

Rozdział 4

Fotodetektory i odbiorniki optyczne

4.1. Wprowadzenie

Fotodetektor jest sercem układu odbiornika optycznego. Odbiornik optyczny zamienia energię sygnału optycznego, czyli modulowanego strumienia fotonów, na energię prądu elektrycznego – na strumień elektronów, odtwarzający możliwie wiernie strumień docierających do niego fotonów. Wymagania stawiane fotodetektorom można porównać ze stawianymi źródłom sygnałów optycznych. Fotodetektor powinien być przyrządem bardzo czułym, wiernie i szybko odtwarzać zmiany przychodzącego sygnału optycznego. Poza tym powinien wprowadzać jak najmniejszy poziom szumów własnych oraz posiadać rozmiary porównywalne z rozmiarami światłowodów jednomodowych. Niezawodność i niski koszt kończą tę listę wymagań.

W procesie fotodetekcji wykorzystuje się dobrze znane zjawisko generacji w materiale półprzewodnikowym par elektron-dziura po absorpcji fotonu. Nośniki te biorą następnie udział w przewodzeniu prądu. Czas życia nośników elektrycznych winien być możliwie krótki, aby po przerwaniu dopływu fotonów ustał przepływ prądu.

Fotodetektory telekomunikacji optycznej winny także absorbować promieniowanie optyczne o długościach fali 1200-1600 nm, odpowiadających oknom transmisji światłowodowej. W chwili obecnej trzy grupy przyrządów są powszechnie stosowane: fotodiody p-i-n, fotodiody lawinowe i fototranzystory.

Ciągle duże nadzieje wiązane są z fototranzystorami, a to ze względu na możliwość uzyskiwania wzmocnienia i zwiększenia czułości fotoodbierników. Konstruktorzy doskonałą konstrukcję fototranzystorów polowych HEMT, a także fototranzystorów bipolarnych HBT. Jednak obecne konstrukcje nie nadają się do produkcji.

Czytelnik powinien zwrócić uwagę także na problem szumów odbiornika. Pamiętajmy: problem uzyskania dużego wzmocnienia można rozwiązać w rozmaity sposób, natomiast oddzielenie sygnału od szumu jest praktycznie niemożliwe.

4.2. Wiadomości podstawowe

4.2.1. Absorpcja fotonów i efekt fotoelektryczny

Na początek należy zapoznać się z krótką klasyfikacją i terminologią. Fotodetektory są przyrządami służącymi do detekcji i pomiaru mocy sygnału optycznego.

Fotodetektory termiczne dokonują przemiany energii sygnału optycznego na ciepło, a następnie mierzą rozmaite efekty związane ze wzrostem temperatury. Przyrządy tego typu wykorzystywane są w miernikach mocy optycznej; nie są stosowane w komunikacji optycznej.

Fotoelektryczne detektory wykorzystują efekt fotoelektryczny zewnętrzny i wewnętrzny. Efekt fotoelektryczny zewnętrzny to fotoemisja, czyli emisja fotoelektronowa, wykorzystywana w fotodetektorach próżniowych i fotopowielaczach. Efekt fotoelektryczny wewnętrzny to generacja par elektron-dziura w materiałach półprzewodnikowych, wykorzystywany w fotodetektorach półprzewodnikowych.

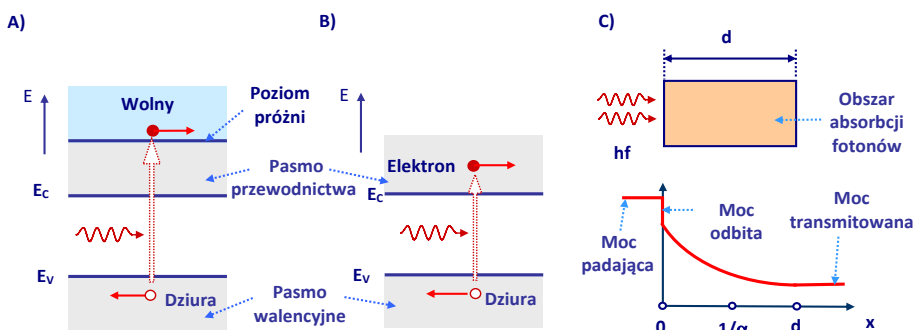
Opracowano wiele rodzajów fotodetektorów półprzewodnikowych. Wymienić tu można fotorezystory, fotodiody p-n, fotodiody p-i-n, fotodiody lawinowe, fotodiody MSM i fototranzystory. Działanie każdego z wymienionych typów zostanie opisane, przy czym najdokładniej omówione zostaną charakterystyki diody p-i-n, powszechnie stosowanego fotodetektora.

Ilustrację mechanizmu zjawiska fotoelektrycznego pokazano na rys. 4.1. Kwant promieniowania o odpowiednio dużej energii hf , zaabsorbowany w półprzewodniku, może przekazać swoją energię elektronowi, który będzie w stanie wykonać pracę wyjścia i przejść do próżni – rys. 4.1A. Mamy tutaj do czynienia z fotoemisją. Mechanizm emisji elektronu jest także możliwy w przypadku metalu. Należy zauważyć, że bariera potencjału na granicy metal-próżnia czy półprzewodnik-próżnia jest wysoka i zwykle oświetlenie metalu czy półprzewodnika promieniowaniem widzialnym nie pozwala elektronom na pokonanie tej bariery.

Na rys. 4.1B pokazano mechanizm efektu fotoelektrycznego wewnętrznego w półprzewodniku. Pochłonięcie fotonu o odpowiednio dużej energii powoduje przejście elektronu do pasma przewodnictwa i generację pary elektron-dziura. Jeśli para ta powstała w obszarze pola elektrycznego, to oba nośniki rozpoczynają ruch do odpowiednich elektrod.

Energia ($E_c - E_v$) oddzielająca pasmo walencyjne od pasma przewodzenia jest różna dla różnych materiałów. Dla wielu z nich energia ta jest na tyle mała, że fotony promieniowania podczerwonego są w stanie doprowadzić do generacji par elektron-dziura. Generacja par elektron-dziura może mieć miejsce wtedy, gdy foton został pochłonięty. Na rys. 4.1C zilustrowano proces transmisji fotonów przez obszar półprzewodnika. Należy mieć na uwadze, że część padającego na materiał półprzewodnikowy promieniowania zostaje odbita, co jest skutkiem zmiany warunków propagacji. Przy transmisji przez materiał wartość

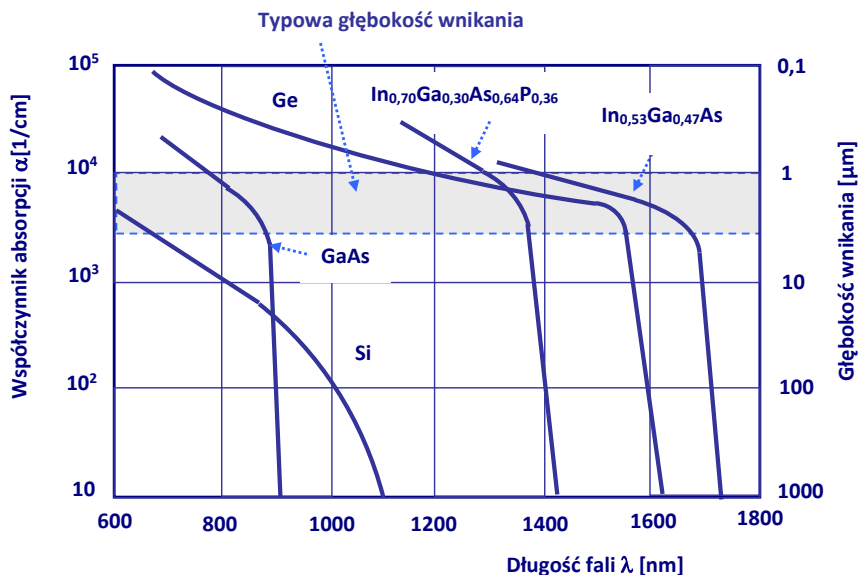
mocy optycznej P_{OPT} maleje wykładniczo na długości x zgodnie z funkcją $\exp(-\alpha x)$, gdzie α jest współczynnikiem absorpcji. Moc pochłonięta wynosi wtedy $P_{OPT}[1 - \exp(-\alpha x)]$.



Rys. 4.1. Ilustracja efektu fotoelektrycznego. A) Efekt fotoelektryczny zewnętrzny, ilustracja fotoemisji elektronu z półprzewodnika. B) Ilustracja mechanizmu efektu fotoelektrycznego wewnętrznego, foton generuje parę elektron–dziura. C) Absorpcja fotonów przy transmisji przez obszar półprzewodnika.

Wartość współczynnika absorpcji α zależy od długości fali λ i od szerokości przerwy energetycznej $E_g = (E_c - E_v)$ materiału.

$$\alpha [\text{cm}^{-1}] = 2 \times 10^4 \sqrt{hf - E_g [\text{eV}]}; \quad (4-1)$$



Rys. 4.2. Zależność współczynnika absorpcji α oraz głębokości wnikania fotonów od długości fali λ dla różnych materiałów półprzewodnikowych.

Na rys. 4.2 pokazano zależność współczynnika absorpcji od długości fali dla różnych materiałów, z których wykonywane są półprzewodnikowe przyrządy wykorzystywane przez telekomunikację optyczną. Współczynnik absorpcji α jest bardzo ważnym parametrem materiału półprzewodnikowego. Jego wartość decyduje o możliwości wykorzystania materiału przy konstrukcji fotodetektora na określone pasmo długości fali.

4.2.2. Wydajność kwantowa i czułość fotodetektora

Wydajność kwantowa η ($0 \leq \eta \leq 1$) fotodetektora jest prawdopodobieństwem, że padający foton wygeneruje parę nośników elektron-dziura, która stanie się składnikiem prądu fotodetektora. Można ją zdefiniować następująco:

$$\eta = \frac{\text{liczba generowanych elektronów}}{\text{liczba padających fotonów}}; \quad (4-2)$$

Wydajność kwantowa η wyraża się następującą zależnością:

$$\eta = (1 - \rho)\xi[1 - e^{-\alpha d}]; \quad (4-3)$$

Czynnik $(1 - \rho)$ reprezentuje efekt odbicia mocy optycznej od powierzchni obszaru absorpcji; efekt odbicia zilustrowano na rys. 4.1C. Czynnik ξ reprezentuje efekt rekombinacji pewnej liczby par elektron-dziura, przez co nie biorą one udziału w prądzie fotodetektora. Najważniejszy z czynników $[1 - \exp(-\alpha d)]$ wskazuje, ile fotonów zostało pochłoniętych na drodze d materiału absorbującego fotony – rys. 4.1C.

Czułość fotodetektora R_{FD} (ang. *Responsivity*) wiąże ze sobą wartość prądu i_{FD} płynącego przez przyrząd z mocą optyczną P_{OPT} padającą na niego. Gdyby wydajność kwantowa była równa 1, to strumień fotonów Φ [fotony/sekunda] produkuje taką samą ilość elektronów; wtedy $i_{FD} = e\Phi$. Moc optyczna jest związana ze strumieniem fotonów: $P_{OPT} = hf\Phi$. Uwzględniając wydajność kwantową η :

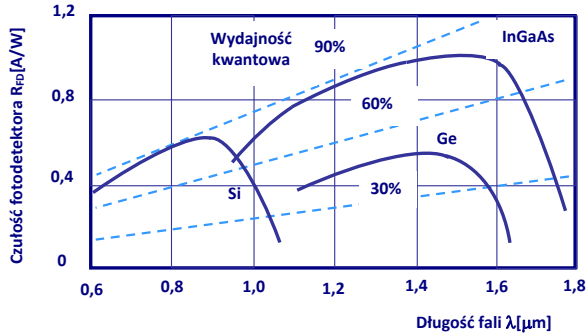
$$i_{FD} = R_{FD}P_{OPT} = \eta e\Phi = \frac{\eta e}{hf}P_{OPT}; \quad (4-4)$$

Dla tej samej P_{OPT} liczba fotonów rośnie z długością fali λ , gdyż rośnie energia hf fotonu. Dlatego można napisać:

$$R_{FD} = \frac{\eta e}{hf} = \eta \frac{\lambda}{1,24} \quad (4-5)$$

Dla $\eta = 1$ i $\lambda = 1240$ nm otrzymujemy $R_{FD} = 1$ A/W.

Na rys.4.3 pokazano teoretyczne przebiegi czułości fotodetektorów wykonanych z rozmaitych materiałów w szerokim zakresie długości fali.



Rys. 4.3. Teoretyczny przebieg czułości fotodetektora dla różnych wartości wydajności kwantowej.

4.3. Fotodetektory komunikacji optycznej

4.3.1. Fotorezystory

Mechanizm detekcji promieniowania optycznego wykorzystany w fotorezystorze jest następujący. Strumień fotonów generuje w objętości półprzewodnika pary elektron-dziura. Pod wpływem pola elektrycznego, w obecności baterii o napięciu U_B , nośniki wędrują w stronę metalowych elektrod. Absorpcja fotonów detekowana jest albo jako wzrost prądu fotorezystora i_{FR} w stosunku do prądu ciemnego, albo jako spadek napięcia na włączonym do obwodu rezystorze R_L – rys. 4.4A.

Strumień fotonów Φ generuje pary elektron–dziura w liczbie $\eta\Phi$; w obwodzie płynie prąd i_{FR} :

$$i_{FR} \cong \eta e \frac{\tau}{t_n} \Phi = \frac{\eta e \tau}{h f t_n} P_{OPT}; \quad (4-6)$$

We wzorze powyższym τ jest czasem życia nośników większościowych, t_n to czas przepływu elektronów między elektrodami.

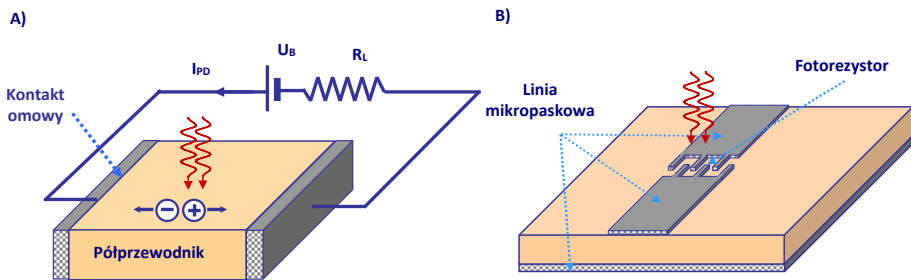
Występujący w zależności (4-6) stosunek czasów τ/t_n nazywany jest wzmocnieniem G :

$$G = \frac{\tau}{t_n} > 1; \quad (4-7)$$

Pasmo pracy B fotorezystora jest odwrotnie proporcjonalne do czasu życia nośników większościowych τ i w praktycznych rozwiązaniach nie przekracza kilku kHz. Iloczyn wzmocnienia i pasma GxB jest niezależny od τ , a jego typowa wartość wynosi około 10^9 .

Fotorezystor włączony szeregowo do linii mikropaskowej działa jako przełącznik włączany impulsem promieniowania optycznego. Uproszczoną strukturę przełącznika pokazano na rys. 4.4B. Przewód linii mikropaskowej jest przerwany w pewnym miejscu. Oświetlenie miejsca przerwania bardzo krótkim, femtosekundowym impulsem promieniowania

optycznego umożliwia krótkotrwały przepływ prądu. W zamkniętym na krótko obwodzie powstaje impuls elektryczny wykorzystywany zwykle do celów pomiarowych.



Rys. 4.4. Działanie fotorezystora. A) Uproszczona struktura i sposób włączenia fotorezystora. B) Fotorezystor włączony szeregowo do linii mikropaskowej w obwodzie generacji ultrakrótkich impulsów.

Fotorezystory nie znalazły zastosowań w telekomunikacji optycznej. Stosowane są jako przełączniki optyczne w układach automatyki oraz w układach czujników.

4.3.2. Fotodiody p-n

Złącze p-n wykonane z materiału absorbującego fotony i spolaryzowane zaporowo może pracować jako fotodetektor – rys. 4.5A. Prąd płynący w kierunku zaporowym, niewielki w warunkach bez oświetlenia, jest po oświetleniu zależny od liczby zaabsorbowanych fotonów.

Fotony absorbowane są w całej objętości półprzewodnika ze współczynnikiem absorpcji α . Każdy absorbowany foton generuje parę elektron-dziura. Losy generowanych nośników są rozmaite. W obszarze zubożonym istnieje silne pole elektryczne, generowane elektrony poruszają się w stronę obszaru „n”, dziury w stronę obszaru „p” (nie ma rekombinacji w obszarze zubożonym).

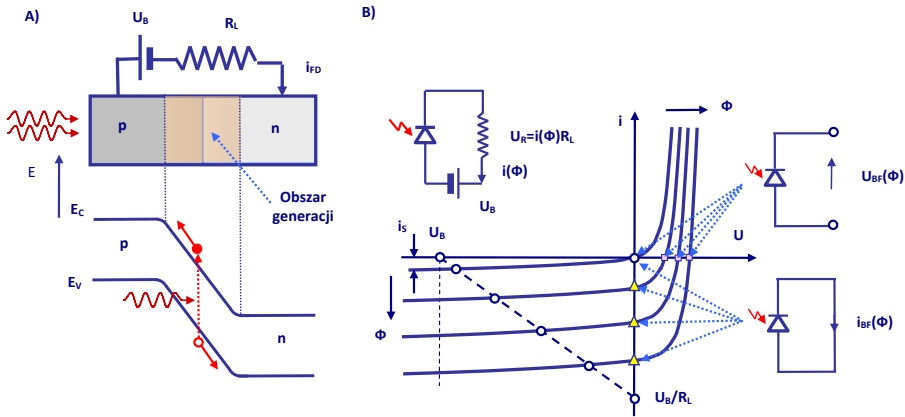
$$i = i_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - i_{FD}(\Phi) \quad (4-8)$$

Równanie (4-8) opisujące prąd złącza p-n jest dobrze znanym równaniem prądu diody uzupełnionym składnikiem zależnym od liczby zaabsorbowanych fotonów. Prąd nasycenia i_s jest dla kierunku zaporowego prądem ciemnym.

Prąd i_{FD} zapisuje się znanym wzorem (4-9), ale wydajność kwantowa jest w tym przypadku niewielka, gdyż znaczna część generowanych nośników nie bierze udziału w prądzie.

$$i_{FD} = \eta e \Phi = \frac{\eta e}{hf} P_{OPT}; \quad (4-9)$$

Czas odpowiedzi jest stosunkowo długi, nośniki z warstwy zubożonej usuwane są szybko, ale czas dyfuzji nośników w obszarach sąsiadujących wydłuża czas trwania impulsu prądu.



Rys. 4.5. Złącze p-n jako fotodetektor. A) Złącze p-n spolaryzowane zaporowo i obszar zubożony, w którym generowane są pary elektron-dziura. B) Charakterystyki prądu $i(U)$ dla złącza p-n spolaryzowanego zaporowo dla różnych warunków oświetlenia.

Oświetlone złącze p-n może pracować w różnych warunkach zasilania. Na rys. 4.5B pokazano oświetlone złącze p-n bez polaryzacji i z rozwartymi zaciskami. Oświetlenie złącza powoduje pojawienie się napięcia fotowoltaicznego U_{BF} na jego zaciskach. Gdy zaciski złącza są zwarte, to rezultatem oświetlenia jest pojawienie się prądu fotowoltaicznego i_{BF} .

Typowe dla fotodetektora warunki pracy uzyskuje się, stosując duże zaporowe napięcie U_B . Wtedy pole elektryczne jest silne, rośnie szerokość warstwy zubożonej, czas przepływu nośników przez warstwę zubożoną jest mały, rośnie więc wydajność kwantowa, a maleje pojemność diody.

4.3.3. Fotodiody p-i-n

W fotodiodzie p-i-n między warstwami półprzewodników „p” oraz „n”, przezroczystymi dla fotonów, umieszczana jest warstwa słabo domieszkowanego półprzewodnika „i” – rys. 4.6A. Obszar „i” jest przy polaryzacji zaporowej silnie zubożony. W obszarze tym istnieje silne pole elektryczne przyspieszające generowane absorpcją fotonów nośniki – rys. 4.6B. Obszar „i” wraz z obszarami dyfuzji po obu stronach zajmują sporą długość d , znaczna część generowanych przez fotony nośników bierze udział w prądzie, rośnie wydajność kwantowa η . Długość obszaru „i” jest kompromisem między rosnącą wydajnością η a zwiększającym się czasem przepływu nośników, co zmniejsza pasmo pracy fotodiody.

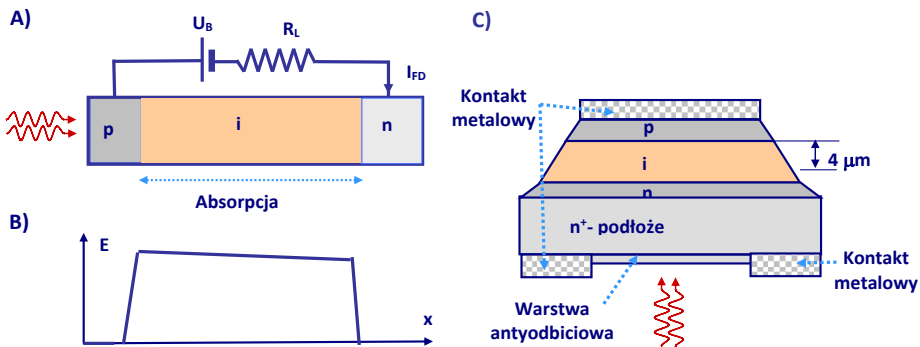
Dobór materiałów, z których wykonywane są diody p-i-n, ma istotne znaczenia dla ich prawidłowej pracy. Warto w tym miejscu wrócić do rys. 4.2. Materiał, z którego wykonana jest warstwa „i”, powinien absorbować fotony z pasma określonych długości fali. Szerokość przerwy energetycznej $E_g = (E_c - E_v)$ między pasmem walencyjnym a przewodzenia powinna

być nieco mniejsza od energii absorbowanych fotonów. Należy mieć na uwadze fakt, że im mniejsza wartość E_g , tym większy jest prąd ciemny fotodiody wywołany efektami termicznymi. Z tego punktu widzenia german jest rzadko używany właśnie ze względu na duży prąd ciemny.

Materiałem chętnie wykorzystywanym w fotodiodach konstruowanych dla drugiego i trzeciego okna światłowodu (1,3–1,7 μm) jest $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Jego charakterystykę pokazano na rys. 4.2. W strukturze heterozłącza sąsiednie obszary „p” i „n” wykonywane są na bazie fosorku indu InP .

Najlepsze wyniki uzyskano dla podwójnego heterozłącza. Warstwy „p” i „n” wykonane są z InP , który dla pasma 1,2–1,6 μm jest przezroczysty, warstwa słabo domieszkowana wykonana jest z $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, co powoduje, że absorpcja zachodzi tylko w warstwie „i”. Należy odnotować, że:

- dla InP : $E_g = 1,35 \text{ eV}$, $\lambda_{\text{gran.}} = 0,92 \mu\text{m}$.
- dla $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: $E_g = 0,75 \text{ eV}$, $\lambda_{\text{gran.}} = 1,65 \mu\text{m}$.



Rys. 4.6. Fotodioda p-i-n. A) Uproszczona struktura fotodiody p-i-n spolaryzowanej zaporowo. B) Rozkład pola elektrycznego w fotodiodzie p-i-n spolaryzowanej zaporowo. C) Struktura diody p-i-n oświetlonej od strony podłoża.

Na rys. 4.6 pokazano uproszczoną strukturę fotodiody p-i-n. Gdy fotodioda jest spolaryzowana zaporowo i nie jest oświetlona, w obwodzie diody płynie niewielki prąd ciemny I_s , podobnie jak dla diody p-n (rys. 4.5B). W obszarze „i” istnieje silne pole elektryczne (rys. 4.6B), które w krótkim czasie usuwa elektrony i dziury powstałe w trakcie absorpcji fotonów.

Czułość fotodiody p-i-n dobrze opisuje zależność (4-5); można ją uzupełnić do postaci (4-10).

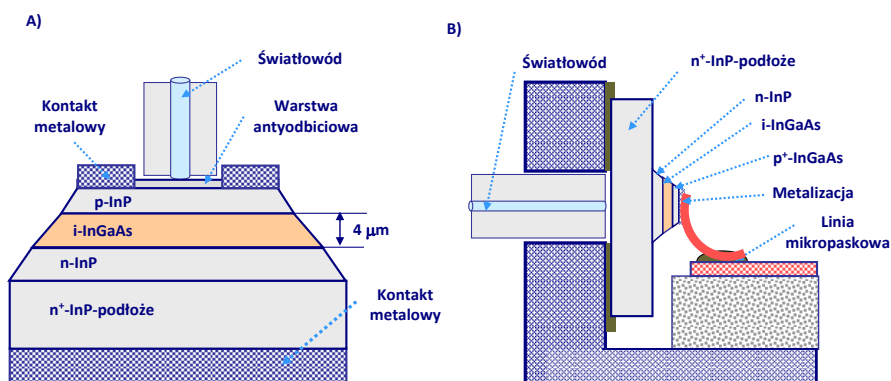
$$R_{FD} = \frac{\eta e}{hf} (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}); \quad (4-10)$$

W zależności powyższej wprowadzono dwa czynniki. Czynniki $(1 - R)$ pokazuje wpływ efektu odbicia fotonów od powierzchni materiału półprzewodnikowego fotodiody. Efekt odbicia może istotnie redukować wartość czułości R_{FD} . Dlatego w wielu konstrukcjach na

powierzchni fotodiody nanoszona jest specjalna warstwa antyodbiciowa, dopasowująca impedancje falowe wolnej przestrzeni i materiału półprzewodnikowego. Na rys. 4.6C pokazano strukturę diody p-i-n oświetlanej od strony przezroczystego podłoża. Wydajność kwantowa rośnie po zastosowaniu pokrycia warstwą antyodbiciową.

Czynnik drugi ($1 - e^{-\alpha d}$) uwzględnia fakt, że nie wszystkie fotony zostają zaabsorbowane w warstwie „i”, co oznacza istotne zmniejszenie czułości. Zwiększenie grubości d warstwy „i” poprawia czułość, ale zwiększa czas przepływu nośników, co ogranicza pasmo pracy fotodiody.

Promieniowanie optyczne doprowadzane jest do fotodiody światłowodem. Konstrukcję doprowadzenia można zaprojektować w różny sposób. Dwa z wielu rozwiązań pokazano na rys. 4.7. Na rys. 4.7A pokazano sposób oświetlenia fotodiody sygnałem ze światłowodu. Sygnał optyczny przepływa prawie bez strat do warstwy InGaAs, w której ma miejsce generacja par elektron–dziura.



Rys. 4.7. Fotodiody p-i-n z warstwą pochłaniającą z InGaAs i z przezroczystymi obszarami p oraz n wykonanymi z InP. A) Dioda oświetlona światłowodem „od przodu”. B) Dioda oświetlona światłowodem od strony podłoża, „od tyłu”, sprzężona z linią mikropaskową.

Fotodiodę można także oświetlić od drugiej strony, co pokazano na rys. 4.7B. Tutaj wyjściowy sygnał elektryczny doprowadzony jest bezpośrednio do mikrofalowej linii mikropaskowej. Rozwiązania takie stosowane są w szerokopasmowych odbiornikach optycznych.

Skonstruowano także specjalne struktury fotodiod, w których warstwy „p” i „n” wykonano w postaci zwierciadeł Bragga, podobnie jak w laserach o emisji powierzchniowej VCSEL. Umieszczona między zwierciadłami Bragga warstwa „i” absorbująca fotony tworzy strukturę rezonansową. Fotodioda staje się w ten sposób przyrządem selektywnym, preferującym określoną długość fali λ .

4.3.4. Pasma pracy fotodiody p-i-n

Prąd i_{FD} fotodiody p-i-n, jeśli pominąć obecność prądu ciemnego, jest proporcjonalny do liczby fotonów docierających do niej, czyli proporcjonalny do mocy sygnału optycznego. Zależność między nimi opisuje równanie (4-9). Można je zapisać w postaci prostego, liniowego związku (4-11), w którym R_{FD} jest czułością fotodetektora definiowaną zależnością (4-10).

$$i_{FD} = R_{FD}P_{OPT}; \quad (4-11)$$

Liniowa zależność $i_{FD}(P_{OPT})$ jest oczywista w przypadku, gdy fotony mają tę samą energię, to znaczy sygnał optyczny jest monoczęstotliwościowy.

Przy transmisji informacji łączem optycznym sygnał optyczny jest zmodulowany w rozmaity sposób. Rozpatrzmy najprostszy przypadek, gdy moc sygnału optycznego zmodulowana jest sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości f_M . Zależność $P_{OPT}(t)$ można wtedy zapisać następująco:

$$P_{OPT}(t) = P_0[1 + m_p \cos(2\pi f_M t)]; \quad (4-12)$$

przy czym częstotliwość modulacji f_M jest dużo mniejsza od częstotliwości sygnału optycznego $f_M \ll f_0$. W zależności (4-12) parametr $m_p < 1$ nazywany jest głębokością modulacji.

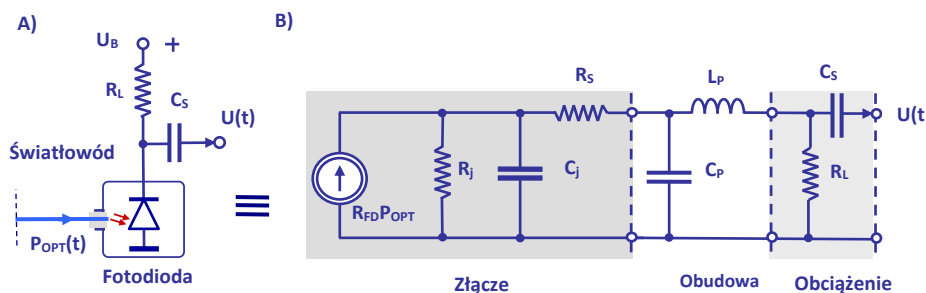
W rozdziale 3 opisano pracę laserów diodowych i wykazano, że – z dobrym przybliżeniem – moc generowana przez laser powyżej prądu progowego jest proporcjonalna do wartości tego prądu. Tak więc sinusoidalna zmiana prądu lasera powoduje generację sygnału optycznego o mocy sinusoidalnie zmieniającej się w czasie, zgodnie z zależnością (4-12).

Jeżeli zależność (4-11) jest słuszna dla tak zmodulowanego sygnału, to prąd i_{FD} fotodiody powinien zapisywać się zależnością (4-13):

$$i_{FD}(t) = I_0[1 + m_I(f_M)\cos(2\pi f_M t + \varphi)]; \quad (4-13)$$

Obecność kąta fazowego φ jest rezultatem naturalnego opóźnienia procesów absorpcji i transportu nośników w fotodiodzie. Natomiast skutkiem liniowości procesu detekcji bezpośredniej jest równość współczynników głębokości modulacji $m_I = m_p$. Dokładna analiza wykazuje jednakże, że współczynniki głębokości modulacji są sobie równe jedynie dla małych częstotliwości modulacji. Stosunek m_I/m_p – z wielu powodów – maleje z częstotliwością modulacji f_M . Dwa najważniejsze z nich zostaną niżej omówione. Tak więc dla fotodiody definiowane jest pasmo pracy nie tylko z punktu widzenia długości fali detekowanego sygnału optycznego, ale także ze względu na pasmo transmisji częstotliwości modulacji sygnału optycznego.

Pierwsza z przyczyn ograniczenia pasma częstotliwości modulacji detekowanego przez fotodiode optycznego sygnału wynika z właściwości opisanych obwodem zastępczym. Pokazano go na rys. 4.8, dla fotodiody pracującej na rezystancję obciążenia R_L , przez którą fotodioda połączona jest ze źródłem napięcia polaryzacji.



Rys. 4.8. Fotodioda *p-i-n* w obwodzie odbiornika. A) Fotodioda *p-i-n* w obwodzie z polaryzacją oświetlona sygnałem optycznym dostarczanym światłowodem. B) Obwód zastępczy fotodiody *p-i-n* z uwzględnieniem obudowy (L_p, C_p) i obciążenia (R_L).

Źródło prądowe o wydajności $R_{FD}P_{OPT}$ reprezentuje tutaj detekowany sygnał optyczny. Rezystancje R_j i R_s oraz pojemność C_j reprezentują złącze. Rezystancja R_j dla złącza polaryzowanego zaporowo ma stosunkowo dużą wartość. Elementy L_p i C_p reprezentują obudowę diody i doprowadzenia. Składowa zmienna prądu źródła, płynąc przez rezystancję R_L , tworzy napięcie sygnału podawane dalej do toru wzmacniaczy. Pojemność C_s odcina stałe napięcie polaryzacji od tego toru.

Powiększanie wartości rezystancji R_L powiększa napięcie wyjściowego sygnału. Z drugiej strony wzrost stałej czasu $R_L C_j$ powoduje zmniejszanie pasma transmitowanych częstotliwości i utrudnia dopasowanie fotodiody do toru wzmacniaczy. Dlatego wartość R_L jest zwykle mniejsza od 100Ω .

Dokładna analiza wskazuje, że istotny wpływ na spadek czułości $R_{FD}(f_M)$ fotodiody *p-i-n* ma także średni czas τ_{PN} przepływu nośników: elektronów i dziur przez obszar „i”. Czas τ_{PN} maleje gdy zmniejszają długość tego obszaru. Ale wtedy część fotonów nie jest absorbowana i czułość w naturalny sposób maleje – patrz zależność (4-10).

Wynikiem analizy jest zależność (4-14), z której wynika, że kształt funkcji opisującej malenie czułości fotodiody odbywa się zgodnie z funkcją $\sin x/x$.

$$\frac{R_{FD}(f_M)}{R_{FD}(0)} \cong \frac{\sin(\pi f_M \tau_{PN})}{\pi f_M \tau_{PN}}; \quad (4-14)$$

Podsumowując oba omówione efekty, naturalne pasmo f_{3dB} pracy fotodetektora, na krańcu którego jego czułość detekcji zmodulowanego sygnału optycznego spada o 3 dB, można opisać prostą zależnością (4-15):

$$f_{3dB} \cong \frac{1}{2\pi \sqrt{(R_L C_j)^2 + \tau_{PN}^2}}; \quad (4-15)$$

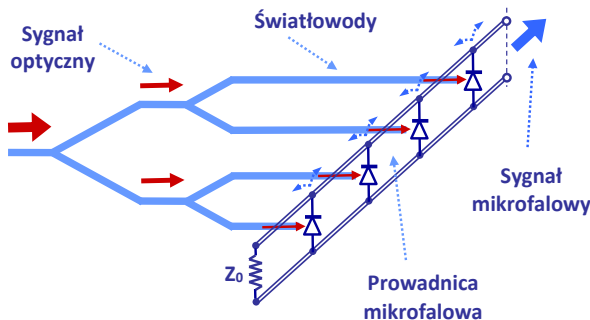
Wzór (4-13) opisujący prąd fotodiody w przypadku sinusoidalnie zmodulowanego sygnału optycznego można przedstawić w formie (4-16), pokazującej skutki wzrostu częstotliwości modulacji f_M na składniki tego prądu.

$$i_{FD}(t) = P_0[R_{FD}(0) + m_P R_{FD}(f_M)\cos(2\pi f_M t + \varphi)]; \quad (4-16)$$

Zdefiniowane w opisany sposób pasmo pracy fotodiody w prostych strukturach diod sięga 10 GHz, w konstrukcjach specjalnie przygotowanych detekowane pasmo modulacji dochodzi do 80 GHz. Specjalne konstrukcje fotodiod z falą bieżącą umożliwiły poszerzenia pasma odbioru poza 100 GHz.

4.3.5. Fotodiody p-i-n z falą bieżącą

Zasadę działania fotodiod p-i-n z falą bieżącą ilustruje rys. 4.9. Sygnał optyczny prowadzony światłowodem planarnym podzielony został na 4 równe sobie składniki i skierowany odcinkami o różnej długości do 4 identycznych fotodiod. Każda z fotodiod sprzężonych ze światłowodem pobudza swoim prądem przewodnicę mikrofalową, którą może być linia mikropaskowa, koplanarna czy też dwuprzewodowa linia planarna. Każda fotodioda wzbudza w linii mikrofalowej dwie fale o częstotliwości modulacji sygnału optycznego, propagowane w obie strony.

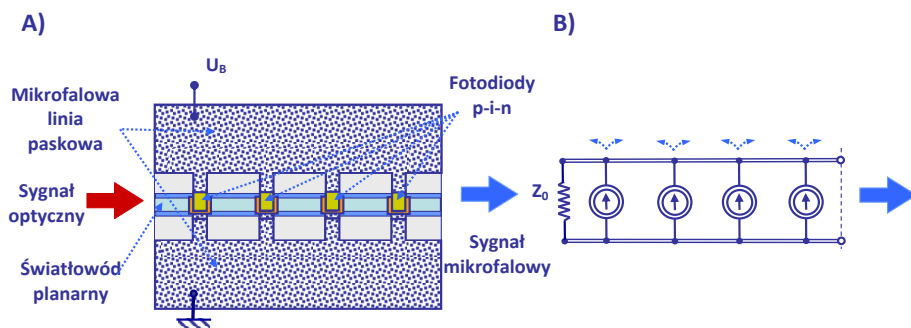


Rys. 4.9. Idea działania fotodetektora z falą bieżącą z 4 fotodiodami pobudzającymi sprzężoną z nimi przewodnicę falową o impedancji charakterystycznej Z_0 .

Tak więc w linii mikrofalowej wzbudzone zostały 4 fale poruszające się w jednym kierunku i 4 fale poruszające się w kierunku przeciwnym. Właściwy dobór odległości między diodami, dobór prędkości fazowej fal propagowanych w przewodnicy mikrofalowej, a także dobór różnic długości światłowodów planarnych, powodujących opóźnienie propagowanego sygnału optycznego, preferują w rezultacie wybrany kierunek propagacji sygnałów mikrofalowych. Zatem 4 fale propagowane w stronę wrót wyjściowych sumują się, a 4 fale propagowane w przeciwnym kierunku wzajemnie się znoszą.

Podobny mechanizm wyróżniający wybrany kierunek propagacji wykorzystywany jest w niektórych konstrukcjach mikrofalowych sprzęgaczy kierunkowych.

Analizy teoretyczne wykazały, a eksperymenty potwierdziły, że wielodiodowe fotodetektory z falą bieżącą mogą detekować sygnały optyczne zmodulowane amplitudowo w znacznie szerszych pasmach częstotliwości.



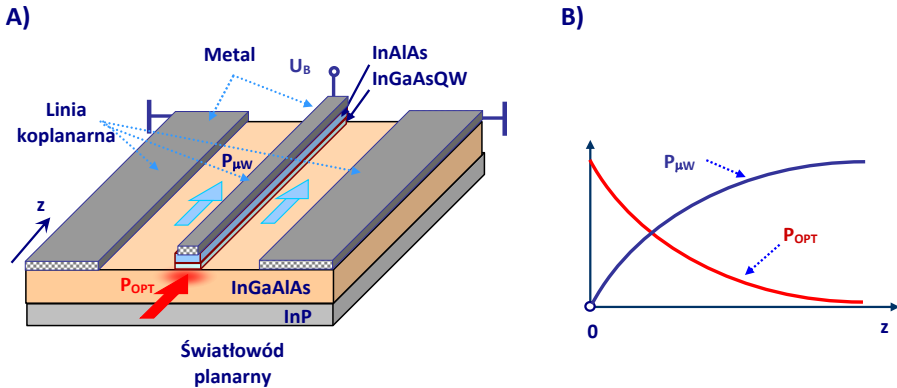
Rys. 4.10. Fotodetektor z 4 fotodiodami. A) Uproszczona struktura fotodetektora, w którym sygnał optyczny dochodzi do 4 fotodiod światłowodem planarnym, a fotodiody pobudzają linię koplarną. B) Prosty obwód zastępczy z 4 źródłami prądowymi.

Podobnie szerokopasmową pracę zapewnia struktura fotodetektora, której zasadę działania przedstawiono na rys. 4.10. Fotodetektor z 4 fotodiodami p-i-n z falą bieżącą o strukturze pokazanej na rys. 4.10A jest połączeniem planarnego światłowodu wykonanego na podłożu InP z mikrofalową linią koplarną. Obie przewodnice falowe: światłowód i linia koplarna zostały tak skonstruowane, by prędkości propagacji sygnału optycznego i mikrofalowego były sobie równe. Na rys. 4.10B pokazano uproszczony obwód zastępczy z 4 źródłami prądowymi sterowanymi sygnałem optycznym.

Moc propagowanego sygnału optycznego maleje, gdyż jest absorbowana przy transmisji przez kolejne obszary absorpcji 4 diod. W miarę jak moc sygnału optycznego maleje, moc sygnału mikrofalowego rośnie. Także w tym przypadku fale wzbudzone w linii koplarniej i propagowane w kierunku przeciwnym znoszą się wzajemnie.

Konstrukcja fotodetektora p-i-n przedstawiona na rys. 4.11 jest kolejnym krokiem rozwoju struktury, w której sygnał optyczny i mikrofalowy propagowane są w dwu sąsiednich przewodnicach falowych z tymi samymi prędkościami fazowymi. Sygnał optyczny wędruje wzdłuż światłowodu w obszarze diody p-i-n spolaryzowanej zaporowo, a jego moc P_{OPT} ulega absorpcji w obszarze studni kwantowej InGaAs. Jednocześnie w linii koplarniej zostaje wzbudzona fala o częstotliwości modulacji sygnału optycznego. Narastanie mocy $P_{\mu W}$ sygnału mikrofalowego w miarę absorpcji sygnału optycznego pokazuje rys. 4.11B.

Fotodetektory z falą bieżącą mają cały szereg zalet. Pasma pracy mierzone częstotliwością modulacji sygnału optycznego przekracza 200 GHz. Detektory te charakteryzuje wysoka czułość oraz możliwość pracy przy wyższym poziomie mocy sygnału optycznego.



Rys. 4.11. Fotodetektor p-i-n z falą bieżącą. A) Podstawowa struktura fotodetektora. B) Pochłanianie sygnału optycznego w światłowodzie i wzbudzenie sygnału mikrofalowego w linii koplarnarnej.

4.3.6. Fotodiody lawinowe

W fotodiodach lawinowych wprowadza się do struktury diody p-i-n dodatkowy obszar „p”. Przy polaryzacji zaporowej, zwykle kilkudziesięciu woltów, w obszarze tym występuje silne pole elektryczne. Przepływające w tym obszarze elektrony są przyspieszane, nabierają energii i generują kolejne pary elektron–dziura. Zachodzi proces jonizacji zderzeniowej, powielania lawinowego, a w rezultacie prąd diody rośnie wielokrotnie (M razy). Prąd diody rośnie wykładniczo ze wzrostem U aż do przebiecia lawinowego. Typowe, praktycznie osiągalne wartości M dochodzą do 100.

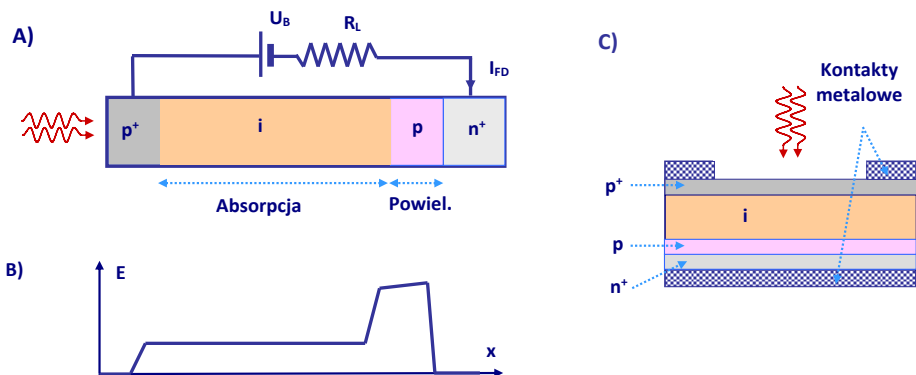
$$i_{FD} = R_{FD} P_{OPT} M(U, f); \quad (4-15)$$

Diody lawinowe były początkowo chętnie stosowane w łączach optycznych ze względu na duże wartości czułości. Jednakże ich wady istotnie ograniczyły ich zastosowania.

Do wad fotodiod lawinowych zaliczyć można:

- duże napięcia polaryzacji,
- zmniejszenie pasma pracy o około \sqrt{M} , stukrotne zwiększenie czułości okupione jest dziesięciokrotnym zmniejszeniem pasma pracy,
- silna zależność czułości od temperatury,
- duże szумы.

Okazało się też, że ze względu na duże szумы wnoszone przez diodę lawinową łatwiej uzyskać odpowiednią czułość odbiornika optycznego, stosując wzmacniacze tranzystorowe. W rezultacie fotodiody lawinowe stosowane są wyłącznie w specjalnych układach łącz optycznych.



Rys. 4.12. Ilustracja działania fotodiody lawinowej. A) Uproszczona struktura fotodiody lawinowej z obszarem p powielania prądu. B) Rozkład pola elektrycznego dla polaryzacji zaporowej. C) Struktura planarnej fotodiody lawinowej.

Fotodiody lawinowe wykonane na bazie krzemu pracują w szerokim paśmie 450–1000 nm. Zakres ich maksymalnej czułości przypada na pasmo 600–850 nm – patrz rys. 4.3. Współczynnik wzmocnienia tych diod jest stosunkowo duży, sięga wartości $M = 10^3$.

Dla większych długości fal fotodiody lawinowe wykonuje się na bazie InGaAs. Ich współczynnik wzmocnienia nie przekracza zwykle 10^2 .

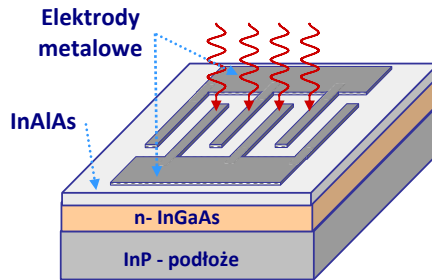
Fotodiody lawinowe stosowane są w systemach komunikacji światłowodowej, a także w systemach sensorów optycznych.

4.3.7. Fotodiody z barierą Schottky’ego

Jednym z popularniejszych typów fotodetektorów są diody MSM, oparte na strukturze metal–półprzewodnik–metal (ang. *Metal–Semiconductor–Metal*), nazywanych często fotodiodami z barierą Schottky’ego. Na materiale półprzewodnikowym wykonuje się dwie metalowe elektrody, które tworzą dwa złącza Schottky’ego – rys. 4.13. W warunkach pracy do elektrod przykładana jest napięcie polaryzujące.

W fotodiodzie z barierą Schottky’ego jeden z materiałów złącza p - n – najczęściej „ p ” – zastąpiony został metalem. Warstwa metalu jest zwykle bardzo cienka, półprzezroczysta dla promieniowania optycznego. W niektórych konstrukcjach sygnał optyczny doprowadzany jest z drugiej strony struktury. W złączu metal–półprzewodnik warstwa zubożona formuje się w pobliżu powierzchni, przez co eliminuje rekombinację powierzchniową.

Diody MSM o planarnej strukturze z elektrodami międzypalczastymi mają najmniejsze wartości pojemności C_j . Przy niewielkiej rezystancji szeregowej R_s stałe czasu $R_s C_j$ są niewielkie i dlatego diody MSM charakteryzują się najwyższymi częstotliwościami pracy znacznie powyżej 100 GHz. Częstotliwość pośrednia w układach mieszania optycznego dochodzi do 3000 GHz.



Rys. 4.13. Fotodioda MSM z barierą Schottky'ego. Widok metalowych elektrod fotodiody.

Fotodiody MSM są jedynymi konkurentami fotodiod p-i-n. Stosowane są często w planarnych fonicznych układach scalonych.

4.3.8. Fototranzystory

Tranzystory są przyrządami półprzewodnikowymi wrażliwymi na promieniowanie optyczne. Tranzystory polowe FET i MESFET wykonane na bazie GaAs nie detekują promieniowania w pasmach 1300 i 1550 nm, ponieważ GaAs jest przezroczysty dla tych długości fal λ ($E_g = 1,41$ eV).

Fototranzystory wykorzystują struktury heterozłączone oparte na materiałach stosowanych w fotodiodach p-i-n. Na pasmo 850 nm stosowane są kombinacje materiałów AlGaAs/GaAs albo też GaInP/GaAs. Fototranzystory konstruowane do pracy w oknie 2 i 3 światłowodu wykorzystują zwykle jako podstawowy materiał fosforek indu InP, a jako absorber fotonów InGaAs.

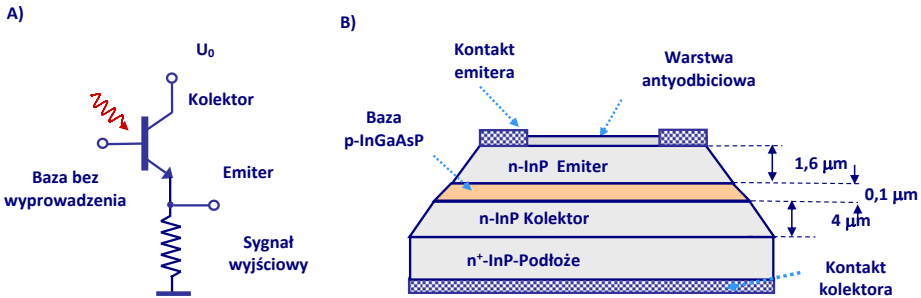
Bardzo dobre parametry otrzymano z fototranzystorami HBT (ang. *Heterojunction Bipolar Transistor*), wykonywanymi na bazie InP, z warstwami pochłaniającymi z InGaAs. Strukturę takiego przyrządu pokazano na rys. 4.14.

Głównym materiałem, z którego wykonano podłoże, jest InP fosforek indu. Na podłożu położono 3 warstwy: kolektor, bazę i emiter. Bazę wykonano z InGaAsP jako absorbera promieniowania optycznego. W strukturze fototranzystora nie przewidziano wyprowadzenia bazy, co jest często, choć nie zawsze, spotykanym rozwiązaniem.

Umieszczenie warstwy absorbującej fotony jako bazy w strukturze tranzystora pozwala uzyskać wielokrotne powiększenie czułości fotodetektora. O ile wartości czułości R_{FD} fotodiod p-i-n dochodzą do 1 A/W, to w przypadku fototranzystorów przekraczają zwykle wartość 30 A/W, dochodząc do 100 A/W.

Wykonane właściwie tranzystory HBT mają doskonałe parametry mikrofalowe, niektóre struktury mogą pracować do 60 GHz. Natomiast poważnym problemem konstruktorów

fototranzystorów jest uzyskanie warunków szerokopasmowej pracy i stałych wartości parametrów w całym zakresie częstotliwości pracy.



Rys. 4.14. Fototranzystor heterozłączowy. A) Podłączenie fototranzystora HBT. B) Struktura z obszarem absorpcji promieniowania w pasmach transmisji światłowodowej.

Oświetlenie tranzystora zmienia jego parametry rozproszenia, co pozwala realizować cały szereg zadań związanych bezpośrednio z procesem odbioru i przetwarzania sygnałów optycznych i mikrofalowych. Wymienić tu można:

- detekcja promieniowania optycznego z dużą czułością, wykorzystując wzmocnienie tranzystora,
- mieszanie i przetwarzanie sygnałów mikrofalowych i optycznych,
- optyczna kontrola procesu generacji sygnałów mikrofalowych.

Badania nad nowymi konstrukcjami HBT trwają; opracowane konstrukcje mają coraz lepsze parametry.

4.3.9. Porównanie fotodetektorów

Fotodetektor jest sercem odbiornika optycznego. Dokonany w ostatnich dekadach rozwój technologii transmisji informacji łązami optycznymi byłby niemożliwy bez opracowania wysokoczułych i szerokopasmowych fotodetektorów. W poprzednich punktach w wielkim skrócie przedstawiono zasady działania i podstawowe informacje o fotodiodach i fototranzystorach. Zestawienie ich parametrów przedstawiono w tabeli 4.1.

W tabeli nie umieszczono fotorezystorów, które to przyrządy – ze względu na niewielką czułość – nie są wykorzystywane w odbiornikach optycznych. Stosowane są chętnie w przełącznikach optycznych, a także w układach generacji ultrakrótkich impulsów prądu.

Fotodiody p-n mają w tym momencie znaczenie historyczne i dydaktyczne. W układach odbiorników zostały zastąpione przez fotodiody p-i-n, głównie ze względu na większą wydajność kwantową. Fotodiody p-i-n są konstrukcyjnie najbardziej dojrzałe, są powszechnie stosowane i nadal rozwijane. Szczególnym zainteresowaniem konstruktorów cieszą się fotodiody z falą bieżącą, zapewniające wysoką czułość, szerokopasmową pracę i doskonałe

warunki dopasowania obwodu wyprowadzenia sygnału mikrofalowego. Rozwijane są także konstrukcje fotodiod MSM. Szerokopasmowa praca tych fotodiod umożliwia generację sub-milimetrowych sygnałów mikrofalowych w procesie mieszania dwóch sygnałów optycznych.

Tabela 4.1. Porównanie parametrów fotodetektorów

Typ fotodetektora	Fotodiody p-i-n	Fotodiody lawinowe	Fotodiody MSM	Fototranzystory
Materiał	Si, Ge, InGaAs	Si, Ge, InGaAs	Si, Ge, InGaAs	InGaAs
Pasmo	do 300 GHz	do 10 GHz	do 3000 GHz	do 80 GHz
Czułość	0,5–1 A/W	1–100 A/W	0,1–0,3 A/W	20–100 A/W
Szumy	małe	duże	małe	małe i średnie
Wymagania układowe	proste	duże napięcie zasil., stabil. temperatury	proste	stabilizacja napięć zasilających
Zakres zastosowań	powszechnie stosowane	stosowane w układach starszych generacji	rozwijane	intensywnie rozwijane

Fototranzystory są najbardziej obiecującymi przyrządami przyszłości. W sferze badań i prób powstają ciągle nowe konstrukcje. Jednakże zakres ich zastosowań jest jeszcze ograniczony.

4.4. Odbiorniki optyczne z detekcją bezpośrednią

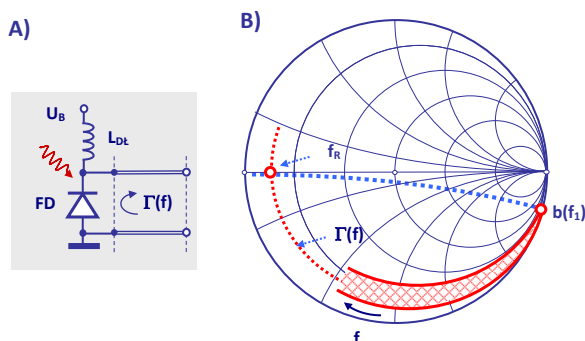
4.4.1. Obwodowe parametry fotodiody p-i-n

Fotodiody p-i-n pracuje zwykle w układach odbiorników optycznych, a jej wyjściowy sygnał elektryczny kierowany jest do toru wzmacniaczy. Jeżeli wejściowy sygnał optyczny będzie miał wstęgi modulacji dochodzące do 20-40 GHz, to sposób sprzężenia fotodiody z torem wzmacniaczy ma krytyczne znaczenie. Podstawą rozważań o sposobie sprzężenia jest obwód zastępczy fotodiody.

Typowy obwód zastępczy fotodiody p-i-n pokazano na rys. 4.8. Proces fotodetekcji mocy P_{OPT} reprezentowany jest w obwodzie zastępczym przez źródło prądowe $i_{FD} = R_{FD}P_{OPT}$, (zwykle $R_{FD} \leq 1$ A/W). Proces fotodetekcji zamienia modulację mocy P_{OPT} na modulację prądu.

Elementy R_j , C_j i R_s reprezentują złącze fotodiody. W stanie polaryzacji zaporowej wartości tych elementów mieszczą się zwykle w następujących granicach: $R_j = 0,1-1$ M Ω , $C_j = 0,01-1$ pF, $R_s = 1-10\Omega$, w zależności od typu diody i pasma pracy. Elementy L_p i C_p

reprezentują oprawkę, typowo: $C_P = 0,01-0,1\text{pF}$, $L_P = 0,03-0,3\text{ nH}$. W układach scalonych elementy te są zwykle pomijane.



Rys. 4.15. Pomiar impedancji fotodiody. A) Fotodioda spolaryzowana przez baterię napięciem U_B przez dławik o indukcyjności L_{De} jako obciążenie przewodnicy falowej. B) Współczynnik odbicia diody p-i-n spolaryzowanej zaporowo na wykresie Smitha.

Elementy C_j , R_S i L_P tworzą obwód rezonansu szeregowego. Impedancja wejściowa, początkowo pojemnościowa, powyżej rezonansu ma charakter indukcyjny. Pojemność sprzęgająca C_S nie ma istotnego znaczenia, separuje dołączony do fotodiody wzmacniacz od napięcia polaryzacji, natomiast wartość rezystancji obciążenia R_L ma zasadnicze znaczenie. Wartość R_L decyduje o czułości odbiornika, a stała czasu $R_L C_j$ o paśmie odbioru.

Aby określić właściwości fotodiody w zakresie częstotliwości mikrofalowych, mierzony jest zwykle współczynnik odbicia $\Gamma(f)$ fotodiody umieszczonej na końcu linii długiej – rys. 4.15A. Wyniki pomiarów przedstawione na wykresie Smitha mieszczą się zwykle w zakreśkowanym polu zaznaczonym na rys. 4.15B.

Na podstawie zależności $\Gamma(f)$ można obliczyć wartości elementów obwodu zastępczego z rys. 4.8. Można zauważyć, że dla małych częstotliwości f_1 wartość współczynnika odbicia $\Gamma(f_1)$ odpowiada susceptancji $b(f_1)$:

$$b(f_1) = 2\pi(C_j + C_P)Z_0; \quad (4-16)$$

Jeśli zwiększyć częstotliwość pomiaru tak, aby doprowadzić współczynnik $\Gamma(f_R)$ do rezonansu, to wtedy można obliczyć indukcyjność L_P :

$$2\pi f_R L_P - \frac{1}{2\pi(C_j + C_P)} \cong 0; \quad (4-17)$$

W rezonansie współczynnik odbicia $\Gamma(f_R)$ jest rzeczywisty i ujemny, wtedy:

$$\frac{R_S}{Z_0} \cong \frac{1 + \Gamma_R}{1 - \Gamma_R}; \quad (4-18)$$

Zwykle rezystancja $R_S \gg Z_0$ i można ją w obliczeniach pominąć.

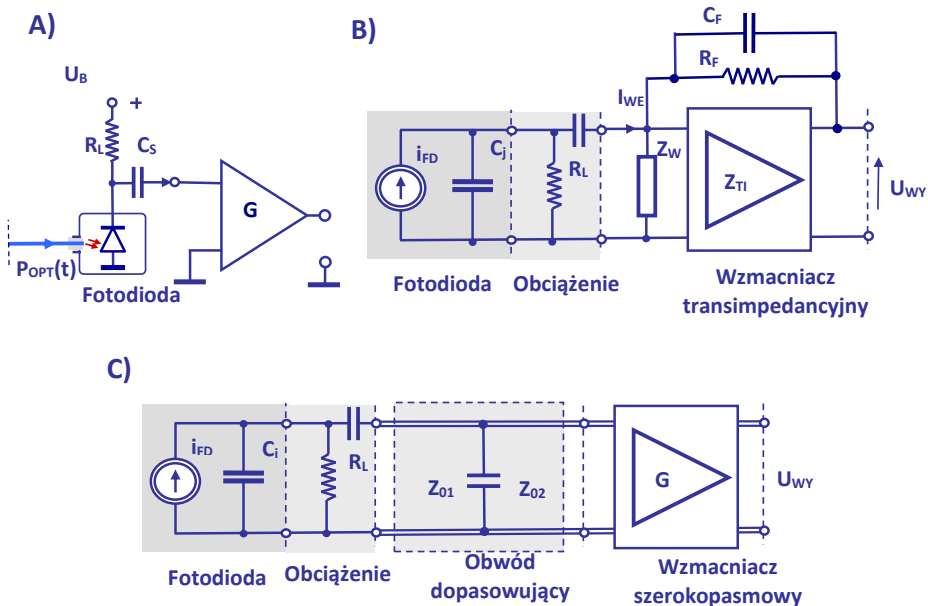
Jeśli mierzony przebieg $I(f)$ nie zbliży się do rezonansu, to aby wyznaczyć wartości elementów obwodu zastępczego fotodiody, należy skorzystać ze znanych sposobów ekstrakcji i symulacji komputerowej.

4.4.2. Wzmacniacze współpracujące z fotodiodą p-i-n

W układzie odbiornika optycznego fotodioda dołączona jest do łańcucha wzmacniaczy – rys. 4.16A. Sygnał po wzmacnieniu jest poddawany dalszej obróbce. Technika wzmacniania sygnałów mikrofalowych jest bardzo dobrze rozwinięta, opracowano wiele interesujących rozwiązań. Dwa z tych rozwiązań będą pokrótce omówione. Temat ten zostanie szerzej opisany w dalszych rozdziałach.

Jednym z często stosowanych rozwiązań jest użycie w pierwszym stopniu łańcucha wzmacniaczy wzmacniacza transimpedancyjnego. Rozwiązanie to pokazano na rys. 4.16B. Obwód zastępczy uproszczono, pomijając elementy niewpływające w istotnym stopniu na pracę układu. Spolaryzowana fotodioda pracuje na rezystancję R_L . Admitancję wejściową „widzianą” przez źródło prądowe można wyrazić następująco (Z_W jest impedancją wejściową wzmacniacza):

$$Y_{we}(\omega) = \frac{1}{R_L} + \frac{1}{Z_W} + j\omega C_j; \quad (4-19)$$



Rys. 4.16. Stopień wejściowy odbiornika optycznego. A) Sprzężenie fotodiody ze wzmacniaczem. B) Uproszczony obwód zastępczy fotodiody sprzężonej ze wzmacniaczem transimpedancyjnym. C) Obwód sprzężenia fotodiody z szerokopasmowym wzmacniaczem mikrofalowym wraz z obwodem dopasowującym.

Szerokie pasmo pracy i dobre właściwości szumowe uzyskuje się w układzie odbiornika optycznego w konfiguracji ze wzmacniaczem transimpedancyjnym. Zachowanie układu takiego wzmacniacza opisane jest nie wzmocnieniem, ale transimpedancją $Z_T(f)$:

$$Z_T(f) = \frac{U_{WY}(t)}{I_{WE}(t)}; \quad (4-20)$$

Zapisując impedancję Z_W wzmacniacza jako równoległe połączenie rezystancji R_W i pojemności C_W można pasmo B [Hz] warunkowane parametrami obwodu wejściowego odbiornika zapisać następująco:

$$B_{[Hz]} = \frac{R_L + R_W}{2\pi R_L R_W (C_j + C_W)}; \quad (4-21)$$

Zależność powyższa pokazuje, że aby uzyskać duże pasmo pracy należy minimalizować pojemności diody C_j i wzmacniacza C_W . Jednakże duże wartości rezystancji R_L i R_W mogą ograniczać pasmo pracy.

Wzmacniacz transimpedancyjny umożliwia regulację wzmocnienia i pasma pracy przez dobór impedancji sprzężenia, na rys. 4.16B reprezentowanego przez obwód R_F , C_F . Oczywiście pasmo pracy wzmacniacza wpływa na pasmo wzmacniania całego łańcucha.

Duże wartości rezystancji R_L i R_W utrudniają uzyskanie dużej wartości szerokości pasma pracy B . Ponadto najpopularniejsze tranzystorowe wzmacniacze szerokopasmowe pracujące w paśmie do 40–60 GHz są zwykle dopasowane do impedancji charakterystycznej $Z_0 = 50 \Omega$ powszechnie stosowanej przewodnicy falowej. Aby uzyskać warunki szerokopasmowego dopasowania obwodu fotodiody do wzmacniacza, stosowane są obwody dopasowujące. Jeden z takich obwodów pokazano na rys. 4.16C. Obwód składa się z dwóch odcinków przewodnicy o dobieranych impedancjach charakterystycznych Z_{01} i Z_{02} oraz równoległego kondensatora. Obwód taki jest w dużym stopniu uniwersalny.

Jeśli pasmo pracy odbiornika jest rzędu kilku gigaherców, to pierwszym stopniem łańcucha wzmacniaczy jest uniwersalny wzmacniacz operacyjny. Odpowiednio dobrane obwody sprzężenia pozwalają regulować wzmocnienie, pasmo pracy, a nawet zmieniać wzmocnienie z częstotliwością.

4.4.3. Szumy odbiorników optycznych

Fotodetektor jest źródłem prądu oznaczonego w tym punkcie jako I_P , zależnego od mocy optycznej P_{OPT} docierającej do fotodiody, zgodnie z zależnością (4-22):

$$I_P(t) = R_{FD} P_{OPT}(t); \quad (4-22)$$

Tak więc prąd fotodiody jest miarą strumienia fotonów Φ . Jest to jednakże prąd średni, jego wartość przypadkowo zmienia się w czasie, fluktuuje. Te zmiany reprezentują prądy szumów. Sygnał optyczny dopływający do fotodiody odbiornika zawiera także szumy

generowane przez światłowód i umieszczone w nim wzmacniacze. W tym punkcie zajmujemy się jedynie szumami własnymi odbiornika optycznego.

Głównymi źródłami szumów w procesie fotodetekcji są:

- szumy śrutowe (ang. *shot noise*), reprezentowane przez prąd $i_{SR}(t)$. Dokładna analiza pokazuje trzy składniki tego prądu:
 - ✓ szumy strumienia fotonów; przy średniej wartości strumienia fotonów Φ gęstości chwilowe zmieniają się w szerokich granicach, zgodnie ze statystyką Poissona,
 - ✓ szumy fotoelektronów, proces fotodetekcji zachodzi ze średnią wydajnością kwantową $\eta < 1$, a wartość wydajności fluktuuje,
 - ✓ szumy procesu powielania, występują w fotodiodach lawinowych; procesy jonizacji zderzeniowej zachodzą przypadkowo, średnio jeden elektron produkuje M nośników, wartości chwilowe fluktuują wokół średniej.
- szumy termiczne reprezentowane przez prąd $i_T(t)$, są to:
 - ✓ szumy rezystorów $i_{TR}(t)$,
 - ✓ Szumy tranzystorów w obwodach wzmacniacza $i_{TW}(t)$.
- szumy prądu ciemnego I_S , jako rezultat termicznej generacji par elektron–dziura, efektu tunelowego, czy też prądu upływu. Prąd ten jest zwykle pomijany.

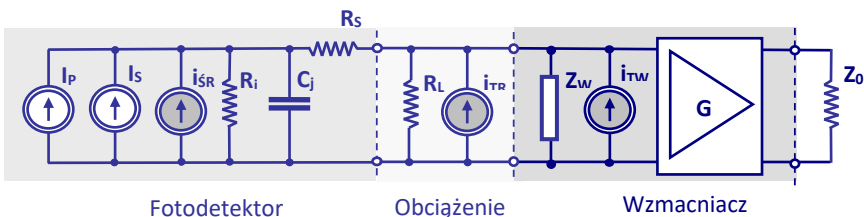
Całkowity prąd diody $i_{FD}(t)$ jest sumą wymienionych wyżej prądów, zgodnie z wyrażeniem (4-23).

$$i_{FD}(t) \cong I_P(P_{OPT}) + I_S + i_{SR}(t) + i_T(t); \quad (4-23)$$

Najważniejszym składnikiem jest tutaj oczywiście $I_P(P_{OPT})$, wskazujący poziom mocy sygnału optycznego zawierającego informację. Kolejnym składnikiem jest prąd ciemny I_S , zwykle o niewielkiej wartości i pomijany jako składnik stały. Prąd $i_T(t) = i_{TR}(t) + i_{TW}(t)$ jest sumą składników generowanych termicznie. Należy mieć na uwadze, że średnie wartości prądów szumów są równe zeru.

$$\overline{i_{SR}(t)} = 0; \quad \overline{i_T(t)} = 0; \quad (4-24)$$

Opierając się na równaniu (4-23), na rys. 4.17 pokazano obwód zastępczy fotodetektora odbiornika optycznego z pierwszym stopniem wzmacniacza. Składniki prądu szumów reprezentowane są przez trzy źródła prądowe.



Rys. 4.17. Obwód zastępczy fotodetektora z pierwszym stopniem wzmacniacza i prądowymi źródłami szumów: I_S – prąd ciemny fotodiody, $i_{SR}(t)$ – prąd szumów śrutowych, $i_{TR}(t)$ oraz $i_{TW}(t)$ – szumy termiczne rezystora R_L i pierwszego stopnia wzmacniacza, Z_W – impedancja wejściowa wzmacniacza.

Przyjęto dalej uproszczenie, że wśród wymienionych źródeł prądów szumów dominują szumy śrutowe i szumy termiczne. Rozpatrzmy je kolejno.

A. Szumy śrutowe. Fotodetektor jest źródłem prądu o średniej wartości I_P , który jest miarą docierającego do fotodiody strumienia fotonów Φ lub mocy optycznej P_{OPT} . Miarą fluktuacji tego prądu jest prąd szumów śrutowych $i_{SR}(t)$. Szum śrutowy jest szumem białym, jego gęstość widmowa S_{SR} jest niezależna od częstotliwości i proporcjonalna do prądu I_P (e jest tutaj ładunkiem elektronu).

$$S_{SR}(f) = eI_P; \quad (4-25)$$

Do obliczenia prądu szumów śrutowych i jego wariancji¹ σ_{SR}^2 należy uwzględnić pasmo odbiornika optycznego B [Hz]. Zgodnie z oczekiwaniami moc szumów śrutowych jest proporcjonalna do sumy prądów $I_P + I_S$, a pomijając prąd ciemny do prądu I_P fotodiody i pasma B odbiornika.

$$\sigma_{SR}^2 = 2eBI_P; \quad (4-26)$$

B. Szumy termiczne. Moc $P_n(T)$ promieniowania ciała czarnego jest funkcją jego bezwzględnej temperatury T i z dobrym przybliżeniem opisuje ją poniższa znana zależność (k jest stałą Boltzmana):

$$P_n = \frac{hfB}{e^{kT} - 1} \cong kTB; \quad (4-27)$$

Przyjęte przybliżenie wymaga spełnienia warunku:

$$\frac{hf}{kT} \cong \frac{f[\text{GHz}]}{20T[\text{K}]} \ll 1; \quad (4-28)$$

Na zaciskach zwartej rezystora R_L w temperaturze T [K] występuje prąd szumów termicznych $i_T(t)$ wywołany przypadkowym ruchem elektronów. Jego średnia wartość $\bar{i}_T(t) = 0$, ale wartość skuteczna jest różna od zera. Obliczona dla szumów termicznych wariancja σ_T^2 wyrazi się następującą zależnością:

$$\sigma_T^2 = \frac{4kTB}{R_L}; \quad (4-29)$$

a jeśli uwzględnić współczynnik F szumów wzmacniacza:

$$\sigma_T^2 = \frac{4kTBF}{R_L}; \quad (4-30)$$

Zależność powyższa wskazuje, że moc szumów termicznych jest proporcjonalna od temperatury T odbiornika i jego pasma B , natomiast jest niezależna od poziomu mocy odbieranego sygnału optycznego.

¹ Wariancja jest klasyczną miarą zmienności; jest średnią arytmetyczną kwadratów odchyień poszczególnych wartości zmiennej od wartości oczekiwanej.

Suma wariancji σ^2 obliczona dla obu składników prądu szumów $i_{SR}(t) + i_T(t)$ wynosi:

$$\sigma^2 = \sigma_{SR}^2 + \sigma_T^2 = 2eBI_p + \frac{4kTBF}{R_L}; \quad (4-31)$$

Bardzo ważnym parametrem odbiornika optycznego jest stosunek średniej mocy sygnału do mocy szumów SNR (ang. *Signal-to-Noise Ratio*), wyrażony definicyjną zależnością (4-32):

$$SNR = \frac{\text{Moc sygnału średnia}}{\text{Moc szumów}} = \frac{I_p^2}{\sigma^2}; \quad (4-32)$$

Wykorzystując wzory (4-22) i (4-31), można zapisać zależność na SNR w końcowej postaci:

$$SNR = \frac{R_{FD}^2 P_{OPT}^2}{2eR_{FD}P_{OPT}B + \frac{4kTBF}{R_L}}; \quad (4-33)$$

Przy odbiorze małych poziomów mocy szumy termiczne dominują i zależność (4-33) można uprościć do związku (4-34):

$$SNR \cong \frac{R_{FD}^2 P_{OPT}^2 R_L}{4kTBF}; \quad (4-34)$$

Przy dużych poziomach odbieranej mocy optycznej szumy śrutowe przeważają nad termicznymi i wtedy można korzystać z zależności (4-35):

$$SNR \cong \frac{R_{FD} P_{OPT}}{2eB}; \quad (4-35)$$

Odbiornik optyczny jako ważny element w systemie transmisji informacji charakteryzowany jest także kilkoma innymi, podstawowymi parametrami uwzględniającymi obecność szumów. Wymienimy niektóre z nich.

Minimalny sygnał detekowany MDS (ang. *Minimum-Detectable Signal*) definiowany jest jako średnia wartość sygnału, dla której $SNR = 1$.

Moc równoważna szumom NEP (ang. *Noise Equivalent Power*) definiowana jest jako minimalna moc optyczna na jednostkę pasma wymagana do uzyskania $SNR = 1$. Przy obliczaniu wartości NEP uwzględnia się jedynie szumy termiczne.

$$NEP_{[W/\sqrt{Hz}]} = \frac{P_{OPT}}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{4kTF}{R_L R_{FD}^2}}; \quad (4-36)$$

Typowe wartości NEP dla odbiorników z diodami p-i-n i bezpośrednią detekcją mieszczą się w granicach $1-10 \text{ pW/Hz}^{1/2}$.

Czułość odbiornika definiowana jest jako średnia wartość sygnału, dla której $SNR = SNR_0$, przy czym wartość SNR_0 dobierana jest różnie dla rozmaitych systemów, zwykle w granicach $10-10^3$, w mierze logarytmicznej od 10 dB do 30 dB powyżej poziomu szumów.

Stopa błędu BER (ang. *Bit Error Rate*) – prawdopodobieństwo popełnienia błędu; opisuje czułość odbiorników cyfrowych w systemie OOK (ang. *On-Off Keying*). Jest to minimalna moc optyczna – np. minimalna liczba fotonów – dla której stopa błędu jest mniejsza od 10^{-9} . Jeśli p_0 to prawdopodobieństwo potraktowania „1” jako „0”, a p_1 to prawdopodobieństwo wzięcia „0” za „1” to:

$$BER = \frac{p_0 + p_1}{2} < 10^{-9}; \quad (4-37)$$

Duża liczba terminów opisujących właściwości szumowe odbiorników jest adekwatna znaczeniu, jakie problemy szumu odgrywają w procesie transmisji informacji.

4.5. Detekcja koherentna

4.5.1. Detekcja w obecności dwóch sygnałów

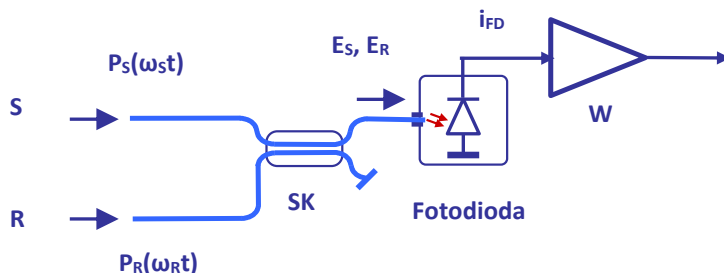
Mechanizm generacji elektronów pod wpływem absorpcji fotonów został opisany w kolejnych punktach tego rozdziału. Wynika z niego, że odpowiedź fotodetektora w procesie detekcji bezpośredniej jest związana z docierającym do niego strumieniem fotonów, powiązany z monoczęstotliwościowym sygnałem optycznym. Prąd w obwodzie detektora jest proporcjonalny do liczby fotonów, czyli do mocy sygnału optycznego. Trzeba dodać, że detektor w procesie detekcji bezpośredniej nie jest czuły na fazę ani na polaryzację sygnału optycznego.

Bardzo interesującym jest proces detekcji bezpośredniej w obecności dwóch sygnałów optycznych o różnych długościach fal. Na rys. 4.18 pokazano obwód z fotodiodą, do której doprowadzono – wykorzystując sprzęgacz optyczny – dwa sygnały optyczne pochodzące z różnych źródeł.

Dla uproszczenia zależności przyjęto, że polaryzacje obu sygnałów są identyczne.

Do dalszych rozważań założono, że natężenie pola elektrycznego E_S sygnału optycznego o częstotliwości f_s , dopływającego z toru S zapisać można następująco:

$$E_S = \text{Re}\{A_S e^{j2\pi f_s t}\} = \text{Re}\{|A_S| e^{j(2\pi f_s t + \varphi_S)}\}; \quad (4-38)$$



Rys. 4.18. Obwód z fotodetektorem, do którego doprowadzono dwa sygnały optyczne o różnych częstotliwościach f_s i f_r . SK – sprzęgacz kierunkowy, W – wzmacniacz.

W zapisie powyższym amplituda A_S jest wielkością zespoloną, a jej argument równy jest φ_S . W łączach optycznych zarówno moduł, jak argument mogą być modulowane i nieść informację. Jednakże w tym przypadku, dla prostoty, przyjęto, że oba sygnały nie są modulowane.

W podobny sposób można opisać pole elektryczne sygnału optycznego dopływającego z toru R:

$$E_R = \text{Re}\{A_R e^{j2\pi f_R t}\} = \text{Re}\{|A_R| e^{j(2\pi f_R t + \varphi_R)}\}; \quad (4-39)$$

Sygnały niosą moce P_S i P_R (K jest w tym przypadku stałą proporcjonalności):

$$P_S = K|E_S|^2 = K|A_S|^2; \quad P_R = K|E_R|^2 = K|A_R|^2; \quad (4-40)$$

Oba sygnały są łączone w sprzęgaczu optycznym. Ich sumowanie, w przypadku identycznych polaryzacji, polega na sumowaniu natężeń pól elektrycznych. Moc chwilową tej sumy zapisze się prosto:

$$P(t) = K|E_S + E_R|^2; \quad (4-41)$$

Obliczymy teraz kwadrat modułu sumy natężeń pól elektrycznych obu sygnałów:

$$\begin{aligned} |E_S + E_R|^2 &= |A_S e^{j2\pi f_S t} + A_R e^{j2\pi f_R t}|^2 = \\ &= |A_S|^2 + |A_R|^2 + 2|A_S||A_R|\cos[2\pi(f_S - f_R)t + (\varphi_S - \varphi_R)]; \end{aligned} \quad (4-42)$$

Wyrażenie na chwilową wartość mocy $P(t)$ przybiera postać:

$$P(t) = P_S + P_R + 2\sqrt{P_S P_R} \cos[2\pi f_{IF} t + (\varphi_S - \varphi_R)]; \quad (4-43)$$

gdzie różnica $f_{IF} = |f_S - f_R|$ nazywana jest **częstotliwością pośrednią**, zwykle dużo mniejszą od f_S i f_R . Efekty sumowania mocy sygnałów o zbliżonych częstotliwościach radiotechnicy nazywają zdudnianiem. Prąd i_{FD} fotodetektora jest proporcjonalny do mocy optycznej $P(t)$.

Można go zapisać zależnością (4-44):

$$i_{FD} = R_{FD} P(t) = R_{FD} \{P_S + P_R + 2\sqrt{P_S P_R} \cos[2\pi f_{IF} t + (\varphi_S - \varphi_R)]\} \quad (4-44)$$

Rezultatem interferencji dwóch sygnałów optycznych o różnych częstotliwościach jest pojawienie się w prądzie fotodetektora składnika o częstotliwości pośredniej.

4.5.2. Produkty detekcji heterodynowej i homodynowej

Sygnał elektryczny wytworzony w procesie fotodetekcji przez sumowanie dwóch sygnałów optycznych, zwanym detekcją heterodynową, zawiera składnik i_{IF} prądu o częstotliwości pośredniej. Opisuje go zależność (4-45).

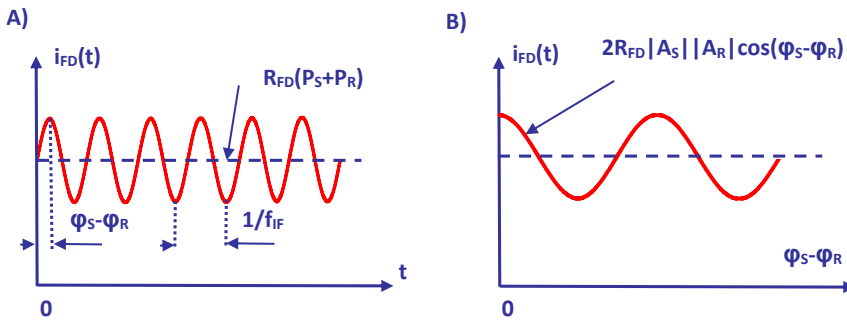
$$I_{IF} = 2R_{FD} \sqrt{P_S P_R} \cos[2\pi f_{IF} t + (\varphi_S - \varphi_R)] \quad (4-45)$$

Składnik ten może być bardzo użyteczny, gdyż niesie informacje nie tylko o amplitudach obu sygnałów optycznych (iloczyn $P_S P_R$), a także o ich fazach (różnica $\varphi_S - \varphi_R$).

Proces detekcji heterodynowej nazywany jest także nieco inaczej:

- koherentną detekcją optyczną,
- mieszaniem optycznym,
- optyczną detekcją heterodynową.

Rys. 4.19 ilustruje zależność prądu fotodetektora $i_{FD}(t)$ w przypadku detekcji heterodynowej. Na rys. 4.19A pokazany przebieg prądu zawiera składową stałą zależną od sumy średniej mocy sygnałów optycznych i składową zmienną, która znika, jeżeli znika jeden z sygnałów. Obecność składnika zmiennego wskazuje, że detekcja heterodynowa może być wykorzystana do detekcji informacji w przypadku modulacji amplitudy i fazy jednego z sygnałów optycznych, a także do wytwarzania sygnału o częstotliwości w paśmie fal radiowych, milimetrowych lub submilimetrowych.



Rys. 4.19. Zależności prądu $i_{FD}(t)$ przy fotodetekcji bezpośredniej dwóch sygnałów optycznych. A) Składowa prądu o częstotliwości pośredniej dla przypadku $f_S \neq f_R$. B) Przypadek detekcji homodynowej, gdy $f_S = f_R$.

Gdy oba sygnały optyczne pochodzą z tego samego źródła i $f_S = f_R$, to mamy do czynienia z detekcją homodynową. Wtedy składnik I_{IF} prądu fotodiody zapisze się zależnością (4-46):

$$I_{IF} = 2R_{FD}\sqrt{P_S P_R}\cos(\varphi_S - \varphi_R); \quad (4-46)$$

Odpowiedni wykres pokazano na rys. 4.19B.

Przy detekcji homodynowej sygnał optyczny pochodzący z jednego źródła jest dzielony do dwóch torów. W jednym torze nanoszona jest informacja, zwykle drogą modulacji fazy. Następnie sygnały z obu torów są łączone i kierowane do fotodetektora. Szerzej technika ta zostanie opisana w rozdziale 9.

Procesowi fotodetekcji dwóch sygnałów optycznych poświęca się wiele uwagi. Szereg rozwiązań współczesnych łączy optycznych wykorzystuje detekcję heterodynową. Jest oczywiste, że jednoczesne wykorzystanie modulacji amplitudy i fazy umożliwi zwiększenie szybkości transmisji informacji. Do tematyki tej wrócimy w rozdziale 9.

4.5.3. Stosunek sygnału do szumu przy detekcji heterodynowej i homodynowej

W przypadku detekcji heterodynowej i homodynowej mechanizm powstawania szumów jest identyczny jak przy detekcji bezpośredniej. Szumy śrutowe powstają w wyniku fluktuacji prądu fotodiody, a szumy termiczne generują fotodiody i wzmacniacze. Inną jest natomiast waga obu tych składników. Należy zauważyć, że do fotodetektora docierają dwa sygnały optyczne o mocach $P_R \gg P_S$. W liczniku wyrażenia (4-32) trzeba w tym przypadku wprowadzić średnią moc sygnału \bar{P}_S . Szumy śrutowe są natomiast związane ze średnim prądem fotodiody, a o jego wartości decyduje moc P_R . Można przyjąć z dobrym przybliżeniem, że zależność (4-26) można zapisać jak niżej:

$$\sigma_{SR}^2 = 2eBR_{FD}P_R; \quad (4-47)$$

Biorąc opisane związki pod uwagę, otrzymuje się dla detekcji heterodynowej następującą zależność określającą wartość parametru SNR:

$$SNR = \frac{2R_{FD}^2 \bar{P}_S P_R}{2eR_{FD}P_R B + \sigma_T^2}; \quad (4-48)$$

Jak zauważono wyżej, wartość prądu płynącego przez fotodiody wymuszana jest mocą P_R lokalnego oscylatora. Dlatego szumy śrutowe przeważają nad termicznymi. W mianowniku wyrażenia (4-48) drugi ze składników można pominąć. Po uproszczeniach otrzymujemy wyrażenie (4-49):

$$SNR \approx \frac{\bar{P}_S R_{FD}}{eB}; \quad (4-49)$$

Należy jeszcze dodać, że dla detekcji homodynowej wartość parametru SNR jest dwa razy większa od wyrażonej zależnością (4-48).

4.6. Podsumowanie

Fotodetektory użyteczne w telekomunikacji optycznej winny wydajnie absorbować promieniowanie optyczne o długościach fali 1200–1600 nm, odpowiadających oknom transmisji światłowodowej. W chwili obecnej jest to rodzina trzyczłonowa: fotodiody p-i-n, fotodiody lawinowe i fototranzystory.

Fotodiody p-i-n są w ostatnich latach powszechnie uznane za najlepsze rozwiązanie problemu fotodetekcji sygnałów telekomunikacji optycznej. Ich atuty to:

- duża wydajność kwantowa,
- odbiór sygnałów optycznych o modulacji do 60–100 GHz,
- niski poziom szumów śrutowych,
- stabilne parametry w szerokim paśmie częstotliwości i łatwość dopasowania do wzmacniaczy odbiornika optycznego.

Fotodiody lawinowe, do niedawna bardzo popularne ze względu na uzyskiwane wzmocnienie, zostały wyparte ze względu na duże szумы i ograniczenia pasma pracy.

Duże nadzieje, ze względu na możliwość uzyskiwania wzmocnienia i zwiększenia czułości fotoodbiorników, wiązane są z fototranzystorami i to zarówno tranzystorami polowymi HEMT, jak i tranzystorami bipolarnymi HBT. Jednak parametry obecnych konstrukcji fototranzystorów nie pozwalają wygrać konkurencji z fotodiodami p-i-n.

Bibliografia rozdziału 4

- 4.1 H. Melchior, M.B. Fisher, F.R. Arams, "Photodetectors for Optical Communication Systems", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, No. 10, 1970.
- 4.2 V.M. Hietala et al., "Traveling-Wave Photodetectors for High-Power, Large-Bandwidth Applications", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 9, 1995.
- 4.3 B.A. Galwas et al., "Modelling of Responsivity of InP-PIN Photodiode for Studying Optical – Microwave Frequency Conversion Processes", *Proceedings International Conf. GAAS'2000*, Oct. 2-3, 2000.
- 4.4 S.A. Malyshev, A.L. Chizh, "P-I-N Photodiodes for Optical Control of Microwave Circuits", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 10, No. 4, 2004.
- 4.5 A.K. Dutta, M.S. Islam, "Novel Broadband Photodetector for Optical Communication", *Proceedings of SPIE*, Vol. 6014, 2005.
- 4.6 S.A. Malyshev, B. A. Galwas et al., "Frequency Conversion of Optical Signals in p-i-n Photodiodes", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 53, No. 2, 2005.
- 4.7 M.W. Wright, M. Srinivasan, K. Wilson, "Improved Optical Communications Performance Using Adaptive Optics with an Avalanche Photodiode Detector", *IPN Progress Report 42-161*, 2005.
- 4.8 A. Beling et al., "Parallel-Fed Traveling Wave Photodetector for >100-GHz Applications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. 1, 2008.
- 4.9 S.D. Personick, "Optical Detectors and Receivers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. 9, 2008.
- 4.10 Y. Painchaud et al., "Performance of balanced detection in a coherent receiver", *Optics Express*, Vol. 17, No. 5, 2009.
- 4.11 A. Beling, J.C. Campbell, "InP-Based High-Speed Photodetectors", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 27, No. 3, 2009.
- 4.12 K. Sano et al., "Photodiodes and Transimpedance Amplifiers for 100-Gbit/s Digital Coherent Optical Communications", *NTT Technical Review*, Vol. 9 No. 3, 2011.
- 4.13 L.A. Coldren et al., "High Performance InP-Based Photonic", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 29, No. 4, 2011.
- 4.14 C.M.C. Fernandes, "Analysis and Optimization of PIN photodetectors for optical communication", 2012, <https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/395142110845/resumo.pdf>.
- 4.15 P. Jain, L. Jolly, "Comparative Study of an Optical Link with PIN and APD as Photo-Detector", *Int. Journal of Application or Innovation in Engineer. & Management*, Vol. 3, No. 8, 2014.
- 4.16 A. Boudkhil, A. Ouzzani, B. Soudini, "Analysis of Fundamental Photodetection Noises and Evaluation of PIN and APD Photodiodes Performances using an Optical High Debit Transmission Chain Simulated by Optisystem", *International Journal of Computer Application*, Vol. 115, No. 18, 2015.
- 4.17 F.F. Masouleh, N. Das, "Application of Metal-Semiconductor-Metal Photodetector in High-Speed Optical Communication Systems", *Advances in Optical Communication*, INTECH 2015.

- 4.18 C.M.C. Fernandes, J.M.T Pereira, "Bandwidth modeling and optimization of PIN photodiodes", International Conference on Computer as a Tool, EUROCON, IEEE, 2011.
- 4.19 J.C. Campbell, "Recent Advances in Avalanche Photodiodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, No. 2, 2016.