Zagadnienia na światłowodów

+ ++1. Naszkicuj przebieg r_E i ϕ_E w funkcji kąta padania dla fali TE. Objaśnij punkty charakterystyczne na tych wykresach. Zaznacz kierunki drgań wektorów E i H dla tej fali.

+ +2. Co to jest tłumienność światłowodu? W jakich jednostkach ją mierzymy?

+3. Podaj definicję znormalizowanej stałej propagacji b. W jakim przedziale może zmieniać się b?

+++4. Gdzie propaguje większa część energii modu bliskiego odcięciu? Jaka jest stała propagacji tego modu.

+ +5. Co to jest długość fali odcięcia λ_c światłowodu jednomodowego?

++6. Napisz równanie charakterystyczne dla modów TE i TM dla światłowodu planarnego. Naszkicuj rozkład amplitudy dla modu TE_3 (?)

+7. Co to jest prędkość grupowa i prędkość fazowa.

+++8. Światłowód ma średnicę $2a = 6\,\mu m$, $n_1 = 1{,}460$, $n_2 = 1{,}455$ i propaguje w nim fala o dł. 1000 nm. Czy to jest światłowód jednomodowy? Jaka jest jego długość fali odcięcia i apertura numeryczna?

++9. Co to jest wzmacniacz erbowy. Opisz zasadę działania.

+10. Podaj przyczyny absorpcji światła w kwarcowych włóknach optycznych.

11. Objaśnij na rysunku i podaj wzór na NA falowodu planarnego.

+12. Podaj zunifikowane równanie charakterystyczne dla światłowodu (cylindrycznego). Do czego jest ono stosowane?

++13. Napisz rozkład amplitudy i kierunek pól E i H w modzie LP_{22}^{ye} / LP_{21}^{ye} / LP_{21}^{xo}

+14. Co to jest grupowy i fazowy współczynnik załamania.

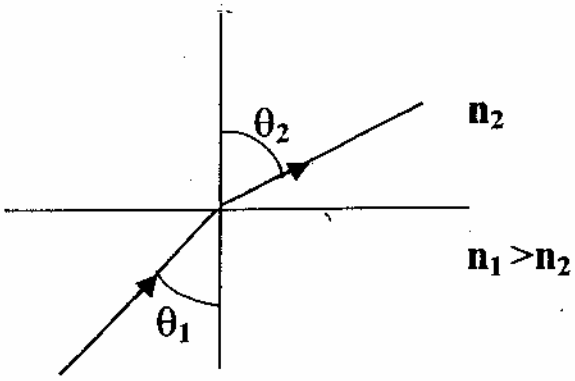
+ 15. Jaki jest przebieg dyspersji dla światłowodów jednomodowych różnych typów.

16. Metody wytwarzania światłowodów.

17. Rodzaje sprzęgaczy światłowodowych i ich charakterystyczne parametry.

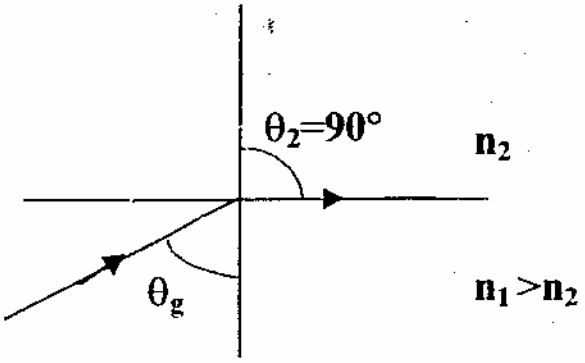
18. Jakie znasz rodzaje źródeł półprzewodnikowych i czym się one charakteryzują.

Prawo załamania:



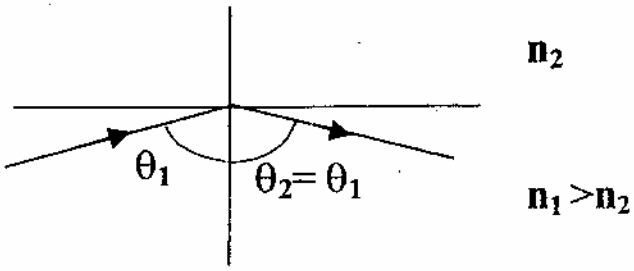
$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

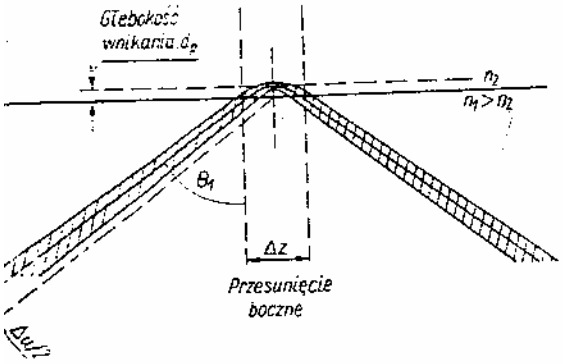
Graniczny kat padania:

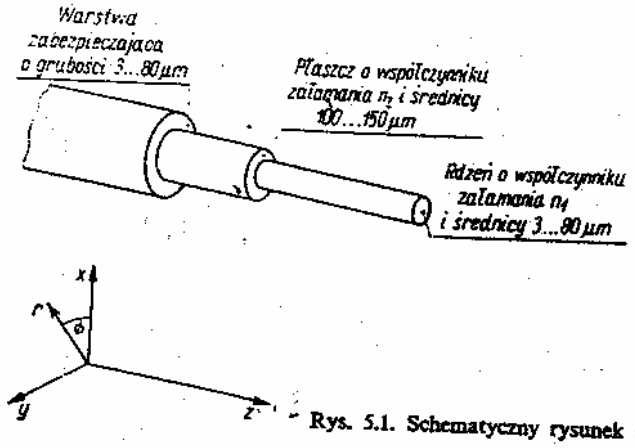


$$\sin \theta_g = n_2 / n_1$$

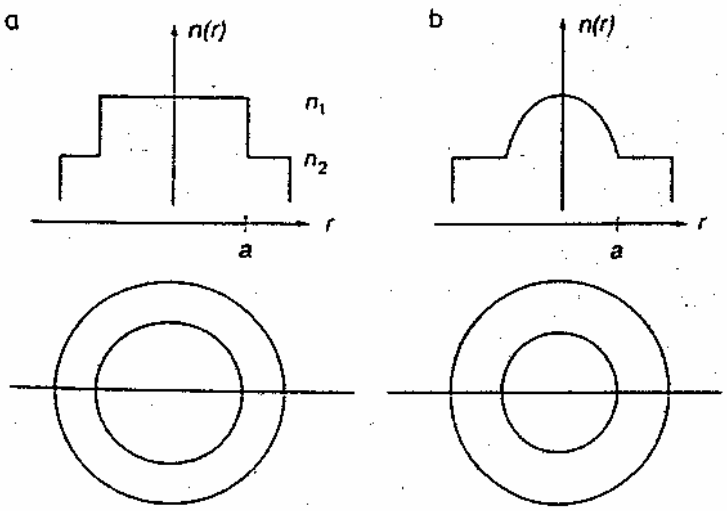
Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia ($\theta_1 > \theta_g$)





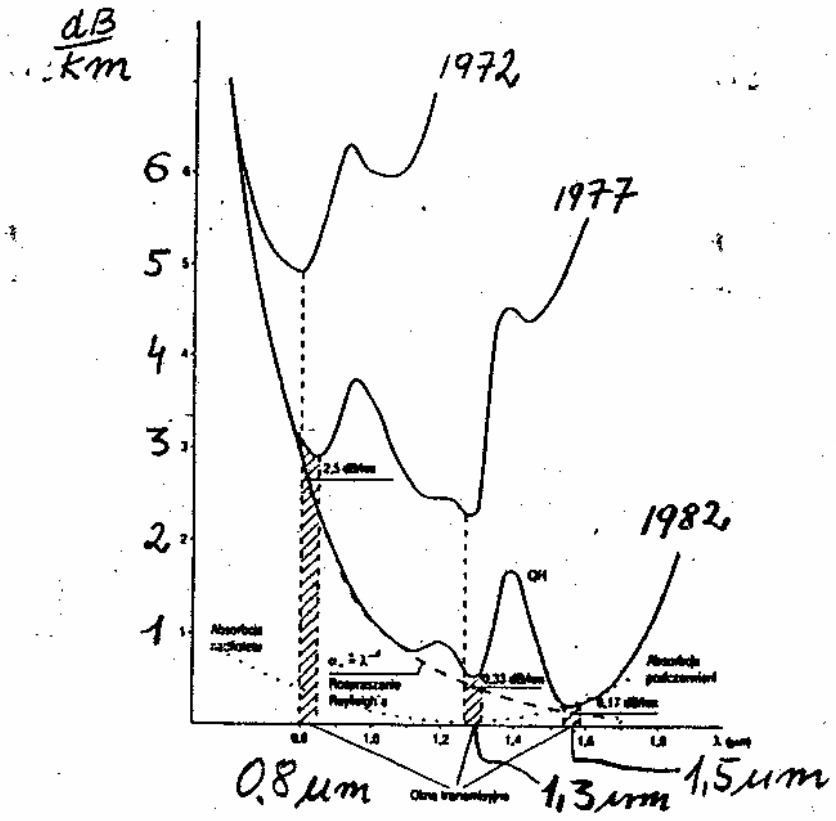


Rys. 5.1. Schematyczny rysunek światłowodu kołowego

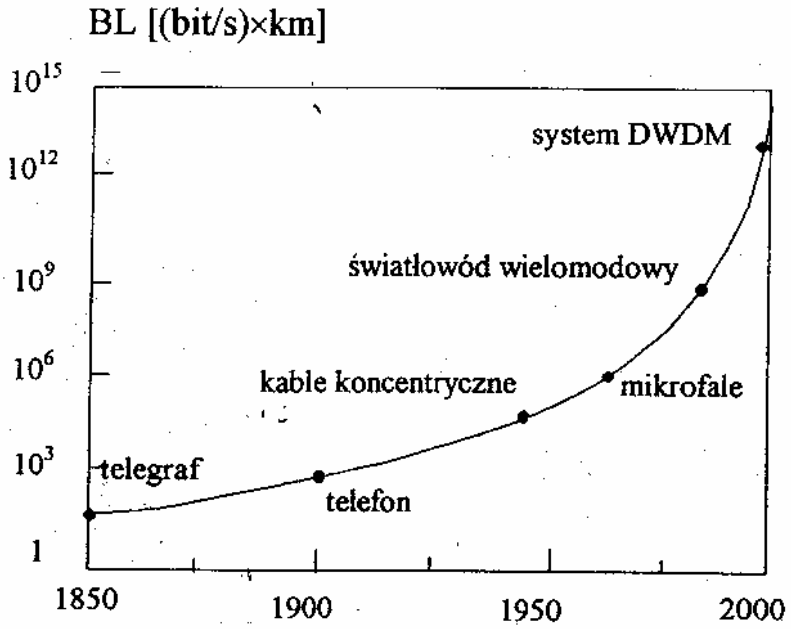


Rys. 2.1. Profile światłowodów
a — skokowa zmiana współczynnika załamania, *b* — gradientowa zmiana współczynnika załamania.

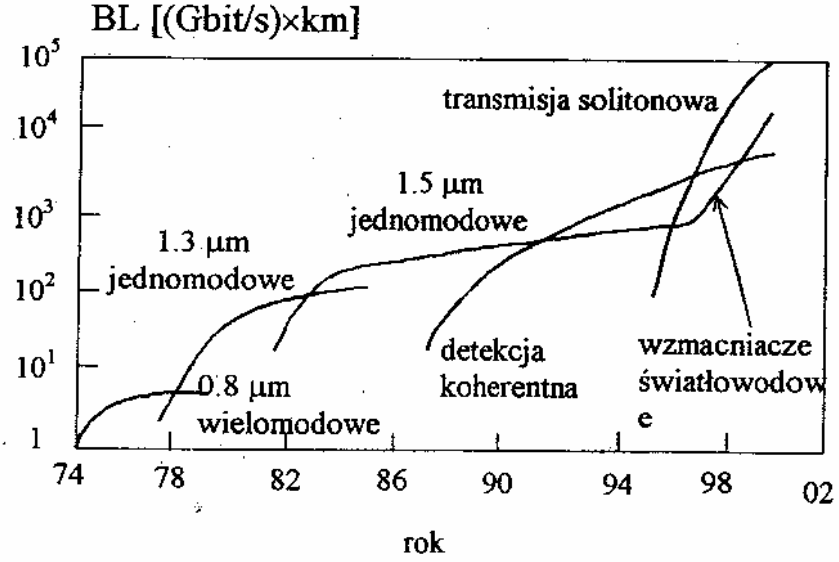
Tłumienie światłowodów kwarcowych w funkcji długości fali.

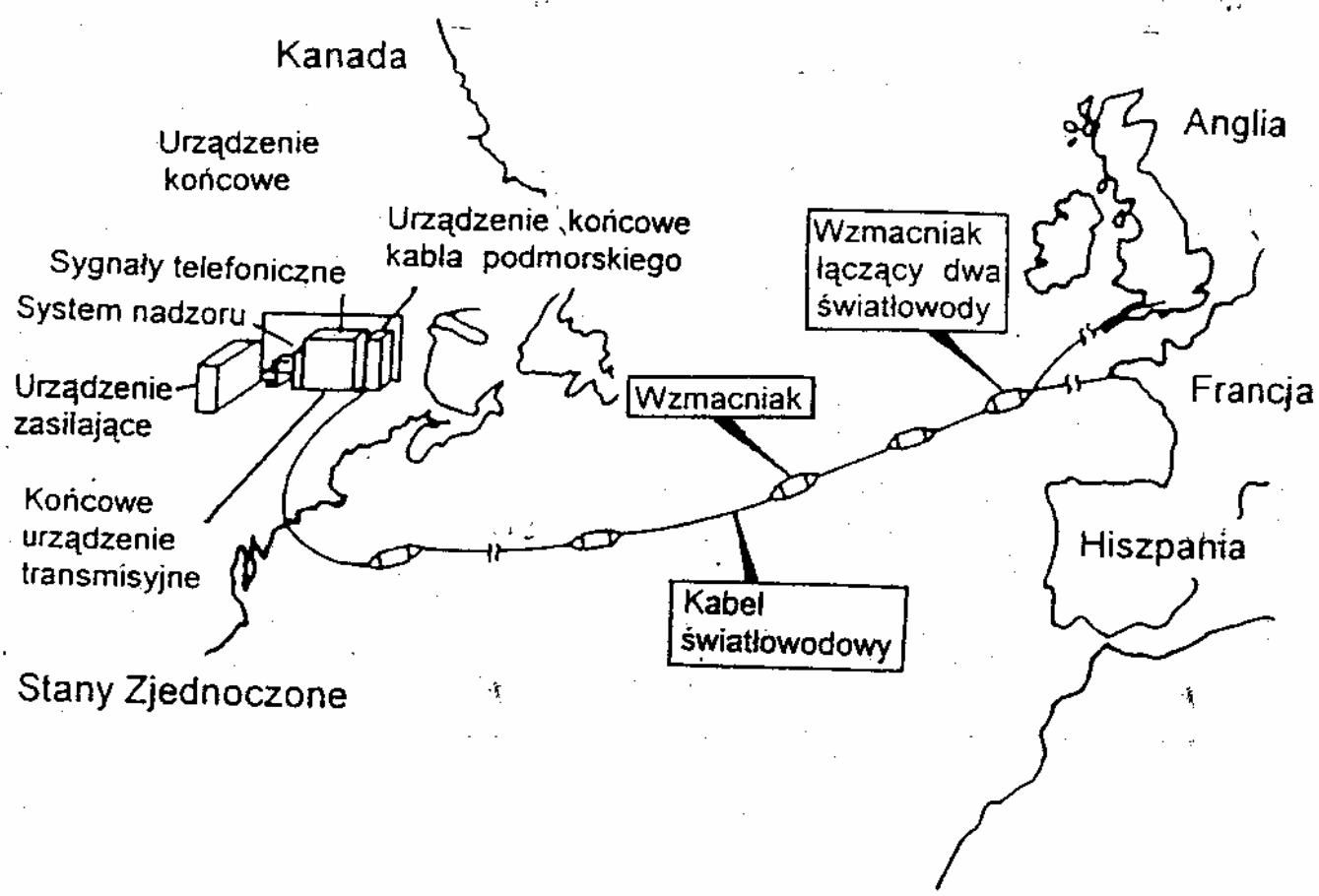


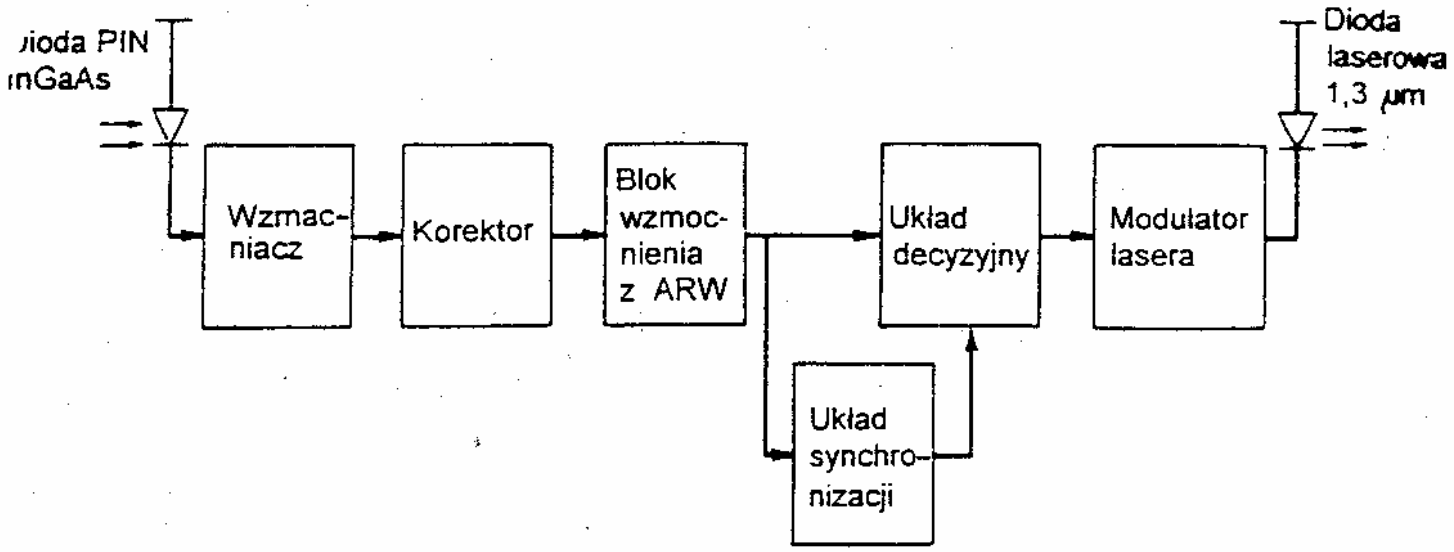
Wartość iloczynu B×L w kolejnych systemach transmisyjnych w ciągu ostatnich 150 lat.



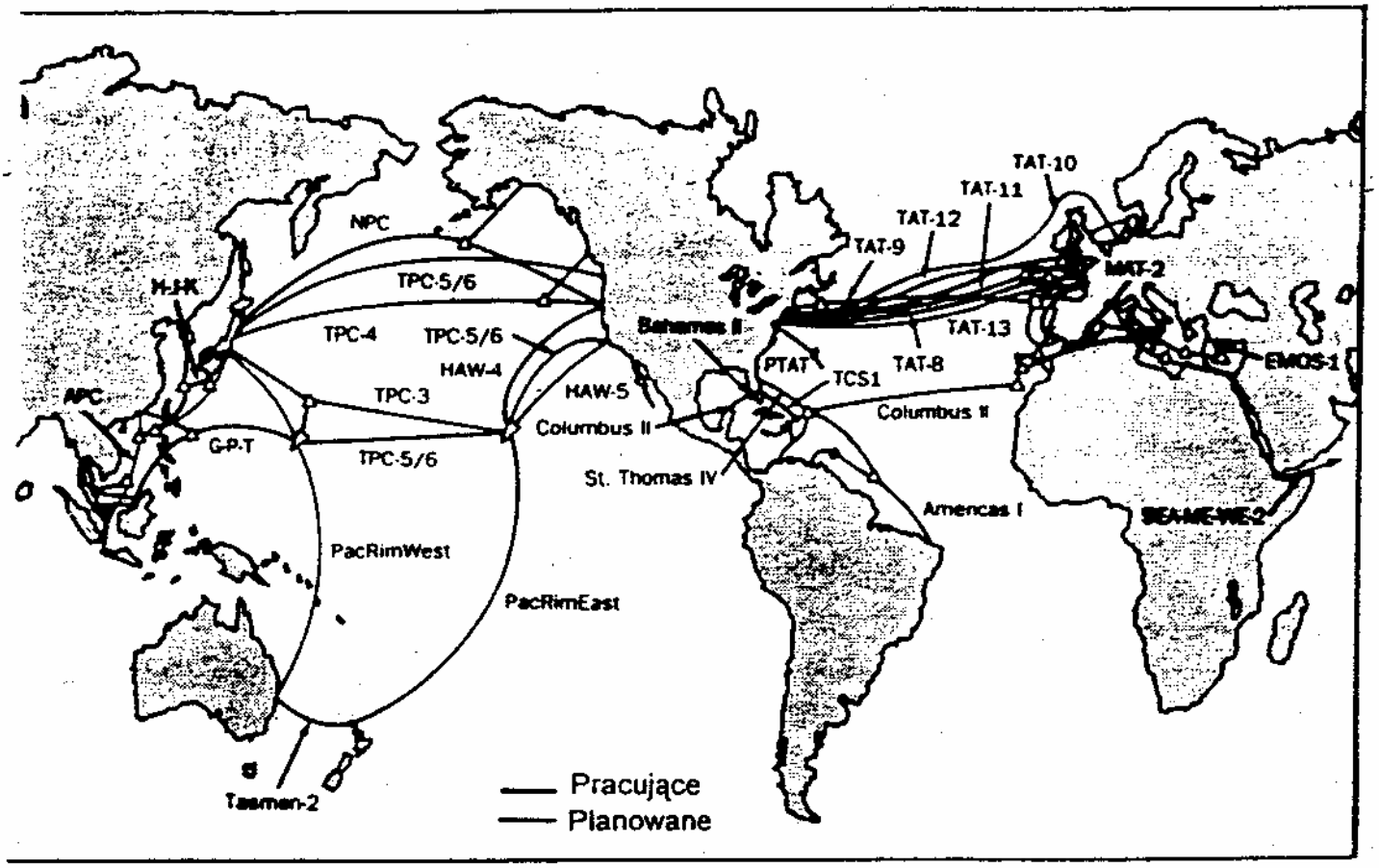
Wartość iloczynu B×L w światłowodowych systemach transmisyjnych.

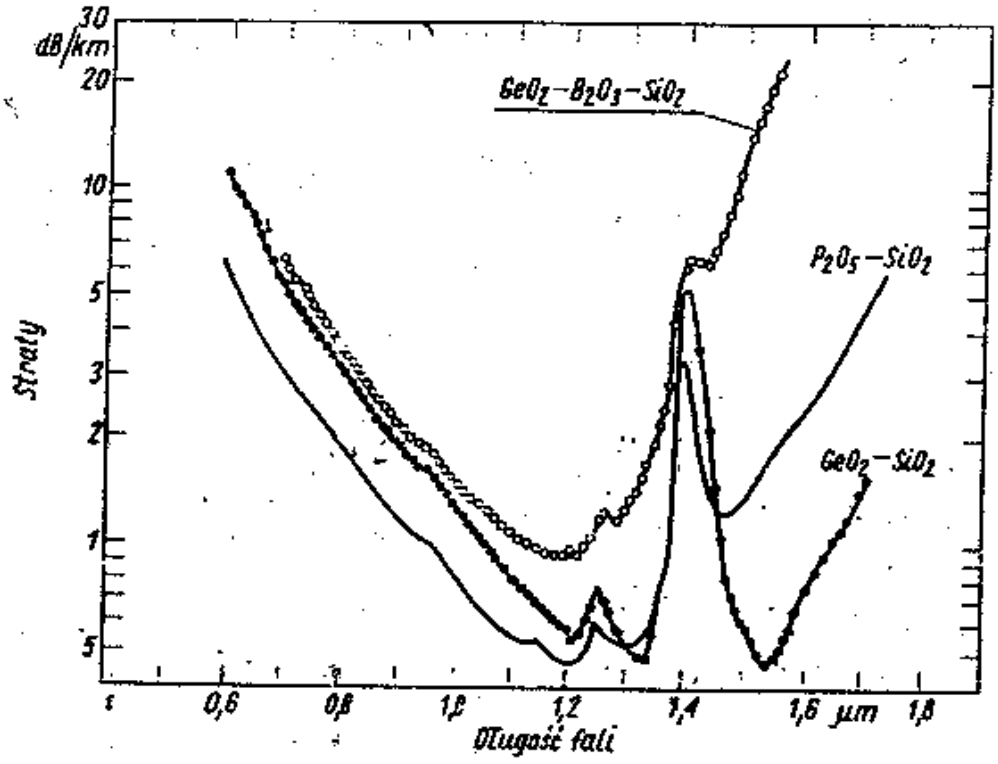






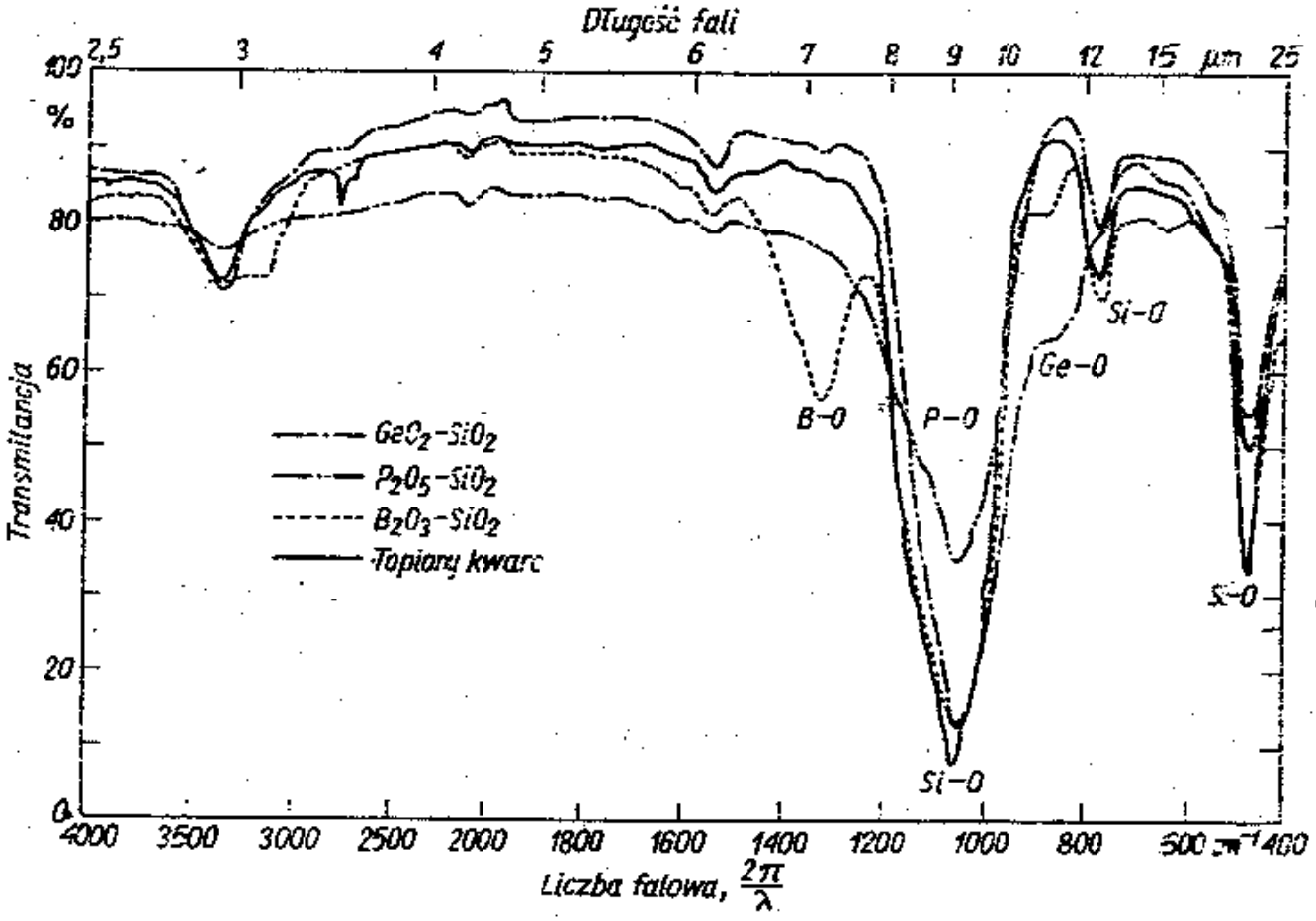
Rys. 1.10. Schemat blokowy wzmacniaka optycznego. Zaczerpnięte z Runge i Trischitta (1983). Przedruk za zgodą IEEE.


NPC
TPC-5/6
M-HK
TPC-4
TPC-5/6
HAW-4
TPC-3
HAW-5
Columbus II
NPC
G-P-T
TPC-5/6
PacRimWest
PacRimEast
Tasman-2
St. Thomas IV
Bahamas II
PTAT
TCS1
TAT-9
TAT-12
TAT-11
TAT-10
TAT-13
TAT-8
MAT-2
Columbus II
EMOS-1
Americas I
SEA-ME-WE-2
Pracujące
Planowane



Rys. 8.6. Wykresy strat w funkcji długości fali domieszkowanych światłowodów kwarcowych o małej zawartości jonów OH

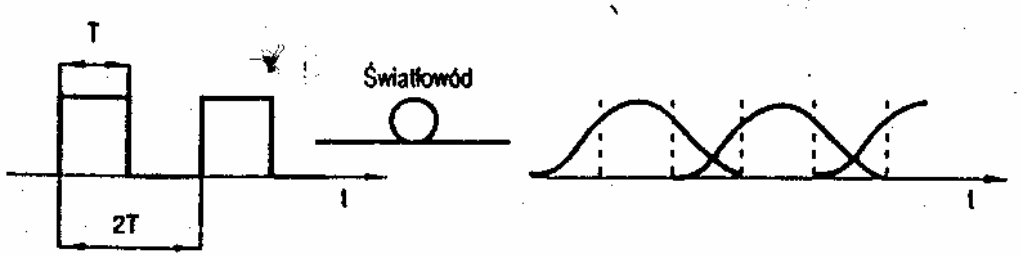
[Zamieszczono za zgodą H. Osonai, T. Shioda, T. Moriyama, S. Araki, M. Horiguchi, T. Izawa i H. Takata, *Electron. Lett.*, 12, 550 (1976)]



Rys. 8.7. Widma transmitancji w zakresie podczerwieni materiałów użytych do wytworzenia światłowodów z rys. 8.6, pokazujące związane z nimi pasma absorpcji

[Zamieszczono za zgodą H. Osonai, T. Shioda, T. Moriyama, S. Araki, M. Horiguchi, T. Izawa i H. Takata, *Electron. Lett.*, 12, 550 (1976)]

Zjawisko dyspersji a szybkość transmisji



$$B = \frac{0.44}{\Delta\tau\, L}$$

Dyspersja modowa

Światłowody o skokowym profilu współczynnika załamania

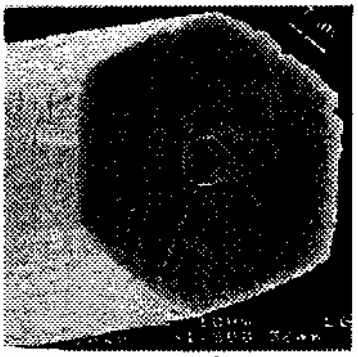
$$\Delta\tau = \frac{n_1 - n_2}{c} \quad \left[\frac{ns}{km}\right]$$

Światłowody o gradientowym profilu współczynnika załamania

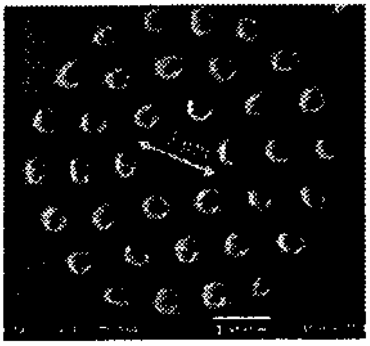
$$\Delta\tau = \frac{(n_1 - n_2)^2}{8\, n_1\, c} \quad \left[\frac{ps}{km}\right]$$

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

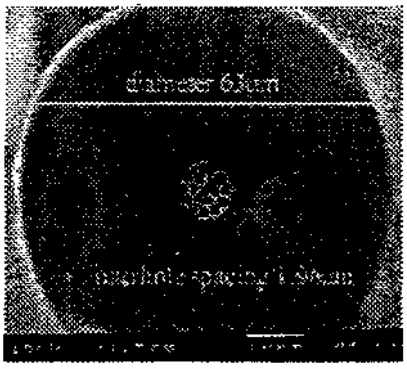
Światłowody fotoniczne

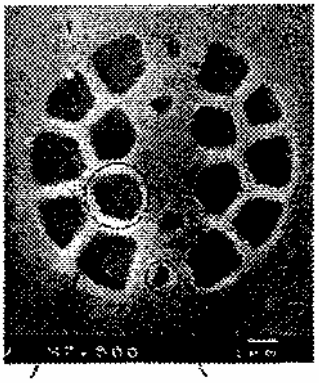


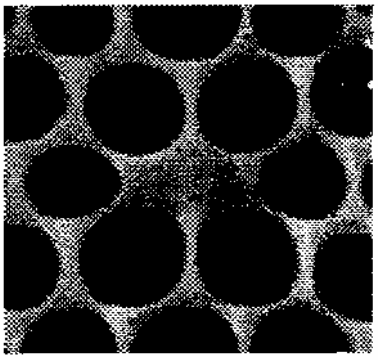
„zawsze jednomodowe"



dużym rdzeniem

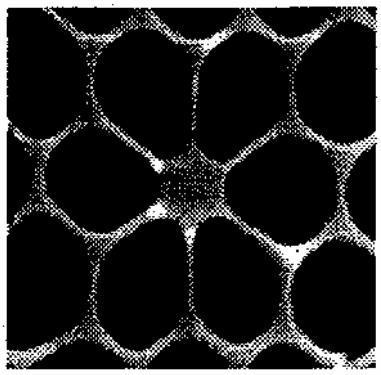




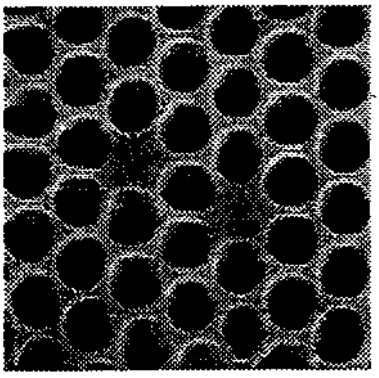


1.16μm 0.40μm

dwójłomne



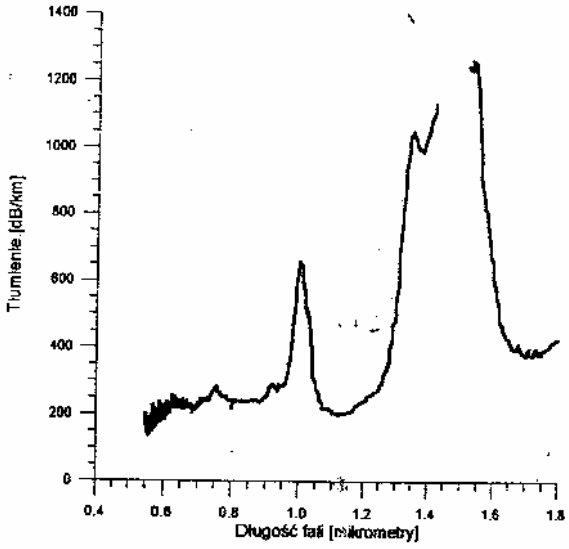
do zastosowań w optyce nieliniowej



z podwójnym rdzeniem

Photonic Crystal Fibers
Photonic Band Gap Fibers

Holey Fibers

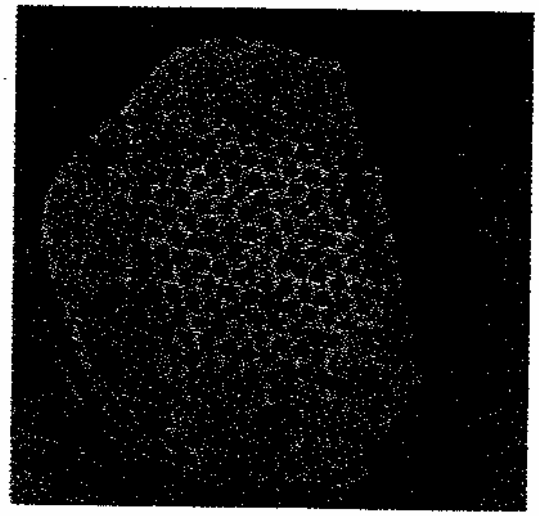


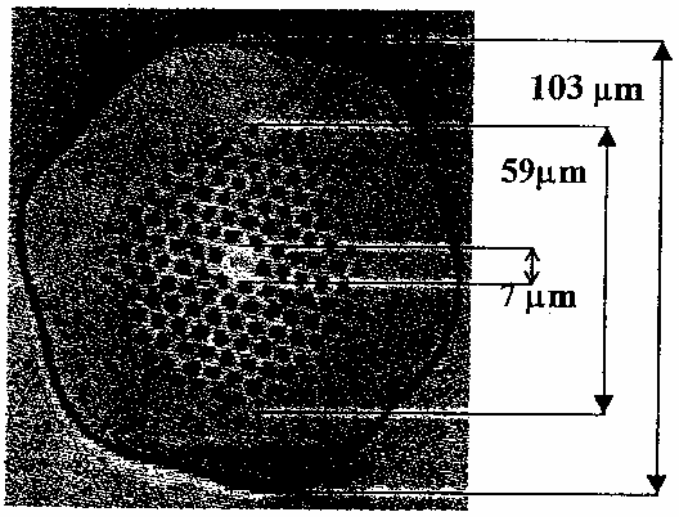
01/124I

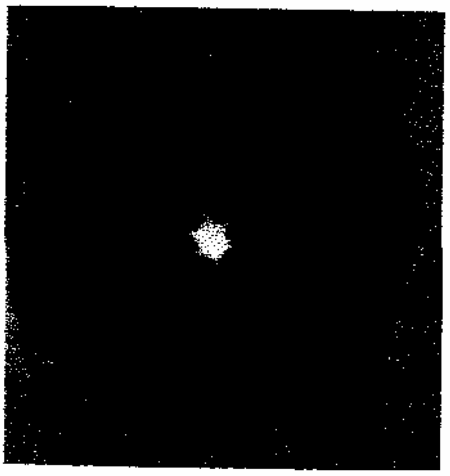
P1

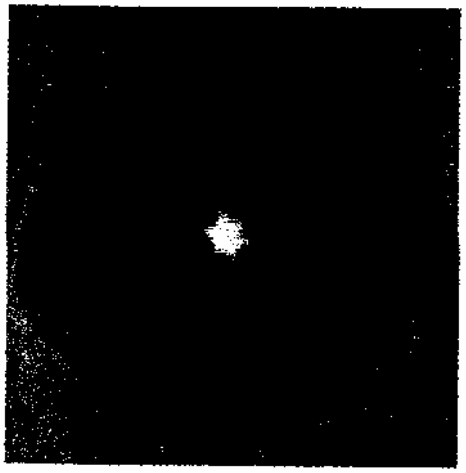
01M20

KII

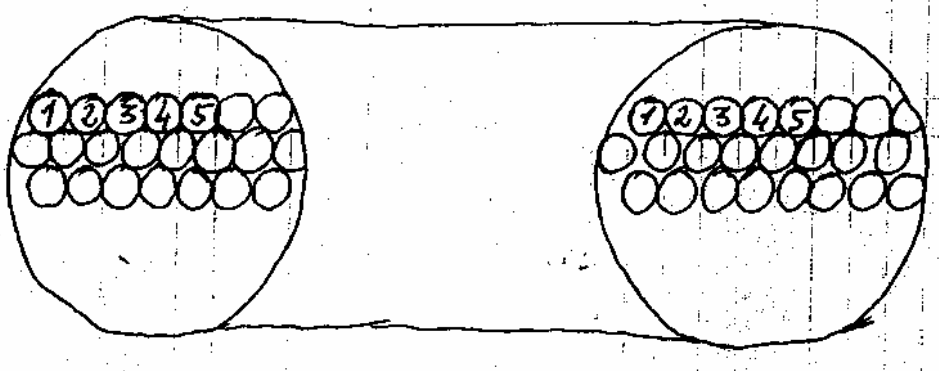








Obrazowód światłowodowy



Równanie Maxwella: $(j=0,\ \rho=0)$

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad ; \quad \vec{\nabla}\times\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \ (+\vec{j}) \qquad \operatorname{div}\vec{B}=0 \quad \left(\frac{\partial}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{k}\right)$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{D}=0$$

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad ; \quad \vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$$

$$\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E}) = -\mu\mu_0\frac{\partial\,\vec{\nabla}\times\vec{H}}{\partial t} = -\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2 E}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2 E}{\partial t}$$

$$\vec{A}\times\vec{B}\times\vec{C} = (\vec{A}\vec{C})B - (\vec{A}\vec{B})\vec{C}$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{E} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot(\vec{\nabla}\cdot\vec{E})}_{=0} - \nabla^2\vec{E} = -\nabla^2\vec{E}$$

---

ostatecznie

$$\nabla^2\vec{E} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial^2 t}$$

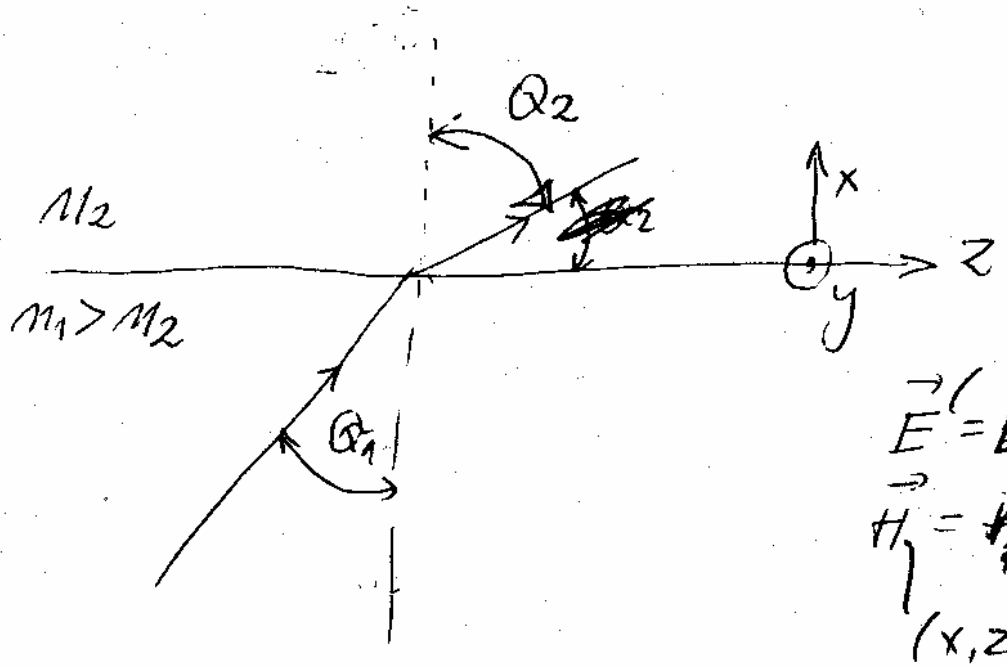
podobnie $\nabla^2\vec{H} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t}$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2}\vec{x} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2}\vec{y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z}\vec{z} = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial^2 t}\vec{x} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t}\vec{y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial^2 t}\vec{z}\right)$$

$$\nabla^2\psi = \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 t}$$

$$\cancel{\vec{E} = \vec{E}(x,y)\exp[j(\omega t-\beta z)] \quad , \quad \vec{H} = \vec{H}(x,y)\exp[j(\omega t-\beta z)]}$$

Čtěte vlnovou odbíní, fole TE, TM, 2 (2)

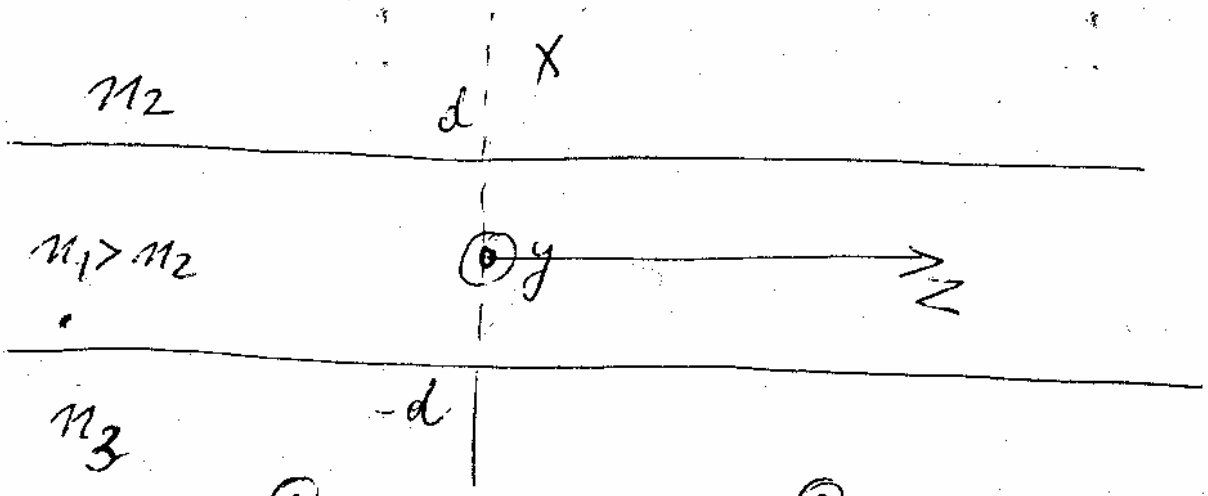


(x, z, t)

$$\vec{E} = \vec{E}(x) \exp[j(\omega t - k_z z)]$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x) \exp[j(\omega t - k_z z)]$$

(x, z, t)



(1) (2)

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \bar{x} & \bar{y} & \bar{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix}$$

$$\bar{x}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right) - \bar{y}\left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right) + \bar{z}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = -j\omega\mu_0 H_x \bar{x}$$

$$+ j\omega\mu_0 H_y \bar{y} - j\omega\mu_0 H_z \bar{z}$$

Aby uniknąć rozwiązań: $\frac{\partial}{\partial y}=0$ 3 x (3

(1)

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = +\mu\mu_0\omega j H_x$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \mu\mu_0\omega j H_y$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0\omega j H_z$$

(2)

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_x$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = -\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_y$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = +\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_z$$

$$jk_z E_y = \mu\mu_0\omega j H_x \quad \text{TE}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu\mu_0\omega j H_y - jk_z E_x$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0\omega j H_z \quad \checkmark$$

TM

$$-jk_z H_y = -\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_x$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_y - jk_z H_x$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = +\varepsilon\varepsilon_0\omega j E_z$$

OK

E_y ; H_x ; H_z (TE)

$$\begin{cases} k_z E_y = -\mu\mu_0\omega H_x \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0\omega j H_z \\ \varepsilon\varepsilon_0\omega j E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} - jk_z H_x \end{cases}$$

H_y ; E_x ; E_z (TM)

$$\begin{cases} k_z H_y = \varepsilon\varepsilon_0\omega E_x \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0\omega j E_z \\ \mu\mu_0\omega j H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} + jk_z E_x \end{cases}$$

Rozwiązanie układu równań dla fali (TE) 4 (4

$$H_x = -\frac{k_z}{\mu\mu_0\omega} E_y \qquad H_z = -\frac{1}{\mu\mu_0\omega j}\frac{\partial E_y}{\partial x}$$

$$\varepsilon\varepsilon_0 \omega j E_y = \frac{1}{\mu\mu_0\omega j}\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 x} + \frac{j k_z^2}{\mu\mu_0\omega} E_y \quad / \mu\mu_0\omega j$$

$$-\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\omega^2 E_y = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x} - k_z^2 E_y$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\omega^2 - k_z^2) E_y = 0$$

Analogicznie jest rozwiązanie układu równań dla fali (TM)

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\omega^2 - k_z^2) H_y = 0$$

Rozwiązanie typu:

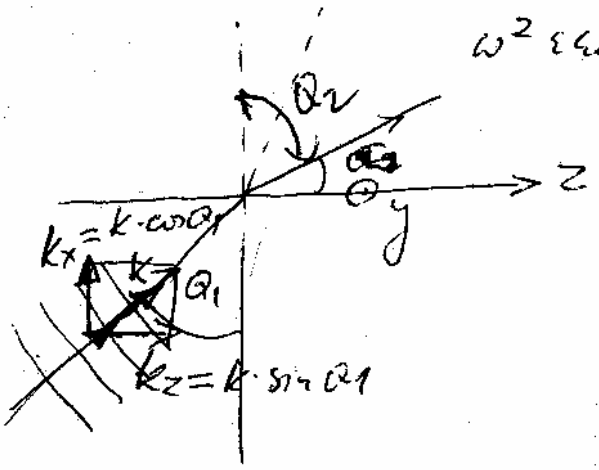
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k_x^2 \psi = 0 \qquad \psi(x) = \psi_0 \exp(\pm j k_x x)$$

$$k_x^2 = \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\omega^2 - k_z^2$$

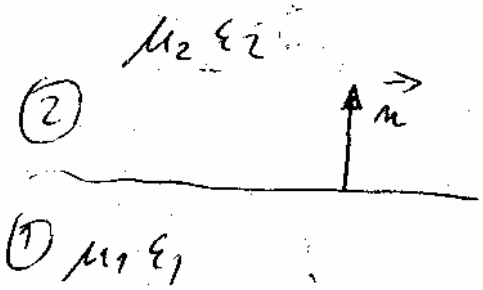
Zauważmy że

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \qquad c_n = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$$

$$\omega^2\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 = \frac{\omega^2}{c_n^2} = \frac{2\pi}{T\cdot c_n} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} = n k_0$$



Warunki graniczne



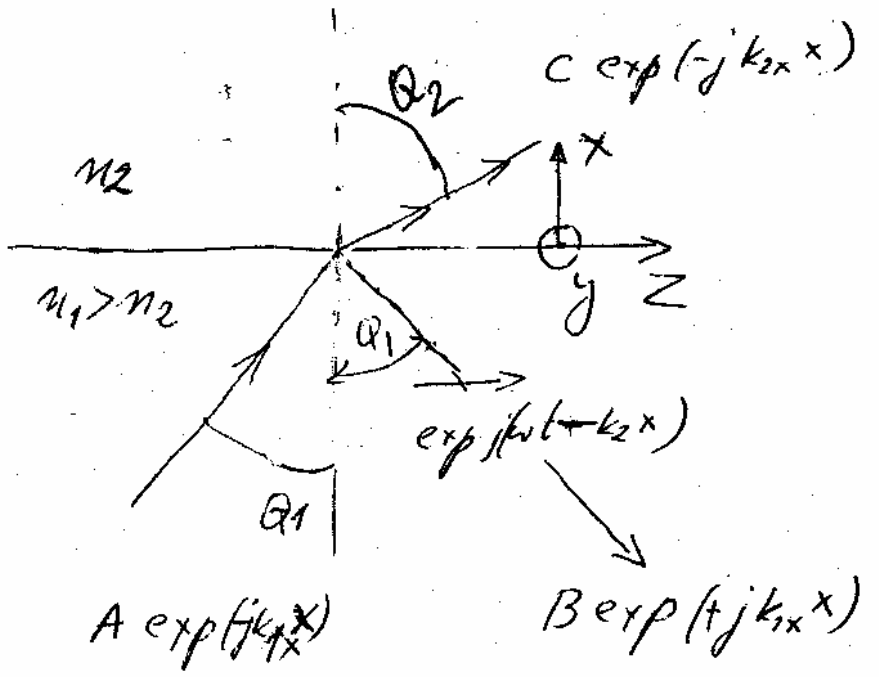
$$H_{1t} - H_{2t} = j_s \quad ; \quad \vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{j}_s$$

$$E_{1t} - E_{2t} = 0 \quad ; \quad \vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0$$

$$B_{1n} - B_{2n} = 0 \quad ; \quad \vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0$$

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_s \quad ; \quad \vec{n} (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s$$

FALA PŁASKA NA GRANICY OŚRODKÓW



$$k_{1x}^2 = n_1^2 k_0^2 - k_z^2 \quad ; \quad n_1^2 k_0^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 \mu_1 \mu_0 \omega^2$$

$$k_{2x}^2 = n_2^2 k_0^2 - k_z^2 \quad ; \quad n_2^2 k_0^2 = \varepsilon_2 \varepsilon_0 \mu_2 \mu_0 \omega^2$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{k_z}{k_{1x}} \qquad \operatorname{tg} \theta_2 = \frac{k_z}{k_{2x}}$$

fale typu TE

$$A \to E_y^A; \quad B \to E_y^B \to C \to E_y^C$$

z warunku na ciągłość składowej stycznej E otrzymujemy

$$E_y^A + E_y^B = E_y^C$$

Składowa styczna pola magnetycznego to H_z

$$H_z^A = -\frac{1}{\mu\mu_0\omega j}\frac{\partial E_y^A}{\partial x} = +\frac{jk_{1x}}{\mu\mu_0\omega j}E_y^A$$

$$H_z^B = -\frac{jk_{1x}}{\mu\mu_0\omega j}E_y^B$$

$$H_z^C = +\frac{jk_{2x}}{\mu\mu_0\omega j}E_y^C$$

$$H_z^A + H_z^B = H_z^C$$

$$\begin{cases} E_y^A + E_y^B = E_y^C \\ k_{1x}E_y^A - k_{1x}E_y^B = +k_{2x}E_y^C \end{cases}$$

$$E_y^B = E_y^A\left(\frac{k_{1x}-k_{2x}}{k_{1x}+k_{2x}}\right) = E_y^A r_E \qquad \frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}$$

$$E_y^C = E_y^A\left(\frac{2k_{1x}}{k_{1x}+k_{2x}}\right) = E_y^A t_E$$

Dyskusja rozwiązania dla fali TE

$$\operatorname{tg}\theta_1 = \frac{k_z}{k_{1x}} \qquad \operatorname{tg}\theta_2 = \frac{k_z}{k_{2x}} \qquad k_{1x} = n_1 k_0 \cos\theta_1$$

$$k_{2x} = n_2 k_0 \cos\theta_2$$

$$k_{1x} \operatorname{tg}\theta_1 = \operatorname{tg}\theta_2 k_{2x}$$

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$ prawo załamania Snella

Całkowite wewnętrzne odbicie $\boxed{\text{kąt graniczny}}$

$$k_{2x} = 0 \iff k_z = n_2 k_0 \iff n_1 k_0 \sin\theta_1 = n_2 k_0$$

$$\underbrace{\sin\theta_{gr} = \frac{n_2}{n_1}}$$

dla $\theta_1 \geq \theta_{gr}$ $\quad k_{2x} = -j\sqrt{n_2^2 k_0^2 - k_z^2} = -j\gamma_2$ $\quad \sqrt{k_z^2 - n_2^2 k_0^2}$

wtedy

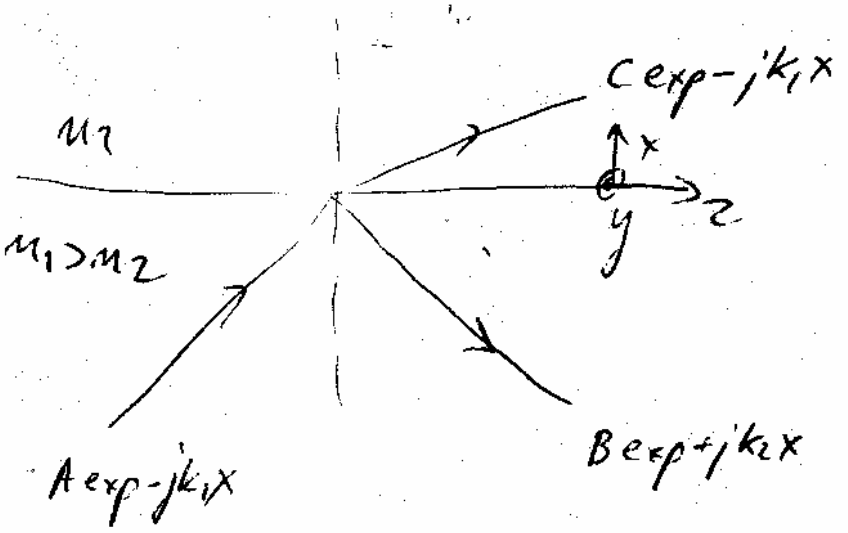
$$r_E = \frac{k_{1x} + j\gamma_2}{k_{1x} - j\gamma_2} = \exp(2j\phi_E)$$

$$\operatorname{tg}\phi_E = \frac{\gamma_2}{k_{1x}} \qquad |r_E| = 1$$

Fala "załamana" ma wtedy postać

$$E_y^s = E_y^A \exp(-\gamma_2 x)\exp j(\omega t - k_z z)$$

Załamanie i odbicie dla fali TM:



$H_y^A \to A \quad H_y^B \to B \quad H_y^C \to C$

z warunku ciągłości składowej stycznej H

$$H_y^A + H_y^B = H_y^C$$

Składowa styczna wektora elektrycznego to E_z

$$E_z = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\omega j}\frac{\partial H_y}{\partial x}$$

$$E_z^A + E_z^B = E_z^C$$

$$\frac{-jk_{1x}}{\varepsilon_1\varepsilon_0\omega j}H_y^A + \frac{jk_{1x}}{\varepsilon_1\varepsilon_0\omega j}H_y^B = \frac{jk_{2x}}{\varepsilon_2\varepsilon_0\omega j}H_y^C$$

$$\begin{cases} H_y^A + H_y^B = H_y^C \\ k_{1x}n_2^2 H_y^A - k_{1x}n_2^2 H_y^B = k_{2x}n_1^2 H_y^C \end{cases}$$

Rozpisanie tego wektora niemal jest następujące:

$$H_y^B = \left(\frac{k_{1x}u_2^2 - k_{2x}u_1^2}{k_{1x}u_2^2 + k_{2x}u_1^2}\right) H_y^A = r_H H_y^A$$

$$\frac{u_1^2 u_2^2 - u_2 u_1^2}{u_1 u_2^2 + u_2 u_1^2} \quad \left(\frac{u_2 - u_1}{u_2 + u_1}\right)$$

$$H_y^C = \frac{2k_{1x}u_2^2}{k_{1x}u_2^2 + k_{2x}u_1^2} H_y^A = t_H H_y^A$$

(1)

Trzy przypadki $0 \le Q_1 \le Q_B$

$r_H < 0$; $r_H = |r_H| \exp j\varphi_H$ } tzn. skok fazy przy odbiciu $2\varphi_H = 180°$

Q_B – określa tzw. kąt Brewstera $\rightarrow r_H = 0$

$$k_{1x}u_2^2 = k_{2x}u_1^2$$

$$k_0\sqrt{u_1^2 - u_1^2\sin^2 Q_1}\, u_2^2 = u_1^2\sqrt{u_2^2 - u_1^2\sin^2 Q_1}\, k_0$$

$$\boxed{\frac{1}{u_1}\cos Q_1 = \frac{1}{u_2}\cos Q_2}$$

$$u_1 \sin Q_1 = u_2 \sin Q_2$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \operatorname{tg} Q_1 = \operatorname{ctg} Q_2 \Rightarrow Q_1 + Q_2 = 90°$$

(2) 11 (7c)

$$Q_B \leq Q_1 \leq Q_g$$

$$r_H > 0 \quad , \quad k_{2x} \geq 0 \quad ; \quad 2\varphi_H = 0$$

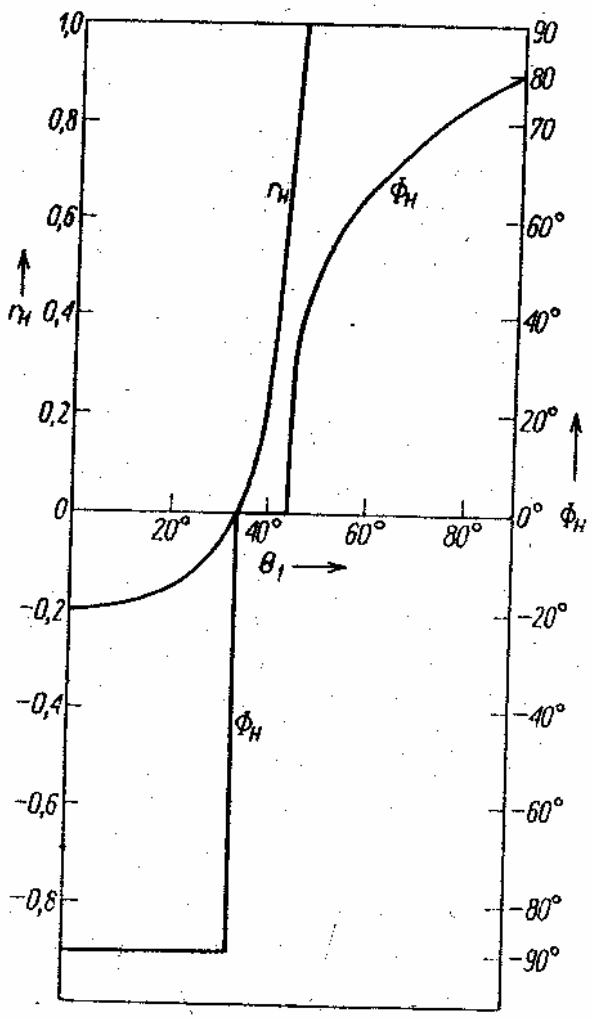
(3) $Q_g < Q_1$ coïncide incidence oblique

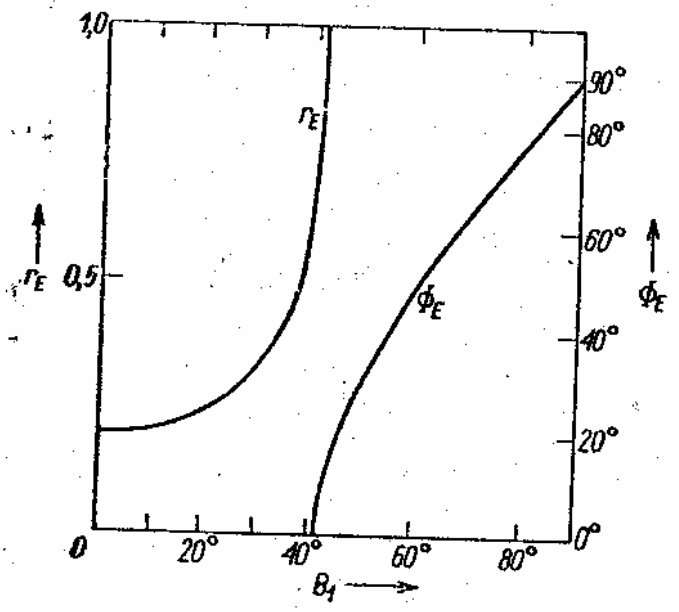
$$r_H = \frac{k_{1x} u_2^2 + j\gamma_2 u_1^2}{k_{1x} u_2^2 - j\gamma_2 u_1^2} = \exp 2j\phi_H$$

$$\operatorname{tg} \phi_H = \left(\frac{u_1}{u_2}\right)^2 \frac{\gamma_2}{k_{1x}}$$

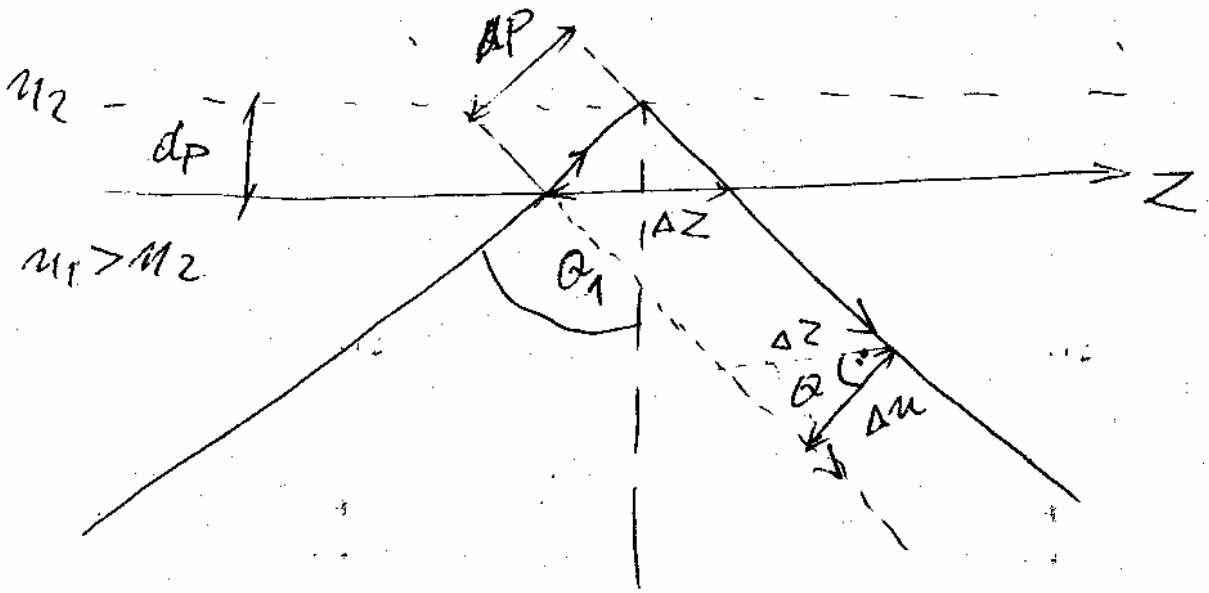
$u_1 = 1.5$

$u_2 = 1.0$




1,0
0,5
0
r_E
r_E
Φ_E
Φ_E
90°
80°
60°
40°
20°
0°
20°
40°
60°
80°
B_1

Przesunięcie Goosa-Hanchena



Fala TE $\quad \phi_E = \operatorname{arctg} \dfrac{\gamma_2}{k_{1x}}$, $-\gamma_2^2 = n_2^2 k_0^2 - k_{2x}^2 = k_{2x}^2$

$k_{2x}^2 = -\gamma_2^2 = n_0^2 k_0^2 - k_z^2$

Fala TM $\quad \phi_M = \operatorname{arctg} \left(\dfrac{n_1}{n_2}\right)^2 \dfrac{\gamma_2}{k_{1x}}$

wyznaczamy $\quad d_p = ? \qquad \Delta Z = ?$

$$\Delta p = \frac{d_p}{\cos\theta} \quad ; \quad \phi = 2\Delta p\, n_1 k_0 = \frac{2 d_p}{\cos\theta} n_1 k_0$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = \frac{2 d_p n_1 k_0}{\cos\theta} \operatorname{tg}\theta \quad ; \quad d_p = \frac{\cos\theta}{2 n_1 k_0 \operatorname{tg}\theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial \phi_E}{\partial \theta} = \frac{k_{1x}^2}{k_{1x}^2 + \gamma_2^2} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\gamma_2}{k_{1x}}\right) \qquad \phi = 2\phi_E$$

$$\boxed{d_p(TE) = \frac{1}{\gamma_2} \qquad \Delta Z_{TE} = 2\frac{\operatorname{tg}\theta}{\gamma_2}}$$

$\Delta x = \Delta Z \cdot \cos\theta \qquad \Delta x = \dfrac{2 \sin\theta}{\gamma_2}$

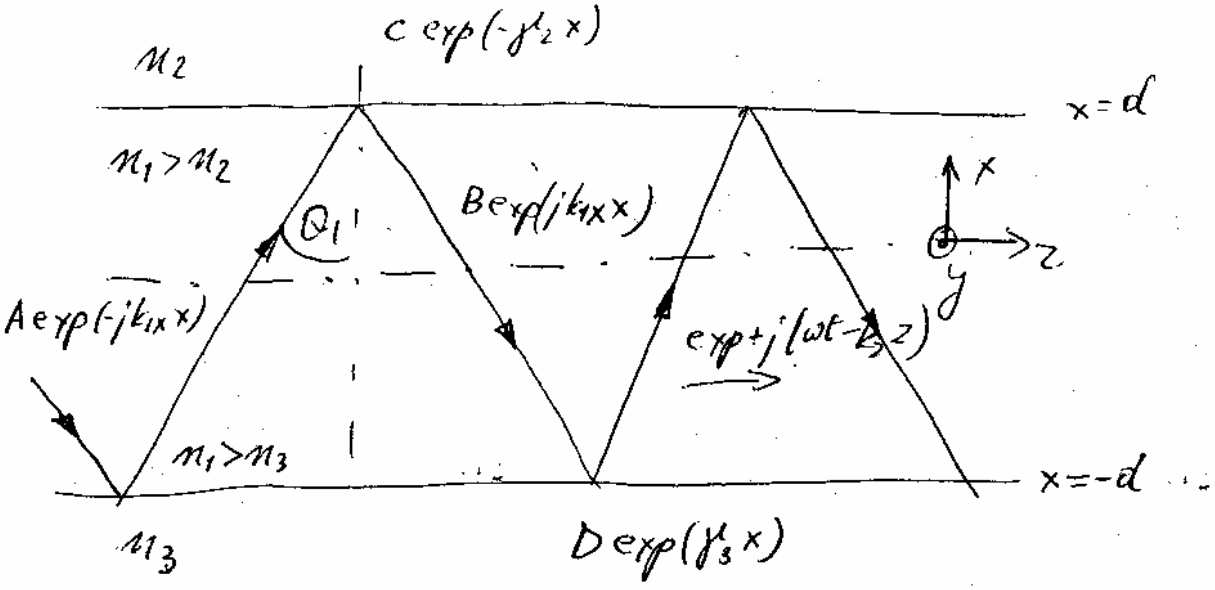
Fala TM

$$\Delta Z_{TM} = \frac{1}{q} \Delta Z_{TE} \qquad d_{p(TM)} = \frac{1}{q} d_{p(TE)}$$

$$\Delta u_{TM} = \frac{1}{q} \Delta u_{TE}$$

gdzie $q = \left(\frac{n_1 \sin\theta_1}{n_2}\right)^2 - \cos^2\theta_1$

Światłowód planarny:



Warunki propagacji dla fali typu TE

$x=d$

$$\begin{cases} E_y^A+E_y^B=E_y^C \\ H_z^A+H_z^B=H_z^C \end{cases} \qquad E_y^A(d)+E_y^B(d)=E_y^C(d)$$

$x=-d$

$$\begin{cases} E_y^A+E_y^B=E_y^D \\ H_z^A+H_z^B=H_z^D \end{cases}$$

co daje układ czterech równań

$$E_y^A\exp(-jk_{1x}d)+E_y^B\exp jk_{1x}d-E_y^C\exp(-\gamma_2 d)=0$$

$$-k_{1x}E_y^A\exp(-jk_{1x}d)+k_{1x}E_y^B\exp(jk_{1x}d)-j\gamma_2 E_y^C\exp(-\gamma_2 d)=0$$

$$E_y^A\exp(jk_{1x}d)+E_y^B\exp(-jk_{1x}d)-E_y^D\exp(\gamma_3 d)=0$$

$$-k_{1x}E_y^A\exp(jk_{1x}d)+k_{1x}E_y^B\exp(-jk_{1x}d)+j\gamma_3 E_y^D\exp(\gamma_3 d)=0$$

Warunek na uzyskanie rozwiązań powyższego równania jest:

$$\det|\ldots| = 0 \quad \text{co daje}$$

$$2k_{1x}d - 2\,\mathrm{arctg}\Big(\underbrace{\frac{\gamma_2}{k_{1x}}}_{=\Phi_E^1}\Big) - 2\,\mathrm{arctg}\Big(\underbrace{\frac{\gamma_3}{k_{1x}}}_{=\Phi_E^2}\Big) = \pm m\,2\pi l \qquad l = 0, 1, 2 \ldots$$

$$2k_{1x}d - \mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_2}{k_{1x}}\right) - \mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_3}{k_{1x}}\right) = \pm m\pi l \qquad (*)$$

Dla światłowodu symetrycznego mamy: $n_2 = n_3$

$$k_{1x}d - \mathrm{arctg}\,\frac{\gamma_2}{k_{1x}} = \pm m\frac{\pi}{2} l$$

$$k_{1x} = k_0 n_1 \cos\theta_1 \qquad \gamma_2 = k_0\sqrt{n_2^2 + n_1^2 \sin^2\theta_1}$$

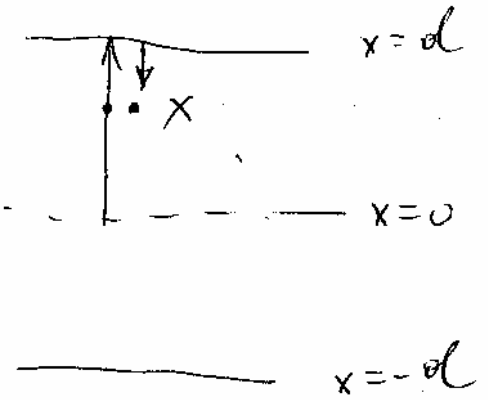
(*) równanie na wartości własne, warunek ~~[illegible]~~ samouzgodnienia faz

Dla modów TM otrzymujemy analogiczne rozwiązanie:

$$2k_{1x}d - \mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_2 n_1^2}{k_{1x} n_2^2}\right) - \mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_3 n_1^2}{k_{1x} n_3^2}\right) = \pm m\pi l$$

lub $$k_{1x}d - \mathrm{arctg}\left(\frac{\gamma_2 n_1^2}{k_{1x} n_2^2}\right) = \pm m\frac{\pi}{2} l$$

Rozkład amplitudy wzdłuż ścieżkowych planarnych



Amplituda w punkcie x jest superpozycją fali padającej i odbitej

$$E_y^0(x) = E_y^0\left\{\exp -jk_{1x}\cdot x + \exp -jk_{1x}x \exp -jk_{1x}2(d-x)\cdot \exp j2\phi_E\right\}$$

$$E_y(x) = E_y^0\left\{\exp -jk_{1x}x + \exp jk_{1x}x \exp j(2\phi_E - k_{1x}2d)\right\}$$

$$\exp j\ell\pi = \begin{cases} 1 & \text{dla } \ell \text{ parz.} \\ -1 & \text{dla } \ell \text{ nap.} \end{cases}$$

co daje dla modów TE

$$E_y(x) = E_y^0 \sin k_{1x}x \qquad \ell - \text{nieparzyste}$$

$$E_y(x) = E_y^0 \cos k_{1x}x \qquad \ell - \text{parzyste}$$

PEŁNE ROZWIĄZANIE DLA MODÓW TE

$\vec{E} = (0, E_y, 0)$ $\qquad$ $\vec{H} = (H_x, 0, H_z)$ – (dla światłowodu symetrycznego)

$|x| \le d$ (rdzeń)

$$E_y(x) = E_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x & (*) \\ \sin k_{1x} x & (**) \end{cases}$$

$$H_x(x) = -\frac{k_{1z}}{\mu\mu_0\omega} E_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x \\ \sin k_{1x} x \end{cases}$$

$$H_z(x) = -\frac{k_{1x}}{\mu\mu_0\omega j} E_y^0 \begin{cases} -\sin k_{1x} x \\ \cos k_{1x} x \end{cases}$$

$|x| > d$ (płaszcz)

$$E_y(x) = E_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \\ \frac{x}{|x|} \sin k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

$$H_x(x) = -\frac{k_{1z}}{\mu\mu_0\omega} E_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \\ \frac{x}{|x|} \sin k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

$$H_z(x) = \frac{j\gamma_2}{\mu\mu_0\omega} E_y^0 \begin{cases} \frac{-x}{|x|} \sin k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \\ \cos k_{1x} d \exp(-\gamma_2 x)/\exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

(*) l – parzyste

(**) l – nieparzyste

PEŁNE ROZWIĄZANIE DLA MODÓW TM

(dla światłowodu symetrycznego)

$\vec{E} = (E_x, 0, E_z)$ $\qquad$ $\vec{H} = (0, H_y, 0)$

$|x| \le d$ (rdzeń)

$$H_y(x) = H_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x & (*) \\ \sin k_{1x} x & (**) \end{cases}$$

$$E_x(x) = \frac{-k_{1z}}{\varepsilon\varepsilon_0\omega} H_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x \\ \sin k_{1x} x \end{cases}$$

$$E_z(x) = \frac{-k_{1x}}{\varepsilon\varepsilon_0\omega j} H_y^0 \begin{cases} -\sin k_{1x} x \\ \cos k_{1x} x \end{cases}$$

$|x| > d$ płaszcz

$$H_y(x) = H_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \\ \frac{x}{|x|} \sin k_{1x} x \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

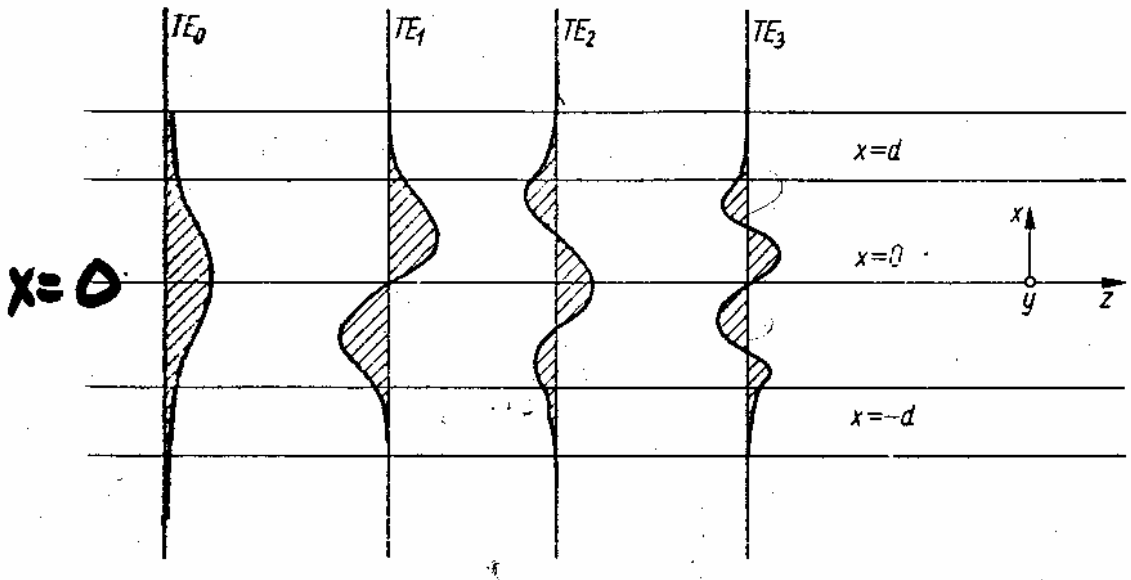
$$E_x(x) = \frac{-k_{1z}}{\varepsilon\varepsilon_0\omega} H_y^0 \begin{cases} \cos k_{1x} x \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \\ \frac{x}{|x|} \sin k_{1x} x \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

$$E_z(x) = \frac{j\gamma_2}{\varepsilon\varepsilon_0\omega} H_y^0 \begin{cases} -\frac{x}{|x|} \sin k_{1x} d \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \\ \cos k_{1x} d \exp -\gamma_2 x / \exp(-\gamma_2 d) \end{cases}$$

(*) ℓ - parzyste

(**) ℓ - nieparzyste

Rozkład amplitudy dla modów TE: (a ω → TM)



Rys. 4.3. Rozkłady pola modów niskich rzędów w światłowodzie płaskim

Numeryczne rozwiązanie równania charakterystycznego:

$$V^2 = (2d)^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)$$ ← znormalizowana częstość

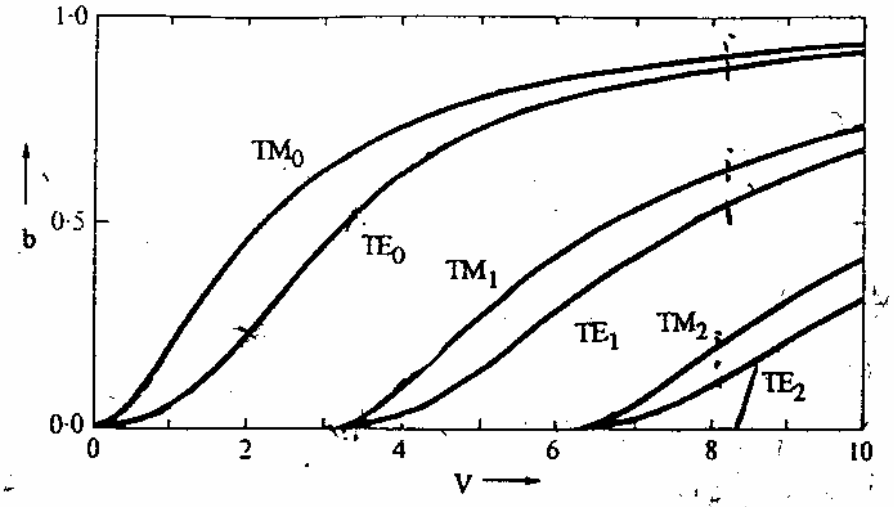
b - znormalizowana stała propagacji

$$b = \frac{k_z^2 - n_2^2 k_0^2}{n_1^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2} = \frac{\gamma_2^2 (2d)^2}{V^2}$$

$$b = \frac{k_z - n_2 k_0}{n_1 k_0 - n_2 k_0}$$

Przykład rozwiązania numerycznego dla $\frac{n_1}{n_2} = 1.5$

$n_{ef} = n_1 \rightarrow$



$\frac{n_1}{n_2} = 1.5$

$n_1 > n_2 \rightarrow$

Fig .A2. Plot of normalized propagation constant b versus V-parameter for the even TE and TM modes of a symmetric dielectric waveguide with $n_1/n_2 = 1.5$.

$$n_{ef} = \frac{k_{1z}}{k_0} \qquad \underline{n_2 \leq n_{ef} \leq n_1}$$

$$\underline{b = 0 \rightarrow n_{ef} = n_2} \quad ; \quad \underline{b = 1 \rightarrow n_{ef} = n_1}$$

<u>Co to jest światłowód jednomodowy</u> ?

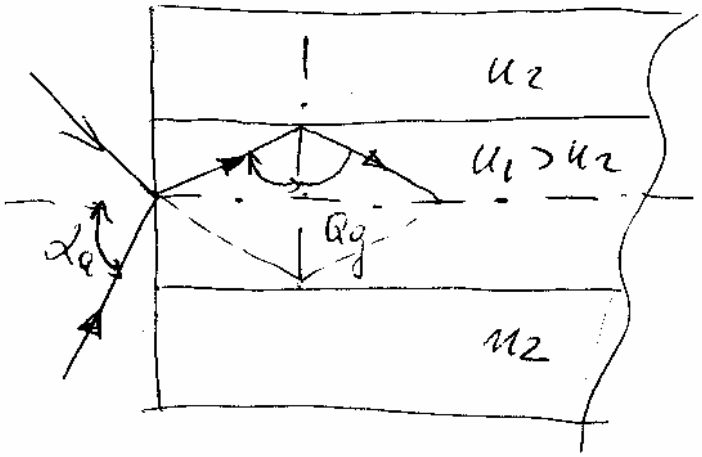
propagowane są tylko mody TE_0 i TM_0

<u>długość fali odcięcia</u> λ_c

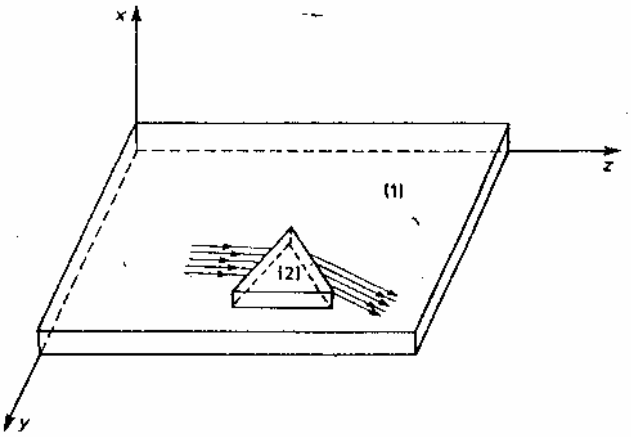
<u>Aperture światłowodu</u>

$NA = \sin\alpha_a = n_1 \cos\theta_g =$

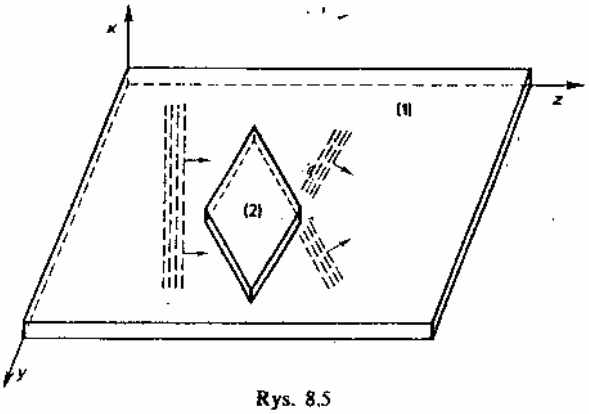
$= \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$



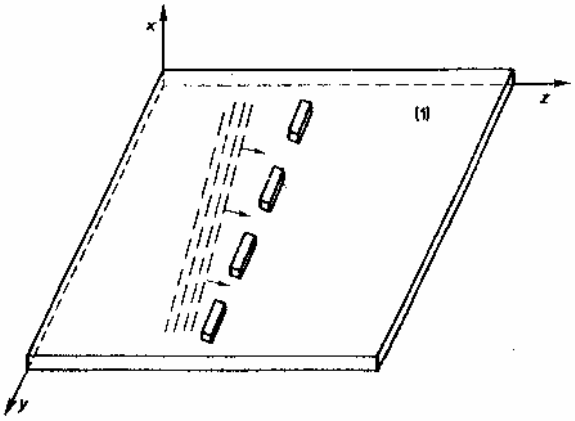
Pasywne elementy planarne:



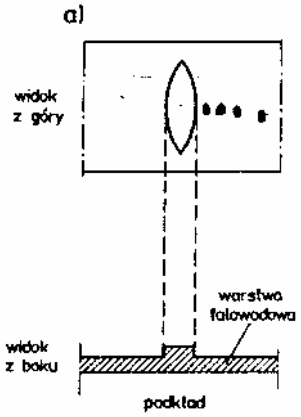
Rys. 8.4



Rys. 8.5



Rys. 8.6



soczewka z obszarami o różnych N

Rozkład energii w światłowodzie płaskim

$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}$ – wektor Poyntinga

$$P_z = E_x H_y - H_x E_y \qquad \langle P_z \rangle_t = \frac{1}{2}\left(E_x^0 H_y^0 - H_x^0 E_y^0\right)$$

W_i – energia przenoszona rdzeniem – W_i

W_o – energia przenoszona płaszczem – W_o

$$\Gamma = \frac{W_i}{W_i + W_o} = \left(1 + \frac{W_o}{W_i}\right)^{-1}$$

Przykład (pompty mod TE)

$$W_i = \frac{1}{2}\int_{-d}^{d} H_x^0 E_y^0 \, dx = \frac{1}{2}\frac{k_z}{\mu\mu_0\omega}\int_{-d}^{d} E_y^{0\,2} \, dx = \frac{\left(E_y^0\right)^2 k_{1z}}{4\mu\mu_0\omega}\left[2d + \frac{\sin(2k_{1x}d)}{k_{1x}}\right]$$

$$W_o = \int_{d}^{\infty} E_y^0 H_x^* \, dx = \frac{\left(E_y^0\right)^2 k_{1z}}{4\mu\mu_0\omega} \, \frac{\cos^2 k_{1x} d}{\gamma_2}$$

$$\Gamma = \left[1 + \frac{\cos^2 k_{1x} d}{2d\gamma_2\left(1 + \frac{\sin 2k_{1x}d}{2k_{1x}d}\right)}\right]^{-1}$$

dla modów bliskich odcięcia

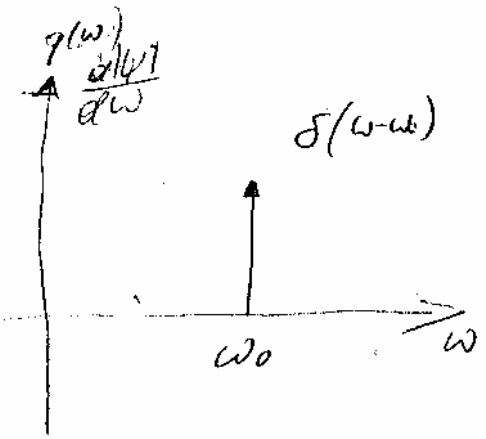
$\Gamma \to 0$ gdy $\gamma_2 \to 0$

dla modów dalekich od odcięcia

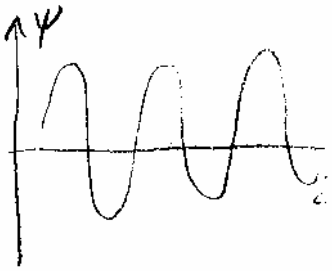
$2k_{1x}d \to 0 \qquad 2d\gamma_2 \to \infty$

$\Gamma = \left(1 + \frac{1}{2\infty}\right)^{-1}$ OK

Prędkość fazowa i grupowa



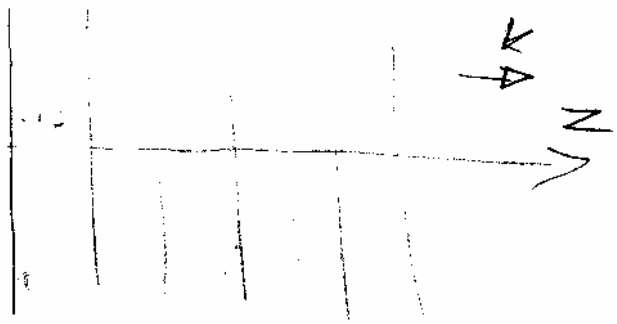
$$\psi(z,t) = \varphi_0 \exp j(\omega_0 t - kz)$$



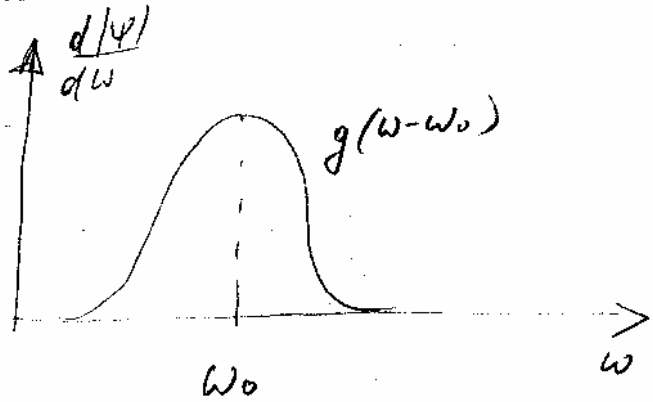
$$\phi \doteq \omega_0 t - kz$$

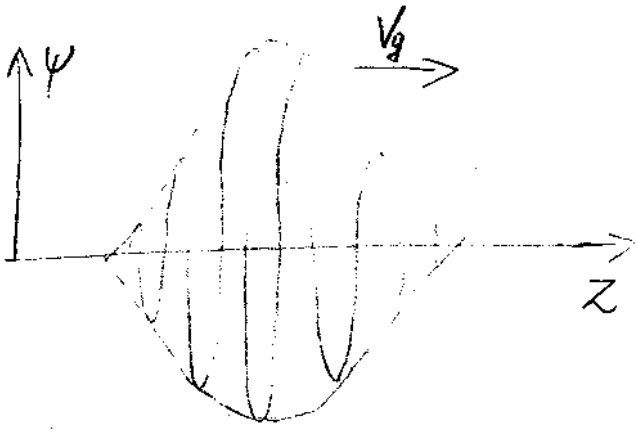
$$d\phi = 0$$

$$\omega_0 dt = k\,dz$$



$$V \doteq \frac{dz}{dt} = \frac{\omega_0}{k}$$ ← prędkość fazowa





$$\psi(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega-\omega_0) \exp j(\omega t - k(\omega) z)\, d\omega$$

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega}(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\frac{d^2k}{d\omega^2}(\omega-\omega_0)^2 + \dots$$

$$\psi(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega-\omega_0) \exp j\left[(\omega-\omega_0)t - \frac{dk}{d\omega}(\omega-\omega_0)z\right] \exp j(\omega_0 t - k_0 z)\, d\omega$$

$$\psi(z,t) = G\left(t - \frac{dk}{d\omega} z\right) \exp j(\omega_0 - k_0 z)$$

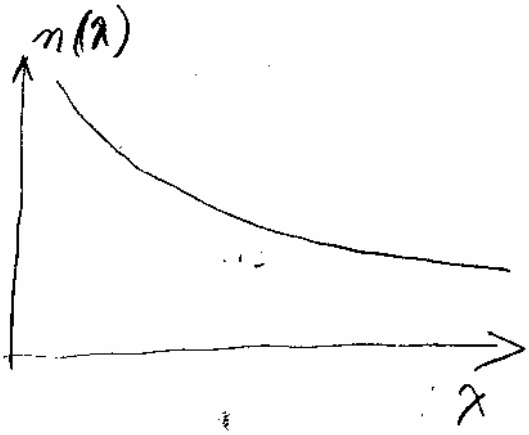
Prędkość grupowa

$$t - \frac{dk}{d\omega} z = \text{const}$$

$$V_g = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}}$$

Dla fali świetlnej

$$k = \frac{\omega\, n(\omega)}{c}$$



$$V_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}}$$

N – grupowy współczynnik załamania

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

Dla szkła kwarcowego w zakresie widzialnym

$N > n$ o około 10%

Dyspersja w światłowodzie planarnym

$$V_g = \frac{1}{\frac{dk_{1z}}{d\omega}} \qquad V = \frac{c}{V_g} = c\,\frac{dk_{1z}}{d\omega}$$

Dla modów TE

$$k_{1x} d - \frac{n\pi}{2} = \operatorname{arctg}\left(\frac{\gamma_2}{k_{1x}}\right) = \phi_E$$

$$k_{1x} d - \phi_E = \frac{k\pi}{2}$$

$$\begin{cases} k_{1z} = k_0 n_1 \sin\theta_1 \\ n_1 k_0 d \cos\theta_1 - \phi_E = \frac{k\pi}{2} \end{cases} \qquad k_0 = \frac{\omega}{c}$$

Różniczkując powyższy układ równań względem k_{1z}

$$\begin{cases} 1 = \frac{\sin\theta_1}{c}\underbrace{\left(n_1 + \omega\frac{dn_1}{d\omega}\right)}_{N_1}\underbrace{\frac{d\omega}{dk_{1z}}}_{V_g} + k_0 n_1 \cos\theta_1 \frac{d\theta_1}{dk_{1z}} \\ \frac{d\cos\theta_1}{c}\left(n_1 + \omega\frac{dn_1}{d\omega}\right)\frac{d\omega}{dk_{1z}} - k_0 n_1 d \sin\theta_1 \frac{d\theta_1}{dk_{1z}} = \frac{d\phi_E}{dk_{1z}} \end{cases}$$

$$\frac{d\phi_E}{dk_{1z}} = \frac{\frac{\partial\phi_E}{\partial k_{1z}}dk_{1z} + \frac{\partial\phi_E}{\partial\omega}d\omega}{dk_{1z}} = \frac{\partial\phi_E}{\partial k_{1z}} + \frac{\partial\phi_E}{\partial\omega}\frac{d\omega}{dk_{1z}}$$

dla TE

$$\boxed{V_g = \frac{d\,\mathrm{tg}\,\theta_1 + \frac{\partial\phi_E}{\partial k_z}}{\frac{N_1 d}{c\cos\theta_1} - \frac{\partial\phi_E}{\partial\omega}}}$$

dla TM

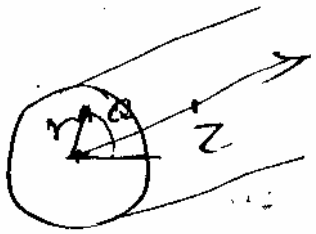
$$\boxed{V_g = \frac{d\,\mathrm{tg}\,\theta_1 + \frac{\partial\phi_H}{\partial k_z}}{\frac{N_1 d}{c\cos\theta_1} - \frac{\partial\phi_H}{\partial\omega}}}$$

Włókno typu skokowego "step-index"

1. Równania Maxwella

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \vec{\nabla}\times\vec{H} = +\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (1)$$

W cylindrycznym układzie współrzędnych r, θ, z



$$\vec{\nabla}\times\vec{A} = \frac{1}{r}\begin{vmatrix} \vec{r} & r\vec{\theta} & \vec{z} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_r & rA_\theta & A_z \end{vmatrix} =$$

$$= \frac{1}{r}\left(\frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial (rA_\theta)}{\partial z}\right)\vec{r} + \frac{1}{r}\left(-\frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{\partial A_r}{\partial z}\right) r\vec{\theta} + \qquad (2)$$

$$+ \frac{1}{r}\left(\frac{\partial (rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta}\right)\vec{z}$$

Zakładając zależność pól $\vec{E}$ i $\vec{H}$ od osi z typu

$$\vec{E}(r,\theta,z,t) = \vec{E}(r,\theta)\exp(-j\beta z)\exp(j\omega t)$$

$$\vec{H}(r,\theta,z,t) = \vec{H}(r,\theta)\exp(-j\beta z)\exp(j\omega t) \qquad (3)$$

Celem jest wyznaczenie

$$\vec{E}(r,\theta) = ? \qquad \beta = ?$$

$$\vec{H}(r,\theta) = ?$$

Po podstawieniu równań (3) do (1), rzutowaniu na składowe otrzymujemy cztery równania skalarnych:

$$\begin{cases} \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \theta} + j\beta E_\theta = -j\mu\omega H_r \\ \frac{\partial E_z}{\partial r} + j\beta E_r = j\mu\omega H_\theta \\ -\frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \theta} + \frac{\partial E_\theta}{\partial r} = -j\mu\omega H_z \end{cases}$$

oraz

$$\begin{cases} \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \theta} + j\beta H_\theta = j\varepsilon\omega E_r \\ -\frac{\partial H_z}{\partial r} - j\beta H_r = j\varepsilon\omega E_\theta \\ -\frac{1}{r}\frac{\partial H_r}{\partial \theta} + \frac{\partial H_\theta}{\partial r} = j\varepsilon\omega E_z \end{cases}$$

Powyższe równania można przekształcić do następującej postaci

$$E_r = -\frac{j}{\beta_t^2}\left(\beta\frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega\mu\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \theta}\right)$$

$$E_\theta = -\frac{j}{\beta_t^2}\left(\beta\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} - \omega\mu\frac{\partial H_z}{\partial r}\right)$$

$$H_r = -\frac{j}{\beta_t^2}\left(\beta\frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega\mu\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \theta}\right)$$

$$H_\theta = -\frac{j}{\beta_t^2}\left(\beta\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega\mu\frac{\partial E_z}{\partial \theta}\right)$$

$$\boxed{\beta_t^2 = k_0^2 n^2(r) - \beta^2}$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 E_z = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 H_z = 0 \qquad (4)$$

Naszym zadaniem jest teraz znalezienie E_z, H_z. Zakładamy następujące postać rozwiązania na E_z i H_z

$$E_z = R_z(r)\,Q_z(\theta).$$

Po podstawieniu do (4) otrzymuje się

$$\frac{1}{R_z} r^2 \frac{\partial^2 R_z}{\partial r^2} + \frac{1}{R_z} r \frac{\partial R_z}{\partial r} + r^2 \beta_t^2 + \frac{1}{Q_z}\frac{\partial^2 Q_z}{\partial \theta^2} = 0$$

co znaczy

$$\begin{cases} \dfrac{1}{Q_z}\dfrac{\partial^2 Q_z}{\partial \theta^2} = -n^2 \\[2ex] \dfrac{\partial^2 R_z}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial R_z}{\partial r} + \left(\beta_t^2 - \dfrac{n^2}{r^2}\right) R_z = 0 \end{cases}$$

równanie Bessela

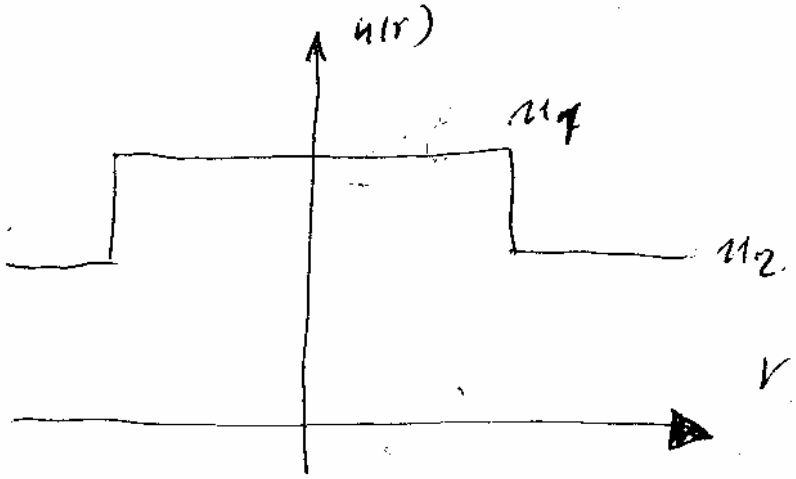
<u>Rozwiązanie jest następujące</u>

$$Q_z(\theta) = \begin{cases} \cos(n\theta + \varphi) \\ \sin(n\theta + \varphi) \end{cases}$$

$$R_z(r) = \begin{cases} A J_n(\beta_t r) + B N_n(\beta_t r) & \beta_t - \text{rzeczywiste} \\ C K_n(|\beta_t| r) + D I_n(|\beta_t| r) & \beta_t - \text{urojone} \end{cases}$$

J_n ← funkcja Bessela pierwszego rodzaju n-tego rzędu

K_n ← zmodyfikowana funkcja Bessela pierwszego rodzaju n-tego rzędu (funkcja Hankela)



$n_1 > n_2$

ze względu na charakter funkcji J_n i K_n zgadujemy że J_n opisuje rozchodzące pole w rdzeniu a K_n pole w płaszczu.

w rdzeniu β + rozwiązanie co daje

$$k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \geq 0 \quad - \text{ rdzeń}$$

$$k_0^2 n_2^2 - \beta^2 < 0 \quad - \text{ płaszcz } (\beta \text{ - urojone})$$

$$\boxed{k_0 n_2 \leq \beta \leq k_0 n_1}$$

Struktura modów

1. Mody typu TE, TM; hybrydowe (EH i HE) rozróżniamy ze względu na azymutalną liczbę modową n, a także radialną liczbę modową l

TE_{nl}, TM_{nl}, HE_{nl}, EH_{nl}.

Rozwiązania ~~Mody~~ typu TM

antysymetryczne, symetryczne

$$H_z = 0$$

$$E_z = \begin{cases} A J_n(\beta_{t1} r)\sin(n\theta) \\ C K_n(|\beta_{t2}| r)\sin(n\theta) \end{cases} \quad \begin{cases} A J_n(\beta_{t1} r)\cos(n\theta); & r \le a \\ C K_n(|\beta_{t2}| r)\cancel{\sin n\theta}\ \cos n\theta; & r \ge a \end{cases}$$

Rozwiązania ~~Mody~~ typu TE

symetryczne antysymetryczne

$$E_z = 0$$

$$H_z = \begin{cases} B J_n(\beta_{t1} r)\cos(n\theta) \\ D K_n(|\beta_{t2}| r)\cos(n\theta) \end{cases} \quad \begin{cases} B J_n(\beta_{t1} r)\sin n\theta & r \le a \\ D K_n(|\beta_{t2}| r)\sin(n\theta) & r \ge a \end{cases}$$

$$\beta_{t1}^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \qquad \beta_{t2}^2 = -k_0^2 n_2^2 + \beta^2$$

Mody hybrydowe EH i HE

(6

In the core region

Only symetryczny mod hybrydowy

$$E_z = AJ_n\left(\frac{ur}{a}\right)\sin n\theta, \tag{4.37}$$

$$E_r = \left[-A\frac{j\beta}{u/a}J_n'\left(\frac{ur}{a}\right) + B\frac{j\omega\mu_0}{(u/a)^2}\frac{n}{r}J_n\left(\frac{ur}{a}\right)\right]\sin n\theta, \tag{4.38}$$

$$E_\theta = \left[-A\frac{j\beta}{(u/a)^2}\frac{n}{r}J_n\left(\frac{ur}{a}\right) + B\frac{j\omega\mu_0}{u/a}J_n'\left(\frac{ur}{a}\right)\right]\cos n\theta, \tag{4.39}$$

$$H_z = BJ_n\left(\frac{ur}{a}\right)\cos n\theta, \tag{4.40}$$

$$H_r = \left[A\frac{j\omega\varepsilon_1}{(u/a)^2}\frac{n}{r}J_n\left(\frac{ur}{a}\right) - B\frac{j\beta}{u/a}J_n'\left(\frac{ur}{a}\right)\right]\cos n\theta, \tag{4.41}$$

$$H_\theta = \left[-A\frac{j\omega\varepsilon_1}{u/a}J_n'\left(\frac{ur}{a}\right) + B\frac{j\beta}{(u/a)^2}\frac{n}{r}J_n\left(\frac{ur}{a}\right)\right]\sin n\theta, \tag{4.42}$$

where

$$u = \beta_{t1}a = (k^2n_1^2 - \beta^2)^{1/2}a, \tag{4.43}$$

and is the normalized transverse phase constant* in the core region.

In the cladding region

$$E_z = CK_n\left(\frac{wr}{a}\right)\sin n\theta, \tag{4.44}$$

$$E_r = \left[C\frac{j\beta}{w/a}K_n'\left(\frac{wr}{a}\right) - D\frac{j\omega\mu_0}{(w/a)^2}\frac{n}{r}K_n\left(\frac{wr}{a}\right)\right]\sin n\theta, \tag{4.45}$$

$$E_\theta = \left[C\frac{j\beta}{(w/a)^2}\frac{n}{r}K_n\left(\frac{wr}{a}\right) - D\frac{j\omega\mu_0}{w/a}K_n'\left(\frac{wr}{a}\right)\right]\cos n\theta, \tag{4.46}$$

$$H_z = DK_n\left(\frac{wr}{a}\right)\cos n\theta, \tag{4.47}$$

$$H_r = \left[-C\frac{j\omega\varepsilon_2}{(w/a)^2}\frac{n}{r}K_n\left(\frac{wr}{a}\right) + D\frac{j\beta}{w/a}K_n'\left(\frac{wr}{a}\right)\right]\cos n\theta, \tag{4.48}$$

$$H_\theta = \left[C\frac{j\omega\varepsilon_2}{w/a}K_n'\left(\frac{wr}{a}\right) - D\frac{j\beta}{(w/a)^2}\frac{n}{r}K_n\left(\frac{wr}{a}\right)\right]\sin n\theta, \tag{4.49}$$

where

$$w = |\beta_{t2}|a = (\beta^2 - k^2n_2^2)^{1/2}a, \tag{4.50}$$

and is the normalized transverse attenuation constant* in the cladding region.

Równania ciągłości

$r = a$

$$E_z^{core} = E_z^{clad}$$

$$E_\varphi^{core} = E_\varphi^{clad}$$

$$H_z^{core} = H_z^{clad}$$

$$H_\varphi^{core} = H_\varphi^{clad}$$

$$\varepsilon_1 E_r^{core} = \varepsilon_2 E_r^{clad}$$

$$\mu_1 H_r^{core} = \mu_2 H_r^{clad} \quad , \quad \underline{\mu_1 = \mu_2 = \mu_0}$$

co prowadzi do układu równań ze względu na stałe A, B, C, D

$$[M]\begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = 0 \qquad \det M = 0 \quad \text{co daje}$$

równanie charakterystyczne

$$\left[\frac{J_n'(u)}{u J_n(u)} + \frac{K_n'(w)}{w K_n(w)}\right]\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{J_n'(u)}{u J_n(u)} + \frac{K_n'(w)}{w K_n(w)}\right] =$$

$$= n^2\left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)$$

$$u = |\beta_{t1}|a = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} a$$

$$w = |\beta_{t2}|a = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} a$$

znormalizowane stałe propagacji

$n=0$ $\qquad A=C,\ C=0,\ n=0$

$$\frac{J_0'(u)}{u J_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{w K_0(w)} = 0 \quad , \text{ mody typu } TE$$

$B=0,\ D=0,\ n=0$

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{J_0'(u)}{u J_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{w K_0(w)} = 0 \quad \text{mody typu } TM$$

$\boxed{\text{weakly guiding}}$

$n \geq 1$ mody hybrydowe (EH i HE)

Dla tych modów znajdziemy przybliżone rozwiązanie równania charakterystycznego $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$

$$\frac{J_n'(u)}{u J_n(u)} + \frac{K_n'(w)}{w K_n(w)} = \pm n\left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right) \qquad (*)$$

Funkcje Bessela spełniają następujące wzorki

$$\frac{J_n'}{u J_n} = -\frac{J_{n+1}}{u J_n} + \frac{n}{u^2} = \frac{J_{n-1}}{u J_n} - \frac{n}{u^2}$$

$$\frac{K_n'}{w K_n} = -\frac{K_{n+1}}{w K_n} + \frac{n}{w^2} = -\frac{K_{n-1}}{w K_n} - \frac{n}{w^2}$$

przy $(+) \rightarrow EH$, $(-) \rightarrow HE$

Równanie charakterystyczne ze znakiem − odpowiada modom HE. Po wykorzystaniu znów rekurencji z (n-1) otrzymuje się

$\boxed{\text{odwrócić postać!}}$

$$\frac{J_{n-1}(u)}{u\,J_n(u)} = \frac{K_{n-1}(w)}{w\,K_n(w)} \qquad \underline{\text{HE modes}} \; (-)$$

(*)

Podobnie rozpisując równanie charakterystyczne ze znakiem (+) otrzymuje się

$$\frac{J_{n+1}(u)}{u\,J_n(u)} = -\frac{K_{n+1}(w)}{w\,K_n(w)} \qquad \underline{\text{EH modes}} \; (+)$$

i jeszcze

$$\frac{J_1(u)}{u\,J_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{w\,K_0(w)} \qquad \underline{\text{TE, TM modes}}$$

$\underline{u = \beta_{t1} a}$ $\quad$ $\underline{w = |\beta_{t2}| a}$

(*)

$$J_n = \frac{u}{2n}\left(J_{n+1} + J_{n-1}\right) \qquad K_n = \frac{w}{2n}\left(K_{n+1} - K_{n-1}\right)$$

$$u\,J_n = 2(n-1)\,J_{n-1} - u\,J_{n-2} \qquad w\,K_n = 2(n-1)\,K_{n-1} + w\,K_{n-2}$$

ostatecznie przekształcamy równanie charakterystyczne dla modów HE do postaci

$$\underbrace{u\,\frac{J_{n-2}(u)}{J_{n-1}(u)}}_{} = -\underbrace{w\,\frac{K_{n-2}(w)}{K_{n-1}(w)}}_{} \qquad \underline{\text{mody HE}}$$

Ostatecznie mamy dla typy równania charakterystyczne

$$\boxed{\begin{aligned} J_{-i} &= J_i \\ K_{-i} &= K_i \end{aligned}}$$

HE_{nl} – modes

$$\frac{u\, J_{n-2}(u)}{J_{n-1}(u)} = -\frac{w\, K_{n-2}(w)}{K_{n-1}(w)}$$

a) $n=1 \leftrightarrow HE_{1l}$	b) $n \geq 2 \leftrightarrow HE_{nl}$
$\frac{u\, J_1(u)}{J_0(u)} = \frac{w\, K_1(w)}{K_0(w)}$	$\frac{u\, J_{n-2}(u)}{J_{n-1}(u)} = -\frac{w\, K_{n-2}(w)}{K_{n-1}(w)}$

EH_{nl} – modes

a) $n=0$ (TE, TM) EH_{0l}	b) $n \geq 1 \leftrightarrow EH_{nl}$
$\frac{u\, J_0(u)}{J_1(u)} = -\frac{w\, K_0(w)}{K_1(w)}$	$\frac{u\, J_n(u)}{J_{n+1}(u)} = -\frac{w\, K_n(w)}{K_{n+1}(w)}$

Zauważmy, że mody $HE_{n+1,l}$ i $EH_{n-1,l}$ są parami zdegenerowane, tzn

$$\beta_{n+1,l}(HE) = \beta_{n-1,l}(EH)$$

Table 4.1

Traditional Mode Designation and Numbering

Mode designations	Proper equations
TM_{0l} and TE_{0l}	$uJ_0(u)/J_1(u) = -wK_0(w)/K_1(w)$
EH_{nl} $(n \geq 1)$	$uJ_n(u)/J_{n+1}(u) = -wK_n(w)/K_{n+1}(w)$
HE_{1l}	$uJ_1(u)/J_0(u) = wK_1(w)/K_0(w)$
HE_{nl} $(n \geq 2)$	$uJ_{n-2}(u)/J_{n-1}(u) = -wK_{n-2}(w)/K_{n-1}(w)$

Zunifikowane równanie charakterystyczne:

Wprowadzimy nowy parametr m zdefiniowany jako

$$m = \begin{cases} 1 & \text{dla modów TE lub TM} \\ n+1 & \text{dla -//- EH } n \geq 1 \\ n-1 & \text{dla -//- HE} \end{cases}$$

i tedy dla typy równanie charakterystycznego można zapisać jako jedno równanie

$$u \cdot J_{m-1}(u)/J_m(u) = -w K_{m-1}(w)/K_m(w)$$

Rozwiązując równanie charakterystyczne otrzymamy stałą propagacji β dla danego modu. Jest ona związana ze znormalizowanymi stałymi propagacji u i w w następujący sposób.

$$u = \beta_{t1} a = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} a$$

$$w = |\beta_{t2}| a = (\beta^2 - k_0 n_2^2)^{1/2} a$$

Ponadto

$$u^2 + w^2 = V^2 \qquad V \text{ – znormalizowana częstość}$$

$$V^2 = k_0^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2), = k_0^2 a^2 n_1^2 (2\Delta)$$

a także

$$\beta = k_0 n_1 \left(1 - \frac{2\Delta u^2}{V^2}\right)^{1/2} \quad \text{gdzie } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

W warunkach odcięcia danego modu, $w = 0$, a stąd

Grafiche ilustracje wzajemnie wzmacniają

V = 9

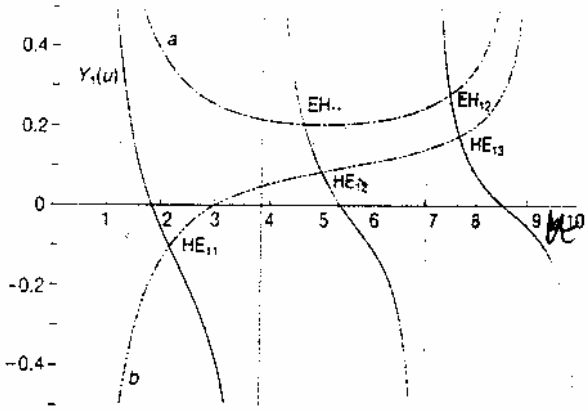


Figure 3.9 Graphical solution of the characteristic equation when $n = 1$. $Y_1(u)$ is the curve for the left-hand side of equation (3.85). If $v = 9$, then the curves marked a and b represent the right-hand side of equation (3.85) with a plus sign or minus sign, respectively.

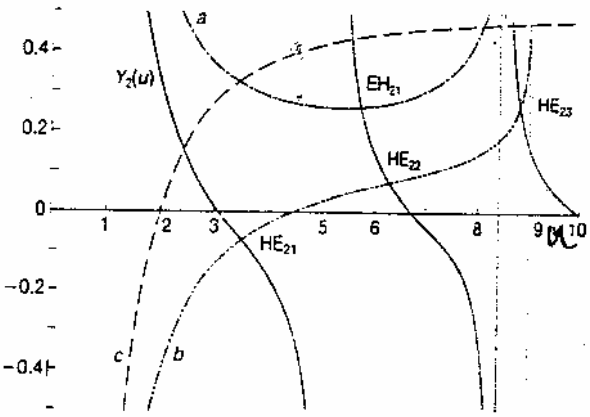


Figure 3.10 Graphical solution of the characteristic equation when $n = 2$. $Y_2(u)$ gives the curve for the left-hand side of equation (3.85). If $v = 9$, then the curves a and b represent the right-hand side of equation (3.85) with a plus or minus sign, respectively. Curve c represents the set of end-points for the curves that represent the right-hand side of equation (3.85) with minus signs for different values of v.

Rozkład pól $\vec{E}$ i $\vec{H}$ dla modów niższych rzędów. (1

Czym różni się mod symetryczny od antysymetrycznego. ($\vec{E} \leftrightarrow \vec{H}$) przykład dla modu HE_{21}

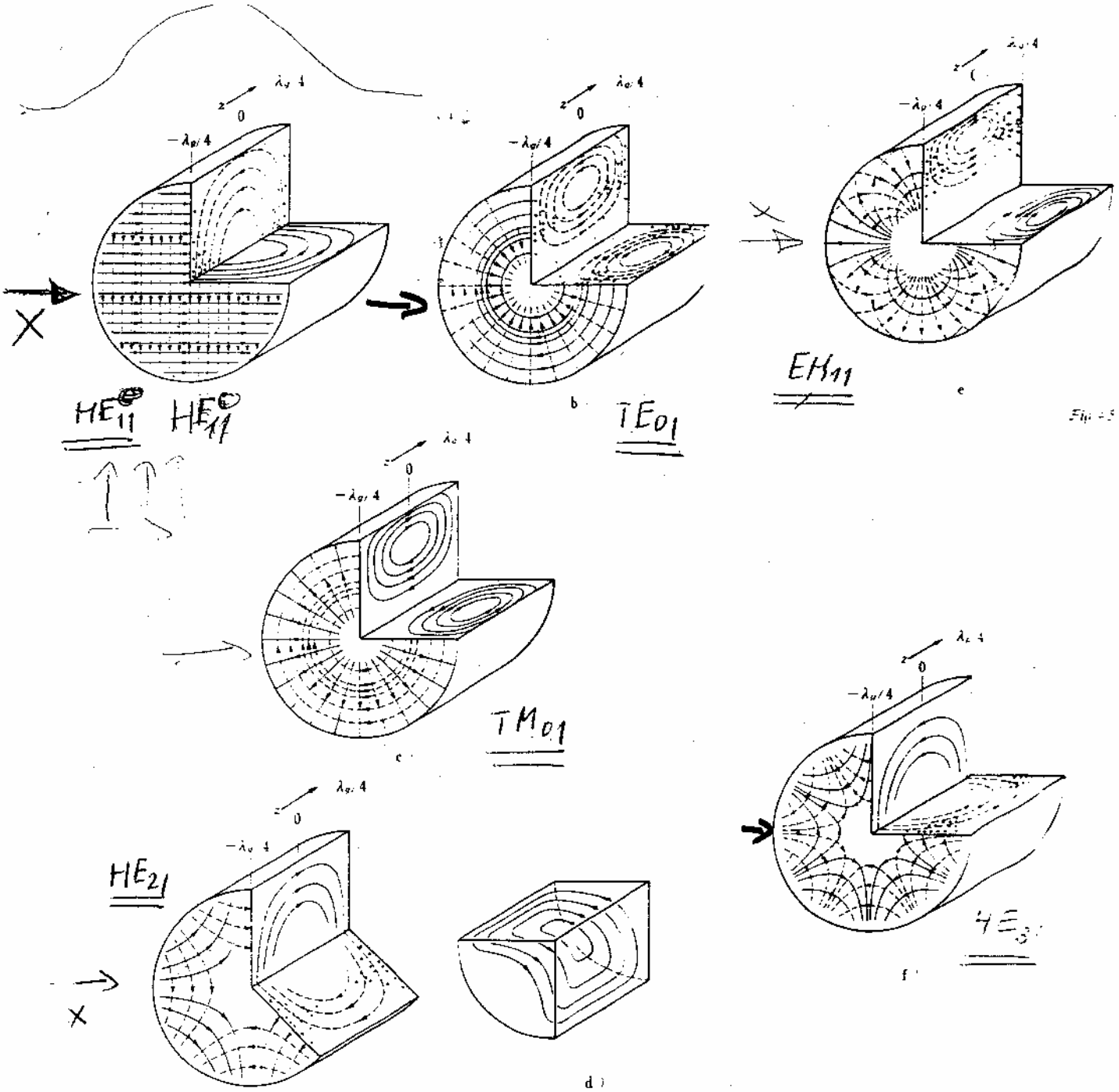


Fig. 4.5 Electromagnetic field configurations in the core region (in all cases: $x = 0$, E: —, H: - - -): (a) HE_{11} mode, (b) TE_{01} mode, (c) TM_{01} mode, (d) HE_{21} mode, (e) EH_{11} mode and (f) HE_{31} mode.

Koncepcja modów liniowo spolaryzowanych LP

I

Mody typu HE_{nl} ~~[illegible]~~ dzielą się na mody symetryczne HE^{e}_{nl} i antysymetryczne HE^{o}_{nl}

Podobnie jest dla modów $EH_{nl} \to (EH^{e}_{nl}$ i $EH^{o}_{nl})$

$(e \equiv \text{even})$ $(o \equiv \text{odd})$

Zauważmy, że formalnie możemy potraktować mody typu TE_{0l} jako antysymetryczne EH^{o}_{0l}

$$\underline{TE_{0l} \equiv EH^{o}_{0l}}$$

podobnie

$$\underline{TM_{0l} = EH^{e}_{0l}}$$

co czyni się identyczną postać równań charakterystycznego dla modów EH_{0l} i TE lub TM oraz z podobnym rodzajem symetrii pola elektr.

Zauważmy, że tę samą stałą propagacji β mają cztery typy modów:

$$\underline{HE^{e}_{m+1,l}, \; HE^{o}_{m+1,l}, \; EH^{e}_{m-1,l}, \; EH^{o}_{m-1,l}}$$

Powyższe wzory można zastąpić wzorami modami typu $LP_{m,l}$ zdefiniowanymi jako

$$LP^{x,e}_{m,l} = HE^{e}_{m+1,l} + EH^{e}_{m-1,l}$$

$$LP^{x,o}_{m,l} = HE^{o}_{m+1,l} + EH^{o}_{m-1,l}$$

$$LP^{y,o}_{m,l} = -HE^{e}_{m+1,l} + EH^{e}_{m-1,l}$$

$$LP^{y,e}_{m,l} = HE^{o}_{m+1,l} - EH^{o}_{m-1,l}$$

Rozkład pól $\vec{E}$ i $\vec{H}$ dla odpowiednich modów $LP_{m,l}$ wynosi się następującymi wzorami:

Even X-polarized $LP^{x,e}_{m,l} = HE^{e}_{m+1,l} + EH^{e}_{m-1,l}$

$$E_x = F_m \cos(m\theta), \qquad E_y = 0 \qquad \textit{core and cladding}$$

$$E_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} G^{+}_{m}\cos[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\cos[(m-1)\theta] & \textit{core} \\ G^{+}_{m}\cos[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\cos[(m-1)\theta] & \textit{cladding} \end{Bmatrix} \tag{32a}$$

$$H_x = 0, \qquad H_y = F_m\cos(m\theta)\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

$$H_z = -j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

Odd X-polarized $LP^{x,o}_{m,l} = HE^{o}_{m+1} + EH^{o}_{m-1,}$

$$E_x = F_m\sin(m\theta), \qquad E_y = 0 \qquad \textit{core and cladding}$$

$$E_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}\sin[(m-1)\theta] & \textit{core} \\ G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}\sin[(m-1)\theta] & \textit{cladding} \end{Bmatrix} \tag{35a}$$

$$H_x = 0, \qquad H_y = F_m\sin(m\theta)\begin{Bmatrix} -n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

$$H_z = -j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\cos[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\cos[(m-1)\theta]\right] & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\cos[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\cos[(m-1)\theta]\right] & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

Even Y-polarized $LP^{y,e}_{m,l} = HE^{o}_{m+1,l} - EH^{o}_{m-1,l}$

$E_x = 0$, $E_y = F_m \cos(m\theta)$ *core and cladding*

$$E_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta] & \textit{core} \\ G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta] & \textit{cladding} \end{Bmatrix} \tag{34a}$$

$$H_x = F_m\cos(m\theta)\begin{Bmatrix} -n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{cladding} \end{Bmatrix}, \quad H_y = 0 \quad \textit{core and cladding}$$

$$H_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

Odd Y-polarized $LP^{y,o}_{m,l} = -HE^{e}_{m+1} + EH^{e}_{m-1}$

$E_x = 0$, $E_y = F_m \sin(m\theta)$ *core and cladding*

$$E_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} -G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta] & \textit{core} \\ -G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta] & \textit{cladding} \end{Bmatrix} \tag{33a}$$

$$H_x = -F_m\sin(m\theta)\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \textit{cladding} \end{Bmatrix}, \quad H_y = 0 \quad \textit{core and cladding}$$

$$H_z = -j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] - G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{core} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}\left[-G^{+}_{m}\sin[(m+1)\theta] + G^{-}_{m}\sin[(m-1)\theta]\right] & \textit{cladding} \end{Bmatrix}$$

$$F_m = \frac{J_m\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_m(u)} \qquad G^{\pm}_{m} = \pm\frac{u\,J_{m\pm1}\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_m(u)} \quad \text{w rdzeniu}$$

$$F_m = \frac{K_m\left(\frac{Wr}{a}\right)}{K_m(W)} \qquad G^{\pm}_{m} = \pm\frac{W\,K_{m\pm1}\left(\frac{Wr}{a}\right)}{K_m(W)} \quad \text{w płaszczu}$$

Mody LP wyższych rzędów

$LP_{0\ell}$ $(m=0)$ mod ten jest w istocie tożsamy z modem $HE_{1,\ell}$ (powyżej $EH_{-1,\ell}$ nie istnieje)

$$LP^{x}_{0,\ell} = HE^{e}_{1,\ell} \quad \text{gdzie} \quad E_x \sim \frac{J_0\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_0(u)} \quad E_y = 0$$

(jest to mod symetryczny)

$$LP^{y}_{0,\ell} = HE^{o}_{1,\ell} \quad \text{gdzie} \quad E_x = 0, \quad E_y \sim \frac{J_0\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_0(u)}$$

(jest to mod antysymetryczny)

rozwiązanie równania charakterystycznego (dla normalnych odbicie danego modu $W=0$) pozwala wyznaczyć ~~stałą propagacji~~ częstość odcięcia V_c dla tego modu

$$J_1(V_c) = 0$$

radialna liczba modowa p oznacza kolejne możliwe rozwiązanie tego równania

$\ell = 1$, $V_c = 0 \Rightarrow LP_{01}^{x,y}$ jest modem podstawowym propagującym zawsze.

$\ell = 2$, $V_c = 3.832 \Rightarrow LP_{02}$ może być propagowany tylko w takim światłowodzie gdzie $V > 3.832$

$l=3$, $V_c = 7.016 \Rightarrow LP_{03}$ może być pobudzony gdy $V > 7.016$

LP_{1l} $(m=1)$

$$LP^{x,e}_{1,l} = HE^{e}_{2,l} + \overset{EH^{e}_{0l}}{\overset{|||}{TM_{0,l}}}, \quad E_x \sim \frac{J_1(\frac{ur}{a})}{J_1(u)}\cos\theta; E_y = 0$$

$$LP^{x,o}_{1,l} = HE^{o}_{2,l} + \underset{EH^{o}_{0l}}{\underset{|||}{TE_{0,l}}}, \quad E_x \sim \frac{J_1(\frac{ur}{a})}{J_1(u)}\sin\theta; \quad E_y = 0$$

$$LP^{y,e}_{1,l} = HE^{o}_{2,l} - TE_{0,l}, \quad E_x = 0 \quad E_y \sim \frac{J_1(\frac{ur}{a})}{J_1(u)}\cos\theta$$

$$LP^{y,e}_{1,l} = -HE^{e}_{2,l} + TM_{0,l}, \quad E_x = 0 \quad E_y \sim \frac{J_1(\frac{ur}{a})}{J_1(u)}\sin\theta$$

warunki odcięcia modów $LP_{1,l}$ określone są równaniem charakterystycznym

$$J_0(V_c) = 0$$

$LP_{1,1}$ jest odcinany dla $V_c = 2.405$

(jest to pierwszy mod pojawiający się po modzie podstawowym $LP_{0,1}$)

$LP_{1,2}$ jest odcinany dla $V_c = 5.52$

i td.

Rozkład pól $\vec{E}$; $\vec{H}$ dla modów LP niższych rzędów.

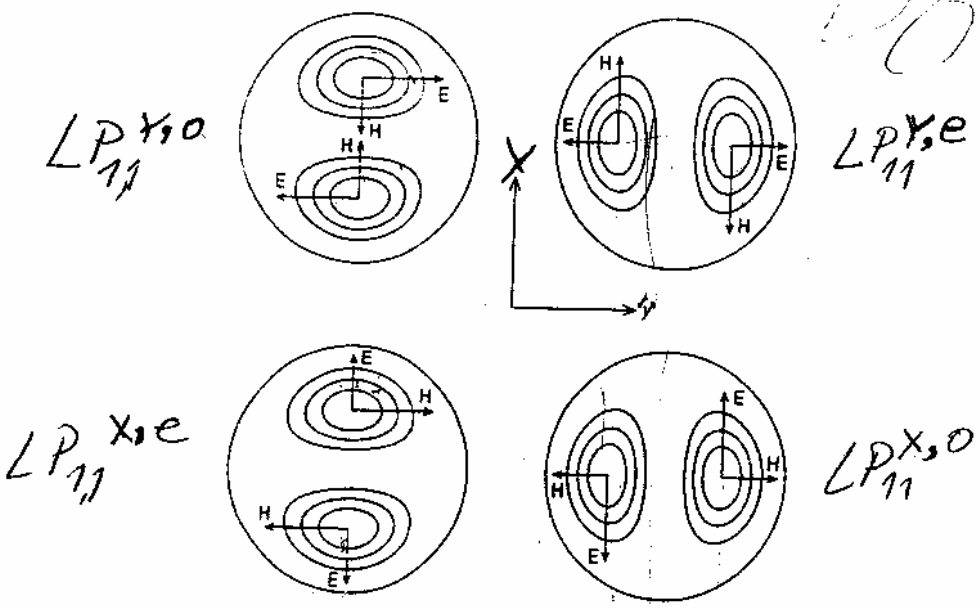


Figure 3.11 The four orthogonal LP_{11} modes according to equations (3.123)–(3.126).

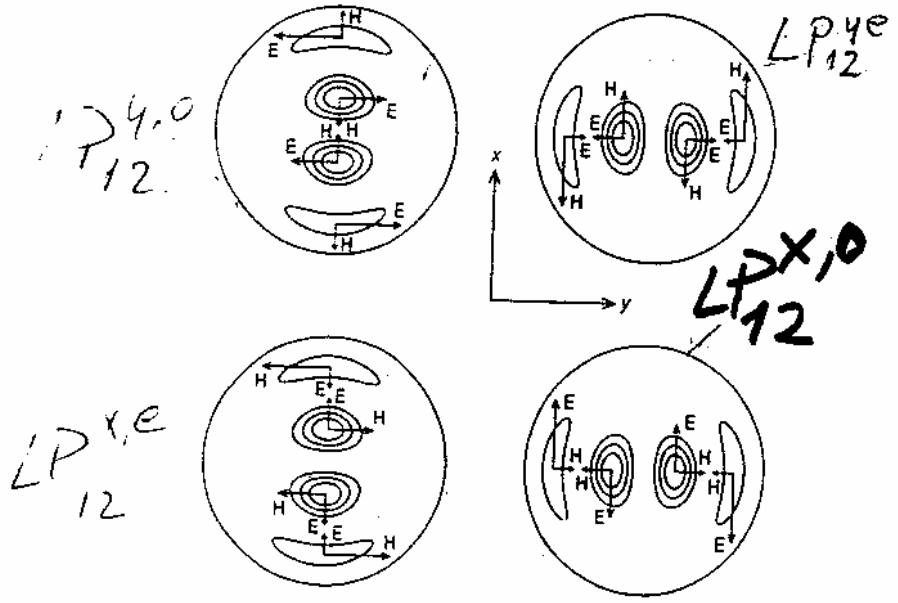


Figure 3.12 The four orthogonal LP_{12} modes according to equations (3.123)–(3.126).

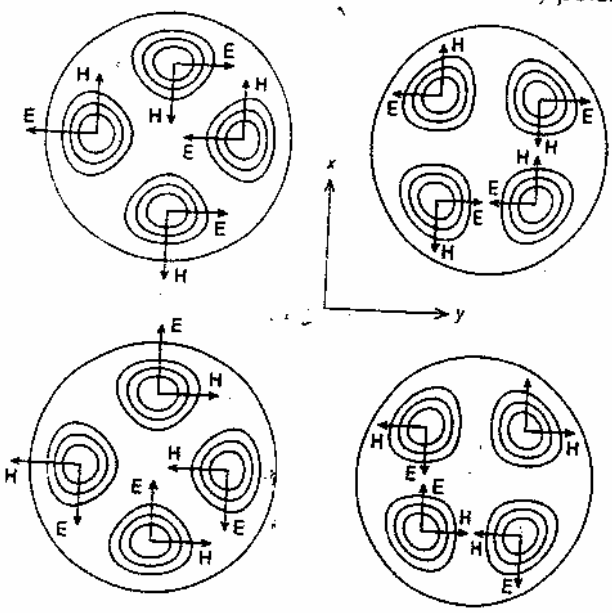


Figure 3.13 The four orthogonal LP_{21} modes according to equations (3.123)–(3.126).

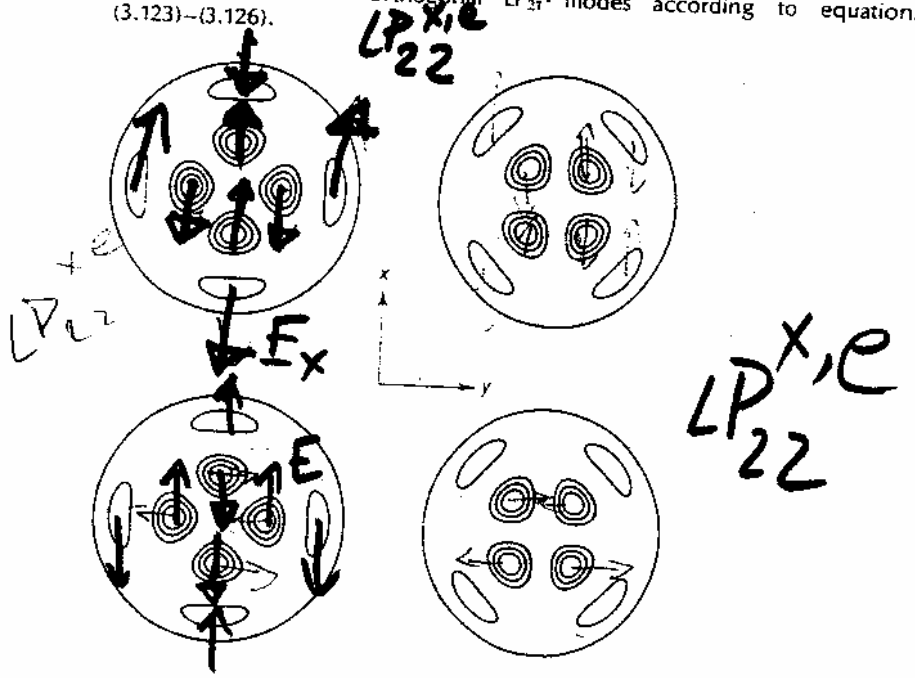


Figure 3.14 The four orthogonal LP_{22} modes according to equations (3.123)–(3.126).

Table A1

$V_c = u_c$	LP Modes at Cut off	HE, EH Modes at Cut off	Number of of Modes	Total Number of Modes
0	LP_{01}	HE_{11}^{e} , HE_{11}^{o}	2	2
2.405	LP_{11}	$HE_{21}^{o,e}$, TE_{01} , TM_{01}	4	6
3.832	LP_{21}, LP_{02}	$HE_{31}^{o,e}$, $HE_{12}^{o,e}$, $EH_{11}^{o,e}$	6	12
5.136	LP_{31}	$HE_{41}^{o,e}$, $EH_{21}^{o,e}$	4	16
5.52	LP_{12}	$HE_{22}^{o,e}$, TE_{02} , TM_{02}	4	20
6.380	LP_{41}	$HE_{51}^{o,e}$, $EH_{31}^{o,e}$	4	24

$$b = \frac{\beta - n_2 k_0}{n_1 k_0 - n_2 k_0}$$

$b = 0 \Leftrightarrow n_{eff} = n_2$; $b = 1 \Leftrightarrow n_{eff} = n_1$

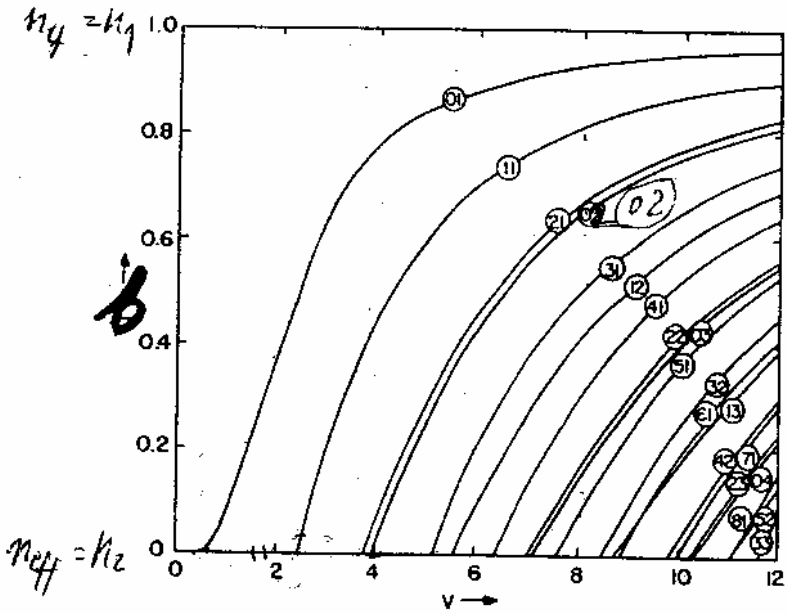


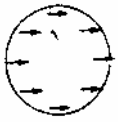
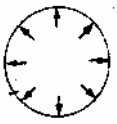
Fig. A5. Numerical solution of the characteristic equation (31) for the LP_{lp} modes of a weakly guiding optical fibre [49]. The solution is in terms of normalized propagation constant b versus the waveguide parameter V. The numbers in the circles denote the mode orders l and p.

Cut off Conditions

PROBLEM SYMETRII

Table 4.4

Electric field Distribution and Strength Pattern of E_x for the Three Lowest LP *Modes*

LP-mode designations	Traditional designations	Electric field distribution	Intensity distribution of E_x
LP_{01}	HE_{11} $\begin{cases} n=1 \\ m=0 \\ l=1 \end{cases}$		
LP_{11}	TE_{01} $\begin{cases} n=0 \\ m=1 \\ l=1 \end{cases}$		
	TM_{01} $\begin{cases} n=0 \\ m=1 \\ l=1 \end{cases}$		
	HE_{21} $\begin{cases} n=2 \\ m=1 \\ l=1 \end{cases}$		
LP_{21}	EH_{11} $\begin{cases} n=1 \\ m=2 \\ l=1 \end{cases}$		
	HE_{31} $\begin{cases} n=3 \\ m=2 \\ l=1 \end{cases}$		

promieni ukośnych w rdzeniu światłowodu można wykazać, że składowa wektora falowego w kierunku azymutalnym β_ϕ jest określona przez liczbę q [17]:

$$\beta_\phi = \frac{q}{r} \tag{3.107}$$

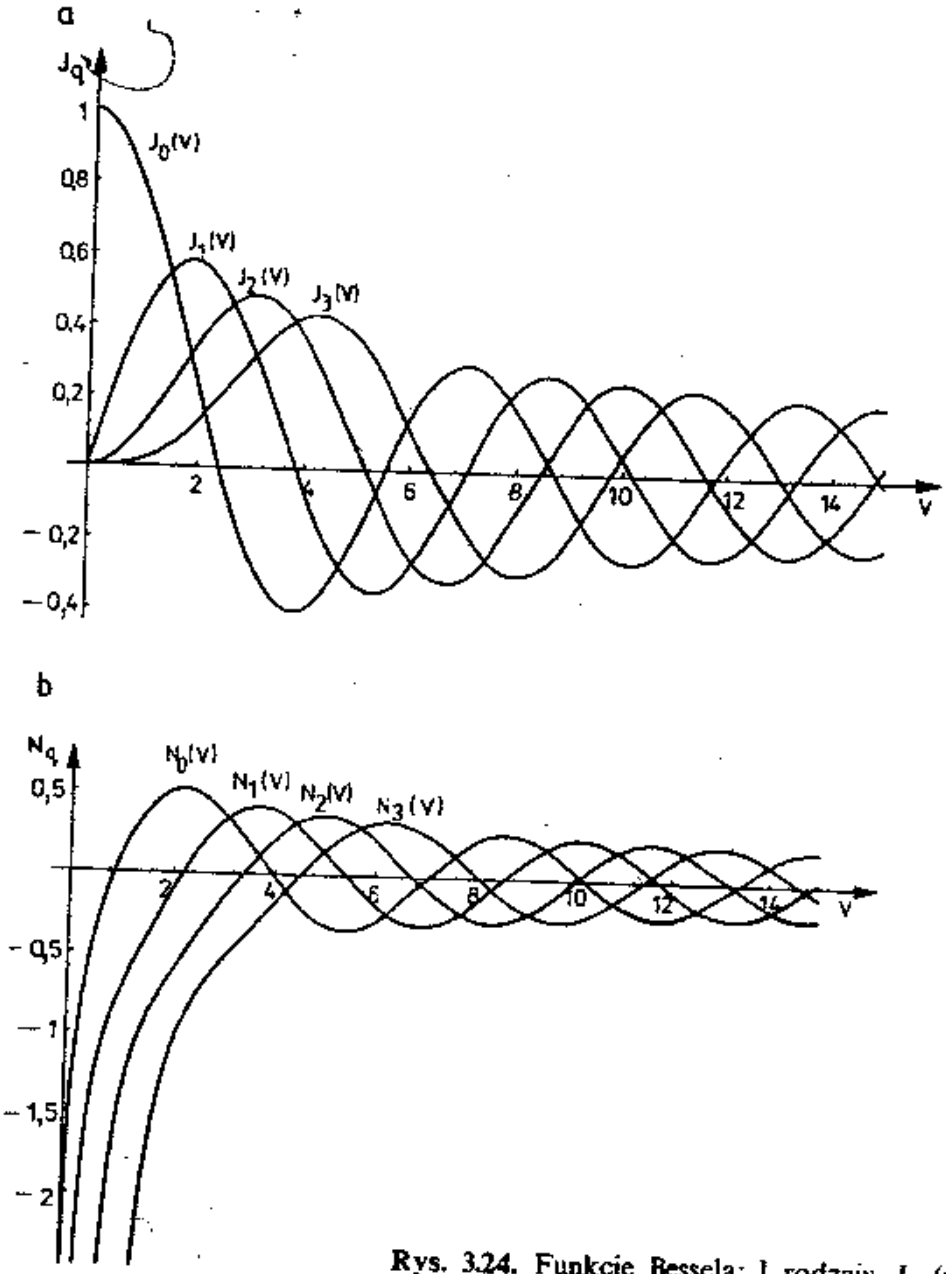
Wtedy składowa poprzeczna wektora falowego, która jest sumą wektorową składowej radialnej β_r i azymutalnej β_ϕ, wyraża się jako

$$\beta_t^2 = \beta_r^2 + \beta_\phi^2 \tag{3.108}$$

Występujące w równaniu (3.108) wielkości β_t i β_r mogą być rzeczywiste lub urojone, β_ϕ jest rzeczywiste na mocy definicji (3.108).

Równanie (3.105) jest równaniem różniczkowym Bessela. Jego rozwiązaniami są funkcje Bessela:

$$R(r) = \begin{cases} AJ_q(\beta_t r) + A'N_q(\beta_t r), & \text{dla rzeczywistych } \beta_t \text{ (w rdzeniu)} \\ CK_q(|\beta_t| r) + C'I_q(|\beta_t| r), & \text{dla urojonych } \beta_t \text{ (w płaszczu)} \end{cases} \tag{3.109}$$

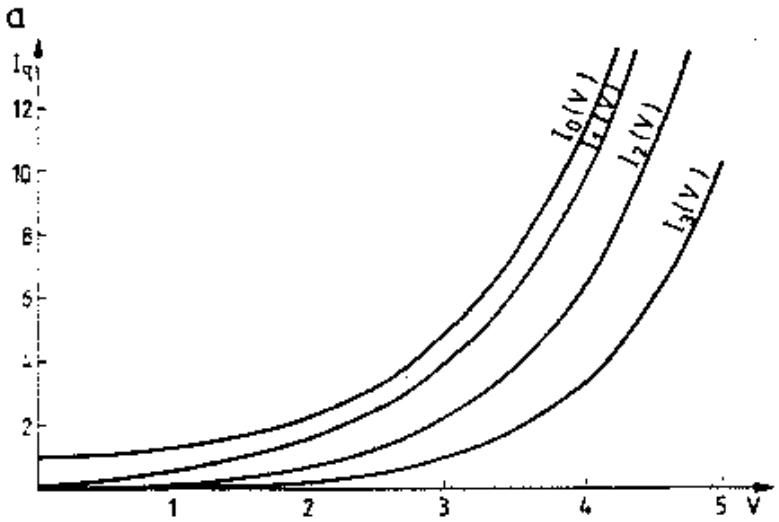


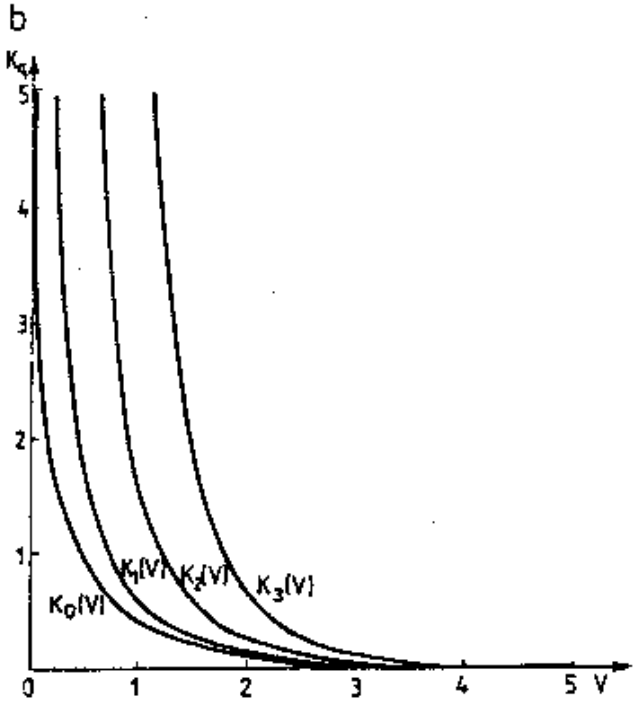
Rys. 3.24. Funkcje Bessela: I rodzaju J_q (a) i II rodzaju N_q (b)

W wyrażeniu (3.109):
A, A', C, C' – stałe,
J_q – funkcja Bessela I-go rodzaju rzędu q,
N_q – funkcja Bessela II-go rodzaju (funkcja Neumanna) rzędu q,
I_q – zmodyfikowana funkcja Bessela I-go rodzaju rzędu q,
K_q – zmodyfikowana funkcja Bessela II-go rodzaju (funkcja MacDonalda) rzędu q.

Przebiegi funkcji Bessela są podane na rys. 3.24, 3.25. Z rysunku 3.24 wynika, że warunek skończonej wartości pola w rdzeniu spełnia tylko funkcja J_q. Z kolei z rys. 3.25 wynika, że warunek skończonej wartości pola w nieskończoności spełnia tylko funkcja K_q. Stąd stałe $A' = C' = 0$ w wyrażeniu (3.109). Wtedy rozwiązanie (3.102) przyjmuje postać

$$E_z = \begin{cases} AJ_q(ur/a)\sin(q\phi)\exp(-j\beta z), & r \leqslant a \\ CK_q(wr/a)\sin(q\phi)\exp(-j\beta z), & r \geqslant a \end{cases} \tag{3.110}$$

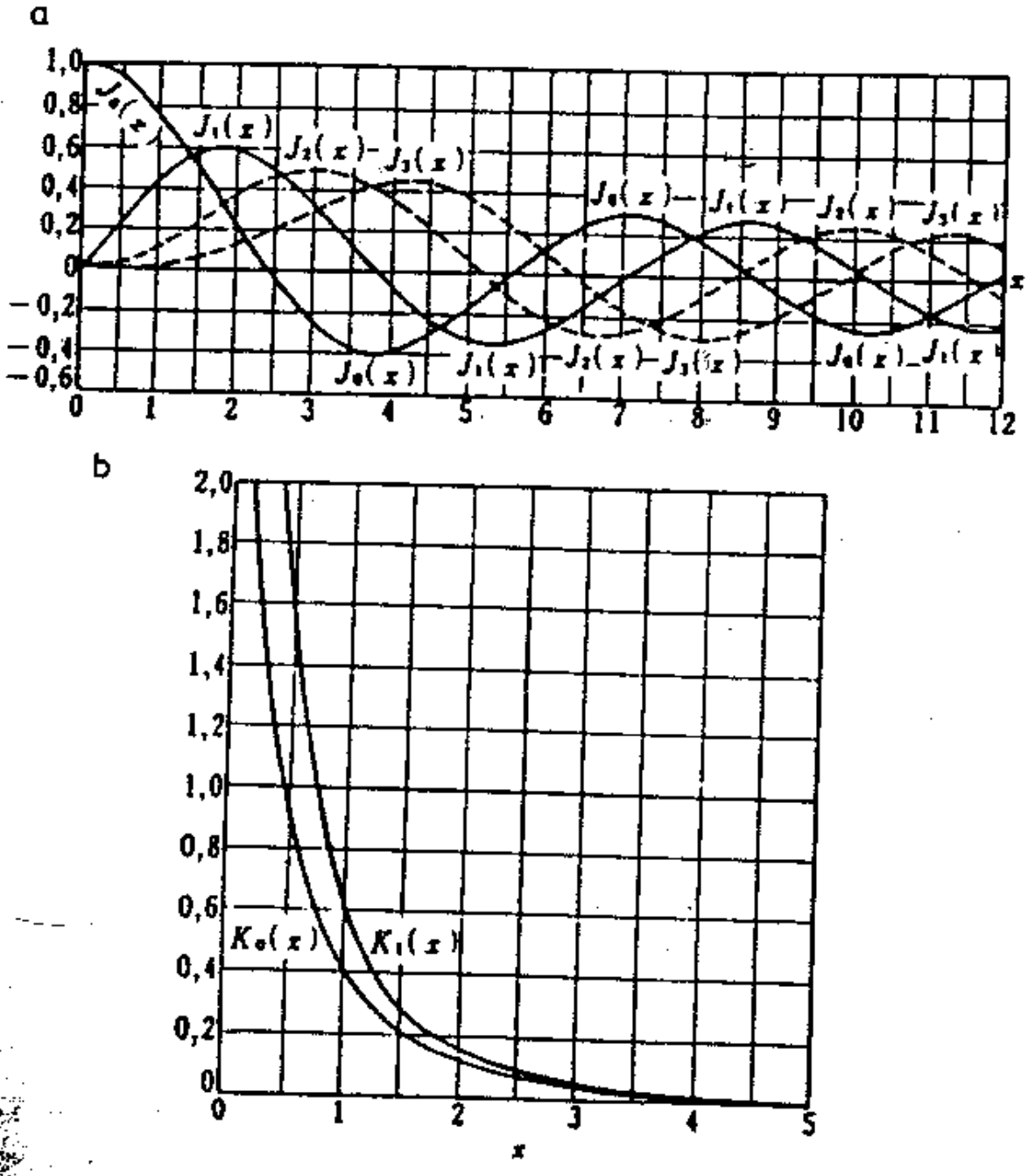




Rys. 3.25 Funkcje Bessela zmodyfikowane: I rodzaju I_q (a) i II rodzaju K_q (b)

Pełne rozwiązanie, obejmujące stałą propagacji β, otrzymuje się z warunku na ciągłość składowych stycznych **E** i **H** na granicy pomiędzy rdzeniem i płaszczem. Zasada rozwiązania jest taka sama jak dla falowodów planarnych, jednak zależności algebraiczne są znacznie bardziej złożone. W rezultacie otrzymuje się równanie charakterystyczne (np. Okoshi (1982)) analogiczne do równań (3.21):

$$\left[\frac{J'_\nu(ua)}{uaJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{waK_\nu(wa)}\right]\left[\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{J'_\nu(ua)}{uaJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{waK_\nu(wa)}\right] = \nu^2\left(\frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2}\right)\left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2}\right) \tag{3.44}$$



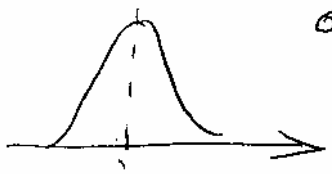
Rys. 3.7. Funkcja Bessela $J_m(x)$ i zmodyfikowana funkcja Bessela $K_m(x)$. Zaczerpnięte z Okoshi (1982). Przedruk za zgodą Academic Press.

Dyspersja w światłowodzie o profilu skokowym

$P(t) = P_0\,\delta(t-t_0)$

światłowód o dł. L

$P(t) = P_0 \exp -\frac{(t-t_1)}{2\Delta t^2}$ σ_t



$\sigma_t \Delta t$ – średniokwadratowa szerokość impulsu (rms)

$$\sigma_t \Delta t = L \cdot \Delta\tau$$

$\Delta\tau$ jest dyspersją światłowodu $\left[\frac{ns}{km}\right]$ $\left[\frac{ps}{km}\right]$

Związek pomiędzy dyspersją światłowodu a jego pasmem przenoszenia B [MHz lub GHz]

$$f_g B \approx \frac{0.22}{\sigma_t} = \frac{0.22}{\Delta\tau \cdot L} \qquad \sigma_t = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi B}$$

czyli

$$f_g B L = \frac{0.22}{\Delta\tau} \left[MHz \cdot km\right]$$

Jeżeli impuls wejściowy jest gaussowski

$P_i(t) = P_0 \exp -\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_0^2}$ to wyjściowy dany jest wtedy wzorem

$$P_0(t) = P_0' \exp -\frac{(t-t_1)^2}{2(\sigma_0^2+\sigma_t^2)}$$

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_t^2}$$

Skąd bierze się rozmycie impulsu? D (2

V_g – prędkość grupowa dla danego modu.

czas przelotu impulsu przez światłowód o długości L dla ~~danego~~ pewnego modu dany jest przez

$$\tau_g = \frac{L}{V_g} = L\frac{d\beta}{d\omega} = L\left\{\left[\frac{d\beta}{d\omega}\right]_{\omega=\omega_0} + (\omega-\omega_0)\left[\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right]_{\omega=\omega_0}\right\}$$

$$\boxed{\Delta\tau = \frac{\tau_S - \tau_H}{L}}$$

$$V_f = \frac{\omega}{\beta} \qquad V_g = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}}$$

1. Dyspersja modowa [ps/km] lub [ns/km]

$\left[\frac{d\beta}{d\omega}\right]_{\omega=\omega_0}$ – jest różne dla różnych modów w światłowodzie wielomodowym.

Jest więc przyczyną istnienia tzw. dyspersji modowej. Dyspersja modowa nie występuje w światłowodzie jednomodowym.

2. chromatyczna Dyspersja materiałowa i falowodowa [ps/km nm]

Jest reprezentowana przez wyraz

$$(\omega-\omega_0)\left[\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right]_{\omega=\omega_0}$$

i opisuje swoje zmienne w światłowodach.

jednomodowych

<u>dyspersja materiałowa</u> D_m związana jest z zależnością n_1 i n_2 od ω.

<u>dyspersja falowodowa</u> D_w związana jest z zależnością stałej propagacji β od ω, co występuje nawet gdy n_1 i n_2 nie zależą od ω.

ad1) Dyspersja modowa w światłowodzie o profilu skokowym

τ_g – czas przelotu impulsu w światłowodzie o ~~jednorodnej~~ odległości L (w danym modzie, przy założeniu, że szerokość spektralna ~~jest~~ źródła jest do pominięcia).

Mamy więc

$$\tau = \frac{1}{V_g} = L\left.\frac{d\beta}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} = \frac{L}{c}\frac{d\beta}{dk_0}$$

β – zależy od rodzaju modu

Przypomnijmy

$$u = a\sqrt{n_1^2k_0^2-\beta^2}$$

$$w = a\sqrt{\beta^2-n_2^2k_0^2}$$

$$V^2 = u^2+w^2$$

$$\Delta = \frac{n_1-n_2}{n_2}$$

$$\Delta = \frac{n_1-n_2}{n_1}$$

$$b = \frac{\beta^2/k_0^2-n_2^2}{n_1^2-n_2^2} = \frac{\beta/k_0-n_2}{n_1-n_2}$$

$$b = 1-\frac{u^2}{V^2} = \frac{w^2}{V^2}$$

$$\beta = n_2k_0(1+b\Delta)$$

Zauważmy, że parametr V można przedstawić jako (4

$$V = a k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = a k_0 n_2 \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_2^2}} = a k_0 n_2 \underbrace{\sqrt{\frac{n_1 + n_2}{n_2}}}_{=2} \underbrace{\sqrt{\frac{n_1 - n_2}{n_2}}}_{=\Delta}$$

ostatecznie

$$V = a k_0 n_2 \sqrt{2\Delta} \rightarrow k_0 n_2 = \frac{V}{a\sqrt{2\Delta}}.$$

Wyznaczymy teraz czas przelotu impulsu przez światłowód o jednostkowej długości

$$\tau = L \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{L}{c} \cdot \frac{d\beta}{dk_0} = \frac{L}{c} \frac{d(n_2 k_0 + b n_2 k_0 \Delta)}{dk_0}$$

policzymy pierwszy składnik powyższego wyrażenia

$$\frac{d(n_2 k_0)}{dk_0} = n_2 + k_0 \frac{dn_2}{dk_0} = N_2 \leftarrow$$ grupowy współczynnik załamania próżni

policzymy teraz drugi składnik wyrażenia na czas przelotu

$$\frac{d(n_2 k_0 b \Delta)}{dk_0} = \frac{1}{a\sqrt{2}} \frac{d(V b \sqrt{\Delta})}{dk_0} = \frac{\sqrt{\Delta}}{a\sqrt{2}} \frac{d(Vb)}{dk_0} =$$

$$= \frac{\sqrt{\Delta}}{a\sqrt{2}} \frac{d(Vb)}{dV} \cdot \frac{dV}{dk_0} = n_2 \Delta \frac{d(Vb)}{dV}$$

Ostatecznie czas przelotu impulsu przez światłowód o jednostkowej długości wynosi na czasem

$$\tau = \frac{L}{c} \left(N_2 + n_2 \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right)$$

powinni dla kwarcu

$$n_2 \approx N_2 \qquad \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} = \frac{N_1 - N_2}{N_2}$$

możemy także napisać:

$$\tau = \frac{L}{C}\left(N_2 + N_2 \Delta \frac{d(Vb)}{dV}\right)$$

Pierwszy składnik powyższego równania reprezentuje czas przelotu siły dla wszystkich modów, a drugi silnie zależy od rodzaju modu.

Korzystając z równania charakterystycznego można udowodnić, że spełnione jest zależność

$$\frac{d(Vb)}{dV} = 1 + \frac{u^2}{V^2}\left(1 - \frac{2}{\bar{K}_m}\right)$$

gdzie $\bar{K}_m(w) = \dfrac{K_{m-1}(w)\, K_{m+1}(w)}{K_m^2(w)}$

Zauważmy, że

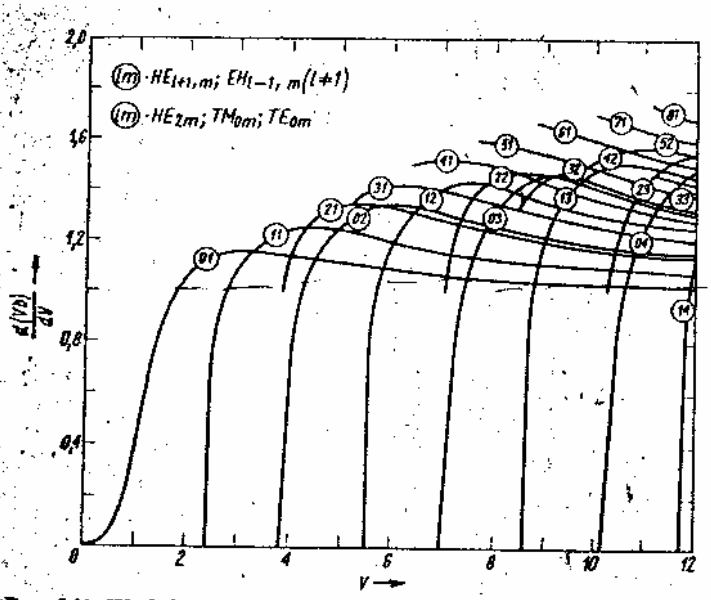
- dla modów bliskich odcięciu $\bar{K}_w = 1$, $u^2 = V^2$ i dlatego $\dfrac{d(Vb)}{dV} = 0$, a zatem

$$\tau = \frac{L N_2}{C}$$

- dla modów dalekich od odcięcia $u \approx 0$ i dlatego $\dfrac{d(Vb)}{dV} = 1$, a zatem $\tau = \dfrac{L N_1}{C}$

dokładny przebieg zależności $\frac{d(Vb)}{dV}$ w funkcji (t

parametru V pokazany jest na rysunku.



Rys. 5.11. Względne opóźnienie grupowe $d(Vb)/dV$, wykreślone w funkcji V dla światłowodu skokowego, pokazujące zjawiska zwiększania się drogi promienia ze wzrostem wartości V i przesunięcia Gossa-Haenchena w stanie odcięcia
[Zamieszczono za zgodą D. Gloge, *Appl. Opt.* 10, 2252 (1971)]

Przybliżony wzór dyspersji modowej dla światłowodu o skokowym profilu współczynnika załamania jest następujące wyrażenie:

$$\boxed{\Delta\tau = \frac{\delta\tau}{L}}$$

$$\Delta\tau = \frac{N_1 - N_2}{c} = \frac{N_1}{c}(\Delta) \quad \text{gdzie } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

ponieważ dla kabli w ~~zakresie sp~~ podczerwieni

$$N_1 \simeq n_1$$

możemy także napisać

$$\boxed{\Delta\tau = \frac{n_1}{c}(\Delta)}$$

Oszacowanie dyspersji modowej:

$n_1 = 1.46$, $\Delta = 0.01$, $c = 3\times10^5 \frac{km}{s}$

$$\Delta\tau = 48 \frac{ns}{km} \longleftrightarrow f_g L = 9.2\ MHz\cdot km$$

Uwaga

Dla światłowodów o parabolicznym profilu współczynnika załamania można podać przybliżony wzór na dyspersję

$$\Delta\tau_{G1} = \frac{n_1}{c}\frac{\Delta^2}{8} = \Delta\tau_{S1}\frac{\Delta}{8}$$

Dyspersja modowa w światłowodach z mieszaniem modów

Dla rzeczywistych światłowodów (zdeformowanych) mamy:

δt – czasowe rozmycie impulsu [ns]

$$\delta t = L\cdot\Delta\tau$$

Dla światłowodów z mieszaniem modów rozmycie czasowe impulsu δt jest mniejsze niż w światłowodzie, gdzie zjawisko to nie występuje

$$\delta t = \Delta\tau L_{eff} \quad \text{gdzie } L_{eff} = \begin{cases} L & \text{gdy } L<L_c \\ \sqrt{L_c L} & \text{gdy } L>L_c \end{cases}$$

L_c jest pewną długością krytyczną dla światłowodu

z mieszaniem modów. Zazwyczaj L_c jest (
rzędu 1 km.

Dyspersja chromatyczna

Wyrażenie

$$\delta\omega \left[\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right]_{\omega=\omega_0} \times L = \sigma_t^c$$

możemy przedstawić jako

$$\delta\omega \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \delta\omega * \frac{d\tau}{d\omega} = L\frac{d\tau}{d\lambda}\delta\lambda = \sigma_t^c$$

gdzie $\delta\lambda$ reprezentuje szerokość spektrum źródła.

Ilościowe rozmycie impulsu spowodowane dyspersją chromatyczną można wyrazić wzorem

$$\sigma_t^c \quad \delta\tau_c = \frac{L}{c}\,\frac{d\left[N_2 + n_2\Delta\frac{d(Vb)}{dV}\right]}{d\lambda}\,\delta\lambda \qquad \text{(A)}$$

Wyznaczymy pochodną

$$\frac{dN_2}{d\lambda} = \frac{d\left(n_2 - \frac{dn_2}{d\lambda}\lambda\right)}{d\lambda} = -\lambda\frac{d^2n_2}{d\lambda^2}$$

a także

$$\frac{d\left(n_2\Delta\frac{d(Vb)}{dV}\right)}{d\lambda} = n_2\Delta\frac{d^2(Vb)}{d\lambda\, dV} = -n_2\Delta V\frac{d^2(Vb)}{}$$

$$\left\{\begin{array}{l} V\cdot\lambda = 2\pi a\sqrt{n_1^2-n_2^2} \\ dV\lambda + d\lambda V \approx 0 \\ d\lambda = -\frac{\lambda}{V}dV \end{array}\right.$$

Ostatecznie więc wpływ na rozmycie impulsu spowodowane dyspersją chromatyczną można przedstawić jako:

σ_t^c

$$\delta\tau_c = \frac{L}{c}\left\{-\lambda\frac{d^2 n_2}{d\lambda^2} - \frac{n_2 \Delta V}{\lambda}\frac{d^2(Vb)}{dV^2}\right\}\delta\lambda$$

σ_t^c

$$\delta\tau_c = L\{D_m + D_w\}\delta\lambda$$

gdzie D_m jest chromatyczną dyspersją materiałową

$$D_m = -\frac{\lambda}{c}\frac{d^2 n_2}{d\lambda^2}\left[\frac{ps}{km\ nm}\right],$$

a D_w jest chromatyczną dyspersją falowodową

$$D_w = -\frac{n_2 \Delta V}{c\lambda}\frac{d^2(Vb)}{dV^2}\left[\frac{ps}{km\ nm}\right].$$

<u>Chromatyczna dyspersja materiałowa</u>

σ_t^m

$$\delta\tau_m = D_m\,\delta\lambda\cdot L$$

$$\Delta\tau_m = D_m\,\delta\lambda$$

Na rysunku pokazano zależność D_m od λ dla kwarcu czystego i domieszkowanego. Widać, że D_m staje się równe zero dla $\lambda \approx 1300\,nm$

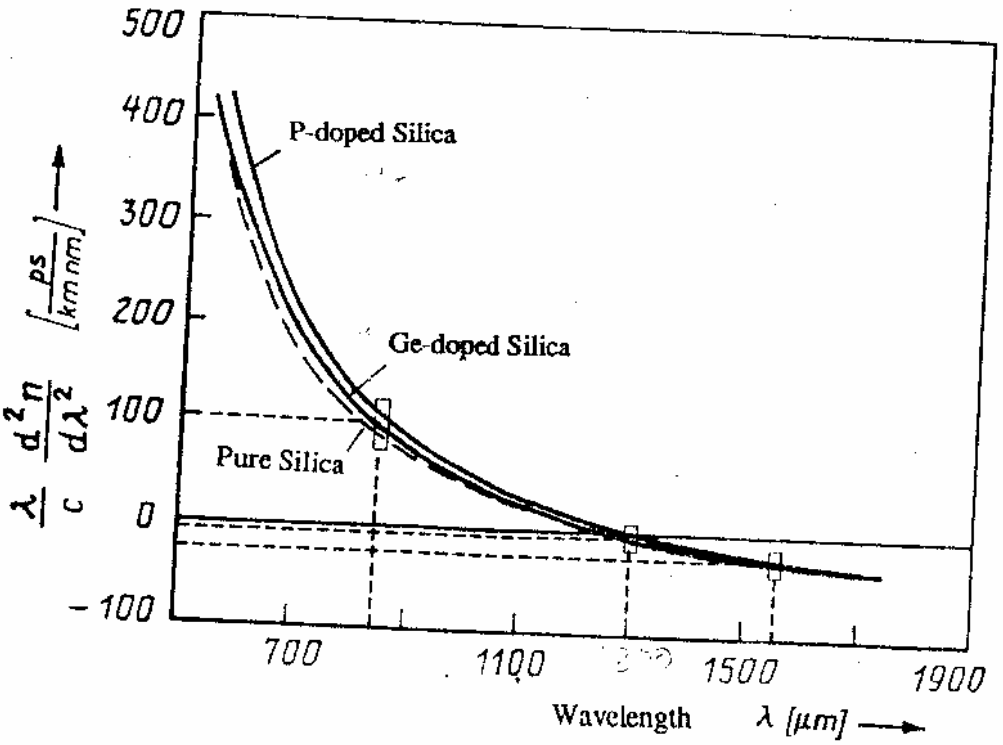


Fig. 7. Wavelength dependence of the material dispersion for pure, P-doped and Ge-doped Silica [5].

Chromatyczna dyspersja falowodowa:

$$\delta \tau_W = D_W \delta\lambda L$$

$$\Delta \tau_W = D_W \delta\lambda$$

Poniżej pokazano przebieg $D_W(\lambda)$ $D_m(\lambda)$ oraz

$$D(\lambda) = D_W(\lambda) + D_m(\lambda) \quad \text{dla}$$

standardowego włókna jednomodowego.

Można poprzez odpowiedni dobór profilu $n(r)$ uzyskać zerową dyspersję chromatyczną $D = D_W + D_m$ dla różnych długości fali

1. Standardowe włókna jednomodowe

$$D \approx 0 \quad \text{dla} \quad \lambda = 1300\,nm$$

2. Włókna jednomodowe o przesuniętej dyspersji

$$D \approx 0 \quad \text{dla} \quad \lambda = 1500\,nm$$

3. Włókna jednomodowe o spłaszczonej dyspersji

$$D \approx 0 \quad \text{dla} \quad \lambda = 1300\,nm \quad \text{i} \quad \lambda = 1500\,nm.$$

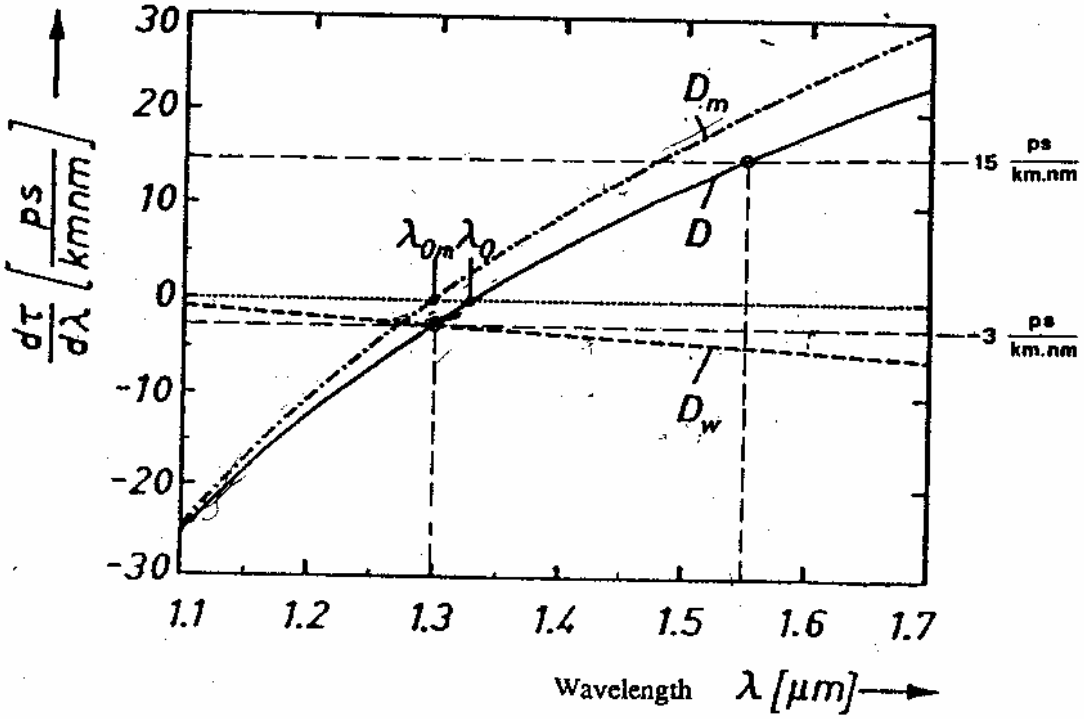


Fig. 8. a) Wavelength dependence of the chromatic dispersion for a standard single-mode fibre [2].

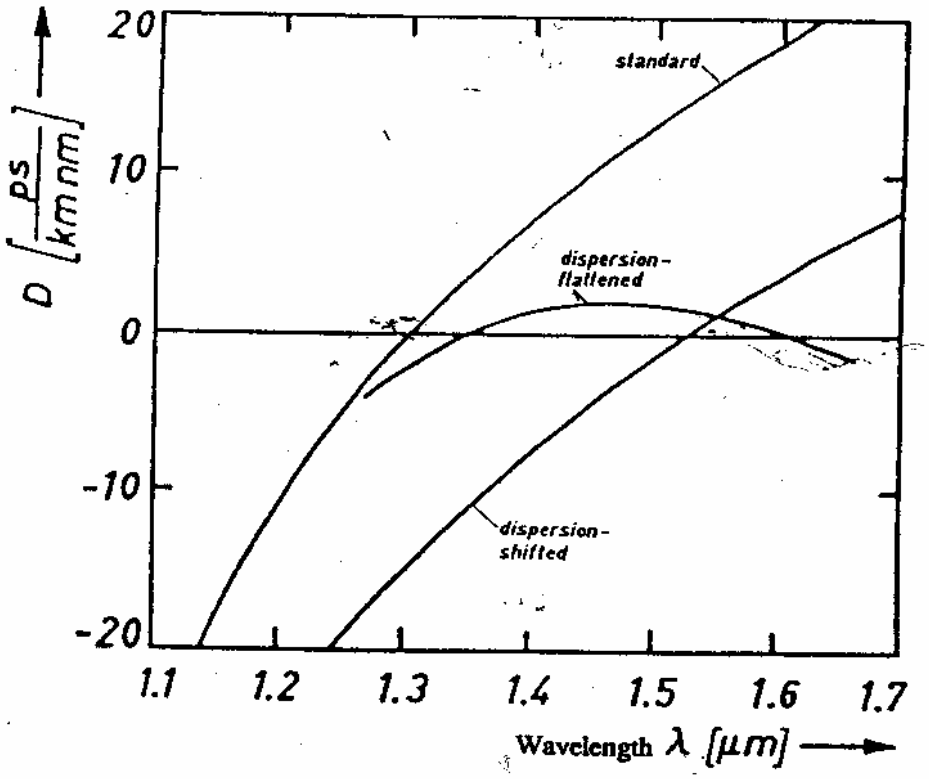


Fig. 8.b) Wavelength dependence of the chromatic dispersion for a standard, dispersion-shifted and dispersion-flattened single-mode optical fibre [2].

Table 2.

Type of Single-Mode Fibre	Chromatic Dispersion |D|, [ps/(nm.km)] $\lambda = 1.3$ μm	$\lambda = 1.55$ μm
Standard	≤ 3	≤ 15
Dispersion-shifted	≤ 16	≤ 2
Dispersion-flattened	≤ 4	≤ 2

For standard single-mode fibres designed and optimized for operation at 1300 nm, CCITT [1984] recommends that the maximum value of chromatic dispersion D in the 1285 - 1330 nm wavelength region shall not exceed 3.5 ps/(nm.km) and shall be smaller than 20 ps/(nm.km) at 1550 nm.

Table 3.

Wavelength Region, nm	SI and GI Multimode Fibre	Standard Single-mode Fibre
850	Modal dispersion - $\Delta\tau$ dominates over Chromatic - $\Delta\tau_{chr}$ ($\Delta\tau_m > \Delta\tau_w$)	*Not used with SM fibres*
1300	Modal dispersion -$\Delta\tau$ dominates over Chromatic - $\Delta\tau_{chr}$ ($\Delta\tau_w > \Delta\tau_m$)	Only Chromatic - $\Delta\tau_{chr}$ ($\lvert\Delta\tau_m\rvert < \lvert\Delta\tau_w\rvert$)
1550	*Not used with MM fibres*	Only Chromatic - $\Delta\tau_{chr}$ ($\lvert\Delta\tau_m\rvert > \lvert\Delta\tau_w\rvert$)

Table 4. summarizes the optical performance ranges for the various types of multimode an single-mode optical fibres as characterized by the four basic parameters we have introduced so far:

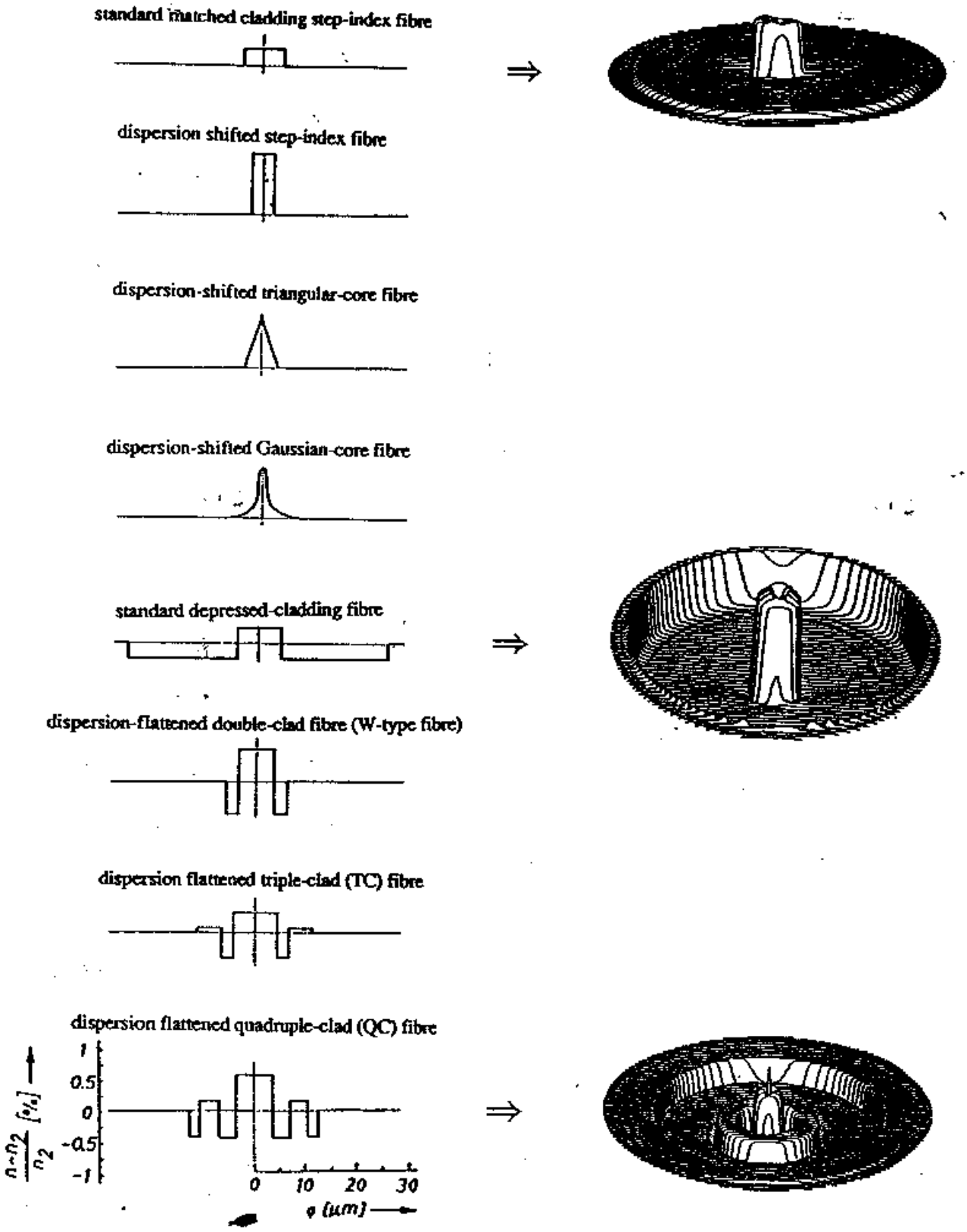
Table. 4.

OPTICAL PERFORMANCE RANGES FOR MULTIMODE FIBRES

FIBRE SIZE core / cladding diameter, µm	ATTENUATION 850 nm (dB/km) 1300 nm (dB/km)	BANDWIDTH 850 nm (MHz.km) 1300 nm (MHz.km)	NUMERICAL APERTURE, NA
50 / 125	2.7 to 4.0 0.8 to 3.0	400 to 1000 400 to 1500	0.20
62.5 / 125	3.3 to 5.0 0.9 to 3.0	100 to 200 200 to 800	0.275
100 / 140	4.0 to 6.0 2.0 to 5.0	100 to 300 100 to 500	0.29
200 / 300	6.0 to 10 —	5 to 10 —	0.40

OPTICAL PERFORMANCE RANGES FOR SINGLE-MODE FIBRES

FIBBRE SIZE core / cladding diameter, µm	ATTENUATION 1300 nm (dB/km) 1550 nm (dB/km)	DISPERSION 1300 nm (ps/nm.km) 1550 nm (ps/nm.km)	NUMERICAL APERTURE NA
8 - 9 / 125 standard	< 0.4 < 0.3	< 3.5 < 20.0	0.1



a) Profiles of standard, dispersion-shifted and dispersion-flattened single-mode fibres.

b) Tomographic representation of the measured refractive index distribution.

Fig. 3. Typical refractive index profiles for single-mode fibres [2].

In practice, a communication engineer is interested to know firstly, how much the signal will be atenuated along the optical fibre and secondly, how much the propagating pulses will be distorted i.e. what the attenuation and the dispersion of the fibre are.

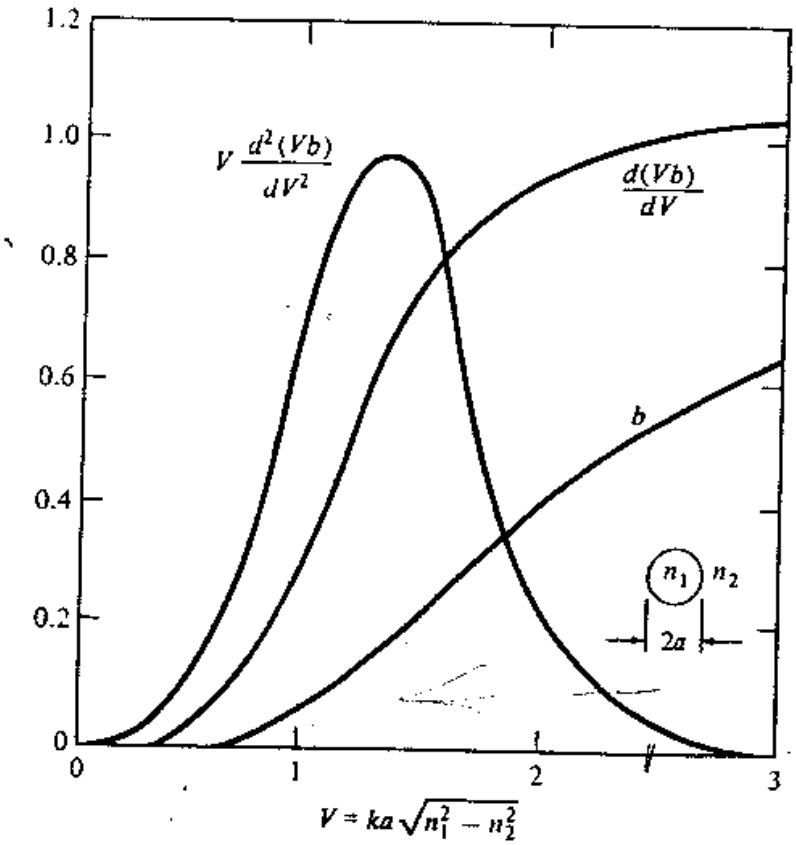


FIGURE 3-15
The waveguide parameter b and its derivatives $d(Vb)/dV$ and $Vd^2(Vb)/dV^2$ plotted as a function of the V number for the LP_{01} mode. (Reproduced with permission from Gloge.[37])

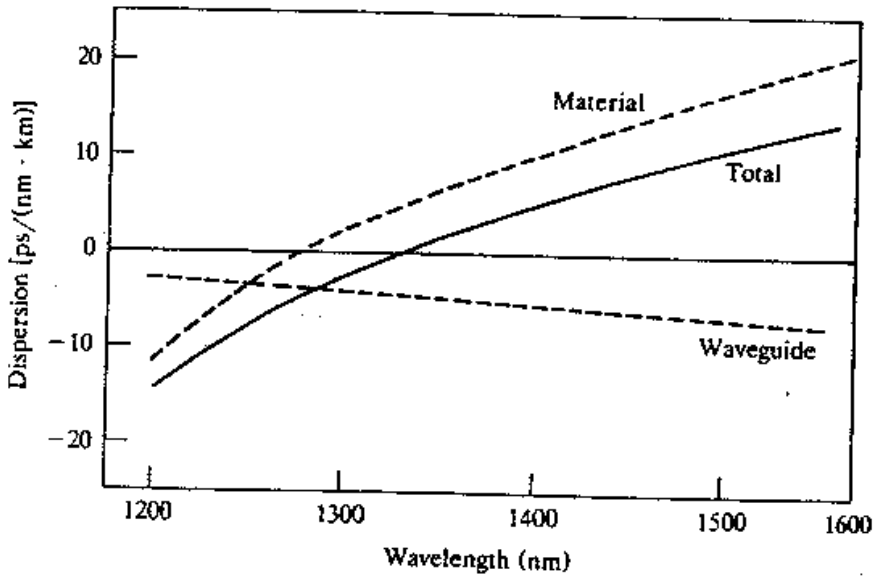


FIGURE 3-16
Examples of the magnitudes of material and waveguide dispersion as a function of optical wavelength for a single-mode fused-silica-core fiber. (Reproduced with permission from Keck,[16] © 1985, IEEE.)

3.2.6 Intermodal Distortion

The final factor giving rise to signal degradation is intermodal distortion, which is a result of different values of the group delay for each individual mode at a single frequency. To see this pictorially, consider the meridional ray picture given for the step-index fiber in Fig. 2-12. The steeper the angle of propagation

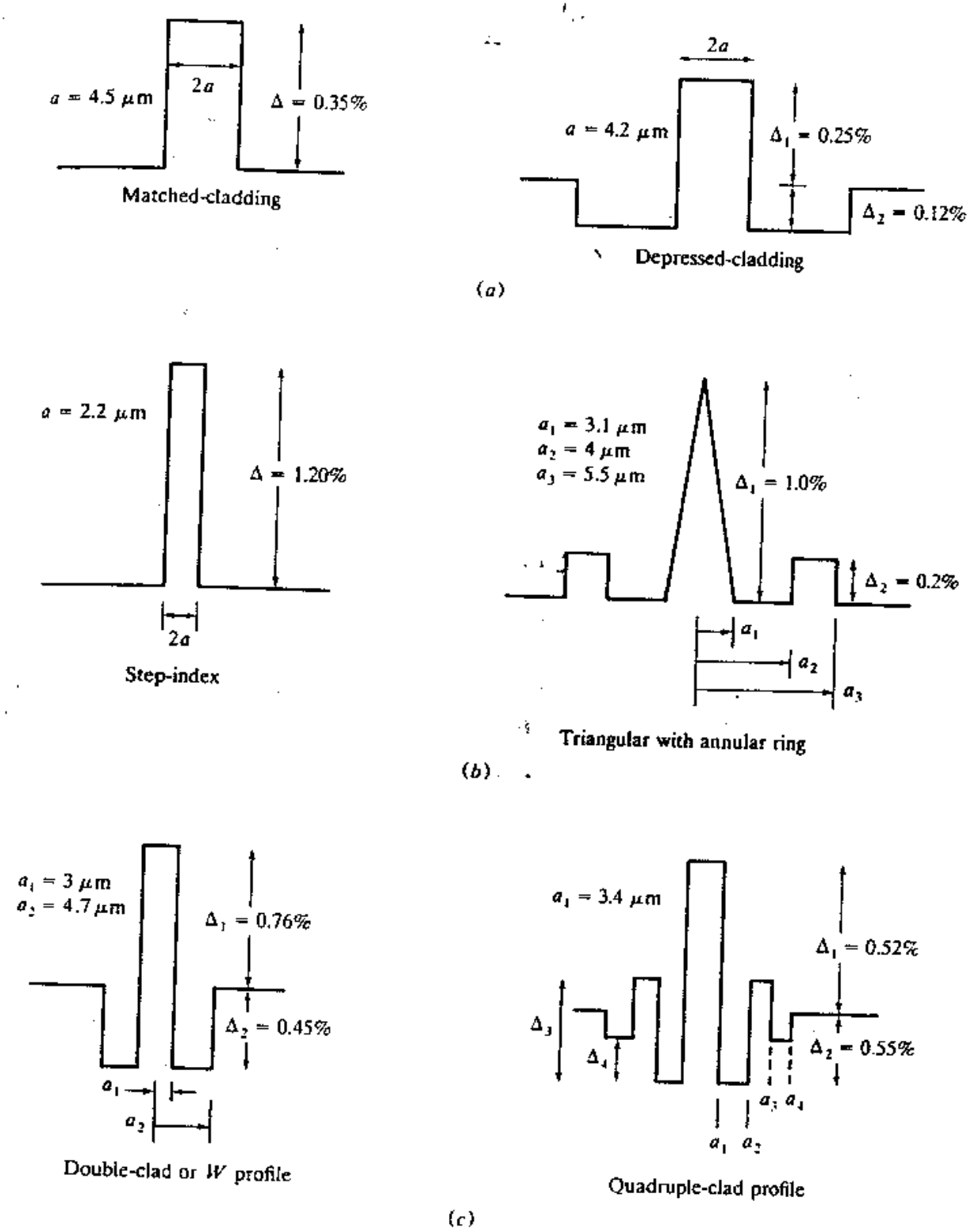


FIGURE 3-21
Representative index profiles for (*a*) 1300-nm-optimized, (*b*) dispersion-shifted, and (*c*) dispersion-flattened single-mode fibers.

index differences are around 0.37 percent. In depressed-cladding fibers the cladding portion next to the core has a lower index than the outer cladding region. Mode-field diameters are around 9 μm, and typical positive and negative index differences are 0.25 and 0.12 percent, respectively.

As we saw from Eqs. (3-20) and (3-26), whereas material dispersion depends only on the composition of the material, waveguide dispersion is a function of the core radius, the refractive-index difference, and the shape of the

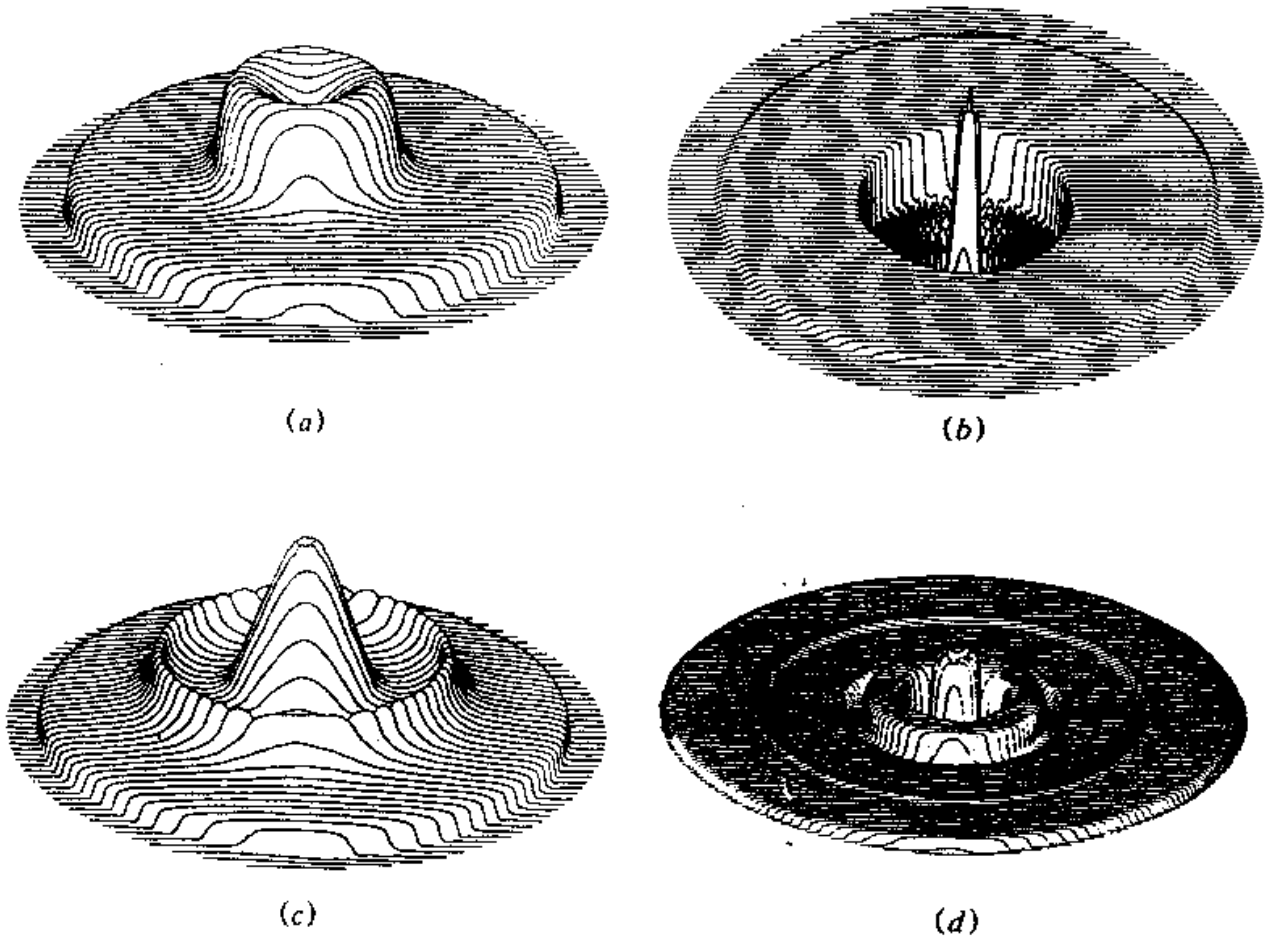


FIGURE 3-22
Three-dimensional refractive index profiles for (*a*) matched-cladding 1300-nm-optimized, (*b*) depressed-cladding 1300-nm-optimized, (*c*) triangular dispersion-shifted, and (*d*) quadruple-clad dispersion-flattened single-mode fibers. [(*a*) and (*c*) courtesy of Corning, Inc.; (*b*) courtesy of York Technology; (*d*) reproduced with permission from H. Lydtin, *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-4, pp. 1034–1038, Aug. 1986. © 1986, IEEE.]

refractive-index profile. Thus the waveguide dispersion can vary dramatically with the fiber design parameters. By shifting the waveguide dispersion to longer wavelengths and assuming a constant value for the material dispersion, addition of waveguide and material dispersion then can produce zero total dispersion at 1550 nm. The resulting optical waveguides are known as *dispersion-shifted fibers*.[50,52,55–58] Examples of low-dispersion refractive-index profiles for single-mode fibers at 1550 nm are shown in Figs. 3-21*b* and 3-22*c*. Figure 3-23 gives the resultant total-dispersion curve.

An alternative is to reduce fiber dispersion by spreading the dispersion minimum out over a broader range. This approach is known as *dispersion flattening*. Dispersion-flattened fibers[59–61] are more complex to design than dispersion-shifted fibers, because dispersion must be considered over a range of wavelengths. However, they offer desirable characteristics over a much broader range of wavelengths, and thus could be used for optical wavelength-division multiplexing (see Chap. 11). Figures 3-21*c* and 3-22*d* show typical cross-sectional and three-dimensional refractive-index profiles, respectively. Figure 3-23 gives the resultant dispersion characteristic.

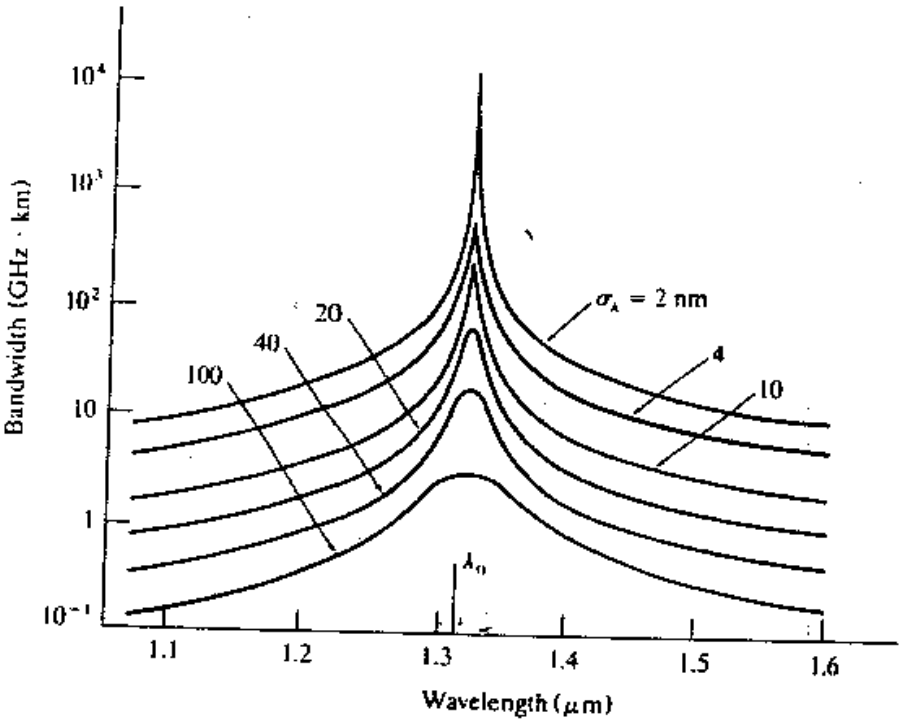


FIGURE 3-26
Examples of bandwidth versus wavelength for different source spectral widths σ_λ in a single-mode fiber having a dispersion minimum at 1300 nm. (Reproduced with permission from Reed, Cohen, and Shang,[56] © 1987, AT & T.)

Figure 3-26 illustrates the importance of controlling dispersion in single-mode fibers. As optical pulses travel down a fiber, temporal broadening occurs because material and waveguide dispersion cause different wavelengths in the optical pulse to propagate with different velocities. Thus, as Eq. (3-54) implies, the broader the spectral width σ_λ of the source, the greater the pulse dispersion will be. The effect of source width on fiber bandwidth is clearly seen in Fig. 3-26.

3.5.4 Mode-Field Diameter

Section 2.5.1 gives the definition of the mode-field diameter in single-mode fibers. One uses the mode-field diameter in describing the functional properties of a single-mode fiber, since it takes into account the wavelength-dependent field penetration into the cladding. This is shown in Fig. 3-27 for 1300-nm-optimized, dispersion-shifted, and dispersion-flattened single-mode fibers.

3.5.5 Bending Loss

Macrobending and microbending losses are important in the design of single-mode fibers.[19–25] These losses are principally evident in the 1550-nm region, and show up as a rapid increase in attenuation when the fiber is bent smaller

Przepływ ~~Przepływ~~ energii w światłowodzie cylindrycznym

$$\langle P_z \rangle_t = \frac{1}{2}\left(E_x H_y - H_x E_y\right)$$

$$P_z^{śr} = \frac{1}{2}\int_A \left(E_x H_y - H_x E_y\right) r\,dr\,d\theta$$

W_i - ~~moc~~ energia niesiona rdzeniem $r = [0, a]$

W_o - ~~moc~~ energia niesiona płaszczem $r = [a, \infty)$

$$\Gamma = \frac{W_i^{śr}}{W_i^{śr} + W_o^{śr}} = \left(1 + \frac{W_o^{śr}}{W_i^{śr}}\right)^{-1}$$

$$E_x = F_m \cos(m\theta), \quad E_y = 0, \quad H_x = 0; \quad H_y = \begin{Bmatrix} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_i/\mu_0} \end{Bmatrix} F_m \cos(m\theta)$$

$$P_i^{śr} = \frac{\pi n_1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{1}{J_m^2(u)}\int_0^a J_m^2\left(\frac{ur}{a}\right) r\,dr \quad \text{dla rdzenia}$$

$$P_o^{śr} = \frac{\pi n_2}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\mu_0}}\,\frac{1}{K_m^2(w)}\int_0^\infty K_m^2\left(\frac{wr}{a}\right) r\,dr \quad \text{dla płaszcza}$$

korzystając z zależności

$$\int x J_m^2(ax)\,dx = \frac{x^2}{2}\left[J_m^2(ax) - J_{m-1}(ax) J_{m+1}(ax)\right]$$

$$\int x K_m^2(ax)\,dx = \frac{x^2}{2}\left[K_m^2(ax) - K_{m-1}(ax) K_{m+1}(ax)\right]$$

otrzymuje się:

$$P_i^{sr} = \frac{\pi a^2}{4} n_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left\{ 1 - \frac{J_{m-1}(u) J_{m+1}(u)}{J_m^2(u)} \right\}$$

$$P_o^{sr} = \frac{\pi a^2}{4} n_2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left\{ \frac{K_{m-1}(w) K_{m+1}(w)}{K_m^2(w)} - 1 \right\}$$

Jedna z postaci równania charakterystycznego jest następująca:

$$\frac{u\, J_{m\pm1}(u)}{J_m(u)} = \pm \frac{w\, K_{m\pm1}(w)}{K_m(w)}$$

Wprowadzając oznaczenie

$$\overline{J}_m = \frac{J_{m-1} J_{m+1}}{J_m^2} \qquad \overline{K}_m = \frac{K_{m-1} K_{m+1}}{K_m^2}$$

i wykorzystując równanie charakterystyczne otrzymuje się:

$$\overline{J}_m(u) = -\frac{w^2}{u^2} \overline{K}_m(w)$$

Pomijając, że $n_1 \approx n_2$ otrzymujemy ostatecznie:

$$\Gamma = 1 - \frac{u^2}{V^2}\left(1 - \frac{1}{\overline{K}_m}\right)$$

lub $\eta = 1 - \Gamma$, $\eta = \frac{u^2}{V^2}\left(1 - \frac{1}{\overline{K}_m}\right)$

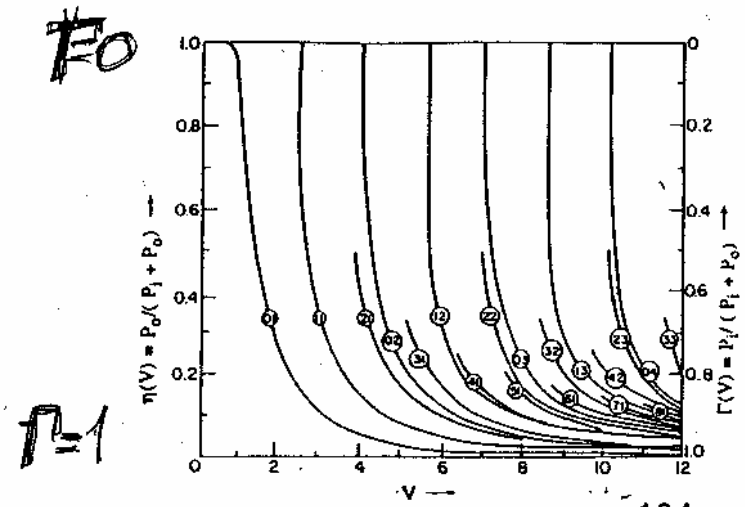


Fig. A6. Plot of the relative powers propagating in the cladding $\eta(V)$ and in the core $\Gamma(V)$ versus the V-parameter for different LP_{lp} -modes.

Przybliżona analiza światłowodu jednomodowego

W takim światłowodzie mogą propagować dwa mody LP_{01}^x i LP_{01}^y. Są one równoważne modom

$LP_{01}^x \equiv HE_{11}^e$ oraz $LP_{01}^y = HE_{11}^o$

Mody LP_{01}^x i LP_{01}^y charakteryzują się następującymi rozkładami amplitud:

$\underline{LP_{01}^x}$:

$$E_x = F_0 \quad E_y = 0$$

$$E_z = j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{cases} G_0^+\cos\theta + G_0^-\cos\theta & \text{, dla rdzenia} \\ G_0^+\cos\theta - G_0^-\cos\theta & \text{dla płaszcza} \end{cases}$$

$$H_x = 0 \quad H_y = F_0\begin{cases} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla rdzenia} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla płaszcza} \end{cases}$$

$$H_z = -j\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{cases} (G_0^+\cos\theta + G_0^-\cos\theta)\, n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla rdzenia} \\ (G_0^+\cos\theta - G_0^-\cos\theta)\, n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla płaszcza} \end{cases}$$

gdzie $F_0(r) = \dfrac{J_0\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_0(u)}$, $G_0^{\pm}(r) = \pm\dfrac{u\, J_{\pm 1}\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_0(u)}$ dla rdzenia

$F_0(r) = \dfrac{K_0\left(\frac{wr}{a}\right)}{K_0(w)}$; $G_0^{\pm}(r) = \pm\dfrac{w\, K_{\pm 1}\left(\frac{wr}{a}\right)}{K_0(w)}$ dla płaszcza

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} \qquad V = a k_0\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

LP_{01}^{y}:

$$E_x = 0 \quad , \quad E_y = F_0$$

$$E_z = j\,\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{cases} G_0^{+}\cos\theta + G_0^{-}\cos\theta & \text{dla rdzenia} \\ G_0^{+}\cos\theta - G_0^{-}\cos\theta & \text{dla płaszcza} \end{cases}$$

$$H_x = F_0 \begin{cases} n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla rdzenia} \\ n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla płaszcza} \end{cases} \; ; \; H_y = 0$$

$$H_z = -j\,\frac{\sqrt{2\Delta}}{V}\begin{cases} (G_0^{+}\cos\theta + G_0^{-}\cos\theta)\,n_1\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla rdzenia} \\ (G_0^{+}\cos\theta - G_0^{-}\cos\theta)\,n_2\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} & \text{dla płaszcza} \end{cases}$$

w praktyce $H_z \approx 0$, $E_z \approx 0$ dla obu modów

Równanie charakterystyczne dla modów LP_{01}^{x} i LP_{01}^{y}

$$\frac{u\,J_1(u)}{J_0(u)} = \frac{w\,K_1(w)}{K_0(w)} \quad ; \quad u^2 + w^2 = V^2$$

u, w – znormalizowane stałe propagacji

V – znormalizowana częstoć.

$$u = \beta_{t1}\cdot a \quad , \quad w = |\beta_{t2}|\,a$$

$$\beta_{t1} = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2} \qquad \beta_{t2} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}$$

β_{t1} – poprzeczna stała propagacji w ~~pł~~ rdzeniu

β_{t2} – poprzeczna stała propagacji w płaszczu

β – stała propagacji wzdłuż światłowodu

pożyteczne zależności

$$V = a k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = a k_0 NA = \pi \frac{2a}{\lambda} NA$$

NA – aperture numeryczna światłowodu

Propagacja jednomodowa występuje w zakresie

$$0 \leq V \leq V_c = 2.405$$ (λ_c – długość fali odcięcia)

$$V = V_c \frac{\lambda_c}{\lambda} \qquad \lambda_c = \frac{V\lambda}{V_c} = \pi \frac{2a}{2.405} NA$$

Przybliżone rozwiązanie równania charakterystycznego

$$W = 1.1428\, V - 0.9960$$

$$W = 2.7484 \frac{\lambda_c}{\lambda} - 0.9960 \qquad u = \sqrt{V^2 - W^2}$$

Błąd przybliżonego rozwiązania jest rzędu 0.1% dla $1.5 < V < 2.5$

Znając u i w (dla danego V) stałą propagacji β wyznaczamy z zależności:

$$\beta^2 = n_1^2 k_0^2 - \left(\frac{u}{a}\right)^2 \qquad \beta^2 = k_0^2 n_2^2 + \left(\frac{w}{a}\right)^2$$

$$b = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_2^2} \approx \frac{\beta - k_0 n_2}{k_0 n_1 - k_0 n_2}$$

$$b(V) = \left(\frac{W}{V}\right)^2 = 1 - \left(\frac{u}{V}\right)^2$$

$$\beta \approx k_0 n_2 (1 + b(V)\Delta) \quad \text{gdzie } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

Uwzględniając przybliżone rozwiązanie równania charakterystycznego otrzymuje się:

$$b(V) \approx \left(1.1428 - \frac{0.9960}{V}\right)^2 \simeq (1.1428 - 0.41412\lambda/\lambda_c)^2$$

błąd 0,2% dla $1.5 < V < 2.5$

$$1 < \frac{\lambda}{\lambda_c} < 1.6$$

<u>Efektywna średnica modu</u>

Rozkład natężenia dla modu LP_{01} jest proporcjonalny do

$$I(r) = I_0 \frac{J_0^2\left(\frac{u r}{a}\right)}{J_0^2(u)} = I_0 F_0^2(r)$$

można zastosować przybliżenie gaussowskie dla funkcji $F_0(r)$

$$F_0(r) \simeq \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$$

gdzie $2r_0$ jest tak zwaną efektywną średnicą modu.

Parametr r_0 dobieramy jest tak, aby gaussowski rozkład amplitudy sprzęgał się najefektywniej (najmniejsze straty) z rzeczywistym modem propagującym w światłowodzie jednomodowym.

Można podać przybliżony wzór na r_0

$$r_0 = a\sqrt{\frac{2}{V}}$$

obowiązujący dla V bliskich V_c.

Lub inaczej

$$\frac{r_0}{a} = 0.65 + 1.619\,V^{-3/2} + 2.879\,V^{-6}$$

$$\frac{r_0}{a} = 0.65 + 0.434\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^{3/2} + 0.0149\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^{6}$$

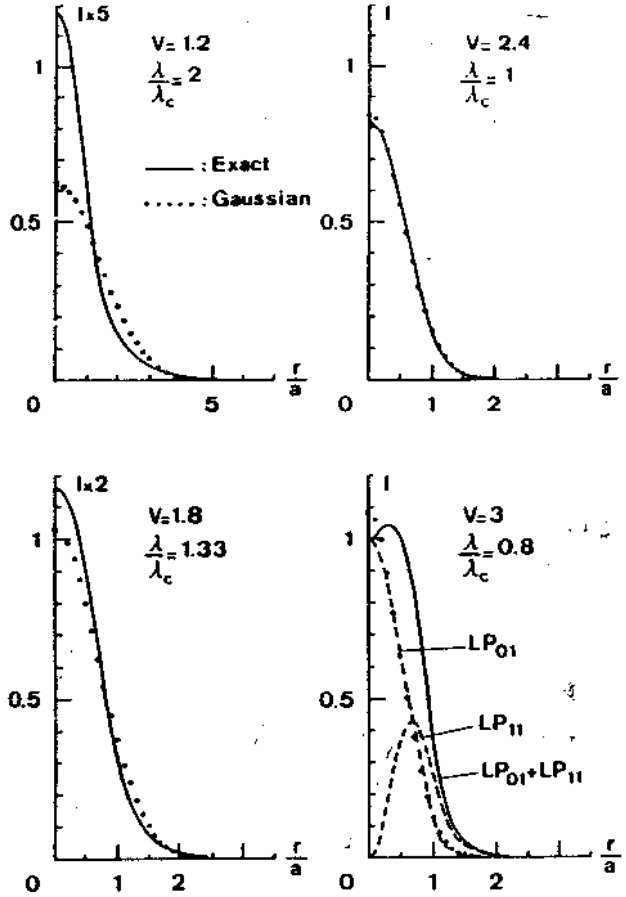
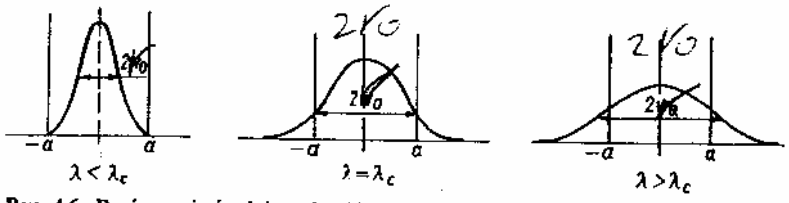


Fig. A8. Mode distribution for different values of the V-parameter. The solid and dashed lines are obtained from the Bessel functions whereas the dotted lines are the corresponding Gaussian approximations.

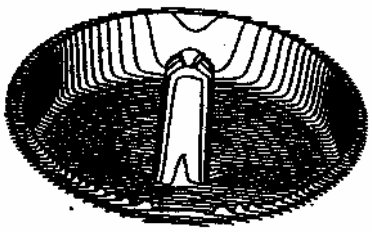


Rys. 4.6. Porównanie średnicy plamki świetlnej modu $2w_0$ i średnicy rdzenia światłowodu $2a$ dla trzech wartości długości fali λ

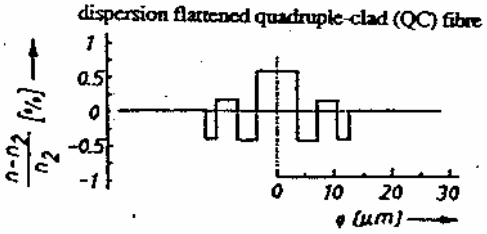
$$\gamma_0 \approx a\sqrt{\frac{2}{2.4}}$$

Rozkład współczynnika załamania w światłowodach jednomodowych rożnych typów

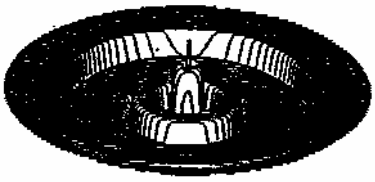
Światłowody o standardowej i przesuniętej dyspersji

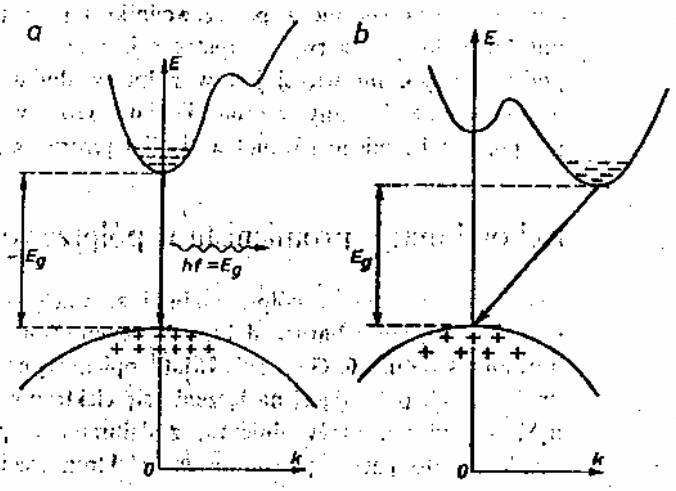


Światłowody o spłaszczonej dyspersji

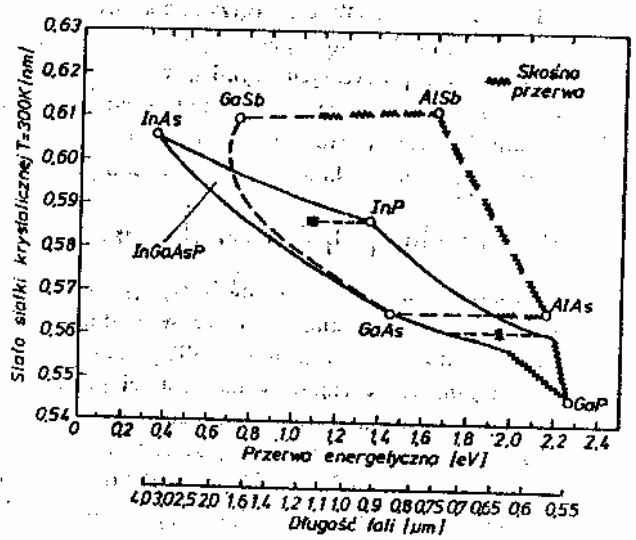


⇒

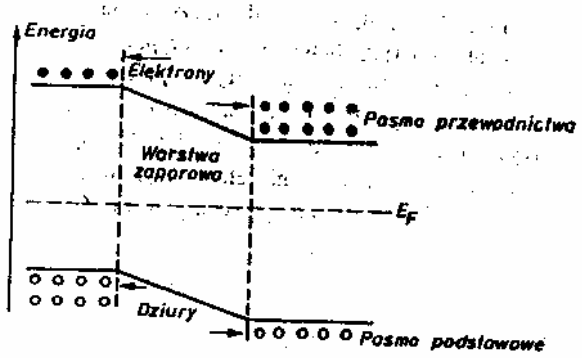




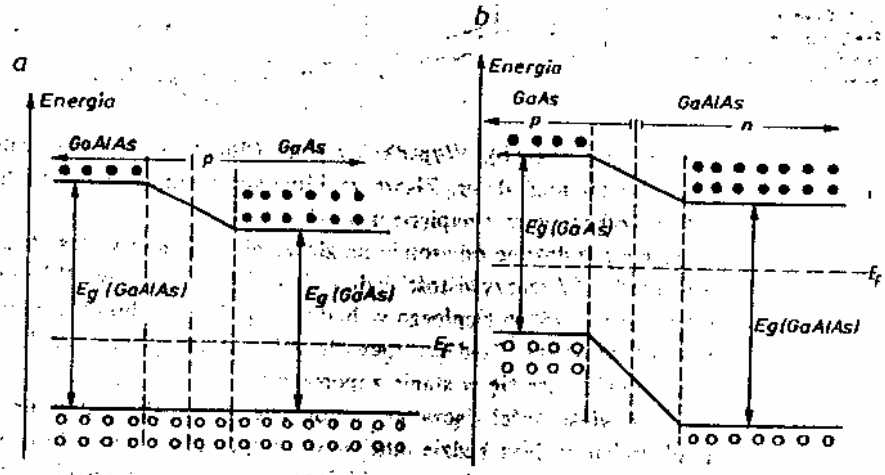
10-2: Zależność energii od wektora pędu w półprzewodniku: a) z prostą przerwą energetyczną, b) ze skośną przerwą energetyczną



11-1. Wartości stałej siatki krystalicznej i przerwy energetycznej (długości fali promieniowanej) typowych półprzewodników optoelektronicznych

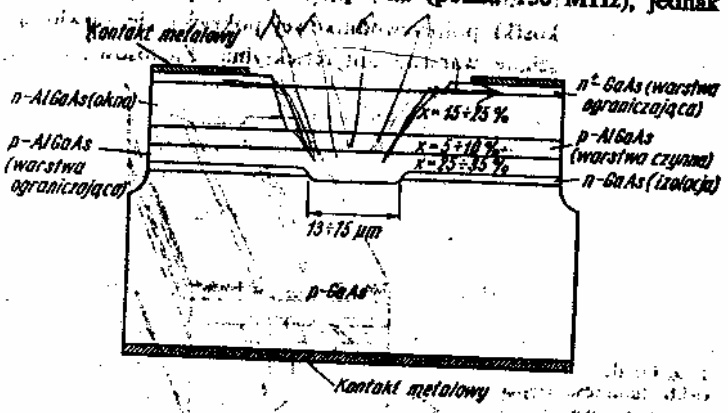


10-4. Pasma energetyczne w niespolaryzowanym homozłączu *p-n*



10-5. Pasma energetyczne w niespolaryzowanym heterozłączu:
a) izotypowym, b) anizotypowym

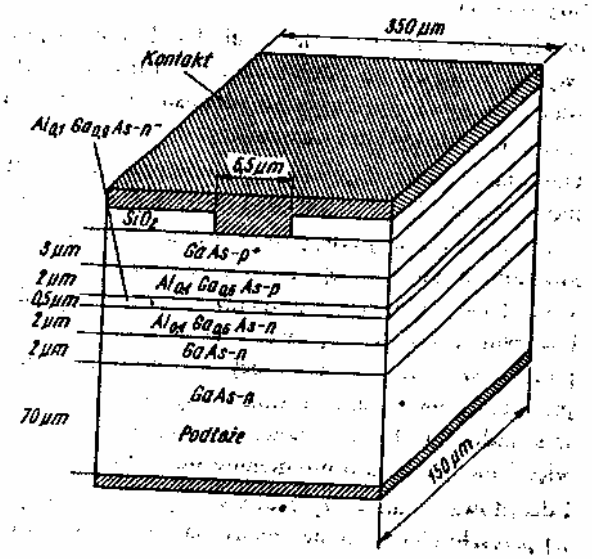
w danym przypadku nie przekracza 20 MHz. Istnieje bowiem dla diod biheterozłączowych o promieniowaniu czołowym sprawdzony eksperymentalnie związek w postaci stałości iloczynu mocy wypromieniowanej przez szerokość pasma transmisyjnego. Dobierając odpowiednio szczegóły konstrukcyjne diody i właściwości poszczególnych warstw półprzewodnikowych można uzyskać szersze pasma (ponad 150 MHz), jednak



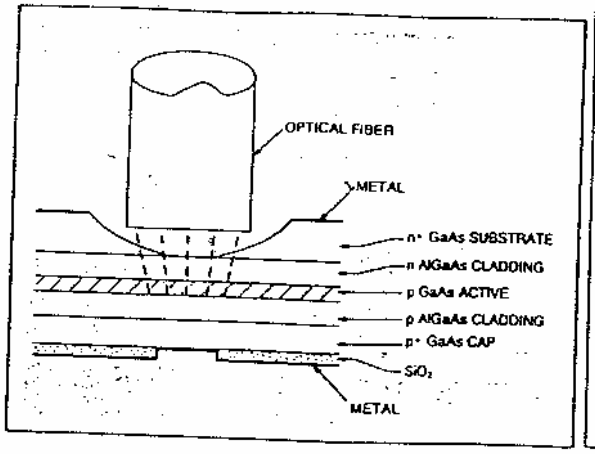
11-7. Dioda o konstrukcji pozwalającej na uzyskanie bardzo dużej luminancji, o warstwie czynnej z GaAlAs typu *p*

kosztem zmniejszenia mocy wypromieniowanej (do ok. 2 mW). W podobny sposób zmienia się szerokość promieniowanego widma, np. od 25 do 50 nm przy wzroście szerokości pasma transmisyjnego w podanych wyżej granicach.

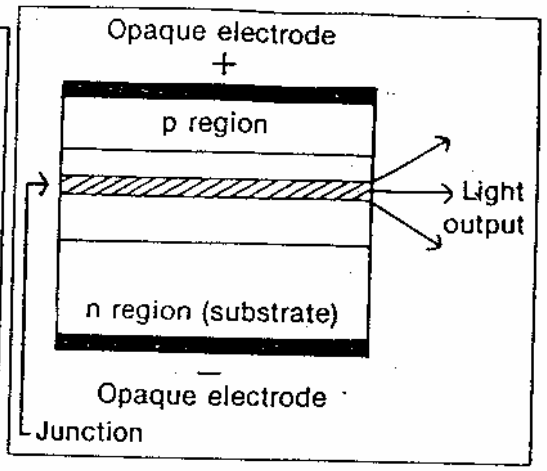
Drugi typ diod biheterozłączowych wykorzystuje boczne promieniowanie z warstwy czynnej (rys. 11-4). Warstwa ta jest zazwyczaj bardzo cienka, zwykle rzędu 1 μm, a w niektórych konstrukcjach cieńsza (rys. 11-8). Z tego względu występuje w niej rekombinacja bimolekularna, co umożliwia zwiększenie luminancji (w opisanych konstrukcjach może ona przekraczać



11-8. Biheterozłączowa dioda elektroluminescencyjna o bocznym promieniowaniu, zawierająca bardzo cienką warstwę czynną



a) Surface-emitting LED (SLED)



b) Side view of an Edge-emitting LED [24].

LED - podstawowe własności

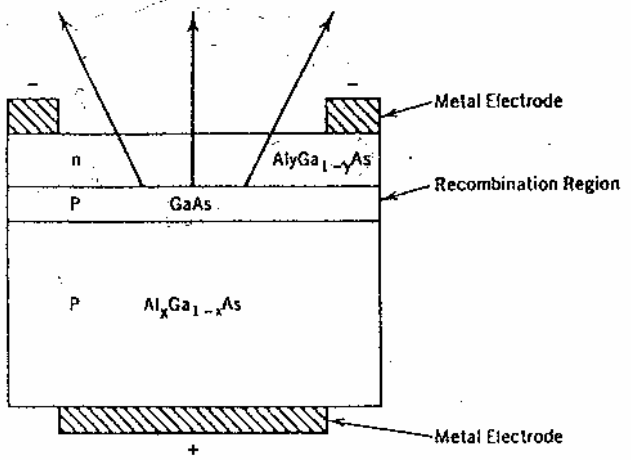
(13)

Podstawowe materiały na różne λ.

Table 3.1 Semiconductor Light Sources for Fiber Sensors

Wavelength Region (μm)	Material	Reliability (hrs)	Cost	Availability
≤ 0.5	Diode pumped frequency doubled Nd: YAG	10,000 +	Moderate to high	Moderate
0.6–0.7	InGaP/InGaAlP	10,000 +	Moderate	Limited
0.7–0.9	GaAlAs/GaAs	10,000–30,000	Very low to moderate	Very good
0.9–1.7	InGaAsP/InP	> 100,000	Moderate to high	Good

Konstrukcje SLED i ELED



LED.

Figure 3.3. Structure of a surface light-emitting diode or Burrus diode.

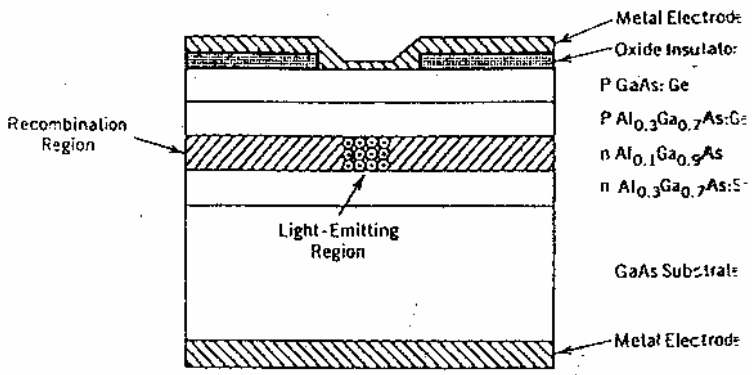


Figure 3.4. Cross section of edge-emitting light-emitting diode. (Adapted from Ref. 1.)

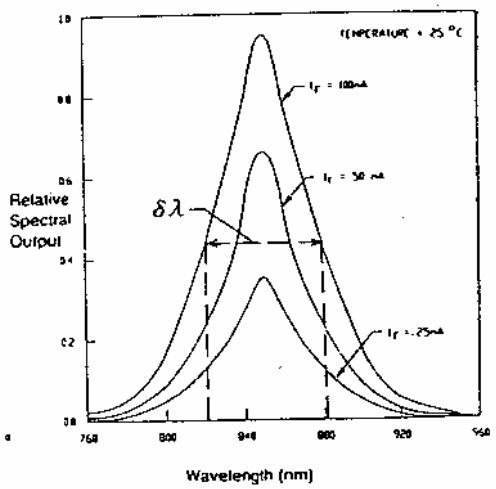
Własności SLED i ELED

The basic features of the three types of LEDs are the following.

Surface-emitting LEDs. The SLEDs were first proposed by Burrus and Miller (1971) and are often known as Burrus LEDs. A double heterostructure is employed and light is collected usually from one of the surfaces while the other is most often heat sinked. Therefore the device is thermally stable. No waveguiding effect is used and due to that the emission is relatively uniform over the emitting area of diameter 20 - 50 μm. These LEDs are effectively coupled to multimode fibres. The frequency band B = 50 to 100 MHz and the full-width spectral half-maximum $\delta\lambda \leq 100$ nm.

Edge-emitting LEDs. The ELEDs were conceived by Ettenburg (1976) and have a structure similar to that of a stripe-geometry laser diode but an optical feedback is abscent. A waveguiding effect is used and the light is emitted from the edge so coupling to both multimode and single-mode fibres is posiible. These LEDs are thermally less stable. With a buried hetero-structure or mesa structure an improved injection efficiency and stable lateral waveguiding is achieved. The frequency band $B \leq 500$ MHz and the full-width spectral half-maximum $\delta\lambda$ = 60 to 80 nm.

Typowa charakterystyka spektralna.



Typowa charakterystyka P(I)

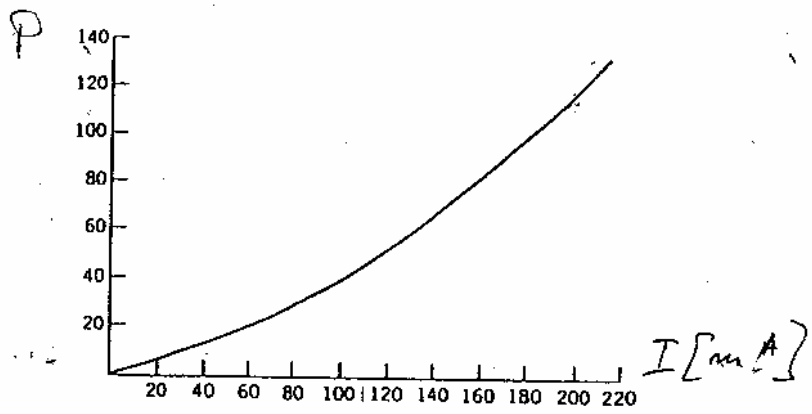


Figure 3.5. Pigtailed edge-emitting diode output power versus current characteristics.

Co jeszcze?

Dryft termiczny 0.5% C^{-1} dla mocy

0.3 nm C^{-1} dla λ_0.

Sposoby łączenia SLED ze światłowodami (16)

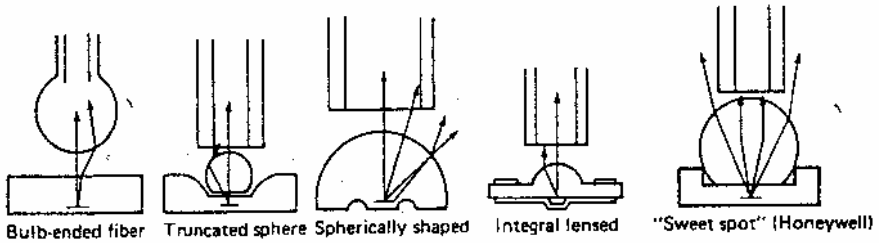


Fig. 34. SLED-fibre lens-coupling schemes. The short horizontal line indicates the active area of the SLED [6].

LD – podstawowe charakterystyki

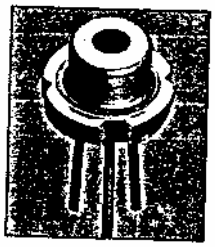
(17)

Jak wygląda LD

LASER DIODES

The optical spectrum emitted from a laser diode can be described as either singlemode or multimode. However, one must be careful in defining what each term actually means with respect to laser diodes because it is easy to become confused!

A laser diode chip is a waveguide that only allows certain distributions of optical power and specific wavelengths to be generated. These distributions are referred to as "modes" and consist of two basic types - spatial modes and longitudinal modes. Spatial modes refer to the optical power (or irradiance) across the axes of the output beam, whereas the longitudinal modes affect the optical (or wavelength) spectrum.



A laser diode in a compact disc package.

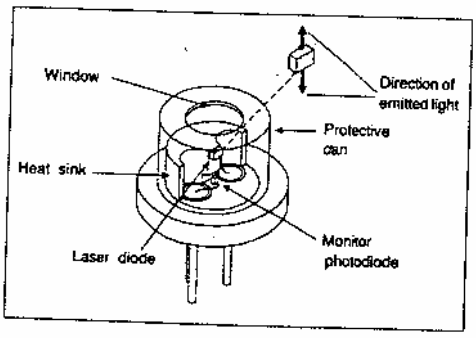


Figure 6. See-through view of a typical compact disc packaged laser diode mounted in a protective can. The heat sink serves as one of the electrical contacts.

Spatial Modes

The optical power distribution across the emission area of a laser beam is called the "spatial mode". This mode has two components. One parallel and the other perpendicular to the active layer of the laser (see Figure 7).

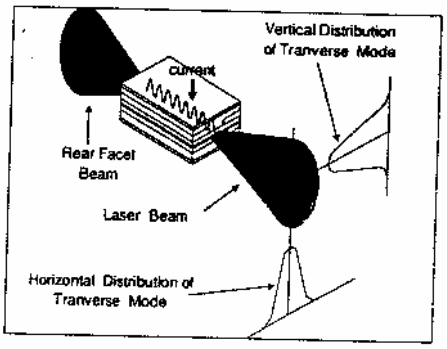


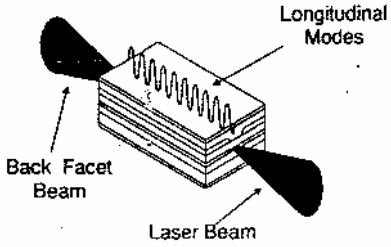
Figure 7. Horizontal and vertical distributions of "transverse" mode, i.e., OPTICAL POWER distributions across the laser's emission area.

The actual dimensions of the emission area for many commercial compact disc type laser diodes are relatively small (~ 1 X 3 μm). These small dimensions act as a confining waveguide so that the light output from the laser has a single "lobe". This single "lobe" distribution is called the fundamental or TEM_{00} mode.

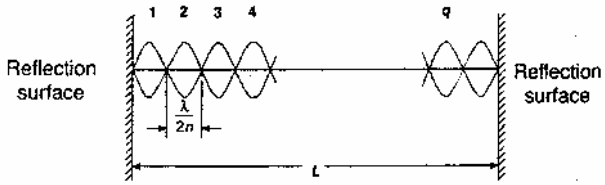
Mody podłużne i poprzeczne w laserze (18)

Longitudinal Modes

The active region of a laser diode chip acts as an optical resonator (i.e., a Fabry-Perot cavity). Light in such a cavity will produce a standing wave pattern, called a "longitudinal mode". The length of the laser chip (L) is usually about 250 μm, which is much larger than the lasing wavelength (typically 0.63 μm to 1.55 μm). This allows the laser chip cavity to support many longitudinal modes or display a multimode operation.



Laser diode chip



Standing waves from longitudinal modes

To obtain a stable mode, one must satisfy the equation $L = \left(\frac{\lambda}{2n}\right) q$,

where q is the mode number and n is the refractive index of the active region (at wavelength λ). It is relatively easy to calculate the mode spacing from

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 n_g L}$$

where Δλ is the spacing between modes (See Figure 10.) and n_g is the group index.

For example, for λ = 780 nm, n_g = 3.5 and L = 250 μm, then

$$\Delta\lambda = 0.35 \text{ nm}.$$

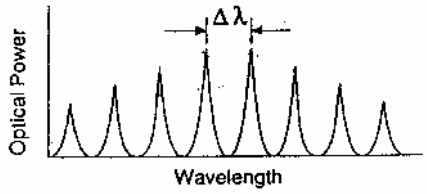


Figure 10. Spectrum of a laser diode showing the "longitudinal" mode resonance.

It is possible to suppress the "side modes" to give a **single** longitudinal mode spectrum. A common structure designed for this side mode suppression is called "index guided". The sketch below illustrates this side mode suppression of the longitudinal modes.

At low operating currents (I_{op}) the laser diode emits a multimode spectrum. The side modes are progressively suppressed as I_{op} increases to some maximum value.

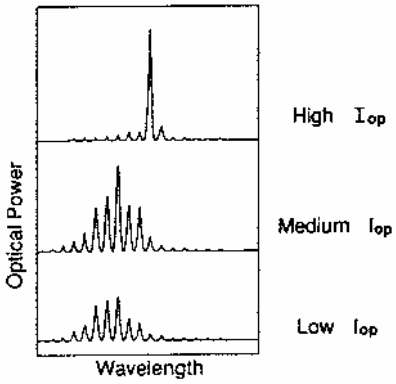
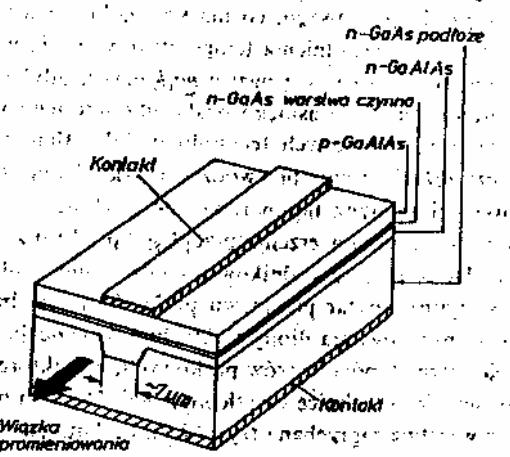


Figure 11. Optical spectra at various operating currents.

(przy gęstości prądu ok. 1,5 kA/cm²). Moc promieniowania jednego okna wynosi ok. 1 mW.

Inny typ lasera paskowego, o większej mocy promieniowania, jest pokazany na rys. 12-4. Laser ten zawiera kanał o głębokości ok. 1 μm i szerokości kilku μm w podłożu o dużych stratach absorpcyjnych. Promieniowanie wytwarzane w warstwie czynnej nad kanałem jest mniej absorbowane przez podłoże i w rezultacie jest stabilnie prowadzone falowodem wzmocnieniowym wzdłuż kanału. Gęstość prądu jest rzędu 1,5 kA/cm², co przy zwykle stosowanych rozmiarach kanału prowadzi do prądu progowego ok. 70 mA. Moc promieniowania jednego okna wynosi ok. 20 mW.



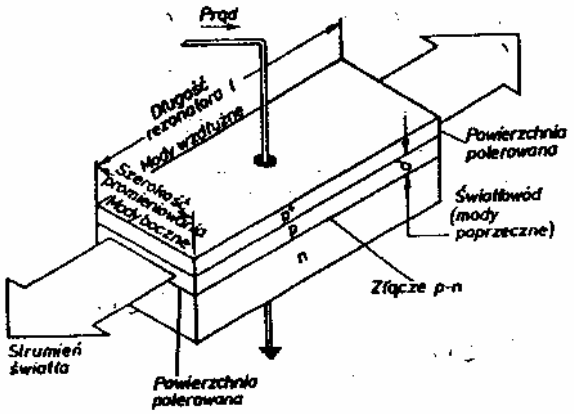
12-4. Biheterozłączowy laser paskowy z kanałem w podłożu

Z danych tych wynika, że gęstość prądu progowego typowych laserów paskowych jest kilka razy większa od gęstości prądu progowego laserów o szerokim obszarze czynnym. Wynika to z bocznej dyfuzji nośników i bocznej ucieczki promieniowania. Z drugiej strony prąd progowy laserów paskowych jest znacznie mniejszy. Ponadto do zalet laserów paskowych należy zaliczyć możliwość uzyskania pracy jednomodowej, większą łatwość sprzężenia ze światłowodem (zwłaszcza w konstrukcji podanej na rys. 12-3), niewielką oporność cieplną i dużą niezawodność.

Temperatura złącza lasera paskowego jest zazwyczaj wyższa o ok. 5°C od temperatury otoczenia, która może sięgać 100°C. Natomiast duży jest wpływ zmian temperatury na długość fali emitowanej. W laserach z arsenku galu o szerokim rezonatorze wynosi on ok. 0,5 nm/°C, co może sprawiać kłopoty konstruktorom systemów światłowodowych. O rząd lepsze rezultaty osiąga się w dalej opisanych laserach jednorezonansowych.

12.2. Zasada pracy lasera półprzewodnikowego

Podobnie jak w diodzie elektroluminescencyjnej, w laserze półprzewodnikowym mamy do czynienia ze strukturą w kształcie prostopadłościanu, w którym występuje złącze *p-n* zasilane prądem stałym. Laser jest dodatkowo zaopatrzony w rezonator optyczny, którego zwierciadła tworzą dwie równoległe do siebie, gładkie powierzchnie zewnętrzne, prostopadłe do tego złącza (rys. 12-1). Często na te powierzchnie nanosi się warstwy odbijające.



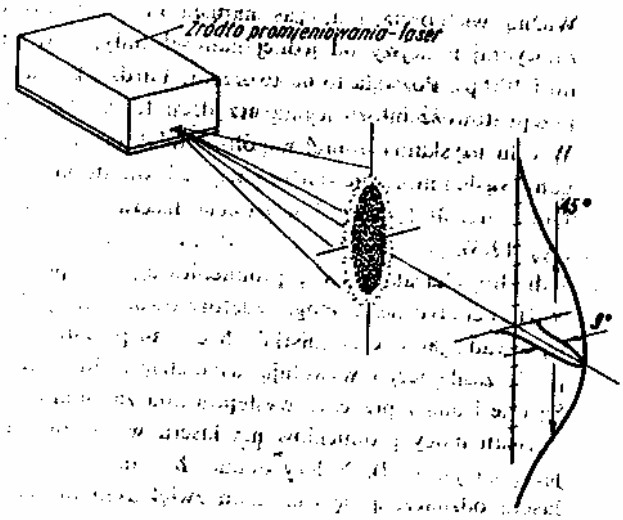
12-1. Rezonator lasera półprzewodnikowego

Złącze *p-n* polaryzujemy silnie w kierunku przewodzenia. W rezultacie powstaje nadmiar elektronów w warstwie *p* przy złączu i emisja promieniowania elektromagnetycznego. Generowana fala elektromagnetyczna występuje w obszarze rezonatora optycznego, zapewniającego dogodne warunki do powstania fal stojących różnych modów. Częstotliwości tych modów zależą od rozmiaru rezonatora. W najprostszym przypadku modów podłużnych rezonansowa długość fali wynosi:

$$\lambda_{rez} = \frac{2nl}{m} \tag{12.1}$$

gdzie: l — długość rezonatora,
n — współczynnik załamania światła,
m — dowolna liczba całkowita dodatnia.

W ten sposób rezonator uprzywilejowuje częstotliwości rezonansowe układu.



12-5. Rozkład natężenia pola elektromagnetycznego promieniowania lasera w pewnej odległości od źródła

Gain guided and index guided lasers

(19)

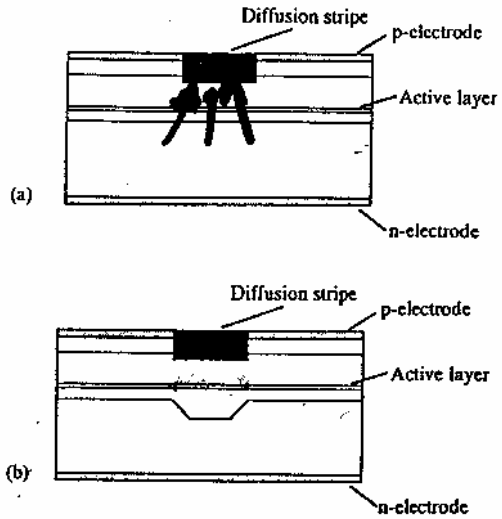


Fig. 5.9 (a) Typical gain-guided laser architecture; (b) index-guided structure. The diagrams show an end view.

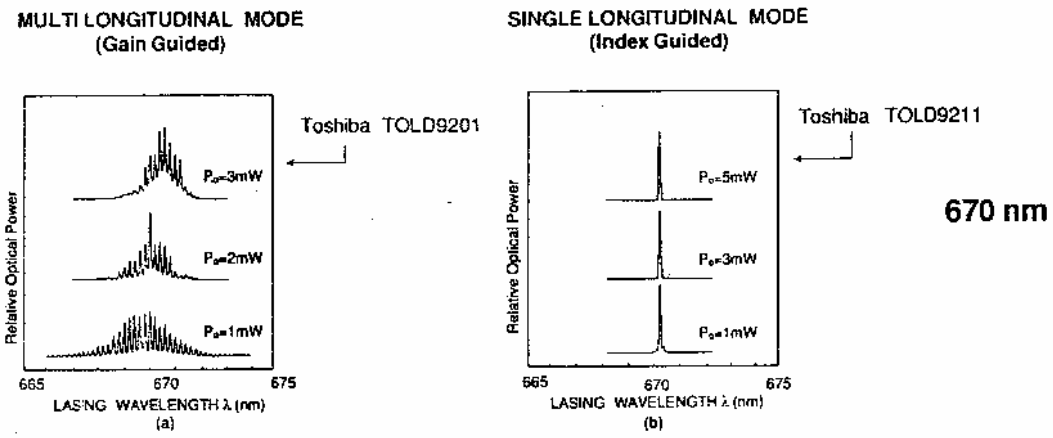


Figure 12. Typical optical spectrum for two of Toshiba's "red" laser diodes. (a) TOLD9201 and (b) TOLD9211. These spectra have been reproduced from Toshiba's catalog.

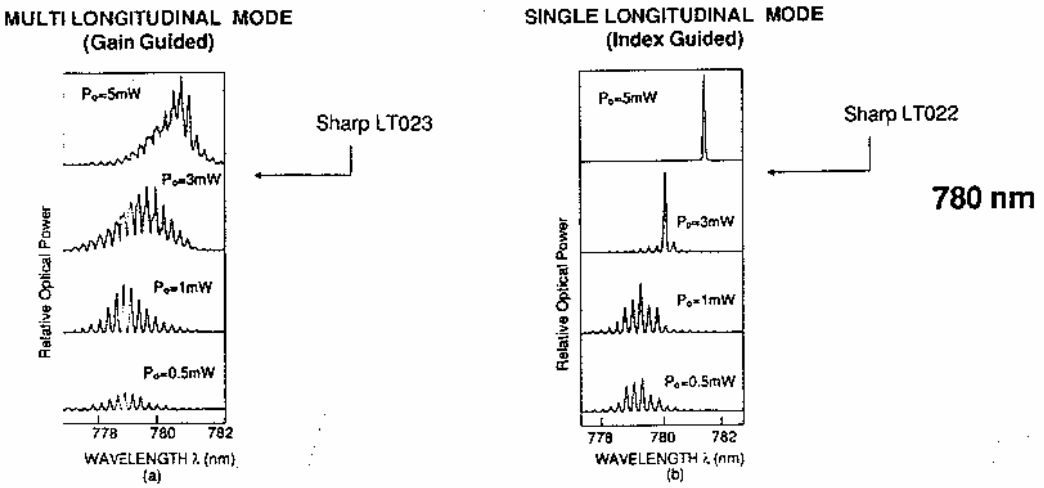


Figure 13. Typical optical spectrum for two of Sharp's 780nm laser diodes. (a) LT023 and (b) LT022. Spectra are reproduced from Sharp's catalog.

Typowa charakterystyka P(I)

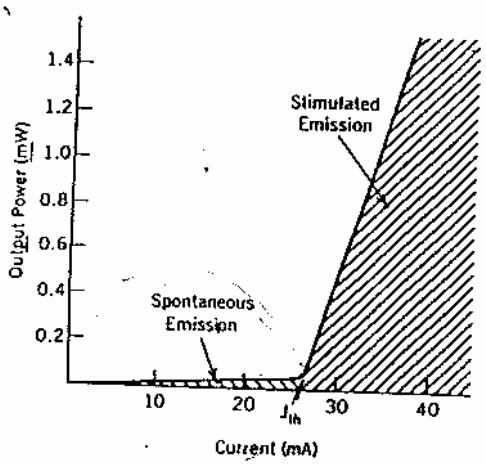


Figure 3.8. Laser diode output versus drive current characteristics.

Zależność mocy od temperatury P(T)

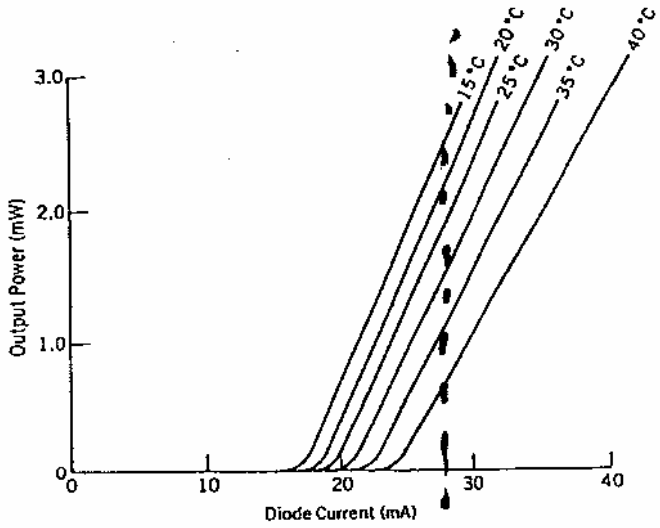


Figure 3.12. Laser diode output power versus drive current for a series of temperatures.

Przeskoki międzymodowe spowodowane temperaturą i optical feed-back i prądem

(2)

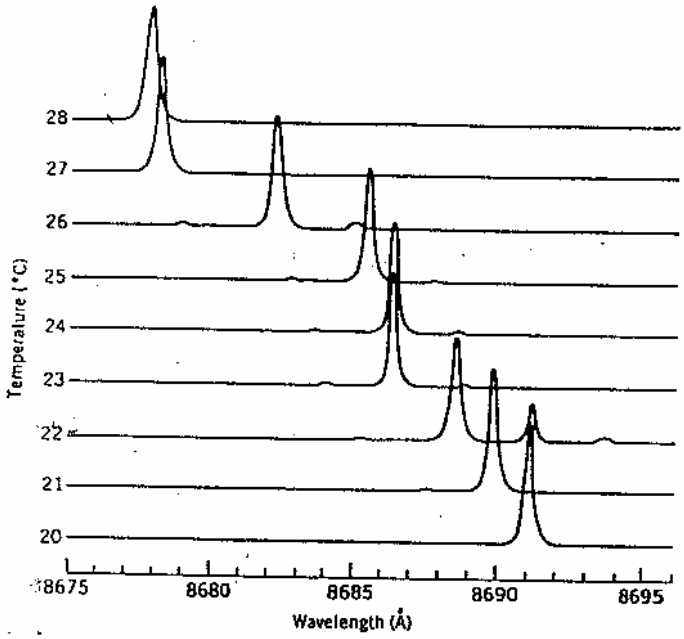


Figure 3.14. Wavelength drift of a laser diode at 1°C temperature intervals.

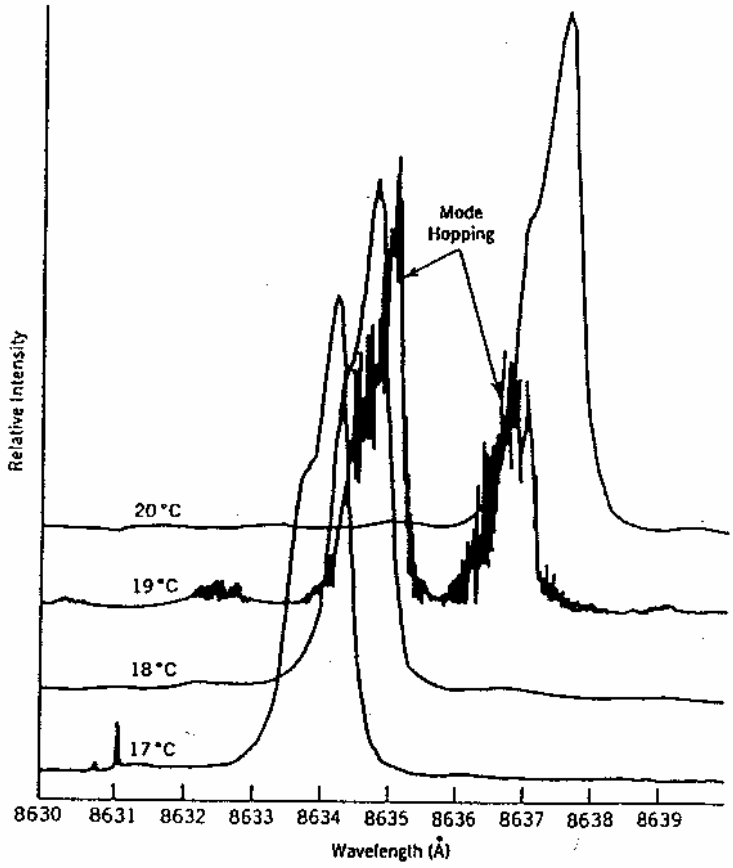


Figure 3.16. Temperature tuning of a laser diode through a mode-hopping operational region.

Co to jest szum koherentny w interferencyjnych układach pomiarowych

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi \Delta R}{\lambda}$$ ΔR – różnica dróg optycz.

Jeśli λ dryfuje to nie można robić dokładnych pomiarów fazowych.

$$\left| \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial \lambda} \right| = \frac{2\pi \Delta R}{\lambda^2}$$

$$d\varphi = \frac{2\pi \Delta R}{\lambda} \frac{d\lambda}{\lambda}$$

Dryft fazowy najmniejszy jest gdy $\Delta R \approx 0$ (dla skompensowanego interferometru).

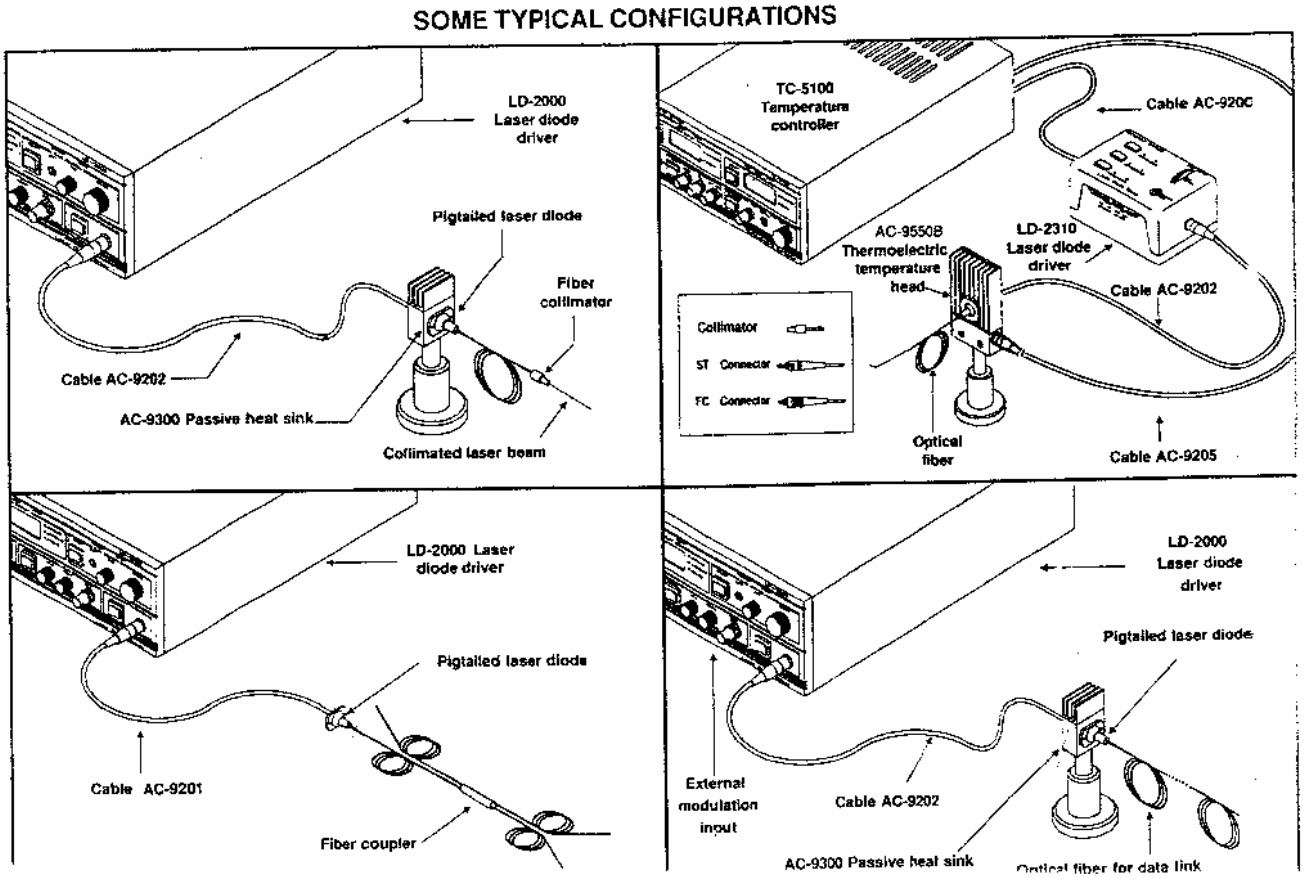
Jak zapewnić stabilną pracę źródła

(23)

- stabilizacja prądowa
- stabilizacja temperaturowa
- izolator optyczny (eliminacja optical feedb

QUESTIONS	ANSWERS
1. Operating Lifetime of Pigtails?	1. Same as laser diode. Generally ≥ 100,000 hrs.
2. Operating Temperature Range?	2. Generally -10°C to + 60°C. Limited by laser diode, not by pigtailing process.
3. Coupling Efficiency?	3. 30 - 40 % for the standard version. The "A" series can couple 70 - 90% into multimode fiber.
4. Back Reflections?	4. Seastar's lensing system minimizes back reflections.
5. Coherence Length in Fiber?	5. Varies with type of laser diode. For GaAlAs laser diodes, $L_c(m) \sim 0.8\ P_o(mW)$.
6. Pulsed Laser Diode Pigtails?	6. Yes. This can be done as a custom order.
7. Temperature Control of Regular Pigtails?	7. Regular Pigtails can be temperature controlled using Seastar's TC-5100 or TD-6000 Temperature Controllers (see pages 111 & 115 respectively).
8. Temperature cooled pigtail module.	8. Yes. (see page 53).
9. Multimode Laser Diode pigtailed to Singlemode Fiber?	9. Yes. (see PT-450, page 45).
10. Singlemode Laser Diode pigtailed to Multimode Fiber?	10. Yes. (see PT-150, page 42).
11. Fiber Cable Pigtails?	11. Yes.
12. Photodiode Pigtails?	12. Yes, if photodiode is packaged in standard TO can.
13. Can a customer mail Special Fibers and/or Laser Diodes to Seastar for Pigtailing?	13. Yes, a labour only fee is charged.
14. Measurement of Actual Wavelength of Laser Diode?	14. Yes, using Seastar's Optical Spectrum Analyzer.

SOME TYPICAL CONFIGURATIONS

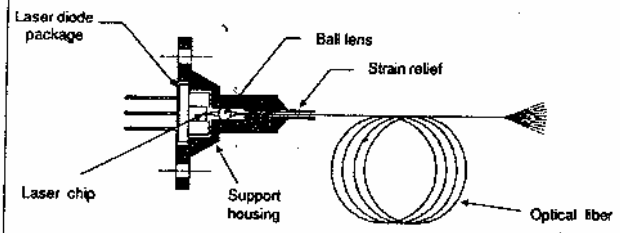


Sposoby sprzęgania laser z światłowodem (24)

SKETCHES OF AVAILABLE STANDARD PIGTAILS

[redacted]

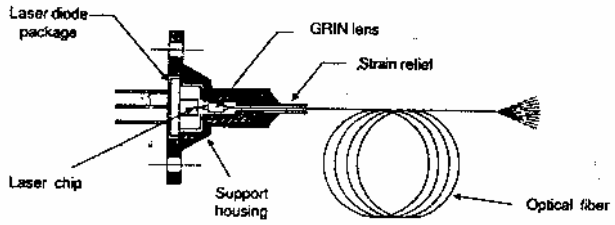
"L" PIGTAILS - Low cost, low efficiency coupling lens



	Model No.	Approximate Coupling Efficiency
Multimode Fiber	PT - 150 L -	30 - 40%
Singlemode Fiber	PT - 450 L -	10 - 15%
Polarization Preserving	PT - 550 L -	10 - 15%

[redacted]

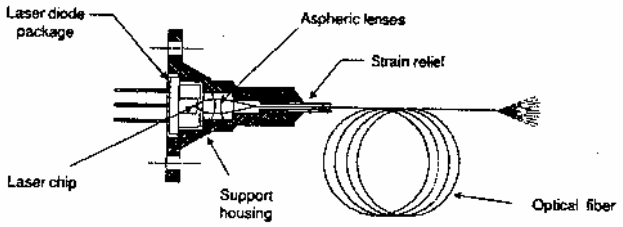
"H" PIGTAILS - High efficiency coupling lens



	Model No.	Approximate Coupling Efficiency
Multimode Fiber	- Not Available -	
Singlemode Fiber	PT - 450 H -	25 - 30%
Polarization Preserving	- Not Available -	

[redacted]

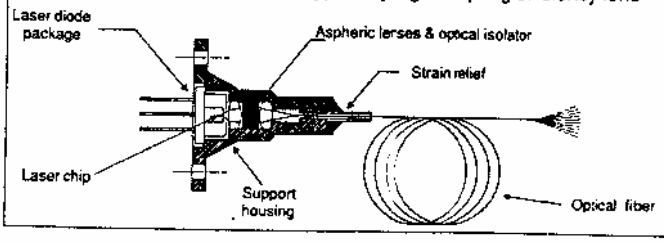
"A" PIGTAILS - Very high efficiency coupling lens (formerly "HX" pigtails)



	Model No.	Approximate Coupling Efficiency
Multimode Fiber	PT - 150 A -	70 - 90%
Singlemode Fiber	PT - 450 A -	45 - 65%
Polarization Preserving	PT - 550 A -	40 - 60%

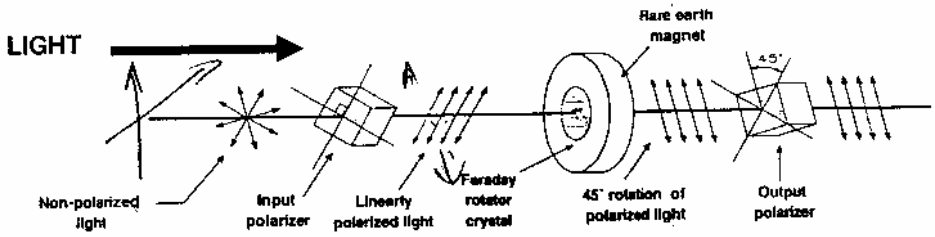
[redacted]

OPTICALLY ISOLATED PIGTAILS (780 nm, 830 nm, 1300 nm and 1550 nm).
-only available with "A" type very high coupling efficiency lens



	Model No.	Approximate Coupling Efficiency
Multimode Fiber	PT - 150 I -	50 - 75%
Singlemode Fiber	PT - 450 I -	40 - 45%
Polarization Preserving	PT - 550 I -	40 - 45%

Zasada działania izolatora optycznego



Co to jest DFB (distributed feed-back) LD – rezonator jednomodowe

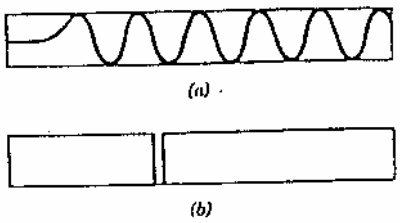
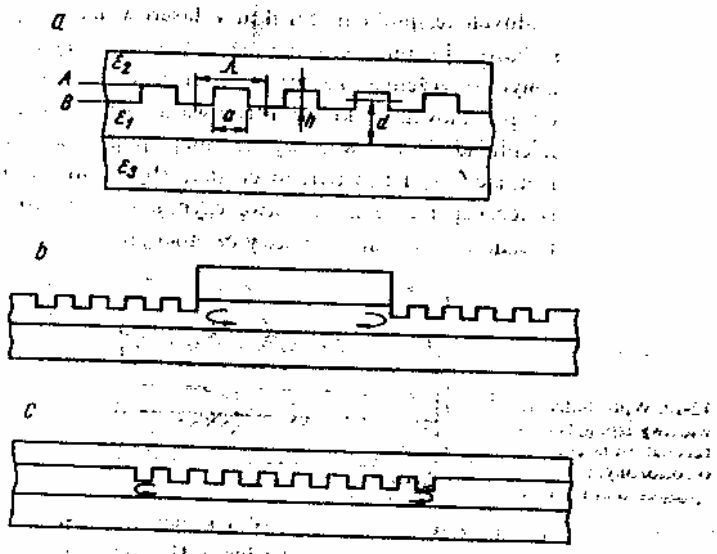


Figure 3.7. Methods to induce a laser diode into producing a stable single longitudinal mode output: (*a*) distributed feedback laser Bragg reflector; (*b*) coupled cavity device.



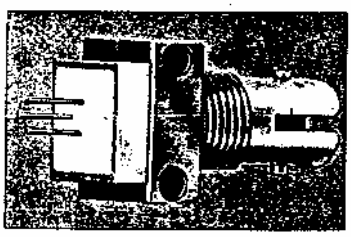
12-8. Lasery jednorezonansowe

a) rezonator w postaci falowodu z pofałdowaną powierzchnią boczną,
b) laser z dwoma reflektorami,
c) laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym

Conectorized laser diodes

ST CONNECTORIZED LASER DIODES AND PHOTODIODES

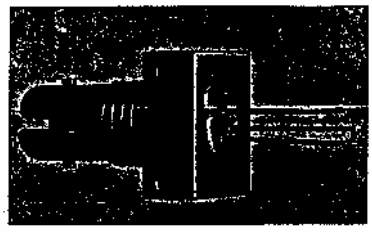
LASER SOURCE



Singlemode and Multimode

Seastar's ST Connectorized Laser Diodes and Photodiodes are quality devices designed for local area network or short-haul communication applications that use singlemode or multimode fiber optic cables. Flexibility of configuration is retained in your existing fiber network, because equipment can be repeatedly disconnected and re-connected.

PHOTODIODE DETECTOR

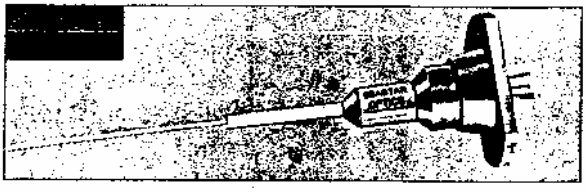


Singlemode and Multimode

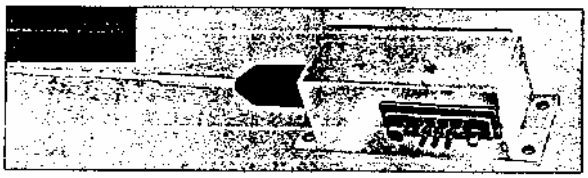
These connectorized devices give a speed and power advantage at a price competitive with LED transmitter based systems. The compact disc style laser diodes are mounted in an ST receptacle. The laser is hermetically sealed for long life and high reliability, and is capable of modulation rates > 800 MHz.

PIGTAILED LASER DIODES

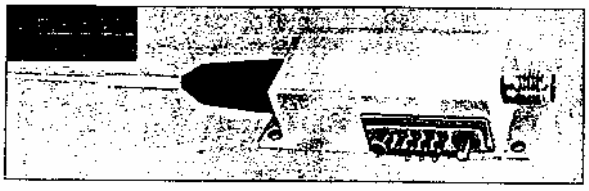
AN INTRODUCTION TO PIGTAILING



Standard Pigtail.



TEC Temperature Controllable Pigtail Module.



3.0 GHz Analog Laser Diode Pigtail Module.

Superluminescent diodes (SLD)

Struktura ciągłki (geometryczna) podobna jak LD, a struktura spektralna jak w LED. Dobre sprzęgnięcie ze światłowodami jednomodowymi i daje równocześnie szerokie spektrum

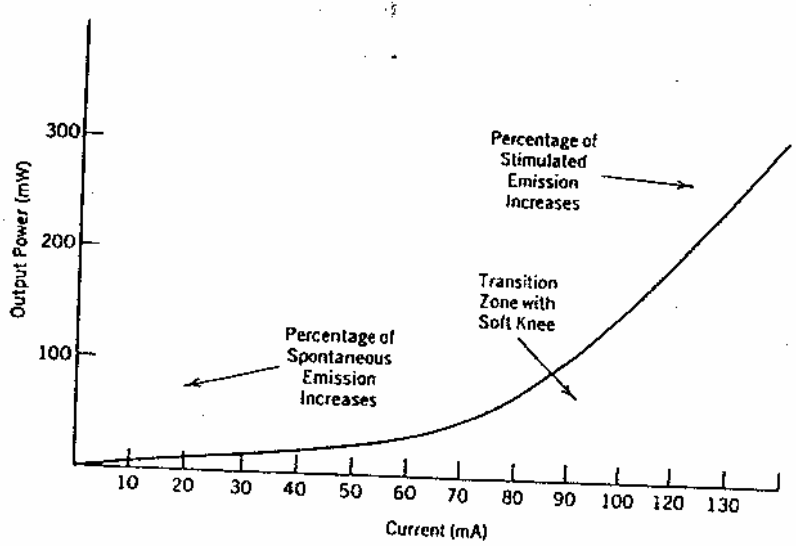


Figure 3.20. Superradiant diode output versus current characteristics.

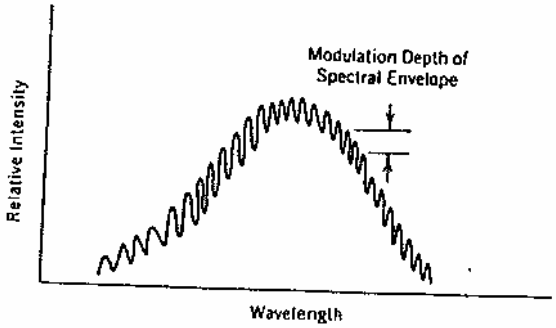


Figure 3.21. Spectral output of a superradiant diode.

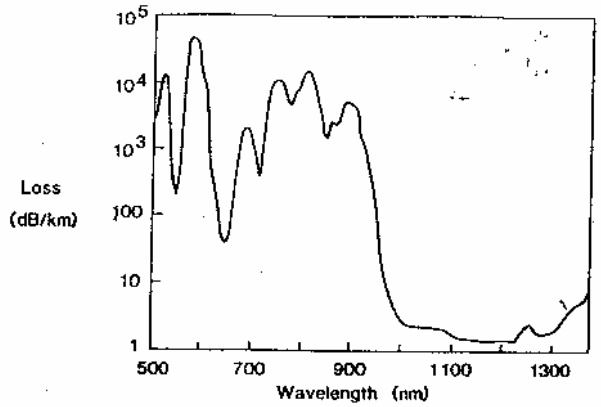
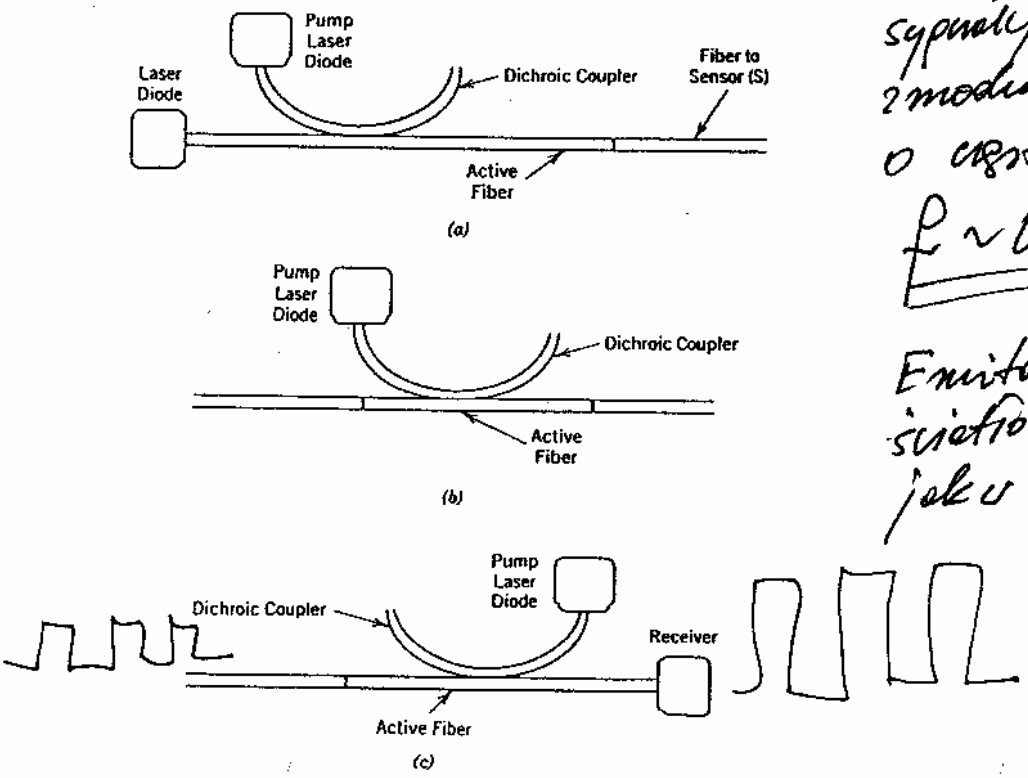


Fig. 8.12 Loss spectrum of fiber doped with 800 ppm Nd^{3+} ions. The absorption bands visible are typical of the Nd^{3+} ion in a glass host. Note the regions of extremely low loss away from the absorption bands.

Tłumienie w funkcji długości fali dla włókna domieszkowanego Nd^{3+}

Typowe konfiguracje wzmacniaczy optycznych



Można wzmacniać sygnały zmodulowane o częstotliwości $f \sim 0.5$ GHz

Emitowane światło podobne jak w LED.

Figure 3.24. Three examples of use of fiber amplifiers: (*a*) power amplifier; (*b*) optical amplifier; (*c*) optical preamplifier.

Lasery na włóknach optycznych

31

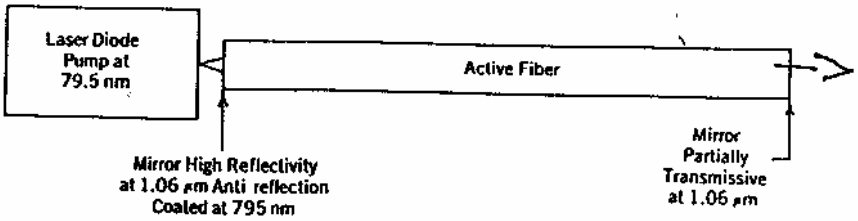
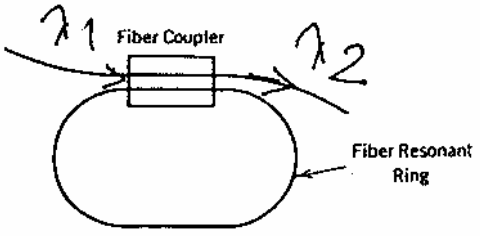


Figure 3.25. Resonant fiber laser based on the Fabry–Perot configuration.

Q-switching of fiber lasers with an acousto-optic modulator or rotating chopper is also possible, and peak powers of up to 250 W have been observed in pulses ranging from 50 ns to 1 μs in duration. In particular, it is possible to obtain pulses in excess of 100 W from a diode-pumped Nd^{3+} fiber laser, a performance which will find many applications in fiber sensors.

Recently, a number of optical fiber devices have been integrated into fiber lasers. These include fiber polarizers to give single-polarization operation of the laser (Lin *et al.*, 1987) and fiber gratings to reduce the output linewidth (Jaunceyy *et al.*, 1986). In addition, a number of novel resonant configurations are possible which obviate the need for dielectric mirrors (Miller *et al.*, 1987; Payne, 1987). Thus the way is open to the creation of all-fiber systems containing no bulk optical components.

Fiber lasers represent a new class of active fiber devices which are fully compatible with existing fiber components. Their low threshold, tunability and high-peak-power pulsed output provides a unique new all-fiber laser technology which will find application in fiber sensors. Immediate potential uses are as a high power source for fiber OTDR measurements and as a broadband emitter for the optical fiber gyroscope.



(a)

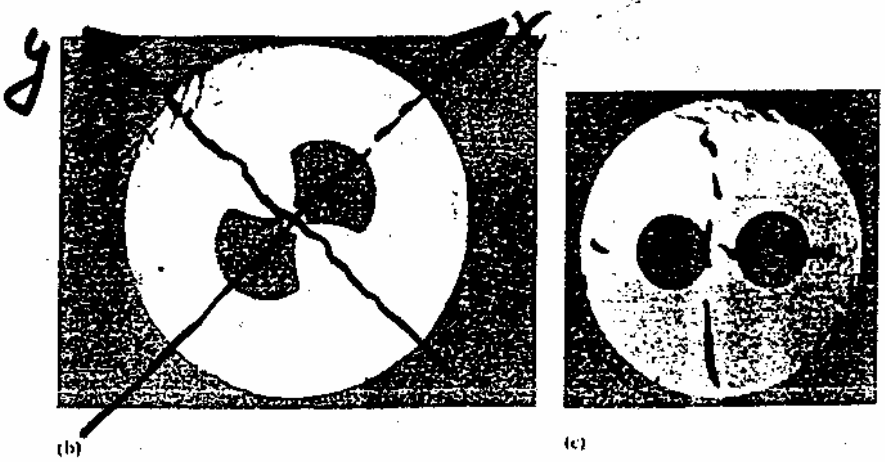
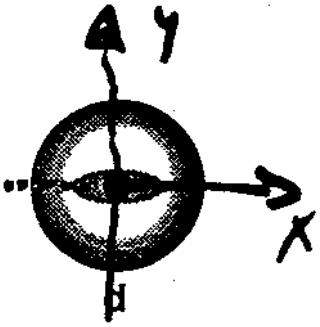


Fig. 8.1 (a) Photomicrograph of D-shaped elliptical-core fiber; (b) photomicrograph of bow tie fiber; (c) photomicrograph of PANDA fiber.

which the shape of the stress-producing sectors has been optimized to produce the maximum degree of birefringence.

Bow tie fibers are fabricated by an adaptation of the modified chemical



3M fiber

Technologie wytwarzania światłowodów Bow-Tie i Panda

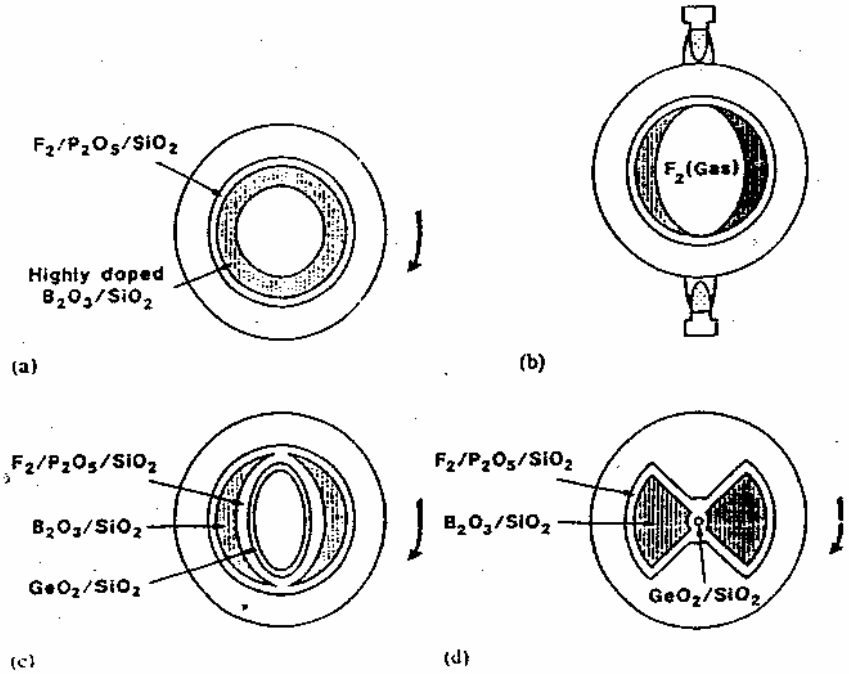
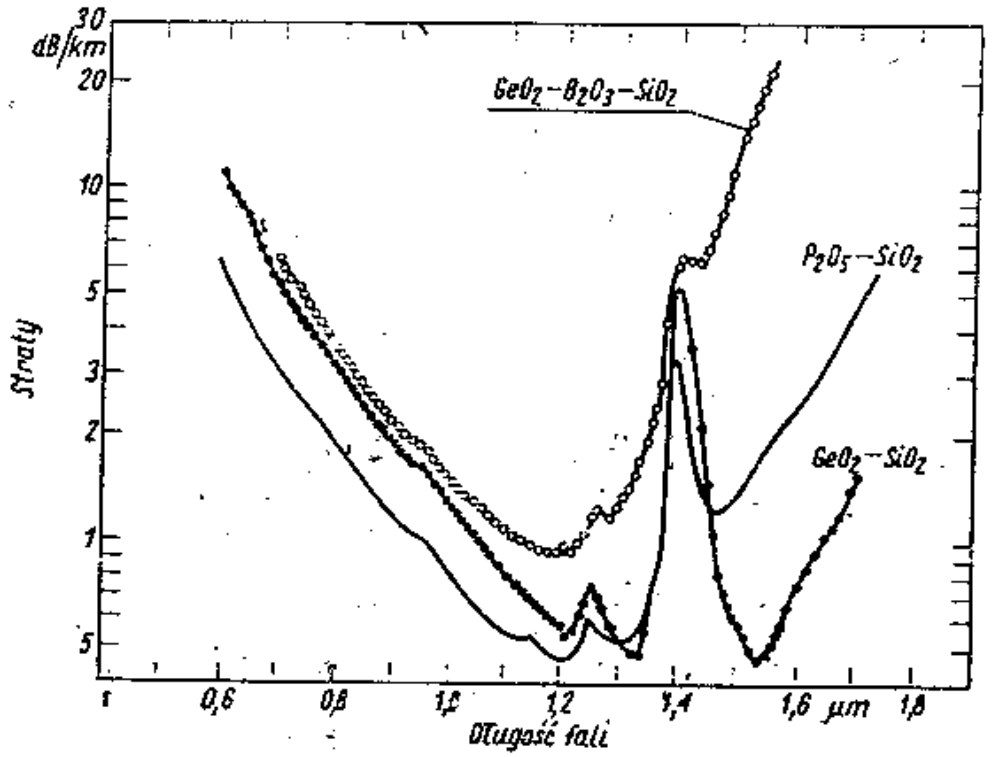
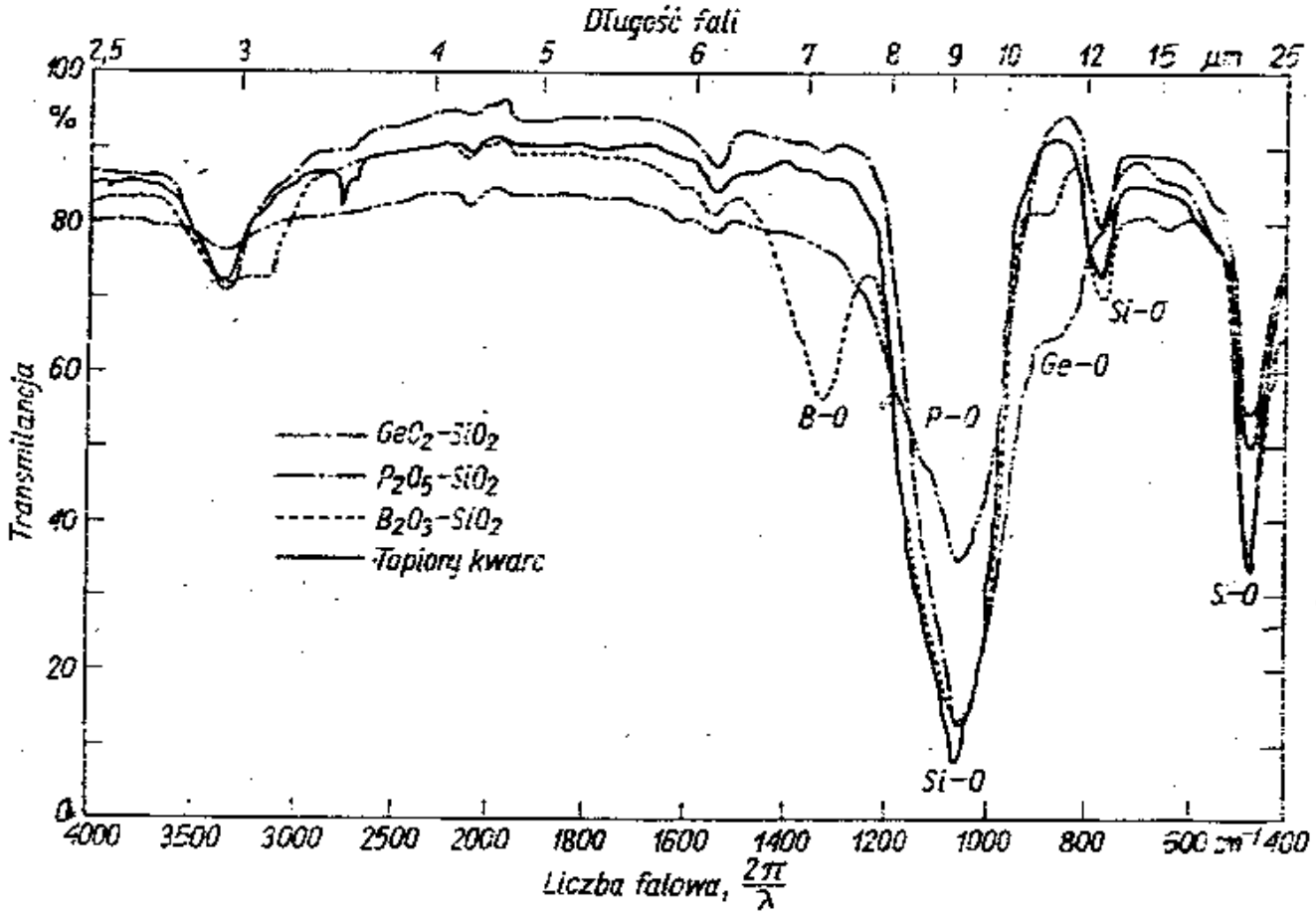


Fig. 8.2 Fabrication of bow tie fiber: (a) deposition of an F_2–P_2O_5–SiO_2 buffer layer and a B_2O_3-SiO_2 stress-producing layer in a rotating tube; (b) etching of a deposited B_2O_3–SiO_2 layer with fluorine gas in a stationary tube; (c) conventional deposition of cladding and core layers; (d) controlled collapse under pressure to give the distinctive bow tie shape of stress-producing sectors.



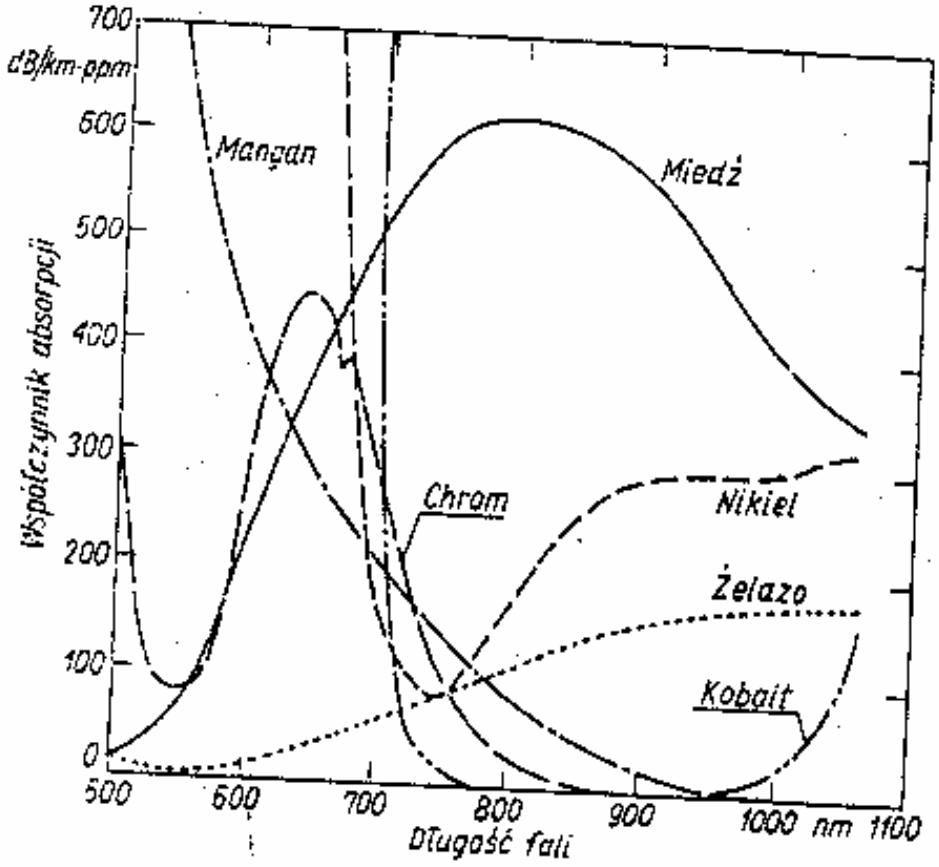
Rys. 8.6. Wykresy strat w funkcji długości fali domieszkowanych światłowodów kwarcowych o małej zawartości jonów OH

[Zamieszczono za zgodą H. Osonai, T. Shioda, T. Moriyama, S. Araki, M. Horiguchi, T. Izawa i H. Takata, *Electron. Lett.*, 12, 550 (1976)]



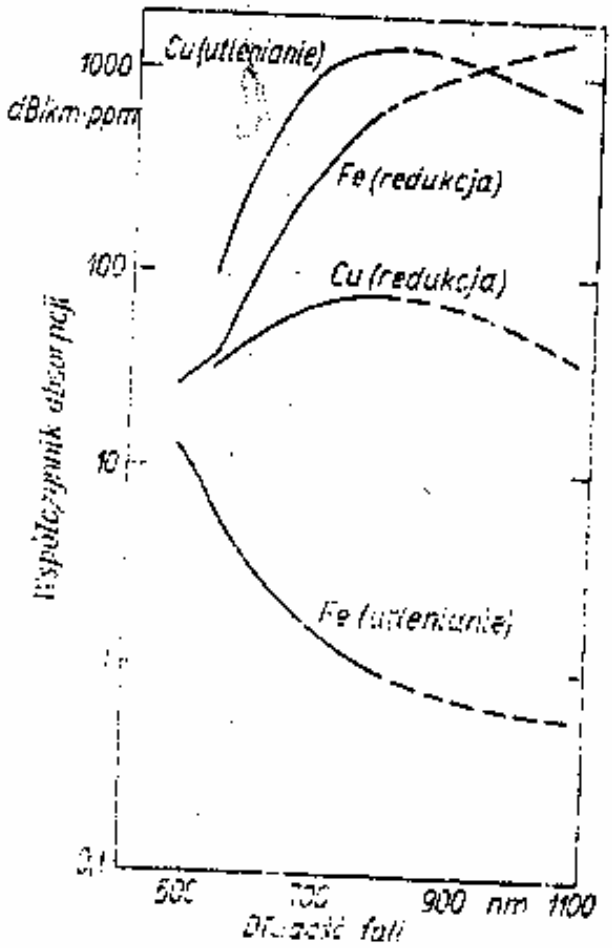
Rys. 8.7. Widma transmitancji w zakresie podczerwieni materiałów użytych do wytworzenia światłowodów z rys. 8.6, pokazujące związane z nimi pasma absorpcji

[Zamieszczono za zgodą H. Osonai, T. Shioda, T. Moriyama, S. Araki, M. Horiguchi, T. Izawa i H. Takata, *Electron. Lett.*, 12, 550 (1976)]

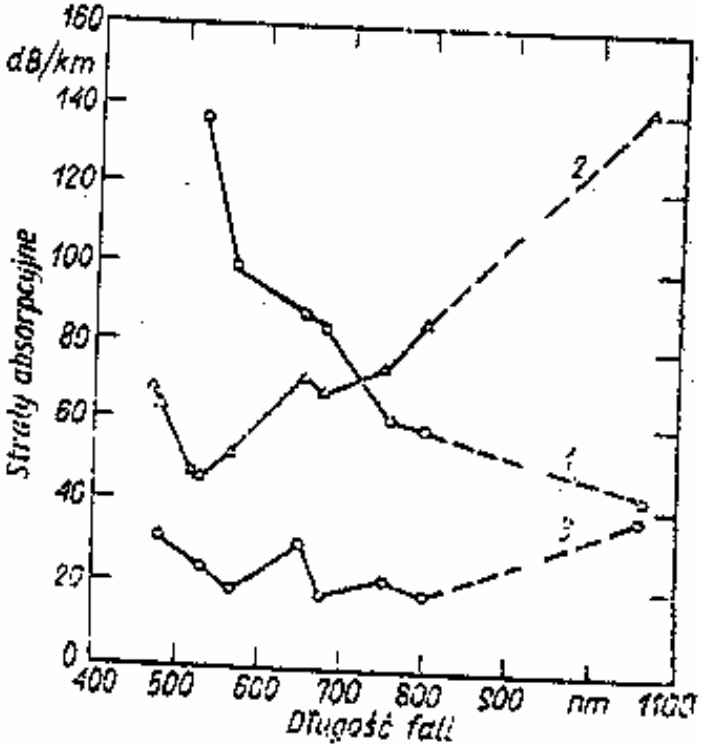


Rys. 8.9. Krzywe absorpcji dla zanieczyszczeń jonami różnych metali przejściowych w szkle sodowo-wapniowo-krzemowym

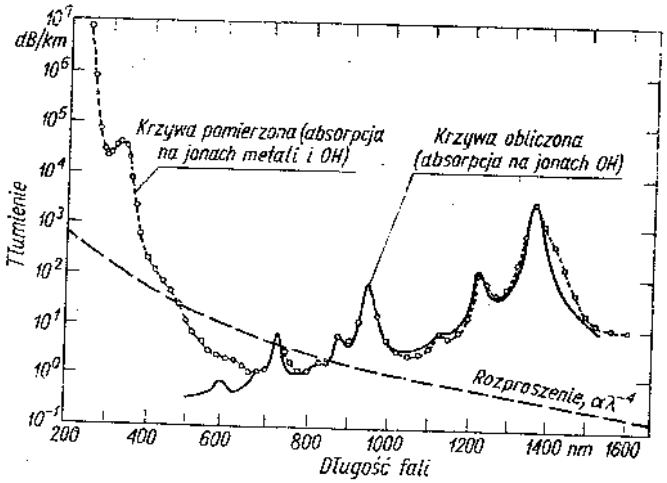
[Zamieszczono za zgodą K. J. Beales, C. R. Day, W. J. Duncan, J. E. Midwinter i G. R. Newns, *Proc. IEE*, 123, 591 (1976)]



Rys. 8.10. Krzywe absorpcji (w dB/km · ppm) dla szkła sodowo-borowo-krzemowego wytapianego w warunkach



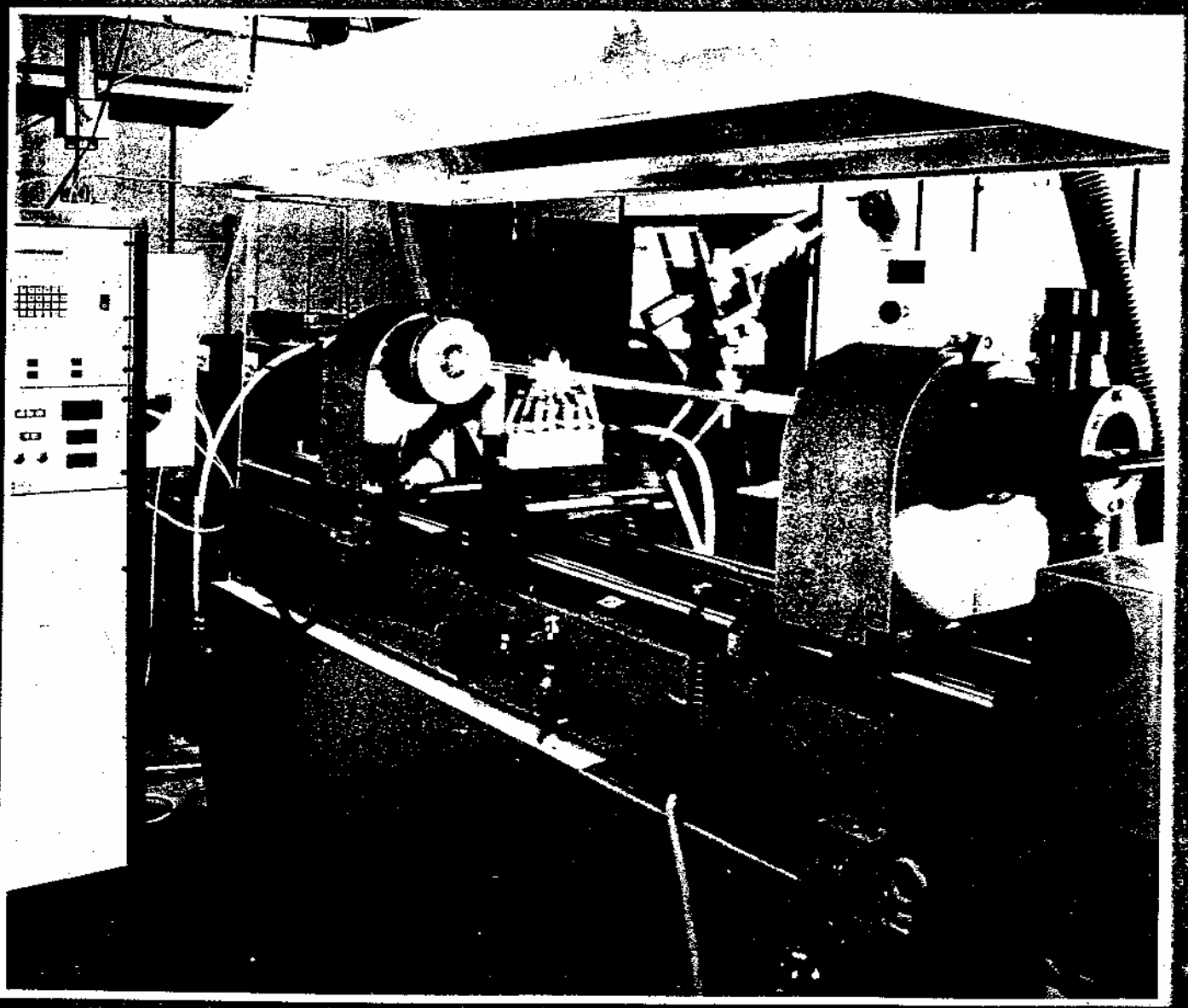
Rys. 8.11. Krzywe tłumienia dla szkła zawierającego żelazo i miedź pokazujące zależności tych od warunków wytopu



Rys. 8.16. Krzywa tłumienia w światłowodzie kwarcowym pokazująca szacunkowo składowe strat absorpcyjnych wynikające z nałożenia się krzywych widmowych absorpcji na owertonach drgania walencyjnego jonu OH i metali przejściowych oraz składową rozproszeniową Rayleigha. Owertony jonu OH i kombinacje krzywych widmowych absorpcji są podane w tabl. 8.4

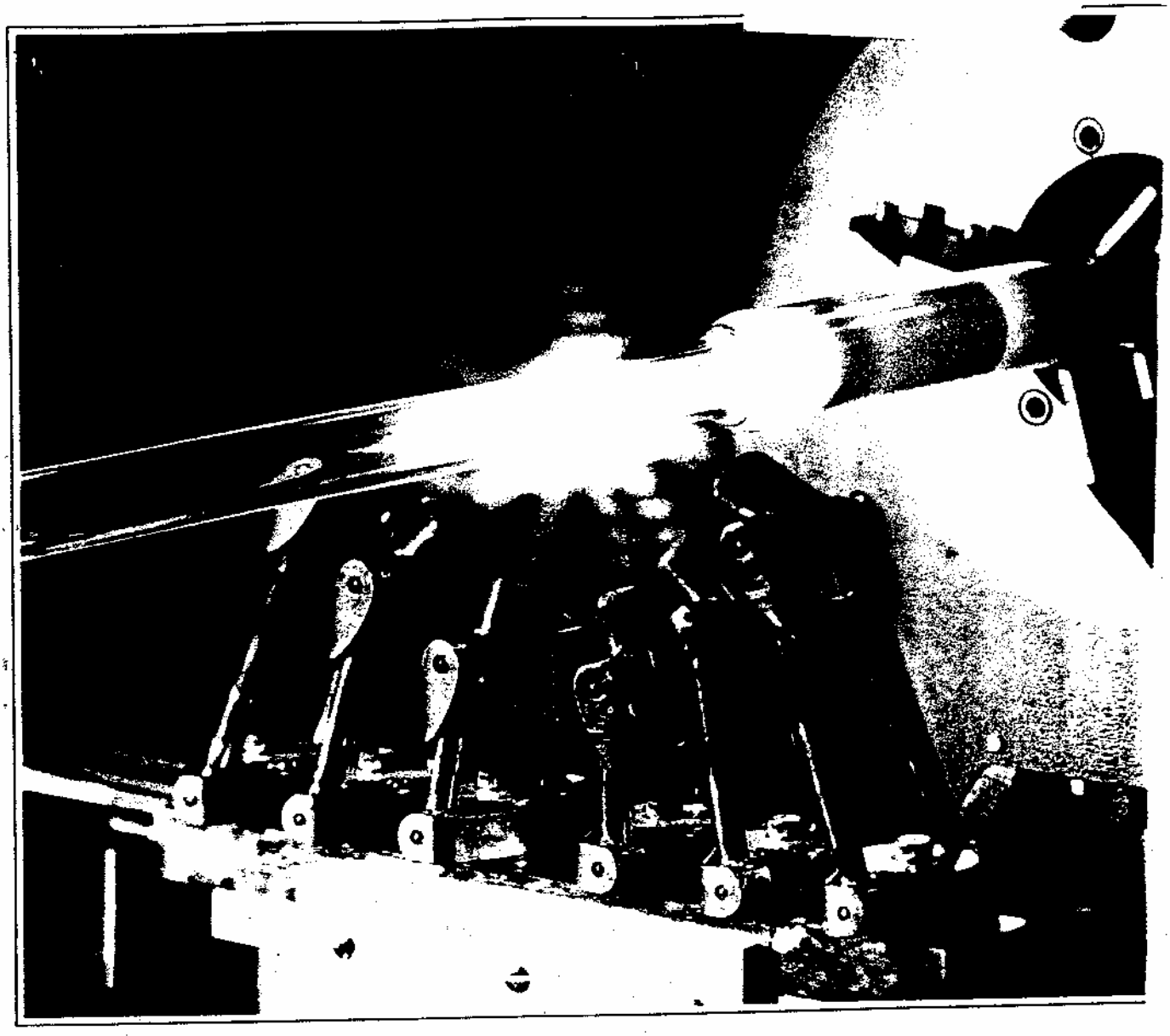
[Zamieszczono za zgodą D. B. Keck, R. D. Maurer P.C. Schultz, *Appl. Phys. Lett.*, 22, 307 (1973)]

[illegible]bre
Manufacturing Equipment



SG controls

special gas controls



MCVD III Preform Manufacturing Systems

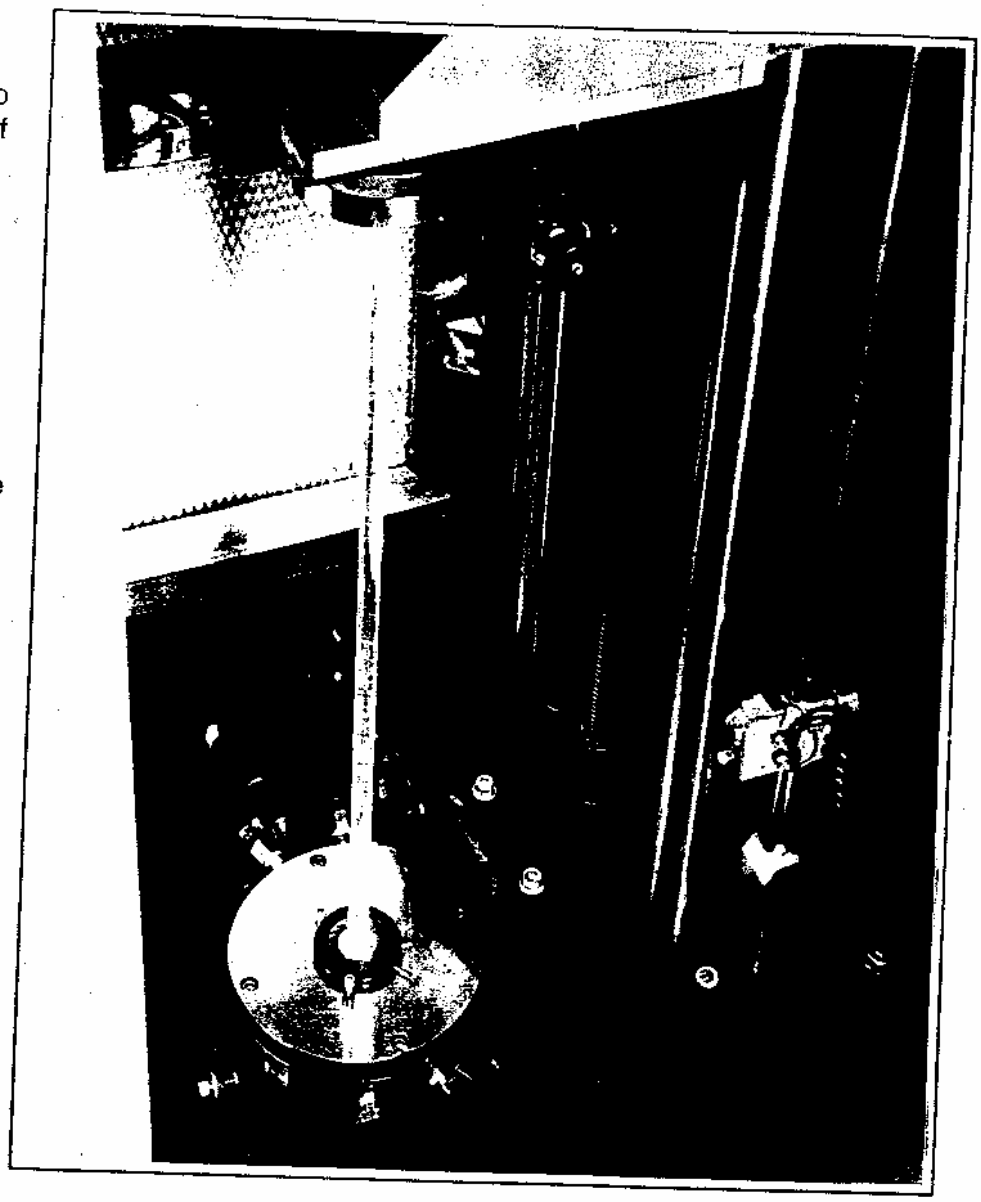
Fully process developed and field tested systems for the efficient, high yield production of 'State of the Art' optical fibre preforms by the MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) process. Equally suitable for multimode and single mode applications, these systems are designed for production use, but remain flexible enough for research and development applications. These cost effective, modular systems may be tailored to individual requirements and can grow to keep up with changes in production needs or advances in process technology.

The systems are based upon our SC/DC Lathes and Special Gas Control Systems, with Effluent Scrubbers, gas driers and purifiers and other ancillaries used as required. The equipment may be supplied alone, or complete factory installations may be designed and manufactured to order, calling upon our considerable experience and expertise in this field. Full turnkey preform manufacturing packages are available with transfer of technology and operator trai in our own fully operational demonstration and developr unit.

ystems

Fully integrated, process developed systems featuring a versatile, modular construction to provide the maximum flexibility of tower configuration without compromising the reliability, reproducibility and operator independence demanded for production.

The precision, preform feed module has a stroke of 1500mm and a chuck capacity of 30mm, and features automated preform loading and fibre centring. A range of graphite resistance or zirconia induction heated furnaces are available with laser scanning fibre diameter monitor/controllers and a specially developed control system which ensures $<\pm 0.5$ micron diameter tolerance under all operating conditions. Temperature controlled coating cups with precision 'X', 'Y' and tilt adjustment and laser coating concentricity monitor/controllers are suitable for both UV and thermally cured coating materials, and may be stacked to provide a multilayer capability including hybrid UV and thermally cured combinations. The fibre take up system, comprising drum winder and accumulator, features highly automated start up sequencing with rapid equilibration, multiple traverse zones and 'stand alone' capability as part of a self

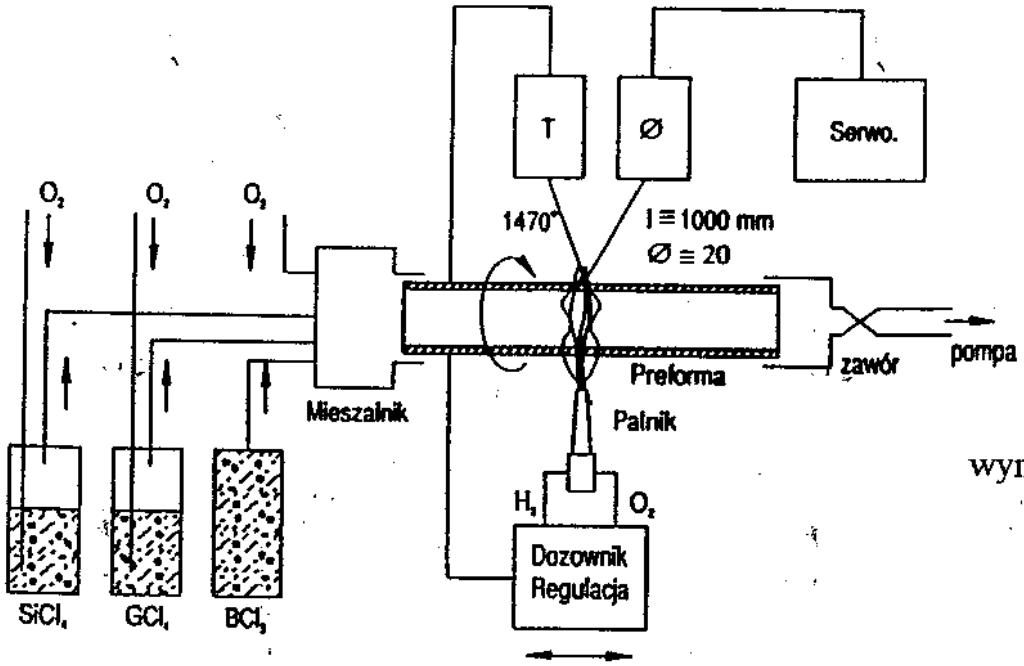


contained, automated re-reeling or proof testing facility. The purpose designed, ergonomic control system features fully interlocked critical parameter monitoring and data logging.

omplete Fibre Manufacturing Plants

lly process developed, timised and field tested fibre duction facilities are available, signed to individual uirements by our experienced jineers. These combine the MCVD III Preform Manufacturing Systems with the Fibre Drawing Systems and are optimised to provide the required throughput of single mode or multimode fibre. Full turnkey fibre manufacturing packages are available with process guarantees, transfer of technology, demonstration and operator training in our 'in-house' demonstration and development unit.

Wykonywanie preformy metodą MCVD



$$SiCl_4 + O_2 \rightarrow SiO_2 + 2Cl_2,$$

$$GeCl_4 + O_2 \rightarrow GeO_2 + 2Cl_2,$$

$$4POCl_3 + 3O_2 \rightarrow 2P_2O_5 + 6Cl_2,$$

$$4BCl_2 + 3O_2 \rightarrow 2B_2O_3 + 4Cl_2.$$

wymagany poziom zanieczyszczeń

Cu, Fe, Cr	10^{-11}
OH	10^{-10}

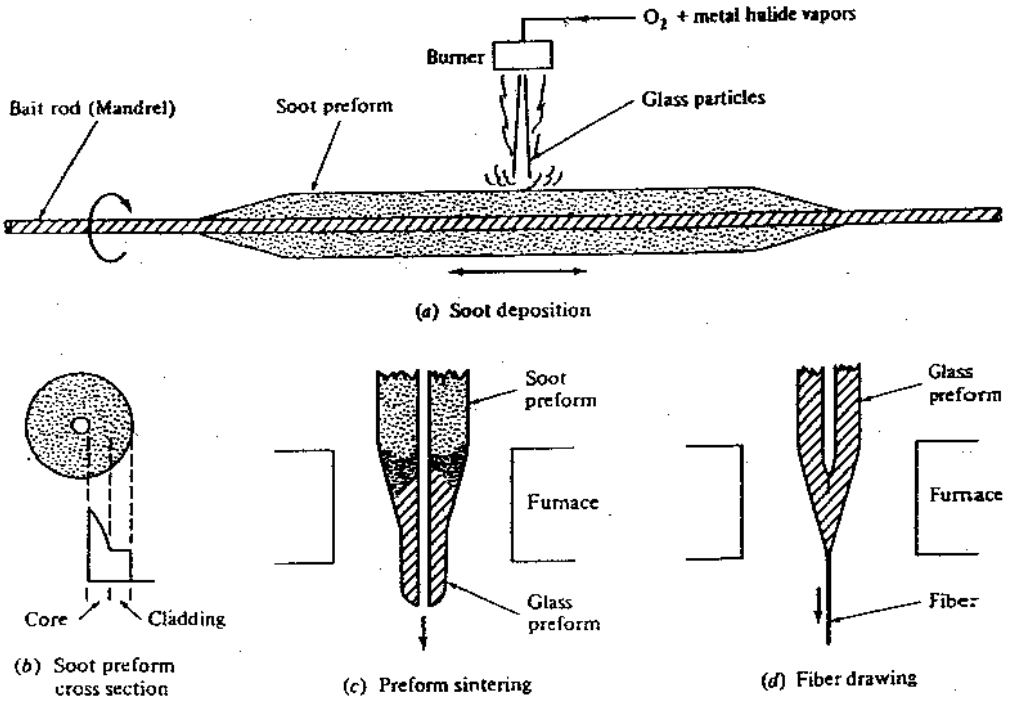
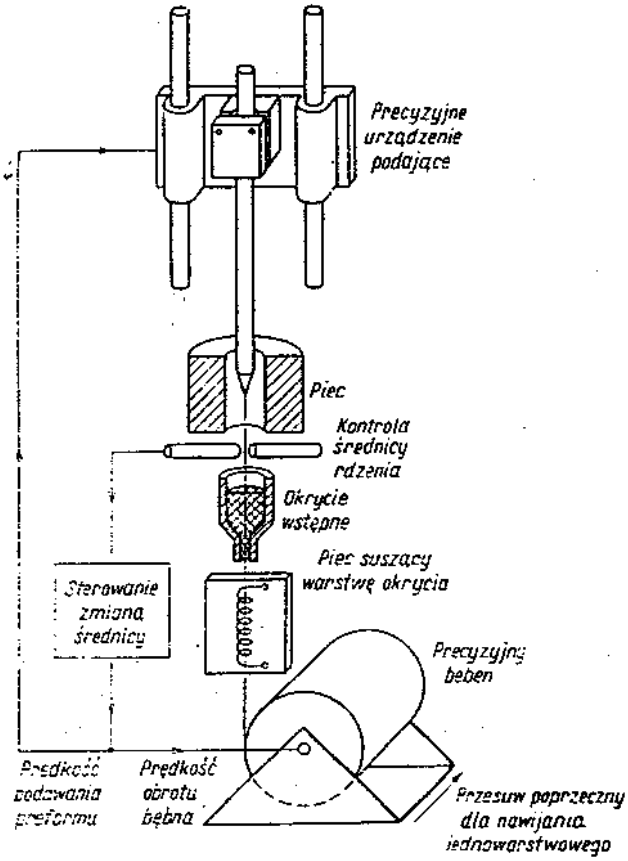
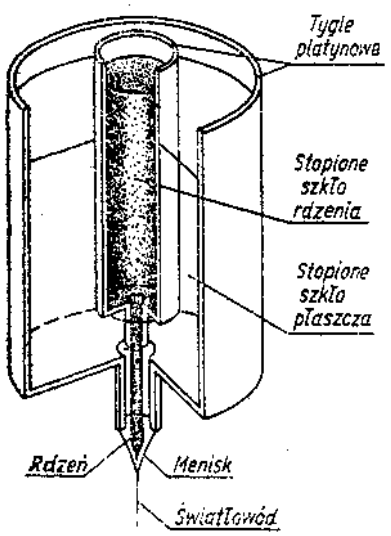


FIGURE 2-29
Basic steps in preparing a preform by the OVPO process. (*a*) Bait rod rotates and moves back and forth under the burner to produce a uniform deposition of glass soot particles along the rod; (*b*) profiles can be step or graded index; (*c*) following deposition, the soot preform is sintered into a clear glass preform; (*d*) fiber is drawn from the glass preform. (Reproduced with permission from Schultz.[66])



Rys. 9.18. Schemat urządzenia służącego do wyciągania światłowodów z preformu



Rys. 9.4. Aparatura do wyciągania światłowodu w procesie podwójnego tygla
[Zamieszczono za zgodą K. J. Beales, J. E. Midwinter, G. R. Newns, C. R. Day, *Post Off. Elec. Eng. J.*, 67, 80 (1974)]

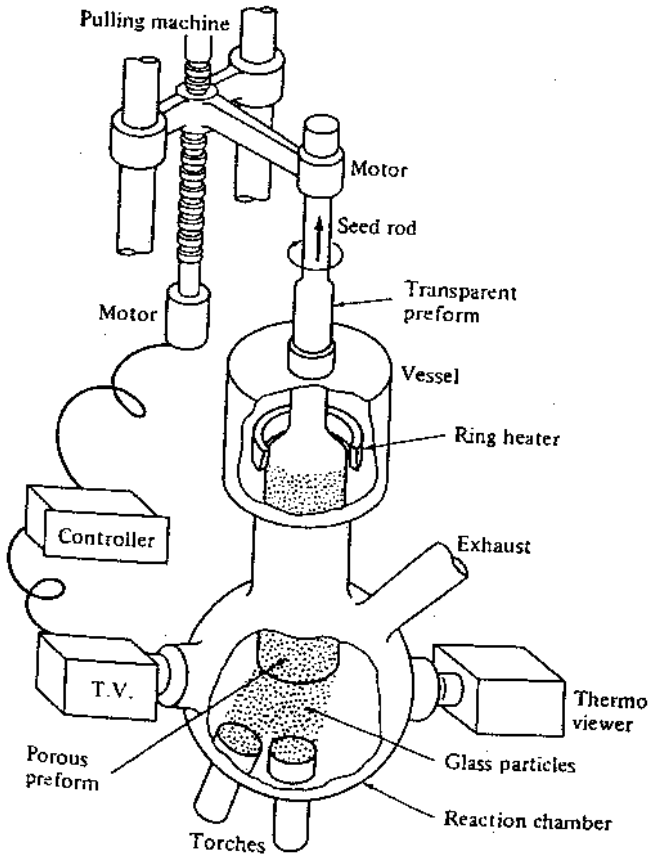
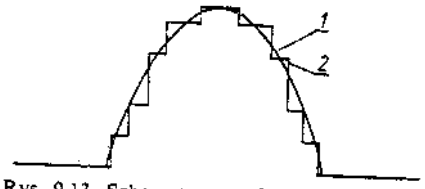


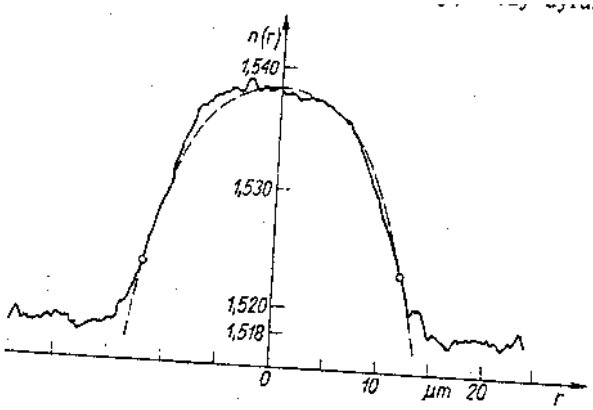
FIGURE 2-30
Apparatus for the VAD (vapor phase axial deposition) process. (Reproduced with permission from Izawa and Inagaki,[76] © 1980, IEEE.)



Rys. 9.13. Schematyczny obraz rozkładu współczynnika załamania w światłowodzie gradientowym wytworzonym w wyniku domieszkowania warstw
1 — przebieg założony, 2 — przebieg otrzymany

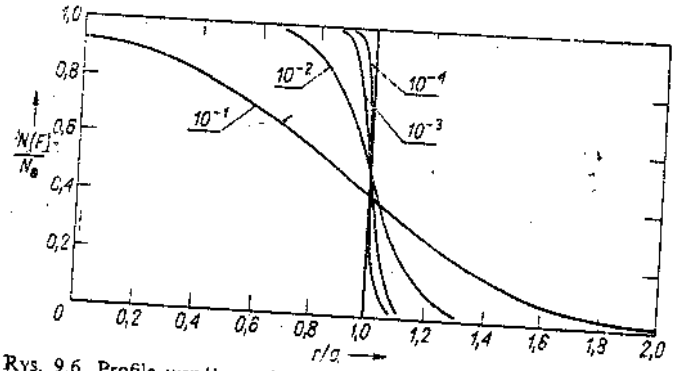
Rys. 9.14. Zdjęcie końca światłowodu wytworzonego w procesie CVD, wykonane mikroskopem elektronowym pokazujące ślady osadzonych warstw, które przetrwały procesy zasklepiania i wyciągania
[Zamieszczono za zgodą J. E. Midwinter, praca niepublikowana]

... zależy od konc



Rys. 9.7. Pom
profil światłow
wytworzonego
w dyfuzyjnym
podwójnego ty
[Zamieszczono za
J. Guttman, H. J.
O. Krumholtz, O
Electron, 7, 305 (

(9.14)



Rys. 9.6. Profile współczynnika załamania dla światłowodu wytworzonego w procesie podwójnego tygla otrzymane przez rozwiązanie równania dyfuzji przy różnych wartościach Dt/a^2

[Zamieszczono za zgodą K. B. Chan, P. J. B. Clarricoats, R. B. Dyott, G. R. Newns, M. A. Savva, *Electron. Lett.*, 6, 748 (1970)]

TABLICA 8.5. KONCENTRACJA JONÓW OH PRZY DŁUGOŚCI FALI 2,8 μm W FUNKCJI CZASU SUSZENIA WYTOPU GAZAMI [16]

Czas suszenia wytopu o masie 400 g [h]	Szczytowe straty na jonach OH przy 2,8 μm [dB/km]
0	4600
1	550
2	220
3	180
4	160
5	140
20	87

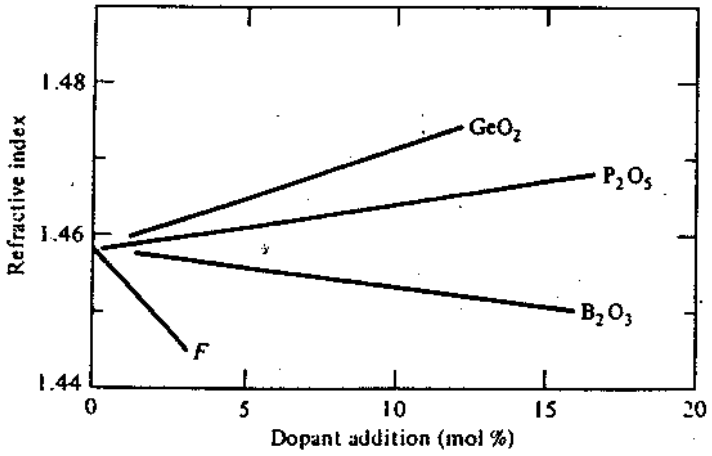
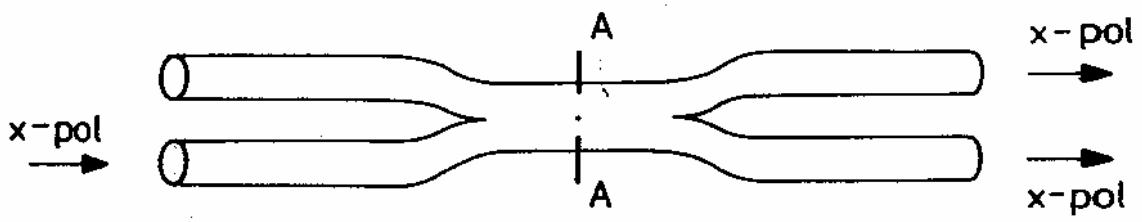


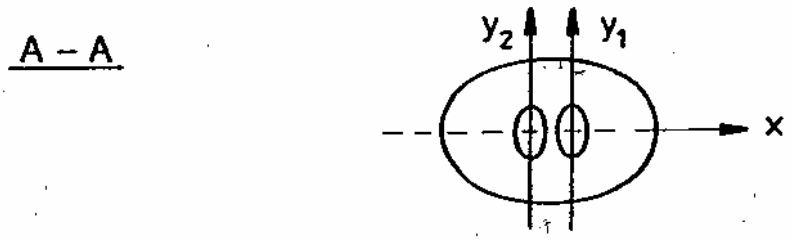
FIGURE 2-27
Variation in refractive index as a function of doping concentration in silica glass.

TABLE 2-3
Molecular composition of a ZBLAN fluoride glass

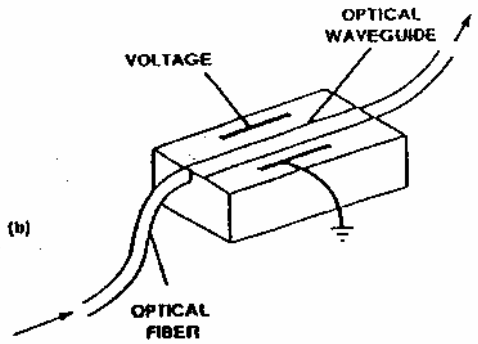
Material	Molecular percentage
ZrF_4	54
BaF_2	20
LaF_3	4.5
AlF_3	3.5
NaF	18

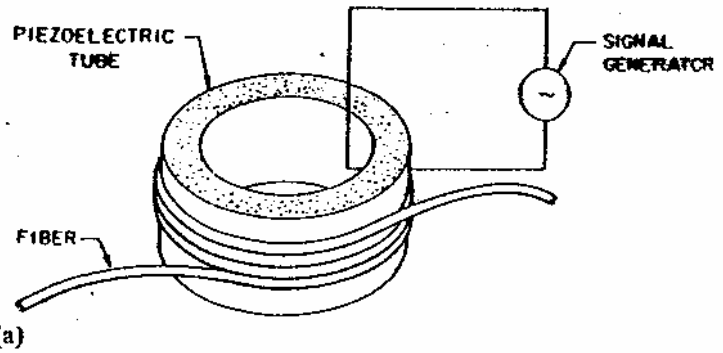
Sprzęgacze polaryzacyjne

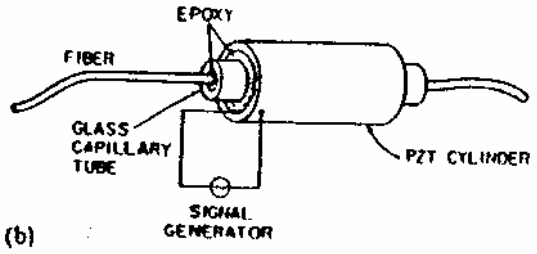


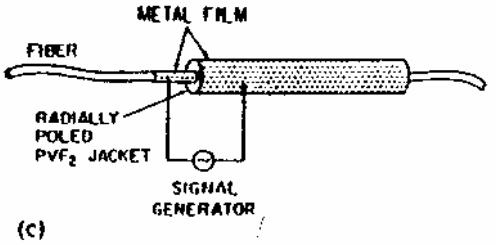


Mdulatory fazy:









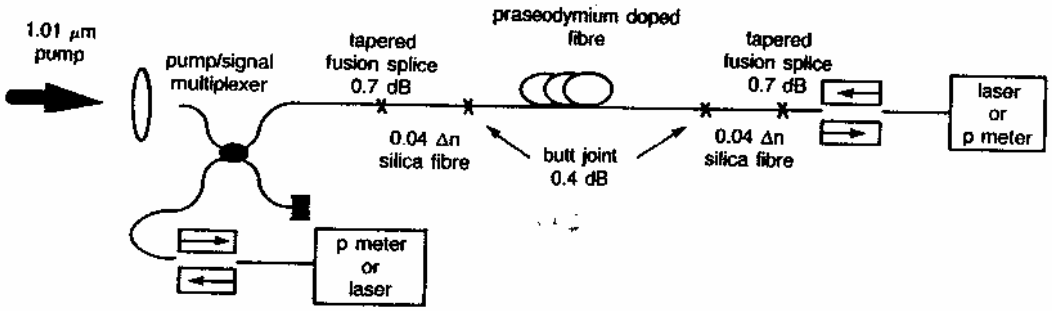


Fig. 12.5 Experimental amplifier configuration.

conditions.

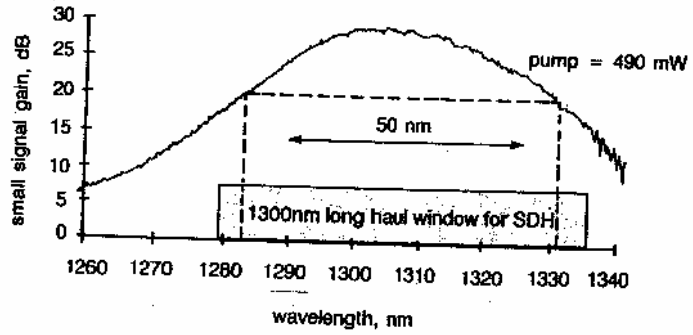
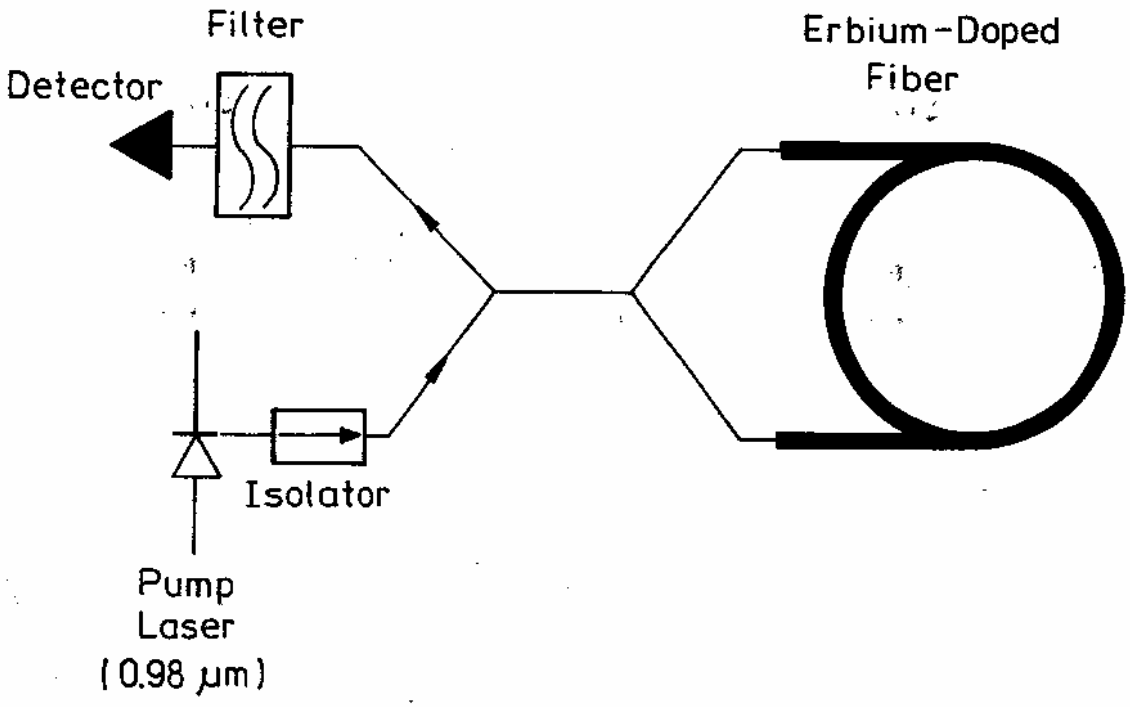
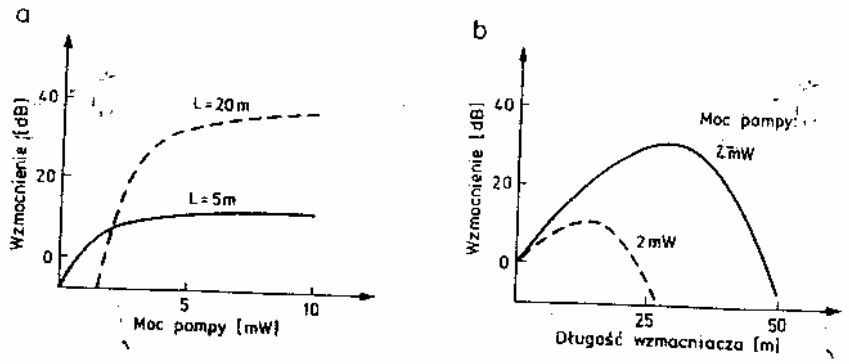
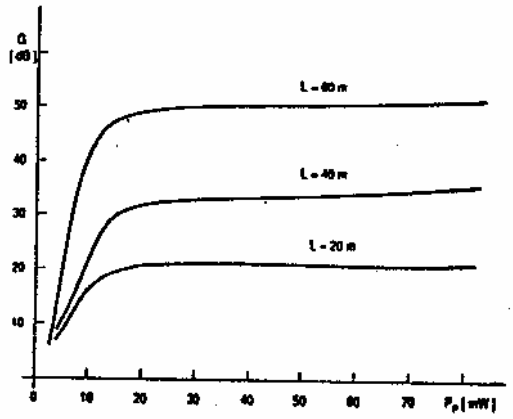


Fig. 12.7 Spectral variation of small signal gain.

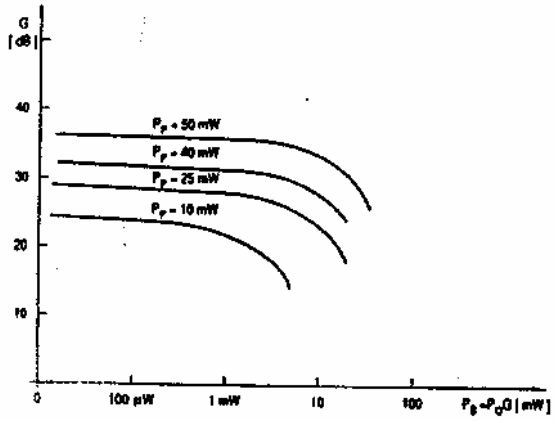

Filter
Detector
Erbium-Doped
Fiber
Isolator
Pump
Laser
(0.98 μm)



Rys. 5.8. Wzmocnienie małosygnałowe wzmacniacza EDFA w funkcji: a) mocy pompy, b) długości wzmacniacza. Na podstawie [40], [54]



Rys. 6.7. Zależność wzmocnienia od mocy pompy P_p dla różnych długości światłowodu L



Rys. 6.8. Zależność wzmocnienia G od mocy wyjściowej P_0G dla różnych mocy pompy P_p

Wzmocnienie w funkcji mocy lasera pompującego

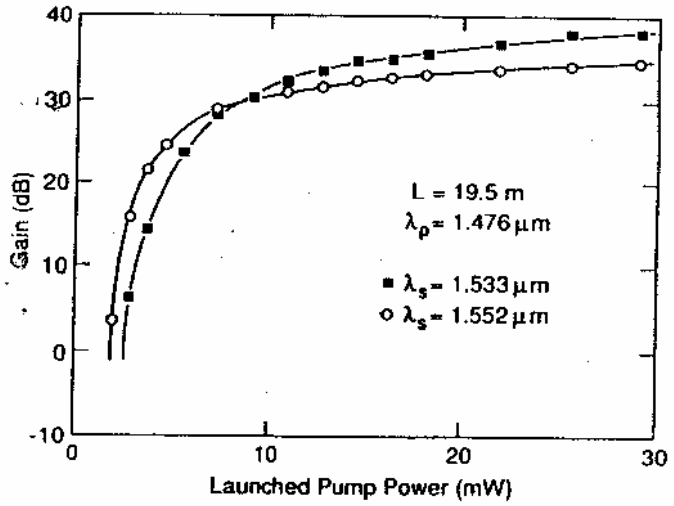
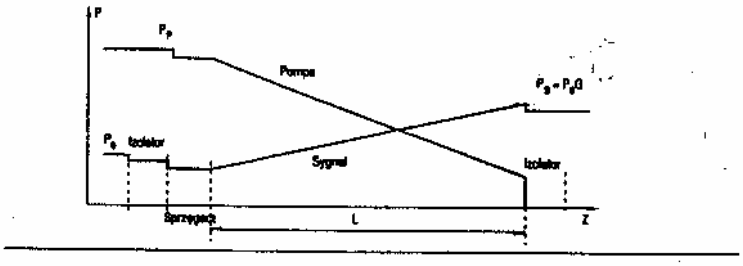


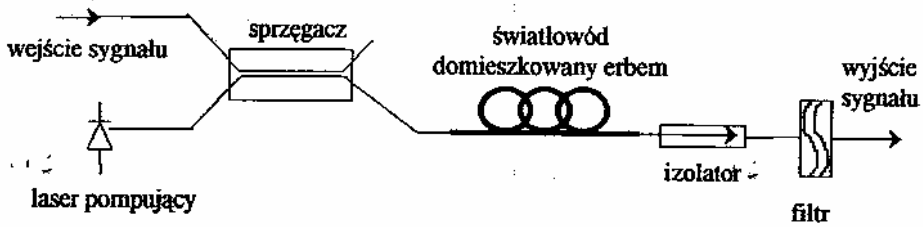
Fig. 23. Small-signal gain as a function of pump power. (Courtesy J. Zyskind.)

TABLE 2-3
Molecular composition of a ZBLAN fluoride glass

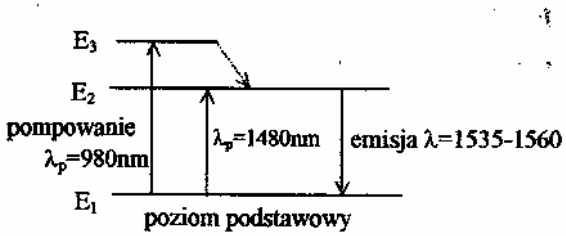
Material	Molecular percentage
ZrF_4	54
BaF_2	20
LaF_3	4.5
AlF_3	3.5
NaF	18



Rys. 6.6. Rozkłady mocy w światłowodzie wzmacniającym

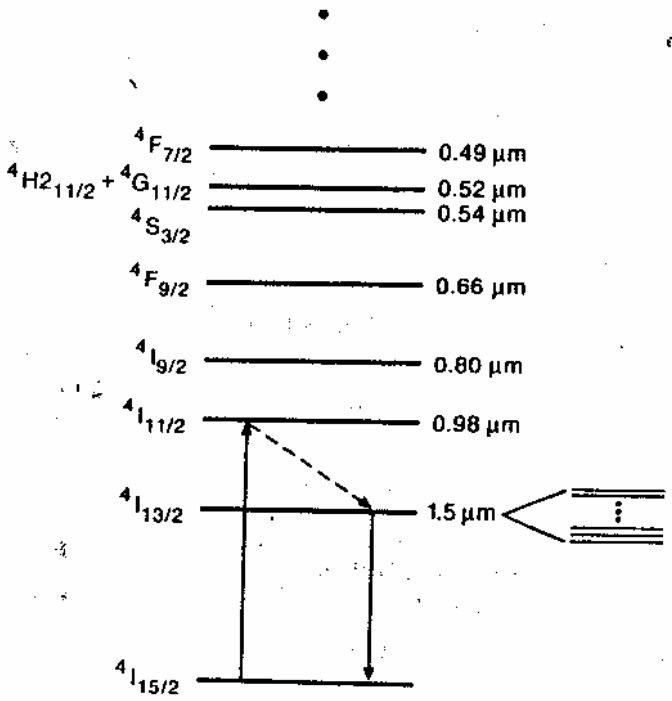


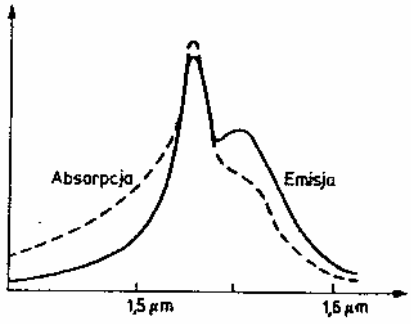
Rys. 10. Schemat wzmacniacza światłowodowego.



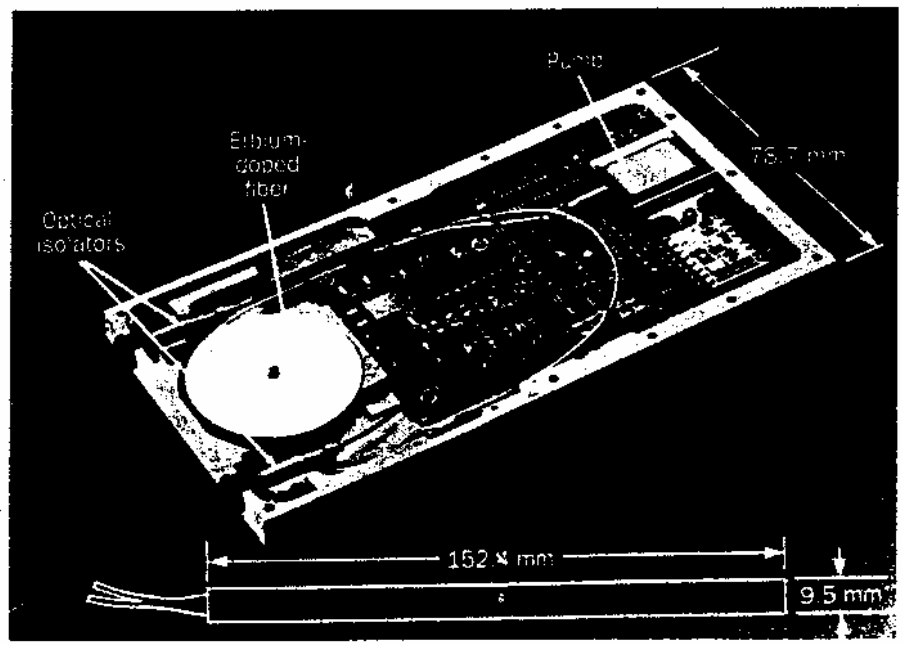
Rys. 9. Schemat poziomów energetycznych dla jonów Er^{3+}.

Możliwość stosowania włókien laserujących

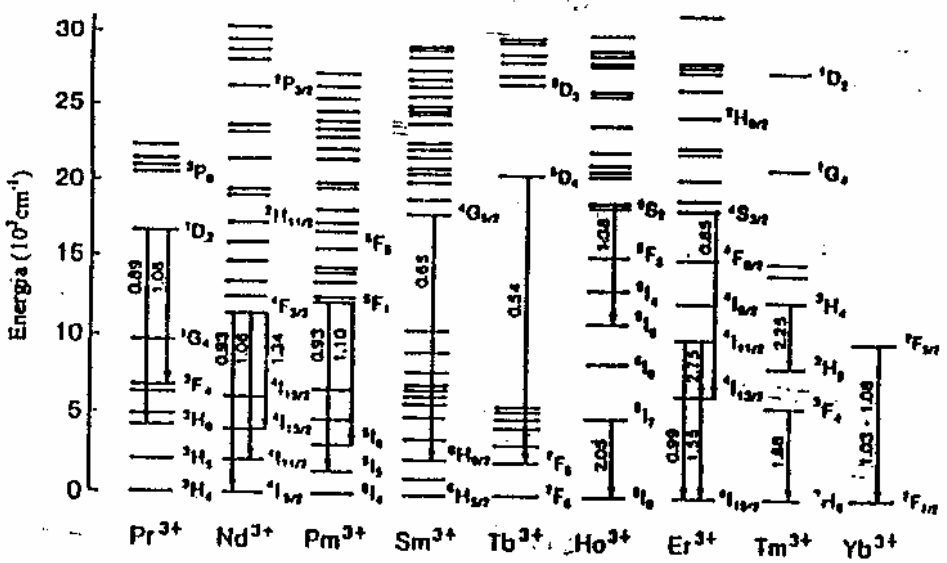




Rys. 5.7.
Widma absorbcji i emisji we wzmacniaczu typu EDFA

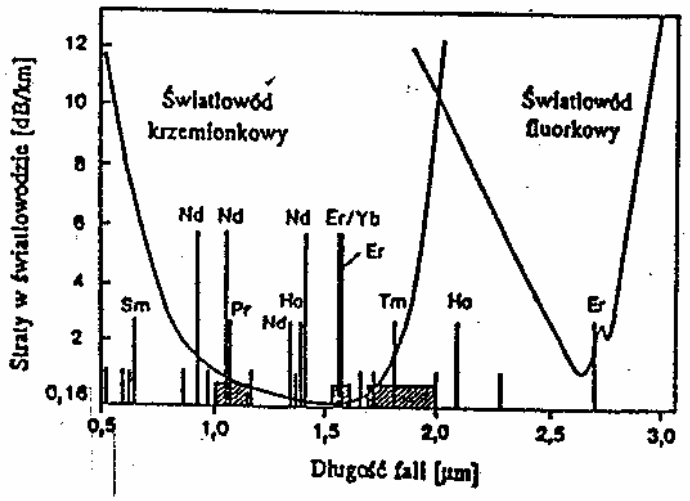


Rys. 7.2. Moduł wzmacniacza optycznego (EDFA). Ośrodkiem wzmacniającym jest światłowód domieszkowany erbem, pompowany optycznie. Copyright © 1992 AT&T. Wszystkie prawa zastrzeżone. Przedruk za zgodą wydawnictwa.



Rys.25. Poziomy energetyczne i przejścia promieniste dla trójwartościowych jonów ziem rzadkich w szkle.

Każdy zdegenerowany 2J+1 poziom LSJ rozszczepia się na poziomy Starka w polu krystalicznym. Ze względu na to, że w lantanowcach elektrony 4f leżą wewnątrz powłoki $5s^2 5p^6$ poziomy Starka są tylko nieznacznie od siebie oddalone. W przypadku szkieł o amorficznej, przypadkowo zmieniającej się od jonu do jonu strukturze pola, można mówić o uśrednionej, pasmowej budowie poszczególnych poziomów, czego wynikiem są szerokie widma fluorescencyjne. Warunki stabilności długości fali pracy pompy mogą być więc



Rys.26. Wybrane linie emisyjne laserów światłowodowych na tle krzywych tłumienia szkieł krzemionkowych i fluorkowych. Obszary zakreskowane oznaczają zakres przestrajania. Oznakowano tylko najbardziej znaczące przejścia.

złagodzone, a sygnał może być przestrajany w szerszym zakresie niż w laserach zbudowanych na osnowie kryształów.

W laserach światłowodowych duża sprawność inwersji obsadzeń jest możliwa dzięki własności ograniczającej obszar propagacji sygnału pompującego tylko do domieszkowanego rdzenia. Dzięki temu pompowa moc

The important parameters for the designer are the *loss / connector* $-\alpha_{con}$, [dB] and the number of connectors - n_{con}.

Important! *The connector type and the loss / connector* $-\alpha_{con}$, [dB] *is the information the designer will have to specify, or will be given that information an puchasing a fibre-optic connector.*

Table 8.

Connector Type	Introduced Losses, bB	Diameter of Ferrule, µm	Tolerance µm	
FC PC SM	< 0.2	123 - 127	+ 0.5 - 0.0	
FC PC MM	< 0.2	123 - 127 142	+ 0.5 - 0.0	
SMA 906	< 1.0	126 / 142	+ 2.0 - 0.0	
BNC	< 0.8	126 / 142	+ 2.0 - 0.0	
BICON	< 1.0	127 / 144	+ 3.0 - 0.0	
S	< 0.7	126 / 142	+ 2.0 - 0.0	

Commercially available connector types and some of their basic parameters [41].

1.2. Splices

A splice is a connecting device that permanently joins two fibres or two fibre bundles. Unlike the connectors considered above splices are not demountable.

A splice is realised either through fusion or through mechanical means.

The first type of splicing is performed by instruments called Fusion Splicers. Such devices are commercially available for both laboratory and field purposes.

The second type of splicing is realized by a number of devices some of which are shown in Fig. 20.

Table 9.

Average Attenuation and Strength of Fusion Splices of Matched Fibres

Fibre Type	Samples	Splice Attenuation (dB) Mean Value at Wavelength	Splice Attenuation (dB) Standard Deviation	Strength (GN/m^2) Mean Value	Strength (GN/m^2) Standard Deviation
10 / 125 (single-mode)	80	0.04 at 1.3 µm	0.04	1.41	0.47
9 / 125 (dispersion-shifted SM)	30	0.06 at 1.3 µm	0.04	1.28	0.38
50 / 125 (multimode)	20	0.05 at 0.85 µm	0.02	1.54	0.31
85 / 125 (multimode)	20	0.02 at 0.85 µm	0.008	1.42	0.36
100 / 125 (multimode)	20	0.05 at 0.85 µm	0.01	1.71	0.53

2) techniki sprzęgania bocznego, gdy transformacja mocy optycznej zachodzi przez boczne zetknięcie włókien (rys. 8.1b).

Obie techniki sprzęgania są realizowane wieloma sposobami. Trzy z nich jako technicznie sprawdzone, uznamy tutaj za technologie główne. Są to technologie spawania, klejenia i mikrooptyki [3].

Boczne sprzęgania światłowodów opisuje się za pomocą teorii modów sprzężonych. Mechanizm transformacji mocy optycznej między światłowodami wielomodowymi tłumaczy się za pomocą konwersji modów, a między światłowodami jednomodowymi za pomocą pola zanikającego modu podstawowego. W celu lokalnego (w obszarze sprzężenia) wymuszenia transformacji energii między sprzęganymi włóknami wykorzystuje się efekty towarzyszące zgięciu włókna. Ponieważ średnice włókien, a zwłaszcza ich rdzenie są mikrometrowych rozmiarów, więc technika wytworzenia sprzęgaczy wymaga precyzji wykonania, specjalnego oprzyrządowania oraz dokładnej znajomości zasad sprzęgania.

W rozdziale tym przedstawimy w kolejnych punktach zasady działania sprzęgaczy i sposób ich użycia w sieci światłowodowej. Podamy ogólną teorię modów sprzężonych i jej adaptację w odniesieniu do światłowodów wielomodowych i jednomodowych.

Podamy opis wybranych technologii (spawania, klejenia, mikrooptyki) oraz wyjaśnimy rolę zgięcia włókna i jego stożkowego zwężenia w procesie transformacji mocy optycznej.

8.2. Zasada działania i określenia parametrów sprzęgaczy

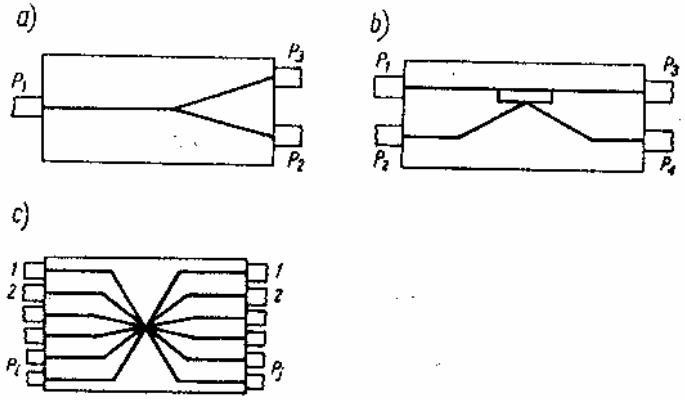
8.2.1. Sprzęgacze w lokalnych sieciach światłowodowych

Pod względem pełnienia funkcji w sieci sprzęgacze optyczne dzielą się na *sprzęgacze rodzaju T i sprzęgacze rodzaju gwiazda* [3] (rys. 8.2).

Typowe użycie sprzęgacza w sieci światłowodowej przedstawiono na rys. 8.3 [2]. Optyczne podłączenie stacji do magistrali światłowodowej wykonuje się zwykle za pomocą sprzęgacza rodzaju T typu X. Z użyciem sprzęgaczy typu X lub Y można konstruować sieci światłowodowe m.in. o konfiguracji magistralowej lub pierścieniowej.

Sprzęgacze rodzaju gwiazda są natomiast kluczowym elementem konstrukcji sieci o konfiguracji gwiaździstej, a także oczkowej i punktowej.

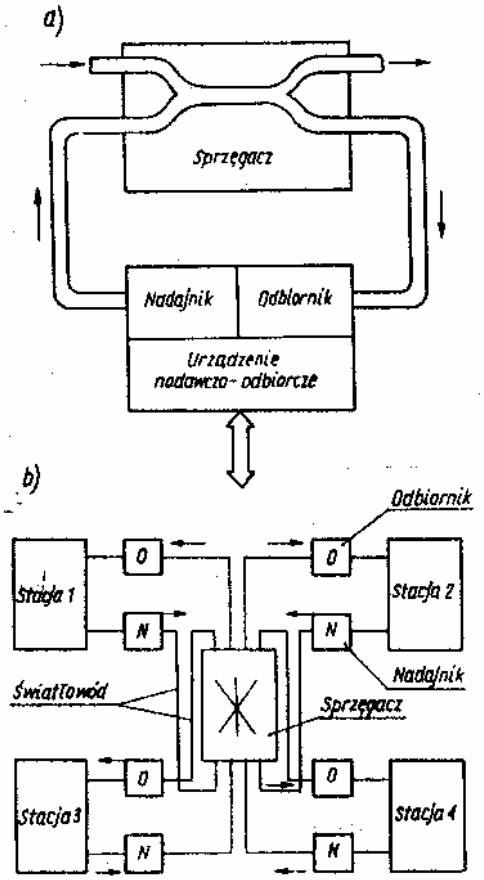
Najprostszą strukturą sprzęgacza typu T jest *symetryczny czterowejściowy sprzęgacz*, jak na rys. 8.2a. Sprzęgacz ten składa się z dwóch światłowodów; głównego oznaczonego wejściami 1 i 3 oraz sprzęganego z wejściami 2 i 4. Moc optyczna P_1 wprowadzona do wejścia 1 rozdziela się w stopniu określonym przez współczynnik sprzęgania na wyjścia P_3 i P_4. W obszarze sprzężenia



Rys. 8.2. Ze względu na funkcję sprzęgaczy w sieci światłowodowej wyróżniamy: a), b) sprzęgacze typu T (Y i X), c) sprzęgacze typu gwiazda

w zależności od zaburzenia struktury falowodowej sprzęganych włókien część mocy ulega rozproszeniu. Na wyjściu P_2 i P_1 pojawia się moc rozproszenia wstecznego. Odwrotna sytuacja wystąpi przy wprowadzaniu sygnału optycznego wejściem P_4 lub P_3, wówczas jako wyjścia służą P_1 i P_2. Za każdym razem sprzężeniu są poddane wyjścia w kierunku propagacji. Stąd nazwa — *sprzęgacz kierunkowy*. Wartość mocy w wyjściu P_2 przy pobudzeniu P_1 określa kierunkowość sprzężenia.

Sprzęgacz symetryczny oznacza równy około 50-procentowy podział mocy sygnału między wyjściami prawej strony przy pobudzeniu jednym z wejść lewej strony sprzęgacza i odwrotnie.



Rys. 8.3. Przykładowe użycie sprzęgaczy: a) typu X do optycznego podłączenia abonenta do światłowodu głównego magistrali; b) typu gwiazda z użyciem sprzęgacza optycznego rodzaju gwiazda (wg A. Sikorskiego [2])

Sprzężenie jest procesem odwracalnym, a stopień sprzężenia nie zależy od kierunku propagacji.

Do konstrukcji i obliczeń rozgałęzionych sieci światłowodowych określa się następujące parametry sprzęgaczy typu X (wg oznaczeń z rys. 8.2a) [4].

1. Współczynnik sprzężenia C_{ms} określający stopień transformacji mocy ze światłowodu głównego do sprzęganego

$$C_{ms} = 10 \lg m_{14}, \quad \text{gdzie} \quad m_{14} = \frac{P_4}{P_1} \tag{8.1}$$

2. Straty wewnętrzne światłowodu głównego I_m

$$I_m = 10 \lg m_{13}, \quad \text{gdzie} \quad m_{13} = \frac{P_3}{P_1} \tag{8.2}$$

3. Kierunkowość sprzężenia S_{ms}

$$S_{ms} = 10 \lg m_{12}, \quad \text{gdzie} \quad m_{12} = \frac{P_2}{P_1} \tag{8.3}$$

4. Efektywność sprzężenia E_m mocy optycznej prowadzonej światłowodem głównym

$$E_m = 10 \lg (m_{13} + m_{14}), \quad \text{gdzie} \quad m_{13} + m_{14} = \frac{P_3 + P_4}{P_1} \tag{8.4}$$

Powyższe parametry charakteryzują sprzęgacz przy wprowadzeniu mocy sygnału wejściem 1. Kompletna specyfikacja sprzęgacza zawiera ww. parametry przy pobudzaniu każdego z 4 wejść.

8.2.2. Macierz transformacji sprzęgacza typu X

Pełny zbiór parametrów stanowi macierz transformacji sprzęgacza M, gdzie współczynniki m_{ij} są określane przez iloraz mocy optycznej wyjścia j (P_j) do mocy optycznej wejścia i (P_i) [4]

$$m_{ij} = \frac{P_j}{P_i} \tag{8.5}$$

Sprzęgacz 4 wejściowy ma $4 \times 4 = 16$ współczynników. Ponieważ wejścia 1—3 oraz 2—4 należą do tego samego światłowodu, można je zatem stosować zamiennie z uwagi na symetrię działania sprzęgacza. Zatem połowa z 16 współczynników będzie miała identyczne wartości. Niezależnych 8 współczynników można zgrupować w dwie macierze (2×2) A i (2×2) B

$$M = \left[\begin{array}{cc:cc} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ \hdashline m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{array}\right] = \begin{bmatrix} A & B \\ B & A \end{bmatrix} \tag{8.6}$$

Macierz A zawiera elementy, które opisują transformację mocy optycznej między wszystkimi elementami z jednej strony sprzęgacza (lewej lub prawej). Elementy macierzy A nazywamy *elementami izolacji*, macierz A zaś *macierzą izolacji*. Podobnie macierz B nazywamy *macierzą sprzężenia*, a elementy macierzy *współczynnikami sprzężenia*, ponieważ opisują transformację mocy optycznej między wejściami jednej i drugiej strony sprzęgacza.

W sprzęgaczu symetrycznym oba światłowody: główny 1—3 i sprzęgany 2—4 są fizycznie identyczne, a wejścia 1, 2, 3, 4 nie są rozróżniane. Ten dodatkowy warunek symetrii redukuje liczbę niezależnych współczynników macierzy M z 8 do 4 w tym 2 współczynniki izolacji m_{11} m_{12} i 2 współczynniki sprzężenia m_{13} m_{14}. Do analizy sieci lokalnej współczynniki sprzężenia wyraża się w dB

$$C = 10 \lg m_{14} \tag{8.7}$$

$$I_c = 10 \lg m_{13} \tag{8.8}$$

gdzie C — zgodnie z (8.1) współczynnik sprzężenia, I_c — wyraża straty sprzężenia (tutaj straty są rozumiane jako ubytek mocy z magistrali głównej). Współczynniki izolacji wyrażane w dB ($S = 10 \lg m_{ij}$) dla $j = 1,2$ powinny być rzędu $-(50-60)$dB, czyli poniżej progu czułości układu detekcji.

W większości zastosowań sprzęgaczy kierunkowych użyteczna jest moc sprzężona z wejścia 1 do wyjść 3 i 4. Wartość mocy sprzężonej określa parametr zwany *efektywnością sprzężenia*

$$E = 10 \lg(m_{13} + m_{14}) \text{ [dB]} \tag{8.9}$$

który równocześnie wyraża sprawność sprzęgacza. Straty wnoszone przez proces sprzęgania przyjmuje się jako straty wnoszone (wtrącone) przez sprzęgacz w sieć światłowodową. Straty wtrącenia definiuje się wyrażeniem

$$L = [1 - (m_{13}\, m_{14})] \cdot 100\% \tag{8.10}$$

L zwykle wyraża się w procentach.

Na użytek sieci lokalnej symetryczny sprzęgacz kierunkowy wystarczy scharakteryzować przez dwie wielkości: efektywność sprzężenia E i współczynnik sprzężenia C.

8.2.3. Macierz transformacji sprzęgacza typu Y

Aby określić macierz transformacji sprzęgacza typu Y oznaczamy wejście sprzęgacza, jak na rys. 8.2a [4]. Moc sygnału P_1 podajemy na wejście 1 i mierzymy moc wyjściową P_2' i P_3', po czym obliczamy współczynniki macierzy

$$m_{11} = \frac{P_1}{P_1}; \quad m_{12} = \frac{P_2'}{P_1} \quad \text{i} \quad m_{13} = \frac{P_3'}{P_1} \tag{8.11}$$

Następnie wzbudzamy wejście 2 mocą sygnału P_2 i podobnie obliczamy współczynniki

$$m_{21} = \frac{P_1'}{P_2}; \quad m_{22} = \frac{P_2}{P_2} \quad \text{i} \quad m_{23} = \frac{P_3'}{P_2} \tag{8.12}$$

Powtarzając podobną operację z wzbudzeniem wejścia 3, otrzymujemy macierz transformacji sprzęgacza typu Y w postaci

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \tag{8.13}$$

Tutaj symetryczne są względem P_1 wyjścia P_2 i P_3 w przypadku sprzężenia symetrycznego.

Na ogół mierzy się wartości dwóch współczynników:

— współczynnika efektywności sprzężenia

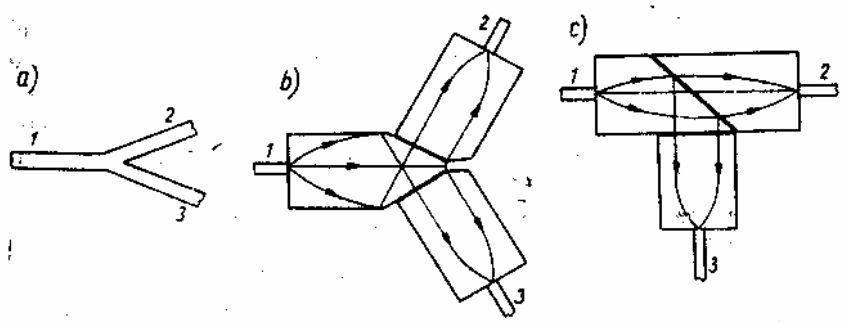
$$E = 10 \lg \frac{(P_2 + P_3)}{P_1} \tag{8.14}$$

— strat wtrąconych sprzęgacza

$$L = [1 - (m_{12} + m_{13})] \cdot 100\% \tag{8.15}$$

8.2.4. Macierz trnasformacji sprzęgaczy typu $N \times N$

Transmisyjny sprzęgacz typu gwiazda, jak na rys. 8.2b ma N_i wejść z lewej i tyleż samo wyjść N_p z prawej strony 4. Lewą i prawą stronę w zależności od konstrukcji sprzęgacza łączy przewężenie stożkowe sprzęganych światłowodów lub mieszacz optyczny.



Rys. 8.4. Schemat ideowy sprzęgania czołowego światłowodów: a) technologia spawania, b) technologia mikrooptyczna z użyciem pryzmatu światłodzielącego i soczewek światłowodowych, c) technologia mikrooptyczna z użyciem soczewek światłowodowych i lustra półprzezroczystego (wg A. K. Agarwala [3])

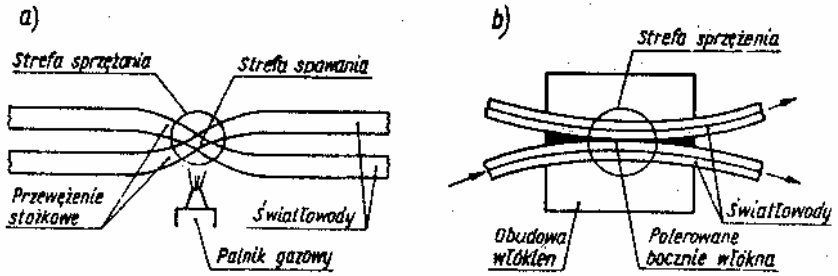
przyrządów optycznych. Podstawowym tworzywem łączącym jest klej i konstrukcja mechaniczna — obudowa sprzęgacza. Elementy optyczne oraz światłowód podlegają bardzo dokładnej obróbce optycznej (rys. 8.4).

Mechanizm transformacji mocy w sprzężeniu czołowym jest identyczny z mechanizmem sprzężenia w złączach światłowodów (rozdz. 7). Własności optyczne i falowodowe włókien, jak: średnica rdzenia, apertura numeryczna, rozkład współczynnika załamania oraz geometria wzajemnego ustawienia światłowodów warunkują sprawność sprzężenia. Elementami wspomagającymi sprzężenie w technologii mikrooptyki są elementy mikrooptyczne, jak: soczewki, pryzmaty, siatki — porównywanej wielkości z średnicą włókien.

8.3.3. Sprzęganie boczne światłowodów

Technika sprzęgania bocznego polega na bezpośrednim kontakcie optycznym włókien wzdłuż osi na długości sprzężenia L. Sprawność sprzężenia w sprzęganiu bocznym zależy od dwóch parametrów: drogi sprzężenia L i współczynnika sprzężenia C. Wielkość C jest funkcją odległości separacji rdzeni h.

Sprzęganie boczne również wykonuje się za pomocą dwóch technologii (rys. 8.5). Jedną z nich jest wspomniana wyżej technologia spawania. Włókna przeznaczone do sprzęgania układa się równolegle,



Rys. 8.5. Schemat ideowy sprzęgania bocznego światłowodów: a) spawania z rozciąganiem, b) klejenia z polerowaniem

wiązkę skręca się w obszarze spawania i stapia w jeden wspólny falowód. W czasie stapiania włókno rozciąga się, co w efekcie daje dwustożkowe przewężenie spawanej wiązki. Strefa spawania jest optycznie otwarta i mechanicznie słaba. Należy ją pokryć płaszczem optycznym, odbudować elastyczne pokrycie i umieścić w sztywnym opakowaniu [3].

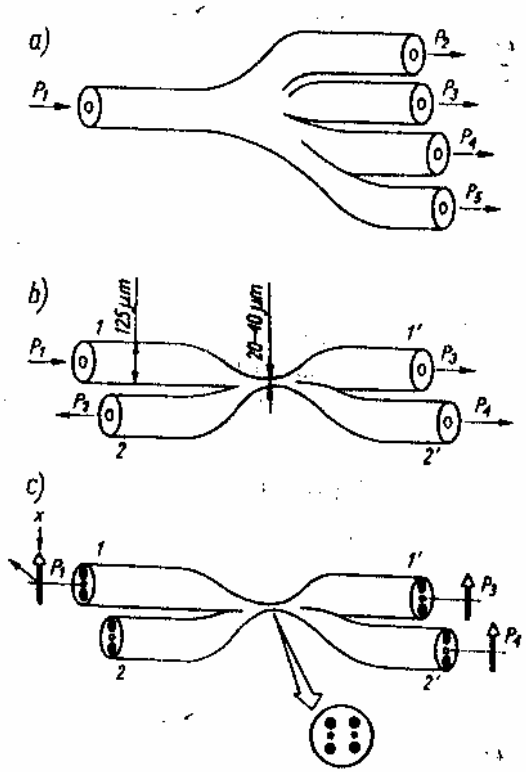
Druga technologia łączenia bocznego włókien polega na sklejaniu. Światłowody po zdjęciu pokrycia mocuje się w szklanych bloczkach w profilowanych rowkach. Po umocowaniu światłowód jest wygięty, a zewnętrzną część włókna poddaje się polerowaniu wraz z bloczkiem; przez polerowanie ścina się część płaszcza (i rdzenia w niektórych konstrukcjach), bloczki się łączy i skleja. Kontakt optyczny włókien ułatwia warstwa cieczy imersyjnej (rys. 8.5).

Tablica 8.1. Stosowane techniki wykonywania sprzęgaczy światłowodowych

Techniki sprzęgania	Stosowane technologie mechanicznego łączenia włókien	Stosowane elementy wspomagające sprzężenie
Sprzęganie czołowe	technologia mikrooptyczna (klejenie elementów)	mikrooptyczne (pryzmaty, siatki, stożki światłowodowe, soczewki objętościowe i gradientowe)
	technologia spawania (stapianie włókien)	przewężenie stożkowe, trawienie chemiczne
Sprzęganie boczne	technologia spawania (stapianie włókien)	przewężenie stożkowe, skręcanie, trawienie chemiczne
	technologia klejenia (klejenie włókien)	zginanie włókien, boczne ścinanie włókien

Stosuje się trzy podstawowe rodzaje technologii wytwarzania sprzęgaczy światłowodowych: technologię *spawania, klejenia* i *mikrooptyki*.

Większość czynności związanych z wytwarzaniem sprzęgaczy światłowodowych wykonuje się ręcznie (zdejmowanie pokryć, ustawianie i łączenie włókien oraz umocowanie w obudowie). Jednakże dąży się do automatyzacji zwłaszcza procesów decydujących o założonych parametrach sprzęgaczy. Technologią, w której istotne procesy daje się zautomatyzować jest technologia spawania włókien. Dlatego m.in. technologia ta jest stosowana w przemysłowym wytwarzaniu sprzęgaczy.



Rys. 8.23. Rodzaje sprzęgaczy spawanych: a) sprzęgacz czołowospawany ($1 \times N$), b) sprzęgacz spawany z przewężeniem stożkowym, c) sprzęgacz spawany z przewężeniem stożkowym przenoszący polaryzację

8.5.2. Technologia sprzęgaczy spawanych

Metodą sprzęgania światłowodów przez *spawanie* lub *stapianie* z sobą włókien wytwarza się:

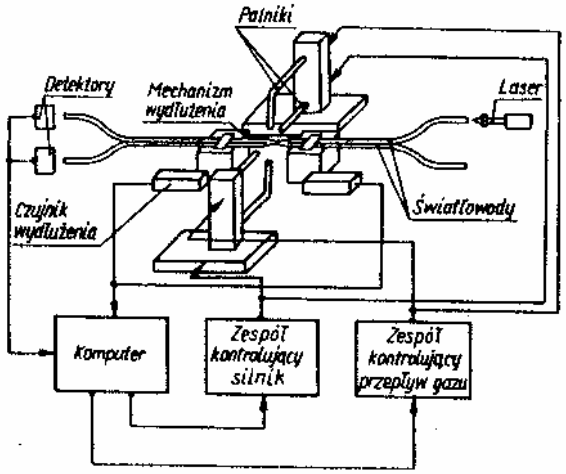
— sprzęgacze rozgałęziające typu Y i ($1 \times N$) spawane czołowo (rys. 8.23a),

— sprzęgacze spawane z przewężeniem stożkowym typu X i $N \times N$ spawane z rozciąganiem (rys. 8.23b),

— sprzęgacze spawane z przewężeniem stożkowym przenoszące polaryzację (rys. 8.23c).

Pierwsze dwa rodzaje sprzęgaczy mogą być wykonywane dla dowolnych światłowodów wielomodowych i jednomodowych. Ostatni z wymienionych dotyczy tylko światłowodów jednomodowych przenoszących polaryzację. Wszystkie wymienione rodzaje są wykonywane na specjalnie konstruowanych spawarkach światłowodów z podglądem optycznym do kontroli ustawiania włókien z automatycznym ustawianiem temperatury palników, czasu trwania spawania i przewidzianych ruchów światłowodów [17].

Niżej przedstawimy jedną z zautomatyzowanych konstrukcji spawarek przeznaczoną specjalnie dla jednomodowych sprzęgaczy



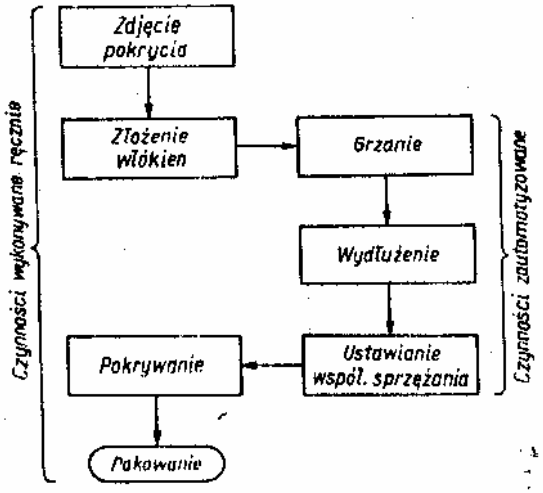
Rys. 8.24. Schemat blokowy zautomatyzowanej spawarki sprzęgaczy światłowodów jednomodowych (wg M. J. F. Digonneta, H. J. Shawa [7])

z przewężeniem stożkowym. Spawarki podobnej konstrukcji lub z mniejszą automatyką są używane do złączy i sprzęgaczy wielomodowych nie wymagających tak wysokiej precyzji wykonania jak sprzęgacze światłowodów jednomodowych (rys. 8.24).

Sprzęgacze bocznie spawane typu X i $N \times N$

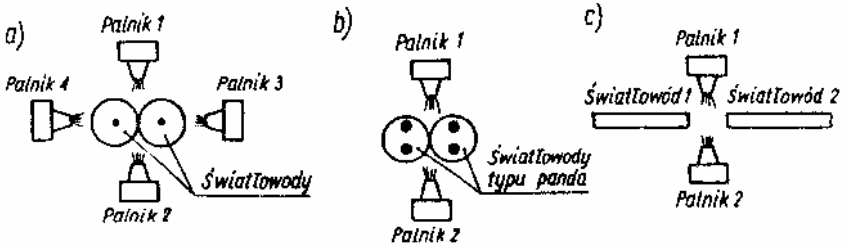
Czynności w procesie wytwarzania sprzęgaczy przedstawiono na rys. 8.25. W przypadku sprzęgaczy przenoszących polaryzację dochodzi jeszcze określenie osi głównych (optycznych) włókien i ich równoległe ustawienie.

Spawanie, wyciąganie i justowanie są procesami wyznaczającymi charakterystyki sprzęgaczy, jak straty wtrącenia, stopień sprzężenia, sprzężenie modów polaryzacji. W spawarce przedstawionej na rys. 8.24 promień przewężenia stożkowego sprzęgacza może być automatycznie zaprojektowany na podstawie średnicy spawanych włókien, długości spawu i długości przewężenia. Szybkość wyciągania określa stopień zmiękczenia szkła grzanych włókien. Siła naciągu powinna



Rys. 8.25. Proces wykonywania sprzęgaczy metodą spawania z rozciąganiem (wg M. F. Digonneta, H. J. Shawa [7])

zadziałać w momencie odpowiedniej ciągliwości szkła w celu uniknięcia wprowadzania naprężeń i deformacji. Uwidocznione na rys. 8.26 cztery mikropalniki są ruchome. Ich ruchem i przepływem gazu (wielkością płomienia) steruje komputer, kształtując strefę spawania. Dwie pary mikropalników są ustawione w płaszczyznach prostopadłych, jak na rys. 8.26a. Para 1—2 służy do spawania, a para 3—4 do ujednorodnienia temperatury włókien w czasie ich wyciągania. Obie pary mikropalników są przesuwane w płaszczyźnie poziomej i prostopadłej do spawanych włókien, co ułatwia symetryczne grzanie.



Rys. 8.26. Lokalizacja mikropalników względem geometrii spawanych włókien: a) światłowodów standardowych spawanych z wyciąganiem i skręcaniem spawanym, b) światłowodów przenoszących polaryzację z wyciąganiem bez skręcania, c) złączy spawanych czołowo

Proces spawania i wyciągania odbywa się pod kontrolą optyczną. Wskazania fotodetektorów na wyjściu obu włókien (głównego i sprzęganego) są podawane na komputer, który przerywa proces wyciągania i spawania po osiągnięciu zaprojektowanego stopnia sprzężenia.

Dla przykładu podamy paramtery sprzęgaczy standardowych światłowodów jednomodowych 8/125 μm otrzymane na wyżej opisanej spawarce [7]:

— średnie straty wnoszone 0,05 dB (najniższe 0,01 dB; najwyższe 0,11 dB),

— średnia dewiacja sprzężenia od 50% podziału ±0,4%,

— długość przewężenia stożkowego w strefie spawania 10 mm, a średnica przewężenia około 20 μm dla światłowodu 8/125 μm bez wstępnego trawienia,

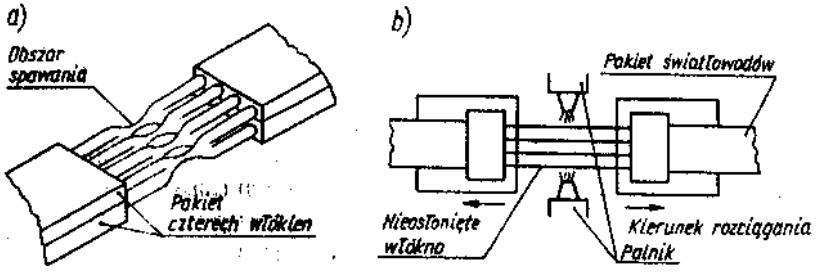
— stosunek średnicy zewnętrznej światłowodu do średnicy przewężenia 1:6,

— czas wykonania czynności zautomatyzowanych wynosił: spawania 0,5 min; wyciąganie z podgrzewaniem 9 min; justowanie sprzężenia 5 min. Łącznie 15 min.

Przy spawaniu włókien standardowych wielo- i jednomodowych stosuje się ich skręcanie wokół siebie przed spawaniem w celu polepszenia efektywności sprzęgania. Poza opisanym wyżej zautomatyzowanym ciągiem czynności podstawowych — spawanie, wyciąganie, justowanie — pozostałe czynności wymienione na rys. 8.25 są wykonywane ręcznie.

Technologia produkcji masowej sprzęgaczy [18]

Zapotrzebowanie na sprzęgacze rośnie wraz z rozwojem zastosowań rozgałęzionych sieci lokalnych. Wielu wytwórców podejmuje próbę automatyzacji procesu spawania i umasowienia produkcji. Podamy tutaj przykład wytwarzania w jednym procesie 4 sprzęgaczy typu 2 × 2 (rys. 8.27a).



Rys. 8.27. a) Schemat pakietu 4 sprzęgaczy (2 × 2), b) konfiguracja ustawienia palników (wg J. Jakohamy i in. [18])

Innowacja polega na ułożeniu szeregowo dwóch oddzielnych pakietów po 4 włókna. Następnie złożeniu obu pakietów i wykonaniu spawania równocześnie czterech sprzęgaczy, jak na rys. 8.27b. Każdy światłowód w pakiecie zachowuje pierwsze i drugie pokrycie o średnicy 250 μm, średnica włókna standardowa 125 μm. Po ułożeniu i połączeniu obu pakietów (8 światłowodów) całość jest obrabiana w jednym procesie podzielonym na 5 czynności: zdjęcie pokryć, równoległe ułożenie pakietów, równoczesne spawanie i równoczesne

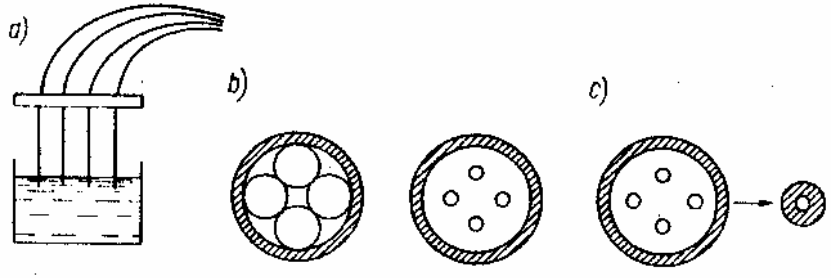
rozciąganie złożonych pakietów oraz pakowanie jako zestawu 4 sprzęgaczy. Do spawania użyto tylko 2 pakietów w ustawieniu jak na rys. 8.27b.

Przykładowe parametry każdego z 4 sprzęgaczy: stopień sprzężenia około 50% z dewiacją do 2,5%; straty wnoszone około 1 dB dla długości fali $\lambda = 1{,}3$ μm; średnica przewężenia 16 μm. Wyniki opisanej powyżej technologii potwierdzają możliwość masowej produkcji sprzęgaczy w pakietach podobnie jak wytwarza się pakietowe czołowe złącza spawane po kilkanaście złączy w jednym procesie. Jednorodność technologii i masowość wytwarzania złączy i sprzęgaczy w warunkach poza laboratoryjnych czyni prawdziwy przełom w technice instalowania sieci lokalnych.

Sprzęgacze czołowo spawane typu (1 × N)

Trudność wykonania sprzęgacza typu (1 × N) w jednym procesie czołowego spawania polega na tym, że średnica razem wziętych rdzeni sprzęganych N światłowodów powinna być współmierna z średnią pojedynczego światłowodu. Średnice rdzeni typowych światłowodów są rzędu 200 μm — grubordzeniowe; 50 μm — standardowe; 8—9 μm — jednomodowe. Łączenie wiązki N światłowodów o jednakowych średnicach rdzeni np. (200 μm × N — 50 μm) lub (50 μm × N — 8 μm) jest stosunkowo łatwe. Zrozumiałą trudność sprawia łączenie jednakowych włókien w sprzęgaczu (1 × N) zważywszy, że standardowa średnica płaszcza wynosi zwykle 125 μm.

Proces spawania sprzęgaczy (1 × N) przebiega następująco. Przygotowuje się N włókien jak dla sprzęgacza typu (N × N). Po



Rys. 8.28. Technologia przygotowania kapilary stożkowej N włókien: a) trawienie rdzeni włókien, b) przekrój N rdzeni przed trawieniem i po trawieniu, c) colaps kapilary (wg P. J. Severina i in. [19])

zdjęciu pokrycia obszar spawania poddaje się wstępnemu trawieniu chemicznemu. Po odpowiedniej redukcji średnicy płaszcza wykonuje się sprzęgacz typu $(N \times N)$ z tym, że przewężenie powinno osiągnąć średnicę równą średnicy pojedynczego światłowodu. Przełamuje się sprzęgacz $(N \times N)$ w przewężeniu, a otrzymane części spawa się z pojedynczymi światłowodami.

Metodę trawienia chemicznego można również zastosować do wytwarzania sprzęgaczy $(1 \times N)$ (rys. 8.28) [19]. Końce wiązki N światłowodów trawi się na długości 1 cm. Trawieniu podlegają również rdzenie włókien aż ich łączna średnica będzie równa średnicy rdzenia pojedynczego włókna. Następnie wiązkę włókien wkłada się w szklaną kapilarę i uszczelnia od strony wyjścia włókien. Kapilary wkłada się w urządzenie próżniowe, odpompowuje i zamyka od strony strawionych rdzeni. Próżniowo szczelną ampułę z końcami N włókien w środku wkłada się do piecyka i ogrzewa do temperatury topnienia szkła. Pod wpływem ciśnienia zewnętrznego ampuła zacieśnia się wokół rdzeni włókien, tworząc stożkowe przejście na długości około 1,5 cm. Symetryczny wierzchołek stożka zawiera rdzenie N włókien o łącznej średnicy równej średnicy włókna. Szkło ampuły pełni rolę płaszcza optycznego wokół N rdzeni. Jeżeli szkło ampuły jest dostatecznie cienkie to średnice zewnętrzne stożka N włókien i światłowodu są współmierne, a ich spawanie nie sprawia trudności. Zaletą metody jest wytwarzanie sprzęgacza $(1 \times N)$ z pokryciem optycznym (płaszczem) w jednym procesie technologicznym.

8.5.3. Technologia sprzęgaczy bocznie klejonych typu (2×2)

Sprzęganie włókien przez zginanie oraz zginanie ze ścinaniem ma również szerokie zastosowanie, chociaż nie tak wszechstronne jak technologia sprzęgaczy spawanych [20], [22].

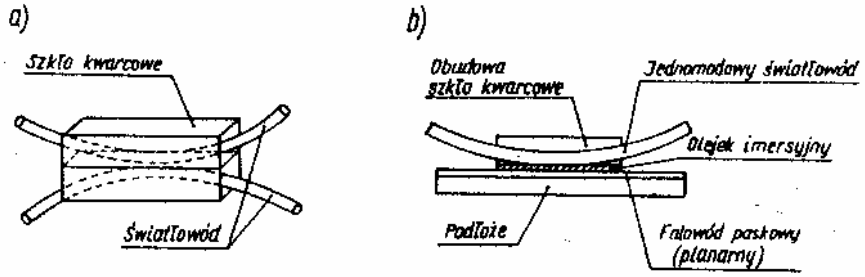
Metodą bocznego klejenia wytwarza się (rys. 8.29)

— sprzęgacze (2×2) włókien jednorodnych i niejednorodnych, standardowych i przenoszących polaryzację,

— sprzęgacze włókno-źródło (włókno-fotodetektor),

— sprzęgacze włókno-falowód planarny (paskowy).

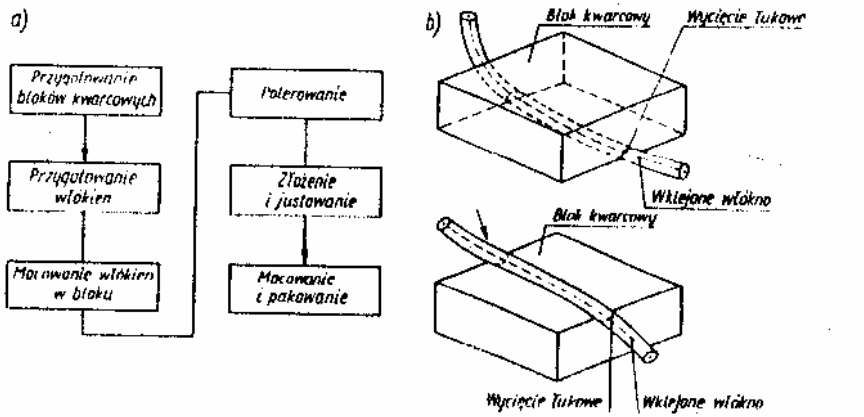
Zasadniczą niedogodnością tej technologii jest brak możliwości automatyzowania procesu wytwarzania i niemożność wprowadzenia



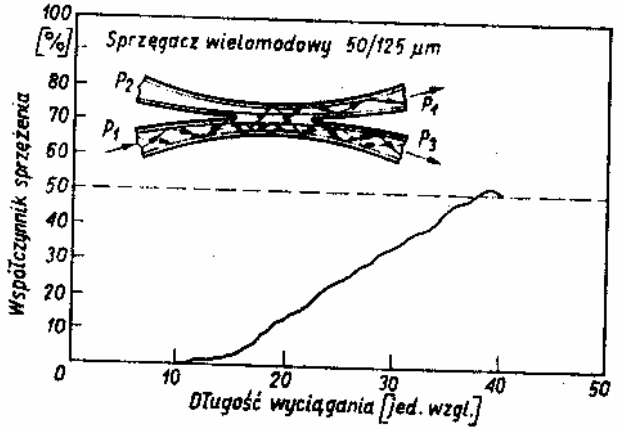
Rys. 8.29. Rodzaje sprzęgaczy z zastosowaniem zginania i polerowania bocznego i ze zginaniem: a) sprzęgacz typu X, b) sprzężenie światłowodu z falowodem paskowym (lub planarnym) (wg M. Zhanga, E. Garmire'a [22])

jej do masowej produkcji. Jest to technologia oparta na ręcznej pracy wyspecjalizowanych osób z oprzyrządowaniem wspomagającym. Poszczególne czynności są proste, lecz wymagające dokładności wykonania (rys. 8.30).

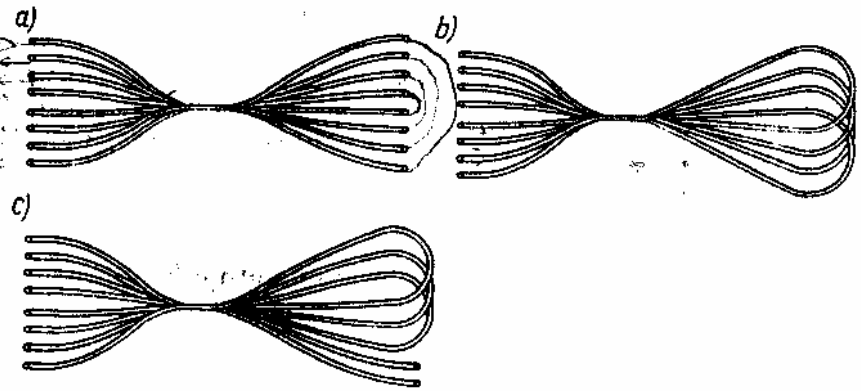
Dwa bloki kwarcowe sklejone razem są obrabiane jednocześnie dla zachowania jednakowych wymiarów. Na płaskich przylegających do siebie powierzchniach wycina się rowki odpowiadające średnicy światłowodu. Następnie za pomocą piły drutowej pogłębiamy rowki, nadając wycięciom kształt łuku. Promień krzywizny ma zwykle około 25 cm. W wyciętym rowku umieszcza się światłowód, z którego



Rys. 8.30. Czynności procesu sprzęgania z polerowaniem bocznym i ze zginaniem (a) i składowe części sprzęgacza (b) (wg R. A. Bergha, G. Kotlera, H. J. Shawa [20])



Rys. 9.1. Charakterystyka sprzężenia sprzęgacza wielomodowego spawanego (wg B. Kawasaki, K. Hilla [1])



Rys. 9.2. Typowe sprzęgacze spawane światłowodów wielomodowych do budowy złożonych konfiguracji sieci: a) sprzęgacz typu gwiazda, transmisyjny (T), b) sprzęgacz typu gwiazda, odbiciowy (R), c) sprzęgacz hybrydowy (wg U. Unraua, A. Agarwala [3])

Zaletą tej grupy sprzęgaczy są osiągane parametry. Typowe wartości strat ($-10 \log |(P_3 + P_4)/P_1|$) są poniżej 0,5 dB (w produkcji poniżej 1 dB), izolacja kierunkowa ($-10 \log P_2/P_1$) wynosi ponad -50 dB. Stopień sprzężenia regulowany w szerokim zakresie (od 0% do 50%) przez rozciąganie spawanych włókien. Kolejną zaletą jest sprzę-

ganie dowolnego rodzaju światłowodów z możliwością częściowej automatyzacji procesu.

Na rysunku 9.2 pokazano kilka konfiguracji sprzęgaczy wytwarzanych metodą spawania dla budowy sieci gwiaździstych np. komputerowych. Sprzęgacz transmisyjny typu gwiazda (T) (rys. 9.2a) jest bazowym elementem sieci z równym dzieleniem mocy sygnału. Moc z dowolnego wejścia jest dzielona na wszystkie wyjścia drugiej strony przewężenia sprzęgacza. Pozostałe wejścia są izolowane od sygnału wejściowego. Szczytowym osiągnięciem tej technologii jest wykonanie sprzęgacza 100×100 [2].

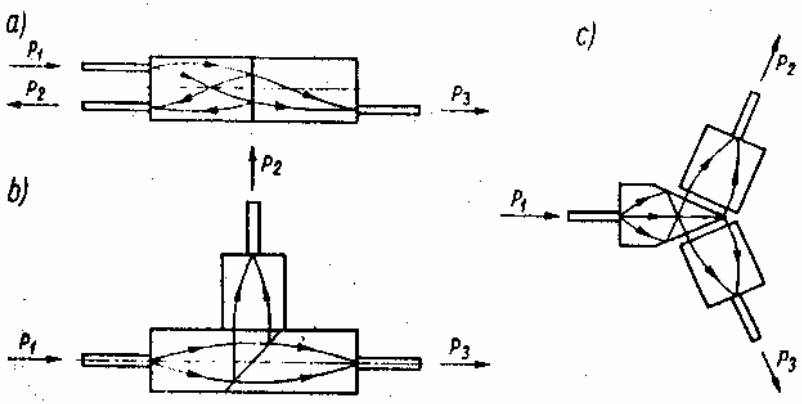
Na rysunku 9.2b przedstawiono z kolei sprzęgacz odbiciowy typu gwiazda (R). Moc optyczna z dowolnego wejścia przechodzi przez przewężenie, wraca przez pętlę światłowodową i dzieli się na wszystkie wyjścia, włączając światłowód wejściowy sygnału. Proces wykonania sprzęgacza przedstawiono w p. 8.5.2.

Możliwe jest połączenie właściwości obu sprzęgaczy w układzie hybrydowym jak na rys. 9.2c. Sprzęgacz ten działa jak sprzęgacz R, jeżeli sygnał podajemy przez lewostronną grupę światłowodów lub jak sprzęgacz T, jeżeli pobudzamy struktury przez światłowody leżące po prawej stronie wachlarza. Propozycje różnorodnych zastosowań sprzęgaczy gwiaździstych można znaleźć w pracy [3].

Straty wnoszone sprzęgaczy typu gwiazda wynoszą około 2 dB. Jednak trudno jest utrzymać równomierny rozkład mocy w poszczególnych światłowodach. Jak pokazano w p. 8.4.6, część mocy zawarta w grupie modów niskich nie uczestniczy w mechanizmie sprzężenia. To ograniczenie powoduje, że moc w głównym światłowodzie na wyjściu jest zawsze większa niż w pozostałych.

Proponuje się dwie metody wyrównywania rozkładu mocy. Pierwsza polega na złamaniu struktury sprzęgacza w obszarze przewężenia i ponownego stopienia po obróceniu obu części względem siebie o 90°. W ten sposób przerywa się ciągłość rdzenia falowodu głównego w obszarze przewężenia, co daje bardziej równomierny rozkład mocy na wyjściu sprzęgaczy światłowodów.

W drugiej metodzie, między rozłamane dwa końce struktury sprzęgacza wstawia się kilkumilimetrowy łącznik szklany, do którego spawa się obie połówki sprzęgacza [4]. Tutaj poprawę jednorodności

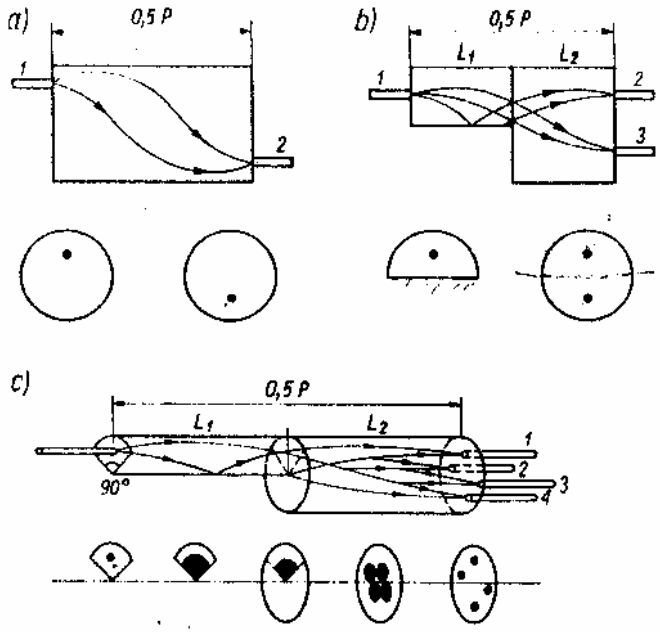


Rys. 9.4. Rodzaje konstrukcji sprzęgaczy z soczewkami gradientowymi: a) z powierzchnią światłodzielącą i równoległą, b) z powierzchnią światłodzielącą skośną, c) z pryzmatem światłodzielącym (wg U. Unraua, A. Agarwala [3])

w płaszczyźnie łącza dwóch złączonych soczewek cylindrycznych o długości 1/4 okresu trajektorii promieni ($f/4$). Światłowody sprzęgane są ustawione symetrycznie względem osi soczewki z obu stron łączącej je struktury optycznej. Światło z głównego światłowodu P_1 kolimowane w pierwszej ćwiartce soczewki pada jako wiązka równoległa na prostopadłą powierzchnię półprzepuszczalnego lustra. Części mocy światła odbita i transmitowana przez lustro są ogniskowane w symetrycznie dołączonych sprzęganych światłowodach P_2 i P_3. Miejsce położenia światłowodów sprzęganych łatwo określić z własności symetrii położenia ogniskowej przy wzbudzeniu nieosiowym.

W dwu kolejnych konstrukcjach rys. 9.4b i c światłowody główny i sprzęgające są ustawione w osi ćwierć-soczewek, a powierzchnie luster półprzepuszczalnych wstawia się pod kątem względem osi soczewki. Rozdzielona lustrem wiązka światła ogniskuje się na czołach sprzęganych światłowodów. Z opisanych trzech konstrukcji najbardziej jest rozpowszechniona konstrukcja z równoległą płaszczyzną lustra z uwagi na prostotę konstrukcji, łatwość wykonania i stabilność pracy.

Kolejna grupa konstrukcji sprzęgaczy bazuje na ciekawej własności formowania obrazu przez wycinek soczewki cylindrycznej. Na rysunku 9.5 przedstawiono dwa przykłady takich konstrukcji.



Rys. 9.5. Sprzęgacze typu T i gwiazda z wykorzystaniem własności wycinka soczewki cylindrycznej: a) pełna soczewka (dla porównania), b) wycinek soczewki 180°, c) wycinek soczewki 90°, $0{,}5P$ — długość połowy okresu (por. rozdz. 5), L_1, L_2 — długość równa 1/4 okresu (wg R. Ishikawy i in. [7])

W pierwszym przypadku (rys. 9.5b) soczewkę o długości $f/4$ przecięto wzdłuż średnicy. Jedną z otrzymanych połówek doklejono do pełnej soczewki o długości $f/4$.

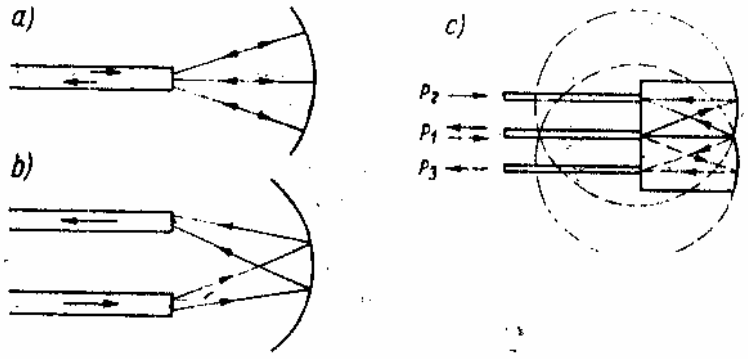
Światłowód główny pobudza środkowy punkt wycinka pręta soczewki. Połowa mocy wiązki optycznej odbija się od płaskiej powierzchni przeciętej wzdłuż średnicy soczewki. Połowa zaś wchodzi bezpośrednio do drugiej ćwierć-soczewki. Obie wiązki są zogniskowane na powierzchni drugiej ćwierć-soczewki w punktach położonych symetrycznie względem osi soczewki. W drugim przypadku (rys. 9.5c) wycinek wynosi 90° tzn. (1/4 obwodu soczewki). W tym przypadku odbicie następuje od dwóch powierzchni ustawionych w formie klina o kącie rozwarcia 90°. Tylko 1/4 część mocy przejdzie bezpośrednio do drugiej ćwierć-soczewki, pozostałe zaś 3/4 zostaną

odbite od powierzchni wycinka i rozdzielone na trzy części. Razem powstaną więc cztery ogniska na powierzchni pełnej ćwierć-soczewki. Dołączając światłowody w punktach ogniskowania otrzymujemy sprzęgacze (1 × 2) lub (1 × 4).

W podobny sposób można wykonać sprzęgacz typu gwiazda (1 × N) biorąc wycinek o łuku 360/N. Wykonano sprzęgacze [7] (1 × 4) i (1 × 8) światłowodów o rdzeniu światłowodów 80 μm, średnicy soczewki 1,8 mm. Apertura numeryczna soczewek NA = 0,5 i długość ćwierć-soczewki równa 4,9 mm. Straty wtrącania sprzęgacza wynosiły odpowiednio 0,85 i 2,28 dB.

Sprzęgacze z użyciem mikroluster sferycznych

Jeżeli obiekt np. końcówkę światłowodu oświetlającą sferyczne lustro umieścimy w środku krzywizny strefy, to obraz będzie położony w punkcie obiektu rys. 9.6a. Jeżeli przemieścimy obiekt w dowolnym kierunku względem środka krzywizny, to utworzony obraz przemieści się symetrycznie w przeciwnym kierunku (rys. 9.6b) [8]. Bazując na tej własności fizycznej sferycznego lustra opracowano serię sprzęgaczy światłowodowych zwłaszcza jedno- i dwukierunkowych dzielników mocy. Podstawowe rozwiązanie konstrukcyjne przedstawiono na rys. 9.6c.



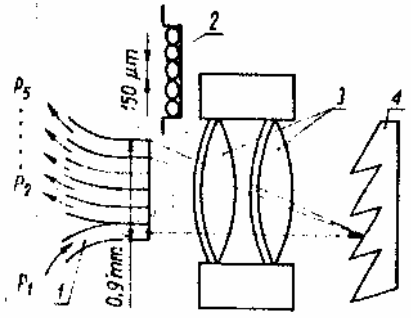
Rys. 9.6. Sprzęgacz z wykorzystaniem luster sferycznych i zasada działania: a) światłowód w środku krzywizny lustra — odbicie wsteczne, b) światłowód przesunięty względem środka krzywizny — odbicie przesunięte symetrycznie, c) sprzęgacz z wykorzystaniem luster sferycznych (wg A. Nici) [9])

Dwa wycinki sferyczne lustra o różnym promieniu krzywizny złączono symetrycznie. W płaszczyźnie styku obu luster umieszcza się światłowód główny. Symetrycznie po obu stronach mocuje się końcówki światłowodów sprzęganych. Wiązka światła padająca ze światłowodu głównego dzieli się na dwie równe części. Lustra w postaci wycinków sfer ogniskują padające na nie światło w punktach dołączonych światłowodów. Z kolei wiązka każdego światłowodu sprzęganego jest ogniskowana na czole światłowodu głównego (P_1).

W praktyce używa się soczewek wklęsło-wypukłych wykonanych na zwymiarowanym bloku kwarcowym. Powierzchnie wypukłe pokrywa się warstwą metalu, do przeciwległej zaś powierzchni płaskiej bezpośrednio mocuje się końcówki światłowodów za pomocą kleju. Klej spełnia jednocześnie rolę połączenia optycznego światłowodów z kwarcowym blokiem sferycznych soczewek niwelując straty odbicia. Całość stanowi zwartą, stabilną w pracy konstrukcję. Typowe straty wtrącania są rzędu 1 dB. Z uwagi na użycie luster efektywność sprzężenia nie zależy od długości fali światła ani rozkładu modów.

Sprzęgacze z wykorzystaniem siatki dyfrakcyjnej

Koncepcja użycia siatki dyfrakcyjnej do rozdzielenia wiązki światła jest ideowo prosta. Dyfragująca na siatce wiązka światła w naturalny sposób tworzy wiele prążków dyfrakcyjnych, które zogniskowane w punktach ustawienia końcówek światłowodów tworzą sprzęgacze typu (1 × N) [9]. Schemat ideowy takiego sprzęgacza przedstawiono na rys. 9.7.



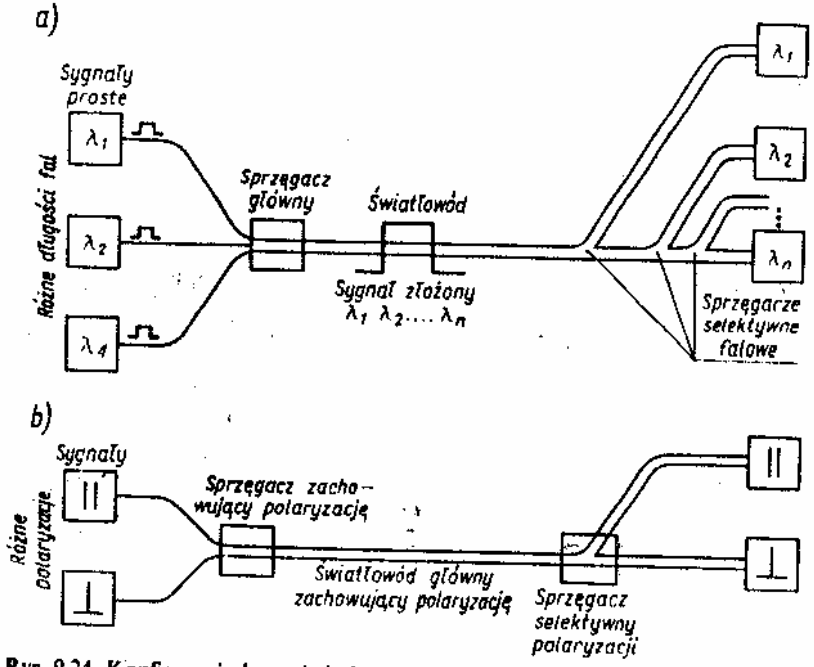
Rys. 9.7. Schemat ideowy sprzęgacza typu (1 × N) z użyciem siatki dyfrakcyjnej: 1, 2 — linijka światłowodów, 3 — soczewki, 4 — siatka dyfrakcyjna (wg A. Nici [9])

9.4. Sprzęgacze selektywne

9.4.1. Wstęp

W ogólnym pojęciu sprzęgacz, rozgałęziacz lub dzielnik mocy oznacza podział mocy sygnału z zachowaniem widma sygnału i stanu polaryzacji. Każdy sprzęgany światłowód otrzymuje porcję mocy sygnału z zachowaniem wszystkich atrybutów sygnału światłowodu głównego. Wiadomo jednak, że sygnał światłowodu głównego może być wynikiem złożenia wielu sygnałów pierwotnych np. na różnych długościach fal optycznych (zwielokrotnienie falowe) lub na różnej polaryzacji. Poszczególne sygnały zachowują swoją tożsamość informacyjną na danej polaryzacji i długości fali.

Rola *rozgałęziacza selektywnego* polega na wyprowadzeniu ze światłowodu głównego nie części mocy wypadkowego sygnału, ale



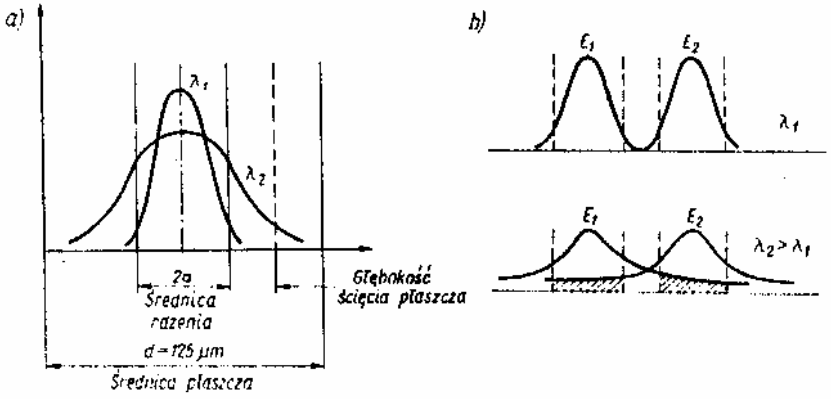
Rys. 9.24. Konfiguracja łącza światłowodowego z użyciem: a) sprzęgaczy selektywnych falowych, b) polaryzacyjnych (wg J. Noda, K. Okamoto, I. Yokohama [22])

całkowitej mocy sygnału pierwotnego nadanego na danej długości fali λ_n lub danej polaryzacji [10], [22], czyli dokonanie demultipleksji sygnału (rys. 9.24).

Proces odwrotny — łączenie sygnałów (multipleksowanie) różnej długości fali i polaryzacji może być realizowany przez dowolny sprzęgacz w przypadku multipleksji falowej lub przez sprzęgacz przenoszący polaryzację w przypadku multipleksji polaryzacji (rys. 9.24). Sprzęgacze selektywne spełniają jednocześnie funkcję multi- i demultiplekserów, umożliwiając transmisję dwukierunkową jak na rys. 1.3.

9.4.2. Sprzęgacze selektywne falowe

Średnica plamki świecenia w światłowodzie jednomodowym jest zależna od długości fali światła λ, jak na rys. 9.25b (por. 4.4). Jeżeli światłowód jednomodowy propaguje sygnały na dwóch różnych długościach fali $\lambda_2 > \lambda_1$, to ścinając bocznie światłowód, wejdziemy wpierw w obszar oddziaływania pola zanikającego mocy optycznej niesionej na fali λ_2, jak na rys. 9.25a. Można zatem dokonać odsprzężenia tylko mocy optycznej transmitowanej na długości fali λ_2 nie naruszając warunków propagacji sygnału na długości fali λ_1. Taki rodzaj sprzężenia nazywamy *selektywnym falowym*.



Rys. 9.25. Selektywne sprzężenia falowe: a) geometria rozkładu pola i głębokość ścinania, b) przekrycie się pól dwóch sprzężonych światłowodów na różnych długościach fal

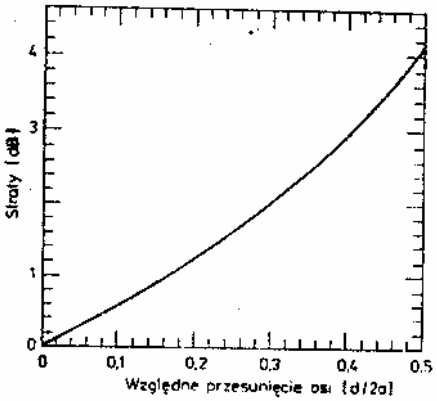
chni pokrywających się (zakreskowanych na rysunku) do całkowitej powierzchni rdzenia, zgodnie z zależnością [1]:

$$\eta = \frac{2}{\pi}\left[\arccos\frac{d}{2a} - \frac{d}{2a}\sqrt{1-\left(\frac{d}{2a}\right)^2}\right] \tag{8.1}$$

gdzie: arccosinus kąta jest określany w radianach.
Odpowiadające straty określane w decybelach wynoszą:

$$L = -10\log\eta \tag{8.2}$$

Daleje, konsekwentnie do oznaczenia strat będziemy stosować symbol L. Na rysunku 8.3 przedstawiono powyższe straty w funkcji względnego przesunięcia osi włókien. Dla małych przesunięć osiowych ($d/2a < 0{,}2$). Zależność (8.1) można uprościć do postaci $\eta = 1-(2d/\pi a)$.



Rys. 8.3. Straty spowodowane przesunięciem poprzecznym osi włókien wielomodowych o skokowym profilu

Przykład

Jakie może być dopuszczalne przesunięcie poprzeczne osi światłowodów o średnicy rdzeni 50 μm, by straty z tego wynikające nie przekraczały wartości 0.1 dB, 0,5 dB i 1 dB.

Znajdując odpowiednią wartość z rys. 8.3 lub stosując zależności (8.1) i (8.2), otrzymujemy:

L [dB]	$d/2a$	d [μm]
1.0	0.16	8
0,5	0.09	4.5
0,1	0.02	1.0

Powyższe wyniki wskazują jaka musi być zachowana dokładność w ustawieniu wzajemnym osi światłowodów, dla uzyskania złącza o podanej wartości strat.

Z rozważań przeprowadzonych w rozdziałach 4 i 5, wynikało, że mody wysokich rzędów są bardziej tłumione niż mody rzędów niskich.

W konsekwencji tego na końcu długiego odcinka światłowodu gęstość mocy promieniowania jest mniejsza blisko granicy rdzeń-płaszcz niż w punktach leżących blisko osi. Przy niewielkich przesunięciach poprzecznych przyczyną strat stają się te powierzchnie czołowe leżące blisko krawędzi granicznych. Ponieważ — jak to zauważyliśmy wcześniej — obszary te przenoszą niewielki tylko procent energii, w rzeczywistości straty mierzone w takich warunkach będą mniejsze niż przewidywane teoretycznie. Do obliczeń szacunkowych strat występujących na skutek nieidealnego połączenia światłowodów o profilu skokowym będziemy stosować teorię zakładającą równomierny rozkład mocy w całym przekroju poprzecznym rdzenia.

Łączenie światłowodów gradientowych stwarza więcej problemów teoretycznych ze względu na zmienność apertury numerycznej takiego światłowodu w funkcji odległości od osi, jak przedstawiono to na rys. 5.5. Jeżeli dwa włókna są łączone czołami, bez przesunięcia osi, to pokrywają się ich wartości lokalnych apertur numerycznych w każdym z punktów zetknięcia. Jeżeli natomiast istnieje przesunięcie osi, to nie zachodzi taka odpowiedniość. Przyjmijmy, że jeden ze światłowodów przekazuje energię promieniowania do drugiego. W tych punktach zetknięcia się obu światłowodów, gdzie światłowód „odbierający" energię ma lokalną wartość AN większą niż „nadający", zostanie przekazana bez strat cała energia. Dla sytuacji przeciwnej, gdy lokalna wartość AN światłowodu „odbierającego" jest mniejsza niż „nadającego", część energii zostanie stracona. Sprawność sprzężenia energetycznego jest zatem zmienna na powierzchni zetknięcia obu włókien i określana przez stosunek kwadratów lokalnych wartości apertur numerycznych. Do obliczenia całkowitej sprawności energetycznej złącza należy uśrednić wartości lokalnych wartości sprzężeń, uwzględniając również nierównomierny rozkład energii występujący w przekroju poprzecznym światłowodu gradientowego. Powiedzieliśmy już wcześniej, że taki rozkład nie jest w przypadku ogólnym znany, co znacznie utrudnia prowadzenie kompleksowej analizy teoretycznej tego zagadnienia.

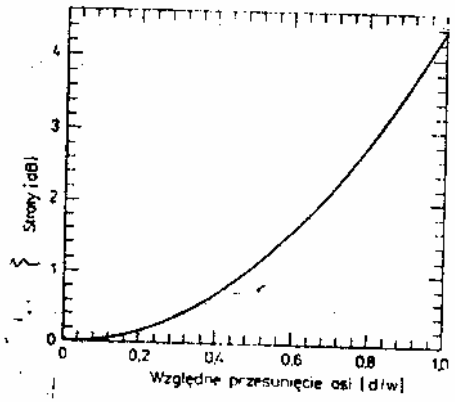
Straty wynikające z przesunięć osi światłowodów jednomodowych zależą od rozkładu energii przenoszonego modu, która zarówno w profilach parabolicznych, jak i skokowych jest zbliżona kształtem do krzywej Gaussa.

Straty liczone dla połączenia włókien identycznych są następujące [2]:

$$L = -10\log\{\exp[-(d/w)^2]\} \tag{8.3}$$

gdzie: w — średnica plamki, zdefiniowana w rozdz. 2.5.
Dla światłowodów jednomodowych pracujących w pobliżu częstotliwości odcięcia ($V \simeq 2{,}405$, patrz warunki odcięcia rozdz. 5.4), średnica plamki wynosi ok. 1,1 średnicy rdzenia. Straty dla takiego typu światłowodu,

w funkcji przesunięcia poprzecznego osi, przedstawiono na rys. 8.4. Z powodu niewielkich wymiarów rdzenia światłowodu jednomodowego, jak i przekroju wiązki światła przenoszonego budowa złącza o dużej sprawności energetycznej wymaga zachowania dużej precyzji wykonania mechanicznego. Przykładowo dla zachowania strat łączenia 1 dB jest wymagane, jak to wynika z zależności (8.3) lub rys. 8.4, zachowanie względnych przesunięć $d/w = 0{,}48$. Dla średnicy plamki 4 μm, dopuszczalne przesunięcie wynosi tylko 1,9 μm.



Rys. 8.4. Straty spowodowane przesunięciem poprzecznym osi włókien jednomodowych, o modowej średnicy plamki „w"

Ustawienie kątowe osi

Sprawność sprzężenia energetycznego dla małych wartości kątowych ustawień osi światłowodów o profilu skokowym jest określona przez zależność [3]:

$$\eta = 1 - \frac{n_4 \cdot \Theta}{\pi \mathrm{AN}}$$

gdzie:

n_4 — współczynnik przestrzeni między kątowo ustawionymi czołami obu włókien,

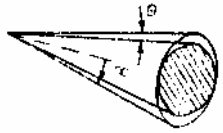
Θ — określany w radianach.

Straty określane w decybelach wynoszą:

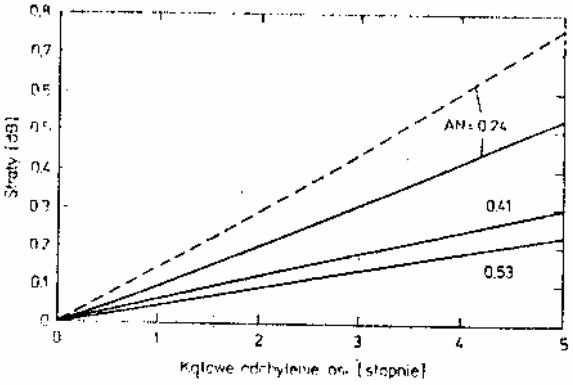
$$L = -10 \log\left(1 - \frac{n_4 \Theta}{\mathrm{AN} \cdot \pi}\right) \tag{8.4}$$

Sprawność sprzężenia energetycznego określa się przez znalezienie powierzchni wspólnej podstaw stożków promieniowania wysyłanego przez światłowód i padającego na powierzchnie czoła drugiego, jak przedstawiono to na rys. 8.5. Zakłada się przy tym jednorodność rozkładu mocy promieniowania w przestrzeni stożka. Zależność (8.4) jest wykreślona na

rys. 8.6 dla przypadków łączenia trzech typów światłowodów: całkowicie szklanego (AN = 0,24), szklanego z płaszczem polimerowym (AN = 0,41) i polimerowego o właściwościach przedstawionych w tablicy 5.1. Linie ciągłe są wykreślane dla przypadku istnienia przerwy powietrznej między włóknami, linia przerywana dla przypadku wypełnienia tej przerwy płynem o współczynniku załamania równym 1,5. Użycie płynu immersyjnego będzie przedmiotem dalszych rozważań w tym rozdziale.



Rys. 8.5. Stożki promieniowania i akceptacji światłowodów łączonych o różnych AN. Zakreskowano powierzchnią wspólną $\mathrm{AN} = n_0 \sin \Theta_0$, Θ_0 — kąt odchylenia



Rys. 8.6. Straty spowodowane kątowym ustawieniem osi łączonych włókien wielomodowych o profilu skokowym. Linią przerywaną przedstawiono straty, gdy w przerwę między włóknami wprowadzono płyn immersyjny ($n_4 = 1{,}5$)

Zauważmy, że straty wynikające z takiego samego błędu ustawienia kątowego są mniejsze dla światłowodów o większej aperturze numerycznej. Wytłumaczenie tego faktu jest proste, gdyż wystarczy zauważyć, że takie samo ustawienie kątowe osi powoduje w efekcie mniejsze procentowo niepokrywanie się powierzchni podstaw obu stożków dla światłowodów o dużej wartości AN. Tracona jest zatem mniejsza ilość energii.

Straty wynikające z kątowego ustawienia osi światłowodów gradientowych nie dają się w sposób prosty wyliczyć z przeprowadzonego powyżej rozumowania ze względu na sygnalizowane wcześniej nierównomierności rozkładu mocy.

Dla światłowodów jednomodowych straty kątowego ustawienia osi obu łączonych włókien określa zależność [4]:

$$L = -10 \log \{\exp[-(\pi n_2 w \Theta / \lambda^2)]\} \tag{8.5}$$

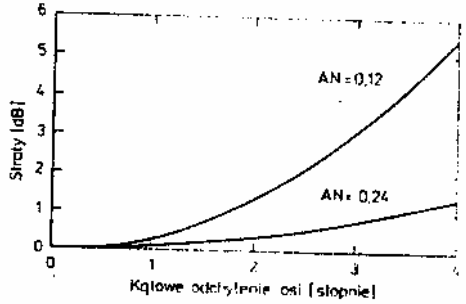
gdzie:

Θ — w radianach,

w — średnica wiązki Gaussowskiej,

n_2 — współczynnik załamania płaszcza.

Wykładnik 2 w równaniu (8.5) jest wynikiem przyjęcia stosunku błędu kątowego ustawienia osi do połówkowego kąta rozbieżności stożka, która wynosi λ/π (jak to przyjęto w zależności 2.17). Straty przedstawione na rys. 8.7 są wykreślone dla dwóch światłowodów jednomodowych o znormalizowanej częstotliwości odcięcia $V = 2{,}4$ i współczynniku załamania płaszcza $n_2 = 1{,}46$. Podobnie jak to było obserwowane dla światłowodów wielomodowych, również dla światłowodów jednomodowych straty rosną w funkcji błędu ustawienia kątowego szybciej dla włókien o mniejszej aperturze numerycznej. Podany poniżej przykład ilustruje sposób obliczenia strat jaki dokonano dla wykreślenia rys. 8.7.



Rys. 8.7. Straty spowodowane kątowym ustawieniem włókien jednomodowych przy $V = 2{,}4$, $w/a = 1{,}1$, $n_2 = 1{,}46$, $\lambda = 0{,}8$ μm

Przykład

Mamy światłowód jednomodowy o $n_1 = 1{,}465$, $n_2 = 1{,}46$, którego wartość częstotliwości znormalizowanej wynosi 2,4. Obliczyć średnicę rdzenia tego światłowodu, jego aperaturę numeryczną oraz średnicę wiązki światła dla długości fali $\lambda = 0{,}8$ μm.
Z zależności (4.21) otrzymujemy $AN = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 0{,}12$.
Z zależności (5,7) dla $V = 2{,}4$

$$a = \frac{V}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = 2{,}53\ \mu m$$

Dla $V = 2{,}4$, $w/a = 1{,}1$, a więc średnica wiązki wynosi: $1{,}1 \cdot 2{,}53 = 2{,}78$ μm.

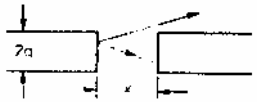
Przerwa między czołami światłowodów

Jeżeli między czołami łączonych światłowodów istnieje przerwa, zachodzą dwa zjawiska, które w efekcie powodują straty. Pierwszy z nich to straty wynikające z odbijania się światła na granicach szkło- powietrze i powietrze-szkło. W rozdziale 3.5 oszacowaliśmy ich wartość liczbową na 4% (0,177 dB), co daje całkowite sumaryczne straty równe 0,35 dB. Jedną z metod wyeliminowania tych strat jest wprowadzenie do przestrzeni między światłowodami bezstratnego płynu immersyjnego, a więc o współczynniku załamania identycznym jak ma szkło. W praktyce taki sposób zmniejszenia strat w złączach jest często stosowany. Jak można wywnioskować z krzywych z rys. 8.6 taki płyn jednocześnie wpływa niekorzystnie na straty kątowego ustawienia osi włókien.

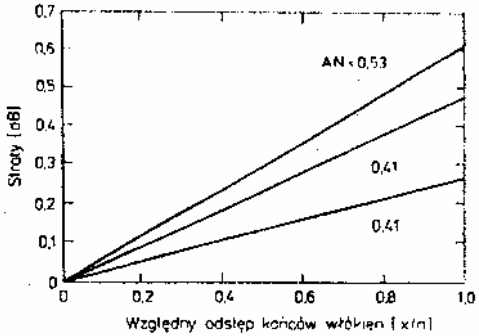
Drugie zjawisko wpływające na wartość strat przedstawiono poglądowo na rys. 8.8. Gdy istnieje przerwa, część energii wysyłanej przez światłowód nie trafia do płaszczyzny rdzenia światłowodu łączonego, jest więc tracona. Im większa jest ta przerwa, tym większa część energii jest w ten sposób tracona z powodu rozbieżności stożka promieniowanej energii. Światłowody z dużą aperturą numeryczną mają większe straty niż te z mniejszą AN (z powodu większego kąta rozbieżności stożka promieniowania tych pierwszych). Zakładając równomierny rozkład energii promieniowanej w całym stożku, otrzymujemy następującą zależność określającą straty wynikające z małego oddalenia czół łączonych światłowodów:

$$L = -10 \log\left(1 - \frac{xAN}{4an_s}\right) \tag{8.6}$$

gdzie: n_s — współczynnik załamania płynu immersyjnego.

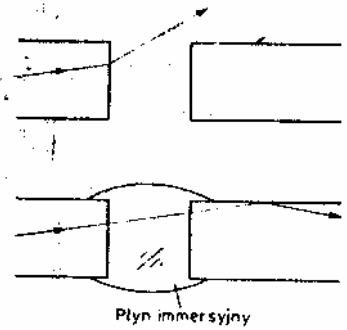


Rys. 8.8. Odstęp między końcami łączonych włókien powoduje wydostawanie się części promieni światła na zewnątrz



Rys. 8.9. Straty spowodowane odstępem między końcami włókien wielomodowych o profilu skokowym

Wyniki obliczeń wykonane dla światłowodów całkowicie szklanych z płaszczem polimerowym i całkowicie polimerowych są przedstawione na rys. 8.9. Założono, że $n_s = 1$, co oznacza przerwę powietrzną. Z analizy zależności (8.8) wynika, że wprowadzenie płynu immersyjnego w przerwę między czołami łączonych światłowodów zmniejsza straty energii. Jednocześnie zmniejszeniu ulegają straty odbiciowe na granicy ośrodków o zbliżonych, dzięki wprowadzeniu płynu, współczynnikach załamania. Wytłumaczenie powyższych faktów jest proste na podstawie teorii załamania omówionej w rozdziale 2.1. Promienie wychodzące z ośrodka gęstszego optycznie (rdzenia światłowodu) do ośrodka rzadszego optycznie (powietrze) zwiększają kąt odchylenia od osi optycznej, wiązka światła zwiększa rozbieżność, jak pokazano na rys. 8.10. Wprowadzenie płynu immersyjnego nie powoduje w efekcie zwiększenia rozbieżności wiązki, więcej promie-



Rys. 8.10. Wprowadzenie płynu immersyjnego w przerwę zmniejsza straty spowodowane rozdzieleniem włókien przez zmniejszenie rozbieżności wiązki.

ni niosących energię dociera (i jest wprowadzana) do rdzenia światłowodu łączonego, a więc wynikające z tego straty zmniejszają się.

Porównując krzywe z rysunku 8.3 i 8.6 i 8,9 zauważamy relatywnie małą wrażliwość światłowodów wielomodowych o profilu skokowym na błędy wzajemnego ustawienia włókien. Natomiast przesunięcie poprzeczne osi łączonych włókien jest o wiele bardziej krytyczne.

Przykład

Policzyć dopuszczalne wartości błędów mechanicznych łączenia światłowodów wielomodowych o profilu skokowym, przy założeniu, że każdy z błędów wniesie straty nie większe nie 0.25 dB. Promień rdzenia 50 μm, AN = 0,24.

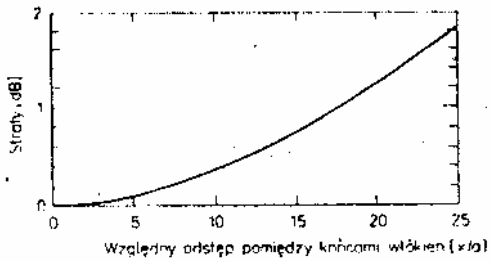
Dla strat 0,25 dB wynikających z błędu przesunięcia osi otrzymujemy wartość $d/2a = 0{,}045$, odczytaną z rys. 8.3. Z kątowego ustawienia osi błąd odczytany z rys. 8.6 wynosi 2,4°; przerwa między włóknami wynosi: $x/a = 0{,}94$, jak to wynika z rys. 8.9. Powyższe wartości dają dopuszczalne tolerancje mechaniczne: przesunięcie osi $d = 4{,}5$ μm, kąta między osiami $\Theta = 2{,}4°$, odstęp między czołami włókien $x = 47$ μm.

Straty wynikające z istnienia przerwy między czołami światłowodów jednomodowych wynoszą [6]:

$$L = -10 \log \frac{4(4Z^2+1)}{(4Z^2+2)^2+4Z^2} \tag{8.7}$$

gdzie: $Z = x\lambda/2\pi n_2 w^2$.

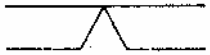
Wyniki liczbowe są wykreślone na rys. 8.11, dla światłowodu o AN = 0,12. Dla tego przykładu szczelina między włóknami o szerokości dziesięć razy większej niż wynosi średnica rdzenia powoduje w efekcie straty mniejsze niż 0,4 dB. Widać więc, że istnienie przerwy między czołami łączonych światłowodów nie jest problemem krytycznym. W przeciwieństwie do tego przesunięcie poprzeczne osi łączonych włókien stanowi poważny problem, podobnie jak dla światłowodów wielomodowych.



Rys. 8.11. Straty wynikające z odstępu między końcami łączonych światłowodów jednomodowych przy $V = 2{,}4$, $w/a = 1{,}1$, $n_1 = 1{,}465$, $n_2 = 1{,}46$, AN = 0.12, $\lambda = 0{,}8$ μm

Gładkość i równoległość powierzchni łączonych

Rozpraszanie światła przechodzącego przez chropowatą powierzchnię końca światłowodu może powodować w efekcie zauważalne straty. Podobnie nierównoległość powierzchni czół łączonych włókien (jak to przedstawiono na rys. 8.12) także powiększa straty złącza. Wprowadzenie między powierzchnie czół łączonych włókien płynu immersyjnego powoduje ich optyczne „wygładzenie" i zbliżenie, co w efekcie zmniejsza wpływ nieidealności powierzchni na straty.



Rys. 8.12. Nachylenie płaszczyzny końców włókien wprowadzające straty

W złączach małostratnych konieczne jest jednak utrzymanie gładkich i równoległych do siebie łączonych powierzchni włókien. Opracowano wiele technicznych sposobów wykonywania takich powierzchni, niektóre z nich opiszemy w następnym rozdziale.

Łączenie nieidentycznych światłowodów

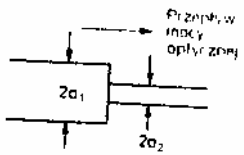
W praktyce często jest spotykane łączenie światłowodów różniących się aperturami numerycznymi lub średnicami rdzeni. Przykładem może być łączenie półprzewodnikowych źródeł promieniowania zazwyczaj zakończonych fabrycznie krótkim odcinkiem włókna o parametrach różnych od włókna z którym jest łączone. Światłowody tego samego typu mogą różnić się między sobą na skutek nieuniknionych tolerancji wykonania.

Straty spowodowane łączeniem światłowodu o średnicy $2a_1$ ze światłowodem o średnicy $2a_2$, wynoszą [7]:

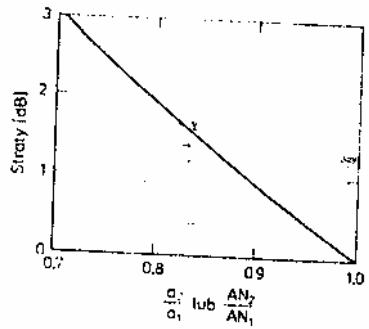
$$L = -10 \log \frac{a_2^2}{a_1^2} \tag{8.8}$$

gdzie $a_1 > a_2$. Strat nie ma, gdy średnica światłowodu wysyłającego promieniowanie jest mniejsza niż średnica światłowodu odbierającego to promieniowanie. Straty są więc w tym przypadku „jednokierunkowe". Mechanizm powstawania strat łatwo można prześledzić porównując pola po-

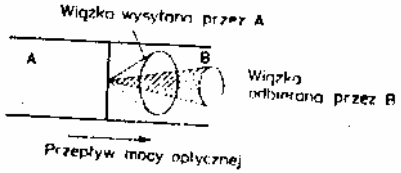
wierzchni obu łączonych włókien, jak przedstawiono to na rys. 8.13. Obliczenia na podstawie takiego mechanizmu powstawania strat są słuszne zarówno dla światłowodów o profilu skokowym, jak i gradientowym, pod warunkiem jednakże, by profil światłowodu łączonego był repliką, zmniejszoną jedynie w stosunku a_2/a_1, światłowodu wysyłającego. Należy założyć, że w miejscu łączenia w światłowodzie wysyłającym są pobudzone wszystkie możliwe do propagacji mody. Wyniki otrzymane z (8.8) są wykreślone na rys. 8.14.



Rys. 8.13. Różnice wymiarów włókien wprowadzające straty



Rys. 8.14. Wykres strat spowodowanych nierównymi średnicami rdzeni lub nieidentycznymi aperturami numerycznymi



Rys. 8.15. Różne apertury numeryczne przyczyną strat

Jeżeli transmisja zachodzi od światłowodu o większej aperturze numerycznej do światłowodu o mniejszej, to część emitowanych promieni światła nie mieści się w stożku akcepetacji światłowodu odbierającego. Schematycznie przedstawiono to na rys. 8.15. Straty dla tego przypadku wynoszą [8]:

$$L = -10 \log \frac{AN_2^2}{AN_1^2} \tag{8.9}$$

gdzie $AN_1 > AN_2$.

Strat nie ma, gdy apertura numeryczna światłowodu odbierającego promieniowanie jest większa niż wysyłającego. Wyniki obliczeń (8.9) są wykreślone na rys. 8.14 przy założeniu stabilnego rozkładu modowego. Dla takiego założenia zależność (8.9) jest słuszna dla światłowodów zarówno

o profilu skokowym, jak i gradientowym. Dla tego drugiego przypadku muszą być dla obu łączonych światłowodów identyczne zarówno wartości lokalnej apertury numerycznej w osi, jak i parametr α zdefiniowany zależnością (5.3). W przypadku włączenia światłowodów różnych, gdy promieniowanie przechodzi od światłowodu o profilu skokowym do światłowodu o profilu gradientowym, oba mają identyczną aperturę numeryczną w osi, straty wynoszą 3 dB. Straty te są spowodowane tym, że wartość lokalnej apertury dla światłowodu gradientowego maleje do zera na granicy z płaszczem, podczas gdy dla światłowodu o profilu skokowym wartość apertury numerycznej jest identyczna w każdym punkcie jego rdzenia. W sytuacji odwrotnej, przechodzenia energii od światłowodu gradientowego do skokowego — nie ma strat.

Na zakończenie powyższych rozważań należy podkreślić, że praktyczne wykorzystanie wyników otrzymywanych z podanych zależności powinno być ze względu na zastosowane uproszczenia dokonywane z należytą uwagą.

8.2. PRZYGOTOWANIE PŁASZCZYZNY KOŃCA ŚWIATŁOWODU

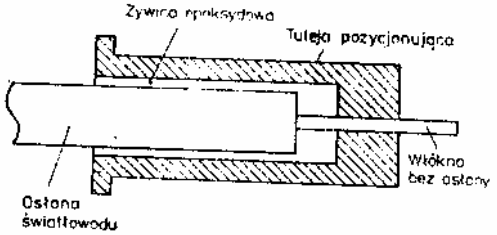
Istnieją dwie główne metody przygotowywania końca światłowodu przed jego połączeniem z innym: przez *zarysowanie i przełamanie* oraz *szlifowanie i polerowanie* [9]. Metodę pierwszą stosuje się praktycznie, gdy światłowody mają być łączone na stałe, metodę drugą do wykonywania złączy rozłącznych, gdy włókno jest na stałe zamocowane z częścią złączki. Opisywane dalej procedury przygotowywania włókien odnoszą się do konstrukcji całoszklanych.

W obu metodach przygotowywania włókno musi być przełamane. Przed tym należy za pomocą ostrego narzędzia usunąć osłony wykonywane z materiałów polimerowych np. Kevlaru. Następnie włókno musi być oczyszczone rozpuszczalnikiem chemicznym np. alkoholem izopropylowym.

Do dokonania przełomu włókna należy powierzchnię zewnętrzną płaszcza szklanego zarysować, za pomocą noża diamentowego lub wykonanego z węglików spiekanych, poprzecznie do osi, lekko naprężając wzdłużnie. Po zarysowaniu naprężenie to zwiększa się aż do zerwania włókna. Typowa wartość siły potrzebnej do zerwania wynosi 1,47 N. Przy prawidłowo wykonanej operacji łamania uzyskuje się płaską, lustrzaną i prostopadłą do osi powierzchnię końca włókna. Doświadczony monter wykonuję całą taką operację w ciągu kilku minut, otrzymując w efekcie właśnie żądaną powierzchnię. Są dostępne też zestawy narzędzi do mechanicznego wykonywania rys, a następnie przełomów włókien. Niezależnie od zastosowanej metody przełamana powierzchnia podlega sprawdzeniu optycznemu w celu wyeliminowania ewentualnego błędu wykonania.

Jeżeli włókno będzie oprawione w złączce rozłącznej, to zazwyczaj

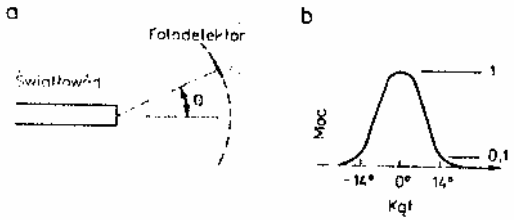
gładkość powierzchni przełomu nie jest wystarczająca i należy ją dodatkowo szlifować i polerować. Jest to szczególnie ważne dla tych typów złączy, gdzie czoła światłowodów są łączone „na styk". Istnieje wiele typów złączek oraz metod przygotowywania do nich włókien, ale można wyróżnić pewne ogólnie stosowane sposoby mocowania. Najpierw włókno, którego średnica jest niewielka, przez co trudno jest nim operować, jest umieszczane centrycznie, bardzo dokładnie, w osi metalowej tulei o średnicy dużo większej (wynoszącej kilka milimetrów). W ten sposób zewnętrzna powierzchnia tulei zamiast powierzchni włókna stanie się bazą, względem której ustawia się włókna podczas ich łączenia. Włókno po umieszczeniu i ewentualnej adjustacji w tulei, zostaje z nią na stałe łączone za pomocą żywicy, jak przedstawiono to na rys. 8.16. Często do pozycjonowania w tulei włókna są stosowane syntetyczne rubiny używane jako łożyska w zegarkach. Po zamocowaniu włókno wystaje poza powierzchnię czoła tulei. W następnym etapie jest zeszlifowywany nadmiar materiału włókna aż do powierzchni czoła tulei. Szlifowanie i następujące po nim polerowanie wykonuje się w odpowiednim urządzeniu, zapewniającym prostopadłość czoła szlifowanego do osi tulei, a więc i do osi zamocowanego w niej światłowodu. Są stosowane klasyczne materiały ścierne do szkieł, jak proszki o malejącej w trakcie procesu gradacji ziaren. Szlifowanie odbywa się z użyciem wody, która jednocześnie chłodzi obrabiany element. W końcowym etapie powierzchnia jest polerowana za pomocą past diamentowych o średnicy ziaren od 0,3 do 1 μm. W ten sposób są uzyskiwane płaskie, lustrzane i prostopadłe do osi, powierzchnie czół włókien, zapewniające niewielkie straty przy łączeniu ich w złączce rozłącznej „na styk".



Rys. 8.16. Zamocowanie włókna w tulei pozycjonującej włókno

Światłowody szklane z płaszczem polimerowym mogą być polerowane w sposób analogiczny, ale bez usunięcia płaszcza, który w tym przypadku stanowi element prowadnicy fali światła. Należy usunąć jedynie inne warstwy polimerowe stanowiące osłony, włókno zaś z płaszczem polimerowym zamocować w tulei lub w innym uchwycie zapewniającym prostopadłość podczas szlifowania. Otrzymana powierzchnia jest z reguły nieco gorszej jakości niż dla włókien całkowicie szklanych ze względu na miękkość materiału płaszcza (co powoduje ruchy rdzenia podczas jego szlifowania). W efekcie powierzchnia czoła będzie lekko wypukła.

Gładka powierzchnia końca światłowodu jest wymagana nie tylko dla złączy rozłącznych, ale też w wielu technikach pomiarów jego parametrów (przykładowo przy pomiarze apertury numerycznej stosując metodę analizy rozkładu przestrzennego promieniowania wychodzącego z czoła światłowodu, jak przedstawiono to na rys. 8.17). Rozkład natężenia promieniowania mierzony wzdłuż średnicy, obserwowany w polu dalekim, odwzorowuje rozkład współczynnika załamania materiału rdzenia. Zgodnie z teorią, krzywa ta powinna mieć odcięcie dla kąta odpowiadającego aperturze numerycznej. W rzeczywistości, jak to widać na rysunku, natężenie światła maleje łagodnie do zera. Można to wytłumaczyć istnieniem promieni światła biegnących wzdłuż linii śrubowych oprócz przewidywanych przy liczeniu apertury numerycznej jedynie promieni południkowych. Często przyjmuje się jako miarę wartości apertury numerycznej odpowiadający jej kąt promieniowania, dla którego natężenie promieniowania obserwowane w polu dalekim, maleje do 0,1 wartości maksymalnej. Zgodnie z tym odczytany kąt akceptacji światłowodu (połówkowy) wynosi 14°, co odpowiada wartości AN = sin 14° = 0,24.



Rys. 8.17. Określenie apertury numerycznej światłowodu przez pomiar mocy światła w polu dalekim
a) schemat pomiarowy,
b) rozkład mocy w polu dalekim

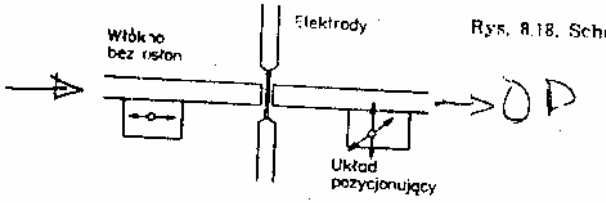
Również dokładne pomiary tłumienia światłowodu metodą transmisyjną wymagają wykonania gładkich powierzchni końca włókna. Wartość tłumienia, jak pamiętamy, jest liczona ze stosunku mocy mierzonej na końcu długiego odcinka światłowodu o danej długości i mocy na jego początku (zwyczaj po odcięciu bardzo krótkiego odcinka od początku). Miara logarytmiczna tego stosunku określa tłumienie w decybelach, podawane na jednostkę długości badanego włókna.

8.3. POŁĄCZENIA STAŁE

Połączenia stałe [10, 11] w celu trwałego połączenia włókien między sobą bez możliwości ich rozłączania, jak to ma miejsce w złączach rozłącznych. Połączenia stałe wykonuje za pomocą spawania lub klejenia włókien po uprzednim właściwym ich pozycjonowaniu.

Połączenia spawane

Są wykonywane w układzie schematycznie przedstawionym na rys. 8.18. Końce łączonych szklanych włókien są w wysokiej temperaturze łuku ele-



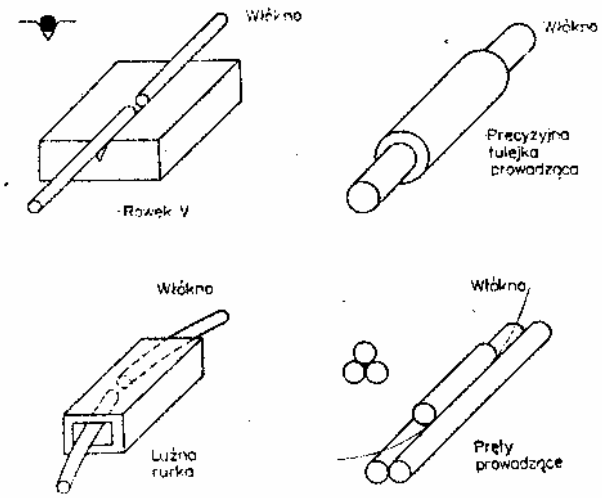
Rys. 8.18. Schemat spawarki do włókien

ktrycznego doprowadzane do stanu mięknięcia i w takiej postaci zetknięte. Powierzchnie czół włókien są wstępnie przygotowywane przez dokonanie przełomu. Wzajemne ustawienie obu osi włókien na wspólnej linii wykonuje się za pomocą mikromanipulatorów, przy jednoczesnej mikroskopowej kontroli wzrokowej prawidłowości ustawienia. Prawidłowość ustawienia włókien można również kontrolować metodą pośrednią, mierząc moc przechodzącą przez zetknięte włókna (przed ich zespoleniem), która powinna przyjmować wartość maksymalną. Podczas łączenia płynnego materiału włókien siły napięcia powierzchniowego powodują samoczynne ustawianie się ich na wspólnej osi, co jest zjawiskiem pożytecznym, gdyż zmniejsza ewentualne przesunięcie osi. Złącza wykonywane metodą spawania za pomocą aparatury specjalnie zaprojektowanej do tego celu wykazują straty mniejsze niż 0,25 dB, a przy bardzo dobrze opanowanej technologii — poniżej 0,1 dB. Obszar spawany włókien jest, bezpośrednio po tej operacji, zabezpieczany różnego rodzaju żywicami utwardzanymi chemicznie lub promieniowaniem UV. Technika łączenia za pomocą spawania jest stosowana do włókien całkowicie szklanych o różnych wymiarach rdzenia.

Połączenie przez klejenie

Są wykonywane one za pomocą żywic utwardzanych chemicznie, łączących włókna uprzednio przygotowane i ustawione na wspólnej osi. Istnieje wiele metod technicznych umożliwiających w sposób stosunkowo prosty ustawienie łączonych włókien na wspólnej osi. Niektóre z tych metod przedstawiono schematycznie na rys. 8.19. Każda z przedstawionych struktur umożliwia mechaniczne ustawienie włókien na wspólnej osi i zbliżenie „na styk" powierzchni czół. Po wprowadzeniu żywicy zapewnia również odpowiednią wytrzymałość mechaniczną złącza. Ze względu na czas potrzebny do utwardzenia się żywicy połączenia tego typu nie mogą być wykonywane natychmiast. Czas utwardzenia się żywicy zależy od stosowanego typu i zewnętrznych czynników przyspieszających, jak temperatura lub w niektórych przypadkach promieniowanie ultrafioletowe.

Najprostszym urządzeniem pozycjonującym jest nacięty na odpowiedniej długości w bloku materiału rowek o przekroju jak litera V. Łączone włókna są wsuwane wzdłuż rowka aż do ich zetknięcia się czołami. W takim położeniu wprowadzana żywica epoksydowa ustala na stałe włókno z minimalnym odstępem między czołami. Dodatkowo odpowiednio do-



Rys. 8.19. Różne rodzaje złączy mechanicznych

brany współczynnik załamania zbliżony do materiału szkła rdzenia daje pozytywny efekt immersyjny, zmniejszający straty. Błąd przesunięcia poprzecznego osi włókien wynika praktycznie tylko z tolerancji wykonania włókna, a głównie z błędu mimośrodkowości rdzenia względem płaszcza. Straty wynikające z takiego błędu można zmniejszyć, gdy podczas procesu łączenia (przed utwardzeniem żywicy) jest możliwość pomiaru mocy przechodzącej przez złącze. Obrót wzdłuż osi jednego z włókien i obserwacja wartości mocy przechodzącej umożliwiają minimalizację strat złącza. Dodatkowo do mechanicznego zabezpieczenia włókien w rowku są stosowane często elastyczne elementy np. w postaci blaszki przymocowanej do bloku i ułożonej wzdłuż rowka.

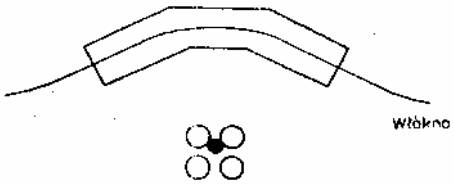
Innym rodzajem elementu pozycjonującego włókno jest grubościenna rurka z precyzyjnie wykonanym otworem dopasowanym do wymiarów włókna. Zazwyczaj oba końca rurki rozszerzają się w celu ułatwienia wprowadzenia włókna. Jest możliwe też stosowanie w środkowej części rurki prostopadle wywierconego otworu ułatwiającego osberwację położenia łączonych włókien i ewentualne wprowadzenie przez niego płynu immersyjnego lub też żywicy. Prowadząca rurka może być wykonana z metalu lub plastyku [12]. W jednym z rozwiązań jest stosowana rurka z elastycznego materiału plastycznego z otworem wykonanym z tolerancją ujemną względem wymiaru włókna, przez co oba łączone włókna są centrowane i jednocześnie mocowane mechanicznie.

Interesującym rozwiązaniem jest użycie jako elementu pozycjonującego włókna rurki cienkościennej o wewnętrznym przekroju w formie kwadratu. Prowadzenie włókien i ich ustawienie wzajemnie na wspólnej osi jest dokonywane przez przesuwanie zgiętych nieco włókien wzdłuż

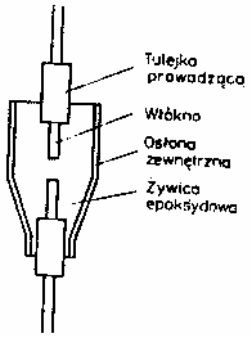
krawędzi łączącej ścianki prostopadłe. Wprowadzenie do tej przestrzeni żywicy epoksydowej ustala wzajemne położenie łączonych włókien.

Również trzy pręciki zetknięte wzdłużnie, precyzyjnie szlifowane z metalu lub wykonane ze szkła, mogą posłużyć do pozycjonowania włókien wsuwanych w otwór między prętikami. Średnice prętików są tak dobrane, że powstający otwór ma wymiary umożliwiające wsunięcie łączonych włókien. Również w tym rozwiązaniu jest stosowana żywica do ustalenia położenia włókien. Do wzajemnego stałego utrzymania prętów prowadzących i włókien może być stosowana opaska z materiału termokurczliwego, która po ogrzaniu obciska złączkę *).

Jest znane również rozwiązanie zawierające cztery pręciki szklane połączone ze sobą wzdłużnie w sposób przedstawiony na rys. 8.20. W przestrzeni wolnej są utworzone w ten sposób cztery rowki V. Połączone pręciki są zgięte w sposób przedstawiony na rysunku, co ułatwia wprowadzenie włókien do jednego z rowków. Po zetknięciu, kropla żywicy ustala położenie włókien w sposób trwały.



Rys. 8.20. Złącze składające się z czterech sklejonych i zagiętych prętików



Rys. 8.21. Złącze stałe wykonane za pomocą żywicy epoksydowej

Istnieje też technika łączenia włókien, w której brak specjalnych elementów pozycjonujących, przedstawiona na rys. 8.21 [13]. Oba włókna po przygotowaniu powierzchni czół umieszcza się w dwóch oddzielnych rurkach nośnych o dużej średnicy zewnętrznej. Następnie wsuwa się włókno do konstrukcji, w kształcie lejka o różnych średnicach z obu końców, tak że jedno włókno ma ustalone położenie, drugie zaś można przesuwać wzdłuż kierunków wzajemnie prostopadłych. Pozycjonowanie jest obserwowane przez mikroskop. Dodatkowo, przez pomiar mocy światła przechodzącego przez złącze, można ustalić optymalne położenie, które występuje przy maksymalnym poziomie mocy przechodzącej. W tym położeniu

*) Rozbudowana wersja złączki, w której pręcik górny jest dzielony na cztery elementy, z których dwa o nieco innej średnicy służą do wstępnego prowadzenia, a pozostałe dwa do mocowania włókna, jest przedmiotem Patentu RP nr 144655 przyp. tłum.).

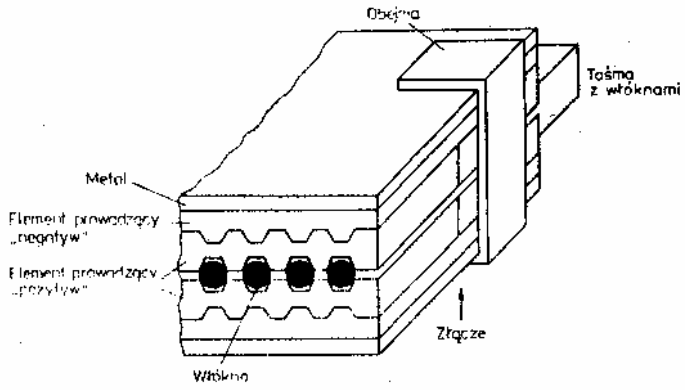
następuje ustalenie za pomocą żywicy epoksydowej. Złącze tego rodzaju, dość trudne w realizacji, nadaje się doskonale do łączenia między sobą światłowodów o różnych średnicach rdzeni lub też mających błędy mimośrodowości rdzeni.

Z opisanych niektórych technik łączenia widać jak różnorodne metody są stosowane do pozycjonowania włókien. Projektant złączy powinien wybrać jedną spośród istniejących metod i dalej doskonalić ją dla konkretnego zastosowania.

Złącza mechaniczne dobrej jakości wprowadzają straty nie większe niż 1 dB. Do uzyskania strat mniejszych konieczne staje się stosowanie precyzyjnej obróbki mechanicznej elementów złączki i utrzymanie czystości łączonych powierzchni włókien. Wymagania te stają się oczywiste, gdy przypomnimy sobie opisane w poprzednim rozdziale przyczyny strat, które zależą głównie od precyzji mechanicznego pozycjonowania włókien.

Po połączeniu włókien ich wzajemne położenie musi być ustalone za pomocą żywicy lub lakieru, które dodatkowo chronią powierzchnię przełomu przed korozją chemiczną.

W rozdziale 5.8 przedstawiliśmy wielowłóknową strukturę płaską, która może być łączona z taką samą w sposób pokazany na rys. 8.22 [14]. Pojedyncze włókna są wprowadzane do rowków V, wykonanych precyzyjnie w podłożu krzemowym. Każdy element prowadzący ma rowki wykonane z obu stron, co umożliwia formowanie struktury złożonej przez ułożenie naprzemian „pozytywu" i „negatywu" elementu prowadzącego. Negatyw elementu prowadzącego nakrywa dwa złączone czołami elementy pozytywowe, przez co rowki i włókna w nich są ułożone na wspólnych osiach. Całość złączki jest mechanicznie mocowana za pomocą sprężystej opaski. Tego typu struktura może być łączona i rozłączana stosunkowo łatwo, aż do formowania złączki całego kabla o konstrukcji paskowej.



Rys. 8.22. Złącze specjalne do konstrukcji taśmowej kabla (po wykonaniu połączenia)

8.4. ŁĄCZA ROZŁĄCZNE

Konieczność testowania transmisyjnych urządzeń końcowych łączy światłowodowych wymaga stosowania złączek rozłącznych, w które zaopatrzone muszą być kable światłowodowe. Wymagane niewielkie tolerancje wykonania mechanicznego takich złączy powodują, że do zapewnienia sprzężenia włókien z małymi stratami należy stosować technologię trudną, a więc drogą.

Wymagania stawiane złączom dobrej jakości są następujące:

1. Wprowadzane straty niewielkie. Układ mechaniczny złączki musi samoczynnie minimalizować błędy pozycjonowania po dokonaniu połączenia. Z wyjątkiem nielicznych rozwiązań miejsce zetknięcia włókien nie jest dostępne wzrokowo i ewentualne korekcje położenia nie są możliwe. W przypadku zastosowania wielu złączek na tym samym włóknie wprowadzane straty łączne muszą być wprost sumą strat pojedynczych łączek. Przykładowo, przy pięciu złączkach, z których każda wprowadza straty 2 dB, zastosowane jednocześnie muszą dawać łączne tłumienie nie większe niż 10 dB, co oznacza zmniejszenie poziomu mocy w układzie transmisyjnym dziesięciokrotne.

2. Powtarzalność. Sprawność sprzężenia nie może ulegać zmianie po dokonywaniu kolejnych operacji łączenia i rozłączania.

3. Zamienność. Taka sama sprawność sprzężenia musi być dla połączeń dokonywanych między różnymi kompletami złączek. Na sprawność tę nie może mieć również wpływu umiejętność dokonującego połączenia.

4. Długi czas życia. Powtarzające się operacje rozłączania nie mogą pogarszać sprawności sprzężenia lub mechanicznej wytrzymałości złączki po upływie nawet długiego przedziału czasu.

5. Duża wytrzymałość mechaniczna. Połączenie nie może się pogarszać w zależności od przyłożonych sił zewnętrznych działających bezpośrednio na złącze lub przez naprężenie kabla.

6. Odporność na czynniki otoczenia. Złącze winno być odporne na zmiany temperatury, wilgotność, agresywność chemiczną, zanieczyszczenia, wysokie ciśnienie i wibracje.

7. Łatwość obsługi. Przygotowanie włókna i zamocowanie go w tulei prowadzącej nie powinno być trudne i czasochłonne.

8. Prostota użycia. Łączenie i rozłączanie powinno być operacją prostą.

9. Ekonomiczność. Złącza w wykonaniu precyzyjnym są kosztowne. Tanie złącza są wykonywane z plastyku, lecz nie są tak dobre.

Typowa wartość strat wnoszonych przez złącze rozłączne zawiera się w zakresie od 0,5 do 3 dB i jest oczywiście dużo większa niż wartość strat dla złączy nierozłączalnych. Użycie płynu immersyjnego poprawia sprawność sprzężenie. Nie jest to jednak w wielu przypadkach możliwe do stosowania ze względu na niewygodę wynikłą z ewentualnego wyciekania czy

też parowania płynu, utratę z czasem przezroczystości oraz skłonność do wychwytywania drobnych cząstek zanieczyszczających w obszarze styku włókien. Złącza wykonane z plastyku są tańsze w wykonaniu niż metalowe, ale wykazują mniejszą precyzję mechanicznego połączenia, a więc i większe straty.

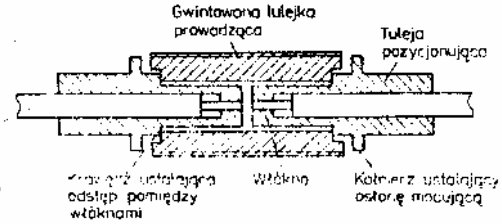
Dlaczego złącza rozłączne nie mają tak małych strat jak złącza stałe? Główną przyczyną jest to, że w większości spotykanych konstrukcji powierzchnie czołowe łączonych włókien nie stykają się ze sobą. Obie części złączki jeżeli są łączone ze sobą przez skręcanie, muszą zachować konieczną przerwę między czołami włókien. W przypadku jej braku dociskanie do siebie powierzchni z jednoczesnym skręcaniem spowodowałoby zarysowanie powierzchni czół i w efekcie wzrost strat na skutek zjawiska rozpraszania światła. W złączach stałych sytuacja taka nie występuje. Powierzchnie łączonych włókien są zbliżane do siebie aż do zetknięcia, a wzajemne ustawienie jest kontrolowane.

Wiele konstrukcji złączy zapewnia zbliżenie łączonych powierzchni na tak bliską odległość, na ile jest to możliwe. Pomocne są tu specjalne zbieżne wewnątrz tulejki prowadzące, ograniczające jednocześnie możliwość zetknięcia powierzchni czół.

Innym rozwiązaniem jest odejście od dążenia do mechanicznego zetknięcia łączonych włókien i zastosowanie układu soczewkowego, za pomocą którego jest przenoszony obraz łączonych powierzchni wzajemnie na siebie.

W pozostałej części rozdziału podamy przykłady ilustrujące ogólne zasady stosowane przy konstrukcji złączy, nie będziemy się jednak zajmowali kompletnym opisywaniem dostępnych w handlu złączy, podamy jedynie ich przykłady na rysunkach schematycznych.

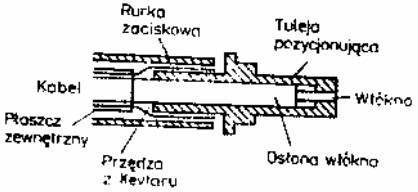
Złącza rozłączne składają się zazwyczaj z tulei, w które są oprawiane końce włókien oraz z precyzyjnie wykonanego elementu prowadzącego w postaci rurki. Na rysunku 8.23 przedstawiono zasadę użycia takiego elementu prowadzącego, który w wielu przypadkach przypomina zasadę pracy łączy współosiowych, stosowanych powszechnie dla kabli metalowych. Wzajemne pozycjonowanie włókien kątowe i osiowe, jest uzyskiwane przez pasowanie tulei, w które oprawione są końce włókien w elemencie prowadzącym. Są wymagane oczywiście niewielkie tolerancje w wykonaniu tych trzech elementów. Odstęp między płaszczyznami czołowymi wło-



Rys. 8.23. Złącze rozłączne z walcową tuleją prowadzącą

kien jest uzyskiwany przez odpowiedni dobór wymiaru wzdłużnego elementu prowadzącego względem wymiarów tulei. Nie przedstawiona na rysunku nakrętka opierająca się na kołnierzu tulei jest nakręcana na element prowadzący, przez co zapobiega się rozłączeniu włókien.

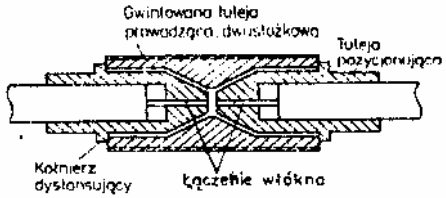
Osłony zewnętrzne tworzące kabel światłowodowy są łączone na stałe z tuleją zawierającą włókno dla zapewnienia odpowiedniej wytrzymałości mechanicznej złącza (rys. 8.32). Jeżeli włókno światłowodowe jest otoczone przędzą wykonaną z Kevlaru, to można mocować na powierzchni zewnętrznej tulei przez zaciśnięcie na niej dodatkowej rurki, jak przedstawiono to na rys. 8.24.W tym przypadku naprężenia wzdłużne kabla przenoszą się na wytrzymały mechanicznie Kevlar, chroniąc wrażliwe włókno szklane przed zerwaniem.



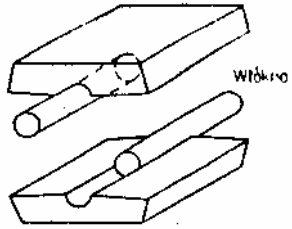
Rys. 8.24. Sposób zakończenia kabla światłowodowego w złączce, zawierającego włókno w osłonie z przędzy z Kevlaru

Inną wersję plastykowego złącza z elementem łączącym z wewnętrznym stożkiem przedstawiono na rys. 8.25. Również tuleje, w którym są mocowane włókna mają zewnętrzną powierzchnię zbieżną, o kącie dostosowanym do stożka wewnętrznego elementu łączącego. Kabel zawierający włókno jest mocowany do tulei przez klejenie lub przez zaciskanie jego elementów nośnych za pomocą obejmy. Odległość między czołami włókien łączonych jest ściśle wyznaczona przez strukturę mechaniczną łączą, przez zastosowanie kołnierzy zakończających obie tuleje, opierających się o końce elementu prowadzącego (rys. 8.25). Tolerancje wymiarów tych trzech elementów są tak dobrane, że łączenie odbywa się „na wcisk", przy pokonaniu niewielkich oporów tarcia powierzchni stożkowych. Zabezpieczenie przeciwko przypadkowemu rozłączeniu stanowi nakręcany na element łączący kapturek opierający się kołnierzem o analogiczny kołnierz tulei zawierającej włókno.

Zasadę działania innego typu złącza o strukturze „na zakładkę" przedstawiono na rys. 8.26. System pozycjonowania jest analogiczny do omówionego wcześniej układu z rowkiem V. Włókna o powierzchni czół odpowiednio przygotowanej są umieszczone na powierzchni płaskiego elementu w rowku powstającym przez przecięcie wzdłużne walca. Oba elementy łączące są identyczne, a ich składanie odbywa się przez nałożenie płaskich powierzchni i dociśnięcie czół włókien aż do zetknięcia. Sprężysty element obejmuje złożone razem połówki i zabezpiecza przed przypadkowym rozłączeniem. Podczas składania przyłożone prostopadle do włókien



Rys. 8.25. Złączka rozłączna ze stożkową tuleją prowadzącą. Dla jasności rysunku pominięto mocujące osłony nakręcone na tuleję prowadzącą



Rys. 8.26. Płaskie złącze (na zakładkę)

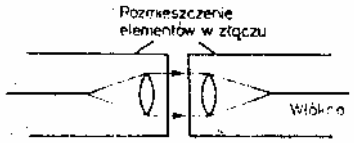
siły powodują wciskanie ich do sprężystego podłoża, przez co są likwidowane luzy między włóknami a elementami złączki.

Złącze wykorzystujące układ soczewek przedstawiono na rys. 8.27. Zasada pracy jest następująca. Płaszczyzna czoła włókna jest umieszczona w ognisku soczewki, która tworzy z rozbieżnej wiązki wychodzącej z włókna wiązkę równoległą o średnicy wielokrotnie większej niż średnica rdzenia. Tak ukształtowana wiązka światła pada na drugą soczewkę i jest kolimowana na płaszczyźnie czoła drugiego, łączonego światłowodu. W powyższym układzie łączenie światłowodów odbywa się za pośrednictwem przekazywania obrazu o dużej średnicy przez co ewentualne niedokładności we wzajemnym ustawieniu osi są faktycznie zmniejszone w stosunku wynikającym z powiększenia obrazu czoła włókna. Odpowiednie zależności do obliczeń błędów i wynikających z nich strat (8.1) są przedstawione na rys. 8.3. W tym rozwiązaniu złącza nie ma potrzeby zbliżania na styk czół światłowodów, cały proces łączenia odbywa się na odległość w przestrzeni między włóknami.

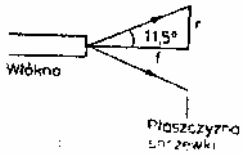
Przykład

Włókno o średnicy rdzenia 50 μm i AN = 0,2 jest łączone za pomocą soczewek powiększających średnicę wiązki światła do 2 mm. Obliczyć parametry układu soczewkowego i policzyć dopuszczalne błędy przesunięć bocznych osi włókien, przy dopuszczalnych stratach 0,5 dB.

Rozbieżność wiązki światła wychodzącego z włókna wynosi arc sin 0,2 = 11,5°, jak przedstawiono to na rys. 8.28. Średnica wiązki równoległej jest związana z długością



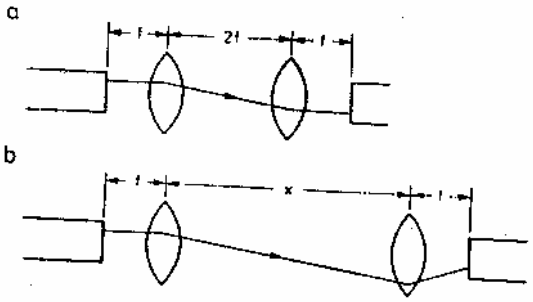
Rys. 8.27. Złącze soczewkowe



Rys. 8.28. Sposób projektowania złącza soczewkowego

ogniskowej soczewki zależnością: $r/f = \mathrm{tg}\ 11{,}5°$. Zakładając średnicę wiązki równoległej 2 mm, otrzymujemy ogniskową $f = 4{,}9$ mm. Oznacza to, że soczewka umieszczona musi być w odległości 4,9 mm od płaszczyzny czoła włókna. Zgodnie z krzywą z rys. 8.3 straty 0,5 dB będą, gdy $d/2a = 0{,}09$. Wobec tego dopuszczalna tolerancja w ustawieniu osi przy $2a = 2$ m, wynosi $d = 0{,}18$ mm. Wartość tę należy porównać z tolerancją wymaganą przy bezpośrednim ustawieniu włókien, która (dla przykładu z rozdz. 8.1) wynosi jedynie 4,5 μm, przy identycznych 0,5 dB stratach.

Stosowanie układów soczewkowych zmniejsza także wrażliwość złącza na zmiany odstępu między łączonymi czołami włókien. Ponieważ jak to już powiedziano wcześniej łączenie odbywa się przez wiązkę prawie równoległą, straty wynikające ze zmiany odstępu między soczewkami są niewielkie i są skutkiem istnienia niewielkiej rozbieżności wiązki. Fakt ten jest bardzo korzystny w praktycznym stosowaniu tego typu łączek. Podobnie straty wynikające z zanieczyszczeń, które przy bezpośrednim łączeniu włókien są groźne, gdyż znacznie zwiększają straty. W rozwiązaniach technicznych złączek z soczewkami są one zazwyczaj chronione przed zanieczyszczeniami przez wstawione szklane okienka o stosunkowo dużej średnicy. Fizyczna odległość między soczewkami o ile nie przekracza wartości równej podwójnej ogniskowej, nie wpływa praktycznie na wzrost strat. Wynikające ze zmiany tej odległości kąty, pod którymi wchodzi promieniowanie do łączonego światłowodu przedstawiono na rys. 8.29. Oczywiście, gdy przedstawiony na dolnym rysunku kąt pod którym wchodzi promieniowanie staje się większy niż kąt akceptacji włókna, pojawiają się straty.

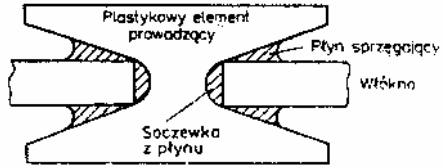


Rys. 8.29. Schemat przedstawiający ustawienie soczewek w złączu. Przy ustawieniu a) są zachowane kąty emisji. Przy ustawieniu b) soczewek w odległości większej niż 2f, kąt emisji promienia i kąt odbioru nie są identyczne, co może wprowadzać straty

Złącza soczewkowe mimo niewątpliwych zalet mają też wady. Wrażliwość takiego złącza na błędy kątowego pozycjonowania włókien jest większa niż przy połączeniu „na styk". Problem ten jest jednak możliwy do praktycznego rozwiązania przez stosowanie odpowiedniej konstrukcji mechanicznej. Koszt wykonania soczewki i pracochłonność jej montażu są duże. Dodatkowo, powierzchnie szklane (soczewek i okienek zabezpieczających) są przyczyną strat energii na skutek odbić Fresnela. Stosowanie warstw przeciwodblaskowych pozwala te straty zmniejszyć.

Do wykonywania złączy soczewkowych można stosować, zamiast klasycznych soczewek szklanych soczewki gradientowe, w kształcie walców, przedstawione na rys. 8.30. Każda z części złącza zawiera taką soczewkę z zamocowanym na stałe włóknem. Złącza wykonane w ten sposób mają zalety analogiczne do opisywanych powyżej złączy z soczewkami klasycznymi, tzn. duże dopuszczalne tolerancje przesunięć wzdłużnych i osiowych. Podobnie jak w poprzednich konstrukcjach, stosuje się dodatkowe płytki szklane zabezpieczające soczewki gradientowe przeciw uszkodzeniom mechanicznym. Takie złącze jest łatwiejsze w montażu niż zbudowane z soczewek sferycznych.

Rys. 8.30. Złącze z soczewkami gradientowymi



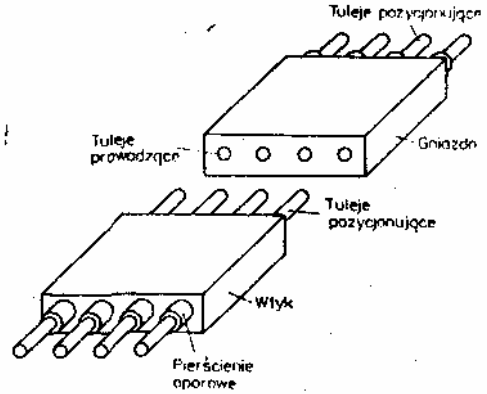
Rys. 8.31. Zasada działania złącza z soczewkami z płynu

Ciekawym technicznie rozwiązaniem jest przedstawione na rys. 8.31 złącze zawierające element pozycjonująco-łączący w kształcie walca ze stożkowatymi otworami z obu końców, który jednocześnie pełni rolę systemu soczewkowego. Element ten jest wykonany z plastyku, włókna wsuwane z obu końców opierają się o zaokrągloną część zbieżną stożka. Wprowadzony do wolnej przestrzeni między włóknami płyn o odpowiednim współczynniku załamania (nie jest to płyn immersyjny) wypełnia również półkolistą przestrzeń między czołem włókna a częścią zbieżną stożka, tworząc soczewkę. W takiej złożonej postaci jak na rys. 8.31 całość tworzy układ soczewkowy o właściwościach analogicznych jak opisywane uprzednio. Płyn oczywiście musi pozostawać na stałe w konstrukcji, stanowi bowiem integralną część układu optycznego. Konstrukcja mechaniczna złącza jest taka, że włókno jest wstępnie wprowadzane do przestrzeni stożka, a po zabezpieczeniu nie pokazanymi na rysunku osłonami, przesuwane do właściwej pozycji. Jak w innych podobnych i omówionych już konstrukcjach, również to złącze odznacza się małą wrażliwością na przesunięcia wzdłużne. Dodatkowo są wyeliminowane w sposób naturalny, błędy wynikające z odstępu między soczewką a włóknem, ponieważ soczewka tworzy się z płynu przylegającego do czoła włókna.

Spotykane są też konstrukcje wielozłączowe do jednoczesnego łączenia między sobą wielu włókien. Do tego celu służyć może, omówiona już konstrukcja „kanapkowa", przedstawiona na rys. 8.26. Płaski element łączący zawiera wówczas odpowiednio większą liczbę rowków prowadzących.

Do jednoczesnego połączenia wielu włókien jest stosowane też złącze

„bagnetowe", którego jedno z możliwych rozwiązań przedstawiono na rys. 8.32. Każde z łączonych włókien posiada własny element prowadząco-pozycjonujący. Każde z włókien jest wprowadzane do tulei zakończeniowej, które połączone konstrukcyjnie razem tworzą wtyk. Podobnie zakończony jest drugi kabel światłowodowy, z którym dokonuje się łączenia przez element zawierający pojedyncze elementy łącząco-pozycjonujące w postaci rurek o przekroju cylindrycznym lub zbieżnym z obu stron. Do zapewnienia właściwej pracy łącza tulejki zakończeniowe włókien są umieszczone w konstrukcji zewnętrznej umożliwiającej po dokonaniu połączenia trwałe połączenie obu części, jak to ma miejsce w klasycznych złączach dla kabli metalowych. Zazwyczaj w takim złączu tulejki są rozmieszczone na obwodzie okręgu, co powoduje łatwiejsze operowanie takim złączem.



Rys. 8.32. Złącze wielowtykowe

8.5. SPRZĘŻENIE ZE ŹRÓDŁEM PROMIENIOWANIA

Sprzężenie źródła promieniowania podczerwonego ze światłowodem jest mało efektywne. Sprawność energetyczną takiego sprzężenia definiujemy następująco:

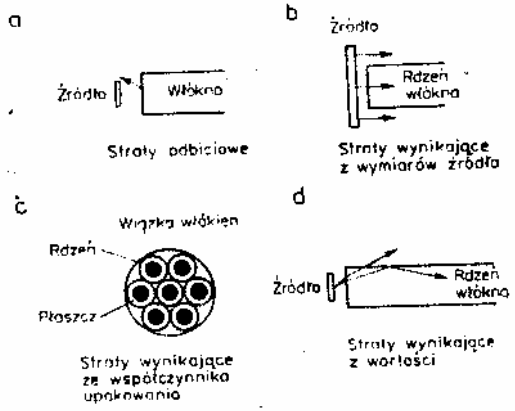
$$\eta = \frac{P_f}{P_e} \tag{8.10}$$

gdzie:

P_e — moc emitowana przez źródło,

P_f — moc wprowadzona do rdzenia światłowodu.

Straty energetyczne sprzężenia źródła ze światłowodem, wyrażone w decybelach, wynoszą $L = -10 \log \eta$. Istnieje wiele przyczyn powodujących straty mocy promieniowania powstałe przy sprzężeniu. Są to, w kolejności ważności: różnice kątów promieniowania źródła i stożka akceptacji światłowodu, różnice powierzchni emisyjnej i rdzenia światłowodu oraz odbicia Fresnela na granicy ośrodków półprzewodnik-powietrze



Rys. 8.33. Przyczyny strat sprzężenia źródła ze światłowodem

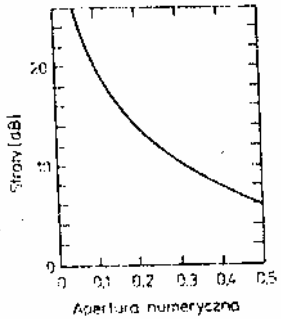
i powietrze-szkło. Źródła strat sprzężenia są przedstawione poglądowo na rys. 8.33, gdzie dodatkowo rozpatrzono problem połączenia z wiązką światłowodów. Będą one omawiane w następnych rozdziałach.

Straty wynikające z wartości apertury numerycznej światłowodu

Promieniowanie padające na powierzchnię światłowodu w stożku o kącie wierzchołkowym większym niż wynosi jego kąt akceptacji nie jest w całości wprowadzane do rdzenia. Wynikająca z tego sprawność sprzężenia energetycznego wynosi [16]:

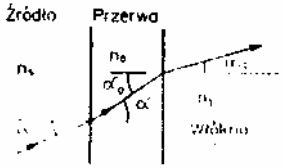
$$\eta = AN^2 \tag{8.11}$$

dla źródła emitującego typu Lamberta i światłowodu o skokowej zmianie współczynnika załamania. Rozkład przestrzenny promieniowania źródła Lamberta jest opisany w rozdziale 6.2 i przedstawiony graficznie na rys. 6.10. Apertura numeryczna światłowodu o profilu skokowym, jak to opisano w rozdziale 4.4, wynosi: $AN = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. Wykres sprawności sprzężenia w funkcji AN jest przedstawiony na rys. 8.34 przy założeniu, że źródło



Rys. 8.34. Straty sprzężenia źródła Lamberta ze światłowodem skokowym

jest dołączone „na styk" do światłowodu, co jak pamiętamy daje się w przybliżeniu realizować praktycznie przez wprowadzenie płynu immersyjnego. Jeżeli istnieje przerwa powietrza między powierzchnią źródła i światłowodu, to zgodnie z prawami optyki geometrycznej, nie wpływa to na wartość kąta pod jakim rozchodzi się promień w materiale rdzenia, który zależy jedynie od kąta emisji źródła, jak przedstawiono to na rys. 8.35.



Rys. 8.35. Przejście promieni światła od źródła do włókna
Zgodnie z prawem Snella $n_0 \sin \alpha_0 = n_1 \sin \alpha'$. Tak więc α' kąt wejścia promienia do włókna zależy tylko od kąta α_0 w źródle

Straty wynikające z różnic powierzchni źródła i rdzenia światłowodu

Jeżeli powierzchnia emisyjna źródła jest większa niż powierzchnia rdzenia światłowodu (rys. 8.33), to część mocy promieniowania jest tracona. Zmniejszenie wartości mocy wprowadzonej do włókna można policzyć bezpośrednio ze stosunku powierzchni rdzenia i źródła. Jeżeli natomiast powierzchnia źródła jest mniejsza niż rdzenia (co praktycznie występuje w niewielu tylko przypadkach), to strat nie ma.

Straty odbiciowe

Jeżeli między powierzchnią emisyjną a powierzchnią czoła światłowodu istnieje przerwa, to część mocy padającej na granicę powietrze-szkło jest odbijana zgodnie z prawem Fresnela (zależność 3.28 słuszna dla promieni prostopadłych). Zależność ta jest również słuszna, w przybliżeniu, dla promieni padających pod niewielkimi kątami, a z takimi mamy do czynienia w przypadkach przez nas rozpatrywanych. Typowa wartość strat mocy spowodowana odbiciami Fresnela wynosi ok. 0,2 dB. Jeżeli źródło jest bezpośrednio zetknięte z czołem światłowodu, co praktycznie da się zrealizować przez zastosowanie płynu immersyjnego, straty są pomijalnie małe. W porównaniu z wartościami strat wywołanych innymi omówionymi już przyczynami, straty odbiciowe są na tyle niewielkie, że z powodu trudności w użyciu płynu immersyjnego, nie zaleca się go stosować. Wyjątek stanowi przypadek, gdzie żywica łącząca na stałe włókna pełni jednocześnie rolę płynu immersyjnego. Dokładna obróbka powierzchni czół np. przez polerowanie eliminuje powstawanie strat rozproszeniowych, które powstają na mikronie równościach powierzchni.

Straty wynikające z upakowania włókien we wiązce

W niektórych przypadkach do transmisji sygnału optycznego zamiast pojedynczego włókna używa się wiązki sprzężonej ze źródłem. Z punktu widzenia technicznego stanowi to duże ułatwienie, stosowane dla realizacji

łączy na niewielkich odległościach. Umożliwia to wprowadzenie ze źródła stosunkowo dużej mocy, ułatwia realizację połączeń przy danych tolerancjach wymiarów i przesunięć, daje nadmiarowość torów transmisyjnych co zwiększa niezawodność przy uszkodzeniu włókien. Tego typu wiązki światłowodów są stosowane w sieciach pokładowych i w sieciach wydzielonych wewnątrz budynków. Jeżeli nawet średnica powierzchni emisyjnej jest mniejsza niż całkowita powierzchnia zajęta przez wiązkę włókien, to i tak część mocy wprowadzanej ze źródła jest tracona. Jest rzeczą oczywistą, że propagacji ulega tylko ta część mocy, która wchodzi bezpośrednio do rdzeni włókien, pozostała zaś część jest tracona. Wprowadzając pojęcie „współczynnika upakowania", który jest stosunkiem całkowitej powierzchni wszystkich rdzeni do powierzchni sumarycznej zajmowanej przez wiązkę, łatwo zauważyć, że jest on jednocześnie współczynnikiem ilości mocy wprowadzanej do wiązki i ulegającej dalej propagacji. W praktyce współczynnik upakowania wynosi od 0,4 do 0,75 dla włókien specjalnie wykonanych z cienkim płaszczem. W takim przypadku występujące zjawisko przesłuchów między włóknami, wynikające z przenikania energii, nie jest groźne, gdyż wszystkimi włóknami przenoszona jest ta sama informacja.

Przykład

Obliczyć straty sprzężenia diody elektroluminescencyjnej ze światłowodem o profilu skokowym i parametrach przedstawionych w tabl. 5.1.

Zakładamy, że powierzchnie źródła i rdzenia są identyczne. AN liczymy z (8.11), straty odbiciowe z (3.28). Otrzymane wyniki, w decybelach są przedstawione w tabl. 8.1. Widać wyraźnie, że straty odbiciowe powstające w wyniku istnienia przerwy powietrznej między źródłem a włóknem, są pomijalnie małe w stosunku do strat wynikających z ograniczonej wartości kąta akceptacji włókna.

Tablica 8.1. STRATY PRZY POŁĄCZENIU ŹRÓDŁA LAMBERTA ZE ŚWIATŁOWODAMI O PROFILU SKOKOWYM

AN	Straty sprzężenia dB	Straty odbiciowe dB	Straty całkowite dB
0,24	12,4	0,2	12,6
0,41	7,7	0,2	7,9
0,53	5,5	0,2	5,7

Należy zauważyć, że straty sprzężeniowe są dla światłowodów z małą wartością apertury numerycznej główną częścią straconej mocy liczonej w jej bilansie w łączu. Dla krótkich odcinków łącza korzyści wynikające ze stosowania małostratnych światłowodów, ale o małej wartości AN, są niewielkie, porównując alternatywne użycie światłowodów o dużych stratach, ale jednocześnie z dużą wartością AN. Przypadek taki ilustruje dobitnie następujący przykład.

Przykład

Źródło Lamberta o mocy promieniowania 2 mW (3 dBm) jest sprzężone ze światłowodem o profilu skokowym: całkowicie szklanym i o płaszczu polimerowym o parametrach przedstawionych w tabl. 5.2. Jaka część mocy pozostanie we włóknie po 10 metrach i po 100 metrach.

Wyniki obliczeń przedstawiono w tabl. 8.2. Straty sprzężenia określono w tabl. 8.1. Moc źródła jest zmniejszona o 12,6 dB, przy sprzężeniu ze światłowodem całkowicie szklanym (moc wprowadzona wynosi −9,6 dBm). Przy sprzężeniu ze światłowodem o płaszczu polimerowym moc maleje o 5,7 dB, co daje moc wprowadzoną −2,7 dBm, a więc prawie o 7 dB większą niż w pierwszym przypadku. Odcinek 10-metrowy szklanego włókna zmniejsza moc o 0,05 dB, włókna zaś z płaszczem polimerowym (wysokostratnego) zmniejsza o 4 dB. Uwzględniając straty sprzężenia widać, że po 10 metrach, moc w wysokostratnym światłowodzie jest o 3 dB większa niż we włóknie małostratnym, ale o małej AN. Po przebyciu 100 metrów tłumienie wnoszone przez włókno z płaszczem polimerowym jest ponad 30 dB większe niż włókna całkowicie szklanego. Wartość bezwzględna mocy na końcu 100 metrowego odcinka włókna całkowicie szklanego wynosi 97,7 μV (−10,1 dBm), z płaszczem zaś polimerowym — 0,05 μW, (−42,7 dBm).

Tablica 8.2. TRANSMISJA MOCY OPTYCZNEJ W ŚWIATŁOWODACH SZKLANYCH I PLASTYKOWYCH, PRZY POBUDZENIU ZE ŹRÓDŁA LAMBERTA — LED, O MOCY 2 mW.

Włókno	AN	Tłumienie (dB/km)	Straty sprzężenia (dB)	Moc wprowadzona (dBm)	Moc wyjściowa po 10 m (dBm)	Moc wyjściowa po 100 m (dBm)
Szkło	0,24	5	12,6	−9,6	−9,7	10,1
Plastyk	0,53	400	5,7	−2,7	6,7	42,7

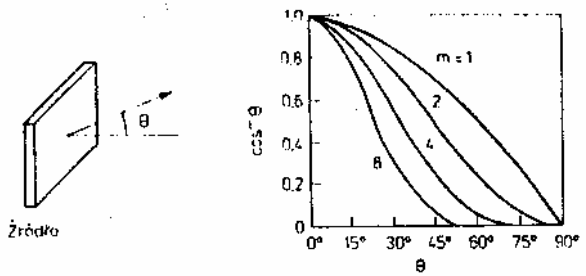
Zwiększanie sprawności sprzężenia źródła ze światłowodem jest utrudnione z różnych przyczyn. Wykonywane fabrycznie źródła są już zakończone krótkim odcinkiem światłowodu. Ze względu na dużą rozbieżność promieniowanej wiązki światła, w takim odcinku są pobudzane też mody płaszczowe, których nie sposób wyeliminować. Mierząc więc moc na wyjściu takiego odcinka popełniamy błąd, gdyż w rzeczywistości wartość mocy prowadzonej w rdzeniu jest mniejsza. Mierząc zaś moc na wyjściu długiego odcinka sprzężonego z takim źródłem oceniamy prawidłowo przenoszoną moc. Następną przyczyną utrudniającą prawidłową ocenę sprawności sprzężenia jest istnienie m o d ó w w y c i e k a j ą c y c h, którym odpowiadają promienie rozchodzące się po liniach śrubowych. One również ulegają tłumieniu po przejściu przez odcinek włókna, ale z innym współczynnikiem niż rozpatrywane zazwyczaj mody rdzeniowe, którym odpowiadają promienie południkowe.

W rozdziale 5.2 wykazaliśmy, że światłowody gradientowe mają lokalną wartość AN zmienną: od maksymalnej na osi do zera na granicy

rdzeń płaszcz. Sprawność sprzężenia takiego światłowodu ze źródłem jest zmienna i maleje w miarę oddalania się od osi. Zatem całkowita moc wprowadzona ze źródła Lamberta do światłowodu gradientowego analogicznego wymiarami i aperturą numeryczną w osi ze światłowodem skokowym będzie mniejsza. Sprawność sprzężenia źródła Lamberta ze światłowodem gradientowym wynosi [17]:

$$\eta = \frac{AN^2}{2} \tag{8.12}$$

gdzie AN jest określone w osi włókna. Sprzężenie analogicznego włókna o profilu skokowym daje o 3 decybele większą moc.



Rys. 8.36. Rozkład mocy promieniowanej dla różnych źródeł

Diody elektroluminescencyjne krawędziowe lub też lasery półprzewodnikowe mają charakterystykę przestrzenną promieniowania węższą niż rozkład Lamberta i opisaną zależności $\cos^m \Theta$, gdzie m jest liczbą naturalną. Na rysunku 8.36 przedstawiono charakterystyki promieniowania różnych źródeł, gdzie wzrastająca wartość m odpowiada wiązce o malejącej rozbieżności.

Sprawność sprzężenia źródła o wybranej wartości m ze światłowodem skokowym o danej AN opisuje zależność:

$$\eta = 1 - (1 - AN^2)^{(m+1)/2} \tag{8.13}$$

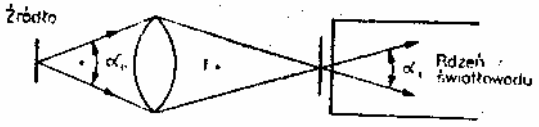
Dla $m = 1$ (czemu odpowiada źródło Lambertowskie) zależność upraszcza się do (8.11). Dla światłowodów o małej wartości AN, równanie upraszcza się do postaci:

$$\eta = \frac{(m+1)AN^2}{2} \tag{8.14}$$

które pozostaje słuszne dla sprawności sprzężenia mniejszych niż 0,2 (7 dB strat). Jak widać, sprawność sprzężenia rośnie, gdy włókno o danych parametrach jest sprzęgane ze źródłem o coraz to węższej wiązce emitowanego światła, czemu odpowiada większa wartość m. Dla sprzęgania z włóknem gradientowym otrzymujemy wynik, dzieląc wartość obliczoną z (8.14) przez dwa.

Sprzężenie źródła ze światłowodem jednomodowym może być bardzo sprawne, gdy wysyłane promieniowanie światła jest wiązką o rozkładzie mocy Gaussowskim. Odpowiada temu wysyłany mod podstawowy typu HE_{11}. Na rysunku 2.27 przedstawiono schemat takiego sprzężenia. Wiązka Gaussowska lasera jest ogniskowana soczewką w celu zmniejszenia jej przekroju, dokładnie na płaszczyźnie czoła światłowodu. Przy dokładnym pozycjonowaniu źródła względem włókna praktycznie straty są wynikiem tylko odbić Fresnela. Straty pojawią się, gdy czoło światłowodu będzie przesunięte liniowo lub kątowo względem punktu ogniskowania wiązki.

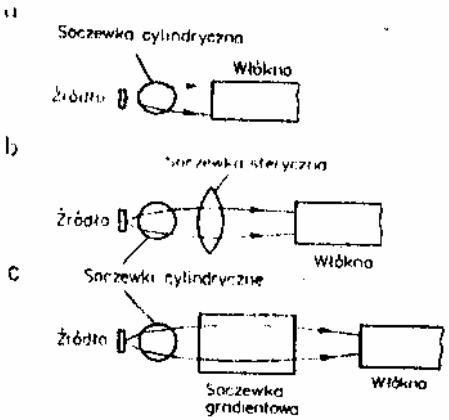
Jak już wielokrotnie podkreślaliśmy, główną przyczyną strat sprzężenia światłowodów ze źródłami jest niepokrywanie się kątów promieniowania źródła i akceptacji światłowodu. Jednym ze sposobów zmniejszenia kąta rozbieżności promieniowanej wiązki światła jest użycie soczewki, np. w sposób przedstawiony na rys. 8.37. Zmiana kątów promieniowania określa zależność (2.9). Przybliżenie to jest słuszne dla małych wartości kątów. Zależność (2.10) pokazuje, że rozbieżność kątowa maleje proporcjonalnie do wzrostu powiększenia obrazu przez układ optyczny. Stosowanie zatem dużego powiększenia może przez zmniejszenie rozbieżności wiązki zwiększyć sprawność sprzężenia. Teoretycznie jest możliwe takie zmniejszenie rozbieżności wiązki, że praktycznie wszystkie promienie w niej będą akceptowane przez światłowód. Oczywiście jest to możliwe tylko w przypadku, gdy wymiary źródła są mniejsze niż wymiary rdzenia, w przypadku przeciwnym — niemożliwe.



Rys. 8.37. Zmniejszenie kąta promieniowania źródła $\alpha_1 \approx \alpha_0/M$ gdzie M jest powiększeniem

Dla źródeł o średnicy emisyjnej większej niż średnica rdzenia soczewki mogą być użyte do zmniejszenia przekroju emitowanej wiązki światła. Jednak powoduje to, zgodnie z zależnością (2.10) jednoczesne powiększenie kąta rozbieżności wiązki. Taka metoda sprzężenia nie jest odpowiednia dla diody elektroluminescencyjnej a jedynie może być stosowana do sprzężenia np. z laserem gazowym, który ma bardzo małą rozbieżność emitowanej wiązki.

Diody krawędziowe emitują wiązkę światła o przekroju niesymetrycznym. Zastosowanie soczewek cylindrycznych umożliwia zmniejszenie kąta rozbieżności i uczynienie jej symetryczną, jak pokazano to na rys. 8.38. W wielu przypadkach rozbieżność otrzymanej w ten sposób wiązki jest już dopasowana do kąta akceptacji włókna. Jeżeli kąt jest zbyt duży, należy zastosować dodatkowo soczewkę sferyczną (8.38b) lub też soczewkę gradientową (8.38c).



Rys. 8.38. Różne rodzaje sprzężenia źródła ze światłowodem za pomocą soczewek
a) cylindrycznej, b) cylindrycznej i sferycznej, c) gradientowej

Źródła w wykonaniu fabrycznym są zazwyczaj zaopatrzone w krótki odcinek światłowodu, który jest łączony za pomocą złączki ze światłowodem transmisyjnym. Nie są publikowane szczegóły łączenia źródła z odcinkiem światłowodu. Projektant systemu transmisyjnego zna jedynie wartość mocy emitowanej z końca dołączonego do źródła światłowodu, wymiary jego rdzenia i typ (gradientowy lub skokowy). Zazwyczaj moc ta jest dużo mniejsza niż emitowana bezpośrednio przez źródło, z powodu niewielkiej sprawności sprzężenia.

8.6. PODSUMOWANIE

Wykonywanie połączeń stałych i rozłącznych między światłowodami lub też między źródłem a światłowodem wymaga dużej dokładności i uwagi. Płaszczyzna czoła włókna musi być precyzyjnie przygotowana, a pozycjonowanie wykonane prawidłowo. Dobrej jakości złącza rozłączne wprowadzają straty mniejsze niż 1 dB.

Sprawność sprzężenia źródła ze światłowodem zależy od rozkładu przestrzennego promieniowania oraz od wartości AN. Połączenie diody emisyjnej powierzchniowej ze światłowodem o AN $< 0{,}24$ daje straty ok. 12 dB. Stosowanie soczewek może zmniejszyć te straty, ale tylko gdy powierzchnia emisyjna źródła jest mniejsza niż rdzenia włókna. Sprawność sprzężenia jest większa dla diod krawędziowych i laserów, których wiązki promieniowania mają małą rozbieżność.

Literatura uzupełniająca do rozdziału 8

1. Tsuchiya H., Nakagome H., Shimizu N., Ohara S.: *Double Eccentric Connectors for Optical Fibers*. Appl. Opt. 16, no 5 (May 1977) s. 1323–31.
2. Marcuse D., Gloge D., Marcatili A.: *Guiding Properties of Fibers*, w Optical

Fiber Telecommunications, Stewart E. Miller and Alan G. Chynoweth, Academic Press, Inc., New York 1979, s. 71—72.
3. Tsuchiya: *Double Eccentric Connectors for Optical Fibers*, s. 1324—25.
4. Marcuse: *Guiding Properties of Fibers*, s. 71—78.
5. Tsuchiya: *Double Eccentric Connectors for Optical Fibers*, s. 1324.
6. Marcuse D.: *Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices*. Bell Syst. Tech. J. 56, no 5 (May 1977), s. 703—18.
7. Tsuchiya:: *Double Eccentric Connectors for Optical Fibers*, s. 1326.
8. Esposito J.: *Optical Connectors, Couplers, and Switches*. W Handbook of Fiber Optics: Theory and Applications, Helmut F. Wolf, Garland Publishing, Inc., New York 1979, s. 241—303.
9. Gloge D., Cherin H., Miller M., Smith W.: *Fiber Splicing*. W Optical Fiber Telecommunications, Stewart E. Miller and Alan G. Chynoweth, Academic Press, Inc., New York 1979, s. 456—61.
10. Dalgleish F.: *Splices, Connectors, and Power Couplers for Field and Office Use*. Proc. IEEE 68, no 10 (October 1980), s. 1226—32.
11. Gloge: *Fiber Splicing*, s. 461—82.
12. Carlsen W.: *An Elastic-Tube Fiber Splice*. Laser Focus 16, no 4 (April 1980), s. 58—62.
13. Lizuka K., Maillard B.: *Cheap, Easy Fiber Splicing for Labs*. Photonics Spectra 16, no. 3 (March 1982) s. 45—48.
14. Williford T. Jr.: Jackson W. Scholly Ch.: *Interconnection for Lightguide Fibers*. The Western Electric Engineer XXIV, no. 1 (Winter 1980), s. 86—95.
15. Hargrave R.: *A Lensed Fiber Connector*. Laser Focus 16, no 10 (October 1980), s. 89—90.
16. Barnoski M.K.: Coupling *Components for Optical Fiber Waveguides*. W Fundamentals of Optical Fiber Communications, 2 wyd. Michael K. Barnoski, Academic Press, Inc., New York 1981, s. 147—86.
17. Tamże.
18. Tamże.

9 SIECI TRANSMISYJNE

W poprzednich rozdziałach rozważaliśmy jednokierunkową transmisję sygnału optycznego między określonymi punktami w odosobnionym łączu światłowodowym. Właściwości propagacyjne światłowodu umożliwiają również techniczną realizację dwukierunkowego przesyłania informacji w jednym włóknie. Zazwyczaj łącze światłowodowe jest częścią sieci transmisyjnej, w której jest realizowane przesyłanie i rozdział informacji między odległymi od siebie punktami. Jeżeli przesyłanie i rozdział informacji odbywa się w obszarze ograniczonym i wydzielonym, mamy do czynienia z lokalną siecią transmisyjną (LAN ang.: *local area network*), przykładowo w obrębie budynku czy też osiedla.

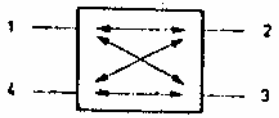
Inny charakter ma sieć lokalna do celów biurowych, w której istnieje potrzeba instalowania różnych urządzeń końcowych służących do transmisji: sygnałów danych, obrazu, tekstu itp., do połączeń między komputerami, czy też realizacji wideokonferencji. Korzyści, jakie można uzyskać z zamiany tradycyjnych kabli metalowych na światłowodowe są następujące: zabezpieczenie przesyłanej informacji przed podsłuchem, uzyskanie szerokopasmowości łącza oraz niewielkie wymiary fizyczne i ciężar kabli. W zastosowaniach przemysłowych linie światłowodowe są instalowane ze względu na odporność na zakłócenia elektromagnetyczne, do przesyłania sygnałów nadzoru, kontroli i sterowania.

W zastosowaniach wojskowych są wykorzystywane łącza światłowodowe na szczeblach dowodzenia taktycznego ze względu na podane wyżej właściwości, a głównie na możliwość utajnienia przesyłanych informacji.

W rozdziale tym rozważać będziemy różnego rodzaju konfiguracje sieci transmisyjnych oraz elementy składowe, służące do rozdziału sygnałów informacji między określonymi punktami.

9.1. ROZDZIAŁ SYGNAŁÓW INFORMACJI

Podstawowym elementem służącym do rozdziału sygnałów informacji w sieci transmisyjnej jest sprzęgacz kierunkowy [1]. Na rysunku 9.1 przedstawiono schemat ideowy sprzęgacza kierunkowego o czterech wejściach. W dalszej części opiszemy sprzęgacze z większą ilością wejść. Kierunki przepływu mocy optycznej w sprzęgaczu są pokazane na rysunku strzałkami. Do opisu działania sprzęgacza załóżmy, że moc P_1 wchodzi do wejścia oznaczonego jako *1*. Moc ta jest następnie rozdzielana między wejścia *2* i *3*, zgodnie ze strzałkami. Z założenia w przypadku idealnym moc



Rys. 9.1. Sprzęgacz kierunkowy z czterema wejściami

nie przechodzi do wejścia *4*. W przypadku braku strat możemy przyjąć, że moc P_2 wychodząca z wejścia *2* jest identyczna jak moc P_3 wychodząca z wejścia *3*. Dla sprzęgacza rzeczywistego definiujemy następujące charakterystyczne straty:

1. Straty przejścia (transmisyjne)

$$L_p = -10\log(P_2/P_1) \tag{9.1}$$

charakteryzujące uprzywilejowane przejście bezpośrednie między punktami *1* i *2*.

2. Straty sprzężenia

$$L_s = -10\log(P_3/P_1) \tag{9.2}$$

określające straty transmisji między wejściem *1* a *3*.

3. Straty izolacji (separacji)

$$L_i = -10\log(P_4/P_1) \tag{9.3}$$

określające różnicę poziomów mocy na wejściu *1* i wyjściu *4*, które powinno być możliwie dobrze odseparowane od wejścia.

4. Straty wtrąceniowe

$$L_w = -10\log\frac{P_2+P_3}{P_1} \tag{9.4}$$

charakteryzujące ogólne straty sprzęgacza, których źródłami są: wypromieniowanie i rozpraszanie energii światła, jej absorpcja i przenikanie do wejścia izolowanego.

W sprzęgaczu idealnym moc nie przechodzi do wejścia *4* ($L_i = \infty$), nie ma strat, a całkowita moc z wejścia *2* i *3* jest równa mocy wejściowej

$P_2 + P_3 = P_1$. Dobrej jakości sprzęgacze rzeczywiste mają straty wtrąceniowe mniejsze niż 1 dB, a izolację większą niż 40 dB.

Stosunek podziału P_2/P_3 jest liczony na podstawie pomiaru tych mocy na wyjściach odpowiednio: *2* i *3*. Często, dla określonego sprzęgacza są podawane straty sprzężenia. Jeżeli określa się, że sprzęgacz jest 10-decybelowy, to oznacza, że straty sprzężenia wynoszą 10 dB. W tablicy 9.1 są podane straty charakteryzujące idealny sprzęgacz: przejścia, sprzężenia i podziału.

Tablica 9.1. WŁASCIWOŚCI IDEALNYCH CZTEROWEJŚCIOWYCH SPRZĘGACZY KIERUNKOWYCH

Sprzęgacz typu	L_s (dB)	L_p (dB)	Stosunek podziału
3 dB	3	3	1:1
6 dB	6	1,25	3:1
10 dB	10	0,46	9:1
12 dB	12	0,28	15:1

Dla sprzęgaczy nieidealnych (rzeczywistych) $P_2 \neq P_1 \neq P_3$, a odpowiadające im straty przejścia (9.1) mogą być opisane w zależności:

$$L_p = -10\log(1 - 10^{L_s/10}) \tag{9.5}$$

Wzór powyższy określa zależność między stratami przejścia a stratami sprzężenia.

W przykładzie poniżej podamy w jaki sposób straty wtrąceniowe zmieniają straty przejścia i sprzężenia.

Przykład

Sprzęgacz ma straty wtrąceniowe 1 dB, a stosunek podziału 1 : 1. Ile mocy wejściowej dochodzi do terminali dołączonych na wyjściu?

Stosując zależność $P_2 = P_3$ i wprowadzając wartość $L_w = 1$ dB do (9.4) otrzymujemy $P_2/P_1 = P_3/P_1 = 0{,}397$. Odpowiada to 4-decybelowym stratom sprzężenia i transmisji. Przewyższają one o 1 dB straty wtrąceniowe sprzęgacza kierunkowego o takim samym stosunku podziału, który ma straty wtrąceniowe 3 dB, zgodnie z tabl. 9.1.

Jeżeli L'_p i L'_s są stratami idealnego sprzęgacza o dowolnym stosunku podziału, to straty rzeczywistego sprzęgacza o takim samym stosunku podziału, ale o stratach wtrąceniowych L_w są następujące:

$$L_p = L'_p + L_w \tag{9.6a}$$

$$L_s = L'_s + L_w \tag{9.6b}$$

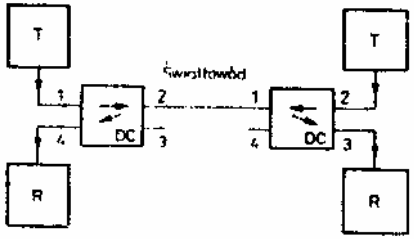
Straty wzrastają więc o wartość strat wtrąceniowych.

Jak widać z rysunku 9.1 sprzęgacz wykazuje własności dwukierunkowe. Każde z czterech wejść może służyć do wprowadzenia sygnału. Są

możliwe następujące drogi przechodzenia sygnału: z *1* do *2* i *3*, z *2* do *1* i *4*, z *3* do *4* i *1*, z *4* do *3* i *2*. Sprzęgacze kierunkowe są zazwyczaj konstruowane w sposób symetryczny, tak że charakteryzujące je straty mają wartości identyczne, niezależne od wyboru wejścia.

Sieć dupleksowa

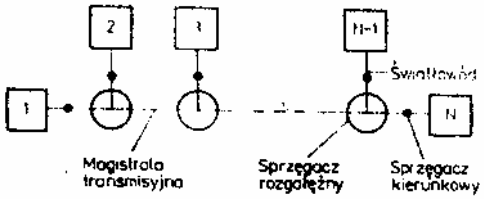
W wielu rozwiązaniach technicznych łączy dwukierunkowych do przesyłania sygnałów są stosowane dwa tory światłowodowe. Każdy z torów służy jednokierunkowemu przesyłaniu sygnału. W systemie dupleksowym sygnały niosące informacje w kierunkach przeciwnych, rozchodzą się jednocześnie (w tym samym czasie) w tym samym torze światłowodowym. Daje to oszczędność toru, co jest zwłaszcza uzasadnione dla dużych odległości. Na rysunku 9.2 przedstawiono schemat łączności dupleksowej z użyciem na początku i końcu toru światłowodowego sprzęgaczy kierunkowych. W takim zastosowaniu idealny 3-decybelowy sprzęgacz wprowadza straty 6 dB między nadajnikiem a odbiornikiem. Do nich dochodzą dodatkowo straty wtrąceniowe, straty w złączkach i oczywiście straty samego toru.



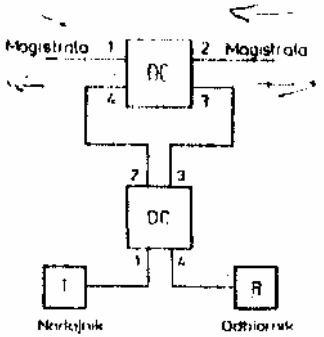
Rys. 9.2. System transmisji dwukierunkowej w jednym światłowodzie
T — nadajnik, *R* — odbiornik, *DC* — sprzęgacz kierunkowy. Pokazano także nie używane wejścia sprzęgaczy

Sieć rozgałęźna (ang. *tee network*)

Sieć o takiej konfiguracji, przedstawiona na rys. 9.3, łączy wiele urządzeń końcowych, każde z nich zawierające nadajnik i odbiornik sygnału optycznego. Tor światłowodowy jest w tym przypadku magistralą przenoszącą informacje między węzłami, w których są zainstalowane węzłowe sprzęgacze kierunkowe o strukturze przedstawionej na rys. 9.4. Każdy z takich sprzęgaczy węzłowych składa się z dwóch sprzęgaczy kierunkowych, połączonych zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 9.4,



Rys. 9.3. Sieć rozgałęźna transmisyjna z *n* terminalami



Rys. 9.4. Sprzęgacz rozgałęźny zbudowany z dwóch sprzęgaczy kierunkowych

co umożliwia dwukierunkowe przenoszenie sygnałów z linii magistralnej do odbiornika i z nadajnika do linii magistralnej.

Sieć o takiej konfiguracji z wieloma urządzeniami końcowymi wymaga użycia sprzęgaczy kierunkowych węzłowych o dużym stosunku podziału (moc przejścia ➤ mocy sprzężenia). Tylko w takim przypadku jest zapewniony odpowiedni do przeprowadzenia detekcji poziom sygnału optycznego docierający do odbiornika najbardziej odległego od nadajnika.

Policzmy całkowite straty między urządzeniem końcowym pierwszym i *n*-tym zakładając, że sprzęgacze kierunkowe dołączane do węzłów magistrali mają straty przejścia L_p, a straty sprzężenia L_s. Sygnał musi przejść przez $n-1$ takich sprzęgaczy na drodze między nadajnikiem a *n*-tym odbiornikiem. Odbiornik jest dołączony do wyjścia sprzęgacza, a więc całkowite straty na drodze przejścia sygnału wynoszą:

$$L = (n-1)\,L_p + L_s \tag{9.7}$$

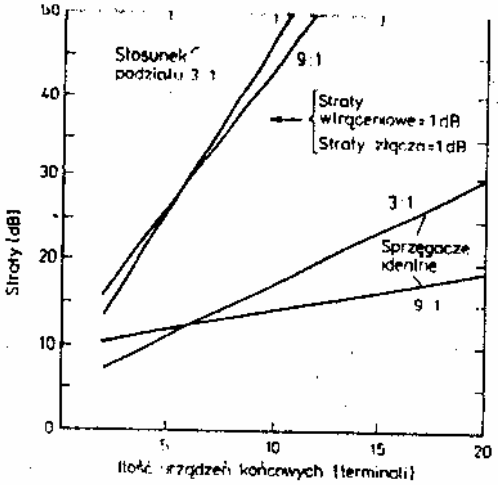
Zauważmy, że straty całkowite, gdy poszczególne ich części są wyrażane w decybelach, wzrastają liniowo wraz ze wzrostem liczby urządzeń końcowych.

W rzeczywistym przypadku musimy dodatkowo uwzględnić (dodać) straty na złączach niezbędnych do praktycznej budowy sieci transmisyjnej. W każdym sprzęgaczu na jego wejściu i wyjściu jest wymagane złącze, których ogólna liczba do zapewnienia połączenia urządzenia końcowego pierwszego z *n*-tym wynosi wobec tego $2n$. Zakładając straty na każdym złączu $L_{zł}$, otrzymujemy całkowite straty

$$L = (n-1)\,L_p + L_s + 2n\,L_{zł} \tag{9.8}$$

Na rysunku 9.5 przedstawiono krzywe wzrostu strat w funkcji liczby urządzeń końcowych. Dolne krzywe przedstawiają straty złączy idealnych. Krzywe górne uwzględniają 1-decybelowe straty na każdym ze złączy i przejściu przez sprzęgacz. Łatwo zauważyć, że przy dużej liczbie urządzeń końcowych straty całkowite mogą przyjmować wartości nieakceptowalne do technicznej realizacji sieci.

Oprócz dużych, całkowitych strat sieć o strukturze rozgałęźnej ma też inne wady. Należą do nich: konieczność specjalnego wyposażenia od-



Rys. 9.5. Podział strat w sieci rozgałęźnej. Krzywe dolne są wykreślone dla sprzęgaczy bezstratnych, krzywe górne przy stratach wtrąceniowych 1 dB na sprzęgacz i przy 1 dB dla złącza

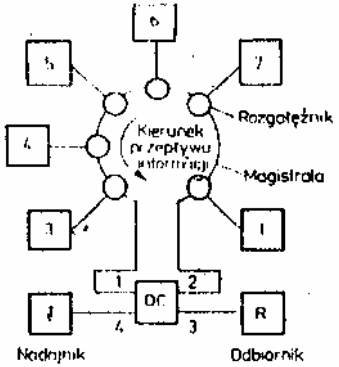
biornika, duża podatność na uszkodzenia. Do zalet należy łatwość przyłączenia nowych urządzeń końcowych. Problemami tymi zajmiemy się w następnych rozdziałach.

Urządzenia końcowe pracujące w sieci rozgałęźnej otrzymują dużo większy poziom sygnału przychodzącego od urządzeń sąsiednich niż tych leżących w dalszej odległości. Każdy zatem odbiornik musi być przystosowany do prawidłowego odbioru sygnałów różniących się znacznie amplitudami. Innymi słowy odbiornik musi charakteryzować się dużą dynamiką.

Lokalne uszkodzenie sieci rozgałęźnej nie powoduje w efekcie całkowitego braku transmisji. Przerwanie sieci magistralnej dzieli sieć na dwie części pracujące prawidłowo w swoim obrębie. Uszkodzenie jednego ze sprzęgaczy węzłowych dzieli system transmisyjny i eliminuje bezpośrednio sprzężone urządzenie końcowe. Uszkodzenie jednego z tych uszkodzeń pozostawia pozostałą część sieci w stanie sprawnym.

Dodatkowe urządzenia końcowe mogą być w sposób prosty dołączone do sieci przez przecięcie magistrali i zamontowanie sprzęgacza kierunkowego.

Struktura „liniowa" sieci, pokazana na rys. 9.3, może być zmodyfikowana przez zastosowanie konfiguracji zamkniętej pętli, przedstawionej na rys. 9.6. Taka struktura zapewnia minimalną długość kabla potrzebną do połączenia urządzeń końcowych w sieciach lokalnych. W przypadku jednokierunkowego przepływu informacji każdy ze sprzęgaczy węzłowych (będący trójnikiem) być może zrealizowany przez pojedynczy czterowejściowy sprzęgacz, jak przedstawiono to na rysunku. Dla dwukierunkowego przesyłania informacji należy zastosować układ sprzęgaczy z rys. 9.4.



Rys. 9.6. Schemat zamkniętej (pętlowej) sieci transmisyjnej o jednym kierunku przepływu informacji. W każdym rozgałęzieniu (na rysunku jest pokazany tylko w drugim) jest umieszczony sprzęgacz kierunkowy łączący urządzenie końcowe z pętlą

Umieszczenie regeneratora w sprzęgaczu przekształca sieć transmisyjną na sieć aktywną typu pierścieniowego (ang. *ring network*). W takim systemie każdy z terminali ma dostęp do informacji krążącej w zamkniętej pętli.

Sieć gwiazdowa (ang. *star network*)

Alternatywą omówionej sieci rozgałęźnej, służącej do połączenia wielu urządzeń końcowych, jest sieć o konfiguracji gwiazdowej, przedstawiona na rys. 9.7. W tym układzie aktywny sprzęgacz gwiazdowy łączy n urządzeń końcowych. Sprzęgacz ma $2n$ wejść. Ma on tę właściwość, że rozdziela moc o poziomie identycznym dla każdego odbiornika, przychodzącą z dowolnego wejścia od 1 do n (rys. 9.8). Sprzęgacz idealny dzieli tę moc na n części bez wprowadzania strat. Sprawność transmisji każdego z n wejść jest więc określona zależnością

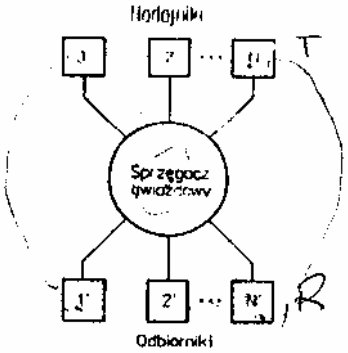
$$L_{wr} = -10\log(1/n) \tag{9.9}$$

odpowiadającą stratom wtrąconym w dB.

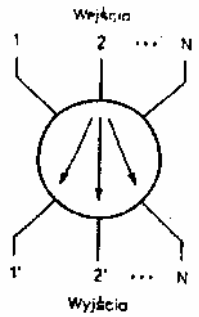
Jeżeli w warunkach rzeczywistych uwzględnimy straty w złączach $L_{zł}$ i straty wtrąceniowe rzeczywistego sprzęgacza gwiazdowego L_{gw}, to otrzymamy całkowite straty związane z gwiazdowym sprzęgaczem jako:

$$L = -10\log(1/n) + L_{gw} + 2L_{zł} \tag{9.10}$$

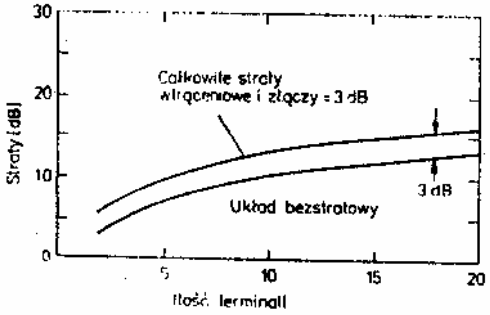
Na rysunku 9.9 przedstawiono wykresy strat sprzęgacza gwiazdowego idealnego i rzeczywistego. Różnice między stratami w strukturze sieci rozgałęźnej i sieci gwiazdowej można prześledzić porównując krzywe z rys. 9.9 i 9.5. Ogólnie można przyjąć, że struktura gwiazdowa sieci transmisyjnej jest bardziej efektywna w przypadku połączenia większej liczby urządzeń końcowych. Jest to wynikiem wolniejszego wzrostu strat, wyznaczonego funkcją logarytmiczną tej liczby, gdy dla sieci rozgałęźnej ten wzrost jest szybszy, liniowy w funkcji liczby urządzeń końcowych. W tej ostatniej konfiguracji dla każdego dołączonego urządzenia sygnał musi przechodzić przez dwa dodatkowe złącza (i sprzęgacz oczywiście).



Rys. 9.7. Schemat sieci gwiazdowej



Rys. 9.8. Transmisyjny sprzęgacz gwiazdowy przenoszący moc z każdego wejścia do wszystkich wyjść



Rys. 9.9. Podział strat w sieci o strukturze gwiazdowej

W strukturze gwiazdowej nie ma takiej potrzeby, a sygnał jest rozdzielany równo między urządzenia końcowe.

Przykład

Porównać wzrost strat w sieci rozgałęźnej i gwiazdowej, gdy liczba urządzeń końcowych zostaje zwiększona z 10 do 11. Przyjąć stosunek podziału 9:1 i straty wtrąceniowe 1 dB dla konfiguracji rozgałęźnej. Przyjąć dla obu systemów straty złączy 1 dB.

Dodatkowe straty w strukturze rozgałęźnej, wynikają z przejścia sygnału przez jeden sprzęgacz kierunkowy i przez dwa złącza. Z tablicy 9.1 i równania (9.6a) znajdujemy dla sprzęgacza ze stosunkiem podziału 9:1 straty przejścia $L_p = 1{,}46$ dB i straty wtrąceniowe 1 dB. Tak więc sumaryczne straty dla systemu rozgałęźnego wynoszą $1{,}46 + 2 = 3{,}4$ dB. Dołączenie dodatkowo jednego urządzenia końcowego powoduje, że moc na wejściu jego odbiornika spada do wartości mniejszej niż połowa poprzedniej wartości. Dla konfiguracji gwiazdy straty rosną od wartości $-10 \log (1/10) = 10$ dB do wartości $-10 \log (1/11) = 10{,}4$ dB, a więc tylko o 0,4 dB.

Dla systemu rozgałęźnego z dużą liczbą urządzeń końcowych straty w węzłach można zmniejszyć przez zastąpienie złączy mechanicznych złączami spawanymi. Jednak dla liczby urządzeń powyżej dziesięciu straty wynikające z rozgałęzień są tak duże, że praktycznie staje się niemożliwa realizacja takiej sieci. Dlaczego więc rozważa się tego typu konfigurację sieci? Daje ona oszczędności na długości kabla, zwłaszcza gdy urządzenia końcowe znajdują się na wspólnej linii, jeden za drugim. W takim przypadku stosowanie konfiguracji gwiazdy jest nieekonomiczne, gdyż wymagałoby ułożenia kabli od poszczególnych urządzeń do wspólnego punktu.

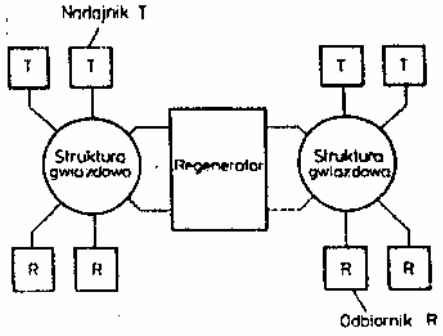
Dla zwiększenia efektywności, sprzęgacz gwiazdowy dla n urządzeń końcowych powinien mieć $2n$ wejść, z których każde jest wykorzystywane. Sprzęgacz z większą niż $2n$ liczbą wejść wprowadza większy niż jest to niezbędne poziom strat wynikających z rozdziału energii. Z tego powodu, decyzja o dołączeniu nowego urządzenia do już pracujących wymaga zainstalowania nowego sprzęgacza gwiazdowego z większą liczbą wejść. Straty wtrąceniowe nowego sprzęgacza pozostają w zasadzie na tym samym poziomie i nie wzrastają liniowo w funkcji liczby wejść. W praktycznych rozwiązaniach te straty wynoszą ok. 1 dB dla 16 wejść ($n = 8$) i wzrastają do ok. 3 dB dla 128 wejść ($n = 64$).

W strukturze gwiazdowej sieci uszkodzenie kabla łączącego urządzenia końcowe ze sprzęgaczem przerywa pracę tylko jednego urządzenia. Jednakże uszkodzenie sprzęgacza gwiazdowego, unieruchamia przepływ informacji w całej sieci.

Hybrydowa struktura sieci

Jednoczesne użycie struktury gwiazdowej i rozgałęźnej powoduje w efekcie znaczne uelastycznienie działania systemu transmisyjnego z wieloma urządzeniami końcowymi. W takiej sieci struktura gwiazdowa służy do połączenia bliskich sobie urządzeń, a struktura rozgałęźna odległych.

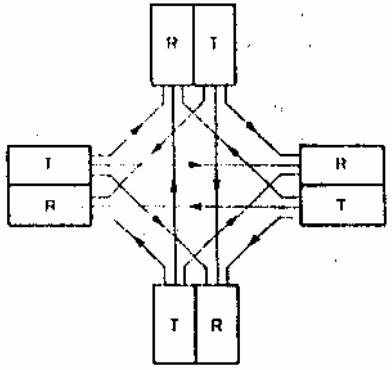
Wykonuje się też bezpośrednie połączenia między strukturą gwiazdy i rozgałęźną. Można stosować, jak to przedstawiono na rys. 9.10, wzmacniacze — regeneratory włączone między odległymi węzłami, w których są sprzęgacze gwiazdowe.



Rys. 9.10. Struktura dwóch sieci gwiazdowych połączonych ze sobą

Transmisja wielotorowa

System połączeń między n urządzeniami końcowymi może być realizowany przez bezpośrednie połączenie każdego z nadajników z pozostałymi odbiornikami, jak przedstawiono to na rys. 9.11. Z każdego nadajnika musi więc wychodzić $n-1$ włókien, bezpośrednio dołączonych do źródła promieniowania. Dla zapewnienia dużej sprawności sprzężenia energetycznego emitera z włóknami, jego powierzchnia czynna musi być równa sumarycznej powierzchni czół dołączonych światłowodów, z których każdy dochodzi do diody detekcyjnej we właściwym sobie odbiorniku. Tak więc i do diody detekcyjnej jest doprowadzonych $n-1$ światłowodów i wobec tego jej powierzchnia czynna powinna być też odpowiednio duża. Powyższa struktura sieci transmisyjnej, choć nie optymalna ze względu na dużą liczbę stosowanych włókien, ma jednak pewne zalety. Po pierwsze, może być stosowane źródło promieniowania światła o dużej powierzchni emisyjnej, którego moc wprowadzana do pojedynczego włókna jest zazwyczaj większa niż moc pojedynczego źródła o małej powierzchni dołączonego do takiego światłowodu. Po drugie, przy braku sprzęgaczy, jakie musiały być stosowane w innych konfiguracjach, efektywna wartość mocy wprowadzanej do pojedynczego włókna jest stosunkowo duża. Oczywiście straty przy transmisji na drodze między urządzeniami końcowymi są takie same, zależą bowiem tylko od długości światłowodów. W strukturze tej można, jeżeli to nie jest konieczne do transmisji, wyeliminować niektóre połączenia.



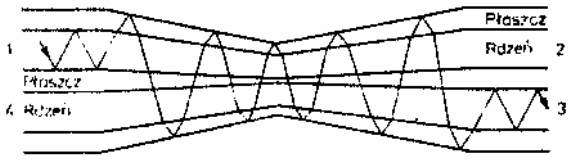
Rys. 9.11. Struktura sieci wieloświatłowodowa
R — odbiornik
T — nadajnik

Struktura wielotorowa sieci jest jednak bardziej ekonomiczna niż ewentualne połączenia dwustronne między wszystkimi urządzeniami końcowymi. Wymaga ona instalowania $n-1$ nadajników i odbiorników w każdym urządzeniu, a więc w całej strukturze jest $n(n-1)$ nadajników i tyleż odbiorników. Przykładowo sieć z czterema urządzeniami końcowymi wymaga instalowania 12 nadajników i odbiorników. Natomiast stosując system transmisji wielotorowej są potrzebne jedynie cztery nadajniki i odbiorniki.

9.2. SPRZĘGACZE KIERUNKOWE

W rozdziale opiszemy praktyczne konstrukcje służące do technicznej realizacji czterowejściowych sprzęgaczy kierunkowych.

Jedna z konstrukcji wykorzystuje dwa odcinki światłowodów ze stożkowatymi przewężeniami połączone ze sobą, w sposób przedstawiony na rys. 9.12. Wykonanie takiego sprzęgacza, który ma niewielkie straty, jest stosunkowo proste [2]. Dwa odcinki jedno- lub wielomodowych światłowodów są skręcone ze sobą, poddane naprężeniu rozciągającemu i ogrzane do temperatury mięknięcia szkła. Płaszcze obu włókien ulegają stopieniu i połączeniu, przyłożone siły powodują powstanie przewężenia.

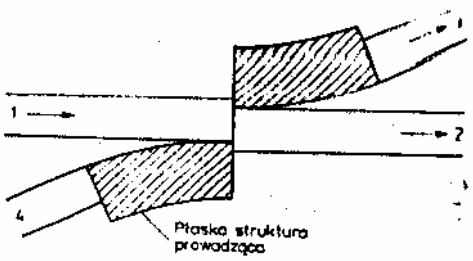


Rys. 9.12. Sprzęgacz kierunkowy wykonany z dwóch stopionych i przewężonych włókien

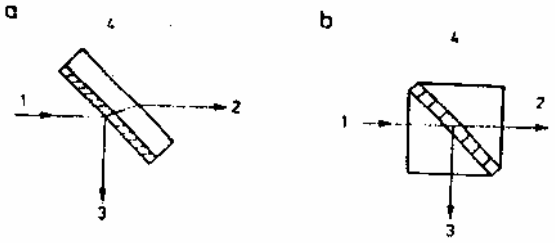
W przypadku tak wykonanego sprzęgacza z włókien wielomodowych wytłumaczenie zjawiska przechodzenia energii z jednego do pozostałych jest następujące. W miejscu, gdzie walec rdzenia przechodzi w stożek nie są spełnione warunki prowadzenia tych promieni światła, które padały na granicę rdzeń-płaszcz pod kątami zbliżonymi do krytycznego. Te promienie w obszarze stożka wydostają się do wspólnej dla obu włókien przestrzeni płaszczy i przechodzą do rdzenia drugiego światłowodu. Promienie przyosiowe nie mają takich warunków przejścia, pozostają dalej prowadzone w tym samym światłowodzie. Tak więc powstające w przewężeniu mody płaszczowe stają się modami wspólnymi dla obu włókien i po przejściu do drugiego światłowodu są w nim dalej prowadzone w rdzeniu. Podział mocy między oba włókna jest zależny od długości i kąta zbieżności przewężenia oraz od grubości płaszcza.

Inny typ sprzęgacza działający na zasadzie przesunięcia poprzecznego zetkniętych czołami światłowodów, przedstawiono na rys. 9.13 [3]. Moc światła wprowadzona do wejścia *1* przechodzi prawie w całości do wyjścia *2*. Do wyjścia *3* przechodzi część mocy jaka wynika z względnych przesunięć rdzeni (patrz rys. 8.3). Cały układ włókien jest pozycjonowany na płaskiej powierzchni z rowkami prowadzącymi wykonanymi metodą fotolitograficzną.

Wykorzystując konwencjonalny system optyczny często sprzęgacz jest budowany z ustawioną pod kątem do strumienia światła płytką die-



Rys. 9.13. Sprzęgacz kierunkowy wykonany ze światłowodów zetkniętych czołami z przesuniętych osiami. Moc jest sprzęgana ze światłowodami połączonymi (1, 2) oraz bocznym (3, 4) przez światłowód planarny

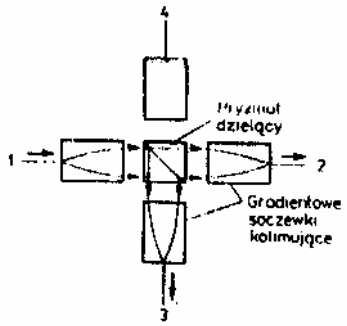


Rys. 9.14. Sprzęgacz kierunkowy wykorzystujący zasadę dzielenia mocy optycznej a) dielektryczna płytka dzieląca, b) dzielnik pryzmatyczny

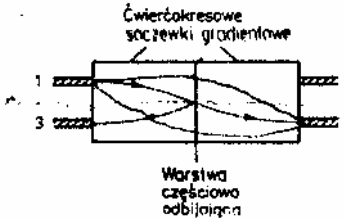
lektryczną lub też p r y z m a t e m d z i e l ą c y m. Płytka dzieląca (ang.: *beam splitter*), przedstawiona na rys. 9.14a, jest wykonana zazwyczaj ze szkła kwarcowego z naniesioną na powierzchni cienką, częściowo przepuszczającą warstwą dielektryczną lub metaliczną. Grubość tej warstwy i skład określają stosunek podziału energii przechodzącej i odbitej. Z powodu skończonej grubości płytki promień przechodzący jest przesunięty równolegle w stosunku do padającego.

D z i e l n i k p r y z m a t y c z n y (ang.: *beamspliting cube*) (rys. 9.14b) składa się z dwóch pryzmatów złożonych razem, między którymi znajduje się warstwa częściowo przepuszczająca. Ta konstrukcja nie przesuwa wiązki światła. Dzielnik wiązki światła nie może być sprzężony bezpośrednio ze światłowodem, ponieważ wiązałoby to się z dużymi stratami wynikającymi z fizycznego odsunięcia płaszczyzn czół światłowodów od siebie. Problem takich strat był omawiany dokładnie w rozdziale 8.1. Użycie soczewek kolimujących rozbieżną wiązkę promieniowania wychodzącą z końca światłowodu umożliwia uniknięcie nadmiernych strat przy stosowaniu dzielnika. Na rysunku 9.15 przedstawiono jedno z możliwych rozwiązań technicznych sprzęgacza z pryzmatem dzielącym. Do kolimowania wiązki światła użyto soczewki gradientowe połączone bezpośrednio ze światłowodami [4]. Zamiast takich soczewek jest możliwe oczywiście użycie klasycznych soczewkowych układów sferycznych.

Ciekawe technicznie rozwiązanie sprzęgacza przedstawiono na rys. 9.16 [5]. Składa się ono z dwóch gradientowych soczewek, między którymi jest umieszczona częściowo odbijająca warstwa dielektryczna. Łączone włókna mają osie przesunięte, jak pokazano to na rysunku. Zasada pracy



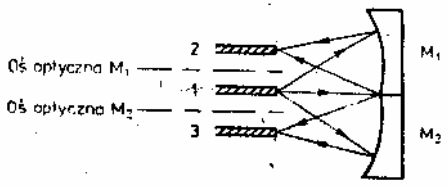
Rys. 9.15. Sprzęgacz kierunkowy z pryzmatem dzielącym i soczewkami gradientowymi zapewniającymi właściwe sprzężenie ze światłowodami



Rys. 9.16. Sprzęgacz kierunkowy zbudowany z soczewek gradientowych

urządzenia jest następująca. Załóżmy, że moc promieniowania światła wchodzi do wejścia *1*. Zetknięcie płaszczyznami gradientowych soczewek powoduje, że część mocy dostaje się do włókna *2*, a reszta mocy odbita trafia do włókna *3*. Żadna część mocy nie przechodzi do włókna *4*. W analogiczny sposób rozchodzi się moc wprowadzona do pozostałych wejść.

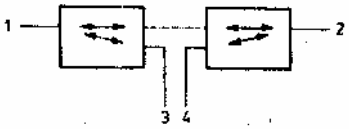
Sprzęgacze wykorzystujące dzielniki wiązki światła są d z i e l n i k a m i m o c y (amplitudy) wiązki światła w odpowiednim założonym stosunku. Są też dzielniki, które w założonym stosunku dzielą front falowy na wiele kierunków [6]. Na rysunku 9.17 przedstawiono sprzęgacz wykorzystujący taką właśnie zasadę działania. Rozbieżna wiązka światła wychodząca z włókna *1* pada na całą powierzchnię odbijającą M_1 i M_2. Połowa frontu fali jest odbijana przez powierzchnię M_1 i dzięki jej zakrzywieniu trafia do włókna *2*. Druga część fali pada na M_2 i po odbiciu trafia do włókna *3*. Stosunek podziału mocy fali padającej do przechodzącej wynosi 1:1. Inny stosunek podziału można uzyskać np. przez powiększenie powierzchni jednego z luster kosztem drugiego. Końce włókien są umieszczone w ognisku *f* odbijającej powierzchni, a ogniskowa jest w przybliżeniu równa połowie promienia krzywizny. Zgodnie z równaniami soczewki (2.5) i (2.6) takie umieszczenie płaszczyzny czoła światłowodu



Rys. 9.17. Sprzęgacz kierunkowy wykorzystujący podział mocy fali padającej na płaszczyznę luster

daje obraz odbity tych samych wymiarów co oryginał. Wobec tego nie ulega również zmianie rozbieżność wiązki padającej odbitej, całe promieniowanie może być wprowadzone do światłowodu.

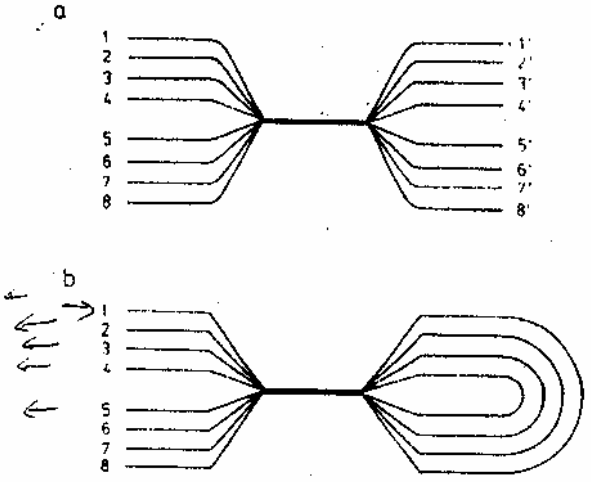
Wiązka światła wchodząca do wejścia *2* jest kierowana tylko do wyjścia *1*. Podobnie wiązka wchodząca do wejścia *3* dochodzi jedynie do wyjścia *1*. Jak widać sprzęgacz z rys. 9.17 ma tylko trzy wejścia. Może być on użyteczny w realizacji systemu transmisji dupleksowej (rys. 9.2). Przez połączenie dwóch takich trójwejściowych sprzęgaczy w sposób przedstawiony na rys. 9.18 otrzymujemy sprzęgacz o czterech wejściach. Na rysunku 9.4 pokazano w jaki sposób połączyć dwa czterowejściowe sprzęgacze kierunkowe dla uzyskania rozgałęźnika potrzebnego do dwukierunkowej transmisji w jednym torze. Należy dodać, że do tego celu można stosować każdy z opisywanych w tym rozdziale sprzęgaczy.



Rys. 9.18. Sposób połączenia sprzęgaczy trzywejściowych dla uzyskania sprzęgacza czterowejściowego

9.3. SPRZĘGACZE GWIAZDOWE

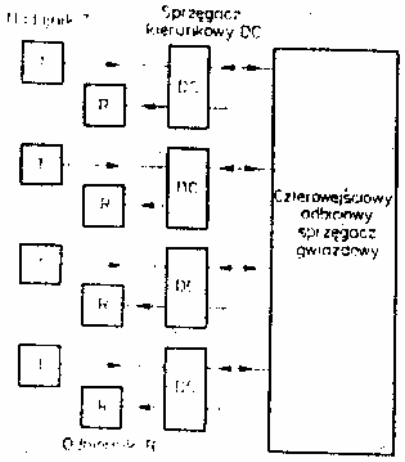
Opisywana poprzednio technika łączenia włókien przez ogrzanie ich do temperatury mięknięcia szkła, może być również wykorzystywana do wytwarzania sprzęgaczy mających więcej niż cztery wejścia [7]. Na rysunku 9.19 przedstawiono wykorzystujący tę technikę gwiazdowy sprzęgacz transmisyjny z 8×8 wyjściami oraz ośmiomiejscowy sprzęgacz odbiciowy. Pojedyncze włókna są skręcane wspólnie, poddawane naprężeniom rozciągającym i stapiane w wysokiej temperaturze.



Rys. 9.19. Sprzęgacze gwiazdowe
a) transmisyjny, b) odbiciowy

W transmisyjnych sprzęgaczach gwiazdowych moc światła wprowadzona do jednego z wejść pojawia się we wszystkich pozostałych wejściach równo podzielona. W przypadku idealnym moc wprowadzona do wejść po jednej stronie nie pojawia się w wejściach po drugiej stronie, które są między sobą separowane. Na rysunku 9.7 pokazano w jaki sposób gwiazdowy sprzęgacz transmisyjny łączy urządzenie końcowe.

W gwiazdowym sprzęgaczu odbiciowym moc światła wprowadzona do jednego z wejść pojawia się w pozostałych. Za pomocą takiego sprzęgacza można łączyć urządzenia końcowe w sposób przedstawiony na rys. 9.20. Ponieważ każdy ze światłowodów przyłączony do sprzęgacza gwiazdowego jednocześnie wysyła i odbiera sygnały, sprzęgacz kierunkowy jest stosowany do oddzielenia obu sygnałów w urządzeniu końcowym.



Rys. 9.20. Sieć transmisyjna z odbiciowym sprzęgaczem gwiazdowym

Sprzęgacze kierunkowe opisane w tym rozdziale są urządzeniami pasywnymi. W porównaniu z elementami aktywnymi odznaczają się dużą niezawodnością działania i niską ceną. Rozgałęziacze aktywne mogą być bardzo użyteczne w rozległych sieciach np. LAN [8], gdzie pełnią też rolę regeneratorów. Schemat takiej sieci z aktywnymi sprzęgaczami przedstawiono na rys. 9.21. Przychodzące do odbiornika sygnały optyczne są przetwarzane na sygnały elektryczne, a następnie wzmacniane, normowane w kształcie i powtórnie zamieniane na sygnały optyczne w nadajniku. Moc optyczna ze źródła jest rozdzielana w tym samym stosunku i trafia do pozostałych odbiorników. Jedną z realizacji technicznych podziału wyjściowej mocy źródła przedstawiono na rys. 9.22. Światłowody są stopione razem, tworząc zbieżną wiązkę na początku której jest umieszczone źródło, którego moc ma być rozdzielona.

W sieci gwiazdowej z aktywnymi sprzęgaczami trzeba przewidzieć sytuację, w której różne urządzenia końcowe jednocześnie przesyłają sy-

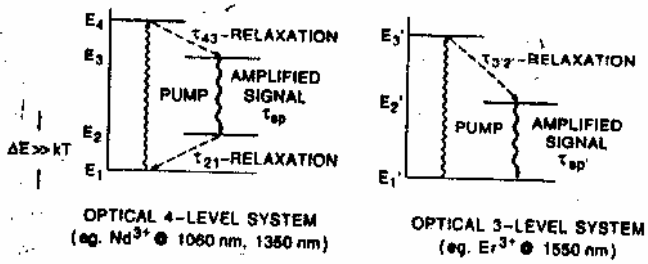


Fig. 18. Energy diagrams for three- and four-level systems.

Becker [1987]); i.e. if the fiber is too long, its end will not be inverted and therefore will not contribute to gain but cause loss, which will also contribute to noise. The four-level system remains transparent. Suitable pump energies for these systems include any higher-energy absorption state that would rapidly decay to the metastable state. For erbium these absorption energies correspond to wavelengths of 0.51, 0.64, 0.82, 0.98, and 1.48 μm, as can be seen in the absorption spectrum for an unpumped erbium-doped germanium–alumina–silicate glass (fig. 19). Unlike transition metal ions in glass where the host determines the resulting energy levels, rare earth ion energies are based on inner shell electrons, which are substantially host-independent. The relative merits of these pump bands are determined by the efficiency of energy transfer to the

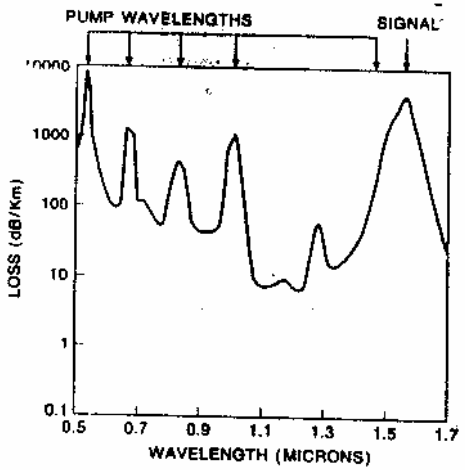


Fig. 19. Absorption spectrum for an erbium-doped silica fiber.

metastable state. Inefficiencies due to low absorption cross sections, excited state absorption, and other nonradiative decay mechanisms can significantly affect the device performance.

The energy levels of Er^{3+} ion in a glass fiber are shown in fig. 20. The local electric field acts as a small perturbation on the erbium ion, which results in a splitting of each level of the ion into a number of closely spaced levels (shown for $^4I_{13/2}$). The splitting between these levels is usually much smaller than the energy separation between the discrete levels of the ion. Each closely spaced level is further broadened by its characteristic lifetimes and inhomogeneities in the glass host.

This results in the observation of broad absorption and fluorescence spectra. The measured spectra for erbium in a glass host for transitions between the first excited state and ground state are shown in fig. 21. The fluorescence transition from the first excited state ($^4I_{13/2}$) to the ground state ($^4I_{15/2}$) is fortuitously near the low-loss transmission window for telecommunication applications. Although the transition energies are primarily determined by the erbium ion, the properties of the host material play a role in determining radiative and nonradiative lifetimes and absorption and emission cross sections. The lifetime of $^4I_{13/2}$ state is ~10 ms. Erbium ions excited to higher levels cascade down to the $^4I_{13/2}$ level by losing energy nonradiatively.

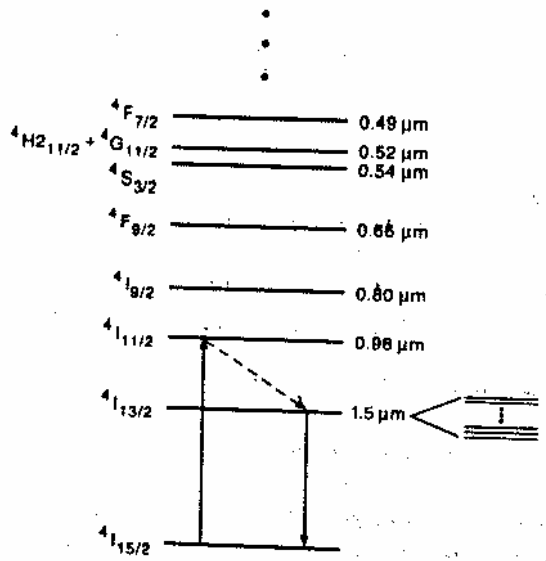


Fig. 20. Energy levels of erbium in a glass fiber (Becker [1990]).

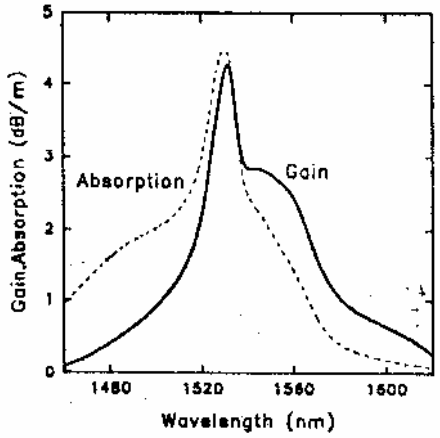


Fig. 21. Absorption and emission spectra of an erbium-doped fiber.

The 1480 nm pumping corresponds to directly pumping the first excited state, the absorption and gain spectra of which are shown in fig. 21. The most commonly used pumps at present are at 1480 and 980 nm. Pumping at 980 nm is the more efficient of the two and also results in less noise due to more complete inversion possible for this pump band.

3.2. FIBER DESIGN AND FABRICATION

3.2.1. *Fiber fabrication*

The traditional methods of fabricating low-attenuation doped silica fiber are based on the reaction of halides such as $SiCl_4$, $GeCl_4$, $POCl_3$ and SiF_4 with oxygen or with an oxyhydrogen torch to form the desired mix of oxides (Li [1985], Miller and Kaminow [1988]). Processes based on the oxidation method, where reaction and deposition take place inside a silica substrate tube, are referred to as modified chemical vapor deposition (MCVD), plasma chemical vapor deposition (PCVD), and intrinsic microwave chemical vapor deposition (IMCVD). Processes based on the flame hydrolysis method, where the resulting oxide particles are collected on a rotating target and subsequently sintered, are referred to as outside vapor deposition (OVD) and vapor axial deposition (VAD). Control of the vapor compositions during the formation of

the fiber preforms allows control of the composition and refractive indices over the drawn fiber radii.

Several variations on these processes to introduce rare earth dopants into the fiber core have been reviewed (Urquhart [1988], Simpson [1989], DiGiovanni [1990], Ainslie [1991]). The principal difficulty in adapting these techniques is the delivery of the relatively low vapor pressure rare earth reactants, typically chorides or organic chelates. Methods which overcome these difficulties include the use of heated delivery lines, rare earth chelate sources, solution doping of unsintered silica and sol gel dip coating. In addition, host compositions containing aluminum, not used in transmission fiber, were shown to be advantageous in allowing the rare earth to be uniformly dissolved in the glass structure, thereby reducing inefficient pump to signal conversion processes and flattening the wavelength-dependent gain near 1.55 μm. The introduction of aluminum requires methods similar to those for the rare earths, again because of low vapor pressure reactants.

Fluoride glass fiber preform processing is achieved not by vapor phase processing but by batch melting of mixed particle constituents, followed by casting into rod and tube shapes and subsequent drawing into fiber. (France, Carter, Moore and Day [1987], Takahashi and Iwasaki [1991]). The low melting temperatures ($< 1000\,^{\circ}C$) and low viscosities of these glasses make this method particularly suitable. Compositions containing many fluorides such as ZrF_4–BaF_2–LaF_3–AlF_3–NaF (ZBLAN) have been chosen to diminish the tendency of this glass system to crystallize.

3.2.2. *Amplifier design*

The fiber amplifier configuration depends on the performance required, breaking into two broad categories of lumped, referring to short length (0.5–100 m), relatively high gain devices, or distributed, referring to amplification along the fiber span between repeaters with low signal excursion and low net gain. The lumped amplifiers are, in turn, divided between high output power and low-noise high-gain devices. In all cases the pump power and signal are combined, using a wavelength division multiplexer (WDM) based on a four-port fused fiber coupler or a miniature bulk optic (fig. 22). Configurations include combinations of co- and counter-propagating pump, with the addition of filters within the amplifier cavity and isolators or angle polished fiber ends to diminish signal reflections that can initiate lasing.

High-power semiconductor lasers emitting at 0.98 and 1.48 μm are used as pump sources for fiber amplifiers. Lasers at these wavelengths have

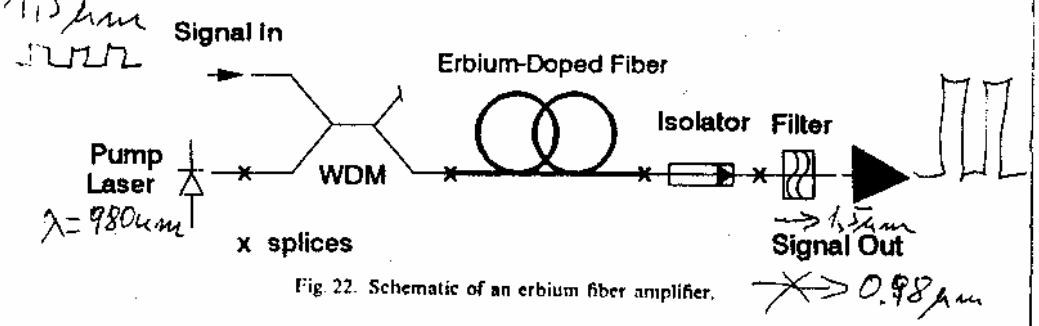


Fig. 22. Schematic of an erbium fiber amplifier.

been fabricated using InGaAs/GaAs and InGaAsP/InP material systems with peak facet powers of 200 mW (Tanbuk-Ek, Logan, Olsson, Temkin, Sergent and Wecht [1990], Dutta, Lopata, Sivco and Cho [1991]). Commercial erbium fiber amplifiers typically use pump powers of 20 to 100 mV.

3.3. FIBER AMPLIFIER PERFORMANCE

3.3.1. *Characteristics*

A principal characteristic for a device such as an optical fiber amplifier is optical gain. The measured small-signal gain at two different signal wavelengths as a function of pump power is shown in fig. 23. The pump laser wavelength is 1.476 μm, and the fiber length is 19.5 m. The gain increases rapidly at pump powers near threshold, and increases slowly at high pump powers where almost all the erbium ions along the length of the fiber are inverted.

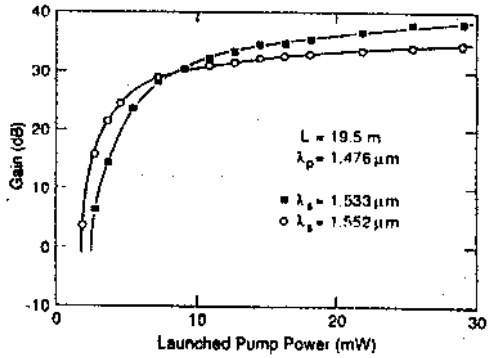


Fig. 23. Small-signal gain as a function of pump power. (Courtesy J. Zyskind.)

A figure of merit commonly used to describe the amplifier is the slope of the tangent to the gain versus pump power curve (dB/mW). Large values indicate a low threshold and steep rise in gain with pump. Pump efficiencies vary with pump wavelength, with record values of 5.9 dB/mW for 1.48 μm pumping, 11.0 dB/mW for 0.98 μm pumping, and 1.3 dB/mW for 0.82 μm pumping.

The maximum output power from an amplifier depends on the gain saturation power. As mentioned previously, the erbium-doped amplifier behaves as a three-level system, where the lower lasing level ($^4I_{15/2}$) is the ground state. For a three-level system the output saturation power (i.e. the output power at which gain decreases by 3 dB) increases approximately linearly with the pump power once the pump power exceeds the power necessary to invert substantially the population of erbium ions in the amplifier. Figure 24 shows typical plots of amplifier gain as a function of the output signal power for different values of input pump powers and fiber lengths. The figure shows typical roll-off of the gain as the signal is increased. A saturation power of +11.3 dBm or 13 mW is obtained for a 53 mW input pump. Recent experiments have shown CW output powers in excess of 100 mW from an erbium-doped fiber amplifier using a combination of both forward and backward pumping by four laser diodes providing a pump power of 345 mW (Takenaka, Okano, Fujita, Odagiri, Sunohara and Mito [1991]). Similarly a +21 dBm output power amplifier pumped by a diode-pumped Nd:YAG laser has also been demonstrated

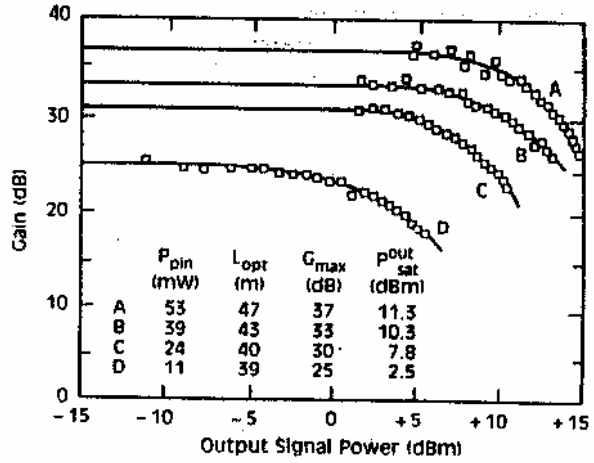


Fig. 24. Amplifier gain as a function of output signal power for different values of pump power (P_{pin}) and fiber length (L_{opt}). The values of P^{sat}_{out} represent output power at which the gain is decreased by 3 dB (Desurvire, Giles, Simpson and Zyskind [1989]).

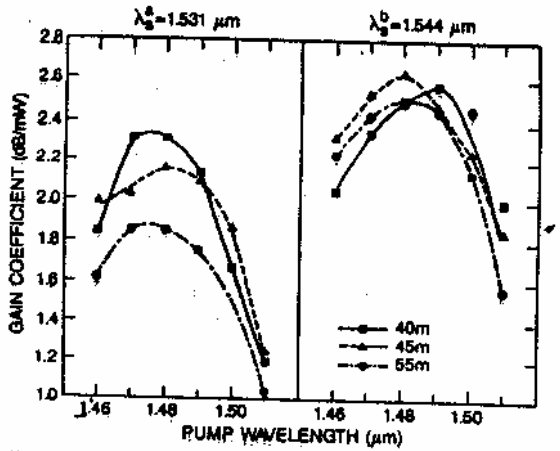


Fig. 25. Gain coefficient as a function of pump wavelength for two signal wavelengths (Zyskind, Giles, Desurvire and Simpson [1989]).

(Grubb, Humer, Cannon, Windhorn, Vendetta, Sweeney, Leilabady, Barnes, Jedrzejewski and Townsend [1992]).

For practical system applications a wide gain spectrum and wide pump band are desirable. The measured small-signal gain at two wavelengths as a function of the wavelength of the pump laser (near 1.48 μm) is shown in fig. 25. Note that the pump wavelength band for high gain is only 10 nm wide. A similar pump wavelength dependence of gain was reported for pump wavelengths close to 980 nm (Becker, Lidgard, Simpson and Olsson [1990]).

An important characteristic of an amplifier used as an in-line repeater or receiver pre-amplifier is the noise figure, which is defined as the ratio of the signal-to-noise ratios at the input and output of the amplifiers. The noise figure (F) is given by

$$F = \frac{(\mathrm{SNR})_{\mathrm{in}}}{(\mathrm{SNR})_{\mathrm{out}}} = \frac{1}{\eta_{\mathrm{in}}} \frac{2n_{\mathrm{sp}}(G-1) + \dfrac{1}{\eta_{\mathrm{in}}} \dfrac{1}{\eta_{\mathrm{det}}}}{G}, \tag{6}$$

where $\eta_{\mathrm{in,\,out}}$ are the input and output coupling efficiencies, η_{det} is the detector quantum efficiency, G is the gain of the fiber amplifier, and n_{sp} is the spontaneous emission factor. Under ideal conditions $\eta_{\mathrm{in}} = 1$, $G \gg 1$ and $n_{\mathrm{sp}} = 1$,

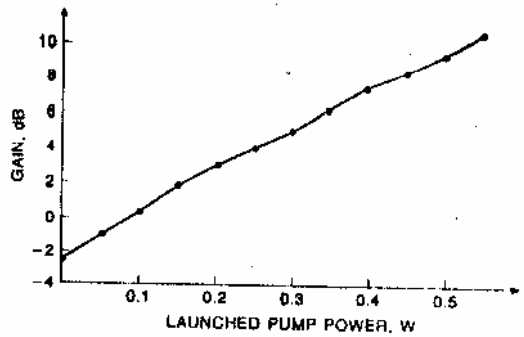


Fig. 26. Dependence of net fiber gain at 1.3 μm on launched pump power at 1.007 μm (Carter, Szebesta, Davey, Wyatt, Brierley and France [1991]).

which results in $F \sim 2n_{\mathrm{sp}} \sim 3$ dB. The measured values of F for 1.48, 0.98 and 0.82 μm pumping are 4.1 dB (Giles, Desurvire, Zyskind and Simpson [1990]), 3.2 dB (Way, von Lehman, Andrejco, Saifi and Lin [1990], and 4.0 dB (Kimura, Suzuki and Nakagawa [1991]), respectively.

Erbium-doped fiber amplifiers are relatively well developed. Amplifiers operating near 1.3 μm are currently being investigated (Carter, Szebesta, Davey, Wyatt, Brierley and France [1991], Durteste, Monerie, Allain and Poignant [1991]). Optical gain has been reported in fluorozirconate fiber doped with 560 ppm W Pr^{3+} and pumped at 1.007 μm. The measured gain at 1.3 μm as a function of launched pump power is shown in fig. 26. Note that although the pump power is considerably higher than that for Er^{+}-doped fiber amplifiers, these initial results are very promising. Availability of commercial grade fiber amplifiers at 1.3 μm will most likely impact the upgrade of existing optical fiber systems which have a dispersion minimum near 1.3 μm.

3.3.2. *Commercial erbium fiber amplifiers*

Many companies (e.g. Amoco, AT&T, BT&D, Corning JDS-Fitel and Pirelli) offer erbium-doped fiber amplifiers with gains from 10 to 35 dB and output powers from 0 to +15 dBm. The devices pumped with 980 nm diodes offer an advantage of the lowest noise figures (near the 3 dB quantum limit), whereas the 1480 nm pumped devices offer an advantage from pump diode reliability with a slightly higher noise figure of 4–5 dB. High-power devices are typically bidirectionally pumped, and are correspondingly more expensive because of the added pump laser. Isolation of the amplifier from both internal and external reflections is provided by one or more opto-isolators, with external connections provided by low-reflectivity physical-contact type.