WYKŁAD Z OPTOELEKTRONIKI –W13 - SMK
Transmitancja światłowodu, modulacja laserów półprzewodnikowych
Literatura: J. Siuzdak" Wstęp do współczesnej telekomunikacji światłowodowej"

SYSTEMY TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ Z DETEKCJĄ BEZPOŚREDNIĄ

W bieżącym rozdziale zajmiemy się podstawowymi własnościami systemów transmisji światłowodowej z bezpośrednią detekcją. Na wstępie omówimy zagadnienie transmitancji światłowodu, tak jak jest ona widziana przez współpracujące urządzenia elektryczne. Dalej zajmiemy się najważniejszymi pojęciami transmisji cyfrowej i analogowej oraz opiszemy kilka typowych systemów transmisyjnych. Wreszcie na zakończenie podane zostaną przykłady projektowania systemów.

8.1. FUNKCJA PRZENOSZENIA ŚWIATŁOWODU

Aby móc dalej analizować systemy transmisyjne musimy najpierw zdefiniować funkcję przenoszenia światłowodu tak, jak jest ona widziana przez współpracujące z tym światłowodem urządzenia elektroniczne. Chwilowa moc świetlna wprowadzona na wejściu światłowodu $P_{cwe}(t)$ jest związana zależnością

$$\sqrt{P_{cwe}(t)} = \sqrt{P_0}\,\sqrt{1+m(t)}\;z(t) \tag{8.1}$$

Tutaj P_0 – średnia moc wprowadzona do światłowodu, $m(t)$ – sygnał modulujący, $z(t)$ – zespolona obwiednia pola elektromagnetycznego lasera na wejściu światłowodu, będącą procesem stochastycznym. Zapis z użyciem pierwiastków jest spowodowany koniecznością posługiwania się natężeniami pól, a nie ich mocami. Chwilowa moc na wyjściu światłowodu $P_{cwy}(t)$ jest określona zależnością [12]

$$\sqrt{P_{cwe}(t)} = \sqrt{P_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(\tau)\sqrt{1+m(t-\tau)}\;z(t-\tau)\,d\tau \tag{8.2}$$

Tutaj $g(\tau)$ – odpowiedź impulsowa światłowodu, która będzie omówiona dokładniej w dalszej części. Zatem moc świetlna na wyjściu światłowodu wyraża się wzorem

$$\frac{P_{cwy}(t)}{P_0} = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau)\sqrt{1+m(t-\tau)}\, z(t-\tau)\mathrm{d}\tau \right|^2 =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1)g^*(\tau_2)\sqrt{1+m(t-\tau_1)}\,\sqrt{1+m(t-\tau_2)}\, z(t-\tau_1)\times \tag{8.3}$$

$$\times z^*(t-\tau_2)\mathrm{d}\tau_1\,\mathrm{d}\tau_2$$

Z równania tego wynika, że moc świetlna na wejściu odbiornika jest również procesem stochastycznym. Jeśli pominie się szumy lasera, to moc sygnału będzie równa wartości oczekiwanej wyrażenia (8.3). Mamy wtedy

$$\frac{P_{wy}(t)}{P_0} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1)g^*(\tau_2)\sqrt{1+m(t-\tau_1)}\,\sqrt{1+m(t-\tau_2)}\,\times \tag{8.4}$$

$$\times C_z(\tau_1-\tau_2)\mathrm{d}\tau_1\,\mathrm{d}\tau_2$$

gdzie $C_z()$ – funkcja autokorelacji procesu $z(t)$. Aby uprościć dalsze rozważania przyjmiemy liniowy zakres pracy lasera nadawczego przy stosunkowo małym indeksie modulacji m(t). Wówczas korzystając z przybliżonego wzoru $(1+m)^{1/2} \approx 1+m/2$ otrzymujemy z zależności (8.4)

$$\frac{P_{wy}(t)}{P_0} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1)g^*(\tau_2)C_z(\tau_1-\tau_2)\mathrm{d}\tau_1\,\mathrm{d}\tau_2 +$$

$$+\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\tau_2)C_z(\tau_1-\tau_2)\mathrm{d}\tau_2\right]g(\tau_1)m(t-\tau_1)\mathrm{d}\tau_1 + \tag{8.5}$$

$$+\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1)C_z(\tau_1-\tau_2)\mathrm{d}\tau_1\right]g^*(\tau_2)m(t-\tau_2)\mathrm{d}\tau_2$$

Drugi i trzeci składnik w tym wzorze są wielkościami zespolonymi sprzężonymi, pierwszy zaś pewną wielkością stałą niezależną od czasu. Ostatecznie moc wyjściową $P_{wy}(t)$ można wyrazić jako [12]

$$\frac{P_{wy}(t)}{P_0} = h_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} h_1(\tau)m(t-\tau)\mathrm{d}\tau \tag{8.6}$$

gdzie

$$h_0 = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau_1)g^*(\tau_2)C_z(\tau_1-\tau_2)\mathrm{d}\tau_1\,\mathrm{d}\tau_2$$

$$h_1(t) = Re\, g(t)\left[\int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\rho)C_z(t-\rho)\mathrm{d}\rho\right] \tag{8.7}$$

Przyjmiemy dalej, że równoważna dolnopasmowa charakterystyka widmowa źródła światła ma postać

$$S_z(f) = \mathscr{F}^{-1}[C_z(\tau)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,B}\exp\left(-\frac{f^2}{2B^2}\right) \tag{8.8}$$

gdzie B – szerokość widmowa reprezentacji dolnopasmowej linii widmowej źródła światła. Oznacza to, że związek między typowym parametrem pomiarowym szerokości linii widmowej źródła światła tzw. całkowitą szerokością w połowie maksimum (ang. FWHM – *full width at half maximum*), a B jest następujący

$$FWHM = 2{,}355B \tag{8.9}$$

Z kolei odpowiedź impulsową światłowodu $g(t)$ można wyrazić jako

$$g(t) = \mathscr{F}^{-1}[G(f)] \tag{8.10}$$

gdzie transmitancja częstotliwościowa światłowodu jest dana przez

$$G(f) = A\exp[-\mathrm{j}\beta(f)L] \tag{8.11}$$

Przyjęto, że w tak wąskim zakresie widmowym tłumienie światłowodu, wyrażane przez czynnik A, jest wartością niezależną od częstotliwości. Z kolei wielkość $\beta(f)$ można rozwinąć w szereg Taylora dookoła częstotliwości f_0 odpowiadającej długości linii widmowej źródła światła, zachowując tylko pierwsze człony

$$\beta(f) = \beta(f_0) + \beta'(f_0)f + \frac{1}{2}\beta''(f_0)f^2 + \ldots \tag{8.12}$$

przy czym f – częstotliwość z zakresu równoważnej filtracji dolnopasmowej. Z definicji opóźności grupowej i współczynnika dyspersji (rozdz. 3) mamy

$$\beta'(f_0) = 2\pi\tau_g, \qquad \beta''(f_0) = -\frac{2\pi\lambda_0^2}{c}D \tag{8.13}$$

gdzie τ_g – opóźnienie grupowe, D – współczynnik dyspersji.
Całka w drugiej z zależności (8.7) jest splotem $g^*(t)$ i $C_z(t)$, tak więc

$$g(t)\int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\rho)C_z(t-\rho)\,\mathrm{d}\rho = \mathscr{F}^{-1}\big[G(f)*\big(G^*(-f)S_z(f)\big)\big] \tag{8.14}$$

$G(f)$ wyrazimy zależnościami (8.11), (8.12), przy czym zaniedbamy pierwszy i drugi składnik wzoru (8.12), gdyż wyrażają one odpowiednio przesunięcie fazowe i opóźnienie i nie wpływają na kształt impulsu. Mamy [12]

$$\begin{aligned} &G(f)*\big(G^*(-f)S_z(f)\big) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,B}G(f)*\left\{A\exp\left[-\frac{f^2}{2}\left(\frac{1}{B^2}-\mathrm{j}\beta''(f_0)L\right)\right]\right\} \\ &= A^2\exp\left\{-\frac{f^2}{2}\left[(\beta''(f_0)L\cdot B)^2+\mathrm{j}\beta''(f_0)L\right]\right\} \end{aligned} \tag{8.15}$$

Z ogólnych własności transformaty Fouriera wynika, że dla danej funkcji $x(t)$

$$Re[x(t)] = \frac{1}{2} \mathscr{F}^{-1} \{ \mathscr{F}_x(f) + \mathscr{F}^*(f) \} \tag{8.16}$$

Transmitancja rozważanego światłowodu wyrazi się zatem zależnością

$$H_1(f) = A^2 \exp\left[-\frac{f^2}{2} (\beta''(f_0) LB)^2 \right] \cos\left[\frac{f^2}{2} \beta''(f_0) L \right] \tag{8.17}$$

Rozważana transmitancja składa się z dwóch czynników. Pierwszy z nich (wykładniczy) jest związany z szerokością widmową niemodulowanego źródła światła. Reprezentuje on skończone pasmo przepustowe światłowodu spowodowane dyspersją wywołaną niezerową szerokością linii widmowej źródła światła. Drugi czynnik (cosinusoidalny) jest związany z samą modulacją amplitudową źródła światła i nie zależy od szerokości jego linii widmowej. Otóż nawet jeżeli szerokość linii widmowej niemodulowanego lasera $B \to 0$, to wskutek modulacji wypadkowe widmo ulega rozszerzeniu. Zatem drugi czynnik reprezentuje skończone pasmo światłowodu wywołane dyspersją impulsu spowodowaną samą modulacją.
W praktyce w światłowodowych systemach z bezpośrednią modulacją prądu nadawczego źródła światła dominujący wpływ ma pierwszy człon zależności (8.17). Nietrudno jest bowiem policzyć z (8.17), że w typowych warunkach człon cosinusoidalny zaczyna odgrywać rolę dopiero przy szerokościach linii widmowej źródła światła $\Delta\lambda < 0{,}0001 \ldots 0{,}001$ nm. Takie wartości szerokości linii widmowej przy bezpośredniej modulacji są nieosiągalne wskutek m.in. chirpu. Korzystając ze wzorów (8.13), (8.17) i pamiętając, że (wzór (8.9)) $B \approx (-c/\lambda^2)\Delta\lambda/2{,}355$, gdzie $\Delta\lambda$ jest pełną szerokością linii widmowej mierzoną w połowie maksimum, otrzymujemy ostatecznie

$$H_1(f) = A^2 \exp\left[-\frac{f^2}{f_g^2} \right] \tag{8.18}$$

Zdefiniowaliśmy tutaj pasmo światłowodu f_g jako pasmo, przy którym transmitancja maleje 1/e razy. Wartość f_g wyraża się wzorem

$$f_g = \frac{0{,}53}{DL\Delta\lambda} \tag{8.19}$$

Z kolei odpowiedź impulsowa $h_1(t)$ jest również funkcją gaussowską równą

$$\begin{gathered} h_1(t) = C\exp(-\pi^2 f_g^2 t^2) = C\exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_f^2} \right) \\ C = A^2 \sqrt{\pi}\, f_g, \qquad \sigma_f = \frac{1}{\sqrt{2}\, \pi f_g} \end{gathered} \tag{8.20}$$

Całkowita szerokość Δt tej odpowiedzi impulsowej mierzona na połowie jej wysokości obliczona z zależności (8.19), (8.20) wynosi

---

$$\Delta t = DL\Delta\lambda$$

Jeżeli na wejściu impuls będzie miał kształt gaussowski:

$P_{we}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp(-\frac{t^2}{2\sigma^2})$, *to sygnal na wyjsciu*

$$P_{wy}(t) = \frac{A^2}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma^2 + \sigma_f^2}}\exp(-\frac{t^2}{2(\sigma^2 + \sigma_f^2)});$$

tak więc przy impulsie gaussowskim o szerokości σ *i odpowiedzi impulsowej o szerokości* σ_f *, szerokość impulsu na wyjściu*:

$$\sigma_{wy} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_f^2}$$

Dyspersja impulsu powoduje stratę czułości odbiornika – ze wzrostem dyspersji impuls rozmywa się: zwiększa się jego szerokość, jednocześnie maleje wysokość:

- malenie wartości SNR w odbiorniku,
- wzrost interferencji międzysymbolowej

Miara strat powodowana dyspersją:

$$\frac{s(0)}{s(\sigma_f)} = \frac{[P_{wy}(t=0) - P_{wy}(t=T)]_{\sigma_f = 0}}{[P_{wy}(t=0) - P_{wy}(t=T)]_{\sigma_f \neq 0}} = \sqrt{1 + \frac{\sigma_f^2}{\sigma^2}}\ \frac{1 - \exp(-\frac{T^2}{\sigma^2})}{1 - \exp(-\frac{T^2}{2\sigma^2(1 + \frac{\sigma_f^2}{\sigma^2})})}$$

Po narysowaniu wykresu:

Jeśli dla danego σ_f/σ straty wynoszą x dB, to o tyle samo dB należy zwiększyć poziom mocy na wejściu odbiornika, aby zachować tą samą jakość odbioru, jaka byłaby przy zerowej dyspersji światłowodu (przedwzmacniacz).

$$\frac{\sigma_f}{\sigma} = \frac{\Delta t}{T} = \frac{DL\Delta\lambda}{T} = \varepsilon$$

ε = 0,306 – dla diód elektroluminescencyjnych, laserów jednomodowych przy stratach czułości = 1 dB

ε = 0,507 dla laserów jednomodowych przyz stratach czułości = 2 dB

ε = 0,115 dla laserów wielomodowych (szum partycji)