięgała 70%,
- czułość dla najlepszych materiałów jakim okazał się niebian litu domieszkowany żelazem lub rodem wynosiła około 1 J/cm^2 przy wydajności dyfrakcyjnej 40%. Czułość czystego $LiNbO_3$ była o dwa rzędy wielkości niższa,
- najbardziej niekorzystnym parametrem tych materiałów okazał się czas termicznego utrwalenia obrazu; wynosi on kilka minut.

Podsumowując przedstawiony stan rzeczy, trzeba stwierdzić, że aby kryształy elektrooptyczne typu $LiNbO_3$ mogły stanowić ośrodek pamiętający hologramy w pamięciach maszyn cyfrowych należy w nich zdecydowanie skrócić czas utrwalania obrazu a także zwiększyć ich czułość.

ETO NOWOŚCI Nr 4/1975

mgr inż. Jan RYŻKO
mgr Andrzej SIKORSKI
Instytut Maszyn Matematycznych

621.319.1:621.318.13
681.327.2:621.375.826

OŚRODKI PAMIĘTAJĄCE HOLOGRAM

W artykule niniejszym przedstawimy wyniki badań prowadzonych nad materiałami służącymi do zapisu obrazu holograficznego. Ograniczymy się tylko do zreferowania badań wymazywalnych ośrodków pamiętających hologram, a więc takich, które mogą być przydatne w pamięci o wymiennej informacji. Pominiemy więc materiały o jednorazowym zapisie informacji takie, jak powszechnie stosowane klisze bromosrebrowe lub fotogarbowane żelatyny dające doskonałe hologramy fazowe.

Prace nad wymazywalnymi materiałami do zapisu obrazu holograficznego rozpoczęły się w połowie lat sześćdziesiątych, a od 1968 r. rozpoczęła się lawina publikacji dotyczących różnych badań materiałów. Impulsem intensyfikującym te badania jest potrzeba opracowania ośrodka pamiętającego hologram w optycznych pamięciach maszyn cyfrowych. Zastosowanie to narzuca na ośrodek pamiętający wiele różnych wymagań [1].

Znanych jest już wiele grup materiałów, w których możliwy jest do zrealizowania wielokrotny zapis hologramu. Do takich materiałów należą: kryształy elektrooptyczne, warstwy magnetooptyczne, materiały fotochromowe, warstwy termoplastyczno-fotoprzewodnikowe i inne. Wyniki badań tych właśnie materiałów przedstawimy w niniejszym artykule. Najlepsze rezultaty uzyskano jak dotąd z warstwami termoplastyk-fotopółprzewodnik. Dwie zrealizowane dotychczas pamięci o wymiennej informacji, a mianowicie: pamięć firmy RCA o pojemności 10^6 bitów oraz pamięć firmy Harris-Intertype Corp. o pojemności $4 \cdot 10^5$ bitów mają ośrodki pamiętające hologram zrealizowane na takich warstwach [2]. Chcemy jednak zaznaczyć, że jak dotąd nie znamy jeszcze takiego materiału, który w całkowicie zadowalający sposób spełniałby wymagania stawiane mu przez pamięć o wymiennej zawartości informacyjnej.

1. OŚRODKI MAGNETOOPTYCZNE

Materiały magnetyczne stosowane w pamięciach swobodnego dostępu omawiane były m.in. w pracy [3] . Chcielibyśmy nieco dokładniej omówić te spośród ośrodków tego typu, które według ostatnich publikacji [4], [5] rokują największe nadzieje również do zastosowania w pamięciach masowych.

Ogólną zasadą jest tu magnetotermiczny zapis wywołany lokalnym podgrzaniem materiału strumieniem lasera do temperatury przewyższającej punkt Curie i odczyt z wykorzystaniem efektu magnetooptycznego, który powoduje skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła odbitego lub przechodzącego przez ośrodek. Wymazywanie informacji odbywa się przez podgrzanie, na ogół do jeszcze wyższej temperatury i działanie odpowiedniego pola magnetycznego. Na tej zasadzie wykorzystywana jest większość materiałów z tabeli 1 [5].

Istnieją dwa inne mechanizmy zapisu wśród materiałów tego rodzaju. Pierwszy polega na znacznej zależności siły koercji od temperatury, co pozwala przełączać podgrzane położenie bitowe. Przykładem może tu być warstwa kobaltowa z domieszką fosforu (poz. 16 tab, 1), gdzie siła koercji maleje z 300 do 100 Oe przy wzroście temperatury od 20° do 150°C. Stosowane są tu układy o podwójnych warstwach (poz. 17 tab. 1) o różnej sile koercji. Drugi mechanizm występuje w materiałach ferrimagnetycznych (jak np. granaty gadolinu) mających punkt kompensacji, gdzie zachodzi gwałtowny wzrost sił koercji [3], [6].

Pozycje 10-13 tab. 1 reprezentują chalkogenidy europu. Charakteryzują się one (szczególnie selenek poz. 13) wysokim współczynnikiem konwersji magnetooptycznej, co daje wysoki stosunek sygnału do zakłócenia. Największy nacisk położono na badania tlenku europu [8], który ma również duży współczynnik elektrooptyczny Kerra (3.10^{-4} przy $\lambda = 850$ nm). Osiąga się tu znaczną gęstość zapisu - obszar bitu ma średnicę 3 μ. Stosowano tu He-Ne laser impulsowy o mocy 10 mW i czasie trwania impulsów 10 ns. Jednak wszystkie te materiały mają zasadniczą wadę uwidocznioną w ostatniej kolumnie tab. 1 - ich temperatura pracy wynosi od kilku do kilkudziesięciu stopni Kelvina i dlatego urządzenia wykorzystujące te materiały mogłyby pracować przy tak niskich temperaturach otoczenia.

Tabela 1. Magnetyczne materiały pamięciowe

Lp.	Materiał	$4\pi M_s$ [Gs]	T_c (T_{komp}) [°C]	Rozdzielczość [l/mm]	Czułość [nJ/μm²]	Pole zapisu (wymazywania) [Oe]	2F/α stopnie]	λ [nm]	t_{pr} [°C]
1	MnBi(zwykły)	7.200	360	2000	0,3-1	600	3,6	632,8	20
2	MnBi (wygrzewany)	5.500	180	2000	0,1-0,3	600	1,4	632,8	20
3	Mn_5Ge_3	12,400	37				0,8	550,0	0
4	MnAlGe	3,600	245	>40	3	500	0,54	632,8	100
5	MnGaGe	4,170	185			500	0,28	632,8	20
6	CrTe*	1,015	61				0,5	550,0	20
7	MnSb*	9.600	300				0,8	550,0	20
8	MnAs*	7.900	45				0,2	600,0	20
9	Fe_5Si_3	7,500	108				0,26	550,0	20
10	EuO*	23.700	70°K	1000	0,01-0,1	50	7,5	600,0	5°K
11	EuO Fe*	19,200	180°K				~3	700,0	77°K
12	EuS*	14.000	16°K				58	690,0	6°K
13	EuSe*	13.200	7°K				5600	750,0	4,2°K
14	GdIG warstwa	7.300	15	50-100	0,1-0,8	400-100	2,3	632,8	15+3
15	GdIG	5.800	-1	300	1,25	500	2	600,0	-1 ÷ 28
16	Co-P-(Ni-Fe)*	-	150	200	1	-	-	-	20
17	NiFe-PdCo-Co*	-	~140	40	0,5	20	-	-	20
18	CrO_2*	1,600	134	100	2,3	50	0,1	500,0	20

* W ośrodkach tych oś łatwego namagnesowania leży w płytce pamięciowej i dlatego współczynnik 2F/α nie może być w pełni wykorzystany

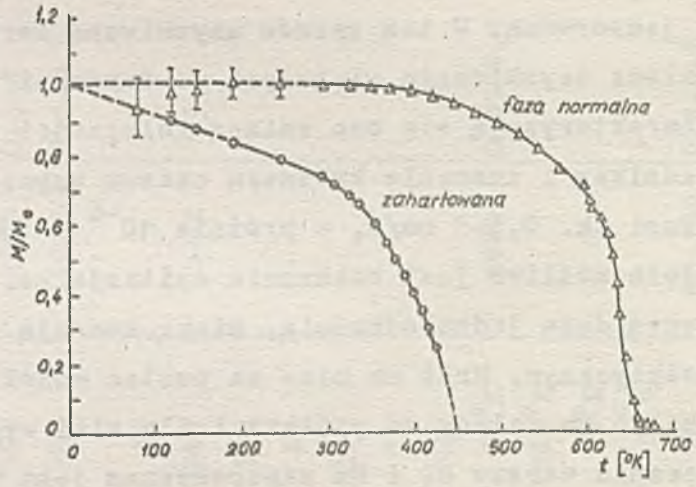
Jednym z najbardziej znanych i szeroko wykorzystywanych ośrodków magnetooptycznych jest międzymetaliczny związek MnBi w postaci cienkich warstw. Związek ten omówimy nieco dokładniej podając za pracą [5] podstawowe jego charakterystyki. Wcześniejsze prace [9], [10] opisywały uzyskiwanie hologramów na tym ośrodku za pomocą rubinowego lasera impulsowego. W swej normalnej postaci krystalograficznej (poz. 1 tab. 1) ma on temperaturę Curie 360°C, co przy 1 μs impulsie i obszarze o średnicy 1 μ wymaga lasera o mocy ok. kilku mW. Wymazywanie wymaga pola magnetycznego 550 Oe. Warstwy MnBi mogą pracować w temperaturze pokojowej, pod warunkiem, że pokryte są warstwą ochronną.

Technologia wytwarzania udoskonalana była przez wiele lat. Zwykle na oczyszczonym podłożu szkła lub miki osadza się warstwę manganu, potem bizmutu metodą naparowywania w próżni, a następnie wygrzewa się ją przez pół godziny w 200° i umieszcza w próżni 10^{-7} tora. Później jeszcze wygrzewa się warstwę w temperaturze 225-350°C przez trzy doby. Daje to warstwę ciągłą i jednorodną. W ten sposób uzyskiwano warstwy o powierzchni ok. 6 cm^2, lecz uzyskiwanie większych powierzchni wymaga doskonalszych metod. Charakteryzują się one zmianą kolejności nakładania poszczególnych składników i znacznie krótszym czasem wygrzewania. Szybkość nakładania wynosi ok. 0,1-1 nm/s, a próżnia 10^{-6} + 10^{-5} tora. Używając miki jako podłoża możliwe jest osadzanie epitasjalne. Warstwa charakteryzuje się wówczas dużą jednorodnością, niską koercją i wysokim współczynnikiem magnetooptycznym. MnBi na mice ma postać monokryształu. Stosunek objętościowy Bi do Mn zależy od podłoża i dla miki wynosi od 1,6 do 2,5. Po przygotowaniu warstw Bi i Mn naparowywana jest warstwa ochronna tlenku krzemu i całość wygrzewana jest w temperaturze ok. 300° w czasie od kilku minut do kilku godzin. Szybkość podgrzewania wynosi ok. 12°C/min. W ten sposób przygotowywano jednorodne warstwy o grubości 20 -100 nm i powierzchni do 100 cm^2. Warstwa ochronna o odpowiednio dopasowanym współczynniku załamania i grubości zmniejsza niepożądane odbicie światła, co pozwala na bardziej skuteczne wykorzystanie mocy lasera i poprawia stosunek sygnału do zakłócenia przy odczycie. Drugim zadaniem warstwy zewnętrznej jest ochrona warstwy metalicznej przed utlenianiem i zanieczyszczeniem.

MnBi ma dwie fazy krystalograficzne. Powyżej temperatury 360° następuje zmiana fazy polegająca na 3% zmniejszeniu parametru siatki

krystalicznej wzdłuż osi c i 1,5% wzdłuż osi a. Jeśli ośrodek jest następnie odpowiednio zahartowany, faza ta może być zachowana. Związek charakteryzuje się (poz. 2 tab. 1) temperaturą Curie dwukrotnie niższą i lepszą czułością, natomiast zmniejsza się indukcja nasycenia i współczynnik $2F/\alpha$, przy jednoczesnym wzroście koercji i pola nasycenia. Zmniejszenie temperatury Curie i poprawienie czułości obniżyłoby wymagania dotyczące mocy lasera pobudzającego. Utrzymanie warstwy w fazie zahartowanej przedstawia duże trudności, gdyż następuje powolny (stała czasu ok. 2 lat) ale ciągły powrót do fazy pierwszej. Usiłuje się znaleźć domieszki np. tytan, które opóźniłyby to przejście, ale dzieje się to zwykle kosztem innych parametrów materiału (zmniejszenie efektu magnetycznego).

Stała anizotropii jednoosiowej rośnie monotonicznie ze wzrostem temperatury, osiągając wartość zerową przy 84°K. Zależność namagnesowania nasycenia od temperatury dla obu faz MnBi pokazana jest na rys. 1.

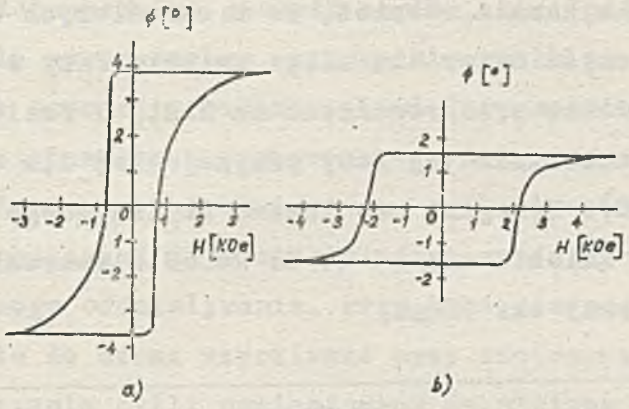


Rys. 1. Namagnesowanie nasycenia w funkcji temperatury dla MnBi

Widzimy, że faza zahartowana poza niższą temperaturę Curie charakteryzuje się też znacznym spadkiem namagnesowania już przy niższych temperaturach. Siła koercji zależy w dużym stopniu od grubości warstwy, a ponadto od rodzaju podłoża (jest niższa dla miki niż dla szkła). Parametr ten dla warstwy zahartowanej ma wartość wyższą mniej więcej dwukrotnie (rys. 2).

Przełączenie namagnesowania odbywa się za pośrednictwem ruchu ścianek domen. Współczynnik przełączenia określono na 0,067 Oe/s, co pozwa-

la uniknąć przypadkowych przełączeń obszarów niepodgrzewanych w czasie wymazywania, o ile impulsy pola wymazującego są bardzo krótkie. Jak wykazały badania przełączania warstw przy polach - zbliżonych do Hc - tworzą się domeny o wymiarach 4–8 μ, przy czym centrami nukleacji są defekty w warstwie. Przy wzroście pola ponad Hc, przesunięcia ścianek dokonują się głównie wewnątrz tych domen. Taki mechanizm zapewnia stabilność przechowywania informacji. Magnetostrykcja MnBi wg przeprowadzonych pomiarów jest pomijalna.



Rys. 2. Efekt histerezy w warstwach MnBi mierzony za pomocą efektu Faraday'a

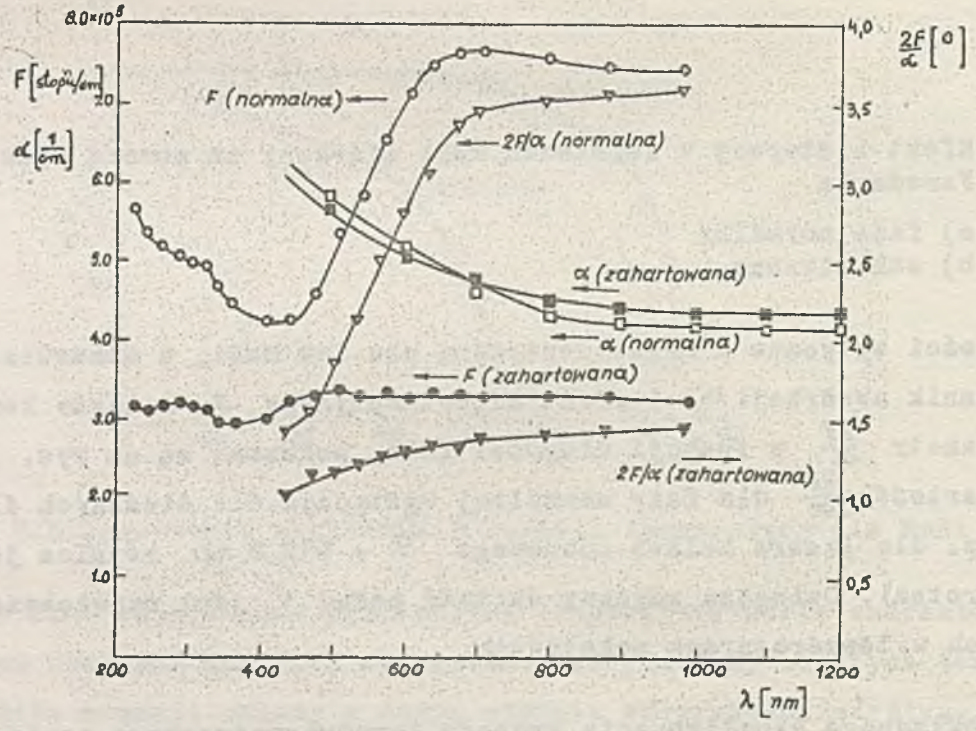
a) faza normalna
b) zahartowana

Własności optyczne i magnetooptyczne obu faz MnBi, a mianowicie współczynnik absorbcji α i efekt magnetooptyczny F, a także kombinowany parametr $\frac{2F}{\alpha}$ w funkcji długości fali, pokazane są na rys. 3. Wyższa wartość $\frac{2F}{\alpha}$ dla fazy normalnej występuje dla dłuższych długości fali (np. dla lasera helowo-neonowego $\lambda = 632{,}8$ nm różnica jest ponad dwukrotna). Osiągana wówczas wartość ponad 3° jest największa z osiąganych w temperaturach pokojowych.

Dla dokładnego zanalizowania procesu termomagnetycznego zapisu przeprowadzono [5] specjalne badania w dwulaserowym układzie, gdzie zapis dokonywany był w obszarze o średnicy 9 μ za pomocą lasera argonowego o mocy 200 mW, a jednocześnie część tego obszaru (o średnicy 2 μ) analizowana była za pomocą lasera helowo-neonowego o mocy 1 mW. Efekt magnetooptyczny skręca płaszczyznę polaryzacji strumienia próbnego, co

jest następnie wykrywane przez różnicowy system detekcji. Pozwala to na bieżącą analizę namagnesowania zapisywanego obszaru. Modulator wykorzystywany do przełączania lasera zapisującego wytwarza impulsy o szybkim narastaniu i wolnym opadaniu (ok. 5 μs). Charakterystyka częstotliwościowa detektora pozwala na przenoszenie zmian zachodzących w ciągu 1 μs, a liniowy zakres skręcania płaszczyzny polaryzacji wynosi $\pm 7^{\circ}$.

Badania wykazały, że bez działania dodatkowego pola magnetycznego przełączenie jest niepełne, natomiast zastosowanie pola 1 kOe zapewnia nasycenie. Analiza wykazała również, że w określonych warunkach tylko bardzo nieznaczna część materiału ulega zmianie fazy w trakcie przełączania. Podobne badania przeprowadzone na MnBi, w fazie zahartowanej, wykazały również zachowanie tej fazy przynajmniej dla ograniczonej liczby impulsów (do 100). Wymagana moc lasera zapisującego jest funkcją grubości warstwy i zmienia się od 14 do 20 mW w zakresie 10 - 100 nm osiągając minimum przy ok. 30 nm.

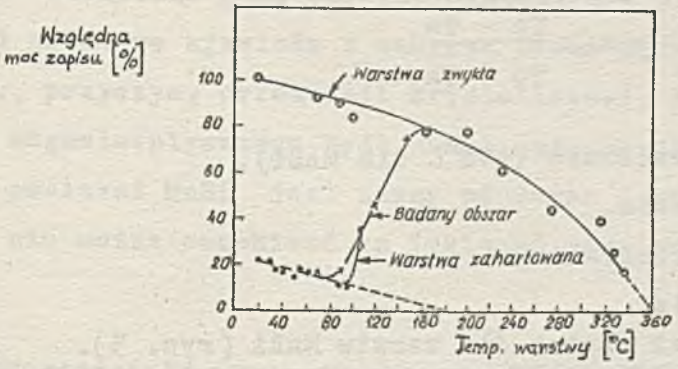


Rys. 3. Obrót Faraday'a i współczynnik absorbcji w funkcji długości fali dla obu faz MnBi

Odczyt informacji dokonywany jest za pomocą efektu magnetooptycznego. W zależności od tego, czy mamy tu do czynienia z odbiciem czy przechodzeniem światła dotyczy to efektu Kerra lub Faraday'a. Stosowane są

układy detekcyjne zarówno jednowejściowe jak i symetryczne. Natężenie światła wyjściowego określone jest stratami optycznymi w ośrodku. Zakłócenia na wyjściu detektora mają swe źródło zarówno w samym detektorze jak i w laserze, ośrodku, wzmacniaczu i w szumach cieplnych, przy czym największą rolę odgrywają zakłócenia ośrodka. Dla ich zmniejszenia ważne jest ustalenie wysokiej jednorodności ośrodka w skali mikroskopowej.

Dla określenia parametrów MnBi związanych ściśle z zastosowaniami pamięciowymi, jak dopuszczalna gęstość zapisu, moc lasera niezbędna do zapisu, wartość pola wymazującego, stosunek sygnału do zakłócenia i wpływ wielokrotnych operacji, badano niewielkie modele pamięciowe zarówno z ośrodkiem stałym jak i ruchomym [5]. Dla stosowanego obszaru zapamiętującego informację o średnicy 1 μ znaleziono, że odstęp 2 μ między sąsiednimi obszarami daje zadowalającą rozdzielczość i brak szkodliwego wzajemnego oddziaływania. Przy odczycie znaczne poprawienie stosunku sygnału do szumu uzyskiwano przy zastosowaniu wzmacniacza różnicowego. Powtarzanie cykli pamięciowych do miliona razy nie powodowało widocznego pogorszenia wyjściowych sygnałów pamięciowych. Badano również wpływ temperatury ośrodka na wartość mocy lasera niezbędnej dla skutecznego zapisu. Wyniki pokazane są na rys. 4.



Rys. 4. Zależność granicznej mocy lasera dla skutecznego zapisu w funkcji temperatury ośrodka

Ze wzrostem temperatury maleje przyrost temperatury niezbędny dla osiągnięcia punktu Curie i co za tym idzie - moc lasera. Z otrzymanej zależności można przez aproksymację wyznaczyć temperaturę Curie; dla zwykłej fazy MnBi wynosi ona 360°. Moc początkowa lasera dla obszaru zapisu o średnicy 1 μ wynosi ok. 5 mW. Podczas pomiarów dokonywanych na warstwie zahartowanej stwierdzono przejście jej do fazy zwykłej w zakresie temperatur 80-180°C. Aproksymacja zależności dla tej fazy

w zakresie niższych temperatur daje podawaną uprzednio wartość $t_c = 180^oC$. Moc wymagana dla fazy zahartowanej stanowi ok. 20% mocy dla fazy zwykłej. Wielokrotny zapis w fazie zwykłej powoduje jej przejście do fazy zahartowanej i odpowiednie obniżenie mocy. Według uzyskanych wyników przejście do fazy zahartowanej wymaga podgrzania powyżej temperatury Curie na okres dłuższy od 1 ms. Zmiana fazy nie powoduje zmiany zapisanej informacji.

Dla zapisu holograficznego istotne jest uwzględnienie dynamicznych procesów cieplnych. Obraz holograficzny wytworzony przez interferencję wiązek obrazowej i odniesienia wytwarza odpowiedni wzrost temperatury w poszczególnych punktach ośrodka zapisującego na skutek absorpcji energii świetlnej. Jednak poprzeczny przepływ ciepła powoduje wyrównywanie różnic temperatury z określoną stałą czasu i stąd wynika konieczność stosowania krótkich impulsów laserowych (zwykle 10–15 ns). Rozkład cieplny wyraża się zależnościami typu trygonometrycznego; parametrami są odległość na płytce, głębokość modulacji cieplnej, temperatura średnia, stałe przesunięcie fazowe i inne. Dla uzyskania dobrego hologramu magnetooptycznego średnia temperatura musi być niższa od temperatury Curie, a współczynnik modulacji cieplnej musi spełniać zależność

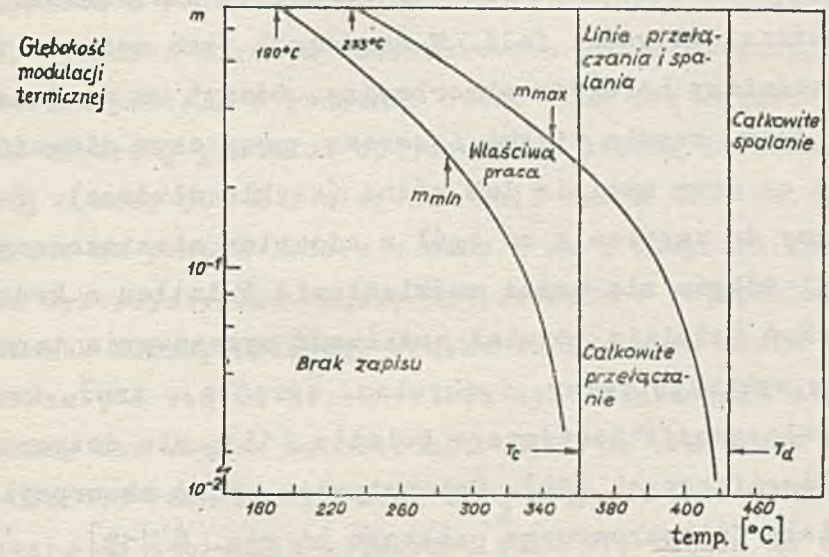
$$\frac{Td - To}{To - Ta} \geqslant m \geqslant \frac{Tc - To}{To - Ta}$$

gdzie Td – temperatura zniszczenia (446^oC dla MnBi),
To – temperatura średnia,
Ta – temperatura otoczenia i
Tc – temperatura Curie

Pozwala to określić obszar zapisu dla warstw MnBi (rys. 5).

Odtwarzanie obrazu z hologramu następuje na skutek skręcenia płaszczyzny polaryzacji padającego strumienia odczytu oraz osłabienia intensywności tego strumienia, zależnego od grubości warstwy i współczynnika absorpcji materiału nośnika. Zwykle można rozłożyć wypadkowy strumień na składowe liniowo spolaryzowane w kierunkach x i y, przy czym zależność przenoszenia elektrycznego dla kierunku y jest parzystą funkcją kąta skręcenia, a dla kierunku x – nieparzystą. Pozwala to określić zależność na wydajność dyfrakcyjną definiowaną jako stosunek intensywności strumienia I rzędu do strumienia padającego, a stąd znaleźć opty-

malną grubość warstwy $(2/\alpha)$. Mimo wysokiej wartości parametru $\frac{2F}{\alpha}$ dla MnBi wydajność dyfrakcyjna - η wynosi zaledwie około $2 \cdot 10^{-4}$.



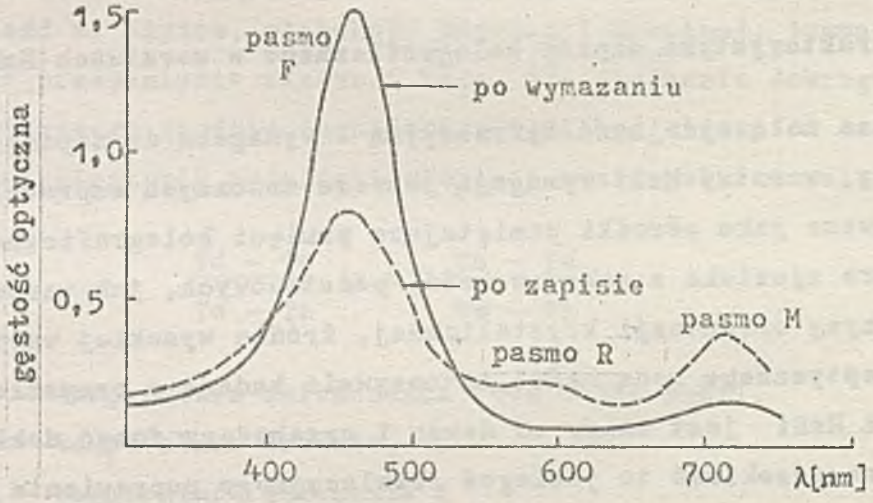
Rys. 5. Charakterystyka zapisu holograficznego w warstwach MnBi

Ze względu na małą wydajność dyfrakcyjną i wymaganą do zapisu znaczną gęstość mocy, warstwy MnBi wymagają jeszcze znacznych usprawnień, aby być stosowane jako ośrodki pamiętające pamięci holograficznej. Również niektóre zjawiska z zakresu badań podstawowych, jak wzrost warstwy, przyczyny orientacji krystalicznej, źródła wysokiej wartości efektu magnetooptycznego będą nadal intensywnie badane w przyszłości. Jednak ponieważ MnBi jest znany od dawna i przebadany dosyć dokładnie [11], nie można oczekiwać tu jakiegoś rewelacyjnego poprawienia parametrów.

Wśród materiałów magnetooptycznych należałoby tu wyróżnić warstwy metaliczne o tzw. pasmowej strukturze domen [12], które działają na zasadzie siatki dyfrakcyjnej. Stosuje się tu układy złożone z półprzezroczystej warstwy przewodzącej, warstwy fotoprzewodnika i wspomnianej warstwy magnetycznej. Uzyskiwane tu parametry (np. zdolność rozdzielcza zaledwie 100 l/mm) nie wyróżniają tego materiału spośród innych ośrodków tego typu.

2. MATERIAŁY FOTOCHROMOWE

Materiałami fotochromowymi nazywamy substancje, których widmo absorpcyjne zmienia się pod wpływem światła. Zapis odbywa się tu najczęściej przez odbielanie promieniem świetlnym ośrodka uprzednio zaciemnionego promieniowaniem o krótszej długości fali. W ośrodkach tych można w ten sposób utworzyć objętościowy hologram absorbcyjny. Odczyt ma miejsce również przez oświetlanie, zwykle wiązką laserową, przy czym długość fali może być ta sama co przy zapisie lub różna (zwykle dłuższa). W tym ostatnim przypadku mamy do czynienia na ogół z odczytem nieniszczącym. Wymazywanie informacji odbywa się przez naświetlanie światłem o krótszej długości fali, choć istnieje również możliwość wymazywania termicznego. Ponadto bywa tu wykorzystywany dychroizm ośrodka, tzn. wrażliwości na kierunek polaryzacji padającego światła [13]; nie dotyczy to raczej zastosowań holograficznych [14]. Schematyczne widmo absorpcji wyidealizowanego materiału fotochromowego pokazano na rys. 6 [15].



Rys. 6. Widmo absorpcji materiału fotochromowego (NaCl)

Istnieją pewne rozbieżności dotyczące zakresu pojęcia "materiały fotochromowe". Autor pracy [16] zalicza do tej grupy również kryształy elektrooptyczne, które u nas będą omówione oddzielnie. Niemniej jednak do materiałów fotochromowych należy duża ilość materiałów zarówno nieorganicznych jak i organicznych, wśród których wyróżnić można całe grupy związków o różnych mechanizmach realizacji funkcji pamięciowych. Historycznie jednymi z pierwszych badanych ośrodków tego typu były szkła fotochromowe [17], gdzie hologram zapisywano na stosunkowo grubej (6 mm) płytce ze względu na małą gęstość optyczną ośrodka. Pomia-

ry wykazały małą zdolność rozdzielczą tych próbek - zaledwie kilkadziesiąt linii na mm, jest to zbyt mało do zastosowań pamięciowych. Prace nad nieorganicznymi ośrodkami fotochromowymi podjęły w szerokim zakresie RCA Laboratories w Princeton [15],[18 - 20]. Obejmowały one kryształy jonowe z F-centrami, jak fluorek wapnia domieszkowany ziemiami rzadkimi, tytanian strontu domieszkowany metalami przejściowymi (Fe, Mo, Ni) i inne. Kryształy o grubości około 1 mm przełączane były najpierw do stanu większej gęstości optycznej za pomocą promieniowania lampy rtęciowej o mocy 500 W i długości fali około 400 nm. Zapisu hologramu dokonywano za pomocą lasera o mocy 2 mW i długości fali 632,8 nm. Do odczytu wykorzystywano wiązkę odniesienia i fotopowielacz, ewentualnie ekran lub kliszę filmową. Wiązka odniesienia miała tu natężenie 20 mW/cm^2, a wiązka przedmiotowa była dwukrotnie słabsza. Przekrój poprzeczny obu wiązek wynosił ok. 0,07 cm^2. Gęstość optyczna zmieniała się ok. 1,5 raza w przypadku CaF_2 i ponad 2-krotnie przy $SrTiO_3$. Czas wymagany do zapisania hologramu waha się od 2 s do 2 min. (najkrótszy dla $SrTiO_3$ domieszkowanego Ni i Mo, najdłuższy dla CaF_2 domieszkowanego Ce), natomiast przybliżony czas termicznego przechowywania informacji waha się od 10 minut dla $SrTiO_3$: Fe-Mo do tygodnia dla CaF_2:Ce. Przy odczycie można stosować znacznie słabsze natężenie wiązki odniesienia niż przy zapisie.

W omawianym układzie dokonywano również pomiaru czułości kątowej procesu rekonstrukcji obrazu holograficznego. Za pomocą fotopowielacza przeprowadzano pomiar natężenia wiązki odtwarzającej przedmiot przy obrocie hologramu dokoła osi prostopadłej do płaszczyzny określonej przez wiązki przedmiotu i odniesienia i przechodzącej przez punkt przecięcia się tych dwóch wiązek. Kątowo przesunięcie hologramu określane było za pomocą liniowego przesunięcia częściowo odbitej wiązki odniesienia obserwowanego na ekranie odległym o 2 m od kryształu. W rezultacie uzyskano wykres względnego natężenia obrazu w funkcji kąta obrotu, przy czym natężenie wiązki odniesienia było wielokrotnie zmniejszone w celu uniknięcia zakłóceń. Z teoretycznych rozważań wynika, że zależność ta powinna mieć charakter $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$, można więc z porównania parametrów krzywej doświadczalnej i teoretycznej określić faktyczną grubość hologramu, która zwłaszcza w materiałach o większej gęstości optycznej może być znacznie mniejsza od grubości kryształu. W przypadku CaF_2 różnica wynosiła 12%,

a dla $SrTiO_3$ skuteczna grubość hologramu wynosiła 0,95 mm przy krysztale o grubości 1,55 mm.

Tytanian strontu badany był przez Faughnana i Kissa [19]. Badania te miały na celu wyjaśnienie procesów fizycznych zachodzących w materiale. Przeprowadzono je zarówno metodami optycznymi oraz metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR). Określono widmo w stanie przezroczystym i zaczernionym przy różnych temperaturach. Badania EPR służyły do określenia wartościowości jonów materiałów domieszkowanych wchodzących w reakcję. Materiał ten poza typowymi właściwościami fotochromowymi wykazuje również zmianę współczynnika załamania pod wpływem oświetlenia [20]. Pomiary dokonywane były przez obserwację zmian transmisji rezonatora Fabry-Perrota zrobionego z badanego materiału. Układ pomiarowy zawierał laser kryptonowy. Powierzchnie rezonatora szlifowane były z bardzo dużą dokładnością. Przepuszczane światło wykrywane było za pomocą fotopowielacza. Kąt, pod którym światło wychodziło z kryształu modulowany był z częstotliwością 800 Hz. Przełączania, identycznie jak w poprzednich doświadczeniach, dokonuje się 500 W lampą rtęciową z użyciem żółtego filtru ze szkła Corning 3-68 i układu absorbującego z wody destylowanej.

Inną grupę materiałów w ramach kryształów jonowych z F-centrami są hologenki alkaliczne, takie jak KCl czy NaCl odpowiednio domieszkowane [21],[22]. Stosowanie ich wymaga zwykle obniżonych temperatur, a uzyskiwana wydajność dyfrakcyjna wynosi pojedyncze procenty.

Hologramy na cienkich warstwach organicznych uzyskiwane były przez Mikaeliana i współpracowników z Instytutu im. Popowa w Moskwie [23]. Ośrodkiem były tu pochodne spiropiranu w roztworze barwnika organicznego o grubości 20-30 μ na płytce szklanej. Układ optyczny dostosowany był do przedmiotu, którym był tu kontrolny obraz telewizyjny. Zaczernienia wstępnego dokonywano, podobnie jak w przypadku poprzednim, za pomocą trwającego 30 s ultrafioletowego promieniowania lampy rtęciowej umieszczonej w odległości 5 cm od warstwy. Zapis hologramu dokonuje się przez wybielanie promieniowaniem He-Ne lasera o długości fali 630 nm i mocy 5 mW. Czas ekspozycji 10-40 s. Czasy przechowywania okazały się krótkie ok. kilkunastu sekund. Rozdzielczość oceniono na 600 komórek na linię (przy wielkości hologramu 1-3 mm). Stwierdzono, że nie występują tu zakłócenia powodowane zwykle granulowatą strukturą ośrodka.

Związki organiczne wykorzystano w opracowaniu [24] oryginalnej metody rejestracji z zastosowaniem reakcji dimeryzacji. Najpierw przygotowuje się materiał światłoczuły przez zdimeryzowanie użytego związku, a następnie rozpuszcza się go w matrycy polimerowej, która naświetlana jest światłem o określonej długości fali, co powoduje dysocjację dimeru. Cząsteczki powstałego monomeru, nie mogąc przemieszczać się w sztywnej matrycy, pozostają w układzie sprzyjającym dimeryzacji i zapewniającym jej wysoką wydajność po naświetleniu promieniowaniem o dłuższej fali, przy którym dokonywany jest zapis, polegający na zmianie gęstości optycznej, a także współczynnika załamania, występujących przy powstawaniu dimeru. Do odczytu wykorzystuje się zmianę współczynnika załamania oświetlając hologram światłem o jeszcze dłuższej fali, nieabsorbowanym ani przez monomer, ani przez dimer. Hologram ma tutaj przede wszystkim charakter fazowy, a proces odtwarzania nie niszczy zapisu. Czułość materiału - ok. 0,1 J/cm^2, a wydajność dyfrakcyjna wynosi do 5%.

Zbadano również wiele związków organicznych, takich jak 1,3-dwumetylotymina, metanosulfonian 2-aminopirydyny, kwaśny fosforan 2-dwuaminopirydyny, sole akrydyzyniowe, kamforsulfonian i toluenosulfonian. Zapisu dokonywano światłem o długości fali 325 nm (laser He-Cd) i 363,8 nm (Ar), odczytu światłem 488 nm (Ar) lub 632,8 nm (He-Ne).

W spiropiranach gęstość optyczna w obszarze widzialnym wzrasta po naświetleniu światłem ultrafioletowym, a wraca do pierwotnej wartości przez odbielanie termiczne lub fotoodbielanie. Tę ostatnią reakcję wykorzystano do rejestracji hologramów absorbcyjnych za pomocą lasera He-Ne o $\lambda = 632,8$ nm [25]. Czułość zapisu wynosiła kilka J/cm^2, zdolność rozdzielcza 500 linii/mm. Wydajność dyfrakcji 0,1%. Zapis był nietrwały - czas połowicznego zaniku wynosił 700s w 20°C i 100s w 100°C.

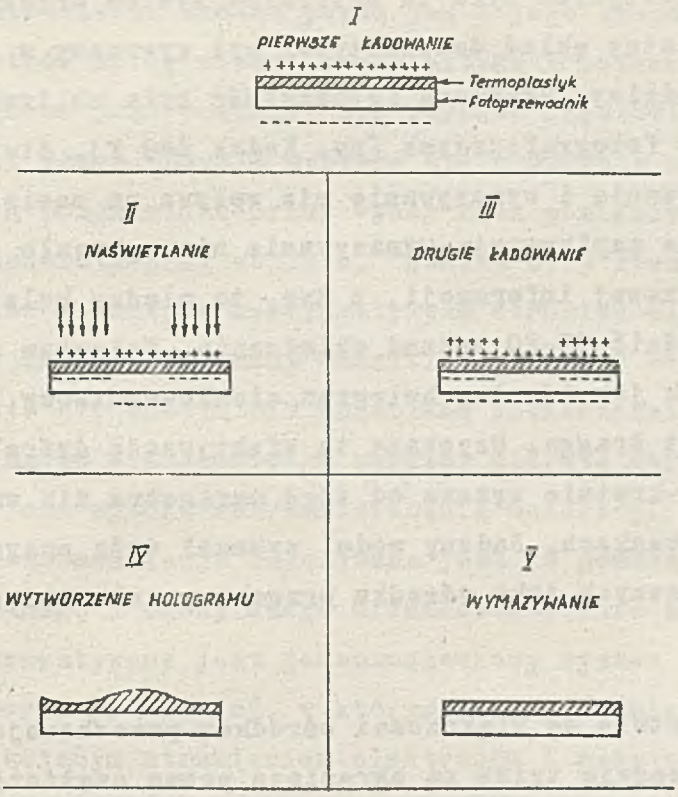
Ogólnie można stwierdzić, iż materiały fotochromowe charakteryzują się dobrą rozdzielczością (powyżej 1500 linii/mm), co łączy się z molekularnym charakterem zjawisk w tych materiałach. Osiągana maksymalna wydajność dyfrakcyjna jest wyższa niż w materiałach magnetooptycznych i waha się od ułamków procenta do kilku procent. Natomiast wymagana gęstość energii podczas zapisu jest większa niż w przypadku większości materiałów magnetooptycznych i wynosi od kilku do kilkuset mJ/cm^2. Znaczną wadą ich jest ograniczony czas przechowywania informacji.

W konkretnych realizacjach uciążliwa jest konieczność stosowania światła o kilku długościach fali, a także czasami dodatkowych czynników, jak pole elektryczne, napromieniowanie strumieniem elektronów itp. co może komplikować konstrukcję pamięci. Materiały te charakteryzują się także dość znaczną wrażliwością na czynniki zewnętrzne, zwłaszcza temperaturę.

Reasumując można stwierdzić, że mimo ogromnej różnorodności badanych materiałów fotochromowych, nie znaleziono materiału tego typu, który spełniałby wszystkie podstawowe wymagania jako ośrodek przechowywania informacji pamięci holograficznej, czego potwierdzeniem jest brak realizacji jakiegokolwiek większego modelu pamięci holograficznej z nośnikiem fotochromowym, mimo że wciąż pisze się o ogromnych możliwościach w tej dziedzinie a prowadzone wciąż badania przynoszą powolną poprawę parametrów. Charakterystyczna jest tu duża liczba patentów (26-31) zgłaszanych w tej dziedzinie, lecz dotyczą one wszystkie raczej ogólnych zasad wykorzystania materiału, a nie konkretnych rozwiązań, które mogłyby prowadzić do realizacji pamięci o zadowalających parametrach technicznych.

3. UKŁADY NA MATERIAŁACH TERMOPLASTYCZNYCH

Zasada zapisu termoplastycznego znana była już od dawna i wykorzystywana do zapisu sygnałów wizyjnych. Materiał termoplastyczny przedstawia sobą nieczułą na światło masę i dlatego dla uzyskania układu światłoczułego łączy się go z fotoprzewodnikiem. Chociaż w zasadzie można otrzymać mieszaninę, wykorzystuje się zwykle układy, w których warstwę termoplastyku nanosi się na powierzchnię fotoprzewodnika, gdyż taki ośrodek charakteryzuje się większą czułością świetlną. Podłożem jest zwykle szkło pokryte przezroczystą warstwą przewodzącą elektrycznie, na którą naniesiona jest warstwa fotoprzewodnika i termoplastyku [32]. Powierzchnię termoplastyku ładuje się do określonego potencjału (ok. kilkaset woltów) w stosunku do przezroczystego przewodnika. Następnie naświetla się układ holograficznym obrazem interferencyjnym, co powoduje, że fotoprzewodnik rozładowuje oświetlone obszary i zmniejsza potencjał na powierzchni termoplastyku w tych miejscach. Pole elektryczne wewnątrz materiału termoplastycznego pozostaje niezmienione. W ko-

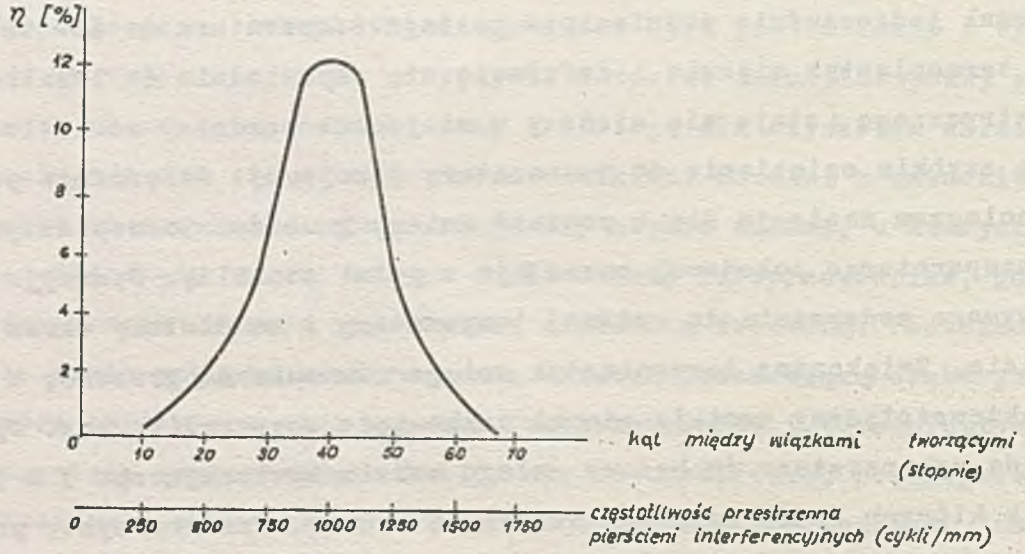


Rys. 7. Cykl zapis-wymazywanie hologramu termoplastycznego

lejnym etapie następuje ponowne ładowanie - potencjał na powierzchni termoplastyku zostaje przywrócony do poprzedniej wartości. Wówczas pole elektryczne wewnątrz termoplastyku wzrasta w miejscach oświetlonych. Niemal jednocześnie podniesiona zostaje temperatura do 60-100°C, w której termoplastyk mięknie i deformuje się odpowiednio do lokalnego pola elektrycznego (staje się cieńszy w miejscach bardziej oświetlonych). Po szybkim oziębieniu do temperatury pokojowej deformacje pozostają i hologram zapisuje się w postaci zmiany grubości termoplastyku. Zapis w temperaturze pokojowej pozostaje w pełni stabilny. Operacja wymazania wymaga podgrzania do wyższej temperatury i na dłuższy okres niż przy zapisie. Zmiękczony termoplastyk osiąga równomierną grubość, a ładunek elektrostatyczny zostaje niemal całkowicie zneutralizowany. Opisywaną zasadę wykorzystano do budowy małego modelu zawierającego 3 x 3 hologramy, z których każdy zajmował kwadrat 6 x 6 mm. Przezroczysty przewodnik z tlenku cyny to mozaika kwadratów o wielkościach hologramów. Kwadraciki te służą również do podgrzewania termoplastyku w trakcie zapisu i wymazywania. Płytka przepuszcza 77% światła o długości fali 632,8 nm. Podgrzewania dokonywano częstotliwością sieciową w ciągu

150 ms. Termoplastykiem była tu naturalna żywica drzewna rozpuszczona w nafcie. Kompletny układ dwuwarstwowy był wygrzany w temperaturze 60°C w ciągu godziny. Uzyskana fotoczułość była zbliżona do stosowanych materiałów fotograficznych (np. Kodak 649 F). Stwierdzono, że wielokrotne zapisywanie i wymazywanie nie wpływa na sąsiednie hologramy. Ponad 100-krotne zapisywanie-wymazywanie nie wykazało pogorszenia możliwości zapisu nowej informacji, z tym, że między kolejnymi cyklami należało wprowadzić 15-20 sekund chłodzenia. Hologram w tym modelu zachowywał się tak jak idealny hologram cienkowarstwowy, to znaczy nie występował efekt Bragga. Uzyskana tu efektywność dyfrakcyjna wynosiła 7% i była ok. 5-krotnie wyższa od tego parametru dla emulsji 649 F w identycznych warunkach. Badany model wykazał dużą przydatność materiałów termoplastycznych jako ośrodka przechowywania informacji holograficznej.

W przeciwieństwie do większości ośrodków przechowujących hologramy termoplastyki reagują tylko na określone pasmo częstotliwości przestrzennych. Na rys. 8 pokazano typową charakterystykę hologramu termoplastycznego.



Rys. 8. Charakterystyka hologramu termoplastycznego

Zarówno częstotliwość środka pasma jak i jego szerokość są funkcjami wielu parametrów np. grubość termoplastyku i potencjału wstępnego ładowania. Pożądane jest powiększenie zarówno częstotliwości środkowej jak i szerokości pasma. Zwykle wybiera się kompromis między wydajnością a zdolnością rozdzielczą przez wybór kąta pomiędzy wiązkami odniesienia i przedmiotu przy zapisie. Badane były również układy, w których do zapisu i odczytu wykorzystywano strumień elektronów, bądź też elektronowy zapis i optyczny odczyt. W systemie nazwanym "lumatron" [33] wykorzystuje się specjalnie obrabianą powierzchnię termoplastyczną, przystosowaną do wielokrotnego zapisu, pokrytą warstwą szkła. Charakteryzuje się ona wysoką rozróżnialnością modulacji powierzchniowej ok. 10 μ, która to modulacja dokonywana jest za pomocą strumienia elektronów ogniskowanego i odchylanego elektrostatycznie napięciem 6,5 kV. Do odczytu wykorzystywany jest jednosoczewkowy system optyczny mieszczący się w komorze próżniowej, w którym strumień światła jest współśrodkowy z zapisującym strumieniem elektronów i prostopadły do powierzchni warstwy termoplastycznej. Termoplastyk naniesiony jest tu na przezroczysty przewodnik, który jednocześnie spełnia rolę elektrody wyjściowej systemu elektronowego i podgrzewacza. Wymazywanie informacji dokonuje się w czasie mniejszym od 1 sekundy przez podanie na tę elektrodę impulsu prądowego - w wyniku podgrzania wyrównują się deformacje wytworzone przy zapisie. Przy pracy w czasie rzeczywistym termoplastyk utrzymuje się w temperaturze pośredniej w stosunku do temperatur deformacji i wymazywania; zapisu dokonuje się za pomocą stale przemieszczającego się strumienia elektronów. Wówczas mechaniczna stała czasu termoplastyka jest najmniejsza. Osiąga się wtedy cykl zapisu około 1/30 s. Skala szarości przy zapisie - 8 stopni.

Z nowszych prac o materiałach termoplastycznych należałoby wymienić opis zastosowania termoplastyku do rejestracji promieniowania podczerwonego 1500 nm lasera He-Ne [34]. Jako fotoprzewodnika użyto poliwinylokarbazolu uczulonego 2, 4, 5, 7-czteronitrofluorenonem. Osiągnięto tu zdolność rozdzielczą 1000 linii/mm przy ekspozycji 0,4–0,8 J/cm^2 i η = 0,15% przy odtwarzaniu światłem o tej samej długości fali. Przy odczycie światłem o λ = 632,8 nm η wzrasta do 0,9%, a dla 520 linii/mm osiąga się do 5%. Wyniki te opublikowano w laboratoriach firmy Harris-Intertype Corp., która w pierwszej połowie 1973 r. zasto-

sowała ośrodek termoplastyczny w eksperymentalnej pamięci holograficznej. Pamięć ta miała pojemność 400.000 bitów, przechowywanych po 16.000 bitów na 25 stronach. Podobną pamięć również z ośrodkiem termoplastycznym opracowała w tym okresie firma RCA. Miała ona pojemność około miliona bitów, przechowując po 1000 bitów na 1000 stronach [2]. Stawia to ten rodzaj materiałów w szeregu najbardziej perspektywicznych ośrodków przechowywania informacji. Charakteryzują się one [16] zadowalającą rozdzielczością około 1000 linii/mm - przy zadowalającej wydajności dyfrakcyjnej ($7 \cdot 10^{-2}$) i małej energii zapisu (0,1 mJ/cm^2), przy czym inne źródła podają jeszcze niższe wartości [35]. Wadą wydaje się tu być stosunkowo długi czas zapisu, a zwłaszcza wymazywania, ale zapewne i w tym zakresie osiągnięty będzie postęp, a do pewnych zastosowań osiągane parametry mogą być wystarczające.

Jeśli w omawianych wyżej układach zamiast termoplastyka zastosuje się elastomer uzyskuje się jeszcze jeden układ, stosowany do przechowywania informacji holograficznej w ciągu ograniczonego okresu czasu. Jedno z rozwiązań [36] zwane "rutikonem" ma strukturę wielosłojową złożoną z przezroczystego podłoża, cienkiego fotoprzewodnika, cienkiej warstwy elastomerowej i elektrody deformującej. Ta ostatnia może być przewodzącym płynem, gazem lub cienką, elastyczną, nieprzezroczystą warstwą metaliczną. Poszczególne rodzaje tych urządzeń oznaczone są symbolami α, β, γ. Najbardziej interesujący jest tu ostatni typ. Przy praoy układu stałe pole elektryczne o potencjale ok. 600 V, działające między elastyczną elektrodą a przezroczystym podłożem, daje początkowe równomierne rozłożenie ładunku. Informację w formie holograficznej wprowadza się do układu przez przezroczyste podłoże powodując zmiany pola elektrycznego na powierzchni fotoprzewodnika i następnie na powierzchni elastomeru. Te zmiany pola powodują wystąpienie naprężeń mechanicznych deformujących elastomer i elastyczną elektrodę metaliczną zgodnie z rozkładem natężenia światła w hologramie fazowym. Przy odczycie następuje skuteczne odbicie światła od warstwy metalicznej i zrekonstruowany zostaje obraz. W pewnych odmianach tego układu udaje się przedłużyć okres przechowywania informacji przez wprowadzenie stanu blokowania obrazu. Do wymazania zapisu wystarczy wyłączyć pole elektryczne, co znacznie przyspiesza tę operację w porównaniu np. z termoplastykiem.

4. KRYSZTAŁY ELEKTROOPTYCZNE

W omawianej grupie przezroczystych monokryształów ferroelektrycznych pod wpływem oświetlenia zmienia się współczynnik załamania światła, umożliwiając tym zapis objętościowego hologramu fazowego.

Mechanizm zapisu hologramu w tych materiałach jest następujący. Monokryształ zawiera zlokalizowane centra pułapkowe obsadzone elektronami, które pod wpływem padającego światła o odpowiedniej długości fali zostają wzbudzone do pasma przewodnictwa. W wyniku naświetlenia materiału interferencyjnym obrazem holograficznym, elektrony wyzwolone w obszarach o większym natężeniu światła dyfundują lub przesuwają się pod wpływem wewnętrznego pola elektrycznego do sąsiednich obszarów. Elektrony te są następnie wyłapywane przez wolne centra pułapkowe, tworząc w ten sposób w miejscach słabiej oświetlonych obszary o ładunku dodatnim utworzonym przez zjonizowane centra. Tak rozmieszczone ładunki wytwarzają lokalne pola elektryczne, które w wyniku zjawiska elektrooptycznego zmieniają lokalnie współczynnik załamania światła, wytwarzając hologram. Wymazanie hologramu dokonuje się przez równomierne silne oświetlenie kryształu lub podgrzanie do odpowiedniej temperatury, w wyniku czego następuje wyzwalanie elektronów z pułapek i wyrównanie się rozkładu ładunków. Tak więc znikają lokalne pola elektryczne i ujednolica się współczynnik załamania światła.

W 1966 r. zauważono [37], że w kilku ferroelektrycznych monokryształach typu ABO_3 pod wpływem oświetlenia wiązką laserową następuje zmiana współczynnika załamania światła, która następnie powoli zmniejsza się a znika dopiero po podgrzaniu. Efekt ten nazwany "uszkodzeniem optycznym" (optical damage) poważnie ograniczał możliwości zastosowania tych materiałów jako elektrooptycznych modulatorów, akustooptycznych modulatorów, lub generatorów drugiej harmonicznej.

W 1968 r. F.S. Chen [38], jako pierwszy zwrócił uwagę na to, że niejednorodności współczynnika załamania, które powstają pod wpływem światła, mogą być wykorzystane do zapisu obrazu holograficznego. Przedstawił on w pracach [38], [39] wyniki badań prowadzonych w Bell Telephone Lab. nad $LiNbO_3$ i $LiTaO_3$. Naświetlając monokryształ niobianu litu o grubości 10 mm przez 100 s światłem lasera argonowego o natężeniu

1 W/cm^2 i długości fali 488 nm otrzymano hologram o wydajności dyfrakcyjnej η = 40%. Zdolność rozdzielczą oszacowano na 1600 linii/mm, ale otrzymano także hologram o gęstości 4000 linii/mm z wydajnością dyfrakcyjną 0,01%. Wyniki te uzyskano dla próbek tak wyciętych i ukierunkowanych aby optyczna oś kryształu "c" leżała na oświetlonej płaszczyźnie próbki oraz na płaszczyźnie utworzonej przez kierunki padania obu interferujących fal, a więc w takim układzie, aby prążki interferencyjne układały się prostopadle do osi "c". Dla hologramów o prążkach interferencyjnych układających się wzdłuż osi "c" otrzymano w identycznych warunkach wydajność dyfrakcyjną poniżej 1%. Wydajność dyfrakcyjną hologramu dla promienia nadzwyczajnego uzyskano 10-krotnie mniejszą niż dla promienia zwyczajnego. Ponieważ według modelu dyfrakcji grubych hologramów opracowanego przez Kogelnika [40]

$$\eta = \sin^2 \frac{\pi \Delta n t}{2 \lambda \cos \Theta}$$

gdzie Δn - zmiana współczynnika załamania światła
t - grubość hologramu
λ - długość fali światła
Θ - połowa kąta między interferującymi wiązkami

to zmiany współczynnika załamania dla promienia zwyczajnego wynosiły około $2 \cdot 10^{-5}$ zaś promienia nadzwyczajnego około 3-krotnie mniej. Tak więc, aby mieć dobrą wydajność dyfrakcyjną należy odczytywać hologram światłem spolaryzowanym równolegle do osi "c" kryształu.

Stwierdzono, że hologram zapisany w $LiNbO_3$ znika w wyniku podgrzania kryształu do temperatury 170°C. Zaobserwowano też, że w wyniku wyżarzania kryształów w atmosferze bez tlenu zwiększa się czułość, a mianowicie dla wyżarzonej tak próbki o grubości 5 mm uzyskano po 35 s naświetlania laserem argonowym z natężeniem 1 W/cm^2 hologram o wydajności dyfrakcyjnej 42%. Tłumaczono to tym, że wakanse tlenowe tworzą jeden z typów pułapek.

Dla wyjaśnienia wyraźnie kierunkowego przemieszczania się wyzwolonych elektronów, preferujących kierunek "+c", będący kierunkiem spontanicznej polaryzacji tych ferroelektryków, Chen zaproponował dwa modele. W pierwszym zakładał istnienie wewnętrznego pola elektrostatycznego

antyrównoległego do kierunku spontanicznej polaryzacji, zaś badając wpływ zewnętrznego pola elektrycznego na zmiany współczynników załamania ocenił wielkość tego wewnętrznego pola na około 70 kV/cm. Pole to powodowałoby kierunkowy przepływ elektronów z obszaru oświetlonego. Drugi model zakładał minimalny współczynnik dyfuzji w kierunku prostopadłym do osi "c".

Inny model zaproponował W.D. Johnston [41]. Założył on, że przed naświetleniem w krysztale nie występuje żadne makroskopowe wewnętrzne pole elektryczne. Rozpatrywał następnie momenty elektryczne elementarnych komórek kryształu. Przeniesienie elektronu z centrum donorowego do pasma przewodnictwa zmienia nie tylko ładunek, ale i moment dipolowy komórki, co powoduje ukierunkowanie ruchu elektronów. Komórka kryształu zawierająca pułapkę, która wychwyciła elektron również zmienia swój moment dipolowy. Uważał on także, że nie można rozpatrywać zmian współczynników załamania jedynie w wyniku pola powstałego od przeniesionych ładunków, ale przede wszystkim jako rezultat lokalnych zmian polaryzacji ośrodka. Rozważania ilościowe doprowadziły autora tego modelu do wniosku, że conajmniej 1% podstawowych komórek sieci krystalicznej musi mieć jakiś jonizujący defekt. Natury tych defektów upatrywał raczej w odchyleniach od stechiometrii Li-Nb niż w domieszkach lub wakansach tlenowych.

Obecnie uważa się [42], że uwolnione światłem elektrony przemieszczają się pod wpływem wewnętrznego pola o charakterze piroelektrycznym oraz termicznej dyfuzji, która zwłaszcza przy gęsto położonych prążkach odgrywa istotną rolę. Ilościową ocenę tych zjawisk przedstawił J.J. Amodei w pracach [43], [44]. Opierając się na modelu Kogelnika [40] podaje, że aby uzyskać hologram o wydajności dyfrakcyjnej 100% w krysztale o grubości 1 cm, trzeba wytworzyć zmiany współczynnika załamania o $\sim 2{,}5 \cdot 10^{-5}$. Wymaga to wytworzenia w niobianie litu wewnętrznych pól elektrycznych o natężeniu do 1400 V/cm, a w tym celu gęstość elektronów w pułapkach musi dochodzić do $5 \cdot 10^{14}/cm^3$. Przy założeniu wydajności kwantowej równej 1 (tzn. że każdy pochłonięty kwant światła powoduje generację elektronu, który zostanie przeniesiony do swego docelowego położenia) otrzymuje się wymaganą energię pochłoniętego promieniowania na $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ J/cm^2. W realnym procesie wydajność kwantowa jest niższa,

gdyż elektrony są wielokrotnie wyzwalane i wyłapywane zanim dotrą do ostatecznego położenia.

Badania kryształów elektrooptycznych jako ośrodków zapisu hologramu prowadzono następnie w wielu ośrodkach USA, Japonii i w innych krajach. Prace te były i są prowadzone w celu uzyskania materiału o większej czułości zapisu jak i znalezienia sposobu zapewniającego większą trwałość zapisanych hologramów. Przebadano różne ferroelektryki zarówno w postaci czystej jak i domieszkowane, poza wspomnianym już $LiTaO_3$, także $Ba_2NaNb_5O_{15}$ [45], [46], $KNbO_3$ oraz $BaTiO_3$ [47], jednak głównie prace prowadzone były nad $LiNbO_3$. Aby zwiększyć czułość materiału zwiększono ilość zakłóceń periodyczności sieci krystalicznej, zarówno przez naświetlanie promieniowaniom γ [48], jak i wprowadzając różne domieszki takie jak Fe [48], [49], [50], Fe i Mo [48], Rh [51], Cr, Co, Ni, Mn, Cu [50].

Najlepsze wyniki otrzymano dla niobianu litu domieszkowanego żelazem. Domieszkowanie to zwiększało czułość 500-krotnie pozwalając na uzyskanie hologramu o wydajności dyfrakcyjnej 40% w wyniku naświetlenia linią 488 nm lasera argonowego z energią 1 J/cm^2, zaś przy dalszym naświetleniu otrzymano wydajność dyfrakcyjną bliską 100%.

Jak zauważono, jony żelaza mogą występować w niobianie litu w dwóch stanach walencyjnych Fe^{2+} i Fe^{3+} [49], [50]. Walencyjność tę można zmieniać wygrzewając kryształ w temperaturze ok. 1000°C w atmosferze tlenu, zwiększając w ten sposób ilość jonów Fe^{3+} kosztem jonów Fe^{2+}. Proces odwrotny zachodzi przy wygrzewaniu kryształu w atmosferze beztlenowej. Stwierdzono, że głównymi dostarczycielami fotoelektronów są jony Fe^{2+}, przechodzące wtedy do stanu Fe^{3+}, a więc czułość materiału rośnie wraz ze zwiększeniem się ich ilości. Podobny mechanizm występuje dla domieszek miedzi i manganu, które jednak w mniejszym stopniu podnoszą czułość ośrodka.

Dobre wyniki uzyskano także dla $LiNbO_3$ domieszkowanego rodem [51]. Przy naświetleniu próbki linią 488 nm lasera argonowego z energią 2,5 J/cm^2 uzyskano 25-procentową wydajność dyfrakcji, a przy dalszym naświetleniu osiągnięto wydajność dyfrakcyjną 80%. Materiał ten jest nieczuły na światło czerwone podobnie jak i niedomieszkowany niobian litu.

Większość zapisywanych hologramów w kryształach elektrooptycznych wykonywano za pomocą laserów o pracy ciągłej, głównie laserów argonowych. Aby zbadać impulsowy zapis hologramów w tych materiałach zostały wykonane hologramy w $LiNbO_3$ domieszkowanym Fe za pomocą impulsowych laserów Nd-YAG oraz Nd-szkło [52], [53]. Lasery te wysyłały impulsy światła o długości fali 531 nm i odpowiednio energiach 0,5 μJ, 5 mJ, czasach trwania impulsu 200 ns, 20 ns, repetycji co 1 ms, co 10 s. Hologram o wydajności dyfrakcyjnej 10% uzyskano po dostarczeniu odpowiednio 200 mJ i 183 mJ. Wskazuje to na fakt, że zapis hologramu zależy przede wszystkim od dostarczanej energii, a w mniejszym stopniu od czasu impulsów, obserwowane jest jednak pewne zwiększenie czułości przy stosowaniu krótszych czasów ekspozycji. Na tej podstawie wiadomo, że procesy generacji nośników i ich transportu zachodzą w czasie krótszym od 10^{-8} sekundy.

Jednym z ciekawszych zjawisk występujących w omawianych materiałach jest termiczne utrwalanie obrazu holograficznego odkryte przez Amodei i Staeblera [48], [54]. W normalnych warunkach powstały w krysztale obraz zanika pod wpływem jednolitego oświetlania, takiego jak np. w czasie odczytu. Zanik hologramu spowodowany jest optycznym uwalnianiem elektronów z pułapek a następnie ich przemieszczaniem się, powodującym wyrównywanie ładunków. Utrwalanie polega na ogrzaniu kryształów do temperatury umożliwiającej ruch jonów, ale jeszcze nie wzbudzającej elektronów z pułapek. Jony będą wtedy przesuwać się w polu elektrycznym wytworzonym przez ładunki elektronów, aż do jego skompensowania. Powrót do temperatury pokojowej "zamraża" rozkład ładunków jonowych. Naświetlając następnie kryształ równomiernie wyzwala się elektrony tworząc pierwotny obraz holograficzny i po ich rozejściu się pozostaje jedynie rozkład ładunków jonowych niewrażliwy na oświetlenie i hologram zostaje utrwalony.

Dla niobianu litu energia aktywizacji jonów wynosi ~1,1 eV, a więc utrwalanie zachodzi w temperaturach 90°C-120°C. Stosowanie wyższej temperatury pozwala na przyspieszenie procesu, przy 100°C utrwalenie wymaga pół godziny, zaś przy 120°C kilku minut, nie można jednak zbliżać się do temperatury aktywacji elektronów. Aby uzyskać utrwalony hologram o wydajności dyfrakcyjnej nie ustępującej pierwotnemu hologramowi potrzebne są odpowiednie koncentracje defektów jonowych i wychwyco-

nych przez pułapki elektronów. Koncentracja defektów jonowych musi być na tyle duża aby móc zrównoważyć ładunki przemieszczonych elektronów. Koncentracja wychwyconych elektronów musi być na tyle mała, aby pod wpływem równomiernego oświetlenia i dyfuzji ładunki te wyrównywały się, zmniejszanie tej koncentracji powoduje jednak zmniejszenie czułości ośrodka.

Dla kryształów $BaTiO_3$, w których hologram zanika w ciągu kilku sekund zaproponowano utrwalanie obrazu zewnętrznym polem elektrycznym [47]. Pozwoliło to na utrzymanie hologramu jedynie w ciągu kilku godzin. Czułość tego ośrodka także jest niewielka, gdyż dla uzyskania hologramu o wydajności dyfrakcyjnej $\eta = 2\%$ potrzebna jest energia światła $50\ J/cm^2$, przy czym po utrwaleniu pozostaje jedynie $\eta = 1\%$. Materiał ten nie przedstawia większej wartości jako ośrodek pamiętający hologram.

Innym interesującym zjawiskiem występującym w omawianych kryształach jest samowzmacnianie się hologramu w czasie jego odczytywania. Zjawisko to opisane teoretycznie przez D.L. Staeblera i J.J. Amodei [55], było obserwowane w różnych materiałach [46], [51], [56]. Polega ono na tym, że podczas odczytu grubego hologramu pod kątem zgodnym z warunkiem Bragga, powstaje wiązka dyfrakcyjna, która następnie biegnąc przez kryształ interferuje z wiązką odczytującą tworząc obraz interferencyjny identyczny z pierwotnym odczytywanym obrazem holograficznym. Oba te obrazy dodają się, zwiększając wydajność dyfrakcyjną. Zjawisko samo-wzmacniania występuje też w hologramach utrwalonych termicznie [46].

Badając wpływ różnych domieszek na własności niobianu litu odkryto w RCA występowanie zjawiska fotochromizmu w $LiNbO_3$ domieszkowanym żelazem i nieznaczną ilością manganu lub miedzi [57]. Pod wpływem naświetlania promieniowaniem ultrafioletowym z zakresu 380 nm - 450 nm, ulega zmianie zabarwienie kryształu, a także zwiększa się jego czułość jako ośrodka zapisu hologramu. W wyniku naświetlenia światłem widzialnym kryształ wraca do pierwotnego stanu, powrót taki następuje także w wyniku podgrzania powyżej $130^{\circ}C$. Przypuszcza się, że zjawisko to związane jest z tworzeniem się podwójnych centrów Mn+Fe, w których następują przejścia:

$$Mn^{2+} + Fe^{3+} \xrightarrow{UV} Mn^{3+} + Fe^{2+}.$$

W omawianym krysztale osiągnięto hologram o wydajności dyfrakcyjnej η = 30% naświetlając światłem linii 488 nm lasera argonowego z energią 10 J/cm^2, po uprzednim naświetleniu nadfioletem. Tak otrzymany obraz może zostać utrwalony z 10-procentową wydajnością dyfrakcyjną, która nie ulega zmianie także po odbarwieniu kryształu. Dzięki temu zjawisku nie otrzymano co prawda materiału o lepszych parametrach, lecz sugeruje ono istnienie wielu dalszych, na razie nieznanych własności kryształów elektrooptycznych.

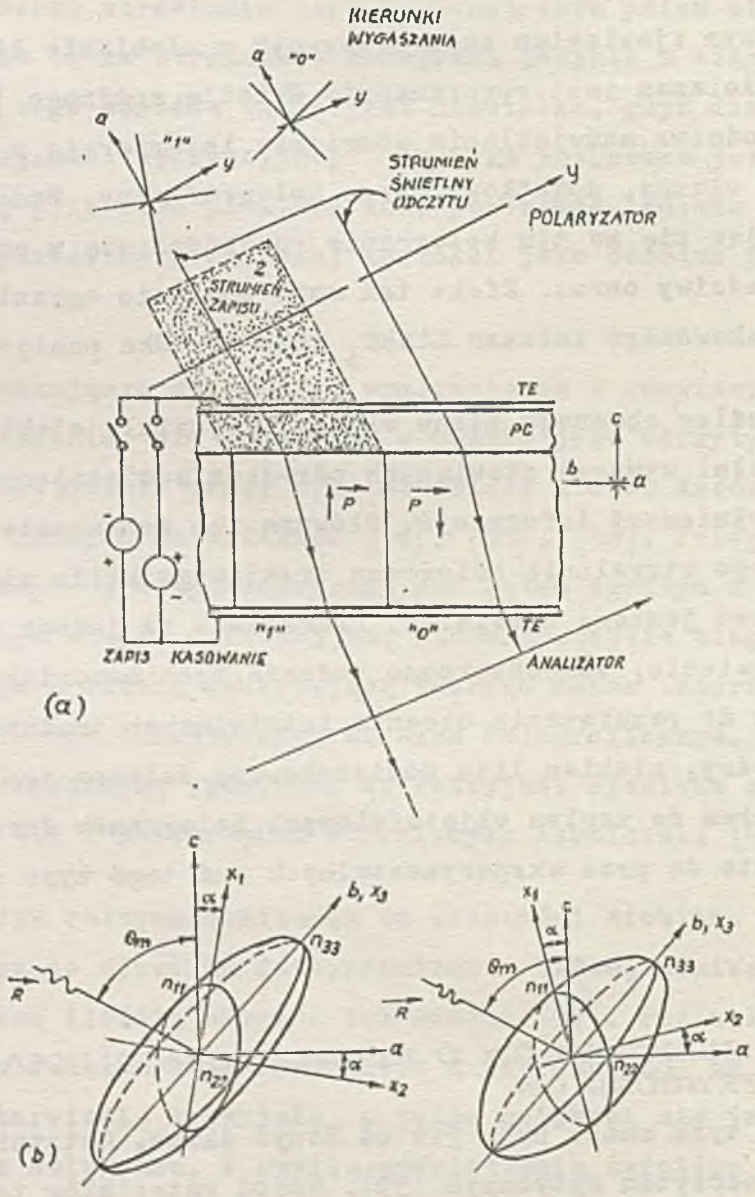
Niekorzystnym zjawiskiem zaobserwowanym w niobianie litu silnie domieszkowanym żelazem jest rozpraszanie światła spójnego [50], [58]. Rozpraszane podczas naświetlania promienie interferują z światłem padającym tworząc własny, dodatkowy obraz holograficzny. Podczas odczytu, światło uginając się na tym hologramie rozchodzi się w postaci stożków, zakłócając właściwy obraz. Efekt ten może poważnie ograniczyć użycie silnie domieszkowanego żelazem $LiNbO_3$ jako ośrodka pamiętającego.

Tak więc według obecnego stanu wiedzy, kryształy elektrooptyczne nie spełniają w pełni wymagań stawianych ośrodkom pamiętającym hologram w pamięciach o wymiennej informacji. Głównym ich mankamentem jest konieczność termicznego utrwalania hologramu trwającego kilka minut, a także czułość ich jest jeszcze niewielka. Prowadzone są jednak w licznych ośrodkach na świecie, wszechstronne badania tych materiałów, które mogą doprowadzić do rozwiązania obecnie istniejących trudności. W obecnym stanie wiedzy, niobian litu domieszkowany żelazem jest najlepszym znanym materiałem do zapisu objętościowych hologramów fazowych i stosowany jest często do prac eksperymentalnych nad tego typu zapisem holograficznym.

5. UKŁADY DIELEKTRYKÓW O SPONTANICZNEJ POLARYZACJI I FOTOPRZEWODNIKÓW

Układy tego typu znane były już od dosyć dawna. Ostatnio przeprowadzono próby z odczytem optycznym [59]. Wśród materiałów tego typu, charakteryzujących się dwoma stabilnymi stanami pozostałości elektrycznej należy wyróżnić tytanian bizmutu i ceramikę typu PZLT. Można tu zarówno zapis i odczyt realizować optycznie. Schematycznie układ taki pokazany jest na rys. 9. Dielektryk o spontanicznej polaryzacji, oznaczony

literami FE na rysunku, może mieć postać kryształu, bloku ceramicznego lub cienkiej warstwy i pokryty jest warstwą fotoprzewodzącą oznaczoną PC; cały ten układ znajduje się między parą przezroczystych elektrod TE. Zewnętrzne źródła prądu w postaci generatorów impulsowych zapisu i kasowania wykorzystuje się do tworzenia w układzie elektrycznych pól przełączających. Charakterystyki pracy układu zależą od własności zastosowanych w nich materiałów.



Rys. 9. Schematyczny układ dielektryka o spontanicznej polaryzacji i fotoprzewodnika

Tytanian bizmutu charakteryzuje się czterema stabilnymi stanami polaryzacji. Na rys. 9b pokazane są położenia tzw. indykatrysy optycznej, będącej geometrycznym przedstawieniem anizotropii optycznej ośrodka, dla dwóch spośród tych stanów wzdłuż osi c. Indykatrysa jest powierzchnią elipsoidalną współczynników załamania. Tytanian bizmutu należy do kryształów typu "m" i jest typu biaksjalnego, to znaczy $n_{11} \neq n_{22} \neq n_{33}$. Wspomniane stany odróżniają się odchyleniem o kąt 2α(około 50°) względem osi b. Istnieją dwa sposoby określania zmian położenia indykatrysy, czyli odczytywania obrazu optycznego z tego układu: skręcenie kryształu względem osi a tak, aby uzyskać różne kierunki wygaszania w każdym stanie i skręcenie kryształu względem osi b, aby uzyskać różnicę faz fali świetlnej spolaryzowanej i skierowanej prostopadle do tej osi. Obie metody sprawdzono eksperymentalnie w celu odczytu zapisanych w układzie hologramów.

Jeśli w omawianym układzie płytkę ceramiczną PZLT podtrzymywać w stanie rozciągania lub ściskania, domeny spontanicznej polaryzacji ustawiać się będą równolegle lub antyrównolegle w stosunku do osi naprężeń, przy czym znika pozostałość dielektryczna. Działanie pola elektrycznego prostopadłego po powierzchni płytki powoduje pojawienie się zwykłej składowej pozostałości elektrycznej. Wiąże się z tym wystąpienie dwójłomności w płytce, co pozwala na optyczny odczyt zapisanego obrazu holograficznego. Obecnie znane już są realizacje modeli pamięci holograficznej na płytkach ceramicznych. W materiałach tych można wykorzystać mechanizm wzmocnienia podobny do tego, który występuje w emulsji fotograficznej. Padanie światła przy zapisie nie powoduje bezpośredniego zapamiętania informacji - elektrony wywołane w fotoprzewodniku światłem wywołują wzrost przewodności i pozwalają źródłu zewnętrznemu przełączać stan dielektryka. Ceramika PLZT charakteryzuje się małą zdolnością rozdzielczą - zaledwie około 50 l/mm, energia zapisu wynosi tu 10 mJ/cm^2, a czas zapisu - sekundy. Główną jej wadą jest optyczne starzenie się, co ogranicza okres wykorzystywania ośrodka.

Układy z tytanianu bizmutu [60] są bardziej skomplikowane w przygotowaniu, ponieważ wykorzystuje się w nich płytki monokrystaliczne, przez co trudno uzyskać układ o dużych wymiarach. Ponadto, po wielu cyklach przełączania polaryzacji następuje tu pogorszenie własności

optycznych materiału. Nie stwierdzono jednak obniżenia parametrów całego układu. Parametry tytanianu bizmutu są korzystniejsze: energia zapisu ok. 1 mJ/cm^2, czas zapisu rzędu milisekund i rozdzielczości ok. 800 l/mm. Cienkie warstwy z tego materiału, mimo trudności z ich wytworzeniem, charakteryzują się dostatecznie wolnym starzeniem i należy traktować je jako perspektywiczne.

6. UKŁADY O STRUKTURZE CIEKŁY KRYSZTAŁ-FOTOPRZEWODNIK

Drobiny ciekłych kryształów tak silnie oddziaływują na siebie, że wykazują własności krystaliczne i zachowują się jak jednoosiowe kryształy dwójłomne, których współczynniki załamania zależą silnie od temperatury. Dzięki zdolności ciekłych kryształów do przechowywania obrazów optycznych mogą one być wykorzystywane do zapisywania w nich informacji w czasie rzeczywistym. Odczyt może następować metodą optyczną lub elektryczną [61]. Opisano układ pamięciowy [62] z komórkami ciekłego kryształu (90% włóknistego kryształu i 10% domieszki cholesterolu) zawartymi między elektrodami przedstawiającymi matryce. Mechanizm zapisu polega na dynamicznym rozpraszaniu światła przez działanie stałego lub niskoczęstotliwościowego pola elektrycznego. W stanie wyjściowym rozkład włókien w krysztale pozostaje niezmieniony. Rozproszenie światła tworzy emulsję cholesterolu, w rezultacie czego powstaje zawiesina o strukturze koloidalnej wpływająca na spójność światła laserowego. Taki stan może bez pompującego pola elektrycznego zachowywać się tygodniami. Dla wymazywania wystarczy przyłożyć przez 20-500 ms zmienne pole elektryczne o częstotliwości 3 kHz i wartości skutecznej ok. 5 V/µ. Konieczność stosowania matrycy komplikuje znacznie urządzenie, a ponadto zmniejsza jego zdolność rozdzielczą. Problemy te rozwiązuje się stosując układy a sterowanej fotoprzewodności, w których elektrody zastępuje się warstwą fotoprzewodnika, przy czym najlepszymi materiałami okazały się tu siarczek cynku (dla zapisu ultrafioletowego) i siarczek kadmu (dla zapisu w paśmie widzialnym). Ze względu na niską zdolność rozdzielczą (zaledwie kilka linii na milimetr) brak dotychczas danych o stosowaniu tych układów do zapisu holograficznego, ale parametry ich będą niewątpliwie poprawiały się.

Układ zawiera warstwę ciekłego kryształu i warstwę fotoprzewodnika znajdujące się między dwoma elektrodami (które mogą być np. z tlenku ołowiu). Oporność nieoświetlonego fotoprzewodnika powinna być większa, a oświetlonego - mniejsza od oporności warstwy ciekłego kryształu. Przy braku oświetlenia napięcie stałe podane na elektrody niemal w całości odkłada się na warstwie fotoprzewodzącej. Mała część napięcia na warstwie ciekłego kryształu nie jest w stanie wywołać efektu dynamicznego rozproszenia i kryształ pozostaje przezroczysty. Przy oświetleniu spada oporność warstwy fotoprzewodzącej, rośnie spadek napięcia na ciekłym krysztale i przechodzi on w stan rozpraszania. Szybkość zapisu i odczytu w tym układzie zależy od amplitudy przyłożonego napięcia i składu chemicznego ciekłego kryształu. Czułość lepsza w stosunku do innych ośrodków pozwalających na wielokrotny zapis, a w porównaniu z materiałami fotochromowymi znacznie wyższa. Stosuje się zapis holograficzny w polu mikrofalowym i w podczerwieni.

7. UKŁADY PRACUJĄCE NA ZASADZIE EFEKTU POCKELSA

Układ taki zawiera warstwę fotoprzewodzącego, monokrystalicznego materiału, w którym występuje efekt elektrooptyczny, pokrytą z jednej lub z obu stron izolacyjną warstwą dielektryczną i umieszczoną między dwoma przezroczystymi elektrodami (bądź wykorzystuje się jedną elektrodę, a z drugiej strony tworzy się zwykły styk oporowy). Znane są doświadczenia z kryształami fotoprzewodzącymi o wysokiej oporności tj. z siarczkiem cynku i siarczanem bizmutu [63], [64]. Przy pracy układu przykładane do materiału napięcie stałe moduluje czoło padającej fali optycznej zgodnie z fotoprzewodnością kryształu. Ponieważ materiał posiada własności elektrooptyczne, do odczytu zapisanego obrazu można wykorzystać efekt Pockelsa: obraz zostaje odtworzony w postaci czoła fali świetlnej dzięki lokalnym opóźnieniom fazy przechodzącego przez materiał strumienia świetlnego. Układ ten, łączący w jednym materiale własności elektrooptyczne i fotoprzewodzące ma liczne zalety w stosunku do struktur wielowarstwowych, przede wszystkim znacznie prostszą budowę. Z drugiej strony, przy wytwarzaniu takiego materiału, nie zawsze można uzyskać optymalne połączenie różnych charakterystyk. Wspomniane kryształy stosowano w postaci warstw o grubości 30 i 150 μ. Uzyskana rozróż-

nialność - ok. 10-12 μ. W obu rodzajach materiałów udawało się zapisywać i odczytywać obrazy, nie ma jedynie danych dotyczących stosowania ich jako ośrodków przechowywania informacji.

8. MATERIAŁY PÓŁPRZEWODNIKOWE

Ten rodzaj materiałów wykorzystuje się stosunkowo niedawno jako ośrodki pamiętające hologramy. Można tu wyróżnić dwa rodzaje tych materiałów ze względu na zastosowanie. Pierwszy obejmuje materiały do holografii odbiciowej. Hologramy fazowe otrzymuje się tu za pomocą procesu wytrawiania kryształów półprzewodnikowych [65]. Wykorzystuje się tu kryształy krzemu lub germanu, które stanowią anodę w układzie obwodu prądowego (katodę stanowi płytka platynowa) i których powierzchnia w czasie rozpuszczania półprzewodnika naświetlana jest w układzie holograficznym przez co w miejscach naświetlonych proces rozpuszczania przebiega prędzej. W ten sposób powstaje reliefowe odwzorowanie rozkładu natężenia światła na powierzchni kryształu. Zapis jest tu bardzo nieliniowy, wydajność dyfrakcyjna 20-40%, a rozdzielczość do 2500 l/mm.

Stosuje się tu też warstwy utlenionego anodowo glinu lub tantalu, odparowane w wiązce lasera rubinowego [66]. Energia zapisu wynosi tu ok. 50 mJ/cm^2, wydajność dyfrakcyjna 6%, a rozdzielczość około 1000 l/mm. Wymazywania dokonuje się tu podczas ponownego utleniania anodowego przy podwyższonym napięciu.

Drugą grupę ośrodków półprzewodnikowych stosuje się do zapisu hologramów dynamicznych; w tym zapisie wykorzystuje się fotoprzewodnictwo półprzewodników [67]. W miejscach naświetlonych elektrony wzbudzone optycznie tworzą obszary ładunku przestrzennego zamieniającego współczynnik załamania. Hologramy fazowe, które wówczas powstają istnieją przez czas życia elektronów w stanie wzbudzonym (ok. 25 ns). Stosowano tu płytki monokryształu krzemu, światło lasera Nd: YAG z modulacją dobroci (λ = 1,060 nm) i energie 5-10 mJ/cm^2. Uzyskano η ok. kilku procent.

Należałoby tu również zaliczyć układ półprzewodnik-metal [68]. Na dielektrycznym podłożu (szkło, kwarc) nałożona jest w próżni warstwa, a następnie związek As_2S_3. Czułość spektralna tego układu odpowiada

zakresowi ultrafioletowemu i widzialnemu aż do 750 nm. Doświadczenia przeprowadzane z laserem argonowym z zapisem światłem o $\lambda = 488$ nm i odczytem $\lambda = 632{,}8$ nm za pomocą fotoodbiornika o czułości 10^{-12} W. Czułość materiału zależy w dużej mierze od temperatury i osiąga maksimum w zakresie 80–100°C. Wydajność dyfrakcyjna najlepszych próbek osiągała tu 20%, co świadczy że mamy do czynienia w znacznej mierze z hologramami fazowymi. Pomiar rozdzielczości wykazał wartość ok. 2000 linii/mm. Uzyskiwano na tym materiale hologramy różnych typów, które charakteryzowały się małym poziomem szumów.

9. INNE MATERIAŁY

Przedstawiony przegląd materiałów wykorzystywanych jako odwracalne ośrodki przechowywania informacji w pamięciach holograficznych nie wyczerpuje wszystkich stosowanych tu materiałów. Znaną grupę stanowią np. fotopolimery [69], [70], jednak nie zawsze można mówić tu o odwracalności. Również materiały amorficzne, jak np. trójsiarczek arsenu [71] znajdują tu zastosowanie z dobrymi rezultatami (η do 80%, rozdzielczość ponad 2000 linii/mm), aczkolwiek mechanizm działania nie jest tu jeszcze dobrze poznany. Nie omówiono też oddzielnie warstw metalicznych, które co prawda główne zastosowanie znalazły jako ośrodek pamięci stałych optycznej pamięci nieholograficznej (tzw. system "bit po bicie") – istnieje tu już wytwarzana pamięć pod nazwą System 190 firmy Precision Instruments o gęstości powierzchniowej ponad 3 mln bitów/cm^2 i cenie 0,0001 centa/bit, ale w pewnych rozwiązaniach można stworzyć zamknięty obieg, tzn. materiał paruje między dwoma powierzchniami, co pozwala wykorzystywać ośrodek 5–10 razy. Wymazywanie polega na równomiernym oświetleniu komórki; powoduje ono równomierny podział materiału. Wykorzystuje się tu skoncentrowaną energię promieniowania laserowego do lokalnego podgrzania powyżej temperatury parowania. Warstwę nanosi się na podłoże zwykłymi metodami technologicznymi. Przy zapisie hologramu warstwa silniej się nagrzewa w obszarach wzmocnionej interferencji [72]. Oświetlenie krótkim impulsem laserowym wywołuje parowanie proporcjonalne do absorbowanej w danym punkcie energii świetlnej. Uzyskany profil grubości warstwy odpowiada przestrzennym zmianom natężenia zapisującego strumienia świetlnego. W rezultacie uzyskuje się hologram amplitudowy, gdyż warstwa jest niedostatecznie gruba aby wywołać jakiekolwiek zmiany fazy. Odczytu takiego hologramu można dokonać przez odbicie, a także przepuszczenie strumienia świetlnego. W obu przypadkach

przy odczycie hologramów, zapisanych w warstwie bizmutowej o grubości 7,5 - 20 nm na podłożu szklanym, udawało się osiągnąć efektywność dyfrakcyjną ok. 6%, co jest bliskie teoretycznej granicy.

Do termochromowych materiałów holograficznych zaliczany jest również dwutlenek wanadu [73], w którym warstwy muszą być przechowywane w temperaturze bliskiej przemiany izolator-metal (ok. 63°C). Stosowano też do rejestracji hologramów sól Cu_2HgJ_4 [74], która w temperaturze pokojowej jest jasnoczerwona, a w wyższych temperaturach czarna, przy czym zależność barwy od temperatury wykazuje histerezę. Wykorzystywany był tu do zapisu laser CO_2 (10,6 μ), a do odczytu He-Ne (632,8 nm), przy czym zapis wymagał ekspozycji około 3 J/cm^2. Ścieranie informacji dokonuje się w obu materiałach przez oziębienie.

10. PORÓWNANIE OŚRODKÓW

Tak jak już wspomniano na wstępie, żaden z omawianych materiałów nie spełnia wszystkich wymagań stawianych ośrodkowi przechowywania informacji do pamięci holograficznej o wymiennej informacji. Autorzy opracowań porównujących różne rodzaje materiałów [4], [16] tworzą zwykle za pomocą podstawowych parametrów materiału pewien zbiorczy parametr mający określać przydatność rozpatrywanego materiału do zastosowania w pamięci holograficznej. W przypadku pracy J.Bordogna [4] parametr ten proporcjonalny jest do rozdzielczości i wydajności dyfrakcyjnej materiału, a odwrotnie proporcjonalny do energii zapisu. W stosunku do wielu omawianych tam materiałów (ceramika PLZT, termoplastyki, układy z efektem Pöckelsa) nie umiano ocenić wydajności przy odczycie. Najwyższą wartość parametru wynikowego uzyskały tam elastomery (teoretycznie ok. 10^6), najniższą zaś - tytanian bizmutu. Nieco inny parametr stosował Tubbs [16]; rozdzielczość występowała w kwadracie (co odpowiada proporcjonalności do pojemności pamięci), a wydajność dyfrakcyjna określana jest przy naświetleniu w czasie 10-krotnie dłuższym od czasu odczytu lub przy natężeniu 4 mJ/cm^2. Wówczas najkorzystniej wypadają materiały fotochromowe, a szczególnie te z centrami barwnymi, przy czym wydajność dyfrakcyjna była tu oceniana na 10^{-3}, co daje parametr "jakości" ok. 2000. Najgorzej w tej ocenie wypadł MnBi (wartość parametru około kilkunastu), zarówno ze względu na niską wydajność dyfrakcyjną jak i gorszą rozróżnialność, przy czym np. termoplastyki w ogóle nie zostały sklasyfikowane ze względu na długi czas wymazywania.

Oceny te, aczkolwiek niewątpliwie słuszne w założeniu, nie uwzględniają wielu istotnych w rzeczywistości czynników i dlatego wypadają dosyć sztucznie i niezbyt odpowiadają istniejącym tendencjom rozwojowym. Potwierdza to chociażby wspomniany na wstępie fakt istnienia praktycznych rozwiązań termoplastycznych, który to rodzaj materiału wyeliminowano przy drugiej z omawianych klasyfikacji. Również na pojawiające się w prasie fachowej [75], [76] wzmianki o osiągnięciach w tej dziedzinie należy patrzeć krytycznie, znając zaawansowanie poszczególnych ośrodków w opracowaniu omawianych tu materiałów.

Wydaje się, że obecnie najbardziej zaawansowanymi do praktycznego wykorzystania są układy termoplastyczne. Należy brać pod uwagę duże potencjalne możliwości tkwiące w kryształach elektrooptycznych i materiałach fotochromowych, zwłaszcza nieorganicznych. Istnieje możliwość wykorzystania znanych materiałów magnetooptycznych, jednak kosztem pogorszenia parametrów pracy. Oczywiście ocena ta, osiągnięta na podstawie dostępnych obecnie publikacji, może ulec radykalnej zmianie w trakcie ujawnienia nowych danych w tej dziedzinie.

LITERATURA

[1] SIKORSKI A.: Kryształy elektrooptyczne jako ośrodek pamiętający hologram w pamięciach maszyn cyfrowych. ETO Nowości 1975, nr 4

[2] GILDER J.H.: Optical Data Systems Find a Niche in the World of Fast, Fast Computing. Electronic Design, 1974, nr 9, s. 126-31

[3] WRZESZCZ Z.: Kierunki realizacji pamięci optycznych swobodnego dostępu. ETO Nowości 1972, nr 1, s. 3

[4] BORDOGNA J., KENEMAN S.C., AMODEI J.J.: Recyclable Holographic Storage Media. RCA Review 1972, t. 33, nr 1, s. 227

[5] CHEN D., OTTO G.N., SCHMIT F.M.: MnBi Films for Magnetooptic Recording, IEEE Trans. on Magnetics 1973, t. MAG-9, nr 2, s. 66

[6] GOLDBERG N.: A High-Density Magnetooptic Memory. IEEE Trans on Magnetics 1967, t. MAG-3, nr 4, s. 605

[7] FAN G.Y., GREINER J.H.: Low-temperature Beam-Addressable Memory. J. Appl. Phys. 1968, t. 39, nr 2, s. 1216

[8] FAN G., PENNINGTON K.; GREINER J.H.: Magneto-Optic Hologram. J. Appl. Phys. 1969, t.40, nr 3, s. 974

[9] MEZRICH R.S.: Magnetic Holography. Applied Optics 1970, t. 9, nr 10, s. 2275

[10] LEE T.C.,CHEN D.: Writing Characteristics of MnBi Films for Holographic Recording. Appl.Phys.Lett. 1971, t. 19, nr 3, s. 62

[11] CHEN D., READY J.F., BERNAL G.E.: MnBi Thin Films - Physical Properties and Memory Applications. J. Appl. Phys. 1968, t. 39, nr 8, s. 1916

[12] KLIUKIN L.M., FABRIKOW B.A., CHROMOW A.B.: Tonkie magnitnye plenki v sistemach peredači informacji lazernym izučeniem. Trudy Vsiesojuznoj Konferencji. Kijev 1968

[13] STAEBLER D.L., SCHATTERLY S.E., ZERNIK W.: Linear Dichroism in Photochromic CaF_2. IEEE Journal of Quantum Electronics 1968, t. EQ-4, nr 10, s. 575

[14] BURT J. i in.: Experimental High Density Optical Memory Using the Dichroic Absorbtion of the M_A Color Centers. Applied Optics 1973, t. 12, nr 6, s. 1213

[15] KISS Z.J.: Photochromic Materials for Quantum Electronics. IEEE Journal of Quantum Electronics 1969, t. QE-5, nr 1, s. 12

[16] TUBBS M.R.: Reversible Holographic Recording Materials for Optical Information Storage. Optics and Laser Technology 1973, nr 4 . s. 155

17 KIRK J.P.: Hologram on Photochromic Glass. Applied Optics 1966 t.5, nr 10, s. 1684

[18] BOSOMWORTH D.R., GERRITSEN H.J.: Thick Holograms in Photochromic Materials. Applied Optics 1968, t. 7, nr 1, s. 95

[19] FAUGHNAN B.W., KISS Z.J.: Optical and EPR Studies of Photochromic $SrTiO_3$ Doped with Fe/Mo and Ni/Mo. IEEE Journal of Quantum Electronics 1969, t. QE-5, nr 1, s. 17

[20] HAMMER J.M.: Photochromic Change in Refractive Index. Applied Physics Letters 1968, t. 13, nr 9, s. 318

[21] TUBBS M.R., WRIGHT D.K.: Cathodochromic and Photochromic Alkali Halide Crystals for Optical Information Storage. Phys. Stat. Sol (a), 1971, t. 7. nr 1, s. 155

[22] SCRIVENER G.E., TUBBS M.R.: Thick Holograms by KBr Single Crystals Containing Colour Centres. Optics Commun. 1972, t. 6, nr 3, s. 242

[23] MIKAELIAN A.L. i in.: Holograms on Photochromic Films. IEEE Journal of Quantum Electronics 1968, t. EQ-4, nr 11, s. 757

[24] TOMLINSON W.J. i in.: Reversible Photodimerization: a New Type of Photochromism. Applied Optics 1972, t. 11, nr 3, s. 533

[25] LESCINSKY M., MILLER M.: Holographic Record of Information onto Organic Photochromic Film. Optics Communic. 1970, t. 1, s. 417

[26] Memory Device and Method of Information Handling Utilizing Charge Transfer between Rare Earth Ions. Patent USA nr 3452332 z 24.06.1969

[27] Optical Organic Memory Device. Patent USA nr 3508208 z 21.04. 1970

[28] Photochromic-Photoconductive Memory. Patent USA nr 3576546 z 27.04.1971

[29] Three-Dimensional Storage System Using F-Centres. Patent USA nr 3654626 z 4.04.1972

[30] Erasable Holographic Recording. Patent USA nr 3671096 z 20.06. 1972

[31] Method of Information Storage Using Electro-Optic Properties of Color Centers in Alkali Halide Crystals. Patent USA nr 3673578 z 27.06.1972

[32] LIN L.H., BEAUCHAMP H.L.: Write-Read-Erase in Situ Optical Memory Using Thermoplastic Hologram. Applied Optics 1970, t. 9, nr 9, s. 2088

[33] DOYLE J., GLENN W.E.: Lumatron. A High-Resolution Storage and Projection Display Device. IEEE Trans. on Electron. Devices, 1971, t. ED-18, nr 9, s. 739

[34] COLBURN W.S., RALSTON L.M., BWYER J.C.: Holographic Recording in Thermoplastic at 1,15 μm. Appl. Phys. Lett. 1973, t. 23, nr 3, s. 145

[35] HARMAND J.P., LACROIX R., TREHEUX M.: Integration d'une mémoire optique numérique dans un calculateur. L'Onde Electrique 1974, t. 54, nr 4, s. 181

[36] SHERIDON N.K.: A New Optical Recording Device. IEEE International Electron Devices Meeting, Washington 1970

[37] ASHKIN A. i in.: Optically-induced Refractive Index Inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. Appl. Phys. Lett. 1966, t. 9, nr 1, s. 72

[38] CHEN F.S., LAMACCHIA J.T., FRASER D.B.: Holographic Storage in Lithium Niobate. Appl. Phys. Lett. 1968, t. 13, nr 7, s. 223

[39] CHEN F.S.: Optically Induced Change of Refractive Indices in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. J. Appl. Phys. 1969, t. 40, nr 8, s. 3389

[40] KOGELNIK H.: Coupled Wave Theory of Thick Hologram Gratings. Bell. Sys. Tech. J. 1969, t. 48, nr 9, s. 2909

[41] JOHNSTON W.D.: Optical Index Damage in $LiNbO_3$ and Other Pyroelectric Insulators. J. Appl. Phys. 1970, t. 41, nr 8, s. 3279

[42] AMODEI J.J., STAEBLER D.L.: Holographic Recording in Lithium Niobate. RCA Review 1972, t. 33, s. 71

[43] AMODEI J.J.: Electron Diffusion Effects during Hologram Recording in Crystals. Appl. Phys. Lett. 1971, t. 18, s. 22

[44] AMODEI J.J.: Analysis of Transport Processes During Holographic Recording in Insulators. RCA Review 1971, t. 32, s. 185

[45] AMODEI J.J., STAEBLER D.L., STEPHENS A.W.: Holographic Storage in Doped Barium Sodium Niobate $Ba_2NaNb_5O_{15}$. Appl. Phys. Lett. 1971, t. 18, nr 11, s. 507

[46] AMODEI J.J., STAEBLER D.L.: Holographic Pattern Fixing in Electro-Optic Crystals. Appl. Phys. Letters 1971, t. 18, nr 12, s. 540

[47] MICHERON F., BISMUTH G.: Electrical Control of Fixation and Erasure of Holographic Patterns in Ferroelectric Materials. Appl. Phys. Lett. 1972, t. 20, s. 79

[48] AMODEI J.J., PHILIPS W., STAEBLER D.L.: Improved Electrooptic Materials and Fixing Techniques for Holographic Recording. Appl. Optics 1972, t. 11, nr 2, s. 390

[49] PETERSON G.E., GLASS A.M.; NEGRAN T.J.: Control of the Susceptibility of Lithium Niobate to Laser-Induced Refractive Index Changes. Appl. Phys. Lett. 1971, t. 19, nr 5, s. 130

[50] PHILIPS W., AMODEI J.J., STAEBLER D.L.: Optical and Holographic Storage Properties of Transition Metal Doped Lithium Niobate. RCA Review 1972, t. 33, s. 94

[51] ISHIDA A. i in.: Rh-Doped $LiNbO_3$ as an Improved New Material for Reversible Holographic Storage. Appl. Phys. Lett. 1972, t. 21, nr 5, s. 192

[52] GAYLORD T.K. i in.: Pulsed Writing of Solid State Holograms. Appl. Optics 1973, t. 12, nr 2, s. 414

[53] SHAH P. i in.: Volume Holographic Recording and Storage in Fe-Doped $LiNbO_3$ Using Optical Pulses. Appl. Phys. Lett. 1974, t. 24, nr 3, s. 130

[54] STAEBLER D.L., AMODEI J.J.: Thermally-Fixed Holograms in $LiNbO_3$. Ferroelectrics 1972, t. 3, s. 107

[55] STAEBLER D.L., AMODEI J.J.: Coupled-Wave Analysis of Holographic Storage in $LiNbO_3$. J. Appl. Phys. 1972, t. 43, nr 3, s. 1042

[56] GAYLORD T.K. i in.: Self-Enhancement of $LiNbO_3$ Holograms. J. Appl. Phys. 1973, t. 44, nr 2, s. 896

[57] STAEBLER D.L., PHILIPS W.: Hologram Storage in Photochromic $LiNbO_3$. Appl. Phys. Lett. 1974, t. 24, nr 6, s. 268

[58] MAGNUSSON R., GAYLORD T.K.: Laser Scattering Induced Holograms in Lithium Niobate. Appl. Optics 1974, t. 13, nr 7, s. 1545

[59] CUMMINS S.E.: A New Optically Read Ferroelectric Memory. Proc. IEEE, 1967, t. 55, nr 8, s. 1536

[60] CUMMINS S.E., CROSS L.E.: Electrical and Optical Properties of Ferroelectric $Bi_4Ti_3O_{12}$ Single Crystals. J. Appl. Phys. 1968, t. 39, nr 5, s. 2268

[61] HEILMEIER H.H., GOLDMACKER J.E.: A New Electric Field Controlled Reflective Optical Storage Effect in Mixed Liquid Crystals Systems. Proc. IEEE 1969, t. 57, nr 1, s. 34

[62] KIEMLE H., WOLFF U.: Electrically Controllable Holograms Using Nematic Liquid Crystals. Annual Meeting of Optical Society of America, 28 Sept.-20 Oct. 1970

[63] OLIVER D.S. i in.: Image Storage and Optical Readout in ZnS Device. Appl. Phys. Lett. 1970, t. 17, nr 10, s. 416

[64] HOU S.L., OLIVER D.S.: Pockel's Readout Optical Memory Using $Bi_{12}SiO_{20}$. Appl. Phys. Letters 1971, t. 18, nr 8, s. 325

[65] DALISA A.L., BITETTO D.J.: Data Storage Retrieval and Replication Using Photoanodically Engraved Holograms. Appl. Optics 1972, t. 11, nr 9, s. 2007

[66] MALONEY W.T., THAXTER J.B.: Erasable Ablative Holographic Recording. Appl. Optics. 1972, t. 11, nr 12, s. 2993

[67] WOERDMAN J.P.: Formation of a Transient Free Carrier Hologram in Si. Optics Commun. 1970, t. 2, nr 5, s. 212

[68] KOSTYSHIN M.J. i in.: The Use of Light Sensitive Semiconductor Metal Systems for Holographic Investigations. Symp. Intern. sur les Applications de l´Holographie, Besançon 1970, s. 11-7

[69] JENNEY J.A.: Holography with Photopolymer Recording Media. Symp. Intern. sur les Applications de l´Holographie, Besançon 1970, s. 11-3

[70] MIKAELIANE A.L.: Hologram Recording on the Photopolymers. Symp. Intern. sur les Applications de l´Holographie, Besançon 1970, s. 11-4

[71] KENEMAN S.A.: Hologram Storage in Arsenic Trisulfide Thin Films. Applied Physics Letters 1971, t. 19, nr 6, s. 205

[72] AMODEI J.J., MEZRICH K.S.: Holograms in Thin Bismuth Films. Appl. Phys. Letters 1969, t. 15, nr 2, s. 45

[73] ROACH R.W.: Holographic Storage in VO_2. Appl. Phys. Lett. 1971, t. 19, nr 11, s. 453

[74] CHIVIAN J.S., CHAYTOR R.N., EDEN D.D.: Infrared Holography at 10,6 μm. Applied Physics Letters 1969, t. 15, nr 4, s. 123

[75] RCA Achieves Mass Holography in Iron-Doped Lithium Niobate. Electronic Design 1973, nr 25, s. 32

[76] "Bulk" Hologram Uses Organics. Electronics 1974, nr 9, s. 44

ETO NOWOŚCI Nr 4/1975

mgr inż. Bohdan WOJTOWICZ
Instytut Maszyn Matematycznych

681.327.2:621.375.826:
681.325.6:621.383.52

PÓŁPRZEWODNIKOWA MATRYCA DETEKTORA SYGNAŁU W PAMIĘCI HOLOGRAFICZNEJ

Omówienie struktury i parametrów układu

Stały wzrost objętości informacji przetwarzanych w maszynach matematycznych stymuluje prace nad nowymi systemami przechowywania informacji.

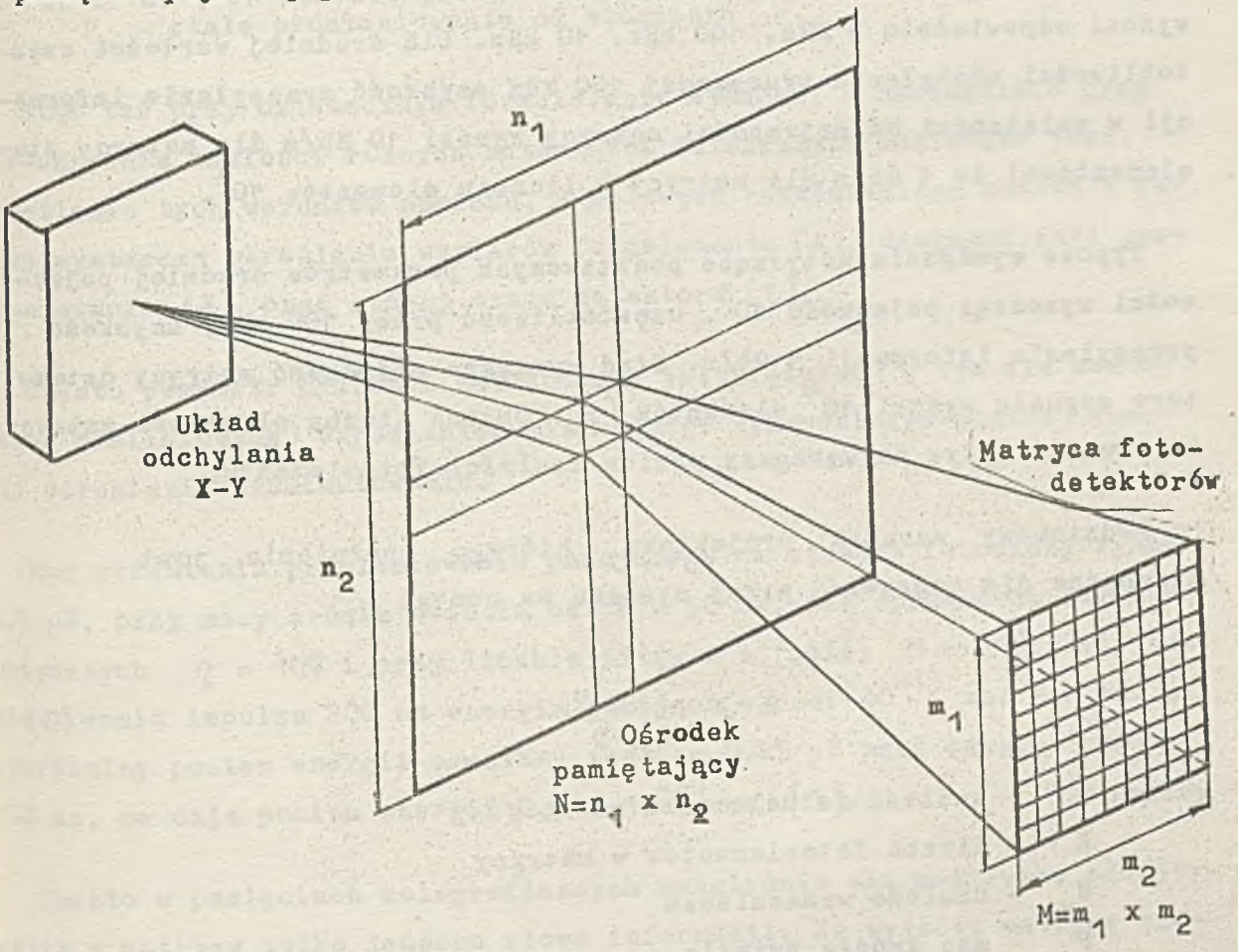
Jednym z intensywnie rozwijanych kierunków są pamięci optyczne [1]. Oczekuje się, że pamięci tego typu będą charakteryzowały się znacznie większą pojemnością oraz szybkością przesyłania informacji niż to jest możliwe w obecnie stosowanych urządzeniach.

Wymagania dotyczące pojemności pamięci holograficznej z nieruchomym nośnikiem obejmują zakres 10^7 do 10^9 bitów przy czasach cyklu 1 μs do 100 μs [1], [2], [3].

Przesłankami, na podstawie których można oczekiwać spełnienia powyższych wymagań jest wysoka gęstość zapisu informacji w materiałach światłoczułych, przekazywanie obrazu informacji z szybkością światła, możliwość szybkiej zmiany położenia adresowego strumienia świetlnego, dostępność źródeł światła o bardzo dużej spójności czasowej i przestrzennej. Cechą charakterystyczną optycznego sposobu przesyłania informacji jest możliwość jednoczesnego przekazywania w małym przekroju poprzecznym wiązki światła laserowego znacznej liczby elementów obrazu informacji. I tak wiązka o średnicy 1 mm może jednocześnie zapisywać lub odczytywać od 10^4 do 10^5 bitów informacji. Aby możliwości te były w pełni wykorzystane musimy dysponować przyrządem, który pozwalałby na zamianę każdego z elementów obrazu na odpowiadający mu sygnał elektryczny.

Przyrządem takim jest półprzewodnikowa matryca detektora sygnału. Liczba elementów fotoczułych tej matrycy wpływa na pojemność całego

systemu pamięciowego i na szybkość przekazywania informacji. Strukturę pamięci optycznej przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Struktura pamięci optycznej

Pojemność pamięci wyznaczona jest iloczynem liczby rozróżnialnych położeń strumienia światła, na powierzchni nośnika N oraz liczby elementów fotoczułych matrycy detekcyjnej M

$$P = N \times M \tag{1}$$

$$B = \gamma \times M \tag{2}$$

Szybkość przekazywania informacji określona jest iloczynem częstotliwości przełączeń adresowej wiązki światła γ oraz liczby elementów fotoczułych matrycy M. Liczba położeń wiązki dla dwuwymiarowego układu odchylania może wynosić od 10^3 do 10^5 położeń. Stawia to wymagania dotyczące pojemności matrycy detektora w zakresie 10^2 do 10^4 elementów.

Dopuszczalna szybkość przełączeń wiązki światła zależy od wymaganej liczby jej rozróżnialnych położeń: dla liczby położeń 10^3, 10^4 i 10^5 wynosi odpowiednio 1 MHz, 100 kHz, 10 kHz. Dla średniej wartości częstotliwości odchylania wynoszącej 100 kHz szybkość przesyłania informacji w zależności od pojemności matrycy wynosi 10 Mb/s dla matrycy stuelementowej do 1 Gb/s dla matrycy o liczbie elementów 10^4.

Typowe wymagania dotyczące podstawowych parametrów średniej pojemności wynoszą: pojemność 10^8, częstotliwość pracy 100 kHz, szybkość przesyłania informacji 1 Gb/s. Stąd wymagana pojemność matrycy detektora sygnału wynosi 10^4 elementów [2]. Obrana liczba elementów matrycy ma również wpływ na wymagany poziom czułości fotoelementu.

Podstawowy warunek projektowy, którego spełnienie jest niezbędne dla poprawnej pracy systemu ma postać

$$R \geqslant \frac{M \cdot U_w}{\eta \cdot P} \qquad (3)$$

gdzie: R - czułość fotoelementu matrycy
N - liczba fotoelementów w matrycy
U_w - czułość wzmacniacza
P - moc źródła światła
η - sprawność części optycznej systemu (układy odchylania, układ optyczny, hologram)

Sam parametr czułości R, jako stosunek sygnału wyjściowego do strumienia promieniowania padającego na element fotoczuły

$$R = \frac{U_s}{P}$$

jest jednak jak wiadomo funkcją wielu parametrów [4]

$$R = R[Td, \lambda, f, A, \tau, Ro, Po] \quad V/W$$

gdzie: T_d - temperatura detektora
λ - długość fali padającej
f - częstotliwość modulacji
A - powierzchnia detektora

τ - stała czasu detektora

R_o - oporność obciążania

P_o - stałe promieniowanie od otoczenia

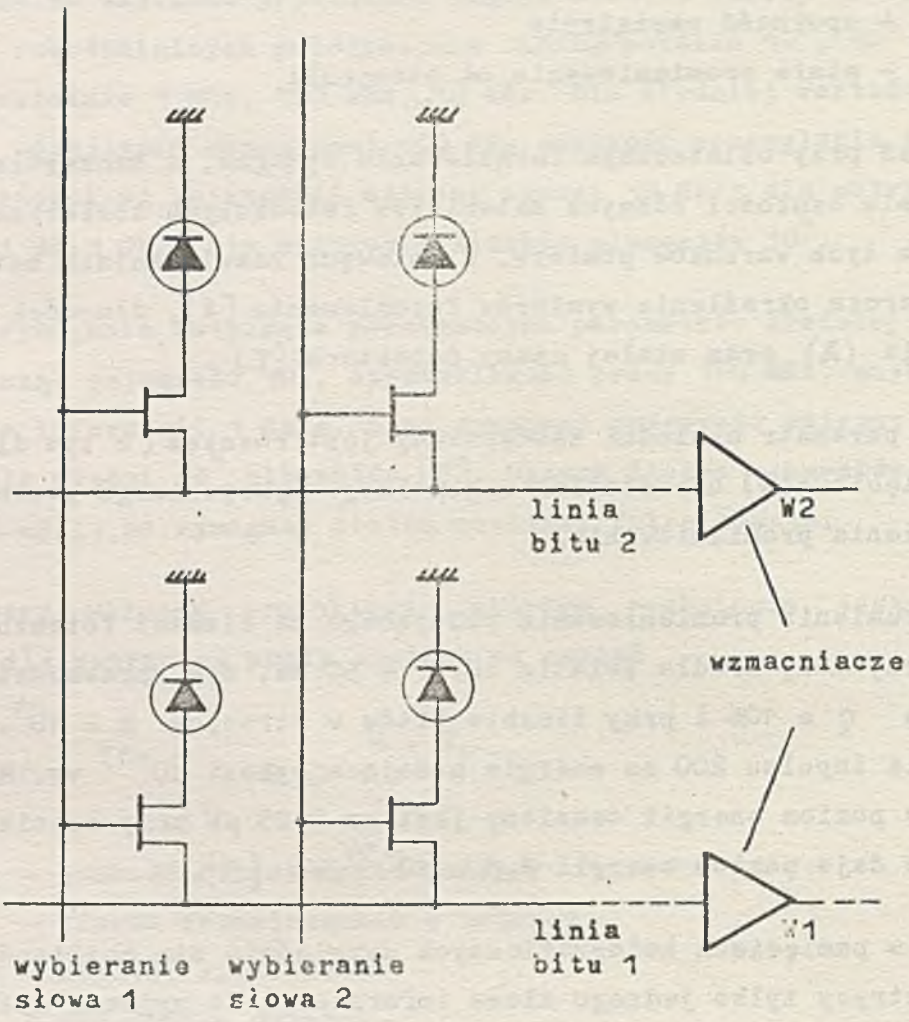
Stąd też przy ostatecznym formułowaniu wymagań, a szczególnie przy porównywaniu czułości różnych materiałów fotoczułych konieczne jest określenie tych warunków pomiaru. W gotowych rozwiązaniach matryc z reguły wystarcza określenie wymiarów fotoelementu (A), długości fali promieniowania (λ) oraz stałej czasu detektora (τ).

Często parametr czułości zastępowany jest również (w tym dla zastosowań pamięciowych) określeniem minimalnego wykrywalnego poziomu energii strumienia promieniowania.

Moc strumienia promieniowania padającego na element fotoczuły wynosi 0,5 μW, przy mocy źródła światła ok. P = 50 mW, dla sprawności układów optycznych η = 10% i przy liczbie bitów w stronicy $M = 10^4$. Przy czasie trwania impulsu 200 ns energia padająca wynosi 10^{-13} ws. Minimalny wykrywalny poziom energii oceniany jest na 0.25 μW przy czasie impulsu 100 ns, co daje poziom energii $2,5 \cdot 10^{-14}$ ws [5].

Często w pamięciach holograficznych uwzględnia się możliwość odczytywania z matrycy tylko jednego słowa informacji. Na wyjściu matrycy stosuje się wówczas układy wybierające. Zmniejsza to liczbę potrzebnych kanałów odczytowych. Schematycznie układ taki przedstawiono na rys. 2. Każdy z elementów fotoczułych podłączony jest do linii bitowych przez klucz tranzystora polowego. Wybranie słowa polega na pobudzaniu jednej z linii sterujących kolumną kluczy. Liczba linii słów odpowiada liczbie kolumn elementów fotoczułych matrycy. Liczba wzmacniaczy odpowiada liczbie wierszy.

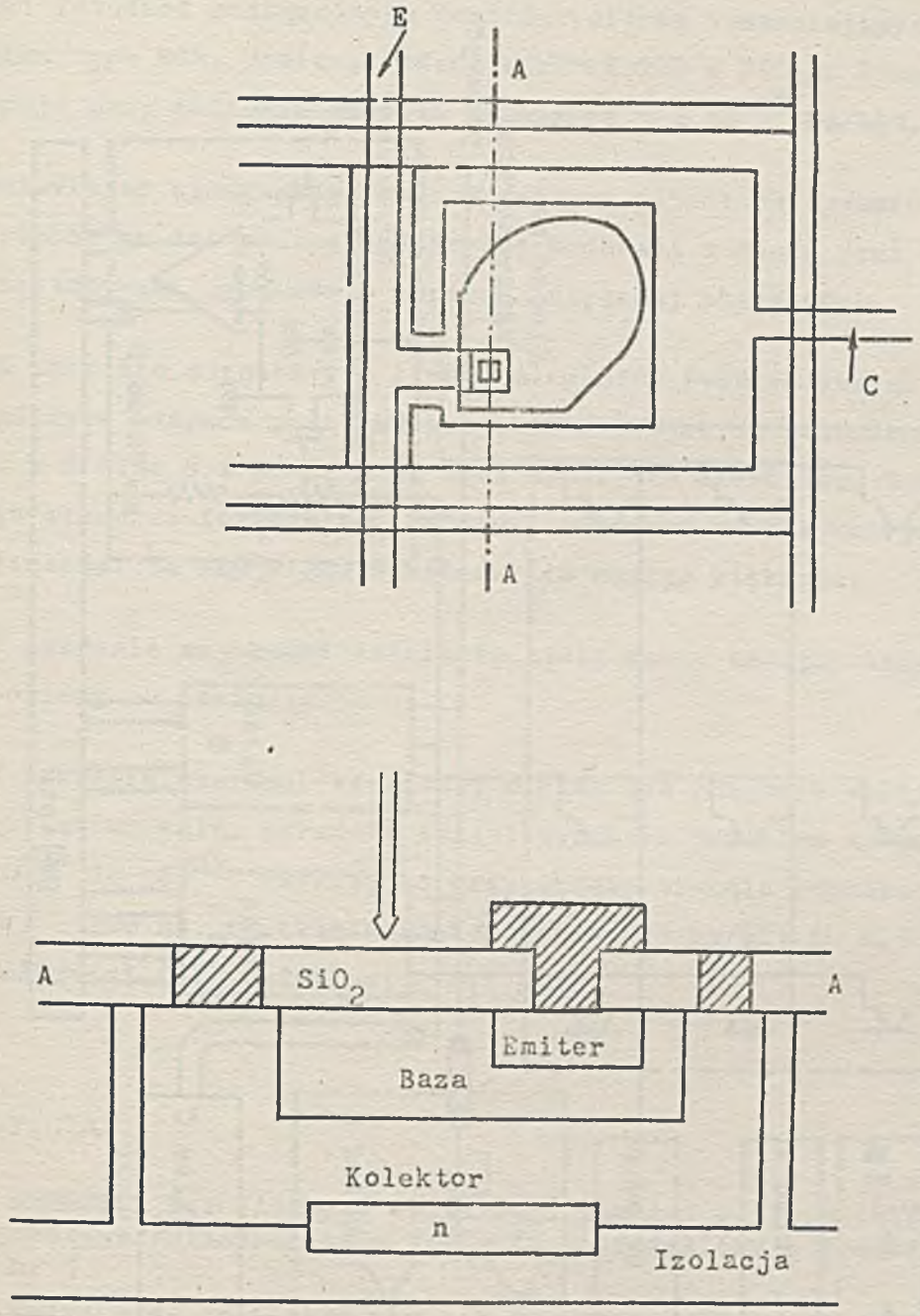
Z dotychczas opracowanych i opublikowanych rozwiązań matrycy detektora sygnału można przytoczyć kilka przykładów. Pierwszy z nich opublikowany przez I.M. Assour'a i R.D. Lohmana w 1969 r. [6] dotyczy mozaiki 256 elementów. Element fotoczuły stanowią w tym przypadku fotodiody $p^+n^-n^+$. W skład mozaiki wchodzą również 32 klucze na tranzystorach polowych realizujące matrycę wybierającą 16 x 16. Powierzchnia pojedynczej fotodiody wynosi $3,9 \cdot 10^{-4}$ cm^2. Prąd ciemny fotodiody 1 nA. Prąd fotoelektryczny 10^3 nA przy natężeniu strumienia promieniowania 0.6 W/cm^2.



Rys. 2. Schemat wybierania po stronie odbiorczej

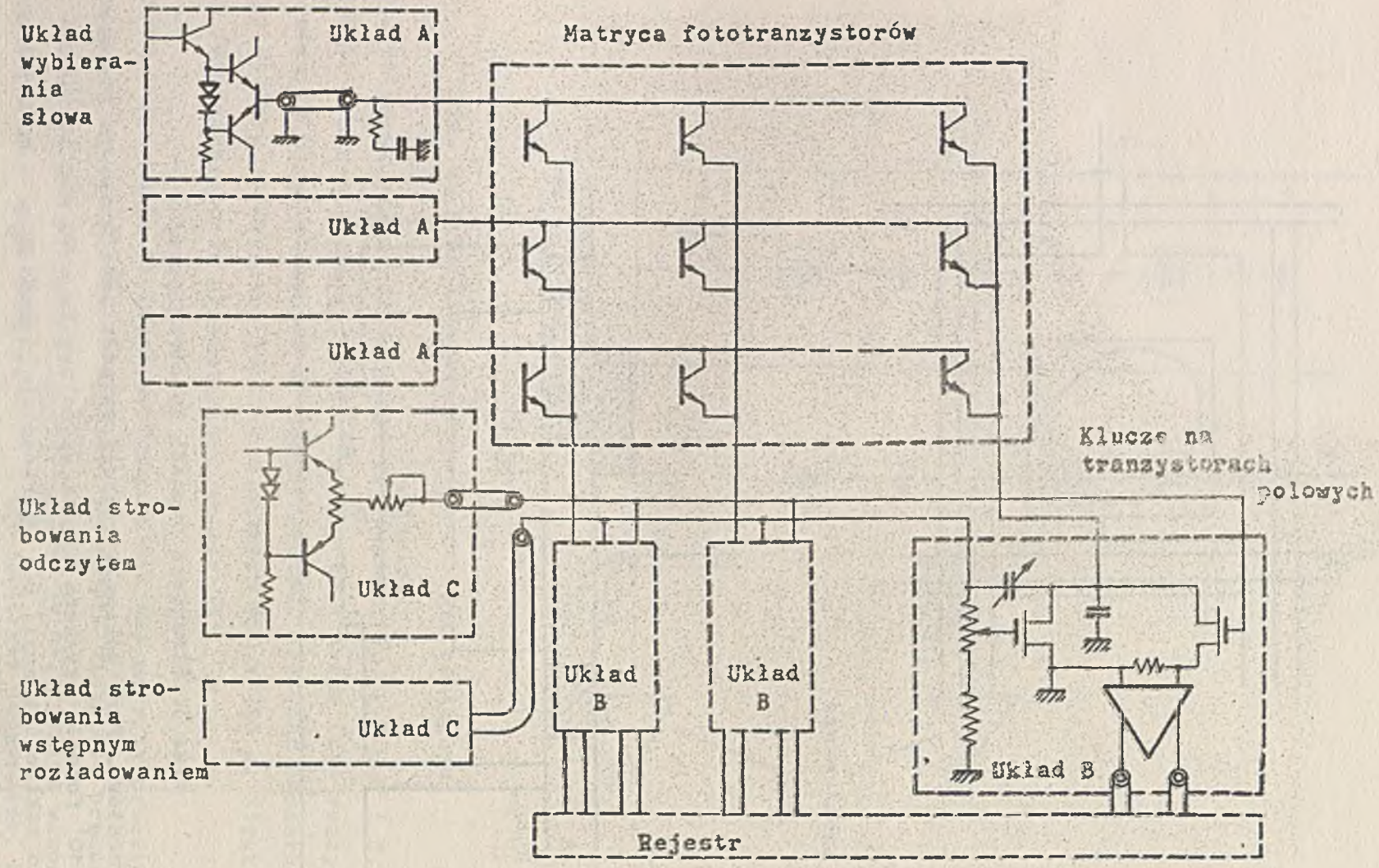
Drugie rozwiązanie przedstawili T. Yamaoka, T. Fujiwara i H. Nishi w 1972 r. w czasopiśmie Fujitsu [7]. Jest to mozaika fototranzystorów o liczbie 72 (8x9) elementów na jednej płytce. Wielkość obszaru bazy 160 μ. Wymiary pojedynczej komórki w matrycy 350 x 350 μ. Strukturę mozaiki fototranzystorów przedstawiono na rys. 3.

Celem zwiększenia czułości wykrywania dla tej matrycy przewidziano reżym pracy z magazynowaniem ładunku. Wymagania dotyczące prądów zerowych wynoszą w tym przypadku I_{CEO} i $I_{ECO} \leqslant 10$ nA. Również wzmocnienie tranzystorów musi mieć dużą wartość i być możliwie jednorodne. W przykładowym rozwiązaniu osiągnięto rozrzut tego parametru w zakresie β= 30 do 40. Z płytek 8 x 9 zestawiono i przebadano matrycę 64 x 72



Rys. 3. Struktura mozaiki fototranzystorów

(4608 elementów). Przy poziomie energii światła padającego na fotoelement $1{,}8\ 10^7$ fotonów uzyskano sygnał wyjściowy Us = 70 mV. Stosunek sygnału do zakłóceń wynosił 6. Oporność obciążenia R_L = 1 k. Schemat wybierania i odczytu tej matrycy fototranzystorów podali w czerwcu 1973 H. Takahashi, M. Horie i Yamagishi [10]. Przedstawiono je na rys. 4.



Rys. 4. Schemat wybierania i odczytu matrycy fotodetektorów

Trzecie rozwiązanie podane przez O. Jantscha [8] dotyczy mozaiki fotodiod podłączonych do tranzystorów wzmacniających oraz przerzutnika typu MOS. Wymiary jednej komórki 200 x 200 μ. Przełączanie następuje przy poziomie energii padającej 5 x 10^{-12} Ws/bit.

Zestawiając wymagane parametry matrycy detektora sygnału trzeba stwierdzić, że ich poziom będzie się podnosił w miarę prac nad modelami i prototypami systemów o coraz większej pojemności.

- W zakresie struktury i liczby elementów światłoczułych na poszczególnych etapach prac badawczych i rozwojowych potrzebne są matryce 8 x 8 (lub 8 x 9) 32 x 32 oraz 128 x 128 elementów. Wymiary jednego elementu fotoczułego matrycy, od 1 x 1 mm dla matryc małej pojemności do 200 x 200 mikronów dla matryc większych.

- W zakresie szybkości działania stałe czasu matrycy kształtować się powinny na poziomie 30 ns.

- W zakresie czułości wyrażonej minimalnym poziomem wykrywalnej energii strumienia, parametr kształtować się powinien na poziomie od 10^{-12} do 10^{-13} ws/bit, co przy czasie trwania impulsu świetlnego ok. 200 ns, odpowiada poziomowi mocy 5 μW/bit do 0,5 μW/bit (długości fali świetlnej = 0,6 μm).

LITERATURA

[1] WRZESZCZ Z.: Kierunki realizacji pamięci optycznych swobodnego dostępu. Elektroniczna Technika Obliczeniowa - Nowości 1972, nr 1

[2] SMITS F.M., GALLAHER L.E.: Design Considerations for a Semipermanent Optical Memory. The Bell System Technical Journal, 1967, nr

[3] CHEN D., TUFTE O.N.: Optical Memories - Now and in the Future. Electronic World, 1970, nr 4, s. 56

[4] AMBROZIAK A.: Półprzewodnikowe przyrządy fotoelektryczne. Warszawa 1962, MON

[5] VILKOMERSON D.H.R., MEZRICH R.S., BOSTWICK D.I.: Holographic Read-Only Memories Accessed by Light-Emitting Diodes. Fall Joint Computer Conference, 1968

[6] ASSOUR J.M., LOHMAN R.D.: A Photodetector Array for Holographic Optical Memories. RCA Review, 1969, t. 30, nr 4, s. 557

[7] YAMAOKA T., FUJIWARA T., NISHI H.: Photodetector Array for a Holographic Optical Memory System. Fujitsu Scientific and Technical Journal, 1972

[8] JANTSCH O., HUNDELSHOUSEN U.: Detector Matrix for a Holographic Memory. Siemens Forsch und Entwicklungsber, 1973, t. 2, nr 1, s. 34

[9] THIRE J.: Semiconductor Photodetection Matrix for Holographic Memory Reading. Onde Electr. 1972, t. 52, nr 10, s. 452

[10] TAKAHASHI H., HORIE M., YAMAGISHI K.: Holographic Memory System. Fujitsu Scientific and Technical Journal 1973, vol. 9, nr 2

ETO NOWOŚCI Nr 4/1975

mgr inż. Marian JOZANIS
Instytut Maszyn Matematycznych

621.383.53:681.325.6:
681.327.2:621.375.826

REŻIM GROMADZENIA ŁADUNKU W FOTODETEKTORACH ZE ZŁĄCZEM p-n

i jego wykorzystywanie w fototranzystorowej matrycy detekcyjnej pamięci holograficznej

1. WSTĘP

Zadaniem zespołu detekcji sygnału optycznego pamięci holograficznej jest przetworzenie sygnałów optycznych poszczególnych elementów obrazu na odpowiadające im sygnały elektryczne. Sam obraz, zapisany w ośrodku pamiętającym w postaci hologramu, jest rekonstruowany metodami optycznymi, tzn. przez odtworzenie czoła fali świetlnej odpowiadającej czołu fali przedmiotowej przy zapisie. Obraz odpowiadający jednemu hologramowi (a czasami i sam hologram) jest nazywany stronicą.

W cyfrowej pamięci holograficznej poszczególnym bitom odpowiadają elementy stronicy o określonym kształcie, rozmieszczone regularnie na powierzchni obrazu. Stronica ma na ogół kształt prostokąta (matrycy) o Nx wierszach i Ny kolumnach. Bit może być reprezentowany w takiej matrycy przez 1 element bądź przez 2 elementy (np. para z sąsiednich kolumn). W pierwszym przypadku pojemność stronicy wynosi NxNy bitów, a bitom o różnych wartościach logicznych odpowiadają dwa różne poziomy strumienia świetlnego; w drugim przypadku pojemność stronicy wynosi $\frac{NxNy}{2}$ bitów, a bity o różnych wartościach logicznych są określone przez znak różnicy poziomów mocy pary elementów obrazu. Oczywiście, jednoczesne przetworzenie sygnałów optycznych całego obrazu na sygnały elektryczne jest możliwe tylko wtedy, gdy liczba powierzchni fotoczułych w matrycy detekcyjnej jest nie mniejsza od liczby elementów w stronicy.

Równoległe przetwarzanie sygnałów optycznych na sygnały elektryczne o poziomach wystarczających do wysterowania układów logicznych uzyskuje

się wówczas, gdy z każdym fotodetektorem jest zintegrowany odpowiedni układ elektroniczny, np. bistabilny [1]. Matryca taka realizuje dwie funkcje: fotodetekcji i pamiętania. Jeszcze dalej idącą propozycję wysunął J. Rajchman [2]. Urządzenie, nazwane przez niego LATRIX (skrót od: Light Accessible Transistor Matrix) - przez zintegrowanie z każdym elementem bistabilnym modulatora i fotodetektora - pełni funkcje: pamięci, modulatora przestrzennego i matrycy fotodetekcyjnej [2],[3]. Wymagania dotyczące najważniejszych parametrów matryc detekcyjnych i struktury pewnych rozwiązań są omówione w [4].

Można dokonać ogólnego podziału matryc na dwie grupy:

- matryce z odczytem bezpośrednim i
- matryce z fotodetektorami pracującymi w reżimie gromadzenia ładunku.

W matrycach z odczytem bezpośrednim, identyfikacja wartości logicznej sygnału optycznego odbywa się w czasie, gdy oświetlona jest cała matryca. Detektory w takich matrycach są wykorzystywane w sposób klasyczny - złącze jest spolaryzowane zaporowo napięciem o określonej wartości, a nośniki generowane optycznie opuszczają detektor wywołując przepływ prądu w układzie zewnętrznym podłączonym do detektora.

W matrycach z fotodetektorami pracującymi w reżimie gromadzenia ładunku wyraźnie są wyodrębnione przedziały czasu naświetlania i badania skutków tego naświetlania. Nośniki generowane optycznie nie są bezpośrednio (w czasie naświetlania) odprowadzane do odbiorników; ładunek proporcjonalny do poziomu mocy elementu obrazu jest zapamiętywany przez fotodetektor w obszarze złącza i może być przesłany do odbiornika po zaniku obrazu.

W niniejszym opracowaniu będzie opisana zasada pracy fotodetektora ze złączem p-n w reżimie gromadzenia ładunku i przykład zastosowania tego reżimu w matrycy fototranzystorowej oraz ogólne porównanie matryc obydwu typów. Dla przypomnienia opisano zasadę pracy fotodetektorów ze złączem p-n.

2. ZASADA PRACY FOTODETEKTORÓW ZE ZŁĄCZEM p-n

Fotodiody, fototranzystory (jak i wiele innych detektorów) należą do grupy urządzeń nazywanych detektorami fotonowymi. Działanie ich jest związane ze zjawiskiem fotowoltaicznym wewnętrznym, polegającym na tym, że pod wpływem strumienia fotonów jest wytwarzany nadmiar nośników swobodnych, poruszających się zgodnie z lokalnymi polami. Nośniki te bądź gromadzą się w określonych obszarach tworząc ładunek przestrzenny, bądź opuszczają objętość detektora wywołując przepływ prądu w układzie, do którego są podłączone.

W fotodetektorach ze złączem p-n, generację swobodnej pary dziura-elektron może wywołać tylko taki foton, którego energia e_λ jest większa od szerokości pasma zabronionego ΔE_g. Energia fotonu jest określona równaniem:

$$e_\lambda = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.987 \cdot 10^{-25}\ [J \cdot m]}{\lambda}$$

gdzie: h - $6{,}6252 \cdot 10^{-34}$ (J·s), stała Plancka
c - szybkość rozchodzenia się światła
λ - długość fali świetlnej

Szerokość pasma zabronionego jest funkcją temperatury. W temperaturze pokojowej ($\sim 300^{\circ}K$) wartość ΔE_g dla krzemu wynosi około 1,1 eV = $1{,}76 \cdot 10^{-19}$ J (dla germanu, około 0,7 eV $\approx 1{,}15 \cdot 10^{-19}$ J). Odpowiada to dla krzemu maksymalnej długości fali $\lambda_{max} \approx 1{,}15$ µm (dla germanu $\lambda_{max} \approx 1{,}8$ µm). Innymi słowy, detekcja fal elektromagnetycznych o dużej długości (małej energii fotonów) jest ograniczona głównie przez parametry fizyczne półprzewodników wykorzystywanych przy formowaniu złącza p-n.

Czynnikami ograniczającymi detekcję fal o małej długości (dużej energii fotonów) są: rekombinacja swobodnych par dziura-elektron w obszarach o małej lokalnej wartości pola (głównie przed, a częściowo i za obszarem złącza), odbicie (rozproszenie) światła na powierzchni detektora i przenikanie promieniowania przez detektor (niepełna absorpcja). Są to więc ograniczenia zarówno natury fizycznej jak i konstrukcyjnej. Zagadnienia te są omawiane w pracach [5], [6], [7], [8].

Liczba swobodnych par dziura-elektron generowanych przez jeden foton (η_λ) nosi nazwę wydajności kwantowej detektora (pojęcia "wydajność kwantowa" używa się również w odniesieniu do samych materiałów, określa ono wielkość charakteryzującą ich właściwości fizycznej). Szybkość, z jaką są generowane swobodne pary jest proporcjonalna do ilości padających na powierzchnię detektora fotonów w jednostce czasu $\frac{dN_\lambda}{dt}$. Przy ustalonej wartości $\frac{dN_\lambda}{dt}$, cały nadmiar nośników (w stosunku do istniejącego stanu równowagi termicznej) generowanych przez strumień fotonów (określony przez wydajność kwantową η_λ detektora) może być odprowadzony na zewnątrz w postaci prądu I_L o wartości

$$I_L = q \cdot \eta_\lambda \left(\frac{dN_\lambda}{dt}\right)_{\text{konst.}}$$

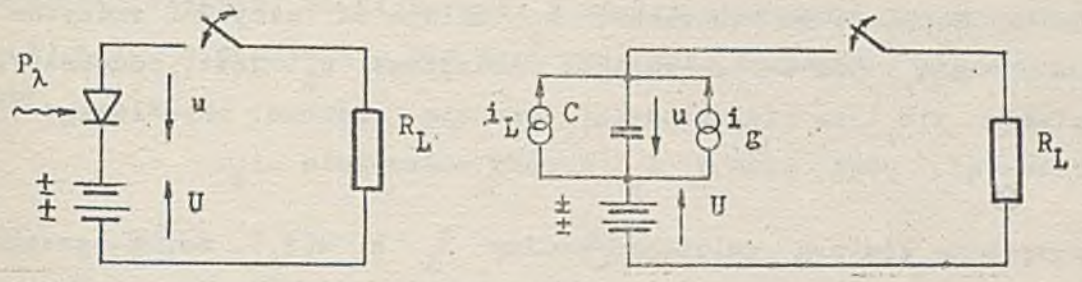
gdzie q jest ładunkiem elektronu. Strumień świetlny o wartości P_λ jest równy energii padających fotonów ($e_\lambda \cdot N_\lambda$) w jednostce czasu. Dlatego można napisać, że:

$$I_L = \frac{q \cdot \eta_\lambda}{e_\lambda} \cdot P_\lambda = S_\lambda \cdot P_\lambda$$

Wielkość S [A/W] charakteryzuje sprawność przetwarzania przez detektor strumienia światła na prąd; jest ona nazywana czułością widmową (spektralną) i przedstawiana w postaci charakterystyki $S_\lambda = S(\lambda)$.

3. ZASADA PRACY FOTODIODY W REŻIMIE GROMADZENIA ŁADUNKU

Pracę fotodiody w reżimie gromadzenia ładunku (określonym też jako reżim całkowania strumienia fotonów lub impulsowy reżim pracy detektora energii promienistej) opisał G.P. Weckler w pracy [9].



Rys. 1. Schemat układu idealnego ilustrujący zasadę pracy fotodiody w reżimie gromadzenia ładunku

Na rys. 1a pokazano układ ilustrujący zasadę pracy fotodiody w reżimie gromadzenia ładunku; elementy układu zastępczego fotodiody, istotne dla pracy w tym reżimie, tzn. pojemność złączową C, fotoprąd i_L oraz prąd zwrotny i_G (nazywamy prądem ciemnym) pokazano na rys. 1b. W idealnym układzie można wyróżnić trzy fazy pracy detektora.

W pierwszej fazie, która może być nazwana fazą przygotowawczą, obwód jest zamknięty przez idealny klucz. Pojemność C ładuje się do napięcia U (spadek napięcia na obciążeniu R_L, przy dostatecznie małych wartościach i_L, i_g oraz R_L można pominąć). Ładunek zgromadzony w fotodiodzie jest określony przez C i U.

W drugiej fazie pracy, która może być nazwana fazą całkowania, obwód jest rozwarty. Pojemność C jest przeładowywana przez fotoprąd i_L i prąd ciemny i_g. Zmiana ładunku zgromadzonego w pojemności C jest równa całce z tych prądów w przedziale określonym przez czas trwania t_i tej fazy. Napięcie $u(t_i)$ na fotodiodzie w chwili t_i jest funkcją tego ładunku oraz pojemności C. Ładunek dostarczony przez fotoprąd i_L jest proporcjonalny do całki ze strumienia świetlnego padającego na fotodiodę w przedziale od zera do t_i, tzn. jest on miarą energii strumienia (a nie jego mocy).

W trzeciej fazie pracy bada się w odbiorniku R_L efekt oświetlenia w fazie drugiej. Obwód jest ponownie zamknięty przez idealny klucz. Napięcie na fotodiodzie (pojemności C) rośnie od wartości $u(t_i)$ do U. Napięcie na obciążeniu R_L maleje od wartości szczytowej $\bar{U}_L = U - u(t_i)$ do zera. Wartość szczytowa $\bar{U}_L$ jest, podobnie jak napięcie $u(t_i)$ na fotodiodzie, funkcją ładunku określonego przez fotoprąd, prąd ciemny i_g i czas całkowania t_i.

Ze względu na liniową zależność między $\bar{U}_L$ a $u(t_i)$, można ograniczyć się do rozpatrzenia napięcia na pojemności C w funkcji czasu całkowania.

Napięcie na fotodiodzie może być wyznaczone z następującego równania różniczkowego opisującego układ w fazie całkowania:

$$C \cdot \frac{du}{dt} + i_g + i_L = 0 \qquad (1)$$

z warunkiem początkowym $u(0) = U$.

Bezpośrednio z tego równania wynika, że przy oświetleniu fotodiody strumieniem o przekroju nie mniejszym od jej powierzchni i równomiernym stałym natężeniu $\left[W/m^2, lx \right]$, napięcie $u(t)$ nie zależy od powierzchni złącza (ponieważ pojemność złączowa C i prąd ciemny i_g są proporcjonalne do powierzchni detektora, a fotoprąd i_L ze względu na założone warunki oświetlenia, przy których strumień światła padającego na fotodiodę, jest też proporcjonalny do tej powierzchni). Jest to specyficzna właściwość reżimu pracy z gromadzeniem ładunku.

W zastosowaniach, np. w urządzeniach pomiarowych, w zespole detekcji sygnału optycznego pamięci holograficznej, pożądana jest możliwość zmiany czułości detektora na drodze elektronicznej. W urządzeniach pomiarowych i przetwornikach obrazu istotnym wymaganiem jest liniowość przetwarzania sygnałów optycznych o dużej dynamice poziomów mocy - na sygnały elektryczne. Te specyficzne wymagania mogą być zadowalająco spełnione w urządzeniach z fotodetektorami pracującymi w reżimie gromadzenia ładunku. Wynika to z zasady pracy fotodetektora. Ocena ilościowa wymaga rozwiązania równania (1). Równanie to jest

nieliniowe (prąd ciemny i_g oraz pojemność złączowa C są funkcjami napięcia na fotodiodzie). W pracy [9] analizowano m.in. fazę gromadzenia ładunku w fotodiodzie krzemowej ze złączem liniowym przy polaryzacji zaporowej większej od kilku wolt i stałym natężeniu strumienia (tzn. $i_L(t) = I_L = \text{constans}$). Dla tego przypadku równanie (1) przyjmuje postać

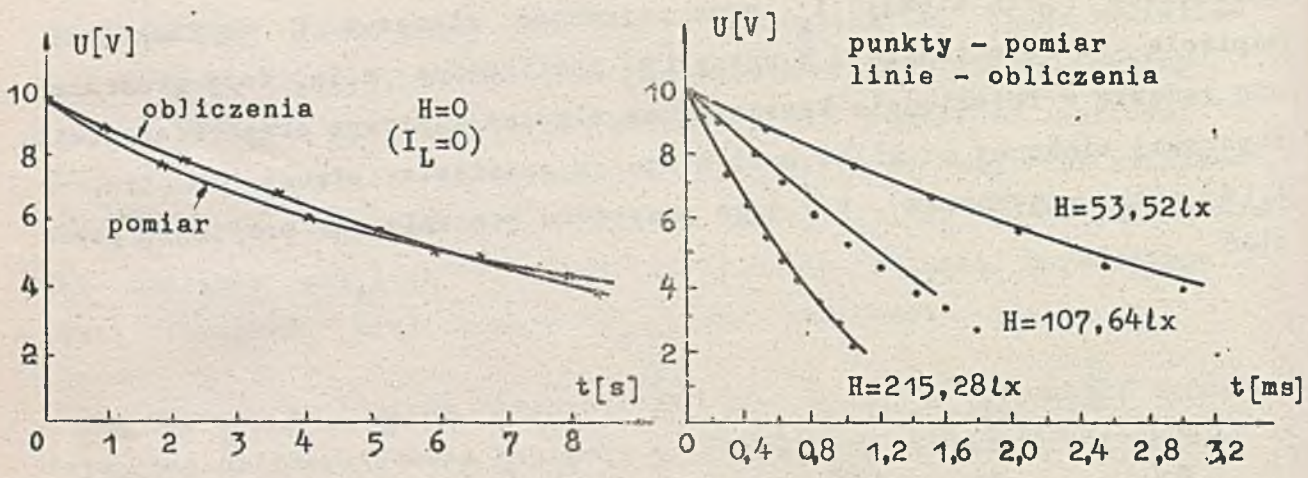
$$C_o \cdot \left(\frac{u}{\phi}\right)^{-\frac{1}{3}} \cdot \frac{du}{dt} + I_{go} \cdot \left(\frac{u}{\phi}\right)^{\frac{1}{3}} + I_L = 0 \qquad (1a)$$

gdzie ϕ jest potencjałem dyfuzyjnym (na ogół o wartości ok. 0,5 ÷ 0,8 V). Rozwiązanie tego równania może być zapisane następująco:

$$\frac{Q_G}{3U \cdot C(U)} = 1 - \left(\frac{u}{U}\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{Q_L}{Q_G} \ln \frac{1 + \frac{Q_L}{Q_G}}{\left(\frac{u}{U}\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{Q_L}{Q_G}} \qquad (2)$$

gdzie: $Q_L = I_L \cdot t$, $Q_G = I_{go} \cdot \left(\frac{U}{\phi}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot t$, $C(U) = C_o \cdot \left(\frac{U}{\phi}\right)^{-\frac{1}{3}}$.

Na rys. 2 pokazano obliczone wg równania (2) i zmierzone charakterystyki z cytowanej pracy G.P. Wecklera ; widoczna jest dobra zgodność wyników. Zwraca uwagę bardzo mała szybkość zmian napięcia na fotodiodzie przy $I_L = 0$ (dioda ma bardzo mały prąd ciemny i_g). Widoczny jest duży zakres liniowych zmian napięcia w funkcji czasu całkowania (ładunku).



Rys. 2. Zmierzone i obliczone wg równania typu (2) spadku napięcia na nieobciążonej fotodiodzie (o małych prądach ciemnych) w funkcji czasu całkowania [9]. Natężenie światła w jednostkach fotometrycznych

Jawna postać rozwiązania równania (1a) może być uzyskana tylko dla $I_L = 0$ lub $I_{go} = 0$. Rozwiązania te można zapisać następująco:

$$u(t)\Big|_{I_L=0} = U\left[1 - \frac{Q_G}{3U \cdot C(U)}\right]^3,$$

$$u(t)\Big|_{I_{go}=0} = U\left[1 - \frac{2Q_L}{3U \cdot C(U)}\right]^{\frac{3}{2}}.$$

Z równań tych wynika, że czułość, dynamika i liniowość są tym większe, im większe jest napięcie polaryzujące zaporowo złącze na początku fazy całkowania. Ponadto wymienione parametry, a zwłaszcza czułość, mogą być dodatkowo zmieniane przez skrócenie lub wydłużenie czasu całkowania (zmniejszenie bądź zwiększenie zmian ładunku zgromadzonego w fotodetektorze przy stałym poziomie oświetlenia). Jeżeli dopuszczalne wartości napięć polaryzujących złącza zaporowo mają małe wartości (np. w fototranzystorze) stosuje się ostatni z wymienionych sposobów.

Przy małych wartościach napięć na złączu (około kilku wolt) lepszym przybliżeniem na określenie pojemności złącza w funkcji napięcia jest wyrażenie:

$$C(u) = C_o \cdot \left(1 + \frac{u}{\phi}\right)^{-n} \qquad (3)$$

gdzie: ϕ jest parametrem charakteryzującym złącze, nie koniecznie równym napięciu bariery [10]; wartość ϕ jest na ogół mniejsza od 1 V,

n jest parametrem zależnym od sposobu formowania złącza (przyjmuje się 1/2 dla złącz skokowych i 1/3 dla złącz liniowych)

Jeżeli zakres zmian napięć polaryzujących złącze zaporowo jest taki, że można pominąć wpływ pojemności dyfuzyjnej przyrostowej, a prąd ciemny uważać za stały i równy prądowi nasycenia diody, równanie dla fazy gromadzenia ładunku można zapisać w postaci:

$$C(u) \cdot \frac{du}{dt} = -(i_L + I_G),$$

gdzie składniki z prawej strony równania można uważać za niezależne od u.

Rozwiązanie tego równania względem u(t) można zapisać następująco:

$$\frac{u(t) + \phi}{u(0) + \phi} = \left\{ 1 - \frac{(1 - n) \cdot Q_{LG}(t)}{[u(0) + \phi]\, C\,[u(0)]} \right\}^{\frac{1}{1-n}} \qquad (4)$$

gdzie $Q_{LG} = \int_o^t (i_L + I_G)\, dt = Q_L + Q_G$, jest ładunkiem dostarczonym przez fotoprąd i prąd nasycenia diody (prąd ciemny).

Ładunek dostarczony przez fotoprądy przy oświetleniu detektora strumieniem monochromatycznym jest równy:

$$Q_L = q \cdot \eta_\lambda \cdot N_\lambda = e_\lambda \cdot S_\lambda \cdot N_\lambda$$

gdzie: N_λ, liczba fotonów oświetlających obszar czuły na energię promienistą

Jeżeli strumień nie jest monochromatyczny, ładunek jest określony przez wyrażenie $q \int_{(\lambda)} \eta_\lambda \cdot n_\lambda \cdot d\lambda$, gdzie $n_\lambda \cdot d\lambda$ jest liczbą fotonów w zakresie widmowym $d\lambda$.

Analogicznie można przeliczyć ładunek Q_G na równoważną mu liczbę fotonów.

Przy dostatecznie małych wartościach ładunku Q_{LG}, wyrażenie (4) można uprościć (wykorzystując pierwszy człon z rozwinięcia w szereg Taylora wyrażenia z prawej strony równania (4)) do postaci:

$$\Delta u = u(0) - u(t) \approx \frac{Q_{LG}(t)}{C\left[u(0)\right]} \tag{4a}$$

W urządzeniach, w których poziom mocy sygnału optycznego jest mały, stosuje się układy różnicowe (jeden fotodetektor nie jest oświetlony lub oświetlony sygnałem tła, wspólnym dla obydwu fotodetektorów).

Najistotniejszą zaletą reżimu gromadzenia ładunku jest możliwość elektronicznej kontroli czułości całego układu przy ustalonej wartości mocy sygnału optycznego. Reżim gromadzenia ładunku jest stosowany w przetwornikach obrazów, urządzeniach pomiarowych, do rejestracji krótkotrwałych impulsów energii promienistej i w analizie spektralnej źródeł światła [9].

4. PRACA FOTOTRANZYSTORA W REŻIMIE GROMADZENIA ŁADUNKU. Matryca fototranzystorów jednoemiterowych

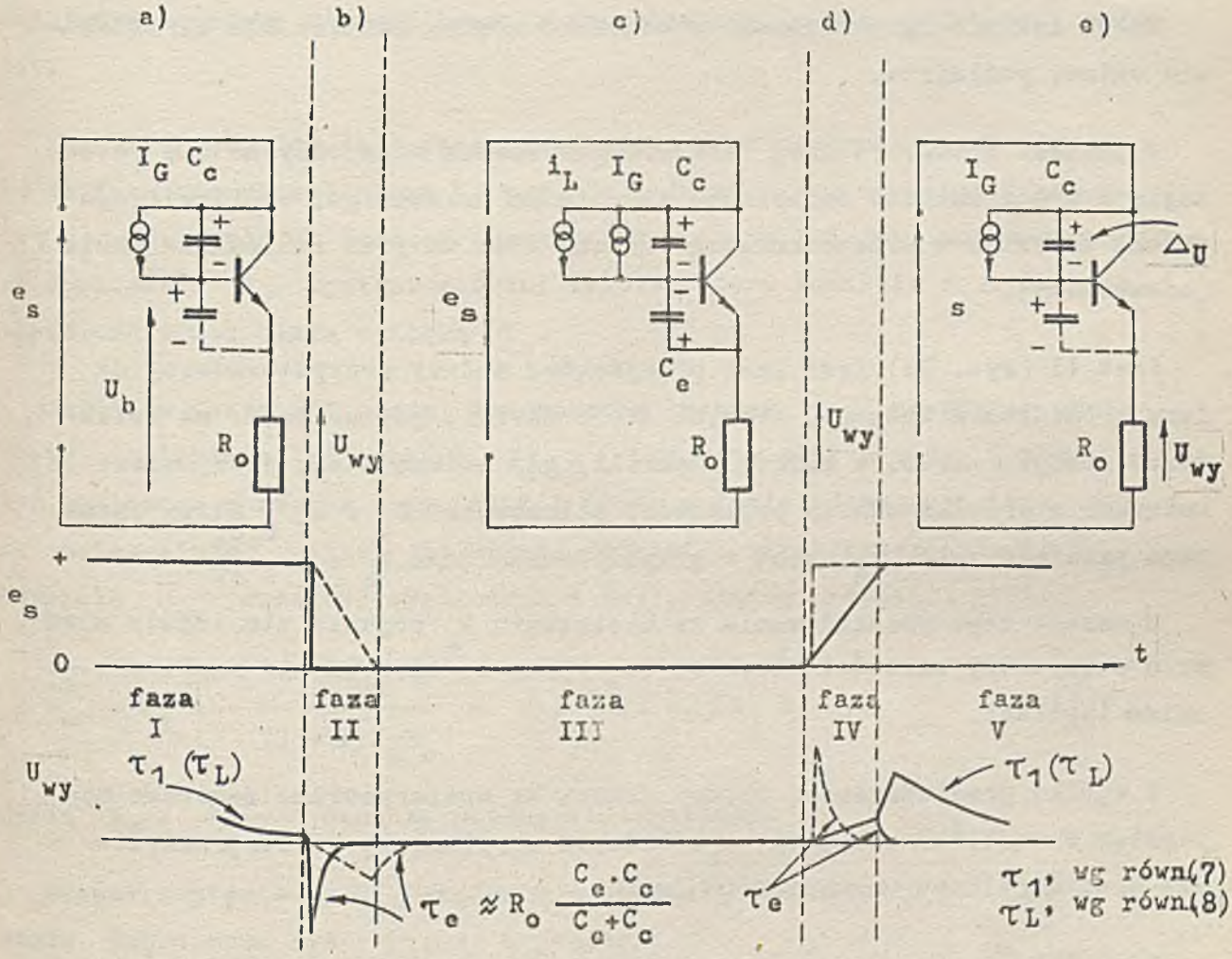
Pracę fototranzystora w reżimie gromadzenia ładunku (całkowania strumienia fotonów) analizowano w pracach [11], [12], [13], [14].

Model o stałych skupionych oraz równania charakterystyk prądowo-napięciowych fototranzystora podaje praca J.G. Linvilla i R.C. Joy'a [11]. Wpływ obszarów oświetlanych na charakterystyki dla stanów ustalonych analizowano w pracy [5], [15]. Matrycę fototranzystorów jedno- i dwuemiterowych dla pamięci holograficznej opisano w pracy [16], [17].

Pełny cykl pracy fototranzystora w reżimie gromadzenia ładunku pokazano na rys. 3. Generator prądowy I_G pokazany na rys. 3a jest sumą dwóch prądów: prądu ciemnego, odpowiadającego prądowi I_{CBO} w zwykłym tranzystorze i fotoprądu I_L generowanego przez stały strumień światła (tło). Generator prądowy i_L z rys. 3c odpowiada fotoprądowi generowanemu przez binarny sygnał optyczny. Jest to oczywiście uproszczony spo-

sób uwzględniania w fototranzystorze prądów generowanych przez sygnały optyczne. Wymienionym generatorom odpowiadają prądy związane z obszarami złącz, a nie prądy związane z zewnętrznym wyprowadzeniem bazy (dokładne dane można znaleźć w wyżej wymienionej literaturze).

Fazy I, III i V z rysunków 3a, 3c i 3d odpowiadają opisanym poprzednio fazom pracy fotodiody w układzie z rys. 1. Fazy II i IV związane są ze stanami przejściowymi występującymi na zboczach impulsu e_s.



Rys. 3. Fazy pracy fototranzystora w reżimie gromadzenia ładunku i odpowiadające im sygnały na obciążenie Ro

Pierwsza faza pracy (rys. 3a), która może być nazwana fazą przygotowawczą, powinna trwać tak długo, aby prądy w fototranzystorze osiągnęły stan ustalony. Prąd w obciążeniu R_o jest wtedy równy $(1+\beta) I_G$. Punkt pracy fototranzystora znajduje się na granicy obszaru czynnego

i odcięcia. Napięcie u_b na bazie może być wyznaczone na podstawie równań charakterystyk prądowo-napięciowych fototranzystora.

Ładunek zgromadzony w złączu kolektora można wyznaczyć z wyrażenia:

$$q_{C_c} = \int_0^{e_s - u_b} C_c(u)\, du , \qquad (5)$$

gdzie C_c jest określone równaniem typu (3).

Wpływ ładunku zgromadzonego w obszarze złącza emitera dla uproszczenia opisu, pominięto.

W pamięci holograficznej faza przygotowawcza może odbywać się równolegle z pracą układów odchylania strumienia świetlnego, wybierającego żądaną stronicę w przetwornikach obrazu, faza ta jest równoważna fazie V (odczytowej).

Faza II (rys. 3b) jest fazą przejściową z fazy przygotowawczej do fazy gromadzenia ładunku; zaczyna się w chwili, gdy napięcie na kolektorze zaczyna maleć, a kończy w chwili, gdy znikną stany przejściowe związane z przeładowaniem pojemności złączowych C_c i C_e[1]. Stała czasu tego przeładowania τ_e jest w przybliżeniu równa $R_o \cdot \frac{C_c C_e}{C_c + C_e}$.

W czasie tego przeładowania na obciążeniu R_o pojawia się impuls ujemny o szczytowej wartości bliskiej e_s (jest to tzw. impuls szpilkowy - spike impulse).

W wyniku przeładowania, obydwa złącza są spolaryzowane zaporowo napięciem o wartości bliskiej e_s. Ładunek zgromadzony w fototranzystorze jest określony równaniem (5).

Faza III (rys. 3c) jest fazą całkowania fotoprądu (gromadzenia ładunku) w fototranzystorze; w pamięci faza ta odpowiada rekonstrukcji

---

[1] Pojemność złączowa emitera C_e jest określona analogiczną zależnością od napięcia na złączu E-B jak pojemność opisana równaniem (3). Parametry n i Ø dla pojemności C_c i C_e mogą być różne [11].

obrazu na drodze optycznej i naświetleniu matrycy detekcyjnej. W fazie tej napięcie na pojemnościach złączowych maleje z szybkością wynikającą z wartości prądów ciemnych i fotoprądów; w przybliżeniu można przyjąć, że zmiany te są opisane równaniem typu (4).

Prądem całkowanym jest prąd $I_G + i_L$, gdzie prąd i_L jest w przybliżeniu równy fotoprądowi pierwotnemu wynikającemu z oświetlenia w tej fazie; pierwotnym fotoprądem fototranzystora jest nazywany prąd generowany pod wpływem oświetlenia w zaporowo spolaryzowanej fotodiodzie, której jedną końcówkę stanowi baza, a drugą zwarte ze sobą kolektor i emiter.

Faza IV (rys. 3d) jest fazą przejściową z reżimu gromadzenia ładunku do fazy odczytowej (faza V, rys. 3e). Jeżeli czas narastania impulsu e_s jest mały, a ładunek zgromadzony w fazie III jest znikomo mały, na obciążeniu R_o wystąpi dodatni impuls, który zaniknie z szybkością określoną przez stałą czasową τ_e.

Jeżeli w fazie III został zgromadzony ładunek Q_{LG}, powodując obniżenie napięcia na pojemności C_c o Δu ($\Delta u = u(t) - u(0)$ i może być wyliczone z równań typu (4) lub (4a)) w fazie odczytowej (rys. 3e) na obciążeniu R_o pojawi się sygnał dodatni o wartości szczytowej $\overline{U_{wy}}$. Napięcie $\overline{U_{wy}}$ może być wyznaczone z następującego równania [14]:

$$\overline{U_{wy}} + V_T \ln \frac{\overline{U_{wy}}}{(1+\beta) I_G R_o} = \Delta U + (1+\beta) I_G R_o \qquad (6)$$

gdzie $V_T = \frac{k T}{q}$ oznacza potencjał termiczny.

Sygnał napięciowy U_{wy} zanika z szybkością określoną przez stałą czasu, która może być zapisana w postaci:

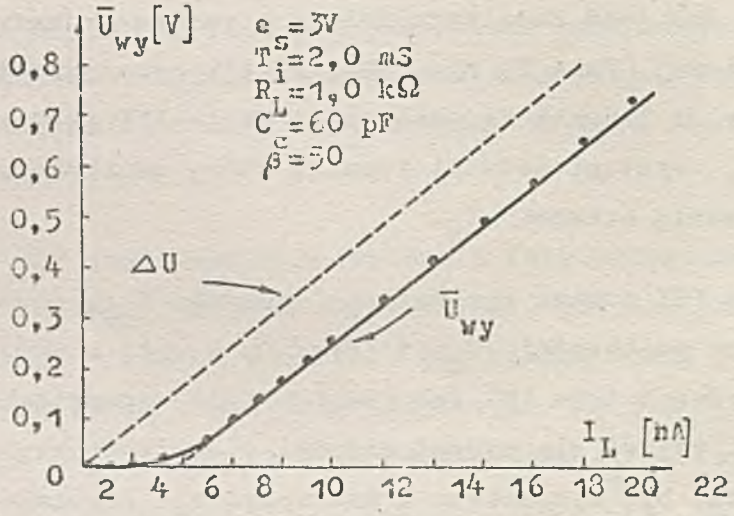
$$\tau_1 = \tau_p + (1+\beta) C_c R_o, \qquad (7)$$

gdzie C_c jest pojemnośoią złącza kolektora (dla danej wartości napięcia $U_{\overline{CB}}$) τ_p - stałą czasu przelotu.

Stała czasowa τ_p może być wyznaczona bądź eksperymentalnie, dla zakładanego zakresu zmian napięć i prądów, lub może być wyrażona przez parametry fototranzystora [12], [18].

Uwzględnienie stałej czasu przelotu przejawia się nie tylko w zmniejszeniu szybkości zaniku sygnału, ale i w obniżeniu amplitudy sygnału na obciążeniu R_o. Współczynnik tłumienia jest w przybliżeniu równy $\left[1 + \frac{\tau_p}{(1+\beta) C_c R_o}\right]^{-1}$

Na rys. 4 pokazano $\overline{U}_{wy}$ w funkcji prądu I_G [11], tzn. przy założeniu, że w okresie całego cyklu pracy (fazy I ÷ V) $I_G = I_{GO} + I_L$, $i_L = 0$ (prąd I_{GO} odpowiada prądowi I_{CBO}, zaś prąd $(1+\beta) I_{GO}$ odpowiada prądowi I_{CEO}). Widoczna jest dobra zgodność obliczeń i pomiarów oraz progowe działanie złącza B - E (może to stanowić zaletę przy czytaniu informacji typu binarnego).



Rys. 4. Obliczone i zmierzone poziomy sygnału wyjściowego U_{wy} w funkcji prądu I_L [14]. Fototranzystor typu FPM-100 firmy Fairchild (prądu I_{GO} nie podano, prąd $i_L = 0$). Powierzchnia złącza kolektora bardzo duża (35x35 mil^2, wg [11])

Czas trwania fazy V może być krótszy niż czas potrzebny na naładowanie pojemności C_c do napięcia bliskiego e_s. Nie odprowadzona część ładunku (na początku fazy V, w odniesieniu do obwodu zewnętrznego fototranzystora, jego wartość jest równa $(1+\beta) Q_{LG}$), powinna być usunięta w fazie I.

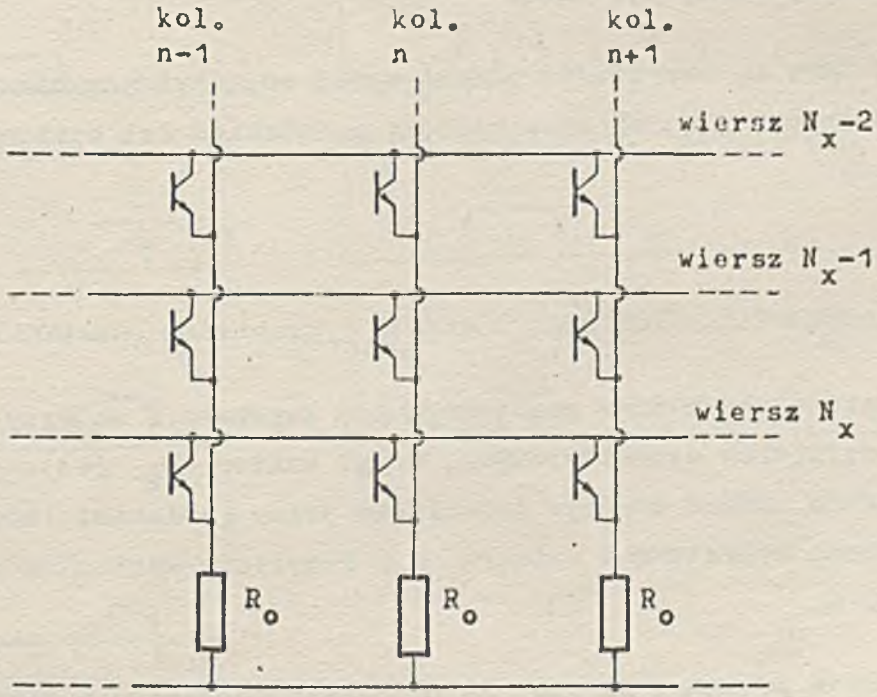
Równanie (6) może być wykorzystane do oszacowania czułości sygnału $\overline{U}_{wy}$ na rozrzuty parametrów układu. Zakładając, że człon $R_o (1+\beta) I_G$ z prawej strony r (6) można pominąć, czułości $\overline{U}_{wy}$ na β i R_o są następujące [14]:

$$S_{\beta}^{\overline{U}_{wy}} = \frac{\partial \overline{U}_{wy}}{\partial \beta} \cdot \frac{\beta}{\overline{U}_{wy}} = \frac{\beta}{1+\beta} \cdot \frac{V_T}{\overline{U}_{wy} + V_T},$$

$$S_{R_o}^{\overline{U}_{wy}} = \frac{\partial \overline{U}_{wy}}{\partial R_o} \cdot \frac{R_o}{\overline{U}_{wy}} = \frac{V_T}{\overline{U}_{wy} + V_T} \cdot$$

Z równań tych wynika, że wpływ rozrzutu β i R_o jest tym mniejszy, im wyższy jest poziom sygnału $\overline{U}_{wy}$.

Na rys. 5 pokazano fragment matrycy fototranzystorowej o N_x wierszach i N_y kolumnach (wiersz odpowiada słowu, kolumna bitowi w słowie). Każdy wiersz jest sterowany z odrębnego generatora impulsów. W fazie odczytowej (IV i V) na kolektory fototranzystorów wybranego wiersza podawany jest impuls e_s o czasie narastania tn. Czas narastania powinien być na tyle duży, aby nie wystąpiło zakłócenie w pracy fototranzystorów w wierszach nie wybranych i odbiornikach, a na tyle mały, aby w czasie jego trwania nie nastąpiło doładowanie pojemności C_c fototranzystorów wiersza wybieranego. Tranzystory w wierszach nie wybranych mają obydwa złącza spolaryzowane zaporowo, tzn. mają przedłużoną fazę III.



Rys. 5. Fragment matrycy fototranzystorowej o N_x wierszach i N_y kolumnach. Emitery w kolumnach są zwarte i podłączone do obciążenia R_o

W odniesieniu do emitera fototranzystora wiersza wybieranego tworzą one pojemność parazytową C_{PT} o wartości zależnej od liczby wierszy, tzn. $C_{PT} = (N_x - 1)\frac{C_c C_e}{C_c + C_e}$. Pojemność C_{PT} wpływa na zwiększenie stałej czasu z jaką będą doładowywane pojemności C_c fototranzystorów wybranego wiersza. Stała czasu, po uwzględnieniu pojemności C_{PT} będzie w przybliżeniu równa

$$\tau_L = \tau_p + \left[(1+\beta)\, C_c + (N_x - 1)\, \frac{C_c \cdot C_e}{C_c + C_e} \right] R_o. \qquad (8)$$

Zwiększenie stałej czasu prowadzi do obniżenia amplitudy sygnału wyjściowego do poziomu U_o określonego w przybliżeniu wyrażeniem:

$$U_o = \bar{U}_{wy} \frac{(1+\beta)\, C_c R_o}{\tau_p + \left[(1+\beta) + (N_x - 1)\, \frac{C_e}{C_c + C_e} \right] C_c R_o}$$

Jeżeli β jest dostatecznie duże, a τ_e i C_e dostatecznie małe, obniżenie amplitudy (przy ustalonej wartości $C_c R_o$) może być zaniedbane. Ponieważ jedynym elementem zewnętrznym, który ma wpływ na poziom sygnału wyjściowego U_o i stałą czasu τ_L jest R_o, rozrzuty parametrów fototranzystorów powinny być małe.

Przyjmując $\beta = 0$, rozważania podane wyżej mogą być przeniesione na matryce o analogicznej strukturze złożone z fotodiod lub kombinacji fotodiody i diody.

5. FOTOTRANZYSTOR DWUEMITEROWY - przykłady wariantów pracy

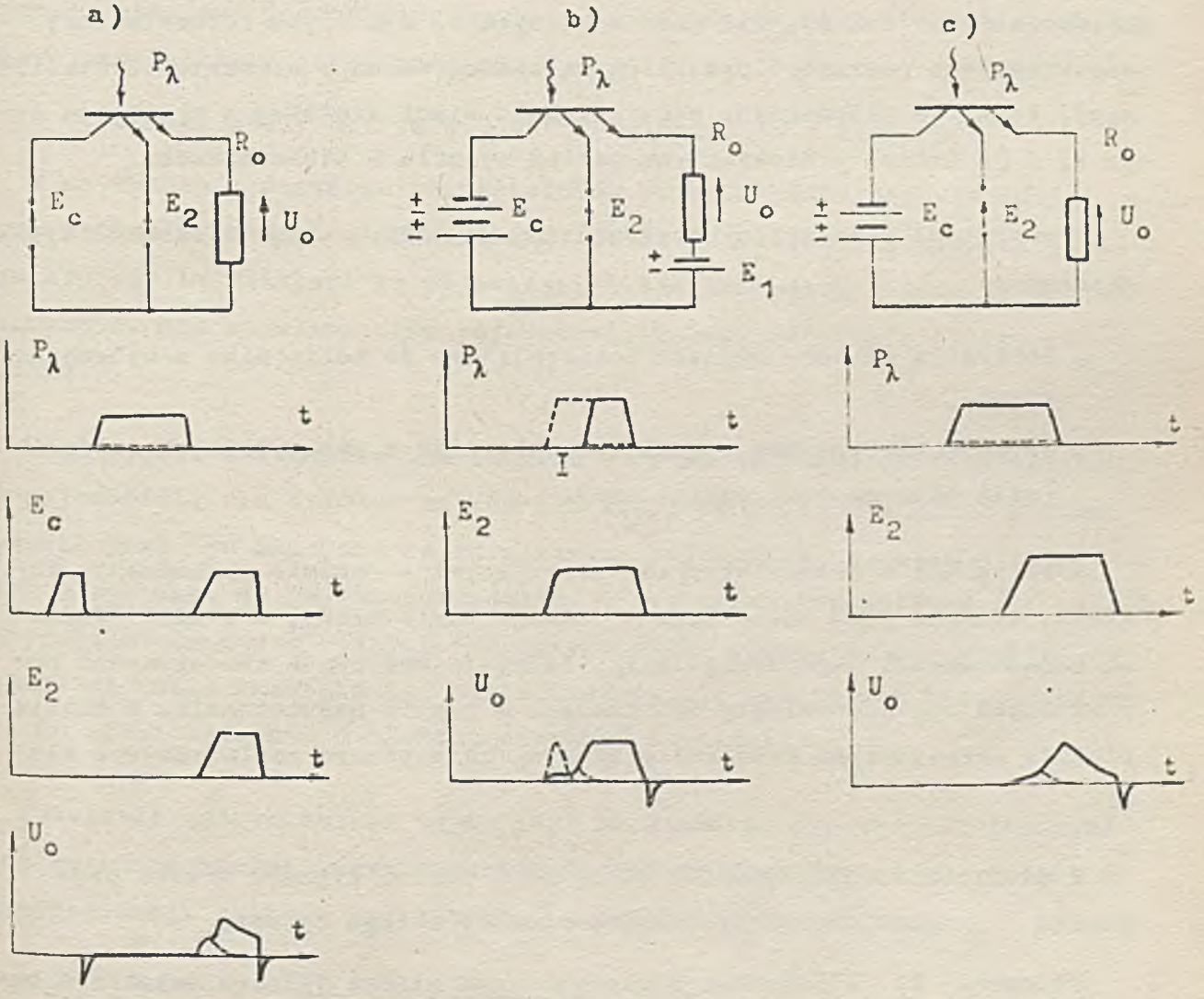
Bardzo interesujące reżimy pracy mogą być uzyskane w matrycy złożonej z fototranzystorów dwuemiterowych. Drugi emiter E_2 jest tym fragmentem urządzenia, które steruje przepływem prądu (zmianami ładunku) w obszarze złącza kolektora i emitera E_1. Przykłady wariantów pracy pokazano na rys. 6.

Wariant układu pokazany na rys. 6a odpowiada opisanemu reżimowi gromadzenia ładunku w fototranzystorze jednoemiterowym. Emiter E_2 w tym wariancie pracy jest wykorzystywany w fazie I dla szybkiego doła-

dowania pojemności C_c. W tym wariancie pracy rozrzuty parametru nie są tak istotne jak w matrycy fototranzystorów jednoemiterowych.

Wariant układu pokazany na rys. 6b jest reżimem pracy bez gromadzenia ładunku (gromadzenie się ładunku jest czynnikiem szkodliwym, wydłużającym czas trwania stanów nieustalonych po zmianie napięcia na emiterze E_2). Sygnał wyjściowy jest proporcjonalny do β.

Wariant układu pokazany na rys. 6c jest reżimem pośrednim. Poziom sygnału wyjściowego jest funkcją zmiany ładunku w pojemności złącza kolektora C_c, ładunku zgromadzonego w obszarze złącza emitera E_1 (na ogół mały) ładunku zgromadzonego w obszarze emitera E_2 oraz poziomów napięć sterujących emiterem E_2.



Rys. 6. Przykłady możliwych wariantów pracy fototranzystora dwuemiterowego

6. OGÓLNE OMÓWIENIE MATRYC FOTODETEKTORÓW

Fotodetektory w matrycach mogą pracować bądź w reżimie gromadzenia ładunku bądź w reżimie bez gromadzenia ładunku. Matryce, w których fotodetektory pracują w reżimie bez gromadzenia ładunku są nazywane matrycami z odczytem bezpośrednim; w matrycach tych identyfikacja wartości logicznej sygnału optycznego odbywa się w tym samym czasie, w którym jest oświetlany ośrodek pamiętający hologram i matryca detektorów. W matrycach tych powinny być elementy zapobiegające gromadzeniu się w pojemnościach złącz ładunku generowanego pod wpływem oświetlenia [19], [20].

W obydwu typach matryc, gdy obciążenie jest wspólne dla pewnej liczby detektorów (tak np. nie jest w matrycach, w których fotodetektory odpowiadające poszczególnym bitom są zintegrowane z elementem bistabilnym), istnieje niepożądane oddziaływanie sieci złożonej z elementów typu R, C (i źródeł prądowych) na poziom sygnału w odbiornikach.

W matrycach z odczytem bezpośrednim, szkodliwy wpływ elementów typu R wywołuje:

- obniżenie poziomu sygnału docierającego do odbiornika z wybranego źródła,
- zwiększenie poziomu sygnału w odbiorniku z nie wybranych źródeł (cała matryca jest oświetlona).

W matrycach z fotodetektorami pracującymi w reżimie gromadzenia ładunku, matryca jest oświetlana w jednej fazie pracy, a w innej fazie są badane skutki tego oświetlenia. Istnieje możliwość zmniejszenia parazytowych sprzężeń między detektorami w czasie naświetlania. W czasie odczytu parazytowymi źródłami prądowymi są zaporowo spolaryzowane złącza.

W matrycach z bezpośrednim odczytem - poziom sygnału źródła prądowego i_L jest określany przez parametry całego systemu.

Fotoprąd i_L w zaporowo spolaryzowanym złączu jednego detektora matrycy może być wyznaczony z równania:

$$i_L^{1} = \frac{q \cdot \eta_\lambda}{e_\lambda} \cdot \frac{\eta_d \cdot \eta_H \cdot P_{\lambda z}}{N_x N_y}$$

gdzie:

$P_{\lambda z}$ - moc źródła światła w systemie

η_d - sprawność układu odchylania strumienia, wybierającego żądaną stronicę (modulator, deflektor, układy optyki klasycznej)

η_H - wydajność dyfrakcyjna hologramu

$N_x \cdot N_y$ - liczba detektorów w matrycy

W matrycach z fotodetektorami pracującymi w reżimie gromadzenia ładunku, poziom sygnału jest również określany przez parametry systemu (ładunek określony przez prąd i_L i czas naświetlania). Poziom tego sygnału może być jednak dobrany optymalnie, np. wydłużenie lub skrócenie czasu naświetlania całej matrycy.

O szybkości pracy matryc obydwu typów decydują stałe czasu.

W matrycach z dostępem bezpośrednim, stany nieustalone występują przy wybraniu każdego wiersza. Czas trwania stanów nieustalonych jest tym krótszy im mniejsze są pojemności i ładunki potrzebne do ich przeładowania. Nie ma w zasadzie pojemności, której istnienie byłoby użyteczne.

W matrycach z gromadzeniem ładunku są również pożądane małe wartości pojemności, ale istotne są również ich proporcje. Obniżenie poziomu sygnału jest tym mniejsze im mniejsze są pojemności sprzężeń parazytowych w stosunku do pojemności źródła. O szybkości przesyłania informacji decydują stałe czasu różnych faz całego cyklu pracy. Z tego względu pożądane są takie rozwiązania, które umożliwiają ich zmianę bez wprowadzania do sieci ładunków o niekontrolowanej wartości.

Wykonanie matryc obydwu typów jest związane ze szczególnie trudnymi problemami technologicznymi, odbiegającymi od tych, które są spotykane przy produkcji układów logicznych (a nawet liniowych), np.:

---

[1] Zakładając, że strumień światła odpowiadający poszczególnym bitom w obrazie jest w całości skupiony na powierzchni odpowiadającego mu fotodetektora i jest skierowany prostopadle do tej powierzchni

- rozmieszczenie obszarów fotoczułych powinno być zachowane z dużą dokładnością (raster),
- powierzchnie, które mogą być wykorzystane na krzyżujące się (bez sprzężeń galwanicznych) połączenia wzdłuż wierszy i kolumn są ograniczone, a mikromontaż drutem praktycznie niedopuszczalny,
- wymagana jest jednorodność charakterystyk,
- prądy zerowe muszą być małe,
- matryca nie może zawierać elementów uszkodzonych.

W ostatnich latach obserwuje się burzliwy rozwój urządzeń o strukturze metal-izolator-półprzewodnik z transmisją ładunku (CCD-charge coupled devices). Urządzenia te, z punktu widzenia użytkowania takiego systemu jak pamięć holograficzna, można określić jako rejestry szeregowe, dynamiczne, do których informacja jest wprowadzana przez strumień fotonów (gromadzenie ładunku w obszarach o lokalnie zwiększonej wartości pola). Transmisję zgromadzonego ładunku do sąsiedniego obszaru uzyskuje się przez odpowiednie zwiększenie i zmniejszenie wartości pola. Na temat urządzeń tego typu istnieje bardzo obszerna literatura. Pierwszą była praca W.S. Boyle'a i G.E. Smitha [21]. Omówienie parametrów i rozwiązań stosowanych w przyrządach z transmisją ładunku można znaleźć np. w pracach [22], [23].

LITERATURA

[1] JANTSCH O. i in.: Detector Matrix for Holographic Memory. Siemens Forsch und Entwicklungstor 1973, t. 2, nr 1, s. 34

[2] RAJCHMAN J.: An Optical Read-Write Mass Memory. Appl. Optics 1970, t. 9, nr 10, s. 2269

[3] STEWART W.C., COSENTINO L.S.: Optics for a Read-Write Holographic Memory. Appl. Optics 1970, t. 9, nr 10, s. 2271

[4] WOJTOWICZ B.: Półprzewodnikowa matryca detektora sygnału w pamięci holograficznej - omówienie struktury i parametrów układu. Komunikat na VI Krajowej Konferencji Mikroelektroniki. Toruń 4-5 października 1973, ETO Nowości 1974, nr 6

[5] AMBROZIAK A.: Konstrukcja i technologia przyrządów fotoelektrycznych, Warszawa 1965, WNT

[6] PANKOWE J.I.: Zjawiska optyczne w półprzewodnikach, Warszawa 1974, WNT

[7] Prace ITE, VI/20, Warszawa 1973, PWN

[8] SCHUSTER M.A., STRULL G.: A Monollitic Mosaic of Photon Sensors for Solid-state Imaging Applications. IEEET 1966, t. ED-13, nr 12, s. 907

[9] WECKLER G.P.: Operation of p-n Junction Photodetectors in a Photon Flux Integration Mode. IEEEJ 1973, t. SC-2, s. 65

[10] CHANG Y.F.: The Capacitance of p-n Junctions. Solid-State Electronics 1967, t. 10, s. 281

[11] JOY R.C., LINVILL J.G.: Phototransistors Operation in the Charge Storage Mode. IEEET 1968, t. ED-15, nr 4, s. 237

[12] TEPPER I. i in.: Transfer Functions of Images Mosaics Utilizing the Charge Storage Phenomena of Transistors Structures. IEET 1968, t. ED-15, nr 4, p. 226

[13] CALLAHAN D.E., TORLEY J.R.: Performance Characteristics of Pulsed Phototransistors Structures under Various Conditions. IEEET 1968, t. ED-15, nr 4, s. 248

[14] JOY R.C.: Low-level Response of Phototransistor Operating in the Charge Storage Mode. IEEET 1969, t. ED-16, nr 5, s. 496

[15] GOROCHOV Y.A.: Osnovnye sootnošenija v fototranzistorach. Polpr. prib. i ich prim. Moskva 1961, Sov. Radio

[16] YAMAOKA T. i in.: Photodetector Array for a Holographic Optical Memory System. Fuyitsu Scientific and Technical Journal 1972, t. 8, nr 3, s. 137

[17] TAKAHASHI H. i in.: Holographic Memory System. Fujitsu Scientific and Technical Journal 1973, t. 9, nr 6, s. 143

[18] BARANOWSKI J.: Półprzewodnikowe elementy układów impulsowych. Warszawa 1970, WNT

[19] VILKOMERSON D.H. i in.: A Ward-Organized Photodetector Array. IEEEJ 1969, t. SC-4, nr 6, s. 317

[20] ASSOUR J.M., LOHMAN R.D.: A Photodetector Array for Holographic Optical Memories. RCA Review 1969, nr 4, s. 557

[21] BOYLE W.S., SMITH G.F.: Charge Coupled Semiconductor Devices. Bell Syst. Techn. Journal 1970, t. 49, nr 4, s. 587

[22] VOROB'EV A.M. i in.: Pribory s poverchnostnym perenosom zarjada (obzor). Zarubežnaja radioelektronika 1973, nr 9, s. 14

[23] THIRE J.: Matrices de photodétection à semiconducteur pour lecture de mémoire holographique. L'Onde Electrique 1972, t. 52, s. 452

„Intrograf" — Lublin, zam. 570 B-23 nakł. 1700+4