

Wykład 9

I. Detektory fotonowe

Detektory fotonowe znajdują szerokie zastosowanie jako czujniki podczerwieni w izolatorach optycznych (zdalne sterowanie na odległość, dekodowanie kodów paskowych, drukarka laserowa, dyski optyczne) oraz jako detektory optyczne w telekomunikacji światłowodowej.

Działanie detektorów fotonowych oparte jest na następujących procesach:

- światło padające na półprzewodnik zostaje zaabsorbowane; następuje generacja nośników prądu;
- w detektorze następuje transport tych nośników; w niektórych detektorach prąd generowanych nośników ulega dodatkowo wzmocnieniu;
- w zewnętrznym obwodzie elektrycznym detektora pojawia się sygnał elektryczny.

Z racji ww. zastosowań detektorów, wymagana jest wysoka czułość, szybka odpowiedź i niskie szumy detektorów.

- Czułość detektora R , określa jaki jest stosunek sygnału wyjściowego V_s do mocy padającego promieniowania, P :

$$R = V_s/P. \quad (1)$$

Czułość spektralna jest czułością detektora wyznaczoną dla różnych długości fal padającego światła.

- Czas odpowiedzi detektora określa jak szybko po oświetleniu detektora pojawia się sygnał wyjściowy. Parametrem opisującym tę własność detektora jest tzw. stała czasowa detektora τ .

- Detektor jako urządzenie elektryczne, sam jest źródłem szumów, czyli generuje pewien sygnał wyjściowy, nawet jeśli nie jest oświetlany. Ten sygnał ogranicza minimalną moc promieniowania możliwą do detekcji. Parametrem opisującym zdolność detektora do detekcji słabych sygnałów jest detekcyjność, D^* .

Detekcyjność, jest równa możliwemu do osiągnięcia stosunkowi sygnału do szumu, V_s/V_n przy jednostkowej mocy promieniowania padającego na jednostkę powierzchni detektora, odniesionemu do jednostkowej szerokości pasma przenoszenia Δf .

$$D^* = (A\Delta f)^{1/2} V_s / (P V_n) \quad [cm \ Hz^{1/2} / W] \quad (2)$$

1. Detektor fotoprzewodzący.

Podstawą działania detektor fotoprzewodzącego jest zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, polegające na wzroście przewodnictwa elektrycznego półprzewodnika pod wpływem padającego promieniowania elektromagnetycznego. Aby zrozumieć to zjawisko, rozważmy schemat pasmowy półprzewodnika, przedstawiony na rys.1a. W temperaturze $T > 0K$, pewna ilość elektronów jest w stanie pokonać barierę energetyczną E_g i przejść do pasma przewodnictwa, pozostawiając w paśmie walencyjnym stany nie obsadzone elektronami, czyli tzw. dziury. Jest to proces generacji termicznej par elektron-dziura. Temu procesowi towarzyszy proces odwrotny, zwany rekombinacją, który polega na przejściu elektronów do pasma walencyjnego. W stanie równowagi termodynamicznej obydwa procesy równoważą się. Po oświetleniu półprzewodnika fotonami o energii co najmniej równej przerwie wzbronionej półprzewodnika, następuje absorpcja fotonów i generacja par elektron-dziura. W efekcie ilość generowanych par jest większa niż ilość par rekombinujących i przewodnictwo półprzewodnika rośnie.

Przedstawiony powyżej model opisuje zjawisko fotoprzewodnictwa samoistnego. Ponieważ minimalna energia fotonów wymagana do wystąpienia zjawiska absorpcji w

półprzewodniku samoistnym jest równa E_g , to długofalowa krawędź fotoprzewodnictwa wyraża się wzorem:

$$\lambda = hc/E_g \quad (3)$$

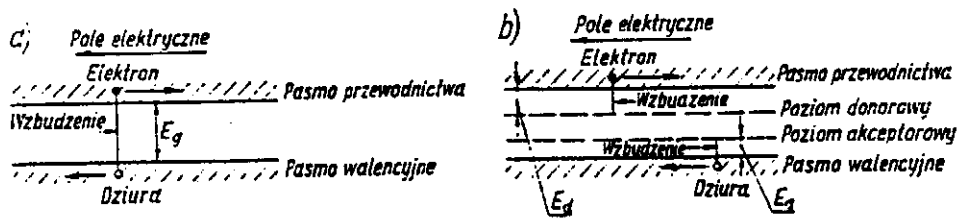
Jeśli E_g wyrazi się w [eV], to można policzyć długość fali λ w [$\mu\text{m.}$] korzystając ze wzoru:

$$\lambda[\mu\text{m.}] = 1.24/E_g[\text{eV}] \quad (4)$$

Z fotoprzewodnictwem niesamoistnym (domieszkowym) mamy do czynienia, gdy półprzewodnik domieszkowy typu n. (lub typu p.) zostanie oświetlony fotonami o energii co najmniej równej odległości poziomów donorowych (akceptorowych) od dna pasma przewodnictwa (wierzchołka pasma walencyjnego). Następuje wówczas absorpcja fotonów i przejście elektronów (dziur) z poziomów donorowych (akceptorowych) do pasma przewodnictwa (walencyjnego). Sytuację tę ilustruje rys. 1b. W przypadku fotoprzewodnictwa niesamoistnego, długofalowa krawędź fotoprzewodnictwa przypada na zakres fal dłuższych (dalsza podczerwień) i jest równa odpowiednio:

$$\lambda[\mu\text{m.}] = 1.24/E_{D(A)}[\text{eV}] \quad (5)$$

gdzie $E_{D(A)}$ oznacza energię poziomu donorowego (akceptorowego) w półprzewodniku typu n (p).

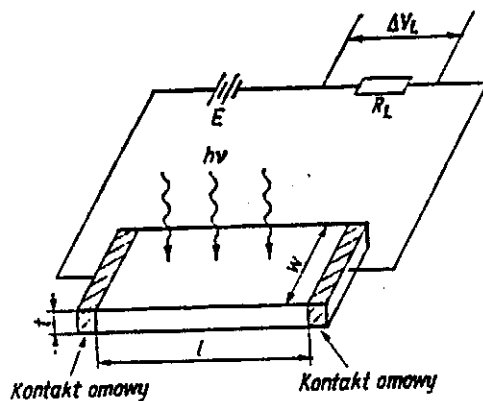


Rys. 2.2. Zjawisko fotoprzewodnictwa: a) samoistne, b) domieszkowe

Rys. 1 Zjawisko fotoprzewodnictwa a) samoistnego i b) domieszkowego

Detektor fotoprzewodzący stanowi kawałek materiału półprzewodnikowego, zwykle w kształcie prostopadłościanu z przymocowanymi tzw. omowymi kontaktami, umożliwiającymi podłączenie detektora do obwodu elektrycznego. W najprostszej wersji, jest to naporowany metal, który wraz z danym półprzewodnikiem tworzy kontakt o prostoliniowej charakterystyce prądowo-napięciowej, czyli spełniający prawo Ohma.

Schemat zastępczy typowego obwodu elektrycznego w którym pracuje detektor fotoprzewodzący, przedstawiono na rys.2. Po oświetleniu detektora jego przewodnictwo rośnie, co manifestuje się wzrostem prądu płynącego w obwodzie i wzrostem napięcia na oporniku obciążenia R_L . Zwykle sygnał wyjściowy detektora fotoprzewodzącego mierzy się jako napięcie na tym oporniku. Aby ten sygnał był jak największy, wartość R_L należy tak dobrać, aby była równa oporności ciemnej detektora fotoprzewodzącego.



Rys.2. Schemat obwodu fotorezystora.

Wyprowadzimy teraz wzór na fotoprąd w detektorze fotoprzewodzącym. Oznaczmy przez τ czas życia nośników wygenerowanych światłem. Jest to czas, po upływie którego, nastąpi zjawisko rekombinacji pary elektron-dziura. Jest on zatem równy odwrotności prawdopodobieństwa rekombinacji w jednostce czasu. Przez g oznaczmy szybkość generacji, która jest równa ilości nośników wygenerowanych światłem w jednostce objętości w jednostce czasu. Wówczas ilość nośników wygenerowanych w jednostce objętości (czyli ich koncentracja Δn) jest równa:

$$\Delta n = g \tau \quad (6)$$

Z drugiej strony, g można wyrazić wzorem:

$$g = \frac{\eta(P/h\nu)}{Wt} \quad (7)$$

gdzie η to tzw. wydajność kwantowa, P – moc padającego promieniowania em., W, l, t – wymiary detektora. Interpretacja wzoru (7) jest następująca. Stosunek $P/h\nu$ określa liczbę fotonów o energii $h\nu$ docierających w jednostce czasu do powierzchni Wt detektora. Wydajność kwantowa określa, ile par elektron-dziura wytwarza jeden foton. Tak więc licznik ułamka (7) oznacza ilość nośników generowanych światłem w jednostce czasu. Jeśli tę ilość podzielić przez objętość detektora Wt , otrzymamy g . Porównując szybkości generacji ze wzorów (6) i (7) otrzymamy:

$$\Delta n = \frac{\eta(P/h\nu)}{Wt} \tau \quad (8).$$

Fotoprąd płynący między elektrodami można wyrazić przy pomocy gęstości fotoprądu j następującym wzorem:

$$I_p = j Wt \quad (9)$$

Korzystając z prawa Ohma, wzór ten można zapisać:

$$I_p = \sigma E Wt = q\Delta n v_d U Wt/l \quad (10)$$

gdzie σ jest przewodnością, E – natężeniem pola elektrycznego między kontaktami omowymi $E = U/l$ (U – napięcie przyłożone do półprzewodnika), q – ładunkiem elektronu, a v_d tzw. prędkością dryftu, albo prędkością unoszenia. Jest to prędkość którą nośniki uzyskują w obecności pola elektrycznego. Podstawiając Δn ze wzoru (8) do równania (10) otrzymuje się:

$$I_p = q \left[\frac{\eta P}{h\nu} \right] \left[\frac{v_d \tau}{l} \right] U = q \left[\frac{\eta P}{hc} \lambda \right] \left[\frac{v_d \tau}{l} \right] U = q \left[\frac{\eta P}{hc} \lambda \right] \left[\frac{\tau}{t_r} \right] U \quad (11)$$

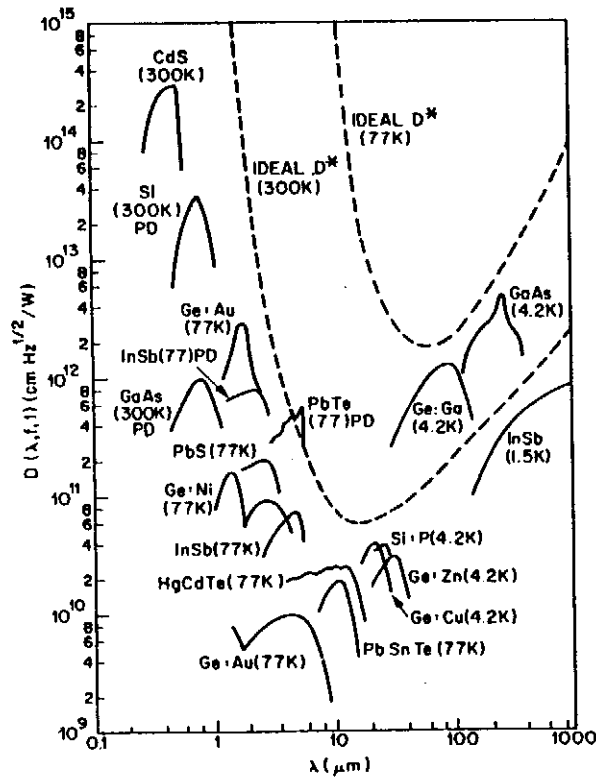
gdzie $t_r = l/v_d$ jest czasem potrzebnym nośnikom na przejście między elektrodami. Jak wynika z powyższego wzoru, fotoprąd jest liniową funkcją długości fali dla detektorów fotoprzewodzących. Sygnał wyjściowy mierzony w układzie przedstawionym na rys. 2 jako napięcie na oporze R_L , jest zatem również liniową funkcją λ . Napięcie na oporniku R_L jest bowiem równe:

$$V_s = \frac{R_L R_D}{R_L + R_D} I_p = \frac{R_L R_D}{R_L + R_D} q \left[\frac{\eta P}{hc} \lambda \right] \left[\frac{v_d \tau}{l} \right] U \quad (12)$$

Wartość napięcia V_s osiąga maksimum dla $R_L = R_D$, gdzie R_D jest opornością detektora fotoprzewodzącego.

Ponadto jak wynika z powyższego wzoru, fotonapięcie jest tym wyższe im mniejsze rozmiary l, W, t detektora i mniejsza koncentracja równowagowych nośników (ponieważ $V_s \sim R_D \sim \frac{l}{n_0 q w t}$), dłuższy czas życia nośników τ , większa wydajność kwantowa η .

Zgodnie ze wzorem (12) czułość spektralna powinna również liniowo rosnąć ze wzrostem długości fali, aż do granicznej wartości określonej wzorami (4) lub (5), odpowiednio dla detektorów samoistnych i domieszkowych. Powinna być również proporcjonalna do wartości napięcia przyłożonego do detektora. Należy jednak pamiętać o kompromisie między wysokim sygnałem a ciepłem Joule'a towarzyszącym przepływowi prądu stałego przez detektor PC. Idealną charakterystykę spektralną czułości dla detektora fotoprzewodzącego przedstawia rys.1 wykład 8. Przykładowe charakterystyki spektralne czułości dla rzeczywistych detektorów fotoprzewodzących przedstawia rys.3.



Rys.3. Przykładowe charakterystyki spektralne detektorów fotoprzewodzących.

Jak wynika z rys.3 charakterystyki rzeczywistych detektorów PC odbiegają od idealnych. Przebieg rzeczywistej charakterystyki można wyjaśnić następująco:

- dla krótkich fal, współczynnik absorpcji jest bardzo duży i pary elektron – dziura są generowane tuż przy powierzchni półprzewodnika. W związku z tym istotną rolę odgrywa rekombinacja powierzchniowa ograniczając czas życia nośników. W efekcie sygnał dla fal krótkich jest słaby.
 - Maksimum charakterystyki spektralnej obserwuje się dla takiej długości fal, dla której odwrotność współczynnika absorpcji jest rzędu grubości próbki;
 - Dla fal dłuższych fotoprzewodnictwo maleje, bo współczynnik absorpcji maleje.
- Jeśli zdefiniuje się tzw. fotoprąd pierwotny I_{ph} :

$$I_{ph} \equiv q \left[\frac{\eta P}{h\nu} \right] \quad (12)$$

wówczas wzmocnienie G fotoprądu w detektorze fotoprzewodzącym wyraża się wzorem:

$$G = \frac{v_d \tau}{l} = \frac{\tau}{t_r} \quad (13)$$

Jak wynika ze wzoru (13), wzmocnienie fotoprądu zależy od stosunku czasu życia nośników wygenerowanych światłem do czasu potrzebnego na pokonanie odległości l między elektrodami. W niektórych detektorach fotoprzewodzących to wzmocnienie może osiągać znaczne wartości, nawet rzędu 10^6 . Czas odpowiedzi detektorów fotoprzewodzących determinuje t_r . Czasy odpowiedzi dla tych detektorów są rzędu $10^{-3}s$ - $10^{-10}s$. W tabeli I podano wzmocnienie (gain), czas odpowiedzi (response time) oraz temperaturę pracy (operating temperature) dla różnych rodzajów detektorów fotonowych.

Tabela I

Photodetector	Gain	Response Time (s)	Operating Temperature (K)
Photoconductor	$1 \sim 10^6$	$10^{-3} \sim 10^{-8}$	4.2 ~ 300
<i>p-n</i> junction	1	10^{-11}	300
<i>p-i-n</i> junction	1	$10^{-8} \sim 10^{-10}$	300
Metal-semiconductor diode	1	10^{-11}	300
Avalanche photodiode	$10^2 \sim 10^4$	10^{-10}	300
Bipolar phototransistor	10^2	10^{-8}	300
Field-effect phototransistor	10^2	10^{-2}	300

Szumy w detektorach PC.

Dla małego prądu stałego płynącego przez detektor PC wskutek jego polaryzacji, dominujący jest szum Johnsona – Nyquista (wzory 8a i 8b w wykładzie 8). Zgodnie ze wzorem (5) z wykładu 8, uwzględniając (8a) i to, że polaryzacja i częstość modulacji są ustalone, otrzymuje się następującą zależność na detekcyjność D^*_λ dla detektora PC:

$$D^*_{\lambda} = \frac{R_v(\lambda)\sqrt{A\Delta f}}{V_n(f)} = \frac{R_v(\lambda)\sqrt{A\Delta f}}{\sqrt{4kTR_D\Delta f}} \quad (14)$$

Jeśli oporność obciążenia $R_L \gg R_D$, wówczas zgodnie ze wzorem (12):

$$V_s = I_p R_D = \frac{q\eta P\lambda}{hc} \frac{\tau}{t_r} \quad (15)$$

Wówczas otrzymujemy wzór pozwalający wyznaczyć wydajność kwantową za pomocą eksperymentu:

$$\eta = \frac{hc}{qP\lambda} \frac{t_r}{\tau} \frac{V_s}{R_D} = \frac{hc}{q\lambda R_D} GR_v \quad (16)$$

przy czym wyznaczenie wartości bezwzględnej wymaga znajomości G.

2. Fotodioda.

Efekt fotowoltaiczny, będący podstawą działania fotodiody został omówiony przy okazji baterii słonecznej. W fotodiodzie znajduje się obszar zubożony w którym występuje pole elektryczne. To pole separuje nośniki aby nie mogły zrekombinować natychmiast po wygenerowaniu przez foton. Aby fotodioda była szybka ten obszar powinien być jak najwęższy. Z drugiej strony, im grubszy jest ten obszar tym więcej światła zostanie zaabsorbowane i większa będzie wydajność kwantowa. A oto różnice między fotodiodą a baterią:

- dla fotodiody interesujący jest tylko zakres długości fal λ w pobliżu piku czułości;
- dla baterii – im szerszy zakres $\Delta\lambda$ tym lepiej;
- fotodioda powinna mieć małą pojemność C, gdyż stała czasowa decydująca o szybkości odpowiedzi fotodiody z punktu widzenia obwodu elektrycznego $\tau = R_D C$. Dlatego fotodioda powinna mieć małą powierzchnię;
- bateria powinna mieć dużą powierzchnię aby duża ilość fotonów docierała do złącza;
- dla fotodiody najważniejszym parametrem jest wydajność kwantowa;
- dla baterii – sprawność baterii.

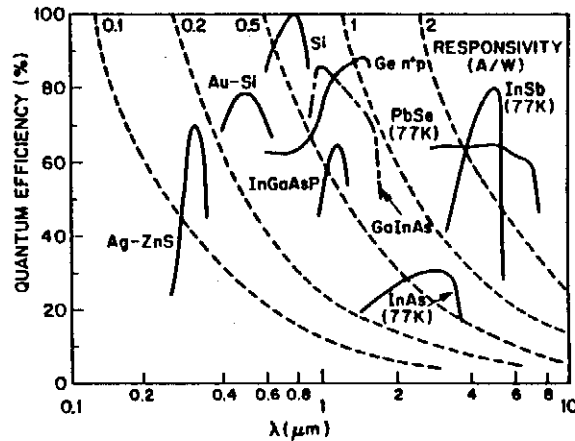
Fotodioda może pracować bez polaryzacji zewnętrznej tak jak bateria słoneczna ale też może być spolaryzowana napięciem w kierunku zaporowym. Sygnał jest wówczas zbierany z opornika dołączonego równolegle do fotodiody tak jak dla detektora PC. Stąd nazwa - mod pracy PC. Fotodioda spolaryzowana w kierunku zaporowym ma cieńszy obszar zubożony a zatem mniejszą pojemność i jest szybsza. Jednakże napięcie polaryzujące musi być małe w stosunku do napięcia przebicia lawinowego. Fotodiody mogą być realizowane na złączu p-n, p-i-n, m-s, heterozłącza. Dla fotodiody $G = 1$ i wydajność kwantowa wyraża się wzorem:

$$\eta = \frac{I_p}{q} \frac{hc}{P\lambda} \quad (17)$$

stąd czułość prądowa R_i :

$$R_i = \frac{I}{P} = \frac{\eta q \lambda}{hc} \quad (18)$$

czyli czułość prądowa jest proporcjonalna do długości fali, tak jak to pokazano na rys. 1 wykład 8 oraz do wydajności kwantowej, która z kolei jest zależna od współczynnika absorpcji materiału półprzewodnika. Od strony długofalowej zakres stosowalności fotodiody jest określony jego krawędzią absorpcji. Odcięcie długofalowe czułości determinowane jest przerwą wzbronioną materiału. I tak dla Ge to odcięcie wynosi $1.7\mu\text{m}$, zaś dla Si – $1.1\mu\text{m}$. Wydajność kwantową (quantum efficiency) i czułość (responsivity) dla różnych fotodiód przedstawia rys. 4.



Rys.4. Wydajność kwantowa i czułość spektralna dla różnych fotodiód.

W obszarze UV i widzialnym najlepsze są fotodiody wykonane na kontakcie metal – półprzewodnik. W obszarze bliskiej podczerwieni – $0.65\mu\text{m} - 0.85\mu\text{m}$ – złącza p-n Si, dalej – kryształy mieszane InGaAsP, w obszarze $1\mu\text{m} - 1.6\mu\text{m}$ – Ge, itd.

Szumy w fotodiódach

Przy pracy fotodiody bez polaryzacji zewnętrznej dominuje szum Johnsona – Nyquista. Ponieważ czułość napięciowa :

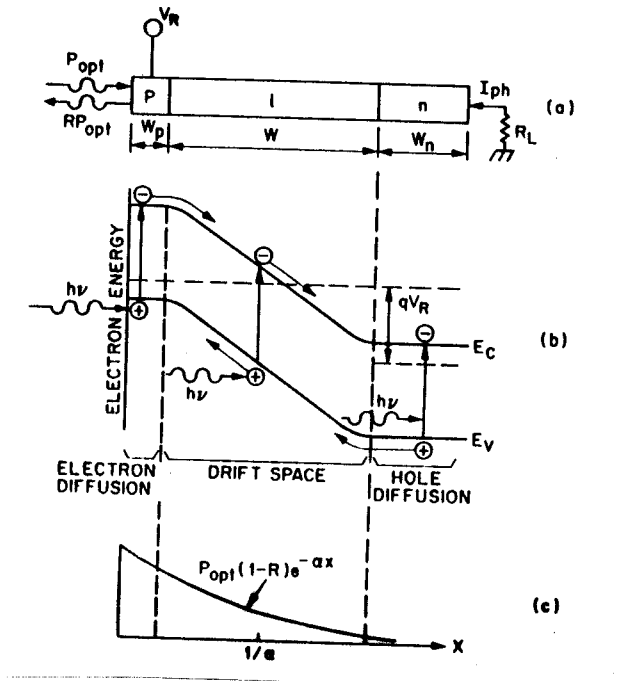
$$R_v = R_i R_D = \frac{\eta \lambda q R_D}{hc} \quad (19)$$

to detekcyjność wyraża się wówczas wzorem :

$$D^*_\lambda = \frac{\eta \lambda q}{2hc} \sqrt{\frac{R_D A}{kT}} = \frac{R_v \sqrt{A}}{2\sqrt{kTR_D}} \quad (20)$$

3. Fotodioda p-i-n

Na rys. 5 przedstawiono schemat pasmowy złącza p-i-n



Rys. 5. Fotodiody p-i-n a) – przekrój przez diodę, b) schemat pasmowy; c) rozkład nośników wygenerowanych światłem.

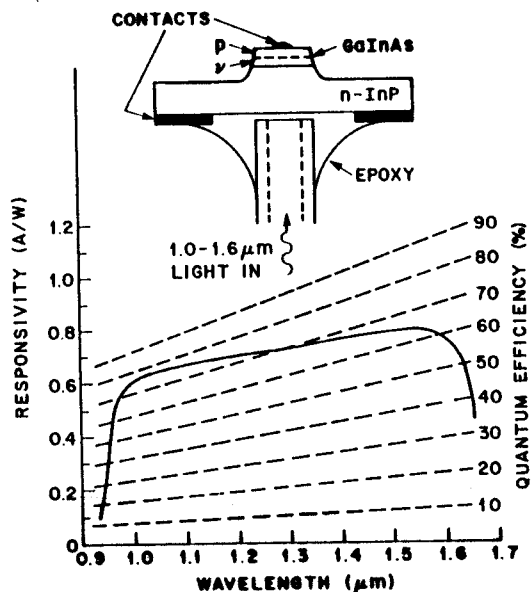
Fotodiody p-i-n różni się od zwykłej fotodiody tym, że obszar zubożony złącza jest szerszy ze względu na obecność warstwy nie domieszkowanego półprzewodnika. To powoduje, że wydajność kwantowa jest większa niż w zwykłych fotodiodych na złączu p-n. Zwykła fotodiody pracuje w modzie PC, czyli jest spolaryzowana napięciem w kierunku zaporowym. Obecność wysokiego pola elektrycznego w obszarze złącza powoduje, że nośniki wygenerowane światłem są bardzo szybko wymiatane i fotodiody ma bardzo szybki czas odpowiedzi. Efekt szybkiej reakcji jest związany również z szeroką warstwą zubożoną, gdyż wówczas pojemność złącza a zatem i stała czasowa są mniejsze.

Ze względu na to, że fotodiody p-in pracuje spolaryzowana napięciem w kierunku zaporowym, przez złącze płynie prąd, który w głównej mierze stanowi prąd unoszenia. Ten prąd jest źródłem szumu śrutowego.

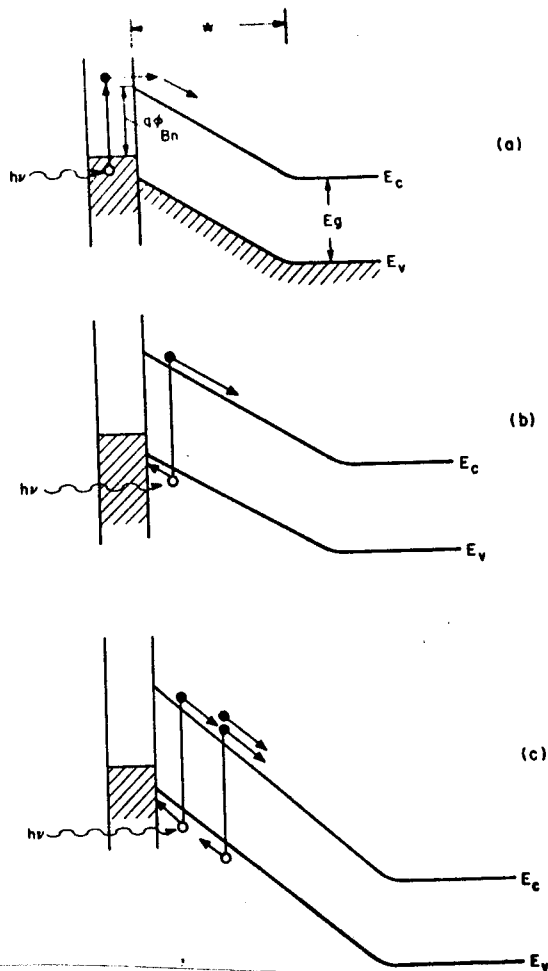
Na rys. 6 przedstawiono fotodiody p-i-n wykonaną na bazie GaInAs. Porównując tę charakterystykę z typowymi charakterystykami spektralnymi dla zwykłych fotodiod (rys. 4) łatwo zauważyć, że zakres spektralny czułości jest znacznie szerszy i wydajność kwantowa jest dużo wyższa.

4. Fotodiody M-S.

Na rys. 7 przedstawiono schemat pasmowy struktury metal – półprzewodnik (M-S). Jeśli światło padające na taki kontakt ma energię mniejszą od energii przerwy wzbronionej i napięcie polaryzacji jest mniejsze od napięcia wbudowanego (czyli bariery potencjału na złączu) wówczas wzbudzone elektrony metalu, mogą pokonać barierę potencjału i przejść do półprzewodnika, stając się źródłem fotoprądu lub fotonapięcia. Ten efekt jest wykorzystywany do badania wysokości bariery potencjału w złączu Schottky'ego (rys. 7a).

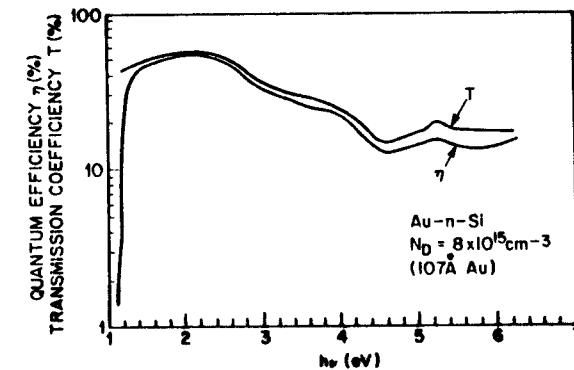


Rys. 6. Fotodioda p-i-n wykonana na bazie GaInAs



Rys. 7. Oświetlony kontakt M-S; a) $E_g > h\nu > q\phi_{Bn}$, $V < V_B$; b) $h\nu > E_g$, $V < V_B$ c) $h\nu > E_g$ i $V \approx V_B$.

Jeśli przy tej samej polaryzacji ($V < V_B$) energia fotonów będzie większa od energii wzbronionej, wówczas powstanie fotoefekt, podobnie jak w diodzie p-i-n (rys. 7b). Jeśli zaś dioda zostanie spolaryzowana wysokim napięciem w kierunku zaporowym ($V \approx V_B$), wówczas dioda może pracować jako fotodiody lawinowa. Na rys. 8 przedstawiono charakterystykę spektralną dla fotodiody Au - n Si. Jak wynika z rysunku, fotodiody ta nadaje się do pracy w zakresie UV (współrzędną x jest energia fotonów) i w szerokim zakresie energii fotonów, od 1 eV do 6eV ma prawie **płaską charakterystykę**.



Rys.8. Wydajność kwantowa (quantum efficiency) i współczynnik transmisji (transmission coefficient) fotodiody Au – n Si.

Wysoka wydajność kwantowa dla fotodiod M-S dla fotonów o dużej energii jest związana z dużym współczynnikiem absorpcji dla tych fotonów, rzędu 10^5 cm^{-1} . Tak duży współczynnik odpowiada bardzo wąskiej warstwie półprzewodnika, rzędu $10 \mu\text{m}$, wystarczającej do absorpcji większości padającego promieniowania. W kontakcie M-S obszar złącza jest dogodnie bardzo blisko, tuż pod powierzchnią metalu.

5. Fotodiody na heterozłączach.

Heterozłącze stanowią dwa różne półprzewodniki o innej przerwie wzbronionej. Aby otrzymać heterozłącze o niskich prądach upływu, stałe sieciowe obydwu półprzewodników muszą być dopasowane. I tak np. stosuje się AlGaAs na GaAs (dla długości fal w zakresie $0.65 \mu\text{m} - 0.86 \mu\text{m}$) lub GaInAs na GaInAsP (dla λ w zakresie $1 \mu\text{m} - 1.6 \mu\text{m}$) (patrz rys.6). W tym ostatnim przypadku również działają dobrze fotodiody germanowe, ale dzięki temu, że GaInAsP ma prostą przerwę wzbronioną, szerokość obszaru zubożonego wymagana do uzyskania dostatecznie dużej wydajności kwantowej jest mniejsza niż w Ge i w efekcie stała czasowa odpowiedzi jest wyższa, czyli detektory szybsze. Ponadto wydajność kwantowa nie zależy tak krytycznie od odległości złącza od powierzchni, ponieważ materiał o dużej przerwie działa jak okno dla promieniowania e.m. (patrz: komentarz do rys.11 wykład 7)

6. Fotodiody lawinowe

Fotodiody lawinowe są to fotodiody pracujące w zakresie dużych napięć w kierunku zaporowym. Jak już było wcześniej wspomniane, przy dużych napięciach występuje zjawisko powielania lawinowego. Wówczas współczynnik wzmocnienia G:

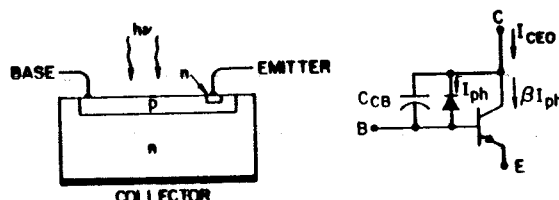
$$G = \frac{I_p}{I_{ph}} > 1 \quad (21)$$

gdzie I_{ph} jest fotoprądem pierwotnym (patrz tabela I). Jednocześnie rośnie szum, ponieważ fotoprąd jest G razy większy niż w fotodiodach p-i-n.

Fotodiody lawinowe mogą być realizowane na złączach p-n, p-i-n, M-S i heterozłączach.

7. Fototranzystor

Na rys. 9 przedstawiono fototranzystor bipolarny. Bez oświetlenia tranzystor w układzie o wspólnym emiterze, pracuje w ten sposób, że złącze emiter – baza jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia a emiter – kolektor w kierunku zaporowym. Przez złącze p-n spolaryzowane w kierunku przewodzenia płynie duży prąd nośników większościowych, tu – elektronów z n do p i dziur z p do n. Prąd elektronowy w obszarze bazy (p) jest prądem nośników mniejszościowych, który z kolei jest dominującym prądem gdy złącze jest spolaryzowane w kierunku zaporowym. Pole elektryczne wzmacnia ten prąd. W ten sposób w tranzystorze uzyskuje się duże wzmocnienie prądowe: prąd kolektora jest zwykle dwa rzędy większy od prądu bazy. W fototranzystorze przedstawionym na rys. 9 baza nie jest nigdzie połączona elektrycznie, czyli złącze baza – emiter jest rozwarte. Fotony generują w tej sytuacji fotonapięcie, które jest równoważne spolaryzowaniu złącza emiter – baza w kierunku przewodzenia. Dalej fototranzystor działa jak zwykle. Dodatkowo dziury generowane w obszarze p (bazy) i te wciągane z obszaru kolektora zmniejszają napięcie na złączu baza – emiter, zwiększając prąd nośników większościowych.

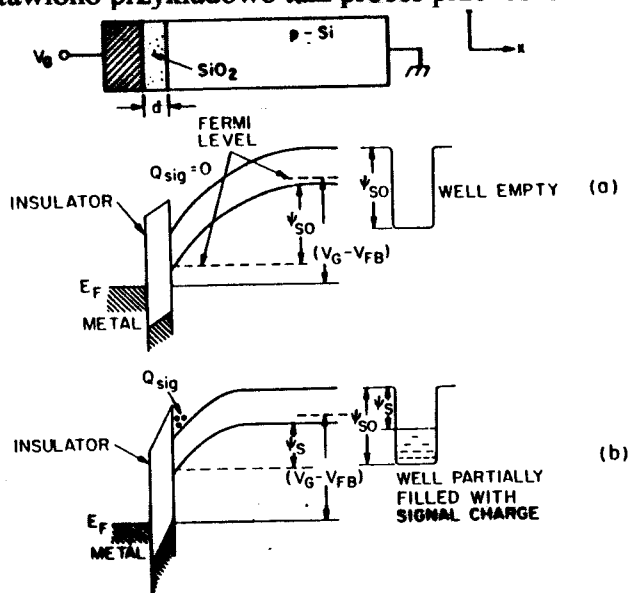


Rys.9 Fototranzystor n-p-n .

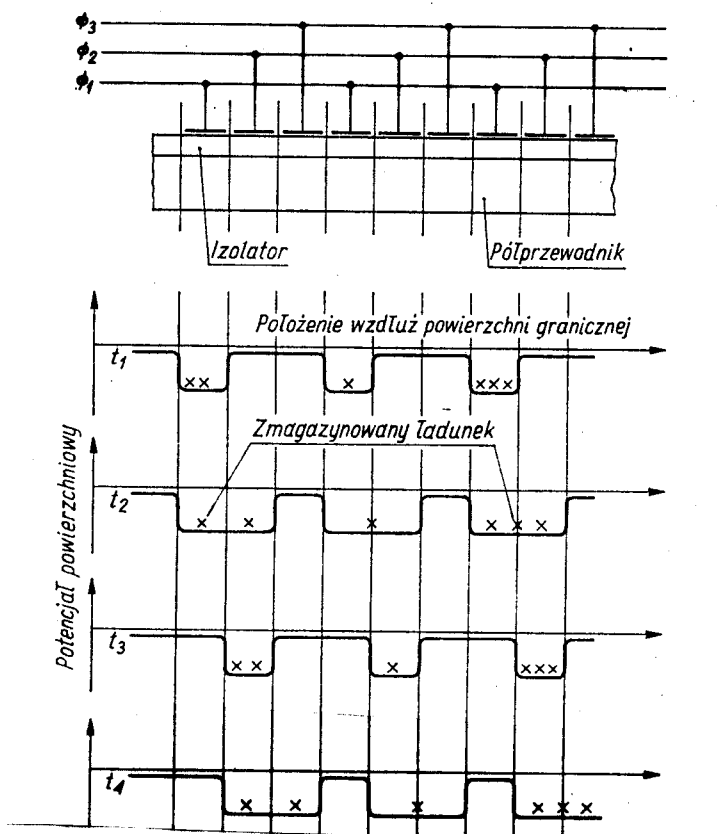
8. Struktury MIS i przyrządy CCD.

Struktura MIS, czyli metal – izolator – półprzewodnik jest analogiczna do struktury M-S. Na rys. 10 przedstawiono przekrój przez taką strukturę i model pasmowy dla struktury MI-półprzewodnik typu p. W obszarze przypowierzchniowym półprzewodnika od strony izolatora tworzy się warstwa zubożona. Jeśli metal jest na potencjale dodatnim względem półprzewodnika, to szerokość tej warstwy jest większa. Zatem strukturę MIS, podobnie jak złącze p-n można traktować jak kondensator, albo - jak studnię potencjału. Jeśli w taką studnię zostaną wstrzyknięte nośniki, to nie mogą się z niej wydostać (na rys. 10b nośniki wstrzyknięte oznaczono Q_{sig}). Przyrządy CCD są złożone z wielu takich studni potencjału. Wstrzykiwanie nośników odbywa się poprzez oświetlenie przyrządu. Przyrządy te są stosowane w przetwornikach obrazu. Fotony absorbowane w obszarze zubożonym struktury CCD generują pary elektron – dziura. Nośniki większościowe odływają do półprzewodnika (dla nich nie ma bariery potencjału) zaś mniejszościowe – pozostają uwięzione w studni. Ilość nośników mniejszościowych w każdej ze studni w matrycy struktur w przyrządzie CCD

odzworowuje lokalną wartość natężenia światła. Po okresie spoczynkowym przeznaczonym na odbiór sygnału optycznego, włącza się sekwencję sygnałów zegarowych (napięciowych) polaryzujących tak poszczególne struktury, aby umożliwić przenoszenie ładunku. Każdą linię danych można wyprowadzić sekwencyjnie, tak jak to się dzieje przy przeszukiwaniu obrazu w telewizji. Na rys. 11 przedstawiono przykładowo taki proces przenoszenia ładunku.



Rys. 10 Przekrój przez strukturę MIS (tu rolę izolatora pełni tlenek, więc jest to struktura MOS) i model pasmowy dla struktury MO- półprzewodnik typu p.



Rys.11 Proces przenoszenia ładunku w przyrządzie CCD.

9. Efekty fotowoltaiczne w półprzewodniku

a) Efekt Dembera.

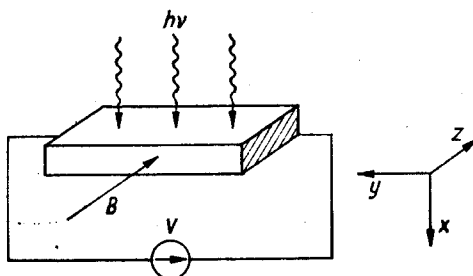
W wyniku oświetlenia półprzewodnika światłem o energii fotonów większej od energii przerwy wzbronionej, generowane są przy powierzchni półprzewodnika pary elektron - dziura. Z drugiej strony półprzewodnika koncentracje elektronów i dziur są tylko równe koncentracji równowagowej. W efekcie powstaje gradient koncentracji nośników i zarówno elektrony jak i dziury podążają w tę samą stronę, tam gdzie jest ich mniej. Jeśli któreś nośniki są bardziej ruchliwe, (zwykle to elektrony są bardziej ruchliwe niż dziury) to między oświetloną i ciemną stroną półprzewodnika powstaje różnica potencjałów, zwana foto - sem Dembera.

b) Efekt fotomagnetoelektryczny (PEM).

Efekt ten polega na pojawieniu się foto - sem w oświetlanym półprzewodniku w obecności pola magnetycznego. Rozważmy półprzewodnik w konfiguracji przedstawionej na rys. 12. Wygenerowane światłem pary elektron - dziura wędrują w głąb próbki (wzdłuż osi x). Ruch nośników może być wywołany gradientem koncentracji domieszek, gradientem przerwy energetycznej, nierównomierną generacją par itd. W obecności pola magnetycznego na poruszające się ładunki działa siła Lorentza F :

$$F = q (v \times B) \quad (22)$$

odchylając w kierunku $+y$ ładunki jednego znaku a w kierunku $-y$ - ładunki przeciwnego znaku. W efekcie między końcami próbki wzdłuż osi y wytwarza się różnica potencjałów - siła fotomagnetoelektryczna.



Rys. 12 . Zjawisko powstawania siły fotomagnetoelektrycznej.

c) objętościowe zjawisko fotowoltaiczne

Oświetlenie półprzewodnika w którym są pewne niejednorodności również wywołuje powstanie fotonapięcia. Przepływowi prądu wywołanemu tymi niejednorodnościami towarzyszy powstanie fotonapięcia przywracającego stan równowagi.

II. Detektory fotonowe – oparte na oddziaływaniu ze swobodnymi nośnikami.

1. Detektory „photon drag” (pociąganie przez fotony)

W półprzewodnikach b. silnie domieszkowanych dla długości fal $\lambda \gg \lambda_g = \frac{hc}{E_g}$ występuje absorpcja przez swobodne nośniki. Fotony przekazują swój pęd nośnikom swobodnym i

powodują ich ruch w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji fali elektromagnetycznej odpowiadającej tym fotonom. Tak więc następuje uporządkowany ruch elektronów wzdłuż próbki i w efekcie pojawia się napięcie między jej końcami. Detektory wykorzystujące efekt „pociągania” elektronów przez strumień fotonów stosuje się do detekcji promieniowania laserów ze względu na b. Szybki czas odpowiedzi i zdolność do absorpcji olbrzymiej mocy bez uszkodzenia półprzewodnika, bo promieniowania jest absorbowane na dużym obszarze.

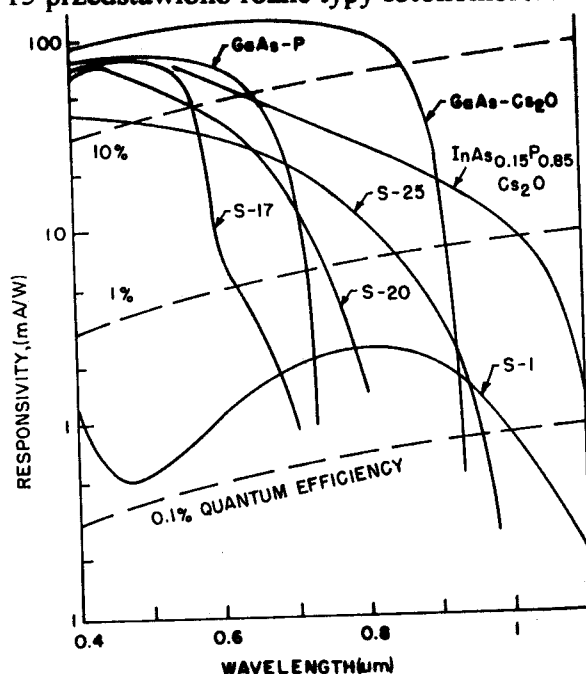
2. Detektor Putley’a.

Jest to detektor na tzw. gorących nośnikach. Tu również wykorzystuje się efekt absorpcji na swobodnych nośnikach, zatem półprzewodnik jest silnie domieszkowany, tak że poziom Fermiego znajduje się w paśmie przewodnictwa. Energia przekazana elektronom jest wykorzystywana na przejście elektronów na wyższe poziomy energetyczne w paśmie przewodnictwa. Im wyżej elektrony znajdują się w paśmie tym wyższą mają ruchliwość i przewodnictwo rośnie. W efekcie po oświetleniu mamy wzrost przewodnictwa. Zarówno w przypadku detektora Putley’a jak i detektor „photon drag” zakres spektralny czułości zawarty jest w obszarze submilimetrym i dalekiej podczerwieni.

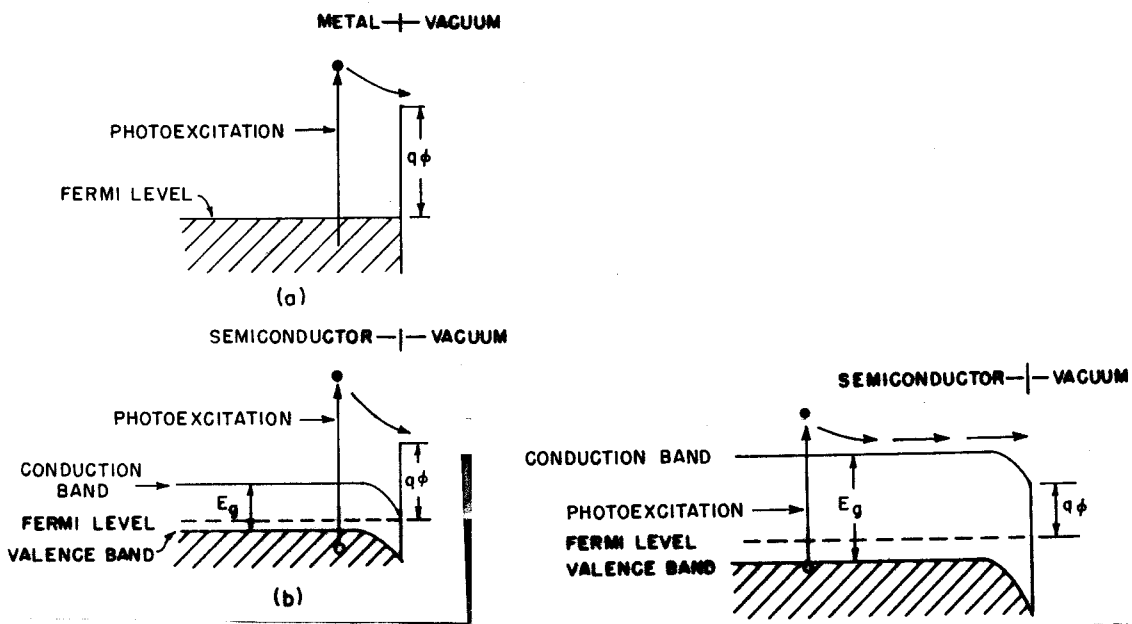
III. Detektory fotonowe zewnętrzne

W detektorach tych wykorzystuje się zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne: energia fotonów jest przekazywana elektronom które następnie opuszczają fotokatodę. Zakres spektralny który pokrywają fotokatody mieści się w zakresie od $0.4\mu\text{m}$ do $1.2\mu\text{m}$. Na rys. 13 przedstawiono charakterystyki spektralne czułości dla różnych fotokatod. Zwykle fotokatody wykonywane są z metalu (typ S) lub półprzewodnika. W tym ostatnim przypadku mogą być fotokatody z dodatnim (PEA- positive electron affinity) lub ujemnym powinowactwem elektronowym (NEA). Na rys. 14 przedstawiono schemat pasmowy odpowiednio dla zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego w przypadku fotokatody metalowej, PEA i NEA.

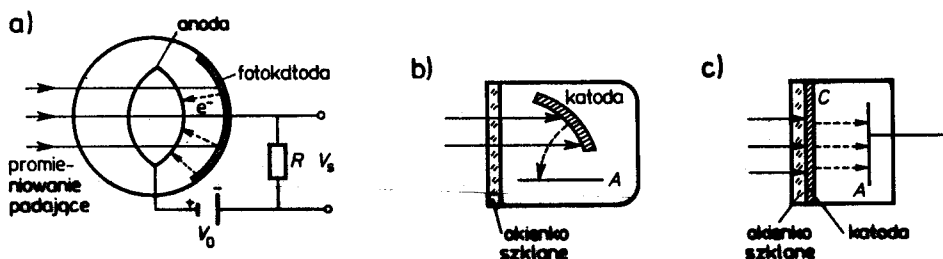
Najprostszym elementem w którym stosuje się fotokatody jest fotokomórka. Typowa fotokomórka składa się z fotokatody i anody umieszczonych w bańce próżniowej. Istnieją fotokomórki, które są dodatkowo wypełnione gazem. Jonizacja zderzeniowa gazu pełni rolę wzmacniacza. Na rys. 15 przedstawiono różne typy fotokomórek.



Rys. 13 Charakterystyki spektralne czułości dla różnych fotokatod.

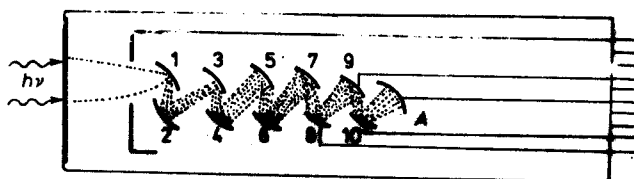


Rys. 14 Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne w przypadku fotokatody: a) metalowej, b) PEA i c) NEA.



Rys. 15. Różne typy fotokomórek; a) schemat fotokomórki próżniowej; b) fotokomórka z nieprzezroczystą fotokatodą; c) fotokomórka z półprzezroczystą fotokatodą

Do detekcji promieniowania o małej mocy stosuje się fotopowielacze. Schemat fotopowielacza przedstawia rys. 16. Fotoelektrony emitowane z fotokatody przyspieszane są napięciem rzędu kilkuset Voltów i ogniskowane na metalowej powierzchni pierwszej dynody, z której każdy elektron wybija kilka elektronów wtórnych. Te elektrony są przyspieszane przez drugą dynodę i ten proces powtarza się wielokrotnie dopóki elektrony nie osiągną ostatniej dynody. Stamtąd docierają do anody i w obwodzie zewnętrznym płynię bardzo duży prąd.



Rys. 16. Fotopowielacz

III. Detektory termiczne

Detektory te opierają się na zjawiskach termicznych, czyli takich, w których następuje zmiana pewnych własności materiału spowodowana zmianą jego temperatury pod wpływem padającego promieniowania. Efekty te nie zależą od fotonowej natury padającego promieniowania. Dlatego też fotosygnal zależy tylko od mocy padającego promieniowania a nie zależy od jego charakterystyki spektralnej (patrz rys. 1 i rys.3 wykład 8). Ponieważ ogrzewanie czy oziębianie próbki makroskopowej jest względnie dowolnym procesem, to detektory termiczne są wolniejsze niż detektory fotonowe. Zwykle czas odpowiedzi dla tych detektorów jest rzędu ms, podczas gdy dla detektorów fotonowych – rzędu μ s.

1. Termoelement (termopara).

Zasada działania termoelementu opiera się na zjawisku powstawania siły termoelektrycznej na dwóch stykach np. dwóch różnych metali na skutek istnienia różnicy temperatur między nimi. Ta siła termoelektryczna jest proporcjonalna do różnicy temperatur:

$$\varepsilon_{\text{termoel}} = \alpha \Delta T \quad (23)$$

Termoelement składa się z następujących elementów:

- płytki odbiornika, który absorbuje całe padające promieniowanie i doprowadza powstałe ciepło do złącz,
- złącza wykonane z materiału o dużym współczynniku α ,
- termicznie izolowanych wsporników służących do mocowania termoelementu.

Jeśli strumień światła modulowany z częstotliwością ω pada na termoelement, to powoduje wzrost temperatury o ΔT , zgodnie ze wzorem (15) z Wykładu 4:

$$\Delta T = \frac{P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (24)$$

Siła termoelektryczna jest zatem równa:

$$\varepsilon_{\text{termoel}} = \alpha \frac{P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (25)$$

zaś czułość R_T :

$$R_T = \frac{|\varepsilon_{\text{termoel}}|}{P} = \frac{\alpha R_T}{|C_T R_T i\omega + 1|} = \frac{\alpha R_T}{\sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1}} \quad (26)$$

Gdzie $\tau = R_T C_T$ a $P = P_{T_0} \exp(i\omega t)$. Jeśli uwzględnimy, że płytka odbiornika ma współczynnik emisyjności równy ε , wówczas czułość termoelementu wyraża się wzorem:

$$R_T = \frac{\varepsilon \alpha R_T}{\sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1}} \quad (27)$$

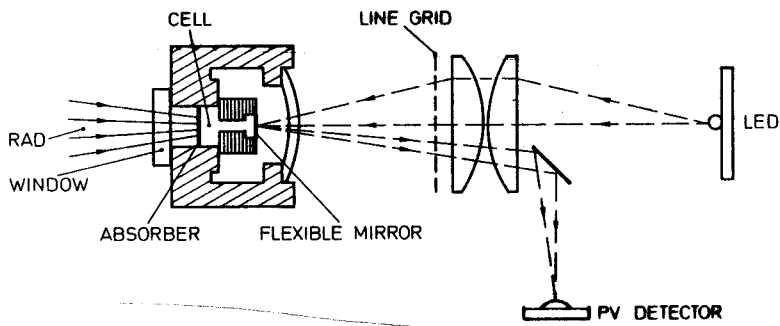
Jak wynika z powyższego wzoru, czułość termoelementu jest tym większa im mniejsza jest stała czasowa i im niższa częstota modułacji promieniowania.

2. Bolometr

Pod wpływem ciepła wydzielonego w bolometrze przy absorpcji promieniowania wzrasta temperatura bolometru i zmienia się jego opór elektryczny. Ponieważ zmiany oporu mogą być b. małe, stosuje się układy mostkowe do pomiaru tych zmian, np. mostek Wheatstone'a. W układach kompensacyjnych 2 z 4 oporów mostka są bolometrami ale tylko jeden z nich jest poddany działaniu mierzonego promieniowania. Drugi służy jako odniesienie. Bolometry są wykonywane z materiałów o dużym współczynniku temperaturowym oporności. Jeśli bolometr jest oświetlany strumieniem światła modulowanym, to jego czułość wyraża się wzorem podobnym do wzoru (27).

3. Komórka Golay'a

Schemat komórki Golay'a, zwanej detektorem pneumatycznym, przedstawia rys. 17.



Rys. 17 Schemat komórki Golay'a

4. Detektor piroelektryczny.

Pewna grupa kryształów charakteryzuje się spontaniczną polaryzacją elektryczną przy zmianach temperatury. Są to kryształy piroelektryczne. Należą do nich m.in. kryształy ferroelektryczne siarczan trójgliceryny TGS, SBN ($\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$) oraz PLZT (związek ołowiu z cyrkonem i tytanem domieszkowany lantanem). W stałej temperaturze nie obserwuje się zewnętrznego pola elektrycznego wskutek przyciągania rozproszonych ładunków atmosferycznych i wychwytywania ich na powierzchni aż do zneutralizowania pola polaryzacji. Związany ładunek powierzchniowy jest stabilny i nie zmienia się przy szybkich zmianach temperatury. Natomiast zmiany temperatury powodują zmiany spontanicznej polaryzacji, którą można mierzyć doświadczalnie. Dlatego detektory piroelektryczne wymagają modulacji strumienia promieniowania.

Wielkością charakteryzującą materiały piroelektryczne jest współczynnik piroelektryczny:

$$p_e = \frac{\partial P_e}{\partial T}$$

określony jako stosunek zmiany polaryzacji elektrycznej P_e do zmiany temperatury. Dla siarczanu trójgliceryny, materiału najczęściej stosowanego do budowy detektorów, $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Ccm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Modulowane promieniowania podczerwone zaabsorbowane przez detektor piroelektryczny powoduje wzrost temperatury materiału ΔT , a tym samym zmianę ładunku powierzchniowego ΔQ :

$$\Delta Q = p_e A \Delta T \quad (28)$$

gdzie A jest powierzchnia absorbującą detektora. Fotoprąd jest dany wzorem:

$$i_s = \frac{d(\Delta Q)}{dt} = p_e A \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad (29)$$

Zmiana temperatury wywołana oświetleniem detektora promieniowaniem modulowanym o częstotliwości ω i amplitudzie P_{T_0} jest dana wzorem (15) z wykładu 4:

$$\Delta T = \varepsilon \frac{P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (30)$$

gdzie ε jest współczynnikiem emisyjności materiału detektora (czyli określa jaka część promieniowania padającego na detektor zostaje zaabsorbowana), R_T jest opornością cieplną (określa stopień związku detektora z otoczeniem) a C_T jest pojemnością cieplną detektora. Z równania (30) otrzymujemy:

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = \varepsilon \frac{i\omega P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad \text{i} \quad i_s = p_e A \varepsilon \frac{i\omega P_{T_0} R_T \exp(i\omega t)}{C_T R_T i\omega + 1} \quad (31).$$

Ponieważ mierniki elektryczne z reguły mierzą wartość skuteczną, to z definicji:

$$i_{sk} = \frac{i_o}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{|i_s i_s^*|}}{\sqrt{2}} = \varepsilon p_e A \frac{\omega^2 P_{T0} R_T}{\sqrt{2} \sqrt{C_T^2 R_T^2 \omega^2 + 1}} = \varepsilon p_e A \frac{\omega P_{T0} \tau_T}{\sqrt{2} C_T \sqrt{\tau_T^2 \omega^2 + 1}} \quad (32)$$

gdzie $\tau_T = R_T C_T$ jest stałą czasową termiczną detektora piroelektrycznego.

Detektor piroelektryczny jest elementem o oporności elektrycznej R i pojemności C połączonych równolegle. Zawada takiego układu wyraża się wzorem:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + i\omega C = \frac{1 + i\omega CR}{R} \quad \text{a stąd } |Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}} = \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_E^2}} \quad (33)$$

Napięcie mierzone na wyjściu detektora piroelektrycznego jest więc dane wzorem:

$$U = i_{sk} |Z| = \varepsilon p_e A \frac{\omega P_{T0} \tau_T}{\sqrt{2} C_T \sqrt{\tau_T^2 \omega^2 + 1}} \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_E^2}} \quad (34)$$

Jeśli jest spełniony warunek, że $\omega \tau_E \gg 1$ i $\omega \tau_T \gg 1$ to napięcie mierzone jest dane wzorem:

$$U = \varepsilon p_e A \frac{\omega P_{T0} \tau_T R}{\sqrt{2} C_T \tau_E \tau_T \omega^2} = \varepsilon p_e A \frac{P_{T0}}{\sqrt{2} C_T C \omega} \quad (35)$$

A więc jest odwrotnie proporcjonalne do częstotliwości modulacji.

Przy konstruowaniu detektora piroelektrycznego należy brać pod uwagę parametry elektryczne i termiczne stosowanych materiałów. Detektor piroelektryczny to zwykle cienka płytka monokrystaliczna o powierzchni ok. 1mm^2 i grubości $10\text{-}30\mu\text{m}$ oraz osi piroelektrycznej prostopadłej do powierzchni. Na obydwie powierzchnie nałożone są elektrody metalowe w postaci cienkiej warstwy napyłanej w próżni, przy czym elektroda czołowa jest półprzezroczysta. Z uwagi na duży opór detektora rzędu $10^{10}\Omega$ bezpośrednio na wyjściu znajduje się tranzystor polowy dopasowujący impedancję do przedwzmacniacza.

Parametry detektora piroelektrycznego są znacznie lepsze niż detektorów termicznych pracujących w temperaturze pokojowej. Detektor piroelektryczny nie wymaga chłodzenia a optymalną temperaturą pracy jest temperatura pokojowa. Czulość spektralna jest stała od ultrafioletu do mikrofal. Czynnikiem ograniczającym zakres spektralny jest okno zabezpieczające detektor przed wpływami atmosferycznymi.