

Zastosowania związków półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ z dużą przerwą energetyczną w dozymetrii promieniowania jonizującego, we współczesnej optyce i urządzeniach zobrazowania informacji

1. WSTĘP

W pracy [1] przedstawiono przegląd zastosowań związków półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ z dużą przerwą energetyczną, w których wykorzystywane są ich własności półprzewodnikowe i piezoelektryczne. Opisano w niej także urządzenia jak wzmacniacze elektronofonowe, przetworniki akustoelektryczne linie opóźniające, generator idealny, urządzenia, w których wykorzystywane jest powstawanie domen akustoelektrycznych /generatory przebiegów o różnych kształtach, fotopretworniki obrazów itp./.

W niniejszym referacie przedstawiono przegląd dalszych zastosowań związków półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ z dużą przerwą energetyczną. Omówiono zastosowania w detekcji promieniowania jądrowego /złączone detektory promieniowania i dozymetry termoluminescencyjne/. Wykorzystywanie tych związków do budowy laserów półprzewodnikowych, głównie pobudzonych strumieniem elektronów, pozwala na realizację zobrazowań informacji /telewizja projekcyjna/, w tym także zobrazowań barwnych. Omówiono także wybrane zastosowania wynikające z ich własności optycznych i elektrooptycznych: soczewki, modulatory itd. dla promieniowania laserowego dużej mocy oraz w urządzeniach optyki zintegrowanej.

2. DETEKcja PROMIENIOWANIA JĄDROWEGO

2.1. Detektory złączowe promieniowania jonizującego

Rozwój techniki jądrowej zmusza do intensyfikacji prac związanych z ochroną zdrowia zarówno osób narażonych zawodowo na działanie promieniowania jądrowego, jak i całego społeczeństwa. Skuteczność ochrony zdrowia przed promieniowaniem jądrowym zależy od możliwości technicznych aparatury dozymetrycznej, a przede wszystkim czułych urządzeń detekcyjnych promieniowania. Dlatego tak ważny jest postęp w badaniach w dziedzinie detektorów promieniowania jądrowego. Ostatnio badania te koncentrują się na detektorach półprzewodnikowych. Decydują o tym także ich cechy, jak osiągnięcie wysokiej zdolności rozdzielczej, małe wymiary, niskie napięcia zasilania i duża wytrzymałość mechaniczna. Umożliwia to miniaturyzację układów pomiarowych oraz budowę dozymetrycznej aparatury przenośnej i medycznej.

Badania nad półprzewodnikowymi detektorami promieniowania jądrowego prowadzono najpierw z wykorzystaniem germanu i krzemu. W oparciu o te półprzewodniki wytwarzane są detektory w skali przemysłowej. Jest to możliwe dzięki temu, że opanowana została technologia uzyskiwania wysokiej jakości, dużej czystości, odpowiednich rozmiarów monokryształów tych materiałów. Pewnym utrudnieniem w zastosowaniach praktycznych, zwłaszcza detektorów germanowych ze względu na wąską przerwę tego materiału jest konieczność ich ochładzania do temperatury ciekłego azotu.

W Polsce prowadzone są także, z dużym powodzeniem, przez zespół pod kierunkiem J. Chwasczewskiej z Instytutu Badań Jądrowych w Świerku [2] badania nad technologią wytwarzania detektorów germanowych i krzemowych.

Podstawowe wymagania dotyczące własności materiału półprzewodnikowego przeznaczonego na detektory promieniowania jądrowego są następujące [2]:

- średnia energia potrzebna do wytwarzania pary nośników powinna być możliwie mała; preferuje to materiały o wąskiej przerwie,
- materiał powinien posiadać możliwie małą liczbę swobodnych nośników w temperaturze pracy; preferuje to materiały o szerokiej przerwie; konieczny jest tutaj kompromis ze względu na poprzedni warunek. Wybór optymalny zależy będzie od temperatury pracy; należy dążyć do tego, by prąd generowany termicznie w objętości próbki był znacznie mniejszy od $10^{-7}A$,

- materiał nie powinien zawierać zbyt dużej liczby pułapek /monokryształy o koncentracji domieszek nie większej od 10^{-9}cm^{-3} oraz bez defektów sieci krystalicznej/,

- rekombinację dziur i elektronów w procesie zbierania ładunku opisuje czas życia nośników τ_R . Czas ten powinien być duży w porównaniu z czasem zbierania ładunku /rekombinacja winna być nieznaczna/,

- ruchliwość elektronów i dziur powinna być duża, aby czas zbierania ładunku był jak najkrótszy; dolna granica dopuszczalnych ruchliwości powinna być rzędu $100\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$,

- materiał powinien wytrzymywać duże pole elektryczne bez wtórnej jonizacji wywołanej przez swobodne nośniki przyspieszane w polu elektrycznym,

- w celu zwiększenia wydajności na kwanty gamma należy wybrać materiał zawierający pierwiastki o wyższych liczbach atomowych Z /wydajność na zjawisko fotoelektryczne jest proporcjonalna do Z^n ; $4 < n < 5$ /.

Ostatnie wymagania spowodowało ponowne i szersze zainteresowanie germanem jako materiałem na detektory promieniowania.

Monokryształy związków półprzewodnikowych spełniające w znacznym stopniu powyższe wymagania za Mayerem i innymi [3] przedstawione są w tablicy 1.

T a b l i c a 1

Monokryształy związków półprzewodnikowych spełniające wymagania stawiane materiałom na detektory /porównano je z germanem i krzemem/

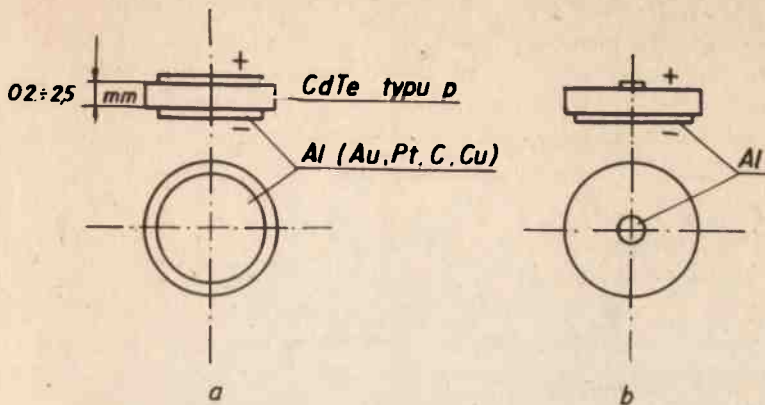
Materiał	Z	E/eV/ 300K	ruchliwość $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}/$		en. na parę elektron - dziura /eV/
			μ_c	μ_r	
Si	14	1,12	1900	480	3,61
Ge	32	0,74	3800	1800	2,98
CdTe	48; 52	1,47	1050	~ 100	4,42
HgI ₂	80; 53	2,13	~ 100	4	4,15
GaAs	31; 33	1,4	8500	400	4,27
ZnTe	30; 52	2,2		~ 1000	
ZnSe	30; 34	2,7	< 600	90	
Bi ₂ Se ₃	83; 16	1,3	1100	200	

Z tablicy 1 widać, że do budowy detektorów złączowych najbardziej nadają się związki CdTe i ZnSe. Z początkiem lat siedemdziesiątych w Wojskowej Akademii Technicznej udało się opanować technologię otrzymywania dobrej jakości monokryształów tych materiałów [4, 5]. W Instytucie Badań Jądrowych w Świerku opracowano także powtarzalną technologię wytwarzania złącz p-n i kontaktów omowych do detektorów z CdTe [6-7]. Prowadzone są także badania nad detektorami z CdTe [6] przeznaczonymi do spektrometrii promieniowania X /miękkie promieniowanie gamma/. W Wojskowej Akademii Technicznej podjęto się opracowania detektorów z CdTe z własnego materiału [8]. Celem tych prac było opanowanie problemów technologicznych związanych z wytworzeniem wysokooporowych materiałów, wykonania detektorów promieniowania jądrowego z otrzymanego materiału, zbadania ich własności spektrometrycznych, a głównie dozymetrycznych, oraz uzyskanie możliwie optymalnych charakterystyk detektorów /wydajność i jej zależność energetyczna/ pozwalających na realizację przyrządu użytkowego.

Detektory wykonuje się w tym przypadku z wysokorezystywnych monokryształów o przewodnictwie typu p lub z niskorezystywnych o przewodnictwie typu n.

Monokryształy tellurku kadmu wytwarzano albo z roztworu [5, 9] albo metodą Bridgmana z dodatkowym czynnikiem, wąską strefą tellurową [10]. Przy starannie przygotowanym procesie z roztworu w tellurze uzyskiwano monokryształy CdTe typu p o oporności właściwej rzędu 10^6 - 10^7 om cm. Możliwe są do osiągnięcia monokryształy o znacznych rozmiarach, wysokiej czystości i jednorodności.

Podwyższenie oporności materiału typu p nawet powyżej 10^8 om cm osiąga się przez oczyszczenie strefą tellurową lub kompensacją chlorowcami, głównie chlorem. Kontakty wykonane są z Al, Pt, Au, In, Pd, Cr albo typu metal - półprzewodnik albo typu MiS. Detektory wykonane z wysokooporowego CdTe typu p posiadały konstrukcję pokazaną na rys. 1. Najczęściej stosuje się na kontakty Al dwustronnie naporowane w próżni [11-15]. Najlepsze, tzn. posiadające największą wydajność impulsów na jednostkę wartości mocy dawki ekspozycyjnej, okazały się detektory na kontaktami platynowymi, wykonane zarówno z czystego, jak i kompensowanego CdTe, jakkolwiek przydatność tych ostatnich detektorów jest niższa /gorsza energetycznie zdolność rozdzielcza - PWHM/, niż w przypadku detektorów wykonanych z niekompensowanego CdTe z kontaktami aluminiowymi.



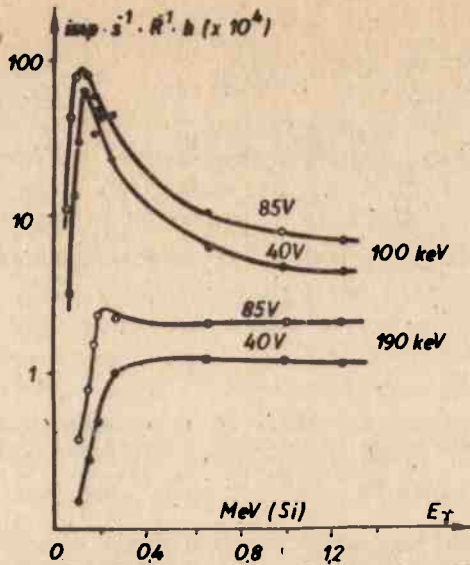
Rys. 1. Konstrukcje płaskich detektorów promieniowania jądrowego wykonanych z wysokooporowego CdTe typu p: a/ kontakty Al, Au, Pt, C, Cu, b/ kontakty Al, Pt

Barierę Schotky'ego uzyskać można także przez obustronne pokrycie monokryształu węglem /agnadag/ [16-17].

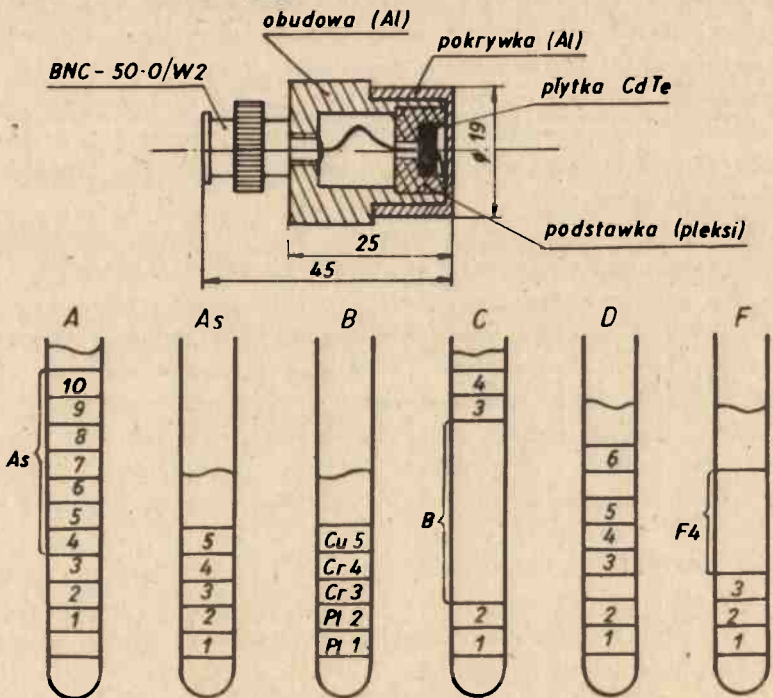
W przypadku wykonania detektorów z niskooporowego CdTe typu n złącza prostujące wykonuje się przez naporowanie /na oczyszczoną i wypolerowaną powierzchnię monokryształu/ warstwy Au o grubości 20-40 ng/cm², natomiast kontakt omowy przez wlotowanie In [10-19].

Zastosowania dozymetryczne detektorów półprzewodnikowych /nawet krzemowych/ napotyka na trudności związane z nierucliwością charakterystyki w interesującym dozymetrycznie zakresie energii. Nie przekreśla to takich zastosowań, gdyż opracowano metody linearyzacji charakterystyki energetycznej [np. 7, 21-22].

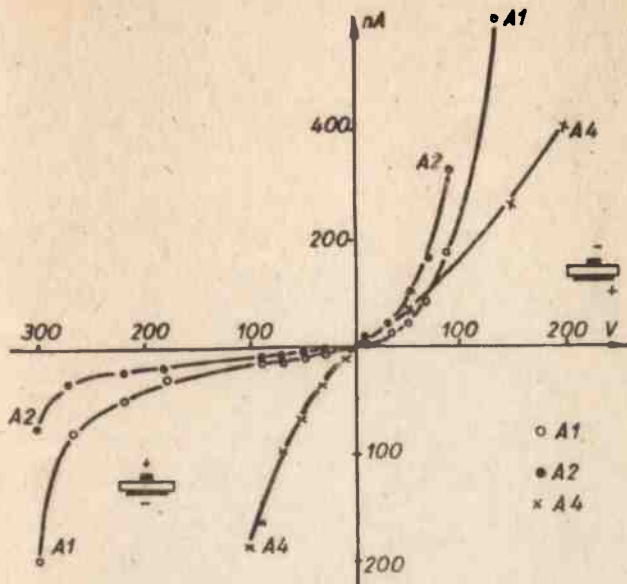
Nierównomierności charakterystyki energetycznej detektorów z CdTe można częściowo zmniejszyć na drodze elektronicznej [23] i uzyskuje się wystarczające rezultaty dla zastosowań w terapii nowotworowej /Co-60 i Cs-137/, chociaż wymagana jest jednak dobra stabilizacja napięcia zasilania /rys. 2/. W innych zastosowaniach, zwłaszcza przy pomiarach dawki promieniowania o niższych energiach /< 200 keV/, zadaniem bardzo skomplikowanym, ale możliwym do rozwiązania, jest obliczenie i dopasowanie filtrów korekcyjnych. Wszystkie detektory z CdTe badane w pracy [8] wykazywały światłoczułość; były one kapsułowane w obudowie aluminiowej /rys. 3/ umożliwiającej łatwą wymianę ewentualnie uszkodzonego detektora. Zdejmowano charakterystyki I-V oraz zmiany pojemności w funkcji napięcia zasilania detektorów wykonanych z CdTe otrzymanych różnymi sposobami. Typowe charakterystyki I-V podano na rys. 4.



Rys. 2. Wpływ poziomu dyskryminacji /100 i 190 keV/ oraz napięcia zasilania /40 i 85 V/ na wydajność dawkową sondy z CdTe o objętości czynnej 1,7 mm² [23]

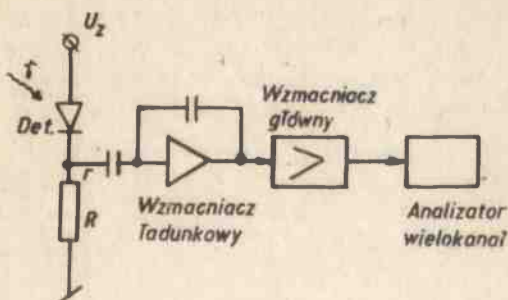


Rys. 3. Przekrój obudowy detektora



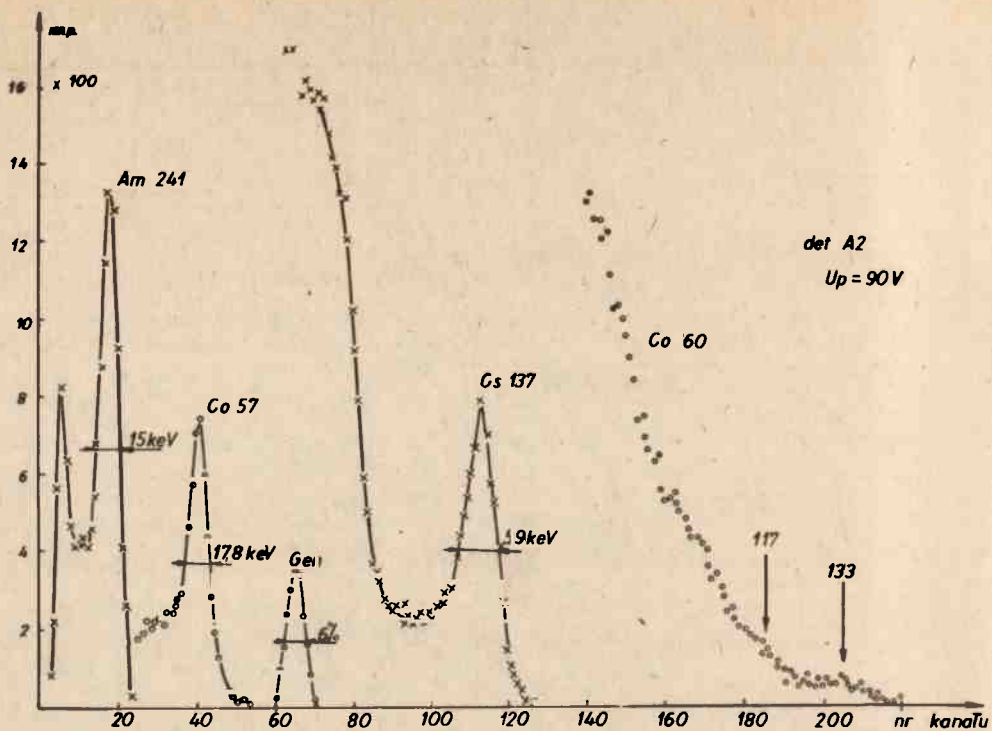
Rys. 4. Charakterystyka I-U detektorów A

Dalsza ocena detektorów to pomiary widmowe /spektrometria promieniowania gamma/. Stosowano do tego celu układ pokazany na rys. 5. W pomiarach zdolności rozdzielczej wykorzystano źródło pro-



Rys. 5. Schemat blokowy spektrometru z detektorem półprzewodnikowym /8/

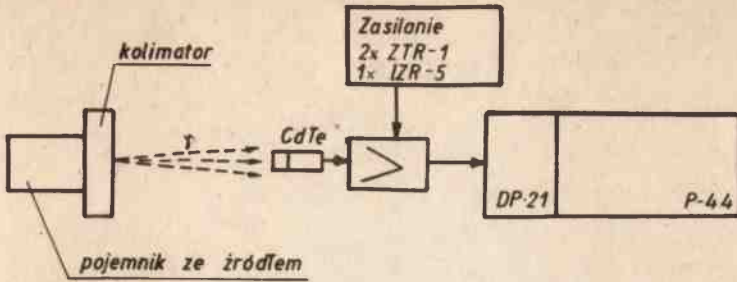
mieniowania gamma o energii 60 keV-1,25 MeV. Typowe widmo detektora pokazano na rys. 6. Uzyskuje się niezłe energetyczne zdolności rozdzielcze nawet przy energiach rzędu 1,33 MeV /Co-60/.



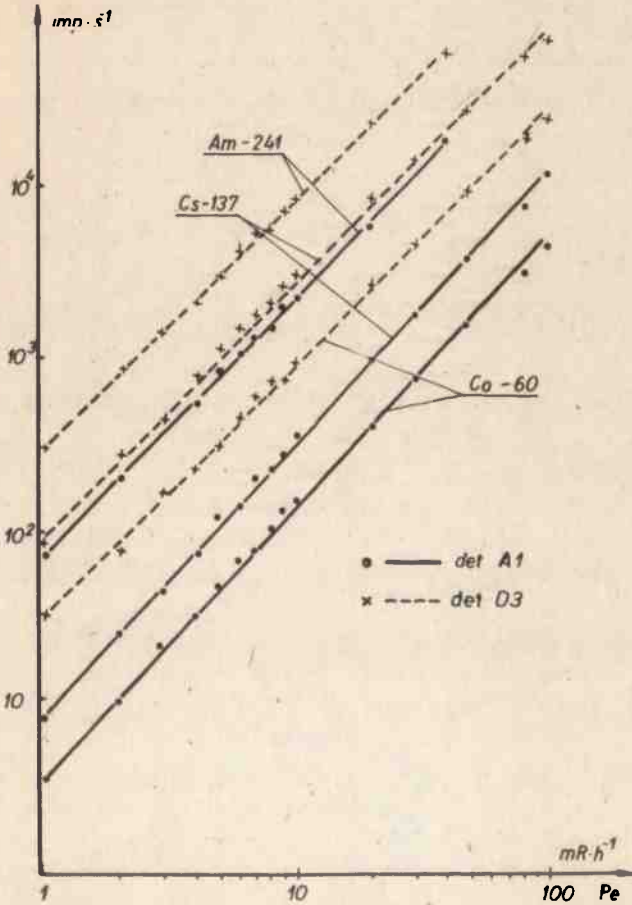
Rys. 6. Widmo energetyczne detektora A2 [8]

Z wielu możliwych zastosowań detektorów półprzewodnikowych do pomiarów dawki ekspozycyjnej, takich jak generator prądu przy przyłożonym napięciu polaryzacji lub bez polaryzacji, generator napięcia, generator szumu i generator impulsu [24], wybrano generator impulsów, który daje najlepsze rezultaty z punktu widzenia szerokości zakresu pomiarowego /dolna granica dla wersji aparatury przenośnej $0,1 \text{ mRh}^{-1}$, zaś górny zakres $> 10^4 \text{ Rh}^{-1}$ zależny od możliwych do osiągnięcia wymiarów detektora. Dlatego w pracy [8] ocenę przydatności dozymetrycznej detektorów z CdTe ograniczono do badań odpowiedzi impulsowej. Pomiaru przeprowadzono przy użyciu izotopów Co-60, Cs-137 i Am241 – układem pomiarowym, którego schemat blokowy pokazano na rys. 7. Typowe uzyskane na tej drodze charakterystyki impulsowo-dawkowe pokazano na rys. 8.

Istnieje możliwość zastosowania detektora z CdTe w szerokopasmowym przyrządzie dozymetrycznym – rentgenoradiometrze. Na rys. 9 przedstawiono schemat blokowy rentgenoradiometru z odczytem cyfrowym

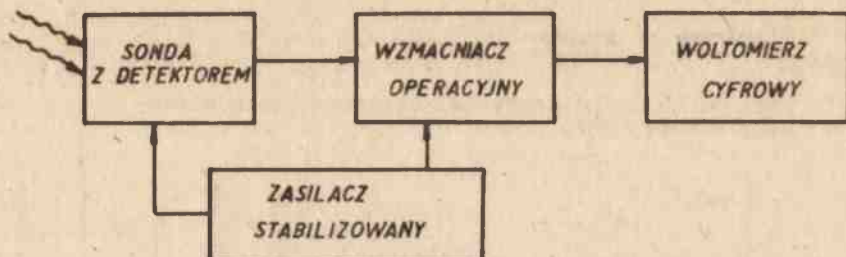


Rys. 7. Układ do pomiarów dozymetrycznych stosowany w pracy [8].



Rys. 8. Charakterystyki impulsowo-dawkowe detektorów A1 i D3.

i analogowym. Możliwe zastosowania tego detektora, oprócz wojskowych, to zastosowania w medycynie jako wysokowydajnej sondy igłowej przy terapii nowotworowej, przy pomiarach poziomu cieczy w zbiornikach itp. W pracy [25] przeprowadzono badania nad zastosowaniem monokryształów ZnSe w złączowych detektorach promieniowania jądrowego. W ba-



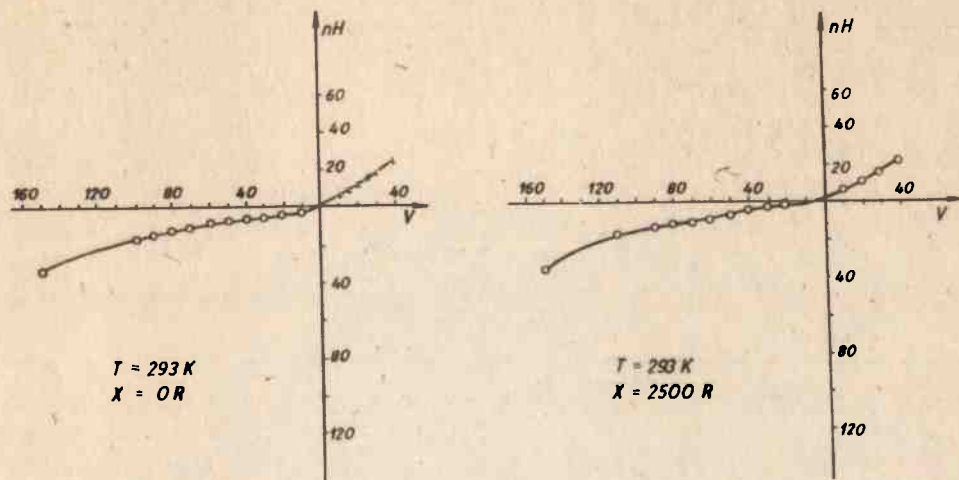
Rys. 9. Schemat blokowy rentgenoradiometru z odczytem analogowym albo cyfrowym

daniach tych stosowano monokryształy ZnSe otrzymywane metodą Bridgmana, w autoklawach pod ciśnieniem argonu. Opis urządzeń oraz technologię monokrysztalizacji opisano w pracach [26-27]. Z otrzymanych monokryształów o orientacjach ścian /100/ albo /111/ wycinano płytki. Szlifowano je i polerowano mechanicznie oraz polerowano chemicznie w 50% wodnym roztworze NaOH i na jedną z dużych powierzchni płytki nanoszono kontakty indowe. Na drugiej powierzchni wytwarzano strukturę MOS przez trawienie w 5% roztworze bromu i metanolu w ciągu 5-8 min., w rezultacie czego uzyskiwano warstewkę ZnO [28-29]. Następnie naparowywano na nie warstewkę złota, która była elektrodą indukcyjną.

W pracy [25] przebadano kilkanaście detektorów wykonanych zarówno z czystego, jak i domieszkowanego ZnSe. Badano charakterystyki V-I, której typową postać przedstawiono na rys. 10.

Skonstruowano i wykonano aparaturę do wyznaczania charakterystyk dawkowych tych detektorów. W badaniach charakterystyk dawkowych posłużono się źródłami promieniowania gamma Co60 i Cs137 o różnych aktywnościach. Typową zależność wskazań detektora od mocy dawki pokazano na rys. 11.

Na podłożach monokryształów ZnSe wykonano heterozłącza ZnSe-ZnTe metodami epitaksji z fazy gazowej oraz z fazy ciekłej [30]. Od strony ZnSe przytapiano kontakty indowe, jak opisano wyżej. Po stronie ZnTe naniesiono złotą elektrodę iniekcyjną z roztworu chloru złota i pokryto ją dodatkowo pastą srebrną. Przeprowadzone pomiary cha-



Rys. 10. Charakterystyka U-J detektora złączowego MOS ZnSe (110).
a/ $x = OR$ b/ $x = 2500R$

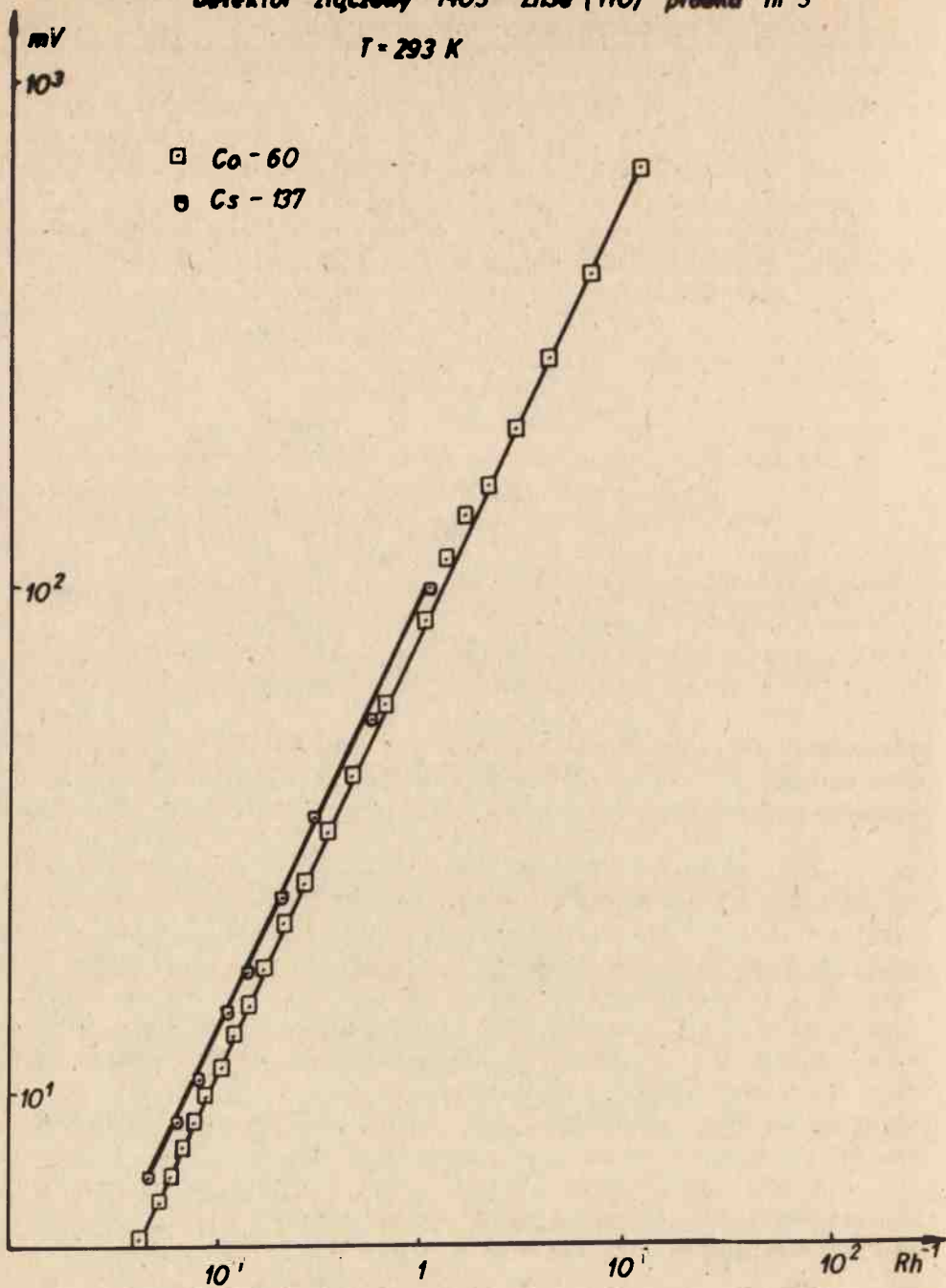
rakterystyk V-J oraz zależności wskazań detektora od mocy dawki wskazały na możliwość wykorzystania heterozłącza ZnSe-CdTe do budowy detektorów złączowych.

Inne związki. W pracy [31] przedstawiono wyniki badań nad zastosowaniem monokryształów HgI_2 do budowy detektorów złączowych. Teoretycznie materiał ten daje nieco lepsze możliwości w porównaniu z tym co można osiągnąć za pomocą kryształów CdTe, ale małe ruchliwości nośników i na razie małe rozmiary uzyskiwanych monokryształów HgI_2 /powierzchnia 7 mm^2 i grubość ok. $300-350 \mu\text{m}$ / nie pozwalają na ich wykorzystanie w spektrometrii niskoenergetycznego promieniowania gamma i rentgenowskiego. Przy zastosowaniu jako kontaktów aquadagu uzyskiwano w temperaturze pokojowej energetyczną zdolność rozdzielczą 390 eV dla promieniowania o energii $1,25 \text{ keV}$.

W 1978 roku doniesiono po raz pierwszy [32] na temat wykonania detektora promieniowania gamma z monokryształów Bi_2Se_3 . Materiał ten jest kompensowany $Pb / 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ / i wytrzymuje pola rzędu 2 kV cm^{-1} .

Detektor złączowy MOS ZnSe (110) próbka nr 3

$T = 293\text{ K}$

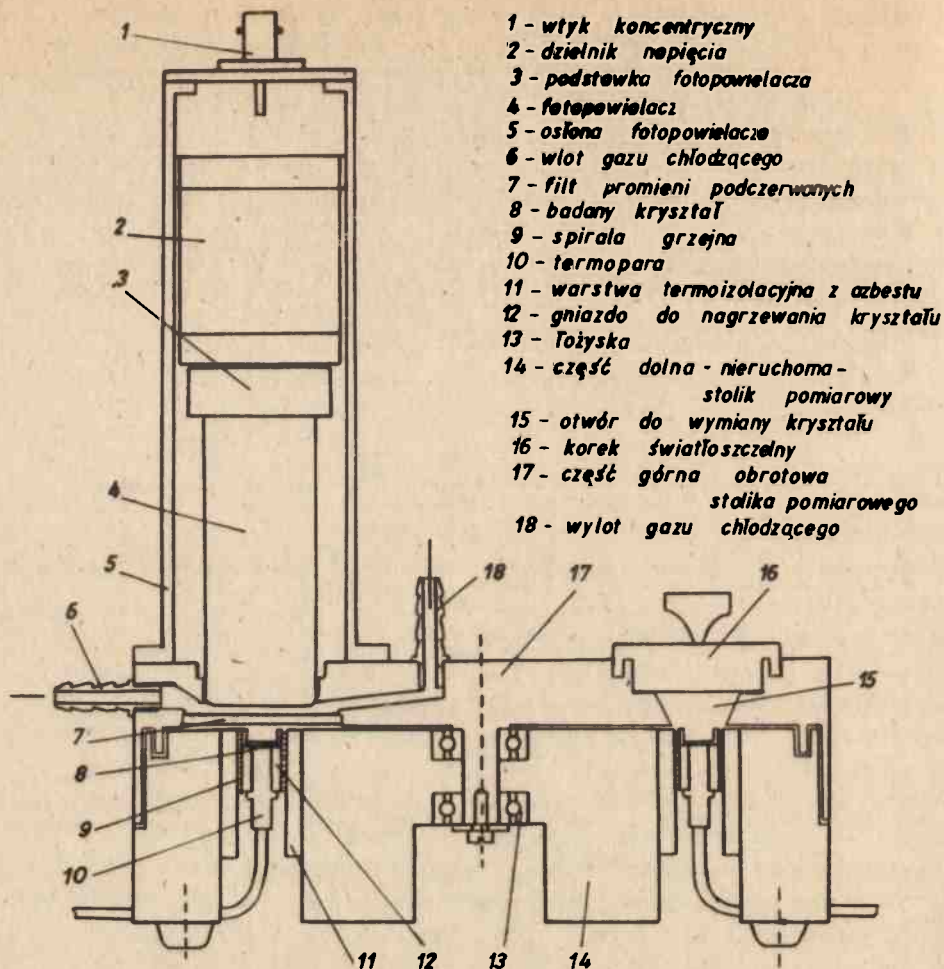


Rys. 11. Zależność wskazań detektora złączowego In-ZnSe /110/ ZnO-Au $T = 293\text{ K}$ od mocy dawki promieniowania gamma, którego charakterystykę U-J podano na rys. 10.

3. BADANIA NAD ZASTĄPIENIEM MONOKRYSTAŁÓW ZWIĄZKÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH $A^{II}B^{VI}$ W DOZYMETRII TERMOLUMINESCENCYJNEJ

Materiałami, które najczęściej są stosowane w dozymetrii termoluminescencyjnej są luminofory cechujące się dużą wartością przerwy energetycznej. Wprowadzanie do nich różnych domieszek prowadzi do powstania głębokich pułapek elektronowych dających wysokotemperaturowe piki termoluminescencji. Fluorek litu /przerwa energetyczna 14,3 eV/ najlepiej spełnia te wymagania, dlatego poświęcono mu najwięcej prac z tego zakresu, co doprowadziło do zastosowania go w termoluminescencyjnych dozymetrach promieniowania jądrowego. Pomyślną próbę zastosowania monokrystałów związków $A^{II}B^{VI}$ odpowiednio domieszkowanych przeprowadził Kuźmin [33].

W pracy [34] podjęto próbę rozwiązania problemu jednoczesnych pomiarów promieniowania gamma i neutronowego wykorzystując zjawiska termoluminescencyjne w monokrystałach ZnS. W badaniach tych stosowano domieszkowane monokrystały ZnS otrzymane z fazy ciekłej pod ciśnieniem około 80 atm argonu /domieszkowanie przeprowadzono w trakcie procesu monokryształizacji/ [35-36]. Pomiar radiotermoluminescencyjne przeprowadzono za pomocą aparatury przedstawionej na rys. 12. Składa się ona z następujących elementów: stolika światłoszczelnego z grzejnikiem niskonapięciowym i fotopowielaczem, wzmacniacza, rejestratora X-Y i woltomierza V-640. Aparatura ta umożliwiała jednoczesną ocenę dawki promieniowania metodą pomiaru wysokości maksymalnego piku i metodą pomiaru sumy światła określoną powierzchnią ograniczoną krzywą termoluminescencji z osią odciętych. We wstępnych badaniach czystych monokrystałów ZnS stwierdzono występowanie dwóch pików /-108 i 100°C/ /rys. 13/. Ze względu na obecność piku przy temperaturze 100°C przeprowadzono badania wpływu domieszkowania monokrystałów ZnS na ich własności termoluminescencyjne. Niektóre uzyskane wyniki badań zestawiono w tablicy 2. Stwierdzono, że rodzaj koncentracji domieszki wywiera wpływ na natężenie radiotermoluminescencji, temperaturę maksymalną piku T_{max} i czas zachowania informacji radiotermoluminescencyjnej. Jak wynika z tablicy 2, najlepsze rezultaty z punktu widzenia radiotermoluminescencji wykazują monokrystały ZnS domieszkowane indem i miedzią w zakresie stężeń $3-9 \cdot 10^{-3}$ wag. Wpływ domieszkowania na zanik informacji radiotermoluminescencyjnej obrazuje rys. 14. Pomiar zależności radiotermoluminescencji od pochłoniętej dawki promieniowania gamma przeprowadzono w zakresie 1-50R korzystając ze źródła Co-137 o aktywności 120,5 mCi, a w zakresie 50-300R korzystając ze źródła Co-60 o aktywności 356 mCi.



Rys. 12. Stolik światłoszczelny z grzejnikiem niskonapięciowym i fotopowielaczem 34

Uzyskane wyniki przedstawiono na rys. 15. Wskazują one na możliwość zbudowania dozymetru radiotermoluminescencyjnego na promieniowanie gamma w oparciu o monokryształy ZnS domieszkowane miedzią i indem.

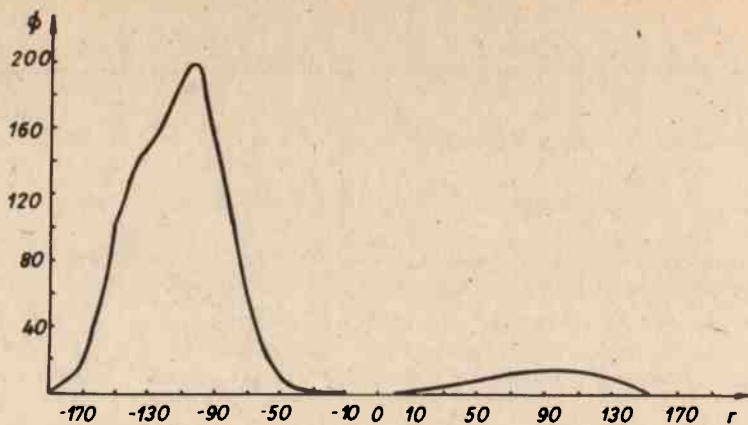
Badania [74] wpływu promieniowania neutronowego na termoluminescencję próbek monokrystalicznych ZnS domieszkowanych miedzią i indem przeprowadzono poddając je działaniu strumienia wysokoener-

T a b l i c a 2

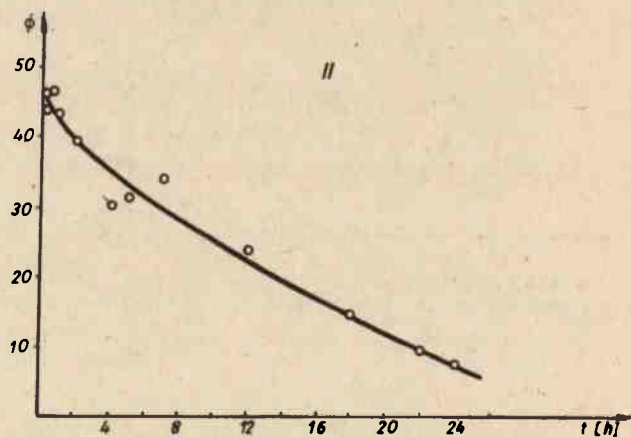
Wyniki badań termoluminescencji próbek monokrysztaicznych ZnS domieszkowanych różnymi domieszkami

Monokryształ związku + domieszki	Stężenie domieszki	T _{max} °C	Intensywność termoluminescencji /V/
ZnS, Cu Cl	< 0,001%	165	10
	0,001%	185	9,5
	0,01%	83	9
	0,1%	79	2
ZnS; Ag Cl	< 0,01%	76	0,91
	0,01%	76	0,83
	0,1%	40	0,12
	> 0,1%	-	-
ZnS; Cu Al	0,0001%	158	11,6
	0,001%	157	10,4
ZnS; Cu In	3,96·10 ⁻³ Cu 9,58·10 ⁻³ In	208	21
	7,29·10 ⁻³ Cu 9,60·10 ⁻³ In	187	14
	3,14·10 ⁻² Cu	120	8,8
	1,17·10 ⁻² In	120	3,4

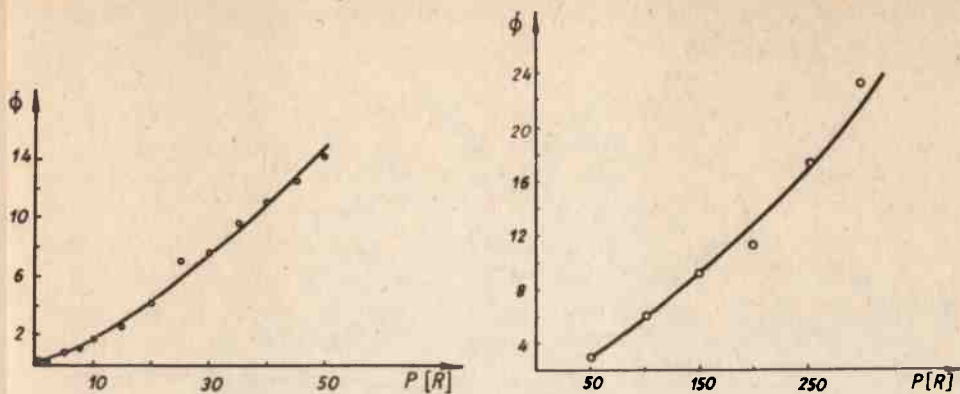
Uwaga: Intensywność luminescencji oznaczano dla dawki promieniowania gamma 30/R/ i dla próbek o masie 50 mg.



Rys. 13. Radiotermoluminescencja czystego kryształu ZnS [34]



Rys. 14. Zanik informacji dozymetrycznej w czasie
I ZnS Cu, I, III ZnS: 0,001% CuCl 34



Rys. 15. Zależność natężenia radiotermoluminescencji ZnS: Cu I od dawki promieniowania gamma w zakresie I 1-50 R i II 50-300 R /34/

getycznego neutronów /o średniej energii 7 MeV/. W przypadku próbek umieszczonych w obudowie z folii polietylenowej i w czarnym papierze stwierdzono, że natężenie radiotermoluminescencji zależy /w przybliżeniu/ wprost proporcjonalnie od dawki pochłoniętego promieniowania. Rezultat ten jest obiecujący.

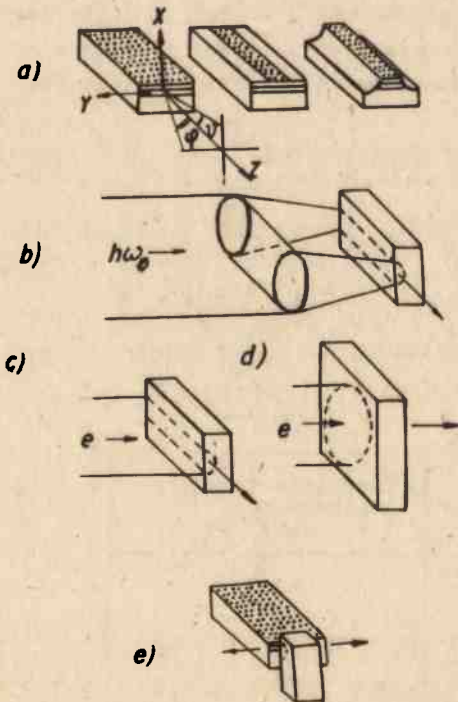
T a b l i c a 3

Zależność termoluminescencji od dawek promieniowania neutronowego

Równoważnik dawki neutronowej	Natężenie termoluminescencji /mV/
1000	142
750	87
500	42
250	22

4. WYKORZYSTANIE MONOKRYSTAŁÓW ZWIĄZKÓW PÓŁPRZEWODNIKOWYCH A^{II}B^{VI} W URZĄDZENIACH ZOBRAZOWANIA INFORMACJI

Oceniając materiały półprzewodnikowe z punktu widzenia ich przydatności jako aktywnych elementów laserowych możemy wyróżnić materiały o przejściach optycznych prostych i skośnych. Zaletą pierwszej grupy materiałów jest duże prawdopodobieństwo przejść promienistych pasmo-pasmo z udziałem poziomów, które w pierwszej kolejności są zapełniane pod wpływem pompowania. Związki półprzewodnikowe A^{II}B^{VI} należą do tej pierwszej grupy materiałów. Mogą być one wykorzystywane w charakterze rezonatorów, o ile odbicie od powierzchni wynosi 20-40%, co w zupełności wystarcza do zachowania niezbędnego dodatniego sprzężenia zwrotnego generatora. Jeśli dla zmniejszenia odbicia naniesione zostaną na powierzchnię kryształu ćwierćfalowe pokrycia z odpowiedniego dielektryka, to kryształ będzie pracował jako wzmacniacz lub jako aktywny element zewnętrznego rezonatora. Konfiguracje podstawowych typów rezonatorów mających zastosowanie w laserach półprzewodnikowych pokazano na rys. 16 [37].



Rys. 16. Schematy konstrukcji aktywnych elementów laserów półprzewodnikowych a/ lasery inżekcyjne, b/ lasery z pompowaniem optycznym, c/ lasery z pompowaniem elektronowym /wariant poprzeczny/, d/ lasery z pompowaniem elektronowym /wariant podłużny/, e/ laser z pompowaniem optycznym realizowanym za pomocą lasera inżekcyjnego

W naszym przypadku będą nas interesować lasery z pompowaniem elektronowym. W tablicy 4 przedstawiono długości fal promieniowania la-

T a b l i c a 4

Materiały półprzewodnikowe na aktywne elementy laserów

Związek	Zakres długości fal nm
1	2
$A^{II}B^{VI}$	
ZnS	320 - 330
ZnO	370 - 380
ZnSe	460
ZnTe	530
CdS	490 - 520
CdSe	690
CdTe	780 - 790
$Zn_xCd_{1-x}S$	330 - 490
$Cd_{1-x}Hg_xS$	490 - 4100
$Cd_xPb_{1-x}S$	2500 - 4300
CdS_xSe_{1-x}	500 - 690
$A^{III}B^V$	
GaN	360
GaAs	820 - 920
InP	890 - 910
GaSb	1550 - 1600
InAs	3000 - 3200
InSb	4800 - 5300
$Ga_xIn_{1-x}P$	560 - 900
$Al_xGa_{1-x}As$	620 - 900
GaP_xAs_{1-x}	630 - 900
$In_xGa_{1-x}As$	850 - 320
$InAs_xP_{1-x}$	900 - 320
$Al_xGa_{1-x}Sb$	1100 - 1600
$GaAs_{1-x}Sb_x$	850 - 1600
$InAs_{1-x}Sb_x$	3100 - 5300
$Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$	620 - 900

od. tablicy 4

1	2
$A_{III}B^V$	
$Al_xGa_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$	620 - 1600
$Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$	600 - 3000
$A_{IV}B^VI$	
PbS	4300
PbSe	8500
PbTe	6500
PbS_xSe_{1-x}	4300 - 8500
$Pb_{1-x}Sn_xSe$	8000 - 320000
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	6500 - 32000
$Pb_{1-x}Ge_xTe$	4400 - 6500
$A_{III}B^VI$	
GaSe	590 - 600
InSe	970
$A_2^{III}B^VI$	
In_2Se	1600
$A_3^{II}B^V$	
Cd_3P_2	212
$A^{II}E^{IV}C_2^V$	
$CdSiAs_2$	770
$CdSnP_2$	1010
$A^I B^{II} C_2^VI$	
Ag Ga S ₂	462
Cu Ga S ₂	500
Au Ga Se ₂	698
Cu In S ₂	0,817

1	2
Te	370

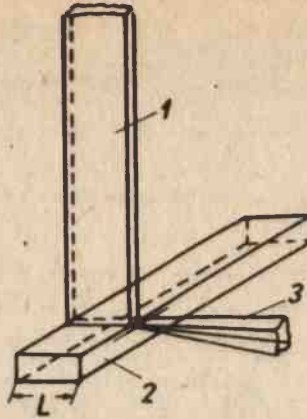
serowego uzyskanego w taki sposób na monokryształach związków półprzewodnikowych /różnych typów/ i ich roztworów stałych. W przypadku ciągłej zmiany szerokości przerwy energetycznej wraz ze zmianą składu istnieje możliwość ciągłego pokrycia szerokiego zakresu widma promieniowania. Na przykład generację światła w czerwonym zakresie widma można realizować w monokryształach CdSe i CdTe. Maksymalna gęstość strumienia, jaką można osiągnąć w tego typu laserach, wynosi 10^6 W/cm^2 . Zachowują one charakterystyki promieniste nawet po dawce $\sim 10^{12}$ elektronów/ cm^2 przy impulsowym napromieniowaniu, podczas gdy w strumieniu ciągłym charakterystyki pogarszają się już przy dawkach o 3-4 rzędów niższych.

Rozwiązanie problemu omiatania strumieniem laserowym w przestrzeni stanowi jedno z najbardziej aktualnych i dotychczas do końca nie opracowanych zagadnień elektroniki kwantowej. Znane dotychczas metody omiatania strumieniem laserowym, oparte na elektrooptycznych lub opto-akustycznych efektach, nie spełniają w pełni stawianych wymagań w technicznych urządzeniach wizualizacji informacji. Podstawowymi wadami opracowanych dotąd urządzeń omiatania strumieniem laserowym są ich ograniczone szybkości działania i duże straty światła w tych przypadkach, kiedy wymagana jest duża zdolność rozdzielcza i duża liczba dyskretnych położeń promienia laserowego w przestrzeni.

W laserach półprzewodnikowych ze wzbudzeniem elektronowym wady te można zupełnie wyeliminować, stosując bezpośrednio wzbudzenie za pomocą wiązki elektronowej, która omiata powierzchnię kryształu. Jednocześnie modulując gęstość strumienia elektronów można realizować szerokopasmową modulację promieniowania optycznego praktycznie bez strat energii.

Metody efektywnej modulacji strumieni elektronowych i omiatania nimi w przestrzeni są obecnie wystarczająco dobrze opanowane.

Wzbudzenie strumieniem elektronowym laserów półprzewodnikowych może być poprzeczne i wzdlużne w stosunku do osi rezonatora, stąd też mamy dwie możliwości konstruowania laserów omiatających:



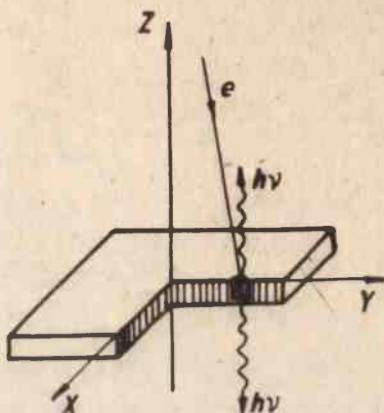
Rys. 17. Schemat skanującego lasera ze wzbudzeniem poprzecznym 1-paskowy strumień elektronów, 2-kryształ półprzewodnikowy, 3-wiązka światła laserowego

1. Rezonator półprzewodnikowy wykonany jest w kształcie wydłużonej płytki o przekroju prostokątnym /rys. 17/, której dwie przeciwległe ściany tworzą zwierciadła. Jest wzbudzony strumieniem elektronowym przez trzecią ścianę, prostopadłą do tamtych dwóch. Czwarta ściana rezonatora pozostaje w kontakcie z podłożem metalicznym i umożliwia odprowadzenie ciepła od kryształu. Strumień elektronowy, którego gęstość modulowana jest przez sygnał wizyjny, przemieszcza się wzdłuż rezonatora. W tej części rezonatora, która w danej chwili jest wzbudzona strumieniem elektronów, następuje generacja promieniowania i przez zwierciadła przenika wiązka światła, którego natężenie jest proporcjonalne do chwilowej gęstości strumienia elektronów. Taki układ lasera pozwala uzyskać jednowymiarowe omiotanie strumieniem światła.

2. Rezonator półprzewodnikowy wykonany jest w postaci płaskorównoległej płytki /rys. 18/, która jest przymocowana do podłoża o dużym przewodnictwie cieplnym lub też jest dostatecznie gruba dla zapewnienia odprowadzenia ciepła i przeniesienia odpowiednio dużych obciążeń mechanicznych. Strumień elektronowy w tym przypadku może przemieszczać się /za pomocą układu odchylającego/ wzdłuż dwóch wzajemnie prostopadłych kierunków realizując omiotanie wzbudzonym strumieniem światła, tak jak to ma miejsce w zwykłej lampie telewizyjnej.

Możliwość omiotania strumieniem świetlnym w przestrzeni a jednocześnie szerokopasmową modulacją jego natężenia odgrywa istotną rolę w rozwoju bardzo interesujących i perspektywicznych zastosowań laserów półprzewodnikowych ze wzbudzeniem elektronowym, a mianowicie

Rys. 18. Schemat skanującego lasera półprzewodnikowego ze wzbudzeniem podłużnym

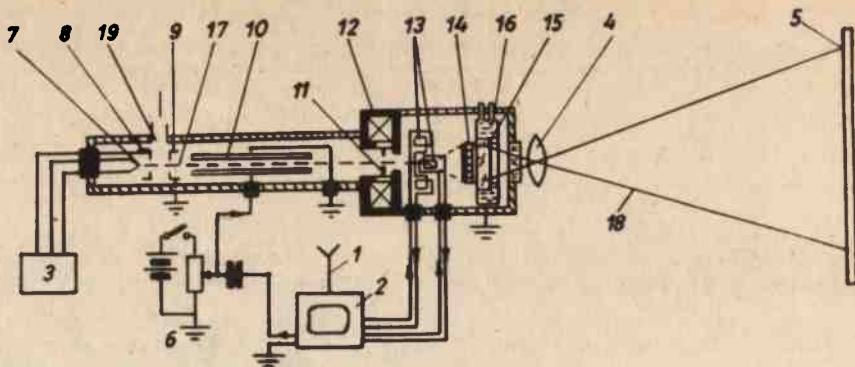


możliwość realizacji projekcyjnej telewizji barwnej oraz barwnych układów zobrazowania informacji na dużych ekranach.

Perspektywa wykorzystania laserów półprzewodnikowych ze wzbudzeniem elektronowym w takich układach wynika z ich następujących zalet:

- a/ dużej jasności świecenia sięgającej 1 MW/cm^2 ;
- b/ wysokiego współczynnika przetwarzania wiele razy przewyższającego współczynnik przetwarzania w laserach gazowych i laserach na ciele stałym. Jest to szczególnie ważne w przypadku projekcji na duży ekran;
- c/ możliwości zobrazowania barwnego;
- d/ zastosowania do zobrazowania informacji na ekranie standardowych metod modulacji i omiatanych strumieni elektronów opanowanych w technice telewizyjnej, co pozwala na wykorzystanie elektrono-promieniowych lamp laserowych w istniejących systemach telewizji.

Odpowiednio do wymienionych dwóch typów omiatania strumieniem elektronów w laserach półprzewodnikowych możliwe są dwa sposoby projekcji na ekran. W laserach ze wzbudzeniem poprzecznym strumień elektronów przebiegając wzdłuż kryształu obrazuje pojedynczą linię telewizyjną. Rzutując tę linię na ekran z jednoczesnym zastosowaniem odchylenia pionowego otrzymujemy obraz wizyjny. W laserach ze wzbudzeniem podłużnym strumień elektronowy omiatając po ekranie półprzewodnikowym bezpośrednio tworzy obraz wizyjny, który następnie przez układ optyczny jest rzutowany na ekran. Na rys. 19 pokazano schemat urządzenia do telewizyjnego zobrazowania na dużym ekranie.



Rys. 19. Schemat urządzenia do telewizyjnego zobrazowania na dużym ekranie 1 - antena, 2 - odbiornik telewizyjny, 3 - zasilacz WN, 4 - obiektyw projekcyjny, 5 - ekran zewnętrzny, 6 - schemat układu elektronicznego, 7 - katoda, 8 - elektroda sterująca, 9 - anoda, 10 - modulator, zawór elektroniczny, 11 - diafragma, 12 - soczewka magnetyczna, 13 - układ oddzielający, 14 - półprzewodnikowy ekran laserowy, 15 - podłoże z szafiru, 16 - kriostat azotowy, 17 - strumień elektronów, 18 - wiązka światła laserowego, 19 - wylot do próżni

5. ZASTOSOWANIE ZWIĄZKÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH $A^{II}B^{VI}$ WYNIKAJĄCE Z ICH WŁASNOŚCI OPTYCZNYCH I ELEKTROOPTYCZNYCH

5.1. Elementy optyczne bierne

Ze względu na intensywny rozwój elektroniki kwantowej i optyki zintegrowanej stale rośnie zapotrzebowanie na elementy bierne pracujące w bliskiej i średniej podczerwieni /okna transmisyjne, soczewki, zwierciadła transmisyjne do laserów o regulowanej transmisji, filtry transmisyjne. Związki półprzewodnikowe $A^{II}B^{VI}$ odgrywają ważną rolę w poszukiwaniach nowych rozwiązań tych elementów. Cechują się one dużą transmisją w bliskiej i średniej podczerwieni, dobrymi własnościami elektrooptycznymi, odpornością na wpływy atmosferyczne itp.

Parametrem, który ma istotne znaczenie przy ocenie materiału do tego rodzaju zastosowań jest zakres przezroczystości optycznej i absorpcja w tym zakresie. Dane takie dla $A^{II}B^{VI}$ zebrano w tabelicy 4 [37]. Roztwory stałe tych związków mają przerwę energetyczną pośrednią pomiędzy związkami tworzącymi roztwór stały. W niektórych przypadkach może być regulowana w sposób płynny /np. $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Zn_xHg_{1-x}Te$ itp/ Można dzięki temu wykonywać filtry dolnoprzepustowe

o dowolnie wybranej krótkofalowej krawędzi absorpcji 38-39 μm . Dokładne pomiary współczynnika pochłaniania dla długości fali 10,6 μm przeprowadzone w pracy [40] wykazały, że jest on niezwykle mały $\alpha = 0,0007 \text{ cm}^{-1}$. Oprócz współczynnika absorpcji przy zastosowaniu tych materiałów na elementy bierne pracujące przy intensywnych oświetleniach laserem CO_2 jest to, że mogą się one nagrzewać. Istotną rzeczą jest wtedy mały współczynnik absorpcji α i duży współczynnik odprowadzenia ciepła K zapewniający dobre odprowadzenie ciepła. Osiągana temperatura jest wtedy proporcjonalna do czynnika $\frac{\alpha}{K}$ w przypadku oświetlenia ciągłego oraz do $\frac{\alpha}{K\sqrt{\tau}}$ dla oświetlenia impulsowego o czasie trwania mniejszym od termicznej stałej czasowej układu. Dla większości materiałów wraz z temperaturą rośnie absorpcja. Wyjątkiem jest CdTe. Absorpcja tego materiału maleje wraz z temperaturą [41]. Często w układach optycznych większą rolę niż samo nagrzewanie elementów odgrywa występowanie gradientów temperatury, a więc i gradientów współczynnika załamania, co prowadzi do ugięcia wiązki światła przechodzącego przez ośrodek. Kąt ugięcia na jednostkową drogę światła jest proporcjonalny do czynnika N^2/n_k [42]. Omawiane parametry zebrano w tabeli 5. Widać z nich że CdTe i ZnSe są bardzo dobrymi materiałami do budowy elementów biernych optyki laserowej.

T a b l i c a 5

Zakres przezroczystości i współczynnik absorpcji związków półprzewodnikowych AII_BVI 38

	$E_g / 300 \text{ K} /$ eV	Przepuszczalność opt.		α cm^{-1}
		$\lambda \text{ min}$ μm	$\lambda \text{ max}$ μm	
ZnS	3,8	0,35		
ZnSe	2,58	0,5	20	0,005 / 10 μm /
ZnTe	2,28	0,6		
CdS	2,53	0,55	16	0,012 / 10 μm /
CdSe	1,74	0,75		
CdTe	1,50	0,9	30	0,007 / 10 μm / 0,0005 0,0003 / 10 μm / [40-41]
HgTe	-1,14			

5.2. Elementy czynne optyki. Modulatory z efektem Pockelsa

W monokryształach wykazujących efekt elektrooptyczny Pockelsa przyłożenie pola elektrycznego wywołuje zmianę współczynnika załamania [44]. W monokryształach związków A^{II}B^{VI} zmiany te mają charakter liniowy. Po przyłożeniu pola elektrycznego obserwuje się powstanie dwójłomności wymuszonej wzdłuż pewnych kierunków krystalograficznych tych monokryształów. Składowe pola elektromagnetycznego spolaryzowanej wiązki światła propagują się z różnymi prędkościami i po przejściu przez modulator o długości l powstaje pomiędzy nimi opóźnienie faz proporcjonalne do wyrażenia

$$\Gamma \sim \frac{1}{\lambda_0} n_0^3 r E l \quad /1/$$

gdzie: λ - długość fali światła w próżni; n_0 - współczynnik załamania, r - współczynnik elektrooptyczny, E - natężenie pola modulującego, l - droga optyczna światła.

Po przyłożeniu pola elektrycznego do monokryształu popłynie przez niego prąd i będzie się wydzielać ciepło proporcjonalnie do czynnika

$$q \sim \frac{U^2}{S} \quad /2/$$

gdzie: U - napięcie przyłożone do modulatora,
 S - oporność właściwa.

Dla modulatora podłużnego natężenie pola wynosi $E = \frac{U}{l}$. Dla określonej orientacji monokryształu istnieje napięcie, przy którym płaszczyzna polaryzacji światła padającego ulega skręceniu na wyjściu o kąt $\frac{\pi}{2}$; Napięcie to jest nazywane napięciem półfalowym $U_{\lambda/2}$. Charakteryzuje ono monokryształ elektrooptyczny pracujący w modulatorze podłużnym. Dla modulatora poprzecznego o szerokości d i natężeniu E napięcie półfalowe jest równe:

$$U_{\lambda/2} = A \frac{d}{l} \quad /3/$$

Jeśli $d = l$ to stała A , charakteryzująca monokryształ, równa jest $U_{\lambda/2}$. Omawiane parametry dla niektórych monokryształów A^{II}B^{VI} i GaAs dla optymalnej orientacji podaje tablica 6.

Modulator o stałych skupionych. Dla niskich częstotliwości istotną rolę odgrywa napięcie modulujące. Wartość mocy sterującej

Parametry optyczne i termiczne charakteryzujące przydatność materiałów dla wykonywania elementów optycznych

	CdTe	CdS	GaAs	Ge	ZnSe
n	2,67	2,3	3,3	4	2,40
α [cm^{-1}]	0,0007 0,0003	0,02	0,012	0,026 0,017	0,005
C_v [$\frac{\text{J}}{\text{gred cm}^2}$]	1,23	1,82	1,42	1,65	0,95
K [$\frac{\text{W}}{\text{gred cm}^2}$]	0,07	0,27	0,46	0,6	0,85
$100 \frac{\alpha^{x/}}{K}$	1 /0,48/	7,4	2,6	4,3 /2,8/	0,6
$100 \frac{\alpha^{x/}}{K C_v}$	0,8 /0,35/	4,1	1,8	2,6 /1,7/	0,63
P_{\max} [W] xx/	3000	400	1000	100	
N [$^{\circ}\text{C}^{-1}$]	$4,2 \cdot 10^{-5}$		$5,67 \cdot 10^{-5}$		
$\frac{N\alpha}{nk}$ 10^7 x/	1,6		4,5		

x/ jednostki względne

xx/ maks. moc transmitowana przez płytkę o średnicy 23 mm [44]

jest bardzo mała i także można ją zaniedbać, a podane wyżej parametry charakteryzują dobrze badany monokryształ. Przy większych częstotliwościach istotną rolę odgrywa moc sterująca doprowadzona do modulatora. Jeśli częstotliwości te nie są zbyt duże i długość fali modulującej jest dużo większa niż rozmiary modulatora, to obwód elektryczny modulatora można traktować jako układ o stałych skupionych /jest to słuszne dla częstości 200 - 300 MHz/. Jeśli pominąć straty w obwodzie modulatora, to przy ustalonym współczynniku modulacji moc wy-

dzielana w monokryształe jest proporcjonalna do czynnika.

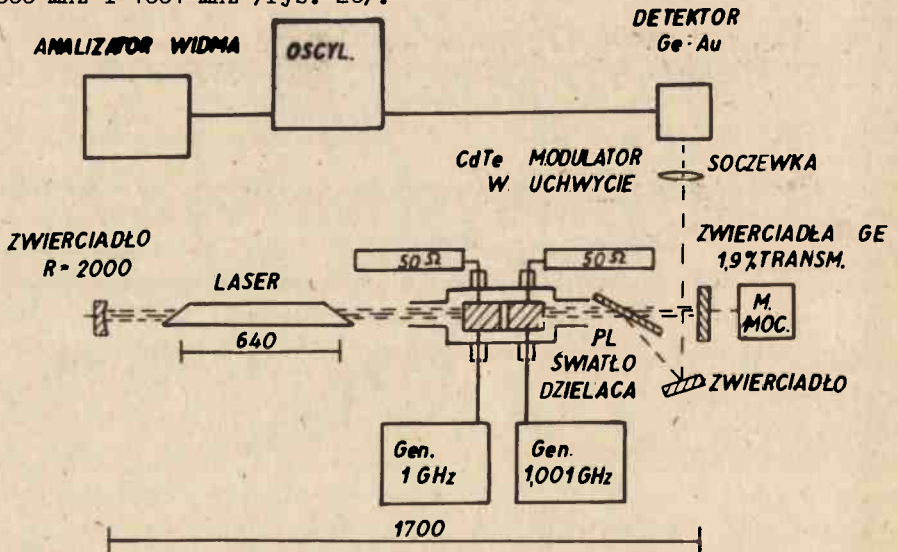
$$P \sim \lambda^2 \cdot \frac{\epsilon \operatorname{tg} \delta}{h^6 r^2} \quad /4/$$

a względna szerokość pasma modulatora wynosi:

$$\frac{\Delta f}{f} = 2 \operatorname{tg} \delta \quad /5/$$

gdzie: ϵ - stała dielektryczna, $\operatorname{tg} \delta$ - tangens kąta stratności.

Im większy jest współczynnik $\frac{\epsilon \operatorname{tg} \delta}{h^6 r^2}$, tym większa jest przydatność monokryształu do tego rodzaju pracy. W tabeli 6 podano omawiane parametry dla wybranych monokryształów związków $A^{II}B^{VI}$. Z monokryształów CdTe wykonano szereg różnego rodzaju modulatorów [45-47]. Figueira i Sutphin [47] zastosowali monokryształ z CdTe o wymiarach $4 \times 4 \times 40$ mm do wycinania z wiązki lasera pojedynczego impulsu o czasie trwania 1 ns. Impuls prostokątny wysokiego napięcia uzyskiwano z iskriernika ciśnieniowego sterowanego wiązką laserową. Huang i inni [47] opisali modulator z CdTe o wymiarach $5 \times 5 \times 30$ mm. Do podzielonych na dwie części elektrod doprowadzono sygnał modulujący o częstotliwości 1000 MHz i 1001 MHz /rys. 20/.



Rys. 20. Układ modulatora z CdTe pracującego z częstotliwościami mikrofalowymi

Przeprowadzono detekcję przy częstotliwości różnicowej 1 MHz i zmierzono współczynnik głębokości modulacji $m = 1\%$.

Modulator o stałych rozłożonych. Gdy długość fali modulującej staje się porównywalna z rozmiarami monokryształu, obwód elektryczny modulatora można traktować jako obwód o stałych rozłożonych. W modulatorze takim propagująca się fala, modulująca i świetlna, wzajemnie oddziałują na siebie. Aby modulator był szerokopasmowy, musi być spełniony warunek $\hat{V}_0 = \hat{V}_m$; $\hat{V}_0 = \frac{c}{4l}$ i $\hat{V}_m = \frac{c}{2L}$, gdzie c - prędkość światła. Jeśli warunek synchronizmu nie jest spełniony, to głębokość modulacji jest proporcjonalna do czynnika [48]

$$m \sim \frac{\sin u}{u} \cdot 2^1 \quad /6/$$

$$u = \pi f l \left(\frac{1}{\hat{V}_0} - \frac{1}{\hat{V}_m} \right) = \pi f l \frac{\sqrt{\epsilon} - n}{n \sqrt{\epsilon}} \quad /7/$$

gdzie: l - częstotliwość

Bonek i inni [51] zaprojektowali modulator pracujący przy częstotliwości 53 GHz. Pasma modulatora powinno wg tego oszacowania wynosić 10 GHz. Warunek synchronizmu można spełnić dokładniej przez umieszczenie monokryształu w linii transmisyjnej, np. w linii dwupasmowej, częściowo wypełnionej ośrodkiem elektrooptycznym. Fala wielkiej częstotliwości jest w takiej linii tłumiona, a współczynnik tłumienia jest proporcjonalny do czynnika

$$\eta \sim \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta \cdot t \quad /8/$$

który ogranicza częstotliwość modulującą, a jednocześnie czynnik $\operatorname{tg} \delta$ określa przydatność monokryształu do konstrukcji modulatora z falą bieżącą.

W przypadku stosowania do ich budowy monokryształów związków półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ o symetrii 43 m nie posiadających dwójłomności naturalnej należy uwzględnić gradienty temperatury. W tym przypadku współczynnik przydatności nie zależy od współczynnika absorpcji α , gdyż moc wydzielana w monokryształe dostarczana jest głównie wraz z polem elektrycznym fali modulującej. Kąt ugięcia jest wtedy proporcjonalny do wyrażenia

$$\vartheta = \frac{\sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta \cdot N}{nK} \quad /9/$$

Omówione współczynniki dla kilku związków $A^{II}B^{VI}$ zebrane są w tabl. 7.

Parametry elektroptyczne związków A II^{VI} oraz GaAs

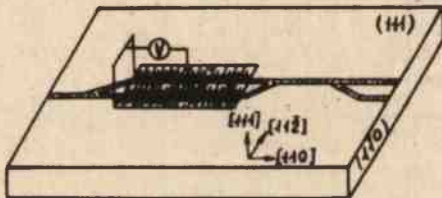
	ZnS	ZnSe	ZnTe	CdS	CdTe	GaAs
1	2	3	4	5	6	7
n	2,471 0,45 μm 2,364 0,6 μm 2,315 0,8 μm	2,66 0,546 μm 2,4 10,6	2,7 10 μm 2,91 0,7 μm	2,3 10 μm	2,672 10,6 μm	3,3 10,6 μm
$n_{41} \frac{\text{cm}}{\text{V}} \cdot 10^{10}$	1,2 0,4 μm 2 0,546 μm 2,1 0,65 μm	2,0 0,546 μm	1,4 ± 0,2 10,6 μm 4,55 0,59 μm 3,99 0,69 μm	5,5 ± 0,1 10,6 μm 5 ± 0,1 0,633 μm	7 10,6 μm 6,8 10,6 μm	1,6 10,6 μm
$n_{02}^2 n_{41} \cdot 10^{-9} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$	1,8 0,4 μm 2,6 0,6 μm	3,7 0,546 μm	2,8 10,6 μm 9,8 0,7 μm 13,5 0,59 μm	6,7 10,6 μm	13,4 10,6 μm 13 10,6 μm	5,7 10,6 μm
Σ DC	16 10,25	8,1 8,33 9,1	10 9,67	ε ₁ = 10 ε ₃ = 7,8	10,294 ± 0,01	12,5 12,53

cd. tabl. 7

1	2	3	4	5	6	7
ϵ_{00}	8,3	5,9	7,38	$\epsilon_1 = 8$ $\epsilon_3 = 7,7$	7 7,194 ± 0,08	10,7 10,9
$\text{tg } \delta$	$2 \cdot 10^{-3}$ 5GHz-	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$\rho [\Omega \text{ cm}]$		10		$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^8$
$\frac{\epsilon_{\text{tg } \delta}^{\text{xxx}}}{n^2} \cdot 10^4$	25 0,6	4,3 0,546	9,31	1,8	0,43	3,3
$\sqrt{\epsilon} - n$	0,9	0,36	0,46	0,86	0,54	0,24
$\sqrt{\epsilon_{\text{tg } \delta} \cdot 10^{-3}}^{\text{xxx}}$	6,4	3	3	3	3,2	3,5
$\sqrt{\epsilon_{\text{tg } \delta} n} \cdot 10^{\text{xxx}}$ nk					7,1	1,2

x - kryształ dwójłomny, podano wartości n_o , r_o , n_e , r_e
 xx - podano dla optymalnej orientacji krystalograficznej
 xxx - jednostki względne

Oprócz monokryształów CdTe spośród związków półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ duże perspektywy zastosowań ze względu na dobre własności elektrooptyczne posiadają monokryształy ZnSe. Można tu wymienić takie zastosowania jak 1/ budowa modulatorów elektrooptycznych pracujących w zakresie widzialnym i podczerwieni - nadajniki sygnałów świetlnych w układach optyki zintegrowanej /56/, 2/ przełączniki elektrooptyczne w układach szybkoliczących, w których informacje przekazywane są za pomocą światła do światłowodów /56/, 3/ deflektory /odchylacze/ elektrooptyczne wiązki światła w układach optyki zintegrowanej /57, 58/. Oprócz tego monokryształy ZnSe ze względu na stosunkowo szeroką przerwę energetyczną i ze względu na prosta przejścia charakteryzują się wydają rekombinacją promienistą w zakresie widzialnym. Materiał ten może zatem służyć do budowy diod elektroluminescencyjnych świecących niemal w całym zakresie promieniowania widzialnego /59/. Na przykład Yamaguchi i inni /60/ wykonali taką diodę świecącą niebiesko. Możliwa jest integracja na wspólnym podłożu wyżej wymienionych struktur tzn. modulatora, światłowodu i przełącznika światłowodu i diody laserowej /elektroluminescencyjnej/ /rys. 21/. Otrzymana w ten sposób



Rys. 21. Płytkę z monokryształu ZnSe, na której wykonano elementy optyki zintegrowanej

nowa struktura elektrooptyczna może służyć jako nadajnik sygnałów świetlnych o szerokim zakresie modulacji amplitudowej i fazowej. Perspektywy zastosowań takiego nadajnika są bardzo obiecujące.

LITERATURA

1. J. Żmija, Postępy Fizyki 24, 111 /1973/.
2. J. Chwaszczewska, Postępy Tech. Jądrowej 4, 209 /1974/.
3. E. Mayer i inni, IEEE Trans.Nuel.Sci. NS-19, 237- 3/1972/.
4. M. Demianuk, J. Żmija. Praca przygotowana do druku.
5. A. Dzisiów, Z. Nowak, J. Piotrowski, S. Wojciechowski, Biuletyn WAT, 22, 61, 9 /1973/.
6. J. Chwaszczewska, Post. Fizyki 4, 351 /1972/.
7. M. Słapa, Post. Fizyki, 22, 429 /1972/.

8. A. Działowski, Technologia i badania detektorów z tellurku kadmu przeznaczonych do zastosowania w przyrządach typu rentgenoradiometru /rozprawa doktorska/ Warszawa /1978/.
9. B.R. Hammett, N.F. Wald; *phys.stat.sol.* a1 357 /1970/.
10. R. Triboulet, Y. Marfaing, J. Electrochem. Soc., 120, 1260 /1973/.
11. R.O. Ball, F.V. Wald, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, NS-19, 334, /1972/.
12. H.L. Malm, T.W. Raudorf, M. Mortini, K.R. Zania, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, NS-20, 500 /1973/.
13. P. Siffert i inni, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 211 /1975/.
14. H.B. Sarrasa, C. Estima, R.O. Bell, F.V. Wald, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, NS-21, 404 /1974/.
15. A.T. Akobirova i inni, *Fiz. Tach. Poluprov.*, 10, 2127 /1976/.
16. K. Zanio, E. Kajembrink, E.H. Montano, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, NS-21, 315 /1974/.
17. C. Canali, H.L. Malm, *Nucl.Inst.Meth.*, 134, 199 /1976/.
18. J. Toušková, R. Kužal, *phys.stat.sol.* a/ 26 747 /1976/.
19. A.J. Dąbrowski, J. Isanoyk, R. Triboulet; *Nucl.Inst.Meth.*, 118, 531, 2 /1974/; 126, 417 /1975/.
20. A.T. Akobirova i inni, *Fiz. Tach. Poluprov.*, 8, 1701 /1974/.
21. A.N. Ljapidaaskij i inni, Polupromodzikowsja detektory w dozimetrii jonizirujuszczich izlučenij. *Atomizdat, Moskwa /1973/.*
22. G. Bartolini, P. Capellani, G. Restalini, *Nucl.Inst.Meth.*, 112, 219 /1973/.
23. G.V. Wolford, R.P. Parker, *IEEE Trans.Nucl.Sci.* NS-20, 318 /1973/.
24. E.I. Wealey, W.F. Joseph, *IEEE Trans.Sci.Nucl.* NS-13, 541 /1966/.
25. J. Żmija, S. Warkecki, M. Demianiuk - praca przygotowywana do druku.
26. M. Demianiuk, J. Żmija, *Biuletyn WAT* 24, 272 /1975/.
27. M. Demianiuk, J. Żmija, *Biuletyn WAT* 24, 274 6 /1975/.
28. A.R. Livingstone, K. Turvey, J.A. Allen, *Solid State Electron*, 16, 351 /1973/.
29. H. Zożykowiak, B. Kostańska-Sekulska, J. Sekulski, *Acta Phys. Pol.* A51, 187 /1977/.
30. M. Demianiuk. Praca przygotowywana do druku.
31. A.J. Dąbrowski, G.C. Huth, M. Singh, T.E. Boehmou, A.L. Turkevich, *Appl.Phys.Lett.*, 33, 211 /1978/.
32. F.V. Wald, J. Bullitt, R.O. Bell, *IEEE Trans.Nucl.Sci.* NS-22, 246 /1975/.
33. W.W. Kuzmin, *Atomnaja energija*, 6 130 /1967/.
34. J. Żmija, M. Wasilewski, M. Demianiuk. Praca przygotowywana do druku.
35. M. Demianiuk, Monokryształizacja związków $A^{II}B^{VI}$ i ich roztworów stałych pod ciśnieniem. Dodatek do *Biuletynu WAT*, Nr 11 /303/. Warszawa /1977/.
36. M. Demianiuk, J. Żmija. *Materiały elektroniczne*, 17, 23, /1977/.
37. O.W. Bogdaniewicz, S.A. Darszcek, P.G. Jelisiejew. *Poluprowodnikowe lasery*, Izd.Nauka. Moskwa /1976/.
38. J.J. Pankove - *Zjawisko optyczne w półprzewodnikach WNT Warszawa /1974/.*
39. E. Igras, J. Piotrowski. *Przestrajane filtry promieniowania podczerwonego. Zgłoszenie patentowe 1974 r.*
40. E.J. Danielewicz, P.D. Coleman, *Appl.Opt.* 13 1164 /1974/.
41. A.L. Gentile i inni. *Mat.Res.Bull* 8 523 /1973/.
42. C.C. Huang i inni. *IEEE J. Quantum Electron* OE-100 186 /1974/.
43. Ch.J. Peters - *Proc. IEEE* 5, 474 /1965/.
44. Katalog firmy "Oriel Optics" 1974, dane firmy II-IV Incorporated.
45. J. Żmija. *Fizyka ciała stałego, kryształy elektrooptyczne*, WAT Warszawa /1978/.
46. J.E. Kiefer i inni - *IEEE J. Quantum Electron* OE-8, 173 /1972/.
47. A. Yariv i inni - *IEEE J. Quantum Electron* OE-9, 594 /1973/.
48. J.F. Figueira, W.D. Sutphin - *Appl.Phys.Letters*, 25, 661 /1974/.
49. J.P. Kaminow, J. Liu - *Proc. IEEE* 51, 132 1 /1963/.
50. E. Bonek i inni - *IEEE J. Quantum Electron* OE-10, 128 2 /1974/.
51. J.E. Kiefer, A. Yariv - *Appl.Phys.Letters*, 15 26 /1969/.
52. J.P. Kaminow - *IEEE J. Quantum Electron* OE-4, 23 /1968/.
53. J.P. Kaminow, E.H. Turner - *Proc. IEEE* 54, 1373 /1966/.
54. M.D.I. Domenico, J.R.L.K. Anderson - *Bell Syst.Techn.J.* 9 2621 /1963/.
55. D. Kranzer - *J.Phys.C.Solid State Phys.*, 6, 2977 /1973/.
56. C.R. Phipps, J.R.S.J. Thomas - *Appl.Phys.Letters* 25, 313 /1974/.
57. W.E. Martin, *Appl.Phys.Let.*, 26 562 /1975/.
58. P.K. Tien. *Rev.Mod.Phys.*, 42, 361 /1977/.
59. W.E. Martin, *J.Appl.Phys.* 44, 5639 /1973/.
60. Y.S. Park, B. Sbin, *Topics in Applied Physics*, 12, 135 /1977/.
61. Yamaquohi, Yamamoto, Kondo *J.Appl.Phys.*, 48, 196 /1977/.