

Zjawiska nieliniowe w światłowodach Wykład 8 SMK

Na podstawie: J. Siuzdak, „Wstęp do współczesnej telekomunikacji światłowodowej”

Dla dużych mocy świetlnych dochodzi do nieliniowego oddziaływania pomiędzy falami elektromagnetycznymi niosącymi informację, a ośrodkiem. Nieliniowość ta prowadzi do interferencji, zniekształceń impulsów lub wzrostu tłumienia, pogarszając pracę systemu.

- wymuszone rozpraszanie Ramana
- wymuszone rozpraszanie Brillouina
- własna i skrośna modulacja fazy
- mieszanie czterofalowe

1. Rozpraszanie i wymuszone rozpraszanie Ramana

Źródło – oddziaływanie światła i wibracji molekularnych SiO_2 , które powodują przemianę częstotliwości fali świetlnej. Wokół wyjściowej częstotliwości promieniowania powstają listki boczne, oddzielone od prążka głównego o częstotliwość równą częstotliwości drgań molekuł. Listek boczny o niższej częstotliwości – fala Stokesa, listek o wyższej częstotliwości – fala anty-Stokesa. Podczas tego rozpraszania pochłonięty zostaje foton pompujący, a jego energia zmienia się w energię fotonu Stokesa i kwant energii drgań cząsteczki rozpraszającej. Dwie fale wprowadzone do ośrodka o częstotliwościach różniących się o częstotliwość Stokesa podlegają zjawisku wymuszonego rozpraszania Ramana, w wyniku którego moc fali o niższej częstotliwości (fali sondującej) będzie rosła kosztem mocy fali o częstotliwości wyższej (pompy).

Po propagacji w światłowodzie o długości L moc fali sondującej:

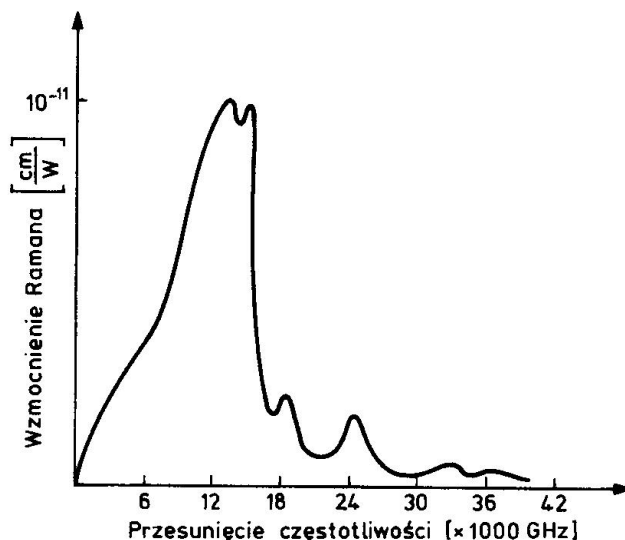
$$P_1(L) = P_1(0) \exp(gL_e P_2 / (bA_e)) \quad (1)$$

$P_1(0)$ – moc fali sondującej na wejściu do światłowodu, P_2 – moc pompy, A_e – powierzchnia przekroju wspólnego dla fali sondującej i pompy, g – współczynnik wzmocnienia (miara nieliniowości), b – odwzorowuje względne polaryzacje obu fal i polaryzacyjne właściwości światłowodu ($b=1$ dla jednakowych polaryzacji, $b=2$ w zwykłym światłowodzie), L_e – efektywna długość światłowodu,

$$L_e = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha \quad (2)$$

α – tłumienność jednostkowa światłowodu.

Wymuszone rozpraszanie Ramana występuje wtedy, gdy natężenie fali pompującej przekroczy pewien poziom. W szkłe kwarcowym występuje continuum częstotliwości Stokesa, co odpowiada zależności widmowej współczynnika wzmocnienia.



Rys. 4.1.

Współczynnik wzmocnienia Ramana dla SiO_2 w funkcji przesunięcia częstotliwości przy długości fali pompy równej $1 \mu\text{m}$. Na podstawie [41]

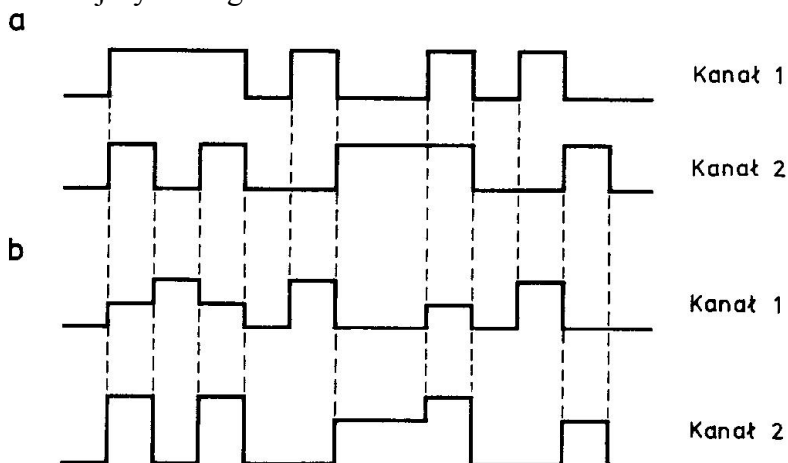
Każde dwa kanały oddzielone od siebie o mniej niż 15 000 GHz będą ze sobą sprzężone przez mechanizm wymuszonego rozpraszania Ramana. Maksymalna wartość g dla $\lambda=1.55 \mu\text{m}$: $7 \cdot 10^{-12} \text{ cm/W}$.

Krytyczna moc świetlna:

$$P_c = 16 \text{ b } A_e / (g L_e) \quad (3)$$

Dla typowych światłowodów $P_c = 1 \text{ W}$.

Gdy w tym samym światłowodzie transmitowanych jest wiele niezależnych kanałów na różnych długościach fal, kanały o większych długościach fal będą wzmacniane kosztem kanałów o mniejszych długościach fal.



Rys. 4.2. Ilustracja wpływu wymuszonego rozpraszania Ramana na transmisję sygnałów binarnych: a) nadawane sekwencje binarne, b) sekwencje binarne zmienione przez wymuszone rozpraszanie Ramana ($\lambda_1 < \lambda_2$)

Zmiany zachodzą tylko wtedy, gdy w obydwu kanałach obydwa bity są niezerowe. Wtedy moc w kanale sondującym (λ_2) rośnie kosztem mocy w kanale pompującym (λ_1).

Jeśli przyjąć, że w danym systemie jest N kanałów równomiernie oddzielonych przez częstotliwość Δf i mających jednakowe moce P , to żaden z kanałów nie będzie miał mocy mniejszej o więcej niż 1 dB, gdy:

$$(NP)[(N-1)\Delta f] < 500 \text{ GHz} \cdot W \quad (4)$$

NP – całkowita moc optyczna wprowadzona do światłowodu,

$(N-1) \cdot \Delta f$ – całkowite pasmo optyczne

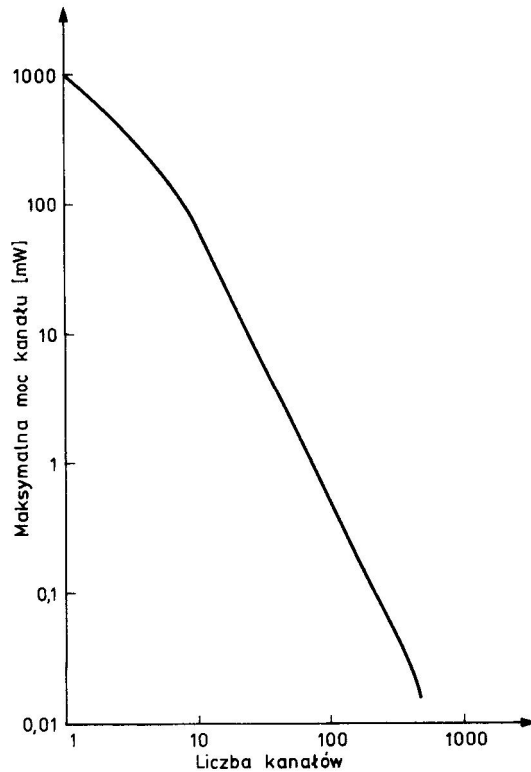
Tak, więc iloczyn całkowitej mocy i całkowitego pasma optycznego musi być mniejszy od 500 GHz*W, aby zminimalizować wpływ wymuszonego rozpraszania Ramana.

Dla $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$, $A_e=5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, $L_e=22 \text{ km}$, $\Delta f=10 \text{ GHz}$, zależność maksymalnej mocy w jednym kanale od liczby kanałów jest jak na rys. 4.3.

Dla kilku kanałów moc maleje jak $1/N$. W miarę wzrostu liczby kanałów maksymalna moc optyczna maleje jak $1/N^2$.

Uwzględnienie dyspersji (zależności właściwości optycznych materiału od częstotliwości) zmniejsza wpływ nieliniowego rozpraszania Ramana.

Rozproszenie to zachodzi zarówno w kierunku zgodnym, jak i przeciwnym do kierunku rozchodzenia się fali pompującej.



Rys. 4.3. Maksymalna moc sygnału optycznego w jednym kanale P w funkcji całkowitej liczby kanałów N powodująca spadek mocy wskutek wymuszonego rozpraszania Ramana nie większy niż 1 dB w każdym kanale. Na podstawie [41]

2. Wymuszone rozpraszanie Brillouina

Polega na oddziaływaniu fal świetlnych i dźwiękowych w światłowodzie. Prowadzi do przemiany częstotliwości i odwrócenia kierunku rozchodzenia się fali świetlnej. Padająca fala świetlna zamienia się na falę Stokesa o większej długości, jednocześnie wzbudzany jest fonon akustyczny.

Maksymalny współczynnik wzmocnienia Brillouina dla światłowodów jednodomowych $g_B = 4 \cdot 10^{-9}$ cm/W – jest 2 rzędy wielkości większy od odpowiedniego współczynnika dla rozpraszania Ramana.

Największe wzmocnienie wystąpi przy laserach pompujących o szerokości linii widmowej < 20 MHz. Dla laserów o szerokości linii widmowej > 20 MHz:

$$g = g_B \cdot \Delta \nu_B / \Delta \nu_L \quad (5)$$

Wymuszone rozpraszanie Brillouina zachodzi w światłowodach jednodomowych wyłącznie w kierunku wstecznym. Proces ten zmniejsza moc fali pierwotnej, a ponadto generuje silną falę wsteczną w kierunku nadajnika. Rozproszone światło jest przesunięte w stronę niższych częstotliwości o wielkość

$$f_B = 2n v_s / \lambda \quad (6)$$

n – współczynnik załamania, v_s – prędkość dźwięku w światłowodzie. Dla SiO_2 $f_B = 11$ GHz na długości $1.55 \mu\text{m}$.

Moc krytyczna sygnału optycznego, która w systemie jednodomowym pogarsza jakość transmisji:

$$P_c = 21 \text{ b A}_e / (g_B L_e) \quad (7)$$

i dla podanych wyżej parametrów (wytluszczone) $P_c = 2.4$ mW.

W systemie wielokanałowym każdy kanał oddziałuje ze światłowodem niezależnie od innych kanałów – moc krytyczna nie zależy od liczby kanałów.

Wymuszone rozpraszanie Brillouina jest bardzo wrażliwe na modulację sygnału (fony akustyczne rozpraszające światło mają długi czas życia). W ogólnym przypadku binarna modulacja lasera zmniejsza wpływ wymuszonego rozpraszania Brillouina (zależnie od rodzaju modulacji i jej szybkości). Przy modulacji ASK i FSK następuje czterokrotna redukcja, dla modulacji PSK o dużej szybkości B, wzmocnienie Brillouina maleje liniowo z B.

3. Modulacja fazy

Współczynnik załamania szkła kwarcowego wykazuje, spowodowaną zjawiskiem Kerra, nieliniową zależność od gęstości mocy rozchodzącego się w nim promieniowania:

$$N = n_0 + n_2 * I \quad (8)$$

$I = P/A_e$ – natężenie światła, n_0 – wartość współczynnika załamania przy natężeniu bliskim zeru, n_2 – nieliniowy współczynnik załamania ($n_2 = 3.18 * 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$).

Opóźnienie fazy światła po propagacji w światłowodzie o długości L:

$$\Phi(L) = 2\pi n_0 L / \lambda + 2\pi n_2 I * L_e / \lambda \quad (9)$$

Jakiegokolwiek zmiany natężenia światła I wprowadzają modulację fazy rozchodzącej się w światłowodzie fali \equiv **samomodulacja** fazy.

W systemie jednokanałowym dla w/w parametrów:

$$\sigma_\Phi = 0.035 \sigma_p \quad (10)$$

σ_Φ – średniokwadratowe odchylenie standardowe fluktuacji fazy (rad), σ_p – średniokwadratowe odchylenie standardowe fluktuacji mocy (mW). Jeśli przyjąć $\sigma_p = 1 \text{ mW}$, to $\sigma_\Phi = 0.04 \text{ rad}$.

Fluktuacje fazy sygnału w czasie prowadzą do zmiany jego częstotliwości:

$$\Delta\omega = -dF/dt = -(2\pi n_2 L_e / \lambda A_e) * dP/dt \quad (11)$$

Maksymalne odchylenie pulsacji $\Delta\omega_{\max}$ wywołane zjawiskiem samomodulacji jest:

$$\Delta\omega_{\max} / \omega_c = k_e P_o; \quad k_e = \text{sqr}(2/e) * (2\pi n_2 L_e / \lambda A_e) \quad (12)$$

$\omega_c = 1/T_o$ – szerokość pasma częstotliwości zajmowanego przez impuls gaussowski. Dla parametrów podanych wyżej $k_e = 0.05 \text{ 1/MW}$.

Dla przeciętnych mocy wprowadzanych do światłowodu rozszerzenie widma częstotliwościowego impulsu spowodowane samomodulacją jest stosunkowo nieznaczne dla systemów z bezpośrednią modulacją lasera.

W systemach wielokanałowych występuje **skrośna modulacja fazy** polegająca na przesunięciu fazy pola w danym kanale przez zmiany natężeń pól w innych kanałach. Współczynnik n_2 dla modulacji skrośnej jest dwa razy większy niż dla samomodulacji.

Dla N kanałów odchylenie standardowe fazy w danym kanale spowodowane fluktuacjami mocy w innych kanałach jest:

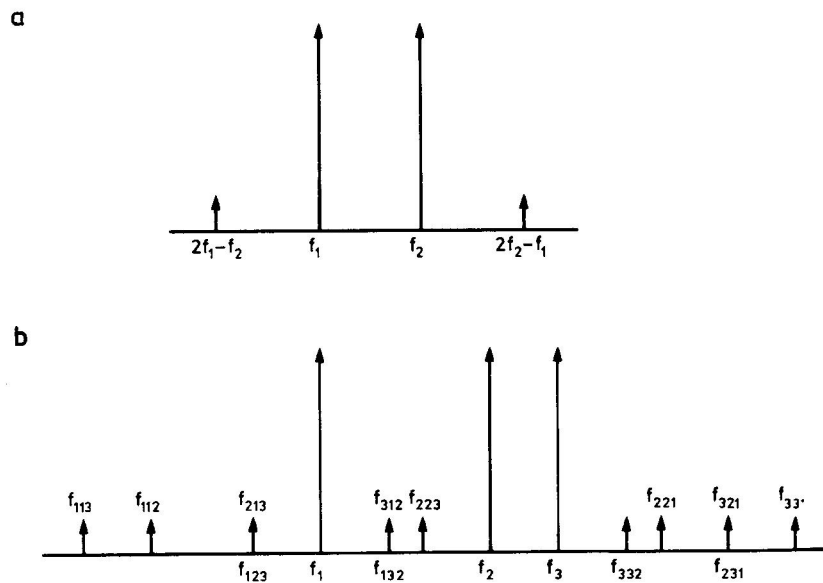
$$\sigma_F = 0.07 \text{sqr}(N) \sigma_p \quad (13)$$

Wpływ tych fluktuacji jest pomijalny nawet dla dużej liczby kanałów za jednym wyjątkiem, gdy w systemie koherentnym modulacja fazy uzyskiwana jest przez bezpośrednią modulację lasera. Ten sposób modulacji powoduje szcążkową modulację amplitudy, która może istotnie oddziaływać na fazę sygnału. Dla N kanałów oddziaływanie proporcjonalne jest do N. Aby ograniczyć straty mocy do 1 dB, moc w kanale musi być: $P < 21/N \text{ [MW]}$.

4. Mieszanie czterofalowe

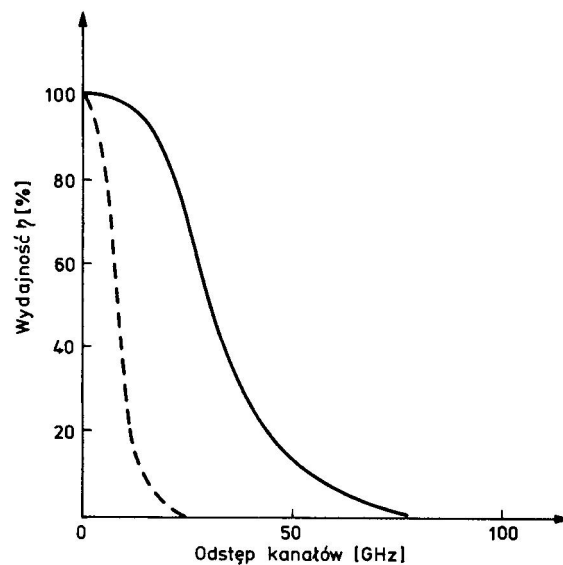
Źródło – nieliniowość współczynnika załamania. Dwie fale poruszające się w jednym kierunku o częstotliwościach f_1 i f_2 mieszają się i generują prążki boczne o częstotliwościach: $2f_1 - f_2$ i $2f_2 - f_1$. Fale o częstotliwościach różnicowych rozchodzą się w tym samym kierunku, co

fale pierwotne, a ich moc rośnie kosztem mocy fali pierwotnych. Powstanie dodatkowych fal, jak również zmniejszenie mocy fal pierwotnych pogarsza pracę systemów wielokanałowych poprzez przesłuchy i zwiększenie tłumienia.



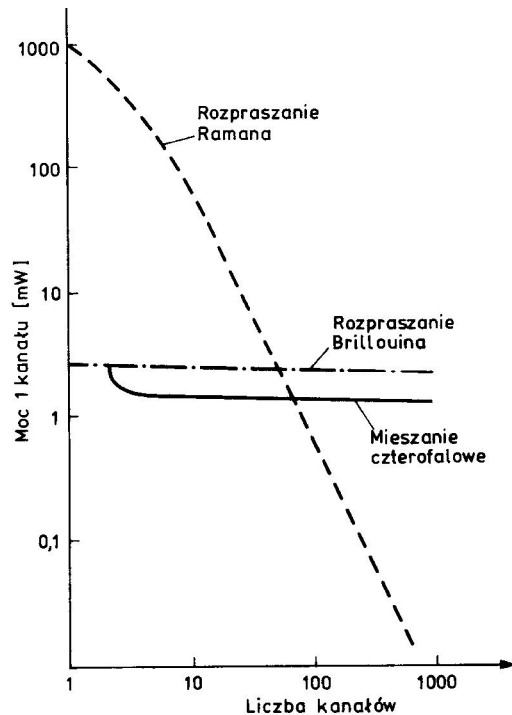
Rys. 4.4. Ilustracja powstawania nowych częstotliwości przy mieszaniu czterofalowym
a) dwie fale pierwotne, b) trzy fale pierwotne

Wydajność mieszania czterofalowego zależy od odstępu między kanałami i dyspersji światłowodu.



Rys. 4.5. Wydajność mieszania czterofalowego w funkcji separacji kanałów na długości fali $1,55 \mu\text{m}$ dla dwóch dyspersji światłowodu: $16 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ – linia przerywana i $1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ – linia ciągła. Na podstawie [41]

W światłowodach standardowych mieszanie czterofalowe jest efektywne dla kanałów o odstępach $< 20 \text{ GHz}$, w światłowodach z przesuniętą dyspersją zakres ten zwiększa się do 50 GHz .



Rys. 4.6.
Dopuszczalna moc w jednym kanale w funkcji liczby kanałów powodująca zmniejszenie odstepu sygnału do zakłóceń mniejsze od 1 dB dla różnych zjawisk nieliniowych. Na podstawie [41]

- wymuszone rozpraszanie Ramana praktycznie ogranicza moc wprowadzaną do światłowodu jedynie dla systemów WDM o wielu kanałach,
- wymuszone rozpraszanie Brillouina zależy bezpośrednio od mocy sygnału, a nie zależy od liczby kanałów. Jest maksymalne dla laserów o liniach widmowych <20 MHz,
- nieliniowa modulacja fazy ma wpływ na propagację impulsu jedynie w przypadku systemów z zewnętrzną modulacją światła,
- mieszanie czterofalowe jest najbardziej wrażliwe na parametry systemu. Minimalizacja – jak największa separacja kanałów i unikanie pracy w zakresie minimum dyspersji chromatycznej.

Wzmacniacze optyczne

Przyrządy pozwalające bezpośrednio wzmacniać strumień świetlny; nie wymagają zamiany sygnału świetlnego na elektryczny. Mogą pracować w sposób liniowy i nieliniowy. Liniowy wzmacniacz optyczny charakteryzuje się szerokim pasmem THz (kilkadziesiąt nm), jego użycie pozwala na zwiększenie pojemności (przepustowości informacyjnej) linii poprzez zwiększenie liczby transmitowanych długości fal bądź zwiększenie szybkości transmisji. Konstrukcja wzmacniaczy optycznych oparta jest bądź na strukturach laserów półprzewodnikowych, bądź na specjalnie domieszkowanych światłowodach optycznych.

1. Wzmacniacze półprzewodnikowe

Wykorzystują istniejące struktury laserów półprzewodnikowych; końce rezonatora zaopatrzone są w specjalne pokrycia AR (zamiast gwarantujących sprzężenie zwrotne zwierciadeł):

- wzmacniacze Fabry-Perot
- wzmacniacze z falą bieżącą (TWA)

Zależność wzmocnienia rezonatora od częstotliwości:

$$G(f) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_1}{(1 - G_1\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G_1\sqrt{R_1R_2} \sin^2 \Phi} \quad (1)$$

R_1, R_2 – współczynniki odbicia końców rezonatora,

G_1 – wzmacnienie, Φ – przesunięcie fazy światła po jednokrotnym przejściu przez rezonator

$\Phi = \pi(f - f_0)/\Delta f$, f_0 – częstotliwość rezonansu Fabry-Perot (2)

$\Delta f = c/2nL$ – różnica częstotliwości między modami podłużnymi (3)

n – współczynnik załamania, L – długość rezonatora

Pasma optyczne wzmacniacza półprzewodnikowego określone jest przez odstrojenie od częstotliwości rezonansowej, przy którym wzmacnienie $G(f)$ spada o 3dB od swojej wartości maksymalnej. Z (1) i (2) mamy:

$$2\Delta f_{3dB} = \frac{2\Delta f}{\pi} \arcsin \left[\frac{1 - G_1\sqrt{R_1R_2}}{2\sqrt{G_1^4 R_1R_2}} \right] \quad (4)$$

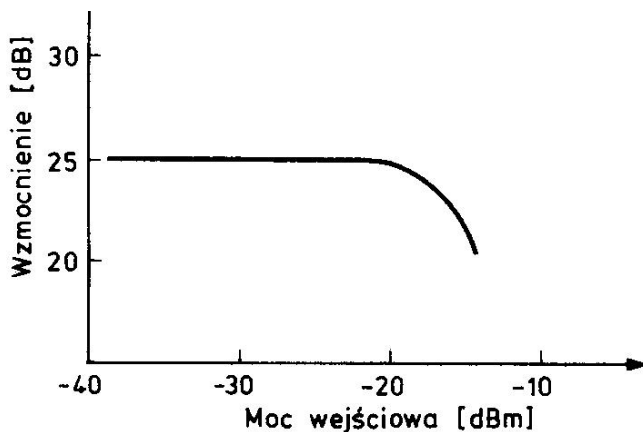
Pasmo to zależy bezpośrednio od parametru $G_1(R_1R_2)^{1/2} =$ siły sprzężenia optycznego.

Wzmacniacz z silnym sprzężeniem optycznym – wzmacniacz Fabry-Perot (duża refleksyjność końców rezonatora – 1-30%). Takie wzmacniacze mają wąskie pasmo przepustowe (GHz) i dużą wrażliwość na zmiany temperatury, prądu zasilania i polaryzacji sygnału wzmacnianego.

Wzmacniacze TWA mają mniejsze wartości refleksyjności (0.1% i mniej), większe pasmo przepustowe (kilkadziesiąt nm). Charakterystyki transmisyjne są mniej wrażliwe na fluktuacje prądu, temperatury i polaryzacji sygnału wejściowego.

W idealnym przypadku $R_1=R_2=0$ wzmacnienie takiego wzmacniacza = G_1 . W praktyce zawsze istnieje pewna resztkowa refleksyjność na końcach rezonatora i własności materiału są modyfikowane przez rezonator optyczny. Powstają periodyczne zmiany wzmacnienia wewnątrz pasma przepustowego. Jeśli wartość wzmacnianego sygnału zmienia się w czasie prowadzi to do zniekształcenia sygnału.

Wzmacniacze optyczne wykazują nieliniowość charakterystyki przy dużych mocach optycznych.

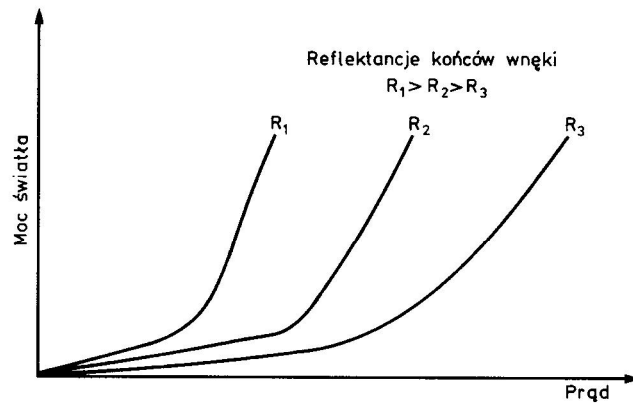


Rys. 5.1.
Przykładowa zależność wzmacnienia półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego od mocy sygnału wejściowego

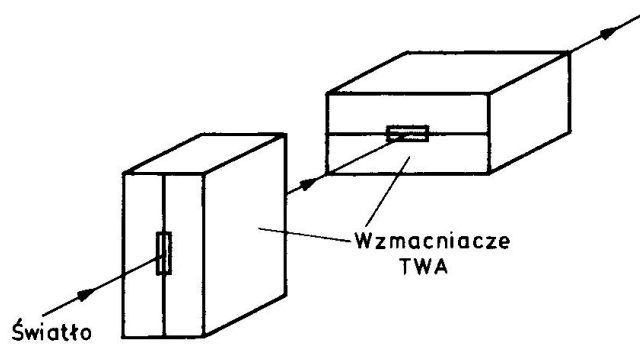
We wzmacniaczu optycznym Fabry-Perot element aktywny pracuje przy prądzie polaryzacji mniejszym od progu laserowego. Wzmacniacze TWA pracują przy prądach przekraczających prąd progowy.

Bardzo niekorzystną cechą wzmacniaczy półprzewodnikowych jest zależność wzmacnienia od polaryzacji sygnału wejściowego. W systemach transmisji światłowodowej

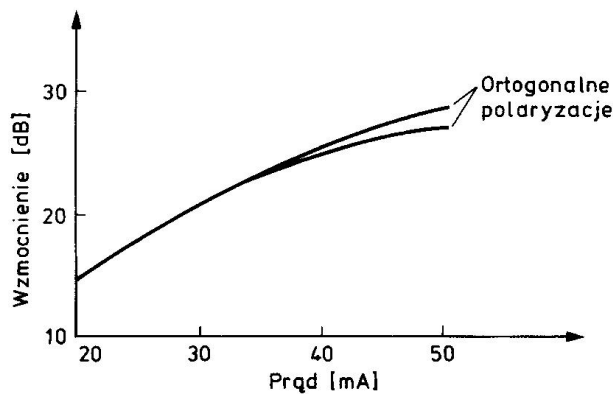
polaryzacja sygnału wychodzącego ze światłowodu fluktuuje w czasie. Przy braku korekcji fluktuacje te powodują zmiany poziomu sygnału wyjściowego.



Rys. 5.2. Zależność natężenia emitowanego światła od prądu optycznego wzmacniacza półprzewodnikowego dla różnych refleksyjności jego końców



Rys. 5.3. Układ zmniejszający wrażliwość na polaryzację optycznego wzmacniacza półprzewodnikowego



Rys. 5.4. Przykładowa zależność wzmocnienia półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego od prądu dla dwóch różnych polaryzacji

Jednym z rozwiązań jest zbliżenie szerokości i grubości warstwy aktywnej.

W rzeczywistym systemie transmisji konieczne jest sprzężenie światła do i od wzmacniacza. Powstają straty związane ze sprzężeniem wzmacniacza ze światłowodem – typowo 3-3.5 dB na jeden koniec rezonatora. Więc wzmocnienie od światłowodu do światłowodu jest 6-7 dB mniejsze od wzmocnienia rezonatora. Maksymalne realne wzmocnienie szerokopasmowego półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego niewiele przekracza 20 dB.

Wady wzmacniaczy półprzewodnikowych:

- duże straty związane ze sprzężaniem wzmacniacza ze światłowodem,
- powstanie fal odbitych, związanych z resztkową refleksyjnością końców rezonatora,

- niezbyt duża moc nasycenia'
- dynamiczne zmiany wzmocnienia przy pracy nieliniowej – zniekształcenia sygnału
- szum wzmacniaczy optycznych – źródło – emisja spontaniczna

Literatura:

J. Siuzdak, „Wstęp do współczesnej telekomunikacji światłowodowej”