

4. FENOMENE DE ATENUARE, ÎMPRĂȘTIERE ȘI DISPERSIE A UNDELOR LUMINOASE GHIDATE

4.1. Atenuarea

4.1.1. Mecanisme de atenuare

Viteza de transmitere a undelor electromagnetice prin materiale transparente este influențată de interacțiunea acestor unde cu atomii materialului. Componenta electrică a câmpului undelor luminoase produce polarizarea atomilor materialului prin care se propagă astfel încât aceștia sau configurațiile electronice corespunzătoare oscilează cu frecvența undei. Proprietățile optice ale mediului prin care se propagă undele sunt determinate de indicele de refracție care este o mărime complexă. Partea imaginară a indicelui de refracție a unui mediu dispersiv variază cu frecvența și determină *atenuarea undelor electromagnetice*.

Pe baza modelului clasic sarcina care oscilează radiază noi unde având aceeași frecvență cu cele originale astfel că în urma interacțiunii dintre acestea rezultă o deplasare netă a fazei care crește cu distanța de propagare. Ca urmare, unda călătorește cu o viteză de fază mai mică. Interacțiunea dintre unde și atomi poate fi caracterizată printr-o serie de rezonanțe armonice (atomice, electronice etc.) care prezintă pierderi [4.1]-[4.7]. În cazul frecvențelor situate deasupra celor de rezonanță mișcarea sarcinilor electrice sau atomilor nu mai poate urmări oscilațiile câmpului electric, rezultând o reducere a polarizării și respectiv a indicelui de refracție sub valorile corespunzătoare frecvențelor situate sub cea de rezonanță. O consecință a acestui fapt este lărgirea pulsurilor scurte de lumină pe măsură ce se propagă în mediu. Lărgirea este proporțională cu domeniul frecvențelor optice pe care se întinde pulsul și reprezintă unul dintre factorii importanți care limitează lărgimea benzii semnalului transmis.

Mecanismele de atenuare se pot clasifica în două mari grupe:

a) *atenuarea (absorbția)* este o proprietate de bază a unui material și constă în apariția unor procese de relaxare neradiativă care au loc în urma unor tranziții electronice rezonante, acestea determinând creșterea energiei termice a materialului;

b) *împrăștierea* poate fi considerată parțial, ca o proprietate a materialului și este determinată de imperfecțiunile acestuia. Acest fenomen constă în emisia unei părți din energia luminoasă în exteriorul fibrei și determină schimbări în propagarea modurilor luminoase. În acest caz nu există conversia energiei radiante în alte forme de energie.

În ambele cazuri, puterea pierdută de un puls optic având energia E , care se propagă de-a lungul axei z a fibrei pe distanța δz este proporțională atât cu E cât și cu δz . Astfel,

$$-(dE/dz)\delta z = \alpha E \delta z \quad (4.1)$$

unde α reprezintă coeficientul de atenuare. Când α nu depinde de z , energia scade exponențial cu distanța:

$$E(z) = E(0)\exp(-\alpha z), \quad (4.2)$$

$E(0)$ fiind energia la intrarea în fibră.

Rezonanțele electronice și atomice care determină proprietățile dispersive ale materialului dielectric pot genera și fenomenul de *absorbție* în vecinătatea frecvențelor de rezonanță. În cazul fibrelor optice rezonanțele din domeniul ultraviolet al spectrului sunt asociate configurațiilor electronice, iar cele din domeniul infraroșu vibrațiilor rețelei. Deși aceste frecvențe de rezonanță sunt situate destul de departe față de frecvențele din domeniul optic care sunt utilizate în comunicații, absorbția pe care o produc este foarte puternică; extensii ale acestor benzi de absorbție pot apărea chiar în domeniul utilizat.

În general, absorbția corespunzătoare marginii benzii variază exponențial cu energia fotonului.

Astfel, în domeniul ultraviolet al spectrului coeficientul de absorbție, α_{UV} , asociat marginii benzii de absorbție poate fi exprimat sub forma *legii Urbach*:

$$\alpha_{UV} = A_{UV} \exp(E/E_{UV}) = A_{UV} \exp(\lambda/\lambda_{UV}) \quad (4.3)$$

unde A_{UV} , E_{UV} și λ_{UV} sunt constante.

Analog, în domeniul infraroșu coeficientul de absorbție, α_{IR} , asociat marginii benzii de absorbție poate fi exprimat sub forma:

$$\alpha_{IR} = A_{IR} \exp(E/E_{IR}) = A_{IR} \exp(\lambda/\lambda_{IR}) \quad (4.4)$$

în care: A_{IR} , E_{IR} , și λ_{IR} sunt de asemenea constante. În domeniul infraroșu, peste marginea benzii de absorbție se suprapun maximele asociate armonicilor frecvențelor fundamentalei.

În cazul fibrelor fabricate din silice atenuarea produsă de absorbția la marginea benzii este semnificativă în infraroșu la lungimi de undă mai mari de 1,5 μm . Această margine de bandă este asociată cu vibrațiile de întindere ale legăturilor de oxigen. Astfel, pentru Si-O frecvența de rezonanță este situată la 0,9 μm , pentru Ge-O la 11 μm , pentru P-O la 8 μm , pentru B-O la 7,3 μm etc [4.1]. Luând în considerare fenomenul de absorbție, în cazul utilizării pentru comunicații a radiațiilor cu lungimea de undă de 1,5 μm impurificarea fibrei cu germaniu este cea mai favorabilă datorită lungimii de undă mari asociată vibrațiilor de întindere ale compusului Ge-O.

Absorbția la marginea benzii este un fenomen inerent în materialele din care sunt fabricate fibrele optice. În figura 4. 1 este prezentată dependența atenuării de lungimea de undă în cazul câtorva compuși mai importanți, cum ar fi SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 , P_2O_5 . Absorbția mai poate fi datorată și ionilor hidroxil [4.1].

Sticlele care au la bază silicați prezintă o serie de proprietăți fizice și chimice care le conferă numeroase avantaje în comparație cu alte medii dielectrice care ar putea fi utilizate în ghidarea undelor luminoase, mai ales în domeniul infraroșu al spectrului. Astfel, acestea sunt solide, tehnologia lor de fabricație se îmbunătățește de mai bine de 2000 de ani, pot fi ușor prelucrate sub formă de fibre, sunt inerte și nu sunt toxice.

Cercetările recente în domeniul fibrelor optice au ca scop obținerea unor noi materiale care să aibă o transparență mai bună decât sticla. Pentru aceasta

trebuie ca pierderile prin împrăștiere Rayleigh să fie comparabile cu cele din sticlă la orice lungime de undă, iar absorbția la marginea benzii să nu fie deplasată spre lungimi de undă mari. În aceste cazuri, fenomenele de rezonanță trebuie să aibă loc la frecvențe coborâte, acest fapt implicând materiale cu mase atomice mai mari și legături chimice mai slabe.

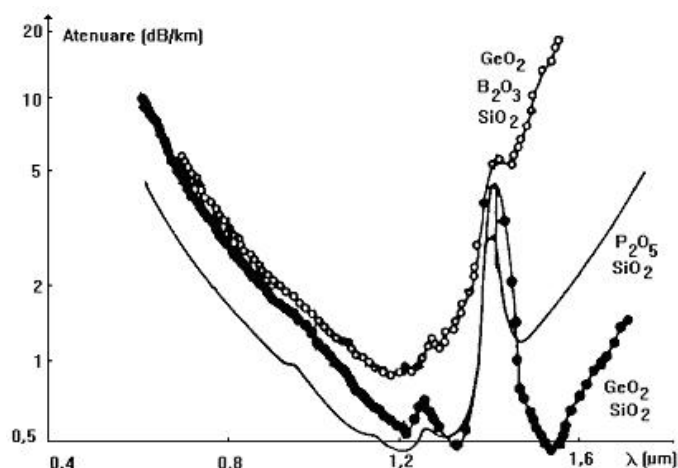


Fig. 4. 1. Dependenta atenuării de lungimea de undă în cazul fibrelor din: SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 , P_2O_5 .

Există mai multe materiale transparente care ar putea fi folosite pentru obținerea de fibre optice care să fie transparente din domeniul ultraviolet până în cel infraroșu mediu al spectrului, cum ar fi de exemplu: GeO_2 , BeF_2 , ZnCl_2 , ZrF_4 . Pot fi utilizate și materiale monocristaline sau policristaline care au la bază metale ușoare sau cloruri ale metalelor alcaline (KCl, AgBr, CsBr, CsI).

Pentru telecomunicații se mai utilizează sticlele care au la bază fluoruri: fluorura de zirconiu, bariu, lantan și aluminiu (ZBLA) sau: fluorura de zirconiu, bariu, lantan, aluminiu și sodiu (ZBLAN) [4.1].

Pentru comunicații pe distanță scurtă (câteva sute de metri) caracterizate printr-o rată scăzută de transmisie (câțiva Mb/s) se pot utiliza fibre confecționate din plastic, acestea având un preț de fabricație scăzut și proprietăți mecanice remarcabile.

În cele mai multe cazuri fibrele din plastic au miezul din polimetilmetacrilat (PMMA sau Perspex) cu indicele de refracție de 1,49 sau polistiren (PS) care are un indice de refracție de 1,59. Mai recent s-au confecționat fibre și din policarbonat (PC) care prezintă proprietăți termice mai bune [4.1].

Dezavantajele folosirii fibrelor din plastic în comunicații sunt determinate de atenuarea mare a acestora precum și de variația proprietăților materialului cu temperatura, existând în acest caz o limită superioară de lucru situată în jurul valorii de 100°C . Atenuarea ridicată a fibrelor din plastic este datorată atât absorbției cât și împrăștierii.

Există benzi de absorbție puternice care sunt asociate cu vibrațiile de întindere ale diferitelor tipuri de legături C-H din material. Astfel, în cazul PMMA rezonanțele armonice sunt centrate în jurul lungimilor de undă care au următoarele valori: 740 nm (cinci), 624 nm (șase), 546 nm (șapte).

Din figura 4. 2 în care este prezentată dependența atenuării de lungimea de undă în cazul câtorva compuși mai importanți, cum ar fi PMMA, PS și PC se pot determina lungimile de undă corespunzătoare atenuării minime.

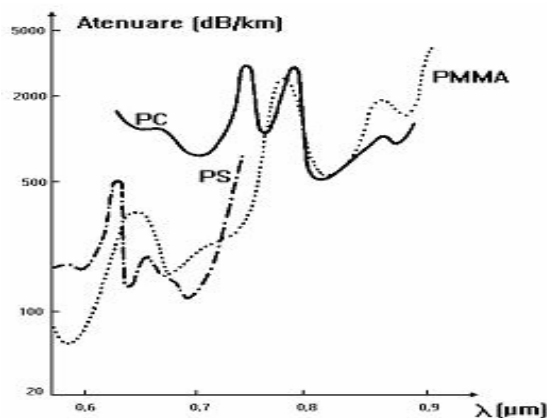


Fig. 4. 2. Dependenta atenuării de lungimea de undă în cazul fibrelor din: PMMA, PS și PC.

Prin substituirea hidrogenului cu deuteriu se obține o deplasare spre lungimi de undă mari a benzilor de absorbție precum și o reducere a nivelului acesteia [4.1]. Astfel, în cazul fibrei din PMMA deuterate s-a obținut o atenuare de 20 dB/km la 650-680 nm (fig. 4.3).

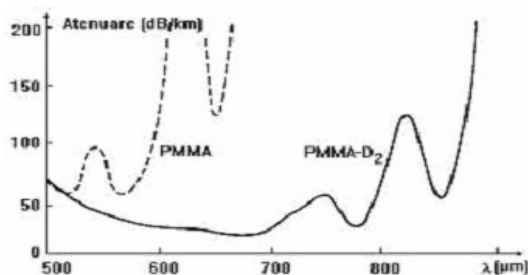


Fig. 4. 3. Dependenta atenuării de lungimea de undă în cazul fibrelor din PMMA și PMMA deuterat.

4.1.2. Atenuarea, durata pulsului și banda spectrală

Energia totală ε care caracterizează un puls se obține prin integrarea puterii optice $\Phi(t)$ ce trece printr-un anumit punct P al fibrei optice (fig. 4. 4):

$$\varepsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(t) dt \quad (4.5)$$

Considerând că emițătorul E injectează în fibră puterea optică $\Phi_E(t)$ având energia ε_E , iar la receptorul R sosește pulsul $\Phi_R(t)$ cu energia ε_R , atenuarea (exprimată în dB) este dată de relația: $\alpha[\text{dB}] = 10 \log\left(\frac{\varepsilon_E}{\varepsilon_R}\right)$.

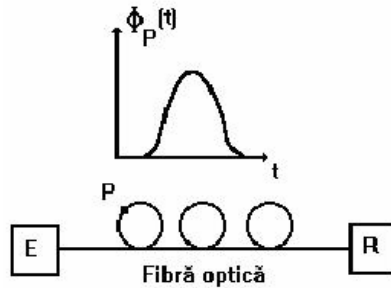


Fig. 4. 4. Puterea pulsului optic într-un punct P.

Pentru a defini dispersia se consideră că în fibră se injectează un semnal de forma funcției delta, δ (impuls), iar la receptor sosește pulsul $\Phi_R(t)$ (fig. 4. 5), răspunsul fibrei la impuls fiind:

$$h(t) = \Phi_R(t) / \varepsilon_R \tag{4.6}$$

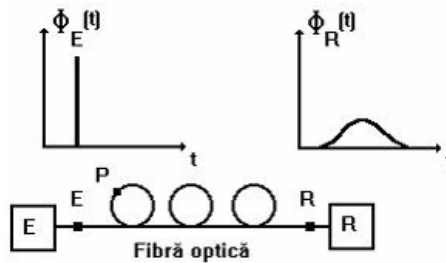


Fig. 4. 5. Răspunsul fibrei la impuls.

Răspunsul fibrei la impuls poate fi caracterizat de durata totală a pulsului, ΔT , sau de durata la jumătate din înălțime, τ (fig. 4. 6).

Timpul de sosire a impulsului la receptor este:

$$\bar{t} = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} t \Phi(t) dt \tag{4.7}$$

Durata pulsului la jumătate din înălțime este o măsură a rădăcinii medii pătratice a duratei pulsului σ care este definită cu ajutorul relației:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} (t - \bar{t})^2 \Phi(t) dt = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 \Phi(t) dt - (\bar{t})^2 \tag{4.8}$$

Considerând că atât sursa cât și detectorul se caracterizează printr-o funcționare liniară, se poate utiliza transformata Fourier pentru a converti răspunsul la impuls al sistemului din domeniul temporal $h(t)$ într-unul echivalent în frecvență:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \exp(-2i\pi ft) dt \quad (4.9)$$

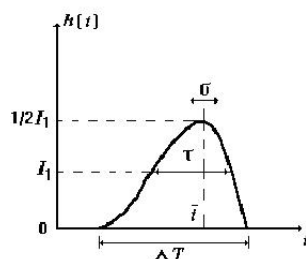


Fig. 4. 6. Răspunsul fibrei la impuls în domeniul temporal.

În general, funcția $H(f)$ este o funcție complexă care reprezintă variația cu frecvența atât a amplitudinii cât și a fazei.

Lărgimea benzii unui sistem liniar (banda spectrală) corespunde domeniului de frecvențe în care $|H(f)|$ depășește $1/\sqrt{2}$ din valoarea sa maximă, adică domeniul frecvențelor unui semnal în limitele unei atenuări de cel mult 3 dB sau diferența dintre frecvențele la care puterea este jumătate din valoarea maximă (de vârf). Această definiție corespunde lărgimii benzii electrice a sistemului $(\Delta f)_{el}$.

În cazul unei fibre optice banda spectrală $(\Delta f)_{opt}$ se definește ca fiind intervalul de frecvențe în care $|H(f)|$ depășește 1/2 din valoarea sa maximă (fig. 4. 7).

Între mărimile introduse anterior există următoarele relații:

$$(\Delta f)_{opt} \approx \sqrt{2}(\Delta f)_{el} \approx B = \frac{1}{4\sigma} \approx \frac{1}{2\tau} \approx \frac{1}{\Delta T} \quad (4.10)$$

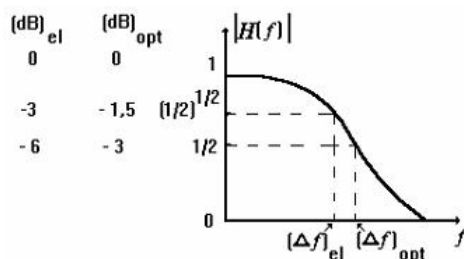


Fig. 4. 7. Curba răspunsului în frecvență și definiția benzii spectrale optice și respectiv electrice.

4.2. Împrăștierea

4.2.1. Împrăștierea elastică

Prin natura sa, sticla prezintă o structură dezordonată caracterizată prin variații macroscopice ale densității în jurul valorii medii precum și prin variații locale microscopice în compoziție. Fiecare dintre acestea dau naștere la fluctuații ale indicelui de refracție, care la rândul său, determină fenomenul de împrăștiere a luminii, cunoscut și sub numele de *împrăștierea Rayleigh*. Pierderile sunt cu atât mai mari cu cât numărul de componente din sticlă este mai mare din cauza variației compoziției. Astfel, intensitatea undelor luminoase scade cu distanța de propagare prin mediu (fibră), o parte dintre acestea pierzându-se.

Pierderile cauzate prin aceste mecanisme pot fi reduse prin răcirea controlată a topiturii din care se *trage* apoi fibra. În cazul fibrelor care au la bază silicați pierderile prin împrăștiere Rayleigh corespunzătoare lungimilor de undă de mai mici de $1,5 \mu\text{m}$ sunt mai mari decât cele determinate de fenomenul de absorbție în ultraviolet. Astfel, pentru lungimea de undă de $1 \mu\text{m}$ atenuarea datorită împrăștierei Rayleigh în sticle care au un conținut mare de silicați este de aproximativ 1 dB/km . Prin dopare cu germaniu se constată o creștere a pierderilor în timp ce prin dopare cu pentoxid de fosfor se produce o micșorare a acestora.

În general, coeficientul de pierderi prin împrăștiere Rayleigh, α_R , variază invers proporțional cu puterea a patra a lungimii de undă, după legea:

$$\alpha_R = A_R \lambda^{-4} \quad (4.11)$$

unde A_R este o constantă de material.

Pierderi importante se produc și prin curbarea fibrelor din cauza împrăștierei și transformării razelor ghidate în raze care sunt apoi radiate în exterior la interfața miez-înveliș. Puterea optică împrăștiată în exteriorul unei fibre datorită curbării acesteia depinde exponențial de raza curbei, R , fiind deci proporțională cu $\exp(R/R_c)$, unde $R_c \cong a/(NA)^2 = a/(2n\Delta n)$ reprezintă raza critică, NA apertura numerică, Δn este variația indicelui de refracție, iar a este raza miezului fibrei (fig. 4. 8).

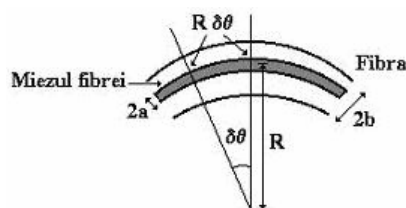


Fig. 4. 8. Reprezentarea schematică a unei fibre curbe.

Dacă razele fibrelor curbate sunt comparabile cu raza critică pierderile devin considerabile.

În cazul unor fibre multimodale proprietățile mecanice ale fibrei determină pierderi mai mari decât cele cauzate de raza de curbură. Astfel, dacă fibra este curbată în așa fel încât tensiunea de la suprafața acesteia

$$\frac{b}{R} = \frac{(R+b)\delta\theta - R\delta\theta}{R\delta\theta}, \quad (4.12)$$

(care este egală cu cea de pe suprafața interioară) crește cu 0,2%, considerând că raza miezului este $2a = 25 \mu\text{m}$, diametrul învelișului $2b = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,24$, raza de curbură trebuie să fie mai mare decât valoarea $\frac{b}{0,002} = 500b$, adică

$R > 31 \text{ mm}$. Pe de altă parte, în acest caz raza critică $R_c \cong a/(NA)^2$ are valoarea $R_c = 0,43 \text{ mm}$. Acest tip de pierderi poate fi diminuat de exemplu prin introducerea fibrei într-un cablu rigid.

De asemenea, o succesiune continuă de curbe foarte mici (*microcurbe*) poate determina creșterea pierderilor în fibră. Printr-un bun control al procesului de fabricație a fibrelor precum și printr-o bună proiectare a cablurilor care le protejează aceste tipuri de pierderi pot fi menținute la un nivel scăzut de sub 0,1 dB/km.

Pe baza celor prezentate anterior coeficientul de atenuare poate fi scris ca o sumă de cinci termeni de forma:

$$\alpha = A_{uv} \exp(\lambda/\lambda_{uv}) + A_{ir} \exp(\lambda/\lambda_{ir}) + A_R \lambda^{-4} + A_{gc} + A_{mgc} \quad (4.13)$$

în care primii doi termeni corespund *absorbției la marginile benzilor din ultraviolet și respectiv infraroșu*, termenul al treilea este datorat împrăștierii Rayleigh, iar ultimii doi, A_{gc} , A_{mgc} , sunt determinați de *curbarea și respectiv microcurbarea fibrelor*. Primii trei termeni pot fi priviți ca fiind pierderi intrinseci de material, iar ultimii doi corespund unor pierderi extrinseci și pot fi în principiu eliminați.

În cazul fibrelor fabricate din silicați pierderile sunt de 0,16 dB/km la 1,6 μm , 0,3 dB/km la 1,3 μm și 2 dB/km la 0,85 μm .

4.2.2. Împrăștieria neelastică

În fibrele optice, pe lângă procesele de împrăștierie elastică, mai au loc și fenomene de împrăștierie neelastică și neliniară atunci când puterea radiației excitatoare are valori ridicate, acestea din urmă putând introduce limitări serioase în procesul de operare. Cu toate acestea, în anumite condiții pot fi exploatate benefic în procesul de amplificare optică.

Fenomenele de împrăștierie neelastică implică interacțiunea fotonilor incidenți cu vibrațiile atomilor rețelei materialului din care este confecționată fibra (fononii acustici și respectiv optici). Împrăștieria undelor electromagnetice care implică fononi acustici este cunoscută și sub numele de împrăștieria Brillouin, iar cea care implică fononi optici, împrăștierie Raman. În general, energia este transferată de la undele electromagnetice undelor mecanice, dar poate avea loc și procesul invers. În primul caz, fotonii pierd energie în procesul de împrăștierie, și

lungimea lor de undă crește, iar în cel de-al doilea lumina împrăștiată are lungimea de undă mai mică decât cea incidentă. Radiațiile împrăștiate în cele două cazuri mai poartă și denumirea de *radiații Stokes* și respectiv *anti-Stokes*.

În figura 4. 9 este prezentat spectrul luminii împrăștiată Raman la 300 K în cazul unei sticle fabricate din silicați.

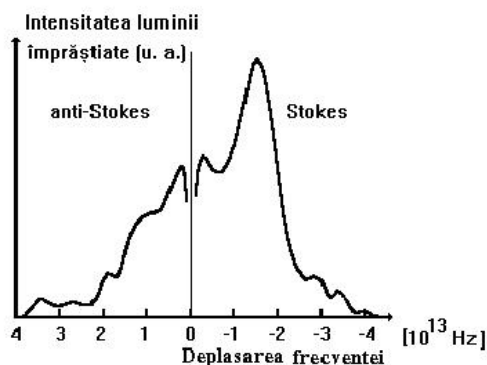


Fig. 4. 9. Spectrul luminii împrăștiată Raman în cazul unei sticle fabricate din silicați la 300 K.

Ultimul maxim din partea dreaptă a spectrului situat la $3,3 \times 10^{15}$ Hz ($\lambda = 9 \mu\text{m}$) corespunde unei rezonanțe determinate de vibrația la întindere a grupului Si-O. În cazul împrăștierii Brillouin, frecvența luminii împrăștiată depinde de unghiul de împrăștiere. Deplasarea frecvenței este maximă în direcția undelor regresive și zero în direcția undelor progresive. În cazul radiațiilor împrăștiate în direcția regresivă care interesează în mod deosebit în cazul unei fibre, deplasarea maximă a frecvenței este de aproximativ 10 GHz, și o lărgime a liniei împrăștiate de 30 MHz la temperatura camerei.

Pentru puteri optice mici coeficienții care caracterizează împrăștierea neelastică sunt relativ mici și se adaugă pierderilor prin împrăștiere elastică sau Rayleigh, determinând atenuarea totală a fibrei. În cazul când se utilizează puteri optice mari atât împrăștierea Raman cât și Brillouin pot fi *stimulate* la frecvențe Stokes, conducând la o creștere a intensității luminii împrăștiate; aceste fenomene sunt cunoscute sub numele de *împrăștiere Brillouin stimulată* și respectiv *împrăștiere Raman stimulată*. Aceasta înseamnă că lumina având frecvența egală cu cea deplasată prin împrăștiere își mărește intensitatea determinând în același și o creștere a intensității luminii incidente. Într-o fibră împrăștierea Raman stimulată determină o amplificare a luminii la frecvențe egale cu cele deplasate atât în direcție progresivă cât și regresivă, în timp ce împrăștierea Brillouin stimulată determină această amplificare numai în direcție regresivă.

În figura 4. 10 sunt prezentate schematic câteva configurații experimentale ce pot fi utilizate în procesul de amplificare optică a unui *semnal* într-o fibră care este excitată cu o radiație de *pompaj*, ce stimulează procesele de împrăștiere Raman și respectiv Brillouin.

Lărgimea benzii în care se poate obține câștigul corespunde spectrului de împrăștiere (fig. 4. 9). În cazul împrăștierii Raman stimulată maximul curbei câștigului este situat la o frecvență cu 13 000 GHz mai joasă decât cea corespunzătoare radiației de pompaj, lărgimea spectrală a câștigului fiind mai mare de 6 000 GHz.

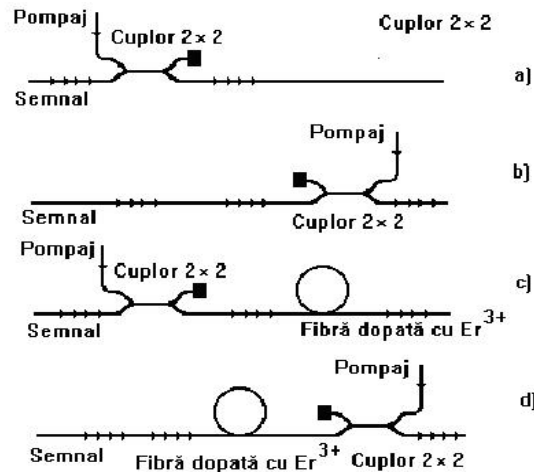


Fig. 4. 10. Configurații experimentale utilizate în procesul de amplificare optică în care se utilizează: a) împrăștierea stimulată Raman progresivă, b) împrăștierea stimulată Raman regresivă sau împrăștierea stimulată Brillouin, c) o fibră amplificatoare dopată cu Er^{3+} , d) o fibră amplificatoare dopată cu Er^{3+} cu pompaj contradirecțional.

La 1500 nm, câștigul poate fi obținut într-o bandă de 50 nm, maximul apărând în cazul când lungimea de undă a radiației de pompaj este mai mică cu aproximativ 100 nm față de cea corespunzătoare semnalului.

La orice lungime de undă, creșterea puterii pe unitatea de lungime este proporțională cu intensitatea spectrală a radiației incidente corespunzătoare lungimii de undă care este mai mică decât cea rezultată prin deplasarea Stokes.

În general, pentru a calcula exact câștigul trebuie făcută o convoluție a spectrului puterii radiației de pompaj și a celui corespunzător radiației împrăștiate.

Considerând că puterea optică la distanța z în fibră este $\Phi(z)$, iar densitatea puterii optice corespunzătoare este $P(z)$, și ținând seama de fenomenele de atenuare se poate scrie că:

$$\frac{d\Phi_s(z)}{dz} = \gamma P_p(z)\Phi_s(z) - \alpha_s \Phi_s(z) = [\gamma P_p(0)\exp(-\alpha_p z) - \alpha_s]\Phi_s(z) \quad (4.14)$$

unde α_p și α_s reprezintă coeficienții de atenuare corespunzători radiațiilor de pompaj p , respectiv semnal s , iar γ este *coeficientul de câștig Raman*. În silicați, valoarea maximă a coeficientului γ este de aproximativ $10^{-13} [\text{m}^{-1}(\text{W}/\text{m}^2)^{-1}]$.

Prin integrarea ecuației (4.14), se obține:

$$\Phi_s(z) = \Phi_s(0) \exp \left[\frac{\gamma P_p(0)}{\alpha_p} \left\{ 1 - \exp(-\alpha_p z) \right\} - \alpha_s z \right] \quad (4.15)$$

La momentul inițial când $\alpha_p z \ll 1$ din ecuația (4.15) se obține pentru puterea optică expresia:

$$\Phi_s(z) = \Phi_s(0) \exp[\gamma P_p(0) - \alpha_s z] \quad (4.16)$$

Pentru a obține câștig inițial net trebuie ca densitatea de putere a radiației de pompaj la intrare să depășească o anumită valoare de prag P_{prag} , adică $P_p(0) > P_{\text{prag}} = \alpha_s / \gamma$. Considerând că în cazul fibrelor optice pe bază de silicați cu pierderi mici, la lungimea de undă 1500 nm, $\alpha_p = \alpha_s = 5 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ (0,22 dB/km) și $\gamma = 10^{-13} \text{ m/W}$ se obține pentru puterea de prag valoarea $P_{\text{prag}} = 5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$. Ținând seama că aria efectivă a miezului unei fibre este de $50 \mu\text{m}^2$, puterea de prag este de 25 mW.

Cu ajutorul ecuației (4.16) se poate calcula câștigul rezultat în urma pompării unei fibre la un singur capăt. Considerând că lungimea fibrei l satisface relația $\alpha_p l \gg 1$ câștigul semnalului este dat de relația:

$$G_s = \frac{\Phi_s(l)}{\Phi_s(0)} = \exp \left[\frac{\gamma P_p(0)}{\alpha_p} - \alpha_s l \right] = \exp \left[\gamma P_p(0) l_{\text{ef}} - \alpha_s l \right] \quad (4.17)$$

în care: $l_{\text{ef}} = 1/\alpha_p$ reprezintă lungimea efectivă a fibrei de-a lungul căreia radiația de pompaj poate produce câștig. În cazul fibrelor optice pe bază de silicați cu pierderi mici, la lungimea de undă 1500 nm lungimea efectivă este mai mică de 20 km. Câștigul optic net este dat de relația:

$$G_{\text{opt}} = 10 \lg G_s = 4,343 \left[\gamma P_p(0) l_{\text{ef}} - \alpha_s l \right] \quad (4.18)$$

În cazul împrăștierii regresive a undelor, câștigul optic net este:

$$G_{\text{opt}} = 10 \lg \frac{\Phi_s(0)}{\Phi_s(l)} = 4,343 \left\{ \frac{\gamma P_p(0)}{\alpha_p} \left[1 - \exp(-\alpha_p l) \right] - \alpha_s l \right\} \quad (4.19)$$

Amplificatorul optic în care se folosește împrăștierea Raman poate produce un câștig de $10 \div 15 \text{ dB/W}$ atât în configurația corespunzătoare undelor progresive cât și pentru cele regresive într-o bandă de 50 nm (6 000 GHz). Aplicațiile sale potențiale sunt limitate de puterea mare de pompaj care este necesară. Câștigul Raman poate fi îmbunătățit prin micșorarea diametrului miezului fibrei și prin doparea cu germaniu care prezintă un coeficient de împrăștiere Raman ridicat.

Câștigul în cazul împrăștierii Brillouin stimulate este de câteva sute de ori mai mare decât cel corespunzător împrăștierii Raman, însă lărgimea benzii este mică, de aproximativ 30 MHz.

Amplificatorul optic în care se folosește împrăștierea Brillouin poate produce un câștig de $10 \div 20$ dB pentru puteri ale radiației de pompaj de câțiva mW. Lărgimea îngustă a benzii introduce restricții la diferite aplicații, dar poate prezenta și avantaje ca în cazul amplificării selective a frecvenței purtătoare în procesul de demodulare.

4.3. Dispersia undelor luminoase în fibre optice

4.3.1. Medii optice dispersive. Dispersia temporală

Prin *dispersia undelor luminoase în* sistemul de comunicații optice se înțelege lărgirea pulsurilor optice în urma trecerii printr-un mediu dispersiv și este

caracterizată de mărimea $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$, n fiind indicele de refracție, iar λ lungimea de undă. Deci, un puls de lumină care are o anumită întindere spectrală în vid, în urma trecerii prin mediul dispersiv ajunge la ieșirea din acesta într-un anumit domeniu temporal (*dispersie temporală*).

Lărgimea liniei spectrale a unei surse optice este definită de domeniul de frecvențe în care spectrul puterii depășește 50% din valoarea de vârf a *puterii spectrale (full-width-at-half-maximum-FWHM)*.

O altă mărime care caracterizează pulsurile optice este *rădăcina pătratică medie* a lărgimii unui puls σ și este dată de relația:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\varepsilon_{-\infty}} \int_{-\infty}^{+\infty} (t - \bar{t})^2 \Phi(t) dt = \frac{1}{\varepsilon_{-\infty}} \int_{-\infty}^{+\infty} (t)^2 \Phi(t) dt - (\bar{t})^2 \quad (4.20)$$

Ca o măsură a lărgimii spectrale se pot defini și rădăcinile pătratice medii ale lărgimilor spectrale în domeniul lungimilor de undă σ_λ și respectiv în domeniul frecvențelor unghiulare σ_ω . Astfel,

$$\sigma_\lambda = \frac{\int_0^{+\infty} (\lambda - \bar{\lambda})^2 \Phi_\lambda d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_\lambda d\lambda} = \frac{\int_0^{+\infty} (\lambda)^2 \Phi_\lambda d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_\lambda d\lambda} - (\bar{\lambda})^2 \quad (4.21)$$

unde Φ_λ reprezintă *densitatea spectrală a puterii* corespunzătoare lungimii de undă λ , iar $\bar{\lambda}$ este lungimea de undă medie și este dată de relația:

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^{+\infty} \lambda \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (4.22)$$

Rădăcina pătratică medie a lărgimii spectrale în domeniul frecvențelor unghiulare σ_ω se definește în același mod.

De asemenea, câteodată este convenabil să se calculeze și rădăcina pătratică medie fracțională a lărgimii spectrale, de forma:

$$\gamma_a = \sigma_\lambda / \lambda = \sigma_\omega / \omega \quad (4.23)$$

Deci, un impuls care se propagă printr-un mediu dispersiv de-a lungul unei distanțe l se lărgeste, generând un alt puls caracterizat printr-o lărgime a rădăcinii pătratice medii dată de relația:

$$\sigma_2 = \frac{dt}{d\lambda} \sigma_\lambda = \frac{l}{c} \frac{d}{d\lambda} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \cdot \sigma_\lambda = \frac{l}{c} \left| -\lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right| \sigma_\lambda = \frac{l}{c} \left| -\lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right| \gamma_a \quad (4.24)$$

Dispersia într-un anumit mediu poate fi caracterizată și de coeficientul de dispersie al materialului D_m , definit de relația:

$$D_m = -\left(\frac{\lambda}{c} \right) \cdot \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right), \quad (4.25)$$

acesta fiind măsurat de obicei în sistemul de comunicații prin fibre optice în [ps/(km·nm)].

Câteodată, dispersia mai poate fi caracterizată și de coeficientul de dispersie adimensional al materialului:

$$Y_m = -\lambda^2 \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \quad (4.26)$$

Între aceste mărimi există relația:

$$\frac{\sigma_2}{l} = \sigma_\lambda |D_m| = \frac{\gamma_a}{c} |Y_m| \quad (4.27)$$

În figura 4. 11 este prezentată dependența de lungimea de undă a coeficienților D_m (fig. 4. 11 a)), și Y_m (fig. 4. 11 b)) în cazul unor sticle bazate pe silicați și respectiv dopate cu fluor.

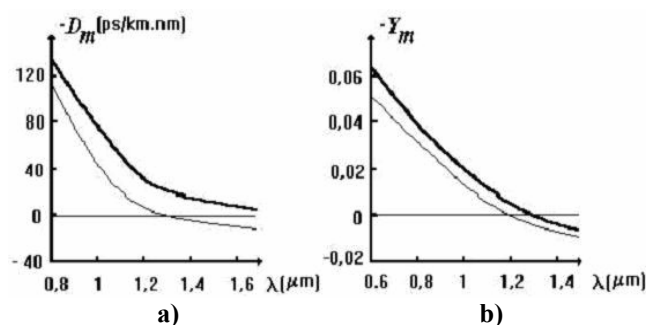


Fig. 4. 11. Dependența de lungimea de undă a coeficienților: a) D_m și b) Y_m în cazul unor sticle bazate pe silicați (curba subțire) și respectiv dopate cu fluor (curba groasă).

Lărgimea aproximativă a benzii semnalului poate fi exprimată cu ajutorul mărimilor introduse anterior sub forma:

$$\Delta f_{opt} l = \frac{1}{4\sigma_\lambda |D_m|} = \frac{c}{4\gamma_a |Y_m|} \quad (4.28)$$

4.3.2. Dispersia totală în fibre mono- și multimodale

La dispersia totală a fibrelor mono- și multimodale contribuie atât dispersia intrinsecă cât și dispersia determinată de trecerea multipas a semnalului prin fibră. Pentru a estima lărgimea benzii unui canal optic de comunicații trebuie luată în considerare forma pulsului recepționat care sunt lărgite datorită dispersiei materialului; acest fapt se reflectă în distribuția puterii după lungimea de undă în cadrul pulsului.

În continuare se presupune că un impuls este lărgit ca urmare a dispersiei intrinseci și celei determinate de trecerea multiplă și că aceste procese nu sunt corelate, fiecare în mod independent determinând rădăcinile medii pătratice ale lărgimii pulsului σ_1 și σ_2 . Aceste două mecanisme combinate produc un puls a cărui formă rămâne aproximativ gaussiană, lărgimea acestuia σ fiind dată de relația:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4.29)$$

În cazul când impulsul care urmează a fi transmis are rădăcina pătratică medie a lărgimii pulsului σ_0 , atunci în urma parcurgerii distanței l aceasta devine:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_0}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_1}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{l}\right)^2} \quad (4.30)$$

unde $\frac{\sigma_1}{l}$ corespunde dispersiei rezultate în urma trecerii multiple, iar $\frac{\sigma_2}{l}$ este cea intrinsecă (fig. 4. 12). Câteva valori mai importante ale parametrilor precedenți care caracterizează lărgimea pulsului în cazul fibrelor cu salt de indice sunt prezentate în tabelul 4. 1.

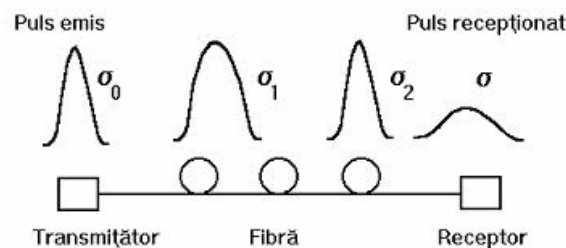


Fig. 4. 12. Forma pulsului transmis și recepționat într-un canal de comunicații optice datorită fenomenelor de dispersie intrinsecă și respectiv celor determinate de trecerea multipas.

Pe baza diferitelor efecte se pot îmbunătăți performanțele realizate în practică. Astfel, mixarea modurilor și pierderile modale diferențiale determină o scădere a dispersiei rezultate în urma trecerii multiple în fibrele instalate, dar determină în același timp și o ușoară creștere a atenuării. Lărgimile liniilor laserelor și LED-urilor sunt funcții de diferiți parametri.

Tabelul 4. 1

λ	Sursa	$\frac{\sigma_1}{l}$ [ns/km]	$\frac{\sigma_2}{l}$ [ns/km]	$\frac{\sigma}{l}$ [ns/km]
850 nm	LED	12,5	2,1	12,5
	Laser	12,5	0,18	12,5
1300 nm	LED	12,5	0,35	12,5
	Laser	12,5	0,02	12,5
1550 nm	LED	12,5	1,1	12,5
	Laser	12,5	0,04	12,5

Datele din tabele corespund unor puteri mari la ieșire și respectiv unei viteze de modulație mari, dar există și surse caracterizate prin lărgimi mici ale liniilor spectrale care pot fi utilizate cu succes în practică.

Produsul dintre viteza de transmisie și distanță $B \cdot l$ în cazul fibrelor multimodale caracterizate prin salt de indice este de aproximativ 20 (Mb/s)/km, iar în cazul fibrelor cu gradient de indice este cel mult 200 (Mb/s)/km. Performanțele care pot fi atinse depind de lungimea de undă și lărgimea liniilor spectrale ale surselor, dar și de indicele de refracție al fibrei.

În fibrele monomodale, din cauza condițiilor la limită la interfața miez-înveliș, se manifestă și un alt tip de dispersie numit de ghidare. Relația dintre acest tip de dispersie și cea datorată materialului este destul de complicată, dispersia totală rezultată fiind numită și *dispersie cromatică*. În cazul unei fibre monomodale cu un diametru al miezului de 8 μm și o diferență a indicelui de refracție de 0,005, lungimea de undă corespunzătoare dispersiei cromatice minime este deplasată spre 1310 sau 1320 nm din cauza efectelor combinate ale dopantului (germaniu) din miez și a dispersiei ghidului.