

Wstęp do współczesnej telekomunikacji światłowodowej

Jerzy Siuzdak



Wydawnictwa Komunikacji i Łączności

Jerzy Siuzdak

Wstęp do współczesnej telekomunikacji światłowodowej

Wydanie drugie poprawione

Biblioteka Filii PŁ
Id: 0570100004246



W 038017/W



WYDAWNICTWA KOMUNIKACJI I ŁĄCZNOŚCI WARSZAWA

Opiniodawca: prof. dr hab. inż. *Mieczysław Szustakowski*
 Projekt okładki: *Dariusz Litwiniec*
 Redaktor merytoryczny: mgr inż. *Elżbieta Gawin*
 Redaktor techniczny: *Alicja Pietrzak*
 Korekta: *Alina Podmiotko*



38.017/W

621.39:621.3.082.5

Podstawy współczesnej techniki światłowodowej w ujęciu systemowym, obejmujące elementy systemów światłowodowych (półprzewodnikowe źródła światła, odbiorniki optyczne, budowa światłowodów i rozchodzenie się w nich światła, efekty nieliniowe, wzmacniacze optyczne, pasywne elementy optyczne, źródła szumów w systemach transmisji światłowodowej) oraz systemy transmisyjne wraz z sieciami światłowodowymi.

Książka przeznaczona dla studentów kierunków elektronika, telekomunikacja i pokrewnych, słuchaczy studiów podyplomowych oraz inżynierów.

ISBN 83-206-1290-X

© Copyright by Wydawnictwa Komunikacji i Łączności sp. z o.o.
 Warszawa 1997, 1999

Wydawnictwa Komunikacji i Łączności sp. z o.o.
 ul. Kazimierzowska 52, 02-546 Warszawa
 tel. (0-22) 849-27-51; fax (0-22) 849-23-22
 Dział handlowy tel./fax (0-22) 849-23-45
 Prowadzimy sprzedaż wysyłkową książek
 Księgarnia firmowa w siedzibie wydawnictwa
 tel. (0-22) 849-20-32, czynna pon. – pt. 10.00 – 18.00
 e-mail wkl@wkl.com.pl
 Oferta WKŁ w Internecie <http://www.wkl.com.pl>

Warszawa 1999, Wydanie 2
 Skład, wykonanie diapoztywów: Fototype, Warszawa
 Druk i oprawa: Pabianickie Zakłady Graficzne S.A.

Spis treści

	WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	9
	WSTĘP	13
1.	ŹRÓDŁA ŚWIATŁA I NADAJNIKI OPTYCZNE	15
1.1.	Diody elektroluminescencyjne	15
1.2.	Parametry diod elektroluminescencyjnych	19
1.3.	Lasery półprzewodnikowe	23
1.4.	Elektroniczne układy modulatorów	36
2.	DETEKTORY I ODBIORNIKI OPTYCZNE	39
2.1.	Zasada pracy fotodetektorów	39
2.2.	Podstawowe typy fotodetektorów	41
2.3.	Układy elektroniczne współpracujące z fotodetektorami	46
3.	ROZCHODZENIE SIĘ ŚWIATŁA W ŚWIATŁOWODACH	52
3.1.	Analiza elektrodynamiczna rozchodzenia się światła w światłowodzie włóknistym	53
3.2.	Tłumienie światłowodu	69
3.3.	Dyspersja chromatyczna	71
3.4.	Inne parametry światłowodów jednomodowych	78
3.5.	Analiza światłowodów wielomodowych za pomocą optyki geometrycznej	81
3.6.	Parametry światłowodów wielomodowych	89
3.7.	Dyspersja modowa	91
3.8.	Sprzęganie źródeł światła i światłowodów	95
3.9.	Światłowody specjalne	106
3.10.	Kable światłowodowe	108
4.	ZJAWISKA NIELINIOWE W ŚWIATŁOWODACH	110
4.1.	Wymuszone rozpraszanie Ramana	110
4.2.	Wymuszone rozpraszanie Brillouina	114
4.3.	Modulacja fazy	116
4.4.	Mieszanie czterofalowe	118

5.	WZMACNIACZE OPTYCZNE	122
5.1.	Wzmacniacze półprzewodnikowe	122
5.2.	Wzmacniacze światłowodowe	129
5.3.	Zastosowania wzmacniaczy optycznych	136
6.	INNE ELEMENTY OPTYCZNE	139
6.1.	Złącza rozłączalne i stałe	139
6.1.1.	Złącza rozłączalne	140
6.1.2.	Złącza stałe	142
6.2.	Soczewki światłowodowe	142
6.3.	Sprzęgacze światłowodowe	144
6.3.1.	Sprzęgacze gwiazdowe	149
6.3.2.	Sprzęgacze selektywne	150
6.4.	Modulatory	152
6.5.	Elementy polaryzacyjne	156
6.5.1.	Polaryzatory	156
6.5.2.	Izolatory optyczne	157
6.5.3.	Kontrolery polaryzacji	158
6.6.	Cyrkulatory optyczne	161
6.7.	Multipleksery i demultipleksery długości fali	162
6.8.	Strojone filtry optyczne	165
6.9.	Optyczne elementy przełączające	171
7.	ŹRÓDŁA ZAKŁÓCEŃ W SYSTEMACH TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ	180
7.1.	Szumy nadajników i toru światłowodowego	180
7.1.1.	Szum fazowy i szum natężenia laserów półprzewodnikowych	180
7.1.2.	Zakłócenia wywołane odbiciami wstecznymi	183
7.1.3.	Wpływ migotania (chirpu) na transmisję	185
7.1.4.	Szum partycji modowej	186
7.1.5.	Szum modalny	189
7.2.	Szumy odbiorników	191
7.2.1.	Szumy odbiorników optoelektronicznych	191
7.2.2.	Szumy wzmacniaczy optycznych	194
8.	SYSTEMY TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ Z DETEKcją BEZPOŚREDNIĄ	197
8.1.	Funkcja przenoszenia światłowodu	197
8.2.	Podstawowe pojęcia transmisji danych	203
8.2.1.	Interferencja międzysymbolowa	204
8.2.2.	Elementowa stopa błędów	207
8.2.3.	Kody transmisyjne	211
8.2.4.	Skrambling	213
8.2.5.	Synchronizacja	215
8.3.	Systemy transmisji cyfrowej	216
8.3.1.	Sieć FDDI	216

8.3.2.	Fibre Channel	220
8.3.3.	HIPPI	222
8.3.4.	Systemy PDH	223
8.3.5.	Systemy SDH	227
8.4.	Analogowe systemy transmisyjne	230
8.4.1.	Podstawowe zależności	230
8.4.2.	Systemy CATV	234
8.5.	Projektowanie systemów transmisji światłowodowej	236
8.5.1.	Wyznaczanie czułości odbiornika	240
8.5.2.	Przykłady projektowania systemów transmisyjnych	241
9.	SYSTEMY TRANSMISJI O BARDZO DUŻYCH ZASIĘGACH I PRZEPŁYWNOŚCIACH	244
9.1.	Konsekwencje użycia wzmacniaczy optycznych	244
9.2.	Metody ograniczenia wpływu dyspersji światłowodu na transmisję	249
9.3.	Generacja krótkich impulsów	253
10.	TRANSMISJA KOHERENTNA	259
10.1.	Zasada pracy systemu koherentnego	259
10.2.	Problemy konstrukcji systemów koherentnych	262
10.2.1.	Dopasowanie polaryzacji	262
10.2.2.	Stabilizacja linii widmowych laserów półprzewodnikowych	266
10.3.	Rodzaje modulacji i detekcji	268
10.4.	Skończona szerokość linii widmowych laserów	278
11.	TRANSMISJA SOLITONOWA	283
11.1.	Teoria rozchodzenia się solitonów	283
11.2.	Solitony wyższych rzędów i solitony ciemne	288
11.3.	Straty i oddziaływanie między solitonami	293
11.4.	Systemy transmisji solitonowej	297
12.	PROBLEMY ZWIELOKROTNIANIA OPTYCZNEGO W SYSTEMACH TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ	303
12.1.	Systemy z optycznym zwielokrotnieniem długości fali i częstotliwości	303
12.1.1.	Systemy WDM	304
12.1.2.	Systemy FDM	311
12.2.	Systemy ze zwielokrotnieniem podnośnej	316
12.2.1.	Systemy o detekcji bezpośredniej	316
12.2.2.	Systemy koherentne	320
12.3.	Zwielokrotnienie z podziałem czasowym TDM i OTDM	324
12.4.	Systemy ze zwielokrotnieniem kodowym	332
13.	SIECI ŚWIATŁOWODOWE	342
13.1.	Wielodostępne sieci ze zwielokrotnieniem długości fali i częstotliwości	342
13.1.1.	Sieci szerokopasmowe	343

13.1.2.	Sieci selektywne	346
13.1.3.	Przykłady realizacji sieci typu WDMA	352
13.1.4.	Sieci z połączeniem „na raty” (ang. <i>multi-hop</i>)	354
13.2.	Sieci ze zwielokrotnieniem podnośnej	357
13.2.1.	Przykłady realizacji sieci SCMA	361
13.3.	Sieci wielodostępne z podziałem czasowym (TDMA)	362
13.3.1.	Przykłady sieci TDMA	364
13.4.	Sieci ze zwielokrotnieniem kodowym (CDMA)	366
13.5.	Komutacja optyczna	368
13.6.	Sieci optyczne przezroczyste	371
14.	INNE KIERUNKI BADAŃ NAD SYSTEMAMI TRANSMISYJNYMI	374
14.1.	Transmisja wykorzystująca dyspersję światłowodu	374
14.2.	Kontrola stanu kwantowego	377
14.3.	Niedestrukcyjna detekcja fotonów	380
	Literatura	383
	Skorowidz	391

Wykaz ważniejszych oznaczeń i skrótów

a	– promień światłowodu
A	– wzmacnienie (elektryczne)
A_e	– efektywna powierzchnia przekroju światłowodu
ARW	– automatyczna regulacja wzmacnienia
AM-VSB	– modulacja amplitudy z częściowo wytłumioną wstęgą boczną
ASK	– binarna modulacja amplitudy (ang. <i>amplitude shift keying</i>)
B	– szerokość pasma
B_d	– nachylenie dyspersji
BER	– elementowa stopa błędów (ang. <i>bit error rate</i>)
c	– prędkość światła
C	– pojemność elektryczna
$C(t)$	– funkcja autokorelacji
CATV	– telewizja kablowa
CDM	– zwielokrotnienie kodowe
CDMA	– wielodostęp ze zwielokrotnieniem kodowym
CNR	– stosunek mocy nośnej do mocy szumów (ang. <i>carrier to noise ratio</i>)
CPFSK	– binarna modulacja częstotliwości z ciągłą fazą
CSO	– miara zniekształceń nieliniowych 2 rzędu
CTB	– miara zniekształceń nieliniowych 3 rzędu
D	– współczynnik dyspersji, średnica
DFB	– rozłożone sprzężenie zwrotne
DPSK	– binarna, różnicowa modulacja fazy
E	– natężenie pola elektrycznego, energia
$E\{ \}$	– wartość oczekiwana
EDFA	– optyczny wzmacniacz światłowodowy domieszkowany erbem
erf	– całka prawdopodobieństwa
f	– częstotliwość
F	– współczynnik szumów

$\mathcal{F}, \mathcal{F}^1$	– transformata Fouriera (prosta i odwrotna)
FDDI	– (ang. <i>fiber distributed data interface</i>) jeden z typów światłowodowych sieci LAN
FDM	– zwielokrotnienie częstotliwości
FDMA	– wielodostęp z podziałem częstotliwości
FM	– modulacja częstotliwości
FSK	– binarna modulacja częstotliwości (ang. <i>frequency shift keying</i>)
FSR	– wolny zakres spektralny
G	– wzmacnienie optyczne
g_m	– transkonduktancja
h	– stała Plancka
H	– natężenie pola magnetycznego
I	– natężenie prądu, natężenie światła
IF	– częstotliwość pośrednia
I_m	– zmodyfikowana funkcja Bessela pierwszego rodzaju m -tego rzędu
IMD	– zniekształcenia intermodulacyjne
J_m	– funkcja Bessela pierwszego rodzaju m -tego rzędu
k	– liczba falowa
k_0	– liczba falowa w próżni
K_m	– zmodyfikowana funkcja Bessela drugiego rodzaju m -tego rzędu
L	– luminancja elektryczna, długość światłowodu
LAN	– sieć lokalna (ang. <i>local area network</i>)
LED	– dioda elektroluminescencyjna
L_e	– efektywna długość światłowodu w zjawiskach nieliniowych
L_D	– odległość dyspersji
m	– wartość średnia, indeks modulacji
M	– współczynnik powielania lawinowego
n	– współczynnik załamania ośrodka
$n(t)$	– szum
n_{sp}	– współczynnik inwersji obsadzeń
N	– grupowy współczynnik załamania
NA	– apertura numeryczna
N_m	– funkcja Bessela drugiego rodzaju m -tego rzędu
OTDM	– optyczne zwielokrotnienie czasowe
OTN	– sieć optyczna przezroczysta
P	– moc, prawdopodobieństwo
p_e	– prawdopodobieństwo błędu, stopa błędów
PAM	– modulacja amplitudy impulsów (ang. <i>pulse amplitude modulation</i>)
PCM	– modulacja kodowo-impulsowa (ang. <i>pulse code modulation</i>)
PDH	– plezjochroniczna hierarchia cyfrowa (ang. <i>plezjochronous digital hierarchy</i>)
PSK	– binarna modulacja fazy (ang. <i>phase shift keying</i>)
q	– ładunek elektronu
QND	– kwantowa detekcja niedestrukcyjna

r	– rezystancja, promień
R	– czułość fotodetektora, rezystancja, reflektancja
RIN	– szum natężenia (ang. <i>relative intensity noise</i>)
S	– eikonał
SCM	– zwielokrotnienie podnośnej
SCMA	– wielodostęp ze zwielokrotnieniem podnośnej
SDH	– synchroniczna hierarchia cyfrowa (ang. <i>synchronous digital hierarchy</i>)
SNR	– stosunek mocy sygnału do mocy szumów (ang. <i>signal to noise ratio</i>)
STM	– synchroniczny moduł transportowy (ang. <i>synchronous transport module</i>)
TDM	– zwielokrotnienie z podziałem czasowym (ang. <i>time division multiplexing</i>)
TDMA	– wielodostęp z podziałem czasowym
TWA	– optyczny wzmacniacz półprzewodnikowy na fali bieżącej
u	– napięcie elektryczne, znormalizowana amplituda
v	– częstotliwość znormalizowana
v_f	– prędkość fazowa
v_g	– prędkość grupowa
V	– volt, stała Verdetta
w	– promień pola
WDM	– zwielokrotnienie z podziałem długości fali (ang. <i>wavelength division multiplexing</i>)
WDMA	– wielodostęp z podziałem długości fali
Z	– impedancja
α	– tłumienność jednostkowa, współczynnik absorpcji, kąt
β	– stała fazowa, indeks modulacji
δ	– delta Diraca
Δ	– różnica
Δf	– różnica (odstrojenie) częstotliwości
Γ	– współczynnik odbicia, współczynnik ograniczenia optycznego, znormalizowane tłumienie
ϵ_0	– przenikalność dielektryczna próżni
ϵ_r	– względna przenikalność dielektryczna ośrodka
γ	– stała propagacji, parametr nieliniowości
η	– wydajność kwantowa
λ	– długość fali
μ_0	– przenikalność magnetyczna próżni
ν	– częstotliwość optyczna
ξ	– znormalizowana odległość
σ	– odchylenie standardowe
σ^2	– wariancja
ϕ	– kąt, przesunięcie fazy
χ_{1111}	– nieliniowa podatność trzeciego rzędu

τ	– znormalizowany czas
τ_g	– opóźnienie grupowe
ω	– pulsacja
Ω	– kąt bryłowy, om
∇	– operator gradientu
∇^2	– laplasjan

WSTĘP

Światłowód telekomunikacyjny jest bardzo cienkim włóknem wykonanym najczęściej ze specjalnego gatunku szkła kwarcowego (SiO_2). W odróżnieniu od przewodów miedzianych, gdzie transmitowane są fale o częstotliwościach radiowych lub mikrofalowych, transmisja w światłowodzie odbywa się za pomocą fal świetlnych z zakresu bliskiej podczerwieni. Wymusza to stosowanie zupełnie innych urządzeń współpracujących aniżeli znane z transmisji przewodem metalowym. W szczególności, po stronie nadawczej konieczne jest zastosowanie przetwornika zamieniającego sygnał elektryczny na sygnał optyczny i wprowadzenie tego ostatniego do światłowodu. Z kolei po stronie odbiorczej dokonywana jest operacja odwrotna: zamiana sygnału świetlnego z powrotem na elektryczny.

Pierwsze światłowody nie były produkowane do celów telekomunikacyjnych, ale na przykład medycznych i miały stratność (tłumienność jednostkową) przekraczającą 1000 dB/km. W latach sześćdziesiątych nie było jeszcze jasne, czy rzeczywiście zdolają zastąpić w transmisji przewody miedziane. Przełom nastąpił w 1970 r., gdy firma Corning Glass Company ogłosiła wyprodukowanie światłowodu o stratności 20 dB/km. W miarę rozwoju technologii, stratność dostępnych komercyjnie światłowodów malała, jednocześnie zaczęto używać do transmisji coraz dłuższych fal. Obecnie stratność najlepszych światłowodów nie przekracza 0,2 dB/km na długości fali 1,55 μm .

Drugą istotną przyczyną oszałamiającego rozwoju techniki światłowodowej jest olbrzymia przepływność informacyjna światłowodów. Wiąże się to z bardzo wysoką częstotliwością nośnej fali świetlnej, rzędu 200–300 THz (T – tera = 10^{12}). Jeszcze do niedawna ogromne pasmo transmisyjne światłowodów praktycznie nie było wykorzystane, gdyż typowe maksymalne przepływności eksploatowanych systemów nie przekraczają kilku Gbit/s. W miarę rozwoju różnych technik zwielokrotnienia uzyskiwane są w laboratoriach coraz większe przepływności. W połowie 1996 r. taka rekordowa przepływność wynosiła ponad 2,6 Tbit/s i została uzyskana w japońskiej firmie NEC.

W chwili obecnej światłowody wypierają przewody miedziane ze wszystkich zastosowań telekomunikacyjnych poza transmisją na bardzo krótkie odległości i rozprowadzaniem sygnałów wewnątrz budynków.

W niniejszej pracy można wyróżnić dwie zasadnicze części: w pierwszej z nich omówiono same światłowody i inne elementy systemów światłowodowych, w drugiej zaś – systemy transmisji światłowodowej. Kolejno omówiono źródła światła (rozdz. 1) i fotodetektory (rozdz. 2). W rozdziale 3 zanalizowano rozchodzenie się fal świetlnych w światłowodzie, w rozdz. 4 zaś zjawiska nieliniowe przy tym zachodzące. Z kolei rozdz. 5 jest poświęcony wzmacniaczom optycznym, a rozdz. 6 – pozostałym elementom używanym w technice światłowodowej. W rozdziale 7 dokonano analizy szumów i innych zakłóceń występujących przy transmisji światłowodowej. Rozdz. 8 rozpoczyna część poświęconą systemom transmisyjnym i omówiono tam standardowe systemy będące w eksploatacji. Z kolei w rozdz. 9 poruszono problemy powstające w systemach o dużych zasięgach i szybkościach transmisji. W rozdziałach 10, 11, 12 omówiono kolejno transmisję koherentną, solitonową, a wreszcie stosowane techniki zwielokrotnienia. Rozdział 13 jest poświęcony sieciom światłowodowym, a ostatni rozdział 14 – nietypowym systemom transmisyjnym.

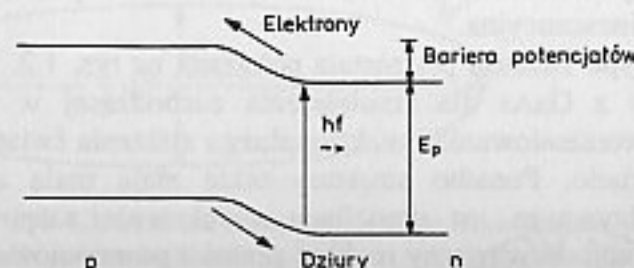
1

ŹRÓDŁA ŚWIATŁA I NADAJNIKI OPTYCZNE

Dla zapewnienia najbardziej elementarnego połączenia transmisyjnego między dwoma punktami niezbędny jest nadajnik, tor transmisyjny i odbiornik. W radiowych systemach transmisji w wolnej przestrzeni rolę nadajników spełniają anteny, do których jest doprowadzany odpowiednio zmodulowany sygnał elektryczny. W telekomunikacji światłowodowej jako nadajniki wykorzystuje się odpowiednie źródła światła. Niestety przyrządy oświetleniowe znane z życia codziennego (żarówki, lampy neonowe itd.) z wielu względów (brak możliwości szybkiej modulacji, niedopasowana do światłowodu długość fali itd.) nie nadają się do wykorzystania w komunikacji światłowodowej. Do zastosowań telekomunikacyjnych opracowano specjalne źródła światła, z których najważniejsze to diody elektroluminescencyjne i lasery półprzewodnikowe. Omówimy je pokrótce w tym rozdziale. Czytelników bardziej zainteresowanych tym tematem odsyłamy do innych prac np. [27].

1.1. DIODY ELEKTROLUMINESCENCYJNE

Najprostsza dioda elektroluminescencyjna składa się ze złącza p - n spolaryzowanego w kierunku przewodzenia. Złącze p - n jest utworzone przez dwie warstwy o różnym typie przewodnictwa (p i n) wykonane w tym samym kryształ półprzewodnika. Strukturę poziomów energetycznych takiego złącza pokazano na rys. 1.1. Zwiększona koncentracja mniejszościowych nośników w obszarze o przeciwnym typie



Rys. 1.1.
Spontaniczna emisja fotonów
w złączu p - n spolaryzowanym
w kierunku przewodzenia

przewodnictwa prowadzi do rekombinacji par elektron-dziura. Energia wyzwolona w tej rekombinacji jest w przybliżeniu równa wartości przerwy energetycznej E_p . Proces rekombinacji może być niepromienisty i promienisty. W tym pierwszym przypadku wyzwolona energia zamienia się w ciepło i nie będziemy się nim dalej zajmować. W tym drugim zostaje wygenerowany foton, którego energia jest równa w przybliżeniu

$$E_p = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

gdzie: $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ – stała Plancka, f – częstotliwość fotonu. Stąd, wyrażając długość fali w μm , a przerwę energetyczną w eV, mamy

$$\lambda = \frac{1,24}{E_p} \quad (1.2)$$

Z zależności (1.1), (1.2) wynika, że długość emitowanego światła zależy w pierwszym rzędzie od materiału z jakiego wykonana jest dioda elektroluminescencyjna. W zakresie fal o długościach $0,8 \mu\text{m}$ stosowany jest AlGaAs, dla $0,9 \mu\text{m}$ – GaAs, przy nieco większych długościach fal ($1,05 \mu\text{m}$) – InGaAs, dla długości zaś $1,3 \mu\text{m}$ i $1,55 \mu\text{m}$ – InGaAsP. Długości światła emitowane przez różne materiały wykorzystywane do produkcji diod i laserów półprzewodnikowych podane są w tabl. 1.1. [14].

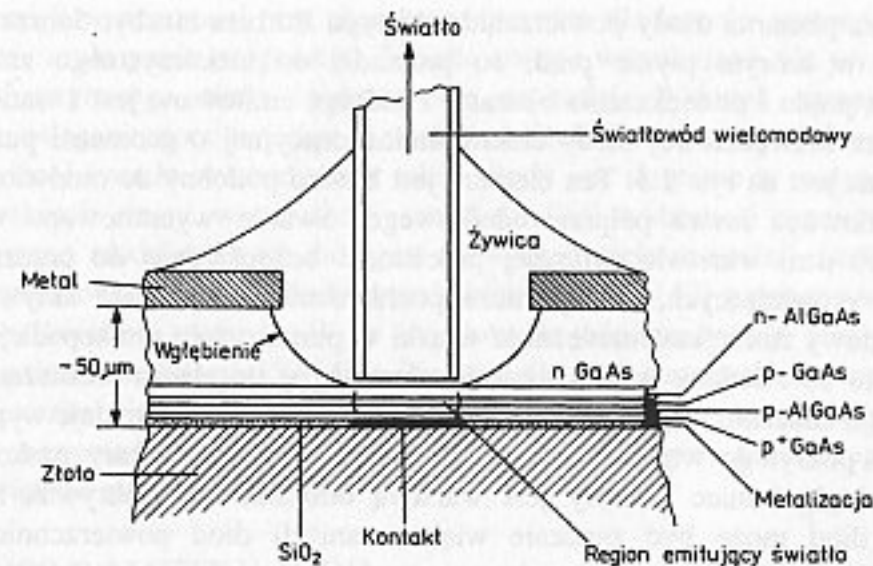
Tablica 1.1

Materiał	Długość fali [μm]
AlGaInP	0,65–0,68
$\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$	0,67
$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	0,62–0,90
GaAs	0,90
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	0,98
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	1,10–1,65
$\text{In}_{0,73}\text{Ga}_{0,27}\text{As}_{0,58}\text{P}_{0,42}$	1,31
$\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,42}\text{As}_{0,9}\text{P}_{0,1}$	1,55

Zjawisko emisji spontanicznej światła ze spolaryzowanego w przewodzenie złącza p - n jest określane mianem elektroluminescencji.

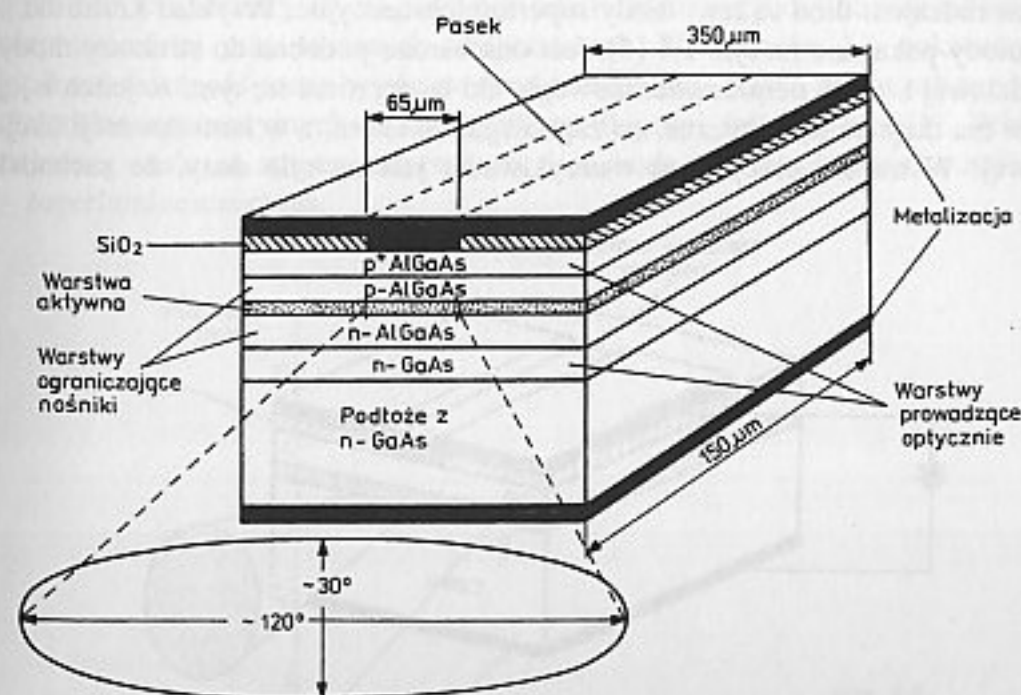
Spośród kilku możliwych struktur diod elektroluminescencyjnych w telekomunikacji światłowodowej znalazły zastosowanie trzy z nich: dioda powierzchniowa, krawędziowa i superluminescencyjna.

Dioda powierzchniowa typu Burrusa [8] została pokazana na rys. 1.2. Użyto tam wgłębienia w substracie z GaAs dla zmniejszenia zachodzącej w nim silnej absorpcji emitowanego promieniowania i maksymalnego zbliżenia światłowodu do struktury emitującej światło. Ponadto struktury takie mają małą impedancję termiczną w rejonie aktywnym, co umożliwia zwiększenie natężenia prądu i uzyskanie dużej luminancji. Zewnętrzny rozkład gęstości promieniowania można



Rys. 1.2. Struktura powierzchniowej diody elektroluminescencyjnej (typu Burrusa). Na podstawie [8]

przybliżyć rozkładem Lamberta (1.12) o szerokości wiązki rzędu 120° . Dokładniejsze omówienie charakterystyk kierunkowych diod elektroluminescencyjnych (ang. LED – light emitting diode) znajduje się w dalszej części tego rozdziału poświęconej ich parametrom.

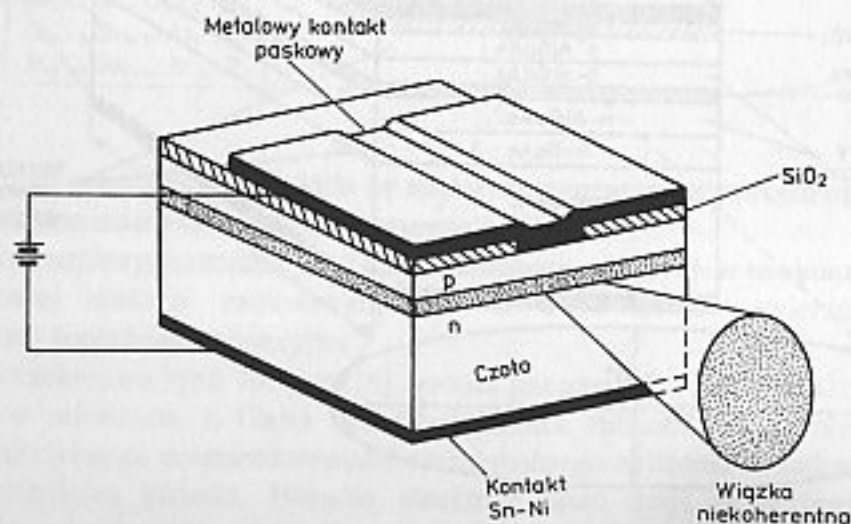


Rys. 1.3. Struktura krawędziowej diody elektroluminescencyjnej o geometrii paskowej. Na podstawie [1]

Struktura planarna diody powierzchniowej typu Burrusa niezbyt dobrze ogranicza obszar, w którym płynie prąd, co prowadzi do niekorzystnego zmniejszenia gęstości prądu i powiększenia obszaru, z którego emitowane jest światło.

Struktura krawędziowej diody elektroluminescencyjnej o geometrii paskowej [1] pokazana jest na rys. 1.3. Ten element jest bardzo podobny do omówionego dalej standardowego lasera półprzewodnikowego. Światło wyemitowane w cienkiej ($50\text{--}100\text{ }\mu\text{m}$) warstwie aktywnej przechodzi bezpośrednio do przezroczystych warstw prowadzących, co ogranicza pochłanianie w warstwie aktywnej. Efekt falowodowy zmniejsza rozbieżność wiązki w płaszczyźnie prostopadłej do złącza do około 30° . Jednak w płaszczyźnie równoległej do złącza rozbieżność wiązki pozostaje znacznie większa (około 120°). Większość światła zostaje wypromieniowana z pokrytego warstwą przeciwodblaskową końca struktury paskowej, gdyż przeciwny koniec pokryty jest warstwą odbłaskową. Efektywna luminancja takich diod może być znacznie większa niż diod powierzchniowych, co prowadzi do wielokrotnego zwiększenia mocy wprowadzanej do światłowodu [1]. Diody krawędziowe pracujące z dużymi prądami (do kilkuset mA) pozwalają wprowadzić do światłowodu wielomodowego moce rzędu kilkuset μW , do światłowodu zaś jednomodowego – moce rzędu kilku – kilkudziesięciu μW . Należy przy tym zaznaczyć, że całkowita moc świetlna (wypromieniowana w powietrze) diod powierzchniowych jest kilkakrotnie większa niż diod krawędziowych o porównywalnych parametrach. Z kolei diody krawędziowe mają o wiele większe pasmo modulacji (dochodzące do kilkuset MHz) w porównaniu z diodami powierzchniowymi.

Trzecim rodzajem diod są tzw. diody superluminescencyjne. Przykład konstrukcji takiej diody pokazano na rys. 1.4 [4]. Jest ona bardzo podobna do struktury diody krawędziowej i lasera półprzewodnikowego. Od lasera różni się tym, że jeden z jej końców ma duże straty optyczne, co zapobiega odbiciom, a w konsekwencji akcji laserowej. W trakcie pracy prąd wstrzykiwania jest na tyle duży, że zachodzi

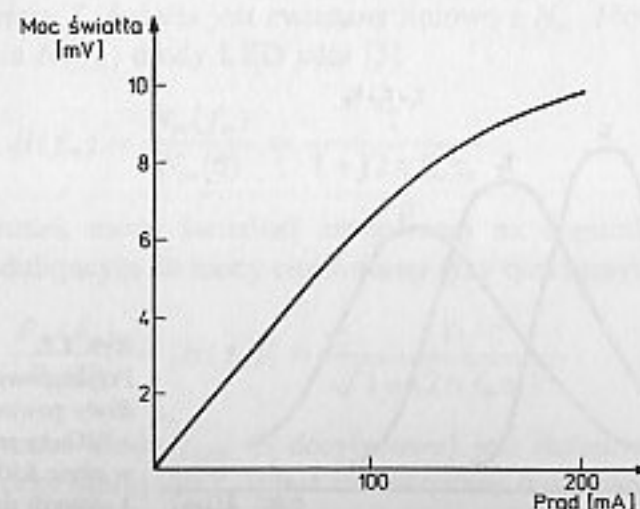


Rys. 1.4. Struktura diody superluminescencyjnej. Na podstawie [9]

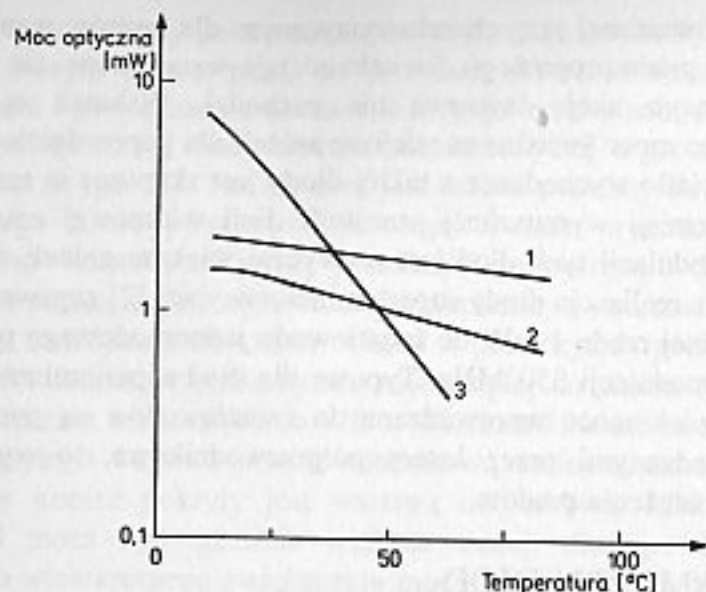
zjawisko emisji wymuszonej przy charakterystycznym dla laserów wzroście mocy przy przekroczeniu prądu progowego. Światło zostaje wzmacniane, ale przy braku sprzężenia optycznego akcja laserowa nie zachodzi. Wskutek wzmocnienia optycznego osiągnięte moce świetlne są większe niż dla poprzednich konstrukcji diod. Co więcej światło wychodzące z takiej diody jest skupione w małym kącie. Ponadto wskutek emisji wymuszonej szerokość linii widmowej zmniejsza się. Również pasmo modulacji tych diod jest zazwyczaj większe niż diod innych typów. Przykładowa realizacja diody superluminescencyjnej [2] zapewnia wprowadzenie mocy świetlnej rzędu 1 mW do światłowodu jednomodowego przy prądzie 150 mA i paśmie modulacji 350 MHz. Typowe dla diod superluminescencyjnych jest to, że aczkolwiek moce wprowadzane do światłowodów są porównywalne z mocami wprowadzanymi przez lasery półprzewodnikowe, to wymagane są znacznie większe natężenia prądów.

1.2. PARAMETRY DIOD ELEKTROLUMINESCENCYJNYCH

W idealnym przypadku zależność mocy świetlnej od prądu płynącego przez diodę jest linią prostą. Jednak w praktyce diody elektroluminescencyjne wykazują znaczną nieliniowość tej zależności, co pokazano na rys. 1.5. Jedną z przyczyn tej nieliniowości jest wzrost temperatury złącza przy dużych prądach. Okazuje się bowiem, że wewnętrzna sprawność kwantowa diody maleje wykładniczo wraz ze wzrostem temperatury złącza $p\text{--}n$ z powodu wzrostu współczynników rekombinacji niepromienistej przy wyższych temperaturach. Na rysunku 1.6 pokazano przykładową zależność mocy wyjściowej od temperatury złącza dla trzech typów diod elektroluminescencyjnych pracujących na długości fali $1,3\text{ }\mu\text{m}$ [1]. Widać, że najmniej czuła na zmiany temperatury jest dioda powierzchniowa, a najbardziej – superluminescencyjna.

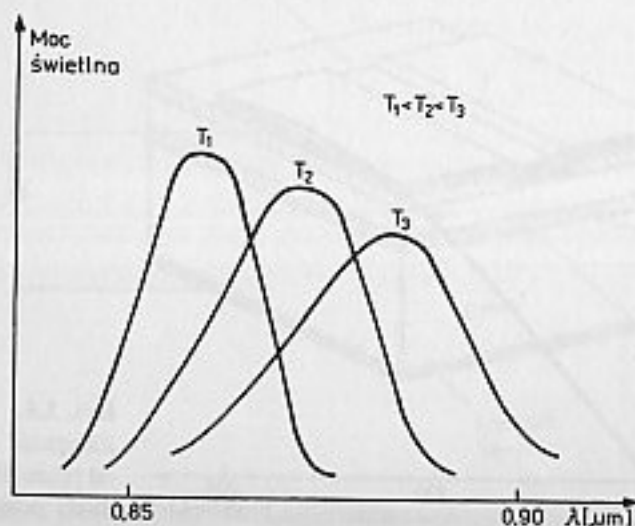


Rys. 1.5. Zależność mocy świetlnej od prądu dla przykładowej diody powierzchniowej



Rys. 1.6. Przykładowa zależność mocy wyjściowej od temperatury złącza dla trzech typów diod elektroluminescencyjnych: 1 – powierzchniowa, 2 – krawędziowa, 3 – superluminescencyjna. Na podstawie [10]

Szerokość linii widmowej diod pracujących w temperaturze pokojowej w oknie 0,85 μm zawiera się zazwyczaj w granicach 25–40 nm. Chodzi tutaj o pełną szerokość linii widmowej mierzoną w połowie wartości maksymalnej (tzw. FWHM – ang. *full width at half maximum*). Dla materiałów z mniejszą wartością przerwy energetycznej pracujących w oknach 1,31 i 1,55 μm ta szerokość zwiększa się do 50–160 nm. Przykład widma diody powierzchniowej z AlGaAs pokazano na rys. 1.7 dla kilku temperatur [1]. Jak widać wraz ze wzrostem temperatury widmo ulega rozszerzeniu, a jego maksimum przesunąć się w stronę fal dłuższych. Jest to spowodowane zmianami w rozkładach energii nośników. Na szerokość linii widmowej mają ponadto wpływ poziom domieszkowania warstwy aktywnej i technologia wykonania samej diody.



Rys. 1.7. Przykładowe widmo diody powierzchniowej z AlGaAs pracującej w oknie 850 nm dla 3 różnych temperatur

Szybkość modulacji diody elektroluminescencyjnej zależy od dynamiki nośników i jest ograniczona przez średni czas życia nośnika mniejszościowego w rejonie rekombinacji τ_c . Ponieważ elektrony i dziury są wstrzykiwane i rekombinują parami wystarczy rozpatrywać jeden rodzaj nośników. W przypadku zaniedbania emisji wymuszonej, równanie wiążące koncentrację nośników N z prądem wstrzykiwania I jest następujące [3]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} \quad (1.3)$$

gdzie: V – objętość warstwy aktywnej, q – ładunek elektronu.

Rozważmy sinusoidalną modulację prądu wstrzykiwania w postaci [3]

$$I(t) = I_0 + I_m \exp(j2\pi f_m t) \quad (1.4)$$

gdzie: I_0 – prąd polaryzacji, I_m – prąd modulujący, f_m – jego częstotliwość. Równanie (1.3) jest liniowe i przy pobudzeniu (1.4) jego rozwiązanie może być zapisane jako [3]

$$N(t) = N_0 + N_m \exp(j2\pi f_m t) \quad (1.5)$$

gdzie

$$N_0 = \frac{\tau_c I_0}{qV} \quad (1.6)$$

zaś

$$N_m(f_m) = \frac{\tau_c I_0 / qV}{1 + j2\pi f_m \tau_c} \quad (1.7)$$

Ponieważ w pierwszym przybliżeniu koncentracja nośników jest związana liniową zależnością z ilością emitowanych fotonów [3], więc moc P_m zmodulowanego częstotliwością f_m światła jest związana liniowo z N_m . Można zdefiniować funkcję przenoszenia $H(f_m)$ diody LED jako [3]

$$H(f_m) = \frac{N_m(f_m)}{N_m(0)} = \frac{1}{1 + j2\pi f_m \tau_c} \quad (1.8)$$

Zatem stosunek mocy świetlnej emitowanej na częstotliwości f_m przy danym prądzie modulującym do mocy emitowanej przy tym samym prądzie stałym wynosi

$$\frac{P_m(f_m)}{P_m(0)} = |H(f_m)| = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f_m \tau_c)^2}} \quad (1.9)$$

Pasmo optyczne diody f_{3dB} (3 decybelowe) jest definiowane jako częstotliwość modulacji, przy której $|H(f_m)|$ jest zredukowane o połowę w stosunku do wartości $|H(0)|$. Z wzoru (1.9) otrzymujemy

$$f_{3dB} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau_c} \quad (1.10)$$

Podkreślmy jeszcze raz, że wzór ten określa pasmo optyczne.

Gdybyśmy jednak rozpatrzyli układ transmisji światła składający się z diody elektroluminescencyjnej i fotoodbiornika, to można zdefiniować transmitację tego układu jako stosunek prądu płynącego przez fotodetektor do prądu modulującego diodę nadawczą. Odpowiednie pasmo przepustowe nosi nazwę pasma elektrycznego i jest określone jako częstotliwość, przy której $|H(f_m)|^2$ maleje o 3 dB. Z wzoru (1.9) wynika, że pasmo elektryczne jest równe $(2\pi\tau_c)^{-1}$, jest więc $\sqrt{3}$ razy mniejsze od pasma optycznego. Różnica między pasmem elektrycznym a optycznym wynika z tego, że proces detekcji światła jest nieliniowy w tym sensie, iż moc zdetekowanego sygnału elektrycznego jest proporcjonalna do kwadratu mocy sygnału optycznego.

Innym ważnym parametrem diod elektroluminescencyjnych jest charakterystyka kierunkowa promieniowania. Jest ona określona zależnością [4]

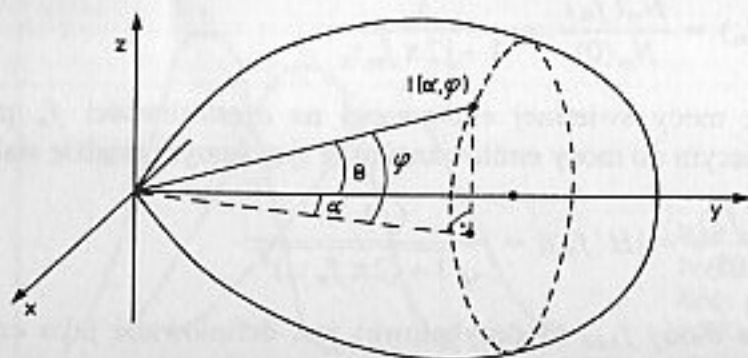
$$I(\alpha, \phi) = \frac{dP}{d\Omega} \quad (1.11)$$

Tutaj dP jest mocą wypromieniowaną przez diodę w małym kącie bryłowym $d\Omega$, którego położenie w przestrzeni określają kąty α i ϕ . Pokazano to na rys. 1.8.

Diody elektroluminescencyjne promieniujące powierzchniowo mają zazwyczaj charakterystyki promieniowania symetryczne względem osi głównej. W wielu wypadkach dobrym przybliżeniem kształtu tych charakterystyk jest zależność [4]

$$I(\alpha, \phi) = I(\theta) = \begin{cases} I_{\max} \cos k\theta, & |k\theta| \leq \pi/2 \\ 0, & -\pi/2 > k\theta > \pi/2 \end{cases} \quad (1.12)$$

gdzie k określa kształt charakterystyki. W przypadku często spotykanej charakterystyki Lamberta $k = 1$. Znajomość rozkładu natężenia promieniowania umożliwia wyznaczenie mocy, jaką za pomocą danej diody można wprowadzić do światłowodu.



Rys. 1.8. Przestrzenna charakterystyka promieniowania diody

1.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE

Na wstępie krótko omówimy podstawy fizyczne działania laserów. Teoria kwantowa stwierdza, że energia atomów przyjmuje pewne dyskretne wartości i procesy oddziaływania atomów z fotonami powodują przejście od jednego dyskretnego stanu do drugiego. Rozróżniamy trzy rodzaje oddziaływania fotonów z atomami: absorpcję, emisję i emisję wymuszoną fotonu.

Przy absorpcji atom pochłania foton przechodząc z poziomu o energii E_1 do poziomu o energii E_2 ($E_2 > E_1$), przy czym energia fotonu E spełnia zależność

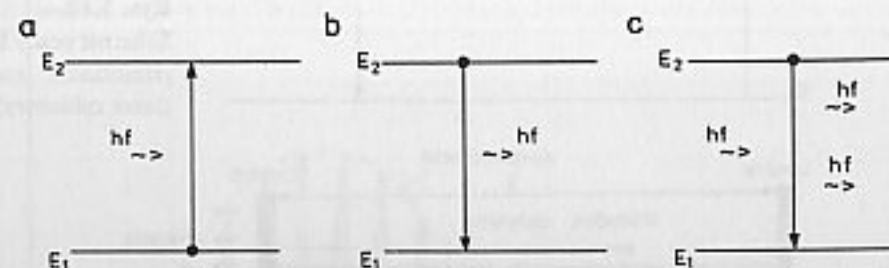
$$E = E_2 - E_1 = hf \quad (1.13)$$

gdzie: f – częstotliwość fotonu, h – stała Plancka.

Jeśli energia atomu jest początkowo równa E_2 , to może on przejść do poziomu energetycznego E_1 jednocześnie emitując foton, którego częstotliwość spełnia zależność (1.13). Przy emisji spontanicznej własności powstałego fotonu są zupełnie przypadkowe; ten rodzaj emisji jest źródłem światła niekoherentnego. W przypadku tzw. emisji wymuszonej foton o energii równej $E_2 - E_1$ padając na atom o energii E_2 wymusza emisję drugiego fotonu. Powstały foton ma częstotliwość, fazę, polaryzację i kierunek rozchodzenia się zgodny z odpowiednimi wielkościami dla fotonu wymuszającego. Emisja wymuszona jest źródłem tzw. światła koherentnego (spójnego). Różnice między światłem koherentnym i niekoherentnym omówiono w dalszej części. Na rysunku 1.9 pokazano przejścia między poziomami energetycznymi odpowiadające absorpcji, emisji i emisji wymuszonej. Jeżeli niezdegenerowany system atomów znajduje się w stanie równowagi termicznej, to gęstości obsadzeń dwóch poziomów energetycznych takiego systemu są opisane statystyką Boltzmanna w postaci [3]

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (1.14)$$

gdzie: N_1 i N_2 – gęstości obsadzeń poziomów energetycznych odpowiednio E_1 i E_2 , k – stała Boltzmanna, T – temperatura bezwzględna. Z kolei stosunek natężenia światła emisji wymuszonej do natężenia emisji spontanicznej dla takiego układu wyraża się zależnością [3]

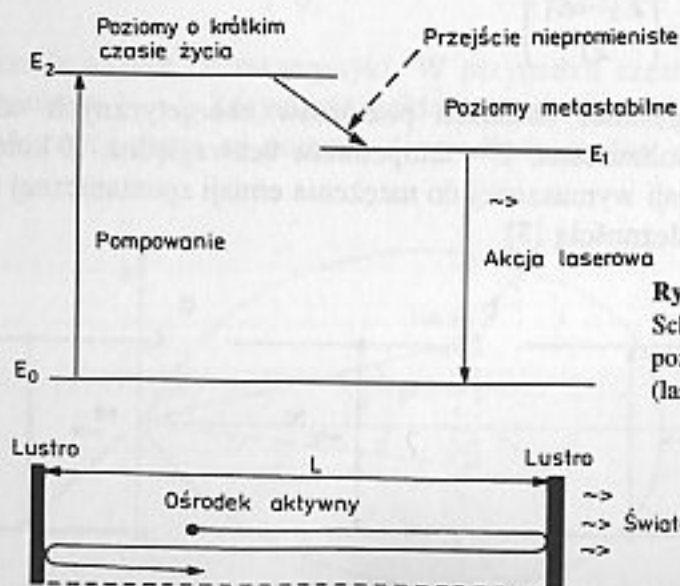


Rys. 1.9. Schematyczne oznaczenie przejść między poziomami energetycznymi odpowiadające: a) absorpcji, b) emisji, c) emisji wymuszonej

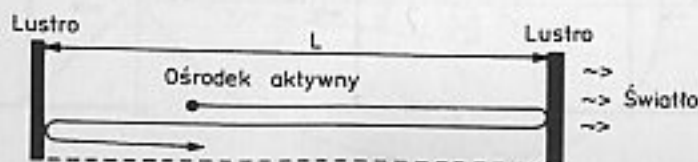
$$\frac{\text{Natężenie emisji wymuszonej}}{\text{Natężenie emisji spontanicznej}} = \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (1.15)$$

Łatwo jest wyliczyć ze wzoru (1.15), że w stanie równowagi termicznej określonej przez gęstość obsadzeń (1.14) mechanizm emisji spontanicznej jest dominujący. Aby osiągnąć natężenie emisji wymuszonej większe od natężenia emisji spontanicznej (wzmocnienie optyczne), niezbędne jest uzyskanie niestabilnego stanu obsadzeń, w którym gęstość obsadzeń dla wyższego poziomu energetycznego przekracza gęstość obsadzeń dla poziomu niższego ($N_2 > N_1$). Stan ten nosi nazwę inwersji obsadzeń. Inwersję obsadzeń, niezbędną dla uzyskania akcji laserowej, można uzyskać w układach z trzema lub czterema grupami poziomów energetycznych. Pokazano to na rys. 1.10 dla układu trypoziomowego, składającego się z poziomu podstawowego E_0 , poziomu metastabilnego E_1 , i trzeciego poziomu E_2 powyżej poziomu metastabilnego. Początkowy rozkład gęstości obsadzeń jest zgodny z rozkładem Boltzmanna (1.14). Stosując silne zewnętrzne źródło światła, tzw. pompę optyczną, o odpowiednio dobranej długości fali, elektrony niektórych atomów mogą być wzbudzone z poziomu podstawowego do poziomu E_2 wskutek zjawiska absorpcji. Ponieważ czas życia elektronów na tym poziomie jest krótki, szybko przechodzą one (przejście niepromieniste) do poziomu metastabilnego lub bezpośrednio do poziomu podstawowego. Wskutek stosunkowo długiego czasu życia elektronów na poziomie metastabilnym, populacja atomów na tych poziomach może przekroczyć populację na poziomach podstawowych, przez co osiągnięta jest niezbędna do pracy lasera inwersja obsadzeń. Emisja wymuszona zachodzi wtedy między poziomami E_1 i E_0 . Proces emisji wymuszonej powoduje wzrost liczby fotonów posiadających takie same właściwości, a więc wzmocnienie światła.

W przypadku generacji drgań elektrycznych oprócz wzmacniacza potrzebny jest



Rys. 1.10.
Schemat pracy lasera o trzech
poziomach energetycznych
(laser rubinowy)



Rys. 1.11. Podstawowa struktura laserowa z płaskimi zwierciadłami

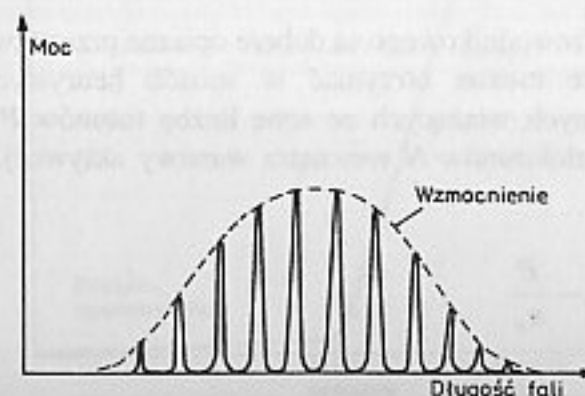
układ sprzężenia zwrotnego. Podobnie dla uzyskania generacji światła (akcji laserowej) niezbędne jest dostarczenie odpowiedniego sprzężenia zwrotnego. To dodatnie sprzężenie zwrotne może być zrealizowane przez umieszczenie na końcach ośrodka aktywnego (wzmacniającego) zwierciadeł odbijających (rys. 1.11). Fotony odbijając się od zwierciadeł wielokrotnie przechodzą przez obszar aktywny, przy czym ich liczba każdorazowo ulega zwiększeniu. Jedno ze zwierciadeł jest częściowo przepuszczające i użyteczne promieniowanie może przez nie wyjść na zewnątrz. Moc wyjściowa stabilizuje się na poziomie równowagi, przy którym wzmocnienie optyczne jest równoważone przez straty spowodowane absorpcją i rozpraszaniem w ośrodku aktywnym i straty przy odbiciu od zwierciadeł. Opisana struktura wnęki rezonansowej z dwoma zwierciadłami jest nazywana rezonatorem Fabry-Perot. Dodatkowo sprzężenie zwrotne istnieje tylko wtedy, kiedy rozchodzące się w tym samym kierunku i odbite wielokrotnie fale interferują ze sobą w fazie (w innym przypadku wygaszałyby się – rys. 1.11). Przesunięcie fazowe jakiego doznaje fala po powrocie do punktu wyjścia po dwukrotnym odbiciu od zwierciadeł (odległość równa podwojonej długości wnęki rezonansowej $2L$) powinno być wielokrotnością 2π . Zatem na odległości $2L$ powinna odkładać się całkowita liczba długości fal λ

$$2L = \frac{\lambda}{n} m \quad (1.16)$$

gdzie: n – współczynnik załamania ośrodka, jaki wypełnia wnękę, m – liczba naturalna. Różne wartości m wyznaczają zgodnie z wzorem (1.16) różne długości fal, jakie mogą być generowane przez laser. Generowane fale o różnych długościach noszą nazwę modów podłużnych. Różnicę długości fal $\Delta\lambda$ między sąsiednimi modami można obliczyć z zależności (1.16). Dla $\Delta\lambda \ll \lambda$ wynosi ona

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (1.17)$$

Dla typowych długości wnęki rezonansowej laserów półprzewodnikowych (kilka dziesiątych mm) odstęp między modami podłużnymi jest rzędu 0,1 nm. Oscylacje mogą zachodzić jedynie dla tych długości fal, dla których wzmocnienie ośrodka



Rys. 1.12.
Generacja modów podłużnych

aktywnego jest większe od wspomnianych poprzednio strat. Wzmocnienie to zachodzi w pewnym pasmie długości fal, którego środek jest określony przez średnie wartości różnic poziomów energetycznych przy przejściu odpowiadającemu emisji wymuszonej. Zatem laser z rezonatorem Fabry-Perot może generować kilka (kilkadziesiąt) modów podłużnych zawierających się wewnątrz krzywej wzmocnienia, pokazano to na rys. 1.12. Nosi on nazwę lasera wielomodowego.

Wnęka rezonansowa lasera jest ograniczona nie tylko wzdłuż osi, ale również w kierunku poprzecznym. Umożliwia to powstanie modów, które są poprzeczne do kierunku propagacji. Noszą one nazwę modów poprzecznych i są oznaczane przez TEM_{km} ; na wyjściu dają one rozkłady pola podobne do modów światłowodowych omówionych w rozdz. 3. W ogólnym przypadku obecność modów poprzecznych wyższych rzędów stanowi zjawisko niepożądane, gdyż pogarsza to stopień koherencji, który jest najwyższy dla modu podstawowego TEM_{00} . Mody wyższych rzędów mogą być wyeliminowane przez zwężenie szerokości wnęki laserowej w kierunku poprzecznym do kierunku propagacji.

W półprzewodnikach inwersja obsadzeń, niezbędna do akcji laserowej, jest osiągana przez wstrzykiwanie elektronów do pasma przewodzenia półprzewodnika. Można to osiągnąć w złączu $p-n$ przez silne domieszkowanie obydwu materiałów o różnym typie przewodnictwa. Przy wysokiej gęstości wstrzykiwanych nośników w takim złączu istnieje rejon aktywny, w którym zachodzi inwersja obsadzeń, a więc możliwa tam jest emisja wymuszona. Zatem promieniowanie o odpowiedniej długości fali będzie wzmacniane w warstwie aktywnej. Zaznaczmy tutaj, że bardzo wysokie koncentracje domieszek, które są jednym z czynników różniących lasery półprzewodnikowe od diod elektroluminescencyjnych, powodują różnicę w układzie pasm energetycznych w porównaniu z materiałem nie domieszkowanym. Dlatego akcja laserowa może zachodzić na długościach fal odpowiadających energiom różnym (zazwyczaj mniejszym) od energii przerwy energetycznej materiału wyjściowego. Zmieniając poziom domieszkowania możemy zmieniać długość fali na jakiej pracuje laser półprzewodnikowy.

Sprzężenie zwrotne niezbędne do akcji laserowej może być zapewnione przez utworzenie rezonatora Fabry-Perot wewnątrz struktury poprzez wypolerowanie jej końców w celu utworzenia zwierciadeł odbijających. Z kolei boki złącza zostają obrobione tak, aby uzyskać tam możliwie duże straty dla uniknięcia niepożądanej emisji światła.

Parametry pracy lasera półprzewodnikowego są dobrze opisane przez tzw. równania kinematyczne. Równania te można otrzymać w sposób heurystyczny przez rozpatrzenie zjawisk fizycznych wiążących ze sobą liczbę fotonów P (związaną z mocą promieniowania) i elektronów N wewnątrz warstwy aktywnej. Mają one następującą postać [3]

$$\frac{dP}{dt} = GP + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p} \quad (1.18)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - GP \quad (1.19)$$

gdzie

$$G = \frac{R_{sp}}{n_{sp}} \quad (1.20)$$

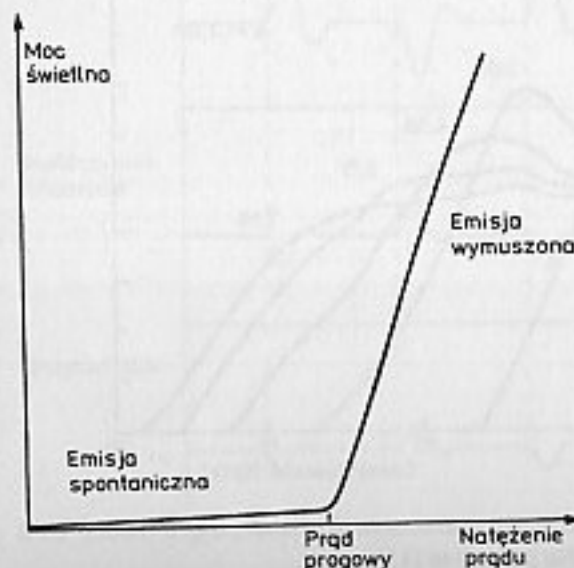
Tutaj I – natężenie prądu, parametr G określa efektywna szybkość emisji wymuszonej, R_{sp} – szybkość (ang. *rate*) emisji spontanicznej do modu laserującego, n_{sp} – współczynnik emisji spontanicznej (rzędu 2 dla laserów półprzewodnikowych). Zwróćmy uwagę na to, że R_{sp} jest znacznie mniejsze aniżeli całkowita szybkość emisji spontanicznej [3]. Z kolei τ_c jest czasem życia nośników, parametr τ_p określany jest zaś mianem czasu życia fotonu i wiąże się ze stratami we wnęce rezonansowej. W przypadku pracy przy stałym prądzie I , pochodne czasowe w równaniach (1.18), (1.19) są równe zero. Jeśli na chwilę zaniedbamy emisję spontaniczną przyjmując $R_{sp} = 0$ otrzymamy, że gęstość fotonów P jest równa zero dla prądów mniejszych od pewnego prądu progowego takiego, że $G\tau_p < 1$. Innymi słowy poniżej prądu progowego I_p nie ma akcji laserowej. Wartość tego prądu I_p jest określona wyrażeniem

$$I_p = \frac{q}{\tau_c} N_p \quad (1.21)$$

gdzie: N_p – liczba elektronów odpowiadająca warunkowi $G\tau_p = 1$. Dla $I > I_p$ liczba fotonów zwiększa się liniowo wraz z prądem I :

$$P = \frac{\tau_p}{q} (I - I_p) \quad (1.22)$$

Moc wyemitowana przez laser P_e jest związana liniowo z ilością fotonów P , zatem



Rys. 1.13. Zależność mocy wyemitowanej przez laser półprzewodnikowy od prądu

przebieg zależności $P_e(I)$ wykazuje charakterystyczny przebieg pokazany na rys. 1.13. Ogólnie rzecz biorąc wartość prądu progowego rośnie wraz z temperaturą, gdyż czas życia nośników τ_e maleje wraz ze wzrostem temperatury (patrz wzór 1.21).

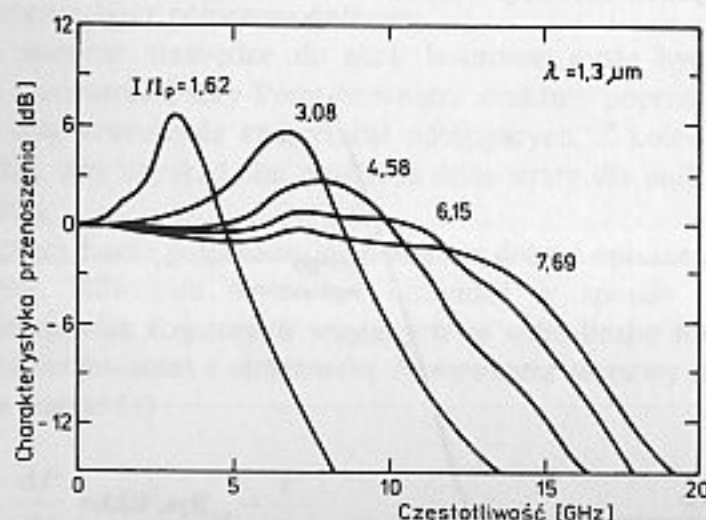
Załóżmy teraz, że zmieniamy okresowo prąd płynący przez laser (modulujemy go). Jeśli laser jest spolaryzowany powyżej prądu progowego, a amplituda prądu modulującego I_m jest stosunkowo niewielka $I_m \ll I - I_p$, to wtedy można dokonać linearyzacji równań (1.18), (1.19) i przy zastosowaniu transformaty Fouriera otrzymać odpowiedź lasera na dowolne pobudzenie. Postępując w ten sposób i definiując podobnie jak dla LED transmitancję małosygnałową lasera otrzymujemy [3]

$$H(f_m) = \frac{P_m(f_m)}{P_m(0)} = \frac{\Omega_R^2 + \Gamma_R^2}{(\Omega_R + 2\pi f_m - j\Gamma_R)(\Omega_R - 2\pi f_m - j\Gamma_R)} \quad (1.23)$$

Tutaj Ω_R i Γ_R są odpowiednio pulsacją i dekrementem tłumienia drgań relaksacyjnych i określają je parametry diody laserowej. Transmitancja jest płaska dla częstotliwości $f_m \ll \Omega_R/2\pi$, ma maksimum dla $f_m = \Omega_R/2\pi$ (quasi rezonans drgań relaksacyjnych), a następnie ostro maleje dla $f_m \gg \Omega_R/2\pi$. Takie zachowanie funkcji przenoszenia jest obserwowane eksperymentalnie. Pokazano to na rys. 1.14 dla lasera DFB przy różnych prądach polaryzacji. Jeżeli zdefiniujemy pasmo modulacji f_{3dB} jako częstotliwość, przy której $|H(f_m)|$ maleje dwukrotnie w porównaniu do $|H(0)|$, to przy spełnieniu warunku $\Omega_R \gg \Gamma_R$, można je wyrazić przez [3]

$$f_{3dB} = \frac{\sqrt{3} \Omega_R}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3G_N}{q}} (I - I_p) \quad (1.24)$$

gdzie: G_N – współczynnik określający zależność między szybkością emisji

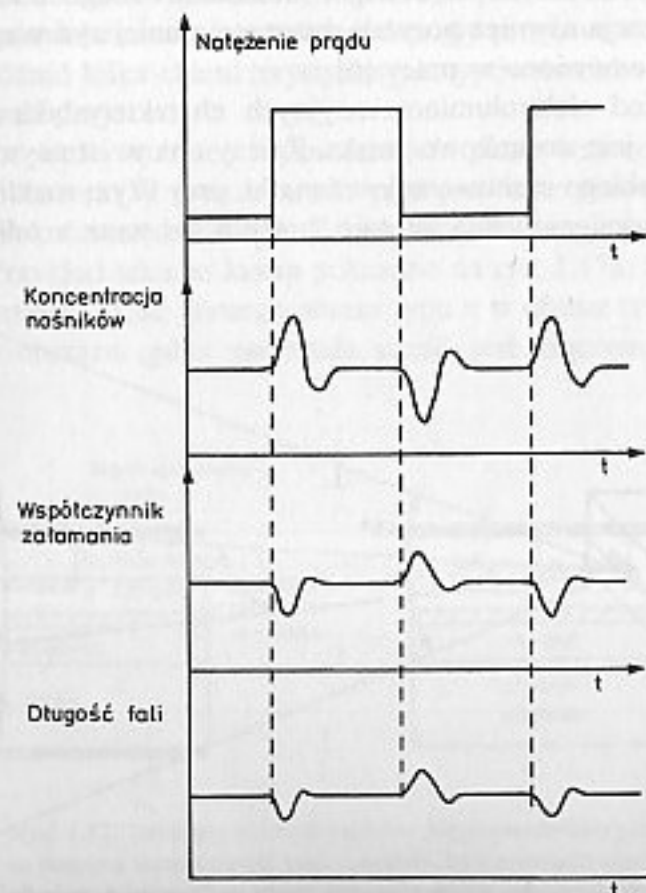


Rys. 1.14. Małosygnałowe charakterystyki modulacyjne lasera DFB przy różnych prądach polaryzacji. Na podstawie [11]

wymuszonej G , a liczbą elektronów N (G jest proporcjonalne do $G_N N$). Równanie (1.24) daje prostą zależność między pasmem modulacji, a prądem progowym, która dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi. Pasma modulacji współczesnych laserów półprzewodnikowych osiąga kilka a nawet kilkadziesiąt GHz.

Analiza małosygnałowa nie nadaje się zbyt dobrze do opisu systemów transmisyjnych z bezpośrednią modulacją prądu lasera, gdyż w takich systemach przy nadawaniu symbolu 0 laser jest zazwyczaj spolaryzowany prądem zbliżonym do prądu progowego, przy symbolu zaś 1 – prądem znacznie przekraczającym próg. Równania (1.18), (1.19) nie dają się wtedy zlinearyzować i trzeba je rozwiązywać numerycznie. Okazuje się, że przy szybkim przełączaniu prądu, długość fali emitowanej przez laser również ulega zmianom. Przy włączaniu lasera (wzroście prądu), długość fali przesuwają się w stronę fal krótszych, przy wyłączaniu zaś – w stronę fal dłuższych. To zjawisko nosi nazwę migotania albo z ang. **chirp** [5] (w dosłownym tłumaczeniu świergot).

Typowe wartości przesunięcia długości fali nie przekraczają kilku dziesiątych nanometra. Zjawisko to zilustrowano na rys. 1.15 [6]. Powoduje ono oczywiście rozszerzenie linii widmowej lasera i zwiększenie dyspersji chromatycznej w światłowodzie, co może ograniczać przepływność przy większych szybkościach transmisji. Przyczyną chirpu są chwilowe zmiany koncentracji nośników. Przy

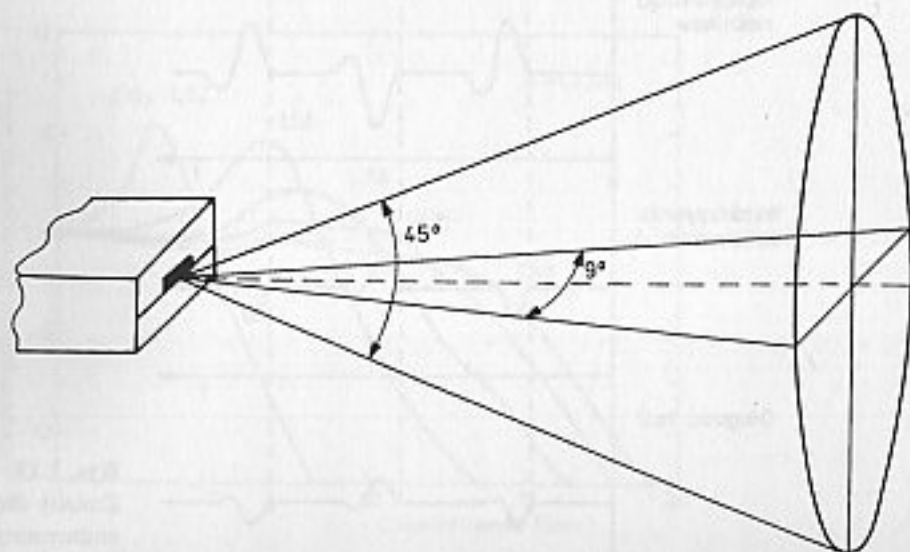


Rys. 1.15. Zmiany długości emitowanej przez laser fali przy modulacji impulsowej jego prądu [6]

gwałtownym wzroście prądu wstrzykiwania rośnie też chwilowo koncentracja nośników, co z kolei powoduje czasowe zmniejszenie współczynnika załamania rezonatora, a więc zmniejszenie jego długości optycznej. W konsekwencji emitowane światło przesuwają się w kierunku fal krótszych.

Podobnie przy wyłączaniu lasera (gwałtowne zmniejszenie prądu) koncentracja nośników chwilowo spada i długość emitowanej fali wzrasta. Wielkość przesunięcia długości fali zależy od wielkości i szybkości zmian prądu, wstępnej polaryzacji lasera i dekrementu tłumienia oscylacji. Maksimum obserwowane na wysokich częstotliwościach w małosygnałowych funkcjach przenoszenia (rys. 1.14) jest spowodowane rezonansem drgań relaksacyjnych. Ten sam rezonans jest odpowiedzialny za przejściowe zmiany gęstości nośników i chirp. Jasne jest, że dla redukcji chirpu trzeba stłumić omawiany rezonans. Z rysunku 1.14 wynika, że można to zrobić przez spolaryzowanie lasera prądem znacznie większym od progowego. Jest to metoda dość skuteczna, ale prowadząca do zmniejszenia różnicy poziomów mocy optycznej pomiędzy stanem „1” a „0”, co prowadzi do zmniejszenia czułości odbioru. Dokładniej zagadnienie to jest omawiane w rozdz. 7. Zmniejszenie wartości chirpu można osiągnąć jeszcze innymi metodami. Jedną z nich jest odpowiednia modulacja prądu lasera. Okazuje się, że zastosowanie odpowiedniej modulacji prądu lasera (tzw. prechirp) pozwala nawet kilkukrotnie zmniejszyć wartość chirpu. Innym rozwiązaniem jest wprowadzenie do modulowanego prądu lasera, światła z zewnętrznego, niemodulowanego lasera. Okazuje się, że taka synchronizacja również pozwala znacząco zmniejszyć wartość chirpu. Dokładniej metody te omówiono w pracy [6].

W odróżnieniu od diod elektroluminescencyjnych charakterystyka kierunkowa promieniowania lasera jest stosunkowo wąska. Zależy ona w istotnym stopniu od wymiarów obszaru z którego emitowane jest światło, przy czym rozkład natężenia mocy emitowanego promieniowania istotnie zmienia się wraz z odległością od

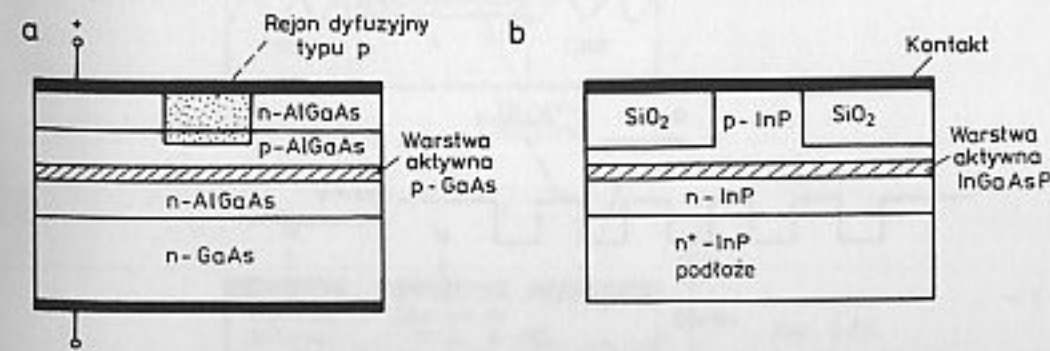


Rys. 1.16. Charakterystyka promieniowania lasera paskowego w polu dalekim

powierzchni emitującej. Można wyróżnić tutaj tzw. strefę daleką położoną w dalszej odległości od tej powierzchni. Rozbieżność kątowna wiązki Θ_x , Θ_y w tej strefie jest wyznaczona przez własności dyfrakcyjne światła i jest proporcjonalna do $\Theta_x \sim \lambda/d_x$, $\Theta_y \sim \lambda/d_y$, gdzie d_x , d_y są wymiarami powierzchni emitującej światło. W przypadku różnic między wymiarami powierzchni emitującej wzdłuż współrzędnych x i y , rozbieżność kątowna wiązki jest także istotnie różna wzdłuż tych współrzędnych. Pokazano to na rys. 1.16 dla lasera o strukturze paskowej, dla którego jeden z wymiarów powierzchni emitującej jest kilkukrotnie większy niż drugi. Typowe wartości rozbieżności kątowej wynoszą dla tych laserów 9° i 45° . Zajmiemy się teraz nieco bliżej różnymi typami laserów półprzewodnikowych. Z punktu widzenia użytych do wytworzenia danej struktury półprzewodników można je podzielić na homostrukturalne i heterostrukturalne. Z tym pierwszym przypadkiem mamy do czynienia jeśli złącze p - n wykonane jest z jednego kryształu materiału półprzewodnikowego. W drugim przypadku mamy do czynienia ze złączem dwóch różnych kryształów o innych przerwach energetycznych. Złącza heterostrukturalne (struktury heterozłączowe) jednakowego typu (n - n lub p - p) pozwalają ograniczyć występowanie nośników mniejszościowych, a więc i rekombinację promienistą, tylko do małego obszaru aktywnego. Złącza heterostrukturalne o różnych typach (p - n) pozwalają z kolei znacznie poprawić efektywność wstrzykiwania nośników. Zastosowanie podwójnych struktur heterozłączowych (ang. DH – *double heterojunction (structure)*) – połączone złącze p - p i p - n w jednej strukturze) pozwala znacznie zmniejszyć prądy progowe.

Można wyróżnić kilka charakterystycznych typów laserów półprzewodnikowych, które tu wymienimy.

1. *Lasery o właściwościach wyznaczonych przez wzmocnienie optyczne* (ang. *gain-guided lasers*). W tych laserach prąd jest wstrzykiwany jedynie w wąskim pasku o szerokości rzędu $10 \mu\text{m}$. Takie lasery są nazywane laserami o geometrii paskowej. Przykład takiego lasera pokazano na rys. 1.17a. Odpowiednie domieszkowanie zamienia część górnego obszaru typu n w obszar typu p . Prąd płynie tylko w centrum obszaru, gdyż pozostała część jest złączem n - p spolaryzowanym

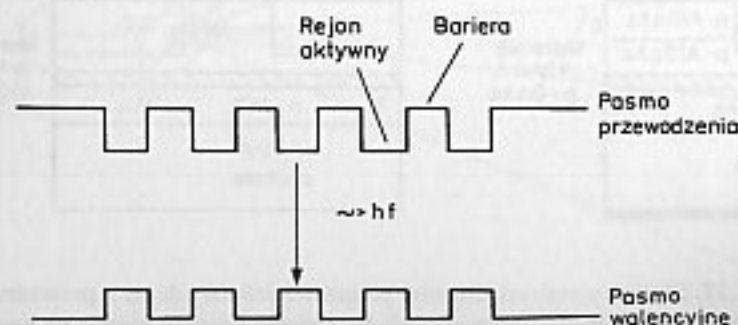


Rys. 1.17. Struktury różnych laserów półprzewodnikowych: a) z prowadzeniem światła za pomocą wzmocnienia (*gain-guided*), b) z prowadzeniem światła za pomocą odpowiedniego ukształtowania współczynnika załamania (*index-guided*)

zaporowo. We wszystkich konstrukcjach tego rodzaju prąd wstrzykiwany jest jedynie na obszarze wąskiego paska, co powoduje zmienny rozkład nośników w płaszczyźnie złącza, z maksimum w środku paska, pokrywającym się z maksimum wzmocnienia optycznego. Ponieważ warstwa aktywna silnie pochłania światło poza paskiem, światło jest ograniczone do obszaru paska. Rozkład modów optycznych wzdłuż płaszczyzny złącza jest określony przez wzmocnienie optyczne – stąd nazwa. Omawiane lasery – choć łatwo dostępne komercyjnie – mają wiele niekorzystnych cech. Zależność ich mocy optycznej od prądu jest często nieliniowa i wykazuje załamania (ang. *kink*) spowodowane zmianami emitowanego modu poprzecznego. Te same przyczyny bywają źródłem niestabilności charakterystyk przestrzennych emitowanego promieniowania. Ponadto lasery te mają stosunkowo duże wartości prądu progowego (100–150 mA) i najczęściej charakteryzują się wielomodowością.

2. Lasery, w których światło prowadzone jest przez odpowiednie ukształtowanie współczynnika załamania (ang. *index-guided lasers*). Są one w znacznym stopniu pozbawione niekorzystnych cech poprzednio omawianych struktur. W tych laserach obszar, w którym prowadzone jest światło, określono przez uformowanie falowodu wzdłuż złącza. Falowód ten jest wykonany przez wprowadzenie odpowiednich skokowych zmian współczynnika załamania. Przykładową strukturę takiego lasera pokazano na rys. 1.17b. W omawianej strukturze rejon aktywny jest otoczony ze wszystkich stron przez kilka warstw materiału o niższym współczynniku załamania. Z tego powodu takie lasery są nazywane często laserami z warstwą zagrzebaną (ang. *BH – buried heterostructure*). Wszystkie one zapewniają duży skok współczynnika załamania (Δn około 0,2–0,3), a w efekcie silne ograniczenie emitowanego modu. Z tego samego względu rozkład przestrzenny emitowanego modu jest stabilny i lasery takie zapewniają generację tylko jednego modu poprzecznego TEM_{00} . Ponadto prądy progowe takich laserów są na ogół znacznie mniejsze (10–20 mA), a zależność ich mocy świetlnej od prądu nie wykazuje nieliniowości.

3. Lasery z wieloma studniami kwantowymi (ang. *MQW – multi quantum well*). W takich laserach warstwa aktywna składa się z wielu bardzo cienkich warstw (rzędu 10 nm w porównaniu z 0,1 do 0,3 μm dla typowych struktur konwencjonal-

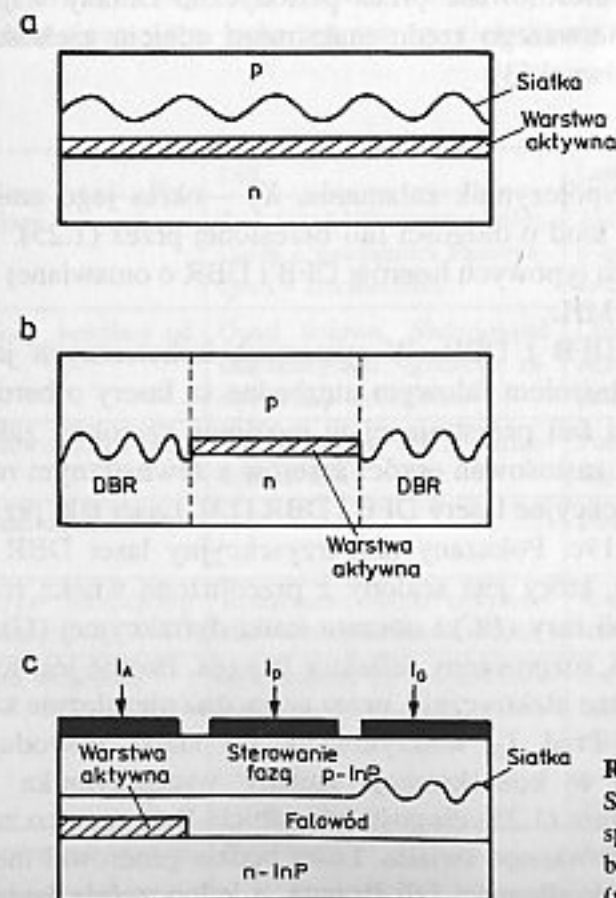


Rys. 1.18. Struktura poziomów energetycznych lasera MQW

nych) różniących się wartością przerwy energetycznej: właściwe warstwy aktywne przeplatają się z warstwami barier potencjału, przy czym w zależności od rozwiązania jest ich od kilku do kilkunastu. Tę strukturę poziomów energetycznych pokazano na rys. 1.18. Ze względu na bardzo małą grubość takich warstw istotną rolę zaczynają odgrywać efekty kwantowe; dla przykładu energia kinetyczna nośników poruszających się prostopadle do warstwy jest skwantowana do dyskretnych poziomów energetycznych. Efekty kwantowe powodują drastyczne zmiany własności optycznych i elektrycznych warstwy aktywnej w porównaniu z wyjściowymi materiałami.

Lasery MQW charakteryzują się większym wzmocnieniem przy mniejszych koncentracjach nośników, co daje w rezultacie mniejsze wartości prądu progowego (nawet poniżej 1 mA). Ponadto cechują się mniejszą wrażliwością prądu progowego na temperaturę; niektóre mogą pracować nawet z temperaturą radiatora dochodzącą do 130°C. Ze względu na wyższą w porównaniu z tradycyjnymi laserami częstotliwość drgań relaksacyjnych, pozwalają osiągnąć większe szybkości modulacji bezpośredniej (kilkadziesiąt GHz [17]). Cechuje je także mniejsza kilkukrotnie od konwencjonalnych struktur szerokość linii widmowej i mniejszy chirp.

4. Lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. Współczesne systemy transmisyjne bardzo często stwarzają konieczność jednomodowej (mody podłużne) pracy lasera



Rys. 1.19. Struktury laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym: a) DFB, b) DBR, c) wieloelektrodowy (wielosekcyjny) DBR

np. ze względu na dyspersję. Choć niektóre z poprzednio omówionych laserów, zwłaszcza pracujące na krótszych długościach fal, zapewniają taką pracę, to jednak ich selektywność nie jest dostateczna. Główną przyczyną jest tutaj periodyczny charakter sprzężenia zwrotnego, jaki daje rezonator Fabry-Perot. Selektywność wyboru modu podłużnego może zostać poprawiona przez zastosowanie selektywnego rozproszonego sprzężenia zwrotnego. Lasery półprzewodnikowe, w których wykorzystano ten mechanizm, można podzielić na dwie kategorie: z rozproszonym sprzężeniem zwrotnym (ang. DFB – *distributed feedback*) i z rozproszonym odbiciem Bragga (ang. DBR – *distributed Bragg reflector*). Te dwie struktury pokazano schematycznie na rys. 1.19.

W laserze DFB sprzężenie zwrotne dostarczane jest przez uformowany nad lub pod warstwą aktywną falowód o periodycznych zmianach współczynnika załamania (rys. 1.19a). W przeciwieństwie do struktury Fabry-Perot, sprzężenie zwrotne zachodzi w sposób rozproszony na całej długości wnęki poprzez odbicia na różnicach współczynnika załamania falowodu. Charakterystyka sprzężenia ma tylko jedno maksimum wyznaczone przez okres zmian falowodu. Na ogół jeden z końców struktury jest pokryty warstwą przeciwodblaskową, aby umożliwić wyprowadzenia promieniowania na zewnątrz lasera.

Z kolei w laserach DBR zwierciadła na końcach rezonatora są zastąpione przez siatki dyfrakcyjne wykorzystujące odbicie Bragga (rys. 1.19b). Podobnie jak w laserach DFB są one uformowane przez periodyczne zmiany współczynnika załamania. Przy siatce pierwszego rzędu maksimum odbicia zachodzi dla tzw. długości fali Bragga λ_B równej [3]

$$\lambda_B = 2n_e X_p \quad (1.25)$$

gdzie: n_e – efektywny współczynnik załamania, X_p – okres jego zmian. Lasery DBR emitują pojedynczy mod o długości fali określonej przez (1.25).

Szerokość linii widmowych typowych laserów DFB i DBR o omawianej konstrukcji zazwyczaj przekracza 10 MHz.

5. *Wielosekcyjne lasery DFB i DBR.* W systemach koherentnych jak również w systemach ze zwielokrotnieniem falowym niezbędne są lasery o bardzo wąskiej linii widmowej i długości fali przestrajanej w możliwie szerokim zakresie [13]. W chwili obecnej do tych zastosowań oprócz laserów z zewnętrznym rezonatorem najlepiej nadają się wielosekcyjne lasery DFB i DBR [13]. Laser taki przedstawiono schematycznie na rys. 1.19c. Pokazany tam trzysekcyjny laser DBR składa się z obszaru aktywnego (A), który jest scalony z przedłużoną wnęką rezonansową utworzoną z sekcji kontroli fazy (PC) i obszaru siatki dyfrakcyjnej (G) wykorzystującej selektywny falowo, rozproszony reflektor Bragga. Istotne jest to, że sekcje lasera są od siebie niezależne elektrycznie, przez co można niezależnie kontrolować płynące przezeń prądy. Prąd I_G wstrzykiwany do siatki powoduje zmiany koncentracji nośników i w konsekwencji zmiany współczynnika załamania, zmieniając zgodnie z wzorem (1.25) długość fali odbicia Bragga, a co za tym idzie również długość fali generowanego światła. Laser będzie generował mod, którego długość fali jest zbliżona do długości fali Bragga, a jednocześnie będzie spełniał

warunek fazowy generacji (przesunięcie fazy o $2\pi m$ na podwójnej długości rezonatora).

Wstrzykiwanie prądu I_P w obszarze kontroli fazy również modyfikuje współczynnik załamania i pozwala na odpowiednie przesunięcie fazy promieniowania odbitego od siatki, przez co długość emitowanej fali może być przestrajana w pobliżu λ_B . Zmiana prądu I_G zapewnia podstawowe strojenie, sekcja kontroli fazy używana jest do precyzyjnego dostrajania i uniknięcia zjawisk przeskakiwania między modami, zmiany zaś prądu w obszarze aktywnym zapewniają stały poziom mocy wyjściowej. W takiej strukturze otrzymuje się szerokość linii widmowej około 7–20 MHz, zakres zaś przestrajania przy niezależnym sterowaniu prądami w trzech sekcjach wynosi około 3–6 nm [13]. Podkreślmy, że chodzi tu o ciągłe przestrajanie długości fali bez tzw. zjawiska przeskakiwania między modami (ang. *mode hopping*).

W przypadku przestrajania nieciągłego, kiedy laser zmienia generowane mody podłużne, zakres przestrajania jest znacznie większy i w laserach o specjalnych konstrukcjach przekracza 100 nm [16]. Obiecujące właściwości mają lasery DFB z zakrzywionym falowodem [15], które osiągają większe moce przy niższych szerokościach linii widmowej. Problemem wszystkich przestrajanych laserów są zmiany szerokości linii widmowej lasera w trakcie przestrajania.

Porównanie typowych własności diod elektroluminescencyjnych i laserów półprzewodnikowych przedstawiono w tabelicy 1.2.

Pewnego wyjaśnienia wymaga ostatni wiersz tej tabeli, a mianowicie różnica między promieniowaniem koherentnym a niekoherentnym. Stopień koherencji

Tablica 1.2

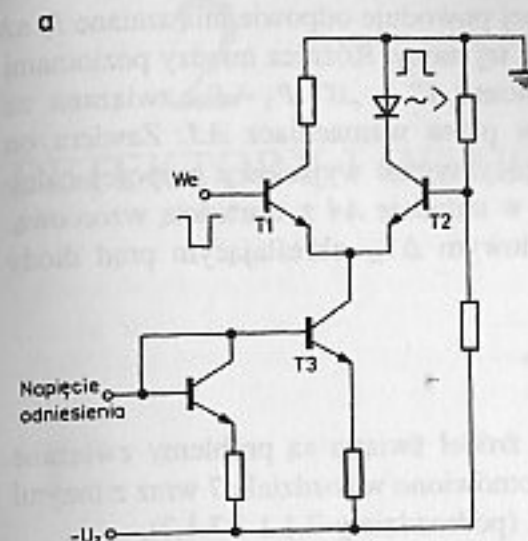
Parametr	DEL	Laser półprzewodnikowy
Pasma modulacji	Zazwyczaj kilkadziesiąt MHz. Diody o specjalnych konstrukcjach – kilkaset MHz	Zazwyczaj kilka GHz. Lasery o specjalnych konstrukcjach – kilkadziesiąt GHz
Zależność mocy świetlnej od prądu	Quasi liniowa. Nieliniowość charakterystyki ogranicza zastosowania analogowe	Charakterystyczny przebieg z prądem progowym. Część powyżej prądu progowego – liniowa
Osiągane całkowite moce świetlne	Porównywalne. Kilka – kilkadziesiąt mW.	Porównywalne. Kilka – kilkadziesiąt mW.
Moc wprowadzona do światłowodu	Mala	Duża
Charakterystyka kierunkowa promieniowania	Rozbieżność wiązki: kilkadziesiąt – sto kilkadziesiąt stopni	Rozbieżność wiązki: kilka – kilkadziesiąt stopni
Szerokość linii widmowej	Kilkadziesiąt do stu nanometrów	Od pojedynczych nanometrów dla laserów wielomodowych do kilku MHz dla laserów jedno-modowych z rozproszonym sprzężeniem zwrotnym
Rodzaj emitowanego promieniowania	Niekoherentne	Koherentne

promieniowania jest wyrażony przez parametry zwane czasem koherencji τ_k i drogą koherencji $L_k = c\tau_k$, gdzie c jest prędkością światła. Określają one maksymalną różnicę czasów (bądź dróg optycznych), przy których światło pochodzące z danego źródła ma jeszcze zdolność do interferencji (tworzenia prążków interferencyjnych). Gdybyśmy użyli dowolnego interferometru (np. Michelsona-Morleya), to droga koherencji byłaby określona jako maksymalna różnica między drogami, jakie przechodzi promieniowanie w dwóch ramionach interferometru, przy której powstające prążki interferencyjne są jeszcze widoczne. Ze związku między widmem sygnału, a funkcją korelacji wynika, że czas koherencji jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości linii widmowej źródła światła $\tau_k \sim 1/\Delta f$. Zatem jasne jest, że ze względu na duże szerokości linii widmowej DEL emitują światło niekoherentne, lasery zaś o wąskich widmach emitują światło koherentne.

1.4. ELEKTRONICZNE UKŁADY MODULATORÓW

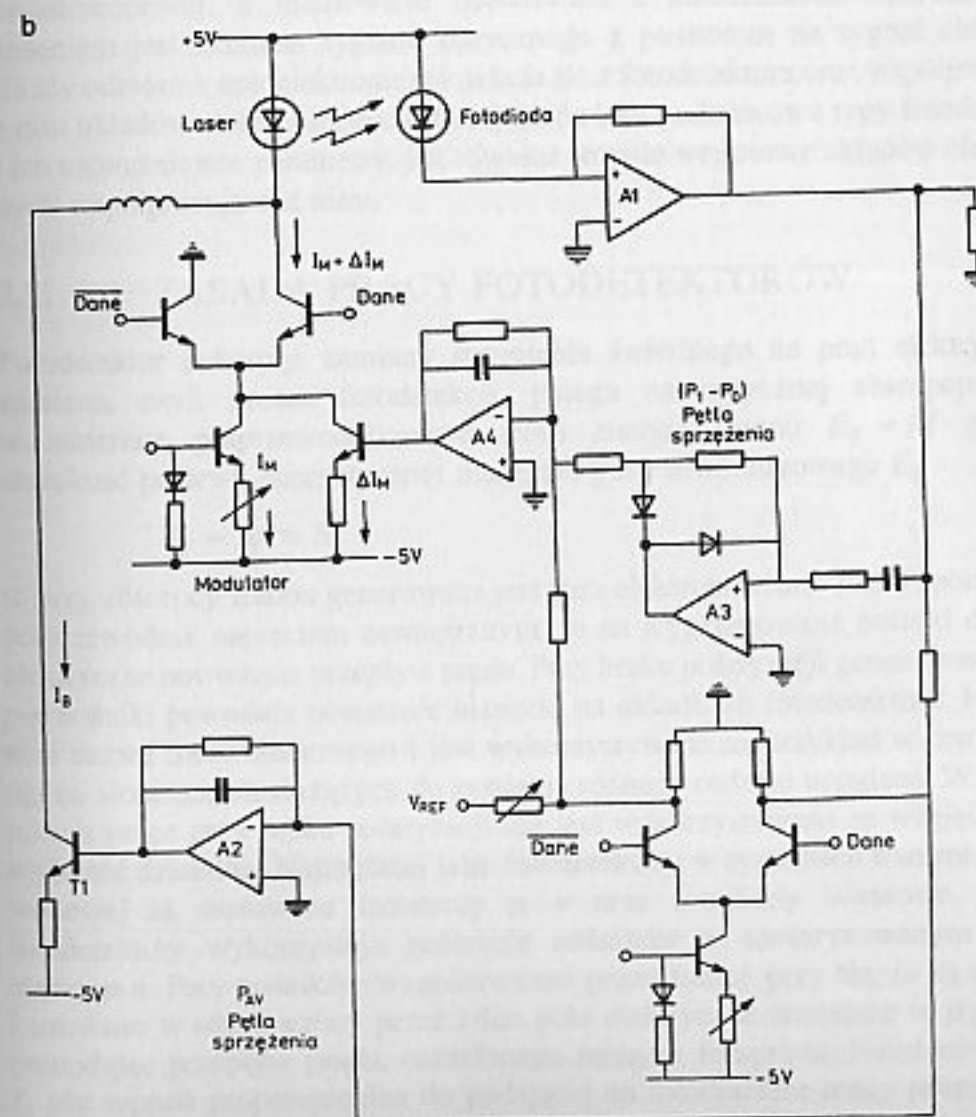
Na zakończenie tego rozdziału krótko omówimy układy modulatorów elektronicznych współpracujących z półprzewodnikowymi źródłami światła. Mają one za zadanie modulację prądu źródła światła, a co za tym idzie modulację strumienia świetlnego emitowanego przez źródło światła zgodnie z zadanymi wymaganiami. Wymagania te dotyczą najczęściej utrzymania określonej średniej mocy optycznej na wyjściu, a rzadziej również odpowiedniego współczynnika ekstynkcji, czyli stosunku wypromieniowanej mocy optycznej przy stanie „1” do mocy przy stanie „0”. Układy służące do sterowania diod elektroluminescencyjnych są stosunkowo proste, te służące zaś do modulacji laserów są bardziej złożone zwłaszcza dla dużych szybkości modulacji. Przy dużych szybkościach modulacji stosuje się układy o sprzężeniu emiterowym typu pokazanego na rys. 1.20a [7]. Mają one tę korzystną cechę, że nawet przy przesterowaniu na wejściu tranzystory $T1, T2$ nie ulegają nasyceniu, co zwiększa oczywiście szybkość działania takiego układu. Łatwo jest także kontrolować prąd stały płynący przez źródło światła poprzez dołączenie odpowiedniego obwodu. Ponadto proste jest sprzężenie takiego modulatora z układami ECL. Lasery półprzewodnikowe ze względu na łatwość uszkodzenia przy przekroczeniu maksymalnej dopuszczalnej emitowanej mocy świetlnej wymagają jej kontroli. Do tego celu wykorzystywana jest zazwyczaj fotodioda sprzężona z tylnym niewykorzystywanym końcem struktury laserowej, przez który wydostaje się z lasera szczątkowe promieniowanie. Fotodioda ta generuje prąd proporcjonalny do mocy emitowanej przez laser.

Ogromna większość dostępnych komercyjnie laserów półprzewodnikowych jest wyposażona w zamkniętą w jednej obudowie z laserem fotodiode monitorującą. Układ modulacyjny wykorzystujący fotodiode monitorującą dla kontroli średniej wartości mocy świetlnej i współczynnika ekstynkcji pokazano na rys. 1.20b [7]. Zawiera on dwie pętle sprzężenia zwrotnego osobno dla każdej z tych wielkości. Fotodiode monitorująca jest separowana przez wzmacniacz transimpedancyjny $A1$. Składowa stała prądu fotodiody proporcjonalna do średniej emitowanej mocy steruje poprzez wzmacniacz $A2$ i tranzystor $T1$ prądem stałym I_B diody laserowej.



Rys. 1.20.

Układy modulacyjne: a) najprostszy układ ze sprzężeniem emiterowym, b) układ ze stabilizacją średniej mocy i współczynnika ekstynkcji emitowanego światła (na podstawie [7])



Jakakolwiek zmiana średniej mocy optycznej powoduje odpowiednią zmianę I_B aż do ustalenia z powrotem właściwej wartości tej mocy. Różnica między poziomami mocy optycznej odpowiadającymi symbolom „1” i „0” $P_1 - P_0$ związana ze współczynnikiem ekstynkcyj jest mierzona przez wzmacniacz A3. Zawiera on układ prostownika międzyszczytowego dający sygnał wyjściowy proporcjonalny do $P_1 - P_0$. Sygnał ten jest porównywany w układzie A4 z wartością wzorcową. Wyjście tego układu steruje źródłem prądowym ΔI_M określającym prąd diody laserowej.

* * *

Bardzo ważną grupą zagadnień dotyczącą źródeł światła są problemy związane z szumami tych elementów. Zagadnienia te omówiono w rozdziale 7 wraz z innymi typami zakłóceń transmisji światłowodowej (podrozdziały 7.1.1 i 7.1.2).

2

DETEKTORY I ODBIORNIKI OPTYCZNE

W tym rozdziale zajmiemy się ważnymi podzespołami każdego systemu transmisji światłowodowej, a mianowicie detektorami i odbiornikami optycznymi. Ich zadaniem jest zamiana sygnału optycznego z powrotem na sygnał elektryczny. Każdy odbiornik optoelektroniczny składa się z fotodetektora oraz współpracujących z nim układów elektronicznych. Dalej omówimy podstawowe typy fotodetektorów i ich najważniejsze parametry, jak również stopnie wejściowe układów elektronicznych współpracujące z nimi.

2.1. ZASADA PRACY FOTODETEKTORÓW

Fotodetektor dokonuje zamiany strumienia świetlnego na prąd elektryczny. Ta zamiana, czyli proces fotodetekcji, polega na optycznej absorpcji fotonów w materiale półprzewodnikowym. Jeśli energia fotonu $E_f = hf$ przekracza szerokość przerwy energetycznej materiału półprzewodnikowego E_g

$$E_f = hf > E_g \quad (2.1)$$

to przy absorpcji fotonu generowana jest para elektron-dziura. Jeżeli spolaryzujemy półprzewodnik napięciem zewnętrznym, to na wygenerowane nośniki działa pole elektryczne powodując przepływ prądu. Przy braku polaryzacji generowane w złączu $p-n$ nośniki powodują powstanie napięcia na okładkach fotodetektora. Napięcie to nosi nazwę fotowoltaicznego i jest wykorzystywane na przykład w tzw. bateriach ogniw słonecznych służących do zasilania różnego rodzaju urządzeń. W telekomunikacji praca przy braku polaryzacji nie jest wykorzystywana ze względu na małą szybkość działania. Najczęściej jako fotodetektory w systemach transmisji światłowodowej są stosowane fotodiody $p-i-n$ oraz fotodiody lawinowe. Wszystkie fotodetektory wykorzystują generację nośników w spolaryzowanym zaporowo złączu $p-n$. Pary nośników wygenerowane przez fotony przy złączu są rozdzielane i usuwane w różne strony przez silne pole elektryczne istniejące w jego pobliżu, powodując przepływ prądu, określonego mianem fotoprądu. Natężenie fotoprądu I_f jest wprost proporcjonalne do padającej na fotodetektor mocy promieniowania

optycznego P

$$I_f = RP \quad (2.2)$$

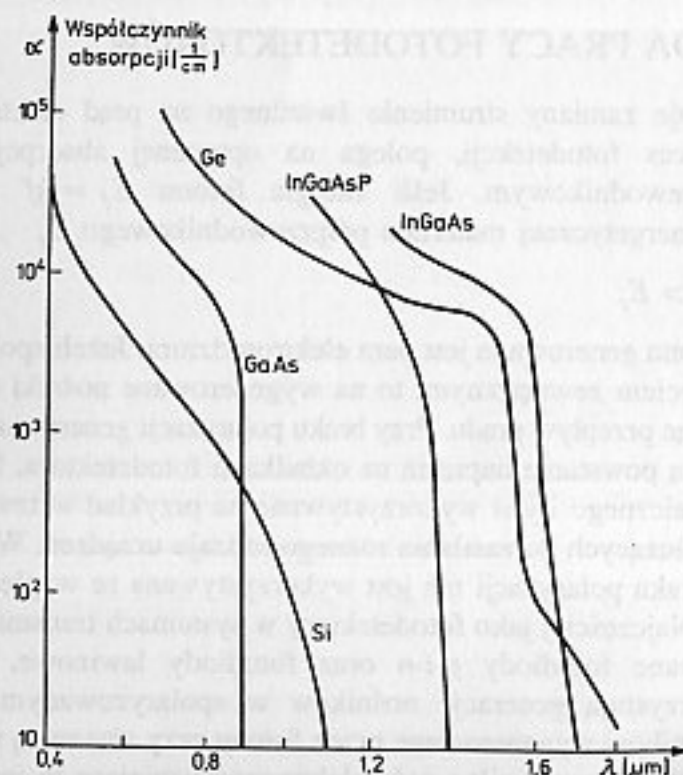
gdzie R w $[A/W]$ – czułość fotodetektora. Czułość wiąże się z innym parametrem fotodetektora, a mianowicie z tzw. wydajnością kwantową η definiowaną jako

$$\eta = \frac{\text{liczba wygenerowanych elektronów}}{\text{liczba padających fotonów}} \quad (2.3)$$

Jeśli liczbę fotonów padających na fotodetektor w jednostce czasu oznaczmy przez n , możemy łatwo określić związek między wielkościami R i η :

$$R = \frac{I_f}{P} = \frac{n\eta q}{nhf} = \frac{\eta q}{hf} \quad (2.4)$$

Ponieważ częstotliwość fotonu jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali, to z zależności (2.4) wynika, że czułość odbiornika rośnie wraz ze wzrostem długości fali. Wydajność kwantowa wiąże się ze współczynnikiem absorpcji α materiału z jakiego wykonano fotodetektor. Jeśli moc na wejściu do tego materiału wynosi P_0 , to w odległości d moc transmitowana jest równa $P_0 \exp(-\alpha d)$, zaś moc pochłonięta wynosi $P_0 [1 - \exp(-\alpha d)]$. Wydajność kwantowa jest proporcjonalna do stosunku mocy pochłoniętej do mocy padającej



Rys. 2.1. Zależność współczynników absorpcji różnych materiałów półprzewodnikowych od długości fali. Na podstawie [1]

$$\eta = \frac{P_0 [1 - \exp(-\alpha d)]}{P_0} = 1 - \exp(-\alpha d) \quad (2.5)$$

i jest tym większa, im większa jest grubość d warstwy w jakiej pochłaniane są fotony. Z kolei zbyt duża grubość tej warstwy prowadzi do wzrostu czasu, jaki potrzebują nośniki na jej przebycie, co w konsekwencji ogranicza maksymalną szybkość działania fotodiody. Konieczny jest zatem kompromis między tymi dwoma wymaganiami. Współczynnik absorpcji materiałów półprzewodnikowych bardzo zależy od długości fali. Pokazano to na rys. 2.1 dla materiałów używanych do produkcji fotodetektorów wykorzystywanych w systemach światłowodowych [1]. Z rysunku widać, że przy przekroczeniu pewnej długości fali współczynnik absorpcji spada do zera. Wiąże się to z warunkiem (2.1), a odpowiednia długość fali nosi nazwę długości fali odcięcia.

2.2. PODSTAWOWE TYPY FOTODETEKTORÓW

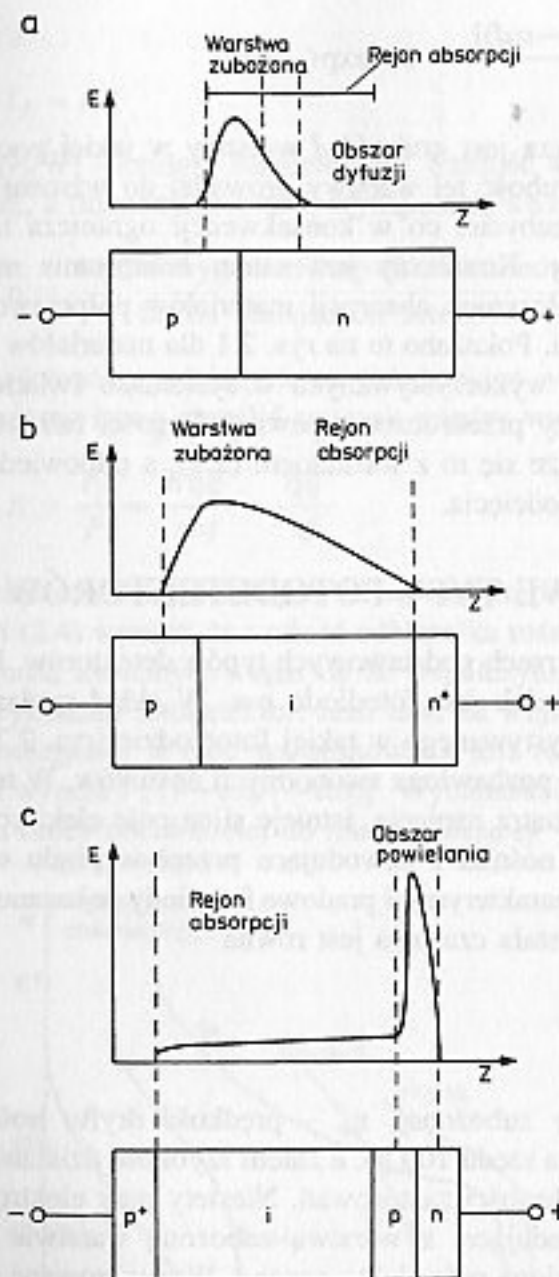
Omówimy teraz konstrukcje trzech podstawowych typów detektorów. Pokazano je na rys. 2.2. Najprostszym z nich jest fotodioda $p-n$. W skład spolaryzowanego zaporowo złącza $p-n$ wykorzystywanego w takiej fotodiodzie (rys. 2.2a) wchodzi tak zwana warstwa zubożona pozbawiona swobodnych nośników. W tej warstwie, wskutek przyłożonego z zewnątrz napięcia, istnieje silne pole elektryczne szybko wymiatające generowane tu nośniki i powodujące przepływ prądu w obwodzie zewnętrznym. Przykładowe charakterystyki prądowe fotodiody pokazano na rys. 2.3. Związana z procesem dryftu stała czasowa jest równa

$$t_{dr} = \frac{d}{v_{dr}} \quad (2.6)$$

gdzie: d – grubość warstwy zubożonej, v_{dr} – prędkość dryftu nośników. Dla typowych parametrów jest ona rzędu 100 ps, a zatem szybkość działania fotodiody byłaby wystarczająca do większości zastosowań. Niestety pary elektron-dziura są generowane również w sąsiadującej z warstwą zubożoną warstwie dyfuzyjnej, która jest praktycznie pozbawiona pola elektrycznego. Wygenerowane tam nośniki muszą dotrzeć do warstwy zubożonej w sposób dyfuzyjny, co jest procesem znacznie wolniejszym aniżeli dryft w warstwie zubożonej. Stała czasowa związana z dyfuzją jest równa [1]

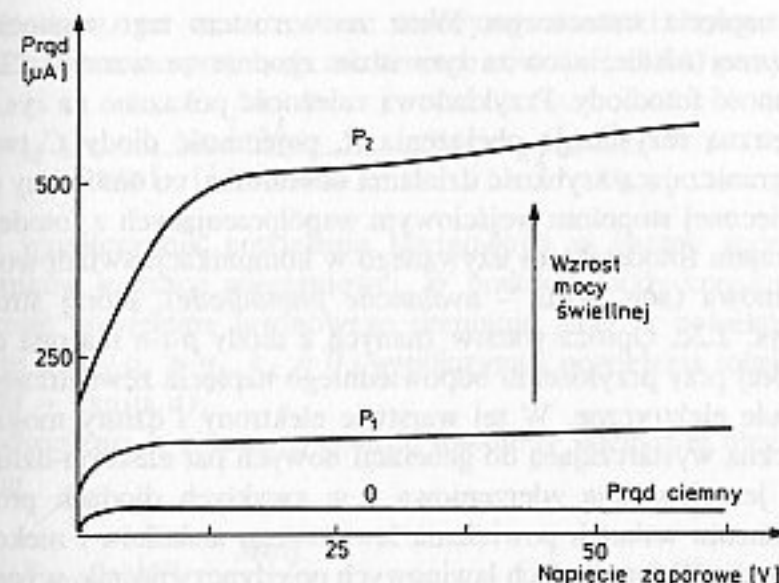
$$t_{dyf} = \frac{d_0^2}{2D_e} \quad (2.7)$$

gdzie: d_0 – odległość z jakiej dyfundują nośniki, D_e – współczynnik dyfuzji nośników mniejszościowych. Dla przykładu czas dyfuzji dziur w krzemie na odległość 10 μm jest rzędu 40 ns. Stanowi to istotne ograniczenie szybkości działania fotodiody. Bardzo ważne jest zatem, aby fotony były pochłaniane wyłącznie w warstwie zubożonej. Można tego dokonać zmniejszając szerokość



Rys. 2.2. Struktury fotodiod półprzewodnikowych: a) $p-n$, b) $p-i-n$, c) lawinowa

warstw p - i n - oraz zwiększając grubość warstwy zubożonej tak, aby większość fotonów tam właśnie była pochłaniana. Prosty sposób zwiększenia szerokości warstwy zubożonej jest umieszczenie pomiędzy złączem $p-n$ warstwy nie domieszkowanego materiału (półprzewodnika samoistnego – ang. *intrinsic*). Taka struktura jest nazywana fotodiodą $p-i-n$ i pokazano ją na rys. 2.2b. Warstwa samoistna ma wysoką rezystancję i w związku z tym występuje na niej duży spadek napięcia. Również natężenie pola elektrycznego osiąga tam duże wartości. Składnik prądu spowodowany dryftem jest w fotodiodzie $p-i-n$ dominujący, co jest zasadniczą różnicą w odniesieniu do fotodiod $p-n$ i stanowi o bardzo dużych szybkościach działania tych pierwszych. Pasma typowych fotodiod $p-i-n$ są rzędu kilku GHz



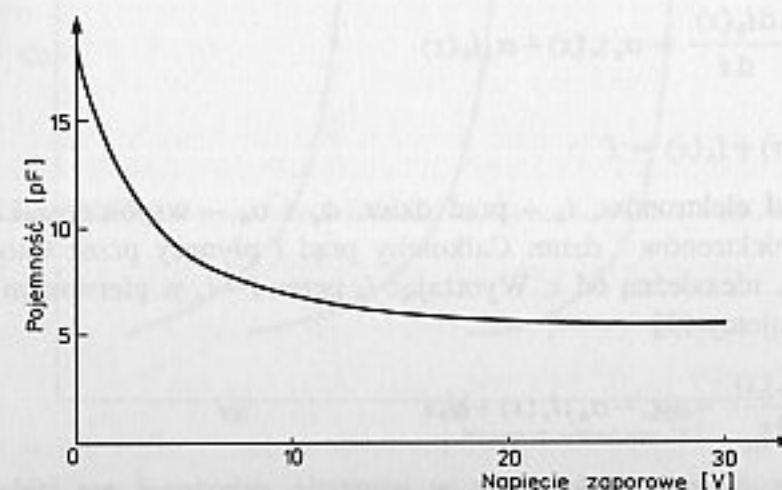
Rys. 2.3. Przykładowe charakterystyki prądowe fotodiody $p-n$ spolaryzowanej zaporowo

[20], [21], choć możliwe są do osiągnięcia pasma w fotodiodach o specjalnych konstrukcjach dochodzą do 200 GHz [18], [19].

Kolejnym ograniczeniem szybkości działania fotodiod jest pojemność, wywołana zmianami zgromadzonego w złączu ładunku. Ta pojemność jest wyrażona zależnością

$$C = \frac{\epsilon_p S}{d} \quad (2.8)$$

gdzie: ϵ_p – współczynnik przenikalności dielektrycznej półprzewodnika, d – grubość warstwy zubożonej, S – powierzchnia złącza. Pojemność złącza zależy od



Rys. 2.4. Przykładowa zależność pojemności fotodiody od napięcia wstecznego

przyłożonego napięcia wstecznego. Wraz ze wzrostem tego napięcia grubość warstwy zubożonej rośnie, a co za tym idzie zgodnie ze wzorem (2.8) maleje również pojemność fotodiody. Przykładową zależność pokazano na rys. 2.4.

Wraz z zewnętrzną rezystancją obciążenia R , pojemność diody C tworzy stałą czasową RC ograniczającą szybkość działania odbiornika, co omówimy dokładniej w części poświęconej stopniom wejściowym współpracujących z fotodetektorami. Kolejnym rodzajem fotodetektora używanego w komunikacji światłowodowej jest fotodioda lawinowa (ang. APD – *avalanche photodiode*), której struktura jest pokazana na rys. 2.2c. Oprócz warstw znanych z diody $p-i-n$ ma ona dodatkową warstwę, w której przy przyłożeniu odpowiedniego napięcia zewnętrznego istnieje bardzo silne pole elektryczne. W tej warstwie elektrony i dziury mogą osiągnąć energię kinetyczną wystarczającą do generacji nowych par elektron-dziura. Proces ten nazywany jest jonizacją zderzeniową i w zwykłych diodach prowadzi do zniszczenia elementu wskutek powielania lawinowego nośników i niekontrolowanego wzrostu prądu. W fotodiodach lawinowych pojedynczy nośnik, wygenerowany przez pochłonięcie fotonu, może, wskutek powielenia lawinowego, stworzyć wiele wtórnych nośników powodując zwiększenie płynącego przez fotodiode prądu. Istotnym parametrem takiej fotodiody jest współczynnik powielenia lawinowego M definiowany jako

$$M = \frac{\text{Całkowity prąd płynący przez fotodiode}}{\text{Prąd pierwotny}} \quad (2.9)$$

gdzie przez prąd pierwotny rozumiemy prąd, na który składają się nośniki generowane przez fotony, a nie te, które powstają dzięki powieleniu lawinowemu. Dla obliczenia wartości M napiszmy równania wyrażające natężenia prądów poszczególnych nośników. Mają one postać [3]

$$\begin{aligned} \frac{di_e(x)}{dx} &= \alpha_e i_e(x) + \alpha_h i_h(x) \\ -\frac{di_h(x)}{dx} &= \alpha_e i_e(x) + \alpha_h i_h(x) \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$i_e(x) + i_h(x) = I$$

Tutaj i_e – prąd elektronów, i_h – prąd dziur, α_e i α_h – współczynniki jonizacji zderzeniowej elektronów i dziur. Całkowity prąd I płynący przez fotodiode jest wartością stałą, niezależną od x . Wyrażając i_h przez $I - i_e$ w pierwszym z równań (2.10), otrzymujemy [3]

$$\frac{di_e(x)}{dx} = (\alpha_e - \alpha_h) i_e(x) + \alpha_h I \quad (2.11)$$

Jeśli założymy, że pole elektryczne w warstwie zubożonej ma stałą wartość, wówczas wartości współczynników jonizacji zderzeniowej są również stałe.

Przyjmijmy dalej, że $\alpha_e > \alpha_h$ oraz założymy warunki brzegowe $i_h(d) = 0$, $i_e(d) = I$. Rozwiązując przy tych założeniach równanie (2.11) otrzymujemy [3]

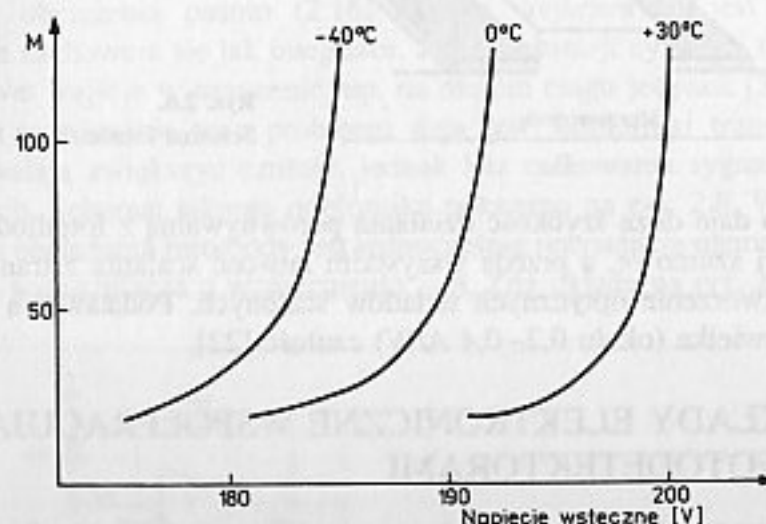
$$M = \frac{1 - k_A}{\exp[-(1 - k_A)\alpha_e d] - k_A}, \quad k_A = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (2.12)$$

Jak widać współczynnik powielenia lawinowego w istotny sposób zależy od współczynników jonizacji zderzeniowej. W praktyce diody konstruowane są tak, że w procesie powielenia lawinowego dominuje jeden z nośników. Jeśli są to elektrony, to wtedy $\alpha_e \gg \alpha_h$, $k_A \approx 0$ i współczynnik powielenia rośnie wykładniczo wraz z d : $M = \exp(\alpha_e d)$.

Wskutek powielenia lawinowego czułość fotodiody lawinowej ulega M -krotnemu zwiększeniu

$$R_{APD} = MR = \frac{Mq\eta}{hf} \quad (2.13)$$

Wzmocnienie lawinowe jest procesem przypadkowym i stąd wartość M we wzorach (2.6), (2.7) należy traktować jako wartość średnią. Typowe maksymalne wartości współczynników powielenia M przekraczają wartość 100. Współczynnik M zależy bezpośrednio od przyłożonego napięcia wstecznego, przy czym zazwyczaj wymagane są wysokie wartości tych napięć, typowo w zakresie 100V do 400V, wobec 5V do 80 V dla diod $p-i-n$. Oprócz konieczności stosowania specjalnych układów zasilających, inną wadą fotodiod lawinowych jest zależność M od temperatury, którą pokazano na rys. 2.5. Zmniejszanie się współczynnika powielenia wraz z temperaturą tłumaczy się zwiększoną amplitudą drgań termicznych sieci krystalicznej, wskutek czego maleje droga jaką przebywają nośniki między kolizjami, a w konsekwencji nie mogą one osiągnąć energii kinetycznej wystar-



Rys. 2.5. Przykładowa zależność współczynnika powielenia M fotodiody lawinowej od napięcia wstecznego dla różnych temperatur

czającej dla wywołania jonizacji zderzeniowej. Pasma modulacji fotodiody lawinowej zależy od współczynnika powielenia M . Aby to uzasadnić zauważmy, że czas przejścia nośników zwiększa się z powodu generacji wtórnych par elektron-dziura. Funkcja przenoszenia fotodiody lawinowej $H(f)$ wyraża się zależnością [3]

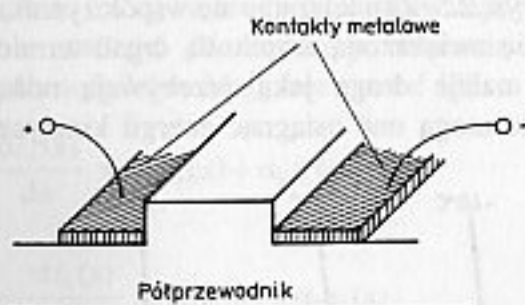
$$H(f) = \frac{M(f)}{M(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_e M_0)^2}} \quad (2.14)$$

gdzie: $M_0 = M(0)$ – stałoprądowy współczynnik powielenia lawinowego, τ_e – efektywny czas przejścia zależny od k_A . Z zależności (2.14) łatwo jest wyliczyć 3 dB pasmo elektryczne

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi \tau_e M_0} \quad (2.15)$$

Z zależności tej widać, że w fotodiodzie lawinowej następuje wymiana wartości współczynnika powielenia na pasmo i można ją scharakteryzować iloczynem wzmocnienia i pasma $M_0 f_{3dB} = 1/(2\pi \tau_e)$.

Innym rodzajem odbiorników optycznych, których rozwój dokonał się ostatnio, są tzw. fotodetektory MSM (ang. *metal-semiconductor-metal*). Składają się one z dwóch metalowych elektrod oddzielonych warstwą półprzewodnika [22],[23]. W półprzewodniku generowane są fotoelektrony, które następnie są zbierane przez metalowe elektrody powodując przepływ prądu. Konstrukcję fotodetektora MSM pokazano na rys. 2.6 [23]. Zaletą tych fotodetektorów jest mała pojemność

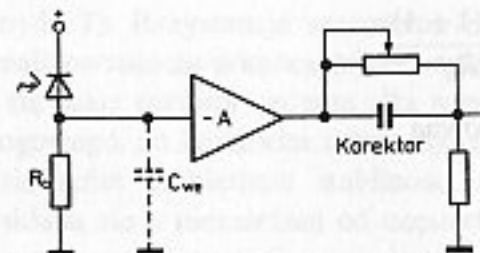


Rys. 2.6.
Schemat fotodetektora MSM

wewnętrzna, co daje dużą szybkość działania porównywalną z fotodiodami $p-i-n$, dobre własności szumowe, a przede wszystkim łatwość scalania z tranzystorami, co umożliwia tworzenie optycznych układów scalonych. Podstawową wadą jest stosunkowo niewielka (około 0,2–0,4 A/W) czułość [22].

2.3. UKŁADY ELEKTRONICZNE WSPÓŁPRACUJĄCE Z FOTODETEKTORAMI

Do poprawnej pracy odbiornika optycznego nie wystarczy sam, choćby najlepszy fotodetektor; konieczny jest odpowiedni układ elektroniczny, który z nim współpracuje. Bardzo istotne są własności szumowe tak powstałego układu, gdyż



Rys. 2.7.
Schemat odbiornika o wysokiej impedancji

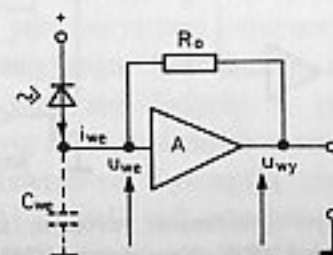
wyznaczają one czułość odbiornika. Będą one dokładniej omówione w rozdz. 7. W tym miejscu zajmiemy się dokładniej możliwymi konstrukcjami stopni wejściowych odbiorników optycznych.

Najprostszą konstrukcją jest tzw. odbiornik o wysokiej impedancji pokazany na rys. 2.7. Jak wynika z rozważań w rozdz. 7 ze względu na własności szumowe układu rezystancja obciążenia R_0 powinna być jak największa. Ideę tę realizuje właśnie układ o wysokiej impedancji. Jednakże fotoprąd jest silnie całkowany na pojemności C_{we} , będącej sumą pojemności wejściowej wzmacniacza i fotodiody. Odpowiadające temu zjawisku pasmo 3 dB układu jest równe

$$f_{3dB} = (2\pi R_0 C_{we})^{-1} \quad (2.16)$$

Kiedy pasmo transmitowanego sygnału przekracza wartość określoną wzorem (2.16), wówczas niezbędna jest korekcja transmitancji odbiornika przez umieszczenie układu różniczkującego w dalszych jego stopniach (rys. 2.7). Jeśli wzmocnienie poprzedzających go stopni nie jest dostateczne, korektor pogarsza własności szumowe odbiornika, gdyż wzmacnia szumy na wysokich częstotliwościach. Niestety zarówno wzmocnienie początkowych stopni, jak i maksymalna wartość rezystancji obciążenia jest ograniczona przez niezbędny zakres dynamiki wyznaczony przez możliwość wejścia odbiornika w nasycenie. Dla dużych rezystancji obciążenia pasmo (2.16) stopnia wejściowego jest małe i układ praktycznie zachowuje się jak integrator. Przy transmisji cyfrowej może spowodować to nawet wejście w nasycenie, np. na długim ciągu jedynek [38].

Częściowe rozwiązanie tego problemu dają tzw. odbiorniki transimpedancyjne, które pozwalają zwiększyć czułość, jednak bez całkowania sygnału w stopniach wejściowych. Schemat takiego odbiornika pokazano na rys. 2.8. W tym układzie rezystancja obciążenia fotodiody jest jednocześnie rezystancją ujemnego sprzężenia zwrotnego wzmacniacza o wzmocnieniu $-A$. Dla układu na rys. 2.8 mamy



Rys. 2.8.
Schemat odbiornika transimpedancyjnego

$$i_{we} = \frac{u_{we} - u_{wy}}{R_o} = \frac{u_{we}(1+A)}{R_o} \quad (2.17)$$

Rezystancja wejściowa jest zatem równa

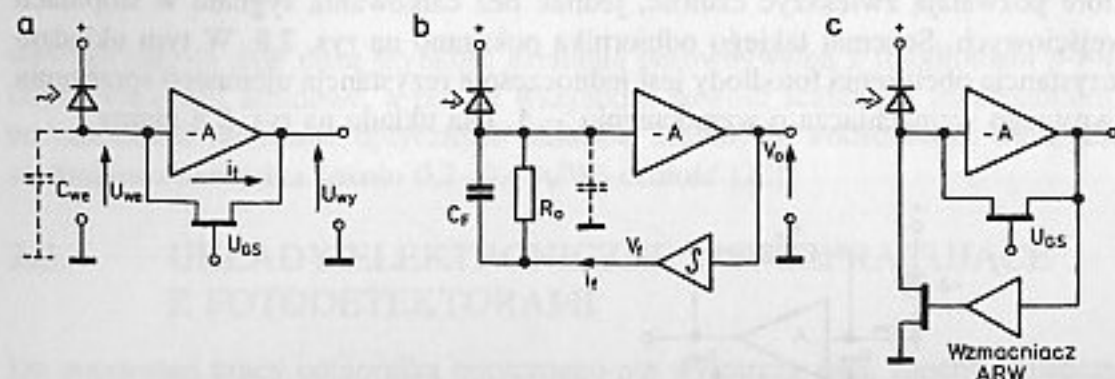
$$r_{we} = \frac{u_{we}}{i_{we}} = \frac{R_o}{1+A} \quad (2.18)$$

Pasmo odbiornika jest wyznaczone przez stałą czasową $r_{we}C_{we}$ i wynosi

$$f_{3dB} = \frac{A+1}{2\pi R_o C_{we}} \quad (2.19)$$

Zatem idealny odbiornik transimpedancyjny zwiększa pasmo wejściowe w stosunku swego wzmocnienia A , przez co staje się możliwe uniknięcie całkowania sygnału wejściowego i konieczności stosowania korektora. Możliwość zastosowania dużych rezystancji sprzężenia zwrotnego, dających mały prąd szumów, jest tu ograniczona przez pojemność pasożytniczą rezystancji (w najlepszym przypadku 0,05 pF). Wskutek opisanego poprzednio efektu Millera pojemność ta po sprowadzeniu na wejście układu wzrasta w stosunku wzmocnienia A . Również wielkość wzmocnienia A jest ograniczona, a zwiększenie liczby stopni wzmacniających we wzmacniaczu prowadzi do jego niestabilności.

Próba rozwiązania tych problemów są odbiorniki z tzw. aktywnym sprzężeniem zwrotnym. Składają się one z wysoko czułego wzmacniacza szerokopasmowego oraz układu rozszerzania zakresu dynamiki, bądź układu automatycznej regulacji wzmocnienia (ARW) [38]. Jedną z możliwych realizacji układu z aktywnym sprzężeniem zwrotnym jest pokazana na rys. 2.9a. Użyto w nim specjalnie zaprojektowanego tranzystora FET jako rezystancji sprzężenia zwrotnego we wzmacniaczu transimpedancyjnym. Tranzystor ten pracuje w pobliżu zerowego napięcia źródło-dren, przez co zależność prądu drenu od napięcia drenu jest liniowa. Również pojemność pasożytnicza jest w tych warunkach bardzo mała ($\sim 0,001$ pF) ze względu na bardzo małe wymiary tranzystora (kilka μm^2 – stąd



Rys. 2.9. Schematy odbiorników z aktywnym sprzężeniem zwrotnym: a) mikro-FET, b) pojemnościowe sprzężenie zwrotne, c) układ ARW. Na podstawie [38]

nazwa mikro-FET). Rezystancje sprzężenia zwrotnego przekraczające 1 M Ω są łatwe do zrealizowania za pomocą tej technologii. Niestety tranzystor mikro-FET zachowuje się jako rezystor jedynie dla napięć nie przekraczających pewnego napięcia progowego, co ogranicza zakres dynamiki odbiornika.

Zajmijmy się teraz problemem stabilności takiego układu. Układ sprzężenia zwrotnego składa się z niezależnej od częstotliwości rezystancji tranzystora FET oraz pojemności wejściowej C_{we} , na którą składają się pojemność wejściowa wzmacniacza i fotodiody (rys. 2.9a). Stanowi to najprostszy filtr dolnopasmowy RC, a zatem wartość sygnału sprzężenia zwrotnego dla średnich i dużych częstotliwości maleje wraz z częstotliwością, co ułatwia stabilizację układu. W takim układzie jako wzmacniacz można wykorzystać wielostopniowy wzmacniacz wideo, o pasmie nieznacznie przekraczającym pasmo odbiornika tak, by przesunięcie fazy tego wzmacniacza nie przekraczało 45° w pasmie odbiornika.

Innym rodzajem układu wykorzystującego aktywne sprzężenie zwrotne jest układ z tzw. pojemnościowym sprzężeniem zwrotnym, pokazany na rys. 2.9b. W układzie tym w pętli sprzężenia zwrotnego można celowo wprowadzić pojemność C_F , która sumuje się z pojemnością pasożytniczą rezystancji sprzężenia [24]. Dodatkowo w pętli sprzężenia umieszczono integrator. Prąd płynący w pętli sprzężenia zwrotnego i_f jest w przybliżeniu równy iloczynowi całkowitej pojemności sprzężenia C_F i pochodnej przyłożonego napięcia v_f

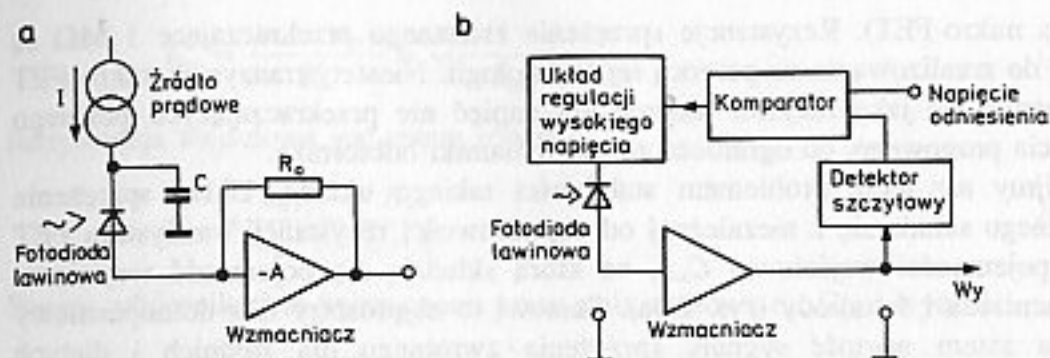
$$i_f \approx C_F \frac{dv_f}{dt} \quad (2.20)$$

Z kolei wielkość v_f jest całką napięcia wyjściowego v_o ,

$$v_f = \frac{1}{\tau} \int v_o dt \quad (2.21)$$

Ostatecznie na podstawie wzorów (2.20) i (2.21) można stwierdzić, że prąd i_f jest proporcjonalny do v_o . Oznacza to, że przy takim układzie sprzężenia zwrotnego pojemność zachowuje się jak idealna rezystancja, cały zaś układ – jak idealny wzmacniacz transimpedancyjny.

Aczkolwiek obydwa układy aktywnego sprzężenia zwrotnego pokazane na rys. 2.9a, b, mają bardzo dobrą czułość, to jednak zakres ich dynamiki jest niedostateczny dla wielu zastosowań. Dla poprawy tego zakresu konieczne jest użycie odpowiedniego układu automatycznej regulacji wzmocnienia. Przykład takiego układu pokazano na rys. 2.9c [38]. Na wejściu tego układu dodano tranzystor FET, który działa jako rezystor o zmiennej wartości, bocznikujący wejście wzmacniacza transimpedancyjnego. Wartość tej rezystancji jest sterowana napięciem bramki i jest ona włączana jedynie w przypadku bardzo dużych fotoprądów, gdyż w przeciwnym razie własności szumowe układu uległyby znacznemu pogorszeniu. Fotodiody lawinowe wymagają nieco innych współpracujących układów wejściowych [1] aniżeli już przedstawione. Powodem jest konieczność stabilizacji wartości współczynnika powielenia, który silnie zależy zarówno od napięcia



Rys. 2.10. Układy polaryzacji fotodiody lawinowej: a) polaryzacja stałym prądem, b) układ ze sprzężeniem zwrotnym

wstecznego jak i od temperatury, jak to pokazano na rys. 2.5. Najprostszą metodą zapewnienia stabilnej pracy fotodiody lawinowej jest zasilanie jej ze źródła prądowego zamiast napięciowego. Pokazano to na rys. 2.10a. Źródło prądu stałego jest odsprężone od częstotliwości sygnałowych przez pojemność C dla uniknięcia modulacji wzmocnienia. Dla stałej średniej mocy optycznej, średni prąd fotodiody lawinowej jest określony przez napięcie polaryzacji. Jakakolwiek zmiana współczynnika powielenia powoduje zmiany ładunku na pojemności C , co zmienia napięcie polaryzacji diody lawinowej i wymusza powrót do poprzedniej wartości współczynnika powielenia M . W ten sposób prąd wyjściowy z fotodetektora jest określony przez prąd wejściowy ze źródła stałoprądowego, co daje automatyczną regulację współczynnika powielenia lawinowego. Zasadniczą wadą tej prostej techniki stabilizacji jest jej wrażliwość na wartość średniej mocy optycznej sygnału wejściowego. Zmiany poziomu średniej mocy sygnału lub zmiany prądu ciemnego lub tła powodują odpowiednie zmiany współczynnika powielenia lawinowego.

Układ stabilizacji wzmocnienia fotodiody lawinowej pozbawiony tych wad przedstawiono na rys. 2.10b [1]. W układzie tym dokonywana jest detekcja szczytowa wzmocnionego uprzednio sygnału użytecznego AC. Sygnał z detektora szczytowego jest porównywany z wartością odniesienia. Wyjście komparatora steruje układem dostarczającym wysokiego napięcia polaryzacji diody lawinowej w taki sposób, aby utrzymać wartość szczytową sygnału użytecznego na stałym poziomie.

Dodatkową zaletą takiego rozwiązania jest to, że zapewnia ono automatyczną regulację wzmocnienia całego odbiornika włączając w to również wzmacniacz.

W przedwzmacniaczach współpracujących z fotodetektorami używanymi w telekomunikacji stosunkowo rzadko stosuje się tranzystory biopolarne, a jeszcze rzadziej tranzystory MOSFET. Najczęściej stosuje się przedwzmacniacze oparte na tranzystorach krzemowych FET (ang. *field effect transistor*). Tranzystory te charakteryzują się dużą rezystancją wejściową, małymi pojemnościami (rzędu pojedynczych pF i mniej) i małymi szumami, ich wadą zaś jest stosunkowo mała transkonduktancja (rzędu 5 mS). Wykorzystywane są najczęściej na częstotliwościach rzędu kilkudziesięciu MHz. Na wyższych częstotliwościach stosuje się

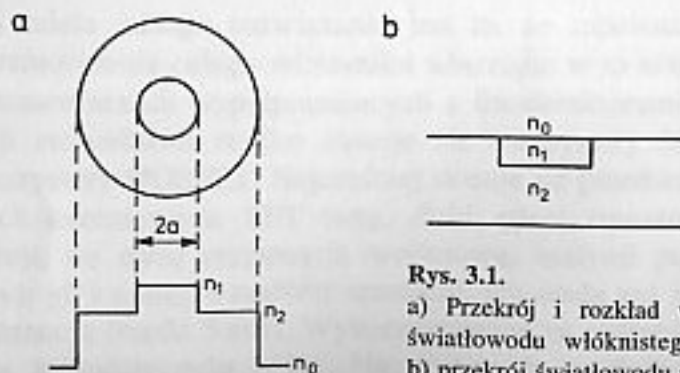
przedwzmacniacze oparte na tranzystorach MESFET z arsenku galu (*metal Schottky field effect transistor*). Tranzystory te są elementami z barierą Schottky'ego i charakteryzują się małymi pojemnościami, małymi szumami i dużym wzmocnieniem na częstotliwościach mikrofalowych. Wykorzystuje się je często w scalonych odbiornikach typu pin-FET, w których fotodiody pin jest scalona w jednym układzie z przedwzmacniaczem FET. Scalenie to pozwala wyeliminować pojemności rozproszenia tak, że całkowita pojemność wejściowa takiego układu jest rzędu kilku dziesiątych pF. W zakresie najwyższych częstotliwości (dziesiątki GHz) prowadzi się próby z tranzystorami typu HBT (ang. *heterojunction bipolar transistor*) [25] i HEMT (ang. *high electron mobility transistor*) [26].

* * *

Bardzo ważną grupą zagadnień dotyczącą fotodetektorów i współpracujących z nimi układów elektronicznych są problemy związane z szumami tych elementów i urządzeń. Zagadnienia te omówiono w rozdziale 7 wraz z innymi typami zakłóceń transmisji światłowodowej (podrozdział 7.2.1).

ROZCHODZENIE SIĘ ŚWIATŁA W ŚWIATŁOWODACH

W niniejszej części zajmiemy się rozchodzeniem się światła w światłowodach. Jak już wspomnieliśmy we wstępie, światłowodami są to cienkie włókna szklane prowadzące światło. Można je podzielić na dwie grupy: światłowodów planarnych i włókniastych. Te pierwsze mają najczęściej przekrój zbliżony do prostokątnego, charakteryzują się stosunkowo dużą tłumiennością jednostkową i są wykorzystywane do prowadzenia światła na małe odległości w układach optyki zintegrowanej. Z kolei światłowodów włókniastych mają zazwyczaj przekrój kołowy i małą tłumienność; służą do transmisji światła na duże odległości (dziesiątki kilometrów). Przekroje światłowodu włókniastego i planarnego pokazano na rys. 3.1. Ze względu na temat publikacji pominiemy światłowodów planarnych i z powodu ich znaczenia dla transmisji zajmować się dalej będziemy jedynie światłowodami włókniastymi. Omówimy rozchodzenie się światła w dwóch podstawowych typach światłowodów włókniastych, jak również ich najważniejsze parametry. Na koniec opiszemy pewne ważne rodzaje nietypowych światłowodów. Są możliwe różne podejścia do analizy propagacji fali w światłowodzie. W niniejszym rozdziale przyjęto metody wzięte z pracy [12].



Rys. 3.1.

a) Przekrój i rozkład współczynnika załamania światłowodu włókniastego o profilu skokowym,
b) przekrój światłowodu planarnego

3.1. ANALIZA ELEKTRODYNAMICZNA ROZCHODZENIA SIĘ ŚWIATŁA W ŚWIATŁOWODZIE WŁÓKNISTYM

Typowy światłowod włókniasty jest cienkim włóknem szklanym o standardowej średnicy $125\ \mu\text{m}$ i przekroju kołowym. Można w nim wyróżnić dwa obszary: położony centralnie rdzeń i otaczający go płaszcz. Rdzeń ma współczynnik załamania nieco wyższy od płaszcza i głównie w nim właśnie rozchodzi się promieniowanie świetlne. Istnieją dwa zasadnicze typy światłowodów włókniastych:

- światłowodów jednomodowych o stosunkowo wąskim rdzeniu (typowa średnica $9\ \mu\text{m}$),
- światłowodów wielomodowych, w których rdzeń jest znacznie szerszy (typowo $50\ \mu\text{m}$ lub $62,5\ \mu\text{m}$).

Inne różnice między tymi typami światłowodów zostaną wyjaśnione w dalszej części tego rozdziału.

W praktyce dla uzyskania pożądanych własności światłowodu stosuje się różne zależności $n(r)$ (profile) współczynnika załamania n od promienia wodzącego r . Jednakże tylko w nielicznych przypadkach (profil skokowy i paraboliczny) udaje się uzyskać rozwiązania równań propagacji w sposób analityczny. Ze względu na możliwość uzyskania rozwiązań analitycznych w tej części zajmiemy się światłowodem o profilu skokowym. Przekrój poprzeczny oraz rozkład współczynnika załamania takiego światłowodu pokazano na rys. 3.1a. Chociaż płaszcz rzeczywistego światłowodu ma skończoną średnicę, to w dalszej analizie przyjmujemy, że jest on nieskończony. Założenie to jest w pełni słuszne, gdyż okazuje się, że pole elektromagnetyczne szybko maleje wraz ze wzrostem odległości od rdzenia. Zakładamy dalej, że materiały z których wykonano rdzeń i płaszcz są jednorodnymi, liniowymi, izotropowymi, niemagnetycznymi i bezstratnymi. Wówczas równanie falowe dla wektora pola elektrycznego E przyjmie postać

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (3.1)$$

gdzie wielkość k , określana mianem liczby falowej, wyraża się wzorem

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{\omega n}{c} \quad (3.2)$$

ϵ_0, μ_0 – odpowiednio przenikalność dielektryczna i magnetyczna próżni, ϵ_r – względna przenikalność dielektryczna ośrodka z jakiego wykonano światłowod, ω – pulsacja fali.

Zależność (3.1) jest zależnością wektorową, a więc jest równoważna układowi trzech skalarnych równań różniczkowych cząstkowych dla trzech składowych pola elektrycznego. Ze względu na geometrię problemu najwygodniej jest wprowadzić układ współrzędnych cylindrycznych (r, ϕ, z) , przy czym przyjmujemy, że oś z pokrywa się z osią światłowodu. Na wstępie skoncentrujemy się na rozwiązaniu równania skalarnego składowej pola elektrycznego skierowanej wzdłuż kierunku rozchodzenia się fali E_z . Zapisując operator Laplace'a we współrzędnych biegu-

nowych otrzymujemy następującą zależność

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0 \quad (3.3)$$

Rozwiązania tego równania będziemy poszukiwali w postaci iloczynu trzech funkcji

$$E_z = R(r)\Phi(\phi)Z(z) \quad (3.4)$$

Podstawiając zależność (3.4) do równania (3.3) i dzieląc obydwie strony przez $R(r)\Phi(\phi)Z(z)$ otrzymujemy [12]

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -\left(\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{Rr} \frac{dR}{dr} + \frac{1}{r^2 \Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + k^2 \right) \quad (3.5)$$

Prawa strona tego równania nie zależy od z , a więc zmiany z nie mają żadnego wpływu na wartość wyrażenia i można ją zastąpić stałą (zespółoną) γ^2 . Stała γ jest nazywana stałą propagacji; zazwyczaj jest to wielkość zespolona, która może być zapisana w postaci

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3.6)$$

przy czym α – stała tłumienia (tłumienność jednostkowa), β – stała fazowa. Zatem

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = \gamma^2 \quad (3.7)$$

Rozwiązanie ogólne równania różniczkowego zwyczajnego (3.7) jest dobrze znane i wyraża się wzorem

$$Z(z) = C_1 \exp(-\gamma z) + C_2 \exp(\gamma z) \quad (3.8)$$

gdzie: C_1 i C_2 – dowolne stałe wyznaczone przez warunki brzegowe. Ponieważ tłumienie fali w światłowodzie jest bardzo niewielkie, aby znaleźć rozkłady pól prowadzonych można z dobrym przybliżeniem przyjąć $\alpha = 0$. Do zagadnienia tłumienia światłowodu wrócimy w dalszej części tego rozdziału.

Rozwiązanie reprezentowane przez wzór (3.8) przedstawia sobą fale rozchodzące się w przeciwnych kierunkach wzdłuż światłowodu. W dalszych rozważaniach ograniczymy się do fal rozchodzących się w kierunku dodatnim osi z , a zatem przyjmujemy $C_2 = 0$. Podstawiając równość (3.7) do (3.5) i mnożąc obydwie strony przez r^2 otrzymujemy [12]

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -\left(\frac{r^2}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{r}{R} \frac{dR}{dr} + r^2 \gamma^2 + r^2 k^2 \right) \quad (3.9)$$

Prawa strona otrzymanego równania jest niezależna od ϕ , zatem lewa strona musi być stałą. Jeśli oznaczymy tę stałą przez $-m^2$, to rozwiązując odpowiednie równanie różniczkowe zwyczajne dostajemy

$$\Phi(\phi) = C_3 \cos m\phi + C_4 \sin m\phi \quad (3.10)$$

gdzie: C_3 i C_4 – dowolne stałe. Z warunków fizycznych zagadnienia wynika, że przyrost zmiennej kątowej ϕ o 2π nie może zmieniać rozwiązania, gdyż odpowiada to powrotowi do punktu wyjścia po obrocie o kąt pełny. Stąd wielkość m musi być liczbą całkowitą. Jeżeli teraz wprowadzimy stałe γ^2 i m^2 do równania (3.5) i przyjmimy oznaczenie

$$h^2 = \gamma^2 + k^2 \quad (3.11)$$

to równanie (3.5) przyjmie postać

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(h^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (3.12)$$

To równanie różniczkowe zwyczajne znane jest jako równanie Bessela, a jego rozwiązania – jako funkcje Bessela.

Poszukujemy rozwiązań równania (3.12) mogących rozchodzić się w światłowodzie na duże odległości, a zatem takich, które są prowadzone w rdzeniu i ulegających całkowitemu odbiciu na granicy rdzenia i płaszczu [31]. Innymi słowy szukamy rozwiązań mających charakter oscylacyjny w rdzeniu i zanikający w płaszczu. Z przebiegu rozwiązań równania Bessela wynika, że jest to możliwe tylko w przypadku, jeśli w rdzeniu wielkość h (3.11) jest rzeczywista, w płaszczu zaś urojona. Można zatem zapisać, że

$$h = h_1 \quad \text{dla} \quad r < a, \quad h = jh_2 \quad \text{dla} \quad r > a \quad (3.13)$$

gdzie: a – promień rdzenia światłowodu, h_1, h_2 – liczby rzeczywiste. Równanie Bessela dla rdzenia przyjmuje ostatecznie postać [12]

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(h_1^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0, \quad r < a \quad (3.14)$$

Rozwiązanie tego równania wyraża się przez

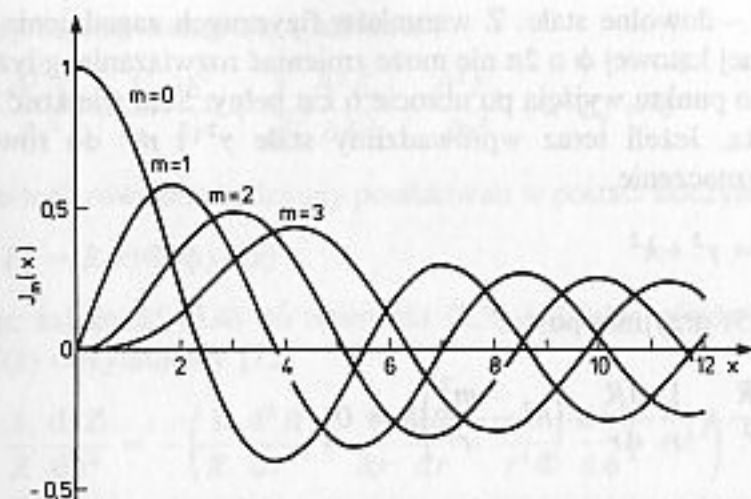
$$R(r) = C_5 J_m(h_1 r) + C_6 N_m(h_1 r) \quad (3.15)$$

gdzie: J_m i N_m są odpowiednio funkcjami Bessela pierwszego i drugiego rodzaju rzędu m , C_5 i C_6 – dowolne stałe. Dla $r \rightarrow 0$ funkcja $N_m(r)$ dąży do minus nieskończoności, tak więc rozwiązania proporcjonalne do N_m nie mogą istnieć w rdzeniu; stąd $C_6 = 0$.

Biorąc pod uwagę zależności (3.6), (3.10), (3.15) otrzymujemy ostatecznie wyrażenie na natężenie pola E_z w rdzeniu [12]

$$E_z = J_m(h_1 r) (A_1 \cos m\phi + B_1 \sin m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.16)$$

Współczynniki A_1, B_1 są dowolnymi stałymi. Przebieg funkcji Bessela pierwszego rodzaju kilku pierwszych rzędów przedstawiono na rys. 3.2.



Rys. 3.2. Funkcje Bessela pierwszego rodzaju

Równanie Bessela dla płaszcza przyjmuje z kolei postać [12]

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} - \left(h_2^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0, \quad r > a \quad (3.17)$$

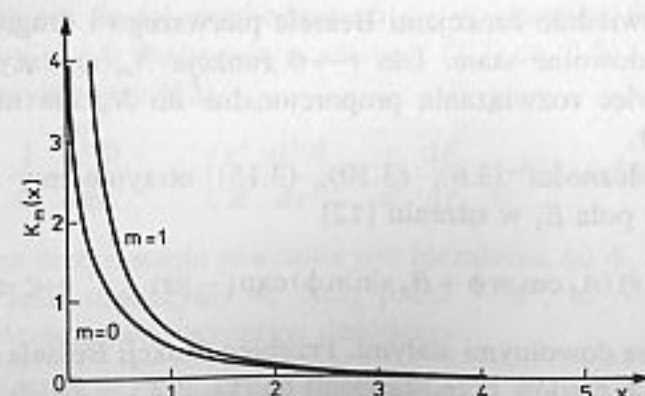
Rozwiązanie tego równania wyraża się przez

$$R(r) = C_7 I_m(h_2 r) + C_8 K_m(h_2 r) \quad (3.18)$$

gdzie: I_m i K_m – odpowiednio zmodyfikowane funkcje Bessela pierwszego i drugiego rodzaju rzędu m , C_7 i C_8 – dowolne stałe. Dla zwiększających się r funkcja I_m rośnie nieograniczenie, tak więc rozwiązania proporcjonalne do I_m nie mogą istnieć; stąd $C_7 = 0$. Postępując podobnie jak w przypadku rdzenia, otrzymujemy ostatecznie zależność na pole E_z w płaszczu [12]

$$E_z = K_m(h_2 r) (A_2 \cos m\phi + B_2 \sin m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.19)$$

Współczynniki A_2 , B_2 są dowolnymi stałymi. Przebieg zmodyfikowanej funkcji Bessela drugiego rodzaju kilku pierwszych rzędów przedstawiono na rys. 3.3. Równanie falowe dla wektora natężenia pola magnetycznego H ma postać podobną



Rys. 3.3.
Zmodyfikowane funkcje
Bessela drugiego rodzaju

do równania (3.1), a więc rozwiązania tego równania wyrażają się wzorami identycznymi jak (3.16), (3.19):

$$H_z = J_m(h_1 r) (F_1 \cos m\phi + G_1 \sin m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.20)$$

$$H_z = K_m(h_2 r) (F_2 \cos m\phi + G_2 \sin m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.21)$$

Tutaj F_1 , G_1 , F_2 , G_2 są dowolnymi stałymi. Mając dane E_z i H_z możemy obliczyć pozostałe składowe pól bezpośrednio z dwóch pierwszych równań Maxwella

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= -j\omega\mu H \\ \nabla \times H &= j\omega\epsilon E \end{aligned} \quad (3.22)$$

gdzie operator rotacji w układzie współrzędnych cylindrycznych przyjmuje postać

$$\nabla \times A = \begin{vmatrix} \frac{i_z}{r} & \frac{i_r}{r} & i_\phi \\ \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} \\ A_z & A_r & A_\phi \end{vmatrix} \quad (3.23)$$

Przez proste przekształcenia równań Maxwella z uwzględnieniem zapisu (3.23) otrzymujemy następujące zależności na pozostałe składowe pól [12]

$$E_r = -\frac{1}{h^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{j\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.24)$$

$$E_\phi = \frac{1}{h^2} \left(-\frac{\gamma}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (3.25)$$

$$H_r = \frac{1}{h^2} \left(\frac{j\omega\epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (3.26)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{h^2} \left(j\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\gamma}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.27)$$

Fale rozchodzące się w światłowodzie można podzielić na trzy grupy:

- fale typu TE , oznaczane czasem jako H , charakteryzujące się niezerową składową H_z natężenia pola magnetycznego wzdłuż kierunku rozchodzenia się, podczas gdy $E_z = 0$,
- fale typu TM , oznaczane czasem jako E , charakteryzujące się niezerową składową E_z natężenia pola elektrycznego wzdłuż kierunku rozchodzenia się, podczas gdy $H_z = 0$,
- fale hybrydowe (EH , HE), mające niezerowe składowe obydwu pól w kierunku rozchodzenia się fali.

Najpierw zajmiemy się dokładniej rozchodzeniem się fal typu *TE*. Dla tych fal pole H_z wyraża się zależnościami (3.20), (3.21), pole zaś $E_z = 0$. Uwzględniając to w zależności (3.27) otrzymujemy [12]

$$H_\phi = \frac{m\gamma}{h_1^2 r} J_m(h_1 r) (F_1 \sin m\phi - G_1 \cos m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.28)$$

$$H_\phi = -\frac{m\gamma}{h_2^2 r} K_m(h_2 r) (F_2 \sin m\phi - G_2 \cos m\phi) \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.29)$$

Na styku rdzenia i płaszcza ($r = a$) wszystkie składowe pól elektromagnetycznych muszą być ciągłe. Jednym z warunków brzegowych jest ciągłość pola H_z . W tym wypadku natężenie pola H_z wyrażone wzorami (3.20) i (3.21) musi być takie samo dla $r = a$. Otrzymujemy stąd

$$F_1 J_m(u) = F_2 K_m(w) \quad (3.30)$$

gdzie z definicji

$$u = h_1 a, \quad w = h_2 a \quad (3.31)$$

Następnym warunkiem brzegowym jest ciągłość składowej pola H_ϕ dla $r = a$. Z zależności (3.28), (3.29) otrzymujemy dla m różnego od zera

$$-\frac{F_1}{h_1^2} J_m(u) = \frac{F_2}{h_2^2} K_m(w) \quad (3.32)$$

Zarówno h_1^2 jak h_2^2 są dodatnie, więc równania (3.30) i (3.32) są sprzeczne. Zatem warunki brzegowe mogą być spełnione jedynie w przypadku gdy $m = 0$. Wtedy $H_\phi = 0$ i warunek (3.32) traci ważność. Dla $m = 0$ pole H_z wyrażone zależnościami (3.20), (3.21) można zapisać jako

$$H_z = F_1 J_0(h_1 r) \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.33)$$

$$H_z = F_2 K_0(h_2 r) \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.34)$$

Ponieważ wielkość H_z nie zależy od ϕ , to zgodnie z zależnością (3.24) $E_r = 0$. Wykorzystując wzory (3.33) i (3.34) w równości (3.26) dostajemy

$$H_r = -\frac{\gamma}{h_1} F_1 \frac{dJ_0(h_1 r)}{dr} \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.35)$$

$$H_r = \frac{\gamma}{h_2} F_2 \frac{dK_0(h_2 r)}{dr} \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.36)$$

Postępując podobnie z zależnościami (3.33), (3.34) i (3.25) otrzymamy

$$E_\phi = \frac{1}{h_1} F_1 j \omega \mu_0 \frac{dJ_0(h_1 r)}{dr} \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.37)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{h_2} F_2 j \omega \mu_0 \frac{dK_0(h_2 r)}{dr} \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.38)$$

Konieczność zachowania ciągłości, zarówno pola H_r jak E_ϕ , przy przechodzeniu przez granicę rdzenia i płaszcza prowadzi do jednakowego warunku danego przez zależność

$$\frac{1}{h_1} F_1 J'_0(u) = -\frac{1}{h_2} F_2 K'_0(w) \quad (3.39)$$

Z zależności (3.30), (3.39) można wyeliminować stałe F_1 i F_2 . W wyniku otrzymujemy tzw. równanie charakterystyczne (własne) [12]:

$$\frac{1}{u} \frac{J'_0(u)}{J_0(u)} = -\frac{1}{w} \frac{K'_0(w)}{K_0(w)} \quad (3.40)$$

Dla znalezienia wielkości u i w niezbędna jest jeszcze zależność między tymi wielkościami, a częstotliwością lub długością fali w próżni λ_0 . Zdefiniujmy tzw. częstotliwość znormalizowaną jako

$$v = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.41)$$

Przez n_1 i n_2 oznaczono odpowiednio współczynnik załamania rdzenia i płaszcza. Z równania (3.11) otrzymujemy odpowiednio dla rdzenia i płaszcza

$$\begin{aligned} h_1^2 &= -\beta^2 + k_0^2 n_1^2, & r < a \\ -h_2^2 &= -\beta^2 + k_0^2 n_2^2, & r > a \end{aligned} \quad (3.42)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

Odejmując pierwsze dwa równania stronami i mnożąc je przez promień rdzenia a otrzymujemy żadaną zależność między u , w i v , a mianowicie

$$v^2 = u^2 + w^2 \quad (3.43)$$

Dla danej wartości znormalizowanej częstotliwości v równanie charakterystyczne może zostać rozwiązane za pomocą zależności (3.43). Dla danej wartości znormalizowanej częstotliwości v istnieje skończona liczba rozwiązań równania charakterystycznego określanych mianem wartości własnych. Wartości u i w danego rozwiązania mogą zostać podstawione do zależności określających pola E_ϕ , H_z i H_r . Pozwala to wyznaczyć rozkład pola elektromagnetycznego zarówno

w rdzeniu jak i płaszczu. Fala elektromagnetyczna odpowiadająca jednemu rozwiązaniu równania charakterystycznego (tzn. określonej parze u i w) nosi nazwę modu. Należy tutaj zaznaczyć, że równania charakterystycznego nie da się rozwiązać w sposób analityczny – można to zrobić tylko graficznie albo numerycznie. Uporządkujemy teraz rozwiązania równania (3.40) od najmniejszych do największych wartości u i kolejne p -te rozwiązanie oznaczmy indeksem p . Wówczas mod odpowiadający temu rozwiązaniu jest określany jako mod H_{0p} lub TE_{0p} . Jeżeli częstotliwość znormalizowana $v < 2,405$, to okazuje się że równanie charakterystyczne nie ma rozwiązań, a w konsekwencji żaden mod typu H_{0p} nie może się rozchodzić w światłowodzie. W miarę wzrostu wartości v zwiększa się liczba rozwiązań równania charakterystycznego. Innymi słowy: p -te rozwiązanie tego równania istnieje dopiero wtedy, jeśli v przekroczyło określoną wartość. Zatem mod H_{0p} może się rozchodzić w światłowodzie dopiero wtedy, jeśli znormalizowana częstotliwość v jest większa od pewnej wartości v_{0p} zwanej częstotliwością odcięcia modu H_{0p} .

Postępowanie prowadzące do otrzymania równania charakterystycznego i jego rozwiązania w przypadku fal typu TM (E), gdzie $H_z = 0$, jest analogiczne do przytoczonego rozumowania dla fal TE (H). Równanie charakterystyczne przyjmuje wtedy postać [12]

$$\frac{\varepsilon_1}{u} \frac{J'_0(u)}{J_0(u)} = -\frac{\varepsilon_2}{w} \frac{K'_0(w)}{K_0(w)} \quad (3.44)$$

gdzie: ε_1 i ε_2 – przenikalności dielektryczne odpowiednio rdzenia i płaszczu. Zmiana postaci równania własnego wynika z konieczności zachowania ciągłości składowej normalnej indukcji elektrycznej εE przy przechodzeniu przez granicę rdzenia i płaszczu. Podobnie jak poprzednio dla $v < 2,405$ nie istnieje żaden mod typu TM_{0p} .

Jak już wspomniano poprzednio oprócz modów typu TM_{0p} i TE_{0p} w światłowodzie mogą się rozchodzić tzw. mody hybrydowe, mające niezerowe składowe obydwu pól w kierunku rozchodzenia się fali. Natężenie pola elektrycznego E_z dane jest zależnościami (3.16), (3.19), natężenie zaś pola magnetycznego H_z – zależnościami (3.20), (3.21). Wykorzystując te równości, składową pola E_ϕ można policzyć ze wzoru (3.25). W rezultacie otrzymujemy [12]

$$E_\phi = \frac{1}{h_1^2} \left[-\frac{\gamma}{r} J_m(h_1 r) (-A_1 m \sin m \phi + B_1 m \cos m \phi) + \right. \\ \left. + j \omega \mu_0 h_1 J'_m(h_1 r) (F_1 \cos m \phi + G_1 \sin m \phi) \right] \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.45)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{h_2^2} \left[-\frac{\gamma}{r} K_m(h_2 r) (-A_2 m \sin m \phi + B_2 m \cos m \phi) + \right. \\ \left. + j \omega \mu_0 h_2 K'_m(h_2 r) (F_2 \cos m \phi + G_2 \sin m \phi) \right] \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.46)$$

Warunek ciągłości składowej pola E_ϕ na granicy rdzenia i płaszczu prowadzi do następującej zależności

$$\sin m \phi \left\{ \frac{1}{h_1^2} \left[\frac{m \gamma}{a} A_1 J_m(u) + j \omega \mu_0 h_1 G_1 J'_m(u) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{h_2^2} \left[m \frac{\gamma}{a} A_2 K_m(w) + j \omega \mu_0 h_2 G_2 K'_m(w) \right] \right\} + \\ + \cos m \phi \left\{ \frac{1}{h_1^2} \left[-\frac{m \gamma}{a} B_1 J_m(u) + j \omega \mu_0 h_1 F_1 J'_m(u) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{h_2^2} \left[-m \frac{\gamma}{a} B_2 K_m(w) + j \omega \mu_0 h_2 F_2 K'_m(w) \right] \right\} = 0 \quad (3.47)$$

Ponieważ warunki brzegowe powinny być spełnione dla każdej wartości kąta ϕ , więc wartości w nawiasach stojących za funkcjami trygonometrycznymi $\sin m \phi$ i $\cos m \phi$ muszą być równe zero. Jeżeli przyjmiemy, że B_1, B_2, F_1, F_2 są równe zero, wtedy możemy znaleźć nietrywialne rozwiązania omawianego równania z niezerowymi wartościami stałych A_1, A_2, G_1, G_2 . Podobnie jeżeli przyjmiemy, że A_1, A_2, G_1, G_2 są równe zero, wtedy możemy znaleźć nietrywialne rozwiązania równania (3.47) z niezerowymi wartościami stałych B_1, B_2, F_1, F_2 . Okazuje się, że pierwsze rozwiązania są ortogonalne do drugich. W pierwszym przypadku dla niezerowych wartości stałych A_1, A_2, G_1, G_2 równania (3.16), (3.19), (3.20), (3.21) redukują się do następujących zależności [12]

$$E_z = A_1 J_m(h_1 r) \cos m \phi \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.48)$$

$$E_z = A_2 K_m(h_2 r) \cos m \phi \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.49)$$

$$H_z = G_1 J_m(h_1 r) \sin m \phi \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.50)$$

$$H_z = G_2 K_m(h_2 r) \sin m \phi \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.51)$$

$$E_\phi = \frac{1}{h_1^2} \left[\frac{m \gamma}{r} A_1 J_m(h_1 r) + j \omega \mu_0 h_1 G_1 J'_m(h_1 r) \right] \sin m \phi \exp(-\gamma z) \\ r < a \quad (3.52)$$

Z kolei zależności (3.45), (3.46) redukują się do

$$E_\phi = -\frac{1}{h_2^2} \left[\frac{m \gamma}{r} A_2 K_m(h_2 r) + j \omega \mu_0 h_2 G_2 K'_m(h_2 r) \right] \sin m \phi \exp(-\gamma z) \\ r > a \quad (3.53)$$

Składową radialną pola E_r można obliczyć z zależności (3.24), co daje w rezultacie

$$E_r = -\frac{1}{h_1^2} \left[\gamma h_1 A_1 J'_m(h_1 r) + \frac{j\omega\mu_0 m}{r} G_1 J_m(h_1 r) \right] \cos m\phi \exp(-\gamma z), \quad r < a \quad (3.54)$$

$$E_r = \frac{1}{h_2^2} \left[\gamma h_2 A_2 K'_m(h_2 r) + \frac{j\omega\mu_0 m}{r} G_2 K_m(h_2 r) \right] \cos m\phi \exp(-\gamma z), \quad r > a \quad (3.55)$$

Warunki ciągłości pól E_z i H_z na granicy rdzenia i płaszcza prowadzą odpowiednio do zależności

$$A_2 = A_1 \frac{J_m(u)}{K_m(w)} \quad (3.56)$$

oraz

$$G_2 = G_1 \frac{J_m(u)}{K_m(w)} \quad (3.57)$$

Warunek ciągłości pola E_ϕ jest następujący [12]

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_1^2} \left[\frac{m\gamma}{a} A_1 J_m(u) + j\omega\mu_0 h_1 G_1 J_m(u) \right] = \\ = -\frac{1}{h_2^2} \left[\frac{m\gamma}{a} A_2 K_m(w) + j\omega\mu_0 h_2 G_2 K'_m(w) \right] \end{aligned} \quad (3.58)$$

Z kolei warunek ciągłości składowej normalnej indukcji elektrycznej ϵE , ma postać [12]

$$\begin{aligned} -\frac{\epsilon_1}{h_1^2} \left[\gamma h_1 A_1 J'_m(u) + \frac{j\omega\mu_0 m}{a} G_1 J_m(u) \right] = \\ = \frac{\epsilon_2}{h_2^2} \left[\gamma h_2 A_2 K'_m(w) + \frac{j\omega\mu_0 m}{a} G_2 K_m(w) \right] \end{aligned} \quad (3.59)$$

Zastępując w ostatnich dwóch równościach A_2 i G_2 ich wartościami wyrażonymi zależnościami (3.56), (3.57) oraz kładąc $\gamma = j\beta$, $u = h_1 a$, $w = h_2 a$ otrzymujemy po przegrupowaniu wyrazów [12]

$$\left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) m\beta A_1 + \left[\frac{1}{u} \frac{J'_m(u)}{J_m(u)} + \frac{1}{w} \frac{K'_m(w)}{K_m(w)} \right] \omega\mu_0 G_1 = 0 \quad (3.60)$$

$$\left[\frac{\epsilon_1}{u} \frac{J'_m(u)}{J_m(u)} + \frac{\epsilon_2}{w} \frac{K'_m(w)}{K_m(w)} \right] \beta A_1 + \left(\frac{\epsilon_1}{u^2} + \frac{\epsilon_2}{w^2} \right) \omega\mu_0 m G_1 = 0 \quad (3.61)$$

Wprowadźmy następujące oznaczenia

$$Y_m(u) = \frac{1}{u} \frac{J'_m(u)}{J_m(u)}, \quad X_m(w) = \frac{1}{w} \frac{K'_m(w)}{K_m(w)} \quad (3.62)$$

Aby istniały wartości A_1 i G_1 spełniające układ równań (3.60), (3.61) współczynniki stojące przed A_1 i G_1 w tych równaniach muszą być do siebie wprost proporcjonalne. Ten warunek prowadzi do równania charakterystycznego w postaci [12]

$$m^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{1}{u^2} + \frac{s}{w^2} \right) = [Y_m(u) + X_m(w)] [Y_m(u) + sX_m(w)] \quad (3.63)$$

gdzie

$$s = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (3.64)$$

Współczynnik proporcjonalności między stałymi A_1 i G_1 może być wyznaczony z któregoś z równań (3.61), (3.62); współczynniki proporcjonalności między pozostałymi zmiennymi wyznacza się na podstawie zależności (3.56), (3.57).

W dualnym przypadku modów ortogonalnych, kiedy stałe B_1 , B_2 , F_1 , F_2 są niezerowe, analogiczne postępowanie prowadzi do takiego samego równania charakterystycznego i zależności między stałymi.

Równanie charakterystyczne nie może być rozwiązane w sposób analityczny i podobnie jak dla modów TE i TM trzeba je rozwiązywać numerycznie z pomocą zależności wiążącej u i w z częstotliwością znormalizowaną v . Istnieją dwie rodziny rozwiązań tego równania określane mianem modów EH_{mp} i HE_{mp} . Wartości u i w dla danego modu są funkcją częstotliwości znormalizowanej v i parametru $s = \epsilon_2/\epsilon_1$. Podobnie jak poprzednio, dany mod może się rozchodzić w światłowodzie dopiero wtedy, gdy wartość znormalizowanej częstotliwości v przekroczy określoną, charakterystyczną dla każdego modu wielkość, zwaną częstotliwością odcięcia. Jej wartość zależy od rodzaju modu. Jedynym wyjątkiem jest tutaj mod HE_{11} , który nie ma częstotliwości odcięcia (formalnie rzecz biorąc jest ona równa zero). Oznacza to, że może on się rozchodzić w światłowodzie zawsze, niezależnie od wartości częstotliwości znormalizowanej v . Jest on nazywany modem podstawowym, gdyż jako jedyny może się rozchodzić dla $v < 2,405$.

Jak widać z przedstawionych rozważań, dokładne rozwiązania równań Maxwella nawet w najprostszym przypadku światłowodu o profilu skokowym są dosyć złożone. Jeżeli względna różnica współczynników załamania rdzenia i płaszcza jest mała, to można znaleźć rozwiązania przybliżone, które są znacznie prostsze od rozwiązań dokładnych [6].

Jeżeli pola odpowiednich modów o zbliżonych wartościach własnych nałożą się na siebie, to okazuje się, że wypadkowe pole będzie miało pomijalne składowe wzdłuż kierunku rozchodzenia się, będzie więc falą poprzeczną. Ponadto będzie liniowo spolaryzowane. Te liniowo spolaryzowane mody oznaczane są przez LP_{mp}

(z ang. *linearly polarized*) i są tworzone następująco [12]

$$\begin{aligned} LP_{0p} &= HE_{1p} \\ LP_{1p} &= HE_{2p} + E_{0p} + H_{0p} \\ LP_{mp} &= HE_{m+1,p} + EH_{m-1,p} \quad m \geq 2 \end{aligned} \quad (3.65)$$

Dla każdej wartości p istnieją dwa tryby LP_{0p} spolaryzowane prostopadłe do siebie, natomiast dla $m > 0$ istnieją cztery tryby typu LP_{mp} .

Można pokazać [31], że równanie charakterystyczne opisujące tryby LP dane jest zależnością

$$u \frac{J_{m-1}(u)}{J_m(u)} = -w \frac{K_{m-1}(w)}{K_m(w)} \quad (3.66)$$

Podobnie, jak w poprzednich przypadkach, rozwiązanie ogólne tego równania daje się znaleźć jedynie w sposób numeryczny. Jest jednak przypadek specjalny, kiedy równanie (3.66) można rozwiązać dokładnie sposobem analitycznym. Zachodzi on wtedy, kiedy częstotliwość fali jest równa częstotliwości odcięcia danego trybu. Wówczas $w \rightarrow 0$ i w płaszczyźnie dowolnie daleko od granicy rdzenia i płaszczyzny istnieje niezerowe pole elektromagnetyczne. Badając zachowanie ilorazu zmodyfikowanych funkcji Bessela $K_{m-1}(w)/K_m(w)$ można się przekonać, że pozostaje on skończony dla $w \rightarrow 0$. Zatem dla wielkości w dążącej do zera, prawa strona równania (3.66) również dąży do zera. Musimy więc szukać rozwiązania równania

$$\frac{u J_{m-1}(u)}{J_m(u)} = 0 \quad (3.67)$$

Pomijając rozwiązanie trywialne $u = 0$, musimy szukać zer funkcji Bessela $J_{m-1}(u)$. Należy przy tym pamiętać, że z własności funkcji Bessela wynika, że $J_{-1}(x) = -J_1(x)$. Ponieważ $w = 0$, otrzymane z (3.67) wartości u są równe poszukiwanym znormalizowanym częstotliwościom odcięcia v . Na podstawie wartości zer odpowiednich funkcji Bessela w tabeli 3.1 podano częstotliwości odcięcia kilku początkowych trybów.

Tabela 3.1

v	0	2,405	3,83	3,83	5,14	5,52	6,4	7,01	7,01	7,4
mod	LP_{01}	LP_{11}	LP_{02}	LP_{21}	LP_{31}	LP_{12}	LP_{41}	LP_{03}	LP_{22}	LP_{51}

Zauważmy, że dla częstotliwości znormalizowanych $v < 2,405$ w światłowodzie może się rozchodzić tylko jeden tryb (LP_{01}), nosi on nazwę trybu podstawowego. Światłowód, który zaprojektowano po to by rozchodził się w nim tylko jeden tryb nosi nazwę **światłowodu jednomodowego**. Ponieważ częstotliwość znormalizowana jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali promieniowania rozchodzącego się w konkretnym światłowodzie, to wartości $v = 2,405$ odpowiada określona długość

fali λ_c , zwana **długością fali odcięcia**. Jest to ważny parametr światłowodów jednomodowych. Dla fal dłuższych od λ_c , światłowód jest jednomodowy, dla fal krótszych – wielomodowy. Jak już wspomniano na początku paragrafu jednomodowość i wielomodowość światłowodu jest również jego cechą konstrukcyjną: światłowody wielomodowe mają znacznie większe średnice rdzenia aniżeli jednomodowe i charakteryzują się większą różnicą współczynników załamania rdzenia i płaszczyzny. W typowych warunkach w światłowodzie wielomodowym rozchodzi się kilkaset trybów.

Aby znaleźć rozkład pól trybów LP_{mp} w jawnej postaci zauważmy, że dla $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2 = \epsilon$ zachodzi

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} \quad (3.68)$$

Zależność ta wynika ze wzorów (3.11), (3.13), gdzie przyjęto $k = nk_0$ oraz z tego, że stała propagacji jest urojona. Dla wartości $s = \epsilon_2/\epsilon_1 = 1$ równanie charakterystyczne (3.63) przyjmuje postać

$$m \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) = \pm [Y_m(u) + X_m(w)] \quad (3.69)$$

W tym nowym równaniu charakterystycznym znak plus odpowiada trybom EH , a znak minus trybom HE . Wykorzystując równania (3.68), (3.69) we wzorze (3.60), otrzymujemy następującą zależność między stałymi G_1 a A_1 :

$$G_1 = \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} A_1, \quad (3.70)$$

przy czym odwrotnie niż jest to w równaniu (3.69), znak plus odpowiada trybom HE , znak minus zaś trybom EH . W rdzeniu światłowodu natężenia pól E_z i H_z mogą zostać wyznaczone z zależności (3.48), (3.50), (3.70)

$$E_z = A_1 J_m(h_1 r) \cos m\phi \quad (3.71)$$

$$H_z = \pm A_1 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} J_m(h_1 r) \sin m\phi \quad (3.72)$$

We wzorach tych, jak również w dalszej części w wyrażeniach określających natężenia pól pominięto zależność od zmiennej z , gdyż jest ona we wszystkich przypadkach jednakowa ($\exp(-\gamma z)$).

Postępując podobnie jak w przypadku wzoru (3.70) znajdujemy zależność między F_1 a B_1 dla trybu ortogonalnego

$$F_1 = \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} B_1 \quad (3.73)$$

W tym wzorze znak minus oznacza tryby HE , a znak plus – tryby EH . Z równań (3.16), (3.20), gdzie $A_1 = G_1 = 0$ i zależności (3.73) znajdujemy dla trybu

ortogonalnego składowe E_z i H_z natężeń pól

$$E_z = B_1 J_m(h_1 r) \sin m \phi \quad (3.74)$$

$$H_z = \pm B_1 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} J_m(h_1 r) \cos m \phi \quad (3.75)$$

Aby obliczyć składowe pól poprzeczne do kierunku rozchodzenia się fali zmienimy układ współrzędnych na układ kartezjański. Korzystając podobnie jak w przypadku zależności (3.24)–(3.27) z równań Maxwella zapisanych tym razem w układzie współrzędnych prostokątnych otrzymujemy [12]

$$E_x = -\frac{1}{h^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial x} + j \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (3.76)$$

$$E_y = \frac{1}{h^2} \left(-\gamma \frac{\partial E_z}{\partial y} + j \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.77)$$

$$H_x = \frac{1}{h^2} \left(j \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.78)$$

$$H_y = -\frac{1}{h^2} \left(j \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (3.79)$$

Ponieważ natężenia E_z i H_z wyrażone są we współrzędnych cylindrycznych, dla znalezienia pól w powyższych wzorach musimy dodatkowo posłużyć się zależnościami

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \cos \phi, \quad \frac{\partial r}{\partial y} = \sin \phi, \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{1}{r} \sin \phi, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{1}{r} \cos \phi$$

Zapisując równania (3.76)–(3.79) dla wszystkich możliwych kombinacji pól i wykorzystując następujące własności funkcji Bessela

$$u J'_m(u) = +m J_m(u) - u J_{m+1}(u) \quad (3.81)$$

$$u J'_m(u) = -m J_m(u) + u J_{m-1}(u)$$

otrzymujemy następujące równania określające pola elektromagnetyczne czterech modów LP_{mp} [12].

Mody o polaryzacji x

$$E_x = H_y Z_1 = E_m \frac{J_m(ur/a)}{J_m(u)} \cos m \phi \quad r < a$$

$$E_x = H_y Z_2 = E_m \frac{K_m(wr/a)}{K_m(w)} \cos m \phi \quad r > a \quad (3.82)$$

$$E_y = 0, \quad H_x = 0$$

$$E_x = H_y Z_1 = E_m \frac{J_m(ur/a)}{J_m(u)} \sin m \phi \quad r < a$$

$$E_x = H_y Z_2 = E_m \frac{K_m(wr/a)}{K_m(w)} \sin m \phi \quad r > a \quad (3.83)$$

$$E_y = 0, \quad H_x = 0$$

Mody o polaryzacji y

$$E_y = -H_x Z_1 = E_m \frac{J_m(ur/a)}{J_m(u)} \cos m \phi \quad r < a$$

$$E_y = -H_x Z_2 = E_m \frac{K_m(wr/a)}{K_m(w)} \cos m \phi \quad r > a \quad (3.84)$$

$$E_x = 0, \quad H_y = 0$$

$$E_y = -H_x Z_1 = E_m \frac{J_m(ur/a)}{J_m(u)} \sin m \phi \quad r < a$$

$$E_y = -H_x Z_2 = E_m \frac{K_m(wr/a)}{K_m(w)} \sin m \phi \quad r > a \quad (3.85)$$

$$E_x = 0, \quad H_y = 0$$

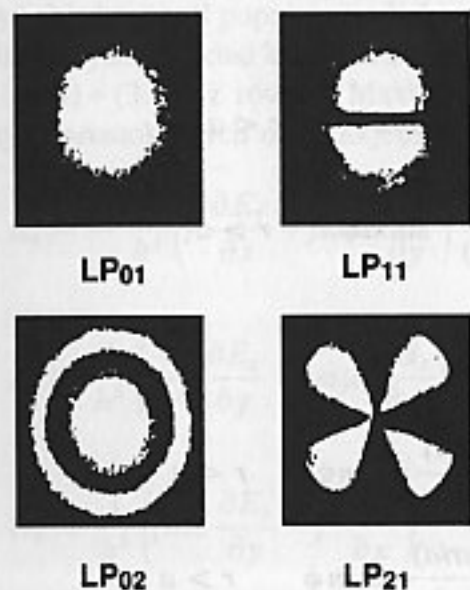
W podanych równaniach przez E_m oznaczyliśmy maksymalną wartość natężenia pola elektromagnetycznego na granicy rdzenia i płaszcza. Natężenia składowych prostopadłych pola elektrycznego i magnetycznego są związane ze sobą przez impedancje charakterystyczne materiałów rdzenia i płaszcza Z_1 i Z_2 określone przez

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}}, \quad Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} \quad (3.86)$$

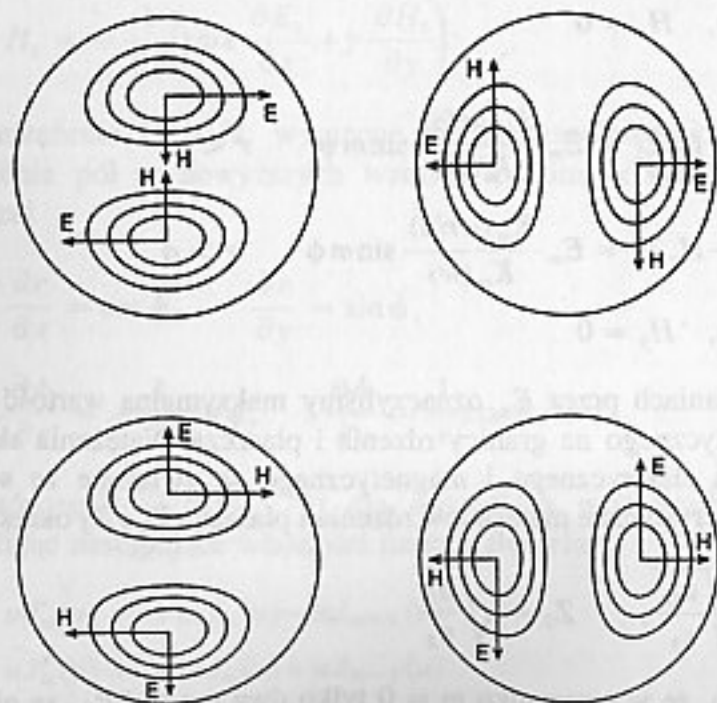
Zauważmy ponadto, że w przypadku $m = 0$ tylko dwa mody LP_{0p} są niezerowe. Składowe pól wzdłuż kierunku rozchodzenia się fali mogą być wyprowadzone bezpośrednio z równań Maxwella. Dane są one zależnościami [12]

$$E_z = \frac{j}{\omega \epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right), \quad (3.87)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)$$



Rys. 3.4. Rozkład mocy w rdzeniu dla 4 pierwszych modów LP. Na podstawie [28]



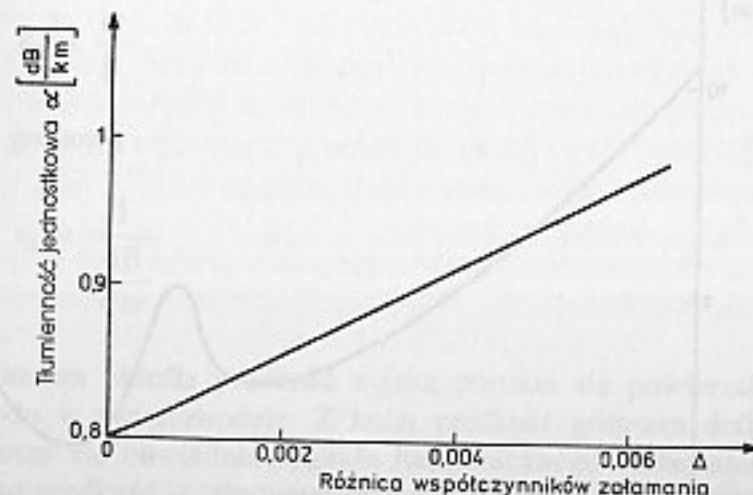
Rys. 3.5. Cztery ortogonalne mody LP₁₁ różniące się polaryzacjami i orientacją rozkładów pól. Na podstawie [12]

Dla małych różnic współczynników załamania rdzenia i płaszcza składowe wzdłużne pól są małe w porównaniu ze składowymi poprzecznymi. Składowe wzdłużne mają się do składowych poprzecznych jak *u*lak i *w*lak. Na rysunku 3.4 pokazano zdjęcia rozkładów mocy w rdzeniu dla 4 początkowych modów LP [28]. Należy przy tym pamiętać, że z wyjątkiem modów LP_{0p}, gdzie są dwa mody o tym samym oznaczeniu różniące się polaryzacją, dla pozostałych rodzajów pól istnieją 4 mody o jednakowym oznaczeniu różniące się polaryzacjami i orientacją rozkładów mocy. Pokazano to na rys. 3.5 na przykładzie modu LP₁₁.

3.2. TŁUMIENIE ŚWIATŁOWODU

W dotychczasowych rozważaniach przyjmowaliśmy, że tłumienie światłowodu jest równe zero. Upraszczając to wyprowadzenia i dawało wartości rozkładów pól zgodne z doświadczeniem. W rzeczywistości tłumienie światłowodu, choć bardzo małe, nie jest rzecz jasna zerowe. Jest ono bardzo ważnym parametrem, w zasadniczym stopniu określającym zasięg transmisji. Omówimy tutaj podstawowe mechanizmy powodujące tłumienie fal w światłowodzie.

Większość światłowodów jest wykonana ze szkła kwarcowego SiO₂. Ponieważ szkło jest przechłodzoną cieczą, jej struktura nie jest doskonale regularna, co prowadzi do fluktuacji gęstości materiału. Te fluktuacje mają wymiary charakterystyczne małe w porównaniu do używanych długości fali, więc światło ulega na nich tzw. rozpraszaniu Rayleigha [34]. Polega ono na tym, że na takich małych niejednorodnościach foton jest pochłaniany i natychmiast wypromieniowany w przypadkowym kierunku i bez straty energii. Własnością tego typu rozpraszania jest to, że moc rozproszona jest proporcjonalna do 1/λ⁴. Należy tutaj podkreślić, że domieszkowanie np. dla uzyskania wyższego współczynnika załamania rdzenia, zwiększa rozpraszanie Rayleigha. Jedną z przyczyn tego faktu jest to, że oprócz zmian gęstości obydwa składników mogą jeszcze wystąpić dodatkowo fluktuacje

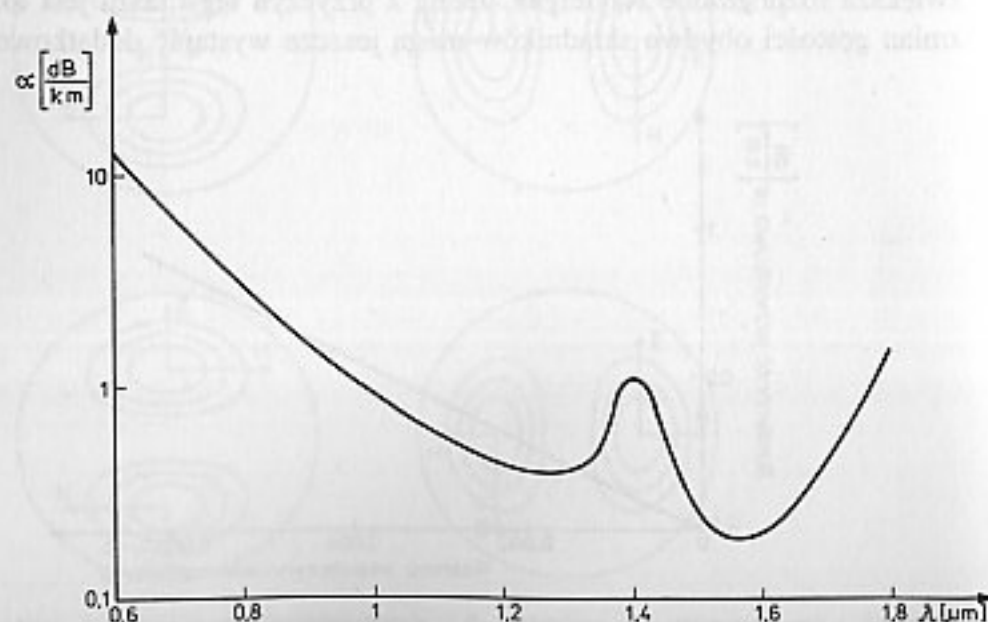


Rys. 3.6. Zmiany tłumienności jednostkowej wywołanej rozpraszaniem Rayleigha na długości fali 1 μm przy zmianach domieszkowania

koncentracji domieszek. Pokazano to na rys. 3.6 dla SiO_2 domieszkowanego GeO_2 . Ze względu na to, że na dłuższych falach rozpraszanie Rayleigha jest mniejsze, naturalne wydaje się poszukiwanie możliwości komunikacyjnych na dłuższych falach. Niestety, jak się za chwilę okaże, istnieją inne mechanizmy zwiększające z kolei tłumienie na dużych długościach fal.

Oprócz rozpraszania Rayleigha istnieje silna absorpcja zarówno w podczerwieni, jak i w nadfiolecie związana bezpośrednio z samymi właściwościami SiO_2 . Otóż atomy tlenu i krzemu w tym połączeniu mogą drgać względem siebie, przy czym długość fali odpowiadająca częstotliwości rezonansowej wynosi około $9 \mu\text{m}$. Wokół tej częstotliwości światło jest bardzo silnie pochłaniane, co oznacza, że nawet cienkie warstwy SiO_2 są na tej długości fali całkowicie nieprzejrzyste. Okazuje się, że szczątkowe pochłanianie ma miejsce nawet na długościach fal poniżej $2 \mu\text{m}$, jednak tłumienie tym wywołane szybko spada poniżej długości $1,6 \dots 1,7 \mu\text{m}$. Z kolei absorpcja w nadfiolecie (wokół 200 nm) jest związana z wybijaniem przez fotony elektronów do pasma przewodnictwa, przy czym energia fotonu musi być oczywiście większa od szerokości przerwy energetycznej materiału. Doświadczenia wykazują jednak, że w zakresie długości fal $0,8 \dots 1,6 \mu\text{m}$ ten efekt może być pominięty.

Na rozpraszanie Rayleigha i absorpcję podczerwoną nakładają się jeszcze zjawiska związane z absorpcją wywołaną przez zanieczyszczenia materiału światłowodu. Głównym źródłem zanieczyszczeń jest woda, a ściślej rzecz biorąc jon OH^- . Druga i trzecia harmoniczna drgań tego jonu odpowiadają długościom fal $1,38 \mu\text{m}$ i $0,95 \mu\text{m}$, stąd znaczący wzrost tłumienia na tych długościach fal. Dodatkowe pasmo absorpcyjne na długości fali $1,23 \mu\text{m}$ wynika z nakładania się drgań jonów OH^- i drgań wiązań $\text{Si}-\text{O}$. Innym źródłem absorpcji mogą być jony metali (np.



Rys. 3.7. Przykładowa zależność tłumienności jednostkowej światłowodu od długości fali

Cu^{2+} , Cr^{3+} , Fe^{2+}) i wodór H_2 (np. na $1,24 \mu\text{m}$). Tłumienie wywołane obecnością domieszek rośnie oczywiście wraz ze wzrostem ich koncentracji.

Innym jeszcze źródłem tłumienia są nieregularności samego światłowodu takie jak: mikrozgnięcia, wahania średnicy rdzenia, jego eliptyczność, zgnięcia poniżej dopuszczalnego promienia itp. Przy współczesnym rozwoju technologii te przyczyny mają jednak mniejsze znaczenie.

Na rysunku 3.7, pokazano typowy przebieg tłumienności jednostkowej światłowodu w zależności od długości fali. Można tam wyróżnić dwa minima tłumienia położone wokół fal o długościach $1,31 \mu\text{m}$ i $1,55 \mu\text{m}$. Noszą one nazwy odpowiednio **drugiego i trzeciego okna transmisyjnego**. W początkowym etapie rozwoju techniki światłowodowej transmisja była prowadzona wyłącznie wokół długości fali $0,85 \mu\text{m}$ ze względu m.in. na dostępność źródeł i detektorów światła (**pierwsze okno transmisyjne**). Transmisja sygnałów w światłowodach odbywa się właśnie we wspomnianych oknach. Typowe wartości tłumienia światłowodu w oknach transmisyjnych wynoszą odpowiednio 3 dB/km (dla $0,85 \mu\text{m}$), $0,4 \text{ dB/km}$ (dla $1,31 \mu\text{m}$) i $0,2 \text{ dB/km}$ (dla $1,55 \mu\text{m}$).

3.3. DYSPERSJA CHROMATYCZNA

Kolejnym ważnym zjawiskiem określającym propagację fal w światłowodzie jest dyspersja, czyli zależność parametrów ośrodka od częstotliwości. Powoduje ona rozmycie czasowe krótkich impulsów, a w konsekwencji ogranicza maksymalną szybkość transmisji. Dla każdego modu stała propagacji γ jest pewną funkcją częstotliwości, nieco różną dla różnych modów. Zajmijmy się dokładniej częścią urojoną stałej propagacji, a mianowicie stałą fazową β . Odgrywa ona bardzo istotną rolę w określeniu własności transmisyjnych światłowodu. Każdy mod o danej częstotliwości charakteryzuje się ściśle określoną wartością β . Zdefiniujmy teraz dwie wielkości, a mianowicie prędkość fazową

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} \quad (3.88)$$

i prędkość grupową

$$v_g = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}} \quad (3.89)$$

Prędkość fazowa określa prędkość z jaką porusza się powierzchnia stałej fazy danego modu w światłowodzie. Z kolei prędkość grupowa definiuje prędkość, z jaką porusza się obwódka sygnału harmonicznego w światłowodzie. Innymi słowy jest to prędkość, z jaką przekazywana jest w światłowodzie energia.

Często zamiast prędkości grupowej używany jest inny parametr, a mianowicie tzw. opóźnienie grupowe definiowane jako

$$\tau_g = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} \quad (3.90)$$

Wyraża ono opóźnienie, jakiego doznaje obwiednia fali na odcinku światłowodu o jednostkowej długości. Opóźnienie obwiedni fali t_g po propagacji tej fali na dystansie równym z jest oczywiście równe $t_g = \tau_g z$.

Aby obliczyć prędkość grupową, czy opóźnienie grupowe należy najpierw wyznaczyć stałą fazową β dla danego modu. Można to zrobić za pomocą zależności (3.11), (3.13) posługując się definicjami wielkości u i w (3.31) i pamiętając, że $\gamma = j\beta$. Otrzymujemy wtedy następujące zależności

$$\beta = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \frac{u^2}{a^2}} \quad (3.91a)$$

$$\beta = \sqrt{k_0^2 n_2^2 + \frac{w^2}{a^2}} \quad (3.91b)$$

Wprowadzając parametr

$$B = 1 - \frac{u^2}{v^2} \quad (3.92)$$

określany czasem mianem względnej stałej fazowej, możemy zależności (3.91) przepisać jako

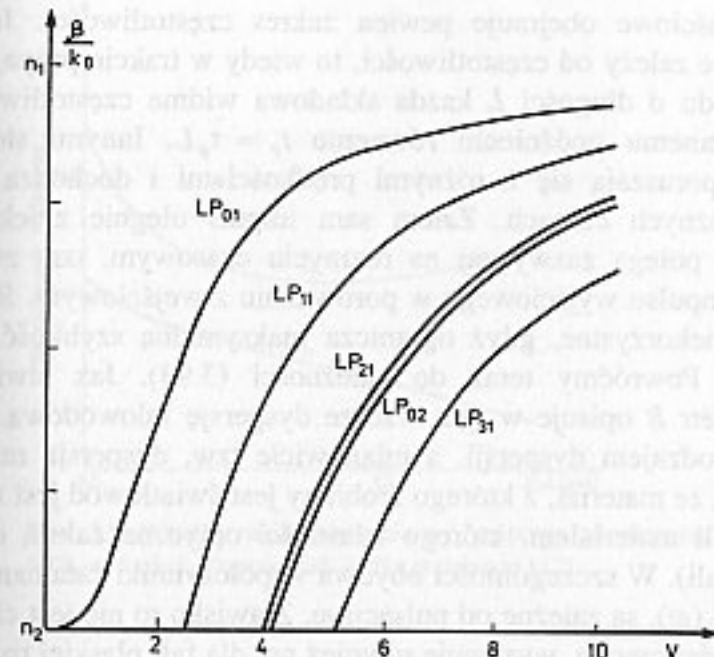
$$\beta = k_0 \sqrt{B n_1^2 + (1-B) n_2^2} \quad (3.93)$$

Można pokazać [30], że parametr B ($1 > B > 0$) określa, jaka część pola danego modu zawiera się w rdzeniu.

Aby wprowadzić pojęcie **dyspersji falowodowej** pominiemy na razie zależność współczynników załamania n_1 i n_2 od pulsacji ω i zastanówmy się jakie są graniczne wartości stałej fazowej β w zależności od częstotliwości znormalizowanej v . Dla wielkości v równej częstotliwości odcięcia $u = v$, zaś $w = 0$, stąd z zależności (3.91b) wynika, że $\beta = k_0 n_2$. Z kolei dla dużych wartości $v \rightarrow \infty$, wielkość u jest zawsze ograniczona dla danego modu, stąd z (3.91a) wynika, że $\beta = k_0 n_1$. Reasumując mamy

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} \beta = k_0 n_2, \quad \lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta = k_0 n_1 \quad (3.94)$$

gdzie ω_0 jest pulsacją odcięcia danego modu. Na rysunku 3.8 przedstawiono zależność stałej fazowej β (znormalizowanej do wartości $k_0 = 2\pi/\lambda_0$) od częstotliwości znormalizowanej v dla kilku modów *LP* najniższego rzędu [29]. Przebieg



Rys. 3.8. Przebieg znormalizowanej stałej fazowej β/k_0 w funkcji częstotliwości znormalizowanej v dla kilku modów *LP* najniższego rzędu. Na podstawie [29]

parametru B jest bardzo podobny, gdyż jest on związany z β następującą zależnością wynikającą z (3.93)

$$B = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)} \quad (3.95)$$

Taki właśnie przebieg stałej fazowej β (i parametru B) ma istotną interpretację fizyczną. Otóż, dla częstotliwości v niewiele przekraczających częstotliwość odcięcia danego modu, pole elektromagnetyczne tego modu jest szeroko rozpostarte głównie w płaszczu. Stąd efektywny współczynnik załamania β/k_0 , jaki oddziałuje z danym modem jest zbliżony do współczynnika załamania płaszczu n_2 . W miarę wzrostu v , pole danego modu częściowo zawarte jest w rdzeniu, a częściowo w płaszczu. Stąd efektywny współczynnik załamania zawiera się pomiędzy n_2 a n_1 . Dla dużych wartości v , pole danego modu zawarte jest prawie całkowicie w rdzeniu i stąd efektywny współczynnik załamania zbliża się do wartości n_1 charakterystycznej dla rdzenia.

Możemy zatem zdefiniować **dyspersję falowodową**, jako zależność od częstotliwości efektywnego współczynnika załamania oddziałującego z danym modem, spowodowaną zmianami podziału mocy tego modu między rdzeń i płaszcz.

Dla określenia właściwości transmisyjnych światłowodu dużo bardziej istotna od samej zależności $\beta(\omega)$ jest zależność opóźnienia grupowego τ_g od pulsacji ω lub – co jest równoważne – od długości fali λ . Wyobraźmy sobie bowiem impuls świetlny o określonym kształcie wprowadzony do światłowodu. Oczywiście jego

widmo częstotliwościowe obejmuje pewien zakres częstotliwości. Jeżeli teraz opóźnienie grupowe zależy od częstotliwości, to wtedy w trakcie propagacji przez odcinek światłowodu o długości L każda składowa widma częstotliwościowego impulsu ulegnie innemu opóźnieniu równemu $t_g = \tau_g L$. Innymi słowy różne składowe widma poruszają się z różnymi prędkościami i dochodzą do końca światłowodu w różnych czasach. Zatem sam impuls ulegnie zniekształceniu. Zniekształcenie to polega zazwyczaj na rozmyciu czasowym, tzn. zwiększeniu długości trwania impulsu wyjściowego w porównaniu z wejściowym. Rzecz jasna zjawisko to jest niekorzystne, gdyż ogranicza maksymalną szybkość transmisji w światłowodzie. Powróćmy teraz do zależności (3.93). Jak stwierdziliśmy poprzednio, parametr B opisuje w tym wzorze dyspersję falowodową. Zajmijmy się teraz drugim rodzajem dyspersji, a mianowicie tzw. dyspersją materiałową. Polega ona na tym, że materiał, z którego zrobiony jest światłowod jest materiałem dyspersyjnym, czyli materiałem, którego własności optyczne zależą od częstotliwości (długości fali). W szczególności obydwa współczynniki załamania: rdzenia $n_1(\omega)$ i płaszczu $n_2(\omega)$, są zależne od pulsacji ω . Zjawisko to nie jest charakterystyczne tylko dla światłowodu, występuje również np. dla fali płaskiej rozchodzącej się w nieograniczonym ośrodku zbudowanym z tych materiałów. Dla harmonicznej fali płaskiej o pulsacji ω rozchodzącej się w nieograniczonym ośrodku o współczynniku załamania n można również określić prędkość fazową

$$v_f = \frac{c}{n} \quad (3.96)$$

oraz prędkość grupową

$$v_g = \frac{c}{N} \quad (3.97)$$

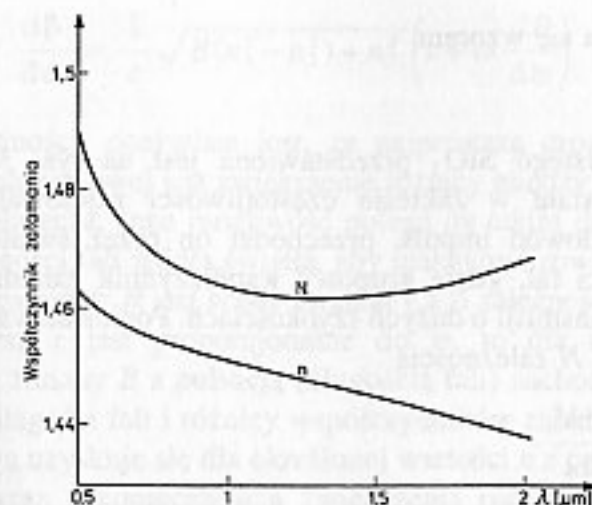
gdzie: c – prędkość światła w próżni, N – grupowy współczynnik załamania, definiowany następująco

$$N = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (3.98)$$

Zauważmy podobieństwo wzorów (3.96) i (3.97); współczynnik załamania n wyznacza opóźnienie fazy fali płaskiej i podobnie grupowy współczynnik załamania N określa opóźnienie grupowe fali płaskiej. Na rysunku 3.9 pokazano zależność współczynników załamania n i N dla czystego SiO_2 [12].

Możemy zatem zdefiniować **dyspersję materiałową** jako zależność od częstotliwości (długości fali) grupowych współczynników załamania materiałów z jakich wykonano światłowód.

W literaturze często używane jest pojęcie tzw. **dyspersji chromatycznej**, czyli dyspersji związanej z niezerową szerokością widmową źródła światła, która obejmuje zarówno zjawiska związane z dyspersją falowodową, jak i materiałową. W praktyce dla opisu zjawisk związanych z dyspersją chromatyczną używa się

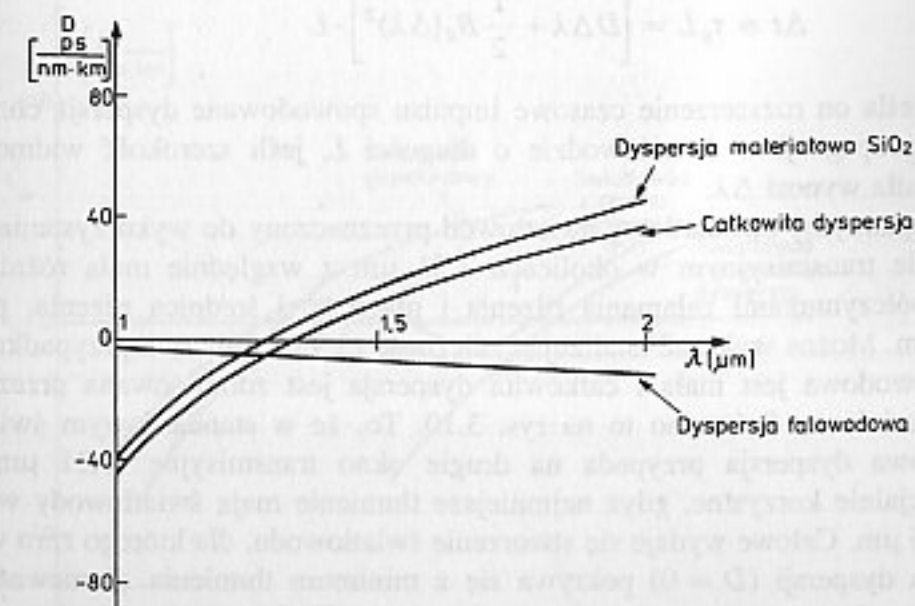


Rys. 3.9. Współczynnik załamania n i grupowy współczynnik załamania N czystego SiO_2 w funkcji długości fali λ . Na podstawie [12]

wielkości

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda} \left[\frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \right] \quad (3.99)$$

zwanej współczynnikiem dyspersji. Współczynnik dyspersji wyznacza rozszerzenie czasowe impulsu (w pikosekundach) po przejściu 1 km odcinka światłowodu, jeśli szerokość linii widmowej źródła światła wynosi 1 nm. Rzecz jasna przy innych długościach światłowodu L i innych szerokościach linii widmowych $\Delta\lambda$ rozszerzenie



Rys. 3.10. Typowe wartości współczynnika dyspersji dla standardowego światłowodu. Na podstawie [6] i [12]

czasowe impulsu Δt wyraża się wzorem

$$\Delta t = D \cdot \Delta \lambda \cdot L \quad (3.100)$$

Dyspersja materiałowa czystego SiO_2 przedstawiona jest na rys. 3.10. Jeżeli opóźnienie grupowe jest stałe w zakresie częstotliwości zajmowanym przez transmitowany przez światłowód impuls, przechodzi on przez światłowód bez zniekształceń. Stąd długości fal, gdzie grupowy współczynnik załamania N ma minimum są najlepsze do transmisji o dużych szybkościach. Ponieważ współczynnik dyspersji D jest związany z N zależnością

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda} = c \frac{dN}{d\lambda} \quad (3.101)$$

to optymalne ze względu na minimalizację zniekształceń warunki transmisji występują dla $D = 0$. Gdyby uwzględnić tylko dyspersję materiałową, to z rys. 3.10 wynika, że miałyby to miejsce dla długości fali równej około $1,27 \mu\text{m}$. Okazuje się, że dyspersja falowodowa przesuwa tę wartość w stronę dłuższych fal. Dla wartości $D \approx 0$ istotną rolę zaczyna odgrywać tzw. nachylenie dyspersji B_d zdefiniowane następująco

$$B_d = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{d^2\tau_g}{d\lambda^2} \left[\frac{\text{ps}}{\text{nm}^2 \cdot \text{km}} \right] \quad (3.102)$$

Jeżeli rozłożymy zależność opóźnienia grupowego $\tau_g(\lambda)$ według wzoru Taylora wokół pewnej długości fali λ_0 i wykorzystamy zależności (3.99), (3.100) i (3.102), to otrzymamy wzór

$$\Delta t = \tau_g L = \left[D \Delta \lambda + \frac{1}{2} B_d (\Delta \lambda)^2 \right] \cdot L \quad (3.103)$$

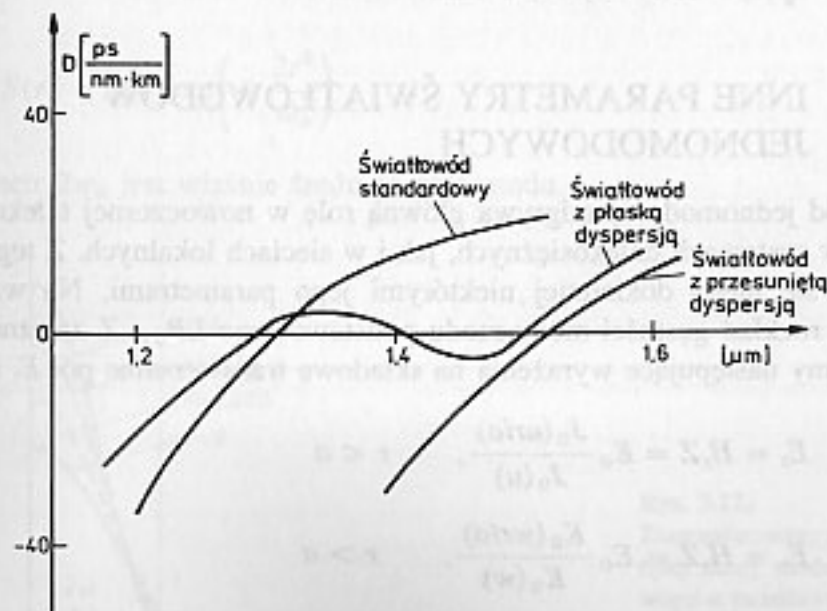
Określa on rozszerzenie czasowe impulsu spowodowane dyspersją chromatyczną po propagacji w światłowodzie o długości L , jeśli szerokość widmowa źródła światła wynosi $\Delta \lambda$.

Rozpatrzmy standardowy światłowód przeznaczony do wykorzystania w drugim oknie transmisyjnym w okolicach $1,31 \mu\text{m}$ z względnie małą różnicą między współczynnikami załamania rdzenia i płaszczu, i średnicą rdzenia, powiedzmy $8 \mu\text{m}$. Można wykazać analizując zależność (3.93), że w tym przypadku dyspersja falowodowa jest mała i całkowita dyspersja jest zdominowana przez dyspersję materiałową. Pokazano to na rys. 3.10. To, że w standardowym światłowodzie zerowa dyspersja przypada na drugie okno transmisyjne ($1,31 \mu\text{m}$) nie jest specjalnie korzystne, gdyż najmniejsze tłumienie mają światłowody w okolicach $1,55 \mu\text{m}$. Celowe wydaje się stworzenie światłowodu, dla którego zero współczynnika dyspersji ($D = 0$) pokrywa się z minimum tłumienia. Ponieważ dyspersja falowodowa przesuwa zero dyspersji w stronę fal dłuższych oczywistym wyjściem jest zwiększenie jej wpływu. Jeśli rozważymy zależność (3.93) z uwzględnieniem jedynie dyspersji falowodowej to z definicji opóźnienia grupowego (3.90) mamy

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \sqrt{B(n_1^2 - n_2^2) + n_2^2} \left(1 + \omega \frac{dB}{d\omega} \right) \quad (3.104)$$

Z tej zależności, oczywiste jest, że najprostszą drogą do zwiększenia wpływu dyspersji falowodowej jest zwiększenie różnicy między współczynnikami załamania rdzenia i płaszczu. Inna możliwość polega na takim doborze parametrów światłowodu i długości fali źródła światła, aby maksymalizować wielkość $dB/d\omega$ ($dB/d\lambda$). Ponieważ parametr B jest ściśle związany z β zależnością (3.95) z rys. 3.8 wynika, że ponieważ v jest proporcjonalne do ω , to dla modu podstawowego LP_{01} najszybsze zmiany B z pulsacją (długością fali) zachodzą dla $v = 1,2 \dots 2$. Zatem dla danej długości fali i różnicy współczynników załamania maksymalną dyspersję falowodową uzyskuje się dla określonej wartości v z podanego zakresu. Ten ostatni warunek wraz z koniecznością zwiększenia różnicy współczynników załamania rdzenia i płaszczu prowadzi do ograniczenia średnicy rdzenia, który jest znacznie mniejszy w światłowodach z przesuniętą dyspersją (ang. *dispersion shifted fibers*) niż w światłowodzie standardowym (np. $5 \mu\text{m}$ wobec $8 \mu\text{m}$ w standardowym) [37]. Mniejsze średnice rdzenia dają większe rozpraszanie Rayleigha, co w połączeniu z możliwymi naprężeniami mechanicznymi spowodowanymi większą różnicą współczynników załamania rdzenia i płaszczu, prowadzi do nieco większego tłumienia światłowodów z przesuniętą dyspersją.

Wreszcie przez dobór odpowiednich materiałów i odpowiedniego profilu współczynnika załamania można zrealizować światłowód mający minima opóźnienia grupowego (zerową dyspersję) zarówno dla długości fali $1,31 \mu\text{m}$ jak i $1,55 \mu\text{m}$. Taki światłowód nosi nazwę światłowodu z płaską charakterystyką dyspersji (ang. *dispersion flattened fiber*). Przykładowe zależności współczynnika dyspersji



Rys. 3.11. Przykładowa zależność współczynnika dyspersji od długości fali dla trzech typów światłowodów

chromatycznej D od długości fali dla wymienionych trzech typów światłowodów jednomodowych pokazano na rys. 3.11. Dla światłowodów standardowych w oknie transmisyjnym $\lambda = 1310$ nm opóźnienie grupowe może być przybliżone zależnością (Sellmeiera) [32]

$$\tau_g(\lambda) = \tau_g(\lambda_0) + \frac{B_d}{8} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^2}{\lambda} \right)^2 \quad (3.105)$$

gdzie: λ_0 – długość fali zerowej dyspersji, B_d – nachylenie dyspersji przy tej długości fali. Z wzoru (3.105) można obliczyć współczynnik dyspersji D

$$D(\lambda) = \frac{B_d}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^2}{\lambda} \right) \quad (3.106)$$

przy czym wartość B_d nie przekracza $0,095 \text{ ps/nm}^2 \cdot \text{km}$, a λ_0 zawiera się w granicach $1300 \text{ nm} \dots 1322 \text{ nm}$. Dla światłowodów z przesuniętą dyspersją odpowiednie wzory są następujące [33]

$$\tau_g(\lambda) = \tau_g(\lambda_0) + \frac{B_d}{2} (\lambda - \lambda_0)^2, \quad (3.107)$$

$$D(\lambda) = B_d(\lambda - \lambda_0)$$

Typowe wartości B_d zawierają się w granicach $0,055$ do $0,085 \text{ ps/nm}^2 \cdot \text{km}$, a nominalna długość fali λ_0 wynosi 1550 nm . Dla światłowodów z płaską charakterystyką dyspersji występują dwie lub więcej wartości λ_0 , kiedy dyspersja jest zerowa. Opóźnienie grupowe można wtedy przybliżyć zależnością

$$\tau_g(\lambda) = A\lambda^4 + B\lambda^2 + C + D\lambda^{-2} + E\lambda^{-4} \quad (3.108)$$

3.4. INNE PARAMETRY ŚWIATŁOWODÓW JEDNOMODOWYCH

Światłowod jednomodowy odgrywa główną rolę w nowoczesnej telekomunikacji zarówno w systemach dalekosiężnych, jak i w sieciach lokalnych. Z tego względu zajmiemy się nieco dokładniej niektórymi jego parametrami. Na wstępie wyznaczmy rozkład gęstości mocy modu podstawowego LP_{01} . Z zależności (3.82) otrzymujemy następujące wyrażenia na składowe transwersalne pól E_r i H_r ,

$$E_r = H_r Z = E_0 \frac{J_0(ur/a)}{J_0(u)}, \quad r < a$$

$$E_r = H_r Z = E_0 \frac{K_0(wr/a)}{K_0(w)}, \quad r > a \quad (3.109)$$

$$Z \approx Z_1 \approx Z_2$$

Warto tutaj zauważyć, że rozkład natężenia pól modu podstawowego (3.109) jest

zbliżony do fali TEM , gdzie składowe pól wzdłuż kierunku rozchodzenia się są pomijalne, pola zaś E i H są do siebie prostopadłe i związane ze sobą przez impedancję ośrodka.

Powierzchniowa gęstość strumienia mocy płynącego w kierunku osi z wyraża się wzorem

$$S = \frac{1}{2} E_r H_r \quad (3.110)$$

Stąd i z równania (3.109) można wyznaczyć gęstości powierzchniowe mocy w rdzeniu i płaszczu

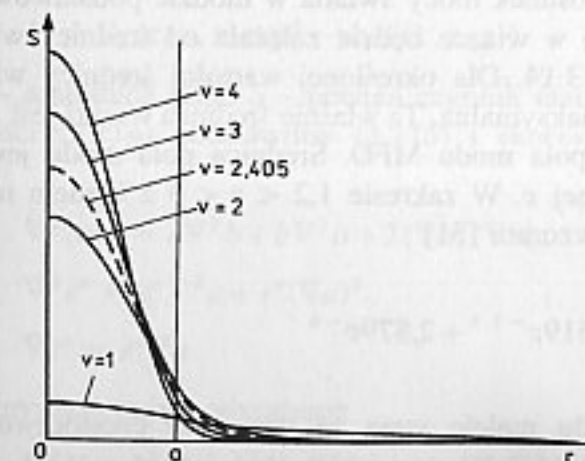
$$S_1 = \frac{1}{2Z} \left[E_0 \frac{J_0(ur/a)}{J_0(u)} \right]^2, \quad r < a$$

$$S_2 = \frac{1}{2Z} \left[E_0 \frac{K_0(wr/a)}{K_0(w)} \right]^2, \quad r > a \quad (3.111)$$

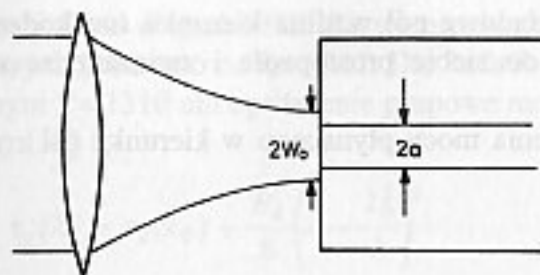
Rozkład znormalizowanej gęstości mocy modu podstawowego pokazano na rys. 3.12. Wzory (3.111) są dosyć złożone i w praktyce własności rozkładów pola wyraża się zwykle przez jeden parametr. Tym parametrem jest tzw. **średnica pola modu MFD** (ang. *mode field diameter*) określająca przybliżone wymiary pola modu podstawowego. Średnica pola modowego służy między innymi do określania efektywności sprzężenia między światłowodami, sprzężenia diody laserowej ze światłowodem, czy strat na mikrozgięciach. Aby wyjaśnić pojęcie średnicy pola modu wyrazimy gęstość powierzchniową mocy modu podstawowego za pomocą rozkładu Gaussa

$$S(r) = S(0) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.112)$$

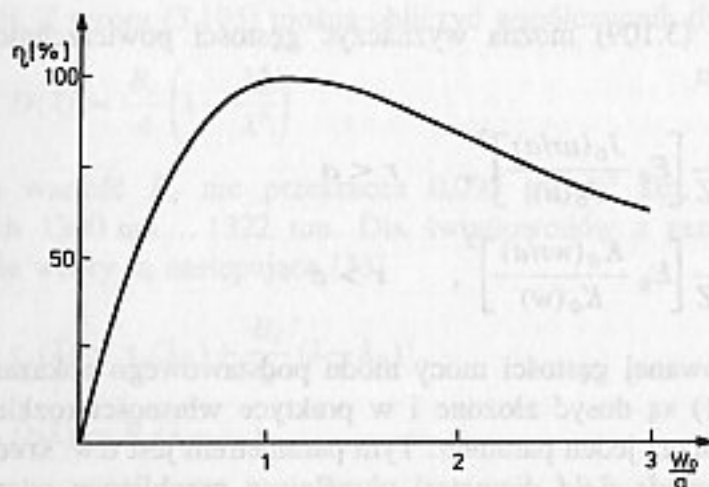
gdzie parametr $2w_0$ jest właśnie średnicą pola modu.



Rys. 3.12. Znormalizowany rozkład gęstości mocy modu podstawowego w światłowodzie o profilu skokowym w funkcji częstotliwości v . Na podstawie [12]



Rys. 3.13.
Wiązka gaussowska wprowadzana do światłowodu skokowego



Rys. 3.14. Efektywność sprzężenia wiązki gaussowskiej i modu podstawowego dla światłowodu skokowego dla $v = 2,405$. Na podstawie [12]

Funkcja Gaussa opisuje dokładnie rozkład mocy modu podstawowego dla parabolicznego rozkładu współczynnika załamania w światłowodzie. W przypadku światłowodu o profilu skokowym jest ona przybliżeniem dokładnego rozkładu danego wzorem (3.111), przy czym kryterium aproksymacji jest następujące. Załóżmy, że wprowadzamy gaussowski strumień świetlny do światłowodu tak, że najwięcej jego część pokrywa się z powierzchnią czołową światłowodu, a rozkład mocy jest wyrażony wzorem (3.112). Pokazano to na rys. 3.13. Efektywność sprzężenia rozumiana jako stosunek mocy światła w modzie podstawowym LP_{01} do całkowitej mocy zawartej w wiązce będzie zależała od średnicy wiązki $2w_0$ w sposób pokazany na rys. 3.14. Dla określonej wartości średnicy wiązki $2w_0$ efektywność sprzężenia jest maksymalna. Ta właśnie średnica wiązki jest z definicji przyjmowana jako średnica pola modu MFD. Średnica pola modu jest funkcją częstotliwości znormalizowanej v . W zakresie $1,2 < v < 3$ z błędem mniejszym od 1% można ją przybliżyć wzorem [31]

$$\frac{2w_0}{2a} = 0,65 + 1,619v^{-1,5} + 2,879v^{-6} \quad (3.113)$$

A zatem średnica pola modu maleje wraz ze wzrostem częstotliwości znormalizowanej v .

3.5. ANALIZA ŚWIATŁOWODÓW WIELOMODOWYCH ZA POMOCĄ OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

Metoda rozwiązywania równań Maxwella zastosowana w paragrafie 3.1 do analizy rozchodzenia się światła w światłowodzie, choć ścisła, prowadzi do bardzo złożonych wyników na rozkłady pól, jeśli w światłowodzie rozchodzi się wiele modów. Liczba modów rozchodząca się w światłowodzie wielomodowym zależy od wartości znormalizowanej częstotliwości v i można ją określić jako $N_m = dv^2$, gdzie współczynnik proporcjonalności $d = 0,25 \dots 0,5$ jest zależny od profilu współczynnika załamania światłowodu. W typowych światłowodach wielomodowych rozchodzi się bowiem kilkaset modów i opis pola za pomocą sumy kilkuset składników o rozkładach danych wzorami z paragrafu 3.1 jest niepraktyczny. Z tego względu do problemu rozchodzenia się światła w światłowodzie wielomodowym zostanie zastosowane przybliżenie optyki geometrycznej, a rozchodzenie się światła będzie modelowane za pomocą promieni świetlnych. Podejście takie jest uprawnione, jeśli tylko wszelkie niejednorodności współczynnika załamania mają wymiary znacznie większe od długości fali. Jest to prawdziwe w przypadku światłowodu wielomodowego, gdzie średnica rdzenia (typowo $50 \mu m$ lub $62,5 \mu m$) jest kilkadziesiąt razy większa od λ .

Zaznaczmy od razu na wstępie, że przybliżenie optyki geometrycznej nie pozwala prawidłowo wyjaśnić wszystkich zjawisk zachodzących przy propagacji światła w światłowodzie wielomodowym, a zostało tutaj zastosowane ze względu na swą poglądowość i stosowanie znanych pojęć, takich jak np. promień świetlny. Lepszą (ale mniej poglądową) metodą jest tzw. metoda WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin). Na wstępie wyprowadzimy istotne dla dalszych rozważań tzw. równanie eikonału. Punktem wyjścia naszych rozważań będzie równanie falowe (3.1), które jest równaniem wektorowym. Każda składowa U wektora E spełnia następujące równanie skalarnie

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad (3.114)$$

którego rozwiązanie będziemy szukać w postaci

$$U = V_0(x, y, z) \exp[-jk_0 S(x, y, z)] \quad (3.115)$$

Tutaj V_0 – amplituda pola, S – pewien czynnik fazowy zwany eikonalem. Jeżeli do równości (3.114) podstawimy (3.115) i skorzystamy z następującej grupy tożsamości

$$\begin{aligned} \nabla^2(ab) &= a\nabla^2 b + b\nabla^2 a + 2(\nabla a)(\nabla b), \\ \nabla^2 e^a &= e^a \nabla^2 a + e^a (\nabla a)^2, \\ \nabla e^a &= e^a \nabla a \end{aligned} \quad (3.116)$$

to uzyskamy następujące wyrażenie

$$\nabla^2 V_0 + k^2 V_0 - k_0^2 V_0 (\nabla S)^2 - jk_0 [V_0 \nabla^2 S + 2(\nabla V_0)(\nabla S)] = 0 \quad (3.117)$$

Jeśli względne zmiany amplitudy V_0 i współczynnika załamania n są małe na odległościach równych długości fali, to po podzieleniu równania (3.117) przez $k_0^2 V_0$, przejściu do granicy $\lambda \rightarrow 0$ ($k_0 \rightarrow \infty$) i uwzględnieniu, że $k/k_0 = n$, otrzymujemy

$$(\nabla S)(\nabla S) = (\nabla S)^2 = n^2 \quad (3.118)$$

Jest to tak zwane równanie eikonu, będące podstawowym równaniem optyki geometrycznej określającym kierunek promieni. Z definicji promienie świetlne przecinają front falowy prostopadle, więc kierunek promienia musi się pokrywać z kierunkiem wektora

$$\nabla S = n \mathbf{i}_r \quad (3.119)$$

gdzie: \mathbf{i}_r – wektor prostopadły do płaszczyzny stałej fazy w danym punkcie. W przypadku symetrycznego światłowodu współczynnik załamania nie zależy od z i ϕ , a jest jedynie funkcją r . Jeżeli uwzględnimy to, że gradient wyraża się we współrzędnych cylindrycznych następująco

$$\nabla S = \mathbf{i}_r \frac{\partial S}{\partial r} + \mathbf{i}_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial \phi} + \mathbf{i}_z \frac{\partial S}{\partial z} \quad (3.120)$$

to wtedy rozwiązanie równania (3.118) w tych współrzędnych ma postać [12]

$$S(r, \phi, z) = \int p(r) dr + h a \phi + g z, \quad (3.121)$$

gdzie $p(r) = \pm \sqrt{n^2(r) - g^2 - h^2 (a/r)^2}$

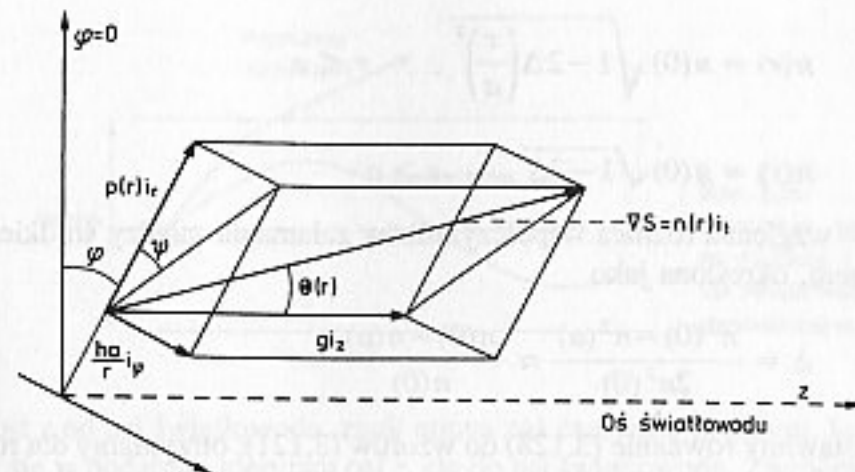
Symbole g i h oznaczają pewne bezwymiarowe stałe. Wyznaczają one łącznie z profilem współczynnika załamania $n(r)$ fale opisane przez (3.121), jak również promienie optyczne. Zbiór promieni odpowiadających określonej rozwiązaniu $S(r)$ jest nazywany kongruencją. Promień świetlny należący do pewnej kongruencji i przechodzący przez dany punkt P ma kierunek wyznaczony przez gradient ∇S . Składowe wektora S można wyznaczyć z zależności (3.120), (3.121) i mają one postać

$$\nabla S = \mathbf{i}_r p(r) + \mathbf{i}_\phi h \frac{a}{r} + \mathbf{i}_z g \quad (3.122)$$

Są one pokazane na rys. 3.15 dla $p(r) > 0$. Kąt między promieniem świetlnym, a osią z oznaczono jako $\Theta(r)$, kąt zaś pomiędzy rzutem promienia świetlnego na płaszczyznę $z = \text{const}$, a wektorem \mathbf{i}_r , oznaczono jako $\psi(r)$. Z rysunku 3.15 nietrudno jest określić następujące zależności między $\Theta(r)$, $\psi(r)$, g i h [12]

$$g = n(r) \cos \Theta(r),$$

$$h = n(r) \frac{r}{a} \sin \Theta(r) \sin \psi(r) \quad (3.123)$$



Rys. 3.15. Wektor ∇S i jego składowe. Na podstawie [12]

W ogólności przebieg promienia optycznego można opisać zależnościami parametrycznymi jego współrzędnych. Jeśli przyjmie się współrzędną z jako parametr, to przebieg promienia świetlnego może być opisany następująco: $r = r(z)$, $\phi = \phi(z)$. Zakładając, że promień świetlny przebywa odległość ds w kierunku wektora \mathbf{i}_r i porównując składowe wektora $ds \mathbf{i}_r$ i odpowiednie składowe gradientu ∇S , można otrzymać na podstawie rys. 3.15 i wzoru (3.121) następujące zależności

$$dr = p(r) ds, \quad r d\phi = h \frac{a}{r} ds, \quad dz = g ds \quad (3.124)$$

Stąd równanie promienia jest następujące [12]

$$\frac{dr}{dz} = \frac{p(r)}{g} \quad (3.125)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{h a}{r^2 g} \quad (3.126)$$

Jeśli tylko znany jest jeden punkt promienia świetlnego, np. na czole światłowodu, wówczas stałe g i h wyznaczają cały jego przebieg. W ogólności istnieją dwa możliwe rozwiązania wyznaczone przez znak w równości (3.121). Znaczenie parametrów g i h jest następujące. Dla danej pary g i h tory wszystkich promieni są podobne, tzn. można je nałożyć na siebie przez przesunięcie w kierunku z i obrót wokół osi z . Jak już wspomniano, zbiór promieni optycznych odpowiadających określonej parze g i h określany jest mianem kongruencji.

Równania (3.125) i (3.126) nie mogą być rozwiązane analitycznie w ogólnym przypadku, jednakże w pewnych przypadkach szczególnych rozwiązanie analityczne jest możliwe. Przyjmijmy, że współczynnik załamania w światłowodzie ma profil paraboliczny dany przez zależność

$$n(r) = n(0) \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad r \leq a \quad (3.127)$$

$$n(r) = n(0) \sqrt{1 - 2\Delta}, \quad r \geq a$$

gdzie Δ – względna różnica współczynników załamania między środkiem rdzenia, a płaszczem, określona jako

$$\Delta = \frac{n^2(0) - n^2(a)}{2n^2(0)} \approx \frac{n(0) - n(a)}{n(0)} \quad (3.128)$$

Jeśli podstawimy równanie (3.128) do wzorów (3.121), otrzymamy dla rdzenia [12]

$$\begin{aligned} S(r, \phi, z) = \\ = \pm \int \sqrt{n^2(0) \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] - g^2 - h^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2} dr + ha\phi + gz \end{aligned} \quad (3.129)$$

$$r \leq a$$

W dalszej analizie ograniczymy się do tzw. promieni południkowych (osiowych) przecinających oś światłowodu i charakteryzowanych (patrz rys. 3.15) przez $h = 0$. Całkując równanie (3.129) przy tych założeniach otrzymujemy

$$S(r, z) = \pm \frac{gbc^2}{2} \left[\frac{r}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{c}\right)^2} + \arcsin\left(\frac{r}{c}\right) \right] + gz + C_1 \quad (3.130)$$

$$r \leq a$$

gdzie: C_1 – stała całkowania, a

$$c = \frac{a}{n(0) \sqrt{2\Delta}} \sqrt{n^2(0) - g^2} = a \sqrt{\frac{n^2(0) - g^2}{n^2(0) - n^2(a)}}, \quad (3.131)$$

$$b = \frac{n(0)}{ag} \sqrt{2\Delta}$$

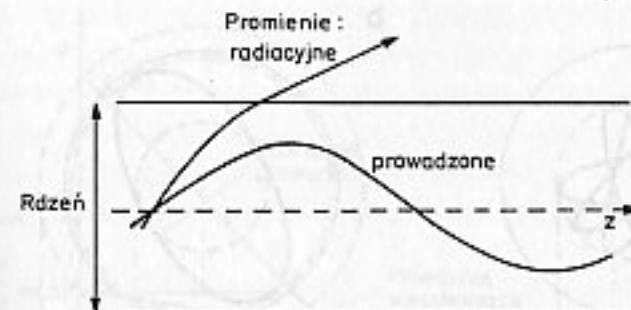
Z zależności (3.130) widać, że rozwiązania rzeczywiste $S(r, z)$ istnieją jeśli $r/c < 1$. Ze wzorów (3.121), (3.125) i (3.129) otrzymujemy wtedy następujące równanie dla promieni południkowych [12]

$$\frac{dr}{dz} = \pm \frac{1}{g} \sqrt{n^2(0) \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] - g^2} \quad (3.132)$$

Rozwiązaniem tego równania jest

$$r = c \sin(bz + \alpha_0), \quad r \leq a \quad (3.133)$$

gdzie: b i c – określone równościami (3.131), α_0 – dowolne. Znak plus w równości (3.132) odpowiada tym częściom promieni, które rozchodzą się w dodatnim



Rys. 3.16. Promienie południkowe prowadzone i radiacyjne dla światłowodu o profilu parabolicznym

kierunku osi z od osi światłowodu, znak minus zaś częściom promieni, które także rozchodzą się w dodatnim kierunku osi z , ale do osi światłowodu. Zwróćmy uwagę, że rozwiązanie to jest prawdziwe tylko dla rdzenia. Na rysunku 3.16 przedstawiono przykładowy przebieg promieni południkowych. Jeśli $g > n(a)$, to z zależności (3.131) wynika, że $c < a$ i amplituda sinusoidalnego promienia jest mniejsza od promienia rdzenia. Promienie świetlne pozostają w rdzeniu; są one określane jako **promienie (mody) prowadzone** (ang. *guided rays*). Jeśli z kolei $g < n(a)$, wtedy $c > a$ i promień jest sinusoidalny w rdzeniu. Gdy przejdzie przez granicę rdzenia i płaszcz to rozchodzi się dalej w płaszczu prostoliniowo, gdyż współczynnik załamania płaszczu jest stały. Nosi on nazwę **promienia (modu) radiacyjnego** (ang. *radiated rays*). Pokazano to na rys. 3.16.

W światłowodzie rozchodzą się również inne promienie niż południkowe np. spiralne. W ogólności kongruencja promieni wyznaczona przez dane wartości parametrów h i g składa się z dwóch rodzajów promieni:

– rzeczywistych, dla których $p^2(r) > 0$, co jest równoważne warunkowi

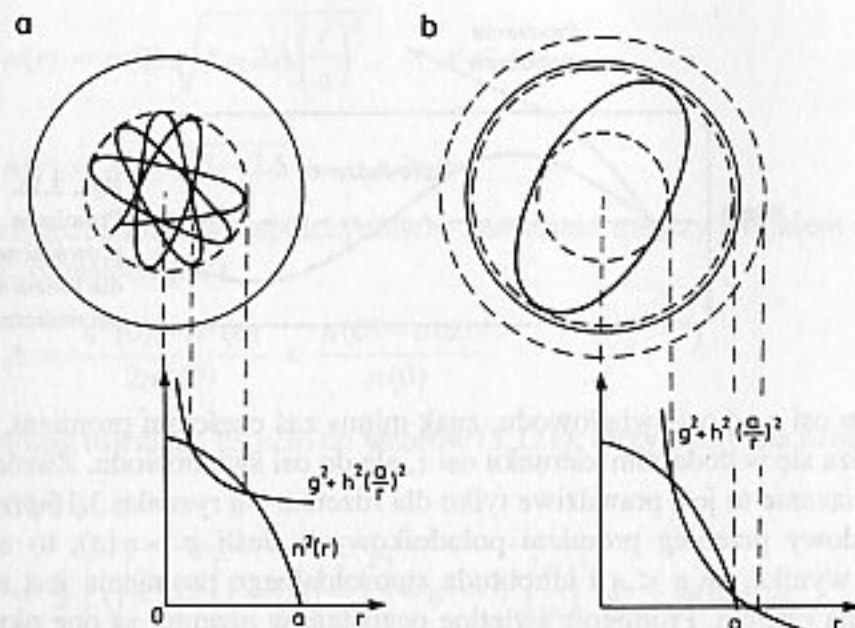
$$n^2(r) > g^2 + h^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \quad (3.134)$$

– zespolonych, dla których $p^2(r) < 0$, co jest równoważne

$$n^2(r) < g^2 + h^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \quad (3.135)$$

Promienie rzeczywiste odpowiadają polom oscylacyjnym optyki falowej, promienie zaś zespolone – polom zanikającym. Obszary, w których mogą istnieć promienie rzeczywiste, są oddzielone od obszarów promieni zespolonych przez tzw. powierzchnie kaustyk [12]. Te ostatnie są powierzchniami cylindrycznymi o promieniu r_c wyznaczonym z zależności $p^2(r_c) = 0$. Na rysunku 3.17a obydwie strony nierówności (3.134), (3.135) są wykreślone w funkcji r . Punkty przecięć tych krzywych wyznaczają promienie powierzchni kaustyk.

Rozważymy teraz światłowód o nieskończonej grubości płaszczu i rdzeniu o następującym profilu współczynnika załamania [12]



Rys. 3.17. a) Promienie prowadzone w światłowodzie o profilu współczynnika załamania opisanym przez (3.136), b) promień wyciekający w światłowodzie o profilu parabolicznym. Na podstawie [12]

$$n(r) = n(0) \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^x}, \quad 0 \leq r \leq a \quad (3.136)$$

$$n(r) = n(0) \sqrt{1 - 2\Delta}, \quad r \geq a$$

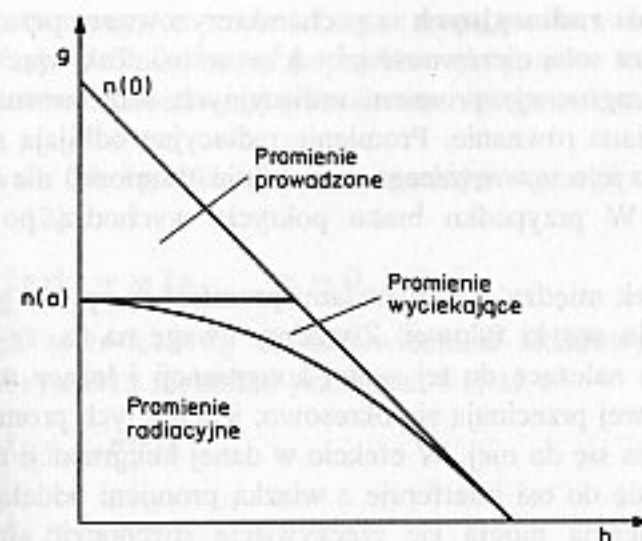
gdzie parametr x określa profil współczynnika załamania: dla $x = 2$ profil jest paraboliczny, a dla $x \rightarrow \infty$ profil jest skokowy.

W zależności od parametrów h, g dana kongruencja może składać się z promieni rzeczywistych: prowadzonych, wyciekających i radiacyjnych. Dla opisu różnych kongruencji wprowadzimy układ współrzędnych prostokątnych, w którym na osi poziomej odłożono zmienną h , a na osi pionowej – zmienną g . W tym układzie współrzędnych możemy wydzielić obszary odpowiadające różnym rodzajom kongruencji promieni – patrz rys. 3.18.

Zasadniczą cechą kongruencji **promieni prowadzonych** jest obecność promieni rzeczywistych w rdzeniu i ich całkowity brak w płaszczu. Zatem w rdzeniu musi być spełniony warunek (3.134), zaś w płaszczu – warunek (3.135). Oznacza to, że równanie

$$n^2(r) = g^2 + h^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \quad (3.137)$$

ma dokładnie dwa rozwiązania dla $r < a$ (w rdzeniu) i nie ma żadnych rozwiązań dla $r > a$ (w płaszczu) – patrz rys. 3.17a. Ten ostatni warunek jest spełniony jeśli



Rys. 3.18. Obszary odpowiadające różnym rodzajom promieni w układzie współrzędnych h, g

$g > n(a)$. W układzie współrzędnych h, g obszar odpowiadający promieniom prowadzonym jest oddzielony od pozostałych linią $g = n(a)$ (patrz rys. 3.18). Kongruencja promieni prowadzonych jest charakteryzowana przez dwie powierzchnie kaustyk w rdzeniu, między którymi znajdują się wszystkie promienie świetlne należące do danej kongruencji.

Jeśli warunek $g > n(a)$ nie jest spełniony, mogą istnieć dwa inne rodzaje kongruencji promieni rzeczywistych, a mianowicie promienie wyciekające i radiacyjne. Kongruencja **promieni wyciekających** zawiera promienie rzeczywiste na zewnątrz powierzchni kaustyki w płaszczu. Podobnie jak w przypadku promieni prowadzonych istnieją również dwie powierzchnie kaustyk w rdzeniu, między którymi mogą rozchodzić się promienie rzeczywiste. Moc promieni z rdzenia wskutek efektu tunelowego przechodzi przez obszar, w którym mogą istnieć tylko promienie zespolone, do rejonu promieni rzeczywistych w płaszczu. Efekt tunelowy nie może być poprawnie wytłumaczony na gruncie optyki geometrycznej, gdyż polega on na sprzężeniu modów płaszczowych z rdzeniowymi poprzez pola zanikające. Warunkiem na istnienie powierzchni kaustyki w płaszczu jest $p^2(a) < 0$, co jest spełnione, gdy linia $g^2 + h^2(a/r)^2$ przecina linię $n^2(r)$ dla $r > a$. Granicę obszaru promieni wyciekających w układzie współrzędnych g, h wyznacza warunek $p^2(a) = 0$. Jest to równoważne zależności $g^2 + h^2 = n^2(a)$ opisującej okrąg, co przedstawiono na rys. 3.18. Przykład promienia wyciekającego w światłowodzie o profilu parabolicznym pokazano na rys. 3.17b. Każdorazowo, kiedy promień wyciekający styka się z zewnętrzną powierzchnią kaustyki w rdzeniu, część jego mocy wskutek efektu tunelowego przechodzi na zewnątrz powierzchni kaustyki w płaszczu. Procent mocy przechodzącej do płaszczu wzrasta wraz ze zmniejszaniem się odległości między powierzchniami kaustyk w rdzeniu i płaszczu (silniejsze sprzężenie między modami). Jeśli ta odległość jest względnie duża, to tłumienie jest stosunkowo niewielkie i promienie wyciekające w istotny sposób uczestniczą w transmisji sygnału zwłaszcza dla krótkich światłowodów.

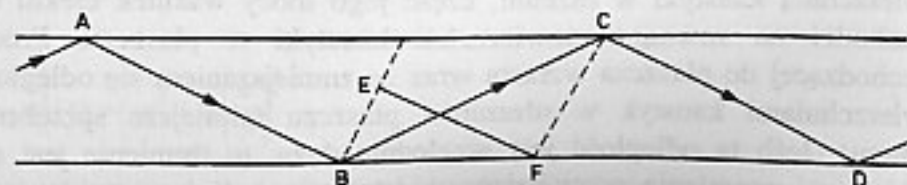
Kongruencje promieni radiacyjnych są charakteryzowane przez warunek $p^2(a) > 0$, co pociąga za sobą nierówność $g^2 + h^2 < n^2(a)$. Tak więc w układzie współrzędnych g, h kongruencje promieni radiacyjnych leżą wewnątrz okręgu opisanego przez omawiane równanie. Promienie radiacyjne odbijają się stale od granicy płaszcza i pokrycia zewnętrznego i są silnie tłumione, nie biorą więc udziału w transmisji. W przypadku braku pokrycia wychodzą po prostu na zewnątrz światłowodu.

Istnieje wyraźny związek między kongruencjami promieni w optyce geometrycznej, a modami w ujęciu optyki falowej. Zwróćmy uwagę na to, że dwa różne promienie południkowe należące do tej samej kongruencji i leżące na tej samej płaszczyźnie południkowej przecinają się okresowo; jeden z tych promieni oddala się od osi, a drugi zbliża się do niej. W efekcie w danej kongruencji cała wiązka promieni zbliżających się do osi interferuje z wiązką promieni oddalającą się od osi. Aby dana kongruencja mogła się rzeczywiście rozchodzić, interferujące wiązki muszą tworzyć określone (zgodne) wzory fal stojących w płaszczyznach prostopadłych do osi światłowodu. Muszą zatem zachodzić określone zależności fazowe – w przeciwnym razie w danym przekroju światłowodu różne promienie należące do tej samej kongruencji przychodziłyby z przypadkowymi fazami i wygaszały się wzajemnie. Zilustrowano to na rys. 3.19 w przypadku fali rozchodzącej się w światłowodzie skokowym na zasadzie całkowitego odbicia. Pokazano tam przebieg promienia (ABCD) oraz powierzchnię stałej fazy fali rozchodzącej się w takim światłowodzie. Faza takiej fali musi być odtworzona po dwóch kolejnych całkowitych odbiciach. Dlatego powierzchnia stałej fazy fali BE na drodze EF musi podlegać tym samym zmianom co na drodze okrężnej BC przy całkowitych odbiciach w punktach B i C. Różnica faz na tych drogach może wynosić jedynie całkowitą wielokrotność 2π .

Zgodny wzór falowy (samouzgodniony rozkład pola) w przypadku światłowodu o zmiennym profilu wymaga spełnienia dwóch warunków:

- różnica faz pomiędzy wewnętrzną ($r = r_1$) i zewnętrzną ($r = r_2$) powierzchnią kaustyki powinna być całkowitą wielokrotnością liczby π plus $\pi/2$ (w związku ze zmianą fazy na powierzchni kaustyki, która może być interpretowana jako zmiana fazy przy jednokrotnym odbiciu) tzn. [12]

$$\int_{r_1}^{r_2} k_r dr = p\pi + \frac{\pi}{2}, \quad p = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (3.138)$$



Rys. 3.19. Ilustracja warunku samozgodności pola w światłowodzie skokowym

Zwróćmy tu uwagę, że zmiana fazy w powyższym wzorze odpowiada połowie zmiany fazy w omówionym poprzednio przypadku światłowodu skokowego, gdyż omawiane odbicie jest jednokrotne, droga zaś między r_1 a r_2 o połowę mniejsza,

- zgodny wzór falowy w kierunku azymutalnym wymaga spełnienia następującego warunku [12]

$$2\pi rk_\phi = m2\pi, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (3.139)$$

We wzorach tych k_r i k_ϕ są odpowiednimi składowymi wektora falowego $k_0 = \omega/c$. Z rys. 3.15 nietrudno przekonać się, że

$$k_r = k_0 p(r) i_r, \quad (3.140)$$

$$k_\phi = k_0 h \frac{a}{r} i_\phi$$

Z zależności (3.139) i (3.140) otrzymujemy

$$h = \frac{m}{k_0 a} \quad (3.141)$$

Podstawiając zależności (3.121) i (3.141) do (3.140), a tę ostatnią zależność do wzoru (3.138) otrzymujemy [12]

$$k_0 \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{n(r)^2 - g^2 - (m/k_0 r)^2} dr = p\pi + \pi/2 \quad (3.142)$$

Mod jest wyznaczony przez wartości m i p , a odpowiadająca mu kongruencja i przebieg promieni przez wartości g i h otrzymane z wzorów (3.141), (3.142).

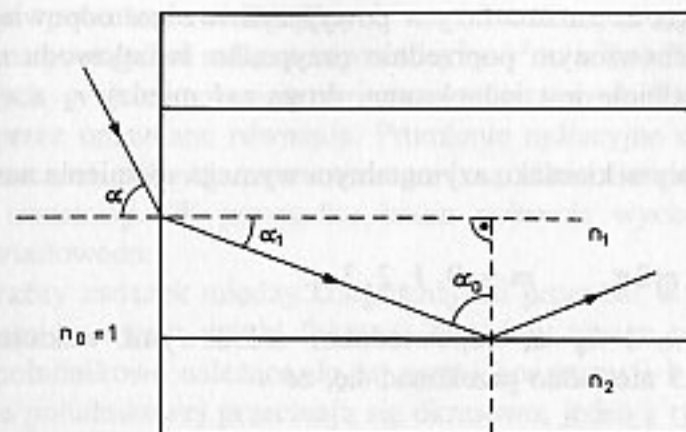
3.6. PARAMETRY ŚWIATŁOWODÓW WIELOMODOWYCH

Niektóre z parametrów wykorzystywanych przy opisie światłowodów wielomodowych różnią się od parametrów poprzednio omawianych światłowodów jednomodowych. Jednym z istotnych parametrów służącym do opisu zwłaszcza światłowodów wielomodowych jest apertura numeryczna NA definiowana zależnością

$$NA = \sqrt{n^2(0) - n^2(a)} \quad (3.143)$$

Określa ona własności, jakie mają światłowody wielomodowe przy sprzęganiu z innymi światłowodami lub źródłami światła. Apertura numeryczna jest podobnie definiowana dla światłowodów jednomodowych, ale ma dla nich mniejsze znaczenie. Aby to pojęcie objaśnić, rozważmy padanie wiązki promieni na czoło światłowodu o profilu skokowym pokazane na rys. 3.20.

Aby dany promień południkowy mógł być prowadzony w rdzeniu, kąt padania na granicę rdzenia i płaszcza α_0 musi być większy od kąta całkowitego odbicia α_c ,



Rys. 3.20. Przebieg promieni w pobliżu czoła światłowodu skokowego

określonego przez zależność

$$\sin \alpha_c = n_2/n_1 \quad (3.144)$$

Z prawa Snelliusa dla padania na czoło światłowodu otrzymujemy

$$\sin \alpha = n_1 \sin \alpha_1 = n_1 \cos \alpha_0 \quad (3.145)$$

Z zależności (3.144), (3.145) widać, że aby dany promień mógł się rozchodzić w światłowodzie jako promień prowadzony, to musi padać na czoło światłowodu pod kątem mniejszym od tzw. kąta akceptacji α_{\max} określonego przez

$$\sin \alpha_{\max} = n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA \quad (3.146)$$

Apertury numeryczne typowych światłowodów zawierają się w granicach 0,1–0,4, więc można zastąpić sinus jego argumentem

$$\alpha_{\max} = NA \quad (3.147)$$

W przypadku światłowodów o innych niż skokowy profilach współczynnika załamania można zdefiniować tzw. lokalną aperturę numeryczną

$$A(r, \psi) = n(r) \sin \theta_{\max}(\psi, r) \quad (3.148)$$

gdzie θ_{\max} – największy kąt jaki promienie prowadzone mogą tworzyć z osią z. Dla światłowodów o profilu danym (3.127) największa wartość θ_{\max} odpowiada minimalnej wartości g . Z zależności (3.131), (3.133) otrzymujemy

$$g_{\min} = n(a) = n(r) \cos \theta_{\max}(r) \quad (3.149)$$

W tym przypadku θ_{\max} nie zależy od ψ , więc

$$A(r, \psi) = A(r) = \sqrt{n^2(r) - n^2(a)} \quad (3.150)$$

Definicja ta pokrywa się z definicją apertury numerycznej NA dla punktu centralnego $r = 0$. Lokalna apertura numeryczna (3.148) wyraża to, że w przypadku innego niż skokowy profil współczynnika załamania, kąt akceptacji zależy od położenia punktu na czołe światłowodu. W przypadku parabolicznego profilu współczynnika załamania lokalna apertura numeryczna jest maksymalna dla $r = 0$, po czym maleje wraz ze wzrostem r , przyjmując wartość 0 dla $r = a$.

3.7. DYSPERSJA MODOWA

Oprócz omówionej poprzednio dyspersji chromatycznej, w światłowodach wielomodowych występuje jeszcze jeden rodzaj dyspersji nie mający miejsca w światłowodach jednomodowych, a mianowicie tzw. **dyspersja modowa** (między-modowa). Jest ona spowodowana tym, że prędkość grupowa jest różna dla różnych modów. Przy sprzężeniu źródła światła ze światłowodem wielomodowym zostają wzbudzone zazwyczaj mody różnych rzędów. Jeżeli impuls światła na wejściu jest krótki, to wskutek różnic w prędkościach grupowych, różne mody przychodzą na koniec światłowodu w innych czasach. Impuls świetlny ulega więc rozmyciu – jego szerokość zwiększa się. Zjawisko dyspersji modowej jest niezależne od dyspersji chromatycznej, to znaczy zachodzi również wtedy, jeśli źródło światła jest monochromatyczne – tj. ma bardzo wąską linię widmową. Nie oznacza to oczywiście, że mody są w ogóle niezależne od długości fali. Przeciwnie – ich parametry, takie jak np. rozkład pola jest funkcją długości fali. W ujęciu optyki geometrycznej dyspersja modowa jest spowodowana tym, że promienie należące do różnych kongruencji rozchodzą się różnymi drogami, a więc czas ich przyścia na koniec światłowodu jest inny. Omówimy teraz dokładniej to zjawisko od strony ilościowej.

Rozważmy światłowod o profilu współczynnika załamania danym zależnością (3.136). Przesunięcie fazy, jakiego doznaje promień świetlny na drodze między wewnętrzną (punkt s_1), a zewnętrzną powierzchnią kaustyki (punkt s_2) w rdzeniu dany jest zależnością [12]

$$\Delta \phi = 2\pi \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \int_{s_1}^{s_2} n(r) ds = \frac{\omega}{c} \int_{r_1}^{r_2} \frac{n^2(r)}{p(r)} dr \quad (3.151)$$

Z kolei odległość przebywana w kierunku z na tej samej drodze jest równa

$$l(h, g) = g \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{p(r)} \quad (3.152)$$

Tutaj wielkości $p(r)$ i g są określone wzorem (3.121). Przyjmując przesunięcie fazy równe $-\pi/2$ przy każdej radialnej zmianie kierunku promienia (odbiciu) stałą

fazową β można wyrazić jako

$$\beta = \frac{\Delta\phi - \pi/2}{l(h, g)} \quad (3.153)$$

Licząc odpowiednie całki (3.151), (3.152) otrzymujemy dla profilu współczynnika załamania danego przez (3.136) [12]

$$\beta = \omega\tau - \frac{\pi}{2l(h, g)} \quad (3.154)$$

gdzie wielkość τ wyrażona jest przez

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{xn^2(0) + 2g^2}{(x+2)g} \quad (3.155)$$

Jeśli pominiemy dyspersję materiałową to wówczas parametry $n(r)$, Δ , x nie zależą od częstotliwości. Co więcej, przebieg promieni świetlnych nie zależy od częstotliwości, a zatem wielkości $l(h, g)$ i τ również nie zależą od częstotliwości. Korzystając z tej niezależności i z definicji opóźnienia grupowego oraz wzorów (3.154), (3.155) mamy

$$\tau_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \tau \quad (3.156)$$

Jako miarę wielkości dyspersji przyjmiemy różnicę maksymalnego i minimalnego opóźnienia grupowego dla promieni prowadzonych

$$\Delta\tau_g = \tau_{g\max} - \tau_{g\min} \quad (3.157)$$

Rozważmy teraz dyspersję modową dla kilku przypadków szczególnych [12].

1. Dla parabolicznego profilu współczynnika załamania $x = 2$. Wtedy minimalna wartość opóźnienia grupowego występuje dla $g = n(0)$, maksymalna zaś dla $g = n(a)$ i wynoszą one odpowiednio

$$\begin{aligned} \tau_{g\min} &= \frac{n(0)}{c}, \\ \tau_{g\max} &= \frac{n(0)}{c} \frac{1-\Delta}{\sqrt{1-2\Delta}} \approx \frac{n(0)}{c} \left(1 + \frac{\Delta^2}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.158)$$

Różnica między $\tau_{g\max}$ i $\tau_{g\min}$ jest miarą dyspersji modowej na jednostkę długości światłowodu

$$\Delta\tau_g = \tau_{g\max} - \tau_{g\min} \approx \frac{n(0)}{c} \frac{\Delta^2}{2} = \frac{(NA)^4}{8cn^3(0)} \quad (3.159)$$

2. Jeśli $x = 2n(a)/n(0)$, maksymalna różnica między opóźnieniami pomiędzy kongruencjami prowadzonymi jest zminimalizowana. Maksymalna wartość

opóźnienia grupowego występuje dla $g = n(0)$ i $g = n(a)$, minimalna zaś dla $g = [n(0)n(a)]^{0.5}$ i wynoszą one odpowiednio

$$\begin{aligned} \tau_{g\max} &= \frac{n(0)}{c}, \\ \tau_{g\min} &= \frac{n(0)}{c} \frac{2\sqrt{n(0)n(a)}}{n(0)+n(a)} \approx \frac{n(0)}{c} \left(1 - \frac{\Delta^2}{8}\right) \end{aligned} \quad (3.160)$$

Stąd

$$\Delta\tau_g = \tau_{g\max} - \tau_{g\min} \approx \frac{n(0)}{c} \frac{\Delta^2}{8} = \frac{(NA)^4}{32cn^3(0)} \quad (3.161)$$

czyli jest czterokrotnie mniejsza niż w poprzednim przypadku.

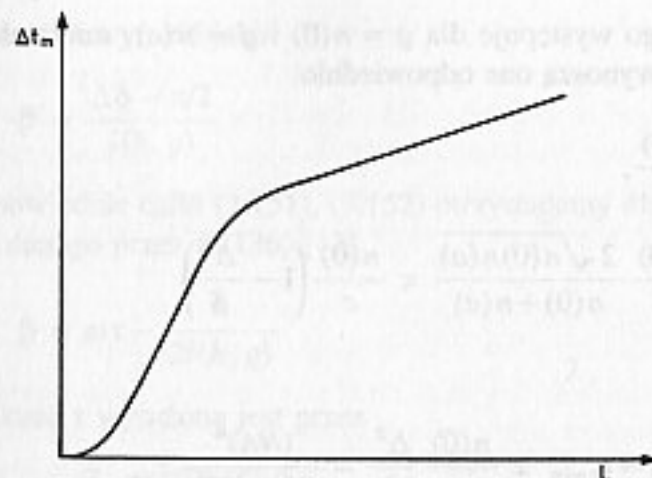
3. Jeśli $x \rightarrow \infty$ to mamy do czynienia ze światłowodem skokowym. Wówczas z zależności (3.155) ÷ (3.157) mamy

$$\Delta\tau_g = \frac{n(0)}{c} \Delta = \frac{(NA)^2}{2cn(0)} \quad (3.162)$$

Tak więc dyspersja modowa w światłowodach gradientowych o profilach zbliżonych do parabolicznego jest zredukowana proporcjonalnie do $(NA)^2$ w porównaniu ze światłowodami o profilu skokowym.

Wzrost dyspersji wraz ze wzrostem apertury numerycznej jest zrozumiały: im większa apertura numeryczna tym większy jest zakres kątów pod jakimi mogą się rozchodzić promienie prowadzone, a więc tym jest większa różnica ich dróg optycznych.

Wydawałoby się, że mając różnice między opóźnieniami grupowymi dane np. wzorami (3.159), (3.161), (3.162) łatwo jest policzyć różnicę między maksymalnymi opóźnieniami różnych modów mnożąc po prostu $\Delta\tau_g$ przez długość światłowodu L . Takie podejście jest słuszne, jeżeli moce prowadzone przez poszczególne mody nie zmieniają się w trakcie propagacji w światłowodzie, czyli innymi słowy jeśli nie ma wymiany mocy między poszczególnymi modami. Niestety okazuje się, że przy propagacji w światłowodzie na odległości większe niż tzw. długość sprzężenia L_s dochodzi do wymiany mocy pomiędzy modami, przy czym ustala się pewien stan równowagi (wymieszanie modów) przy pełnym ich sprzężeniu. Okazuje się, że w stanie równowagi modalnej, wskutek przypadkowego charakteru oddziaływania między modami, rozszerzenie impulsu spowodowane dyspersją modalną jest w przybliżeniu proporcjonalne do pierwiastka z długości światłowodu L . Zatem przy wprowadzeniu światła do światłowodu, rozszerzenie impulsu spowodowane dyspersją modową jest początkowo (dla L mniejszych od długości sprzężenia) proporcjonalne do L , po osiągnięciu zaś stanu równowagi modowej (pełnego wymieszania modów) impuls rozszerza się proporcjonalnie do $L^{0.5}$. Pokazano to na rys. 3.21.



Rys. 3.21. Charakter zależności rozszerzenia impulsu spowodowanego dyspersją modową od długości światłowodu

Wydawałoby się, że dla polepszenia właściwości transmisyjnych światłowodu należałoby zmniejszyć długość sprzężenia, która jest tym mniejsza im silniejsze jest sprzężenie między modami. Sugeruje to konieczność zwiększenia sprzężenia między modami; niestety w tym przypadku również rośnie sprzężenie do modów wyciekających i radiacyjnych, a więc rośnie tłumienie światłowodu. Rozszerzenie impulsu spowodowane dyspersją modową w światłowodzie o długości L można w ogólnym przypadku wyrazić wzorem

$$\Delta t_m = \Delta t_m(1 \text{ km}) L^\gamma \quad (3.163)$$

gdzie: $\Delta t_m(1 \text{ km})$ – pełne rozszerzenie impulsu na długości 1 km, mierzone na połowie jego wysokości, L – wyrażone w kilometrach, wykładnik zaś $\gamma = 0,5 \dots 1$, przy czym wartość 0,5 przyjmowana jest dla pełnego wymieszania modów (równowaga modowa), a wartość 1 – dla braku sprzężenia między modami.

Z rozszerzeniem impulsu związane jest 3 dB pasmo częstotliwościowe światłowodu f_{3dB} , definiowane jako częstotliwość modulacji amplitudowej idealnego źródła światła, dla której moc optyczna na wyjściu światłowodu spada o połowę w stosunku do mocy dla niskich częstotliwości. Zauważmy, że wskutek tego, iż fotodetektor ma charakterystykę kwadratową (prąd jest proporcjonalny do mocy światła), odpowiada to spadkowi mocy elektrycznej o 6 dB. Częstotliwość f_{3dB} jest związana z rozszerzeniem impulsu Δt_m zależnością podobną do tej, jaką związane jest pasmo wzmacniacza z czasem narastania impulsu przechodzącego przez ten wzmacniacz

$$f_{3dB} \cdot \Delta t_m = 0,44 \quad (3.164)$$

Z zależności (3.163), (3.164) mamy

$$f_{3dB}(L) = f_{3dB}(1 \text{ km}) \cdot L^{-\gamma} \quad (3.165)$$

gdzie $f_{3dB}(1 \text{ km})$ [MHz · km^γ], jest 3dB pasmem odcinka światłowodu o długości 1 km (tzw. pasmo modowe), podawanym często jako dana katalogowa światło-

wodów wielomodowych. Typowe wartości f_{3dB} (1 km) dla światłowodów wielomodowych zawierają się w granicach 20 ... 1000 MHz · km^γ.

Niestety wyznaczenie współczynnika γ dla konkretnego światłowodu jest bardzo trudne. Składają się na to następujące przyczyny:

- sprzężenie między modami ma charakter przypadkowy, gdyż jest spowodowane przypadkowymi niejednorodnościami materiału światłowodu i jego geometrii, nie są więc znane współczynniki sprzężenia między poszczególnymi modami,
- sprzężenie źródła światła ze światłowodem decyduje o mocy początkowej poszczególnych modów; zmiana źródła światła powoduje zmiany rozkładu mocy początkowej poszczególnych modów.

W związku z tym, na ogół linie wykorzystujące światłowody wielomodowe projektuje się na najgorszy przypadek przyjmując $\gamma = 1$ we wzorach (3.163), (3.165).

W większości przypadków dyspersja modowa jest dominującym rodzajem dyspersji w światłowodach wielomodowych. Jednak, kiedy źródło światła ma dużą szerokość widmową (np. dioda elektroluminescencyjna) i współczynnik dyspersji D jest znaczny, dyspersja chromatyczna może mieć istotne znaczenie. Rozszerzenie impulsu spowodowane dyspersją chromatyczną określone jest wzorem (3.100), odpowiadające mu zaś pasmo częstotliwościowe zależnością (3.164). Ponieważ zjawisko dyspersji chromatycznej nie zależy bezpośrednio od dyspersji modowej i vice versa, to rozszerzenia impulsów nimi spowodowane dodają się średniokwadratowo. Zatem całkowite rozszerzenie impulsu Δt jest dane przez

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_m^2 + \Delta t_c^2} \quad (3.166)$$

Indeks c odnosi się do dyspersji chromatycznej, m – do modowej.

Wypadkowe pasmo przepustowe światłowodu B_f można policzyć z wzorów (3.164), (3.166) i wynosi ono

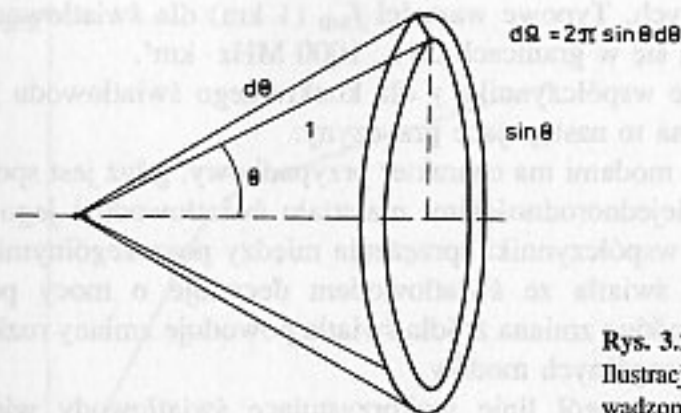
$$B_f = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{B_c^2} + \frac{1}{B_m^2}}} \quad (3.167)$$

Tutaj B_c – pasmo światłowodu związane z dyspersją chromatyczną,

$B_m = f_{3dB}(L)$ – pasmo związane z dyspersją modową.

3.8. SPRZĘGANIE ŹRÓDEŁ ŚWIATŁA I ŚWIATŁOWODÓW

W systemach transmisji światłowodowej istotną rolę odgrywa zarówno sprzężenie źródła światła ze światłowodem jak i sprzężenie między samymi światłowodami. Decyduje ono bowiem o mocy promieniowania wprowadzonej do światłowodu i ewentualnych stratach przy łączeniu światłowodów. Rozpatrzmy najpierw przypadek sprzężenia diody elektroluminescencyjnej ze światłowodem. Załóżmy dla uproszczenia, że powierzchnia emisyjna diody jest kołem o promieniu b , sama



Rys. 3.22.
Ilustracja do obliczeń mocy wprowadzonej do rdzenia światłowodu

zaś dioda ma luminancję energetyczną $L(\theta, \phi)$. Jeśli promień diody b jest większy lub równy promieniowi światłowodu a , to wtedy jakości sprzężenia nie da się poprawić za pomocą układu optycznego. Przy największym zbliżeniu diody do światłowodu, moc wprowadzona do rdzenia w danym punkcie jest równa mocy wypromieniowanej przez diodę w kącie przestrzennym określonym przez kąt θ_{\max} . Kąt θ_{\max} odpowiada lokalnemu kątowi akceptacji światłowodu, a ten z kolei lokalnej aperturze numerycznej $A(r)$. Na podstawie rys. 3.22 i definicji luminancji energetycznej L można tę punktową moc określić jako

$$dP_r = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{A(r)} d\theta \sin \theta L(\theta, \phi) \cos \theta \quad (3.168)$$

Aby obliczyć całkowitą moc wprowadzoną do rdzenia P_r , należy zależność (3.168) scałkować po powierzchni rdzenia

$$P_r = \int_0^a dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{A(r)} d\theta 2\pi r L(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \quad (3.169)$$

Współczynnik sprzężenia η jest definiowany jako stosunek mocy świetlnej wprowadzonej do światłowodu P_r do całkowitej mocy świetlnej diody elektroluminescencyjnej P_s

$$\eta = \frac{P_r}{P_s} \quad (3.170)$$

Obliczymy ten współczynnik w przypadku, kiedy dioda ma lambertowską charakterystykę promieniowania, tzn. kiedy luminancja energetyczna $L = \text{const.}$, profil zaś współczynnika załamania światłowodu dany jest zależnością (3.136). Wówczas korzystając z zależności (3.150) łatwo jest wyliczyć lokalną aperturę numeryczną $A(r)$

$$A(r) = NA \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2} \quad (3.171)$$

Ze wzorów (3.169) i (3.171) obliczymy teraz moc wprowadzoną do rdzenia światłowodu

$$\begin{aligned} P_r &= 4\pi^2 L \int_0^a dr r \int_0^{NA\sqrt{1-(r/a)^2}} d\theta \cos \theta \sin \theta = \\ &= 2\pi^2 L \int_0^a dr r \sin^2 [NA\sqrt{1-(r/a)^2}] = \\ &= 2\pi^2 (NA)^2 L \int_0^a dr r [1 - (r/a)^2] = \pi^2 a^2 (NA)^2 L \frac{x}{x+2} \end{aligned} \quad (3.172)$$

We wzorze tym wykorzystano to, że dla małych kątów $\sin \alpha \approx \alpha$. Nietrudno jest w podobny sposób wyliczyć całkowitą moc świetlną diody. Wynosi ona

$$P_s = 2\pi L \int_0^b dr 2\pi r \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \sin \theta = \pi^2 b^2 L \quad (3.173)$$

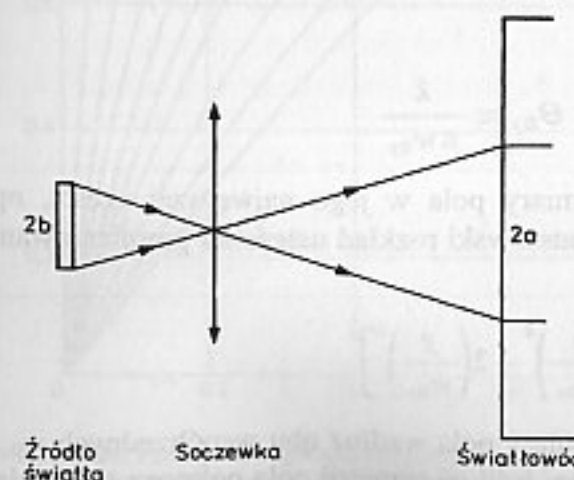
Stąd współczynnik sprzężenia η jest równy

$$\eta = \frac{a^2}{b^2} (NA)^2 \frac{x}{x+2}, \quad b \geq a \quad (3.174)$$

Jeśli promień diody elektroluminescencyjnej b jest mniejszy od promienia światłowodu a , to przy bezpośrednim sprzężeniu diody ze światłowodem współczynnik sprzężenia wynosi

$$\eta = (NA)^2 \frac{x}{x+2}, \quad b < a \quad (3.175)$$

Przypomnijmy, że dla światłowodu o profilu parabolicznym $x = 2$, dla skokowego zaś $x \rightarrow \infty$, zatem współczynnik sprzężenia jest dla światłowodu o profilu skokowym dwukrotnie większy. Biorąc pod uwagę apertury numeryczne rzeczywistych światłowodów, wartości współczynnika sprzężenia η diody elektroluminescencyjnej



Rys. 3.23.
Wprowadzanie mocy świetlnej do światłowodu za pomocą układu optycznego

ze światłowodem wielomodowym nie przekraczają 10 procent. Do światłowodów jednomodowych stosuje się praktycznie tylko diody elektroluminescencyjne o specjalnej konstrukcji (np. superluminescencyjne). W przypadku kiedy średnica diody jest mniejsza niż średnica światłowodu (dla $b < a$) możliwe jest uzyskanie poprawy sprzężenia za pomocą układu optycznego. Optymalne warunki uzyskiwane są wówczas, gdy obraz źródła rzutowany jest poprzez układ optyczny w całości na powierzchnię rdzenia światłowodu. Pokazano to na rys. 3.23. Oznaczmy przez $M = (a/b)$ powiększenie układu optycznego. Z rysunku 3.23 i z poprzednich rozważań wynika, że cała moc świetlna jest emitowana z obrazu źródła światła w kącie bryłowym zmniejszonym w stosunku do oryginału o $M^2 = (a/b)^2$. Odpowiedniemu zwężeniu ulega zatem charakterystyka kierunkowa promieniowania obrazu, a z definicji apertury numerycznej wynika, że współczynnik sprzężenia rośnie.

Z tych samych przyczyn, które ujęte są w znanej z optyki zasadzie zachowania luminancji, nie jest możliwe uzyskanie jakiegokolwiek poprawy sprzężenia za pomocą układu optycznego w przypadku kiedy średnica diody jest większa od średnicy rdzenia. Jedynym wyjątkiem jest przypadek, kiedy źródło promieniuje w kącie mniejszym od apertury numerycznej światłowodu.

Sprzęganie ze światłowodem lasera półprzewodnikowego emitującego światło koherentne różni się w istotny sposób od sprzęgania z diodą elektroluminescencyjną, przede wszystkim dlatego, że promieniowanie to inaczej zachowuje się w tzw. polu bliskim, to znaczy blisko powierzchni emitującej, a inaczej w tzw. polu dalekim, to znaczy daleko od tej powierzchni. W przypadku sprzęgania lasera ze światłowodem wielomodowym wymiary plamki pochodzącej z lasera w jej największej części są znacznie mniejsze od średnicy rdzenia. Jeśli ta plamka pokrywa się z powierzchnią czołową światłowodu, to własności sprzężenia są wyznaczone przez rozkład promieniowania lasera w polu dalekim, określony przez kątową gęstość mocy promieniowania [12]

$$I(\theta_x, \theta_y) = I_0 \exp \left[-2 \left(\frac{\theta_x}{\theta_{0x}} \right)^2 - 2 \left(\frac{\theta_y}{\theta_{0y}} \right)^2 \right] \quad (3.176)$$

gdzie

$$\theta_{0x} \approx \frac{\lambda}{\pi w_{0x}}, \quad \theta_{0y} \approx \frac{\lambda}{\pi w_{0y}} \quad (3.177)$$

Tutaj w_{0x} , w_{0y} określają wymiary pola w jego największej części, np. tuż po wyjściu z lasera; pole to ma gaussowski rozkład natężenia promieniowania $S(x, y)$ dany przez

$$S = S_0 \exp \left[-2 \left(\frac{x}{w_{0x}} \right)^2 - 2 \left(\frac{y}{w_{0y}} \right)^2 \right] \quad (3.178)$$

Zwróćmy uwagę na to, że wymiary pola wzdłuż obu współrzędnych w_{0x} i w_{0y} na ogół istotnie się od siebie różnią. Jeśli oś symetrii pola pokrywa się z osią symetrii

światłowodu, to wówczas współczynnik sprzężenia wyraża się zależnością wynikającą z (3.176) [12]

$$\eta = \frac{\int_0^{\theta_n} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta_x}{\theta_{0x}} \right)^2 \right] d\theta_x}{\int_0^{\pi/2} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta_x}{\theta_{0x}} \right)^2 \right] d\theta_x} \cdot \frac{\int_0^{\theta_n} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta_y}{\theta_{0y}} \right)^2 \right] d\theta_y}{\int_0^{\pi/2} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta_y}{\theta_{0y}} \right)^2 \right] d\theta_y} = H(NA, \theta_{0x}) \cdot H(NA, \theta_{0y}) \quad (3.179)$$

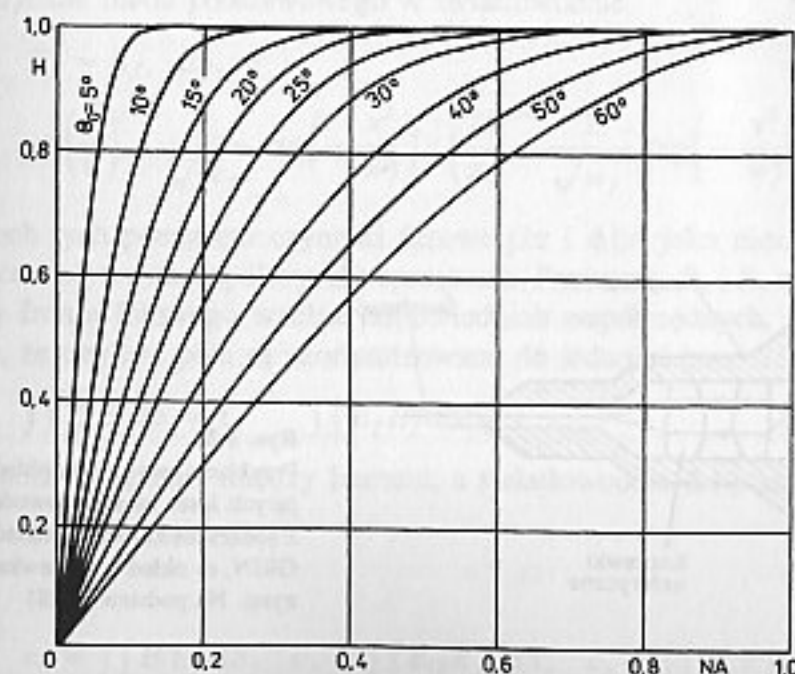
gdzie kąt akceptacji θ_n

$$\theta_n = \arcsin NA \approx NA \quad (3.180)$$

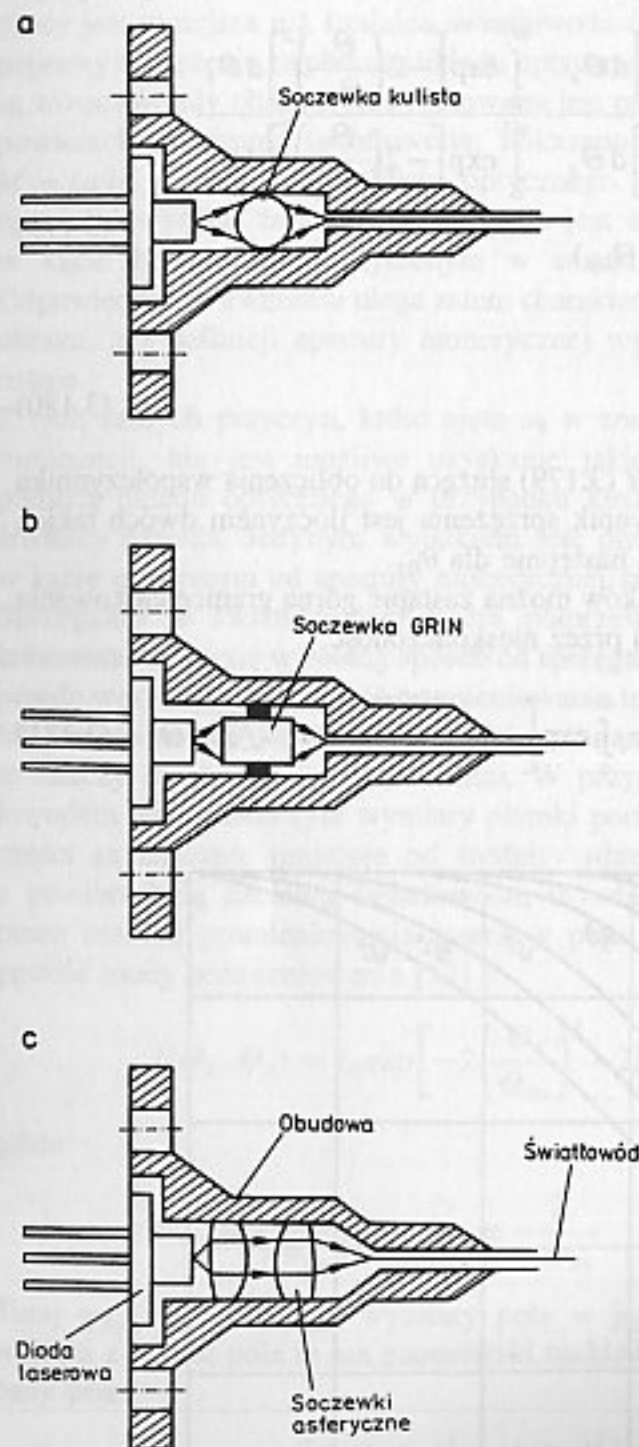
Na rysunku 3.24 pokazano funkcję H (3.179) służącą do obliczenia współczynnika sprzężenia. Zauważmy, że współczynnik sprzężenia jest iloczynem dwóch takich funkcji liczonych kolejno dla θ_{0x} , a następnie dla θ_{0y} .

W większości praktycznych przypadków można zastąpić górną granicę całkowania w mianownikach we wzorze (3.179) przez nieskończoność:

$$\int_0^{\pi/2} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 \right] d\theta \approx \int_0^{\infty} \exp \left[-2 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 \right] d\theta = \sqrt{2\pi} \theta_0 \quad (3.181)$$



Rys. 3.24. Funkcja H używana do obliczenia współczynnika sprzężenia lasera i światłowodu wielomodowego. Na podstawie [12]



Rys. 3.25. Przykłady optycznych układów sprzęgających laser ze światłowodem: a) układ z soczewką kulistą, b) układ z soczewką GRIN, c) układ z soczewkami asferycznymi. Na podstawie [28]

więc współczynnik sprzężenia [12]

$$\eta \approx \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{NA}{\Theta_{0x}}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{NA}{\Theta_{0y}}\right) \quad (3.182)$$

W przypadku sprzężenia lasera ze światłowodem wielomodowym istotna poprawa może zostać osiągnięta przez zastosowanie odpowiednich układów optycznych. Najprostsze jest tutaj otrzymanie powiększonego obrazu krawędzi wyjściowej lasera na powierzchni czołowej światłowodu, co zmniejsza kątowne wymiary wiązki laserowej i poprawia współczynnik sprzężenia. Możliwe jest również stosowanie bardziej złożonych układów optycznych np. z użyciem soczewek cylindrycznych. Przykłady układów sprzęgających pokazano na rys. 3.25.

Zajmiemy się teraz sprzężeniem lasera półprzewodnikowego ze światłowodem jednomodowym. Będziemy zakładać, że zarówno pole elektromagnetyczne lasera jak i pole modu podstawowego światłowodu można z dobrym przybliżeniem zastąpić rozkładami gaussowskimi. Natężenia pól elektrycznych wyrażają się wtedy następującymi wzorami [12]:

pole elektryczne lasera

$$E_l = E_{lx} \cdot E_{ly} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_x}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - jk \frac{x^2}{2R_x}\right) \times \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_y}} \exp\left(-\frac{y^2}{w_y^2} - jk \frac{y^2}{2R_y}\right), \quad (3.183)$$

pole elektryczne modu podstawowego w światłowodzie

$$E_f = E_{fx} \cdot E_{fy} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_f}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_f^2}\right) \times \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_f}} \exp\left(-\frac{y^2}{w_f^2}\right) \quad (3.184)$$

We wzorach tych pominięto czynniki fazowe $j k z$ i $\phi(z)$ jako niezależne od x, y i nie mające wpływu na współczynnik sprzężenia. Parametry R_x i R_y są promieniami krzywizny frontu falowego wzdłuż odpowiednich współrzędnych. Nietrudno jest sprawdzić, że obydwa pola są znormalizowane do jedności tzn.

$$\iint E_l E_l^* dS = 1, \quad \iint E_f E_f^* dS = 1 \quad (3.185)$$

Współczynnik sprzężenia między laserem, a światłowodem dany jest przez

$$\eta = |c_0|^2 = |c_x c_y|^2 \quad (3.186)$$

gdzie

$$c_0 = \iint E_l E_f^* dS, \quad c_x = \iint E_{lx} E_{fx}^* dS, \quad c_y = \iint E_{ly} E_{fy}^* dS \quad (3.187)$$

Zwróćmy uwagę, że z wzorów (3.185) wynika iż współczynnik sprzężenia jest równy jedności dla jednakowych rozkładów pól.

Z zależności (3.184), (3.186) mamy

$$c_x = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi w_x w_f}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - jk \frac{x^2}{2R_x}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_f^2}\right) dx =$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{w_f}{w_x} + \frac{w_x}{w_f} + jk \frac{w_x w_f}{2R_x}}} \quad (3.188)$$

Współczynnik c_y może być obliczony przez zastąpienie indeksu x przez indeks y . Mocowy współczynnik sprzężenia η wyraża się wzorem [12]

$$\eta = |c_x|^2 |c_y|^2 =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{w_f}{w_x} + \frac{w_x}{w_f}\right)^2 + \frac{k^2 w_x^2 w_f^2}{4R_x^2}}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{w_f}{w_y} + \frac{w_y}{w_f}\right)^2 + \frac{k^2 w_y^2 w_f^2}{4R_y^2}}} \quad (3.189)$$

Największa efektywność sprzężenia jest osiągnięta, kiedy mianowniki w omawianym wzorze są minimalne. Ma to miejsce, gdy $R_x \rightarrow \infty$ i $R_y \rightarrow \infty$, czyli wtedy gdy największa część wiązki laserowej pokrywa się z czołem światłowodu. Co więcej, musi być spełniony warunek $w_x = w_y = w_f$, co oznacza, że na czole światłowodu wiązka laserowa musi mieć przekrój kołowy o średnicy równej średnicy pola modu $MFD = 2w_f$. W tym przypadku współczynnik sprzężenia jest równy jedności. W praktyce bardzo trudne jest osiągnięcie współczynników sprzężenia przekraczających 50%. Jednym z powodów jest postępujące ze zmianami temperatury rozjustowanie optycznego układu sprzęgającego.

Rozpatrzmy teraz sprzężenie między dwoma światłowodami jednomodowymi. Załóżmy, że stykają się one powierzchniami czołowymi, tzn. nie ma odbić na granicy szkło-powietrze-szkło (Fresnela). Niech wymiary pola w pierwszym światłowodzie będą opisane przez średnicę pola modu $MFD = 2w_1$, w drugim zaś światłowodzie przez $2w_2$. Dodatkowo założymy, że istnieje pewne przesunięcie między osiami obydwu światłowodów wyrażone przez różnicę współrzędnych x_0 , y_0 . Przyjmować będziemy natomiast, że osie obydwu światłowodów są do siebie równoległe. Natężenie pola elektrycznego w pierwszym światłowodzie wyrazi się wzorem podobnym do (3.184), jedyną różnicą jest zmiana indeksu z na 1

$$E_1 = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_1}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_1^2}\right) \cdot \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{w_1}} \exp\left(-\frac{y^2}{w_1^2}\right) \quad (3.190)$$

Pole w drugim światłowodzie wyraża się podobnym wzorem z tym, że indeks 1 należy zastąpić indeksem 2 i trzeba wprowadzić wspomniane przesunięcie. Współczynniki sprzężenia wyrażają się wtedy wzorami [12]

$$c_x = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{w_1 w_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{w_1^2}\right) \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{w_2^2}\right] dx =$$

$$= \sqrt{\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2}} \exp\left(-\frac{x_0^2}{w_1^2 + w_2^2}\right) \quad (3.188)$$

Podobnie

$$c_y = \sqrt{\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2}} \exp\left(-\frac{y_0^2}{w_1^2 + w_2^2}\right) \quad (3.192)$$

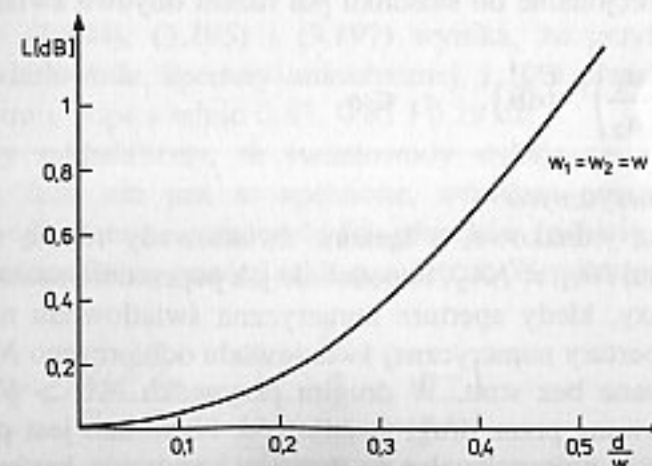
Stąd współczynnik sprzężenia mocy wyraża się wzorem [12]

$$\eta = |c_x c_y|^2 = 4 \left(\frac{w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2}\right)^2 \exp\left(-\frac{2d^2}{w_1^2 + w_2^2}\right) \quad (3.193)$$

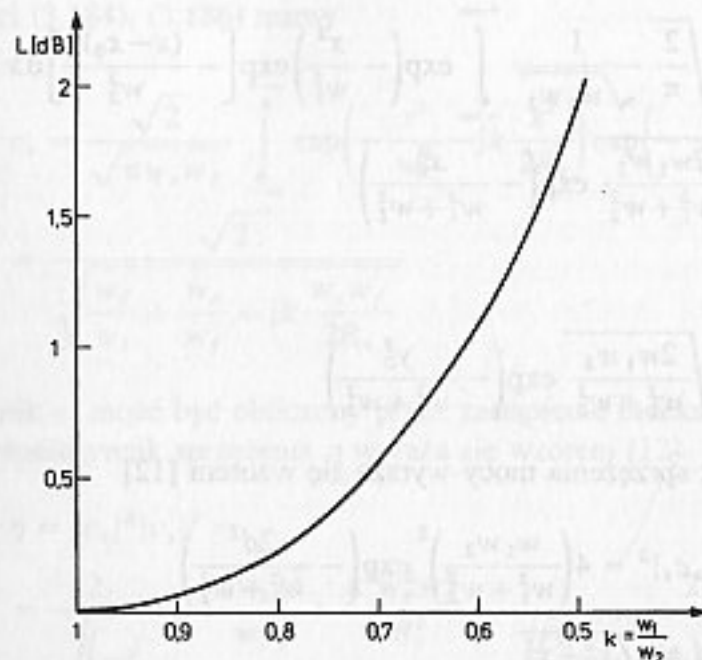
$$\text{gdzie } d = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$$

Na rysunku 3.26 pokazano straty wywołane przesunięciem między osiami światłowodów, na rys. 3.27 zaś – straty wywołane różnicą między średnicami pól modów w obydwu światłowodach. Z tych rysunków wynika, że dla utrzymania tych strat poniżej 0,2 dB różnica między średnicami pól modów nie powinna przekraczać 20%. Ponadto przesunięcie między osiami światłowodów nie może przekraczać 20% wartości średnicy pola modu. Wymusza to z jednej strony stosowanie podobnych, a nawet identycznych światłowodów w całej linii, gdyż światłowody o różnych profilach współczynnika załamania mogą mieć różne średnice pól modalnych MFD. Z drugiej strony konieczne jest niezwykle precyzyjne, z błędem nie przekraczającym 1–2 μm , ustawienie osi światłowodów względem siebie.

Wymagania przy łączeniu światłowodów wielomodowych nie są aż tak ostre ze względu na ich znacznie większą średnicę (typowo 50, 62,5 lub 100 μm). Dalej



Rys. 3.26. Straty wywołane przesunięciem osi światłowodów jednomodowych



Rys. 3.27. Straty wywołane różnicą średnicy pól modów światłowodów jednomodowych. Parametr $k = w_1/w_2$

rozpatrzmy kilka przypadków łączenia światłowodów wielomodowych, które różnią się pewnymi parametrami.

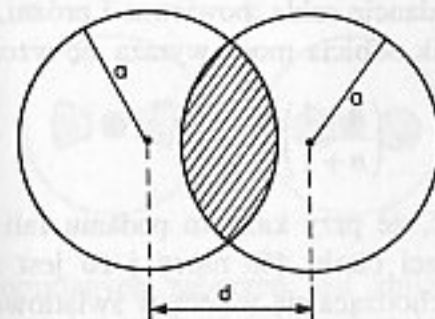
1. Różnica średnic rdzeni

Założymy, że łączone światłowody mają jednakowe apertury numeryczne i profile współczynnika załamania, różnią się zaś promieniami rdzenia $a_1 \neq a_2$. Jeśli osie obydwu światłowodów pokrywają się, zaś średnica rdzenia światłowodu odbiorczego a_2 jest większa od średnicy rdzenia światłowodu nadawczego a_1 , to wtedy całe światło emitowane przez pierwszy światłowod jest akceptowane i nie ma żadnych strat. W przeciwnym przypadku, kiedy $a_1 > a_2$ część wyemitowanego światła nie jest akceptowana przez drugi światłowod. Nietrudno jest pokazać, że straty są w tym przypadku proporcjonalne do stosunku pól rdzeni obydwu światłowodów

$$L = 20 \log \left(\frac{a_1}{a_2} \right) \quad [\text{dB}], \quad a_2 \leq a_1 \quad (3.194)$$

2. Różnica apertur numerycznych

Jeśli średnice rdzeni są jednakowe, a łączone światłowody różnią się jedynie aperturami numerycznymi $NA_1 \neq NA_2$, to podobnie jak poprzednio można wyróżnić dwa przypadki. Pierwszy, kiedy apertura numeryczna światłowodu nadawczego NA_1 jest mniejsza od apertury numerycznej światłowodu odbiorczego NA_2 . Wtedy światło jest transmitowane bez strat. W drugim przypadku $NA_1 > NA_2$ i część światła nie jest akceptowana przez drugi światłowod. Nietrudno jest pokazać, że spowodowane tym straty są proporcjonalne do stosunku kwadratów kątów akceptacji



Rys. 3.28. Rdzenie dwóch światłowodów oddległe od siebie o d

obydwu światłowodów

$$L = 20 \log \left(\frac{NA_1}{NA_2} \right) \quad [\text{dB}], \quad NA_2 \leq NA_1 \quad (3.195)$$

3. Przesunięcie osiowe

Rozważmy tutaj sytuację, gdy łączone są dwa światłowody skokowe o identycznych aperturach numerycznych i średnicach rdzenia. Wskutek niedokładności wykonania połączenia ich osie mogą być przesunięte względem siebie o odległość d . Sprzężenie między światłowodami zachodzi tylko w tych miejscach, gdzie rdzeń światłowodu pierwszego pokrywa się z rdzeniem drugiego światłowodu. Zatem efektywność sprzężenia jest określona przez stosunek pola powierzchni pokrywających się rdzeni do pola powierzchni rdzenia. Pokazano to na rys. 3.28. Pole nakładających się części rdzeni wynosi [12]

$$P = 2a^2 \arccos \left(\frac{d}{2a} \right) - d \sqrt{a^2 - \frac{d^2}{4}} \quad (3.196)$$

Dzieląc tę zależność przez πa^2 i rozkładając w szereg otrzymujemy następujące przybliżenie współczynnika sprzężenia

$$\eta \approx 1 - \frac{2}{\pi} \frac{d}{a}, \quad \frac{d}{a} < 0,6 \quad (3.197)$$

Ze wzorów (3.194), (3.195) i (3.197) wynika, że przykładowo 10% różnice średnicy światłowodu, apertury numerycznej, i 10% przesunięcie między osiami powodują straty odpowiednio 0,83, 0,83 i 0,29 dB.

Do tej pory zakładaliśmy, że światłowody stykają się swymi powierzchniami czołowymi. Jeśli nie jest to spełnione, wówczas powstają dodatkowe straty związane z odbiciem na granicy dwóch ośrodków (odbicie Fresnela). Rozpatrzmy padanie prostopadłe na granicę szkło-powietrze. Współczynnik odbicia jest równy

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z_0 - \frac{Z_0}{n}}{Z_0 + \frac{Z_0}{n}} = \frac{n-1}{n+1} \quad (3.198)$$

gdzie: Z_1, Z_2, Z_0 – odpowiednio impedancje szkła, powietrza i próżni, n – współczynnik załamania szkła. Współczynnik odbicia mocy wyraża się wzorem

$$r = \frac{\text{moc odbita}}{\text{moc padająca}} = |\Gamma|^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad (3.199)$$

Ze wzoru (3.199) łatwo jest wyliczyć, że przy każdym padaniu fali na granicę między szkłem a powietrzem fala traci około 4% mocy i co jest szczególnie niekorzystne, powstaje fala odbita rozchodząca się wstecz w światłowodzie.

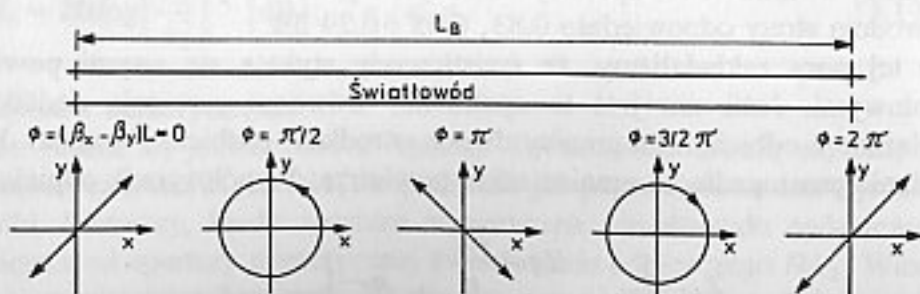
3.9. ŚWIATŁOWODY SPECJALNE

Światłowody jednomodowe o nominalnej symetrii kołowej umożliwiają propagację dwóch modów o ortogonalnych polaryzacjach liniowych. Można je oznaczyć przez LP_{01} i LP_{01} , a osie tych modów są wyznaczone przez elementy przekroju światłowodu. Jeśli światłowód nie posiada idealnej symetrii kołowej obydwa te mody rozchodzą się z nieco różnymi prędkościami grupowymi. Można zatem powiedzieć, że światłowód zachowuje się wtedy jak ośrodek dwójłomny. Różnica dróg na jakiej obydwie polaryzacje doznają przesunięcia fazy różnego o 2π określana jest mianem długości zdudnień (ang. *beat length*) i wyrażana jest zależnością

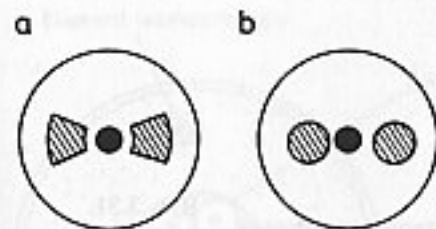
$$L_B = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y} \quad (3.200)$$

gdzie: β_x i β_y – stałe propagacji odpowiednich modów określone przez anizotropię światłowodu. W przypadku wprowadzenia do światłowodu fali spolaryzowanej pod kątem 45° do jego osi optycznych (tzn. równego pobudzenia obydwu modów ortogonalnych) stan polaryzacji fali rozchodzącej się w światłowodzie będzie się zmieniał periodycznie tak, jak pokazano to na rys. 3.29.

Ze względu na rozrzuty technologiczne w symetrii i składzie światłowodu i wpływ czynników zewnętrznych (naprężenia i temperatura) istnieje sprzężenie między obydwo ma modami, co prowadzi do przenoszenia energii światła z jednej polaryzacji do drugiej. Transfer energii pomiędzy modami jest najszybszy, jeśli



Rys. 3.29. Zmiany polaryzacji światła w trakcie propagacji w światłowodzie wskutek jego dwójłomności



Rys. 3.30. Przekroje światłowodów utrzymujących polaryzację typu: a) bow-tie, b) PANDA

okres wspomnianych zaburzeń jest zbliżony do długości zdudnień, natomiast sprzężenie między modami znacznie maleje, jeśli okres zaburzeń znacznie różni się (jest mniejszy lub większy) od długości zdudnień.

W wielu zastosowaniach niezbędne są światłowody, które utrzymują stan polaryzacji wprowadzonego doń sygnału. Ze względu na omówione poprzednio sprzężenie między modami ortogonalnymi nie można tego osiągnąć w zwykłych światłowodach o symetrii kołowej. Istnieje bardzo wiele różnych konstrukcji światłowodów utrzymujących polaryzację. Najbardziej typowe rozwiązanie polega na wprowadzeniu do światłowodu dodatkowych obszarów, które wprowadzają ukierunkowane naprężenia zwiększając w ten sposób dwójłomność światłowodu. Skraca to znacznie długość zdudnień L_B , przez co staje się ona znacznie mniejsza od średniej długości zaburzeń i sprzężenie między modami bardzo maleje. Przekroje typowych światłowodów utrzymujących polaryzację typu „PANDA” i bow-tie pokazano na rys. 3.30. Zasadniczym parametrem charakteryzującym światłowód utrzymujący polaryzację jest tzw. przesłuch polaryzacyjny definiowany jako [1]

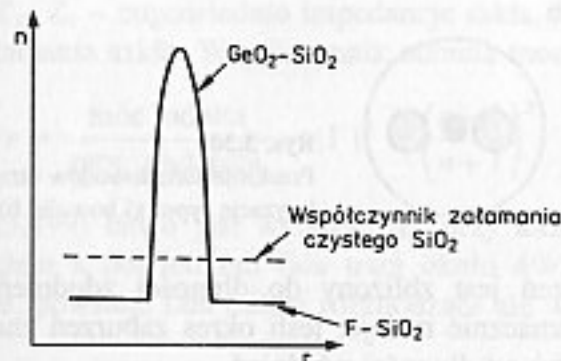
$$P_p = 10 \log_{10} \frac{P_y}{P_x} = 10 \log_{10} \tanh(hL) \quad (3.201)$$

gdzie: parametr h – współczynnik sprzężenia modowego, L – długość światłowodu. Wielkości P_x i P_y są mocami modów wzbudzonego (tzn. niepożądanego) i wprowadzonego.

Wadą światłowodów utrzymujących polaryzację jest nieco większe tłumienie aniżeli ich konwencjonalnych odpowiedników, co ma mniejsze znaczenie, jeśli używane są jedynie krótkie odcinki tych światłowodów. Ponadto omawiane światłowody charakteryzują się znacznie wyższą ceną.

Drugim ważnym rodzajem światłowodów, które należy w tym miejscu omówić, są tzw. światłowody kompensujące dyspersję. Mają one poprzez odpowiednią konstrukcję duży ujemny współczynnik dyspersji chromatycznej w zakresie $1,55 \mu\text{m}$. Z tego względu są bardzo atrakcyjne dla kompensacji dyspersji przy unowocześnianiu istniejących linii światłowodowych z $1,31 \mu\text{m}$ i przejściu na $1,55 \mu\text{m}$. W istocie jeśli przy pracy na długości fali $1,55 \mu\text{m}$ połączymy kaskadowo odcinek światłowodu standardowego o długości L i dodatnim współczynniku dyspersji $D > 0$ ze światłowodem kompensującym dyspersję o długości L_1 i ujemnym współczynniku dyspersji $D_1 < 0$ to wypadkowa dyspersja będzie wynosić

$$\Delta = DL + D_1 L_1 \quad (3.202)$$



Rys. 3.31. Profil współczynnika załamania światłowodów kompensujących dyspersję o płaszczu domieszkowanym fluorem. Na podstawie [35]

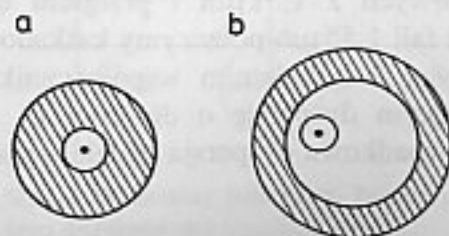
Długość L_1 można dobrać tak, aby wypadkowa dyspersja była zerowa. Długość ta wynosi $L_1 = DL/D_1$, dodatkowa zaś tłumienność wprowadzona przez światłowód kompensujący jest równa

$$L_s = (DL) \times \frac{\alpha_1}{D_1} = DL \frac{1}{FOM} \quad [\text{dB}] \quad (3.203)$$

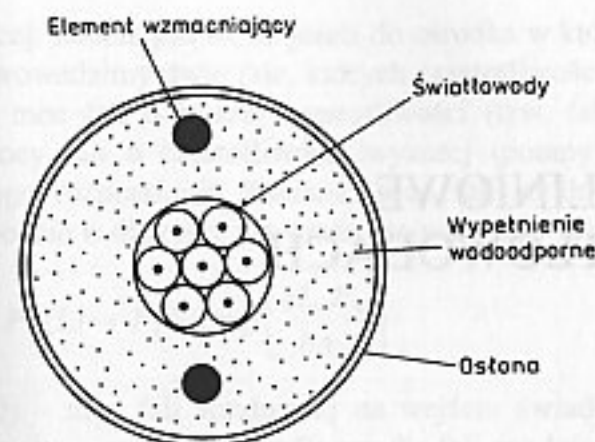
Wzrost tłumienia linii jest zatem odwrotnie proporcjonalny do tzw. współczynnika jakości $FOM = D_1/\alpha_1$. Obecnie otrzymywane wartości współczynnika FOM przekraczają 200 ps/(nm · dB). Istnieją różne rodzaje światłowodów kompensujących dyspersję np. z rdzeniem o wysokim współczynniku załamania, rdzeniem eliptycznym. Omówiony w pracy [35], światłowód o profilu współczynnika załamania przedstawionym na rys. 3.31 i płaszczu domieszkowanym fluorem, wymagał bardzo starannego doboru koncentracji domieszek w celu uzyskania optymalnych parametrów. Prezentowany światłowód charakteryzował się na długości fali 1,55 μm współczynnikiem dyspersji $D_1 = 80 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ i tłumiennością jednostkową $\alpha = 0,32 \text{ dB/km}$, co dawało wartość $FOM = 250 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{dB})$.

3.10. KABLE ŚWIATŁOWODOWE

Światłowody mają za małą wytrzymałość mechaniczną i są zbyt podatne na wpływy środowiska, aby stosować je bez odpowiednich zabezpieczeń. Już w procesie produkcji światłowodów jest pokrywany cienką warstwą tworzywa sztucznego, zwykle o grubości kilku dziesiątych milimetra, kładzioną bezpośrednio na płaszcz. Następnie tak spreparowany światłowód jest dodatkowo zabezpieczany bądź przez bezpośrednie pokrycie go drugą, grubsza warstwą tworzywa sztucznego,



Rys. 3.32. Wtórne zabezpieczenie światłowodu: a) ścisłe, b) luźne. Na podstawie [57]



Rys. 3.33. Przekrój przykładowego kabla światłowodowego. Na podstawie [12]

bądź przez umieszczenie go w osłonie z tworzywa sztucznego, w której światłowód spoczywa luźno. W tym drugim przypadku wewnętrzna średnica osłony jest większa aniżeli zewnętrzna średnica światłowodu z pokryciem pierwotnym. Typowe średnice osłon są około 1–2 mm. Omówione dwa rodzaje zabezpieczeń pokazano na rys. 3.32. Dopiero tak zabezpieczone światłowody łączy się w kable.

Funkcje pokryć i kabli są następujące:

- zapewnienie niezbędnej wytrzymałości mechanicznej,
- zmniejszenie strat spowodowanych mikrozgięciami światłowodu,
- zapobieżenie kontaktu światłowodu z wilgocią.

Istnieje kilka typów i konstrukcji kabli światłowodowych. Oprócz samych światłowodów do standardowych elementów kabla należą: osłona, elementy wzmacniające wytrzymałość mechaniczną, najczęściej w postaci włókien stalowych lub z tworzywa sztucznego, elementy pozycjonujące światłowody oraz elementy zabezpieczające przed wilgocią (wodą). Przykładowy kabel światłowodowy pokazano na rys. 3.33.

ZJAWISKA NIELINIOWE W ŚWIATŁOWODACH

Dążenie do zwiększenia zasięgu transmisji, bądź do maksymalnego wykorzystania pasma światłowodu przez jednoczesną transmisję wielu kanałów na różnych długościach fal prowadzi do nieuchronnego zwiększenia mocy świetlnej w światłowodzie. Przy dużych mocach dochodzi do nieliniowego (tzn. zależnego od gęstości mocy promieniowania) oddziaływania pomiędzy niosącymi informacje falami elektromagnetycznymi a ośrodkiem, w którym prowadzona jest transmisja. Ta nieliniowość może prowadzić do interferencji, zniekształceń impulsów lub dodatkowego zwiększenia tłumienia, powodując pogorszenie pracy systemu. Z drugiej strony nieliniowe własności światłowodu można wykorzystać do budowy systemów światłowodowych o parametrach praktycznie niemożliwych do uzyskania innymi metodami. W tym paragrafie opiszemy kolejno dokładniej cztery rodzaje zjawisk nieliniowych:

- wymuszone rozpraszanie Ramana,
- wymuszone rozpraszanie Brillouina,
- własną i skrośną modulacją fazy,
- mieszanie czterofalowe.

Niniejszy rozdział jest oparty na pracy [41]. Bardziej zainteresowanych zjawiskami nieliniowymi w światłowodach odsyłamy do publikacji [39], [40].

4.1. WYMUSZONE ROZPRASZANIE RAMANA

Źródłem wymuszonego rozpraszania Ramana jest oddziaływanie światła i wibracji molekularnych SiO_2 , które powoduje przemianę częstotliwości fali świetlnej. W wyniku tego procesu wokół wyjściowej częstotliwości promieniowania powstają listki boczne, oddzielone od prążka głównego o częstotliwość równą częstotliwości drgań molekuł. Listek boczny o niższej częstotliwości nosi nazwę fali Stokesa, listek zaś o wyższej częstotliwości – fali anty Stokesa. Fala Stokesa jest zazwyczaj o wiele silniejsza od fali anty Stokesa. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej w trakcie rozpraszania Ramana pochłonięty zostaje foton pompujący, a jego energia zamienia się w energię fotonu Stokesa i kwant energii drgań cząsteczki

rozpraszającej. Istotne jest to, że jeżeli do ośrodka w którym zachodzi rozpraszanie Ramana wprowadzimy dwie fale, których częstotliwości różnią się o częstotliwość Stokesa, to moc fali o niższej częstotliwości (tzw. fali sondującej) będzie rosła kosztem mocy fali o częstotliwości wyższej (pompy). Ten proces nosi nazwę wymuszonego rozpraszania Ramana. Moc fali sondującej $P_1(L)$ po propagacji w światłowodzie o długości L wyraża się wzorem [41]

$$P_1(L) = P_1(0) \exp \left[\frac{gL_e P_2}{bA_e} \right] \quad (4.1)$$

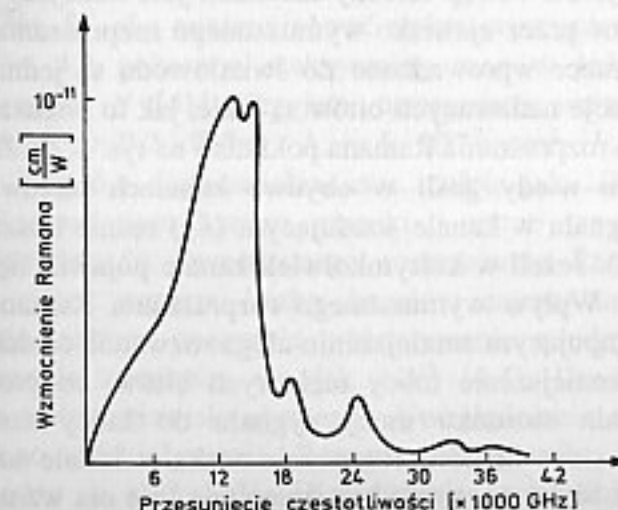
gdzie: $P_1(0)$ – moc fali sondującej na wejściu światłowodu, P_2 – moc pompy, A_e – powierzchnia przekroju wspólnego dla fali sondującej i pompy. Współczynnik wzmocnienia g jest bezpośrednią miarą wielkości nieliniowości, czynnik b odzworowuje zaś względne polaryzacje obydwu fal i polaryzacyjne własności światłowodu. W światłowodzie zachowującym polaryzację przy jednakowych polaryzacjach fali sondującej i pompy $b = 1$, w zwykłym zaś światłowodzie $b = 2$. Z kolei L_e reprezentuje efektywną długość światłowodu. Jest ona różna od długości faktycznej L ze względu na wykładnicze tłumienie fali pompującej. Te dwie wielkości są związane ze sobą zależnością

$$L_e = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (4.2)$$

gdzie α – tłumienność jednostkowa światłowodu.

Z powodu wykładniczej zależności we wzorze (4.1) w praktyce zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana występuje wtedy, gdy natężenie fali pompującej przekroczy pewien poziom.

W szkle kwarcowym występuje continuum częstotliwości Stokesa, co odpowiada zależności widmowej współczynnika wzmocnienia g pokazanej na rys. 4.1 dla długości fali pompy równej $1 \mu\text{m}$. Zauważmy, że współczynnik wzmocnienia rośnie prawie liniowo aż do różnicy częstotliwości między falą sondującą a pompą



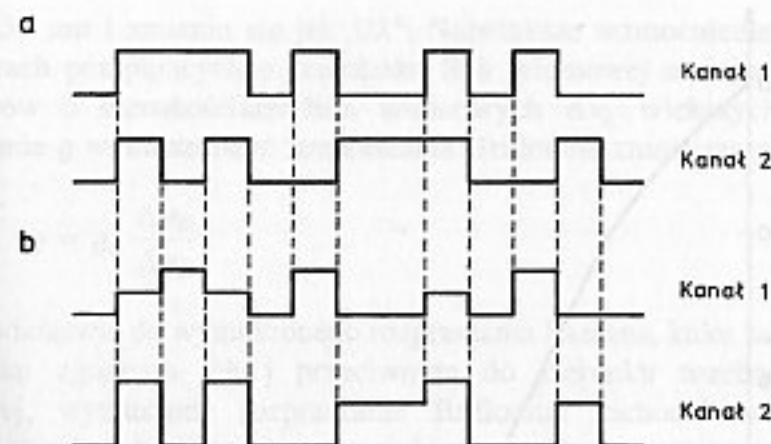
Rys. 4.1. Współczynnik wzmocnienia Ramana dla SiO_2 w funkcji przesunięcia częstotliwości przy długości fali pompy równej $1 \mu\text{m}$. Na podstawie [41]

równej 500 cm^{-1} . Oznacza to, że każde dwa kanały oddzielone od siebie o mniej niż 15000 GHz będą ze sobą sprzężone przez mechanizm wymuszonego rozpraszania Ramana. Ponieważ współczynnik wzmocnienia g jest odwrotnie proporcjonalny do długości fali, to dla $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$ jego maksymalna wartość wynosi około $7 \times 10^{-12} \text{ cm/W}$.

W jednokanałowych systemach transmisyjnych do światłowodu wprowadzony jest sygnał tylko o jednej długości fali. Jednakże ten sygnał generuje światło wskutek spontanicznego rozpraszania Ramana i wygenerowana fala następnie może zostać wzmacniana. Wykazano [43] zarówno teoretycznie jak i eksperymentalnie, że wzmocnienie światła rozproszonego wskutek efektu Ramana powoduje gwałtowne zmniejszenie mocy sygnału (nawet do 50%), jeśli moc światła P przekracza wartość określoną przez

$$\frac{gL_e P}{bA_e} = 16 \quad (4.3)$$

Dla typowych parametrów światłowodu odpowiada to mocy P równej około 1 W . Jasne jest, że rozpraszanie Ramana nie wpływa na pracę systemu jednokanałowego. Sytuacja jest jednak zupełnie inna, jeśli w tym samym światłowodzie transmitowanych jest wiele niezależnych kanałów na różnych długościach fal. Wówczas wskutek wymuszonego rozpraszania Ramana kanały o większych długościach fal będą wzmacniane kosztem kanałów o mniejszych długościach fal. Istnieje zasadnicza różnica między systemem jednokanałowym, w którym fala sondująca pochodzi ze wzmocnionego szumu spontanicznego rozpraszania Ramana, a systemami wielokanałowymi, w których fale sondujące o dużej mocy są wprowadzane w postaci sygnałów kanałowych. Prowadzi to do degradacji systemu na znacznie niższym poziomie mocy optycznej aniżeli w przypadku transmisji jednokanałowej. Rozpatrzmy dla przykładu dwukanałowy system o detekcji bezpośredniej, w którym kanał 1 (pompa) pracuje na długości fali λ_1 , która jest krótsza od długości fali λ_2 , na której pracuje drugi kanał. Po przejściu z dziedziny częstotliwości na długość fali z rys. 4.1 wynika, że jeżeli odstęp między kanałami jest mniejszy niż około 100 nm , to są one sprzężone przez zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana. Załóżmy, że początkowe moce wprowadzone do światłowodu są jednakowe dla obydwu kanałów, a sekwencje nadawanych bitów są takie, jak to pokazano na rys. 4.2a. Wpływ wymuszonego rozpraszania Ramana pokazano na rys. 4.2b. Zauważmy, że zmiany zachodzą tylko wtedy, jeśli w obydwu kanałach obydwa bity są niezerowe. Wtedy moc sygnału w kanale sondującym (λ_2) rośnie kosztem mocy w kanale pompującym (λ_1). Jeżeli w którymkolwiek kanale pojawia się zero, nie ma żadnych zmian mocy. Wpływ wymuszonego rozpraszania Ramana nie jest symetryczny. W kanale pompującym zmniejszeniu ulega rozwarcie oczka (ang. *eye pattern*) ze względu na zmniejszenie mocy niektórych bitów, co prowadzi do odpowiedniego zmniejszenia stosunku mocy sygnału do mocy szumu SNR i zwiększenia elementowej stopy błędów. Rozwarcie oczka w kanale sondującym nie zmienia się, gdyż część bitów pozostaje nie zmieniona (nie ma wzmocnienia).



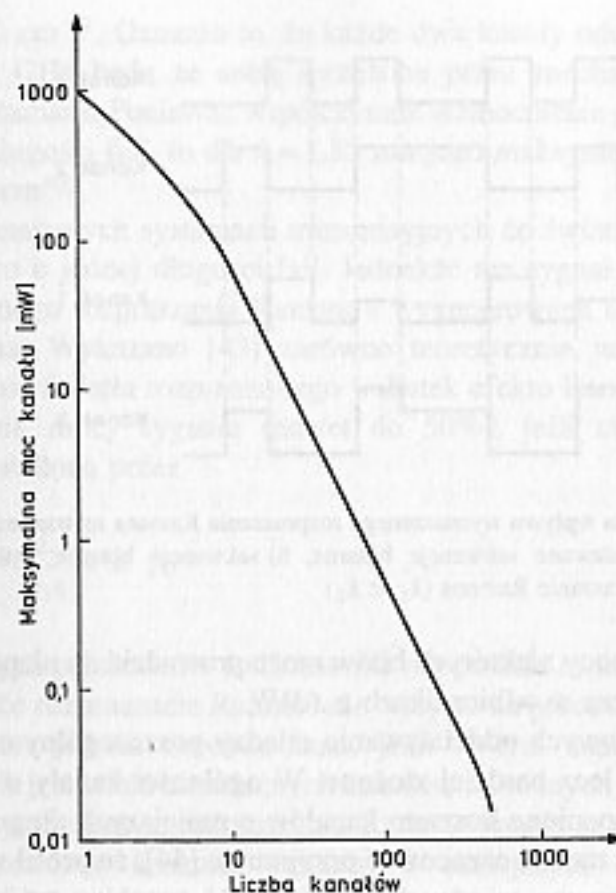
Rys. 4.2. Ilustracja wpływu wymuszonego rozpraszania Ramana na transmisję sygnałów binarnych: a) nadawane sekwencje binarne, b) sekwencje binarne zmienione przez wymuszone rozpraszanie Ramana ($\lambda_1 < \lambda_2$)

W praktyce zwiększenie mocy niektórych bitów może prowadzić do nieprawidłowej pracy odbiornika, zwłaszcza w odbiornikach z ARW.

Dla systemów wielokanałowych oddziaływanie między poszczególnymi kanałami jest jakościowo podobne, lecz bardziej złożone. W ogólności kanały o większych długościach fal będą wzmacniane kosztem kanałów o mniejszych długościach fal. Degradację pracy systemu można oszacować przyjmując [44], że profil współczynnika wzmocnienia Ramana ma między 0 a 500 cm^{-1} przebieg trójkątny. Jeśli założymy, że w danym systemie jest N kanałów równomiernie oddzielonych o częstotliwość Δf i mających jednakowe moce P , żaden z kanałów nie będzie miał mocy zmniejszonej o więcej niż 1 dB jeśli tylko [41]

$$(NP) [(N-1)\Delta f] < 500 \text{ GHz} \cdot \text{W} \quad (4.4)$$

Zauważmy, że NP jest całkowitą mocą optyczną wprowadzoną do światłowodu, a $(N-1)\Delta f$ – całkowitym pasmem optycznym. Z zależności (4.4) wynika, że iloczyn całkowitej mocy i całkowitego pasma optycznego musi być mniejszy niż $500 \text{ GHz} \cdot \text{W}$, aby minimalizować wpływ wymuszonego rozpraszania Ramana. Na rysunku 4.3 pokazano maksymalną moc w jednym kanale jako funkcję liczby kanałów N [41]. Przyjęto następujące wartości parametrów systemu $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$, $A_e = 5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, $L_e = 22 \text{ km}$, $\Delta f = 10 \text{ GHz}$. Dla kilku kanałów dopuszczalna moc maleje jak $1/N$, ponieważ profil wzmocnienia Ramana jest bardzo szeroki i moce we wszystkich N kanałach dają przyczynek do wymuszonego rozpraszania Ramana zgodnie ze wzorem (4.3). W miarę wzrostu liczby kanałów zajmowane pasmo optyczne ulega zwiększeniu, nabiera znaczenia oddziaływanie między kanałami i maksymalna moc w kanale zmniejsza się jak $1/N^2$ (4.4). Do tej pory w rozważaniach pominięto wpływ zjawiska dyspersji. Uwzględnienie dyspersji zmniejsza wpływ nieliniowego oddziaływania Ramana o czynnik, którego wartość zawiera się pomiędzy 1 a 2 [45]. Dla dużych szybkości transmisji i niezerowej



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]

dyspersji grupowej wpływ wymuszonego rozpraszania Ramana jest zmniejszony dwukrotnie. Zatem wówczas krzywa na rys. 4.3 powinna być podniesiona o 3 dB. Efekt wymuszonego rozpraszania Ramana może zostać wykorzystany do wzmacniania sygnałów w światłowodach. Będzie o tym mowa szerzej w rozdziale poświęconym wzmacniaczom optycznym.

4.2. WYMUSZONE ROZPRASZANIE BRILLOUINA

Wymuszone rozpraszanie Brillouina polega na oddziaływaniu fal świetlnych i dźwiękowych w światłowodzie. Powoduje przemianę częstotliwości i odwrócenie kierunku rozchodzenia się fali świetlnej. Padająca fala świetlna zamieniana jest na falę Stokesa o większej długości, jednocześnie wzbudzany jest fonon akustyczny. Mechanizm jest więc dosyć podobny do wymuszonego rozpraszania Ramana. Jednakże istnieje kilka istotnych różnic pomiędzy tymi dwoma zjawiskami. Po pierwsze maksymalny współczynnik wzmocnienia Brillouina dla światłowodów jednomodowych ($g_B \approx 4 \cdot 10^{-9}$ cm/W) o ponad dwa rzędy wielkości przekracza odpowiedni współczynnik dla rozpraszania Ramana. Zatem w odpowiednich warunkach wymuszone rozpraszanie Brillouina będzie dominującym procesem nieliniowym. Z drugiej strony pasmo wzmocnienia optycznego $\Delta\nu_B$ przy rozpraszaniu Brillouina jest stosunkowo niewielkie. Wynosi ono 20 MHz na długości

fali $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ i zmienia się jak $1/\lambda^2$. Największe wzmocnienie wystąpi zatem przy laserach pompujących o szerokości linii widmowej mniejszej niż 20 MHz. Dla laserów o szerokościach linii widmowych $\Delta\nu_L$ większych niż 20 MHz wzmocnienie g wymuszonego rozpraszania Brillouina zmniejsza się w stosunku

$$g = g_B \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_L} \quad (4.5)$$

W przeciwieństwie do wymuszonego rozpraszania Ramana, które zachodzi zarówno w kierunku zgodnym jak i przeciwnym do kierunku rozchodzenia się fali pompującej, wymuszone rozpraszanie Brillouina zachodzi w światłowodach jednomodowych jedynie w kierunku wstecznym. Ten proces w oczywisty sposób zmniejsza moc fali rozchodzącej się w światłowodzie (fala rozproszona wstecz zmniejsza moc fali pierwotnej), a w dodatku generuje potencjalnie silną falę rozproszoną z powrotem w kierunku nadajnika. Rozproszone światło jest przesunięte w stronę niższych częstotliwości o wielkość [40]

$$f_B = \frac{2n v_s}{\lambda} \quad (4.6)$$

gdzie: n – współczynnik załamania, v_s – prędkością dźwięku w światłowodzie. Dla szkła SiO_2 $f_B \approx 11$ GHz na długości fali $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Moc krytyczna sygnału optycznego, która w systemie jednokanałowym zaczyna powodować pogorszenie jakości transmisji wyraża się wzorem [40]

$$P_c = \frac{21bA_e}{g_B L_e} \quad (4.7)$$

i dla poprzednio przyjętych parametrów systemu $P_c = 2,4$ mW. Można pokazać, że w systemie wielokanałowym każdy kanał oddziałuje ze światłowodem niezależnie od innych kanałów, a w konsekwencji moc krytyczna (4.7) nie zależy od liczby kanałów.

Rezultaty te otrzymano przy założeniu, że promieniowanie nie jest modulowane. Okazuje się, że wymuszone rozpraszanie Brillouina jest bardzo wrażliwe na modulację sygnału. Przyczyną jest to, że sam proces rozpraszania nie jest natychmiastowy, jeśli rozważy się skalę czasu strumienia bitów (fonony akustyczne rozpraszające światło mają długie czasy życia, jak dowodzi wąskie, 20 MHz, pasmo wzmocnienia Brillouina). Ponadto duże szybkości modulacji dają duże szerokości linii widmowej lasera i redukcję wzmocnienia zgodnie z wzorem (4.5). W ogólnym przypadku binarna modulacja lasera zmniejsza wpływ wymuszonego rozpraszania Brillouina. Ta redukcja zależy od rodzaju modulacji i jej szybkości. Wzmocnienie Brillouina maleje wraz ze wzrostem szybkości modulacji, przy czym przy modulacji ASK i FSK występuje maksymalnie czterokrotna redukcja, dla modulacji zaś PSK o dużej szybkości B wzmocnienie Brillouina maleje liniowo wraz z B .

4.3. MODULACJA FAZY

Współczynnik załamania szkła kwarcowego, z którego wykonany jest światłowod, jak większość współczynników załamania ciał stałych, wykazuje nieznacznie zależność od gęstości mocy rozchodzącego się w nim promieniowania. Tę nieliniowość spowodowaną zjawiskiem Kerra można wyrazić zależnością

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4.8)$$

gdzie: I – natężenie światła ($I = P/A_e$), n_0 – wartość współczynnika załamania przy natężeniu bliskim zeru, n_2 – tzw. nieliniowy współczynnik załamania o wartości równej $n_2 = 3,18 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. W konsekwencji opóźnienie fazy światła po propagacji w światłowodzie o długości L wynosi

$$\phi(L) = \frac{2\pi n_0 L}{\lambda} + \frac{2\pi n_2 I L}{\lambda} \quad (4.9)$$

Jakiegokolwiek zmiany natężenia światła I wprowadzają modulację fazy rozchodzącej się w światłowodzie fali. Zjawisko to nosi nazwę **samomodulacji fazy** (ang. *self-phase modulation*). Uwzględniając przypadkową polaryzację można na podstawie (4.9) pokazać, że [41] w systemie jednokanałowym dla typowych wartości parametrów ($\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$, $L_e = 22 \text{ km}$, $A_e = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$)

$$\sigma_\phi = 0,035 \sigma_P \quad (4.10)$$

gdzie: σ_ϕ – średniokwadratowe odchylenie standardowe fluktuacji fazy wyrażone w radianach, σ_P – średniokwadratowe odchylenie standardowe fluktuacji mocy wyrażone w miliwatach. Jeśli przyjmujemy typową wartość zmian mocy około 1 mW, to wywołany tymi zmianami szum fazowy jest mniejszy niż 0,04 rad, co jest pomijalne nawet w systemach koherentnych z modulacją fazy. Z drugiej strony zwróćmy uwagę na to, że fluktuacje fazy sygnału w czasie powodują odpowiednie zmiany jego częstotliwości. Zmiana pulsacji sygnału $\Delta\omega$ wiąże się z nieliniową częścią opóźnienia fazy (drugi człon we wzorze (4.9)) zależnością

$$\Delta\omega = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{2\pi n_2 L_e}{\lambda A_e} \times \frac{dP}{dt} \quad (4.11)$$

Znak minus spowodowany jest tym, że zgodnie z przyjętą konwencją zapisu całkowita faza fali jest równa $\omega t - \beta z$, gdzie βz dane jest przez (4.9). Przyjmujemy, że w światłowodzie rozchodzi się impuls gaussowski o chwilowej mocy $P(t)$ opisanej funkcją

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right) \quad (4.12)$$

gdzie: T_0 – miara czasu trwania impulsu, P_0 – jego moc maksymalna. Wówczas zmiany pulsacji wyrażają się wzorem

$$\Delta\omega = 2 \frac{2\pi n_2 L_e P_0}{\lambda A_e} \frac{t}{T_0^2} \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right) \quad (4.13)$$

Jak widać z wzoru (4.13) dla czoła impulsu ($t < 0$) przesunięcie częstotliwości jest ujemne (przesunięcie w kierunku czerwieni), dla zbocza zaś opadającego ($t > 0$) to przesunięcie jest dodatnie (przesunięcie w kierunku światła niebieskiego). Taki charakter zależności jest wykorzystywany przy propagacji impulsów nie zmieniających kształtu tzw. solitonów. Będzie to dokładniej opisane w jednym z dalszych rozdziałów. Nietrudno jest, znajdując maksimum funkcji (4.13), określić maksymalne odchylenie pulsacji $\Delta\omega_{\max}$ (lub częstotliwości) wywołane zjawiskiem samomodulacji. Wynosi ono [41]

$$\frac{\Delta\omega_{\max}}{\omega_c} = k_e P_0, \quad \text{gdzie } k_e = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{2\pi n_2 L_e}{\lambda A_e} \quad (4.14)$$

Tutaj $\omega_c = 1/T_0$ – miara szerokości pasma częstotliwości zajmowanego przez impuls gaussowski. Dla podobnych, jakie przyjęto we wzorze (4.10), wartości parametrów, współczynnik $k_e \approx 0,05 \text{ [1/mW]}$. Zauważmy ponadto, że zależność (4.14) uwzględnia jedynie widmo impulsu, podczas gdy szerokość widmowa samego lasera (zazwyczaj wielokrotnie większa) nie jest brana pod uwagę. Stąd, i z (4.14) wynika, że dla przeciętnych mocy wprowadzanych do światłowodu rozszerzenie widma częstotliwościowego impulsu powodowane samomodulacją jest stosunkowo nieznaczne dla systemów z bezpośrednią modulacją lasera. Dokładniejszą analizę można znaleźć w pracy [39].

W systemach wielokanałowych oprócz samomodulacji istnieje jeszcze **skrośna modulacja fazy** polegająca na przesunięciu fazy pola w danym kanale przez zmiany natężeń pól w innych kanałach. Można pokazać [39], że współczynnik n_2 dla modulacji skrośnej jest dwukrotnie większy aniżeli dla samomodulacji. Przyjmując niezależne i jednakowe fluktuacje mocy w poszczególnych kanałach w systemie N -kanałowym, można korzystając z wzoru (4.10) obliczyć odchylenie standardowe fluktuacji fazy w danym kanale spowodowane fluktuacjami mocy w innych kanałach [41]

$$\sigma_\phi = 0,07 \sqrt{N} \sigma_P \quad (4.15)$$

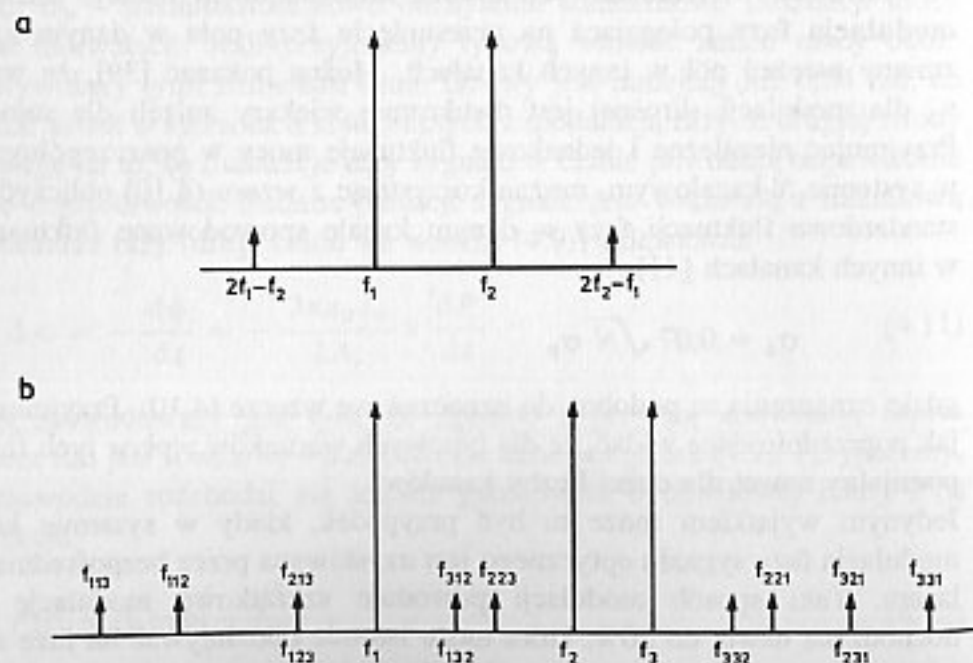
gdzie oznaczenia są podobne do oznaczeń we wzorze (4.10). Przyjmując podobne jak poprzednio dane widać, że dla typowych warunków wpływ tych fluktuacji jest pomijalny nawet dla dużej liczby kanałów.

Jedynym wyjątkiem może tu być przypadek, kiedy w systemie koherentnym modulacja fazy sygnału optycznego jest uzyskiwana przez bezpośrednią modulację lasera. Taki sposób modulacji powoduje szcztątkową modulację amplitudy, dochodzącą nawet do 20%, która może istotnie oddziaływać na fazę sygnału. Co więcej w przypadku N kanałów oddziaływanie jest proporcjonalne do N , a nie do $(N)^{0.5}$. Aby ograniczyć w tym przypadku straty mocy do 1 dB, moc w kanale P musi spełnić zależność $P < 21/N \text{ [mW]}$ [41].

4.4. MIESZANIE CZTEROFALOWE

Ta sama nieliniowość, która powoduje nieliniowość współczynnika załamania, jest źródłem tzw. **mieszania czterofalowego** (ang. *four photon mixing*). Mieszanie czterofalowe jest światłowodowym analogiem zniekształceń intermodulacyjnych: dwie poruszające się w jednym kierunku fale o częstotliwościach równych f_1 i f_2 mieszają się i generują prążki boczne na 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. W podobny sposób trzy fale rozchodzące się w tym samym kierunku będą generować dziewięć nowych fal optycznych o częstotliwościach $f_{ijk} = f_i + f_j - f_k$, gdzie ijk jest dowolną permutacją liczb 1, 2, 3. Pokazano to na rys. 4.4. Jeśli odstęp między kanałami jest równy, niektóre z powstających fal będą miały te same częstotliwości co fale pierwotne. Jasne jest, że powstanie dodatkowych fal, jak również zmniejszenie mocy fal pierwotnych, będzie pogarszać pracę systemów wielokanałowych poprzez przesłuchy i zwiększenie tłumienia.

Wydajność mieszania czterofalowego zależy od odstępu między kanałami i dyspersji światłowodu. Z powodu dyspersji chromatycznej fale pierwotne i wtórne mają różne prędkości grupowe. Zaburza to dopasowanie fazowe oddziaływujących fal i zmniejsza wydajność generacji fal o nowych częstotliwościach. Jest zrozumiałe, że wydajność mieszania czterofalowego maleje wraz ze wzrostem różnicy prędkości grupowych. Stąd wniosek, że zwiększenie odstępu między kanałami i zwiększenie dyspersji chromatycznej światłowodu prowadzi do mniejszych wydajności. Stąd,



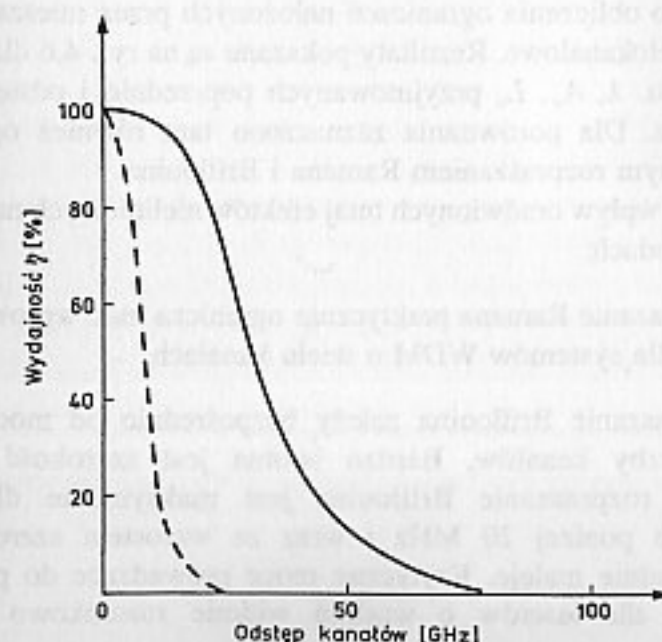
Rys. 4.4. Ilustracja powstawania nowych częstotliwości przy mieszaniu czterofalowym: a) dwie fale pierwotne, b) trzy fale pierwotne

dla uniknięcia zjawisk związanych z mieszaniem czterofalowym, przy transmisji sygnału na bardzo duże odległości (setki, tysiące kilometrów – przy użyciu wzmacniaczy optycznych) są czasami stosowane tzw. światłowody o niezerowej przesuniętej dyspersji [37] (ang. *non-zero dispersion shifted fibers*). Mają one zero dyspersji przesunięte poza okno 1,55 μm i w ten sposób dyspersja w tym oknie jest mała, ale nie zerowa, co ogranicza wpływ mieszania czterofalowego.

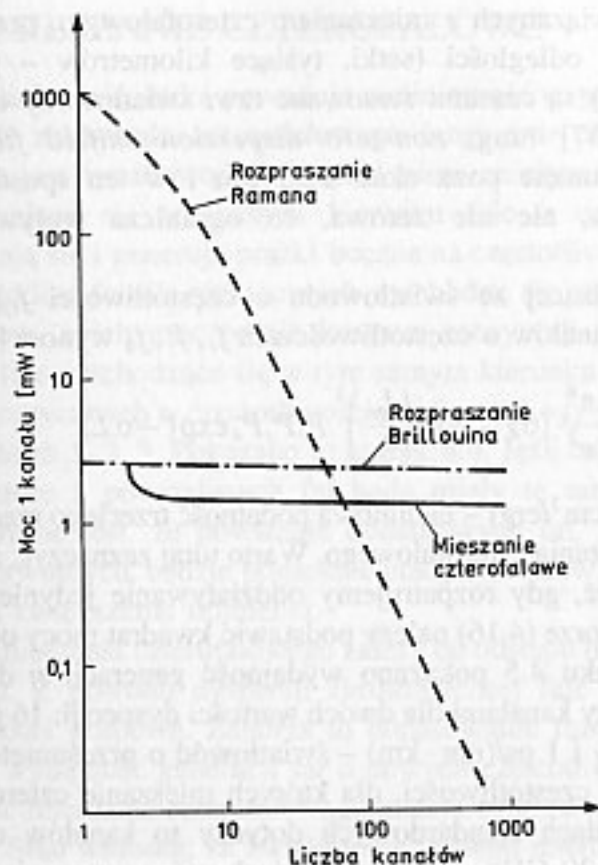
Moc $P_{ijk}(L)$ fali wychodzącej ze światłowodu o częstotliwości f_{ijk} , powstałej wskutek oddziaływania kanałów o częstotliwościach f_i, f_j, f_k wynosi [41]

$$P_{ijk} = \eta \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (6\chi_{1111})^2 \left(\frac{L_e}{A_e}\right)^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L) \quad (4.16)$$

gdzie: $\chi_{1111} = 6 \cdot 10^{-15} [\text{cm}^3/\text{erg}]$ – nieliniowa podatność trzeciego rzędu, η – efektywność (wydajność) mieszania czterofalowego. Warto tutaj zaznaczyć, że zależność (4.16) obowiązuje również, gdy rozpatrujemy oddziaływanie jedynie dwóch fal. Wówczas $P_i = P_j$ i we wzorze (4.16) należy podstawić kwadrat mocy odpowiedniej fali pierwotnej. Na rysunku 4.5 pokazano wydajność generacji η dla 1,55 μm w funkcji odległości między kanałami dla dwóch wartości dyspersji: 16 ps/(nm · km) – światłowod standardowy i 1 ps/(nm · km) – światłowod o przesuniętej dyspersji. Wykresy pokazują zakres częstotliwości, dla których mieszanie czterofalowe jest efektywne. W światłowodach standardowych dotyczy to kanałów o odstępach mniejszych aniżeli około 20 GHz, w światłowodach zaś z przesuniętą dyspersją o podanym D zakres ten zwiększa się do około 50 GHz. Równanie (4.16) i rys. 4.5



Rys. 4.5. Wydajność mieszania czterofalowego w funkcji separacji kanałów na długości fali 1,55 μm dla dwóch dyspersji światłowodu: 16 ps/(nm · km) – linia przerywana i 1 ps/(nm · km) – linia ciągła. Na podstawie [41]



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

można wykorzystać do obliczenia ograniczeń nałożonych przez mieszanie czterofalowe na systemy wielokanałowe. Rezultaty pokazane są na rys. 4.6 dla typowych wartości parametrów α , λ , A_e , L_e przyjmowanych poprzednio i odstępów między kanałami $\Delta f = 10$ GHz. Dla porównania zaznaczono tam również ograniczenia związane z wymuszonym rozpraszaniem Ramana i Brillouina.

Podsumujmy pokrótce wpływ omówionych tutaj efektów nieliniowych na transmisję sygnałów w światłowodach.

1. Wymuszone rozpraszanie Ramana praktycznie ogranicza moc wprowadzoną do światłowodu jedynie dla systemów WDM o wielu kanałach.
2. Wymuszone rozpraszanie Brillouina zależy bezpośrednio od mocy sygnału, a nie zależy od liczby kanałów. Bardzo istotna jest szerokość widmowa sygnału świetlnego: rozpraszanie Brillouina jest maksymalne dla laserów o liniach widmowych poniżej 20 MHz i wraz ze wzrostem szerokości linii widmowej proporcjonalnie maleje. Krytyczne moce prowadzące do pogorszenia jakości transmisji są dla laserów o wąskim widmie stosunkowo niewielkie (kilka mW).

3. Nieliniowa modulacja fazy ma wpływ na propagację impulsów jedynie w przypadku systemów z zewnętrzną modulacją światła.

4. Mieszanie czterofalowe jest najbardziej ze wszystkich zjawisk nieliniowych wrażliwe na parametry systemu. Aby minimalizować wpływ mieszania czterofalowego separacja kanałów powinna być jak największa i należy unikać pracy w zakresie minimum dyspersji chromatycznej. Przy nie spełnieniu tych warunków zjawisko to pogarsza pracę systemu już przy mocach rzędu kilku mW.

Wzmacniacze optyczne są to przyrządy pozwalające bezpośrednio wzmacniać strumień świetlny. W odróżnieniu od układów optoelektronicznych nie wymagają zamiany sygnału świetlnego na elektryczny. Wzmacniacze optyczne będą odgrywać coraz ważniejszą rolę w optycznych systemach transmisyjnych, ponieważ umożliwiają bezpośrednie wzmacnienie światła i wykorzystują do tego celu minimalną liczbę elementów elektronicznych, eliminując skomplikowane systemy elektroniczne używane w tym celu obecnie w regeneratorach. Wzmacniacze mogą pracować zarówno w sposób liniowy, jak i nieliniowy, ale obecnie są one testowane i wykorzystywane przy pracy z liniowym wzmacnieniem, zarówno w długodystansowych systemach transmisyjnych, jak i w sieciach lokalnych.

Liniowy wzmacniacz optyczny charakteryzuje się bardzo szerokim pasmem rzędu THz (kilkadziesiąt nanometrów) i jego użycie pozwoli na zwiększenie pojemności (przepustowości informacyjnej) linii poprzez zwiększenie liczby transmitowanych długości fal (systemy WDM z bezpośrednią detekcją lub systemy koherentne FDM), bądź zwiększanie szybkości transmisji. W systemie optycznym używającym liniowych wzmacniaczy optycznych ta modernizacja może być osiągnięta bez wymiany regeneratorów. W sieciach lokalnych wzmacniacze optyczne mogą być użyte do kompensacji strat związanych z rozdzielaniem sygnału pomiędzy wielu użytkowników za pomocą pasywnych sprzęgaczy o wielu portach.

Wzmacniacze optyczne opierają się bądź na strukturach laserów półprzewodnikowych, bądź na specjalnie domieszkowanych światłowodach optycznych. Omówimy kolejno te dwa typy wzmacniaczy.

5.1. WZMACNIACZE PÓŁPRZEWODNIKOWE

Wzmacniacze półprzewodnikowe wykorzystują istniejące struktury laserów półprzewodnikowych, przy czym końce rezonatora są zaopatrzone w specjalne pokrycia antyodblaskowe. Można tu wyróżnić dwa zasadnicze typy: wzmacniacze Fabry-Perot i wzmacniacze z falą bieżącą (ang. TWA – *travelling wave amplifiers*). Dla porównania własności tych dwóch rodzajów wzmacniaczy musimy najpierw

określić zależność wzmacnienia wneki od częstotliwości $G(f)$. Korzystając z klasycznej teorii interferometru Fabry-Perot, która będzie dokładniej omówiona w następnym rozdziale, możemy napisać [50]

$$G(f) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G_1}{(1-G_1\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G_1\sqrt{R_1R_2}\sin^2\phi} \quad (5.1)$$

Tutaj R_1, R_2 – współczynniki odbicia końców rezonatora; G_1 – wzmacnienie, ϕ – przesunięcie fazy, jakiego doznaje światło przy jednokrotnym przejściu przez wnekę rezonansową. Dwie ostatnie wielkości zależą od częstotliwości (długości fali), przy czym [55]

$$\phi = \frac{\pi(f-f_0)}{\Delta f} \quad (5.2)$$

W tym wzorze f_0 jest częstotliwością rezonansu Fabry-Perot, Δf jest zaś różnicą częstotliwości między modami podłużnymi, którą można wyrazić wzorem

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (5.3)$$

gdzie: n – współczynnik załamania, L – długość wneki.

Pasmo optyczne wzmacniacza półprzewodnikowego jest określone jako odstrojenie od częstotliwości rezonansowej, przy którym wzmacnienie $G(f)$ spada o 3 dB od swojej wartości maksymalnej. Można je wyznaczyć z wzorów (5.1), (5.2)

$$2\Delta f_{3dB} = \frac{2\Delta f}{\pi} \arcsin \left[\frac{1-G_1\sqrt{R_1R_2}}{2\sqrt{G_1}\sqrt[4]{R_1R_2}} \right] \quad (5.4)$$

Z tego wzoru wynika bezpośrednio, że pasmo 3 dB takiego wzmacniacza zależy bezpośrednio od parametru $G_1(R_1R_2)^{0.5}$. Im ten parametr, określający siłę sprzężenia optycznego, jest większy, tym mniejsze jest pasmo takiego wzmacniacza optycznego. Wzmacniacz z silnym sprzężeniem optycznym (duże $G_2(R_1R_2)^{0.5}$) określa się jako wzmacniacz Fabry-Perot, gdyż pasmo przepustowe jest zdominowane przez rezonanse Fabry-Perot związane z wneką optyczną. Duże sprzężenie osiągnięte jest przez stosunkowo dużą refleksyjność końców wneki rezonansowej; we wzmacniaczu Fabry Perot jest ona około 1%–30%. Takie wzmacniacze charakteryzują się wąskim pasmem przepustowym (rzędu GHz) i dużą wrażliwością na zmiany temperatury, prądu zasilania i polaryzacji sygnału wzmacnianego.

Drugi rodzaj wzmacniaczy półprzewodnikowych, a mianowicie wzmacniacze TWA charakteryzują się znacznie mniejszymi wartościami refleksyjności końców wneki (około 0,1% i mniej), co pozwala osiągnąć znacznie większe pasma przepustowe (kilkadziesiąt nanometrów). Ponadto w porównaniu ze wzmacniaczem Fabry-Perot, charakterystyki transmisyjne stają się mniej wrażliwe na fluktuacje prądu, temperatury i polaryzacji sygnału wejściowego. W idealnym przypadku zerowych współczynników odbicia wzmacnienie takiego wzmacniacza jest równe

G_1 , a jego pasmo jest określone przez szerokość pasma wzmocnienia warstwy aktywnej. W praktyce zawsze istnieje pewna resztkowa refleksja na końcach rezonatora i własności materiału (wzmocnienie, pasmo) są modyfikowane przez wnękę optyczną (wprowadzane są efekty rezonansowe związane ze strukturą Fabry-Perot). Ten efekt widoczny jest jako okresowe zmiany wzmocnienia wewnątrz pasma przepustowego. Okres tych zmian jest zależny [1] od długości wnęki, amplituda zaś – określona przez resztkową refleksję i wzmocnienie G_1 . Stosunek maksymalnego do minimalnego wzmocnienia może być określony z wzoru (5.1) przez przyjęcie $\sin \phi = 0$ (maksimum) lub $\sin \phi = 1$ (minimum). Wynosi on

$$\frac{G_{\max}}{G_{\min}} = \left(\frac{1 + G_1 \sqrt{R_1 R_2}}{1 - G_1 \sqrt{R_1 R_2}} \right)^2 \quad (5.5)$$

Z oczywistych przyczyn nierównomierność wzmocnienia w pasmie przenoszenia nie może być zbyt duża. Przyjmijmy, że maksymalna dopuszczalna nierównomierność wynosi 3 dB, czyli

$$\frac{G_{\max}}{G_{\min}} < 2 \quad (5.6)$$

Stąd i ze wzoru (5.5) wynika, że współczynniki odbicia końców rezonatora powinny spełniać zależność [3]

$$G_1 \sqrt{R_1 R_2} < 0,17 \quad (5.7)$$

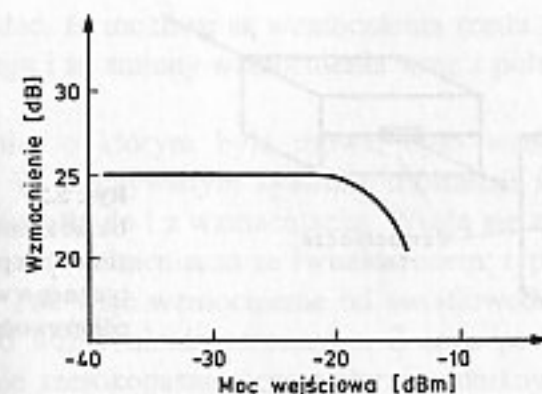
Z wzoru (5.7) wynika, iż przy resztkowej refleksji równej 0,1% możliwe jest maksymalne wzmocnienie rzędu dwudziestu kilku dB, przy nierównomierności charakterystyki mniejszej niż 3 dB. Ilustruje to wagę redukcji refleksji. Współczesne urządzenia mają pozostałość refleksji mniejszą niż 0,1%, co umożliwia osiągnięcie wzmocnienia znacznie przekraczające 20 dB, przy pasmie dochodzącym do 50 nm.

Wzmocnienie G_1 przy pojedynczym przejściu światła wyraża się zależnością [1]

$$G_1 = \exp \left[\left(\frac{\Gamma g_0}{1 + I/I_s} - \alpha \right) L \right] \quad (5.8)$$

Tutaj L – długość warstwy aktywnej, która w praktyce ma wartość około 250–500 μm , g_0 – współczynnik wzmocnienia optycznego materiału, Γ – określa ograniczanie optyczne. Z kolei I jest natężeniem światła, I_s – natężeniem nasycenia, a α – współczynnikiem tłumienia warstwy aktywnej. Z równania (5.5) wynika, że wzmocnienie G_1 zmniejsza się ze wzrostem natężenia. Również wartość przesunięcia fazy ϕ zależy od natężenia światła wskutek zmian gęstości nośników i odpowiadających im zmian współczynnika załamania wnęki. Zatem zarówno przesunięcie fazy, jak i G_1 są funkcjami natężenia światła.

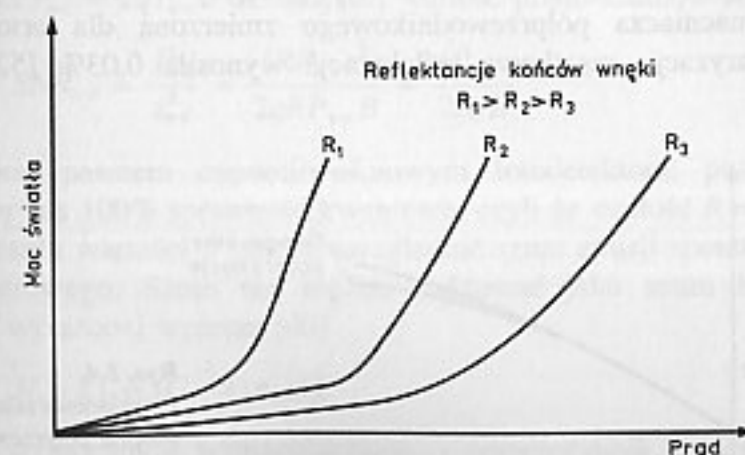
Jeżeli wartość wzmacnianego sygnału optycznego zmienia się w czasie, może to spowodować zniekształcenia sygnału. Z tej samej przyczyny wzmacniacze optyczne



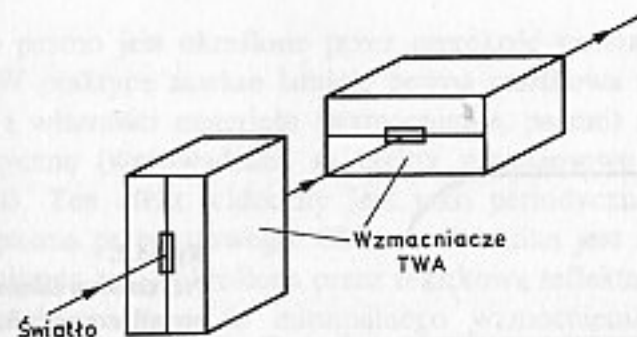
Rys. 5.1. Przykładowa zależność wzmocnienia półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego od mocy sygnału wejściowego

wykazują nieliniowość charakterystyki przy dużych mocach optycznych objawiającą się m.in. zmianą wzmocnienia wraz ze zmianą mocy sygnału wejściowego. Na rysunku 5.1 pokazano tę zależność dla wzmacniacza półprzewodnikowego z warstwą zagrzebaną [50]. Z rysunku widać, że wzmocnienie maleje o 3 dB, gdy moc wejściowa jest równa -14 dBm; odpowiada to wyjściowej mocy nasycenia równej $+7$ dBm.

Prądy zasilania we wzmacniaczach są różne od tych używanych w laserach półprzewodnikowych. W standardowym laserze końce rezonatora mają refleksję około 30% wskutek różnicy współczynników załamania materiału aktywnego i powietrza. Kiedy prąd polaryzacji zwiększa się, wzmocnienie optyczne w rejonie aktywnym również rośnie i odbicie od końców regionu aktywnego dostarcza potrzebnego optycznego sprzężenia zwrotnego do stymulacji oscylacji, gdy element wykorzystywany jest jako źródło laserujące. We wzmacniaczu optycznym typu Fabry Perot element pracuje przy prądzie polaryzacji mniejszym od progu laserowego. Z kolei pokrycie przeciwodblaskowe końców rezonatora zwiększa prąd progowy, przy którym zaczyna się akcja laserowa. Stąd wzmacniacze TWA pracują przy prądach znacznie przekraczających normalny prąd progowy. Zależność mocy światła od prądu progowego przy różnych współczynnikach odbicia pokazano na rys. 5.2.



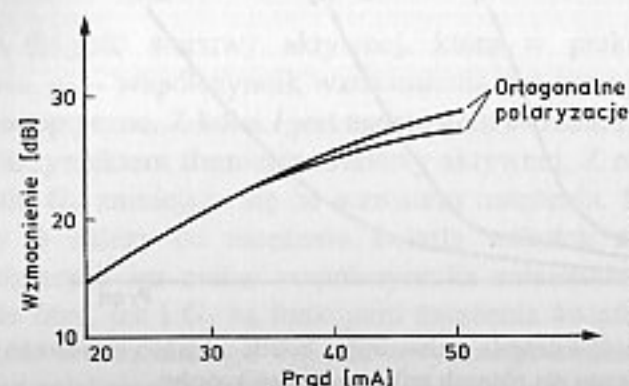
Rys. 5.2. Zależność natężenia emitowanego światła od prądu optycznego wzmacniacza półprzewodnikowego dla różnych refleksji jego końców



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

Bardzo niekorzystną cechą optycznych wzmacniaczy półprzewodnikowych jest zależność wzmocnienia od polaryzacji sygnału wejściowego. Wzmocnienie G_1 różni się o kilka dB dla fal TE i TM dlatego, że współczynnik wzmocnienia optycznego i współczynnik ograniczania są zależne od polaryzacji sygnału wejściowego. Zależność wzmocnienia od polaryzacji sygnału jest bardzo niekorzystna w systemach transmisji światłowodowej, gdyż polaryzacja sygnału pochodzącego ze światłowodu ulega zmianom (fluktuuje) w czasie. Przy braku korekcji te fluktuacje powodują odpowiednie zmiany poziomu sygnału wyjściowego. Z tego powodu opracowano wiele konstrukcji wzmacniaczy, które mają minimalizować zależność wzmocnienia od polaryzacji. Na rysunku 5.3 [3] pokazano układ składający się z dwóch identycznych wzmacniaczy optycznych obróconych względem siebie o 90° . Fala spolaryzowana jako TE w jednym z tych wzmacniaczy staje się falą TM w drugim i na odwrót. Jeśli obydwa wzmacniacze mają jednakowe charakterystyki wzmocnienia, to sumaryczne wzmocnienie nie zależy od polaryzacji fali wejściowej. Wadą takiego układu jest to, że szczątkowa refleksja laserów powoduje sprzężenie między nimi. Innym rozwiązaniem technologicznym jest zbliżenie szerokości i grubości warstwy aktywnej. Przy strukturze o grubości $0,26 \mu m$ i szerokości $0,4 \mu m$ uzyskano różnicę wzmocnienia mniejszą od 1,3 dB [51].

Na rysunku 5.4 pokazano prądową charakterystykę wzmocnienia nowoczesnego optycznego wzmacniacza półprzewodnikowego zmierzoną dla ortogonalnych składowych polaryzacji; resztkowa refleksja wynosiła 0,03% [52]. Z tego



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

rysunku widać, że możliwe są wzmocnienia rzędu 30 dB, przy prądzie zbliżonym do progowego i że zmiany wzmocnienia wraz z polaryzacją sygnału są stosunkowo niewielkie.

Wzmocnienie, o którym była mowa, było wzmocnieniem sygnału wewnątrz rezonatora. W rzeczywistym systemie transmisji światłowodowej konieczne jest sprzężenie światła do i z wzmacniacza. Wiążą się z tym określone straty związane ze sprzężeniem wzmacniacza ze światłowodem: typowo 3–3,5 dB na jeden koniec rezonatora. Tak więc wzmocnienie od światłowodu do światłowodu jest 6–7 dB mniejsze od wzmocnienia rezonatora. Z tego powodu maksymalne realistyczne wzmocnienie szerokopasmowego półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego niewiele przekracza 20 dB. Główne wady wzmacniaczy półprzewodnikowych to: duże straty związane ze sprzężaniem takiego wzmacniacza ze światłowodem, powstanie fal odbitych związanych z resztkową refleksją końców rezonatora, niezbyt duża moc nasycenia i wreszcie dynamiczne zmiany wzmocnienia przy pracy nieliniowej prowadzące do zniekształceń sygnału. W szczególności moc nasycenia jest jednym z najważniejszych parametrów przyszłych systemów transmisyjnych, gdyż określa ona m.in. ile niezależnych kanałów (np. WDM) może być wzmacnianych przez dane urządzenie.

Tak jak w każdym wzmacniaczu również we wzmacniaczach optycznych występuje szum. Jego źródłem jest emisja spontaniczna, w której wyniku do wzmacnianego sygnału dodawane jest światło o przypadkowym natężeniu. Przez analogię z wzmacniaczami elektronicznymi można zdefiniować współczynnik szumu wzmacniacza optycznego jako

$$F = \frac{SNR_{we}}{SNR_{wy}} \quad (5.9)$$

gdzie: SNR – stosunek mocy sygnału do mocy szumu. Wejściowy stosunek mocy sygnału do mocy szumu SNR_{we} można określić jako stosunek mocy prądu sygnału do mocy prądu szumów śrutowych na wejściu idealnego bezszumnego fotodetektora. Z zależności $i_{we}^2 = 2qI_{we}B$ określającej wartość prądu szumów śrutowych, mamy

$$SNR_{we} = \frac{I_{we}^2}{i_{we}^2} = \frac{(RP_{we})^2}{2qRP_{we}B} = \frac{P_{we}}{2hfB} \quad (5.10)$$

Tutaj B jest pasmem częstotliwościowym fotodetektora; przyjęto także, że fotodetektor ma 100% sprawność kwantową, czyli że czułość $R = q/hf$.

Przy obliczaniu wartości F należy uwzględnić szum emisji spontanicznej wzmacniacza laserowego. Szum ten można traktować jako szum biały o gęstości widmowej wyrażonej wzorem [40]

$$N_{sp}(f) = (G-1)n_{sp}hf \quad (5.11)$$

gdzie: G – wzmocnienie wzmacniacza, n_{sp} – współczynnik inwersji obsadzeń. Dla całkowitej inwersji obsadzeń jego wartość jest minimalna i wynosi 1. Wartość ta wzrasta, jeśli inwersja obsadzeń nie jest kompletna. W fotoodbiorniku szum emisji

spontanicznej zdudnia się z sygnałem użytecznym, powodując powstanie składowych szumowych o częstotliwościach różnicowych w zakresie pasma elektrycznego odbiornika. Jest to zjawisko podobne do detekcji heterodynowej opisanej w rozdziale o systemach koherentnych: promieniowanie wyemitowane spontanicznie miesza się w fotodetektorze ze wzmacnionym we wzmacniaczu optycznym sygnałem, dając składnik heterodynowy fotoprądu.

Możemy przyjąć, że moc sygnału optycznego jest równa uśrednionemu kwadratowi natężenia jego pola $P = \langle E^2 \rangle$. Zatem natężenie pola jest równe $E = (2P)^{0.5} \cos \omega t$, a więc całkowity prąd fotoodbiornika można wyrazić wzorem

$$I_{wy} + i_{wy} = R(\sqrt{2P_{sz}} \cos \omega_1 t + \sqrt{2P_{syg}} \cos \omega_2 t)^2 \quad (5.12)$$

Po podniesieniu do kwadratu składniki o częstotliwościach podwójnych można zaniedbać, gdyż wychodzą one poza pasmo elektryczne odbiornika. Jeżeli moc sygnału znacznie przekracza moc szumu, to wtedy wartość średniokwadratowa mocy szumu związanego z emisją spontaniczną wynosi

$$i_{wy}^2 = 4R^2 P_{syg} P_{sz} = 4I_{wy} R N_{sp}(f) B \quad (5.13)$$

gdzie prąd sygnałowy na wyjściu wyraża się wzorem

$$I_{wy} = RGP_{we} \quad (5.14)$$

Przy znacznych wartościach wzmocnienia G szum śrutowy sygnału wyjściowego ma znacznie mniejszą wartość aniżeli szum związany ze wzmacnioną emisją spontaniczną i możemy go zaniedbać. Zatem licząc ze wzorów (5.13), (5.14) stosunek sygnału do szumu na wyjściu otrzymujemy

$$SNR_{wy} = \frac{I_{wy}^2}{i_{wy}^2} \approx \frac{GP_{we}}{4N_{sp}B} \quad (5.15)$$

Współczynnik szumów wzmacniacza można teraz łatwo wyliczyć korzystając z zależności (5.9), (5.10), (5.11) i (5.15). Wynosi on

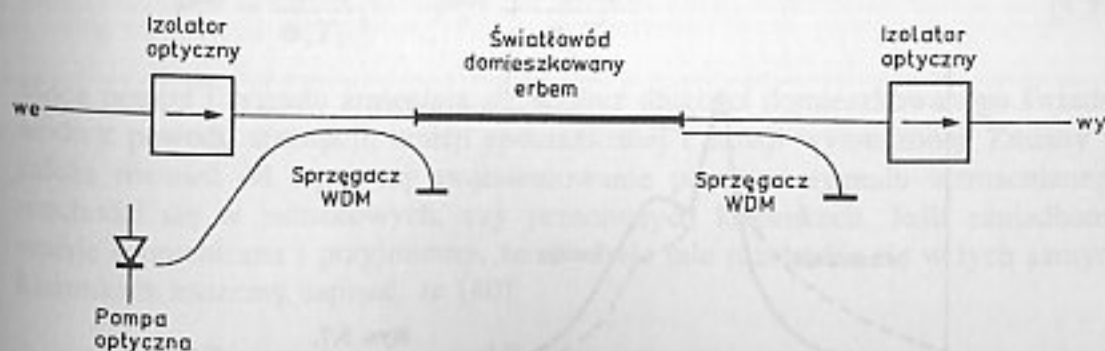
$$F = \frac{2n_{sp}(G-1)}{G} \approx 2n_{sp} \quad (5.16)$$

Równanie to pokazuje, że stosunek sygnału do szumu wzmacnionego sygnału pogarsza się o 3 dB nawet dla idealnego wzmacniacza, dla którego współczynnik inwersji obsadzeń $n_{sp} = 1$. Współczynnik szumów wzmacniacza dodatkowo pogarszają straty przy sprzęganiu na wejściu. Uwzględnienie tych strat daje wartość współczynnika szumów równą $F = 2n_{sp}/k$, gdzie k jest efektywnością sprzężenia na wejściu. Podstawienie typowych dla wzmacniacza półprzewodnikowego wartości ($n_{sp} = 1.5$, $k = 0.5$) daje współczynnik szumu rzędu 8 dB. W praktyce współczynniki szumów optycznych wzmacniaczy półprzewodnikowych przyjmują wartości zbliżone do powyższej.

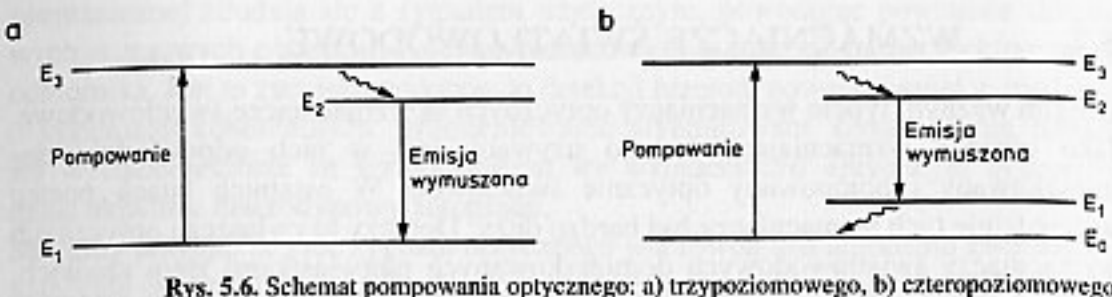
5.2. WZMACNIACZE ŚWIATŁOWODOWE

Drugim ważnym typem wzmacniaczy optycznych są wzmacniacze światłowodowe. Jako ośrodek wzmacniający światło używany jest w nich odpowiednio domieszkowany i pompowany optycznie światłowod. W ostatnich latach postęp w dziedzinie tych wzmacniaczy był bardzo duży. Dotyczy to zwłaszcza optycznych wzmacniaczy światłowodowych domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich. Parametry takiego wzmacniacza np. długość fali, na jakiej pracuje lub jego wzmocnienie są określone nie tyle przez światłowod, ile przez rodzaj i sposób domieszkowania. Wykorzystywane są różne pierwiastki ziem rzadkich, takie jak: erb, prazeodym, neodym, holm itd., które mogą pracować na różnych długościach fal od światła widzialnego do podczerwieni. Najlepiej rozwinięta jest technologia wytwarzania wzmacniaczy światłowodowych domieszkowanych erbem (tzw. wzmacniacze EDFA – ang. *erbium doped fiber amplifier*), które są dostępne komercyjnie. Pracują one w pobliżu długości fali 1,55 μm i dlatego są dobrze dopasowane do użycia w trzecim oknie transmisyjnym światłowodu. Wzmacniacze światłowodowe mają tę szczególną przewagę nad wzmacniaczami półprzewodnikowymi, że dadzą się włączyć do linii transmisyjnej z bardzo małymi stratami na sprzężenie. Obecnie wzmacniacze światłowodowe dają większe wzmocnienie netto niż wzmacniacze półprzewodnikowe. Istnieje wiele rodzajów wzmacniaczy światłowodowych, ale ich konfiguracja jest bardzo podobna. Przedstawiono ją na rys. 5.5.

Wzmacniacz składa się z odcinka specjalnie domieszkowanego światłowodu; w przypadku wzmacniaczy domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich jest to krótki (najczęściej 10–50 m) odcinek światłowodu jednomodowego. Światłowod ten jest połączony z pompą optyczną (z reguły laserem o dużej mocy). Pompa optyczna pełni podobną funkcję jak prąd polaryzacji we wzmacniaczu półprzewodnikowym. Zarówno światło z pompy optycznej jak i sygnał wzmacniany doprowadzane są do domieszkowanego światłowodu za pomocą dichroicznego sprzęgacza kierunkowego (tzn. sprzęgacza, którego współczynnik sprzężenia zależy od długości fali). Współczynniki sprzężenia na długości fali pompy i wzmacnianego sygnału są dobrane tak, aby obydwa sygnały przeszły z małymi stratami do



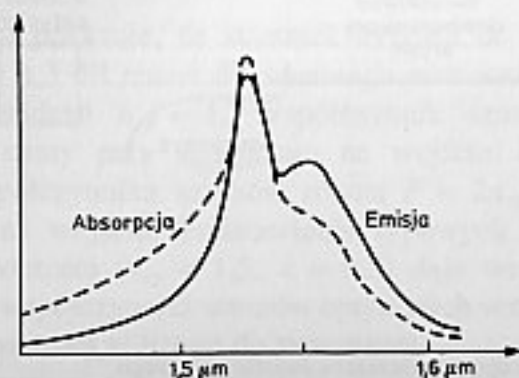
Rys. 5.5. Schemat optycznego wzmacniacza światłowodowego



Rys. 5.6. Schemat pompowania optycznego: a) trzypoziomowego, b) czteropoziomowego

domieszkowanego światłowodu. Podczas pracy sygnał pompy i wzmacniany sygnał użyteczny nakładają się na siebie w tym światłowodzie. Sygnał użyteczny jest wzmacniany wskutek zjawiska emisji wymuszonej; przy czym inwersja obsadzeń osiągnięta jest poprzez pompowanie optyczne. W zależności od poziomów energetycznych domieszki rozróżniamy pracę trzy- i czteropoziomową (rys. 5.6). Pracą trzypoziomową charakteryzują się np. wzmacniacze EDFA. W takim wzmacniaczu energia pompy jest absorbowana na określonych długościach fal, powodując wzbudzenie atomów erbu do poziomu E_3 . Po stosunkowo krótkim czasie (rzędu $1 \mu s$) przechodzą one w wyniku przejścia niepromienistego do tzw. poziomów metastabilnych o dłuższym czasie życia (rzędu $10 ms$). Wzmocnienie sygnału przechodzącego przez domieszkowany światłowód jest wynikiem emisji wymuszonej wzbudzonych na poziom metastabilny jonów erbu. Przy domieszkowaniu erbem wzmocnienie zachodzi w pasmie wokół $1530 nm$, a długość fali pompy jest około $980 nm$ bądź $1480 nm$. Na rysunku 5.7 pokazano widma absorpcji i emisji (wzmocnienia) takiego wzmacniacza. Widmo wzmocnienia jest dosyć szerokie i ma dwa maksima. Kształt i szerokość tego widma istotnie zależy od domieszkowania rdzenia światłowodu. Użycie oprócz erbu dodatkowych domieszek (aluminium lub fosforu) w istotny sposób je poszerza.

Wzmocnienie wzmacniacza EDFA zależy od wielu parametrów urządzenia takich, jak koncentracja jonów erbu, średnica rdzenia, moc pompy i długość wzmacniacza itd. Aby otrzymać zależność wzmocnienia od tych parametrów przyjmujemy prosty dwupoziomowy model pracy wzmacniacza, w którym zaniedbano zjawiska



Rys. 5.7. Widma absorpcji i emisji we wzmacniaczu typu EDFA

wzmocnienia emisji spontanicznej. W modelu tym przyjęto, że najwyższy, trzeci poziom układu trzypoziomowego jest prawie pusty z powodu szybkiego przechodzenia wzbudzonych atomów do poziomu drugiego (patrz rys. 5.6a). Gęstość obsadzeń w stanie wzbudzonym N_2 spełnia następujące równanie różniczkowe [40]

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_p N_1 - W_s (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{T_1} \quad (5.17)$$

gdzie: $N_1 = N - N_2$ – gęstość obsadzeń stanu podstawowego (N – całkowita gęstość obsadzeń), T_1 – czas życia stanu wzbudzonego ze względu na emisję spontaniczną, W_p i W_s są szybkościami przejścia (ang. *transition rate*) odpowiednio dla promieniowania pompy i wzmacnianego sygnału. Wyrażają się one zależnościami [40]

$$W_p = \frac{\sigma_p P_p}{A_p h f_p}, \quad W_s = \frac{\sigma_s P_s}{A_s h f_s} \quad (5.18)$$

Indeks p odnosi się do fali pompy, s zaś do fali sygnałowej. Z kolei σ – odpowiedni przekrój przejścia na częstotliwości f , A – powierzchnia modu fali pompy lub sygnału wewnątrz światłowodu, P – moc pompy lub sygnału. Przyrównując do zera pochodną po czasie w równaniu (5.17) nietrudno jest obliczyć wartość N_2 w stanie ustalonym

$$N_2 = \frac{N(P_p^0 + P_s^0)}{1 + 2P_s^0 + P_p^0} \quad (5.19)$$

gdzie

$$P_s^0 = \frac{P_s}{P_s^{nas}}, \quad P_p^0 = \frac{P_p}{P_p^{nas}} \quad (5.20)$$

moce zaś nasycenia dane są przez

$$P_s^{nas} = \frac{A_s h f_s}{\sigma_s T_1}, \quad P_p^{nas} = \frac{A_p h f_p}{\sigma_p T_1} \quad (5.21)$$

Moce pompy i sygnału zmieniają się wzdłuż długości domieszkowanego światłowodu z powodu absorpcji, emisji spontanicznej i emisji wymuszonej. Zmiany te zależą również od tego, czy promieniowanie pompy i sygnału wzmacnianego rozchodzi się w jednakowych, czy przeciwnych kierunkach. Jeśli zaniedbamy emisję spontaniczną i przyjmujemy, że obydwie fale rozchodzą się w tych samych kierunkach możemy napisać, że [40]

$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_p N_1, \quad \frac{dP_s}{dz} = -\sigma_s (N_2 - N_1) \quad (5.22)$$

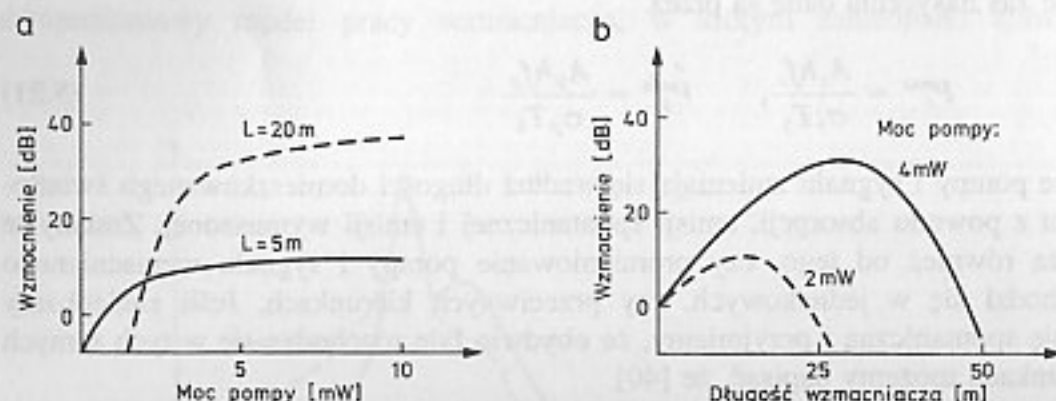
Wyrażając N_1 jako $N_1 = N - N_2$ i korzystając z zależności (5.19) otrzymujemy [40]

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{(P_s^0 + 1)\alpha_p P_p}{1 + 2P_s^0 + P_p^0}, \quad (5.23)$$

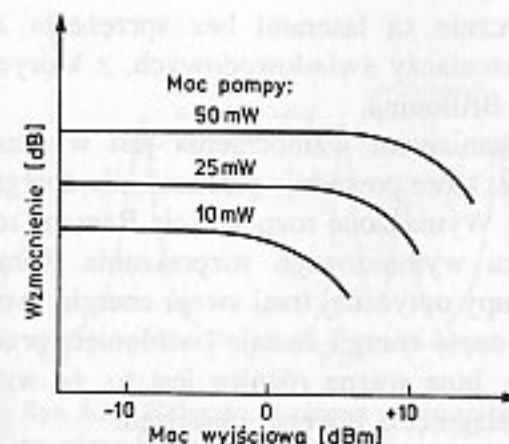
$$\frac{dP_s}{dz} = +\frac{(P_p^0 - 1)\alpha_s P_s}{1 + 2P_s^0 + P_p^0},$$

gdzie: $\alpha_p = \sigma_p N$ i $\alpha_s = \sigma_s N$ – współczynniki absorpcji odpowiednio na długościach fali pompy i sygnału. Równania (5.23) mogą być wykorzystane do analizy małosygnałowej i wielosygnałowej wzmacniaczy EDFA. Dają one wyniki zgodne z eksperymentalnymi.

Na rysunku 5.8 pokazano zależność wzmocnienia małosygnałowego od mocy pompy i długości wzmacniacza o typowych wartościach parametrów [40], [54]. Z przedstawionych rezultatów wynika, że dla danej mocy pompy istnieje optymalna długość wzmacniacza dająca maksymalne wzmocnienie. Typowe realizacje dają wzmocnienie około 25–30 dB, choć osiągnięte wzmocnienia przekraczają 50 dB [49]. Standardowe pasmo wynosi około 35 nm przy użyciu pompy o długości fali 1480 nm i mocy z zakresu 10–100 mW. Typowe maksymalne wyjściowe moce nasycenia są około 15–20 mW, co odpowiada najlepszym wzmacniaczom półprzewodnikowym. Jednak przy wzroście mocy pompy optycznej moc wyjściowa wzmacniacza również rośnie. Osiągane są moce wyjściowe około kilkuset mW, wzmacniacze zaś o mocach wyjściowych przekraczających 100 mW są dostępne komercyjnie. Zachowanie się w nasyceniu typowego wzmacniacza EDFA jest pokazane na rys. 5.9. Należy zaznaczyć, że istnieją specjalne konstrukcje dwu- i trzy stopniowych wzmacniaczy światłowodowych pozwalających uzyskać moce wyjściowe rzędu kilku watów [47]. W konstrukcji dwustopniowej lasery półprzewodnikowe pompują płaszcz światłowodu domieszkowany neodymem, w wyniku czego zachodzi tam akcja laserowa na długości fali 1,06 μm . Dopiero to



Rys. 5.8. Wzmocnienie małosygnałowe wzmacniacza EDFA w funkcji: a) mocy pompy, b) długości wzmacniacza. Na podstawie [40], [54]



Rys. 5.9. Własności wzmacniacza EDFA w nasyceniu

światło pompuje rdzeń światłowodu (domieszkowany erbem i iterbem), co pozwala uzyskać moce wyjściowe wzmacnianego sygnału około 4 W [47].

Oprócz niskich strat mocy na sprzężenie, wzmacniacze EDFA mają inne zalety, a mianowicie:

- brak zależności wzmocnienia od polaryzacji sygnału,
- redukcja przesłuchu przy wzmacnianiu wielu sygnałów na różnych długościach fali,
- eliminacja odbić,
- moc nasycenia znacznie większą niż we wzmacniaczach półprzewodnikowych,
- mniejszy niż u wzmacniaczy półprzewodnikowych współczynnik szumów.

Ten ostatni fakt jest spowodowany tym, że wzmacniacze światłowodowe charakteryzują się lepszym sprzężeniem i lepszą inwersją obsadzeń, co w efekcie daje mniejsze wartości współczynnika szumu: około 3,5–5 dB (osiągnięto współczynniki szumów przekraczające jedynie o kilka dziesiątych dB minimalną teoretyczną wartość 3 dB).

Wzmacniacze EDFA mogą być wykorzystane jedynie w systemach pracujących w pobliżu długości fali 1,55 μm . Jednakże niektóre zastosowania (CATV, sieci lokalne) wymagają pracy na długości fali 1,31 μm . Aby osiągnąć wzmocnienie na takiej długości fali światłowody domieszkuje się neodymem lub prazeodymem. Jednakże tak powstałe wzmacniacze światłowodowe mają własności nieco gorsze od wzmacniaczy EDFA. W szczególności mają małe efektywności pompowania (typowo 0,2 dB/mW) zatem wymagają większych mocy pompy (200–800 mW) [46]. We wzmacniaczach domieszkowanych prazeodymem współczynnik szumów silnie zależy od długości fali. Typowe wartości są rzędu 5 dB [56] i zmieniają się następująco: $F < 4$ dB dla $\lambda < 1,28 \mu\text{m}$ i $F > 7$ dB dla $\lambda > 1,32 \mu\text{m}$ [46]. W tych wzmacniaczach wykorzystuje się lasery pompujące o długościach fali typowo 1,01 μm lub 1,047 μm . Osiągane są wzmocnienia około 20–30 dB przy mocach wyjściowych +10 ... +17 dBm [46], choć spotykane są wzmocnienia większe od 40 dB [56]. Wzmacniacze takie na światłowodach fluorkowych tzw. PDFFA (ang. *praseodymium doped fluoride fiber amplifier*) są już dostępne komercyjnie [48]. Oprócz wzmacniaczy światłowodowych, których działanie jest oparte na emisji

wymuszonej, a więc które faktycznie są laserami bez sprzężenia zwrotnego, istnieją jeszcze inne rodzaje wzmacniaczy światłowodowych, z których najważniejsze to wzmacniacze Ramana i Brillouina.

We wzmacniaczu Ramana mechanizmem wzmocnienia jest wymuszone rozpraszanie Ramana w światłowodzie, które powoduje przenoszenie energii z pompy optycznej do sygnału użytecznego. Wymuszone rozpraszanie Ramana różni się od emisji wymuszonej; w przypadku wymuszonego rozpraszania Ramana foton pochodzący z promieniowania pompy optycznej traci swoją energię tworząc foton o mniejszej energii, pozostała zaś część energii zostaje pochłonięta przez ośrodek w formie wibracji molekularnych. Inną ważną różnicą jest to, że wzmacniacze Ramana nie wymagają do pracy osiągnięcia inwersji obsadzeń.

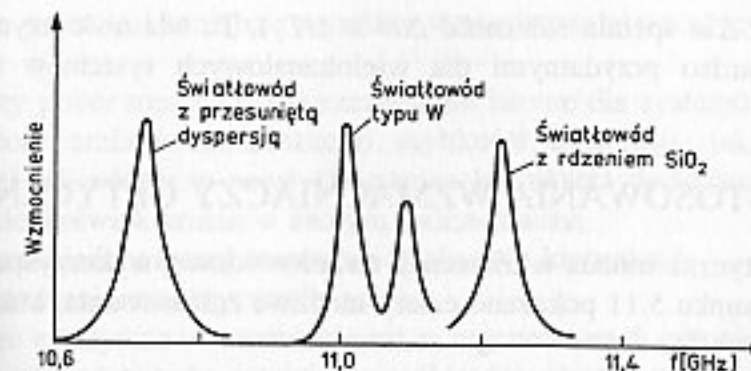
Konstrukcja wzmacniacza Ramana jest podobna do pokazanej na rys. 5.5. Długość fali pompy musi być niższa od długości fali sygnału, np. wzmocnienie sygnału o długości fali 1,55 μm wymaga pompy o długości fali 1,45 μm . Dla zwiększenia wzmocnienia trzeba zredukować obszar przekroju światłowodu, w którym zawiera się moc pompy, aby zwiększyć natężenie światła pompy wewnątrz światłowodu. Najczęściej uzyskuje się to przez domieszkowanie światłowodu kwarcowego germanem, przez co zwiększa się różnica współczynników załamania rdzenia i płaszczu. Aby osiągnąć wzmocnienie około 15 dB moc pompy musi wynosić około 300 mW. Zasadniczą cechą wzmacniaczy Ramana jest to, że mogą być osiągnięte moce sygnału wyjściowego około 200 mW, co daje wzrost o rząd wielkości w porównaniu ze wzmacniaczami półprzewodnikowymi. Pasma przepustowe jest podobne (rzędu 40–50 nm). Głównym problemem jest długość wzmacniacza, która z reguły przekracza 1 km oraz wymagana duża moc pompy optycznej.

Zasada pracy optycznych wzmacniaczy Brillouina jest podobna do zasady pracy wzmacniaczy Ramana, z tą różnicą, że wzmocnienie optyczne jest spowodowane zjawiskiem wymuszonego rozpraszania Brillouina. Z tego powodu wzmacniacze te są również pompowane optycznie i moc sygnału użytecznego wzrasta kosztem mocy pompy. Istnieją jednak istotne różnice między wzmacniaczami Brillouina a Ramana:

- wzmocnienie zachodzi jedynie w przypadku kiedy fala sygnałowa rozchodzi się w kierunku przeciwnym do fali pompy,
- różnica częstotliwości między pompą a sygnałem jest stosunkowo niewielka (rzędu 10 GHz),
- pasmo wzmocnienia Brillouina jest bardzo wąskie (< 100 MHz), co wyklucza zastosowanie wzmacniacza w systemach szerokopasmowych.

Widmo wzmocnienia Ramana pokazano na rys. 4.1, na rys. 5.10 zaś – widmo wzmocnienia Brillouina. Wzmacniacze Brillouina charakteryzują się dużymi współczynnikami szumów (kilkanaście dB), a ze względu na wąskie pasmo ich potencjalne zastosowanie jest ograniczone do systemów koherentnych i systemów ze zwielokrotnieniem długości fali, gdzie mogą służyć do wyboru kanału.

Jedną z podstawowych zalet wzmacniaczy optycznych jest to, że mogą one wzmacniać jednocześnie wiele kanałów komunikacyjnych, o ile całkowite pasmo



Rys. 5.10. Widmo wzmocnienia wzmacniacza Brillouina dla różnych typów światłowodów. Na podstawie [53]

zajmowane przez te kanały zawiera się w pasmie wzmacniacza. W idealnym przypadku wzmocnienie sygnału w każdym kanale powinno być jednakowe. W praktyce istnieją efekty nieliniowe, które mogą spowodować nierównomierność wzmocnienia i wprowadzić przesłuch między kanałami. Najważniejsze z nich w przypadku wzmacniaczy EDFA to nasycenie skrośne i mieszanie czterofalowe. W ich wyniku mogą być generowane nowe składowe częstotliwościowe zachodzące na inne kanały (mieszanie czterofalowe), jak również może zachodzić modulacja wzmocnienia wzmacniacza w danym kanale przy zmianach dużego poziomu mocy w jednym z pozostałych kanałów (nasycenie skrośne). To drugie zjawisko jest charakterystyczne dla wszystkich wzmacniaczy optycznych i jest spowodowane tym, że wzmocnienie danego kanału nasycy się nie tylko przez jego własną moc, ale również przez moce sąsiednich kanałów. Można tego zjawiska uniknąć przy pracy wzmacniaczy w zakresie liniowej części charakterystyki.

W przypadku wzmacniania wielu kanałów moc sygnału P_s występująca we wzorze (5.18) wyraża się zależnością [40]

$$P_s = \frac{1}{2} \left| \sum_{i=1}^M A_i \exp(-j\omega_i t) + \sum_{i=1}^M A_i^* \exp(j\omega_i t) \right| \quad (5.24)$$

gdzie: M – liczba kanałów, ω_i – pulsacja nośna i -tego kanału, $A_i = \sqrt{P_i} \cos \phi_i$ – jego amplituda (P_i oznacza moc, ϕ_i zaś fazę sygnału w i -tym kanale). Wykonując działania we wzorze (5.24) otrzymujemy

$$P_s = \sum_{i=1}^M P_i + \sum_{i=1}^M \sum_{k \neq i}^M 2\sqrt{P_i P_k} \cos[(\omega_i - \omega_k)t + \phi_i - \phi_k] \quad (5.25)$$

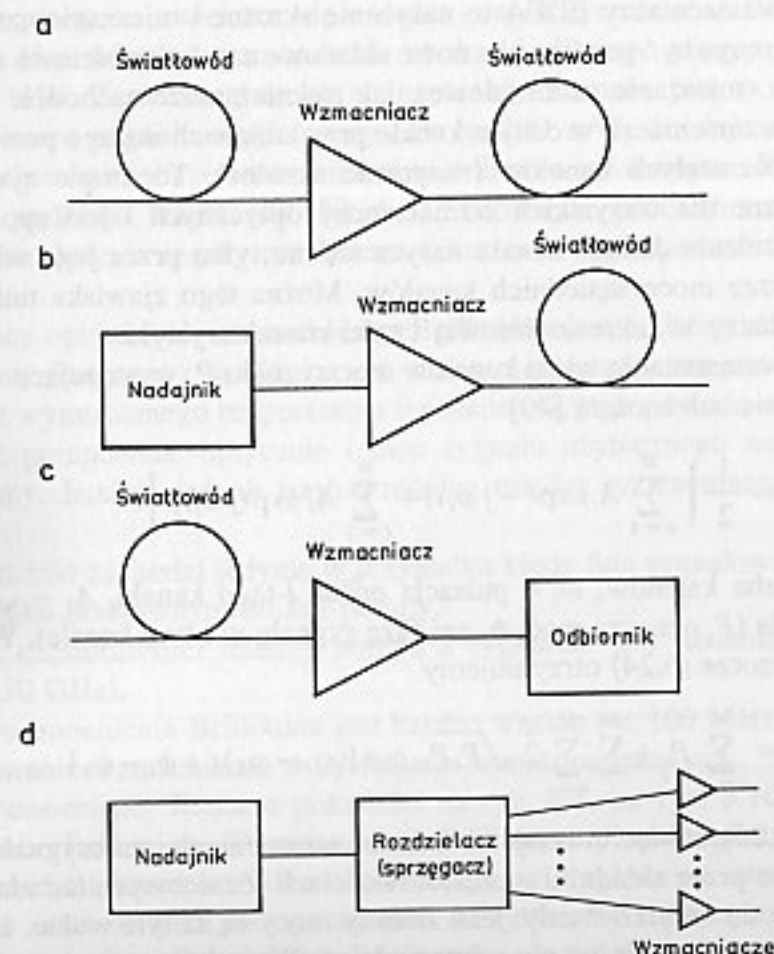
Moc sygnału (5.25), a więc inwersja obsadzeń i wzmocnienie małosygnałowe może być modulowane przez składniki o częstotliwościach różnicowych (zdudnieniowe). Jednakże dzieje się to tylko wtedy, jeśli zmiany mocy są na tyle wolne, że ośrodek wzmacniający jest w stanie na nie odpowiedzieć. W praktyce we wzmacniaczach EDFA szybkość zmian mocy jest znacznie większa od czasu życia na poziomie wzbudzonym T_1 i zjawisko to można pominąć (można je pominąć wtedy, gdy odstęp

między kanałami $\Delta\omega$ spełnia zależność $\Delta\omega \gg 1/T_1$). Ta własność czyni wzmacniacze EDFA bardzo przydatnymi dla wielokanałowych systemów telekomunikacyjnych.

5.3. ZASTOSOWANIA WZMACNIACZY OPTYCZNYCH

Wzmacniacze optyczne można w transmisji światłowodowej wykorzystać na kilka sposobów. Na rysunku 5.11 pokazano cztery możliwe zastosowania, które kolejno omówimy.

W systemach transmisyjnych wykorzystujących lasery jednomodowe efekty dyspersji światłowodowej są małe i długość odcinków regeneracyjnych jest wyznaczona przez straty światłowodu. Takie systemy nie wymagają całkowitej regeneracji sygnału w każdym regeneratorze i wzmocnienie liniowe jest wystarczające. *Liniowe wzmacniacze optyczne* mogą być zatem wykorzystane zamiast regeneratorów (rys. 5.11a) w systemach zarówno tradycyjnych jak i koherentnych. Niektóre zalety liniowych wzmacniaczy optycznych to:



Rys. 5.11. Zastosowania wzmacniaczy optycznych: a) zamiast regeneratora, b) wzmacniacz mocy, c) przedwzmacniacz, d) w sieci LAN

- większa prostota i mniejsze wymiary w porównaniu z tradycyjnymi regeneratorami,
- mniejszy pobór mocy, co jest szczególnie istotne dla systemów podwodnych,
- możliwość zmiany (zwiększania) szybkości transmisji, jak również zmian długości fali nośnej w pewnych granicach i użycia dodatkowych fal nośnych bez jakichkolwiek zmian w samym wzmacniaczu,
- możliwość jednoczesnej transmisji w obydwu kierunkach.

Do wad wzmacniaczy optycznych należą:

- mniejsze efektywne wzmocnienie niż w regeneratorach optoelektronicznych, co może pociągać za sobą zmniejszenie długości odcinka międzyregeneracyjnego,
- system jest analogowy, więc szumy i drgania zboczy impulsów (*jitter*) dodają się wzdłuż całego toru, ograniczając liczbę odcinków bez pełnej regeneracji sygnału,
- fale odbite w optycznych wzmacniaczach półprzewodnikowych mogą powodować niestabilność systemu.

Wzmacniacz optyczny może być wykorzystany do zwiększenia transmitowanej mocy przez umieszczenie go bezpośrednio za nadajnikiem. Pracuje on wtedy jako *wzmacniacz mocy* i umożliwia zwiększenie odległości transmisji nawet o ponad 100 km (rys. 5.11b).

Oprócz funkcji liniowego regeneratora, wzmacniacze optyczne mogą również spełniać zadanie *przedwzmacniaczy* zwiększając czułość odbiorników optycznych (rys. 5.11c). Przez dostarczenie wzmocnienia optycznego przed fotodiodą, sygnał i związany z nim szum wzmacniacza zostają wzmocnione powyżej szumu odbiornika. Wzmacniacze optyczne umożliwiają zatem redukcję wpływu szumu termicznego odbiornika. Poprawa jest szczególnie istotna dla szybkości transmisji powyżej 1 Gbit/s i umożliwia wykonanie czułych odbiorników szerokopasmowych koniecznych dla systemów o wysokiej przepływności. Przykładowy odbiornik z przedwzmacniaczem optycznym EDFA (AT&T) przy przepływności transmisji 1,8 Gbit/s ma czułość -40 dBm [50].

Wzmacniacze optyczne mogą zostać również użyte dla kompensacji strat związanych z dystrybucją (podziałem sygnału między wielu użytkowników) w sieciach lokalnych (LAN) oraz sieciach dyfuzyjnych i dystrybucyjnych (rys. 5.11d). Ważnym zastosowaniem są sieci CATV, w których kanały telewizyjne są nadawane analogowo na podnośnych sygnałach optycznych.

Oprócz poprzednio omówionych zastosowań wzmacniacze optyczne mogą być wykorzystane jako *wzmacniacze bardzo krótkich impulsów*. Względnie szerokie pasmo powoduje to, że wzmacniacze (zwłaszcza EDFA) mogą wzmacniać bardzo krótkie (piko- i femtosekundowe) impulsy optyczne do wysokich mocy. Widmo takich krótkich impulsów jest porównywalne z pasmem przepustowym wzmacniacza EDFA tak, że wzmocnienie jest zmniejszone na końcach pasma. Zjawisko to nosi nazwę dyspersji wzmocnienia. Wzmacniacze optyczne umożliwiają wzmocnienie impulsów, również solitonowych, przy szybkościach transmisji kilkadziesiąt Gbit/s i większych.

Oprócz liniowego rodzaju pracy możliwe jest również wykorzystanie *nieliniowego*

reżimu pracy wzmacniaczy optycznych (zwłaszcza półprzewodnikowych). Nieliniowy rodzaj pracy jest wynikiem zależności współczynnika załamania od poziomu sygnału wejściowego. Zjawisko to może zostać wykorzystane do zmiany kształtów impulsów w całkowicie optycznych regeneratorach sygnału świetlnego. Wspomniane przedtem, jako niepożądane, zjawisko mieszania czterofalowego również może być wykorzystane. Wprowadzając na wejście wzmacniacza optycznego dwa sygnały o odpowiednich poziomach na wyjściu uzyskuje się dodatkowe składowe częstotliwościowe. Ten efekt może zostać wykorzystany do osiągnięcia przemiany częstotliwości – ważnej dla systemów o wielu częstotliwościach.

Optyczne wzmacniacze półprzewodnikowych mogą być również wykorzystane jako modulatory fazy w systemach koherentnych. Zmiana prądu wstrzykiwania w takim wzmacniaczu zmienia współczynnik załamania ośrodka i zapewnia żadaną modulację. Taki rodzaj modulatora zapewnia wzmocnienie sygnału w przeciwieństwie do tradycyjnych modulatorów elektrooptycznych, które tłumią sygnał.

6

INNE ELEMENTY OPTYCZNE

Oprócz samych światłowodów, źródeł światła i fotodetektorów w technice światłowodowej wykorzystuje się również innego rodzaju elementy. Są one potrzebne do sprzęgania światłowodów ze źródłem światła, łączenia światłowodów ze sobą, modulacji strumienia świetlnego i jeszcze wielu innych funkcji. W niniejszym rozdziale omówimy kolejno jedynie najważniejsze typy tych elementów. Czytelników bardziej zainteresowanych tą tematyką odsyłamy do obszerniejszej pracy [58].

6.1. ZŁĄCZA ROZŁĄCZALNE I STAŁE

Podobnie jak przewody miedziane wymagają łączenia ze sobą za pomocą skręcania, lutowania, bądź rozłącznych wtyków, tak i technika światłowodowa wymaga użycia elementów łączących włókna światłowodowe. Kable światłowodowe wytwarzane są w odcinkach 1–2 km i budowa dłuższych linii wymaga rzecz jasna łączenia światłowodów. Połączenie źródeł światła, detektorów, urządzeń nadawczo-odbiorczych, przyrządów pomiarowych i innych elementów światłowodowych wymaga użycia złącz światłowodowych. Sprzężenie optyczne dwóch odcinków światłowodu wykonuje się zbliżając czołowo końce światłowodów dla uzyskania kontaktu optycznego poprzez optyczne sprzężenie rdzeni światłowodowych. Złącza światłowodowe można podzielić na:

- złącza stałe, powstałe przez spawanie lub klejenie końcówek światłowodu; światłowodów w takich złączach nie można rozdzielić bez zniszczenia struktury złącza,
- złącza rozłączalne, powstałe przez zbliżenie końcówek światłowodu i odpowiednie ich pozycjonowanie za pomocą układu mechanicznego (obudowy).

Do minimalizacji strat w złączu konieczne jest bardzo precyzyjne ustawienie rdzeni łączonych światłowodów względem siebie. Omówiono to dokładniej w rozdz. 3. Przypomnijmy tylko tutaj, że nawet nieznaczne przesunięcia osi optycznych łączonych światłowodów, ich nachylenia, różnica w aperturach numerycznych lub średnicach pól modalnych itd. powoduje określone straty mocy

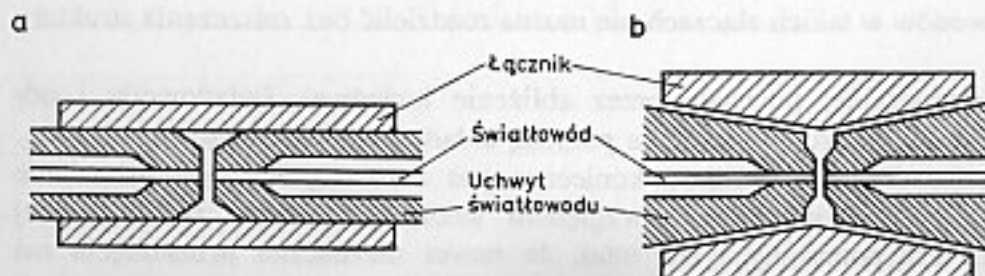
na złączu. Również odstęp (złącza rozłączne), bądź niedopasowanie współczynnika załamania (złącza stałe) między łączonymi światłowodami powoduje określone straty związane z odbiciem Fresnela.

W warunkach eksploatacji dokładna lokalizacja rdzenia we włóknie nie jest znana, zatem przy łączeniu punktem odniesienia są średnice zewnętrzne łączonych włókien. Jakość złącza zależy zatem bezpośrednio od zachowania przez światłowód określonych parametrów, z których najważniejsze są centryczność rdzenia i tolerancja jego wymiarów.

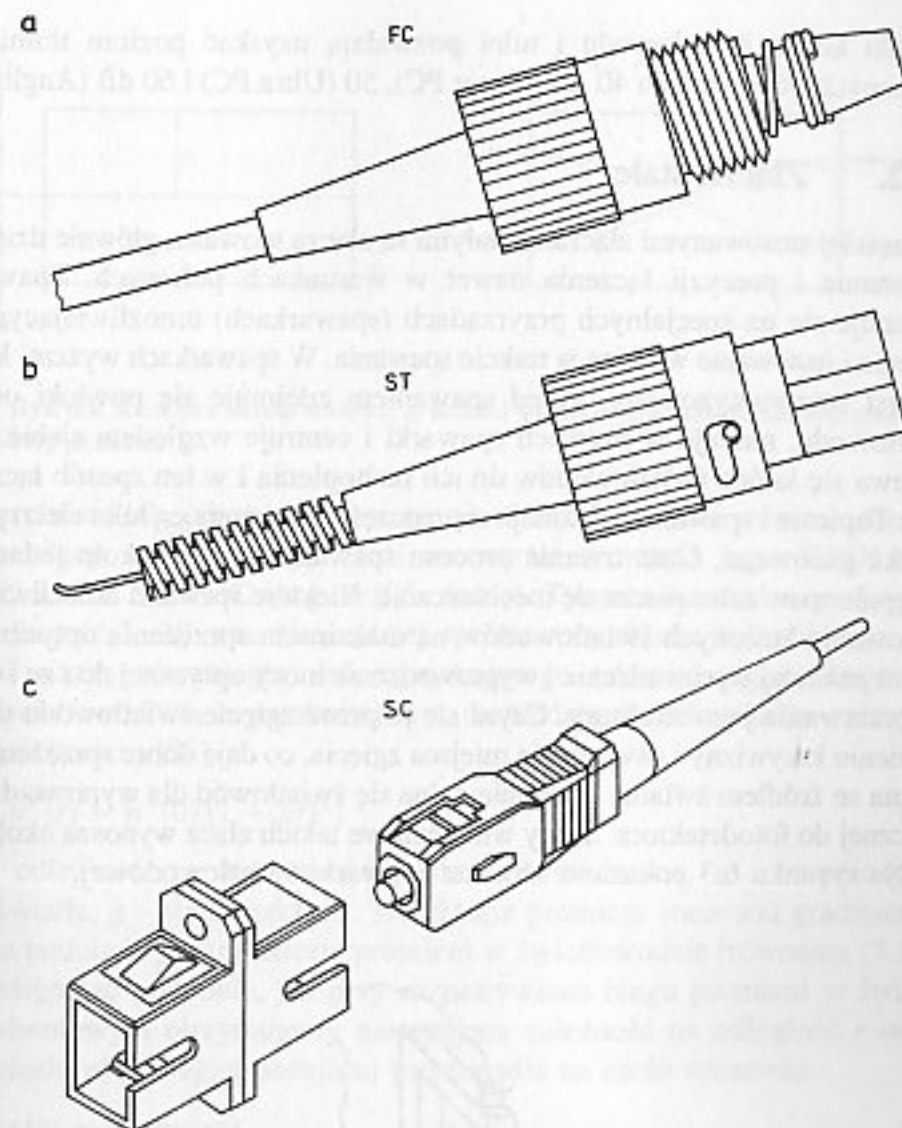
6.1.1. Złącza rozłączalne

Spośród licznych technologii budowy złączy rozłączalnych dwie, a mianowicie złącza (dwu)stożkowe i tulejowe znajdują szersze zastosowanie. Schematy obydwu rodzajów złączy pokazano na rys. 6.1. W złączach tulejowych (rys. 6.1a) pozycja światłowodu jest określana przez umieszczenie światłowodu w precyzyjnej tulei, a następnie przyklejenie go odpowiednią żywicą i wypolerowanie powierzchni czołowej. Metalowy cylinder łączy dwie tuleje ze światłowodami i dopełnia konstrukcji złącza. W złączach stożkowych (rys. 6.1b) tuleje są zastąpione stożkami. W obydwu rodzajach złączy niezwykle istotna jest dokładność wykonania detali i konstrukcji centrującej czoła światłowodów. Wymagana dokładność wykonania jest znacznie większa w przypadku złączy światłowodów jednomodowych, gdzie tolerancje wykonania sięgają $1\text{ }\mu\text{m}$ i mniej. Obecnie przyjmuje się powszechnie, że technologia złączy tulejowych daje lepsze wyniki aniżeli złącza stożkowe zarówno jeśli chodzi o koszt złącza jak i jego jakość [61]. Najczęściej stosowane są złącza, w których tulejka ma średnicę 2,5 mm. W złączach wysokiej klasy tuleja wykonana jest z ceramiki (alundowej lub cyrkonowej). Najpopularniejsze wśród nich są złącza typu FC, ST i SC. Pokazano je na rys. 6.2. Złącze typu FC jest złączem wkręcany (gwintowanym). Weszło ono do użytku we wczesnych latach 80-tych i jest powszechnie stosowane w USA, Japonii i Europie.

Złącze typu ST jest złączem bagnetowym opracowanym przez AT&T przy wykorzystaniu technologii tulejki dla złącza FC. Jest wykorzystywane głównie w Stanach Zjednoczonych.



Rys. 6.1. Złącza światłowodowe rozłączalne: a) tulejowe, b) stożkowe. Na podstawie [58]



Rys. 6.2. Najpopularniejsze złącza z tuleją o średnicy 2.5 mm: a) FC, b) ST, c) SC. Na podstawie [61]

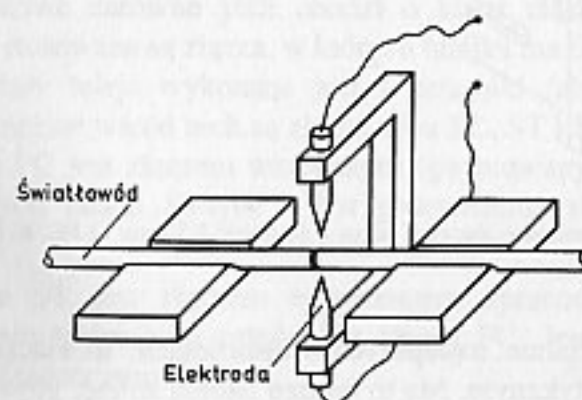
Najnowsze złącze o potencjalnie najlepszych własnościach, to złącze typu SC, które z kolei jest złączem wtykowym. Ma to bardzo istotną zaletę, gdyż umożliwia budowę złączy umożliwiających jednoczesne połączenie wielu światłowodów. Własności optyczne tych trzech rodzajów złączy są porównywalne, z pewną przewagą złączy PC i SC; optyczne straty wtrąceniowe nie przekraczają z reguły 0,5 dB, poziom zaś odbić wstecznych definiowany jako stosunek mocy dochodzącej do złącza do mocy odbitej wyrażony w dB zależy nie tyle od typu złącza, co od rodzaju zakończenia i techniki obróbki końca światłowodu.

Obecnie preferowana jest technika tzw. kontaktu fizycznego (ang. PC – *physical contact*) między końcami łączonych światłowodów. Zapewnienie bezpośredniego styku łączonych światłowodów eliminuje odbicia typu Fresnela i pozwala uzyskać poziom tłumienia odbić wstecznych większy aniżeli 30 dB. Specjalne techniki

obróbki końca światłowodu i tulei pozwalają uzyskać poziom tłumienia odbić wstecznych odpowiednio 40 dB (Super PC), 50 (Ultra PC) i 60 dB (Angled PC) [62].

6.1.2. Złącza stałe

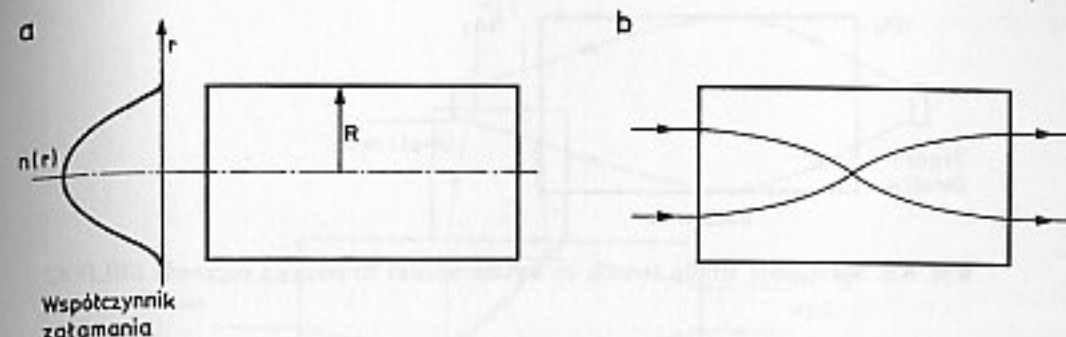
Najczęściej stosowanymi złączami stałymi są złącza spawane, głównie dzięki łatwości wykonania i precyzji łączenia nawet w warunkach polowych. Spawanie złącz wykonuje się na specjalnych przyrządach (spawarkach) umożliwiających kontrolę ułożenia i justowanie włókien w trakcie spawania. W spawarkach wyższej klasy proces ten jest zautomatyzowany. Przed spawaniem zdejmuje się powłoki ochronne ze światłowodu, mocuje w rowkach spawarki i centruje względem siebie. Następnie ogrzewa się końce światłowodów do ich nadtopienia i w ten sposób łączy się je ze sobą. Topienie i spawanie wykonuje się najczęściej za pomocą łuku elektrycznego lub palnika gazowego. Czas trwania procesu spawania wynosi około jednej sekundy. Następnie spaw zabezpiecza się mechanicznie. Niektóre spawarki umożliwiają również zjustowanie łączonych światłowodów na maksimum sprzężenia optycznego. Problemem jest tutaj wprowadzenie i wyprowadzenie mocy optycznej do i ze światłowodu bez przerywania jego struktury. Czyni się to przez zgięcie światłowodu przy małym promieniu krzywizny i oświetlenie miejsca zgięcia, co daje dobre sprzężenie optyczne włókna ze źródłem światła. Podobnie zgina się światłowód dla wyprowadzenia mocy optycznej do fotodetektora. Straty wtrąceniowe takich złącz wynoszą około 0,01–0,1 dB. Na rysunku 6.3 pokazano schemat spawarki światłowodowej.



Rys. 6.3. Schemat spawarki światłowodowej. Na podstawie [73]

6.2. SOCZEWKI ŚWIATŁOWODOWE

W klasycznych soczewkach kształtowanie biegu promieni świetlnych dokonuje się przez załamanie frontu fali optycznej na zakrzywionej powierzchni soczewki. Natomiast współczynnik załamania materiału soczewki pozostaje stały. Soczewka światłowodowa ma kształt cylindra (patrz rys. 6.4a), bieg zaś promieni świetlnych jest zmieniany poprzez zmienny profil współczynnika załamania materiału soczewki. Taki profil współczynnika załamania powoduje krzywoliniową



Rys. 6.4. Soczewka światłowodowa: a) rozkład współczynnika załamania, b) przykładowy bieg promieni

trajektorię promieni tak, jak pokazano to na rys. 6.4b). W efekcie powstaje element optyczny pełniący rolę soczewki. Nosi on nazwę soczewki typu GRIN (ang. *gradient index*), lub SELFOC (ang. *self focusing*). Typowa soczewka ma średnicę 1–2 mm i długość 3–30 mm. Najczęściej spełnia rolę układu kolimującego (tzn. tworzącego wiązkę równoległą) lub ogniskującego (skupiającego). Rozważmy soczewkę światłowodową o parabolicznym rozkładzie współczynnika załamania opisanym zależnością [58]

$$n^2(r) = n^2(0) [1 - (gr)^2] \quad (6.1)$$

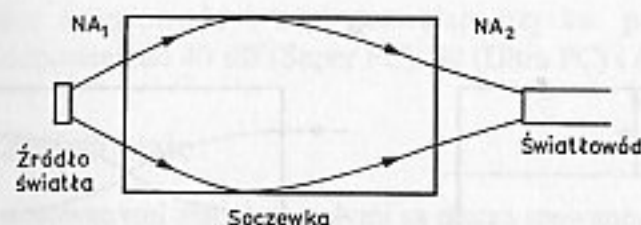
gdzie: r – odległość rozpatrywanego punktu od osi walca, n – współczynnik załamania światła, g – stała rozkładu. Trajektorie promieni soczewki gradientowej są określone podobnie jak trajektorie promieni w światłowodzie (równania (3.125), (3.126)). Postępując podobnie, jak przy rozpatrywaniu biegu promieni w światłowodzie gradientowym otrzymujemy następującą zależność na odległość r od osi soczewki wiązki równoległej padającej prostopadle na czoło soczewki

$$r(z) = r_0 \cos(gz) \quad (6.2)$$

Zatem promienie biegnące przez soczewkę mają trajektorię sinusoidalną o okresie $L = 2\pi/g$. Podobnie jak soczewki sferyczne, soczewki GRIN charakteryzują się parametrami, takimi jak apertura, odległość ogniskowa itd.

Dalej omówimy podstawowe zastosowania soczewek światłowodowych [58].

1. *Transformacja apertury numerycznej.* Polega ona na kształtowaniu kąta rozbieżności źródła światła. Efekt transformacji apertury jest stosowany do zwiększenia skuteczności sprzężenia optycznego źródło–światłowód, jak pokazano to na rys. 6.5. Ze względu na dużą rozbieżność wiązki wychodzącej ze źródła dąży się do wykonania soczewek o dużej aperturze numerycznej [58]. Dla źródeł światła, takich jak lasery, których średnica powierzchni czynnej jest mniejsza od średnicy sprzęganego światłowodu, obniża się aperturę numeryczną wyjściową dopasowując ją do apertury numerycznej światłowodu. W efekcie uzyskuje się poprawę sprawności sprzężenia oraz obniżenie wymagań technicznych dotyczących precyzji ustawienia sprzęganych elementów [58]. Na podobnej zasadzie soczewki te mogą być zastosowane do sprzężenia dwóch światłowodów.



Rys. 6.5. Sprzęganie źródła światła ze światłowodem za pomocą soczewki SELFOC

2. *Ogniskowanie i kolimacja* [58]. Bardzo ważną funkcją soczewki światłowodowej jest ogniskowanie i kolimacja wiązek promieni. W wielu zastosowaniach istotne jest uzyskanie małej średnicy plamki w ognisku. Wymiary plamki są ograniczone przez dyfrakcję, a jej średnicę można przybliżyć zależnością [58]

$$\Phi = \frac{1,22\lambda}{NA} \quad (6.3)$$

Tutaj λ – długość fali, NA apertura numeryczna soczewki, która jest definiowana podobnie jak dla światłowodów gradientowych i wynosi [58]

$$NA = n(0)gR \quad (6.4)$$

gdzie R – promień soczewki światłowodowej. Z kolei przy kolimacji wiązki decydującą rolę odgrywają parametry optyczne soczewki gradientowej oraz rozmiary źródła. Jeśli ogniskowa soczewki wynosi f , wymiary zaś fizyczne źródła światła (np. średnica rdzenia światłowodu) D , to rozbieżność kątowa $\Delta\theta$ skolimowanej wiązki jest równa

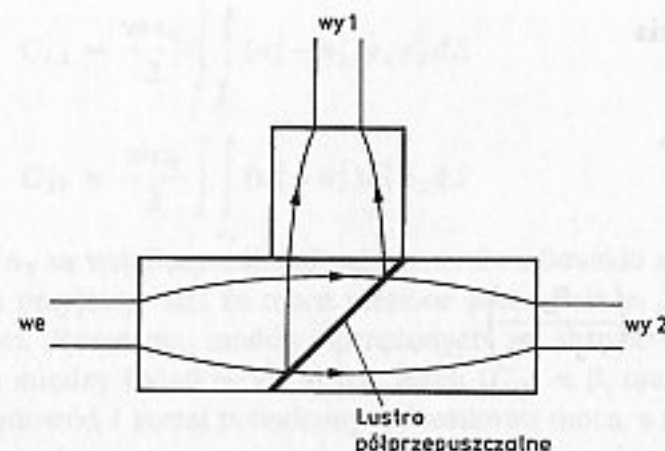
$$\Delta\theta = \frac{D}{f} \quad (6.5)$$

6.3. SPRZĘGACZE ŚWIATŁOWODOWE

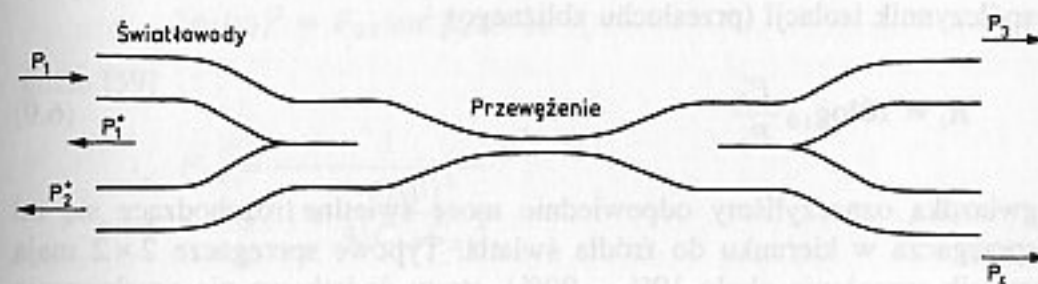
Sprzęgacze światłowodowe mają za zadanie wprowadzanie mocy świetlnej pochodzącej z kilku światłowodów wejściowych do jednego lub kilku światłowodów wyjściowych, bądź dystrybucję mocy z jednego lub kilku światłowodów wejściowych pomiędzy kilka lub więcej światłowodów wyjściowych. Sprzęgacze są podstawowymi elementami rozgałęzionych sieci optycznych o dowolnej konfiguracji i pozwalają dołączyć do niej wielu użytkowników. Zwykle występują one jako oddzielne pasywne elementy dołączane do sieci za pomocą złączy rozdzielnych lub stałych. Najczęściej spotykane są sprzęgacze typu 1×2 , 2×2 , $N \times N$; te ostatnie noszą nazwę sprzęgaczy gwiazdowych i zajmiemy się nimi na koniec tej części. Schematy sprzęgaczy 1×2 (Y) i 2×2 pokazano na rys. 6.6 i 6.7.

Istnieją dwie główne techniki wykonywania sprzęgaczy:

1. *Sprzęganie czołowe*, gdy transformacja mocy optycznej odbywa się przez czoła



Rys. 6.6. Czołowy sprzęgacz optyczny wykorzystujący soczewki światłowodowe i lustro półprzepuszczalne. Na podstawie [58]



Rys. 6.7. Sprzęgacz optyczny wykorzystujący sprzężenie boczne

rdzeni światłowodów. Na rysunku 6.6 pokazano sprzęgacz optyczny wykorzystujący sprzęganie czołowe. Światło z wejściowego światłowodu jest kolimowane przez soczewkę typu SELFOC, a następnie dzielone przez lustro półprzepuszczalne między kolejne dwie soczewki światłowodowe, które ułatwiają wprowadzenie promieniowania do światłowodów wyjściowych.

2. *Sprzęganie boczne*, gdy transformacja mocy optycznej zachodzi przez sprzężenie boczne światłowodów wskutek oddziaływania między modami rozchodzącymi się w sprzęganych światłowodach. Wprowadzenie włókna światłowodu sprzęganego w obszar oddziaływania modów radiacyjnych lub pola zanikającego drugiego światłowodu powoduje zaburzenie warunków propagacji i wzajemny przepływ mocy między światłowodami. Przykład takiego sprzęgacza pokazano na rys. 6.7. W dalszej części tego paragrafu zajmiemy się nieco dokładniej teorią sprzęgaczy bocznych. Na wstępie jednak zdefiniujemy podstawowe parametry sprzęgaczy kierunkowych na przykładzie sprzęgacza typu 2×2 o dwóch wejściach, które oznaczać będziemy indeksami 1 i 2 oraz o dwóch wyjściach (indeksy 3 i 4). Mocy optyczne sygnałów na odpowiednich końcówkach sprzęgacza oznaczmy przez P , gdzie oznacza właściwy indeks (patrz rys. 6.7). Jeśli przyjmiemy, że moc wejściowa $P_2 = 0$, zaś $P_1 \neq 0$, możemy zdefiniować następujące podstawowe parametry sprzęgacza:

współczynnik sprzężenia

$$k_s = \frac{P_4}{P_3} \quad (6.6)$$

straty dodatkowe

$$S_d = 10 \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_3 + P_4} \right) \quad (6.7)$$

współczynnik odbicia

$$R_c = 10 \log_{10} \frac{P_1^*}{P_1} \quad (6.8)$$

oraz współczynnik izolacji (przesłuchu zbliżnego)

$$R_i = 10 \log_{10} \frac{P_2^*}{P_1} \quad (6.9)$$

gdzie gwiazdką oznaczyliśmy odpowiednie moce świetlne rozchodzące się od wejść sprzęgacza w kierunku do źródła światła. Typowe sprzęgacze 2×2 mają współczynnik sprzężenia około 10% ... 90%, straty dodatkowe nie przekraczają 0,5 dB, współczynniki zaś odbicia i izolacji są mniejsze od -40 dB. Rzecz jasna parametry (6.6)–(6.9) można zdefiniować dla każdego z portów sprzęgacza.

Zajmiemy się teraz analizą teoretyczną sprzęgacza kierunkowego typu 2×2 . Jak już wspomniano pracuje on na zasadzie sprzężenia pomiędzy modami rozchodzącymi się w sąsiednich światłowodach. Efekt wzajemnego zaburzenia pola przez fizyczny kontakt włókien leży u podstaw teorii modów sprzężonych. Wyraźmy natężenie pola elektrycznego w i -tym światłowodzie jako

$$E_i(x, y, z) = a_i(z) e_i(x, y) \exp(j\beta_i z), \quad i = 1, 2 \quad (6.10)$$

gdzie $e_i(x, y)$ – poprzeczny rozkład pola, zespolone współczynniki $a_i(z)$ zaś wyrażone są przez układ równań modów sprzężonych, który dla dwóch światłowodów jednomodowych można zapisać w następującej postaci [58], [59], [60]

$$\frac{da_1}{dz} + j\beta_1 a_1 = jC_{12} a_2, \quad (6.11)$$

$$\frac{da_2}{dz} + j\beta_2 a_2 = jC_{21} a_1$$

Współczynniki sprzężenia C_{12} i C_{21} wyrażają się następującymi zależnościami [59]

$$C_{12} = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \int_{S_1} (n_1^2 - n_2^2) e_1 e_2^* dS \quad (6.12)$$

$$C_{21} = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \int_{S_2} (n_1^2 - n_2^2) e_1^* e_2 dS$$

Tutaj n_1 i n_2 są współczynnikami załamania światłowodów i ośrodka otaczającego, przy czym przyjmuje się, że moce niesione przez pola e_1 , e_2 są znormalizowane do jedności. Równania modów sprzężonych są słuszne w przypadku słabego sprzężenia między światłowodami tzn. jeżeli $|C_{ij}| \ll \beta_i$ oraz $\beta_1 \approx \beta_2$.

Jeżeli światłowod 1 został pobudzony jednostkową mocą, a światłowod 2 nie został w ogóle pobudzony, to rozwiązania układu równań modów sprzężonych wyrażają się przez

$$|a_1(z)|^2 = 1 - F_{12} \sin^2 \beta_b z$$

$$|a_2(z)|^2 = F_{21} \sin^2 \beta_b z \quad (6.13)$$

gdzie [59]

$$F_{12} = \frac{1}{1 + \frac{(\Delta\beta)^2}{4|C_{12}C_{21}|}}$$

$$F_{21} = \left| \frac{C_{21}}{C_{12}} \right| F_{12} \quad (6.14)$$

zaś

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$$

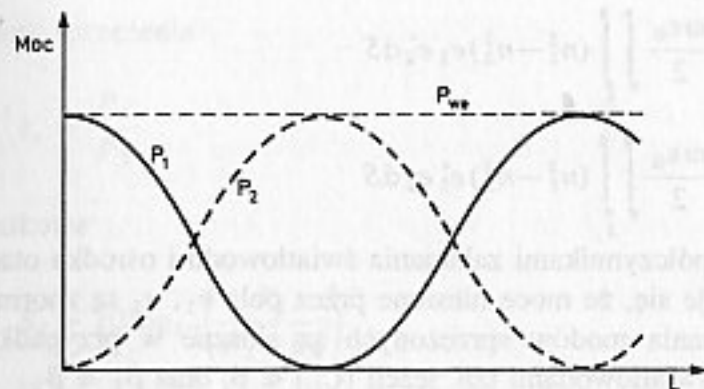
$$\beta_b = \sqrt{\frac{|C_{12}C_{21}|}{F_{12}}} \quad (6.15)$$

Jak wynika ze wzoru (6.13) całkowite przeniesienie mocy między światłowodami zachodzi na odległości równej $\pi/(2\beta_b)$. Rozpatrzmy teraz przypadek szczególny, kiedy dwa światłowod są identyczne i mają jednakowe stałe propagacji $\beta_1 = \beta_2$. Wówczas $\Delta\beta = 0$, $F_{12} = F_{21} = 1$, $\beta_b = |C_{12}| = |C_{21}| = C$. Uwzględniając to w równaniach (6.13) otrzymujemy

$$P_1(z) = |a_1(z)|^2 = P_0 \cos^2 Cz \quad (6.16)$$

$$P_2(z) = |a_2(z)|^2 = P_0 \sin^2 Cz$$

Jak widać rozkład mocy ma przebieg okresowy tak, jak pokazano to na rys. 6.8. Zauważmy, że gdy sprzężenie maleje (mniejsze C), to droga na której zachodzi całkowite przeniesienie mocy z jednego światłowodu do drugiego rośnie (i na odwrót).



Rys. 6.8. Wymiana mocy między sprzęganymi dwoma identycznymi światłowodami

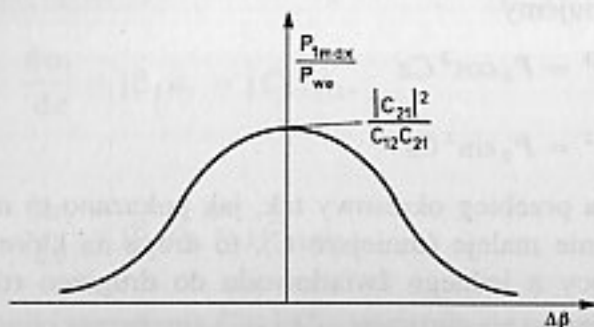
W przypadku dwóch różnych światłowodów ($\Delta\beta \neq 0$), przepływ mocy w obszarze transformacji zachowuje okresowość, jednak całkowite przeniesienie mocy z jednego światłowodu do drugiego nie jest możliwe. Największa wartość przeniesionej mocy wyraża się wzorem [58]

$$\frac{P_{2\max}}{P_0} = \frac{|C_{21}|^2}{C_{12}C_{21} + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \quad (6.17)$$

Na rysunku 6.9. pokazano zależność maksymalnej przeniesionej mocy od różnicy $\Delta\beta$ stałych fazowych w światłowodach [58]. Współczynnik sprzężenia między światłowodami jest wyrażony wzorem (6.12). W przypadku sprzęgania światłowodów włókniastych, dla których współczynniki załamania rdzenia n_1 i płaszcza n_2 niewiele się od siebie różnią ($n_1 - n_2 \ll n_1$), można współczynnik sprzężenia wyrazić następującą zależnością [58]

$$C = \frac{\lambda}{2\pi n_1} \frac{u^2}{a^2 v^2} \frac{K_0\left(\frac{wh}{a}\right)}{K_1^2(w)} \quad (6.18)$$

gdzie: K – zmodyfikowana funkcja Bessela 2 rodzaju, h – odległość między środkami sprzęganych światłowodów, a – promień rdzenia światłowodu, v – znor-



Rys. 6.9. Zależność maksimum przeniesionej mocy od różnicy stałych fazowych $\Delta\beta$. Na podstawie [58]

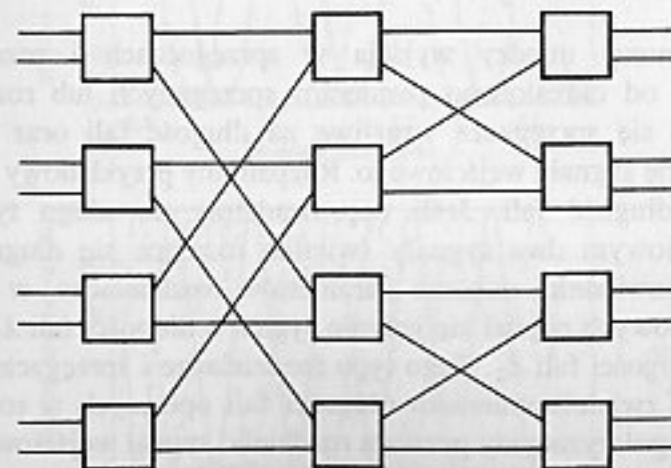
malizowana częstotliwość dana wzorem (3.41), parametry u i w – określają rozprzestrzenianie się fali w światłowodzie i są związane z v zależnością (3.43). Stosując wzór (6.18) należy pamiętać, że odległość między światłowodami może nie być wielkością stałą, więc współczynnik sprzężenia C zmienia się wzdłuż drogi sprzężenia.

Najbardziej typowa technologia wykonania omawianego sprzęgacza polega na stapianiu ze sobą dwóch światłowodów, a następnie ich wyciąganiu, aż do utworzenia się znacznego przewężenia w miejscu, gdzie światłowody są ze sobą stopione. Kontrolując w procesie produkcji podział mocy wejściowej pomiędzy wyjścia można otrzymać pożądany stosunek ich podziału. Sprzęgacz światłowodowy 2×2 wykonany tą techniką pokazany jest na rys. 6.7.

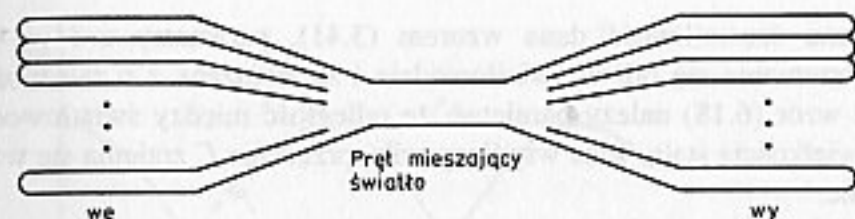
Rzadziej stosowana jest technika bocznego klejenia polegająca na umieszczeniu sprzęganych światłowodów w blokach kwarcowych, które są następnie polerowane tak, aby ścieć płaszczyzn światłowodu na założoną głębokość. Następnie obydwie części składa się ustawiając precyzyjnie dla osiągnięcia zamierzonego sprzężenia. Powstałe sprzęgacze mają bardzo dobre parametry, ale technika ta jest pracochłonna i nie nadaje się do produkcji masowej.

6.3.1. Sprzęgacze gwiazdowe

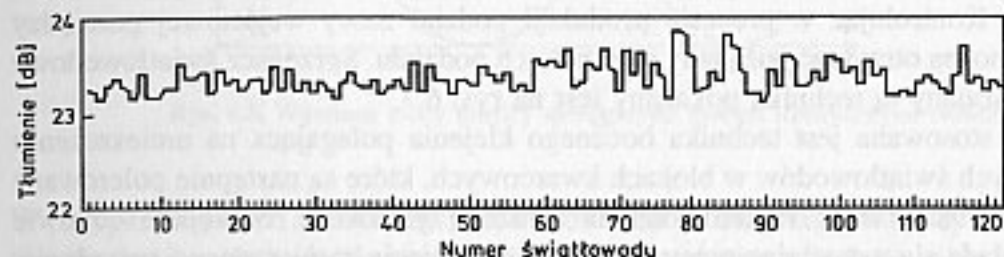
Istotnymi częściami sieci optycznych LAN są pasywne sprzęgacze optyczne typu gwiazdy o N wejściach i N wyjściach. Mają one za zadanie równomierne rozprowadzenie sygnału optycznego dochodzącego do każdego z wejść pomiędzy wszystkie wyjścia. Istnieje kilka metod konstrukcji takiego urządzenia, z których dwie mają największe znaczenie. Pierwsza z nich wykorzystuje wiele połączonych ze sobą w odpowiednich konfiguracjach światłowodowych sprzęgaczy o dwóch wejściach i dwóch wyjściach. Taki sprzęgacz dzieli każdy z dwóch sygnałów wejściowych równo pomiędzy dwa wyjścia, przy niewielkich stratach dodatkowych,



Rys. 6.10. Przykładowa konfiguracja sprzęgacza gwiazdowego 8×8 we/wy



Rys. 6.11. Struktura sprzęgacza powstałego przez stopienie i wyciągnięcie wielu światłowodów



Rys. 6.12. Przykład zależności tłumienia od numeru światłowodu w sprzęgaczu gwiazdowym. Na podstawie [76]

nie przekraczających z reguły ułamka dB. Na rysunku 6.10 pokazano przykładową konfigurację połączenia sprzęgaczy 2×2 dla otrzymania sprzęgacza gwiazdowego o większej ilości wejść/wyjść.

Drugi rodzaj technologii jest w zasadzie rozszerzeniem technologii stapiania i wyciągania opisanej poprzednio dla sprzęgacza 2×2 na większą liczbę światłowodów (100 i więcej). Często powstałą strukturę uzupełnia się w części centralnej o tzw. mieszacz modowy w postaci pręta o średnicy równej średnicy przewężenia wiązki światłowodów (rys. 6.11). Zależność tłumienia od numeru światłowodu pokazano na rys. 6.12 dla przykładowej konstrukcji o 121×121 we/wy. Średnie straty dodatkowe wyniosły 3,2 dB [76].

6.3.2. Sprzęgacze selektywne

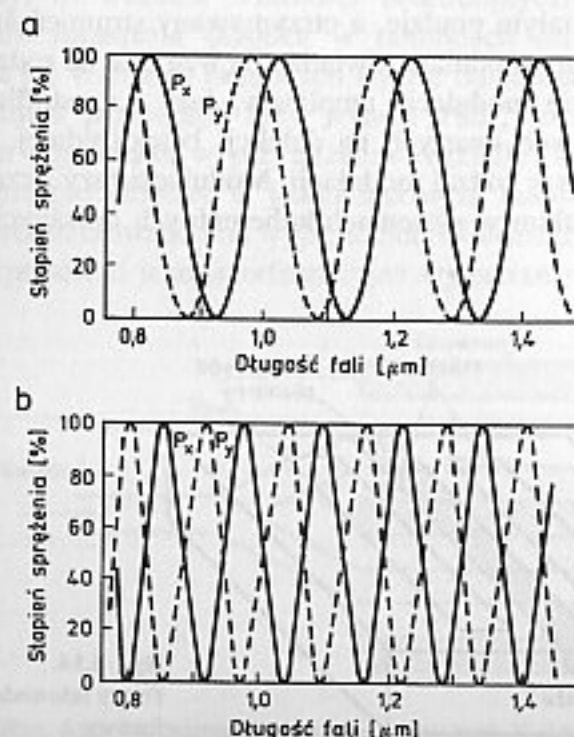
Stosunek podziału mocy między wyjścia w sprzęgaczach i rozdzielaczach selektywnych zależy od określonego parametru sprzęganych lub rozdzielanych sygnałów. Rozróżnia się sprzęgacze wrażliwe na długość fali oraz sprzęgacze wrażliwe na polaryzację sygnału wejściowego. Rozpatrzmy przykładowy rozdzielacz 1×2 wrażliwy na długość fali. Jeśli doprowadzimy do niego tym samym światłowodem wejściowym dwa sygnały świetlne różniące się długościami fal λ_1 i λ_2 , to przy odpowiednim doborze parametrów rozdzielacza, w jednym ze światłowodów wyjściowych pojawi się jedynie sygnał o długości fali λ_1 w drugim – jedynie sygnał o długości fali λ_2 . Tego typu rozdzielacze i sprzęgacze są istotną częścią systemów ze zwielokrotnieniem długości fali opisanych w rozdziale 12. Podobnie rozdzielacz polaryzacyjny pozwala rozdzielić sygnał wejściowy o dowolnej polaryzacji na dwie polaryzacje ortogonalne. Takie rozdzielacze znajdują zastosowanie np. w systemach koherentnych.

Aby zrozumieć zasadę pracy sprzęgacza wrażliwego na długość fali zwróćmy uwagę na to, że współczynnik sprzężenia C występujący we wzorach (6.16), które określają rozkład mocy pomiędzy sprzęganymi światłowodami, jest zależny od długości fali. Widać to na przykładzie zależności (6.18). Dobierając odpowiednio odległość między sprzęganymi światłowodami i długość sprzężenia L można uzyskać jednocześnie spełnienie zależności $\sin^2 C(\lambda_1) = 1$ i $\sin^2 C(\lambda_2) = 0$, które określają warunki rozdziału obydwu długości fali pomiędzy światłowody wyjściowe. Istotnym parametrem takiego sprzęgacza, działającego jako rozdzielacz długości fali, jest stopień izolacji definiowany jako

$$I = 10 \log_{10} \frac{P_2(\lambda_2)}{P_2(\lambda_1)} \quad (6.19)$$

gdzie: $P_2(\lambda_2)$ – określa moc optyczną fali o długości λ_2 odbieraną w kanale przeznaczonym dla tej długości, $P_2(\lambda_1)$ – moc optyczna fali o długości λ_1 odbierana w kanale przeznaczonym dla długości fali λ_2 . Typowe sprzęgacze tego rodzaju zapewniają stopień izolacji lepszy niż 20 dB przy stratach dodatkowych rzędu 0,5 dB.

Prawidłowo wykonany sprzęgacz rozdzielający polaryzację powinien sprzęgać jedynie fale o zgodnych polaryzacjach nie wprowadzając sprzężenia między modami ortogonalnymi. W takich warunkach przy pobudzeniu sprzęgacza na określonym wejściu falą o dowolnej polaryzacji na jednym z wyjść pojawia się sygnał o polaryzacji pionowej, a na drugim – sygnał o polaryzacji poziomej. Takie warunki sprzężenia możemy osiągnąć ustawiając równolegle względem siebie

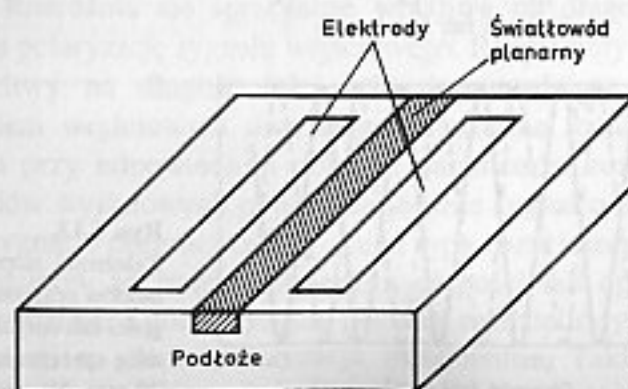


Rys. 6.13. Zależność stopnia sprzężenia modów ortogonalnych od długości fali optycznej dla dwóch dróg sprzężenia: a) 9 mm, b) 20 mm. Na podstawie [77]

odpowiednie osie optyczne identycznych światłowodów. Efekt rozdzielania polaryzacji jest związany z dwójłomnością światłowodu na odcinku sprzężenia. Dwójłomność ta może być związana z wykorzystaniem światłowodów utrzymujących polaryzację. Selekcja modów polaryzacji jest również teoretycznie możliwa w sprzęgaczu izotropowych światłowodów jednomodowych, jednak długość sprzężenia jest wtedy wielokrotnie większa. Przypomnijmy, że dwójłomność (nie tylko światłowodu) polega na tym, iż stała propagacji fali zależy od jej polaryzacji. Zatem dwa ortogonalne mody o polaryzacjach P_x i P_y mają dwie różne stałe propagacji, a co więcej różnią się również współczynnikami sprzężenia. Różnica między współczynnikami sprzężenia powoduje selektywne sprzężenie modów polaryzacji przy stosowaniu długiej drogi sprzężenia. Warunek na rozdzielanie obydwu polaryzacji jest podobny do warunku rozdzielania fal o różnych długościach: $\sin^2 C_{zL} = 1$ i $\sin^2 C_{zH} = 0$. Zależność stopnia sprzężenia od długości fali optycznej dla długiej drogi sprzężenia przedstawiono na rys. 6.13 [77].

6.4. MODULATORY

Bezpośrednia modulacja lasera za pomocą modulacji jego prądu powoduje poszerzenie linii widmowej lasera, jak również daje niepożądaną modulację długości emitowanej fali. Jest to istotne zwłaszcza w systemach o dużej szybkości transmisji oraz systemach WDM. Ponadto, choć w wiodących laboratoriach osiągane są częstotliwości graniczne pracy przekraczające 30 GHz [17], to w praktyce przekroczenie 10 GHz jest dosyć trudne. Są to przyczyny, dla których w wielu przypadkach stosuje się modulację zewnętrzną promieniowania. W takim układzie laser pracuje przy stałym prądzie, a otrzymywany strumień świetlny jest modulowany przez zewnętrzny modulator światła. Ze względu na rodzaj modulowanej wielkości rozróżnia się modulację amplitudy, fazy i częstotliwości, przy czym w systemach klasycznych opartych na detekcji bezpośredniej, praktyczne znaczenia ma tylko ten pierwszy rodzaj modulacji. Modulacja fazy i częstotliwości jest stosowana przede wszystkim w systemach koherentnych opisanych w dalszej części tej książki.



Rys. 6.14.
Prosty falowodowy modulator
fazowy

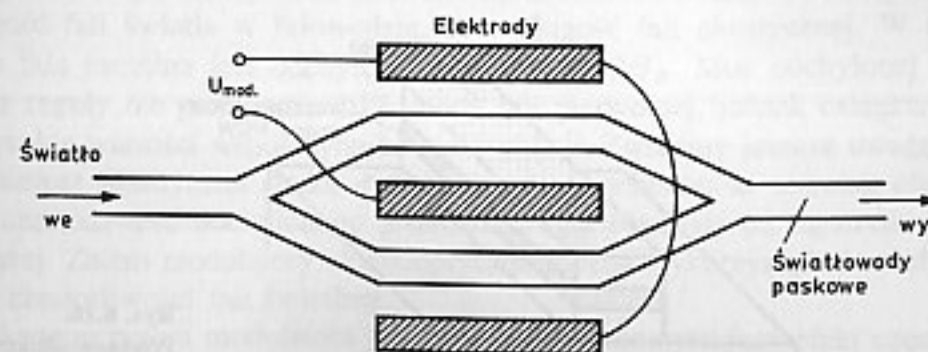
Najprostszym z punktu widzenia zasady pracy jest modulator fazy pokazany na rys. 6.14. Wykorzystano w nim zmiany współczynnika załamania w materiale elektrooptycznym spowodowane zewnętrznym polem elektrycznym o natężeniu E . Wyrażają się one zależnością [1]

$$\Delta n = 0,5n_1^3 r E \quad (6.20)$$

gdzie: n_1 – wyjściowa wartość współczynnika załamania, r – współczynnik elektrooptyczny. Jeśli napięcie na elektrodach wynosi V , odległość między nimi – d , a długość elektrod – L , to zmiana przesunięcia fazy fali świetlnej o długości λ rozchodzącej się w modulatorze wynosi

$$\Delta \phi = \frac{\pi}{\lambda} n_1^3 r \frac{VL}{d} \quad (6.21)$$

Dla zmniejszenia wartości napięcia V wymaganego dla uzyskania określonego przesunięcia fazy (np. π), należy dążyć do zwiększenia stosunku L/d . W praktyce takie modulatory zapewniają przesunięcie fazy o π przy napięciu V kilku woltów. Obecnie stosowane jest kilka typów modulatorów amplitudy. Jednym z najbardziej rozpowszechnionych jest modulator interferometryczny typu Y (Mach-Zehndera). Pokazany jest on na rys. 6.15. Dwa sprzęgacze typu Y użyte w tym modulatorze służą do rozdzielania i łączenia mocy optycznej. Zapewniają także równy podział mocy wejściowej pomiędzy dwa wyjścia. Jeśli do elektrod nie przyłożono żadnego napięcia, światło rozdzielone przez pierwszy sprzęgacz dochodzi do drugiego sprzęgacza będąc w fazie i moc świetlna na wyjściu jest maksymalna. Odpowiada to stanowi włączenia modulatora. Jeśli teraz przyłożymy pewną różnicę napięcia na elektrody, to wskutek własności elektrooptycznych materiału zmienia się współczynnik załamania ośrodka w ramionach interferometru i fala świetlna rozchodząca się w dwóch ramionach będzie doznawać różnego przesunięcia fazy. Jeśli ta różnica przesunięć fazy wynosi 180° , rozkład pola w światłowodzie wyjściowym odpowiada w przybliżeniu rozkładowi pola modu drugiego rzędu, który nie jest prowadzony w jednomodowym falowodzie wyjściowym. Światło zostaje wypromieniowane i na wyjściu moc świetlna jest minimalna. Przypadek ten można interpretować jako interferencyjne wygaszanie nakładających się na siebie



Rys. 6.15. Modulator interferometryczny typu Y (Mach-Zehnder)

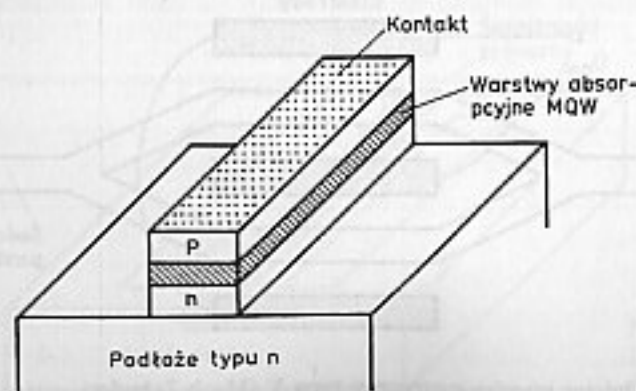
fal. Odpowiada on stanowi wyłączonemu modulatora. Transmitancja takiego modulatora jest dana przez [67]

$$T = \cos^2 \frac{\Delta\beta L}{2} \quad (6.22)$$

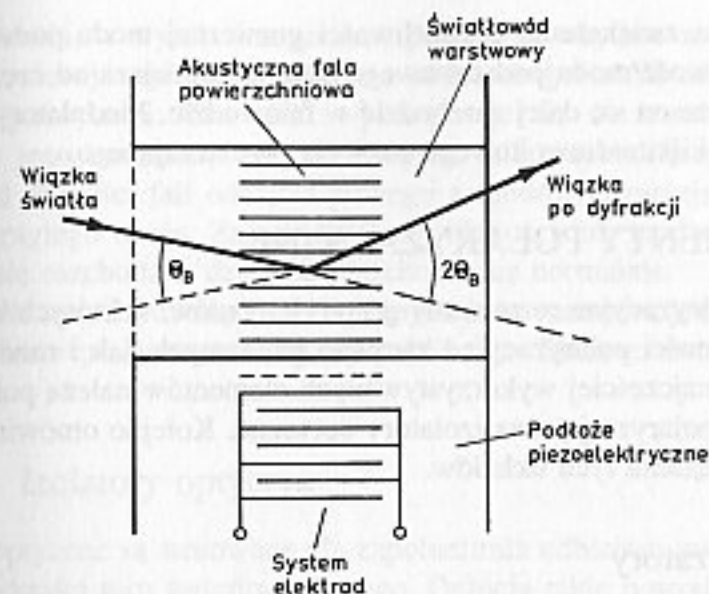
gdzie: $\Delta\beta$ – różnica stałych fazowych zależna od przyłożonego napięcia, L – długość modulatora. W modulatorach z LiNbO_3 osiągana jest częstotliwość graniczna modulacji dochodząca do 75 GHz [88], napięcie sterujące jest rzędu 5–10 woltów, współczynnik zaś ekstynkcji definiowany jako stosunek mocy światła na wyjściu w stanie włączonym do mocy światła w stanie wyłączonym przekracza 20 dB.

Duże potencjalne możliwości mają półprzewodnikowe modulatory elektroabsorpcyjne, zwłaszcza wykorzystujące struktury MQW. Jak wiadomo, wszystkie półprzewodniki zaczynają pochłaniać padające światło, jeśli energia fotonu przekracza wartość przerwy energetycznej. Długość fali λ_a poniżej której zachodzi absorpcja nazywamy krawędzią absorpcji. Krawędź absorpcji może być przesuwana, jeśli do półprzewodnika jest przyłożone zewnętrzne napięcie. W odróżnieniu od laserów MQW modulator jest polaryzowany zaporowo. W ten sposób półprzewodnik, który jest prawie przezroczysty dla $\lambda > \lambda_a$, zaczyna pochłaniać przechodzące światło, jeśli λ_a zostanie zwiększone przez przyłożenie odpowiedniego napięcia zewnętrznego. Zjawisko to jest najsilniejsze w strukturach MQW, stąd są one często wykorzystywane w modulatorach tego rodzaju. Na rysunku 6.16 pokazano falowodowy modulator półprzewodnikowy wykorzystujący zjawisko elektroabsorpcji. Modulatory takie osiągają podobne parametry, jak modulatory Mach-Zehndera. W szczególności pasmo modulacji otrzymywanych w laboratoriach elementów przekracza 40 GHz [90], a ponadto charakteryzują się one mniejszym od modulatorów interferometrycznych napięciem przełączającym. Co więcej dobrze nadają się do scalenia z laserami półprzewodnikowymi [91].

Ważnym zjawiskiem, które może być wykorzystane dla uzyskania modulacji światła jest efekt akustooptyczny. Modulatory tego rodzaju opierają się na dyfrakcji światła na fali akustycznej rozchodzącej się w przezroczystym ośrodku. Fala akustyczna wytwarza okresowe zmiany gęstości ośrodka, które z kolei powodują odpowiednie zmiany współczynnika załamania wskutek zjawiska



Rys. 6.16.
Półprzewodnikowy falowodowy modulator elektroabsorpcyjny



Rys. 6.17. Modulator akustooptyczny

fotoelastycznego. W ten sposób w ośrodku powstaje ruchoma fazowa siatka dyfrakcyjna. Każda fala świetlna przechodząca przez ośrodek ulega dyfrakcji na tej siatce. Modulator akustooptyczny jest pokazany na rys. 6.17. Składa się on z piezoelektrycznego podłoża, na którym uformowany jest cienkowarstwowy falowód optyczny. Fala akustyczna jest wprowadzona przez system elektrod równoległe do powierzchni falowodu tworząc powierzchniową falę akustyczną (SAW – ang. *surface acoustic wave*). Fala świetlna rozchodząca się w falowodzie oddziałuje z akustyczną falą powierzchniową, co powoduje odchylenie wiązki wskutek dyfrakcji. Warunek dyfrakcji Bragga pomiędzy modami zerowego i pierwszego rzędu jest spełniony jeśli [1]

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda_1}{2\Lambda} \quad (6.23)$$

gdzie: θ_B – kąt pomiędzy frontami falowymi fali świetlnej i akustycznej, λ_1 – długość fali światła w falowodzie, Λ – długość fali akustycznej. W tym przypadku fala świetlna jest odchylona o kąt równy $2\theta_B$. Moc odchylonej fali świetlnej z reguły nie przekracza 20% mocy fali pierwotnej, jednak osiągane są bardzo wysokie wartości współczynników ekstynkcji. Zwróćmy jeszcze uwagę na to, że ponieważ akustyczna siatka dyfrakcyjna jest ruchoma, to wskutek efektu Dopplera częstotliwość odchylonego promieniowania różni się od częstotliwości fali padającej. Zatem modulatory akustooptyczne można wykorzystać również do modulacji częstotliwości fali świetlnej.

Innym ciekawym typem modulatora jest modulator wykorzystujący efekt częstotliwości granicznej (odcięcia) w falowodzie. Taki modulator jest po prostu odcinkiem falowodu jednomodowego, w którym współczynnik refrakcji jest zmniejszany

elektrooptycznie dla zwiększenia częstotliwości granicznej modu podstawowego. W efekcie częstotliwość modu podstawowego staje się mniejsza od częstotliwości granicznej i nie może on się dalej rozchodzić w falowodzie. Modulatory tego typu wymagają dużego, kilkunastowoltowego napięcia przełączającego.

6.5. ELEMENTY POLARYZACYJNE

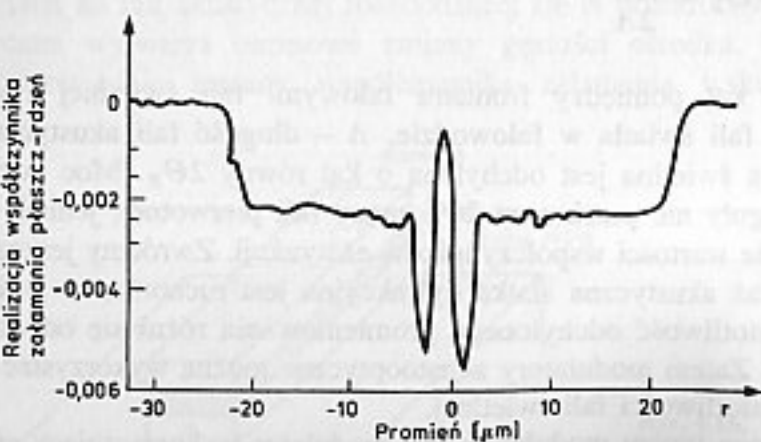
Przez elementy polaryzacyjne rozumiemy grupę elementów, w których konstrukcji wykorzystano własności polaryzacyjne zarówno ich samych, jak i rozchodzących się w nich fal. Do najczęściej wykorzystywanych elementów należą polaryzatory, układy sterowania polaryzacją oraz izolatory optyczne. Kolejno omówimy najbardziej typowe rozwiązania tych układów.

6.5.1. Polaryzatory

Jak wiadomo **polaryzator** jest elementem optycznym, którego transmitancja optyczna zależy od polaryzacji padającej fali. Dla jednego rodzaju polaryzacji – najczęściej polaryzacji liniowej o określonym kierunku, transmitancja jest maksymalna, dla polaryzacji zaś ortogonalnej – minimalna. Podstawowym parametrem charakteryzującym polaryzator jest współczynnik ekstynkcji ϵ definiowany jako

$$\epsilon = 10 \log_{10} \frac{T_{\max}}{T_{\min}} \tag{6.24}$$

gdzie T_{\max} i T_{\min} – odpowiednio transmitancje mocy dla polaryzacji dopasowanej do polaryzatora i polaryzacji ortogonalnej. Polaryzator światłowodowy otrzymuje się przez wytłumienie jednej ze składowych ortogonalnych modu podstawowego LP_{01} . Przykładowy polaryzator wykorzystuje dwójtłomny światłowod o profilu współczynnika załamania typu W [78] pokazano na rys. 6.18. Dwójtłomność, a więc wyróżnienie osi, osiągnięto przez wprowadzenie asymetrycznych naprężeń



Rys. 6.18. Profil rozkładu współczynnika załamania światłowodu typu W. Na podstawie [58], [78]

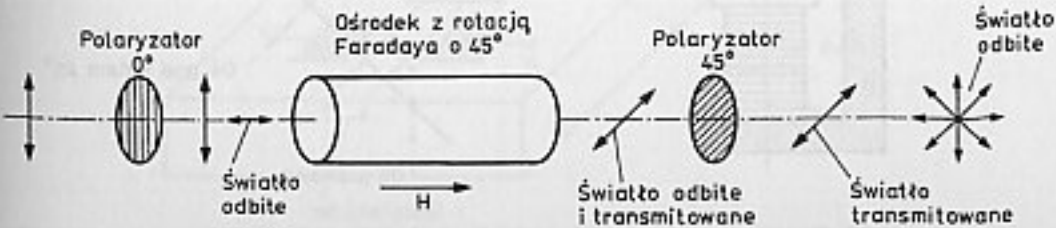
do światłowodu, w wyniku czego stałe propagacji obydwu modów różnią się od siebie. Co więcej, taki światłowod ma różne długości fal odcięcia dla każdego z modów polaryzacji. Ten efekt wykorzystuje się do konstrukcji polaryzatora dobierając jego parametry tak, że długość fali rozchodzącego się światła jest większa od długości fali odcięcia jednego z modów, a mniejsza od długości fali odcięcia drugiego modu. Zatem dla danej długości fali mod o jednej polaryzacji nie może się rozchodzić, drugi zaś rozchodzi się normalnie. Istnieje wiele innych rozwiązań technicznych polaryzatorów, jednak nawet pobieżne ich omówienie przekracza ramy tej publikacji. Zainteresowanych odsyłamy do pracy [58].

6.5.2. Izolatory optyczne

Izolatory optyczne są stosowane dla zapobieżenia odbiciom wstecznym światła od niejednorodności toru światłowodowego. Odbicia takie powodują szum interferometryczny, a także niekorzystnie wpływają na pracę laserów półprzewodnikowych. W izolatorach optycznych wykorzystany jest efekt Faradaya polegający na skręceniu płaszczyzny polaryzacji fali przechodzącej przez ośrodek magnetooptyczny. Wiadomo, że liniowo spolaryzowana fala optyczna umieszczona w ośrodku magnetooptycznym, do którego doprowadzamy podłużne pole magnetyczne o natężeniu H , doznaje obrotu płaszczyzny polaryzacji o kąt [79]

$$\phi = VHL \tag{6.25}$$

gdzie: L – długość ośrodka, V – jego stała Verdet. Zasada pracy najprostszego izolatora wykorzystującego to zjawisko jest pokazana na rys. 6.19. Rotator Faradaya skręcający płaszczyznę polaryzacji fali o kąt 45° umieszczony jest między dwoma polaryzatorami, których osie są skręcone względem siebie również o 45° . Światło padające, którego płaszczyzna polaryzacji pokrywa się z płaszczyzną polaryzacji wejściowego polaryzatora, przechodzi przez izolator w zasadzie bez strat, gdyż skręcenie o 45° w ośrodku magnetooptycznym dopasowuje jego polaryzację do polaryzatora wyjściowego. Światło odbite ze światłowodu ma dowolną polaryzację. Jest ono częściowo przepuszczane przez polaryzator wyjściowy i po ponownym skręceniu o 45° – całkowicie blokowane przez polaryzator wejściowy ze względu na prostopadłość płaszczyzny polaryzacji fali do osi polaryzatora. Aby izolator pracował skutecznie światło padające musi



Rys. 6.19. Zasada pracy izolatora optycznego

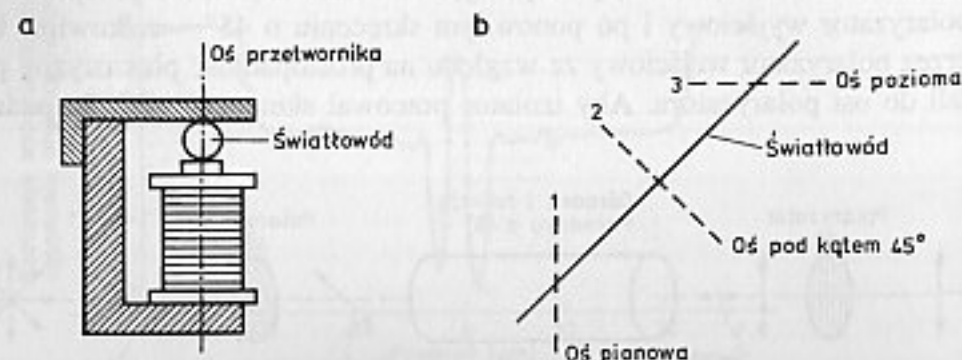
być liniowo spolaryzowane w płaszczyźnie polaryzatora wejściowego. Nie jest to trudne do osiągnięcia, jeśli izolator stosujemy na wyjściu lasera półprzewodnikowego, gdyż jego światło jest silnie spolaryzowane w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny złącza p - n . Sprawa jest trudniejsza, jeśli światło wejściowe ma dowolną polaryzację. Wymaga to rozdzielenia sygnału wejściowego na sygnały o prostopadłych polaryzacjach i odrębnej obróbki każdego z nich.

Od izolatorów optycznych wymaga się małej tłumienności wtórceniowej, dużej izolacji i łatwości sprzężenia ze światłowodem. Straty typowych izolatorów dostępnych komercyjnie są zwykle mniejsze od 1 dB, izolacja zaś definiowana jako stosunek mocy odbitej do mocy przepuszczonej na wejście przekracza 30 dB.

6.5.3. Kontrolery polaryzacji

W rzeczywistych światłowodach występują przypadkowe zaburzenia struktury włókna spowodowane drganiami, naprężeniami mechanicznymi, zmianami temperatury itd., które powodują zmiany w czasie polaryzacji fali świetlnej wychodzącej ze światłowodu. Jeśli odbiornik systemu jest wrażliwy na polaryzację tak, jak dzieje się to na przykład w systemach koherentnych, konieczne jest dopasowanie polaryzacji fali ze światłowodu dożądanego stanu polaryzacji. Funkcję tę spełniają urządzenia zwane **kontrolerami** albo **kompensatorami polaryzacji**. Istnieje wiele typów kontrolerów polaryzacji (przetworniki piezo- lub magnetoelektryczne ściskające światłowód, kryształy elektrooptyczne, obrotowe cewki światłowodowe, rotatory Faradaya, obrotowe płytki pół- i ćwierćfalowe) [63], z których omówimy kilka najważniejszych.

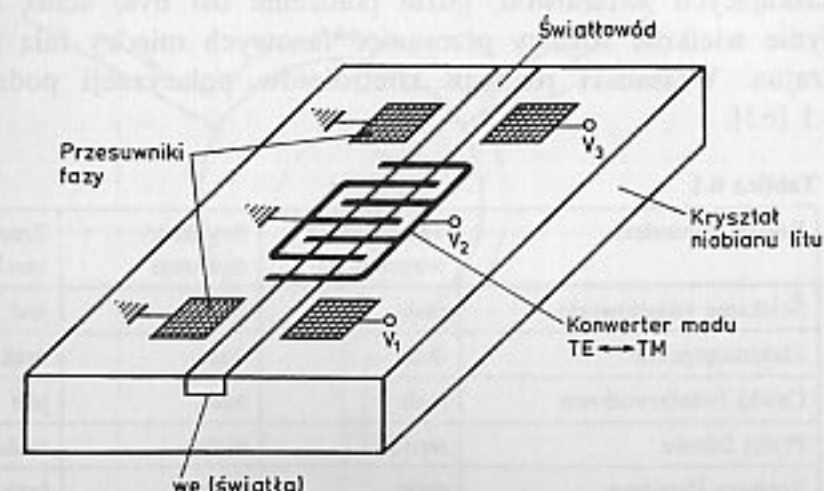
W przetwornikach piezo- lub magneto-optycznych światłowód jest umieszczony między nieruchomą, a ruchomą częścią przetwornika (patrz rys. 6.20a) [64], przez co wprowadzane jest do światłowodu pewne naprężenie mechaniczne, określone przez siłę ściskającą, a kontrolowane napięciem lub prądem zewnętrznym. Wskutek zjawiska elastooptycznego wprowadza to w światłowodzie dwójłomność; oś wolna i szybka są skierowane odpowiednio równoległe i prostopadłe do działającej siły, różnica zaś między stałymi propagacji wzdłuż tych osi jest zależna od wielkości



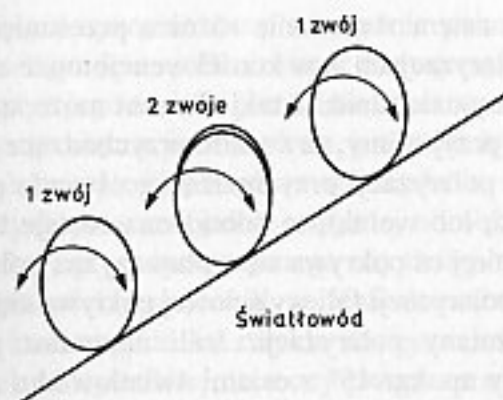
Rys. 6.20. Kontrolery wykorzystujące ściskanie światłowodu: a) schemat przetwornika, b) ustawienie osi przetworników w kontrolerze. Na podstawie [64]

tej siły. Element taki umożliwia zatem sterowanie różnicą przesunięć fazowych jakiego doznają fale o różnych polaryzacjach, a w konsekwencji może zamienić np. polaryzację liniową na kołową. Aby uzasadnić, iż taki element może zmieniać stan polaryzacji dochodzącego światła przyjmijmy, że światło przychodzące jest liniowo spolaryzowane. Jeśli płaszczyzna polaryzacji przychodzącego światła pokrywa się z jedną z osi światłowodu (szybką lub wolną), to pobudzona zostaje tylko ta fala (zwyčajna lub nadzwyczajna), której oś pokrywa się z płaszczyzną polaryzacji fali wejściowej. Zatem wówczas stan polaryzacji fali wyjściowej pokrywa się z polaryzacją fali wejściowej i nie ma zmiany polaryzacji. Jeśli natomiast płaszczyzna polaryzacji fali wejściowej tworzy np. kąt 45° z osiami światłowodu, to wówczas pobudzone zostaną w równym stopniu dwie fale: zwyčajna i nadzwyczajna. Zmieniając naprężenie zmieniamy również różnicę przesunięć fazowych jakiej doznają te fale. Jeśli ta różnica wynosi 90° , to wówczas polaryzacja liniowa zmienia się w kołową. Oczywiście jeden przetwornik nie jest wystarczający dla dowolnej transformacji. Jednak użycie kilku takich przetworników do jednego światłowodu pozwala przekształcić dowolny stan polaryzacji fali wejściowej w żądaną polaryzację fali wyjściowej. Oś przetworników muszą być odpowiednio ustawione (rys. 6.20b), transformacja zaś polaryzacji jest osiągana przez dobór prądów (napięć) sterujących poszczególnymi elementami ściskającymi światłowód.

Schemat elektrooptycznego transformatora polaryzacji pokazano na rys. 6.21 [65]. Składa się on z dwóch elektrooptycznych przesuwników fazy i konwertera modu TE - TM . Przesuwniki fazy wprowadzają sterowane elektrycznie przesunięcie fazy między modami TM i TE ; działają więc podobnie jak omówione poprzednio urządzenia ściskające światłowód. Konwerter modu wykorzystuje niezerowy element poza główną przekątną zredukowanego tensora elektrooptycznego do uzyskania sprzężenia energetycznego między ortogonalnymi modami TE i TM , które nie są zazwyczaj sprzężone. Ma on zatem zdolność przekształcania fali o jednej polaryzacji w falę o polaryzacji ortogonalnej. Zarówno wielkość konwersji,



Rys. 6.21. Elektrooptyczny transformator polaryzacji. Na podstawie [80]



Rys. 6.22.
Kontroler polaryzacji z cewkami światłowodowymi

jak i przesunięcia fazy w dwóch przesuwnikach jest sterowane przez zewnętrzne napięcia. Można pokazać [65], że taki kontroler polaryzacji może przekształcić dowolną uogólnioną polaryzację eliptyczną w jakąkolwiek żadaną polaryzację. Element taki może służyć również jako modulator amplitudy, jeśli za kontrolerem umieści się odpowiednio skierowany polaryzator.

Wreszcie do ręcznego sterowania polaryzacją powszechnie wykorzystuje się cewki światłowodowe. Zgięcie światłowodu powoduje powstanie naprężeń mechanicznych, wskutek czego światłowód (podobnie jak przy ściskaniu) staje się ośrodkiem dwójłomnym [66]. Nawinięcie jednego lub dwóch zwojów światłowodu na karkas o odpowiedniej średnicy powoduje, że nawinięty światłowód zaczyna się zachowywać jak klasyczna płytka ćwierć- lub półfalowa. Użycie kilku takich cewek światłowodowych pozwala zbudować kontroler polaryzacji [66] (rys. 6.22; cewki mają odpowiednio 1-2-1 zwoje). Sterowanie takiego kontrolera odbywa się przez ręczny obrót cewek, przez co zmienia się położenie głównych osi światłowodowych odpowiedników płytek ćwierć- i półfalowych, jednakże bez zmiany przesunięć fazowych jakiego doświadczają fale zwyczajna i nadzwyczajna. Jest to więc nieco inna zasada pracy aniżeli w przypadku układów ściskających światłowód, gdzie położenie osi było stałe, a zmianie ulegała jedynie wielkość różnicy przesunięć fazowych między falą zwyczajną i nadzwyczajną. Własności różnych kontrolerów polaryzacji podsumowano w tabelicy 6.1 [63].

Tablica 6.1

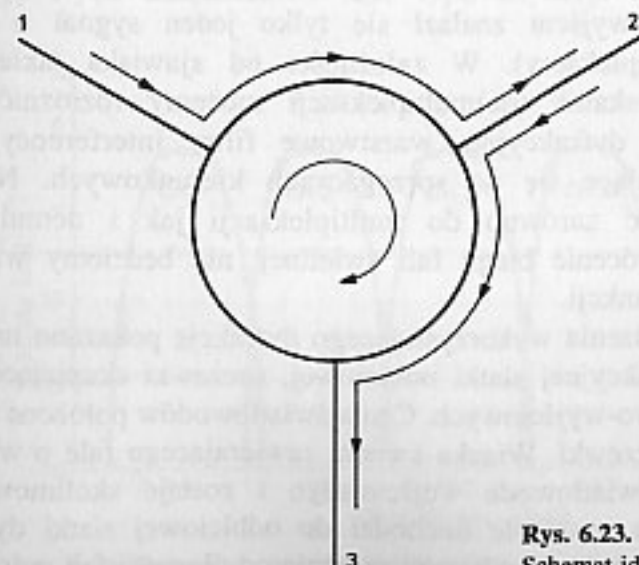
Rodzaj kontrolera	Tłumienność wtrąceniowa	Szybkość działania	Zmęczenie mechaniczne
Ściskanie światłowodu	małe	średnia	jest
Elektrooptyczne	duże	duża	brak
Cewki światłowodowe	małe	mała	jest
Płytki falowe	średnie	mała	małe
Rotatory Faradaya	małe	duża	brak
Ramki światłowodowe	małe	mała	jest

W przypadku układów dopasowujących polaryzację istotne jest to, aby zawsze nadały one za zmianą polaryzacji sygnału wejściowego (ang. *endless control*). Okazuje się bowiem, że nawet układy zapewniające dowolną transformację polaryzacji dochodzą w pewnych warunkach do kresu swojej dynamiki, co powoduje konieczność przełączenia przetworników i chwilową utratę dopasowania polaryzacji. Jest to w wielu wypadkach niedopuszczalne. Aby tego uniknąć stosuje się dodatkowe, odpowiednio sterowane przetworniki tak, że ich liczba dochodzi do 4-5. Oczywiście powoduje to komplikację układu i podraża jego koszty.

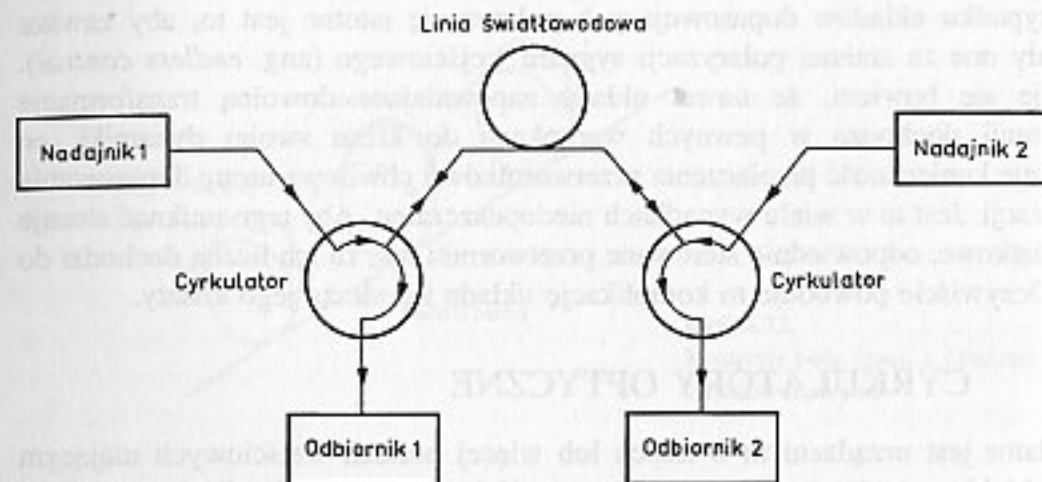
6.6. CYRKULATORY OPTYCZNE

Cyrkulator jest urządzeniem o trzech lub więcej portach wejściowych mającym własność kierowania sygnału z danego wejścia do ściśle określonego wyjścia (i tylko do niego). Rozpatrzmy najprostszy przykład cyrkulatora o trzech portach pokazany na rys. 6.23. Sygnał optyczny doprowadzony do portu 1 wychodzi tylko przez port 2, z kolei sygnał dochodzący do portu 2 wychodzi tylko przez port 3. Jeśli jeszcze sygnał doprowadzony do portu 3 wychodzi tylko przez port 1, to taki cyrkulator nazywamy doskonałym. W wielu zastosowaniach ten ostatni warunek nie jest wymagany i cyrkulator pochłania światło dochodzące do portu 3. Tego rodzaju cyrkulatory nazywamy niedoskonałymi.

Najprostsze zastosowanie cyrkulatora polega na użyciu go przy jednoczesnej dwukierunkowej transmisji światła po jednym światłowodzie, gdzie zastępuje sprzęgacze kierunkowe i izolatory. Pokazano to na rys. 6.24. Pozwala to zmniejszyć tłumienie sygnału optycznego przy separacji sygnałów, gdyż typowa tłumienność wtrąceniowa cyrkulatora jest rzędu 1 dB. Inne typowe parametry cyrkulatorów obejmują: tłumienie fali odbitej od portu wejściowego większe od 50 dB oraz kierunkowość (stosunek mocy w portach wyjściowych) również przekraczającą 50 dB.



Rys. 6.23.
Schemat ideowy cyrkulatora optycznego



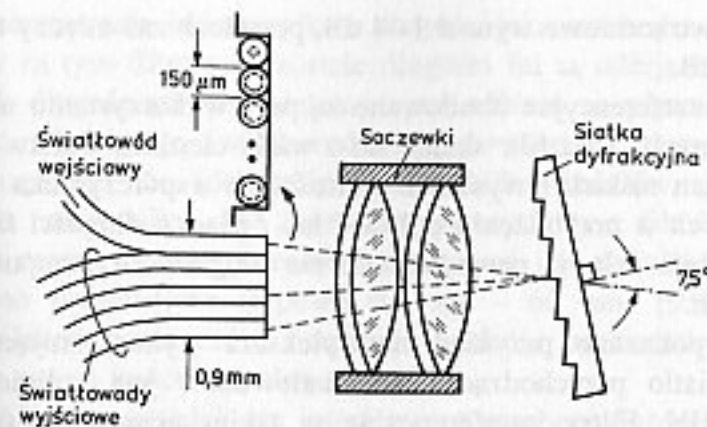
Rys. 6.24. System transmisji dwukierunkowej z użyciem cyrkulatora

Konstrukcja wewnętrzna typowego cyrkulatora jest dość złożona i obejmuje ośrodki dwójłomne służące do separacji dróg po jakich rozchodzą się obydwie składowe polaryzacji sygnału wejściowego, rotatory Faradaya oraz ośrodki opóźniające fazę. Brak tu miejsca dla dokładniejszego opisu, a zainteresowanych tym zagadnieniem odsyłamy do pracy [69].

6.7. MULTIPLESERY I DEMULTIPLESERY DŁUGOŚCI FALI

Podstawowymi elementami systemów ze zwielokrotnieniem długości fali (WDM ang. *wavelength division multiplexing*) są multipleksery i demultipleksery długości fali. Pozwalają one połączyć wiele sygnałów o różnych długościach fali dochodzących odrębnymi wejściami w jeden sygnał (multipleksery), bądź rozdzielać sygnał wejściowy o wielu długościach fali pomiędzy wiele wyjść tak, aby na każdym wyjściu znalazł się tylko jeden sygnał o określonej długości fali (demultipleksery). W zależności od zjawiska jakie jest wykorzystywane dla uzyskania (de)multipleksacji możemy rozróżnić elementy wykorzystujące siatki dyfrakcyjne, warstwowe filtry interferencyjne, interferometry oraz opierające się na sprzęgaczach kierunkowych. Na ogół te elementy mogą służyć zarówno do multipleksacji jak i demultipleksacji, najczęściej przez odwrócenie biegu fali świetlnej, nie będziemy więc osobno omawiać tych dwóch funkcji.

Typowy przykład urządzenia wykorzystującego dyfrakcję pokazano na rys. 6.25. Składa się ono z dyfrakcyjnej siatki odbiciowej, soczewki skupiającej i wiązki światłowodów wejściowo-wyjściowych. Czoła światłowodów położone są w płaszczyźnie ogniskowej soczewki. Wiązka światła zawierającego fale o wielu długościach wychodzi ze światłowodu wejściowego i zostaje skolimowana przez soczewkę skupiającą, a następnie dochodzi do odbiciowej siatki dyfrakcyjnej. Tutaj ulega dyfrakcji pod różnymi kątami zależnie od długości fali, a jednocześnie

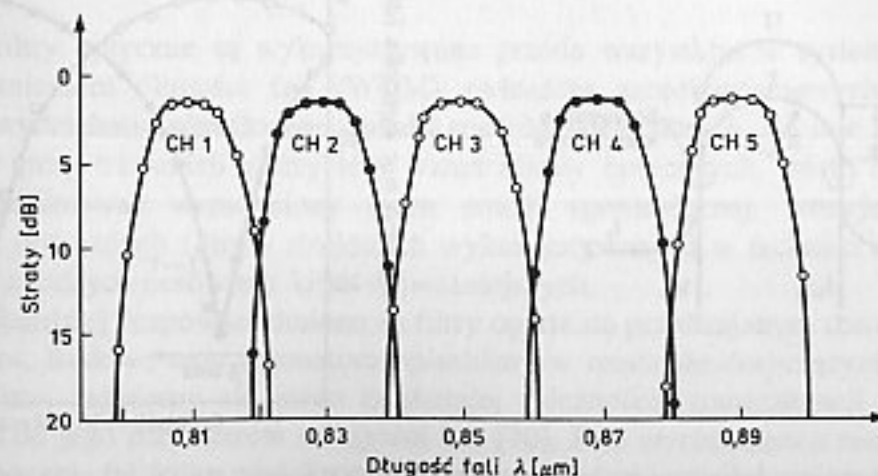


Rys. 6.25. Podstawowa konfiguracja demultipleksera długości fal zbudowanego na siatce dyfrakcyjnej. Na podstawie [81]

odbija się. Każda z odbitych wiązek odpowiadająca danej długości fali zostaje skupiona przez tę samą soczewkę w płaszczyźnie ogniskowej, jednak w różnych miejscach, gdyż różne długości fal rozchodzą się teraz pod różnymi kątami. Miejsca te odpowiadają czołom różnych światłowodów wyjściowych. Zatem fale o różnych długościach zostają wprowadzone do różnych światłowodów wyjściowych. Pasmo jednego kanału B można określić z zależności

$$B = \frac{d\lambda}{dx} D \quad (6.26)$$

gdzie: D – średnica rdzenia światłowodu, $dx/d\lambda$ – liniowa dyspersja w płaszczyźnie ogniskowej (tzn. zmianą położenia plamki w zależności od długości fali). Widmowe charakterystyki transmisyjne dla jednego z eksperymentów pokazano na rys. 6.26. Użyto tam światłowodów wielomodowych o dużych średnicach rdzenia ($130 \mu\text{m}$) [81]. W typowych urządzeniach tego typu uzyskuje się kilka – kilkanaście

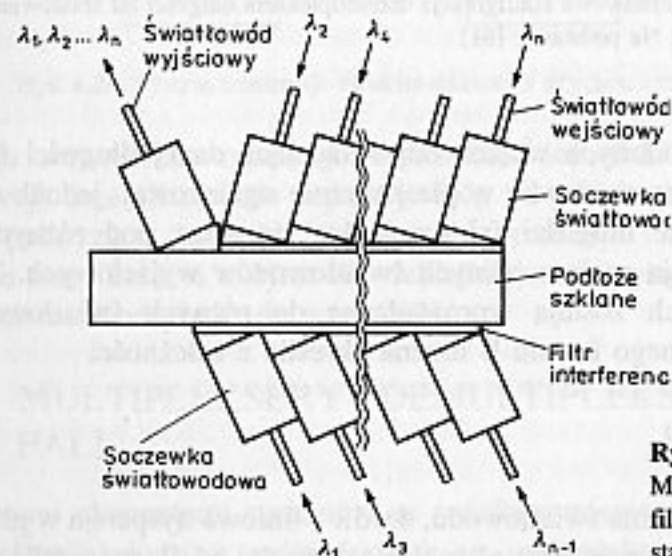


Rys. 6.26. Transmisja widmowa demultipleksera dyfrakcyjnego. Na podstawie [81]

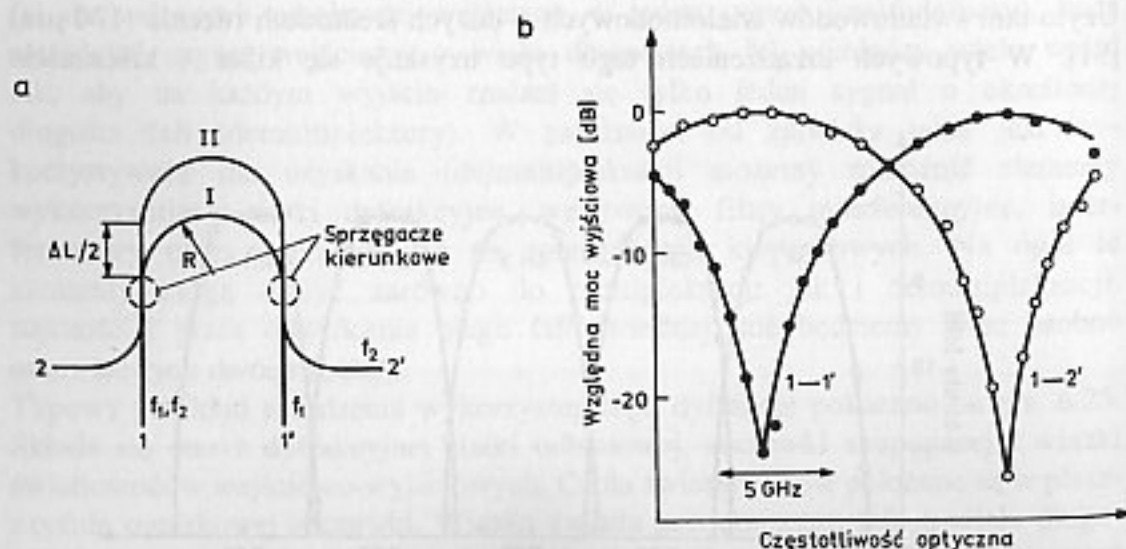
kanałów, tłumienie wtrąceniowe wynosi 1–4 dB, przesłuch zaś między sąsiednimi kanałami – 20–30 dB.

(De)multiplexery interferencyjne zbudowane są przy wykorzystaniu optycznych filtrów interferencyjnych. Taki filtr składa się z wielu cienkich warstw dielektrycznych o na przemian niskich i wysokich wartościach współczynnika załamania i grubościach równych w przybliżeniu połowie lub ćwiartce długości fali. Ma on tę własność, że odbija fale w pewnym zakresie długości, a przepuszcza fale o innych długościach.

Na rysunku 6.27 pokazano przykład multiplexera wykorzystującego filtry interferencyjne. Światło przychodzące ze światłowodów jest kolimowane soczewkami typu GRIN. Filtry interferencyjne w takim urządzeniu są dobrane



Rys. 6.27. Multiplexer wykorzystujący filtry interferencyjne. Na podstawie [82]



Rys. 6.28. Asymetryczny interferometr Mach-Zehndera a) wraz z charakterystyką przenoszenia b). Na podstawie [83]

tak, że przepuszczają światło tylko o długości jaka rozchodzi się w światłowodzie, który leży za tym filtrem. Pozostałe długości fal są odbijane. W ten sposób fale o różnych długościach po wielokrotnym odbiciu w płycie płasko-równoległej trafiają do właściwego światłowodu wyjściowego. W typowych układach tego rodzaju uzyskuje się (de)multipleksację kilku kanałów, przy stratach wtrąceniowych rzędu kilku dB. Zaletą stosowanych tam filtrów interferencyjnych jest to, że można prawie dowolnie kształtować ich charakterystykę transmisyjną oraz pasmo przepustowe (typowo 0,3 nm – 60 nm) [93]. Zapewniają także dużą stabilność parametrów i łatwość scalenia ze światłowodem (mogą być wykonane np. na końcu światłowodu) [93].

Jako przykład demultiplexera interferometrycznego może służyć tu opisany już poprzednio interferometr Mach-Zehndera (rys. 6.15), jednak użyty w nieco innej konfiguracji. Różnica ta polega na wprowadzeniu stałej różnicy długości dróg między ramionami interferometru, co pokazano na rys. 6.28a. Jeśli ta różnica wynosi ΔL , to funkcje przenoszenia między wejściem 1, a wyjściami 1' i 2' wynoszą odpowiednio [12], [83]

$$H_1(\lambda) = \sin^2\left(\frac{\pi n}{\lambda} \Delta L\right), \quad H_2(\lambda) = \cos^2\left(\frac{\pi n}{\lambda} \Delta L\right) \quad (6.27)$$

gdzie: n – współczynnik załamania falowodów, λ – długość fali w próżni.

Przykładową charakterystykę przenoszenia pokazano na rys. 6.28b. Istotną cechą tego typu układów jest możliwość rozróżnienia blisko położonych kanałów. Demultiplexery Mach-Zehndera wykonywane są najczęściej w technologii planarnej.

Wreszcie bardzo popularne i dostępne komercyjnie są (de)multiplexery długości fali wykorzystujące sprzęgacze światłowodowe wrażliwe na długość fali. Omówiono je w paragrafie dotyczącym sprzęgaczy selektywnych.

6.8. STROJONE FILTRY OPTYCZNE

Strojone filtry optyczne są wykorzystywane przede wszystkim w systemach ze zwielokrotnieniem długości fali (WDM) zwłaszcza szerokopasmowych, gdzie służą do wydzielenia określonego kanału spośród wielu innych. Są one również stosowane przy transmisji z użyciem wzmacniaczy optycznych, gdzie mają za zadanie odfiltrować wzmacniony szum emisji spontanicznej. Istnieje wiele rozwiązań optycznych filtrów strojonych wykorzystywanych w technice światłowodowej, z których omówimy kilka najważniejszych.

Chyba najbardziej rozpowszechnione są filtry oparte na przestrajonym rezonatorze Fabry-Perot. Budowę tego rezonatora opisaliśmy w rozdziale dotyczącym źródeł światła. Tutaj zajmiemy się nieco dokładniej zależnością transmitancji takiego rezonatora od jego parametrów i długości fali [70]. Fala wychodząca z rezonatora jest superpozycją fal, które wielokrotnie odbijały się od zwierciadeł umieszczonych na jego końcach. Jeśli przyjmiemy, że współczynnik odbicia (mocowy) jest równy

R i pominiemy straty, to można przyjąć, że przy każdym odbiciu moc fali odbitej maleje R razy, a jej amplituda maleje \sqrt{R} razy. Odpowiednie wielkości dla fali przechodzącej to $1-R$ (moc) i $(1-R)^{0.5}$ (amplituda). Każdemu przejściu długości rezonatora towarzyszy przesunięcie fazy równe [70]

$$\phi = 2\pi n \frac{L}{\lambda_0} \quad (6.28)$$

gdzie: L – długość rezonatora, n – współczynnik załamania ośrodka wypełniającego, λ_0 – długość fali w próżni.

Fala wyjściowa będzie sumą wszystkich fal wielokrotnie odbitych w rezonatorze, a jej amplituda u wyrazi się wzorem

$$\begin{aligned} u &= A\sqrt{1-R}e^{i\phi} + A\sqrt{1-R}e^{i\phi}Re^{i2\phi} + A\sqrt{1-R}e^{i\phi}R^2e^{i4\phi} + \dots \\ &= A\sqrt{1-R}e^{i\phi}[1 + Re^{i2\phi} + R^2e^{i4\phi} + \dots] \end{aligned} \quad (6.29)$$

gdzie: A – amplituda fali wejściowej. Wielkość w nawiasach kwadratowych jest nietrudną do policzenia sumą nieskończonego szeregu geometrycznego, która wynosi $1/(1-Re^{i2\phi})$. Zatem charakterystyka przenoszenia jest dana zależnością

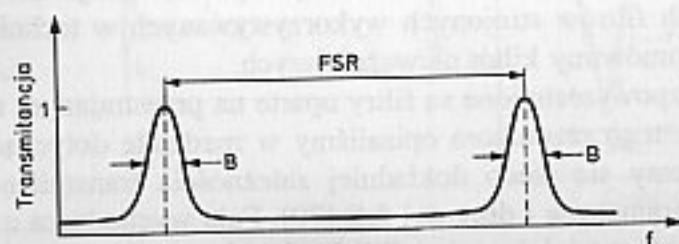
$$T = \frac{|u|^2}{|A|^2} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \phi} \quad (6.30)$$

Jest to charakterystyka periodyczna o maksymalnych wartościach w punktach, dla których

$$\phi = 2\pi n \frac{L}{\lambda_0} = m\pi, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (6.31)$$

Pokazano ją na rys. 6.29. Odstęp pomiędzy sąsiednimi maksimami $\Delta\lambda$ nosi nazwę wolnego zakresu spektralnego (ang. *free spectral range*) i dla $L \gg \lambda_0$ łatwo go policzyć z (6.31):

$$\Delta\lambda = FSR = \frac{\lambda_0^2}{2nL} \quad (6.32)$$



Rys. 6.29. Transmitancja optyczna filtru opartego na rezonatorze Fabry-Perot

Z kolei szerokość pasma przepustowego na połowie wysokości maksymalnej transmitancji można wyznaczyć z zależności

$$\frac{2\sqrt{R}}{(1-R)} \sin\left[2\pi n \frac{L}{\lambda_0 + \delta\lambda}\right] = 1 \quad (6.33)$$

Pamiętając, że $\sin 2\pi n L / \lambda_0 = 0$, dla dużych wartości współczynnika odbicia można w pobliżu maksimum transmitancji (zero sinusa) zastąpić sinus jego przyrostem:

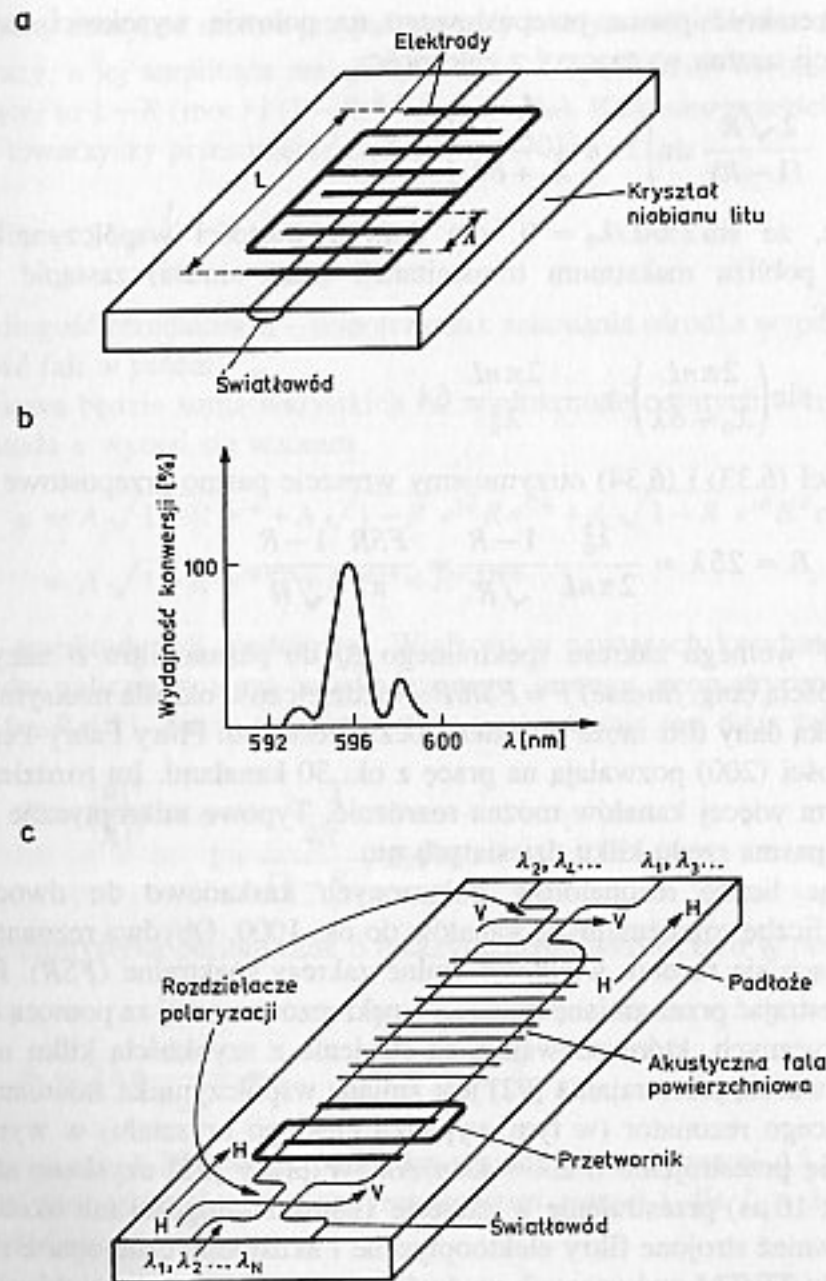
$$\sin\left(\frac{2\pi n L}{\lambda_0 + \delta\lambda}\right) \approx -\frac{2\pi n L}{\lambda_0^2} \delta\lambda \quad (6.34)$$

Z zależności (6.33) i (6.34) otrzymujemy wreszcie pasmo przepustowe filtru

$$B = 2\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n L} \frac{1-R}{\sqrt{R}} = \frac{FSR}{\pi} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (6.35)$$

Stosunek F wolnego zakresu spektralnego $\Delta\lambda$ do pasma filtru B nazywany jest rozdzielczością (ang. *finesse*) $F = FSR/B$. Rozdzielczość określa maksymalną liczbę kanałów jaką dany filtr może wydzielić bez przesłuchu. Filtry Fabry-Perot o dużej rozdzielczości (200) pozwalają na pracę z ok. 30 kanałami. Im rozdzielczość jest większa tym więcej kanałów można rozróżnić. Typowe mikrooptyczne filtry tego typu mają pasma rzędu kilku dziesiątych nm.

Zwiększając liczbę rezonatorów połączonych kaskadowo do dwóch, można zwiększyć liczbę rozróżnialnych kanałów do ok. 1000. Obydwa rezonatory muszą mieć różniące się rzędem wielkości wolne zakresy spektralne (FSR). Filtry takie można przestrajać przez zmianę długości wnęki rezonansowej za pomocą elementów piezoelektrycznych, które pozwalają na strojenie z szybkością kilku milisekund. Inną możliwością przestrajania [92] jest zmiana współczynnika załamania ośrodka wypełniającego rezonator (w tym wypadku ciekłego kryształu) w wyniku czego uzyskuje się przestrojenie o $\Delta\lambda = (\lambda/n)\Delta n$. W pracy [92] uzyskano stosunkowo szybkie ($< 10 \mu s$) przestrajanie w zakresie 10 nm na długości fali około 600 nm. Istnieją również strojone filtry elektrooptyczne i akustooptyczne oparte na konwerterach modu TE/TM wykonanych na dwójłomnym podłożu np. niobianie litu (rys. 6.30a). Wykorzystują one mechanizm selektywnego sprzęgania między modami. Zasada pracy i schematy obydwu rodzajów filtrów są podobne. Schemat filtru elektrooptycznego pokazano na rys. 6.30a, a akustooptycznego na rys. 6.30c. Dowolnie spolaryzowany sygnał wejściowy jest rozdzielany na dwie ortogonalne polaryzacje przez rozdzielacz polaryzacji. W konwerterze modu TE/TM jest indukowana periodyczna perturbacja współczynnika załamania poprzez efekt elektro- (palczaste elektrody) lub akustooptyczny (akustyczna fala powierzchniowa). Te perturbacje mogą zmieniać stan polaryzacji modów TE i TM . Zmiana zachodzi jedynie dla długości fal spełniających warunek zgodności faz. Dla kanałów o tych długościach fal można osiągnąć obrót wejściowej płaszczyzny polaryzacji o 90° . Kanały o pozostałych długościach fal, które nie spełniają warunku zgodności fazy,



Rys. 6.30. Filtr optyczny wykorzystujący zjawisko konwersji modów TE/TM: a) elektrooptyczny, b) jego transmitancja optyczna (na podstawie [67]), c) filtr akustooptyczny (na podstawie [174])

wychodzą z regionu o zaburzonym współczynniku załamania bez zmiany polaryzacji. Wyjściowy rozdzielacz polaryzacji oddziela obydwie polaryzacje, co daje w rezultacie efekt filtracji długości fal. Wskutek dwójtłumności efektywne współczynniki załamania N_{TE} i N_{TM} dla modów TE i TM są różne. Efektywne sprzężenie między modami TE i TM może być osiągnięte, jeśli okres zmian współczynnika załamania Λ spełnia warunek zgodności faz [67]

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} |N_{TE} - N_{TM}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (6.36)$$

Warunek zgodności faz jest spełniony tylko dla długości fali λ_0 . Dla długości fali $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ różnica stałych fazowych wynosi

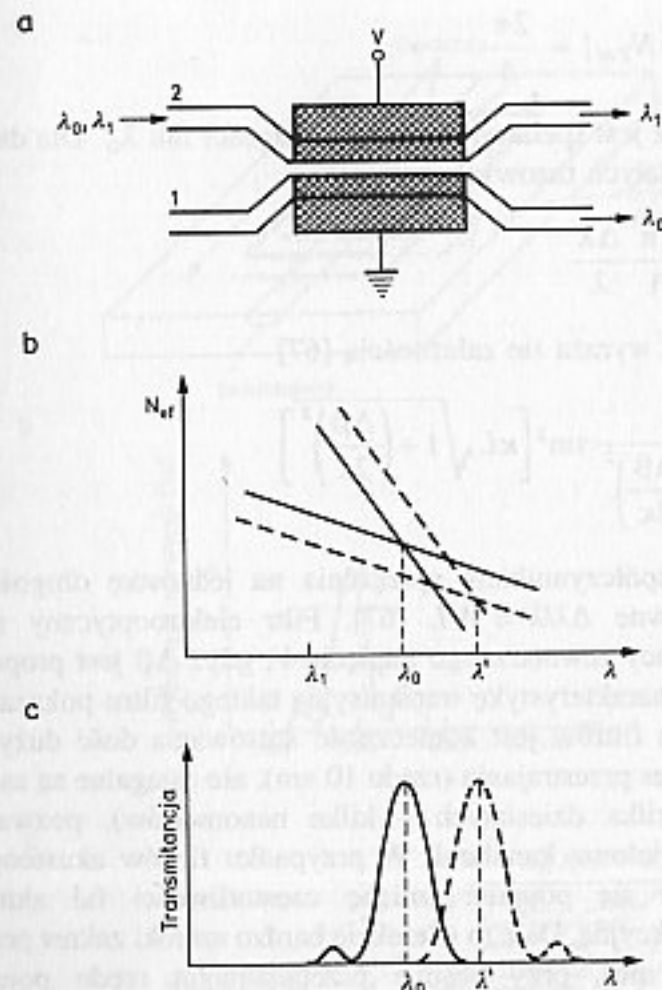
$$\Delta\beta = -\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (6.37)$$

transmitancja zaś filtru wyraża się zależnością [67]

$$T = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\kappa}\right)^2} \sin^2 \left[\kappa L \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\kappa}\right)^2} \right] \quad (6.38)$$

gdzie: $\kappa = C/L$ jest współczynnikiem sprzężenia na jednostkę długości. Pasma takiego filtru jest równe $\Delta\lambda/\lambda \approx \Lambda/L$ [67]. Filtr elektrooptyczny może być przestrajan przy pomocy zewnętrznego napięcia V , gdyż $\Delta\beta$ jest proporcjonalne do V/d . Przykładową charakterystykę transmisyjną takiego filtru pokazano na rys. 6.30b. Wadą tego typu filtrów jest konieczność stosowania dość dużych napięć sterujących i mały zakres przestrajan (rzędu 10 nm), ale osiągalne są za to wąskie pasma przepustowe (kilka dziesiątych – kilka nanometrów), pozwalające na jednoczesną pracę z wieloma kanałami. W przypadku filtrów akustooptycznych przestrajanie dokonuje się poprzez zmianę częstotliwości fal akustycznych tworzących siatkę dyfrakcyjną. Daje to w efekcie bardzo szeroki zakres przestrajan (nawet powyżej 100 nm), przy pasmie przepustowym rzędu pojedynczych nanometrów. Inną ważną cechą filtrów akustooptycznych jest ich zdolność do wybierania kilku długości fal jednocześnie. Tak więc, kiedy przetwornik jest sterowany kilkoma częstotliwościami akustycznymi pozwala to na jednoczesny wybór kilku długości fal.

Szerokopasmowa filtracja może być również dokonywana przez specjalnie zaprojektowany selektywny sprzęgacz kierunkowy, pokazany na rys. 6.31a. Składa się on z dwóch falowodów paskowych o różnych szerokościach i współczynnikach załamania [67]. Z powodu różnych wymiarów i współczynników załamania falowody te mają różne charakterystyki dyspersji modowej $N(\lambda)$ (rys. 6.31b). W odpowiednio zaprojektowanym sprzęgaczu efektywne współczynniki załamania dwóch falowodów są równe dla długości fali λ_0 odpowiadającej środkowi pasma przepustowego filtru. Dopasowanie stałych fazowych na tej długości fali umożliwia całkowite przeniesienie mocy między falowodami. Jeśli jednak długość fali różni się istotnie od λ_0 , to wtedy przeniesienie mocy nie występuje. Przykładając napięcie do elektrod umieszczonych ponad falowodami można sterować dyspersją obydwu falowodów (rys. 6.31b – linie kreskowane), przez co zmienia się długość fali odpowiadająca środkowi pasma przenoszenia filtru. Typowe filtry tego rodzaju mają szerokość pasma, która przekracza 10 nm i mogą być przestrajan napięciem o kilkadziesiąt nm [67].



Rys. 6.31. Filtr optyczny oparty na sprzęgaczu kierunkowym (na podstawie [67]): a) schemat, b) dyspersja falowodowa, c) transmitancja filtru

Inną możliwość konstrukcji przestrajanych filtrów stwarza zjawisko Bragga w przestrzennych siatkach dyfrakcyjnych typu odbiciowego. Podobnie, jak było to w laserach DBR, zmiana prądu płynącego przez selektywny element odbijający zmienia długość odbijanej fali, a w konsekwencji umożliwia przestrajanie filtru. W filtrze planarnym opisanym w [89] uzyskano przestrajanie o 9,5 nm przy pasmie przepustowym 0,9 nm. Siatki Bragga mogą być wytwarzane bezpośrednio w fotoczułych światłowodach przez poddanie ich napromieniowaniu światłem ultrafioletowym o dużej mocy i periodycznym wzorze [94]. Takie naświetlenie powoduje stały wzrost współczynnika załamania rdzenia, a w konsekwencji periodyczną zmianę współczynnika załamania zgodnie z wzorem naświetlania. Światłowodowe filtry Bragga można przestajać w zakresie kilku nanometrów przez zmiany temperatury lub naprężenia [94]. Typowe szerokości pasma przepustowego takich filtrów wynoszą kilka dziesiątych nanometra [204].

Jako filtrów można również używać cienkowarstwowych siatek dyfrakcyjnych, których stała zmienia się wzdłuż powierzchni. Strojenie jest osiągane poprzez

Tablica 6.2

Rodzaj filtru	Metoda przestrajania (szybkość)	Zakres przestrajania	Pasmo przepustowe	Straty	Przesłuchy, stosunek mocy sygnału do mocy przesłuchu
Koherentny	Prąd [ns]	około 10 nm	z zakresu mikrofal		bardzo małe
Akusto-optyczny	Częstotliwość RF [μs]	1,3–1,5 μm	około 1 nm	około 4 dB	15–20 dB
Elektro-optyczny	Napięcie [ns]	około 10 nm	około 1 nm	około 8 dB	15–20 dB
Przestrajany laser DFB	Prąd [ns]	kilka nm	około 0,1 nm	wzmocnienie 20 dB	20 dB
Interferometr Macha-Zendera	Termiczna lub piezo-elektryczna [ms]	periodyczny	dowolne	około 2 dB	20 dB
Rezonator Fabry-Perot	Piezo-elektryczna [ms]	periodyczny	dowolne	około 1,5 dB	
Wzmocniacz Brillouina	Długość fali pompy	około 10 nm	około 100 MHz	wzmocnienie 10 dB	10 dB

zmianę położenia filtru względem drogi optycznej. W takich urządzeniach możliwy jest duży zakres przestrajania rzędu kilkuset nm, przy szerokości pasma przepustowego poniżej 10 nm. Własności różnego rodzaju filtrów optycznych podsumowano w tablicy 6.2 [71].

6.9. OPTYCZNE ELEMENTY PRZEŁĄCZAJĄCE

Rozważania w tym paragrafie oparto na pracy [72]. Ogromne potencjalne pasmo transmisyjne światłowodów jest silnie ograniczone przez konieczność konwersji fotonów na elektrony w celu przełączania i komutacji za pomocą istniejących elektronicznych układów scalonych, które mają określone ograniczenia dotyczące np. szybkości działania, formatu danych. Stąd też wiele badań koncentruje się na utrzymaniu optycznej formy sygnału w całej sieci światłowodowej. Z drugiej strony przełączanie fotoniczne ma bardzo wyraźne zalety wynikające z fizycznej natury światła jak np. szybkość działania, pasmo, niezależność od formatu sygnału, a zwłaszcza przezroczystość.

Te same przyczyny, które są przyczyną dobrych parametrów transmisyjnych światłowodów czynią przełączanie (komutację) fotoniczne bardzo trudnym. Pomimo tego, przełączanie fali świetlnej może dokonywać się przez wpływanie na wybrane jej parametry, takie jak: amplituda, polaryzacja, absorpcja i współczynnik refrakcji ośrodka w jakim się rozchodzi itd. Stąd w przełączaniu optycznym można wykorzystać wiele zjawisk fizycznych. Wszystkich rodzajów elementów przełączających nie sposób jest nawet pobieżnie omówić w niniejszej publikacji, stąd w tym paragrafie ograniczymy się do omówienia kilku najbardziej typowych [72].

Bardziej zainteresowanych tematyką komutacji odsyłamy do dwutomowej pracy pod redakcją J.E. Midwintera [68].

Ponieważ istnieje wiele parametrów, które można modulować, komutację fotoniczną można podzielić na komutacje z podziałem czasowym, przestrzennym i falowym. Każde potencjalne zastosowanie komutacji fotonicznej ma swoje odrębne wymagania. Dalej podano najbardziej istotne parametry elementów przełączających:

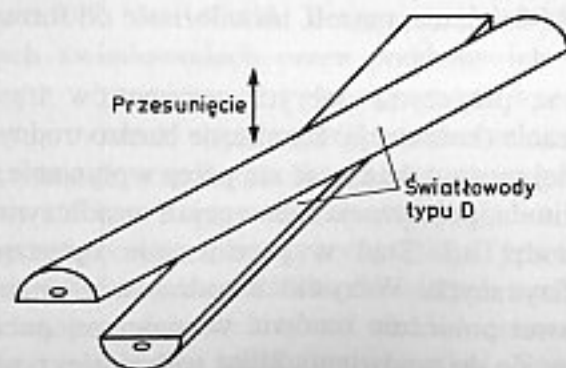
- pasmo,
- czas przełączania,
- tłumienność wtrąceniowa,
- poziom przesłuchów,
- wrażliwość na polaryzację.

Ponadto istotne są jeszcze wymiary, pobór mocy, wrażliwość na temperaturę, rodzaj zwielokrotnienia, kierunkowość itd.

Elementy przełączające można podzielić na dwie zasadnicze grupy ze względu na sposób sterowania. Pierwsza grupa zawiera elementy sterowane w sposób elektryczny (ang. *optoelectronic switching devices*), druga zaś – elementy sterowane optycznie (ang. *all-optical switching devices*).

Ze względu na swoją prostotę, **mechaniczne elementy przełączające** najwcześniej ze wszystkich rodzajów elementów przełączających znalazły zastosowanie w systemach komercyjnych. Mają one system elektromechaniczny, który pozwala na przełączanie. Można je podzielić na dwie kategorie: pierwszą, w której aby skierować promieniowanie optyczne do żadanego światłowodu poruszają się same światłowody i drugą – w której porusza się inny element (zazwyczaj pryzmat).

Przykładem elementu należącego do tej pierwszej kategorii jest przełącznik z zastosowaniem tzw. światłowodu typu „D” [84]. Płaszcz po płaskiej stronie takiego światłowodu jest bardzo cienki, co umożliwia sprzężenie energetyczne dwóch takich światłowodów poprzez zetknięcie ich płaskich stron na odpowiedniej długości. Prototyp (British Telecom) jednego punktu komutacyjnego działającego na tej zasadzie pokazano na rys. 6.32. Przełączanie dokonuje się przez poruszanie światłowodami w kierunku prostopadłym do ich płaskiej powierzchni. Taki komutator jest mało wrażliwy na długość fali i jej polaryzację. Tłumienie odbić wstecznych, powodowanych przez rozpraszanie wsteczne, jest większe niż 60 dB.

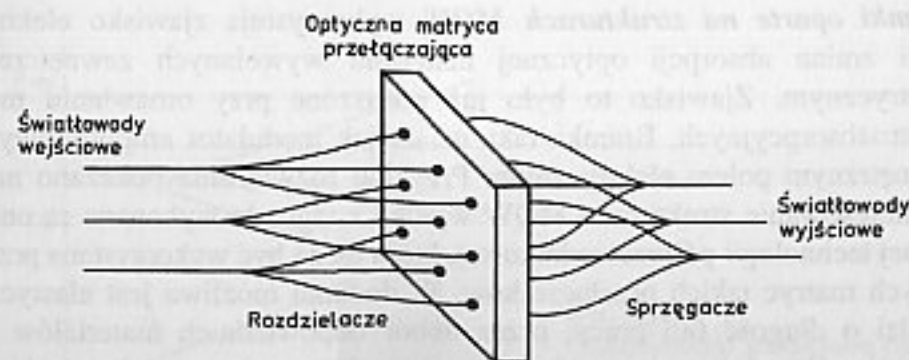


Rys. 6.32.
Punkt komutacyjny w technologii
ruchomego światłowodu typu D.
Na podstawie [84]

Stosunek sygnału do przesłuchu wynosi 40 dB przy 10 μm odstępnie między światłowodami w stanie wyłączonym i poprawia się, jeśli w stanie wyłączonym światłowody są dalej oddalone (o 4 dB na 1 μm przyrostu odstępnie). Tłumienność wtrąceniowa przy sprzężeniu ze światłowodem typu D wynosi tylko 0,5 dB, a tłumienie takiego światłowodu jest równe 0,76 dB/m [84]. Wadą takiego rozwiązania jest to, że choć długość odcinka sprzężenia między światłowodami wynosi 2–3 mm, to z przyczyn praktycznych konieczny jest 3 cm odstęp między punktami komutacyjnymi. Tak więc matryca przełączająca 16×16 będzie miała długość 48 cm i jest mała nadzieja na znaczące zmniejszenie tych wymiarów. Co gorsza, w układzie prototypowym całkowite straty w stanie włączonym wynoszą 30 dB. Dla komutatorów z mechanicznym przełączaniem światłowodu typowe są doskonałe parametry jeśli chodzi o straty na sprzężeniu, wrażliwość na długość fali i polaryzację, jak również pasmo. Jest to jednak osiągnięte kosztem dużej złożoności elektromechanicznego układu przełączającego, który nie pozwala na szybkie przełączanie.

Do drugiej kategorii mechanicznych komutatorów światłowodowych należą dostępne komercyjnie przełączniki dla światłowodów jednomodowych wykorzystujące refrakcję wprowadzoną przez pryzmat o zmiennym położeniu. Jest on usytuowany między światłowodami wejściowymi, a wyjściowymi. Dostępne są moduły 1×2 , 2×2 i 2×4 (we-wy). Zmiana stanu komutatora jest dokonywana przez przyłożenie napięcia stałego około 5V (50 mA) do odpowiedniej końcówki. Możliwe jest również zdalne sterowanie. Wymiary takiego przełącznika wynoszą kilka centymetrów. Taki element przełączający ma tłumienność wtrąceniową około 1 dB i może pracować w zakresie długości fal 1,2–1,6 μm . Szybkość przełączania jest około 10–30 ms, a stosunek sygnału do przesłuchu jest rzędu 60 dB.

Przy komutacji przestrzennej do często wykorzystywanych elementów należą **matryce bramek optycznych**. Są one wyposażone w elementy przełączające o dwóch stanach: włączonym (przezroczystym dla światła) lub wyłączonym (nieprzezroczystym), przy których przełączaniu najczęściej korzysta się jednego z dwóch zjawisk: rotacji polaryzacji lub zmiany absorpcji. Są one bardzo użyteczne w konfiguracjach pól komutacyjnych wykorzystujących mnożenie wektora przez macierz, jak to pokazano na rys. 6.33 na przykładzie matrycy 3×3 .



Rys. 6.33. Komutator na układzie matrycy bramek optycznych

Sygnały wejściowe doprowadzane są przez światłowody. Sygnał z każdego światłowodu jest rozdzielany i doprowadzany do wszystkich bramek jednej z kolumn matrycy przełączającej. Z kolei wyjścia z bramek każdego wiersza matrycy są ze sobą łączone i doprowadzane do jednego z wyjść równomiernie rozproszonych światłowodów wyjściowych. Włączając i wyłączając elementy optyczne w matrycy możliwe jest przełączenie każdego z sygnałów wejściowych do któregośkolwiek światłowodu wyjściowego. Konfiguracja komutacyjna opiera się na podziale mocy przychodzącego światła, może więc zostać zastosowana do niewielkiej liczby światłowodów, chyba, że bramki w matrycy będą mogły również wzmacniać moc przechodzącego światła. Opisana matryca należy do szerszej klasy układów optycznych tzw. przestrzennych modulatorów światła, które mogą być sterowane zarówno elektrycznie, jak i optycznie. Kolejno omówimy teraz różne technologie bramek optycznych.

Typowa **bramka ciekłokrystaliczna** wytworzona jest przez umieszczenie warstwy ciekłokrystalicznej o własnościach ferroelektrycznych między dwoma płytkami szklanymi pokrytymi przezroczystymi elektrodami. Jeśli warstwa jest bardzo cienka, około 2 μm , to wówczas kryształy w warstwie mogą przyjmować jedynie dwie orientacje, o osiach optycznych oddalonych od siebie o 45°. Obydwie te orientacje mogą być wybierane poprzez napięcia o przeciwnych polaryzacjach. Zatem bramka może zachowywać się jak programowana płytka falowa. Aby uzyskać 100% modulacji amplitudy, bramkę umieszcza się między skrzyżowanymi polaryzatorami. W stanie wyłączonym po przyłożeniu określonego napięcia zewnętrznego np. dodatniego, polaryzacja przychodzącej fali pozostaje nie zmieniona i jest blokowana przez polaryzator analizujący. W stanie włączonym (przy napięciu ujemnym) polaryzacja przychodzącej fali zostaje obrócona o 90° i fala jest całkowicie przepuszczana przez polaryzator analizujący. Wadą takich bramek jest to, że są wrażliwe na polaryzację przychodzącego światła i przy przypadkowym stanie polaryzacji minimalne straty wynoszą 3 dB. Te straty mogą być ograniczone np. przez rozdzielanie polaryzacji przed przełączaniem.

Do zalet ferroelektrycznych ciekłych kryształów należą [72]: niewielkie napięcia sterujące (typowo $\pm 15\text{ V}$ przy 2 μm warstwie), możliwość bistabilności, niewielki czas przełączania (10–100 μs) i duży kontrast (1500:1), połączone ze względną łatwością wytwarzania matryc o wielu elementach.

Bramki oparte na strukturach MQW wykorzystują zjawisko elektroabsorpcji, czyli zmian absorpcji optycznej materiału wywołanych zewnętrznym polem elektrycznym. Zjawisko to było już poruszone przy omawianiu modulatorów elektroabsorpcyjnych. Bramka taka działa jak modulator amplitudowy sterowany zewnętrznym polem elektrycznym. Przykład rozwiązania pokazano na rys. 6.16. Zainteresowanie strukturami MQW wynika z tego, że wykonane są one w dobrze znanej technologii półprzewodnikowej, która może być wykorzystana przy produkcji dużych matryc takich przełączników. W dodatku możliwa jest elastyczność, jeśli chodzi o długość fali pracy, przez dobór odpowiednich materiałów i domieszkowania. Zasadniczą jej wadą jest praca absorpcyjna, a więc związane z tym rozpraszanie energii, co może stwarzać problemy termiczne przy dużych matrycach.

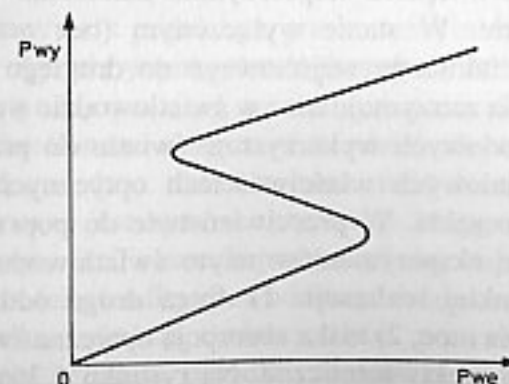
Co więcej, przy typowych napięciach modulujących 10 V, osiągana jest modulacja rzędu 10:1, co jest zbyt małą wartością ze względu na przesłuchy. Z drugiej strony przełączanie jest bardzo szybkie (100–200 ps) i elementy są niewrażliwe na polaryzację [72].

Bramka bistabilna typu **Fabry-Perot** utworzona jest zazwyczaj z nieliniowego materiału umieszczonego pomiędzy dwoma lustrami o wysokiej reflektancji [68]. Aby zrozumieć jak pracuje taki element, powróćmy do zależności (6.30) i (6.31) opisujących transmitancję rezonatora Fabry-Perot. Transmitancja rezonatora zawierającego nieliniowy materiał optyczny może być kontrolowana przez zmianę natężenia światła. Dla nieliniowości typu Kerra fazę ϕ można zapisać jako

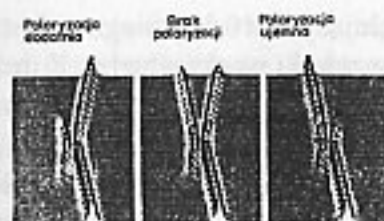
$$\phi = 2\pi n \frac{L}{\lambda_0} = \phi_0 + 2\pi \frac{L}{\lambda_0} n_2 I \quad (6.39)$$

gdzie: ϕ_0 – wartość niezależna od natężenia światła I wewnątrz rezonatora, n_2 – nieliniowa część współczynnika załamania. Bistabilność wynika stąd, że transmitancja rezonatora jest proporcjonalna do natężenia światła wewnątrz rezonatora, a nie do natężenia światła na jego wejściu. Przy dostatecznie dużej rozdzielczości F i odpowiednio dobranym rozstrojeniu początkowym ϕ_0 , wzrost natężenia światła dochodzącego do rezonatora może przełączyć regeneracyjnie bramkę do wysokiej transmitancji. Mały bowiem wzrost natężenia światła na wejściu, który dostraja wnękę do rezonansu przez nieliniowość optyczną, wpuszcza więcej światła do wnęki, co z kolei dalej przestrasza wnękę itd. Na podobnej zasadzie zachodzi wyłączanie bramki. Zatem taka bramka dostarcza wzmocnienia, ma również histerezę, przez co może pełnić rolę elementu pamięciowego i logicznego. Pokazano to na rys. 6.34 [68]. Nieliniowość może być typu absorpcyjnego lub refrakcyjnego, choć zmiany refrakcyjne są częściej stosowane, gdyż zmiany transmitancji wnęki wraz z absorpcją są stosunkowo powolne. Oprócz opisanego sterowania nieliniowością przez sam sygnał, może ona być kontrolowana z zewnątrz.

Ważną rolę w komutacji optycznej pełnią **przełączniki falowodowe**, gdyż technologia ta jest już dość zaawansowana i pewne układy są dostępne handlowo. Opierają się one na poprzednio opisanych sprzęgaczach kierunkowych. Większość



Rys. 6.34.
Charakterystyki przejściowe optycznego bistabilnego elementu Fabry-Perot

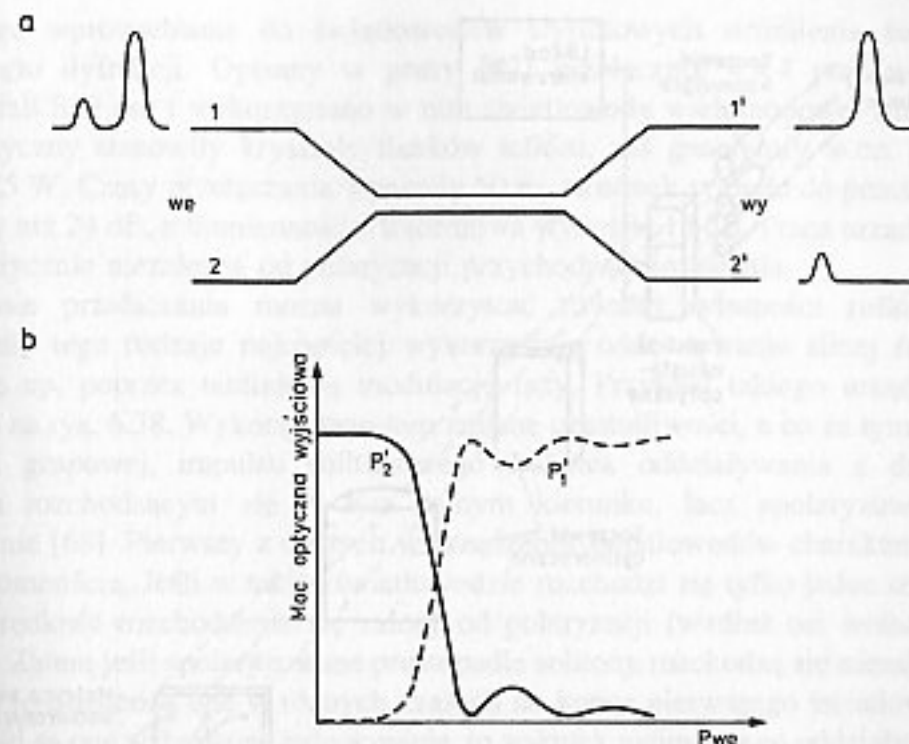


Rys. 6.35. Przelącznie optyczne w sprzęgaczu asymetrycznym. Na podstawie [85]

opartych na tej technologii sterowanych optycznie przełączników scalonych zbudowanych jest na podłożu z niobianu litu. Wykazują one zwykle sinusoidalną charakterystykę transmitancji względem napięcia przełączającego. Typowy przełącznik jest wykonany z dwóch wejściowych światłowodów planarnych o nierównej długości, złącza, gdzie mogą rozchodzić się dwa tryby i dwóch symetrycznych światłowodów wyjściowych. Wiadomo, że taka asymetryczna konfiguracja dokonuje rozdzielania trybów. Dodanie sterowania optycznego łamiącego symetrię wyjściowych światłowodów umożliwia przełączanie między dwoma portami wyjściowymi. W zasadzie szerokość światłowodu planarnego jest wyznaczana nie tylko przez jego wymiary fizyczne, ale również przez współczynnik załamania w kierunku poprzecznym. Tak więc, dobierając odpowiednio napięcie polaryzacji, tryb wzbudzony na wejściu jest transmitowany do jednego z wyjść. Pokazano to na rys. 6.35.

Kryształy niobianu litu wykorzystywane w tych urządzeniach mają pewne wady. Pierwszą z nich jest to, że są one jednoosiowe, a więc wykazują pewną zależność od polaryzacji, co daje wyniku wzrost strat i przesłuchu. Drugą jest względnie mały efekt elektrooptyczny, co wymaga dość dużych długości (kilka mm), aby osiągnąć efektywne sprzężenie, co ogranicza tę technologię dla macierzy rzędu 8×8 (we-wy). Dlatego też poszukuje się nowych materiałów do realizacji tego rodzaju przełączników.

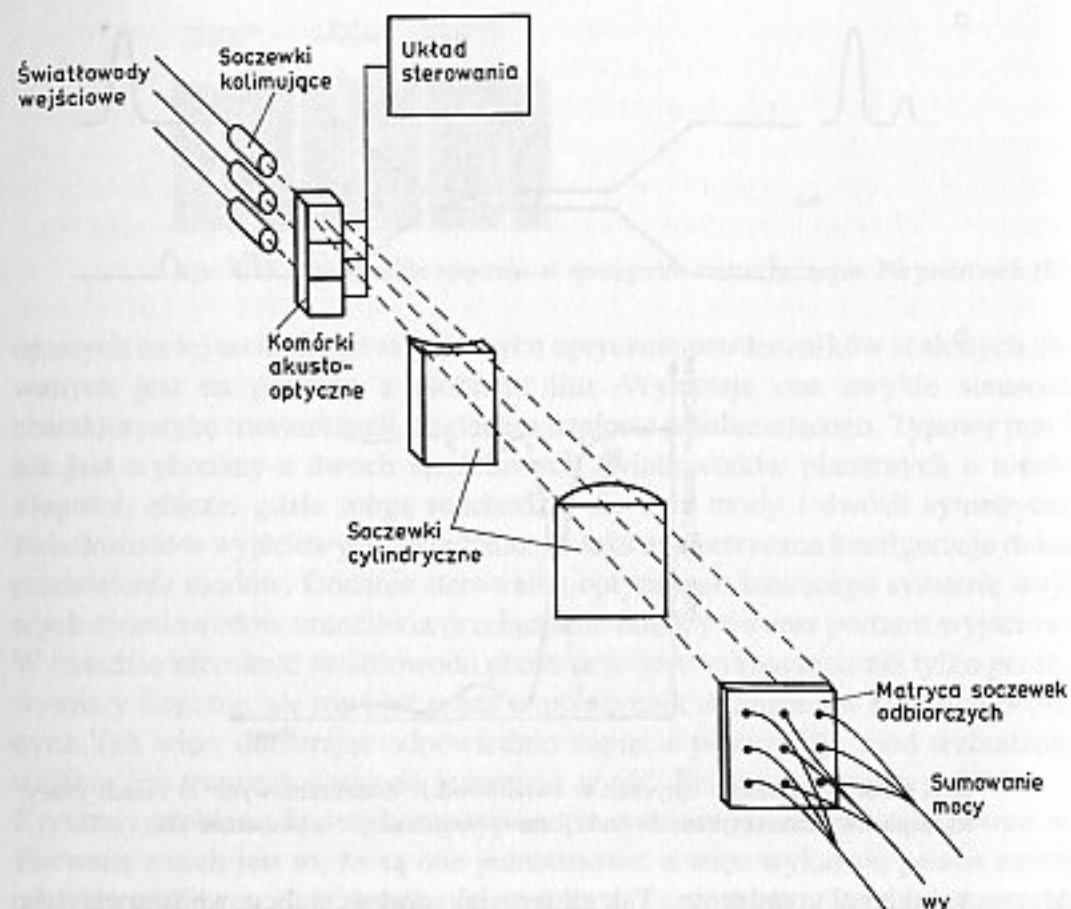
Przełączanie jest również możliwe w strukturach symetrycznych. Przykładem niech będzie tu sprzęgacz kierunkowy pokazany na rys. 6.31a. Współczynnik przenoszenia światła między falowodami w takim sprzęgaczu zależy bowiem od różnicy stałych propagacji w obydwu ramionach, która może być kontrolowana przez efekt elektrooptyczny. Moce na wyjściu takiego przełącznika wyrażają się wzorami (6.13) i (6.15). Pole elektryczne ma różny kierunek w każdym z falowodów, co wskutek efektu elektrooptycznego zwiększa współczynnik załamania w jednym, a zmniejsza w drugim falowodzie. W stanie wyłączonym (bez przyłożonego napięcia) cała moc przechodzi z falowodu wejściowego do drugiego falowodu; przyłożenie odpowiedniego napięcia zatrzymuje moc w światłowodzie wejściowym. Inny rodzaj przełączników falowodowych wykorzystuje światło do przełączania. Ich działanie opiera się na nieliniowych właściwościach optycznych pewnych materiałów, np. domieszkowanego szkła. W przeciwieństwie do poprzednich, są one w fazie badań. W jednym z eksperymentów użyto światłowodu o dwóch rdzeniach [72]. Są dwie zalety takiej realizacji: 1) długa droga oddziaływania zmniejsza potrzebną do przełączania moc, 2) niska absorpcja optyczna światłowodu w bliskiej podczerwieni zmniejsza efekty termiczne. Na rysunku 6.36a pokazano



Rys. 6.36. Przelącznie optyczne w światłowodzie dwardzeniowym: a) zasada pracy, b) względne moce optyczne w funkcji mocy wejściowej. Na podstawie [72]

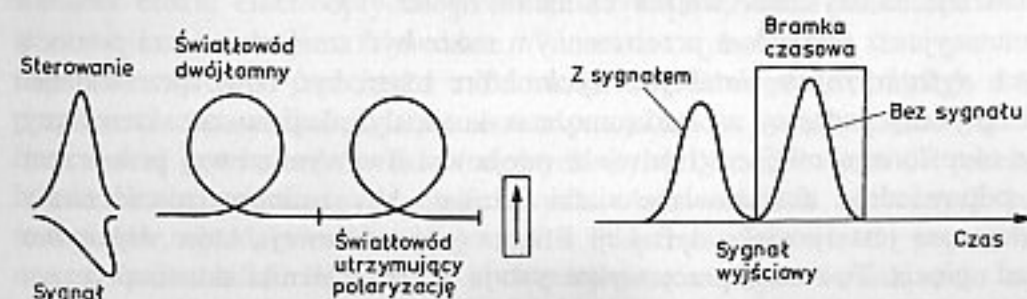
zasadę pracy takiego urządzenia. Tak długo, jak gęstość mocy wejściowej jest poniżej progu, sygnał wychodzi ze światłowodu 2, jeśli tylko długość interakcji światła jest równa długości sprzężenia. Długość sprzężenia jest z kolei wyznaczona przez długość drogi optycznej będącej funkcją współczynnika załamania. Zwiększanie wejściowej gęstości mocy światła zmienia współczynnik załamania, przez co długość sprzężenia ulega zmianom i światło zaczyna przechodzić do światłowodu 1. Na pewnym poziomie światło wychodzi głównie przez światłowod 1. Na rysunku 6.36b pokazano względne moce optyczne wychodzące z obydwu światłowodów w funkcji mocy wejściowej. Ze względu na małe nieliniowości (zmiany współczynnika refrakcji rzędu 10^{-9} dla mocy 1 W) urządzenia te nie są jeszcze praktycznie wykorzystywane. Rozwój nowych materiałów np. organicznych, stwarza jednak nadzieję na uzyskanie większych nieliniowości.

Pole komutacyjne z podziałem przestrzennym może być zrealizowane za pomocą zmiennych *dyfrakcyjnych siatek fazowych*, które mogą być łatwo przestrajane. Promień optyczny padający na siatkę może wskutek dyfrakcji zostać skierowany do ściśle określonego miejsca (lub wielu miejsc) w dwuwymiarowej przestrzeni poprzez odpowiednio ukształtowane siatki fazowe. Aby zminimalizować straty wykorzystywane jest zjawisko dyfrakcji Bragga (objętościowej), które daje tylko jeden rząd ugięcia. Tę zasadę pracy wykorzystują np. przełączniki akustooptyczne. Zmiany gęstości ośrodka spowodowane falą akustyczną wywołują również zmiany współczynnika refrakcji, które z kolei powodują dyfrakcję fali świetlnej rozchodzącej się w takim ośrodku. O tym zjawisku wspomniano przy omawianiu



Rys. 6.37. Akustooptyczny przełącznik przestrzenny typu 3x3. Na podstawie [87]

modulatorów akustooptycznych. Przykład takiego modulatora wykorzystanego w konstrukcji przełącznika pokazano na rys. 6.37 [87]. Jakość działania przełącznika akustooptycznego jest wyznaczona głównie przez obszar, w jakim oddziałują ze sobą wiązki optyczne i zaburzenia współczynnika refrakcji. Do maksymalizacji tego obszaru używane są soczewki GRIN. Służą one do kolimacji wiązek na wyjściu ze światłowodów wejściowych przełącznika. Są one również używane do



Rys. 6.38. Układ przełączania opierający się na wykorzystaniu solitonów. Na podstawie [68]

ponownego wprowadzania do światłowodów wyjściowych strumienia światła, które uległo dyfrakcji. Opisany w pracy [87] przełącznik 4x4 pracował na długości fali 830 nm i wykorzystano w nim światłowodów wielomodowych. Materiał akustooptyczny stanowiły kryształy tlenków telluru, zaś generatory w.cz. miały moc 1–1,5 W. Czasy przełączania wynosiły 50 ns, stosunek sygnału do przesłuchu był lepszy niż 24 dB, a tłumienność wtórniowa wynosiła 15 dB. Praca urządzenia była praktycznie niezależna od polaryzacji przychodzącego światła.

W procesie przełączania można wykorzystać również własności *solitonów*. Przełączniki tego rodzaju najczęściej wykorzystują oddziaływanie silnej fali na słabą falę np. poprzez nieliniową modulację fazy. Przykład takiego urządzenia pokazano na rys. 6.38. Wykorzystano tam zmianę częstotliwości, a co za tym idzie prędkości grupowej, impulsu solitonowego wskutek oddziaływania z drugim solitonem rozchodzącym się w tym samym kierunku, lecz spolaryzowanym ortogonalnie [68]. Pierwszy z użytych w urządzeniu światłowodów charakteryzuje się dwójłomnością. Jeśli w takim światłowodzie rozchodzi się tylko jeden soliton, to jego prędkość rozchodzenia się zależy od polaryzacji (wzdłuż osi wolnej lub szybkiej). Zatem jeśli spolaryzowane prostopadle solitony rozchodzą się niezależnie od siebie, to dochodzą one w różnych czasach do końca pierwszego światłowodu. Jednak jeśli są one wzbudzone jednocześnie, to wskutek nieliniowego oddziaływania (tzw. zjawisko samopułapkowania – ang. *self trapping effect*) synchronizują się do siebie i rozchodzą się z jednakową prędkością. Zatem czas przyścia solitonu zależy od tego, czy równocześnie rozchodzi się soliton o polaryzacji ortogonalnej. Co więcej, częstotliwość solitonu zależy od tego, czy równocześnie rozchodziły się jeden, czy dwa solitony. Blokując impulsy o przesuniętej częstotliwości za pomocą rezonatora Fabry-Perot można uzyskać analog bramki ExOR. Do uzyskania bramki NOR próbuje się sygnał o określonej polaryzacji w chwili odpowiadającej czasowi przejścia pojedynczego impulsu. Kiedy obecne są dwa sygnały o ortogonalnych polaryzacjach, próbkowany impuls przychodzi poza oknem czasowym, co daje w rezultacie zerowy sygnał na wyjściu.

ŹRÓDŁA ZAKŁÓCEŃ W SYSTEMACH TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

Istnieje wiele zjawisk zakłócających transmisję światłowodową. Należą do nich przede wszystkim wszelkiego rodzaju szumy. Powstają one przede wszystkim w odbiorniku, ale nadajnik, jak i sam tor transmisyjny nie jest od nich wolny. W bieżącym rozdziale omówimy kolejno różne rodzaje zakłóceń oraz ich wpływ na transmisję sygnału. Podzielimy je umownie na zakłócenia związane z nadajnikami i ich oddziaływaniem z torem odbiorczym oraz zakłócenia powstałe w odbiornikach.

7.1. SZUMY NADAJNIKÓW I TORU ŚWIATŁOWODOWEGO

7.1.1. Szum fazowy i szum natężenia laserów półprzewodnikowych

Jeśli nawet laser półprzewodnikowy pracuje w jednym modzie podłużnym i jest spolaryzowany stałym prądem, to światło przezeń emitowane podlega fluktuacjom natężenia, fazy i częstotliwości. Przyczyną tych fluktuacji jest przede wszystkim emisja spontaniczna zachodząca jednocześnie z akcją laserową. Każdy wyemitowany spontanicznie foton dodaje do światła koherentnego powstającego dzięki emisji wymuszonej pewną drobną składową pola o przypadkowych parametrach. Zaburza to w sposób przypadkowy amplitudę i fazę wypadkowego pola. Ponieważ przypadki emisji spontanicznej zachodzą bardzo często, więc natężenie i faza emitowanego światła ulegają szybkim fluktuacjom. Fluktuacje natężenia pola prowadzą do powstania tzw. szumu natężenia (ang. RIN – *relative intensity noise*). Z kolei fluktuacje fazy są przyczyną skończonej szerokości linii widmowej w przypadku, jeśli laser pracuje przy stałym prądzie (bez modulacji bezpośredniej). Zdefiniujmy funkcję autokorelacji pola emitowanego przez laser jako

$$\Gamma_u(\tau) = E\{u(t)u^*(t+\tau)\} \quad (7.1)$$

gdzie

$$u(t) = \sqrt{P} \exp[j(2\pi f_0 t + \phi)] \quad (7.2)$$

jest polem optycznym o mocy P zaś f_0 – częstotliwość środkowa. Zgodnie z dobrze znanymi własnościami transformaty Fouriera widmo emitowanego światła jest związane z funkcją autokorelacji pola zależnością

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_u(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (7.3)$$

Jeśli pominiemy fluktuacje natężenia i przyjmiemy, że fluktuacje fazy mają charakter gaussowski, możemy wyrazić $\Gamma_u(\tau)$ jako

$$\begin{aligned} \Gamma_u(\tau) &= E\{\exp[j\Delta\phi(\tau)]\} \exp(-j2\pi f_0 \tau) = \\ &= \exp\left[-\frac{1}{2} E\{\Delta\phi^2(\tau)\}\right] \exp(-j2\pi f_0 \tau) \end{aligned} \quad (7.4)$$

gdzie

$$\Delta\phi(\tau) = \phi(t+\tau) - \phi(t) \quad (7.5)$$

ma rozkład gaussowski dany przez

$$p(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\phi} \exp\left(-\frac{\Delta\phi^2}{2\sigma_\phi^2}\right) \quad (7.6)$$

Wartość wariancji różnicy faz σ_ϕ^2 jest związana z szerokością linii widmowej lasera $\Delta\nu_{FWHM}$, definiowaną jako całkowita szerokość w połowie maksimum (ang. FWHM – *full width at half maximum*), następującą zależnością [101]

$$\sigma_\phi^2 = 2\pi\Delta\nu_{FWHM}\tau \quad (7.7)$$

gdzie τ – czas obserwacji.

Z zależności (7.3), (7.4), (7.7) można obliczyć widmo częstotliwościowe lasera. Ma ono postać tzw. widma Lorentza danego przez

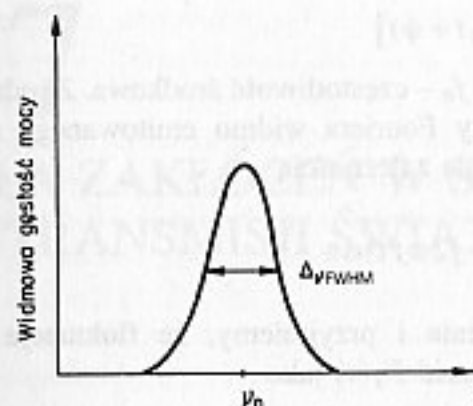
$$S(f) = \frac{2P}{\pi\Delta\nu_{FWHM}\left[1 + \left(\frac{2(f-f_0)}{\Delta\nu_{FWHM}}\right)^2\right]} \quad (7.8)$$

Wygląd widma Lorentza pokazano na rys. 7.1.

Szumy fazowe lasera są przyczyną rozszerzenia linii widmowej i bezpośrednio wpływają na dyspersję w światłowodzie. Bardzo istotną rolę odgrywają w systemach transmisji koherentnej, co zostanie omówione dokładniej w rozdziale poświęconym tym systemom.

Oprócz funkcji autokorelacji natężenia pola (7.1) można również zdefiniować funkcję autokorelacji natężenia światła $C_I(\tau)$ [3]

$$C_I(\tau) = \frac{E\{\delta P(t)\delta P(t+\tau)\}}{P_0^2} \quad (7.9)$$



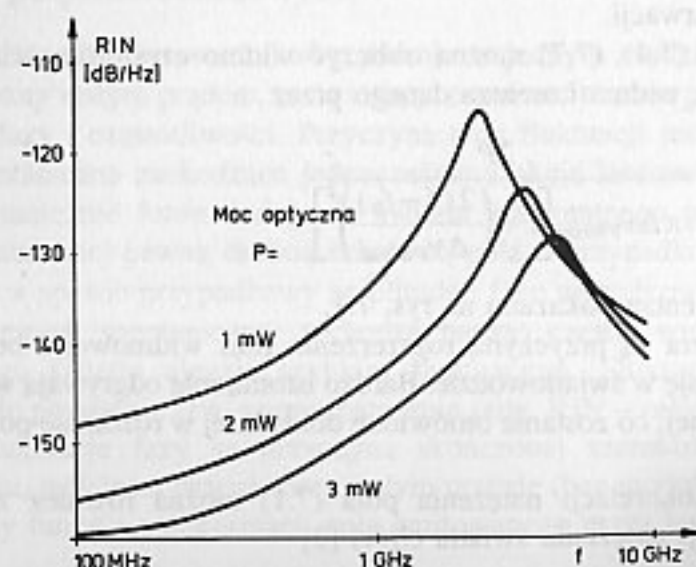
Rys. 7.1.
Kształt widma Lorentza

gdzie: P_0 – wartość średnia, $\delta P = P - P_0$ fluktuacja natężenia światła. Te fluktuacje są określane mianem szumu natężenia (RIN), a ich gęstość widmowa wyraża się wzorem

$$RIN(f) = \int_{-\infty}^{\infty} C_I(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (7.10)$$

Na rysunku 7.2 pokazano gęstość widmową szumu natężenia RIN dla kilku poziomów mocy typowego lasera $1,55 \mu\text{m}$ InGaAsP. Gęstość widmowa tego szumu jest wyrażana w dB/Hz . Z przedstawionych zależności widać, że gęstość widmowa szumu maleje przy wzroście średniej mocy. Należy przy tym pamiętać, że zgodnie z definicją szumu chodzi tutaj o gęstość widmową względnych fluktuacji mocy. Gęstość widmowa szumu RIN istotnie wzrasta dla częstotliwości zbliżonych do częstotliwości drgań relaksacyjnych danego lasera.

W dotychczasowej analizie zakładaliśmy, że laser generuje tylko jeden mod



Rys. 7.2. Widmo szumu natężenia RIN dla kilku poziomów mocy typowego lasera $1,55 \mu\text{m}$. Na podstawie [3]

podłużny. W praktyce nawet lasery DFB mają jeden lub kilka modów bocznych. W ogólności obecność takich modów prowadzi do zwiększenia szumu RIN modu podstawowego nawet o 20 dB.

W praktyce dla częstotliwości mniejszych od częstotliwości drgań relaksacyjnych często przyjmuje się, że szum RIN jest szumem białym. Wówczas stosunek mocy sygnału P do mocy tego szumu po fotodetekcji jest wyrażony wzorem [102]

$$\frac{P}{P_{RIN}} = \frac{10^{-(RIN/10)}}{\Delta f} \quad (7.11)$$

gdzie Δf – pasmo przepustowe urządzenia. Szumy RIN są szczególnie istotne przy transmisji sygnałów analogowych AM, mają zaś znacznie mniejsze znaczenie przy transmisji sygnałów cyfrowych lub FM. W tym pierwszym przypadku wymagane są wartości RIN (7.10) około -140 dB/Hz i mniejsze, w tym drugim zaś – rzędu -115 dB/Hz [102].

7.1.2. Zakłócenia wywołane odbiciami wstecznymi

W systemach światłowodowych część światła odbija się z powrotem do lasera z powodu nieciągłości współczynnika załamania zachodzących na zgrzewach, złączach i końcach światłowodu. Nawet odbite fale o niewielkich mocach silnie wpływają na pracę laserów powodując dwa zjawiska:

- zmianę szerokości linii widmowej lasera,
- zwiększenie szumu względnego natężenia (RIN).

Zajmijmy się najpierw tym pierwszym zjawiskiem. Jeżeli zapisze się równanie van der Pola dla pola elektrycznego w laserze z dodatkowym członem opisującym pole odbite, przyjmie ono postać [103]

$$\frac{dE}{dt} = \left(-j\omega_0 + \frac{\Delta G}{2}(1-j\alpha) \right) E(t) + k_e E(t-t_e) \quad (7.12)$$

gdzie: ω_0 – pulsacja swobodnych drgań lasera, ΔG – zmiana wzmocnienia spowodowana odbiciami wstecznymi, α – tzw. współczynnik wzmocnienia linii [104], t_e – opóźnienie odbitego pola, k_e – współczynnik wiążący współczynniki odbicia wewnętrzny i zewnętrzny z czasem przejścia promieniowania przez strukturę lasera [103]. W równaniu tym pominięto składniki szumowe. Równania wyrażające zmiany wzmocnienia i pulsacji spowodowane odbiciami są następujące

$$\Delta G = -2k_e \cos(\omega t_e), \quad \delta\omega = \omega - \omega_0 = -k_e [\sin(\omega t_e) + \alpha \cos(\omega t_e)] \quad (7.13)$$

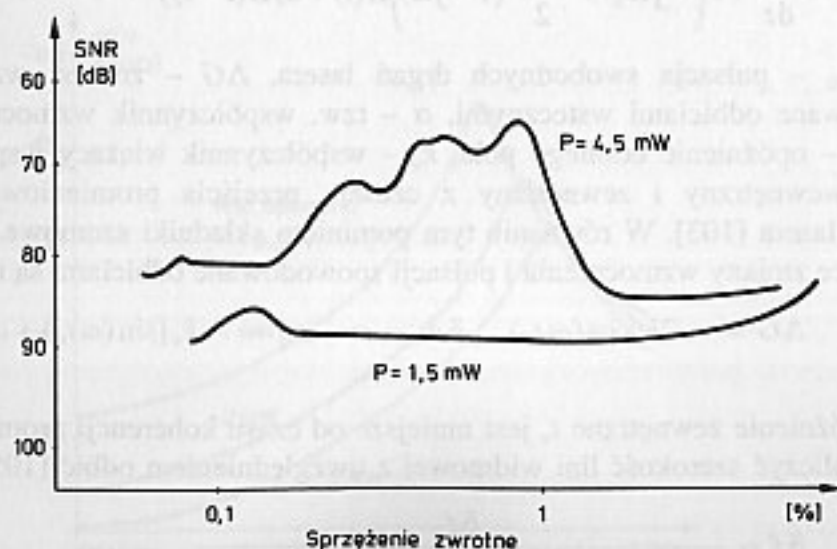
Jeżeli opóźnienie zewnętrzne t_e jest mniejsze od czasu koherencji promieniowania można obliczyć szerokość linii widmowej z uwzględnieniem odbić [105]:

$$\delta f = \frac{\delta f_0}{[1 + \sqrt{1 + \alpha^2} k_e t_e \cos(\omega t_e + \tan^{-1} \alpha)]^2} \quad (7.14)$$

gdzie δf_0 – szerokość widmowa lasera bez odbić zewnętrznych. W zależności od

siły sprzężenia zwrotnego (siły odbicia) reprezentowanego przez k_e , oraz fazy odbitego promieniowania reprezentowanego przez $\omega_0 t_e$, można wyróżnić kilka rodzajów pracy lasera [103]:

1. Dla najniższych poziomów sprzężenia zwrotnego (rzędu -80 dB) obserwowane jest kilkudziesięcioprocentowe rozszerzenie lub zwężenie szerokości linii lasera zależne od fazy odbitego promieniowania.
2. Przy zwiększaniu poziomu odbicia obserwuje się rozpad linii widmowej na kilka rywalizujących ze sobą linii (tzw. przeskakiwanie między modami, ang. – *mode hopping*).
3. Przy dalszym zwiększaniu poziomu odbicia, w zakresie -45 dB do -39 dB nie ma zjawiska przeskakiwania między modami i obserwuje się stabilną jednomodową pracę lasera przy zwężeniu szerokości jego linii widmowej.
4. W zakresie poziomu sprzężenia zwrotnego od około -40 dB do -10 dB pojawiają się mody satelitarne odseparowane od głównego modu o częstotliwość równą częstotliwości relaksacji. Przy wzroście poziomu sprzężenia zwrotnego mody satelitarne rosną, powodując zwiększenie szerokości linii nawet do kilkudziesięciu gigahertzów.
5. W zakresie poziomu sprzężenia zwrotnego powyżej -10 dB laser pracuje jako laser o długiej wnęcie rezonansowej z krótkim obszarem aktywnym, co daje stabilną jednomodową pracę przy wielokrotnej redukcji szerokości widmowej lasera. Zjawiska zachodzące w laserach półprzewodnikowych wywołane odbiciem od odległych niejednorodności, kiedy światło powracające nie jest już koherentne do światła generowanego przez laser, były analizowane w pracy [106]. Podobnie jak w poprzednim przypadku powodują one zwiększenie szerokości widmowej linii lasera oraz wzrost szumu RIN , przy czym największy wzrost, przekraczający 20 dB jest obserwowany dla umiarkowanej siły sprzężenia. Pokazano to na rys. 7.3.



Rys. 7.3. Przykładowa zależność stosunku mocy sygnału do mocy szumu lasera od poziomu optycznego sprzężenia zwrotnego. Na podstawie [96]

Ogólnie rzecz biorąc większość laserów pracuje zadowalająco, przynajmniej jeśli chodzi o wzrost szumów RIN , kiedy poziom sprzężenia zwrotnego spowodowanego odbiciami wstecznymi jest mniejszy aniżeli -30 dB. Zatem w większości przypadków problemy spowodowane przez odbicia wsteczne udaje się wyeliminować przez zastosowanie izolatorów optycznych wewnątrz modułu laserowego.

7.1.3. Wpływ migotania (chirpu) na transmisję

Zjawisko migotania omówiliśmy krótko w rozdziale poświęconym nadajnikom optycznym. Obecnie zajmemy się określeniem wpływu jaki ma to zjawisko na transmisję w światłowodzie. W tym celu założymy (p. praca [6]), że każde przesunięcie ku błękitowi lub czerwieni trwa połowę okresu drgań relaksacyjnych lasera

$$t_r = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\Omega_R} \approx \pi \sqrt{\frac{\tau_c \tau_p}{(III_p) - 1}} \quad (7.15)$$

Przy impulsie o czasie trwania równym $1/B$, gdzie B jest szybkością transmisji, część energii impulsu przenoszona przez przesunięte ku czerwieni lub błękitowi światło jest równa $t_r B$. Jeśli taki impuls rozchodzi się w ośrodku dyspersyjnym, to porcje światła o różnych długościach fali rozchodzą się z różnymi prędkościami i w efekcie wychodzą poza impuls. Część mocy jaka wychodzi poza nominalny czas trwania impulsu wzrasta w przybliżeniu liniowo wraz z odległością dopóki cała moc o przesuniętych długościach nie wyjdzie poza impuls, co zachodzi dla $t_r = DL\Delta\lambda$. W rezultacie, aby utrzymać stosunek sygnału do szumu taki sam, jak przy braku chirpu, należy zwiększyć moc sygnału. Wartość użytecznego sygnału s_u może być w przybliżeniu wyliczona [6] jako różnica między mocami wewnątrz i poza nominalnym czasem trwania impulsu

$$s_u = (1 - 2DL\Delta\lambda B) - 2DL\Delta\lambda B = 1 - 4DL\Delta\lambda B \quad (7.16)$$

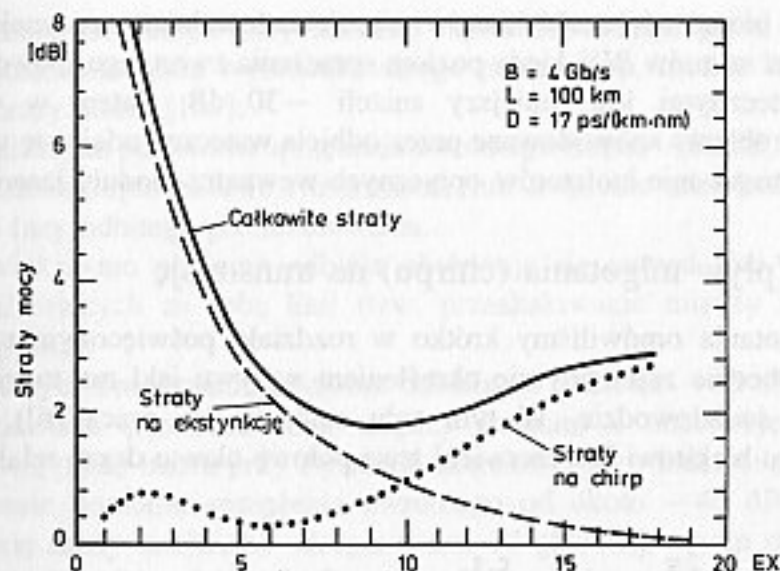
Taki sposób liczenia wynika z konieczności uwzględnienia interferencji między-symbolowej. Zatem straty mocy DP spowodowane chirpem można wyrazić zależnością

$$DP = -10 \log_{10}(1 - 4DL\Delta\lambda B) \quad (7.17)$$

Wzór (7.17) obowiązuje jedynie dla $t_r > DL\Delta\lambda$. Powyżej odległości $L = t_r/(D\Delta\lambda)$ straty nie ulegają zwiększeniu, gdyż cała moc światła o przesuniętych długościach fali wyszła poza nominalny czas trwania bitu.

Zmniejszanie wartości chirpu i odpowiadających mu strat (7.17) poprzez polaryzację wstępną lasera znacznie powyżej poziomu progowego jest skuteczne, ale prowadzi do zmniejszenia współczynnika ekstynkcji EX definiowanego jako stosunek średnich mocy nadawanych przy symbolach „1” i „0”:

$$EX = 10 \log_{10} \frac{P_1}{P_0} \quad [\text{dB}] \quad (7.18)$$



Rys. 7.4. Straty mocy spowodowane chirpem i zmianami współczynnika ekstynkcji EX [dB]. Na podstawie [3], [97]

Prowadzi to jednak do zmniejszenia różnicy między poziomami „1” i „0”, a co za tym idzie, do zmniejszenia stosunku SNR w odbiorniku. Na rysunku 7.4 [97] pokazano obydwa rodzaje strat w funkcji współczynnika ekstynkcji EX. Widać, że istnieje pewna optymalna jego wartość pozwalająca zminimalizować wypadkowe straty. Typowa wartość optymalnego EX jest rzędu 10 dB.

7.1.4. Szum partycji modowej

W laserach wielomodowych, a nawet w jednomodowych, jeśli mody boczne nie są stłumione w dostateczny sposób, występuje zjawisko tzw. partycji modowej – ang. *mode partition (noise)*. Polega ono na tym, że moc indywidualnych modów podłużnych podlega dużym fluktuacjom, podczas gdy moc całkowita emitowana przez laser pozostaje względnie stała. To zjawisko jest spowodowane ujemną korelacją pomiędzy modami. Jeśli teraz światło z takiego lasera wprowadzimy do światłowodu, to wskutek dyspersji prędkości grupowej w światłowodzie różne mody podłużne poruszają się z różnymi prędkościami i dochodzą do odbiornika w nieznacznie różnych chwilach czasowych. Ponieważ chwilowy rozkład mocy pomiędzy modami ulega zmianom, w rezultacie fotoprąd w odbiorniku ulega dodatkowym fluktuacjom, co pogarsza stosunek mocy sygnału do mocy szumu SNR w odbiorniku, a także może być źródłem interferencji międzysymbolowej omówionej w rozdziale 8. W rezultacie, aby uzyskać jakość odbioru taką samą, jak w przypadku braku szumu partycji, należy zwiększyć moc sygnału użytecznego. W przypadku laserów wielomodowych niezbędny wzrost poziomu mocy w dB można wyrazić zależnością [3]

$$\Delta = -5 \log_{10}(1 - Q^2 r^2) \quad [\text{dB}] \quad (7.19)$$

gdzie r – względny poziom fluktuacji odbieranej mocy spowodowanych przez szum partycji, zaś

$$Q = \frac{m(1) - m(0)}{\sigma(1) + \sigma(0)} \quad (7.20)$$

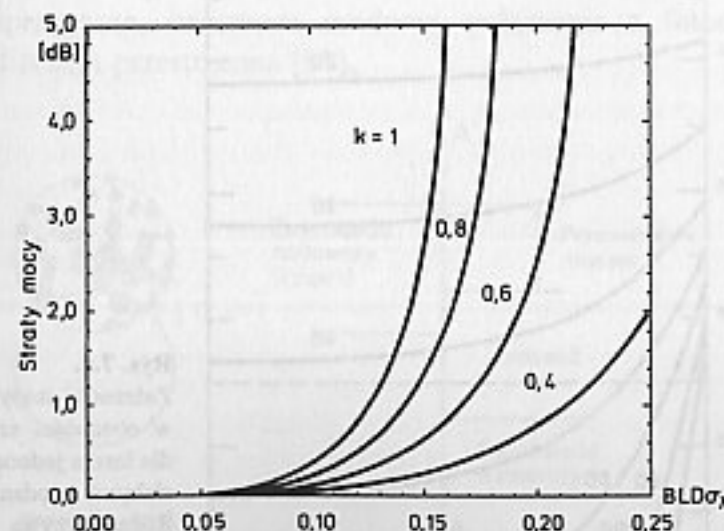
Tutaj $m()$ – wartość średnia, a $\sigma()$ odchylenie standardowe całkowitego (tzn. łącznie z szumami) sygnału odbieranego przy nadaniu symbolu 0 lub 1. Taka forma zapisu jest prawidłowa również wtedy, kiedy postać rozkładów prawdopodobieństw jest zależna od nadanego symbolu. Aby oszacować wielkość r przyjęto [3], że wypadkowa moc lasera pozostaje stała, a także, iż średni rozkład mocy modowej jest gaussowski o odchyleniu standardowym równym σ_λ . Założono również, że moce różnych modów P_i, P_j mają dla $i \neq j$ takie same współczynniki korelacji skróśnej γ_{cc}

$$\gamma_{cc} = \frac{E\{P_i P_j\}}{E\{P_i\} E\{P_j\}} \quad (7.21)$$

Przy tych założeniach można pokazać, że wielkość r wyraża się wzorem [108]

$$r = \sqrt{\frac{1 - \gamma_{cc}}{2}} [1 - e^{-(\pi B L D \sigma_\lambda)^2}] \quad (7.22)$$

gdzie: B – szybkość transmisji, L – długość światłowodu, D – współczynnik dyspersji. Dane doświadczalne wskazują, że typowe wartości γ_{cc} zawierają się w granicach 0,4–0,6. Korzystając z zależności (7.19), (7.22) można policzyć wielkość strat mocy Δ . Wyniki dla $Q=6$, co odpowiada elementowej stopie błędów $BER = 10^{-9}$ pokazano na rys. 7.5 [3].



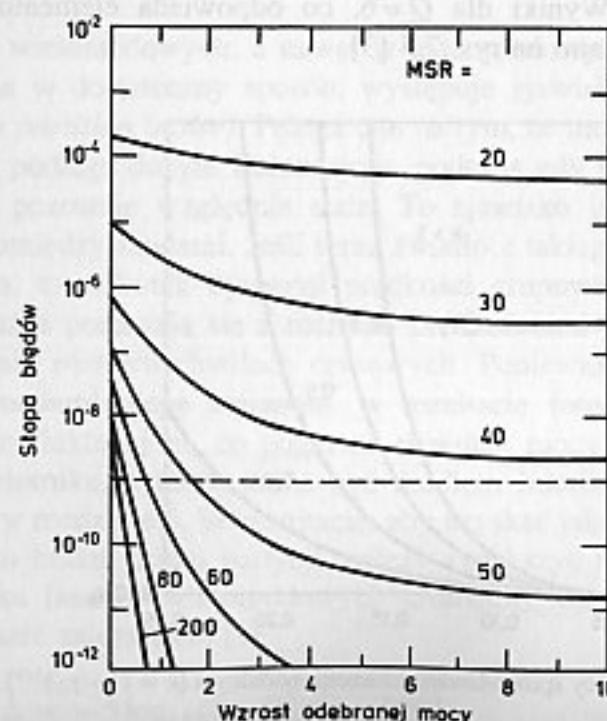
Rys. 7.5. Straty mocy spowodowane szumem modalnym ($k = (1 - \gamma_{cc})^{1/2}$). Na podstawie [3]

Szum partycji można zmniejszyć używając laserów jednomodowych np. DFB. Jednakże nawet w takich laserach, główny mod jest otoczony zazwyczaj przez szereg modów bocznych o znacznie mniejszych amplitudach. Do opisu tego zjawiska służy parametr zwany współczynnikiem stłumienia bocznych modów (ang. *mode suppression ratio*) *MSR*, definiowany jako stosunek średniej mocy modu podstawowego P_m do średniej mocy największego modu bocznego P_s :

$$MSR = \frac{E\{P_m\}}{E\{P_s\}} \quad (7.23)$$

Jasne jest, że wielkość tego współczynnika będzie miała istotny wpływ na poziom szumów partycji. W odróżnieniu od laserów wielomodowych, mody boczne w laserach DFB znajdują się zazwyczaj poniżej progu laserowania i pole optyczne z nimi związane jest podobne do promieniowania ciała doskonale czarnego. Na rysunku 7.6 pokazano zależność stopy błędów *BER* w obecności szumu partycji dla lasera jednomodowego ze słabymi modami bocznymi [98]. Jak pokazano na rysunku straty spowodowane szumem partycji mogą być zredukowane do pomijalnego poziomu, jeśli tylko $MSR > 100$ (20 dB).

W praktyce okazuje się, że nawet dla laserów, dla których przy pracy ciągłej $MSR > 30$ dB, zjawisko szumu partycji może uniemożliwić osiągnięcie elementowej stopy błędów lepszej niż 10^{-9} . W przypadku bezpośredniej modulacji lasera jest on okresowo włączany i wyłączany. Te okresowe zmiany znacznie zwiększają prawdopodobieństwo wzbudzenia modów bocznych o stosunkowo dużej mocy zwłaszcza dla laserów spolaryzowanych poniżej prądu progowego i modulowanych



Rys. 7.6. Zależność stopy błędów *BER* w obecności szumu partycji dla lasera jednomodowego ze słabymi modami bocznymi. Różne krzywe odpowiadają różnym wartościom stłumienia modów bocznych *MSR*. Na podstawie [98]

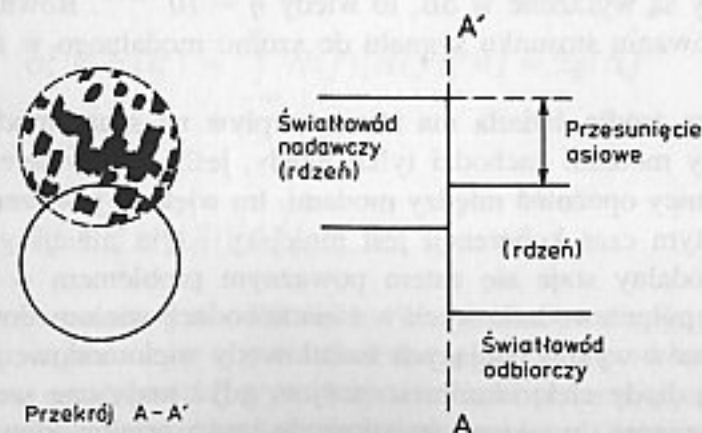
z dużą prędkością ($B > 1$ Gbit/s). W celu zmniejszenia wpływu tego zjawiska stosuje się specjalne rodzaje laserów (np. lasery DFB z przesunięciem ćwierćfalowym).

7.1.5. Szum modalny

Szum modalny jest związany wyłącznie ze światłowodami wielomodowymi. Przypomnijmy, że w takich światłowodach może się rozchodzić duża liczba modów N , określona przybliżoną zależnością dla dużych N [12]

$$N = \frac{x}{x+2} \frac{v^2}{2} \quad (7.24)$$

gdzie x – wykładnik określający profil współczynnika załamania, v – znormalizowana częstotliwość. Światło w każdym przekroju światłowodu lub na jego końcu powstaje wskutek interferencji wielu modów, z których każdy podlega różnemu opóźnieniu. Zależnie od różnicy faz mody w danym punkcie interferują konstruktywnie lub destruktywnie, powodując powstanie wzoru plamkowego. W szczególności taki wzór powstaje na fotodetektorze z użyciem lasera jednomodowego w światłowodzie wielomodowym. Samo zjawisko powstania wzoru plamkowego na fotodetektorze nie jest szkodliwe, gdyż fotodetektor całkuje padającą moc na swojej powierzchni. Jednakże małe zmiany długości fali wywołane modulacją lasera, drobnymi zmianami w sprzężeniu lasera ze światłowodem lub odbiciami wstecznymi do lasera oraz fluktuacje czasu opóźnienia spowodowane mikrozmiennościami lub drganiami mechanicznymi światłowodu powodują zmiany przesunięć fazowych pomiędzy poszczególnymi modami. Daje to w efekcie duże zmiany (fluktuacje) we wzorze plamkowym. Taki ruchomy wzór plamkowy jest źródłem szumów w tych wszystkich elementach toru światłowodowego (złączki, zgrzewy, sprzęgacze, mieszacze modowe, połączenie z fotodiodą itd.), gdzie występuje filtracja przestrzenna [99].



Rys. 7.7. Filtracja przestrzenna wzoru plamkowego w złączu światłowodowym wskutek przesunięcia osiowego

Przykładowo rozważmy rys. 7.7, narysowany oczywiście z dużym przejawieniem, gdzie część wzoru plamkowego zostaje odfiltrowana wskutek przesunięcia osi łączonych światłowodów. Jeśli wzór plamkowy fluktuuje na powierzchni rdzenia drugiego światłowodu, to zmienia się przypadkowo również moc wprowadzona do tego światłowodu, a zatem i moc odbierana przez fotodetektor na końcu linii transmisyjnej.

Oszacujemy teraz szum modalny przy przyjęciu wielu założeń upraszczających [12]. Przyjmijmy mianowicie, że wszystkie mody są wzbudzone w jednakowym stopniu, a także, że czas koherencji źródła jest większy aniżeli rozszerzenie impulsu spowodowane dyspersją. Założymy ponadto, że liczba modów N jest bardzo duża i równa liczbie plamek w rozpatrywanym przekroju, a układ filtracji przestrzennej (np. nieidealne złącze) albo całkowicie przepuszcza daną plamkę, albo jej w ogóle nie przepuszcza. Wtedy prawdopodobieństwo, że plamka znajduje się wewnątrz koła na rys. 7.7 wynosi [12]

$$p = \frac{n}{N} = \eta \quad (7.25)$$

gdzie: n – wartość oczekiwana liczby plamek wewnątrz koła, η – efektywność sprzężenia. Przy przyjętych założeniach liczba plamek wewnątrz koła x jest zmienną losową o rozkładzie dwumianowym, którego wartość oczekiwana i wariancja wynoszą odpowiednio

$$E\{x\} = Np = n, \quad \sigma_x^2 = Np(1-p) \quad (7.26)$$

Używając tych powyższych wzorów łatwo jest znaleźć wyrażenie określające stosunek sygnału do szumu modalnego

$$\frac{S}{N} = \frac{E^2\{x\}}{\sigma_x^2} = \frac{N\eta}{1-\eta} \quad (7.27)$$

Współczynnik sprzężenia η jest określony przez straty u spowodowane selekcją modów i jeśli straty są wyrażone w dB, to wtedy $\eta = 10^{-u/10}$. Równanie (7.27) może służyć oszacowaniu stosunku sygnału do szumu modalnego w najgorszym przypadku.

Szerokość widmowa źródła światła ma istotny wpływ na szum modalny, gdyż interferencja między modami zachodzi tylko wtedy, jeśli czas koherencji źródła jest większy od różnicy opóźnień między modami. Im większa jest szerokość linii widmowej źródła, tym czas koherencji jest mniejszy i tym mniejszy jest szum modalny. Szum modalny staje się zatem poważnym problemem w przypadku stosowania laserów półprzewodnikowych w światłowodach wielomodowych. Stąd w większości systemów wykorzystujących światłowody wielomodowe jako źródła światła używane są diody elektroluminescencyjne, gdyż mają one szerokie linie widmowe. Jeśli stosujemy do takiego światłowodu lasery wielomodowe, to szum modalny maleje w miarę wzrostu liczby modów podłużnych takiego lasera. Jest to spowodowane zmniejszeniem czasu koherencji emitowanego światła.

7.2. SZUMY ODBIORNIKÓW

7.2.1. Szumy odbiorników optoelektronicznych

Jeżeli nawet moc sygnału optycznego jest stała, to po procesie fotodetekcji, czyli zamianie tej mocy na prąd elektryczny, zachodzącej w fotodiodzie, oraz po wzmacnieniu w odbiorniku, moc sygnału wyjściowego podlega fluktuacjom wskutek działania dwóch głównych źródeł szumów. Te dwa źródła szumów to **szum śrutowy** i **szum termiczny**. Nie oznacza to, że zależność między fotoprądem I , a mocą P padającego promieniowania $I = RP$ jest fałszywa. Obowiązuje ona jednak dla wartości średnich. W tym paragrafie omówimy nieco dokładniej szumy powstające w odbiorniku optoelektronicznym.

W ujęciu klasycznym przyczyną szumu śrutowego jest to, że fotoprąd składa się z fotoelektronów, które są generowane w przypadkowych momentach czasu. Przypadkowość momentów generacji powoduje fluktuacje fotoprądu. Proces generacji elektronów ma charakter procesu Poissona. Kiedy liczba generowanych elektronów jest dostatecznie duża, zastosowanie twierdzenia granicznego do sumy ich ładunków w jednostce czasu, prowadzi do przyjęcia rozkładu gaussowskiego dla natężenia prądu szumów śrutowych. Zatem całkowity fotoprąd $I(t)$ możemy przedstawić jako

$$I(t) = I + i_s(t) \quad (7.28)$$

gdzie: I – średnią wartością prądu, i_s – prąd szumu śrutowego. Przyjmuje się, że szum śrutowy jest gaussowskim szumem białym o wartości średniej równej zero $E\{i_s\} = 0$. Oznacza to, że jego gęstość widmowa (dwustronna) $N(f)$ jest stała i równa

$$N(f) = qI \quad (7.29)$$

gdzie $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C – ładunek elektronu. Wariancja szumu, a zarazem jego moc wyraża się zatem wzorem

$$\sigma_s^2 = E\{i_s^2\} = \int_{-\infty}^{\infty} N(f) |H(f)|^2 df = 2qI\Delta f \quad (7.30)$$

Tutaj

$$\Delta f = \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (7.31)$$

jest pasmem szumowym odbiornika. Wszystkie fotodiody generują prąd nawet przy braku użytecznego sygnału świetlnego. Na ten prąd mogą składać się tzw. prąd ciemny o natężeniu I_c wywołany termiczną generacją par elektron dziura lub prąd spowodowany promieniowaniem rozproszonym (tła) o natężeniu I_r . Obydwa te prądy są również źródłem szumów śrutowych, a zatem całkowita moc tych szumów dana jest wzorem

$$\sigma_s^2 = 2q(I + I_c + I_i)\Delta f \quad (7.32)$$

Rozważania te dotyczyły diod bez powielania lawinowego nośników. Fotodiody lawinowe wykorzystujące to zjawisko pozwalają zwiększyć fotoprąd w stosunku współczynnika powielenia M . Jak wiadomo wzmocnienie diod lawinowych jest wynikiem generacji wtórnych par elektron dziura spowodowanych jonizacją wskutek zderzeń. Ponieważ takie pary są generowane w przypadkowych momentach czasu do prądu szumowego dochodzi dodatkowy czynnik związany z generacją wtórną. W rezultacie współczynnik powielenia lawinowego M jest zmienną losową, a jego wielkość określona w rozdz. 2 jest wartością średnią. Wariancja szumu śrutowego w przypadku fotodiody lawinowej wyraża się wzorem

$$\sigma_s^2 = 2qM^2 F_A I \Delta f \quad (7.33)$$

gdzie F_A – współczynnik szumów nadmiarowych, wyrażony przez [107]

$$F_A = k_j M + (1 - k_j)(2 - 1/M) \quad (7.34)$$

gdzie $k_j < 1$ – stosunek współczynników jonizacji elektronów i dziur. Wzór (30) można przybliżyć zależnością [109]

$$F_A = M^x \quad (7.35)$$

Tutaj wykładnik x określa szumy nadmiarowe powielenia. Wartość wykładnika zależy od materiału i technologii wykonania fotodiody i przyjmuje wartości z zakresu 0,2 (krzem) – 1 (german) [109].

Gdyby rozpatrywać tylko szumy śrutowe fotodetektora, to stosowanie fotodiod lawinowych nie prowadziłoby do polepszenia własności szumowych odbiornika, a wręcz przeciwnie wskutek nadmiarowych szumów powielenia te własności pogarszałyby się. Jednak w praktycznych odbiornikach dominuje inny rodzaj szumu, a mianowicie szum termiczny. Stanowi to o atrakcyjności zastosowania fotodiod lawinowych zapewniających wewnętrzne powielenie fotoprądu.

Omówimy teraz dokładniej szumy termiczne. W danej temperaturze elektrony w jakimkolwiek przewodniku poruszają się w sposób przypadkowy. Te przypadkowe ruchy elektronów w rezystorze umieszczonym w zamkniętym obwodzie objawiają się przepływem pewnego fluktuującego prądu nawet przy braku przyłożonego napięcia zewnętrznego. Prąd fluktuacji termicznych rezystora umieszczonego na wejściu odbiornika optoelektronicznego nakłada się na prąd generowany przez fotodiode, stanowiąc dodatkowe źródło szumów określanych mianem szumów termicznych. Gęstość widmowa prądu szumów termicznych i_T jest stała w szerokim zakresie częstotliwości, a więc szum jest szumem białym. Prąd szumów termicznych modeluje się jako stacjonarny przypadkowy proces gaussowski o zerowej średniej i gęstości widmowej (dwustronnej) danej wzorem

$$N_T = \frac{2kT}{R_L} \quad (7.36)$$

gdzie k – stała Boltzmanna, T – temperatura bezwzględna, R_L – wartość rezystancji obciążenia. Wariancja prądu szumu termicznego wyraża się zależnością

$$\sigma_T^2 = E\{i_T^2\} = \int_{-\infty}^{\infty} N_T(f) |H(f)|^2 df = \frac{4kT\Delta f}{R_L} \quad (7.37)$$

gdzie Δf – efektywne pasmo szumowe odbiornika dane wzorem (7.31), które jest jednakowe dla szumów śrutowych i termicznych. Zwroćmy uwagę na to, że w przeciwieństwie do szumu śrutowego, wariancja szumu termicznego nie zależy od wartości fotoprądu I .

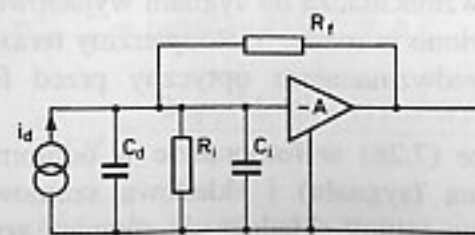
Równanie (7.37) uwzględnia jedynie szum termiczny generowany w rezystancji obciążenia fotodiody. Rzeczywisty odbiornik zawiera wiele innych elementów elektronicznych, które mogą być dodatkowym źródłem szumów. Wielkość tego szumu zależy od konstrukcji przedwzmacniacza, a w szczególności od rodzaju użytych tranzystorów, ich parametrów i punktów pracy. Szumy odbiornika najprościej jest uwzględnić wprowadzając pewną wielkość F zwaną współczynnikiem szumów wzmacniacza. Wielkość współczynnika szumów określa, ile razy rosną całkowite szumy układu rezystor-wzmacniacz odniesione do jego wejścia w stosunku do samych szumów termicznych. Zatem wariancja szumów σ_C^2 uwzględniająca szumy wzmacniacza wyraża się wzorem

$$\sigma_C^2 = \frac{4kTF\Delta f}{R_L} \quad (7.38)$$

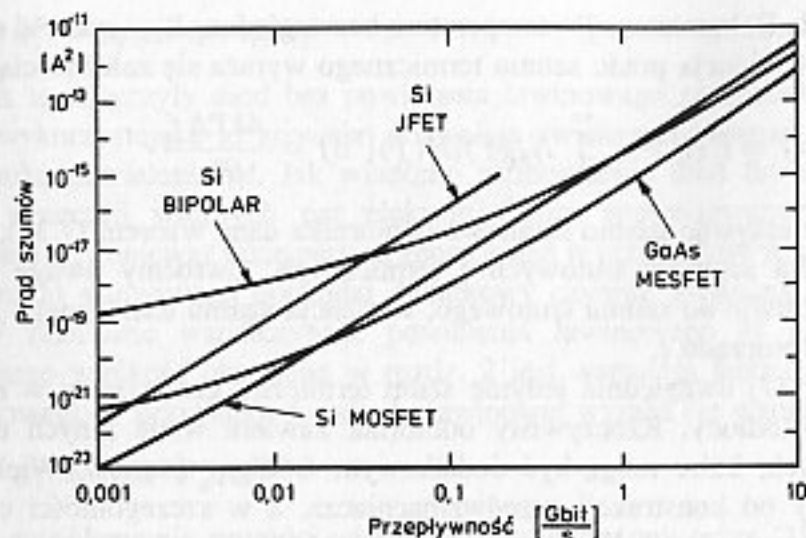
Zajmijmy się teraz dokładniej szumami wzmacniacza transimpedancyjnego pokazanego na rys. 7.8. Jeśli jako stopnia wejściowego użyto tranzystora FET, to gęstość widmowa prądu szumów (dwustronna) odniesiona na wejście wyraża się wzorem [100]:

$$N(f) = 2kT \left(\frac{1}{R_f} + \frac{(2\pi fC)^2 \theta}{g_m} \right) \quad (7.39)$$

gdzie $C = C_d + C_i$ – całkowita pojemność wejściowa, równa sumie pojemności wzmacniacza i fotodiody, g_m – transkonduktancja stopnia wejściowego, stała θ zależy od typu tranzystora i jego polaryzacji. Dla tranzystorów FET krzemowych $\theta \approx 0,7$, dla GaAs MESFET zaś $\theta \approx 1,1$. Ze wzoru tego wynika, że dla zmniejszenia gęstości widmowej szumów należy maksymalizować transkonduktancję g_m , co zazwyczaj jest osiągane przy zerowej polaryzacji bramka-źródło.



Rys. 7.8.
Schemat zastępczy odbiornika transimpedancyjnego



Rys. 7.9. Własności szumowe różnych typów przedwzmacniaczy tranzystorowych. Na podstawie [95]

Z kolei dla tranzystorów bipolarnych [100]

$$N(f) = qI_B + 2kT \left(\frac{1}{R_f} + \frac{(2\pi f C)^2}{2g_m} \right) \quad (7.40)$$

gdzie I_B – prąd bazy. Z tej zależności wynika, że dla optymalizacji własności szumowych tranzystory bipolarne powinny pracować przy małych prądach bazy. Porównując wzory (7.39) i (7.40) można zauważyć, że gęstość widmowa szumów wzmacniaczy z tranzystorami FET jest mniejsza aniżeli z tranzystorami bipolarnymi z wyjątkiem największych częstotliwości. W praktyce najlepszymi własnościami szumowymi charakteryzują się przedwzmacniacze scalone w jednym układzie z fotodiodami odbiorczymi. Oprócz możliwości dokonania optymalizacji szumowej, scalenie pozwala zminimalizować pojemności elementów C .

Na rysunku 7.9 porównano własności szumowe przedwzmacniaczy optoelektronicznych opartych na różnych technologiach tranzystorów w zależności od częstotliwości [95].

7.2.2. Szumy wzmacniaczy optycznych

Wzmacniacze optyczne stanowią kolejne źródło szumów. Ich zastosowanie pociąga za sobą dodanie świetlnego szumu wzmacniacza do sygnału wyjściowego. Szumy tych wzmacniaczy częściowo omówiono w rozdz. 5. Rozpatrzmy teraz dokładniej przypadek, kiedy zastosowano przedwzmacniacz optyczny przed fotodetekcją w odbiorniku.

Podobnie jak podano to we wzorze (7.28) w fotoprądzie w odbiorniku można wyróżnić składową deterministyczną (sygnału) i składową szumową. Oprócz szumów termicznych i śrutowych na szumy składają się również szumy emisji

spontanicznej. Prąd szumów ma zerową średnią, jego zaś moc wyraża się wzorem

$$\sigma^2 = E\{i_s^2\} = \sigma_c^2 + \sigma_s^2 + \sigma_{sp-sp}^2 + \sigma_{sig-sp}^2 + \sigma_{s-sp}^2 \quad (7.41)$$

gdzie: σ_c^2 – moc szumu termicznego uwzględniająca szumy odbiornika odniesiona na jego wejście, wyrażona zależnością (7.37), σ_s^2 – moc szumu śrutowego. Moc prądu szumu śrutowego dana jest przez

$$\sigma_s^2 = 2q[R(GP + P_{sp}) + I_c]\Delta f \quad (7.42)$$

gdzie: R – czułość fotodetektora, G – wzmacnienie wzmacniacza optycznego, I_c – prąd ciemny, P i P_{sp} – odpowiednio moc sygnału użytecznego na wejściu wzmacniacza optycznego i moc szumu emisji spontanicznej. Trzy kolejne składniki we wzorze (7.41) są spowodowane zdudnieniem szumu emisji spontanicznej ze sobą (σ_{sp-sp}^2), z sygnałem użytecznym (σ_{sig-sp}^2) oraz z szumem śrutowym (σ_{s-sp}^2). Sygnał użyteczny i szum emisji spontanicznej różnią się częstotliwością i mogą zdudniać się ze sobą, powodując powstanie składnika szumowego w pasmie odbiornika optoelektronicznego. Zjawisko to omówiono dokładniej w rozdz. 5. W podobny sposób szumy emisji spontanicznej mogą się zdudniać ze sobą, gdyż zajmują szerokie pasmo optyczne B_o . Postępując podobnie jak przy wyprowadzaniu wzoru (5.13) możemy policzyć moce poszczególnych składników zdudniania szumów emisji spontanicznej [3], [110]

$$\sigma_{sp-sp}^2 = 4R^2 N_{sp}^2 B_o \Delta f \quad (7.43)$$

$$\sigma_{sig-sp}^2 = 4R^2 N_{sp} G P \Delta f \quad (7.44)$$

$$\sigma_{s-sp}^2 = 4q R N_{sp} B_o \Delta f \quad (7.45)$$

W przypadku zastosowania filtru optycznego przed odbiornikiem, pasmo B_o nie jest już pasmem wzmacniacza optycznego, ale pasmem tego filtru. Pozwala to zmniejszyć szumy, ale wymaga jednocześnie dopasowania częstotliwości środkowej filtru do długości fali lasera nadawczego oraz stabilizacji tej ostatniej wartości. Porównajmy teraz wartości różnych składników we wzorze (7.41); jak się okaże pozwoli to znacznie uprościć to wyrażenie. Skorzystamy w tym miejscu z zależności (5.11) oraz z określenia czułości $R = \eta q / h\nu$. Mamy wtedy

$$\sigma_s^2 = \frac{2q^2 \eta G P \Delta f}{h\nu} \quad (7.46)$$

$$\sigma_{sp-sp}^2 = [q\eta(G-1)F_o]^2 B_o \Delta f \quad (7.47)$$

$$\sigma_{sig-sp}^2 = \frac{2(q\eta)^2 G(G-1)F_o P \Delta f}{h\nu} \quad (7.48)$$

$$\sigma_{s-sp}^2 = 2q^2 \eta(G-1)F_o B_o \Delta f \quad (7.49)$$

Tutaj F_0 – współczynnik szumów wzmacniacza optycznego. W wyrażeniu na moc szumu śrutowego pominięto składniki związane z prądem szumów spontanicznych i prądem ciemnym jako, że mają one znacznie mniejszą wartość od prądu sygnałowego. Porównanie wzoru (7.46) z (7.48) pokazuje, że moc szumów śrutowych może być pominięta w porównaniu z członem σ_{sig-sp}^2 , gdyż jest on większy o duży czynnik $\eta(G-1)F_0$. Podobnie porównanie zależności (7.47) i (7.49) pokazuje, że składnik σ_{sp-sp}^2 może być pominięty w porównaniu z σ_{sp-sp}^2 . Również moc szumu termicznego jest do pominięcia w porównaniu z σ_{sig-sp}^2 i σ_{sp-sp}^2 . Zatem stosunek sygnału do szumu w takim odbiorniku wynosi

$$SNR = \frac{(RGP)^2}{\sigma_{sig-sp}^2 + \sigma_{sp-sp}^2} \approx \frac{P^2}{h^2 v^2 \Delta f F_0 \left(2 \frac{P}{h\nu} + B_0 F_0 \right)} \quad (7.50)$$

Przyjęto tutaj, iż $G \gg 1$. Z zależności (7.50) wynika, że stosunek sygnału do szumu rośnie, jeśli współczynnik szumów wzmacniacza optycznego F_0 maleje. Ponadto stosunek ten ulega zmniejszeniu przez zastosowanie filtrów optycznych przed odbiornikiem (maleje wtedy B_0). Stosowane są tu się często wąskopasmowe filtry typu Fabry-Perot o pasmie równym pasmu modulacji. Mają one wewnętrzną stabilizację i automatycznie dostrajają się do długości fali lasera nadawczego. W jednym z eksperymentów zastosowanie przedwzmacniacza EDFA z takim filtrem pozwoliło zwiększyć czułość odbiornika systemu transmisyjnego 10 Gbit/s z $-12,5$ dBm do $-38,4$ dBm. Przy zastosowaniu optycznej filtracji wąskopasmowej zostaje znacznie zredukowany składnik σ_{sp-sp}^2 związany ze zdudnianiem szumu emisji spontanicznej ze sobą i zależność (7.50) redukuje się do

$$SNR \approx \frac{P}{2h\nu F_0 \Delta f} = \frac{PT}{E_f F_0} = \frac{n}{F_0} \quad (7.51)$$

Przyjęto tutaj, że pasmo odbiornika jest wyznaczone zgodnie z kryterium Nyquista: $\Delta f = 1/2T$, gdzie T – czasem trwania jednego bitu oraz skorzystano z tego, że energia fotonu jest równa $E_f = h\nu$. Przez n oznaczono liczbę fotonów przypadającą na jeden bit.

W praktyce aby osiągnąć stopę błędów mniejszą od 10^{-9} wystarcza moc sygnału mniejsza aniżeli odpowiadająca 100 fotonom/bit. Dla porównania: w odbiornikach z fotodiodami $p-i-n$ bez przedwzmacniaczy optycznych wartość ta przekracza 1000 fotonów/bit.

8

SYSTEMY TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ Z DETEKcją BEZPOŚREDNIĄ

W bieżącym rozdziale zajmiemy się podstawowymi własnościami systemów transmisji światłowodowej z bezpośrednią detekcją. Na wstępie omówimy zagadnienie transmitancji światłowodu, tak jak jest ona widziana przez współpracujące urządzenia elektryczne. Dalej zajmiemy się najważniejszymi pojęciami transmisji cyfrowej i analogowej oraz opiszemy kilka typowych systemów transmisyjnych. Wreszcie na zakończenie podane zostaną przykłady projektowania systemów.

8.1. FUNKCJA PRZENOSZENIA ŚWIATŁOWODU

Aby móc dalej analizować systemy transmisyjne musimy najpierw zdefiniować funkcję przenoszenia światłowodu tak, jak jest ona widziana przez współpracujące z tym światłowodem urządzenia elektroniczne. Chwilowa moc świetlna wprowadzona na wejściu światłowodu $P_{cwe}(t)$ jest związana zależnością

$$\sqrt{P_{cwe}(t)} = \sqrt{P_0} \sqrt{1+m(t)} z(t) \quad (8.1)$$

Tutaj P_0 – średnia moc wprowadzona do światłowodu, $m(t)$ – sygnał modulujący, $z(t)$ – zespolona obwiednia pola elektromagnetycznego lasera na wejściu światłowodu, będąca procesem stochastycznym. Zapis z użyciem pierwiastków jest spowodowany koniecznością posługiwania się natężeniami pól, a nie ich mocami. Chwilowa moc na wyjściu światłowodu $P_{cwy}(t)$ jest określona zależnością [12]

$$\sqrt{P_{cwy}(t)} = \sqrt{P_0} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau) \sqrt{1+m(t-\tau)} z(t-\tau) d\tau \quad (8.2)$$

Tutaj $g(\tau)$ – odpowiedź impulsowa światłowodu, która będzie omówiona dokładniej w dalszej części. Zatem moc świetlna na wyjściu światłowodu wyraża się wzorem

$$\begin{aligned} \frac{P_{wy}(t)}{P_0} &= \left| \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau) \sqrt{1+m(t-\tau)} z(t-\tau) d\tau \right|^2 = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1) g^*(\tau_2) \sqrt{1+m(t-\tau_1)} \sqrt{1+m(t-\tau_2)} z(t-\tau_1) \times \\ &\times z^*(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \end{aligned} \quad (8.3)$$

Z równania tego wynika, że moc świetlna na wejściu odbiornika jest również procesem stochastycznym. Jeśli pominiemy szumy lasera, to moc sygnału będzie równa wartości oczekiwanej wyrażenia (8.3). Mamy wtedy

$$\begin{aligned} \frac{P_{wy}(t)}{P_0} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1) g^*(\tau_2) \sqrt{1+m(t-\tau_1)} \sqrt{1+m(t-\tau_2)} \times \\ &\times C_z(\tau_1-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \end{aligned} \quad (8.4)$$

gdzie $C_z()$ – funkcja autokorelacji procesu $z(t)$. Aby uprościć dalsze rozważania przyjmijmy liniowy zakres pracy lasera nadawczego przy stosunkowo małym indeksie modulacji $m(t)$. Wówczas korzystając z przybliżonego wzoru $(1+m)^{1/2} \approx 1+m/2$ otrzymujemy z zależności (8.4)

$$\begin{aligned} \frac{P_{wy}(t)}{P_0} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1) g^*(\tau_2) C_z(\tau_1-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\tau_2) C_z(\tau_1-\tau_2) d\tau_2 \right] g(\tau_1) m(t-\tau_1) d\tau_1 + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1) C_z(\tau_1-\tau_2) d\tau_1 \right] g^*(\tau_2) m(t-\tau_2) d\tau_2 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Drugi i trzeci składnik w tym wzorze są wielkościami zespolonymi sprzężonymi, pierwszy zaś pewną wielkością stałą niezależną od czasu. Ostatecznie moc wyjściową $P_{wy}(t)$ można wyrazić jako [12]

$$\frac{P_{wy}(t)}{P_0} = h_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} h_1(\tau) m(t-\tau) d\tau \quad (8.6)$$

gdzie

$$h_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1) g^*(\tau_2) C_z(\tau_1-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (8.7)$$

$$h_1(t) = \operatorname{Re} g(t) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\rho) C_z(t-\rho) d\rho \right]$$

Przyjmijmy dalej, że równoważna dolnopasmowa charakterystyka widmowa źródła światła ma postać

$$S_z(f) = \mathcal{F}^{-1}[C_z(\tau)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi} B} \exp\left(-\frac{f^2}{2B^2}\right) \quad (8.8)$$

gdzie B – szerokość widmowa reprezentacji dolnopasmowej linii widmowej źródła światła. Oznacza to, że związek między typowym parametrem pomiarowym szerokości linii widmowej źródła światła tzw. całkowitą szerokością w połowie maksimum (ang. FWHM – full width at half maximum), a B jest następujący

$$FWHM = 2,355B \quad (8.9)$$

Z kolei odpowiedź impulsową światłowodu $g(t)$ można wyrazić jako

$$g(t) = \mathcal{F}^{-1}[G(f)] \quad (8.10)$$

gdzie transmitancja częstotliwościowa światłowodu jest dana przez

$$G(f) = A \exp[-j\beta(f)L] \quad (8.11)$$

Przyjęto, że w tak wąskim zakresie widmowym tłumienie światłowodu, wyrażane przez czynnik A , jest wartością niezależną od częstotliwości. Z kolei wielkość $\beta(f)$ można rozwinąć w szereg Taylora dookoła częstotliwości f_0 odpowiadającej długości linii widmowej źródła światła, zachowując tylko pierwsze człony

$$\beta(f) = \beta(f_0) + \beta'(f_0)f + \frac{1}{2}\beta''(f_0)f^2 + \dots \quad (8.12)$$

przy czym f – częstotliwość z zakresu równoważnej filtracji dolnopasmowej. Z definicji opóźności grupowej i współczynnika dyspersji (rozdz. 3) mamy

$$\beta'(f_0) = 2\pi\tau_g, \quad \beta''(f_0) = -\frac{2\pi\lambda_0^2}{c}D \quad (8.13)$$

gdzie τ_g – opóźnienie grupowe, D – współczynnik dyspersji.

Całka w drugiej z zależności (8.7) jest splotem $g^*(t)$ i $C_z(t)$, tak więc

$$g(t) \int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\rho) C_z(t-\rho) d\rho = \mathcal{F}^{-1}[G(f) * (G^*(-f)S_z(f))] \quad (8.14)$$

$G(f)$ wyrazimy zależnościami (8.11), (8.12), przy czym zaniedbamy pierwszy i drugi składnik wzoru (8.12), gdyż wyrażają one odpowiednio przesunięcie fazowe i opóźnienie i nie wpływają na kształt impulsu. Mamy [12]

$$\begin{aligned} G(f) * (G^*(-f)S_z(f)) &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} B} G(f) * \left\{ A \exp\left[-\frac{f^2}{2}\left(\frac{1}{B^2} - j\beta''(f_0)L\right)\right] \right\} \\ &= A^2 \exp\left\{-\frac{f^2}{2}[(\beta''(f_0)L \cdot B)^2 + j\beta''(f_0)L]\right\} \end{aligned} \quad (8.15)$$

Z ogólnych własności transformaty Fouriera wynika, że dla danej funkcji $x(t)$

$$\operatorname{Re}[x(t)] = \frac{1}{2} \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}_x(f) + \mathcal{F}_x^*(f) \} \quad (8.16)$$

Transmitancja rozważanego światłowodu wyrazi się zatem zależnością

$$H(f) = A^2 \exp \left[-\frac{f^2}{2} (\beta''(f_0) LB)^2 \right] \cos \left[\frac{f^2}{2} \beta''(f_0) L \right] \quad (8.17)$$

Rozważana transmitancja składa się z dwóch czynników. Pierwszy z nich (wykładniczy) jest związany z szerokością widmową niemodulowanego źródła światła. Reprezentuje on skończone pasmo przepustowe światłowodu spowodowane dyspersją wywołaną niezerową szerokością linii widmowej źródła światła. Drugi czynnik (cosinusoidalny) jest związany z samą modulacją amplitudową źródła światła i nie zależy od szerokości jego linii widmowej. Otóż nawet jeżeli szerokość linii widmowej niemodulowanego lasera $B \rightarrow 0$, to wskutek modulacji wypadkowe widmo ulega rozszerzeniu. Zatem drugi czynnik reprezentuje skończone pasmo światłowodu wywołane dyspersją impulsu spowodowaną samą modulacją.

W praktyce w światłowodowych systemach z bezpośrednią modulacją prądu nadawczego źródła światła dominujący wpływ ma pierwszy człon zależności (8.17). Nietrudno jest bowiem policzyć z (8.17), że w typowych warunkach człon cosinusoidalny zaczyna odgrywać rolę dopiero przy szerokościach linii widmowej źródła światła $\Delta\lambda < 0,0001 \dots 0,001$ nm. Takie wartości szerokości linii widmowej przy bezpośredniej modulacji są nieosiągalne wskutek m.in. chirpu. Korzystając ze wzorów (8.13), (8.17) i pamiętając, że (wzór (8.9)) $B \approx (-c/\lambda^2) \Delta\lambda/2,355$, gdzie $\Delta\lambda$ jest pełną szerokością linii widmowej mierzoną w połowie maksimum, otrzymujemy ostatecznie

$$H_1(f) = A^2 \exp \left[-\frac{f^2}{f_g^2} \right] \quad (8.18)$$

Zdefiniowaliśmy tutaj pasmo światłowodu f_g jako pasmo, przy którym transmitancja maleje 1/e razy. Wartość f_g wyraża się wzorem

$$f_g = \frac{0,53}{DL\Delta\lambda} \quad (8.19)$$

Z kolei odpowiedź impulsowa $h_1(t)$ jest również funkcją gaussowską równą

$$h_1(t) = C \exp(-\pi^2 f_g^2 t^2) = C \exp \left(-\frac{t^2}{2\sigma_f^2} \right) \quad (8.20)$$

$$C = A^2 \sqrt{\pi} f_g, \quad \sigma_f = \frac{1}{\sqrt{2} \pi f_g}$$

Całkowita szerokość Δt tej odpowiedzi impulsowej mierzona na połowie jej wysokości obliczona z zależności (8.19), (8.20) wynosi

$$\Delta t = DL\Delta\lambda \quad (8.21)$$

co nie może być dla nas zaskoczeniem.

Przyjmijmy, że na wejściu światłowodu sygnał świetlny ma kształt impulsu gaussowskiego

$$P_{we}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(-\frac{t^2}{2\sigma^2} \right) \quad (8.22)$$

gdzie σ – określa szerokość tego impulsu. Sygnał na wyjściu światłowodu będzie dany przez

$$\begin{aligned} P_{wy}(t) &= P_{we}(t) * h_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{we}(t-\tau) h_1(\tau) d\tau = \\ &= \frac{A^2}{2\pi\sigma\sigma_f} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2} \right] \exp \left[-\frac{\tau^2}{2\sigma_f^2} \right] d\tau = \\ &= \frac{A^2}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\sigma^2 + \sigma_f^2}} \exp \left[-\frac{t^2}{2(\sigma^2 + \sigma_f^2)} \right] \end{aligned} \quad (8.23)$$

Stała A^2 wyraża tutaj ponownie tłumienie światłowodu. Jak widać z zależności (8.23) przy impulsie gaussowskim o szerokości σ i odpowiedzi impulsowej o szerokości σ_f szerokość impulsu na wyjściu σ_{wy} będzie równa

$$\sigma_{wy} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_f^2} \quad (8.24)$$

Zatem szerokość impulsu na wyjściu jest równa pierwiastkowi z sumy kwadratów szerokości impulsu na wejściu i szerokości odpowiedzi impulsowej.

Dyspersja impulsu powoduje odpowiednią stratę czułości odbiornika. Aby to pokazać rozważmy transmisję impulsu gaussowskiego przez światłowód o odpowiedzi impulsowej danej przez (8.20). Impuls na wyjściu światłowodu będzie miał szerokość określoną przez (8.24). W miarę wzrostu dyspersji określanej przez σ_f impuls ten będzie ulegał rozmyciu: będzie zwiększała się jego szerokość, a jednocześnie zmalała wartość maksymalna. Spowoduje to dwa zjawiska: malenie wartości SNR w odbiorniku (wartość maksymalna sygnału maleje) i wzrost interferencji międzysymbolowej (ogony impulsu stają się coraz większe).

Przyjmijmy, że długość jednego bitu T jest równa połowie czasu trwania impulsu gaussowskiego na wejściu. Mierzona jest ona na poziomie połowy jego wartości maksymalnej. Wówczas miarą wartości sygnału użytecznego na wejściu odbiornika będzie różnica między wartością maksymalną sygnału $P_{wy}(t=0)$, a jego wartością $P_{wy}(t=T)$ będącą miarą interferencji międzysymbolowej: $s(\sigma_f) = P_{wy}(t=0) - P_{wy}(t=T)$. Stosunek $s(0)/s(\sigma_f)$ wielkości $s(\sigma_f)$ określonych w pierwszym przypadku przy braku dyspersji ($\sigma_f = 0$), w drugim zaś przy dyspersji równej σ_f jest miarą strat spowodowanych dyspersją. Korzystając z zależności (8.22) i (8.23) można te straty wyrazić jako

$$\frac{\sigma(0)}{\sigma(\sigma_f)} = \frac{[P_{wy}(t=0) - P_{wy}(t=T)]_{\sigma_f=0}}{[P_{wy}(t=0) - P_{wy}(t=T)]_{\sigma_f=\sigma_f}} =$$

$$= \sqrt{1 + \frac{\sigma_f^2}{\sigma^2}} \frac{1 - \exp\left(-\frac{T^2}{2\sigma^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{T^2}{2\sigma^2(1 + \sigma_f^2/\sigma^2)}\right)} \quad (8.25)$$

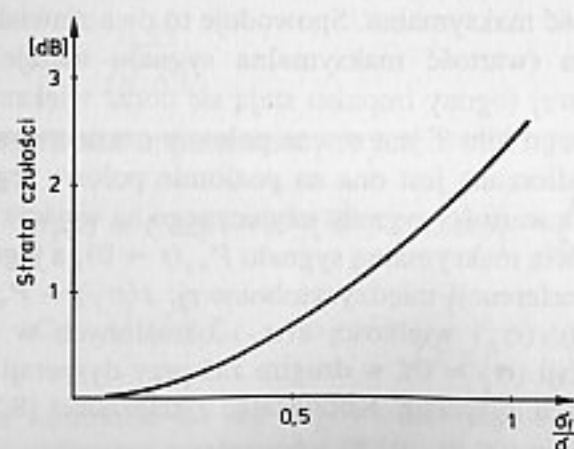
Na rysunku 8.1 pokazano straty wyrażone w decybelach w zależności od wartości σ_f/σ . Ze wzoru (8.21) i przyjętego założenia o długości trwania impulsu wejściowego mierzonej na połowie jego wysokości (równej T) mamy

$$\varepsilon = \frac{\sigma_f}{\sigma} = \frac{DL\Delta\lambda}{T} \quad (8.26)$$

Podane na rys. 8.1. dane należy rozumieć następująco: jeśli dla danego σ_f/σ straty te wynoszą x dB, to o tyle samo dB należy zwiększyć poziom mocy optycznej na wejściu odbiornika, aby zachować taką samą jakość odbioru, jaka byłaby przy zerowej dyspersji światłowodu. Wyniki te ilustrują jedynie pewne zjawisko; w rzeczywistym systemie transmisyjnym mogą one być inne z dwóch powodów. Po pierwsze kształt nadawanego impulsu może być różny od gaussowskiego, a po drugie, co jest ważniejsze, wzór (8.25) nie uwzględnia charakterystyki transmisyjnej odbiornika. Przykładowo w systemach SDH [120] przyjmuje się następujące wartości parametru ε :

- $\varepsilon = 0,306$ dla diód elektroluminescencyjnych i laserów jednomodowych przy stratach czułości równych 1 dB,
- $\varepsilon = 0,507$ dla laserów jednomodowych dla systemów L-16.2 (patrz tabl. 8.4) przy stratach czułości równych 2 dB,
- $\varepsilon = 0,115$ dla laserów wielomodowych.

Szerokość linii widmowej $\Delta\lambda$ jest tu definiowana jako szerokość średniokwadratowa. Tak mała wartość ε dla laserów wielomodowych wynika z konieczności dodatkowego uwzględnienia szumu partycji (ang. *mode partition noise*) występującego w tych laserach.



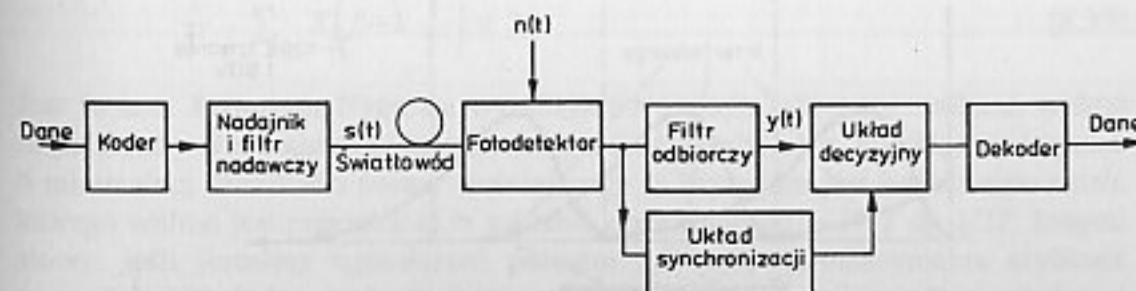
Rys. 8.1. Strata czułości spowodowana dyspersją

8.2. PODSTAWOWE POJĘCIA TRANSMISJI DANYCH

Systemy transmisji wykorzystujące światłowód jako kanał transmisyjny są w większości systemami cyfrowymi. Główną przyczyną jest ogólna tendencja rozwoju telekomunikacji i elektroniki w kierunku systemów cyfrowych. Ponadto w początkowym okresie rozwoju telekomunikacji światłowodowej trudno było zapewnić dostatecznie szeroki liniowy zakres pracy układów optoelektronicznych (zwłaszcza źródeł światła).

Schemat blokowy cyfrowego systemu transmisyjnego wykorzystującego światłowód pokazano na rys. 8.2. Dane przychodzące do nadajnika są kodowane, a następnie przechodzą przez opcjonalny filtr nadawczy i modulują prąd nadajnika optycznego, którym może być laser półprzewodnikowy lub dioda elektroluminescencyjna. Powstałe impulsy świetlne są wprowadzane do światłowodu i po przejściu jego długości są zamieniane w detektorze optycznym (np. diodzie pin) z powrotem na sygnał elektryczny. W odbiorniku ten sygnał jest filtrowany, próbkowany i w układzie decyzyjnym zamieniany z powrotem na sygnał binarny, który następnie jest dekodowany. Jednocześnie wydzielany jest sygnał synchronizacji potrzebny do poprawnej pracy urządzenia. Zaprezentowany schemat odbiornika zakłada jego pełną liniowość z wyjątkiem układu decyzyjnego, a ponadto podejmowanie decyzji o wartości nadawanego symbolu na podstawie jednokrotnej decyzji (tzw. *hard decoding*). Nie wyczerpuje to wszystkich możliwych struktur systemu. Okazuje się bowiem, że pewne inne konfiguracje odbiorników, w ogólności nieliniowe, a w szczególności podejmujące decyzje na podstawie nie pojedynczego bitu, a całego ciągu odebranych bitów (tzw. *soft decoding*) mają znacznie lepsze właściwości. Ze względu na stosunkową prostotę w niniejszej pracy wykorzystamy dalej schemat z rys. 8.2 do celów ilustracji pewnych zjawisk.

Zwróćmy uwagę na to, że w odróżnieniu od kanałów elektrycznych, kanał światłowodowy nie może przenosić sygnałów o polaryzacjach ujemnych. Stąd i z powodu wspomnianych nieliniowości, alfabet symboli transmisyjnych jest w przeważającej liczbie przypadków dwuelementowy: symbolowi „0” odpowiada pewna, zwykle zerowa lub bardzo mała, moc sygnału optycznego P_0 , symbolowi zaś „1” – moc P_1 , która z kolei jest możliwie duża. Stosunek średnich wartości tych obydwu mocy nosi nazwę współczynnika ekstynkcji. Definiowany jest wzorem (7.18) i najczęściej wyrażany w dB.



Rys. 8.2. Schemat blokowy światłowodowego systemu transmisji cyfrowej

Ze względu na zazwyczaj małą moc P_0 , modulacja PAM (ang. *pulse amplitude modulation*) sygnału świetlnego jest często określana mianem modulacji OOK (ang. *on/off keying*). Inną specyficzną cechą transmisji światłowodowej jest to, że dany światłowod wykorzystywany jest przeważnie, choć nie zawsze, tylko do transmisji w jednym kierunku (od nadajnika do odbiornika). Zaznaczmy tu od razu, że istnieją możliwości transmisji dwukierunkowej po jednym światłowodzie. Nasze rozważanie zaczniemy od skrótowego omówienia podstawowych pojęć transmisji danych.

8.2.1. Interferencja międzysymbolowa

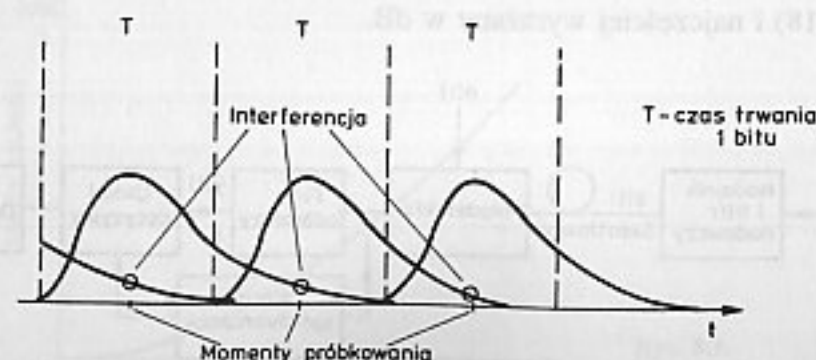
Całkowite pasmo częstotliwościowe nadawanego impulsu transmisyjnego jest bardzo duże (teoretycznie rozciąga się do nieskończoności). Jeśli te impulsy są filtrowane niewłaściwie w trakcie przechodzenia przez system transmisyjny, ulegną rozszerzeniu w czasie. W efekcie w szczelinie czasowej przeznaczonej dla konkretnego impulsu pojawiają się resztki impulsów z sąsiednich szczelin czasowych. Zjawisko to nosi nazwę **interferencji międzysymbolowej** (ang. *ISI – intersymbol interference*). Pokazano to na rys. 8.3. Rozważmy to zjawisko nieco dokładniej. Nadawany sygnał binarny ma ogólną postać

$$s(t) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k u(t-kT) \quad (8.27)$$

gdzie: $b_k = 0,1$ reprezentuje nadawaną sekwencję binarną, $u(t)$ – kształt czasowy transmitowanego impulsu. Przyjmijmy, że transmitancja kanału dana jest przez funkcję $H(f)$, transmitancja odbiornika – przez $R(f)$, łączna zaś transmitancja kanału i odbiornika – przez $H_0(f) = H(f) \cdot R(f)$. Wówczas sygnał na wyjściu filtru w odbiorniku ma postać

$$y(t) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k x(t-kT) + n(t), \quad \text{gdzie} \quad (8.28)$$

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau) h_0(t-\tau) d\tau$$



Rys. 8.3. Ilustracja zjawiska interferencji międzysymbolowej

Tutaj $h_0(t)$ jest łączną odpowiedzią impulsową kanału i odbiornika, $n(t)$ zaś – przefiltrowanym szumem addytywnym. Jeśli teraz w urządzeniu decyzyjnym sygnał $y(t)$ jest próbkowany w momentach $t = iT$, $i = 0, 1, \dots$, mamy

$$\begin{aligned} y(iT) &= y_i = \sum_{k=0}^{\infty} b_k x(iT-kT) + n(iT) \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} b_k x_{i-k} + n_i, \quad i = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (8.29)$$

Zakładając, że sygnały są odpowiednio znormalizowane mamy

$$y_i = b_i + \sum_{k=0, k \neq i}^{\infty} b_k x_{i-k} + n_i \quad (8.30)$$

Człon b_i wyraża pożądany symbol informacyjny, n_i – szum addytywny, środkowa zaś suma reprezentuje właśnie interferencję międzysymbolową.

Rzecz jasna, jeżeli łączne pasmo kanału i odbiornika jest dostatecznie szerokie, to impuls $u(t)$ przechodzi przez tor praktycznie bez zniekształceń. Tego rozwiązania jednak nie stosuje się z dwóch zasadniczych przyczyn. Po pierwsze zwykle kanały transmisyjne mają ściśle ograniczone pasmo, a po drugie zwiększanie pasma odbiornika prowadzi do zwiększenia mocy szumów addytywnych, co pogarsza jakość odbioru.

Zastanówmy się teraz jak rozwiązać problem interferencji międzysymbolowej w kanałach o ograniczonym pasmie. Ponieważ sekwencja binarna b_k jest przypadkowa, to wynikający z zależności (8.29) warunek na brak interferencji jest następujący

$$x(t = kT) = x_k = \begin{cases} 1 & k = 0 \\ 0 & k \neq 0 \end{cases} \quad (8.31)$$

Wynika stąd, że

$$x(t) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t-kT) = \delta(t) \quad (8.32)$$

Biorąc transformatę Fouriera obydwu stron tej równości mamy

$$\frac{1}{T} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} X\left(f - k \frac{1}{T}\right) = 1 \quad (8.33)$$

Jest to tzw. kryterium Nyquista wyrażające warunek, jaki musi spełniać widmo impulsu, aby wyeliminować interferencję międzysymbolową. Przykładem impulsu o minimalnej szerokości pasma spełniającego to kryterium jest impuls typu $\sin t/t$, którego widmo jest prostokątne w zakresie częstotliwości $-1/2T$ do $1/2T$. Innymi słowy, jeśli jesteśmy ograniczeni pasmem $|f| < B$, to maksymalna szybkość transmisji $1/T$, która może być osiągnięta bez interferencji międzysymbolowej wynosi $1/T = 2B$. Impuls typu $\sin t/t$ jest przypadkiem szczególnym innych, często

wykorzystywanych impulsów spełniających kryterium Nyquista, a mianowicie tzw. impulsów o widmie typu podniesiony cosinus. Postać czasowa tych impulsów jest następująca [115], [116]

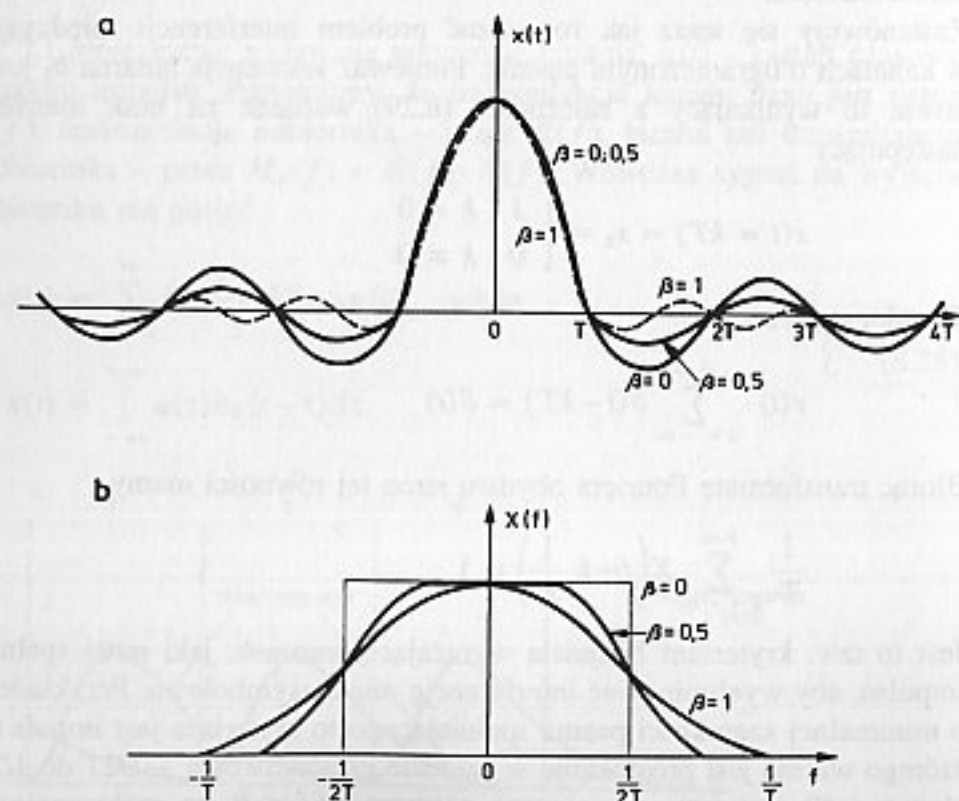
$$x(t) = \frac{\sin \pi t/T}{\pi t/T} \cdot \frac{\cos \beta \pi t/T}{1 - (2\beta t/T)^2} \quad (8.34)$$

widmo zaś wyraża się wzorem [115], [116]

$$X(f) = \begin{cases} T & \text{dla } 0 \leq |f| \leq \frac{1-\beta}{2T} \\ \frac{T}{2} \left[1 - \sin \frac{\pi T}{\beta} \left(|f| - \frac{1}{2T} \right) \right] & \text{dla } \frac{1-\beta}{2T} \leq |f| \leq \frac{1+\beta}{2T} \\ 0 & \text{dla } |f| > \frac{1+\beta}{2T} \end{cases} \quad (8.35)$$

gdzie β – parametr określający nachylenie charakterystyki. Impulsy o widmie typu podniesiony cosinus przedstawiono na rys. 8.4.

Zwróćmy jeszcze raz uwagę na to, że kryterium Nyquista powinien spełniać sygnał $x(t)$ na wejściu układu decyzyjnego. Jego postać czasową i widmo $X(f)$ wyznaczają



Rys. 8.4. Impulsy mające widmo typu podniesiony cosinus: a) postać czasowa, b) widmo. Na podstawie [117]

widmo sygnału nadawanego $U(f)$, transmitancja kanału światłowodowego $H(f)$, jak również transmitancja odbiornika $R(f)$:

$$X(f) = U(f)H(f)R(f) \quad (8.36)$$

Funkcja filtra $R(f)$ w odbiorniku jest dwójaka. Po pierwsze musi przekształcić tak sygnał wejściowy, aby po filtracji impulsy $x(t)$ na wejściu układu decyzyjnego spełniały kryterium Nyquista. Innymi słowy wypadkowa charakterystyka częstotliwościowa nadawanego sygnału i kanału musi być skorygowana; zazwyczaj jest to wykonywane przez wydzielony w odbiorniku filtr zwany **korektorem**. Jeśli $X(f)$ spełnia kryterium Nyquista, to dla wyeliminowania interferencji transmitancja filtra $R(f)$ musi być następująca

$$R(f) = \frac{X(f)}{U(f)H(f)} \quad (8.37)$$

Z drugiej strony jest oczywiste, że jakość odbioru jest tym lepsza im większy jest stosunek mocy sygnału do mocy szumu SNR na wejściu układu decyzyjnego. Filtr w odbiorniku musi więc zapewniać maksymalizację tego stosunku. Filtr maksymalizujący stosunek mocy sygnału do mocy szumu w momencie próbkowania nosi nazwę filtra dopasowanego. W naszym przypadku szumy addytywne $n(t)$ na wejściu odbiornika mają gęstość widmową $N(f)$, widmo zaś sygnału na wejściu wynosi $S_{we}(f) = U(f) \cdot H(f)$. Wtedy transmitancja filtra dopasowanego wyraża się wzorem [116]

$$R(f) = \frac{S_{we}^*(f)}{N(f)} e^{-j2\pi f t_k} \quad (8.38)$$

Tutaj $t_k = kT$ – moment próbkowania. Niestety, jak widać ze wzorów (8.37), (8.38), wymagania na minimalizację interferencji międzysymbolowej i na maksymalizację SNR nie są zgodne, stąd niezbędny jest rozsądny kompromis między tymi warunkami. Zagadnienia projektowania optymalnych w tym, czy innym znaczeniu, filtrów odbiorczych wykraczają poza ramy tej książki i nie będą dalej rozpatrywane.

8.2.2. Elementowa stopa błędów

Wielkość sygnału użytecznego $x()$ na wejściu układu decyzyjnego można na podstawie (8.28) i (8.36) wyrazić zależnością

$$m = x(t_k) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(f) S_{we}(f) e^{j2\pi f t_k} df \quad (8.39)$$

Z kolei średnia wartość mocy szumów na wejściu tego samego układu jest równa

$$\sigma^2 = E\{n^2(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} |R(f)|^2 N_{we}(f) df \quad (8.40)$$

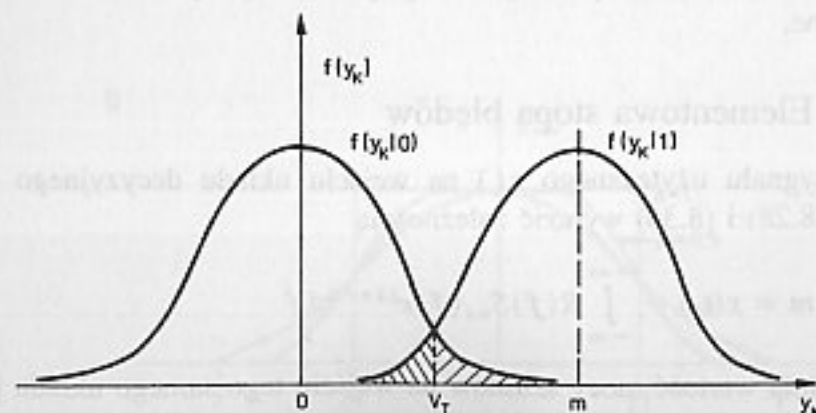
gdzie $N_w(f)$ – gęstość widmowa mocy szumów na wejściu odbiornika. Sygnał na wejściu układu decyzyjnego jest pewnym procesem przypadkowym, charakteryzowanym przez wartość średnią i wariancję. Jeżeli interferencja międzysymbolowa została usunięta, to wartość tego sygnału w momencie podejmowania decyzji wynosi (8.29):

$$\begin{aligned} y_k &= n_k & \text{dla symbolu } b_k = 0 \\ y_k &= x_k + n_k & \text{dla symbolu } b_k = 1 \end{aligned} \quad (8.41)$$

Przyjęto tutaj, że współczynnik ekstynkcji EX jest duży i wartość sygnału dla symbolu „0” jest pomijalna w porównaniu z wartością sygnału dla symbolu „1”. Wartość y_k w momencie podejmowania decyzji jest zmienną losową, przy czym rozkłady gęstości prawdopodobieństwa tej zmiennej zależą od tego jaki symbol został nadany. Mamy więc do czynienia z dwoma warunkowymi gęstościami prawdopodobieństwa: $f(y_k|b_k = 0)$ i $f(y_k|b_k = 1)$. Przedstawiono je na rys. 8.5. O jakości transmisji decyduje liczba popełnianych przez układ decyzyjny błędów. Ta liczba wyrażana jest przez tzw. elementową stopę błędów p_e (w nomenklaturze angielskiej *BER – bit error rate*) określoną przez zależność

$$p_e = \frac{\text{liczba bitów błędnie odebranych}}{\text{całkowita liczba nadanych bitów}} \quad (8.42)$$

Układ decyzyjny jest zazwyczaj układem progowym i klasyfikuje nadany symbol na podstawie porównania zmiennej losowej y_k z pewnym poziomem progowym V_T ; jeśli $y_k > V_T$ to przyjmuje się, że nadano „1”, jeśli zaś $y_k < V_T$ to przyjmuje się, że nadano „0”. Układ decyzyjny może popełnić błędy na dwa sposoby: przyjąć, że nadano „0” podczas, gdy w rzeczywistości wysłano „1” i odwrotnie – przyjąć, że nadano „1” podczas, gdy w rzeczywistości wysłano „0”. Prawdopodobieństwa popełnienia tych dwóch rodzajów błędów są następujące:



Rys. 8.5. Warunkowe gęstości prawdopodobieństwa zmiennej losowej y_k w momencie podejmowania decyzji

$$\begin{aligned} P(1|0) &= \int_{V_T}^{+\infty} f(y_k|0) dy_k \\ P(0|1) &= \int_{-\infty}^{V_T} f(y_k|1) dy_k \end{aligned} \quad (8.43)$$

Dwa rodzaje błędów zaznaczono na rys. 8.5 przez zakreskowane pola. W przypadku kiedy obydwa nadawane symbole są jednakowo prawdopodobne, elementową stopę błędów można wyrazić zależnością

$$p_e = \frac{1}{2} P(1|0) + \frac{1}{2} P(0|1) \quad (8.44)$$

Jasne jest, że wybór odpowiedniego poziomu progowego wpływa na prawdopodobieństwa $P(0|1)$, $P(1|0)$ i jest krytyczny dla minimalizacji elementowej stopy błędów p_e . W ogólnym przypadku, np. dla nieliniowej obróbki sygnału przed układem decyzyjnym, gęstości prawdopodobieństw $f(y_k|b_k = 0)$ i $f(y_k|b_k = 1)$ mogą mieć różny charakter zależny od nadanego symbolu. Dla uzyskania wyników analitycznych przyjmujemy, że szum na wejściu odbiornika jest stacjonarnym szumem gaussowskim o zerowej średniej oraz, że odbiornik z wyjątkiem układu decyzyjnego jest liniowy. Wówczas zmienna losowa y_k jest zmienną gaussowską o gęstościach prawdopodobieństw danych przez

$$\begin{aligned} f(y_k|0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{y_k^2}{2\sigma^2}\right) \\ f(y_k|1) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(y_k-m)^2}{2\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (8.45)$$

Tutaj σ – odchylenie standardowe szumu, m – wartość oczekiwana sygnału dla symbolu „1”. Dla odbiornika rozpatrywanego wcześniej wyrażają się one zależnościami (8.39), (8.40). Korzystając z wzorów (8.43), (8.44) i (8.45) można wyrazić elementową stopę błędów jako

$$\begin{aligned} p_e &= \frac{1}{2} \int_{V_T}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{y_k^2}{2\sigma^2}\right) dy_k + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{V_T} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(y_k-m)^2}{2\sigma^2}\right) dy_k \end{aligned} \quad (8.46)$$

Jak widać z tej zależności, elementowa stopa błędów jest funkcją poziomu progowego V_T . Optymalny poziom progowy minimalizuje tę funkcję i dla jego policzenia wystarczy obliczyć pierwszą pochodną p_e i przyrównać ją do zera. W wyniku otrzymujemy

$$V_{T opt} = \frac{m}{2} \quad (8.47)$$

co jest intuicyjne zrozumiałe, gdyż obydwa rozkłady różnią się tylko położeniem na osi. Podstawiając (8.47) do (8.46) otrzymujemy

$$p_e = \int_{m/2}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{y_k^2}{2\sigma^2}\right) dy_k = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{m}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (8.48)$$

gdzie funkcja erfc jest to tzw. całka odwrotna funkcji prawdopodobieństwa definiowana jako

$$\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} \exp(-x^2) dx \quad (8.49)$$

Funkcje erfc są stabilizowane, a dla dużych wartości argumentów można skorzystać z ich rozwinięcia asymptotycznego [121]

$$\operatorname{erfc}(z) \approx \frac{\exp(-z^2)}{\sqrt{\pi} z} \quad (8.50)$$

Oznaczając przez $SNR_{max} = m^2/\sigma^2$ stosunek maksymalnej mocy sygnału do średniej mocy szumu na wejściu układu decyzyjnego, otrzymujemy z zależności (8.48), (8.50)

$$p_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{SNR_{max}}}{2\sqrt{2}}\right) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{SNR_{max}}} \exp\left(-\frac{SNR_{max}}{8}\right) \quad (8.51)$$

Z zależności (8.51) widać, że dla osiągnięcia przyjętej w ostatnich zaleceniach [120] stopy błędów $p_e = 10^{-10}$ wymagane jest SNR_{max} około 22 dB.

W przypadku jeżeli współczynnik ekstynkcji EX jest skończony, wielkość SNR_{max} ulega zmniejszeniu w stosunku

$$SNR_{max} = SNR_{max} \left(1 - \frac{P_0}{P_1}\right)^2 = SNR_{max} \left(1 - \frac{1}{EX}\right)^2 \quad (8.52)$$

Jak widać zmniejszenie współczynnika ekstynkcji powoduje spadek stosunku mocy sygnału do mocy szumu i wzrost stopy błędów.

Jeśli jako filtr nadawczy zastosowany został filtr dopasowany, a szum wejściowy jest szumem białym o gęstości widmowej (dwustronnej) N_0 , to wówczas [116]

$$SNR_{max} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |S_{we}(f)|^2 df}{N_0} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |S_{we}(t)|^2 dt}{N_0} = \frac{E_s}{N_0} \quad (8.53)$$

gdzie E_s – energia pojedynczego impulsu.

Zwróćmy uwagę na to, że wzory (8.45)–(8.52) zostały uzyskane przy założeniu,

iż szumy mają jednakowe rozkłady prawdopodobieństwa niezależnie od tego, jaki bit jest nadawany. To założenie nie zawsze jest prawdziwe. W szczególności w przypadku użycia w odbiorniku fotodiody lawinowej (lub przedwzmacniacza optycznego) postacie rozkładów dla symboli „0” i „1” mogą znacznie się różnić. Dla symbolu „0” w odbiorniku występuje jedynie szum termiczny, dla symbolu zaś „1” zarówno szum termiczny jak i powielony lawinowo szum śrutowy i ewentualnie szum lasera. Zatem w tym ostatnim przypadku wariancja szumu jest większa, a ponadto rozkład prawdopodobieństwa może odbiegać od gaussowskiego.

8.2.3. Kody transmisyjne

W wielu praktycznie ważnych przypadkach można przyjąć, że gęstość mocy $S(f)$ całego ciągu nadawanych impulsów wyraża się wzorem [115], [117]

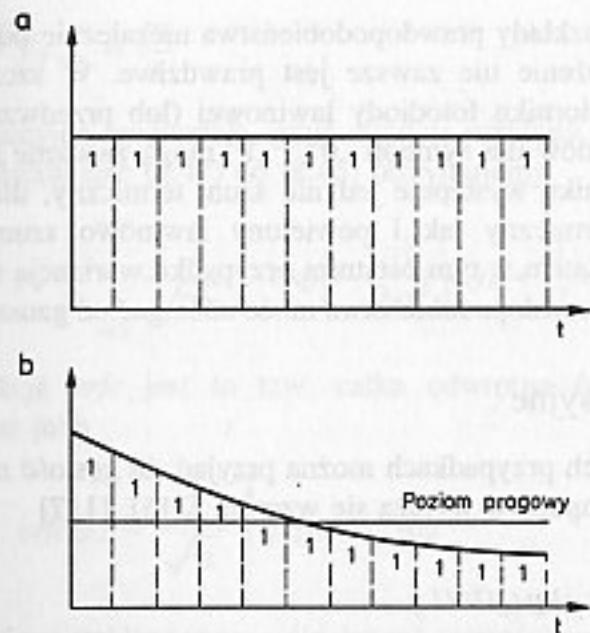
$$S(f) = \frac{1}{T} |U(f)|^2 B(e^{j2\pi fT}) \quad (8.54)$$

gdzie: $U(f)$ – widmo pojedynczego impulsu nadawanego, $B(e^{j2\pi fT})$ – dyskretna transformata Fouriera ciągu binarnego b_k zależna od statystyki źródła danych i reguły kodowania. O ile kształt impulsu (przy uwzględnieniu wypadkowej transmitancji toru) jest wybierany dla minimalizacji interferencji międzysymbolowej, to zasadniczą przyczyną stosowania kodowania transmisyjnego jest potrzeba kontroli widma transmitowanego sygnału. W szczególności w przypadku systemów światłowodowych sprowadza się to do:

- zapewnienia dobrych właściwości synchronizacyjnych zakodowanego sygnału,
- odpowiedniej kontroli wartości średniej sygnału,
- minimalizacji szerokości pasma kodowanego sygnału.

Wyjaśnijmy dwa pierwsze warunki. W odbiorniku systemu konieczna jest regeneracja sygnału taktującego i musi on być zdolny do wydzielenia tego sygnału z odbieranych danych; niezbędne są zatem odpowiednio częste zmiany poziomu w odbieranym sygnale. Sygnał NRZ o długich sekwencjach zer i jedynek tego nie zapewnia i wobec tego musi być kodowany.

W systemach światłowodowych praktycznie nie stosuje się sprzężenia stałoprądowego. Innymi słowy, tor światłowodowy nie przenosi składowych o częstotliwościach bliskich częstotliwości zerowej. Jeśli zatem nadawana jest długa sekwencja jednakowych symboli np. jedynek, to wówczas pojawiają się tzw. zwisy, pokazane na rys. 8.6, a powodujące oczywiście błędy transmisji danych. Zjawisko to nie występuje jedynie wtedy, gdy bieżąca suma cyfrowa nadawanego sygnału brana w określonym odcinku czasu ma stałą wartość niezależnie od nadawanej sekwencji. Ten odcinek czasu powinien być znacznie mniejszy od stałej czasowej sprzężenia zmiennoprądowego. Istnieje bardzo wielka liczba kodów transmisyjnych i w tym miejscu omówimy tylko kilka charakterystycznych przykładów. Najprostszym rodzajem sygnału transmisyjnego jest tzw. sygnał NRZ (ang. *non return to zero*) przypisujący symbolowi „1” maksymalną możliwą wartość napięcia, symbolowi zaś „0”

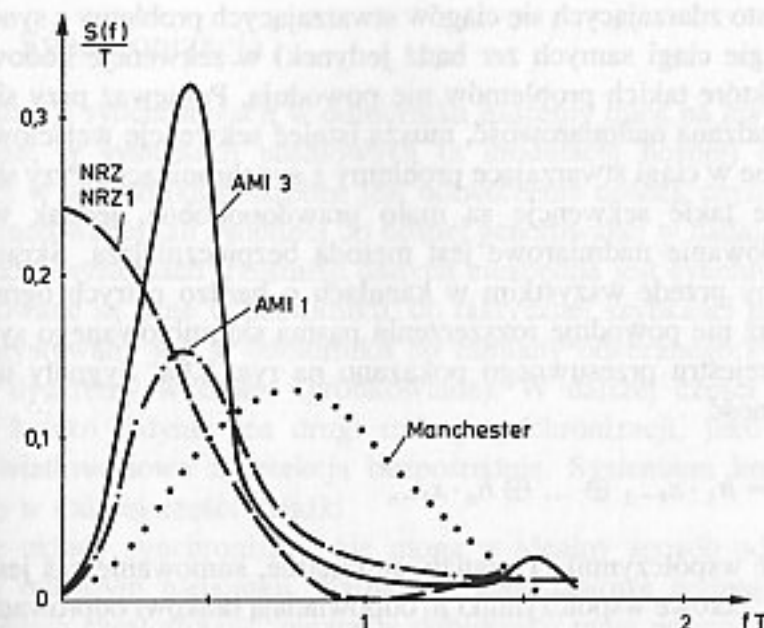


Rys. 8.6.
a) Nadawana sekwencja binarna, b) zniekształcony sygnał odbierany

Kod	Zasada	Przykład
Zegar		
Sygnał	1 0	0 1 1 0 0 1 1 1
NRZ		
RZ		
(Manchester) Bifazowy		
AMI 1		
AMI 3		

Rys. 8.7. Różne kody transmisyjne. Na podstawie [70]

– poziom napięcia zbliżony do zerowego. Pokazano to na rys. 8.7. Innym prostym rodzajem kodu jest tzw. kod NRZI (ang. *non return to zero invert on ones*). W tym kodzie przejście od jednego poziomu do drugiego następuje tylko wtedy, gdy transmitowany jest symbol „1”, przy transmisji zaś „0” poziom sygnału pozostaje



Rys. 8.8. Widma częstotliwościowe różnych kodów. Na podstawie [70]

stały. Kolejnym prostym kodem jest tzw. kod Manchester (bifazowy). W tym kodzie symbol „0” kodowany jest jako 01, a symbol „1” – jako 10. Ważną grupą kodów są tzw. kody AMI [125] (ang. *alternate mark inversion*), z których dwa pokazane są na rys. 8.7. W kodzie oznaczonym jako AMI1 symbol „1” jest kodowany naprzemiennie jako 00 i 11, symbol zaś „0” zawsze jako 10. Z kolei w kodzie oznaczonym jako AMI3 symbol „0” jest kodowany jako 10 po 11 i 01, a jako 01 po 00 i 10, symbol zaś „1” jest kodowany naprzemiennie jako 00 i 11 [125].

Na rysunku 8.8 przedstawiono widma częstotliwościowe opisanych kodów [70]. Inną ważną grupę kodów stanowią tzw. kody blokowe, w których strumień wejściowych danych jest dzielony na bloki. Każdy blok danych jest następnie kodowany jako blok symboli transmisyjnych. Przykładem takich kodów mogą być tzw. kody typu mBnB (np. 4B5B), w których bloki m bitów informacyjnych są kodowane jako n symboli transmisyjnych. Wadą tych kodów jest złożony system kodowania/dekodowania i konieczność synchronizacji blokowej w odbiorniku. Ponieważ zwykle $m < n$, w procesie kodowania wprowadzona jest pewna nadmiarowość (redundancja), która może być wykorzystana do innych celów niż kontrola widma (np. do detekcji błędów).

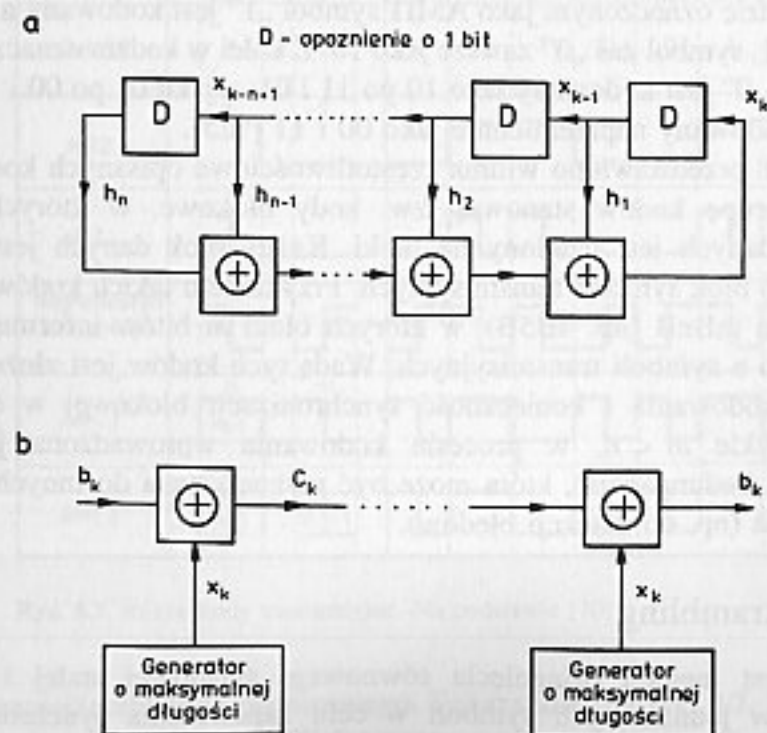
8.2.4. Skrambling

Skrambling jest metodą osiągnięcia równowagi składowej stałej i eliminacji długich ciągów jednakowych symboli w celu zapewnienia synchronizacji bez użycia nadmiarowych kodów transmisyjnych. Skramblery wykorzystują tzw. rejestry przesuwne o maksymalnej długości do przekształcenia ciągu danych wejściowych w ciąg o własnościach (pseudo-) przypadkowych. Celem tego procesu jest

zastąpienie często zdarzających się ciągów stwarzających problemy z synchronizacją (takich jak długie ciągi samych zer bądź jedynek) w sekwencji kodowej pseudo-przypadkowe, które takich problemów nie powodują. Ponieważ przy skramblingu nie jest wprowadzana nadmiarowość, muszą istnieć sekwencje wejściowe, które są odwzorowywane w ciągi stwarzające problemy z synchronizacją. Przy skramblingu zakłada się, że takie sekwencje są mało prawdopodobne, jednak w ogólnym przypadku kodowanie nadmiarowe jest metodą bezpieczniejszą. Skrambling jest wykorzystywany przede wszystkim w kanałach o bardzo ostrych ograniczeniach pasma ponieważ nie powoduje rozszerzenia pasma skramblowanego sygnału. Zasada pracy rejestru przesuwającego pokazano na rys. 8.9a. Sygnały tego układu spełniają zależność

$$x_k = h_1 \cdot x_{k-1} \oplus \dots \oplus h_n \cdot x_{k-n} \quad (8.55)$$

gdzie wszystkie współczynniki i sygnały są binarne, sumowanie zaś jest sumowaniem modulo 2. Zerowe współczynniki h_i odpowiadają brakowi odprowadzeń, równe zaś jedności – bezpośredniemu połączeniu wyjścia rejestru do sumowania modulo 2, przy czym n -bitowy rejestr przesuwany generuje sekwencje binarną o okresie $r = 2^n - 1$. W przypadku tzw. skramblera z synchronizacją ramki w nadajniku, wyjście rejestru o maksymalnej długości dodawane jest modulo dwa do danych użytkownika, w odbiorniku zaś dokonywana jest podobna operacja (rys. 8.9b) [115]. Poprawna praca zależy oczywiście od zsynchronizowania tych dwóch rejestrów.



Rys. 8.9. Skramblowanie sygnału: a) rejestr przesuwany o maksymalnej długości, b) skrambler z synchronizacją ramkową

8.2.5. Synchronizacja

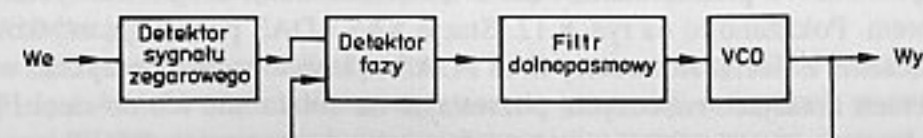
Jeśli mówimy o synchronizacji w odbiorniku możemy mieć na myśli dwie rzeczy. Po pierwsze, w systemach pasmowych (z modulacją nośnej) do demodulacji koherentnej w odbiorniku potrzebne jest odtworzenie nośnej, czyli synchronizacja lokalnie generowanej fali świetlnej do nośnej generowanej w nadajniku. Po drugie, we wszystkich systemach transmisji danych niezbędna jest synchronizacja zegara, jakim taktowane są dane w odbiorniku, do faktycznej szybkości transmisji. Zegar ten wykorzystywany jest w odbiorniku do zamiany odebranego sygnału ciągłego na sygnał dyskretny w czasie (próbkowanie). W dalszej części tego paragrafu omówimy krótko jedynie ten drugi rodzaj synchronizacji, jako że omawiamy systemy światłowodowe z detekcją bezpośrednią. Systemami koherentnymi zajmujemy się w dalszej części książki.

Praktyczne układy synchronizacji nie mogą w idealny sposób odtworzyć zegara użytego w odległym nadajniku. Najbardziej podstawowe wymaganie polega na tym, że średnia częstotliwość zegara w odbiorniku musi pokrywać się z częstotliwością zegara w nadajniku. Jest to oczywiste, gdyż odbiornik musi wygenerować dokładnie tyle bitów, ile nadano. Choć średnia częstotliwość otrzymanego sygnału zegarowego musi być dokładna, sygnał ten ma pewien jitter fazowy, czyli drgania położenia zboczy.

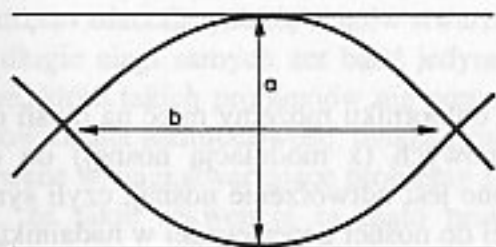
Przykładowy układ synchronizacji pokazano na rys. 8.10. Z odbieranego sygnału wydzielany jest prążek widma o częstotliwości równej częstotliwości zegara nadajnika, który służy następnie do sterowania pętli fazowej generującej sygnał zegarowy w odbiorniku. Oprócz zastosowania pętli fazowej inną możliwością uzyskania synchronizacji jest odpowiednie nieliniowe przekształcenie sygnału wejściowego. Otóż sygnał przenoszący informacje dyskretną

$$y(t) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k x(t - kT) \quad (8.56)$$

nie jest stacjonarny. W rzeczywistości jest on cyklostacjonarny, co oznacza, że jego momenty są periodycznie zmienne w czasie z okresem T . Rozważmy nowy sygnał $v(t) = f[y(t)]$ powstały przez nieliniowe przekształcenie $y(t)$. Często okazuje się, że wartość oczekiwana $E[v(t)]$ jest niezerowa i okresowa z okresem T . Możemy traktować tę wartość oczekiwaną jako deterministyczną część sygnału $v(t)$, składającą się ze składowej podstawowej na częstotliwości odpowiadającej szybkości transmisji i wyższych harmonicznych. Daje się to wykorzystać do celów



Rys. 8.10. Schemat przykładowego układu synchronizacji w odbiorniku



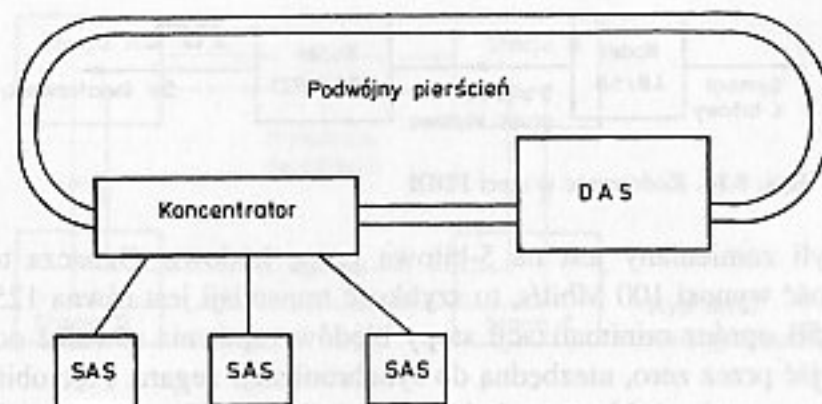
Rys. 8.11.
Wykres oczkowy dla sygnału binarnego

synchronizacji przez uformowanie sygnału $v(t)$ i jego filtrację filtrem środkowo-przepustowym o częstotliwości środkowej równej szybkości transmisji. Degradację odebranego sygnału spowodowaną różnymi zjawiskami w torze odbiorczym (interferencja, szum, jitter) pokazano na rys. 8.11. Przedstawiono tam tzw. wykres oczkowy (ang. *eye diagram*), nazwany tak z powodu podobieństwa kształtu do ludzkiego oka. Wykres oczkowy można łatwo otrzymać używając odpowiednio zsynchronizowanego oscyloskopu, obserwując sygnał na wejściu układu decyzyjnego. Wykres składa się z bardzo wielu nałożonych na siebie odrębnych części sygnału odpowiadających różnym bitom. Rozwarcie oczka pionowe (a) i poziome (b) określa odpowiednio odporność na szumy i błędy synchronizacji; im większe rozwarcie – tym większa odporność.

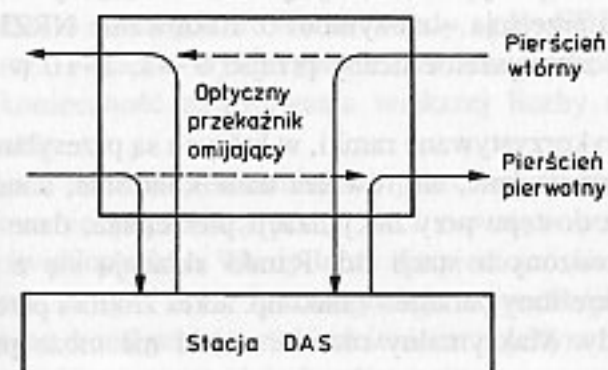
8.3. SYSTEMY TRANSMISJI CYFROWEJ

8.3.1. Sieć FDDI

Sieć FDDI jest jednym z rodzajów sieci LAN (ang. *Local Area Network*). Skrót FDDI oznacza *Fiber Distributed Data Interface*. Podstawowym ośrodkiem transmisyjnym w tej sieci jest światłowód, przy czym w użyciu są zarówno światłowody jednomodowe, jak i wielomodowe. Sieć jest zbudowana z dwóch pierścieni światłowodowych, w których dane rozchodzą się w przeciwnych kierunkach [112]. Do tych pierścieni dołączane są stacje. Najważniejszym rodzajem stacji są tzw. koncentratory, które pozwalają na dołączenie wielu urządzeń do sieci FDDI. Koncentrator łączy się bezpośrednio z obydwooma pierścieniami (pierwotnym i wtórnym). Jest urządzeniem aktywnym, które faktycznie kontroluje topologię sieci. Oprócz umożliwienia innym urządzeniom połączenia z siecią FDDI, koncentrator pozwala na dołączanie i usuwanie urządzeń z minimalnym wpływem na pracę pierścienia. Jest to robione automatycznie lub na polecenie ze stacji zarządzającej. Innym rodzajem stacji są tzw. stacje DAS (ang. *double attachment station*) i SAS (ang. *single attachment station*). Pierwsze z nich mogą łączyć się bezpośrednio z pierścieniami bądź z koncentratorami, drugie zaś tylko z koncentratorami. Pokazano to na rys. 8.12. Stacje SAS i DAS pozwalają użytkownikom na połączenie z siecią. Kontrolery SAS i DAS są instalowane na przykład w minikomputerach i stacjach roboczych, pozwalając na dołączenie ich do sieci FDDI. Do łączenia urządzeń ze światłowodem używane są podwójne złącza typu MIC (ang. *media interface connector*). Dopuszczalne jest również używanie złączy



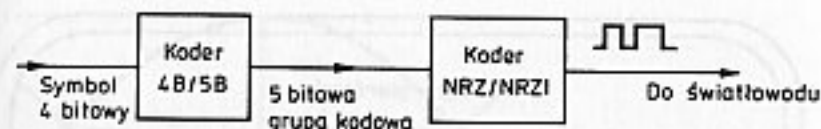
Rys. 8.12. Urządzenia sieci FDDI



Rys. 8.13.
Optyczny przekątnik omijający

pojedynczych np. ST dla światłowodów wielomodowych i FC-PC – dla jednomodowych. Używając światłowodu wielomodowego (wyłącznie gradientowego o zalecanych średnicach rdzenia/plaszczka 62,5/125 μm) maksymalna odległość między urządzeniami nie może przekroczyć 2 km, przy użyciu zaś światłowodu jednomodowego (8–10/125 μm) – ponad 20 km [112]. Maksymalna całkowita długość światłowodu w sieci wynosi 200 km, a zatem każdy z pierścieni może mieć co najwyżej 100 km. Nadajniki optyczne używane w sieci FDDI pracują w drugim oknie transmisyjnym, tzn. około 1,31 μm . Maksymalne straty linii (włączając w to złącza i margines bezpieczeństwa) wynoszą przy światłowodzie wielomodowym 11 dB, przy światłowodzie jednomodowym zaś od 10 do 32 dB w zależności od użytego typu nadajnika. W przypadku awarii lub braku zasilania w jednej ze stacji może być użyty opcjonalny optyczny przekątnik omijający pokazany na rys. 8.13. Jego użycie pozwala ominąć odbiornik i nadajnik optyczny w uszkodzonej stacji, gdyż światło przechodzi bezpośrednio z wejścia na wyjście. Do sieci FDDI można dołączyć co najwyżej 500 stacji. Przepływność w sieci FDDI wynosi 100 Mbit/s.

Podstawową jednostką informacji używaną w kodowaniu w sieci FDDI jest symbol składający się z 4 bitów. Symbole są używane do transmisji informacji pomiędzy stacjami sieci FDDI, jak również do przekazywania statusu ramki i stanu linii w łączności między sąsiednimi stacjami. Każdy symbol jest kodowany w schemacie



Rys. 8.14. Kodowanie w sieci FDDI

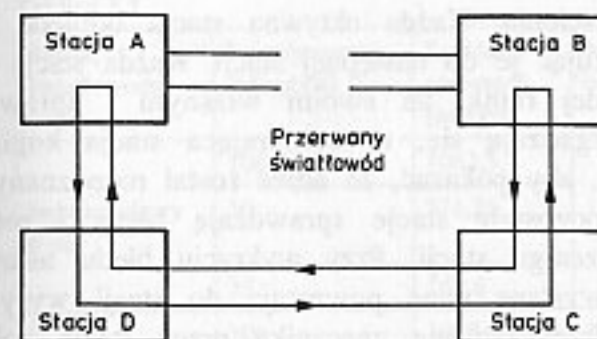
4B/5B, czyli zamieniany jest na 5-bitową grupę kodową. Oznacza to, że choć przepływność wynosi 100 Mbit/s, to szybkość transmisji jest równa 125 Mbodów. Koder 4B/5B oprócz minimalizacji stopy błędów zapewnia również odpowiednią liczbę przejść przez zero, niezbędną do synchronizacji zegara. Pięciobitowe grupy kodowe są następnie poddawane dodatkowemu kodowaniu w koderze NRZ/NRZI (ang. *nonreturn to zero/nonreturn to zero invert on ones*). Pokazano to na rys. 8.14. Przy kodowaniu NRZ/NRZI przejście między poziomami mocy wskazuje na symbol 1, brak zaś takiego przejścia – na symbol 0. Kodowanie NRZI zmniejsza wymagane pasmo poprzez zmniejszenie liczby przejść $0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 0$ w strumieniu danych.

Do transmisji symboli są wykorzystywane ramki, w których są przesyłane nie tylko transmitowane między stacjami dane, ale również dane kontrolne, dane do celów zarządzania siecią, żądania dostępu przy inicjalizacji pierścienia, dane wykorzystywane przy izolacji uszkodzonych stacji itd. Ramki składają się z wielu pól, z których każde definiuje określony parametr ramki np. adres źródła i przeznaczenia, sekwencję korygującą błędy. Maksymalny rozmiar ramki nie może przekroczyć 4500 bajtów.

W sieci FDDI każda stacja generuje lokalnie sygnał zegarowy. Stacja odbiorcza synchronizuje swój zegar do odbieranych danych i dekoduje te dane używając lokalnego zegara. Kiedy stacja transmituje dane, używa lokalnego zegara jako źródła sygnału taktującego.

Sieć FDDI zapewnia zarówno usługi transmisji synchronicznej, jak i asynchronicznej. Przy usługach transmisji synchronicznej każda stacja ma zagwarantowaną określoną część pasma synchronicznego 100 Mbit/s. Ta część jest negocjowana między stacjami z użyciem funkcji alokacji pasma synchronicznego. Ramki synchroniczne są wysyłane tak długo, jak długo czas wynegocjowany przez tę funkcję nie jest przekroczony. Ten rodzaj transmisji jest konieczny dla ramek, które muszą być dostarczone do odbiorcy w określonym czasie, np. dla danych multimedialnych. W czasie, kiedy stacja nie żąda dostępu do pasma synchronicznego, możliwa są usługi transmisji asynchronicznej. Oznacza to wysyłanie informacji, kiedy pozwalają na to reguły przekazywania znacznika, w czasie nie zarezerwowanym na usługi transmisji synchronicznej. Ten rodzaj transmisji jest wykorzystywany do przekazu danych, dla których czas transmisji nie jest krytyczny, np. zbiorów w sieci komputerowej.

Jak już wspomniano i pokazano na rys. 8.12, pierścień FDDI składa się ze stacji połączonych szeregowo przez segmenty ośrodka transmisyjnego jakim jest światłowód. Tworzą one zamknięty podwójny pierścień o przeciwnych kierunkach propagacji. Składa się on z pierścienia pierwotnego i wtórnego. Możliwe jest

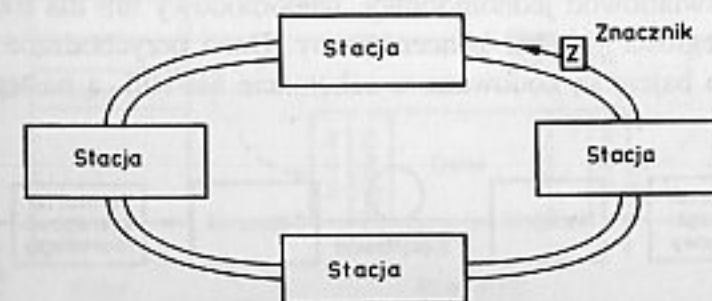


Rys. 8.15. Awaryjna konfiguracja sieci

przesyłanie danych w obydwu pierścieniach. Jednak w większości przypadków pierścień pierwotny jest używany do transmisji danych, wtórny zaś pozostaje jako rezerwa. Jest to szczególnie ważne wtedy, gdy FDDI ma mieć zdolność do samonaprawy. Ponadto wykorzystanie dwóch pierścieni do transmisji danych powoduje konieczność zastosowania większej liczby sprzętu obsługującego, co podraża koszty.

Konfiguracja z dwoma pierścieniami o przeciwnych kierunkach transmisji umożliwia zachowanie poprawnej pracy sieci nawet w przypadku awarii stacji lub przerwy w światłowodzie. Wtedy łączy się pierścień pierwotny z wtórnym tak, jak pokazano to na rys. 8.15 i konfiguracja z podwójnym pierścieniem zostaje zamieniona na konfigurację z pierścieniem pojedynczym. Po usunięciu awarii, zostaje przywrócona poprzednia konfiguracja.

W przypadku bezawaryjnej pracy systemu dane są transmitowane szeregowo pierścieniem pierwotnym jako strumień symboli od jednej przyłączonej stacji do sąsiedniej w szeregu. Prawo do nadawania własnych danych jest kontrolowane przez znacznik (ang. *token*). Znacznik jest unikalną sekwencją symboli przekazywaną od jednej do drugiej stacji w pierścieniu. Stacja chcąc wysłać dane czeka, aż wykryje znacznik w strumieniu przychodzących danych, a następnie przechwytuje go, tzn. nie wysyła go do pierścienia. Ponieważ wtedy nie ma znacznika w pierścieniu, zapobiega to wysyłaniu danych przez inne stacje w tym samym czasie. Następnie stacja ta wysyła ramki z danymi tak długo, aż się one wyczerpią, bądź jak pozwalają na to reguły przechwytywania znacznika. Następnie ponownie



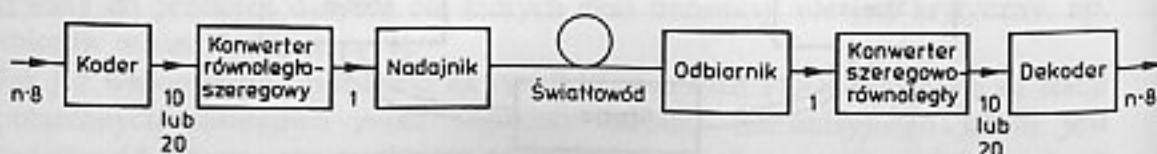
Rys. 8.16. Przekazywanie znacznika przez stacje

wysyła znacznik do pierścienia. Każda aktywna stacja odbiera, regeneruje i powtarza ramki, przekazując je do następnej stacji. Każda stacja porównuje adres przeznaczenia każdej ramki ze swoim własnym i sprawdza błędy w ramce. Jeśli adresy zgadzają się, to odbierająca stacja kopiuje ramkę i ustawia symbole statusu, aby pokazać, że adres został rozpoznany, a ramka skopiowana. Wszystkie pozostałe stacje sprawdzają błędy i retransmitują ramki do następnej w szeregu stacji. Przy wykryciu błędu ustawiany jest wskaźnik błędu. Kiedy wysłane dane powracają do stacji wysyłającej, są usuwane z pierścienia. Przekazywanie znacznika przez stacje pokazano na rys. 8.16.

8.3.2. Fibre Channel

Fibre Channel jest standardem połączeń wysokiej jakości, który zapewnia bardzo szybką transmisję dużych ilości informacji między stacjami roboczymi, systemami pamięci masowej, peryferiami itp. w obrębie obszaru wielu budynków położonych blisko siebie na wydzielonym obszarze (ang. *campus size area*). Fibre Channel łączy ze sobą niektóre cechy kanału z pewnymi cechami sieci LAN. Podobnie jak kanał ustanawia dedykowane połączenia punkt-punkt między urządzeniami, przeznaczając całe pasmo dla każdego połączenia. W swej pełnej implementacji Fibre Channel wykorzystuje połączenia zarówno z komutacją obwodów, jak i z komutacją pakietów. Komutacja obwodów pozwala na jednoczesne ustanowienie wielu połączeń, z których każde wykorzystuje pełne pasmo, niezależnie od dodawania nowych urządzeń. Pod tym względem Fibre Channel zachowuje się podobnie jak sieć telefoniczna: chwilowe bezpośrednie połączenia oferujące pełne pasmo niezależnie od innych połączeń, które mogą być aktywne w tym samym czasie. Komutacja pakietów pozwala na lepsze wykorzystanie pasma przez multipleksację wielu połączeń wirtualnych.

W przeciwieństwie do kanału, Fibre Channel zapewnia łączność dwukierunkową, przy czym szybkość przepływu danych w każdym kierunku jest znormalizowana i może wynosić maksymalnie 100 Mbajtów/s, a więc 8 razy więcej niż w FDDI [113]. Kierowanie danych do odpowiednich buforów jest kontrolowane przez zawartość nagłówka każdej ramki. Ze względu na dużą szybkość transmisji robione jest to hardwarowo. Kodowanie jest niezależne od ośrodka transmisyjnego, którym może być światłowód jednomodowy, wielomodowy lub dla transmisji na bardzo krótkie odległości – kabel koncentryczny. Dane przychodzące w postaci równoległej bajt po bajcie są kodowane w schemacie 8B/10B, a następnie grupy



Rys. 8.17. Kodowanie w systemie Fibre Channel

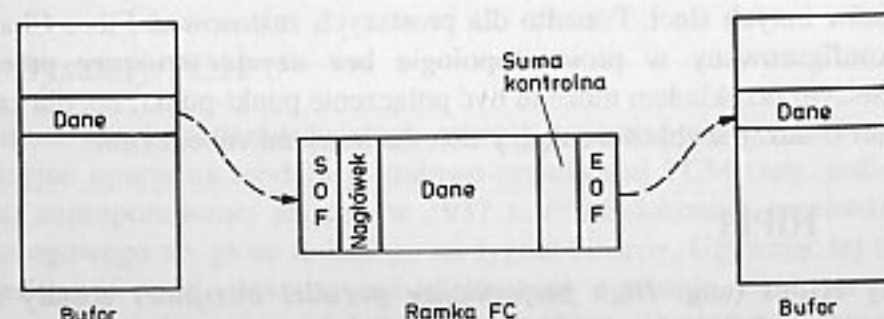
Tablica 8.1

Rodzaj światłowodu	Przepływowość [Mbajty/s]	Szybkość transmisji [Mbody]	Maksymalna odległość	Źródło światła
Jednomodowy 9 μ m	100	1062,5	10 km	laser długofalowy
	50	531,25		
	25	265,6		
Wielomodowy 50 μ m	100	1062,5	500 m	laser krótkofalowy
	50	531,25	1 km	
	25	265,6	2 km	
Wielomodowy 62,5 μ m	100	1062,5	175 m	LED długofalowy
	50	531,25	350 m	
	25	265,6	1,5 km	

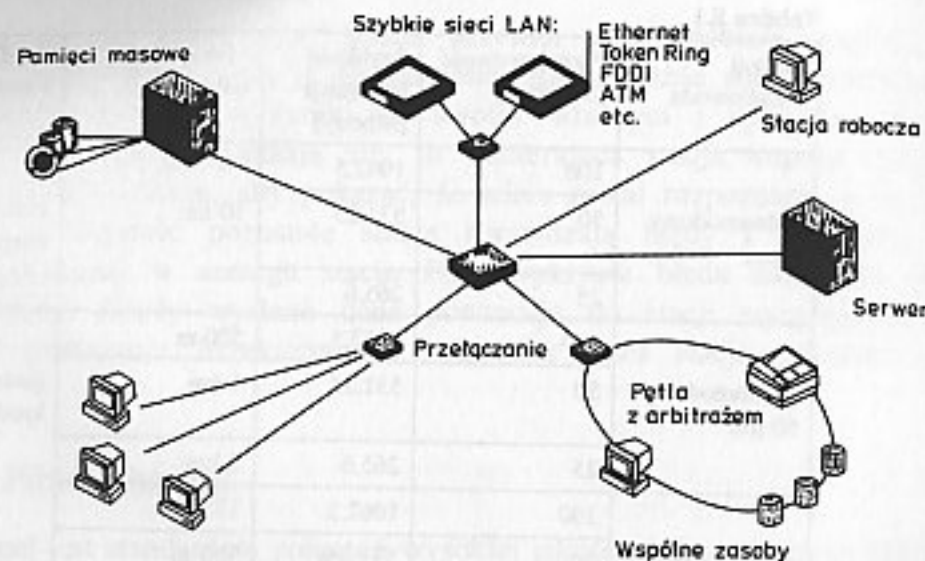
kodowe są zamieniane z postaci równoległej na szeregową i bit po bicie wysyłane do linii. W odbiorniku zachodzi proces odwrotny. Pokazano to na rys. 8.17.

Używane w Fibre Channel szybkości przepływu danych, odpowiadające im szybkości transmisji oraz używane światłowody i źródła światła pokazano w tabl. 8.1 [113]. Zaznaczmy, że na krótszych odległościach (do 100 m) do połączeń może być również używany kabel koncentryczny i skrętka.

System Fibre Channel ma unikalną własność transportowania innych kanałów i protokołów sieciowych takich, jak ATM, FDDI, Ethernet, HiPPI (*High Performance Parallel Interface*), SCSI przez ten sam ośrodek i tym samym połączeniem sprzętowym. Wykorzystuje się przy tym to, że wszystkie kanały i protokoły sieciowe posługują się buforami do gromadzenia danych, które wysyłają i otrzymują. Fibre Channel zapewnia jedynie transfer danych pomiędzy buforem nadawczym w urządzeniu wysyłającym, a buforem odbiorczym w urządzeniu docelowym.



Rys. 8.18. Przepływ danych w Fibre Channel



Rys. 8.19. Struktura połączeniowa Fibre Channel. Na podstawie [113]

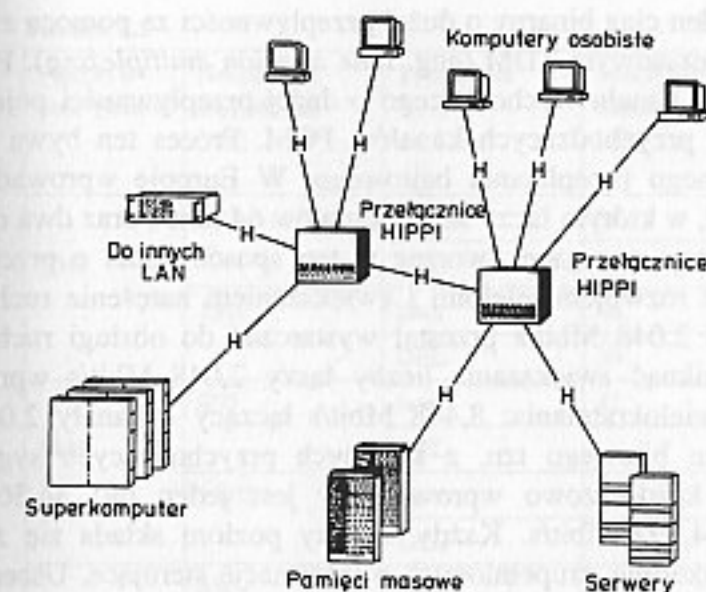
Zawartość jednego bufora jest po prostu zabierana i transportowana do drugiego, przy czym nie ma znaczenia, co to są za dane i jak są one zorganizowane. Pokazano to na rys. 8.18.

Fibre Channel przewyższa również ograniczenia na liczbę podłączonych urządzeń; przykładowo umożliwia podłączenie aż 16 milionów urządzeń SCSI. Aby uzyskać połączenia między dowolnymi urządzeniami, używana jest specjalna struktura (ang. *fabric*), będąca analogiem centrali w sieci telefonicznej. Wszystkie urządzenia są do niej podłączone tak, jak pokazano to na rys. 8.19. Urządzenie chcące wysłać dane wybiera adresata przez umieszczenie identyfikatora przeznaczenia w nagłówku poprzedzającym właściwe dane. Jeśli identyfikator nie jest właściwy, struktura połączeniowa odrzuca go, jeśli zaś w danej chwili połączenie nie jest możliwe – odpowiada sygnałem zajętości, po którym zgłaszające się urządzenie może próbować ponownie. Port Fibre Channel w danym urządzeniu zarządza jedynie prostym połączeniem typu punkt-punkt, między sobą a strukturą połączeniową. Konstrukcja tej struktury nie jest z punktu widzenia portu istotna, gdyż zarządzanie stacjami i topologią sieci dokonuje się w tej strukturze, a nie w porcie urządzenia.

Oznacza to, że interfejsy Fibre Channel są stosunkowo proste i tańsze od interfejsów innych sieci. Ponadto dla prostszych zastosowań Fibre Channel może być skonfigurowany w proste topologie bez użycia struktury przełączającej. Najprostszym przykładem może tu być połączenie punkt-punkt, np. dla zapewnienia łączności o dużej szybkości między dwoma stacjami roboczymi.

8.3.3. HIPPI

Systemy HIPPI (ang. *High performance parallel interface*) zostały rozwinięte w późnych latach 80. jako standard połączeniowy superkomputerów [111]. W chwili obecnej są to sieci LAN o bardzo dużej szybkości, zapewniające połączenie



Rys. 8.20. Topologia sieci lokalnej z użyciem systemu HIPPI. Na podstawie [111]

między komputerami centralnymi, stacjami roboczymi, a urządzeniami peryferyjnymi. Standard HIPPI obejmuje zarówno połączenia dokonywane za pomocą kabli miedzianych, jak i światłowodów (tzw. Serial HIPPI). W tym ostatnim przypadku szybkość transmisji wynosi 1200 Mbodów przy przepływności binarnej 800 Mbit/s. Do transmisji na najkrótsze odległości wykorzystywane są światłowody wielomodowe i lasery krótkofalowe (760 do 870 nm). Przy średnicy rdzenia światłowodu równej 62,5 μm zasięg wynosi 300 m, a przy 50 μm – 500 m. Do transmisji na większe odległości wykorzystuje się lasery długofalowe (1310 nm). Przy światłowodzie wielomodowym pozwala to uzyskać zasięg 1 km, a przy jednomodowym – 10 km [111]. Wszystkie urządzenia połączone są do nieblokujących się krzyżowych układów komutacyjnych, przy czym mamy tu do czynienia z komutacją pakietów o zmiennej długości. Pokazano to na rys. 8.20. Do innych cech systemów Serial HIPPI należą:

- elementowa stopa błędów mniejsza niż 10^{-12} ,
- użycie kodowania liniowego 20B24B,
- opóźnienie przy nawiązywaniu połączenia mniejsze niż 500 ns.

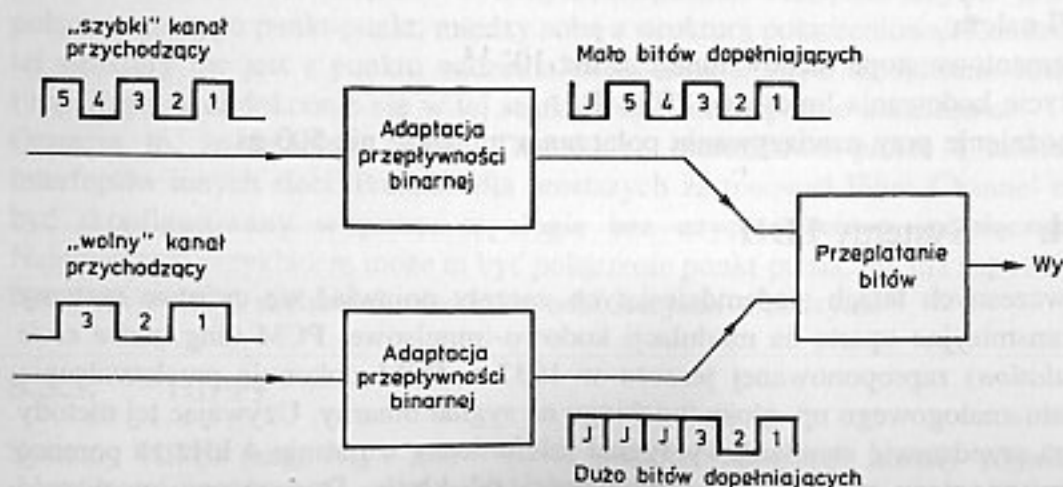
8.3.4. Systemy PDH

We wczesnych latach siedemdziesiątych zaczęły pojawiać się cyfrowe systemy teletransmisyjne oparte na modulacji kodowo-impulsowej PCM (ang. *pulse code modulation*) zaproponowanej jeszcze w 1937 r. PCM dokonuje przekształcenia sygnału analogowego np. głosu ludzkiego na sygnał binarny. Używając tej metody można przedstawić standardowy sygnał telefoniczny o pasmie 4 kHz za pomocą cyfrowego ciągu znaków o przepływności 64 kbit/s. Dostrzeżono możliwość stworzenia efektywnego systemu teletransmisyjnego poprzez połączenie wielu

kanalów PCM w jeden ciąg binarny o dużej przepływności za pomocą zwielokrotnienia z podziałem czasowym TDM (ang. *time division multiplexing*). Polega ono na wprowadzaniu do kanału wychodzącego o dużej przepływności pojedynczych bajtów z kolejnych przychodzących kanałów PCM. Proces ten bywa określony mianem sekwencyjnego przeplatania bajtowego. W Europie wprowadzono taki schemat TDM [114], w którym łączy się 30 kanałów 64 kbit/s oraz dwa dodatkowe przenoszące informacje sterujące, tworząc w ten sposób kanał o przepływności 2048 kbit/s. Wraz z rozwojem telefonii i zwiększaniem natężenia ruchu w sieci standardowy sygnał 2,048 Mbit/s przestał wystarczać do obsługi ruchu między centralami. Aby uniknąć zwiększania liczby łączy 2,048 Mbit/s wprowadzano kolejne poziomy zwielokrotnienia: 8,448 Mbit/s łączący 4 kanały 2,048 Mbit/s z użyciem przeplotu bitowego tzn. z kolejnych przychodzących sygnałów do kanału zbiorczego każdorazowo wprowadzany jest jeden bit; 34,368 Mbit/s, 139,264 Mbit/s, 564,992 Mbit/s. Każdy wyższy poziom składa się z czterech sygnałów niższego poziomu uzupełnionych o informacje sterujące. Uszeregowanie to nosi nazwę plezjochronicznej hierarchii cyfrowej PDH (ang. *plezjochronous digital hierarchy*).

W tym samym czasie w Ameryce Północnej utworzono inną niż w Europie hierarchię przy podobnej zasadzie zwielokrotnienia 1,544 Mbit/s (24 kanały 64 kbit/s), 6,312 Mbit/s ($4 \times 1,544$ Mbit/s), 44,736 Mbit/s ($7 \times 6,312$ Mbit/s), 274,176 Mbit/s ($6 \times 44,736$ Mbit/s). Z powodu różnic między dwoma hierarchiami współpraca narażała wiele trudności.

Praktyczna realizacja przedstawionej już zasady zwielokrotnienia jest dosyć skomplikowana. Zwielokrotniane są kanały 2 Mbit/s generowane przez różne urządzenia. Ich podstawy czasowe (zegary), choć nominalnie jednakowe, różnią się nieznacznie między sobą, stąd zresztą termin plezjochroniczny (grec. prawie synchroniczny). Zatem dla zapewnienia stałej przepływności sygnału, przeplot bitowy musi być uzupełniany przez dodanie pustych bitów, zwanych bitami



Rys. 8.21. Zwielokrotnienie plezjochroniczne

Tablica 8.2

Przepływność [kbit/s]	Nominalna długość fali [nm]	Typ źródła	Maksymalna tłumienność linii [dB]	Minimalna szerokość pasma optycznego [MHz]
2048	850	laser	51	10
		DEL		10
	1310	laser	46	10
		DEL	30	10
8448	850	laser	47	20
		DEL		
	1310	laser		
		DEL		
34368	850	laser	41	50
		DEL		
	1310	laser	35	50
		DEL	22	50
139264	850	laser	35	100
		DEL		
	1310	laser	27	100
		DEL	18	100

dopełnienia. Bity te są usuwane z sygnału zbiorczego podczas procesu demultipleksacji. Ten sam problem pojawia się na każdym poziomie zwielokrotnienia i za każdym razem wprowadzać należy bity dopełnienia. Pokazano to na rys. 8.21. Zastosowanie operacji plezjochronicznej w całej hierarchii systemów prowadzi do użycia terminu plezjochroniczny w nazwie.

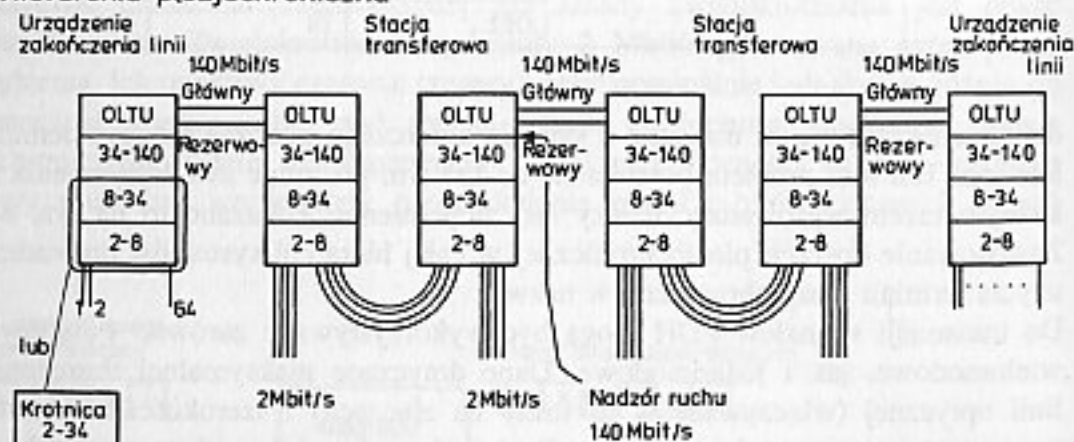
Do transmisji sygnałów PDH mogą być wykorzystywane zarówno światłowody wielomodowe, jak i jednomodowe. Dane dotyczące maksymalnej tłumienności linii optycznej (włączywszy w to straty na złączach) i szerokości całkowitego pasma optycznego zamieszczone są dla światłowodu wielomodowego w tabl. 8.2 [119]. Przyjęto tam wartość nominalnej apertury numerycznej $NA = 0,2 - 0,21$ i elementową stopę błędów $BER = 10^{-10}$. Zamieszczone w tabeli pasmo optyczne powinno uwzględniać dyspersję modalną i chromatyczną. Brak odpowiedniej wartości w tabeli oznacza jej brak w posiadanej przez autora wersji zalecenia [119]. Z kolei w tablicy 8.3 pokazano podobne dane dotyczące światłowodu jednomodowego otrzymane dla elementowej stopy błędów $BER = 10^{-10}$. Całkowite pasmo optyczne zastąpiono tu przez całkowitą dyspersję toru światłowodowego. Dostępność taniego telefonicznego pasma przenoszenia spowodowała rozwój nowych, nie akustycznych usług telefonicznych przeznaczonych głównie dla biznesu. Rozwój tych nowych usług spowodował wzrost zapotrzebowania na

Tablica 8.3

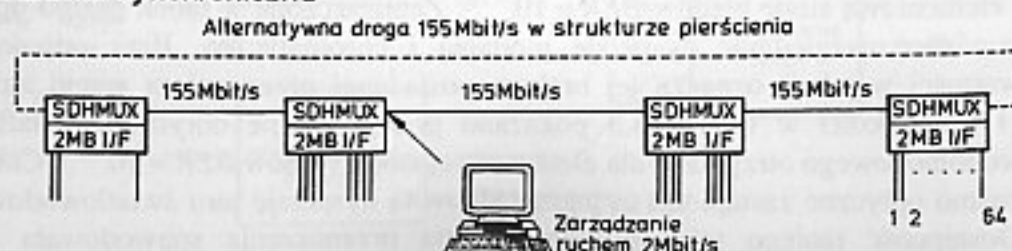
Przepływność [kbit/s]	Nominalna długość fali [nm]	Typ źródła	Maksymalna tłumienność linii [dB]	Maksymalna dyspersja [ps/nm]
2048	1310	laser	46	-
	1550			
8448	1310		40	-
	1550			
34368	1310		35	-
	1550			
139264	1310		28	300
	1550			
4×139264	1310		24	120
	1550			

polepszenie jakości transmisji, zwiększenie dostępności usług i elastyczności sieci połączeń. Systemom PDH, projektowanym z myślą o obsłudze podstawowej abonentów, trudno jest sprostać nowym wymaganiom, gdyż nie są dostosowane do

a Hierarchia plezjochroniczna



b Hierarchia synchroniczna



Rys. 8.22. Odgłaszanie sygnałów w systemach: a) PDH, b) SDH. Na podstawie [114]

większych szybkości transmisji. Zilustrujmy to na przykładzie zakładając, że przedsiębiorstwo dzierżawi od operatora sieci linię 2 Mbit/s [114]. Okazuje się, że wydzielanie kanału 2 Mbit/s z sygnału o większej przepływności nie jest sprawą prostą. Wprowadzenie bitów dopełnienia na każdym poziomie zwielokrotnienia oznacza, że nie jest możliwe dokładne umiejscowienie ramki 2 Mbit/s w sygnale o przepływności np. 140 Mbit/s. Aby uzyskać dostęp do pojedynczej linii 2 Mbit/s należy całkowicie zdemultipleksować kanał 140 Mbit/s poprzez pośrednie poziomy 34 Mbit/s i 8 Mbit/s. Po zidentyfikowaniu i wyodrębnieniu żądanej linii 2 Mbit/s należy pozostałe kanały powtórnie zwielokrotnić do przepływności 140 Mbit/s. Pokazano to na rys. 8.22.

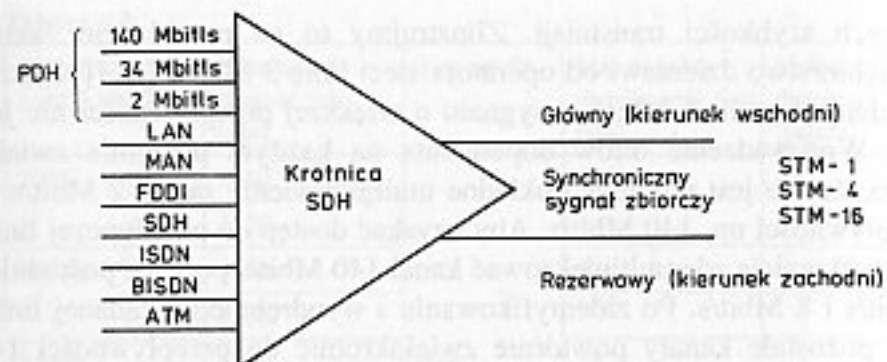
Następnym problemem związanym z ogromną liczbą urządzeń zwielokrotniających w sieci PDH jest sterowanie. Jedynym sposobem kontroli poprawności drogi połączenia jest rejestracja połączeń między urządzeniami; jednak w miarę wzrostu ich liczby rośnie prawdopodobieństwo pomyłek, które mogą nie tylko uniemożliwić zestawienie połączenia, ale również je przerwać. Kolejnym ograniczeniem PDH jest brak możliwości kontroli jakości transmisji. Ponadto, format ramki PDH nie przewiduje dość miejsca na informacje systemu zarządzania siecią. Wymienione ograniczenia PDH nie są krytyczne w przypadku sieci zdominowanej przez podstawowe usługi telefoniczne, ale stanowią problem przy implementacji nowych usług.

8.3.5. Systemy SDH

Jak opisano w poprzednim paragrafie PDH osiągnęło punkt zwrotny, w którym nie jest w stanie zaspokoić potrzeb nowych użytkowników. Aby przezwyciężyć problemy transmisji plezjochronicznej, opracowano zasady transmisji synchronicznej w postaci tzw. synchronicznej hierarchii cyfrowej SDH (ang. *synchronous digital hierarchy*). Zdefiniowane są następujące kolejne przepływności podstawowe SDH [114]:

- STM-1, 155,520 Mbit/s,
- STM-4, 622,080 Mbit/s,
- STM-16, 2,488320 Gbit/s,
- STM-64, 9,95328 Gbit/s.

Skrót STM oznacza synchroniczny moduł transportowy (ang. *synchronous transport module*). Pomimo niekwestionowanej przewagi nad systemami PDH, wprowadzenie systemów SDH jest uwarunkowane możliwościami ich współpracy z istniejącymi systemami teletransmisyjnymi. Istnieją algorytmy wprowadzenia do ramki STM-1 istniejących systemów teletransmisyjnych o dowolnej przepływności od 1,5 Mbit/s do 140 Mbit/s. Mianowicie SDH definiuje pewną liczbę tzw. kontenerów odpowiadających istniejącym przepływnościom systemów plezjochronicznych. Informacja przenoszona w sygnale plezjochronicznym jest ładowana do odpowiedniego kontenera. Każdy kontener zawiera ponadto informacje sterującą, zwaną nagłówkiem toru, umożliwiającą operatorowi sieci śledzenie toru i nadzór parametrów takich, jak np. stopa błędów. Kontener i nagłówek toru tworzą tzw. kontener wirtualny.



Rys. 8.23. Interfejsy krotnicy synchronicznej. Na podstawie [114]

Tablica 8.4

Zastosowanie	Połączenia wewnętrzne	Połączenia zewnętrzne				
		Krótkie		Długie		
Nominalna długość fali źródła [nm]	1310	1310	1550	1310	1550	1550
Typ światłowodu	1	1	1	1	1,3	2
Odległość [km]	≤ 2	ok. 15		ok. 40	ok. 60	
Poziom STM	STM-1	I-1	S-1.1	S-1.2	L-1.1	L-1.2
	STM-4	I-4	S-4.1	S-4.2	L-4.1	L-4.2
	STM-16	I-16	S-16.1	S-16.2	L-16.1	L-16.2

Oznaczenia typu światłowodu: 1 – standardowy, 2 – o przesuniętej dyspersji, 3 – o zminimalizowanej tłumienności

Tablica 8.5

Typ światłowodu	1. Standardowy	2. Z przesuniętą dyspersją	3. Ze zmniejszoną tłumiennością
Średnica pola modu	9–10 μm	7–8 μm	10,5 μm
Średnica płaszcza	125 μm		
Długość fali odcięcia	< 1260	< 1280	< 1280
Tłumienność jednostk.	1310 nm	≤ 0,45 dB/km	≤ 0,5 dB/km
	1550 nm	≤ 0,25 dB/km	≤ 0,2 dB/km
Współcz. dyspersji D [ps/nm·km]	1285 nm–1330 nm	≤ 3,5	≤ 25
	1500 nm–1580 nm	≤ 22 (od 1525 nm)	≤ 6

W sieci synchronicznej wszystkie urządzenia są synchronizowane w stosunku do centralnego zegara sieciowego. Należy jednak podkreślić, że opóźnienia związane z łączem transmisyjnym mogą być różne. W rezultacie pozycja kontenerów wirtualnych w ramce STM-1 nie musi być stała. Odchyłki te są kompensowane przez przyporządkowanie każdemu kontenerowi jego znacznika. Znacznik ten wskazuje początek kontenera w stosunku do ramki STM-1 [114]. W zależności od przesunięcia pozycji kontenera wirtualnego w ramce, znacznik może być zwiększany lub zmniejszany.

Systemy SDH o większej niż STM-1 przepływności są tworzone przez zwielokrotnienie systemu 155 Mbit/s metodą przeplatania bajtowego. Jedną z zasadniczych

Tablica 8.6

Kod aplikacji (tabl. 8.4)	I-1	S-1.1	S-1.2	L-1.1	L-1.2	L-1.3
Okno transmisyjne	1260–1360 nm	1260–1360 nm	1430–1569 nm (MLM), 1430–1580 nm (SLM)	1280–1335 nm	1480–1580 nm	1534–1566 nm (MLM), 1480–1580 nm (SLM)
Typ źródła	MLM/LED	MLM	MLM/SLM	MLM/SLM	SLM	MLM/SLM
Maksymalna szerokość linii widmowej źródła	średniokwadratowa: 58 nm (MLM) 80 nm (LED)	średniokwadratowa: 7,7 nm	średniokwadratowa: 2,5 nm (MLM), na poziomie –20 dB: 1 nm (SLM)	średniokwadratowa: 4 nm (MLM), na poziomie –20 dB: 1 nm (SLM)	na poziomie –20 dB: 1 nm	średniokwadratowa: 4 nm (MLM), na poziomie –20 dB: 1 nm (SLM)
Maksymalna średnia moc w światłowodzie	–8 dBm	–8 dBm	–8 dBm	0 dBm	0 dBm	0 dBm
Minimalna średnia moc w światłowodzie	–15 dBm	–15 dBm	–15 dBm	–5 dBm	–5 dBm	–5 dBm
Minimalny współczynnik ekstynkcji	8,2 dB	8,2 dB	8,2 dB	10 dB	10 dB	10 dB
Zakres tłumienności drogi optycznej	0–7 dB	0–12 dB	0–12 dB	10–28 dB	10–28 dB	10–28 dB
Maksymalna dyspersja drogi optycznej	13 ps/nm (MLM)	96 ps/nm	296 ps/nm (MLM)		185 ps/nm (MLM)	
Minimalna czułość odbiornika	–23 dBm	–28 dBm	–28 dBm	–34 dBm	–34 dBm	

Oznaczenia: SLM – laser jednomodowy, MLM – laser wielomodowy, DEL – dioda elektroluminescencyjna

zalet SDH jest uproszczenie sieci, gdyż pojedyncza krotka synchroniczna spełnia funkcje całej hierarchii urządzeń sieci plezjochronicznej. Pokazano to na rys. 8.22. Krotki synchroniczne realizują zarówno funkcje zwielokrotnienia jak i zakończenia liniowego. Akceptują one sygnały podrzędne o różnych przepływnościach wyjściowych i różnych interfejsach. Po stronie zbiorczej krotka generuje sygnał liniowy o znormalizowanych przepływnościach STM-1 ... STM-16. Pokazano to na rys. 8.23.

Ze względów niezawodnościowych synchroniczny interfejs światłowodowy jest zdublowany, przy czym możliwe jest klasyczne zdublowanie „1+1” i dogodne do tworzenia struktur pierścieniowych zdublowanie „wschód-zachód” [114]. Bardziej efektywne odgałęzianie kanałów oraz możliwość zarządzania siecią powodują to, że sieć SDH zapewnia znacznie prostszy dostęp do linii o dużej przepustowości przeznaczonych dla nowych usług, np. multimedialnych, wideokonferencji, szybkich sieci komutacji pakietów, połączeń między sieciami lokalnymi LAN, telewizji wysokiej rozdzielczości HDTV, dostępu do baz danych, połączeń między komputerami itd.

Utworzenie kanałów zarządzania sieciowego wewnątrz ramki SDH oznacza możliwość całkowitego sterowania programowego sieci. System zarządzania siecią wykonuje nie tylko funkcje obsługi alarmów, ale również dokonuje nadzoru jakości transmisji, rekonfiguracji sieci i zarządzanie jej zasobami.

Klasyfikację interfejsów optycznych SDH w zależności od zastosowania podano w tablicy 8.4 [120]. Parametry światłowodów przeznaczonych do stosowania w systemach SDH pokazano w tablicy 8.5 [120]. Światłowody typu 1 (standardowe) są obecnie najbardziej rozpowszechnione. Mają one zero dyspersji dla okna 1310 nm. Typ drugi obejmuje światłowody z przesuniętą dyspersją: zero dyspersji przyjmowane jest w oknie 1550 nm. Typ trzeci to światłowody ze zmniejszoną tłumiennością jednostkową, przeznaczone do stosowania w obu oknach transmisyjnych i mające minimum dyspersji dla 1310 nm. W tablicy 8.6 pokazano niektóre parametry toru światłowodowego wymagane w systemach STM-1 zgodnie z zaleceniem [120]. Można przyjąć, że szerokość linii widmowej lasera na poziomie -20 dB jest 6,07 raza większa od szerokości średniokwadratowej.

8.4. ANALOGOWE SYSTEMY TRANSMISYJNE

8.4.1. Podstawowe zależności

W niniejszym podrozdziale zbadamy dokładniej analogowy system transmisyjny wykorzystujący modulację AM. Zanalizujemy dwa podstawowe ograniczenia takiego systemu, a mianowicie szumy i zniekształcenia nieliniowe. Zaczniemy od szumów.

Istnieje kilka podstawowych źródeł szumów w systemach analogowych. Najważniejsze z nich to szum śrutowy, szum cieplny i szumy lasera. Omówiono je dokładniej w rozdz. 7. W niniejszej analizie przyjmujemy, że światłowód nie wprowadza szumu. To założenie może być nieprawdziwe, jeśli użyto złej jakości

połączeń i zgrzewów. Obliczenia stosunku mocy nośnej do mocy szumów zostaną dokonane w odniesieniu do prądów fotodetektora, co znakomicie upraszcza analizę. Średni fotoprąd detektora zależy od mocy świetlnej lasera, strat w światłowodzie i czułości fotodetektora. Średni prąd sygnału I_p wyraża się wzorem

$$I_p = RPM 10^{-\alpha L/10} \quad (8.57)$$

gdzie: R – czułość fotodetektora [A/W], P – średnia moc wyjściowa lasera, M – współczynnik powielenia lawinowego fotodetektora (dla fotodiody pin $M=1$), α – tłumienność jednostkowa światłowodu, L – jego długość. Prąd sygnału użytecznego zależy od indeksu modulacji m , który jest stosunkiem amplitud sygnału modulującego i modulowanego. Warto tutaj zauważyć, że w systemach wielokanałowych zsumowanie indeksów modulacji wszystkich kanałów daje wynik zbliżony do 200%. Wynika to z tego, że indywidualne kanały są modulowane niezależnie i sygnały z poszczególnych kanałów dodają się w sposób statystyczny, rzadko osiągając 100% modulację tak, że laser pracuje w zakresie liniowym.

Wartość średniokwadratowa prądu nośnej pojedynczego kanału I_c wyraża się zależnością

$$I_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot m \cdot I_p \cdot M \quad (8.58)$$

gdzie m – indeks modulacji danego kanału.

Stosunek mocy nośnej do mocy szumów w odbiorniku (ang. *carrier to noise ratio*) wyraża się wzorem

$$CNR = \frac{I_c^2}{i_s^2 + i_t^2 + i_r^2} \quad (8.59)$$

gdzie: i_s^2 – moc szumów śrutowych dana wzorem (7.33), i_t^2 – moc szumów termicznych i wzmacniacza dana wzorem (7.38). Ostatni człon szumowy jest związany z szumami RIN . Na podstawie wzoru (7.11) i przy uwzględnieniu ewentualnego powielenia lawinowego, ten prąd szumowy można zapisać jako

$$\overline{i_r^2} = I_p^2 \cdot M^2 \cdot 10^{RIN/10} \cdot B \quad (8.60)$$

Podstawiając do wzoru (8.59) wyrażenia określające poszczególne składniki, otrzymujemy

$$CNR = \frac{0,5m^2 M^2 R^2 P^2 10^{-(2\alpha L/10)}}{2qRP 10^{-(\alpha L/10)} M^{2+x} B + \frac{4kTfB}{r} + R^2 P^2 M^2 10^{-(2\alpha L/10)} 10^{RIN/10} B} \quad (8.61)$$

Tutaj r – rezystancja obciążenia, R – czułość fotodetektora. Dodatkowo zauważmy, że w przypadku typowego jednokanałowego systemu transmisji cyfrowej OOK

o stosunku sygnału do szumu można mówić jedynie w przypadku nadawania symbolu „1”. Wtedy przez analogię do (8.61) można napisać

$$SNR = \frac{M^2 R^2 P^2 10^{-(2\alpha L/10)}}{2qRP 10^{-(\alpha L/10)} M^{2+\varepsilon} B + \frac{4kTfB}{r} + R^2 P^2 M^2 10^{-(2\alpha L/10)} 10^{RIN/10} B} \quad (8.62)$$

Zauważmy, że dla danego odbiornika z fotodiodą lawinową, istnieje optymalny współczynnik powielenia lawinowego M maksymalizujący wartości wyrażeń CNR , SNR (8.61), (8.62). Nietrudno go znaleźć znajdując maksima tych funkcji przez różniczkowanie względem M . Wykonanie tego pozostawiamy Czytelnikowi jako ćwiczenie.

Przykładowo obliczmy CNR dla typowego systemu analogowego pracującego na długości fali 1,31 μm . Przyjmijmy następujące parametry: $m=0,04$, $M=1$, $R=0,85$ A/W, $P=2$ mW, $\alpha=0,5$ dB/km, $L=15$ km, $B=4$ MHz, $T=300$ K, $F=2$, $r=2$ k Ω , $RIN=-150$ dB/Hz. Wówczas ze wzoru (8.61) otrzymujemy $CNR=55,5$ dB, co spełnia z pewnym nadmiarem wymagania transmisji obrazu telewizyjnego AM-VSB [118]. Zwroćmy uwagę na to, że szum RIN może mieć wpływ na pracę systemu jedynie wtedy, gdy do transmisji wykorzystywana jest modulacja wymagająca w odbiorniku dużej wartości CNR , taka jak np. AM-VSB. Przy innych rodzajach modulacji (FM, cyfrowe) wymagany stosunek CNR (SNR) jest znacznie mniejszy i szumy lasera nie odgrywają roli. Zauważmy jeszcze, że przy takich założeniach ($L=15$ km, światłowod standardowy wykorzystywany na długości fali 1,31 μm) wpływ dyspersji w światłowodzie na transmisję jest pomijalny. Aczkolwiek poprawę CNR można uzyskać np. zwiększając moc lasera P , czy zwiększając resystancję obciążenia r , to największe potencjalne możliwości daje zwiększenie indeksu modulacji m . Niestety nie można tego zrobić bez wzrostu poziomu zniekształceń nieliniowych.

Laser (ewent. LED) nadawczy jest głównym źródłem nieliniowości ograniczającym maksymalny indeks modulacji. Fotodiody są zazwyczaj bardzo liniowe, a ponadto pracują na znacznie mniejszym poziomie mocy. Wykres zależności mocy świetlnej lasera od jego prądu nie wykazuje zwykle żadnej widocznej nieliniowości i najczęstszą metodą pomiaru nieliniowości jest tzw. pomiar dwutonowy. Jego wyniki mogą być następnie wykorzystane również do obliczeń transmisji wielokanałowej. Rozważmy laser, którego charakterystyka przenoszenia dla sygnału modulującego y jest następująca

$$P(y) = P_0(1 + y + C_2 y^2 + C_3 y^3) \quad (8.63)$$

Tutaj: $P(y)$ – chwilowa wartość mocy świetlnej, P_0 – średnia wartość tej mocy w punkcie pracy. C_2 i C_3 – współczynniki rozwinięcia tej charakterystyki w szereg potęgowy, przy czym pominięto potęgi wyższe od trzeciej, gdyż zniekształcenia nieliniowe czwartego i wyższych rzędów mają mniejsze znaczenie. Załóżmy, że

nasz sygnał modulujący jest dwutonowy i ma postać

$$y(t) = m \cos \omega_1 t + m \cos \omega_2 t \quad (8.64)$$

Tutaj ω_1 i ω_2 – pulsacje obydwu sygnałów o jednakowych indeksach modulacji m . Korzystając z zależności (8.63) dla sygnału wyrażonego przez (8.64) i rozwijając powstały szereg potęgowy otrzymujemy

$$\begin{aligned} \frac{P(y)}{P_0} \approx & 1 + m \cos \omega_1 t + m \cos \omega_2 t + \frac{1}{2} C_2 m^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{1}{2} C_2 m^2 \cos 2\omega_2 t + \\ & + C_2 m^2 \cos(\omega_1 + \omega_2)t + C_2 m^2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t + \frac{1}{4} C_3 m^3 \cos 3\omega_1 t + \\ & + \frac{1}{4} C_3 m^3 \cos 3\omega_2 t + \frac{3}{4} C_3 m^3 \cos(\omega_1 + 2\omega_2)t + \frac{3}{4} C_3 m^3 \cos(\omega_1 - 2\omega_2)t + \\ & + \frac{3}{4} C_3 m^3 \cos(2\omega_1 + \omega_2)t + \frac{3}{4} C_3 m^3 \cos(2\omega_1 - \omega_2)t + \dots \end{aligned} \quad (8.65)$$

Zniekształcenia sygnału powstające na częstotliwościach odpowiadających pulsacjom $\omega_1 \mp \omega_2$ są zniekształceniami drugiego rzędu określanymi mianem, tzw. CSO (ang. *composite second order*). Z kolei zniekształcenia trzeciego rzędu, tzw. CTB (ang. *composite triple beat*) odnoszą się do sumy wszystkich częstotliwości zdudnieniowych trzeciego rzędu, co w naszym przypadku odpowiada pulsacjom $2\omega_1 \mp \omega_2$ i $2\omega_2 \mp \omega_1$. Oczywiście zniekształcenia nieliniowe są groźne tylko wtedy, kiedy któraś z powyższych częstotliwości znajduje się w pasmie użytecznym zajmowanym przez sygnał. W przeciwnym przypadku może być łatwo odfiltrowana. Stąd niektóre analogowe systemy transmisyjne zajmują tylko jedną oktawę częstotliwości, co pozwala wyeliminować zniekształcenia drugiego rzędu (wtedy maksymalnie $\omega_1 = 2\omega_2$ i składowe różnicowe i sumacyjne wychodzą poza pasmo). W tablicy 8.7 podano stosunek mocy zniekształceń danego rodzaju do mocy sygnału modulującego, równej m^2 (8.64), obliczony na podstawie zależności (8.65) [118]. Można zauważyć, że dominującymi zniekształceniami są CSO i CTB. W tablicy 8.8 są one podane w mierze logarytmicznej ze znakiem –.

Innym jeszcze rodzajem zniekształceń nieliniowych jest tzw. modulacja skrośna (Xmod – ang. *cross modulation*) występująca w wielokanałowych, analogowych

Tablica 8.7

Rodzaj zniekształcenia	Stosunek mocy zniekształceń do mocy sygnału modulującego
Druga harmoniczna	$1/8 \cdot C_2^2 \cdot m^2$
CSO	$1/2 \cdot C_2^2 \cdot m^2$
Trzecia harmoniczna	$1/32 \cdot C_3^2 \cdot m^4$
CTB	$9/32 \cdot C_3^2 \cdot m^4$

Na podstawie [118]

Tablica 8.8

Parametr	Laser Fabry-Perot		Laser DFB
	bez izolatora	z izolatorem	z izolatorem
CNR	38 dB	52 dB	49–54 dB
CTB	52 dB	65 dB	62–69 dB
CSO	56 dB	66 dB	62–73 dB
Tłumienność linii	5 dB	5 dB	5–7 dB

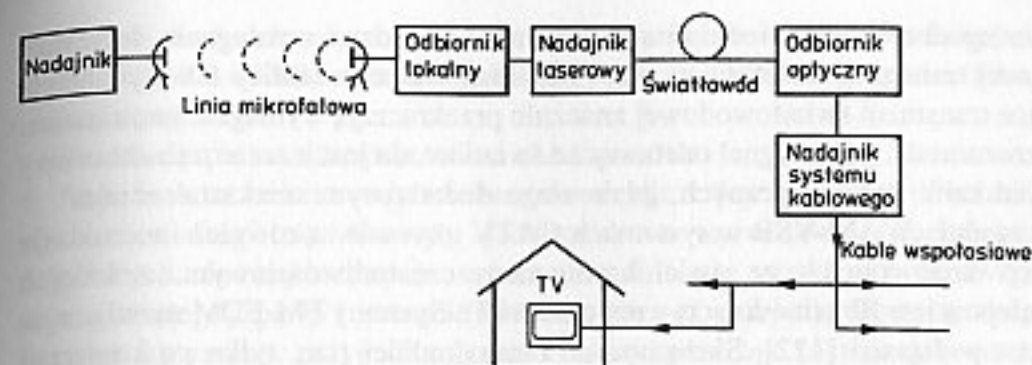
systemach transmisyjnych. Polega ona na tym, że modulacja w jednym kanale nakłada się na inne nośne transmitowane w systemie. Modulacja skrośna tym różni się od poprzednio omówionych zniekształceń, że nie wprowadza pasożytniczych częstotliwości nośnych. Jest ona spowodowana tym, że wzmacniacze (elektroniczne) mają nieliniową (nasycającą się) charakterystykę wzmocnienia. Oznacza to, że wzrost poziomu sygnału wejściowego powoduje spadek całkowitego wzmocnienia wzmacniacza. Dlatego zmienna modulacja w jednym kanale powoduje zmianę poziomu sygnału na wejściu wzmacniacza i odpowiednią zmianę wzmocnienia. W efekcie zmiany wzmocnienia modulują inne kanały przechodzące przez ten wzmacniacz.

Lasery stosowane w systemach analogowych zwłaszcza z modulacją amplitudy wymagają stosowania izolatorów optycznych. Brak takich izolatorów powoduje odbicia wsteczne światła do lasera, co jest przyczyną istotnego wzrostu jego szumów. Zagadnienie to poruszono w rozdz. 7. W tablicy 8.8 podano przykładowe dane dotyczące parametrów 42-kanałowych systemów transmisji sygnału telewizyjnego AM-VSB realizowanych za pomocą laserów typu Fabry-Perot i DFB [118].

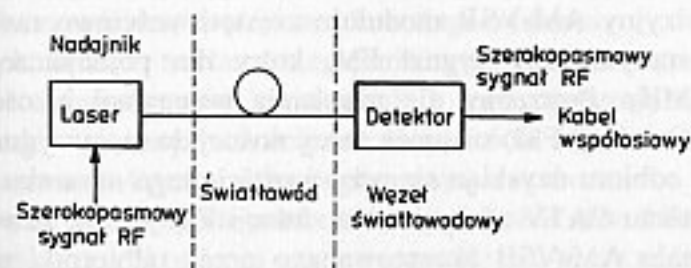
8.4.2. Systemy CATV

Systemy światłowodowe są coraz częściej używane, zwłaszcza w Stanach Zjednoczonych, do transmisji sygnałów telewizyjnych w sieciach telewizji kablowych CATV (ang. *common antenna TV* lub *cable TV*). Topologia takiej sieci przypomina strukturę drzewa, światłowody zaś stosuje się do transmisji sygnału na dalsze odległości w „pniu” i głównych gałęziach takiego drzewa. Pokazano to na rys. 8.24.

Potrzeba stosowania światłowodów wynika z dużego tłumienia kabli koncentrycznych na wyższych częstotliwościach i zależności tego tłumienia od częstotliwości. Przy transmisji na duże odległości niezbędne okazuje się stosowanie dużej liczby wzmacniaczy i korektorów toru kablowego połączonych kaskadowo. W takiej konfiguracji trudne jest uzyskanie dużej liczby kanałów przy zapewnieniu właściwej jakości transmisji i niezawodności. W odróżnieniu od poprzednio prezentowanych systemów cyfrowych, systemy CATV są systemami analogowymi przeznaczonymi do transmisji kilkudziesięciu kanałów telewizyjnych, zazwyczaj nadawanych bezpośrednio bez zmiany modulacji (tzn. przy modulacji AM-VSB) za pomocą zwielokrotnienia częstotliwościowego. Ponieważ każdy kanał telewizyjny zajmuje



Rys. 8.24. Struktura systemu CATV



Rys. 8.25. System transmisyjny z szerokopasmową modulacją AM

pasmo około 6 MHz, nietrudno jest policzyć, że pasmo tego zwielokrotnionego częstotliwościowo sygnału może przekroczyć 500 MHz. Na rysunku 8.25 pokazano uproszczony schemat blokowy takiego systemu.

W nadajniku szerokopasmowy sygnał AM-VSB zawierający wszystkie kanały telewizyjne jest używany do bezpośredniej modulacji mocy lasera przez zmianę jego prądu. Informacja jest transmitowana światłowodem do węzła sieci, gdzie fotodetektor zamienia ją z powrotem na sygnał RF. Po wzmocnieniu sygnał ten przesyłany jest na stosunkowo niewielkie odległości kablem współosiowym do poszczególnych abonentów. W tablicy 8.9 podano wymagania dotyczące parametrów sygnału AM-VSB: wymagania minimalne przy dołączeniu sygnału do

Tablica 8.9

Parametr	Wymagania minimalne	Transmisja światłowodem
Liczba kanałów	do 100	
Stosunek mocy nośnej do mocy szumu CNR	43 dB	55 dB
Zniekształcenia nieliniowe	CTB	55 dB
	CSO	51 dB
	Xmod	51 dB
Bilans mocy		10 dB
Zasięg		20 km

abonenta zgodne z odpowiednimi standardami i pożądane wymagania dotyczące analogowej transmisji światłowodowej [118]. Jak widać w tablicy 8.9 wymagania dotyczące transmisji światłowodowej znacznie przekraczają wymagania minimalne. Jest to zrozumiałe, gdyż sygnał odebrany ze światłowodu jest jeszcze transmitowany przez sieć kabli koncentrycznych, gdzie ulega dodatkowym zniekształceniom. Oprócz modulacji AM-VSB w systemach CATV używane są również inne rodzaje modulacji analogowych ze zwielokrotnieniem częstotliwościowym, z których najważniejszą jest FM (modulacja częstotliwości). Systemy FM-FDM rozwijane są zwłaszcza w Japonii [122]. Służą one do bezpośredniej (tzn. tylko po konwersji częstotliwości, ale bez demodulacji) transmisji sygnału telewizyjnego odebranego z satelity radiodifuzyjnego światłowodem na odległości przekraczające 20 km. Jak wiadomo satelita transmituje wiele kanałów telewizyjnych; w każdym kanale typowy sygnał telewizyjny AM-VSB moduluje częstotliwościowo nośną mikrofalową. W efekcie otrzymujemy sygnał FM, który dla pojedynczego kanału zajmuje pasmo 27 MHz. Potrzebny dla uzyskania poprawnej jakości odbioru ($CNR = 38$ dB po demodulacji FM) stosunek mocy nośnej do mocy sygnału wynosi 14 dB. Dobrą jakość odbioru uzyskuje się przy wzroście tego stosunku do 17 dB. Zasadniczą wadą systemu CATV z użyciem modulacji FM jest to, że wymaga on demodulacji do sygnału AM-VSB akceptowanego przez odbiorniki telewizyjne abonentów. Zaletą zaś – mniejszy wymagany stosunek mocy nośnej do mocy szumów, co eliminuje szumy RIN, oraz mniejsza ze względu na stały poziom mocy wrażliwość na zniekształcenia nieliniowe.

8.5. PROJEKTOWANIE SYSTEMÓW TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

W tym podrozdziale zajmiemy się projektowaniem systemów transmisji światłowodowej, przy czym ograniczymy się do projektowania systemów łączności pomiędzy dwoma punktami. Przed przystąpieniem do właściwego projektowania musimy znać odpowiedzi na następujące pytania:

- jakiego rodzaju sygnały chcemy przesyłać,
- jaka jest (maksymalna) odległość transmisji,
- czy w przyszłości system będzie rozwijany.

Przede wszystkim musimy wiedzieć, jakiego rodzaju sygnały analogowe, czy cyfrowe mamy przesyłać. W przypadku transmisji sygnałów analogowych trzeba wiedzieć, jakiego rodzaju modulacja ma być użyta, jakie jest pasmo zajmowane przez sygnał użyteczny, jaki jest minimalny dopuszczalny stosunek sygnału do zakłóceń (szumy, zniekształcenia nieliniowe) w odbiorniku. W przypadku transmisji cyfrowej trzeba znać szybkość transmisji i żadaną elementową stopę błędów lub czułość odbiornika. Projektowanie systemu światłowodowego będzie polegać na wyborze odpowiedniego światłowodu, źródła światła i detektora. W przypadku gdy nasz system nie będzie rozwijany w przyszłości, należy się kierować przede wszystkim kosztem i wybrać najtańsze rozwiązanie spełniające wszystkie wymagania. Należy przy tym wiedzieć, że:

1. Koszty diod elektroluminescencyjnych są mniejsze od kosztów laserów.
2. Ceny źródeł i detektorów światła rosną wraz ze wzrostem długości fali na jakiej mają pracować.
3. Fotodiody pin są znacznie tańsze niż lawinowe.
4. Najtańsze są światłowody wielomodowe, dla których osprzęt (złącza itd.) jest również niedrogi; światłowody jednomodowe są droższe. W kolejności od najtańszych do najdroższych są to: światłowody standardowe, światłowody o przesuniętej dyspersji i wreszcie światłowody o płaskiej charakterystyce dyspersji. Inna jest sytuacja w przypadku systemu, który może być rozwijany w przyszłości, wówczas trzeba wybrać rozwiązanie, które niewielkim kosztem da się adaptować do przyszłych wymagań. Jest to szczególnie istotne w przypadku wyboru kabla światłowodowego, gdyż koszty kabla i jego położenia stanowią w większości przypadków zasadniczą część kosztów całego systemu.

Przy projektowaniu trzeba uwzględnić trzy rodzaje ograniczeń: związanych z tłumieniem światłowodu, związanych z jego dyspersją i (tylko w systemach analogowych) związanych z nieliniowością źródła światła. Omówimy je kolejno.

1. Ograniczenia związane z tłumieniem światłowodu

Jako pierwszy etap projektowania musimy dokonać tzw. **bilansu energetycznego** łączy. Polega on na określeniu mocy wprowadzanej przez nadajnik do światłowodu, czułości odbiornika i strat mocy podczas transmisji w światłowodzie. Wszystkie nadajniki optyczne przeznaczone do transmisji światłowodowej (LED i lasery) są zaopatrzone bądź w sprzężoną ze źródłem końcówkę odpowiedniego światłowodu (tzw. *pigtail*), bądź w odpowiednie rozłączne złącze światłowodowe (FC, SM itd.). Producent zawsze określa minimalną średnią moc świetlną wprowadzoną do światłowodu P_0 , która jest wyrażona bądź w mW (μ W), bądź w dBm.

Z kolei musimy określić czułość odbiornika, czyli minimalny poziom średniej mocy sygnału optycznego niezbędny do poprawnej pracy urządzenia. Jeżeli nabywamy gotowy odbiornik, minimalna czułość P_{min} jest określona przez producenta i wyrażona najczęściej w dBm. W przeciwnym przypadku należy posłużyć się zależnościami zawartymi w rozdziale dotyczącym określania czułości odbiornika. Istotna jest również maksymalna średnia moc świetlna P_{max} , przy której odbiornik będzie pracował prawidłowo i nie ulegnie przesterowaniu (ang. *overload*). Producenci gotowych odbiorników podają te dane. Jeśli konstruujemy odbiornik samodzielnie, potrzebną wartość najczęściej trzeba zmierzyć.

Przy obliczaniu tłumienia odcinka światłowodu, oprócz właściwego tłumienia α wyrażanego w dB/km należy jeszcze uwzględnić kilka innych czynników [123]. Po pierwsze pamiętajmy, że kable światłowodowe są wyrabiane w odcinkach o standardowej długości, np. 1 km, 2 km. Po wciągnięciu kabla do rurociągu kablowego, w zainstalowanych uprzednio mufach światłowodowych, wykonuje się połączenia włókien optycznych metodą zgrzewania termicznego. Połączenia zgrzewane mają tłumienność α , mniejszą zazwyczaj od 0,1 dB. Tę ostatnią wartość przyjmuje się jako projektową dla długich odcinków linii telekomunikacyjnych. Ponadto na końcach linii występują co najmniej 2 połączenia rozłączne (np. SC), po jednym na każdy koniec linii. Przyjmuje się, że mają one tłumienność nie

gorszą niż $\alpha_k = 0,5$ dB. Przy projektowaniu linii należy przewidzieć możliwe uszkodzenia kabla wynikające np. z przyczyn mechanicznych. Związana jest z tym naprawa polegająca m.in. na wykonaniu dodatkowych połączeń zgrzewanych. Dlatego w momencie przekazywania linii do eksploatacji powinien być zachowany pewien margines tłumienia, który przyjmuje się zwykle jako 10% całkowitej tłumienności linii. Drugim marginesem jest tzw. margines dla urządzeń α_u związany przede wszystkim ze starzeniem się źródeł światła. Zależy on głównie od rodzaju użytego w linii źródła światła. W przypadku systemów SDH marginesy α_u dla urządzeń wynoszą [123]:

- 3 dB dla nadajników laserowych termostатовanych elementem Peltier,
 - 4 dB dla nadajników laserowych bez termostatu, bądź w przypadku zastosowania w odbiorniku fotodiody lawinowej,
 - 4,5 dB dla nadajników z diodą elektroluminescencyjną.
- Zatem całkowitą tłumienność linii określa się z zależności

$$\alpha_c = 1,1(\alpha L + N\alpha_s + M\alpha_k) + \alpha_u \quad [\text{dB}] \quad (8.66)$$

gdzie: N – liczba spawów, M – liczba połączeń rozłącznych, L – długość linii. Jeżeli bilans energetyczny łączy wykazuje, że transmisja na żadaną odległość nie jest możliwa, wówczas można przyjąć jedno z następujących rozwiązań:

- zastosować laser o większej mocy lub optyczny wzmacniacz mocy (tzw. *booster*) w nadajniku, należy przy tym zwrócić uwagę na możliwość powstania efektów nieliniowych przy transmisji,
- zastosować światłowód o mniejszej tłumienności, a więc na przykład zastosować elementy pracujące w oknie $1,55 \mu\text{m}$,
- zastosować odbiornik o większej czułości np. z fotodiody lawinową, bądź przedwzmacniacz optyczny w odbiorniku.

2. Ograniczenia związane z dyspersją

Charakterystyka transmisyjna światłowodu jest zazwyczaj podawana w postaci jednego parametru: dyspersji linii [ps/nm] w przypadku światłowodów jednomodowych i górnej częstotliwości przenoszenia w przypadku światłowodów wielomodowych. Parametr ten nie wyczerpuje wszystkich własności toru światłowodowego, a co więcej zwykle znana jest nie jego wartość dokładna, lecz jedynie wartość maksymalna (dyspersja) lub minimalna (pasmo f_0). Z tego względu niemożliwe jest zaprojektowanie systemu transmisyjnego, który uwzględniałby niejako „a priori” charakterystykę toru światłowodowego, która nie jest przecież dokładnie znana. Bardzo dobrym podejściem projektowym (choć przecież nie zawsze możliwym) jest przyjęcie takich parametrów transmisyjnych światłowodu, które nie wpływałyby na kształt transmitowanego sygnału. W szczególności dla transmisji sygnałów cyfrowych o szybkości $1/T$ oznacza to, że powinny być spełnione następujące warunki

$$D\Delta\lambda L \ll T \quad \text{lub} \quad T \gg \frac{1}{f_{3\text{dB}}} \quad (8.67)$$

Dla sygnałów zaś analogowych o pasmie B

$$B \ll f_{3\text{dB}} \quad \text{lub} \quad B \ll \frac{1}{D\Delta\lambda L} \quad (8.68)$$

Jeśli warunki (8.67), (8.68) nie są spełnione, możliwe jest pogorszenie jakości bądź uniemożliwienie poprawnego odbioru sygnałów. W szczególności przy transmisji sygnałów cyfrowych oznacza to zmniejszenie czułości zgodnie z wartościami parametru $\varepsilon = DL\Delta\lambda/T$. Wartości ε i odpowiadające im zmniejszenie czułości podano dla systemów SDH w poprzednim rozdziale.

Jeżeli transmisja na żadaną odległość nie jest możliwa do przeprowadzenia ze względu na wielkość dyspersji, to w przypadku światłowodów wielomodowych, kiedy ograniczeniem jest dyspersja modalna istnieją następujące rozwiązania:

- znaleźć światłowód o większej wartości $f_{3\text{dB}}$ (1km); należy przy tym pamiętać, że większość światłowodów wielomodowych spełnia warunek $f_{3\text{dB}}(1\text{km}) < 2 \text{ GHz} \cdot \text{km}$,
- zastąpić światłowód wielomodowy – jednomodowym.

W przypadku światłowodów jednomodowych istnieje możliwość redukcji dyspersji w następujący sposób:

- użyć źródła światła o mniejszej szerokości linii widmowej, a więc np. zastąpić laser wielomodowy jednomodowym; należy przy tym pamiętać, że lasery jednomodowe modulowane bezpośrednio wskutek chirpu mają zwykle szerokość linii widmowej rzędu kilku dziesiątych nm,
- zastosować laser o wąskiej linii widmowej (np. DFB) z amplitudowym modulatorem zewnętrznym; trzeba tu zaznaczyć, że modulatory wprowadzają pewne tłumienie, ponadto wypadkowa szerokość linii widmowej nigdy nie będzie mniejsza od tej jaka wynika z szybkości modulacji strumieniem danych,
- zastosować światłowód o mniejszej dyspersji, a więc standardowy na $1,31 \mu\text{m}$ lub światłowód o przesuniętej dyspersji na $1,55 \mu\text{m}$,
- zastosować w linii połączenie zwykłego światłowodu ze światłowodem kompensującym dyspersję (DCF).

3. Ograniczenia związane z nieliniowością

Ograniczenia te występują praktycznie jedynie w przypadku wielokanałowych systemów analogowych AM np. CATV AM-VSB. Dotyczą one przede wszystkim nadajnika. Parametrami charakteryzującymi zniekształcenia nieliniowe są tzw. CSO i CTB, które charakteryzują stosunek mocy zniekształceń odpowiednio drugiego i trzeciego rzędu do mocy nośnej. Przykładowe wartości parametrów CSO i CTB dla systemów CATV podano w tablicy 8.9. Mając zdefiniowane wielkości CSO, i CTB, dla systemu możemy obliczyć potrzebne parametry modulacyjne lasera (indeks modulacji m). Trzeba przy tym zwrócić uwagę na kilka spraw. Po pierwsze należy wykorzystywać źródła światła optymalizowane do pracy analogowej; zwykle dane katalogowe zawierają parametry CSO_i i CTB_i takiego źródła uzyskane przy określonym indeksie modulacji m_0 . Trzeba pamiętać, że zgodnie z tabl. 8.7 obydwa te parametry silnie rosną wraz ze wzrostem

rzeczywistego indeksu modulacji m . Zatem w systemie jednokanałowym maksymalny indeks modulacji jest wyznaczony przez

$$m < m_0 \sqrt{\frac{CSO_I}{CSO_I}}, \quad m < m_0 \sqrt[4]{\frac{CTB_I}{CTB_I}} \quad (8.69)$$

Zniekształcenia drugiego rzędu udaje się czasem wyeliminować przez zawężenie pasma sygnału do jednej oktawy. Dokładne obliczenia zniekształceń nieliniowych w systemach wielokanałowych są bardziej złożone i wykraczają poza ramy tej książki.

W przypadku, kiedy zniekształcenia nieliniowe uniemożliwiają poprawną transmisję w systemie AM, można rozważyć zmniejszenie indeksu modulacji. Jeśli nie jest to możliwe ze względu na zasięg transmisji, należy zmienić rodzaj modulacji na FM, bądź rozważyć możliwość zamiany sygnału analogowego na cyfrowy.

8.5.1. Wyznaczanie czułości odbiornika

Jak już wspomniano poprzednio przez czułość odbiornika rozumiemy minimalną moc optyczną potrzebną do prawidłowej jego pracy. W przypadku systemów analogowych oznacza to zapewnienie odpowiedniego stosunku sygnału do szumu, w przypadku zaś systemów cyfrowych właściwej elementowej stopy błędów, co też przekłada się na odpowiedni stosunek sygnału do szumu np. z wzorów (8.48), (8.51). Zapiszmy zależności (8.61), (8.62) w nieco innej formie

$$SNR = \frac{bM^2 R^2 P_{\min}^2}{2qRP_{\min} M^{2+x} B + \frac{4kTFB}{r} + R^2 P_{\min}^2 M^2 10^{RIN/10} B} \quad (8.70)$$

Dla systemów cyfrowych $b=1$ i P_{\min} odpowiada mocy maksymalnej, dla systemów zaś analogowych (AM) $b=0,5m^2$ i P_{\min} odpowiada mocy średniej. Zależność (8.70) może posłużyć do wyznaczenia czułości odbiornika. W przypadku systemu cyfrowego szumy lasera można pominąć. Jeżeli ponadto nie ma powielenia lawinowego ($M=1$), szumy termiczne są dominujące i P_{\min} można łatwo policzyć z wzoru (8.70) uwzględniając w mianowniku jedynie człon związany z szumami termicznymi

$$P_{\min} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{4kTFB SNR}{rb}} \quad (8.71)$$

Przykładowo obliczmy czułość odbiornika systemu STM-4 pracującego przy przepływności 622 Mbit/s. Przyjmijmy minimalne pasmo zgodne z zależnością Nyquista $B=1/(2T)=311$ MHz, jako zaś odbiornik układ pin-FET o czułości $R=0,85$ A/W, współczynnika szumów $F=2$ i rezystancji obciążenia $r=50 \Omega$. Potrzebny dla osiągnięcia żądanej stopy błędów 10^{-10} stosunek SNR określimy zgodnie z (8.51) na $SNR_{\max}=22$ dB. Przyjmijmy także, że współczynnik ekstynkcji nadawanego sygnału jest równy $EX_{\text{dB}}=10$ dB ($EX=10$). Z wzoru

(8.52) otrzymujemy wartość $SNR=197$. Podstawiając te dane do zależności (8.71) otrzymujemy ostatecznie $P_{\min}=-21,25$ dBm. Należy przy tym pamiętać, że czułość ta jest określona w odniesieniu do mocy maksymalnej; czułość określona w odniesieniu do mocy średniej, która jest równa połowie maksymalnej, różni się o 3 dB i wynosi $-24,25$ dBm.

8.5.2. Przykłady projektowania systemów transmisyjnych

Przykład 1

Mamy przeprowadzić transmisję sygnału cyfrowego 9600 bit/s (RS-232) na odległość 5 km, przy elementowej stopie błędów nie przekraczającej 10^{-9} . Konieczne jest zaprojektowanie zarówno nadajnika jak i odbiornika.

Obliczone z kryterium Nyquista minimalne pasmo odbiornika wynosi $B=4,8$ kHz. Szacując sumaryczną pojemność wejściową C fotodiody i wzmacniacza na 5 pF możemy wyliczyć maksymalną wartość rezystancji obciążenia r na $r=1/(2\pi CB)=6,6$ M Ω . Przyjmijmy dalej odbiornik z fotodiodą pin. Zakładając z przyczyn praktycznych $r=1$ M Ω , $F=3$ i obliczając z wzoru (8.51) wymagany stosunek $SNR \approx 20,5$ dB otrzymujemy z (8.71) ostatecznie żadaną czułość odbiornika $P_{\min}=-44,5$ dBm (moc maksymalna). Z obliczonej czułości i żadanego zasięgu transmisji wynika, iż wymagania spełni linia ze światłowodem wielomodowym i nadajnikiem – diodą elektroluminescencyjną pracującą na długości fali 0,85 μ m. Jeśli wybierzemy światłowod o współczynniku tłumienia $\alpha=4$ dB/km i $f_{3dB}(1 \text{ km})=20$ MHz \cdot km, łączony z czterech odcinków, to całkowite tłumienie linii łącznie z marginesami wyniesie (8.66):

$$\alpha = 1,1 \left(5 \text{ km} \cdot 4 \frac{\text{dB}}{\text{km}} + 3 \cdot 0,1 \text{ dB} + 2 \cdot 0,5 \text{ dB} \right) + 4,5 \text{ dB} \approx 28 \text{ dB} \quad (8.72)$$

Zatem minimalna wprowadzona do światłowodu moc diody nadawczej powinna wynosić $P_{\min}=-44,5 \text{ dBm} + 28 \text{ dB} = -16,5 \text{ dBm} = 22 \mu$ W. Pasmo transmisyjne światłowodu w najgorszym przypadku wynosi $f_{3dB}=20$ MHz \cdot km/5 km = 4 MHz, co przekracza o kilka rzędów wielkości wymagania na B .

Przykład 2

Określić maksymalny zasięg transmisji sygnału telewizyjnego AM-VSB (1 kanał), jeżeli pasmo transmisyjne wynosi $B=6$ MHz, wymagania zaś na jakość odbioru są następujące $CNR=48$ dB, $CSO=55$ dB, $CTB=54$ dB. Dysponujemy standardowym światłowodem jednomodowym, laserem o następujących danych $\lambda=1,31 \mu$ m, $P=1$ mW (moc średnia), $CSO=65$ dB, $CTB=66$ dB (przy $m=0,04$), $RIN=-155$ dB/Hz oraz odbiornikiem pin-FET na pasmo 1,31 o czułości 0,65 A/W, który w zakresie interesujących nas rezystancji obciążenia ma współczynnik szumów $F=1,8$ i całkowitą pojemność nie przekraczającą wartości $C=3$ pF. Najpierw korzystając ze wzorów (8.69) musimy obliczyć maksymalny indeks modulacji m . Ograniczeniem jest tutaj wartość CTB , maksymalny zaś indeks

modulacji wynosi $m = 0,08$. Po drugie na podstawie wzorów (8.58), (8.60) musimy wyliczyć, czy dany laser nadaje się do wykorzystania ze względu na poziom szumów RIN . Stosunek nośnej do tych szumów wynosi

$$\frac{C}{RIN} = \frac{0,5m^2}{10^{RIN/10} B} \quad (8.73)$$

co przy zapisie logarytmicznym daje w naszym przypadku

$$C/RIN_{dB} = -3 + 20 \log_{10} m - RIN - 10 \log_{10} B = 62,3 \text{ dB} \quad (8.74)$$

Poziom szumów lasera jest więc znacznie mniejszy od wymaganej wielkości CNR i w dalszej części będziemy go pomijać. Znając pojemność wejściową C układu pin-FET możemy wyliczyć maksymalną wartość rezystancji obciążenia $r = 1/(2\pi CB) = 8,8 \text{ k}\Omega$. Przyjmując $r = 8,2 \text{ k}\Omega$ obliczymy teraz czułość odbiornika. Z wzoru (8.71) mamy

$$P_{min} = \frac{2}{mR} \sqrt{\frac{2kTFCNR}{r}} \approx -15 \text{ dBm} \quad (8.75)$$

Przyjmując margines na urządzenia równy 4 dB, całkowite tłumienie linii wraz z marginesami wynosi 11 dB, co przy przyjęciu dwóch złączy rozłącznych i odcinka fabrykacyjnego światłowodu równego 2 km, daje następującą zależność na długość linii L wyrażoną w km: $\alpha L + 0,1 (L/2) \text{ dB} = 9 \text{ dB}$. Przyjmując typową dla standardowych światłowodów w drugim oknie transmisyjnym wartość $\alpha = 0,4 \text{ dB/km}$, otrzymujemy poszukiwaną wartość $L = 20 \text{ km}$. Na takiej długości dyspersja w standardowym światłowodzie nie przekroczy 100 ps/nm, a zatem nie będzie miała wpływu na transmisję nawet dla laserów wielomodowych.

Jeżeli obliczony zasięg jest za mały w stosunku do wymagań, należy rozważyć możliwość zastosowania dodatkowej modulacji FM. Kosztem zwiększenia pasma do około 30 MHz można obniżyć wymagania na wartość CNR w odbiorniku do około 17 ... 20 dB. Ponadto ze względu na stałą wartość mocy sygnału z modulacją FM wpływ zniekształceń nieliniowych jest mniejszy.

Przykład 3

Rozważmy wybór światłowodu i okna transmisyjnego przy transmisji sygnału SDH STM-1 na odległość 50 km.

Z tablicy 8.6 znajdujemy minimalną moc nadajnika -5 dBm i minimalną czułość odbiornika -34 dBm . Uwzględniając margines na urządzenia równy 3 dB, dwa złącza rozłączne i 25 zgrzewów oraz margines na linię, otrzymujemy tłumienie samego światłowodu nieznacznie przekraczające 20 dB. Wymagania takie spełnia światłowód standardowy o tłumieniu 0,4 dB/km pracujący w oknie 1,31 μm . Światłowód taki na 1,31 μm ma dyspersję rzędu kilku ps/(nm · km), a zatem łatwo policzyć, że warunki (8.67) są spełnione i dyspersja nie wpływa na transmisję. Zastanówmy się jednak, co będzie jeśli w przyszłości trzeba będzie zwiększyć przepływność (przejsć do wyższych przepływności w hierarchii SDH). Jasne jest, że czułość odbiornika zmniejszy się i konieczna będzie praca w oknie 1,55 μm .

Przy położeniu światłowodu standardowego, całkowita dyspersja linii na 1,55 μm może sięgać 1000 ps/nm, co przy STM-16 zbliża się do dopuszczalnego maksimum. Dla przyszłych systemów o większej przepływności (STM-64) jest to wielkość zbyt duża. Trzeba więc rozważyć możliwość położenia światłowodu o przesuniętej dyspersji.

Przykład 4

Zbadać możliwość transmisji sygnału STM-16 na odległość 150 km, jeśli zgodnie z odpowiednimi wymaganiami [120] minimalna moc nadajnika wynosi od +1 dBm do -4 dBm, minimalna zaś czułość odbiornika -26 dBm.

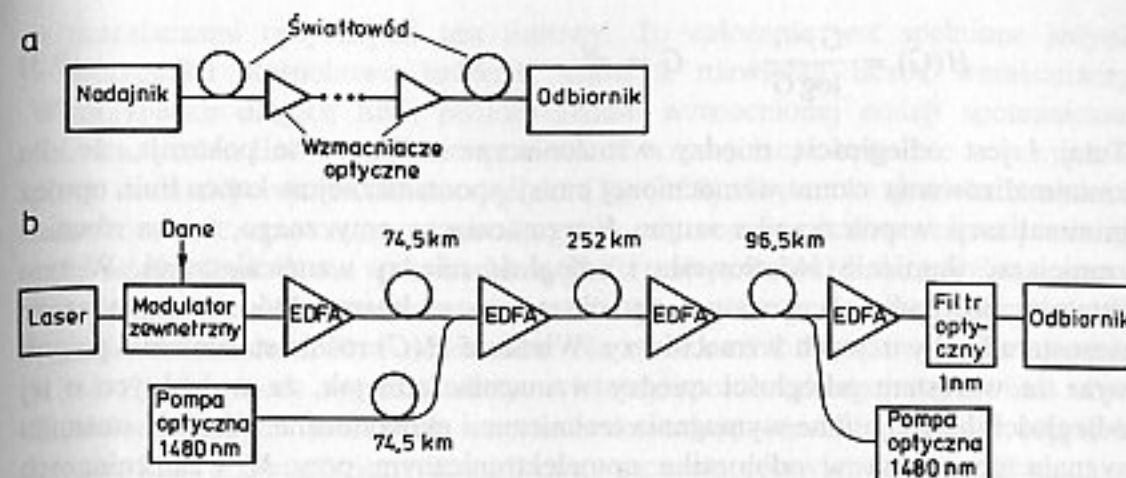
Przyjmując: moc nadajnika równą -1 dBm, margines na urządzenia wynoszący 3 dB oraz dwa złącza rozłączne, otrzymujemy maksymalne tłumienie światłowodu wraz ze spawami równe 19 dB. Maksymalna odległość transmisji nawet przy użyciu najlepszych światłowodów mających tłumienie poniżej 0,2 dB/km w oknie 1,55 μm nie przekracza zatem 100 km. Jedyną możliwością uniknięcia stosowania regeneratorów jest użycie dwóch wzmacniaczy optycznych EDFA pracujących na 1,55 μm : pierwszego jako wzmacniacza mocy przy nadajniku i drugiego - jako przedwzmacniacza przy odbiorniku. Zakładając, że wzmacnienie wzmacniacza mocy wynosi 10 dB a przedwzmacniacza - 15 dB, możemy zwiększyć margines tłumienia linii do 19 dB + 22,7 dB = 41,7 dB. Używając światłowodu, który wraz ze spawami ma średnie tłumienie równe 0,25 dB/km, uzyskuje się maksymalną długość linii wynoszącą 167 km. Zgodnie z zaleceniem [120] całkowita dyspersja linii nie może przekroczyć około 1200 ps/nm (przy maksymalnej średniokwadratowej szerokości linii widmowej lasera około 0,15 nm). Oznacza to, że współczynnik dyspersji światłowodu nie może przekroczyć 8 ps/(nm · km). Jeśli nie dysponujemy światłowodem o takiej dyspersji, należy w nadajniku zastosować laser o fali ciągłej i wąskiej linii widmowej wraz z modulatorem zewnętrznym. W rzeczywistości podobne rozwiązanie zastosowano w systemie Siemens [124], gdzie przy przepływności 2,5 Gbit/s można osiągnąć zasięg transmisji do 250 km. Zastosowano tam modulator elektroabsorpcyjny i dodatkowy przestrajany filtr optyczny przed odbiornikiem, mający na celu wyeliminowanie szumu emisji spontanicznej, pochodzącego ze wzmacniaczy optycznych.

SYSTEMY TRANSMISJI O BARDZO DUŻYCH ZASIĘGACH I PRZEPŁYWNOCIACH

Podstawową różnicą między systemami transmisyjnymi, w których używa się regeneratorów optoelektronicznych, a najnowszymi systemami transmisji na bardzo duże odległości np. transoceanicznymi, stanowi zastąpienie regeneratorów przez światłowodowe wzmacniacze optyczne typu EDFA pracujące w oknie 1,55 μm . Przykładem takiego systemu może być transatlantycki system TAT-12 o przepływności 2x5 Gbit/s łączący Stany Zjednoczone z Anglią i Francją [126]. Użycie wzmacniaczy optycznych zamiast regeneratorów stwarza zupełnie nowe warunki pracy takich systemów, przez co pojawiają się nowe, nieznane przedtem problemy w ich pracy. Zasadniczym ich źródłem jest to, że sygnał nie ulega – jak to było w systemach tradycyjnych – co kilkadziesiąt kilometrów regeneracji, ale przechodzi bez regeneracji drogę kilkuset lub kilku tysięcy kilometrów. W związku z tym pewne zjawiska, pomijalne przy regeneracji sygnału co kilkadziesiąt kilometrów, narastają i zaczynają nabierać znaczenia. W rozdziale tym omówimy pokrótce najważniejsze z pojawiających się zagadnień.

9.1. KONSEKWENCJE UŻYCIA WZMACNIACZY OPTYCZNYCH

Kiedy wzmacniacze optyczne zastępują regeneratory w długiej linii światłowodowej są one połączone kaskadowo (rys. 9.1a) i regeneracja sygnałów nie jest potrzebna. Długość odcinka między wzmacniaczami wynosi typowo kilkadziesiąt kilometrów (45 ... 68 km) [47], [130]. Jednakże istnieją (na razie eksperymentalne) systemy pozwalające zwiększyć odległość między zasilanymi stacjami do kilkuset kilometrów. Wykorzystują one zdalnie pompowane wzmacniacze optyczne. Przykład takiego systemu pokazano na rys. 9.1b [128]. Do transmisji światłowodowej sygnału 2,5 Gbit/s na odległość 423 km użyto w nim czterech wzmacniaczy optycznych typu EDFA: wzmacniacza mocy przy nadajniku, oddalonego od nadajnika o 74,5 km drugiego wzmacniacza mocy, pompowanego światłem dostarczanym z nadajnika przez dodatkowy światłowód, oddalonego od odbiornika o 96,5 km przedwzmacniacza optycznego, który jest również zdalnie pompowany światłem



Rys. 9.1. a) Standardowa linia światłowodowa wykorzystująca wzmacniacze optyczne, b) linia światłowodowa z wzmacniaczami optycznymi zdalnie pompowanymi

z odbiornika oraz drugiego przedwzmacniacza optycznego przy odbiorniku. Całkowite tłumienie toru światłowodowego wynosiło 85,1 dB, użycie zaś zdalnych wzmacniaczy optycznych pozwalało wzmocnić sygnał o ponad 18 dB. Często do zdalnego wzmacniania lub pompowania sygnałów optycznych wykorzystywane są wzmacniacze lub lasery Ramana [129], [131], przy czym maksymalne odległości transmisji pomiędzy zasilanymi stacjami przekraczają już 500 km [129]. Zasadniczym czynnikiem szumowym mającym wpływ na pracę takiego systemu jest wzmocniony szum emisji spontanicznej. W łańcuchu wzmacniaczy optycznych zastosowanych w linii światłowodowej, wzmocniony szum emisji spontanicznej generowany przez każdy wzmacniacz optyczny będzie dodawany i ponownie wzmacniany przez następne wzmacniacze. Poziom tego szumu jest proporcjonalny do wzmocnienia każdego wzmacniacza G i ich liczby, jego widmo zaś jest widmem szerokopasmowym emisji spontanicznej zmodyfikowanej przez charakterystykę wzmocnienia łańcucha wzmacniaczy. Szumy pojedynczego wzmacniacza omówiliśmy w rozdziale 7.

Przyjmijmy, że wzmocnienie wzmacniacza optycznego dokładnie kompensuje straty powstałe w odcinku światłowodu pomiędzy kolejnymi wzmacniaczami. Gęstość mocy wzmocnionego szumu emisji spontanicznej (tzw. szum ASE – ang. *amplified spontaneous emission*) wynosi wtedy na końcu toru światłowodowego

$$N_{sp}(\nu) = MF(G-1)h\nu \quad (9.1)$$

gdzie M – liczba wzmacniaczy w torze. Wzór ten łatwo jest przekształcić do postaci

$$N_{sp}(\nu) = Fh\nu\alpha H(G)L \quad (9.2)$$

gdzie: α – tłumienność jednostkowa światłowodu, L – jego długość, F – współczynnik szumów wzmacniacza optycznego, funkcja zaś $H(G)$ wyraża się zależnością

$$H(G) = \frac{G-1}{\log G}, \quad G = e^{al} \quad (9.3)$$

Tutaj l jest odległością między wzmacniaczami. Wzory te pokazują, że dla zminimalizowania szumu wzmocnionej emisji spontanicznej na końcu linii, oprócz minimalizacji współczynnika szumu F wzmacniacza optycznego, trzeba również zmniejszać tłumienie światłowodu i odległość między wzmacniaczami. W tym ostatnim przypadku oczywistym ograniczeniem są koszty, które rosną wraz ze wzrostem liczby użytych wzmacniaczy. Wielkość $H(G)$ rośnie stosunkowo powoli wraz ze wzrostem odległości między wzmacniaczami tak, że w praktyce o tej odległości decydują inne wymagania techniczne i ekonomiczne. Wartość stosunku sygnału do szumu w odbiorniku optoelektronicznym przy M wzmacniaczach w torze wyraża się zależnością podobną do (7.50)

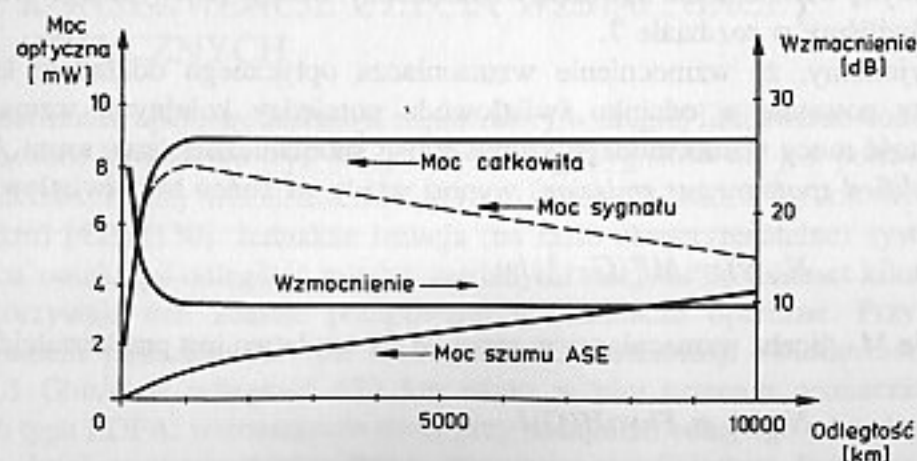
$$SNR \approx \frac{P^2 \cdot e^{-2al}}{Mh^2v^2 \Delta f F \left(2 \frac{P \cdot e^{-al}}{hv} + MB_0 F \right)} \quad (9.4)$$

i rośnie wraz ze wzrostem liczby użytych wzmacniaczy. Tutaj P – moc optyczna na wejściu światłowodu. W przypadku dominacji składnika związanego z σ_{sp-sp}^2 wartość tę można przybliżyć jako

$$SNR \approx \frac{n \cdot e^{-al}}{MF} \quad (9.5)$$

gdzie n – ponownie liczba fotonów przypadająca na jeden bit. Należy jednak zwrócić uwagę na to, że wariancja szumu σ_{sp-sp}^2 związanego ze zdudnianiem szumu emisji spontanicznej ze sobą rośnie proporcjonalnie do M^2 i w przypadku dużej liczby wzmacniaczy optycznych nie można jej zaniedbać.

Przy wyprowadzaniu podanych zależności przyjęto, że tor światłowodowy ze

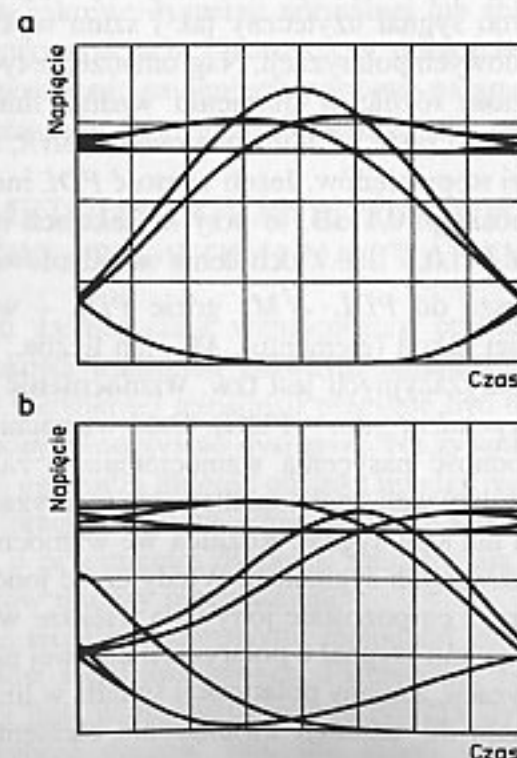


Rys. 9.2. Zmiany mocy sygnału i szumu wzdłuż linii światłowodowej z wieloma połączonymi kaskadowo wzmacniaczami optycznymi. Na podstawie [136]

wzmacniaczami optycznymi jest liniowy. To założenie jest spełnione jedynie w przypadku stosunkowo krótkich torów z niewielką liczbą wzmacniaczy. W przypadku długich linii, poziom szumu wzmocnionej emisji spontanicznej wzrasta wzdłuż linii i zaczyna wprowadzać wzmacniacze optyczne w nasycenia, przez co maleje wzmocnienie sygnału [3], [136]. Wskutek zjawiska nasycenia całkowita moc optyczna tzn. moc sygnału użytecznego i moc szumu pozostaje stała wzdłuż linii. W ten sposób moc sygnału maleje wzdłuż linii, gdyż moc szumu wzmocnionej emisji spontanicznej wzrasta, co powoduje dalszy spadek stosunku sygnału do szumu SNR w odbiorniku. Na rysunku 9.2 zilustrowano to zjawisko [136]. Spadek mocy sygnału zależy w istotny sposób od tego, czy w linii użyto filtrów optycznych w każdym stopniu wzmacniającym. Odpowiednio zaprojektowane filtry filtrując szumy zmniejszają znaczenie omawianego zjawiska.

Innym ważnym czynnikiem jest to, że transmitancje i widma szumów wzmacniaczy optycznych nie są wcale płaskie. Połączenie kaskadowe wielu wzmacniaczy daje w efekcie filtr o stosunkowo wąskim pasmie przepustowym skoncentrowanym wokół jednej częstotliwości. Przy projektowaniu linii światłowodowych dąży się do wykorzystania tej cechy, jako że pozwala ona uniknąć konieczności użycia filtrów optycznych wzdłuż linii.

W przypadku bardzo długich linii wykorzystujących wzmacniacze optyczne, np. transoceanicznych, należy brać pod uwagę również bardzo nieznaczne efekty polaryzacyjne w światłowodzie, które narastając w bardzo długiej linii, mogą mieć istotny wpływ na pracę odbiornika [126], [137]. Ponownie zwróćmy wagę na to, że wzmacniacze optyczne nie zapewniają regeneracji sygnału, przez co wszystkie

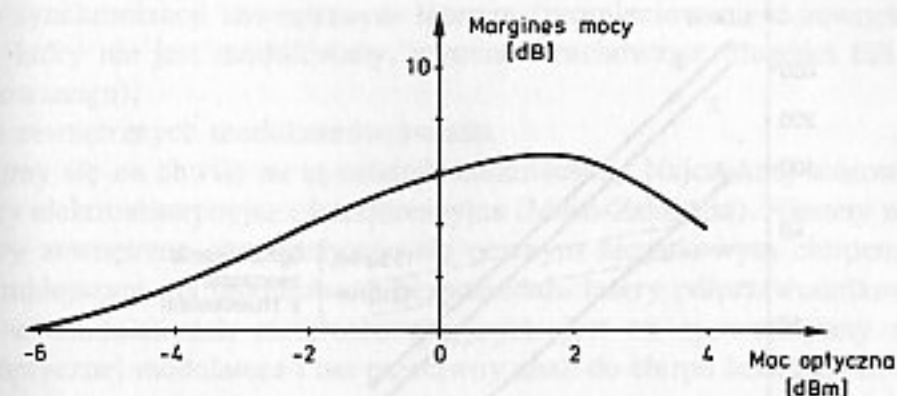


Rys. 9.3. Wpływ dyspersji polaryzacyjnej na wykres oczkowy sygnału 5 Gbit/s: a) brak dyspersji, b) obecność dyspersji. Na podstawie [126]

zjawiska takie jak szum, czy dyspersja narastają wzdłuż linii. Pierwszym ze wspomnianych zjawisk jest tzw. **dyspersja polaryzacyjna**. Otóż, jak to pokazano w rozdziale 3, w światłowodzie jednomodowym rozchodzą się dwa tryby spolaryzowane ortogonalnie względem siebie. Prędkości grupowe tych trybów różnią się nieco, gdyż w praktyce nie jest zachowana idealna symetria kołowa światłowodu (geometryczna, profilu współczynnika załamania i naprężeń). Co więcej rozkład prędkości grupowych zmienia się przypadkowo wzdłuż światłowodu. Jeśli zaniedba się zjawiska nieliniowe, to średnia różnica czasu propagacji między trybem „szybkim”, a „wolnym” narasta proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z długości światłowodu, a ten proces przypadkowy ma rozkład Maxwella. Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej zazwyczaj nie przekracza $1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, przez co łatwo widać, że może ona jedynie mieć znaczenie w bardzo długich liniach i przy bardzo dużych szybkościach transmisji. Dyspersja polaryzacyjna zmienia w sposób ciągły kształt impulsu wskutek zmian czasowych stanu polaryzacji wzdłuż linii. W odbiorniku te zmiany kształtu zmieniają kształt i rozwarcie „oczka”, co prowadzi do zwiększenia stopy błędów. To zjawisko pokazano na rys. 9.3 dla linii 5 Gbit/s o długości 9000 km i współczynniku dyspersji polaryzacyjnej $0,5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

Drugim istotnym zjawiskiem jest **tłumienie zależne od polaryzacji** (ang. PDL – polarisation dependent loss). Większość pasywnych elementów optycznych wykorzystywanych w systemach z wzmacniaczami optycznymi (takich jak sprzęgacze, izolatory itd.) wykazuje nieznaczную zależność swojego tłumienia optycznego od polaryzacji sygnału. Wartość strat zależnych od polaryzacji (PDL) dla danego elementu jest po prostu różnicą między najwyższym, a najniższym tłumieniem danego elementu przy zmieniającej się polaryzacji sygnału na jego wejściu. W konsekwencji zarówno sygnał użyteczny jak i szum wykazują różne tłumienie dla ortogonalnych składowych polaryzacji. Nagromadzenie tych niezależnych i zmieniających się w czasie różnic w tłumieniu wzdłuż linii optycznej prowadzi do zmian mocy sygnału w czasie i fluktuacji stosunku SNR, a co za tym idzie do zwiększenia elementowej stopy błędów. Jeżeli wartość PDL indywidualnej sekcji linii światłowodowej wynosi np. 0,1 dB, to przy M sekcjach maksymalna zmiana tłumienności jest równa $M \cdot 0,1 \text{ dB}$. Odchylenie standardowe fluktuacji SNR jest proporcjonalne z grubsza do $PDL \cdot \sqrt{M}$, gdzie PDL – wartość strat zależnych od polaryzacji dla danej sekcji (elementu), M – ich liczba.

Ostatnim wreszcie z efektów polaryzacyjnych jest tzw. **wzmocnienie zależne od polaryzacji** (ang. polarisation dependent gain – PDG). Otóż wzmacniacze EDFA wykazują nieznaczную niejednorodność nasycenia wzmocnienia w zależności od polaryzacji sygnału: szum o polaryzacji prostopadłej do polaryzacji sygnału doznaje większego wzmocnienia niż sam sygnał. Różnica we wzmocnieniach jest największa przy liniowo spolaryzowanych sygnałach. Wtedy część jonów erbu jest łatwiej nasycana przez sygnał, przez co pozostałe jony dają większe wzmocnienie dla spolaryzowanego prostopadle szumu. Sygnał o polaryzacji kołowej nie powoduje zależności wzmocnienia od polaryzacji. Zmiany polaryzacji światła w linii powodują zmiany w czasie stosunku sygnału do szumu i zwiększenie elementowej stopy



Rys. 9.4. Margines mocy powyżej mocy odpowiadającej $BER = 10^{-9}$ dla przepływności 40 Gbit/s w zależności od mocy optycznej. Długość fali odpowiada zerowej dyspersji światłowodu ($D = 0$). Na podstawie [137]

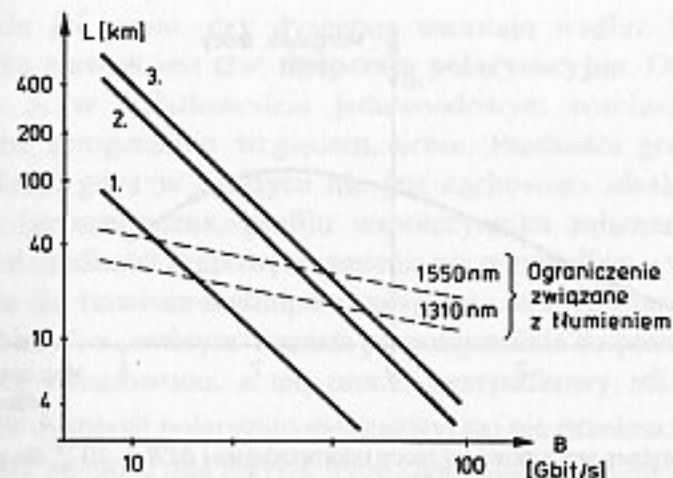
błędów. Zjawisko to można zredukować przez okresowe przełączanie (skramblowanie) polaryzacji nadawanego sygnału.

Przy bardzo dużych długościach linii zaczynają również nabierać znaczenia właściwości nieliniowe światłowodu, które omówiono w rozdziale 4. Najważniejsze z nich to samomodulacja fazy i mieszanie czterofalowe pomiędzy sygnałem użytecznym, a wzmocnionym szumem emisji spontanicznej. Przy pracy w zakresie dyspersji anomalnej światłowodu ($D > 0$) i odpowiednim doborze parametrów impulsu i linii można uzyskać tzw. impulsy solitonowe nie zmieniające kształtu w czasie propagacji; omówiono je dokładniej w rozdziale 11. Jeśli natomiast praca odbywa się w zakresie dyspersji normalnej lub zbliżonej do zera, to przy bardzo dużych przepływnościach binarnych i długościach linii, zjawiska nieliniowe ograniczają możliwość osiągnięcia poprawy parametrów pracy systemu (np. BER) przez zwiększanie mocy sygnału. Pokazano to na rys. 9.4.

9.2. METODY OGRANICZENIA WPLYWU DYSPERSJI ŚWIATŁOWODU NA TRANSMISJĘ

W przypadku zastosowania wzmacniaczy optycznych w linii światłowodowej o dużej szybkości transmisji głównym ograniczeniem długości odcinka między regeneratorami i szybkości transmisji przestaje być tłumienie światłowodu, a zasadniczą rolę zaczyna odgrywać dyspersja. Na rysunku 9.5 pokazano, jak dyspersja chromatyczna ogranicza długość odcinka między regeneratorami i szybkość transmisji dla systemu pracującego na długości fali 1550 nm. Na rysunku pokazano, że światłowody o przesuniętej dyspersji umożliwiają osiągnięcie wielokrotnie dłuższych odcinków między regeneratorami.

Zajmiemy się teraz podstawowymi metodami zmniejszenia wpływu dyspersji na pracę systemów światłowodowych. Pamiętajmy, że dyspersja jest proporcjonalna do szerokości linii widmowej i współczynnika dyspersji D . Wydawałoby się, że wystarczy wybrać długość fali, dla której współczynnik dyspersji przyjmuje



Rys. 9.5. Ograniczenia transmisyjne spowodowane dyspersją: 1 – światłowod standardowy 1,55 μm , 2 – światłowod z przesuniętą dyspersją 1,55 μm , 3 – światłowod standardowy 1,3 μm . Na podstawie [138]

zerową wartość. Niestety, jak już wspomniano w rozdz. 3, w standardowych światłowodach, dominujących w okablowaniu, długość fali, przy której współczynnik dyspersji jest zerowy (1310 nm) nie pokrywa się z minimum tłumienia światłowodu (1550 nm). Jedynie w światłowodach z przesuniętą dyspersją, długości fal minimum tłumienia i minimum dyspersji są zbliżone do 1550 nm. Stąd wynika podstawowa zaleta takich światłowodów i przesłanka do ich instalacji, choć są one droższe od światłowodów standardowych. Niestety ich zastosowanie w systemach WDM o dużych zasięgach transmisji, w których jednocześnie transmitowanych jest wiele sygnałów o zbliżonych długościach fal, wiąże się z dużą efektywnością mieszania czterofalowego. Przypomnijmy z rozdz. 4, że efektywność tego zjawiska nieliniowego rośnie wraz z maleniem dyspersji światłowodu. Stąd w takich systemach stosuje się czasem światłowody z tzw. niezerową przesuniętą dyspersją (ang. *non-zero dispersion shifted fibers*) [127]. Charakteryzują się one małą, ale niezerową wartością dyspersji w zakresie 1550 nm, co pozwala zredukować efekty mieszania czterofalowego przy zachowaniu możliwości transmisji szybkich sygnałów.

Omówimy teraz kolejno inne metody przewyższania ograniczeń związanych z dyspersją.

1. Zmniejszenie szerokości linii widmowej lasera

Jak wiadomo bezpośrednia modulacja prądu lasera powoduje zjawisko tzw. chirpu, powodujące rozszerzenie linii widmowej lasera, typowo o kilka dziesiątych nanometra. Zjawisko to omówiono dokładniej w rozdz. 1. Rozszerzenie linii widmowej spowodowane chirpem można ograniczyć kilkoma sposobami. Należą do nich:

- polaryzacja lasera znacznie powyżej prądu progowego; zmniejsza to poszerzenie linii, ale również redukuje ulega współczynnik ekstynkcji światła,
- odpowiednie kształtowanie prądu modulującego lub dodatkowa modulacja strumienia świetlnego (tzw. prechirp); (zewnętrzna modulacja fazy lub dodatkowa modulacja częstotliwości lasera [133]).

c) użycie synchronizacji zewnętrznym laserem (promieniowanie z zewnętrznego lasera, który nie jest modulowany, wymusza zachowanie długości fali lasera modulowanego),

d) użycie zewnętrznych modulatorów światła.

Zatrzymajmy się na chwilę na tej ostatniej możliwości. Najczęściej stosowane są modulatory elektroabsorpcyjne i interferencyjne (Mach-Zehndera). Niestety również modulatory zewnętrzne charakteryzują się pewnym szczątkowym chirpem, choć znacznie mniejszym niż modulowane bezpośrednio lasery półprzewodnikowe. Na przykład w modulatorach elektroabsorpcyjnych jest on spowodowany zmianą długości optycznej modulatora i ma przeciwny znak do chirpu lasera DFB. Można to wykorzystać scalając laser z modulatorem i sterując je odpowiednio, aby kompensować chirp. Częstotliwościowe pasmo optyczne sygnału NRZ może być w przybliżeniu 1,2 raza większe od szybkości transmisji B [133]. Obliczmy teraz w tym przypadku maksymalny zasięg transmisji uwarunkowany dyspersją. Przyjmijmy dla prostoty, że maksymalne rozszerzenie impulsu nie może przekroczyć czasu trwania jednego bitu. Licząc z wzoru $\Delta\lambda = (-c/f^2)\Delta f$ szerokość widmową nadajnika i korzystając z zależności $1/B = DL_{\text{max}}\Delta\lambda$ otrzymujemy wyrażenie na maksymalny zasięg transmisji ograniczony dyspersją

$$L_{\text{max}} = \frac{c}{1,2D\lambda_0^2 B^2} \quad (9.6)$$

Po podstawieniu danych charakterystycznych dla standardowego światłowodu ($D = 17 \text{ ps/nm} \cdot \text{km}$) otrzymujemy dla długości fali $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ i przepływności $B = 10 \text{ Gbit/s}$, wartość maksymalnej odległości równą $L_{\text{max}} = 61 \text{ km}$. Ograniczenie (8.6) jest ograniczeniem podstawowym; nie można zwiększyć maksymalnego zasięgu transmisji poza podanym wzorem (9.6) poprzez zmniejszanie szerokości linii widmowej w jakikolwiek sposób, gdyż widmo transmitowanego sygnału ma niezerową szerokość.

2. Kompensacja dyspersji światłowodu

Możliwe są tutaj dwa podejścia: kompensacja elektroniczna oraz kompensacja optyczna. Zajmijmy się najpierw tą pierwszą. W odbiornikach z detekcją bezpośrednią przy zamianie sygnału optycznego na elektryczny tracona jest informacja o fazie i częstotliwości odbieranego sygnału. Dlatego też liniowa korekcja zniekształconego sygnału ma ograniczone znaczenie. Lepsze rezultaty daje obróbka nieliniowa oparta na przykład na detekcji maksymalnej wiarygodności [134]. Z kolei w systemach koherentnych, omówionych w następnym rozdziale, sygnał po fotodetekcji zachowuje informacje o częstotliwości i fazie sygnału optycznego. Z tego względu w takich systemach możliwe jest zastosowanie mikrofalowych kompensatorów dyspersji opartych na technice linii paskowych, których opóźnienie zależy od częstotliwości [135].

Z kolei kompensacja optyczna polega na zastosowaniu elementów optycznych o dyspersji przeciwnej do dyspersji światłowodu. Najpowszechniejsze zastosowanie znajdują tu tzw. światłowody kompensujące dyspersję, omówione w rozdz. 3.

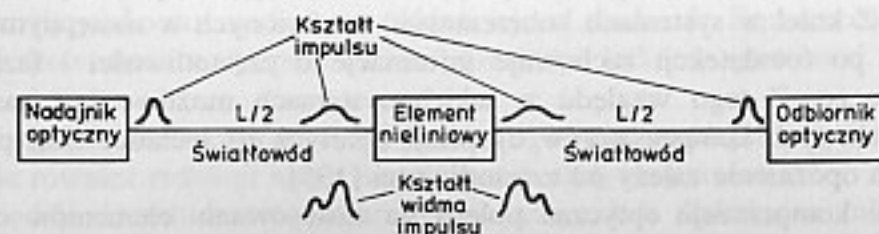
W tych ostatnich poprzez odpowiedni profil współczynnika załamania lub/i odpowiednie domieszkowanie udaje się uzyskać dla długości fali 1550 nm ujemną wartość współczynnika dyspersji D . Przekracza ona znacznie co do modułu wartość (dodatniej) dyspersji standardowego światłowodu na tej długości fali. Wynika stąd, że połączenie łańcuchowe standardowego światłowodu z odpowiednio dobranym, krótszym odcinkiem światłowodu kompensującego daje w rezultacie zerową dyspersję takiego połączenia. Wadą takiego rozwiązania jest pewne zwiększenie całkowitego tłumienia linii, gdyż światłowody kompensujące mają większe tłumienie niż światłowody standardowe. Zaletą – możliwość dołączenia takiego światłowodu w już istniejących liniach, o ile oczywiście mają odpowiedni zapas marginesu strat.

Kolejną, obecnie szeroko badaną możliwością, jest zastosowanie światłowodowych siatek odbiciowych Bragga [133]. Ich zasada pracy jest podobna do omówionego w rozdz. 6. światłowodowego filtra odbiciowego. Jedyną różnicą jest to, że stałą siatki zmienia się wraz z odległością, w wyniku czego fale o różnych długościach odbijają się w różnych miejscach i ulegają różnym opóźnieniom, co pozwala skompensować dyspersję. Wadą tych kompensatorów jest to, że kompensowany sygnał optyczny jest odbijany wstecznie, co wymaga zastosowania cyrkulatorów optycznych do oddzielenia wejścia od wyjścia.

Inną jeszcze techniką kompensacji dyspersji jest tzw. technika sprzężonej fazy (ang. *phase conjugation technique*) [133], [137]. Polega ona na tym, że w połowie długości linii ($L/2$) widmo częstotliwościowe transmitowanego sygnału zostaje odwrócone, tzn. staje się lustrzanym odbiciem widma wejściowego względem pewnej częstotliwości, co pokazano na rys. 9.6. Do dokonania inwersji widma można wykorzystać mechanizm mieszania czterofalowego w pompowanych optycznie ośrodkach nieliniowych. Przy dyspersji normalnej w światłowodzie widmo początku impulsu dochodzącego do układu nieliniowego jest przesunięte w kierunku błękitu w stosunku do końca impulsu. Po dokonaniu inwersji widma ulega odwróceniu długość fali światła wzdłuż impulsu: początek impulsu jest przesunięty ku czerwieni względem jego końca. Podczas następującej dalej propagacji w drugiej połowie światłowodu o tej samej charakterystyce dyspersyjnej, chirp impulsu i charakterystyka dyspersyjna światłowodu oddziałują na siebie przywracając kształt impulsu nadawanego.

3. Transmisja solitonowa

Polega ona na wykorzystaniu nieliniowych własności światłowodu dla transmisji



Rys. 9.6. Zmiana widma impulsu w technice sprzężenia fazowego

krótkich impulsów zachowujących swój kształt – tzw. solitonów. Ten rodzaj transmisji omówiono w rozdziale 11.

4. Transmisja wykorzystująca dyspersję (ang. *DST dispersion supported transmission*)

Przy takim rodzaju pracy dyspersja światłowodu jest wykorzystywana do zamiany modulacji częstotliwościowej lasera nadawczego na modulację amplitudową w odbiorniku. Ten sposób transmisji opisano bliżej w rozdz. 14.

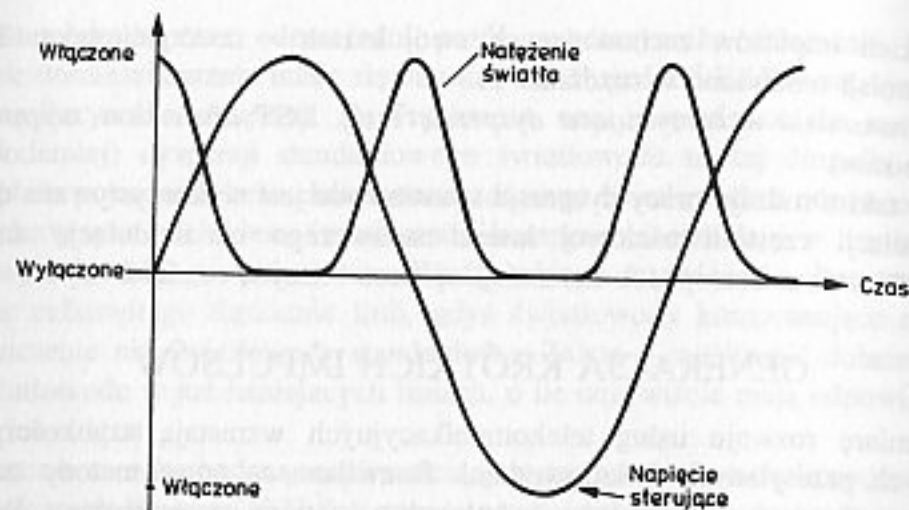
9.3. GENERACJA KRÓTKICH IMPULSÓW

W miarę rozwoju usług telekomunikacyjnych wzrastają szybkości transmisji danych przesyłanych światłowodami. Rozwijane są nowe metody transmisyjne wymagające użycia impulsów świetlnych o krótkim czasie trwania. Powoduje to potrzebę generacji coraz krótszych impulsów świetlnych.

Osiągane obecnie częstotliwości graniczne modulacji bezpośredniej laserów przekraczają 30 GHz, modulatory zaś zewnętrzne osiągają ponad 70 GHz. Dalej omówimy alternatywne techniki generacji krótkich impulsów stosowane zwłaszcza w bardzo szybkich systemach solitonowych i systemach z optycznym zwielokrotnieniem czasowym (OTDM). W omawianych systemach niezbędna jest generacja ciągów bardzo krótkich impulsów o stosunkowo niewielkim współczynniku wypełnienia. Typowo długość trwania takiego impulsu wynosi około 10%–20% okresu powtarzania. W przypadku systemów transmisji solitonowej kształt generowanych impulsów musi być zbliżony do kształtu solitonu podstawowego, dla którego iloczyn szerokości impulsu i zajmowanego przezeń pasma jest równy 0,315. Dla kształtu impulsu różnego od solitonu moc zawarta w niesolitonowej składowej rozprasza się, powodując wzrost szumu w odbiorniku. Zagadnienie to omówimy w rozdz. 11. Pierwszą z metod generacji krótkich impulsów jest tzw. **przełączanie wzmocnienia** (ang. *gain switching*) [3]. W tym rozwiązaniu laser półprzewodnikowy (DFB) jest spolaryzowany poniżej progu laserowania i przełączany znacznie powyżej prądu progowego za pomocą impulsów prądowych. Typowe długości otrzymywanych impulsów świetlnych zawierają się w zakresie 20–40 ps. Częstotliwość powtarzania zależy od modulacji prądu i typowo wynosi kilka GHz.

Jednakże wytworzone w ten sposób impulsy charakteryzują się dużym migotaniem (*chirp*) i sporymi drganiami położenia (*jitter*). Ponadto ich kształt odbiega od kształtu solitonu. W związku z tym do otrzymania impulsu solitonowego niezbędna jest odpowiednia filtracja optyczna impulsów wychodzących z lasera. Eliminacja chirpu może być dokonana przez przepuszczenie impulsów przez odcinek światłowodu charakteryzującego się normalną dyspersją. Impulsy doznają ponadto kompresji czasowej (skraca się ich długość). Technika przełączania wzmocnienia jest bardzo atrakcyjna, gdyż pozwala wykorzystać bezpośrednią modulację laserów półprzewodnikowych.

Drugą możliwością wytworzenia impulsów pikosekundowych jest wykorzystanie sterowanych elektrycznie modulatorów zewnętrznych, do których doprowadzono



Rys. 9.7. Wytworzenie krótkich impulsów za pomocą zewnętrznego modulatora sterowanego falą sinusoidalną o amplitudzie dwukrotnie większej od napięcia przełączającego

niemodulowane światło laserowe lub ciąg danych typu NRZ [137]. Na rysunku 9.7 pokazano przebiegi w układzie zewnętrznego modulatora światła, który jest sterowany falą sinusoidalną o amplitudzie dwukrotnie większej od napięcia przełączającego. Sygnał optyczny na wyjściu takiego modulatora jest ciągiem impulsów o częstotliwości powtarzania dwukrotnie większej od częstotliwości sygnału modulującego, a szerokość impulsu optycznego stanowi jedynie kilkanaście procent okresu przebiegu modulującego. Do zmiany kształtu impulsów optycznych można użyć innych niż sinusoidalne przebiegów sterujących, o ile mieszczą się w pasmie modulatora. Istnieje kilka trudności praktycznych związanych z wykorzystaniem modulatorów interferometrycznych (Mach-Zehndera) do omawianego celu. Należą do nich m.in. wysokie wymagane napięcia sterujące oraz wrażliwość na polaryzację. Część z tych problemów nie występuje w modulatorach elektroabsorpcyjnych, gdzie np. wymagane napięcia przełączające są znacznie mniejsze (1,5 V wobec 5–10 V dla modulatora interferometrycznego).

Kolejną możliwością generacji krótkich impulsów jest użycie laserów **synchronizowanych modowo** (ang. *mode locked lasers*) [40]. W takim laserze długość wnęki rezonansowej jest tak dobrana, że czas jej przejścia (dwukrotno: tam i z powrotem) odpowiada okresowi sygnału o bardzo dużej częstotliwości, który moduluje prąd lasera. Synchronizuje to fazowo mody podłużne oscylujące we wnęce i daje w efekcie ciąg krótkich impulsów na jej wyjściu. Rozważmy to zagadnienie nieco dokładniej. Jak wiadomo, przy braku elementu selektywnego częstotliwościowo (falowo) w laserze, może on generować jednocześnie pewną liczbę modów podłużnych. Odstęp częstotliwościowy między modami wynosi

$$\Delta\nu = \frac{c}{L_{opt}} \quad (9.7)$$

gdzie L_{opt} – długość optyczna przy przejściu długości wnęki rezonansowej tam i z powrotem. Praca wielomodowa jest spowodowana tym, że pasmo wzmocnienia znacznie przekracza odstęp częstotliwościowy między modami podłużnymi, a zatem wiele modów podłużnych położonych w pobliżu maksimum wzmocnienia doznaje podobnego wzmocnienia i przekracza jednocześnie próg akcji laserowej. Całkowite pole optyczne może być zapisane jako [40]

$$E(t) = \sum_{m=-M}^{m=M} E_m \exp[-j(\omega_m t - \phi_m)] \quad (9.8)$$

gdzie: E_m , ω_m , ϕ_m – odpowiednio amplituda, pulsacja i faza m -tego modu. Przy przyjętych oznaczeniach całkowita liczba modów wynosi $2M+1$. W laserach wielomodowych wszystkie mody są niezależne od siebie i zależności fazowe między nimi są nieokreślone. W związku z tym w wyrażeniu opisującym natężenie pola $|E(t)|^2$ składniki wynikające z interferencji różnych modów zerują się. Synchronizacja modowa zachodzi [40], kiedy fazy różnych modów podłużnych są ze sobą zsynchronizowane w ten sposób, że różnica faz każdego dwóch sąsiednich modów jest wielkością stałą, równą ϕ :

$$\phi_m - \phi_{m-1} = \phi \quad (9.9)$$

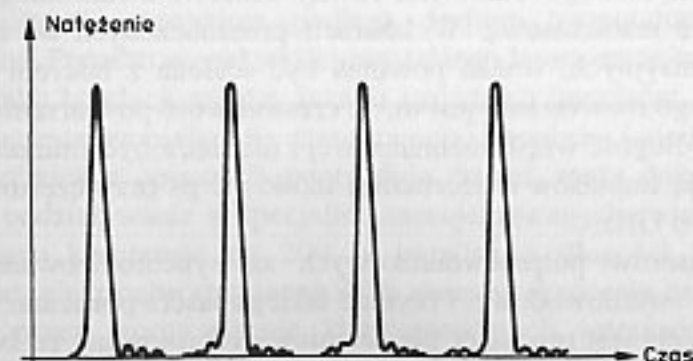
Aby określić jaki wpływ ma taka zależność fazowa na wyrażenie opisujące natężenie pola zauważmy, że

$$\Phi_m = m\phi + \phi_0 \quad (9.10)$$

$$\omega_m = \omega_0 + 2m\pi\Delta\nu \quad (9.11)$$

Jeśli dla uproszczenia przyjmujemy, że wszystkie mody mają taką samą amplitudę E_0 i skorzystamy z zależności (9.8), (9.10) i (9.11), to otrzymamy wyrażenie na natężenie pola $|E(t)|^2$ w postaci

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2 \quad (9.12)$$



Rys. 9.8. Grupa impulsów z lasera synchronizowanego modowo

Zależność czasowa tego wyrażenia pokazana jest na rys. 9.8. dla dziewięciu modów sprzężonych ($M=4$). Jest ona funkcją periodyczną z okresem równym $\tau = 1/\Delta\nu$. Z zależności (9.7) wynika, że okres ten odpowiada czasowi przejścia tam i z powrotem przez wnękę rezonansową lasera. Przy najprostszej interpretacji można powiedzieć, że we wnęcie rozchodzi się pojedynczy impuls i część jego energii zostaje wypromieniowana zawsze, kiedy odbija się od końca wnęki. Równanie (9.12) określa również szerokość impulsu Δt jako

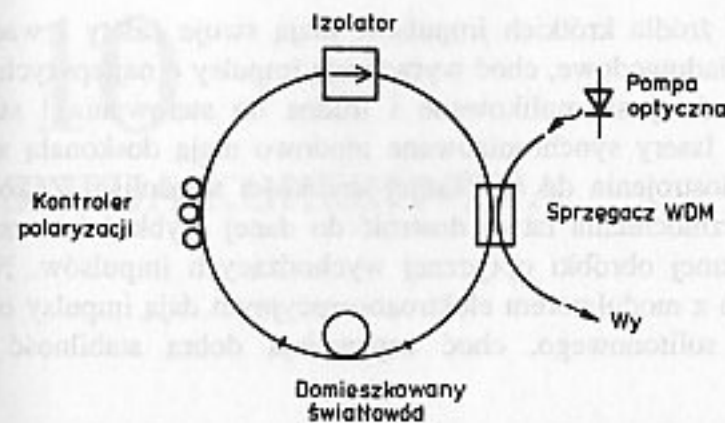
$$\Delta t = \frac{1}{(2M+1)\Delta\nu} \sim \frac{1}{\Delta\nu_\theta} \quad (9.13)$$

Ponieważ $(2M+1)\Delta\nu$ odpowiada całkowitemu pasmu $(2M+1)$ modów podłużnych, szerokość impulsu jest odwrotnie proporcjonalna do pasma wzmocnienia $\Delta\nu_\theta$. Zatem szerokość impulsu jest odwrotnie proporcjonalna do pasma $1/\Delta\nu_\theta$, w którym fazy różnych modów podłużnych mogą być ze sobą zsynchronizowane.

Synchronizacja modowa może być osiągana w sposób aktywny lub pasywny. Aktywna synchronizacja polega na modulacji amplitudy lub częstotliwości (fazy) pola wewnątrz wnęki rezonansowej z częstotliwością f_m równą odstępowi częstotliwości między modami $\Delta\nu$ lub jego całkowitej wielokrotności $k\Delta\nu$.

Zasadę pracy takiej synchronizacji można wyjaśnić pamiętając, że zarówno modulacja AM jak i FM generuje prążki boczne oddalone o częstotliwość modulacji f_m od częstotliwości nośnej. Te prążki boczne pokrywają się z sąsiednimi modami, jeśli tylko $f_m = \Delta\nu$. Takie nakładanie się prowadzi do synchronizacji fazowej, gdyż informacja fazowa danego modu jest przekazywana do modów sąsiednich poprzez wstęgi boczne modulacji. Aktywna synchronizacja modowa może zostać zastosowana w laserach półprzewodnikowych z odpowiednio dobranym rezonatorem zewnętrznym. Wnęką rezonansową jest uformowana w takim laserze pomiędzy jednym z końców laserowej struktury półprzewodnikowej, a odbiciową siatką dyfrakcyjną umieszczoną za drugim końcem tej struktury. Siatka zapewnia odpowiednie optyczne sprzężenie zwrotne oraz ewentualną możliwość przestrajania długości emitowanej fali. Prąd takiego lasera może być modulowany amplitudowo sygnałem wysokiej częstotliwości, spełniającym warunek $f_m = \Delta\nu$, czyli takim, którego okres jest równy czasowi dwukrotnego przejścia światła przez wnękę rezonansową. W laserach przeznaczonych do eksploatacji w systemach transmisyjnych, wnęka powinna być scalona z laserem na jednym podłożu. Wadą takiego rozwiązania jest to, że częstotliwość powtarzania impulsów jest określona przez długość wnęki rezonansowej i nie może być zmieniona. Źródła tego typu dostarczają impulsów o szerokości około 20 ps przy częstotliwościach powtarzania rzędu 10 GHz.

Alternatywą dla laserów półprzewodnikowych są zsynchronizowane modowo pierścieniowe lasery światłowodowe. Przykład takiego lasera pokazano na rys. 9.9. Jego zasadniczą częścią jest rezonator pierścieniowy uformowany ze światłowodu oraz optyczny wzmacniacz światłowodowy (najczęściej EDFA). W pętli światłowodową włączony jest izolator optyczny, aby zapewnić jednokierunkową pracę



Rys. 9.9. Pierścieniowy laser światłowodowy. Na podstawie [40]

układu oraz ewentualnie układ kontroli polaryzacji (jeśli użyty we rezonatorze światłowod nie zachowuje polaryzacji). Synchronizacja modowa może być osiągnięta w takim laserze zarówno w sposób aktywny poprzez użycie np. zewnętrznego modulatora amplitudowego, jak i pasywny. Pasywna synchronizacja modowa jest całkowicie optyczną, nieliniową techniką wytwarzania krótkich impulsów wewnątrz pętli rezonatora, bez użycia elementów aktywnych, takich jak modulatory. Zastosowane są nieliniowe elementy optyczne, których odpowiedź impulsowa jest tego rodzaju, że impuls na ich wyjściu jest węższy od impulsu na wejściu.

Przykładem takiego elementu jest absorber, którego tłumienie ulega nasyceniu przy dużych natężeniach pola. Kiedy impuls optyczny rozchodzi się w takim absorberze, to jego początek i koniec ulegają większemu tłumieniu aniżeli środek, w którym natężenie pola jest dostatecznie duże, aby nasycić absorber. W rezultacie impuls optyczny ulega skróceniu. Skrócenie impulsu dostarcza mechanizmu, poprzez który zmniejszane są straty we wnęcie lasera, jeśli stałe natężenie promieniowania nie jest w stanie nasycić absorbera [40].

Lasery światłowodowe są znacznie bardziej skomplikowane od laserów półprzewodnikowych, ale pozwalają otrzymać impulsy bardzo zbliżone do solitonowych, jak również impulsy o bardzo krótkim czasie trwania (poniżej 100 femtosekund) [40]. Niestety związane są z nimi znaczne problemy techniczne, gdyż np. długość rezonatora podlega dryftom temperaturowym i musi być stabilizowana. Ponadto sygnał wyjściowy takiego lasera może wykazywać fluktuacje wskutek braku korelacji między fazami sąsiednich impulsów.

Dalsza kompresja (zmniejszanie czasu trwania) impulsów świetlnych, pochodzących z któregośkolwiek z opisanych poprzednio źródeł, może dokonywać się poprzez nieliniowe oddziaływanie w specjalnie zaprojektowanych światłowodach. W pracy [132] opisano kompresję do 200 fs impulsu o długości 5 ps pochodzącego z modulatora elektroabsorpcyjnego. Tak znaczne skrócenie czasu trwania impulsu osiągnięto przez wprowadzenie kompresowanych impulsów do światłowodu, którego współczynnik dyspersji zmieniał się hiperbolicznie wraz z odległością: od 10 ps/(nm · km) (wejście) do 0,5 ps/(nm · km) (wyjście).

Wszystkie opisane źródła krótkich impulsów mają swoje zalety i wady. Pierścieniowe lasery światłowodowe, choć wytwarzają impulsy o najlepszych parametrach, są też najbardziej skomplikowane i trudne do sterowania i stabilizacji. Półprzewodnikowe lasery synchronizowane modowo mają doskonałą stabilność, ale są trudne do dostrojenia do określonej szybkości transmisji. Z kolei lasery z przełączaniem wzmocnienia łatwo dostroić do danej szybkości transmisji, ale wymagają zewnętrznej obróbki optycznej wychodzących impulsów. Na koniec lasery DFB scalone z modulatorem elektroabsorpcyjnym dają impulsy o kształcie odbiegającym od solitonowego, choć zapewniają dobrą stabilność i proste sterowanie.

10

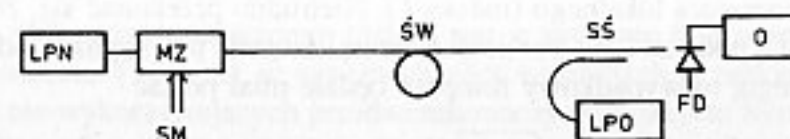
TRANSMISJA KOHERENTNA

W ostatnich kilkunastu latach rozwojowi ulegają systemy wykorzystujące w transmisji światłowodowej światło koherentne (spójne) oraz różny od dotychczasowego sposób odbioru sygnału wychodzącego ze światłowodu. Noszą one nazwę systemów koherentnych. Zasadniczą różnicą między dotychczasowymi systemami transmisji światłowodowej, a omawianą dalej transmisją koherentną jest konieczność wykorzystania światła laserowego o dużym stopniu koherencji oraz sposób detekcji odbieranego sygnału optycznego.

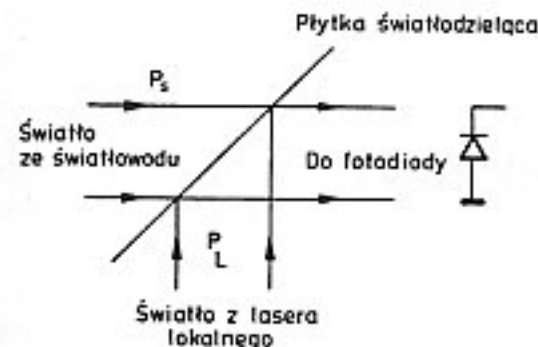
10.1. ZASADA PRACY SYSTEMU KOHERENTNEGO

Schemat blokowy typowego systemu koherentnego przedstawiono na rys. 10.1. Światło pochodzące z półprzewodnikowego lasera nadawczego o bardzo wąskiej szerokości linii widmowej jest modulowane przez modulator zewnętrzny sterowany strumieniem danych, a następnie jest kierowane do światłowodu. Nie ma tu ograniczenia na rodzaj stosowanej modulacji; może to być zarówno modulacja amplitudy, fazy lub częstotliwości sygnału optycznego. Należy tu wyraźnie podkreślić, że modulacja dotyczy bezpośrednio sygnału optycznego, a nie jego obwiedni. Modulując np. częstotliwość sygnału dokonujemy modulacji bardzo wysokiej częstotliwości optycznej.

Po przebyciu żądanej odległości, transmitowany sygnał dochodzi do układu odbiorczego: w sprzęgaczu światłowodowym do odbieranego sygnału jest dodawany



Rys. 10.1. Schemat blokowy systemu koherentnego. Oznaczenia: LPN – laser półprzewodnikowy nadawczy, MZ – modulator zewnętrzny, SM – sygnał modulujący, SW – światłowód, SŚ – sprzęgacz światłowodowy, LPO – laser półprzewodnikowy odbiorczy, FD – fotodioda, O – odbiornik. Na podstawie [143]



Rys. 10.2.
Zasada odbioru koherentnego. Na podstawie [143]

sygnał świetlny z lokalnego lasera półprzewodnikowego (heterodyny optycznej). Następnie superpozycja tych dwóch sygnałów jest zamieniana na sygnał elektryczny w fotodiodzie odbiorczej. Dalsza obróbka jest dokonywana elektrycznie. Zasadniczą różnicą między systemami konwencjonalnymi (z detekcją bezpośrednią) a systemami koherentnymi jest to, że systemy konwencjonalne wykorzystują jedynie modulację amplitudową, to znaczy, że pozwalają jedynie wykryć czy sygnał świetlny jest obecny, czy go nie ma. Nie czynią natomiast użytku z zależności fazowych i częstotliwościowych fali świetlnej. W odróżnieniu od nich, systemy koherentne wykorzystują również informacje fazowe lub częstotliwościowe zawarte w sygnale świetlnym.

Jak już wspomnieliśmy, w przypadku systemów koherentnych w fotoodbiorniku detekcji podlega suma sygnału odbieranego i sygnału z laserowego generatora lokalnego. Zasada odbioru jest pokazana na rys. 10.2. Aby zrozumieć zasadę pracy takiego odbiornika zauważmy, że fotoprąd, generowany w fotodiodzie jest proporcjonalny do mocy P padającego promieniowania, a więc do kwadratu natężenia pola elektrycznego E :

$$I = RP = R|E|^2 \quad (10.1)$$

gdzie R – czułość fotodiody. Przyjmijmy, że natężenia pola elektrycznego sygnału E_S i lasera lokalnego E_L dane są zależnościami

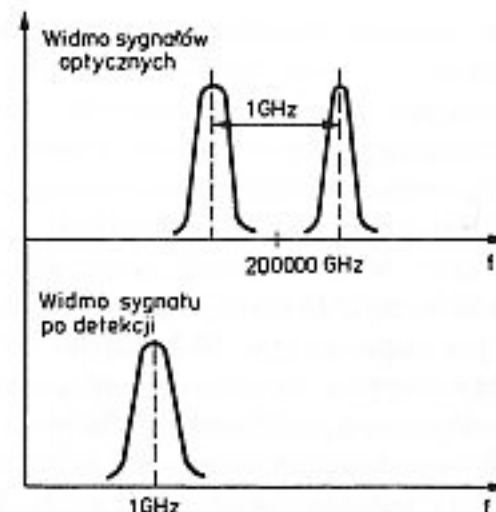
$$E_S = \sqrt{2P_S} \cos(\omega_S t + \phi_S) \quad (10.2)$$

$$E_L = \sqrt{2P_L} \cos(\omega_L t + \phi_L) \quad (10.3)$$

gdzie P , ω , ϕ – odpowiednio: moc, pulsacja i faza sygnału użytecznego (indeks S) i generatora lokalnego (indeks L). Nietrudno przekonać się, że jeżeli do równości (10.1) podstawimy zamiast E sumę natężeń pól sygnału odbieranego i lasera lokalnego, to wypadkowy fotoprąd będzie miał postać

$$I = R[P_L + P_S + 2\sqrt{P_L P_S} \cos[(\omega_L - \omega_S)t + \phi_L - \phi_S]] \quad (10.4)$$

Pierwszy człon w tym wzorze jest stałym prądem proporcjonalnym do mocy lasera lokalnego, drugi człon jest zwykle pomijalny, gdyż moc lasera lokalnego jest znacznie większa od mocy sygnału odbieranego, trzeci zaś składnik jest sygnałem



Rys. 10.3.
Przesunięcie widma sygnału z częstotliwości optycznych do elektrycznych. Na podstawie [143]

użytecznym zawierającym wszystkie informacje o amplitudzie, częstotliwości i fazie odbieranego sygnału. Zwróćmy uwagę na to, że jeśli tylko różnica między pulsacjami w trzecim składniku jest stabilna i mieści się w zakresie częstotliwości elektrycznych, to widmo sygnału użytecznego przechodzi w zakres częstotliwości elektrycznych. Pokazano to na rys. 10.3.

Ze wzoru (10.2) widać, że przez zwiększenie mocy lasera lokalnego wartość członu sygnałowego można uczynić dowolnie dużą. W tym miejscu należy zaznaczyć, że nie prowadzi to do dowolnie wielkiego zwiększenia stosunku mocy sygnału do mocy szumu. Wynika to z tego, że zwiększeniu mocy lasera lokalnego towarzyszy zawsze zwiększenie mocy szumu śrutowego określonej przez

$$i_s^2 = 2qIB = 2qRP_L B \quad (10.5)$$

gdzie: q – ładunek elektronu, B – pasmo odbiornika. Dla dużych wartości P_L szum śrutowy jest dominującym zakłóceniem i stosunek mocy sygnału do mocy szumu SNR osiąga tzw. granicę kwantową (ang. *quantum limit*), określoną przez

$$SNR = \frac{I_s^2}{i_s^2} = \frac{RP_S}{qB} \quad (10.6)$$

Jak widać przy dużych wartościach P_L ten stosunek sygnału do szumu nie zależy od mocy generatora lokalnego.

Wielkość SNR , wyrażona wzorem (10.6), jest w systemie koherentnym o 10–25 decybeli większa [144] niż w systemach niekoherentnych o podobnej szybkości transmisji nie wykorzystujących przedwzmacniaczy optycznych. Systemy koherentne osiągają zatem znacznie większą czułość niż systemy tradycyjne. Oznacza to, że dla osiągnięcia określonych parametrów transmisji w systemie koherentnym potrzebna jest znacznie mniejsza moc. Pociąga to za sobą znaczne zwiększenie długości odcinka między regeneratorami. W systemach koherentnych przekracza on 200 km przy szybkości transmisji kilka Gbit/s. Dodatkową poprawę czułości

można osiągnąć używając innych rodzajów modulacji sygnału świetlnego (np. fazy), które są niemożliwe do osiągnięcia w systemach tradycyjnych. Kolejną zaletą systemów koherentnych jest łatwość korekcji charakterystyki dyspersyjnej światłowodu na drodze elektrycznej. Zależność szybkości propagacji w światłowodzie od częstotliwości można skompensować stosując odpowiedni filtr mikrofalowy [135], bądź linię opóźniającą, o opóźnieniu zależnym od częstotliwości. Jest to możliwe, gdyż widmo sygnału optycznego w wyniku zmieszania z sygnałem lasera odbiorczego (heterodyny) przechodzi w zakres częstotliwości elektrycznych, co pokazano na rys. 10.3. Dzięki temu samemu zjawisku, tzn. przesunięciu widma sygnału do częstotliwości elektrycznych, uzyskuje się dużą poprawę selektywności odbiornika. Możliwe jest wtedy rozróżnianie sygnałów optycznych o widmach położonych bardzo blisko siebie (kilka GHz), trudno rozdzielnych za pomocą metod optycznych. Można tego dokonać przestrajając elektryczny filtr pośredniej częstotliwości. Stwarza to możliwość konstrukcji systemu odbiorczego dla transmisji sygnałów z podziałem częstotliwości (FDM).

Zasadniczą wadą systemów koherentnych jest konieczność spełnienia przez nadajniki i odbiorniki bardzo ostrych wymagań dotyczących szerokości linii widmowych laserów, ich wzajemnej stabilizacji, jednakowej polaryzacji sygnałów w odbiorniku (dopasowanie polaryzacji) itd. Powoduje to znacznie większą komplikację układową, a zatem większy koszt niż tradycyjnych systemów światłowodowych. W dalszych częściach tego rozdziału omówimy te wymagania.

10.2. PROBLEMY KONSTRUKCJI SYSTEMÓW KOHERENTNYCH

10.2.1. Dopasowanie polaryzacji

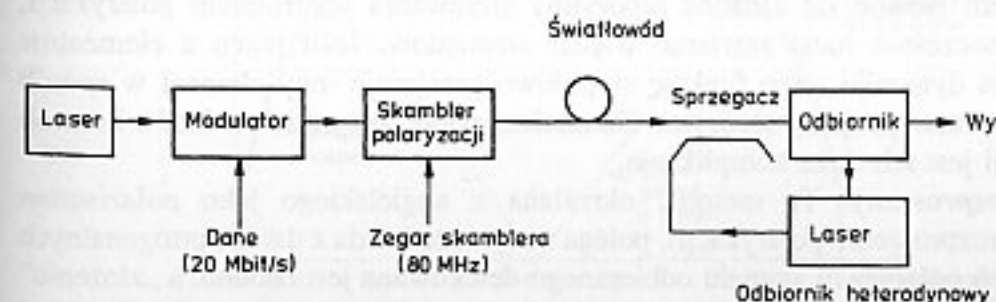
Po to, aby fala świetlna niosąca sygnał użyteczny i fala pochodząca z lasera odbiorczego mogły ze sobą interferować, umożliwiając detekcję koherentną, obydwie te fale muszą mieć jednakowe polaryzacje. W tradycyjnych światłowodach jednomodowych mogą rozchodzić się dwa tryby o prostokątnych polaryzacjach. Wskutek naprężeń wewnętrznych w światłowodzie, zmian ciśnienia i temperatury, drgań mechanicznych itd. dochodzi do sprzężenia między trybami ortogonalnymi. Wielkość tego sprzężenia ulega powolnym zmianom w czasie, w efekcie czego stan polaryzacji sygnału, który rozchodził się w światłowodzie, ulega przypadkowym zmianom w czasie. Są to stosunkowo powolne zmiany, niemniej jednak, jeśli polaryzacja światła z lasera odbiorczego jest stała, to wówczas poziom mocy sygnału w odbiorniku zależy od różnicy między tymi dwiema polaryzacjami. Jeśli kąt między wektorami chwilowych natężeń pól lasera lokalnego i sygnału wynosi ϕ , to moc sygnału użytecznego w odbiorniku jest proporcjonalna do $\cos^2 \phi$. W szczególnym przypadku polaryzacji ortogonalnych moc jest zerowa i ulega fluktuacjom przy zmianach polaryzacji odbieranego sygnału. Zależność od stanu polaryzacji sygnału odbieranego jest niedopuszczalna, gdyż uniemożliwia poprawne

działanie odbiornika. Istnieje kilka metod przezwyciężenia tego zjawiska. Omówimy je pokrótce.

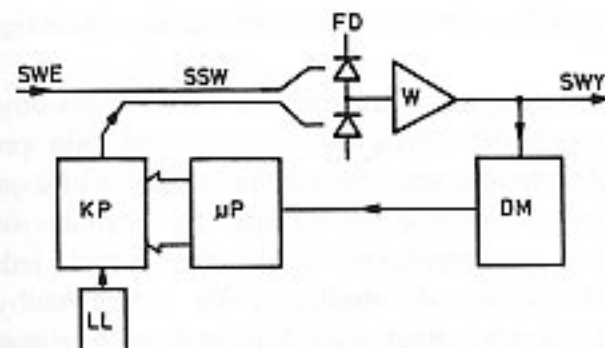
Użycie światłowodów utrzymujących polaryzację. Są to światłowody, w których celowo wprowadzono dużą dwójłomność tak, że współczynniki propagacji fal o polaryzacjach ortogonalnych znacznie się różnią. Omówiliśmy je dokładniej w rozdziale poświęconym światłowodom. Dzięki tej różnicy współczynnik sprzężenia między trybami ortogonalnymi jest mały i moc jednego trybu praktycznie nie jest przekazywana do drugiego. To – zdawałoby się dobre rozwiązanie – ma jednak kilka poważnych wad. Należy do nich większe tłumienie takich światłowodów w porównaniu z tradycyjnymi i ich wyższa cena. Ponadto nie można zastosować tego rozwiązania w już istniejących liniach światłowodowych.

Skramblowanie (okresowe przełączanie) polaryzacji. Polega ono na wielokrotnej zmianie stanu polaryzacji nadawanego sygnału w okresie każdego bitu. Na rysunku 10.4 pokazano eksperymentalny system transmisji koherentnej wykorzystujący skramblowanie (przełączanie) polaryzacji [141]. W przeprowadzonym eksperymencie światło z lasera nadawczego jest modulowane amplitudowo z prędkością 20 Mbit/s za pomocą zewnętrznego modulatora typu Mach-Zehndera [141]. Następnie zmodulowany w ten sposób sygnał wprowadzono do układu przełączającego polaryzację (skramblara). Pracuje on z szybkością 80 MHz. Zatem w trakcie trwania każdego bitu polaryzacja jest przełączana czterokrotnie między trybami ortogonalnymi. Zasadniczą wadą takiego rozwiązania jest komplikacja układu nadajnika i strata połowy mocy nadawanej (średnio połowa mocy jest nadawana w polaryzacji ortogonalnej do polaryzacji lasera odbiorczego). Kolejną wadą jest to, że szybkość przełączania polaryzacji musi przekraczać szybkość transmisji, co wprowadza określone ograniczenia na tę drugą. Zatem skramblowanie polaryzacji nadaje się do stosunkowo wolnej transmisji.

Podstawową zaletą tej metody jest bardzo prosta struktura odbiornika, który nie wymaga żadnej kontroli polaryzacji. Z tego względu nadaje się ona do systemów rozsiewczych, gdzie zmniejszenie kosztów odbiornika jest sprawą podstawową. Przez system rozsiewczy rozumiemy tutaj taki system, w którym sygnały pochodzące z jednego, lub niewielkiej liczby nadajników są rozprowadzane wśród wielkiej liczby odbiorników.



Rys. 10.4. Eksperymentalny system transmisji koherentnej wykorzystujący skramblowanie (przełączanie) polaryzacji

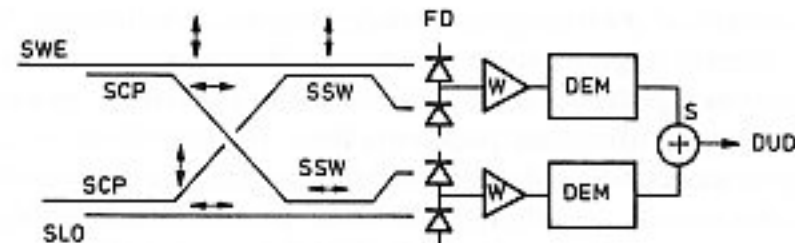


Rys. 10.5. Schemat blokowy układu kontroli polaryzacji. Oznaczenia: SWE – sygnał wejściowy (światłowy), SWY – sygnał wyjściowy (elektryczny), SSW – sprzęgacz światłowodowy, FD – zespół fotodiód, W – wzmacniacz, KP – kontroler polaryzacji, μP – mikroprocesor, DM – detektor mocy sygnału użytecznego, LL – laser odbiorczy. Na podstawie [144]

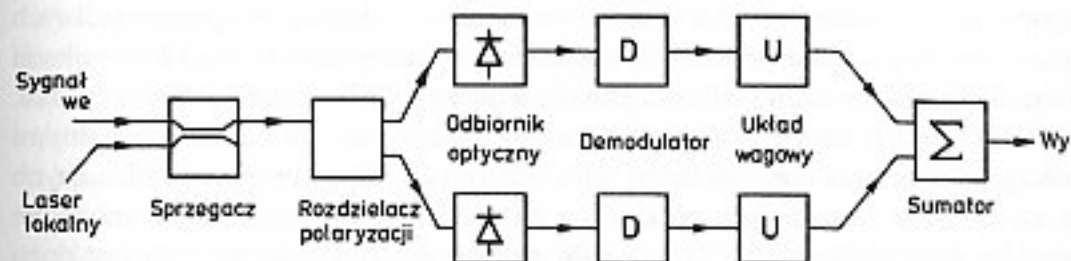
Kontrola polaryzacji lasera odbiorczego. Ponieważ zmiany polaryzacji sygnału świetlnego na wyjściu światłowodu jednomodowego są stosunkowo powolne, można skonstruować układ, zmieniający stan polaryzacji lasera odbiorczego w takt zmian polaryzacji sygnału tak, aby obydwie te polaryzacje były jednakowe. Schemat blokowy układu, który realizuje tę metodę odbioru jest pokazany na rys. 10.5. Działa on w następujący sposób. Mikroprocesor steruje kontrolerem polaryzacji w ten sposób, aby otrzymać maksimum sygnału z detektora mocy. Kontrolery polaryzacji są urządzeniami dosyć złożonymi, wymagającymi kilku sygnałów sterujących. Wynika to z tego, że sygnał ze światłowodu może przyjmować dowolną polaryzację eliptyczną, a laser odbiorczy jest spolaryzowany liniowo. Istnieją różne rodzaje kontrolerów polaryzacji, które częściowo omówiliśmy w rozdziale 4; elementy ściskające światłowody (np. przetworniki piezoelektryczne), obrotowe cewki światłowodowe, rotatory Faradaya, kryształy elektrooptyczne itp. Wszystkie te elementy wprowadzają kontrolowaną dwójłomność do ośrodka, przez który przechodzi światło (np. światłowodu). Do kontroli polaryzacji w pełnym zakresie wymagane są 3–5 układów z niezależnym sterowaniem.

Istotnym zagadnieniem w projektowaniu kontrolerów polaryzacji jest ograniczony zakres dynamiki elementów składowych. W przypadku kiedy faza między ortogonalnymi stanami polaryzacji sygnału wejściowego zmienia się monotonicznie w jednym kierunku, powoduje to problemy z przekraczaniem zakresu dynamiki przez poszczególne elementy układu kontroli polaryzacji. Aby wyeliminować ten problem stosuje się złożone algorytmy sterowania kontrolerem polaryzacji, który jednocześnie musi zawierać więcej elementów. Jeśli jeden z elementów osiąga kres dynamiki, jego funkcję stopniowo przejmuje inny element w sposób określony przez specjalny algorytm. Zasadniczą wadą wszystkich układów kontroli polaryzacji jest ich duża komplikacja.

Odbiór rozproszony. Ta metoda, określana z angielskiego jako *polarisation diversity* (rozproszenie polaryzacji), polega na tym, że każda z dwóch ortogonalnych składowych polaryzacji sygnału odbieranego detekowana jest osobno, a „złożenie” całego sygnału z dwóch składowych odbywa się na drodze elektrycznej. Przykład układu odbiorczego działającego na tej zasadzie pokazano na rys. 10.6. Polaryzacje obydwu sygnałów wejściowych są rozdzielane w ten sposób, że każda para



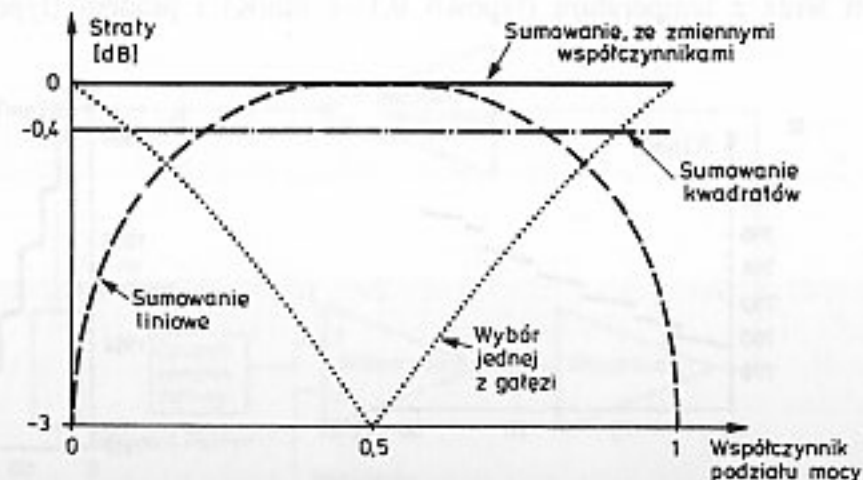
Rys. 10.6. Schemat blokowy układu z odbiorem ortogonalnym. Oznaczenia: SWE, SSW, FD, W – jak na rys. 10.5, SCP – sprzęgacze światłowodowe czułe na polaryzację, SLO – sygnał z lasera odbiorczego, DEM – demodulator, S – sumator sygnałów, DUD – do układu decyzyjnego. Na podstawie [144]



Rys. 10.7. Podstawowa konfiguracja obróbki elektrycznej w układzie z odbiorem ortogonalnym w przypadku pracy w pasmie podstawowym

fotodiod odbiera sygnały o jednakowych polaryzacjach, które są ortogonalne dla różnych par diod. Sygnały pochodzące od każdej pary fotodiód są demodulowane osobno i dodawane przed komparacją. Pokazano to na rys. 10.7.

Jeśli sygnały w dwóch gałęziach tego układu są dodawane bez żadnych wag (współczynników), co określane jest nazwą dodawania z równym wzmocnieniem (ang. *equal gain combining*), stosunek sygnału do szumu SNR sygnału wyjściowego

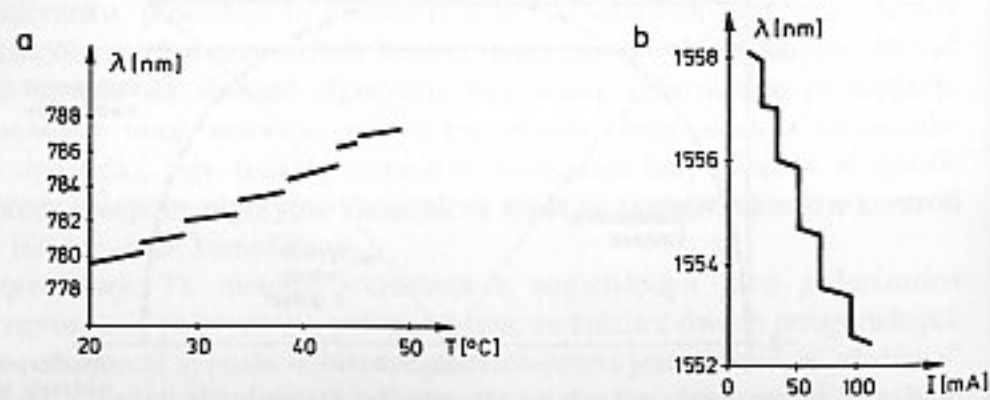


Rys. 10.8. Zmniejszenie stosunku sygnału do szumu przy odbiorze ortogonalnym w zależności od podziału mocy sygnału między obydwie gałęzie. Na podstawie [135]

zmienia się zależnie od polaryzacji optycznego sygnału wejściowego. Pokazano to na rys. 10.8. Straty w porównaniu do przypadku dopasowania polaryzacji są zależne od stosunku podziału mocy sygnału między obydwie gałęzie α [135]. Największą wartość (3 dB) straty przyjmują dla α równego 0 lub 1, czyli wtedy, gdy cały sygnał wejściowy jest tylko w jednej gałęzi. Jest to zrozumiałe, gdyż w tym przypadku wartość sygnału jest taka sama, jak dla dopasowania polaryzacji, szumy zaś są dwukrotnie większe, gdyż pochodzą z dwóch jednakowych gałęzi. Istnieje również inna metoda dodawania sygnałów, w której waga każdego z sygnałów jest proporcjonalna do jego wartości. Jak widać z rys. 10.8, układ taki charakteryzuje się stosunkiem SNR takim samym, jak układ z kontrolą polaryzacji. Przyczyną jest większy wkład gałęzi, w której SNR jest większy, do całkowitej wartości SNR . Następną możliwością jest dodawanie kwadratów sygnałów w poszczególnych gałęziach. Jest to podejście podobne do sumowania z maksymalnymi współczynnikami i stosunek sygnału do szumu odbiega jedynie o około 0,4 dB od idealnego przypadku. Spośród opisanych metod najlepsze rezultaty daje sumowanie z maksymalnymi współczynnikami, chociaż wymaga ono złożonych układów wprowadzających wagi, co sprawia, że realizacja praktyczna jest trudna. Z drugiej strony sumowanie kwadratów daje zbliżone rezultaty, a jednocześnie realizacja praktyczna jest dużo łatwiejsza w układach demodulatorów, co sprawia, że jest to metoda najczęściej stosowana.

10.2.2. Stabilizacja linii widmowych laserów półprzewodnikowych

Kolejną ważną grupą problemów przy realizacji systemów koherentnych stanowią zagadnienia związane ze stabilizacją warunków pracy laserów, ich modulacją i skończoną szerokością linii widmowych. Aby umożliwić detekcję koherentną różnica częstotliwości między laserem nadawczym, a heterodyną optyczną musi być stabilna i mieścić się w zakresie pasma elektrycznego odbiornika. Skądinąd wiadomo, że długość promieniowanej przez laser półprzewodnikowy fali ulega zmianom wraz z temperaturą (typowo 0,1–1 nm/K) i prądem (typowo 0,01–

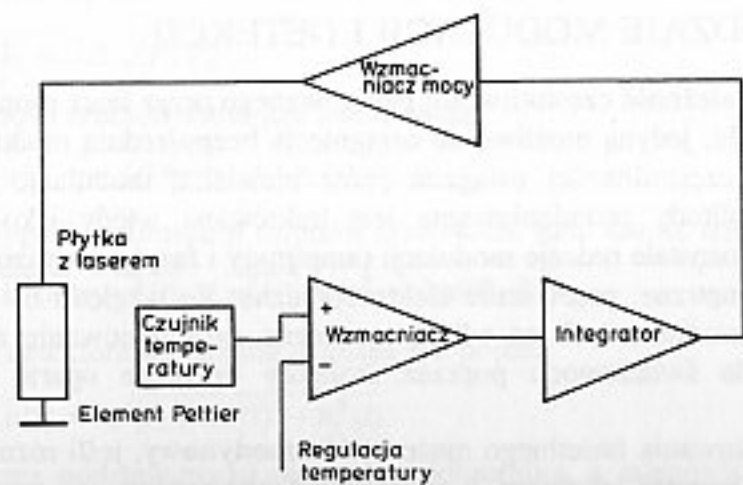


Rys. 10.9. Przykładowe zmiany długości fali emitowanej przez laser wraz ze zmianami jego: a) temperatury (na podstawie [28]), b) prądu (na podstawie [145])

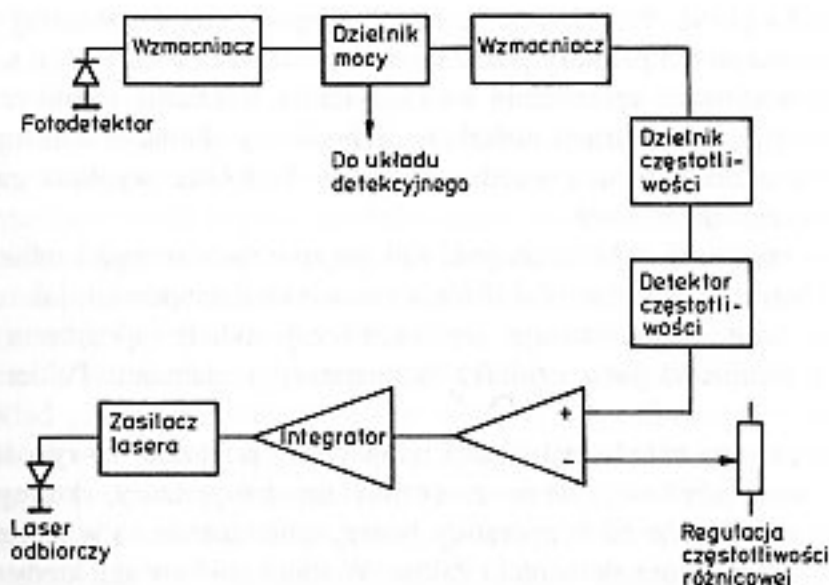
–0,1 nm/mA) [145]. Przykładowe zmiany długości fali emitowanej przez laser wraz ze zmianami temperatury pokazano na rys. 10.9a. Zmiany te są w pierwszym rzędzie spowodowane zależnością współczynnika załamania wnęki rezonansowej od temperatury i koncentracji nośników. Schodkowy charakter zależności wynika ze zjawiska przeskakiwania między modami. Podobnie wygląda zależność od prądu płynącego przez laser.

Zatem, aby utrzymać stabilną długość fali laserów nadawczego i odbiorczego jest konieczna bardzo precyzyjna stabilizacja zarówno ich temperatur, jak i prądów. Do stabilizacji temperatury stosuje się zazwyczaj układy sprzężenia zwrotnego z użyciem termistora jako czujnika temperatury i elementu Peltier – jako jej regulatora.

Schemat typowego układu stabilizacji temperatury pokazano na rys. 10.10. [139]. Laser półprzewodnikowy wraz z czujnikiem temperatury, którego napięcie wyjściowe jest zależne od temperatury lasera, umieszczone są w jednej obudowie oddzielonej od radiatora elementem Peltier. W stanie równowagi, kiedy temperatura lasera (i obudowy) jest równa żądanej temperaturze, sygnał wyjściowy ze wzmacniacza różnicowego jest zerowy i integrator utrzymuje kierunek i wielkość prądu płynącego przez element Peltier. Wszelkie odchyłki od żądanej temperatury powodują powstanie napięcia niezrównoważenia sterującego integrator. Napięcie wyjściowe integratora, poprzez wzmacniacz mocy steruje prądem elementu Peltier, powodując zmianę temperatury między jego okładkami kompensującą początkową odchyłkę. W takich układach jest możliwe osiągnięcie stabilizacji lepszej niż 0,01 K. Stabilizacja częstotliwości lasera w zakresie ± 10 MHz wymaga stabilizacji prądu z dokładnością kilku-kilkudziesięciu mikroamperów. Nie jest to trudne do uzyskania, jeżeli używamy precyzyjnych i stabilnych elementów elektronicznych wysokiej klasy oraz układu sprzężenia zwrotnego. Układy stabilizacji prądu są często wykorzystywane dodatkowo do utrzymania stałej wartości różnicy częstotliwości między laserem nadawczym, a odbiorczym.



Rys. 10.10. Schemat blokowy układu stabilizacji temperatury



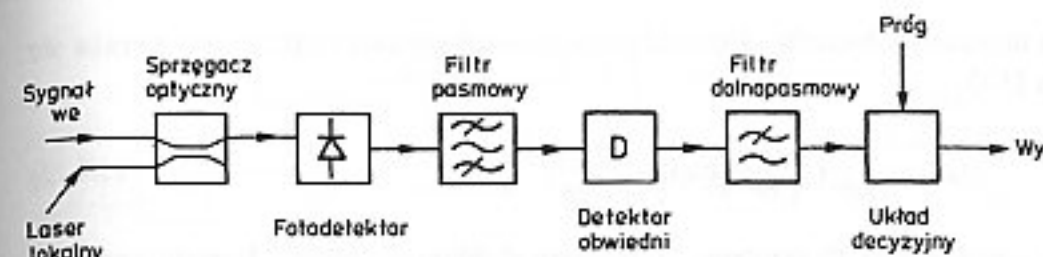
Rys. 10.11. Schemat blokowy układu stabilizacji prądu i automatycznej regulacji częstotliwości

Przykład układu stabilizacji prądu z zastosowaniem pętli automatycznej stabilizacji częstotliwości różnicowej laserów przedstawiono na rys. 10.11 [139]. Sygnał elektryczny z fotodiody o częstotliwości równej różnicy między częstotliwościami obydwu laserów ulega wzmocnieniu, a następnie dochodzi do cyfrowego dzielnika częstotliwości i detektora częstotliwości. Sygnał wyjściowy detektora częstotliwości (proporcjonalny do chwilowej częstotliwości różnicowej) jest porównywany z sygnałem odniesienia odpowiadającym żądanej częstotliwości różnicowej. Dopóki obydwie te częstotliwości są jednakowe, nie zachodzą żadne zmiany w prądzie stałym sterującym laser. Jeżeli jednak wystąpi zmiana częstotliwości różnicowej, to wówczas ulega zmianie prąd stały lasera, który kompensuje tę zmianę.

10.3. RODZAJE MODULACJI I DETEKCJI

Ze względu na zależność częstotliwości generowanego przez laser promieniowania od wartości prądu, jedyną możliwą do osiągnięcia bezpośrednią modulacją lasera jest modulacja częstotliwości osiągana przez niewielką modulację jego prądu (modulacja amplitudy promieniowania jest traktowana wtedy jako modulacja pasożytnicza). Pozostałe rodzaje modulacji (amplitudy i fazy) są realizowane przez modulatory zewnętrzne, przeważnie elektrooptyczne. Ze względu na wrażliwość laserów półprzewodnikowych na odbicia wsteczne, promieniowanie z lasera jest wprowadzane do światłowodu poprzez izolatory optyczne oparte na efekcie Faradaya.

Odbiór promieniowania świetlnego może być **homodynowy**, jeśli różnica częstotliwości między laserem lokalnym, a nadajnikiem jest zerowa i są one sfazowane lub **heterodynowy**, kiedy obydwa lasery emitują falę różniącą się o określoną



Rys. 10.12. Schemat blokowy odbiornika heterodynowego ASK z detekcją obwiedni

wielkość, zwaną częstotliwością pośrednią (IF – ang. *intermediate frequency*). Ze względu na trudności ze sfazowaniem obydwu laserów olbrzymia większość systemów koherentnych opiera się na detekcji heterodynowej.

Omówimy teraz dokładniej najbardziej typowe rodzaje modulacji i odbioru stosowane w systemach koherentnych. Zaczniemy od modulacji amplitudy (ASK) i odbiornika z detekcją obwiedni, który pokazano na rys. 10.12. Modulacja amplitudy może być osiągnięta przez laser pracujący przy stałym prądzie, zaopatrzony w zewnętrzny modulator amplitudy. Po transmisji w światłowodzie i zmieszaniu w fotodetektorze ze światłem pochodzącym z lasera lokalnego, powstały sygnał elektryczny przechodzi przez filtr pośredniej częstotliwości, a następnie detekowana jest jego obwiednia. Dolnoprzepustowy filtr wyjściowy służy do filtracji wyższych harmonicznych. Przy binarnej modulacji amplitudy prąd sygnału na wyjściu filtra pośredniej częstotliwości ma postać

$$I_s(t) = \begin{cases} I_s \cos \omega_{IF} t & \text{dla symbolu 1} \\ 0 & \text{dla symbolu 0} \end{cases} \quad (10.7)$$

Przyjęto tutaj oznaczenie pulsacji pośredniej częstotliwości $\omega_{IF} = \omega_L - \omega_S$, jak również pominięto szumy fazowe obydwu laserów. Do konsekwencji tego drugiego założenia jeszcze powrócimy. Amplituda prądu I_s wyraża się zależnością

$$I_s = 2R \sqrt{P_L P_S} \quad (10.8)$$

Z kolei wartość szumów dana jest zależnością

$$n(t) = n_s(t) \sin \omega_{IF} t + n_c(t) \cos \omega_{IF} t \quad (10.9)$$

gdzie w przypadku dominacji szumów śrutowych, moc szumu dana jest wzorem

$$\overline{n^2(t)} = \overline{n_s^2(t)} = \overline{n_c^2(t)} = \sigma^2 = 2qRP_L B \quad (10.10)$$

Na wyjściu detektora obwiedni sygnału ma postać

$$\rho(t) = \sqrt{(I_s + n_c(t))^2 + n_s^2(t)} \quad (10.11)$$

Dla obliczenia podstawowego parametru odbiornika, a mianowicie elementowej stopy błędów należy znaleźć funkcje rozkładu prawdopodobieństwa sygnału na

wyjściu detektora obwiedni. Gęstość prawdopodobieństwa funkcji $\rho(t)$ wyraża się wzorem [135]

$$f(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} I_0\left(\frac{\rho I_s}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2 + I_s^2}{2\sigma^2}\right) \quad (10.12)$$

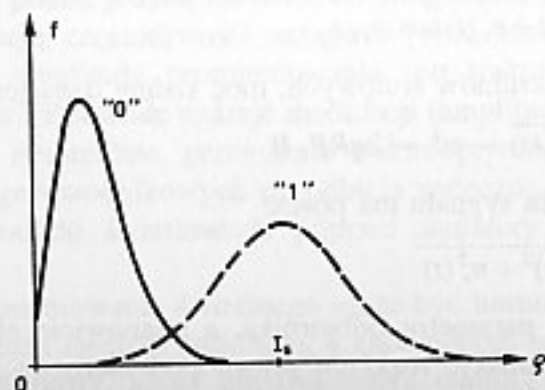
gdzie: I_s – równe zero dla symbolu „0”, I_0 – zmodyfikowana funkcja Bessela zerowego rzędu. Rozkład (10.12) nazywany jest rozkładem Rice lub uogólnionym rozkładem Rayleigha. Na rysunku 10.13 pokazano kształt tego rozkładu dla nadawanego symbolu „1” i „0”. Elementowa stopa błędów (BER) może być obliczona ze wzoru

$$P_e = \frac{1}{2} \int_0^p f(\rho|I_s) d\rho + \frac{1}{2} \int_p^\infty f(\rho|0) d\rho \quad (10.13)$$

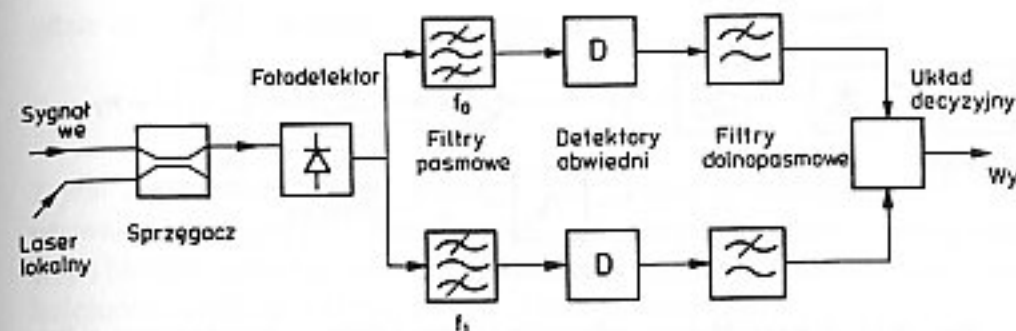
gdzie p – wartość poziomu progowego. Całki we wzorze (10.13) wyrażają się za pomocą tzw. funkcji Q-Marcuma. Pominie tu dokładne wyprowadzenie, które można znaleźć np. w pracy [135], podając jedynie zależność asymptotyczną na stopę błędów obowiązującą dla dużych wartości stosunku sygnału do szumu

$$P_e = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{I_s^2}{8\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{SNR}{4}\right) \quad (10.14)$$

Zaznaczmy przy tym, że podobne własności ma modulacja FSK o dużej dewiacji i układzie detekcyjnym, podobnym jak dla układu ASK. Jedna z generowanych częstotliwości, oznaczająca np. symbol „1”, odpowiada wówczas środkowi pasma filtru pośredniej częstotliwości, druga zaś częstotliwość znacznie wychodzi poza to pasmo. W efekcie odbiornik zachowuje się tak samo, jak odbiornik systemu ASK. Modulacja częstotliwości sygnału optycznego może być osiągnięta na dwa sposoby: z użyciem zewnętrznego modulatora częstotliwości lub przez wspomnianą już nieznaczoną modulację prądu lasera. W tym ostatnim przypadku wykorzystana jest zależność długości emitowanej fali od prądu modulującego. Większą, w porównaniu z modulacją ASK, czułość odbioru FSK, kosztem pewnej komplikacji układowej, zapewnia odbiornik z dwoma filtrami pokazany na rys. 10.14. Przy tym



Rys. 10.13.
Postać rozkładu prawdopodobieństwa Rice. Na podstawie [135]



Rys. 10.14. Konfiguracja odbiornika FSK z dwoma filtrami

systemie odbioru sygnał wejściowy jest filtrowany przez dwa filtry pośredniej częstotliwości, z których każdy dostrojony jest do częstotliwości f_0 (górny) lub f_1 (dolny) odpowiadającej symbolowi „0” lub „1”. Następnie przefiltrowane sygnały poddawane są odrębnie detekcji obwiedni, a wartości sygnałów na wyjściu detektorów są od siebie odejmowane. Na podstawie znaku sygnału na wyjściu układu różnicowego podejmowana jest decyzja dotycząca nadanego symbolu. Zarówno odbiornik z jednym, jak i z dwoma filtrami wymaga modulacji częstotliwości o dużej dewiacji tak, aby widma sygnałów odpowiadających różnym symbolom były dobrze od siebie oddzielone. Zapobiega to przesłuchom. Gęstość $f_1(\rho_1)$ rozkładu prawdopodobieństwa obwiedni ρ_1 sygnału na wyjściu gałęzi, której częstotliwość środkowa odpowiada częstotliwości nadawanego znaku wyraża się zależnością (10.12). Natomiast gęstość prawdopodobieństwa sygnału na wyjściu drugiej gałęzi jest równa

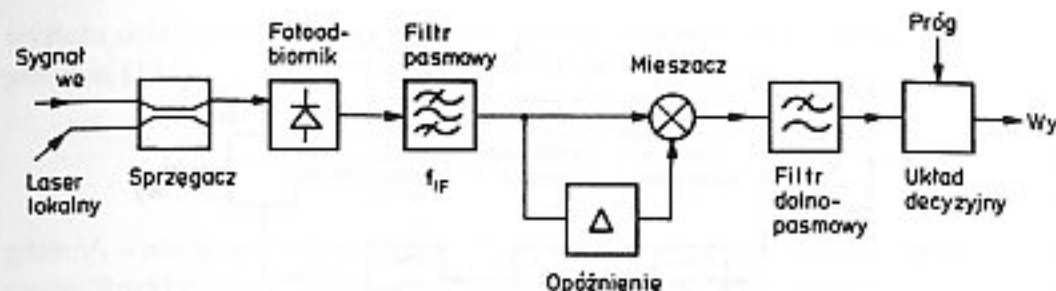
$$f_2(\rho_2) = \frac{\rho_2}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho_2^2}{2\sigma^2}\right) \quad (10.15)$$

Błąd wystąpi wtedy, gdy wartość sygnału na wyjściu drugiej gałęzi przekracza wartość sygnału na wyjściu pierwszej gałęzi, czyli gdy $\rho_2 > \rho_1$. Ponieważ szumy w obydwu gałęziach są niezależne, prawdopodobieństwo takiego zdarzenia można obliczyć ze wzoru

$$P_e = P(\rho_2 > \rho_1) = \int_0^\infty f_1(\rho_1) \left[\int_{\rho_1}^\infty f_2(\rho_2) d\rho_2 \right] d\rho_1 = \int_0^\infty \frac{\rho_1}{\sigma^2} I_0\left(\frac{\rho_1 I_s}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{2\rho_1^2 + I_s^2}{2\sigma^2}\right) d\rho_1 \quad (10.16)$$

Obliczenie tej całki daje w rezultacie

$$P_e = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{I_s^2}{4\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{SNR}{2}\right) \quad (10.17)$$



Rys. 10.15. Schemat blokowy odbiornika sygnału CPFSK z demodulatorem z linią opóźniającą

a więc wartość czułość takiego detektora jest o 3 dB lepsza aniżeli w przypadku układu detekcji z jednym filtrem.

Modulację częstotliwości można również stosować przy małej dewiacji, kiedy widma sygnałów odpowiadających różnym symbolom pokrywają się. Wymaga to modulacji częstotliwości z ciągłą fazą (ang. CPFSK – *continuous phase frequency shift keying*) oraz innego sposobu odbioru. Na rysunku 10.15 pokazano odbiornik sygnału z modulacją CPFSK, w którym wykorzystano demodulator z linią opóźniającą, który działa jako dyskryminator częstotliwości. Rozpatrzmy zasadę pracy takiego demodulatora. Przyjmijmy, że czas opóźnienia w takim demodulatorze wynosi τ . Sygnały pośredniej częstotliwości w dwóch gałęziach demodulatora mogą być wyrażone jako

$$i_1 = A \cos \omega_{IF}(t)t, \quad i_2 = A \cos [\omega_{IF}(t)(t + \tau)] \quad (10.18)$$

gdzie ω_{IF} – chwilowa pulsacja sygnału pośredniej częstotliwości. Sygnał na wyjściu mieszacza $i(t)$ może być łatwo policzony po uwzględnieniu tego, że składowe widma o częstotliwościach równych ω_{IF} są eliminowane przez filtr dolnopasmowy dołączony do wyjścia demodulatora. W rezultacie otrzymujemy

$$i(t) = \frac{A^2}{2} \cos \omega_{IF}(t)\tau \quad (10.19)$$

Jak widać wyjście demodulatora zmienia się w zależności od częstotliwości sygnału, a zatem pracuje on jako dyskryminator częstotliwości. Aby różnica wartości sygnału odpowiadająca różnym bitom była maksymalna, pulsacje ω_1 , ω_0 odpowiadające różnym bitom muszą spełniać zależność $\omega_1\tau - \omega_0\tau = \pi$. Zatem różnica częstotliwości odpowiadających nadawanym bitom wynosi

$$\Delta f = \frac{\omega_1 - \omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\tau} \quad (10.20)$$

Jeśli dewiacja częstotliwości Δf modulowanego sygnału jest ustalona zgodnie ze wzorem (10.20), to czas opóźnienia w demodulatorze wynosi

$$\tau = \frac{1}{2mB_0} \quad (10.21)$$

gdzie m – indeks modulacji określony przez

$$m = \frac{\Delta f}{B_0}, \quad B_0 = \frac{1}{T} \quad (10.22)$$

T jest zaś czasem trwania jednego bitu. System transmisji CPFSK jest szeroko używany zwłaszcza przy przepływnościach przekraczających 1 Gbit/s. Elementowa stopa błędów może być określona w podobny sposób jak dla omawianej w następnej kolejności modulacji DPSK [135], [140]. Wynosi ona

$$P_e = \frac{1}{2} \exp(-SNR) \quad (10.23)$$

co daje wartość o 3 dB lepszą aniżeli w przypadku modulacji FSK z dwoma filtrami. Niebagatelne znaczenie ma również to, że widmo sygnału CPFSK jest bardziej zwarte, co ogranicza niezbędne pasmo filtru pośredniej częstotliwości i zmniejsza moc szumów.

Innym często stosowanym rodzajem modulacji jest różnicowa modulacja fazy DPSK (ang. *differential phase shift keying*). Konfiguracja odbiornika DPSK jest podobna do odbiornika CPFSK, jedyną zaś różnicę stanowi inny czas opóźnienia w demodulatorze, który w systemie DPSK jest równy czasowi trwania jednego bitu T . W nadajniku systemu DPSK faza sygnału świetlnego jest zmieniana zgodnie z dochodzącym binarnym sygnałem modulującym. Na przykład różnica faz między sąsiednimi odcinkami czasu jest zerowa, jeśli nadawano symbol „0” i równa π , jeśli nadawano symbol „1”. W nadajniku wymagany jest zatem różnicowy koder nadawanego sygnału.

Obliczmy teraz stopę błędów przy transmisji DPSK. Załóżmy, że nadawany jest symbol, który nie wymaga zmiany fazy sąsiednich bitów. Sygnał odpowiadający k -temu bitowi można na podstawie (10.7), (10.9) wyrazić wzorem

$$\begin{aligned} I_k(t) &= [I_S + n_C(t)] \cos \omega_{IF}(t)t + n_S(t) \sin \omega_{IF}(t)t = \\ &= X_k(t) \cos \omega_{IF}(t)t + Y_k(t) \sin \omega_{IF}(t)t = \\ &= R_k(t) \cos [\omega_{IF}(t)t - \Theta_k(t)] \end{aligned} \quad (10.24)$$

gdzie

$$X_k(t) = R_k(t) \cos \Theta_k(t), \quad Y_k(t) = R_k(t) \sin \Theta_k(t) \quad (10.25)$$

Sygnał po demodulacji wyraża się wzorem

$$\begin{aligned} i(t) &= R_1(t)R_2(t) \cos [\Theta_1(t) - \Theta_2(t)] = \\ &= X_1(t)X_2(t) + Y_1(t)Y_2(t) \end{aligned} \quad (10.26)$$

Ponieważ przyjęto założenie, że pomiędzy sąsiednimi bitami nie ma zmiany fazy, z omawianej równości wynika, że stopa błędów jest równa prawdopodobieństwu, że wyrażenie (10.26) przyjmuje ujemną wartość. Przepiszmy $i(t)$ w nieco innej formie

$$i = X_1 X_2 + Y_1 Y_2 = \frac{1}{4} \{[(X_1 + X_2)^2 + (Y_1 + Y_2)^2] - [(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2]\} = (Z_1^2 - Z_2^2)/4 \quad (10.27)$$

gdzie

$$\begin{aligned} Z_1^2 &= (X_1 + X_2)^2 + (Y_1 + Y_2)^2 \\ Z_2^2 &= (X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2 \end{aligned} \quad (10.28)$$

Wartości oczekiwane składników wielkości Z_1 i Z_2 (np. $X_1 + X_2$ lub $Y_1 - Y_2$) wynoszą odpowiednio $2I_s$ oraz 0, obydwie zaś wariancje są równe $2\sigma^2$ [140]. Elementowa stopa błędów może być wyliczona jako prawdopodobieństwo tego, że $Z_1 < Z_2$. W związku z tym obliczenia mogą być przeprowadzone w ten sam sposób, jak dla odbioru sygnałów FSK z dwoma filtrami. Zatem

$$P_e = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(2I_s)^2}{2(2\sigma^2)}\right] = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{I_s^2}{2\sigma^2}\right] = \frac{1}{2} \exp(-SNR) \quad (10.29)$$

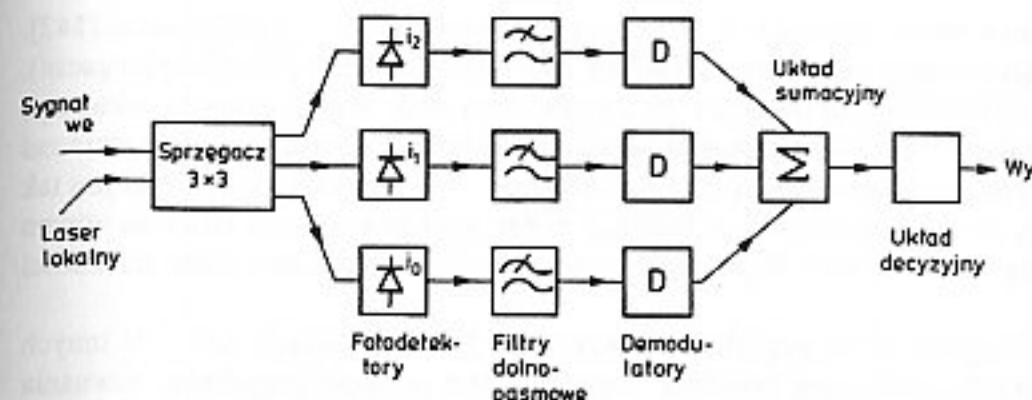
Daje to wartość podobną jak przy detekcji sygnałów CPFSK, o 3 dB lepszą zaś aniżeli dla sygnałów FSK z demodulacją z dwoma filtrami. Omawiane dotąd odbiorniki stosują tzw. demodulację asynchroniczną. Przy takiej demodulacji w odbiorniku nie jest odtwarzana pośrednia częstotliwość odbieranego sygnału (nie ma generatora odniesienia, którego częstotliwość jest synchronizowana za pomocą pętli fazowej do częstotliwości pośredniej odbieranego sygnału).

Istnieje również demodulacja synchroniczna, przy której częstotliwość pośrednia jest odtwarzana i wykorzystywana następnie do detekcji sygnału. Ten drugi rodzaj demodulacji zapewnia nieco większą czułość odbioru (około 0,4 dB), ale jest rzadziej stosowany ze względu na komplikację układową.

Czułość różnych rodzajów demodulacji podano w tabelicy 10.1 [135], przy czym czułość jest tu rozumiana jako stosunek sygnału do szumu wymagany do osiągnięcia elementowej stopy błędów równej $BER = 10^{-9}$. Podano tam również wymaganą liczbę odebranych fotonów przypadających na jeden bit informacji.

Tablica 10.1

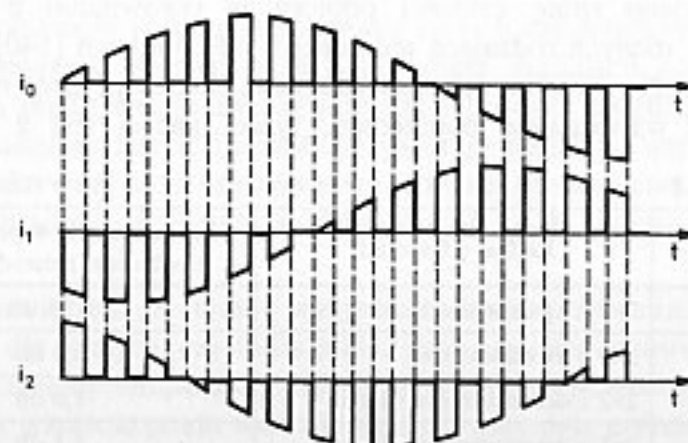
Rodzaj modulacji	Rodzaj demodulacji	Wymagane SNR [dB]	Wymagana liczba fotonów na bit
ASK	Synchroniczna	18,6	72
ASK	Detekcja obwiedni	19	80
FSK	Synchroniczna	15,6	36
FSK	Z dwoma filtrami	16	40
FSK	Z jednym filtrem	19	80
PSK	Synchroniczna	12,6	18
CPFSK, DPSK	Różnicowa	13	20



Rys. 10.16. Schemat blokowy układu z odbiorem rozproszonym fazowo

Systemy detekcji heterodynowej są znacznie łatwiejsze do zastosowania w porównaniu z homodynowymi, gdyż nie wymagają złożonej synchronizacji optycznej laserów. Jednakże wymagane pasmo przepustowe odbiornika jest w systemach heterodynowych z pośrednią częstotliwością dwukrotnie większe aniżeli w homodynowych, gdzie równa się pasmu podstawowemu. Ponadto systemy heterodynowe wymagają obróbki elektrycznej sygnału na wyższych częstotliwościach. Z tych względów powstały struktury odbiorników z tzw. **rozproszonym odbiorem fazowym** (ang. *phase diversity receivers*). Taki rodzaj odbioru wymaga pasma zbliżonego do pasma przepustowego odbiornika homodynowego, czułość zaś odbioru jest równa czułości odbioru heterodynowego. Fazowa synchronizacja optyczna lasera nadawczego i heterodyny nie jest tutaj wymagana.

Na rysunku 10.16 pokazano konfigurację układu z rozproszonym odbiorem fazowym o 3 portach. W tym układzie różnica częstotliwości optycznych pomiędzy laserem nadawczym, a heterodyną optyczną jest mała w porównaniu z pasmem sygnału. Zasadniczą częścią takiego odbiornika jest sprzęgacz optyczny lub



Rys. 10.17. Postać sygnałów na wyjściu każdego fotodetektora w odbiorniku z fazowym odbiorem rozproszonym 3x3

hybrydowy układ optyczny o N portach wejściowych i N wyjściowych [142]. W praktyce stosuje się układy o 2 (układy hybrydowe), 3 lub 4 portach (sprzęgacze). Sygnał użyteczny przychodzący ze światłowodu oraz sygnał z lasera lokalnego doprowadzane są do dwóch portów wejściowych układu optycznego, wszystkie zaś porty wyjściowe dołączone są do fotodetektorów. Współczynnik sprzężenia jest tak dobrany, że moc wejściowa z każdego portu wejściowego jest dzielona równo pomiędzy wyjścia, mało tego: sygnały wyjściowe spełniają określone zależności fazowe.

Przeanalizujemy to na przykładzie sprzęgacza 3×3 i modulacji ASK. W innych przypadkach analiza jest podobna. Nietrudno jest pokazać rozpatrując równania modów sprzężonych w symetrycznym sprzęgaczu 3×3, że sygnały użyteczne na wyjściach takiego sprzęgacza będą miały równe amplitudy, ich fazy zaś będą różnić się o 120°. Można je zapisać w postaci [140], [142]

$$i_k = \frac{2}{3} R \sqrt{P_S P_L} b(t) \cos[(\omega_S - \omega_L)t + k \cdot 120^\circ]$$

$$k = 0, 1, 2$$
(10.30)

gdzie $b(t) = 0,1$ w zależności od nadanego bitu. Postać tych sygnałów pokazano na rys. 10.17. Jeżeli teraz zastosujemy odpowiednią obróbkę do tych sygnałów, a mianowicie, jeśli odfiltrujemy składowe stałe związane z prądem lasera lokalnego, a następnie podniesiemy sygnał w każdej z gałęzi do kwadratu, a następnie wszystkie wyniki dodamy, to otrzymamy

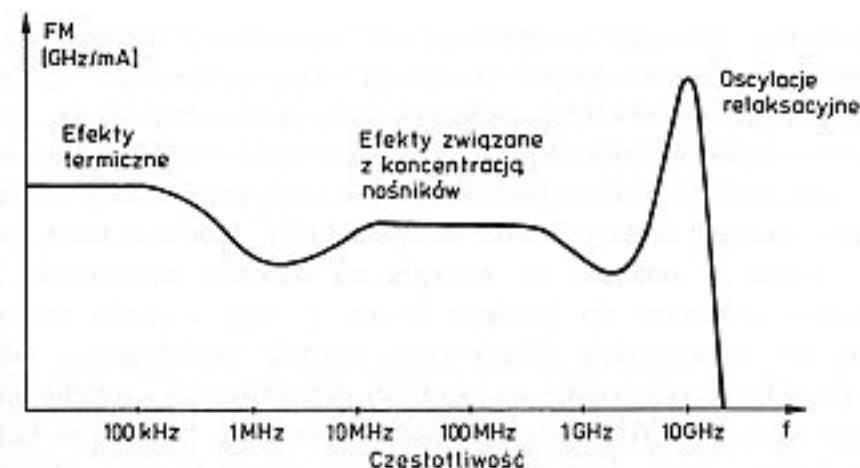
$$\sum_{k=0}^2 i_k^2 = \frac{2}{3} R^2 P_S P_L b^2(t)$$
(10.31)

Zatem wartość sygnału po obróbce jest zależna tylko od wartości nadanego bitu. Oprócz modulacji amplitudy ASK inną modulacją, często stosowaną w systemach z rozproszonym odbiorem fazowym, jest różnicowa modulacja fazy DPSK. W tablicy 10.2 podano stratę czułości odbioru w porównaniu z odbiorem heterodynowym przy różnych rodzajach modulacji i odbiornikach [140].

Typowa modulacja ASK i PSK jest dokonywana przez elektrooptyczne modulatory zewnętrzne. Jak już wspomniano poprzednio, nieco inaczej jest z modulacją

Tablica 10.2

Modulacja	Rodzaj odbiornika	Strata czułości w porównaniu z odbiorem heterodynowym
ASK	2×2 z kwadratorami	0,25 dB
ASK	3×3 z kwadratorami	0,4 dB
ASK	2×2 z detektorami obwiedni	1,6 dB
ASK	2×2 z detektorami obwiedni	1,1 dB
DPSK	2×2	0 dB
DPSK	3×3	0,25 dB



Rys. 10.18. Typowa charakterystyka częstotliwościowa modulacji lasera DFB

częstotliwości. To, że długość fali światła emitowanego przez laser zależy od prądu przezeń płynącego jest wykorzystywane do uzyskania modulacji FSK. Nieznacznie modulując prąd płynący przez laser uzyskuje się znaczną modulację częstotliwości jego promieniowania, gdyż typowe zmiany częstotliwości przy zmianach prądu wynoszą 0,5–1 GHz/mA.

Chociaż bezpośrednia modulacja częstotliwości wydaje się zupełnie prosta, istnieje kilka czynników, które ją komplikują. Po pierwsze, częstotliwościowa charakterystyka modulacji wcale nie jest płaska. Przykład takiej charakterystyki pokazano na rys. 10.18 [101]. Dla wysokich częstotliwości mamy do czynienia ze znacznym wzrostem czułości (nawet o 10–20 dB) związanym z oscylacjami relaksacyjnymi, spowodowanymi efektem rezonansowym przy generacji światła [101]. Można pokazać, że częstotliwość relaksacji jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z mocy wyjściowej lasera (wzór (1.24)). Aby usunąć wpływ tych oscylacji, laser powinien być sterowany dużym prądem, gdyż przesuną to relaksacje w stronę wyższych częstotliwości.

Więcej problemów występuje po stronie niskich częstotliwości, gdyż oddziałują tu dwa mechanizmy. Jednym z nich jest efekt modulacji koncentracji nośników. Modulacja prądu wstrzykiwania powoduje bowiem modulację koncentracji nośników w materiale lasera. Ta ostatnia wywołuje modulację współczynnika załamania warstwy aktywnej i w konsekwencji zmianę generowanej częstotliwości. Przy wzroście prądu wstrzykiwania długość fali lasera przesuną się w stronę fal krótszych.

Drugim zjawiskiem są zmiany temperatury lasera przy zmianach prądu. Ten efekt dominuje dla małych częstotliwości z powodu stosunkowo wolnej odpowiedzi układu na zmiany temperatury. Zjawiska termiczne powodują wzrost długości fali lasera przy wzroście prądu wstrzykiwania, a więc dają przeciwny efekt niż zmiany koncentracji nośników. Rzeczywista charakterystyka modulacji lasera jest zdominowana przez te dwa zjawiska: na niższych częstotliwościach jest wynikiem zmian temperatury, na wyższych zaś zmian koncentracji nośników. Na pewnej częstot-

liwości obydwu zjawiska kompensują się wzajemnie, co daje w rezultacie „wglębenie” w charakterystyce modulacji. Ten spadek jest umiejscowiony zazwyczaj pomiędzy 100 kHz, a 10 MHz i może przekraczać 10 dB. Chociaż sam spadek jest oczywiście niekorzystny, dla otrzymania nieznkształconej charakterystyki modulacji, głównym problemem jest tutaj zmiana fazy charakterystyki o 180° przy przejściu między dwoma mechanizmami. Korekcja takiej charakterystyki jest trudna, a ponadto ze względu na rozrzuty parametrów musi być indywidualnie dobierana do każdego lasera. Z tego względu prostszym rozwiązaniem jest odpowiednie zakodowanie sygnału modulującego tak, aby nie zawierał on składowych widma na i poniżej częstotliwości „wglębenia”. Można tu stosować kody typu AMI, Manchester lub bipolarne, przy czym każdy z nich ma swoje zalety i wady. Inną możliwością jest użycie laserów, których charakterystyka jest pozbawiona nieliniowości. Przykładem takich laserów są lasery wielosekcyjne, gdyż dla nich zjawiska związane z wstrzykiwaniem nośników dominują nad efektami termicznymi. W rezultacie charakterystyka modulacji częstotliwościowej jest płaska aż do zakresu bardzo niskich częstotliwości [147].

10.4. SKOŃCZONA SZEROKOŚĆ LINII WIDMOWYCH LASERÓW

Światło emitowane przez lasery półprzewodnikowe charakteryzuje się stosunkowo dużą szerokością linii widmowej, która objawia się w układzie elektrycznym w postaci tzw. szumu fazowego. Jego źródłem jest emisja spontaniczna fotonów. We wzorze (10.4) ϕ_s , ϕ_L są właśnie procesami przypadkowymi szumu fazowego. Zjawisko to omówiono dokładniej w rozdz. 7. Wskutek szumów fazowych, typowy laser jednomodowy typu DFB na pasmo $1,55 \mu\text{m}$ ma szerokość linii widmowej około 10–100 MHz. Duża szerokość linii widmowej laserów stwarza poważne problemy, gdyż istnieją określone wymagania dotyczące szerokości linii widmowej lasera $\Delta\nu$ w zależności od szybkości transmisji $1/T$ i rodzaju modulacji. Zbadajmy dokładniej zjawisko wpływu szumu fazowego na pracę systemu koherentnego.

Najbardziej oczywistym wpływem niezerowej szerokości linii widmowej lasera są zmiany widma zmodulowanego sygnału w porównaniu z idealnym przypadkiem widma o bardzo małej szerokości. Rozważmy to na przykładzie modulacji amplitudy ASK. Jeśli widmo sygnału modulującego jest dane przez $M(f)$, a widmo lasera przez $S(f)$ (7.8), to wypadkowe widmo $W(f)$ jest ich splotem

$$W(f) = S(f) * M(f) \quad (10.32)$$

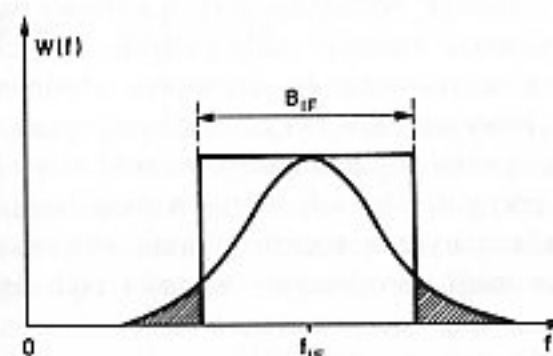
Jasne jest, że wypadkowa szerokość widma sygnału rośnie wraz ze wzrostem szerokości linii widmowej lasera. W przypadku detekcji heterodynowej wymaga to zwiększenia pasma przepustowego filtru pośredniej częstotliwości, a co za tym idzie zwiększenia poziomu mocy przepuszczanych przez ten filtr szumów. Jeśli przyjmujemy, że sygnał jest modulowany amplitudowo za pomocą idealnych impulsów prostokątnych, niezbędne do przepuszczenia 95% mocy sygnału pasmo

filtru pośredniej częstotliwości wynosi $3/T$, gdzie T jest czasem trwania jednego bitu (przyjęto, że szerokość linii widmowej lasera jest zaniedbywalna). Jeśli widmo lasera jest typu Lorentza (7.8), to nietrudno jest obliczyć, że spowodowany szumem fazowym wzrost szerokości pasma filtru pośredniej częstotliwości, który przepuszcza 95% mocy sygnału wyraża się wzorem [101], [146]

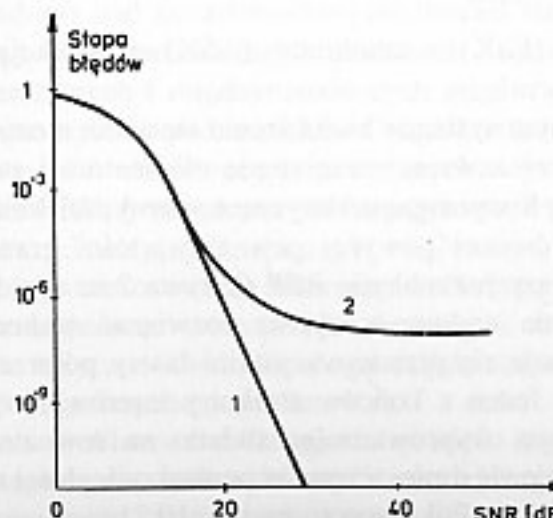
$$\frac{B_{IF}}{3/T} \approx \sqrt{1 + (4,2 \Delta\nu_{FWHM} T)^2} \quad (10.33)$$

gdzie $\Delta\nu_{FWHM}$ – suma szerokości widmowych lasera nadawczego i heterodyny optycznej mierzona w połowie wartości maksymalnej. Po to, aby straty stosunku mocy sygnału do mocy szumu spowodowane wzrostem szerokości pasma były mniejsze od 1 dB, musi być spełniony warunek $\Delta\nu_{FWHM} T < 0,18$.

Jeżeli wskutek szumu fazowego sygnał znajdzie się poza pasmem przepustowym filtru pośredniej częstotliwości, spowoduje to błąd w odbiorze. Wartość mocy sygnału znajdująca się poza pasmem filtru pośredniej częstotliwości jest zatem miarą wzrostu stopy błędów spowodowanych niezerową szerokością linii widmowych laserów. Pokazano to na rys. 10.19. Ponieważ część mocy sygnału znajdującą się poza pasmem przepustowym filtru jest niezależna od SNR, niezerowa



Rys. 10.19. Wychodzenie widma sygnału poza pasmo filtru pośredniej częstotliwości



Rys. 10.20. Przykładowa zależność elementarnej stopy błędów (BER) od stosunku mocy sygnału do mocy szumu (SNR). Krzywa 1 odpowiada brakowi szumu fazowego, natomiast krzywa 2 – jego obecności

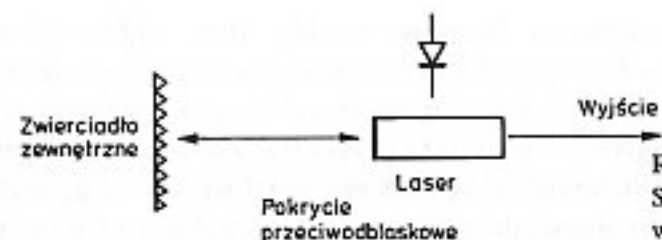
szerokość linii widmowych laserów powoduje błędy, które nie mogą być zmniejszone przez zwiększenie stosunku SNR . Spowodowany tym zjawiskiem brak poprawy stopy błędów przy wzroście SNR nosi nazwę angielską *BER floor* („podłoga” błędów) (rys. 10.20). To zjawisko musi być za wszelką cenę eliminowane; dopuszczalne są jedynie „podłogi” na poziomie elementowej stopy błędów około 10^{-18} – 10^{-20} . Przyczyną istnienia asymptotycznej wartości błędu jest to, że szum fazowy odbieranego sygnału przenosi się na fluktuacje jego częstotliwości. Jeśli chwilowa częstotliwość sygnału wyjdzie poza pasmo filtru pośredniej, to następuje zanik mocy sygnału na jego wyjściu, co powoduje błędne przyjęcie nadawanego symbolu jako „0”. Takie zjawisko zachodzi nawet przy braku szumów. Asymptotyczna wartość stopy błędów może być wyrażona dla modulacji ASK jako [101]

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi B_{IF}}{\Delta v_{FWHM}}} \right) \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\Delta v_{FWHM}}{B_{IF}}} \exp \left(-\frac{\pi}{4} \frac{B_{IF}}{\Delta v_{FWHM}} \right) \quad (10.34)$$

gdzie skorzystano z asymptotycznej postaci funkcji erfc . Jak widać z tej zależności wartość asymptotycznego błędu zależy jedynie od stosunku pasma filtru pośredniej częstotliwości do szerokości linii widmowej laserów i maleje wraz ze wzrostem tego stosunku. Małe poziomy „podłogi” wymagają dużych wartości pasma B_{IF} , co z kolei powoduje wzrost poziomu szumów addytywnych. Częściowym rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie po detektorze obwiedni dolnopasmowego filtru poddetekcyjnego, który odfiltrowyduje część mocy szumów. Zjawisko szumów fazowych i związana z nimi asymptotyczna wartość stopy błędów jest jeszcze bardziej krytyczne w przypadku innych rodzajów modulacji. Wprowadza to określone ograniczenia na sumaryczną szerokość linii widmowych laserów w stosunku do szybkości transmisji. Orientacyjne wartości tych ograniczeń są następujące [144]:

- detekcja homodynowa (PSK): $\Delta v_{FWHM} < 10^{-4}/T$,
- różnicowa modulacja fazy (DPSK) i modulacja częstotliwości z ciągłą fazą (CPFSK): $\Delta v_{FWHM} < 3 \cdot 10^{-3}/T$,
- modulacja częstotliwości (FSK) i amplitudy (ASK) z detekcją obwiedni: $\Delta v_{FWHM} < 0,1/T$.

W prawidłowo zaprojektowanym systemie zwiększeniu stosunku mocy sygnału do mocy szumu (SNR) towarzyszy zawsze zmniejszenie elementowej stopy błędów (krzywa 1 na rys. 10.20). Jeżeli wymagania dotyczące szerokości linii widmowej laserów nie są spełnione, wówczas powyżej pewnej wartości granicznej SNR zwiększaniu SNR nie towarzyszy już malenie BER (krzywa 2 na rys. 10.20). Aby uzyskać znacznie węższe linie widmowe, oprócz rozwiązań technologicznych omówionych w rozdz. 1, stosuje się przede wszystkim lasery półprzewodnikowe z zewnętrznym rezonatorem. Jeden z końców struktury laserowej wyposaża się w pokrycie przeciwoodblaskowe, wyprowadzając światło na zewnątrz struktury. Drugim końcem rezonatora staje się umieszczone w pewnej odległości od struktury zwierciadło lub siatka dyfrakcyjna. Pokazano to na rys. 10.21.



Rys. 10.21.
Schemat lasera z zewnętrzną
wnęką rezonansową

Przez zwiększenie długości rezonatora jest możliwe zwiększenie gromadzonej w nim energii, a zatem zwiększenie jego dobroci. Takie lasery osiągają szerokości linii widmowej około 10 kHz–1 MHz, a więc zupełnie wystarczającą do celów komunikacji koherentnej. Podstawową wadą tych laserów jest ich wrażliwość na wpływ czynników zewnętrznych takich, jak drgania mechaniczne i zmiany temperatury. Praktycznie to eliminuje je z zastosowań w eksploatacji.

Najbardziej obiecujące do zastosowań praktycznych są monolityczne lasery ze scaloną wewnątrz struktury pasywną wnęką rezonansową. Długość rezonatora pasywnego wielokrotnie przekracza długość warstwy aktywnej. Szerokość linii widmowej lasera można wyrazić zależnością [13]

$$\delta f = \frac{R}{4\pi I} (1 + \alpha^2) \kappa^2 \quad (10.35)$$

gdzie: R – współczynnik emisji spontanicznej, I – gęstość mocy modu laserującego, α – tzw. współczynnik wzmocnienia linii, κ – część drogi optycznej zajmowana przez warstwę aktywną. Zatem w rezonatorach, których długość znacznie przekracza długość warstwy aktywnej, szerokość linii widmowej maleje, gdyż maleje wartość κ . Taka struktura jest również mało wrażliwa na wpływy zewnętrzne, gdyż nie ma w niej żadnych połączeń mechanicznych.

W rozwoju telekomunikacji koherentnej można wyróżnić dwa kierunki. Pierwszy z nich to badania nad światłowodowymi liniami telekomunikacyjnymi o bardzo dużych przepływnościach i długich odcinkach międzyregeneracyjnych. Dotyczy to międzymiastowych i międzynarodowych magistrali telekomunikacyjnych, linii transkontynentalnych i podmorskich. Drugi kierunek to rozwój sieci lokalnych (LAN) i systemów rozsiewczych pracujących najczęściej ze zwielokrotnieniem częstotliwości FDM, przeznaczonych na przykład do przekazywania drogą kablową wielu kanałów telewizyjnych o dużej rozdzielczości.

Do praktycznego zastosowania transmisji koherentnej na szeroką skalę konieczne jest rozwiązanie jeszcze wielu problemów w tym:

- stworzenie optyczno-elektronicznego układu scalonego umożliwiającego odbiór rozproszony (polaryzacyjny i fazowy),
- rozwiązanie problemu stabilizacji emisji wielu sygnałów optycznych w niewielkich odstępach częstotliwościowych niezbędnego do realizacji systemów ze zwielokrotnieniem częstotliwościowym,

– konstrukcja jednomodowego lasera o wąskiej linii widmowej i szerokim zakresie przestrajania bez zjawiska przeskakiwania między modami.

Należy stwierdzić, że w ostatnich latach zaznaczył się pewien regres w badaniach nad systemami koherentnymi. Zasadniczą przyczyną jest to, że niektóre korzystne własności systemów koherentnych są obecnie możliwe do osiągnięcia również i w inny sposób. W szczególności dotyczy to wysokiej czułości odbioru i możliwości kompensacji charakterystyki dyspersyjnej światłowodu. Czułość odbioru porównywalną z czułością odbioru koherentnego zapewniają odbiorniki ze światłowodowymi przedwzmacniaczami optycznymi, które ponadto są znacznie prostsze od odbiorników koherentnych. Możliwość kompensacji charakterystyki dyspersyjnej światłowodu zapewniają dostępne komercyjnie światłowody kompensujące dyspersję, jak również inne optyczne kompensatory oparte np. na odbiciu Bragga.

Pomimo trudności w rozwoju transmisji koherentnej wydaje się, że znajdzie ona zastosowanie przynajmniej w niektórych dziedzinach transmisji światłowodowej. Przykładem mogą być światłowodowe sieci rozsiewcze, w których heterodyna optyczna jest wspólna dla wielu odbiorników. Przy rozdzielaniu ich, sygnały są wzmacniane przez wzmacniacze optyczne. W takim systemie nadawania odbiornik nie wymaga ani lasera lokalnego, ani kontroli polaryzacji.

11

TRANSMISJA SOLITONOWA

W stosowanych obecnie systemach transmisyjnych dyspersja w światłowodzie jest zasadniczym ograniczeniem przepływności linii. To zjawisko omówiliśmy dokładnie w rozdz. 3 i 9. Rozróżniamy dwa rodzaje dyspersji: dyspersję normalną, gdy fale o większej częstotliwości poruszają się wolniej niż fale o częstotliwości mniejszej i dyspersję anomálną, kiedy jest odwrotnie: fale o większej częstotliwości poruszają się szybciej od fal o częstotliwości mniejszej. Typowe jednomodowe światłowody telekomunikacyjne wykazują zero współczynnika dyspersji dla długości fali około $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$. Poniżej tej długości fali występuje dyspersja normalna, powyżej – dyspersja anomálna. Krótkie impulsy mają szerokie widmo, stąd dyspersja, która jest równa zero tylko dla częstotliwości nośnej, powoduje różnicę prędkości rozchodzenia się składowych częstotliwościowych impulsu (jego widma) i jego deformację. Poszerzenie impulsu rośnie z odległością transmisji i powoduje trudność rozróżnienia kolejnych impulsów przy dostatecznie dużej odległości. Dlatego też zainteresowano się zjawiskami nieliniowymi mogącymi kompensować dyspersję. Znaczna część tego rozdziału oparta jest na pracy [40].

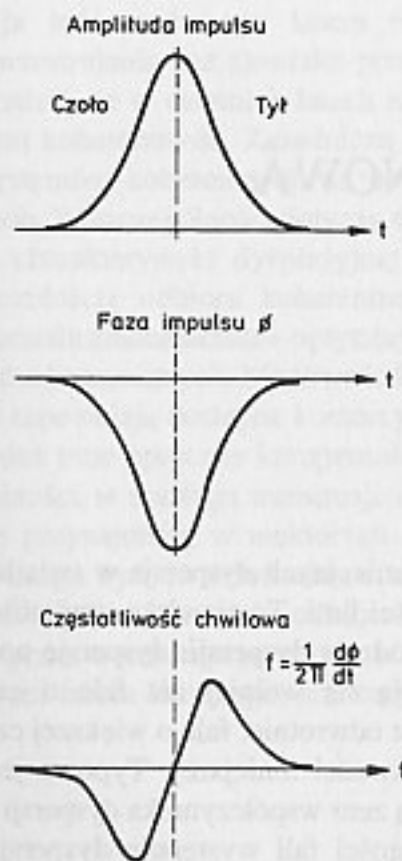
11.1. TEORIA ROZCHODZENIA SIĘ SOLITONÓW

Szkło kwarcowe z jakiego wykonywane są światłowody telekomunikacyjne wykazuje słabą nieliniowość optyczną. Mianowicie jego współczynnik załamania wskutek efektu Kerra zależy od natężenia światła I [205]:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (11.1)$$

gdzie: n_0 – wartość współczynnika przy natężeniu światła bliskim zero, n_2 – tzw. nieliniowy współczynnik załamania o wartości równej $n_2 = 3,18 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Okazuje się, że takie właściwości nieliniowe światłowodu mogą w pewnych warunkach skompensować poszerzenie impulsu powodowane dyspersją. Daje to możliwość przesyłania impulsów zachowujących swój kształt czasowy, a mianowicie tzw. solitonów, o których wspominaliśmy poprzednio [205].

Nieliniowość światłowodu powoduje to, że w miejscu dużego natężenia impulsu

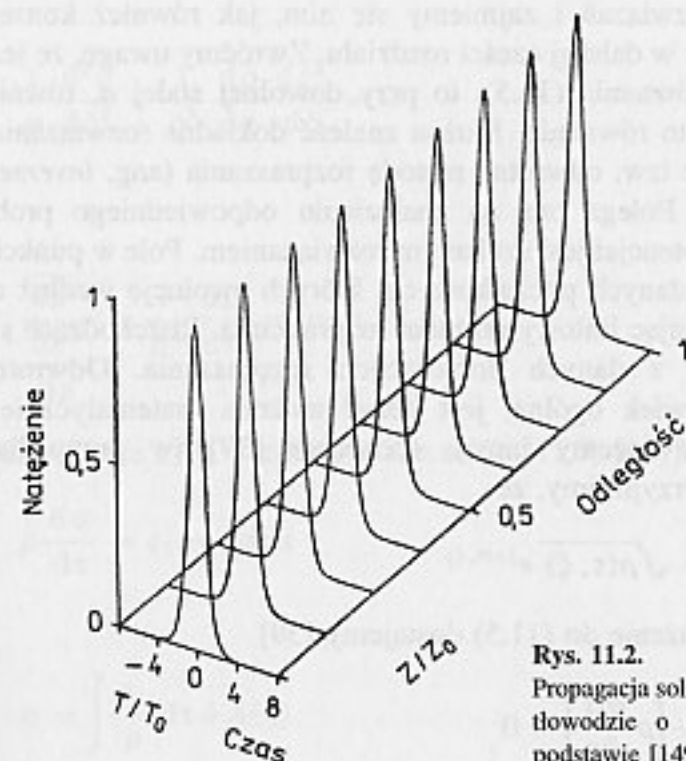


Rys. 11.1.
Amplituda, faza oraz częstotliwość solitonu. Na podstawie [149]

światelnego współczynnik załamania wzrasta, zatem prędkość fali maleje. W rezultacie środkowa część impulsu porusza się wolniej niż jego czoło oraz tył, a częstotliwość ulega zróżnicowaniu: przednia część impulsu doznaje zmniejszenia częstotliwości, a tylna zwiększenia częstotliwości [205]. Przedstawiono to na rys. 11.1 [149]. Dla kompensacji nieliniowego poszerzenia impulsu, dyspersja powinna zwalniać w większym stopniu czoło impulsu, o zmniejszonej częstotliwości, niż jego resztę, czyli powinna to być dyspersja anomalna. W przypadku dyspersji anomalnej obydwa zjawiska: nieliniowość i dyspersja światłowodu mogą się wzajemnie kompensować. Możliwy jest taki dobór kształtu impulsu, jego amplitudy i czasu trwania, że oba te efekty dokładnie się znoszą. Takie impulsy nazywamy właśnie solitonami. Propagacja solitonu podstawowego w światłowodzie została zilustrowano na rys. 11.2 [149].

Rozważmy teraz od strony matematycznej rozchodzenie się promieniowania światelnego w światłowodzie o pewnej nieliniowości. W przypadku, kiedy pominiemy tłumienie światłowodu, uproszczone równanie propagacji przyjmuje postać [40]

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta'' \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (11.2)$$



Rys. 11.2.
Propagacja solitonu w nieliniowym światłowodzie o dyspersji anomalnej. Na podstawie [149]

i jest określone mianem nieliniowego równania Schroedingera. Tutaj $A(z, T)$ – amplituda obwiedni impulsów, $\beta'' = d^2 \beta / d\omega^2$ – parametr określającym dyspersję prędkości grupowej, γ – parametr nieliniowości odpowiedzialny za modulację własną fazy. Wprowadźmy następującą normalizację do równania (11.2) [40]:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad u = \sqrt{\frac{\gamma T_0^2}{|\beta''|}} \cdot A = NU \quad (11.3)$$

Tutaj P_0 – moc szczytowa, T_0 – szerokość impulsu na wejściu, L_D – tzw. odległość dyspersji, definiowana jako

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta''|} \quad (11.4)$$

Określa ona odległość na jakiej zjawisko dyspersji zaczyna odgrywać istotną rolę dla kształtu impulsu rozchodzącego się wzdłuż światłowodu. Przy wprowadzeniu tej normalizacji i przyjęciu dyspersji anomalnej ($\beta'' < 0$), równanie (11.2) przyjmuje standardową formę nieliniowego równania Schroedingera

$$j \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (11.5)$$

Uwzględnienie tłumienia światłowodu powoduje konieczność uzupełnienia prawej strony tego równania o człon związany z tłumieniem. Równanie takie nie ma

wtedy stabilnych rozwiązań i zajmiemy się nim, jak również konsekwencjami pominięcia tłumienia w dalszej części rozdziału. Zwróćmy uwagę, że jeżeli $u(\xi, \tau)$ jest rozwiązaniem równania (11.5), to przy dowolnej stałej a , również funkcja $au(a^2\xi, a\tau)$ spełnia to równanie. Można znaleźć dokładne rozwiązania równania (11.5) wykorzystując tzw. odwrotną metodę rozpraszania (ang. *inverse scattering method*) [39], [40]. Polega ona na znalezieniu odpowiedniego problemu rozpraszania, którego potencjał jest szukanym rozwiązaniem. Pole w punkcie $z=0$ jest użyte do obliczenia danych początkowych, których ewolucję wzdłuż osi z łatwo jest obliczyć rozwiązując liniowy problem rozpraszania. Rozchodzące się pole jest następnie obliczane z danych dotyczących rozpraszania. Odwrotna metoda rozpraszania, aczkolwiek ogólna, jest dosyć złożona matematycznie i dlatego równanie (11.5) rozwiążemy innym sposobem [39] (w przypadku solitonu pierwszego rzędu). Przyjmijmy, że

$$u(\tau, \xi) = \sqrt{\rho(\tau, \xi)} e^{j\sigma(\tau, \xi)} \quad (11.6)$$

Podstawiając to wyrażenie do (11.5) dostajemy [39]

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\rho \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right) = 0 \quad (11.7)$$

oraz

$$\frac{1}{8} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[4\rho^2 + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)^2 \right] = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right)^2 \quad (11.8)$$

Ponieważ poszukujemy rozwiązań stacjonarnych, zatem $\partial \rho / \partial \xi = 0$ i z równania (11.7) otrzymujemy

$$\rho \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} = c(\xi) \quad (11.9)$$

Z kolei lewa strona zależności (11.8) jest funkcją tylko τ , a zatem

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right)^2 = f(\tau) \quad (11.10)$$

Różniczkując tę ostatnią zależność względem ξ i τ , otrzymujemy [39]

$$\frac{\partial^3 \sigma}{\partial \xi^2 \partial \tau} - \frac{1}{\rho^3} \frac{d\rho}{d\tau} \frac{dc^2}{d\xi} = 0 \quad (11.11)$$

a z równania (11.9)

$$\frac{\partial^3 c}{\partial \xi^2 \partial \tau} = \frac{1}{\rho} \frac{d^2 c}{d\xi^2} \quad (11.12)$$

Zatem

$$\frac{1}{\rho} \frac{d^2 c}{d\xi^2} - \frac{1}{\rho^3} \frac{d\rho}{d\tau} \frac{dc^2}{d\xi} = 0 \quad (11.13)$$

lub

$$\frac{\frac{d^2 c}{d\xi^2}}{\frac{dc^2}{d\xi}} = \frac{1}{\rho^3} \frac{d\rho}{d\tau} = \text{const} \quad (11.14)$$

Jeśli przyjmie się, że $c(\xi) = \text{const}$, to równanie (11.9) przyjmie postać [39]

$$\rho \frac{d\sigma}{d\tau} = c_1 = \text{const} \quad (11.15)$$

lub

$$\sigma = \int \frac{c_1}{\rho} d\tau + A(\xi) \quad (11.16)$$

a ponieważ $\partial \rho / \partial \tau$ jest funkcją tylko τ , ze wzoru (11.8) wynika, że $\partial \rho / \partial \xi$ powinno być funkcją τ , zatem $\partial A / \partial \xi = \Omega = \text{const}$, czyli

$$\sigma = \int \frac{c_1}{\rho} d\tau + \Omega \xi \quad (11.17)$$

Jeżeli skorzysta się z tego równania i z zależności (11.8) można otrzymać następujące równanie dla $\rho(\tau)$

$$\left(\frac{d\rho}{d\tau} \right)^2 = -4\rho^3 + 8\Omega\rho^2 + c_2\rho - 4c_1^2 \quad (11.18)$$

Przyjmijmy, że $|u|^2$ jest ograniczone przez ρ_e i ρ_a tzn.

$$|u|^2 = \rho_e, \quad \text{gdy} \quad \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} = 0 \quad \text{i} \quad \frac{\partial^2 |u|^2}{\partial \tau^2} \neq 0 \quad \text{oraz} \quad (11.19)$$

$$|u|^2 = \rho_a, \quad \text{i} \quad \frac{\partial^n |u|^2}{\partial \tau^n} = 0, \quad n = 1, 2, \dots \quad \text{dla} \quad \tau \rightarrow \pm \infty$$

Stąd dla solitonu podstawowego mamy

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \cdot \exp(j\xi/2) \quad (11.20)$$

gdzie $\text{sech}()$ oznacza secans hiperboliczny, będący odwrotnością cosinusa hiperbolicznego. Funkcja ta ma wykres zbliżony do krzywej Gaussa, co pokazano na rys. 11.1.

W kontekście telekomunikacji światłowodowej omawiane równania wskazują na to, że jeśli impuls o kształcie secansa hiperbolicznego, którego szerokość T_0 i moc szczytowa P_0 spełniają zależność

$$N = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta''|}} = 1 \quad (11.21)$$

zostanie wprowadzony do idealnego bezstratnego światłowodu, będzie się rozchodził bez zmiany kształtu na dowolnie duże odległości. Jest to cecha solitonu podstawowego stanowiąca o jego atrakcyjności z punktu widzenia transmisji światłowodowej. Moc szczytowa wymagana do prowadzenia solitonu podstawowego może być łatwo określona z zależności (11.21), przy czym jej wartość jest ściśle związana z właściwościami danego światłowodu – nieliniowością i dyspersją. Ponieważ nieliniowość światłowodu n_2 jest mała, stąd amplituda solitonu jest relatywnie duża. Dla typowych parametrów standardowego światłowodu na długości fali 1,55 μm , moc P_0 jest około 5 W dla czasu trwania T_0 1 ps, ale dzięki odwrotnej proporcjonalności do czasu trwania redukuje się do 50 mW przy czasie trwania impulsu równym 10 ps. Dalsze zmniejszenie mocy P_0 o rząd wielkości występuje w światłowodach o przesuniętej dyspersji dzięki redukcji parametru β'' .

11.2. SOLITONY WYŻSZYCH RZĘDÓW I SOLITONY CIEMNE

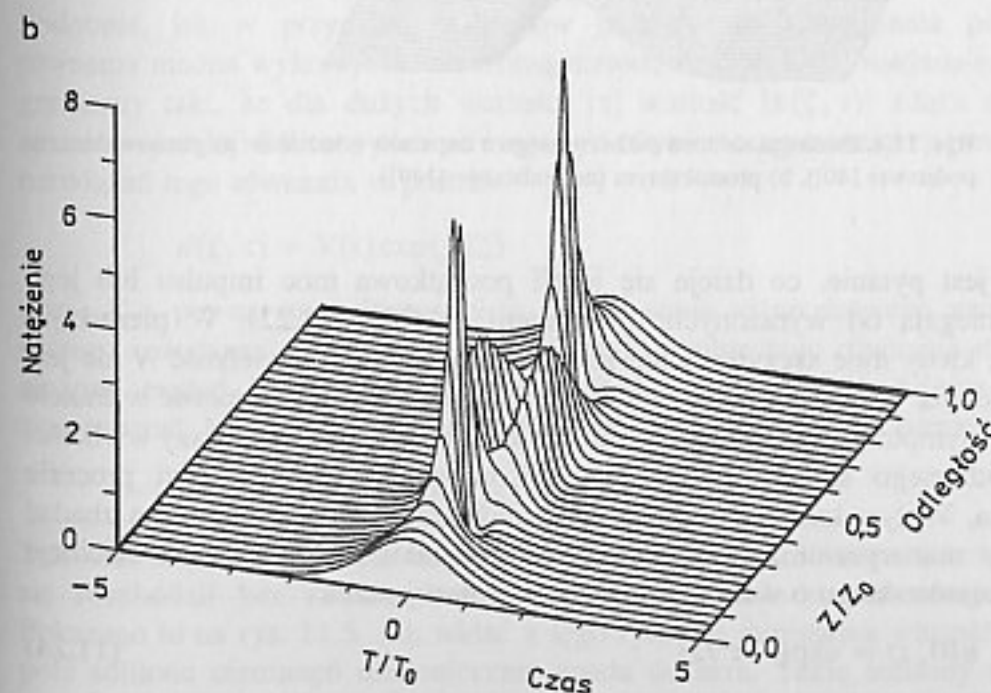
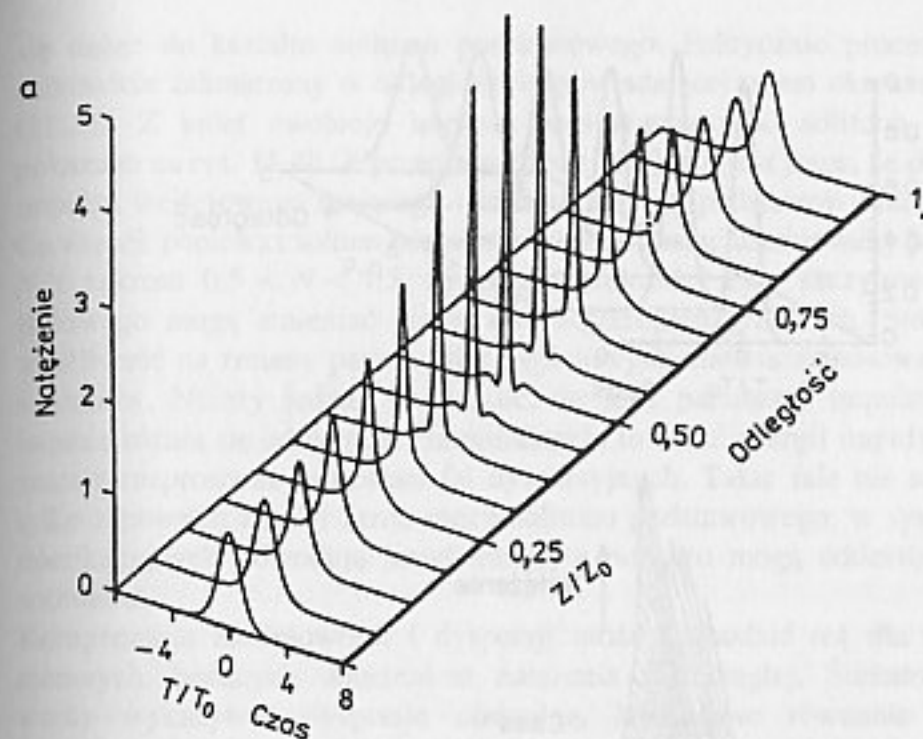
Jak już wspomnieliśmy, rozwiązaniem równania Schroedingera są również solitony wyższych rzędów o początkowej postaci dla $\xi = 0$

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (11.22)$$

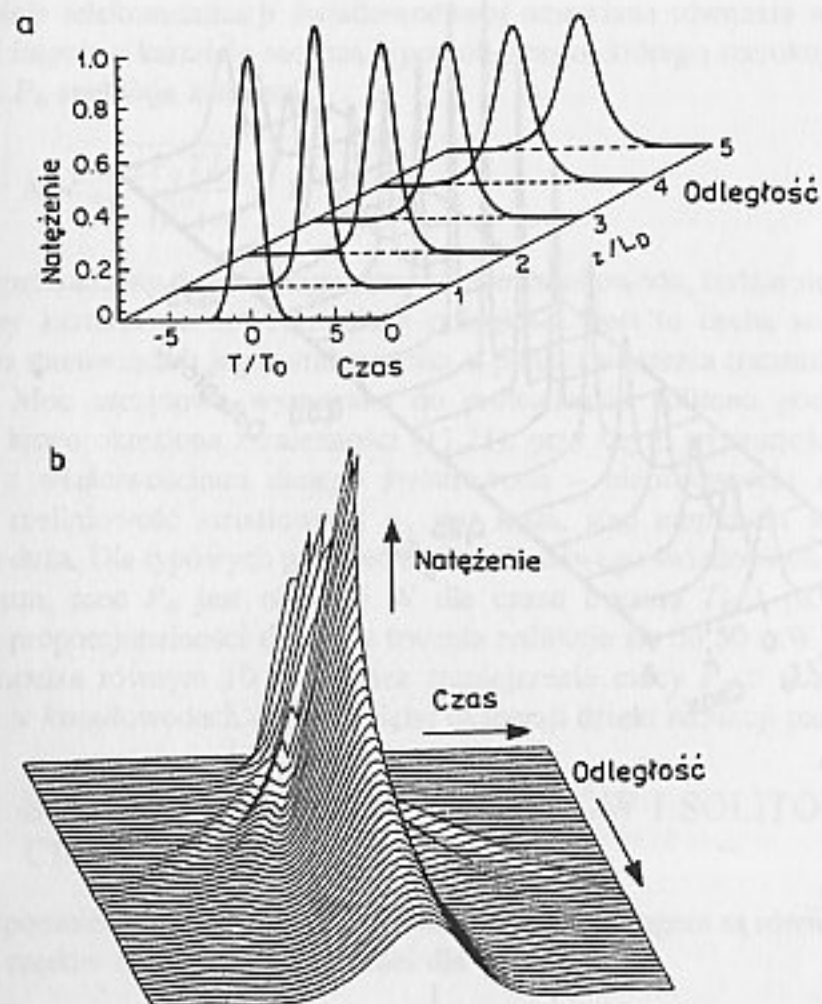
gdzie liczba całkowita N – rząd solitonu. Moc szczytowa potrzebna do wzbudzenia solitonu N -tego rzędu może być również obliczona z zależności (11.21) i jest N^2 razy większa od wymaganej dla solitonu podstawowego. Interesującą własnością solitonów wyższych rzędów jest to, że są one okresowe z okresem równym $\xi_0 = \pi/2$ [40], [149]. Wykorzystując definicję (11.4) można określić okres solitonu wyższego rzędu jako [40]

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta''|} \quad (11.23)$$

Soliton wyższego rzędu zachowuje się w światłowodzie tak, jak pokazano to na rys. 11.3a dla solitonu drugiego rzędu i na rys. 11.3b dla solitonu trzeciego rzędu. Taki soliton rozpoczyna propagację jako pojedynczy impuls, w trakcie propagacji zmienia swój kształt, a następnie – po przebyciu określonej odległości – odtwarza początkowy kształt. Szczególnie interesujące jest propagacja solitonu trzeciego rzędu. Jak widać na rys. 11.3b początkowo znacznie zmniejsza on swoją szerokość, co może być wykorzystywane przy kompresji impulsów.



Rys. 11.3. Propagacja solitonów wyższych rzędów: a) $N=2$ (na podstawie [149]), b) $N=3$ (na podstawie [40])



Rys. 11.4. Ewolucja solitonu podstawowego z impulsów o kształcie: a) gaussowskim (na podstawie [40]), b) prostokątnym (na podstawie [149])

Naturalne jest pytanie, co dzieje się jeżeli początkowa moc impulsu lub jego kształt odbiegają od wyrażonych równaniami (11.20), (11.22). W pierwszym przypadku, kiedy moc szczytowa nie jest dokładnie dobrana, wielkość N nie jest liczbą całkowitą. Okazuje się, że wtedy impuls zmienia swoją szerokość w trakcie propagacji asymptotycznie dążąc do solitonu, którego rząd jest najbliższy wielkości N wprowadzonego solitonu. Część energii impulsu zostaje w tym procesie rozproszona. Wpływ kształtu impulsu na formowanie się solitonu można zbadać rozwiązując numerycznie równanie (11.5). Na rysunku 11.4a pokazano ewolucję impulsu gaussowskiego o wartości początkowej danej przez

$$u(0, \tau) = \exp(-\tau^2/2) \quad (11.24)$$

Chociaż $N=1$ to jednak kształt impulsu zmienia się wzdłuż światłowodu ze względu na różnicę kształtu w stosunku do impulsu typu secans hiperboliczny. Jednakże na tym samym rysunku widać, że szerokość i kształt impulsu zmieniają

się dążąc do kształtu solitonu podstawowego. Faktycznie proces ewolucji jest całkowicie zakończony w odległości odpowiadającej trzem okresom solitonowym (11.23). Z kolei ewolucję impulsu prostokątnego do solitonu podstawowego pokazano na rys. 11.4b. Z przeprowadzonej dyskusji jest jasne, że dokładny kształt impulsu wejściowego mającego wzbudzić soliton podstawowy nie jest krytyczny. Co więcej, ponieważ soliton podstawowy może zostać uformowany przy wartościach N z zakresu $0,5 < N < 1,5$, również szerokość i moc szczytowa impulsu wejściowego mogą zmieniać się w dosyć szerokich granicach. Stosunkowo mała wrażliwość na zmiany parametrów wejściowych ułatwia zastosowanie praktyczne solitonów. Należy jednak podkreślić, że jeśli parametry impulsu wejściowego istotnie różnią się od wartości nominalnych, to część energii impulsu wejściowego zostaje rozproszona w postaci fal dyspersyjnych. Takie fale nie są pożądane nie tylko z powodu zmniejszenia mocy solitonu podstawowego; w systemach telekomunikacyjnych powodują interferencję, a ponadto mogą oddziaływać z samym solitonem.

Kompensacja nieliniowości i dyspersji może zachodzić też dla tzw. solitonów ciemnych, będących obniżeniem natężenia fali ciągłej. Światłowod powinien wtedy wykazywać dyspersję normalną. Nieliniowe równanie Schroedingera opisujące propagację ciemnych solitonów otrzymano z równania (11.5) przez zmianę znaku przed pochodną względem czasu (ponieważ $\beta'' > 0$) i ma ono postać

$$j \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (11.25)$$

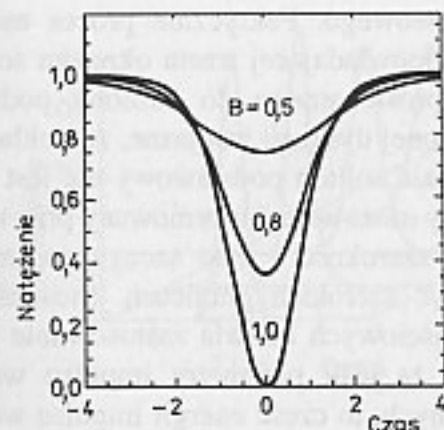
Podobnie, jak w przypadku solitonów jasnych, do rozwiązania powyższego równania można wykorzystać odwrotną metodę rozpraszania, nakładając warunek graniczny taki, że dla dużych wartości $|\tau|$ wartość $|u(\xi, \tau)|$ dąży do pewnej niezerowej stałej. Solitony ciemne mogą być również otrzymane przy poszukiwaniu rozwiązań tego równania w postaci

$$u(\xi, \tau) = V(\tau) \exp(jK\xi) \quad (11.26)$$

gdzie K – pewna stała. Prowadzi to do równania różniczkowego zwyczajnego, którego rozwiązaniem jest $V(\tau)$. Rozwiązania ogólne tego równania mają dosyć złożoną postać [40] i ze względu na brak miejsca nie będziemy ich tutaj zamieszczać. Najprostsze rozwiązanie (soliton podstawowy) ma formę

$$u(\xi, \tau) = \tanh(\tau) \exp(j\xi) \quad (11.27)$$

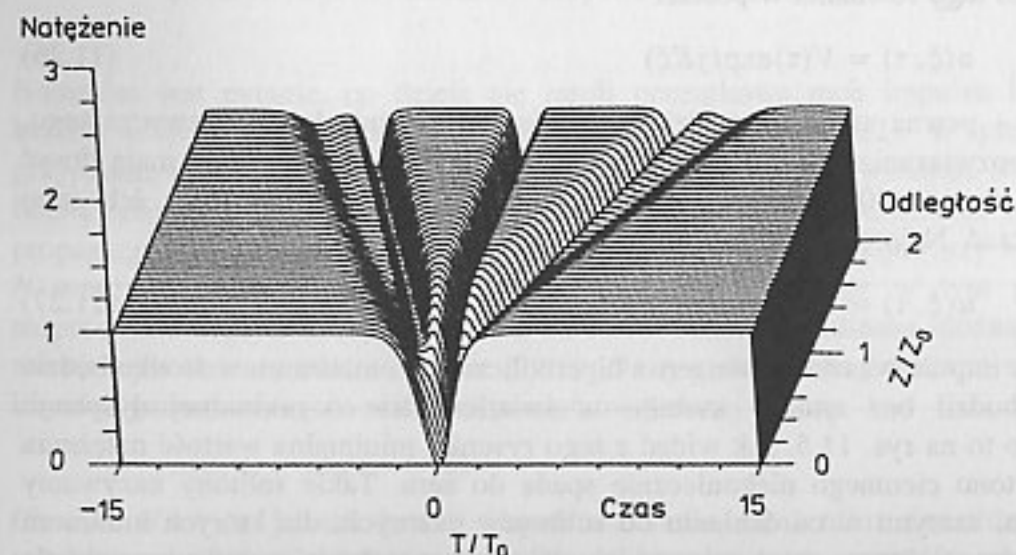
Tak więc impuls o kształcie tangensa hiperbolicznego i minimum w środku będzie się rozchodził bez zmiany kształtu w światłowodzie o normalnej dyspersji. Pokazano to na rys. 11.5. Jak widać z tego rysunku minimalna wartość natężenia pola solitonu ciemnego niekoniecznie spada do zera. Takie solitony nazywamy solitonami szarymi w odróżnieniu od solitonów czarnych, dla których minimum jest zerowe. Solitony szare wymagają większego natężenia promieniowania tła (tzn. stałego, niezerowego poziomu) aniżeli solitony czarne o tej samej szerokości.



Rys. 11.5. Profile natężenia pola solitonów ciemnych dla różnych wartości parametru B określającego czerni solitonu. Na podstawie [40]

Niektóre z własności solitonów ciemnych różnią się od odpowiednich własności solitonów jasnych. Podstawową różnicą jest to, że faza solitonów ciemnych ulega dodatkowym zmianom na długości impulsu. Dla solitonu czarnego występuje gwałtowna zmiana fazy o π w środku impulsu, dla solitonów zaś szarych zmiany te są stopniowe i mniejsze. Jedną z konsekwencji tego faktu jest to, że ciemne solitony wyższych rzędów nie są periodyczne ani nie dążą do wartości asymptotycznej.

Ewolucję solitonu czarnego dla $N=3$ pokazano na rys. 11.6. Jak widać na rysunku, pojawiają się dwie pary szarych solitonów, które oddalają się od czarnego solitonu centralnego w miarę wzrostu odległości. Jednocześnie zmniejsza się szerokość solitonu czarnego [40]. Aby wyjaśnić takie zachowanie zauważmy, że impuls wejściowy o formie $N \tanh(\tau)$ może utworzyć czarny soliton podstawowy o amplitudzie $N \tanh(N\tau)$, jeśli tylko jego szerokość zmniejszy się N razy. Część jego energii zostaje rozproszona w formie szarych solitonów. Te szare solitony oddalają



Rys. 11.6. Ewolucja solitonu ciemnego trzeciego rzędu. Na podstawie [40]

się od centralnego czarnego solitonu z powodu różnic w prędkościach grupowych. Ważne jest to, że podstawowy czarny soliton tworzy się zawsze, jeśli tylko $N > 1$.

Ciemne solitony stanowią przedmiot ciągłego zainteresowania. Symulacje numeryczne pokazują, że są one bardziej stabilne w obecności szumu i ulegają wolniejszemu rozmyciu wskutek strat w światłowodzie aniżeli solitony jasne. Te własności wskazują na ich potencjalne zastosowania w systemach transmisyjnych. Pomimo tych własności zastosowanie solitonów ciemnych w telekomunikacji nie wydaje się prawdopodobne w bliskiej przyszłości, głównie z powodu trudności z generacją odpowiednich impulsów wejściowych. Pozostała część tego rozdziału jest poświęcona wyłącznie solitonom jasnym.

11.3. STRATY I ODDZIAŁYWANIE MIĘDZY SOLITONAMI

Jak już stwierdziliśmy, solitony są atrakcyjne dla komunikacji optycznej ze względu na swoją zdolność zachowania kształtu (szerokości) nawet w dyspersyjnym światłowodzie. Jednakże ta ich własność jest prawdziwa jedynie wtedy, gdy straty w światłowodzie są do pominięcia. Zmniejszenie energii solitonu spowodowane stratami w światłowodzie prowadzi do rozszerzenia solitonu, gdyż efekt nieliniowy konieczny do przeciwdziałania dyspersji jest osłabiony wskutek redukcji szczytowej mocy solitonu.

Przy uwzględnieniu strat w światłowodzie nieliniowe równanie Schroedingera (11.5) przyjmuje następującą postać [40]

$$j \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -j \Gamma u \quad (11.28)$$

gdzie

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2} L_D = \frac{\alpha}{2} \frac{T_0}{|\beta''|} \quad (11.29)$$

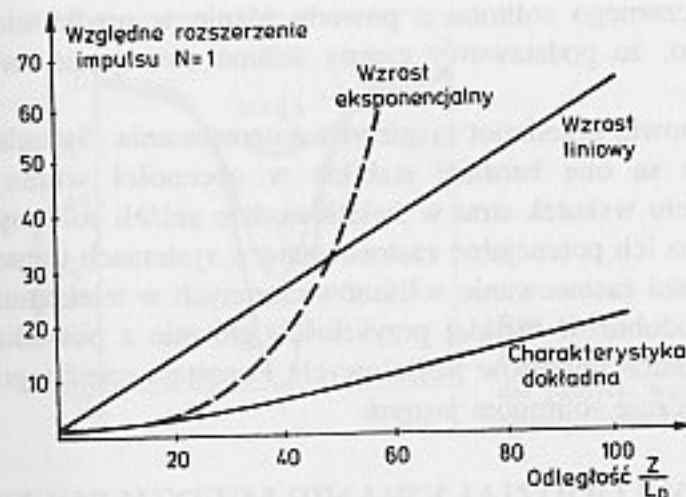
Tutaj α – tłumienność jednostkowa światłowodu, pozostałe zaś parametry określone są zależnościami (11.3), (11.4).

Jeśli $\Gamma \ll 1$ i można traktować Γ jako małe zaburzenie, to równanie (11.28) może być rozwiązane za pomocą odwrotnej metody rozpraszania. Dla impulsu wejściowego w formie solitonu podstawowego $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ przybliżone rozwiązanie równania (11.28) jest dane przez [40]

$$u(\xi, \tau) = u_1 \text{sech}(u_1 \tau) \exp(j \sigma) \quad (11.30)$$

gdzie

$$u_1 = \exp(-2\Gamma\xi), \quad \sigma = \frac{1}{8\Gamma} [1 - \exp(-4\Gamma\xi)] \quad (11.31)$$



Rys. 11.7. Zmiana szerokości solitonu podstawowego z odległością w stratnym światłowodzie. Na podstawie [150]

Jeśli zapiszemy $u_1\tau$ jako T/T_1 i użyjemy zależności $\tau = T/T_0$, znajdziemy zależność na szerokość impulsu wzdłuż światłowodu T_1

$$T_1 = T_0 \exp(2\Gamma\xi) = T_0 \exp(\alpha z) \quad (11.32)$$

Ekspozycyjny wzrost szerokości solitonu zachodzi jedynie na początkowym odcinku transmisyjnym (jeśli $\Gamma \ll 1$). Kiedy energia solitonu zmniejszy się na tyle, że efekty nieliniowe staną się pomijalne, czynnikiem dominującym staje się dyspersja i szerokość impulsu rośnie liniowo [150]. Pokazano to na rys. 11.7.

Wskutek tłumienia światłowodu impuls, początkowo solitonowy, rozchodzi się dalej jak w światłowodzie liniowym, ulegając poszerzeniu. Stosowane są trzy sposoby rozwiązania tego problemu [205]:

- zastosowanie wzmacniaczy optycznych EDFA, kompensujących straty mocy co pewien odcinek linii, lub rozproszonych wzmacniaczy Ramana [152], aby utrzymać transmisję solitonową w całej linii,
- wydłużenie odległości między wzmacniaczami EDFA tak, że w danym odcinku linii początkowo solitonowy impuls, dalej rozchodzi się jako zwykły impuls o mniejszej mocy, a jego poszerzenie może być kompensowane przez kompensator dyspersji, jest to tzw. system częściowo solitonowy (ang. *partial soliton system*) [205],
- zwiększenie mocy impulsu wejściowego tak, aby zapas mocy wystarczał na pokrycie strat na długości światłowodu, jednak zbyt duża moc wejściowa stwarza niebezpieczeństwo generacji solitonów wyższych rzędów, okresowo ulegających podziałowi.

Odstęp czasu między sąsiednimi bitami lub impulsami wyznacza szybkość transmisji systemu telekomunikacyjnego. Konieczne jest zatem wyznaczenie tego, jak blisko mogą być względem siebie dwa solitony, ażeby jeszcze na siebie nie oddziaływały. Okazuje się bowiem, że ta sama nieliniowość, która umożliwia rozchodzenie się

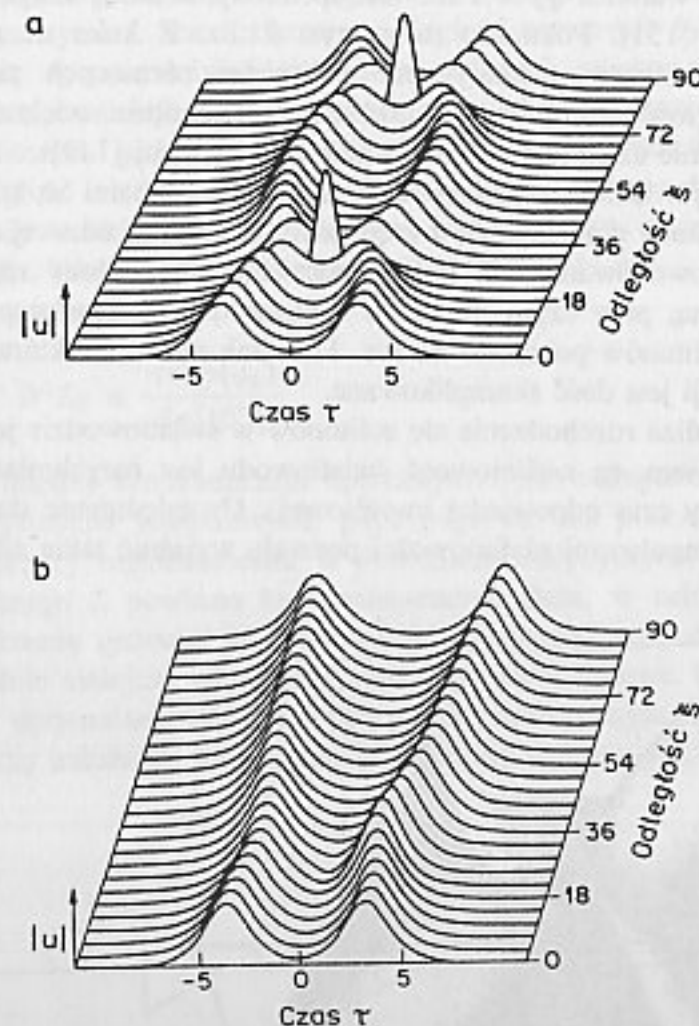
solitonu bez zmiany kształtu, powoduje oddziaływanie między sąsiednimi solitonami: jeśli solitony mają jednakowe fazy – przyciągają się, jeśli fazy są różne – odpychają się, zmniejszając lub zwiększając odstęp czasowy między sobą. Amplituda pary solitonów na wejściu światłowodu może zostać zapisana w znormalizowanej formie [40]

$$u(0, \tau) = \text{sech}(\tau - q_0) + r \text{sech}[r(\tau + q_0)] e^{i\Theta} \quad (11.33)$$

gdzie: r – znormalizowana amplituda, Θ – względna faza, q_0 – początkowa odległość czasowa impulsów, związana z szybkością transmisji B poprzez zależność

$$B = \frac{1}{2q_0 T_0} \quad (11.34)$$

Oddziaływanie między solitonami można badać rozwiązując numerycznie nieliniowe



Rys. 11.8. Oddziaływanie dwóch solitonów dla $r = 1$, $q_0 = 3,5$; a) $\Theta = 0$ b) $\Theta = \pi/4$. Na podstawie [151]

równanie Schroedingera przy warunku danym przez równanie (11.34). Wyniki pokazują, że rodzaj oddziaływania zależy nie tylko od odległości między solitonami q_0 , ale również od różnicy faz Θ i względnej amplitudy r . W szczególnym przypadku, kiedy $\Theta = 0$, $r = 1$ i $q_0 \gg 1$ odległość między solitonami q dana jest zależnością [40]

$$\exp[2(q - q_0)] = \frac{1}{2} [1 + \cos(4\xi \exp(-q_0))] \quad (11.35)$$

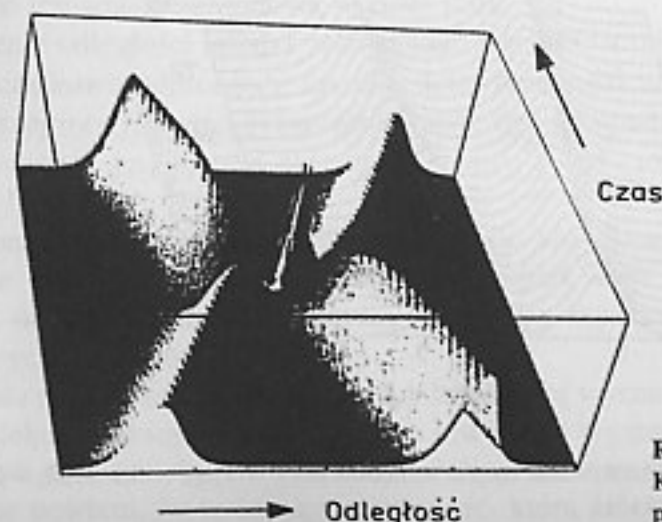
Ta relacja pokazuje, że odległość między solitonami $q(\xi)$ zmienia się okresowo, a jej okres wynosi

$$\xi_p = \frac{\pi}{2} \exp(q_0) \quad (11.36)$$

W przypadku kiedy warunek $q_0 \gg 1$ nie jest spełniony, solitony mogą okresowo zlewać się z sobą [151]. Pokazano to na rys. 11.8a. Z kolei na rys. 11.8b uwidoczniono odpychające oddziaływanie solitonów różniących się fazami. Odpowiednia odległość solitonów, z grubsza pięciokrotnie większa od ich szerokości, praktycznie eliminuje oddziaływanie między nimi [149].

Innym ciekawym zjawiskiem oddziaływania między solitonami są tzw. kolizje [149]. Ponieważ solitony poruszają się z prędkością niezależną od swej amplitudy, dlatego też dla spowodowania ich kolizji potrzebne są solitony różniące się częstotliwością nośną, przy czym impuls o większej częstotliwości porusza się szybciej. Kolizję solitonów pokazano na rys. 11.9. Jak widać struktura natężenia pola w trakcie kolizji jest dość skomplikowana.

Zaprezentowana analiza rozchodzenia się solitonów w światłowodzie jest uproszczona, zakłada bowiem, że nieliniowość światłowodu jest natychmiastowa (ma zanedbywalnie mały czas odpowiedzi impulsowej). Uwzględnienie skończonego czasu odpowiedzi impulsowej nieliniowości pozwala wyjaśnić takie zjawiska jak



Rys. 11.9.
Kolizja dwóch solitonów. Na podstawie [149]

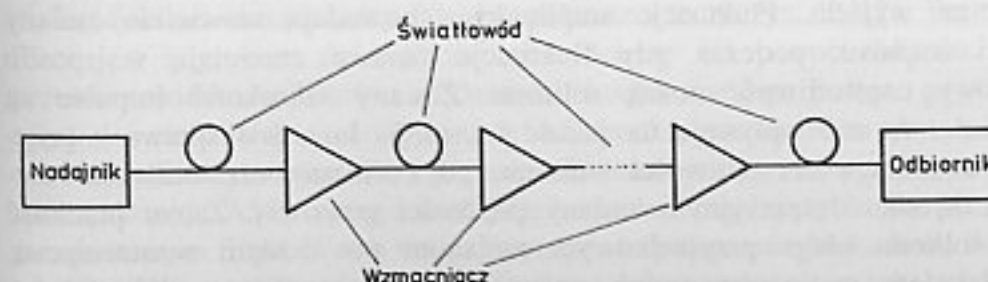
np. przesunięcie częstotliwości własnej solitonu, jednak ze względu na szczupłość miejsca ta analiza nie będzie tu prezentowana.

11.4. SYSTEMY TRANSMISJI SOLITONOWEJ

Typowy system solitonowej transmisji światłowodowej jest przedstawiony na rys. 11.10. Tłumienie światłowodu jest kompensowane przez umieszczone w odpowiednich odstępach wzmacniacze światłowodowe EDFA, przy czym wzmocnienie tych wzmacniaczy jest tak dobrane, że dokładnie kompensują one straty światłowodu na danym odcinku. Sama transmisja zachodzi na długości fali 1,55 μm . Nadajnik optyczny składa się zazwyczaj z synchronizowanego modowo lasera zdolnego do generacji pikosekundowych impulsów świetlnych (o długości rzędu 10 ps) i modulatora zewnętrznego mogącego zablokować te impulsy w przypadku nadawania symbolu „0”. Najważniejszymi parametrami systemu są szybkość transmisji B , szerokość impulsu T_0 , długość odcinka między wzmacniaczami optycznymi L oraz całkowita odległość transmisji L_T wyznaczona przez maksymalny dystans stabilności solitonu. Związek między szerokością impulsu, a szybkością transmisji dany jest zależnością (11.34). Znormalizowana odległość między solitonami q_0 jest dobrana tak, aby zminimalizować oddziaływanie między nimi. Odległość między solitonami nie ulegnie zmianom na dystansie L_T jeśli jest on znacznie mniejszy od znormalizowanego okresu zmian ξ_p (11.36), tzn. $L_T/L_D \ll \xi_p$. Wykorzystując zależności (11.34), (11.36) i definicję wielkości L_D można ten warunek zapisać jako

$$B^2 L_T \ll \frac{\pi \exp(q_0)}{8q_0^2 |\beta''|} \quad (11.37)$$

Odległość między wzmacniaczami optycznymi L jest ważnym czynnikiem w projektowaniu systemów solitonowych, gdyż odgrywa ona podobną rolę jak długość odcinka między regeneratorami w systemach tradycyjnych. Z punktu widzenia ekonomicznego L powinno być maksymalnie duże, w celu minimalizacji całkowitego kosztu systemu. Jednakże systemy transmisji solitonowej charakteryzują się generalnie mniejszą wartością L aniżeli systemy liniowe. Ogólne podejście dla określenia optymalnej wartości L polega na numerycznym rozwiązaniu równania (11.28), przy założeniu wzmocniania amplitudy solitonu w każdym wzmacniaczu



Rys. 11.10. Schemat systemu transmisji solitonowej

w następujący sposób

$$u'(L, t) = \sqrt{G_0} u(L, t) \quad (11.38)$$

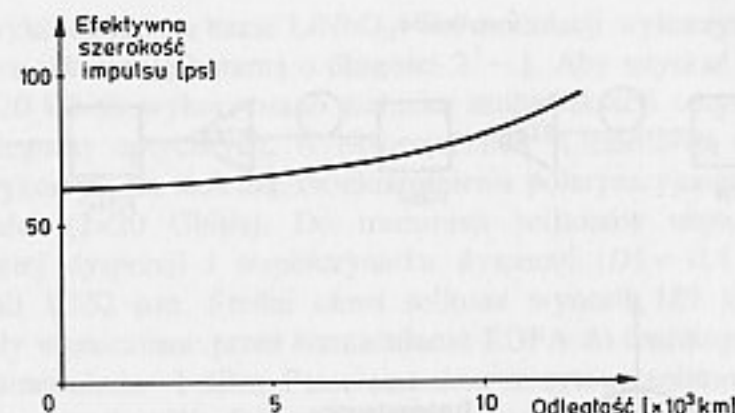
gdzie G_0 jest wzmocnieniem wzmacniacza określonym przez

$$G_0 \exp(-\alpha L) = 1 \quad (11.39)$$

Tak więc energia solitonu jest wzmacniana w każdym wzmacniaczu do wartości początkowej. Rezultaty obliczeń wykazują, że solitony mogą się rozchodzić na odległości kilku tysięcy kilometrów, jeśli tylko odległość między wzmacniaczami L jest znacznie mniejsza od okresu solitonu z_0 danego wzorem (11.23). Dokładna wartość L zależy od wielu innych parametrów systemu. Kiedy impuls wejściowy odpowiada solitonowi podstawowemu ($N=1$), aby uniknąć dużych fluktuacji solitonu jest konieczne spełnienie warunku $L < z_0/10$ [40]. Odstęp między wzmacniaczami jest wówczas ograniczony do 20–30 km dla 2,5 Gbit/s nawet dla światłowodów o przesuniętej dyspersji. Ten odstęp można zwiększyć używając impulsów o większej energii szczytowej ($1,5 > N > 1$) wykorzystując kompresję ich szerokości podobną do pokazanej na rys. 11.4b. Jeśli takie impulsy wprowadza się do stratnego światłowodu, ulegają one mniejszemu rozszerzeniu niż solitony podstawowe, umożliwiając nawet dwukrotne zwiększenie odległości między wzmacniaczami optycznymi.

Konieczność użycia wzmacniaczy optycznych EDFA w torze transmisji solitonowej jest przyczyną innych niepożądanych zjawisk, z których najważniejsze jest określane mianem zjawiska Gordon-Hausa [149]. Otóż wszystkie wzmacniacze optyczne dodają pewien szum do sygnału. Ma on formę wzmocnionego szumu emisji spontanicznej (ang. ASE – *amplified spontaneous emission*), który omawialiśmy w rozdz. 7 i 9. Szum ten oczywiście zmniejsza stosunek sygnału do szumu SNR w zależności od liczby wzmacniaczy i ich współczynników szumów. Nakładanie się tych szumów może ponadto doprowadzić do nasycenia wzmocnienia wzmacniaczy.

Oprócz tych dwóch zjawisk, które występują również w innych systemach, wzmocniony szum emisji spontanicznej oddziałuje jeszcze w inny sposób na systemy solitonowe, powodując jitter czasu transmisji solitonu. Przyczyną tego zjawiska, nazywanego zazwyczaj efektem Gordon-Hausa, jest to, że szum addytywny każdego wzmacniacza wywołuje fluktuacje amplitudowe i fazowe na wyjściu. Fluktuacje amplitudowe powodują niewielkie zmiany szerokości impulsu, podczas gdy fluktuacje fazowe zmieniają w sposób przypadkowy częstotliwość nośną solitonu. Zmiany szerokości impulsu są na tyle małe, że nie wpływają na jakość transmisji. Inna jest sprawa z przypadkową modulacją częstotliwości solitonu, gdyż zmiany częstotliwości wywołują w ośrodku dyspersyjnym zmiany prędkości grupowej. Zatem prędkość grupowa solitonu ulega przypadkowym zmianom po każdym wzmacniaczu, co z kolei jest przyczyną zmian pozycji czasowej solitonu. W efekcie, po propagacji na odcinku wielu tysięcy kilometrów, daje to istotny jitter



Rys. 11.11. Rozszerzenie impulsu wskutek jitteru wywołanego zjawiskiem Gordon-Hausa. Na podstawie [149]

czasu przybycia solitonu. Ten jitter pogarsza jakość transmisji, jeśli jego wartość staje się znaczącą częścią okresu przeznaczonego na transmisję jednego bitu.

Wyniki eksperymentalne dotyczące efektywnego rozszerzenia impulsu spowodowanego zjawiskiem Gordona-Hausa pokazano na rys. 11.11. Możliwe jest obliczenie wariancji jitteru przyjmując, że każdy z wzmacniaczy optycznych daje niezależne przesunięcie prędkości grupowej. Przy założeniu, że wartość średniokwadratowa jitteru nie może przekraczać określonej części k czasu przeznaczonego na transmisję jednego bitu $1/B$, maksymalna długość linii L_T jest ograniczona przez [40]

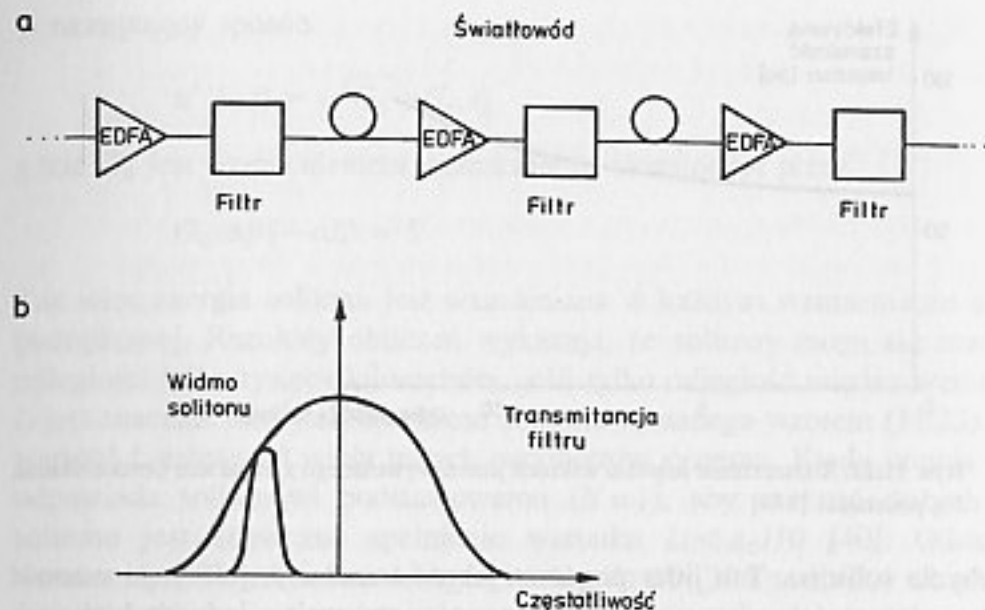
$$BL_T < \sqrt[3]{\frac{\pi k^2}{q_0 \lambda h \alpha \gamma D}} \quad (11.40)$$

gdzie γ – współczynnik nieliniowości wyrażony przez

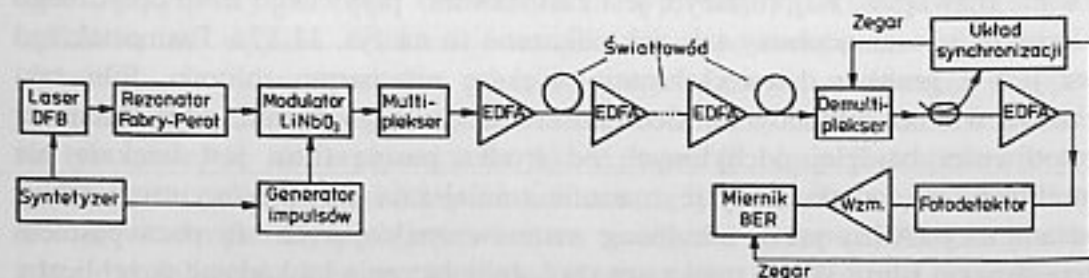
$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{ef}} \quad (11.41)$$

przy czym n_2 – nieliniowa część współczynnika załamania (11.1). Przyjęcie typowych danych $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $q_0 = 10$, $f = 0,2 \text{ dB/km}$, $\gamma = 10 \text{ (W} \cdot \text{km)}^{-1}$, $D = 2 \text{ ps/(nm} \cdot \text{km)}$ prowadzi do ograniczenia $BL_T < 34000 \text{ km} \cdot \text{Gbit/s}$.

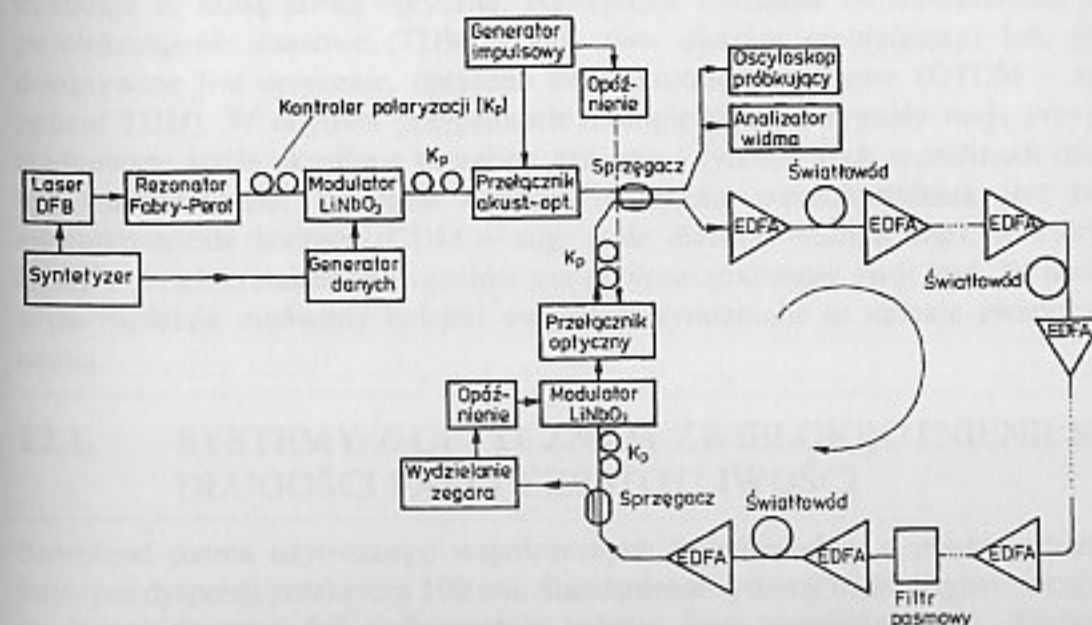
Aby przezwyciężyć ograniczenia związane ze zjawiskiem Gordon-Hausa stosuje się wiele rozwiązań. Najprostszym jest zastosowanie pasywnego filtra optycznego po każdym ze wzmacniaczy tak, jak pokazano to na rys. 11.12a. Pasma takiego filtra jest z grubsza dziesięciokrotnie większe niż pasmo solitonu. Filtr taki przesuwając widmo solitonów w kierunku środka swojego pasma, gdyż tłumienie częstotliwości bardziej odchylonych od środka pasma filtra jest większe niż centralnych. W dodatku filtry te znacznie zmniejszają wzmocniony szum emisji spontanicznej (ASE) przez eliminację szumów znajdujących się poza pasmem przepustowym filtra. Warto tutaj zauważyć, że połączenie kaskadowe dużej liczby takich filtrów na dystansie kilku tysięcy kilometrów daje tak wąskie pasmo przepustowe, że może to uniemożliwić jakąkolwiek transmisję liniową o dużej



przepływności. Praca systemu z wykorzystaniem solitonów jest możliwa ze względu na ich nieliniowość. Tak długo, jak zmiany częstotliwości środkowej sąsiednich filtrów są nieznaczne, solitony mogą się do nich dostosować dzięki zjawiskom nieliniowym w światłowodzie.



natężenia wykonanego na bazie LiNbO_3 . Do modulacji wykorzystywano pseudo-przypadkową sekwencję binarną o długości $2^7 - 1$. Aby uzyskać impulsy o przepływności 10 Gbit/s wykorzystano technikę multipleksacji optycznej z użyciem dwóch sprzęgaczy optycznych. W eksperymencie z transmisją o przepływności 40 Gbit/s wykorzystano technikę zwielokrotnienia polaryzacyjnego dla podwojenia przepływności (2×20 Gbit/s). Do transmisji solitonów użyto światłowodów o przesuniętej dyspersji i współczynnika dyspersji $|D| = 0,4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ na długości fali $1,552 \text{ } \mu\text{m}$. Średni okres solitonu wynosił 189 km. Zakodowane impulsy były wzmacniane przez wzmacniacze EDFA do średniego poziomu mocy solitonu równej około +1 dBm. Przeciętna moc szczytowa solitonu podstawowego ($N=1$) wynosiła 4 mW. Odległość między wzmacniaczami EDFA wynosiła 50 km, średnie tłumienie zaś światłowodu na tej odległości z uwzględnieniem połączeń było równe 11,5 dB. Każdy z wzmacniaczy EDFA składał się z lasera pompującego InGaAsP pracującego na długości fali $1,48 \text{ } \mu\text{m}$, sprzęgacza czułego na długość fali, izolatora niewrażliwego na polaryzację, światłowodu domieszkowanego erbem oraz filtra optycznego o pasmie 3 nm. Po propagacji na odległość 1850 km solitony podlegały demultipleksacji optycznej do sygnału 10 Gbit/s za pomocą modulatora natężenia i układu synchronizacji zegara. Sygnał 40 Gbit/s był demultipleksowany za pomocą rozdzielacza wrażliwego na polaryzację do dwóch sygnałów 20 Gbit/s. Sygnały 10 Gbit/s były detekowane przez szybkie fotodiody pin z InGaAs, a następnie mierzono elementową stopę błędów (*BER*). Pomierzona elementowa stopa błędów nie przekraczała w żadnym wypadku $1 \cdot 10^{-10}$. Japończykowi Nakazawa z NTT [148] udało się eksperymentalnie transmitować solitony w petli światłowodowej na praktycznie nieograniczone odległości. Jego



eksperymentalny system pokazano na rys. 11.14. Transmitowane dane były kodowane z użyciem modulatora Mach-Zehndera z szybkością 10 Gbit/s. Pętla światłowodowa miała długość do 500 km, wzmacniacze EDFA były zaś umieszczone co 50 km. Aby wyeliminować efekty związane z ASE synchronizowano periodycznie impulsy za pomocą wbudowanego modulatora. Umożliwiło to osiągnięcie wspomnianej odległości między wzmacniaczami dla solitonów o długości 24 do 30 ps. Periodyczna synchronizacja (tzn. sterowanie pozycją solitonu w dziedzinie czasowej) oprócz eliminacji zjawiska Gordon-Hausa umożliwia również usunięcie oddziaływań między sąsiednimi solitonami. Sygnał sinusoidalny z układu synchronizacji zegara w regeneratorsie steruje synchronicznym modulatorem. W eksperymencie prowadzono transmisję na odległościach dochodzących do 180 milionów kilometrów (więcej aniżeli z Ziemi do Słońca). Pomiary elementowej stopy błędów wykazały, że w przypadku automatycznej ekstrakcji zegara z transmitowanego sygnału wpływ odległości na kształt i jitter transmitowanych impulsów jest pomijalny.

Zaprezentowana metoda jest jednak mało praktyczna, zwłaszcza dla transmisji z podziałem długości fali WDM, gdyż przy każdym modulatorze konieczna jest demultipleksacja strumienia impulsów, synchronizacja z modulatorem i retransmisja. Okazuje się jednak, że te trudności można przezwyciężyć. W pracy [153] zaprezentowano system solitonowy ze zwielokrotnieniem długości fali (WDM) wymagający przywracania kształtu solitonu jedynie co 500 km. Obecnie osiągana przepływność transmisji solitonowej znacznie przekracza 100 Gbit/s [154].

12

PROBLEMY ZWIELOKROTNIANIA OPTYCZNEGO W SYSTEMACH TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

Zwielokrotnienie jest techniką, która umożliwia transmisję pewnej ilości podobnych sygnałów jednym kanałem transmisyjnym. W zależności od tego, w jakiej dziedzinie zwielokrotniamy sygnały, można wyróżnić kilka rodzajów zwielokrotnienia. Jeśli transmitowane sygnały różnią się długością fali lub – co jest równoważne – częstotliwością mamy do czynienia odpowiednio: ze zwielokrotnieniem długości fali (tzw. WDM – ang. *wavelength division multiplexing*) lub częstotliwości (FDM – ang. *frequency division multiplexing*). Oczywiście widma odrębnych sygnałów nie mogą na siebie nachodzić po zwielokrotnieniu częstotliwościowym. Pewną odmianą zwielokrotnienia częstotliwościowego jest tzw. zwielokrotnienie podnośnej (ang. SCM – *subcarrier multiplexing*), w której wiele sygnałów o różnych częstotliwościach elektrycznych moduluje tę samą nośną optyczną. Następnym rodzajem zwielokrotnienia jest zwielokrotnienie czasowe (TDM – ang. *time division multiplexing*) lub, jeśli dokonywane jest optycznie, optyczne zwielokrotnienie czasowe (OTDM – ang. *optical TDM*). W obydwu przypadkach multipleksowane sygnały mają przyporządkowane ściśle określone szczeliny czasowe i tylko w tych szczelinach mogą być transmitowane. Wreszcie ostatnim rodzajem zwielokrotnienia jest tzw. zwielokrotnienie kodowe (CDM – ang. *code division multiplexing*), w którym każdy z zwielokrotnianych sygnałów ma przyporządkowany swój kod. W niniejszym rozdziale omówimy kolejno wszystkie wymienione tu rodzaje zwielokrotnienia.

12.1. SYSTEMY Z OPTYCZNYM ZWIELOKROTNIENIEM DŁUGOŚCI FALI I CZĘSTOTLIWOŚCI

Szerokość pasma użytecznego współczesnych światłowodów o płaskiej charakterystyce dyspersji przekracza 100 nm. Standardowe systemy transmisyjne pracujące na jednej długości fali wykorzystują jedynie jego niewielką część. Technika zwielokrotnienia z podziałem częstotliwościowym FDM i długości fali WDM wykorzystują wiele kanałów optycznych, które są jednocześnie transmitowane tym

samym światłowodem na różnych częstotliwościach lub – co jest równoważne – różnych długościach fal. W ten sposób można znacznie zwiększyć przepływność informacyjną światłowodu przez lepsze wykorzystanie zakresu długości fal, na których światłowód ma niewielkie tłumienie. Cechą pracy systemów FDM i WDM jest oferowanie wielu niezależnych od siebie kanałów, z których każdy może mieć zupełnie inny format transmisyjny.

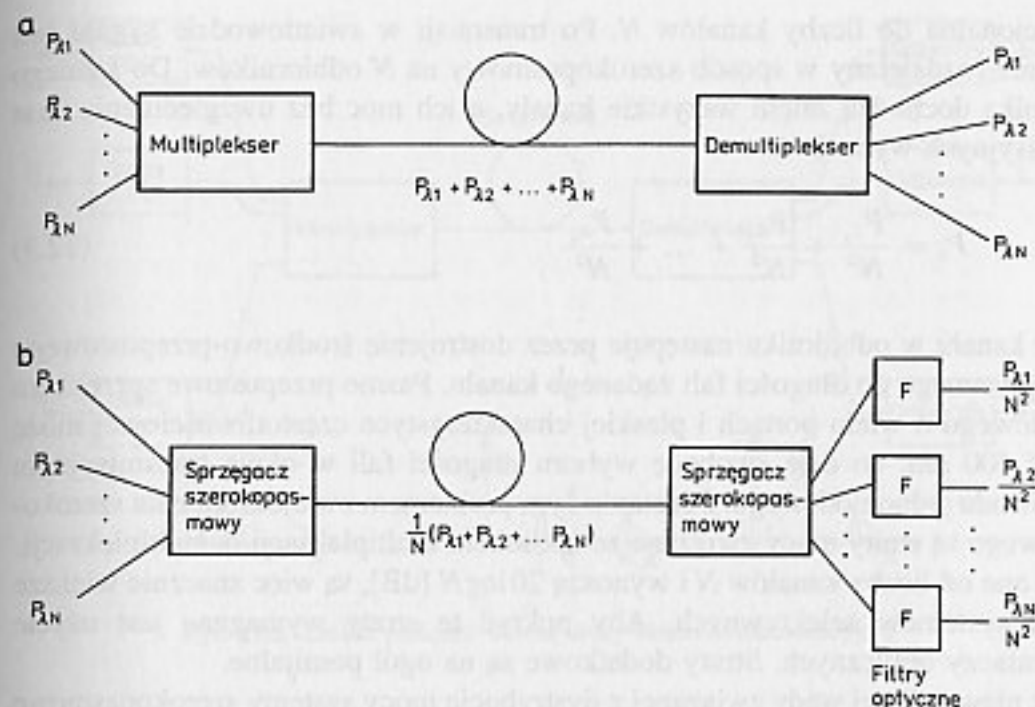
Tak więc sygnały synchroniczne, asynchroniczne i analogowe mogą być przenoszone w jednym systemie bez potrzeby wprowadzania wspólnej struktury sygnału. Aczkolwiek nie ma żadnej różnicy dotyczącej koncepcji i zasady działania systemów WDM i FDM, to jednak przyjęło się oddzielać te dwa rodzaje zwielokrotnienia. Zasadniczą różnicą między nimi jest odstęp częstotliwości (długości fal) między sąsiednimi kanałami i technika użyta do zwielokrotnienia. W przypadku zwielokrotnienia WDM typowy odstęp między kanałami wynosi zwykle 0,8–1,6 nm, do multipleksacji/demultipleksacji używane są zaś typowe elementy opisane w rozdziale 6 takie, jak filtry interferencyjne. Przy zwielokrotnieniu FDM typowy odstęp między kanałami wynosi kilka–kilkanaście GHz i często wykorzystywana jest technika koherentna.

Przypadek odstępów międzykanałowego wynoszącego około kilkadziesiąt, kilkaset GHz bywa określany mianem tzw. gęstego zwielokrotnienia długości fali (ang. DWDM – *dense WDM*). Należy tu wyraźnie odróżnić zwielokrotnienie FDM od opisanego dalej zwielokrotnienia podnośnej (SCM). W tym pierwszym przypadku (FDM) wiele laserów jest niezależnie od siebie modulowanych, a następnie ich moce optyczne są do siebie dodawane i wysyłane światłowodem. Natomiast w drugim przypadku jeden laser jest modulowany sygnałem o wielu podnośnych elektrycznych.

12.1.1. Systemy WDM

Na wstępie zajmiemy się zwielokrotnieniem długości fali (WDM). Systemy wykorzystujące ten rodzaj zwielokrotnienia można podzielić na selektywne i szerokopasmowe. Najbardziej ogólne schematy blokowe tych dwóch rodzajów systemów pokazano na rys. 12.1. W systemie selektywnym (wąskopasmowym), multipleksacja i demultipleksacja sygnałów jest przeprowadzana z użyciem elementów selektywnych takich, jak siatki dyfrakcyjne, filtry interferencyjne, sprzęgacze selektywne itd. Natomiast w systemie szerokopasmowym multipleksacja i dystrybucja sygnałów jest dokonywana za pomocą elementów szerokopasmowych takich, jak światłowody i planarne sprzęgacze o wielu portach.

Zasada pracy obydwu rodzajów systemów jest podobna. Sygnały pochodzące z różnych źródeł światła o różnych długościach fal są multipleksowane w sposób selektywny bądź szerokopasmowy i wprowadzane do światłowodu, którym mają być dalej transmitowane. Sposób multipleksacji wymusza zależności energetyczne; w przypadku multipleksera selektywnego moc każdego z nadajników przechodzi do światłowodu transmisyjnego jedynie z niewielkimi stratami spowodowanymi



Rys. 12.1. Schematy blokowe systemów WDM: a) szerokopasmowy, b) wąskopasmowy

niedoskonałością tegoż multipleksera. Zatem moc sygnału w światłowodzie transmisyjnym jest w przybliżeniu równa sumie mocy wszystkich nadajników:

$$P_c = P_{\lambda_1} + P_{\lambda_2} + \dots + P_{\lambda_N} \quad (12.1)$$

W odbiorniku moc dzielona jest przez selektywny demultiplekser pomiędzy poszczególne kanały. Praca selektywna charakteryzuje się w ogólności małymi stratami, jako że zasadą jest kierowanie całej mocy optycznej na danej długości fali wzdłuż żądanej drogi. W praktyce straty zależą wtedy nie od liczby kanałów, a od tłumienia elementów selektywnych użytych w systemie. Pasma kanałów i odstęp między nimi zależą przede wszystkim od rodzaju użytych (de)multipleksów. Z multipleksami w postaci siatek dyfrakcyjnych pasma kanałów wynoszą około 1–2 nm, a z filtrami interferencyjnymi – na ogół są nieco większe, ale trudno jest uzyskać taką techniką stabilne multipleksy długości fal o pasmach jednego kanału poniżej 1 nm i niewielkiej tłumienności.

Z kolei multipleksacja szerokopasmowa polega na prostym dodawaniu mocy sygnałów o różnych długościach fal w szerokopasmowym sprzęgaczu gwiazdowym. Jeżeli do tego celu użyjemy sprzęgacza o N wejściach i N wyjściach, to moc na każdym z wyjść będzie w pierwszym przybliżeniu wyrażona zależnością

$$P_c = \frac{P_{\lambda_1}}{N} + \frac{P_{\lambda_2}}{N} + \dots + \frac{P_{\lambda_N}}{N} \quad (12.2)$$

Zatem w światłowodzie transmisyjnym moc sygnału w danym kanale jest odwrotnie

proporcjonalna do liczby kanałów N . Po transmisji w światłowodzie sygnał jest ponownie rozdzielany w sposób szerokopasmowy na N odbiorników. Do każdego odbiornika dochodzą zatem wszystkie kanały, a ich moc bez uwzględnienia strat transmisyjnych wynosi

$$P_c = \frac{P_{\lambda_1}}{N^2} + \frac{P_{\lambda_2}}{N^2} + \dots + \frac{P_{\lambda_N}}{N^2} \quad (12.3)$$

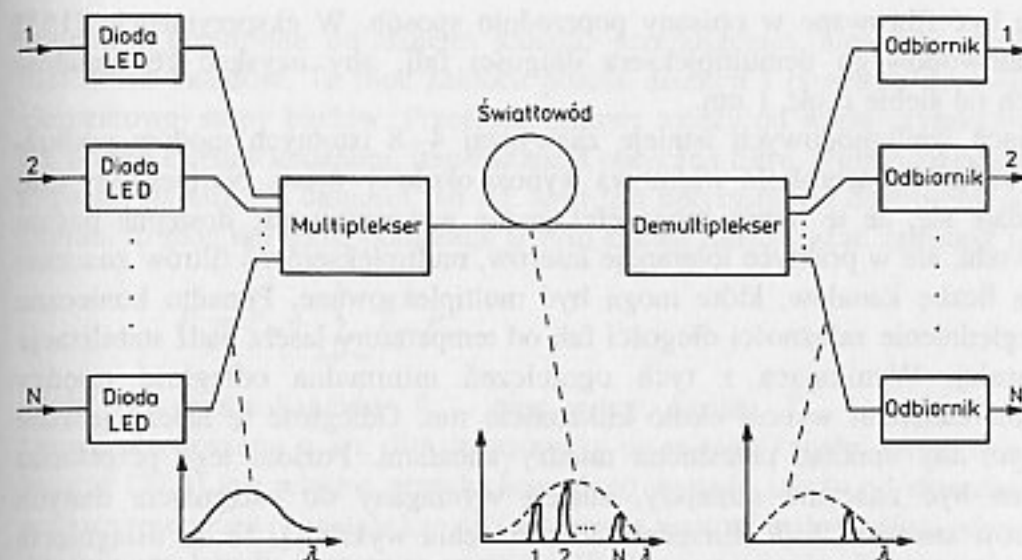
Wybór kanału w odbiorniku następuje przez dostrojenie środkowo-przepustowego filtra optycznego do długości faliżądanego kanału. Pasma przepustowe sprzęgacza gwiazdowego o wielu portach i płaskiej charakterystyce częstotliwościowej może osiągać 400 nm, co daje swobodę wyboru długości fali w oknie transmisyjnym światłowodu jednomodowego. Podstawowym problemem zwielokrotnienia szerokopasmowego są straty mocy związane ze sposobem multipleksacji/demultipleksacji. Zależą one od liczby kanałów N i wynoszą $20 \log N$ [dB], są więc znacznie większe niż dla systemów selektywnych. Aby pokryć te straty wymagane jest użycie wzmacniaczy optycznych. Straty dodatkowe są na ogół pomijalne.

Oprócz niewątpliwej wady związanej z dystrybucją mocy systemy szerokopasmowe mają również wiele zalet. Podstawową zaletą jest ich większa elastyczność w porównaniu z systemami selektywnymi, jako że szerokopasmowa multipleksacja w nadajniku umożliwia przełączanie źródeł światła, a szerokopasmowe rozdzielanie sygnału w odbiorniku pozwala na wybór długości fali niezależnie przez każdy z odbiorników. Inne zalety są następujące:

- długość światła nadajnika musi być dopasowana jedynie do filtra w odbiorniku, a więc tolerancje długości fal są tu większe niż w systemach selektywnych;
- linie widmowe źródeł mogą być położone bardzo blisko siebie, jeśli tylko w odbiorniku użyty jest układ śledzący ze strojonym filtrem o bardzo wąskim pasmie;
- znacznie łatwiejsza niż w systemie selektywnym jest ewentualna zmiana długości fal na jakich pracują lasery nadawcze; wymaga to jedynie przestrojenia odpowiednich filtrów w odbiornikach, podczas gdy w systemach selektywnych wymaga wymiany całych multiplekserów i demultiplekserów;
- podział mocy sygnałów wejściowych pomiędzy wszystkie wyjścia nie jest wadą w sieciach dystrybucji sygnałów (np. telewizyjnych).

Minimalny odstęp między kanałami zależy od stromości charakterystyki przepustowej filtra i od dopuszczalnej wielkości przesłuchu. Jako filtry mogą być tutaj między innymi wykorzystane rezonatory Fabry-Perot, strojone optyczne wzmacniacze półprzewodnikowe i odbiorniki heterodynowe. Filtry Fabry-Perot, na przykład, mają pasmo przepustowe w zakresie 0,1–10 nm, a optyczne wzmacniacze półprzewodnikowe i odbiorniki heterodynowe mogą rozróżniać kanały oddalone od siebie o pojedyncze GHz. Dla tak małego oddalenia kanałów konieczna jest odpowiednia stabilizacja częstotliwości lasera nadawczego.

Jako źródła światła w systemach WDM można używać zarówno diod elektroluminescencyjnych, jak i laserów półprzewodnikowych. Duża szerokość widmowa



Rys. 12.2. Zasada podziału widna diody elektroluminescencyjnej

LED (około 50 nm i więcej) wyklucza ich bezpośrednie zastosowanie, ale istnieją metody podziału widna takiej diody umożliwiające ich zastosowanie w sieciach lokalnych. Zilustrowane to na rys. 12.2.

W takim systemie dioda elektroluminescencyjna jest modulowana amplitudowo w zwykły sposób, a jej wyjściowy sygnał optyczny poddawany jest filtracji widmowej. Ogranicza to szerokość widna zajmowanego przez sygnał, który może być dalej transmitowany przez światłowód wraz z innymi podobnie otrzymanymi sygnałami na innych długościach fal. Główną zaletą metody jest to, że taki sam typ DEL może być użyty dla dużej liczby kanałów, a selektywne falowo multipleksery mogą być stosowane do uzyskania odpowiedniego sygnału. Wadą tej metody jest to, że filtracja widmowa redukuje moc optyczną wprowadzaną do światłowodu, w przybliżeniu proporcjonalnie do redukcji pasma.

W rezultacie w systemach wykorzystujących światłowody jednomodowe moc sygnału użytecznego jest niska, co umożliwia pracę jedynie przy małych szybkościach transmisji i na krótkie dystanse. Wynika to stąd, że jeżeli wymagana jest duża liczba kanałów, wtedy pasmo filtra musi być zredukowane, co prowadzi do zmniejszenia mocy wprowadzanej do światłowodu. Konieczna do transmisji na dalsze odległości większa moc implikuje szersze pasmo, a co za tym idzie mniejszą liczbę kanałów. W typowych rozwiązaniach wykorzystujących podział widna diod elektroluminescencyjnych można osiągnąć transmisję kilkunastu kanałów na odległość paru kilometrów przy przepływnościach pojedynczych Mbit/s.

Pewną odmianą tego ostatniego podejścia jest zastosowanie tzw. źródeł supercontinuum [155]. Otóż wąskie impulsy świetlne (pojedyncze ps) o dużej mocy (powyżej 1 W), wprowadzone do kilkukilometrowego odcinka światłowodu o przesuniętej dyspersji, charakteryzują się na wyjściu płaskim, ciągłym widmem w zakresie nawet do 200 nm. Aby uzyskać zwielokrotnienie WDM [155], widmo

to może być filtrowane w opisany poprzednio sposób. W eksperymencie [155] użyto falowodowego demultipleksa długości fali, aby uzyskać 16 kanałów odległych od siebie o ok. 1 nm.

W laserach wielomodowych istnieje zazwyczaj 4–8 istotnych modów podłużnych, a całkowita szerokość widmowa wynosi około 3–6 nm. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że te lasery mogą efektywnie wykorzystywać dostępne pasmo światłowodu, ale w praktyce tolerancje laserów, multipleksorów i filtrów znacznie redukują liczbę kanałów, które mogą być multipleksowane. Ponadto konieczne jest uwzględnienie zależności długości fali od temperatury lasera bądź stabilizacja tej ostatniej. Wynikająca z tych ograniczeń minimalna odległość między sąsiednimi kanałami wynosi około kilkanaście nm. Odległość tę należy jeszcze zwiększyć, aby uniknąć przesłuchu między kanałami. Poziom tego przesłuchu powinien być znacznie mniejszy, aniżeli wymagany do osiągnięcia danych parametrów stosunek SNR. Elementarne obliczenia wykazują, że do osiągnięcia odpowiednio małych poziomów przesłuchu (np. –30 dB w stosunku do sygnału) odstęp między kanałami powinien wielokrotnie przekraczać szerokość linii widmowej użytych źródeł światła. Wynika stąd, że praktyczna liczba kanałów, które mogą być transmitowane za pomocą laserów wielomodowych jest ograniczona do kilku (4–5), natomiast dużą zaletą jest tu dostępność handlowa takich elementów.

Jako źródła światła mogą być również wykorzystane wspomniane już lasery DFB i DBR. Mają one typowe szerokości widmową około 10–100 MHz i mniejszą zależność długości linii widmowej od temperatury (około 0,1...1 nm/°C). W przypadku modulacji bezpośredniej lasera, tolerancja systemu WDM musi być zwiększona wskutek zjawiska chirpu, czyli rozszerzania się linii widmowej lasera przy modulacji jego prądu. Typowe poszerzenie wynosi około 0,2 nm. Obecnie tolerancje długości fal laserów nadawczych nie przekraczają 0,1 nm [170]. Uwzględnienie rozszerzenia i niedokładności stabilizacji linii widmowej lasera, tolerancji filtrów oraz przesłuchów prowadzi do wniosku, że minimalna odległość między kanałami powinna wynosić kilka dziesiątych nanometra, co daje kilkadziesiąt kanałów w każdym oknie transmisyjnym.

Dalszym krokiem w stronę pełniejszego wykorzystania możliwości transmisyjnych światłowodów jest użycie laserów o stabilizowanych częstotliwościach. Jeśli częstotliwości laserów odniesione są względem źródła o wysokiej stabilności np. standardu atomowego, wówczas istnieje możliwość stworzenia systemu DWDM (ang. *dense WDM*), w którym odległość między kanałami będzie ograniczona jedynie przez pasmo częstotliwościowe sygnału modulującego. W takim systemie demultipleksacja może wymagać zastosowania przestrajanych elementów optycznych o wąskich pasmach, zapewniających możliwość precyzyjnego dostrojenia do przychodzącego sygnału.

Najważniejszym problemem w projektowaniu wielokanałowych systemów telekomunikacyjnych są przesłuchy międzykanałowe, polegające na przenoszeniu części mocy jednego kanału do innych kanałów. Przesłuchy można podzielić na **liniowe** i **nieliniowe**. Przesłuch liniowy zachodzi w kanale liniowym, w którym filtry

optyczne, dostrojone do danego kanału, przepuszczają niewielką część mocy sąsiednich kanałów. Ta moc zakłóca proces detekcji i prowadzi do zwiększenia elementowej stopy błędów. Przesłuch liniowy zależy od wielu czynników takich, jak odstęp między kanałami, transmitancja optyczna filtru, widmo zmodulowanego sygnału, stabilizacja długości fali itd. Jeśli filtr optyczny jest dostrojony do m -tego kanału, to moc optyczna odbierana w tym kanale może zostać zapisana jako [3]

$$P = P_m + \sum_{n \neq m}^N T_{mn} P_n \quad (12.4)$$

gdzie: N – liczba kanałów, P_m – moc m -tego kanału, T_{mn} – część mocy n -tego kanału przenoszona przez filtr dopasowany do m -tego kanału. Drugi składnik we wzorze (12.4) jest właśnie przesłuchem. Jego wartość zależy od strumienia bitów nadawanego przez pozostałe kanały i przyjmuje wartość maksymalną, gdy wszystkie interferujące kanały przenoszą symbol „1”. Przy założeniu, że wszystkie kanały mają jednakową średnią moc, można łatwo obliczyć z wzoru (12.4) stosunek średniej mocy sygnału do średniej mocy przesłuchu

$$S/I = \frac{\text{sygnał}}{\text{przesłuch}} = \frac{1}{\sum_{n \neq m}^N T_{mn}} \quad (12.5)$$

Przesłuchy międzykanałowe powodują zmniejszenie rozwartości wykresu oczkowego, co obrazuje pogorszenie stopy błędów. Aby przywrócić rozwartość oczka, jaką miałyby wykres przy braku przesłuchów, konieczne jest zwiększenie mocy w każdym kanale. Potrzebne zwiększenie mocy wyrażone w decybelach można określić wzorem [3]:

$$\Delta P = 10 \log_{10} \left(1 + \sum_{n \neq m}^N T_{mn} \right) \text{ [dB]} \quad (12.6)$$

Wartość liczbowa sumy we wzorze (12.6) zależy od charakterystyki transmisyjnej danego filtru optycznego, liczby kanałów i odstępów między nimi, a wreszcie od ich widma częstotliwościowego.

Przesłuch **nieliniowy** jest spowodowany nieliniowymi właściwościami światłowodu opisanymi w rozdziale 4. Dalej skrótnie omówimy, jak poszczególne zjawiska wpływają na wielokanałowe systemy WDM. Wymuszone rozpraszanie Ramana powoduje wzmacnianie mocy kanałów o niskich częstotliwościach (długofalowych) kosztem kanałów o wysokich częstotliwościach (krótkofalowych), o ile różnica częstotliwości między tymi kanałami mieści się w pasmie wzmocnienia Ramana. Jednakże pasmo wzmocnienia Ramana jest tak szerokie (powyżej 100 nm), że obejmuje wszystkie kanały transmitowane w jednym oknie transmisyjnym światłowodu. Najbardziej maleje moc kanału o najkrótszej fali, gdyż może on pompować jednocześnie wiele innych kanałów. Takie przenoszenie mocy między kanałami jest bardzo szkodliwe, gdyż zależy ono od tego jakie bity są przesyłane: wzmocnienie zachodzi tylko wtedy, gdy w obydwu kanałach transmitowane są bity

„1”. Zmieniające się wzmocnienie prowadzi do zwiększenia fluktuacji mocy i wzrostu stopy błędów. Przesłuchu spowodowanego rozpraszaniem Ramana można uniknąć jedynie wtedy, gdy moce kanałów są na tyle małe, że na długości światłowodu wzmocnienie Ramana jest pomijalne. Prowadzi to do pokazanych na rys. 4.3 ograniczeń na liczbę i moc kanałów.

Wskutek zjawiska wymuszonego rozpraszania Brillouina możliwe jest również przenoszenie energii z kanałów o wysokich częstotliwościach do kanałów o częstotliwościach niższych. Jednakże w przeciwieństwie do rozpraszania Ramana można łatwo uniknąć tego zjawiska. Dzieje się tak wskutek bardzo wąskiego widma wzmocnienia Brillouina (kilkadziesiąt MHz), co powoduje, że aby wzmocnienie wystąpiło, odstęp między kanałami musi być dokładnie równy przesunięciu Brillouina (10–11 GHz na 1,55 μm). Łatwo jest tego uniknąć dobierając odpowiedni odstęp między kanałami. Ponadto dla wzmocnienia Brillouina niezbędne jest, aby sygnały rozchodziły się w przeciwnych kierunkach. Jeśli wszystkie kanały rozchodzą się w jednym kierunku – wzmocnienie nie zachodzi.

Kolejną ważną przyczyną powstawania nieliniowych przesłuchów jest skrośna modulacja fazy. Jest ona wywołana nieliniową zależnością współczynnika załamania od mocy fali rozchodzącej się w światłowodzie. Zatem zmieniająca się w czasie wskutek modulacji moc jednych kanałów może modulować współczynnik załamania, a co za tym idzie fazę fali w innych kanałach. O ile zjawisko to nie jest zbyt krytyczne dla systemów opartych na bezpośredniej modulacji lasera i detekcji bezpośredniej, o tyle ma bardzo istotny wpływ przy wielokanałowej transmisji sygnałów optycznych modulowanych zewnętrznymi. Jest to najbardziej widoczne dla modulacji amplitudy, przy której ulega zmianie moc transmitowanego sygnału. W przypadku modulacji FSK i PSK, przy których moc jest w przybliżeniu stała, zjawisko to ma mniejsze znaczenie.

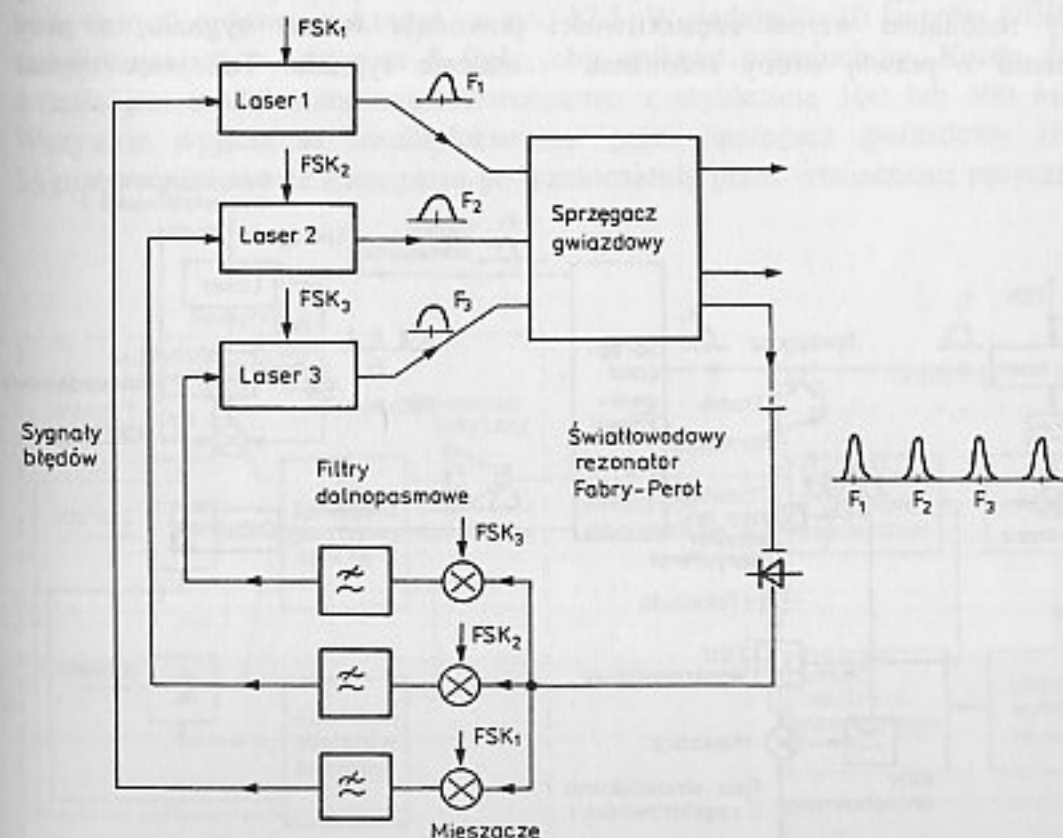
Mieszanie czterofalowe, omówione w rozdziale 4, przypomina nieco zniekształcenia intermodulacyjne i powoduje powstanie nowych składowych widma na częstotliwościach równych $f_i + f_k - f_j$. W przypadku równych odstępów między kanałami, nowe składowe widma pokrywają się z istniejącymi częstotliwościami i mieszanie czterofalowe powoduje przesłuch. Wielkość tego przesłuchu jest wprost proporcjonalna do trzeciej potęgi mocy transmitowanej w kanale i rośnie wraz z maleniem odstępów częstotliwościowych między kanałami. Wzrost jest również obserwowany wraz z maleniem dyspersji światłowodu. Dla systemów WDM z modulacją mocy i detekcją bezpośrednią odstęp między kanałami przekracza zwykle 1 nm i mieszanie czterofalowe może mieć wpływ jedynie przy pracy w pobliżu zerowej dyspersji światłowodu.

Oprócz bardzo licznych prób laboratoryjnych, systemy WDM są badane również na rozmieszczonych kablach komercyjnych systemów podmorskich (TAT-12, TPC-5 [47]). Uzyskiwane zasięgi są zależne od szybkości transmisji i liczby kanałów. Przykładowo, przy pracy z przepływnością 5 Gbit/s (4 kanały) uzyskano za pomocą rozmieszczonych w linii co kilkadziesiąt kilometrów wzmacniaczy optycznych EDFA zasięg 4200 km [47]. Natomiast rekordową przepływność

2,64 Tbit/s (2640 Gbit/s) osiągnęli Japończycy z firmy NEC [173], którym udało się w warunkach laboratoryjnych transmitować 132 kanały 20 Gbit/s na odległość 120 km. Odstęp między kanałami wynosił 33 GHz, długość światła laserów nadawczych była synchronizowana do lasera HeNe, demultipleksacja zaś zachodziła dwustopniowo przy wykorzystaniu matryc siatek falowodowych i strojonych filtrów optycznych. Obecnie dostępne są komercyjnie systemy WDM o przepływności dochodzących do 100 Gbit/s i więcej (40×2,5 Gbit/s, (16×10 Gbit/s).

12.1.2. Systemy FDM

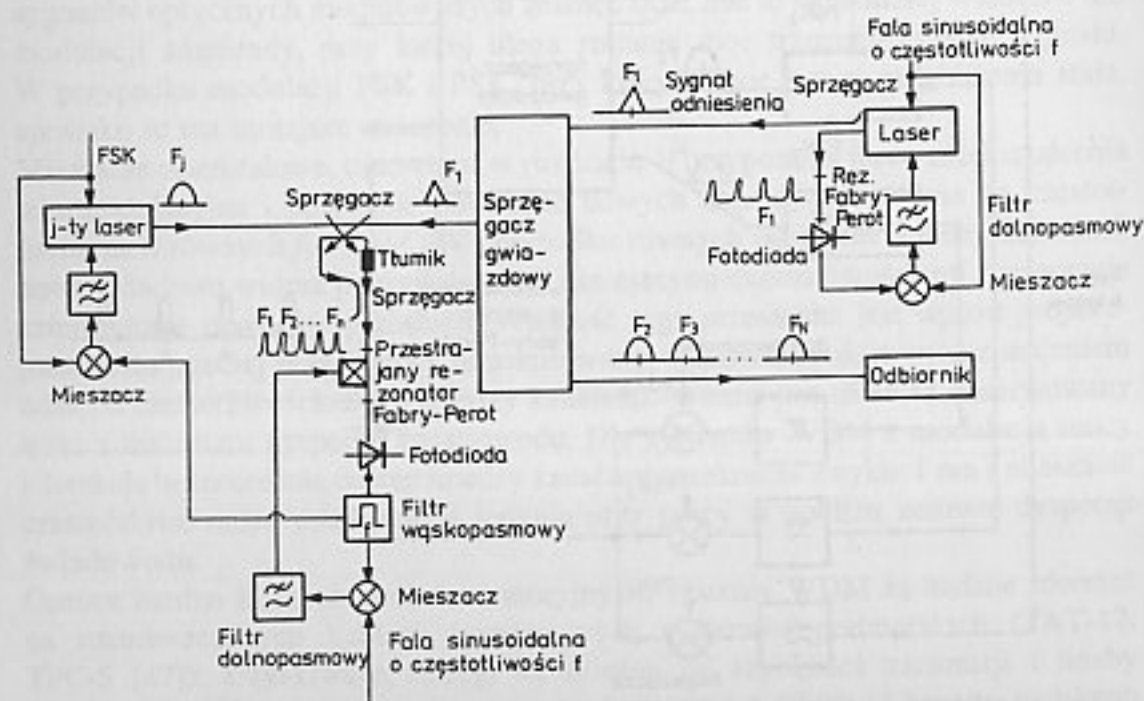
W systemach FDM często jest stosowana transmisja koherentna, która oprócz znacznie większej czułości odbioru w porównaniu z systemami tradycyjnymi, zapewnia również możliwość rozróżnienia bardzo blisko położonych obok siebie kanałów optycznych. W procesie mieszania sygnału odbieranego z heterodyną optyczną, zachodzi przeniesienie sygnałów z częstotliwości optycznych do częstotliwości elektrycznych, gdzie nietrudno jest zastosować filtrację pasmowo-przepustową, która może być znacznie lepiej kontrolowana niż filtracja optyczna. W rezultacie odbiornik heterodynowy może rozróżniać kanały o odstępach bliskich minimum teoretycznego. Odbiornik koherentny systemu FDM jest podobny do



Rys. 12.3. Układ stabilizacji częstotliwości laserów nadawczych znajdujących się w jednym miejscu. Na podstawie [158]

odbiorników opisanych w rozdziale o transmisji koherentnej. Jedyną różnicą jest konieczność stabilnego przestrajania lasera lokalnego w szerokim zakresie tak, aby umożliwić dostrajanie odbiornika do kanałów leżących na różnych częstotliwościach.

Jedną z zasadniczych trudności przy konstrukcji systemów FDM jest konieczność uzyskania wielu stabilnych źródeł promieniowania o nieznacznie różniących się długościach fal, przy czym te różnice muszą być bardzo stabilne. Jedno z rozwiązań tego problemu pokazano na rys. 12.3 [158]. Do stabilizacji częstotliwości wykorzystuje się tam rezonator Fabry-Perot, wykonany często jako odcinek światłowodu z półprzepuszczalnymi zwierciadłami na końcach. Charakterystyka transmisyjna takiego rezonatora ma kształt funkcji grzebieniowej o równo powtarzających się odstępach, których wielkość jest zależna od długości rezonatora. Pokazano ją na rys. 6.29. Sygnał błędny konieczny do sterowania częstotliwością laserów jest generowany w następujący sposób. Jeżeli częstotliwość lasera odchyli się od częstotliwości rezonansu wnęki Fabry-Perot, fotodioda odbiera w pasmie podstawowym sygnał, o takim samym wzorze modulacji jak sygnał FSK modulujący źródło optyczne. Polaryzacja odebranego strumienia bitów względem bitów modulujących laser zależy od tego, po której stronie rezonansu wnęki Fabry-Perot znajduje się sygnał z lasera. Wynika to stąd, iż przy położeniu z lewej strony rezonansu wzrost częstotliwości powoduje wzrost sygnału, a przy położeniu z prawej strony rezonansu – malenie sygnału. Tak więc sygnał

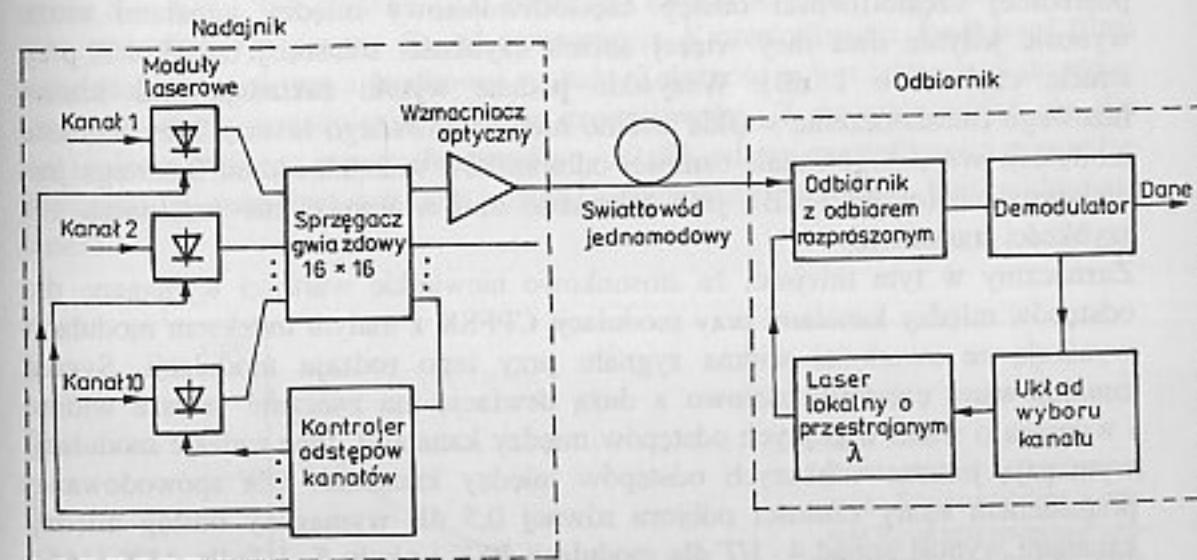


Rys. 12.4. System stabilizacji częstotliwości laserów nadawczych znajdujących się w różnych miejscach. Na podstawie [160]

błędu może być otrzymany przez przemnożenie odebranego sygnału przez sygnał modulujący laser i filtrację dolnopasmową otrzymanego iloczynu. Ten sygnał błędny steruje następnie prądem lasera przestrajając go w odpowiedni sposób. Poważnym ograniczeniem zaprezentowanego układu stabilizacji częstotliwości jest to, że wszystkie lasery nadawcze muszą znajdować się w jednym miejscu.

System stabilizacji pozbawiony tego ograniczenia pokazano na rys. 12.4. [160]. Sygnał optyczny z lasera odniesienia jest rozprawdany wśród pozostałych stacji przez sprzęgacz gwiazdowy. Laser odniesienia jest modulowany amplitudowo za pomocą sinusoidy, a jego częstotliwość jest stabilizowana za pomocą rezonatora Fabry-Perot w podobny sposób jak poprzednio. Każda z pozostałych stacji jest wyposażona w nadajnik laserowy i rezonator Fabry-Perot podobny do zastosowanego w stacji centralnej zawierającej laser odniesienia. Każda stacja zawiera dwie pętle stabilizacji. Pierwsza z nich podstraja długość rezonatora Fabry-Perot tak, aby odpowiadała częstotliwości lasera odniesienia. Dokonuje się tego w podobny sposób jak w stacji centralnej z tą różnicą, że strojony jest nie laser, a długość rezonatora Fabry-Perot. Druga pętla stabilizacji synchronizuje częstotliwość lasera danej stacji do rezonatora Fabry-Perot, którego długość jest stabilizowana sygnałem odniesienia przez poprzednią pętlę. Ta druga pętla działa tak samo, jak opisana dla poprzedniego systemu.

Przykładowy system FDM [161] służący do transmisji 10 kanałów telewizyjnych kodowanych cyfrowo pokazano na rys. 12.5. W nadajniku 10 laserów DBR jest stabilizowanych z odstępem 8 GHz, aby uniknąć przesłuchów. Każde źródło światła jest modulowane częstotliwościowo z szybkością 100 lub 400 Mbit/s. Wszystkie wyjścia są zmultipleksowane przez sprzęgacz gwiazdowy 16×16. Sygnały wyjściowe ze sprzęgacza po wzmocnieniu przez wzmacniacz optyczny są



Rys. 12.5. Schemat blokowy eksperymentalnego systemu FDM do transmisji 10 kanałów telewizyjnych. Na podstawie [161]

transmitowane do odbiorców. Każdy z odbiorców jest wyposażony w strojony odbiornik heterodynowy zawierający detektor z odbiorem ortogonalnym i wielofazowym, jak również układ do wyboru kanałów z dostępem przypadkowym. Jako oscylatora lokalnego użyto lasera DBR, którego długość fali jest strojona przez zmiany prądu. Detekcja jest oparta na układzie z jednym filtrem ze względu na prostotę i brak wrażliwości na poszerzenie linii widmowych. Mikroprocesor zapamiętuje wartość prądu lasera lokalnego odpowiadającą długości fali każdego kanału na etapie inicjalizacji (np. przy włączeniu do sieci), a następnie przy żądaniu wyboru danego kanału odtwarza tę wartość. Ustawia to częstotliwość heterodyny wewnątrz zakresu chwytania pętli AFC dla danego kanału. Przy tej procedurze dowolny kanał może być wybrany w ciągu 1 ms. System umożliwia podłączenie 2048 abonentów, odległość przekazu do 10 km i transmisję maksimum 70 kanałów telewizyjnych.

Należy zaznaczyć, że opisany eksperyment byłby bardzo kosztowny w realizacji praktycznej, a przyszłość koherentnych systemów rozsiewczych należy raczej do opisanych dalej w tym rozdziale systemów SCM, w których heterodyna optyczna jest transmitowana do odbiorców łącznie z sygnałem informacyjnym.

Przedyskutujemy teraz w skrócie wpływ różnych czynników na transmisję FDM na przykładzie koherentnego systemu modulacji częstotliwości z ciągłą fazą (CPFSK) [165]. Okazuje się, że jakość pracy takiego systemu zależy od czterech głównych czynników: odstepu częstotliwościowego między kanałami, pasma filtra pośredniej częstotliwości w odbiorniku, szerokości linii widmowej lasera, która określa szum fazowy oraz indeksu modulacji częstotliwościowej m . Wymagane w celu uniknięcia interferencji międzysymbolowej pasmo filtra pośredniej częstotliwości musi być przy indeksie modulacji $m = 1$ ponad dwa razy większe ($2,2 \cdot 1/T$) od szybkości transmisji; rośnie ono przy innych indeksach modulacji [165]. Przy tym samym indeksie modulacji $m = 1$ i pasmie filtra pośredniej częstotliwości odstęp częstotliwościowy między kanałami może wynosić jedynie dwa razy więcej aniżeli szybkości transmisji ($2,05 \cdot 1/T$ przy stracie czułości o 1 dB). Wszystkie podane wyniki zakładają brak szumu fazowego (nieskończenie wąskie widmo niemodulowanego lasera). Przy indeksie modulacji $m = 1$ pogorszenie czułości odbiorników wskutek szumu fazowego jest umiarkowane (około 1 dB), jeśli szerokość linii widmowej nie przekracza 1% szybkości transmisji.

Zaznaczmy w tym miejscu, że stosunkowo niewielkie wartości wymagane dla odstępów między kanałami przy modulacji CPFSK z małym indeksem modulacji wynikają ze zwartości widma sygnału przy tego rodzaju modulacji. Sygnał zmodulowany częstotliwościowo z dużą dewiacją ma znacznie szersze widmo i wymaga o wiele większych odstępów między kanałami. Inne rodzaje modulacji wymagają jeszcze większych odstępów między kanałami. Dla spowodowanej przesłuchem straty czułości odbioru równej 0,5 dB wymagany odstęp między kanałami wynosi ponad $4 \cdot 1/T$ dla modulacji PSK i około $5 \cdot 1/T$ dla ASK [166]. Użycie laserów o liniach widmowych, których szerokości nie dadzą się pominąć, oprócz stosowania filtrów o większych pasmach wymaga zwiększenia odstepu

między kanałami. Przykładowo w dwukanałowych eksperymencie [167] z zastosowaniem modulacji ASK i laserów, których suma szerokości linii widmowych była równa połowie szybkości transmisji, wymagany odstęp między kanałami, przy których przesłuchy miały pomijalne znaczenie, wynosił aż trzynastokrotnie więcej aniżeli szybkość transmisji ($13 \cdot 1/T$).

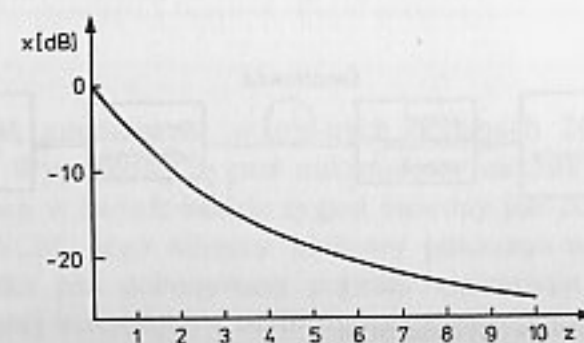
Aby zilustrować zjawisko wpływu sumarycznej szerokości linii widmowej laserów na przesłuchy rozpatrzmy przypadek niemodulowanego promieniowania. Niech widmo mocy lasera będzie miało postać rozkładu Lorentza (7.8) o równoważnej reprezentacji dolnopasmowej danej w postaci wzoru

$$H(f) = \frac{2}{\pi B_L} \times \frac{1}{1 + \frac{f^2}{(B_L/2)^2}} \quad (12.7)$$

gdzie B_L – sumaryczna (całkowita) szerokość linii widmowej mierzona w połowie maksimum (FWHM). We wzorze (12.7) przyjęto, że całkowita moc sygnału jest równa jedności. Rozpatrzmy teraz jaka część mocy sygnału x zostanie przepuszczona przez idealny filtr prostokątny o szerokości pasma równej B_L , którego częstotliwość środkowa jest przesunięta o F względem częstotliwości sygnału. Mamy z zależności (12.7)

$$x = \int_{F-B_L/2}^{F+B_L/2} H(f) df = \frac{1}{\pi} \int_{2z-1}^{2z+1} \frac{1}{1+x^2} dx = \frac{1}{\pi} [\arctg(2z+1) - \arctg(2z-1)] \quad (12.8)$$

gdzie $z = F/B_L$. Na rysunku 12.6 pokazano zależność mocy przenoszonej przez filtr prostokątny o pasmie B_L od przesunięcia F częstotliwości środkowej filtra względem częstotliwości środkowej sygnału. Zależność ta jest odniesiona do mocy przy zerowym przesunięciu obydwu częstotliwości. Z rysunku widać, że dla osiągnięcia poziomu przesłuchu poniżej -20 dB, odstęp częstotliwości pomiędzy kanałami F musi być większy aniżeli pięciokrotna szerokość linii widmowej lasera.



Rys. 12.6.
Zależność mocy przenoszonej przez filtr prostokątny o pasmie B_L od przesunięcia F częstotliwości środkowej filtra względem częstotliwości środkowej sygnału ($z = F/B_L$)

12.2. SYSTEMY ZE ZWIELOKROTNIENIEM PODNOŚNEJ

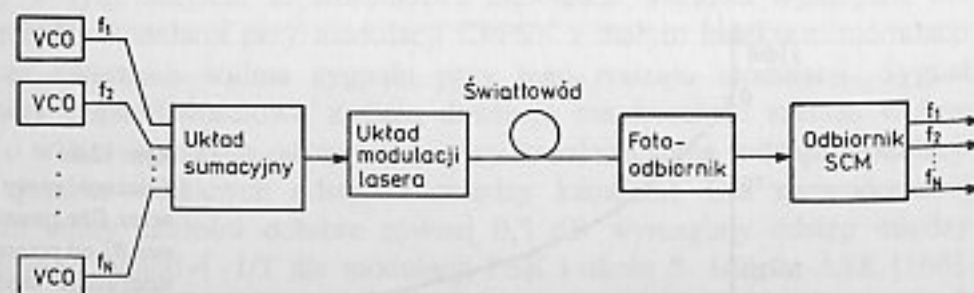
W systemach ze zwielokrotnieniem podnośnej SCM sygnały cyfrowe lub/i analogowe modują wiele podnośnych mikrofalowych, których częstotliwości różnią się od siebie. Następnie te zmodulowane podnośne są do siebie dodawane i jako jeden sygnał modują prąd lasera półprzewodnikowego.

Użycie podnośnych o częstotliwościach mikrofalowych w systemie komunikacji optycznej daje możliwość projektowania szerokopasmowych systemów transmisyjnych i rozsiewczych mogących połączyć ze sobą sygnały analogowe i cyfrowe. Do zalet systemów SCM należą:

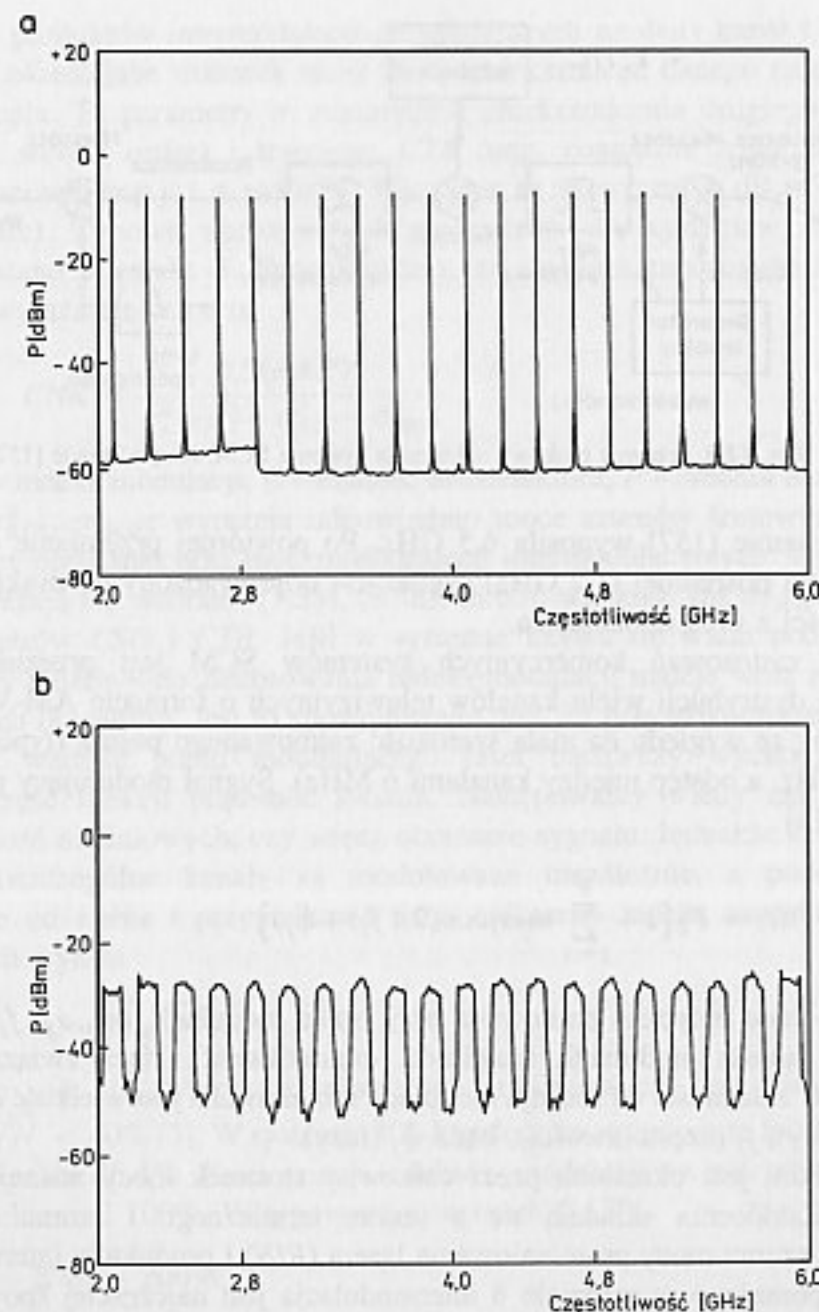
- a) możliwość wykorzystania ogromnego pasma przenoszenia światłowodu przy użyciu dobrze rozwiniętej technologii mikrofalowej dostępnej handlowo,
- b) możliwość współbieżnego rozwoju wraz ze zmianami transmitowanych sygnałów,
- c) elastyczność w projektowaniu systemów szerokopasmowych, które mogą transmitować zarówno sygnały analogowe, jak i cyfrowe, bez konieczności stosowania podziału czasowego TDM,
- d) brak konieczności bezwzględnej stabilizacji częstotliwości (wymaganej w systemach WDM lub FDM).

12.2.1. Systemy o detekcji bezpośredniej

Schemat blokowy konwencjonalnego systemu SCM pokazano na rys. 12.7. Każda z podnośnych o wysokiej częstotliwości jest generowana przez oscylator sterowany napięciowo, a następnie multipleksowana przez odpowiednie sprzęgacze mikrofalowe. Sygnał użyteczny może modułować częstotliwość każdego z oscylatorów poprzez nałożenie go na napięcie sterujące częstotliwością oscylatora. Składowa stała tego napięcia służy do ustalenia odpowiedniej częstotliwości podnośnej, amplituda zaś sygnału modulującego jest zmieniana, aby ustawić żądaną dewiację częstotliwości. Modulacja FM jest tu tylko przykładowa; można również stosować inne rodzaje modulacji np. AM. Widmo wyjściowe nadajnika systemu 20-kanalowego [157] pokazano na rys. 12.8 w dwóch przypadkach: a) przy braku modulacji (widoczne są jedynie podnośne) i b) przy modulacji sygnałem cyfrowym 100 Mbit/s z dewiacją częstotliwości 100 MHz.

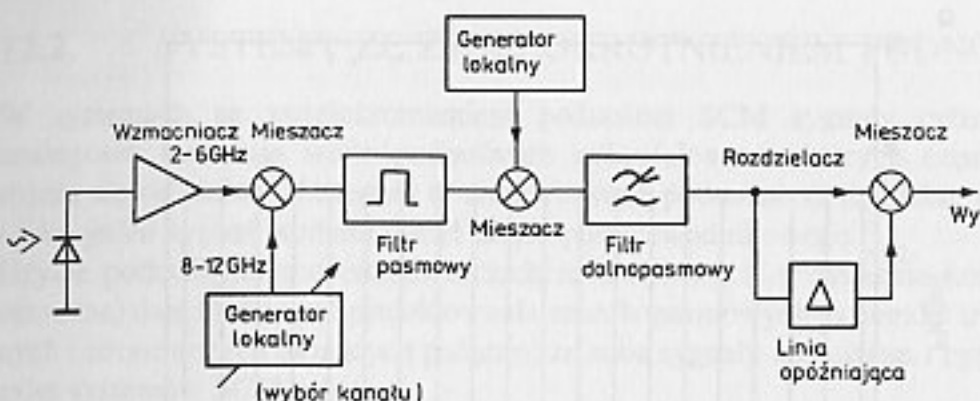


Rys. 12.7. Schemat blokowy systemu SCM



Rys. 12.8. Widmo mikrofalowe nadajnika 20-kanalowego systemu SCM: a) przy braku modulacji, b) przy modulacji sygnałem cyfrowym. Na podstawie [157]

Podnośne są umieszczone w równych odstępach 200 MHz między 2,1 GHz, a 5,9 GHz. Wypadkowy sygnał mikrofalowy moduluje laser półprzewodnikowy. Po propagacji w światłowodzie sygnał świetlny jest odbierany przez niskoszumny odbiornik SCM. Jego schemat blokowy pokazano na rys. 12.9. Wybór kanału w odbiorniku jest dokonywany poprzez zmieszanie z sygnałem pochodzącym z przestrajanej heterodyny i odfiltrowanie częstotliwości pośredniej, która w oma-



Rys. 12.9. Schemat blokowy odbiornika systemu SCM. Na podstawie [157]

wianym systemie [157] wynosiła 6,5 GHz. Po powtórnej przemianie do drugiej częstotliwości pośredniej (1,2 GHz) sygnał jest doprowadzony do dyskryminatora częstotliwości z linią opóźniającą.

Większość zastosowań komercyjnych systemów SCM jest przeznaczona do transmisji i dystrybucji wielu kanałów telewizyjnych o formacie AM-VSB, który jest wybrany ze względu na małą szerokość zajmowanego pasma (typowe pasmo NTSC 4 MHz, a odstęp między kanałami 6 MHz). Sygnał modulujący prąd lasera ma postać [3]

$$P(t) = P_0 \left[1 + \sum_{j=1}^N m_j a_j \cos(2\pi f_j t + \phi_j) \right] \quad (12.9)$$

gdzie: P_0 – moc optyczna emitowana przy braku modulacji, m_j , a_j , f_j , ϕ_j – odpowiednio: indeks modulacji, amplituda, częstotliwość i faza związana z j -tą podnośną. W zależności od rodzaju modulacji modulowana jest wielkość a_j (modulacja amplitudy), f_j (częstotliwości), bądź ϕ_j (fazy).

Jakość odbioru jest określona przez całkowity stosunek mocy nośnej do mocy zakłóceń. Zakłócenia składają się z szumu termicznego i szumu śrutowego odbiornika, szumu mocy promieniowania lasera (RIN) i produktów intermodulacji. Jak już wspomniano w rozdziale 8 intermodulacja jest najczęściej spowodowana nieliniowością lasera nadawczego. Jeśli wszystkie podnośne leżą w obrębie tylko jednej oktawy częstotliwości, to tylko produkty intermodulacji trzeciego rzędu (o częstotliwościach $f_i \pm f_j \pm f_k$) mogą znaleźć się wewnątrz pasma sygnałowego i zniekształcić sygnały użyteczne. Produkty intermodulacji drugiego rzędu (o częstotliwościach $f_i \pm f_j$) wychodzą poza to pasmo. Zasadniczym źródłem zniekształceń intermodulacyjnych są wtedy zniekształcenia spowodowane zdudnieniem trzech składowych o różnych częstotliwościach. Liczba tych produktów jest bardzo duża: w systemie SCM o N kanałach wynosi $N(N-1)(N-2)/2$. W zależności od odległości między kanałami niektóre produkty intermodulacji mają widma znajdujące się na częstotliwościach odpowiadających pasmom poszczególnych kanałów, przez co pogarszają jakość odbioru tych kanałów. Zazwyczaj sumuje się moce

wszystkich produktów intermodulacji przypadających na dany kanał i wprowadza parametry określające stosunek sumy mocy zniekształceń danego rzędu do mocy nośnej kanału. Te parametry to sumaryczne zniekształcenia drugiego CSO (ang. *composite second order*) i trzeciego CTB (ang. *composite triple beat*) rzędu, o których mówiliśmy już w rozdz. 8. Wyrażane są zazwyczaj w dB w stosunku do nośnej (dBc). Typowe wartości tych parametrów dla systemów analogowych CATV podano w rozdz. 8. Przypomnijmy, że stosunek mocy sygnału do mocy zakłóceń wyraża się wzorem

$$CNR = \frac{0,5(mRP)^2}{\sigma_s^2 + \sigma_T^2 + \sigma_{RIN}^2 + \sigma_{IMD}^2} \quad (12.10)$$

gdzie: m – indeks modulacji, R – czułość fotodetektora, P – średnia moc optyczna, σ_s^2 , σ_T^2 , σ_{RIN}^2 , σ_{IMD}^2 , wyrażają odpowiednio moce szumów śrutowych, termicznych, mocy optycznej oraz moc zniekształceń intermodulacyjnych. Trzy pierwsze moce wyrażają się wzorami (7.33), (7.38), (8.60), wielkość zaś σ_{IMD}^2 jest zależna od parametrów CSO i CTB . Jeśli w systemie używa się wielu podnośnych, to największy możliwy do zastosowania indeks modulacji maleje wraz z liczbą tych podnośnych (kanałów). Jest to spowodowane tym, że przy zbyt dużych indeksach modulacji wartość prądu modulującego laser nadawczy wychodziłaby poza liniową część funkcji prąd-moc światła. Następowalby wtedy znaczny wzrost zniekształceń nieliniowych, czy wręcz obcinanie sygnału. Jednakże ze względu na to, że poszczególne kanały są modulowane niezależnie, a podnośne mają niezależne od siebie i przypadkowe fazy, całkowity indeks modulacji m_c przy N kanałach wynosi

$$m_c = m\sqrt{N} \quad (12.11)$$

Przyjmuje się, że wzrost zniekształceń nieliniowych jest niewielki, jeśli $m_c = m\sqrt{N} < 40\%$ [3]. W systemie 100-kanałowym ogranicza to indeks modulacji każdego kanału do 4%. Zatem suma indeksów modulacji we wszystkich kanałach może przekraczać 100%. W typowych systemach CATV

$$\sum m_j \sim 200\% \quad (12.12)$$

Z wzoru (12.10) wynika, że stosunek CNR jest wprost proporcjonalny do kwadratu indeksu modulacji m . Przy wzroście liczby kanałów, kiedy maleje m , zmniejszeniu ulega również CNR , a co za tym idzie również i zasięg transmisji. Zatem wielokanałowe systemy SCM osiągają znacznie mniejsze zasięgi transmisji aniżeli inne systemy zwielokrotnienia.

W przypadku systemów AM-VSB wymagany jest stosunek mocy nośnej do mocy szumu w odbiorniku przekraczający 50 dB. Tak duże stosunki CNR mogą być osiągnięte jedynie jeśli odebrana moc P jest również duża (nawet 1 mW). Wynika stąd, że dominujący staje się czynnik związany z szumem mocy światła RIN , gdyż wzrasta on z kwadratem mocy odebranej. Dla porównania zależność szumu śrutowego od mocy jest liniowa. Zatem przy braku powielenia lawinowego

i w przypadku dużych mocy odebranych wartość CNR dana jest wzorem (8.61)

$$CNR \approx \frac{m^2}{2 \cdot 10^{RIN/10} \cdot B} \quad (12.13)$$

Ograniczenia związane z szumem mocy RIN są tym większe, że szum ten może rosnąć w czasie transmisji w światłowodzie. Pierwszym mechanizmem są omówione w rozdz. 7 odbicia wsteczne do lasera powodujące wzrost szumu mocy RIN . Drugą przyczyną mogą być wielokrotne odbicia pomiędzy dwoma powierzchniami odbijającymi w światłowodzie. Działają one jak rezonator Fabry-Perot i mogą zamienić szum częstotliwościowy lasera na szum mocy sygnału. Aby eliminować to zjawisko trzeba używać elementów o małych odbiciach wstecznych (< -40 dB) oraz laserów o wąskich liniach widmowych. Wymaganie na duży stosunek CNR w odbiorniku silnie ogranicza zasięg transmisji. Zwiększenie tego zasięgu jest możliwe bądź przez zwiększenie mocy nadawanej, bądź indeksu modulacji. W ogólnym przypadku zwiększanie indeksu modulacji m zmniejsza wpływ szumu termicznego i RIN , ale zwiększa wpływ produktów intermodulacji. Wymusza to konieczność optymalizacji tego parametru z uwzględnieniem jeszcze liczby transmitowanych kanałów.

Wspomniane duże wymagane wartości stosunku CNR przy modulacji AM-VSB ograniczają zasięg transmisji w typowych przypadkach do kilkunastu kilometrów. Pewnym rozwiązaniem jest tu użycie wzmacniaczy optycznych EDFA, które mogą być jednak stosowane tylko na $1,55 \mu\text{m}$, podczas gdy systemy CATV pracują przeważnie na $1,31 \mu\text{m}$. Wzmacniacze PDFFA na $1,31 \mu\text{m}$ są dostępne komercyjnie dopiero od niedawna. Inną możliwością jest użycie modulacji FM, która choć zajmuje szersze pasmo (np. 26 MHz dla kanału telewizyjnego) wymaga znacznie mniejszych wartości CNR w odbiorniku (poniżej 20 dB). Dodatkową zaletą modulacji FM jest eliminacja wpływu szumu mocy świetlnej RIN . W praktyce czułość odbiornika przy modulacji FM jest ograniczona jego szumami termicznymi. Modulacja FM w systemach ze zwielokrotnieniem podnośnej nadaje się szczególnie dobrze do transmisji telewizyjnych sygnałów satelitarnych ze stacji naziemnej do sieci. Zaletą takiego rozwiązania jest jego prostota. Nie ma potrzeby przetwarzania sygnału w stacji naziemnej: odebrany sygnał satelitarny jest sygnałem o modulacji FM i po ewentualnym dokonaniu przemiany częstotliwości i wzmocnieniu bezpośrednio moduluje laser półprzewodnikowy. Przykładowy system omówiono w pracy [164]. Służy on do transmisji światłowodem sygnałów satelitarnych w pasmie C odebranych przez 7-metrową antenę naziemną. W omawianym systemie osiągnięto przy długości linii 35 km wartość CNR równą 16,5 dB, a stosunek sygnału do szumu (po demodulacji) około 56 dB.

12.2.2. Systemy koherentne

Systemy SCM mogą być również realizowane jako systemy koherentne. Mają one większą czułość, a zastosowanie techniki koherentnej i modulacji cyfrowej umożliwia osiągnięcie lepszej jakości transmisji przy mniejszych wymaganiach na

wartość CNR . Najważniejszym potencjalnym zastosowaniem tej techniki jest dystrybucja sygnałów HDTV (ang. *high definition television*), które wymagają przepływności wielu Mbitów/s na każdy kanał. Chociaż możliwa jest modulacja analogowa zarówno podnośnych jak i nośnej, zajmiemy się dalej jedynie modulacją cyfrową. Ze względu na łatwość uzyskania mikrofalowej modulacji FSK poprzez modulację napięcia przestrajanego generatora (VCO), jest ona najczęściej stosowana w koherentnych systemach SCM. Modulowane częstotliwościowo podnośne są dodawane do siebie, wzmacniane, a następnie sterują modulatorem fazowy, który zmienia fazę promieniowania świetlnego otrzymanego z lasera o wąskiej linii widmowej i stałej mocy. W odbiorniku sygnał świetlny jest mieszany koherentnie ze światłem pochodzącym z lasera lokalnego tak, jak to opisano w rozdziale o transmisji koherentnej. Fotoprąd generowany w odbiorniku może być napisany w postaci [3]

$$I(t) = R \{P_L + P_S + 2\sqrt{P_L P_S} \cos[2\pi f_{IF} t + \phi_m(t)]\} \quad (12.14)$$

gdzie: f_{IF} – częstotliwość pośrednia, P_L moc lasera lokalnego, P_S – moc sygnału. Faza $\phi_m(t)$ jest modulowana przez podnośne mikrofalowe i wyraża się wzorem

$$\phi_m(t) = \sum_{j=1}^N \beta_j \cos[2\pi f_j t + \alpha_j(t)] \quad (12.15)$$

gdzie: β_j – fazowy indeks modulacji j -tego kanału o częstotliwości podnośnej równej f_j , $\alpha_j(t)$ – faza tej podnośnej, która zmienia się w czasie wskutek modulacji FSK. Wybór kanału w odbiorniku jest dokonywany poprzez przestrajanie elektromechanicznego generatora lokalnego. Rozkładając cosinus w wyrażeniu (12.14) na funkcje Bessela otrzymujemy wyrażenie dla prądu sygnału [159]

$$I(t) = 2R\sqrt{P_L P_S} \sum_{k_1} \dots \sum_{k_N} J_{k_1}(\beta_1) \dots J_{k_N}(\beta_N) \times \cos[2\pi f_{IF} t + k_1(2\pi f_1 t + \alpha_1) + \dots + k_N(2\pi f_N t + \alpha_N)] \quad (12.16)$$

przy czym $J_k(x)$ – funkcja Bessela k -tego rzędu od argumentu x . Jak widać z wzoru (12.16) widmo sygnału w odbiorniku jest złożone. Jeżeli przyjmiemy, że indeksy modulacji we wszystkich kanałach są równe i wynoszą $\beta = \beta_1 = \dots = \beta_N$, a ponadto, jak dzieje się to w większości przypadków, że są one niewielkie, to dominujący człon w prądzie odbiornika na j -tym kanale będzie wynosił [159]

$$I_j(t) = 2R\sqrt{P_L P_S} J_1(\beta) [J_0(\beta)]^{N-1} \cos[2\pi(f_{IF} - f_j)t - \alpha_j] \quad (12.17)$$

Wynik ten uzyskano podstawiając we wzorze (12.16) $k_j = -1$, a pozostałe indeksy – równe zero. Kanał o numerze j jest wybierany przez dostrojenie częstotliwości generatora lokalnego do $f_{IF} - f_j$, zmieszanie obydwu sygnałów i przepuszczenie produktu mieszania przez filtr dolnopasmowy. Stosunek mocy nośnej do mocy szumów wyraża się wzorem

$$CNR = \frac{2R^2 P_L P_S J_1^2(\beta) J_0^{N-2}(\beta)}{\sigma_s^2 + \sigma_f^2 + \sigma_{RIN}^2 + \sigma_{MD}^2 + \sigma_x^2} \quad (12.18)$$

Wartości σ_s^2 , σ_T^2 , σ_{RIN}^2 wyrażają się zależnościami (7.33), (7.38), (8.60), gdzie P_S zamieniono na P_L . Dodatkowy w porównaniu ze wzorem (12.10) człon σ_s^2 wyraża przesłuch między sąsiednimi kanałami. Przy odpowiednio zaprojektowanym systemie zakłócenia związane z intermodulacją i przesłuchem międzykanałowym są niewielkie. Omówimy je w dalszej części rozdziału. Szum mocy RIN można zminimalizować używając zrównoważonych odbiorników optycznych. Kiedy moc sygnału z lasera lokalnego jest dostatecznie duża, można również pominąć szum termiczny i wówczas w przypadku ograniczenia jedynie przez szum śrutowy mamy

$$CNR = \frac{RP_S J_1^2(\beta) J_0^{2N-2}(\beta)}{qB} \approx \frac{\eta P_S \beta^2}{4h\nu B} \quad (12.19)$$

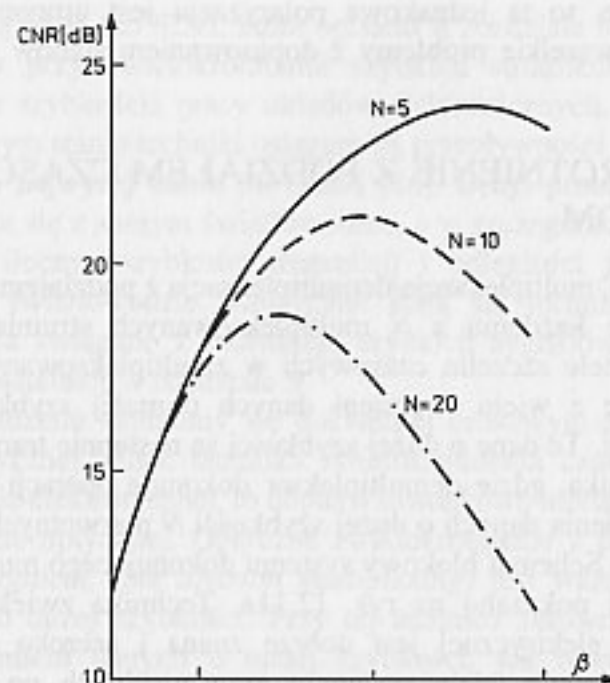
Przyjęto tutaj, że indeks modulacji jest mały ($\beta < 0,2$), a wtedy $J_0(\beta) \approx 1$ i $J_1(\beta) \approx \beta/2$. Wykorzystano również to, że $R = \eta q/h\nu$. Wyrażenie (12.19) jest odpowiednikiem wzoru (12.13), otrzymanego dla przypadku systemu niekoherentnego.

Zajmiemy się teraz przesłuchami międzykanałowymi i zniekształceniami intermodulacyjnymi. Jak wynika ze wzoru (12.18) powodują one pogorszenie stosunku CNR . Przesłuch może zostać wyeliminowany przez zwiększenie odstepu częstotliwościowego między kanałami. W większości przypadków jego wpływ można pominąć, jeśli odstęp częstotliwościowy między kanałami jest przynajmniej dwukrotnie większy od szybkości transmisji $1/T$. Jak już wspomnieliśmy, zniekształcenia intermodulacyjne można podzielić na zniekształcenia drugiego i trzeciego rzędu, przy czym tych pierwszych można uniknąć, jeśli system zajmuje nie więcej niż jedną oktawę częstotliwości (tzn. najwyższa częstotliwość jest co najwyżej dwa razy większa od częstotliwości najniższej). Jeśli dodamy przyczynki od wszystkich produktów intermodulacji trzeciego rzędu o częstotliwościach równych $f_i + f_j - f_k$ ($i \neq j \neq k$) i uśrednimy je w czasie [3], [159], to wyrażenie na CNR przyjmie postać

$$CNR = \frac{2R^2 P_L P_S J_1^2(\beta) J_0^{2N-2}(\beta)}{\sigma_s^2 + \sigma_T^2 + 2h_3 K_3 R^2 P_L P_S J_1^6(\beta) J_0^{N-6}(\beta)} \quad (12.20)$$

Tutaj K_3 jest liczbą produktów intermodulacyjnych trzeciego rzędu o częstotliwościach znajdujących się w paśmie pojedynczego kanału, a h_3 jest częścią mocy produktów intermodulacji, jaka jest przepuszczana przez filtr środkowo-przepustowy. Wielkość K_3 zmienia się w zależności od położenia kanału i jest największa dla kanałów leżących centralnie, a najmniejsza dla kanałów skrajnych.

Na rysunku 12.10 pokazano zależność wielkości CNR od indeksu modulacji β dla różnej liczby kanałów. Początkowo CNR rośnie wraz z indeksem modulacji, gdyż odpowiada to zwiększeniu mocy sygnału przy małych wartościach zakłóceń nieliniowych związanych z intermodulacją. Jednak dla dużych indeksów modulacji zniekształcenia nieliniowe stają się dominujące i dalszemu wzrostowi β towarzyszy spadek CNR . Optymalna wartość indeksu modulacji β_{opt} może zostać wyznaczona



Rys. 12.10.
Zależność wielkości CNR od indeksu modulacji fazy β dla różnej liczby kanałów N ($P_{LO} = 0,55$ mW, $P_s = 1$ μ W). Na podstawie [159]

z zależności (12.20), jeśli przyjmie się, że $J_0(\beta) \approx 1$ i $J_1(\beta) \approx \beta/2$. Wówczas [3]

$$\beta_{opt} = \sqrt[6]{\frac{16(\sigma_s^2 + \sigma_T^2)}{h_3 K_3 R^2 P_L P_S}} \quad (12.21)$$

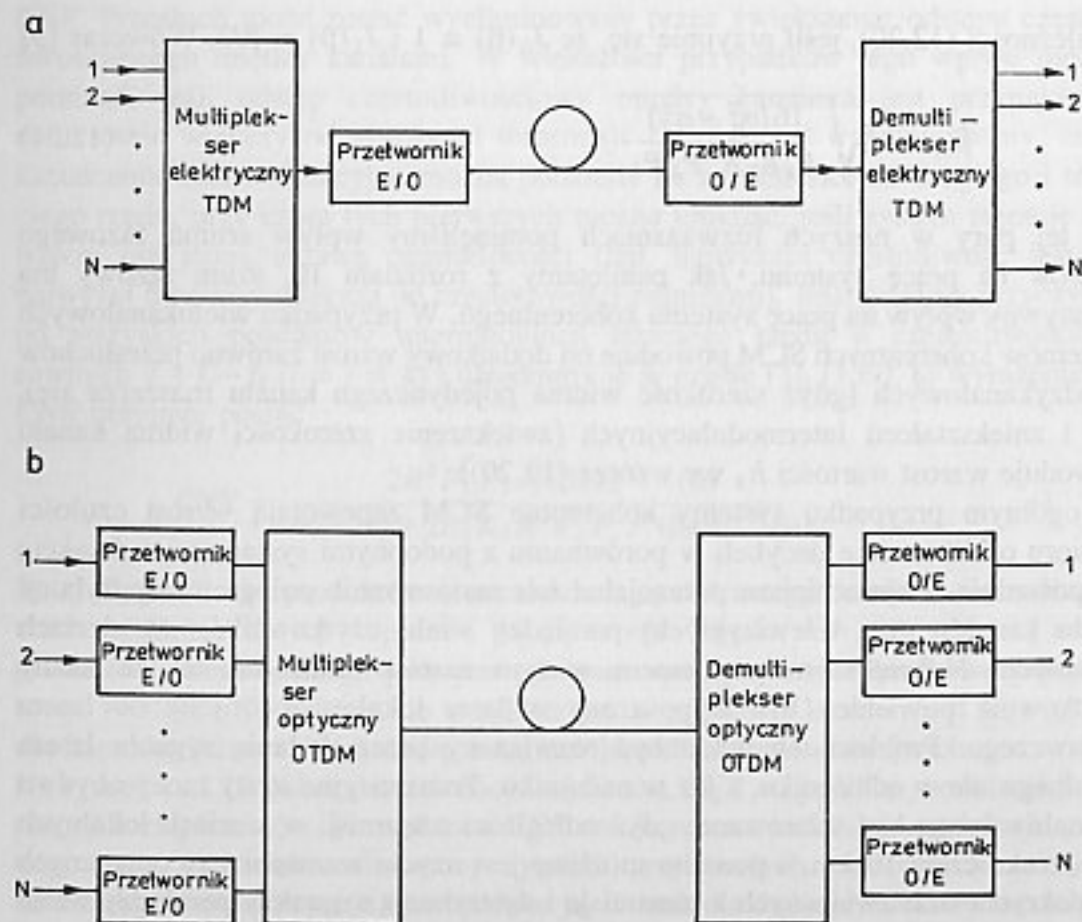
Do tej pory w naszych rozważaniach pomineliśmy wpływ szumu fazowego laserów na pracę systemu. Jak pamiętamy z rozdziału 10, szum fazowy ma negatywny wpływ na pracę systemu koherentnego. W przypadku wielokanałowych systemów koherentnych SCM powoduje on dodatkowy wzrost zarówno przesłuchów międzykanałowych (gdyż szerokość widma pojedynczego kanału rozszerza się), jak i zniekształceń intermodulacyjnych (zwiększenie szerokości widma kanału powoduje wzrost wartości h_3 we wzorze (12.20)).

W ogólnym przypadku systemy koherentne SCM zapewniają wzrost czułości odbioru o kilkanaście decybeli w porównaniu z podobnymi systemami z detekcją bezpośrednią. Najważniejsze potencjalne ich zastosowanie polega na dystrybucji wielu kanałów (np. telewizyjnych) pomiędzy wielu użytkowników w sieciach lokalnych. Największym problemem w tym zastosowaniu jest to, że każdy użytkownik powinien być wyposażony w laser lokalny dostrojony do lasera nadawczego. Problem ten może być rozwiązany przez dodanie sygnału lasera lokalnego nie w odbiorniku, a już w nadajniku. Transmisyjne straty mocy obydwu sygnałów mogą być tolerowane, gdyż odległości transmisji w sieciach lokalnych nie przekraczają 10 km, a ponadto możliwe jest użycie wzmacniaczy optycznych do pokrycia strat związanych z transmisją i dystrybucją sygnałów pomiędzy wielu użytkowników. Zaletą tego typu rozwiązania jest także to, że laser lokalny jest wspólny dla wszystkich odbiorników. Ponadto jeśli obydwa lasery w nadajniku są

jednakowo spolaryzowane, to ta jednakowa polaryzacja jest utrzymana aż do odbiornika, co eliminuje wszelkie problemy z dopasowaniem stanów polaryzacji w odbiorniku.

12.3. ZWIELOKROTNIE NIE Z PODZIAŁEM CZASOWYM TDM I OTDM

Jak powszechnie wiadomo, multipleksacja/demultipleksacja z podziałem czasowym TDM polega na tym, że każdemu z N multipleksowanych strumieni danych przyporządkowany jest wielki szczelin czasowych w zmultipleksowanym kanale. Multipleksator tworzy więc z wielu strumieni danych o małej szybkości jeden strumień o dużej szybkości. Te dane o dużej szybkości są następnie transmitowane światłowodem do odbiornika, gdzie demultipleksator dokonuje operacji odwrotnej, tzn. rekonstruuje ze strumienia danych o dużej szybkości N pierwotnych strumieni danych o małej szybkości. Schemat blokowy systemu dokonującego multipleksacji w dziedzinie elektrycznej pokazano na rys. 12.11a. Technika zwielokrotnienia czasowego w dziedzinie elektrycznej jest dobrze znana i szeroko stosowana. Zgodnie z tą techniką pracuje wiele systemów transmisyjnych np. zgodnych



Rys. 12.11. Schematy blokowe systemów: a) TDM i b) OTDM

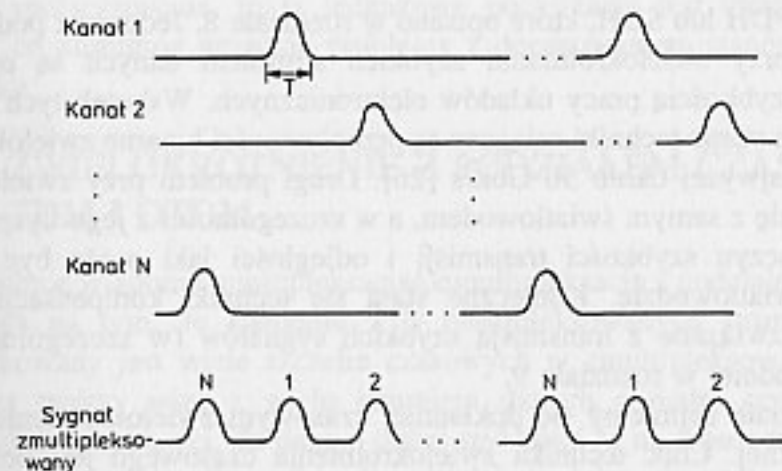
z hierarchią PDH lub SDH, które opisano w rozdziale 8. Jednym z podstawowych problemów przy zwielokrotnianiu szybkich strumieni danych są ograniczenia związane z szybkością pracy układów elektronicznych. Wskutek tych ograniczeń przy obecnym stanie techniki osiągnięte są przepływności binarne zwielokrotnionego sygnału co najwyżej około 50 Gbit/s [26]. Drugi problem przy zwielokrotnieniu TDM wiąże się z samym światłowodem, a w szczególności z jego dyspersją, która ogranicza iloczyn szybkości transmisji i odległości jaki może być osiągnięty w danym światłowodzie. Konieczne stają się techniki kompensacji dyspersji. Zagadnienia związane z transmisją szybkich sygnałów (w szczególności TDM) opisano dokładniej w rozdziale 9.

W tym rozdziale zajmiemy się dokładniej czasowym zwielokrotnieniem w dziedzinie optycznej. Choć technika zwielokrotnienia czasowego jest dobrze znana w dziedzinie elektronicznej, to dopiero stosunkowo niedawno znalazła zastosowanie w dziedzinie optycznej. Optyczne zwielokrotnienie z podziałem czasowym (ang. OTDM – *optical time division multiplexing*) jest ważną techniką multipleksacji sygnałów o dużej szybkości. Przy tej technice zarówno multipleksacja czasowa wielu strumieni danych o małej szybkości, jak również ich demultipleksacja w terminalu odbiorczym, dokonywana jest w sposób optyczny. To podejście usuwa konieczność stosowania bardzo szybkich układów elektronicznych, zastępując je układami optoelektronicznymi i optycznymi. Uważa się, że te ostatnie mają o wiele większe pasma działania i szybkość niż ich elektroniczne odpowiedniki. Schemat blokowy systemu OTDM przedstawiono na rys. 12.11b.

W przedstawionym systemie konwersja elektrooptyczna i optoelektroniczna jest dokonywana tylko na danych o małej szybkości transmisji, co pozwala uniknąć ograniczeń związanych z szybkością działania układów elektronicznych. Multipleksacja dokonywana jest optycznie po konwersji sygnałów danych poszczególnych kanałów z postaci elektrycznej na optyczną. Podobnie demultipleksacja dokonywana jest optycznie przed konwersją sygnałów optycznych na elektryczne. Cała elektronika związana z przetwarzaniem danych pracuje na częstotliwościach odpowiadających szybkościom transmisji kanałów składowych, a więc stosunkowo wolnych.

Do sterowania demultipleksera niezbędny jest odpowiedni sygnał zegarowy. Zależnie od technologii demultipleksera ten sygnał sterujący może być sygnałem zarówno elektrycznym, jak i optycznym. Obecnie, w wielu praktycznych zastosowaniach, stosuje się przełączniki elektrooptyczne wymagające sterującego sygnału elektrycznego. Można pokazać, że pasmo tego elektrycznego sygnału sterującego nie musi być duże [137].

Multipleksacja wielu kanałów o małej szybkości transmisji do jednego kanału o dużej szybkości wymaga próbkowania, odpowiedniej synchronizacji i wreszcie nałożenia na siebie danych z kanałów podstawowych. W trakcie próbkowania pobierane są próbki strumieni danych wejściowych multipleksera, co pozwala zidentyfikować bit wejściowy w danym momencie czasu. Dokonywane jest to zazwyczaj następująco. Krótkie impulsy z lasera dochodzą do modulatora optycznego, który jest sterowany przez elektryczny strumień danych wejściowych.

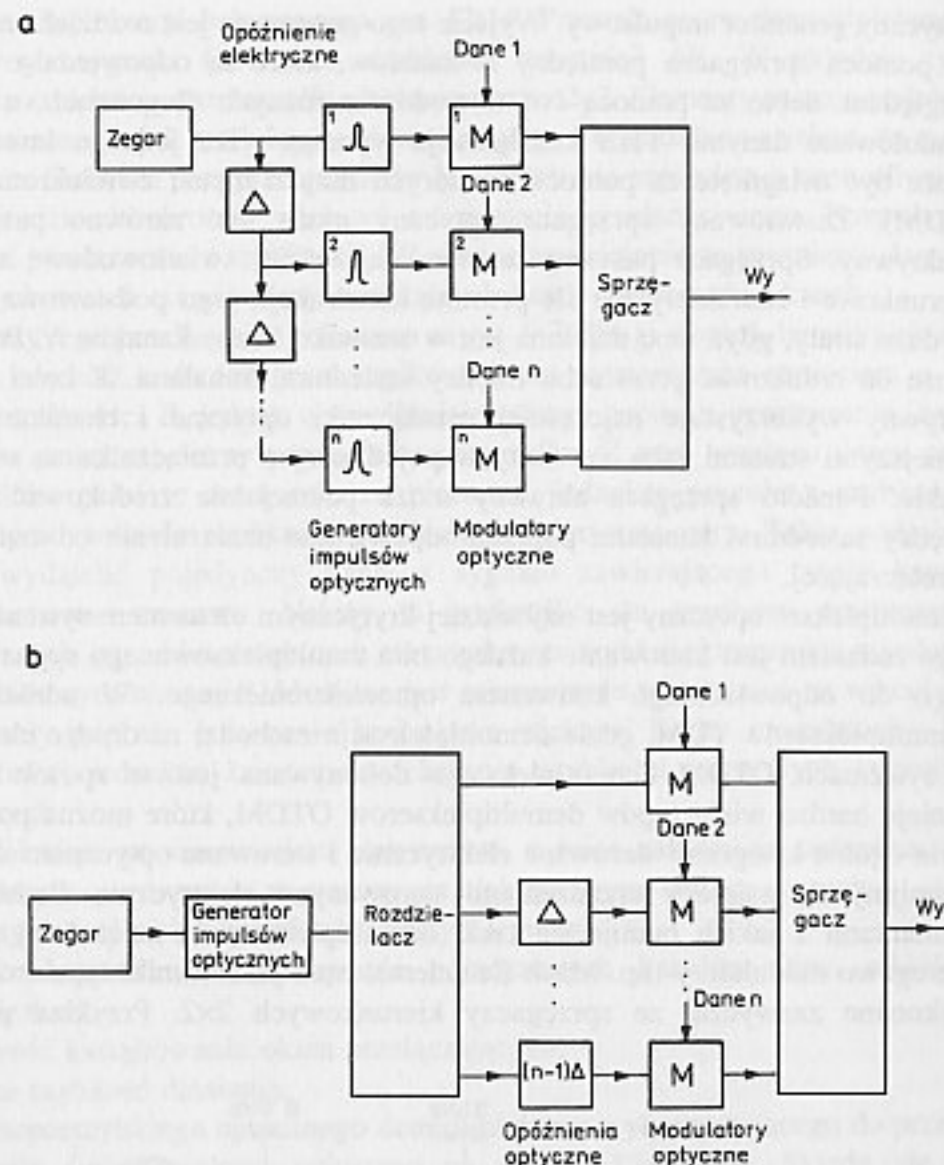


Rys. 12.12. Schemat przebiegów czasowych synchronizacji w systemie OTDM

Jeżeli elektryczne dane wejściowe są tego rodzaju (symbol „1”), że modulator jest włączony, to dochodzący do modulatora wąski impuls optyczny jest przez ten modulator transmitowany. Z kolei jeśli dane wejściowe są tego rodzaju (symbol „0”), że modulator jest wyłączony, to impuls optyczny nie jest przez ten modulator transmitowany. W ten sposób impulsy optyczne próbują elektryczne dane wejściowe. Należy zaznaczyć, że szybkość modulacji danych sygnałami elektrycznymi jest wielokrotnie mniejsza aniżeli szybkość transmisji odpowiadająca krótkiemu czasowi trwania impulsu optycznego.

Dla poprawnej pracy multipleksera niezbędne jest, aby sygnały elektryczne były próbkowane w odpowiednich szczelinach czasowych zmultipleksowanego kanału. Taką funkcję pełni układ synchronizacji. Przebieg czasowy sygnałów synchronizacji N -kanałowego systemu OTDM pokazano na rys. 12.12. Każdy z N sygnałów optycznych ma częstotliwość powtarzania B i szerokość impulsu równą T . Ciągi impulsów są przesunięte w czasie względem sąsiednich o czas opóźnienia równy Δ . Każdy ciąg impulsów jest zmodulowany przez dane tak, że w ogólności niektóre z impulsów mają zerowe amplitudy. Na rysunku 12.12 pokazano, że format sygnału optycznego tzw. RZ (*return to zero*), zapewnia niski poziom przesłuchów między sąsiednimi kanałami. Ponieważ każdy sygnał podstawowy jest równy zeru, z wyjątkiem swojej szczeliny czasowej w zmultipleksowanym strumieniu bitów, nie może on interferować z innymi kanałami. W praktyce impulsy mają skończone czasy włączania i wyłączania, co może stać się przyczyną przesłuchu. Aby uniknąć przesłuchu, impulsy świetlne są nieco krótsze od czasu trwania jednego bitu w zmultipleksowanym sygnale. Jednak węższe impulsy mają szersze widmo, co zwiększa dyspersję w światłowodzie. Tak więc wybór szerokości impulsu jest kompromisem pomiędzy przesłuchami, a jego rozmyciem spowodowanym dyspersją.

W multipleksersze spróbkowane strumienie danych o małej szybkości są łączone w jeden strumień zmultipleksowanych danych o dużej szybkości. Dwie możliwe konfiguracje multipleksersa systemu OTDM pokazane są na rys. 12.13. Pierwsza



Rys. 12.13. Dwie konfiguracje multipleksersów systemu OTDM. Na podstawie [162]

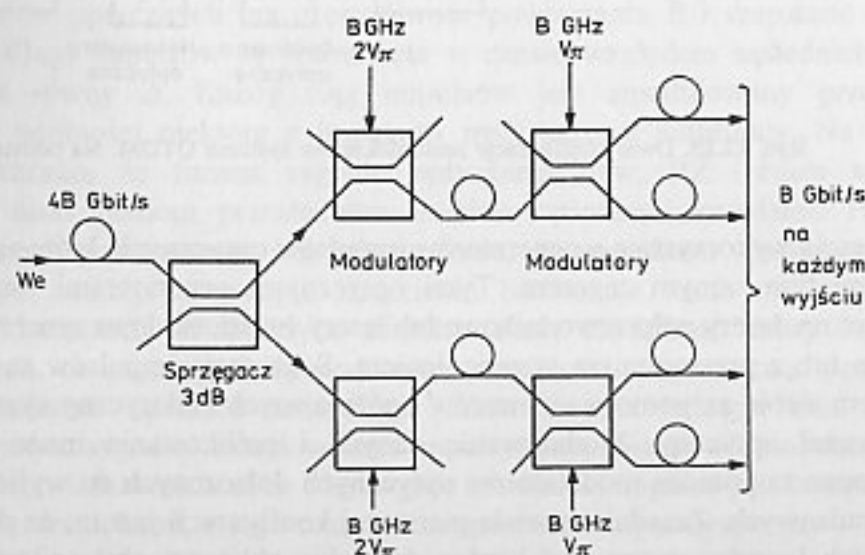
konfiguracja wykorzystuje n generatorów impulsów optycznych, które są wszystkie sterowane tym samym zegarem. Tymi optycznymi generatorami impulsowymi mogą być np. lasery półprzewodnikowe lub lasery światłowodowe synchronizowane modowo lub z przełączanym wzmocnieniem. Sekwencje impulsów są opóźniane względem siebie za pomocą elementów opóźniających elektryczny sygnał zegara, bądź sygnał optyczny. Modulowanie danych i próbkowanie może być przeprowadzone za pomocą modulatorów optycznych dołączonych do wyjść generatorów impulsowych. Zasadniczą wadą pierwszej konfiguracji jest to, że długości fal wszystkich laserów muszą być bardzo do siebie zbliżone, aby uniknąć efektów związanych z dyspersją w światłowodzie.

Druga konfiguracja multipleksersa OTDM (rys. 12.13b) wykorzystuje pojedynczy

optyczny generator impulsowy. Wyjście tego generatora jest rozdzielane pasywnie za pomocą sprzęgacza pomiędzy N kanałów, które są odpowiednio opóźniane względem siebie za pomocą światłowodów o różnych długościach, a następnie modulowane danymi. Taka konfiguracja wymaga tylko jednego lasera, co nie może być osiągnięte za pomocą niektórych innych metod zwielokrotnienia (np. WDM). Zastosowany sprzęgacz optyczny może być zarówno pasywny jak i aktywny. Sprzęgacz pasywny zawiera najczęściej światłowodowe sprzęgacze kierunkowe i charakteryzuje się prostotą konstrukcji, jego podstawową zaś wadą są duże straty, gdyż moc dzielona jest w stosunku liczby kanałów N . Ponadto nie może on redukować przesłuchu między sąsiednimi kanałami. Z kolei sprzęgacz aktywny wykorzystuje najczęściej przełączniki optyczne i charakteryzuje się mniejszymi stratami jako, że straty w pojedynczym przełączniku są stosunkowo niskie. Ponadto sprzęgacz aktywny może potencjalnie zredukować przesłuch między sąsiednimi kanałami poprzez odpowiednie uzależnienie od czasu funkcji przełączającej.

Demultiplekser optyczny jest najbardziej krytycznym elementem systemu OTDM. Jego zadaniem jest kierowanie każdego bitu zmultipleksowanego sygnału optycznego do odpowiedniego konwertera optoelektronicznego. W odróżnieniu od demultiplekserów TDM, gdzie demultipleksacja zachodzi na drodze elektrycznej, w systemach OTDM demultipleksacja dokonywana jest w sposób optyczny. Istnieje bardzo wiele typów demultiplekserów OTDM, które można podzielić na dwie ogólne kategorie: sterowane elektrycznie i sterowane optycznie.

Zajmijmy się najpierw urządzeniami sterowanymi elektrycznie. Podstawowymi elementami z jakich buduje się takie demultipleksery są najczęściej połączone szeregowo modulatory (np. Mach-Zehndera), bądź przełączniki typu 1×2 lub 2×2 , wykonane zazwyczaj ze sprzęgaczy kierunkowych 2×2 . Przykład podobnego



Rys. 12.14. Schemat układu demultipleksacji 4-kanałowego systemu OTDM (sterowanie elektroniczne). Na podstawie [137]

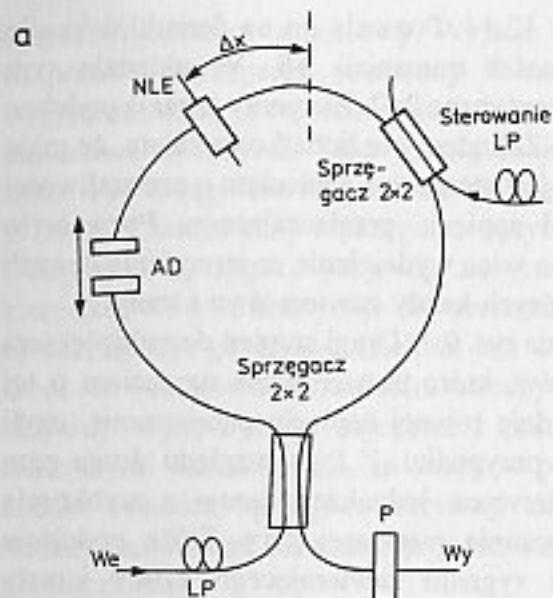
układu demultipleksacji pokazano na rys. 12.14. Pozwala on na demultipleksację 4-kanałowego sygnału OTDM o szybkości transmisji $4B$. W układzie tym wykorzystano aktywne przełączniki elektrooptyczne 2×2 . Elementy te mają podobne funkcje przenoszenia jak modulatory Mach-Zehndera i tę dodatkową zaletę, że mają dwa wyjścia. Pierwsza para przełączników jest sterowana napięciem o częstotliwości B i amplitudzie dwukrotnie większej od napięcia przełączającego. Pozwala to dokonywać przełączenia z szybkością $2B$, a więc wydzielenie ze strumienia danych wyjściowych dwóch ciągów danych, z których każdy zawiera dwa kanały.

Zasadę pracy tego przełącznika pokazano na rys. 9.7. Drugi stopień demultipleksera składa się również z dwóch przełączników, które są sterowane napięciem o tej samej częstotliwości B , jednak o amplitudzie równej napięciu przełączania, czyli dwukrotnie mniejszej niż w poprzednim przypadku. Z tego względu druga para przełączników pełni tę samą rolę co pierwsza, jednakże pracuje z szybkością równą jedynie połowie szybkości przełączania pierwszej pary. Takie podejście pozwala wydzielić pojedynczy kanał z sygnału zawierającego cztery kanały zmultipleksowane czasowo. Należy tu podkreślić, że prędkość przełączania elektronicznych sygnałów sterujących nie przekracza szybkości transmisji w jednym kanale składowym równej B . Możliwe jest rozszerzenie tej techniki na więcej niż cztery kanały poprzez połączenie kaskadowe większej liczby modulatorów lub przełączników, jednakże kosztem zwiększenia szybkości sterujących sygnałów elektrycznych.

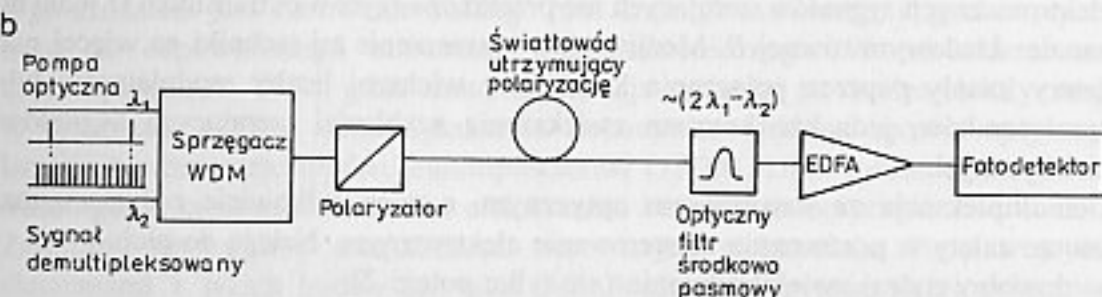
Demultipleksacja ze sterowaniem optycznym, a więc całkowicie optyczna, ma istotne zalety w porównaniu ze sterowaniem elektrycznym. Należą do nich:

- dowolny rodzaj zwielokrotnienia (nie tylko potęgi 2),
- możliwość usuwania i dodawania pojedynczych kanałów (tzw. add/drop multiplexers),
- możliwość kształtowania okien przełączających,
- większa szybkość działania.

Przykład superszybkiego optycznego demultipleksera wykorzystującego do przełączania pętlę światłowodową pokazano na rys. 12.15a [163]. Składa się on z zapętłonego światłowodu, w którym umieszczono element nieliniowy NLE i sprzęgacz 2×2 , który wprowadza impulsy sterujące do elementu nieliniowego. Kiedy szereg blisko od siebie oddalonych impulsów sygnału OTDM jest wprowadzanych do tego demultipleksera, każdy impuls jest rozdzielany na część rozchodzącą się zgodnie ze wskazówkami zegara i część rozchodzącą się przeciwnie do tego kierunku. Obydwie części impulsu dochodzą do elementu nieliniowego w nieco różniących się czasach określonych przez Δx (offset). Impuls kontrolny przychodzi do elementu nieliniowego nieco przed składnikiem impulsu, który ma być zdemultipleksowany, rozchodzącym się przeciwnie do kierunku ruchu wskazówek zegara, ale nieco po składniku rozchodzącym się zgodnie z tym kierunkiem. Ten impuls kontrolny wprowadza takie zmiany w elemencie nieliniowym, że dwa składniki demultipleksowanego impulsu doznają różnego tłumienia i przesunięcia fazowego. Dochodzą one następnie do sprzęgacza 2×2 , gdzie ich fazy są tak dobrane, że opuszczają pętlę portem wyjściowym. Wszystkie pozostałe impulsy,



Rys. 12.15. a) Schemat demultipleksa przełączanego optycznie z wykorzystaniem nieliniowego lustra światłowodowego. Objasnienia w tekście. Na podstawie [163]. b) Schemat demultipleksa optycznego wykorzystującego mieszanie czterofalowe



dla których właściwości elementu nieliniowego są takie same, opuszczają pętlę portem wejściowym. Wielkość Δx , a w konsekwencji wybierany impuls, można zmieniać kontrolowanym opóźnieniem AD . Polaryzator LP i analizator P służą do oddzielenia impulsów sygnałowych i kontrolnych na wyjściu układu nieliniowego lustra światłowodowego. W przeprowadzonym eksperymencie [163] dokonano demultipleksacji jednego z 2500 kanałów 100 Mbit/s w sygnale OTDM o przepływności 250 Gbit/s.

Obecnie rekordowe szybkości demultipleksowanych sygnałów są uzyskiwane za pomocą demultipleksów wykorzystujących mieszanie czterofalowe. Schemat takiego układu pokazano na rys. 12.15b. Demultipleksowany strumień bitów oraz optyczny sygnał sterujący demultiplekserem różnią się długościami fal. Natomiast obydwa zawierają bardzo krótkie impulsy świetlne, przy czym sygnał pompy jest niezerowy jedynie w czasie trwania wybranej szczeliny czasowej (rys. 12.15b). Obydwa sygnały optyczne wprowadzane są poprzez sprzęgacz WDM do światłowodu utrzymującego polaryzację, przy czym polaryzacje obydwu sygnałów muszą być jednakowe. W tym światłowodzie zachodzi mieszanie czterofalowe między bitami sygnału demultipleksowanego w wybranej szczelinie czasowej (jeśli są niezerowe), a sygnałem pompy. Produkty tego mieszania mają przesuniętą

Tablica 12.1 [137]

Typ demultipleksa	Rodzaj sterowania	Typowe maks. szybkości transmisji	Wady
Modulatory połączone kaskadowo	elektryczne	40 Gbit/s	Stała konfiguracja i szerokość szczeliny czasowej. Konieczny szereg modulatorów
Modulatory szerokopasmowe	elektryczne	40 Gbit/s	Wymagana szybka elektronika. Ustalona minimalna szerokość szczeliny czasowej
Modulatory elektroabsorpcyjne	elektryczne	40 Gbit/s	Wymagany drugi modulator dla multipleksa <i>add/drop</i> . Ustalona szerokość szczeliny czasowej
Rotacja Kerra w światłowodzie	optyczne	40 Gbit/s	Wrażliwość na polaryzację. Szczelina czasowa określona m.in. przez szerokość impulsu. Duża energia przełączania
Rotacja Kerra w półprzewodniku	optyczne	20 Gbit/s	Wrażliwość na polaryzację. Szczelina czasowa określona przez szerokość impulsu
Mieszanie czterofalowe w światłowodzie	optyczne	500 Gbit/s	Mała sprawność. Szczelina czasowa określona m.in. przez szerokość impulsu. Duża energia przełączania
Mieszanie czterofalowe w półprzewodniku	optyczne	40 Gbit/s	Mała sprawność. Szczelina czasowa określona przez szerokość impulsu
Lustro nieliniowe (światłowód)	optyczne	100 Gbit/s	Szczelina czasowa określona m.in. przez szerokość impulsu. Duża energia przełączania. Wrażliwość na drgania mechaniczne
Lustro nieliniowe (półprzewodnik)	optyczne	250 Gbit/s	Szczelina czasowa określona geometrią układu

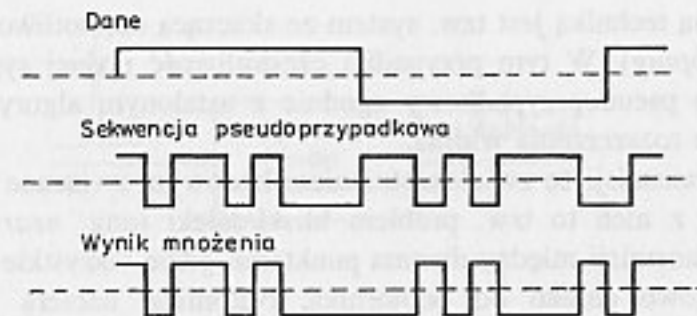
częstotliwość (długość fali) i są przepuszczane przez optyczny filtr wąskopasmowy, podczas gdy sam demultipleksowany sygnał oraz pompa są przez ten filtr zatrzymywane. Sygnał z filtru jest wzmacniany przez wzmacniacz EDFA i odbierany przez fotodetektor. Oczywiście sygnał o przesuniętej częstotliwości pojawi się tylko wtedy, gdy w demultipleksowanym sygnale pojawi się bit „1”. W pracy [171] zaprezentowano demultipleks działający w oparciu o tę zasadę i pozwalający z sygnału 500 Gbit/s wydzielić dane o przepływności 10 Gbit/s. Właściwości różnych rodzajów demultipleksów podsumowano w tablicy 12.1 [137]. Dane dotyczące szybkości transmisji należy traktować jako orientacyjne, gdyż cały czas pojawiają się doskonalsze rozwiązania.

W systemach OTDM używa się impulsów znacznie krótszych od przypadającej nań szczeliny czasowej. Zazwyczaj ich szerokość nie przekracza 1/3 czasu trwania tej szczeliny. Krótki czas trwania impulsu i duża szybkość transmisji powoduje to, że bardzo poważnym ograniczeniem staje się dyspersja światłowodu. Przykładowo rozpatrzmy system OTDM transmitujący dane z szybkością 40 Gbit/s na odległość 79 km za pomocą impulsów o czasie trwania 6 ps [168]. Jeśli dyspersja nie jest skompensowana, to impulsy ulegają rozszerzeniu do około 500 ps, czyli do wielkości dwudziestokrotnie większej aniżeli długość trwania jednego bitu. Odpowiednia technika kompensacji dyspersji pozwoliła zmniejszyć szerokość impulsu wyjściowego do około 7 ps. Zaznaczmy tu, że w przypadku najszybszych systemów sama kompensacja dyspersji nie jest wystarczająca i trzeba również kompensować jej nachylenie stosując specjalne światłowody [172]. Inne możliwości kompensacji rozszerzenia impulsu spowodowanego dyspersją omówiono w rozdziale 9.

Największe potencjalne zalety ma transmisja sygnałów OTDM za pomocą impulsów solitonowych. Sygnały OTDM dobrze odpowiadają impulsom solitonowym, gdyż charakteryzują się dużą mocą szczytową przy małym współczynniku wypełnienia. Istnieją dwie różnice między sygnałem solitonowym pochodzącym z jednego źródła, a sygnałem OTDM. Po pierwsze sygnał solitonowy ma minimalny jitter impulsów na wejściu. Nie zawsze jest to prawdą w systemach OTDM, gdzie niedokładny przeplot może stać się źródłem oddziaływań między sąsiednimi solitonami, co opisano w rozdziale 11. Z kolei systemy OTDM umożliwiają zastosowanie przeplotu polaryzacyjnego między sąsiednimi solitonami, co zmniejsza oddziaływanie między nimi. Zwiększenie polaryzacyjnego nie da się natomiast zastosować w prosty sposób w systemach czysto solitonowych. Transmisja solitonowa wydaje się być zatem optymalnym rozwiązaniem w ultraszybkich systemach transmisji OTDM o przepływnościach przekraczających 40 Gbit/s.

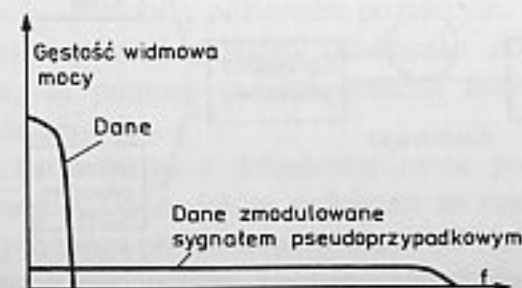
12.4. SYSTEMY ZE ZWIELOKROTNIENIEM KODOWYM

W odróżnieniu od systemów FDM i TDM, gdzie wspólny kanał jest dzielony częstotliwościowo lub czasowo, w systemach ze zwielokrotnieniem kodowym CDM, wszystkie kanały wykorzystują jednocześnie to samo pasmo częstotliwości. W najprostszym przypadku zwielokrotnienie jest osiągnięte przez przyporządkowanie każdej parze nadajnik-odbiornik jej indywidualnego kodu. Kod ten następnie jest splatany w nadajniku z wysyłanymi danymi. Odbiornik może zidentyfikować przeznaczony dla niego sygnał, jeśli generowany przez niego kod jest identyczny z kodem nadajnika, a ponadto oba kody są zsynchronizowane. Ten ostatni warunek oznacza, że odbiornik generuje synchronicznie (bez przesunięcia czasowego) kod identyczny jak kod odbieranego sygnału. Systemy ze zwielokrotnieniem kodowym można podzielić na takie, w których zwielokrotnienie dokonuje się na drodze elektrycznej i takie, w których dokonuje się ono na drodze optycznej (tzw. OCDM – *optical code division multiplexing*). Omówimy najpierw te pierwsze.



Rys. 12.16. Mnożenie sygnału danych przez sekwencję pseudoprzypadkową

Najbardziej rozpowszechnione systemy zwielokrotnienia kodowego wykorzystują mnożenie strumienia danych przez binarną sekwencję pseudoprzypadkową, która jest różna dla każdej pary nadajnik-odbiornik. Noszą one nazwę systemów z bezpośrednią sekwencją (ang. DS – *direct sequence*). W nadajniku sygnał danych $d(t)$ jest mnożony przez kodową sekwencję pseudoprzypadkową $s(t)$ przyjmującą wartości $-1/+1$. Pokazano to na rys. 12.16. W odbiorniku zmodulowany sygnał jest mnożony przez tę samą zsynchronizowaną sekwencję binarną $s(t)$. Zatem sygnał odbierany przy braku zakłóceń $d'(t)$ wyraża się wzorem $d'(t) = d(t) * s^2(t) = d(t)$, czyli odpowiada wysłanym danym. Zazwyczaj okres sekwencji pseudoprzypadkowej T_c , zwany chipem, jest znacznie krótszy od czasu trwania jednego bitu T_b . W związku z tym widmo sygnału zmodulowanego sekwencją pseudoprzypadkową jest znacznie szersze od widma sygnału danych. Pokazano to na rys. 12.17. Z tego względu tego rodzaju systemy transmisyjne noszą nazwę systemów z rozproszonym widmem. Miarą zwiększenia szerokości widma transmitowanego sygnału (jego rozproszenia) jest stosunek $L = T_b/T_c$. Na pierwszy rzut oka rozszerzenie widma transmitowanego sygnału wydaje się niekorzystne, gdyż zwiększa zakres zajmowanych częstotliwości. Okazuje się jednak, że ma ono również i zalety. Przede wszystkim utrudnia ono wykrycie i rozmyślnie zakłócenie transmisji (ang. *jamming*). Z tego względu systemy z rozproszonym widmem są stosowane powszechnie w technice wojskowej. Ponadto są one odporne na interferencję międzysymbolową spowodowaną wielotorowością rozchodzenia się fal radiowych, co pozwala na ich zastosowanie w najnowszych systemach telefonii komórkowej. Modulacja bezpośrednią sekwencją nie jest jedyną możliwością uzyskania systemu z rozproszonym widmem.



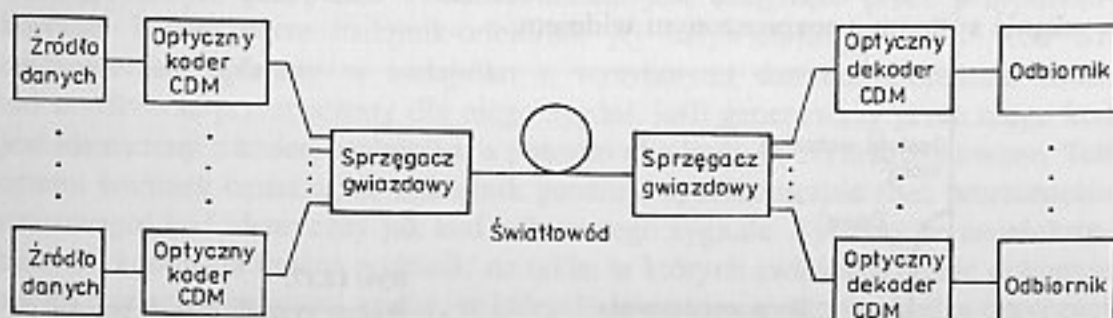
Rys. 12.17. Widmo sygnału danych przed i po modulacji sygnałem pseudoprzypadkowym

Inną często spotykaną techniką jest tzw. system ze skaczącą częstotliwością (ang. FH – *frequency hopping*). W tym przypadku częstotliwość nośnej sygnału jest zmieniana w sposób pseudoprzypadkowy zgodnie z ustalonym algorytmem, co prowadzi również do rozszerzenia widma.

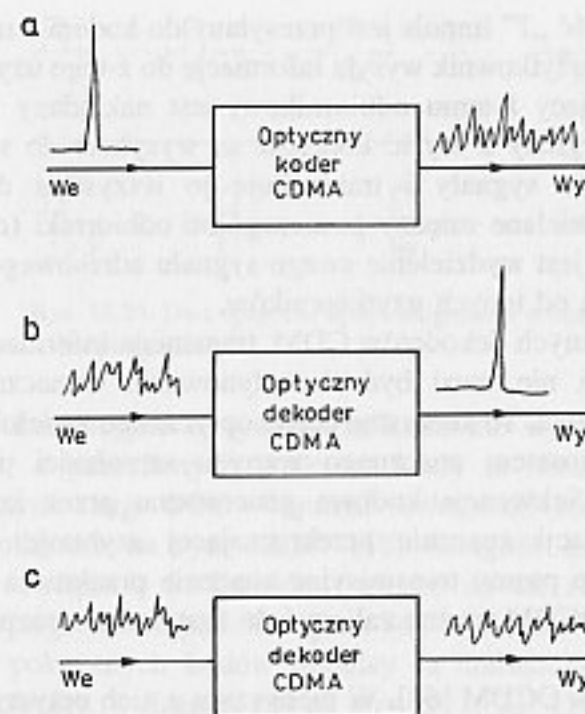
Z wykorzystaniem transmisji ze zwielokrotnieniem kodowym związane są istotne problemy. Pierwszy z nich to tzw. problem bliski/daleki (ang. *near-far*). Nie występuje on przy transmisji między dwoma punktami, gdzie wszystkie nadajniki są położone jednakowo daleko od odbiornika. Natomiast nabiera znaczenia w systemach wielodostępnych, gdzie odległości rozmaitych nadajników są różne, a zatem i moce sygnałów od nich pochodzących mogą znacznie się różnić. Zagadnienie polega na tym, że nadajnik położony blisko odbiornika będzie zakłócał daleki nadajnik, z którego chcemy odebrać dane. Przyczyną jest to, że przy CDM kody używane przez różne nadajniki są tylko w przybliżeniu ortogonalne i dają niezerowe korelacje skrośne, co może wręcz uniemożliwić poprawną pracę odbiornika przy dużych poziomach mocy sygnału zakłócającego. Następnym problemem jest wybór odpowiednich sekwencji pseudoprzypadkowych; funkcja autokorelacji każdej sekwencji musi mieć jedno wyraźne maksimum, a korelacja skrośna pomiędzy różnymi sekwencjami powinna być jak najmniejsza. Do sekwencji kodowych o najlepszych właściwościach należą tzw. kody Golda i Kasami. Jeśli przez k_{\max} oznaczmy maksymalną wartość znormalizowanej korelacji skrośnej dwóch kodów pseudoprzypadkowych należących do tej samej rodziny M kodów, a przez n – długość sekwencji kodowej, to jest spełniona nierówność (Welch'a) [117]

$$k_{\max} \geq \sqrt{\frac{M-1}{Mn-1}} \approx \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (12.22)$$

Stąd wynika konieczność stosowania długich sekwencji kodowych przy minimalizacji korelacji skrośnej. Takie długie sekwencje utrudniają synchronizację odbiornika do nadawanego kodu. Ponadto w wielu praktycznych systemach CDM czas trwania bitu danych obejmuje jedynie część sekwencji pseudoprzypadkowej. W tym przypadku istotna jest nie tyle sama funkcja korelacji skrośnej, co korelacja skrośna liczona za czas bitu informacyjnego i ona powinna być minimalizowana. Zajmijmy się teraz systemami z optycznym zwielokrotnieniem kodowym (OCDM).



Rys. 12.18. Schemat blokowy systemu z optycznym zwielokrotnieniem kodowym



Rys. 12.19. Przebiegi czasowe przy kodowaniu optycznym; a) koder, b) dekodowanie przy zgodności kodów, c) dekodowanie przy niezgodności kodów

Schemat blokowy takiego systemu pokazano na rys. 12.18. Najważniejszymi częściami tego systemu są koder i dekodowanie optyczne. Koder optyczny zamienia impuls danych o czasie trwania τ i mocy szczytowej P_0 na tzw. sygnaturę (sekwencję adresu), która może mieć czas trwania znacznie dłuższy od τ , a moc szczytowa znacznie mniejszą od P_0 (rys. 12.19a). Z kolei dekodowanie dokonuje operacji odwrotnej; zamienia odpowiedni wejściowy sygnał adresowy (sygnaturę) z powrotem na impuls danych o czasie trwania τ i mocy szczytowej P_0 (rys. 12.19b). Wymaga to oczywiście aby dekodowanie było dopasowane do konkretnego kodera. W przeciwnym przypadku wyjście dekodera będzie miało postać pokazaną na rys. 12.19c; będzie ciągiem pseudoprzypadkowym o niewielkiej mocy szczytowej.

Podobnie jak dzieje się to przy systemach kodowanych elektronicznie, także dekodery optyczne są zdolne do prawidłowego odbioru danych przeznaczonych dla określonego odbiornika również w obecności sygnałów przeznaczonych dla innych użytkowników. Do oddzielenia prawidłowo zdekodowanych danych od interferencji pochodzącej od sygnałów przeznaczonych dla innych użytkowników wykorzystuje się najczęściej detektor z poziomem progowym. Zauważmy w tym miejscu, że ze względu na to, iż do danego odbiornika dochodzą sygnały od wszystkich nadajników, za pomocą zwielokrotnienia kodowego można realizować także technikę wielodostępu.

Pewna liczba koderów i dekodów może posłużyć do zbudowania systemu transmisyjnego CDMA, jak to pokazano na rys. 12.18. Przyjmijmy, że wyjścia źródeł danych mogą przyjmować wartości „0” lub „1”. Gdy przyjmują wartość „0” nie jest transmitowana żadna energia i wyjście kodera optycznego jest równe zeru.

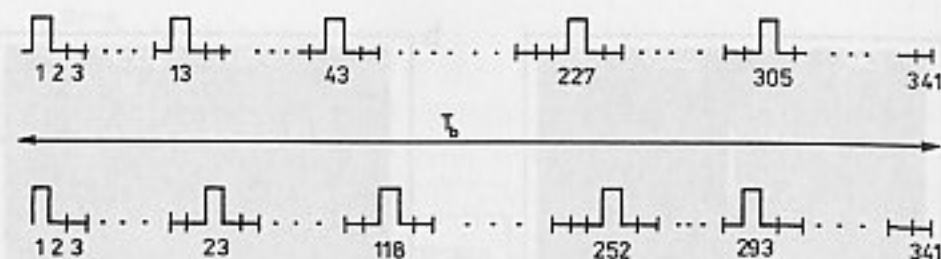
Z kolei, gdy przyjmują wartość „1” impuls jest przesyłany do kodera i zamieniany na sygnał adresowy. Jeśli j -ty użytkownik wysyła informację do k -tego użytkownika, sygnał adresowy odpowiadający k -temu odbiornikowi jest nakładany na sygnał danych w j -tym koderze. Sygnały z wyjść koderów są wysyłane do sprzęgacza gwiazdowego, który łączy te sygnały i transmituje je wszystkie do punktu przeznaczenia, gdzie są rozdzielane między poszczególne odbiorniki (dekodery). Zadaniem każdego dekodera jest wydzielenie swego sygnału adresowego w obecności zakłóceń pochodzących od innych użytkowników.

Dzięki właściwościom optycznych dekoderek CDM, transmisja informacji pomiędzy różnymi użytkownikami nie musi być skoordynowana. Oznacza to brak konieczności synchronizacji sieci. Te korzystne cechy optycznego zwielokrotnienia kodowego są uzyskiwane kosztem znacznego wzrostu szerokości pasma zajmowanego przez sygnały. Sekwencje kodowe generowane przez kodery odpowiadają szybkości modulacji znacznie przekraczającej szybkość transmisji danych. Ponieważ zajmowane pasmo transmisyjne znacznie przekracza szybkość transmisji danych, systemy OCDM można zaliczyć do systemów z rozproszonym widmem.

Istnieją dwa rodzaje systemów OCDM [68]. W pierwszym z nich optyczne kodery i dekodery są utworzone przy wykorzystaniu światłowodowych linii opóźniających z odczepami. W tym przypadku zwielokrotnienie ma charakter czasowy: światłowodowe linie opóźniające z odczepami zamieniają pojedynczy impuls danych na ciąg impulsów. W drugim rodzaju systemów ultrakrótkie impulsy koherentne są specjalnie kodowane w sposób pseudoprzypadkowy (zamieniane na impulsy podobne do szumu). Wówczas zwielokrotnienie ma charakter częstotliwościowy, ponieważ kodowanie i dekodowanie jest osiągane przez dekompozycję widmową ultrakrótkich impulsów.

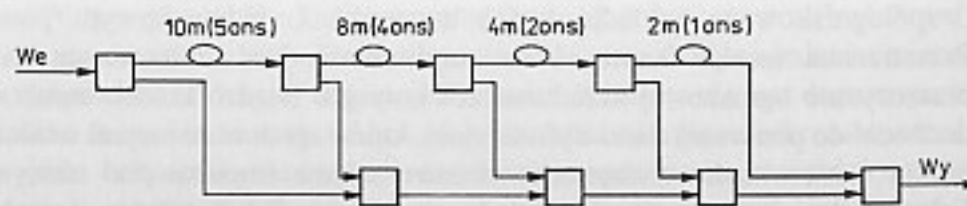
Zajmiemy się najpierw pierwszym rodzajem systemów OCDM, przy czym skoncentrujemy się na technice niekoherentnej, w której są wykorzystywane optyczne elementy opóźniające w postaci odcinków światłowodów jednomodowych, sprzęgacze kierunkowe, lasery półprzewodnikowe i fotodetektory. Zasadniczym problemem dla pracy systemów OCDM jest wybór odpowiednich kodów adresowych. Ich funkcje autokorelacji i korelacji skrośnej muszą mieć odpowiednie właściwości. To pierwsze wymaganie oznacza, że sekwencja adresowa musi być łatwo odróżnialna od swojej przesuniętej w czasie wersji, co umożliwia synchronizację i wykrywanie żądanej sekwencji adresowej. Ten drugi warunek oznacza, że dana sekwencja adresowa jest łatwo odróżnialna od innych sekwencji adresowych (ewentualnie przesuniętych w czasie). Nie można tutaj wykorzystać kodów dobrze znanych z teorii systemów z rozproszonym widmem (np. o maksymalnej długości), gdyż w takich systemach kody składają się z symboli $-1/+1$ i w konstrukcji kodów o dobrych właściwościach korelacyjnych wykorzystana jest właściwość sumowania do zera elementów o przeciwnych znakach. Ta ostatnia właściwość nie jest możliwa do osiągnięcia w optycznych systemach niekoherentnych, gdyż dodawanie dwóch mocy optycznych zawsze daje niezerową moc [68].

Powstała więc konieczność zaprojektowania nowych kodów mających dobre

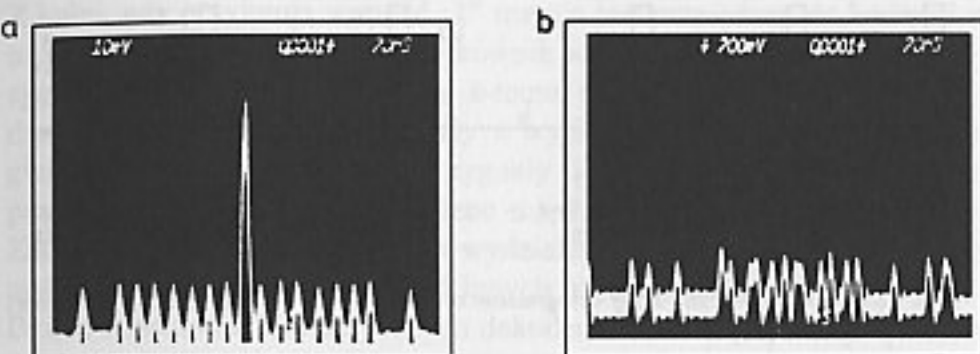


Rys. 12.20. Dwa optyczne kody ortogonalne o długości 341 i wadze (liczba impulsów) 5. Na podstawie [68]

własności korelacyjne w systemach, które nie wykorzystują sumowania do zera elementów o przeciwnych znakach. Kody te noszą nazwę optycznych kodów ortogonalnych (ang. OOC – *optical orthogonal codes*). Przykład dwóch takich kodów pokazano na rys. 12.20. [68]. Długość kodu wynosi 341, liczba zaś impulsów (waga) – 5. Zwróćmy uwagę na to, że czas trwania jednego bitu informacyjnego został podzielony na 341 odcinków czasowych (chipów). W pierwszym z pokazanych kodów impulsy są umieszczone na 1, 13, 43, 227 i 305 miejscu (chipie), w drugim zaś na pozycji 1, 23, 118, 252 i 293. Sygnały danych są modulowane w nadajnikach sekwencją kodową za pomocą programowanych elektronicznie generatorów kodowych, a następnie modulują lasery półprzewodnikowe. Wyjścia laserów półprzewodnikowych są dołączone za pomocą sprzęgacza kierunkowego do światłowodu jednomodowego. Po wspólnej transmisji obydwu sygnałów w tym samym światłowodzie, jak pokazano na rys. 12.18, za pomocą innego sprzęgacza kierunkowego są one rozdzielane pomiędzy dwa odbiorniki. Odbiorniki są zaopatrzone w dekodery optyczne składające się ze światłowodów o odpowiednich długościach połączonych ze sprzęgaczami kierunkowymi. Dekoder dla pierwszego kodu pokazano na rys. 12.21. Sygnał wyjściowy z dekodera dopasowanego do danej sekwencji adresowej jest splotem mającym jedno wyraźne maksimum, które jest pięciokrotnie większe od sygnału w jakimkolwiek innym czasie. Pokazano to na rys. 12.22a; wykres ten odpowiada funkcji autokorelacji pierwszego kodu. Na rysunku 12.22b pokazano sygnał wyjściowy z tego dekodera, kiedy na wejście doprowadzony jest kod drugi. Jak widać w obydwu przypadkach sygnał wyjściowy z dekodera przyjmuje jedynie wartości 0 i 1 poza maksimum korelacyjnym. Jest to pożądana cecha kodów OOC mających tę samą długość i wagę oraz należących do tej samej rodziny.



Rys. 12.21. Dekoder światłowodowy dla pierwszego kodu z poprzedniego rysunku. Na podstawie [68]



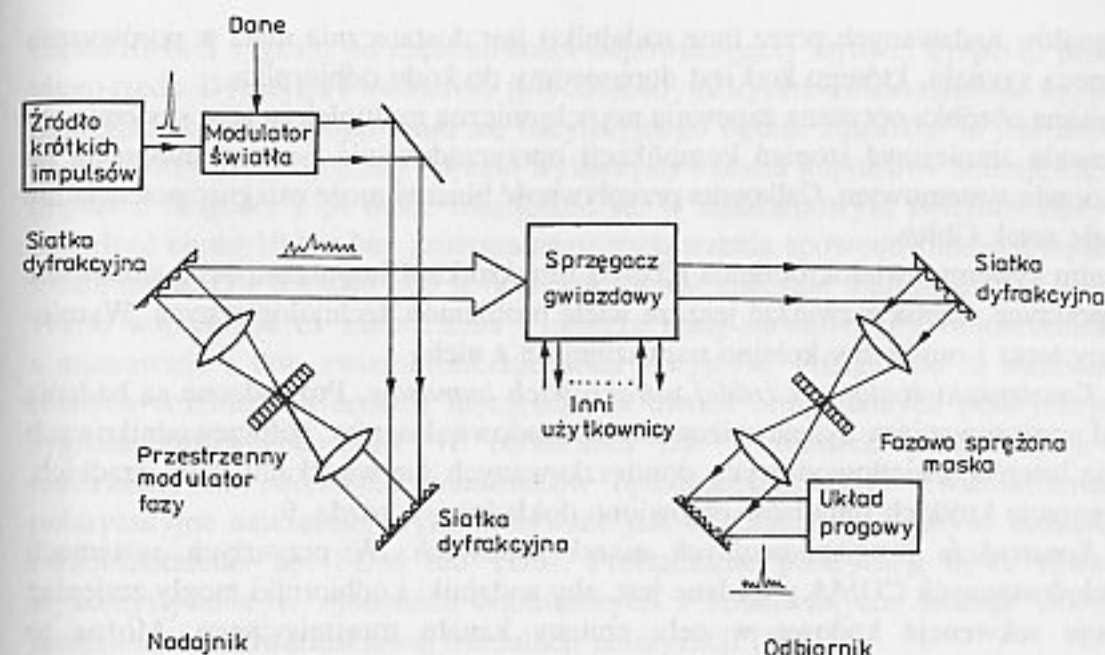
Rys. 12.22. Sygnał wyjściowy dekodera: a) przy dopasowaniu kodów, b) kiedy na wejście doprowadzony jest inny kod. Na podstawie [68]

W ogólności dla danej długości kodu F , wagi (liczby niezerowych impulsów) K , gdzie $K(K-1) \leq F-1$, maksymalnej wartości korelacji skrośnej i autokorelacji (poza maksimum) równej 1, istnieje M kodów OOC należących do tej samej rodziny. Wartość M jest ograniczona przez [68]

$$M \leq \frac{F-1}{K(K-1)} \quad (12.23)$$

Wspomnijmy na zakończenie tej części, że istnieje możliwość dekodowania optycznego, podobnego do poprzednio opisanego, w sposób koherentny. Zachodzi to wtedy, gdy opóźnienia w odbiorniku są mniejsze aniżeli czas koherencji źródła światła. Technika ta pozwala osiągnąć większy stosunek sygnału do zakłóceń, gdyż można tu używać wartości ujemnych i dodatnich sygnałów, które mogą sumować się do zera. Jednakże jej implementacja jest bardziej złożona i wrażliwa na wpływy zewnętrzne.

Inną możliwością zwielokrotnienia kodowego jest wykorzystanie ultrakrótkich impulsów koherentnych. Schemat systemu transmisyjnego, w którym zastosowano takie impulsy pokazano na rys. 12.23. Każdy z nadajników wyposażony jest w źródło impulsów piko- lub femtosekundowych, które są modulowane amplitudowo strumieniem danych: symbolowi „1” odpowiada obecność impulsu, symbolowi zaś „0” – jego brak. Zasadniczą częścią każdego nadajnika jest układ kształtowania impulsów. Składa się on z dwóch siatek dyfrakcyjnych typu odbiciowego, które są umieszczone w płaszczyznach ogniskowych konfokalnego (współogniskowego) układu dwóch soczewek o jednostkowym powiększeniu. Przestrzenna maska fazowa i/lub amplitudowa jest umieszczona na wspólnej płaszczyźnie ogniskowej układu soczewkowego. Bardzo krótki impuls wejściowy dochodzi do pierwszej siatki dyfrakcyjnej, która, zgodnie ze swymi właściwościami, odbija różne składowe częstotliwościowe widma impulsu pod różnymi kątami. Fale odpowiadające różnym składowym częstotliwościowym impulsu tworzą wiązki równoległe rozchodzące się pod różnymi kątami do osi optycznej układu dwóch soczewek. Te wiązki są ogniskowane w różnych punktach płaszczyzny



Rys. 12.23. System optycznego zwielokrotnienia kodowego z użyciem ultrakrótkich impulsów. Na podstawie [156]

ogniskowej pierwszej soczewki. Zatem w tej płaszczyźnie powstaje obraz widma częstotliwościowego impulsu. To widmo, przechodząc przez umieszczoną tam maskę, podlega żadanemu przekształceniu; niektóre składowe widma mogą być usunięte, inne przesunięte fazowo itd. Do zamiany impulsu wejściowego na impuls kodowy używa się zazwyczaj masek fazowych, gdyż nie ma wtedy strat energii impulsu. Druga soczewka zamienia z powrotem wiązkę rozbieżną na równoległą, przy czym ponownie każda wiązka równoległa odpowiada jednej składowej widma nowego, już przekształconego impulsu. Druga, bliźniacza siatka dyfrakcyjna ma za zadanie nałożyć na siebie fale rozchodzące się pod różnymi kątami i odpowiadające różnym składowym widma tak, aby uformować z powrotem impuls świetlny. W przypadku braku maski na wyjściu otrzymujemy impuls wejściowy, w obecności zaś maski impuls ten ulega rozszerzeniu czasowemu, jak pokazano to na rys. 12.23.

Do rekonstrukcji (dekodowania) oryginalnego impulsu używa się w odbiorniku identycznego układu składającego się z dwóch siatek dyfrakcyjnych i dwóch konfokalnych soczewek z maską, która jest dopełnieniem fazowym maski koderu w nadajniku. W tym przypadku każda zmiana fazy składowej częstotliwościowej impulsu przez maskę w koderze jest kompensowana przez odpowiednią zmianę fazy w masce dekodera. Z drugiej strony, jeśli maska dekodera nie jest dopasowana do maski koderu fazy składowych widma są zmienione, ale nie zdeskrablowane i fala na wyjściu odbiornika zachowuje charakter pseudosumu o niskiej mocy. Zatem dana para użytkowników może się ze sobą komunikować, jeśli maska w odbiorniku jest sprzężona do maski w nadajniku. System będzie funkcjonował prawidłowo, jeśli suma mocy zdekodowanych sygnałów zakłócających (tzn.

sygnałów nadawanych przez inne nadajniki) jest dostatecznie mała w porównaniu z mocą sygnału, którego kod jest dopasowany do kodu odbiornika.

Opisana obróbka optyczna zapewnia asynchroniczną multipleksację w systemie, co pozwala zmniejszyć stopień komplikacji oprzyrządowania i oprogramowania na poziomie systemowym. Całkowita przepływność binarna może osiągnąć potencjalnie wiele setek Gbit/s.

Zanim systemy zwielokrotnienia CDM z ultrakrótkimi impulsami będą stosowane w praktyce, trzeba rozwiązać jeszcze wiele problemów technologicznych. Wymienimy teraz i omówimy kolejno najważniejsze z nich.

1. *Konstrukcja scalonych źródeł ultrakrótkich impulsów.* Prowadzone są badania nad zastosowaniem synchronizowanych modowo laserów półprzewodnikowych oraz laserów światłowodowych domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich. Generację krótkich impulsów omówiono dokładniej w rozdz. 9.

2. *Konstrukcja programowalnych masek kodowych.* W przyszłych systemach wielodostępnych CDMA pożądane jest, aby nadajniki i odbiorniki mogły zmieniać swoje sekwencje kodowe w celu zmiany kanału transmisyjnego. Można to osiągnąć używając wieloelementowych modulatorów fazowych zbudowanych na ciekłych kryształach. Liczba niezależnie sterowanych elementów może przekraczać 100. Zapewniają one ciągłą modulację fazy w zakresie $0 \div 360^\circ$, co stwarza nowe możliwości pracy w porównaniu z maskami stałymi (możliwość modulacji położenia impulsu i jego programowanej kompresji). Wadą masek ciekłokrystalicznych jest duży czas reprogramowania (milisekundy). Znacznie krótsze czasy odpowiedzi (nanosekundy) można uzyskać stosując modulatory elektrooptyczne lub MQW.

3. *Konstrukcja optycznego układu progowego.* Optyczne układy progowe są niezbędne w odbiorniku systemu CDM, aby rozróżnić poprawnie zdekodowane impulsy o krótkim czasie trwania (fs) i względnie dużej mocy szczytowej od pseudosumowych impulsów zakłócających o dłuższym czasie trwania (ps) i mniejszej mocy. Te wymagania wskazują na konieczność zastosowania nieliniowych układów optycznych wrażliwych na moc szczytową i mających ostrą charakterystykę przejściową z wyraźnym poziomem progowym. Obecnie prowadzone są badania nad wieloma rodzajami światłowodowych układów przełączających, które mogłyby zostać zastosowane do tego celu.

4. *Zjawisko dyspersji prędkości grupowej w światłowodzie.* Powoduje ono rozszerzenie krótkich impulsów i w efekcie ogranicza dostępne pasmo transmisyjne. Aby minimalizować dyspersję należy pracować na długości fali odpowiadającej zerowemu współczynnikowi dyspersji ($D(\lambda_0) = 0$), co eliminuje dyspersję pierwszego rzędu. Drugie rozwiązanie polega na odpowiedniej regulacji odległości między parami siatek dyfrakcyjnych w odbiorniku i nadajniku, aby skompensować dyspersję pierwszego rzędu. Wymaga to jednakowej długości światłowodu między każdą parą nadajnik/odbiornik, a więc nie nadaje się do systemów wielodostępnych. W przypadku eliminacji dyspersji pierwszego rzędu którąkolwiek z opisanych metod, propagacja nie zniekształconego impulsu będzie ograniczona dyspersją kwadratową (i wyższych rzędów). Przez dyspersję kwadratową rozumiemy tu zmianę grupowego czasu opóźnienia proporcjonalnie do kwadratu odchylenia

częstotliwości sygnału od częstotliwości odpowiadającej zerowej dyspersji pierwszego rzędu. Dyspersja kwadratowa powoduje asymetryczne zniekształcenie impulsu polegające m.in. na pojawieniu się oscylacyjnego ogona. Zjawisko to jest istotne ze względu na krótkie czasy trwania wykorzystywanych impulsów. Szacuje się, że impuls o długości 1 ps może rozchodzić się w standardowym światłowodzie na odległość około 10 km bez zauważalnego rozszerzenia spowodowanego dyspersją kwadratową. Dla impulsu 100 fs odległość ta jest znacznie mniejsza.

Warto wspomnieć na zakończenie o jeszcze innej możliwości zwielokrotnienia, a mianowicie o tzw. zwielokrotnieniu polaryzacyjnym. Polega ono na nadawaniu różnych strumieni informacji najczęściej w dwóch ortogonalnych polaryzacjach sygnału światłowodowego. W odbiorniku fale o różnych polaryzacjach są rozdzielane do odrębnych odbiorników optoelektronicznych. Zwielokrotnienie polaryzacyjne najczęściej wykorzystywane jest w połączeniu z innymi rodzajami zwielokrotnienia np. FDM lub TDM. Przełączanie polaryzacji bywa również wykorzystywane w systemach solitonowych i koherentnych. Istnieje również możliwość wielowartościowej modulacji polaryzacji [169].

W dotychczasowych rozważaniach ograniczyliśmy się w zasadzie do zagadnień komunikacji światłowodowej między dwoma punktami. Naturalnym rozszerzeniem tego podejścia są sieci światłowodowe łączące ze sobą wielu użytkowników rozmieszczonych w węzłach sieci. Dostępne pasmo transmisyjne światłowodu jest wspólnie wykorzystywane przez wszystkie węzły sieci, stąd nazwa światłowodowe sieci wielodostępne. W wielu przypadkach całe połączenie pomiędzy dowolnymi węzłami sieci, łącznie z ewentualnym przełączaniem, jest realizowane optycznie. Sieci takie bywają określane mianem sieci optycznie przezroczystych (ang. OTN – *optical transparent networks*). Można dokonać różnego rodzaju klasyfikacji sieci światłowodowych np. według ich topologii, zastosowania. W niniejszej książce podstawą klasyfikacji, a co za tym idzie również układu bieżącego rozdziału, jest rodzaj użytego w sieci zwielokrotnienia. Wydaje się to celowe, gdyż rodzaj zwielokrotnienia w znacznym stopniu wyznacza strukturę sieci. Ponadto będzie to zgodne z układem poprzedniego rozdziału. Znaczna część tego rozdziału jest oparta na pracach [175], [197].

13.1. WIELODOSTĘPNE SIECI ZE ZWIELOKROTNIENIEM DŁUGOŚCI FALI I CZĘSTOTLIWOŚCI

W tej części ze względu na znacznie bardziej zaawansowany rozwój zajmiemy się głównie sieciami wielodostępnymi ze zwielokrotnieniem długości fali WDMA (ang. *wavelength division multiple access*). Ponieważ nie ma różnicy w sferze koncepcyjnej między zwielokrotnieniem długości fali i częstotliwości, to większość rozważań dotyczących sieci WDMA można odnieść również do sieci FDMA (ang. *frequency division multiple access*).

Wielodostępne sieci WDM mogą być konstruowane jako rozszerzenie dwupunktowego systemu transmisyjnego omówionego w poprzednim rozdziale. Potencjalne zastosowania takich sieci obejmują między innymi sieci lokalne, miejskie, połączenie między centralami i wreszcie za pomocą sieci WDMA można realizować

samą komutację. Podobnie jak systemy transmisji WDM między dwoma punktami, sieci wielodostępne mogą zostać podzielone na dwie kategorie:

- o szerokopasmowym kanale optycznym,
- o selektywnym falowo kanale optycznym.

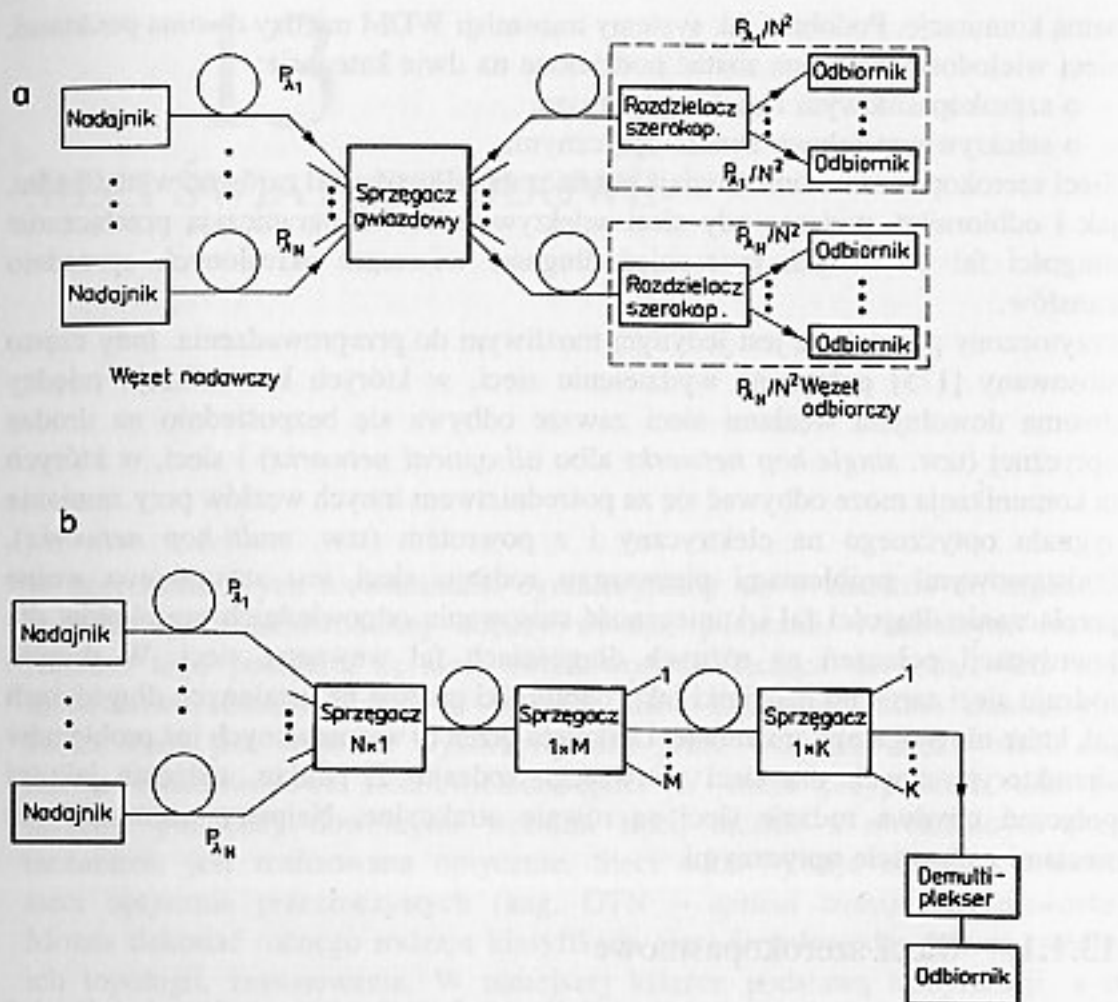
Sieci szerokopasmowe umożliwiają przełączanie długości fal zarówno w nadajniku, jak i odbiorniku, podczas gdy sieci selektywne falowo ograniczają przełączanie długości fal do małych przesunięć długości wewnątrz określonych uprzednio kanałów.

Przytoczony podział nie jest jedynym możliwym do przeprowadzenia. Inny często stosowany [175] polega na wydzieleniu sieci, w których komunikacja między dwoma dowolnymi węzłami sieci zawsze odbywa się bezpośrednio na drodze optycznej (tzw. *single-hop networks* albo *all-optical networks*) i sieci, w których ta komunikacja może odbywać się za pośrednictwem innych węzłów przy zamianie sygnału optycznego na elektryczny i z powrotem (tzw. *multi-hop networks*). Podstawowymi problemami pierwszego rodzaju sieci jest stosunkowo wolne przełączanie długości fal i konieczność stosowania odpowiednich protokołów dla koordynacji połączeń na różnych długościach fal wewnątrz sieci. W drugim rodzaju sieci zarówno nadajniki jak i odbiorniki pracują na ustalonych długościach fal, które nie mogą być zmieniane. Uniknięto przez to wymienionych już problemów charakterystycznych dla sieci pierwszego rodzaju. Z punktu widzenia jakości połączeń obydwie rodzaje sieci są równie atrakcyjne. Najpierw zajmiemy się sieciami całkowicie optycznymi.

13.1.1. Sieci szerokopasmowe

Podobnie jak to było przy transmisji między dwoma punktami, również w sieciach szerokopasmowych wszystkie transmitowane kanały są łączone ze sobą w sprzęgacz gwiazdowy, a następnie wysyłane do wszystkich węzłów w sieci. Cechą sieci szerokopasmowych jest to, że jakkolwiek węzeł sieci transmituje dane lub sygnał analogowy do wszystkich odbiorników, niezależnie, czy jest to potrzebne, czy nie. Może być to uznane za nieefektywne, choć zapewnia dużą elastyczność, potrzebną np. w systemach dyfuzyjnych. Sieci szerokopasmowe wykorzystują zazwyczaj sprzęgacze gwiazdowe o wielu wejściach i wyjściach, na przykład w postaci macierzy odpowiednio połączonych sprzęgaczy optycznych 2×2 (2we-2wy) lub innych typów sprzęgaczy opisanych w rozdziale 6. Jeśli sprzęgacz gwiazdowy ma N wejść i N wyjść, to podział mocy dokonuje się w stosunku $1:N$, a całkowita tłumienność wynosi $10 \log N$ [dB]. W praktyce trzeba jeszcze uwzględnić niewielkie straty dodatkowe i nierównomierność współczynnika sprzężenia między poszczególnymi wejściami i wyjściami. Przykład architektur typu „gwiazda” i „drzewo” sieci szerokopasmowych [197] wykorzystujących sprzęgacze gwiazdowe pokazano na rys. 13.1.

Istnieje kilka typów sieci szerokopasmowych w zależności od tego, czy przestrajane są nadajniki, czy odbiorniki:



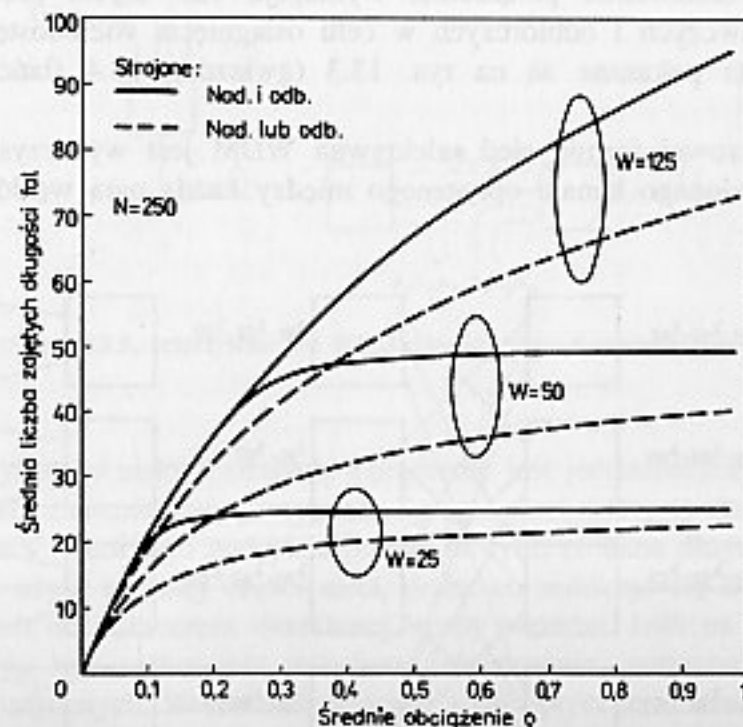
Rys. 13.1. Przykłady architektur szerokopasmowych sieci WDM: a) gwiazda, b) drzewo. Na podstawie [197]

1. W sieciach niekomutowanych optycznie nadajniki i odbiorniki pracują przy ustalonych częstotliwościach, gdzie długość fali może definiować klasę usług. Możliwe są różne konfiguracje takich sieci np. jeden do jednego, rozsiewcze itd.
2. Odbiorniki są dostrojone do różnych, ale stałych częstotliwości, przestrajane zaś są nadajniki. Wtedy połączenie jest dokonywane przez dostrojenie nadajnika do długości fali, do jakiej jest przystosowany wybrany odbiornik. Taki rodzaj pracy ma jednak poważne wady, do których należy konieczność instalacji wielu nadajników w każdym węzle w przypadku jednoczesnej transmisji do wielu odbiorników, jak również konieczność wprowadzenia odpowiedniego protokołu w celu uniknięcia kolizji spowodowanych jednoczesną pracą dwóch lub więcej nadajników na tej samej długości fali.
3. Nadajniki emitują różne, ale stałe częstotliwości, zaś przestrajane są odbiorniki. Sieć taka, oprócz połączenia między dwoma punktami, zapewnia również możliwość jednoczesnej transmisji z jednego węzła do wielu innych, poprzez dostrojenie wielu odbiorników do długości fali wybranego nadajnika. Zwróćmy uwagę, że

w takiej sieci kolizji unika się automatycznie, gdyż każdy nadajnik pracuje na innej długości fali.

4. Zarówno nadajniki, jak i odbiorniki są przestrajane. Jest to najbardziej elastyczna konfiguracja, która umożliwi różne rodzaje połączeń (punkt-punkt, jeden do wielu itd.). Jednakże wymaga najbardziej złożonych protokołów do koordynacji długości fal nadajników i odbiorników.

W rozważaniach tych przyjęliśmy milcząco, że liczba wykorzystywanych długości fal F jest równa liczbie węzłów w sieci N [175]. W rzeczywistości liczba dostępnych długości fal F jest ograniczona z przyczyn technologicznych i na ogół jest znacznie mniejsza od N . Zatem istotna jest analiza pracy sieci w przypadku gdy $F < N$. Od razu widać, że zmniejszeniu ulega pojemność sieci; nie ma już wystarczającej liczby długości fal, aby zapewnić jednoczesne połączenia między wszystkimi węzłami. Okazuje się, że istnieje zasadnicza różnica między pojemnością sieci w przypadku, kiedy przestrajane są zarówno odbiorniki i nadajniki, a w przypadku kiedy przestrajane są tylko jedne z nich. Jak już wspomnieliśmy przestrajanie zarówno odbiornika jak i nadajnika zapewnia większą elastyczność sieci. Zilustrujmy to przykładem sieci o topologii gwiazdy, w której a) przestrajane są jedynie nadajniki, b) przestrajane są zarówno nadajniki jak i odbiorniki. Załóżmy, że $L < N$, a zatem w obydwu przypadkach muszą istnieć odbiorniki dostrojone do tej samej długości fali. Rozpatrzmy dwa z nich. W przypadku a) (stałych długości fal w odbiornikach), jeśli któryś z odbiorników będzie odbierał przeznaczone dla



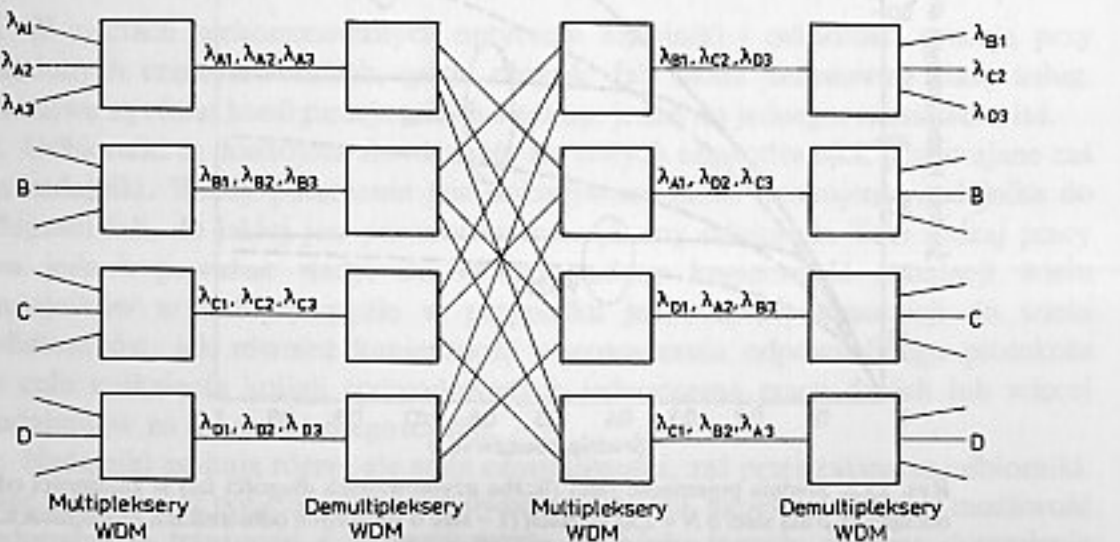
Rys. 13.2. Średnia pojemność sieci (liczba użytkowanych długości fal) w zależności od obciążenia ρ dla sieci o $N = 250$ węzłach (1 – sieć o strojonych odbiornikach i nadajnikach, 2 – sieć o strojonych odbiornikach lub nadajnikach); W – liczba dostępnych długości fal. Na podstawie [175]

siebie dane, to drugi będzie automatycznie zablokowany. W przypadku b) odpowiedni protokół pozwoli przełączyć długość fali drugiego nadajnika i odbiornika na jedną z wolnych długości fali i połączenie będzie możliwe. Jeśli zdefiniujemy pojemność sieci jako średnią liczbę wykorzystywanych jednocześnie długości fali, to możemy określić tę wartość w zależności od średniego obciążenia ρ każdej linii wejściowej [175]. Odpowiednie zależności wyliczono dla sieci liczącej 250 węzłów [175], a rezultaty pokazano na rys. 13.2. Z rysunku widać większą pojemność sieci, w których przestrajane są zarówno nadajniki jak i odbiorniki. Przykłady konkretnych realizacji sieci szerokopasmowych podano na końcu tego podrozdziału.

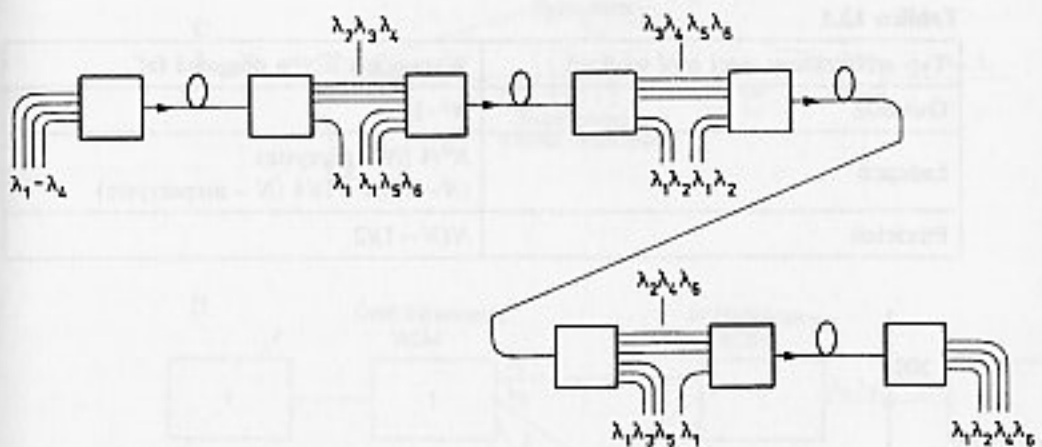
13.1.2. Sieci selektywne

Te sieci mogą być budowane przez łączenie systemów WDM w różnych konfiguracjach. Kierują one transmitowaną na danej długości fali moc optyczną w określonym kierunku i umożliwiają lepsze wykorzystanie widma (długości fali) i mocy niż systemy szerokopasmowe. Jest to szczególnie ważne w systemach wykorzystujących stopnie sekwencyjnej multipleksacji/demultipleksacji lub wzmacniacze optyczne. Podstawową zaletą sieci selektywnych w porównaniu z sieciami szerokopasmowymi jest to, że eliminują one straty związane z rozdzielaniem sygnału np. w sprzęgaczach gwiazdowych, podstawową zaś wadą - to, że w przypadku pasywnego zestawiania połączenia, wymagają one użycia przestrajanych elementów nadawczych i odbiorczych w celu osiągnięcia wielodostępu. Różne architektury sieci pokazane są na rys. 13.3 (gwiazda), 13.4 (łańcuch), 13.5 (pierścień).

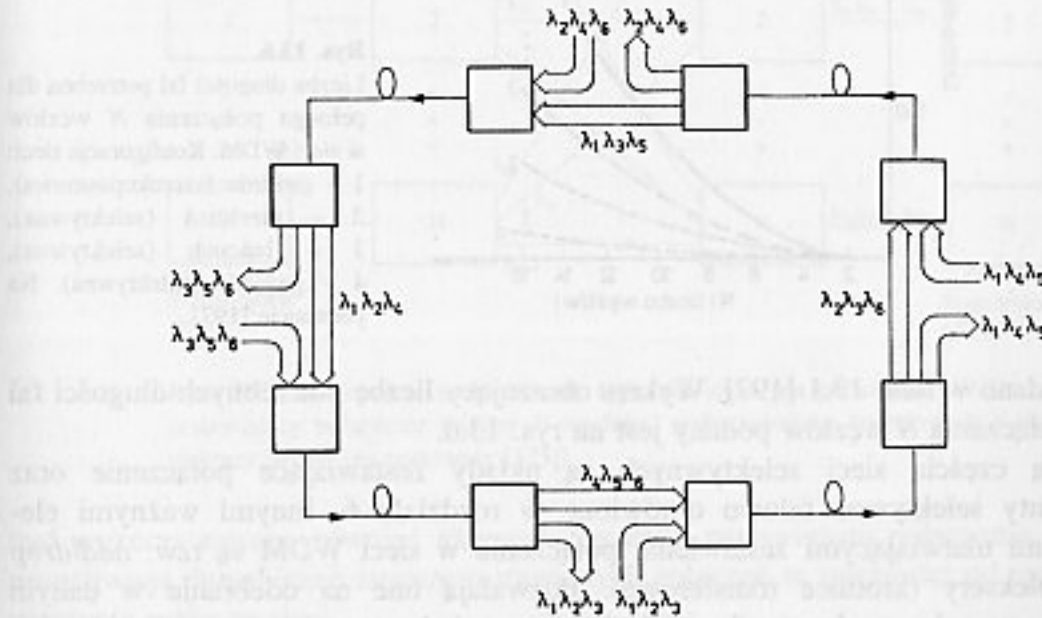
W swej podstawowej formie sieć selektywna WDM jest wykorzystywana do zapewnienia ustalonego kanału optycznego między każdą parą węzłów poprzez



Rys. 13.3. Selektywna sieć WDM o topologii gwiazdy. Na podstawie [197]



Rys. 13.4. Selektywna sieć WDM o topologii łańcuchowej. Na podstawie [197]

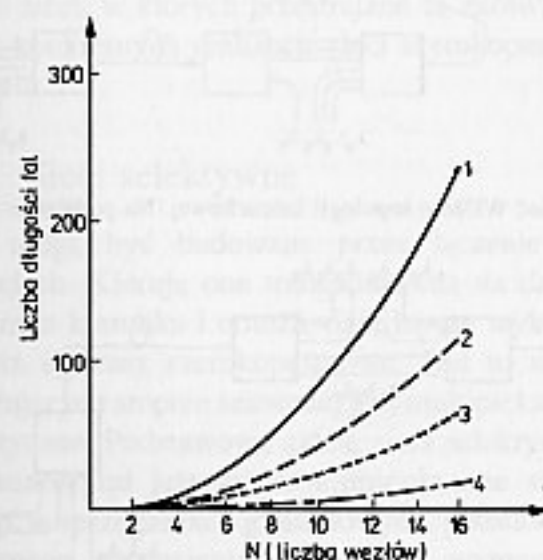


Rys. 13.5. Selektywna sieć WDM o topologii pierścieniowej. Na podstawie [197]

drogę optyczną o niskich stratach. Połączenie jest jednoznacznie określone przez długość fali transmitowanego sygnału i węzeł sieci, który tę długość transmituje. Podstawowa zaleta tego podejścia polega na tym, że dana długość fali może być ponownie użyta w innej części sieci, przez co redukuje się liczbę długości fali potrzebnych do połączenia określonej liczby węzłów. Jeśli na przykład zbiór N węzłów ma być całkowicie połączony obustronnie, potrzeba wtedy $N(N-1)$ kanałów optycznych. W szerokopasmowej sieci optycznej o strukturze „gwiazdy”, liczba potrzebnych długości fali będzie również wynosić $N(N-1)$. Jednak sieć selektywna pozwala na ponowne użycie tych samych długości fali w innych swoich częściach tak, że liczba długości fali potrzebna do pełnego połączenia optycznego N węzłów jest znacznie mniejsza [197]. Dane dotyczące wymaganej liczby długości

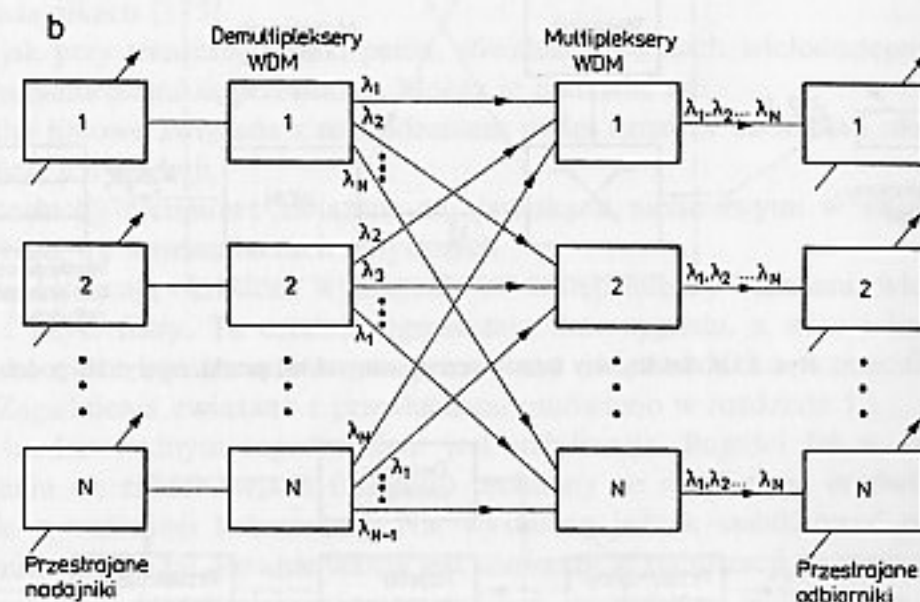
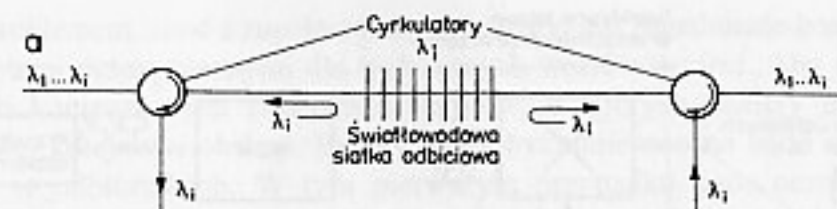
Tablica 13.1

Typ architektury sieci o N węzłach	Wymagana liczba długości fal
Gwiazda	$N-1$
Łańcuch	$N^2/4$ (N – parzyste) $(N-1)(N+1)/4$ (N – nieparzyste)
Pierścień	$N(N-1)/2$



Rys. 13.6.

Liczba długości fal potrzebna dla pełnego połączenia N węzłów w sieci WDM. Konfiguracja sieci: 1 – gwiazda (szerokopasmowa), 2 – pierścień (selektywny), 3 – łańcuch (selektywny), 4 – gwiazda (selektywna). Na podstawie [197]



Rys. 13.7. a) Schemat multiplexera typu *add/drop* (na podstawie [193]), b) układ zestawiający połączenie między N węzłami, wykorzystujący światłowody i (de)multiplexery WDM (na podstawie [175])

być wykorzystywane również aktywne elementy zestawiające połączenia, które umożliwiają dynamiczne zmiany zestawianych połączeń w zależności od rozkładu natężenia ruchu w sieci.

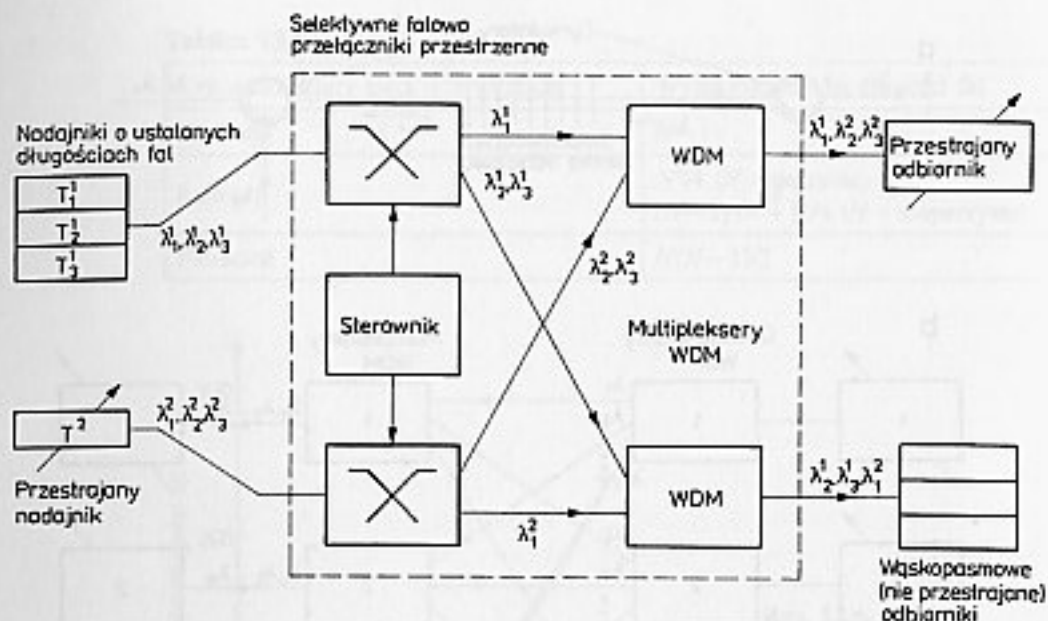
Te dynamiczne zmiany mogą zostać osiągnięte dwoma metodami:

- przez użycie selektywnych falowo przestrzennych układów przełączających, które przełączają sygnał między możliwymi drogami połączeń,
- przez użycie konwerterów długości fali, które przełączają długość fali transmitowanego sygnału.

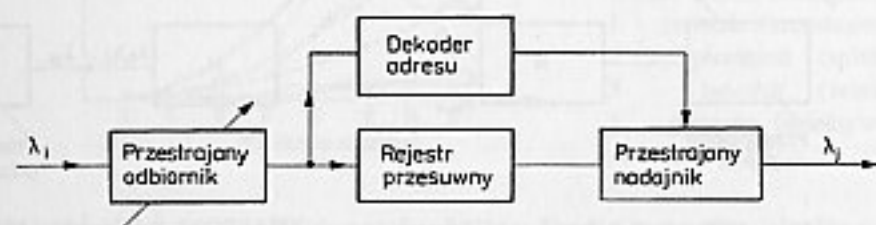
W obydwu przypadkach elementy zestawiające drogę połączenia muszą być sterowane elektronicznie, choć sama droga połączeniowa między węzłami może pozostać całkowicie optyczna. Przykład układu zestawiającego połączenie pokazano na rys. 13.8. Jego zasadniczą częścią są selektywne falowo układy przełączające, opisane w rozdziale 6. Można je traktować, jako układy o jednym wejściu i dwóch wyjściach mające zdolność transmitowania optycznego sygnału wejściowego o dowolnej długości fali do określonego wyjścia. Innymi słowy dowolny podzbiór sygnałów wejściowych o długościach fal $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ może zostać wybrany i skierowany do dowolnego z wyjść. Wybór jest sterowany elektronicznie i może być dynamicznie zmieniany.

fal podano w tabl. 13.1 [197]. Wykres obrazujący liczbę potrzebnych długości fal dla połączenia N węzłów podany jest na rys. 13.6.

Ważną częścią sieci selektywnych są układy zestawiające połączenie oraz elementy selektywne falowo omówione w rozdziale 6. Innymi ważnymi elementami ułatwiającymi zestawienie połączenia w sieci WDM są tzw. *add/drop* multiplexery (krotnice transferowe). Pozwalają one na odebranie w danym węźle sygnału o danej długości fali przy jednoczesnym zastąpieniu go sygnałem własnym, który będzie dalej transmitowany w sieci. Przykład realizacji takiego multiplexera pokazano na rys. 13.7a. Wykorzystano w nim dwa cyrkulatory i światłowodowy filtr Bragga opisany już w rozdz. 6. Światło o długości fali λ_1 odbija się od filtru Bragga i jest kierowane przez cyrkulator do pierwszego wyjścia. Pozostałe długości fal przechodzą przez filtr z minimalnymi stratami do drugiego cyrkulatora, gdzie dodawany jest wysyłany z węzła sygnał. Od razu dodajmy, że multiplexery typu *add/drop* są bardzo ważne również i przy innych typach zwielokrotnienia np. OTDM [194]. Z kolei przykładowy, pasywny układ zestawiający połączenie (*router*) pokazano na rys. 13.7b. Każdy z N nadajników poprzez wybór długości fali może połączyć się z wybranym odbiornikiem, przy czym potrzeba do tego jedynie N różnych długości fal. Jeśli nadajnik i odbiornik danego węzła znajdują się w tym samym miejscu, liczba ta redukuje się do $N-1$, co jest zgodne z danymi w tabl. 13.1. Oprócz elementów pasywnych w sieciach mogą



Rys. 13.8. Selektywny falowo przestrzenny układ przełączający. Na podstawie [175]



Rys. 13.9. Konwerter długości fali zbudowany z użyciem przestrzajanego odbiornika i nadajnika.

Użycie konwerterów długości fali pozwala na zmianę długości fali $\lambda_i \rightarrow \lambda_j$ transmitowanego sygnału w dozwolonym zbiorze tych długości $\{\lambda_1, \dots, \lambda_n\}$. W najprostszym przypadku konwerter składa się z selektywnego odbiornika optoelektronicznego i przestrzajanego nadajnika laserowego. Po regeneracji sygnał moduluje diodę laserową pracującą na żądanej długości fali. Pokazano to na rys. 13.9.

Jeśli multipleksery lub inne elementy selektywne falowo połączone są kaskadowo, trzeba uwzględnić ich wpływ na pasmo kanału. W szczególności pasmo połączonych kaskadowo filtrów o charakterystyce gaussowskiej zmniejsza się proporcjonalnie do pierwiastka z ich liczby. Z praktycznego punktu widzenia wypadkowe pasmo powinno być większe niż 1 nm. Umożliwia to łatwe dopasowanie lasera jednomodowego z kontrolą temperatury do danego kanału, a z drugiej strony pozwala na przeniesienie szeregu blisko oddalonych od siebie kanałów w technice FDM lub SCM (przypomnijmy, że 1 nm na długości 1550 nm odpowiada około 125 GHz). Tak więc sieć, w której połączono jest kaskadowo 16 multipleksersów lub filtrów, wymagać będzie dla każdego multipleksersa pasma większego niż 4 nm.

Następnym problemem, choć z zupełnie innej dziedziny, jest zagadnienie konfliktów między pakietami przeznaczonymi dla tych samych węzłów w sieci. Aby uniknąć straty danych konieczne jest stworzenie buforów, w których pakiety mogłyby oczekiwać swej kolejności obsługi. Bufory mogą być umieszczone bądź w nadajnikach bądź w odbiornikach. W tym pierwszym przypadku dane oczekują na nadanie, a w tym drugim na odbiór. Okazuje się, że pojemność sieci przy buforowaniu w odbiornikach jest prawie dwukrotnie większa aniżeli przy buforowaniu w nadajnikach [175].

Podobnie, jak przy transmisji punkt-punkt, również w sieciach wielodostępnych istotnymi zagadnieniami są przesłuchy. Można je podzielić na:

- przesłuchy liniowe związane z nachodzeniem widm kanałów na siebie i niedoskonałością ich selekcji,
- oraz przesłuchy nieliniowe związane ze zjawiskami nieliniowymi w światłowodzie bądź we wzmacniaczach optycznych.

Te pierwsze narzucają określone wymagania na odstęp między kanałami, widma modulacji i użyte filtry. Te ostatnie ograniczają moc sygnału, a więc i liczbę kanałów jaka może być transmitowana przez dany światłowód lub wzmacniacz optyczny. Zagadnienia związane z przesłuchami omówiono w rozdziale 12.

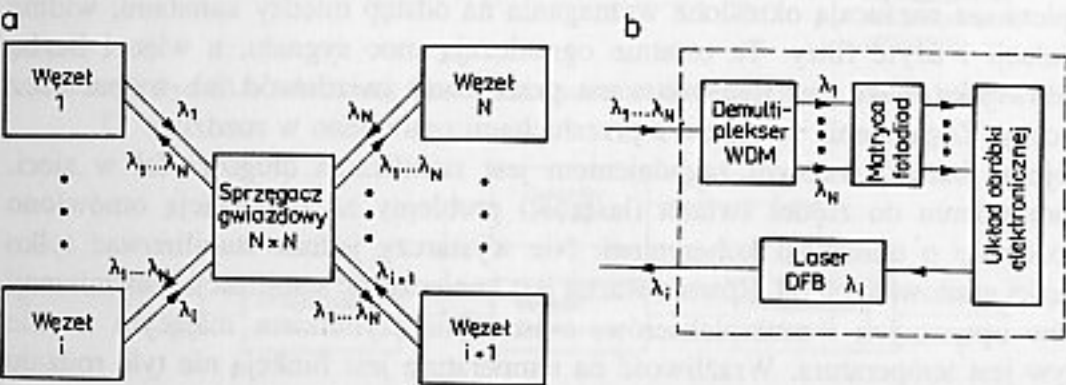
Kolejnym bardzo ważnym zagadnieniem jest stabilizacja długości fal w sieci. W odniesieniu do źródeł światła (laserów) problemy ze stabilizacją omówiono w rozdziale o transmisji koherentnej. Nie wystarczy jednak stabilizować tylko długości emitowanych fal. Równie ważna jest konieczność stabilizacji transmitancji filtrów optycznych i multipleksersów, a istotnym czynnikiem mającym na nie wpływ jest temperatura. Wrażliwość na temperaturę jest funkcją nie tyle rodzaju elementu optycznego, ile materiału z którego został wykonany. Najlepsze właściwości mają tu krzem i szkło, na przykład LiNbO_3 wymaga zaś już stabilizacji podobnej jak lasery półprzewodnikowe.

W miarę wzrostu złożoności sieci rosną również straty rozchodzącego się sygnału. Staje się to zwłaszcza istotne przy większych systemach operujących na dłuższych dystansach. Aby przeciwdziałać temu zjawisku są stosowane wzmacniacze optyczne, zarówno półprzewodnikowe (TWA) jak i światłowodowe (EDFA). Wzmacniacze optyczne wprowadzają jednakże własny szum do sieci, a polepszanie stosunku mocy sygnału do mocy szumu przez zwiększanie mocy sygnału jest ograniczone efektem nasycenia wzmocnienia. Praca wzmacniacza optycznego blisko progu nasycenia prowadzi do najmniejszych strat stosunku sygnału do szumu SNR, ale w systemach wielokanałowych trzeba jeszcze uwzględnić dwa inne zjawiska. Po pierwsze przesłuch międzykanałowy powodowany nasyceniem wymusza zmniejszenie używanego poziomu mocy. Po drugie z powodu ograniczenia całkowitej mocy wyjściowej wzmacniacza optycznego, iloczyn mocy kanału i ich liczby jest ograniczony całkowitą dopuszczalną mocą wzmacniacza. W efekcie maksymalna moc kanału jest odwrotnie proporcjonalna do liczby kanałów. Wzmacniacze optyczne ograniczają również optyczne pasmo sieci. Jeśli przyjmiemy, że wzmacniacz optyczny ma w przybliżeniu gaussowską charakterystykę przenoszenia, to – jak już wspomniano – połączenie kaskadowe N wzmacniaczy powoduje

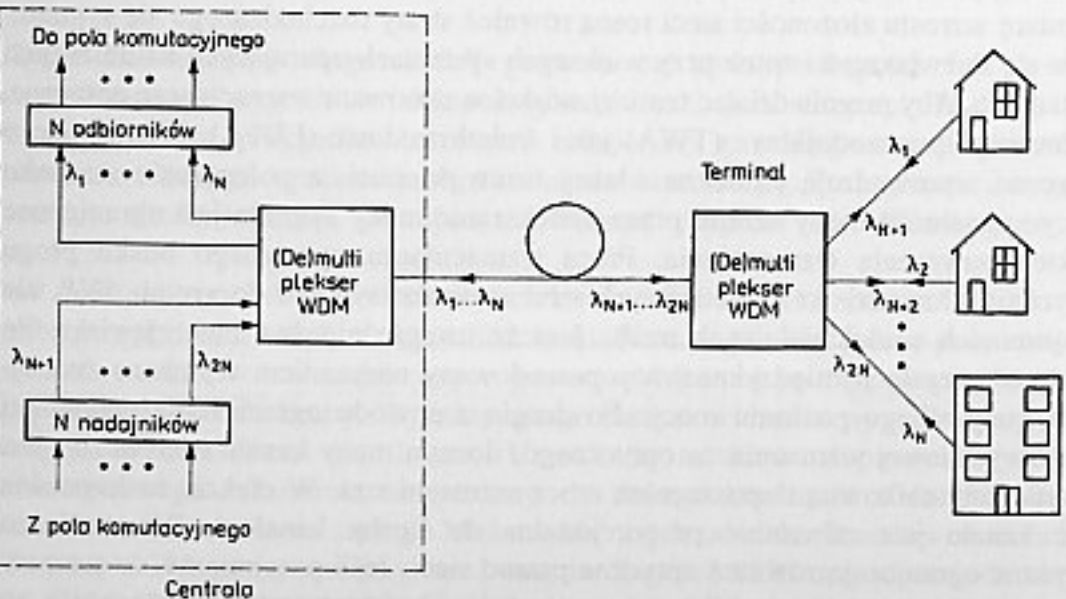
$N^{1/2}$ -krotne zmniejszenie pasma przepustowego w porównaniu z jednym wzmacniaczem. Jako, że typowe pasmo wzmacniacza optycznego jest około 35 nm, może to stanowić istotne ograniczenie dla sieci WDM o dużych zasięgach.

13.1.3. Przykłady realizacji sieci typu WDMA

Celem niniejszego podrozdziału jest zaznajomienie Czytelnika z kilkoma ważnymi realizacjami optycznych sieci WDMA. Pierwszą jaką chcielibyśmy opisać jest tzw. sieć *Lambdanet*, która była jedną z pierwszych zrealizowanych sieci światłowodowych [175], [176]. Jej architekturę pokazano na rys. 13.10. Sieć ta jest typu szerokopasmowego. W oryginalnym wykonaniu zawierała 18 węzłów, z których każdy był wyposażony w laser DFB emitujący inną długość fali w zakresie od 1527 do 1561 nm z odstępem około 2 nm



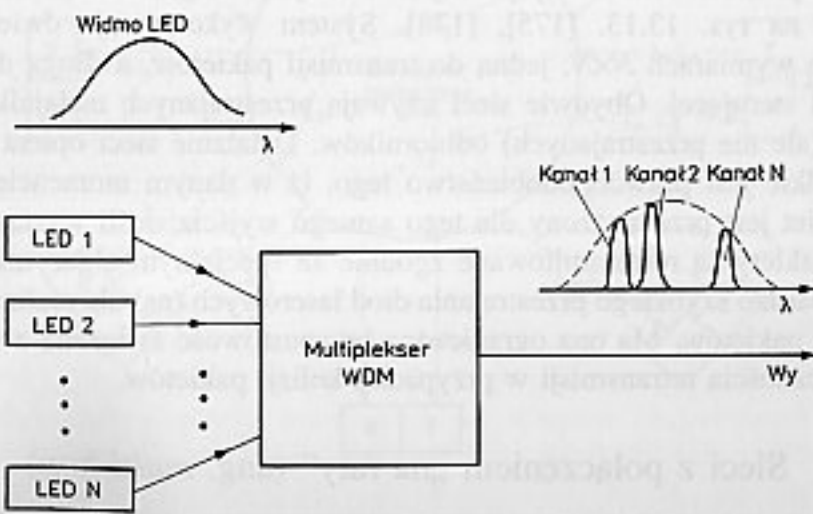
Rys. 13.10. Sieć *Lambdanet*: a) Architektura, b) *i*-ty węzeł. Na podstawie [175], [176]



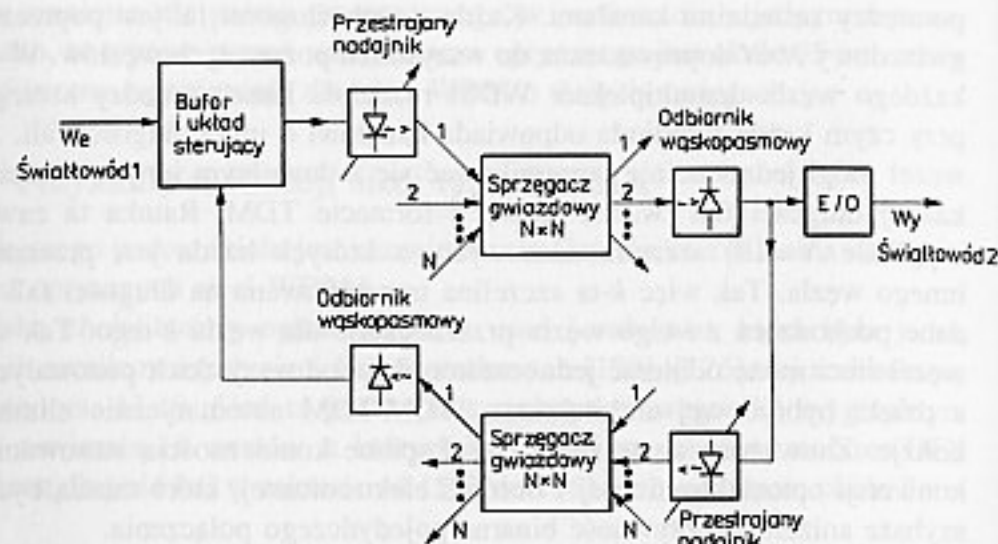
Rys. 13.11. Architektura pasywnej sieci fotonicznej. Na podstawie [175], [177].

między sąsiednimi kanałami. Każda z tych długości fal jest poprzez sprzęgacz gwiazdowy $N \times N$ doprowadzana do wszystkich pozostałych węzłów. W odbiorniku każdego węzła demultiplekser WDM rozdziela kanały między szereg fotodiod, przy czym każda fotodioda odpowiada kanałowi o innej długości fali. Aby każdy węzeł mógł jednocześnie komunikować się z dowolnym innym węzłem, dane na każdej długości fali tworzą ramkę o formacie TDM. Ramka ta zawiera N (w oryginale $N=18$) szczelin czasowych, z których każda jest przeznaczona dla innego węzła. Tak więc k -ta szczelina transmitowana na długości fali λ_k zawiera dane pochodzące z i -tego węzła przeznaczone dla węzła k -tego. Tak więc każdy węzeł sieci może odbierać jednocześnie dane od wszystkich pozostałych węzłów, a dzięki hybrydowej architekturze WDM/TDM automatycznie eliminowane są kolizje. Zauważmy, że te zalety są okupione koniecznością stosowania szybkiej konwersji optoelektronicznej i obróbki elektronicznej, które muszą być N -krotnie szybsze aniżeli przepływność binarna pojedynczego połączenia.

Kolejnym przykładem sieci, którą chcemy opisać, jest tzw. *pasywna sieć fotoniczna* (ang. PPL – *passive photonic loop*) [175], [177], którą pokazano na rys. 13.11. Jest ona siecią selektywną przeznaczoną do zastosowania w sieciach aboneneckich. Ma ona architekturę tzw. podwójnej gwiazdy. Sieć zapewnia każdemu abonentowi przeznaczoną tylko dla niego, dwukierunkową linię transmisyjną z terminalem. Natomiast światłowód łączący terminal z centralą jest użytkowany wspólnie przez wszystkich abonentów. Każdemu abonentowi są przyporządkowane dwie długości fal: jedna do nadawania, a druga do odbioru. Pasywna sieć fotoniczna wykorzystuje pasywne elementy WDM w terminalu i centrali, aby zapewnić multipleksację i zestawianie połączenia. Sygnały wysyłane z centrali do różnych abonentów moduluja źródła światła o długościach fal odpowiadającym tym abonentom, a następnie są multipleksowane do wspólnego światłowodu. W terminalu transmitowane sygnały są demultipleksowane przez pasywny element WDM do światłowodów łączących terminal z odpowiednimi abonentami. W podobny sposób



Rys. 13.12. Technika szatkowania widma. Na podstawie [175]



Rys. 13.13. Konfiguracja sieci typu FOX. Na podstawie [175], [178]

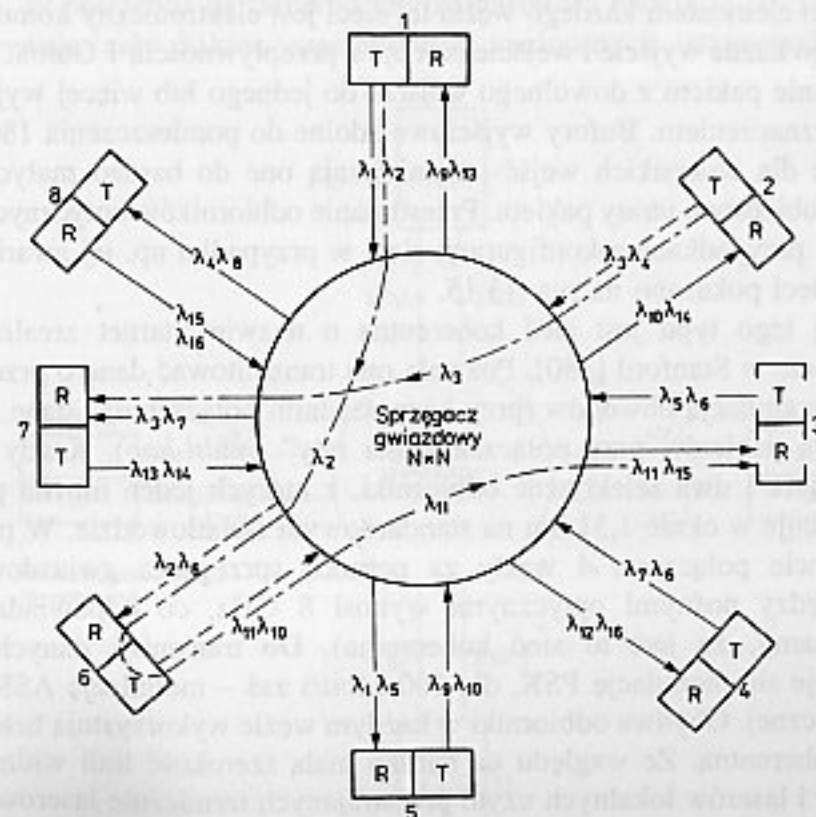
przebiega transmisja od abonentów do centrali; sygnały są multipleksowane w terminalu, wysyłane wspólnym światłowodem, a następnie demultipleksowane w centrali. Jako źródła światła można wykorzystywać w pasywnej sieci fotonicznej zarówno jednomodowe lasery półprzewodnikowe, jak i diody elektroluminescencyjne o szerokim widmie. W tym drugim przypadku selektywny multiplekser WDM wybiera tylko część widma diody, przy czym dla każdej diody dołączonej do multipleksa jest to inna część. Pokazano to na rys. 13.12. Technikę tę opisaliśmy w poprzednim rozdziale. Zasięg i przepływność binarna w zasadniczym stopniu zależą od rodzaju użytych źródeł światła: przy laserach mogą osiągać dziesiątki kilometrów i kilka Gbit/s, przy diodach zaś elektroluminescencyjnych są to pojedyncze kilometry i kilka Mbit/s. Innym rodzajem sieci jest tzw. sieć FOX (ang. *fast optical cross-connect*), która może być przeznaczona do optycznej komutacji pakietów. Architektura tej sieci pokazano na rys. 13.13. [175], [178]. System wykorzystuje dwie sieci typu gwiazda o wymiarach $N \times N$; jedną do transmisji pakietów, a drugą do transmisji informacji sterującej. Obydwie sieci używają przestrajanych nadajników i selektywnych (ale nie przestrajanych) odbiorników. Działanie sieci opiera się na tym, że niewielkie jest prawdopodobieństwo tego, iż w danym momencie więcej niż jeden pakiet jest przeznaczony dla tego samego wyjścia. Jeśli wystąpi kolizja na wyjściu pakiety są retransmitowane zgodnie ze specjalnym algorytmem. Ta sieć wymaga bardzo szybkiego przestrajania diod laserowych (ns) dla realizacji szybkiej komutacji pakietów. Ma ona ograniczoną przepustowość związaną z wspomnianą już koniecznością retransmisji w przypadku kolizji pakietów.

13.1.4. Sieci z połączeniem „na raty” (ang. *multi-hop*)

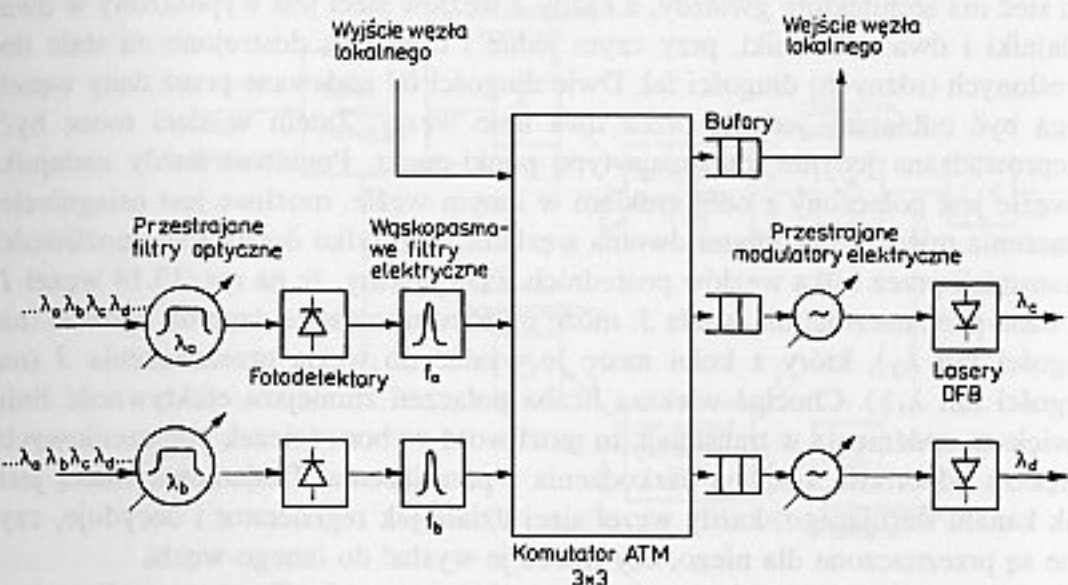
W sieciach tych uniknięto konieczności przestrajania odbiorników i nadajników optycznych, a ich zasada działania jest zilustrowana na rys. 13.14 [175]. Pokazana

tam sieć ma architekturę gwiazdy, a każdy z węzłów sieci jest wyposażony w dwa nadajniki i dwa odbiorniki, przy czym jedno i drugie są dostrojone na stałe do określonych (różnych) długości fal. Dwie długości fal nadawane przez dany węzeł mogą być odbierane jedynie przez dwa inne węzły. Zatem w sieci może być przeprowadzana jedynie transmisja typu punkt-punkt. Ponieważ każdy nadajnik w węźle jest połączony z odbiornikiem w innym węźle, możliwe jest osiągnięcie połączenia między dowolnymi dwoma węzłami, jeśli tylko dopuści się możliwość retransmisji przez kilka węzłów pośrednich. Przypuśćmy, że na rys. 13.14 węzeł 1 ma dane przeznaczone dla węzła 3; może on transmitować te dane do węzła 6 (na długości fali λ_2), który z kolei może je wysłać do węzła przeznaczenia 3 (na długości fali λ_{11}). Chociaż większa liczba połączeń zmniejsza efektywność linii i zwiększa opóźnienia w transmisji, to możliwość wyboru ścieżek połączeniowych zwiększa odporność sieci na uszkodzenia i przeciążenia. Dodatkową zaletą jest brak kanału sterującego; każdy węzeł sieci działa jak regenerator i decyduje, czy dane są przeznaczone dla niego, czy trzeba je wysłać do innego węzła.

Przykładem opisanego rodzaju sieci jest sieć o nazwie Teranet zrealizowana w Uniwersytecie Columbia dla demonstracji komutacji komórek ATM lub komutacji obwodów z przepływnością 1 Gbit/s [179]. Nadajniki optyczne w tej sieci są laserami DFB emitującymi fale o ustalonej długości, podczas gdy odbiorniki są



Rys. 13.14. Zasada pracy sieci z połączeniem „na raty” (ang. *multi-hop*). Na podstawie [175]



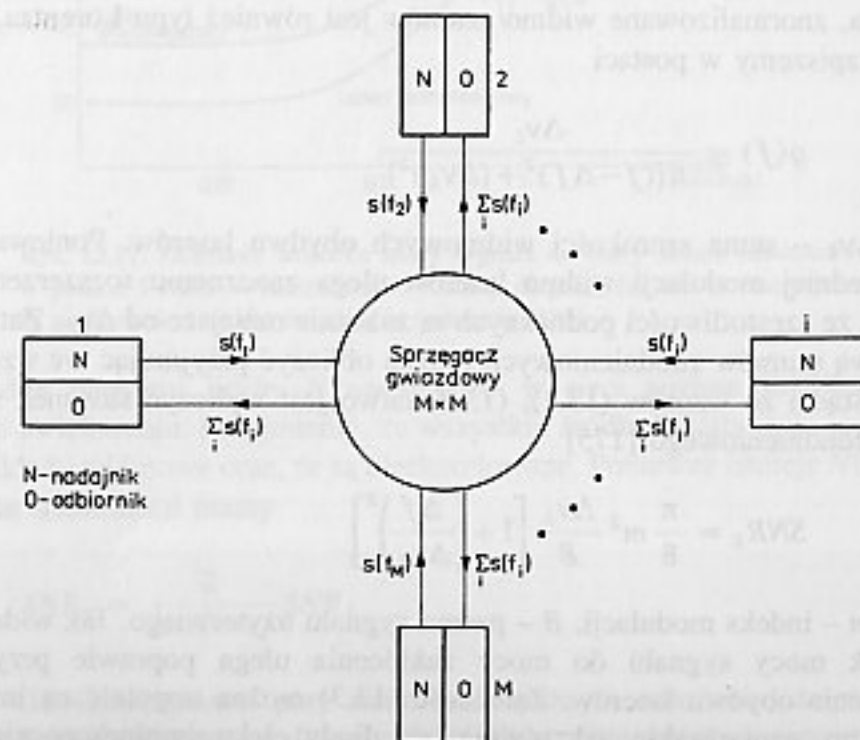
Rys. 13.15. Węzeł sieci Teranet. Na podstawie [175]

przestrzajane za pomocą światłowodowego filtru typu Fabry-Perot umieszczonego przed każdym fotodetektorem. Odstęp pomiędzy kanałami wynosi 1,5 nm. Kluczowym elementem każdego węzła tej sieci jest elektroniczny komutator ATM 3x3, którego każde wyjście i wejście pracuje z przepływnością 1 Gbit/s. Umożliwia on kierowanie pakietu z dowolnego wejścia do jednego lub więcej wyjść zgodnie z jego przeznaczeniem. Bufory wyjściowe zdolne do pomieszczenia 186 pakietów są wspólne dla wszystkich wejść i zmniejszają one do bardzo małych wartości prawdopodobieństwo utraty pakietu. Przestrzajanie odbiorników optycznych zachodzi w rzadkich przypadkach rekonfiguracji sieci w przypadku np. jej awarii. Schemat węzła tej sieci pokazano na rys. 13.15.

Inną siecią tego typu jest sieć koherentna o nazwie Starnet zrealizowana na Uniwersytecie w Stanford [180]. Pozwala ona transmitować dane o przepływności 3 Gbit/s z komutacją obwodów (przy bezpośrednim połączeniu) i dane 100 Mbit/s z komutacją pakietów przy połączeniu „na raty” (*multi-hop*). Każdy węzeł ma jeden nadajnik i dwa selektywne odbiorniki, z których jeden można przestrajać. System pracuje w oknie 1,31 nm na standardowym światłowodzie. W pierwotnym eksperymencie połączono 4 węzły za pomocą sprzęgacza gwiazdowego 4x4. Odstęp między nośnymi optycznymi wynosi 8 GHz, co odpowiada 0,04 nm (przypominamy, że jest to sieć koherentna). Do transmisji danych 3 Gbit/s wykorzystuje się modulację PSK, dla 100 Mbit/s zaś – modulację ASK tej samej nośnej optycznej. Obydwa odbiorniki w każdym węźle wykorzystują heterodynową detekcję koherentną. Ze względu na bardzo małą szerokość linii widmowej jako nadajników i laserów lokalnych użyto przestrajanych termicznie laserów Nd:YAG. Zasada połączenia „na raty” jest stosowana przy transmisji pakietów; selektywny odbiornik i -tego węzła jest dostrojony do częstotliwości nadajnika w $i-1$ węźle. Zatem sieć ta ma architekturę pierścieniową podobną do FDDI.

13.2. SIECI ZE ZWIELOKROTNIENIEM PODNOŚNEJ

Systemy łączności dwupunktowej ze zwielokrotnieniem podnośnej opisaliśmy w poprzednim rozdziale. Przykład sieci rozszerzającej ten rodzaj zwielokrotnienia na komunikację między wieloma węzłami pokazano na rys. 13.16. Możliwe są również inne topologie aniżeli tam pokazana. W każdym węźle dane moduluje ściśle określoną częstotliwość podnośną z zakresu radiowego lub mikrofalowego. Jest ona następnie wykorzystywana do bezpośredniej modulacji źródła światła (lasera lub diody). Kanały optyczne ze wszystkich nadajników są dodawane do siebie w sprzęgaczu gwiazdowym $N \times N$, a następnie rozprowadzane pomiędzy wszystkie węzły. Wybór kanału w odbiorniku jest dokonywany przez filtrację pasmową lub elektryczny odbiór heterodynowy. W niektórych sieciach częstotliwość pracy nadajnika i/lub odbiornika może być zmieniana. Jeśli każdy nadajnik moduluje tylko jedną podnośną, to sytuacja jest bardzo podobna do systemów WDMA, z tą różnicą, że połączenie jest ustanawiane w dziedzinie elektrycznej (radiowej lub mikrofalowej), a nie optycznej, jak w WDMA. Inne różnice między SCMA i WDMA dotyczą głównie używanej technologii: SCMA wykorzystuje taną technologię mikrofalową, która umożliwia gęste upakowanie kanałów i szybkie przestrajanie oraz użycie efektywnych metod modulacji, jak np. QAM. Z drugiej strony w sieci SCMA każde aktywne połączenie wymaga innej częstotliwości. Oznacza to, że potrzebne są zarówno szerokopasmowe nadajniki jak i odbiorniki, które pokrywają cały zakres częstotliwości podnośnych używanych w sieci.



Rys. 13.16. Sieć wielodostępna ze zwielokrotnieniem podnośnej (SCMA) w topologii gwiazdy. Na podstawie [175]

Ponieważ uzyskiwany obecnie w laboratoriach zakres bezpośredniej modulacji laserów półprzewodnikowych jest ograniczony do kilku dziesiątek GHz, wyznacza on, w powiązaniu z minimalnym odstępem między kanałami, maksymalną liczbę węzłów (kanałów) w takiej sieci. Jakość połączenia jest określona między innymi przez szumy (odbiornika, lasera) i zniekształcenia nieliniowe. Wszystkie te czynniki omówiliśmy w rozdziałach poprzednich. Jednakże w związku z tym, że do danego odbiornika jednocześnie dociera światło z wielu nadajników, pojawiają się nowego typu zakłócenia związane ze zdudnianiem światła pochodzącego z różnych źródeł. Aby wyjaśnić te zjawiska rozpatrzmy optyczne zdudnianie światła pochodzącego z dwóch źródeł. Jeśli w odbiorniku mają one jednakowe polaryzacje, to generowany fotoprąd jest równy [175], [185]

$$i(t) = R[P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_1(t) - \phi_2(t))] \quad (13.1)$$

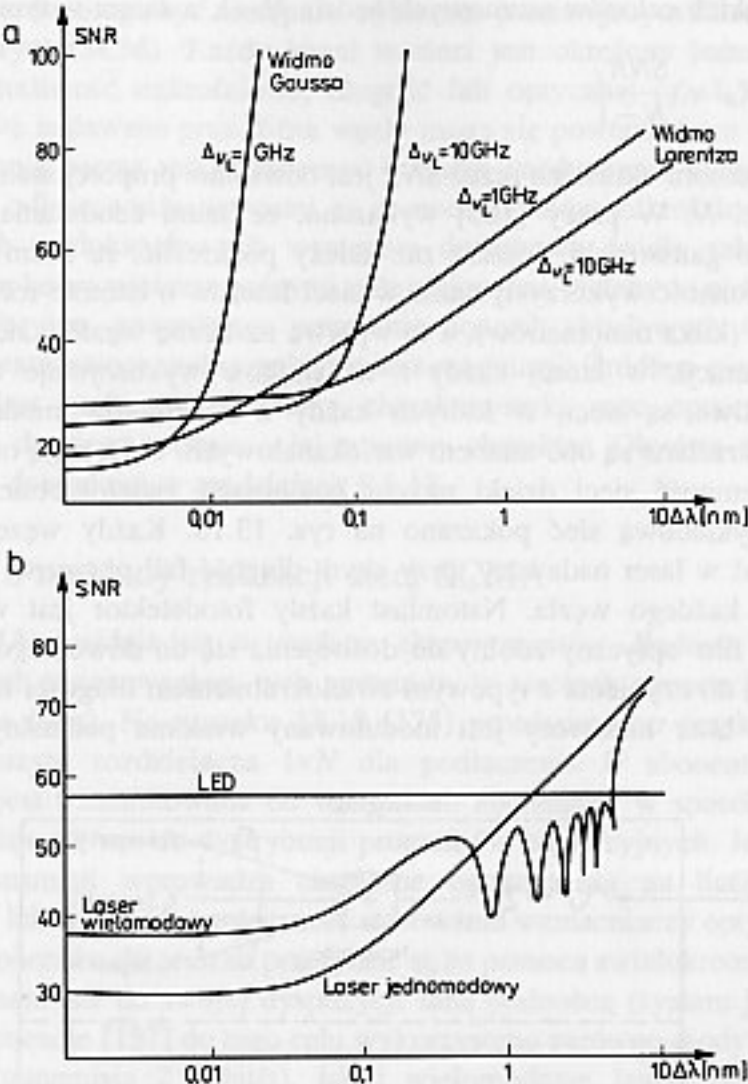
P_1 i P_2 – moce optyczne pochodzące z tych źródeł, ϕ_1 , ϕ_2 – fazy fal świetlnych, Δf – różnica częstotliwości obydwu źródeł światła. Dwa pierwsze człony w (13.1) reprezentują sygnały użyteczne (modulowane podnośne o różnych częstotliwościach) natomiast trzeci człon interferencyjny – szum zdudniania. Jeśli jego widmo znajduje się w zakresie częstotliwości użytecznych, szum ten zakłóca odbiór sygnałów. Widmo tego szumu skupia się wokół częstotliwości $\Delta f = f_1 - f_2$, będącej różnicą częstotliwości obydwu źródeł światła. W przypadku, kiedy są nimi lasery jednomodowe o widmie typu Lorentza, znormalizowane widmo szumów jest również typu Lorentza, które tym razem zapiszemy w postaci

$$g(f) = \frac{\Delta\nu_L}{\pi[(f - \Delta f)^2 + (\Delta\nu_L)^2]} \quad (13.2)$$

gdzie $\Delta\nu_L$ – suma szerokości widmowych obydwu laserów. Ponieważ skutek bezpośredniej modulacji widmo laserów ulega znacznemu rozszerzeniu, można przyjąć, że częstotliwości podnośnych są znacznie mniejsze od $\Delta\nu_L$. Zatem gęstość widmową szumów zdudnieniowych można obliczyć przyjmując we wzorze (13.2) $f = 0$. Stąd i ze wzorów (13.1), (13.2) łatwo jest wyliczyć stosunek sygnału do szumu zdudnieniowego [175]

$$SNR_2 = \frac{\pi}{8} m^2 \frac{\Delta\nu_L}{B} \left[1 + \left(\frac{\Delta f}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right] \quad (13.3)$$

gdzie: m – indeks modulacji, B – pasmo sygnału użytecznego. Jak widać z (13.3), stosunek mocy sygnału do mocy zakłócenia ulega poprawie przy wzroście rozstrojenia obydwu laserów. Zależność (13.3) można uogólnić na inne kształty widma np. gaussowskie, jak również na diody elektroluminescencyjne i lasery wielomodowe. Odpowiednie wykresy dla dwóch źródeł światła pokazano na rys. 13.17 [185].



Rys. 13.17. Zależność stosunku mocy sygnału do mocy szumu zdudnieniowego SNR w pasmie 5 MHz w zależności od różnicy długości fal $\Delta\lambda$: a) lasery jednomodowe, b) porównanie 3 źródeł światła. Na podstawie [185]

W przypadku większej liczby N nadajników w sieci poziom zakłóceń ulega oczywiście zwiększeniu. Przyjmijmy, że wszystkie źródła światła mają jednakowe moce i rozkłady widmowe oraz, że są nieskorelowane. Ponieważ istnieje $N(N-1)/2$ różnych par kombinacji mamy

$$SNR_N = \frac{2}{N(N-1)} SNR_2 \quad (13.4)$$

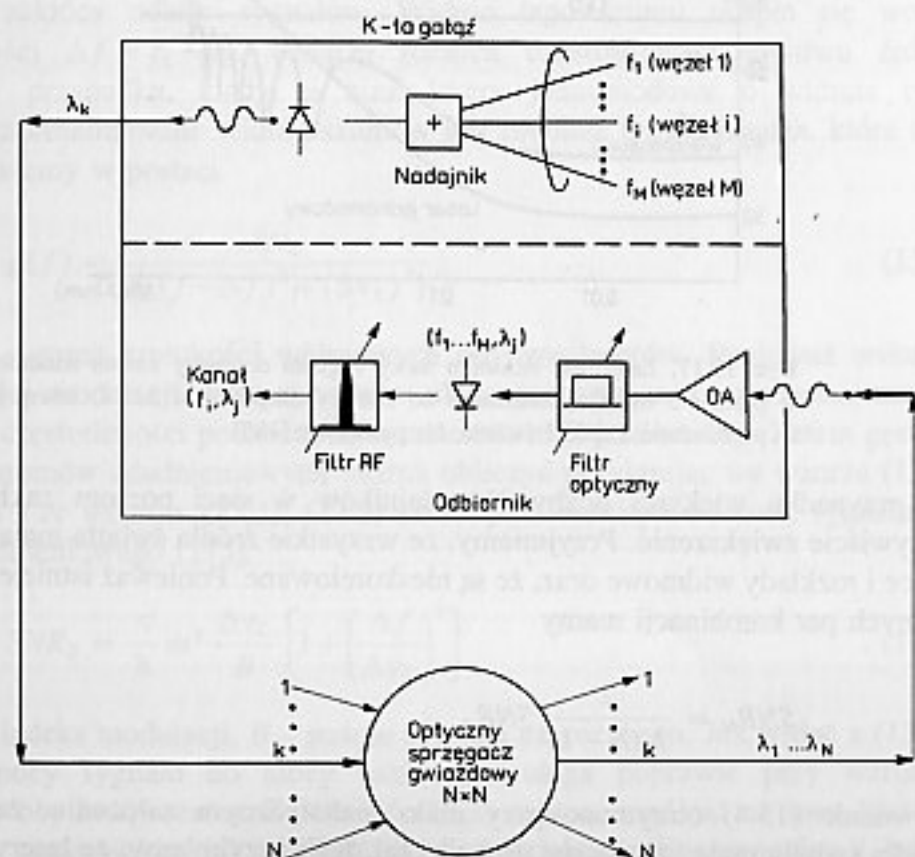
Równanie (13.4) otrzymano przy mało realistycznym założeniu, że wszystkie źródła światła mają identyczne długości fal. Jeśli przyjmijmy, że lasery pracują na różnych długościach fal oddzielonych od siebie o częstotliwość Δf , to wtedy w pierwszym przybliżeniu zdudnianie będzie rezultatem mieszania tylko przyległych

długości fal. Takich członów szumowych będzie $N-1$, a zatem w tym przypadku

$$SNR_N = \frac{SNR_2}{N-1} \quad (13.5)$$

Zatem jakość odbioru określana przez SNR jest odwrotnie proporcjonalna do liczby węzłów w sieci N . W pracy [186] wykazano, że szum zdudniania może być traktowany jako gaussowski. Jeszcze raz należy podkreślić, że szum zdudniania wymusza konieczność wykorzystywania w sieci laserów o istotnie różniących się długościach fal (kilka nanometrów), a to wpływa na liczbę węzłów sieci.

Oprócz konfiguracji, w której każdy z nadajników wykorzystuje tylko jedną podnośną możliwe są sieci, w których każdy z nadajników moduluje wiele podnośnych. Określane są one mianem wielokanałowych. Pozwalają one znacznie zwiększyć pojemność sieci dzięki użyciu kombinacji zwielokrotnienia SCMA i WDMA. Przykładową sieć pokazano na rys. 13.18. Każdy węzeł optyczny wyposażony jest w laser nadawczy, przy czym długość fali optycznej tego lasera jest różna dla każdego węzła. Natomiast każdy fotodetektor jest wyposażony w przestrajany filtr optyczny zdolny do dostrojenia się do dowolnego nadajnika. Mamy tu zatem do czynienia z typowym zwielokrotnieniem długości fali (WDM). Z kolei każdy laser nadawczy jest modulowany wieloma podnośnymi mikro-



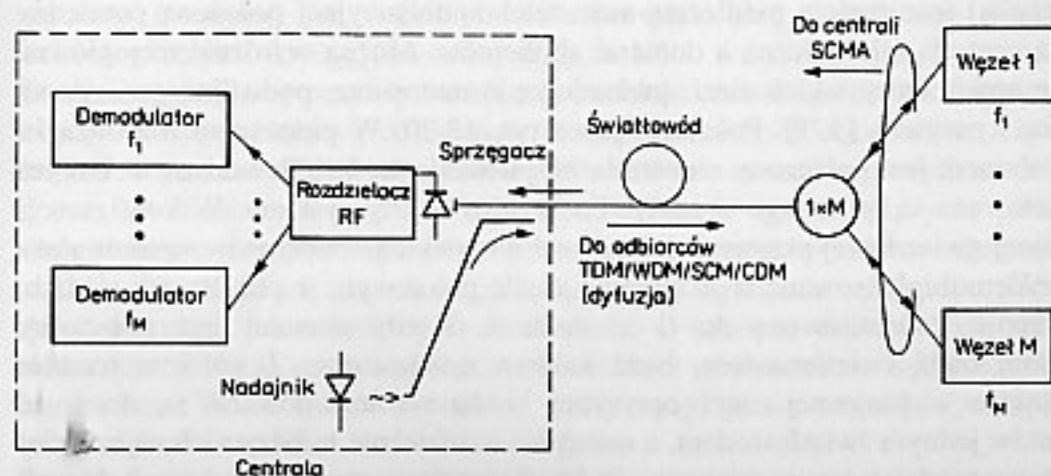
Rys. 13.18. Przykład hybrydowej sieci SCMA/WDMA. Na podstawie [175]

falowymi, które mogą być następnie wybierane przestrajającym filtrem w odbiorniku mikrofalowym (SCM). Każdy kanał w sieci jest określony jednoznacznie przez parę: częstotliwość mikrofalowa, długość fali optycznej (f_i, λ_k). Częstotliwości mikrofalowe nadawane przez różne węzły mogą się powtarzać, co zapewnia lepsze wykorzystanie pasma mikrofalowego. Ponadto każdy węzeł może być połączony z wieloma odbiorcami/nadawcami za pomocą kanałów mikrofalowych.

W sieciach wielokanałowych występują dodatkowe źródła zakłóceń związane z modulacją lasera wieloma nośnymi mikrofalowymi. Należą do nich zniekształcenia intermodulacyjne, powodujące powstanie nowych składowych widma oraz obcinanie, ograniczające maksymalny indeks modulacji. Źródłem pierwszego rodzaju zakłóceń jest nieliniowy przebieg charakterystyki moc optyczna-prąd lasera, a zakłóceń drugiego rodzaju – jej progowy charakter. Obydwa rodzaje zakłóceń omówiono dokładniej w rozdziałach 8 i 12.

13.2.1. Przykłady realizacji sieci SCMA

Sieci SCMA znajdują się w stadium eksperymentów. Badania są prowadzone głównie nad zastosowaniem tych systemów w sieciach abonenckich FITL (ang. *fiber in the loop*). Na rysunku 13.19 [175] przedstawiono przykład takiej sieci, w której użyto rozdzielacza $1 \times N$ dla podłączenia N abonentów. Informacja z centrali jest transmitowana do wszystkich abonentów w sposób dyfuzyjny, co dobrze nadaje się np. do dystrybucji programów telewizyjnych. Jednocześnie taki sposób transmisji wprowadza określone ograniczenia na liczbę dołączonych abonentów lub wymusza konieczność stosowania wzmacniaczy optycznych. Z kolei dane od abonentów do centrali przesyłane są za pomocą zwielokrotnienia podnośnej: każdy abonent ma do swojej dyspozycji inną podnośną (system jednokanałowy). W eksperymencie [187] do tego celu wykorzystano zarówno diody elektroluminescencyjne (transmisja 2 Mbit/s), jak i wielomodowe lasery półprzewodnikowe



Rys. 13.19. Pasywna optyczna sieć abonencka zrealizowana przy zwielokrotnieniu SCMA. Na podstawie [175]

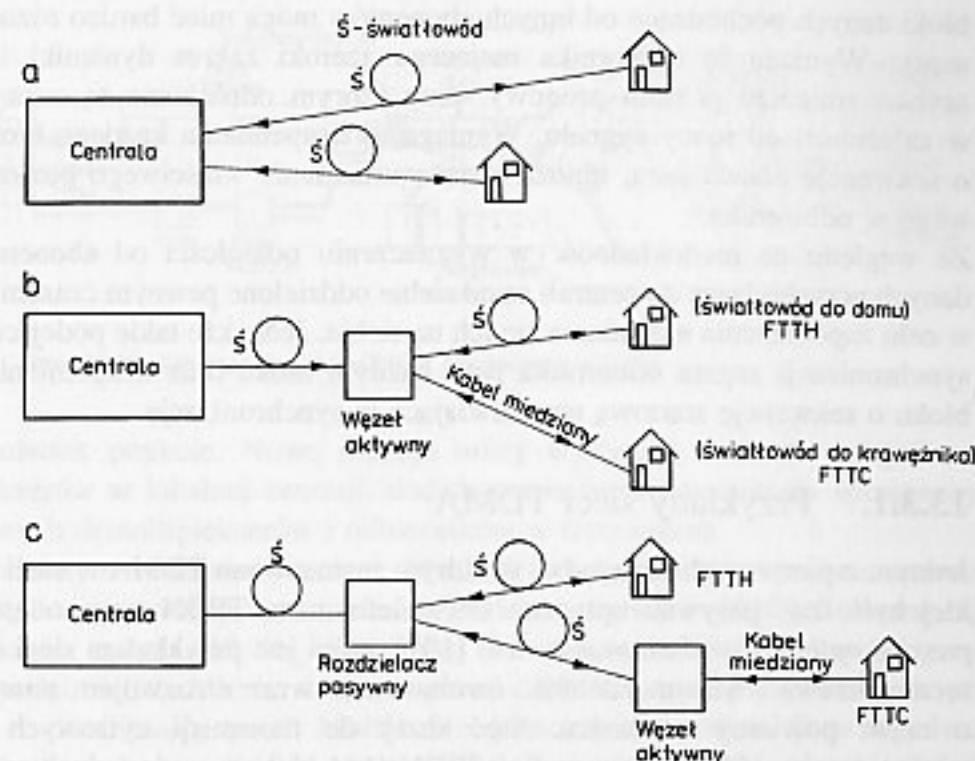
(transmisja 50 Mbit/s). Obydwa rodzaje źródeł światła pracowały na długościach fal z okna 1,31 μm . Aby uniknąć zniekształceń harmonicznych drugiego rzędu podnośne zajmowały tylko jedną oktawę częstotliwości.

Przykładem sieci wielokanałowej może być system transmitujący sygnały telefonii bezprzewodowej do ośmiu stacji bazowych (sześć kanałów telefonicznych na stację) poprzez pasywną sieć optyczną [175], [188]. Każda stacja bazowa ma przeznaczone tylko dla siebie pasmo radiowe i dokonuje konwersji sygnałów z pasma telefonii bezprzewodowej (864 ÷ 869 MHz) do swojego (różnego dla każdej stacji bazowej) pasma. W ten sposób uniknięto nakładania się na siebie częstotliwości. W systemie eksperymentalnym, jako nadajników użyto diod laserowych 1,3 μm typu Fabry-Perot. Aby uniknąć zniekształceń intermodulacyjnych drugiego rzędu, zakres częstotliwości używanych przez stacje bazowe nie przekraczał jednej oktawy. Ponieważ sygnały są transportowane w sieci w swej oryginalnej formie, system optyczny musi zapewniać wystarczający zakres dynamiki (46 dB w eksperymencie), gdyż poziom sygnału dochodzącego z telefonu bezprzewodowego do stacji bazowej może mieć wartości zmieniające się w szerokim zakresie.

Istnieją również sieci mieszane [195], [196], w których oprócz kilkudziesięciu standardowych kanałów telewizyjnych przekazywanych w zakresie 50 ÷ 550 MHz, transmituje się cyfrowo interaktywne kanały wideo (550-750 MHz) oraz sygnały danych na niższych częstotliwościach. W sieciach takiego rodzaju oprócz światłowódów wykorzystuje się kable miedziane (skrętka lub koncentryk) dla bezpośredniego połączenia abonentów z terminalem światłowodowym.

13.3. SIECI WIELODOSTĘPNE Z PODZIAŁEM CZASOWYM (TDMA)

Technika wielodostępu z podziałem czasowym (TDMA) jest bardzo użyteczna, zwłaszcza w światłowodowych sieciach abonenckich FTTL. Sieć dostępowa (abonencka) jest częścią publicznej sieci telekomunikacyjnej położoną pomiędzy lokalną centralą telefoniczną a domami abonentów. Można wyróżnić trzy główne rodzaje architektury takich sieci: gwiazdową komutowaną, podwójną gwiazdową aktywną i pasywną [175]. Pokazano je na rys. 13.20. W pierwszym rozwiązaniu każdy abonent jest połączony z centralą indywidualnym światłowodem, w którym transmitowane są tylko jego sygnały. Podraża to koszty systemu. W konfiguracji podwójnej gwiazdowej aktywnej sygnały od wszystkich abonentów są multipleksowane/demultipleksowane w aktywnym węźle położonym w pobliżu ich siedzib, a następnie transmitowane do (i z) centrali. Każdy abonent jest połączony z węzłem bądź światłowodem, bądź kablem miedzianym. Z kolei w trzecim rozwiązaniu – pasywnej sieci optycznej – dane transmitowane są do i od abonentów jednym światłowodem, a następnie rozdzielane między nich najczęściej za pomocą rozdzielaczy pasywnych. Ta konfiguracja wymaga koordynacji danych pochodzących od różnych abonentów. Ze względu na dostępność technologii i redukcję kosztów wynikającą ze wspólnego użytkowania światłowodu przez



Rys. 13.20. Rodzaje światłowodowych sieci abonenckich: a) gwiazdowa komutowana, b) podwójna gwiazdowa aktywna, c) pasywna. Na podstawie [175]

wielu abonentów, powszechnie jest stosowane obecnie w tym celu zwielokrotnienie czasowe. Można wydzielić dwa rodzaje tego zwielokrotnienia: z przeplotem bitowym i z przeplotem blokowym, przy czym pierwsza metoda jest rzadko stosowana, gdyż wymaga synchronizacji bitowej wszystkich abonentów. Zwróćmy uwagę na to, że przy podziale czasowym szybkość transmisji do i od każdego abonenta B jest odwrotnie proporcjonalna do ich liczby N . Rzeczywiście, jeśli szybkość transmisji we wspólnym światłowodzie jest ograniczona względami technologicznymi do B_{\max} , to mamy $B_{\max} \approx NB$.

Zasadnicze problemy przy wprowadzeniu podziału czasowego do sieci abonenckich wiążą się z niejednakową odległością centrali do różnych abonentów. Aby bloki danych od poszczególnych abonentów dochodziły do centrali w swoich szczelinach czasowych konieczna jest korekcja charakterystyk opóźnień między abonentami a centralą. Specjalna procedura dokonuje pomiaru odległości od węzłów abonenckich do centrali, a następnie wyznacza wielkość opóźnienia elektronicznego, jakie musi być wprowadzone w każdym węźle. Węzły położone blisko centrali będą miały największe dodatkowe opóźnienie, a węzły najdalsze – najmniejsze. W ten sposób wszystkie węzły znajdują się wirtualnie w tej samej odległości od centrali.

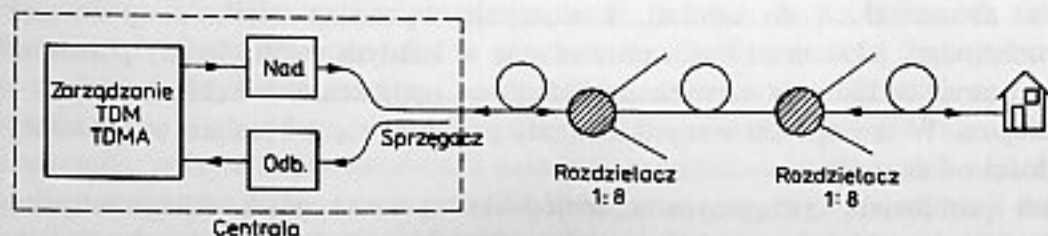
Drugim problemem związanym z niejednakową rzeczywistą odległością do węzłów abonenckich jest to, że poziomy sygnałów pochodzących od różnych abonentów są różne. Zatem przychodzące do centrali i następujące po sobie

bloki danych pochodzące od innych abonentów mogą mieć bardzo różne poziomy mocy. Wymaga to odbiornika mającego szeroki zakres dynamiki i zdolnego szybko zmieniać poziom progowy, przy którym odróżniane są zera i jedynki, w zależności od mocy sygnału. Wymaga to uzupełnienia każdego bloku danych o sekwencję początkową, umożliwiającą ustawienie właściwego poziomu progowego w odbiorniku.

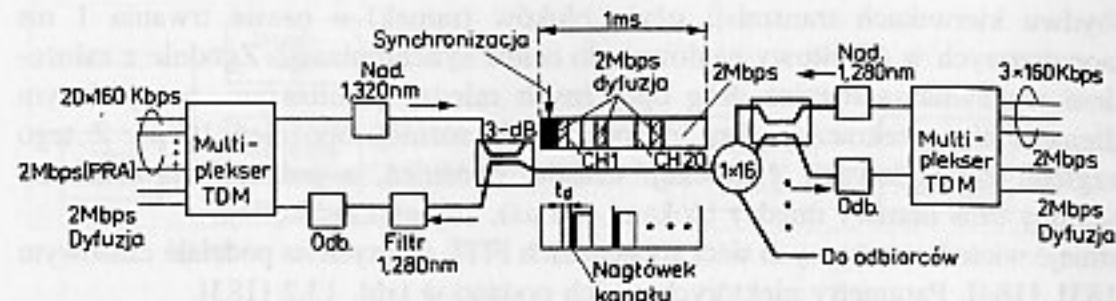
Ze względu na niedokładność w wyznaczeniu odległości od abonentów, bloki danych przychodzące do centrali są od siebie oddzielone pewnym czasem martwym, w celu zapobieżenia nakładania się ich na siebie. Jednakże takie podejście wymaga synchronizacji zegara odbiornika przy każdym bloku oraz uzupełnienia każdego bloku o sekwencję startową umożliwiającą tę synchronizację.

13.3.1. Przykłady sieci TDMA

Jednym z pierwszych systemów, w którym zastosowano TDMA w sieci abonenckiej była tzw. pasywna optyczna sieć telefoniczna TPON (ang. *telephony over passive optical distribution network*) [181], która jest przykładem sieci o architekturze „drzewa”. Ma on zdolność ewoluowania wraz z rozwojem nowych usług, o czym powiemy na końcu. Sieć służy do transmisji cyfrowych sygnałów telefonicznych (64 kbit/s) oraz linii ISDN (144 kbit/s), może jednak rozwinąć się do sieci szerokopasmowej. Sieć transmituje cyfrowe sygnały 20,48 Mbit/s (294×64 kbit/s) na jednej długości fali (1,31 μm) między lokalną centralą a terminalami abonentów. Dokonuje się to przez pasywną sieć światłowodową zawierającą 8- i 16-krotne rozdzielacze (rys. 13.21), co umożliwia połączenie maksymalnie 128 użytkowników. Terminale mają dostęp do swoich szczelin czasowych (umieszczonych w wielokrotnościach 64 kbit/s). W kierunku zwrotnym dane z każdego terminala są transmitowane w ściśle określonym czasie tak, że przybywają one do lokalnej centrali w synchronizmie z danymi od innych terminali. Odpowiedni protokół okresowo wyznacza opóźnienie na danej drodze i uaktualnia programowany element opóźniający w terminalu. Sam sygnał telefoniczny wymaga tylko jednej długości fali, ale aby umożliwić późniejsze wprowadzenie systemu WDM, przed każdym odbiornikiem umieszczony jest filtr optyczny. W ten sposób późniejsze dodanie innych długości fal w sieci nie będzie zakłócać podstawowych usług telefonicznych. Inne długości fal mogą być wprowadzone później do systemu poprzez sprzęgacze kierunkowe bez konieczności przecinania światłowodu



Rys. 13.21. Architektura sieci TPON. Na podstawie [175]



Rys. 13.22. Schemat sieci MACNET. Na podstawie [198]

w jakimkolwiek punkcie. Nowe rodzaje usług wymagają nowych nadajników i multiplekserów w lokalnej centrali, dodatkowych światłowodów do sprzęgaczy i dodatkowych demultiplekserów i odbiorników w terminalach.

Bardzo podobnym systemem jest tzw. MACNET (ang. *multiple access customer network*), którego prototyp opracowano w Telecom Australia [182]. Schemat tej sieci pokazano na rys. 13.22. Umożliwia ona dołączenie 16 abonentów przy przepustowości 8,192 Mbit/s, która zapewnia 20 kanałów podstawowych po 160 kbit/s i dwa kanały po 2 Mbit/s. Do jednoczesnej transmisji w obydwu kierunkach (tzw. pełny duplex) użyto zwielokrotnienia WDM: do transmisji w jednym kierunku wykorzystano długość fali 1,28 μm , a w drugim 1,32 μm . Przy

Tablica 13.2

Parametr	Alcatel		Ericsson	AT & T	NKT	Siemens
Technika transmisji	TDM-TDMA	TCM-TDMA	PDH	TCM-TDMA	TDM-TDMA	PDH
Rodzaj transmisji optycznej	simplex	duplex	PDH	duplex	duplex	PDH
Długość fali	1,3 μm		1,3 μm	1,3 μm	1,3 μm	1,3 μm
Przepływność sieci	51,84 Mbit/s		2,048 Mbit/s	28,8 Mbit/s	69 Mbit/s	4/36 Mbit/s
Liczba abonentów w sieci	16	32	sieć aktywna	32	32	sieć aktywna
Zasięg transmisji	10 km		sieć aktywna	10 km	10 km	sieć aktywna
Liczba sieci współpracująca z jedną centralą	8	4	sieć aktywna	6	1	sieć aktywna
Optyczna moc wyjściowa w centrali	-7,5 dBm	-5 dBm	-14 dBm		0 dBm	-10 dBm
Czułość odbioru abonenta	-37,5 dBm	-31 dBm	-40 dBm		-36 dBm	-30 dBm
Budżet mocy	30 dB	26 dB	26 dB	26,5 dB	28 dB	20 dB

obydwu kierunkach transmisji użyto bloków (ramek) o czasie trwania 1 ms zaopatrzonych w 40-bitowy nagłówek do celów synchronizacji. Zgodnie z założeniem maksymalna różnica dróg optycznych między najbliższym, a najdalszym klientem nie przekracza 1 km, co odpowiada różnicy opóźnień 10 μ s. Z tego względu zrezygnowano z korekcji czasów opóźnień, a jedynie wprowadzono ustalony czas martwy między blokami (10 μ s), aby uniknąć kolizji. Istnieje wiele komercyjnych sieci abonenckich FITL opartych na podziale czasowym [183], [184]. Parametry niektórych z nich podano w tabl. 13.2 [183].

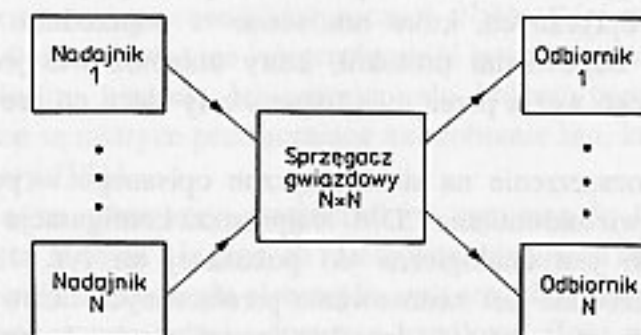
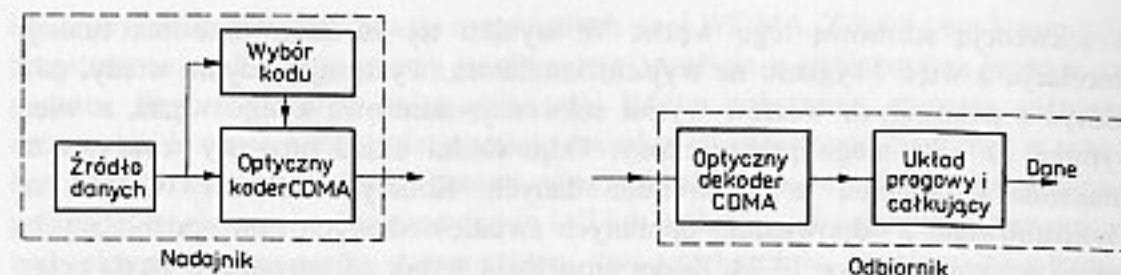
13.4. SIECI ZE ZWIELOKROTNIENIEM KODOWYM (CDMA)

Jak już opisywaliśmy w poprzednim rozdziale, przy optycznym zwielokrotnieniu kodowym do zakodowania każdego bitu informacyjnego niezbędny jest ciąg bardzo krótkich impulsów (w zakresie pikosekund lub nawet femtosekund). Innymi słowy mamy tu do czynienia z systemem z rozproszonym widmem, gdyż niezbędne pasmo transmisyjne jest znacznie większe od pasma informacyjnego. Poprzez odpowiedni dobór kodów optycznych można zminimalizować interferencję pomiędzy sygnałami z różnych węzłów sieci, co eliminuje konieczność stosowania protokołów transmisyjnych koordynujących przesyłanie danych między węzłami. Wady i zalety CDMA w porównaniu z innymi metodami zwielokrotnienia podano w tabl. 13.3.

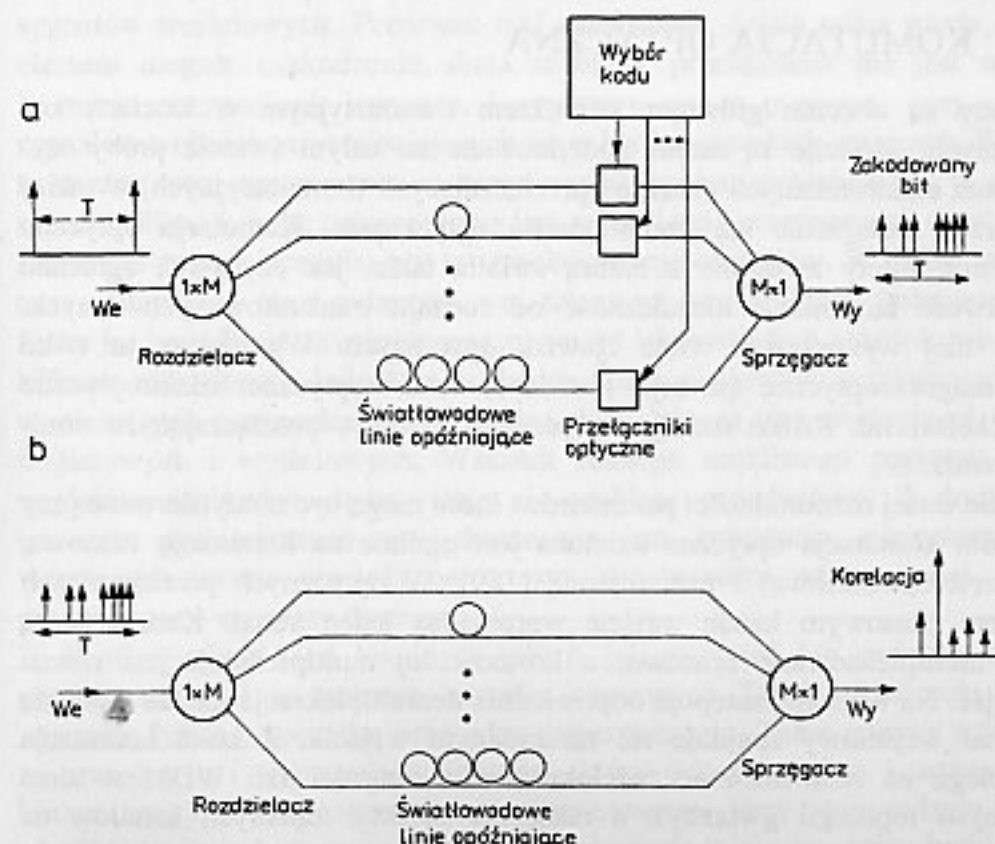
Podobnie jak było to przy rozpatrywaniu zwielokrotnienia, sieci CDMA można podzielić na sieci z detekcją bezpośrednią oraz koherentne. Przykład sieci pierwszego rodzaju pokazano na rys. 13.23. Wszystkie węzły są ze sobą połączone przez szerokopasmowy sprzęgacz gwiazdowy $N \times N$. W każdym nadajniku koder optyczny zamienia symbol „1” na sekwencję bardzo krótkich impulsów świetlnych; sekwencja ta jest inna dla każdego węzła do którego chce się wysłać dane, reprezentuje więc jego adres (kod adresowy). Symbole „0” nie są kodowane (sekwencja kodowa składa się z samych zer). Zakodowane sygnały są następnie wysyłane poprzez sprzęgacz gwiazdowy do wszystkich węzłów sieci. Do wysłania danych z i -tego węzła do węzła o numerze k koder w węzle i -ym wysyła kod adresowy węzła k -tego. W k -tym węzle, dochodzące doń sygnały optyczne pochodzące z innych węzłów i niekoniecznie dla niego przeznaczone są korelowane

Tablica 13.3

Zalety	Wady
Brak konieczności synchronizacji wszystkich węzłów.	Konieczność stosowania ultrakrótkich impulsów optycznych.
Brak konieczności stabilizacji długości fal emitowanych przez nadajniki.	Złożone układy kodowania i dekodowania optycznego.
Wysoka pojemność sieci osiągana przez optyczną obróbkę sygnałów.	Trudności z realizacją przy znacznie różniących się poziomach mocy (drogach optycznych).
Dobra ochrona przesyłanych informacji.	



Rys. 13.23. Światłowodowa sieć wielodostępna ze zwielokrotnieniem kodowym (CDMA) i detekcją bezpośrednią. Na podstawie [175]



Rys. 13.24. Koder (a) i dekodek (b) optyczny zbudowane ze światłowodowych linii opóźniających. Na podstawie [175]

z sekwencją adresową tego węzła. W wyniku tej korelacji maksima funkcji korelacji, a więc i sygnału na wyjściu korelatora, występują jedynie wtedy, gdy któryś z pozostałych węzłów wysłał sekwencję adresową k-tego węzła, a więc symbol „1” dla niego przeznaczony. Odpowiedni układ progowy wykrywa te maksima i zamienia je na strumień danych. Kodery i dekodery CDMA są skonstruowane z odpowiednio dobranych światłowodowych linii opóźniających, jak to pokazano na rys. 13.24. Koder umożliwia wybór adresowanego węzła przez optyczne przełączanie wyjść światłowodowych linii opóźniających. Wymagane jest stosowanie kodów optycznych, które omówiono w poprzednim rozdziale. W sieci niezbędny jest odpowiedni protokół, który uniemożliwia jednoczesne zaadresowanie tego samego węzła przez dwa różne węzły sieci, co prowadziłoby do kolizji danych.

Możliwe jest również rozszerzenie na sieci optyczne opisanego w poprzednim rozdziale koherentnego zwielokrotnienia CDM. Najprostsza konfiguracja z użyciem sprzęgacza gwiazdowego jest analogiczna do pokazanej na rys. 13.23. Aby osiągnąć wielodostęp niezbędne jest zastosowanie przełączanych fazowych siatek optycznych, które mogą zaadresować dowolny węzeł sieci. Ze względu na trudności realizacyjne, badania nad takimi sieciami prowadzi się jedynie w nielicznych laboratoriach na świecie.

13.5. KOMUTACJA OPTYCZNA

Światłowody są obecnie głównym ośrodkiem transmisyjnym w sieciach komunikacyjnych, logiczne są zatem podejmowane na całym świecie próby wyeliminowania elektronicznych urządzeń przełączających (komutacyjnych) w takiej sieci, poprzez zastąpienie ich komutatorami optycznymi. Komutacja optyczna ma olbrzymie zalety związane z naturą światła takie, jak szybkość, ogromne pasmo, łatwość łączenia, i niezależność od rodzaju transmitowanych danych. Można w niej wykorzystać wiele zjawisk optycznych. Wymieńmy tu tylko zjawiska magnetoptyczne (rotacja Faradaya), akustooptyczne, elektroptyczne (efekt Pockelsa) itd. Różne rodzaje optycznych układów przełączających omówiono w rozdz. 6.

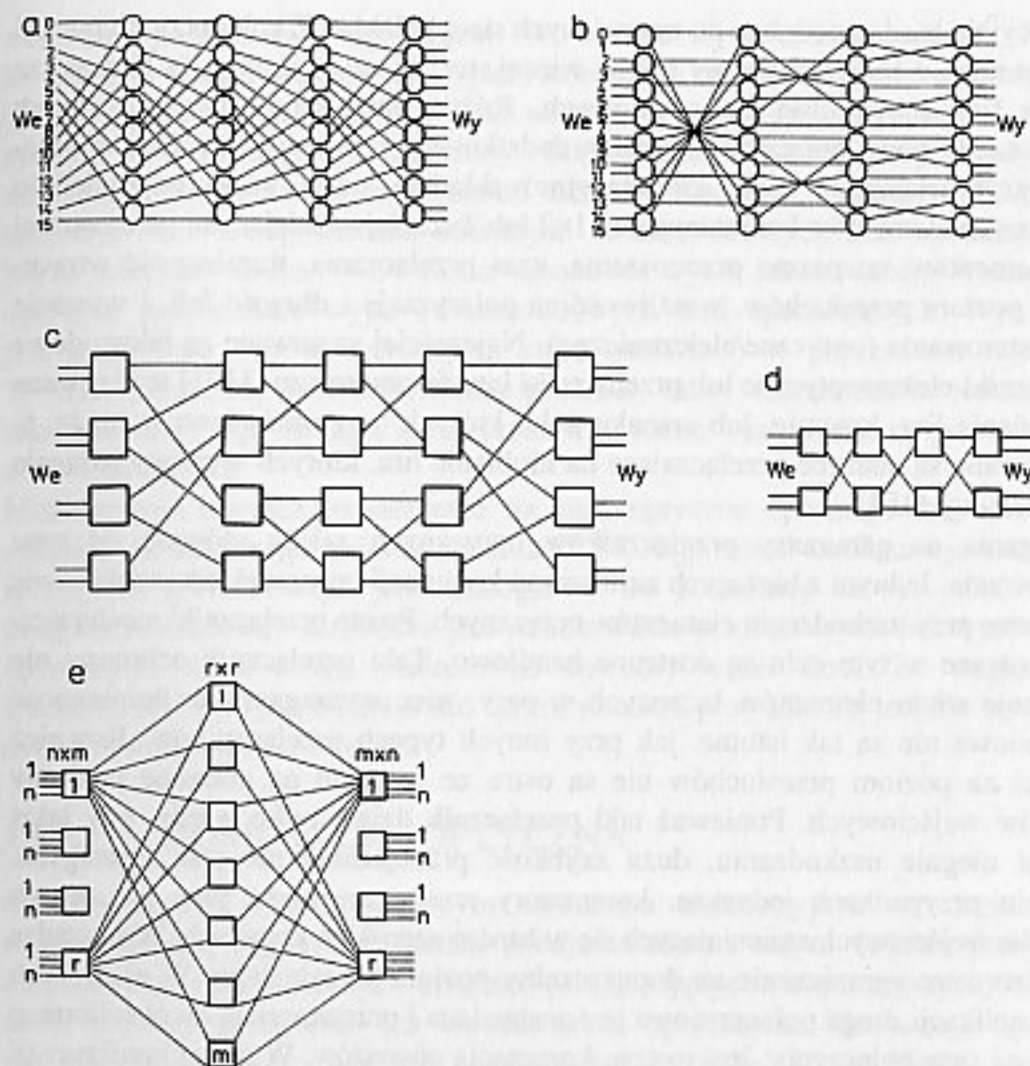
W rezultacie dużej różnorodności parametrów, które mogą być modyfikowane przy przełączaniu, komutacja optyczna dzielona jest ogólnie na komutację czasową, falową (częstotliwościową) i przestrzenną [189]. W optycznych przełącznicach z podziałem czasowym każde wejście wprowadza jeden kanał. Kanały te są następnie multipleksowane czasowo, a krotność tej multipleksacji jest równa liczbie wejść. Na wyjściu następuje odpowiednia demultipleksacja kanałów tak, że każdy kanał wejściowy znajduje się na żądanym wyjściu. Z kolei komutacja falowa polega na zastosowaniu zwielokrotnienia długości fali WDM w sieci (najczęściej o topologii gwiazdy), a następnie selekcji żądanych kanałów na odpowiednich wyjściach.

Ze względu na szczupłość miejsca nie będziemy tutaj szerzej omawiać tych dwóch rodzajów komutacji. Zaznaczmy tylko, że zwłaszcza komutacja falowa jest

konceptyjnie bardzo podobna do omawianych sieci WDMA. Z kolei przy komutacji przestrzennej, o której powiemy trochę więcej, wejścia z wyjściami są łączone za pomocą fizycznych dróg połączeniowych. Różne połączenia używają różnych dróg, a każde nowe połączenie wymaga dodatkowej przestrzeni fizycznej w przełącznicy. Przełącznice (pola komutacyjne) składają się z wielu odpowiednio połączonych elementów komutacyjnych 1×2 lub 2×2 . Najważniejszymi parametrami tych elementów są: pasmo przenoszenia, czas przełączania, tłumienność wtrąceniowa, poziom przesłuchów, wrażliwość na polaryzację i długość fali, i wreszcie rodzaj sterowania (optyczne/elektroniczne). Najczęściej stosowane są falowodowe przełączniki elektroptyczne lub przełączniki interferometryczne [191] realizowane na niobianie litu, krzemie, lub arsenku galu, których typy omówiono w rozdz. 6. Realizowane są matryce przełączające na niobianie litu, których wymiary osiągają 16×16 we-wy [191].

Wymagania na parametry przełączników optycznych zależą głównie od typu zastosowania. Jednym z bieżących zastosowań komutacji optycznej jest przełączanie na rezerwę przy uszkodzeniu elementów optycznych. Proste przełączniki mechaniczne stosowane w tym celu są dostępne handlowo. Taki przełącznik ochronny nie potrzebuje wielu elementów łączonych w pary, więc wymagania na tłumienność wtrąceniową nie są tak istotne, jak przy innych typach przełączników. Również warunki na poziom przesłuchów nie są ostre ze względu na zbliżone poziomy sygnałów wejściowych. Ponieważ taki przełącznik działa tylko wtedy, gdy jakiś element ulegnie uszkodzeniu, duża szybkość przełączania nie jest wymagana. W wielu przypadkach jednakże, komutatory muszą pracować przy poziomach sygnałów wejściowych zmieniających się w bardzo szerokich granicach. Wprowadza to bardzo ostre ograniczenie na dopuszczalny poziom przesłuchów. W niektórych typach aplikacji droga połączeniowa jest zestawiana i przeznaczana do określonego kanału na czas połączenia; jest to tzw. komutacja obwodów. W takiej konfiguracji czas zestawienia drogi połączeniowej zależy od typu aplikacji (telefonii, telekonferencja, połączenie międzyprocesorowe itd.) i może być stosunkowo duży (do kilkuset milisekund). Jednakże niezbędna liczba elementów przełączających może w niektórych przypadkach być bardzo duża; muszą one obsługiwać wiele linii wejściowych i wyjściowych. Wskutek różnego możliwego poziomu sygnałów wejściowych bardzo istotny staje się problem przesłuchów. Z drugiej strony w wielu architekturach sieci konieczna jest komutacja wielostopniowa, co wprowadza istotne warunki na poziom tłumienności wtrąceniowej, tolerancje produkcyjne i wymiary fizyczne.

W konfiguracjach sieci lokalnych takich, jak pierścień lub gwiazda, informacja przenoszona jest za pomocą szczelin czasowych TDM, z których każda ma znacznik końca i początku oraz adres przeznaczenia. Takie pakiety informacyjne są przeplatane i wymagają komutatora, który dekoduje adres i ustanawia drogę komunikacyjną na okres trwania szczeliny czasowej. Przy takim rodzaju komutacji, określanym jako komutacja pakietów, czas przełączania powinien być krótki, aby można było komutować pakiety bez straty informacji i bez straty pasma związanej z opóźnieniami.



Rys. 13.25. Rodzaje pól komutacyjnych: a) całkowicie połączone Omega, b) całkowicie połączone skrzyżowane, c) nieblokujące (Benes), d) nieblokujące w szerokim sensie, e) ściśle nieblokujące (Clos). Na podstawie [68]

Istnieją różne topologie pól komutacyjnych, które różnią się zarówno liczbą użytych elementów komutacyjnych, jak i ich połączeniem. Architektura pola komutacyjnego decyduje o jego zdolności połączeniowej określonej możliwością blokowania połączeń. Ta ostatnia własność jest wyróżnikiem podziału pól komutacyjnych na:

1. Całkowicie połączone (ang. *fully connected*). Zapewniają one połączenie między dowolnym wejściem a dowolnym wyjściem, ale niektóre połączenia nie są możliwe, jeśli w polu komutacyjnym już istnieją inne, wcześniejsze drogi połączeniowe. W tych polach istnieje przynajmniej jedna droga połączeniowa między każdym wejściem i wyjściem. Przykłady takich pól pokazano na rys. 13.25a, b.
2. Nieblokujące (ang. *rearrangeably nonblocking*). Umożliwiają one połączenie

między każdym wolnym wejściem i wyjściem w dowolnym momencie pod warunkiem, że możemy przestawić drogi połączeniowe istniejących połączeń. Przykład takiego pola pokazano na rys. 13.25c.

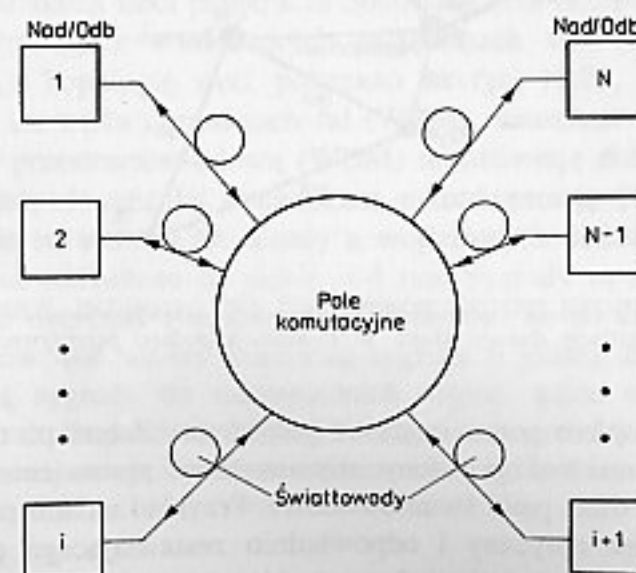
3. Nieblokujące w szerokim sensie (ang. *wide-sense nonblocking*). Zapewniają one połączenie między dowolnym (nie zajętym) wejściem i wyjściem bez zmiany istniejących połączeń pod warunkiem, że drogi połączeniowe są ustanawiane zgodnie z określonym algorytmem (rys. 13.25d).

4. Ściśle nieblokujące (ang. *strictly nonblocking*). Zapewniają one połączenie między dowolnym (nie zajętym) wejściem i wyjściem bez zmiany istniejących połączeń, niezależnie od ustanowionych poprzednio dróg połączeniowych. Przykład takiej sieci pokazano na rys. 13.25e.

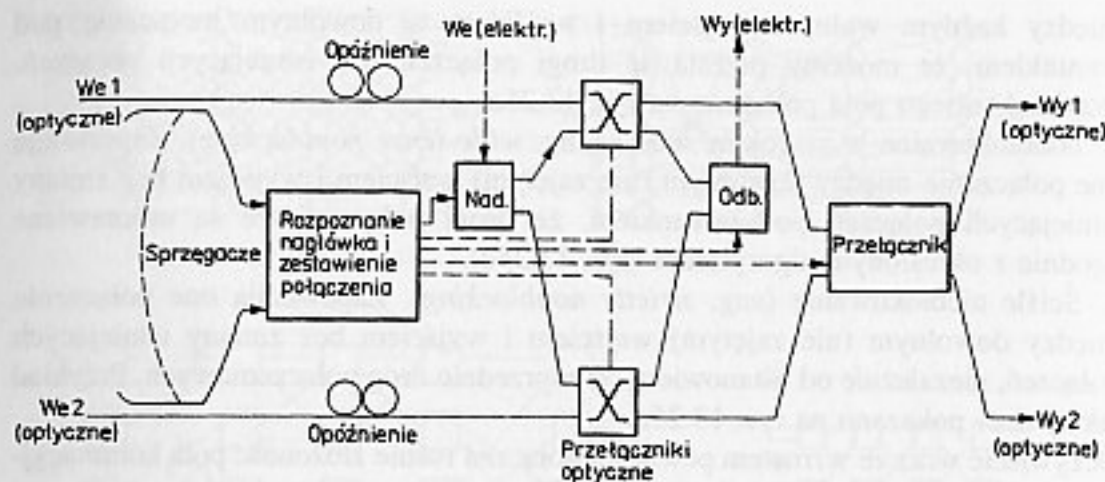
Oczywiście wraz ze wzrostem pewności połączeń rośnie złożoność pola komutacyjnego, jak można to zauważyć na rys. 13.25.

13.6. SIECI OPTYCZNE PRZEZROCZyste

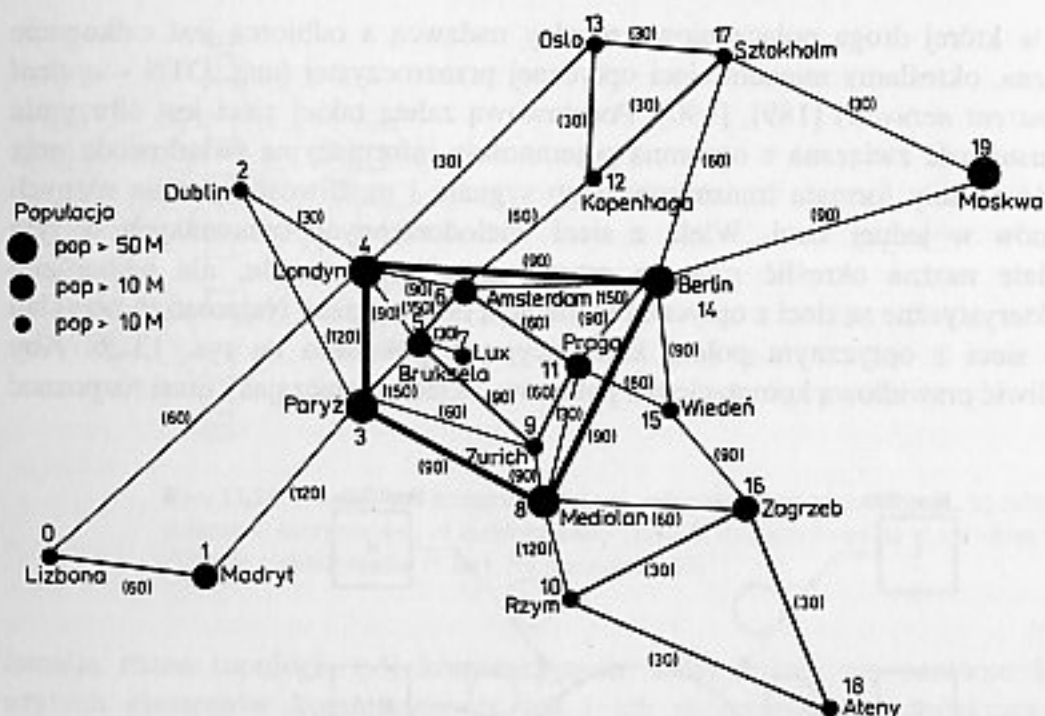
Sieć, w której droga połączeniowa między nadawcą a odbiorcą jest całkowicie optyczna, określamy mianem sieci optycznej przezroczystej (ang. OTN – *optical transparent network*) [189], [190]. Podstawową zaletą takiej sieci jest olbrzymia przepustowość związana z ogromną pojemnością informacyjną światłowodu oraz łatwość zmiany formatu transmitowanego sygnału i możliwość łączenia różnych formatów w jednej sieci. Wiele z sieci wielodostępnych omawianych w tym rozdziale można określić mianem przezroczystych optycznie, ale najbardziej charakterystyczne są sieci z optyczną komutacją przestrzenną. Najprostszy przykład takiej sieci z optycznym polem komutacyjnym pokazano na rys. 13.26. Aby umożliwić prawidłową komutację np. pakietów, układ przełączający musi rozpoznać



Rys. 13.26. Najprostsza sieć optyczna przezroczysta z polem komutacyjnym

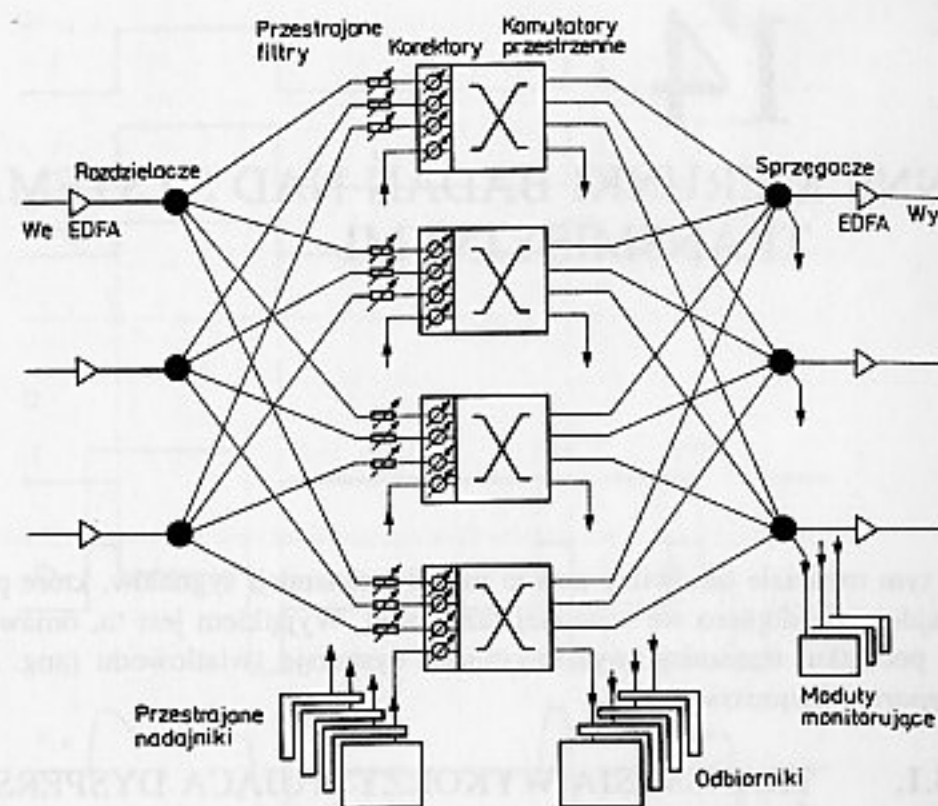


Rys. 13.27. Układ połączeniowy odczytujący adres optyczny i odpowiednio zestawiający połączenie. Na podstawie [189]



Rys. 13.28. Propozycja optycznie przezroczystej sieci europejskiej. Wymiary węzłów wskazują na populację danego kraju. W nawiasach podano przepływność linii. Na podstawie [192]

adres przeznaczenia, a dopiero potem zestawiać połączenie. Zatem po odczytaniu adresu sygnał optyczny musi być opóźniony, aby umożliwić zestawienie żadanego połączenia. Do tego celu służą pętle światłowodowe. Przykład układu połączeniowego odczytującego adres optyczny i odpowiednio zestawiającego połączenie pokazano na rys. 13.27; linia światłowodowa opóźnia sygnał optyczny na czas potrzebny do odczytania adresu i podjęcia decyzji o zestawieniu połączenia.



Rys. 13.29. Schemat architektury węzła w sieci europejskiej. Na podstawie [192]

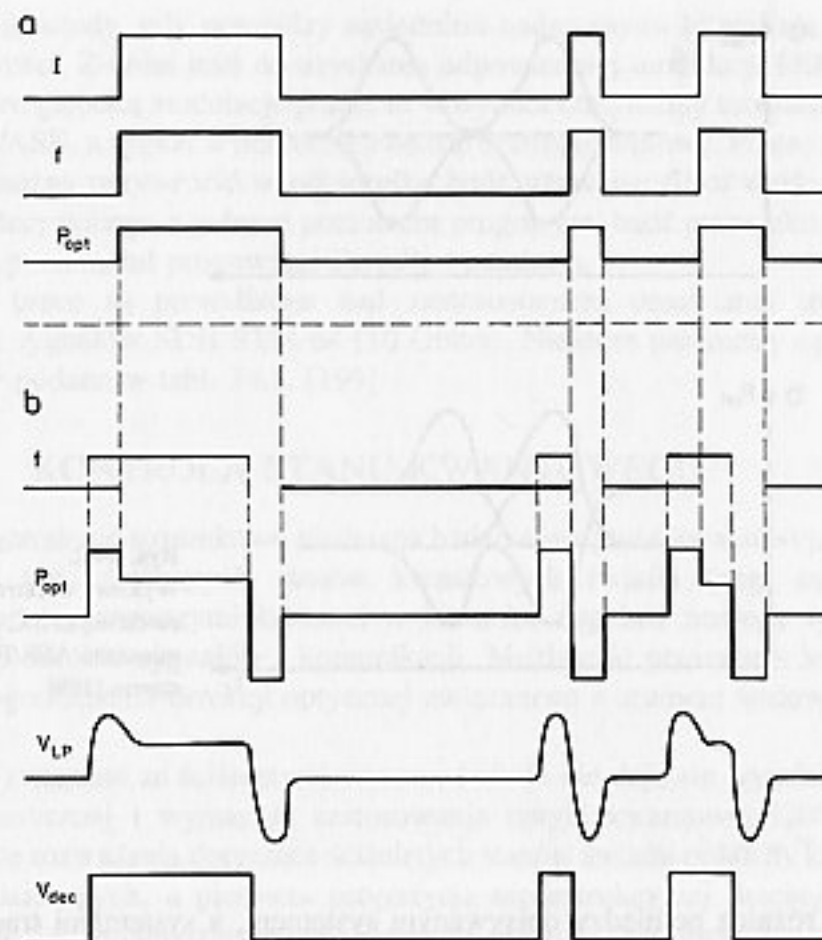
Przykładem sieci optycznie przezroczystej może być projektowana (projekty europejskie COST 239, RACE 2028) europejska sieć optyczna [192]. Składa się ona ze stosunkowo niewielkiej liczby węzłów (20) odpowiadających stolicom krajów europejskich. Jej cechą charakterystyczną są duże odległości między węzłami (średnica sieci przekracza 3000 km) oraz przepływności poszczególnych linii przekraczające w niektórych przypadkach 100 Gbit/s (Amsterdam-Berlin 150 Gbit/s). Topologię sieci pokazano na rys. 13.28. W sieci stosowana jest transmisja na wielu długościach fal (WDM), natomiast węzły poprzez mieszaną komutację przestrzenno-falową (WDM) umożliwiają dołączenie lokalnego ruchu do sieci, jak również jej dynamiczną rekonfigurację [192]. Architektura węzła narysowano na rys. 13.29. Każdy z wejściowych światłowodów zawiera cztery długości fal oddzielone od siebie o 4 nm. Sygnały są demultipleksowane przez rozdzielacz optyczny połączony z filtrami tak, że do każdego z przestrzennych komutatorów 4×4 we-wy dochodzą sygnały o jednej długości fali. Komutatory przełączają sygnały do odpowiednich wyjść, gdzie są łączone z sygnałami o pozostałych długościach fal pochodzącymi z innych komutatorów. Wzmacniacze optyczne kompensują tłumienie wtarceniowe układów w węzle.

W tym rozdziale omówimy pewne metody transmisji sygnałów, które przeważnie znajdują się dopiero we wstępnej fazie prób. Wyjątkiem jest tu, omawiana zaraz na początku, transmisja wykorzystująca dyspersję światłowodu (ang. *dispersion supported transmission*).

14.1. TRANSMISJA WYKORZYSTUJĄCA DYSPERSJĘ ŚWIATŁOWODU

Jest ona rozpatrywana jako jedna z możliwych metod transmisyjnych przy dużych przepływnościach i użyciu standardowych światłowodów [199]. Prowadzone są już próby na eksploatowanych światłowodach. Ta technika umożliwia transmisję w oknie $1,55 \mu\text{m}$ sygnałów o przepływnościach binarnych rzędu 10 Gbit/s i większych poprzez standardowy światłowod o typowej dyspersji chromatycznej w tym oknie rzędu 16–20 ps/(nm·km). Nie wymaga ona ponadto żadnych dodatkowych elementów optycznych takich, jak zewnętrzne modulatory, czy elementy kompensujące dyspersję.

Zasadę pracy takiego systemu pokazano na rys. 14.1 i jest ona następująca [6], [199]. Po stronie nadawczej prąd lasera jest modulowany strumieniem danych. Jednakże głębokość modulacji jest znacznie mniejsza aniżeli w systemach klasycznych, a co więcej modulacją prądu jest stosowana po to, aby modulować częstotliwość generowanego przez laser światła, a nie jego moc. Powstająca niejako przy okazji modulacja amplitudy jest zjawiskiem ubocznym, nie mającym wpływu na podstawę działania systemu. Jednemu z symboli modulujących odpowiada większa częstotliwość lasera, a drugiemu – mniejsza. Ponieważ światłowod charakteryzuje się określoną dyspersją, sygnały o różnych częstotliwościach rozchodzą się z różnymi prędkościami grupowymi, i w efekcie przebywają odcinek transmisyjny w różnych czasach. Prowadzi to do nakładania się lub wygaszania impulsów na wyjściu światłowodu w zależności od strumienia wysyłanych bitów. Jeśli najpierw wysłano bit, którego częstotliwość rozchodzi się wolniej, a następnie bit rozchodzący



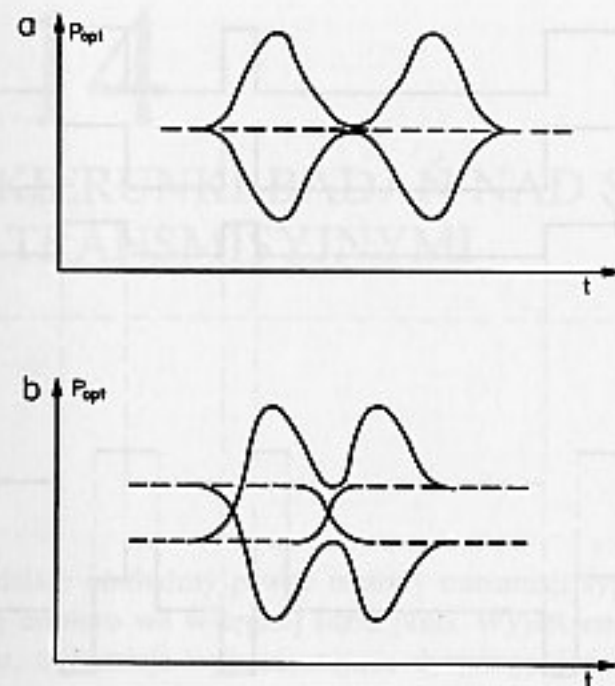
Rys. 14.1. Przebiegi czasowe w systemie transmisji wykorzystującej dyspersję światłowodu: a) nadawnik, b) odbiornik (I – sygnał modulujący, f – częstotliwość optyczna, V_{LP} – sygnał na wyjściu filtra dolnoprzepasowego, V_{dec} – sygnał na wyjściu układu decyzyjnego. Na podstawie [199])

się szybciej, to na wyjściu obydwa bity nałożą się na siebie, co prowadzi do chwilowego zwiększenia odbieranej mocy. W przypadku odwrotnym, kiedy wysłano najpierw bit szybciej rozchodzący się, a bezpośrednio później bit o częstotliwości, która rozchodzi się wolniej, dojdzie do rozsunienia czasowego impulsów i chwilowego zmniejszenia odbieranej mocy. Innymi słowy modulacja FM lasera zostaje zamieniona w modulację AM w odbiorniku.

Różnica między czasami przejścia dwóch sygnałów o długościach fal różniących się o $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda = \Delta f \lambda_0^2/c$) wynosi

$$\Delta t = D L \Delta\lambda \quad (14.1)$$

Ta różnica musi zostać powiązana z szybkością transmisji w celu otrzymania prawidłowego sygnału w odbiorniku. Zatem ten rodzaj transmisji wymaga doboru dziewiaci częstotliwości przy modulacji lasera nadawczego do szybkości transmisji, długości linii i dyspersji światłowodu; czas trwania bitu musi spełniać



Rys. 14.2.
Wykresy oczkowe: a) czysta modulacja FSK, b) modulacja mieszana ASK/FSK. Na podstawie [199]

zależność:

$$T = \Delta t \quad (14.2)$$

Zasadniczą różnicą pomiędzy opisywanym systemem, a systemami tradycyjnymi jest to, że odbierany sygnał jest trój-, a nawet czterowartościowy. Pokazano to na rys. 14.2. Sygnał trójwartościowy jest otrzymywany przy czystej modulacji FSK, kiedy związana z nią modulacja ASK jest nieznacząca. Dodatkowy poziom pośredni

Tablica 14.1

Parametr	Wartości	
Szybkości transmisji	9 953 280 kbit/s	
Typ światłowodu	Standardowy światłowod jednomodowy	
Długość linii	80 km	120 km
Zakres długości fal	1530–1565 nm	
Szerokość linii widmowej lasera (bez modulacji)	< 40 MHz	< 17 MHz
Zakres wprowadzanych do światłowodu mocy optycznych	10–13 dBm	14–17 dBm
Dewiacja częstotliwości	9 GHz	7 GHz
Zakres tłumienności linii	16–27 dB	22–36 dB
Zakres dyspersji linii	640–1600 ps/nm	1280–2400 ps/nm
Maksymalna wartość dyspersji polaryzacyjnej	10 ps	
Minimalna czułość odbiornika	–17 dBm	–27 dBm

pojawia się wtedy, gdy pomiędzy sąsiednimi nadawanymi bitami nie ma różnicy częstotliwości. Z kolei jeśli do uzyskania odpowiedniej modulacji FSK stosuje się stosunkowo głęboką modulację prądu, to w wyniku otrzymamy modulację mieszaną typu FSK/ASK, a sygnał w odbiorniku będzie czteropoziomowy. Postać nadawanego sygnału można przywrócić w odbiorniku bądź używając filtru wąskopasmowego i układu decyzyjnego z jednym poziomem progowym, bądź przez układ decyzyjny z dwoma poziomami progowymi P_0 i P_1 i pamięcią.

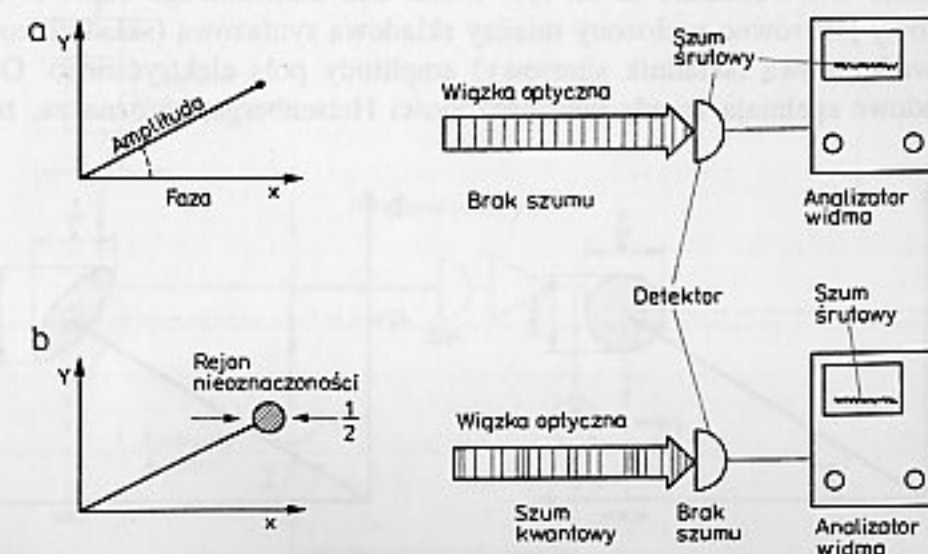
Poważne prace są prowadzone nad zastosowaniem omawianej techniki przy transmisji sygnałów SDH STM-64 (10 Gbit/s). Niektóre parametry optyczne tych systemów podano w tabl. 14.1. [199].

14.2. KONTROLA STANU KWANTOWEGO

Rozwijające się od stosunkowo niedawna badania w optyce kwantowej, obejmujące generację tzw. ściśniętych stanów kwantowych światła (ang. *squeezed state generation*) są pierwszymi krokami w kierunku zupełnie nowego typu detekcji optycznej, obróbki sygnałów i komunikacji. Możliwość przewyższenia standardowego ograniczenia detekcji optycznej związanego z szumem śrutowym stała się realna.

Zjawiska związane ze ściśniętymi stanami światła nie dają się wyjaśnić w ramach optyki klasycznej i wymagają zastosowania optyki kwantowej [200]. Pierwsze teoretyczne rozważania dotyczące ściśniętych stanów światła pojawiły się w połowie lat sześćdziesiątych, a pierwsza propozycja niedestrukcyjnej detekcji fotonów – w połowie lat siedemdziesiątych. Pierwsze prace eksperymentalne pojawiły się w połowie lat osiemdziesiątych.

Rozważmy optyczny system o detekcji bezpośredniej, składający się z lasera



Rys. 14.3. Ilustracja klasycznej (a) i kwantowej (b) definicji szumu śrutowego. Na podstawie [200]

pozbawionego szumu nadmiarowego i detektora o efektywności kwantowej równej jedności. Stosunek sygnału do szumu (SNR) systemu komunikacji optycznej jest określony m.in. przez moc szumów śrutowych. W praktyce istnieją również inne źródła szumów takie, jak fluktuacje mocy lasera (RIN) i szum termiczny odbiornika. Te dodatkowe źródła szumów są z punktu widzenia zasad transmisji sygnału optycznego szumami nadmiarowymi i przynajmniej w teorii mogą być usunięte. Na rysunku 14.3 pokazano porównanie między klasyczną i kwantową teorią szumu śrutowego. W teorii klasycznej przyjmuje się, że idealny sygnał optyczny nie ma szumu. Uważa się, że szum śrutowy jest generowany w fotodetektorze, gdy fala świetlna jest zamieniana w sposób przypadkowy na fotoelektrony. Z kolei z punktu widzenia mechaniki kwantowej szum śrutowy jest traktowany jako kwantowy szum optyczny źródła światła. Przyjmuje się, że idealny fotodetektor nie generuje szumu w rozpatrywanym pasmie.

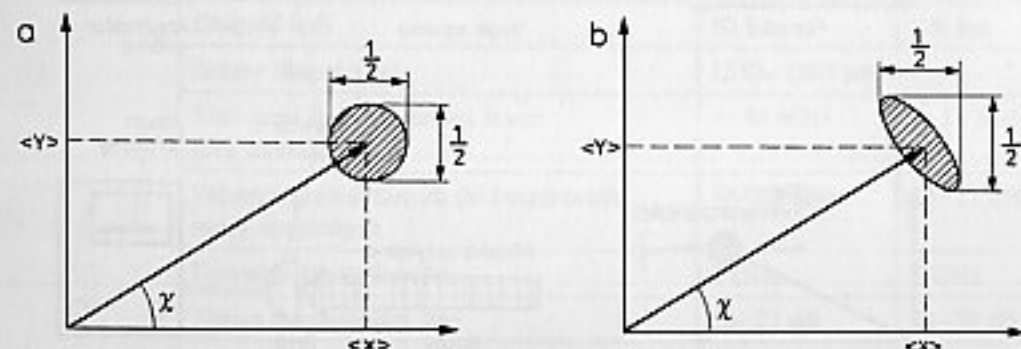
Szum kwantowy jest związany z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, która oczywiście nie może być złamana, ale równowaga nieoznaczoności może być kontrolowana w sposób opisany w dalszej części. Kwantowa reprezentacja pola elektrycznego odpowiadającego fotonowi może być zapisana następująco [201]:

$$E(z, t) = E_0 \sin k z (X \cos \omega t + Y \sin \omega t) \quad (14.3)$$

Tutaj E , X i Y są operatorami mechaniki kwantowej odpowiadającymi obserwowanemu polu i jego składnikom. Operatory kwadraturowe X i Y mają wariancje spełniające nierówność

$$E(\Delta X)^2 E(\Delta Y)^2 \geq \frac{1}{16} \quad (14.4)$$

Dla klasycznego pola koherentnego nieoznaczoności pól X i Y są jednakowe i równe $1/4$. Pokazano to na rys. 14.4a. Dla koherentnego stanu światła szum śrutowy jest równo rozłożony między składową synfazową (składnik cosinusowy) i kwadraturową (składnik sinusowy) amplitudy pola elektrycznego. Obydwie te składowe spełniają zasadę nieoznaczoności Heisenberga, co oznacza, że amplitu-

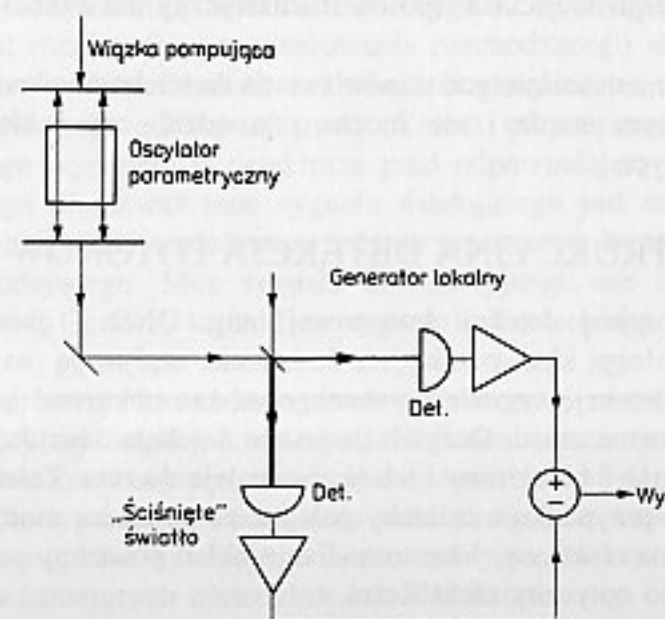


Rys. 14.4. Interpretacja w przestrzeni fazowej wartości średnich i nieoznaczoności operatorów kwadraturowych X i Y : a) dla światła koherentnego, b) dla światła „ściśniętego”. Na podstawie [201]

dowy szum synfazowy i amplitudowy szum kwadraturowy nie mogą być jednocześnie zredukowane poniżej poziomu szumu śrutowego. Zasada nieoznaczoności stwierdza, że zwiększenie dokładności pomiaru jednej zmiennej może być dokonane jedynie kosztem dokładności jednoczesnego pomiaru drugiej zmiennej [201]. Taka wymiana nie jest możliwa dla klasycznych stanów światła. Jednakże można wytworzyć stany światła, których składowe kwadraturowe mają różne wariancje, a ich iloczyn spełnia zasadę nieoznaczoności. Ważną kategorią takich stanów światła są tzw. stany ściśnięte nazywane tak dlatego, że kołowy obszar nieoznaczoności z rys. 14.4a zostaje ściśnięty do elipsy, co pokazano na rys. 14.4b. Innymi słowy skutek „ściśnięcia” jedna ze składowych może zostać zredukowana poniżej poziomu szumu śrutowego kosztem drugiej, która zwiększa się powyżej poziomu tego szumu. Fala optyczna będąca w stanie nierównowagi między dwoma składowymi amplitud szumu kwantowego jest ogólnie nazywana ściśniętym stanem światła.

Aby zilustrować znaczenie „ściśniętych” stanów światła rozważmy detekcję homodynową takiego światła [200]. Jeśli faza światła z homodyny optycznej może się zmieniać względem fazy fali „ściśniętego” światła, to zmieniając tę różnicę faz otrzymuje się różny poziom szumów śrutowych w odbiorniku. Jeśli różnica faz jest bliska zeru lub π i stopień „ściśnięcia” światła jest duży, to ten poziom szumów może być mniejszy od granicy kwantowej znanej z teorii systemów koherentnych. Ponieważ, przynajmniej w teorii, stopień „ściśnięcia” światła może być dowolnie duży, można w ten sposób dowolnie zmniejszyć poziom szumów w odbiorniku, a w konsekwencji zapewnić bezbłędną transmisję danych.

Po raz pierwszy „ściśnięty” stan światła został przewidziany teoretycznie i zaob-



Rys. 14.5. Konfiguracja układu do generacji i detekcji „ściśniętego” światła. Na podstawie [200]

serwowany eksperymentalnie w trakcie mieszania czterofalowego w parach sodu. Dotychczas największe „ściśnięcie” otrzymano podczas optycznej generacji parametrycznej w kryształach niobianu litu (LiNbO_3).

Typowa konfiguracja eksperymentalna do generacji i badań „ściśniętych” stanów światła pokazana jest na rys. 14.5 [200]. Jednomodowy optyczny oscylator parametryczny (OPO) jest pompowany przez generator drugiej harmonicznej lasera YAG i emituje „ściśnięte” światło na tej samej długości, co podstawowa harmoniczna lasera YAG. Następnie to światło jest odbierane przez koherentny optyczny odbiornik homodynowy wykorzystujący detektor zrównoważony. Podstawowa harmoniczna lasera YAG jest używana tu jako oscylator lokalny. Poprzez dostrojenie fazy oscylatora lokalnego do fazy „ściśniętego” światła można zmniejszyć poziom szumów w odbiorniku poniżej poziomu szumu śrutowego. Obserwowane to jest na ekranie analizatora widma.

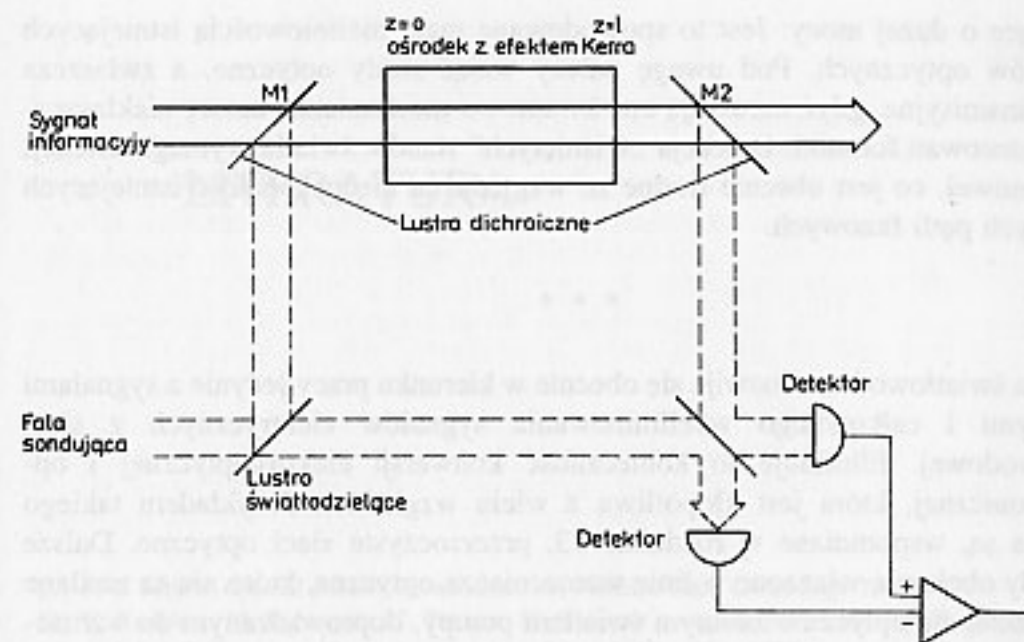
Zastosowanie „ściśniętych” stanów światła w komunikacji optycznej nie jest tak proste, jak mogłoby się wydawać. Jeśli bowiem poddamy „ściśnięte” światło jakimkolwiek procesowi przypadkowemu, stopień ściśnięcia gwałtownie maleje. Do takich procesów przypadkowych należy propagacja w stratnym światłowodzie lub detekcja na fotodiodzie o mniejszej od jedności sprawności kwantowej. Również przy wzmacnianiu fali optycznej jest do niej dodawany szum emisji spontanicznej wzmacniacza optycznego. Przyczyną zmniejszenia stopnia „ściśnięcia” światła jest to, że jakkolwiek proces przypadkowy pociąga za sobą mieszanie ściśniętego światła ze światłem normalnym, które ma jednakową nieoznaczoność w obydwu składowych kwadraturowych. Również podział mocy sygnału optycznego np. w sprzęgaczu optycznym, powoduje wzrost szumów kwantowych. Przyczyną tego zjawiska jest to, że fotony nie są podzielne i są transmitowane do każdego wyjścia w sposób stochastyczny, co zwiększa poziom szumów.

Badania nad zastosowaniem ściśniętych stanów światła do telekomunikacji znajdują się jeszcze na wstępnym etapie i nie można przesądzić, czy i kiedy znajdą wykorzystanie w praktyce.

14.3. NIEDESTRUKCYJNA DETEKCJA FOTONÓW

U podstaw nieustrukturalnej detekcji kwantowej (ang. QND – *quantum non-demolition detection*) leży idea pomiarów, które nie wpływają na mierzoną wielkość. Tradycyjną detekcję sygnału optycznego można traktować jako pomiar liczby fotonów w jednostce czasu. Oczywiście jest to detekcja destrukcyjna, gdyż fotony zostają zamienione na elektrony i ich liczba maleje do zera. Zatem detekcja nieustrukturalna w tym przypadku musiałaby polegać na pomiarze mocy świetlnej bez zamiany fotonów na elektrony. Ideę tę realizuje układ pokazany na rys. 14.6, w którym wykorzystano optyczny efekt Kerra.

Informacyjny sygnał świetlny, którego moc mamy zdetekować, przechodzi bez tłumienia przez dichroiczne lustro (lustro o współczynniku odbicia zależnym od długości fali) $M1$ i $M2$ i przez ośrodek optyczny charakteryzujący się efektem



Rys. 14.6. Konfiguracja układu do kwantowej nieniszczącej (QND) detekcji mocy optycznej. Na podstawie [200]

Kerra [200]. Promień sondujący transmitowany jest przez interferometr Mach-Zehndera z tym samym ośrodkiem Kerra w jednej ze ścieżek optycznych. Gęstość mocy sygnału informacyjnego moduluje współczynnik refrakcji ośrodka poprzez efekt Kerra. Modulacja współczynnika refrakcji powoduje z kolei odpowiednią modulację fazy promienia sondującego. W detektorze obydwie części promienia sondującego interferują ze sobą. Moc sygnału odbieranego przez detektor jest zależna od różnicy faz promieniowania rozchodzącego się w dwóch ramionach interferometru. W ten sposób modulacja fazy wywołana efektem Kerra przenosi się na modulację odbieranej mocy. Zatem taka demodulacja fazy promienia sondującego wytwarza w detektorze prąd odpowiadający gęstości mocy sygnału użytecznego. Ponieważ moc sygnału sondującego jest stała, więc faza sygnału informacyjnego jest modulowana jedynie przez szum kwantowy mocy promieniowania sondującego. Moc sygnału informacyjnego nie ulega zmianie wskutek efektu Kerra. Oznacza to, że faza sygnału informacyjnego zmienia się w sposób przypadkowy w zamian za nieustrukturalną detekcję jego mocy.

W zasadzie wszystkie rodzaje detekcji fazowej mogą być wykorzystane do nieustrukturalnej detekcji kwantowej. Obliczenia numeryczne wykazują, że jeśli jako ośrodek Kerra użyty zostanie typowy światłowod SiO_2 o tłumieniu 0,2 dB/km, zarówno dla sygnału jak i promienia sondującego jest wymagana moc ok. 50 mW [200]. Ten przykład wykazuje, że nieustrukturalna detekcja kwantowa jest możliwa z użyciem istniejących materiałów i źródeł światła.

Do praktycznego wykorzystania omówionych w 2 ostatnich podrozdziałach zjawisk konieczne jest rozwiązanie jeszcze wielu problemów. Na przykład stopień „ściśnięcia” światła jest obecnie niewystarczający; wymagane są również źródła

pompujące o dużej mocy. Jest to spowodowane małą nieliniowością istniejących materiałów optycznych. Pod uwagę należy wziąć straty optyczne, a zwłaszcza straty transmisyjne, gdyż naruszają one kwantowo-mechaniczną naturę nieklasycznych zastosowań fotoniki. Detekcja „ściśniętych” stanów światła wymaga detekcji homodynowej, co jest obecnie trudne ze względu na niedoskonałość istniejących optycznych pętli fazowych.

* * *

Technika światłowodowa rozwija się obecnie w kierunku pracy jedynie z sygnałami optycznymi i całkowitego wyeliminowania sygnałów elektrycznych z sieci światłowodowej. Eliminuje to konieczność konwersji elektro/optycznej i opto/elektronicznej, która jest kłopotliwa z wielu względów. Przykładem takiego podejścia są, wspomniane w rozdziale 13, przezroczyste sieci optyczne. Dalsze przykłady obejmują włączone w linię wzmacniacze optyczne, które nie są zasilane elektrycznie, ale optycznie zdalnym światłem pompy, doprowadzanym do wzmacniacza dodatkowym światłowodem. Powstają nieliniowe optyczne układy logiczne, pierwsze całkowicie optyczne regeneratory [202], optyczne układy odtwarzania zegara [203] itd. Przepustowość informacyjna światłowodu, kiedyś prawie nie używana i wydawałoby się – praktycznie nieograniczona, jest obecnie wykorzystywana w coraz większym stopniu.

LITERATURA

- [1] J.M. Senior: *Optical Fiber Communications*, Prentice Hall, Cambridge 1992
- [2] Y. Kashima, M. Kobayashi, T. Takano: *High output power GaInAsP/InP superluminescent diode at 1,3 μ m*. *Electronics Letters*, vol. 24, nr 24, s. 1507, 1508, 1988
- [3] G.P. Agrawal: *Fiber-optic communication systems*. John Wiley & Sons, Inc., New York 1992
- [4] K. Holejko: *Precyzyjne elektroniczne pomiary odległości i kątów*. WNT, Warszawa 1981
- [5] R.A. Linke: *Modulation induced transient chirping in single frequency lasers*. *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. QE-21, no. 6, s. 593–597, June 1985
- [6] J.E. Midwinter, Y.L. Guo: *Optoelectronics and lightwave technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York 1992
- [7] M. Dixon, J.L. Hokanson: *Optical transmitter design* w książce T. Li [Ed.]: *Topics in lightwave transmission systems*. Academic Press, Inc., San Diego 1991
- [8] C.A. Burrus, B.I. Miller: *Small area double heterostructure AlGaAs electroluminescent diode sources for optical fiber transmission lines*. *Opt. Commun.*, vol. 4, s. 307–369, 1971
- [9] T.P. Lee i in.: *A stripe geometry double heterostructure amplified spontaneous emission (superluminescent) diode*. *J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, s. 820, 1973
- [10] S.E. Miller, I.P. Kaminow [Ed.]: *Optical Fiber Telecommunications II*, Academic Press, 1988
- [11] H. Ishikawa i in.: *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, s. 848, 1987
- [12] W. van Etten, J. van der Plaats: *Fundamentals of Optical Fiber Communications*. Prentice Hall, New York 1991
- [13] D. Campi i in.: *Lasers for coherent systems*. w książce G. Prati [Ed.]: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [14] T.V. Higgins: *The smaller, cheaper, faster world of the laser diode*. *Laser Focus World*, vol. 31, nr 4, s. 65–76, 1995
- [15] H.H. Hillmer: *Bent waveguides improve DFB laser performance*. *Laser Focus World*, vol. 31, nr 7, s. 117–122, 1995
- [16] P.J. Rigde i in.: *114 nm wavelength tuning range of a vertical grating assisted codirectional coupler laser with a super structure grating distributed Bragg reflector*. *IEEE Photonics Technol. Letters*, vol. 7, nr 7, s. 697–699, 1995
- [17] E. Goutain i in.: *30 GHz bandwidth 1,55 μ m MQW-DFB laser diode based on a new modulation scheme*. *Electronics Letters*, vol. 32, nr 10, s. 896, 897, 1996
- [18] I.H. Tan i in.: *120 GHz long wavelength low capacitance photodetector with an air bridged coplanar metal waveguide*. *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, nr 12, s. 1477–1479, 1995
- [19] K.S. Giboney: *Travelling wave photodetectors with 172 GHz bandwidth and 76 GHz bandwidth-efficiency product*. *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, nr 4, s. 412–414, 1995
- [20] K. Linga: *Designing InGaAs/InP p-i-n photodetectors*. *Fiber optic Product News*, vol. 10, nr 5, s. 27–29, 1995

- [21] J. Liebowitz i in.: *InGaAs detectors allow ultrafast data transfer*. Laser Focus World, vol. 31, nr 7, s. 138–140, 1995
- [22] O. Vendier i in.: *Thin film inverted MSM photodetectors*. IEEE Photonics Technol. Letters, vol. 8, nr 2, s. 266–268, 1996
- [23] M.H. Leary, J.M. Ballantyne: *MSM waveguide photodetectors optimized for monolithic integration with high electron mobility transistors*. J. Lightwave Technol., vol. LT-13, nr 7, s. 1514–1520, 1995
- [24] G. F. Williams, H.P. LeBlanc. J. Lightwave Technology, vol. LT-4, s. 1502, 1986
- [25] L.M. Lunardi i in.: *20 Gbit/s monolithic p-i-n/HBT photoreceiver module for 1,55 μ m applications*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, nr 10, s. 1201–1203, 1995
- [26] T. Otsuji i in.: *46 Gbit/s multiplexer and 40 Gbit/s demultiplexer IC modules using In-AlAs/InGaAs/InP HEMT's*. Electronics Letters, vol. 32, nr 7, s. 685–686, 1996
- [27] B. Mroziewicz, M. Bugajski, W. Nakwaski: *Lasery półprzewodnikowe*. PWN, Warszawa 1985
- [28] Seastar Optics Inc.: *Optical Devices & Laser Diode Instrumentation*. Katalog, 1993
- [29] H.G. Unger: *Telekomunikacja optyczna*. WKiŁ, Warszawa 1979
- [30] M.J. Adams: *An Introduction to Optical Waveguides*. John Wiley & Sons, Chichester 1981
- [31] D. Marcuse: *Loss analysis of single mode fiber splices*. Bell System Technical Journal, vol. 56, no 5, s. 703–718, 1977
- [32] Zalecenie ITU G.652
- [33] Zalecenie ITU G.653
- [34] J. Petykiewicz: *Optyka falowa*. Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1978
- [35] M. Onishi i in.: *Dispersion compensating fibre with a high figure of merit of 250 ps/nm/dB*. Electronics Letters, vol. 30, nr 2, s. 161–163, 1994
- [36] J. Gowar: *Optical communication systems*. Prentice Hall, 1984
- [37] G.F. Wideman, C. Weinstein: *Dispersion-shifted optical fibers adapt to network capacity and data rate changes*. Lightwave, vol. 12, nr 12, s. 40–43, 1995
- [38] G.F. Williams: *Lightwave receivers* w książce T. Li [Ed.]: *Topics in lightwave transmission systems*. Academic Press, Inc., San Diego 1991
- [39] A. Majewski: *Nieliniowa optyka światłowodowa*. Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1993
- [40] G.P. Agrawal: *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, San Diego 1995
- [41] A.R. Chraplyvy: *Nonlinear effects in optical fibers*. w książce T. Li [Ed.]: *Topics in Lightwave Transmission Systems*. Academic Press, San Diego 1991
- [42] A.R. Chraplyvy, P.S. Henry: *Performance degradation due to stimulated Raman scattering in wavelength division multiplexed optical fiber systems*. Electronics Letters, vol. 19, s. 641, 1983
- [43] R.H. Stolen: *Nonlinearity in fiber transmission*. Proceed. IEEE, vol. 68, s. 1232, 1980
- [44] A.R. Chraplyvy: *Optical powers limits in multichannel wavelength division multiplexed systems due to stimulated Raman scattering*. Electronics Letters, vol. 20, s. 58, 1984
- [45] D. Cotter, A.M. Hill: *Stimulated Raman crosstalk in optical transmission: Effects of group velocity dispersion*. Electronics Letters, vol. 20, s. 185, 1984
- [46] T.J. Whitley: *A review of recent systems demonstrations incorporating 1,3 μ m praseodymium-doped fluoride fiber amplifiers*. J. Lightwave Technol., vol. LT-13, nr 5, s. 744–760, 1995
- [47] R. Cunningham: *OFC'96: the year of the network*. Fiberoptic Product News, vol. 14, nr 2, s. 25–30, 1996
- [48] D.L. Sipes: *Fluoride fiber technology offers 1,3 micron amplification*. Fiberoptic Product News, vol. 14, nr 2, s. 32–34, 1996
- [49] Y. Lacroix, P. Vella: *How to optimize the performance of fiberoptic amplifiers*. Laser Focus World, vol. 31, nr 1, s. 97–100, 1995
- [50] M.J. O'Mahony: *Progress in optical amplifiers*. w książce G. Prati [Ed.]: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [51] I. Cha i in.: Electronics Letters, vol. 25, s. 1241, 1989
- [52] W.G. Devlin i in.: *Polarisation insensitive high output power 1,3 μ m and 1,5 μ m optical amplifier made by MOVPE*. IOOC'89, Kobe Japan, 1989, paper 20C2-1
- [53] R.W. Tkach i in.: Electronics Letters, vol. 22, s. 1011, 1986

- [54] C.R. Giles, E. Desurvire: *Journ. Lightwave Technol.*, vol. 9, s. 271, 1991
- [55] T. Saitoh, T. Mukai: *Recent progress in semiconductor laser amplifiers*. Journal Lightwave Technology, vol. 6, nr 11, s. 1656–1664, 1988
- [56] M. Yamada i in.: *Low noise and high power Pr³⁺ doped fluoride fiber amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, nr 8, s. 869–871, 1995
- [57] P.R. Bank, D.O. Lawrence: *Emerging standards in fiber optic telecommunications cable*. Proc. SPIE, vol. 224, s. 149–158, 1980
- [58] M. Szustakowski: *Elementy techniki światłowodowej*. WNT, Warszawa 1992
- [59] P.D. McIntyre, A.W. Snyder: *Power transfer between optical fibers*. Journal of the Optical Society of America, vol. 63, nr 12, December 1973, s. 1518–1527
- [60] A.W. Snyder: *Coupled-mode theory for optical fibers*. Journal of the Optical Society of America, vol. 62, nr 11, s. 1267–1277, November 1972
- [61] R.A. Rao: *A comparison of connectors for telecommunications*, Lightwave, June 1991, s. 40–44
- [62] N. Suzuki: *PC polishing techniques*. Lightwave, s. 41–48, June 1991
- [63] T. Okoshi: *Polarization-State Control Schemes for Heterodyne or Homodyne Optical Fiber Communications*. Journal of Lightwave Technology, vol. LT-43, no. 6, s. 1232–1236, December 1985
- [64] M. Johnson: *In-line fiber-optical polarization transformer*. Applied Optics, vol. 18, no. 9, s. 1288–1289, 1 May 1979
- [65] R.C. Alfiness: *Electrooptic guided-wave device for general polarization transformation*. IEEE Journal Quantum Electronics, vol. QE-17, no. 6, s. 965–969, June 1981
- [66] H.C. Lefevre: *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*. Electronics Letters, vol. 16, no. 20, s. 778–780, 25th September 1980
- [67] R.C. Alfiness: *Guided-wave devices for optical communication*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-17, no. 6, s. 946–959, June 1981
- [68] J.E. Midwinter (red.): *Photonics in Switching*, 2 tomy, Academic Press Inc., London 1993
- [69] J.S. van Delden: *Optical circulators improve bidirectional fiber systems*. Laser Focus World, vol. 31, nr 11, s. 109–112, 1995
- [70] K. Holejko: *Podstawy telekomunikacji światłowodowej*. Wydawnictwo Francusko-Polskiej Wyższej Szkoły Nowych Technik Informatyczno-Komunikacyjnych, Poznań 1995
- [71] K. Emura i in.: *Coherent optical FDM broadcasting system with optical amplifier*, w książce G. Prati: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [72] A. Marrakhi i in.: *Review of photonic switching device technology*, w książce G. Prati: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [73] C. Miller: *Optical fiber splicing*. Topical Meeting on Optical Fibre Transmission II, s. WA 3-1-6, Williamsburg 1977
- [74] J. Bures i in.: *Analyse d'un coupler bidirectionnel a fibres optiques monomodes fusionnees*. Applied Optics, vol. 22, nr 12, s. 1918–1922, 1983
- [75] M.E. Marhic: *Combinatorial star couplers for single mode optical fibers*. FOC/LAN 84, Information Gatekeepers, Inc., s. 175–179, Boston 1984
- [76] S. Ohshima i in.: *Small loss-deviation tapered fiber star coupler for LAN*. Journal Lightwave Technology, vol. LT-3, nr 3, s. 556–560, 1985
- [77] J. Noda i in.: *Single mode fibre devices*. Optoelectronics Devices and Technologies, 1 (2), s. 175–194, 1986
- [78] R.H. Stolen i in.: *Short W-tunneling fibre polarizers*. Electronics Letters, vol. 24, s. 524–525, 1988
- [79] K. Kobayashi, M. Seki: *Microoptic grating multiplexers and optical isolators for fiber-optic communications*. IEEE J. Quantum. Electronics, vol. QE-16, nr 1, str 11–22, 1980
- [80] R.C. Alfiness: *Electrooptic guided guided-wave device for general polarization transformations*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-17, no. 6, s. 965–969, June 1981
- [81] K. Aoyama, J. Minowa: *Low-loss optical demultiplexer for WDM systems in the 0,8 μ m wavelength region*. Applied Optics, vol. 18, nr 16, s. 2834–2836, 1979
- [82] K. Hashimoto, K. Nosu: *Low loss optical multi/demultiplexer using interference filters*. Proceed. ECOC'79, s. 11.5-1-4, Amsterdam 1979

- [83] N. Takato i in.: *Silica-based single-mode waveguides on silicon and their application to guided-wave optical interferometers*. Journ. Lightwave Technol., vol. LT-6, nr 6, s. 1003–1010, 1988
- [84] S.A. Cassidy, P. Yennadhiou: *Optimum switching architectures using D-fiber optical space switches*. IEEE JSAC, 1044, 1988
- [85] Y. Silberberg i in.: *Digital optical switch*. Applied Physical Letters, vol. 51, s. 1230, 1987
- [86] R.V. Schmidt, R.C. Alfemess: *Directional coupler switches, modulators, and filters using alternate $\Delta\beta$ techniques*. IEEE Trans. Circuits & Systems, vol. CAS-26, s. 1099–1108, 1979
- [87] P.C. Huang i in.: *Performance of a 4x4 optical crossbar switch utilizing acousto-optic deflector*. Electronics Letters, vol. 25, s. 252, 1989
- [88] F.J. Leonberger i in.: *Optical modulators find wider use in CATV and telecommunications*. Laser Focus World, vol. 31, nr 7, s. 135–137, 1995
- [89] U. Koren i in.: *Polarisation independent tunable WDM filter based on a waveguide Bragg reflector and an optical amplifier*. Electronics Letters, vol. 31, nr 25, s. 2171–2, 1995
- [90] K. Satzke i in.: *Ultrahigh – bandwidth (42 GHz) polarisation – independent ridge waveguide elektroabsorption modulator based on tensile strained InGaAsP MQW*. Electronics Letters, vol. 31, nr 23, s. 2030–2, 1995
- [91] O. Sahlen i in.: *Zero-bias and low chirp monolithically integrated 10 Gbit/s DFB laser and elektroabsorption modulator on semi-insulating InP substrate*. Electronics Letters, vol. 32, nr 2, s. 120–2, 1996
- [92] A. Snch i in.: *High-speed wavelength tunable liquid crystal filter*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, nr 4, s. 379–381, 1995
- [93] G. Pesavento: *Juggling wavelengths with fiberoptic filters*. Fiberoptic Product News, vol. 14, nr 1, s. 17–19, 1996
- [94] P. Sanders i in.: *Bragg grating technology augments dense WDM communications*. Lightwave, vol. 13, nr 2, s. 48–65, 1996
- [95] B.L. Kasper: *Receiver design* w książce S.E. Miller, I.P. Kaminow [Eds.]: *Optical Fiber Telecommunications II*. Academic Press Inc., 1988
- [96] Dane techniczne diody Sharp LT022PD
- [97] P.J. Corvini, T.L. Koch: Journ. Lightwave Technol., vol. LT-5, s. 1591, 1987
- [98] R.A. Linke i in.: Journ. Lightwave Technology, vol. LT-3, s. 706, 1985
- [99] R.E. Epworth: *Modal noise-causes and cures*. Laser Focus, vol. 17, nr 9, s. 109–115, 1981
- [100] S. Moustakas, J.L. Hullett, D. Stephens: *Comparison of BJT and MESFET front ends in broadband optical transimpedance preamplifiers*. Optical & Quantum Electronics, vol. 14, s. 57–60, 1982
- [101] P.W. Hooijmans: *Coherent optical system design*. John Wiley & Sons, Chichester 1994
- [102] J. Radcliffe: *Laser RIN specification for digital transmission*. Fiberoptic Product News, vol. 10, nr 6, s. 21–23, 1995
- [103] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy: *Regimes of feedback effects in 1,5 μ m distributed feedback lasers*. J. Lightwave Technology, vol. LT-4, no. 11, s. 1655–1661, 1986
- [104] D. Lenstra, B.H. Verbeek, A.J. den Boef: *Coherence collapse in single mode semiconductor lasers due to optical feedback*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-21, s. 674–679, 1985
- [105] G.P. Agrawal: *Line narrowing in a single mode injection laser due to external optical feedback*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-20, s. 468–471, 1984
- [106] C. Henry, R.F. Kazarinov: *Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors*. IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-22, s. 295–301, 1986
- [107] R.J. McIntyre. IEEE Trans. Electronics Dev., ED-13, s.164 (1966)
- [108] K. Ogawa, in Semiconductors and Semimetals, vol. 22C, W.T. Tsang [Ed.]. Academic Press, s. 299–330, Orlando 1985
- [109] S. Melle, A. MacGregor: *How to choose avalanche photodiodes*. Laser Focus World, vol. 31, nr 10, s. 145–156, 1995
- [110] R.C. Steele i in. IEEE Photon. Technology Letters, vol. 3, s. 545, 1991
- [111] B. Boas: *HIPPI technology delivers standard gigabit networking*. Lightwave, vol. 13, nr 6, s. 56–67, 1996

- [112] Digital: *A Primer on FDDI*. Fiber Distributed Data Interface, June 1992
- [113] Ch. Bazaar: *Fibre Channel*. The Future of High Speed Connectivity, Fiberoptic Product News, pt. 1 – vol. 10, no. 4, 1995, s. 37–38, pt. 2 – vol. 10, no. 6, 1995, s. 7–8.
- [114] Northern Telecom: *Synchroniczne systemy transmisyjne*
- [115] E.A. Lee, D.G. Messerschmitt: *Digital Communication*. Kluwer Academic Publishers, Boston 1988
- [116] L.W. Couch: *Digital and Analog Communication Systems*. Macmillan Publishing Co., New York 1983
- [117] J.G. Proakis: *Digital Communications*. McGraw Hill, New York 1989
- [118] J.A. Chiddix i in.: *AM Video on Fiber in CATV Systems: Need and Implementation*. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, vol. 8, no. 6, s. 1229–1239, 1990
- [119] Zalecenie ITU nr G.956 (*Digital line systems based on the 2048 kbit/s hierarchy on optical fibre cables*)
- [120] Zalecenie ITU nr G.957 (*Optical interfaces for equipment and systems relating to the SDH*)
- [121] I.M. Ryzyk, I.S. Gradszejn: *Tablice calek, sum, szeregów i iloczynów*. PWN, Warszawa 1964
- [122] M. Maeda, M. Yamamoto: *FM-FDM Optical CATV Transmission Experiment and System Design for MUSE HDTV Signals*. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, vol. 8, no. 6, s. 1257–1267, 1990
- [123] A. Kowalski: *Transmisja sygnałów optycznych*. Instytut Telekomunikacji PW, opracowanie wewnętrzne
- [124] P. Bruckboeck, J. Doemmer, B. Stummer: *Bardzo szybkie sieci przyszłości*. Przegląd Telekomunikacyjny nr 2, 1995, s. 93–97
- [125] M. Rydel: *Charakterystyki kodów transmisyjnych dla światłowodowych systemów telekomunikacyjnych*. Rozprawy Elektrotechniczne, vol. 26, nr 3, s. 747–766, 1980
- [126] J. Thiennot i in.: *Optical undreseca cable systems trends*. IEEE Proceedings, vol. 81, nr 11, s. 1610–1623
- [127] G.F. Wildeman, C. Weinstein: *Dispersion-shifted optical fibers adapt to network capacity and data rate changes*. Lightwave, vol.12, nr 12, s. 40–43, 1995
- [128] P.B. Hansen i in.: *2,488 Gbit/s unrepeatered transmission over 423 km employing remotely pumped post- and preamplifiers*. Electronics Letters, vol. 31, nr 6, s. 466–467, 1995
- [129] P.B. Hansen i in.: *529 km unrepeatered transmission at 2,488 Gbit/s using dispersion compensation forward error correction, and remote post- and pre-amplifiers pumped by diode – pumped Raman lasers*. Electronics Letters, vol. 31, nr 17, s. 1460–1461, 1995
- [130] T. Otani i in.: *11300 km data transmission using actual submarine cables and repeaters*. Electronics Letters, vol. 31, nr 5, s. 380–381, 1995
- [131] S.M. Webb i in.: *337 km unrepeatered transmission at 10 Gbit/s with Raman amplification and clock prechirp*. Electronics Letters, vol. 32, nr 9, s. 827, 1996
- [132] M.J. Guy i in.: *200 fs soliton pulse generation at 10 GHz through nonlinear compression of transform – limited pulses from an elektroabsorption modulator*. Electronics Letters, vol. 31, nr 9, s. 740–741, 1995
- [133] B. Jopson, A. Gnauck: *Dispersion compensation for optical fiber systems*. IEEE Communications Magazine, s. 96–102, June 1995
- [134] J.H. Winters i in.: *Reducing the effects of transmission impairments in digital fiber optics systems*. IEEE Communications Magazine, s. 68–75, June 1993
- [135] S. Ryu: *Coherent lightwave communication systems*. Artech House, London 1995
- [136] C.R. Giles, E. Desurvire: Journ. Lightwave Technology, vol. 9, s. 147, 1991
- [137] D.M. Spirit, M.J. O'Mahony [Ed.]: *High capacity optical transmission explained*. John Wiley & Sons, Chichester 1995
- [138] R. Heideman i in.: *10 Gbit/s transmission and beyond*. IEEE Proceed., vol. 81, nr 11, s. 1558–1567, 1993
- [139] J. Siuzdak: *System koherentnej transmisji światłowodowej z wykorzystaniem binarnej modulacji częstotliwości*. Sprawozdanie z projektu badawczego, Warszawa 1994
- [140] J. Siuzdak, W. van Eiten: *BER evaluation for phase and polarisation diversity optical homodyne receivers using non-coherent ASK and DPSK demodulation*. Journal Lightwave Technology, vol. 7, nr 4, s. 584–599, 1989

- [141] T.G. Hodgkinson i in.: *Polarisation-insensitive heterodyne detection using polarisation scrambling*. Electronics Letters, vol. 23, nr 13, s. 513–514, 1987
- [142] J. Siuzdak: *Optical couplers for coherent optical phase diversity systems*. EUT Research Report, Eindhoven 1988
- [143] J. Siuzdak: *Koherentna komunikacja światłowodowa*. Przegląd Telekomunikacyjny, vol. 55, nr 11, s. 564–568, 1992
- [144] J. Siuzdak: *Nowe techniki światłowodowe*. CITCOM PW, 1995
- [145] K. Kobayashi, I. Mito: *Single frequency and tunable laser diodes*. Journal Lightwave Technology, vol. 6, nr 11, s. 1623–1633, 1988
- [146] L.G. Kazovsky: *Impact of laser phase noise on optical heterodyne communication systems*. Journal of Optical Communications, vol. 7, nr 2, s. 66–78, 1986
- [147] S. Yamazaki i in.: *Realisation of flat FM response by directly modulating a phase tunable DFB laser diode*. Electronics Letters, vol. 21, s. 283–284, 1985
- [148] M. Nakazawa: *Soliton transmission in telecommunication networks*. IEEE Communication Magazine, s. 34–41, March 1994
- [149] H.A. Haus: *Optical fiber solitons, their properties and uses*. Proceed. IEEE, vol. 81, nr 7, s. 970–983, 1993
- [150] K.J. Blow, N.J. Doran: Opt. Commun., vol. 52, s. 367, 1985
- [151] C. Desem, P.L. Chu: IEE Proceed., Pt. J, vol. 134, s. 145, 1987
- [152] A. Grudinin i in.: *Subpicosecond soliton transmission over 22 km of dispersion shifted with loss compensated by Raman gain*. Electronics Letters, vol. 32, nr 6, s. 573–5, 1996
- [153] M. Nakazawa i in.: *40 Gbit/s WDM (10 Gbit/s×4 unequally spaced channels) soliton transmission over 10000 km using synchronous modulation and narrow band optical filtering*. Electronics Letters, vol. 32, nr 9, s. 828–30, 1996
- [154] M. Nakazawa i in.: *160 Gbit/s soliton data transmission over 200 km*. Electronics Letters, vol. 31, nr 7, s. 565–6, 1995
- [155] T. Morioka i in.: *Multiwavelength picosecond pulse source with low jitter and high optical frequency stability based on 200 nm supercontinuum filtering*. Electronics Letters, vol. 31, nr 13, s. 1064–66, 1995
- [156] A.M. Weinert i in.: Optics Letters, vol. 13, s. 300, 1988
- [157] P.M. Hill, R. Olshansky: *A 20 Channel optical communication system using subcarrier multiplexing for the transmission of digital video signals*. J. Lightwave Technology vol. LT-8, s. 554–560, 1990
- [158] B.S. Glance i in.: *Densely spaced FDM coherent star network with optical signals confined to equally spaced frequency*. Journal Lightwave Technology, vol. 6, s. 1770–1781, 1988
- [159] R. Gross, R. Olshansky: J. Lightwave Technology, vol. LT-8, s. 406, 1990
- [160] B.S. Glance i in.: *Frequency stabilisation of FDM optical signals originating from different locations*. Electronics Letters, vol. 23, nr 23, s. 1243–5, 1987
- [161] K. Emura i in.: *Coherent optical FDM broadcasting system with optical amplifier* w książce G. Prati [Ed]: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [162] R.S. Tucker: *Optical time-division multiplexing for very high bit-rate transmission*. J. Lightwave Technology, vol. LT-6, s. 1737–1749, 1988
- [163] I. Glesk i in.: *Demonstration of all-optical demultiplexing of TDM data at 250 Gbit/s*. Electronics Letters, vol. 30, nr 4, s. 339–341, 1994
- [164] W.I. Way i in.: *A 1.3 μm 35 km fiber-optic microwave multicarrier transmission system for satellite earth stations*. J. Lightwave Technology, vol. LT-5, s. 1325–1332, 1987
- [165] L.G. Kazovsky, G. Jacobsen: *Multichannel CPFSK coherent optical communications systems*. J. Lightwave Technology, vol. LT-7, nr 6, s. 972–982, 1989
- [166] L.G. Kazovsky, J.L. Gimlett: J. Lightwave Technology, vol. LT-6, s. 1353, 1988
- [167] Y.K. Park i in.: Electronics Letters, vol. 23, s. 1291, 1987
- [168] A.D. Ellis, D.M. Spirit: *Unrepeated transmission over 80 km standard fibre at 40 Gbit/s*. Electronics Letters, vol. 30, s. 72–74, 1994

- [169] S. Benedetto i in.: *Direct detection of optical digital transmission based on polarisation shift keying modulation*. IEEE Journal Selected Areas Commun., vol. 13, nr 3, s. 531–542, 1995
- [170] D. Polinsky: *Dense WDM mandates advanced passive component requirements*. Lightwave, vol. 13, nr 2, s. 51–65, 1996
- [171] T. Morioka i in.: *Error-free 500 Gbit/s all optical demultiplexing using low-noise, low-jitter supercontinuum short pulses*. Electronics Letters, vol. 32, nr 9, s. 833–834, 1996
- [172] S. Kawanishi i in.: *Single channel 400 Gbit/s time-division-multiplexed transmission of 0.98 ps pulses over 40 km employing dispersion slope compensation*. Electronics Letters, vol. 32, nr 10, s. 916–918, 1996
- [173] Y. Yano i in.: *2.6 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding*. ECOC'96, Oslo, ThB.3.1.
- [174] D.A. Smith i in.: *Polarisation independent electro-optically tunable filters for WDM networks*. IEEE Journal Selected Areas of Communication, vol. 8, nr 6, s. 1151–1159, 1990
- [175] D.J.G. Mestdag: *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*. Artech House, Londyn 1995
- [176] M.S. Goodman i in.: *The LambdaNet multiwavelength network: architecture, applications and demonstrations*. IEEE J. Selected Areas of Communication, vol. 8, nr 6, s. 995–1003, 1990
- [177] S.S. Wagner i in.: *A passive photonic loop architecture employing wavelength-division multiplexing*. Proc. Globecom, s. 48.1.1–48.1.5., 1988
- [178] E. Arthurs i in.: *Multi-wavelength crossconnect for parallel-processing computers*. Electronics Letters, vol. 24, nr 2, s. 119–120, 1988
- [179] R. Gidron i in.: *Teranet: a multihop multichannel ATM lightwave network*. Proc. Intern. Conf. Communication, ICC'91, 20.5, s. 602–608, 1991
- [180] M. Hickey i in.: *The Starnet coherent WDM computer communication network: experimental transceiver employing a novel modulation format*. IEEE Journ. Lightwave Technol., vol. 12, nr 5, s. 876–884, 1994
- [181] T.R. Rowbotham: *Local loop development in the U.K.*. IEEE Communication Magazine, June 1991, s. 50–59
- [182] I.M. MacGregor i in.: *Implementation of TDM optical network for subscriber loop applications*. IEEE Journal Lightwave Technology, vol. 7, nr 11, s. 172–178, 1989
- [183] R. Kaput: *Światłowodowe systemy abonenckie – FITL*. KST'95, E-8.03, s. 96–105
- [184] A. Grześkowiak: *Światłowodowe sieci abonenckie*. IX Krajowa Szkoła Optoelektroniki, Gdańsk-Sobieszewo, Zeszyt 6, s. 1–14, czerwiec 1995
- [185] C. Desem: *Optical interference in subcarrier multiplexed systems with multiple optical carriers*. IEEE Journal Selected Areas of Communication, vol. 8, nr 7, s. 1290–1295, 1990
- [186] T.H. Wood i in.: *Measurements of the effect of optical beat interference on the bit error rate of the subcarrier-based passive optical network*. OFC/IOOC'93, ThM3, s. 231–233, 1993
- [187] D.J.G. Mestdag i in.: *Digital subscriber multiple access over passive optical network for narrowband and broadband subscribers*. OFC'91, FE1, s. 215, 1991
- [188] A.J. Cooper i in.: *CTPON- cordless telephony services over a passive optical network using fibre radio techniques*. ICC'92, 304.4.1, s. 91–96, 1992
- [189] M. Szustakowski: *Kierunki rozwoju transmisji światłowodowej*. IX Krajowa Szkoła Optoelektroniki, Gdańsk-Sobieszewo, czerwiec 1995, Zeszyt 1, s. 1–34
- [190] M. Marciniak: *Komutacja optyczna*. IX Krajowa Szkoła Optoelektroniki, Gdańsk-Sobieszewo, Zeszyt 3, czerwiec 1995
- [191] R.C. Alferness: *Advanced technologies pave the way for photonic switches*. Laser Focus World, vol. 31, nr 2, s. 109–113, 1995
- [192] M.J. O'Mahony i in.: *The design of an European optical network*. Journal Lightwave Technology, vol. 13, nr 5, s. 817–828, 1995
- [193] K.P. Jones i in.: *Optical wavelength add-drop multiplexer in installed submarine WDM network*. Electronics Letters, vol. 31, nr 24, s. 2117–2118, 1995
- [194] E.Jahn i in.: *Monolithically integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer as a 20 Gbit/s*

all-optical add/drop multiplexer for OTDM systems. Electronics Letters, vol. 32, nr 3, s. 216-217, 1996

- [195] J. McConnel: *Video network architecture choices HFC? ADSL? FTTC?*. Fiberoptic Product News, vol. 10, nr 13, s. 13-15, 1995
- [196] D. McCullough: *The raging technology debate: hybrid fiber/coaxial cables vs. fiber to the curb*. Lightwave, vol. 12, nr 8, s. 36-41, 1995
- [197] G.R. Hill: *Wavelength domain optical network techniques*. Proceed. IEEE, vol. 78, nr 1, s. 121-132, 1990
- [198] I.M. McGregor i in.: *Implementation of a TDM optical network for subscriber loop applications*. Journal Lightwave Technology, vol. LT-7, nr 11, s. 172-178, 1989
- [199] International Telecommunication Union, Study Group 15, Report R 48, November 1995
- [200] N. Imoto: *Quantum state control and non demolition detection of photons* w książce G. Prati [Ed]: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [201] I. Garrett: *Introduction to the effect of phase noise on coherent optical systems* w książce G. Prati [Ed]: *Coherent optical communications and photonic switching*. Elsevier, Amsterdam 1990
- [202] W.A. Pender i in.: *Error free operation of a 40 Gbit/s all optical regenerator*. Electronics Letters, vol. 32, nr 6, s. 567-9, 1996
- [203] R. Ludwig i in.: *40 Gbit/s demultiplexing experiment with 10 GHz all-optical clock recovery using a mode-locked semiconductor laser*. Electronics Letters, vol. 32, nr 4, s. 327-9, 1996
- [204] M. Erman: *What technology is required for the Pan-European network, what is available and what is not*. ECOC'96 Oslo 1996, TuB.2.2, s. 5.87-5.94
- [205] M. Marciniak: *Bezdispersyjne światłowodowe systemy teletransmisyjne wykorzystujące solitony optyczne*. KST'93, D-8.04, str. 253-260

SKOROWIDZ

A

apertura numeryczna 89-91, 96

B

bramki optyczne 173-175

C

charakterystyka kierunkowa promieniowania 22

chirp 29-30

częstotliwość znormalizowana 59

czułość fotodetektora 40

D

demultipleksery WDM 162-165

diody elektroluminescencyjne 15-19

- Burrusa 16-17

- krawędziowa 17-18

- superluminescencyjna 18-19

długość fali odcięcia 65

dyspersja 71-78, 91-95

- falowodowa 72-74

- materiałowa 74

- modowa (międzymodowa) 91-95

- polaryzacyjna 247-248

E

elementowa stopa błędów 208

F

filtr optyczny 165-171

fotodetektory MSM 46

fotodiody lawinowe 44-46

- p-i-n 42-44

G

Gordon-Hausa zjawisko 298-299

granica kwantowa czułości 261

I

interferencja międzysymbolowa 204

izolator optyczny 157-158

K

kody transmisyjne 211-213

komutacja optyczna 368-371

kontroler polaryzacji 158-206

kryterium Nyquista 205-206

L

Lambdanet 352-353

laser

- jednomodowy 32

- półprzewodnikowy 23-35

- wielomodowy 25-26

lasery DBR 34

- DFB 34

- MQW 32-33

M

mieszanie czterofalowe 118-120

modulacja ASK 269-270

- CPFSK 272-273

- DPSK 273-274

- fazy przy propagacji 116-117

- FSK 270-271

modulator światła 152-156

multipleksery WDM 162-165

O

- odbiór heterodynowy 268
- homodynowy 268
- rozproszony 275–276
- odwrócenie widma 252
- okna transmisyjne 71
- optyczne kody ortogonalne 337–338
- wzmacniacze półprzewodnikowe 122–126
- zwielokrotnienie czasowe (OTDM) 325–332

P

- plezjochroniczna hierarchia cyfrowa (PDH) 223–227
- przełączanie wzmocnienia 253

R

- rozpraszanie Rayleigha 69–70

S

- Schroedingera równanie 284–285, 291
- sieci optycznie przezroczyste 371–373
- wielodostępne CDMA 366–368
- FDMA 356
- SDMA 357–362
- TDMA 362–366
- WDMA 342–357
- sieć FDDI 216–220
- Fibre Channel 220–222
- HIPPI 222–223
- skramblowanie 213–214
- soczewki światłowodowe 142–144
- solitony 284–296
- ciemne 291–293
- sprzęgacze 144–148
- gwiazdowe 149–150
- synchroniczna hierarchia cyfrowa (SDH) 227–230
- synchronizacja 215–216
- modowa 254–257

szum emisji spontanicznej 127–128, 195

- fazowy 180–181
- modalny 189–190
- natężenia 181–183
- partycji 186–189
- śrutowy 191–192
- termiczny 192–194

Ś

- ściśnięte światło 377–380
- średnica pola modu 79–80
- światłowod jednomodowy 64
- wielomodowy 65
- światłowod z przesuniętą dyspersją 77

T

- telewizja kablowa (CATV) 234–236

W

- współczynnik dyspersji 75
- powielenia lawinowego 44
- wydajność kwantowa fotodiody 40
- wymuszone rozpraszanie Brillouina 114–115
- Ramana 110–114
- wzmacniacz Brillouina 134
- EDFA 129–133
- PDFFA 133
- Ramana 134
- światłowodowy 129–133
- TWA 122–126

Z

- złącza 139–142
- zniekształcenia nieliniowe w transmisji 232–234
- zwielokrotnienie częstotliwościowe (FDM) 311–315
- falowe (WDM) 304–311
- kodowe (CDM) 332–341
- podnośnej (SCM) 316–323

Technika światłowodowa jest bardzo szkodliwą dziedzina współczesnej telekomunikacji. Wzrostu zapotrzebowania na nowe usługi, multimedialnych, światłowody jako jedyny umożliwiając przesyłanie danych z wielką szybkością nieograniczone odległości.

W książce omówiono zarówno podstawy teorii światłowodowej:

- źródła i detektory światła,
- propagację fali w światłowodzie,
- sprzęgacze i wzmacniacze optyczne oraz inne elementy światłowodowe,

jak również zagadnienia systemowe:

- transmisję danych w światłowodzie,
- eksploatowane współcześnie systemy (PDH, SDH itd.),
- sieci światłowodowe.

Nie pominięto również zagadnień, które w większości znajdują się w stadium badań:

- systemy solitonowe,
- systemy koherentne,
- systemy OTDM, WDM i inne.



38.017/W

ISBN 83-206-1290-X



9 788320 612905 >

**Wydawnictwa
Komunikacji i Łączności**